Hyperonenproduktion in C+C und Si+Si Kollisionen bei 158 GeV pro Nukleon

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe – Universität
in Frankfurt am Main

von
Ingrid Kraus
aus Bad Vilbel

Frankfurt am Main, 2004
(D F 1)

vom Fachbereich Physik der

Johann Wolfgang Goethe – Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. Wolf Aßmus
Gutachter:	Prof. Dr. Herbert Ströbele
	Priv. Doz. Helmut Oeschler
Datum der Disputation:	10. Dezember 2004

Zusammenfassung

Ziel der Untersuchung ultrarelativistischer Schwerionenstöße ist es, Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu erforschen. In Kollisionen schwerer Atomkerne kann bei hohen Einschußenergien Kernmaterie stark komprimiert und aufgeheizt werden. Die bestimmende Kraft in der hochdichten Kernmaterie ist die starke Wechselwirkung; ihre Theorie im Rahmen des Standardmodells ist die Quanten–Chromo–Dynamik, QCD. Die Lösung der QCD–Gleichungen auf raumzeitlichen Gittern sagen bei ausreichend hoher Energiedichte einen Phasenübergang voraus. Die Quarks in den Hadronen verlieren ihre Bindung und bewegen sich mit den Gluonen in einem partonischen System aus (quasi)freien Farbladungsträgern. Ist das System hinreichend groß und equilibriert, wird es als Quark–Gluon–Plasma bezeichnet.
Als Signatur für das Überschreiten der Phasengrenze wurde die im Vergleich zu einem hadronischen Szenario erhöhte Produktion Seltsamkeit tragender Teilchen vorgeschlagen. Dies wurde experimentell durch die Gegenüberstellung von elementaren Proton+Proton–Interaktionen und Gold+Gold– bzw. Blei+Blei–Stößen bestätigt; allerdings auch in Reaktionen, in denen die Energiedichte unterhalb der berechneten Schwelle von etwa 1 GeV/fm^3 lag. Statistische Modelle beschreiben die Seltsamkeitserhöhung im Hadrongas mit dem Übergang von einem kanonischen zu einem großkanonischen Ensemble mit steigender Systemgröße in Kern+Kern-Stößen.
Das motivierte die Messung der Systemgrößenabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion bei einer Einschußenergie, bei der in den Stößen der größten Kerne die partonische Phase erreicht werden sollte. In Kollisionen von Kohlenstoff– und Siliziumkernen bei 158 GeV pro Nukleon, deren Untersuchung Gegenstand dieser Arbeit ist, kann möglicherweise die Umgebung der Phasengrenze abgetastet werden. Besondere Aufmerksamkeit gilt der Frage nach dem Mechanismus der Seltsamkeitsproduktion in diesen Reaktionen.

Das Experiment wurde am SPS–Beschleuniger am CERN in Genf durchgeführt, erstmals wurden dort leichte Projektilkerne durch den Aufbruch des primären Bleistrahls an einem Produktionstarget erzeugt. Das Herzstück des NA49–Spektrometers, mit dem die Daten aufgezeichnet wurden, sind die vier großvo-

lumigen Spurendriftkammern, die die große Akzeptanz ermöglichen. Die Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Kollisionen können anhand ihrer Zerfallstopologie rekonstruiert und ihre Impulsverteilungen über einen weiten Bereich gemessen werden, mit zusätzlichen Annahmen werden schließlich die totalen Multiplizitäten extrapoliert.

Die Produktion der Hyperonen pro Pion ist im Vergleich zu p+p–Daten bereits in C+C–Reaktionen deutlich erhöht, in Si+Si–Kollisionen ist annähernd der Wert aus Pb+Pb–Stößen erreicht. Weder die unabhängige Überlagerung elementarer Reaktionen noch sekundäre inelastische Streuung (Rescattering) resultiert in der zusätzlichen Produktion seltsamer Teilchen. Dagegen erweist sich die räumliche und zeitliche Kollisionsdichte der Interpenetrationsphase als empirischer Skalierungsparameter der Systemgrößenabhängigkeit. Eine hohe Kollisionsdichte kann zur Folge haben, daß sich Resonanzen oder Strings überlagern und Cluster bilden. In diesen partonischen Subvolumina stellt sich aufgrund der abgesenkten Massen eine höhere Produktion von s und $\bar{s}$–Quarks ein. In C+C–Reaktionen kann die Koexistenz von hadronischen und partonischen Domänen sowohl die eingeschränkte Seltsamkeitsüberhöhung als auch das Auftreten starker Fluktuationen im Rahmen der Percolationstheorie erklären.
In statistischen Modellen ist die relative Produktion Seltsamkeit tragender Teilchen in kleinen Systemen kanonisch unterdrückt. Der gemessene Seltsamkeitsgehalt deutet in Relation zu diesen Modellen an, daß sich die kohärent zerfallenden Volumina nur über einen Teil des gesamten Feuerballs erstrecken. Diese ausfrierenden Subvolumina spiegeln möglicherweise die Cluster der Interpenetrationsphase wider. Der Vergleich der Teilchenmultiplizitäten mit dem Statistischen Hadronisierungsmodell zeigt, daß C+C– und Si+Si–Reaktionen chemisch equilibrierten Systemen mit untersaturiertem Seltsamkeitsgehalt entsprechen. Das Einstellen des Gleichgewichts ist ein Indiz für das Überschreiten der Phasengrenze, denn wahrscheinlich kann es nur dort in der Zeitskala, die von Bose–Einstein–Korrelationen vorgegeben wird, erzielt werden. Beide Stoßsysteme frieren in unmittelbarer Umgebung der Phasengrenze chemisch aus.

Die Rapiditätsspektren der Λ–Hyperonen ändern ihre Form mit der Größe der einlaufenden Kerne, der Verlauf entspricht zunehmendem Stopping mit steigender Anzahl von Stößen pro Nukleon. Dadurch wird die Energie pro Nukleon im Feuerball erhöht, was einerseits die Wahrscheinlichkeit für Cluster–Bildung erhöht und andererseits zunehmende kinetische Energie der Teilchen erzeugt. Die Verbreiterung der Transversalimpulsspektren fügt sich in der Tat in das Bild anwachsenden radialen Flußes ein. Schließlich sind die p_T–Spektren der Λ–Baryonen systematisch härter als die ihrer Antiteilchen, was in kleinen Systemen durch Energieerhaltung erklärt werden kann. Die Differenz wird möglicherweise mit zunehmender Systemgröße durch Rescattering verwischt.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Hochenergetische Schwerionenreaktionen

Ziel der Untersuchung ultrarelativistischer Schwerionenstöße ist es, Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu erforschen. In Kollisionen schwerer Atomkerne kann bei hohen Einschußenergien Kernmaterie stark komprimiert und aufgeheizt werden. Die beschleunigten Kerne durchdringen sich in wenigen fm/c ($\approx 5 \cdot 10^{-24}$ s, Abkürzungen im Anhang E), ihre Nukleonen erleiden mehrere Kollisionen; in Blei+Blei–Kollisionen bei 158 A GeV entstehen mehrere tausend neue Teilchen. Die bestimmende Kraft in der frühen hochdichten Phase ist die starke Wechselwirkung, der Übergang in ein Plasma aus (quasi)freien Farbladungsträgern wird bei ausreichend hoher Energiedichte erwartet. Nach etwa 20 fm/c ($\approx 7 \cdot 10^{-23}$ s) hat auch die letzte elastische Streuung zwischen den Hadronen stattgefunden. Dieser Endzustand wird in Experimenten nachgewiesen, daraus werden Rückschlüsse auf die gesamte dynamische Entwicklung der Reaktion gezogen. Die im Labor auftretenden Eigenschaften werden auch unmittelbar nach dem Urknall und im Inneren von Neutronensternen vermutet.

Dieses Kapitel widmet sich der Einführung in das Gebiet und schließt mit einem Überblick über die vorliegende Arbeit.

1.1 Kernmaterie ...

Der modernen Elementarteilchenphysik liegt das statische Quarkmodell von Gell–Mann und Zweig zugrunde. Demnach sind alle beobachteten Hadronen aus drei Quarks (qqq) bzw. Antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) oder einem Quark–Antiquarkpaar ($q\bar{q}$) aufgebaut, es werden also Baryonen und Mesonen gebildet. Quarks existieren in sechs verschiedenen *flavours*, up, down, strange, charm, bottom, top, geordnet nach ihren Massen. Die uns umgebende Materie ist ausschließlich aus den leichtesten, den u– und d–Quarks, zu Protonen und Neutronen zusammengefügt.

In der Quantenchromodynamik, QCD, der Theorie der starken Wechselwirkung im Standardmodell, werden die Austauschteilchen Gluonen genannt, die inneren Freiheitsgrade werden durch die Farbladung (*colour*) beschrieben. Quarks können drei verschiedene Farben tragen, sie werden üblicherweise als rot, grün und blau definiert, ihre Antiteilchen besitzen die entsprechenden Antifarben. Durch Kombination aller drei Farben erscheinen Baryonen nach außen hin farblos; Mesonen erlangen Farbneutralität durch die Bindung eines farbigen Quarks mit einem Antiquark der korrespondierender Antifarbe, aber beliebigen *flavours*. Die masselosen Feldquanten gewährleisten den Austausch der starken Ladung zwischen Quarks, indem sie selbst Farbträger sind, z.B. kann ein ,,rotes" mit einem ,,blauen" Quark die *colour* tauschen, indem es ein ,,rot–antiblaues" Gluon emittiert, insgesamt wird von acht verschiedenen Gluonen ausgegangen. Dieser 1–Gluon–Austausch findet bei kleinen Abständen (bis 1 fm) bzw. großen Impulsüberträgen Q statt, er wird in Form von Störungsrechnungen in der QCD behandelt. Eine Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist es, daß die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ mit wachsendem Abstand immer größer wird, so daß die Störungstheorie nicht mehr anwendbar ist. Anschaulich wird das mit dem Potential [Per91]

$$V \;=\; -\,\frac{4}{3}\,\frac{\alpha_s}{r}\;+\;\kappa\, r \tag{1.1}$$

dargestellt, in dem der erste Teil etwa den pertubativen Prozessen entspricht und der zweite den Einschluß der Quarks in Hadronen beschreibt: die Kraftlinien des Farbfelds werden durch die starke Wechselwirkung zwischen den Gluonen zu Flußröhren (*strings*) zusammengeschnürt. Beim Auseinanderziehen zweier Quarks erreicht die im *string* gespeicherte Energie κr bald einen Wert, ab dem es energetisch günstiger ist, ein neues Quark–Antiquark–Paar zu erzeugen und zwei kürzere *strings* aufzuspannen. Die Konstante κ wird daher auch als Stringkonstante bezeichnet, sie beträgt etwa 1 GeV/fm.

Die Tatsache, daß in der Natur keine freien Quarks vorkommen, wird als *confinement* bezeichnet. Das *bag*–Modell [Cho74] beschreibt Hadronen als Blasen, in denen Quarks durch den äußeren effektiven Vakuumdruck zusammengehalten werden. Innerhalb der Blasen können sich die Quarks frei bewegen (*asymptotic freedom*).

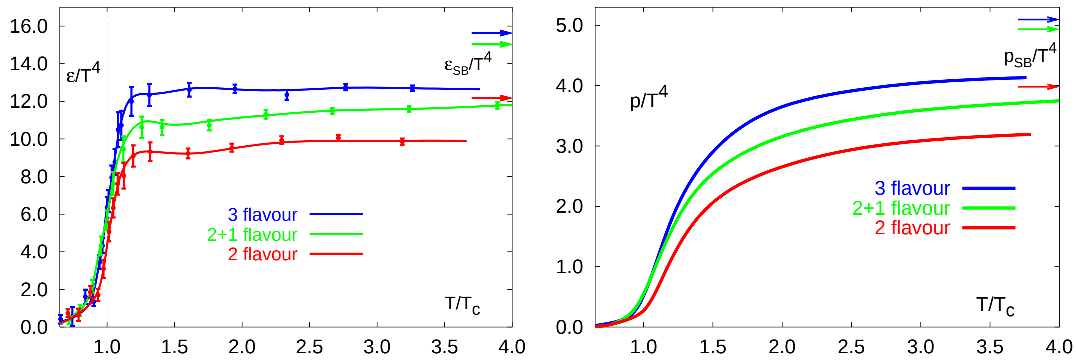


Abbildung 1.1: Energiedichte und Druck in der Umgebung der kritischen Temperatur T_c als Funktion der Temperatur aus Gitterrechnungen [Kar00]. Die Normierung auf T^4 verdeutlicht die Abweichung vom Stefan–Boltzmann–Gesetz.

... unter extremen Bedingungen

In einem System aus ausreichend vielen Hadronen, die sehr dicht gepackt sind, können die einzelnen Blasen überlappen und die darin enthaltenen Quarks und Gluonen können gegen das Vakuum abgeschirmt werden. Dadurch geht die hadronische Bindung verloren, Quarks und Gluonen bewegen sich als quasifreie Teilchen durch das ganze System (*deconfinement*). Ist die Energiedichte, die in einer Schwerionenkollision erzeugt wird, ausreichend groß, so übersteigt der Druck den Vakuumdruck, die *bag*–Konstante, und ein ausgedehntes System aus sehr vielen Quarks und Gluonen kann entstehen.

Unter der Annahme, daß das partonische System seinen Gleichgewichtszustand erreicht hat, kann es in der Thermodynamik durch wenige makroskopische Parameter beschrieben und der vorherrschende Druck bzw. die Energiedichte abgeschätzt werden. Der Druck P und die Energiedichte ε sind in einem idealen, nicht wechselwirkenden, relativistischen Gas masseloser Teilchen mit der Temperatur T und dem Entartungsfaktor g durch die Zustandsgleichung verknüpft

$$P \;=\; \frac{1}{3}\,\varepsilon \;\propto\; g\,T^4. \tag{1.2}$$

Der Faktor g beinhaltet alle inneren Freiheitsgrade, das sind Spin, *colour*, *flavour* und die Polarisation für ein Gas aus Quarks und Gluonen. In der Umgebung der kritischen Temperatur T_c, bei der der Druck im partonischen Gas den Vakuumdruck erreicht, muß sich die Energiedichte sehr stark ändern, denn ein Hadronengas besteht knapp unterhalb von T_c überwiegend aus Pionen und Resonanzen und besitzt daher deutlich weniger Freiheitsgrade.

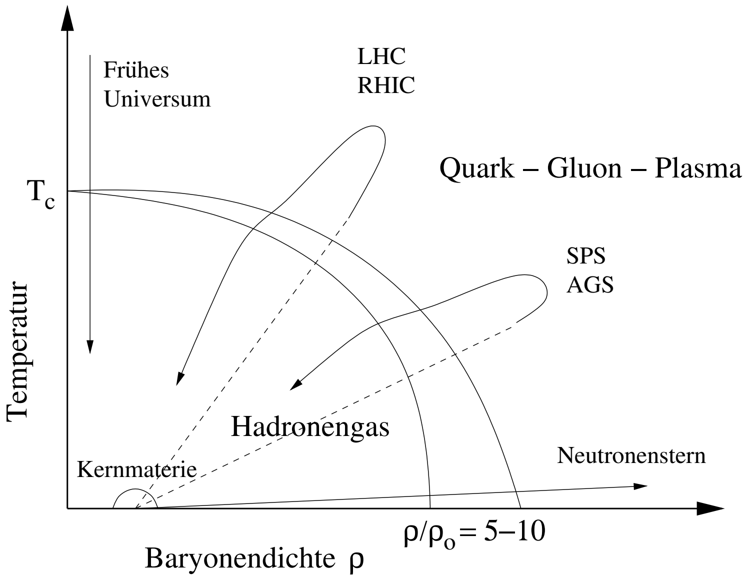


Abbildung 1.2: Schematisches Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie.

Dieser Phasenübergang beim Wechsel von hadronischen Freiheitsgraden auf die der Quarks und Gluonen kann in der QCD weder exakt noch im Rahmen von Störungsrechnungen behandelt werden. Einen Ausweg bietet die Gittereichtheorie. Numerische Berechnungen [Kar00] der QCD–Gleichungen auf raum–zeitlichen Gittern weisen in der Tat einen Sprung der Energiedichte in der Umgebung der kritischen Temperatur auf, siehe Abbildung 1.1. Diese Methode erfordert einen sehr hohen Aufwand an Rechenzeit, verschiedene Vereinfachungen werden deshalb gemacht. Die realitätsnäheste Annahme ist die von 2 leichten (up und down) *flavours* plus einer schweren (seltsamen) Quarksorte. Trotzdem wird das Limit freier, masseloser Quarks und Gluonen, das durch die Pfeile angedeutet ist, auch beim Vierfachen der kritischen Temperatur noch nicht erreicht. Neben dem Sprung in der Energiedichte ist auch das Abweichen von der Beziehung $P = \frac{1}{3}\,\varepsilon$ zu erkennen, die für ein relativistisches, ideales Gas gilt.

Gitterrechnungen sollen auch Aufschluß über das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie liefern, also den Verlauf der Phasengrenze in Abhängigkeit von der Temperatur und der Baryonendichte ρ bzw. dem baryochemischen Potential μ_B aufzeigen. Aus dem Anfang der neunziger Jahre stammt die schematische Vorstellung aus Abbildung 1.2 [Sch92]; der Übergang vom Hadronengas ins Plasma soll bei fünf– bis zehnfacher Grundzustandsdichte der Kernmaterie ($\rho_0 \approx 0{,}14$ GeV/fm^3) stattfinden, die kritische Temperatur T$_c$ soll knapp unterhalb von 200 MeV sein (üblicherweise werden Temperaturen durch Multiplikation mit dem Boltzmannfaktor k in Energieeinheiten übersetzt). Stark wechselwirkende Materie bei sehr hohen Temperaturen hat vermutlich zu Beginn der Expansion des Universums existiert, extrem hohe Dichte wird im Inneren von Neutronen-

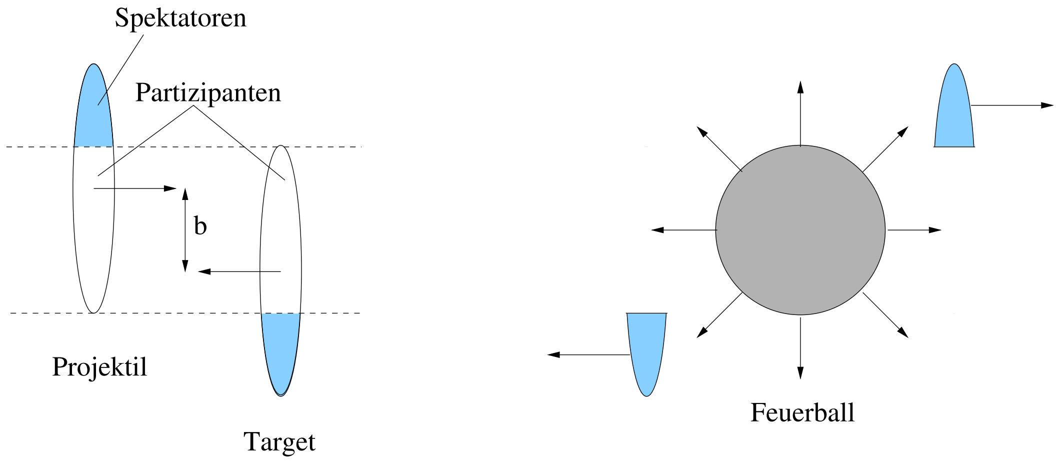


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung einer Schwerionenkollision aus dem Schwerpunktsystem betrachtet. Die einlaufenden Nukleonen erleiden während der Penetrationsphase je nach Kerngröße etwa zwei bis fünf inelastische Stöße, bei denen sie einen Teil ihrer kinetischen Energie verlieren.

sternen erwartet. In Schwerionenreaktionen ist der Bereich endlicher Temperatur und Dichte zugänglich.

Rechnungen bei verschwindendem baryochemischen Potential resultieren in kritischen Temperaturen zwischen 150 und 180 MeV [Kar01, Fod02, Fod04, All02], auch die Ordnung des Phasenübergangs kann extrahiert werden. Allerdings sind – je nach Wahl der Quarkmassen und Anzahl der *flavours* – sowohl Übergänge erster und zweiter Ordnung als auch ein Übergang ohne Singularität (*crossover*) möglich [Kar02]. Extrapolationen zu endlichen Werten von μ_B deuten auf die Existenz eines kritischen Punktes hin, bei noch höherem Potential ist der Phasenübergang wahrscheinlich von erster Ordnung, bei niedrigem μ_B wird teilweise zweite Ordnung [Kar02] und teilweise ein *crossover* vorgeschlagen [Fod04]. Diese Rechnungen werden mit Quarkmassen durchgeführt, die wahrscheinlich deutlich höher als die natürlichen sind, auch schränken die begrenzte Ausdehnung des Gitters und der endliche Gitterabstand die Zuverlässigkeit der Rechnungen ein, denn letzterer begrenzt den möglichen Impulsübertrag; siehe auch Abbildung 7.14. Präzisere Rechnungen werden in naher Zukunft erwartet.

1.2 Raumzeitliche Entwicklung

Die Energiedichte, die für einen Phasenübergang nötig ist, beträgt laut QCD–Rechnungen auf dem Gitter etwa 1 bis 2 GeV/fm^3, gemäß neuerer Rechnungen sind sogar 0,7 GeV/fm^3 ausreichend [Kar02]. In Schwerionenkollisionen steigt die Energiedichte über die von Kernmaterie durch das Abbremsen der partizipierenden Nukleonen durch Stöße (*stopping*), Abbildung 1.3. Im Landau–Bild [Lan44] besteht der Feuerball aus vollständig gestoppten Nukleonen, was im Bereich von AGS–Energien eine gute Näherung ist (Alternating Gradient Synchrotron, bis zu $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,4 GeV Schwerpunktsenergie). Im Grenzfall sehr hoher Projektilenergie würde das Bjorken–Bild [Bjo83] gelten, in dem die Kerne einander, trotz hohen Energieverlusts, transparent erscheinen. Alle Nukleonen verlassen die Reaktionszone, zwischen ihnen spannen sich *strings* auf, die schließlich nach der Formationszeit ein hoch angeregtes Farbfeld erzeugen. Aus den Impulsverteilungen der Protonen kann geschlossen werden, daß die Nukleonen in Pb+Pb–Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}}$= 17,3 GeV am CERN–SPS Beschleuniger zwar abgebremst, aber nicht vollständig gestoppt werden [App99a]. Diese Kollisionen entsprechen also nur bedingt dem Bjorken–Modell, trotzdem soll es hier benutzt werden, um die Energiedichte aus dem transversalen Energiefluß abzuschätzen, sie beträgt etwa 3,2 GeV/fm^3 [Alb95b]. Folglich ist die Ausbildung einer partonischen Phase wahrscheinlich.

In zentralen Blei+Blei–Stößen erleidet jedes Nukleon im Mittel etwa fünf Kollisionen [Höh03b] bei denen es einen Teil seiner kinetischen Energie verliert. Diese Energie bewirkt die erhöhte Energiedichte in Kern+Kern–Reaktionen. In p+p–Reaktionen findet hingegen nur eine einzelne Kollision statt, in der die Baryonen Impuls einbüßen. Sollte die Energiedichte im Feuerball von der Anzahl der Nukleon+Nukleon–Kollisionen in der Interpenetrationsphase abhängen, so kann durch die Kollisionen verschiedener kleinerer Kerne bei gleicher Schwerpunktsenergie die Energiedichte variiert und dadurch möglicherweise der Phasenübergang abgetastet werden. Durch die Überlagerung von *strings* oder Resonanzen könnten unterschiedlich große Subsysteme erzeugt werden, die dann kohärent zerfallen [Sto99].

Im zeitlichen Verlauf einer Schwerionenreaktion kann sich nach einer anfänglichen Vorgleichgewichtsphase entweder direkt ein Hadronengas bilden oder der Übergang in ein thermalisiertes Plasma aus Quarks und Gluonen stattfinden, das über eine Mischphase ebenfalls in ein Hadronengas übergeht (*Hadronisierung*), Abbildung 1.2. Durch elastische und inelastische Stöße (*rescattering*), an denen auch neu produzierte Teilchen partizipieren, nähert sich das System seinem Gleichgewichtszustand. Aufgrund des vorherrschenden Drucks expandiert das Hadronengas explosionsartig mit ungefähr der halben Lichtgeschwindigkeit [Lee03], der Zeitpunkt der letzten inelastischen Interaktion wird chemisches Ausfrieren genannt (*freeze out*), dann sind die Multiplizitäten der verschiedenen Teilchen – abgesehen von Zerfällen – festgelegt. Entspricht die chemische Komposition einem Zustand im thermodynamischen Gleichgewicht, so wird das als Indiz für eine partonische Phase interpretiert [Raf82], denn die Equilibrationszeiten im Hadronengas [Koc86] sind wahrscheinlich deutlich länger als die gesamte Dauer

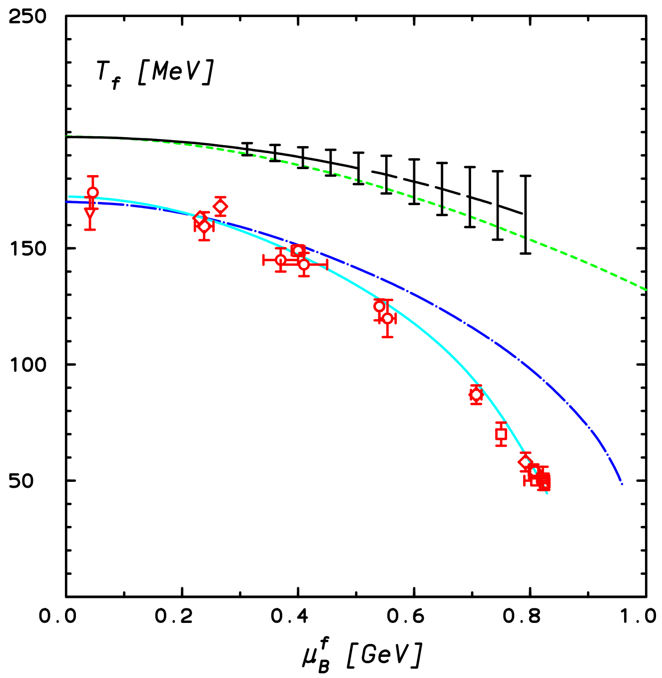


Abbildung 1.4: QCD–Phasendiagramm in den Variablen Temperatur und baryochemisches Potential aus [Red04]. Die chemischen Ausfrierpunkte von Kern+Kern–Kollisionen bei verschiedenen Energien aus dem Vergleich gemessener Multiplizitäten mit statistischen Modellen, siehe Kapitel 2.2.2, können durch eine Kurve parametrisiert werden, die sich durch konstante Energie pro Nukleon auszeichnet. Die Phasengrenze (mit Fehlerbalken) stammt aus Gitterrechnungen mit nur 2 Quarkflavours und zu hohen Massen; entsprechende Bedingungen und die Forderung konstanter Energiedichte erlauben diese im Hadrongasmodell zu reproduzieren (gestrichelte Linie). Realistischere Annahmen bringen die Phasengrenze in der Modellparametrisierung für niedrige μ_B in Einklang mit der *freeze out* Kurve.

der Schwerionenkollision [App98]. Lediglich durch Kollisionen, an denen mehrere Hadronen beteiligt sind, was nur bei sehr hoher Teilchendichte in unmittelbarer Umgebung der Phasengrenze erwartet wird, könnte auch ein Hadronengas ausreichend schnell ins Gleichgewicht kommen [Gre02, Bra03b].

Die Untersuchung des hadronischen Endzustands der Reaktionen leichter Kerne ist Thema der vorliegenden Arbeit. In den Systemen Kohlenstoff+Kohlenstoff und Silizium+Silizium wird die Multiplizität der Λ–Hyperonen und ihrer Antiteilchen analysiert, die neu produzierte s– bzw. $\bar{s}$–Quarks tragen und daher besonders sensitiv auf das Erreichen des Gleichgewichtszustands sind. Darüber hinaus spiegeln die longitudinalen Impulsverteilungen der Baryonen das *stopping* und dadurch die ursprüngliche Energie pro Nukleon wider.

Mit der Systemgröße steigt auch der Druck an, das erzeugt einen anwachsenden radialen Teilchenfluß. Die transversalen Impulsverteilungen, die nach der letzten elastischen Kollision, dem thermischen *freeze out*, beobachtet werden, entsprechen einer thermischen Quelle, der eine Expansion überlagert ist, dadurch erscheinen sie blauverschoben [Hei01]. Die Ausfrierbedingungen verschiedener Teilchensorten werden wegen ihrer unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte möglicherweise zu unterschiedlichen Zeitpunkten erreicht [Cse04].

Neuere Ansätze stellen die gängige Vorstellung, daß die Hadronisierung, das chemische und das thermische Entkoppeln sequentiell erfolgen, zunächst ab Schwerpunktsenergien von 17 GeV, in Frage. Dabei wird gezeigt, daß sowohl die Teilchenmultiplizitäten als auch ihre Impulsverteilungen mit den selben Parametern beschrieben werden können [Let01, Bro02b], also die inelastischen und elastischen Stöße zum gleichen Zeitpunkt aufhören können (*single freeze out*). Aber auch die berechnete Phasengrenze einerseits und Kurve die die chemischen Ausfrierpunkte bei verschiedener Strahlenergien durchquert andererseits, liegen möglicherweise aufeinander [Red04], siehe Abbildung 1.4.

Das Thema dieser Arbeit ist die Analyse der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen in C+C– und Si+Si–Kollisionen bei einer Strahlenergie von 158 A GeV. Im folgenden Kapitel werden bereits existierende Daten Seltsamkeit tragender Teilchen und Modelle, die für diese Analyse relevant sind, vorgestellt. Das Experiment wurde am CERN–SPS Beschleuniger durchgeführt, die Datenaufnahme erfolgte mit dem NA49–Detektor, der in Kapitel 3 vorgestellt wird. Der Datenaufbereitung (Kapitel 4) und der Analyse der beiden Datensätze (Kapitel 5) folgt die Präsentation der Ergebnisse im Kapitel 6. Diese fügen sich mit Daten aus p+p–, S+S– und Pb+Pb–Kollisionen zu einem Gesamtbild der Systemgrößenabhängigkeit zusammen. Die Produktion von Hadronen und deren Impulsverteilungen werden in Kapitel 7 diskutiert.

Kapitel 2

Seltsamkeit

Seltsamkeit tragende Hadronen sind von besonderem Interesse, weil sie Quantenzahlen besitzen, die in der Reaktion erst erzeugt worden sein können. Daher wird versucht, aus den Multiplizitäten und Impulsverteilungen der Hyperonen und seltsamen Mesonen Rückschlüsse auf die Dynamik der Kollision zu ziehen.
Die Multiplizitäten der Teilchen hängen von der Anzahl der am Stoß partizipierender Nukleonen ab. Um unterschiedlich große Systeme miteinander vergleichen zu können, werden die Multiplizitäten pro an der Reaktion beteiligtem Nukleon oder pro Pion angegeben. Die relative Häufigkeit seltsamer Hadronen ist in Blei+Blei–Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}}$= 17 GeV etwa doppelt so hoch wie in p+p–Interaktionen bei der gleichen Schwerpunktsenergie. Eine Erhöhung wurde als Signatur für das Quark–Gluon–Plasma vorausgesagt [Raf82], aber auch in Schwerionenstößen bei deutlich niedrigeren Energien wurde eine ähnlich hohe relative Seltsamkeitsproduktion gemessen, siehe Abbildung 2.1. Daher kann aus den Multiplizitäten nicht auf den Phasenzustand geschlossen werden, den das System möglicherweise durchlaufen hat. Darüber hinaus ist nicht klar, welcher Mechanismus die unterschiedliche Teilchenproduktion in p+p– und Kern+Kern–Reaktionen bewirkt. Durch die Untersuchung von Kollisionen leichter Kerne kann die relative Seltsamkeitsproduktion für verschieden große Reaktionsvolumina bestimmt werden. Aus der Systemgrößenabhängigkeit sollen dann Parameter abgeleitet werden, die mit der Seltsamkeitsproduktion korreliert sind und schließlich mögliche Erklärungen eröffnen.
Darüber hinaus kann aus den Teilchenverhältnissen, die beim chemischen Ausfrieren des Systems festgelegt werden, auf die Temperatur und das baryochemische Potential zu diesem Zeitpunkt geschlossen werden. Die Transversalimpulsspektren spiegeln die Temperatur und die Flußgeschwindigkeit beim thermischen Entkoppeln wider.

In diesem Kapitel werden zuerst Hochenergieexperimente vorgestellt, die in Re-

aktionen verschiedener Teilchen und Kerne Seltsamkeit tragende Hadronen gemessen haben.
Im Anschluß werden kurz Modelle erläutert, die in der vorliegenden Arbeit zum Vergleich mit den Daten verwendet wurden.
Neben der Seltsamkeitsproduktion werden noch eine Reihe anderer Observablen analysiert, die einen komplementären Zugang zur Reaktionsdynamik erlauben. Sie werden im dritten Abschnitt aufgeführt.

2.1 Hochenergieexperimente

Die Eigenschaften der starken Wechselwirkung können im Labor in hochenergetischen Kollisionen von Leptonen, Hadronen und Kernen untersucht werden.
Bei der Annihilation von Leptonenpaaren, z.B. in $e^- + e^+$–Reaktionen, kann zunächst ein Quark–Antiquark–Paar ($q\bar{q}$) erzeugt werden; der aufgespannte *string* fragmentiert und neue Hadronen entstehen. In Annihilationsreaktionen steht die gesamte Schwerpunktsenergie für Teilchenproduktion zur Verfügung, der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines $q\bar{q}$–Paares kann theoretisch behandelt werden. Die gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten unterstützt die Gültigkeit des Standardmodells.
In Kollisionen von Hadronen, meist p+p–Interaktionen, findet nur zwischen einigen Quarks eine Reaktion statt. Neu produzierte Teilchen bevölkern den Impulsraum um *midrapidity* (Definition der kinematischen Größen im Anhang A). Die Rapiditätsverteilung der Nettobaryonen ist die Differenz zwischen der Verteilung aller Baryonen und der ihrer Antiteilchen. Die Nettoprotonen entsprechen in diesem Bild den einlaufenden Protonen. Aus ihren longitudinalen Impulsverteilungen kann geschlossen werden, daß die ursprünglichen Baryonen etwa 50% ihrer Schwerpunktsenergie verloren haben, die dann für Teilchenproduktion bereitsteht. Die Messung hadronischer Systeme dient als Referenz für Kern+Kern–Stöße.

In Kern+Kern–Stößen können schließlich Vielteilchensysteme bei hoher Dichte und möglicherweise ein Phasenübergang beobachtet werden. Sie werden seit gut 20 Jahren an verschiedenen Beschleunigeranlagen weltweit untersucht, die niedrigsten Schwerpunktsenergien stellt das SIS an der GSI in Darmstadt zur Verfügung (Abkürzungen im Anhang E), am AGS im BNL in Brookhaven werden bis zu $\sqrt{s_{NN}}$= 5,4 GeV erreicht, am SPS des CERN in Genf sind es knapp 20 GeV, am RHIC, ebenfalls am BNL, wird mit 200 GeV eine Energiedichte von etwa 5 GeV/fm^3 erzielt [Ull03], am LHC, der gerade am CERN aufgebaut wird, soll mit $\sqrt{s_{NN}}$= 5,5 TeV ein vollständig Nettobaryonen freies Farbfeld höchster Dichte realisiert werden.

2.1.1 Nachweis der Λ–Hyperonen

Der erste Hinweis auf seltsame Hadronen stammt aus dem Jahr 1947. G.D. Rochester und C.C. Butler [Roc47] fanden in Nebelkammeraufnahmen kosmischer Höhenstrahlung sogenannte *V–Teilchen*, die durch Kollision von kosmischen Partikeln mit Kernen einer Bleiplatte entstanden sind. Ihren Namen tragen sie aufgrund ihrer Zerfallstopologie, die Spur des neutralen Teilchens erzeugt in der Nebelkammer kein Signal, es zerfällt aber in zwei geladene Teilchen, die V–förmig auseinanderfliegen.

Λ–Hyperonen zerfallen mit einem Verzweigungsverhältnis von 63,9% in den historisch zuerst detektierten Kanal $\Lambda \rightarrow$ p + π^-. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall $\Lambda \rightarrow$ n + π^0 beträgt 35,8%, die neutralen Tochterteilchen sind allerdings den meisten Experimenten nicht zugänglich. Λ–Hyperonen sind aus (uds)–Valenzquarks aufgebaut, sie tragen die Quantenzahl Seltsamkeit S = -1, die Erhaltungsgröße unter der starken Wechselwirkung ist. Der schwache Zerfall erfolgt nach einer mittleren Lebensdauer von $c\tau$ = 7,89 cm. Das 1.115,68 MeV schwere Baryon tritt in dem SU(3) Oktett als Isospin–Singlett auf (I = 0), es hat Spin $\frac{1}{2}$ und positive Parität.

Die Antiteilchen, die $\bar{\Lambda}$–Hyperonen, sind aus den entsprechenden Antiquarks zusammengesetzt, für sie gelten bei gleicher Masse und Ladung $S = +1$ und Baryonenzahl B = -1 und zerfallen mit den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen in $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{\mathrm{p}} + \pi^+$ und $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{\mathrm{n}} + \pi^0$.

Die Σ^0–Baryonen aus dem Isospintriplett tragen ebenfalls (uds)–Valenzquarks, sie zerfallen in ca. 10^{-19}s elektromagnetisch unter Emission von Photonen in Λ–Hyperonen. Experimentell werden sie meist nicht von den direkt produzierten Λ–Hyperonen getrennt, weil die Photonen, die für die Rekonstruktion nötig sind, nicht detektiert werden.

Die schwereren Ξ– und Ω–Hyperonen bauen ihren mehrfachen Seltsamkeitsgehalt durch eine Kaskade ab; in der ersten Stufe zerfallen sie in Λ–Baryonen. Da es sich um schwache Zerfälle handelt, ist die Lebensdauer so hoch, daß die Ξ– und Ω–Hyperonen anhand ihrer Zerfallstopologie nachgewiesen und somit ihr *feed down* Beitrag zur Λ–Multiplizität experimentell bestimmt werden kann.

2.1.2 Seltsamkeitsproduktion

In keiner der vorgestellten Reaktionen existieren seltsame Valenzquarks im Eingangskanal. Die im Endzustand beobachteten Seltsamkeit tragenden Hadronen müssen sich, weil *strangeness* eine Erhaltungsgröße in der starken Wechselwirkung ist, zu verschwindender Netto*strangeness* kombinieren lassen. In p+p–Interaktionen wird das durch $s\bar{s}$–Paarerzeugung bei der Fragmentation der *strings* erfüllt. Wegen der höheren Masse der s–Quarks ist ihre Produktion relativ zu u– und d–Quarks unterdrückt. Der Wroblewskifaktor λ_s [Wro85] ist ein Maß für die relative Seltsamkeitsproduktion, es gehen per Definition nur neu erzeugte Quarks in die Berechnung ein,

$$\lambda_s \;=\; \frac{2\,\langle s\bar{s}\rangle}{\langle u\bar{u}\rangle + \langle d\bar{d}\rangle}. \tag{2.1}$$

Der Wroblewskifaktor beträgt in p+p–Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}}$= 17,3 GeV [Bec01] $\lambda_s = 0{,}2$.

Entsteht in einer Kern+Kern–Reaktion ein Hadronengas, so wird Seltsamkeit in inelastischen Kollisionen zwischen den einlaufenden Nukleonen und/oder produzierten Hadronen generiert. Unterschieden wird zwischen *Paarproduktion*

$$N + N \longrightarrow N + N + \Lambda + \bar{\Lambda}$$

und *assoziierter Produktion*

$$N + N \longrightarrow N + \Lambda + K,$$

die zweite Reaktion hat die niedrigste Produktionsschwelle für Λ–Hyperonen (670 MeV), während für die Erzeugung von $\bar{\Lambda}$–Baryonen mindestens 1,29 GeV für die Massen der Teilchen aufgebracht werden müssen. Mehrfach seltsame Hyperonen werden vorzugsweise durch *strangeness exchange* Reaktionen, z.B.

$$\Lambda + K^- \longleftrightarrow \Xi^- + \pi^0$$

„gekocht". Unter der Voraussetzung, daß sich im Hadronengas chemisches Gleichgewicht einstellt, ist der Wroblewskifaktor wegen des höheren baryochemischen Potentials größer als in elementaren Reaktionen [Koc86].

In einem Quark–Gluon–Plasma sind zwei Mechanismen für $s\bar{s}$–Produktion von Bedeutung: die Fusion von Gluonen und die Annihilation von $q\bar{q}$–Paaren. Die Schwelle liegt im Bereich der zweifachen s–Quark Masse, $2{\cdot}m_s \approx 300$ MeV. Wegen der Anzahl der Freiheitsgrade ist λ_s im Plasma etwa gleich groß oder sogar niedriger als im equilibrierten Hadronengas [Kap86]. Allerdings ist es wahrscheinlich, daß sich im Plasma chemisches Gleichgewicht einstellt, während die Lebensdauer des Feuerballs für die Equilibrierung eines Hadronengases auf Grund der geringeren Wirkungsquerschnitte und Teilchendichten nicht ausreicht.

In Kern+Kern–Stößen bei $\sqrt{s_{NN}}$= 17,3 GeV ist der experimentelle Wert für λ_s etwa doppelt so groß wie der aus p+p–Reaktionen. Der Wroblewskifaktor ist

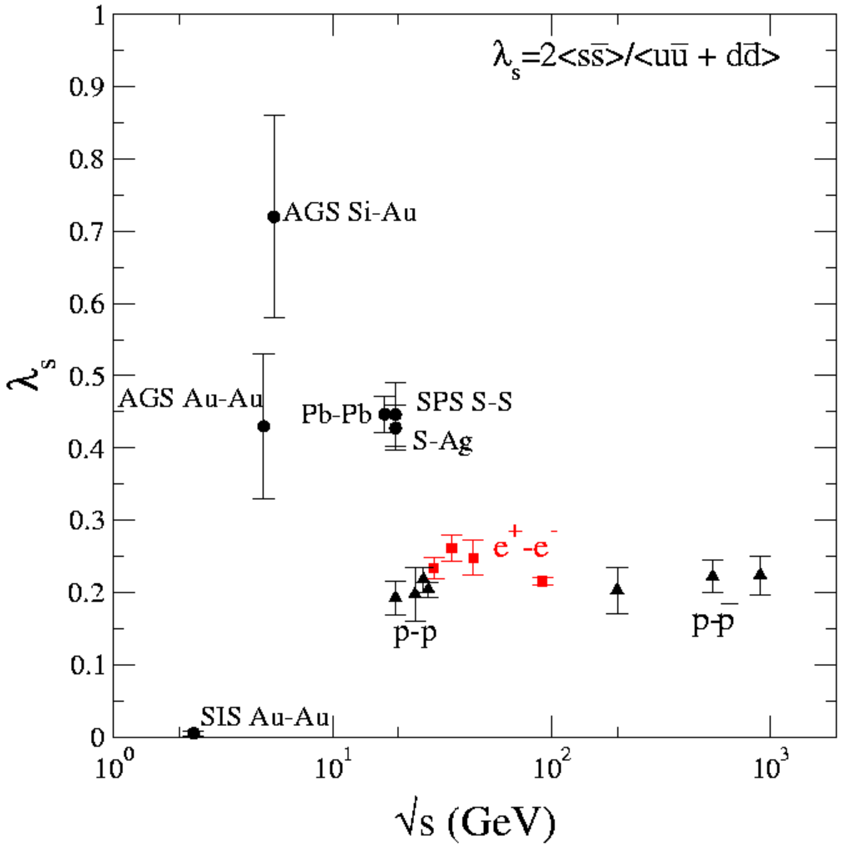


Abbildung 2.1: Wroblewskifaktor λ_S aus elementaren und Kern+Kern–Stößen als Funktion der Schwerpunktsenergie aus [Bec01].

bei allen untersuchten Energien in A+A–Kollisionen größer als in elementaren, Abbildung 2.1. Darüber hinaus ist die Erhöhung der Seltsamkeitsproduktion in A+A–Stößen für mehrfach seltsame Teilchen stärker ausgeprägt und steigt mit der Zentralität der Reaktionen an. Dies ist in der Abbildung 2.2 für verschiedene Hyperonen dargestellt [San04]; $\langle N_{\mathrm{wounded}} \rangle$ ist die Anzahl der Nukleonen im geometrischen Überlappbereich und damit ein Maß für die Zentralität der Reaktion. Selbst in der periphersten Klasse der Pb+Pb–Kollisionen ist die Hyperonenproduktion deutlich höher als in Proton induzierten Reaktionen. Der Zwischenbereich, in dem der Übergang von elementaren Prozessen zu Volumen dominierten Effekten erwartet wird, ist durch die Stöße leichter Kerne wie Kohlenstoff und Silizium zugänglich, deren Untersuchung Gegenstand dieser Arbeit ist.

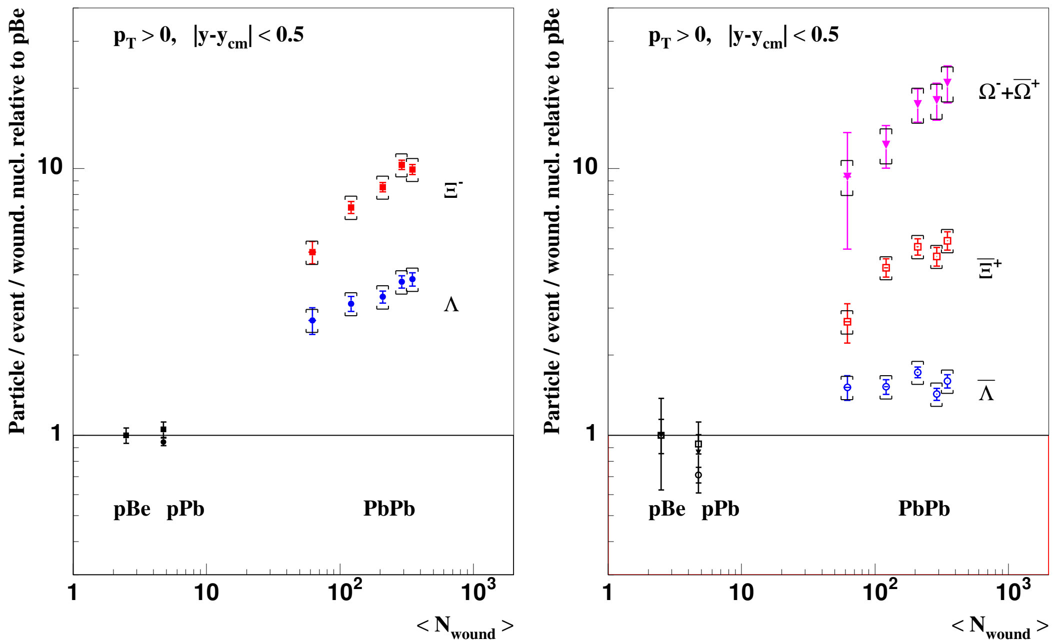


Abbildung 2.2: Hyperonenproduktion in p+Pb– und zentralitätsselektierten Pb+Pb–relativ zu p+Be–Stößen als Funktion der Anzahl der *wounded nucleons* gemessen von der NA57 Kollaboration [San04].

2.2 Seltsamkeitsproduktion in Modellen

Inelastische Reaktionen werden üblicherweise in sogenannte harte und weiche Prozesse unterteilt. Harte Prozesse zeichnen sich durch hohe Impulsüberträge aus, es entstehen z.B. Jets oder Hadronen, die schwere c–Quarks tragen; sie können mit Hilfe von Störungsrechnungen in der QCD behandelt werden. Das ist für weiche Prozesse, bei denen $\alpha_s(q^2)$ groß wird und die den überwiegenden Beitrag zur Produktion seltsamer Teilchen leisten, nicht mehr möglich. Neben den sehr aufwendigen Gitterrechnungen wurden zwei Arten von phänomenologischen Modellen entwickelt: mikroskopische Modelle verfolgen den dynamischen Vorlauf von Reaktionen, indem sie die Trajektorien aller Teilchen simulieren. Thermodynamische Modelle beschreiben hingegen lediglich die Teilchenmultiplizitäten im Endzustand, der einem Gas aus Hadronen und Resonanzen entsprechen soll und setzen damit einen Gleichgewichtszustand voraus.

2.2.1 Mikroskopische Modelle

Transportmodelle basieren i.A. auf dem Glauber–Modell [Gla70]. Die geometrisch überlappenden Nukleonen der einlaufenden Kerne können mehrmals elastisch und inelastisch streuen, die dabei produzierten Teilchen können an nachfolgenden Streuprozessen ebenfalls teilnehmen. Zu diesen dynamischen Modellen gehören VENUS [Wer93], RQMD [Sor95], UrQMD [Bas99] und HSD [Cas99]. Kern+Kern–Reaktionen entsprechen der Überlagerung vieler Hadron+Hadron–Stöße, die nacheinander und unabhängig stattfinden. In den Monte–Carlo–Simulationen treten Reaktionen zwischen den Hadronen oder Resonanzen bei ausreichender Annährung der Teilchen gemäß den gemessenen bzw. in Resonanzmodellen, wie z.B. dem Additiven Quark Modell [Clo79], berechneten Vakuum–Wirkungsquerschnitten ein. Die Teilchenproduktion läuft entweder über die Anregung und anschließenden Zerfall von Resonanzen oder *string*–Fragmentation. Dabei entstehen zwischen den Valenzquarks *strings*, die mit wachsendem Abstand unter Bildung von $(q\bar{q})$–Paaren mehrfach reißen können, schließlich formen sich Hadronen. Die *string*–Fragmentierung folgt dem Lund–Formalismus [And83], die relative Häufigkeit der verschiedenen Quarkflavours hängt von ihrer Masse und der lokalen Energiedichte ab. Durch Abzählen der produzierten Quarks wird der Wroblewskifaktor festgelegt.

Der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen zeigt, daß mikroskopische Modelle die relative Seltsamkeitsproduktion tendenziell unterschätzen. Eine bessere Beschreibung gelingt durch die Überlagerung von *strings*, wodurch eine höhere Farbfeldstärke ermöglicht wird [Sof99]. Die Fusion von *strings* beinhaltet den Übergang von unabhängigen Hadron+Hadron–Kollisionen zu einem farbgeladenen, dichteabhängigen Medium.

2.2.2 Thermodynamische Modelle

Diese Modelle fußen auf dem Hadrongas–Modell von Hagedorn [Hag65], dem die Annahme zugrunde liegt, daß der Feuerball nach dem Entkoppeln einem Gas aus Hadronen und Resonanzen entspricht, das immer den Zustand maximaler Entropie besetzt. Dabei ist nur der experimentell beobachtbare Zustand nach dem Ausfrieren relevant, es wird keine Aussage darüber gemacht, wie das System statistisches Gleichgewicht erreicht. Auch muß nicht der gesamte Feuerball einen Zustand darstellen, es können auch kleine Subvolumina gebildet werden, die lokal equilibriert sind. Ist das System ausreichend groß, kann es als großkanonisches Ensemble beschrieben werden, die Erhaltungsgrößen Ladung Q, Seltsamkeit S und Baryonenzahl B gehen in Form von Potentialen $\bar{\mu}$ ein. Die Häufigkeit einer Teilchensorte j mit der Masse m_j, dem Spin J_j und den Quantenzahlen $\bar{q}_j = (Q_j, B_j, S_j)$ kann aus der Temperatur T, dem Volumen V und den Potentialen $\bar{\mu} = (\mu_Q, \mu_B, \mu_S)$ durch Integration über den Impulsraum berechnet werden:

$$\langle n_j \rangle \;=\; \frac{(2J_j+1)\;V}{(2\pi)^3} \int d^3p \,\left[e^{\sqrt{p^2+m_j^2}/T+\bar{\mu}\cdot\bar{q}/T} \pm 1 \right]^{-1}. \tag{2.2}$$

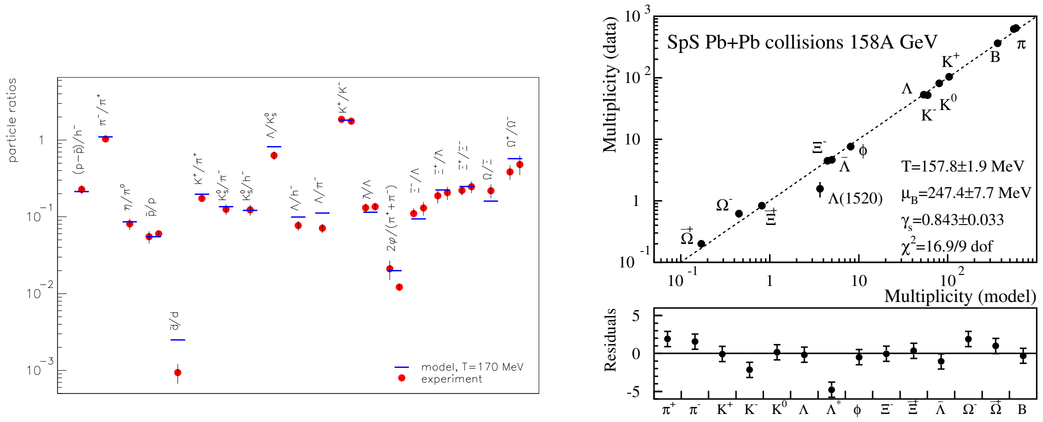


Abbildung 2.3: Beschreibung der Teilchenmultiplizitäten bzw. der Verhältnisse aus Pb+Pb–Reaktionen bei 158 A GeV mit dem Hadrongasmodell nach Braun–Munzinger [Bra03a] (links) und nach Becattini [Bec04b] (rechts). Die Differenz zwischen Daten und Modell in Einheiten von Standardabweichungen ist im Bildabschnitt unten rechts angegeben.

Das obere Vorzeichen gilt für Bosonen, das untere für Fermionen. Zusätzlich muß noch der Zerfall schwererer Hadronen und Resonanzen in die Spezies j mit dem entsprechenden Verzweigungsverhältnis berücksichtigt werden. Von den angegebenen Parametern sind nur zwei unabhängig, die Temperatur T und das baryochemische Potential μ_B. Die übrigen sind durch Randbedingungen festgelegt, μ_S durch die Seltsamkeitserhaltung, μ_Q durch die Ladungserhaltung, die aus dem Isospin der Nukleonen in Projektil und Target abgeleitet werden kann. Das Volumen kann schließlich aus der Baryonenzahl oder der Pionenmultiplizität berechnet werden; werden nur Teilchenverhältnisse betrachtet, fällt es ohnehin weg. Im Vergleich zu den mikroskopischen Modellen können die Multiplizitäten aller Teilchen also mit deutlich weniger Parametern beschrieben werden.

Statistisches Modell nach Braun–Munzinger und Stachel

Dieses Modell [Bra03a] berücksichtigt das Eigenvolumen der Hadronen. Die repulsive Interaktion bei kleinen Abständen verändert den Druck im Feuerball im Vergleich zu einem idealen Gas, die Druckänderung ist mit der Modifizierung der Potentiale verknüpft.

Für die Bestimmung der chemischen Ausfrierparameter T und μ_B in Pb+Pb–Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17{,}3$ GeV wurden Teilchenverhältnisse bei *midrapidity* verwendet ($|y^*| \leq 1$), da bei dieser Energie eine starke Veränderung der relativen Teilchendichten mit der Rapidität beobachtet wird. Mit den unabhängigen

Größen

$$T = (170 \pm 5)\ \text{MeV} \qquad \text{und} \qquad \mu_B = (255 \pm 10)\ \text{MeV} \tag{2.3}$$

sind die Modellrechnungen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, siehe Abbildung 2.3 links [Bra03a]. Das unterstützt die Annahme, daß der Feuerball thermodynamisch equilibriert war, was die Existenz einer partonischen Phase wahrscheinlicher macht als ein rein hadronisches Szenario [Raf82].

Statistisches Modell nach Becattini

Die gemessenen totalen Multiplizitäten, ebenfalls aus Pb+Pb–Reaktionen bei $\sqrt{s_{NN}}$ = 17,3 GeV, weisen im Vergleich mit dem Statistischen Hadronisierungsmodell [Bec96a] eine unterdrückte Produktion seltsamer Teilchen auf. Hyperonen und Kaonen sind scheinbar nicht equilibriert und der Nichtgleichgewichtsfaktor γ_s muß eingeführt werden [Koc86]. In der Gleichung 2.2 wird $\exp[\bar{\mu}\ \bar{q}_j/T]$ zu $\exp[\bar{\mu}\ \bar{q}_j/T] \cdot \gamma_s^{n_s}$ erweitert, n_s ist die Anzahl der s– und $\bar{s}$–Valenzquarks im Hadron j. Mit γ_s = 0,84 können auch die 4π Daten gut nachvollzogen werden [Bec04b], Abbildung 2.3 rechts; die Werte für die *freeze out* Temperatur und das baryochemische Potential

$$T = (158 \pm 2)\ \text{MeV} \qquad \text{und} \qquad \mu_B = (247 \pm 8)\ \text{MeV} \tag{2.4}$$

sind dadurch etwas niedriger.

2.3 Kritische Bemerkungen

Statistische Modelle reproduzieren auch die Teilchenproduktion in Kern+Kern–Stößen bei SIS– und AGS–Energien, in denen die Energiedichte wahrscheinlich nicht ausreicht, um die Phasengrenze zu überwinden. Darüber hinaus sind die Multiplizitäten in elementaren Reaktionen wie z.B. p+p, p+$\bar{\text{p}}$, e^++e^-, π+p oder K+p konsistent mit einem equilibrierten Feuerball, in dem allerdings die geringere Seltsamkeitsproduktion kanonisch behandelt wird. Die Hadronisierungstemperaturen liegen mit 160 bis 180 MeV in der Umgebung des Phasenübergangs. Die Anwendbarkeit thermischer Modelle ist demnach kein eindeutiges Anzeichen für das Überschreiten der Phasengrenze unter der Annahme, daß sich nur das partonische System immer im Gleichgewicht befindet.

Auch andere Observablen, die als „Signaturen des Quark–Gluon–Plasmas" vorgeschlagen wurden, sind nicht immer eindeutig interpretierbar:
Leptonen und Photonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung, sie können als thermische Strahlung der heißen partonischen Phase bzw. als Zerfallsprodukte von Hadronen in dichtem Medium erzeugt werden und den Feuerball ohne

weitere Interaktion verlassen. Spektren wurden zwar von den Kollaborationen WA98 [Agg03] und CERES [Mar04] gemessen, ihre Deutung ist aber schwierig, denn z.B. die Photonenverteilungen setzen sich neben den thermischen Anteilen aus der partonischen und hadronischen Phase auch aus der Produktion während der Vorgleichgewichtsphase und den Photonen aus Zerfällen von Hadronen zusammen. Es sind aber nicht alle Beiträge theoretisch genau genug bekannt, um die Notwendigkeit eines partonischen Anteils im Cocktail zu erfordern oder zu widerlegen [Rap04].
Die Multiplizität der J/Ψ–Mesonen, die aus $(c\bar{c})$–Quarkpaaren aufgebaut sind, sollte im Plasma unterdrückt sein, weil sich die produzierten Quarks wegen der Debye–Abschirmung wahrscheinlicher mit leichteren Quarks binden. Die NA50 Kollaboration hat diese Unterdrückung in Abhängigkeit der transversalen Energie, die ein Maß für die Energiedichte ist, entdeckt [Abr01], allerdings reproduzieren auch die rein hadronischen Transportmodelle UrQMD und HSD diese Resultate [Brat03a].
Wenn nur in einigen Ereignissen die Phasengrenze erreicht wird, sollte sich das in verstärkten dynamischen Fluktuationen zwischen den Ereignissen bemerkbar machen. In semizentralen Kern+Kern–Stößen wurden Fluktuationen z.B. im mittleren Transversalimpuls beobachtet [Sak04], die über die statistischen hinausgehen, ihre Interpretation wird zur Zeit kontrovers diskutiert.
Die Stärke des Teilchenflußes sollte sensitiv auf die Zustandsgleichung der stark wechselwirkenden Materie sein, die beim Übergang von Hadronen zu Partonen ihren *softest point* haben sollte. Im Vergleich zu Messungen der RHIC–Experimente sind die Korrelationen am SPS deutlich schwächer, es ist nicht klar, ob eine partonische Phase nötig ist, um den beobachteten Druck aufzubauen.

Der Hadronisierungsprozeß füllt möglicherweise statistisch den Zustand maximaler Entropie, dadurch könnten alle Signaturen ausgewaschen werden, es wäre nicht möglich, eine Information über das System vor der Bildung der Hadronen zu erlangen. Keine einzelne Observable verspricht zwingende Evidenz. Daher wurden in den vergangenen Jahren systematische Untersuchungen begonnen. Der Verlauf der Energie– oder der Systemgrößenabhängigkeit, die Gegenstand dieser Arbeit ist, könnte einen Aufschluß liefern. Darüber hinaus werden mehrere Observablen, z.B. Multiplizitäten häufiger Teilchen, Fluktuationen oder gerichteter Teilchenfluß kombiniert und versucht im Rahmen eines Modells eine konsistente Erklärung zu formulieren. Schließlich kann die Hypothese eines Phasenübergangs unterstützt – oder widerlegt – aber nicht bewiesen werden.

Kapitel 3

Das NA49–Experiment

Bei der Konzeption des NA49–Experiments am CERN–SPS wurde angestrebt, eine möglichst vollständige Erfassung des hadronischen Endzustandes von Kern+Kern–Kollisionen zu erzielen [Pan91, Afa99]. Dazu sollen sowohl die Impulse geladener Teilchen als auch deren Identitäten in einem großen Teil des Phasenraums bestimmt werden. Beispielsweise durchqueren von den über 1.300 geladenen Hadronen, die in zentralen Blei+Blei–Kollisionen bei 158 A GeV entstehen, rund 80% das aktive Detektorvolumen.

Die hohe Akzeptanz des Detektors erlaubt es in Verbindung mit der Akkumulation vieler Tausend Ereignisse auch sehr seltene Signale nachzuweisen und Spektren in einem großen Bereich des Impulsraums zu messen. Darüber hinaus können aber auch in einzelnen Ereignissen bestimmte Observablen mit ausreichender Signifikanz gemessen werden. Damit war die Vorstellung verbunden, daß in unmittelbarer Umgebung der Phasengrenze seltene Ereignisse mit ungewöhnlichen Eigenschaften auftreten oder allgemein Observablen wie etwa das K/π–Verhältnis, Bose–Einstein–Korrelationen oder der mittlere Transversalimpuls von Ereignis zu Ereignis stark schwanken und somit einen Hinweis auf das Einsetzen kritischer Phänomene geben können.

Das Herzstück des Experiments, das in der Abbildung 3.1 dargestellt ist, bilden vier großvolumige Spurendriftkammern (engl. *Time Projection Chamber, TPC*); auf deren Daten basiert die vorliegende Analyse im Wesentlichen. Der Experimentaufbau wird durch die Strahldefinitionsdetektoren vor und hinter dem Target ergänzt; weiter strahlabwärts der Spurendriftkammern befinden sich die Flugzeitwände sowie das Ringkalorimeter und ein Kollimator. Die Spektatorfragmente der Projektile werden schließlich in dem Veto–Kalorimeter nachgewiesen.
Die beiden Vertex-TPCs, VTPC-1 und VTPC-2, werden im Feld der Dipolmagnete, VTX-1 und VTX-2, betrieben; die beiden Main-TPCs, MTPC-L und

MTPC-R, befinden sich im magnetfeldfreien Raum dahinter. Geladene Teilchen erzeugen in ihren aktiven Volumina Ionisationsspuren, deren Vermessung die Rekonstruktion der Teilchenimpulse ermöglicht, da die geladenen Teilchen im Feld der Dipolmagnete eine Ablenkung erfahren. Darüber hinaus ist die im Zählgas erzeugte Ladungsmenge abhängig von der Geschwindigkeit der Teilchen, so daß in Kombination mit den Teilchenimpulsen die Massen der Teilchen und somit ihre Identitäten bestimmt werden können. Eine weitere Möglichkeit der Teilchenidentifikation beruht auf der Rekonstruktion der Topologie schwacher Zerfälle. Mit dieser Methode können Hyperonen und K^0_S–Mesonen nachgewiesen werden, sie steht im Mittelpunkt dieser Arbeit.
Mit dieser Technik wurden auch mehrfach seltsame Hyperonen identifiziert [Sus02, Afa02a, Meu04]. Neben der Messung geladener Hadronen [Afa02b, Ant04, Blu04b] wurden auch die Fluktuationsstudien von Teilchenverhältnissen [Afa01, Rol04], des mittleren Transversalimpulses [App99b, Ant03a] und der elektrischen Ladung [Alt04a] sowie Korrelationsuntersuchungen zwischen identischen Pionen [App98, Kni04] und Kaonen [Afa03a] und Flußanalysen [Alt03] durchgeführt, die neben der Messung Seltsamkeit tragender Hadronen eine Motivation für das Experiment waren.

In Silizium+Silizium–Reaktionen (Si+Si) erreichen lediglich etwa 150 geladene Teilchen das aktive Detektorvolumen, in Kohlenstoff+Kohlenstoff–Kollisionen (C+C) sind es sogar nur knapp 50. Das Potential der Detektoren wurde hier also nicht ausgeschöpft. Die zentralen Detektoren wurden aber in gleicher Weise betrieben wie bei der Untersuchung von Blei+Blei–Reaktionen (Pb+Pb) und sollen zusammen mit dem Target, Trigger und Koordinatensystem im Kapitel 3.2 kurz vorgestellt werden. Während auf die Beschreibung der Detektorsysteme, die für diese Analyse nicht benutzt wurden, insbesondere der Flugzeitwand (*TOF*), verzichtet wird, ist den Spurendriftkammern das Kapitel 3.3 gewidmet. Abschließend wird in Kapitel 3.4 die Datenauslese und –aufnahme erläutert.
Die Erzeugung des Schwerionen–Fragmentationsstrahls in der Strahlführung nach der Extraktion aus dem Beschleuniger wurde für die in dieser Arbeit analysierten Daten am CERN–SPS erstmals praktiziert; die Beschreibung dieser Methode steht am Anfang des Kapitels.

3.1 Der Schwerionen-Fragmentationsstrahl am CERN-SPS

Das Experiment NA49 nutzt den Teilchenstrahl des Europäischen Kernforschungszentrums CERN (*franz. l'Organisation Europeenne pour la Recherche Nucleaire* [Cern]). Die Beschleunigeranlage des CERN ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt.

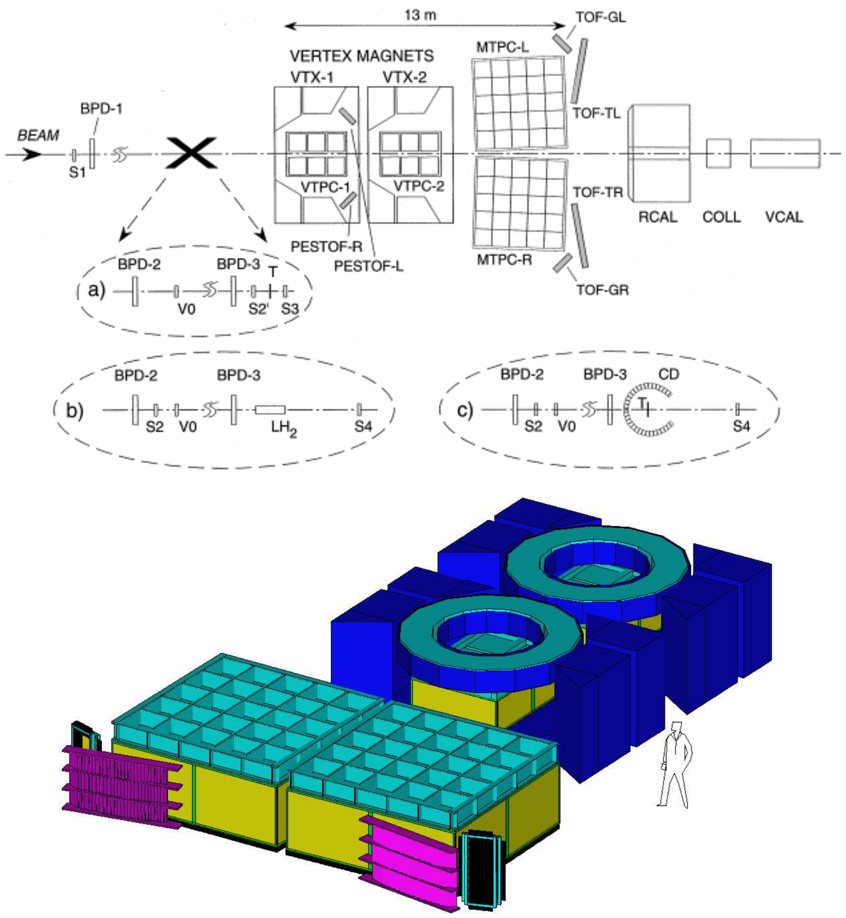


Abbildung 3.1: Das NA49–Experiment. In der oberen Abbildung ist die Draufsicht dargestellt. Der einlaufende Strahl kommt von links, seine Position wird von mehreren Strahlpositionsdetektoren (BPD) bestimmt. Vor und hinter dem Target (Folie T bzw. Flüssigwasserstofftarget LH_2) befinden sich Szintillationsdetektoren (S und V0), deren (Anti–) Koinzidenz zusammen mit einer Schwelle im Vetokalorimeter – und im Fall eines Fragmentationsstrahls der Pulshöhe im Szintillator S2 – für das Triggern verwendet wird. Die Anordnung a) wird sowohl für den Blei– als auch für den Fragmentationsstrahl verwendet, b) für die Messung von Proton+Proton–Kollisionen und c) schließlich für Proton+Kern–Reaktionen, in diesem Fall wird die Zentralität der Ereignisse mit dem *centrality detector CD* bestimmt [Ott87, Fer96]. Die produzierten Teilchen sind aufgrund der hohen Strahlenergie vorwärts fokussiert. Die beiden Vertex–TPCs befinden sich im Magnetfeld, die Teilchen werden dort auf Helixbahnen gezwungen. Dahinter befinden sich die Main–TPCs und die Flugzeitwände. Im Ringkalorimeter kann die transversale Energie gemessen werden. Spektatoren des Projektilkerns gelangen durch den anschließenden Kollimator in das Vetokalorimeter. Dessen Signal wird zur Ereignisauswahl hinsichtlich Zentralität verwendet. Die untere Abbildung zeigt eine perspektivische Ansicht, die Figur soll die Größenverhältnisse verdeutlichen.

Die ECR–Ionenquelle (*Electron Cyclotron Resonance*) generiert zunächst einen 120 μA starken Strom von 27fach positiv geladenen Bleiionen. Diese werden aus der Quelle mit einer Energie von 2,5 A keV extrahiert und in dem *LINAC3* (*LI-Near ACcelerator*) auf 4,2 A MeV beschleunigt [Has96]. Beim Durchfliegen einer Kohlenstoffolie werden sie weiter ionisiert (*stripping*), die 53fach positiven Ionen werden in den *PS-Booster* injiziert, nach dem Passieren der vier Ringe haben sie 94 A MeV erreicht [Hüb94]. Im anschließenden *PS* (*proton synchrotron*) werden sie weiter, auf 4,25 A GeV, beschleunigt. Beim Übergang ins *SPS* (*super proton synchrotron*) durchqueren sie Nickel– und Kupfer–Folien, wodurch ihnen die restlichen Elektronen entzogen werden. Im 6,9 km langen Ring erreichen sie ihre volle Energie von 158 A GeV [Ang93].

Ein Beschleunigungszyklus dauert knapp 20 Sekunden, davon entfallen fast 15 Sekunden auf das Beschleunigen selbst; über eine Dauer von fünf Sekunden wird der Strahl aus dem *SPS* extrahiert. Die gesamte Intensität wird auf mehrere Strahlführungsrohre aufgeteilt, dadurch können mehrere Experimente gleichzeitig bedient werden. In der H2 *beam line* der Experimentierhalle *North Area* treffen die Bleiionen auf ein 10 mm dickes Kohlenstoff–Konversionstarget. Es entstehen zahlreiche Fragmente, die ebenso wie die einlaufenden Teilchen eine Energie von 158 A GeV besitzen. Diejenigen mit einem Impuls pro Ladung von p/Z = 312,8 GeV/c werden durch elektrische und magnetische Felder entlang der Strahlführung selektiert, das entspricht einer magnetischen Steifigkeit Z/A = 1/2.

3.2 Strahldefinition und Trigger

Koordinatensystem

Der Ursprung des NA49–Koordinatensystems liegt in der Mitte des zweiten Dipolmagneten VTX-2. Das Koordinatensystem ist kartesisch und rechtshändig, die z–Achse ist parallel der nominellen Strahlachse, für das einlaufende Strahlteilchen gilt also p= p_z. Die y–Achse ist parallel zur Driftrichtung in den Spurendriftkammern gewählt, sie zeigt nach oben. Die x–Achse verläuft in horizontaler Richtung, um Mißverständnisse zu vermeiden werden auch die Namen der umliegenden Gebirge verwendet, die x–Achse zeigt auf das Jura, in entgegengesetzter Richtung befindet sich der Saleve.

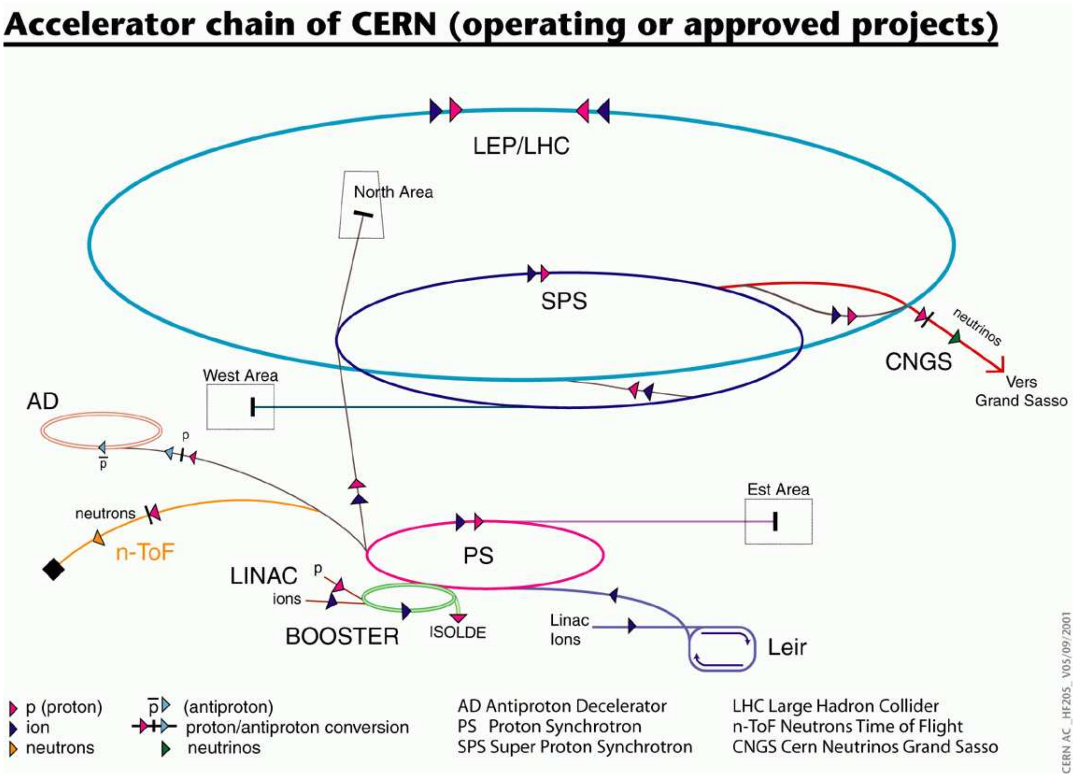


Abbildung 3.2: Die Beschleunigeranlage am CERN. Bleiionen durchlaufen erst einen Linear– und dann mehrere Ringbeschleuniger, dabei werden sie immer weiter ionisiert und ihre kinetische Energie sukzessive erhöht. Aus dem Kreisbeschleuniger SPS werden sie extrahiert und auf mehrere Strahlrohre aufgefächert. Der Fragmentationsstrahl wird durch Beschuß eines Konversionstargets erzeugt und in die Experimentierhalle *North Area* geleitet, wo sich das *fixed target*–Experiment NA49 befindet.

Strahlpositionsdetektoren und Szintillatoren

Diese Detektoren erfüllen mehrere Aufgaben: sie legen die Identität der Projektile fest, liefern ein Zeitreferenzsignal, werden zur Ereignisauswahl (*triggern*) verwendet und erlauben schließlich die Extrapolation des Auftrefforts auf dem Target durch mehrfache Positionsmessung.
Die schnellen Szintillatoren und die positionsauflösenden Strahlpositionsdetektoren (*beam position detector, BPD*) sind vor dem Target jeweils paarweise angeordnet (in der Abbildung 3.1a S1 und BPD1, V0 und BPD2 und S2' zusammen mit BPD3). Der Szintillator S4, der sich zwischen den Vertex–TPCs befindet, trägt als Veto zur Triggerlogik bei.

Der Aufbau der Strahlpositionsdetektoren ist in Abbildung 3.3a gezeigt. Es handelt sich um 3×3 cm^2 große Proportionaldrahtkammern mit Kathodenstreifenauslese, die mit einem Ar/CH_4 Gasgemisch im Verhältnis 80% zu 20% gefüllt sind. Aufgrund der unterschiedlichen Primärionisation verschiedener Strahlteilchen muß die Gasverstärkung dem jeweiligen Projektil angepaßt werden, sie beträgt etwa 10^4 für Protonen und etwa 10 für Bleiionen. Die Strahlteilchen erzeugen freie Ladungsträger im Zählgas, die zu den beiden senkrecht zueinander angeordneten Drahtebenen driften. Die Wolframdrähte sind im Abstand von 2 mm angebracht. Die während der Gasverstärkung erzeugte Ladungswolke influenziert ein Signal auf fünf bis sechs benachbarten, 2 mm breiten Kathodenstreifen; die Ladungsverteilungen sind in den Abbildungen 3.3b und c gezeigt. Die Ortsinformation wird aus der Schwerpunktbildung gewonnen. Aus der Kombination aller drei BPDs kann der Auftreffort des Bleistrahls auf dem Target auf 40 μm genau berechnet werden.

Bei konstanter Gasverstärkung ist die nachgewiesene Ladungsmenge proportional zur Kernladung des durchfliegenden Teilchens. Abbildung 3.3d zeigt das kombinierte Pulshöhenspektrum des Fragmentationsstrahls aus der Summe aller sechs Drahtebenen sowie des Szintillators S2. Auf diese Weise können unterschiedliche Nuklide aus dem Fragmentationsstrahl identifiziert werden.

Die Selektion eines Fensters in der Pulshöhenverteilung des Szintillators S2 erlaubt in gewissem Maße auf die Kernladungszahl des Strahlteilchens zu triggern, die ausgewählten Nuklide sind in der 3.4 dargestellt. Bei der Auswahl der Kohlenstoffionen (links) konnten die benachbarten Elemente Bor und Stickstoff gut unterdrückt werden, denn ihre Signalhöhe unterscheidet sich um 17 % von der der Kohlenstoffionen. Der relative Unterschied zwischen Silizium und Aluminium bzw. Phosphor beträgt lediglich 7 %, daher konnte mit der entsprechenden Triggerbedingung nicht so effizient selektiert werden.

Target

Die Fragmentationsstrahlen gelangen dann zum eigentlichen Wechselwirkungspunkt, den Kohlenstoff– und Siliziumtargets. Für die Kohlenstoff+Kohlenstoff–Messung wurden zwei verschiedene Targets verwendet, sie waren 3,05 mm bzw. 10,0 mm dick (2,4% bzw 7,9% Wechselwirkungswahrscheinlichkeit), das Siliziumtarget hat bei einer Dicke von 5,0 mm 4,4% Wechselwirkungswahrscheinlichkeit.

Veto–Kalorimeter

Das Veto–Kalorimeter [DeM83] befindet sich 20 m hinter dem Target (*VCAL* in Abbildung 3.1). Es besteht aus einem elektromagnetischen Blei / Szintillator–Teil von 16 Strahlungslängen, dahinter befindet sich das hadronische Eisen /

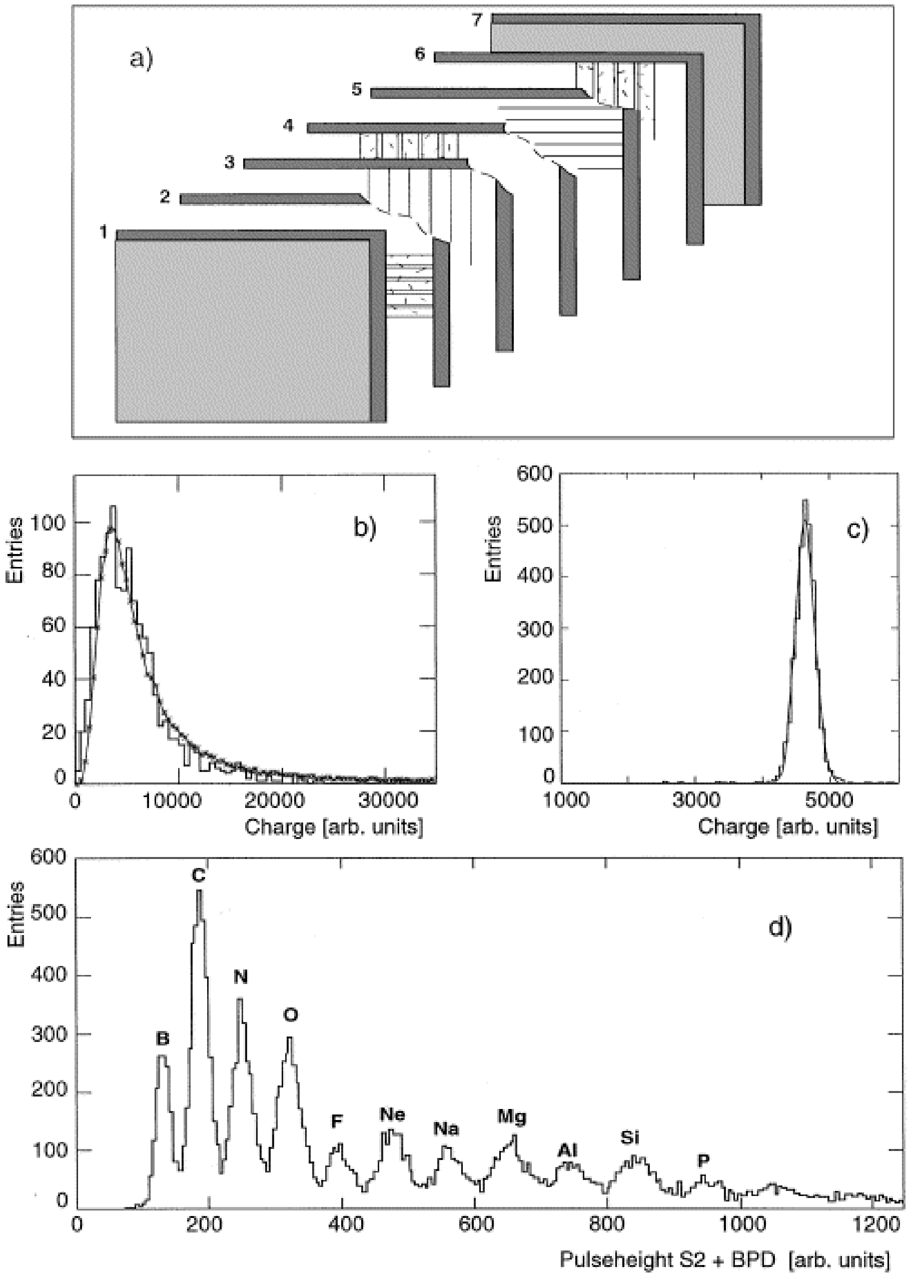


Abbildung 3.3: Strahlpositionsdetektoren, BPD. Teilbild a) zeigt den schematischen Aufbau der Proportionaldrahtkammern. Die Drahtebenen 3 und 5 sind jeweils senkrecht zur Strahlrichtung und zueinander ausgerichtet. Die Ebenen 2 und 6 tragen die Kathodenauslese, die Ebene 4 dient lediglich der Trennung der beiden Drahtebenen, 1 und 7 sind die Ein– und Austrittsfenster. Die Teilbilder b) und c) zeigen die gemessenen Ladungsverteilungen von Proton– bzw. Bleistrahlteilchen. In Teilbild d) sind schließlich die Bleistrahlfragmente zu erkennen. Dazu wurde die Summe der Ladungsverteilungen aller sechs Ebenen der drei BPDs mit dem Szintillatorsignal von S2 kombiniert.

Szintillator–Sandwich von 7,5 Wechselwirkungslängen. Das Licht wird in Photomultipliern nachgewiesen, deren Signale summiert werden. Für die Energieauflösung gilt

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \tag{3.1}$$

Vor dem Veto–Kalorimeter befindet sich ein 1 m langer Eisenkollimator. Er besitzt um die Strahlachse eine Öffnung von ± 5 cm in vertikaler und -5/+38 cm in horizontaler Richtung, die Asymmetrie trägt der Ablenkung im Magnetfeld Rechnung. Der Kollimator läßt nur Strahlteilchen, Projektilfragmente und Spektatorprotonen und –neutronen passieren, die dann im Veto–Kalorimeter gemessen werden. Aus der deponierten Energie kann deren Anzahl bestimmt werden, die wiederum als Maß für die Zentralität des Ereignisses dient [Coo00].
Beim Triggern der C+C– und Si+Si–Kollisionen wird das Unterschreiten einer Schwelle für das analoge Kalorimetersignal gefordert, wodurch bereits *online* die zentralsten Ereignisse ausgewählt wurden. Die Auswahl verschiedener Zentralitätsklassen anhand der im Veto–Kalorimeter deponierten Energie sowie die Berechnung der Anzahl der Partizipanten ist in Kapitel 5.1 dargestellt.
Modellrechnungen mit Venus 4.12 [Wer93] sagen einen über weite Bereiche linearen Zusammenhang zwischen deponierter Energie und dem Stoßparameter bzw. dem Anteil am totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts voraus [Afa99].

Trigger

Die Bedingung für die Ereignisauswahl ist der Nachweis des einlaufenden Strahlteilchens in den Szintillatoren S1, S2', und V0 vor dem Target zusammen mit der Antikoinzidenz des Szintillators S4, der sich zwischen den Vertexmagneten befindet. Darüber hinaus wird nur ein Bereich des Pulshöhenspektrums des Szintillators S2 zugelassen, was der Selektion der Kernladungszahl des Strahlteilchens entspricht. Das Energiesignal des Veto–Kalorimeters darf eine bestimmte Schwelle nicht übersteigen, so daß nur die zentralsten Ereignisse gespeichert werden.

3.3 Die Spurendriftkammern

Als zentrale Detektoren des NA49–Experimentes dienen die Spurendriftkammern der Rekonstruktion der Teilchenspuren sowie der Teilchenidentifikation anhand des spezifischen Energieverlusts –dE/dx. Die Bestimmung des Teilchenimpulses erfordert nicht nur die genaue Vermessung der Teilchentrajektorie in den Spurendriftkammern, sondern auch die Kenntnis des Magnetfelds, das die Ablenkung der geladenen Teilchen bei gegebenem Impuls bestimmt.

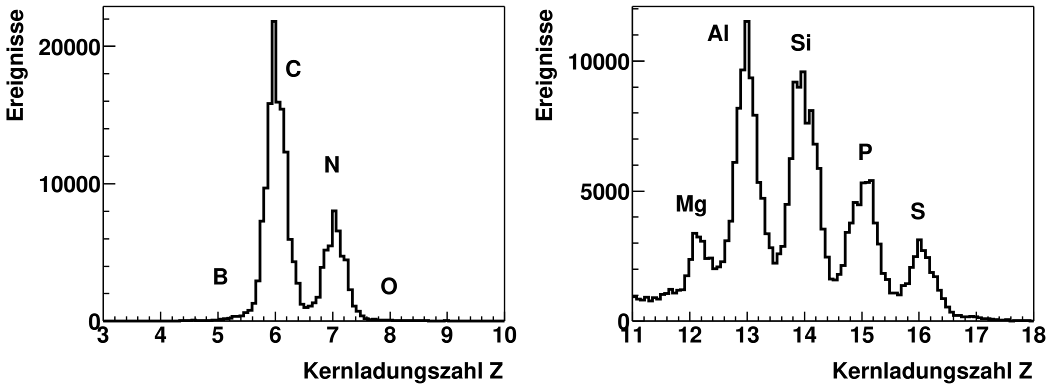


Abbildung 3.4: Fragmentationsstrahl, der aus dem primären Bleistrahl durch Aufbruch an einem Kohlenstofftarget erzeugt wurde. Ausgewählt wurden bereits in der Strahlführung Ionen mit magnetischer Steifigkeit Z/A = 1/2 (Abbildung 3.3d). Außerdem wurde anhand der Pulshöhe im Szintillator S2 auf die Kernladung getriggert, $Z = 6$ für die Selektion des Kohlenstoffstrahls auf der linken Seite und $Z = 14$ für den Siliziumstrahl in der rechten Abbildung.

Die beiden supraleitenden Dipolmagnete lenken die im Target produzierten, geladenen Teilchen in der horizontalen Ebene ab. Sie erzeugen Magnetfelder von 1,5 T (VTX-1) bzw. 1,1 T (VTX-2). Diese erstrecken sich über 7 m, insgesamt beträgt die Ablenkstärke (*bending power*) maximal 9 Tm. Orientierung und Betrag des Feldes müssen sehr gut bekannt sein, denn die beiden Vertex–TPCs werden innerhalb der Magnete betrieben. Ist die Orientierung des magnetischen Feldes nicht genau (anti–)parallel zum elektrischen Driftfeld, driften die Elektronen nicht mehr exakt entlang der elektrischen Feldlinien. Diese Abweichungen müssen bei der Rekonstruktion der Teilchenbahnen berücksichtigt werden.

Das Magnetfeld wurde sowohl mit dem Programm TOSCA [Arm82] berechnet, als auch mit einer Hall–Sonde auf einem $4 \times 4 \times 4$ cm^3 Gitter, insgesamt 16,5 m^3, ausgemessen [Bly95]. Die Ergebnisse stimmen innerhalb von 0,5% überein.

In einem homogenen Magnetfeld werden geladene Teilchen auf Helixbahnen abgelenkt. In den Vertex–TPCs kann der Krümmungsradius r direkt gemessen und daraus der Impuls p berechnet werden:

$$\mathrm{p} = \kappa \cdot \mathrm{q} \cdot \mathrm{B} \cdot \mathrm{r} \cdot \frac{1}{\cos\lambda}. \tag{3.2}$$

Die Konstante κ beträgt 0,2997925 GeV/(c T m) wenn der Impuls in GeV/c berechnet wird, B beschreibt die Feldstärke, q die Ladung des Teilchens, das mit der horizontalen Ebene (x–z–Ebene) den Steigungswinkel λ einschließt. Allerdings weist das Magnetfeld leichte Inhomogenitäten auf, daher werden die Impulse der Teilchen anhand der Karte des Magnetfelds mit Hilfe des Runge–Kutta–Verfahrens [Myr79] bestimmt.

In den Main–TPCs kann der Krümmungsradius r nicht direkt gemessen, aber bei genauer Kenntnis des Magnetfelds durch Rückextrapolation der Teilchenspur zum Target bestimmt werden. In der Praxis wird die Spurinformation der Main– und Vertex–TPCs kombiniert.

Das Magnetfeld kann in zwei Polarisationen, parallel und antiparallel zur Vertikalen, erzeugt werden. Für die hier analysierten Experimente wurde es so orientiert, daß positiv geladene Teilchen in positive x–Richtung abgelenkt werden. Diese Anordnung wird *std+* Konfiguration genannt.

Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Zählgas

Durchfliegen geladene Teilchen das Zählgas der Spurendriftkammern, so wechselwirken sie mit den Hüllenelektronen der Gasmoleküle. Die Bethe–Bloch–Gleichung beschreibt den mittleren Energieverlust –dE, den die Teilchen pro Wegstrecke dx erleiden [Bet30, Blo33]:

$$-\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}} = \frac{4\pi \mathrm{e}^4 \mathrm{N_A}}{\mathrm{m_e}} \cdot \frac{\mathrm{Z}}{\mathrm{A}} \cdot \frac{\mathrm{c}^2\mathrm{z}^2}{\beta^2} \cdot \left(\ln\left[\frac{2\mathrm{m_e}\mathrm{v}^2}{\mathrm{I}(1-\beta^2)}\right] - \beta^2 - \delta(\beta) - \mathrm{K} \right). \tag{3.3}$$

Das Zählgas wird durch die Kernladungszahl Z, die Massenzahl A und sein effektives Ionisationspotential I charakterisiert. Die Avogadro–Konstante ist hier mit N_A bezeichnet, $\mathrm{m_e}$ ist die Elektronenruhemasse und e die Elementarladung. Mit z und v sind Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens benannt, es gilt $\beta = \mathrm{v/c}$.

Der differentielle Energieverlust in einem gegebenen Medium ist also nur von der Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens abhängig:

$$-\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}} = \mathrm{z}^2 \cdot \mathrm{f}(\beta). \tag{3.4}$$

Unter der Annahme, das Teilchen sei einfach geladen, kann aus dem spezifischen Energieverlust zusammen mit dem Impuls p, der durch die Krümmung der Spur im Magnetfeld bekannt ist, auf die Ruhemasse $\mathrm{m_0}$ und damit auf die Identität des Teilchens anhand des relativistischen Impulssatzes geschlossen werden:

$$\mathrm{p} = \mathrm{m_0} \cdot \mathrm{v} \cdot \gamma, \tag{3.5}$$

der relativistische Faktor γ ist in Gleichung A.1 definiert. Der Energieverlust fällt für kleine β mit $1/\beta^2$ ab, bis er bei $\beta \approx 0,97$ ein Minimum erreicht (Abbildung 3.5). Teilchen, die genau so schnell fliegen, daß sie die geringste Energiemenge verlieren, werden als *minimum ionising particles* bezeichnet. Hier überlappen die

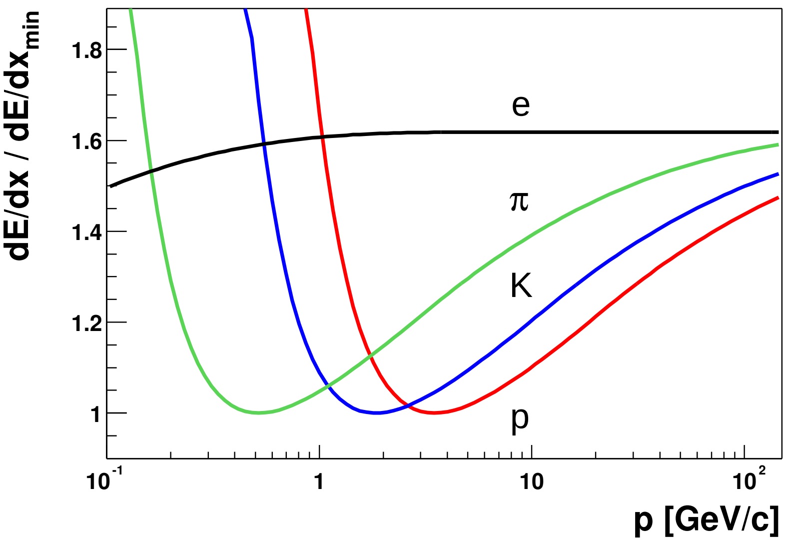


Abbildung 3.5: Spezifischer Energieverlust von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen, normiert auf den minimalen Energieverlust. Der Energieverlust fällt zunächst mit $1/\beta^2$, erreicht den Tiefpunkt *minimum ionising*, steigt dann wieder im *relativistic rise* und erreicht das *Fermi–Plateau*.

Kurven verschiedener Teilchen, das heißt, hier kann die Information des Energieverlusts nicht zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Teilchen mit noch höheren Geschwindigkeiten verlieren aufgrund der relativistischen Ausrichtung ihres elektrischen Feldes in transversaler Richtung wieder mehr Energie (*relativistic rise*). Dieser Bereich, in dem wieder Teilchenidentifikation möglich ist, ist für die NA49–Spurendriftkammern relevant. Schließlich wird das *Fermi–Plateau* erreicht, wo es aufgrund der Polarisation des Zählgases zur Sättigung kommt, der Energieverlust steigt nicht weiter an. Dieses Verhalten wird durch den Dichtekorrekturterm $\delta(\beta)$ in der Bethe–Bloch–Gleichung beschrieben. Der Schalenkorrekturterm K berücksichtigt die Abschirmung von Elektronen auf inneren Bahnen durch Elektronen auf äußeren Schalen, er ist lediglich bei Teilchengeschwindigkeiten im Bereich atomarer Elektronen von Bedeutung [Liv37].

Die Bethe–Bloch–Gleichung gibt lediglich den Mittelwert des spezifischen Energieverlusts –dE/dx an. Die Einzelmessungen, von denen in den NA49–Spurendriftkammern bis zu 234 pro Teilchenspur erfolgen können, streuen gemäß der Landau–Verteilung [Sau77],

$$\mathrm{f}(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\Big(-\frac{1}{2}\big[\lambda + \mathrm{e}^{\lambda}\big]\Big). \tag{3.6}$$

Die Verteilung ist asymmetrisch, daher ist der mittlere Energieverlust ΔE_M größer als der wahrscheinlichste ΔE_W. In der Gleichung 3.6 bezeichnet λ die

Abweichung des gemessenen Energieverlusts vom wahrscheinlichsten Wert, normiert auf den Mittelwert:

$$\lambda = \frac{\Delta \mathrm{E} - \Delta \mathrm{E_W}}{\Delta \mathrm{E_M}}. \tag{3.7}$$

Zur Analyse der Energieverlustverteilung ist ein spezielles Verfahren notwendig (*truncation*), das dem Auftreten von Ausläufern zu hohen Energieverlusten Rechnung trägt und im nächsten Kapitel beschrieben wird.

Wahl des Zählgases

Die Wahl des Zählgases bestimmt entscheidend die Arbeitsweise einer Spurendriftkammer und bedarf daher einer sorgfältigen Optimierung hinsichtlich der spezifischen Erfordernisse.

Als Ionisationsmedium in Driftkammern werden üblicherweise Edelgase verwendet, denen ein Anteil an organischen oder anorganischen Molekülgasen, z.B. Kohlendioxid oder Methan, beigemischt wird.

In den Main–TPCs wurde Argon als Edelgaskomponente gewählt, da Argon aufgrund seiner relativ hohen Ladungszahl eine hohe Primärionisation und damit eine hohe Signalsignifikanz bei moderater Gasverstärkung gewährleistet.

Der Nachteil schwerer Edelgase ist die hohe Vielfachstreuung. Außerdem steigt mit der Primärionisation auch die Wahrscheinlichkeit für die Produktion hochenergetischer δ-Elektronen, die insbesondere bei Betrieb im Magnetfeld zu einem erheblichen Untergrund im Detektor führen können. Daher wurde für die Vertex–TPCs das leichtere Edelgas Neon gewählt.

Die Molekülgase fangen mit hohem Wirkungsquerschnitt die während des Gasverstärkungsprozesses entstehenden Photonen ein und absorbieren die Strahlung in Form von Vibrations– und Rotationsenergie. Dadurch werden Entladungen unterdrückt, weshalb Molekülgase zur Stabilitätserhöhung des Zählgases eingesetzt werden (*quencher*). In der Praxis hat sich ein Molekülgasanteil von etwa 10% bewährt, um einen zuverlässigen Betrieb bei den relevanten Gasverstärkungsfaktoren zu gewährleisten.

Außerdem bestimmen Molekülgase die Drifteigenschaften des Zählgases. Bei Anlegen eines elektrischen Feldes driftet die durch Ionisation entstandene Elektronenwolke entlang der Feldlinien zur Ausleseebene des Detektors. Die Driftgeschwindigkeit stellt sich als dynamisches Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung der Elektronen im elektrischen Feld und dem Energieverlust durch elastische Stöße mit dem Zählgas ein. Sie kann durch Beimischung von Molekülgasen beeinflußt werden. Abbildung 3.6 zeigt die Driftgeschwindigkeit für verschiedene

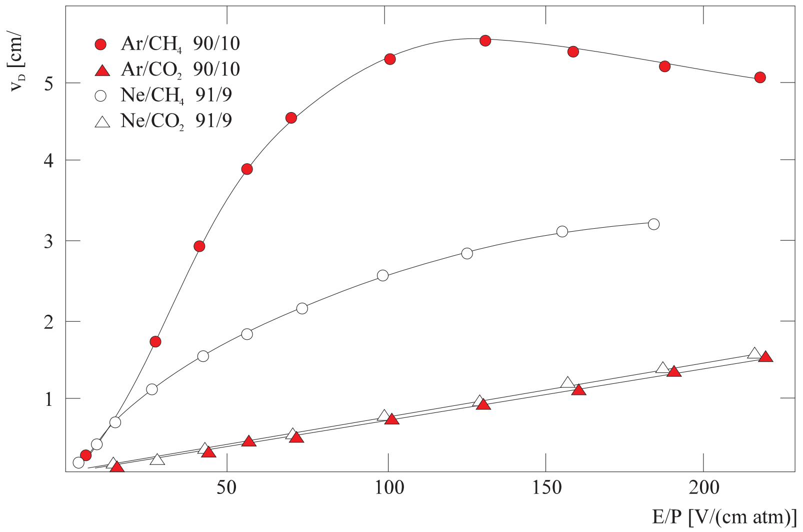


Abbildung 3.6: Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in den verschiedenen Gasmischungen als Funktion des auf den Druck normierten elektrischen Feldes.

Gasmischungen als Funktion des auf den Druck normierten elektrischen Feldes E/P. Generell gilt, daß durch Beimischung von Methan höhere Driftgeschwindigkeiten erzielt werden können als mit Kohlendioxid.

Ein weiterer wichtiger Gesichtspunkt ergibt sich aus der Diffusion der Elektronenwolke während der Drift. Die Diffusion limitiert die Orts- und Zweispurauflösung des Detektors. Durch die Beimischung von Kohlendioxid zu Edelgasen können die Diffusionskoeffizienten gegenüber der Beimischung von Methan deutlich reduziert werden [Küh95]. Darüber hinaus wirkt sich die Beimischung von Kohlendioxid günstig bei Betrieb im Magnetfeld aus, da sich dadurch die mittlere freie Weglänge der Driftelektronen im Gas verkleinert. Dies führt zu einer Reduzierung von Verzerrungen des Driftwegs, die als Folge von Inhomogenitäten des Magnetfelds auftreten ($E \times B$–Effekt).

Daher werden die Vertex–TPCs mit einem Gemisch aus Neon (90%) und Kohlendioxid (10%) betrieben. Bei einer reduzierten elektrischen Driftfeldstärke von 202 V/(cm bar) wird damit eine Driftgeschwindigkeit von 1,4 cm/μs erzielt.

In den Main-TPCs wurde aufgrund der längeren Driftstrecke ein Kompromiß zwischen Diffusion und Driftgeschwindigkeit gewählt. Sie werden mit einem Gemisch aus Argon (91%), Methan (4.5%) und Kohlendioxid (4.5%) betrieben, das eine Driftgeschwindigkeit von 2.5 cm/μs bei 186 V/(cm bar) aufweist.
Während der Datenaufnahme werden Druck, Temperatur und elektrisches Feld überwacht und daraus für jede TPC die zeitabhängige Driftgeschwindigkeit berechnet. Diese Information ist erforderlich, um aus der gemessenen Driftzeit die y–Positionen der Spurpunkte mit hinreichender Genauigkeit berechnen zu können.

Aufbau und Funktionsweise

In diesem Abschnitt werden Aufbau und Funktionsweise der NA49–Spurendriftkammern beschrieben. Für weiterführende technische Einzelheiten sei auf eine ausführliche Publikation [Afa99] verwiesen.

Alle NA49–Spurendriftkammern sind nach dem gleichen Prinzip aufgebaut. An der Oberseite befindet sich der Tragerahmen (*support plate*), in dessen Aussparungen die Auslesekammern angebracht sind. Der Feldkäfig (*field cage*) besteht aus einem Keramikrahmen, der an der Unterseite des Tragerahmens hängend befestigt ist und das sensitive Volumen umschließt. In horizontaler Richtung um den Rahmen herum und auf der Bodenfläche sind mit Aluminium beschichtete Mylarstreifen angebracht. Die Bodenfläche stellt die Hochspannungsebene des Driftfelds dar. Durch eine Widerstandskette werden die Mylarstreifen an den Seitenflächen auf definierte Potentiale gelegt. Damit soll ein homogenes elektrisches Feld auch in den Randbereichen des sensitiven Volumens erzielt werden.

Umschlossen wird der Feldkäfig von der Gasbox, die die Gasdichtigkeit des Detektors gewährleistet. Die Gasbox besteht aus einem Glasfaserrahmen, auf den zwei Mylarfolien gespannt sind. Deren Zwischenraum wird mit Stickstoff gespült, um das Eindringen von Sauerstoff oder Wasser in das Zählgas zu verhindern. Im Inneren der Gasbox befindet sich das Zählgas.

Die Elektronen, die ein geladenes Teilchen beim Durchfliegen des Zählgases durch Ionisation erzeugt, driften entlang der Feldlinien des Driftfeldes zur Ausleseebene, siehe Abbildung 3.7. Die Ausleseebene ist unterteilt in einzelne Auslemodule, deren Anordnung in Abbildung 3.1 zu erkennen ist. Die Ausleseebenen der Vertex–TPCs bestehen aus jeweils 6 Auslesemodulen, die der Main–TPCs aus jeweils 25. Bei den Auslesemodulen handelt es sich um Vieldraht-Proportionalkammern mit drei Drahtebenen und Kathodenauslese. Die Begrenzungen der Auslesekammern definieren das aktive Detektorvolumen. Insbesondere reichen die Auslesekammern wegen der dort vorherrschenden hohen Spurdichte nicht bis ganz an die Strahlachse heran. Positionen und Ausdehnungen der aktiven Volumen sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Die Driftelektronen erreichen zunächst das *Gating*–Gitter, dessen Drähte sich während des Auslesevorgangs auf einheitlichem elektrischen Potential befinden, so daß die Elektronen ungehindert passieren können. In der übrigen Zeit sperrt das *Gating*–Gitter, indem abwechselnd je ein Draht auf höherem bzw. niedrigerem Potential liegt. Dadurch können weder driftende Elektronen in den Verstärkungsbereich eindringen noch können die im Verstärkungsbereich erzeugten Ionen in den Driftbereich gelangen. Die nächste Drahtebene ist das auf Erdpotential liegende Kathoden–Gitter, es trennt die Region homogenen Driftfeldes vom

TPC		r_1 [cm]	r_2 [cm]	l [cm]
	x	-80,43	80,13	136,56
Vertex 1	y	-36,59	29,41	66,00
	z	-492,17	-267,37	224,80
	x	-80,72	81,36	138,08
Vertex 2	y	-36,33	29,68	66,01
	z	-112,60	112,20	224,80
	x	19,67	377,74	358,07
Main L	y	-52,71	57,29	110,00
	z	367,34	727,24	359,90
	x	-377,75	-19,68	358,07
Main R	y	-52,75	57,25	110,00
	z	367,64	727,54	359,90

Tabelle 3.1: Aktive Volumina der Spurendriftkammern. Mit r_1 und r_2 sind – von einem einlaufenden Teilchen aus betrachtet – die Eckpunkte vorne unten rechts und hinten oben links bezeichnet; l gibt die Länge der TPC in der entsprechenden Koordinate an. Im Bereich -12 cm $\leq$ x $\leq$ 12 cm sind die Vertex–TPCs nicht sensitiv, das aktive Volumen beginnt 90 cm hinter dem Target.

Verstärkungsbereich, wodurch die Verzerrung des Driftfeldes durch das inhomogene Verstärkungsfeld verhindert wird.
Die dritte Ebene enthält abwechselnd Feld– und Verstärkungsdrähte. Die nur 20 μm dicken Verstärkungsdrähte liegen auf einem Potential von etwa 1 kV. Aufgrund der hohen Feldstärke in der Umgebung der Drähte werden die Elektronen beschleunigt, sie ionisieren das Zählgas und es entstehen Elektronenlawinen. Dadurch wird das Signal 10^3– bis 10^4fach verstärkt. Während die Elektronen schnell über die Drähte abfließen, bewegen sich die viel langsameren positiven Ionenrümpfe auf die umliegenden Kathoden zu. Die Felddrähte liegen auf Erdpotential, dadurch schirmen sie die einzelnen Verstärkungsdrähte gegeneinander ab. Die Bewegung der Ionenrümpfe influenziert ein Signal auf der Kathodenebene der Auslesekammern [Kle87].

Die Kathodenebene ist in etwa 2-3 cm^2 große Segmente unterteilt (*pads*), die in parallel zu den Drähten verlaufenden Reihen angeordnet sind. In jeder der Vertex–TPC Auslesekammern befinden sich je 24 Padreihen, in den Main–TPCs sind es 18 Padreihen pro Auslesekammer. Um der hohen Spurdichte in unmittelbarer Umgebung der Strahlachse gerecht zu werden, sind sowohl die Padreihen der Vertex-TPCs als auch die Padreihen der innenliegenden Auslesekammern der Main–TPCs in 192 Pads unterteilt (*high resolution*), während die übrigen Auslesekammern der Main–TPCs aus Padreihen mit 128 Pads bestehen (*standard resolution*).

Eine Teilchenspur erzeugt somit auf jeder Padreihe, die es überquert hat, ein Ladungssignal. Dieses Signal verteilt sich typischerweise auf drei bis vier benachbarte Pads (*cluster*), so daß die genaue Position anhand des Ladungsschwerpunktes bestimmt werden kann. Um die Auflösung zu optimieren, wurden die Pads gemäß des mittleren lokalen Winkels der im Magnetfeld abgelenkten Spuren um bis zu $55°$ zur Strahlachse geneigt.

Die Position der Teilchenspur in Driftrichtung kann aus der Ankunftszeit der Elektronenwolke ermittelt werden. Deshalb wird die Information jedes einzelnen Pads in 512 Zeitschritten digitalisiert. Auch hier verteilt sich ein typisches Signal über mehrere aufeinanderfolgende Zeitintervalle, so daß die genaue Position durch Schwerpunktbildung erhalten werden kann. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit kann aus der Driftzeit die Position des Spurpunktes in Driftrichtung berechnet werden. Insgesamt erreicht man für die Position eines Spurpunktes eine Auflösung von wenigen hundert μm. In einem späteren Analyseschritt können die so gemessenen Spurpunkte wieder zu Spuren zusammengesetzt werden, indem mittels eines geeigneten Spurmodells zusammengehörige Spurpunkte in aufeinanderfolgenden Padreihen gesucht werden.

3.4 Die Datenauslese

Gegenstand der Datenaufnahme ist es, die Detektorsignale der 182.000 Pads der Spurendriftkammern wie auch die Signale der anderen Detektoren zu verstärken, zu digitalisieren und zu Ereignissen zusammenzuführen, die dann auf Massenspeichermedien geschrieben werden.

Direkt auf den Spurendriftkammern befinden sich die *front end*–Karten, auf denen die analogen Signale Vorverstärker und Pulsformer (*shaper*) durchlaufen und dann in analoge Zwischenspeicher (*switched capacitor array, SCA*) geschrieben werden. Dabei steht für jedes der 512 Zeitintervalle (*time buckets*), in denen die Pads ausgelesen werden, ein analoger Speicherplatz zur Verfügung. Die Auslesefrequenz ist so gewählt, daß die Summe der 512 Zeitschritte der maximalen Driftzeit der TPC entspricht. Anschließend werden die Signale digitalisiert und an die *Control & Transfer (CT)–Boards* weitergeleitet, die die Aufgabe haben, die Signale mehrerer *front end*–Karten über Glasfaserleitungen zu *receiver–Boards* in die etwa 20 m entfernte Meßhütte zu leiten. Zu den *receiver–Boards* gelangen jeweils Signale mehrerer *CT–Boards*.

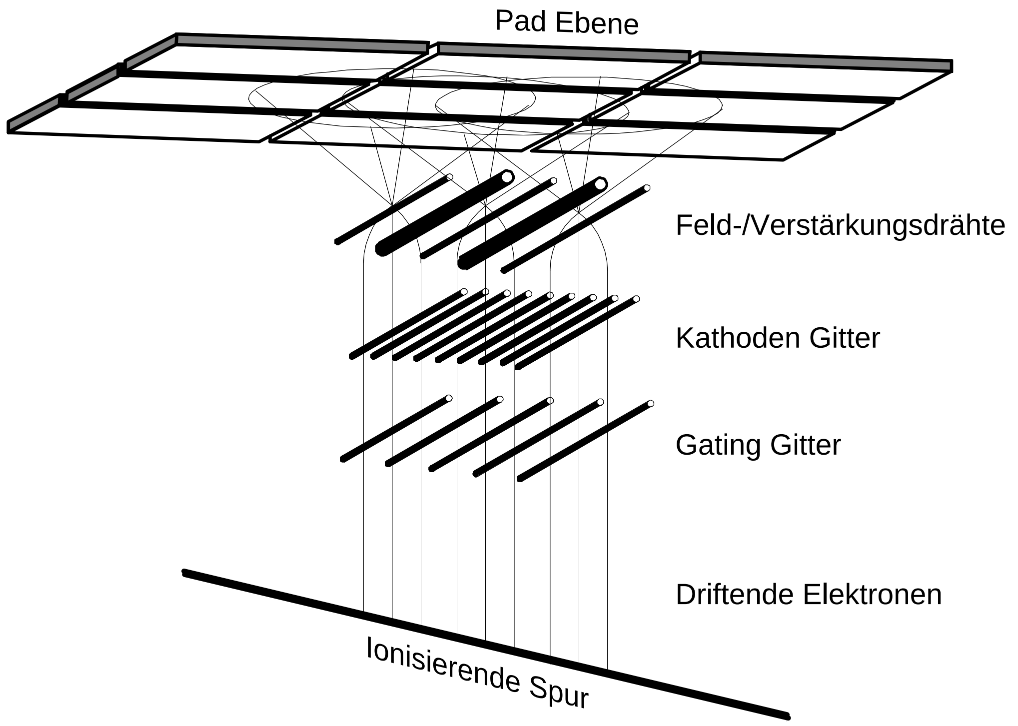


Abbildung 3.7: Spurnachweis in der TPC.

Die Signale sitzen auf einem Sockel (*pedestal*), einem Offset, der in den analogen Zwischenspeichern der *front end*–Karten entsteht. Diese Pedestals werden regelmäßig gemessen und in den *receiver–Boards* von den Signalen abgezogen. Ein Motorola DSP nimmt die Nullunterdrückung vor. Dadurch wird, je nach Ereignistyp, eine Komprimierung der Datenmenge um einen Faktor 10-20 erreicht. Im sogenannten Master–Crate laufen alle Datenströme des Experiments zusammen. In diesem Crate stecken die *dual port memory*–Karten, die sowohl die TPC–Daten als auch die der anderen Detektoren aufnehmen. Über eine SCSI–2–Schnittstelle werden die Daten mit 16MB/s auf ein Sony D1 Bandlaufwerk übertragen.

Die Daten der hier analysierten C+C– und Si+Si–Reaktionen mit Fragmentationsstrahlen wurden 1998 aufgenommen. Es wurden gut 556.000 C+C–Ereignisse und knapp 410.000 Si+Si–Ereignisse auf insgesamt 23 Magnetbänder geschrieben, das entspricht einem Datenvolumen von etwa 2,3 TB.

Kapitel 4

Datenaufbereitung

Im vorigen Kapitel wurde angedeutet, daß die in den Spurendriftkammern aufgezeichneten Signale Raumpunkten entsprechen. In diesem Kapitel soll erläutert werden, wie aus den Rohdaten zunächst diese Raumpunkte bestimmt werden, Kap.4.1. Danach werden Korrekturen für verschiedene Verzerrungen angebracht, Kap.4.2. Dann können die einzelnen Punkte zu Spuren geladener Teilchen zusammengefügt, Kap.4.3, und den Spuren Impulse zugeordnet werden. Aus den Spuren kann der Wechselwirkungspunkt (*Vertex*) berechnet werden, Kap.4.4. Schließlich werden durch Kombination der Spuren Kandidaten für schwach zerfallende Teilchen wie die Hyperonen gesucht, Kap.4.5. Die Energieverlustsignale müssen zunächst kalibriert werden, damit sie zur Teilchenidentifikation benutzt werden können, Kap.4.6. Alle Informationen, die zu je einem rekonstruierten Ereignis gehören, werden zusammengefaßt und auf DSTs (*data summary tape*) geschrieben. Für die meisten Analysen ist nicht die gesamte Information der Ereignisse notwendig, eine Untermenge wird in die kompakteren *miniDSTs* umkopiert. Diese bilden dann den Ausgangspunkt für die eigentliche Datenanalyse. Die einzelnen Schritte sind in der Rekonstruktionskette zusammengefaßt, sie ist in der Abbildung 4.1 dargestellt.

Die Aufgaben in der Rekonstruktionskette werden von verschiedenen Modulen (*clients*) nacheinander abgearbeitet. Das modulare *server–clients*–Konzept erlaubt auf einfache Weise die Wartung bzw. den Austausch einzelner Bausteine. Währenddessen übernimmt das Speichermanagementsystem *DSPACK* [Bor96, Zyb96] die Datenverwaltung. In diesem Kapitel soll eher das Prinzip als jedes Detail der Rekonstruktionskette vorgestellt werden. Ausführlich ist die Kette in mehreren Doktorarbeiten beschrieben [Bor98, Gab98]. Am Ende des Kapitels stehen die Kandidaten für die Hyperonenanalyse.

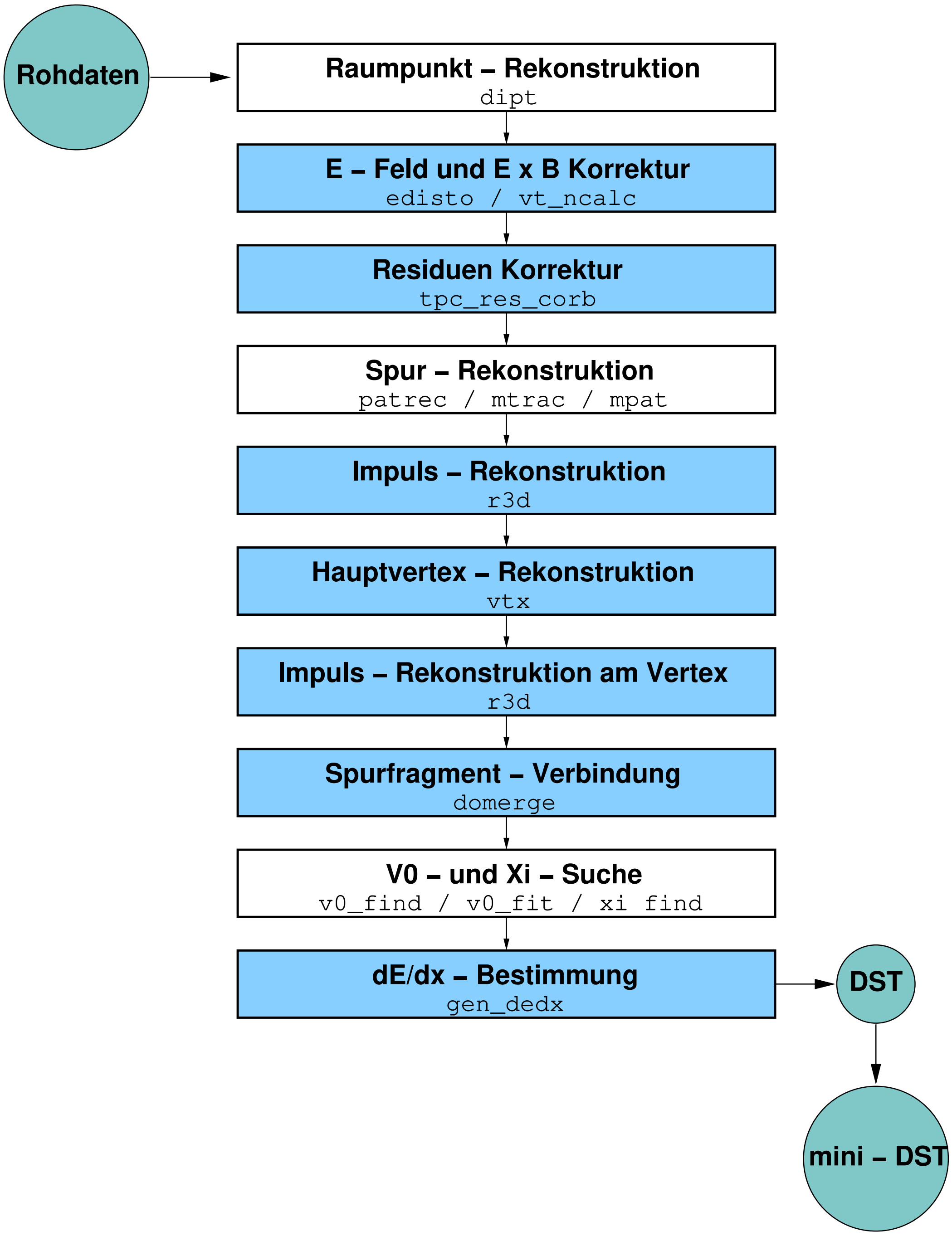


Abbildung 4.1: Die Rekonstruktionskette. Die Rohdaten werden in mehreren Schritten in physikalische Größen überführt. Die Namen der dafür verwendeten Programme sind jeweils angegeben. Die Daten werden im DSPACK–Format als DST und im Root–Format miniDST abgelegt. Die DSTs können sowohl mit der FORTRAN–Analyseumgebung PAW als auch mit der C++ Umgebung Root analysiert werden.

4.1 Raumpunkt–Rekonstruktion

Zur Rekonstruktion von Spurpunkten werden die Spurendriftkammern in einzelne Ebenen senkrecht der Strahlachse unterteilt. Diese Ebenen werden von jeweils einer *Pad*–Reihe und der Driftrichtung aufgespannt. Die *Pads* werden in 512 Zeitintervallen ausgelesen. Zunächst wird eine *Pad*– (x) Zeit– (y) Ebene betrachtet. In dieser wird nach zusammenhängenden Gebieten von Signalen gesucht. Dabei müssen mindestens drei benachbarte Zellen in *Pad*–Richtung und Zeit–Richtung ein Signal aufweisen. Zusätzlich müssen geometrischer und Ladungsschwerpunkt nahe beieinander liegen, durch diese Bedingungen wird Rauschen unterdrückt. Die Driftzeiten geben – nachdem sie kalibriert sind – zusammen mit den jeweiligen Driftgeschwindigkeiten Aufschluß über die Position in vertikaler Richtung. Für die Berechnung wird die temperatur– und druckabhängige Driftgeschwindigkeit verwendet, die Geometrie der Spurendriftkammern muß bekannt sein. Der Schwerpunkt des *clusters* wird dann als Raumpunkt einer Spur berechnet und zur Spurfindung (*tracking*) benutzt [Gün98].
Besonders in den Vertex–TPCs kann es vorkommen, daß die *cluster* zweier Spuren überlappen. In diesem Fall kann das gemeinsame *cluster* zwei Maxima besitzen. Diese werden getrennt und als zwei Raumpunkte weiterverarbeitet. Außerdem wird die gesamte Ladungsmenge der *cluster* gespeichert, daraus wird später der spezifische Energieverlust berechnet.

4.2 Verzerrungs–Korrekturen

Im homogenen elektrischen Feld bewegen sich die Elektronen entlang der Feldlinien in vertikaler Richtung. In der Nähe der Drahtebenen kann das Driftfeld verzerrt sein, dadurch werden die freien Ladungsträger systematisch abgelenkt. In den Vertex–TPCs sind die Elektronen zusätzlich dem Magnetfeld ausgesetzt. Das Feld der Dipolmagnete ist überwiegend parallel zum elektrischen Driftfeld ausgerichtet, so daß die Driftrichtung der Elektronen nicht beeinflußt wird. In den Randbereichen treten jedoch Inhomogenitäten auf, die eine zusätzliche Ablenkung der Elektronen von bis zu 5 cm in horizontaler Richtung bewirken [Mar00]. Die Positionen der *cluster* werden auf diese Verschiebungen korrigiert.
Nach diesen Korrekturen verbleiben weitere systematische Abweichungen (*residuen*) von den angepaßten Trajektorien, sie können in der Umgebung der Sektorgrenzen 0,5 mm erreichen. Sie werden durch nicht perfekte Beschreibung der Felder und daher nicht perfekter Korrektur verursacht. Außerdem gehen an den Rändern der Sektoren Teile der *cluster* verloren. Aus dem Vergleich der angepaßten Trajektorien mit den Positionen der zugehörigen Raumpunkte werden

empirisch Korrekturtabellen erstellt [Mar00]. Gemäß dieser Tabellen werden die *cluster* verschoben.

4.3 Spur–Rekonstruktion

Die Spurrekonstruktion (*tracking*) basiert auf Spurmodellen, deren Muster in der Vielzahl der Raumpunkte gesucht werden. Begonnen wird mit geraden Spurstücken in den Main–TPCs, außerhalb des Magnetfelds und im Bereich relativ niedriger Spurdichte. Dazu werden in den letzten *Pad*–Reihen gerade Fragmente (*seeds*) gesucht, die durch die gesamte Main–TPC extrapoliert werden. Entlang dieser Trajektorien werden Punkte aufgesammelt und den Spuren zugeordnet. Diese Spurstücke werden unter Berücksichtigung der Magnetfeldkarte bis in die Targetebene extrapoliert, dabei können sie die aktiven Volumina der Vertex–TPCs durchqueren. Trajektorien, die auf das Target zeigen, werden Punkte in der zweiten Vertex–TPC zugeordnet, die in der Umgebung der extrapolierten Spur liegen. Sollten dem Spurfragment keine weiteren Punkte zugefügt werden obwohl sie das aktive Volumen durchqueren, werden die verwendeten Punkte aus der Main–TPC wieder freigegeben.

Danach werden in den verbliebenen Punkten in der zweiten Vertex–TPC Muster gekrümmter Spuren gesucht. Die Spurstücke werden zunächst in die Main–TPCs extrapoliert und passende Punkte werden aufgesammelt. Im nächsten Schritt werden alle Spurstücke in die Targetebene extrapoliert und um passende Punkte in der ersten Vertex–TPC ergänzt. Sollte eine Trajektorie das aktive Volumen passieren ohne das ihr Punkte zugeordnet werden können, werden auch ihre Raumpunkte wieder freigegeben.

Dann wird versucht, aus den verbliebenen Punkten in der ersten Vertex–TPC Spuren zu bilden, die auch zu den Main–TPCs extrapoliert werden und dort um Punkte ergänzt werden.

Abschließend sollen die übrigen Punkte in den Main–TPCs zu Spuren vereinigt werden. Dazu wird ein erweitertes Spurmodell benutzt, das beispielsweise auch Spuren mit einem Knick zuläßt, wie sie beim Zerfall von geladenen Kaonen in Myonen (und nicht nachgewiesene Neutrinos) entstehen.

4.4 Impuls und Vertex

Den Trajektorien können anhand ihrer Krümmung im Magnetfeld Impulse zugeordnet werden. Da das Magnetfeld nicht perfekt homogen ist, wird zur Berechnung das Runge–Kutta–Verfahren verwendet [Myr79]. Dabei werden die numerischen Lösungen der Bewegungsgleichung an die Spuren angepaßt [Bun93].

Die meisten der gemessenen Spuren entstehen im eigentlichen Kern+Kern–Stoß und entstammen daher dem Wechselwirkungspunkt (*Vertex*). Die Teilchen aus starken Zerfällen können aufgrund der experimentellen Auflösung nicht von den primären Teilchen getrennt werden. Lediglich die Extrapolation der Spuren aus schwachen Zerfällen zeigt nicht genau auf den Vertex. Da ihre Anzahl aber gering ist (etwa 10%), werden nahezu alle gemessenen Spuren für die Berechnung des Vertices benutzt. Dazu werden alle Trajektorien weiter strahlaufwärts als die nominelle Vertexposition extrapoliert. Diese setzt sich aus der Targetpostion (in z–Richtung) und der Extrapolation der Information der Strahlpositionsdetektoren in der x–y–Ebene zusammen. Der Schnittpunkt aller Trajektorien, bestimmt durch χ^2–Minimierung, kann auf etwa 40 μm genau angegeben werden.

Im Anschluß werden unter der Annahme, alle Spuren entstammten dem Vertex, alle Impulse nochmals bestimmt. Die relative Impulsauflösung $\mathrm{d}p/p$ ist im Wesentlichen durch die Ortsauflösung, die Länge der Spuren und die Anzahl der gemessenen Spurpunkte bestimmt [Glu63]. Dazu kommt noch ein impulsunabhängiger Anteil, der durch Vielfachstreuung im Target, im Gas und im Detektormaterial, wie z.B. Mylar oder Aluminium, verursacht wird. Der Beitrag aus der Coulombstreuung beträgt weniger als 3 MeV/c. Da sowohl die Spurlänge als auch die Anzahl der Punkte stark variiert, ist es schwierig, eine einfache, impulsabhängige Parametrisierung der Auflösung anzugeben. Spuren, die nur die erste Spurendriftkammer durchqueren, haben üblicherweise Impulse zwischen 0,5 und 8 GeV/c mit einer Auflösung von etwa

$$\mathrm{d}p/p = 7,0 \cdot 10^{-4} (\mathrm{GeV}/c)^{-1} \cdot p.$$

Passieren Teilchen die zweite TPC und eine der Main–TPCs, ist die relative Auflösung wegen der höheren Punktezahl und des längeren Spurstücks besser, sie beträgt etwa

$$\mathrm{d}p/p = 0,3 \cdot 10^{-4} (\mathrm{GeV}/c)^{-1} \cdot p$$

für Impulse über 4 GeV/c [Afa99].

Dem Spurfindungsalgorithmus gelingt es nicht, alle Spurstücke in den einzelnen Spurendriftkammern zu globalen Spuren zusammenzufügen. Daher wurde ein *client* entwickelt [Rol00], der diese Fragmente miteinander verbinden soll. Für die zusammengesetzten Trajektorien wird erneut der Impuls berechnet.

Die Abbildung 4.2 soll einen Eindruck von dem abgedeckten Impulsraum verschaffen. Dargestellt sind die Verteilungen der longitudinalen und transversalen Impulse aller nachgewiesenen Spuren aus 16.344 C+C– und 6.035 Si+Si–Kollisionen. Die Verteilungen sind in den beiden Reaktionssystemen nahezu identisch. Aus diesen Spuren werden die V^0–Kandidaten rekonstruiert.

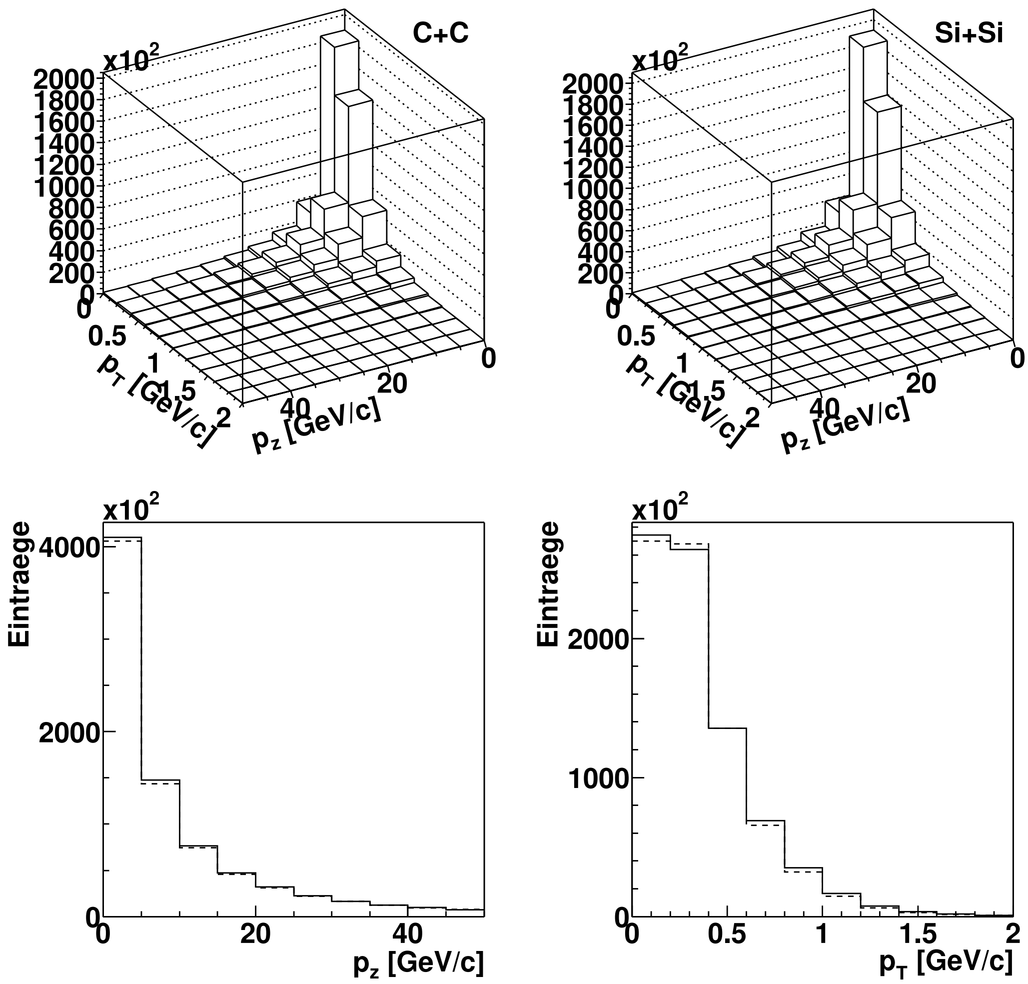


Abbildung 4.2: Impulsraumverteilungen der Spuren aus C+C– (oben links) und aus Si+Si–Kollisionen (oben rechts). Im unteren Teil sind die rohen Verteilungen der longitudinalen (p_z) und transversalen (p_T) Impulse aus C+C– (gestrichelt) und Si+Si–Kollisionen überlagert dargestellt.

4.5 V^0–Suche

In den Spurendriftkammern können die Spuren neutraler Teilchen nicht direkt nachgewiesen werden. Die Hyperonen können trotzdem gefunden werden, weil sie innerhalb der Detektorakzeptanz schwach zerfallen; ihre Eigenschaften können aus den Informationen über die Tochterteilchen berechnet werden. Der einzige Zerfallskanal der neutralen Λ– bzw. $\bar{\Lambda}$–Hyperonen in zwei geladene Teilchen ist der in ein Proton und ein negatives Pion bzw. deren Antiteilchen. Das Verzweigungsverhältnis dafür beträgt 63,9 %. Für die Suche der Kandidaten werden die möglichen Tochterspuren miteinander kombiniert. Dabei wird zunächst auf die Identifizierung der Tochterteilchen verzichtet, es werden alle positiven und alle negativen Teilchen verwendet. Dadurch entsteht zwar ein großer kombinatorischer Untergrund, hauptsächlich aus $\pi^+ - \pi^-$–Paaren, dafür liefert diese Methode gleichzeitig Kandidaten der ebenfalls neutralen K^0_S–Mesonen, die in 68,6 % aller Fälle in je ein positives und ein negatives Pion zerfallen. Daher wird diese Methode allgemein V^0–Suche genannt.

Verwendet werden alle geladenen Spuren, die mindestens 10 Punkte in der ersten oder mindestens 20 Punkte in der zweiten Vertex–TPC besitzen. Dadurch wird gewährleistet, daß die Spuren im Magnetfeld gemessen wurden und ihr Impuls ohne weitere Annahmen bekannt ist. Diese Spuren werden, ebenfalls unter Anwendung des Runge–Kutta–Verfahrens [Myr79], bis zur Targetebene zurückextrapoliert. Alle 2 cm entlang der z–Achse wird ein berechneter Raumpunkt gespeichert. Danach werden alle positiven mit allen negativen Spuren kombiniert; dabei wird zuerst ihr Abstand betrachtet, siehe Abbildung 4.3. In dem Punkt der engsten Annährung (*distance of closest approach, dca*) darf der Abstand sowohl in x– als auch y–Richtung höchstens 1 cm betragen, sonst wird dieses Spurpaar verworfen. Diesem Qualitätskriterium liegt zugrunde, daß die Zerfallsspuren von V^0s sich wegen der endlichen Ortsauflösung des Detektors nicht unbedingt in einem Punkt schneiden, es ist jedoch so großzügig gewählt, daß der Verlust im Vergleich zu den sonstigen Unsicherheiten vernachlässigt werden kann. Das Kriterium dient der Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds.

In der räumlichen Verteilung der Zerfallspunkte ist der kombinatorische Untergrund aus direkt produzierten Teilchen unmittelbar strahlabwärts des Vertices am größten. Daher kann viel Untergrund ausgeschlossen und Rechenzeit eingespart werden, wenn keine Paare akzeptiert werden, die in diesem Bereich zerfallen. Allerdings ist auch die Anzahl der Zerfallsvertices echter Hyperonen dort am höchsten. Für die V^0–Suche in den C+C–Daten konnte aufgrund der niedrigen Anzahl der zu kombinierenden Spuren auf diese Einschränkung ganz verzichtet werden. Die geforderte minimale z–Koordinate liegt mit –580 cm strahlaufwärts der Targets. Währenddessen wurden bei den Si+Si–Daten nur Kandidaten gespeichert, die mindestens 10,5 cm strahlabwärts des Wechselwirkungspunkts zer-

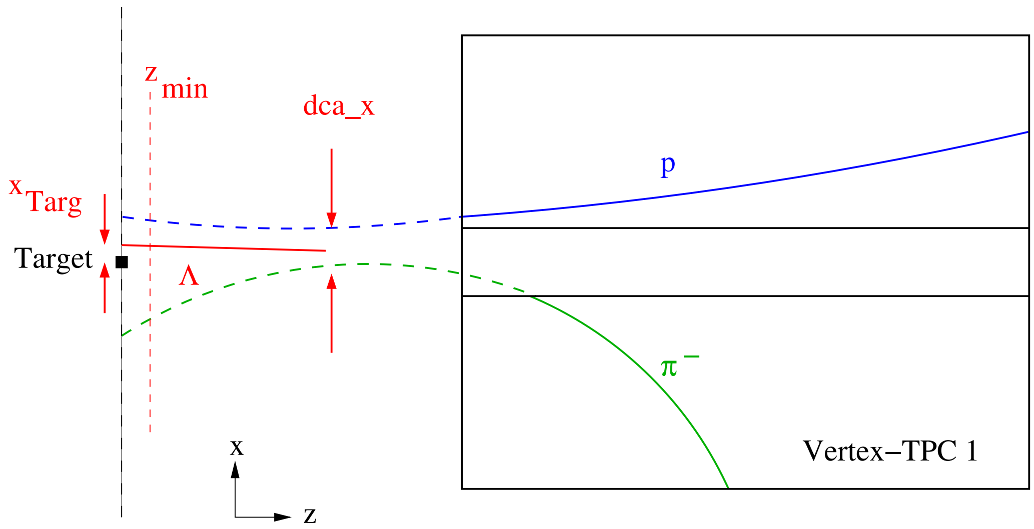


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung einer möglichen Zerfallstopologie eines Λ–Hyperons (nicht maßstäblich). Gezeigt ist die Projektion in die x–z–Ebene. Sowohl die positive (p) als auch die negative (π^-) Spur muß eine Mindestanzahl von Punkten in einer der Vertex–TPCs besitzen (vgl. Tab. 4.1, hier für die Vertex–TPC 1 dargestellt). Die gemessenen Spuren (durchgezogene Linie) werden in die Targetebene extrapoliert (gestrichelte Linie), dabei wird der minimale Abstand gesucht (dca). Aus den Töchterspuren wird die Λ–Trajektorie berechnet. Zeigt diese innerhalb der Toleranz auf das Target (x_{Targ}) und liegt der berechnete Zerfallspunkt strahlabwärts des Wertes z_{min}, wird diese Kombination als V^0–Kandidat betrachtet. Details im Text.

fallen. Für die weitere Unterdrückung des Untergrunds werden später jedoch noch stärkere Qualitätskriterien verwendet, die auch in den C+C–Daten den größten Teil dieser targetnahen Kandidaten ausschließen.

Im folgenden Schritt werden die exakten Zerfallspunkte der verbliebenen Kandidaten und die Impulsvektoren der Tochterteilchen in diesen Punkten bestimmt. Dies geschieht durch geometrische Anpassung (*fit*). Anhand der neun Fitparameter (drei Ortskomponenten und je drei Impulskomponenten) werden die Spuren der Zerfallsteilchen erneut berechnet und eine χ^2–Minimierung der Differenz zwischen zuvor bestimmten und aus der Anpassung gewonnenen Spurparametern durchgeführt [Leo92]. Zusammen mit der Anzahl der Freiheitsgrade kann die Wahrscheinlichkeit für das Zutreffen der Anpassungshypothese ermittelt werden. Kandidaten mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit aufgrund fehlgeschlagener Anpassung können so erkannt werden [Lee94].

Aus den Fitparametern werden nun die Trajektorien der V^0–Kandidaten bestimmt, sie werden bis in die Targetebene berechnet. Dort dürfen die Trajektorien sowohl in x– als auch y–Richtung maximal 25 cm neben den Wechselwirkungspunkt zeigen (x_{Targ}, y_{Targ}). Das ist effektiv kein Qualitätskriterium, für die Analyse von Pb+Pb–Daten wird eine deutlich strengere Bedingung verwen-

Größe	C + C		Si + Si	
Punkte in der VTPC1 / VTPC2	10 / 20		10 / 20	
dca_x	1	cm	1	cm
dca_y	1	cm	1	cm
z_{min}	–580	cm	–570	cm
x_{Targ}	25	cm	25	cm
y_{Targ}	25	cm	25	cm
p_T^{Arm}	0,35	GeV/c	0,35	GeV/c

Tabelle 4.1: Qualitätskriterien, die bei der Auswahl der V0–Kandidaten erfüllt werden müssen.

det; wegen der geringeren Anzahl von Spuren in C+C– und Si+Si–Reaktionen ist die Anzahl der Kombinationen jedoch wesentlich niedriger, daher wurde auf eine stärkere Einschränkung verzichtet. Das eröffnet die Möglichkeit, in einem weiteren Schritt die V^0–Kandidaten mit Pionen oder Kaonen zu kombinieren um Kandidaten für die zweifach seltsamen Ξ– bzw. dreifach seltsamen Ω– Hyperonen zu ermitteln [Afa02a]. Diese Λ–Hyperonen entstammen ja gerade nicht dem Wechselwirkungspunkt.

Bisher mußten die Kandidaten nur geometrischen Bedingungen genügen. Aber auch die kinematischen Eigenschaften können zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes herangezogen werden, denn die Impulse der wahren V^0s und die ihrer Tochterteilchen sind nicht unabhängig voneinander. Üblicherweise wird die Darstellung gemäß der von Armenteros vorgeschlagenen Parameter gewählt [Arm54], sie wird im Abschnitt 5.2.3 ausführlich vorgestellt. Hier sei nur angemerkt, daß der Transversalimpuls wahrer V^0s gemäß der Armenterosdarstellung (siehe Gleichung 5.9) einen maximalen Wert nicht überschreiten kann, er liegt für Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen bei etwa 0,1 GeV/c. In der Selektion der V^0–Kandidaten werden nur diejenigen zugelassen, deren Armenteros–Transversalimpuls unterhalb 0,35 GeV/c liegt. Damit werden weder wahre Hyperonen noch K^0_s–Mesonen ausgeschlossen; die Selektion dient nur der Reduzierung der Rechenzeit, denn sie verändert den Untergrund im relevanten Massenbereich nicht.

Alle Bedingungen, die zur Auswahl der V^0–Kandidaten verwendet wurden, sind in der Tabelle 4.1 zusammengestellt. Die verbliebenen Kandidaten werden auf DSTs gespeichert und bilden den Ausgangspunkt für die Datenanalyse.

4.6 Bestimmung des spezifischen Energieverlusts

Durch die Identifizierung der Tochterspuren kann sowohl der kombinatorische Untergrund reduziert als auch die Unterscheidung zwischen den verschiedenen V^0–Kandidaten (Λ, $\bar{\Lambda}$, K_s^0) durchgeführt werden. Dazu dient der spezifische Energieverlust pro Längeneinheit, er ist von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängig (Gleichung 3.3). Die Impulse und Ladungen wurden bereits zuvor bestimmt, die Teilchen können also anhand ihrer Masse identifiziert werden. Der spezifische Energieverlust wird aus den in den einzelnen Raumpunkten der Spuren gemessenen Ladungsmengen gewonnen. Die Signale müssen zunächst kalibriert und korrigiert werden, dann wird jeweils ein Wert pro Spur bestimmt. Dieses Verfahren ist ausführlich in [Rol00] dargestellt, es soll hier nur schematisch erläutert werden.

Den Ausgangspunkt bilden die Signale, die von den Ladungswolken auf die einzelnen Pads induziert werden. Sie sind proportional zu den ursprünglich erzeugten Ladungsmengen, daher ist die Kalibration der Padverstärkungen erforderlich. Dazu wird (außerhalb des Strahlbetriebs) radioaktives Krypton in das Zählgas geleitet. Krypton emittiert Elektronen bekannter Energie, das Spektrum reicht bis zu 42 keV. Dieses Spektrum dient als Referenz zum Abgleich der *Pad*–Signale. Der *cross talk* in der Ausleseelektronik kann durch Laserspuren bestimmt werden. Dazu steht eine aufwendige Anordnung zur Verfügung, die das Laserlicht auffächert und die Spurendriftkammern systematisch ausleuchtet. Die gemessenen Ladungen werden auf diesen Effekt korrigiert.

Um Rauschen zu unterdrücken und die zu speichernde Datenmenge zu reduzieren, wird für jeden Raumpunkt gefordert, daß die beobachtete Ladung eine Schwelle überschreitet. Dadurch werden die niedrigen Ausläufer der Ladungsverteilungen abgeschnitten. Dieser Ladungsverlust wird korrigiert, indem sowohl in Driftrichtung als auch entlang der Padreihen Gaußkurven an die gemessenen Cluster angepaßt werden. Der unterdrückte Anteil kann aus der Anpassung abgeschätzt werden.
Cluster verlieren etwa 2% ihrer Ladung pro Meter Drift im Zählgas, weil Elektronen von Verunreinigungen im Gas (hauptsächlich O_2) wieder absorbiert werden. Außerdem verbreitern sie sich durch Diffusion zunehmend mit der Driftstrecke und ein wachsender Anteil überwindet die Schwelle nicht mehr. Auf diesen driftlängenabhängigen Verlust wird ebenfalls korrigiert.
Aus den korrigierten Ladungswerten der einzelnen Raumpunkte soll ein Wert pro Spur bestimmt werden. Allerdings besitzen die Ladungsverteilungen Ausläufer zu sehr hohen Ladungen hin, das ist eine Folge des Energieübertrags im elementaren Ionisationsprozeß [Lan44]. Daher wird nicht die gesamte Verteilung zur Be-

stimmung des mittleren Ladungsverlusts einer Spur verwendet, sondern nur die niedrigsten 65 %. Wegen des Abschneidens wird der berechnete Wert *truncated mean* genannt.

Anpassung an die dE/dx–Verteilungen

Bei perfekter Auflösung müßten die dE/dx–Werte der verschiedenen Teilchenspezies genau auf den Bethe–Bloch–Kurven (Abbildung 3.5) liegen. In schmalen Impulsintervallen oberhalb 4 GeV/c würden die dE/dx–Verteilungen deutlich getrennte Maxima aufweisen. In der Abbildung 4.4 sind die gemessenen dE/dx–Verteilungen aus einem typischen Impulsintervall als Beispiel dargestellt. Deutlich zu erkennen sind lediglich die Beiträge der Pionen, die einzelnen Verteilungen überlappen so stark, daß sie nur auf statistischer Basis getrennt werden können. Dazu werden die Verteilungen des spezifischen Energieverlusts in 30 Impulsintervallen zwischen 4 und 100 GeV/c dargestellt und durch die gleichzeitige Anpassung von vier Gaußkurven in jedem Intervall entfaltet. Die zwölf freien Parameter werden auf sechs reduziert, indem nur die vier Amplituden einzeln angepaßt werden. Die Breiten der einzelnen Verteilungen σ_i werden durch den gemeinsamen Auflösungsparameter σ (fünfter Parameter) und die Werte der Bethe–Bloch–Funktion $(dE/dx)_i^{BB}$ für die jeweilige Spezies beschrieben:

$$\sigma_i = \sigma \cdot (dE/dx)_i^{BB} \qquad\qquad i = e, \pi, K, p. \tag{4.1}$$

In ähnlicher Weise beschreibt der Abweichungsparameter Δ (sechster Parameter) die Verschiebung der einzelnen Mittelwerte von den Werten der parametrisierten Bethe–Bloch–Funktion:

$$< dE/dx >_i = \Delta \cdot (dE/dx)_i^{BB} \qquad\qquad i = e, \pi, K, p. \tag{4.2}$$

Die dE/dx–Verteilungen werden in Impulsintervallen, beginnend bei 4 GeV/c, entfaltet. Sowohl die Auflösung als auch die Abweichung ändert sich mit dem Impuls:

$$\sigma = \sigma(\mathbf{p}) \qquad\qquad \Delta = \Delta(\mathbf{p}). \tag{4.3}$$

Die beiden Größen sind in der Abbildung 4.5 dargestellt. Die rechten Bilder zeigen die Abweichungen der Mittelwerte von den Bethe–Bloch–Kurven, für positive und negative Teilchen getrennt. Die Messungen liegen etwa 1% unter der Parametrisierung. Der Energieverlust wird also trotz der Korrekturen systematisch leicht unterschätzt.

Die relative Auflösung $\sigma(\mathbf{p})/(dE/dx)_i^{BB}$ als Funktion des Impulses ist in den linken Teilbildern dargestellt. In den Silizium+Silizium–Daten ist die Auflösung

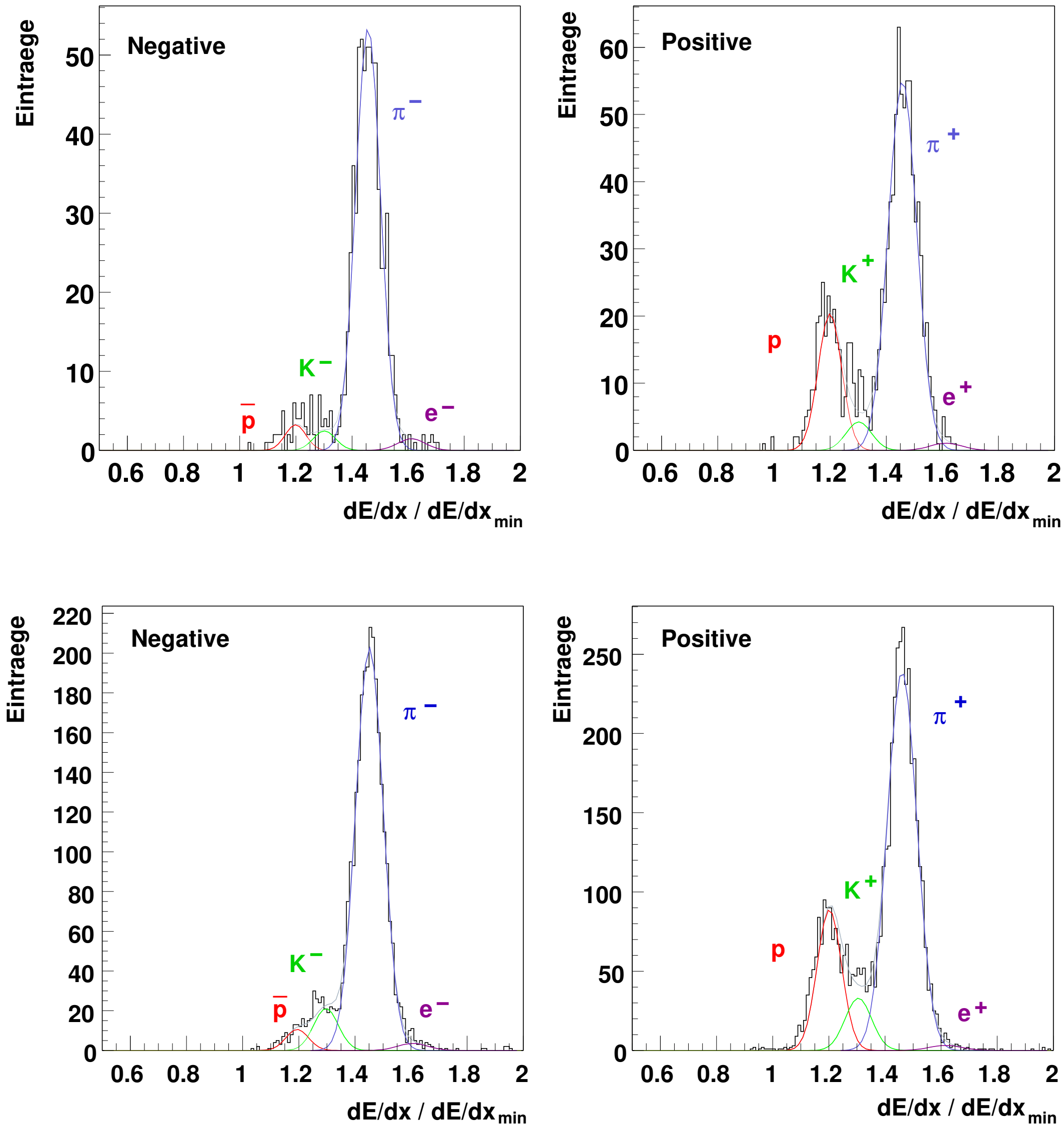


Abbildung 4.4: Verteilungen der spezifischen Energieverlusts von negativen (links) und positiven Teilchen (rechts). Es handelt sich um Spuren aus Kohlenstoff+Kohlenstoff– (obere) und Silizium+Silizium–Reaktionen (untere Zeile) aus dem Impulsintervall 16,14 bis 17,97 GeV/c. Farbig eingezeichnet sind die angepaßten Gaußkurven der vier häufigsten Teilchen und ihre Summe.

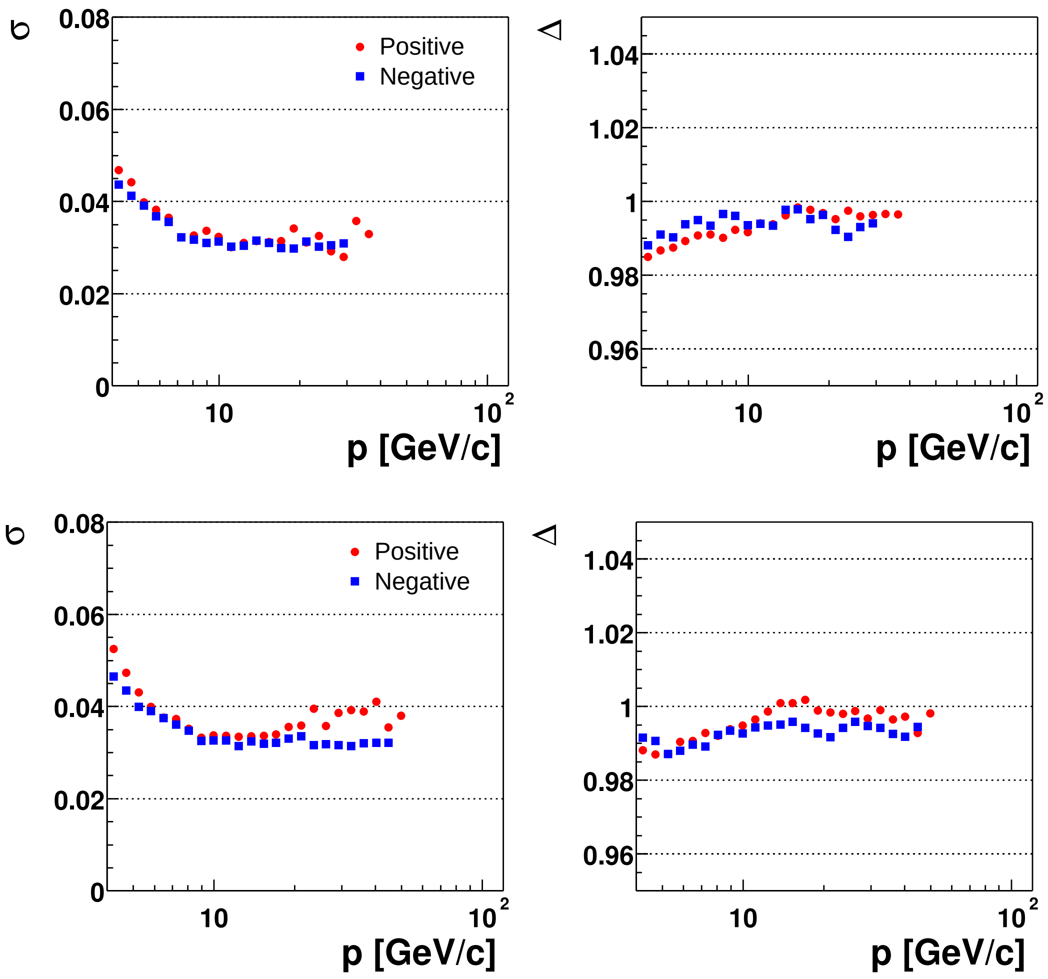


Abbildung 4.5: Relativer Auflösungs– und Abweichungsparameter der gemessenen dE/dx–Verteilungen für die positiven und negativen Teilchen aus Kohlenstoff+Kohlenstoff– (oben) und Silizium+Silizium–Reaktionen (unten).

oberhalb von 6 GeV/c besser als 4%, in den Kohlenstoff+Kohlenstoff–Daten erreicht sie bei etwa 10 GeV/c sogar etwa 3%. Die Verbreiterung der Verteilungen zu kleineren Impulsen hin ist auf die geringere Anzahl von Spurpunkten zurückzuführen.

Bei der Analyse der Hyperonen wird die Identifizierung des Zerfallsprotons bzw. Antiprotons anhand des spezifischen Energieverlusts zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds verwendet.
Die kalibrierte und korrigierte Information des spezifischen Energieverlusts liegt sowohl für die Kohlenstoff+Kohlenstoff– als auch für die Silizium+Silizium–Daten vor. Der Einfluß der Nukleonenselektion auf das Signal zu Untergrund–Verhältnis und die Signifikanz wird im nächsten Kapitel diskutiert.
Während für die Hyperonenanalyse nur schwache Einschränkungen bzgl. der Teilchenidentität verwendet werden, basiert die Analyse der geladenen Pionen und Kaonen wesentlich auf dem spezifischen Energieverlust. Die Häufigkeiten werden in Impulsraumintervallen auf statistischer Basis durch Entfaltung und Integration der Verteilungen gewonnen. Die Ergebnisse der Hyperonenanalyse werden mit den Kaonen– und Pionenresultaten in Kapitel 7 verglichen.

Kapitel 5

Datenanalyse

Dieses Kapitel setzt sich aus drei Teilen zusammen; zuerst werden aus allen aufbereiteten Ereignissen die Kohlenstoff+Kohlenstoff– und Silizium+Silizium–Reaktionen ausgewählt und ihre Zentralität bestimmt. In den Datensätzen werden dann die Hyperonen durch Anwendung von Qualitätskriterien angereichert; durch Identifizierung anhand der invarianten Masse können die Impulsraumverteilungen auf statistischer Basis extrahiert werden. Aus Simulationen werden schließlich Korrekturen für verschiedene Verluste bestimmt; die Überprüfung der Lebensdauer erlaubt die Konsistenz von Daten und Simulation zu testen. Damit sind alle Informationen zusammengestellt, um im darauffolgenden Kapitel die Ergebnisse zu präsentieren.

5.1 Ereignisselektion

Die Daten der C+C– und Si+Si–Reaktionen wurden während der Strahlzeit im Herbst 1998 aufgezeichnet. In den ersten neun Tagen wurde die Strahlführung für Kohlenstoff–Fragmentationsstrahlteilchen eingestellt; es wurden über 556.000 Ereignisse aufgenommen, die in 53 *runs* unterteilt und auf zwölf Magnetbänder geschrieben wurden, von denen jedes Band etwa 100 GB Rohdaten faßt. In den vier Tagen Siliziumstrahl wurden knapp 410.000 Ereignisse – in 24 *runs* zusammengefaßt – auf elf Bändern gespeichert. Die exakten Zahlenwerte sind in der Tabelle 5.1 aufgeführt.

Die Unterteilung in *runs* hat keine physikalische Bedeutung, sie dient nur der Handhabbarkeit der großen Datenmengen. Während der Strahlzeit wurden jedoch einige Veränderungen am Experimentaufbau vorgenommen. In den einzelnen *runs* befinden sich immer nur Ereignisse, die unter den gleichen Bedingungen

	C+C	Si+Si
Strahlzeit	9 Tage	4 Tage
Datenvolumen	1,2 TB	1,1 TB
Runs	53	24
Ereignisse	556.413	409.716
Aufbereitete Ereignisse	435.279	345.389

Tabelle 5.1: Statistik der Strahlzeiten.

aufgezeichnet wurden.
Eine dieser Veränderungen ist die Entfernung der Targets. Diese Ereignisse können als Referenz für die Untergrundbestimmung dienen, sie können aber nicht für die eigentliche Datenanalyse herangezogen werden und reduzieren somit die verfügbare Statistik. Darüber hinaus gehen weitere Ereignisse verloren, weil während der Datenaufnahme Hardwareprobleme aufgetreten sind oder die Ereignisse nicht mehr vollständig von den Bändern gelesen werden können. Zu Beginn der Kohlenstoff–Strahlzeit wurden schon Ereignisse aufgezeichnet, obwohl noch an der Konfiguration der Strahlführung Änderungen vorgenommen wurden. Diese *runs* wurden verworfen. Es verbleiben nach der Datenaufbereitung noch 435.000 C+C– und 345.000 Si+Si–Ereignisse.
Während der Kohlenstoff–Strahlzeit wurden außerdem die Spannungen der Felddrähte in der Ausleseebene der Spurendriftkammern verändert (Unterteilung der Strahlzeit in Teil a und b), und das 10 mm dicke Target durch ein 3,05 mm dickes ersetzt (Teil c).

5.1.1 Auswahl der Projektile

Der Fragmentationsstrahl setzt sich aus verschiedenen Nukliden zusammen (Kapitel 3.1), diese können anhand ihrer Kernladungszahl Z getrennt werden.
Mit der Bedingung $5,5 \leq Z \leq 6,5$ wurde ein Kohlenstoffstrahl selektiert, die Kontamination durch Stickstoffionen ist niedriger als 0,2%; von allen ursprünglichen Projektilen sind 75% tatsächlich Kohlenstoffionen. Bei dem *run* 2470, bestehend aus etwa 17.600 Ereignissen, ist das Kernladungsspektrum verschoben, daher wurde die Auswahlbedingung verändert, es wurde $6,9 \leq Z \leq 7,9$ verwendet.
Der Siliziumstrahl enthält wesentlich mehr Beimischungen anderer Nuklide. Um die Statistik nicht zu stark zu beschneiden, wurde daher ein gemischter Strahl

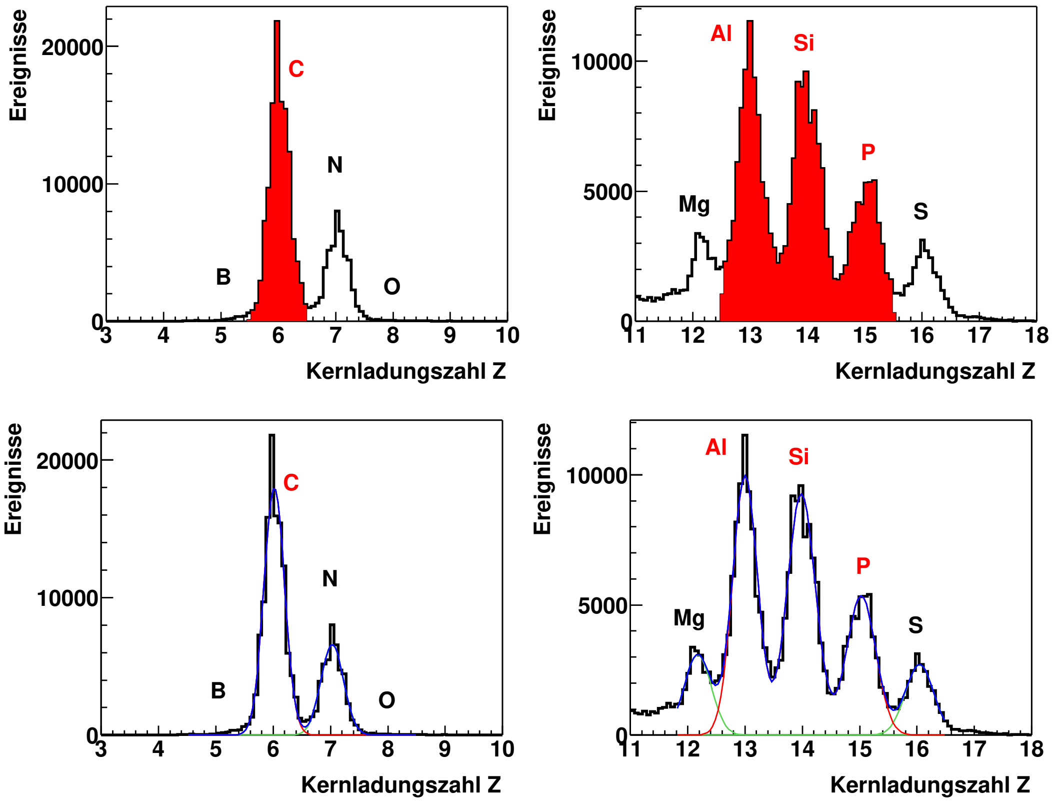


Abbildung 5.1: Fragmentationsstrahl, der aus dem primären Bleistrahl durch Aufbruch an einem Kohlenstofftarget erzeugt wurde. Die farbigen Bereiche oben kennzeichnen die anhand ihrer Kernladungszahl ausgewählten Strahlteilchen. Die C+C–Daten bestehen tatsächlich nur aus C+C–Reaktionen (links), während die Si+Si–Daten sich aus drei verschiedenen Reaktionssystemen zusammensetzten (rechts). Die unteren Abbildungen veranschaulichen die Kontamination an Stickstoff, Magnesium und Schwefel.

aus Aluminium–, Silizium– und Phosphorionen als Projektile zugelassen. Diese wurden mit der Bedingung $12,5 \leq Z \leq 15,5$ ausgewählt, dadurch wurden 34,2% der Ereignisse verworfen. Von den verbliebenen Ereignissen haben 37,9% Aluminium– , 39,0% Silizium– und 23,1% Phosphorionen als Projektile. Im Weiteren werden sie unter dem Begriff Si+Si–Reaktionen zusammengefaßt.
Die verwendeten Projektile sind in der Abbildung 5.1 oben farbig unterlegt dargestellt. In den unteren Abbildungen ist die Kontamination veranschaulicht. Die Anzahl der Ereignisse nach den einzelnen Schritten der Ereignisselektion sind in der Tabelle 5.3 aufgeführt.

	C+C			Si+Si
	a	b	c	
$\langle x \rangle$ [cm]	0,091	-0,022	-0,003	0,000
σ_x [cm]	0,209	0,198	0,216	0,174
$\langle y \rangle$ [cm]	-0,021	-0,011	0,041	0,017
σ_y [cm]	0,260	0,259	0,287	0,237
$\langle z \rangle$ [cm]	-579,1	-579,1	-579,6	-579,5
σ_z [cm]	0,620	0,612	0,544	0,352

Tabelle 5.2: Position und Breite der Verteilung des Wechselwirkungspunkts in den drei Raumrichtungen.

5.1.2 Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts

Der Vertex wird durch iterative Anpassung aus den rekonstruierten Spuren bestimmt (siehe Kapitel 4.4). Wenn das nach wenigen Durchläufen nicht gelingt, wird das entsprechende Ereignis markiert und an dieser Stelle in der Analyse verworfen. Je mehr Spuren für die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts herangezogen werden können, desto wahrscheinlicher ist diese Methode erfolgreich. Daher werden mehr C+C–Ereignisse (11,1%) als Si+Si–Ereignisse (7,7%) ausgeschlossen.

5.1.3 Auflösung des Wechselwirkungspunkts

Die Projektile wechselwirken nicht ausschließlich mit Kernen aus dem Target, sondern auch mit jeglichem anderen Material, das sich in der Strahlführung befindet. Da dies zum größten Teil leichte Kerne wie z.B. Kohlenstoff oder Sauerstoff sind, ist die Anzahl der produzierten Teilchen, die Spuren in den Kammern erzeugen, vergleichbar mit der, die durch Reaktionen im Target entstehen. Daher können diese Ereignisse nicht – wie in Blei+Blei–Reaktionen – anhand der Multiplizität erkannt werden. Stattdessen werden die Verteilungen der Wechselwirkungspunkte in den drei Raumkoordinaten mit Gaußverteilungen angepaßt und nur Ereignisse zugelassen, deren Vertices nicht weiter als 3σ vom Mittelwert abweichen. In der Abbildung 5.2 sind die Verteilungen der Vertices der Si+Si-Reaktionen dargestellt, die der C+C–Reaktionen sind vergleichbar. Die Zahlenwerte der Anpassungen sind in der Tabelle 5.2 aufgeführt. Dabei wurden die drei Teile der C+C–Daten getrennt behandelt, da zwischen Teil b und c die Targets ausgetauscht wurden. Die einzelnen Teile bestehen nach allen Selektionen aus 114.444 (a), 104.883 (b) bzw. 32.863 (c) Ereignissen.

	C+C	Si+Si
Aufbereitete Ereignisse	435.279	345.389
Auswahl der Projektile	327.963	227.375
Vertexrekonstruktion	291.611	209.815
Vertexposition x	283.731	202.120
Vertexposition y	280.545	200.598
Vertexposition z	252.190	173.168

Tabelle 5.3: Anzahl der verbliebenen Ereignisse nach sukzessiver Anwendung der Selektionkriterien.

Der Verlust durch die Schnitte in den x– und y–Koordinaten den Vertexverteilungen ist gering, siehe Tabelle 5.3, sie betragen zusammen unter 5%. Hingegen reduziert die Beschränkungen in der z–Koordinaten die Anzahl der Ereignisse deutlich. Der Grund dafür ist in der Abbildung 5.3 zu erkennen. Sowohl strahlaufwärts, bei etwa -595 cm, also auch strahlabwärts, bei etwa -560 cm, befindet sich Material in der Strahlführung. Dabei handelt es sich vor dem Target um den Szintillationsdetektor S2' und hinter dem Target um den Szintillationsdetektor S3, der zwar nicht verwendet, aber nicht aus der Strahlführung entfernt wurde [Bet03]. Jenseits -560 cm werden keine Vertices mehr angepaßt, daher rührt der Abbruch der Verteilung.

5.1.4 Zentralität

Rückschlüsse auf die Zentralität von Kollisionen sind anhand der im Veto–Kalorimeter (Kapitel 3.2) deponierten Energie und der Anzahl der produzierten Teilchen möglich. Mit zwei Annahmen kann das Kalorimeter kalibriert werden: die Anzahl der nachgewiesenen Spuren und die deponierte Energie stehen in linearem, antiproportionalen Zusammenhang und zweitens, wenn keine Spur gemessen wurde, hat keine Kollision stattgefunden, das Projektil deponiert also seine vollständige Energie im Kalorimeter. Das wären 158 GeV pro Nukleon, also 1,896 TeV in Form eines Kohlenstoffprojektils bzw. 4,424 TeV durch ein Siliziumion. Anhand dieser Randbedingungen wurde die Energieskala des Veto–Kalorimeters festgelegt. In der Abbildung 5.4 tauchen die Ereignisse, in denen periphere oder gar keine Kollisionen stattgefunden haben, nicht auf. Das liegt an der oberen Grenze des Energiesignals, die zur *online*–Auswahl der zentralsten Ereignisse verwendet wurde (Kapitel 3.2).
Aus der im Mittel deponierten Energie $\langle E_{Veto} \rangle$ kann die Anzahl der Spektatoren

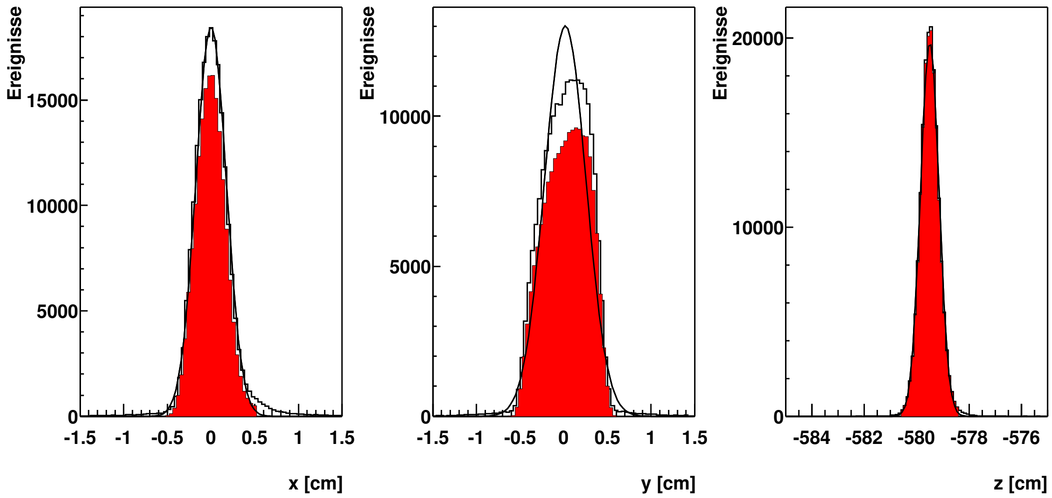


Abbildung 5.2: Ortsauflösung des Wechselwirkungspunkts der Si+Si–Reaktionen. Die Breite wird aus der Anpassung mit Gaußverteilungen extrahiert. Ereignisse, die mehr als 3σ von der mittleren Vertexposition abweichen, werden verworfen, es verbleiben die farbig gekennzeichneten Bereiche.

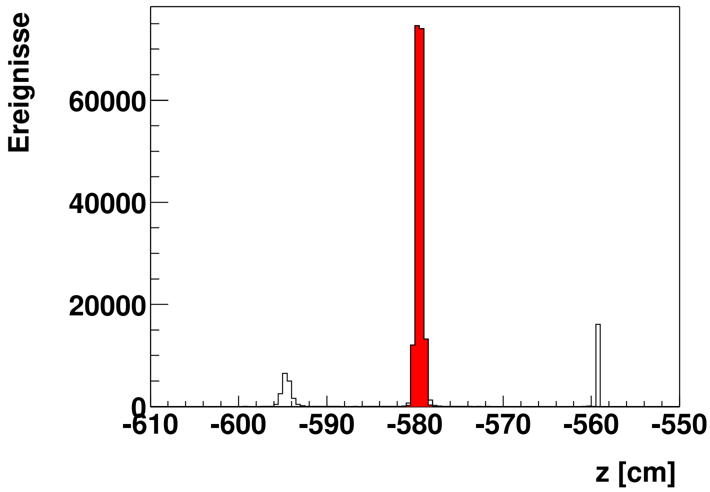


Abbildung 5.3: z–Koordinate der Wechselwirkungspunkte von Si+Si–Reaktionen. Der selektierte Bereich ist farbig unterlegt.

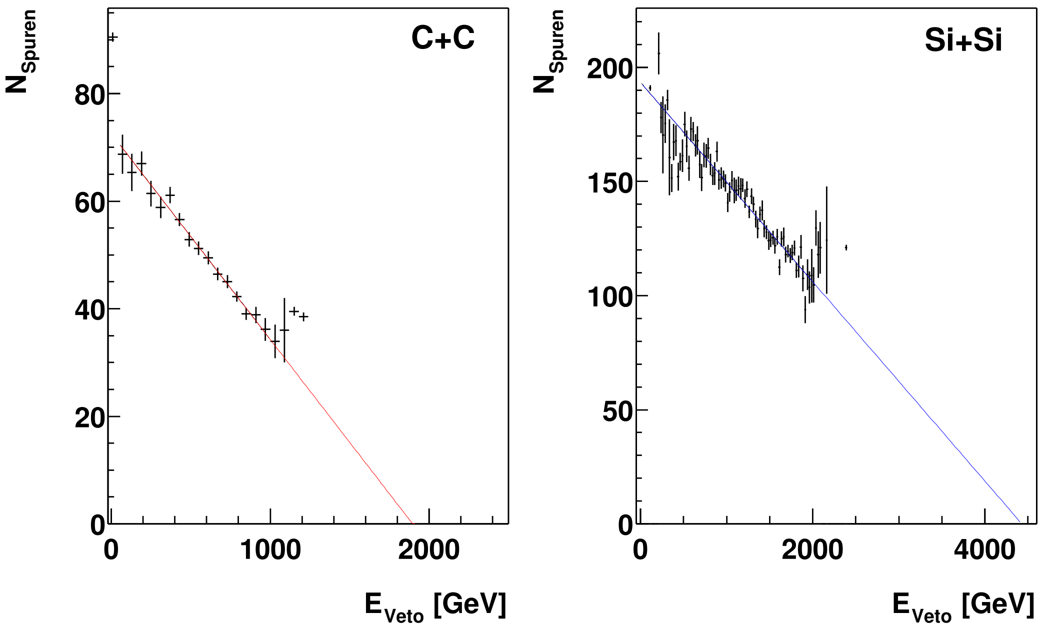


Abbildung 5.4: Anzahl der nachgewiesenen Spuren als Funktion der im Veto–Kalorimeter deponierten (kalibrierten) Energie. Würde keine Spur gemessen werden, würde die gesamte Projektilenergie im Kalorimeter detektiert werden. Diese Ereignisse wie auch periphere Kollisionen mit wenigen Spuren wurden jedoch durch eine obere Grenze des Energiesignals als Triggerbedingung unterdrückt.

	C+C	Si+Si
$\langle E_{Veto} \rangle$	(635,3 ± 25,2) GeV	(1.318 ± 36,3) GeV
$\langle N_{Spek}^{Proj} \rangle$	4,02 ± 0,16	8,34 ± 0,23
$\langle N_{Part}^{Proj} \rangle$	7,98 ± 0,16	19,66 ± 0,23
$\langle N_{Part}^{Veto} \rangle$	15,96 ± 0,32	39,32 ± 0,46
$\sigma^{zentral}/\sigma^{inelast.}$	(15,3 ± 2,4)%	(12,2 ± 1,8)%
$\langle N_{Part} \rangle$	16,3 ± 1	41,4 ± 2
$\langle N_{Wounded} \rangle$	14 ± 2	37 ± 3
$\langle b \rangle$	< 2 fm	< 2,6 fm

Tabelle 5.4: Zentralität der C+C– und Si+Si–Reaktionen. Die oberen Werte wurden allein aus den Daten abgeschätzt, während für die unteren Modellannahmen hinzugezogen wurden.

Reaktion	E_{Veto}	Ereignisse	$\sigma^{zentral}/\sigma^{inelast.}$	N_{Part}^{Veto}
C+C	alle	252.190	15%	16,1
C+C	$\geq$ 1.281 GeV	125.291	7 - 15%	14,0
C+C	$<$ 1.281 GeV	106.467	7%	18,4
Si+Si	alle	173.168	12%	39,4
Si+Si	$\geq$ 2.562,5 GeV	83.156	6 - 12%	35,2
Si+Si	$<$ 2.562,5 GeV	90.012	6%	43,3
Si+Si	$<$ 1.925,0 GeV	43.354	3%	46,3

Tabelle 5.5: Unterteilung der Datensätze in verschiedene Zentralitätsklassen. Die Fehler entsprechen denen aus Tabelle 5.4. Die einzelnen Klassen sind nur teilweise statistisch unabhängig.

aus dem Projektilkern $\langle N_{Spek}^{Proj}\rangle$ berechnet werden, denn diese Teilchen besitzen noch die volle Strahlenergie. Alle Projektilnukleonen, die das Kalorimeter nicht erreicht haben, werden als Partizipanten angesehen, $\langle N_{Part}^{Proj}\rangle$. Es werden nur symmetrische Kollisionen betrachtet, daher sollte die Anzahl der Partizipanten aus Projektil und Target identisch sein, insgesamt ergibt sich die Anzahl der Partizipanten $\langle N_{Part}^{Veto}\rangle$. Die Zahlenwerte sind in der Tabelle 5.4 zusammengefaßt.

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Anzahl der Partizipanten ist in [Höh03b] erläutert. Aus dem selektierten Wirkungsquerschnitt, bestimmt aus der Massenbelegung des Targets und dem Verhältnis ausgewählter Ereignisse zur Anzahl der Strahlteilchen, und dem Literaturwert des totalen Wirkungsquerschnitts kann die Zentralität berechnet werden. Der Anteil der zentralsten Ereignisse am gesamten inelastischen Wirkungsquerschnitt dient als Vergleichsgröße mit Rechnungen mit dem VENUS–Transportcode (Venus 4.12 [Wer93]), der auf dem Glaubermodell basiert.
Aus dem Vergleich der beiden Methoden wurde schließlich die Anzahl der Partizipanten abgeschätzt, $\langle N_{Part}\rangle$. VENUS simuliert darüber hinaus auch den mittleren, ausgewählten Stoßparameter $\langle b\rangle$ und und die Anzahl der *wounded nucleons* $\langle N_{Wounded}\rangle$, die die Untermenge der Partizipanten darstellen, die an der ersten Generation Nukleon+Nukleon–Stöße teilgenommen haben, Tabelle 5.4.

Die beiden Datensätze wurden in mehrere Zentralitätsklassen aufgespalten um die Teilchenproduktion in Abhängigkeit von der Zentralität untersuchen zu können. Sowohl zur Einteilung dieser Klassen als auch zur Berechnung der Anzahl der Partizipanten wurde ausschließlich das Energiesignal des Veto–Kalorimeters verwendet. Die einzelnen Bereiche sind in der Tabelle 5.5 aufgeführt. Die Fehler entsprechen denen aus der Tabelle 5.4. Die einzelnen Klassen sind nur teilweise statistisch unabhängig.

5.2 Hyperonen–Analyse

5.2.1 Invariante Masse

Beim Mehrkörperzerfall eines Teilchens kann dessen Masse aus den Impulsen und Massen der Tochterteilchen aufgrund der Energie– und Impulserhaltung berechnet werden. Für das Teilchen gilt die Beziehung

$$\mathrm{E}^2 = \mathrm{m}^2 c^4 + \mathrm{p}^2 c^2, \tag{5.1}$$

m ist hier die Ruhemasse. Die Energie E bzw. der Impuls p muß sich auf die Energien bzw. Impulse der Zerfallsteilchen verteilen, beim Zweikörperzerfall also auf E_1 und E_2 bzw. p_1 und p_2:

$$\mathrm{m}^2 c^4 = \left(\mathrm{E}_1 + \mathrm{E}_2\right)^2 - \left(\mathrm{p}_1 + \mathrm{p}_2\right)^2 c^2. \tag{5.2}$$

Das entspricht gerade der Summe der Viererimpulse der Tochterteilchen. Daher ist die Masse invariant gegen Lorentz–Transformationen und wird üblicherweise invariante Masse $\mathrm{m}_{\mathrm{inv}}$ genannt.

Für die Tochterteilchen gilt die Gleichung 5.1 entsprechend, es folgt

$$\left(\mathrm{E}_1 + \mathrm{E}_2\right)^2 = \left(\sqrt{\mathrm{m}_1^2 c^4 + \mathrm{p}_1^2 c^2} + \sqrt{\mathrm{m}_2^2 c^4 + \mathrm{p}_2^2 c^2}\right)^2. \tag{5.3}$$

Sind die Impulse gemäß kartesischen Koordinaten in ihre Komponenten aufgespalten, gilt

$$\left(\mathrm{p}_1 + \mathrm{p}_2\right)^2 = \left(\mathrm{p}_{\mathrm{x}1} + \mathrm{p}_{\mathrm{x}2}\right)^2 + \left(\mathrm{p}_{\mathrm{y}1} + \mathrm{p}_{\mathrm{y}2}\right)^2 + \left(\mathrm{p}_{\mathrm{z}1} + \mathrm{p}_{\mathrm{z}2}\right)^2. \tag{5.4}$$

Für die Berechnung der invarianten Masse ist eine Zerfallshypothese erforderlich, die die Teilchenspezies und den Zerfallskanal und damit die Massen der Tochterteilchen festlegt. Für jeden V^0–Kandidaten können die invarianten Massen gemäß der drei verschiedenen Zerfallshypothesen bestimmt werden:

$$\Lambda \to p\pi^- \qquad \bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+ \qquad K_s^0 \to \pi^+\pi^- \tag{5.5}$$

mit

$$\mathrm{m}_p = 938,272\ \mathrm{MeV}/c^2 \qquad \mathrm{m}_\pi^\pm = \ 139,57\mathrm{MeV}/c^2 \tag{5.6}$$

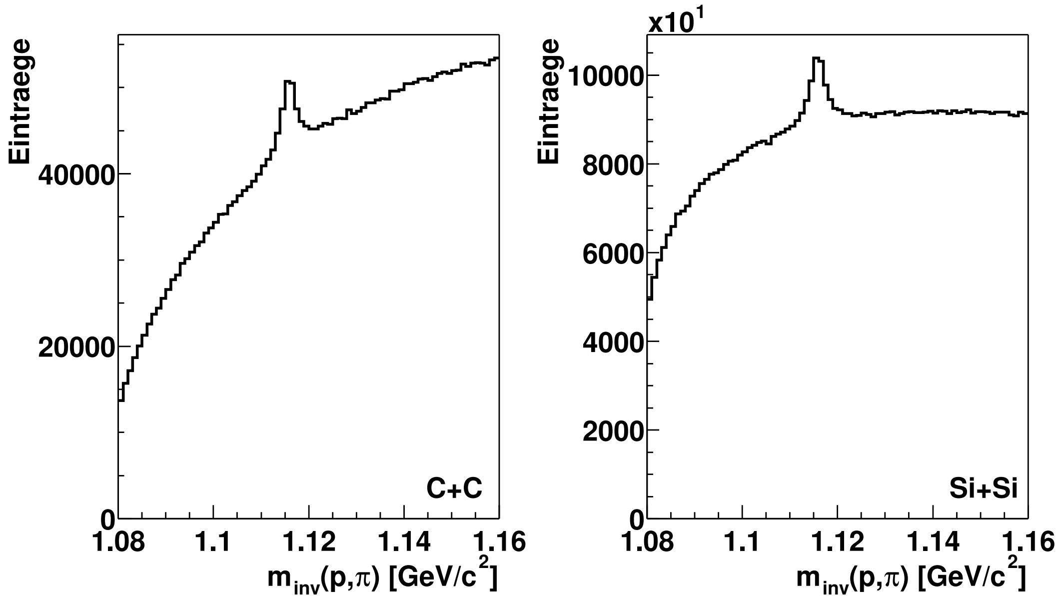


Abbildung 5.5: Invariante Masseverteilungen der der Λ–Kandidaten aus der V^0–Suche in C+C– (links) und Si+Si–Reaktionen (rechts) vor der Anwendung weiterer Qualitätskriterien.

Unter der Annahme, bei dem Teilchen handele es sich um ein Λ–Hyperon, wird der positiven Spur des V^0–Kandidaten die Protonenmasse m_p und der negativen die Masse eines geladenen Pions $m_\pi^\pm$ zugeordnet. Die Verteilungen der berechneten invarianten Masse ist in der Abbildung 5.5 für die C+C– und Si+Si–Daten dargestellt.

Die Verteilungen weisen Maxima bei der Λ–Masse $m_\Lambda = 1.115{,}683$ MeV/c^2 auf, die Hyperonen können also – auf statistischer Basis – anhand ihrer Masse identifiziert werden. Die Breite der Signale ist auf die endliche Impulsauflösung zurückzuführen. Der Untergrund kommt durch die Kombination aller geladenen Spuren miteinander zustande. Die Form des Untergrundes der beiden Reaktionssysteme ist unterschiedlich, obwohl die Impulsverteilungen der verwendeten Spuren nahezu identisch sind (Abbildung 4.2). Jedoch wurde bei der V^0–Suche in den Si+Si–Daten als zusätzliche Bedingung gefordert, daß nur Kandidaten, die mindestens etwa 10 cm strahlabwärts des Targets zerfallen, akzeptiert werden. Dieses Kriterium bewirkt eine Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes, besonders im Bereich oberhalb der Λ–Masse.
Durch die Anwendung weiterer Qualitätskriterien kann der Untergrund weiter abgesenkt werden.

5.2.2 Qualitätskriterien

Durch die Anwendung von Qualitätskriterien kann einerseits der Untergrund reduziert werden, das Signal tritt deutlicher hervor, andererseits werden fast immer auch echte Hyperonen verworfen. Daher wurde zur Auswahl der Qualitätskriterien nicht nur der relative Anteil an Untergrund, das Signal zu Untergrund–Verhältnis N_S/N_U, berücksichtigt, sondern auch der Signalinhalt N_S selbst und die Signifikanz

$$\mathcal{S} = N_S/\sqrt{N_{S+U}}. \tag{5.7}$$

Wird der Signalinhalt zu stark beschnitten, werden die statistischen Unsicherheiten zu groß, besonders in den Randbereichen des erfaßbaren Impulsraums kann Information verloren gehen. Die Signifikanz ist hier definiert als das Verhältnis aus Signalinhalt zum statistischen Fehler des Signalinhalts. Eine hohe Signifikanz bedeutet also einen hohen Signalinhalt bei geringem statistischen Fehler. Sie beschreibt also die Deutlichkeit des Signals, die auch trotz wachsendem Signal zu Untergrund–Verhältnis fallen kann, weil der Signalinhalt unter schärferen werdenden Kriterien stark zurückgehen kann.

Einige Qualitätskriterien wurden bereits bei der V^0–Suche vorgestellt (Kapitel 4.5). Im Allgemeinen werden geometrische Bedingungen verwendet, wie z.B. die Genauigkeit, mit der das Teilchen auf den Vertex oder die Tochterteilchen gerade nicht auf den Vertex zeigen. Darüber hinaus können Orientierungen der Zerfallsebenen, die die Hyperonen mit ihren Tochterteilchen aufspannen, oder bestimmte Winkelbereiche zwischen Mutter– und Tochterteilchen ausgeschlossen werden, die besonders stark mit kombinatorischem Untergrund angereichert sind.

Methode der Kriterienbestimmung

Die Größe $|y_1 \mathrm{miny}_2|$ beschreibt, wie groß der Abstand der (extrapolierten) Tochterspuren voneinander in der Ebene senkrecht zur Strahlachse im Wechselwirkungspunkt ist, und zwar in vertikaler Richtung; sie ist in der Abbildung 5.6 dargestellt. Vertikale Komponenten werden bei der Auswahl der Kriterien horizontalen vorgezogen, da die Spuren in dieser Richtung keiner Ablenkung in Magnetfeld unterliegen und dadurch ihre Auflösung besser ist.

Am Beispiel der Größe $|y_1 \mathrm{miny}_2|$ soll die Methode zur Auswahl der Qualitätskriterien beschrieben werden. In der Abbildung 5.7 ist der Einfluß unterschiedlicher Selektionen auf die invariante Masse in den Si+Si–Daten dargestellt. Im Teilbild a ist die invariante Massenverteilung aller Kandidaten aus der V^0–Suche zu sehen, das entspricht der Abbildung 5.5 rechts. Zu den folgenden Teilbildern der oberen zwei Reihen (b bis h) liefern nur jene Kandidaten einen Beitrag, deren

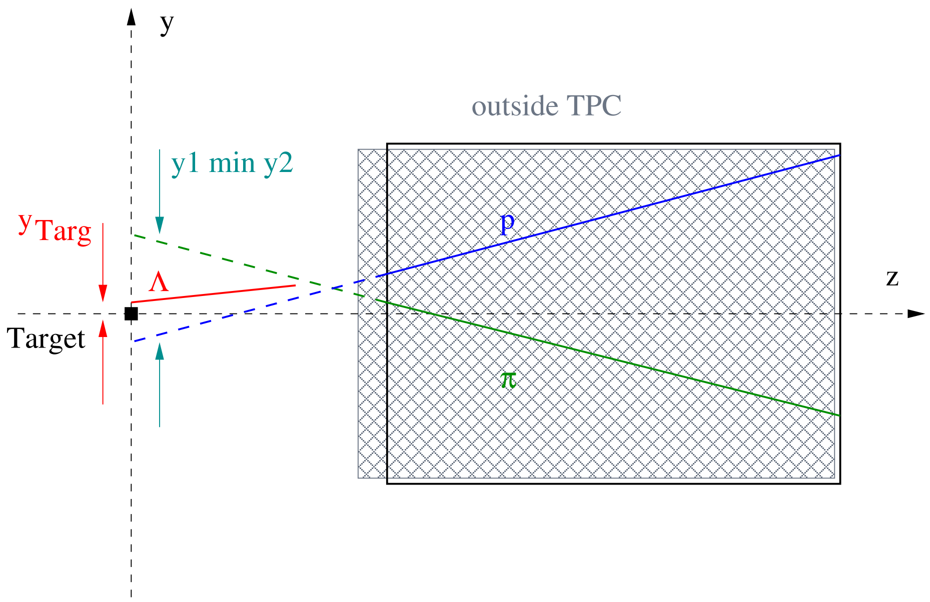


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der y–z–Ebene zur Veranschaulichung der Größen, die für die Qualitätskriterien verwendet werden, hier am Beispiel eines Λ–Zerfalls.

Tochterspuren in der Targetebene mindestens den jeweils angegebenen Abstand aufweisen.

In der untersten Reihe ist ganz links (i) die Anzahl der Kandidaten dargestellt, die den schärfer werdenden Bedingungen genügen.

Im Teilbild j ist der Signalinhalt N_S angegeben. Dieser wurde auf zwei verschiedene Arten, jeweils in den rot (dunkel) unterlegten, 20 MeV/c^2 breiten Massefenstern der invarianten Masseverteilungen, bestimmt.
Unter der Annahme, der Untergrund habe einen linearen Verlauf, kann der Untergrund unter dem Signal aus den Einträgen unterhalb und oberhalb der Λ–Masse (graue / helle Bänder) gemittelt werden. Daraus resultieren die gestrichelten Linien. Von allen Einträgen in den Massefenstern werden die unterhalb der gestrichelten Linien, N_U, abgezogen. Die Differenz erscheint in der Abbildung j als (graue) Quadrate. Wegen der asymmetrischen Form des Untergrundes wird der Signalinhalt stark überschätzt.
Bei der zweiten Methode wird die Form des Untergrundes durch Anpassung angenähert. Dazu werden aus den Masseverteilungen die Massefenster, die die Signale enthalten, herausgeschnitten und an die verbliebenen Verteilungen Polynome fünfter Ordnung angepaßt (durchgezogene Linie). Als Signalinhalte N_S (rote Kreise) werden alle Einträge im Massefenster oberhalb des Polynoms angesehen. Diese Methode funktioniert erst ab dem Teilbild b, im ersten ist die geometrische Anpassung fehlgeschlagen, schließlich würde es keinen Sinn machen, daß

Größe	Bedingung
$\mid y_1 miny_2 \mid$	≥ 3 cm
$\mid y_{Targ} \mid$	≤ 1 cm
outside TPC	ja
spezifischer Energieverlust	$\leq$ -3 σ

Tabelle 5.6: Qualitätskriterien, die die Λ– und $\bar{\Lambda}$–Kandidaten aus den C+C– und Si+Si–Reaktionen erfüllen müssen.

der Signalinhalt mit Verschärfung eines Kriteriums wächst. Generell liefert diese Methode mit steigendem Signal zu Untergrund–Verhältnis bessere Ergebnisse.

Im nächsten Teilbild k ist das Signal zu Untergrund–Verhältnis N_S/N_U dargestellt. Dieses wird aus der Division der Signalinhalte durch den jeweils abgeschätzten Untergrund in den Massefenstern berechnet. Das Verhältnis steigt etwa linear mit der Verschärfung des Kriteriums an; das würde die Verwendung einer möglichst starken Bedingung nahelegen.

Dem steht die Signifikanz im letzten Teilbild l entgegen. Sie wird ebenfalls aus dem Signalinhalt, aber dividiert durch die Wurzel aller Einträge im Massefenster, also dem statistischen Fehler von N_S, gebildet. Die Signifikanz steigt zunächst steil an, erreicht dann aber ein ein Plateau, d.h. durch ein schärferes Kriterium wird nur noch Signalinhalt verloren, aber das Signal selbst wird nicht mehr deutlicher.

Festlegung der Qualitätskriterien

Zur Auswahl der Qualitätskriterien wurden zahlreiche Schnittgrößen variiert, einige angewandt und auf dem reduzierten Kandidatensatz die Schnittgrößen weiter getestet. Am Ende dieses iterativen Prozesses wurden Kriterien festgelegt, die einerseits eine gute Signifikanz und ein gutes Signal zu Untergrund–Verhältnis erzeugen, und andererseits die Statistik und den erfaßbaren Impulsraum möglichst wenig reduzieren. Sie sind in der Tabelle 5.6 zusammengefaßt.

Das stärkste Kriterium ist der Abstand der Tochterspuren in der Targetebene, $\mid y_1 miny_2 \mid$. Darüber hinaus wird gefordert, daß die in die Targetebene extrapolierten Hyperonen–Trajektorien in vertikaler Richtung maximal 1 cm neben den Wechselwirkungspunkt zeigen ($\mid y_{Targ} \mid$). Schließlich werden nur die Hyperonen betrachtet, deren Zerfallspunkte außerhalb der aktiven Volumina der Spurendriftkammern liegen. Kandidaten, die innerhalb der Kammern oder in einem 10 cm

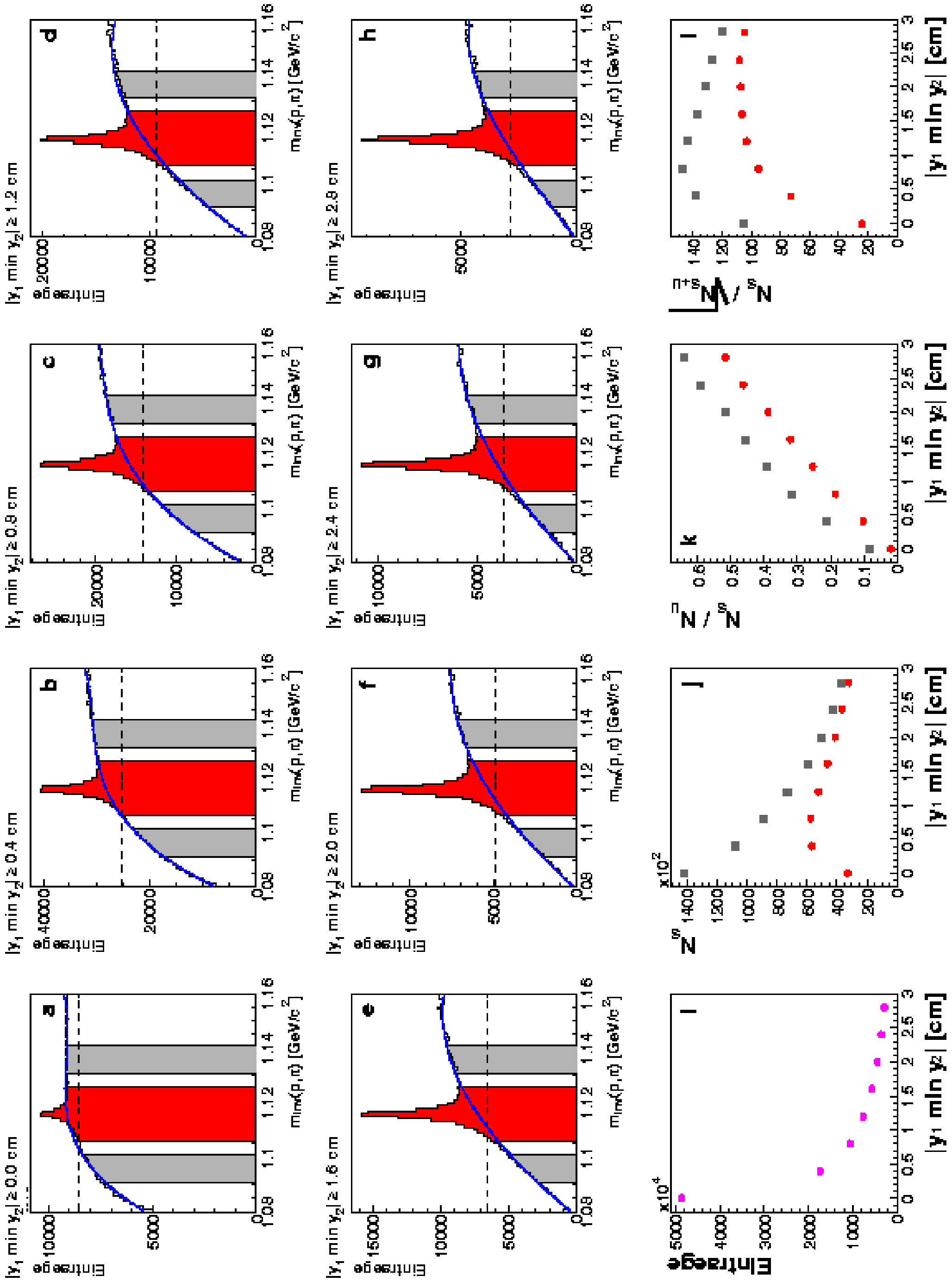


Abbildung 5.7: Methode zur Auswahl der Qualitätskriterien. Erläuterung im Text.

breiten Streifen in der x–z–Ebene um die Kammern herum zerfallen, werden verworfen. Diese Einschränkung ist durch die präzisere Bestimmung der Effizienz von Zerfällen außerhalb der Kammern motiviert [Ant03b]. Der Großteil der Hyperonen zerfällt ohnehin noch vor der ersten Vertex–TPC oder entlang der Strahlachse zwischen den beiden Teilen der ersten Vertex–TPC. Die geometrischen Größen sind in der Abbildung 5.6 veranschaulicht.

Spezifischer Energieverlust

Bisher wurden die Hyperonenkandidaten aus der Kombination aller positiven und aller negativen Teilchen ungeachtet ihrer Identität gewonnen. Der kombinatorische Untergrund kann jedoch wesentlich reduziert werden, wenn die Protonen bzw. Antiprotonen von einem Großteil der Kontamination durch Pionen befreit werden. Dies ist durch die Identifizierung anhand des spezifischen Energieverlusts möglich (siehe Kapitel 4.6). Die Auflösungen der Energieverluste in Abhängigkeit von den Impulsen sind aus den Anpassungen bekannt (Abbildung 4.5 links).

Es werden nur diejenigen Tochterspuren als Protonen oder Antiprotonen zugelassen, deren spezifische Energieverluste maximal drei Standardabweichungen oberhalb der Bethe–Bloch–Kurven liegen. Dadurch werden 99,865 % der Nukleonen erfaßt, außerdem ein Teil der Kaonen. Die Kontamination durch Pionen wird aber so stark reduziert, daß sich das Signal zu Untergrundverhältnis der Λ– ($\bar{\Lambda}$–)Hyperonen in Si+Si–Kollisionen um den Faktor 3,2 (5,3) verbessert, in C+C–Reaktionen betragen die entsprechenden Faktoren 3,8 bzw. 6,9. Diese Einschränkung wirkt sich stärker auf die Antihyperonen aus, denn die Tochterprotonen der Λ–Baryonen sind wegen des höheren K^+/K^-–Verhältnisses von 1,7 stärker kontaminiert. Außerdem kann den Untergrund aus Projektil– und Targetprotonen nicht reduzieren werden.

In der Tabelle 5.7 sind die Auswirkungen der einzelnen Qualitätskriterien und einige Zahlen zur Statistik der einzelnen Analysen aufgeführt. Am Beispiel der Λ–Hyperonen in Si+Si–Reaktionen sind für die schrittweise Einführung der Qualitätskriterien die Gesamtzahl der Kandidaten N_{Kand}, der Signalinhalt N_S, bestimmt in 20 MeV/c^2 breiten Massefenstern, das Signal zu Untergrund–Verhältnis N_S/N_U und die Signifikanz $N_S/\sqrt{N_{S+U}}$ aufgelistet. Zusätzlich sind in die Tabelle die entsprechenden Werte für die zentraleren und peripheren Untermengen der vollständigen Datensätze eingetragen. Die kalibrierte Information des spezifischen Energieverlusts lag erst später und mit leicht veränderter Statistik vor (Tabelle 5.8), daher befinden sich die entsprechenden Werte erst am Ende der jeweiligen Spezies. Der Unterschied in der Statistik ist auf technische Probleme beim Erstellen der miniDSTs zurückzuführen.

Spezies / Kriterien	N_{Kand}	N_S	N_S/N_U	$N_S/\sqrt{N_{S+U}}$
Si+Si Λ				
keine	48.550.000	$\geq$ 57.000	$\geq$ 0,03	$\geq$ 42
$\mid y_1 miny_2 \mid \geq$ 3 cm	2.740.920	30.142,1	0,54479	103,102
¨ & $\mid y_{Targ} \mid \leq$ 1 cm	1.181.420	28.637,3	0.819691	113,577
¨ & ¨ & *outside TPC*	1.144.200	23.013,4	0,691204	96,9829
¨ & ¨ & ¨ & peripher	456.466	9.629,93	0,723399	63,5781
¨ & ¨ & ¨ & 0 - 6% zentral	687.734	13.282,9	0,661397	72,7178
¨ & ¨ & ¨ & 0 - 3% zentral	365.199	6.969,36	0,656332	52,5514
¨ & ¨ & ¨ & dE/dx	724.477	23.737,4	2,17623	127,53
¨ & ¨ & ¨ ohne dE/dx, (gleiche Statistik)	1.272.010	25.491,4	0,690627	102,046
Si+Si $\bar{\Lambda}$				
¨ & ¨ & *outside TPC*	1.144.200	5.322,79	0,262242	33,2544
¨ & ¨ & ¨ & peripher	456.466	2.470,92	0,307861	24,1171
¨ & ¨ & ¨ & 0 - 6% zentral	687.734	2.968,69	0,24425	24,1404
¨ & ¨ & ¨ & dE/dx	727.193	5.135,54	1,38184	54,584
¨ & ¨ & ¨ ohne dE/dx, (gleiche Statistik)	1.272.010	6.000,16	0.266415	35,5282
C+C Λ				
¨ & ¨ & *outside TPC*	300.693	9.865,9	1,17506	73,0067
¨ & ¨ & ¨ & peripher	133.068	4.536,2	1,24457	50,1521
¨ & ¨ & ¨ & zentral	167.625	5.364,06	1,13719	53,4246
¨ & ¨ & ¨ Teil c mit dE/dx	21.413	1.250,77	3,53092	31,2204
¨ & ¨ & ¨ Teil c ohne dE/dx	38.851	1.259,56	1,10155	25,6946
¨ & ¨ & ¨ dE/dx	171.463	9.566,2	4,47479	88,4244
C+C $\bar{\Lambda}$				
¨ & ¨ & *outside TPC*	309.325	2.904,74	0,523257	31,5882
¨ & ¨ & ¨ & peripher	133.068	1.314,72	0,514916	21,1393
¨ & ¨ & ¨ & zentral	166.325	1.422,25	0,470205	21,3276
¨ & ¨ & ¨ Teil c mit dE/dx	22.972	343,352	2,30983	15,4795
¨ & ¨ & ¨ Teil c ohne dE/dx	38.851	367,167	0,526908	11,2562
¨ & ¨ & ¨ dE/dx	116.649	2.303,38	3,61243	42,4734

Tabelle 5.7: Anzahl der Kandidaten, Signalinhalt, Signal zu Untergrund–Verhältnis und Signifikanz der verschiedenen Spezies nach sukzessiver Anwendung der angegebenen Qualitätskriterien für alle, die zentralsten und periphere Ereignisse. Ausführliche Erläuterung im Text.

Datensatz	Aufbereitete Ereignisse	Ereignisse nach Selektion
Si+Si ohne dE/dx	345.389	173.168
Si+Si mit dE/dx	384.776	192.795
C+C ohne dE/dx	435.279	252.190
C+C mit dE/dx	487.099	249.753

Tabelle 5.8: Ereignisanzahlen der vorgestellten C+C– und Si+Si–Datensätze und der neuen Datensätze mit kalibrierter Information des spezifischen Energieverlusts.

Abschließend ist zu bemerken, daß im Vergleich zu anderen Analysen, z.B. die der $\Lambda-$, $\Xi-$ oder $\Omega-$Hyperonen Pb+Pb–Kollisionen, wesentlich weniger bzw. schwächere Qualitätskriterien angewendet werden. Das reduziert die systematischen Unsicherheiten, die die nötigen Korrekturen der Verluste in sich bergen.

5.2.3 Armenteros–Darstellung

Einen völlig anderen Zugang zur Teilchenidentifikation bietet die Armenteros–Darstellung. Sie wurde Anfang der fünfziger Jahre von Armenteros et al. ([Arm51]) entwickelt, um verschiedene V^0–Teilchen aus der Höhenstrahlung in Nebelkammeraufnahmen zu unterscheiden. Die beiden Parameter α und p_t sind wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{p_{l+} - p_{l-}}{p_{l+} + p_{l-}}, \tag{5.8}$$

$$p_t = p_+ \cdot sin\Theta. \tag{5.9}$$

Hier sind p_{l+} und p_{l-} die Impulskomponenten der Tochterteilchen entlang des Impulsvektors des Zerfallsteilchens und p_+ ist der Gesamtimpuls des positiven Tochterteilchens. Der Winkel Θ beschreibt den Öffnungswinkel zwischen den Impulsvektoren des V^0–Teilchens einerseits und des positiven Zerfallsteilchens andererseits.

Die Armenteros–Parameter sind in dieser Art gewählt, um sensitiv auf die Zerfallskinematik zu sein. Bei den Zerfällen gilt Energie– und Impulserhaltung, die Massendifferenz (*Q–Wert*) zwischen Mutter– und Tochterteilchen ist für jeden Zerfallskanal festgelegt und für verschiedene Zerfallskanäle unterschiedlich. Bei perfekter Impulsauflösung können daher die Teilchen in der Armenteros–Darstellung nur auf den in Abbildung 5.8 eingezeichneten Kurven liegen. Theoretisch gibt es nur einen Punkt, in dem K^0_S–Mesonen nicht von Λ–Hyperonen bzw.

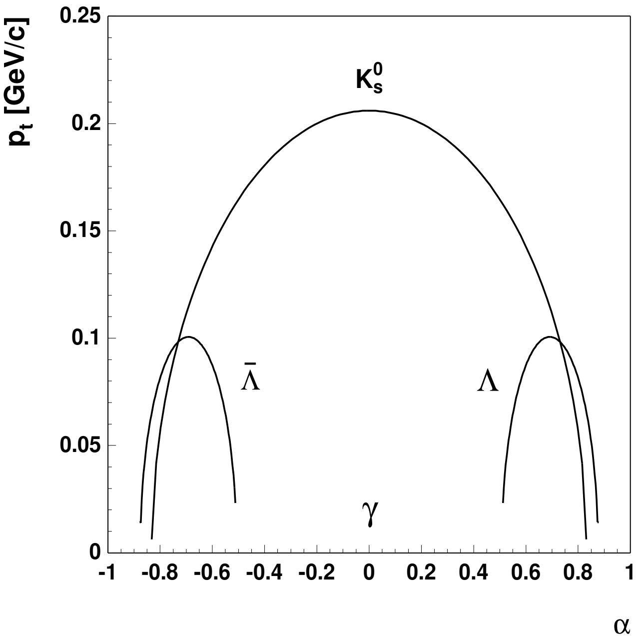


Abbildung 5.8: Theoretisches Armenteros–Diagramm. Bei perfekter Impulsauflösung liegen die Hadronen auf den Kurven, die Zerfallsteilchen der Gammaquanten besitzen einen kleinen Öffnungswinkel und befinden sich daher bei niedrigen p_t–Werten.

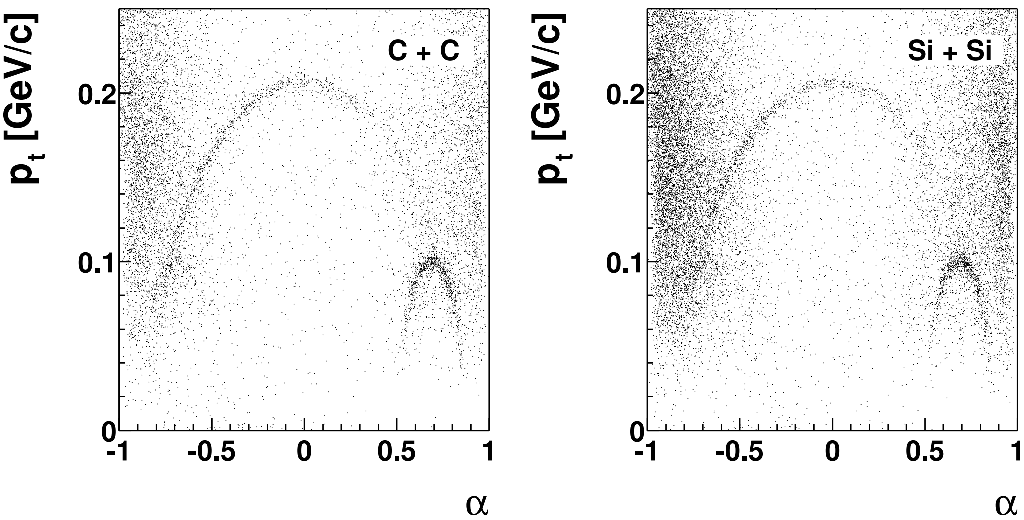


Abbildung 5.9: Armenteros–Diagramm der C+C– (links) und Si+Si–Daten (rechts).

einen zweiten Punkt, in dem die Mesonen nicht von $\bar{\Lambda}$–Hyperonen unterschieden werden können. Die Elektronenpaare, die aus der Konversion von γ–Strahlung erzeugt werden, haben einen sehr kleinen Öffnungswinkel und liegen daher bei niedrigen p_t–Werten.

Wo auf den jeweiligen Ellipsen die Teilchen liegen, hängt von der Verteilung des Impulses auf die Tochterteilchen ab [Arm54]. Die maximalen p_t–Werte liegen bei

$$\alpha_{max} = \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2}, \tag{5.10}$$

m_+, m_- und M sind die Massen der Töchter bzw. des Zerfallsteilchens. In den Maxima wird der gesamte Q–Wert auf die transversalen Impulskomponenten der Tochterteilchen aufgeteilt, bei kleinstem bzw. größtem α auf die longitudinalen Impulskomponenten. Hohe α–Werte werden erreicht, wenn die positiven Tochterteilchen den größten Teil der Q–Werts tragen, bei niedrigen α–Werten besitzen entsprechend die negativen Tochterteilchen den größten Teil der Q–Werts.

Die endliche Impulsauflösung verursacht eine Verbreiterung der Linien des Armenteros–Diagramms zu Bändern. In der Abbildung 5.9 sind die K_S^0–Mesonen und die Λ–Hyperonen zu erkennen. Die Diagramme wurden aus 17.364 C+C– bzw. 6.063 Si+Si–Ereignissen erzeugt, es wurden alle Qualitätskriterien angewandt. Würden nur die Kandidaten dargestellt werden, die im Λ–Massefenster liegen, wäre nur ein Schlauch um die Hyperonenlinie sichtbar.

Die Kandidaten, die fernab der V^0–Kurven liegen, bilden einen Teil des kombinatorischen Untergrunds. Es ist verlockend, durch kinematische Bedingungen diese Bereiche auszuschließen und darüber hinaus auch noch die Kontamination durch K_S^0–Mesonen oberhalb etwa $\alpha = 0{,}7$ zu reduzieren, indem Λ–Kandidaten ausgeschlossen werden, deren Töchter sich unter der K_s^0–Hypothese zur Kaonenmasse kombinieren lassen. Allerdings verändern diese Schnitte die Struktur des Untergrunds so stark, daß die Anpassungen mit Polynomen große systematische Unsicherheiten mit sich bringen. Um das auszuschließen, wurde auf jegliche kinematische Schnitte verzichtet.

5.2.4 Invariante Massespektren und Impulsraumverteilungen

In der Abbildung 5.10 sind die invarianten Massespektren der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen nach Anwendung aller Qualitätskriterien dargestellt (vgl. Abbildung 5.5 vor Anwendung der Kriterien). Die Hyperonen entstammen dem Impulsraumbereich, der für die Spektren verwendet wurde (siehe unten).

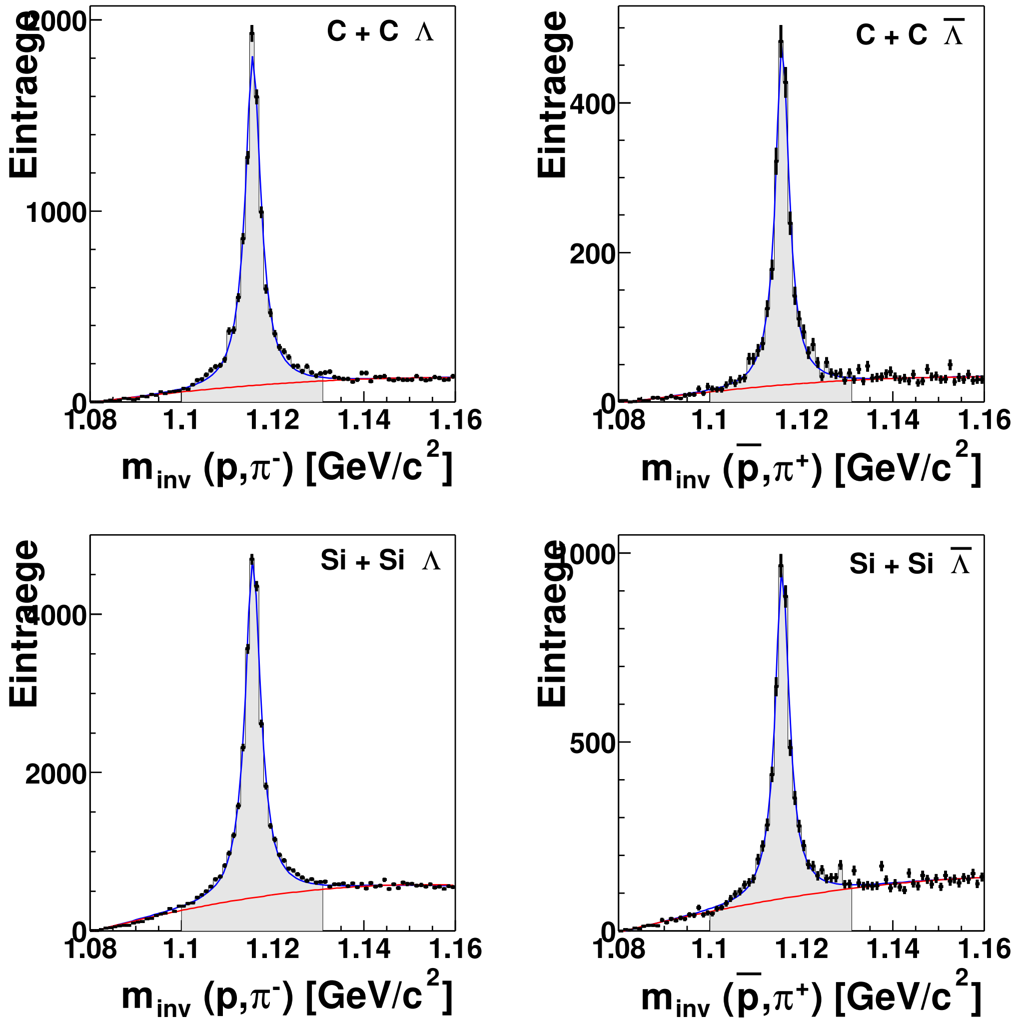


Abbildung 5.10: Invariante Massespektren der Hyperonen, integriert über den akzeptierten Impulsraum (siehe Abbildung 5.11).

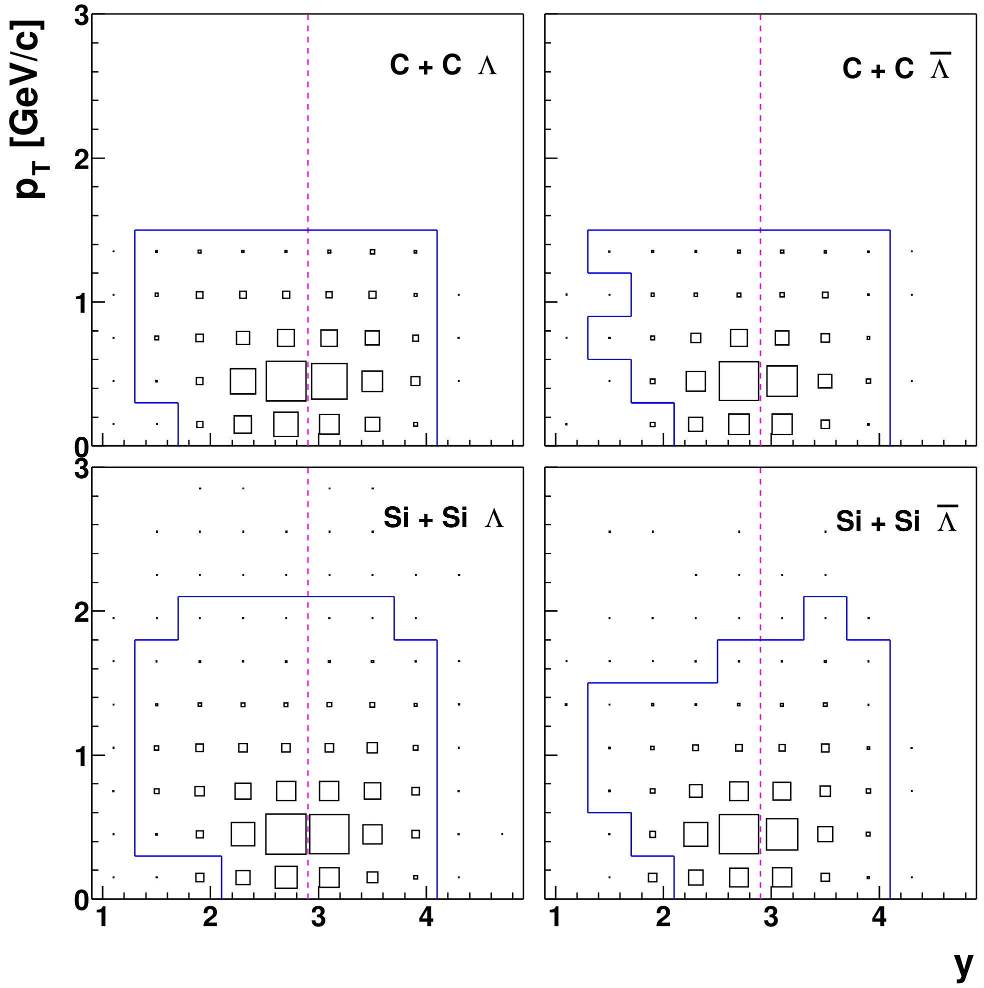


Abbildung 5.11: Impulsraumbelegung der Hyperonen. Die gestrichelten Linien markieren die Rapidität des Schwerpunktsystems, die durchgezogenen Linien grenzen die Bereiche ein, die für die Spektren verwendet wurden.

C+C	Λ			$\bar{\Lambda}$		
m_{inv} (MeV/c^2)	1.115,686	±	0.027	1.115,777	±	0.050
Γ (MeV/c^2)	4,08	±	0,08	3,55	±	0,13
N_S / $N_{Ereignisse}$	0,0406	±	0,0005	0,0094	±	0,0002
N_S / N_U	3,798	±	0,001	3,395	±	0,003
N_S / $\sqrt{N_{S+U}}$	89	±	4	43	±	4
Si+Si	Λ			$\bar{\Lambda}$		
m_{inv} (MeV/c^2)	1.115,685	±	0.019	1.115,764	±	0.039
Γ (MeV/c^2)	4,11	±	0,05	3,71	±	0,11
N_S / $N_{Ereignisse}$	0,1314	±	0,0010	0,0246	±	0,0004
N_S / N_U	1,990	±	0,0001	1,816	±	0,001
N_S / $\sqrt{N_{S+U}}$	130	±	3	55	±	3

Tabelle 5.9: Position des Mittelwerts und Breite der Breit–Wigner–Verteilung, Signalinhalt pro Ereignis, Signal zu Untergrund–Verhältnis und Signifikanz der Hyperonen in dem akzeptierten Phasenraumbereich.

Zur Bestimmung der Breiten der Verteilungen und der Positionen der Maxima werden die Signalformen mit Breit–Wigner–Kurven angepaßt

$$f(m) = \text{konst} \cdot \frac{\Gamma}{(m - m_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}, \tag{5.11}$$

die die Signalform besser wiedergeben als Gaußkurven. Der Untergrund wird durch ein Polynom fünfter Ordnung beschrieben. Die invarianten Massen der Hyperonen (Tabelle 5.9) sind in hervorragender Übereinstimmung mit dem Literaturwert [PDG02]

$$m_\Lambda = 1.115,683 \pm 0,006 \ \text{MeV}/c^2. \tag{5.12}$$

Die Breite Γ von etwa 4 MeV/c^2 spiegelt die Impulsauflösung der Tochterspuren und die Ortsauflösung des rekonstruierten Zerfallspunkts wieder. Die entsprechende Gaußsche Breite läßt sich mit der Beziehung $\Gamma = 2{,}36 \cdot \sigma$ berechnen, sie beträgt etwa 1,74 MeV/c^2 für die Λ– und etwa 1,54 MeV/c^2 für die $\bar{\Lambda}$–Baryonen.

Für die Berechnung des Signalinhalts (und des Untergrunds) wird die Anpassung mit Breit–Wigner–Verteilungen nicht verwendet. Lediglich der Untergrund wird

durch Anpassung eines Polynoms fünfter Ordnung außerhalb eines 30 MeV/c^2 breiten Massefensters um m_Λ ermittelt. Unter der Annahme, die Form des Untergrunds folgt auch im Signalbereich diesem Polynom, wird der Untergrund bestimmt. Der Signalinhalt wird aus der Integration der invarianten Massenverteilung in diesem Fenster berechnet, nachdem von der Verteilung das Polynom, das den Untergrund beschreibt, abgezogen wurde.
Die Werte unterscheiden sich von denen aus Tabelle 5.7, da für die Studien der Qualitätskriterien ein schmaleres Massefenster verwendet wurde, um schon bei geringer Untergrundreduktion quantitative Aussagen treffen zu können, während hier die möglichst vollständige Erfassung des Signals angestrebt wird. Darüber hinaus liegt hier nur der für die Spektren akzeptierte Impulsraum zugrunde, während für die Analysen zu Tabelle 5.7 alle Kandidaten zugelassen wurden.

Das höhere Signal zu Untergrund–Verhältnis in den C+C–Daten ($\approx$ 3,6) im Vergleich zu den Si+Si–Daten ($\approx$ 1,9) geht auf die niedrigere Spurmultiplizität zurück, die sich etwa um einen Faktor 3 in der gesamten Akzeptanz unterscheidet. Trotzdem ist die Signifikanz wegen des höheren Signalinhalts aufgrund der höheren Multiplizität der Hyperonen in Si+Si–Reaktionen höher. Wegen der geringeren Multiplizität ist das Signal zu Untergrund–Verhältnis der Antihyperonen schlechter als das der Hyperonen, obwohl diese durch die Projektil– und Targetprotonen eine zusätzliche Quelle für kombinatorischen Untergrund haben.

Impulsraumbelegung

Der Impulsraum wurde für alle Analysen in Phasenraumzellen unterteilt, die sich über 300 MeV/c im Transversalimpuls und über 0,4 Einheiten in Rapidität erstrecken. Sie sind so gewählt, daß sie symmetrisch um die Schwerpunktsrapidität $y^* = 0$ (*midrapidity*) liegen.

Die Breite der invarianten Masseverteilungen wächst mit ansteigender Rapidität, da mit größer werdendem Impuls der Hyperonen der Öffnungswinkel der Tochterteilchen im Labor abnimmt und dadurch die Bestimmung des Zerfallspunkts ungenauer wird. Dem wird durch die Festlegung von Massefenstern mit rapiditätsabhängigen Breiten, in denen der Signalinhalt bestimmt wird, Rechnung getragen.
Dazu werden die invarianten Massespektren der einzelnen Phasenraumzellen aus dem gleichen Rapiditätsintervall aufsummiert und mit Gaußkurven angepaßt. Zum Beispiel steigt die Breite σ der Λ–Massenverteilung aus Si+Si–Reaktionen von 1,2 MeV/c^2 bei y = 1,5 auf 3,9 MeV/c^2 bei y = 3,9 an. Das verwendete Massefenster erstreckt sich um $\pm$ 3,5 σ um m_Λ. Auch an die einzelnen Massespektren der Phasenraumzellen wird außerhalb dieser Massefenster zur Beschreibung des Untergrunds ein Polynom fünfter Ordnung angepaßt. Eine Ausnahme bildet die

$\bar{\Lambda}$–Analyse in den C+C–Daten. Der sehr niedrige Untergrund kann durch ein Polynom erster Ordnung genauer beschrieben werden. Darüber hinaus mußten in dieser Analyse wegen zu geringer Statistik die Massefenster für das Intervall 1,3 $\leq$ y $<$ 1,7 auf $\pm$ 10 MeV/c^2 festgelegt werden, für das Intervall 3,7 $\leq$ y $<$ 4,1 wurde die Breite des benachbarten Rapiditätsintervalls übernommen.

Die Massespektren werden ebenfalls nach Subtraktion des Polynoms innerhalb der Massefenster integriert. Der auf diese Art gewonnene Signalinhalt in den einzelnen Phasenraumzellen ist in der Abbildung 5.11 dargestellt.
Die Akzeptanz und Effizienz ist um die Schwerpunktsrapidität (gestrichelte Linie) und bei niedrigen Transversalimpulsen am höchsten (siehe Kapitel 5.3). Sie verringert sich etwa um einen Faktor sechs bis sieben hin zu y = 3,9. Die Statistik ist jedoch hoch genug, um dort noch Spektren zu extrahieren. In der rückwärtigen Hemisphäre können wegen des sehr niedrigen Untergrunds sogar noch Spektren bei y = 1,5 genommen werden. Insgesamt werden 2,8 Einheiten in Rapidität erfaßt.

Die durchgezogenen Linien in der Abbildung 5.11 grenzen die Bereiche ein, die für die Spektren verwendet werden. In Si+Si–Reaktionen ist der Wirkungsquerschnitt bei hohen Transversalimpulsen (wegen des stärkeren radialen Flusses) größer als bei C+C–Kollisionen, daher reichen die p_T–Spektren aus Si+Si–Daten bis zu 2,1 GeV/c, während in den C+C–Daten die p_T–Spektren auf 1,5 GeV/c begrenzt sind.
Im Bereich niedriger Rapiditäten und Transversalimpulse herrscht ein schlechtes Signal zu Untergrund–Verhältnis vor, zusätzlich ist der Untergrund stark nichtlinear. Abhängig von der zur Verfügung stehenden Statistik mußten deshalb einzelne Phasenraumzellen aus der Analyse genommen werden.

5.3 Korrekturen

Bei dem Nachweis und der Analyse der Hyperonen treten Verluste auf, auf die korrigiert werden muß um absolute Werte für die Multiplizitäten angeben zu können. Die Quellen dieser Verluste sind im einzelnen:

- das Verzweigungsverhältnis (*branching ratio*);
  die Hyperonen zerfallen nur zu V = (63,9 $\pm$ 0,5)% in zwei geladene Teilchen, die mit dem NA49–Detektor nachgewiesen werden können. Für die neutralen Zerfälle muß mit 1/V korrigiert werden.

- die begrenzte geometrische Akzeptanz;
  trotz der hohen Akzeptanz entstehen Verluste, besonders bei sehr niedrigen und sehr hohen Rapiditäten.

- die Rekonstruktionseffizienz;
  hier geht sowohl die Effizienz der Algorithmen zum Auffinden der beiden Tochterspuren als auch die Effizienz für deren Kombination zu einem Hyperon ein.

- die Qualitätskriterien;
  durch sie werden nicht nur Untergrundkombinationen, sondern auch echte Hyperonen verworfen.

- die hohe Spurdichte;
  bereits in Si+Si–Reaktionen ist die Spurdichte so hoch, daß ein kleiner Anteil der Hyperonen nicht wiedergefunden wird, der im ,,leeren” Detektor rekonstruiert werden könnte.

- die Kontamination durch Zerfälle (*feed down*);
  feed down ist keine Quelle für Verluste, sondern führt im Gegenteil zur Überschätzung der Hyperonenproduktion.

Die Korrekturen für eingeschränkte Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz sowie für die Verluste durch die Qualitätskriterien werden zu einem Korrekturfaktor K zusammengefaßt, so daß sich für die Berechnung der Multiplizität $\langle N \rangle$ folgender Zusammenhang ergibt:

$$\langle \mathrm{N} \rangle = \frac{1}{\mathrm{N_{Ereignisse}}} \cdot \mathrm{N_S} \cdot \frac{1}{\mathrm{V}} \cdot \mathrm{K} \cdot \mathrm{K}_\rho \cdot \mathrm{K_{fd}}, \tag{5.13}$$

K_ρ bezeichnet die Korrektur für die Verluste durch die hohe Spurdichte, $\mathrm{K_{fd}}$ bezieht sich auf die *feed down* Kontamination. Die Korrekturen werden anhand von Simulationsrechnungen bestimmt und differentiell in Rapidität und Transversalimpuls auf die Daten angewandt.

Im Folgenden werden die einzelnen Korrekturen besprochen, eine ausführliche Beschreibung der technischen Details findet sich auf der NA49 homepage [NA49].

5.3.1 Geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz

Der NA49–Detektor deckt einen Großteil des Impulsraums ab, darin werden die Teilchen aber aufgrund seiner geometrischen Beschaffenheit nicht zu 100% nachgewiesen. Außerdem können nicht alle Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden, die das aktive Detektorvolumen durchfliegen. Problematisch sind Spuren, die eine starke Krümmung aufweisen oder nur kurze Spurstücke in den Spurendriftkammern haben. Da sich besonders für letztere Akzeptanz und Effizienz nicht klar trennen läßt, soll hier ein gemeinsamer Faktor angegeben werden.

Diese Korrektur wird durch Simulationsrechnungen bestimmt. Zuerst werden Monte Carlo–Hyperonen aus einer realistischen Phasenraumverteilung generiert. Die flache Verteilung in Rapidität ist mit $0{,}5 \leq y < 5{,}3$ etwas breiter als der in der Datenanalyse akzeptierte Impulsraum (Abbildung 5.11). Damit wird verhindert, daß MC–Teilchen aus dem Randbereich durch die endliche Auflösung herausfallen, jedoch keine in die Akzeptanz hereinkommen (Fluktuationen zwischen den Phasenraumzellen). Die Verwendung einer flachen Rapiditätsverteilung ist auch für die $\bar{\Lambda}$–Baryonen zulässig, so lange die Auflösung der Rapidität so gut ist, daß keine künstliche Verbreiterung der Verteilung verursacht wird. Dies ist in der Abbildung 5.12 verifiziert. Die Transversalimpulse p_T sind entsprechend einer thermischen Quelle verteilt

$$\frac{dn}{dp_T} = \mathrm{konst} \cdot p_T \cdot e^{-\frac{m_T}{T}}, \tag{5.14}$$

m_T ist die transversale Masse

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}. \tag{5.15}$$

Der Temperaturparameter T entspricht mit 200 MeV den inversen Steigungsparametern, die aus der Anpassung an die korrigierten p_T–Spektren gewonnen wurden. Dadurch werden Verzerrungen aus der Integration über große Phasenraumzellen vermieden.

Im Anschluß werden die 140.000 MC–Teilchen mit dem Programm GEANT 3.21 [Gea94] durch den Detektor propagiert. Dafür wurde die Geometrie sämtlicher Detektoren und ihr Material sowie das Magnetfeld eingegeben. GEANT simuliert auch den Zerfall der Hyperonen gemäß ihrer Lebensdauer und die Raumpunkte, an denen die geladenen Tochterteilchen Energieverluste erleiden. Die Energieverluste werden in Detektorsignale mit realistischer Auflösung und Verzerrung transformiert. Damit entsprechen sie gemessenen Ereignissen (Rohdaten) und können mit den selben Rekonstruktionsprogrammen (Kapitel 4) weiterverarbeitet werden. Ein einzelnes Hyperon entspricht dabei einem Ereignis, um die Eindeutigkeit zu wahren. Als rekonstruiert (und damit auch geometrisch akzeptiert) gilt ein MC–Hyperon, wenn es die Qualitätskriterien für V0–Kandidaten erfüllt (Tabelle 4.1 links), im Wesentlichen also ausreichend viele Punkte in den Vertex–TPCs besitzt und die Tochterspuren sich bis auf mindestens 1 cm annähern.

Das Verhältnis der rekonstruierten zu allen generierten Hyperonen ist in der Abbildung 5.13 dargestellt. Bei *midrapidity* und sehr kleinen Transversalimpulsen werden bis zu 75% der Hyperonen akzeptiert und rekonstruiert. Verluste entstehen durch Hyperonen, deren Zerfallsebene so orientiert ist, daß mindestens ein Tochterteilchen seine Trajektorie im Wesentlichen im Spalt zwischen den einzelnen Kammern der Vertex–TPCs hat. Das Verhältnis ist stark von der Rapidität

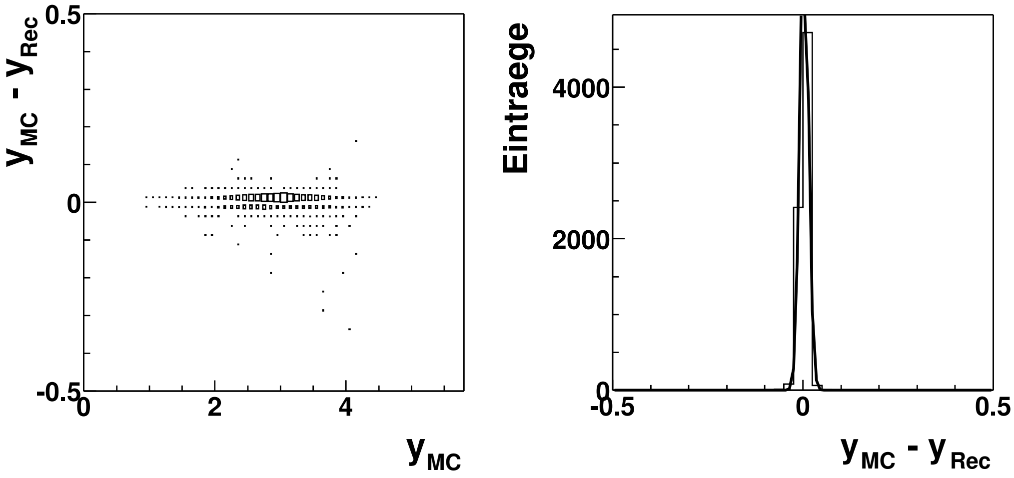


Abbildung 5.12: Die Auflösung der Rapidität kann mit Simulationsrechnungen bestimmt werden. Die linke Abbildung zeigt die Differenz zwischen der Rapidität der generierten Monte–Carlo–Hyperonen und der der rekonstruierten als Funktion der Rapidität. Die Verschiebungen sind unabhängig von y^*. Rechts ist die Projektion dieser Differenz gezeigt, sie wurde mit einer Gaußverteilung angepaßt. Der Mittelwert ist um 0,003 Einheiten in Rapidität verschoben, die Breite σ der angepaßten Gaußkurve beträgt 0,0136. Die Tatsache, daß die Verschmierung nur etwa 1/100 Einheit in Rapidität beträgt, rechtfertigt die Verwendung der Simulation mit flacher Rapiditätsverteilung für die $\bar{\Lambda}$–Hyperonen, die Maxima bei *midrapidity* aufweisen.

abhängig, Verluste bei hohen Rapiditäten sind auf Tochterspuren, die entlang der Strahlachse fliegen, zurückzuführen, während Pionen aus Hyperonen mit niedriger Rapidität oft eine starke Krümmung aufweisen und entweder die Spurendriftkammern überhaupt nicht erreichen oder einen sehr flachen Winkel mit den Padreihen einschließen und daher schlecht rekonstruiert werden können.

Die geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz kann durch hohe Statistik der Simulation sehr präzise bestimmt werden und trägt daher kaum zum Gesamtfehler bei. (In der Abbildung 5.13 sind die Fehlerbalken innerhalb der Symbole).

5.3.2 Qualitätskriterien

Die Qualitätskriterien bevorzugen oder unterdrücken keinen bestimmten Impulsraumbereich. Nahezu unabhängig von Rapidität und Transversalimpuls reduzieren sie die Hyperonen auf etwa 20% der rekonstruierten.
Im Bereich der höchsten Akzeptanz, bei *midrapidity* und sehr kleinen Transversalimpulsen, verbleiben nach Anwendung der Qualitätskriterien noch über 20% der generierten Hyperonen. Der gesamte Korrekturfaktor K für Akzeptanzverluste,

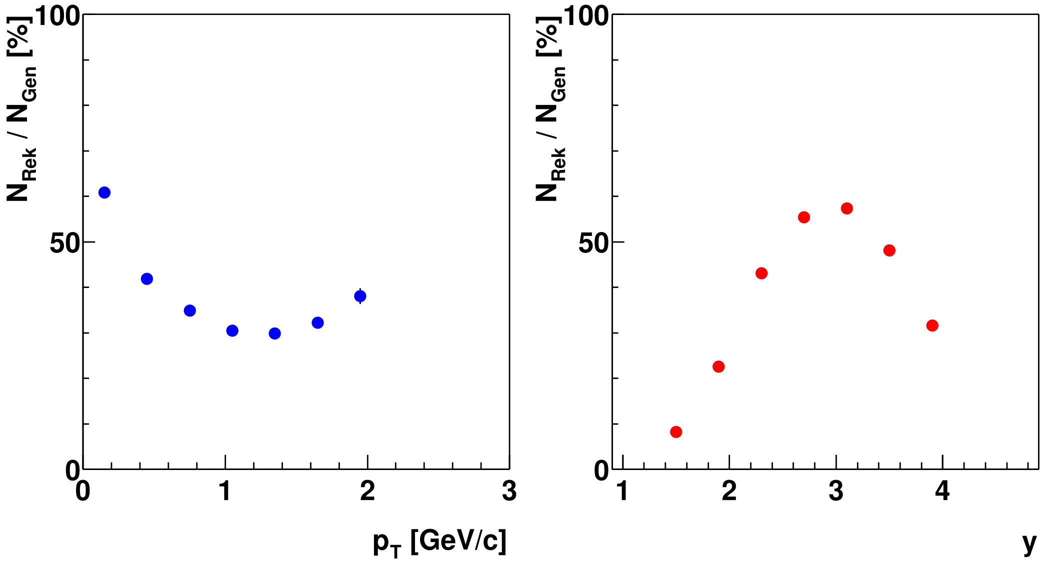


Abbildung 5.13: Transversalimpulsabhängigkeit (links) und Rapiditätsabhängigkeit (rechts) der geometrischen Akzeptanz zusammen mit der Rekonstruktionseffizienz für Hyperonen, integriert über den für die Λ–Analyse in den Si+Si–Daten verwendeten Impulsraum (Abbildung 5.11). Die entsprechenden Spektren für die einzelnen Rapiditätsintervalle befinden sich in der Abbildung B.1 im Anhang B.1.

die Rekonstruktionseffizienz und die Reduzierung durch Qualitätskriterien liegt in diesem Phasenraumbereich unter 5.
Seine Abhängigkeit von der Rapidität und dem Transversalimpuls zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die Akzeptanz (Abbildung 5.13). Der Korrekturfaktor ist in der Abbildung 5.14 dargestellt.

5.3.3 Spurdichte

Kommen sich Spuren sehr nah, so können ihre *cluster* überlappen und falsch zugeordnet werden. Infolge dessen kommt es vor, daß Spuren, die im „leeren" Detektor wiedergefunden werden, in einem vollständigen Ereignis nicht rekonstruiert werden können. Dieser Effekt tritt bereits bei der Analyse der Hyperonen in Si+Si–Reaktionen auf, denn die Bedingung, eine minimale Anzahl von Raumpunkten in den Vertex–TPCs zu besitzen, bevorzugt die Spuren, die die Region hoher Spurdichte durchqueren.

Um auf diesen Verlust zu korrigieren, werden MC–Hyperonen in echte Ereignisse eingebettet (*embedding*), diese Hyper–Ereignisse werden dann rekonstruiert. Das Verhältnis aus in „leeren" Ereignissen rekonstruierten Baryonen N_{Rek} zu

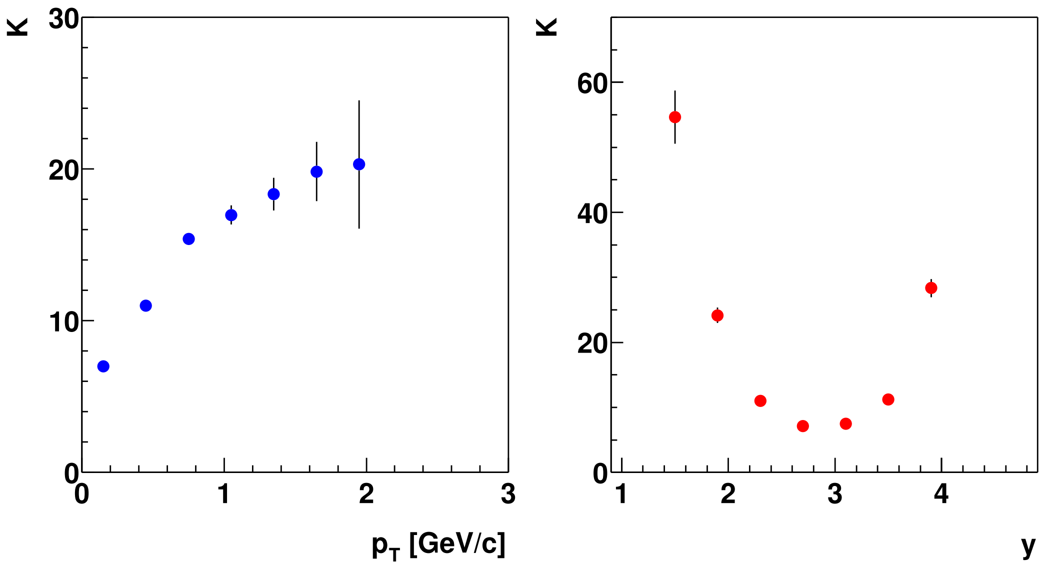


Abbildung 5.14: Transversalimpulsabhängigkeit (links) und Rapiditätsabhängigkeit (rechts) des Korrekturfaktors K, integriert über den für die Λ–Analyse in den Si+Si–Daten verwendeten Impulsraum (Abbildung 5.11). Die entsprechenden Spektren für die einzelnen Rapiditätsintervalle befinden sich in der Abbildung B.2 im Anhang B.1.

wiedergefundenen Hyperonen aus Hyper–Ereignissen $\mathrm{N_{Emb}}$ bestimmt den Korrekturfaktor

$$\mathrm{K}_\rho = \frac{\mathrm{N_{Rek}}}{\mathrm{N_{Emb}}}. \tag{5.16}$$

Dazu werden die zu Detektorsignalen transformierten Energieverluste von gut 5.700 MC–Hyperonen aus GEANT verwendet. Sie werden auf die ADC–Signale von gemessenen Ereignissen (Rohdaten) addiert. Nach der Rekonstruktion dieser Hyper–Ereignisse mit den Standardprogrammen, müssen aus allen gefundenen Hyperonen die eingebetteten wiedererkannt werden (*matching*). Als wiedererkannt gilt ein Hyperon, wenn mindestens je fünf Raumpunkte der beiden Tochterspuren der MC– und der rekonstruierten Hyperonen übereinstimmen, d.h. ihr Abstand in der x–y–Ebene kleiner als 5 mm ist. Als Referenz dient die Rekonstruktion der selben MC–Hyperonen ohne Einbettung.

Etwa 5 % der Hyperonen in Si+Si–Reaktionen werden aufgrund der hohen Spurdichte nicht nachgewiesen. Dieser Wert ist im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik unabhängig von Rapidität und Transversalimpuls, daher wird die Korrektur nicht differentiell angebracht, sondern ein globaler Korrekturfaktor für Si+Si–Reaktionen angegeben:

$$\mathrm{K}_\rho^{\mathrm{Si+Si}} = 1,05 \pm 0,03. \tag{5.17}$$

Die Spurdichte in C+C–Kollisionen beträgt lediglich 1/3 der aus Si+Si–Stößen, daher werden in der Analyse der C+C–Daten keine Verluste erwartet:

$$\mathrm{K}_{\rho}^{\mathrm{C+C}} = 1. \tag{5.18}$$

5.3.4 Abschätzung der *feed down*–Kontamination

Mehrfach seltsame Ξ^-–, Ξ^0– und Ω^-–Hyperonen zerfallen jeweils in ihrem dominanten Zerfallskanal in ein Λ–Hyperon und ein π– bzw. K–Meson.

$$\begin{array}{llcll} \Xi^0 & (uss) & \longrightarrow & \Lambda + \pi^0 & V = (99,51 \pm 0,05)\% \\ \Xi^- & (dss) & \longrightarrow & \Lambda + \pi^- & V = (99,887 \pm 0,035)\% \\ \Omega^- & (sss) & \longrightarrow & \Lambda + K^- & V = (67,8 \pm 0.7)\% \end{array}$$

Ein Teil der Λ–Hyperonen aus diesen Zerfällen taucht in der Analyse der Λ–Baryonen auf, weil sie vom *V0 finder* gefunden werden und die Qualitätskriterien erfüllen (*feed down*). Sie erschweren die Interpretation der Meßergebnisse, weil ihr Beitrag abhängig von den verwendeten Qualitätskriterien stark variieren kann und somit einen Vergleich mit anderen Messungen oder theoretischen Vorhersagen unpräzise wird. Auf diese Kontamination muß also korrigiert werden. Eine weitere Quelle für *feed down*–Kontaminationen stellen die Σ^0–Baryonen dar. Sie zerfallen elektromagnetisch unter Emission von γ–Quanten ($\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda+\gamma$), die mit auf den Nachweis von Hadronen ausgelegten Detektoren kaum gemessen werden können. Daher ist es üblich, auf diesen Beitrag nicht zu korrigieren und stattdessen mit der Λ–Multiplizität die Summe der Λ– und Σ^0–Hyperonen zu bezeichnen.

Für einzelne Λ–Kandidaten kann nicht entschieden werden, ob sie dem Hauptvertex entstammen oder spätere Produkte aus Zerfällen sind. Stattdessen werden die Spektren abgeschätzt, die nur von Λ–Hyperonen aus Zerfällen gebildet werden; diese werden dann von den gemessenen Spektren, die sowohl direkte Λ–Hyperonen als auch die aus Zerfällen beinhalten, abgezogen.

Startpunkt sind die Multiplizitäten und Impulsraumverteilungen der Ξ^-–, Ξ^0– und Ω^-–Hyperonen, und natürlich auch ihrer Antiteilchen, in C+C– und Si+Si–Reaktionen. Da aus Kollisionen leichter Kerne bei der untersuchten Schwerpunktsenergie keine Daten vorliegen, müssen Modelle herangezogen werden. Das statistische Modell von Becattini et al. [Bec01] beschreibt die Teilchenverhältnisse in p+p– und Pb+Pb–Reaktionen bei 158 A GeV Strahlenergie recht gut, Messungen und Werte aus dem Modell sind in der Tabelle 5.10 einander gegenübergestellt. Daher wurden die Teilchenverhältnisse aus Anpassungen [Bec04a] an gemessene Multiplizitäten in C+C– und Si+Si–Stößen entnommen. Sie fügen sich gut in die Systemgrößenabhängigkeit ein (Tabelle 5.10). Anhand der gemessenen Λ–

und $\bar{\Lambda}$–Multiplizitäten können Werte für die mehrfach seltsamen Hyperonen abgeschätzt werden. Für die C+C–Daten wurde $\langle\Lambda\rangle = 1{,}390$ und $\langle\bar{\Lambda}\rangle = 0{,}181$ und für die Si+Si–Daten $\langle\Lambda\rangle = 4{,}123$ und $\langle\bar{\Lambda}\rangle = 0{,}530$ aus der vorläufigen Analyse verwendet.

Für die Impulsraumverteilung in transversaler Richtung wurden exponentielle Verteilungen gemäß Gleichung 5.14 angenommen, in Anlehnung an die Ergebnisse aus p+p–Kollisionen [Sus03] und Pb+Pb–Reaktionen [Afa02a, Ant03b] wurden die Temperaturparameter jeweils 10 MeV höher als die der Λ– bzw. $\bar{\Lambda}$–Hyperonen gewählt. Diese wurden ebenfalls der vorläufigen Analyse entnommen.

$$\mathrm{C+C:} \qquad \mathrm{T}_{\Lambda} = 199\,\mathrm{MeV} \qquad \mathrm{T}_{\bar{\Lambda}} = 186\,\mathrm{MeV}$$

$$\mathrm{Si+Si:} \qquad \mathrm{T}_{\Lambda} = 234\,\mathrm{MeV} \qquad \mathrm{T}_{\bar{\Lambda}} = 208\,\mathrm{MeV}$$

Die Form der Rapiditätsverteilungen der Ξ^-– und Ξ^0–Baryonen basieren auf Simulationsrechnungen anhand des VENUS–Modells [Wer93]. Es wurden Gaußverteilungen mit einer Breite von σ=1,365 extrahiert. Das ist in Übereinstimmung mit der Breite der Ξ^-–Hyperonen aus Pb+Pb–Reaktionen [Afa02a], daher wurden sowohl für die $\bar{\Xi}^+$– als auch $\bar{\Xi}^0$–Baryonen Gaußverteilungen mit σ=0,87 aus der $\bar{\Xi}^+$–Analyse von Pb+Pb–Kollisionen übernommen [Afa02a]. Für die Ω^-– und $\bar{\Omega}^+$–Hyperonen wurde eine flache Verteilung verwendet, allerdings beeinflußt die Form der Verteilung das Ergebnis wegen des geringen Beitrags der Ω–Baryonen ohnehin kaum.

Die mehrfach seltsamen Hyperonen wurden – wie die Λ–Hyperonen zuvor – gemäß ihren Impulsverteilungen mit dem Programm GEANT generiert, durch den Detektor propagiert und die Zerfälle der ursprünglichen Baryonen sowie ihrer Tochterhyperonen gemäß ihren Lebensdauern verteilt. Wegen ihrer unterschiedlichen Lebensdauer (und Ladung), besitzen die verschiedenen Hyperonen (Ξ^-, Ξ^0, Ω^-) unterschiedliche Trajektorien und müssen daher getrennt behandelt werden. Es wurden jeweils 50.000 Hyperonen simuliert, die im Anschluß mit den Standardprogrammen rekonstruiert wurden. Danach wurden Λ– bzw. $\bar{\Lambda}$–Hyperonen gesucht, die den Qualitätskriterien genügen. Diese wurden wie die Hyperonen aus den gemessenen Daten auf Akzeptanz– und Effizienzverluste sowie Verluste aufgrund der Qualitätskriterien korrigiert.

Die Nachweiseffizienz für Λ–Hyperonen aus Ξ^-– und Ξ^0–Zerfällen beträgt etwa 90% der der direkt produzierten Λ–Baryonen. Sie ist für Zerfälle von $\bar{\Xi}^+$– und $\bar{\Xi}^0$–Baryonen aufgrund der höheren geometrischen Akzeptanz wegen der schmaleren Rapiditätsverteilung sogar noch etwas höher. Für die Töchter aus Ω^-– und $\bar{\Omega}^+$–Hyperonen sinkt die Effizienz wegen der flachen Rapiditätsverteilung auf etwa 40%.

		$\langle\Xi^-\rangle/\langle\Lambda\rangle$	$\langle\Xi^0\rangle/\langle\Lambda\rangle$	$\langle\Omega^-\rangle/\langle\Lambda\rangle$
p+p	Bec.	1,7%	1,9%	0,03%
p+p	Daten	(2,7±0,4)%		
C+C	Bec.	4,5%	4,6%	0,2%
Si+Si	Bec.	5,5%	5,6%	0,4%
Pb+Pb	Bec.	8,3%	8,3%	0,8%
Pb+Pb	Daten	(9,3±0,8)%		(1,1±0,2)%
		$\langle\bar{\Xi}^+\rangle/\langle\bar{\Lambda}\rangle$	$\langle\bar{\Xi}^0\rangle/\langle\bar{\Lambda}\rangle$	$\langle\bar{\Omega}^+\rangle/\langle\bar{\Lambda}\rangle$
p+p	Bec.	4,8%	4,4%	0,2%
p+p	Daten	(6,7±0,7)%		
C+C	Bec.	9,9%	10,1%	1,2%
Si+Si	Bec.	11,7%	11,9%	1,7%
Pb+Pb	Bec.	16,4%	17,1%	3,4%
Pb+Pb	Daten	(19,9±1,4)%		(3,9±0,5)%

Tabelle 5.10: Teilchenverhältnisse aus verschiedenen Reaktionssystemen bei 158 *A*GeV. Die p+p–Daten stammen aus [Sus03] und die Pb+Pb–Werte aus [Afa02a, Ant03b, Afa03b]. Die entsprechenden Teilchenverhältnisse aus dem statistischen Modell von Becattini sind aus [Bec03](Fit A), während die Modellrechnungen für C+C– und Si+Si–Reaktionen [Bec04a] entnommen wurden.

Zum *feed down* tragen im Wesentlichen und zu gleichen Teilen die Ξ^-– und Ξ^0–Baryonen bzw. ihre Antiteilchen bei, während der Anteil aus Ω– und $\bar{\Omega}$–Hyperonen immer (deutlich) unter einem Prozent liegt. In der Abbildung 5.15 ist der relative *feed down*–Anteil der verschiedenen Quellen am Beispiel der Λ–Hyperonen aus den Si+Si–Daten dargestellt,

$$\mathrm{K_{feeddown}} = \frac{\Lambda_{\mathrm{simuliert}}(\mathrm{i})}{\Lambda_{\mathrm{gemessen}}} \qquad \text{mit } \Lambda_{\mathrm{simuliert}}(\mathrm{i}) = \Lambda(\Xi^-),\ \Lambda(\Xi^0) \text{ bzw. } \Lambda(\Omega^-).$$

Unabhängig vom Transversalimpuls, liefern die Ξ–Hyperonen jeweils einen Beitrag von etwa 5%, die Form der Rapiditätsverteilung spiegelt die breite Gaußverteilung wider. Der Korrekturfaktor $\mathrm{K_{fd}}$ geht direkt aus dem relativen *feed down*–Anteil hervor

$$\mathrm{K_{fd}} = 1 - \mathrm{K_{feeddown}}, \tag{5.19}$$

die Korrektur wird ebenfalls differentiell in Rapidität und Transversalimpuls angewandt.

Der *feed down*–Beitrag beeinflußt die inversen Steigungsparameter nicht, während er die Rapiditätsdichten dn/dy erhöht, was allerdings selbst bei den $\bar{\Lambda}$–Hyper-Ionen, die einen höheren *feed down*–Anteil wegen des höheren $\langle\bar{\Xi}\rangle/\langle\bar{\Lambda}\rangle$–Verhältnisses haben, nicht zur Verzerrung der Rapiditätsverteilungen führt.

Die totalen Multiplizitäten der Λ–Hyperonen in C+C– und Si+Si–Reaktionen enthalten einen *feed down*–Beitrag von 9% bzw. 10%, während die $\bar{\Lambda}$–Baryonen um 15% bzw. 20% überschätzt werden.

Als obere Grenze – zur Abschätzung des systematischen Fehlers – dient das $\langle\Xi\rangle/\langle\Lambda\rangle$–Verhältnis aus Pb+Pb–Reaktionen. Damit wäre der *feed down*–Beitrag in der Analyse der Si+Si–Daten ca. 30 % höher. Hingegen ändert sich der *feed down*–Anteil der Hyperonen aus C+C–Reaktionen kaum, wenn ein linearer Abfall von Si+Si (mit dem $\langle\Xi\rangle/\langle\Lambda\rangle$–Verhältnis aus Pb+Pb–Reaktionen) hin zu der Messung von p+p–Kollisionen angenommen wird. Daher wird der systematische Fehler der *feed down*–Korrektur auf 30% der Korrektur selbst festgelegt. Es wurde gezeigt [Barn02], daß die Variation der inversen Steigungsparameter T der Ξ– und Ω–Hyperonen um bis zu 30 MeV den Parameter der Λ–Baryonen nur um 0,5% ändert. Daher wird auf den systematischen Fehler der inversen Steigungsparameter der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Baryonen 1 MeV aus der *feed down*–Korrektur aufgeschlagen.

5.3.5 Die Lebensdauer

Eine gute Möglichkeit, die Konsistenz der Analyse zu überprüfen, stellt die Lebensdauer dar. Nach Anwendung der Korrekturen kann die mittlere Lebensdauer τ_0 aus den Daten bestimmt und mit dem Literaturwert verglichen werden.

Von anfänglich N_0 Hyperonen verbleiben nach der Zeit τ noch $\mathrm{N}(\tau)$ Hyperonen, die übrigen sind gemäß dem exponentiellen Gesetz

$$\mathrm{N}(\tau) = \mathrm{N}_0 \cdot \mathrm{e}^{-\tau/\tau_0}$$

zerfallen. Experimentell wird τ aus der Flugstrecke s und der Geschwindigkeit $\beta \cdot c$ gewonnen, hinzu kommt der relativistische Faktor γ (siehe Anhang A). Da nur der Impuls gemessen wird, ist eine Massenhypothese zur Festlegung der Geschwindigkeit erforderlich.

$$\tau = \frac{\mathrm{s}}{\beta \cdot \gamma \cdot \mathrm{c}}$$

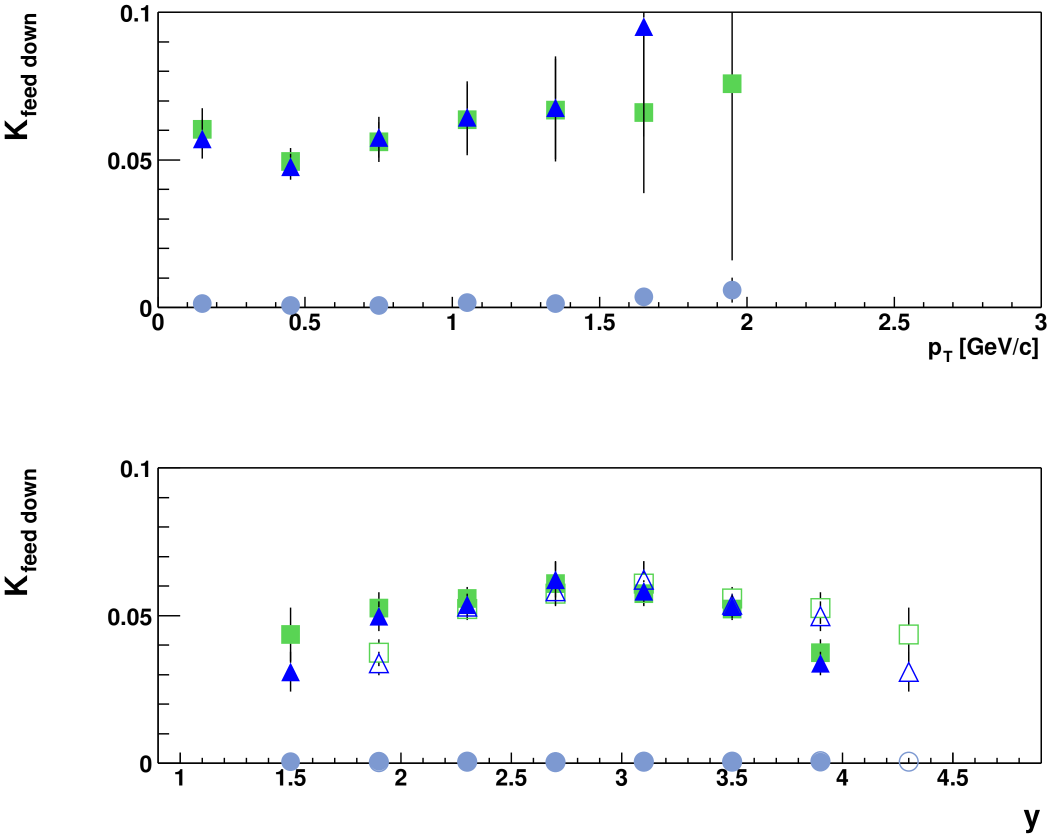


Abbildung 5.15: Transversalimpulsabhängigkeit (oben) und Rapiditätsabhängigkeit (unten) der verschiedenen *feed down*–Beiträge. Die Transversalimpulsabhängigkeit ist für das Rapiditätsintervall $2{,}9 \leq y < 3{,}3$ dargestellt, während für die Rapiditätsabhängigkeit die jeweiligen p_T–Spektren integriert wurden. Gezeigt sind die Beiträge aus Ξ^-– (Dreiecke), aus Ξ^0– (Quadrate) und Ω^-–Hyperonen (Kreise) relativ zur entsprechenden gemessenen Λ–Multiplizität in Si+Si–Reaktionen. Die offenen Symbole sind bei *midrapidity* gespiegelt. Alle *feed down*–Beiträge zu allen Analysen sind im Anhang B.2 aufgeführt.

		τ_0 $[10^{-10}s]$		
Si+Si	Λ	2,67	$\pm$	0,11
Si+Si	$\bar{\Lambda}$	2,52	$\pm$	0,27
C+C	Λ	3,16	$\pm$	1,19
C+C	$\bar{\Lambda}$	2,57	$\pm$	0,21
PDG		2,63	$\pm$	0,02

Tabelle 5.11: Lebensdauer τ_0 der $\Lambda-$ und $\bar{\Lambda}-$Hyperonen aus C+C- und Si+Si–Reaktionen zusammen mit dem Literaturwert PDG aus [PDG02].

Die in der Abbildung 5.16 dargestellten Lebensdauerspektren der Hyperonen sind skaliert um eine übersichtliche Auftragung zu erzielen. Sie sind um *midrapidity* gemessen, bei den Λ–Hyperonen in Si+Si–Kollisionen reicht die Statistik aus, um zwei Spektren zu erzeugen. Sie wurden mit der Funktion

$$\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{d}\tau} = \mathrm{a} \cdot \mathrm{e}^{-\tau/\tau_0}$$

angepaßt, die Konstante a dient nur der Normierung. Die gemessenen Werte für τ_0 sind in der Tabelle 5.11 aufgeführt, sie sind in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert.

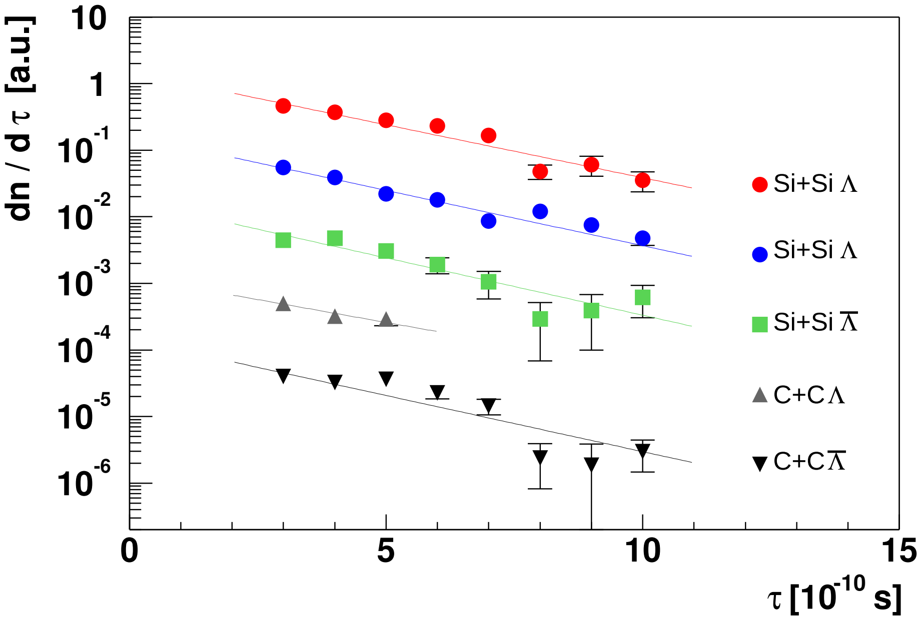


Abbildung 5.16: Lebensdauer τ_0 der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen gemessen um *midrapidity* ($|\ y^*\ |\ \leq\ 0,4$ bzw. $-0,4 < y^* \leq 0$ und $0 < y^* \leq 0,4$ für die Λ–Hyperonen aus Si+Si Kollisionen). Die einzelnen Spektren sind willkürlich skaliert.

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, die aus der Analyse der Daten und nach Anwendung der Korrekturen aus dem vorigen Abschnitt erzielt wurden. Die korrigierten Teilchendichten in den einzelnen Impulsraumzellen werden zu Transversalimpulsspektren zusammengefügt (Kapitel 6.1), deren Integration erzeugt die Rapiditätsdichten und –spektren (Kapitel 6.2), aus denen schließlich die totalen Multiplizitäten berechnet werden (Kapitel 6.3). Die Ergebnisse sind jeweils vor und nach der Korrektur auf *feed down*–Kontaminationen aufgeführt, weil die Höhe dieser Beiträge modellabhängig ist.

Im Anschluß wird die Zentralitätsabhängigkeit der Ergebnisse dargelegt und die Energieabhängigkeit der Hyperonenmultiplizität diskutiert, dadurch ist der Vergleich mit den S+S–Daten bei 200 A GeV Strahlenergie möglich (Kapitel 6.4). Neben den statistischen Schwankungen unterliegen die Ergebnisse auch systematischen Unsicherheiten, diese werden durch Variation der Analysemethode eingegrenzt (Kapitel 6.5). Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse unter dem Gesichtspunkt der Seltsamkeitserhaltung mit der Kaonenproduktion verglichen (Kapitel 6.6).

6.1 Transversalimpulsspektren

In einer Schwerionenreaktion ist es aufgrund der hohen Anzahl produzierter Teilchen nahezu unmöglich, den totalen Wirkungsquerschnitt durch exklusive Messung aller Teilchen zu ermitteln. Stattdessen wird der inklusive Wirkungsquerschnitt für die Produktion der Teilchenspezies c aus der Kollision der Kerne a und b bestimmt

$$a + b \longrightarrow c + X.$$

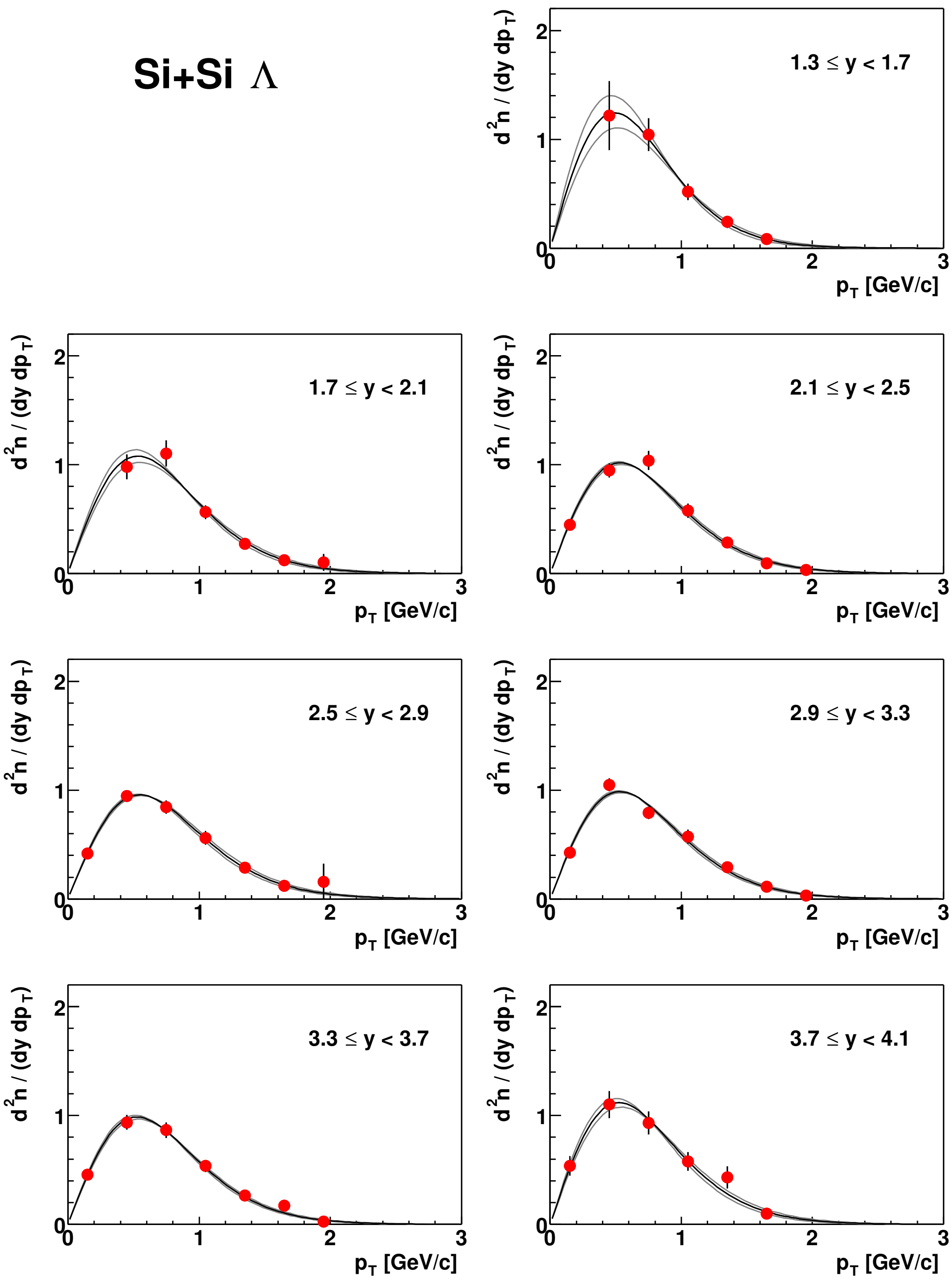


Abbildung 6.1: Transversalimpulsspektren der Λ–Hyperonen aus Si+Si–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, ohne *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit des inversen Steigungsparameters.

Die übrigen produzierten Teilchen werden zu X zusammengefaßt und sind für die Analyse nicht relevant. Genaugenommen wurden hier nur zentrale Ereignisse ausgewählt, dementsprechend verbirgt sich hinter X mindestens ein bestimmter Energieinhalt im Feuerball, der sich auf die Anzahl und Impulsverteilungen der produzierten Teilchen auswirkt; es handelt sich dadurch eigentlich um semi–inklusive Messungen.
Der inklusive Wirkungsquerschnitt σ_c ist durch die mittlere Multiplizität $\langle \mathrm{n}_c \rangle$ und den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{tot}^{inel} der Reaktion $a+b$ festgelegt,

$$\sigma_\mathrm{c} = \langle \mathrm{n_c} \rangle \cdot \sigma_\mathrm{tot}^\mathrm{inel}. \tag{6.1}$$

Der inklusive, differentielle Wirkungsquerschnitt für die Produktion der Spezies c, $\mathrm{E} \cdot \frac{\mathrm{d}^3\sigma_c}{\mathrm{dp}^3}$, hier der der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen, folgt aus dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{a+b} der Reaktion und der Impulsraumdichte der Teilchensorte c, $\mathrm{E} \cdot \frac{\mathrm{d}^3 n_c}{\mathrm{dp}^3}$,

$$\mathrm{E} \cdot \frac{\mathrm{d}^3\sigma_c}{\mathrm{dp}^3} = \mathrm{E} \cdot \frac{\mathrm{d}^3\mathrm{n}_c}{\mathrm{dp}^3} \cdot \sigma_{a+b}, \tag{6.2}$$

wobei dn_c die Anzahl der Teilchen pro Impulsraumzelle dp^3 und E die zugehörige Energie ist.

Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß die einlaufenden Kerne ausschließlich longitudinalen Impuls besitzen. Durch Stöße zwischen Nukleonen und produzierten Teilchen kann longitudinaler in transversalen Impuls umgesetzt werden. Die Azimutalsymmetrie von zentralen Schwerionenstößen legt die Verwendung von Zylinderkoordinaten nahe:

$$\begin{aligned} \mathrm{E} \cdot \frac{\mathrm{d}^3\mathrm{n}_c}{\mathrm{dp}^3} &= \frac{1}{\mathrm{p_T}} \cdot \frac{\mathrm{d}^3\mathrm{n}}{\mathrm{dy} \cdot \mathrm{dp_T} \cdot \mathrm{d}\phi} \\ &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\mathrm{p_T}} \cdot \frac{\mathrm{d}^2\mathrm{n}}{\mathrm{dy} \cdot \mathrm{dp_T}} \\ &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\mathrm{m_T}} \cdot \frac{\mathrm{d}^2\mathrm{n}}{\mathrm{dy} \cdot \mathrm{dm_T}}. \end{aligned} \tag{6.3}$$

Hier ist $\mathrm{p_T}$ der Transversalimpuls, $\mathrm{m_T}$ die transversale Masse, die sich aus der Ruhemasse $\mathrm{m_0}$ und $\mathrm{p_T}$ berechnen läßt, $\mathrm{m_T} = \sqrt{\mathrm{p_T^2} + \mathrm{m_0^2}}$, und y die Rapidität (siehe Anhang A).
Unter der Annahme einer vollständig thermalisierten Quelle, die isotrop Teilchen emittiert [Hag83], genügt die Impulsverteilung der Maxwell-Boltzmann–Statistik

$$\mathrm{E} \cdot \frac{\mathrm{d}^3\mathrm{n_c}}{\mathrm{dp}^3} \propto \mathrm{e}^{-\mathrm{E/T}}. \tag{6.4}$$

T ist der Temperaturparameter, er kann in elementaren p+p– oder $\mathrm{e^+e^-}$–Reaktionen mit der Temperatur beim thermischen Ausfrieren identifiziert werden. In Schwerionenkollisionen ist dem noch der radiale Fluß aus der kollektiven

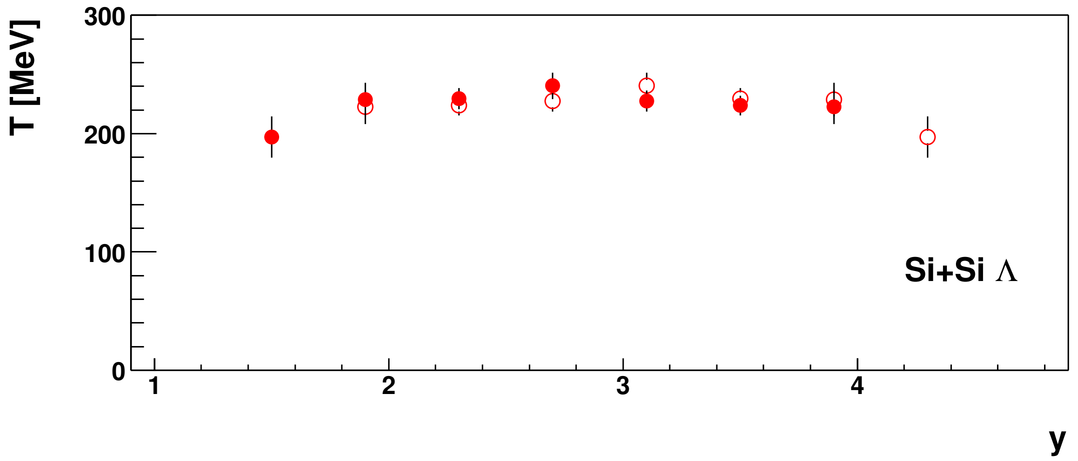


Abbildung 6.2: Inverser Steigungsparameter T der Λ–Hyperonen aus Si+Si–Kollisionen aus der Anpassung gemäß Gleichung 6.6 in Abhängigkeit von der Rapidität, ohne *feed down*–Korrektur. Die offenen Symbole sind bei *midrapidity* (y = 2,9) gespiegelt.

Expansion überlagert, der zur Blauverschiebung führt [Hei01].
Um aus der Gleichung 6.4 in Verbindung mit 6.3 die Form der Transversalimpulsspektren extrahieren zu können, muß über die Rapidität integriert werden. Dabei tritt die modifizierte Besselfunktion 1. Ordnung $K_1(\frac{m_T}{T})$ auf, sie kann unter Ausnutzung von $m_T \gg T$ (was für Hyperonen zulässig ist) zu einer Exponentialfunktion vereinfacht werden:

$$\frac{1}{p_T} \cdot \frac{dn}{dp_T} = \mathrm{konst} \cdot e^{-m_T/T}. \tag{6.5}$$

Die p_T–Spektren wurden in mehreren Rapiditätsintervallen gemäß der Methode, die in Kapitel 5.2.4 (Impulsraumbelegung) erläutert ist, gemessen. Neben den vollständig korrigierten p_T–Spektren sind auch die ohne *feed down*–Korrektur aufgeführt. Der Grund dafür ist, daß die Höhe des *feed down*–Beitrags nur grob abgeschätzt werden kann und die Korrektur daher mit hohen systematischen Unsicherheiten behaftet ist (siehe Kapitel 5.3).
Die Abbildung 6.1 zeigt die p_T–Spektren der Λ–Hyperonen aus Si+Si–Reaktionen nach Anwendung aller Korrekturen ohne die *feed down*–Korrektur, während an die Spektren der Abbildung C.5 auch diese Korrektur angebracht wurde. Die entsprechenden Spektren für die Λ–Hyperonen aus C+C–Kollisionen sowie die der $\bar{\Lambda}$–Baryonen sind im Anhang C.1 aufgeführt.
Eingezeichnet sind ebenfalls die Anpassungen der Funktion

$$\frac{d^2n}{dy \cdot dp_T} = c \cdot p_T \cdot e^{-m_T/T}, \tag{6.6}$$

		T [MeV] ohne K_{fd}	T [MeV] mit K_{fd}
Si+Si	Λ	235 ± 6,8 ± 15	235 ± 8,6 ± 16
Si+Si	$\bar{\Lambda}$	208 ± 6,5 ± 16	205 ± 9,2 ± 17
C+C	Λ	198 ± 6,9 ± 14	199 ± 7,9 ± 15
C+C	$\bar{\Lambda}$	186 ± 9,2 ± 16	184 ± 11,2 ± 17

Tabelle 6.1: Inverser Steigungsparameter T der $\Lambda-$ und $\bar{\Lambda}-$Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen, gemessen bei *midrapidity* ($\mid y - 2,9 \mid \; \leq \; 0,4$), links vor und rechts nach der Korrektur auf *feed down*–Beiträge. Zuerst ist der statistische Fehler aufgeführt, dann der systematische, dessen Abschätzung in Kapitel 6.5 erläutert wird.

die aus Gleichung 6.5 folgt. Sie liefern für jedes p_T–Spektrum einen Wert für den inversen Steigungsparameter T. Dieser ist in Abhängigkeit von der Rapidität für Λ–Hyperonen aus Si+Si–Reaktionen in der Abbildung 6.2 und für die übrigen Analysen im Anhang C.1, Abbildung C.8, dargestellt. Der Steigungsparameter T ist nahezu unabhängig von der Rapidität und zeigt nur ein schwaches Maximum bei *midrapidity*.

Inverse Steigungsparameter bei *midrapidity*

Bei symmetrischen Stoßsystemen müssen die (korrigierten) Messungen im gleichen Abstand oberhalb und unterhalb von *midrapidity* im Rahmen der Fehler identisch sein. Daher können die p_T–Spektren um *midrapidity* ($2,5 \leq y < 2,9$ und $2,9 \leq y < 3,3$) als unabhängige Messungen angesehen und zur Reduzierung des statistischen Fehlers gemittelt werden. Die gute Übereinstimmung von Ergebnissen aus weit auseinanderliegenden Rapiditätsbereichen, z.B. Abbildung 6.2, deutet auf einen niedrigen systematischen Fehler in der Messung hin; dieser wird in Kapitel 6.5 diskutiert.

Während die Darstellung in Form von p_T–Spektren einen guten Eindruck über den erfaßten Impulsraum liefert, erleichtern die m_T–Spektren die Einschätzung der Qualität der Anpassungen und, in Auftragung als Funktion von $m_T - m_0$, können die Formen der Spektren verschiedener Teilchen direkt verglichen werden ohne die Unsicherheiten aus Anpassungen in Kauf nehmen zu müssen. Die p_T–Spektren wurden also in m_T–Spektren umgerechnet (Gleichung 6.3), gemittelt und in der Abbildung 6.3 mit

$$\frac{1}{m_T} \cdot \frac{d^2n}{dy \cdot dm_T} = c \cdot e^{-m_T/T}, \tag{6.7}$$

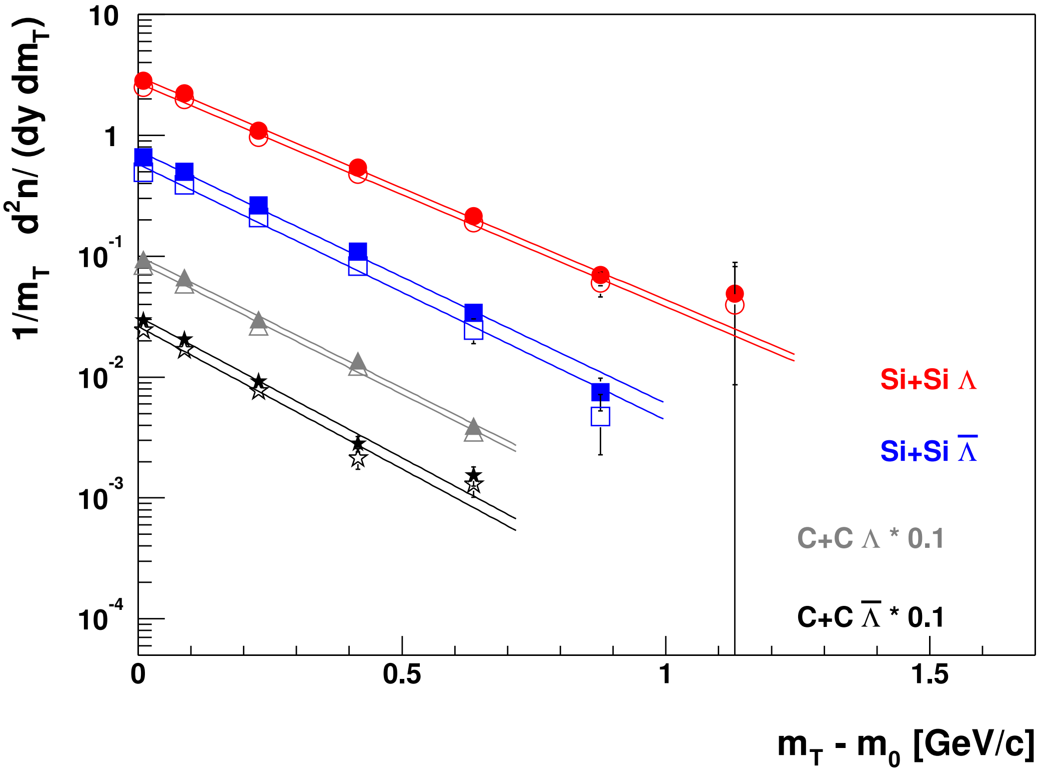


Abbildung 6.3: Transversale Massespektren der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen gemessen bei *midrapidity* ($|\, y - 2,9 \,| \leq 0,4$). Die vollen Symbole zeigen die Spektren ohne Korrektur der *feed down*–Beiträge, während die offenen Symbole die Spektren nach Anwendung aller Korrekturen repräsentieren. Der inverse Steigungsparameter T, aus Anpassung von Gleichung 6.6, bleibt unverändert.

angepaßt. Die inversen Steigungsparameter daraus sind in der Tabelle 6.1 aufgelistet, die Zahlenwerte der m_T–Spektren befinden sich im Anhang in der Tabelle C.1.

Die Abbildung 6.3 zeigt zum einen, daß die m_T–Spektren im gesamten gemessenen Bereich gut mit Exponentialfunktionen beschrieben werden. Darin unterscheiden sie sich von Spektren aus Pb+Pb–Kollisionen bei gleicher Strahlenergie, dort fallen die gemessenen Spektren für kleine transversale Massen unter die Anpassung. Dieser Effekt kann mit radialem Fluß erklärt werden, der in dem einfachen Ansatz (Gleichung 6.7) nicht enthalten ist. Zum anderen ist zu erkennen, daß der *feed down*–Beitrag den inversen Steigungsparameter T nicht beeinflußt, während er die Gesamtzahl der Hyperonen erhöht, und zwar stärker für die $\bar{\Lambda}$– als für die Λ–Baryonen, was auf das höhere $\bar{\Xi}/\bar{\Lambda}$–Verhältnis zurückzuführen ist.

Δ y	E	$\frac{dn}{dy}$
1,3 $\leq$y< 1,7	1,200 $\pm$ 0,028	1.117 $\pm$ 0.130
1,7 $\leq$y< 2,1	1,159 $\pm$ 0,012	1.095 $\pm$ 0.067
2,1 $\leq$y< 2,5	1,008 $\pm$ 0,002	1.035 $\pm$ 0.044
2,5 $\leq$y< 2,9	1,010 $\pm$ 0,003	1.011 $\pm$ 0.062
2,9 $\leq$y< 3,3	1,007 $\pm$ 0,002	0.989 $\pm$ 0.037
3,3 $\leq$y< 3,7	1,007 $\pm$ 0,001	0.984 $\pm$ 0.040
3,7 $\leq$y< 4,1	1,019 $\pm$ 0,006	1.125 $\pm$ 0.071

Tabelle 6.2: Extrapolationsfaktor E aus Gleichung 6.15 für die p_T–Spektren und Rapiditätsdichten $\frac{dn}{dy}$ der Λ–Hyperonen aus Si+Si–Kollisionen ohne *feed down*–Korrektur für die verschiedenen Rapiditätsintervalle Δy.

6.2 Rapiditätsspektren

Die hohe Akzeptanz des NA49 Detektors erlaubt es, die p_T–Spektren nahezu vollständig zu messen (Abbildung 6.1). Die obere Grenze von $p_T \approx 2$ GeV/c hängt lediglich von der zur Verfügung stehenden Statistik ab. Im Bereich niedriger Rapidität mußten teilweise die Impulsraumzellen mit niedrigem p_T aus der Analyse genommen werden, da dort Signal und Untergrund nicht klar getrennt werden konnten. Die Rapiditätsdichten $\frac{dn}{dy}$ können also nahezu vollständig aus der Summation über die gemessenen Spektren bestimmt werden:

$$\left(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dy}}\right)_{\mathrm{gemessen}} = \sum_{p_T^{min}}^{p_T^{max}} \frac{\Delta^2 n}{\Delta y \cdot \Delta p_T} \cdot \Delta p_T^{'}. \tag{6.8}$$

Da die Funktion aus Gleichung 6.6 die gemessenen Spektren auch bei niedrigen p_T–Werten sehr gut beschreibt, kann sie zur Extrapolation der Spektren verwendet werden, die in diesem Bereich nicht gemessen werden konnten. Außerdem wird sie zur Extrapolation zu hohen p_T–Werten hin benutzt. Dieser Bereich ist nicht kritisch, da er nur 1% bis 3% der Rapiditätsdichten ausmacht. Der Anteil der Rapiditätsdichten aus dem nicht akzeptierten p_T–Bereich kann also durch Integration der angepaßten Funktion berechnet werden:

$$\left(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dy}}\right) = \sum_{p_T^{min}}^{p_T^{max}} \frac{\Delta^2 n}{\Delta y \cdot \Delta p_T} \cdot \Delta p_T^{'} + \int_0^{p_T^{min}} \frac{d^2 n}{dy \cdot dp_T} \cdot dp_T^{'} + \int_{p_T^{max}}^{\infty} \frac{d^2 n}{dy \cdot dp_T} \cdot dp_T^{'}. \tag{6.9}$$

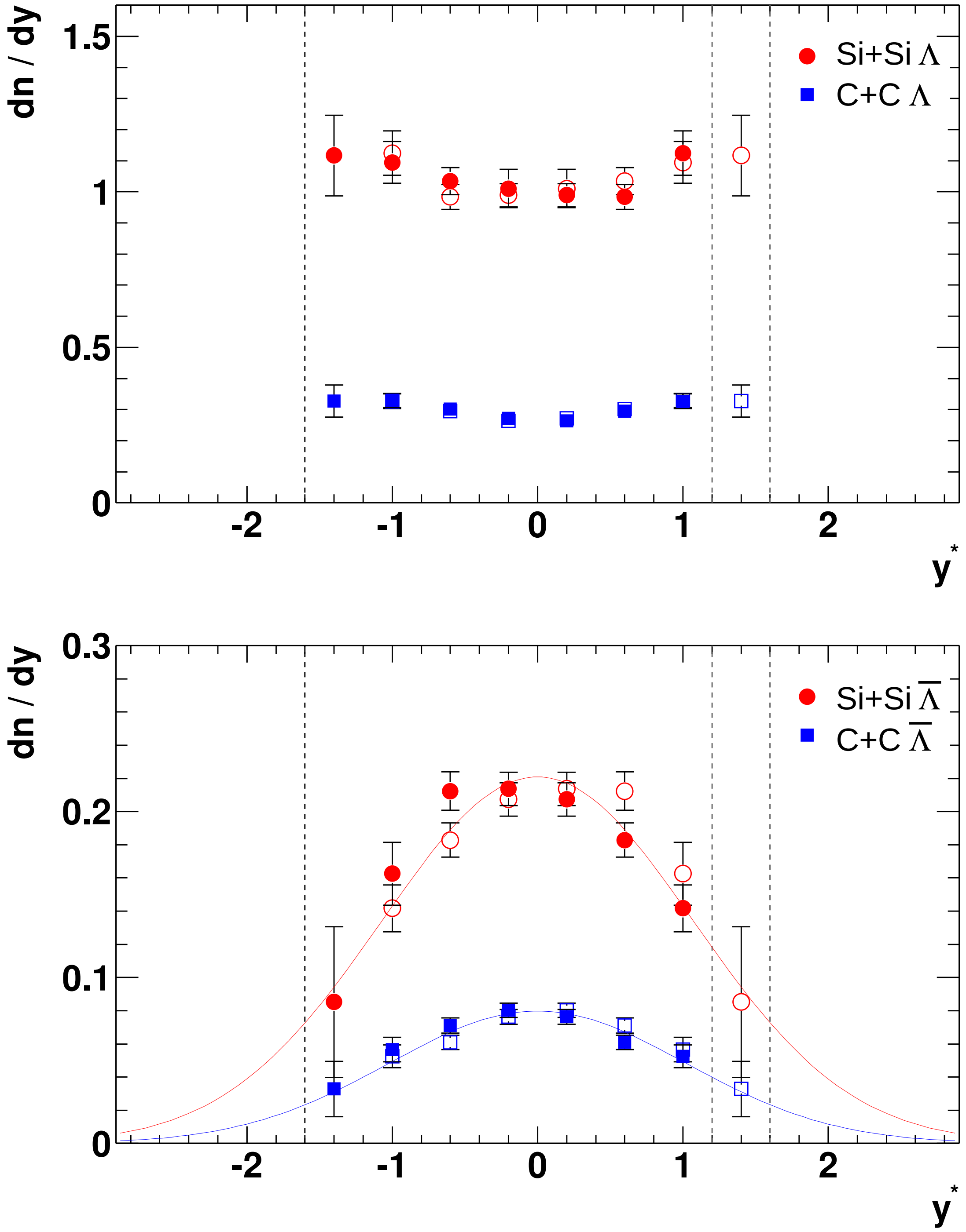


Abbildung 6.4: Rapiditätsspektren der Λ– (oben) und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen (unten) aus C+C– und Si+Si–Kollisionen ohne *feed down*–Korrektur. Die gestrichelten Linien markieren den (durch Reflektion) erfaßten Rapiditätsbereich. Die eingezeichneten Gaußkurven dienen der Abschätzung der totalen Multiplizitäten der $\bar{\Lambda}$–Baryonen, dies wird im folgenden Abschnitt 6.3 ausführlich diskutiert.

Der statistische Fehler des extrapolierten Anteils kann aus dem Fehler ΔT des Parameters T abgeleitet werden. Die Funktionen

$$f_{-}(p_T) = c_{-} \cdot p_T \cdot e^{-m_T/(T-\Delta T)}, \tag{6.10}$$

und

$$f_{+}(p_T) = c_{+} \cdot p_T \cdot e^{-m_T/(T+\Delta T)}, \tag{6.11}$$

entsprechen den Anpassungen mit Gleichung 6.6, jedoch mit innerhalb des statistischen Fehlers minimalen bzw. maximalen Temperaturparameters. Die beiden Funktionen f_{-} und f_{+} sind in den Abbildungen der p_T–Spektren jeweils in Grau eingezeichnet. Die Fehler der Extrapolation wurden auf die Hälfte der Differenz festgelegt:

$$\Delta_{\mathrm{low}} = \frac{1}{2} \left| \int\limits_0^{p_T^{\mathrm{min}}} f_{-}(p_T) dp_T' - \int\limits_0^{p_T^{\mathrm{min}}} f_{+}(p_T) dp_T' \right| \tag{6.12}$$

bzw.

$$\Delta_{\mathrm{high}} = \frac{1}{2} \left| \int\limits_{p_T^{\mathrm{max}}}^{\infty} f_{-}(p_T) dp_T' - \int\limits_{p_T^{\mathrm{max}}}^{\infty} f_{+}(p_T) dp_T' \right| \tag{6.13}$$

Schließlich gilt für den gesamten statistischen Fehler der Rapiditätsdichten

$$\Delta_{\frac{dn}{dy}} = \sqrt{\Delta^2_{\mathrm{gemessen}} + \Delta^2_{\mathrm{low}} + \Delta^2_{\mathrm{high}}} \tag{6.14}$$

Der Extrapolationsfaktor E variiert mit der Rapidität, er kann aus den Gleichungen 6.8 und 6.9 berechnet werden:

$$E = \left(\frac{dn}{dy}\right) \Bigg/ \left(\frac{dn}{dy}\right)_{\mathrm{gemessen}}. \tag{6.15}$$

Er ist für die Λ–Hyperonen aus den Si+Si–Daten in der Tabelle 6.2 angegeben, der aufgeführte Fehler entspricht

$$\Delta_E = \sqrt{\Delta^2_{\mathrm{low}} + \Delta^2_{\mathrm{high}}} \tag{6.16}$$

Der Extrapolationsfaktor E liegt für die p_T–Spektren, die ab $p_T = 0$ gemessen wurden, im Bereich von 1,01, d.h. nur etwa 1% der Verteilungen wurden experimentell nicht erfaßt. In allen Analysen liegt er unter 4%. Hingegen erfordert der Schnitt bei $p_T = 0{,}3$ GeV/c eine Extrapolation von ungefähr 15% bis 20%. Im Fall der $\bar{\Lambda}$–Spektren bei niedrigster Rapidität übersteigt der extrapolierte Anteil den gemessenen sogar.

Zum Vergleich der Daten mit Modellen kann neben der totalen Multiplizität auch die Rapiditätsdichte bei *midrapidity* verwendet werden. Der Vorteil besteht

		$\frac{dn}{dy}$ ohne K_{fd}					$\frac{dn}{dy}$ mit K_{fd}				
Si+Si	Λ	1,000	$\pm$	0,036	$\pm$	0,095	0,879	$\pm$	0,036	$\pm$	0,131
Si+Si	$\bar{\Lambda}$	0,211	$\pm$	0,007	$\pm$	0,031	0,160	$\pm$	0,007	$\pm$	0,046
C+C	Λ	0,268	$\pm$	0,008	$\pm$	0,029	0,238	$\pm$	0,008	$\pm$	0,038
C+C	$\bar{\Lambda}$	0,078	$\pm$	0,003	$\pm$	0,009	0,064	$\pm$	0,003	$\pm$	0,013

Tabelle 6.3: Rapiditätsdichte $\frac{dn}{dy}$ der $\Lambda-$ und $\bar{\Lambda}-$Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen, gemessen bei *midrapidity* ($\mid y - 2,9 \mid \; \leq \; 0,4$), links vor und rechts nach der Korrektur auf *feed down*–Beiträge. Zuerst ist der statistische Fehler aufgeführt, dann der systematische, dessen Abschätzung wird in Kapitel 6.5 erläutert.

darin, daß dieser Bereich experimentell meist zugänglich ist, während für die totalen Häufigkeiten Annahmen für Extrapolationen notwendig sind. Vor allem zum Vergleich mit anderen Messungen sollen hier die Rapiditätsdichten angegeben werden, denn viele Experimente besitzen, weil sie für andere Observablen konzipiert wurden, eine deutlich schmalere Akzeptanz als der NA49 Detektor. Die Rapiditätsdichten aus den beiden extrapolierten p_T–Spektren direkt oberhalb und unterhalb von *midrapidity* wurden gemittelt, die Werte in Tabelle 6.3 entstammen also dem Bereich $\mid y - 2,9 \mid \; \leq \; 0,4$ wie auch schon die m_T–Spektren und die inversen Steigungsparameter.
Die Rapiditätsspektren, die aus den extrapolierten p_T–Spektren gewonnen wurden, sind in der Abbildung 6.4 gezeigt. Sie überdecken jeweils 2,8 Einheiten in Rapidität. Die Stoßsysteme C+C und Si+Si sind symmetrisch, also müssen es die Rapiditätsverteilungen auch sein. Die offenen Symbole zeigen die Spiegelung bei *midrapidity* (y = 2,9 bzw. $y^* = 0$), sie stimmen gut mit den gemessenen Punkten überein.
Die $\bar{\Lambda}$–Baryonen bestehen aus neu produzierten Quarks, sie werden am häufigsten bei *midrapidity* erzeugt. Die Rapiditätsverteilung der Λ–Baryonen sind im Wesentlichen flach, sie zeigen einen leichten Anstieg hin zu Projektil– und Targetrapidität. Die entsprechenden Spektren mit *feed down*–Korrektur sind im Anhang C.2 dargestellt, dort befindet sich auch eine tabellarische Zusammenstellung der Spektren.

6.3 Extrapolation der totalen Multiplizitäten

Aus der Abbildung 6.4 wird deutlich, daß zwar ein großer Teil des Rapiditätsspektrums experimentell zugänglich ist, daß aber, besonders für die Extrapolation der Λ–Hyperonen, weitreichende Annahmen notwendig sind. Im Rahmen des

NA35 Experiments wurden die Spektren der Hyperonen aus Schwefel–Schwefel–Kollisionen bei einer Strahlenergie von 200 A GeV gemessen [Alb94]. Die Formen der Rapiditätsverteilungen aus Si+Si–Reaktionen sollten diesen sehr ähnlich sein ($\mathrm{A_S} = 32$, $\mathrm{A_{Si}} = 28$), während sich die Höhe wegen der größeren Strahlenergie und höheren Zentralität ($\sigma^{\mathrm{zentral}}_{\mathrm{S+S}}/\sigma^{\mathrm{inelast.}}_{\mathrm{S+S}} = 2\%$) unterscheiden sollte.

In der Abbildung 6.5 (unten) ist neben dem Rapiditätsspektrum der Λ–Hyperonen aus Si+Si–Reaktionen auch das auf die gleiche Rapiditätsdichte im gemessenen Bereich skalierte Spektrum der Λ–Baryonen aus S+S–Stößen aufgetragen. Die Verteilung ist flach und damit in qualitativer Übereinstimmung mit den Si+Si–Daten. An das skalierte S+S–Spektrum wurden Gaußkurven $\mathrm{f_{(S+S)}}(\sigma)$ angepaßt (in Schwarz eingezeichnet), sie werden zur Extrapolation des Bereichs $|\ \mathrm{y}^* \ |\geq 1,6$ integriert. Die grauen Kurven beschreiben auch hier die Variation innerhalb des statischen Fehler ($\mathrm{f_+}(\sigma + \Delta\sigma)$, $\mathrm{f_-}(\sigma - \Delta\sigma)$). Als statischer Fehler des Bereichs $|\ y^* \ |\geq 1,6$ wurde jeweils die halbe Differenz der Integrale von $\mathrm{f_+}$ und $\mathrm{f_-}$ veranschlagt. Schließlich verbleibt noch das Rapiditätsintervall $1{,}2 \leq \mathrm{y}^* < 1{,}6$, in dem nur ein reflektierter Meßwert vorliegt. Hier wurde zwischen dem reflektierten und den beiden umliegenden S+S–Punkten gemittelt, $(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dy}})_{\frac{1}{2}(\mathrm{Si+S})}$. Die gesamte Λ–Multiplizität $\langle\Lambda\rangle$ ergibt sich aus der Summation über die gemessenen Rapiditätsdichten zusammen mit der Extrapolation

$$\begin{aligned} \langle\Lambda\rangle_{\mathrm{Si+Si}} &= \sum_{\mathrm{y}^*_{\mathrm{min}}}^{\mathrm{y}^*_{\mathrm{max}}} \frac{\Delta \mathrm{n}}{\Delta \mathrm{y}} \cdot \Delta \mathrm{y}^{*'} + \left(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dy}}\right)_{\frac{1}{2}(\mathrm{Si+S})} \\ &+ \int_{\mathrm{y}^*=-2,9}^{-1,6} \mathrm{f_{(S+S)}} \cdot \mathrm{dy}^{*'} + \int_{\mathrm{y}^*=1,6}^{2,9} \mathrm{f_{(S+S)}} \cdot \mathrm{dy}^{*'}. \end{aligned} \tag{6.17}$$

Eine flache Verteilung ist für die Λ–Hyperonen aus C+C–Stößen eigentlich nicht zutreffend (Abbildung 6.5 oben), denn sie weisen noch ein Minimum bei *midrapidity* auf, das auch in p+p–Stößen beobachtet wird, dort ist es aber stärker ausgeprägt. Daher ist neben der skalierten Verteilung aus den S+S–Daten mit ihren Anpassungen auch eine in der Höhe entsprechend skalierte Parametrisierung der Λ–Rapiditätsspektren aus p+p–Kollisionen $\mathrm{f_{(p+p)}}$ eingezeichnet [Gaz91]. Die Skalierung wurde so gewählt, daß sie im Randbereich der Akzeptanz mit der Messung verträglich ist, die flankierenden Kurven dienen in gleicher Weise der Abschätzung des statistischen Fehlers. Diese Extrapolation überschätzt die Verteilung der Λ–Hyperonen aus C+C–Reaktionen vermutlich, da sie die Dichte bei *midrapidity* unterschätzt, also insgesamt zu hohe Gradienten annimmt. Im Gegensatz dazu ist die Extrapolation anhand der flachen Verteilung aus den S+S–Daten zu niedrig. Für die Extrapolation im Bereich $|\ \mathrm{y}^* \ |\geq 1,6$ wird zwischen den beiden Methoden gemittelt, die Dichte im Intervall $1{,}2 \leq \mathrm{y}^* < 1{,}6$ wird wie bei der Si–Analyse aus dem reflektierten und den beiden benachbarten S+S–Punkten

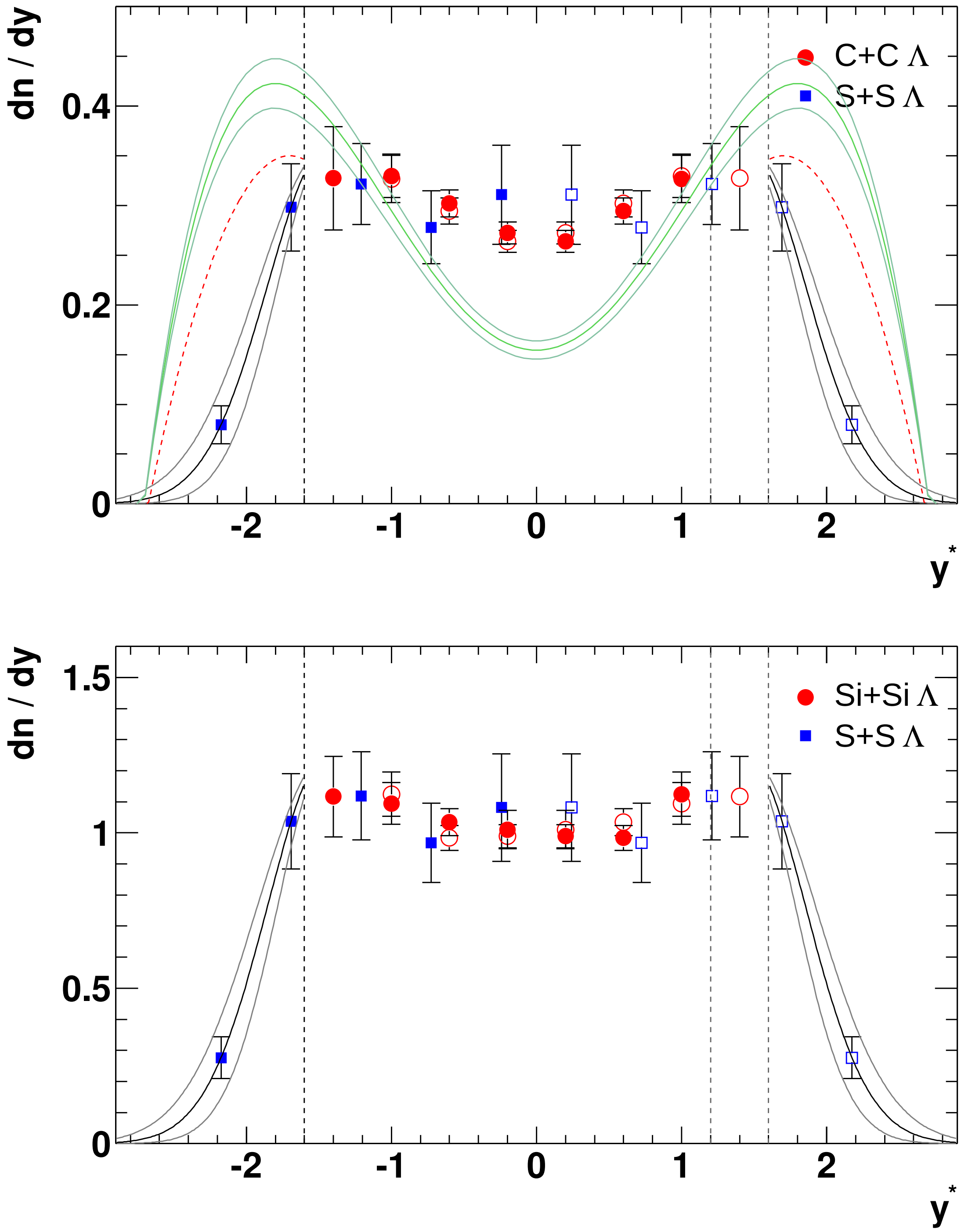


Abbildung 6.5: Rapiditätsspektren der Λ–Hyperonen aus C+C– (oben) und Si+Si–Kollisionen (unten) ohne *feed down*–Korrektur. Die gestrichelten Linien markieren den (durch Reflektion) erfaßten Rapiditätsbereich. Die eingezeichneten Kurven dienen der Abschätzung der totalen Multiplizitäten.

berechnet, $(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dy}})_{\frac{1}{2}(\mathrm{C+S})}$,

$$\begin{aligned}\langle\Lambda\rangle_{\mathrm{C+C}} &= \sum_{\mathrm{y}^*_{\mathrm{min}}}^{\mathrm{y}^*_{\mathrm{max}}} \frac{\Delta\mathrm{n}}{\Delta\mathrm{y}} \cdot \Delta\mathrm{y}^{*\prime} + \left(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dy}}\right)_{\frac{1}{2}(\mathrm{C+S})} \\ &+ 2\cdot\frac{1}{2}\cdot\left(\int\limits_{\mathrm{y}^*=1,6}^{2,9} \mathrm{f}_{(\mathrm{S+S})}\cdot \mathrm{dy}^{*\prime} + \int\limits_{\mathrm{y}^*=1,6}^{2,9} \mathrm{f}_{(\mathrm{p+p})}\cdot \mathrm{dy}^{*\prime}\right).\end{aligned} \tag{6.18}$$

Diese Λ–Multiplizität würde einer Extrapolation mit der Parabel entsprechen, die in der Abbildung 6.5 oben gestrichelt eingezeichnet ist. Die (halben) Differenzen zwischen den umhüllenden Kurven gehen jeweils in den statistischen Fehler ein, während die Hälfte der Differenz zwischen den Extrapolationen gemäß der beiden Methoden zu dem systematischen Fehler geschlagen werden.

Zur Extrapolation werden die Rapiditätsverteilungen der $\bar{\Lambda}$–Baryonen üblicherweise mit Gaußkurven angepaßt. Da die Form der Verteilungen in C+C– und Si+Si–Reaktionen wegen des hohen *feed down*–Anteils verzerrt sein kann, sollen diese zunächst mit Messungen in anderen Systemen verglichen werden. Dazu wurden die Antihyperonen aus S+S– [Alb94] und Pb+Pb–Kollisionen [Ant03b] mit Normalverteilungen angepaßt, sie haben beide eine Breite von $\sigma = 0{,}95$. Gaußkurven mit dieser Breite wurden dann an die Spektren aus C+C– und Si+Si–Stößen angepaßt ($\mathrm{f}_{(\mathrm{S+S})}$) und in der Abbildung 6.6 als gepunktete Kurven eingezeichnet. Sie sind mit den gemessenen Spektren verträglich, während die schmalere (gestrichelte) Gaußkurve aus p+p–Reaktionen [Sus02] mit $\sigma = 0{,}75$ die Form der Spektren nicht wiedergibt.
Die schwarze durchgezogene Linie entspricht der Gaußkurve f, die am besten zu den Messungen paßt, die grauen Linien stammen aus der Variation von f innerhalb des statistischen Fehlers, $\mathrm{f}_-(\sigma - \Delta\sigma)$ bzw. $\mathrm{f}_+(\sigma + \Delta\sigma)$. Sollten Vielfachstreuungen oder radiale Expansion für die Verbreiterung der Rapiditätsverteilungen verantwortlich sein, so ist es nicht plausibel, daß die Spektren in den kleinen Systemen weiter sind. Daher wird der extrapolierte Anteil aus der an die vorliegenden Daten angepaßten Gaußkurve und der mit der Breite der $\bar{\Lambda}$–Baryonen aus den S+S–Daten gemittelt:

$$\begin{aligned}\langle\bar{\Lambda}\rangle &= \sum_{\mathrm{y}^*_{\mathrm{min}}}^{\mathrm{y}^*_{\mathrm{max}}} \frac{\Delta\mathrm{n}}{\Delta\mathrm{y}} \cdot \Delta\mathrm{y}^{*\prime} \\ &+ \frac{1}{2}\cdot\left(\int\limits_{\mathrm{y}^*=-2,9}^{-1,6} \mathrm{f}\cdot \mathrm{dy}^{*\prime} + \int\limits_{\mathrm{y}^*=1,2}^{2,9} \mathrm{f}\cdot \mathrm{dy}^{*\prime}\right. \\ &+ \left.\int\limits_{\mathrm{y}^*=-2,9}^{-1,6} \mathrm{f}_{(\mathrm{S+S})}\cdot \mathrm{dy}^{*\prime} + \int\limits_{\mathrm{y}^*=1,2}^{2,9} \mathrm{f}_{(\mathrm{S+S})}\cdot \mathrm{dy}^{*\prime}\right).\end{aligned} \tag{6.19}$$

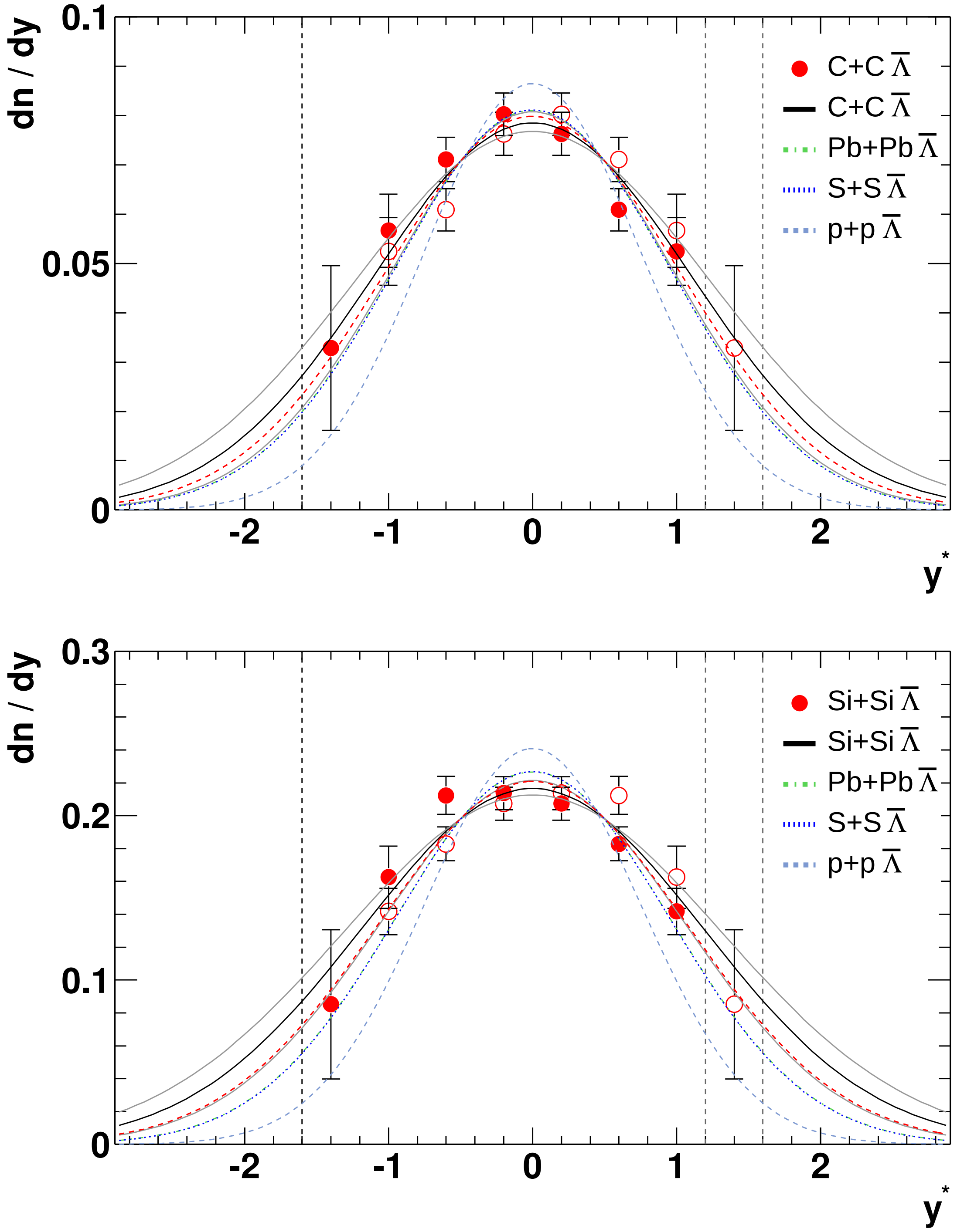


Abbildung 6.6: Rapiditätsspektren der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C– (oben) und Si+Si–Kollisionen (unten) ohne *feed down*–Korrektur. Die gestrichelten Linien markieren den (durch Reflektion) erfaßten Rapiditätsbereich. Die eingezeichneten Kurven dienen der Abschätzung der totalen Multiplizitäten.

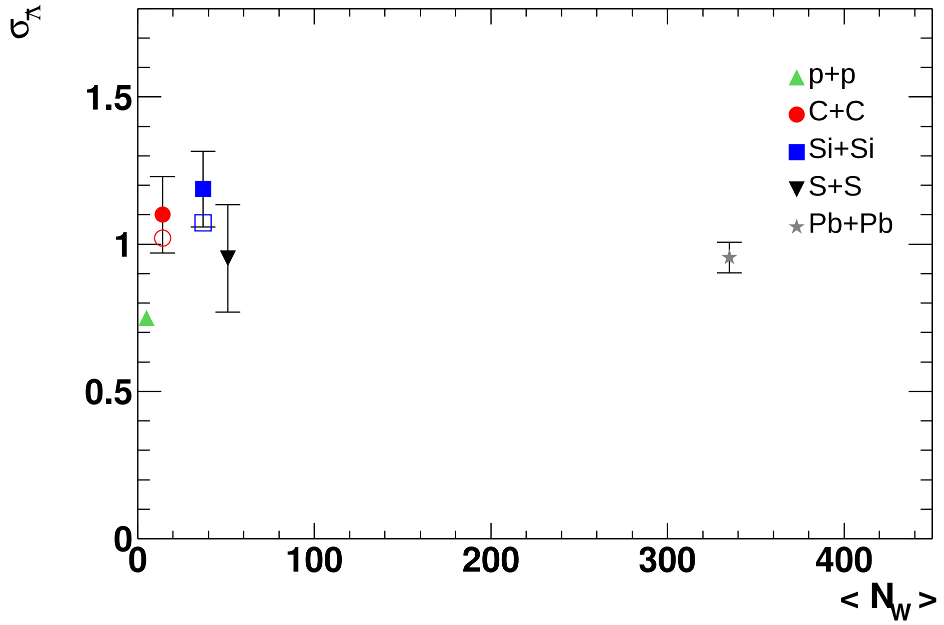


Abbildung 6.7: Breiten σ der angepaßten Gaußkurven an die Rapiditätsspektren der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus verschiedenen Stoßsystemen. Die offenen Symbole entsprechen den Normalverteilungen, die die in Tabelle 6.4 angegebenen $\bar{\Lambda}$–Multiplizitäten erzeugen. Alle verwendeten Daten sind nicht auf *feed down*–Kontaminationen korrigiert.

Die Gaußkurve, die genau diese Multiplizität liefert, ist in der Abbildung 6.6 als gestrichelte rote Linie eingezeichnet. Sie ist innerhalb des statistischen Fehlers mit der Anpassung an die Spektren gleichwertig. In der Abbildung 6.7 sind die Breiten der Antihyperonen aus den verschiedenen Stoßsystemen zusammengefaßt.

Die Abbildungen zur Extrapolation der *feed down* korrigierten Rapiditätsspektren befinden sich im Anhang, Abbildung C.10 und C.11. Die totalen Multiplizitäten sind in der Tabelle 6.4 aufgelistet. Der extrapolierte Anteil an der totalen Multiplizität der $\bar{\Lambda}$–Baryonen beträgt etwa 20% während auf die Messung der Λ–Hyperonen in C+C–Reaktionen noch 40% bzw. 30% auf die Si+Si–Daten aufgeschlagen wurden.

6.4 Zentralitätsabhängigkeit

Auf den ersten Blick scheint es eine große Diskrepanz zwischen den vorliegenden Resultaten und den Ergebnissen der Hyperonenanalyse der NA35 Kollaboration zu geben, die S+S–Reaktionen bei 200 A GeV untersucht haben [Bar90, Alb94]. Allerdings unterscheiden sich die Datensätze neben der höheren Einschußenergie auch in ihrer Zentralität, es wurde nur die 2% zentralsten S+S–Stöße aufgezeich-

		$\langle N \rangle$ ohne K_{fd}					$\langle N \rangle$ mit K_{fd}				
Si+Si	Λ	4,309	$\pm$	0,170	$\pm$	0,429	3,881	$\pm$	0,157	$\pm$	0,557
Si+Si	$\bar{\Lambda}$	0,597	$\pm$	0,044	$\pm$	0,076	0,492	$\pm$	0,053	$\pm$	0,108
C+C	Λ	1,459	$\pm$	0,047	$\pm$	0,283	1,322	$\pm$	0,045	$\pm$	0,324
C+C	$\bar{\Lambda}$	0,208	$\pm$	0,016	$\pm$	0,019	0,177	$\pm$	0,018	$\pm$	0,028

Tabelle 6.4: Totale Multiplizität der $\Lambda-$ und $\bar{\Lambda}-$Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen, links vor und rechts nach der Korrektur auf *feed down*–Beiträge. Zuerst ist der statistische Fehler aufgeführt, dann der systematische, dessen Abschätzung wird in Kapitel 6.5 erläutert.

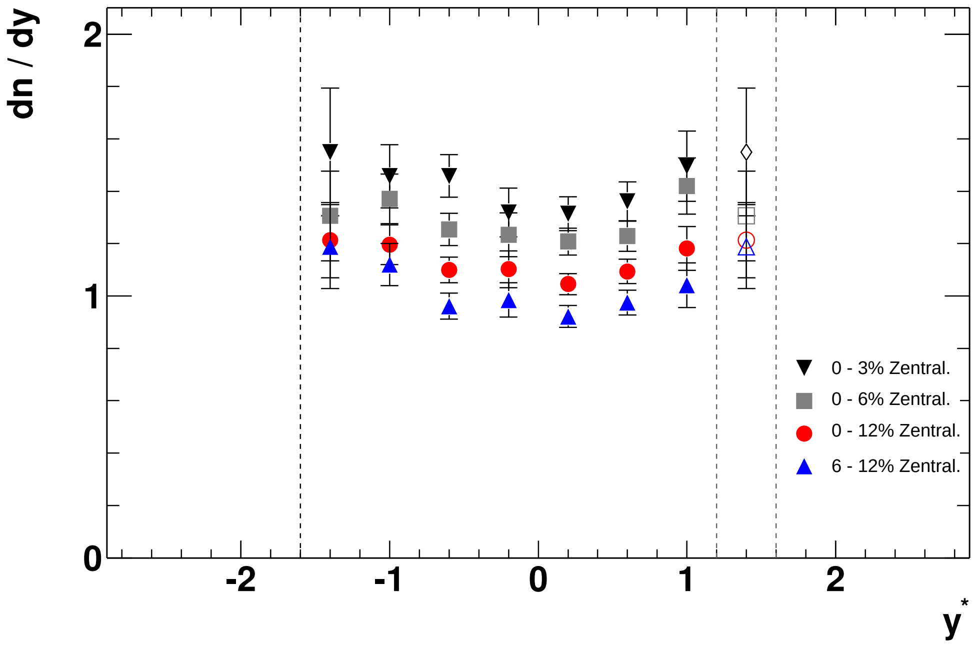


Abbildung 6.8: Rapiditätsspektren der Λ-Hyperonen aus Si+Si-Kollisionen, gemessen bei verschiedenen Zentralitäten. Die Daten sind nicht auf *feed down*–Kontaminationen korrigiert. Die offenen Symbole sind bei *midrapidity* gespiegelt. Die Klassen der 0-6% und 6-12% zentralsten Ereignisse sind unabhängig, während sich hinter 0-12% die Summe der beiden verbirgt. Die 3% zentralsten Reaktionen sind eine Untermenge der 6% zentralsten.

net. Die Auswirkung dieser beiden Differenzen auf die Resultate soll in diesem Kapitel untersucht werden.

Um die Abhängigkeit von der Zentralität zu untersuchen, wurden die vorliegenden Datensätze hinsichtlich ihrer Zentralität in zwei Klassen unterteilt. Dazu wurde die Energiedeposition im Veto–Kalorimeter verwendet, woraus auch die mittlere Anzahl der Partizipanten berechnet wurde, die in der Abbildung 6.9 benutzt wurde (siehe Tabelle 5.5). Der Datensatz aus den ursprünglich 15% zentralsten C+C–Reaktionen wurden in die 7% zentralsten und in eine semizentrale Klasse halbiert. Entsprechend wurde von den Si+Si–Daten mit 12% Zentralität die 6% zentralsten abgespalten, aus denen dann noch die 3% zentralsten Ereignisse selektiert wurden. Die letzte Auswahl stellt allerdings keine statistisch unabhängige Menge dar.

Die Λ–Baryonen aus den einzelnen Klassen der Si+Si–Daten konnten differentiell analysiert werden, die Form ihrer Rapiditätsspektren (Abbildung 6.8) zeigen keine Abhängigkeit von der Zentralität der Kollisionen. Auch die inversen Steigungsparameter T bleiben unverändert. Die totalen Multiplizitäten aus der Integration dieser Rapiditätsverteilungen sind in der Abbildung 6.9 eingetragen. Die vollen Symbole wurden für die unabhängigen Analysen (0-6% und 6-12%) verwendet, die offenen stehen für die zentralsten 3% der Ereignisse und den kompletten Datensatz. Da zum Zeitpunkt dieser Analyse die kalibrierte dE/dx–Information noch nicht vorlag, die durch die Identifizierung der Tochterprotonen erheblich zur Reduktion des Untergrunds beiträgt, ist das Signal zu Untergrund–Verhältnis deutlich niedriger; dazu kommt die verringerte Statistik durch die Unterteilung der Datensätze. Das wirkt sich schließlich auf die Qualität der Untergrundbestimmung aus. In der Regel verbleibt ein Teil des Untergrunds im Signal, dadurch wird z.B. die Multiplizität der Λ–Baryonen im gesamten Datensatz im Vergleich zur untergrundärmeren Analyse der selben Daten mit Protonenidentifikation um etwa 7% überschätzt.

Die Statistik der unterteilten Datensätze reicht hingegen nicht aus, um die Analysen der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen sowie der Λ–Baryonen aus C+C–Reaktionen differentiell durchzuführen. Eine Alternative bietet die Integration über den gesamten akzeptierten Impulsraum (Abbildung 5.11). Die Anzahl der Hyperonen pro Ereignis kann für die verschiedenen Klassen und die gesamten Datensätze bestimmt werden. Letztere werden mit der im vorigen Kapitel erzielten totalen Multiplizität korreliert. Für die Λ–Hyperonen aus Si+Si–Kollisionen ist keine Veränderung der Impulsraumverteilung mit der Zentralität zu erkennen, also sollte die Zahl der Hyperonen im akzeptierten Impulsraum direkt zur Skalierung der Multiplizität benutzt werden dürfen. Die so abgeschätzten totalen Multiplizitäten der $\bar{\Lambda}$–Baryonen und Λ–Hyperonen aus C+C–Reaktionen sind in der Abbildung 6.9 durch volle Symbole gekennzeichnet, während die Ergebnisse des vorigen Kapitels als zwischenliegende offene Symbole kenntlich gemacht werden.

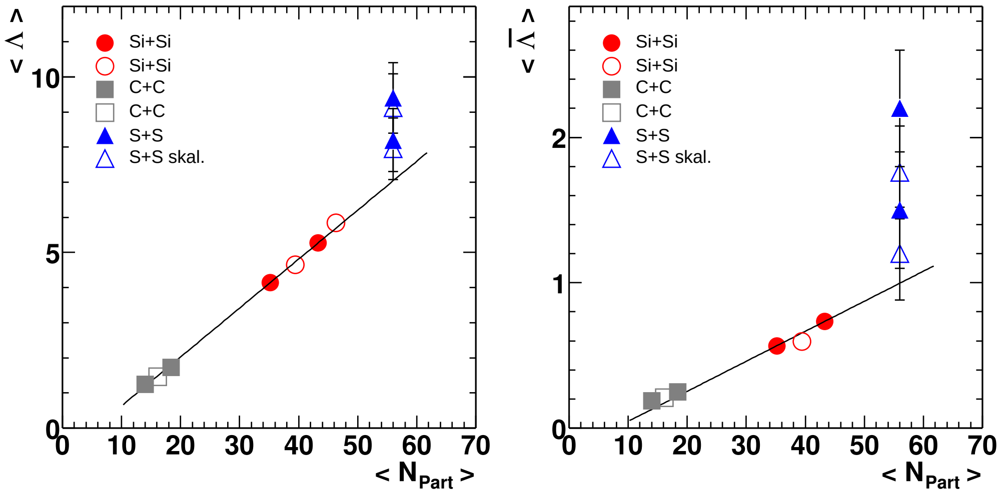


Abbildung 6.9: Multiplizität der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen in Abhängigkeit von der Anzahl der Partizipanten. Die Linien sind Anpassungen an die zentralen und peripheren Si+Si–Datenpunkte, ihre Extrapolationen sind mit den energieskalierten S+S–Messungen (Gleichung 6.20 und 6.21) konsistent. Alle dargestellten Daten sind nicht auf *feed down*–Kontaminationen korrigiert, dieser Beitrag sollte für die Si+Si– und S+S–Daten etwa gleichgroß sein.

Energieabhängigkeit

Um die Hyperonenmultiplizitäten, die in S+S–Reaktionen gemessen wurden, mit der vorliegenden Analyse vergleichen zu können, muß noch der unterschiedlichen Einschußenergie Rechnung getragen werden. Dazu ist die Energieabhängigkeit der Hyperonenwirkungsquerschnitte aus p+p–Reaktionen in der Abbildung 6.10, links, dargestellt, die Daten entstammen den Referenzen [Bob74, Aah80, Amm76, Cha73, Jae74, She75, Dao73]. Außerdem wurden die Teilchenmultiplizitäten aus Kern+Kern–Stößen in der Abbildung 6.10, rechts, zusammengestellt. Da oberhalb von 158 A GeV keine totalen Multiplizitäten gemessen wurden, sind zur Interpolation noch die *midrapidity* –Dichten aufgetragen (offene Symbole), hierzu wurden die Referenzen [Pin02, Bac01, Alb02, Ant03b, Ant04b, Adl02] herangezogen. Aus dem Vergleich der Multiplizitäten bei 158 und 200 A GeV soll ein Skalierungsfaktor gewonnen werden, mit dem die S+S–Daten umgerechnet werden.

Die Multiplizität der $\bar{\Lambda}$–Baryonen zeigt in jedem Fall einen starken Anstieg mit der Energie. Die Interpolation zwischen den p+p–Daten liefert ein konsistentes Ergebnis mit der Extrapolation der Kern+Kern–Daten, der Skalierungsfaktor beträgt

$$S_{\bar{\Lambda}} = 0,8. \qquad (6.20)$$

Schwieriger ist es im Fall der Λ–Hyperonen. In p+p–Kollisionen ist im betrach-

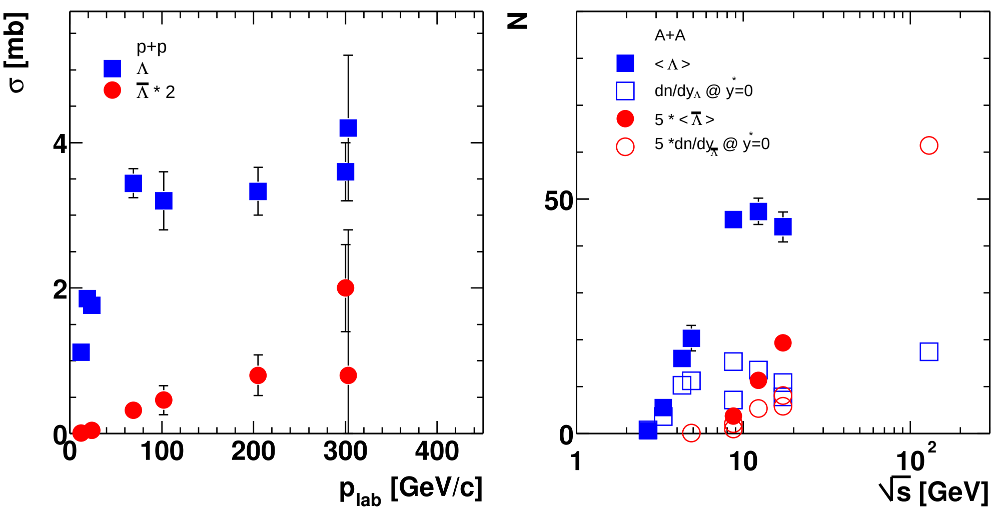


Abbildung 6.10: Energieabhängigkeit der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Produktion in p+p– (links) und A+A–Stößen (rechts) Die offenen Symbole sind *midrapidity* Dichten.

teten Energiebereich nur ein schwacher Anstieg von 1,6% zu sehen, das ist in Übereinstimmung mit der vernachlässigbaren Energieabhängigkeit der Protonenmultiplizität aus p+p–Stößen [Ros75]. In Kern+Kern–Stößen liegt um 100 A GeV keine Energieabhängigkeit der totalen Häufigkeiten vor, eine Extrapolation würde sogar einen abfallenden Trend zeigen. Daher wurden die *midrapidity* –Dichten betrachtet, was nur eingeschränkt zulässig ist, denn die Form der Rapiditätsverteilung der Λ–Hyperonen ist stark energieabhängig. Die Interpolation zwischen den Rapiditätsdichten bei 17 GeV und 130 GeV Schwerpunktsenergie resultiert ebenfalls in einem Skalierungsfaktor von 0,984. Die Extrapolation der *midrapidity* –Dichten, die vom NA57 Experiment bei 40 und 158 A GeV gemessen wurden, liefert $S_\Lambda = 0{,}971$. Schließlich kann von den Pb+Pb–Messungen bei 40 und 80 A GeV extrapoliert werden, daraus resultiert ein Unterschied von 3,6%. Diese Betrachtungen wurden in einer Skalierung von 3% zusammengefaßt,

$$S_\Lambda = 0,97. \tag{6.21}$$

Abschließend kann also anhand Abbildung 6.9 festgehalten werden, daß die vorliegende Analyse der Si+Si–Daten unter Berücksichtigung der Energie– und Zentralitätsabhängigkeit mit den Ergebnissen der NA35 Kollaboration konsistent ist.

6.5 Stabilität und systematischer Fehler

Neben dem statistischen Fehler tragen die Ergebnisse noch systematische Unsicherheiten. Ihnen liegen die beschriebenen Analysemethoden und Korrekturen

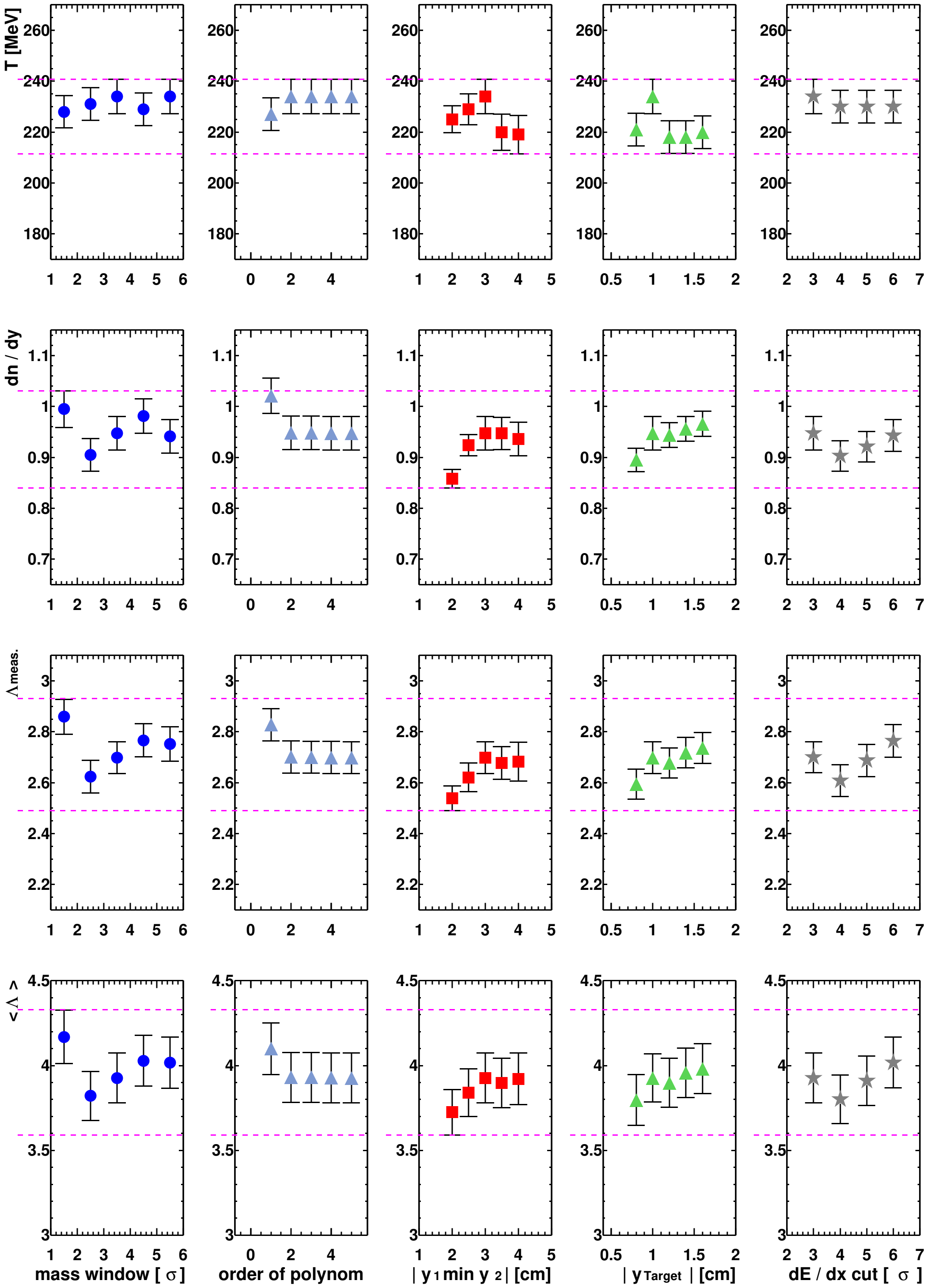


Abbildung 6.11: Schwankung der Resultate unter Variation verschiedener Parameter der Λ–Analyse in Si+Si–Daten. Die minimalen und maximalen Werte sind durch gestrichelte Linien markiert, die halbe Differenz wird jeweils als systematischer Fehler angegeben.

zugrunde. Die offene Frage ist, wie stark die Ergebnisse von der Methode selbst und ihren Parametern, etwa den verwendeten Auswahlkriterien, abhängen.

Es liegen keine Daten aus einem unabhängigen und konzeptionell verschiedenen Experiment vor, die eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten erlauben würden. Allerdings erzeugt die Seltsamkeitserhaltung Randbedingungen, die es in gewissen Maße erlauben, die Hyperonen mit den geladenen Kaonen zu vergleichen. Die Mesonenanalyse beruht im Wesentlichen auf der Teilchenidentifizierung durch den spezifischen Energieverlust und stellt dadurch eine konzeptionell andere Methode als die V0–Suche dar. Der Vergleich ist im folgenden Abschnitt dargelegt; die gute Übereinstimmung der beiden Analysetechniken rechtfertigt die Hyperonenidentifizierung durch Rekonstruktion des Zerfallvertex' mit dem NA49 Detektor.

Die Variation der maßgeblichen Parameter der Analyse führt zu Schwankungen im Ergebnis. Aus der Breite des Bereichs, im dem sich die Resultate bewegen, kann der systematische Fehler abgeschätzt werden. Diese Parameter sind im einzelnen

- die Breite des Massefensters, in dem der Signalinhalt bestimmt wird,
- die Funktion, die an den Untergrund angepaßt wird,
- die verwendeten Qualitätskriterien: die Separation der Tochterspuren in der Targetebene $y_1 \mathrm{min} y_2$, der Abstand der Hyperonen vom Hauptvertex in der Targetebene y_{Target} und die Breite des Energieverlustfensters zur Selektion der Tochterprotonen.

Der Einfluß der Veränderungen auf den inversen Steigungsparameter T, die Rapiditätsdichte dn/dy, die Multiplizität im erfaßten Rapiditätsbereich $\Lambda_{\mathrm{meas.}}$, die Breite der Rapiditätsverteilung der $\bar{\Lambda}$–Baryonen sowie die totale Multiplizität $\langle\Lambda\rangle$ wurde systematisch untersucht und ist in der Abbildung 6.11 am Beispiel der Λ–Analyse in den Si+Si–Daten dargestellt.

Zusätzlich trägt die Unsicherheit in der Extrapolation der Rapiditätsspektren, besonders bei den Λ–Hyperonen, noch zum systematischen Fehler bei. Dieser Anteil wird (linear) addiert. Schließlich wurde die Unsicherheit der *feed down*–Korrektur auf 30% der Korrektur selbst festgelegt (Kapitel 5.3.4), auch dieser Anteil wird linear addiert.

Der systematische Fehler der inversen Steigungsparameter bewegt sich zwischen 6% und 9%, die Unsicherheiten bei den Rapiditätsdichten und totalen Multiplizitäten belaufen sich auf etwa 10%, erreichen aber fast 20% für die Λ–Hyperonen aus den C+C–Reaktionen wegen der unsicheren Extrapolation. Die *feed down*–Korrektur erhöht den systematischen Fehler der Dichten und Multiplizitäten auf etwa 15%, im Fall der C+C Λ–Baryonen sogar auf 25%, während die Steigungsparameter kaum beeinflußt werden.

6.6 Seltsamkeitserhaltung

Die Seltsamkeit ist unter der starken Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße wie z.B. auch die elektrische Ladung oder die Baryonenzahl. In den Eingangskanälen existieren keine Seltsamkeit tragenden Quarks, also muß die Anzahl der s–Quarks in den Ausgangskanälen gleich der Anzahl der Antiquarks $\bar{s}$ sein.

Die Seltsamkeit wird zum größten Teil von Kaonen, Λ–, Σ– und Ξ–Hyperonen getragen. Die Ω–Baryonen sind deutlich seltener und werden hier vernachlässigt. Neben den Kaonen beinhalten noch andere Mesonen s–Quarks. Diese sind aber entweder seltsamkeitsneutral, weil sie $s\bar{s}$–Paare besitzen, wie etwa das ϕ–Meson, oder das zweite Quark hat als c, b oder t–Quark eine noch höhere Masse, so daß die Multiplizität sehr gering ist. Ein Beispiel dafür ist das D_s^-–Meson, das den Quarkinhalt $(\bar{c}s)$ hat.

Mit den bekannten Multiplizitäten der geladenen Kaonen [Alt04b] und einigen Annahmen über die Häufigkeit anderer Teilchen, kann die zu erwartende (Λ–$\bar{\Lambda}$)–Multiplizität berechnet und als Kontrolle mit den hier erzielten Ergebnissen verglichen werden. Zunächst werden alle Seltsamkeit tragenden Teilchen zusammengestellt, die Ξ–Hyperonen gehen mit doppeltem Gewicht ein, weil sie zwei s–Quarks besitzen.

$$\begin{aligned} s &: K^- + \bar{K}^0 + (\Lambda + \Sigma^0) + \Sigma^+ + \Sigma^- + 2\cdot\Xi^0 + 2\cdot\Xi^- \\ \bar{s} &: K^+ + K^0 + (\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0) + \bar{\Sigma}^+ + \bar{\Sigma}^- + 2\cdot\bar{\Xi}^0 + 2\cdot\bar{\Xi}^+ \end{aligned}$$

Die Messung der Λ–Hyperonen umfaßt auch die Σ^0–Teilchen, da sie in 7,4 $\cdot 10^{-20}$s unter Emission von Λ-Baryonen elektromagnetisch zerfallen. Im weiteren repräsentiert daher Λ die Summe der beiden Teilchen, bzw. $\bar{\Lambda}$ die Summe der beiden Antiteilchen. Die geladenen Σ–Hyperonen können meist experimentell nicht nachgewiesen werden, weil sie ein neutrales Tochterteilchen haben. Aus p+p–Kollisionen [Wro85] ist bekannt, daß die Multiplizität der geladenen $(\Sigma^+ + \Sigma^-)$–60% der Λ–Hyperonen ausmacht. Üblicherweise wird angenommen, daß sich dieser Faktor weder mit der Energie noch mit der Systemgröße ändert. Es gilt also

$$\Lambda + \Sigma^+ + \Sigma^- = 1,6 \cdot \Lambda.$$

Die Stoßsysteme C+C und Si+Si sind Isospin symmetrisch, daher ist die Annahme zulässig, daß die neutralen Hadronen die gleiche Multiplizität haben wie ihre geladenen Isospinpartner. Aus diesen Überlegungen folgt:

$$\begin{aligned} s &= \bar{s} \\ 2 \cdot K^- + 1,6 \cdot \Lambda + 4 \cdot \Xi^- &= 2 \cdot K^+ + 1,6 \cdot \bar{\Lambda} + 4 \cdot \bar{\Xi}^+ \\ 1,6 \cdot (\Lambda - \bar{\Lambda}) &= 2 \cdot (K^+ - K^-) + 4 \cdot (\bar{\Xi}^+ - \Xi^-) \end{aligned} \tag{6.22}$$

Mit den Ξ–Multiplizitäten aus [Bec04a] ($\langle \Xi^- \rangle_{\mathrm{C+C}} = 0{,}0728$, $\langle \bar{\Xi}^+ \rangle_{\mathrm{C+C}} = 0{,}0149$, $\langle \Xi^- \rangle_{\mathrm{Si+Si}} = 0{,}2438$, $\langle \bar{\Xi}^+ \rangle_{\mathrm{Si+Si}} = 0{,}0465$) wurden die ($\Lambda$-$\bar{\Lambda}$)–Differenzen für C+C– und Si+Si–Stöße ausgerechnet (die übrigen Zahlenwerte befinden sich in der Tabelle D.2), sie stimmen mit den Messungen auf 2% bzw. 3% überein.

Kapitel 7

Diskussion der Systemgrößenabhängigkeit

Die Resultate der Hyperonenproduktion in C+C– und Si+Si–Reaktionen stellen zusammen mit den Messungen in elementaren p+p–Interaktionen und Kollisionen der größeren Systeme S+S und Pb+Pb ein Gesamtbild dar. Die Untersuchung der Systemgrößenabhängigkeit erlaubt möglicherweise Einblicke in den Produktionsmechanismus seltsamer Teilchen und das dynamische Verhalten von Kernmaterie. Die relative Seltsamkeitsproduktion steigt in den kleinen Systemen rasch an und saturiert dann oberhalb von etwa 60 Partizipanten, Kapitel 7.1. Zuerst werden empirische Skalierungsparameter vorgestellt, Kapitel 7.2, sie orientieren sich an der geometrischen Anordnung der Nukleonen in der Überlappzone und geben damit bereits Hinweise auf die Ursache der Seltsamkeitserhöhung. Durch den Vergleich mit Modellen in Kapitel 7.3 kann sowohl die unabhängige Überlagerung von elementaren Interaktionen als auch das *rescattering* als Mechanismus, der zu höherer relativer Produktion seltsamer Teilchen führt, ausgeschlossen werden. Hingegen folgt aus der Bildung von *clustern* durch überlappende Resonanzen oder *strings* in hochdichten Systemen direkt die gemessene Seltsamkeitserhöhung. Im Rahmen des Statistischen Hadronisierungsmodells entsprechen C+C– und Si+Si–Reaktionen chemisch equilibrierten Systemen, was eine Voraussetzung für das Überschreiten der Phasengrenze ist. Die chemischen Potentiale, bestimmt aus Teilchenverhältnissen, begünstigen die Seltsamkeitsproduktion in großen Systemen nicht, Kapitel 7.4, vielmehr ist die Penetrationsphase entscheidend, in der mit steigender Systemgröße immer mehr Energie im Feuerball deponiert wird, was die Rapiditätsspektren der Λ–Hyperonen widerspiegeln, Kapitel 7.5. Die transversalen Verteilungen deuten schließlich an, daß die mit der Systemgröße anwachsende Energiedichte in steigenden radialen Teilchenfluß umgesetzt wird, Kapitel 7.6. Die zentralen Aussagen des Kapitels werden in der Zusammenfassung, Kapitel 7.7 wiederholt; die Arbeit schließt mit einem Ausblick, Kapitel 7.8.

7.1 Chemischer *freeze out* – Multiplizitäten

Hier sollen zuerst die Hyperonenmultiplizitäten aus zentralen und peripheren Reaktionen sowie die Teilchendichten bei *midrapidity* für die verschiedenen Stoßsysteme dargestellt werden. Die Wahl der Normierungsgröße – die Pionen oder die Anzahl der Partizipanten bzw. der *wounded nucleons* – beeinflußt den Verlauf der Systemgrößenabhängigkeit bereits, was darauf hindeutet, daß diese Größen bereits selbst in nicht trivialer Weise voneinander abhängen.

7.1.1 Zentrale Kollisionen

In der Abbildung 7.1 sind die Multiplizitäten der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen zusammen mit den p+p–, S+S– und Pb+Pb–Daten dargestellt. Die verwendeten Daten sind zusammen mit ihren Referenzen im Anhang D, in der Tabellen D.1 bis D.6 aufgeführt. Für S+S–Reaktionen sind beide Veröffentlichungen der NA35 Kollaboration eingezeichnet. Zusätzlich zu den p+p–Daten der NA49 Kollaboration ist die Interpolation zwischen Messungen bei niedrigeren und höheren Einschußenergien aufgeführt (siehe Abbildung 6.10).

Zur Normierung können verschiedene Größen verwendet werden, die ein Maß für die Größe oder den Energieinhalt des Reaktionssystems darstellen. Die drei hier verwendeten sind

- die mittlere Multiplizität der geladenen Pionen $\langle\pi\rangle = \frac{1}{2}\big(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle\big)$,
- die mittlere Anzahl der *wounded nuleons* $\langle N_W\rangle$, also der Nukleonen, die sich in dem geometrischen Überlappbereich der Projektil– und Targetkerne befinden, sie werden üblicherweise aus Rechnungen mit dem Glauber–Modell bestimmt,
- die mittlere Anzahl der partizipierenden Nukleonen $\langle N_{part}\rangle$, diese beinhalten im Gegensatz zu den *wounded nuleons* auch jene Nukleonen, die durch Stöße mit Teilchen, die aus dem geometrischen Überlappbereich abgelenkt werden, an der Reaktion teilnehmen. Sie werden meist über den Nachweis der nicht partizipierenden Spektatoren in Null–Grad–Kalorimetern berechnet.

In Abbildung 7.1 ist zu sehen, daß die Wahl der Normierungsgröße bei zentralen Reaktionen den qualitativen Verlauf der Systemgrößenabhängigkeit nicht beeinflußt. Die $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus S+S–Reaktionen wurden, wenn sie nicht auf die Anzahl der Pionen normiert wurden, wegen der höheren Strahlenergie skaliert. Dazu wurde Gleichung 6.20 verwendet, die Multiplizitäten also um 20% reduziert. Im

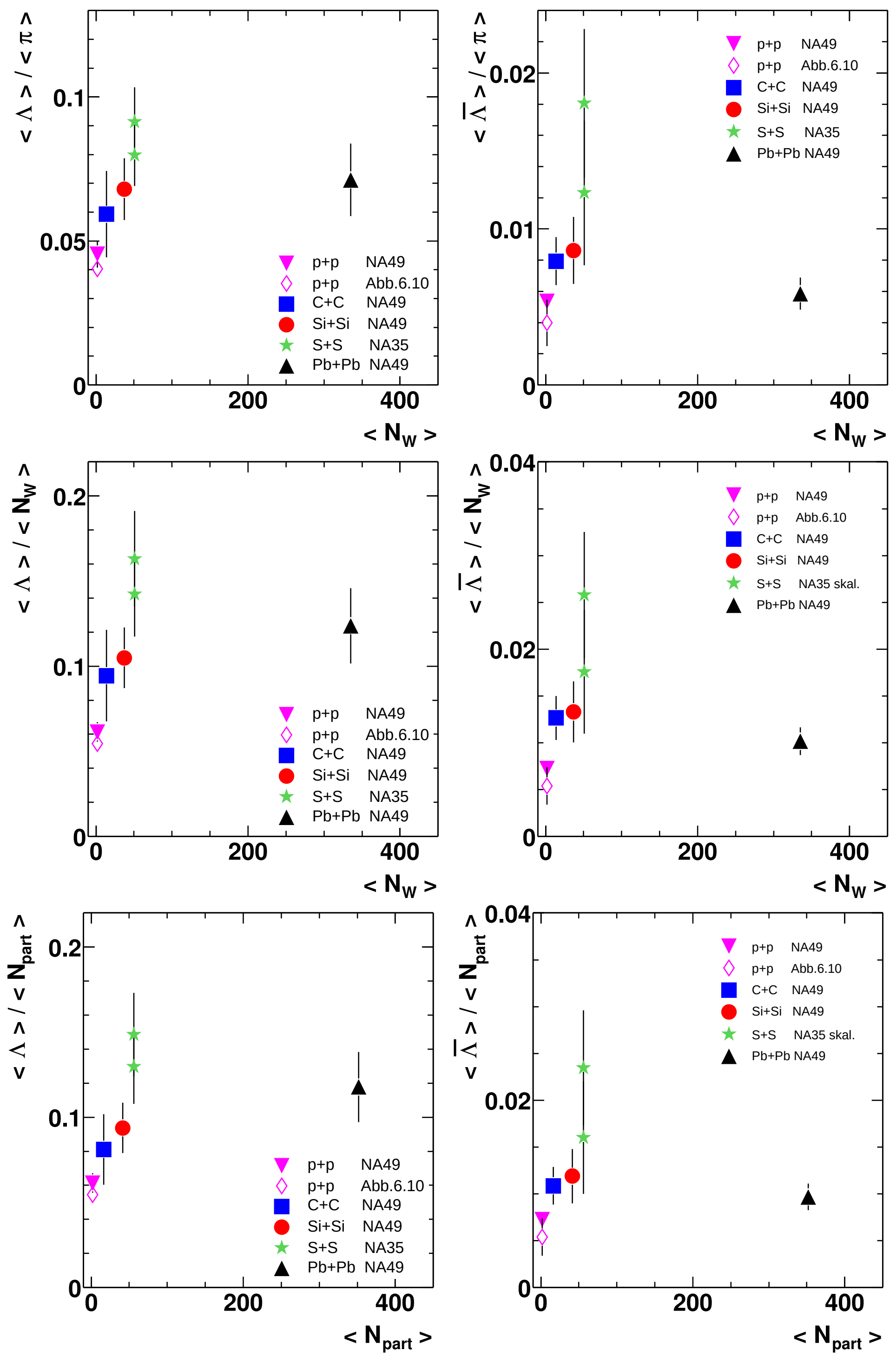


Abbildung 7.1: Hyperonenmultiplizitäten pro $\langle\pi\rangle = \frac{1}{2}(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle)$ (oben), pro *wounded nucleon* $\langle N_W\rangle$ (mitte) und pro Partizipant $\langle N_{part}\rangle$ (unten) in verschiedenen Stoßsystemen. Die Multiplizität der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus S+S–Reaktionen ist für die mittlere und untere Darstellung gemäß der Energieabhängigkeit mit Gleichung 6.20 skaliert. Alle Daten sind auf *feed down*–Kontaminationen korrigiert.

Gegensatz dazu wurde auf die ohnehin sehr geringe Korrektur der Λ–Hyperonen (3%) im Folgenden immer verzichtet. Die Fehlerbalken an den totalen Multiplizitäten beinhalten sowohl die statistischen als auch die systematischen Unsicherheiten. Für die Datenpunkte, für die die Fehler getrennt aufgeführt sind, wurde die quadratische Summe aus beiden verwendet.

Der qualitative Trend, dem die Daten zentraler Kollisionen folgen, ist unabhängig von der verwendeten Normierungsgröße; in jedem Fall steigt die relative Seltsamkeitsproduktion in Abhängigkeit von der Systemgröße von p+p–Reaktionen aus zunächst sehr steil an und saturiert dann wahrscheinlich oberhalb der S+S–Kollisionen. Die Seltsamkeitsüberhöhung (*strangeness enhancement*) E beschreibt die zusätzliche Produktion von Hyperonen $\langle Y \rangle$ (oder Seltsamkeit tragenden Mesonen) im Vergleich zu den p+p–Daten über das Skalieren mit der Normierungsgröße N hinaus:

$$E = \frac{\langle Y \rangle_{A+A} \;\; / \;\; \langle N \rangle_{A+A}}{\langle Y \rangle_{p+p} \;\; / \;\; \langle N \rangle_{p+p}}. \tag{7.1}$$

Die über die Normierungsgrößen gemittelte Seltsamkeitsüberhöhung der Λ–Hyperonen beträgt bereits in C+C–Reaktion $E = 1{,}6$, das heißt die relative Seltsamkeitsproduktion ist in dem etwa achtfach größeren System bereits um 60% angestiegen. In Si+Si–Stößen erreicht sie $E = 1{,}8$ und in Pb+Pb–Kollisionen verdoppelt sich die relative Seltsamkeitsproduktion sogar, $E = 2{,}1$. In S+S–Reaktionen liegt sie sogar noch etwas höher, was teilweise auf die höhere Zentralität zurückzuführen ist. Die Saturation, die sich oberhalb der S+S–Kollisionen, bei etwa 60 Partizipanten, abzeichnet, tritt auch bei den geladenen Kaonen und ϕ–Mesonen auf [Höh03a], siehe Abbildung D.1.

Die $\bar{\Lambda}$–Baryonen weisen einen noch stärkeren Anstieg im Bereich der kleinen Systeme auf ($E = 2$ für C+C und $E = 2{,}1$ für Si+Si) und fallen dann zu Pb+Pb–Kollisionen hin wieder ab ($E = 1{,}6$). Das Maximum wird durch die wesentlich höhere Produktion in S+S–Reaktionen noch verdeutlicht. Die mögliche Absorption der $\bar{\Lambda}$–Baryonen wird im Abschnitt 7.3.8 diskutiert.

7.1.2 Periphere Reaktionen

Bei der Messung peripherer Pb+Pb–Kollisionen kann ein weiter Bereich an *wounded nucleons* abgedeckt werden, die periphersten 60% des inelastischen Wirkungsquerschnitts liegen im gleichen Bereich wie die zentralen Stöße kleiner Kerne. In dem Bereich, in dem sich nur die diffusen Randbereiche der Kerne durchdringen, weicht die Anzahl der partizipierenden Nukleonen sehr stark von der der *wounded nucleons* ab, in der periphersten Ereignisklasse unterscheiden sie sich sogar um

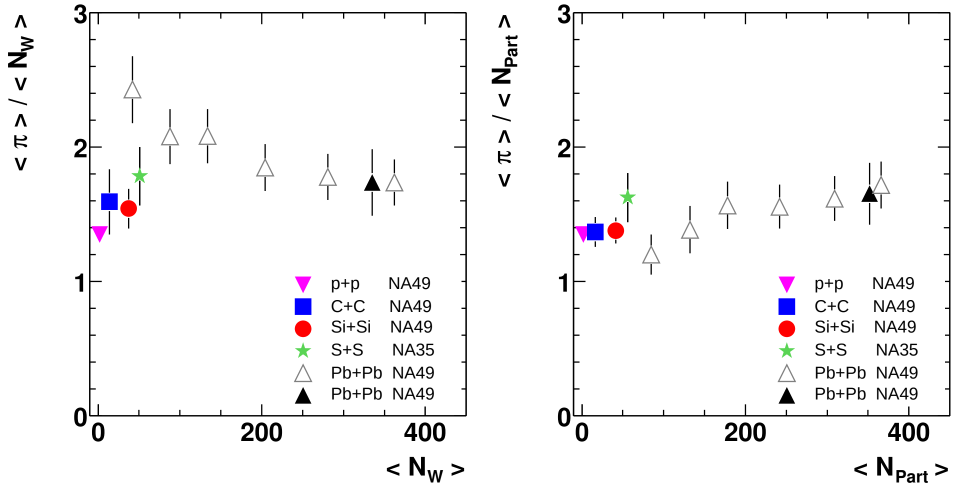


Abbildung 7.2: Pionenmultiplizitäten $\langle\pi\rangle = \frac{1}{2}\big(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle\big)$ pro *wounded nucleon* $\langle N_W\rangle$ bzw. Partizipant $\langle N_{Part}\rangle$ in verschiedenen Stoßsystemen. Alle Daten sind auf *feed down*–Kontaminationen korrigiert.

einen Faktor 2. Dementsprechend hängt der Verlauf der Systemgrößenabhängigkeit der Seltsamkeitsproduktion ganz wesentlich von der Wahl der Normierungsgröße ab.

In der Abbildung 7.2 ist die relative Pionenproduktion pro *wounded nucleon* $\langle N_W\rangle$ und pro Partizipant $\langle N_{Part}\rangle$ dargestellt. Abgesehen von dem Anstieg von etwa 30% zwischen p+p– und zentralen Pb+Pb–Kollisionen ist das $\langle\pi\rangle/\langle N_{Part}\rangle$–Verhältnis nahezu unabhängig von der Systemgröße. Die Partizipanten setzen sich aus den *wounded nucleons*, die primäre Stöße erleiden, und den Nukleonen, die erst durch gestreute oder produzierte Teilchen getroffen werden (*rescattering*), zusammen. Letztere haben im Mittel eine niedrigere Schwerpunktsenergie zur Verfügung. Das macht sich eventuell in der Produktion schwerer Teilchen bemerkbar, aber es wirkt sich offenbar nicht auf die Pionenproduktion aus. Erst in den sehr peripheren Kollisionen ist der Anteil der Nukleonen, die Stöße bei niedrigerer Schwerpunktsenergie erfahren als die *wounded nucleons*, so groß, daß auch die Pionenproduktion davon betroffen ist.
Hingegen steigt das $\langle\pi\rangle/\langle N_W\rangle$–Verhältnis bereits in den kleinen Stoßsystemen stark an und ist für sehr periphere Pb+Pb–Stöße maximal. Das zeigt die Diskrepanz zwischen dem kleineren Volumen der *wounded nucleons*, in dem bei hoher Schwerpunktsenergie die schwereren Teilchen überwiegend produziert werden und dem größeren Volumen der Partizipanten, über das sich die Pionenerzeugung erstreckt.

In peripheren Pb+Pb–Kollisionen wurden nur die Hyperonendichten bei *midrapidity* gemessen, Daten zu den totalen Multiplizitäten liegen nicht vor. Die Multiplizitäten der Λ–Hyperonen können aber unter Ausnutzung der Seltsamkeitserhaltung abgeschätzt werden (siehe Kapitel 6.6). Unter Vernachlässigung der Ω–Hyperonen gilt

$$\langle\Lambda\rangle = \langle\bar{\Lambda}\rangle + \frac{2}{1,6}\cdot\Big(\langle K^+\rangle - \langle K^-\rangle\Big) + \frac{4}{1,6}\cdot\Big(\langle\bar{\Xi}^+\rangle - \langle\Xi^-\rangle\Big). \tag{7.2}$$

In der Abbildung 7.3 ist die berechnete Λ–Multiplizität für die 10% zentralsten Pb+Pb–Ereignisse als offenes Quadrat eingezeichnet. Die Differenz zur gemessenen Multiplizität (volles Dreieck) ist ein Maß für den systematischen Fehler der beitragenden Messungen.

In peripheren Pb+Pb–Kollisionen wurden zwar die geladenen Kaonen, aber weder die Ξ– noch die $\bar{\Lambda}$–Hyperonen gemessen. Allerdings liefern die Kaonen ohnehin den wesentlichen Beitrag in der Berechnung und die mit

$$\langle\Lambda\rangle = \frac{2}{1,6}\cdot\Big(\langle K^+\rangle - \langle K^-\rangle\Big). \tag{7.3}$$

grob abgeschätzten Λ–Multiplizitäten (offene Dreiecke in Abbildung 7.3) sind in ausreichender Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus Gleichung 7.2. Alle verwendeten Daten befinden sich im Anhang D in den Tabellen D.1 bis D.6.

Je nach Normierungsgröße resultiert der Vergleich zentraler und peripherer Kollisionen in einem unterschiedlichen Bild. Bei der Normierung auf die *wounded nucleons* $\langle N_W\rangle$ zeichnet sich ein kontinuierlicher Verlauf der Systemgrößenabhängigkeit der Hyperonenproduktion ab. Der rasche Anstieg geht im Bereich von etwa 60 *wounded nucleons* in einen flacherer Verlauf über. Währenddessen suggeriert die Hyperonenmultiplizität pro Pion ein kontinuierliches lineares Anwachsen der relativen Seltsamkeitsproduktion. Normiert auf die mittlere Anzahl der Partizipanten $\langle N_{Part}\rangle$ zeigt sich eine deutliche Diskrepanz zwischen dem steileren linearen Anstieg in den zentralen Stößen und dem flacheren Anwachsen der peripheren Reaktionen. Zur Klärung dieser Diskrepanz werden im übernächsten Abschnitt empirische Skalierungsparameter vorgestellt, nachdem zunächst die Hyperonenproduktion bei *midrapidity* mit den Daten der NA57 Kollaboration ergänzt wird.

7.1.3 Hyperonenproduktion bei *midrapidity*

Die Interpretationen von Messungen bei *midrapidity* besitzen, im Gegensatz zu den totalen Multiplizitäten, die Komplikation, daß die Observable, also hier die relative Seltsamkeitsproduktion als Funktion der Systemgröße, mit einem zweitem Effekt, der Veränderung der Form der Rapiditätsspektren, gefaltet ist. Der Einfluß des zunehmenden Abbremsens (*stopping*) mit steigender Kerngröße wirkt

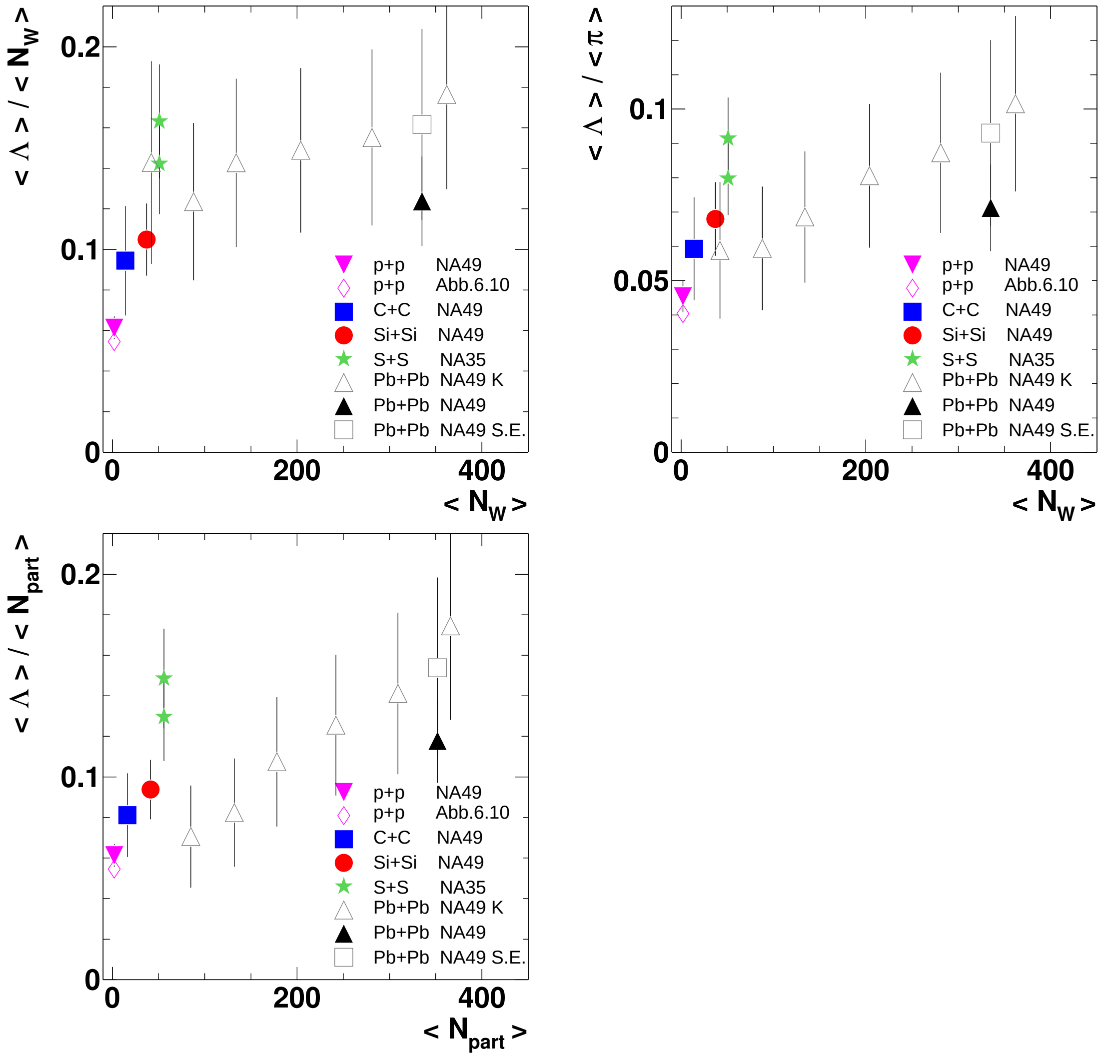


Abbildung 7.3: In den peripheren Pb+Pb–Stößen wurden die totalen Multiplizitäten der Λ–Hyperonen nicht gemessen, ihre Häufigkeit kann grob mit den geladenen Kaonen abgeschätzt werden ($\frac{2}{1{,}6}\big(\langle K^+\rangle - \langle K^-\rangle\big)$, offene Dreiecke). Im Rahmen der Fehler ist das in Übereinstimmung mit der genaueren Berechnung der Seltsamkeitserhaltung (siehe Gleichung 7.2, offenes Quadrat). Siehe auch Bildunterschrift zu Abbildung 7.1

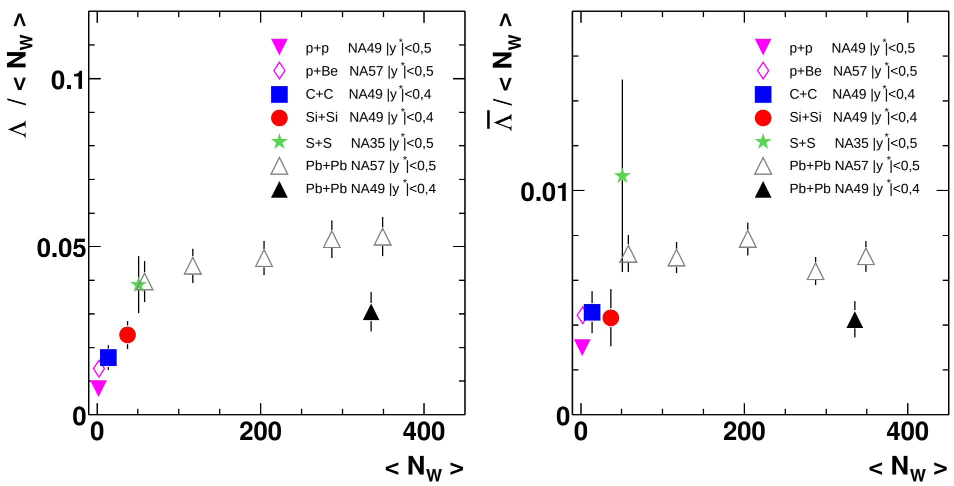


Abbildung 7.4: Teilchendichten, gemessen bei *midrapidity*. Der $\bar{\Lambda}$–Punkt aus den S+S–Daten ist gemäß der Energieabhängigkeit mit Gleichung 6.20 skaliert. Alle Daten sind auf *feed down*–Kontaminationen korrigiert.

sich hauptsächlich auf die Rapiditätsverteilung der Λ–Hyperonen aus (siehe auch Abbildung 7.18 in Kapitel 7.5). Da aber in peripheren Pb+Pb–Reaktionen nur Hyperonendichten bei *midrapidity* gemessen wurden, sollen hier die Resultate der NA57 Kollaboration den Teilchendichten aus zentralen Stößen gegenübergestellt werden.

Die Hyperonenproduktion pro *wounded nucleon* bei *midrapidity* (Abbildung 7.4) zeigt qualitativ den gleichen Verlauf wie die für die totalen Multiplizitäten (Abbildung 7.3), zuerst einen steilen Anstieg als Funktion der Systemgröße und dann ein Abflachen oder Saturieren oberhalb von etwa 60 *wounded nucleons*. Die Diskrepanz von etwa 40 % in den Ergebnissen aus Pb+Pb–Kollisionen zwischen den Kollaborationen NA49 und NA57 tritt auch in den Dichten anderer Teilchen auf. Ursachen für die systematische Abweichung werden gegenwärtig diskutiert.

Die NA52 Kollaboration [Amb99] hat ebenfalls die Produktion geladener Kaonen in Pb+Pb–Stößen bei 158 A GeV, allerdings bei Vorwärtsrapidität (y=4,4), in Abhängigkeit der Anzahl der partizipierenden Nukleonen untersucht. Wie bei dem $\langle\Lambda\rangle/\langle N_{Part}\rangle$ Verhältnis der totalen Multiplizitäten deuten sich verschiedene $\langle N_{Part}\rangle$ Abhängigkeiten für zentrale p+Be– und periphere Pb+Pb–Kollisionen an. Darüber hinaus beobachten sie einen flacheren Verlauf oberhalb von etwa 80 Partizipanten, was in den NA49 Daten nicht auftritt, aber auf eine unterschiedliche Definition von $\langle N_{Part}\rangle$ zurückzuführen sein kann.

Insgesamt ergibt sich also ein konsistentes Bild sowohl aus der Verwendung von *midrapidity* oder 4π Daten als auch aus der direkten Messung der Hyperonen oder deren Abschätzung aus den Kaonen.

7.2 Empirische Skalierungsparameter

Aus der Abbildung 7.3 deutet sich an, daß die Hyperonenproduktion eher mit der Anzahl der *wounded nucleons* als mit der Anzahl der Partizipanten skaliert. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß die primären Nukleon+Nukleon–Stöße essentiell für die Erzeugung schwerer Teilchen sind. Das bedeutet, daß besonders in den peripheren Kollisionen, in denen der Anteil der partizipierenden Nukleonen, die keine *wounded nucleons* sind, maximal ist, sehr viele Interaktionen nicht ausreichend hart sind, um Hyperonen zu erzeugen. Andererseits ist für die *wounded nucleons* die Wahrscheinlichkeit Mehrfachstöße zu machen (*multiple scattering*) höher als für die Partizipanten, die in den Randbereichen sitzen. Das Akkumulieren von Anregungsenergie könnte auch eine Quelle erhöhter Seltsamkeitsproduktion sein. Diese Möglichkeit wird im Kapitel 7.3 besprochen, zuerst soll der Einfluß der unterschiedlichen Geometrie quantifiziert werden.

Neben dem Volumen, das die an der Seltsamkeitsproduktion beteiligten Nukleonen aufspannen, bietet die geometrische Anordnung der Nukleonen bzw. ihrer Kollisionen einen zweiten Zugang zur empirischen Skalierung der zentralen Stöße verschieden großer Systeme und der zentralitätsselektierten Pb+Pb–Interaktionen. Die Abhängigkeit von der Dicke der Reaktionszone, der Nukleonendichte, der Anzahl bzw. der Dichte der Kollisionen und schließlich der Energiedichte wird im Folgenden vorgestellt.

Dicke der Reaktionszone

Die Abbildung 7.5 zeigt die Geometrien verschiedener Kern+Kern–Stöße. Zentrale Si+Si– und periphere Pb+Pb–Kollisionen, die die gleiche Anzahl von *wounded nucleons* besitzen, unterscheiden sich in deren Anordnung. Die schmalere Linse der peripheren Pb+Pb–Stöße erlaubt Teilchen, die sich in der Mitte der Reaktionszone befinden, bereits nach einer Weglänge von r - $b/2 \approx 1{,}35$ fm das ursprüngliche Volumen zu verlassen. In zentralen Kollisionen müssen die Teilchen dazu einen längeren Weg zurücklegen. Die Dicke der Linse r - $b/2$ (r: Kernradius, b: Stoßparameter) ist etwa proportional zum Verhältnis aus ihrem Volumen V und ihrer Oberfläche A [Blu02, Sik01]

$$\frac{V}{A} \propto r - \frac{b}{2} \tag{7.4}$$

das ebenfalls der Wahrscheinlichkeit, an Vielfachstreuungen teilzunehmen, entspricht. Diese von F. Sikler vorgeschlagene geometrische Variable liefert einen linearen Verlauf des $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$–Verhältnisses, Abbildung 7.6 links. Damit weist sie

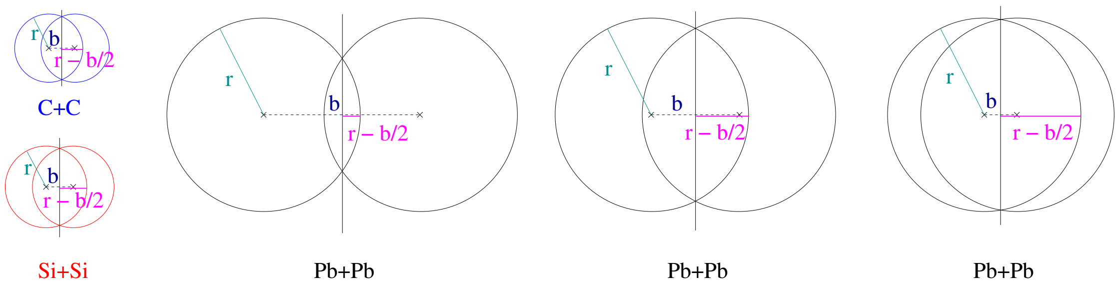


Abbildung 7.5: Geometrische Anordnung verschiedener Kern+Kern–Kollisionen. Die drei Pb+Pb–Skizzen entsprechen der periphersten, einer semizentralen und der zentralsten Ereignisklasse. Eingezeichnet ist der Skalierungsparameter r - $b/2$ (r: Kernradius, b: Stoßparameter).

auf einen Zusammenhang zwischen Mehrfachstößen und Seltsamkeitsproduktion hin, was über das ungefähre Skalieren mit $\langle N_W \rangle$ hinausgeht, denn letzteres erlaubt nicht, zwischen der Härte der Interaktionen, ihrer Anzahl oder anderen Größen als relevante Parameter zu unterscheiden.

Nukleonendichte

Die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen in der Überlappzone hängt neben der Austrittsweglänge auch von der Dichte der Streuzentren, also zunächst der Dichte der Nukleonen ab. Diese variiert zwischen den zentralen Reaktionen und dem Streifen der dünnen Kernhüllen. H. Bialkowska und W. Retyk haben gezeigt [Bia01], daß mit der mittleren Dichte der partizipierenden Nukleonen für Kaonen und ϕ–Mesonen bei AGS– und SPS–Energien ähnlich wie mit der Länge r - $b/2$ ein linearer Verlauf der Systemgrößenabhängigkeit erzielt werden kann.

Zu einem vergleichbaren Resultat gelangt auch C. Höhne, wenn sie statt der Dichte die mittlere Anzahl an Kollisionen der *wounded nucleons* $\langle \nu \rangle$ verwendet [Höh03b]. Die Übereinstimmung kann noch verbessert werden, wenn nicht $\langle \nu \rangle$, sondern der relative Anteil der Nukleonen, die mehrere Kollisionen machen, benutzt wird [Höh03a]. Damit soll herausgestrichen werden, daß Kern+Kern–Kollisionen über eine unabhängige Überlagerung von p+p–Stößen hinausgehen, siehe Abschnitt 7.3.1.

Kollisionsdichte

Eine Verbindung der Nukleonendichte mit der Anzahl der Kollisionen kann in Form der Dichte inelastischer Kollisionen erreicht werden. Die räumliche Kollisi-

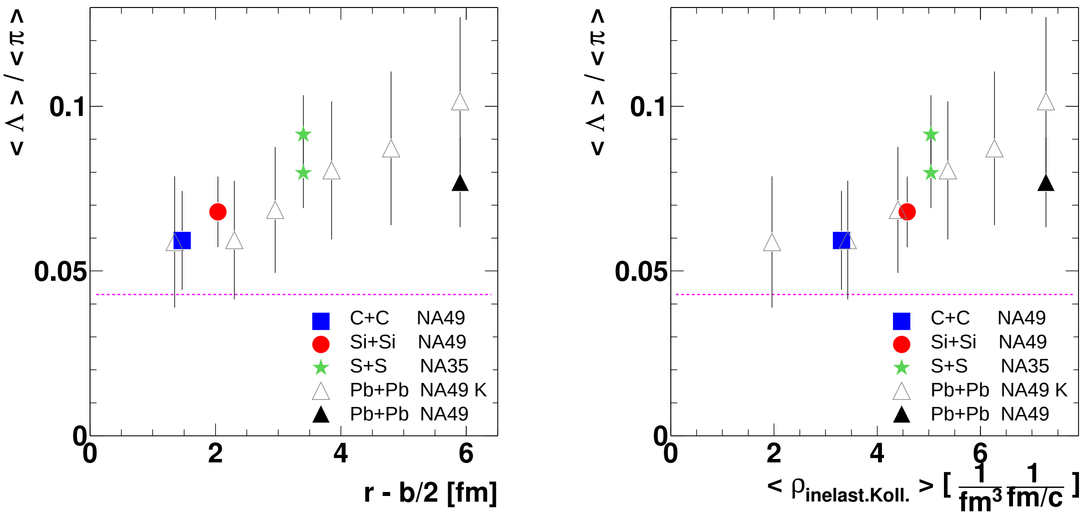


Abbildung 7.6: Mit den geometrischen Skalierungsvariablen r - $b/2$ und der räumliche und zeitliche Dichte der Kollisionen ρ kann die Systemgrößenabhängigkeit des $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$–Verhältnisses beschrieben werden. Auch hier wurde die Hyperonenmultiplizität in peripheren Pb+Pb–Stößen aus den geladenen Kaonen abgeleitet. Die zentralen Pb+Pb–Daten wurden mit den *wounded nucleons* auf 5% Zentralität skaliert; die gestrichelte Linie entspricht der relativen Hyperonenproduktion in p+p–Interaktionen.

onsdichte kann in Zeitschritten für den Verlauf einer Schwerionenkollision im Rahmen des UrQMD–Modells [Bas98] berechnet werden. Die räumliche und zeitliche Dichte inelastischer Kollisionen $\langle\rho_{inel.coll.}\rangle$ kann dann durch Mittelung über die Zeitschritte bestimmt werden. C. Höhne hat diese Simulationsrechnungen durchgeführt [Höh03b], sie hat den Integrationsbereich zwischen 1 fm/c für C+C– und 1,8 fm/c für Pb+Pb–Kollisionen – entsprechend der unterschiedlichen Dauer der Penetrationsphase – variiert. Die Abbildung 7.6 (rechts) zeigt, daß die Hyperonenproduktion (ebenso wie die Multiplizitäten der Kaonen und ϕ–Mesonen) pro Pion linear mit der Kollisionsdichte skaliert.

Die physikalischen Mechanismen, die das UrQMD–Modell (Version 1.3) beinhaltet und die eine Erklärung für die Produktion seltsamer Teilchen geben können, werden im folgenden Kapitel 7.3 diskutiert. Zuvor soll noch ein weiterer empirischer Skalierungsparameter vorgestellt werden.

Energiedichte

Von F. Wang wurde ein experimentell motivierter Parameter vorgeschlagen, der proportional zur Bjorkenschen Abschätzung der anfänglichen Energiedichte [Bjo83] multipliziert mit der Formationszeit ist [Wan02]. Damit kann sowohl die Energieabhängigkeit, von AGS über SPS bis zu RHIC, als auch die Systemgrößenabhängigkeit, von p+p bzw. p+$\bar{\mathrm{p}}$ bis zu Pb+Pb, des K^-/π–Verhältnisses bei *midrapidity* beschrieben werden. Allerdings werden weder K^+–Mesonen noch Hyperonen untersucht, weil diese Beschreibung den Einfluß des baryochemischen Potentials nicht beinhaltet.

S. Kabana geht darüber hinaus, indem sie Kern+Kern–Reaktionen zu $\mu_B = 0$ extrapoliert [Kab01a, Kab01b]. Sie verwendet die Größe $\lambda_S = \frac{2\,\bar{s}}{\bar{u}+\bar{d}}$, die sie aus der Anpassung eines thermodynamischen Modells an experimentell bestimmte Teilchenverhältnisse gewinnt. Desweiteren argumentiert sie, daß elementare und Kern+Kern–Stöße bei der gleichen anfänglichen Energiedichte, nicht bei der gleichen Schwerpunktsenergie, wegen des unterschiedlichen *stoppings* verglichen werden sollten. Sowohl der isentrop zu $\mu_B = 0$ verschobene Parameter λ_S^0 als auch die chemische Ausfriertemperatur T^0 bei verschwindendem chemischen Potential steigen mit der Energiedichte ϵ zuerst linear an und saturieren dann oberhalb von $\epsilon \approx 1$ GeV/fm^3. Elementare und Kern+Kern–Parameter sind innerhalb der Fehler gleich.

Es können also auf empirischer Basis Parameter gefunden werden, die die peripheren und zentralen Kollisionen vereinheitlichen, allerdings ist damit die Frage nach der Ursache der erhöhten Seltsamkeitsproduktion noch immer unbeantwortet. Anhaltspunkte vermittelt die Gegenüberstellung der Daten mit Modellen im folgenden Abschnitt.

7.3 Modelle

Dieses Kapitel widmet sich der Frage: *Woher kommt die erhöhte Produktion seltsamer Teilchen?* Sowohl die Überlagerung elementarer Kollisionen als auch die späte *rescattering* Phase können als Ursache ausgeschlossen werden. Die wesentlichen Größen sind mit der Dichte verknüpft. Die Verbindung zwischen der mikroskopischen Sichtweise und statistischen Modellen wird aufgezeigt. Zuletzt wird der Hadronisierungsprozeß und die mögliche Absorption der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen diskutiert.

7.3.1 Überlagerung von N+N–Kollisionen

Der einfachste Ansatz für Kern+Kern–Stöße ist die unabhängige Überlagerung von Nukleon+Nukleon–Prozessen. In A+A–Kollisionen wechselwirkt ein Projektilnukleon mit mehreren Targetnukleonen, im Mittel zwischen 2 in C+C– und knapp 5 in Pb+Pb–Reaktionen. Dabei kann das Nukleon Anregungsenergie akkumulieren, die es – im Fall einer unabhängigen Überlagerung – ohne Einfluß der übrigen Partizipanten unter Teilchenemission wieder abbaut. Daß mehrere Interaktionen stattgefunden haben, bei denen die Nukleonen kinetische Energie verloren haben, spiegelt sich in den Rapiditätsverteilungen der Protonen und Neutronen wider; aber auch die Λ–Hyperonen, die Quarks der ursprünglichen Nukleonen tragen können, zeigen eine mit der Systemgröße zunehmende Verschiebung von der Strahlrapidität zu *midrapidity* hin (*stopping*), siehe Abbildung 7.18 in Kapitel 7.5. Würden die Nukleonen durch mehrere Kollisionen vollständig gestoppt werden und ihre gesamte kinetische Energie in Form von Anregungsenergie tragen, so würde in diesem Bild jedes Paar von teilnehmenden Nukleonen einer einzigen p+p–Reaktion bei doppelter Schwerpunktsenergie entsprechen, die unabhängig überlagert werden.

Zu einer höheren Seltsamkeitsproduktion würden die Mehrfachstöße führen, wenn für die angeregten Nukleonen, also effektiv für eine höhere Schwerpunktsenergie, die Wirkungsquerschnitte größer wären. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für Λ–Hyperonen aus p+p–Reaktionen im relevanten Energiebereich fast konstant und der für $\bar{\Lambda}$–Baryonen verändert sich nur um einige Prozent (siehe Abbildung 6.10), während zur Erklärung der Systemgrößenabhängigkeit ein Verdopplung der relativen Seltsamkeitsproduktion benötigt wird. Auch die Pionenerzeugung zeigt in diesem Bereich einen leichten Anstieg mit der Schwerpunktsenergie [Ros75].

Dieser Abschätzung liegt zugrunde, daß sich durch Mehrfachstöße nur die effektive Schwerpunktsenergie ändert. Es ist aber nicht klar, ob die Nukleonen nach der ersten Generation von Kollisionen noch mit Protonen verglichen werden dürfen. Durch die Anregung bzw. das Aufspannen von *strings* sollten die Wirkungsquerschnitte für Resonanzen eine bessere Beschreibung der Seltsamkeitsproduktion ergeben. Es gibt jedoch keine umfangreichen Messungen von Resonanz+Hadron– bzw. Resonanz+Resonanz–Wirkungsquerschnitten.

Die unabhängige Überlagerung der Interaktionen führt also nicht zur beobachteten Erhöhung der Produktion der Hyperonen, falls der Vergleich mit p+p–Kollisionen bei verschobener Energie zulässig ist. Vielmehr müssen kollektive Phänomene einsetzen, die die Teilchenproduktion qualitativ verändern. Das wird im Folgenden diskutiert.

7.3.2 Seltsamkeitsproduktion in sekundären Interaktionen

Ein qualitativer Unterschied zwischen p+p– und Kern+Kern–Stößen liegt darin, daß die Partizipanten und produzierten Teilchen in A+A–Kollisionen noch miteinander inelastisch wechselwirken können. Ob die Interaktionen Baryon+Baryon, Baryon+Meson und Meson+Meson zur Seltsamkeitsproduktion beitragen, kann für ein Hadronengas im Rahmen von UrQMD–Rechnungen überprüft werden.

In dem UrQMD–Modell werden die Stöße der einlaufenden und produzierten Teilchen in ihrer zeitlichen Entwicklung verfolgt. Die ausschließlich hadronischen Prozesse, die zur Teilchenproduktion und ihrer Vernichtung beitragen, sind Anregung und Fragmentation von *strings* durch inelastische Stöße, Zerfall von Resonanzen und Koaleszenz.

Simulationsrechnungen für die Stoßsysteme p+p, C+C, Si+Si und Pb+Pb [Höh03b, Fri04] mit UrQMD Version 1.2 deuten darauf hin, daß in p+p–Reaktionen Teilchen nur durch Stöße zwischen den einlaufenden Baryonen und durch den Zerfall von Resonanzen erzeugt werden, während bereits in C+C–Kollisionen Interaktionen, an denen auch produzierte Mesonen und Baryonen beteiligt sind (*rescattering*), einen etwa 10%igen Beitrag zur Teilchenerzeugung liefern, in Si+Si– sind es etwa 20% und in Pb+Pb–Interaktionen ca. 30%. Allerdings wird in Kern+Kern–Stößen auch die Teilchenzahl durch inelastische Interaktionen und hauptsächlich durch Koaleszenz reduziert. In C+C–Reaktionen betrifft das etwa 2/3 der Teilchen, die in sekundären Prozessen entstehen, dieser Anteil wächst mit der Systemgröße. Selbst wenn die Teilchenvernichtung außer acht gelassen und beim *rescattering* doppelt so viele Hyperonen wie Pionen erzeugt werden würden, würde sich das nur in einem ca. 10% bzw. knapp 20% höheren Hyperon/Pion–Verhältnis in C+C– bzw. Si+Si–Reaktionen niederschlagen, was weit unter der gemessenen Erhöhung von 60% bzw. 80% für die Λ–Baryonen liegt. Folglich kann das *rescattering* nur zu einem kleinen Teil die Ursache für die erhöhte Produktion seltsamer Teilchen sein.
Selbst die schwächere Erhöhung der relativen Hyperonenproduktion in den peripheren Pb+Pb–Stößen kann in einem hadronischen Szenario des UrQMD–Modells nicht erklärt werden [Sof99], siehe Abbildung 7.7.

7.3.3 Mikroskopische Modelle

Die räumliche und zeitliche Dichte der Kollisionen während der Penetrationsphase der einlaufenden Kerne ist ein geeigneter Parameter, um die relative Hyperonenproduktion in verschiedenen Kern+Kern–Stößen zu vereinheitlichen, Abbildung 7.6 rechts. Das deutet auf eine qualitative Veränderung mit zunehmender Dichte hin.

Eine Möglichkeit ist, daß die einzelnen angeregten Nukleonen oder *strings* bzw. ihre Hadronisierungsprozesse bei hoher Dichte nicht mehr als unabhängig angesehen werden dürfen. Aus den achtziger Jahren stammt die Idee, daß in zentralen

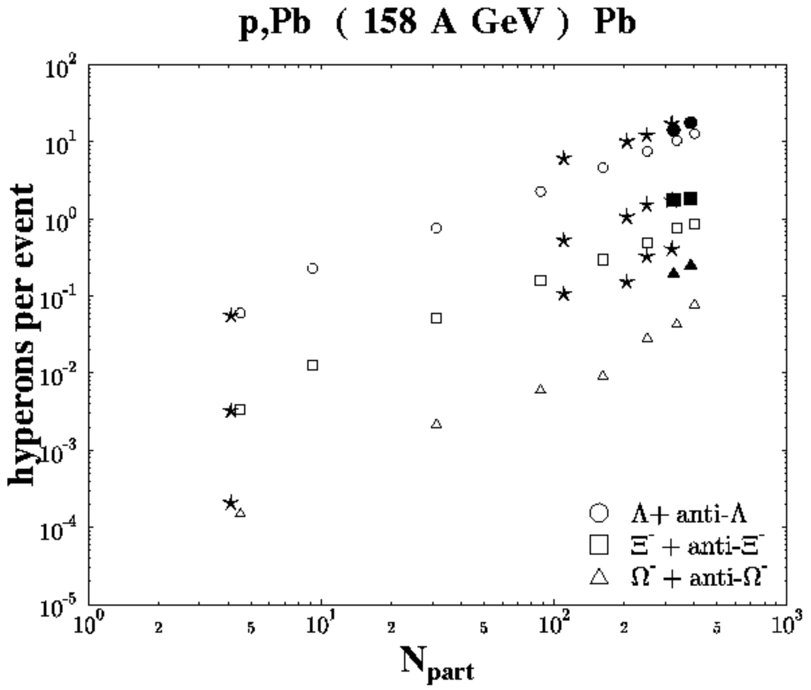


Abbildung 7.7: Gemessene Hyperonenproduktion in p+Pb– und zentralitätsselektierten Pb+Pb–Kollisionen bei 158 A GeV (Sterne), im Vergleich mit UrQMD–Rechnungen [Sof99] mit Standardeinstellungen (offene Symbole) und mit erhöhter Stringkonstanten κ bzw. reduzierter Quarkmasse (volle Symbole). Das *rescattering* kann nur einen Teil der Seltsamkeitserhöhung erklären. Erst durch die Überlagerung der strings kann die Hyperonenproduktion in zentralen Pb+Pb–Stößen reproduziert werden.

Schwerionenstößen die Dichte der *strings* so hoch sein kann, daß sie überlappen [Bir84, Kno88]. Eine Konsequenz dessen ist erhöhte Teilchenproduktion. Besonders die Häufigkeit der *heavy flavours*, also auch die der s–Quarks, sollte wegen der höheren Farbfeldstärke deutlich größer sein [Sor92]. Im UrQMD–Modell kann das durch eine größere *string* Konstante κ in der Schwingergleichung [Sch51] umgesetzt werden. Das hat dieselbe Auswirkung wie die Absenkung der *constituent* Quarkmasse auf die der *current* Quarks, was bei der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie erwartet wird.
In dem Szenario überlappender *strings*, im UrQMD–Modell also einer Phase nahezu masseloser Quarks, kann die Seltsamkeitserhöhung, die in Pb+Pb–Stößen gemessen wurde, nachvollzogen werden [Sof99], Abbildung 7.7.

In C+C–Kollisionen, in denen noch nicht die volle Seltsamkeitserhöhung erreicht ist, müßten demzufolge zwei verschiedene Subvolumina existieren. Das eine wäre dann eine p+p–artige unabhängige Teilchenquelle, neben der *cluster* aus überlappenden *strings* gebildet werden, die für eine höhere relative Seltsamkeitsproduktion verantwortlich sind. Wegen des weiten Bereichs in Rapidität, den der Feuerball überspannt, kann sich wahrscheinlich nicht nur ein partonisches *cluster* bilden, sondern es wird zu Koexistenz von mehreren hadronischen und partonischen Regionen kommen.

Die Vorstellung der Koexistenz zweier verschiedenartiger Teilchenquellen in kleinen oder mittelgroßen Systemen kann auch mit dem Auftreten der beobachteten Fluktuationen (Abbildung 7.9) im Zusammenhang gebracht werden. Ein phänomenologischer Ansatz, der ein solches Szenario beschreibt, beruht auf dem Percolationsbild.

7.3.4 Percolationsrechnungen

Die Percolationstheorie beschäftigt sich ganz allgemein mit dem Einsetzen kollektiver Eigenschaften über größere Bereiche, wie z.B. die Ausrichtung der Spins in ferromagnetischen Materialien. Hier soll untersucht werden, wie sich zusammenhängende Gebiete, *cluster*, aus überlappenden *strings* ausbreiten [Sat02a, Sat02b]. Die Betrachtungen beschränken sich auf zwei Dimensionen; die Fläche aller *cluster* S_{cl} in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung relativ zur gesamten Überlappfläche der kollidierenden Kerne S_{tot} dient als Beobachtungsgröße. Bei niedriger Partonendichte n bleiben alle Partonen separiert, während bei hoher Dichte die gesamte Fläche von *clustern* abgedeckt wird. Das Verhältnis S_{cl}/S_{tot} verändert sich nicht linear mit der Partonendichte, sondern steigt in der Nähe des Percolationspunkts n_P mit der Dichte stark an, Abbildung 7.8. Die von zusammenhängenden Partonen ausgefüllte Fläche soll einem großen Volumen von Kernmaterie in partonischer Phase (*deconfinement*) entsprechen, allerdings ist es unerheblich, ob sie thermalisiert ist, was eine notwendige Bedingung für die Bildung eines Quark–Gluon–Plasmas ist.

Die Fläche, die die *cluster* einnehmen, hängt von ihrem Transversalimpuls ab, die Anzahl der Partonen wird Daten tief–inelastischer Streuung entnommen, die Dichte variiert mit der Größe der Kerne bzw. der Zentralität der Stöße für eine feste Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$. Im Rahmen dieser Rechnung liegt die kritische Dichte n_P für zentrale Stöße bei $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV bei Kernen der Größe $A \approx 60$ bzw. für periphere Pb+Pb–Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV bei $N_W \approx 150$.

Oberhalb dieses Percolationspunktes, also für Kerne ab der Größe $A \approx 60$, bildet sich ein partonisches *cluster*, das aus überlappenden Partonen aller ca. 120 beteiligten, miteinander verbundenen und wechselwirkenden Nukleonen besteht.

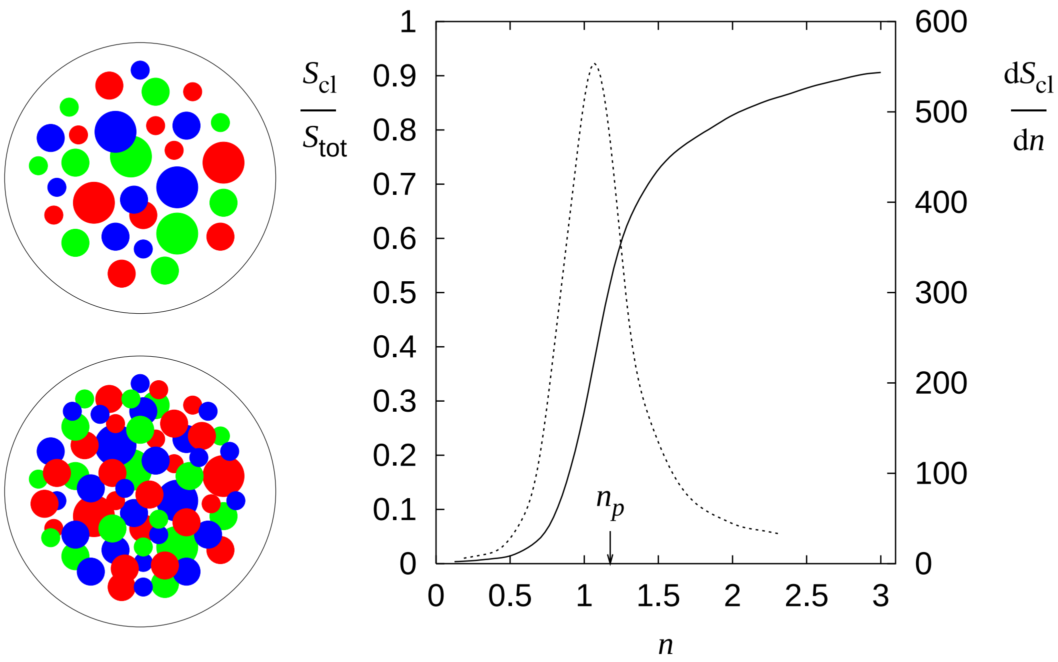


Abbildung 7.8: Anordnung der Partonen in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung für zentrale Kollisionen, links oben für niedrige und links unten für eine hohe Partonendichte. Rechts ist die Fläche, die überlappende Cluster in dieser Ebene einnehmen, S_{cl} relativ zur gesamten Fläche der Kern+Kern–Kollision S_{tot} als Funktion der Partonendichte n dargestellt, sowie der Gradient Clusterfläche [Sat02a, Sat02b].

In diesem stark wechselwirkenden *cluster* sollte die relative Seltsamkeitsproduktion auf dem selben Niveau wie in zentralen Pb+Pb–Stößen sein. Das $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$–Verhältnis erreicht den Pb+Pb–Wert jedoch bereits bei etwa 60 Partizipanten, Abbildung 7.1; ebenso verhält sich die Produktion geladener Kaonen und ϕ–Mesonen [Höh03b], Abbildung D.1. Diese Diskrepanz kann auf vereinfachende Annahmen zurückgeführt werden. Exaktere Rechnungen, die gerade durchgeführt werden [Höh04], beschreiben sowohl den Percolationspunkt als auch den Verlauf der Seltsamkeitsproduktion deutlich besser.

Der Verlauf der relativen Seltsamkeitsproduktion könnte auch mit einem einfacheren Bild erklärt werden: in jedem Ereignis entsteht entweder ein „rein hadronischer" oder ein „rein partonischer" Feuerball, diese unterscheiden sich in ihrer relativen Seltsamkeitsproduktion. In p+p–Kollisionen sind alle Ereignisse hadronisch, während in zentralen Pb+Pb–Stößen alle partonisch sind. Im Übergangsbereich treten mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit hadronische oder partonische Ereignisse auf. Damit könnten zwar die Teilchenverhältnisse reproduziert werden, jedoch sollten unterschiedliche Stärken von Fluktuationen beobachtet werden. Die Systemgrößenabhängigkeit der Fluktuationen des mittleren

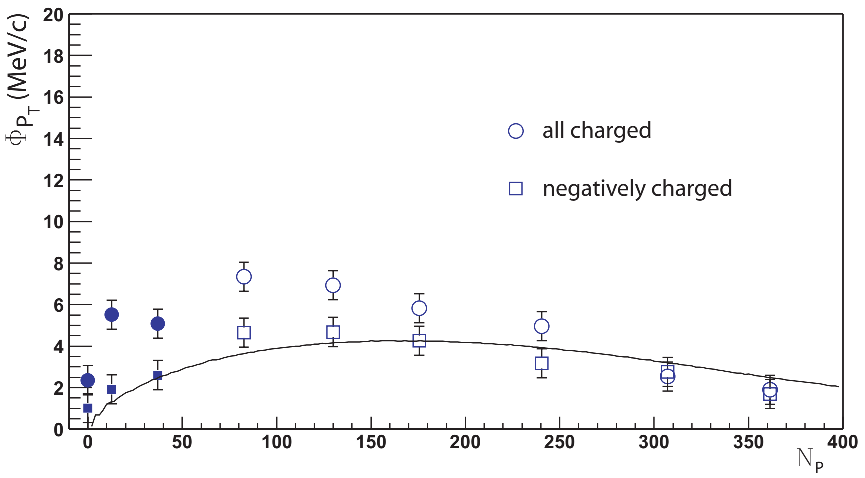


Abbildung 7.9: Gemessene Fluktuationen von $\langle p_T \rangle$ in den Kollisionssytemen p+p, C+C, Si+Si sowie in zentralitätsselektierten Pb+Pb–Stößen bei 158 A GeV [Ant03a] im Vergleich mit einer Percolationsrechnung [Fer04].

Transversalimpulses [Ant03a] kann aber mit Percolationsrechnungen [Fer04] gut beschrieben werden, Abbildung 7.9.

Die räumliche Überlagerung einiger oder vieler *strings* stellt einen grundsätzlichen Unterschied zwischen elementaren und Schwerionenkollisionen dar. Darüber hinaus kann aber auch die zeitliche Abfolge der einzelnen Kollisionen, die in der Penetrationsphase alle innerhalb von etwa 1 fm/c stattfinden, möglicherweise nicht aufgelöst werden. In diesem Fall ist die Betrachtung des Feuerballs bzw. seiner Subvolumina als ein quantenmechanisches Objekt, in dem viele innere Freiheitsgrade angeregt werden können, zutreffend. Die Hadronisierung würde dann statistisch erfolgen und nur von dem zur Verfügung stehenden Phasenraum abhängen. Das rechtfertigt die Behandlung der verschiedenen Reaktionen mit statistischen Modellen in den nächsten Kapiteln.

7.3.5 Statistisches Modell nach Redlich

Systeme, die bei der Hadronisierung in sehr viele Teilchen zerfallen, können in statistischen Modellen als großkanonische Ensembles beschrieben werden. Das bedeutet, sie müssen den Erhaltungssätzen der verschiedenen Quantenzahlen wie Baryonenzahl, Seltsamkeit oder elektrische Ladung nur im Mittel genügen. Diese Erhaltungssätze können durch Potentiale, z.B. das baryochemische Potential, ersetzt werden.

Ist die Bedingung einer ausreichend hohen Multiplizität für eine Quantenzahl nicht mehr erfüllt, so muß für jedes einzelne Ereignis die Erhaltung eingefor-

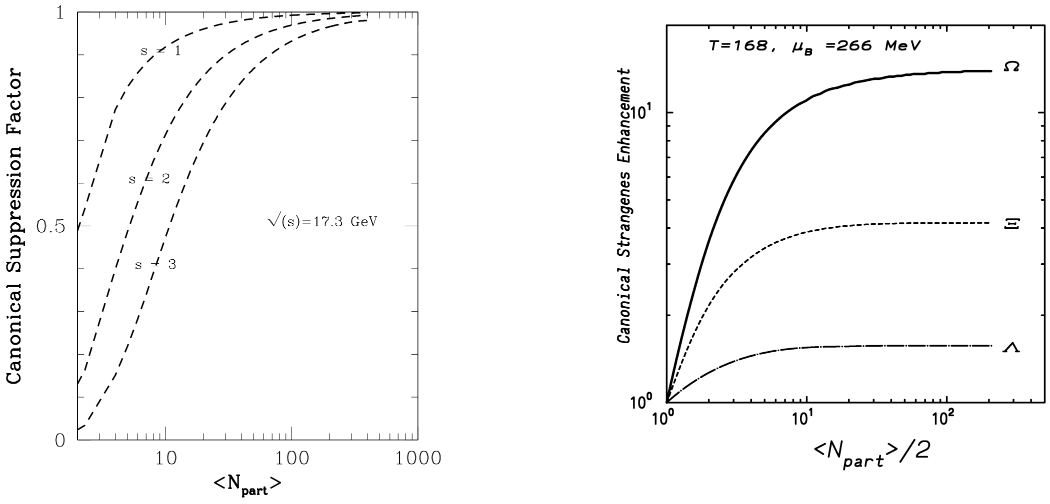


Abbildung 7.10: Systemgrößenabhängigkeit des kanonischen Unterdrückungsfaktors F_{cs}, links aus [Tou02], und daraus resultierende erhöhte Seltsamkeitsproduktion, rechts aus [Bra03a].

dert werden. Durch diesen Übergang zu kanonischen Ensembles wird der zur Verfügung stehende Phasenraum reduziert. Die relative Seltsamkeitsproduktion erleidet eine sogenannte kanonische Unterdrückung.

A. Tounsi und K. Redlich haben den kanonischen Unterdrückungsfaktor F_{cs} aus Teilchendichten in kanonischen Ensembles abgeleitet [Tou02]. Für einfach seltsame Hadronen verändert sich F_{cs} wie das Verhältnis der modifizierten Besselfunktionen $I_1(x)/I_0(x)$, wobei die Variable x proportional zum Volumen ist, was wiederum als proportional zur Anzahl an Partizipanten angenommen wird. Für mehrfach seltsame Teilchen müssen Besselfunktionen höherer Ordnung betrachtet werden. Für kleine Volumina steigt der kanonische Unterdrückungsfaktor F_{cs} linear an, Abbildung 7.10 links, während er für große Volumen in den großkanonischen Limes übergeht.

Dieser Verlauf kann direkt mit der relativen Seltsamkeitsproduktion in Verbindung gebracht werden, Abbildung 7.10 rechts. Ein großkanonisches System oder die volle Seltsamkeitserhöhung wird für Λ–Hyperonen und Kaonen bei etwa 30 Partizipanten erwartet. Zwar birgt diese Abschätzung noch einige Ungenauigkeiten in sich, wie z.B. die lineare Abhängigkeit von $\langle N_{Part} \rangle$ vom Volumen, aber es ist klar, daß sie das Saturationsvolumen von etwa 60 Partizipanten deutlich unterschätzt.

Aus der Abbildung 7.10 (links) kann die Anzahl der Partizipanten, die zur gemessenen Seltsamkeitserhöhung in C+C– und Si+Si–Reaktionen führt, abgelesen und mit der Beziehung $V \approx \frac{1}{2} \cdot V_h \cdot N_{Part}$ aus [Tou02] in ein Volumen umgerechnet werden. Es ergeben sich mit dem hadronischen Volumen V_h von 7 fm^3 aus [Tou02] etwa 16 fm^3 bzw. 29 fm^3 für die 60% bzw. 80% höhere relative Λ–Produktion in C+C– bzw. Si+Si–Stößen, während das p+p–Volumen aus [Raf80] $V_h = \frac{4}{3}\,\pi\,\left(1fm\right)^3$ in $V = 9{,}4$ fm^3 bzw. 17,2 fm^3 resultiert. Diese Volumina entsprechen etwa denen der mit $\gamma = 9$ lorentzkontrahierten C– bzw. Si–Kerne (6,5 fm^3 bzw. 17,9 fm^3). Sie können entweder mit der frühen Penetrationsphase der Kerne, in der die Teilchenproduktion stattfindet, oder mit einem Kohärenzvolumen identifiziert werden. Dieses ist an das kinetische Korrelationsvolumen angelehnt, das den Bereich beschreibt, in dem HBT–Korrelationen auftreten. Das chemische Kohärenzvolumen legt die maximale Größe der *cluster* fest, die sich in einem Feuerball bilden können, der sich über drei Einheiten in Rapidität erstrecken kann [App99a].

Das Statistische Modell kann also sowohl qualitativ die erhöhte Seltsamkeitsproduktion durch den Wegfall der kanonischen Unterdrückung bzw. die Erweiterung des Phasenraums beschreiben als auch den Erhöhungsfaktor 2 für einfach seltsame Hadronen zwischen p+p– aus Pb+Pb–Kollisionen reproduzieren. Hingegen ist der Anstieg der Seltsamkeitsproduktion in Abhängigkeit von der Anzahl der Partizipanten im Modell deutlich steiler als in den Daten, oder es werden weitergehende Annahmen über das relevante Volumen erforderlich.

Aus dem Vergleich der gemessenen Multiplizitäten mit dem Statistischen Modell nach Becattini können die vorherrschenden Bedingungen zum Zeitpunkt des chemischen Ausfrierens abgeleitet werden.

7.3.6 Statistisches Modell nach Becattini

Das Statistische Hadronisationsmodell basiert auf der Idee, daß die Hadronen aus Regionen emittiert werden, die sich im statistischen Gleichgewicht befinden [Bec04b]. Dabei macht es keine Aussage darüber, auf welchem Weg sich das Gleichgewicht eingestellt hat. Das Hadronisierungsvolumen kann auch in zahlreiche *cluster* unterschiedlicher Größe unterteilt sein.

Im Gegensatz zum Modell nach Redlich kann das Statistische Hadronisationsmodell die gemessenen Multiplizitäten von Seltsamkeit tragenden Hadronen im großkanonischen Ansatz nicht sehr gut reproduzieren. Die Autoren sehen den Grund dafür darin, daß sich die Seltsamkeitsproduktion nicht im Gleichgewicht befindet, für das Modell ist der Unterdrückungsfaktor γ_S für seltsame Hadronen unerläßlich [Koc86]. Der Faktor γ_S geht multiplikativ in die Hadronenhäufigkeit

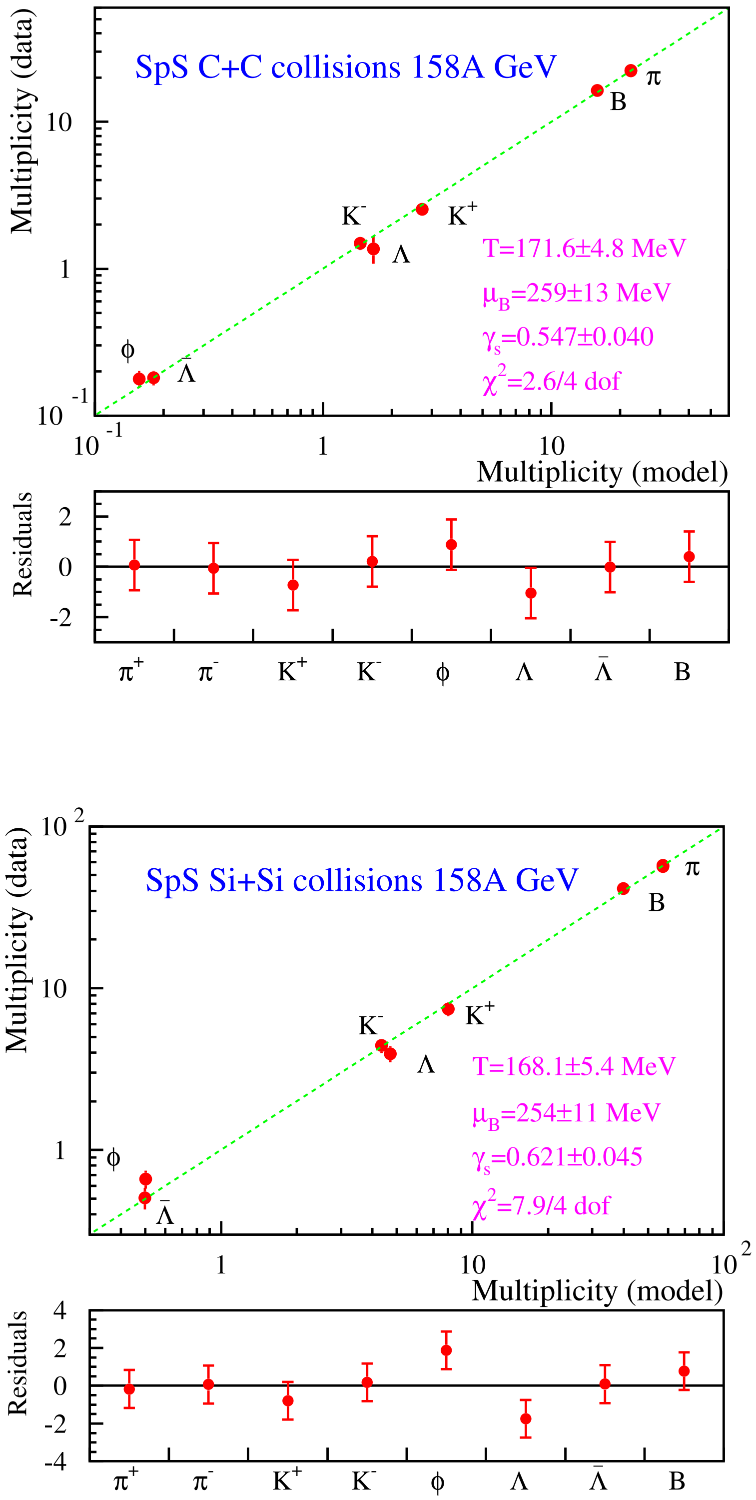


Abbildung 7.11: Vergleich der gemessenen Teilchenmultiplizitäten aus C+C– und Si+Si–Reaktionen mit den Modellrechnungen nach Becattini [Bec04a]. Eingezeichnet sind experimentelle Daten aus vorläufigen Analysen, sie sind den Multiplizitäten aus den Rechnungen im Anhang, in der Tabelle D.7, gegenübergestellt.

ein, potenziert mit dem Seltsamkeitsgehalt der jeweiligen Teilchen, mehrfach seltsame Teilchen werden also stärker unterdrückt.

Die Ergebnisse der Modellrechnung für C+C– und Si+Si–Kollisionen [Bec04a] sind den vorläufigen Ergebnissen der gemessenen Multiplizitäten in der Abbildung 7.11 gegenübergestellt. Die verwendeten experimentell bestimmten Multiplizitäten der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen zusammen mit ϕ–Mesonen und den geladenen Pionen und Kaonen sowie die entsprechenden Werte aus den Rechnungen sind in der Tabelle D.7 im Anhang aufgeführt.

Das Statistische Hadronisationsmodell beschreibt den hadronischen Endzustand recht gut; die verwendeten Parameter für das baryochemische Potential μ_B, den Unterdrückungsfaktor γ_S und die Temperatur T zum Zeitpunkt des chemischen Ausfrierens sind in den Abbildungen 7.12 und 7.13 mit den Parametern für p+p– und Pb+Pb–Daten [Bec04b] dargestellt. Während γ_S eine ähnliche Systemgrößenabhängigkeit wie das $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$–Verhältnis zeigt, ändert sich μ_B im Rahmen der Fehler nicht. Die Temperatur fällt im Bereich kleiner Systeme stark ab und saturiert dann. Die Systemgrößenabhängigkeit der *freeze out* Parameter wird durch die Analyse der peripheren Pb+Pb–Kollisionen von Cleymans et al. unterstützt [Cle04].

Die höhere chemische Ausfriertemperatur in den kleinen Systemen kann auf eine kürzere inelastische *rescattering*–Phase nach der Hadronisierung hindeuten. Die Entkopplungsbedingung, z.B. eine bestimmte freie Weglänge, würde also in Systemen mit einer niedrigeren Anzahl von Hadronen früher erreicht werden.

Aber auch eine andere Erklärung, die keine inelastischen Stöße nach der Hadronisierung erfordert, ist möglich: der Phasenraum für Seltsamkeit tragende Hadronen ist in den kleinen Systemen aufgrund des Faktors γ_S bzw. der kanonischen Unterdrückung stark eingeschränkt. Dies bedeutet praktisch eine Reduzierung der Freiheitsgrade; unter der Annahme konstanter Energiedichte beim chemischen *freeze out* geht das mit einer Erhöhung der Temperatur einher.

Die Temperaturen T und baryochemischen Potentiale μ_B beim chemischen *freeze out* definieren die Ausfrierpunkte im Phasendiagramm, Abbildung 7.14. Die kleinen Systeme C+C und Si+Si frieren in unmittelbarer Umgebung der Phasengrenze aus, die aus Gitter–QCD–Rechnungen stammt [All02, Fod04, Fod02]. Das unterstützt die Abschätzungen aus Transportrechnungen, Abschnitt 7.3.2, die nur einen geringen Beitrag aus dem *rescattering* zur relativen Seltsamkeitsproduktion vorhersagen.

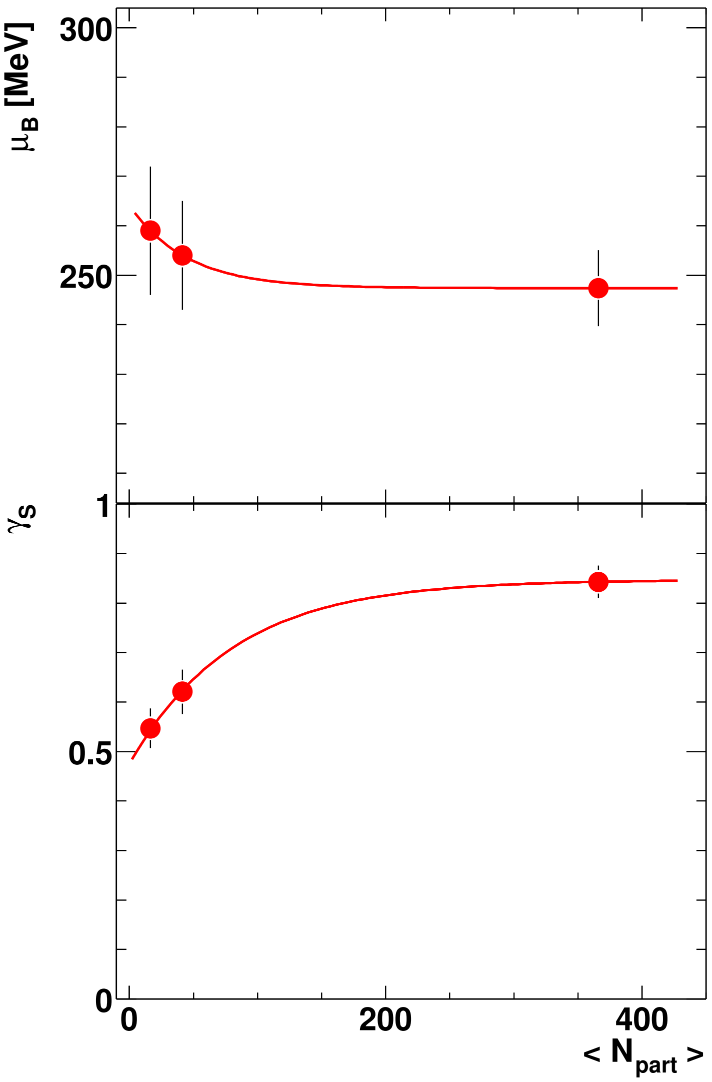


Abbildung 7.12: Chemische *freeze out* Bedingungen für verschiedene Stoßsysteme (C+C, Si+Si, Pb+Pb) bei 158 A GeV aus Anpassungen an die totalen Multiplizitäten mit dem statistischen Modell nach Becattini [Bec03, Bec04a]. Die Kurven dienen nur der Übersichtlichkeit, es handelt sich um Funktionen der Form $f(\langle N_{part}\rangle) = a+b\cdot \mathrm{e}^{\,c\cdot\langle N_{part}\rangle}$.

7.3.7 Hadronisierung und statistisches Gleichgewicht

Für die Anwendbarkeit thermischer Modelle ist es nicht relevant, auf welchem Weg das System das statistische Gleichgewicht erreicht. Trotzdem ist das natürlich noch eine offene Frage, die zur Zeit diskutiert wird. Zwei mögliche Erklärungen sollen hier vorgestellt werden.

R. Stock [Sto99] beginnt seine Argumentation mit e^{+}+e^{-}–Daten aus LEP–Experimenten. Die Hadronenproduktion in den elementaren Reaktionen kann sowohl in Parton–Gluon–Modellen als auch mit hadrochemischen Ansätzen befriedigend beschrieben werden. Inelastische Reaktionen zwischen den Hadronen sind also weder nötig, noch werden sie in e^{+}+e^{-}–Interaktionen erwartet, um das chemische Gleichgewicht einzustellen. Der Hadronisierungsprozeß füllt bereits den hadronischen Phasenraum im Rahmen der Erhaltungssätze mit maximaler Entropie. Die gleiche Verträglichkeit mit partonischen und hadronischen Modellen gilt auch für die Pb+Pb–Kollisionen bei 158 A GeV. Auch hier kann – durch Vergleich zweier Zeitskalen, der Dauer der Reaktion aus $\pi\pi$–Interferometrie einerseits und der Relaxationszeiten im hadronischen System andererseits – ausgeschlossen werden, daß durch *rescattering* das Gleichgewicht erzeugt werden kann.
Folglich ist es eine Eigenschaft des Hadronisierungsprozesses, daß der Zustand maximaler Entropie gefüllt wird. Wegen der explosionsartigen Expansion kann *rescattering* die chemische Zusammensetzung nicht mehr ändern.

P. Braun–Munzinger et al. [Bra03b] gehen davon aus, daß sich in der partonischen Phase oder während der Hadronisierung ein Gleichgewicht der verschiedenen Quarksorten (u, d, s) einstellt. Das chemische Gleichgewicht der Hadronen wird dann unmittelbar nach dem Phasenübergang durch *strangeness exchange* Reaktionen erzeugt, z.B. $\Lambda + \mathrm{K}^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$. Die Lebensdauer des Hadronengases ist dafür ausreichend lang, wenn Reaktionen mit einbezogen werden, an denen mehrere Hadronen beteiligt sind. Hadronische Wechselwirkungen sind sogar erforderlich, weil das Gleichgewicht für Hadronen beobachtet wird, für die ihre Vakuummassen angenommen werden. Multi–Hadron–Kollisionen sind nur bei ausreichend hoher Teilchendichte, also direkt nach der Hadronisierung relevant.

Abbildung 7.14 zeigt, daß die Hadronen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen in der unmittelbaren Umgebung der Phasengrenze chemisch entkoppeln. Die Dauer der gesamten Reaktion, die aus der Analyse der $\pi\pi$–Interferometrie abgeschätzt werden kann, ist in den kleinen Systemen noch kürzer als in Pb+Pb–Kollisionen: 8 fm/c für die gesamte Reaktion in Pb+Pb–Stößen [App98] stehen ca. 4 fm/c in S+S–Kollisionen [Alb95a] gegenüber. Ein Hadronengas, in dem nur Hadron+Hadron–Interaktionen stattfinden, braucht hingegen mehrere 10 fm/c, um chemisch zu equilibrieren [Gre02]. Das würde für den ersten Vorschlag spre-

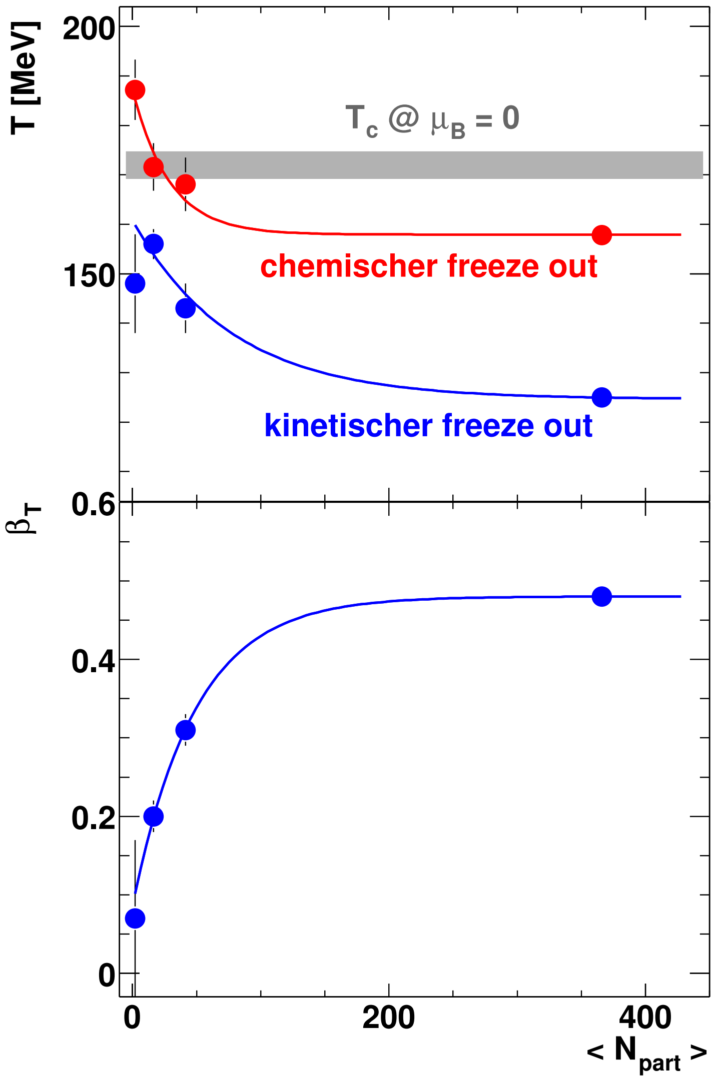


Abbildung 7.13: *freeze out* Bedingungen für verschiedene Stoßsysteme (p+p, C+C, Si+Si, Pb+Pb) bei 158 A GeV. Die chemischen Ausfriertemperaturen stammen aus Anpassungen an die totalen Multiplizitäten mit dem statistischen Modell nach Becattini [Bec03, Bec04a]. Die kinetische Ausfriertemperatur und die transversale Flußgeschwindigkeit β_T kommen aus Anpassungen an die transversalen Massespektren gemäß Gleichung 7.8. Die Werte für p+p–Kollisionen sind aus [Lee04], die für Pb+Pb–Reaktionen aus [Lee03]. Die Kurven dienen nur der Übersichtlichkeit, es handelt sich um Funktionen der Form $f(\langle N_{part}\rangle) = a + b \cdot \mathrm{e}^{\,c \cdot \langle N_{part}\rangle}$. Die kritische Temperatur T_c stammt aus Gitter–QCD Rechnungen [Fod02].

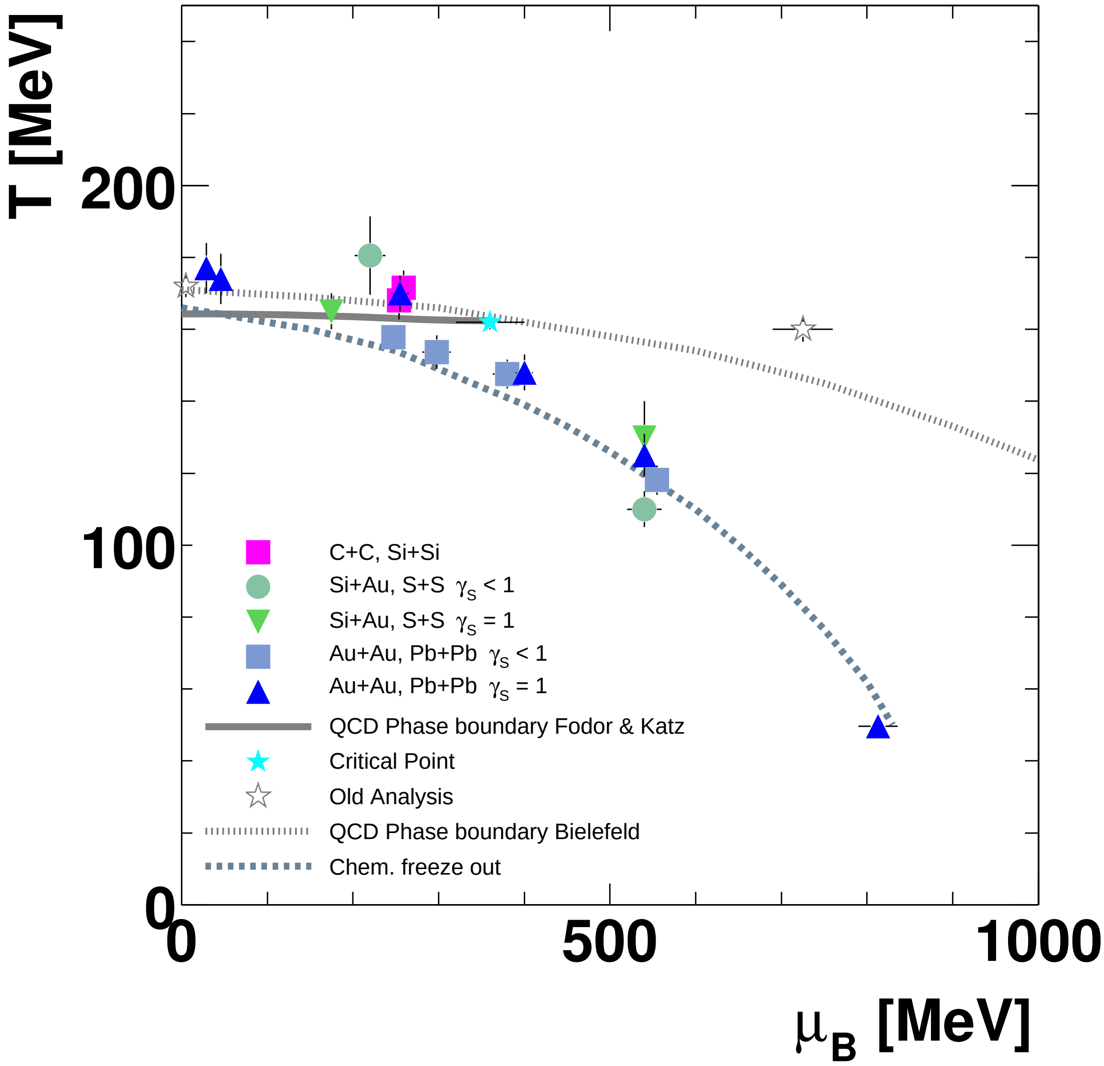


Abbildung 7.14: QCD Phasendiagramm. Die Phasengrenze zwischen *deconfinement* und hadronischer Materie wurde mit Gitterrechnungen sowohl von der Bielefeld– [All02] als auch von der Budapestgruppe [Fod04] abgeschätzt; deren ältere Rechnung für den kritischen Punkt und die Temperatur bei verschwindendem Potential μ_B (mit hohen Quarkmassen) ist ebenfalls eingezeichnet [Fod02]. Die Parametrisierung der chemischen Ausfrierpunkte als Kurve mit konstanter Energiedichte von $\epsilon = 1$ GeV$/n$ ist [Cle98] entnommen. Die C+C– und Si+Si–Daten [Bec04b] liegen zwischen den Si+Au–Messungen am AGS–Beschleuniger bei 14,6 A GeV und S+S Daten bei 200 A GeV, die Modellvergleiche mit $\gamma_S = 1$ sind aus [Bra96] und [Bra95], die mit freiem γ_S aus [Bec98] und [Cle97]. Die Anpassung an die Au+Au– und Pb+Pb–Daten mit dem Statistischen Hadronisierungsmodell mit $\gamma_S = 1$ von SIS [Bec01] über AGS [Bra95] und SPS [Bra99] bis zu RHIC–Energien [Bra01] stimmen mit den Anpassungen mit freiem γ_S für die AGS– und SPS–Ausfrierpunkte [Bec04b] überein.

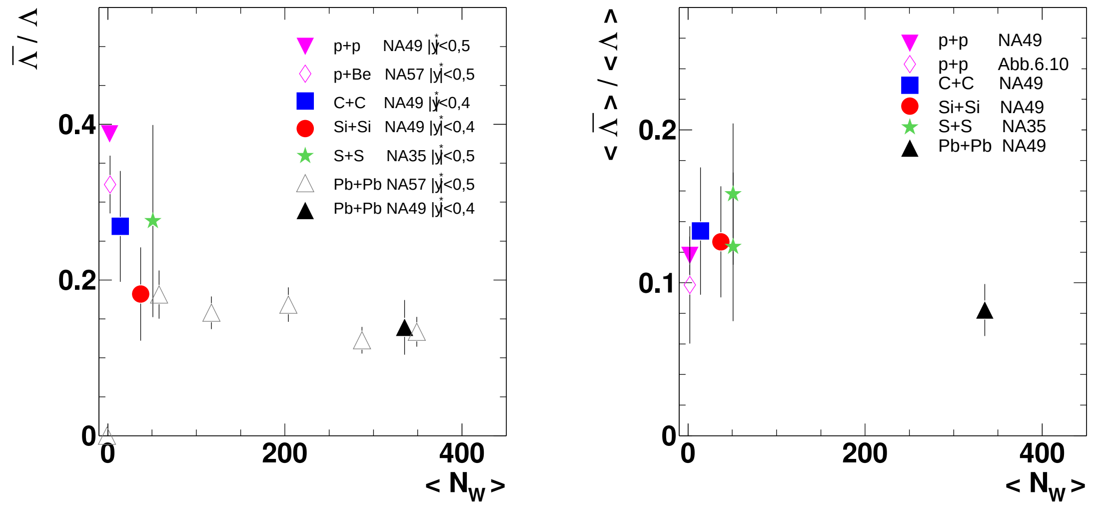


Abbildung 7.15: Teilchenverhältnis $\bar{\Lambda}/\Lambda$ bei *midrapidity* (links) und aus den totalen Multiplizitäten (rechts) gemessen in verschiedenen Stoßsystemen. Die Multiplizität der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus S+S–Reaktionen ist gemäß der Energieabhängigkeit mit Gleichung 6.20 skaliert. Alle Daten sind auf *feed down*–Kontaminationen korrigiert.

chen. Ereignen sich hingegen auch Kollisionen mehrerer Hadronen, so sollte es möglich sein, daß das System chemisch equilibriert, während die Temperatur um wenige MeV sinkt. Beide Szenarien zur Einstellung des Gleichgewichts sind also möglich. In jedem Fall läßt die Nähe der Ausfrierpunkte zur Phasengrenze das Durchlaufen der partonischen Phase plausibel erscheinen.

7.3.8 Absorption der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen

Die NA52–Kollaboration [Amb99] hat in zentralitätsselektierten Pb+Pb–Kollisionen bei 158 A GeV beobachtet, daß sowohl die Antiprotonenmultiplizität pro Partizipant als auch das $\bar{p}/p$–Verhältnis mit steigender $\langle N_{Part} \rangle$ abfällt. Den Grund dafür sehen sie in vermehrter Absorption, bedingt durch das wachsende baryochemische Potential. Diese Messung beschränkt sich allerdings auf einen schmalen Rapiditätsbereich um $y = 3{,}7$. Bei *midrapidity* sinkt auch das $\bar{\Lambda}/\Lambda$–Verhältnis mit zunehmender Systemgröße, Abbildung 7.15, was aber zum größten Teil durch die unterschiedlichen Formen der Rapiditätsverteilungen verursacht wird, Abbildung 7.18.

In Gegensatz zur den Antiprotonen steigt die $\bar{\Lambda}$–Produktion bei *midrapidity* – ebenso wie die der Λ–Hyperonen – durch das Verschwinden der kanonischen Unterdrückung im Bereich der kleinen Systeme steil an, Abbildung 7.4. Die NA57 Daten saturieren auf einem etwas höheren Niveau, während lediglich der NA49 Datenpunkt für totale Multiplizitäten in zentralen Pb+Pb–Stößen, Abbildung

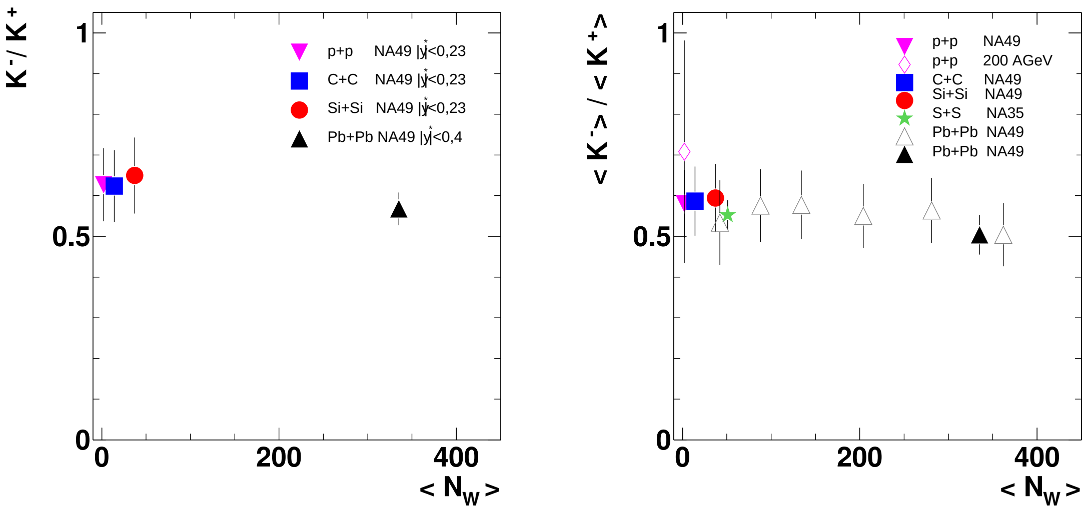


Abbildung 7.16: Teilchenverhältnis K^+/K^- bei *midrapidity* (links) und aus den totalen Multiplizitäten (rechts) gemessen in verschiedenen Stoßsystemen.

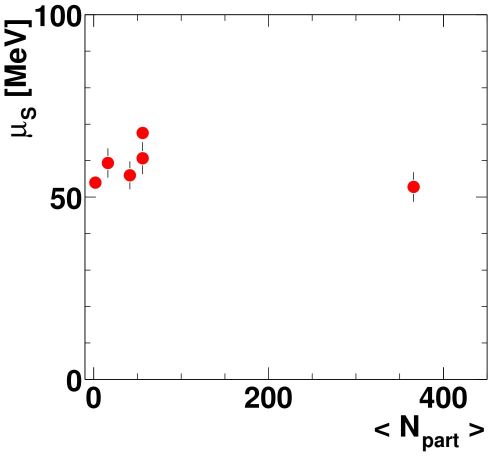
7.1, auf das Absinken oberhalb von etwa 60 Partizipanten hindeutet. Sowohl das baryochemische Potential μ_B, Abbildung 7.12, als auch das der Seltsamkeit tragenden Hadronen μ_S, Abbildung 7.17, ändern sich innerhalb der Fehler nicht.

Die $\bar{\Lambda}$–Produktion zeigt also im Rahmen der Fehler keine signifikante Unterdrückung mit steigender Partizipantenzahl, aus der auf eine Absorption geschlossen werden kann. Ohne Messungen der totalen Häufigkeiten in diesem Bereich kann die Reduktion allerdings auch nicht endgültig ausgeschlossen werden.

7.4 Teilchenverhältnisse

Das $\bar{\Lambda}/\Lambda$–Verhältnis bei *midrapidity* fällt als Funktion der *wounded nucleons* $\langle N_W \rangle$ bis zu etwa 60 *wounded nucleons* steil ab, dann ist der Verlauf flacher, Abbildung 7.15 links. Das spiegelt direkt die ansteigende Λ–Baryonendichte bei *midrapidity* wider (Abbildung 7.18), die mit ansteigendem *stopping* erklärt werden kann. Bei *midrapidity* werden immer mehr Λ– relativ zu $\bar{\Lambda}$–Hyperonen erzeugt. Dabei handelt es sich nur um eine Verschiebung im Impulsraum oder eine geringe Erhöhung der Λ–Produktion im Vergleich zu den $\bar{\Lambda}$–Baryonen, wie das Verhältnis aus den totalen Multiplizitäten in der Abbildung 7.15 rechts zeigt.

Das Verhältnis der geladenen Kaonen, Abbildung 7.16, ist sowohl bei *midrapidity* als auch für die totalen Multiplizitäten flach. Eine Korrelation zwischen den K^+–Mesonen und Λ–Hyperonen in deren longitudinalen Impulsverteilungen aufgrund assoziierter Produktion wird dementsprechend nicht beobachtet.



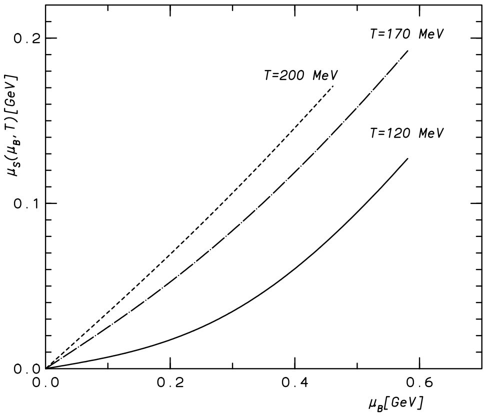


Abbildung 7.17: Chemisches Potential für die Seltsamkeit tragenden Hadronen μ_S für verschiedene Stoßsysteme (p+p, C+C, Si+Si, Pb+Pb bei 158 A GeV bzw. S+S bei 200 A GeV), berechnet aus den Teilchenverhältnissen der totalen Multiplizitäten mit den Gleichungen 7.5 und 7.6, links, und Rechnung aus [Bra03a] mit $\gamma_s = 1$, rechts.

Aus diesen beiden Teilchenverhältnissen der totalen Multiplizitäten kann das chemische Potential μ_s für s–Quarks berechnet werden [Sol94]

$$\frac{\langle \Lambda \rangle}{\langle \bar{\Lambda} \rangle} \cdot \left(\frac{\langle K^- \rangle}{\langle K^+ \rangle} \right)^2 = \exp\left(6 \cdot \frac{\mu_s}{T}\right). \tag{7.5}$$

Die Temperaturen T sind aus [Bec04a] und [Bec04b], für die S+S–Reaktionen wurde die Temperatur der Si+Si–Kollisionen übernommen. Die S+S–Daten wurden für die höhere Energie korrigiert, die $\bar{\Lambda}$–Multiplizitäten wurden gemäß Gleichung 6.20 skaliert, für die K$^+$– und K$^-$–Mesonen wurden die Faktoren mit [Ros75] zu 0,915 bzw. 0,894 berechnet.
Das Potential für Seltsamkeit tragende Hadronen μ_S kann aus dem baryochemischen Potential μ_B und μ_s bestimmt werden [Sol94]

$$\mu_S \;=\; \frac{1}{3}\,\mu_B \;-\; \mu_s, \tag{7.6}$$

dazu wurde μ_B aus [Bec04a] und [Bec04b] entnommen, für die S+S–Daten wurde der Wert aus der Si+Si–Analyse verwendet, das Potential in p+p–Reaktionen wurde auf 260 MeV festgelegt, siehe Abbildung 7.12.
Das Potential μ_S beträgt etwa 60 MeV und ist unabhängig von der Systemgröße. In einer Berechnung im Rahmen des Statistischen Modells nach Braun–Munzinger [Bra03a] führt die Forderung nach verschwindender Nettoseltsamkeit

zu einem Potential von ca. 70 MeV für die gleichen Ausfrierbedingungen, siehe Abbildung 7.17.

7.5 Thermischer *freeze out* – Rapiditätsspektren

Die Rapiditätsspektren der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus p+p–, C+C–, Si+Si– und Pb+Pb–Stößen bei 158 A GeV und aus S+S–Kollisionen bei 200 A GeV sind in der Abbildung 7.18, normiert auf die Anzahl der *wounded nucleons*, dargestellt. Die Form der Λ–Spektren verändert sich kontinuierlich von einem ausgeprägten Minimum bei *midrapidity* in p+p–Reaktionen zu einem flachen Verlauf im gemessenen Bereich in S+S– und Pb+Pb–Stößen. Das kann als Übergang von transparenten p+p–Interaktionen zu steigendem *stopping* der Baryonen in Kern+Kern–Kollisionen interpretiert werden. Dadurch erhöht sich die Energie pro Nukleon im Feuerball.

Die Breite der Rapiditätsspektren von $\bar{\Lambda}$–Hyperonen zeigt keine Systemgrößenabhängigkeit, lediglich in p+p–Reaktionen ist das Spektrum etwas schmaler. Da die Rapiditätsdichte pro $\langle N_W \rangle$ der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen bei *midrapidity* in Kern+Kern–Stößen annähernd konstant ist, die der Λ–Baryonen aber mit der Systemgröße ansteigt, wächst die Nettohyperonendichte in diesem Bereich. Dies veranschaulicht die untere Darstellung in Abbildung 7.18.

Transportrechnungen

Transportrechnungen mit den UrQMD– und HSD–Modellen (*Ultrarelativistic–Quantum–Molecular Dynamics* und *Hadron–String Dynamics*) sind in qualitativer Übereinstimmung mit den gemessenen Rapiditätsverteilungen und Multiplizitäten der Hyperonen in Pb+Pb–Stößen, während größere Abweichungen bei Pionen und in elementaren Reaktionen auftreten [Web03]. HSD–Rechnungen [Brat03b] reproduzieren die Form der Rapiditätsverteilung der Λ–Hyperonen, also das *stopping*, in C+C– und Si+Si–Kollisionen sehr gut, während sie die gesamte Multiplizität unterschätzen, Abbildung 7.19. Im UrQMD–Modell [Fri04] ist die Λ–Dichte in Si+Si–Reaktionen bei *midrapidity* in guter Übereinstimmung, jedoch wird höheres *stopping* simuliert. Die generierte Breite der $\bar{\Lambda}$–Verteilung ist etwas zu niedrig, die Multiplizität fällt aber mit der gemessenen zusammen.

Während die Transportrechnungen für p+p– und Kern+Kern–Stöße im Allgemeinen kein befriedigendes Resultat für Spektren, Teilchenmultiplizitäten und deren Verhältnisse liefern, reproduzieren sie qualitativ die Spektren für kleine Stoßsysteme durch *rescattering* und Resonanzzerfälle, siehe auch [Tra03].

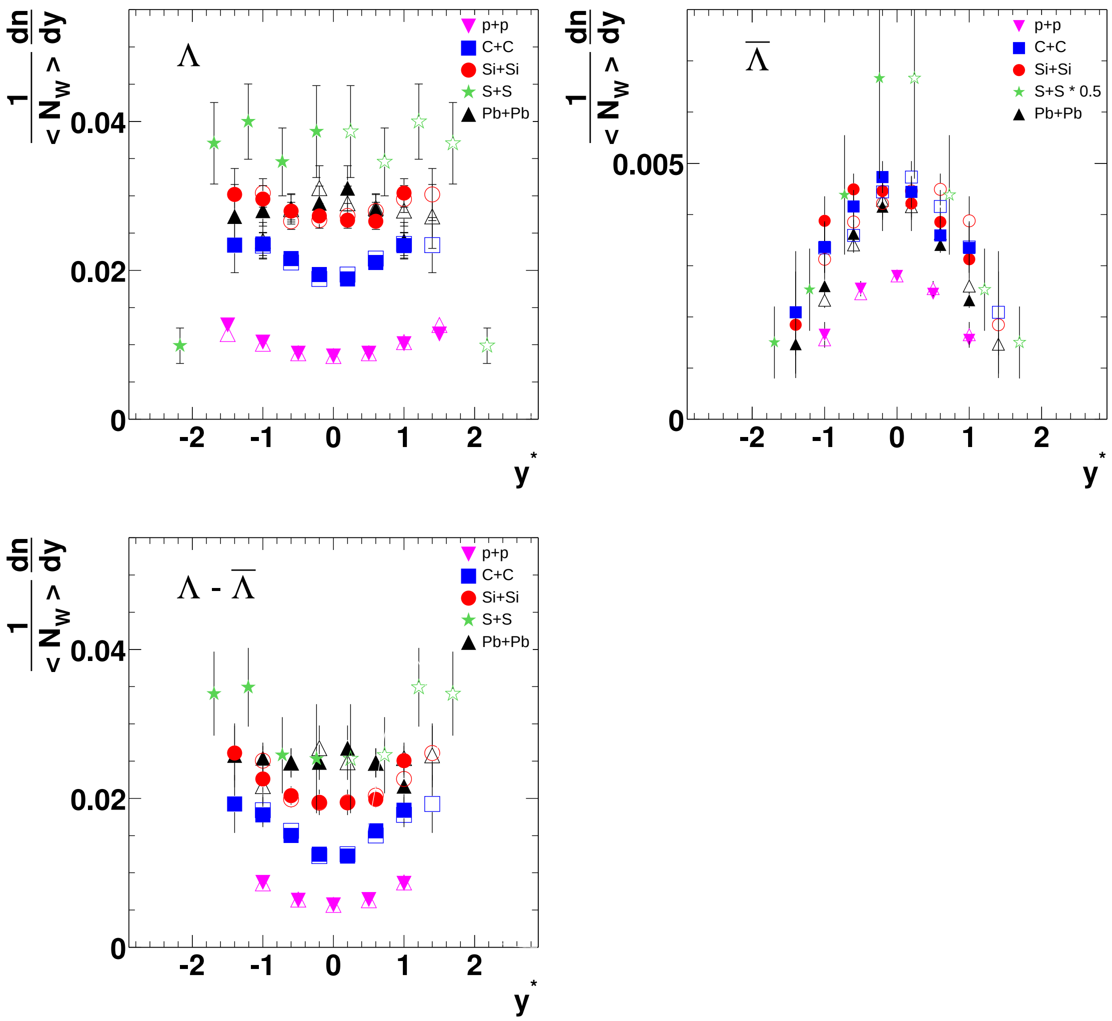


Abbildung 7.18: Rapiditätsspektren der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus zentralen Kollisionen bei 158 *A* GeV, bzw. 200 *A* GeV für S+S–Reaktionen (oben). Die p+p–Daten sind [Barn02] entnommen, nur in einer Veröffentlichung der S+S–Daten von der NA35 Kollaboration [Alb94] sind korrigierte Spektren gezeigt (sie entsprechen der höheren Multiplizität), die Pb+Pb–Spektren stammen aus [Ant03b], es wurde eine globale *feed down* Korrektur von 6% bzw. 12% für Λ– bzw. $\bar{\Lambda}$—Hyperonen angebracht [Blu04a]. Das untere Bild zeigt die Rapiditätsverteilung der Nettohyperonen, also die Differenz aus den Spektren der oberen Abbildungen. Alle Daten sind auf *feed down* Kontaminationen korrigiert, die offenen Symbole sind bei *midrapidity* gespiegelt.

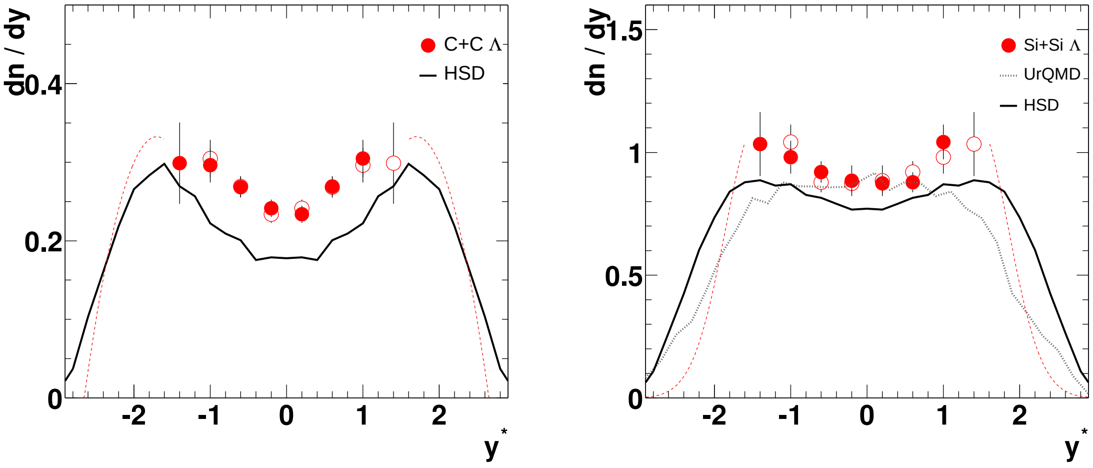


Abbildung 7.19: Rapiditätsspektren der *feed down* korrigierten Λ–Hyperonen aus C+C– und Si+Si–Reaktionen im Vergleich mit zwei Transportrechnungen, UrQMD 1.3 [Fri04] und HSD [Brat03b]. Die gestrichelten Linien deuten die Extrapolationen an.

7.6 Thermischer *freeze out* – Transversalimpulsspektren

Aus der Anpassung der Exponentialverteilung aus Gleichung 6.7 an die transversalen Massespektren der Hyperonen können die inversen Steigungsparameter entnommen werden. Sie sind in der Abbildung 7.20 links für die verschiedenen Stoßsysteme aufgetragen. Der Steigungsparameter T ist für Λ–Hyperonen größer als für ihre Antiteilchen, dieser Unterschied verschwindet möglicherweise zunehmends mit der Systemgröße.
Eine mögliche qualitative Erklärung besteht darin, daß von der mittleren Energie in einer Nukleon+Nukleon–Kollision ein größerer Teil für $\Lambda\bar{\Lambda}$–Paarproduktion als für assoziierte Teilchenerzeugung verbraucht wird, so daß weniger Energie in Form von kinetischer Energie auf die Teilchen verteilt werden kann. In elementaren Reaktionen ist offenbar die Einschränkung durch Erhaltung der Gesamtenergie sichtbar, wie z.B. auch in der Antikorrelation zwischen der Multiplizität und dem mittleren Transversalimpulses eines Ereignisses.
Sollte dieser Unterschied mit steigender Anzahl von Partizipanten immer mehr ausgewaschen werden, könnte das durch den Übergang zu einem anderen Produktionsmechanismus bzw. Thermalisierung in der partonischen Phase oder durch *rescattering* verursacht werden.

Die inversen Steigungsparameter wachsen mit der Systemgröße an, außerdem zeigt sich eine Abhängigkeit von der Hadronenmasse, rechte Abbildung 7.20. Die m_T–Spektren der Hadronen aus C+C– und Si+Si–Kollisionen mit den Anpas-

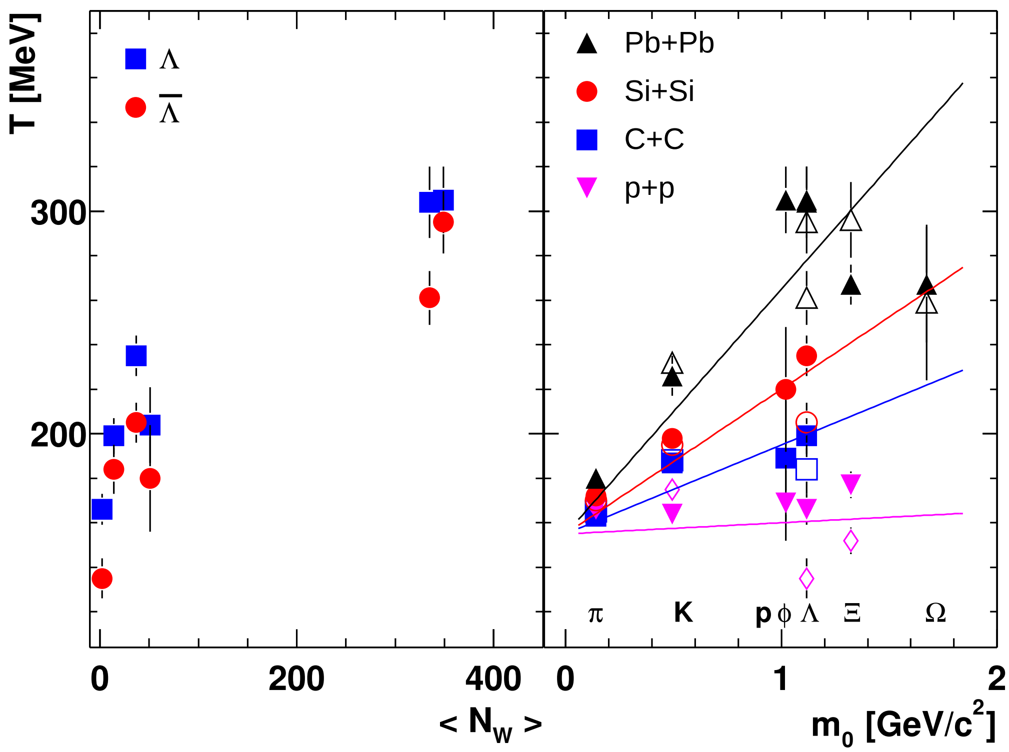


Abbildung 7.20: Inverse Steigungsparameter T der Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen bei *midrapidity* aus p+p–, C+C–, Si+Si–, S+S– und Pb+Pb–Kollisionen als Funktion der *wounded nucleons* (links). Massenabhängigkeit der inversen Steigungsparameter T bei *midrapidity* für dieselben Stoßsysteme (rechts). Die Linien dienen nur der Orientierung, offene Symbole repräsentieren Antiteilchen.

sungen von Gleichung 6.7 sind im Anhang in Abbildung D.2 angegeben. Sowohl die Verbreiterung der p_T–Spektren als auch deren Hierarchie bezüglich der Teilchenmassen wurde bereits in p+Pb–Reaktionen beobachtet und mit den Mehrfachstößen des Projektils im Targetkern begründet [Fis03]. Trotzdem wird der Anstieg von T mit der Teilchenmasse üblicherweise als radialer Fluß interpretiert. Der beobachtete Temperaturparameter T_{beob} entspricht in diesem Bild der Temperatur T_{fo} beim thermischen Ausfrieren des Systems, die mit der mittleren radialen Flußgeschwindigkeit $\langle \beta_r \rangle$ im Laborsystem blauverschoben erscheint [Sch94]

$$T_{beob} = T_{fo} \sqrt{\frac{1 + \langle \beta_r \rangle}{1 - \langle \beta_r \rangle}}. \tag{7.7}$$

In p+p–Reaktionen gibt es noch keine signifikante Veränderung von T mit der Teilchenmasse, dementsprechend ist in p+p–Reaktionen noch kein kollektives

Verhalten zu beobachten, während die inversen Steigungsparameter in C+C–Reaktionen für schwere Teilchen bereits deutlich höher liegen. Der radiale Fluß steigt dann mit der Systemgröße weiter an. Eine Möglichkeit, dieses Verhalten quantitativ zu beschreiben, eröffnen hydrodynamische Modelle.

Die *blast wave fits* stellen eine weitgehende Vereinfachung der exakten hydrodynamischen Behandlung dar. E. Schnedermann et al. [Sch93] haben eine thermische Quelle vorgeschlagen, der eine radiale Flußgeschwindigkeit $\beta_T(r)$ überlagert ist. In der vorliegenden Analyse wurde auf die radiale Abhängigkeit von β_T verzichtet, so daß sich die Beschreibung der m_T–Spektren zu

$$\frac{\mathrm{d}n}{m_T \cdot \mathrm{d}m_T} \propto m_T \cdot \mathrm{I}_0 \left(\frac{p_T \cdot \sinh \rho}{T} \right) \cdot \mathrm{K}_1 \left(\frac{m_T \cdot \cosh \rho}{T} \right) \qquad (7.8)$$

vereinfacht, ρ beinhaltet die Flußgeschwindigkeit: $\rho = \mathrm{atanh}\ \beta_T$, I_0 und K_1 sind modifizierte Besselfunktionen. Die Spektren aller Teilchen können also mit zwei Parametern beschrieben werden, der Temperatur T und der transversalen Flußgeschwindigkeit β_T zum Zeitpunkt des thermischen Entkoppelns.

Die m_T–Spektren aller Teilchen außer den Pionen wurden gleichzeitig angepaßt, Abbildung 7.21. Resonanzzerfälle erhöhen die Pionendichten besonders bei niedrigen transversalen Massen, dieser Beitrag wurde in dem vorliegenden Modell nicht berücksichtigt. Die übrigen Spektren werden recht gut beschrieben, die gestrichelten Linien zeigen, daß die Pionen oberhalb von $m_T = 500$ MeV ebenfalls einem kollektiv expandierenden System genügen.

Mit demselben Modell wurden auch Spektren aus p+p– und Pb+Pb–Kollisionen angepaßt, die Ausfrierparameter der verschiedenen Stoßsysteme sind in der Abbildung 7.13 dargestellt. Auch in diesem Modell ist der beobachtete kollektive Teilchenfluß in p+p–Reaktionen mit Null verträglich, die transversale Flußgeschwindigkeit in C+C– beträgt bereits 20% von c, in Si+Si–Stößen über 30% der Lichtgeschwindigkeit. Schon unter 100 Partizipanten saturiert β_T vermutlich, in Pb+Pb–Reaktionen wird fast 0,5 c erreicht. Der wachsende radiale Fluß muß, um die Energie zu erhalten, mit der Abkühlung einhergehen: die Temperatur beim thermischen Ausfrieren fällt von C+C– zu Pb+Pb–Kollisionen um etwa 30 MeV ab.

Die Temperaturdifferenz zwischen chemischem und kinetischem Ausfrieren verdoppelt sich zwischen C+C– und Pb+Pb–Reaktionen von 16 MeV auf 33 MeV. Während des Abkühlens findet elastisches *rescattering* statt. Das System bleibt im thermischen Gleichgewicht und baut radialen Fluß auf. Die Emissionsdauer für Pionen in S+C–, S+S– und S+Ag–Reaktionen bei 200 A GeV, bestimmt aus $\pi\pi$ Bose–Einstein–Korrelationen, beträgt weniger als 2 fm/c und die Dauer

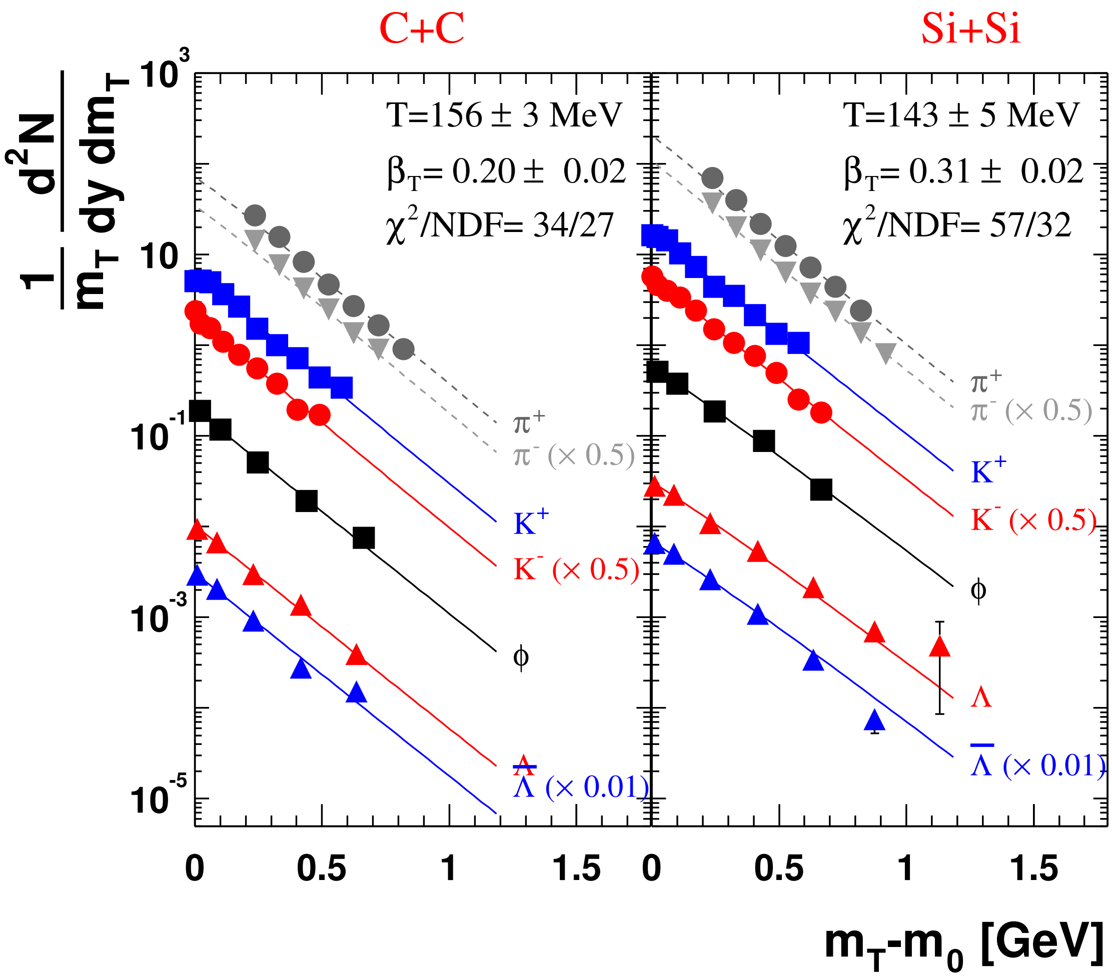


Abbildung 7.21: Transversalmassenspektren verschiedener Teilchen, gemessen bei mittlerer Rapidität in C+C– und Si+Si–Reaktionen. Eingezeichnet sind auch die Anpassungen mit Gleichung 7.8.

der gesamten Reaktion etwa 4 fm/c [Alb95a]. Die *rescattering* Phase in Si+Si–Kollisionen sollte entsprechend auch im Bereich von etwa 2 fm/c liegen. Innerhalb dieser Zeit würde die Temperaturdifferenz von 25 MeV mit einer Rate von $\mid \dot{T}/T \mid = 8\%$ / (fm/c) überbrückt werden.

In p+p–Stößen tritt der größte Temperaturunterschied auf, allerdings wird hier kein hadronisches *rescattering* erwartet, außerdem scheint es keine kollektive Teilchenbewegung zu geben. Diese Beobachtung stellt die vorgestellte Interpretation in Frage. Auch gibt es Ansätze, die die Ursache von Teilchenfluß bereits in einem früheren Stadium der Reaktionen sehen. J. Letessier et al. [Let01] können die m_T–Spektren aus Pb+Pb–Kollisionen mit der Temperatur und dem Fluß beim chemischen Ausfrieren beschreiben, wenn sie annehmen, daß das chemische und thermische Entkoppeln bei $T = 143$ MeV stattfindet. Dazu muß Bewegungsenergie entzogen werden, die in Baryonen zwischengespeichert wird (*supercooling*). Die anschließende Expansion gegen den Vakuumdruck macht hadronisches *rescattering* überflüssig.

Auch Broniowski und Florkowski [Bro02a, Bro02b] haben ein Modell entwickelt, in dem das chemische und thermische Ausfrieren gleichzeitig stattfindet. Die Teilchenverhältnisse legen die Temperatur und die chemischen Potentiale fest. Durch Resonanzzerfälle werden die p_T–Spektren gekühlt. Zu den beiden thermischen Parametern kommen noch zwei geometrische, sie beschreiben die Hyperfläche, auf der gemäß Hubble–Expansion die Teilchen ausfrieren. Sie reproduzieren ebenfalls die m_T–Spektren aus Pb+Pb–Reaktionen, die verwendeten Parameter sind $T = 164$ MeV und $\mu_B = 223$ MeV. Die Temperatur ist, im Gegensatz zum Modell von J. Letessier et al., in guter Übereinstimmung mit der chemischen Ausfriertemperatur gemäß Becattini [Bec04b] und Braun–Munzinger [Bra03a], μ_B ist allerdings etwa 25 MeV niedriger. Neben den Spektren und Teilchenverhältnissen können Broniowski und Florkowski auch andere Observablen, wie z.B. *balance functions*, die ein Maß für Ladungskorrelationen darstellen, und die Produktion von Resonanzen bei RHIC–Energien [Bro04] beschreiben.

7.7 Zusammenfassung

Das $\langle\Lambda\rangle/\langle\pi\rangle$ Verhältnis ist bereits in C+C–Kollisionen im Vergleich zu p+p–Interaktionen um etwa 50% erhöht, in Si+Si–Stößen wird fast die volle Seltsamkeitserhöhung, die in Pb+Pb–Reaktionen beobachtet wird, erreicht. Das $\langle\bar{\Lambda}\rangle/\langle\pi\rangle$ Verhältnis ist in Si+Si–Stößen sogar doppelt so hoch wie in p+p–Reaktionen. Im Rahmen von UrQMD–Rechnungen kann gezeigt werden, daß die zusätzliche Produktion seltsamer Teilchen nicht aus dem *rescattering* stammt; auch die unabhängige Überlagerung elementarer Kollisionen resultiert nicht einem höheren Hyperon zu Pion Verhältnis. Die räumliche und zeitliche Kollisionsdichte erweist sich als empirischer Skalierungsparameter der Systemgrößenabhängigkeit. Eine hohe Kollisionsdichte kann dazu führen, daß die Resonanzen oder *strings* sich überlagern und *cluster* bilden. In diesen partonischen Subvolumina stellt sich aufgrund der abgesenkten Massen eine höhere Produktion von s und $\bar{s}$–Quarks ein. Die partonischen *cluster*, die in dem intuitiven Percolationsbild in der anfänglichen Penetrationsphase der Schwerionenkollision die erhöhte Seltsamkeitsproduktion erzeugen, können während der Hadronisierung die Ausfriervolumina definieren. Im statistischen Modell nach Redlich ist in Systemen, die aus wenigen kleinen *clustern* aufgebaut sind, die Seltsamkeitsproduktion kanonisch unterdrückt. Diese kleinen Volumen decken sich mit Teilen des Feuerballs, der sich über drei Einheiten in Rapidität erstreckt. Der Vergleich der Teilchenmultiplizitäten mit dem Statistischen Hadronisierungsmodell nach Becattini zeigt, daß C+C– und Si+Si–Reaktionen chemisch equilibrierten Systemen mit untersaturiertem Seltsamkeitsgehalt entsprechen. Beide Stoßsysteme frieren in unmittelbarer Umgebung der Phasengrenze chemisch aus, ob der Gleichgewichtszustand durch die Hadronisierung selbst oder eine (kurzzeitige) inelastische hadronische *rescattering* Phase erreicht wird, kann nicht entschieden werden. Ebenso bleibt die Frage, ob $\bar{\Lambda}$–Hyperonen in großen Systemen absorbiert werden, wegen der uneinheitlichen Pb+Pb–Daten ungeklärt.

Die Rapiditätsspektren der Λ–Hyperonen ändern ihre Form mit der Größe der einlaufenden Kerne, der Verlauf entspricht zunehmendem *stopping* mit steigender Anzahl von Stößen pro Nukleon. Dadurch kann die Energie pro Nukleon im Feuerball erhöht werden, was einerseits die Wahrscheinlichkeit für *cluster* Bildung erhöht und andererseits durch wachsenden radialen Fluß beobachtbar ist. Die Verbreiterung der p_T–Spektren fügt sich in der Tat in das Bild anwachsenden radialen Flußes ein. Schließlich sind die p_T–Spektren der Λ–Baryonen systematisch härter als die ihrer Antiteilchen, was in kleinen Systemen durch Energieerhaltung erklärt werden kann. Die Differenz wird möglicherweise mit zunehmender Systemgröße durch *rescattering* verwischt.

7.8 Ausblick

Selbstverständlich wäre es schön, eine höhere Statistik zur Verfügung zu haben; dann wäre es z.B. möglich, Transversalimpulsspektren mit geringeren statistischen Fehlern zu messen und dadurch verschiedene hydrodynamische Modelle bewerten zu können, oder durch eine breite Abdeckung des longitudinalen Impulsraums die systematischen Unsicherheiten durch die Extrapolation niedriger zu halten. Darüber hinaus könnten bei mindestens zehnfacher Statistik die

Multiplizitäten und Spektren mehrfach seltsamer Hyperonen extrahiert werden. Die Seltsamkeitserhöhung der Ξ– und Ω–Baryonen sollte wegen der stärkeren kanonischen Unterdrückung im Bereich der kleinen Systeme noch viel stärker ausgeprägt sein. Durch die Messung von Resonanzen ($K^*, \Lambda^*, ...$) und die HBT–Interferometrie geladener Pionen könnte die Zeitskala für Reaktionen verschieden großer Systeme festgelegt werden.
Aber auch aus den vorhandenen Daten konnten zahlreiche Ergebnisse extrahiert werden und daraus in Verbindung mit Resultaten anderer Stoßsysteme interessante Einblicke in die Dynamik von Schwerionenreaktionen gewonnen werden. Phänomenologische Skalierungsparameter wie etwa die Dichte oder die Koexistenz von Clustern verschiedener Größe und physikalischer Eigenschaften konnten benannt werden. Denen steht bisher leider noch keine umfassende theoretische Beschreibung gegenüber, die gleichzeitig die Systemgrößenabhängigkeit der relativen Seltsamkeitsproduktion, des radialen Flußes, der beobachteten Fluktuationen und noch weiterer, bisher nicht gemessener Observablen erklären kann.
Es wäre besonders interessant, chemische Fluktuationen, wie z.B. die des $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$–Verhältnisses, in den kleinen Systemen zu messen, denn die Produktion Seltsamkeit tragender Hadronen deutet darauf hin, daß in den Kollisionen der leichten Kerne tatsächlich Kernmaterie in dem Zustand ist, in dem gerade kollektive Phänomene einsetzen.
Für eine weitergehende Bewertung der empirischen Skalierungsparameter und auch für die Gegenüberstellung mit Modellen wäre es sehr wünschenswert, die Hyperonenmultiplizitäten in zentralitätsselektierten Blei+Blei–Reaktionen experimentell zu bestimmen.
Darüber hinaus ist die Messung zentraler Kollisionen mittelschwerer Kerne wichtig, denn bisher stützt sich die Annahme, daß die relative Seltsamkeitsproduktion oberhalb von Silizium+Silizium– und Schwefel+Schwefel–Stößen saturiert, nur auf die Analyse semizentraler und peripherer Blei+Blei–Reaktionen. Ein Maximum in der relativen Hyperonenproduktion kann bisher nicht ausgeschlossen werden. Diesen Beitrag kann möglicherweise die NA60 Kollaboration leisten, denn mit deren Detektor wurden im vergangenen Jahr zentrale Stöße von Indiumkernen, die fast viermal schwerer als Siliziumkerne sind, aufgezeichnet.
Ein Teil dieser Wunschliste, z.B. die Bose–Einstein–Korrelationen identischer Pionen kann wahrscheinlich mit den vorhandenen Daten erfüllt werden. Umfassende systematische Studien verschiedener Stoßsysteme und zahlreicher Observablen kann das Experiment CBM (*Compressed Baryonic Matter*) mit hoher Statistik bei großer Akzeptanz durchführen. Es wird derzeit an der GSI für Messungen bei bis zu etwa 8 GeV Schwerpunktsenergie konzipiert.

Anhang A

Kinematische Variablen

Die Impulse der in zentralen Schwerionenstößen emittierten Teilchen sind in guter Näherung zylindersymmetrisch verteilt. Daher stellt die Aufspaltung der Impulse $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ in die longitudinale Impulskomponente parallel der Strahlachse

$$p_{\|} = p_z$$

und den Transversalimpuls

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

die bequemste Wahl dar.

Üblich ist ferner die Verwendung der Rapidität y als Maß für die longitudinale Bewegung; sie ist so gewählt, daß sie zwar nicht lorentzinvariant ist, aber beim Wechseln des Bezugssystems lediglich eine additive Konstante hinzuzufügen ist. Sie läßt sich aus $p_{\|}$ und der Energie E berechnen:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E + p_{\|}}{E - p_{\|}}.$$

In Form der Energie

$$E = \sqrt{\vec{p}^2 + m_0^2} = \sqrt{p_{\|}^2 + p_T^2 + m_0^2}$$

hängt die Rapidität nicht nur vom longitudinalen, sondern auch vom transversalen Impuls ab; m_0 ist die Ruhemasse des Teilchens.

Die Rapidität eines Projektils mit der Energie $E = 158\ A\,\mathrm{GeV}$ beträgt im Laborsystem $y = 5{,}82$. Bei *fixed target* Experimenten wie NA49 ist die Targetrapidität gleich Null, die Rapidität des Schwerpunktsystems, *midrapidity*, ist also $y = 2{,}91$.

Aus dem Schwerpunkt des Stoßsystems aus betrachtet muß die Rapidität y^* bei *midrapidity* gleich Null sein, das heißt, das Schwerpunktsystem (*CMS*) ist gegenüber dem Laborsystem um 2,91 Einheiten in Rapidität verschoben:

$$y^* = y - 2,91.$$

Das Target liegt also bei $y^* = -2,91$ bzw. das Projektil bei $y^* = +2,91$.

Die Energie $\sqrt{s_{NN}}$, die im Schwerpunkt der Kollisionen von Nukleonenpaaren zur Verfügung steht, ist die Summe der Viererimpulse der beiden Stoßpartner

$$\sqrt{s_{NN}} = E_{CMS} = \sqrt{(E_{\mathrm{Proj}} + E_{\mathrm{Targ}})^2 - (\vec{p}_{\mathrm{Proj}} + \vec{p}_{\mathrm{Targ}})^2}$$

Die Schwerpunktsenergie ist unabhängig von der Wahl des Bezugssystems, daher kann sie im Laborsystem berechnet werden, in dem die Targetnukleonen in Ruhe sind, $p_{\mathrm{Targ}} = 0$, es gilt (mit $m = m_{\mathrm{Proj}} = m_{\mathrm{Targ}}$)

$$\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{2 \cdot m^2 + 2 \cdot m \cdot E_{\mathrm{Proj}}}$$

Mit der Protonenmasse $m = 0{,}938$ GeV/c^2 und der Energie $E = 158$ GeV beträgt die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 17{,}27$ GeV pro kollidierendem Nuleonenpaar.

Außerdem werden die relativistischen Abkürzungen

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{E}$$

und

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{m} \tag{A.1}$$

verwendet. Bei *midrapidity* hat ein Λ–Hyperon einen Impuls von etwa 10 GeV/c, das entspricht $\beta \approx 0{,}994$ und $\gamma \approx 9{,}02$. Das führt zur Erhöhung der mittleren Lebensdauer von $c\tau = 7{,}89$ cm auf $c\tau \cdot \gamma \approx 71$ cm.

Anhang B

Korrekturen

B.1 Korrekturfaktor K

In diesem Abschnitt ist die Transversalimpulsabhängigkeit des Korrekturfaktors K für die einzelnen Rapiditätsintervalle dargestellt. Zuvor ist die geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz in der Abbildung B.1 gezeigt. Der gesamte Korrekturfaktor K sowohl für eingeschränkte Akzeptanz und Effizienz als auch für Verluste durch die Qualitätskriterien ist in der Abbildung B.2 aufgetragen. Eine ausführliche Erläuterung befindet sich im Kapitel 5.3.

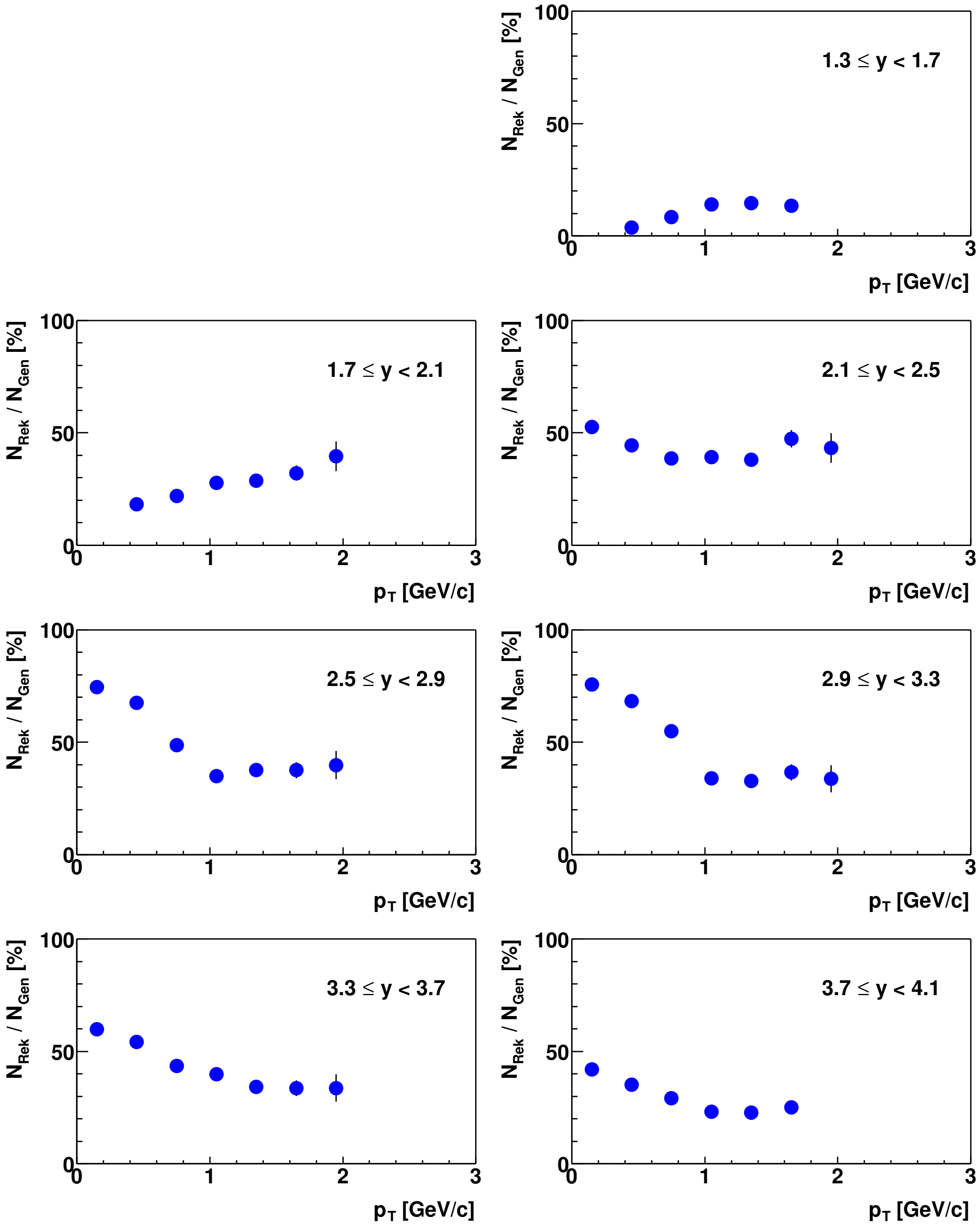


Abbildung B.1: Transversalimpulsabhängigkeit der geometrischen Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz.

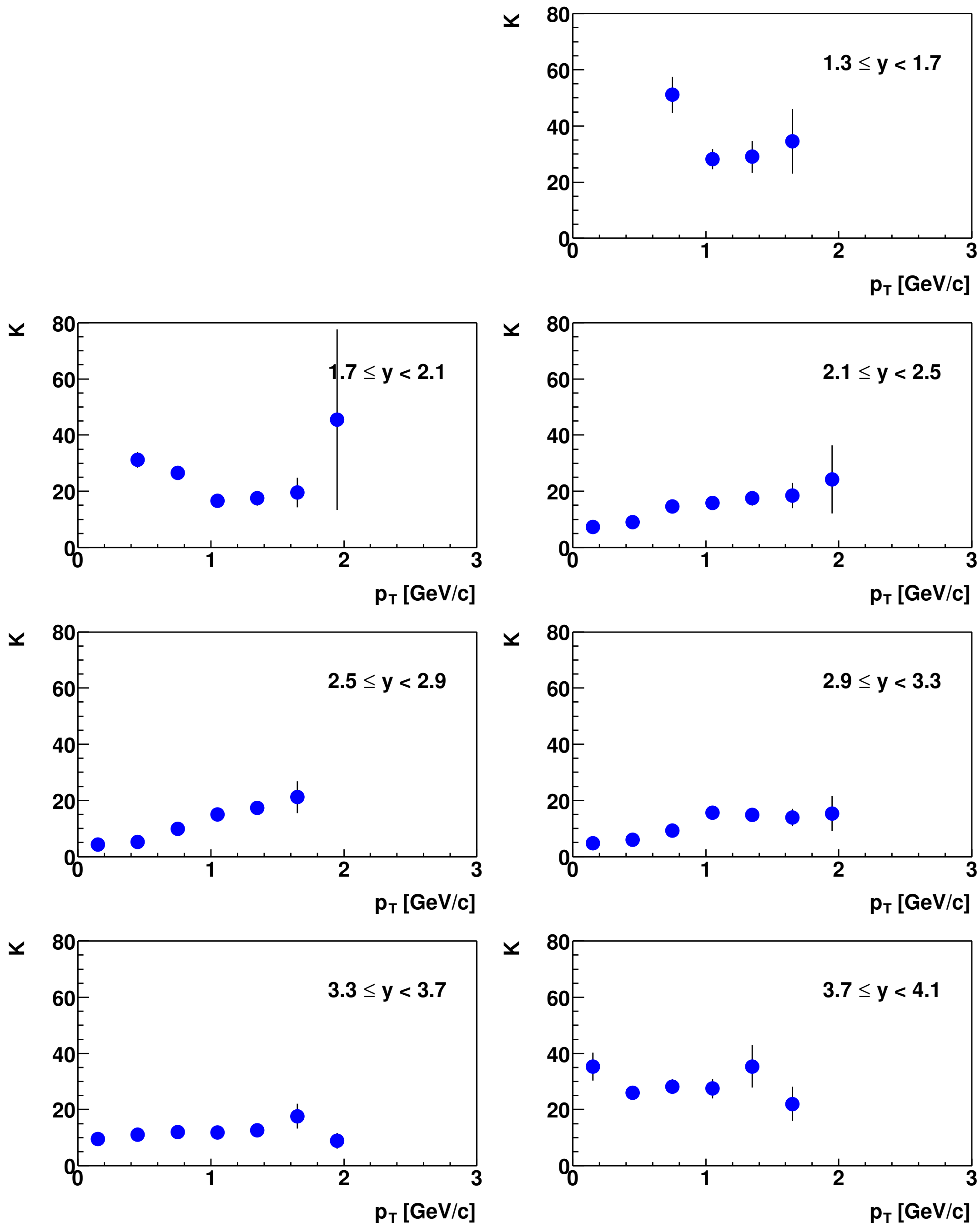


Abbildung B.2: Transversalimpulsabhängigkeit des Korrekturfaktors K für Akzeptanz, Effizienz und Verluste durch Qualitätskriterien.

B.2 Korrektur der *feed down*–Beiträge

Im Folgenden sind die spektralen Verteilungen der Korrekturen der *feed down*–Kontaminationen dargestellt, zuerst die Transversalimpulsabhängigkeit für die einzelnen Rapiditätsintervalle, aufgeschlüsselt nach den verschiedenen Beiträgen. Sie sind für die Λ– und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus den C+C– und Si+Si–Daten getrennt aufgeführt. Im Anschluß ist die Rapiditätsabhängigkeit gezeigt, gewonnen aus der Integration über die einzelnen p_T–Spektren. Eine ausführliche Erläuterung befindet sich im Kapitel 5.3.4.

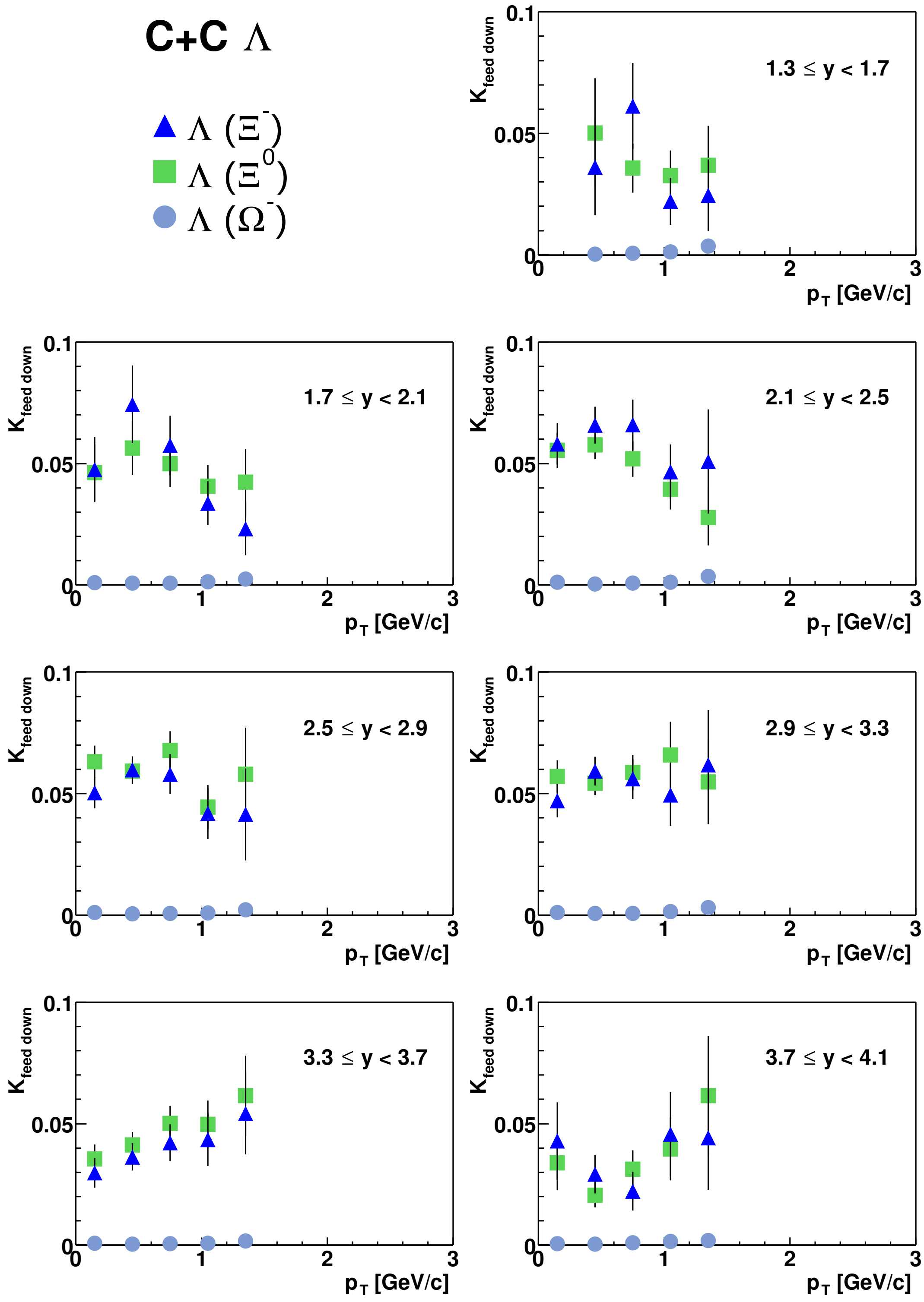


Abbildung B.3: Transversalimpulsabhängigkeit der *feed down*–Korrektur für Λ–Hyperonen aus C+C–Reaktionen.

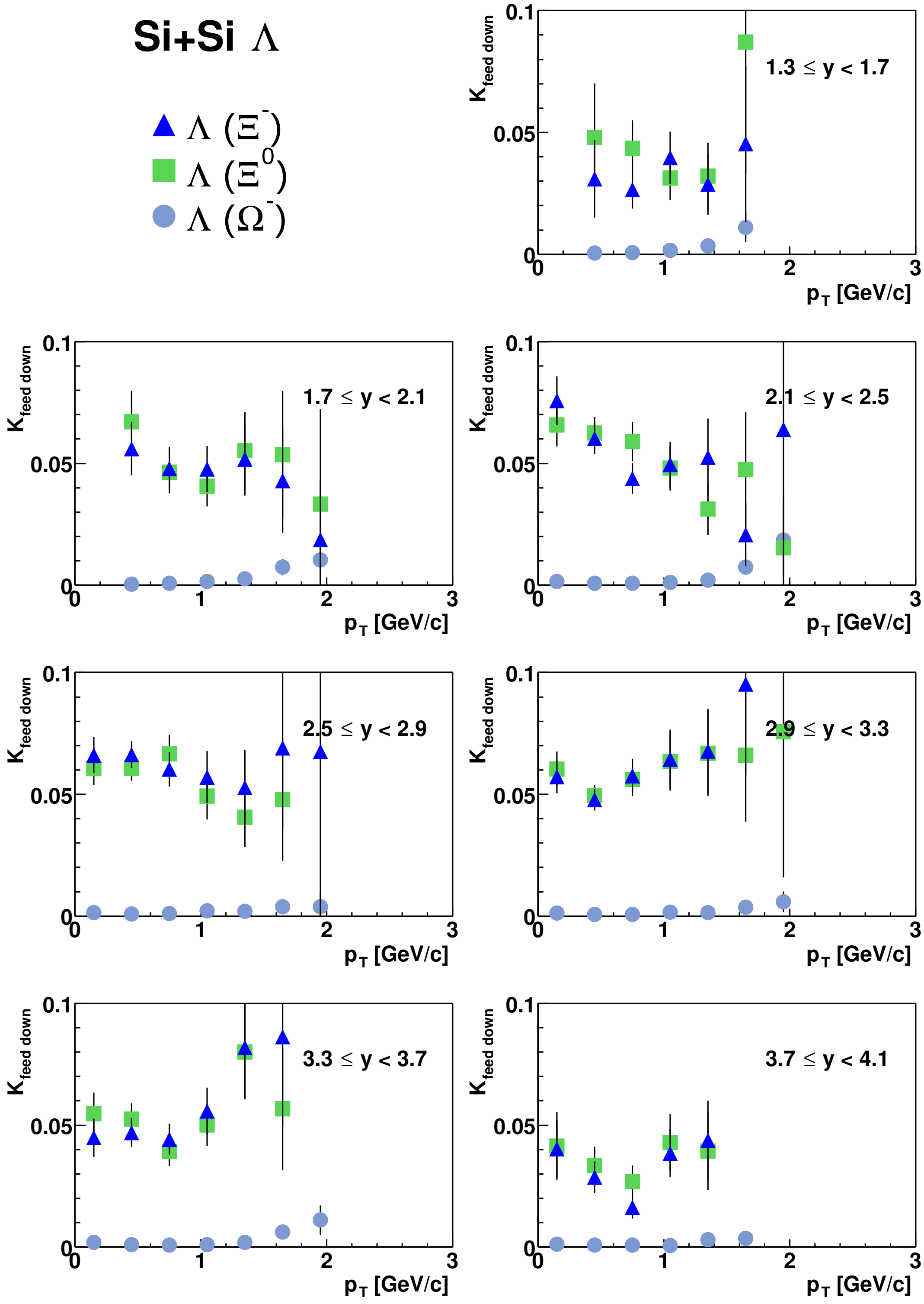


Abbildung B.4: Transversalimpulsabhängigkeit der *feed down*–Korrektur für Λ–Hyperonen aus Si+Si–Reaktionen.

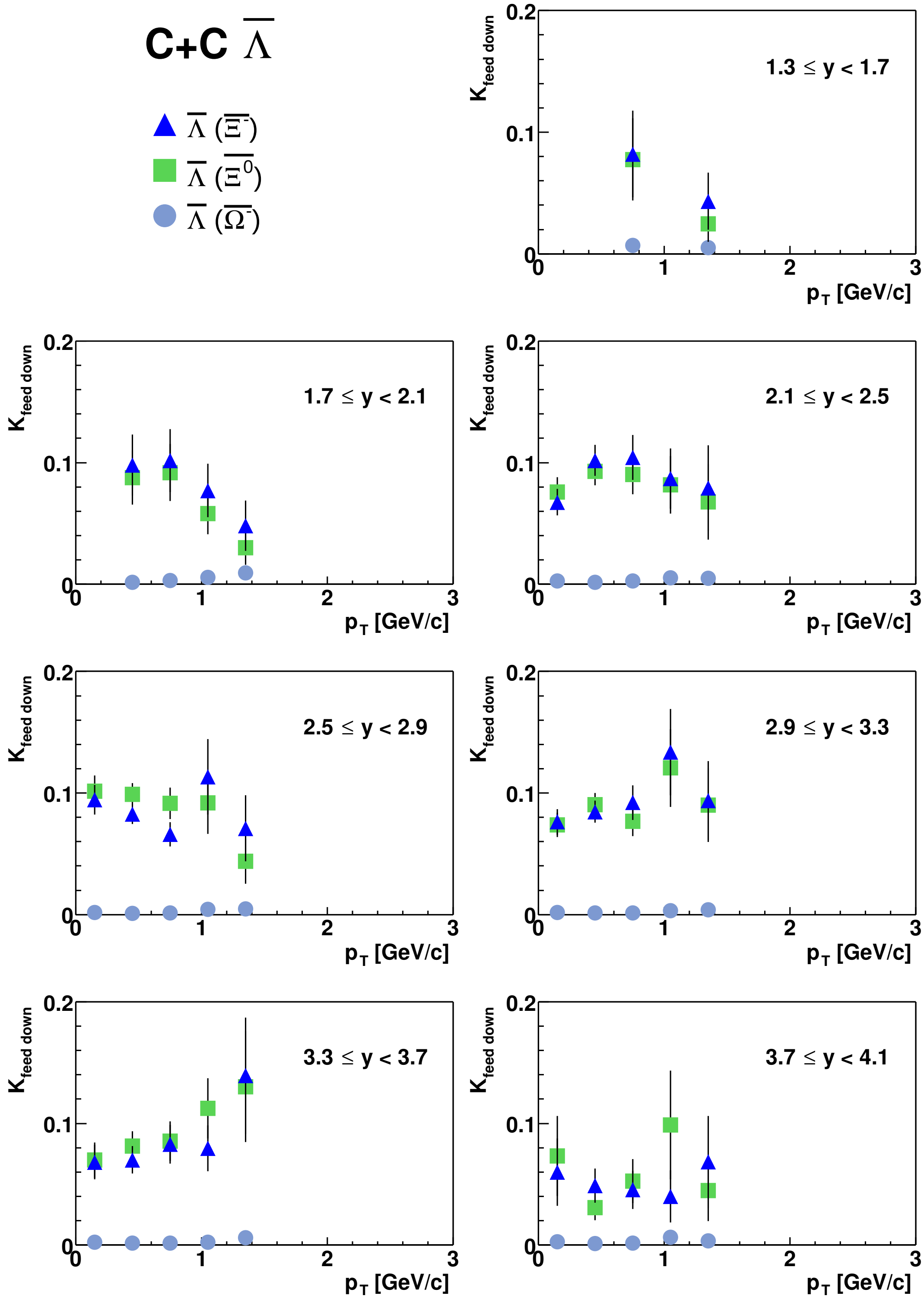


Abbildung B.5: Transversalimpulsabhängigkeit der *feed down*–Korrektur für $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C–Reaktionen.

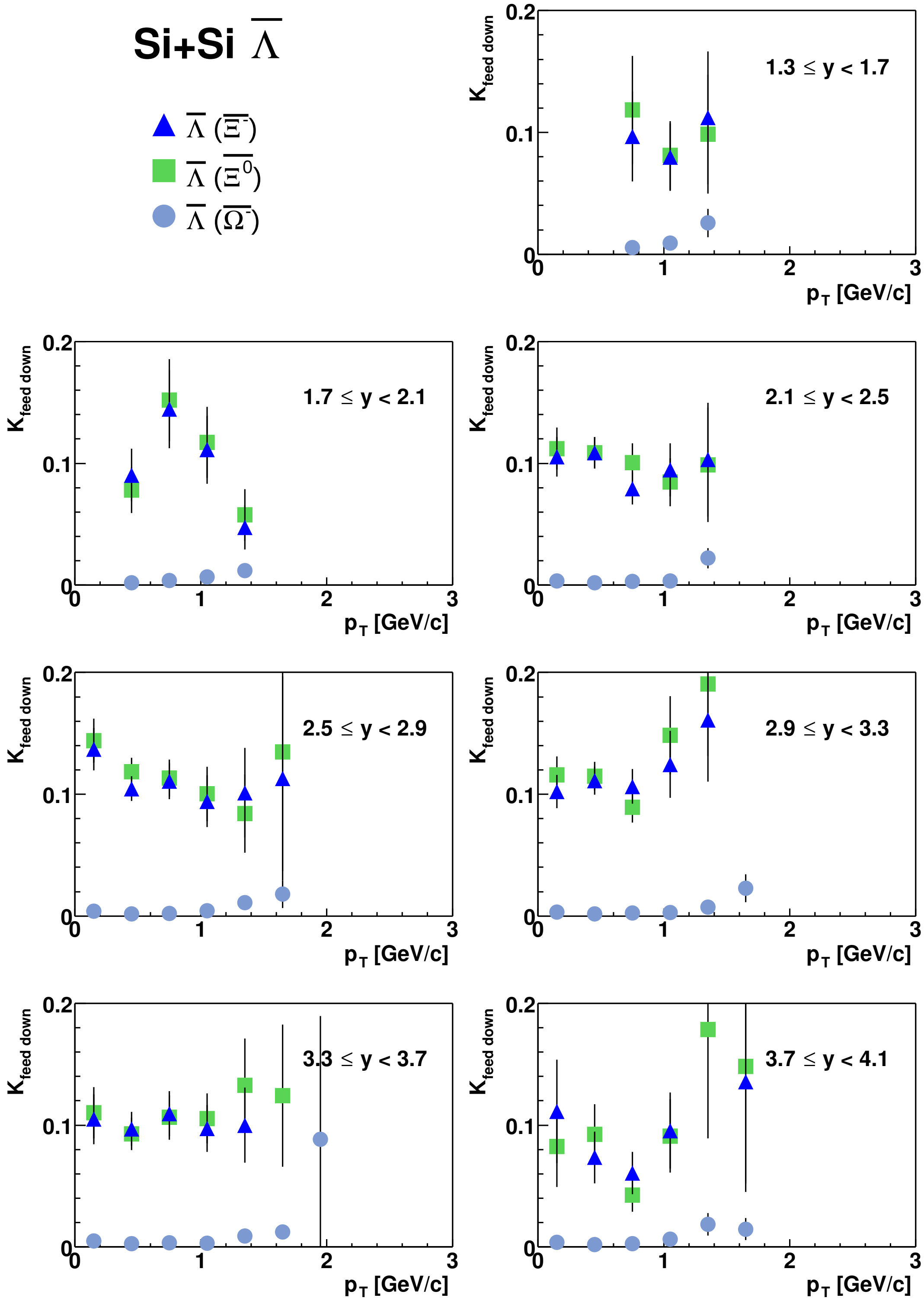


Abbildung B.6: Transversalimpulsabhängigkeit der *feed down*–Korrektur für $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus Si+Si–Reaktionen.

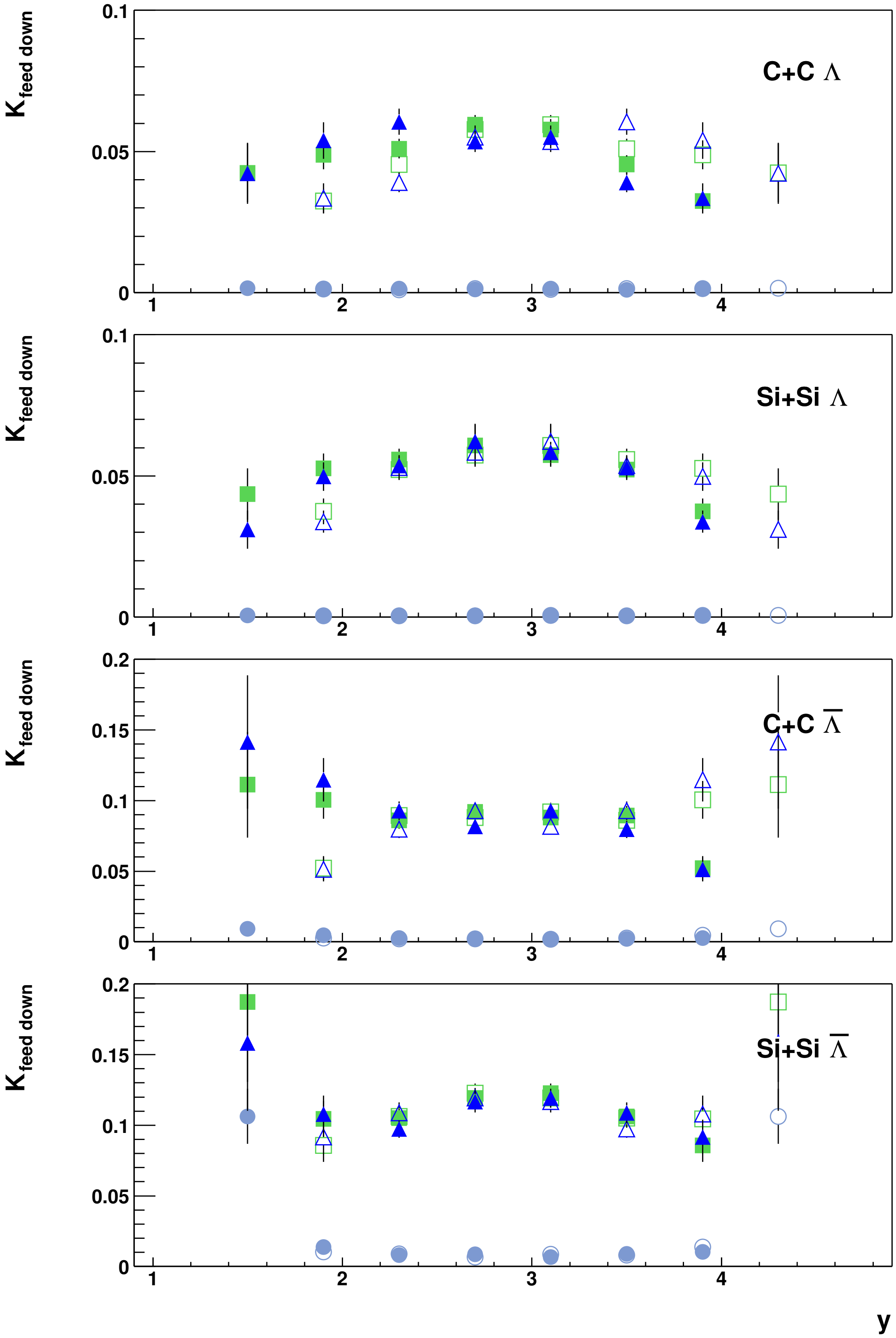


Abbildung B.7: Rapiditätsabhängigkeit der *feed down*–Korrekturen. Die offenen Symbole sind bei *midrapidity* gespiegelt.

Anhang C

Anhang zu Kapitel 6

C.1 Transversalimpulsspektren

In diesem Teil sind die p_T–Spektren der einzelnen Analysen in den verschiedenen Rapiditätsintervallen dargestellt, zunächst die ohne *feed down*–Korrektur, danach die vollständig korrigierten Spektren. Am Ende sind noch die inversen Steigungsparameter T aus den Anpassungen als Funktion der Rapidität gezeigt. Die Werte der m_T–Spektren bei *midrapidity* sind tabellarisch aufgeführt.

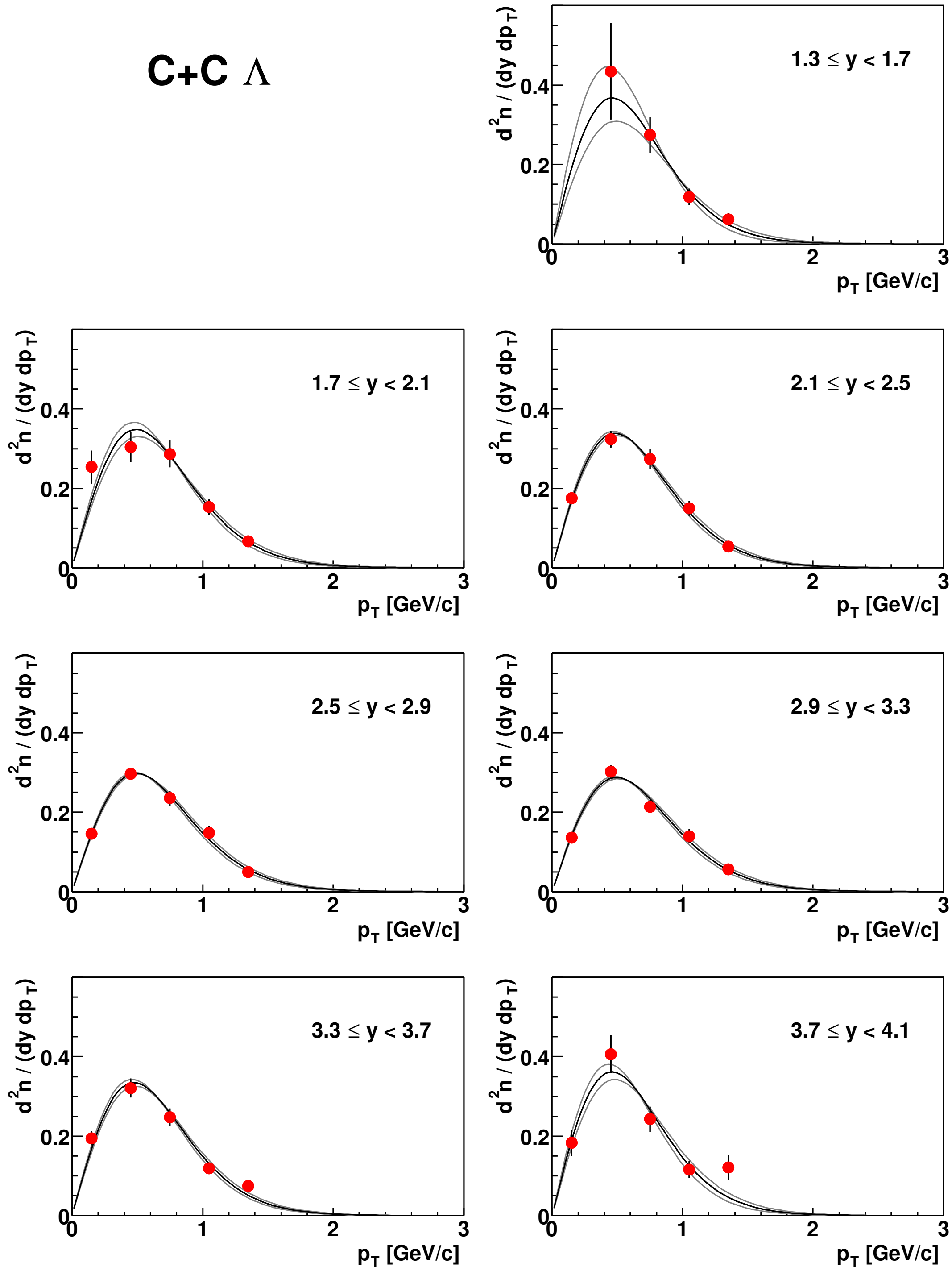


Abbildung C.1: Transversalimpulsspektren der Λ–Hyperonen aus C+C–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, ohne *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit von T.

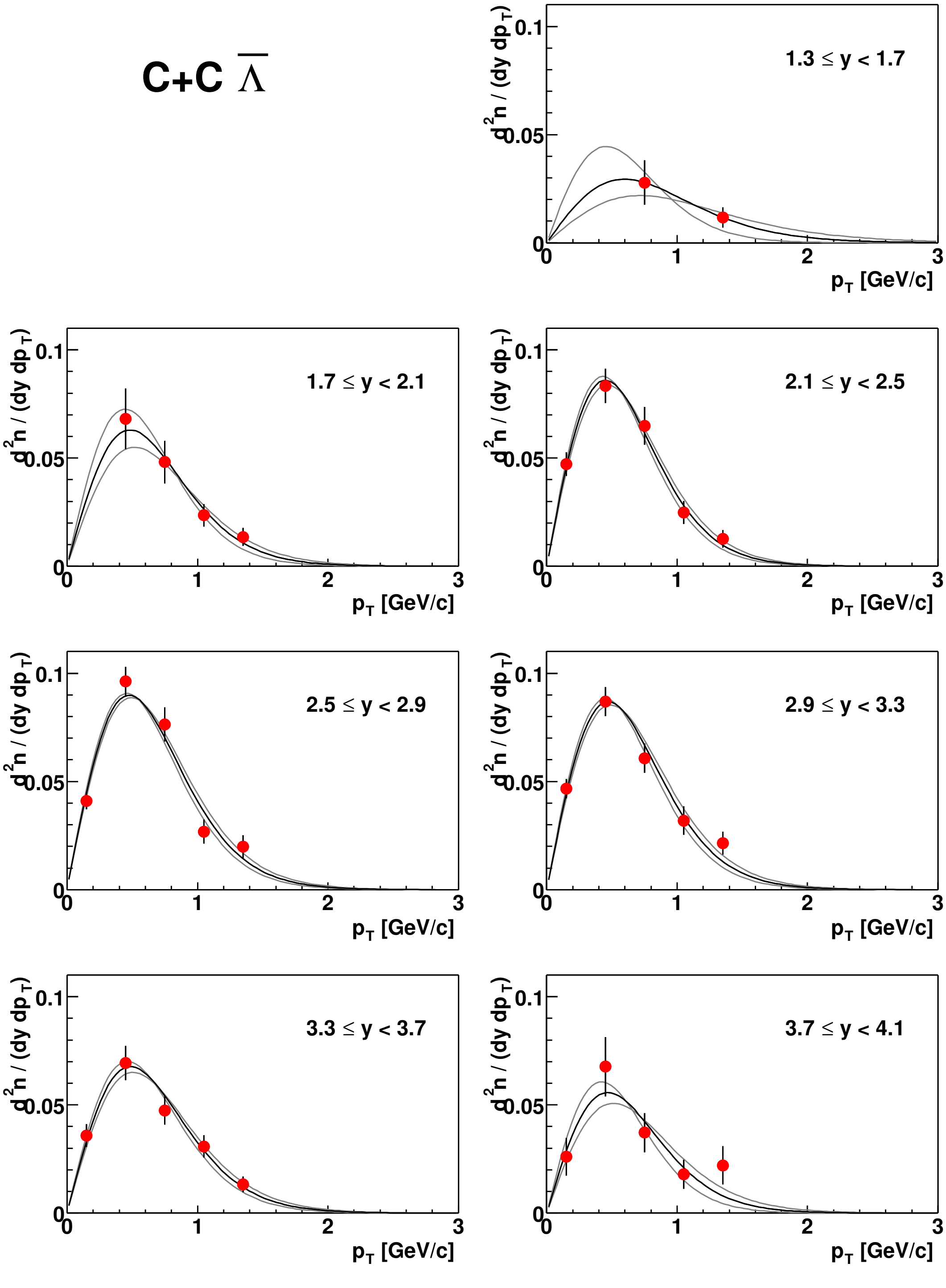


Abbildung C.2: Transversalimpulsspektren der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, ohne *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit von T.

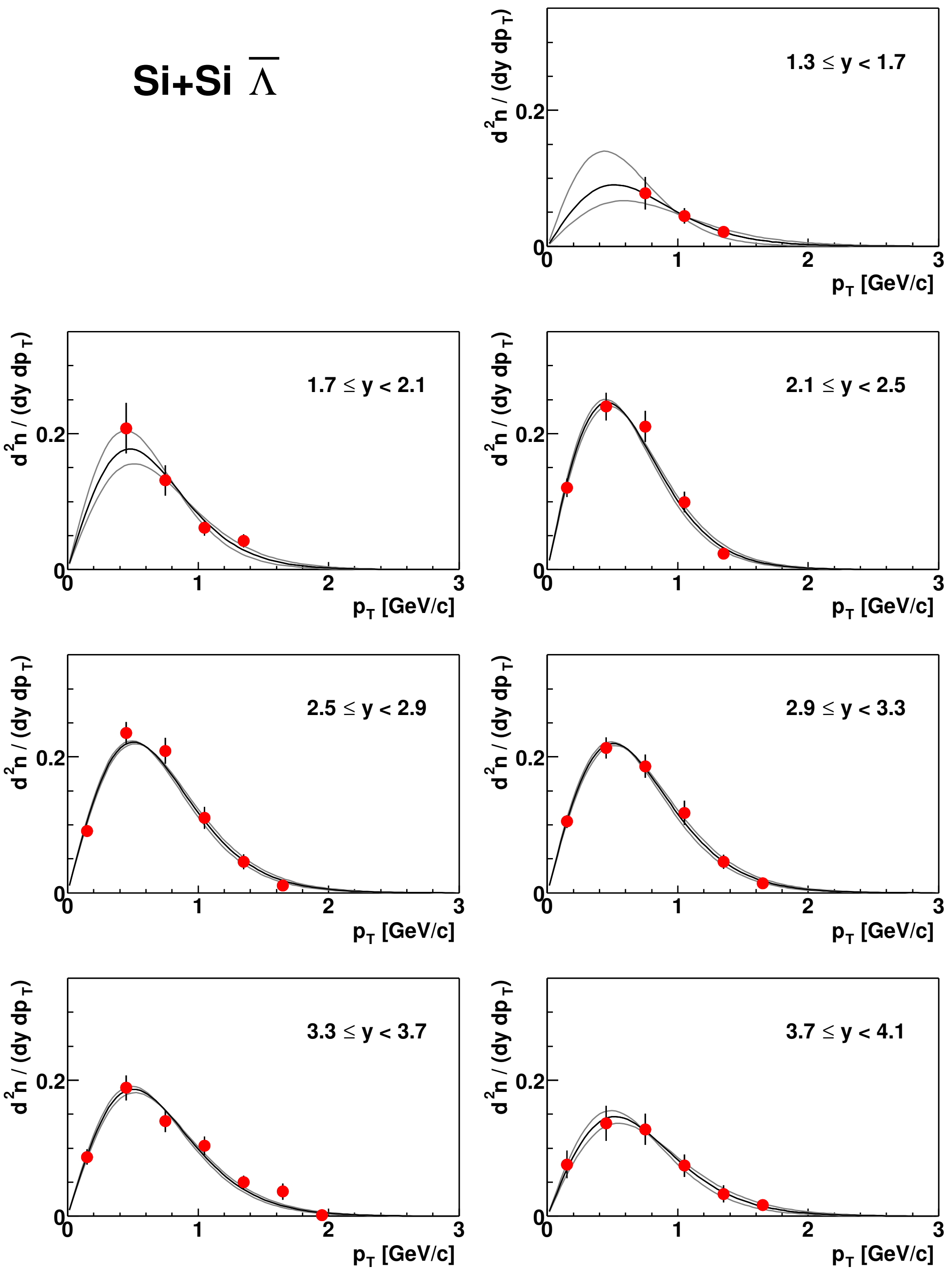


Abbildung C.3: Transversalimpulsspektren der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus Si+Si–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, ohne *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit von T.

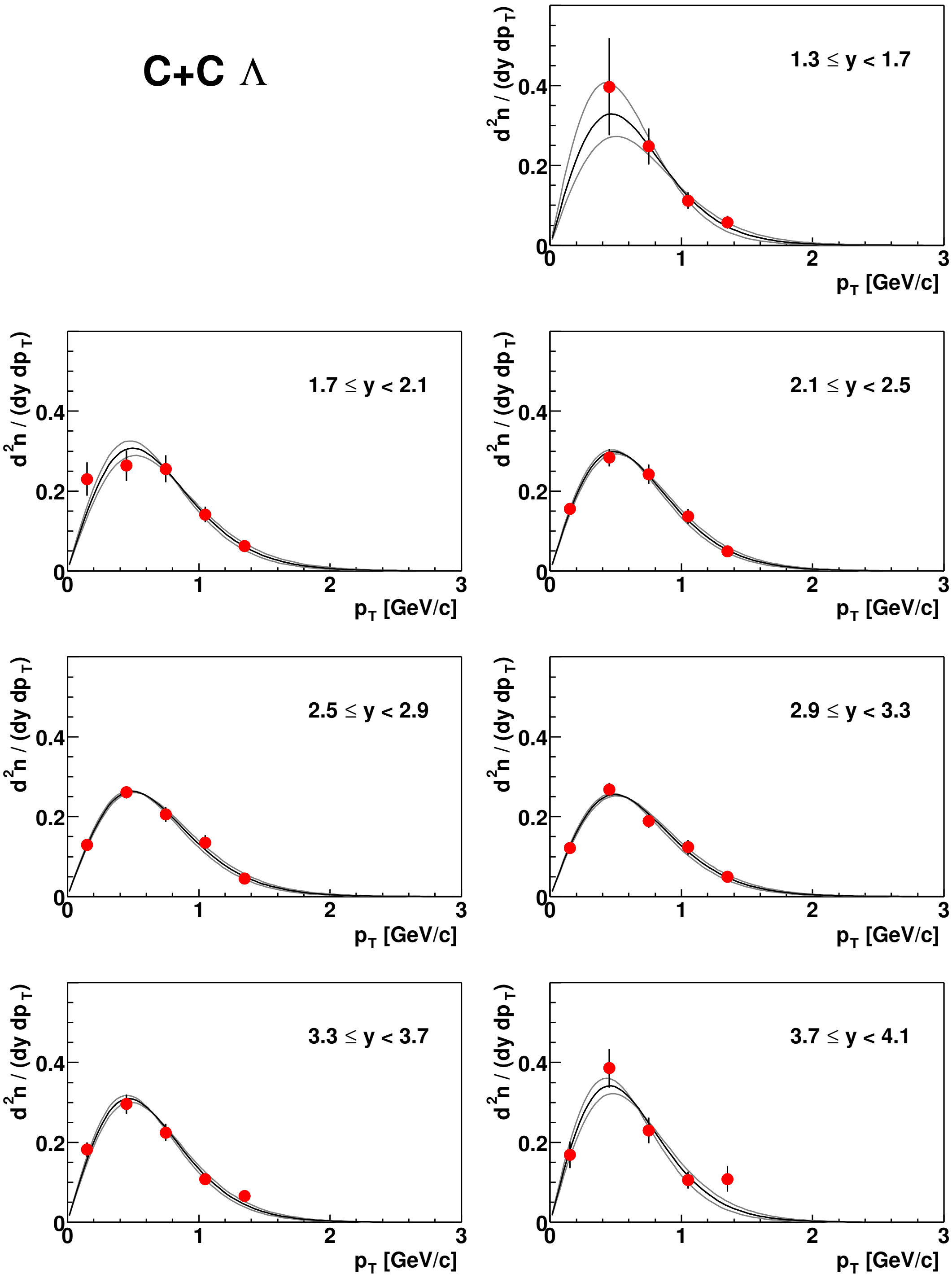


Abbildung C.4: Transversalimpulsspektren der Λ–Hyperonen aus C+C–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, mit *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit von T.

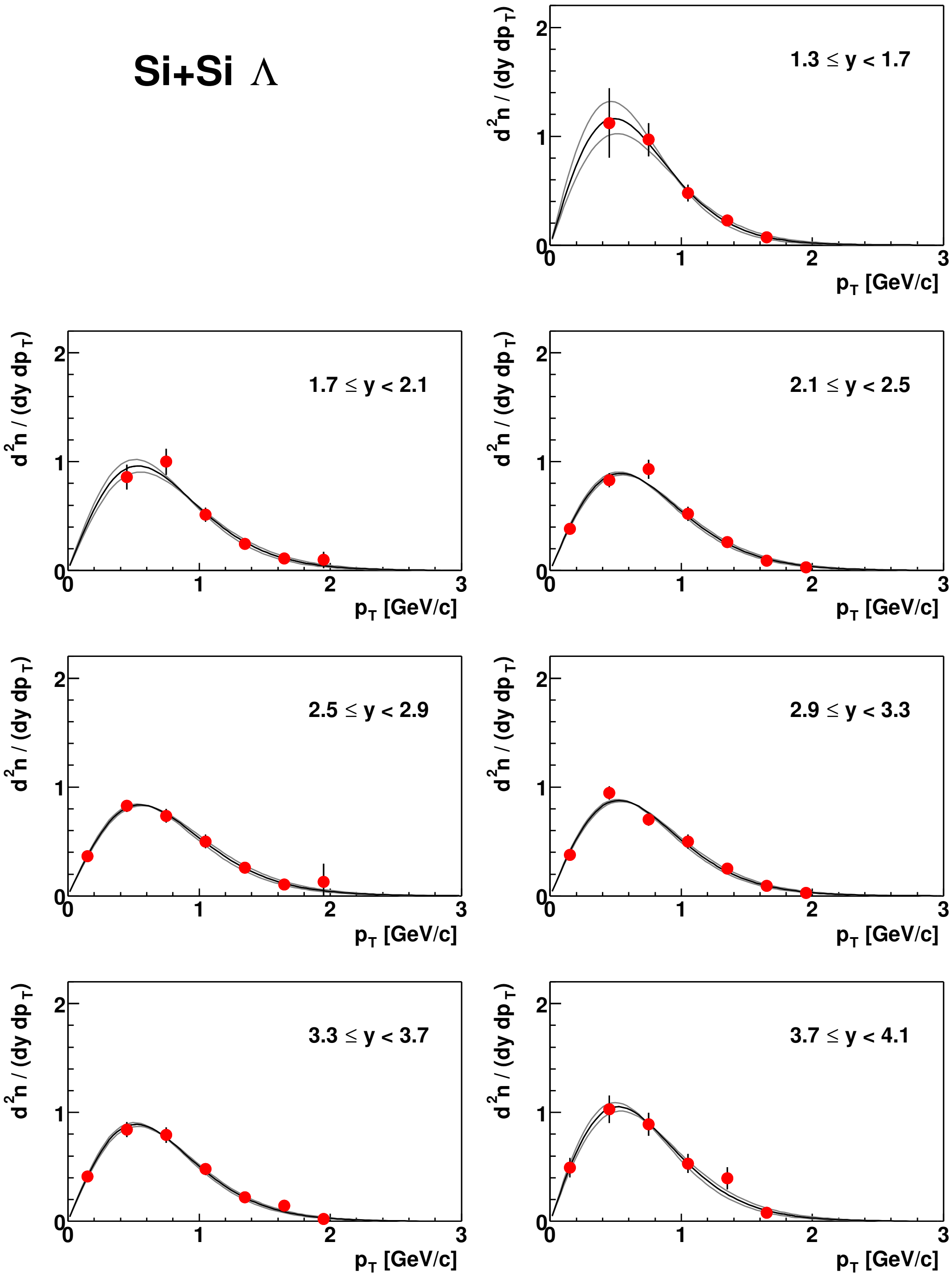


Abbildung C.5: Transversalimpulsspektren der Λ–Hyperonen aus Si+Si–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, mit *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit von T.

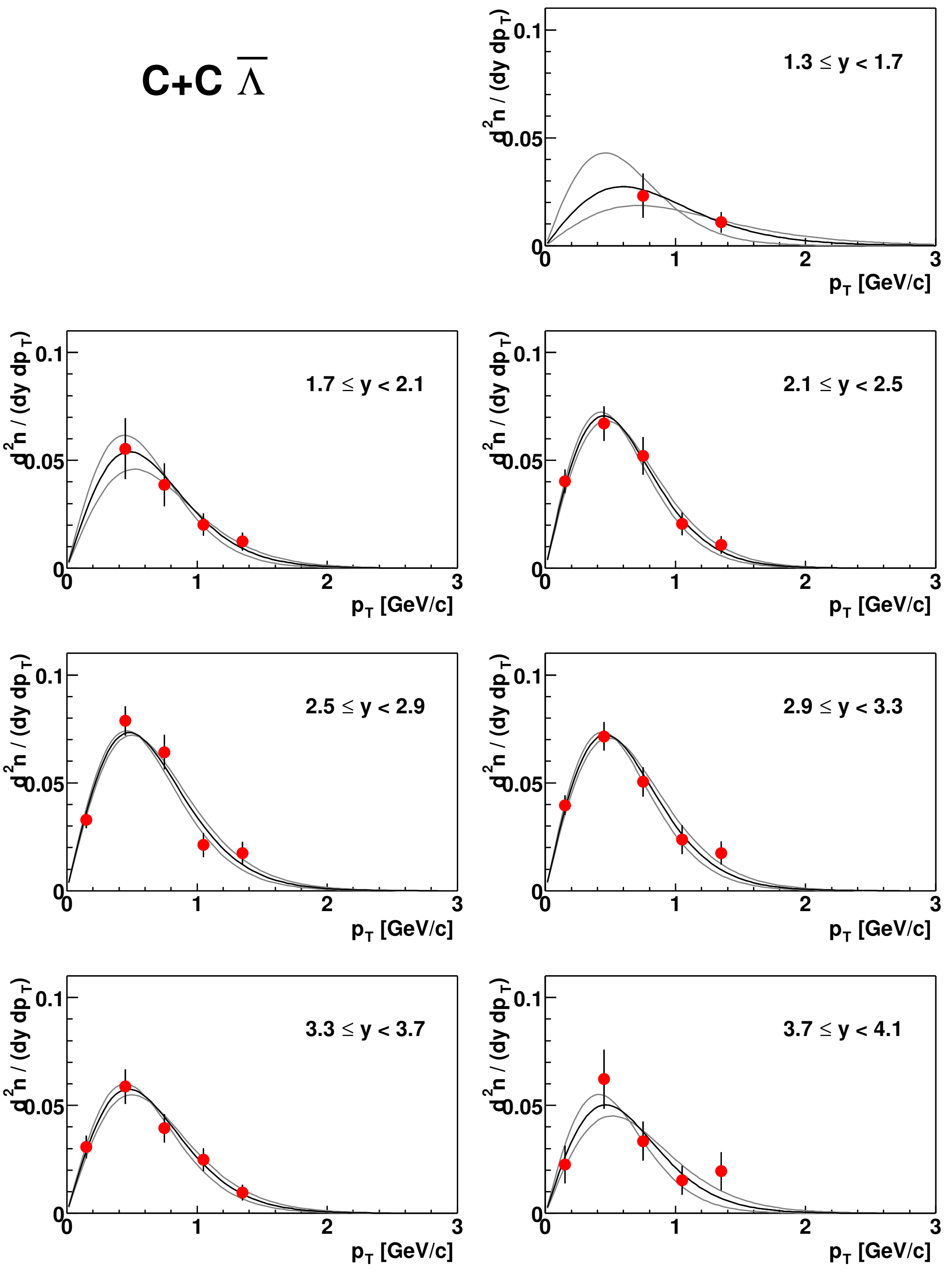


Abbildung C.6: Transversalimpulsspektren der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, mit *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit von T.

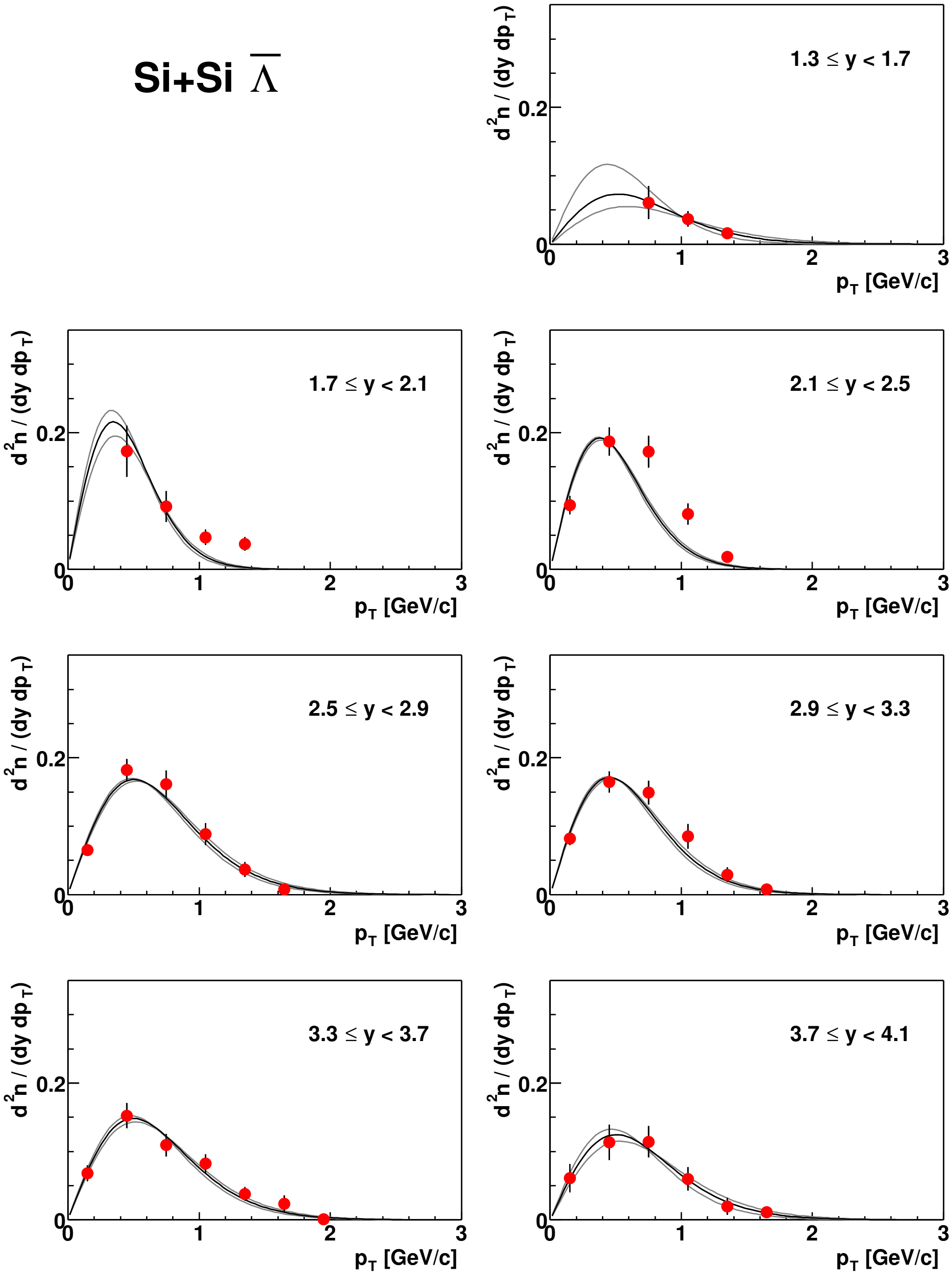


Abbildung C.7: Transversalimpulsspektren der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus Si+Si–Kollisionen in verschiedenen Rapiditätsintervallen, mit *feed down*–Korrektur. Die Anpassungen gemäß Gleichung 6.6 sind in Schwarz eingezeichnet, die grauen Kurven zeigen die Ungenauigkeit von T.

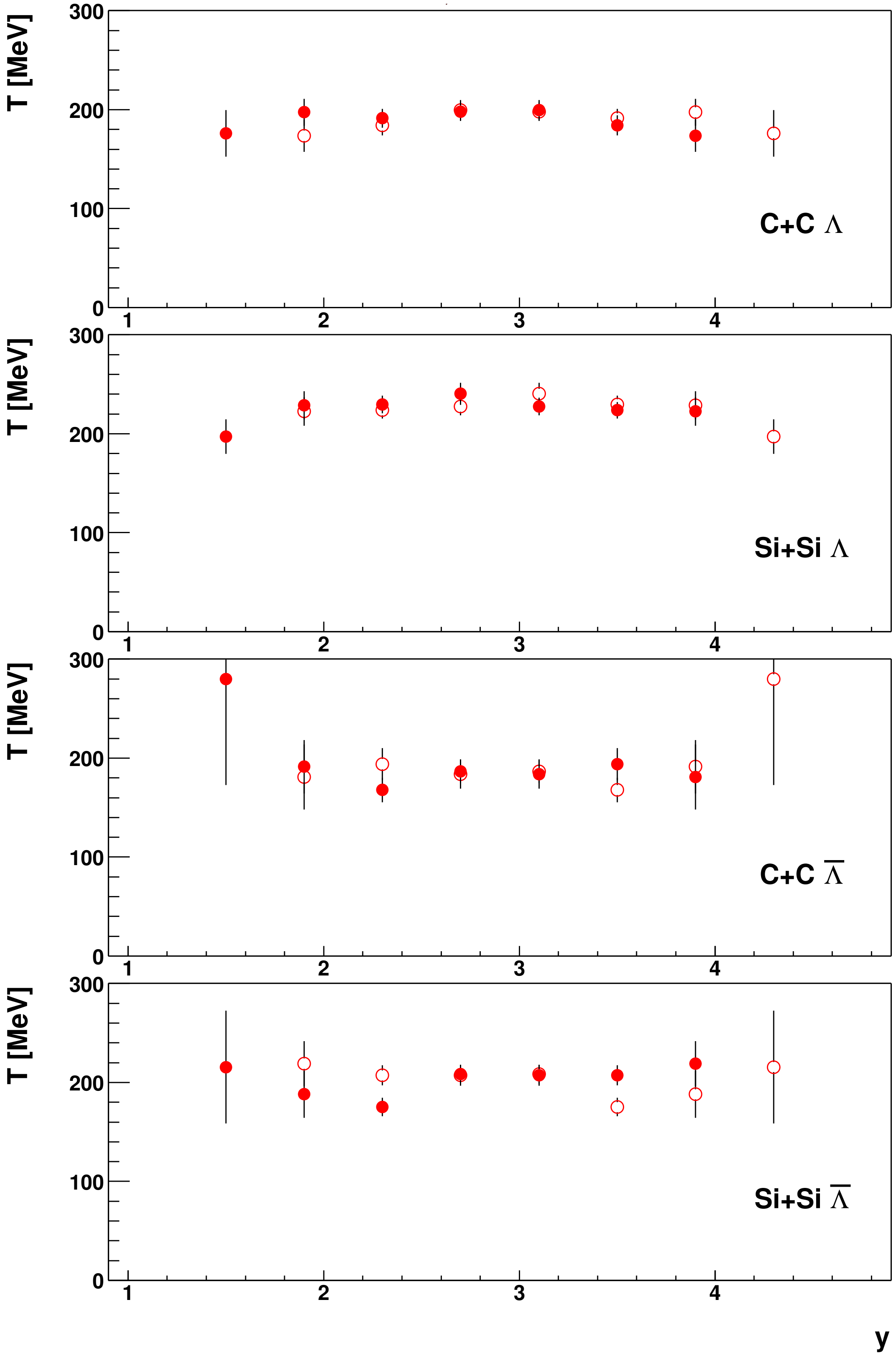


Abbildung C.8: Inverser Steigungsparameter T aus der Anpassung gemäß Gleichung 6.6 in Abhängigkeit von der Rapidität, ohne *feed down*–Korrektur. Die offenen Symbole sind bei *midrapidity* gespiegelt.

$m_T - m_0$ [GeV/c]	$\frac{1}{m_T} \cdot \frac{d^2n}{dy \cdot dm_T}$ ohne K_{fd}			$\frac{1}{m_T} \cdot \frac{d^2n}{dy \cdot dm_T}$ mit K_{fd}		
Si+Si Λ						
0,010039	2,843	±	0,124	2,491	±	0,144
0,087334	2,233	±	0,072	1,982	±	0,090
0,228657	1,096	±	0,049	0,962	±	0,057
0,416391	0,541	±	0,040	0,477	±	0,043
0,635674	0,214	±	0,023	0,189	±	0,025
0,876113	0,070	±	0,013	0,060	±	0,014
1,130930	0,049	±	0,040	0,040	±	0,043
Si+Si $\bar{\Lambda}$						
0,010039	0,6590	±	0,0385	0,4937	±	0,0435
0,087334	0,5020	±	0,0214	0,3883	±	0,0252
0,228657	0,2646	±	0,0156	0,2082	±	0,0175
0,416391	0,1089	±	0,0107	0,0829	±	0,0118
0,635674	0,0340	±	0,0053	0,0245	±	0,0058
0,876113	0,0075	±	0,0023	0,0047	±	0,0024
C+C Λ						
0,010039	0,9472	±	0,0480	0,8430	±	0,0482
0,087334	0,6708	±	0,0257	0,5925	±	0,0258
0,228657	0,3009	±	0,0164	0,2645	±	0,0166
0,416391	0,1375	±	0,0123	0,1235	±	0,0124
0,635674	0,0396	±	0,0055	0,0352	±	0,0056
C+C $\bar{\Lambda}$						
0,010039	0,2950	±	0,0200	0,2439	±	0,0202
0,087334	0,2049	±	0,0106	0,1681	±	0,0106
0,228657	0,0918	±	0,0070	0,0768	±	0,0071
0,416391	0,0281	±	0,0041	0,0215	±	0,0041
0,635674	0,0153	±	0,0028	0,0130	±	0,0028

Tabelle C.1: Transversale Massespektren, gemessen bei *midrapidity*.

C.2 Rapiditätsspektren

In diesem Teil sind die Rapiditätsspektren der einzelnen Analysen tabellarisch aufgeführt und die Spektren nach Anwendung der *feed down*–Korrektur dargestellt.

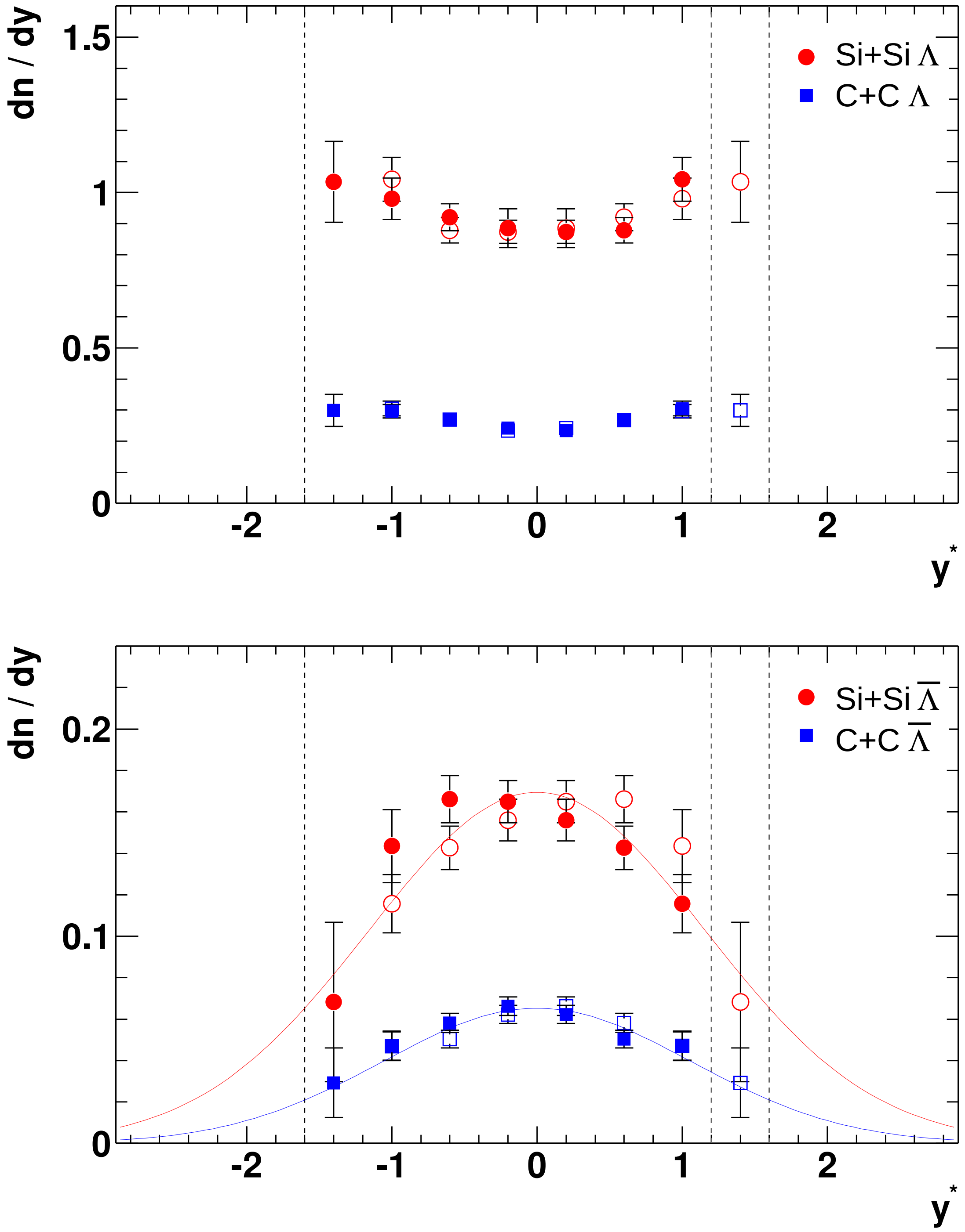


Abbildung C.9: Rapiditätsspektren der Λ– (oben) und $\bar{\Lambda}$–Hyperonen (unten) aus C+C– und Si+Si–Kollisionen mit *feed down*–Korrektur.

Δy	$\frac{dn}{dy}$ ohne K_{fd}			$\frac{dn}{dy}$ mit K_{fd}		
Si+Si Λ						
$1{,}3 \leq y < 1{,}7$	1,117	$\pm$	0,130	1,034	$\pm$	0,130
$1{,}7 \leq y < 2{,}1$	1,095	$\pm$	0,067	0,980	$\pm$	0,067
$2{,}1 \leq y < 2{,}5$	1,035	$\pm$	0,044	0,920	$\pm$	0,044
$2{,}5 \leq y < 2{,}9$	1,011	$\pm$	0,062	0,885	$\pm$	0,062
$2{,}9 \leq y < 3{,}3$	0,989	$\pm$	0,037	0,873	$\pm$	0,037
$3{,}3 \leq y < 3{,}7$	0,984	$\pm$	0,040	0,878	$\pm$	0,041
$3{,}7 \leq y < 4{,}1$	1,125	$\pm$	0,071	1,043	$\pm$	0,071
Si+Si $\bar{\Lambda}$						
$1{,}3 \leq y < 1{,}7$	0,085	$\pm$	0,045	0,068	$\pm$	0,038
$1{,}7 \leq y < 2{,}1$	0,163	$\pm$	0,019	0,144	$\pm$	0,018
$2{,}1 \leq y < 2{,}5$	0,212	$\pm$	0,012	0,166	$\pm$	0,011
$2{,}5 \leq y < 2{,}9$	0,214	$\pm$	0,010	0,165	$\pm$	0,010
$2{,}9 \leq y < 3{,}3$	0,207	$\pm$	0,010	0,156	$\pm$	0,010
$3{,}3 \leq y < 3{,}7$	0,183	$\pm$	0,010	0,143	$\pm$	0,010
$3{,}7 \leq y < 4{,}1$	0,142	$\pm$	0,014	0,116	$\pm$	0,014
C+C Λ						
$1{,}3 \leq y < 1{,}7$	0,327	$\pm$	0,052	0,299	$\pm$	0,052
$1{,}7 \leq y < 2{,}1$	0,330	$\pm$	0,022	0,296	$\pm$	0,022
$2{,}1 \leq y < 2{,}5$	0,302	$\pm$	0,013	0,268	$\pm$	0,014
$2{,}5 \leq y < 2{,}9$	0,272	$\pm$	0,011	0,241	$\pm$	0,011
$2{,}9 \leq y < 3{,}3$	0,264	$\pm$	0,011	0,234	$\pm$	0,011
$3{,}3 \leq y < 3{,}7$	0,295	$\pm$	0,013	0,269	$\pm$	0,013
$3{,}7 \leq y < 4{,}1$	0,327	$\pm$	0,024	0,305	$\pm$	0,024
C+C $\bar{\Lambda}$						
$1{,}3 \leq y < 1{,}7$	0,0328	$\pm$	0,0167	0,0293	$\pm$	0,0167
$1{,}7 \leq y < 2{,}1$	0,0567	$\pm$	0,0074	0,0471	$\pm$	0,0070
$2{,}1 \leq y < 2{,}5$	0,0711	$\pm$	0,0045	0,0582	$\pm$	0,0045
$2{,}5 \leq y < 2{,}9$	0,0803	$\pm$	0,0043	0,0662	$\pm$	0,0044
$2{,}9 \leq y < 3{,}3$	0,0763	$\pm$	0,0044	0,0622	$\pm$	0,0043
$3{,}3 \leq y < 3{,}7$	0,0609	$\pm$	0,0043	0,0503	$\pm$	0,0042
$3{,}7 \leq y < 4{,}1$	0,0525	$\pm$	0,0069	0,0469	$\pm$	0,0068

Tabelle C.2: Rapiditätsspektren ohne und mit *feed down*–Korrektur.

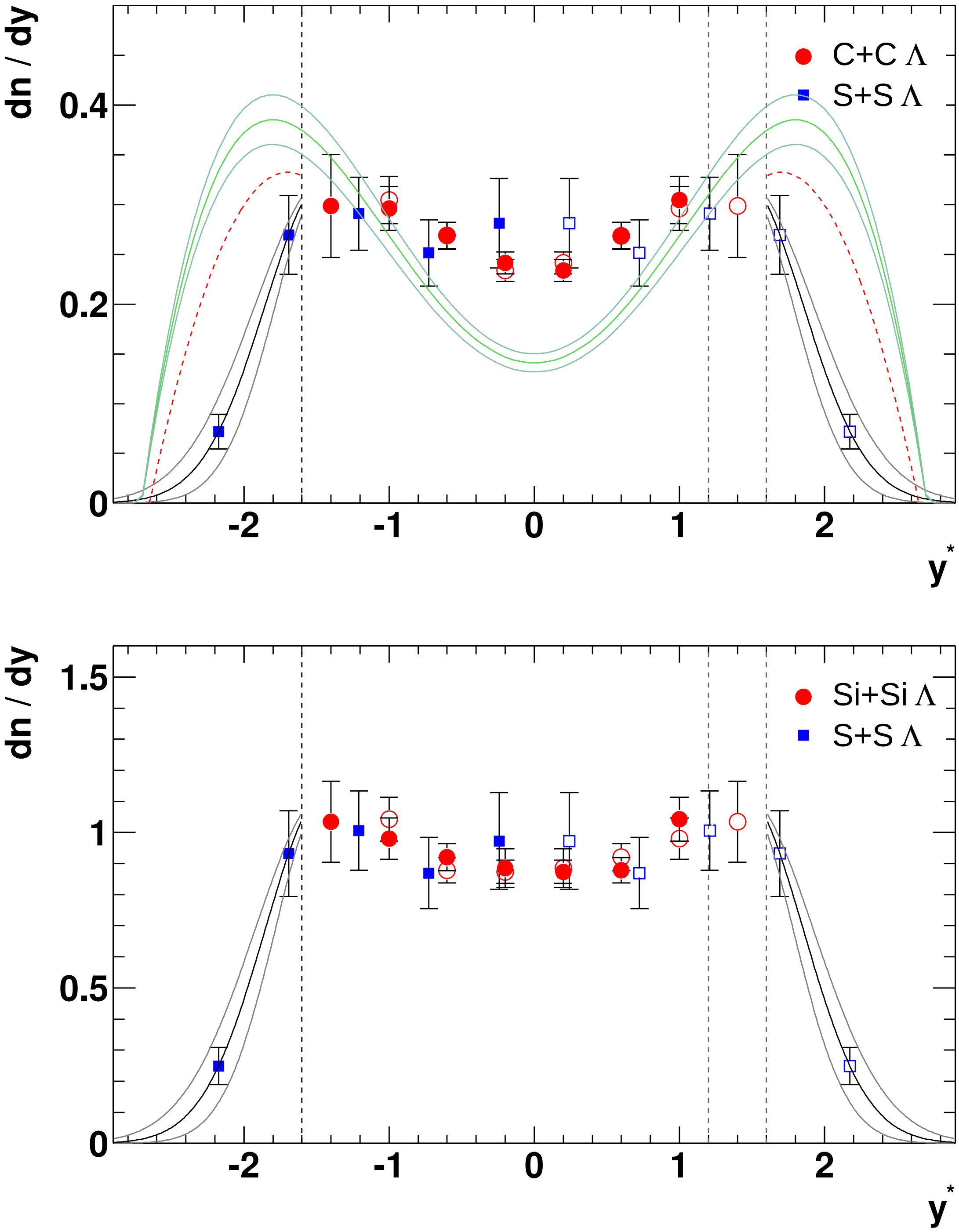


Abbildung C.10: Rapiditätsspektren der Λ–Hyperonen aus C+C– (oben) und Si+Si–Kollisionen (unten) mit *feed down*–Korrektur. Die eingezeichneten Kurven dienen der Abschätzung der totalen Multiplizitäten, dies wird im Abschnitt 6.3 diskutiert.

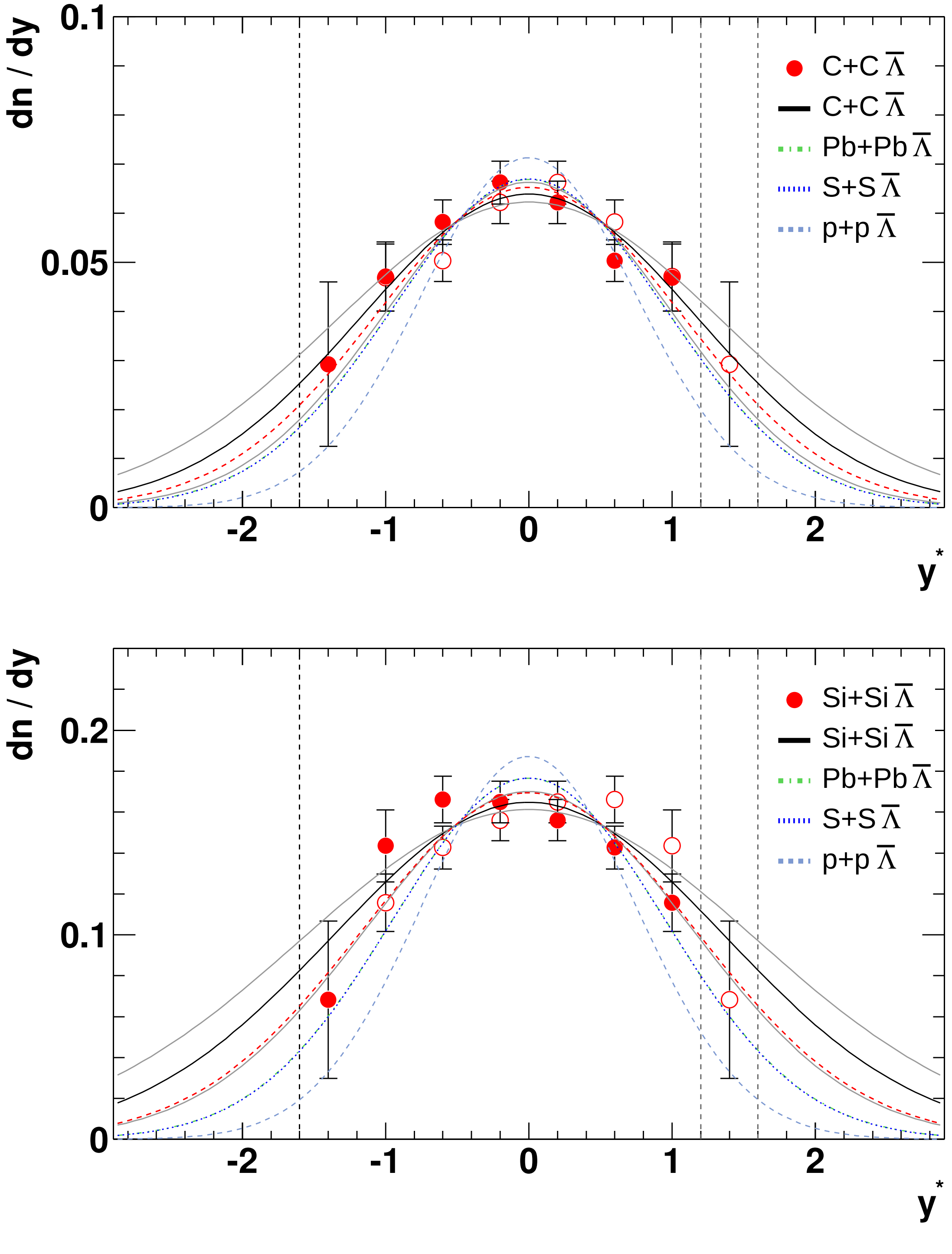


Abbildung C.11: Rapiditätsspektren der $\bar{\Lambda}$–Hyperonen aus C+C– (oben) und Si+Si–Kollisionen (unten) mit *feed down*–Korrektur. Die eingezeichneten Gaußkurven dienen der Abschätzung der totalen Multiplizitäten, dies wird im Abschnitt 6.3 diskutiert.

Anhang D

Verwendete Daten

Die angegebenen Fehler der Multiplizitäten und Rapiditätsdichten setzen sich aus den statistischen und systematischen zusammen. Wenn sie in den entsprechenden Veröffentlichungen getrennt angegeben sind, wurden sie quadratisch addiert. Die Fehler der inversen Steigungsparameter T sind rein statistisch, die systematischen Fehler liegen um 10 MeV.

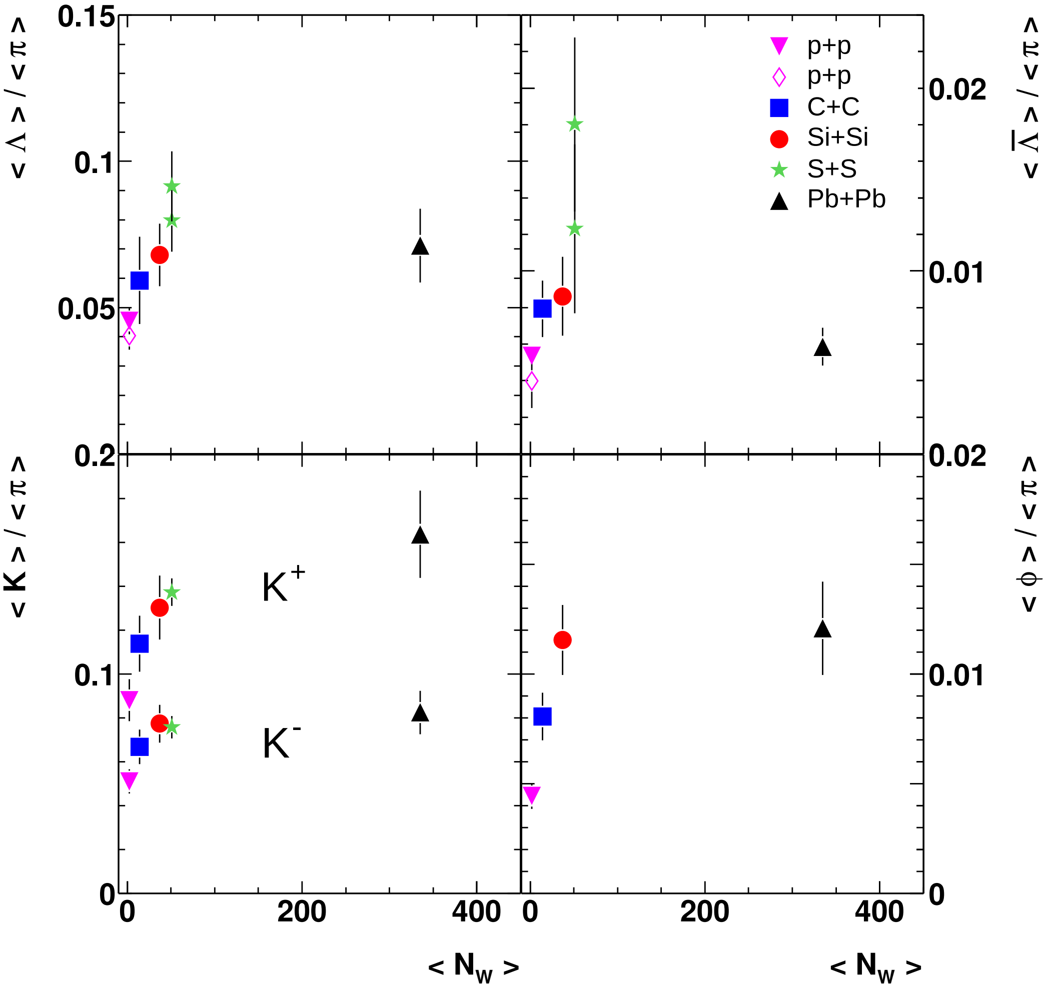


Abbildung D.1: Multiplizität der Hyperonen, geladenen Kaonen und ϕ–Mesonen pro Pion, $\langle\pi\rangle = \frac{1}{2}\big(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle\big)$.

Reaktion	p+p					
E	158 A GeV					
$\sqrt{s_{NN}}$	17,3 GeV					
$\langle\pi^+\rangle$	3,07	$\pm$	0,15			
$\langle\pi^-\rangle$	2,33	$\pm$	0,12			
$\frac{1}{2}(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle$	2.70	$\pm$	0.10			
$\langle K^+\rangle$	0,238	$\pm$	0,024			
$\langle K^-\rangle$	0,138	$\pm$	0,014			
$\langle K^+\rangle$	0,24	$\pm$	0,06 $^\diamondsuit$			
$\langle K^-\rangle$	0,17	$\pm$	0,05 $^\diamondsuit$			
$\langle\Lambda\rangle$	(3,68	$\pm$	0,34) mb			
$\langle\bar{\Lambda}\rangle$	(0,434	$\pm$	0,021) mb			
$\langle\bar{\Lambda}\rangle/\langle\Lambda\rangle$	0,118	$\pm$	0,012			
$\langle\Lambda\rangle$	(3,271	$\pm$	0,37) mb *			
$\langle\bar{\Lambda}\rangle$	(0,32243	$\pm$	0,12) mb *			
$\langle\bar{\Lambda}\rangle/\langle\Lambda\rangle$	0,099	$\pm$	0,038 *			
$\frac{dn}{dy}\langle\Lambda\rangle$	0,0172	$\pm$	0,0003 ‡	0,0154	$\pm$	0,0003
$\frac{dn}{dy}\langle\bar{\Lambda}\rangle$	0,00667	$\pm$	0,00014 ‡	0,00598	$\pm$	0,00014
$\bar{\Lambda}/\Lambda$				0,388	$\pm$	0,012
Bereich	$\mid y^* \mid$	$<$	0,5			
feed down für Λ, $\bar{\Lambda}$	10,3 %					
T_{π^+}	(167	$\pm$	1) MeV			
T_{π^-}	(166	$\pm$	1,5) MeV			
T_{K^+}	(175	$\pm$	2) MeV			
T_{K^-}	(164	$\pm$	2) MeV			
T_ϕ	(169	$\pm$	17) MeV			
T_Λ	(166	$\pm$	7) MeV			
$T_{\bar{\Lambda}}$	(135	$\pm$	9) MeV			
T_{Ξ^-}	(177	$\pm$	6) MeV			
$T_{\bar{\Xi}^+}$	(152	$\pm$	6) MeV			

Tabelle D.1: Die Daten sind aus den Referenzen [Höh03b, Sus02, Sus03, Afa00] zusammengestellt, sie sind Messungen der NA49 Kollaboration. Eine Ausnahme bilden die mit einem $\star$ markierten Werte, sie sind zwischen 102 A GeV [Cha73] und 205 A GeV [Jae74] interpoliert, und die mit mit $\diamondsuit$ gekennzeichneten, dabei handelt es sich um Messungen bei 200 A GeV [Bae93]. Die mit $\ddagger$ markierten Werte sind nicht auf *feed down* Kontaminationen korrigiert.

Reaktion	C+C			Si+Si		
E	158 A GeV			158 A GeV		
$\sqrt{s_{NN}}$	17,3 GeV			17,3 GeV		
$\sigma/\sigma^{inelast.}$	15,3 %			12,2 %		
$\langle N_{Part}\rangle$	16,3	$\pm$	1	41,4	$\pm$	2
$\langle N_{Wounded}\rangle$	14	$\pm$	2	37	$\pm$	3
$\langle\pi^+\rangle$	22,4	$\pm$	1,6	56,6	$\pm$	4,1
$\langle\pi^-\rangle$	22,2	$\pm$	1,6	57,6	$\pm$	4,0
$\frac{1}{2}(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle$	22,3	$\pm$	1,2	57,1	$\pm$	2,9
$\langle K^+\rangle$	2,54	$\pm$	0,25	7,44	$\pm$	0,74
$\langle K^-\rangle$	1,49	$\pm$	0,16	4,42	$\pm$	0,44
$\langle\Lambda\rangle$	1,322	$\pm$	0,327	3,881	$\pm$	0,579
$\langle\bar{\Lambda}\rangle$	0,177	$\pm$	0,033	0,492	$\pm$	0,120
$\langle\bar{\Lambda}\rangle/\langle\Lambda\rangle$	0,134	$\pm$	0,042	0,127	$\pm$	0,036
$\frac{dn}{dy}\langle\Lambda\rangle$	0,238	$\pm$	0,039	0,879	$\pm$	0,136
$\frac{dn}{dy}\langle\bar{\Lambda}\rangle$	0,064	$\pm$	0,013	0,160	$\pm$	0,047
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0,269	$\pm$	0,071	0,182	$\pm$	0,060
Bereich	$\mid y^* \mid$	$<$	0,4	$\mid y^* \mid$	$<$	0,4
T_{π^+}	(165	$\pm$	4) MeV	(170	$\pm$	3) MeV
T_{π^-}	(163	$\pm$	4) MeV	(172	$\pm$	3) MeV
T_{K^+}	(188	$\pm$	4) MeV	(195	$\pm$	3) MeV
T_{K^-}	(187	$\pm$	5) MeV	(198	$\pm$	3) MeV
T_{ϕ}	(189	$\pm$	28) MeV	(220	$\pm$	28) MeV
T_{Λ}	(199	$\pm$	8) MeV	(235	$\pm$	9) MeV
$T_{\bar{\Lambda}}$	(184	$\pm$	11) MeV	(205	$\pm$	9) MeV

Tabelle D.2: Die Daten sind aus [Höh03b] und der vorliegenden Arbeit, sie sind Messungen der NA49 Kollaboration. Vorläufige Resultate wurden bereits veröffentlicht [Höh03a, Kra04].

Reaktion		S+S					
E		200 A GeV					
$\sqrt{s_{NN}}$		19,4 GeV					
$\sigma/\sigma^{inelast.}$		2 %					
b		1,5 fm					
$\langle N_{Part}\rangle$		56 ± 6					
$\langle N_{Wounded}\rangle$		≈ 51					
$\langle \pi^- \rangle$		91	$\pm$	3			
$\langle K^+ \rangle$		12,5	$\pm$	0,4			
$\langle K^- \rangle$		6,9	$\pm$	0,4			
$\langle \Lambda \rangle$	[Bar90]	8,2	$\pm$	0,9 ‡	7,26	$\pm$	0,94
$\langle \bar{\Lambda} \rangle$	[Bar90]	1,5	$\pm$	0,4 ‡	1,12	$\pm$	0,42
$\langle \bar{\Lambda} \rangle / \langle \Lambda \rangle$	[Bar90]				0,154	$\pm$	0,061
$\langle \Lambda \rangle$	[Alb94]	9,4	$\pm$	1,0 ‡	8,32	$\pm$	1,05
$\langle \bar{\Lambda} \rangle$	[Alb94]	2,2	$\pm$	0,4 ‡	1,64	$\pm$	0,43
$\langle \bar{\Lambda} \rangle / \langle \Lambda \rangle$	[Alb94]				0,198	$\pm$	0,058
$\frac{dn}{dy}\langle \Lambda \rangle$	[Alb94]	2.227	$\pm$	0,356 ‡	1,97	$\pm$	0,36
$\frac{dn}{dy}\langle \bar{\Lambda} \rangle$	[Alb94]	0,910	$\pm$	0,268 ‡	0,68	$\pm$	0,28
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	[Alb94]				0,345	$\pm$	0,154
Bereich		$\mid y^* \mid$	$<$	0,5			
feed down für Λ		(11,5	$\pm$	3,5) %			
feed down für $\bar{\Lambda}$		(25,3	$\pm$	7,6) %			
T_{h^-}		(191	$\pm$	7) MeV			
T_{h^-}		(148	$\pm$	4) MeV *			
T_{K^+}		(227	$\pm$	16) MeV			
T_{K^-}		(270	$\pm$	37) MeV			
T_p		(235	$\pm$	9) MeV			
T_p		(208	$\pm$	8) MeV *			
T_Λ	[Alb94]	(204	$\pm$	17) MeV			
$T_{\bar{\Lambda}}$	[Alb94]	(180	$\pm$	24) MeV			

Tabelle D.3: Die Daten sind aus den Veröffentlichungen [Bar90, Bae93, Alb94, Alb97, Ret97] zusammengestellt, sie sind Messungen der NA35 Kollaboration. Ausnahmen sind die mit * markierten Werte, es sind Messungen der NA34 [Ake90] bzw. NA44 [Bea97] Kollaboration. Die mit einem ‡ markierten Werte sind nicht auf *feed down* Kontaminationen korrigiert.

Reaktion	Pb+Pb	
E	158 A GeV	
$\sqrt{s_{NN}}$	17,3 GeV	
$\sigma/\sigma^{inelast.}$	10 %	
$\langle N_{Part}\rangle$	$\approx$ 352	
$\langle N_{Wounded}\rangle$	335 $\pm$ 34	
$\frac{1}{2}(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle$	582 $\pm$ 58 *	
$\langle\Xi^-\rangle$	4,12 $\pm$ 0,65	
$\langle\bar{\Xi}^+\rangle$	0,77 $\pm$ 0,12	
$\langle\Lambda\rangle$	44,1 $\pm$ 5,9 ‡	41,45 $\pm$ 6,08
$\langle\bar{\Lambda}\rangle$	3,87 $\pm$ 0,44 ‡	3,41 $\pm$ 0,50
$\langle\bar{\Lambda}\rangle/\langle\Lambda\rangle$		0,082 $\pm$ 0,017
$\frac{dn}{dy}\langle\Lambda\rangle$	10,9 $\pm$ 1,6 ‡	10,25 $\pm$ 1,67
$\frac{dn}{dy}\langle\bar{\Lambda}\rangle$	1,62 $\pm$ 0,26 ‡	1,43 $\pm$ 0,27
$\bar{\Lambda}/\Lambda$		0,139 $\pm$ 0,035
Bereich	$\mid y^* \mid$ < 0,4	
feed down für Λ	(6 $\pm$ 3) %	
feed down für $\bar{\Lambda}$	(12 $\pm$ 6) %	
T_Λ	(304 $\pm$ 16) MeV	
$T_{\bar{\Lambda}}$	(261 $\pm$ 12) MeV	
T_{Ξ^-}	(267 $\pm$ 9) MeV	
$T_{\bar{\Xi}^+}$	(296 $\pm$ 17) MeV	
$\sigma/\sigma^{inelast.}$	20 %	
$\langle\Omega^-\rangle$	0,47 $\pm$ 0,07	
$\langle\bar{\Omega}^+\rangle$	0,15 $\pm$ 0,02	
T_{Ω^-}	(267 $\pm$ 26) MeV	
$T_{\bar{\Omega}^+}$	(259 $\pm$ 35) MeV	

Tabelle D.4: Die Daten sind aus den Referenzen [Afa02a, Afa02b, Ant03b, Afa03b, Blu04a] zusammengestellt, sie sind Messungen der NA49 Kollaboration. Die mit einem ‡ markierten Werte sind nicht auf *feed down* Kontaminationen korrigiert. $\star$: Die Pionen für die 10% zentralsten Ereignisse sind aus den 5% zentralsten berechnet, sie wurden gemäß der Anzahl der *wounded nucleons* skaliert.

Reaktion	Pb+Pb	
E	158 A GeV	
$\sqrt{s_{NN}}$	17,3 GeV	
$\sigma/\sigma^{inelast.}$	5 %	23,5% - 33,5 %
$\langle N_{Part}\rangle$	366 ± 34	178 ± 19
$\langle N_{Wounded}\rangle$	362 ± 33	134 ± 12
$\frac{1}{2}(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle$	629 ± 25	279 ± 10
$\langle K^+\rangle$	103 ± 12	35 ± 4
$\langle K^-\rangle$	51,9 ± 6	20,2 ± 2
T_{π^-}	(180 ± 3) MeV	
T_{K^+}	(232 ± 4) MeV	
T_{K^-}	(226 ± 9) MeV	
T_{ϕ}	(305 ± 15) MeV	
$\sigma/\sigma^{inelast.}$	5% - 12,5 %	33,5% - 43,5 %
$\langle N_{Part}\rangle$	309 ± 30	132 ± 16
$\langle N_{Wounded}\rangle$	281 ± 25	88 ± 8
$\frac{1}{2}(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle$	500 ± 18	183 ± 7
$\langle K^+\rangle$	80 ± 8	20,5 ± 2
$\langle K^-\rangle$	45,1 ± 5	11,8 ± 1
$\sigma/\sigma^{inelast.}$	12,5% - 23,5 %	43,5% - 100 %
$\langle N_{Part}\rangle$	242 ± 24	85 ± 10
$\langle N_{Wounded}\rangle$	204 ± 18	42 ± 4
$\frac{1}{2}(\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle$	377 ± 13	102 ± 4
$\langle K^+\rangle$	54 ± 6	10,3 ± 1
$\langle K^-\rangle$	29,7 ± 3	5,5 ± 1

Tabelle D.5: Die Daten entstammen den Veröffentlichungen [Sik99, Afa00, Afa02b], sie sind Messungen der NA49 Kollaboration. Als systematischer Fehler der *wounded nucleons* bzw. der Anzahl der Partizipanten $\langle N_{Part}\rangle$ wurde 9% verwendet. Die Daten semizentraler und peripherer Ereignisse sind als vorläufige Daten einem Konferenzbericht entnommen [Sik99].

Reaktion	Pb+Pb	
E	158 $A\,$GeV	
$\sqrt{s_{NN}}$	17,3 GeV	
Bereich	$\mid y^* \mid < 0{,}5$	
$\langle N_{Wounded} \rangle$	349 ± 18	
$\frac{dn}{dy}\langle\Lambda\rangle$	18,5 ± 1,8	
$\frac{dn}{dy}\langle\bar{\Lambda}\rangle$	2,47 ± 0,24	
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0,134 ± 0,019	
T_Λ	(305 ± 15) MeV	
$T_{\bar{\Lambda}}$	(295 ± 14) MeV	
$\langle N_{Wounded} \rangle$	287 ± 15	117 ± 7
$\frac{dn}{dy}\langle\Lambda\rangle$	15,0 ± 1,4	5,19 ± 0,51
$\frac{dn}{dy}\langle\bar{\Lambda}\rangle$	1,84 ± 0,18	0,82 ± 0,08
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0,123 ± 0,017	0,158 ± 0,021
$\langle N_{Wounded} \rangle$	204 ± 11	58 ± 5
$\frac{dn}{dy}\langle\Lambda\rangle$	9,5 ± 0,9	2,30 ± 0,29
$\frac{dn}{dy}\langle\bar{\Lambda}\rangle$	1,60 ± 0,15	0,417 ± 0,048
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0,168 ± 0,022	0,181 ± 0,031
Reaktion	p+Be	
$\langle N_{Wounded} \rangle$	2,5 ± 0,125	
$\frac{dn}{dy}\langle\Lambda\rangle$	0,0344 ± 0,0028	
$\frac{dn}{dy}\langle\bar{\Lambda}\rangle$	0,0111 ± 0,0009	
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0,323 ± 0,037	

Tabelle D.6: Die Daten sind aus den Veröffentlichungen [Ant00, Ant04a] zusammengestellt, sie sind Messungen der NA57 Kollaboration. Als systematischer Fehler der *wounded nucleons* wurde 5% verwendet, für die Hyperonendichten jeweils 8%.

C+C	Experiment					Modell
$\sigma/\sigma^{inelast.}$			15,3 %			
$\langle N_{Part}\rangle$	16,3	$\pm$	1			15,79
$\langle N_{Wounded}\rangle$	14	$\pm$	2			
$\langle\pi^+\rangle$	22,4	$\pm$	0,3	$\pm$	1,6	22,33
$\langle\pi^-\rangle$	22,2	$\pm$	0,3	$\pm$	1,6	22,35
$\langle K^+\rangle$	2,54	$\pm$	0,03	$\pm$	0,25	2,71
$\langle K^-\rangle$	1,49	$\pm$	0,05	$\pm$	0,15	1,46
$\langle\phi\rangle$	0,178	$\pm$	0,011	$\pm$	0,021	0,151
$\langle\Lambda\rangle$	1,367	$\pm$	0,041	$\pm$	0,283	1,614
$\langle\bar{\Lambda}\rangle$	0,181	$\pm$	0,006	$\pm$	0,019	0,150

Si+Si	Experiment					Modell
$\sigma/\sigma^{inelast.}$			12,2 %			
$\langle N_{Part}\rangle$	41,4	$\pm$	2			39,41
$\langle N_{Wounded}\rangle$	37	$\pm$	3			
$\langle\pi^+\rangle$	56,6	$\pm$	0,7	$\pm$	4,0	57,92
$\langle\pi^-\rangle$	57,6	$\pm$	0,6	$\pm$	4,0	57,96
$\langle K^+\rangle$	7,44	$\pm$	0,08	$\pm$	0,74	7,81
$\langle K^-\rangle$	4,42	$\pm$	0,04	$\pm$	0,44	4,26
$\langle\phi\rangle$	0,661	$\pm$	0,032	$\pm$	0,079	0,457
$\langle\Lambda\rangle$	3,927	$\pm$	0,147	$\pm$	0,429	4,441
$\langle\bar{\Lambda}\rangle$	0,505	$\pm$	0,015	$\pm$	0,076	0,398

Tabelle D.7: Vorläufige experimentelle Ergebnisse und Modellrechnungen aus dem Statistische Hadronisationsmodell nach Becattini [Bec04a].

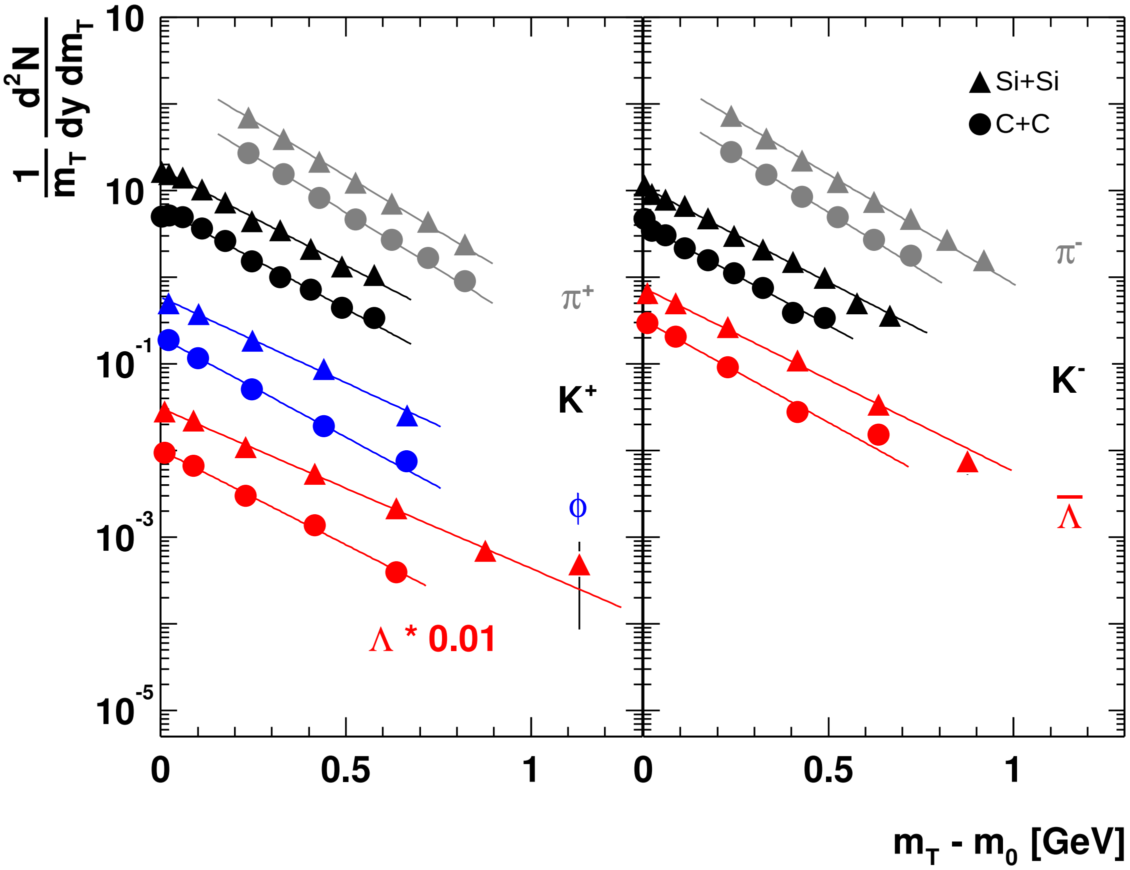


Abbildung D.2: Transversalmassenspektren verschiedener Teilchen, gemessen bei mittlerer Rapidität in C+C– und Si+Si–Reaktionen. Eingezeichnet sind auch die Anpassungen mit Gleichung 6.7.

Anhang E

Glossar der verwendeten Abkürzungen

SIS	Schwerionensynchrotron, Beschleuniger an der GSI
AGS	Alternating Gradient Synchrotron, Beschleuniger am BNL
SPS	Super Proton Synchrotron, Beschleuniger am CERN
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider, Beschleuniger am BNL
LHC	Large Hadron Collider, Beschleuniger am CERN
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt
BNL	Brookhaven National Laboratory, USA
CERN	European Organisation for Nuclear Research, Genf, Schweiz
MeV	Maß für Energie, 1 MeV = 10^6 eV
	1 eV = 1 V/e, Elementarladung e = 1,6 10^{-19} C
GeV	Maß für Energie, 1 GeV = 10^9 eV
A **GeV**	Maß für Energie pro Nukleon, Anzahl der Nukleonen A im Atomkern
fm	Längenmaß, 1 fm = 10^{-15} m
fm/c	Zeitmaß, 1 fm/$c \approx 3 \cdot 10^{-24}$ s
UrQMD	Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics, Transportmodell
HSD	Hadron String Dynamics, Transportmodell
VENUS	Very Energetic Nuclear Scattering, Transportmodell

Literaturverzeichnis

[Aah80] P. Aahlin et al., *Physica Scripta* **21** (1980) 12

[Abr01] M.C. Abreu et al. (NA50 Kollaboration), *Phys. Lett.* **B 521** (2001) 195

[Adl02] C. Adler et al. (STAR Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 092301

[Afa99] S.V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Instr. Meth.* **A 430** (1999) 210

[Afa00] S.V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), *Phys. Lett.* **B 491** (2000) 59

[Afa01] S.V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 1965

[Afa02a] S.V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), *Phys. Lett.* **B 538** (2002) 275

[Afa02b] S.V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), *Phys. Rev.* **C 66** (2002) 054902

[Afa03a] S.V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), *Phys. Lett.* **B 557** (2003) 157

[Afa03b] S.V. Afanasiev et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 715** (2003) 161c

[Agg03] M.M. Aggarwal et al., (Wa98 Kollaboration) *Preprint* **nucl-ex/0310022** (2003), **hep-ph/0403274** (2004)

[Ake90] T. Akesson et al., (NA34 Kollaboration) *Z. Phys.* **C 46** (1990) 361

[Alb94] T. Alber et al., (NA35 Kollaboration) *Z. Phys.* **C 64** (1994) 195

[Alb95a] T. Alber et al., (NA35 Kollaboration) *Z. Phys.* **C 66** (1995) 77

[Alb95b] T. Alber et al., (NA49 Kollaboration) *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3814

[Alb97] T. Alber et al., (NA35 Kollaboration) *Preprint* **hep-ex/9711001** (1997)

[Alb02] S. Albergo et al., (E896 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 062301

[All02] C.R. Allton et al., *Phys. Rev.* **D 66** (2002) 074507

[Alt03] C. Alt et al., (NA49 Kollaboration), *Phys. Rev.* **C 68** (2003) 034903

[Alt04a] C. Alt et al., (NA49 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0406013** (2004), zur Publikation in *Phys. Rev.* **C**

[Alt04b] C. Alt et al. (NA49 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0406031** (2004), submittiert an *Phys. Rev. Lett.*

[Amb99] G. Ambrosini et al., (NA52 Kollaboration) *New J. Phys.* **1** (1999) 22.1

[Amm76] V.V. Ammosov et al. *Nucl. Phys.* **B 115** (1976) 269

[And83] B. Andersson et al. *Phys. Rep.* **97** (1983) 31

[Ang93] N. Angert et al., *CERN Heavy Ion Facility Design Report* **CERN 93-01** (1993)

[Ant03a] T. Anticic et al. (NA49 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0311009** (2003)

[Ant03b] T. Anticic et al. (NA49 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 022302

[Ant04] T. Anticic et al. (NA49 Kollaboration), *Phys. Rev.* **C 69** (2004) 024902

[Ant00] F. Antinori et al. (NA57 Kollaboration), *Eur. Phys. J.* **C 18** (2000) 57

[Ant04a] F. Antinori et al. (NA57 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0403036** (2004)

[Ant04b] F. Antinori et al. (NA57 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0403022** (2004)

[App98] H. Appelshäuser et al.,(NA49 Kollaboration), *Eur. Phys. J.* **C 2** (1998) 661

[App99a] H. Appelshäuser et al.,(NA49 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2471

[App99b] H. Appelshäuser et al.,(NA49 Kollaboration), *Phys. Lett.* **B 459** (1999) 679

[Arm51] R. Armenteros et al., *Phil. Mag.* (1951)

[Arm54] J. Podolanski und R. Armenteros, *Analysis of V–Events, Phil. Mag.* **45** (1954) 13

[Arm82] A. Armstrong, C.P. Riley, J. Simkin, *TOSCA User Guide*, **RL-81-070** (1992), F. Bergsma, CERN *Private Mitteilung*

[Bac01] B.B. Back et al. (E917 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 242301

[Bae93] J. Baechler et al., (NA35 Kollaboration) *Z. Phys.* **C 58** (1993) 367

[Bas98] S.A. Bass et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** (1998) 255

[Bas99] S.A. Bass et al., *J. Phys.* **G 25** (1999) R1

[Bea97] I.G. Bearden et al. (NA44 Kollaboration), *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 2080

[Barm03] V.V. Barmin et al., *Preprint* **hep-ex/0304040** (2003)

[Barn02] D. Barna, Dissertation, Universität Budapest (2002)

[Bart03] J. Barth et al., *Preprint* **hep-ex/0307083** (2003)

[Bar90] J. Bartke et al., (NA35 Kollaboration) *Z. Phys.* **C 48** (1990) 191

[Bec96a] F. Becattini, *Z. Phys.* **C 69** (1996) 485

[Bec96b] F. Becattini, *DFF* **263/12/1996** (1996), *Preprint* **hep-ph/9701275** (1997)

[Bec98] F. Becattini et al., *Eur. Phys. J.* **C 5** (1998) 143

[Bec01] F. Becattini et al., *Phys. Rev.* **C 64** (2001) 024901

[Bec03] F. Becattini, *Preprint* **hep-ph/03010049** (2003)

[Bec04a] F. Becattini, Private Mitteilung (2004)

[Bec04b] F. Becattini et al., *Phys. Rev.* **C 69** (2004) 024905

[Bet03] L. Betev, Private Mitteilung (2003)

[Bet30] H.A. Bethe, *Annalen der Physik* **5** (1930) 325

[Bia01] H. Bialkowska und W. Retyk *J. Phys.* **G 27** (2001) 397

[Bir84] T.S. Biro, H.B. Nielsen, J. Knoll, *Nucl. Phys.* **B 245** (1984) 449

[Bjo83] J.D. Bjorken *Phys. Rev.* **D 27** (1983) 140

[Blo33] F. Bloch, *Z. Physik* **81** (1933) 363

[Blu02] C. Blume et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 698** (2002) 104c

[Blu04a] C. Blume, Private Mitteilung (2004)

[Blu04b] C. Blume et al., (NA49 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0405010** (2004)

[Bly95] C. Blyth et al., *The NA49 Magnet Mapping Prog., Internal Report* (1995)

[Bob74] V. Bobel et al. *Nucl. Phys.* **B 69** (1974) 454

[Bor96] C. Bormann et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 374** (1996) 227

[Bor98] C. Bormann, Dissertation, Universität Frankfurt an Main (1998)

[Brat03a] E. Bratkovskaya, W. Cassing und H. Stöcker, *Phys. Rev.* **C 67** (2003) 054905

[Brat03b] E. Bratkovskaya, Private Mitteilung (2003)

[Bra95] P. Braun-Munzinger et al., *Phys. Lett.* **B 344** (1995) 43

[Bra96] P. Braun-Munzinger et al., *Phys. Lett.* **B 365** (1996) 1

[Bra99] P. Braun-Munzinger, I. Heppe und J. Stachel, *Phys. Lett.* **B 465** (1999) 19

[Bra01] P. Braun-Munzinger et al., *Phys. Lett.* **B 518** (2001) 41

[Bra03b] P. Braun-Munzinger, J. Stachel und C. Wetterich, *Preprint* **nucl-th/03011005** (2003) submittiert an *Phys. Lett.* **B**

[Bra03a] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, *Preprint* **nucl-th/0304013** (2003), to appear in *Quark Gluon Plasma 3*, eds. R.C. Hwa and X.N. Wang, World Scientific Publishing

[Bro02a] W. Broniowski und W. Florkowski, *Preprint* **hep-ph/0202059** (2002)

[Bro02b] W. Broniowski und W. Florkowski, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2002) 272302

[Bro04] W. Broniowski, W. Florkowski und P. Bozek, *Preprint* **nucl-th/0403038** (2004)

[Bun93] P. Buncic, NA49 Tracking Meeting, IKF, Universität Frankfurt an Main (1993)

[Cas99] W. Cassing und E.L. Bratkovskaya, *Phys. Rept.* **308** (1999) 65

[Cern] CERN European Organization for Nuclear Research, Genf, Schweiz, `http://public.web.cern.ch/public/index.html`

[Cha73] J.W. Chapman et al. *Phys. Lett.* **B 47** (1973) 465

[Cho74] A. Chodos et al., *Phys. Rev.* **D 9** (1974) 3471

[Cle97] J. Cleymans et al., *Z. Phys.* **C 74** (1997) 319

[Cle98] J. Cleymans und K. Redlich, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 5284

[Cle04] J. Cleymans et al., *J. Phys.* **G 30** (2004) S595

[Clo79] F.E. Close, *Introduction to Quarks and Partons,* Academic Press London (1979)

[Coo00] G. Cooper, Ph.D. Dissertation, University of California, Berkeley (2000)

[Cse04] L.P. Csernai et al., *Preprint* **hep-ph/0406082** (2004)

[Dao73] F.T. Dao et al. *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1151

[DeM83] C. DeMarzo et al. *Nucl. Instr. Meth.* **217** (1983) 405

[Dia97] D. Diakonov, V. Petrov und M. Polyakov *Z. Phys.* **A 359** (1997) 305

[Fer96] A. Ferrari et al., *Z. Phys.* **C 71** (1996) 75

[Fer04] E.G. Ferreiro, F. del Moral und C. Pajares, *Phys. Rev.* **C 69** (2004) 034901

[Fis03] H.G. Fischer et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 715** (2003) 118c

[Fod02] Z. Fodor und S.D. Katz, *JHEP 0203* (2002) 014, *Preprint* **hep-lat/0106002** v2 (2002)

[Fod04] Z. Fodor und S.D. Katz, *Preprint* **hep-lat/0402006** (2004)

[Fri04] V. Friese, Private Mitteilung (2004)

[Gab98] F. Gabler, Dissertation, Universität Frankfurt an Main (1998)

[Gaz91] M. Gazdzicki *Nucl. Phys.* **A 528** (1991) 754

[Gea94] Application Software Group, CERN Program Library Long Writeup **W 1013** (1994)

[Gla70] R.J. Glauber und G. Matthiae, *Nucl. Phys.* **B 21** (1970) 135

[Glu63] R. Gluckstern, *Nucl. Instr. Meth.* **24** (1963) 381

[Gre02] C. Greiner *J. Phys.* **G 28** (2002) 1631

[Gün98] J. Günther, Dissertation, Universität Frankfurt an Main (1998)

[QM02] H. Gutbrot, J. Aichelin und K. Werner (Editoren), *Quark Matter 2002* Elsevier (2003)

[Gyu04] M. Gyulassy und L.McLarran, *Preprint* **nucl-th/0405013** (2004)

[Hag65] R. Hagedorn, *Sup. Nuovo Cinmento* **3** (1965) 147

[Hag83] R. Hagedorn, *Riv. Nuovo Cinmento* **6** (1983) 1

[Has96] H. Haseroth et al., *Proceedings Linac 96* **CERN 96-07** (1996) 283

[Hei01] U. Heinz *Nucl. Phys.* **A 685** (2001) 414c

[Hüb94] K. Hübner, *The CERN Accelerator Complex Status and Future* **CERN AC-94-02** (1994)

[Höh03a] C. Höhne et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 715** (2003) 474c

[Höh03b] C. Höhne, Dissertation, Universität Marburg (2003)

[Höh04] C. Höhne, `http://www.ikf.physik.uni-frankfurt.de/na49/collab-2001/Collaborations_Meeting_04_2004/Hoehne/Hoehne_percolation_collab_apr_2004.pdf`, last updated on 30-April-04

[Kab01a] S. Kabana, *Eur. Phys. J.* **C 21** (2001) 545

[Kab01b] S. Kabana und P. Minkowski, *New J. Phys.* **3** (2001) 4.1

[Kap86] J. Kapusta und A. Mekjian, *Phys. Rev.* **D 33** (1986) 1304

[Kar00] F. Karsch, E. Laermann und A. Peikert, *Phys. Lett.* **B 478** (2000) 447

[Kar01] F. Karsch, E. Laermann und A. Peikert, *Nucl. Phys.* **B 605** (2001) 579

[Kar02] F. Karsch, *Nucl. Phys.* **A 698** (2002) 199c

[Kno88] J. Knoll, *Z. Phys.* **C 38** (1988) 187

[Kra04] I. Kraus et al. (NA49 Kollaboration), *J. Phys.* **G 30** (2004) S583

[Koc86] P. Koch, B. Müller und J. Rafelski, *Phys. Rep.* **142** (1986) 167

[Jae74] K. Jaeger et al., *Phys. Rev.* **D 11** (1975) 2405

[Kle87] K. Kleinknecht, *Detektor für Teilchenstrahlung* Teubner, Stuttgart (1987)

[Kni04] S. Kniege et al., (NA49 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0403034** (2004), submittiert an *Nucl. Phys.* **A**

[Küh95] A. Kühmichel *Nucl. Instr. Meth.* **A 360** (1995) 52

[Lan44] J.D. Landau *J. Phys USSR* **8** (1944) 201

[Lee94] J. Lee Dissertation, Universität Frankfurt an Main (1994)

[Lee03] M. van Leeuwen et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 715** (2003) 161c

[Lee04] M. van Leeuwen, Private Mitteilung (2004)

[Leo92] W.R. Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin (1992)

[Let01] J. Letessier et al., *J. Phys.* **G 27** (2001) 427

[Liv37] M.S. Livingston, H.A. Bethe, *Rev. of Modern Phys.* **9** (1937)

[Mar04] A. Marin et al., (CERES Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0406007** (2004), submittiert an *J. Phys.* **G**

[Mar00] C. Markert, Dissertation, Universität Frankfurt an Main (2000)

[Meu04] C. Meurer et al., (NA49 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0406016** (2004), submittiert an *Nucl. Phys.* **A**

[Myr79] J. Myrheim und L. Bugge, *Nucl. Instr. Meth.* **160** (1979) 43

[NA49] NA49 simulation environment, http://na49info.cern.ch/na49/Software/Simulation/ Last modification:2003-07-22

[Nak03] T. Nakano et al., *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 012002-1

[Ott87] I. Otterlund et al., *Nucl. Phys.* **B 198** (1987) 407

[Pan91] A.D. Panagiotou, A. Petridis und G.I. Vasileiadis, *CM-P00046682* **CERN-SPSLC-91-31** (1991) SPSLC-P-264

[PDG02] K. Hagiawara et al., *Phys. Rev.* **D 66** (2002) 010001

[Per91] D.H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison–Wesley (1991)

[Pin02] C. Pinkenburg et al. (E895 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 698** (2002) 495c

[Raf80] J. Rafelski und M. Danos, *Phys. Lett.* **B 97** (1980) 279

[Raf82] J. Rafelski und B. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1066

[Rap04] R. Rapp, *Preprint* **nucl-th/0406016** (2004), zur Publikation in *Mod. Phys. Lett.* **A**

[Red04] R. Redlich, F. Karsch und A. Tawfik, *Preprint* **nucl-th/0404009** (2004)

[Ret97] W. Retyk et al. (NA35 Kollaboration), *J. Phys.* **G 23** (1997) 1845

[Roc47] G.D. Rochester und C.C. Butler, *Nature* **160** (1947) 855

[Rol00] C. Roland, Dissertation, Universität Frankfurt an Main (2000)

[Rol04] C. Roland et al., (NA49 Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0403035** (2004), submittiert an *Nucl. Phys.* **A**

[Ros75] A.M. Rossi et al., *Nucl. Phys.* **B 84** (1975) 269

[Sak04] H. Sako und H. Appelshäuser (CERES Kollaboration), *Preprint* **nucl-ex/0403037** (2004)

[San04] L. Sandor et al. (NA57 Kollaboration), *J. Phys.* **G 30** (2004) S129

[Sat02a] H. Satz, *Preprint* **hep-ph/0212046** (2002), Lectures at the International School of Physics "Enrico Fermi", Varenna / Italy, 6. - 16.8.2002

[Sat02b] H. Satz, *Nucl. Phys.* **A 715** (2003) 3c

[Sat04] H. Satz, *Preprint* **hep-ph/0405051** (2004)

[Sau77] F. Sauli *Priciple of operating Multiwire Proportional and Drift Chambers* **CERN 77-09** (1977)

[Sch93] E. Schnedermann, J. Sollfrank und U. Heinz, *Phys. Rev.* **C 48** (1993) 2462

[Sch94] E. Schnedermann und U. Heinz, *Phys. Rev.* **C 50** (1994) 1675

[Sch92] J. Schukraft, *Nucl. Phys.* **A 553** (1992) 31c

[Sch51] J. Schwinger, *Phys. Rev.* **82** (1951) 664

[She75] A. Sheng et al. *Phys. Rev.* **D 11** (1975) 1733

[Sik99] F. Sikler et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 661** (1999) 45c

[Sik01] F. Sikler et al., (NA49 Kollaboration), *Preprint* **hep-ex/0102004** (2001) submittiert an *World Scientific* (2004)

[Sof99] S. Soff et al., *Phys. Lett.* **B 471** (1999) 89

[Sol94] J. Sollfrank et al., *Z. Phys.* **C 61** (1994) 659

[Sor92] H. Sorge et al., *Phys. Lett.* **B 289** (1992) 6

[Sor95] H. Sorge, *Phys. Rev.* **C 52** (1995) 3291

[Ste03] S. Stepanyan et. al., *Preprint* **hep-ex/0307018** (2003)

[Sto99] R. Stock, *Phys. Lett.* **B 456** (1999) 277

[Sus02] T. Susa et al. (NA49 Kollaboration), *Nucl. Phys.* **A 698** (2002) 491c

[Sus03] T. Susa, Private Mitteilung (2003)

[Tou02] A. Tounsi und K. Redlich *J. Phys.* **G 28** (2002) 2095

[Tra03] International Workshop: Transport Theories for Heavy–Ion Reactions, J. Aichelin et al. (Organisers) `http://tw2003.nbi.dk/` (2003)

[Ull03] T. Ullrich, *Nucl. Phys.* **A 715** (2003) 399c

[Wan02] F. Wang *J. Phys.* **G 28** (2002) 2109

[Web03] H. Weber et al., *Phys. Rev.* **C 67** (2003) 014904

[Wer93] K. Werner *Phys. Rep.* **232** (1993) 87

[Wro85] A.K. Wroblewski *Acta Phys. Polon.* **B 16** (1985) 379

[Zyb96] R. Zybert und P. Buncic *Proceedings R.Shellard and T.D. Nguyen Word Sci.* Singapore (1996) 345

Danksagung

Mein allererster Dank gilt Prof. Herbert Ströbele für sein Engament für die "kleinen Systeme" und die hervorragende Betreuung, besonders aber für seinen unerschöpflichen Ideenreichtum und die Bereitschaft, sich intensiv mit meiner Arbeit auseinanderzusetzen.

Neben den Arbeitsmöglichkeiten an der GSI verdanke ich Prof. Peter Braun–Munzinger die Gelegenheit, Einblicke in die Forschungstätigkeiten jenseits der Frankfurter Gruppe zu gewinnen.

Besonders zu Beginn hat mir Prof. Christoph Blume den Einstieg in die Schwerionenphysik erleichtert; während sich später Dr. Volker Friese immer gerne für Diskussionen Zeit nahm.

Mein herzlicher Dank geht an meine Familie all diejenigen, die mir während der vergangenen Jahre freundschaftlich verbunden waren und mich mit ihrer unerschütterlichen Zuversicht durch die ganze Zeit getragen haben.

Lebenslauf

von Ingrid Kraus

	geboren am 10. Juni 1974 in Bad Vilbel
1980-1984	Besuch der Friedrich-Ebert-Schule in Kilianstädten
1984-1986	Besuch der John-F.-Kennedy-Schule in Bad Vilbel
1986-1993	Besuch des Georg-Büchner-Gymnasiums in Bad Vilbel
1993	Abitur
1993-1994	Studium des Bauingenieurwesens an der TH Darmstadt
1994	Aufnahme des Physikstudiums an der J.-W.-Goethe Universität in Frankfurt am Main
1996	Vordiplom
1997-1999	Diplomarbeit im Institut für Kernphysik
21. 3. 2000	Diplom
Mai 2000	Beginn der Promotion
Mai - Okt. 2000	Wissenschaftliche Mitarbeiterin an der J.-W.-Goethe Universität in Frankfurt am Main
seit Nov. 2000	Wissenschaftliche Mitarbeiterin an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt