

Bachelorarbeit

Elliptischer Fluss v_2 von inklusiven
Elektronen in Pb-Pb-Kollisionen bei
 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76 \text{ TeV}$ mit dem ALICE
Detektor

Sebastian Scheid

September 2014

Institut für Kernphysik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Erstgutachter: Prof. Dr. Harald Appelhäuser
Zweitgutachter: Prof. Dr. Christoph Blume

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Grundlagen | 3 |
| 2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik | 3 |
| 2.2. Das Quark-Gluon-Plasma | 5 |
| 2.3. Sonden des QGP | 7 |
| 3. Der LHC und ALICE | 9 |
| 3.1. Large Hadron Collider - LHC | 9 |
| 3.2. A Large Ion Collider Experiment - ALICE | 9 |
| 3.2.1. Time Projection Chamber - TPC | 10 |
| 3.2.2. Inner Tracking System - ITS | 11 |
| 3.2.3. VZERO-Detektoren | 11 |
| 3.2.4. Time Of Flight - TOF | 12 |
| 4. Analyse | 13 |
| 4.0. Datensatz | 13 |
| 4.1. Spurrekonstruktion | 13 |
| 4.2. Teilchenidentifizierung | 14 |
| 4.2.1. Spezifischer Energieverlust | 14 |
| 4.2.2. Anforderung an Elektronen | 15 |
| 4.2.3. Kontamination durch Hadronen | 17 |
| 4.2.3.1. Pionkontamination | 17 |
| 4.2.3.2. Kontamination bei höherem TPC $\frac{dE}{dx}$ | 20 |
| 4.2.3.3. Ergebnisse der Kontaminations-Studien | 21 |
| 4.3. Reaktionsebene | 21 |
| 4.4. Elliptischer Fluss | 26 |
| 4.5. Diskussion | 29 |
| 5. Fazit | 32 |
| A. Anhang | 33 |
| A.1. Einheiten | 33 |
| A.2. Kinematik | 33 |
| A.3. Koordinaten in ALICE | 35 |
| A.4. Liste der verwendeten <i>runs</i> | 35 |
| A.5. Kriterien für die Rekonstruktion der <i>event plane</i> an die TPC | 36 |

| | |
|--|-----------|
| A.6. Fits des mittleren Energieverlusts in der TPC | 37 |
| A.6.1. Zentralität 20-30% | 37 |
| A.6.2. Zentralität 30-40% | 39 |
| Literaturverzeichnis | 42 |

1. Einleitung

Heute wird davon ausgegangen, dass die kleinsten Bausteine der Materie die Quarks und Gluonen sind. Die Bestandteile von Atomkernen, die Protonen und Neutronen sind aus jeweils drei Valenzquarks aufgebaut. Zusammen mit den Elektronen bilden sie Atome, die wiederum die uns umgebende Materie bilden. Außer den *up* - und *down*-Quarks, die die Protonen und Neutronen bilden, existieren noch vier weitere Quarks: das *charm*-, das *strange*-, das *beauty*- und das *top*-Quark. Diese unterscheiden sich von den beiden erst genannten besonders durch ihre größere Masse. Gebundene Zustände aus Quarks werden als Hadronen bezeichnet, hierbei wird zwischen Baryonen, die aus drei Quarks bestehen, und Mesonen, die aus einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt sind, unterschieden. Quarks und Gluonen interagieren über die sogenannte starke Wechselwirkung. Die Ladung, an die die starke Wechselwirkung koppelt, ist die sogenannte Farbladung der sowohl Quarks als auch Gluonen unterliegen. Eine Besonderheit der starken Wechselwirkung ist, dass im Gegensatz zu elektrisch geladenen Teilchen noch kein Teilchen mit Farbladung in einem nicht gebundenen Zustand beobachtet werden konnte. Quarks und Gluonen scheinen also immer in einem hadronischen Zustand gebunden aufzutreten. Dies wird als *Confinement* bezeichnet. Die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) als Theorie der starken Wechselwirkung sagt jedoch voraus, dass Quarks und Gluonen bei sehr hohen Energiedichten einen Zustand einnehmen, in dem sich die äußere Struktur der Hadronen auflöst, das so genannte Quark-Gluon-Plasma (QGP). Entsprechende Energiedichten haben jedoch nur kurz nach dem *Big Bang* vorgelegen und werden im heutigen Universum innerhalb von Neutronensternen vermutet. Das Studium der Kernmaterie in solch extremen Situationen kann also wichtige Erkenntnisse zum Aufbau sowie zur Entstehung der heutigen Welt liefern. Da weder das frühe Universum noch das Innere von Neutronensternen als Quelle für genaue Studien und Messungen zur Verfügung stehen, kann nur auf eine weitere Möglichkeit, das QGP zu untersuchen, zurückgegriffen werden: Kollisionen von schweren Atomkernen.

In Teilchenbeschleunigern ist es möglich schwere Atomkerne bei hohen Energien zur Kollision zu bringen und so ein lokales QGP zu erzeugen. Derartige Experimente werden heute mit dem *LHC* (*Large Hadron Collider*) am *CERN* (*European Organization for Nuclear Research*) in der Schweiz und Frankreich und dem *RHIC* (*Relativistic Heavy Ion Collider*) am *BNL* (*Brookhaven National Laboratory*) auf Long Island in den USA durchgeführt. Hierbei ist *ALICE* (*A Large Ion Collider Experiment*) hervorzuheben, ein Experiment am LHC, das speziell für Studien von Schwerionenkollisionen entwickelt wurde. Der Fokus des

Experiments liegt darauf, die entstehenden Teilchen mit höchster Genauigkeit messen und identifizieren zu können.

Eine mögliche Sonde zum Studium des QGP ist die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen dem Medium und schweren Quarks, die sich nach dem Entstehen durch dieses hindurch bewegen. Da Quarks bei Temperaturen und Energiedichten, wie sie heute auf der Erde vorkommen, aufgrund des *confinement* jedoch nicht ungebunden vorkommen, können wir im Endzustand einer Kollision entweder Leptonen (Elektronen oder Myonen) oder Hadronen und deren Zerfallsprodukte messen.

In dieser Arbeit wurden die ersten Schritte unternommen um Elektronen aus den Zerfällen schwerer Quarks zu messen. Im Folgenden wird zunächst ein Überblick zum physikalische Hintergrund gegeben und der elliptische Fluss als Sonde zur Untersuchung des QGP motiviert. Anschließend werden der LHC und ALICE näher beleuchtet und die einzelnen Detektorsysteme, die für diese Analyse wichtig sind, vorgestellt. Im weiteren wird eine Methode zur Identifizierung von Elektronen vorgestellt und die Kontamination des Elektronensignals durch Hadronen bestimmt. Abschließend wird der elliptische Fluss eines von Hadronen bereinigten Inklusiv-Elektronen Spektrums bestimmt und ein Ausblick auf weitere Analyseschritte gegeben.

2. Grundlagen

2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik vereint die bisher beobachteten Elementarteilchen und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte: die starke Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Die Gravitation ist nicht im Standardmodell enthalten. Wechselwirkungen werden im Standardmodell durch den Austausch von Vektorbosonen mit Spin 1 beschrieben. Ausser den Bosonen, deren Spin ganzzahlig ist, gibt es die Fermionen mit halbzahligem Spin. Die Fermionen des Standardmodells sind die Quarks und die Leptonen. Sie kommen, wie in Tabelle 2.1 dargestellt, in drei Familien vor.

| | Familie | | | Ladung [e] | Spin |
|---------|---------|-----------|------------|------------|------|
| | 1 | 2 | 3 | | |
| Leptons | e | μ | τ | -1 | 1/2 |
| | ν_e | ν_μ | ν_τ | 0 | 1/2 |
| Quarks | u | c | t | 2/3 | 1/2 |
| | d | s | b | -1/3 | 1/2 |

Tabelle 2.1.: Die Fermionen des Standardmodells [Pov 09]

Welcher Wechselwirkung die Teilchen im einzelnen unterworfen sind kann Tabelle 2.2 entnommen werden.

Alle fundamentalen Fermionen wechselwirken schwach. Die schwache Wechselwirkung koppelt an die schwache Ladung, Aufgrund der hohen Masse der Austauschteilchen, den W - und Z -Bosonen, ist die Reichweite der schwachen Wechselwirkung sehr gering. Der elektromagnetischen Wechselwirkung folgen nur Teilchen die eine elektrische Ladung tragen. Dies sind zum einen die geladenen (Anti-)Leptonen e^\pm , μ^\pm , τ^\pm , die eine positive oder negative Einheit Elementarladung e tragen, und die (Anti-)Quarks, die eine elektrische Ladung vom Betrag $-\frac{1}{3}e$ oder $\frac{2}{3}e$ tragen. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das elektrisch neutrale Photon. Da das Photon masselos ist, ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unendlich. Die starke Wechselwirkung, die an die Farbladung koppelt, herrscht zwischen Quarks und Gluonen. Ihre Reichweite beträgt trotz der masselosen Austauschteilchen etwa 1 fm. Dies liegt daran, dass die Gluonen als Austauschteilchen selbst auch Farbladung tragen.

| Fermion | Art der Wechselwirkung | | |
|--------------------------|------------------------|-------------------|---------|
| | stark | elektromagnetisch | schwach |
| Quarks | X | X | X |
| $e \mu \tau$ | | X | X |
| $\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ | | | X |

Tabelle 2.2.: Elementarteilchen und ihre Wechselwirkung

Die Farbladung kann drei Werte annehmen: *rot*, *blau*, *grün*, wobei Antiquarks die Antifarbladungen *antiro*t, *antiblau* und *antigrün* tragen. Da jedoch keine Hadronen mit verschiedenen Farbladungen gemessen werden ist davon auszugehen, dass alle Teilchen die aus Quarks aufgebaut sind, farbneutral sind. Dass nur farblose Zustände beobachtet werden können, also Quarks nur in gebundenen Zuständen vorliegen bezeichnet man als *Confinement*.

Dies lässt sich erklären wenn man die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ der starken Wechselwirkung betrachtet. Diese beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen in der Quantenfeldtheorie. Die Kopplungskonstante ist abhängig vom Quadrat des Impulsübertrags Q^2 zwischen den Teilchen und so keine Konstante im engeren Sinn. Der Impulsübertrag kann als Abstand zwischen den Teilchen interpretiert werden: je kleiner der Abstand ist, desto größer ist Q^2 . In der QCD ist diese Abhängigkeit sehr stark, was aus der Tatsache resultiert, dass die Gluonen nicht farbneutral sind. Die Kopplung der starken Wechselwirkung kann aus Störungsrechnungen in der QCD in erster Ordnung bestimmt werden:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.1)$$

Hierbei ist n_f die Zahl der beteiligten Quarksorten und hängt von Q^2 ab. Bei der Berechnung muss Λ^2 als einziger freier Parameter aus experimentellen Daten bestimmt werden und muss, um die Störungsrechnung in der QCD anwenden zu können, sehr klein gegen Q^2 sein.

In Abb. 2.1 ist der qualitative Verlauf von α_s zu sehen. Für kleine Q^2 , also große Abstände, wird die Kopplung - und damit die Stärke der Wechselwirkung - sehr groß. Dies kann erklären, warum keine einzelnen Quarks aus einem Hadron entfernt werden können. Die Energie, die benötigt würde, um das Quark aus dem Hadron zu entfernen, wird irgendwann so groß, dass die Energie ausreicht um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Geht man jedoch zu großen Q^2 , so wird die Kopplung verhältnismäßig klein. Die Quarks und Gluonen wechselwirken kaum noch miteinander und können als *quasi-freie* Teilchen verstanden werden. Man bezeichnet dies als *asymptotische Freiheit*.

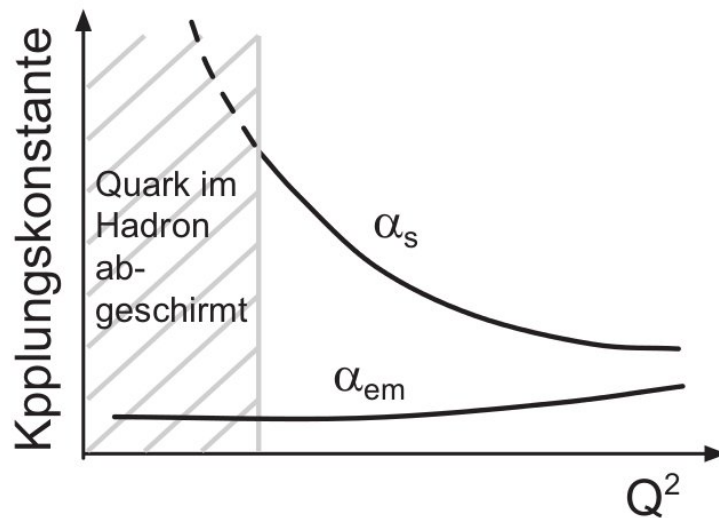


Abbildung 2.1.: Die Kopplungskonstanten der starken (α_s) und elektromagnetischen (α_{em}) Wechselwirkung in Abhängigkeit von Q^2 [Pov 09]

2.2. Das Quark-Gluon-Plasma

Durch computergestützte Rechnungen ist es möglich, ein grobes Bild des Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie wie in Abb. 2.2 zu zeichnen. Hierbei ist vor allem der Phasenübergang von Hadronen in einen *deconfined state* (Aufhebung des *confinement*) interessant. Die Idee ist, dass durch ausreichend Druck und Temperatur die Hadronen so eng zusammen gedrückt werden, dass sich ihre äußere Struktur auflöst und Quarks und Gluonen nicht in Hadronen gebundenen vorliegen. Um ein QGP im Labor zu erzeugen werden schwere Ionen bei hohen Energien zur Kollision gebracht und dabei sehr hohe Energiedichten erzeugt. Durch die Kollision entsteht zunächst ein sehr dichtes und heißes Medium, welches sich anschließend ausdehnt und dadurch abkühlt.

Abbildung 2.2 zeigt das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie. Auf der y-Achse ist die Temperatur aufgetragen. Im frühen Universum war diese sehr hoch, da die Expansion des Universums gerade erst begonnen hatte. Auf der x-Achse ist die sogenannte Netto-Baryonen-Dichte aufgetragen, die ein Maß ist für das Verhältnis von vorhandener Materie und Antimaterie. Zu Beginn des Universums waren annähernd gleich viel Materie und Antimaterie vorhanden, daher ist diese Dichte etwa null. In diesem Bereich des Phasendiagramms befinden sich auch die Experimente am LHC oder RHIC, an denen Schwerionen bei sehr hohen Energien zur Kollision gebracht werden, wodurch neue Teilchen entstehen. Da hier gleich viel Materie wie Antimaterie entstehen muss und viele Teilchen produziert werden, ist die Baryonen-Dichte sehr gering. Im Inneren eines Neutronensterns hingegen befindet sich keine Antimaterie, somit ist die Netto-Baryonen-Dichte sehr hoch. Auch hier wird ein QGP bei sehr niedrigen Temperaturen erwartet.

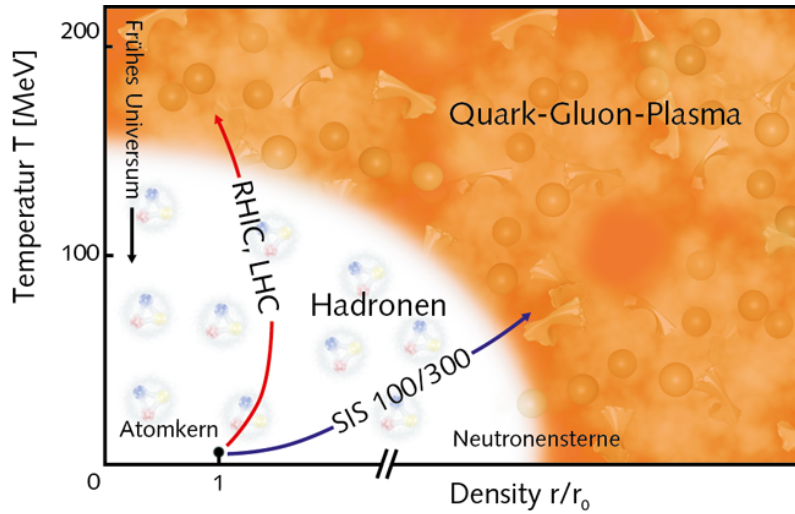


Abbildung 2.2.: QCD Phasendiagramm [GSI]

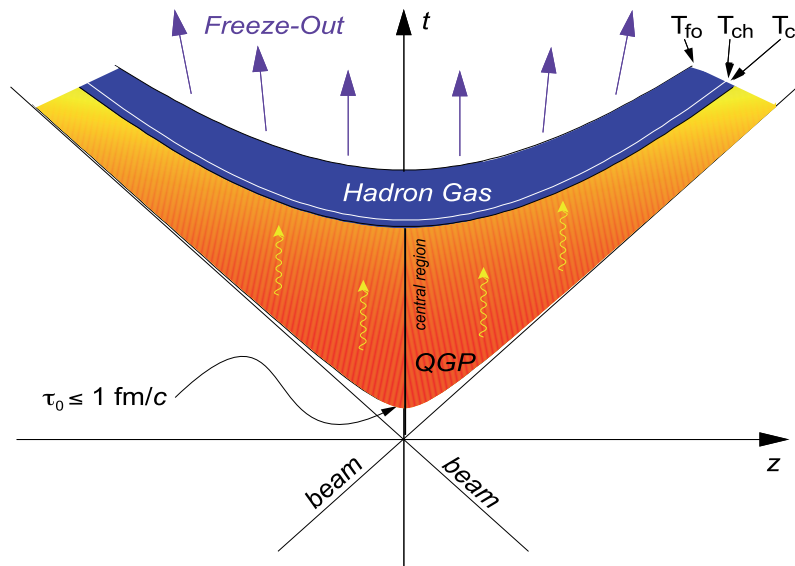


Abbildung 2.3.: Zeitliche Entwicklung einer Schwerionenkollision [Kli 08]

In Abb. 2.3 ist der Verlauf einer Schwerionenkollision in einer Raumrichtung als Entwicklung der Zeit dargestellt. Das QGP benötigt nach der Kollision eine Zeit τ_0 um sich zu bilden. Zunächst wird sich das QGP ausdehnen um anschließend zu hadronisieren und in ein Hadrongas überzugehen. Dies geschieht bei der kritischen Temperatur T_c . Anschließend kommt es bei der Temperatur T_{ch} zum sogenannten *chemischen freeze-out*. Die Temperatur ist soweit gesunken, dass keine inelastischen Stöße mehr stattfinden können und die hadronische Zusammensetzung der entstandenen Teilchen feststeht. Schließlich kommt es bei T_{fo} zum *thermischen freeze-out* wonach auch keine elastischen Stöße mehr stattfinden und die Impulsverteilung der Teilchen feststeht.

2.3. Sonden des QGP

Es stellt sich nun die Frage, welche Observablen in solchen Experimenten beobachtet werden können und welche Aussagen durch diese Beobachtungen über das QGP getroffen werden können. Hierbei kommt schweren Quarks eine besondere Rolle zu. Sie entstehen zu Beginn der Schwerionenkollision in so genannten harten Stoßprozessen. Zum Zeitpunkt ihrer Entstehung hat sich eine mögliche Anisotropie der Kollisionszone noch nicht auf die Ausdehnung des Mediums übertragen. Schwere Quarks durchlaufen die komplette Entwicklung des Mediums, mit dem sie elastisch, durch Kollisionen, oder inelastisch, beispielsweise das Abstrahlen von Gluonen, wechselwirken. Der Energieverlust dieser beiden Mechanismen ist hierbei von der Weglänge die das Quark im Medium zurücklegt abhängig, wobei die Abhängigkeit im Fall der elastischen Prozesse linear und näherungsweise quadratisch für inelastische Prozesse ist. Diese Prozesse sind vor allem für den sogenannten elliptischen Fluss bei höheren p_T relevant [Abe 14.4]. Dieser ist die Folge der räumlichen Ausdehnung

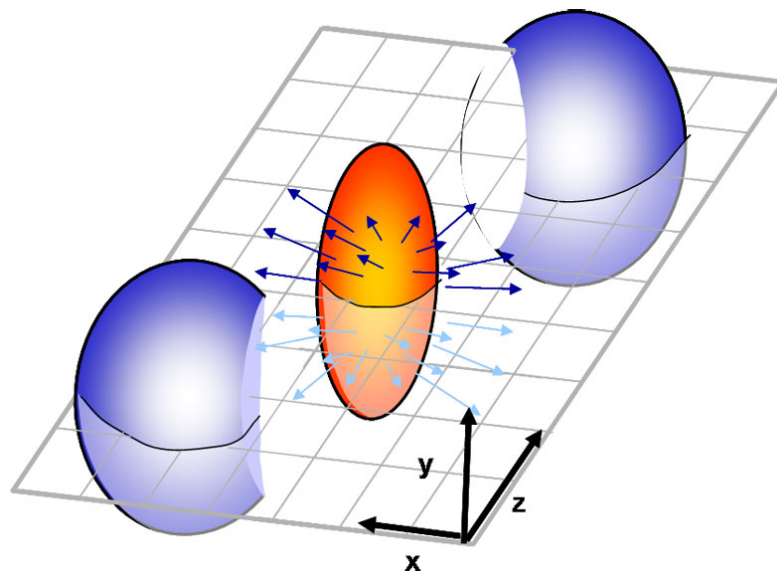


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung einer nicht zentralen Schwerionenkollision

der kollidierenden Ionen und der damit verbundenen Anisotropie in solchen Kollisionen, bei denen die Kerne nicht ganz zentral zusammenstoßen. Bei nicht-zentralen Stößen bildet sich eine näherungsweise elliptische Überlappungsregion der beiden Kerne, in der ein QGP entsteht, wie in Abb. 2.4 dargestellt. Diese räumliche Anisotropie kann zu einer Anisotropie der Impulsverteilung der produzierten Teilchen führen, die durch den elliptischen Fluss quantifiziert wird (siehe Kapitel 4.4).

Bei niedrigeren p_T ist ein hoher elliptischer Fluss ein Hinweis auf eine kollektive hydrodynamische Ausbreitung des Mediums und kann Aufschluss auf die Frage geben, ob schwere Quarks Teil dieser kollektiven Bewegungsprozesse sind, oder aufgrund ihrer großen Masse nicht daran teilnehmen.

Eine Möglichkeit den elliptischen Fluss schwerer Quarks zu studieren ist es den elliptischen Fluss ihrer Zerfallsprodukte zu betrachten. Die *charm*- und *beauty*-Quarks bilden zusammen mit je einem leichten *up*- oder *down*-Quark *D*- und *B*-Mesonen und übertragen dabei ihren elliptischen Fluss auf diese. Die Mesonen zerfallen unter anderem semi-leptonisch, es entsteht ein Elektron oder Positron ($D, B \rightarrow e^\pm + X$). Beim Zerfall des Mesons wird ein Teil seines p_T sowie des elliptischen Flusses auf die Tochterteilchen übertragen, wobei aufgrund seiner guten Nachweisbarkeit vor allem das Elektron oder Positron von Interesse sind. Elliptischer Fluss und p_T von diesen können im Detektor nachgewiesen und gemessen werden. In späteren Kapiteln wird noch genauer auf den elliptischen Fluss eingegangen und erläutert, wie er gemessen werden kann.

3. Der LHC und ALICE

3.1. Large Hadron Collider - LHC

Der LHC am CERN in der Schweiz und Frankreich ist derzeit der weltweit größte Teilchenbeschleuniger. Er hat einen Umfang von 27 km und besteht aus zahlreichen Beschleunigungsstrukturen, unter anderem 1232 supraleitenden Dipolmagneten mit 15 Metern Länge [CERN], um den Teilchenstrahl in der Bahn zu halten sowie zusätzlichen Quadrupolmagneten, um ihn zu fokussieren.

Der LHC ermöglicht es, Protonen bei einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von 7 TeV kollidieren zu lassen. Hier wird die in der Hochenergie und Teilchenphysik üblichen Einheit von Elektronenvolt (eV) verwendet, die in Anhang A.1 ausführlich erläutert wird.

Zudem ist es möglich, Bleikerne bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleon von 2,76 TeV kollidieren zu lassen und so das in Kapitel 2.2 beschriebene Phasendiagramm der Kernmaterie zu untersuchen. Eine der größten Schwierigkeiten bei solchen Energien ergibt sich durch das von Albert Einstein aufgestellte Äquivalenzprinzip von Masse und Energie [Ein 05]

$$E = mc^2 \tag{3.1}$$

Dieses besagt, dass aus Energie Masse, also Teilchen wie Elektronen und Protonen, entstehen kann.

Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergien am LHC entsteht in Pb-Pb-Kollisionen eine sehr große Zahl von Teilchen. Um Informationen über die Prozesse während und nach der Kollision zu erhalten und zu erfahren welche Phasenübergänge die Materie eventuell durchlaufen hat, ist es notwendig eine große Zahl von Teilchen in den Detektoren mit hoher Genauigkeit zu messen.

3.2. A Large Ion Collider Experiment - ALICE

ALICE wurde entworfen, um Schwerionenkollisionen zu untersuchen. Es ist eines der größten Experimente am CERN und wurde insbesondere zur Teilchenidentifizierung in Schwerionenkollisionen konstruiert. In Abb. 3.1 ist eine schematische Darstellung des ALICE-Detektors mit seinen Subdetektorsystemen zu sehen. Einer der wichtigsten Detektoren in ALICE ist die sehr große TPC (Time Projection Chamber), die hervorragende Möglichkeit zur Identifizierung von in den Kollisionen entstehenden Teilchen bietet. In dieser Analyse

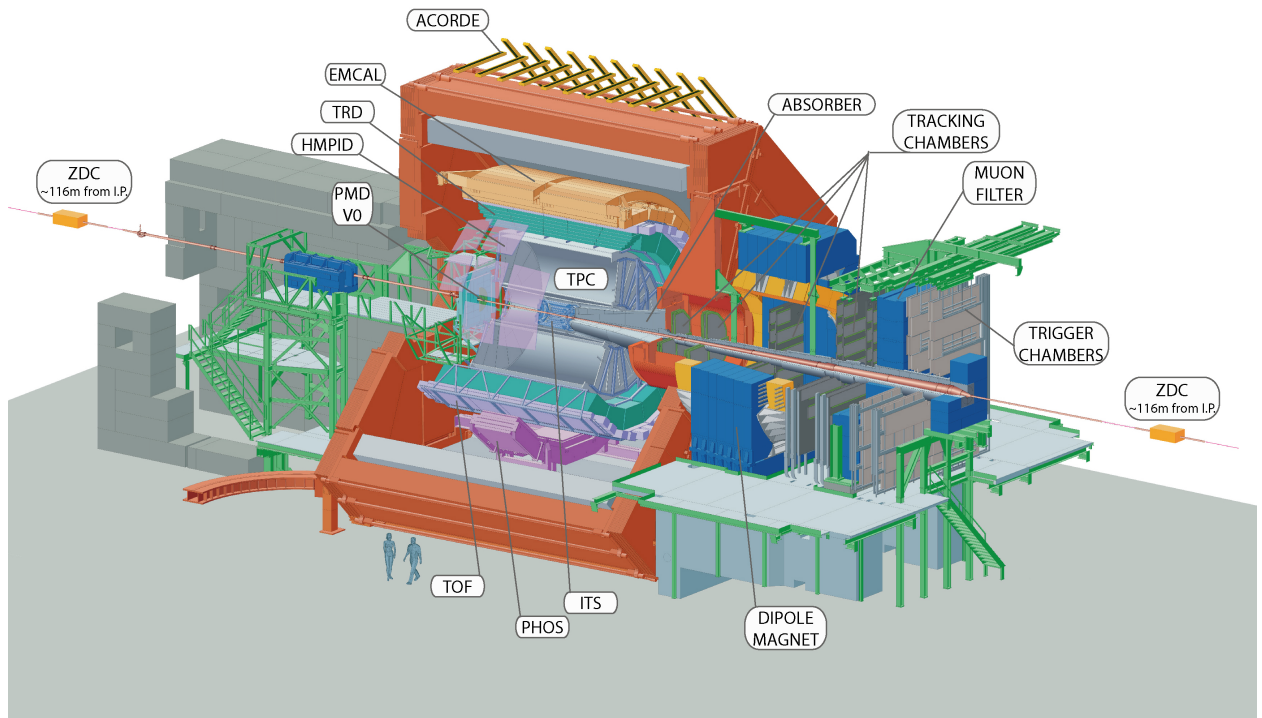


Abbildung 3.1.: Der ALICE Detektor [Thä 12]

sind zudem das ITS (Inner Tracking System) und der TOF (Time Of Flight) -Detektor relevant.

3.2.1. Time Projection Chamber - TPC

Die ALICE TPC ist ein großvolumiger, zylinderförmiger Gasdetektor, der um den Kollisionspunkt und das ITS angeordnet ist. Das Volumen ($\sim 90\text{m}^2$) wird in der Mitte durch eine Hochspannungselektrode geteilt. Teilchen, die in der Kollision entstehen, fliegen durch das Gas der TPC und setzen dabei durch Ionisation Elektronen frei. Diese werden durch das elektrische Feld in der TPC auf die Endplatten beschleunigt und mit MWPCs (Multi-Wire-Proportional-Chambers) ausgelesen. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist hierbei konstant, wodurch aus der Ankunftszeit der Elektronen auf der Endplatte die z -Komponente (in Strahlrichtung) der Teilchenspur bestimmt werden kann. Im Anhang A.3 ist das Koordinatensystem näher erklärt. Zudem kann durch die gemessenen Elektronen der Energieverlust des Teilchens im Gas bestimmt werden, dies wird in Kapitel 4.2 näher erläutert. Aufgrund des angelegten Magnetfeldes wird die Bahn des Teilchens durch die Lorentz-Kraft gekrümmt. Damit können Energie und Impuls des Teilchens bestimmt werden. So eignet sich die TPC von ALICE hervorragend zur Teilchenidentifizierung. Sie

wurde hierbei darauf ausgelegt, bis zu 20000 Spuren, die in einer einzelnen zentralen Pb-Pb Kollision bei $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV erzeugt werden, aufzulösen [Alm 10].

3.2.2. Inner Tracking System - ITS

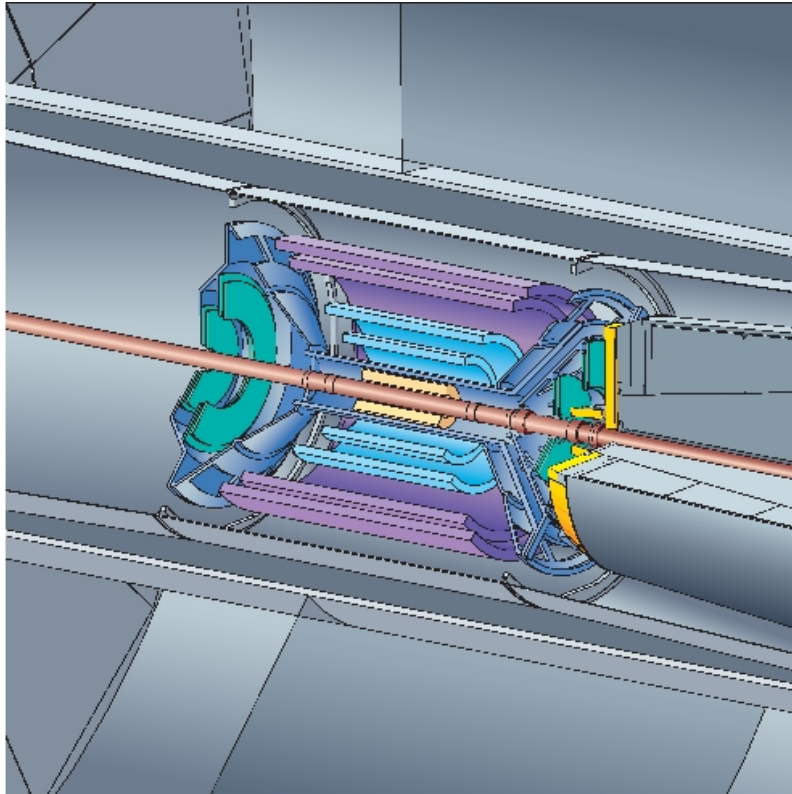


Abbildung 3.2.: Das ALICE ITS um die Beampipe [Thä 12]

Das ITS des Experiments besteht aus 6 Lagen Silizium-Detektoren, die um die Strahlachse angeordnet sind. Diese dienen vor allem dazu, den Kollisionsursprung und die sekundären Zerfallsvertices zu bestimmen. Zudem kann durch den Energieverlust eine Teilchenidentifizierung bei kleinen Impulsen vorgenommen werden.

3.2.3. VZERO-Detektoren

Bei den VZERO Detektoren handelt es sich um zwei an den Enden des ITS positionierte segmentierte Siliziumdetektorscheiben wie in Abb. 3.3 dargestellt. Mit diesen ist es möglich, die Zentralität einer Kollision zu messen und die Lage der Ereignisebene (*event plane*) zu bestimmen, hierauf wird in Kapitel 4.3 näher eingegangen. Die Detektoren haben eine Pseudorapiditätsabdeckung von $2.8 < \eta < 5.1$ für den VZERO-A und von $-3.7 < \eta < -1.7$ für den VZERO-C.

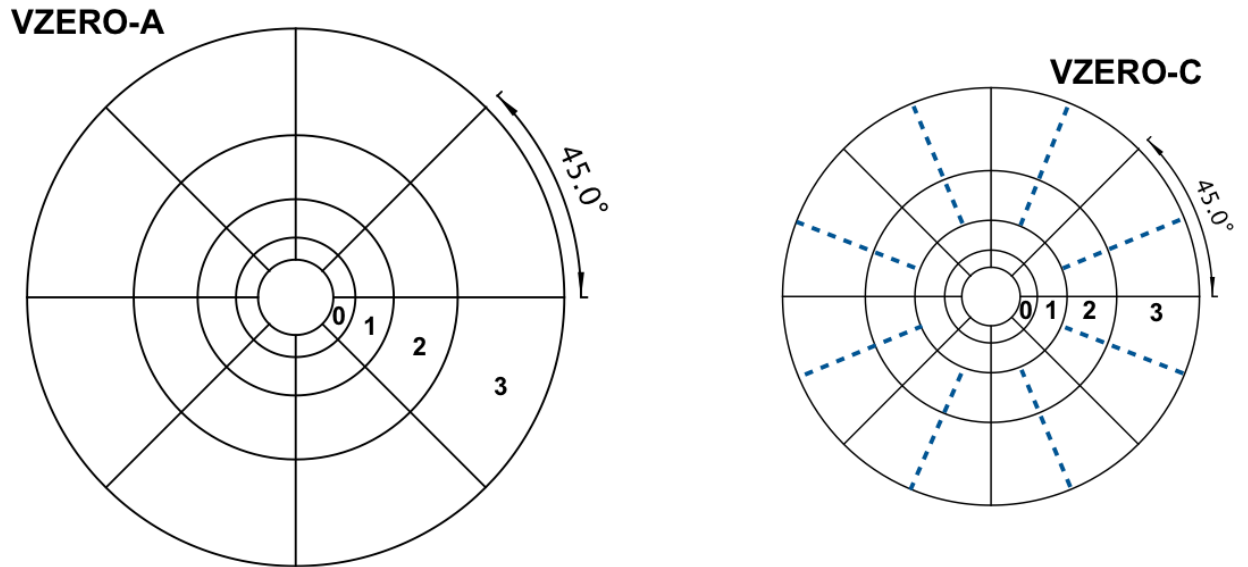


Abbildung 3.3.: Skizze des VZEROA und VZEROC Detektors [Abb 13]

3.2.4. Time Of Flight - TOF

Mithilfe des TOF Detektors lässt sich die Flugzeit eines Teilchens bestimmen. Die Auflösung liegt hier bei 80 ps für Pionen mit einem Impuls von 1 GeV/c in zentralen Pb-Pb Kollisionen, also bei hohen Multiplizitäten. Mit dem TOF ist es möglich Teilchen im mittleren Impulsbereich zu identifizieren. Dies ist für Pionen und Kaonen bis 2.5 GeV/c und für Protonen bis zu 4 GeV/c möglich. Der Detektor hat wie die TPC eine Pseudorapiditätsabdeckung von $-0.9 < \eta < 0.9$ und volle azimuthale Abdeckung von 2π [Abe 14.1].

4. Analyse

4.0. Datensatz

Der in dieser Arbeit verwendete Datensatz besteht aus voll kalibrierten Pb-Pb Kollisionen, die von ALICE im Jahr 2011 aufgezeichnet wurden (LHC11h pass2). Die einzelnen ununterbrochenen Intervalle der Datennahme werden als *runs* bezeichnet. Während der Datennahme wurden der *minimum bias* und der *semi-central* Trigger verwendet. Beide Trigger nutzen das Signal des VZERO Detektors, um *events* einer bestimmten Zentralität (MB: 0-100%; SC: 0-50%) zu speichern. Eine Liste der verwendeten *runs* ist im Anhang A.4 zu finden.

4.1. Spurrekonstruktion

Um die Spur eines Teilchens (*track*) im Detektor zu rekonstruieren, werden die Signale einzelner Detektorsegmente, die dem gleichen Teilchen zuzuordnen sind, als erstes zu *clustern* zusammengefasst. Diese werden dann durch einen Algorithmus vom äußeren Ende der TPC aus hin zum inneren Ende zu einem *track* zusammen gesetzt, wobei ein Kalman-Filter benutzt wird [Ale 06]. Hat man so die Spur in der TPC rekonstruiert, wird versucht diese mit *clustern* aus dem ITS zu erweitern. Gelingt dies, wird der *track gefittet*. Danach wird versucht dem *track cluster* der äußeren Detektoren zuzuordnen. Mit diesen zusätzlichen Informationen wird der *track* erneut *gefittet (refit)*.

Auswahlkriterien für die einzelnen *tracks* sind:

- $-0,8 < \eta < 0,8$
- keine *kinks*, also keine abgeknickten *tracks*
- ITS
 - ITS *refit*
 - Mindestens 4 *cluster*
 - Treffer in den ersten beiden Schichten
 - χ^2 pro *cluster* ≤ 36
- TPC

- TPC *refit*
- Mindestens 110 *cluster* in der TPC, um die Spur zu rekonstruieren
- Mindestens 80 *cluster*, um den Energieverlust zu bestimmen
- weniger als 10% *shared clusters*
- $\frac{\text{foundTPCcluster}}{\text{findableTPCcluster}} > 0,6$
- χ^2 pro TPC *cluster*, das zu einem *track* gehört ≤ 4

4.2. Teilchenidentifizierung

Um Teilchen zu identifizieren, muss man eine oder mehrere charakteristische Eigenschaften des Teilchens messen. Zu diesen gehören die Masse, die Ladung oder der spezifische Energieverlust eines geladenen Teilchens in Materie.

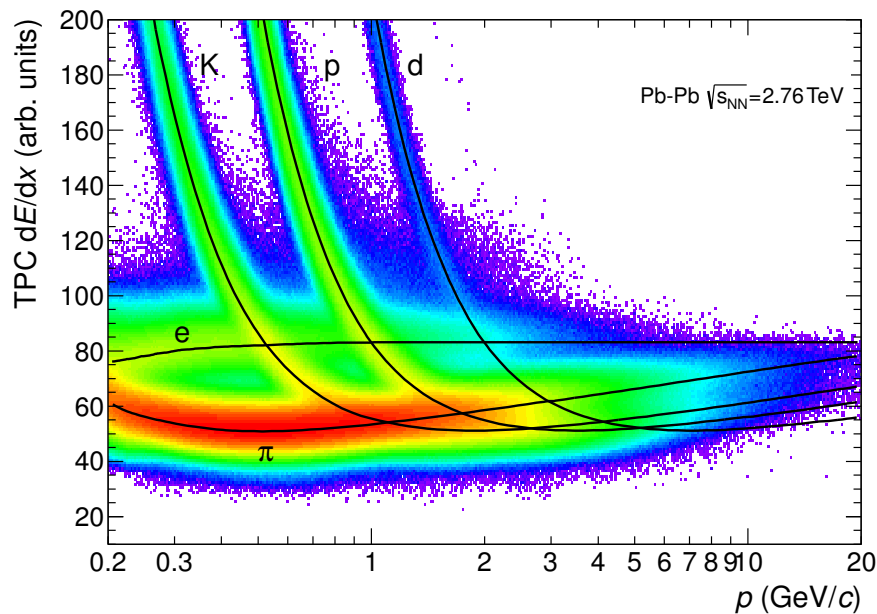


Abbildung 4.1.: Mittlerer Energieverlust (dE/dx) gegen Impuls p der rekonstruierten Teilchen in der TPC. Die Linien entsprechen der Parametrisierung des mittleren Energieverlusts, die Auflösung liegt für zentrale Pb-Pb Kollision bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$ TeV bei 6,5% in [Abe 14.1]

4.2.1. Spezifischer Energieverlust

Die Wechselwirkung eines geladenen Teilchens mit Materie und damit sein mittlerer spezifischer Energieverlust pro Längeneinheit wird unter der Annahme, dass es schwer im Vergleich zu Elektronen ist, durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -\frac{4\pi n e^4 z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right) \quad (4.1)$$

Hierbei ist n die Elektronendichte des Materials, $m_e c^2$ die Ruheenergie eines Elektrons und I das Ionisationspotential des Materials. Bei $\delta(\beta)$ handelt es sich um einen von Fermi eingeführten Korrekturterm, der materialabhängige sogenannte Dichteeffekte berücksichtigen soll. Diese entstehen bei hohen $\beta\gamma$, wenn das durchlaufende Teilchen durch die polarisierbaren Atome in seiner Umgebung abgeschirmt wird [Kal 12]. Da vor allem Teilchen mit einer einfach positiven oder negativen Ladung gemessen werden gilt in der Regel $z^2 = 1$. Damit hängt der Energieverlust ausschließlich von β ab. Es ist also nicht möglich ein Teilchen nur durch sein $\langle dE/dx \rangle$ zu bestimmen, da hier nur eine Bestimmung der Geschwindigkeit vorgenommen werden könnte. Zusätzlich zur dE/dx Messung wird in der TPC noch der Impuls des Teilchens gemessen. Dies geschieht über ein äußeres Magnetfeld, das die Teilchen in der TPC ablenkt. Da somit die Krümmung eines Teilchens und damit sein Impuls bestimmt werden können, ist es möglich, die Teilchen durch ihr dE/dx bei einem bestimmten Impuls voneinander zu unterscheiden. In Abb. 4.1 ist der Energieverlust gegen den Impuls aufgetragen, man sieht, dass sich die Teilchen nach ihrer Masse aufteilen.

Hierbei ist es jedoch noch nicht möglich mit Gleichung 4.1 die Ionisationsenergie eines TPC-*tracks* zu bestimmen. Hierzu wird eine Parametrisierung der Bethe-Bloch Kurve verwendet, die an die $\frac{dE}{dx}(\beta\gamma)$ -Kurve gefittet wird. Als Parametrisierung dient die mit Gleichung 4.2 beschriebene Funktion die schon im ALEPH-Experiment verwendet wurde:

$$f(\beta\gamma) = \frac{P_1}{\beta^{P_4}} \left(P_2 - \beta^{P_4} - \ln \left(P_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_5}} \right) \right) \quad (4.2)$$

Näheres zur Parametrisierung und Kalibrierung der TPC kann in [Kal 08] gefunden werden. Abbildung 4.1 lässt erahnen, dass eine Identifikation der Elektronen nur mit der TPC schwierig ist. Zum einen kreuzen sich bei niedrigen Impulsen das $\frac{dE}{dx}$ von Kaonen, Protonen und Deuteronen mit dem der Elektronen und es ist in diesen Bereichen nicht möglich zwischen einem Elektron oder einem der anderen Teilchen zu unterscheiden. Bei höheren Impulsen nähern sich die Signale dann wieder an einander an (siehe Abb. 4.1) was den gleichen Effekt hat. Um nun Hadronen bei niedrigeren Impulsen von den Elektronen zu unterscheiden, kann der TOF-Detektor genutzt werden. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen, sind hier gerade bei niedrigem $\beta = \frac{v}{c}$ die Signale der schwereren Teilchen von denen der Elektronen getrennt.

4.2.2. Anforderung an Elektronen

Zur Identifizierung der Elektronen wurden in dieser Analyse zunächst sogenannte *PID-cuts* genutzt, bei denen nur ein bestimmter Bereich des Signals im Detektor genutzt wird und der Rest "weggeschnitten". Hierzu wurde, wie in den Abbildungen 4.3 und 4.4 zu

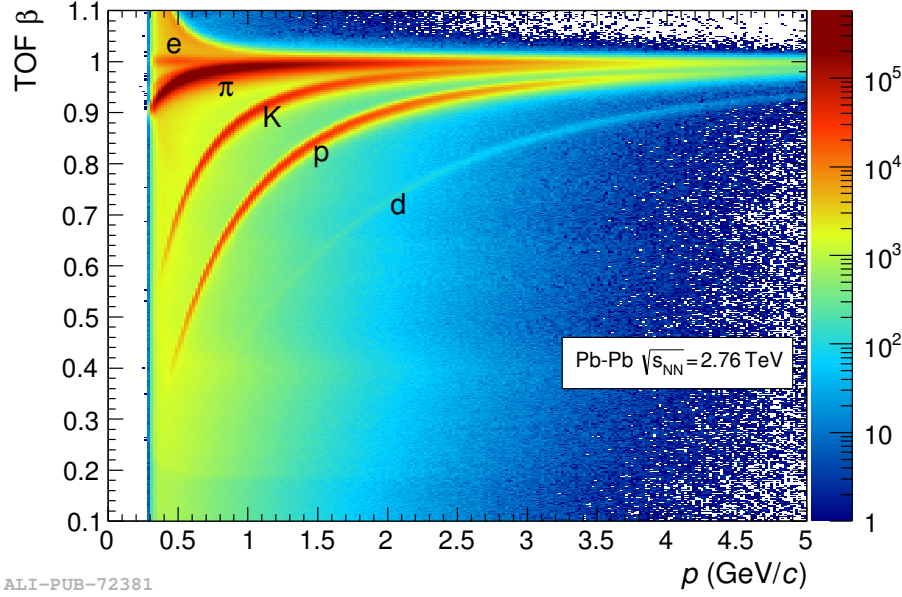


Abbildung 4.2.: β -Verteilung als Funktion von p gemessen mit TOF in Pb-Pb Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [Abe 14.1]

sehen, der erwartete Wert für Elektronen vom eigentlichen Signal subtrahiert. Damit sollte das Elektronensignal bei null liegen. In Abbildung 4.3 wurde dann die Flugzeit abzüglich der erwarteten Flugzeit für Elektronen in Einheiten einer Standardabweichung (σ) der erwarteten Auflösung gegen den Impuls aufgetragen (Abb. 4.3). Der TOF-PID-cut lässt dann nur noch Teilchen übrig, die sich in einem Bereich von $-3 < \sigma < 3$ befinden. Hierbei kann man vor allem sehen, dass hauptsächlich Pionen diesen *cut* überleben.

Das Vorgehen beim TPC-PID-*cut* (Abb. 4.4) ist ähnlich, wobei die Pionen hier bei negativen σ liegen und somit nur der Bereich von $0 < \sigma < 3$ benutzt wird, um möglichst wenige Pionen übrig zu lassen. Hierbei fallen vor allem die bei circa 1 GeV/c und darunter in das Elektronensignal laufenden Protonen und Kaonen auf die durch die beiden *cuts* nicht entfernt werden können. Ausserdem kann man erahnen, dass bei höheren Impulsen die Pionen nicht mehr klar von den Elektronen zu unterscheiden sind. Deswegen wird der weitere Teil der Analyse sich mit Impulsen von über 1,5 GeV/c und unter 6 GeV/c beschäftigen.

Um die restliche Kontamination durch Pionen zu bestimmen, wurde zunächst statt des Impulses p der Transversalimpuls p_T der Teilchen gegen σ aufgetragen, wodurch ein Bild entsteht, das der Abbildung 4.4 ähnlich ist, jedoch mit der Einschränkung, dass die einzelnen Signale etwas verschmierter sind. Dieser Schritt ist notwendig, da das TPC-Signal eines Teilchens von p abhängt, der elliptische Fluss hingegen von p_T . So ist es nun möglich die Kontamination in einzelnen p_T -Intervallen (*bins*) zu bestimmen.

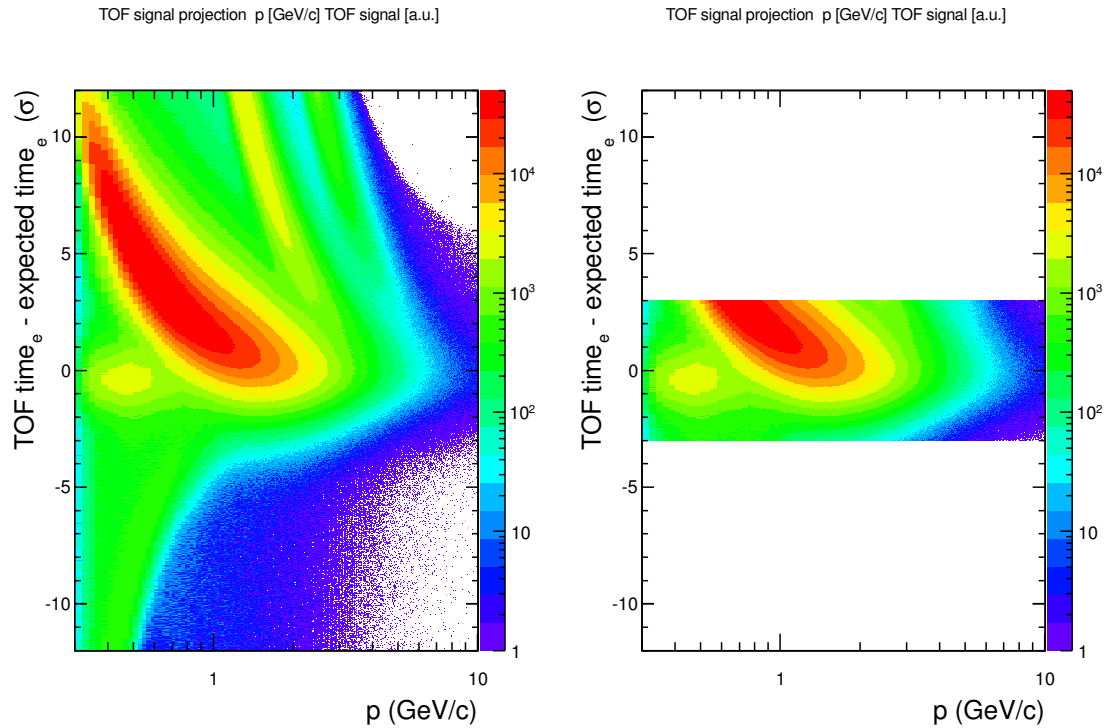


Abbildung 4.3.: Time Of Flight PID-cut in 20-40% zentralen Pb-Pb Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV

4.2.3. Kontamination durch Hadronen

Die Hadronkontamination hat zwei unterschiedliche Quellen: auf der einen Seite Pionen, auf der anderen je nach Impulsbereich Kaonen, Protonen und Deuteronen. Das $\frac{dE}{dx}$ der Pionen in der TPC ist kleiner als das der Elektronen. Eine weitere Quelle für Kontamination hat ein größeres $\frac{dE}{dx}$ als die Elektronen. Bei genauerer Betrachtung könnte es sich um Deuteronen handeln, die in einem p_T Bereich von 1,5 bis 2,5 GeV/c für Verunreinigungen der Elektronen sorgen, aber auch falsch rekonstruierte Spuren (falsch verbundene Cluster) könnten einen Beitrag zu dieser Kontamination liefern. Protonen und Kaonen sollten in diesem Impulsbereich ein kleineres $\frac{dE}{dx}$ als die Elektronen haben.

4.2.3.1. Pionkontamination

Zur Bestimmung der Kontamination durch Pionen wurden die einzelnen p_T -bins in Abhängigkeit der Zentralität auf die σ -Achse projiziert und mathematische Funktionen an die so entstandenen Spektren angepasst (*gefittet*). Dabei wurden die einzelnen Teilchensorten zunächst durch eigene Funktionen beschrieben. Kaonen und Protonen wurden hierbei zusammengefasst, da ihre Spektren in diesem Impulsbereich, ab 1,5 GeV/c, nahezu identisch sind und nicht unterschieden werden können. Sie wurden mit einer modifizierten Gauß-

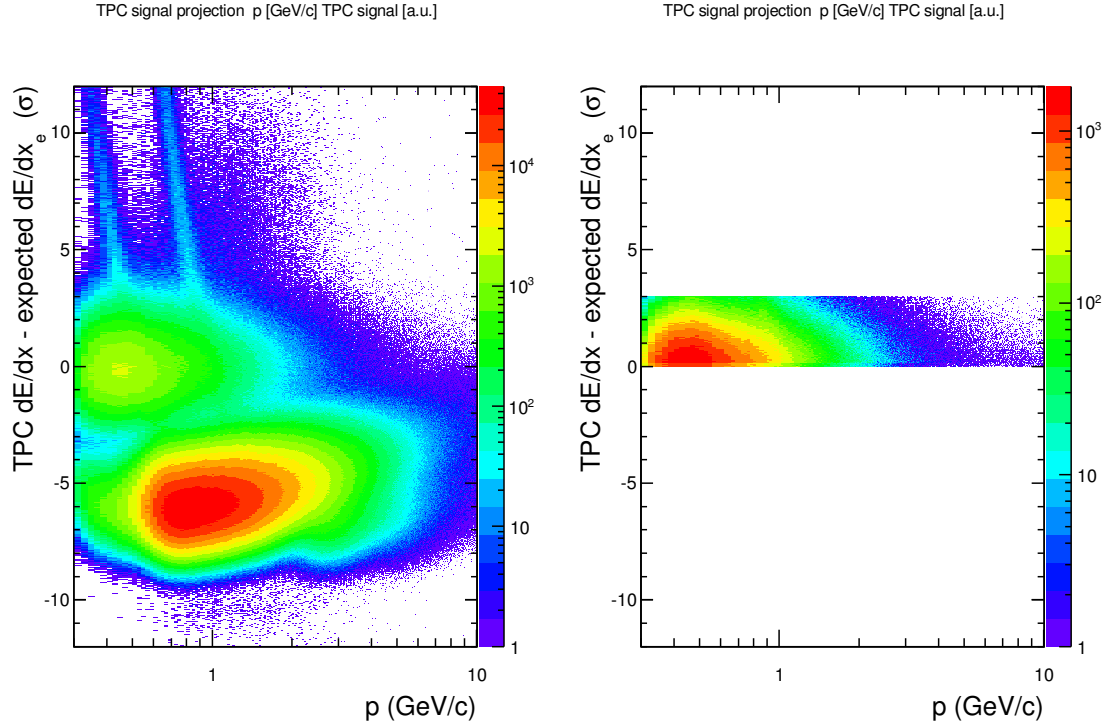


Abbildung 4.4.: TPC-PID-cut in 20-40% zentralen Pb-Pb Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV

Funktion [Völ 13] *gefittet*. Generell wäre für die Elektronen eine gaußähnliche Funktion mit Maximum bei 0 zu erwarten. Dies ist jedoch nicht der Fall, da die TPC *Cluster* keine gaußförmige sondern eher eine Landauverteilung des dE/dx haben[Völ 12]. Zudem ist das Maximum der Elektronen von der Zentralität der Kollision abhängig, was dazu führt, dass die *cuts* unterschiedliche untere Grenzen habe, wie in Tabelle 4.1 zu sehen ist. Es hat sich gezeigt, dass die Pionen gut durch eine Landau-Funktion mit zusätzlichem Exponential-Term beschrieben werden können [Mor 12], selbiges gilt für die Elektronen. Das gesamte Spektrum wird dann durch die Summe der Funktionen beschrieben.

Wie zu erwarten, entsteht ein Überlapp zwischen Elektronen und Pionen. Dieser entspricht demjenigen Teil der dE/dx -Darstellung aus Abb. 4.4, in dem Elektronen und Pionen bei hohen p_T sehr nah beieinander liegen, wodurch sie nicht unterschieden werden können.

Um nun die Werte für die Kontamination zu erhalten wurden zunächst die einzelnen Funktionen ($f_e, f_\pi, f_{p,K}$) in den Bereichen in denen die jeweiligen Teilchen dominant sind, an die Daten *gefittet*. Die so erhaltenen Parameter wurden dann genutzt, um die Gesamtfunktion ($f_{comb} = f_e + f_\pi + f_{p,K}$) an die Daten zu *fitten*. Nutzt man nun die Parameter der Gesamt-

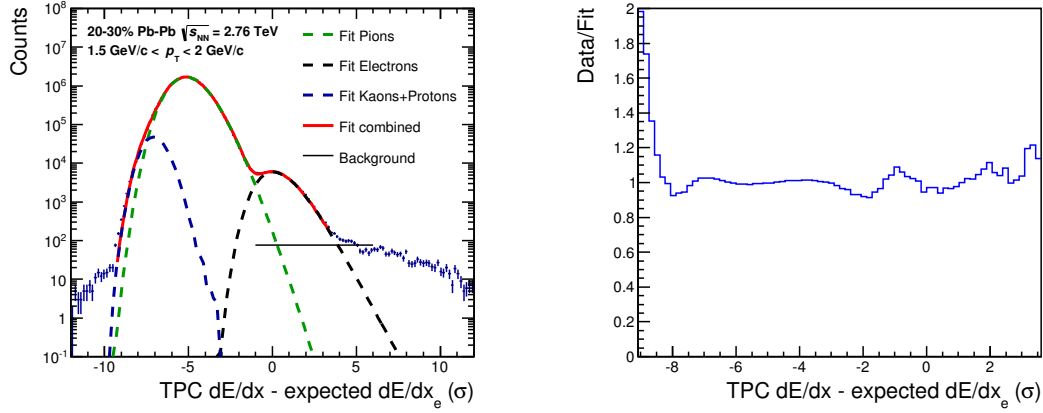


Abbildung 4.5.: Projektion des 1,5-2 GeV/c p_T -bin bei einer Zentralität von 20%-30% und das Verhältnis von Daten zu *fit* als Maß für die Qualität des *fits*

| Zentralität | 20%-30% | 30%-40% |
|---------------|-----------|---------------|
| Untere Grenze | 0σ | $0,156\sigma$ |
| Obere Grenze | 3σ | 3σ |

Tabelle 4.1.: Grenzen des TPC-PID-*cut* in Abhängigkeit von der Zentralität

funktion mit den Einzelfunktionen lässt, sich die Kontamination K in einem p_T -bin mit Gleichung 4.3 berechnen.

$$K_\pi = \frac{\int_a^b f_\pi(\sigma) d\sigma}{\int_a^b f_{comb}(\sigma) d\sigma} \quad (4.3)$$

Die Integrationsgrenzen aus Gleichung entsprechen hierbei denen des TPC-PID-*cuts* und sind zentralitätsabhängig (Tabelle 4.1). In Abb. 4.5 ist eines der p_T - und Zentralitäts-Intervalle mit den angepassten Funktionen dargestellt. Um die Kontamination möglichst genau bestimmen zu können müssen die Intervalle in denen die *fits* gemacht werden möglichst klein sein, dabei jedoch eine ausreichende Statistik aufweisen. Die *fits* in den restlichen p_T - und Zentralitäts-*bins* sind in A.6.1 und A.6.2 zu finden.

Um nun die Kontamination im Zentralitätsbereich von 20% bis 40% zu erhalten, werden die Integrale in den beiden Zentralitäts-*bins* (20-30% und 30-40%) einzeln ausgeführt. So erhält man die Anzahl der Pionen $N_{\pi,20-40}$ und die Gesamtanzahl der Teilchen N_{20-40} . Das Verhältnis der Summen der beiden entspricht wiederum der Kontamination:

$$K_{\pi,20-40} = \frac{N_{\pi,20-30} + N_{\pi,30-40}}{N_{20-30} + N_{30-40}} \quad (4.4)$$

Die Ergebnisse sind in Abb. 4.6 dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass die Kontamination als Funktion von p_T ansteigt. Dieses Ergebnis war letztlich aus der Tatsache, dass sich $\frac{dE}{dx}$ für Pionen und Elektronen mit steigendem p_T annähern, zu erwarten

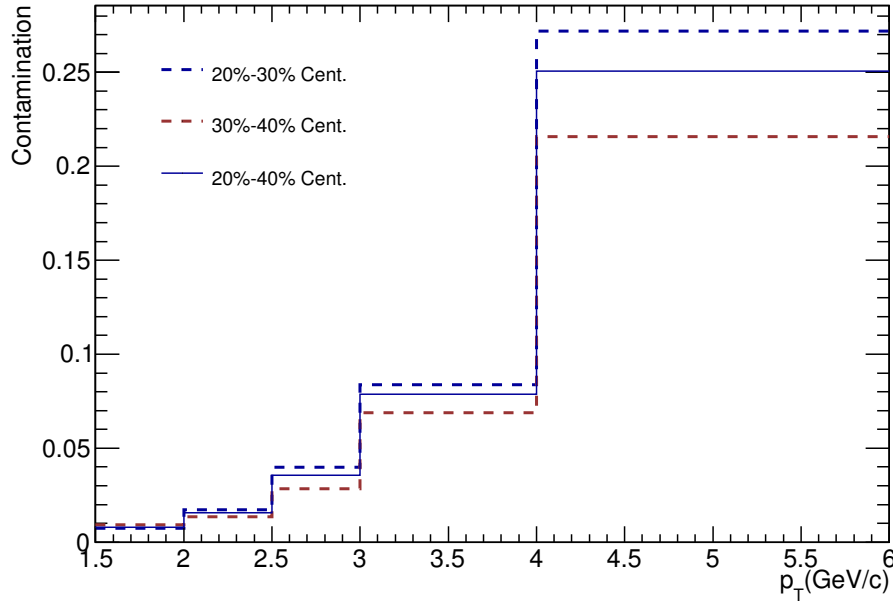


Abbildung 4.6.: Kontamination durch Pionen für unterschiedliche Zentralitäten

4.2.3.2. Kontamination bei höherem TPC $\frac{dE}{dx}$

In den beiden ersten p_T -bins ($1,5 \text{ GeV}/c < p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$) kann man im rechten Teil der Projektion in beiden Zentralitäten, wie in Kapitel 4.2.3 bereits beschrieben, eine weitere Quelle für Kontamination sehen, siehe Abb. 4.5. Diese resultiert aus sogenannten TPC-TOF-*mismatches*. Dabei handelt es sich um TPC-*tracks*, denen im TOF die falsche Zeit zugeordnet wird. In zentralen Pb-Pb Kollisionen liegt die Rate hierfür bei etwa 6,5%, sie ist von der *occupancy* im TOF abhängig [Abe 14.1]. Es ist aufgrund der Position des $\frac{dE}{dx}$ in der TPC davon auszugehen, dass es sich um Deuteronen oder falsch rekonstruierte Spuren handelt. Um die Größenordnung dieser Kontamination zu bestimmen, wurde eine gerade Linie am Übergang dieser Verteilung zu den Elektronen bei 5σ angenommen.

Die Bestimmung dieser Kontamination verläuft analog zur Bestimmung der Pionkontamination. Die Ergebnisse für die Kontamination bei größerem TPC $\frac{dE}{dx}$ sind in Tabelle 4.2 zusammen gefasst.

| Zentralität | 20-30 | 30-40 | 20-40 |
|---|-------|-------|-------|
| $K_{1.5\text{GeV} < p_T < 2\text{GeV}}$ | 2.7% | 1.7% | 2.3% |
| $K_{2\text{GeV} < p_T < 2.5\text{GeV}}$ | 2.3% | 1.5% | 1.9% |

Tabelle 4.2.: Kontamination bei größerem TPC $\frac{dE}{dx}$ in verschiedenen p_T und Zentralitäts-
bins

4.2.3.3. Ergebnisse der Kontaminations-Studien

Die Kontamination durch Pionen, wie in Abb. 4.6 zu sehen, steigt mit p_T an. Dies ist zu erwarten, da das $\frac{dE}{dx}$ der Pionen sich zu höheren Impulsen dem der Elektronen in der TPC annähert, wie in Abb. 4.1 zu sehen ist. Die Kontamination bei größerem TPC $\frac{dE}{dx}$ hingegen ist nur im Bereich von 1,5 GeV/c bis 2,5 GeV/c zu sehen. In diesem Bereich ist ihr $\frac{dE}{dx}$ noch größer als der Elektronen, fällt aber stark mit p_T ab. Dieser starke Abfall sorgt für eine sehr breite Verteilung, zu der Deuteronen einen Beitrag liefern könnten. Ab Impulsen über 2,5 GeV/c ist das $\frac{dE}{dx}$ kleiner als das der Elektronen und kann nicht mehr von den Pionen, Kaonen und Protonen unterschieden werden, da ihre Multiplizität zu klein ist. Die Kontamination bei größerem TPC $\frac{dE}{dx}$ ist in den berücksichtigten *bins* größer als die der Pionen und daher nicht zu vernachlässigen. Ab 2,5 GeV überwiegt jedoch deutlich die Kontamination der Pionen.

4.3. Reaktionsebene

Für nicht-zentrale Kollisionen bilden die beiden Nukleonen einen näherungsweise elliptischen Überlapp. Die kurze Achse dieser Ellipse liegt in der so genannten Reaktionsebene (*reaction plane*) (Abb. 4.7). Der Stoßparameter (b) verbindet die Mittelpunkte der beiden

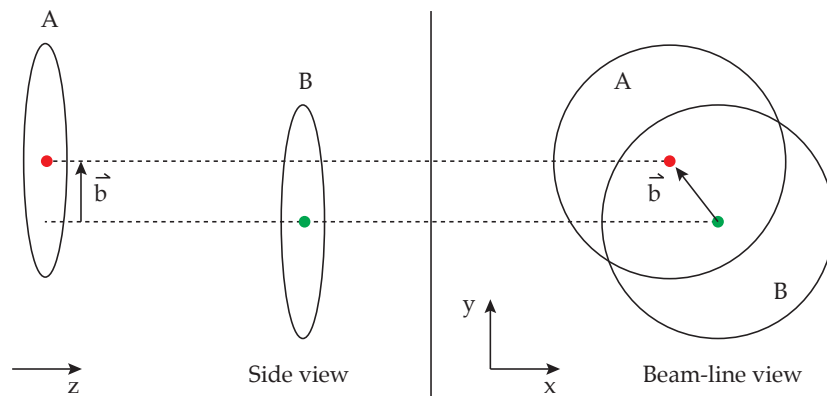


Abbildung 4.7.: Geometrie einer nicht zentralen Schwerionenkollision mit Stoßparameter b .

Projektile in der Azimutalebene. Die *reaction plane* ist durch die Strahlrichtung (z) und

den Stoßparameter definiert und hat somit einen Winkel Ψ_{RP} in der Azimutalebene (x-y-Ebene).

Der Winkel Ψ_{RP} kann durch verschiedene Detektoren in ALICE über die Verteilung der aus der Kollision fliegenden Teilchen abgeschätzt werden. Dies ist, da die Verteilung gemessen wird und nur eine endliche Anzahl an Teilchen zur Verfügung steht nur im Rahmen einer gewissen Auflösung möglich. Da es sich also nicht um die *reaction plane* sondern eine Abschätzung dieser handelt, wird diese als *event plane* mit dem Winkel φ bezeichnet. Um diesen zu bestimmen werden die Winkel ϕ der produzierten Teilchen gemessen und mit diesen der Q_n -Vektor rekonstruiert.

$$Q_n = (Q_{n,x}, Q_{n,y}) \quad (4.5)$$

$$Q_{n,x} = \sum_i w_i \cos(n\phi_i) \quad (4.6)$$

$$Q_{n,y} = \sum_i w_i \sin(n\phi_i) \quad (4.7)$$

Zur Messung des Winkels ϕ können in ALICE entweder die TPC oder der VZERO Detektor genutzt werden. In der TPC wird die Spur des Teilchens rekonstruiert und aus dieser ϕ bestimmt. Die Gewichtung w_i wird in der TPC benutzt, um die Akzeptanz des Detektors zu korrigieren. Mit dem VZERO ist es auf Grund seiner Segmentierung (Abb. 3.3) nicht möglich ϕ eines einzelnen Teilchens zu messen. Die Segmente haben jedoch einen festen Raumwinkel, in den mehrere Teilchen nach einer Kollision fliegen. Der mittlere Winkel eines Segments wird dann als ϕ genutzt. Um den Q -Vektor zu rekonstruieren wird dann die Amplitude der einzelnen Segmente als Gewichtung benutzt. Die Amplitude des Signals in jedem Segment ist proportional zur Multiplizität, also der Zahl der Teilchen die ein bestimmtes Segment getroffen haben. Hiermit lassen sich nun x und y -Komponenten $Q_{n,x}$ und $Q_{n,y}$ des Q_n -Vektors für eine bestimmte Harmonische n , der Fourierreihe der produzierten Teilchen auf die in Kapitel 4.4 näher eingegangen wird, berechnen. Da in dieser Analyse der elliptische Fluss mit $n = 2$ untersucht wird, wurde Q_2 benutzt. Aus diesem lässt sich der Winkel der sogenannten *event plane* wie folgt berechnen [Mor 12]:

$$\varphi_2 = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{Q_{2,y}}{Q_{2,x}} \quad (4.8)$$

Sowohl für die Bestimmung der *event plane* in der TPC als auch für den elliptischen Fluss spielt der Winkel ϕ der Teilchen eine Rolle. Um Autokorrelationen zu vermeiden, wurde die *event plane* des VZERO Detektors genutzt und die TPC lediglich zur Bestimmung der Auflösung verwendet. Da beide Detektoren einen anderen Bereich in η abdecken (Tab. 4.3), werden so keine Teilchen doppelt gezählt. Die Auflösung wird durch Gleichung 4.9 gegeben [Mor 12].

| Detektor | Abdeckung in η |
|----------|----------------------|
| TPC | $-0.8 < \eta < 0.8$ |
| VZERO A | $2.8 < \eta < 5.1$ |
| VZERO C | $-3.7 < \eta < -1.7$ |

Tabelle 4.3.: Abdeckung der Detektoren in η

$$\langle \cos[n(\varphi_n - \Psi_{RP})] \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \chi_n e^{-\frac{\chi_n^2}{4}} [I_0(\frac{\chi_n^2}{4}) + I_1(\frac{\chi_n^2}{4})] \text{ mit } \chi_n = v_n \sqrt{M} \quad (4.9)$$

Hier sind I_0 und I_1 die Besselfunktionen, Ψ_{RP} ist der Winkel der *reaction plane*, φ_n der gemessene Winkel der *event plane*, v_n der Fluss, M die Multiplizität und n die n -te Harmonische der Fourierreihe.

In dieser Analyse wurde die Auflösung mit der sogenannten *3-sub-event*-Methode bestimmt, wobei der Winkel φ mit je einer Hälfte der TPC ($-0,8 < \eta < 0$ und $0 < \eta < 0,8$) und dem VZERO Detektor bestimmt wurde. In Abb. 4.8 ist dies zusammen mit der Korrelation der einzelnen Winkel der Detektoren dargestellt. In Abb. 4.8a ist die normierte Verteilung der *events* zu einem bestimmten Winkel ϕ in 20-30% zentralen Pb-Pb Kollisionen zu sehen. Diese ist für alle drei Detektoren erwartungsgemäß flach, wobei die Verteilung für den Teil der TPC mit $\eta < 0$ nicht ganz flach ist, was auf einen "toten" Teil des Detektors zurückzuführen ist. Die Anzahl an *events* sollte hierbei keine Winkelabhängigkeit haben. Dies folgt aus dem Umstand, dass der Stoßparameter in der Azimutalebene rotieren kann, ohne die Zentralität des *events* zu ändern. Die Kriterien für die Rekonstruktion eines *events* an die TPC können Anhang A.5 entnommen werden. Abbildungen 4.8b-c zeigen wie erwartet, dass wenn in einem Detektor ein Winkel gemessen wurde dieser auch in den anderen gemessen wurde. Die Punkte in der linken oberen und rechten unteren Ecke folgen aus der Symmetrie $0 = 2\pi$ wobei durch Gleichung 4.6 und 4.7 mit $n = 2$ nicht mehr zwischen π und 2π unterschieden werden kann. Die Auflösung lässt sich mit Gleichung 4.10 berechnen.

$$Res_a = \sqrt{\frac{\langle \cos(2(\varphi_a - \varphi_b)) \rangle \cdot \langle \cos(2(\varphi_a - \varphi_c)) \rangle}{\langle \cos(2(\varphi_b - \varphi_c)) \rangle}} \quad (4.10)$$

Zunächst wurden die Auflösungen für in jeweiligen Zentralitätsbins berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.9 dargestellt. Der Verlauf der Kurven in Abb. 4.9 entspricht hierbei der in Gleichung 4.9 zu sehenden Proportionalität von $Res \sim v_2 \sqrt{M}$. Bei einer niedrigen Zentralität ist nur eine sehr kleine Anisotropie des Mediums zu erwarten, wodurch der elliptische Fluss klein bleibt. Die Multiplizität ist jedoch aufgrund der vielen stoßenden Nukleonen hoch. Im semi-zentralen Bereich zwischen 20% und 40% Zentralität nimmt v_2 zu und es bildet sich ein Maximum. Zu peripherer werdenden Kollisionen wird v_2 nun zwar weiter steigen, da die Anisotropie sich stärker ausbildet, die Multiplizität sinkt jedoch stark, wodurch auch die Auflösung abnimmt.

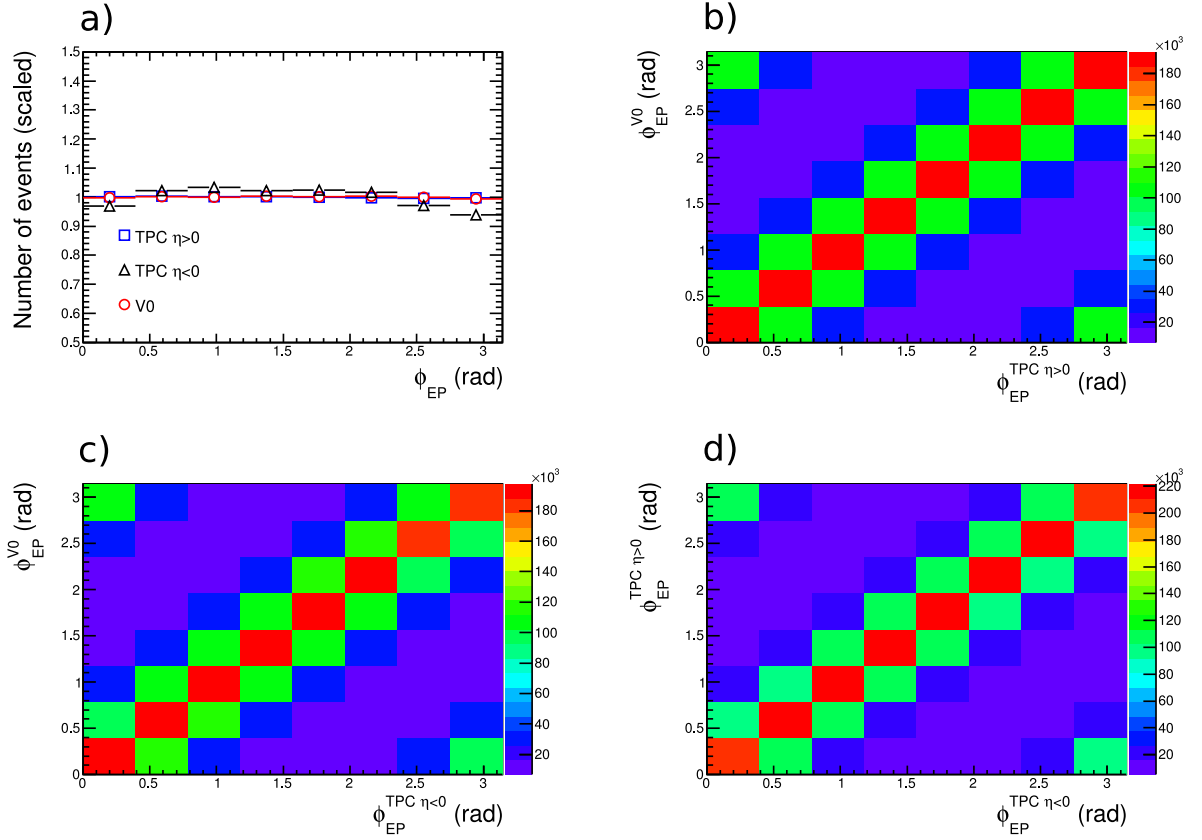


Abbildung 4.8.: a) Verteilung der rekonstruierten *event plane* Winkel in den verschiedenen verwendeten Detektoren in 20-30% zentralen Pb-Pb Kollisionen, b-d) Korrelation der einzelnen Detektoren miteinander

Da v_2 der Elektronen in einer Zentralität von 20-40% und $1.5 \text{ GeV}/c < p_T < 6 \text{ GeV}/c$ gemessen wird ist es noch notwendig die Auflösung für diesen Bereich zu bestimmen.

$$Res = \frac{\sum_i Res_i \cdot N_i}{\sum_i N_i} \quad (4.11)$$

Hier entspricht Res_i der Auflösung in einem bestimmten Zentralitätsintervall und N_i der Elektronmultiplizität in diesem Zentralitäts-*bin*. Die Werte können Tabelle 4.4 entnommen werden. Im nicht gewichteten Fall wurde durch die Anzahl der *bins* geteilt. Bei der Bildung der Mittelwerte wurden für die beiden Zentralitäten von 20-50% und 20-40% auch die mit der Multiplizität gewichteten Mittelwerte nach Gleichung 4.11 gebildet. Als Gewichtung wurde die Anzahl der Elektronen gewählt. So wird berücksichtigt, dass die Auflösung die Verteilung der Elektronen wiedergibt. Hierbei ist die Abweichung zwischen gewichteten und ungewichteten Mittelwerten für das breitere Zentralitäts-*bin* größer. Dies ist zu erwarten,

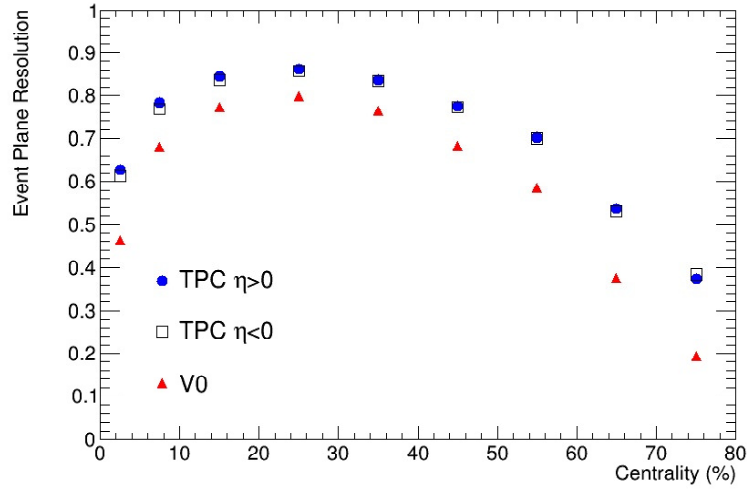


Abbildung 4.9.: Auflösung der rekonstruierten *event plane* mit den verschiedenen Detektoren in Abhängigkeit der Zentralität

| Zentralität [%] | Multiplizität |
|-----------------|---------------|
| 20-30 | 61503 |
| 30-40 | 36718 |
| 40-50 | 22306 |

Tabelle 4.4.: Anzahl der identifizierten Elektronen mit $1,5 \text{ GeV}/c < p_T < 6 \text{ GeV}/c$ in verschiedenen Zentralitätsbins

da die Verteilung wie in Abb. 4.9 zu sehen schon abfällt. In Tabelle 4.5 sind die Ergebnisse für verschiedene Mittelwerte angegeben.

Im Weiteren wurden rekonstruierte *event plane* und Auflösung des VZERO Detektors benutzt, um den elliptischen Fluss zu bestimmen und zu korrigieren.

| Zentralität | Detektor | | |
|-------------|----------|--------------|--------------|
| | VZERO | TPC $\eta>0$ | TPC $\eta<0$ |
| 20-50(w) | 0.766258 | 0.837378 | 0.834120 |
| 20-50 | 0.748487 | 0.824025 | 0.820998 |
| 20-40(w) | 0.785045 | 0.851521 | 0.848037 |
| 20-40 | 0.780966 | 0.848486 | 0.845076 |

Tabelle 4.5.: Auflösung der rekonstruierten *event plane* mit verschiedenen Detektoren, (w) zeigt an ob eine Gewichtung (Elektronen-Multiplizität) benutzt wurde um den Mittelwert zu berechnen

4.4. Elliptischer Fluss

Die Impulsverteilung der produzierten Teilchen relativ zur *reaction plane* kann als Fourierserie geschrieben werden:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \right) \quad (4.12)$$

Dabei ist E die Energie, Ψ_{RP} der Winkel der *reaction plane* und ϕ der gemessene Winkel eines Teilchens relativ zur *reaction plane* [Pos 98]. Hier wird jedoch der *event plane*-Winkel benutzt und dann mit der zuvor berechneten Auflösung korrigiert. Der bereits in Kapitel 2.2 als Observable motivierte elliptische Fluss ist nun durch die zweite Fourierkomponente $v_2^{obs} = \langle \cos[2(\varphi - \Psi_{EP})] \rangle$, beschrieben wobei die eckigen Klammern zeigen, dass über alle Teilchen in allen Events gemittelt wird. Die Anisotropie, v_2 wird groß je mehr Teilchen, in Richtung der *event plane* fliegen und klein je weniger dies tun. Der Parameter v_2 misst also, ob es eine ausgezeichnete Richtung der Teilchen gibt, und welche Stärke diese hat. Anschließend muss die Auflösung berücksichtigt werden, womit sich v_2 wie in Gleichung 4.13 berechnet.

$$v_2 = \frac{v_2^{obs}}{Res_n} \quad (4.13)$$

Mit diesen Gleichungen wird das $v_{2,incl}$ aller Teilchen, die die PID-*cuts* passiert haben, bestimmt. Hierbei ist aufgrund der isotropen Verteilung von φ_{EP} , die in Abb. 4.8 gezeigt ist, nicht davon auszugehen, dass die *cuts* das v_2 ändern. Vom v_2 aller Teilchen wird anschließend das v_2 der Pionen subtrahiert. Das gemessene $v_{2,incl}$ wird hierbei durch Gleichung 4.14 beschrieben.

$$v_{2,incl} = (1 - K) \cdot v_{2,e} + K \cdot v_{2,\pi} \quad (4.14)$$

Es handelt sich dabei um die Summe der einzelnen Quellen für v_2 , wobei die Kontamination K den Anteil der Quelle am gesamten Signal angibt. Diese Gleichung kann nun umgestellt werden, um das korrigierte v_2 der Elektronen zu bestimmen:

$$v_{2,corr} = \frac{(1 + K^{-1}) \cdot v_{2,incl} - v_{2,\pi}}{K^{-1}} \quad (4.15)$$

Nachdem die Korrektur für das v_2 der Pionen umgesetzt wurde, wird die gleiche Prozedur in den ersten beiden p_T -bins für die sogenannte Deuteronen-Kontamination durchgeführt, wobei davon ausgegangen wird, dass deren v_2 null ist. Das v_2 der Pionen wurde in ALICE gemessen [Abe 13.1, Abe 14.3] und parametrisiert. Die hier relevanten *fits* sind in Abb. 4.10 gezeigt. Hiermit ist es nun möglich die v_2 -Verteilung zu korrigieren.

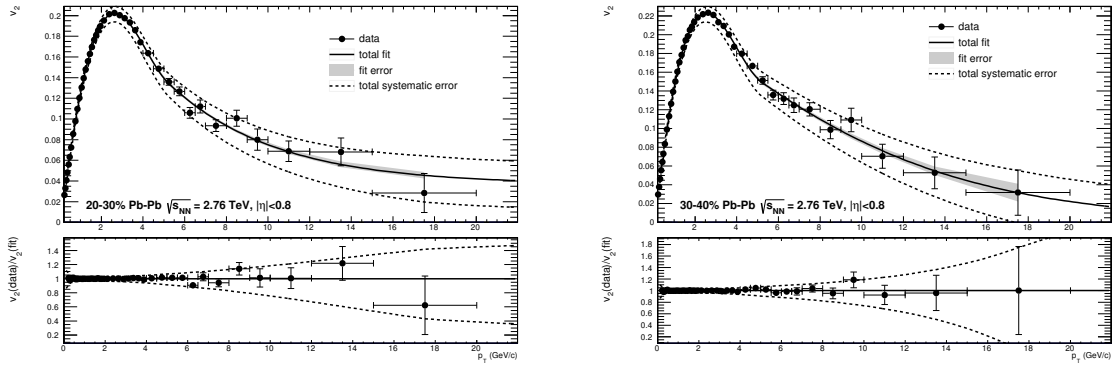


Abbildung 4.10.: Elliptischer Fluss v_2 von Pionen gemessen in ALICE [Abe 13.1, Abe 14.3]

Abb. 4.11 zeigt in rot das v_2 der inklusiven Elektronen ($v_{2,incl}$), in grün das v_2 der Pionen und in blau das v_2 der inklusiven Elektronen nach der Korrektur für Pionen und Deuteronen. Die Fehler der Pionenverteilung in Abb. 4.11 haben zwei Quellen. Die grünen Fehlerboxen repräsentieren die Fehler der gemessenen Pionen, die in Abb. 4.10 zu sehen sind. Diese Fehler stammen aus den statistischen und systematischen Fehlern des v_2^{π} (obere und untere *fits* in Abb. 4.10). Die roten Fehlerboxen resultieren aus dem *binning* des v_2 der Elektronen, was auf die Pionen übertragen wurde. Dabei ändert sich der Funktionswert jedoch innerhalb des *bins* mehr oder weniger stark. Dieser Änderung entsprechen die roten Boxen. Als obere und untere Grenze des Fehlers wurde jeweils der Wert der Funktion an den Grenzen des *bins* angenommen. Die quadratische Summe der beiden Fehler wurde nachfolgend mit der Kontamination skaliert und als systematischen Fehler für das korrigierte v_2 der Elektronen angenommen. Der systematische Fehler des v_2 der Elektronen im jeweiligen *bin* berechnet sich dann, unter der Annahme, dass die Fehler nicht korreliert sind, als quadratische Summe der Fehler der Pionen:

$$\Delta_e = K \sqrt{\Delta_{\pi,1}^2 + \Delta_{\pi,2}^2} \quad (4.16)$$

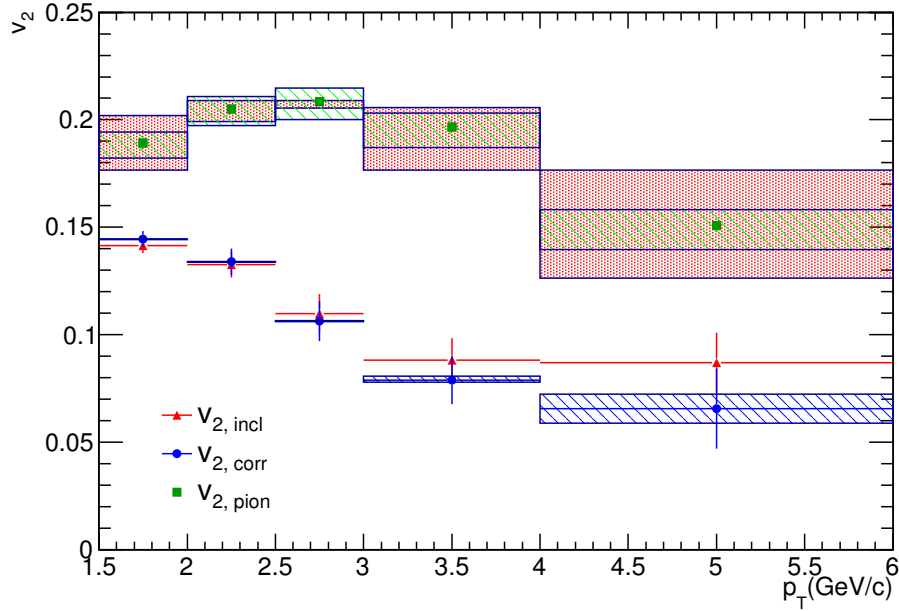


Abbildung 4.11.: Elliptischer Fluss v_2 von Pionen und Elektronen mit und ohne Korrektur in 20-40% Zentralität in Pb-Pb Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$ TeV . Die Fehler auf den Pionen sind hierbei in grün die Fehler der *fits* am Pionspektrum. In rot ist die Änderung des $v_{2, \pi}$ innerhalb des p_T -bins dargestellt.

Hier bezeichnet Δ_e der Fehler der Elektronen, $\Delta_{\pi,1}$ und $\Delta_{\pi,2}$ die unterschiedlichen Fehler der Pionen und K die Kontamination im jeweiligen *bin*.

4.5. Diskussion

Bei der Korrektur von $v_{2,incl}$ für Pionen und mögliche Deuteronen fällt auf, dass die korrigierten Werte in den ersten beiden *bins* höher als die Ursprungswerte sind, wogegen sie in den weiteren *bins* niedriger sind. In den ersten beiden *bins* dominiert die Kontamination durch Deuteronen oder falsch rekonstruierte Spuren. Um den Effekt der Kontamination abzuschätzen sind wir vorerst davon ausgegangen, dass es sich um Deuteronen handelt, was mehr oder weniger dem *worst case* entspricht. Der Fluss von Deuteronen wird in diesem Impulsbereich ($p_T \leq 2,5 \text{ GeV}/c$) als kleiner als der der Elektronen angenommen, es liegen hierzu jedoch keine genauen Messungen bei LHC Energien vor. Die Annahme eines nicht vorhandenen v_2 der Deuteronen stellt den *worst case* dar, der zu einer maximalen Änderung des v_2 führen sollte. Diese Annahme stützt sich auf Messungen am RHIC von Au-Au Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ und Messungen am LHC die gezeigt haben, dass radialer Fluss dazu führt, dass das v_2 schwerer Teilchen hin zu höheren Transversalimpulsen verschoben ist [Abe 14.2]. Somit können wir davon ausgehen, dass das v_2 der Deuteronen für $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ kleiner als das der Elektronen ist. Wie in Abb. 4.11 zu sehen ist, ist die Änderung jedoch sehr gering und im Rahmen der statistischen Fehler. Allerdings wurde am LHC bei mittleren p_T eine grobe Skalierung des v_2 mit den Konstituentenquarks beobachtet [Abe 14.2]. Diese wurde vorher schon am RHIC beobachtet und kann unter der Annahme, dass Hadronen mit Quarkkoaleszenz produziert werden, reproduziert werden [Gre 05]. Für Deuteronen konnte in Au-Au Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ gezeigt werden, dass sie sich mit der Nukleonenzahl auf die Protonen skalieren lassen [Abe 14.2]:

$$v_{2,D}(p_{T,D})/2 = v_{2,p}(p_{T,p}/2) \quad (4.17)$$

Man kann dies in Abb. 4.12 sehen, wo das skalierte v_2 der Deuteronen auf dem gemessenen v_2 der Protonen liegt. Mit dieser Skalierung könnte für $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ auch davon ausgegangen werden, dass die Kurve von $v_{2,D}$ bei etwa $2 \text{ GeV}/c$ die Kurve von $v_{2,incl}$ kreuzt und für höhere p_T größer als diese ist. So lässt sich $v_{2,D}$ bei $2\text{-}2,5 \text{ GeV}/c$ als maximal $0,2$ abschätzen, was einen Effekt auf die Korrektur von weniger als 1% hat und damit deutlich kleiner als der statistische Fehler ist. Das v_2 der Pionen ist bei $1,5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 6 \text{ GeV}/c$, im Gegensatz zu dem der Deuteronen, höher als das der Elektronen und somit sinkt das v_2 der Elektronen durch die Korrektur. Dies ist vor allem bei einem p_T von $4\text{-}6 \text{ GeV}/c$ nicht mehr zu vernachlässigen. Im Vergleich zu vorherigen Analysen sind diese Kontamination bei höheren p_T größer [Bai 14, Sak 13]. Dies könnte mit einem Unterschied in der Bestimmung der Kontamination begründet sein. Die Kontamination ist eine Funktion von p , v_2 jedoch von p_T . In [Bai 14, Sak 13] wurde die Kontamination in p bestimmt und so eine Parametrisierung für die Kontamination bestimmt, mit der $v_2(p_T)$ korrigiert werden konnte. In dieser Analyse wurde die Kontamination direkt als Funktion von p_T bestimmt, wodurch

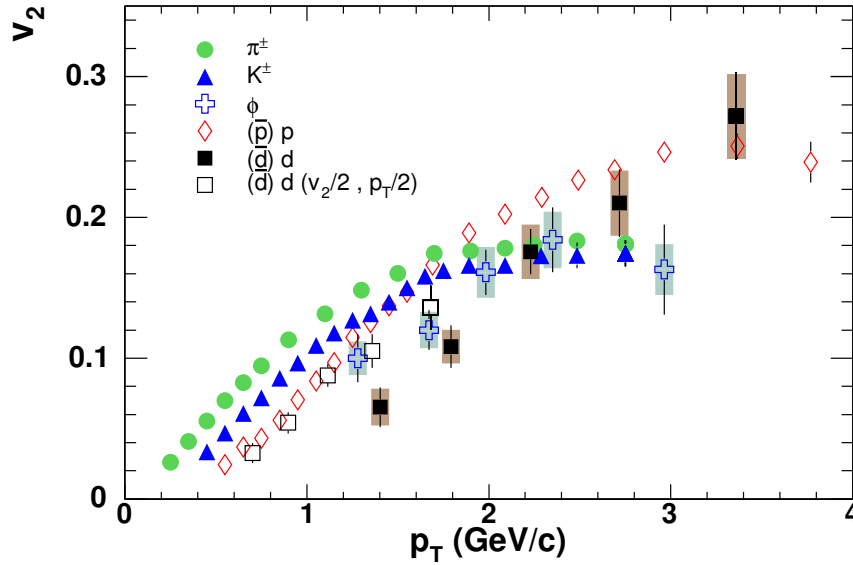


Abbildung 4.12.: v_2 verschiedener Teilchen gemessen am RHIC in 20-60% Zentralität in Au-Au Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Afa 07]

keine Parametrisierung benötigt wird, und aufgrund des p_T -Intervalls eine höhere Statistik zur Verfügung steht. Dies führt jedoch zu einem Verschmieren in den Verteilungen.

Das in Kapitel 4.4 bestimmte $v_{2,corr}$ sollte nach den Kontaminationskorrekturen nur noch Elektronen enthalten. Das zugrunde liegende Elektronenspektrum setzt sich hauptsächlich aus drei Komponenten zusammen [Abe 12, Bai 14, Sak 13]:

- *Heavy-flavour* Elektronen (Elektronen aus den Zerfällen schwerer *charm*- und *beauty*-Quarks)
- Elektronen aus Dalitz-Zerfällen von leichten neutralen Mesonen ($\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$) und Photonkonversion sowie aus realen und virtuellen direkten Photonen aus harten Stoßprozessen (Photonischer Hintergrund)
- Elektronen aus dem Zerfall von Kaonen $K \rightarrow e\pi\nu$, Zerfällen von leichten Vektormesonen und schwerer Quarkonia ($J/\Psi, \Upsilon$) (Nicht photonischer Hintergrund)

Der Untergrund kann, wenn das Verhältnis von Signal zu Untergrund sowie das v_2 des Elektronenuntergrunds bekannt sind, bestimmt und subtrahiert werden.

Das v_2 von D -Mesonen wurde in ALICE gemessen und ist in Abb. 4.13 gezeigt. Hierbei ist anzumerken, dass es sich um eine andere Zentralität als in dieser Analyse handelt, es ist jedoch zu sehen, dass das v_2 der D -Mesonen größer als das der Elektronen in Abb. 4.11 ist. Das v_2 der π^0 , die den Hauptteil des Hintergrund bilden, sollte sich wenig von dem der geladenen Pionen in Abb. 4.11 unterscheiden. Dass $v_{2,incl}$ deutlich unter dem seiner

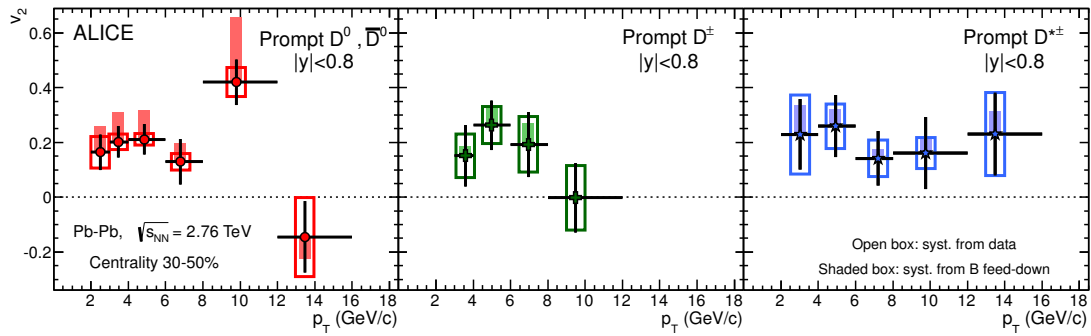


Abbildung 4.13.: Elliptischer Fluss v_2 von D -Mesonen gemessen mit ALICE in 30-50% zentralen Pb-Pb Kollisionen [Abe 13.1].

Quellen liegt ist darauf zurückzuführen, dass es sich bei den Elektronen um Zerfallsprodukte handelt. Bei diesen Zerfällen erhalten die Elektronen jeweils nur einen Bruchteil des Impulses und des v_2 . Somit verschiebt sich das Spektrum hin zu kleineren p_T und das v_2 ist geringer.

5. Fazit

Neben einem kurzen Überblick zur Thematik und Fragestellungen der Schwerionenphysik in Kapitel 2 und einer Vorstellung des LHC und ALICE in Kapitel 3 wurde in Kapitel 4 gezeigt, wie man Elektronen in ALICE mit der Time Projection Chamber und dem Time Of Flight-Detektor identifizieren kann. Außerdem wurde die Kontamination durch vermeintliche Deuteronen oder falsch rekonstruierte Spuren und Pionen für inklusive Elektronen bestimmt. Zusätzlich wurde erklärt, wie man den elliptischen Fluss (v_2) dieser Elektronen mit der sogenannten *event-plane*-Methode in ALICE mit dem VZERO-Detektor und der Time Projection Chamber messen kann. Mit den gefundenen Kontaminationen wurde anschließend das v_2 -Spektrum der Elektronen korrigiert. Das Spektrum der inklusiven Elektronen ist mit den bisherigen Messungen konsistent. Mit dieser Arbeit konnte zu einem besseren Verständnis der Kontamination von Elektronen beigetragen und eine Möglichkeit gegeben werden, die systematischen Fehler anderer Analysen besser bestimmen zu können. Im Anschluss an diese Arbeit kann das v_2 der Elektronen aus den Zerfällen schwerer Quarks gemessen werden. Hierzu müssen wie in Kapitel 4.5 beschrieben der photonische und nicht-photonische Hintergrund subtrahiert werden.

A. Anhang

A.1. Einheiten

Längen werden in der Hochenergie- und Teilchenphysik selten in Metern angegeben. Dies liegt vor allem daran, dass wir uns hier in der Regel auf Längenskalen von Teilchen bewegen. Deshalb hat sich als Einheit der Femtometer (fm) oder "Fermi" durchgesetzt.

$$1 \text{ fm} = 1 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (\text{A.1})$$

Ein Fermi entspricht dabei in etwa dem Durchmesser eines Protons. Da in der Teilchenphysik nur selten makroskopische Energien vorhanden sind, ist es sinnvoll hier eine andere Einheit als Joule (J) zu benutzen. Hierzu wird das Elektronenvolt (eV) genutzt. Es entspricht der Energie, die ein Elektron nach dem Durchlaufen einer Potentialdifferenz von einem Volt hat.

$$1 \text{ eV} = e \cdot 1 \text{ V} = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ V} = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (\text{A.2})$$

Bei LHC Strahlenergien von 10^{12} eV = 1 TeV werden vor allem Teilchen in einem Spektrum von 10^6 eV = 1 MeV bis 10 oder 100 GeV gemessen. Zudem ist es in der Teilchenphysik üblich die Konstanten c (Lichtgeschwindigkeit) und \hbar (reduziertes Planksches Wirkungsquantum) mit 1 gleich zu setzen. Dies gemeinsam mit dem von Einstein aufgestellte Äquivalenzprinzip (vgl. Gleichung 3.1) macht es nun möglich Massen und Impulse in MeV bzw. GeV anzugeben.

A.2. Kinematik

Im Folgenden sollen unterschiedliche kinematische Variablen eingeführt werden. Der Viererimpuls eines Teilchens ist gegeben durch

$$p^\mu = \left(\frac{E}{c}, \mathbf{p} \right), \quad (\text{A.3})$$

wobei E die Energie und \mathbf{p} der Impuls des Teilchens ist. Die Energie ist durch die relativistische Energie-Impuls-Beziehung gegeben

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (\text{A.4})$$

mit m_0 als Ruhemasse des Teilchens. Das benutzte Koordinatensystem wird so gelegt, dass die z-Achse der Strahlrichtung entspricht und der Ursprung im Kollisionspunkt der Teilchenstrahlen liegt. Somit spannen die x und y-Achse eine Azimutalebene zur Strahlachse auf. Nun kann man den Impulsvektor in einen Anteil parallel zur Strahlachse (Longitudinalimpuls) und einen transversal (Transversalimpuls) zu dieser aufteilen:

$$\mathbf{p} = p_{\parallel} + p_{\perp}, \quad (\text{A.5})$$

mit

$$p_{\parallel} = p_z = p_L = |\mathbf{p}| \cdot \cos(\theta) \quad \text{und} \quad (\text{A.6})$$

$$p_{\perp} = p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\mathbf{p}| \cdot \sin(\theta). \quad (\text{A.7})$$

θ entspricht hierbei dem Winkel zwischen Strahlachse und Impulsvektor des Teilchens. Der Winkel zwischen x und y Komponente des Impulses ist ϕ . Dieser gibt die Richtung in der Transversalebene an. Im weiteren werden p_L und p_T als Notation benutzt. Die transversale Masse ist definiert als

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (\text{A.8})$$

Aus diesen Größen lassen sich nun weitere konstruieren.

$$\text{Rapidität : } y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right) = \ln\left(\frac{E + p_L}{m_T}\right) = \tanh^{-1}\left(\frac{p_L}{E}\right) \quad (\text{A.9})$$

Die Rapidität ist nicht orthogonal zu p_x und p_y und auch nicht invariant unter Lorentz-Transformation, bietet jedoch den Vorteil, dass sich die Form ihrer Verteilung unter dieser nicht ändert.

$$\text{Pseudorapidität : } \eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L}\right) = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (\text{A.10})$$

Im Gegensatz zur Rapidität hängt die Form der Pseudorapiditatsverteilung zwar von der Wahl des Bezugssystems ab, ihr Vorteil ist jedoch, dass lediglich eine Winkelmessung notwendig ist um sie zu bestimmen. Es ist also keine Teilchenidentifizierung notwendig.

Weitere wichtige Zusammenhänge sind:

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \quad (\text{A.11})$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh(y) \quad (\text{A.12})$$

$$\mathbf{p} = p_T \cdot \cosh(\eta) \quad (\text{A.13})$$

$$p_L = p_T \cdot \sinh(\eta) \quad (\text{A.14})$$

A.3. Koordinaten in ALICE

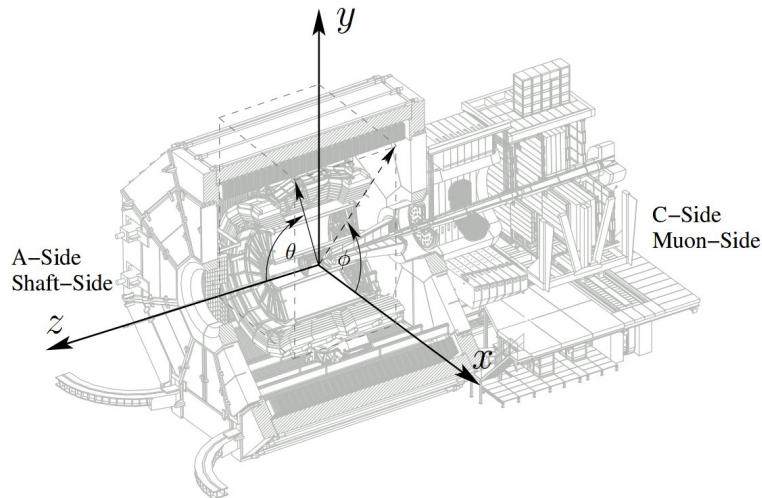


Abbildung A.1.: Schematische Darstellung des ALICE Koordinatensystems [Wie 08]

A.4. Liste der verwendeten *runs*

170593, 170572, 170388, 170387, 170315, 170313, 170312, 170311, 170309, 170308, 170306,
170270, 170269, 170268, 170230, 170228, 170207, 170204, 170203, 170193, 170163, 170159,
170155, 170091, 170089, 170088, 170085, 170084, 170083, 170081, 170040, 170027, 169859,
169858, 169855, 169846, 169838, 169837, 169835, 169591, 169590, 169588, 169587, 169586,
169557, 169555, 169554, 169553, 169550, 169515, 169512, 169506, 169504, 169498, 169475,
169420, 169419, 169418, 169417, 169415, 169411, 169238, 169167, 169160, 169156, 169148,
169145, 169144, 169138, 169099, 169094, 169091, 169045, 169044, 169040, 169035, 168992,
168988, 168826, 168777, 168514, 168512, 168511, 168467, 168464, 168460, 168458, 168362,
168361, 168342, 168341, 168325, 168322, 168311, 168310, 167988, 167987

A.5. Kriterien für die Rekonstruktion der *event plane* an die TPC

- Nur *events* mit mindestens 4 akzeptierten *tracks*
- mindestens 50 TPC-*cluster*
- χ^2 pro *cluster*(TPC) < 4
- *DCA* von weniger als 3,2cm in *z* und 2,4cm in *x,y*
- $0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 20 \text{ GeV}/c$
- keine *kinks*

A.6. Fits des mittleren Energieverlusts in der TPC

A.6.1. Zentralität 20-30%

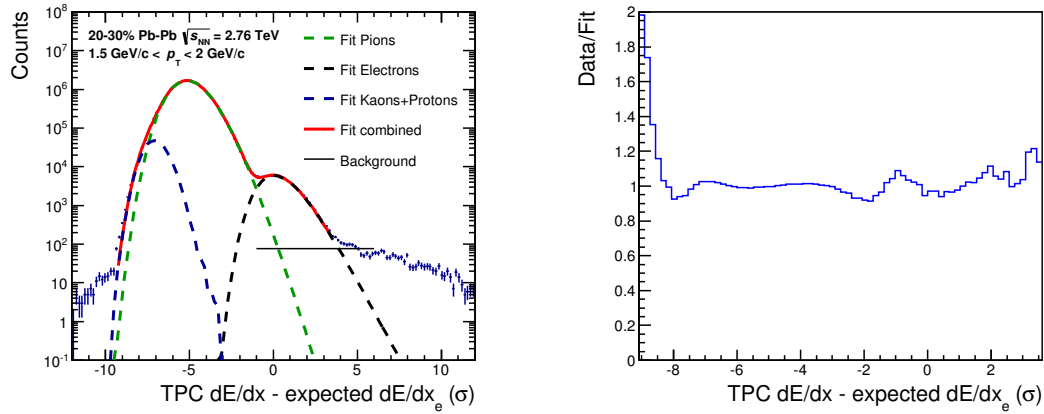


Abbildung A.2.: 1,5 GeV/c bis 2 GeV/c

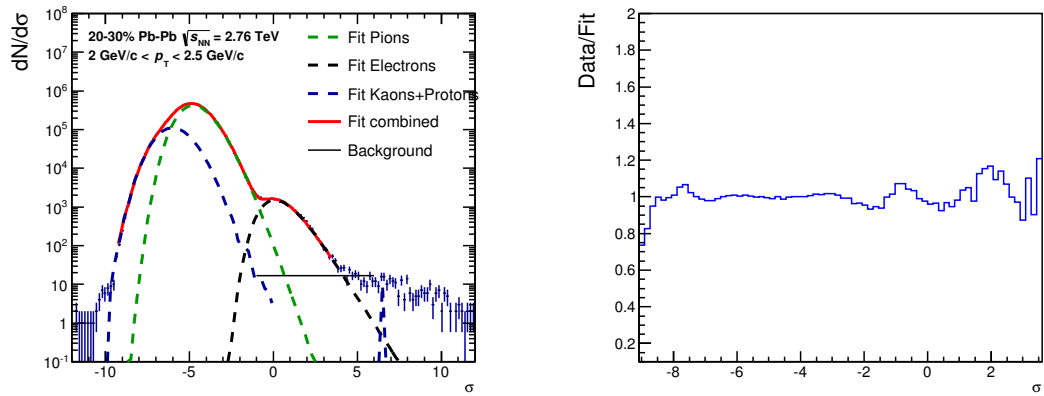


Abbildung A.3.: 2 GeV/c bis 2,5 GeV/c

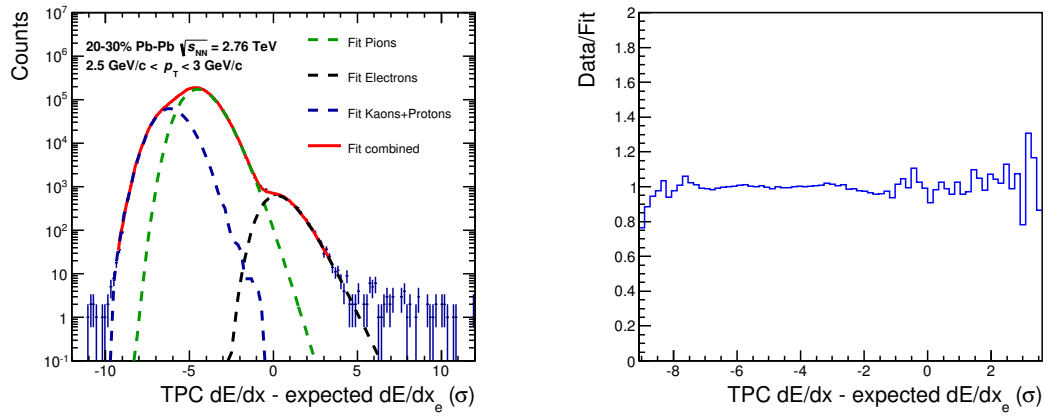


Abbildung A.4.: 2,5 GeV/c bis 3 GeV/c

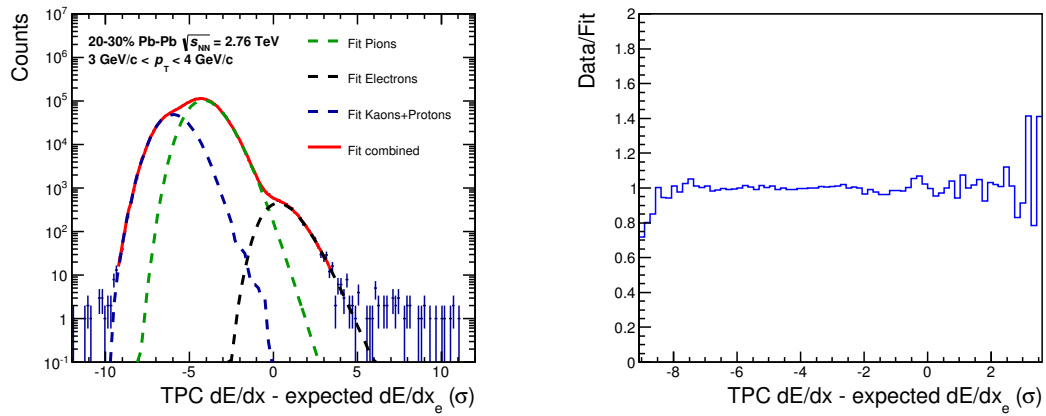


Abbildung A.5.: 3 GeV/c bis 4 GeV/c

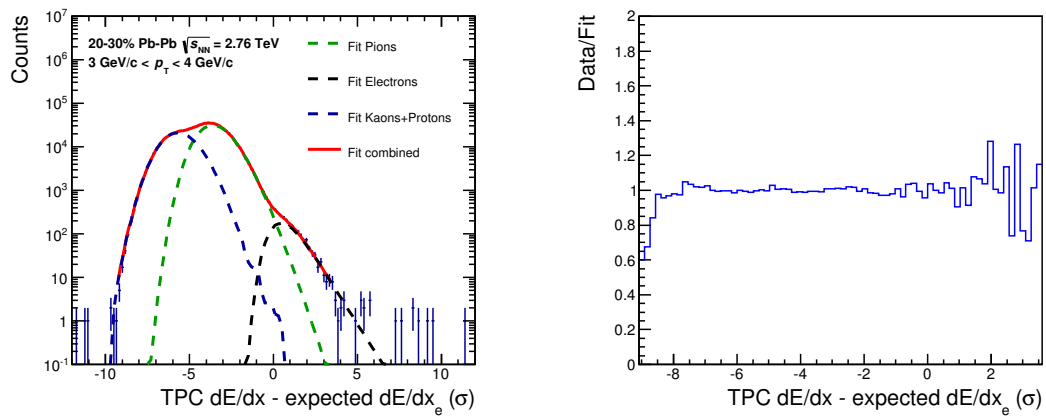


Abbildung A.6.: 4 GeV/c bis 6 GeV/c

A.6.2. Zentralität 30-40%

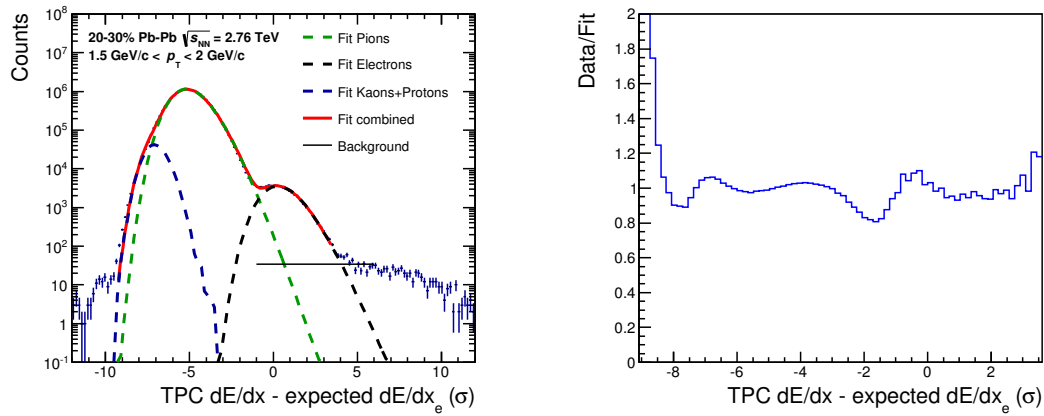


Abbildung A.7.: 1,5 GeV/c bis 2 GeV/c

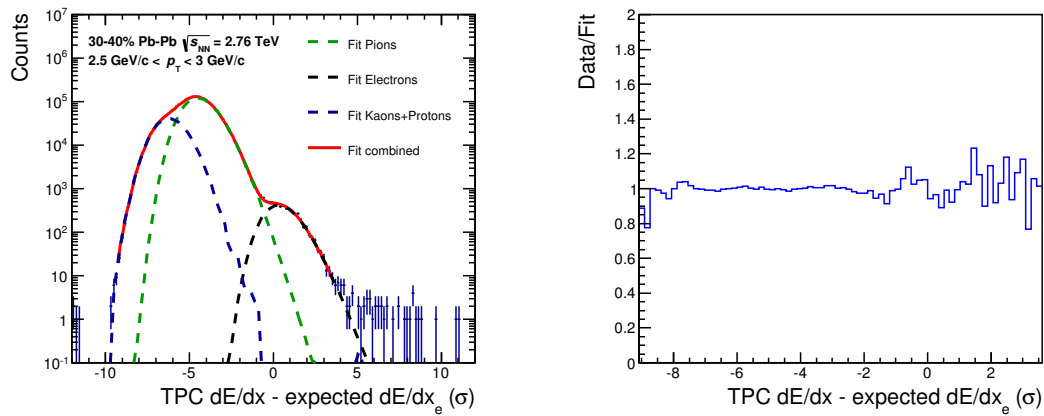


Abbildung A.8.: 2 GeV/c bis 2,5 GeV/c

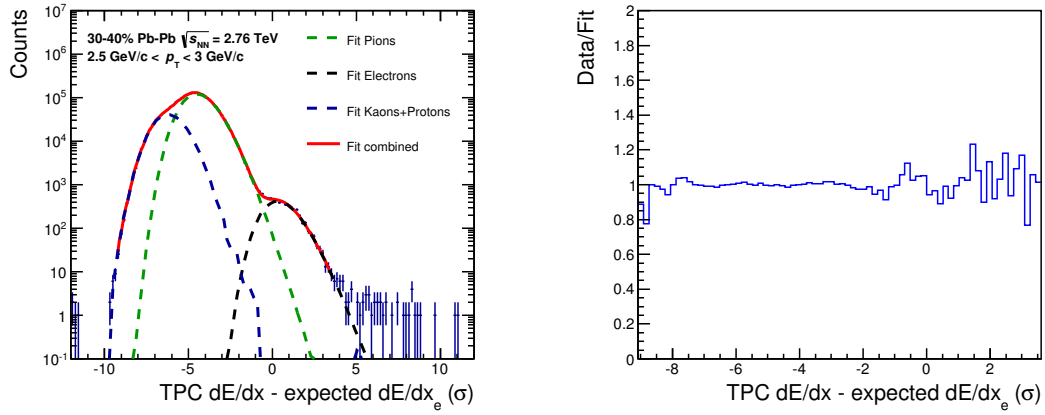


Abbildung A.9.: 2,5 GeV/c bis 3 GeV/c

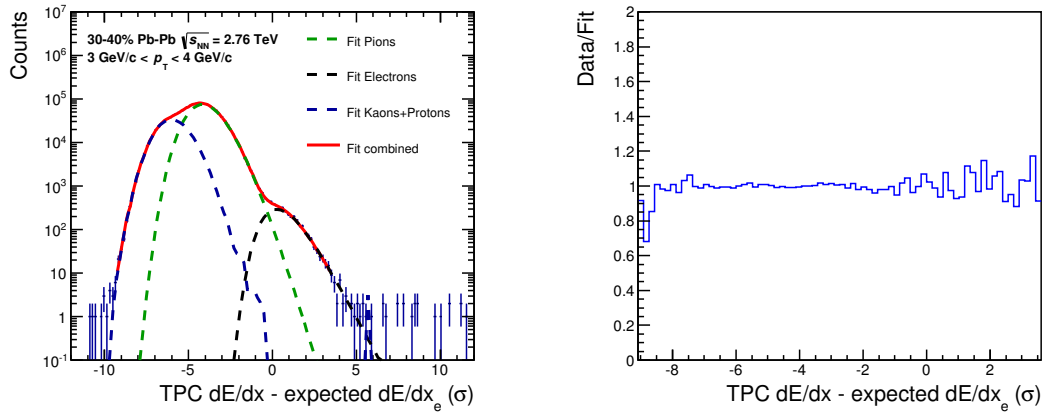


Abbildung A.10.: 3 GeV/c bis 4 GeV/c

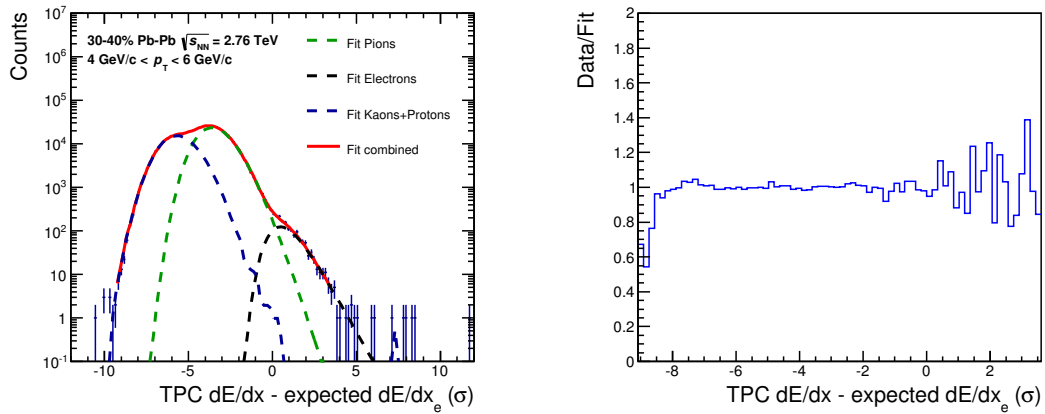


Abbildung A.11.: 4 GeV/c bis 6 GeV/c

Literaturverzeichnis

- [Abb 13] E. Abbas *et al.* [ALICE Collaboration], *Performance of the ALICE VZERO system*, [arxiv:1306.3130v1 [nucl-ex]], 2013.
- [Abe 12] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Measurement of electrons from semileptonic heavy-flavor hadron decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Rev. D **86**, 112007, 2012.
- [Abe 13.1] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *D Meson Elliptic Flow in Noncentral Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **111**, 102301, [arXiv:1305.2707 [nucl-ex]], 2013.
- [Abe 13.1] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Anisotropic flow of charged hadrons, pions and (anti-)protons measured at high transverse momentum in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Physical Letters B **719**, DOI: 10.1016/j.physletb.2012.12.066, 2013.
- [Abe 14.1] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC*, [arXiv:1402.4476v2 [nucl-ex]], 2014.
- [Abe 14.2] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Elliptic flow of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1405.4632 [nucl-ex]], 2014.
- [Abe 14.3] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Elliptic flow of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1405.4632 [nucl-ex]], 2014.
- [Abe 14.4] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Azimuthal anisotropy of D meson production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1405.2001 [nucl-ex]], 2014.
- [Ale 06] B. Alessandro *et al.* [ALICE Collaboration], *ALICE: Physics Performance Report, Volume II*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32** 1295, 2006.
- [Afa 07] S. Afanasiev *et al.* [PHENIX Collaboration], *Elliptic flow for phi mesons and (anti)deuterons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **99**, 052301, [arXiv:0703024 [nucl-ex]], 2007.
- [Alm 10] J. Alme *et al.*, *The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events*, [arxiv:1001.1950 [physics.ims-det]], 2010.

- [Bai 14] R. Bailhache for the ALICE Collaboration, *Heavy-flavour elliptic flow measured in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE*, QM2014 proceeding, DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2014.09.001, 20014.
- [CERN] CERN Webpage, 2014.
<http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>
- [Ein 05] A. Einstein, *Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energiegehalt abhängig?*, AdP 18, 639, DOI: 10.1002/andp.200590007, 1905.
- [Gre 05] V. Greco, C. M. Ko, *Quark coalescence at RHIC*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31 S407, 2005.
- [GSI] GSI Webpage, 2014.
https://www.gsi.de/de/start/fair/forschung_an_fair/kernmateriephysik.htm
- [Kal 08] A. Kalweit, *dE/dx calibration of the ALICE Time Projection Chamber*, Master Thesis, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [Kal 12] A. Kalweit, *Production of light flavor hadrons and anti-nuclei at the LHC*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt, 2012.
- [Kli 08] M. Kliemant *et al.*, *Global Properties of Nucleus-Nucleus Collisions* [arXiv:0809.2482 [nucl-ex]], 2008.
- [Mor 12] D. Moreira de Godoy, T. Rascanu, Y. Pachmayer, R. Bailhache, *Elliptic flow of electrons from Heavy-flavour hadron decays in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, ALICE INTERNAL NOTE, 2012.
- [Pos 98] A. M. Poskanzer, S. A. Voloshin, *Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions*, Physical Review C Nr. 58, 1998.
- [Pov 09] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2009.
- [Sak 13] S. Sakai for the ALICE Collaboration, *Measurement of R_{AA} and v_2 of electrons from heavy-flavour decays in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE*, QM2012 proceeding, Nuclear Physics A 904-905, DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2013.02.102, 2013.
- [Sne 11] R. Snellings, *Elliptic Flow: A brief review*, [arXiv:1102.3010v2 [nucl-ex]], 2011.
- [Thä 12] J. Thäder, ALICE figure repository, 2012.
- [Völ 12] M. Völkl, *Study of the Transverse Momentum Spectra of Semileptonic Heavy Flavor Decays in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV with ALICE*, Master Thesis, Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, 2012.

[Völ 13] M. Völkl, Private Kommunikation.

[Wie 08] J. Wiechula, *Commissioning and Calibration of the ALICE-TPC*, Ph. D. Thesis, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, 2008.

Danksagung

Zuallererst möchte ich Professor Harald Appelshäuser für die Möglichkeit meine Bachelorarbeit in der Frankfurter ALICE Arbeitsgruppe zu schreiben und seine Unterstützung dabei danken.

Auch bedanken möchte ich mich bei Dr. Raphaelle Bailhache für die Betreuung und alle Unterstützung die ich von ihr erhalten habe.

Theodor Rascanu und Dr. Benjamin Dönigus danke ich für zahlreiche Hilfestellungen und anregende Diskussionen.

Ich bedanke mich bei der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe, für die interessanten Diskussionen, Hilfestellungen jedweder Art und das angenehme Arbeitsklima.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht, ohne die mein Studium nur schwer möglich gewesen wäre.

Erklärung

nach § 28 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Sebastian Scheid, Frankfurt am Main, den 25. September 2014

