Produktion und Propagation von Kaonen in Kern-Kern-Kollisionen weit unterhalb der Nukleon-Nukleon-Schwellenenergie

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

dem
Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg vorgelegt von

Inga Maria Böttcher

aus Hannover

Marburg/Lahn, 2000

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg
als Dissertation angenommen am 8. 8. 2000
Erstgutachter: Prof. Dr. F. Pühlhofer
Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Ströbele
Tag der mündlichen Prüfung: 9. 8. 2000

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Produktion und Propagation von Kaonen in Schwerionenstößen wurde die Reaktion ^{197}Au+^{197}Au bei Energien weit unterhalb der Produktionsschwelle für die Erzeugung eines Kaons im Nukleon-Nukleon-Stoß durchgeführt. Für das zur Messung verwendete Kaonen-Spektrometer am SIS-Beschleuniger der GSI Darmstadt wurde ein zusätzlicher segmentierter Flugzeitdetektor in der Fokalebene aufgebaut. Die Meßdaten wurden bei zwei verschiedenen Energien und insgesamt drei Laborwinkeln unter verschiedenen Aspekten analysiert. Die einzelnen Ergebnisse werden im folgenden zusammengefaßt.

Produktion von Kaonen bei 1.0 *A*GeV

Die Produktion von K^+-Mesonen wurde bei E_{Strahl}=1.0 AGeV - entsprechend $E_{\mathrm{lab}} =$ 0.95 AGeV nach Korrektur auf Energieverlust im Target - gemessen. Es wurde unter den Laborwinkeln $\theta_{\mathrm{lab}} = 44°$ und $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$ die spektrale Verteilung untersucht. Der inverse Steigungsparameter bei 44° beträgt $T = (87 \pm 2)$ MeV, bei 84° ist er $T = 72 \pm 2$ MeV. Die integrierten Wirkungsquerschnitte betragen: $4\pi d\sigma/d\Omega|_{44°} = (21.7 \pm 0.7^{\mathrm{stat}} \pm 2.4^{\mathrm{sys}})$ mb und $4\pi d\sigma/d\Omega|_{84°} = (28.7 \pm 1.9^{\mathrm{stat}} \pm 3.2^{\mathrm{sys}})$ mb. Die Differenz zwischen den beiden Wirkungsquerschnitten ist eine Folge der polaren Anisotropie bei der Kaonenemission.

Das Ergebnis bei 44° befindet sich in guter Übereinstimmung mit der Messung von M. Mang [Man97], während der Wirkungsquerschnitt bei 84° etwa 35% niedriger ist.

Produktion von Kaonen bei 0.6 *A*GeV

Es wurde die K^+-Produktion bei $E_{\mathrm{Strahl}} = 0.6$ AGeV untersucht, das entspricht $E_{\mathrm{lab}} = 0.56$ AGeV nach Korrektur auf Energieverlust im Target. Der Wirkungsquerschnitt bei 50° beträgt: $4\pi d\sigma/d\Omega|_{50°} = (380 \pm 35^{\mathrm{stat}} \pm 45^{\mathrm{syst}})$ μb. Der inverse Steigungsparameter beträgt $T = (49 \pm 4)$ MeV.

Das Ergebnis könnte ein Hinweis auf eine weiche nukleare Zustandsgleichung sein, wie sich aus der Diskussion der Anregungsfunktionen von C+C und Au+Au ergibt [Stu00]. Als weitere Möglichkeit kann der Wert aber auch nur mit Hilfe eines repulsiven KN-Potentials erklärt werden, unabhängig von der nuklearen Zustandsgleichung.

Analyse der azimutalen Winkelverteilung von p, π^+ und K^+ bei Targetrapidität

Die azimutale Emission von p, π^+ und K^+ wurde bei $E_{\mathrm{Strahl}} = 1.0$ AGeV bei Targetrapidität ($\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$) untersucht.

Die Protonen zeigen eine bevorzugte Emission beim Azimutalwinkel $\varphi = 180°$, das heißt in der Reaktionsebene, aber in entgegengesetzter Richtung zu den Projektil-Spektatoren. Dieses Verhalten nimmt mit ansteigendem Protonenimpuls zu, ist aber unabhängig von der Zentralität des Stoßes. Die Pionen zeigen zusätzlich zu einem Fluß senkrecht zur Reaktionsebene ein stark zentralitäts- und impulsabhängiges Flußverhalten in die Ebene mit einem Übergang von einem Antifluß, also einer bevorzugten Emission bei $\varphi = 0°$, (bei niedrigen Impulsen und geringer Zentralität) zu einem Flußverhalten wie bei den Protonen (bei hohen Impulsen und hoher Zentralität). Diese Effekte bestätigen bekannte Ergebnisse und können mit Kompression und Expansion des Reaktionsvolumens (Protonen) beziehungsweise der Abschattung durch Spektatormaterie (Pionen) erklärt werden.

Die Kaonen zeigen ein Flußverhalten, das im Rahmen dieser Arbeit erstmals nachgewiesen wurde. Der Fluß wird größer bei höheren Kaonenimpulsen und bei geringerer Rapidität des Kaons. Diese Ergebnisse können zur Zeit noch nicht durch theoretische Modelle erklärt werden, da die Modelle nur den bei Ru+Ru bei 1.68 AGeV gefundener Antifluß bei geringeren Impulsen und größerer Rapidität [Cro00] reproduzieren können.

Untersuchungen zum Pionen-Kondensat

Die mögliche Bildung eines Pionen-Kondensates wurde bei $E_{\mathrm{Strahl}} = 1.0$ AGeV bei Targetrapidität ($\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$) untersucht. Es wurde in den Daten kein überzeugender Hinweis auf die Bildung eines solchen Kondensates gefunden. Aus den resultierenden Strukturen können als obere Abschätzungen für ein möglicherweise existierendes Pionen-Kondensat $\sigma_{\mathrm{PC}}^{\pi^+} \leq (9.3 \pm 2.0)$ mb und $\sigma_{\mathrm{PC}}^{\pi^-} \leq (10.7 \pm 2.3)$ mb angegeben werden.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Das Kaonen-Spektrometer **8**
2.1 Überblick . . . 8
2.2 Das Detektorsystem des Spektrometers . . . 9
2.2.1 Flugzeitdetektoren . . . 9
2.2.2 Detektoren zur Bahnrekonstruktion . . . 10
2.2.3 Čerenkov-Detektoren . . . 10
2.3 Detektoren zur Reaktionscharakterisierung . . . 11
2.4 Detektoren zur Strahlmessung . . . 12
2.5 Datenaufnahme und Experimentsteuerung . . . 13

3 G-Detektor **16**
3.1 Bau des G-Detektors . . . 17
3.1.1 Komponenten des G-Detektors . . . 17
3.1.2 Klebung der G-Detektor-Paddles . . . 19
3.2 Zeitauflösung des G-Detektors . . . 22
3.3 Verwendungsmöglichkeiten des G-Detektors . . . 25
3.3.1 Zweite Triggerstufe . . . 25
3.3.2 Flugzeitmessung . . . 27
3.3.3 Teilchenidentifizierung durch Energieverlust . . . 28

4 Datenanalyse **30**
4.1 Experimente . . . 30
4.2 Energiekorrektur . . . 32
4.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes . . . 33
4.4 Berechnung der Strahlteilchen . . . 33
4.5 Akzeptanz des Spektrometers . . . 34
4.6 Trigger-Effizienz . . . 35
4.7 Drahtkammereffizienz . . . 36
4.8 Tracking-Effizienz . . . 36
4.9 Effizienz der Analyseschnitte . . . 37
4.9.1 Flugzeitmessungen im Spektrometer . . . 37
4.9.2 Güte der Spur eines Teilchens im Spektrometer . . . 37

4.9.3 Weitere Schnitte . . . 38
4.10 Bestimmung der Kaonenanzahl . . . 39
4.11 Fehlerbetrachtung . . . 40

5 Kaonenproduktion in Au+Au-Stößen bei 1.0 und 0.6 AGeV Strahlenergie 42
5.1 K^+-Produktion bei 1.0 AGeV Strahlenergie . . . 42
5.2 Integration über den Polarwinkel . . . 45
5.3 K^+-Produktion bei 600 AMeV Strahlenergie . . . 49
5.4 Zentralitätsabhängigkeit der Kaonenproduktion . . . 52

6 Flußverhalten von p, π^+ und K^+ bei Targetrapidität 63
6.1 Kalibrierung . . . 64
6.2 Untersuchung der Minimum-Bias-Verteilung . . . 65
6.3 Ereignisklassifizierung . . . 67
6.4 Bestimmung der Reaktionsebene . . . 68
6.5 Ergebnisse . . . 70
6.5.1 Protonen . . . 70
6.5.2 Pionen π^+ . . . 73
6.5.3 Kaonen K^+ . . . 75
6.5.4 Diskussion . . . 81

7 Untersuchungen zum Pionen-Kondensat 83
7.1 Szenario eines Pionen-Kondensates in Schwerionenstößen . . . 83
7.2 Analyse von Pionen in 1.0 AGeV Au+Au-Stößen bei Targetrapidität 84
7.3 Zentralitätsabhängige Analyse von π^+ und π^- . . . 86
7.4 Diskussion . . . 90

A Tabellen 91

Literaturverzeichnis 97

Kapitel 1

Einleitung

Not from the stars do I my judgement pluck
And yet methinks I have astronomy

W. Shakespeare, Sonn. XIV

Bezug zur Astrophysik

Diese Arbeit befaßt sich mit der Produktion von Mesonen, vornehmlich Kaonen K^+, in Au+Au-Stößen bei etwa 1 AGeV Einschußenergie und ihrer Propagation in der Reaktionszone. Bei diesen Stößen wird die Kernmaterie auf das zwei- bis dreifache der normalen Dichte ρ_0 komprimiert, wie es in der Natur nur in Neutronensternen oder schwarzen Löchern der Fall ist. Dieser Zusammenhang zur Astrophysik war mir stets hilfreich bei der Erläuterung der *praktischen Relevanz* dieser Arbeit - ihm verdankt sie auch ihr Motto.

Messungen von erhöhten Antikaon-Produktionsraten in Schwerionenstößen am Kaonen-Spektrometer [Bar97, Lau99] haben beispielsweise die These unterstützt, daß eine Reduzierung der K^--Masse im dichten nuklearen Medium (Abbildung 1.3) vorliegt. Diese Szenerie könnte in Neutronensternen dafür sorgen [Bro94, Li97b], daß das elektrochemische Potential die effektive K^--Masse übersteigt und sich ein K^--Bose-Kondensat bildet. Dies könnte das Proton-zu-Neutron-Verhältnis erhöhen. Dadurch würde eine größere Kompression der Kernmaterie erreicht, so daß Neutronensterne schon bei 1.5 Sonnenmassen in schwarze Löcher kollabieren würden. Dies ist eine mögliche Erklärung, warum bisher keine Neutronensterne in diesem sogenannten Sonnenmassenloch nachgewiesen werden konnten.

Kaonenproduktion bei extrem niedriger Einschußenergie

Dies ist aber nicht der einzige Ansatz dieser Arbeit. Ein wichtiger Punkt ist die Untersuchung von Kaonen weit unterhalb der Produktionsschwelle für die Kaonenerzeugung in freien Nukleon-Nukleon-Stößen. Wie können Kaonen beispielsweise bei der hier untersuchten Einschußenergie von 600 AMeV noch entstehen?

Das K^+ ist ein seltsames Meson, es besteht aus einem $u\overline{s}$-Quarkpaar. Seine Masse beträgt 493.68 MeV/c^2. Es ist mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 1.24 \cdot 10^-8$ s relativ langlebig, da es nur über die schwache Wechselwirkung zerfällt. Da das Kaon zudem in Materie nicht absorbiert werden kann, sondern nur gestreut wird, verfügt es über eine relativ große mittlere freie Weglänge von $\lambda \approx 5$ fm.

Während das u- in der normalen Kernmaterie vorhanden ist, kann das $\overline{s}$-Quark nur in Zusammenhang mit einem s-Quark gebildet werden, das seinerseits in ein Hyperon (also ein seltsames Baryon) oder ein K^- gebunden wird. Die Produktion zusammen mit einem Λ-Hyperon ist die energetisch günstigste, da die übrigen Λ-Bausteine ($\Lambda \widehat{=}\, uds$) ebenfalls in der normalen Kernmaterie vorhanden sind (wogegen zum Beispiel bei der K^--Produktion auch noch das $\overline{u}$-Quark erzeugt werden muß).

$$NN \rightarrow NK^+Y \tag{1.1}$$

$$\begin{aligned} &NN \rightarrow N\Delta \\ &NN \rightarrow NN\pi \\ &\qquad\qquad N\Delta \rightarrow NK^+Y \\ &\qquad\qquad N\pi \rightarrow K^+Y \\ &\qquad\qquad \pi\Delta \rightarrow K^+Y \\ &\qquad\qquad\qquad\qquad (Y : \Lambda, \Sigma) \end{aligned} \tag{1.2}$$

Diese direkte Produktion aus der Kollision zweier Nukleonen N beschreibt Gleichung (1.1). Die Energieschwelle für diesen Prozeß verlangt für einen freien NN-Stoß im Laborsystem eine Einschußenergie E_{lab} von 1.58 AGeV. In Kern-Kern-Stößen können K^+-Mesonen jedoch auch durch kollektive Prozesse enstehen. Aufgrund des Pauli-Prinzips können die Nukleonen nicht im Kern ruhen; sie besitzen eine kinetische Energie von der Größenordnung der Fermi-Energie $\epsilon_F = 40$ MeV. Deshalb kann der Relativimpuls von zwei aufeinandertreffenden Nukleonen im Kern-Kern-Stoß durchaus größer sein als durch die Einschußenergie vorgegeben - im Schwerpunktsystem (engl. ***c**enter of **m**ass*, kurz CM-System) kann die Energie um bis zu $2\epsilon_F$ vermehrt sein. Dieser Effekt erklärt aber bei weitem nicht die gesamte unterschwellige Kaonenproduktion. Der wesentliche Effekt ist die Zwischenspeicherung der Energie in baryonischen Resonanzen, den Δ, oder in den leichtesten Mesonen, den π. In einem ersten NN-Stoß wird eine Delta-Resonanz Δ oder ein Pion π erzeugt, das dann in einem zweiten Stoß mit einem Nukleon, Pion oder Delta ein Kaon erzeugt. Dadurch steht die in dem Hadron gespeicherte Ruhenenergie (etwa bei der Δ-Resonanz 290 MeV) zur Kaonenproduktion zur Verfügung. In Gleichung (1.2) sind Beispiele für solche mehrstufigen Prozesse angegeben. Die Anzahl der in diesen sequentiellen Prozessen produzierten Kaonen ist besonders stark von der Baryonendichte abhängig, da mindestens drei Nukleonen an der Erzeugung beteiligt sind und bei hoher Dichte die mittlere freie Weglänge abnimmt.

Nukleare Zustandsgleichung und KN-Potentiale

Aus den oben beschriebenen Eigenschaften der Kaonen ergibt sich, daß es sich um vielversprechende Teilchen zur Untersuchung der nuklearen Dichte in Schwerionenstößen handelt. Durch den Nachweis im Bereich unterhalb der NN-Schwelle werden die Kaonen im Unterschied zu den Pionen überwiegend in der dichtesten Phase der Kollision gebildet. Wegen ihrer großen mittleren freien Weglänge werden sie kaum absorbiert oder gestreut und können so ein direktes Bild des nuklearen Feuerballs liefern. Kaonen aus besonders schweren Stoßsystemen, wie Au+Au, bei Einschußenergien unterhalb der kinematischen Schwelle gelten somit als *die* Sonde für die Kompressibilität von Kernmaterie bei hoher Dichte und eignen sich dabei insbesondere zur Erforschung der nuklearen Zustandsdichte.

Die nukleare Zustandsgleichung (engl. *nuclear* ***e****quation* ***o****f* ***s****tate*, kurz *EoS*) stellt den Zusammenhang zwischen Energiedichte und Massedichte her und beschreibt damit auch die Kompressibilität κ der Kernmaterie. Je nachdem, welches κ man der Kernmaterie zuordnet, wird von einer *weichen* oder *harten* EoS gesprochen. Abbildung 1.1 zeigt zwei mögliche Parametrisierung für die Kompressionsenergie pro Nukleon mit $\kappa = 200$ MeV (weich) und $\kappa = 380$ MeV (hart) als Funktion der relativen Kerndichte ρ/ρ_0.

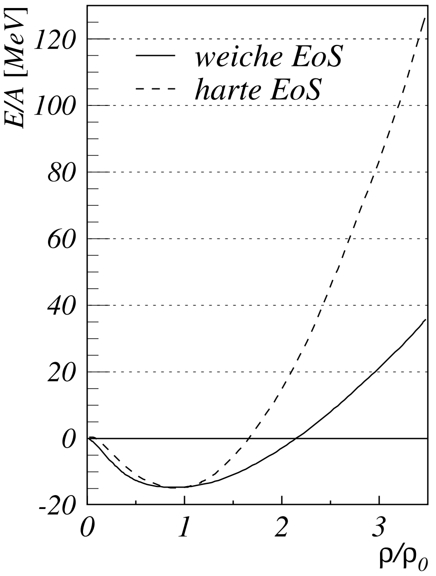


Abb. 1.1: Nukleare Zustandsgleichung nach [Li95].

Mit den unterschiedlichen Annahmen über die Komprimierbarkeit der Materie ergeben sich verschiedene Produktionswahrscheinlichkeiten für Kaonen. Abbildung 1.2 stellt den Unterschied in der Kaonenausbeute für eine harte und eine weiche EoS dar. Der Unterschied der beiden Kurven ist bei einer Einschußenergie von 1.0 AGeV nur etwa ein Faktor zwei, aber bei 600 AMeV ein Faktor 4. Der Artikel [Li95], dem diese Rechnung entstammt, war maßgeblich für die Idee, Kaonen bei dieser extrem niedrigen Einschußenergie zu messen. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 dargestellt.

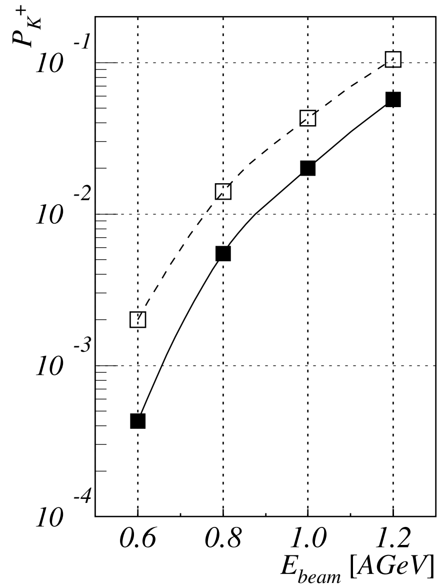


Abb. 1.2: Produktionswahrscheinlichkeit für Kaonen als Funktion der Einschußenergie nach [Li95]. Die offenen Quadrate geben die Rechnung für eine weiche, die gefüllten Quadrate für eine harte nukleare Zustandsgleichung wieder.

Seit diese Vorhersagen 1995 veröffentlicht wurden, ist mittlerweile ein anderer, gegenläufiger Effekt in Diskussion: die anfangs beschriebene Massenveränderung von Kaonen im nuklearen Medium. Abbildung 1.3 stellt verschiedene Rechnungen für diesen Effekt dar. Alle zeigen dieselbe Tendenz: bei steigender Dichte nimmt die Masse von K^+-Mesonen leicht zu, während die Masse von K^--Mesonen stark abgesenkt wird. Dies sollte dazu führen, daß das Verhältnis der Produktion von K^-- zu K^+-Mesonen in Schwerionenkollisionen gegenüber NN-Stößen stark ansteigt. Hinweise für die Massenabsenkung der K^--Mesonen konnten, wie anfangs diskutiert, am Kaonenspektrometer in Ni+Ni- und C+C-Stößen gefunden werden [Bar97, Lau99].

Problematischerweise handelt es sich bei bei der Massenzunahme der K^+ im Medium um einen konkurrierenden Effekt zur Bestimmung der Steifheit der EoS: Ist die EoS weich, so wird die Kernmaterie stärker komprimiert, was einerseits die K^+-Produktion erhöhen sollte. Auf der anderen Seite führt die Erhöhung der Kerndichte zu einem stärkeren repulsiven Potential der K^+ und somit zu einer Abnahme der Kaonenproduktion. Ob sich diese beiden Effekte genau aufheben oder nicht, ist zur Zeit Gegenstand der Diskussion. Transportmodell-Rechnungen [Li95] sagen aber beispielsweise für 1.0 AGeV Au+Au-Stöße eine 75%-ige Zunahme der K^+-Produktion für eine weiche EoS bei einer Erhöhung der Baryonendichte von nur 2.1 ρ_0 (hart) auf 2.5 ρ_0 (weich) vorher; dies spricht dafür, daß die Änderung der EoS eine größere Aus-

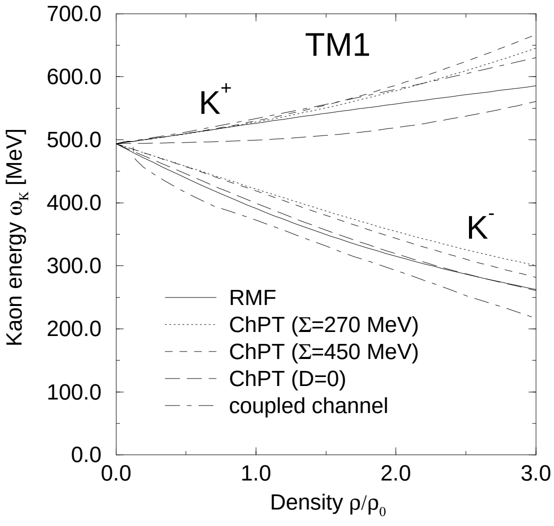


Abb. 1.3: Veränderung der Kaonen- und Antikaonenmasse im nuklearen Medium aus [Sch97].

wirkung auf die Kaonen-(K^+)-Produktion zur Folge hat als die Massenmodifikation im Medium.

Unabhängig davon wird eine Aussage über die EoS, wenn überhaupt, in erster Linie durch den Vergleich eines großen mit einem kleinen System möglich sein, nicht durch eine Absolutmessung in einem System. Man kann zusätzlich zur Kaonenproduktion in Au+Au ein leichtes System wie etwa C+C hinzuziehen, für das die weiche und die harte EoS kaum unterschiedliche K^+-Produktionsraten vorhersagen. Als Funktion der Einschußenergie erwartet man dann mit abnehmender Energie ein ansteigendes Verhältnis der Anregungsfunktionen Au/C, wenn eine weiche EoS vorliegt. Eine solche Untersuchung wurde in [Stu00] vorgenommen. Die im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe einer zusätzlichen Flugzeitwand durchgeführten Messung zur K^+-Produktion bei 0.6 AGeV war dabei ein wichtiger Beitrag zur Bestimmung der Au+Au-Anregungsfunktion.

Kaonen-Propagation als Observable von Mediumeffekten

Im Rahmen dieser Arbeit wurde außerdem in nichtzentralen Stößen die Winkelverteilung der emittierten K^+-Mesonen untersucht. Daraus werden Erkenntnisse über die Propagation von Kaonen in der Reaktionszone gewonnen. Frühere Messungen haben in Ni+Ni [Rit95] einen vernachlässigbar kleinen Kaonenfluß in die Reaktionsebene ergeben und in Au+Au wurde bei mittleren Rapiditäten [Shi98a] eine vorzugsweise senkrecht zur Reaktionsebene auftretende Kaonenemission gefunden.

Wie bereits diskutiert, beeinflussen die In-Medium-KN-Potentiale (Abbildung 1.3) die Produktion seltsamer Mesonen in Kernmaterie. Das gilt auch für die Propagation dieser Teilchen, da Antikaonen unter dem Einfluß des attraktiven K^-N-Potentials von Regionen hoher Baryonendichte angezogen und Kaonen durch das repulsive K^+N-Potential abgestoßen werden. In den theoretischen Arbeiten [Li95, Li96] wird daher ein charakteristischer Unterschied in der azimutalen Winkelverteilung von Kaonen und Nukleonen in nichtzentralen Stößen vorhergesagt. Neue Modellrechnungen [Li97a] konnten den am Kaonen-Spektrometer bei mittleren Rapiditäten gemessenen Effekt der bevorzugten senkrechten Kaonenemission auf diesen Unterschied zurückführen. In dieser Arbeit wird das K^+-Emissionsmuster bei Targetrapidität in Au+Au untersucht, um zu prüfen, ob auch hier die vorhergesagten Unterschiede in der Kaonen- und Nukleonen-Emission auftreten.

Theoretische Modelle

Aus der bisherigen Diskussion läßt sich bereits ersehen, daß es zur Interpretation der Daten bei einem so komplizierten Vorgang wie einem Schwerionenstoß notwendig ist, auf theoretische Modelle zurückzugreifen.

Eine der ältesten Beschreibungen ist das hydrodynamische Modell (englisch ***n**ucle-ar **f**luid **d**ynamics* NFD) [Stö86], bei dem ein Schwerionenstoß als die Kollision zweier Flüssigkeitstropfen behandelt wird, die dann mit makroskopischen Parametern wie Temperatur, Druck oder Dichte beschrieben werden können. Dieses Modell war bereits in der Lage, einige korrekte Vorhersagen zu machen, so etwa über das Abstoppen der Materie und den seitwärts gerichteten Fluß der Nukleonen. Dieses makroskopische Modell setzt jedoch das Eintreten eines lokalen Gleichgewichtszustand voraus; in wie weit diese Äquilibrierung in einem Schwerionenstoß wirklich gegeben ist, ist allerdings nicht klar.

Um eine genauere Beschreibung des Stoßes zu erhalten, wird deswegen auf mikroskopische Modelle übergegangen. Die ersten Ansätze dazu wurden in den *Kaskade*-Modellen gemacht [Yar79, Cug81]. In diesen Modellen wird ein Schwerionenstoß als einfache Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Stößen behandelt. Die Wirkungsquerschnitte hierfür stammen aus gemessenen Proton-Proton-Streuungen, die für Neutron-Proton- und Neutron-Neutron-Stöße auf Isospin-Effekte korrigiert werden. Ein mittleres Kernpotential (englisch *mean field potential*) ist nicht eingeführt, infolgedessen können die Kaskaden-Modelle auch keine Aussagen über die EoS machen. Quantenmechanische Effekte wie das Pauli-Prinzip werden in diesen Modellen in der Regel nicht berücksichtigt. Ein Fermi-Impuls wird mitunter eingeführt. Dessen Behandlung ist aber problematisch, da der Kern dann aufgrund des fehlenden Potentials nicht mehr stabil ist.

Eine Erweiterung des Kaskaden-Modells, das das Mean-Field und quantenmechanische Effekte berücksichtigt, ist das Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck-Modell *BUU* [Ber84, Ber88]. Hierbei wird in der Regel die Skyrme-Parametrisierung des Mean-Field-Potentials verwendet:

$$U(\rho) = A(\rho/\rho_0) + B(\rho/\rho_0)^\sigma \tag{1.3}$$

Dabei ist ρ die nukleare Dichte (in Teilchen/fm^3) und $\rho_0 = 0.17$ fm^{-3} die Dichte im Grundzustand. A, B und σ sind die Parameter; für sie gilt: $A < 0$, $B > 0$ und $\sigma > 1$. Die Krümmung an der Stelle ρ_0 dieser Funktion steht dabei in direkter Beziehung zur Kompressibilität der Kernmaterie:

$$\kappa = 9 \cdot \rho^2 \left. \frac{\mathrm{d}^2 U}{\mathrm{d}\rho^2} \right|_{\rho=\rho_0} \tag{1.4}$$

Typische Werte für κ sind, wie oben bereits erwähnt, $\kappa = 200$ MeV für eine weiche und $\kappa = 380$ MeV für eine harte Zustandsgleichung. Den einzelnen Teilchen werden Fermi-Impulse zugeordnet und das Pauli-Prinzip im weiteren dadurch realisiert, daß bei jeder einzelnen Kollision Streuungen in ein besetztes Phasenraumelement unterdrückt werden. Erweiterungen des BUU-Modells beschreiben die Mean-Field-Kräfte relativistisch - deswegen werden sie auch rBUU-Modelle genannt - und / oder berücksichtigen die Impulsabhängigkeit des Kernpotentials und Medium-Effekte (nicht-relativistisch [Cas90], rBUU [Ko88, Blä88, Wan89]).

Schwächen des BUU-Modells liegen bei der Beschreibung der Bildung von Fragmenten nach dem Stoß. Einen Ansatz, der in der Lage ist, auch diese Fragmentierung korrekt zu behandeln, verfolgt die Quanten-Molekular-Dynamik *QMD* [Aic86, Aic91]. In diesem Modell werden die Teilchen repräsentiert durch Gauß-Wigner-Verteilungen in Orts- und Impulsraum. Diese Wellenpakete werden dann unter dem Einfluß der (N-1)-Teilchen-Wechselwirkung mit den anderen Wellenpaketen propagiert. Den Teilchen ist ein Fermi-Impuls zugeordnet und dem Pauli-Prinzip wird dadurch Rechnung getragen, daß im Phasenraum jedes Volumenelement der Größe h^3 nur ein Teilchen beinhalten darf. Wie bei dem BUU-Modell ist die nukleare Zustandsgleichung in der Parametrisierung (1.3) implementiert und es werden Streuungen in durch das Pauli-Prinzip verbotene Zustände unterdrückt.

Aufbau der Arbeit

Die Arbeit beginnt im Kapitel 2 mit der Darstellung des *KaoS*-Experiments, mit dem die untersuchten Daten gemessen worden sind. In Kapitel 3 werden der Bau und die Eigenschaften der dritten Flugzeitwand, des G-Detektors, beschrieben. Bei diesem Kapitel handelt es sich um die Darstellung des technischen Teils dieser Arbeit.

In Kapitel 4 wird dann im allgemeinen auf die Analyse von Kaonen eingegangen und insbesondere beschrieben, welche Schritte notwendig sind, um von den Daten zu einem Wirkungsquerschnitt für die Kaonenproduktion zu gelangen. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse dieser Auswertung für Messungen bei 1.0 und 0.6 AGeV Einschußenergie vorgestellt. Die Ergebnisse der Analyse bei 0.6 AGeV werden im Zusammenhang mit ihrer Bedeutung für die nukleare Zustandsgleichung diskutiert.

Kapitel 6 behandelt das Flußverhalten von Kaonen, Protonen und Pionen in Relation zur Reaktionsebene. Die untersuchten Daten wurden bei $E_{\mathrm{lab}} = 1.0$ AGeV unter $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$ gemessen. In Kapitel 7 werden Pionen, ebenfalls bei 1.0 AGeV, unter diesem extremen Rückwärtswinkel untersucht. Dabei soll die Möglichkeit der Bildung eines Pionen-Kondensates in Schwerionenstößen untersucht werden.

Kapitel 2

Das Kaonen-Spektrometer

2.1 Überblick

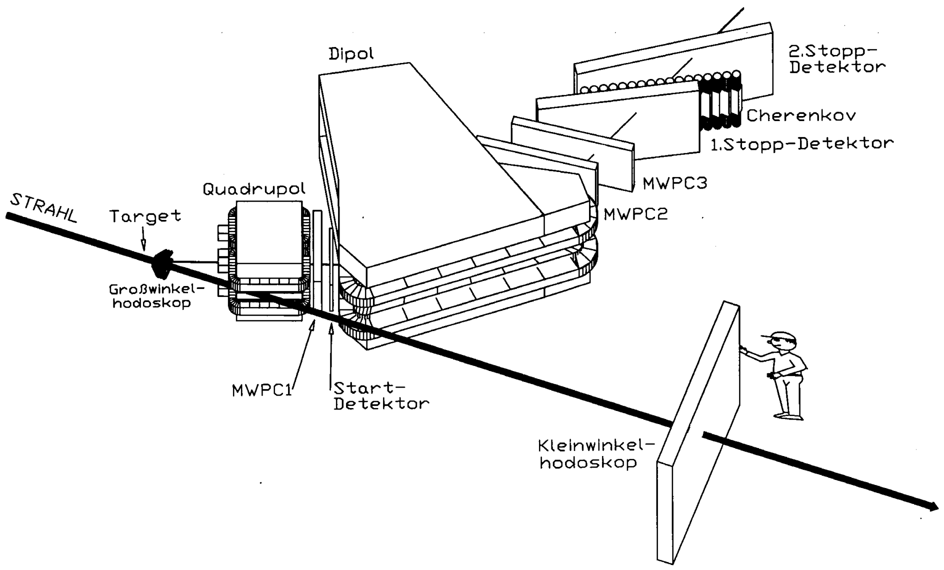


Abb. 2.1: Ansicht des Kaonen-Spektrometers mit eingezeichnetem Strahl und Strahlachse.

Das in dieser Arbeit verwendete Kaonen-Spektrometer *KaoS* [Sen93] befindet sich bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI) in Darmstadt. Es nimmt als Experimentaufbau am Schwerionensynchrotron (SIS) seit 1991 Daten zur Mesonenproduktion auf. Abbildung 2.1 zeigt eine dreidimensionale Skizze des Spektrometers. Es ist kompakt gehalten, damit die Verluste durch den Zerfall von Mesonen (Kaonen: $K^{\pm}$, Pionen: $\pi^{\pm}$) möglichst gering sind. Die Entfernung zwischen Target und Fokalebene beträgt lediglich 5 m bis 6.5 m, je nach Trajektorie, bis zu dem letzten Detektor sind es etwa 1.5 m mehr (zum Vergleich: $c\tau_{K^{\pm}} = 3.71$ m, $c\tau_{\pi^{\pm}} = 7.8$ m). Der mittlere Raumwinkel beträgt 30 msrad. Das Spektrometer, das Detektorsystem und die dazugehörige Elektronik sind auf einer Plattform montiert, die durch Druckluft angehoben und dann um das Target gedreht werden kann. So können Winkel aus dem Bereich zwischen 30°-130° eingestellt werden.

Das Spektrometer ist doppelt fokussierend. Die im Target produzierten Teilchen werden zunächst durch einen Quadrupolmagneten vertikal fokussiert, wodurch der akzeptierte Raumwinkel des Spektrometers vergrößert wird. Anschließend werden sie im Randfeld des Dipolmagneten durch eine Ablenkung von etwa 45° nach Impulsen getrennt und horizontal in die Fokalebene fokussiert. Mit jeder Magnetfeldeinstellung wird ein Impulsband von $p_{\max}/p_{\min} \simeq 2$ abgedeckt.

Zum Nachweis der in Schwerionenreaktionen erzeugten Teilchen (π, K, p, d, ...) werden ihre Impulse, Flugzeiten, Trajektorienlängen und Energieverluste bestimmt, so daß eine Identifizierung möglich ist. Die dafür verwendeten Detektoren werden im weiteren Kapitel behandelt. Außerdem werden die Detektoren zur Bestimmung der Ereignischarakteristik und der Strahlnormierung beschrieben.

2.2 Das Detektorsystem des Spektrometers

2.2.1 Flugzeitdetektoren

Zur Flugzeitbestimmung der Teilchen sind im Kaonen-Spektrometer zwei Szintillatorwände vorgesehen: der Start-Detektor (D-Detektor) zwischen dem Quadrupol und dem Dipol und der erste Stopp-Detektor (F-Detektor) in der Fokalebene des Spektrometers. Für eine zusätzliche Flugzeitbestimmung werden auch das Großwinkelhodoskop (siehe Abschnitt 2.3) und ein zweiter Stopp-Detektor (G-Detektor) verwendet. Letzterer wurde im Rahmen dieser Arbeit gebaut und am Kaonen-Spektrometer installiert. Seinem Aufbau und seinen Eigenschaften ist ein eigenes Kapitel (Kapitel 3) gewidmet.

Startdetektor

Der Startdetektor befindet sich zwischen dem Quadrupol und dem Dipol des Spektrometers. Er besteht aus 16 vertikalen Szintillationszählern, die jeweils eine Größe von $22 \times 3 \times 0.4$ cm^3 haben. Die Szintillatoren werden über jeweils zwei Photomultiplier ausgelesen, die gegen die Streufelder der Magnete durch Abschirmungen aus Mu-Metall und Weicheisen geschützt werden. Weitere Informationen zum Startdetektor finden sich in [Sen91, Wag92].

Stoppdetektor

Der Stoppdetektor befindet sich in der Fokalebene des Spektrometers. Er besteht aus 30 vertikalen Szintillationszählern, die auch als *Paddle* (englisch für Paddel, wegen der optischen Ähnlichkeit) bezeichnet werden. Sie haben jeweils eine Größe von

$38 \times 3.7 \times 2$ cm^3. Die Szintillatoren sind unter einem Winkel von 9° zur Quadrupolebene angeordnet, damit die Teilchentrajektorien möglichst senkrecht durch den Szintillator gehen. Sie werden jeweils über zwei Photomultiplier ausgelesen, die durch PERMENORM-Zylindern vor dem Magnetfeld abgeschirmt werden. Mit diesen Szintillationspaddles wurden für Protonen ($\beta \simeq 0.7$) Zeitauflösungen von 100 ps (Breite auf halber Amplitudenhöhe, englisch ***f**ull **w**idth **h**alf **m**aximum*, kurz *FWHM*) und für Pionen ($\beta \lessapprox 1$) Werte von 140 ps (FWHM) erreicht.

Aufgrund der Lage des Detektors in der Fokalebene des Spektrometers kann aus der Position des getroffenen Zählers der Teilchenimpuls bestimmt werden. Die Auflösung dieser Impulsbestimmung beträgt $\delta p/p \simeq 4\%$ [Koh90, Pöp93].

Alle Szintillatoren sind an ein Lasersystem gekoppelt [Sch90], das es ermöglicht, die Schwankungen in der Signalamplitude und im Zeitverhalten der Detektoren zu überwachen.

2.2.2 Detektoren zur Bahnrekonstruktion

Zur Reduzierung des Untergrundes im Kaonen-Spektrometer wurden drei zweistufige Vieldraht-Proportionalkammern (englisch ***m**ulti **w**ire **p**roportional **c**hamber*, kurz *MWPC*) installiert. Die 60 cm lange sogenannte L-Kammer befindet sich vor dem Dipol, die jeweils 120 cm langen M- und N-Kammern sind hintereinander zwischen dem Dipol und dem Stoppdetektor eingebaut.

Die Drähte der MWPCs haben einen Abstand von 1 mm, von denen jeweils fünf zu einem Kanal zusammengefaßt sind. Ein Transputer-Netzwerk sorgt für eine Signal-Vorverarbeitung, so daß sich eine Ortsauflösung von 0.5 mm (FWHM) erreichen läßt. Es wird sowohl die Kathode als auch die Anode ausgelesen. Somit erhält man Informationen über die x- und die y-Position eines Treffers in der Kammer. Diese genaue Positionsbestimmung erlaubt in der späteren (Offline-)Analyse eine Trennung von gestreuten Teilchen (vor allem Protonen), die den Trigger auslösen konnten, jedoch zu den Untergrundteilchen gehören.

2.2.3 Čerenkov-Detektoren

Hinter der Stoppdetektorwand steht eine Reihe mit Čerenkovdetektoren. Sie werden als β-Schwellendetektoren eingesetzt und ermöglichen so die Trennung von Protonen und Deuteronen von schnelleren Teilchen. Als Radiatormaterial dient Wasser und Plastik. Eine detaillierte Darstellung des Detektorsystems findet sich in [Miś94b].

Da sich die Čerenkov-Detektoren in Bezug auf den Dipol vor der zweiten Flugzeitwand befinden und damit eine zusätzliche Quelle zur Vielfachstreuung darstellen, wurden sie für die 600 AMeV-Messung teilweise ausgebaut. Erst dadurch war eine Analyse mit Hilfe des G-Detektors möglich.

2.3 Detektoren zur Reaktionscharakterisierung

Das Kleinwinkel- und das Großwinkelhodoskop werden zur Bestimmung der charakteristischen Größen einer Schwerionenreaktion verwendet. Dies sind die Zentralität der Kollision, die im Großwinkelhodoskop bestimmt wird, und die Reaktionsebene, die mit dem Kleinwinkelhodoskop berechnet werden kann.

Großwinkelhodoskop

Das Großwinkelhodoskop (auch als T-Detektor bezeichnet) besteht aus 96 Szintillationszählern, die in drei konzentrischen Ringen um das Target angeordnet sind. Es deckt einen Winkelbereich von 12° bis 48° ab. Für jeden einzelnen Zähler wird eine Zeit- und Energie-Information bestimmt.

Zum einen dient das Großwinkelhodoskop dazu, aus der Anzahl der getroffenen Zähler die Multiplizität geladener Teilchen und damit die Zentralität des Stoßes zu bestimmen, zum anderen wird es auch zur Bestimmung des Nullpunktes für die Flugzeitmessung verwendet.

Bisher wurde zur Bestimmung der Reaktionszeit im Hodoskop eine Mittelung über alle Flugzeiten der Einzeldetektoren vorgenommen. Zur Bestimmung der Multiplizität wurden die angesprochenen Detektoren aufsummiert. Bei kleinen Stoßsystemen werden diese Verfahren jedoch ungenau, da auch mit der Reaktion unkorrelierte Teilchen - wenn auch mit geringer Zählrate - im Hodoskop nachgewiesen werden (beispielsweise δ-Elektronen). Bei großen Stoßsystemen ist dieser Effekt nicht relevant, es treten aber bei großen Strahlintensitäten Sättigungseffekte auf, die ebenfalls zu einer falschen Zeit- und Multiplizitätsbestimmung im Hodoskop führen können. Deswegen wurde eine neue Analyse entwickelt, bei der die angesprochenen Detektorelemente in zeitlich zusammenhängende Gruppen (englisch *Cluster*) eingeteilt werden. Jeder dieser Gruppen ist eine Zeit und eine Multiplizität zugeordnet, die sich aus Mittelung bzw. Aufsummierung innerhalb des Clusters ergibt. Erst später wird durch einen Flugzeitvergleich festgelegt, welches dieser Cluster ausgewählt wird, um die Flugzeit und die Multiplizität des Großwinkelhodoskops zu bestimmen. Eine genaue Beschreibung dieser Methode findet sich in [Stu00].

Kleinwinkelhodoskop

Das Kleinwinkelhodoskop befindet sich 684 cm hinter dem Target. Es überdeckt in allen Richtungen einen Winkelbereich von etwa $\pm 0.5°$ bis $\pm 7°$, vertikal bis etwa 9°. Es besteht aus insgesamt 380 Szintillationszählern, die eine aktive Fläche von 1.9×2.2 m^2 abdecken. Damit die Intensität pro Zähler in etwa gleich groß ist, überdecken die äußeren Szintillatoren mit einer Fläche von 16×16 cm^2 einen größeren Bereich als die innersten Szintillatoren, die 4×4 cm^2 messen. Die mittleren Szintillatoren haben eine Fläche von 8×8 cm^2. Dies kann auch der Darstellung des Hodoskops in Abbildung 2.2 entnommen werden.

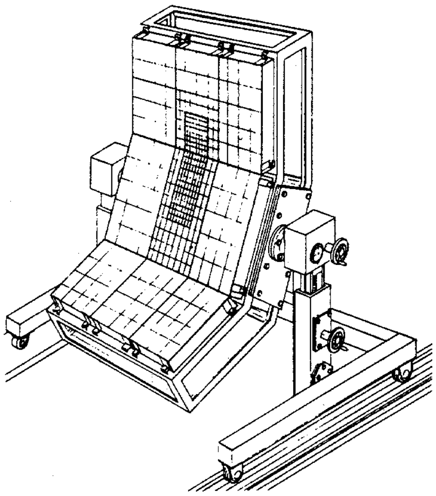


Abb. 2.2: Das Kleinwinkelhodoskop.

Durch das Magnetfeld des Spektrometers wird - speziell bei kleinen Winkeleinstellungen - auch der Primärstrahl abgelenkt, der vom Target zum Hodoskop durch ein Kohlenstoffrohr geführt wird. Um Untergrundereignisse aus der Wechselwirkung des Strahls mit dem Rohr möglichst zu verhindern, ist das Hodoskop zusammen mit dem Strahlstopper fahrbar und eine Kontrolle der Strahllage im Rohr mit Hilfe der innersten Szintillationszähler des Hodoskops möglich.

Ursprünglich wurde das Hodoskop von der GSI-LBL-Kollaboration gebaut und mit ihm in Streamerkammerexperimenten am Bevalac zur Messung von Projektil-Spektatoren eingesetzt [Rau86]. Beim KaoS-Experiment dient es zur Bestimmung der Zentralität der Reaktion und der Lage der Reaktionsebene. Zu diesem Zweck werden mit jedem Element des Hodoskops die Flugzeit und der Energieverlust der Teilchen bestimmt. Aufgrund der Flugzeit lassen sich die Partizipanten von den langsameren Spektatoren trennen, durch den Energieverlust läßt sich die Ladung der Teilchen bis etwa $Z = 8$ bestimmen.

In Au+Au-Stößen bei 1.0 AGeV ergibt sich vertikal und horizontal ein Öffnungswinkel für die Spektatoren von $\pm 9.5°$. Das Hodoskop kann demzufolge die meisten, jedoch nicht alle Spektatoren erfassen [Shi98b]. Es existiert eine Antikorrelation zwischen der Anzahl der nachgewiesenen Spektatoren mit der Anzahl der Partizipanten, bestimmt durch die Multiplizität im Großwinkelhodoskop.

2.4 Detektoren zur Strahlmessung

Um den Wirkungsquerschnitt ermitteln zu können, ist es notwendig, die Strahlintensität genau zu bestimmen. Eine direkte Messung über einen Szintillator im Strahl ist bei den hohen Intensitäten am SIS - bis zu $5 \cdot 10^7$ Teilchen/s - nicht mehr möglich. Deswegen wurden unter einem Winkel von 110° zum Strahl zwei Monitorteleskope eingerichtet, an denen jeweils 3 Szintillationszähler angebracht sind, die in Dreier-Koinzidenz geschaltet werden. Die Zähler befinden sich in Abständen zwischen 15 cm und 30 cm zum Target. In diesen Monitoren werden geladene Teilchen aus der Kernreaktionszone nachgewiesen, im wesentlichen Pionen und Protonen. Ihre Zählrate ist proportional zur Strahlintensität. Der Proportionalitätsfaktor wird bestimmt, indem bei einer geringen Intensität von 10^5 Teilchen/s ein weiterer Szintillator in den Strahl gefahren wird. Der Eichfaktor F_E wird dann nach Gleichung (2.1) bestimmt. Eine detailliertere Beschreibung dieser Detektoren findet sich in [Bec93].

$$F_E = \frac{N^{\mathrm{B1}}}{\left(N^{\mathrm{Moni}} - N^{\mathrm{Zufall}}\right) - N^{\mathrm{Untergrund}}} \tag{2.1}$$

N^{B1}	Zählrate im B1-Detektor
N^{Moni}	mittlere Zählrate der Koinzidenzen in den rechten bzw. linken Monitordetektoren
N^{Zufall}	Anzahl der zufälligen Koinzidenzen in den Monitordetektoren
$N^{\mathrm{Untergrund}}$	Anzahl der Untergrundereignisse aus Messung ohne Target

2.5 Datenaufnahme und Experimentsteuerung

Abbildung 2.3 zeigt den schematischen Überblick über die Experimentsteuerung und die Datenaufnahme.

Die Experimentsteuerung erfolgt über ein VME-System. Von einem Zentralprozessor in einem VME-Überrahmen werden mittels VSB-Bus fünf Camac-Überrahmen angesteuert. Die Experimentsteuerung realisiert das Setzen der Hochspannung und der Diskriminatorschwellen für die Flugzeitdetektoren, das Fahren der Targethalterung, die Einstellung des Stromes für die Magneten, die Wahl des Online-Triggers sowie das Einstellen der Verzögerungszeiten für den Flugzeit-Trigger.

Die Datenaufnahme basiert ebenfalls auf einem VME-System, das den Datentransfer zwischen den Vorverarbeitungs-Prozessoren der einzelnen Detektorsysteme und den Frontend-Interface-Controllern leistet. Diese Steuereinheiten werden vom Ereignisbildner (englisch ***e**vent **b**uilder* kurz *EB*) ausgelesen, zusammengefaßt und gepuffert, bevor sie auf ein Magnetbandsystem geschrieben werden. Da die Totzeit des Experiments maßgeblich von der Geschwindigkeit der Datenaufnahme abhängt, ist es sinnvoll, durch die Zwischenspeicherung den Beschleunigungszyklus des SIS auszunutzen; die Teilchen werden dort immer in einem Schwall (englisch *spill*) extrahiert, der eine typische Länge von 5 s besitzt, worauf eine Pause von etwa 7 s folgt, in der der nächste Spill beschleunigt wird.

Die einzelnen Detektorgruppen werden mit verschiedenen Standards ausgewertet. Die Energie- und Zeitinformationen der Szintillationsdetektoren werden durch QDC- bzw. TDC-Konverter über ein Fastbus-System ausgelesen.

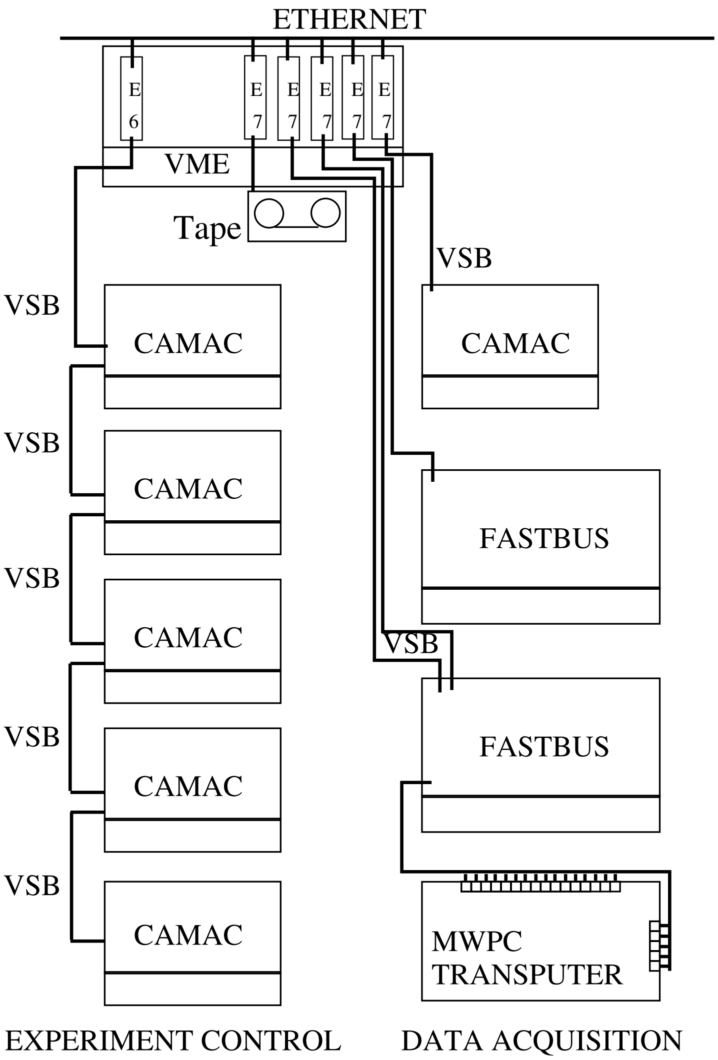


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau von Experimentsteuerung (linker Zweig der Darstellung) und Datenaufnahme (rechter Zweig) [Koc00].

Über ein Camac-System werden die Detektorkanäle zur Bestimmung der Strahlintensität, der Monitorzählrate und weiterer Raten ausgelesen. Außerdem erfolgt hier die Auslese der gemittelten Zeitsignale der Flugzeitdetektoren.

Die Drahtkammern werden über ein Transputersystem ausgelesen, daß es ermöglicht, alle Drahtkammerkanäle gleichzeitig zu bearbeiten.

Die aufgenommen Daten werden zunächst ohne weitere Bearbeitung in Dateigrössen von typischerweise 150 MByte auf das Magnetbandsystem geschrieben. Später werden offline in einem ersten Analyseschritt die Detektoreichungen durchgeführt und die Daten durch das Zusammenfassen von mehreren Detektorelementen komprimiert. Diese sogenannten Data Summary Tapes (DST) werden wieder auf Magnetband gespeichert. In einem zweiten Analyseschritt wird dann von den Informationen über die Detektoren zu den entsprechenden physikalische Größen übergegangen.

Kapitel 3

G-Detektor

Das Kaonen-Spektrometer arbeitete bisher mit einem einstufigen Trigger, der lediglich die Flugzeitinformationen der das Spektrometer durchfliegenden Teilchen berücksichtigt, nicht aber deren Trajektorien. Dieser Trigger wird nicht nur von Kaonen ausgelöst, sondern kann auch von gestreuten Protonen oder durch die Kombination von zwei verschiedenen Teilchen ausgelöst werden, die den Untergrund im Bereich der Kaonenmasse erhöhen. Dieser Untergrund kann in beiden Fällen durch einen zusätzlichen Trigger reduziert werden, der die Flugbahn der Teilchen berücksichtigt.

Überlegungen zu einer zweiten Triggerstufe und eine erste Realisierung finden sich in [Ahn93]. Der Flugzeittrigger wurde dadurch verbessert, daß für jede Kombination von D- und F-Detektoren ein eigener Flugzeitschnitt, abhängig von der Flugstrecke zwischen den Detektoren, angewandt wurde. Hier soll jedoch eine Realisierung mittels einer schnellen Rekonstruktion der Trajektorien der Teilchen vorgestellt werden. Die Spurinformationen aus den Detektoren mit der besten Ortsauflösung, den Drahtkammern, eignen sich allerdings schlecht zu Triggerzwecken, da die Drahtkammerauslese für einen Online-Trigger und die schnelle Konvertierung der Szintillationsdetektor-Signale zu lange dauert. Deswegen wurde die Idee verfolgt, die Flugbahn durch mehrere granulierte Szintillationsdetektoren so schnell zu bestimmen, daß eine Online-Bewertung der Teilchenspuren noch vor der Aufnahme der Kathoden- und Anodensignale in die Drahtkammerauslese möglich ist. Aus Geant-Simulationen [Yoo95] hatte sich ergeben, daß für einen effektiven Tracking-Trigger mindestens eine weitere, dritte Flugzeitwand benötigt wird. Diese dritte Flugzeitdetektorwand, die zusätzlich den Vorteil einer weiteren Flugzeitbestimmung der Teilchenbahnen bietet, wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit gebaut. Der eigentliche Trigger wurde von M. Menzel entwickelt und ausführlich in [Men00b] beschrieben.

3.1 Bau des G-Detektors

3.1.1 Komponenten des G-Detektors

Der ursprüngliche Aufbau des ersten Stopp-Detektors (F-Detektor) sah eine zweite Reihe von Paddles vor, so daß diese Stoppwand ursprünglich aus 60 Einzeldetektoren bestand. Diese zweite Reihe ist jedoch praktisch nicht in die Auswertung der Daten einbezogen worden. Deshalb wurde beschlossen, zur Kostenersparnis die zweite Reihe des F-Detektors abzubauen, die Photomultiplier von den Lichtleitern zu trennen und diese für den G-Detektor wiederzuverwenden.

Dementsprechend mußten der Szintillator und der Lichtleiter dem Photomultiplier angepaßt werden, nicht umgekehrt.

Szintillator

Für die F-Detektoren wurde als Szintillatormaterial PILOT F der Firma *Nuclear Enterprises*/Edinburgh (GB) verwendet. Da diese Firma zum Zeitpunkt der Planung des G-Detektors nicht mehr existierte, mußte ein anderes Produkt mit ähnlichen Eigenschaften gefunden werden, damit Zeit und Energieauflösung sich nicht verschlechterten. Die Wahl fiel auf den Szintillator BC-408 der Firma *Bicron*/Newbury (USA). Die wichtigsten Eigenschaften des Szintillators sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Die Verteilung der Lichtausbeute über die Wellenlänge ist in Abbildung 3.1(a) dargestellt. Für den G-Detektor wurden 30 quaderförmige Szintillatoren aus diesem Material mit den Maßen 470 mm $\times$ 74 mm $\times$ 20 mm verwendet.

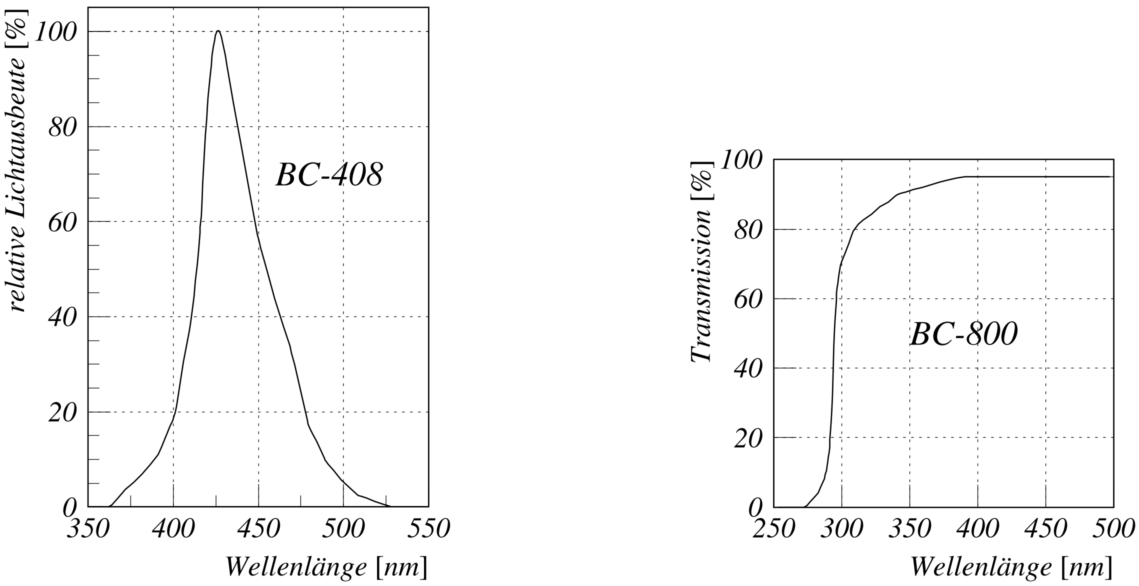
Wellenlänge des Emissionsmaximums	425 nm
Zerfallskonstante	2.1 ns
Abschwächungslänge	380 cm
Brechungsindex	1.58

Tab. 3.1: Daten des Szintillators BC-408 [Bic93].

Lichtleiter

Der Lichtleiter übernimmt in einem Szintillationsdetektor im wesentlichen drei Aufgaben:

- Zunächst wird der Lichtleiter als Wellenlängenschieber verwendet. Durch die Photonen aus dem Szintillator werden im Lichtleiter Moleküle angeregt, die dann ihrerseits wieder Licht in einer anderen Wellenlänge abstrahlen. So können die Frequenzbereiche von Szintillator und Photomultiplier besser aneinander angepaßt werden.



(a) Szintillator BC-408 (b) Lichtleiter BC-800

Abb. 3.1: Relative Lichtausbeute des Szintillators und relative Transmission des Lichtleiters [Bic93].

- Weiterhin dient der Lichtleiter dazu, geometrische Schwierigkeiten auszugleichen, die bei dem Zusammenschluß von Szintillator und Photomultiplier entstehen können, sei es, weil kein Platz für den Photomultiplier vorhanden ist, dieser bei direkter Ankopplung an den Szintillator einer hohen magnetischen Feldstärke ausgesetzt wäre oder, wie in diesem Fall, die Szintillatorfläche nicht an den Photomultiplier paßt.

- Außerdem hat ein Lichtleiter die Aufgabe, den dynamischen Bereich zwischen größtem und kleinstem Lichtsignal einzuschränken. Ohne ihn werden Teilchen, die direkt am Photomultiplier durch die Szintillatoren gehen, bei maximaler geometrischer Akzeptanz ein sehr großes Lichtsignal erzeugen. Dieser Effekt wird durch den verlängerten Lichtweg im dazwischengesetzten Lichtleiter reduziert.

Die zu koppelnde Szintillatorfläche eines G-Detektor-Paddles ist ein Rechteck von 20 mm $\times$ 74 mm. Dem steht auf der Seite des Photomultipliers eine kreisrunde Photokathode mit einem Durchmesser von 46 mm gegenüber. Nach [Gar52] kann ein gegebener Photonenfluß nicht auf eine kleinere Fläche komprimiert werden. Als beste Form für einen Lichtleiter ergibt sich eine Form, die ihre Fläche langsam und kontinuierlich verändert. Sehr elegante Lösungen für einen solchen Übergang sind Lichtleiter mit einer sogenannten *Fishtail*-Geometrie. [Leo94].

Nachteilig an dieser Lösung sind die relativ hohen Herstellungskosten. Deswegen wurde für die G-Detektor-Paddles als Kompromiß ein Übergang vom Rechteck

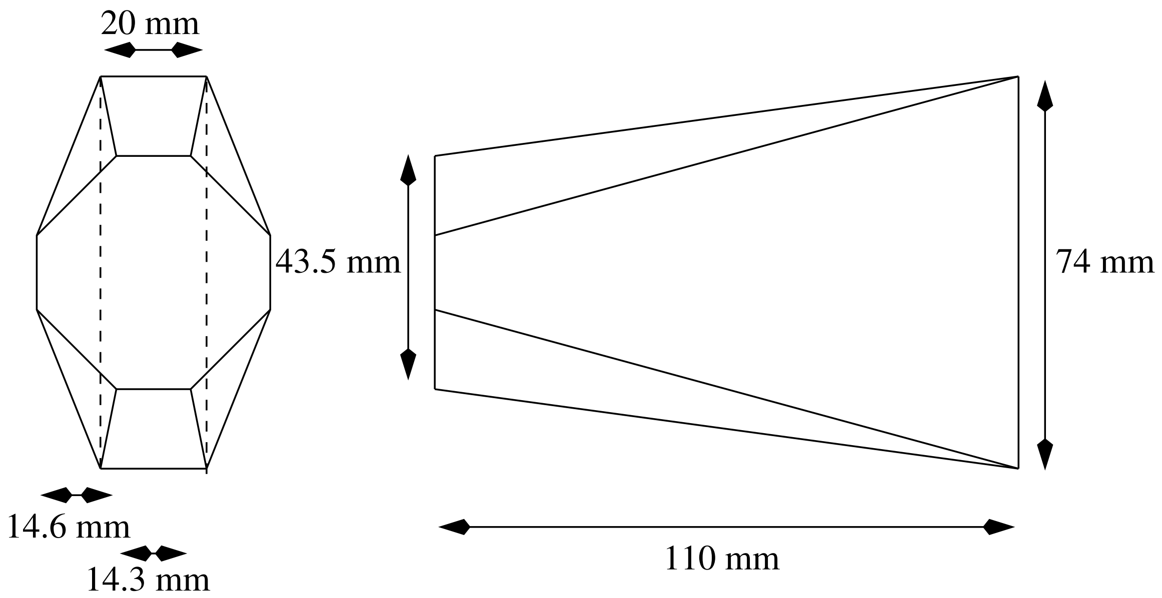


Abb. 3.2: Schematische Darstellung eines Lichtleiters.

auf ein Achteck auf der Photomultiplierseite gewählt. Diese neue Geometrie wurde speziell für diesen Detektor von der Firma *Bicron* angefertigt. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Lichtleiters. Für ihn wurde wie für den Szintillator ein vergleichbares Material mit dem für den F-Detektor verwendeten gewählt, es handelt sich dabei um BC-800 der Firma *Bicron*. Die Transmissionskurve ist in Abbildung 3.1(b) dargestellt.

Photomultiplier

Die Photomultiplier waren bereits als zweite Reihe des F-Detektors eingesetzt. Es handelt sich bei ihnen um Produkte der Firma *Hamamatsu*/Hamamatsu (JP), Modell H1949.

Die wichtigsten Eigenschaften der Photomultiplierröhren sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Für eine ausführliche Dokumentation der Photomultiplier siehe [Pöp93], [Ham87].

3.1.2 Klebung der G-Detektor-Paddles

Die Klebung der einzelnen Detektorpaddles erfolgte an der gleichen Klebeapparatur und im wesentlichen in den gleichen Arbeitsgängen wie die Klebung der F-Detektor-Paddles. Eine ausführliche Beschreibung dieses Vorgangs und der Klebeapparatur ist [Pöp93] zu entnehmen.

Als Kleber wurde der optische Zement NE 581 der Firma *Nuclear Enterprises* verwendet. Es handelt sich dabei um einen Zwei-Komponenten-Kleber mit einer Transmission von 98% durch eine 1 mm dicke Schicht bei λ=425 nm [Nuc80]. Da der Brechungsindex mit n=1.576 zwischen denen von Szintillator und Lichtleiter liegt, wer-

Spektralbereich:	300-650nm
Wellenlänge bei maximaler Quantenausbeute	420 nm
Dynodenstruktur	linear fokussierend
Quantenausbeute	25%
Stromverstärkung	$2.0 \cdot 10^7$
Signalanstiegszeit	1.3 ns
Durchflugzeit der Elektronen	28 ns
Varianz der Flugzeitdifferenzen	.55 ns

Tab. 3.2: Eigenschaften des Photomultipliers *Hamamatsu* H1949 [Ham87]. Die letzten vier Angaben gelten für eine Betriebsspannung von 2500 V.

den zusätzliche Verluste durch Reflexion an den Grenzflächen minimiert. Der Kleber wurde nach Herstellerangaben angerührt und anschließend einem Unterdruck ausgesetzt, wobei ein Teil des Lösungsmittels abgesogen wird. Dadurch wird eine größere Haltbarkeit der Klebestellen erreicht [Nuc90]. So hat sich beispielsweise bei dem nach demselben Verfahren geklebten F-Detektor auch nach zehn Jahren keine einzige Klebestelle gelöst.

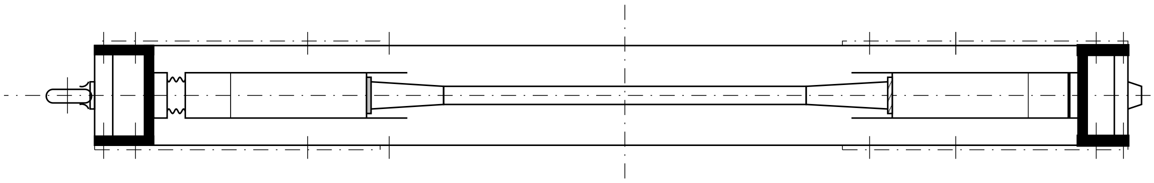


Abb. 3.3: Seitenansicht eines senkrecht in den Rahmen für das Experiment eingebauten G-Detektor-Paddles (aus Platzgründen hier um $90°$ gedreht).

Für den Klebevorgang wurde eine Apparatur benutzt, in der die einzelnen Bestandteile der Paddles (Szintillator, Lichtleiter und Photomultiplier) übereinander fixiert werden können. Diese Apparatur wurde für den Bau des F-Detektors konstruiert und konnte ohne große Änderungen wiederverwendet werden. Es mußten lediglich neue Teflonbacken zum Einspannen der größeren Szintillatoren und Lichtleiter der G-Paddles in der Institutswerkstatt gefertigt werden. Nachdem die zu klebenden Teile in der Apparatur eingespannt waren, wurden nach einer abschließenden Reinigung auf die untere Klebefläche mit einer Einwegspritze ohne Nadel der optische Zement aufgetragen. Das obere Teil wurde hinuntergelassen, so daß allein durch das Gewicht des oberen Teils die Klebestellen zusammengedrückt wurden. Beim Zusammenführen der Komponenten wurde genau darauf geachtet, daß sich keine Bläschen in der Klebung bilden, die später einen zusätzlichen Reflexionsverlust ausmachen würden. Außerdem wurden die Klebeflächen extrem dünn gehalten, so daß die Polymerisation der beiden Kleberkomponenten besonders effektiv ablaufen konnte. Das erhöhte zwar den zusätzlichen Aufwand bei der Justierung der zu klebenden Teile, trug aber nicht unerheblich zu der im vorigen Absatz erwähnten Stabilität der fertigen Paddles bei.

Zunächst wurden auf diese Weise die Lichtleiter an den Szintillator geklebt, anschließend die Photomultiplier an die Lichtleiter. Der optische Zement benötigte zum vollständigen Aushärten 24 h. Es zeigte sich aber, daß eine Klebung schon nach 12 h so stabil war, daß an einem Paddle bis zu zwei Klebungen pro Tag ausgeführt werden konnten. In Abbildung 3.3 ist eine seitliche Ansicht eines fertig geklebten und montierten G-Detektor-Paddles zu sehen.

Reflektoren

Die größten Verluste bei der Lichtleitung durch einen Szintillator entstehen durch die Transmission des Lichts durch die Grenzflächen. Kommt das Licht in einem Winkel kleiner als dem Brewster-Winkel θ_{B} mit

$$\theta_{\mathrm{B}} = sin^{-1}\left(\frac{n_{\mathrm{out}}}{n_{\mathrm{scint}}}\right) \tag{3.1}$$

an eine Grenzfläche, so wird nur ein Teil des Lichtes reflektiert, ein anderer Teil verläßt den Szintillator. Diese Verluste verringern die Zeit- und Energieauflösung des Detektors. Deswegen wird in der Regel der Szintillator und Lichtleiter zusätzlich mit einem äußeren Reflektor umgeben.

Im Falle des G-Detektors wurden die einzelnen Paddles mit einer Aluminium-Haushaltsfolie mit Wabenstruktur der Firma *Melitta*/Minden umwickelt. Die Wabenstruktur wurde gewählt, um eine Luftschicht zwischen der Folie und dem Szintillator zu erhalten. Durch den minimalen Brechungsindex der Luft wird nach Gleichung (3.1) der Brewster-Winkel und damit die interne Reflexion maximiert.

Damit kein Licht von außen in die Paddles dringen kann und eine mechanische Beschädigung von Reflektorschicht und Szintillator bzw. Lichtleiter vermieden wird, wurden sie abschließend mit schwarzem Klebeband der Firmen *Beiersdorf AG*/Hamburg und *Vorwerk*/Wuppertal umwickelt.

Ankopplung der Laserfasern

Zur Eichung der Detektoren und ihrer Kontrolle wurde in Marburg ein Lasersystem entwickelt [Sch90]. Die Anbindung des G-Detektors an ein Faserbündel des Lasersystems erfolgte über eine Kopplung, die sich bereits am Four-Pi-Detektor (kurz *FOPI*) an der GSI bewährt hat.

Abbildung 3.4 zeigt einen Querschnitt durch ein Kopplungsstück. Die Laserfaser wird durch eine Gewindestange aus Messing $\boxed{\text{a}}$ geführt. Diese verhindert ein Abbrechen der empfindlichen Faser. Die Gewindestange wird in eine Messinghülse $\boxed{\text{b}}$ gesteckt, auf die wiederum eine Mutter $\boxed{\text{c}}$ aus Trovidur aufgesetzt ist. Nachdem die Laserfaser in der Kopplung befestigt ist, wird sie auf der Unterseite poliert, um eine gute optische Effizienz zu erhalten. Das Polieren und Einsetzen der Laserfaser wurde von einem Techniker des Forschungszentrums Rossendorf übernommen.

Auf dem Szintillator wird eine Trovidur-Buchse $\boxed{\text{d}}$ mit dem Kleber PASCO®*FIX* der Firma PASCO [PAS97] befestigt. Dieser Kleber hat im Test mit anderen Klebstoffen die größte Haltbarkeit gezeigt und schädigte das Szintillatormaterial nicht.

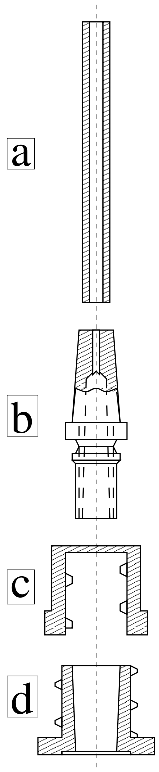


Abb. 3.4: Kopplung für die Laserfasern an den Szintillator. Erläuterungen der Einzelteile finden sich im Text.

Insbesondere hinterließ er keine Trübungen auf der Oberfläche, die die Transmission des Laserlichtes eingeschränkt hätten.

Die fertige Laserankopplung ist lichtdicht und ermöglicht ein schnelles An- und Abkoppeln der Fasern.

Endmontage

Nach dem vollständigen Kleben und Umwickeln der 30 Paddles wurden sie nach Darmstadt gefahren und dort in einen von der Marburger Feinmechanikwerkstatt gefertigten Rahmen montiert. Abbildung 3.5 zeigt alle in den Rahmen eingeschraubten G-Paddles. Die aktive Fläche des fertigen Detektors beträgt 222 cm $\times$ 47 cm. Der Rahmen ist seinerseits am Kaonenspektrometer an einem drehbaren Gestell befestigt, das vorher als Halterung für weitere Čerenkov-Detektoren gedient hatte. Der Aufbau steht etwa 1.5 m hinter der Fokalebene als letzter Detektor auf der Lafette des Spektrometers.

3.2 Zeitauflösung des G-Detektors

Zur Messung der Zeitauflösung wurde eine Schaltung gemäß Abbildung 3.6 aufgebaut. Auf der Mitte des Szintillators wird eine β-Quelle (^{106}Ru) positioniert, die Elektronen mit einer Energie bis zu 3.6 MeV emittiert. Die Signale der Photomultiplier (PMT1, PMT2) werden in einen Energiezweig und einen Zeitzweig aufgeteilt. Die Zeitsignale

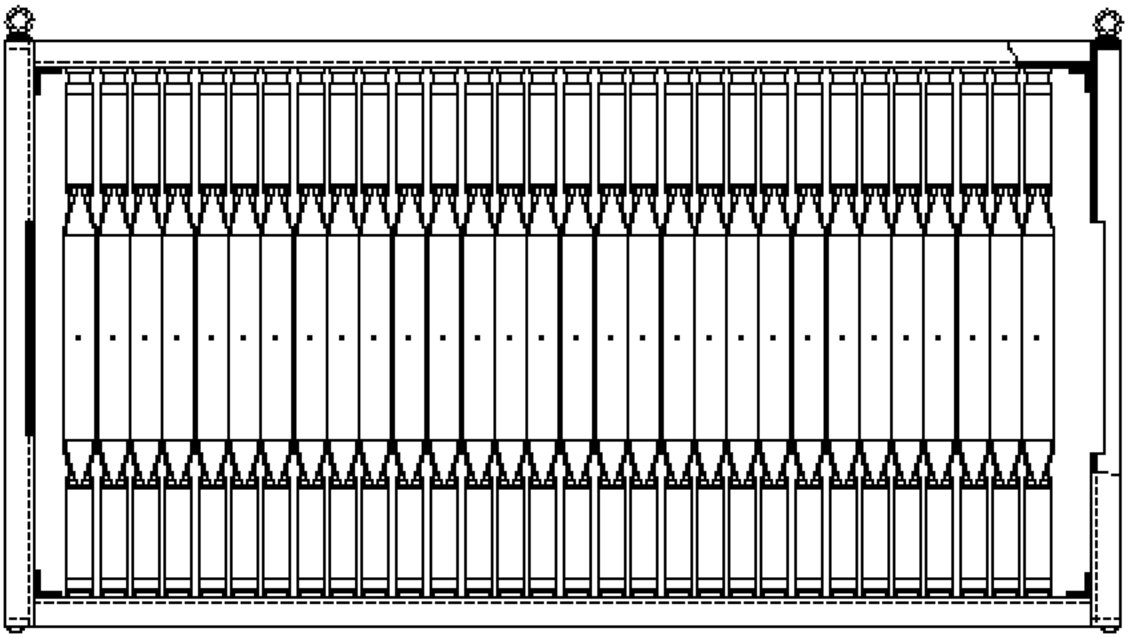


Abb. 3.5: Vorderansicht des fertig montierten G-Detektors (ohne das Gestell auf der Lafette des Spektrometers.

werden über einen Diskriminator (CFD) in logische Signale umgewandelt. Ein Signal wird zur optimalen Ausnutzung des Zeitbereichs verzögert (DELAY) und zusammen mit dem anderen wird aus der Zeitdifferenz der Signale mit Hilfe eines Zeit-nach-Amplituden-Umwandlers (TAC) ein Analogsignal geformt.

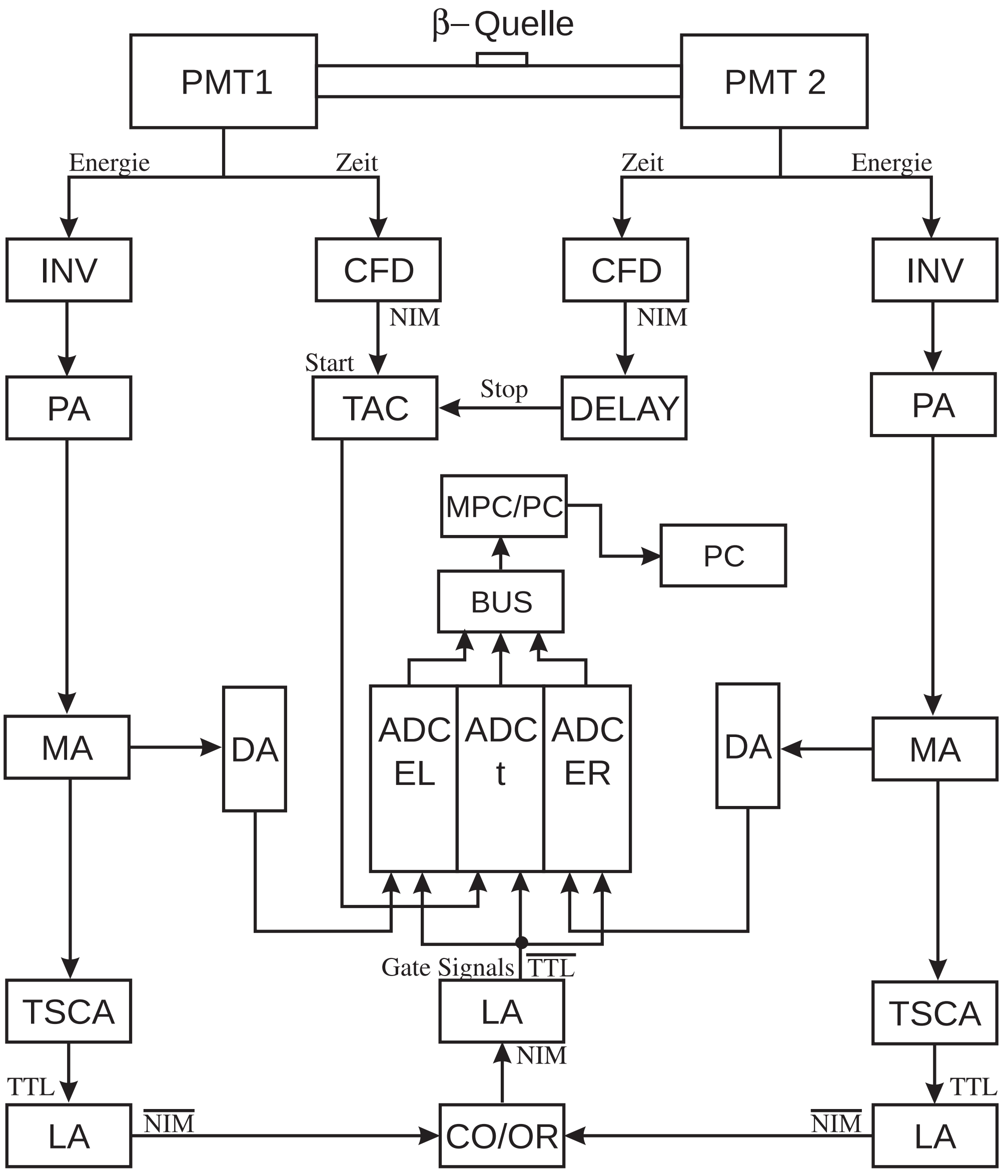
Die Energiesignale werden zunächst verstärkt (PA,MA) und in jeweils einem Einkanalanalysator (TSCA) wird aus ihnen ein kleines Energieintervall ausgewählt. Die so erzeugten logischen Signale beider Multiplier dienen über eine Koinzidenz (CO/OR) als Auslöser für die Datenaufnahme. Die beiden Energiesignale sowie die Zeitdifferenz wurden über jeweils einen ADC, ein BUS-System, das Datensystem der Firma *FAST*/München (MPC/PC) und einem PC ausgelesen.

So konnte die Halbwertsbreite (FWHM) der Zeitdifferenzen bestimmt werden. Diese setzt sich für ein Paddle zusammen aus:

$$(\Delta t)^2 = (\Delta t_{\mathrm{Elektronik}})^2 + (\Delta t_{\mathrm{Szintillator}})^2 + (\Delta t_{\mathrm{Lichtleiter}})^2 + (\Delta t_{\mathrm{Photomultiplier}})^2 \quad (3.2)$$

$$\Delta t_{\mathrm{Einzel}} = \frac{\Delta t}{\sqrt{2}} \quad (3.3)$$

Die Gesamt-Zeitauflösung wurde bestimmt zu $\Delta t = 240$ ps (FWHM). Das bedeutet, daß - die Auflösung der Elektronik kann mit etwa $\Delta t \approx 14$ ps vernachlässigt werden - die Einzelauflösung einer Paddleseite sich nach Gleichung (3.3) zu $\Delta t_{\mathrm{Einzel}} = 170$



PMT1,2:	Photomultiplier Tube	INV:	Inverter
PA:	Preamplifier	LA:	Level Adpater
MA:	Main Amplifier	CO/OR:	Coincidence / OR
TSCA:	Timing-Single-Channel Analyzer	ADC:	Analog-to-Digital Converter
DA:	Delay Amplifier	CFD:	Constant-Fraction Discriminator
BUS:	BUS System	TAC:	Time-to-Analog Converter
MPC/PC:	Multi-Parameter Card / PC	PC:	Personal Computer

Abb. 3.6: Schema des Versuchsaufbaus für die Zeitmessung eines Paddles mit der eingesetzten Elektronik nach [Koh89].

ps (FWHM) ergibt. Das ist ein sehr guter Wert, da er sich mit dem kleineren F-Detektor Paddle [Pöp93] vergleichen läßt. Im Experiment sind für Pionen und Kaonen noch etwas bessere Werte zu erwarten, wenn man die Ergebnisse des F-Detektors aus Abschnitt 2.2.1 betrachtet.

3.3 Verwendungsmöglichkeiten des G-Detektors

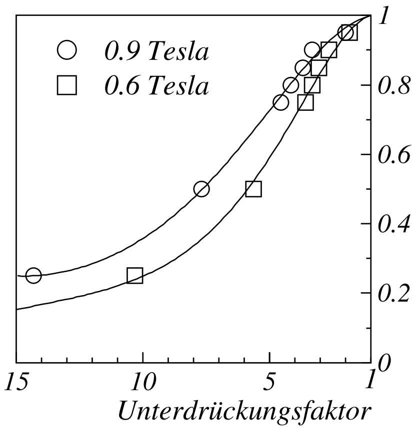
3.3.1 Zweite Triggerstufe

Seit 1992 stand am Kaonen-Spektrometer ein zweistufiger Trigger zur Verfügung, der mit Hilfe von relativ langsamen Prozessoren die Zeitinformation von D- und F-Detektor verarbeitete, um bei der Datenaufnahme zusätzlich zum ToF-Trigger Untergrundteilchen zu unterdrücken [Ahn93]. Da dieses System bei höheren Strahlintensitäten nicht arbeitete, wurde zur Erweiterung des Triggersystems schon vor längerer Zeit ein neues Konzept vorgeschlagen, das auf einer schnelleren Auswertung der Teilchenspuren im Spektrometer noch vor der Konvertierung der FASTBUS-ADCs und -TDCs beruht. Ein solches System ist jedoch wegen der langen Auslesedauer der MWPCs mit den Drahtkammern, den eigentlichen Spurdetektoren, nicht möglich. Aber mit Hilfe der vorhandenen Flugzeitwände (D- und F-Detektor) und einer neuen Flugzeitwand (G-Detektor) ist es möglich, innerhalb von 150 ns durch eine Memory-Lookup-Technik Teilchenspuren zu verfolgen [Men00b]. Es kann eine Auswahl getroffen werden, ob die Spur eines erlaubten Teilchens im Spektrometer vorliegt, lediglich eine zufällige Korrelation von zwei unabhängigen Teilchen gemessen wurde oder ob es sich um die Spur eines im Quadrupoleisen gestreuten Protons handelt. Nur bestimmte Kombinationen von Treffern im D-, F- und G-Detektor werden für die erlaubten Teilchen im Spektrometer zugelassen. Liegen andere Kombinationen vor, so kann das Untergrundteilchen identifiziert und das Ereignis verworfen werden.

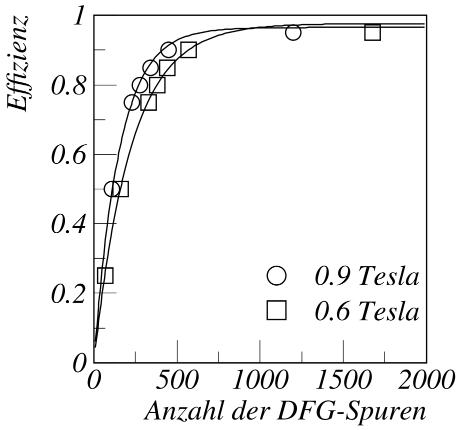
Bestimmung der Look-Up-Tabelle

Die Realisierung dieses sogenannten Tracking-Triggers erfolgte später durch M. Menzel und wird in [Men00b] beschrieben. Die Information für die Spurauswahl (Look-up-Tabelle), also die Entscheidung, ob eine Spur zu einer erlaubten Trajektorie gehört oder nicht, wurde im Rahmen dieser Dissertation bestimmt.

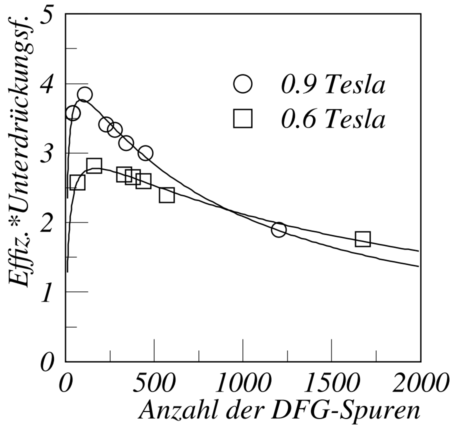
Zur Bestimmung der erlaubten Trajektorien wurden Pseudokaonen (siehe dazu Abschnitt 4.1) verwendet, da diese untergrundfrei zur Verfügung stehen, während bei den in der Strahlzeit gemessenen Kaonen immer ein Untergrund im Bereich der Kaonenmasse vorliegt. Die Untersuchungen wurden mit ein- und ausgebautem Čerenkov-Detektor durchgeführt. Für die verschiedenen Magnetfelder wurden Ereignisse mit genau einer Spur im Spektrometer selektiert und hierfür die Kombinationen der Treffer im D-, F- und G-Detektor ausgewertet, um die häufigsten Kombinationen zu bestimmen. Dabei mußte die Impulsverteilung der Pseudokaonen berücksichtigt werden, da sonst Spuren mit niedrigem Impulsen bevorzugt würden. Aufgrund dieser Gewichtung



(a) Effizienzen für verschiedene Unterdrückungsfaktoren.



(b) Effizienzen für verschiedene Anzahlen von Spuren.



(c) Gewinn (Effizienz × Unterdrückung) durch den Einsatz des Tracking-Triggers.

Abb. 3.7: Effizienz, Unterdrückung und Gewinn durch den Tracking-Trigger. Dargestellt sind die Ergebnisse bei ausgebauten Čerenkov-Detektor.

wurde erreicht, daß die Effizienz des Triggers impulsunabhängig ist. Nach Auswahl der Spuren wurde mit Dateien für die Kaonenmessung die jeweiligen Unterdrückungen ermittelt. Die Abbildungen 3.7(a) und 3.7(b) geben den Zusammenhang zwischen der Anzahl der gewählten Spuren, der Effizienz und der Unterdrückung des Triggers für die beiden untersuchten Magnetfelder bei ausgebauten Čerenkov-Detektor an.

Bei eingebauten Čerenkov-Detektor wird durch die Aufstreuung der Teilchen in dem zusätzlichen Material selbst bei einer Auswahl von 2000 Spuren nur eine Effizienz von etwa 80% erzielt, während bei ausgebautem Čerenkov-Detektor schon bei Selektion von nur 500 Spuren eine Effizienz von 90% erreicht wird. Durch die größere Anzahl der Spuren sinkt zudem der Unterdrückungsfaktor. Deswegen wurde bei dem späteren Einsatz des Tracking-Triggers zur Datenaufnahme immer der Čerenkov-Detektor ausgebaut.

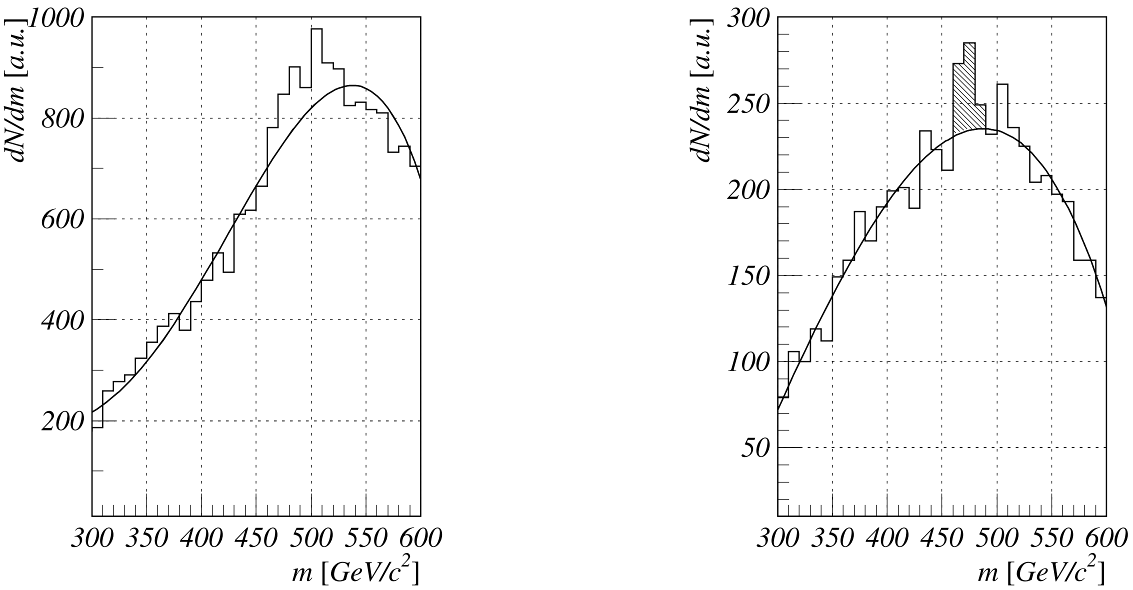
Wie Abbildung 3.7 entnommen werden kann, differieren die Effizienzen und Unterdrückungen und damit auch der Gewinn des Tracking-Triggers für beide Magnetfelder leicht. Die ausgewählten DFG-Spuren unterscheiden sich allerdings kaum, so daß insbesondere bei Festlegung auf eine nicht zu kleine Anzahl von DFG-Kombinationen in allen Fällen mit identischen Spuren in der Look-Up-Tabelle gearbeitet werden kann. Ausgewählt wurden schließlich 1119 Spuren - also Kombinationen von Treffern im D-, F- und G-Detektor - mit denen der Trigger bei ausgebautem Čerenkov-Detektor eine völlig ausreichende Effizienz von 95 % erreicht. Dadurch können mit dem Tracking-Trigger in derselben Zeit gut doppelt so viele Kaonen gemessen werden, wie mit dem einstufigen Trigger.

3.3.2 Flugzeitmessung

Der G-Detektor erlaubt als zusätzliche Flugzeitwand die Einführung eines weiteren Schnittes auf die Teilchengeschwindigkeit. Die gewonnene Bereinigung der Spektren wird allerdings erkauft durch einen Teilchenverlust aufgrund der Akzeptanz des G-Detektors, sowie dem Zerfall der Kaonen auf der zusätzlichen Flugstrecke vom F- zum G-Detektor. Ist zwischen den beiden Detektoren auch noch der Čerenkov-Zähler eingebaut, sinkt die Effektivität des Schnittes durch die Streu- und Absorptionsverluste in dem störenden Material.

Trotzdem kann der Flugzeitschnitt in den Fällen von Nutzen sein, in denen Betrag und Form des Untergrundes eine Bestimmung der Kaonenanzahl verhindern. In der vorliegenden Arbeit wurde er zur Auswertung der besonders stark durch Untergrund kontaminierten Messung der niedrigen Kaonenimpulse ($B_\mathrm{D} = 0.6$ T) bei der geringen Strahlenergie von 600 AMeV im System Au+Au verwendet. Die Auswertung wird im Detail im Kapitel 5 beschrieben. Hier soll ohne nähere Erläuterung lediglich die Effizienz dieses Schnittes anhand Abbildung 3.8 demonstriert werden.

Abbildung 3.8(a) zeigt das Massenspektrum im Bereich der Kaonenmasse nach allen sonstigen Schnitten, aber ohne zusätzlichen $1/\beta$-Schnitt auf die Flugzeit zwischen F- und G-Detektor. In Abbildung 3.8(b) ist dieselbe Situation unter dieser zusätzlichen Bedingung dargestellt. Die Linien geben jeweils eine Anpassung an den Untergrund der beiden Spektren mittels einer Polynomfunktion vierten Grades wie-



(a) ohne $1/\beta$-Schnitt im G-Detektor

(b) mit $1/\beta$-Schnitt im G-Detektor

Abb. 3.8: Massenspektrum im Bereich der Kaonenmasse bei $B_\mathrm{D} = 0.6$ T für die niedrigste bisher je gemessene Strahlenergie von 600 AMeV in Au+Au.

der. Der Kaonenpeak wird durch die Eichung im 0.6 T-Feld ein wenig nach unten verschoben und liegt bei 475 MeV/c^2. Ohne den zusätzlichen Flugzeitschnitt ist es schon mit dem Auge schwer, die Kaonen oberhalb des Untergrundes zu ahnen und nahezu unmöglich, eine plausible Anpassung des Untergrundes zu erreichen. Nach Anwendung des $1/\beta$-Schnittes lassen sich die Kaonen (schraffierte Fläche) problemlos vom Untergrund trennen.

Aus der Abbildung kann aber auch entnommen werden, daß die Anzahl der Kaonen durch den Schnitt deutlich abnimmt. Da durch die notwendige Korrektur die Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes zunimmt, wurde diese Möglichkeit der Verwendung des G-Detektors nur in dem dargestellten wichtigen Fall der bisher niedrigsten je gemessenen Einschußenergie von 600 AMeV für die Kaonenproduktion verwendet.

3.3.3 Teilchenidentifizierung durch Energieverlust

Die Teilchenidentifizierung wird im Kaonen-Spektrometer in erster Linie durch die Messung von Impuls und Flugzeit eines Teilchens erreicht, woraus sich die Masse ergibt, falls die Ladung q bekannt ist.

Eine weitere Information über das Verhältnis von Masse zu Ladung m/q, erhält man aus der Messung des Energieverlustes in den Szintillationsdetektoren. Da nach Einbau des G-Detektors zwei Szintillationszähler mit je 2 cm Dicke zur Verfügung stehen, liegt die Idee nahe, den G-Detektor für einen doppelten Energieverlustschnitt analog zu dem doppelten (bzw. dreifachen) Flugzeitschnitt einzusetzen. Der Energieverlust im G-Detektor sollte aufgrund der flacheren Teilchenwinkel größer sein als im F-Detektor (siehe Abschnitt 2.2).

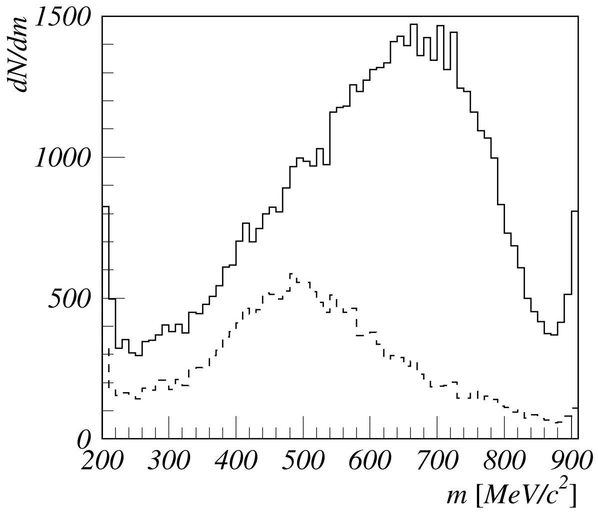


Abb. 3.9: Massenverteilung für 0.6 AGeV Au+Au Stoß bei $B_{\mathrm{D}} = 0.6$ T Bei dem durchgezogenen Histogramm wird als einzige Bedingung gefordert, daß ein Teilchen im G-Detektor nachgewiesen wurde. Bei dem gestrichelten Histogramm wurde zusätzlich ein Energieverlust des Teilchens im G-Detektor verlangt, wie er von Kaonen erwartet wird.

In Abbildung 3.9 wird demonstriert, wie ein Schnitt auf den Energieverlust im G-Detektor wirkt. Es ist zu sehen, daß in erster Linie der Untergrund oberhalb der Kaonenmasse unterdrückt wird. Dies führt zu einer Formung des Untergrundes, die eine spätere Identifikation der Kaonen schwierig gestaltet. Deswegen wurde im weiteren auf einen Schnitt im Energieverlust verzichtet.

Kapitel 4

Datenanalyse

4.1 Experimente

Die hier zu untersuchenden Daten wurden am Kaonen-Spektrometer im Zeitraum zwischen dem 14. Februar und dem 3. März 1997 aufgenommen. Es wurde die Reaktion ^{197}Au+^{197}Au bei den Strahlenergien von $E_{\mathrm{Strahl}} = 1.0$ AGeV, 0.8 AGeV und 0.6 AGeV gemessen. Die Auswertung der 0.8 AGeV-Daten wurde von Ch. Sturm übernommen und die Ergebnisse werden in [Stu00] vorgestellt.

Bei 1.0 AGeV wurden mit dem Spektrometer die Winkel $\theta_{\mathrm{lab}} = 44°$ und $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$ eingestellt, um Kaonen bei mittlerer (44°) und Targetrapidität (84°) untersuchen zu können (zur Definition der Rapidität siehe Abschnitt 4.5). Die Dicke der Goldfolie, die als Target diente, betrug bei 44° 1.0 mm; bei 84° wurde ein um 45° gedrehtes 1.0 mm-Target verwendet, was einer Dicke von 1.4 mm entspricht. Bei beiden Winkeln wurden Magnetfeldeinstellungen von $B_{\mathrm{D}} = 0.6$ T und $B_{\mathrm{D}} = 0.9$ T gemessen, bei 44° zusätzlich $B_{\mathrm{D}} = 1.4$ T. Ein Schwerpunkt lag dabei auf der Messung von 84°, um die für eine Azimutalwinkelanalyse notwendige große Anzahl von Kaonen zu erhalten. In dieser Einstellung wurden insgesamt zwei Tage gemessen.

Der zweite Schwerpunkt lag in den Messungen der Kaonenproduktion bei $E_{\mathrm{Strahl}} = 0.6$ AGeV, für die eine Woche beansprucht wurden. Es handelt sich um die geringste Energie, bei der jemals die Kaonenproduktion untersucht wurde. Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnittes dieser Produktion wurde nur ein Laborwinkel von $\theta_{\mathrm{lab}} = 50°$ gewählt, der etwa mittlerer Rapidität für Kaonen entspricht. Das Target hatte eine Dicke von 1 mm. Es wurden nur zwei Magnetfeldeinstellungen von $B_{\mathrm{D}} = 0.6$ T und $B_{\mathrm{D}} = 0.9$ T gewählt, da für 600 AMeV ein sehr steil mit dem Impuls abfallendes K^+-Spektrum erwartet wurde und daher für $B_{\mathrm{D}} = 1.4$ T die Kaonenausbeute zu gering gewesen wäre. Während eines großen Teils der Messungen bei $B_{\mathrm{D}} = 0.6$ T waren die Čerenkov-Detektoren ausgebaut. Dadurch war es möglich, zur K^+-Identifizierung auch den G-Detektor zu verwenden.

Je nach Anforderung an die aufzuzeichnenden Ereignisse standen vier Trigger zur Auswahl:

Der Minimum-Bias Trigger (MB) ist erfüllt, wenn mindestens drei Elemente des T-Detektors angesprochen haben. Er triggert somit lediglich darauf, daß ein Schwerionenstoß stattgefunden hat, ohne vom Spektrometer her irgendeine Bedingung zu fordern. Eine separate Minimum-Bias-Messung fand nicht statt.

Der Teilchen-im-Spektrometer Trigger (DF) verlangt je mindestens einen Treffer im D- und im F-Detektor, die zeitlich aber kaum korreliert sein müssen. Dieser Trigger wurde zur Messung von Pseudokaonen und Protonen verwendet.

Der Flugzeit-Trigger (ToF) (ToF von englisch ***t**ime **o**f **f**light*) spricht an, wenn der zeitliche Abstand von einem Treffer im D- und im F-Detektor so liegt, daß er der Kaonenflugzeit entspricht. Die Einstellung dieser Zeiten muß für jedes Magnetfeld neu erfolgen und wird mit Delays geregelt. Je nachdem, ob der Flugzeittrigger Pionen und Protonen oder nur Protonen unterdrückt wird ein ToF-1- bzw. ToF-2-Trigger unterschieden. Mit dem ToF-Trigger werden alle Daten zur Kaonenanalyse aufgenommen. Bei $B_{\mathrm{D}} = 0.6$ T und $B_{\mathrm{D}} = 0.9$ T wird der ToF 1-Trigger gewählt, bei $B_{\mathrm{D}} = 1.4$ T wird der ToF 2-Trigger verwendet, da bei diesen hohen Impulsen wegen der kurzen Flugzeiten eine Trennung von Pionen und Kaonen nicht mehr möglich ist.

Der Čerenkov-Trigger (c) ist ein zusätzlicher Vetotrigger, der bei hohen Magnetfeldern eine weitere Protonenunterdrückung ermöglicht. Er kann zusätzlich zu DF- oder ToF-Trigger geschaltet werden. Zur Kaonenmessung bei 1.4 T wurde der Čerenkov-Trigger koinzident zu dem ToF-Trigger geschaltet.

Während der gesamten Messungen wurden, neben den mit dem Physiktrigger gemessenen Ereignissen, auch Ereignisse mit MB- und DF-Trigger untersetzt mitgeschrieben. Bei einem eingestellten Untersetzungsfaktor u (typischerweise etwa 10000 für MB und 2000 für DF) wird jedes u-te Ereignis, das den Trigger erfüllt, in die Datenaufnahme aufgenommen.

Zusätzlich zu den Kaonenmessungen wurden einige Messungen mit ToF 2-Trigger zur Pionenanalyse durchgeführt. Außerdem wurden für die verschiedenen Energien mehrere Dateien zur Strahlnormierung aufgenommen.

Schließlich wurden mit dem DF-Trigger für jede Delay-Einstellung Pseudokaonen aufgenommen. Bei *Pseudokaonen* handelt es sich um reale Protonen bzw. Pionen, die durch geeignete Magnetfelder dieselbe Geschwindigkeit aufweisen wie die Kaonen bei den Standard-Meßfeldern 0.6 T, 0.9 T und 1.4 T. So wurden beispielsweise Messungen mit Protonen mit dem Magnetfeld 1.71 T aufgenommen. Diese Protonen haben dieselbe Geschwindigkeit wie Kaonen bei 0.9 T. Da zur Untersuchung der Protonen keine weiteren Schnitte vonnöten sind, sind sie dazu geeignet, die Trigger-Effizienzen und die Effizienzen der Flugzeitschnitte zu bestimmen.

Im Gegensatz dazu sind *simulierte Kaonen* die Ergebnisse einer GEANT-Simulation [CER94] von Kaonen. In dieser Simulation wird das Verhalten des Detektors genau wiedergegeben. Beliebige Teilchen (π,p,K) werden jeweils am Target erzeugt und ihr Weg durch das Spektrometer weiterverfolgt. Dabei können physikalische Parameter wie zum Beispiel Energieverlust, Kleinwinkelstreuung oder der Zerfall ein-oder ausgeschaltet werden. Um beispielsweise die geometrische Akzeptanz des Detektors zu bestimmen, werden lediglich Energieverlust und Zerfall berücksichtigt.

4.2 Energiekorrektur

Bis jetzt wurde immer von der Einschußenergie E_{Strahl} gesprochen. Die Schwerionenreaktion findet aber nicht an der Oberfläche, sondern irgendwo in der Goldfolie statt, die als Target dient. Der Energieverlust des Goldstrahles bei seinem Weg durch das Target ist dabei nicht vernachlässigbar. Mit Hilfe des Simulationsprogrammes ATIMA wurde der maximale Energieverlust von Goldionen in Abhängigkeit von der Dicke des Targets und der Strahlenergie in [Wag97] bestimmt. In Abbildung 4.1 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt.

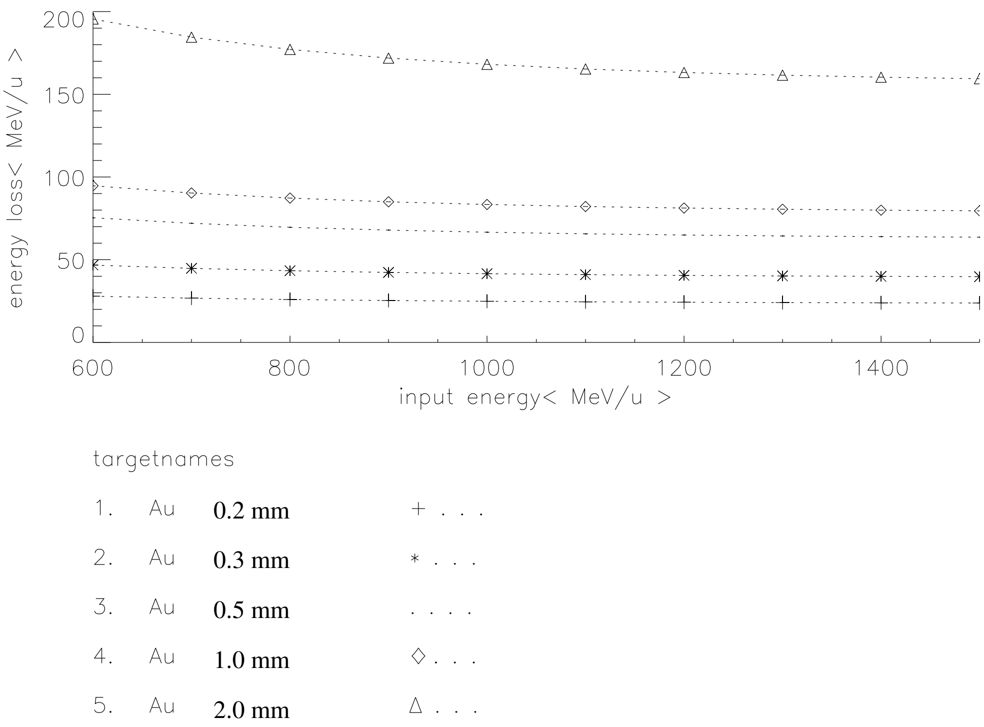


Abb. 4.1: Maximaler Energieverlust im ^{197}Au-Target für verschiedene Strahlenergien und Targetstärken [Wag97].

Aus der Darstellung lassen sich die maximalen Energieverlust im Target ablesen. Die Hälfte dieses Wertes gibt den mittleren Energieverlust bis zur Kollision an. Damit ergibt sich bei E_{Strahl}=1.0 AGeV eine für die Kaonenproduktion zur Verfügung stehende Energie E_{lab} von (0.95 ± 0.05) AGeV für $\theta_{\mathrm{lab}} = 44°$ bzw. (0.93 ± 0.07) AGeV (für $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$). Für die Messung bei $E_{\mathrm{Strahl}} = 0.6$ AGeV beträgt der korrigierte Wert $E_{\mathrm{lab}} = (0.56 \pm 0.04)$ AGeV.

4.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Impuls und Winkelverteilung berechnet sich wie folgt:

$$\frac{d^2\sigma(p_{\mathrm{lab}},\Omega_{\mathrm{lab}})}{dp_{\mathrm{lab}}d\Omega_{\mathrm{lab}}} = \frac{A}{d\rho N_A}\frac{1}{N_{\mathrm{Strahl}}}\cdot\frac{\Delta N(p_{\mathrm{lab}})}{\Delta p_{\mathrm{lab}}\Delta\Omega_{\mathrm{lab}}}\cdot\frac{1}{\epsilon^{\mathrm{Totzeit}}}\cdot\frac{1}{\epsilon^{\mathrm{Trigger}}(p_{\mathrm{lab}})}\cdot\frac{1}{\epsilon^{\mathrm{MWPC}}}\cdot\frac{1}{\epsilon^{\mathrm{Anal}}(p_{\mathrm{lab}})}\frac{1}{\epsilon^{\mathrm{Track}}(B)} \tag{4.1}$$

A	Molmasse des Targets (196.97 g/mol).
d	Dicke des Targets
ρ	Dichte des Targets
N_A	Avogadro-Konstante ($6.022 \cdot 10^{23}$ mol^{-1})
N_{Strahl}	Anzahl der Strahlteilchen
$\Delta N(p_{\mathrm{lab}})$	Anzahl der Teilchen in einem Impulsintervall
$\Delta p_{\mathrm{lab}}\Delta\Omega_{\mathrm{lab}}$	Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Detektorsystems im Labor unter Berücksichtigung des Teilchenzerfalls
$\epsilon^{\mathrm{Totzeit}}$	Totzeitkorrektur des Datenaufnahmesystems
$\epsilon^{\mathrm{Trig}}(p_{\mathrm{lab}})$	Impulsabhängige Trigger-Effizienz
ϵ^{MWPC}	Gesamteffizienz der drei Vieldrahtkammern
$\epsilon^{\mathrm{Anal}}(p_{\mathrm{lab}})$	Impulsabhängige Analyse-Effizienz
$\epsilon^{\mathrm{Track}}(B)$	Magnetfeldabhängige Tracking-Effizienz

Im folgenden wird erläutert, wie sich die einzelnen Bestandteile des Wirkungsquerschnittes berechnen lassen.

4.4 Berechnung der Strahlteilchen

Wegen der hohen Strahlintensitäten bei der Messung (bis zu $5 \cdot 10^7$ Teilchen in der Sekunde) kann die Anzahl der Strahlteilchen nicht direkt bestimmt werden. Während der Aufnahme der Daten werden deswegen nur die sogenannten Strahlmonitore mitgeschrieben.

Der Eichfaktor wird durch Messungen ohne Target bestimmt. Für die Messung Au+Au bei 1.0 AGeV Strahlenergie wurde er bei 1 mm dicken Target zu 3100 ± 90 bestimmt, bei 1.41 mm dicken Target zu 2200 ± 70. Für $E_{\mathrm{Strahl}} = 0.6$ AGeV beträgt er bei einem 1 mm dicken Target 5400 ± 160.

Für die einzelnen Spektrometer-, Magnetfeld- und Triggereinstellungen werden jeweils die Anzahl der gezählten Monitorteilchen bestimmt und daraus mit dem Eichfaktor die Anzahl der Strahlteilchen ermittelt.

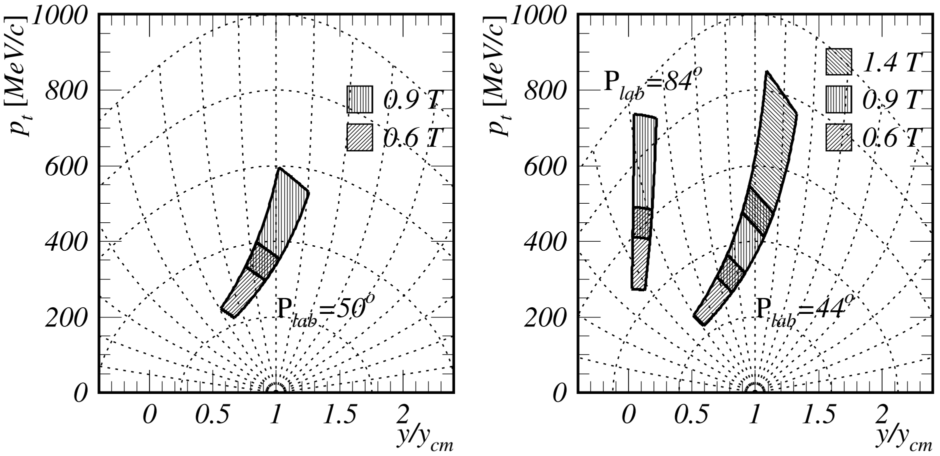


Abb. 4.2: Akzeptanzbereich der Messungen bei 0.6 AGeV (links) und 1.0 AGeV (rechts), dargestellt in p_t über y/y_{cm}. Für 0.6 AGeV ist $y_{\mathrm{cm}} = 0.54$, bei 1.0 AGeV ist $y_{\mathrm{cm}} = 0.68$.

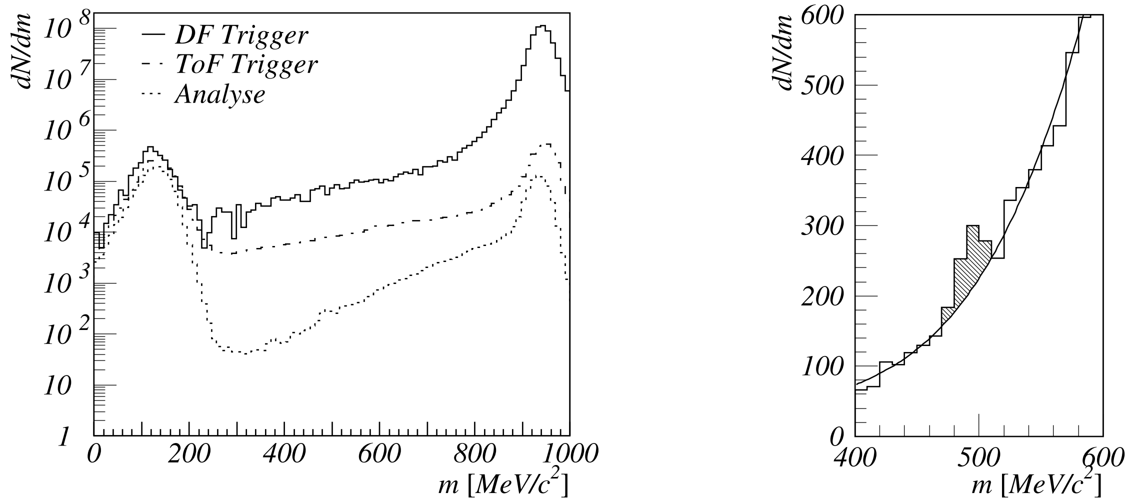
4.5 Akzeptanz des Spektrometers

Abbildung 4.2 stellt die berechneten geometrischen Akzeptanzbereiche der Kaonen für die Daten dar, die in dieser Arbeit ausgewertet wurden. Der Impulsraum wird in der Abbildung durch Transversalimpuls p_t und Rapidität y aufgespannt. Die Rapidität ist definiert durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\|}}{E - p_{\|}} \right) , \tag{4.2}$$

wobei $p_{\|}$ der Longitudinalimpuls und E die Energie eines Teilchens ist. Anschaulich stellt die Rapidität ein Maß für die Geschwindigkeit in Strahlrichtung dar; der Vorteil der Rapidität liegt darin, daß sie sich unter Lorentztransformationen in Strahlrichtung einfach transformiert: es wird lediglich eine Konstante zur Rapidität addiert. Wie auch in Abbildung 4.2 wird die Rapidität oft mit Normierung auf die Rapidität des Schwerpunktsystems y_{cm} angegeben. Dann entsprechen $y/y_{\mathrm{cm}} = 0$ Targetrapidität und $y/y_{\mathrm{cm}} = 2$ Projektilrapidität.

Die Gesamtakzeptanz der Kaonenmessung setzt sich zusammen aus der Akzeptanz für jeden einzelnen Laborwinkel, die sich wiederum aufteilt in die Akzeptanzbereiche für die einzelnen Magnetfelder. Auch wenn sich durch das Verfahren des Spektrometers insgesamt ein sehr großer Akzeptanzbereich überdecken läßt, müssen die Messungen zunächst immer in den einzelnen Feldern jedes Laborwinkels ausgewertet werden, da Meßdauer, Trigger-Einstellungen und ähnliches für jede dieser Einstellungen unterschiedlich sind. Die Akzeptanzkorrektur wird mittels einer GEANT-Simulation bestimmt.



(a) Spektren unter den Bedingungen (i) Teilchen im Spektrometer (DF-Trigger) (ii) Teilchen erfüllt Flugzeittrigger (ToF-Trigger) und (iii) Teilchen erfüllt die Analyseschnitte

(b) lineares Massenspektrum nach allen Analyseschnitten; an den Untergrund wurde ein Polynom angepaßt

Abb. 4.3: Massenspektren in Au+Au-Reaktionen bei 600 AMeV Strahlenergie, $B_D = 0.9$ T.

4.6 Trigger-Effizienz

Um Kaonen überhaupt nachweisen zu können, benötigt man einen sehr selektiven Trigger, denn schon bei 1.0 AGeV Einschußenergie wird auf etwa 10000 Protonen und 1000 Pionen nur ein Kaon erzeugt - bei 0.6 AGeV verschiebt sich das Verhältnis noch weiter zu Ungunsten der Kaonen. In der Strahlzeit Februar 1997 wurde die maßgebliche Untergrundreduktion und die damit verbundene Reduzierung von Ereignissen für die Datenaufnahme durch den Flugzeit-(ToF)-Trigger erreicht. Bei $B_D = 1.4$ T wurde zur zusätzlichen Untergrundreduktion gleichzeitig der Čerenkov-(c)-Trigger verwendet.

Abbildung 4.3(a) veranschaulicht die Effizienz des Triggers: der DF Trigger verlangt lediglich ein Teilchen im Spektrometer. Durch den Online-Flugzeittrigger wird der Untergrund im Bereich der Kaonenmasse bereits um eine Größenordnung reduziert, die Protonen sind sehr stark unterdrückt. Durch die Offline-Analyseschnitte wird der Untergrund noch einmal um zwei Größenordnungen verringert, wobei die Effizienz für die Kaonen fast 80% beträgt - siehe dazu Abschnitt 4.9. Abbildung 4.3(b) zeigt das Massenspektrum nach allen Analyseschnitten im Bereich der Kaonenmasse. Der Peak bei den Kaonen hebt sich trotz der sehr schwierigen Bedingungen deutlich vom Untergrund ab.

Um die Effizienz des Triggers zu bestimmen, wurden Pseudokaonen verwendet, da es nur wichtig ist, daß die Teilchen die korrekte Flugzeit besitzen. Sie werden mit dem

DF-Trigger gemessen. Für jedes Impulsbin wird bestimmt, wieviele der Pseudokaonen die Flugzeitbedingung erfüllen. Typische Effizienzen des ToF-Triggers liegen bei etwa 90%, bei zusätzlichem Gebrauch des Čerenkov-Triggers sinkt die Effizienz auf etwa 75%.

4.7 Drahtkammereffizienz

Beim Durchqueren der Drahtkammer ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion oder Kaon ein Signal auslöst, kleiner als 1. Das wird durch die Korrektur der Drahtkammereffizienz berücksichtigt. Da die Drahtkammereffizienz eine zeitliche Abhängigkeit aufweisen kann - etwa durch ungleichmäßigen Gasfluß oder den Ausfall einzelner Drähte - wird die Effizienz für jede einzelne Datei ermittelt. Für Pionen und Protonen läßt sich die Wahrscheinlichkeit wie folgt bestimmen:

Es werden nur Ereignisse mit genau einer Spur im Spektrometer betrachtet und ein Schnitt auf das jeweilige Massenfenster der Teilchen gesetzt, deren Effizienz bestimmt werden soll. Für die beiden hinteren Kammern (M und N) wird dann unter der Voraussetzung, daß es einen Treffer gegeben hat, kontrolliert, ob auch die jeweils andere Kammer einen Treffer zu verzeichnen hat. Für die Kammer vor dem Dipol, die L-Kammer, wird überprüft, ob bei jeweils einem Treffer in M- und N- Kammer auch ein Treffer in der L-Kammer gemessen wurde. Das Verhältnis dieser Treffer zu allen Ereignissen ist die Effizienz der jeweiligen Kammer, die Gesamteffizienz das Produkt aus den Einzeleffizienzen.

Da die Kaonen erst nach einer aufwendigen Analyse vom Untergrund getrennt werden können, bildet man für die Bestimmung ihrer Effizienz das geometrische Mittel zwischen der Effizienz der Pionen ϵ_π und der der Protonen ϵ_p. Da für die Protoneneffizienz gilt: $\epsilon_p \simeq 1$ folgt für die Kaonen:

$$\epsilon_K = \sqrt{\epsilon_\pi} \tag{4.3}$$

Typischerweise liegt diese Kaonen-Effizienz bei etwa 97%.

4.8 Tracking-Effizienz

Während die Drahtkammereffizienz die physikalische Wahrscheinlichkeit angibt, mit der durchlaufende Teilchen in den Drahtkammern Impulse auslösen, wird durch die Tracking-Effizienz die nicht vollständige Rekonstruktion der Spuren durch die Auswerte-Algorithmen berücksichtigt. Durch Mehrfachtreffer in den Drahtkammern kann es zu falschen Zuordnungen bei der Spurrekonstruktion kommen. Die Effizienz des Trackings ist demzufolge abhängig von der Multiplizität der Treffer in den Drahtkammern. Da die Verteilung über ein einzelnes Magnetfeld konstant ist - also nicht impulsabhängig - wurde in Abhängigkeit von System, Einschußenergie und Magnetfeld jeweils ein Korrekturparameter nach folgender Methode bestimmt:

Aus einer ausreichenden Statistik von Ereignissen, die mit Pseudokaonen gemessen wurden, wird eine Tabelle aufgestellt, in der die Häufigkeiten der Treffermultiplizitäten in den Drahtkammern aufgelistet werden. Für jedes einzelne Trefferbild wurde aus einer GEANT-Simulation die Tracking-Effizienz bestimmt. Der Korrekturfaktor für ein Magnetfeld ergibt sich dann aus den mit der Tabelle gewichteten gemittelten Effizienzen. Die Korrekturfaktoren sind im einzelnen Tabelle 4.1 zu entnehmen.

	0.6 T	0.9 T	1.4 T
1.0 AGeV, $\theta_{\mathrm{lab}} = 44°$	0.96	0.94	0.92
1.0 AGeV, $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$	0.98	0.97	
0.6 AGeV, $\theta_{\mathrm{lab}} = 50°$	0.95	0.93	

Tab. 4.1: Tracking-Effizienzen für die verschiedenen Einschußenergien, Winkel und Magnetfelder.

4.9 Effizienz der Analyseschnitte

Die Effizienz der Analyseschnitte wird ebenfalls durch Pseudokaonen bestimmt. Diese Schnitte lassen sich im wesentlichen in zwei Bereiche einteilen: die Schnitte auf die Flugzeit eines Teilchens und die Schnitte auf die Güte der Spur eines Teilchens im Spektrometer.

4.9.1 Flugzeitmessungen im Spektrometer

Die Messung der Teilchenflugzeit im Spektrometer ermöglicht einen effizienten Schnitt zur Reduzierung des Untergrundes im Bereich der Kaonenmasse. Bestimmungen des Durchflugzeitpunktes finden am T-, D-, F- und G-Detektor statt. Die Zeitdifferenzen zwischen den verschiedenen Detektoren lassen sich mit Hilfe der bekannten Bahnlängen normieren, so daß es möglich ist, die inversen Geschwindigkeiten $1/\beta$ zu vergleichen. Bei den 1.0 AGeV-Messungen sowie für das 0.9-T-Feld bei 0.6 AGeV wurde lediglich der Flugzeitvergleich der normierten Zeiten zwischen T-D und D-F benutzt. Für die Kaonenauswertung bei 0.6 AGeV und 0.6 T wurde zusätzlich ein Vergleich der Flugzeiten zwischen D-F und F-G benutzt (Abbildung 3.8). Wird dieser Schnitt verwendet, ist eine zusätzliche Korrektur aufgrund der Akzeptanz des G-Detektors und des Zerfalls der Kaonen zwischen F- und G-Detektor nötig, die mit Hilfe der GEANT-Simulation berechnet wurde. Die Effizienzen ϵ^{τ} können mit Pseudokaonen bestimmt werden, da diese definitionsgemäß die gleiche Flugzeit wie die zu korrigierenden Kaonen besitzen.

4.9.2 Güte der Spur eines Teilchens im Spektrometer

Zur weiteren Reduzierung des Untergrundes wird die Güte der Spur eines Teilchens im Spektrometer überprüft. Anhand vorher mit einer GEANT-Simulation berechneter Tracking-Funktionen können aus Informationen von den anderen Drahtkammern der wahrscheinlichste Ort für einen Treffer in einer zu untersuchenden Drahtkammer oder auch in einem Flugzeitdetektor berechnet werden. Durch die Tracking-Schnitte werden Ereignisse verworfen, bei denen der wahre Treffer in einer Drahtkammer zu weit von dem vorhergesagten entfernt ist. Für diese Auswertung wurden für verschiedene Einstellungen verschiedene Bedingungen gestellt: In der 0.6 AGeV Auswertung wurden bei dem 0.6 Tesla Feld Schnitte auf die horizontalen Positionen in der L- und M-Kammer sowie auf die vertikale Position in der L-Kammer gemacht, während in der 1.0 AGeV Analyse bei dem 1.4 T-Feld gar keine Schnitte auf die Güte der Spur gemacht wurden, um die beiden Extreme zu nennen.

Die Bestimmung der Effizienz ϵ^{Spur} dieses Schnittes ist nicht so problemlos zu bewältigen wie die Korrektur der Flugzeitschnitte. Die Pseudokaonen haben zwar die gleiche Flugzeit wie die zu korrigierenden Kaonen; da sie aber eine andere Masse besitzen verhalten sie sich unter Kleinwinkelstreuuung anders als die Kaonen. Dies hat auf ihre Trajektorie einen meßbaren Einfluß. Es ist deswegen sinnvoll, die Korrektur anhand von richtigen Kaonen zu bestimmen. Dies ist jedoch nur möglich, wenn in derselben Strahlzeit auch Messungen durchgeführt wurden mit einer Einschußenergie, die groß genug ist, um Kaonen auch ohne diese Schnitte identifizieren zu können. So wird diese Methode etwa bei [Stu00] angewandt, wo eine Einschußenergie von 1.5 AGeV zur Bestimmung der Korrekturwerte mittels Kaonen zur Verfügung stand. In der hier untersuchten Strahlzeit vom Februar 1997 beträgt die höchste gemessene Einschußenergie jedoch nur 1.0 AGeV, so daß diese Korrekturmöglichkeit nicht möglich war. Alternativ wurde folgendes Verfahren gewählt:

Aus einer GEANT-Simulation wurde durch eine Gauß-Anpassung die Breite der Verteilung für Kaonen σ_K bestimmt, die sich aus der Differenz des Ortes in einer Kammer, der aus den Informationen der anderen Kammer mit Hilfe der Tracking-Funktionen berechnet wurde, zu dem tatsächlichen Durchstoßpunkt in der Drahtkammer ergibt. Dieselbe Breite σ_{PK} wurde mit Hilfe einer weiteren GEANT-Simulation für die Pseudokaonen bestimmt, die zur Korrektur benutzt werden sollten. Während dann für die Analyse auf die Kaonen ein Schnitt mit der Intervallbreite d_K benutzt wurde, wurde für die Korrektur mit den Pseudokaonen die verwendete Intervallbreite wie folgt verändert:

$$d_{PK} = \frac{\sigma_{PK}}{\sigma_K} d_K \tag{4.4}$$

4.9.3 Weitere Schnitte

Während sich das Magnetfeld des Spektrometers im zentralen Bereich homogen verhält, ist die Beschreibung der Trajektorien in den Randbereichen durch die Streufelder problematisch. Um Einflüsse auf die Impulsverteilung der Teilchen zu vermeiden, werden die Teilchenspuren, die durch die äußeren D- oder F-Paddles (D-Detektor: Paddle 1 und 16, F-Detektor: Paddle 1 und 24-30) führen, bei der Analyse weggelassen. Als Ausgleich ist ein großer Impulsüberlapp bei 0.6 T, 0.9 T und 1.4 T berücksichtigt. Die Effizienz ϵ^{misc} dieses Schnittes wird mit GEANT-Kaonen berechnet.

Energie	θ_{lab}	Magnetfeld	ϵ^{τ}	ϵ^{Spur}	ϵ^{misc}	ϵ^{Anal}
0.6 AGeV	50°	0.6 T	80.9%	90.1%	86.8%	66.9%
		0.9 T	93.1%	96.0%	87.1%	78.1%
1.0 AGeV	44°	0.6 T	93.2%	96.2%	84.6%	75.6%
		0.9 T	98.3%	95.0%	90.7%	84.8%
		1.4 T	99.3%	100.0%	91.4%	90.8%
	84°	0.6 T	99.6%	100.0%	89.6%	89.3%
		0.9 T	99.7%	100.0%	88.4%	88.1%

Tab. 4.2: Effizienz der verwendeten Schnitte zur Analyse der Kaonen bei 1.0 AGeV und 0.6 AGeV.

Die Analyseeffizienzen werden impulsabhängig bestimmt. Die durchschnittlichen Einzel- und Gesamt-(ϵ^{Anal})-Effizienzen der Schnitte für die Magnetfelder sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

4.10 Bestimmung der Kaonenanzahl

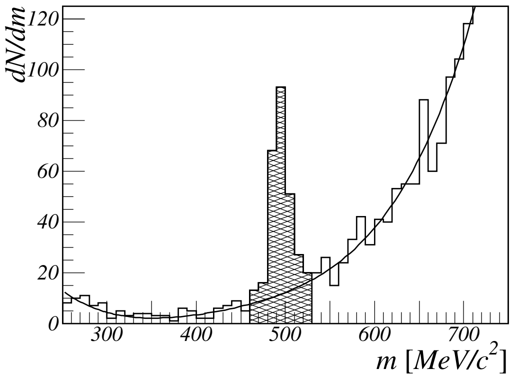


Abb. 4.4: Massenspektrum für 1.0 AGeV, Au+Au bei $44°$ und 0.9 T; (Impulsbereich: 400 MeV/c $< p_{\mathrm{lab}} \leq 450$ MeV/c).

Um eine p_{lab}-abhängige Verteilung für die Kaonen zu erhalten, werden zunächst impulsabhängige Massenspektren aufgetragen. Abbildung 4.4 zeigt ein typisches Beispiel der Massenverteilung in einem Impulsbin. Hierbei handelt es sich um den Impulsbereich von 400 MeV/c bis 450 MeV/c, gemessen bei 1.0 AGeV mit $B_{\mathrm{D}} = 0.9$ T und $\theta_{\mathrm{lab}} = 44°$. Um die Anzahl der Kaonen zu bestimmen, wird in einem Bereich um den Kaonenpeak ein Polynom vierten Grades an den Untergrund angepaßt. Der Untergrund unter den Kaonen ergibt sich durch Integration der Anpassung im schraffierten Bereich. In demselben Bereich wird das ganze Massenspektrum integriert und die Differenz der beiden Integrationen ergibt die Anzahl der Kaonen.

4.11 Fehlerbetrachtung

Statistischer Fehler

Der statistische Fehler wird in erster Linie durch das Zählen der Kaonen bestimmt. Es wird für die Kaonenzählrate eine Poissonverteilung angenommen und dementsprechend ist der Fehler bei n_{K^+} gezählten Kaonen gleich $\sigma(n_{K^+}) = \sqrt{n_{K^+}}$. Zusätzlich zu dieser statischen Schwankung kommt die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Kaonenanzahl über dem Untergrund. Zur Abschätzung der dabei auftretenden Fluktuationen wurden für einige Impulsintervalle verschiedene Parameter des Untergrundabzuges, wie beispielsweise die Breite des Integrationsfensters oder die Breite des Intervalls, in dem der Untergrund angepaßt wird, variiert. Es ergab sich ein Fehler von etwa 10%. Aufgrund der Tatsache, daß die Kaonenanzahl in jedem Impulsbin für alle Messungen in der gleichen Größenordnung ist (zwischen 50 und 200 Kaonen), wurde dieser Fehler von 10% pauschal zu dem jeweiligen statistischen Fehler addiert. Auch wenn dieser Fehler von der Methode des Untergrundabzuges herrührt, ist es wichtig, festzustellen, daß es sich nicht um einen systematischen Fehler handelt, da für verschiedene Impulsbereiche durch den unvollkommenen Untergrundabzug einmal zu viel und einmal zu wenig Kaonen gezählt werden können. Deswegen wird dieser Fehler wie ein statistischer Fehler behandelt.

Die statistischen Fehler bei der Bestimmung der Akzeptanz, der Trigger- und der Analyse-Effizienz werden anders festgelegt. Wenn in einem bestimmten Impulsbereich n_{ges} Ereignisse gemessen wurden, von denen n_{cut} Ereignisse die zu korrigierende Bedingung erfüllen, so ist der absolute statistische Fehler nur 1 oder der relative $1/n_{\mathrm{cut}}$. Dieser Fehler wird jeweils als statistischer Fehler für die einzelne Korrektur gewählt.

Im Verlauf der weiteren Auswertung wird zur Berechnung des endgültigen statistischen Fehlers die Gaußsche Fehlerfortpflanzung angewendet.

Systematischer Fehler

Der systematische Fehler gibt an, mit welcher Ungenauigkeit die gesamte Messung behaftet ist. Die Abschätzungen, die im folgenden für den systematischen Fehler gemacht werden, sind sowohl für die Messungen bei 1.0 AGeV wie bei 0.6 AGeV gültig. Ursachen für den systematischen Fehler können prinzipielle Meßungenauigkeiten sein. Der systematischen Fehler setzt sich im einzelnen zusammen aus den Fehlern bei der Bestimmung der/des

- Strahlstromes	3%
- Totzeit	5%
- Akzeptanz (GEANT-Simulation)	3%
- Trigger-Effizienz	5%
- Drahtkammer-Effizienz	3%
- Tracking-Effizienz	3%
- Analyse-Effizienz	5%

Da die systematischen Fehler voneinander unabhängig sind, gilt für den gesamten systematischen Fehler nach Gauß: $\sigma^{\mathrm{sys}} = \sqrt{\sum_i (\sigma_i^{\mathrm{sys}})^2}$. Insgesamt beträgt der systematische Fehler $\pm 11\%$.

Kapitel 5

Kaonenproduktion in Au+Au-Stößen bei 1.0 und 0.6 AGeV Strahlenergie

5.1 K^+-Produktion bei 1.0 AGeV Strahlenergie

Der Schwerpunkt der Messung in ^{197}Au+^{197}Au-Stößen bei 1.0 AGeV lag in der K^+-Produktion bei einem Laborwinkel von $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$. Hier wurden zum ersten Mal ausreichend Kaonen für die Analyse des gerichteten Kaonen-Flusses bei Targetrapidität akkumuliert. Die Messungen bei 44° und 84° dienten aber auch zum Vergleich mit den bisher am Kaonen-Spektrometer in diesem System gemessenen Daten [Man97, Miś94a]. Insgesamt wurden bei 44° 2500 und bei 84° 2250 Kaonen gemessen. Der Nachweis dieser relativ großen Kaonenanzahl erfordert bei der Energie von 1.0 AGeV, also unterhalb der NN-Schwelle, bereits eine Meßzeit von einigen Tagen.

Abbildung 5.1 stellt die Verteilungen für die Kaonenproduktion bei 1.0 AGeV dar, in denen der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Laborimpulses aufgetragen ist. In der Abbildung sind die Auswertungen für die drei benutzten Magnetfeldstärken angegeben. Man erkennt die Überlappbereiche zwischen den einzelnen Feldern, die sehr gut miteinander übereinstimmen. Für die weitere Analyse wurden die doppelt gemessenen Wirkungsquerschnitte fehlergewichtet gemittelt.

Zur Integration über den Impuls wird angenommen, daß die Verteilungen im Schwerpunktsystem durch eine isotrope Boltzmann-Verteilung

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right|_{\mathrm{cm}} = C \cdot p_{\mathrm{cm}}^2 \cdot e^{-\frac{E_{\mathrm{cm}}}{T}} \tag{5.1}$$

beschrieben werden können. Dabei ist E_{cm} die Energie und p_{cm} der Impuls im Schwerpunktsystem, T der Steilheits- oder Temperatur-Parameter und C eine Konstante. Wenn ein thermisches Gleichgewicht herrscht kann T dabei als die Temperatur interpretiert werden, die in der Schwerionenreaktion erzeugt wird, vorausgesetzt, daß die Spektren nicht durch kollektive radiale Expansion beeinflußt werden.

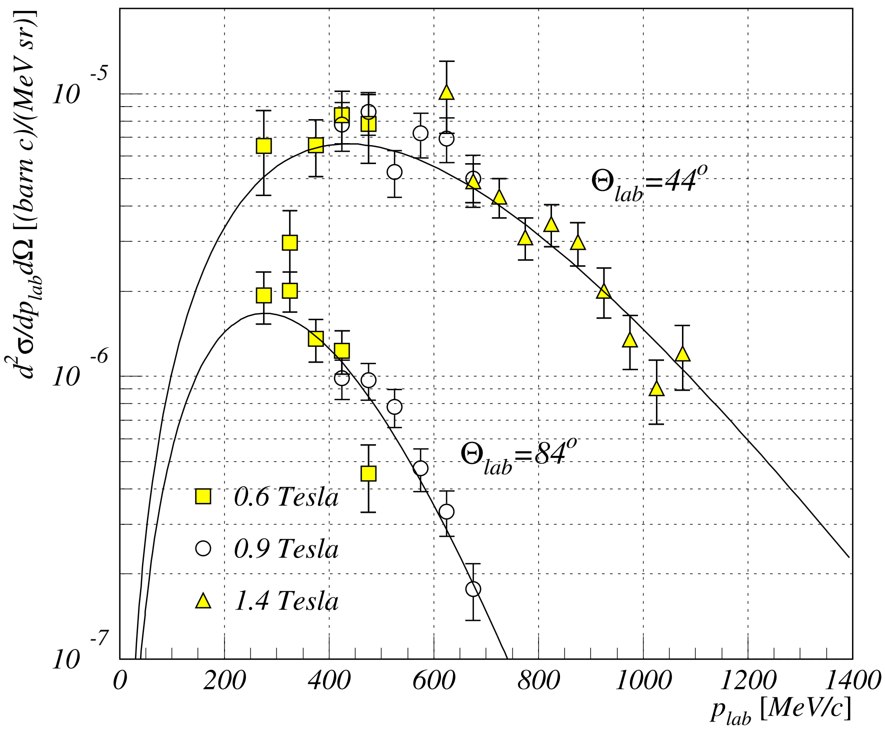


Abb. 5.1: Laborimpulsverteilung der K^+-Mesonen für Au+Au bei 1.0 AGeV Einschußenergie und zwei Laborwinkeln. Die Messungen für die verschiedenen Magnetfelder sind durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet. Die durchgezogenen Linien geben Boltzmann-Anpassungen an die Daten wieder.

Der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem kann aus dem Wirkungsquerschnitt im Laborsystem über den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt σ_{inv} bestimmt werden. Es gilt:

$$\sigma_{\mathrm{inv}} = E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{E}{p^2} \cdot \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \tag{5.2}$$

Damit ergibt sich:

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right|_{\mathrm{cm}} = \frac{p_{\mathrm{cm}}^2}{E_{\mathrm{cm}}} \cdot \frac{E_{\mathrm{lab}}}{p_{\mathrm{lab}}^2} \cdot \left.\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right|_{\mathrm{lab}} \tag{5.3}$$

Und man erhält für die ins Laborsystem transformierte Boltzmannverteilung:

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right|_{\mathrm{lab}} = C \cdot \frac{E_{\mathrm{cm}}}{E_{\mathrm{lab}}} p_{\mathrm{lab}}^2 \cdot e^{-\frac{E_{\mathrm{cm}}}{T}} \tag{5.4}$$

Diese Anpassungen sind in Abbildung 5.1 eingetragen.

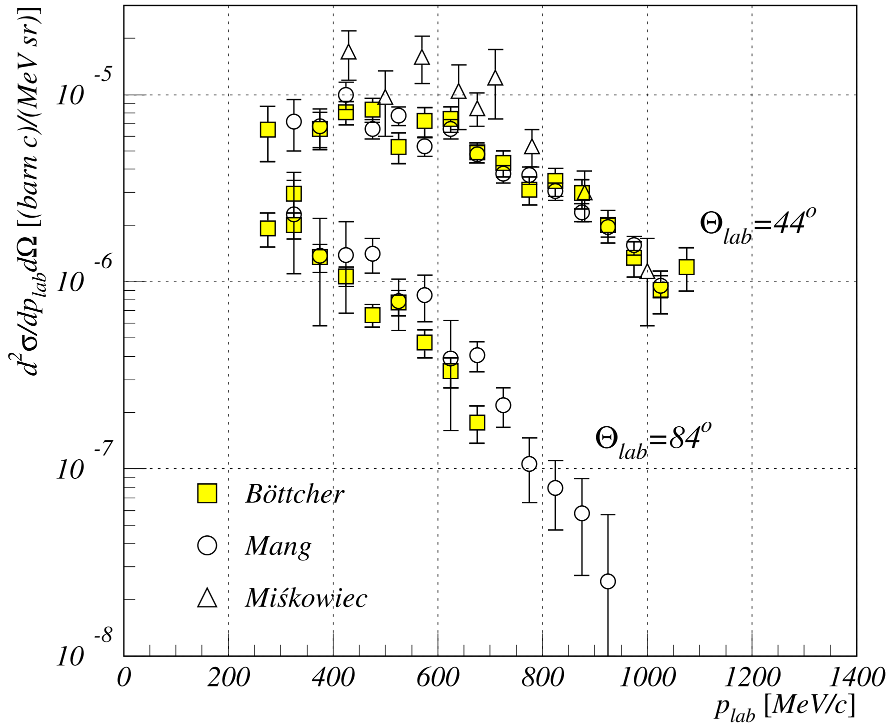


Abb. 5.2: Vergleich der gemessenen Laborimpulsspektren bei 1.0 AGeV mit den Auswertungen von M. Mang [Man97] und D. Miśkowiec [Miś94a], alle gemessen am Kaonen-Spektrometer.

Ein Vergleich mit den bisher am Kaonen-Spektrometer für diese Reaktion gemessenen Daten ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Eingetragen sind jeweils nur statistische

	θ_{lab}	$4\pi d\sigma/d\Omega(mb)$	T (MeV)
D. Miśkowiec [Miś94a]	$44°$	41 ± 11	67 ± 5
M. Mang [Man97]		22.4 ± 0.3	86 ± 2
diese Arbeit		21.7 ± 0.7	87 ± 2
M. Mang [Man97]	$84°$	39.3 ± 3.3	84 ± 6
diese Arbeit		28.7 ± 1.9	76 ± 2

Tab. 5.1: Vergleich der Wirkungsquerschnitte und inverse Steilheitsparameter von den 1.0 AGeV Messungen. Alle angegeben Fehler sind statistisch.

Fehler. Die von Miśkowiec 1991 vorgenommene Analyse der unter 44° gemessenen Daten war die erste Kaonenauswertung am KaoS-Experiment; sie ist deswegen mit einem großen statistischen, aber auch einem großen systematischen Fehler behaftet ($\Delta^{\text{sys}} = \pm 9$ mb). Die Werte liegen im niedrigen Impulsbereich systematisch über den neueren Messungen, die Abweichung ist aber gerade noch mit dem Fehler vereinbar. Die Messung dieser Arbeit und die 44°-Messung von 1993, die von M. Mang ausgewertet wurde, weisen eine sehr gute Übereinstimmung auf. Für 84° kann als Vergleich nur die Messung [Man97] herangezogen werden. Die Übereinstimmung ist hier etwas schlechter. Die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte von [Man97] liegen systematisch leicht über denen der neuen Auswertung, die eine bessere Statistik besitzt; es wurden allerdings keine Daten bei hohen Impulsen gemessen.

Einen Überblick über die im Schwerpunktsystem integrierten Wirkungsquerschnitte und Steilheitsparameter der drei Messungen bei 1.0 AGeV gibt Tabelle 5.1. Die impulsintegrierten Wirkungsquerschnitte sind alle mit 4π multipliziert und entsprechen somit einem unter Annahme der Isotropie integrierten totalen Wirkungsquerschnitt. Auch hier zeigt sich die sehr gute Übereinstimmung mit [Man97] bei mittlerer Rapidität, während die beiden Messungen nur im Rahmen des systematischen Fehlers mit [Miś94a] übereinstimmt. Bei Targetrapidität hingegen liegt diese Messung um etwa 25% unter [Man97]. Allerdings sind diese beiden Messungen nicht bei exakt derselben Energie durchgeführt worden, weil bei der älteren Messung die Targetdicke 1.0 mm betrug, während bei der neueren Messung ein 1.4 mm-dickes Target benutzt wurde. Durch den Energieverlust im Target stand somit bei der neueren Messung im Mittel weniger Energie zur Verfügung als bei der älteren.

5.2 Integration über den Polarwinkel

Zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes muß nach der Integration über den Schwerpunkt-Impuls auch die Integration über den Polarwinkel θ durchgeführt werden.

Wie man durch den Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei 44° und 84° sehen kann (Tabelle 5.1), ist die Annahme einer in θ isotropen Kaonen-Emission im Widerspruch mit den Messungen. Da für diese Arbeit aber lediglich zwei Laborwinkel

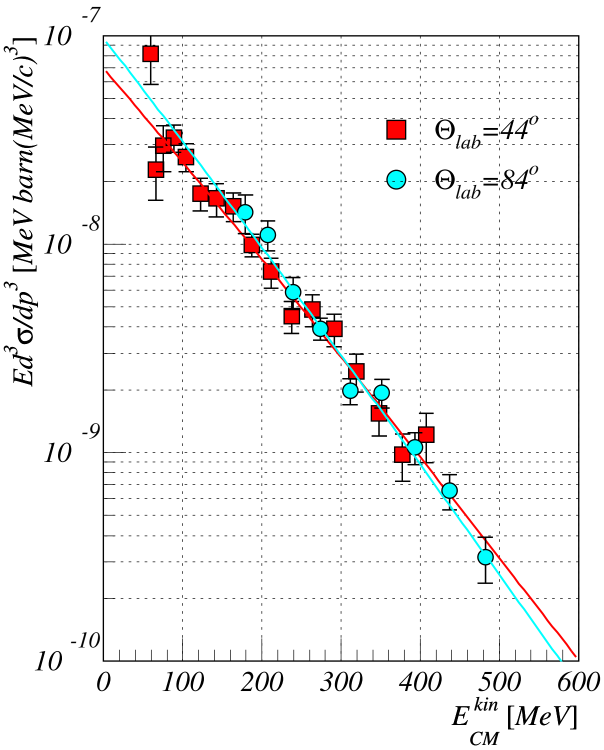


Abb. 5.3: Invarianter Wirkungsquerschnitt aufgetragen über der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem. Die unterschiedlichen Symbole kennzeichnen die Messungen bei $\theta_{\mathsf{lab}} = 44^{\circ}$ und $\theta_{\mathsf{lab}} = 84^{\circ}$. Die Geraden sind jeweils Boltzmann-Anpassungen an die Daten.

ausgewertet wurden, konnte keine Bestimmung der Winkelabhängigkeit in Au+Au-Stößen bei 1.0 AGeV durchgeführt werden. Für diese und andere Einschußenergien (und auch andere Systeme) sind jedoch die polaren Winkelverteilungen bereits ausführlich diskutiert worden [Man97, Stu00, Lau99, Men00b]. Zur Bestimmung der polaren Anisotropie bei Au+Au-Stößen wurde die im folgenden skizzierte Methode angewandt [Man97, Stu00]:

Für mehrere (etwa vier) Laborwinkel wird der invariante Wirkungsquerschnitt $Ed^3\sigma/dp^3$ gegen die kinetische Energie $E_{\mathrm{cm}}^{\mathrm{kin}}$ aufgetragen; dies ist für die hier ausgewerteten Daten in Abbildung 5.3 durchgeführt worden. In dieser Darstellung würden bei isotroper Verteilung die Messungen für verschiedene Winkel übereinanderfallen. Aus den Daten und der Boltzmann-Anpassung erkennt man aber auch hier, daß eine nicht isotrope Winkelverteilung vorliegt. Für verschiedene Werte von $E_{\mathrm{cm}}^{\mathrm{kin}}$ werden dann jeweils die Wirkungsquerschnitte aller gemessener Winkel über $\cos(\theta_{\mathrm{cm}})$ aufgetragen und an die Verteilung eine Parabel gemäß

$$Ed^3\sigma/dp^3 \sim 1 + a_2 \cos^2(\theta_{\mathrm{cm}}) \tag{5.5}$$

angepaßt. Dabei ist a_2 das Maß für die Anisotropie der Winkelverteilung.

Mit dem so bestimmten Anisotropie-Parameter a_2 läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt wie folgt berechnen [Man97]:

$$\sigma = 4\pi \frac{1}{1 + a_2 \cos^2(\theta_{\mathrm{cm}})} (1 + \frac{1}{3} a_2) \quad C \int_0^\infty e^{-\frac{E_{\mathrm{cm}}}{T}} dp_{\mathrm{cm}} \tag{5.6}$$

Dabei ist θ_{cm} der (mittlere) Winkel im Schwerpunktsystem. Für $\theta_{\mathrm{lab}} = 44°$ beträgt er $\theta_{\mathrm{cm}} \approx 0°$ und für $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$ ist $\theta_{\mathrm{cm}} \approx 30°$ [Men00a].

In Abbildung 5.4 sind die Anisotropie-Faktoren a_2 für verschiedene Einschußenergien in den Systemen Au+Au und C+C dargestellt [Stu00]. Während im C+C-System die Größe der Anisotropie offensichtlich stark von der Einschußenergie abhängt, ist der a_2-Parameter für Au+Au-Reaktionen zwischen 0.8 AGeV und 1.5 AGeV Einschußenergie nahezu konstant. Für 1.0 AGeV kann der Abbildung ein Wert von a_2 =1.3 entnommen werden. Setzt man diesen in Gleichung (5.6) ein, so erhält man als totalen Wirkungsquerschnitt aus den Daten beim Laborwinkel $\theta_{\mathrm{lab}} = 44°$:

$$\sigma = (31.1 \pm 1.0^{\mathrm{stat}} \pm 3.4^{\mathrm{sys}})\ \mathrm{mb} \tag{5.7}$$

Bei dem Laborwinkel $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$ ergibt sich als totaler Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma = (20.8 \pm 1.4^{\mathrm{stat}} \pm 2.3^{\mathrm{sys}})\ \mathrm{mb} \tag{5.8}$$

Diese Wirkungsquerschnitte sind nicht gleich, die Winkelabhängigkeit wurde offenbar überschätzt.

Für diese Diskrepanz gibt es zwei mögliche Ursachen. Zum einen wurde in beiden Messungen mit einem unterschiedlich dicken Target gemessen. In Abschnitt 4.2 wurde bereits ausgeführt, daß der Energieverlust im Au-Target nicht vernachlässigt werden

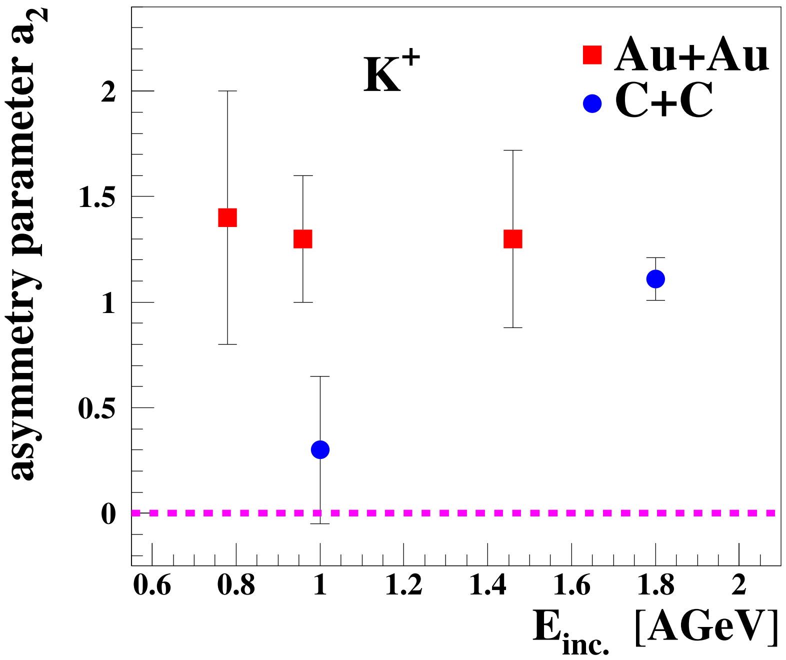


Abb. 5.4: Polare Asymmetrie-Parameter als Funktion der Einschußenergie für Au+Au- und C+C-Reaktionen bei verschiedenen Einschußenergien [Stu00].

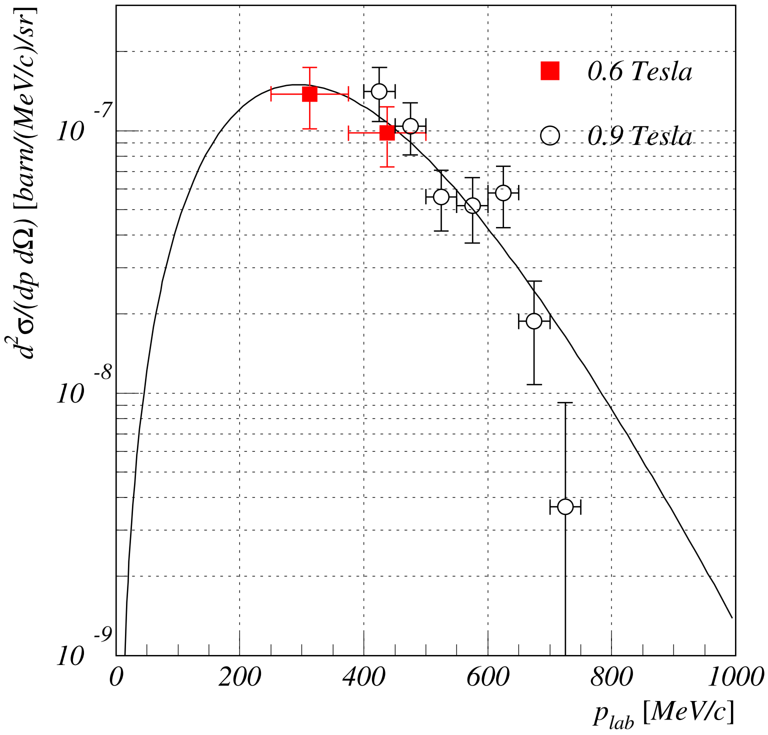


Abb. 5.5: Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt für Au+Au bei 0.6 AGeV Einschußenergie und $\theta_{\mathrm{lab}} = 50°$. Die zwei Magnetfelder sind durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet. Die eingezeichnete Funktion ist eine Boltzmann-Anpassung an die Daten.

kann. Somit stand bei der 44°-Messung im Mittel mehr Energie zur Kaonenproduktion zur Verfügung als bei der 84°-Messung, bei der somit im Vergleich weniger Kaonen gemessen wurden. Zum anderen ist die Integration der Daten bei Targetrapidität mit einem großen systematischen Fehler behaftet, da keine Meßpunkte im Bereich des Maximums der p_{cm}-Impulsverteilung vorhanden sind. Deswegen wird die Extrapolation und damit die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes sehr ungenau, auch wenn der statistische Fehler der Anpassung selber relativ gering ist. Dieser Effekt wird besonders bei der Untersuchung der zentralitätsabhängigen Spektren deutlich (siehe dazu Abschnitt 5.4).

5.3 K^+-Produktion bei 600 AMeV Strahlenergie

Die Analyse der Impulsverteilung der Kaonen für 600 AMeV Einschußenergie wurde analog zur Analyse der 1.0 AGeV Daten vorgenommen. Für das 0.9 T-Feld wurde wiederum als Intervallbreite 50 MeV$/c$ in p_{lab} gewählt. Besonders problematisch erwies sich die Trennung der Kaonen bei 0.6 Tesla vom Untergrund, die nur mit einer zusätzlichen Bedingung auf die Flugzeit zwischen Startdetektor und zweiter Flugzeitwand bewältigt werden konnte (Abbildung 3.8). In diesem Fall konnte lediglich

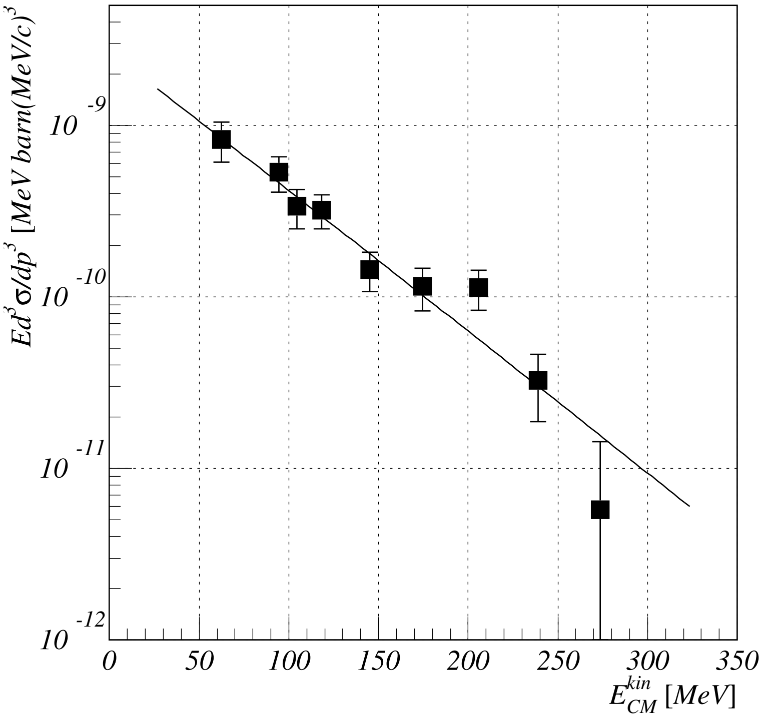


Abb. 5.6: Invarianter Wirkungsquerschnitt über kinetischer Energie. Die Kurve ist eine Boltzmannanpassung an die Daten.

eine Unterteilung in zwei Impulsintervalle von der Breite 125 MeV/c in p_{lab} vorgenommen werden. Abbildung 5.5 zeigt den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt der Kaonenproduktion als Funktion des Laborimpulses bei 600 AMeV.

Um den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ zu bestimmen, werden die gemessenen Datenpunkte im CM-System integriert. Die Güte der Anpassung läßt sich aus Abbildung 5.6 erkennen. In dieser Darstellung - invarianter Wirkungsquerschnitt gegen kinetische Energie - wird eine Boltzmannverteilung durch eine Gerade beschrieben. Man kann der Abbildung entnehmen, daß diese Beschreibung sehr gut mit den Daten übereinstimmt. Aus der Integration über den CM-Impuls ergibt sich $4\pi d\sigma/d\Omega = (380 \pm 35^{\mathrm{stat}})$ μb. Der inverse Steigungsparameter beträgt $T = (49 \pm 4)$ MeV. Die Temperatur ist somit deutlich geringer als in derselben Reaktion bei 1.0 AGeV.

Bei der Einschußenergie von 0.6 AGeV wurde die Kaonenproduktion nur unter dem Laborwinkel $\theta_{\mathrm{lab}} = 50°$ gemessen. Deswegen kann für diese Energie keine Bestimmung der Winkelverteilung vorgenommen werden. Die Abbildung 5.4 legt jedoch den Schluß nahe, daß der Ansisotropie-Faktor a_2 für Au+Au-Stöße von der Einschußenergie unabhängig ist. Deswegen wurde auch für 0.6 AGeV ein a_2 von 1.3 angenommen und die Winkelintegration gemäß Gleichung (5.6) mit $\theta_{\mathrm{cm}} \approx 0°$ vorgenommen.

Es ergibt sich somit als Gesamtwirkungsquerschnitt für die Kaonenproduktion in Au+Au Stößen bei 600 AMeV Einschußenergie:

$$\sigma_{K^+} = (540 \pm 50^{\mathrm{stat}} \pm 90^{\mathrm{sys}})\ \mu\mathrm{b} \tag{5.9}$$

Diskussion

Der Hauptmotivationspunkt, Kaonen bei dieser geringen Einschußenergie auszuwerten, war die Untersuchung der nuklearen Zustandsgleichung, wie schon in Kapitel 1 ausgeführt wurde. Inzwischen hat sich allerdings gezeigt, daß bei der Kaonenproduktion das Vorhandensein eines K^+N-Potentials im Medium ebenfalls von großer Bedeutung ist. Das für die K^+-Mesonen repulsive Potential und die Beschaffenheit der Zustandsgleichung sind sogar zwei Effekte, die eine gegenläufige Tendenz haben. Deswegen ist bei einem Vergleich der gemessenen Daten mit einer Rechnung nicht nur der Unterschied zwischen einer harten oder weichen Zustandsgleichung zu berücksichtigen, sondern es muß auch der Einfluß eines K^+N-Potential auf die Kaonenproduktion betrachtet werden.

diese Arbeit		(0.54±0.10) mb
weiche EOS	ohne KN-Potential	(0.84±0.24) mb
weiche EOS	mit KN-Potential	(0.21±0.26) mb
harte EOS	mit KN-Potential	(0.25±0.18) mb

Tab. 5.2: Totale Wirkungsquerschnitte für die Kaonenproduktion bei $E_{\mathrm{lab}} = 560$ AMeV. Theoretische Rechnungen mit QMD von Aichelin und Hartnack [Aic00].

Tabelle 5.2 gibt den Vergleich der gemessenen Daten mit einer neuen QMD-Rechnung der Nantes-Gruppe wieder [Aic00]. In dieser Rechnung wurde die Verminderung der Einschußenergie im Target berücksichtigt, das heißt es wurde mit einer Energie von $E_{\mathrm{lab}} = 560$ AMeV gerechnet. Eine Rechnung für eine harte Zustandsgleichung ohne KN-Potential liegt nicht vor.

Die theoretischen Rechnungen sind noch mit sehr großen Fehlern behaftet, so daß sich aus den Werten keine eindeutige Aussage gewinnen läßt. Im Rahmen der Fehler ist das Ergebnis mit allen drei Szenarien verträglich. Interessant ist es festzustellen, daß nach dieser Rechnung unter der Voraussetzung eines K^+N-Potentials die Steifheit der Zustandsgleichung kaum Einfluß auf die Stärke der Kaonenproduktion hat. Selbst wenn der Fehler der Rechnungen kleiner wird, ist also nur zu erwarten, daß sich eine Entscheidung bezüglich des K^+N-Potentials treffen läßt, nicht aber über die nukleare Zustandsgleichung.

Nach einer anderen Rechnung für 1.0 AGeV [Fuc99] verschwindet der Unterschied zwischen harter und weicher Zustandsgleichung auch unter Berücksichtigung des K^+N-Potentials nicht völlig, so daß sich anhand der durchgeführten Messung doch noch Aussagen über die nukleare Zustandsgleichung treffen lassen können. Allerdings liegen zum jetzigen Zeitpunkt noch keine Rechnungen für $E_{\mathrm{lab}} = 560$ AMeV vor.

In [Li95] wurde die Produktionswahrscheinlichkeit für Kaonen als Funktion von der Einschußenergie aufgetragen (Abbildung 1.2). Diese Funktion soll verwendet werden, um den experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (0.54 \pm 0.05)$ mb bei 0.6 AMeV auf 1.0 AMeV zu extrapolieren. Für eine harte Zustandsgleichung nimmt nach Abbildung 1.2 die Kaonenproduktion zwischen den beiden Energien um einen Faktor ≈ 50 zu, bei einer weichen Zustandsgleichung nur um einen Faktor ≈ 20. Somit ergibt sich als Extrapolation zu 1.0 AGeV mittels der harten beziehungweise weichen EoS: $\sigma^{\rm ext}_{\rm hart} = (27.0 \pm 2.5)$ mb und $\sigma^{\rm ext}_{\rm weich} = (10.8 \pm 1.0)$ mb. Der Wert aus der Extrapolation der harten Zustandsgleichung ist somit in guter Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt bei 1.0 AGeV von $\sigma_{\rm exp} = (31.1 \pm 1.1)$ mb, während die Extrapolation mittels der weichen EoS diesen Wert deutlich unterschätzt. Nach der Rechnung von [Li95] deutet das Ergebnis also eher auf eine harte Zustandsgleichung hin; dies ist jedoch nur eine grobe Abschätzung, in der zudem nicht der Energieverlust im Target berücksichtigt wird. Dagegen gelangt [Stu00] durch den Vergleich der Anregungsfunktionen von Au+Au (ab einschließlich 0.6 AGeV) und C+C zu dem Ergebnis, daß eine weiche Zustandsgleichung zu favorisieren ist.

5.4 Zentralitätsabhängigkeit der Kaonenproduktion

Für die Analyse der Zentralitätsabhängigkeit sollen im folgenden zwei Methoden verwendet werden.

- Es wurde auf eine ältere Eichung der Partizipantenzahl $A_{\rm part}$ zurückgegriffen, die für Au+Au-Stöße bei 1.0 AGeV durchgeführt wurde [Shi98b]. Durch einfach Umskalierung wurde versucht, daraus eine Eichung für Au+Au bei 0.6 AGeV zu gewinnen.

- Unter der Annahme eines einfachen geometrischen Modells wurde über die Minimum-Bias-Verteilungen im Großwinkelhodoskop eine unabhängige $A_{\rm part}$-Eichung erstellt.

Die Einteilung in Zentralitätsklassen orientiert sich dabei an der ersten Methode, weil dadurch ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen von [Man97] ermöglicht wird. Aus ökonomischen Gründen wurde diese Klasseneinteilung auch für die zweite Methode verwendet, so daß nur das zugeordnete mittlere $\langle A_{\rm part} \rangle$ neu bestimmt werden mußte.

Einteilung in Zentralitätsklassen

Wie auch in Kapitel 6 beschrieben wird, läßt sich die Zentralität eines Stoßes aus der Multiplizität $T_{\rm mult}$ im Großwinkelhodoskop bestimmen. Es muß aber nicht notwendigerweise die gesamte Multiplizität im Hodoskop auf die Schwerionenkollision zurückzuführen sein. Beispielsweise können auch δ-Elektronen Treffer in den Detektor-

Elementen auslösen. Deswegen werden in dieser Arbeit zwei Maße für die Multiplizität im Großwinkelhodoskop und damit die Zentralität des Stoßes definiert.

T_{M} gibt die Anzahl der Detektoren im Hodoskop an, die während eines Ereignisses angesprochen haben. Um nur die Multiplizitäten zu betrachten, die direkt mit dem Schwerionenstoß in Zusammenhang stehen, wird ebenfalls die Multiplizität T_{CSi} betrachtet, die sich aus dem sogenannten Cluster-Algorithmus ergibt. Es wird zunächst untersucht, welche Treffer im Hodoskop zeitlich eng beieinander liegen; solche Gruppen werden dann in Anhäufungen (engl. *cluster*) gebündelt. Bei der Auswertung von Teilchen wird dann dasjenige Cluster gewählt, das einen Schnitt auf die Flugzeiten erfüllt, die sowohl zwischen Großwinkelhodoskop und erster Flugzeitwand als auch zwischen erster und zweiter Flugzeitwand gemessen werden. Die Anzahl der Treffer in diesem ausgewählten Cluster T_{CSi} wird ebenfalls zur Zentralitätseinteilung verwendet. Bei der Untersuchung von Ereignissen mit Minimum-Bias-Trigger kann nach dieser Methode jedoch keine Auswahl des *richtigen* Clusters getroffen werden, da sie eine identifizierte Spur im Spektrometer voraussetzt. Es zeigt sich aber bei der Untersuchung der Kaonenproduktion in Au+Au-Stößen, daß in 95% aller Ereignisse das größte Cluster gewählt wird. Somit konnte für die folgende Analyse der Daten mit MB-Trigger die Anzahl der angesprochenen Großwinkelhodoskop-Elemente im größten Cluster als T_{CSi} gewählt werden.

Die beiden Methoden unterscheiden sich vor allem bei hohen Strahlintensitäten; wegen der hohen hadronischen Multiplizität des großen Reaktionssytems führen Sättigungseffekte (englisch *Pile-Up*) zu einer Verzerrung von T_{M}, die durch Verwendung von T_{CSi} umgangen werden kann. In Kapitel 6 werden nur bei niedriger Intensität gemessene Daten untersucht, deswegen kann dort einfach T_{M} verwendet werden. In dieser Analyse werden jedoch auch bei hoher Strahlintensität gemessene Daten einbezogen, so daß die Einteilung in Zentralitätsklassen über T_{CSi} vorgenommen wird.

Die Einteilung der Zentralitätsklassen orientiert sich daran, daß die in Tabelle 5.3 in der ersten Zeile dargestellten Werte aus der Eichung [Shi98b] übernommen werden können. Die Zentralitätsklassen sind in T_{M} äquidistant; die Einteilung in sieben Klassen wurde so gewählt, daß einerseits genug Meßpunkte vorhanden sind und andererseits die Statistik in den exklusiven Messungen ausreichend ist, um eine möglichst signifikante Aussage treffen zu können. Da für diese Untersuchung nicht die einfache Hodoskop-Multiplizität T_{M} sondern die Cluster-Größe T_{CSi} verwendet werden soll, sowie ebenfalls die Messung bei 0.6 AGeV analysiert wird, kann die A_{part}-Eichung aus Tabelle 5.3 nicht ohne weiteres übernommen werden. Deshalb wird für die erste Analysemethode die Annahme gemacht, daß die Klasseneinteilungen für die T_{CSi}-Methode sowie für die andere Energie skalieren. Um die Skalierungsfaktoren zu bestimmen, wurden die Minimum-Bias-Verteilungen für 1.0 AGeV (T_{M} und T_{CSi}) und 0.6 AGeV (nur T_{CSi}) aufgetragen. Die Kurven sind so normiert, daß das Plateau der Verteilung bei allen drei Kurven gleich hoch ist. Um einen definierten Punkt zum Vergleich der Verteilungen zu bekommen, wurde jeweils die Multiplizität bestimmt, bei der die Zählrate auf die halbe Plateauhöhe abgefallen ist (siehe dazu Abbildung 5.7 unten). Die so bestimmen Werte sind:

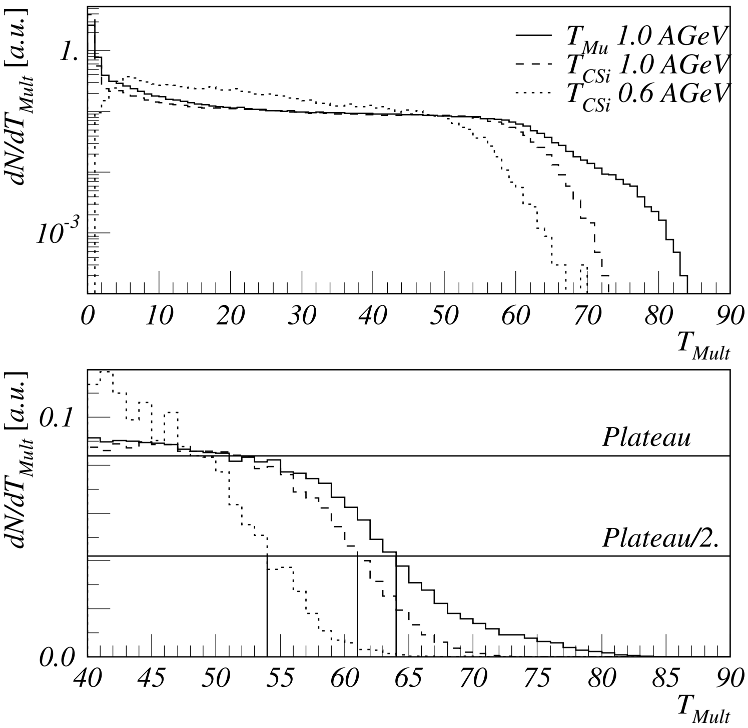


Abb. 5.7: Verteilung der Treffer im Großwinkelhodoskop für 1.0 AGeV und 0.6 AGeV. T_{Mult} wurde einmal ohne (T_{M}) und einmal mit der Cluster-Methode (T_{CSi}) bestimmt. Die Abbildung oben zeigt das gesamte Spektrum in logarithmischer Darstellung, die Abbildung unten die hohen T_{Mult}-Werte in linearer Skala.

	T_M	1-10	11-20	21-30	31-40	41-50	51-60	61-85
	T_CSI, 1.0 AGeV	1-9	10-19	20-28	29-38	39-48	49-57	58-80
	T_CSI, 0.6 AGeV	1-8	9-16	17-25	26-33	34-42	43-50	51-80
$\langle A_\mathrm{part}\rangle$	[Shi98b]	53	73	110	147	198	257	328
	1.0 AGeV	15	57	106	163	230	308	377
	0.6 AGeV	18	70	136	208	275	338	387

Tab. 5.3: Einteilungen in Zentralitätsklassen nach T_M undT_CSi und Zuordnung von $\langle A_\mathrm{part}\rangle$ nach [Shi98b] und dem geometrischen Modell für 1.0 AGeV und für 0.6 AGeV.

$T_\mathrm{M}^{1/2}$ (1.0 AGeV): 64
$T_\mathrm{CSi}^{1/2}$ (1.0 AGeV): 61
$T_\mathrm{CSi}^{1/2}$ (0.6 AGeV): 54

Daher wurden die T_CSi-Werte für 1.0 AGeV mit 64/61 und für 0.6 AGeV mit 64/54 multipliziert, bevor eine Einteilung nach T_M vorgenommen wurde. Diese neuen Einteilungen sind ebenfalls in Tabelle 5.3 eingetragen.

Bestimmung der Anzahl der partizipierenden Teilchen A_part

Wie bereits erwähnt sollen zwei Methoden zur A_part-Bestimmung verwendet werden.

Zum einen wird eine Eichung verwendet, die über die Ladungssumme der Spektatoren im Großwinkelhodoskop durchgeführt wurde. Da es eine starke Antikorrelation zwischen dieser Ladungssumme und der Multiplizität im Kleinwinkelhodoskop vorliegt ist darüber eine Bestimmung der Partizipantenanzahl möglich (Abbildung 6.4). Diese Bestimmung ist nicht trivial, da zum Beispiel Abschätzungen über die im Kleinwinkelhodoskop nicht nachgewiesenen Spektatoren gemacht werden müssen. Sie wurde für Au+Au-Stöße bei 1.0 AGeV von Y.-H. Shin [Shi98b] durchgeführt; in Tabelle 5.3 sind die daraus für diese Analyse übernommenen Zahlen angegeben.

Zum anderen wurde eine Eichung unter der Annahme von einfachen geometrischen Vorstellungen vorgenommen. Abbildung 5.8 zeigt wiederum die T_CSi-Verteilungen für Minimum-Bias-Ereignisse; sie wurden aber jetzt zu niedrigen Multiplizitäten mittels einer Exponential-Funktion extrapoliert. Nach dem geometrischen Modell berechnet sich der Gesamtreaktionswirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_\mathrm{Reaktion} = \pi(2R)^2 \tag{5.10}$$

mit dem Nukleusradius $R = r_0 A^{1/3}$=7.5 fm. Hierbei ist r_0=1.3 fm der Nukleonenradius und A=197 die Nukleonenanzahl für Au. Damit ergibt sich ein Reaktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_\mathrm{Reaktion} = 7.2$ b. Aus der Integration der Verteilungen aus Abbildung 5.8 läßt sich ebenfalls der Reaktionsquerschnitt bestimmen und zwar zu $\sigma_\mathrm{Reaktion}^{1.0\ A\mathrm{GeV}} = (7.9 \pm 0.5)$ b und $\sigma_\mathrm{Reaktion}^{0.6\ A\mathrm{GeV}} = (6.3 \pm 0.5)$ b. Die großen Fehler liegen in erster Linie an der Extrapolation zu niedrigen Multiplizitäten. Im folgenden wird der rechnerische Wirkungsquerschnitt verwendet werden.

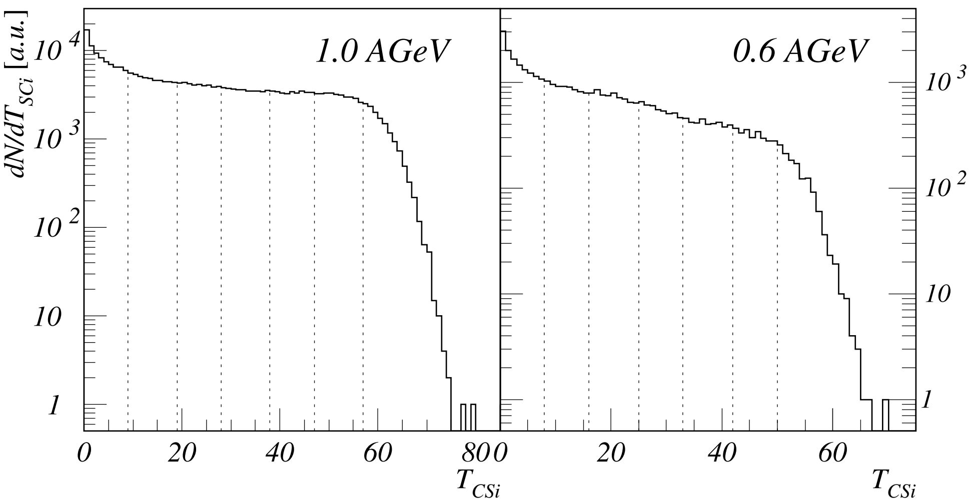


Abb. 5.8: T_{M}-Verteilung für Minimum-Bias-Ereignisse bei 1.0 AGeV (links) und 0.6 AGev (rechts). Im Gegensatz zu Abbildung 5.7 wurde hier zu niedrigen Multiplizitäten extrapoliert. Die gepunkteten Linien geben die Grenzen der sieben Zentralitätsklassen wieder.

Der Stoßparameter b läßt sich über die Integration des Wirkungsquerschnitt σ_b über alle Stoßparameter $\leq b$ bestimmen. Der Stoßparameter beträgt dann:

$$b = 2R\sqrt{\frac{\sigma_b}{\sigma_{\mathrm{Reaktion}}}} \tag{5.11}$$

Die Anzahl der Spektatoren ist durch die Anzahl der Teilchen der beiden Goldkerne gegeben, die sich jeweils im Überlappbereich, in einem Kugelabschnitt mit der Höhe $2R - b$, befinden:

$$\langle A_{\mathrm{part}} \rangle = 2A\frac{\pi/3 \cdot (2R-b)^2(R+b)}{4\pi/3 \cdot R^3} \tag{5.12}$$

Da bereits eine Einteilung in Multiplizitätsklassen vorgenommen wurde, wurde für jede Klasse ein gewichtetes Mittel T_{mean} der T-Multiplizität gebildet, dann σ_b durch Integration der Verteilungen aus Abbildung 5.8 von T_{mean} an ermittelt; nach Gleichung (5.11) wurde b bestimmt und damit $\langle A_{\mathrm{part}} \rangle$ nach Gleichung (5.12) gewonnen. Diese Werte sind in Tabelle 5.3 eingetragen; sie unterscheiden sich deutlich für 0.6 AGeV und 1.0 AGeV, obwohl die Klasseneinteilung für beide Energien so vorgenommen wurde, daß in jeder Klasse dasselbe A_{part} vorliegen sollte. Dies ist ein Hinweis darauf, daß eine einfache Skalierung, wie mit der ersten Methode für 0.6 AGeV vorgenommen, nicht korrekt ist.

Bestimmung der mittleren Kaonenmultiplizität in Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes

Die mittlere Kaonenmultiplizität pro Ereignis wird definiert als:

$$M_{K^+} = \frac{\sigma_{K^+}}{\sigma_{\mathrm{Reaktion}}} \tag{5.13}$$

σ_{K^+} gibt dabei den inklusiven Kaonenwirkungsquerschnitt an, $\sigma_{\mathrm{Reaktion}}$ den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt, der hier nach dem geometrischen Modell zu $\sigma_{\mathrm{Reaktion}} = 7.2$ b gewählt wurde.

Für die Bestimmung des Kaonenwirkungsquerschnittes über A_{part} wurden zwei Methoden gewählt. Zum einen wurden A_{part}- und impulsabhängige Kaonenspektren ausgewertet. Damit kann nach Integration über den Impuls und Raumwinkel ein $d\sigma_{K^+}/dA$part bestimmt werden. Zum anderen wurden bei einem Magnetfeld ($B = 0.9$ T) die Kaonen pro Zentralitätsklasse gezählt und durch die Gesamtkaonenanzahl in dem Magnetfeld geteilt. Sowohl die A_{part}-abhängigen Wirkungsquerschnitte als auch das Kaonenverhältnis werden dann mit dem Anteil der Zentralitätsklasse an dem totalen Wirkungsquerschnitt gewichtet. Es ergibt sich somit bei der Integration der Wirkungsquerschnitte:

$$dM_{K^+}/dA_{\mathrm{part}} = \frac{d\sigma_{K^+}/dA_{\mathrm{part}}}{\sigma_{\mathrm{Reaktion}}} \cdot \frac{N_{T\mathrm{Mult}}(A_{\mathrm{part}})}{N^{\mathrm{ges}}_{T\mathrm{Mult}}} \tag{5.14}$$

und bei dem Auszählen der Kaonen:

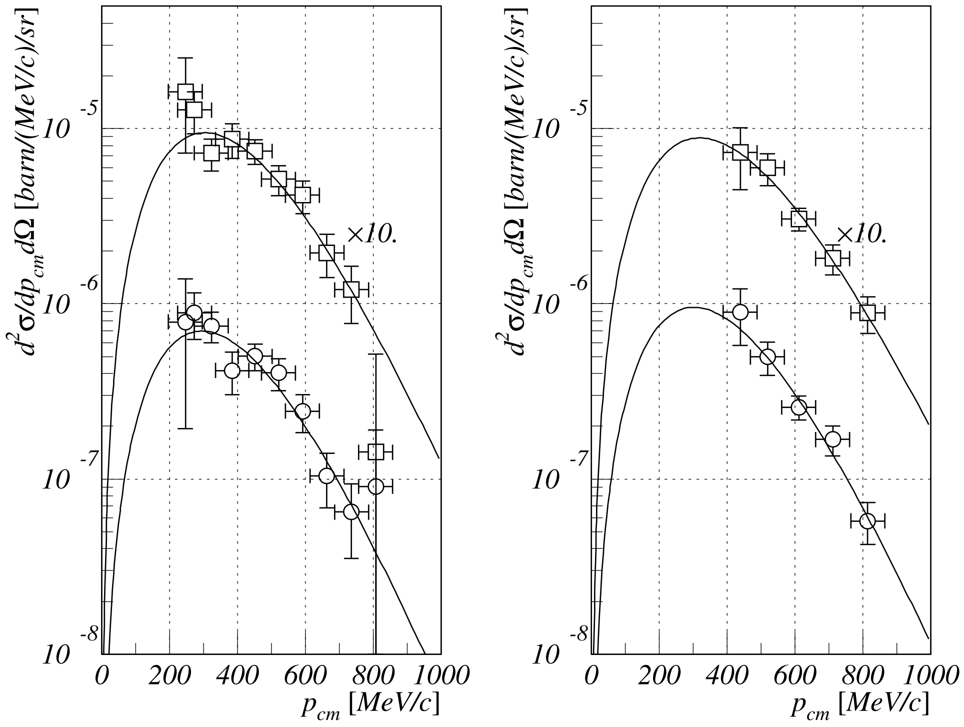
$$dM_{K^+}/dA_{\mathrm{part}} = \frac{\sigma_{K^+}}{\sigma_{\mathrm{Reaktion}}} \cdot \frac{dN_{K^+}/dA_{\mathrm{part}}}{N_{K^+}} \cdot \frac{N_{T\mathrm{Mult}}(A_{\mathrm{part}})}{N^{\mathrm{ges}}_{T\mathrm{Mult}}} \tag{5.15}$$

Zentralitätsabhängige Analyse mit A_{part}-Eichung nach [Shi98b]

Für die zentralitätsabhängige Analyse der 1.0 AGeV-Daten wurde zunächst die Einteilung in Zentralitätsklassen unternommen und anschließend in diesen Klassen eine Auswertung der Kaonenproduktion analog zu der Analyse der inklusiven Daten durchgeführt. Die Abbildung 5.9 zeigt jeweils die Spektren der mittleren Zentralitätsklassen (4 und 5) für die beiden Laborwinkel. Als Impulsintervall in p_{lab} wurde hier 100 MeV/c gewählt, im Gegensatz zu den 50 MeV/c bei den inklusive Spektren. Aus der Integration dieser Spektren ergeben sich dann die zentralitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte.

Zunächst werden diese Kaonen über die durch Auswertung der Ladungssumme im Kleinwinkelhodoskop gewonnenen A_{part}-Zuordnung übertragen. Die so gewonnene zentralitätsabhängige Kaonenmultiplizität ist in Abbildung 5.10 (oben) dargestellt. An die Verteilungen ist eine Potenzfunktion gemäß

$$dM_{K^+}/dA_{\mathrm{part}} = c \cdot A^{\alpha}_{\mathrm{part}} \tag{5.16}$$



(a) $\theta_{\mathsf{lab}} = 44°$ (b) $\theta_{\mathsf{lab}} = 84°$

Abb. 5.9: Zentralitätsabhängige K^+-Spektren über Impuls im Schwerpunktsystem für die beiden untersuchten Laborwinkel. Gezeigt sind jeweils die Spektren aus dem Bereich der semizentralen Stöße; das obere Spektrum ist jeweils mit Faktor 10 hochskaliert.

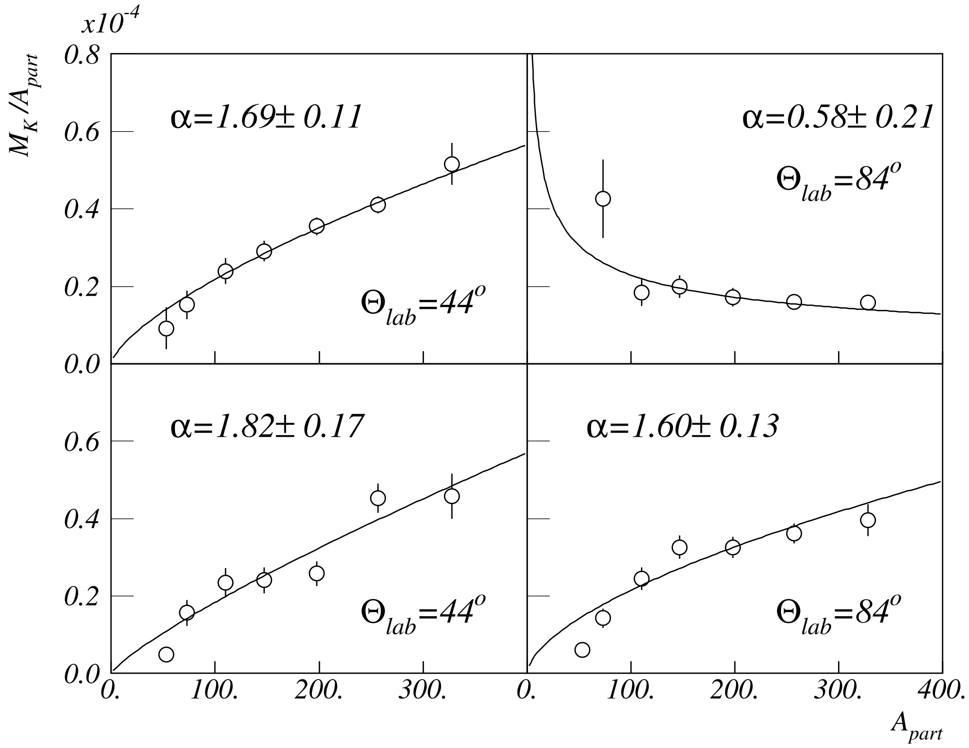


Abb. 5.10: Analyse der Zentralitätsabhängigkeit der Kaonenproduktion bei 1.0 AGeV. Oben die Ergebnisse der Analyse über die Integration der Spektren, unten die Ergebnisse der Analyse mit Kaonenzählen.

angepaßt. Dabei wurde jeweils der erste Meßpunkt nicht für die Anpassung berücksichtigt. Für $\theta_{\rm lab} = 44°$ ergibt sich ein Wert von $\alpha = 1.69 \pm 0.11$ in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus [Man97]: $\alpha = 1.79 \pm 0.02$. Das Ergebnis für $\theta_{\rm lab} = 84°$ mit $\alpha = 0.58 \pm 0.21$ ist hingegen höchst unphysikalisch. Der Grund dafür kann Abbildung 5.9(b) entnommen werden: bei 84° wurde das Maximum der Impulsverteilung nicht gemessen, so daß durch eine Integration der impulsabhängigen Verteilung keine zuverlässigen Ergebnisse erreicht werden. Dies gilt auch für das inklusive Spektrum, das zwar eine größere Statistik besitzt, aber genausowenig das Maximum beschreiben kann.

Um auch bei $\theta_{\rm lab} = 84°$ zu einer Aussage zu gelangen, wurde auf dieselben Daten auch das *robustere* Verfahren des einfachen Zählens der Kaonen bei $B_D = 0.9$ T angewandt. Die Ergebnisse dieser Methode sind in Abbildung 5.10 (unten) dargestellt. Für 44° ergibt sich ein α von 1.82 ± 0.17 in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Integrationsmethode. Für $\theta_{\rm lab} = 84°$ ergibt sich jedoch ein wesentlich besseres Bild: in diesem Fall ist $\alpha = 1.60 \pm 0.13$.

Aufgrund der geringen Kaonen-Statistik kommt bei der Auswertung der Zentralitätsabhängigkeit bei 0.6 AGeV nur die Methode des Kaonenzählens in Betracht. Aus der Analyse der 1.0 AGeV Daten bei 44° kann aber der Schluß gezogen werden, daß diese Methode durchaus vergleichbare Werte zur exakteren Methode der Integration

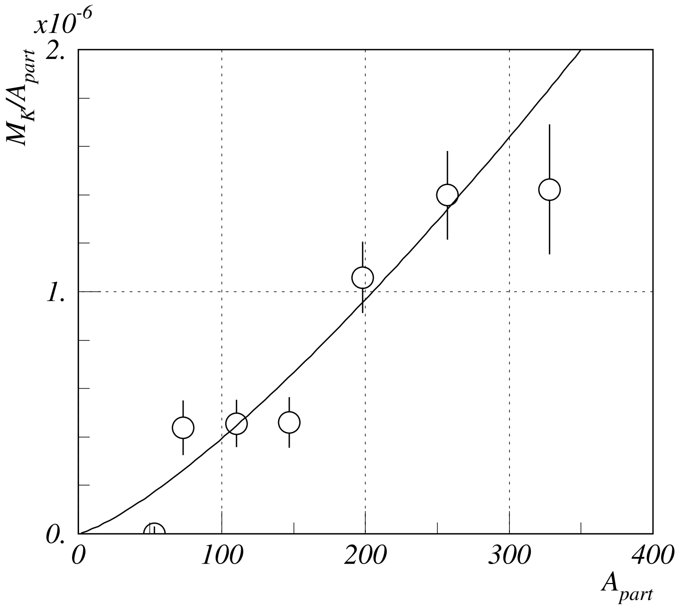


Abb. 5.11: Abhängigkeit der Kaonenmultiplizität von der Anzahl der an der Reaktion beteiligten Teilchen A_{part}. Angepaßt ist eine Potenzfunktion nach Gleichung (5.16), der erste Datenpunkt wurde bei der Anpassung nicht berücksichtigt.

liefert. In Abbildung 5.11 ist die so gewonnene Kaonenmultiplizität pro Partizipantenzahl M_{K^+}/A_{part} als Funktion von A_{part} dargestellt. An die Datenpunkte wurde ebenfalls die Funktion (5.16) unter Nichtberücksichtigung des ersten Meßpunktes angepaßt. Für α ergibt sich in diesem Fall der Wert: $\alpha = 2.30 \pm 0.24$.

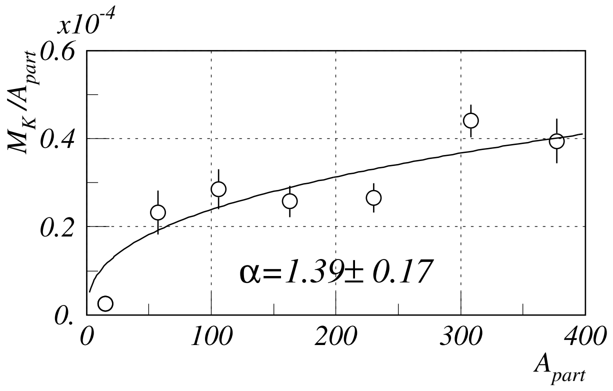
Zentralitätsabhängige Analyse mit A_{part}-Eichung durch das geometrische Modell

In dem letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß es ausreicht, die aus den gezählten Kaonen bestimmten Spektren zu betrachten. Deswegen sind auch nur diese Verteilungen in Abbildung 5.12 dargestellt.

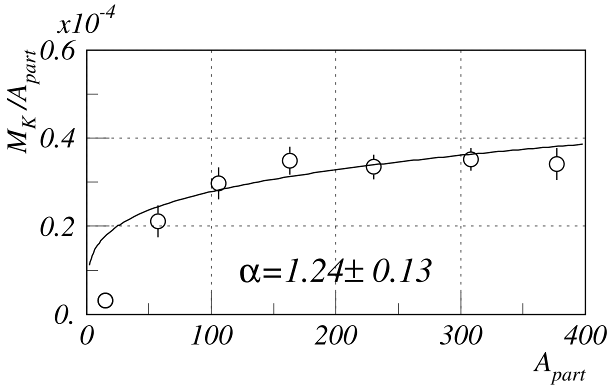
Bei dieser A_{part}-Eichung ist die Abhängigkeit von der Zentralität bei 1.0 AGeV weniger ausgeprägt. α beträgt bei 44° nur 1.39 ± 0.17 und bei 84° 1.24 ± 0.17. Diese Werte sind im Rahmen der Fehler gerade noch verträglich mit den durch die andere Methode bestimmten. Bei 0.6 AGeV liegt das α mit 2.15 ± 0.23 ebenfalls leicht unter dem mit der ersten Methode ermittelten Wert. Wie im letzten Fall ist es aber auch hier signifikant größer als die Werte bei 1.0 AGeV.

Diskussion

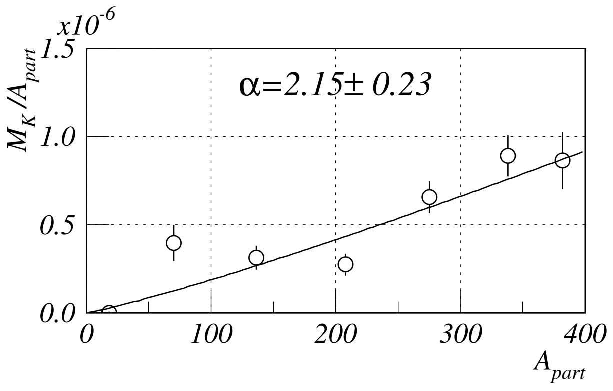
In [Man97] wurde spekuliert, daß sich der Parameter α bei gleicher Einschußenergie mit dem Laborwinkel verändert. Es wurde dort eine monotone Zunahme von $\alpha = 1.63 \pm 0.03$ bei 34.4° zu $\alpha = 1.97 \pm 0.02$ bei 54.4° festgestellt. Diese Beobachtung



(a) $E_{\mathsf{Strahl}} = 1.0$ AGeV, $\theta_{\mathsf{lab}} = 44°$



(b) $E_{\mathsf{Strahl}} = 1.0$ AGeV, $\theta_{\mathsf{lab}} = 84°$



(c) $E_{\mathsf{Strahl}} = 0.6$ AGeV, $\theta_{\mathsf{lab}} = 50°$

Abb. 5.12: A_{part}-Verteilungen nach dem geometrischen Modell für die drei untersuchten Einstellungen.

konnte mit den hier analysierten Daten nicht bestätigt werden. Wird dieselbe Eichung wie in [Man97] verwendet, wird das Ergebnis bei 44° bestätigt; bei 84° ergibt sich jedoch ein α von 1.60. Dies widerspricht der Vermutung einer monotonen Zunahme von α mit dem Laborwinkel. Auch mit der anderen $A_{\rm part}$-Eichung wurde ein über den Laborwinkel konstantes, wenn auch leicht niedrigeres α gemessen.

Die Werte für α sind mit beiden Eichungen in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis einer QMD-Rechnung für die K^+-Multiplizität als Funktion der Partizipantenzahl für zentrale Stöße symmetrischer Systeme bei 1.0 AGeV Einschußenergie [Fuc97], die $\alpha = 1.61$ vorhersagt. Der überproportionale Anstieg der Kaonenmultiplizität mit $A_{\rm part}$ ($\alpha > 1$) wird im Rahmen dieser Transportrechnung auf die sekundären Prozesse wie $\pi^+N \to K^+Y$ oder $\Delta N \to K^+NY$ zurückgeführt, da die Häufigkeit von Pionen und Resonanzen in nuklearer Materie stark mit dem Reaktionsvolumen und der Baryonendichte, d. h. mit größerem $A_{\rm part}$ zunimmt.

Bisher wurden am Kaonen-Spektrometer die zentralitätsabhängige K^+ Produktion in den Systemen Bi+Pb bei 0.8 AGeV [Cie95], Au+Au bei 0.8 AGeV, 1.0 AGeV und 1.5 AGeV [Stu00] und Ni+Ni bei 1.1 AGeV, 1.5 AGeV und 1.93 AGeV [Men00b] untersucht. Dabei ergab sich in den Systemen Au+Au und Ni+Ni bei allen Energien ein α-Parameter in dem Bereich $\alpha = 1.6 \pm 0.2$. Lediglich bei der Bi+Pb-Messung wurde, wenn auch mit einer sehr geringen Kaonenstatistik, ein größeres α gefunden, nämlich $\alpha = 2.3 \pm 0.2$. In der hier vorgestellten Messung wird damit zum zweiten Mal ein Anstieg des α-Parameters zu niedrigen Energien hin beobachtet, und zwar unabhängig von der Methode der $A_{\rm part}$-Eichung. Dies ist ein Hinweis auf die zunehmende Bedeutung der π- bzw. Δ-Kanäle bei abnehmender Einschußenergie für die Produktion von Kaonen.

Kapitel 6

Flußverhalten von p, π^+ und K^+ bei Targetrapidität in 1 AGeV Au+Au-Stößen

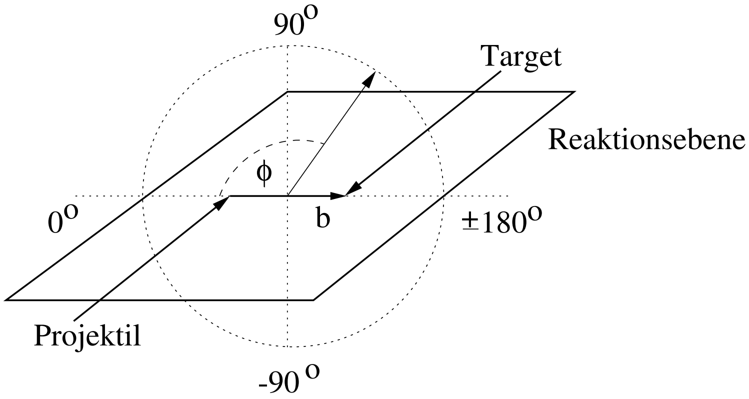


Abb. 6.1: Skizze eines Schwerionenstoßes im Schwerpunktsystem.

In diesem Kapitel soll die azimutale Abhängigkeit der Emission von Protonen, Pionen und Kaonen in nicht-zentralen Au+Au-Stößen bei 1.0 AGeV bei Targetrapidität untersucht werden. Der Azimutwinkel φ wird relativ zur Reaktionsebene definiert, die durch den Vektor des Stoßparameters $\vec{b}$ und einem Vektor parallel zur Strahlrichtung aufgespannt wird (siehe Abbildung 6.1). Die Teilchenemission findet nicht unbedingt mit azimutaler Symmetrie zu dieser Ebene statt. Abweichungen davon bezeichnet man als gerichteten Fluß von Teilchen. Bei Bevorzugung der Reaktionsebene spricht man von Seitwärtsfluß, wenn der Fluß senkrecht zur Reaktionsebene nachgewiesen wird, bezeichnet man ihn als engl. *Squeeze-Out* der Partizipanten. Bei Targetrapidität werden Protonen beispielsweise bevorzugt von der Projektilseite weg, also in die Reaktionsebene unter einem Winkel von $\pm 180°$ emittiert.

Im Experiment werden zwar die emittierten Teilchen im feststehenden Spektrometer immer in der Horizontalen nachgewiesen, die Reaktionsebene variiert aber von

Stoß zu Stoß. Sie wird über die Beobachtung der Projektilspektatoren im Kleinwinkel-Hodoskop festgelegt.

Im folgenden wird das Verhalten von Protonen p und Pionen π^+ untersucht und mit älteren Ergebnissen verglichen. Zum ersten Mal werden dann die Ergebnisse der Analyse der azimutalen Emission von K^+-Mesonen bei Targetrapidität in diesem System vorgestellt.

Die Analyse des Flußverhaltens besteht im wesentlichen aus zwei Teilen:

- zunächst müssen die zu untersuchenden Teilchen im Spektrometer identifiziert werden

- dann muß durch die Analyse der Kleinwinkelhodoskopdaten die Reaktionsebene für jedes Ereignis bestimmt werden, um daraus das Flußverhalten dieser Teilchen bestimmen zu können.

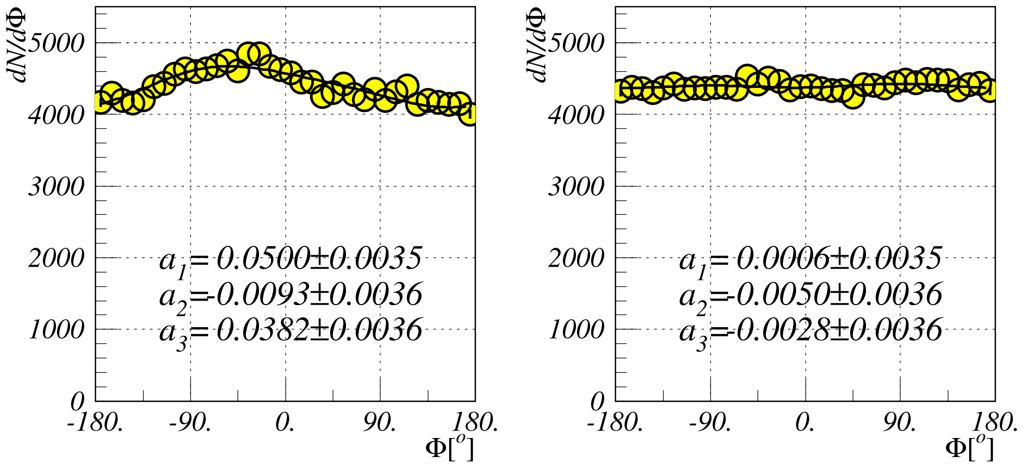
Schon die Identifizierung der Kaonen ist dabei nicht trivial. Sie wird wie in Kapitel 4 beschrieben durchgeführt. Allerdings sind die Daten bei 1.0 AGeV unter dem Laborwinkel von 84° sehr gering mit Untergrund kontaminiert, so daß auch mit relativ lockeren Schnitten nahezu untergrundfreie Kaonen gemessen werden können. Das verbliebene Untergrundsignal wird schließlich von dem Flußsignal der Kaonen abgezogen.

6.1 Kalibrierung

Zur Bestimmung der Reaktionsebene muß zunächst das Kleinwinkelhodoskop geeicht werden. Detaillierte Beschreibungen der Kalibration finden sich in [Shi92, Shi98b]. In einzelnen Schritten wird die Kalibration wie folgt durchgeführt:

Zunächst findet ein Zeitnullpunktsabgleich zwischen den einzelnen Detektoren statt. Dann erfolgt die sogenannte *Timewalk*-Korrektur; bei den für das Hodoskop verwendeten Schwellen-Diskriminatoren (englisch *Leading Edge Discriminators*) ist die Zeitbestimmung von der Amplitudengröße des Signals abhängig. Um diesen Effekt zu korrigieren, wurden aus den Experimentdaten ($Z = 1$)-Teilchen ausgewählt und daraus eine Korrekturfunktion für die (nicht-lineare) Abhängigkeit der Zeitpunktbestimmung von der Amplitude ermittelt. Schließlich kann über die Geschwindigkeit der Projektilspektatoren, die sich aus der Strahlgeschwindigkeit unter Berücksichtigung des Energieverlustes in der halben Targetdicke ergibt, der Zusammenhang zwischen den im Hodoskop und im Spektrometer gemessenen Zeiten bestimmt werden.

Für die Auswertung ist weiterhin eine Ladungs- bzw. Energie-Eichung notwendig. Diese wird für jeden Detektor einzeln durchgeführt. Das Hodoskop ermöglicht eine Auflösung der Teilchenladung durch den Energieverlust bis etwa $Z = 8$.



(a) ohne Korrektur der Strahllage

(b) mit Korrektur der Strahllage

Abb. 6.2: Azimutale Verteilung des Q-Vektors, bestimmt nach Gleichung (6.3), für alle Minimum-Bias-Ereignisse.

6.2 Untersuchung der Minimum-Bias-Verteilung

Um die Strahllage relativ zum Hodoskop zu bestimmen, wurde eine Untersuchung der Reaktionsebene mit den untersetzt gemessenen Minimum-Bias-Daten durchgeführt. Wenn die Strahlteilchen zentriert zum Hodoskopmittelpunkt verteilt sind, erwartet man eine Gleichverteilung des Q-Vektors (zur Definition des Q-Vektors siehe Abschnitt 6.4) über den Azimutwinkel φ, wie er in Abbildung 6.1 definiert wurde. Abbildung 6.2(a), die die entsprechende Verteilung für alle Minimum-Bias-Ereignisse darstellt, zeigt allerdings deutlich, daß dies nicht der Fall ist. An die Verteilung ist die Funktion

$$dN/d\varphi \propto a_1 \cos(\varphi) + a_2 \cos(2\varphi) + a_3 \cos(\varphi + 90°) \tag{6.1}$$

angepaßt. Dabei gibt der a_1 Parameter an, wie groß der Fluß in die Reaktionsebene ist, a_2 bestimmt die Größe des Flusses aus der Ebene heraus und a_3 die Asymmetrie des Stoßes. Man erkennt in Abbildung 6.2(a) vor allem eine große Asymmetrie, die von einer nicht korrekten Positionierung des Hodoskops zur Strahlachse herrührt.

Zwar kann das Hodoskop in horizontaler Richtung nachgefahren werden, nicht aber in vertikaler, wodurch ebenfalls eine Asymmetrie und zwar ein $a_3 \neq 0$ bewirkt wird. Zu der prinzipiellen Unmöglichkeit der Verschiebung des Hodoskops in vertikaler Richtung kommt die Tatsache hinzu, daß der Strahl wandert. Auch in horizontaler Richtung ist er über einen längeren Zeitraum nicht konstant. Wird das Hodoskop nicht ständig auf die veränderte Strahllage eingestellt, so ergibt sich ein artifizielles Flußsignal in die Reaktionsebene, wie in Abbildung 6.2(a) an dem nichtverschwindenden a_1 zu erkennen ist.

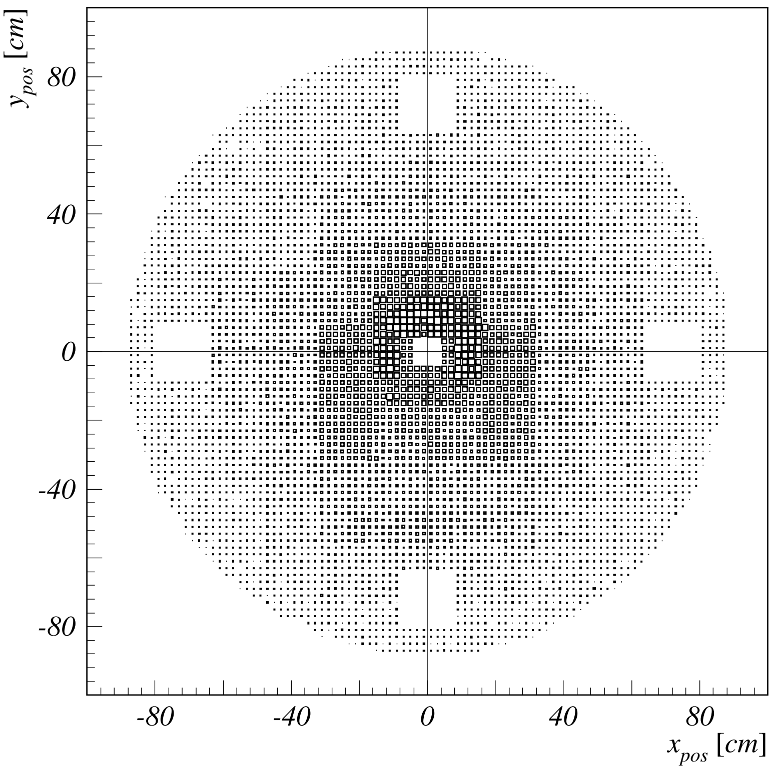


Abb. 6.3: Typische Verteilung der Treffer im Hodoskop für die Minimum-Bias-Ereignisse einer Datei. In der Mitte erkennt man das Loch für das Strahlrohr. Die weiteren Lücken haben ihre Ursache in einem defekten äußeren Detektor; um die dadurch entstandene Asymmetrie auszugleichen, wurden drei weitere Detektoren in der Analyse nicht berücksichtigt.

Abbildung 6.3 zeigt eine Verteilung von nachgewiesenen Teilchen im Hodoskop für die mitgemessenen Minimum-Bias-Ereignisse aus einer typischen Datei. An der Häufigkeit der Treffer kann erkannt werden, daß der Strahl nicht in der Mitte durch das Hodoskop gegangen ist, sondern leicht nach links und oben verschoben ist. Zur Korrektur dieser falschen Strahllage wurden für Gruppen von direkt aufeinanderfolgend gemessenen Dateien, innerhalb derer es keine Umstellungen bezüglich der Hodoskop-Position oder des Magnetfeldes gab, jeweils die Strahllage (x_0,y_0) bestimmt und alle (x,y)-Positionen der registrierten Treffer im Hodoskop um diesen Vektor verschoben.

Der nicht verschwindende Fluß aus der Ebene heraus, der durch $a_2 \neq 0$ in Abbildung 6.2(a) gegeben ist, wird durch diese Korrektur kaum beeinflußt. Es zeigt sich aber, daß dieser Squeeze-Out verschwindet, wenn ein zusätzlicher Schnitt auf die Differenz zwischen der Multiplizität im T-Detektor und der Größe des größten Zeit-Clusters im T-Detektor (siehe dazu auch Abschnitt 5.4) gemacht wird, er wurde hier zu $T_{\mathrm{CSi}} \geq 0.6 \cdot T_{\mathrm{M}}$ gewählt. Durch diesen Schnitt werden Ereignisse verworfen, bei denen die Gesamtmultiplizität im T-Detektor deutlich größer ist als die Multiplizität des größten Clusters. Bei diesen ist es wahrscheinlich, daß zwei Reaktionen vermischt wurden. Der Schnitt wurde so gewählt, daß bei guter Effizienz möglichst wenige Ereignisse zurückgewiesen werden; bei dieser Minimum-Bias-Untersuchung wurden durch den Schnitt etwa 12% der Ereignisse verworfen.

Abbildung 6.2(b) zeigt die Q-Vektor-Verteilungen für Ereignisse mit Minimum-Bias-Trigger nach diesen Korrekturen. Die Verteilung ist nunmehr innerhalb der Fehler isotrop. Bei der Aufteilung dieser Ereignisse nach Zentralitätsklassen (siehe dazu Abschnitt 6.3) zeigt sich allerdings, daß die Q-Vektor-Verteilungen in den einzelnen Klassen immer noch kleinere Abweichungen von einer isotropen Verteilung aufweisen. Diese Abweichungen werden bei der weiteren Auswertung zentralitätsabhängig subtrahiert.

6.3 Ereignisklassifizierung

Die Ereignisse werden in verschiedene Zentralitätsklassen eingeteilt. Dazu gibt es verschiedene Möglichkeiten, wie sie schon in Abschnitt 5.4 diskutiert wurden. Bei der Reaktionsebenen-Analyse wird die Einteilung nach der Anzahl der Partizipanten vorgenommen, die aus der einfachen Multiplizität im T-Detektor T_M bestimmt wird. Die Eichung des T-Detektors erfolgt dabei in zwei Schritten. Zunächst wird mittels einer Freesco-Simulation [Fái86] der Zusammenhang zwischen dem Stoßparameter und die Ladungssumme der Spektatoren im Kleinwinkelhodoskop bestimmt.

Der Zusammenhang zwischen der Ladungssumme der Spektatoren und der Multiplizität im T-Detektor ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Diese Ladungssumme beschreibt die Größe der Spektatoren, die ein Maß für die Zentralität der Reaktion ist. Die beiden Größen weisen eine starke Antikorrelation auf. Deswegen kann die Multiplizität im Großwinkelhodoskop als Maß für die Zentralität des Stoßes verwendet werden. Die Anzahl der Partizipanten ergibt sich dann aus der Ladung der identifizierten Spektatoren Z_{Spek} durch

$$N_{A_{\mathrm{part}}} = 2A(1 - Z_{\mathrm{Spek}}/Z)\,, \tag{6.2}$$

wobei A die Massenzahl und Z die Ladung von Projektil- oder Targetkern sind.

Ereignisse, die eine zu große Ladungsanzahl aufweisen, sind korrupt; zum Beispiel kann es sich um zwei gleichzeitige Ereignisse handeln oder in den Detektoren lag eine Sättigung vor, die die Messung unbrauchbar macht. Deswegen werden Ereignisse oberhalb des mit der Linie markierten Bereiches in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

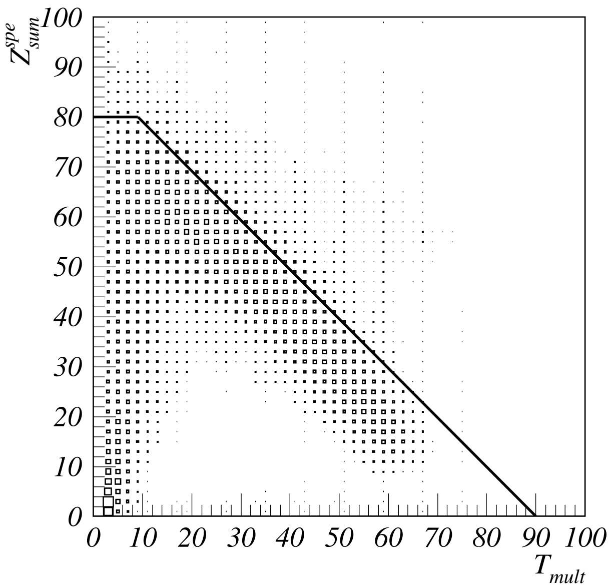


Abb. 6.4: Zusammenhang zwischen der Multiplizität im T-Detektor (T_{mult}) und der Ladungssumme der Spektatoren im Kleinwinkelhodoskop ($H^{\mathrm{spe}}_{\mathrm{mult}}$).

Abbildung 6.5 zeigt eine typische Verteilung der Multiplizitäten für Minimum-Bias-Ereignisse. Nach [Dos86] erfolgt jetzt die eigentliche Einteilung in fünf Klassen dadurch, daß ein Schnitt bei halber Plateauhöhe gemacht wird – alles Ereignisse mit größerer Multiplizität werden in die zentralste Klasse Mul 5 eingeordnet. Die Ereignisse mit einer geringeren Multiplizität werden in vier gleich große Abschnitte Mul 1 bis Mul 4 unterteilt.

6.4 Bestimmung der Reaktionsebene

Die Bestimmung der Reaktionsebene erfolgt nach der Transversalimpulsmethode von P. Danielewicz und G. Odyniec [Dan85]. Die Methode beruht auf der Bildung der

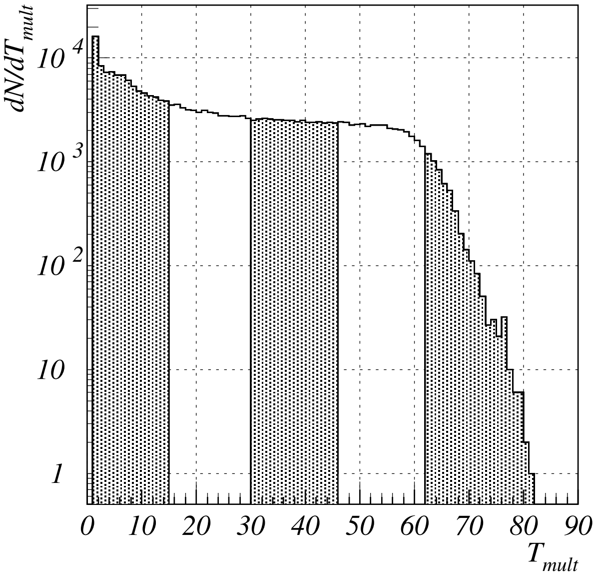


Abb. 6.5: T_{mult}-Verteilung für Minimum-Bias-Ereignisse mit den fünf Zentralitätsklassen MUL 1 bis MUL 5.

Vektorsumme aller Transversalimpulse p_t in einem Raumintervall, das entweder in der Vorder- oder der Rückwärtshemisphäre des Schwerpunktsystems der Schwerionenkollision gewählt wird. Der Vektor $\vec{Q}$ definiert sich demnach wie folgt:

$$\vec{Q} = \sum_{\nu} \omega_\nu \vec{p_t}(\nu), \qquad \omega_\nu = \begin{cases} +1 : y_\nu > y_{\text{cm}} + \delta \\ -1 : y_\nu < y_{\text{cm}} - \delta \end{cases} , \tag{6.3}$$

wobei y_{cm} für die Schwerpunktrapidität steht. Das Teilchen, dessen Korrelation zur Schwerpunkt-Ebene untersucht wird, muß zur Verhinderung von Autokorrelationen ausgeschlossen werden. Durch das δ werden Teilchen nicht berücksichtigt, die direkt unter Schwerpunktrapidität emittiert werden.

Zur Bestimmung der Auflösungen der Bestimmung der Reaktionsebene werden die Teilchen eines Ereignisses stochastisch in zwei Unterklassen aufgeteilt, für die die Reaktionsebenen getrennt bestimmt werden. Im Experiment erfolgt das durch eine getrennte Auswertung der Daten durch die Treffer in Detektoren mit gerader Nummer und Detektoren mit ungerader Nummer. Die Orientierung des ursprünglichen Ereignisses und die Varianz des entsprechenden Winkels ergibt sich dann zu:

$$\varphi_{\text{Reaktion}} = 1/2 \cdot (\varphi_1 + \varphi_2) \tag{6.4}$$

$$\sigma_{\text{Reaktion}} = 1/2 \cdot \sqrt{\langle(\varphi_1 - \varphi_2)^2\rangle} \quad . \tag{6.5}$$

Dabei sind φ_1 bzw. φ_2 die Winkel der getroffenen geraden bzw. ungeraden Elemente. Eine Alternative zur Bestimmung der Auflösung ist die Verwendung einer Monte-Carlo-Simulation. In diesem Fall kennt man die wahre Reaktionsebene und kann die Abweichung direkt bestimmen.

Die Untersuchung zur Auflösung der Reaktionsebene wurde ausführlich von Y.-H. Shin durchgeführt und wird in [Shi98b] diskutiert. Die dort durch eine Simulation berechneten Werte wurden hier übernommen. In Tabelle 6.1 werden die verwendetet Auflösungen für den a_1-Parameter $\langle\cos(\Delta\varphi)\rangle$ und den a_2-Parameter $\langle\cos(2\Delta\varphi)\rangle$ angegeben.

Stoßparameterbereich	$\langle\cos(\Delta\varphi)\rangle$	$\langle\cos(2\Delta\varphi)\rangle$
Mul 1	0.66	0.30
Mul 2	0.81	0.50
Mul 3	0.84	0.55
Mul 4	0.65	0.31
Mul 5	0.35	0.08

Tab. 6.1: Auflösung der Reaktionsebene.

Zur Bestimmung des Flußverhaltens einer Teilchensorte wird wie folgt vorgegangen: Zunächst wird die azimutale Verteilung relativ zur Reaktionsebene bestimmt. An diese Verteilung wird dann die Funktion

$$dN/d\varphi \sim 1 + a_1 \cos(\varphi) + a_2 \cos(2\varphi) \tag{6.6}$$

angepaßt, mit den gleichen Bedeutungen wie in Gleichung (6.1), nur ohne den Asymmetrieparameter a_3. Durch die begrenzte Auflösung der Reaktionsebene sind diese Werte allerdings geringer als die tatsächlichen Fluß-Parameter. Sie werden deshalb zentralitätsabhängig mit den in der Tabelle 6.1 angegebenen Werten von $\langle\cos(\Delta\varphi)\rangle$ und $\langle\cos(2\Delta\varphi)\rangle$ korrigiert:

$$a_1^{\text{korr}} = \frac{a_1}{\langle\cos(\Delta\varphi)\rangle}; \quad a_2^{\text{korr}} = \frac{a_2}{\langle\cos(2\Delta\varphi)\rangle} \tag{6.7}$$

6.5 Ergebnisse

Untersucht wurden Kaonen, Pionen und Protonen bei nahezu Targetrapidität (y/y_{cm} = 0). Die unterschiedlichen Rapiditätsbereiche für die drei Teilchensorten können Abbildung 6.6 entnommen werden.

6.5.1 Protonen

Die Protonen zeigen keinen Fluß senkrecht zur Reaktionsebene, aber ein sehr stark in die Ebene gerichtetes Flußverhalten (englisch *In-Plane Flow*). Die Emissionsrichtung weist von der Projektilseite weg (Abbildung 6.1, $dN/d\varphi$ maximal für $\varphi = \pm 180°$) und demzufolge ist a_2^{korr} negativ. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.7 exemplarisch für die Mul 4-Zentralitätsklasse dargestellt. Die Abhängigkeit der a_1^{korr}-Parameter vom Impuls der Protonen ist für die Zentralitätsklassen Mul 1 bis 4 in Abbildung 6.8

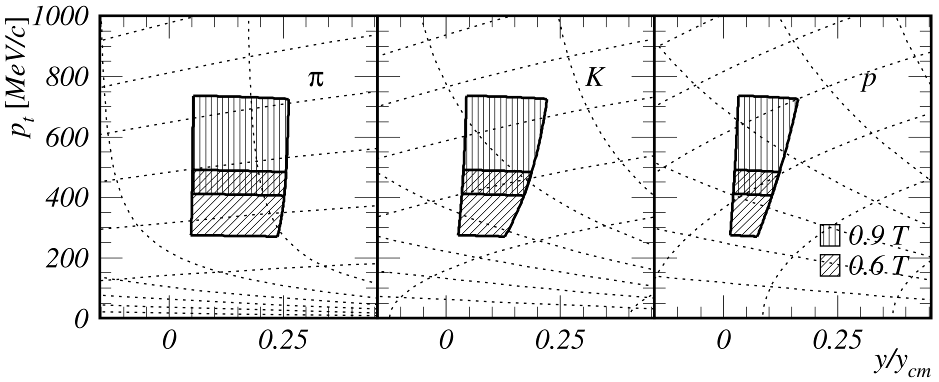


Abb. 6.6: Akzeptanzbereiche des Kaonenspektrometers für die in Hinblick auf ihr Flußverhalten untersuchten Teilchensorten. Die Daten wurden bei 1.0 AGeV Au+Au und $\theta_{\text{lab}} = 84°$ genommen. Die zwei gemessenen Magnetfelder sind durch jeweils unterschiedliche Schraffuren gekennzeichnet.

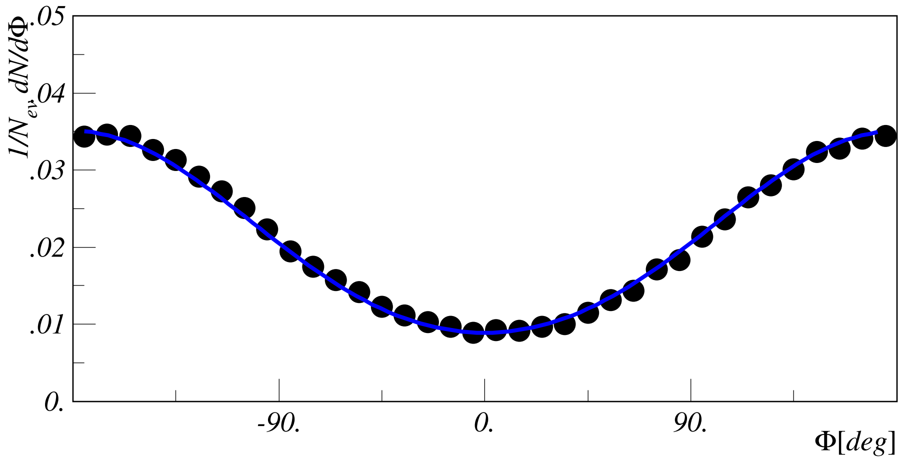


Abb. 6.7: Azimutale Verteilung des Protonenflusses für eine Zentralitätsklasse - hier MUL 4. Die Maxima bei $\pm180°$ sind charakteristisch für einen Fluß in die Reaktionsebene (zur Targetseite hin).

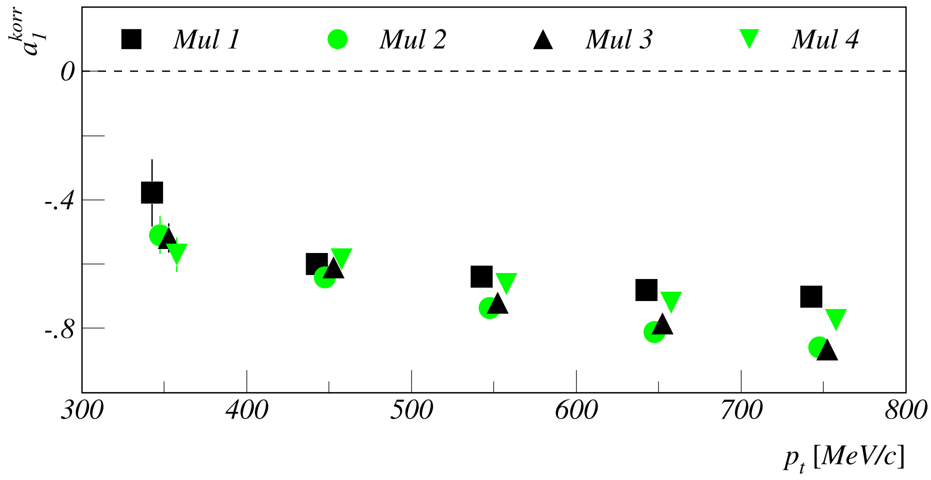


Abb. 6.8: Abhängigkeit des Protonenflusses vom Transversalimpuls p_t der Teilchen und der Zentralität der Reaktion (MUL 1 bis MUL 4). Negative a_1^{korr}-Werte zeigen eine Emissionsausrichtung von der Projektilseite weg an.

dargestellt. Die zentralste Klasse MUL 5 wird im folgenden nicht dargestellt, da es zum einen an Statistik in dieser Klasse mangelt, zum anderen die Auflösung der Reaktionsebene sehr ungenau ist. Für die anderen Zentralitätsklassen gilt, daß der Protonenfluß mit zunehmendem Impuls der Protonen von $a_1^{\text{korr}} \approx 0.5$ bei 350 MeV/c auf $a_1^{\text{korr}} \approx 0.8$ bei 750 MeV/c stärker wird. Er ist zwar nur schwach abhängig von der Zentralität des Stoßes, es zeigt sich jedoch ein Maximum des In-Plane Flows für die semizentralen Stöße, d. h. MUL 2 und MUL 3.

Dieser Fluß in die Ebene wurde als erstes am Plastic-Ball Spectrometer in Berkeley gemessen [Gus84] und wird ausführlich für das System 400 AMeV Au+Au in [Gut89] diskutiert. In dieser Messung wurden keine Teilchensorten getrennt analysiert; da das häufigste Teilchen jedoch das Proton ist, überwiegt in dieser Messung das Protonensignal. In dem Experiment wurde für Targetrapidität ein Teilchen-Fluß in die Reaktionsebene in Targetrichtung, für mittlere Rapiditäten ein Fluß senkrecht zur Ebene ($dN/d\varphi$ maximal für $\varphi = \pm 90°$) und für Projektilrapidität ein Fluß in die Ebene auf der Projektilseite ($dN/d\varphi$ maximal für $\varphi = 0°$) gemessen.

Am Kaonen-Spektrometer wurde bereits der Protonenfluß im System Bi+Bi bei mittlerer Rapidität untersucht [Bri96]. In diesem System wurde in Übereinstimmung mit den Plastic-Ball-Ergebnissen ein Fluß senkrecht zur Reaktionsebene beobachtet.

Alle diese in einer Richtung bevorzugten Emissionen werden von einer gerichteten Teilchenbewegung des im Reaktionsvolumens gebildeten Druckgradienten hervorgerufen. In einer zentralen Schwerionenkollision mit dem Stoßparameter $b = 0$ verschwindet die Reaktionsebene aus Symmetriegründen und das stark komprimierte Volumen ruft eine radial nach außen gerichtete Teilchenbewegung hervor. Für semizentrale Stöße nimmt der Druckgradient zwar ab, aber es tritt ein gerichteter Fluß aus dem Überlappvolumen auf, der durch die asymmetrische Kompression beziehungsweise Expansion hervorgerufen wird und durch Abschattungseffekte an den Spektatoren modifiziert wird. Für periphere Stöße wird der gerichtete Fluß schwächer, da der geringere Druckaufbau kaum noch für eine gerichtete Teilchenemission ausreicht.

Aus dem Gesagten kann man das Flußverhalten der Protonen für 1.0 AGeV Au+Au bei Targetrapidität unmittelbar herleiten: Ein Maximum des Flusses tritt für semizentrale Stöße deshalb auf, weil einerseits für periphere Stöße der Kompressionsdruck im Reaktionsvolumen abnimmt (Mul 1) und andererseits für zentralere Stöße (Mul 4) die Reaktionsebene langsam verschwindet. Die größere Flußkomponente der Protonen mit hohem Transversalimpuls p_t rührt daher, daß diese Protonen weniger als die mit kleinem p_t durch Rückstreuung an der kalten Spektatormaterie beeinflußt werden.

Der in Rahmen des Fehlers mit Null verträgliche Fluß senkrecht zur Reaktionsebene wird ebenfalls verständlich, denn dazu ist ein Abstoppen der heißen Partizipantenmaterie erforderlich. Dies findet aber hauptsächlich bei mittlerer Rapidität statt.

6.5.2 Pionen π^+

Für die Pionen wurde im Bereich der Targetrapidität sowohl eine Emission in die Reaktionsebene als auch ein Fluß senkrecht dazu gemessen. Dabei zeigt sich eine stärkere Abhängigkeit des In-Plane Flows von der Zentralität des Stoßes als bei den Protonen und ebenfalls eine Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Teilchen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.9 dargestellt. In peripheren Stößen (Mul 1 und Mul 2) zeigen die Pionen einen Antifluß (d. h. ein zu den Protonen entgegengesetzter Fluß, also bei Targetrapidität a_1^{korr} positiv). Dieser wird allerdings mit zunehmendem Impuls schwächer und wechselt schließlich das Vorzeichen. In semizentralen Stößen (Mul 4 und Mul 5) ist schon bei niedrigen Impulsen ein schwacher Fluß ($a_1^{\mathrm{korr}} < 0$) vorhanden, dessen Betrag mit zunehmendem Impuls immer stärker wird.

Von A. Wagner [Wag96] wurde am Kaonen-Spektrometer bereits eine Flußanalyse von Pionen in dem hier untersuchten System für einen großen Rapiditätsbereich durchgeführt, einschließlich der hier untersuchten Targetrapidität. Die Ergebnisse befinden sich in guter Übereinstimmung: Für periphere Stöße wird ebenfalls ein Wechsel von Antifluß zu Fluß beschrieben. Der Übergang ist dort schon bei $p_t = 400$ MeV/c gemessen worden; allerdings unterscheidet sich auch die Unterteilung in die Zentralitätsklassen von der in dieser Arbeit vorgenommenen. Bei semizentralen Stößen wurde in [Wag96] ebenfalls schon bei niedrigen Impulsen ein Pionenfluß gefunden.

In [Wag96] wird dieser Effekt mit der Abschattung der Pionen an der Spektatormaterie erklärt. Zu einem frühen Zeitpunkt der Reaktion versperrt die Spektatormaterie den Pionen die Emissionen in Projektilrichtung, zu einem späten Zeitpunkt die Emission in Targetrichtung. Pionen mit hohen Impulsen entstehen in der frühen Reaktionsphase; sie werden auf der Projektilseite abgeschattet, d. h. von der Spektatormaterie absorbiert oder gestreut, und deswegen bevorzugt zur Targetseite, also unter $\pm 180°$ emittiert. Pionen mit niedriger Energie entstehen während der ganzen

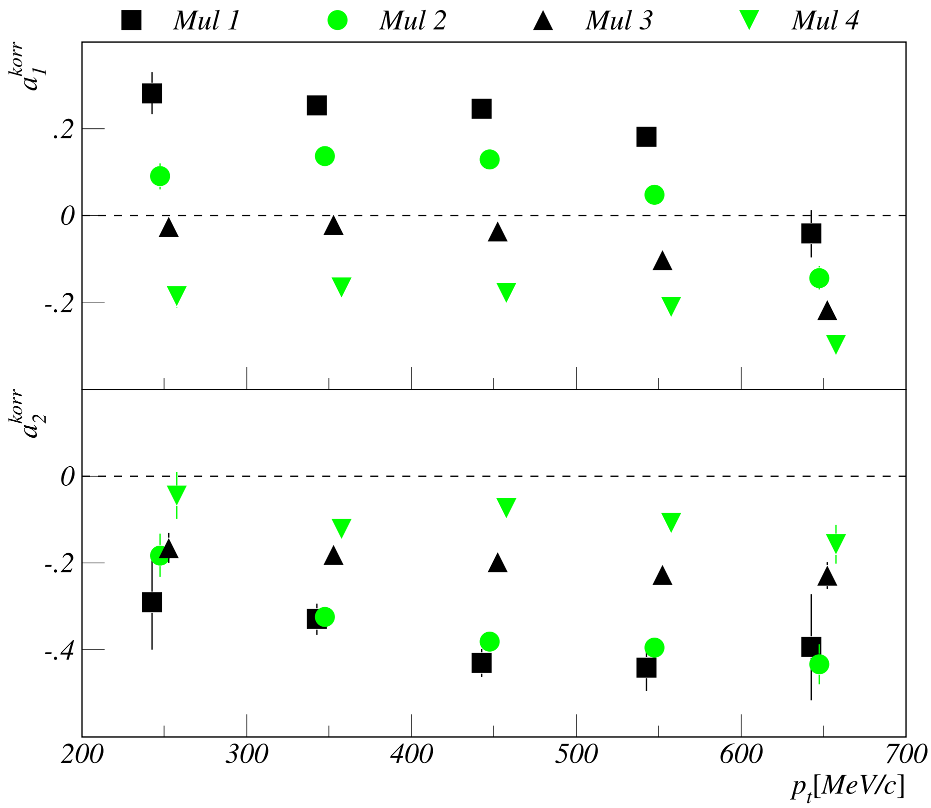


Abb. 6.9: Pionen-Fluß in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t der Teilchen und der Zentralität der Reaktion (MUL 1 bis MUL 4).

Reaktionsphase und werden deswegen zu späteren Zeiten auf der Targetseite abgeschattet und primär zur Projektilseite emittiert. Da die Spektatoren kleiner werden, je zentraler der Stoß war, nimmt der Effekt der Abschattung mit zunehmender Zentralität ab.

Das Nichtverschwinden des Pionenflusses senkrecht zur Reaktionsebene bei Targetrapidität, vor allem für periphere Stöße (MUL 1 und MUL 2) und die schwache Abhängigkeit der a_2^{korr}-Parameter vom Transversalimpuls p_t läßt sich ebenfalls mit der Abschattung der Pionen an Spektatormaterie erklären. Während die in die Ebene emittierten Pionen entweder (zu einem frühen Reaktionszeitpunkt) in dem Targetspektator oder (zu einem späteren Reaktionszeitpunkt) in dem Projektilspektator absorbiert werden können, befindet sich insbesondere bei peripheren Stößen kaum Materie senkrecht zur Ebene, so daß die Pionen bevorzugt in diese Richtung emittiert werden. Bei zentraleren Stößen (MUL 3 und MUL 4) verschwindet einerseits der Abschattungseffekt in der Reaktionsebene und andererseits werden die Pionen bei ihrer senkrechten Emission durch mehr Materie stärker absorbiert. Diese beiden Effekte lassen den senkrechten Fluß abnehmen. Diese Abschattung in der Ebene findet während der gesamten Reaktionsphase statt, deswegen gibt es innerhalb der einzelnen Zentralitätsklassen keine nennenswerte Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Pionen p_t. Dies wurde auch von [Shi98b] für MUL 2 und MUL 3 bei mittlerer Rapidität gefunden und als Sättigungseffekt der senkrechten Pionenemission für $p_t > 400$ MeV/c bezeichnet.

Vergleicht man die Pionenemission für periphere Stöße (MUL 1 und MUL 2) in Au+Au bei Targetrapidität mit der entsprechenden Emission in 1.0 AGeV Bi+Bi bei mittlerer Rapidität [Bri97], so findet man eine nahezu gleichstarke Emission senkrecht zur Reaktionsebene ($a_2^{\text{korr}} \approx 0.4$) für beide Rapiditätsbereiche. Das ist nicht verwunderlich, da für Bi+Bi bei mittlerer Rapidität ebenfalls Pionen-Absorptionseffekte als Ursache für die Emission senkrecht zur Ebene gefunden wurden. Durch mikroskopische Transportmodellrechnungen [Bas95, Li94] konnten die Flußeffekte qualitativ bestätigt werden, ihre Stärke wurde jedoch deutlich unterschätzt. Dieser Effekt der ungestörten Pionenemission über den gesamten Rapiditätsbereich wurde von [Shi98b] auch für semizentrale Stöße (MUL 2 und MUL 3) in Au+Au bei 1.0 AGeV gezeigt.

Die in Abschnitt 6.5.1 für die Protonen genannten Beobachtungen sind eine experimentelle Erklärung dafür, daß die Emission von Pionen senkrecht zur Reaktionsebene eine andere Ursache haben muß. Das zeigt die von mittlerer Rapidität [Bri93a] zu Targetrapidität (diese Arbeit) bis auf Null abnehmende Flußstärke (a_2^{korr}), denn die Emission von Protonen in die Reaktionsebene wird nicht wie bei den Pionen durch Absorptionseffekte unterdrückt.

6.5.3 Kaonen K^+

In Kapitel 5 wurde die Gesamtzahl der unter Targetrapidität bei 1.0 AGeV gemessenen Kaonen mit 2250 angegeben. Etwa ein Drittel dieser Kaonen wurden jedoch mit einem sehr großen Strahlstrom von 10^7 Teilchen/s gemessen, der zu Pile-Up-Effekten im Hodoskop geführt hat; diese Daten konnten für eine Analyse der Reaktionsebene nicht verwendet werden. Durch zusätzliche Schnitte wurden weitere Ereignisse verworfen, bei denen auch bei geringeren Strahlströmen Pile-Up-Effekte vorhanden waren (siehe Abschnitte 6.3). Dadurch wurde die Anzahl der zu analysierenden Kaonen weiter verringert. Zudem wurden bei der Auswertung des 0.6 T-Magnetfeldes die Schnitte verschärft, damit die Kaonenanalyse möglichst wenig durch Untergrund beeinflußt wird. Schließlich konnte die Flußanalyse noch mit etwa 1250 K^+-Mesonen durchgeführt werden. Aufgrund dieser geringen Statistik mußte auf eine Unterteilung in fünf Zentralitätsklassen verzichtet werden. Statt dessen wurden die Zentralitätsbereiche Mul 1-3 zu der Klasse *nicht zentral* (entsprechend $b > 5$ fm) und Mul 4-5 zur Klasse *(fast) zentral* ($b \leq 5$ fm) zusammengefaßt. Letztere beinhaltet durchaus nicht nur zentrale Stöße, der mittlere Stoßparameter beträgt etwa $b = 3$ fm; sie soll aber trotzdem im folgenden als *zentral* bezeichnet werden.

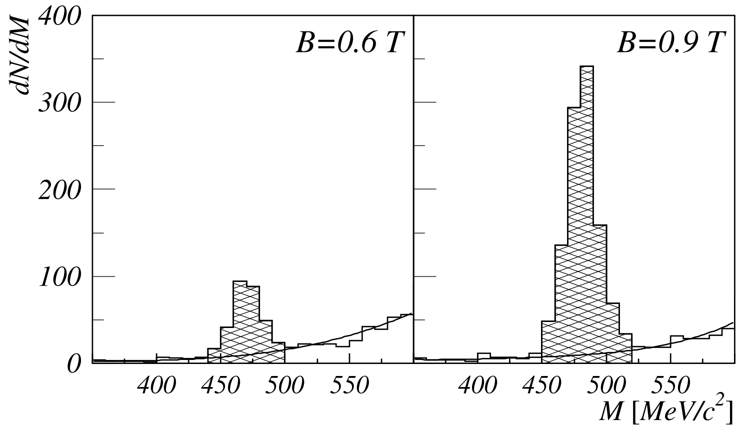


Abb. 6.10: Massenspektren im Bereich der Kaonenmasse für die Auswertung der Reaktionsebene; die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an den Untergrund, der Bereich in dem die Kaonen ausgewertet wurden ist schraffiert.

Im Gegensatz zu Pionen und Protonen können die Kaonen nur mit einem nicht zu vernachlässigenden Untergrund gemessen werden. Dieser Untergrund ist abhängig vom Magnetfeld, genauer vom Impuls der Kaonen. Abbildung 6.10 zeigt die Massenspektren der für die Auswertung des Flußverhaltens verwendeten Kaonen, gemessen unter $\theta_{\mathrm{lab}} = 84°$. Im schraffierten Bereich wurden die Kaonen gezählt, bei 0.6 Tesla zwischen $440 \leq M_{K^+}/(\mathrm{MeV}/c^2) \leq 500$ und bei 0.9 Tesla zwischen $450 \leq M_{K^+}/(\mathrm{MeV}/c^2) \leq 520$. Das Verhältnis von Kaonen zu Untergrund beträgt in diesen Bereichen bei $B = 0.6$ Tesla 3.6:1, bei 0.9 Tesla ist es etwa 14:1. Auch wenn dieser Untergrund nicht besonders groß ist, ist er gerade bei 0.6 T nicht zu vernachlässigen. Deswegen wird das Fluß-Signal des Untergrundes von dem der Kaonen abgezogen.

Dazu wird zunächst die φ-Verteilung der n_{UG} Untergrund-Teilchen in einem Bereich um die Kaonenmasse bestimmt – bei 0.6 T in den Intervallen $300 \leq M_{\mathrm{UG}}/(\mathrm{MeV}/c^2) < 440$ und $500 < M_{\mathrm{UG}}/(\mathrm{MeV}/c^2) \leq 600$ und bei 0.9 T in den Intervallen

		a_1^{korr}	a_2^{korr}
p	Mul 1-3	-0.70 ± 0.01	0.04±0.01
	Mul 4-5	-0.67 ± 0.01	0.06±0.01
π^+	Mul 1-3	0.03 ± 0.01	-0.27±0.01
	Mul 4-5	-0.17 ± 0.01	-0.12±0.01
π^+, $p_t > 600$MeV/c	Mul 1-3	-0.18 ± 0.02	-0.31±0.03
	Mul 4-5	-0.29 ± 0.02	-0.17±0.05
K^+	Mul 1-3	-0.27 ± 0.08	-0.20±0.14
	Mul 4-5	-0.08 ± 0.11	-0.00±0.24

Tab. 6.2: Korrigierte Anpassungsparameter für Fluß in die Ebene (a_1^{korr}) und Fluß aus der Ebene (a_2^{korr}).

$320 \leq M_{\mathrm{UG}}/(\mathrm{MeV}/c^2) < 450$ und $520 < M_{\mathrm{UG}}/(\mathrm{MeV}/c^2) \leq 640$. Außerdem wird die φ-Verteilung der $n_{K+\mathrm{UG}}$ Teilchen im Bereich der Kaonenmasse, die sich aus Kaonen und Untergrund zusammensetzen, bestimmt. Anschließend wird die Verteilung des Untergrunds mit dem Faktor

$$f = n_{\mathrm{UG}}/(n_{K+\mathrm{UG}} - n_K) \tag{6.8}$$

gewichtet und von der Verteilung im Bereich der Kaonenmasse abgezogen.

Abbildung 6.11 zeigt die azimutale Winkelverteilung für die Kaonen im Vergleich zu den Protonen, Pionen und hochenergetischen Pionen mit $p_t > 600$ MeV/c für nicht zentrale Stöße in der oberen und zentrale Stöße in der unteren Bildhälfte. Die hochenergetischen Pionen werden dabei zum Vergleich herangezogen, da sie wie die Kaonen in der frühen Reaktionsphase entstehen und beide Teilchen in einigen Aspekten ähnliche Verhaltensweisen aufzeigen. In Tabelle 6.2 werden die korrigierten Anpassungsparameter für diese Teilchen zum Vergleich nebeneinandergestellt.

Zum ersten Mal wurde ein Kaonenfluß in die Reaktionsebene für nicht zentrale Stöße gemessen, wie im oberen Teil der Abbildung und in der Tabelle als $a_1^{\mathrm{korr}} = -0.27 \pm 0.08$ zu sehen ist. Die Kaonen zeigen sogar einen noch stärkeren Fluß in die Ebene als die hochenergetischen Pionen. Sie verhalten sich aber auch nicht wie Protonen, die bei den zentraleren Stößen immer noch einen prononcierten Fluß in die Reaktionsebene zeigen, während die Kaonen in diesem Zentralitätsbereich eine völlig flache Verteilung aufweisen. Eine Flußkomponente senkrecht zur Reaktionsebene wird für die Kaonen nicht beobachtet. Alle genannten Effekte deuten auf frühe Emissionszeiten der K^+-Mesonen und auf eine starke Repulsion der K^+ von der Partizipanten- und Spektator-Materie hin.

Um das Verhalten der Kaonen genauer zu untersuchen, wurde der Kaonenfluß impulsabhängig ausgewertet. In Abbildung 6.12 sind die Kaonen in zwei Impulsbereiche aufgeteilt dargestellt; im oberen Teil sind die Verteilungen für $p_t < 500$ MeV/c aufgetragen, im unteren Teil gilt $p_t \geq 500$ MeV/c. In den vier Zentralitäts- und Impulsbereichen ist der Fluß senkrecht zur Ebene verträglich mit Null. Bei den nicht zentralen Stößen zeigt sich aber ein starkes Ansteigen des Flusses auf $a_1^{\mathrm{korr}} = -0.43 \pm 0.12$ bei

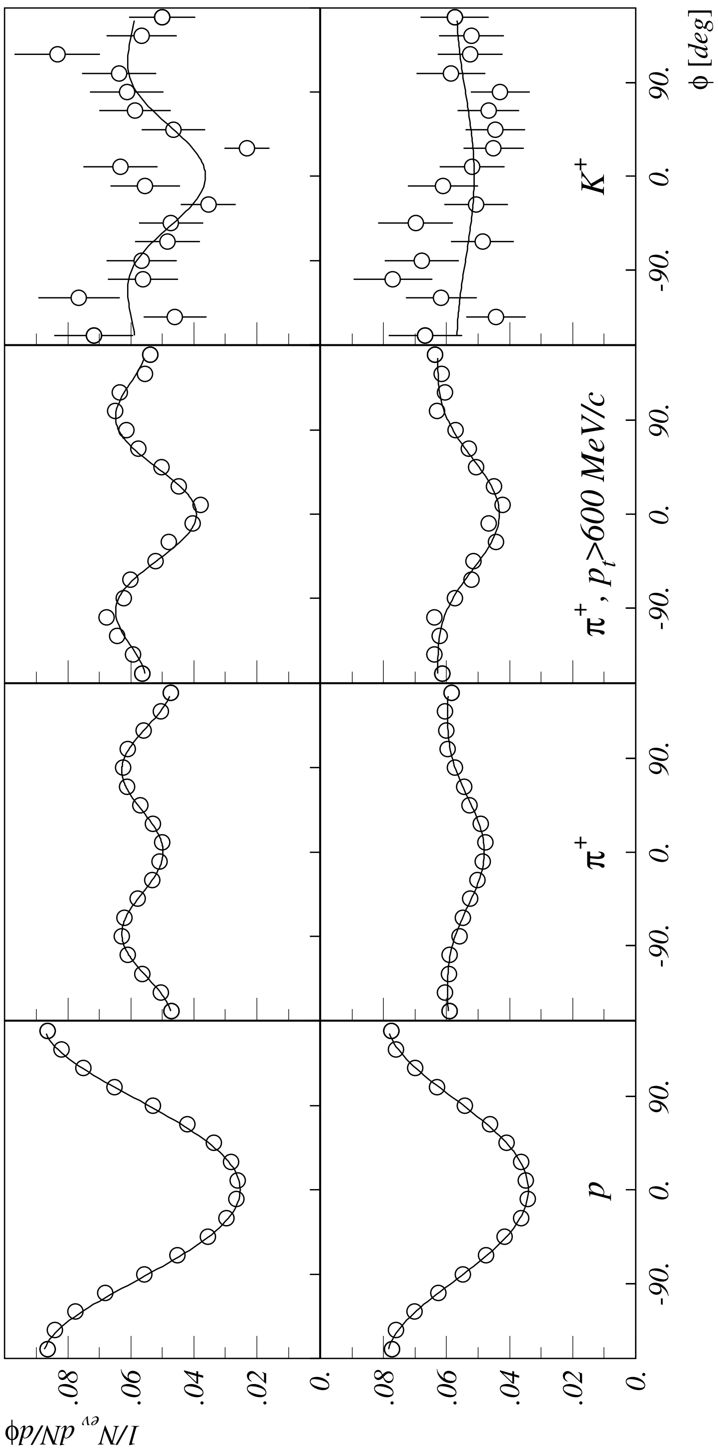


Abb. 6.11: Vergleich der azimutalen Emission für K^+, π^+, hochenergetische π^+ und p, jeweils für nichtzentrale Stöße MUL 1-3 (oben) und zentrale Stöße MUL 4-5 (untere Bildhälfte).

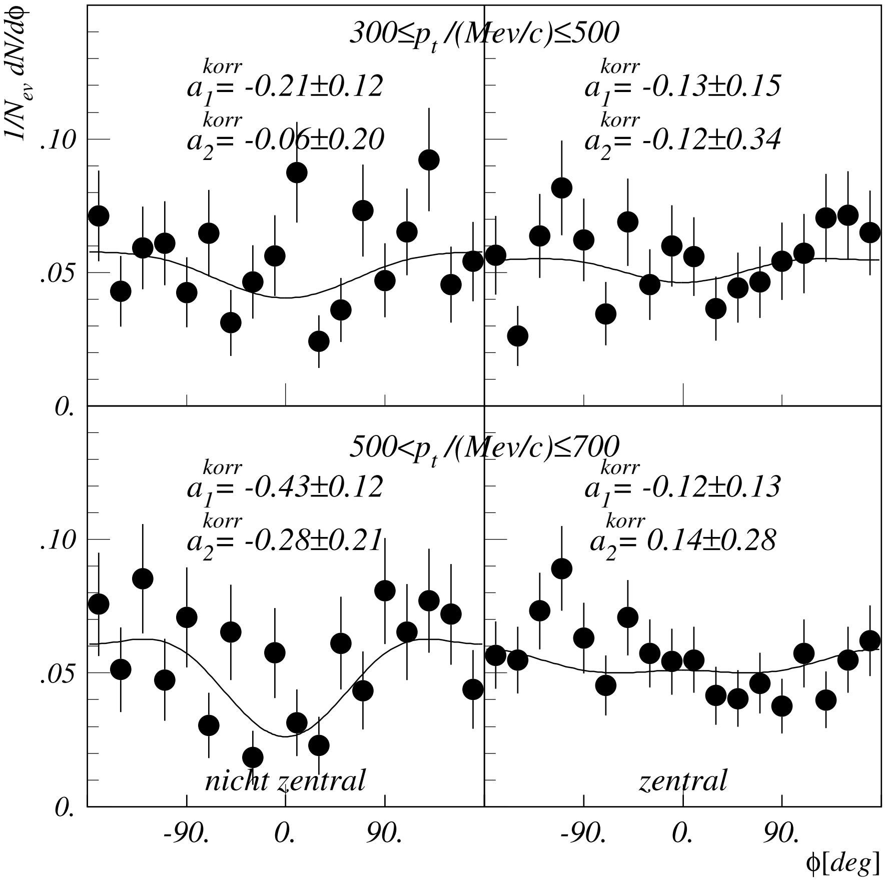


Abb. 6.12: Aufteilung des Kaonenflusses auf zwei p_t-Intervalle; $300 \leq p_t/(\text{MeV}/c) \leq 500$ (oben) und $500 < p_t/(\text{MeV}/c) \leq 700$ (unten).

größerem Transversalimpuls. Die azimutale Emission bei den zentralen Stößen ist im Rahmen der Fehler isotrop.

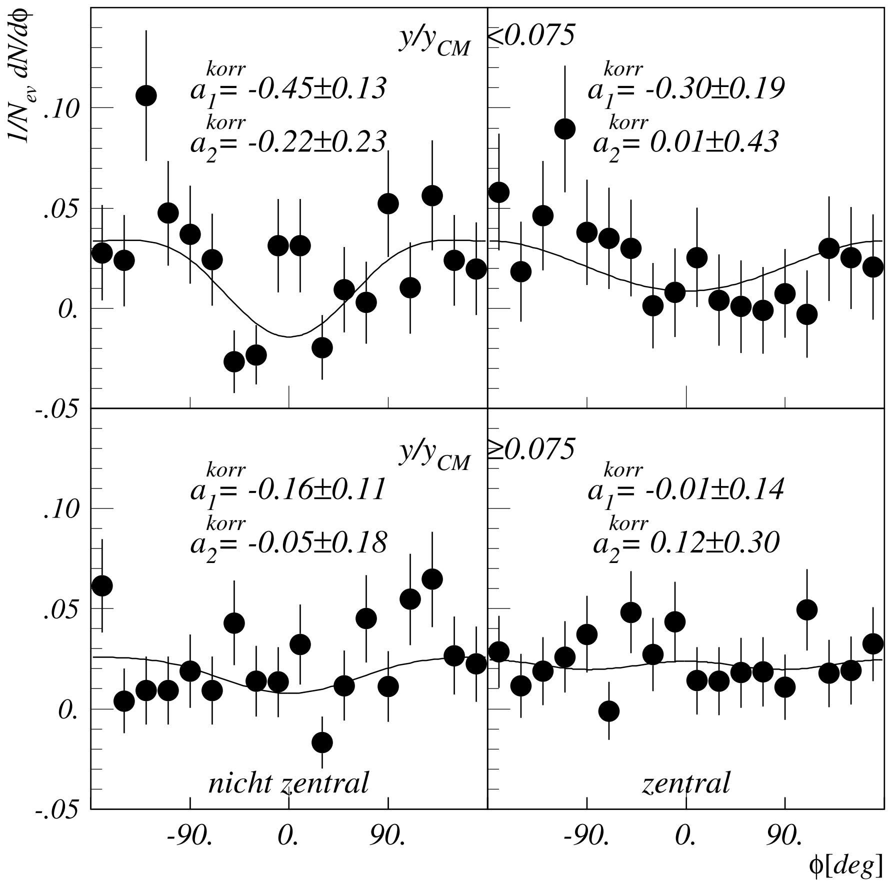


Abb. 6.13: Aufteilung des Kaonenflusses auf zwei Rapiditätsintervalle; $y/y_{\mathrm{cm}} < 0.075$ (obere Bildhälfte) und $y/y_{\mathrm{cm}} \geq 0.075$ (untere Bildhälfte).

In [Shi98b] wurde gezeigt, daß die Kaonen im Rapiditätsbereich zwischen $0.2 \leq y/y_{\mathrm{cm}} \leq 1.2$ ein Flußverhalten senkrecht zur Ebene zeigen; ein Fluß in die Ebene konnte nicht nachgewiesen werden. Deswegen ist es interessant zu untersuchen, bei welcher Rapidität der K^+-Fluß in die Ebene einsetzt. Um diese y-Abhängigkeit genauer zu betrachten, wurden die Kaonen in zwei Rapiditäts-Bereiche aufgeteilt, so daß in beiden Bereichen etwa die gleiche Anzahl an Kaonen für die Analyse zur Verfügung standen. Abbildung 6.13 zeigt das Flußverhalten für nicht zentrale (links) und zentrale (rechts) Ereignisse für $y/y_{\mathrm{cm}} < 0.075$ (oben) und $y/y_{\mathrm{cm}} \geq 0.075$ (unten). Tatsächlich ist der Fluß bei kleineren Rapiditäten deutlich größer als bei größeren Rapiditäten. Für $y/y_{\mathrm{cm}} < 0.075$ läßt sich sogar bei zentralen Stößen noch ein signifikantes Flußverhalten nachweisen.

6.5.4 Diskussion

Die Untersuchung des Flußverhaltens von Kaonen ist deswegen besonders interessant, weil positive Kaonen nur eine geringe Wechselwirkung mit der sie umgebenden Materie zeigen sollten, in erster Näherung erwartet man also eine isotrope Verteilung. Andere Verteilungen können nur von Effekten im Medium herrühren, namentlich von einem repulsiven Kaon-Nukleon-Potential.

Andere Untersuchungen über den Kaonenfluß wurden am Kaonenspektrometer [Shi98a] und am FOPI-Experiment ebenfalls an der GSI durchgeführt. Während von [Shi98a] das erste Mal ein Kaonenfluß senkrecht zur Reaktionsebene bei mittlerer Rapidität in 1.0 AGeV Au+Au-Stößen gemessen wurde, wurden bei FOPI bisher die Stoßsysteme Ni+Ni bei $E_{\mathrm{Strahl}} = 1.93$ AGeV [Rit95] und Ru+Ru bei $E_{\mathrm{Strahl}} = 1.68$ AGeV [Cro99, Cro00] untersucht. Nach [Rit95] tritt keine ausgezeichnete azimutale Anisotropie bei der $K^{\pm}$-Emission auf; in [Cro99] wurde bei peripheren Stößen unter mittleren Rapiditäten ein Antifluß gemessen, der sich bei Targetrapiditäten zu einem Fluß umkehrt. In [Cro00] wurde zusätzlich eine starke Impulsabhängigkeit des Kaonenflusses nachgewiesen. Im Bereich bis $p_t = 400$ MeV wird ein Antifluß gemessen, der bei größeren Impulsen in einen schwachen Fluß übergeht und zwar sowohl für zentrale als auch für semizentrale Stöße. Dieses Verhalten konnte auch durch BUU-Rechnungen vorhergesagt werden.

Die Ru+Ru-Daten wurden im Bereich von etwa $200 \leq p_t/(\mathrm{MeV}/c) \leq 500$ gemessen. Der Impulsbereich ist somit niedriger, als der in dieser Arbeit untersuchte von $300 \leq p_t/(\mathrm{MeV}/c) \leq 700$. Zwar wurde in den Au+Au-Stößen auch bei Impulsen unter 500 MeV/c ein Flußsignal der Kaonen beobachtet; dieser quantitative Unterschied kann aber dadurch erklärt werden, daß es sich bei beiden Messungen um unterschiedliche Systeme bei unterschiedlichen Energien handelt. Qualitativ stimmt die Beobachtung des abnehmenden Flusses mit zunehmender Rapidität und abnehmendem transversalen Impuls mit den Ru+Ru-Messungen bei FOPI überein.

Das K^+-Meson unterliegt im dichten nuklearen Medium einem repulsiven Vektorpotential und einem - schwächeren - attraktiven skalaren Potential, während für das K^--Meson beide Potentiale attraktiv wirken. In [Li96] ist die Auswirkung dieses Potentials für K^+-Mesonen in Au+Au-Stößen mit $E_{\mathrm{Strahl}} = 1.0$ AGeV bei Targetrapidität für einen mittleren Stoßparameter $b = 3$ fm untersucht worden. Die Rechnung ist vergleichbar mit den hier als *zentral* zusammengefaßten Kaonendaten. Abbildung 6.14 vergleicht die gemessen Daten, die für diese Darstellung auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert wurden, mit der Rechnung. Die Messung scheint das Modell mit Annahme eines KN-Potentials leicht zu favorisieren, eine Entscheidung zwischen den Modellen ist anhand dieser Daten jedoch nicht möglich.

Rechnungen für die nicht-zentralen Stöße in Au+Au, in denen das ausgeprägteste Flußsignal gezeigt wurde, wurden noch nicht veröffentlicht. Nach [Fuc99] ist dort ein Anti-Flußverhalten zu erwarten, also der gegenteilige Effekt zu dem in dieser Arbeit nachgewiesenen Fluß. Allerdings wurde in dieser Rechnung nicht der Impuls- und Rapiditätsbereich der Messung berücksichtigt. Wie bei der Diskussion mit den Ru+Ru-Daten gezeigt wurde, ist der K^+-Fluß aber von diesen Parametern empfind-

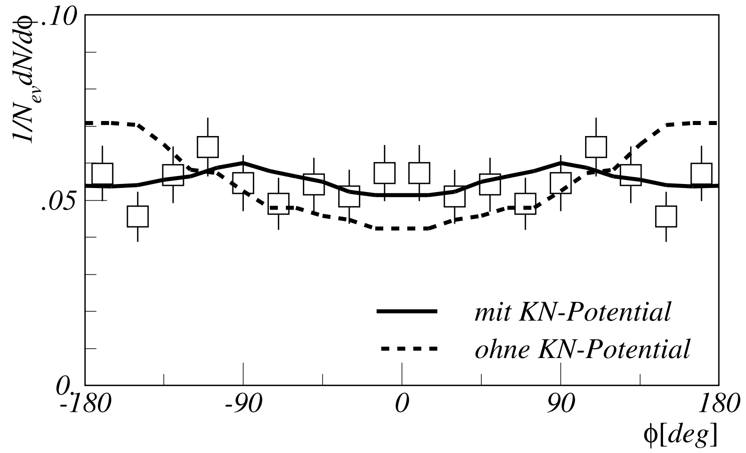


Abb. 6.14: Vergleich der azimutalen Verteilung der in dieser Arbeit gemessenen Kaonen bei nichtzentralen Stößen mit der Rechnung von Li, Ko und Brown [Li96].

lich abhängig. Es spricht einiges dafür, daß eine neue QMD-Rechnung für den genauen Phasenraumausschnitt [Fuc00] auch den gefundenen Fluß erklären könnte.

Ausblick

Am Kaonenspektrometer wurden in Au+Au Stößen bei 1.5 AGeV K^+- aber auch K^--Mesonen mit großer Statistik gemessen, wodurch erstmals eine Analyse des Flußverhaltens bei K^- möglich wird. Da der Einfluß des attraktiven Potentials auf K^--Mesonen wesentlich größer ist als der des repulsiven Potentials auf K^+-Teilchen, sind hier aufschlußreiche Erkenntnisse über das Verhalten im nuklearen Medium von seltsamen Teilchen zu erfahren.

Außerdem wird zur Zeit der K^+- und K^--Fluß in Ni+Ni bei 1.93 AGeV analysiert, so daß das Flußverhalten von Kaonen und Antikaonen systematisch als Funktion der Systemgröße angegeben werden kann.

Kapitel 7

Untersuchungen zum Pionen-Kondensat

Das Pionen-Kondensat ist ein Art Bose-Einstein-Kondensat, dessen Existenz in Schwerionenstößen von theoretischen Überlegungen vorhergesagt wird. Im Bose-Einstein-Kondensat geht bei großer Dichte und niedriger Temperatur plötzlich eine makroskopische Anzahl von Teilchen in den Grundzustand über. Analog dazu wird erwartet, daß in einer Schwerionenreaktion unter bestimmten Bedingungen Pionen *kondensieren*, was zur Folge hat, daß unter diesen Bedingungen mehr Pionen gemessen werden, als ohne die Existenz eines Kondensates erwartet würden.

Die Diskussion über die Möglichkeit der Bildung eines Pionen-Kondensates geht bereits bis in die 1970er Jahre zurück [Mig72] und wurden ständig fortgeführt, ohne daß allerdings ein Beweis für die Existenz des Kondensates gefunden wurde. Der Anlaß, im Rahmen dieser Dissertation die mögliche Bildung des Pionen-Kondensates zu untersuchen, bildet die Arbeit von Pirner und Voskresensky [Pir95], in der die Existenz des Kondensates bei Pionen aus peripheren Au+Au-Stößen bei 1.0 AGeV bei Targetrapidität vorhergesagt wird. Da diese Reaktionen in der ausgewerteten Messung vorhanden sind, lag eine solche Untersuchung nahe. Tatsächlich sind aber in der bisher für alle Analysen verwendeten Daten aus der Strahlzeit Februar 1997 nur wenig Pionen bei Targetrapidität gemessen worden, so daß in diesem Kapitel die Auswertung anhand von 1993 unter denselben Bedingungen aufgenommenen Daten durchgeführt wurde.

7.1 Szenario eines Pionen-Kondensates in Schwerionenstößen

In dem schon erwähnten Papier von Pirner/Voskresensky [Pir95] wird folgendes Szenario für die Suche nach dem Pionen-Kondensat vorgeschlagen:

Bei peripheren Stößen ist die Temperatur kleiner als die kritische Temperatur

π^+	Wagner	Böttcher
σ/barn	11.6 ± 1.1	15.8 ± 0.3
T_1/MeV	51 ± 3	38 ± 1
T_2/MeV	84 ± 2	79 ± 1

π^-	Wagner	Böttcher
σ/barn	18.7 ± 3.6	26.1 ± 0.3
T_1/ MeV	47 ± 5	36 ± 1
T_2/ MeV	83 ± 2	76 ± 1

Tab. 7.1: Vergleich der Pionen-Auswertung zwischen [Wag96] und dieser Arbeit.

für die Bildung eines Pionkondensates, die etwa so groß wie die Fermi-Energie der Nukleonen ist:

$$T < T_c \approx \epsilon_{\mathrm{F}} \tag{7.1}$$

Als peripher wird dabei eine Reaktion erachtet, deren Stoßparameter bei $b \simeq (1-1.7)$ R liegt, also zwischen 5.7 fm und 9.6 fm. Das entspricht in der in Kapitel 6 vorgenommen Einteilung in etwa den Bereichen MUL 2 und MUL 3. Für Targetrapidität, also für $p_t \perp p_{\mathrm{lab}}$ wird das Pionen-Kondensat bei einem Transversalimpuls der Pionen von $p_t \simeq (2-3)m_\pi$ erwartet.

Das Pionen-Kondensat soll also im Impulsbereich $200 \leq p_t/(\mathrm{MeV}/c) \leq 500$ bei Stößen in dem Bereich $5.7 \leq b/\mathrm{fm} \leq 9.6$ durch eine relative Überhöhung des Wirkungsquerschnittes zu beobachten sein. Um diese Voraussage zu überprüfen, wurden die Pionenspektren in sehr kleine Multiplizitätsbereiche unterteilt und das Verhältnis dieser Spektren zu dem inklusiven Spektrum betrachtet, um systematische Abweichungen zu minimieren.

7.2 Analyse von Pionen in 1.0 AGeV Au+Au-Stößen bei Targetrapidität

Die Daten wurden bereits einmal analysiert [Wag96], wobei aber die Möglichkeit des Nachweises eines Pionen-Kondensates nicht berücksichtigt wurde. Insbesondere wurden die Spektren nur in 13 Zentralitätsklassen und nicht wie hier in 40 eingeteilt.

Für die Auswertung der Pionen wurden Dateien benutzt, die mit einem ToF2-Trigger gemessen wurden, bei dem nur die Protonen, nicht jedoch die Pionen weggeschnitten werden. In den so gemessenen Daten sind hauptsächlich Pionen enthalten, so daß in der Auswertung im wesentlichen nur verlangt wurde, daß die Masse des Teilchens $m_\pi \leq 300$ MeV/c^2 ist. Zusätzlich wurden keine Teilchen berücksichtigt, deren Spuren durch den Randbereich des Magnetfeldes des Spektrometers führen (siehe Abschnitt 4.9.3).

Abbildung 7.1 zeigt die inklusiven Pionen-Daten im Vergleich zu der früheren Auswertung. Die alten Ergebnisse werden ziemlich genau reproduziert, die Pionen im niedrigen Impulsbereich allerdings im Vergleich zu der älteren Auswertung leicht überschätzt, was sich vor allem in der Extrapolation dramatisch auswirkt. Aus der Tabelle 7.1 läßt sich entnehmen, daß sich durch die Integration ein Unterschied im Wirkungsquerschnitt von etwa 40% ergibt. Ursächlich hierfür ist der in dieser Auswertung

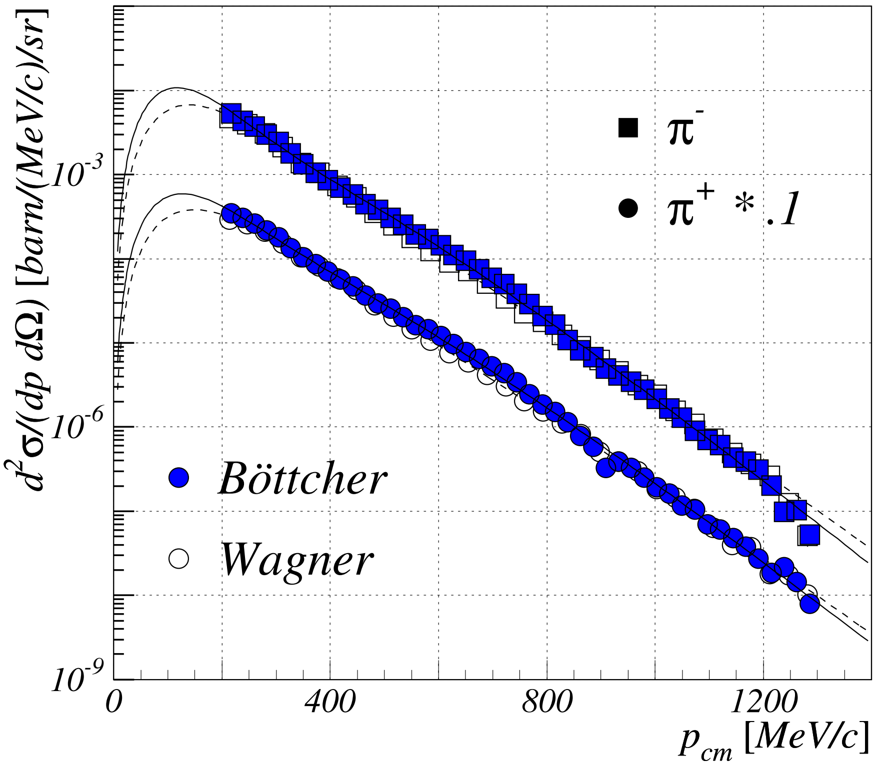


Abb. 7.1: Auswertung der inklusiven Pionen-Spektren. Die π^+ sind zur besseren Übersichtlichkeit mit dem Faktor 0.1 skaliert. Geschlossene Symbole stellen die Auswertung für diese Arbeit dar, die offenen Symbole zeigen die Auswertung nach [Wag96]. Angepaßt wurde jeweils eine Überlagerung von zwei Boltzmann-Verteilungen mit verschiedenen Steigungsparametern.

nicht berücksichtigte Untergrund unter den Pionen. In der Auswertung von [Wag96] wurde dieser in einer genauere Analyse bestimmt und von den Pionen subtrahiert. Da unter der Fragestellung eines Pionen-Kondensates besonders Bereiche mit größerem Impuls in p_t interessieren, wurde hier aber auf weitere Korrekturen verzichtet.

Um zu verhindern, daß Unregelmäßigkeiten in den Spektren (verursacht zum Beispiel durch Ungenauigkeiten in der Akzeptanz-Korrektur) zu einer Mißdeutung als Pionen-Kondensat führen, werden im weiteren in erster Linie die Verhältnisse zwischen den Spektren für einen kleinen Zentralitätsbereich und dem inklusiven Spektrum betrachtet.

7.3 Zentralitätsabhängige Analyse von π^+ und π^-

Wie oben erläutert, wird vermutet, daß im Bereich mit einem Stoßparameter zwischen 6 fm und 10 fm bei einem Transversalimpuls zwischen 200 MeV/c und 500 MeV/c ein Überschuß an Pionen bei Targetrapidität zu beobachten sein könnte. Um diesen Effekt zu untersuchen, wurden die Pionenspektren zentralitätsabhängig untersucht. Zur Bestimmung der Zentralität wurde das Großwinkelhodoskop, der T-Detektor, verwendet. Abhängig von der Multiplizität T_M der Treffer im T-Detektor wurden die Spektren in 42 Zentralitätsklassen unterteilt. Abbildung 7.2 zeigt den invarianten Wirkungsquerschnitt σ_{inv} über der kinetischen Energie $E_{\text{cm}}^{\text{kin}}$. Angepaßt ist die Überlagerung zweier Boltzmannfunktionen mit unterschiedlichen inversen Steigungsparametern, die sich für die Beschreibung von Pionenspektren bewährt hat [Wag96]:

$$\sigma_{\text{inv}} = c_1 E_{\text{cm}} e^{-\frac{E_{\text{cm}}}{T_1}} + c_2 E_{\text{cm}} e^{-\frac{E_{\text{cm}}}{T_2}} \tag{7.2}$$

Dabei ist T_1 der Temperatur-Parameter der niederenergetischen und T_2 der der hochenergetischen Pionen; es ist $T_2 > T_1$. Aus diesen Bildern ist kein Pionenüberschuß zu erkennen, aber es wird sehr schön die Abhängigkeit des Steigungsparameters von dem Stoßparameter dargestellt. In Abbildung 7.3 ist die Abhängigkeit der inversen Steigungsparameter von der Zentralität des Ereignisses dargestellt.

Um einen genaueren Blick auf die mögliche Existenz des Pionen-Kondensates zu werfen, wurden die zentralitätsabhängigen Spektren durch das inklusive Spektrum geteilt. In dem Verhältnis sollte ein eventueller Pionenüberschuß im Bereich von $200 < p_t/(\text{MeV}/c) < 500$ besonders auffällig sein. In Abbildung 7.4 sind diese Verhältnisse für den interessanten Zentralitätsbereich $6 \leq b/\text{fm} \leq 10$ dargestellt; das entspricht in etwa Multiplizitäten im T-Detektor zwischen $11 \leq T_M \leq 50$. In der Darstellung wurden alle Verhältnisse so normiert, daß sie in derselben Darstellung gezeigt werden können.

Die Pionen-Kondensation sollte genauso für π^+- wie π^--Mesonen stattfinden. Abbildung 7.4 zeigt nur die Situation für π^+, jedoch unterscheidet sich das entsprechende Bild für π^- davon qualitativ nicht. Um eine optimale Statistik zu erhalten, wurden die Ergebnisse der beiden Pionensorten zusammengefaßt; die jeweils relativen Wirkungsquerschnitte für π^+ und π^- wurden addiert. Außerdem wurden größere

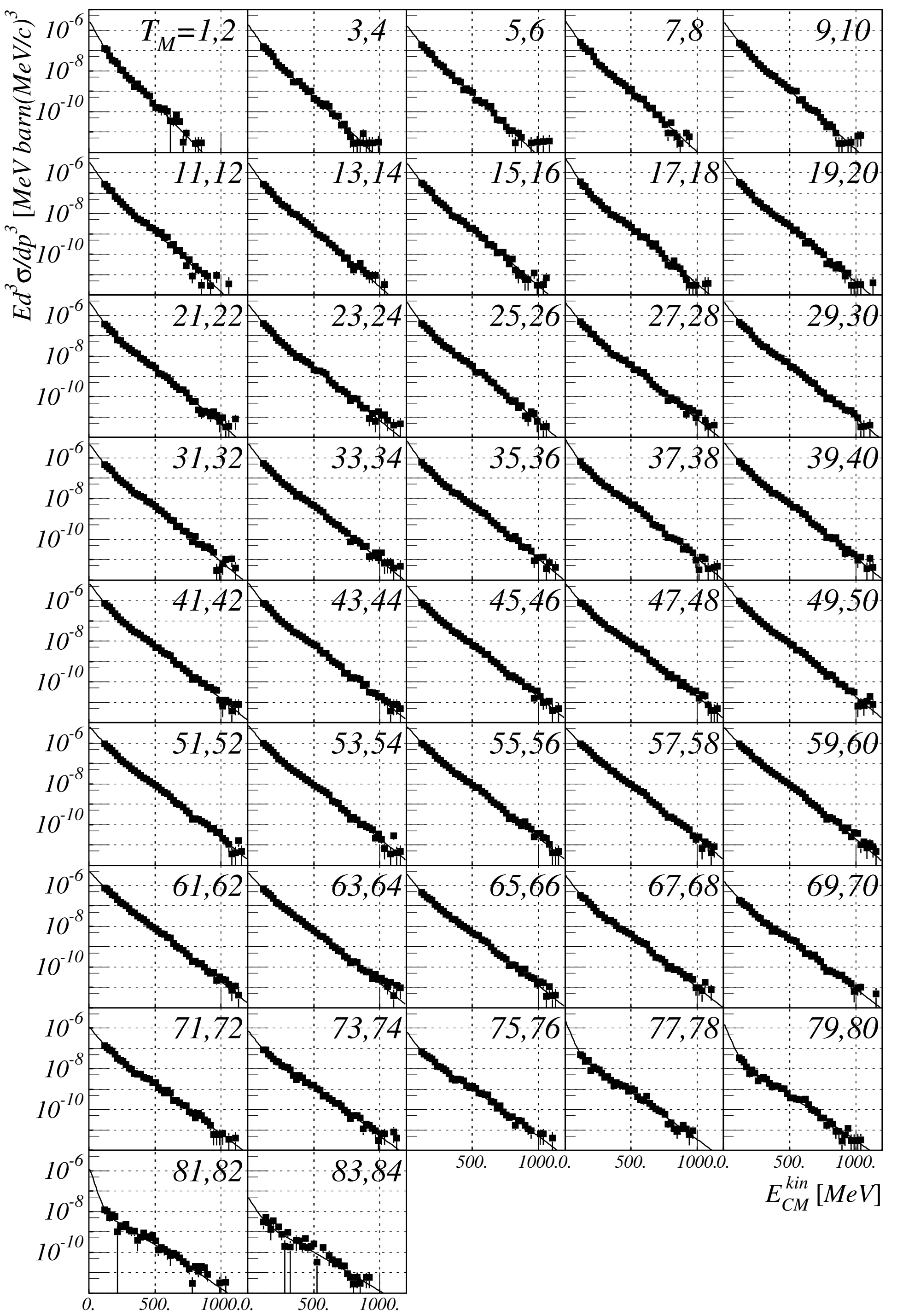


Abb. 7.2: Zentralitätsabhängige Spektren für π^+ in Au+Au Stößen bei 1.0 AGeV. Die Unterteilung wurde nach der Multiplizität im T-Detektor T_M durchgeführt. Aufgetragen ist der invariante Wirkungsquerschnitt über der kinetischen Energie. An die Spektren sind jeweils Boltzmann-Verteilungen mit zwei inversen Steigungsparametern angepaßt.

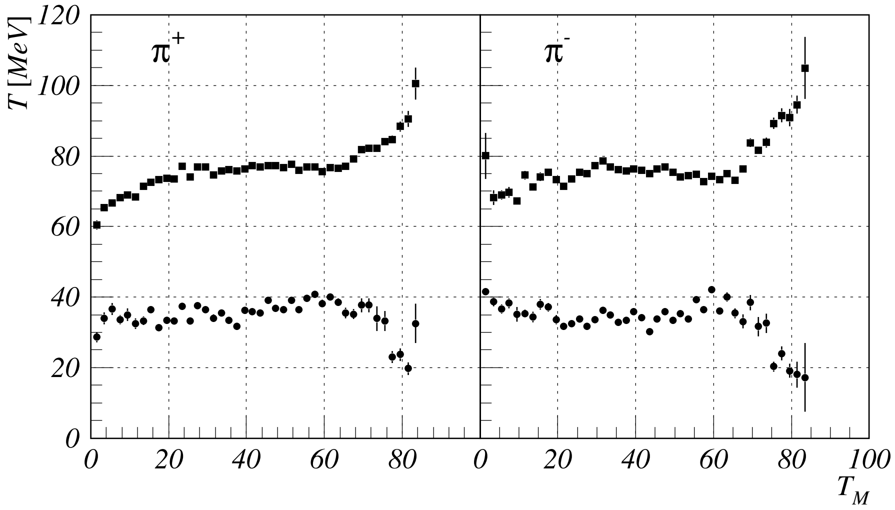


Abb. 7.3: Abhängigkeit der Steigungsparameter von der Zentralität des Stoßes, hier angegeben durch die Multiplizität im T-Detektor. Im linken Bild sind die π^+ dargestellt, rechts die π^-. die oberen Kurven geben jeweils T_2 wieder, die unteren T_1 aus der Anpassung nach Gleichung (7.2).

Zentralitätsbereiche zusammengefaßt. Abbildung 7.5 zeigt die so entstandenen Verteilungen. Angegeben sind jeweils die mittleren Stoßparameter für das Zentralitätsintervall. Auch in dieser Darstellung sind die Fluktuationen im Spektrum noch recht groß. Bei $\langle b \rangle \approx 7.9$ fm kann allerdings über eine leichte Erhöhung im Bereich von p_t=500 MeV/c spekuliert werden. An dieses Spektrum wurde die Überlagerung einer Gauß-Verteilung und einer Polynom-Funktion zweiten Grades angepaßt. Die Gaußverteilung hat ihren Mittelpunkt bei 500 MeV/c, und eine Streuung σ von 75 MeV/c und ihre Amplitude beträgt 0.15. Diese Anpassung ist in p_t erfolgt; um durch eine Integration in p_{cm} eine Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnittes zu erhalten, wurden die Parameter transformiert. In p_{cm} liegt das Maximum der Gaußverteilung bei 590 MeV/c und die Streuung beträgt 85 MeV/c. Die Abschätzung über den Wirkungsquerschnitt des Pionen-Kondensates kann dann wie folgt vorgenommen werden:

$$\sigma^{\pi}_{\mathrm{PK}} = \int\limits_{\Omega=0}^{4\pi} \int\limits_{p_{\mathrm{cm}}=0\ \mathrm{MeV}/c}^{\infty\ \mathrm{MeV}/c} \int\limits_{b=7.2\ \mathrm{fm}}^{8.7\ \mathrm{fm}} g(p_{\mathrm{cm}}) \cdot \frac{d^3\sigma}{db\, dp_{\mathrm{cm}}\, d\Omega} \tag{7.3}$$

Dabei ist $g(p_{\mathrm{CM}})$ die Gaußverteilung mit den oben angegeben Parametern. Für die Integration über den Polarwinkel wird die bei der Pionenproduktion im allgemeinen gerechtfertigte Annahme der Isotropie in θ gemacht. Das Pionen-Kondensat wird allerdings gerade bei der hier untersuchten Targetrapidität vermutet, so daß die

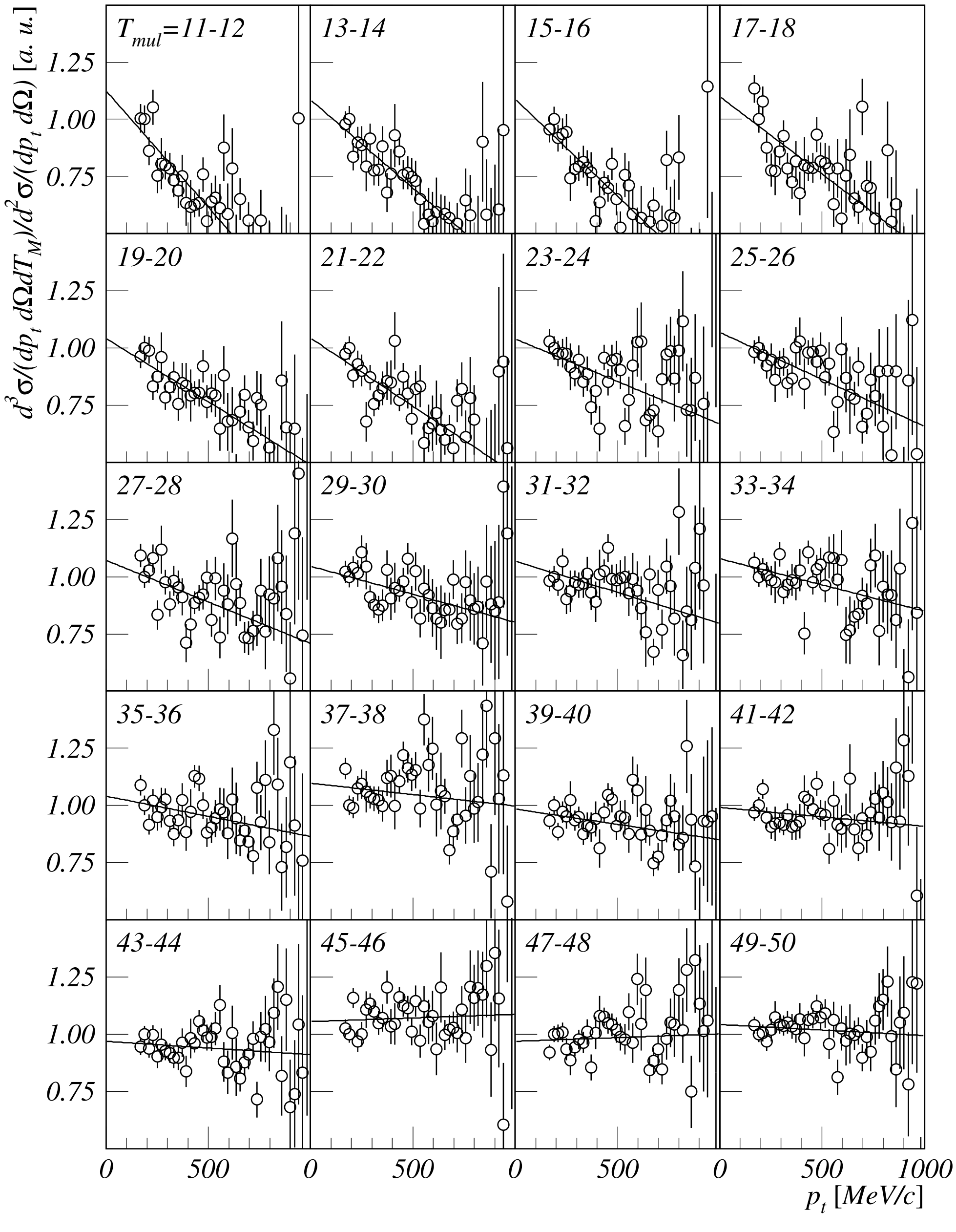


Abb. 7.4: Relative p_t-Verteilung von π^+. Es wurden die zentralitätsabhängigen Spektren durch das inklusive Spektrum geteilt. Für den Fall eines Pionen-Kondensates würde man einen Überschuß der Pionenproduktion im Impulsbereich $200 < p_t/(\text{MeV}/c) < 500$ erwarten.

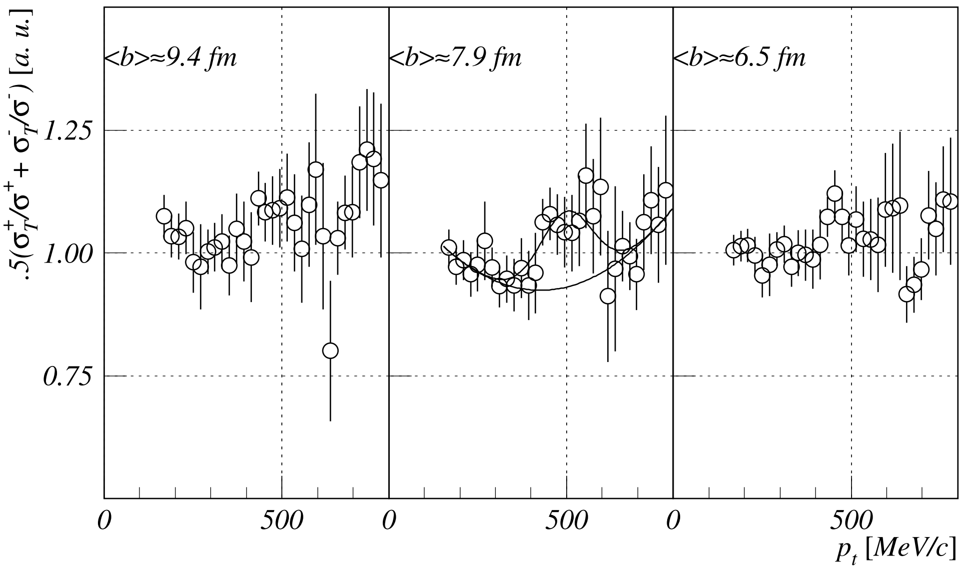


Abb. 7.5: Zusammengefaßte Verteilungen für π^+ und π^- für drei Zentralitätsbereiche; $\langle b \rangle \approx 9.4$ fm (links), $\langle b \rangle \approx 7.9$ fm (mittig), $\langle b \rangle \approx 6.5$ fm (rechts). An die mittlere Verteilung ist die Überlagerung einer Gauß-Verteilung und eines Polynoms angepaßt.

Multiplikation mit 4π wirklich eine obere Abschätzung darstellt. Es ergeben sich als Obergrenzen für den Wirkungsquerschnitt des Pionen-Kondensates:

$$\sigma_{\mathrm{PK}}^{\pi^+} \leq (9.3 \pm 2.0)\ \mathrm{mb} \tag{7.4}$$

$$\sigma_{\mathrm{PK}}^{\pi^-} \leq (10.7 \pm 2.3)\ \mathrm{mb} \tag{7.5}$$

7.4 Diskussion

Es wurde auf Vorschlag von [Pir95] untersucht, ob ein Pionen-Kondensat bei Targetrapidität beobachtet werden kann. Hinweise auf ein solches Pionen-Kondensat sollen bereits an dem FOPI-Experiment an der GSI entdeckt worden sein [Pir99]. Bei der hier durchgeführten Untersuchung, die die bisher genaueste Analyse der Abhängigkeit des Steigungsparameters von der Zentralität des Kern-Kern-Stoßes darstellt, konnte allerdings keine eindeutige Erhöhung der Pionenproduktion in einem bestimmten Impuls- und Zentralitätsbereich unter Targetrapidität nachgewiesen werden.

Anhang A

Tabellen

Im folgenden werden die experimentell bestimmten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dp_{\mathrm{lab}}d\Omega$ für die unterschiedlichen Energien und Winkel (Tabellen A.1 bis A.3), die Kaonenmultiplizität in Abhängigkeit von der Zentralität (Tabellen A.4 bis A.7) und Daten zum zum Flußverhalten von Protonen p, Pionen π^+ und Kaonen K^+ (Tabellen A.8 bis A.10) tabelliert. Alle Ergebnisse beziehen sich auf die Reaktion Au+Au→ $K^+ + X$ (beziehungsweise für das Flußverhalten auch auf Au+Au→ $p + X$ und Au+Au→ $\pi^+ + X$).

p_{lab} (MeV)	$d^2\sigma/dp_{\mathrm{lab}}d\Omega$ (barn/(MeV/c)/sr)	$\Delta(d^2\sigma/dp_{\mathrm{lab}}d\Omega)$ (barn/(MeV/c)/sr)
312.5	1.381e-07	3.627e-08
437.5	9.793e-08	2.526e-08
425	1.411e-07	3.295e-08
475	1.042e-07	2.321e-08
525	5.602e-08	1.456e-08
575	5.185e-08	1.449e-08
625	5.808e-08	1.525e-08
675	1.877e-08	8.007e-09
725	3.682e-09	5.523e-09

Tab. A.1: $E_{\mathsf{Strahl}} = 0.6\ A$GeV, $\Theta_{\mathsf{lab}} = 50^o$, keine Zentralitäts-Selektion.

p_{lab} (MeV)	$d^2\sigma/dp_{\mathrm{lab}}d\Omega$ (barn/(MeV/c)/sr)	$\Delta(d^2\sigma/dp_{\mathrm{lab}}d\Omega)$ (barn/(MeV/c)/sr)
275	6.532e-06	2.157e-06
325	2.97e-06	8.716e-07
375	6.571e-06	1.483e-06
425	8.046e-06	1.162e-06
475	8.333e-06	1.217e-06
525	5.279e-06	9.937e-07
575	7.222e-06	1.309e-06
625	7.440e-06	1.145e-06
675	4.928e-06	6.166e-07
725	4.324e-06	6.897e-07
775	3.104e-06	5.278e-07
825	3.453e-06	5.817e-07
875	2.980e-06	5.221e-07
925	2.008e-06	4.029e-07
975	1.348e-06	2.927e-07
1025	9.060e-07	2.308e-07
1075	1.203e-06	3.130e-07

Tab. A.2: $E_{\mathsf{Strahl}} = 1.0\ A$GeV, $\Theta_{\mathsf{lab}} = 44^o$, keine Zentralitäts-Selektion.

p_{lab} (MeV/c)	$d^2\sigma/dp_{\mathrm{lab}}d\Omega$ (barn/(MeV/c)/sr)	$\Delta(d^2\sigma/dp_{\mathrm{lab}}d\Omega)$ (barn/(MeV/c)/sr)
275	1.935e-06	4.025e-07
325	2.010e-06	3.235e-07
375	1.354e-06	2.318e-07
425	1.072e-06	1.267e-07
475	6.659e-07	9.263e-08
525	7.777e-07	1.184e-07
575	4.724e-07	8.082e-08
625	3.322e-07	6.018e-08
675	1.768e-07	3.996e-08

Tab. A.3: $E_{\mathsf{Strahl}} = 1.0\ A$GeV, $\Theta_{\mathsf{lab}} = 84^o$, keine Zentralitäts-Selektion.

Klasse	M_{K+}	$\Delta(M_{K+})$
1	6.08e-4	3.6e-4
2	1.39e-3	3.3e-4
3	3.29e-3	4.7e-4
4	5.34e-3	4.9e-4
5	8.79e-3	5.7e-4
6	1.32e-2	7.1e-4
7	2.11e-2	2.2e-3

Tab. A.4: Kaonenmultiplizitäten für 1.0 AGeV, $44°$, bestimmt über Integrationsmethode.

Klasse	M_{K+}	$\Delta(M_{K+})$
1	3.89e-5	1.3e-5
2	1.33e-3	2.8e-4
3	3.02e-3	4.8e-4
4	4.20e-3	5.8e-4
5	6.11e-3	7.6e-4
6	1.36e-2	1.1e-3
7	1.49e-2	1.9e-3

Tab. A.5: Kaonenmultiplizitäten für 1.0 AGeV, $44°$, bestimmt über Kaonenauszählen bei $B_D = 0.9$ T.

Klasse	M_{K+}	$\Delta(M_{K+})$
1	4.79e-5	1.1e-5
2	1.21e-3	2.1e-4
3	3.15e-3	3.8e-4
4	5.69e-3	5.2e-4
5	7.69e-3	6.5e-4
6	1.08e-2	7.7e-4
7	1.29e-2	1.4e-3

Tab. A.6: Kaonenmultiplizitäten für 1.0 AGeV, $84°$, bestimmt über Kaonenauszählen bei $B_D = 0.9$ T.

Klasse	M_{K+}	$\Delta(M_{K+})$
1	0	
2	2.78e-5	7.1e-6
3	4.26e-5	9.1e-6
4	5.69e-5	1.3e-5
5	1.81e-4	2.5e-5
6	3.01e-4	3.9e-5
7	3.30e-4	6.2e-5

Tab. A.7: Kaonenmultiplizitäten für 0.6 AGeV, $50°$, bestimmt über Kaonenauszählen bei $B_D = 0.9$ T.

MUL-Bin	$\langle p_t \rangle$ (MeV/c)	a_1^{korr}	$\Delta(a_1^{korr})$	a_2^{korr}	$\Delta(a_2^{korr})$
MUL 1	350	-0.418	0.105	-0.111	0.236
	450	-0.636	0.012	0.081	0.026
	550	-0.676	0.011	0.058	0.023
	650	-0.718	0.013	-0.044	0.029
	750	-0.739	0.024	0.007	0.053
MUL 2	350	-0.509	0.060	-0.096	0.099
	450	-0.643	0.008	0.062	0.014
	550	-0.737	0.007	0.070	0.012
	650	-0.812	0.007	0.066	0.013
	750	-0.860	0.013	0.082	0.022
MUL 3	350	-0.503	0.045	0.049	0.072
	450	-0.598	0.008	0.067	0.012
	550	-0.708	0.006	0.124	0.010
	650	-0.773	0.007	0.113	0.010
	750	-0.853	0.010	0.116	0.016
MUL 4	350	-0.500	0.055	0.113	0.115
	450	-0.515	0.012	0.139	0.025
	550	-0.594	0.010	0.178	0.020
	650	-0.651	0.009	0.178	0.018
	750	-0.706	0.014	0.169	0.030
MUL 5	350	-0.148	0.271	-0.004	1.142
	450	-0.248	0.055	-0.877	0.238
	550	-0.328	0.046	0.782	0.197
	650	-0.444	0.041	0.609	0.175
	750	-0.429	0.069	0.772	0.294

Tab. A.8: Impuls- und zentralitätsabhängige a_1^{korr}- und a_2^{korr}-Parameter für Protonen bei Targetrapidität.

MUL-Bin	$\langle p_t \rangle$ (MeV/c)	a_1^{korr}	$\Delta(a_1^{\mathrm{korr}})$	a_2^{korr}	$\Delta(a_2^{\mathrm{korr}})$
MUL 1	250	0.269	0.048	-0.309	0.108
	350	0.240	0.016	-0.351	0.036
	450	0.233	0.014	-0.453	0.032
	550	0.168	0.023	-0.466	0.053
	650	-0.054	0.055	-0.418	0.122
MUL 2	250	0.070	0.030	-0.175	0.050
	350	0.117	0.010	-0.319	0.017
	450	0.109	0.009	-0.375	0.014
	550	0.028	0.013	-0.389	0.022
	650	-0.164	0.027	-0.427	0.046
MUL 3	250	-0.021	0.023	-0.177	0.035
	350	-0.015	0.008	-0.192	0.012
	450	-0.032	0.007	-0.209	0.010
	550	-0.098	0.010	-0.238	0.015
	650	-0.211	0.019	-0.240	0.030
MUL 4	250	-0.107	0.026	-0.087	0.054
	350	-0.86	0.008	-0.164	0.017
	450	-0.099	0.007	-0.116	0.015
	550	-0.131	0.010	-0.149	0.022
	650	-0.219	0.021	-0.199	0.044
MUL 5	250	0.170	0.107	0.074	0.459
	350	-0.022	0.033	-0.460	0.145
	450	-0.073	0.028	-0.400	0.124
	550	-0.098	0.043	-0.411	0.189
	650	-0.188	0.087	-0.735	0.387

Tab. A.9: Impuls- und zentralitätsabhängige a_1^{korr}- und a_2^{korr}-Parameter für Pionen bei Targetrapidität.

$\varphi/°$	Nichtzentral		Zentral	
	$1/N_{\text{ev}}dN/d\varphi$	$\Delta(1/N_{\text{ev}}dN/d\varphi)$	$1/N_{\text{ev}}dN/d\varphi$	$\Delta(1/N_{\text{ev}}dN/d\varphi)$
-170	71.8e-3	12.5e-3	66.7e-3	11.6e-3
-150	46.0e-3	10.0e-3	44.4e-3	9.5e-3
-130	76.4e-3	12.9e-3	61.7e-3	11.2e-3
-110	56.1e-3	11.1e-3	77.1e-3	12.5e-3
-90	56.5e-3	11.1e-3	67.8e-3	11.7e-3
-70	48.4e-3	10.3e-3	48.6e-3	9.9e-3
-50	47.3e-3	10.2e-3	69.8e-3	11.9e-3
-30	35.4e-3	8.8e-3	50.6e-3	10.1e-3
-10	55.4e-3	11.0e-3	61.2e-3	11.1e-3
10	63.2e-3	11.8e-3	51.9e-3	10.3e-3
30	23.1e-3	7.1e-3	45.1e-3	9.6e-3
50	46.5e-3	10.1e-3	44.5e-3	9.5e-3
70	58.7e-3	11.3e-3	46.7e-3	9.7e-3
90	61.3e-3	11.6e-3	43.1e-3	9.4e-3
110	63.7e-3	11.8e-3	58.6e-3	10.9e-3
130	83.3e-3	13.5e-3	52.5e-3	10.3e-3
150	56.6e-3	11.1e-3	52.2e-3	10.3e-3
170	50.1e-3	10.5e-3	57.5e-3	10.8e-3

Tab. A.10: Azimutale Anisotropie der Kaonen K^+ in nichtzentralen und zentralen Reaktionen bei Targetrapidität.

Literaturverzeichnis

[Ahn93] W. Ahner; "Aufbau eines "intelligenten" Triggersystems für Kaonen und Untersuchung der K^+-Produktion im System He+NaF bei 1.0 GeV/u"; Dissertation; Universität Heidelberg (D) (1993).

[Aic86] J. Aichelin und H. Stöcker; "Quantum Molecular Dynamics - A Novel Approach to N-Body Correlations in Heavy Ion Collisions"; *Physics Letters B* **176 (1986)** S. 14.

[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* **202 (1991)** S. 233.

[Aic00] J. Aichelin und C. Hartnack (2000); Private Mitteilung.

[Bal93] P. Baltes; "Entwicklung eines modularen Datenaufnahmesystems auf Transputerbasis zur Auslese der Vieldrahtkammern am Kaonenspektrometer"; Diplomarbeit; Technische Hochschule Darmstadt (D) (1993).

[Bar97] R. Barth, P. Senger, W. Ahner, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, R. Schicker, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner und W. Waluś; "Subthreshold Production of Kaons and Antikaons in Nucleus-Nucleus Collisions at Equivalent Beam Energies"; *Physical Review Letters* **78 (1997)** S. 4007.

[Bas95] S. A. Bass, C. Hartnack, H. Stöcker und W. Greiner; "Azimuthal correlations of pions in relativistic heavy-ion collisions at 1 GeV/nucleon"; *Physical Review C* **51 (1995)** S. 3343.

[Bec93] P. Beckerle; "Aufbau und Test eines Detektorsystems zur Bestimmung der Strahlintensität für Messungen am Kaonenspektrometer"; Diplomarbeit; Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/Main (D) (1993).

[Ber84] G. F. Bertsch, H. Kruse und S. Das Gupta; "Boltzmann equation for heavy ion collisions"; *Physical Review C* **29 (1984)** S. 673.

[Ber88] G. F. Bertsch und S. Das Gupta; "A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collisions"; *Physics Reports* **160 (1988)** S. 189.

[Bic93] Bicron; Scintillation Products (1993).

[Blä88] B. Blättel, V. Koch, W. Cassing und U. Mosel; "Covariant Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck approach for heavy-ion collisions"; *Physical Review C* **38 (1988)** S. 1767.

[Bri93a] D. Brill; "Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionenstößen"; Dissertation; Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/Main (D) (1993).

[Bri93b] D. Brill, W. Ahner, P. Baltes, R. Barth, C. Bormann, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. K. B. Kohlmeyer, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, K. Völkel, A. Wagner und W. Waluś; "Azimuthally Anisotropic Emission of Pions in Symmetric Heavy-Ion Collisions"; *Physical Review Letters* **71 (1993)** S. 336.

[Bri96] D. Brill, P. Beckerle, C. Bormann, E. Schwab, Y. Shin, R. Stock, H. Ströbele, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, A. Wagner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, P. Senger, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel und W. Waluś; "Study of the out-of-plane emission of protons and light fragments in symmetric heavy-ion collisions"; *Zeitschrift für Physik A* **355 (1996)** S. 61.

[Bri97] D. Brill, P. Beckerle, C. Bormann, E. Schwab, Y. Shin, H. Ströbele, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, A. Wagner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, P. Senger, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel und W. Waluś; "Study of the out-of-plane emission of pions in symmetric heavy-ion collisions"; *Zeitschrift für Physik A* **357 (1997)** S. 207.

[Bro94] G. E. Brown und H. A. Bethe; "A Scenario for a Large Number Of Low-Mass Black Holes in the Galaxy"; *The Astrophysical Journal* **423 (1994)** S. 659.

[Cas90] W. Cassing, V. Metag und K. Nita; "Production of Energetic Particles in Heavy-Ion Collisions"; *Physics Reports* **188 (1990)** S. 363.

[CER94] CERN Data Handling Division; "GEANT 3.21"; *Techn. Ber.*; CERN (1994).

[Cie95] M. Cieślak; "Subthreshold K^+-Meson Production in ^{209}Bi+$^{\mathrm{nat}}$Pb Collisions at 0.8 GeV/nucleon"; Dissertation; Faculty of Mathematics and Physics of the Jagiellonian University, Kraków (PL) (1995).

[Cro99] P. Crochet, K. Wiśniewski, N. Herrmann, A. Andronic, R. Averbeck, A. Devismes, A. Gobbi, K. D. Hildenbrand, Y. J. Kim, T. Kress, R. Kutsche, Y. Leifels, A. Mangiarotti, W. Reisdorf und D. Schüll, FOPI Collaboration; "p_t-Dependence of K^+ Flow in Ru+Ru Collisions at 1.69·A GeV"; *GSI Scientific Report 1998*; GSI (1999).

[Cro00] P. Crochet, N. Herrmann, K. Wiśniewski, Y. Leifels, A. Andronic, R. Averbeck, A. Devismes, C. Finck, A. Gobbi, O. Hartmann, K. D. Hildenbrand, P. Koczoń, T. Kress, R. Kutsche, W. Reisdorf, D. Schüll, J. P. Alard, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, I. Belyaev, A. Bendarag, G. Berek, R. Čaplar, N. Cindro, P. Dupieux, M. Dželalija, M. Eskef, Z. Fodor, Y. Grishkin, B. Hong, J. Kecskemeti, Y. J. Kim, M. Kirejczyk, M. Korolija, R. Kotte, M. Kowalczyk, A. Lebedev, K. S. Lee, V. Manko, H. Merlitz, S. Mohren, D. Moisa, W. Neubert, A. Nianine, D. Pelte, M. Petrovici, C. Plettner, F. Rami, B. de Schauenburg, Z. Seres, B. Sikora, K. S. Sim, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, V. Smolyankin, A. Somov, M. Stockmeier, G. Stoicea, M. Vasiliev, P. Wagner, D. Wohlfarth, J. T. Yang, I. Yushmanov und A. Zhilin, the FOPI Collaboration; "Sideward flow of K^+ mesons in Ru+Ru and Ni+Ni reactions near threshold"; *Physics Letters B* **accepted for publication (2000)**.

[Cug81] J. Cugnon, T. Mizutani und J. Vandermeulen; "Equilibration in Relativistic Nuclear Collisions. A Monte Carlo Calculation"; *Nuclear Physics A* **352 (1981)** S. 505.

[Dan85] P. Danielewicz und G. Odyniec; "Transvers Momentum Analysis of Collective Motion in Relativistic Nuclear Collisions"; *Physics Letters B* **157 (1985)** S. 146.

[Dos86] K. Doss, H. Gustafsson, H. Gutbrodt, K. Kampert, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A. Poskanzer, H. Ritter, H. Schmidt und H. Wiemann; "Nuclear Collective Flow as a function of Projectile Energy and Mass"; *Physical Review Letters* **57 (1986)** S. 32.

[Fái86] G. Fái und J. Randrup; "FREESCO: Statistical Event Generator for Nuclear Collisions"; *Computational Physics Communications* **36 (1986)** S. 597.

[Fuc97] C. Fuchs, Z. Wang, L. Sehn, A. Faessler, V. S. Uma Maheswari und D. S. Kosov; "Origin of subthreshold K^+ production in heavy ion collisions"; *Physical Review C* **56 (1997)** S. 606.

[Fuc99] C. Fuchs (1999); Private Mitteilung.

[Fuc00] — (2000); Private Mitteilung.

[Gar52] R. L. Garwin; "The Design of Liquid Scintillation Cells"; *The Revue of Scientific Instruments* **23 (1952)** S. 755.

[Gus84] H. A. Gustafsson, H. H. Gutbrodt, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A. M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H. G. Ritter, A. Warwick, F. Weik und H. Wieman; "Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions"; *Physical Review Letters* **52 (1984)** S. 1590.

[Gut89] H. H. Gutbrodt, A. M. Poskanzer und H. G. Ritter; "Plastic Ball experiments"; *Reports on Progress in Physics* **52 (1989)** S. 1267.

[Ham87] Hamamatsu; Photomultiplier Tube Assemblies for High Energy Physics (1987); Technical Data T-115.

[Ko88] C. M. Ko und Q. Li; "Relativistic Vlasov-Uehling-Uhlenbeck model for heavy-ion collisions"; *Physical Review C* **37 (1988)** S. 2270.

[Koc00] P. Koczoń (2000); Private Mitteilung.

[Koh89] B. Kohlmeyer, H. Pöppl, H. Stege und F. Pühlhofer; "Prototype Detectors for the TOF-System of the Kaon Spectrometer at SIS"; *GSI Scientific Report 1988*; GSI (1989).

[Koh90] B. Kohlmeyer, W. Konrad, H. Pöppl, B. Schlei und F. Pühlhofer; "Status of the TOF-Detectors and the Laser Calibration System for the Kaon Spectrometer at SIS"; *GSI Scientific Report 1989*; GSI (1990).

[Lau99] F. Laue; "Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Kern-Kern Stößen"; Dissertation; Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/Main (D) (1999).

[Leo94] W. R. Leo; Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Springer Verlag, 1994); zweite Aufl.

[Li94] B. A. Li; "Nuclear shadowing effect in relativistic heavy-ion collisions"; *Nuclear Physics A* **570 (1994)** S. 797.

[Li95] G. Q. Li und C. M. Ko; "Subthreshold kaon production and the nuclear equation of state"; *Physics Letters B* **349 (1995)** S. 405.

[Li96] G. Q. Li, C. M. Ko und G. E. Brown; "Kaon azimuthal distributions in heavy-ion collisions"; *Physics Letters B* **381 (1996)** S. 17.

[Li97a] G. Q. Li (1997); Private Mitteilung.

[Li97b] G. Q. Li, C.-H. Lee und G. E. Brown; "Kaon Production in Heavy-Ion Collisions and Maximum Number of Neutron Stars"; *Physical Review Letters* **79 (1997)** S. 5214.

[Man97] M. Mang; "Produktion von K^+-Mesonen in ^{197}Au+^{197}Au Stößen bei 1 GeV/Nukleon"; Dissertation; Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/Main (D) (1997).

[Men00a] M. Menzel (2000); Private Mittleilung.

[Men00b] —; "Entwicklung eines Tracking-Triggers für Magnetspektrometer und Messung der K^+- und K^--Produktionsraten in Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von 1-2 AGeV"; Dissertation; Philipps-Universität Marburg (D) (voraussichtlich 2000).

[Mig72] A. B. Migdal; "Stability of vacuum and limiting fields"; *Soviet Physics JETP* **34 (1972)** S. 1184.

[Miś94a] D. Miśkowiec, W. Ahner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, S. Sartorius, C. Sturm, A. Wagner, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, Y. Shin, J. Stein, R. Stock, H. Ströbele, B. Kohlmeyer, H. Pöppl, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel und W. Waluś; "Observation of Enhanced Subthreshold K^+ Production in Central Collisions between Heavy Nuclei"; *Physical Review Letters* **72 (1994)** S. 3650.

[Miś94b] D. Miśkowiec, E. Grosse, P. Senger und W.Waluś; "Threshold Cerenkov detectors for a meson trigger in a magnetic spectrometer"; *Nuclear Instruments and Methods A* **350 (1994)** S. 174.

[Nuc80] Nuclear Enterprises Limited; Scintillators for the Physical Sciences (1980); Brochure No. 126P.

[Nuc90] — (1990); Private Mitteilung.

[PAS97] PASCO Handels GmbH; Krantorweg 1, 13503 Berlin; PASCO® *Fix* Cyanacrylat-Industrie-Klebstoff (1997).

[Pir95] H. J. Pirner und D. N. Voskresensky; "Where to look for pion condensation in heavy ion collisions"; *Physics Letters B* **343 (1995)** S. 25.

[Pir99] H. J. Pirner (1999); Private Mitteilung.

[Pöp93] H. Pöppl; "Messung der Emission von Protonen und leichten Kernen in der Reaktion ^{197}Au+^{197}Au bei 1 GeV/u Strahlenergie"; Dissertation; Philipps-Universität Marburg/Lahn (D) (1993).

[Rau86] W. Rauch; "Untersuchung der Pionenproduktion am System La+La bei Projektilenergien zwischen 500 und 1500 MeV/A"; Dissertation; Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/Main (D) (1986).

[Rit95] L. Ritman, N. Herrmann, D. Best, J. P. Alard, V. Amouroux, N. Bastid, I. Belyaev, L. Berger, J. Biegansky, A. Buta, R. Čaplar, N. Cindro, J. P. Coffin, P. Crochet, R. Dona, P. Dupieux, M. Dzelalija, P. Fintz, Z. Fodor, A. Genoux-Lubain, A. Gobbi, C. Goebels, G. Guillaume, Y. Grigorian, E. Häfele, K. D. Hildenbrand, S. Hölbing, F. Jundt, J. Kecskemeti, M. Kirejczyk, Y. Korchagin, R. Kotte, C. Kuhn, D. Lambrecht, A. Lebedev, A. Lebedev, I. Legrand, Y. Leifels, C. Maazouzi, V. Manko, T. Matulewicz, J. Mösner, S. Mohren, D. Moisa, W. Neubert, D. Pelte, M. Petrovici, C. Pinkenburg, F. Rami, V. Ramillien, W. Reisdorf, C. Roy, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, V. Smolyankin, U. Sodan, L. Tizniti, M. Trzaska, M. A. Vasiliev, P. Wagner, G. S. Wang, T. Wienold, D. Wohlfarth und A. Zhilin, The FOPI Collaboration; "On the transverse momentum distribution of strange hadrons produced in relativistic heavy ion collisions"; *Zeitschrift für Physik A* **352 (1995)** S. 355.

[Sch90] B. Schlei; "Ein Laserkalibrierungssystem für die Detektroen eines magnetischen Teilchenspektrometers und Entwicklungsarbeiten für Szintillationszähler"; Diplomarbeit; Philipps-Universität Marburg (D) (1990).

[Sch97] J. Schaffner, J. Bondorf und N. Mishustin; "In-medium Production of Kaons at the Mean-Field Level"; *Nuclear Physics A* **625 (1997)** S. 325.

[Sen91] P. Senger, A. Wagner, E. Grosse, W. Henning, D. Miśkowiec und W. Prokopowicz; "A Start Detector for the Kaon Spectrometer"; *GSI Scientific Report 1990*; GSI (1991).

[Sen93] P. Senger, W. Ahner, P. Baltes, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, E. Grosse, W. Hennig, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, W. Konrad, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, W. Prokopowicz, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, B. Schlei, E. Schwab, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner und W. Waluś; "The Kaon Spectrometer at SIS (GSI)"; *Nuclear Instruments and Methods A* **327 (1993)** S. 393.

[Shi92] Y.-H. Shin; "Energie und Flugzeitmessung im Projektilfragmentationsbereich in Kern-Kern-Stößen bei 1 GeV/u"; Diplomarbeit; Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/Main (D) (1992).

[Shi98a] Y. Shin, W. Ahner, R. Barth, P. Beckerle, D. Brill, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, M. Mang, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, R. Schicker, P. Senger, J. Speer, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner und W. Waluś; "Enhanced

Out-of-Plane Emission of K^+ Mesons Observed in Au+Au Collisions at 1 *A*GeV"; *Physical Review Letter* **81 (1998)** S. 1576.

[Shi98b] Y.-H. Shin; "Azimutal anistrope Emission von K^+ Mesonen in Au + Au Stößen bei 1 AGeV"; Dissertation; Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/Main (D) (1998).

[Stö86] H. Stöcker und W. Greiner; "High Energy Heavy Ion Collisions - Probing the Equation of State of Highly Excited Hadronic Matter"; *Physics Reports* **137 (1986)** S. 277.

[Stu00] C. Sturm; "Systematische Untersuchung der Kaonproduktion in einem schweren und einem leichten symmetrischen Stoßsystem"; Dissertation; Technische Universität Darmstadt (D) (voraussichtlich 2000).

[Wag92] A. Wagner; "Flugzeitmessung am Kaonenspektrometer"; Diplomarbeit; Technische Hochschule Darmstadt (D) (1992).

[Wag96] —; "Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen: Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik"; Dissertation; Technische Hochschule Darmstadt (D) (1996).

[Wag97] — (1997); Private Mitteilung.

[Wan89] S. J. Wang und W. Cassing; "Extended Relativistic Mean Field Theory and Relativistic Transport Equations"; *Nuclear Physics A* **495 (1989)** S. 371c.

[Wan99] Z. S. Wang, C. Fuchs, A. Faessler und T. Gross-Boelting; "Kaon squeeze-out in heavy ion reactions"; *The European Physical Journal A* **5 (1999)** S. 275.

[Yar79] Y. Yariv und Z. Fraenkel; "Internuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions"; *Physical Review C* **20 (1979)** S. 2227.

[Yoo95] I.-K. Yoo, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel und die KaoS Kollaboration; "Scintillating Fibre Tracking detector for High Particle Rates at the Kaon Spectrometer at SIS"; (1995); Poster für die DPG-Frühjarstagung 1995.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. F. Pühlhofer für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die Übernahme der Betreuung meiner Arbeit.

Herrn Dr. B. Kohlmeyer danke ich für seine unermüdliche Bereitschaft zur Diskussion, seine stetigen Anregungen und die Unterstützung dieser Arbeit.

Herrn Dr. H. Oeschler, Herrn Dr. P. Senger, Herrn Prof. Dr. H. Ströbele und Herrn Prof. Dr. W. Waluś sei besonders für die Anregungen gedankt, die sich auch, aber nicht nur, aus den Diskussionen in den KaoS-Meetings ergaben. Der Dank geht ebenso an Herrn Dr. L. Naumann, der zudem durch seine Hilfe beim Bau des G-Detektors die rechtzeitige Fertigstellung ermöglicht hat. Herrn Dr. P. Koczoń danke ich außerdem für seine Hilfestellung bei allen Rechner-Problemen.

Ebenso wie bei den vorgenannten bedanke ich mich auch bei den restlichen Mitgliedern der KaoS-Kollaboration, den Herren Dr. M. Dębowski, A. Förster, Dr. F. Laue, W. Scheinast, Dr. Y.-H. Shin, Dr. J. Speer, C. Sturm, G. Surowka, F. Uhlig und Dr. A. Wagner für die freundliche Aufnahme in die Gruppe, für die konstruktive Arbeitsatmosphäre und nicht zuletzt für die immer kurzweiligen Aufenthalte in Darmstadt, selbst wenn sie durch Strahlzeiten erzwungen waren.

Ein besonderer Dank geht an meinen KaoS-Kollegen und Zimmergenossen Herrn M. Menzel, den ich immer mit meinen Problemen stören durfte. Die Diskussionen mit ihm haben diese Arbeit sehr vorangebracht und es ist auch mit sein Verdienst, daß sie jetzt fertig vorliegt.

Der Marburger Feinmechanik-Werkstatt und Herrn H.-J. Meier möchte ich für ihre Hilfe beim Bau des G-Detektors danken.

Stellvertretend für meine Marburger Freunde geht mein Dank an den Alt-Kaoten Herrn K. Völkel dafür, daß er mir das Einleben sehr erleichtert hat und für die vielen virtuellen Schlachten, die wir geschlagen haben.

Ich danke meinen Eltern und meiner Schwester für ihre materielle, noch wichtiger aber ihre immaterielle Unterstützung.

Mein spezieller Dank geht an Herrn H. Vosgerau, ohne dessen Freundschaft und Liebe der Weg um einiges schwerer gewesen wäre.