

Bachelorarbeit

Simulationen zur Pion-, Kaon- und Protonproduktion im Vergleich mit LHC- und RHIC-Daten

Simulations of Pion-, Kaon- and Protonproduction compared
to LHC- and RHIC-Data

Lisa Schlüter

Erstgutachter: PD Dr. C. Klein-Bösing
Zweitgutachter: Prof. Dr. J.P. Wessels

- Oktober 2015 -

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Standardmodell	3
2.2. Teilchenerzeugung durch starke Wechselwirkung	6
3. Experimentelle Daten und Simulationen	11
3.1. Large Hadron Collider	11
3.2. Relativistic Heavy Ion Collider	11
3.3. PYTHIA	12
3.3.1. Tunes	14
4. Teilchenspektren	15
5. Vergleich mit ALICE Daten	17
5.1. Vergleich bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$	17
5.1.1. Geladene Kaonen	17
5.1.2. Geladene Pionen	20
5.1.3. Protonen und Antiprotonen	22
5.1.4. Vergleich der Teilchenarten	24
5.2. Vergleich bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$	27
5.2.1. Geladene Kaonen	27
5.2.2. Geladene Pionen	27
5.2.3. Protonen und Antiprotonen	29
5.2.4. Vergleich der Teilchenarten	32
5.3. Vergleich bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	32
5.3.1. Geladene Kaonen	32
5.3.2. Geladene Pionen	34
5.3.3. Protonen und Antiprotonen	37
5.3.4. Vergleich der Teilchensorten	39
5.4. Vergleich der Schwerpunktsenergien	40
6. Vergleich mit CMS Daten	43
6.1. Vergleich bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$	43
6.1.1. Geladene Kaonen	43
6.1.2. Geladene Pionen	44
6.1.3. Protonen und Antiprotonen	46
6.1.4. Vergleich der Teilchensorten	46
6.2. Vergleich bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ und 7 TeV	48

7. Vergleich mit PHENIX Daten	51
7.1. $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$	51
7.1.1. Geladene Kaonen	51
7.1.2. Geladene Pionen	52
7.1.3. Protonen und Antiprotonen	53
7.1.4. Vergleich der Teilchensorten	56
7.2. $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$	59
8. Zusammenfassung	61
A. Berechnung der Schwerpunktsenergien	63
B. Graphen: Vergleich mit ALICE	65
C. Graphen: Vergleich mit CMS	91
D. Graphen: Vergleich mit PHENIX	109
E. Graphen: Verhältnis von Proton- zu Antiprotonausbeute	123

1. Einleitung

Durchaus studiert, mit heißem Bemühn.
Da steh ich nun, ich armer Tor! [...]
Und sehe, dass wir nichts wissen können!

Johann Wolfgang von Goethe
Faust. Eine Tragödie

Das ist Goethes Fausts niederschmetterndes Urteil auf der Suche nach dem, „was die Welt im Innersten zusammenhält“. Vielleicht hätte Faust seine Meinung zur Aussichtslosigkeit der Wissenschaft geändert, hätte es 1808 schon das CERN mit seinen mächtigen Beschleunigerringen gegeben. Anstatt sich wie Faust verzweifelt der Magie zuzuwenden, haben Physiker ihre Experimente und Theorien stetig weiterentwickelt und so gegen Ende des neunzehnten Jahrhunderts mit der Entdeckung der Radioaktivität den Grundstein zu einem neuen Verständnis des Aufbaus der Materie gelegt, woraus sich die moderne Kern- und Teilchenphysik entwickelt hat.

Nach dem heutigen Wissensstand besteht Materie aus Leptonen und Quarks. Getrieben von der starken Wechselwirkung schließen sich Quarks stets zu farbneutralen Hadronen zusammen, aus denen Atomkerne aufgebaut sind. Bei Kollisionen von Hadronen entstehen aufgrund hoher kinetischer Energien eine Vielzahl von Teilchen. Eine Analyse dieser Teilchenausbeuten ermöglicht die Untersuchung der starken Wechselwirkung, welche eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen ist. Die Theorie der starken Wechselwirkung stößt aufgrund der großen Kopplungskonstante α_S bei Prozessen mit kleinem Impulsübertrag, den sogenannten weichen Prozessen, an ihre Grenzen. Der große Wert der Kopplungskonstante lässt die herkömmlichen Methoden der approximativen Störungstheorie versagen. Hier kommen phänomenologische Modelle zur Unterstützung der Theorie ins Spiel. Sie werden mithilfe von Simulationen, wie beispielsweise dem Eventgenerator PYTHIA, entwickelt. In dieser Arbeit werden mit PYTHIA die lorentzinvarianten Ausbeuten identifizierter Teilchen bei Proton-Proton-Kollisionen für fünf Schwerpunktsenergien berechnet und mit den experimentellen Daten von ALICE, CMS und PHENIX verglichen. PYTHIA benötigt für die Simulation eine Vielzahl von Parametern, deren Ursprünge zum einen Teil Berechnungen und zum anderen Teil phänomenologische Modelle sind. Für das in dieser Ausarbeitung verwendete PYTHIA 8.205 gibt es 13 verschiedene Parameterpakete, sogenannte Tunes. Das Ziel dieser Arbeit ist der Vergleich der Tunes im Hinblick auf die verschiedenen Teilchensorten, Schwerpunktsenergien und Experimente.

Die ersten beiden Kapitel dienen zur Vermittlung von theoretischen Grundlagen und Hintergrundinformationen zu den verwendeten Datensätzen und der Simulation. Im dritten Kapitel wird der Begriff der lorentzinvarianten Teilchenausbeuten erläutert sowie die grundlegende Strategie der Analyse vorgestellt. Das vierte, fünfte und sechste Kapitel sind der Analyse gewidmet, während abschließend im siebten Kapitel eine Zusammenfassung folgt.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Standardmodell

Die Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie beschäftigt Physiker und Philosophen seit mehreren Jahrtausenden. Schon der Vorsokrat Leukipp postulierte im 5. Jahrhundert v. Chr. die Existenz von unteilbaren Teilchen, aus denen sich die gesamte Materie zusammensetze.

Streuexperimente im zwanzigsten Jahrhundert haben die Existenz dieser Teilchen belegt [Wes]. Demnach existieren zwei Arten von Elementarteilchen: *Leptonen* und *Quarks*, aus denen Atome aufgebaut sind. Sie werden zusammen mit drei der vier bekannten Wechselwirkungen und ihren Austauschteilchen durch das Standardmodell beschrieben, welches im folgenden Kapitel vorgestellt wird. Ein Augenmerk wird auf die für diese Ausarbeitung besonders relevante starke Wechselwirkung gelegt.

Leptonen und Quarks

Nach heutigem Wissen gibt es sechs Leptonen (Elektron e , Myon μ , Tauon τ , Elektroneutrino ν_e , Myonneutrino ν_μ , Tauonneutrino ν_τ) und sechs Quarks (Up u , Down d , Charm c , Strange s , Top t , Bottom b) sowie ihre Antiteilchen [PRSZ06]. Die Elementarteilchen lassen sich in drei Familien mit steigender Masse einteilen. Eine Übersicht ist in Tabelle 2.1 gegeben. Sowohl Leptonen als auch Quarks haben als Fermionen einen halbzahligen Spin. Außerdem tragen beide eine elektrische und eine schwache Ladung, wodurch sie der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Im Gegensatz zu Leptonen tragen Quarks zusätzlich eine Farbladung, welche die Werte rot r , grün g und blau b annehmen kann und sie stark wechselwirken lässt.

	Familie			elektr. Ladung [e]	Farb- Ladung
	1	2	3		
Leptonen	e	μ	τ	-1	-
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	
Quarks	u	c	t	+2/3	r, g, b
	d	s	b	-1/3	

Tabelle 2.1.: Eigenschaften von Leptonen und Quarks

Hadronen

Neben den oben besprochenen elementaren Teilchen existieren zudem nicht elementare Teilchen. Eine Gruppe dieser nicht elementaren Teilchen sind die stets farbneutralen *Hadronen*, welche aus Quarks bestehen und durch die starke Wechselwirkung zusammen gehalten werden. Hadronen lassen sich abermals in *Baryonen* und *Mesonen* unterteilen.

Baryonen sind Fermionen und bestehen aus drei Quarks. Die bekanntesten Vertreter sind die beiden Nukleonen: das Proton p und das Neutron n . Das Proton besteht aus zwei Up- und einem Down-Quark, wohingegen das Neutron aus zwei Down- und einem Up-Quark aufgebaut ist.

$$|p\rangle = |uud\rangle \quad , \quad |n\rangle = |udd\rangle$$

Einige andere Baryonen sind Anregungszustände der Nukleonen. Da sich die Massendifferenz von Anregungs- und Grundzustand in der Größenordnung der Nukleonmasse bewegt, werden sie als eigenständige, aber instabile Teilchen betrachtet.

Mesonen sind aus Quark-Antiquark-Paaren aufgebaut und aufgrund ihres ganzzahligen Spins Bosonen. Die für diese Ausarbeitung relevanten Mesonen sind die Pionen (π^+ , π^- , π^0) und die Kaonen (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0). Pionen sind die leichtesten Mesonen und bestehen in folgenden Konfigurationen aus Up- und Down-Quarks. [Nak10]

$$|\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle \quad , \quad |\pi^-\rangle = |\bar{u}d\rangle \quad , \quad |\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |\bar{d}d\rangle)$$

Die nächsts schwereren Kaonen enthalten zudem noch das Strange-Quark, weswegen sie auch Strange-Mesonen genannt werden.

$$|K^+\rangle = |u\bar{s}\rangle \quad , \quad |K^-\rangle = |\bar{u}s\rangle$$

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|d\bar{s}\rangle - |s\bar{d}\rangle) \quad , \quad |K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|d\bar{s}\rangle + |s\bar{d}\rangle)$$

Keines der Mesonen ist stabil. Je nach Meson können sie schwach, elektromagnetisch oder stark zerfallen.

Neben den *Konstituentenquarks*, welche die Teilcheneigenschaften wie Spin, Ladung und Masse bestimmen, sind im Hadron noch sogenannte *Seequarks*, virtuelle Quark-Antiquark-Paare, enthalten. Zusammen mit den Gluonen werden Valenz- und Seequarks auch *Partonen* genannt [PRSZ06].

Fundamentale Wechselwirkungen

Neben der Gravitation gibt es drei fundamentale Wechselwirkungen: die *elektromagnetische*, die *starke* und die *schwache* Wechselwirkung. Die Gravitation ist als einzige Wechselwirkung nicht mit dem Standardmodell beschrieben. Allerdings spielt sie aufgrund ihrer geringen Stärke bei kleinen Abständen bei der Untersuchung von Teilchenkollisionen keine Rolle. Ein Überblick über die drei relevanten Wechselwirkungen ist in Tabelle 2.2 gegeben.

Art	relative Stärke	Reichweite	Austauschteilchen	koppelt an
elektromagn.	$\alpha = \frac{1}{137}$	∞	Photon	elektr. Ladung
stark	$\alpha_s := 1$	$\approx 1 \text{ fm}$	8 Gluonen	Farbladung
schwach	$\alpha_w \approx 10^{-6}$	$\ll \text{fm}$	W^\pm, Z^0	schwache Ladung

Tabelle 2.2.: Fundamentale Wechselwirkungen und ihre Austauschteilchen

Die **elektromagnetische Wechselwirkung** koppelt an elektrische Ladung. Da das Austauschteilchen, das Photon, masselos ist und selber keine elektrische Ladung trägt, hat

die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite [PRSZ06].

Die an schwache Ladung koppelnde **schwache Wechselwirkung** hat aufgrund ihrer extrem massereichen Austauschbosonen W^\pm ($m_{W^\pm} \approx 80.38 \text{ GeV}/c^2$) und Z^0 ($m_{Z^0} \approx 91.18 \text{ GeV}/c^2$) mit weniger als 1 fm bei weitem die kürzeste Reichweite [O⁺14]. Zudem tragen die W^\pm eine elektrische Ladung von $\pm 1e$ sowie alle drei Eichbosonen eine schwache Ladung.

Die **starke Wechselwirkung** koppelt an Farbladung. Ihre Reichweite ist trotz masseloser Gluonen beschränkt, da Gluonen ebenfalls eine Farbladung tragen und somit auch untereinander wechselwirken. Die Farbladung wurde zunächst aus Symmetriegründen eingeführt: Gemäß dem Pauli-Prinzip ist die Gesamtwellenfunktion eines Teilchensystems immer antisymmetrisch gegenüber Vertauschung zweier Fermionen. Ohne eine weitere Quantenzahl ist dies z.B. bei der Δ^{++} Resonanz, die aus drei Up-Quarks besteht und somit eine symmetrische Spin- und Ortswellenfunktion hätte, nicht gewährleistet. Jedes freie Teilchen, das der starken Wechselwirkung unterliegt, ist farbneutral. Folglich können Quarks im Gegensatz zu Leptonen nur in gebundenen Zuständen auftreten. Dieses Phänomen wird als *confinement* (deutsch: Einsperrung) bezeichnet.

Der Grund für die Farbneutralität ist das Verhalten der Kopplungskonstante α_s , die im Gegensatz zur Feinstrukturkonstante α sehr stark vom Impulsübertrag Q^2 und somit vom Abstand r zweier stark wechselwirkender Teilchen abhängig ist. Nach der approximativen Störungstheorie erster Ordnung kann α_s für große Impulsüberträge nach Formel 2.1 berechnet werden. n_f beschreibt die Anzahl der Quarktypen und Λ ist ein freier Parameter, welcher mithilfe von Experimenten ermittelt werden muss. Dies geschieht beispielsweise durch Betrachtung des Verlaufs von Teilchenresonanzen im Wirkungsquerschnitt, der sogenannten *event shapes*, bei verschiedenen Teilchenkollisionen [Per00].

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

Die Kopplungskonstante nimmt, wie in Abbildung 2.1 zu sehen, bei steigendem Q^2 ab und geht im Grenzwert sogar gegen null. Auf kleinstem Abstand ($< 1 \text{ fm}$), welches einem großem Impulsübertrag entspricht, verhalten sich die Quarks im Hadron als quasifreie Teilchen. Dies wird asymptotische Freiheit genannt. Im konträren Fall der großen Abstände nimmt α_s stark zu, was zur Einsperrung des Quarks im Hadron führt. Dieses Phänomen ist allerdings nicht störungstheoretisch zu berechnen, da die approximativen Methoden bei einer großen Kopplungskonstante nicht anwendbar sind. Es lässt sich trotzdem aus der Störungstheorie im Zusammenspiel mit der confinement-Bedingung ein Ansatz für das Potential der starken Wechselwirkung, welches beide Grenzwerte beschreibt, als

$$V(r) = -\frac{4 \alpha_s(Q^2) \hbar c}{3 r} + k \cdot r$$

mit der phänomenologischen Konstante k angeben. Demnach verhält es sich bei kleinen Abständen coulombartig während es mit zunehmendem Abstand linear ansteigt, wodurch es im Grenzfall sehr großer Abstände immer weiter zunimmt.

Diese Eigenschaften der starken Wechselwirkung spielen bei der Teilchenproduktion eine entscheidene Rolle [PRSZ06, KB13].

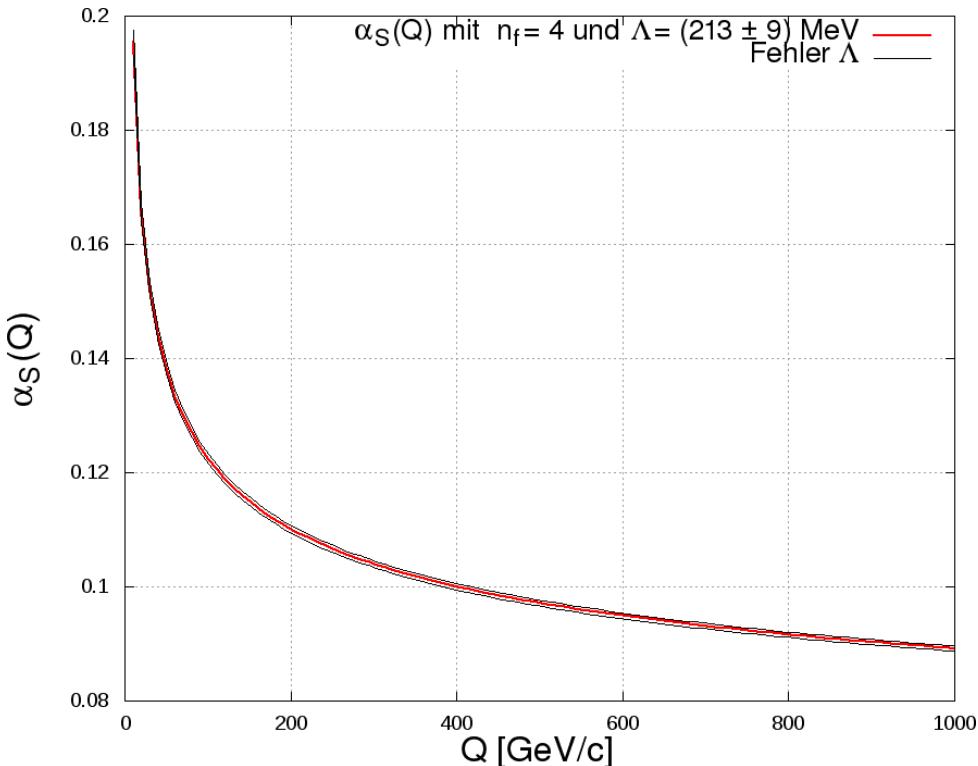


Abbildung 2.1.: Störungstheoretische Berechnung von α_s nach Formel 1 in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q . Für die Anzahl der Quarkflavour n_f wird 4 angenommen und für $\Lambda = (0.213 \pm 0.009) \text{ GeV}$ nach [RT13].

2.2. Teilchenerzeugung durch starke Wechselwirkung

An der Entwicklung des Standardmodells sind Streuexperimente maßgeblich beteiligt. Es wird zwischen zwei Arten von Experimenten differenziert. Bei der ersten Art wird ein Teilchenstrahl auf ein festes Target geschossen. Ein frühes Beispiel hierfür ist der von Rutherford um 1909 durchgeführte Beschuss von Goldfolie mit Heliumatomkernen [BWW08]. Durch Betrachtung des Wirkungsquerschnitts konnten Aussagen über die Konstituenten des Materials gemacht werden. Die zweite und in dieser Ausarbeitung relevantere Art ist die Kollision zweier gegenläufiger Teilchen. Haben die kollidierenden Teilchen eine ausreichend hohe Schwerpunktsenergie, können eine Vielzahl neuer Teilchen erzeugt werden. Die Analyse der Teilchenspektren liefert Aufschluss über Konstituenten und Wechselwirkung auf einer noch kleineren Größenskala.

Im folgenden Unterkapitel wird der Prozess der Teilchenproduktion durch starke Wechselwirkung beschrieben sowie die zur Charakterisierung der Kollisionen notwendigen Parameter eingeführt.

Hadronisierung

Unter *Hadronisierung* versteht man den Zusammenschluss mehrerer Quarks zu Hadronen. Da hier die starke Wechselwirkung eine entscheidende Rolle spielt, die bei kleinen Impulsüberträgen nicht von Grund auf verstanden ist, muss bei der Hadronisierung auf phänomenologische Modelle zurückgegriffen werden. Ein wichtiges Modell, auf wel-

chem auch das Simulationsprogramm PYTHIA beruht (s. Kapitel 3.3), ist das *String-Fragmentation*-Modell, welches in Abbildung 2.2 veranschaulicht ist. Bei einer Teilchenkollision kann ein Teil der Schwerpunktstenergie in die Produktion eines Quark-Antiquark ($q\bar{q}$)-Paars umgesetzt werden, welches sich in entgegengesetzte Richtungen und somit vom gemeinsamen Vertex weg bewegt [KB13, SMS06]. Um die Quarks bildet sich ein Farbdipolfeld aus, dessen Energie nach Kap. 2.1 mit steigendem Abstand linear zunimmt. Bildlich kann sich dies als eine *Farbflussröhre*, auch *String* (deutsch: Bindfaden) genannt, vorgestellt werden, welche sich zwischen Quark und Antiquark spannt und die Energie des Farbfeldes speichert.

Dieser String mit der Energiedichte κ ist masselos und besitzt keinen transversalen Freiheitsgrad, d.h. er hat kann sich nur in longitudinaler Richtung bewegen. Durch Erhöhung der Distanz zwischen Quark und Antiquark erhöht sich die Energie im String. Ab einem bestimmten Abstand ist die Energie so groß, dass der String unter der Produktion eines $q'\bar{q}'$ -Paars reißt. Es verbleiben die beiden Farbdipole $q\bar{q}'$ und $q'\bar{q}$ mit jeweils einem Stringfragment. Bei ausreichend hoher Stringfragmentenergie können auf die gleiche Weise weitere $q\bar{q}$ -Paare erzeugt werden. Ist die Energie für weitere Teilchenproduktion zu klein, formieren sich die Quark-Paare zu Mesonen wie in Abb. 2.2 modelliert. Die Produktion des $q\bar{q}$ -Paars bei Zerreissen des Strings kann quantenmechanisch durch den Tunneleffekt erklärt werden, nach welchem die Quarks mit der Wahrscheinlichkeit

$$P_{Tunnel} \propto e^{-\frac{\pi m_\perp}{\kappa}}$$

aus dem Farbfeld hinaus tunneln. Die Abhängigkeit von der transversalen Masse der Quarks m_T (s. Kapitel 2.2) verdeutlicht die Hemmung der Entstehung schwerer Quarks ($u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$ [SMS06]), sodass bei der Hadronisierung vornehmlich leichte Pionen gebildet werden.

Der Prozess zur Erzeugung von Baryonen ist komplizierter und weniger verstanden als die Produktion von Mesonen. Ein simpler in Abb. 2.3 dargestellter Ansatz ist die Erzeugung eines Diquark-Antidiquirk-Paares aus dem Farbfeld, welches sich nach Produktion eines $q\bar{q}$ -Paars trennt. Ist nicht ausreichend Energie für weitere Teilchenerzeugung vorhanden, schließen sich die drei Quarks zu einem Baryon zusammen.

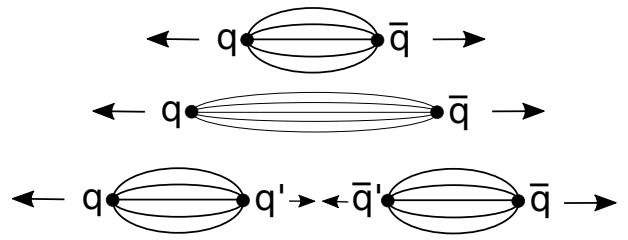


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Hadronisierung nach dem String-Fragmentation-Modell: Mesonenerzeugung

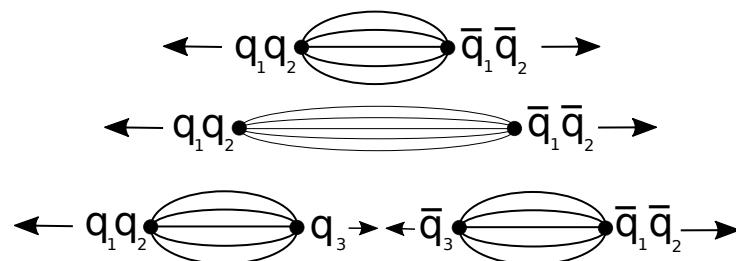


Abbildung 2.3.: Erzeugung von Baryonen nach dem String-Fragmentation-Modell

Parameter nuklearer Kollisionen

Da die Teilchen, welche an der Kollision beteiligt sind, auf so hohe Geschwindigkeiten beschleunigt werden, dass relativistische Effekte eine Rolle spielen, werden sie durch ihren Viererimpuls \vec{P} charakterisiert, dessen Einträge sich aus der Energie E und dem Impuls \vec{p} des Teilchens zusammensetzen. Aus Dimensionsgründen wird der Impuls mit der Lichtgeschwindigkeit c multipliziert.

$$\vec{P} = (E, \vec{p}c) \quad (2.2)$$

Das Längenquadrat eines Vierervektors P^2 berechnet sich als Produkt des ko- und kontravarianten Vierervektors. Als Lorentzinvariante ändert es sich nicht beim Übergang in ein anderes Bezugssystem. Die Länge des Viererimpulses ist nach der Einsteinschen Energie-Impuls-Beziehung die Ruheenergie des Teilchens [Wes].

$$P^2 = P^\mu P_\mu = E^2 - (\vec{p}c)^2 = m_0^2 c^4 \quad (2.3)$$

Der Impuls der kollidierenden Teilchen wird zweckmäßig in transversalen p_T und longitudinalen Anteil p_L zur Strahlrichtung \vec{e}_z aufgeteilt. Der Winkel ϑ beschreibt den Winkel zwischen Gesamtimpuls und z-Achse.

$$p_T = p \cdot \sin \vartheta \quad , \quad p_L = p \cdot \cos \vartheta \quad (2.4)$$

Der transversale Impulsanteil ist lorentzinvariant und zudem ein gutes Maß für den Impulsübertrag, da angenommen werden kann, dass p_T vor der Kollision sehr klein ist. Reaktionen werden je nach Impulsübertrag als weich oder hart kategorisiert. Weiche Prozesse haben einen geringen Impulsübertrag mit $p_T < 2$ GeV, wohingegen bei harten Prozessen ein hoher Impulsübertrag mit $p_T > 2$ GeV stattfindet. Aufgrund mangelnder Lorentzinvarianz wird statt p_L die Rapidität y angegeben, welche additiv unter Lorentztransformation ist:

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (2.5)$$

Neben dem Transversalimpuls ist die transversale Masse

$$m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \quad (2.6)$$

eines Teilchens der Gesamtmasse m ebenfalls lorentzinvariant.

Die Betrachtung eines Stoßes kann durch die Wahl des Bezugssystems maßgeblich vereinfacht werden. So ist bei einer Kollision zweier Teilchen nicht deren Geschwindigkeit im Laborsystem relevant sondern ihre Relativgeschwindigkeit im Schwerpunktsystem. Die Energie, welche einer Reaktion beim Stoß zur Verfügung steht, wird Schwerpunktsenergie \sqrt{s} genannt. Sie beschreibt die Energie beider Teilchen im Schwerpunktsystem und berechnet sich wie folgt:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2}. \quad (2.7)$$

Soll bei einer Kollision eine möglichst hohe Schwerpunktsenergie erreicht werden, so ist es vorteilhaft beide Teilchen vor dem Stoß zu beschleunigen anstatt ein schnelles Teilchen auf ein festes Target zu schießen. Beschleunigt man beispielsweise zwei Protonen in entgegengesetzte Richtungen, sodass sie jeweils eine Energie von 1380 GeV besitzen, erreicht man eine Schwerpunktsenergie von 2760 GeV. Wenn man dagegen ein Proton ruhen lässt und das andere dafür doppelt so schnell wie zuvor auf eine Energie von 2760 GeV

beschleunigt, wird eine wesentlich geringere Schwerpunktsenergie von ≈ 72 GeV erzielt (Rechnung s. A).

Zur Charakterisierung eines kollidierenden Teilchenstrahls ist zudem die Luminosität L relevant. Für *Fixed-Target-Experimente* ist sie nach Formel 2.8 definiert [PRSZ06]. Die Teilchenstromdichte j entspricht der Anzahl der einfallenden Teilchen N_a pro Zeit- und Flächeneinheit und N_b der Anzahl der Targetteilchen im Strahl. L besitzt die Einheit $[(\text{Fläche} \cdot \text{Zeit})^{-1}]$.

$$L = j \cdot N_b = \frac{\dot{N}_a}{A} N_b \quad (2.8)$$

Für *Colliding-Beam-Experimente* mit kollidierenden Teilchen a und b berechnet sich die Luminosität mit der Anzahl an Umläufen pro Zeiteinheit f nach

$$L = \frac{N_a \cdot N_b}{A} \cdot f. \quad (2.9)$$

Je höher die Anzahl an kollidierenden Teilchen und je kleiner die Querschnittsfläche der Wechselwirkung ist, desto größer ist die Luminosität. Für Experimente mit festem Target können daher im Allgemeinen mit geringerem Aufwand höhere Luminositäten erreicht werden als für Colliding-Beam-Experimente.

Eine weitere wichtige Größe bei der Analyse von Kollisionen ist der Wirkungsquerschnitt σ . Dieser liefert ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein bestimmter Prozess wie beispielsweise die Produktion einer Teilchensorte auftritt. Allgemein ist er als

$$\sigma = \frac{\dot{N}_R}{j} \quad (2.10)$$

mit der Anzahl der Reaktionen pro Zeiteinheit \dot{N}_R definiert und wird oft in differentieller Form angegeben. In einer Kollision entspricht die Teilchenstromdichte j der Luminosität L . Bei dem ALICE Experiment am CERN werden beispielsweise für pp -Kollisionen, welche bei $\sqrt{s} = 2.76$ TeV einen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}} \approx 44$ mb besitzen [Nak10], Luminositäten von $10^5 \text{ b}^{-1}\text{s}^{-1}$ [A⁺14] erreicht. In diesem Fall ist folglich mit

$$\dot{N}_R = 44 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$$

Kollisionen pro Zeiteinheit zu rechnen. Eine eng mit dem Wirkungsquerschnitt zusammenhängende Größe ist die Multiplizität oder Teilchenausbeute. Sie gibt an, wie viele Teilchen N bei einer Kollision entstanden sind. In dieser Ausarbeitung wird immer ihre differentielle und lorentzinvariante Form mit der Anzahl der Events N_{ev} angegeben [Wes, KB13].

$$\frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \quad (2.11)$$

3. Experimentelle Daten und Simulationen

3.1. Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Hadronen Beschleuniger und Collider am CERN in Genf zur Erkundung der Physik des Standardmodells und darüber hinaus. Die Beschleunigungsringe befinden sich in einem 26.7 km langen Tunnel, der ursprünglich für den Large Elektron-Positron Collider (LEP) in den 1980er Jahren errichtet wurde. Seit 2008 werden im LHC in den beiden supraleitenden Ringen Hadronen gegenläufig bis zu einer Schwerpunktsenergie von zur Zeit 13 TeV beschleunigt und an vier Kollisionspunkten zueinander geführt. Die Vorbeschleunigung erfolgt etappenweise. Angefangen mit dem Linearbeschleuniger LINAC 2 für Protonen und LINAC 3 für Ionen werden die Teilchen durch mehrere Synchrotrons auf immer höhere Geschwindigkeiten beschleunigt bis sie in die beiden Ringe des LHC injiziert werden. An den Schnittstellen der Ringe sind die vier Experimente LHCb, ATLAS, CMS und ALICE positioniert. Nachdem zunächst nur Proton-Proton-Kollisionen untersucht worden sind, finden seit 2010 auch Blei-Blei Kollisionen statt. Der schematische Aufbau des LHC und den Vorbeschleunigern ist in Abb. 3.1 dargestellt [C⁺08a, KB13].

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) ist ein Experiment an einem der Kollisionspunkte des LHC. Das Hauptziel ist die Untersuchung der Teilchenproduktion durch starke Wechselwirkung bei Bleikollisionen mit Schwerpunktsenergien von bis zu 5.15 TeV. Die Quantenchromodynamik (QCD) sagt einen möglichen Materiezustand, das Quark-Gluon-Plasma (QGP), bei sehr hohen Dichten von mindestens $10 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}^3}$ voraus, in welchem sich die Materie kurze Zeit nach dem Urknall befunden haben könnte. Da bei Bleikollisionen solche Dichten erreicht werden können, sind diese für die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas besonders interessant. Zur Separation der durch das QGP entstandenen Effekte werden zusätzlich Proton-Proton-Kollisionen (pp), bei denen die Energiedichte für ein QGP zu gering ist, als Referenzwerte gemessen [KB13, A⁺14]. CMS (Compact Myon Solenoid) ist ein weiteres der vier Experimente am LHC. Der Detektor ist konzipiert, um ein großes Spektrum an entstehenden Teilchen und Phänomenen bei pp-Kollisionen mit hohen Energien zu untersuchen. Das Ziel ist das Erreichen eines besseren Verständnisses der Bestandteile des Universums und die darin wirkenden Kräfte. 2012 wurde mithilfe von CMS die Identität des Higgs-Boson bestätigt [C⁺08b, C⁺12a].

3.2. Relativistic Heavy Ion Collider

Der Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) am Brookhaven National Laboratory in den USA ist ein Teilchenbeschleuniger, mit welchem Kollisionen schwerer Ionen untersucht werden. Das Massenspektrum der kollidierenden Teilchen reicht von Protonen bis Gold.

Die kinetische Energie der Protonen kann auf bis 250 GeV gesteigert werden, während für schwere Ionen Energien zwischen 10 und 100 GeV/u möglich sind. RHIC kann nicht nur bei maximaler Energie sondern über einen großen Energiebereich betrieben werden, welches ein nahtloses Anknüpfen an vorangegangene Experimente ermöglicht. In Abb. 3.2 ist die Beschleunigeranlage mit dem RHIC und seinen Vorbeschleunigern abgebildet. Die Beschleunigung von Protonen, welche für diese Ausarbeitung die relevante Teilchenart darstellen, erfolgt in vier Stufen: Die erste Beschleunigung erfahren Protonen im Linearbeschleuniger LINAC. Danach werden sie im BOOSTER zwischenbeschleunigt, woraufhin ihre Energie im Alternating Gradient Synchrotron (AGS) auf 28.3 GeV erhöht wird. Zuletzt werden die Protonen in die zwei Ringe des RHICs injiziert, wo sie ihre finale Geschwindigkeit erreichen. Zurzeit befinden sich an den sechs Schnittstellen des RHICs, an welchen die Strahlen der Ringe zusammengeleitet werden, zwei Experimente: PHENIX und STAR. Das PHENIX Experiment ist, ebenso wie das ALICE Experiment, auf die Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas spezialisiert [H⁺03, KB13].

3.3. PYTHIA

Das Verständnis nuklearer Kollisionen wird durch die Dominanz weicher Prozesse erschwert. Der geringe Impulsübertrag hat eine hohe Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s zur Folge, welche die approximativen Methoden der Störungstheorie versagen lässt. An dieser Stelle kommen phänomenologische Modelle zur Ergänzung theoretischer Berechnungen ins Spiel (s. Kap. 2.2). Diese werden zum einen mithilfe experimenteller Daten und zum anderen mit sogenannten Eventsimulationen entwickelt. In dieser Ausarbeitung wird mit dem Eventgenerator PYTHIA 8.205 gearbeitet. PYTHIA ist ein Computerprogramm, welches Lepton-Lepton oder Hadron-Hadron Kollisionen im Vakuum bei hohen Schwerpunktsergien simuliert. Seit der Version PYTHIA 8.1 ist es vollständig in C++ geschrieben [SMS06, SMS08]. Der Prozess von der Kollision weniger Leptonen oder Hadronen bis hin zu einem komplexen Endzustand lässt sich aufgrund der hohen Multipizitäten sowie des Mangels an physikalischen Grundlagen nicht oder nur schwer analytisch lösen. PYTHIA generiert daher auf der Grundlage störungstheoretischer Berechnungen und phänomenologischer Modellen mithilfe der numerischen Monte-Carlo-Technik sogenannte *Events*. Damit sind Ereignisse gemeint, welche den Weg der Kollision bis zum Endzustand umfassen. Unter Berücksichtigung möglichst vieler Aspekte der realen Welt wie beispielsweise der Hadronisierung und Zerfällen liefert PYTHIA eine Verteilung der entstanden Teilchen wie sie mit einem perfekten Detektor, d.h. ohne Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, gemessen werden könnten. Diese Verteilung ist somit direkt mit Experimenten vergleichbar. Dies ermöglicht eine unmittelbare Überprüfung experimenteller Konsequenzen der verwendeten Modelle.

Die Struktur des Programms lässt sich in drei Ebenen aufteilen. Die erste Ebene berechnet harte Prozesse, während auf einer zweiten Ebene Aktivitäten auf Partonenniveau simuliert werden. Hierzu zählen Anfangs- und Endzustandsstrahlung sowie Parton-Parton Wechselwirkungen. Die dritte Ebene kümmert sich um die Hadronisierung und den anschließenden Zerfall instabiler Teilchen.

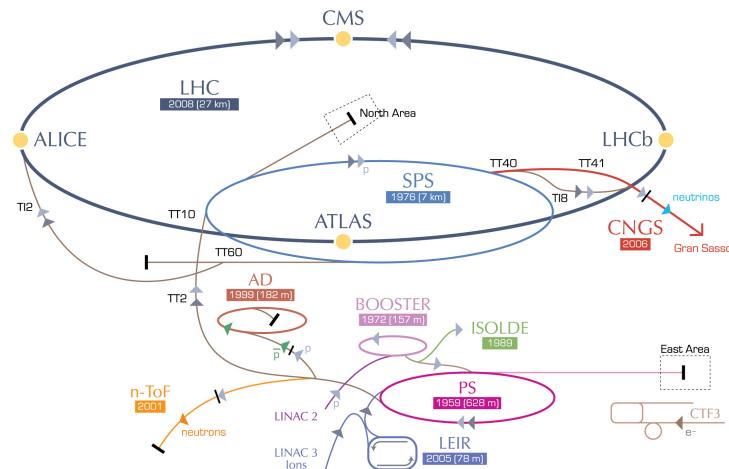


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau des LHC, seinen Vorbeschleunigern und den vier Experimenten: ALICE, CMS, LHCb und ATLAS [KB13].

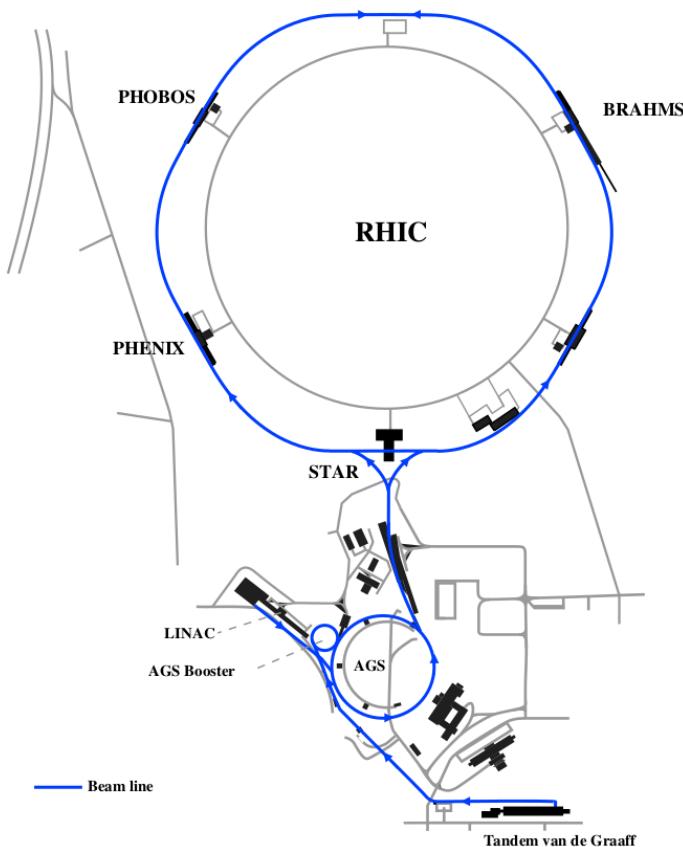


Abbildung 3.2.: Schematischer Aufbau des RHIC mit seinen Vorbeschleunigern und den beiden großen Experimenten PHENIX und STAR. Messungen an den Experimenten BRAHMS und PHOBOS wurden 2005 und 2006 abgeschlossen [KB13].

3.3.1. Tunes

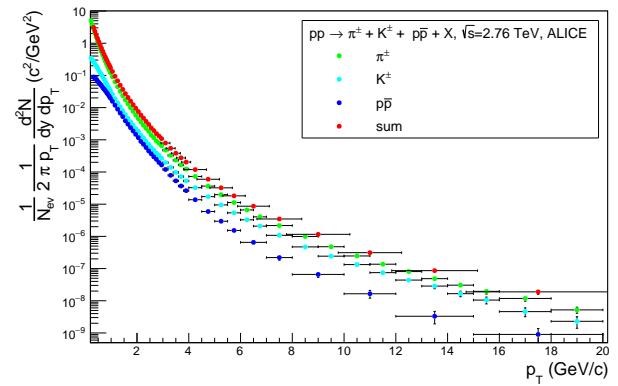
In den phänomenologischen Modellen sind eine Vielzahl von Parametern enthalten, welche teilweise korreliert sind. Um nicht jeden Parameter einzeln einstellen zu müssen, wurden sogenannte *Tunes* entwickelt, welche ein Paket von zusammengefassten Parametern liefern. Die Tunes wurden sowohl von der PYTHIA Gruppe als auch von experimentellen Kollaborationen entwickelt. In dieser Arbeit werden 13 PYTHIA Tunes in Bezug auf ihre Übereinstimmung mit experimentellen Daten verglichen. Der erste Tune für PYTHIA 8, Tune 1, wurde 2009 von Peter Skands, einem der PYTHIA-Autoren, durch Vergleich mit LEP Daten eingeführt und war bis PYTHIA 8.127 der Standard Tune. Durch Vergleich mit Tevatron Daten erschienen 2010 die Tunes 2C und 2M [CS11]. Die ersten LHC Daten sind in den ebenfalls 2010 erschienenen Tune 4C eingeflossen, welcher bis PYTHIA 8.2 der Standard Tune war [B⁺¹¹]. Davon ausgehend ist zum einen Tune 4Cx entwickelt worden und zum anderen eine Reihe von „ATLAS Tunes“ (in dieser Arbeit Tune 7-13), welche an ATLAS Daten angepasst worden sind [ATL12]. 2013 wurde der „Monash Tune“ (in dieser Arbeit Tune 14) von Peter Skands veröffentlicht, welcher den aktuellen PYTHIA Standard Tune darstellt. Dieser basiert auf LEP, Tevatron und LHC Daten [SCR14]. Die Tunes beschreiben eine Vielzahl von Parametern, welche nicht alle einen gleich großen Einfluss auf die p_T Spektren (s. Kap. 4) haben. Ein wichtiger Parameter ist beispielsweise die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_S , welcher für die PYTHIA Subprozesse in Tabelle 3.1 für unterschiedliche Tunes angegeben ist. Dementsprechend wurde für die Tunes 2M und 14 α_S für jeden Prozess kleiner gewählt als die Tunes 2C und 4C.

Tune	2C	2M	4C	14
SigmaProcess:alphaSvalue	0.135	0.1265	0.135	0.130
SpaceShower:alphaSvalue	0.137	0.130	0.137	0.1365
MultiplePartonInteractions	0.135	0.127	0.135	0.130

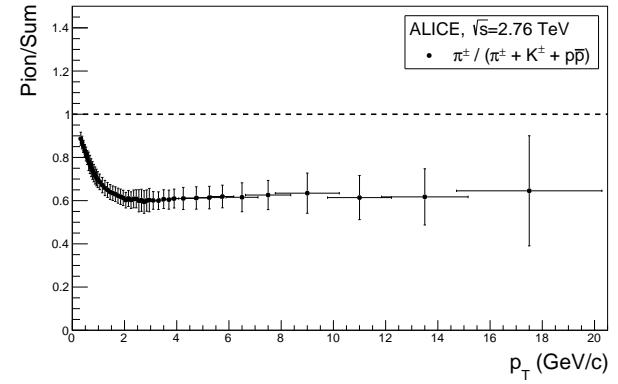
Tabelle 3.1.: α_S der Subprozesse für verschiedene Tunes. Tune 4Cx-13 haben die gleichen α_S Einstellungen wie Tune 4C.

4. Teilchenspektren

Verkürzt wird die Darstellung der lorentzinvarianten differentiellen Multiplizität $\frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dy dp_T}$ aufgetragen gegen den Transversalimpuls p_T als p_T -*Spektrum* bezeichnet. In dieser Ausarbeitung werden die Teilchenausbeuten differenziert für Pionen, Kaonen und Protonen betrachtet. Zur Veranschaulichung der Anteile der identifizierten Teilchen im Gesamtspektrum ist in Abb. 4.1 (a) beispielhaft das vom ALICE Experiment gemessene p_T -Spektrum einer pp -Kollision für π^\pm , K^\pm , $p\bar{p}$ sowie das gesamte Spektrum abgebildet. Die Pionproduktion stellt den größten Anteil dar. Er beläuft sich im Bereich der harten Physik ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) auf ca. 60 %, während er im weichen Bereich ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) sogar bis zu 90 % annimmt (Abb. 4.1 (b)). Kaonen werden als zweit häufigstes und Protonen am wenigsten erzeugt. Da bei der Entwicklung von PYTHIA Tunes die simulierten Teilchenausbeuten mit Gesamtspektren verglichen werden, haben die Pionen den größten Einfluss. Es wird für jede experimentelle Messreihe eine Simulation individuell im Hinblick auf Schwerpunktsenergie, Teilchensorte, Rapiditätsintervall und Binbreite berechnet. In einigen Experimenten und Schwerpunktsenergien wird zwischen Teilchen und Antiteilchen differenziert, während bei anderen nur die zusammengefassten p_T -Spektren vorliegen. Die simulierten Spektren orientieren sich auch hierbei am Experiment. Wie in Abb. 5.1 zu sehen ist, wird die Teilchenproduktion von Prozessen mit kleinen Impulsüberträgen ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) dominiert. Innerhalb dieser sogenannten weichen Region fällt die Multiplizität exponentiell ab, wohingegen der Abfall in der sogenannten harten Region ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) einem Potenzgesetz folgt [KB13]. Um Gemeinsamkeiten und Unterschiede hervorzuheben, wird, wie in Abb. 5.2 beispielhaft mit verschiedenen Tunes (s. Kap. 3.3.1) dargestellt, das Verhältnis PYTHIA/Experiment gebildet. Liegt der Quotient für einen Transversalimpuls auf der Referenzlinie, stimmt



(a) Lorentzinvariante Teilchenausbeute gegen p_T



(b) Anteil der Pionen

Abbildung 4.1.: Lorentzinvariante Teilchenausbeute des ALICE Experiments bei einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.8$ [ALIa]

die differentielle Multiplizität von Simulation und Experiment für den entsprechenden p_T exakt überein. Der statistische Fehler des Quotienten PYTHIA/Exp. ergibt sich nach

$$\Delta \frac{\text{PYTHIA}}{\text{Exp.}} = \sqrt{(\Delta \text{PYTHIA})^2 + (\Delta \text{Exp.})^2}$$

mit dem Fehler der Simulation ΔPYTHIA , welcher proportional zu $\frac{1}{\sqrt{N}}$ mit der Ausbeute produzierter Teilchen N ist. Der experimentelle Fehler $\Delta \text{Exp.}$ berechnet sich aus systematischen und statistischen Fehler nach

$$\Delta \text{Exp.} = \sqrt{\Delta \text{sys}^2 + \Delta \text{stat}^2}.$$

Zusätzlich addiert sich zu $\Delta \text{Exp.}$ noch ein Normierungsfehler von 3 %, welcher nicht in Abb. 5.2 aber im χ^2 -Test berücksichtigt wird. Bei großen p_T , für welche die Multiplizität und somit die Anzahl der erzeugten Teilchen N klein ist, wächst ΔPYTHIA stark an und dominiert den Gesamtfehler. Die Zunahme des Fehlers erschwert die Analyse des Verlaufs, da keine klaren Aussagen mehr getroffen werden können. Für geladene Kaonen und geladene Pionen nimmt der absolute Fehler nicht so stark zu wie für Protonen, da ihre Produktion einen weitaus höheren Wirkungsquerschnitt besitzt und somit mehr Teilchen produziert werden.

Als quantitatives Vergleichsmaß werden für jeden Tune mehrere Chi-Quadrat-Tests für signifikante p_T -Bereiche durchgeführt. Die Größe χ^2 , welche nach Formel 4.1 definiert ist, zeigt an, bis zu welchem Grad die simulierten Werte S_i mit den experimentellen Messwerten E_i innerhalb ihrer Fehler ΔS_i und ΔE_i übereinstimmen.

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(E_i - S_i)^2}{\Delta E_i^2 + \Delta S_i^2} \quad (4.1)$$

Berechnet sich für eine Messung mit N Messwerten χ^2 ungefähr zu N , stimmen Simulation und Messung innerhalb ihres Fehlerbereichs sehr gut miteinander überein. Je größer die Diskrepanz ist, desto höher ist auch das χ^2 . In dieser Arbeit wird das Chi-Quadrat in seiner reduzierten Form χ^2/NDF angegeben. Die Normierung auf die Anzahl der Freiheitsgrade NDF, welche in diesem Fall der Anzahl der Messwerte N entspricht, erleichtert den Vergleich verschieden umfangreicher Messungen und Teilmessungen. Eine gute Übereinstimmung entspricht hier einem reduzierten Chi-Quadrat von etwa 1. Es ist zu beachten, dass sich ein kleines χ^2/NDF auch ohne ähnliche Werte aus einer Überschätzung der systematischen Fehler ergeben kann.

5. Vergleich der lorentzinvarianten Teilchenausbeuten von PYTHIA Simulation und ALICE Daten bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}, 2.76 \text{ TeV und } 7 \text{ TeV}$

5.1. Vergleich bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$

Im folgenden Unterkapitel werden simulierte p_T -Spektren von K^\pm, π^\pm und $p\bar{p}$ mit Ergebnissen des ALICE Experiments bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und in einem Rapidityintervall von $|y| < 0.8$ verglichen. Das Augenmerk wird auf die Untersuchung des Einflusses der Tunes auf die Übereinstimmung von Simulation und Experiment gelegt. Zunächst werden die Teilchenspektren separat analysiert, um im Anschluss Gemeinsamkeiten und Unterschiede der verschiedenen Teilchensorten herauszustellen.

5.1.1. Geladene Kaonen

Die simulierten und experimentellen lorentzinvarianten Teilchenausbeuten geladener Kaonen sind in Abb. 5.1 gegen den Transversalimpuls p_T beispielhaft mit Tune 4C aufgetragen. Über das betrachtete Transversalimpulsintervall von $0.1 \text{ GeV}/c$ bis $20.0 \text{ GeV}/c$ haben die Multiplizitäten sehr ähnliche Werte. Zur genaueren Analyse wird das Verhältnis zwischen PYTHIA und ALICE gebildet. Dieses ist beispielhaft in Abb. 5.2 für die Tunes 4C und 14 aufgetragen. Die Simulationen mit den übrigen Tunes sind im Anhang zu finden. Der Verlauf des Verhältnisses PYTHIA/ALICE für geladene Kaonen ist für alle Tunes sehr ähnlich und lässt sich grob in die Bereiche $p_T < 2 \text{ GeV}/c$, $2 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ und $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ aufteilen. Für jeden dieser drei Bereiche wird ein χ^2 -Test durchgeführt. Das Verhältnis schwankt bei dem niedrigsten Transversalimpuls $p_{T,\min} = (0.2 - 0.25) \text{ GeV}/c$ um eins, den Wert der exakten Übereinstimmung. Die Simulation ist mit den Tunes 2C und 2M bei $p_{T,\min}$ 8.6 % bzw. 12.7 % niedriger als die ALICE Werte, wohingegen die Tunes 4C, 7, 9-14 weniger als 25 % größere Werte als ALICE liefern. Deutlich höhere Werte ergeben sich mit Tune 8 (26.3 %) und Tune 14 (38.7 %). Die Verhältnisse der beiden übrigen Tunes (1, 4Cx) liegen innerhalb ihrer Fehler auf der Referenzlinie. Bei keinem Tune ist die Abweichung der Simulation vom Experiment bei kleinen Transversalimpulsen ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) konstant. Vielmehr sinkt das Verhältnis um durchschnittlich 0.40 ± 0.04 bis zu einem lokalen Minimum von minimal 0.58 ± 0.05 (Tune 2M) und maximal 0.84 ± 0.07 (Tune 13). Die hohe Steigung zeigt, dass bei der Simulation Parameter der weichen Physik wie der Verlauf von α_S , κ und k nicht korrekt angepasst sind.

Das Ergebnis des χ^2 -Tests für $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ ist in Abb. 5.3 aufgetragen. Da kein Verhältnis um die 1 oszilliert, sondern alle abfallen, ergeben die Tunes die beste Übereinstimmung,

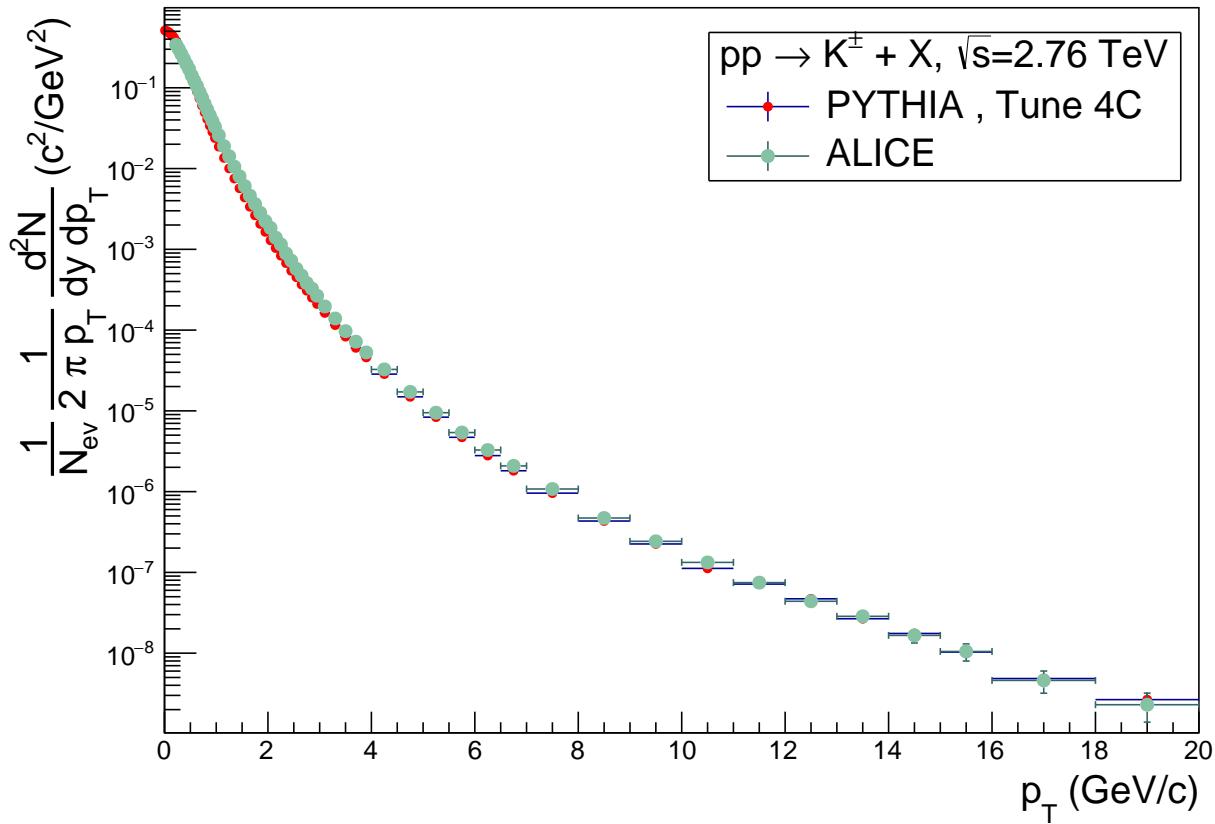


Abbildung 5.1.: Lorentzinvariante Teilchenausbeute des ALICE Experiments und der PYTHIA Simulation von geladenen Kaonen bei einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.8$ [ALIa].

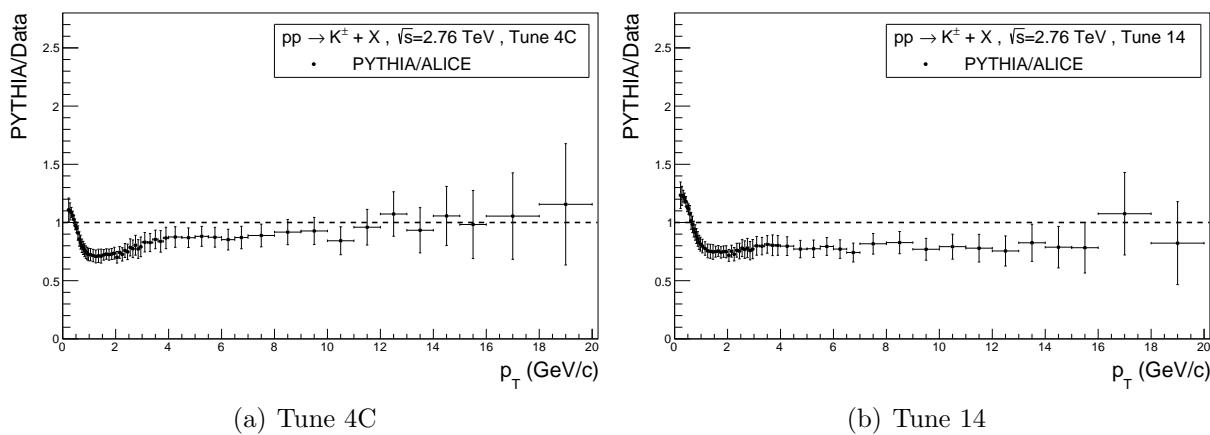


Abbildung 5.2.: Verhältnis der p_T -Spektren geladener Kaonen für pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.8$ von PYTHIA Simulation zu Messwerten des ALICE Experiments [ALIa].

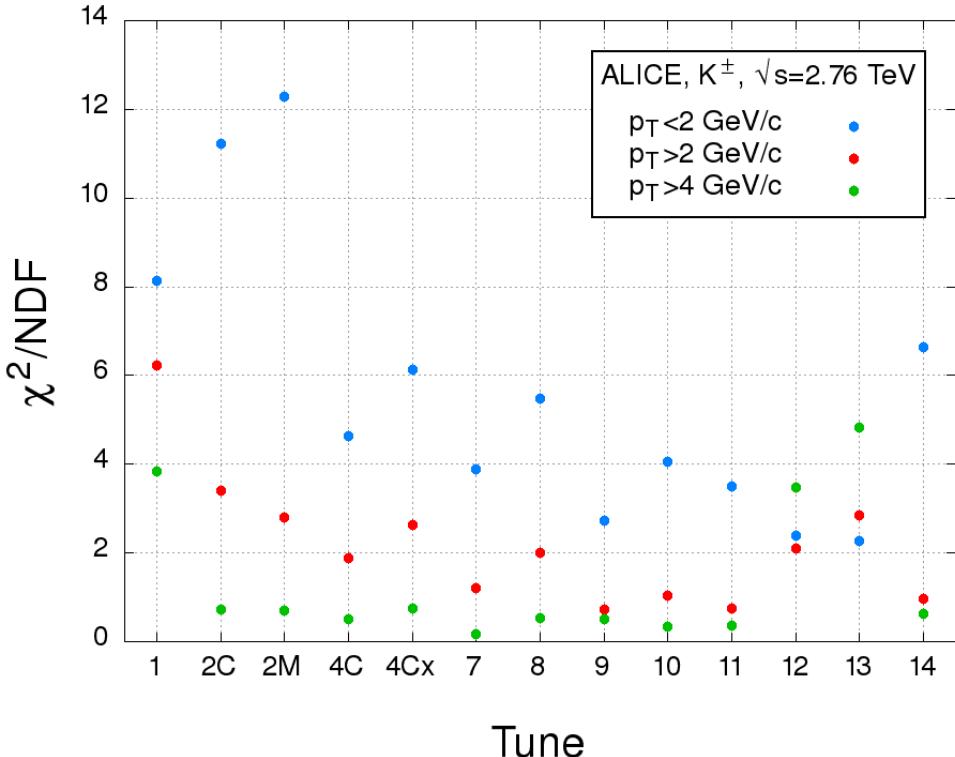


Abbildung 5.3.: Chi-Quadrat-Test zur Überprüfung der Übereinstimmung des p_T -Spektrums von K^\pm einer pp-Kollision bei 2.76 TeV von PYTHIA Simulation mit verschiedenen Tunes mit Daten des ALICE Experiments.

welche gleichmäßig über und unter der Referenzlinie liegen. Bei diesen Tunes ist der p_T Bereich mit kleinen Abweichungen von 1 am größten. Da dieses Verhalten bei den Tunes 7 und 9-13 zu beobachten ist, erreichen diese Tunes mit reduzierten Chi-Quadraden zwischen 2.3 (Tune 13) und 4.1 (Tune 10) die besten Ergebnisse. Die schlechtesten Ergebnisse hingegen erzielen die Tunes 1 ($\chi^2/\text{NDF} = 8.1$), 2C ($\chi^2/\text{NDF} = 11.2$) und 2M ($\chi^2/\text{NDF} = 12.3$), für welche die simulierten Werte für $p_{T,\min}$ gleich oder bereits kleiner als die ALICE-Daten sind. Die Differenz wird durch den abfallenden Trend des Verhältnisses, welcher bei jedem Tune in etwa gleich ausgeprägt ist, für steigende p_T verstärkt. Für größere p_T -Werte ($> 2 \text{ GeV}/c$) nähert sich bei jedem Tune, außer Tune 1, welcher der allererste PYTHIA 8 Tune ist, das Verhältnis zunächst deutlich der Referenzlinie an. Je nach Tune variiert die Steigung des Anstiegs. Allerdings ist sie bei keinem so stark wie bei dem vorherigen Abfall. Das Verhältnis mit Tune 1 bleibt hingegen innerhalb seines Fehlers nahezu konstant, sodass über den gesamten p_T -Bereich zu geringe Multiplizitäten simuliert werden. Dies schlägt sich in einem, verglichen mit den anderen Tunes, hohen χ^2/NDF von 6.2 ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) bzw. 3.8 ($p_T > 4 \text{ GeV}/c$) nieder. Die Verbesserung der reduzierten Chi-Quadrate bei höheren p_T lässt sich vor allem auf steigende Fehler des Quotienten zurückführen. Bei den anderen Tunes erfolgt der oben beschriebene Anstieg bis 4 GeV/c . Bei der Simulation mit den Tunes 7, 9-12 und 14 liegt das Verhältnis innerhalb seines Fehlers auf der Referenzlinie, während die Simulation bei Tune 13 circa 20 % zu hohe und bei den Tunes 2C-4Cx und 8 maximal 20 % zu niedrige Multiplizitäten gegenüber ALICE ermittelt. Ab 4 GeV/c schwankt das Verhältnis mit den Tunes 2C, 4C-11 und 14 nur wenig innerhalb seines Fehlers um einen konstanten Wert. Bei den Tunes, für

welche die Simulation nach dem Anstieg auf oder sehr nah bei Eins liegt und nun der Quotient nahezu konstant verläuft, ergibt sich daher eine hervorragende Übereinstimmung. Dies bestätigt die Berechnung des reduzierten Chi-Quadrats, welche für die Tunes 2C und 4C-11 im Bereich $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ sehr geringe Chi-Quadrat mit $\chi^2/\text{NDF} < 1$ ergibt. Mit den restlichen Tunes (1, 2M, 12 und 13) steigt das Verhältnis für höhere p_T -Werte weiter an. Während der Anstieg bei der Simulation mit Tune 2M nur gering ist und somit das Verhältnis trotzdem eine gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment für $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ zeigt ($\chi^2/\text{NDF} < 1$), wächst das Verhältnis bei Tune 12 und 13 weit über die Referenzlinie hinaus, sodass diese beiden Tunes, neben Tune 1, die schlechtesten Resultate mit $\chi^2/\text{NDF} = 3.5$ (Tune 12) bzw. $\chi^2/\text{NDF} = 4.8$ (Tune 13) liefern.

Der Vergleich von PYTHIA Simulation mit ALICE Experiment verdeutlicht, dass die Simulation mit allen Tunes außer 12 und 13 eine umso größere Übereinstimmung erreicht, desto höher der Impulsübertrag bei der Teilchenproduktion ist. Dies entspricht den Erwartungen, da im Bereich der harten Prozesse die starke Wechselwirkung störungstheoretisch beschrieben werden kann, was wesentlich genauere Berechnungen ermöglicht. Da Simulationen weicher Prozesse mit geringen Transversalimpulsen hingegen überwiegend auf phänomenologischen Modellen beruhen, sind sie wesentlich ungenauer. Für kleine Impulsüberträge schwankt das Verhältnis stark, während der Verlauf bei hohen Impulsüberträgen wesentlich glatter ist. Dies deutet darauf hin, dass im weichen Bereich p_T -abhängige Parameter korrigiert werden müssen, während diese im harten Bereich bereits gut angepasst worden sind. Eine Verbesserung der Simulation im harten Bereich kann hingegen durch Optimierung konstanter Faktoren erzielt werden.

Vor allem ab $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ beschreibt PYTHIA mit den Tunes 2C-11 und 14 die experimentelle Messung sehr genau. Die Tunes 7, 9-11 und 14 decken zudem Bereiche ab $2 \text{ GeV}/c$ sehr gut ab. Die Stärke der Tunes 12 und 13 liegt hingegen bei den weichen Prozessen, welche sie von den vorgestellten Tunes am besten wiedergeben.

5.1.2. Geladene Pionen

Das p_T -Spektrum für geladene Pionen ist in Abb. 5.4 und das Verhältnis von Simulation zu ALICE Experiment ist in Abb. 5.5 für verschiedene Tunes aufgetragen. Wie schon bei den geladenen Kaonen ähnelt sich der Verlauf der Graphen für die meisten Tunes sehr. Die Simulation ist für keinen der Tunes mehr als 50 % kleiner und maximal 260 % größer als die experimentellen Messwerte. Für die große Mehrheit der Transversalimpulse berechnet PYTHIA mit allen Tunes außer Tune 1 eine zu große Multiplizität.

Der Bereich der kleinen Impulsüberträge ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) zeichnet sich durch starke Schwankungen im Verlauf des Graphen aus. Es ist für alle Tunes im Gegensatz zu den geladenen Kaonen ein lokales Maximum zu erkennen. Das Verhältnis steigt rasch um durchschnittlich (0.32 ± 0.02) an und sinkt daraufhin im Mittel über alle Tunes um (0.18 ± 0.04). Der Chi-Quadrat-Test für diesen Bereich ist in Abb. 5.6 dargestellt. Die Abbildung zeigt einen ansteigenden Trend des χ^2 mit steigender Tunezahl. Besonders gut werden die ALICE Daten mit den Tunes 1, 2C und 2M ($\chi^2/\text{NDF} = 1.9, 1.0, 1.1$) beschrieben, während Tune 13 mit einem reduzierten χ^2 von 27.8 für diesen p_T -Bereich das schlechteste Ergebnis produziert.

Im Bereich der harten Teilchenproduktion ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) ist der Verlauf des Verhältnisses wesentlich glatter. Die Tunes 1, 4C-11 und 14 schwanken um einen konstanten Wert,

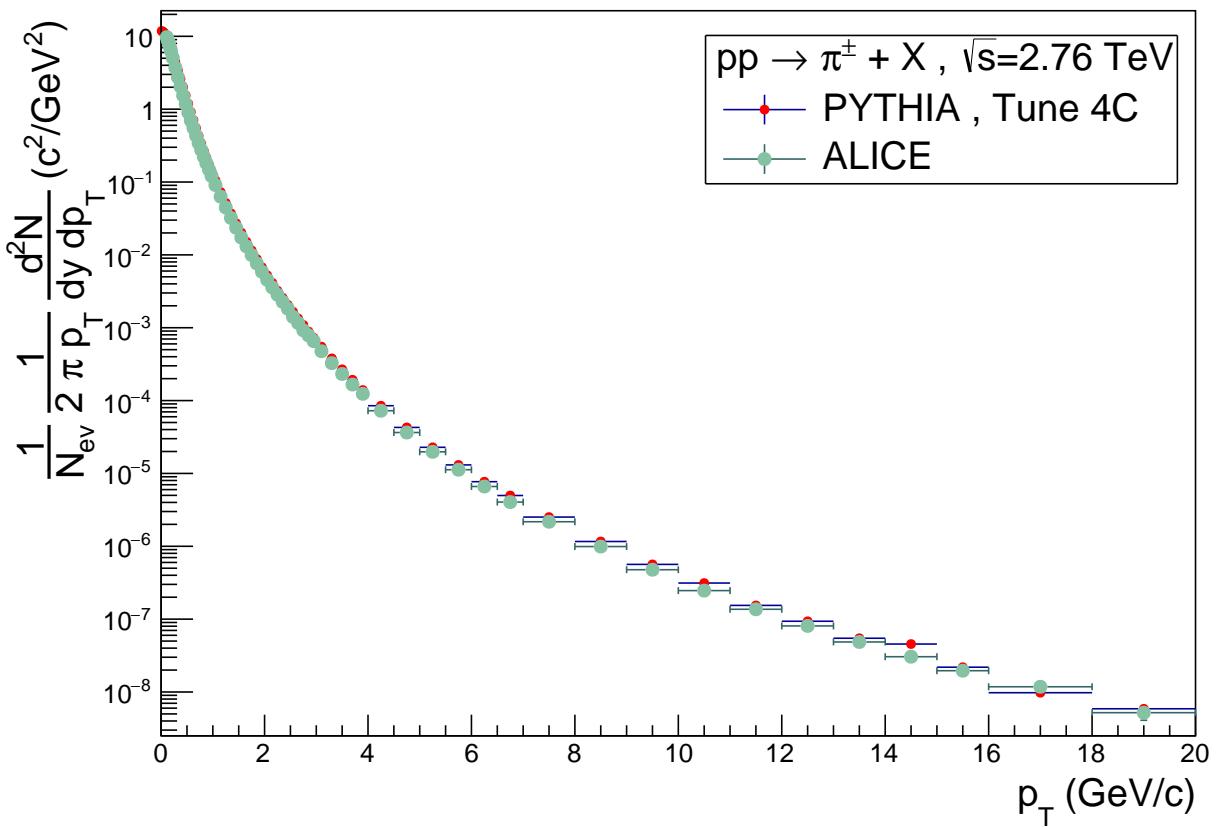


Abbildung 5.4.: Lorentzinvariante Ausbeute des ALICE Experiments und der PYTHIA Simulation von geladenen Pionen bei einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.8$ [ALIa].

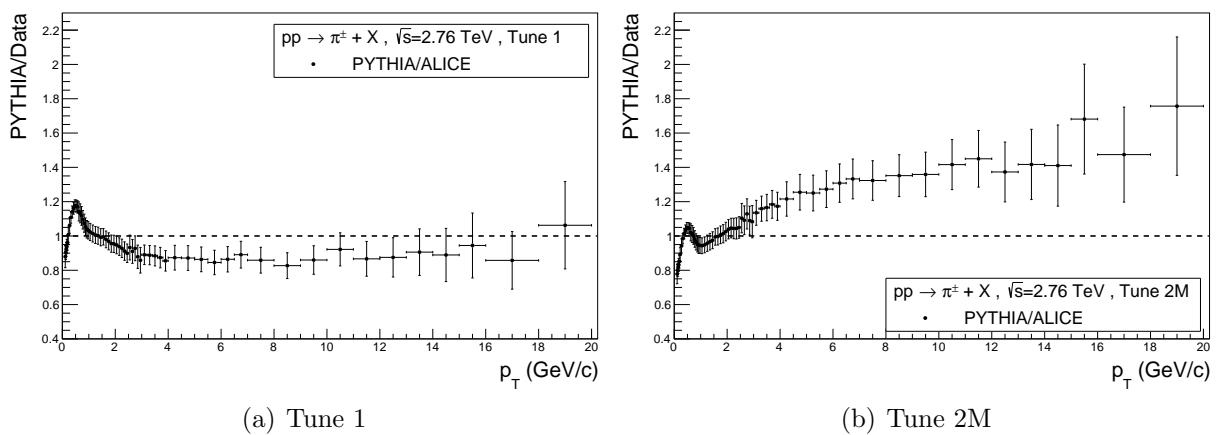


Abbildung 5.5.: Quotient der Multiplizitäten geladener Pionen von PYTHIA zu ALICE gegen Transversalimpuls bei einer Schwerpunktsenergie von 2.76 TeV für verschiedene PYTHIA Tunes [ALIa].

dessen Diskrepanz von 1 je nach Tune variiert. Maximal ist die Übereinstimmung mit Tune 4Cx und 2C mit einem durchschnittlichen Quotienten von circa 1.1, sowie mit Tune 1, dessen Verhältnis um 0.9 schwankt. Die Abweichung ist bei Tune 9 mit 0.35 am größten. Je größer die Differenz von PYTHIA und ALICE desto höher ist das reduzierte χ^2 für den entsprechenden Tune. In Abb. 5.6 sind dementsprechend für Tune 1, 2C und 4Cx hervorragende Übereinstimmungen mit $\chi^2/\text{NDF} \approx 1$ zu erkennen. Die Verhältnisse mit den übrigen Tunes (2M, 12, 13) erfahren einen leichten Anstieg, welcher mit steigendem Transversalimpuls abnimmt. Die Steigung der Relation von Simulation zur experimentellen Messung ist mit Tune 2M wesentlich geringer als mit Tune 12 und 13, sodass der Quotient maximal den Wert 1.41 ± 0.21 annimmt. Mit Tune 12 und 13 hingegen verfehlt PYTHIA im Extremfall die differentielle Multiplizität der geladenen Pionen um mehr als das Doppelte. Die reduzierten χ^2 sind dementsprechend für diese beiden Tunes mit 22.2 (Tune 12) und 28.1 (Tune 13) am größten.

Analog zu den geladenen Kaonen ist die Übereinstimmung des p_T -Spektrums der geladenen Pionen mit dem ALICE Experiment für die Region der harten Teilchenproduktion für den Großteil der Tunes wesentlich besser.

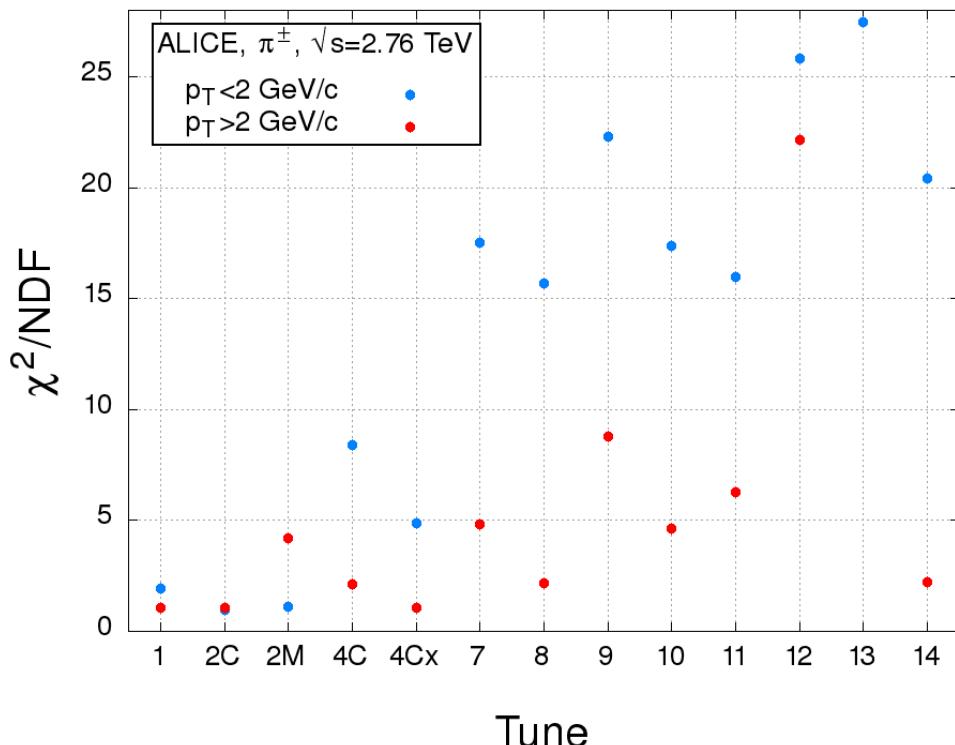


Abbildung 5.6.: Chi-Quadrat-Tests für weiche und harte Produktion geladener Pionen bei einer pp-Kollision bei einer $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$. Es wird eine PYTHIA Simulation mit verschiedenen Tunes mit Daten des ALICE Experiments verglichen.

5.1.3. Protonen und Antiprotonen

Neben der Produktion der vier Mesonen π^\pm und K^\pm bei pp-Kollisionen wird die Erzeugung von Proton und Antiproton untersucht. Für die Teilchenausbeute von $p\bar{p}$ wurde für

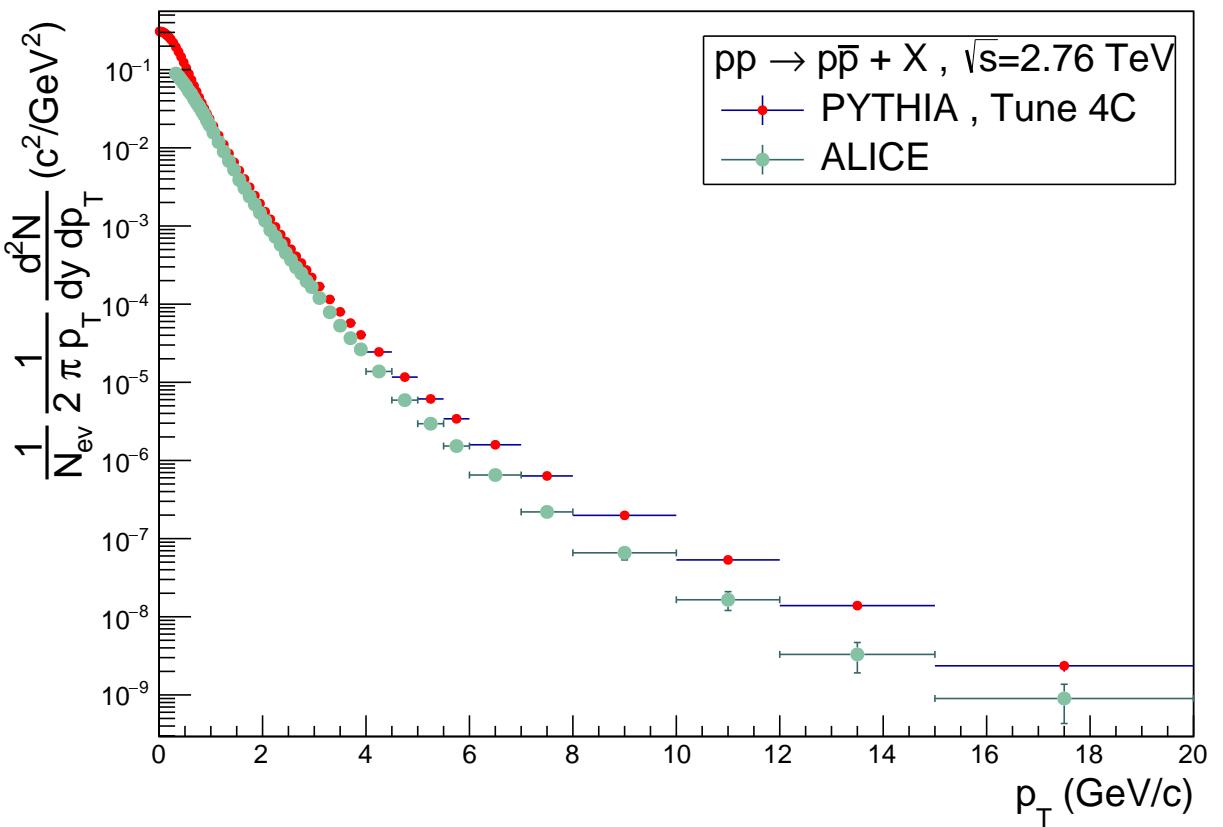


Abbildung 5.7.: Lorentzinvariante Ausbeute des ALICE Experiments und der PYTHIA Simulation von $p\bar{p}$ bei einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.8$.

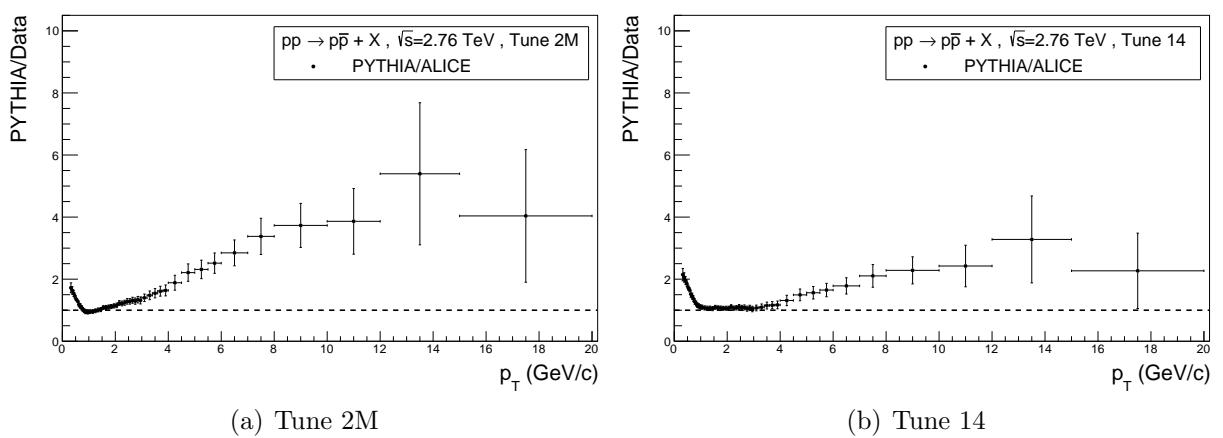


Abbildung 5.8.: Verhältnis des p_T -Spektrums von $p\bar{p}$ von PYTHIA Simulation mit verschiedenen Tunes zu ALICE Daten bei pp-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 2.76 TeV und $|y| < 0.8$ [ALIa].

alle Experimente und Schwerpunktsenergien eine sogenannte feed-down Korrektur durchgeführt. Diese reduziert die Ausbeute um den Anteil der Teilchen, welche nicht primär sondern durch schwachen Zerfall entstanden sind. Diese zusätzlichen p/\bar{p} stammen vor allem aus K_S^0 , $\Lambda/\bar{\Lambda}$ - und $\Sigma^+/\bar{\Sigma}^-$ -Zerfällen [C⁺12b]. Das Verhältnis von Simulation verschiedener Tunes und ALICE Experiment ist in Abb. 5.8 und das p_T -Spektrum in Abb. 5.7 zu sehen. Der Verlauf des Quotienten, welcher je nach Tune Werte zwischen minimal 0.94 ± 0.06 (Tune 2M) und maximal 7.10 ± 3.01 (Tune 13) annimmt, ist mit allen Tunes sehr ähnlich. Für den geringsten Impulsübertrag von $0.3 - 0.35 \text{ GeV}/c$ liegt das Verhältnis je nach Tune zwischen 1.72 ± 0.25 (Tune 2M) und 2.26 ± 0.21 (Tune 8). Danach nähert sich der Quotient für steigende p_T bis circa $1 \text{ GeV}/c$ steil der Referenzlinie an. Mit den Tunes 1, 2C und 2M stimmt die von PYTHIA berechnete Multiplizität an diesem Punkt mit den Messwerten des ALICE Experiments innerhalb ihres Fehlers überein. Mit allen anderen Tunes liefert die Simulation nicht nur an diesem Punkt, sondern über das gesamte Spektrum zu große Multiplizitäten. Folglich schneiden die drei niedrigsten Tunes bei dem χ^2 -Test (Abb. 5.9) im weichen Bereich mit reduzierten χ^2 von 15.9 (Tune 1), 10.3 (Tune 2C) und 8.0 (Tune 2M) im Vergleich mit den anderen Tunes mit χ^2/NDF zwischen 25.9 (Tune 4Cx) und 61.0 (Tune 13) am besten ab.

Nach Erreichen des Minimums steigt das Verhältnis je nach Tune unterschiedlich stark an. Je steiler der Anstieg, desto größere Werte nimmt der Quotient bei hohen Impulsüberträgen an. Dementsprechend schneiden Tunes, durch welche ein steilerer Verlauf des Verhältnisses simuliert wird, beim χ^2 -Test im harten Bereich der Teilchenproduktion schlechter ab als Simulationen mit einem flacheren Anstieg des Quotienten. Maximal überschätzt PYTHIA die Multiplizität mit Tune 12 und Tune 13 bei einem Transversalimpuls von $(13.5 \pm 1.5) \text{ GeV}/c$ um das Vier- bis Zehnfache. Wie in Abb. 5.9 zu erkennen, erreichen diese Tunes dementsprechend auch die größten reduzierten Chi-Quadratwerte von 84.0 (Tune 12) und 98.4 (Tune 13). Die beste Übereinstimmung wird hingegen mit Tune 1 ($\chi^2/\text{NDF} = 6.1$) und Tune 14 ($\chi^2/\text{NDF} = 12.8$) erzielt. Die χ^2/NDF der übrigen Tunes bewegen sich zwischen 20 und 50. Ab einem Transversalimpuls von $10 \text{ GeV}/c$ sind die vertikalen Fehlerbalken zur eindeutigen Charakterisierung des Verlaufs zu groß. Innerhalb des Fehlers ist sowohl ein Anstieg der Relation als auch ein konstanter Verlauf denkbar. Wie bei den Mesonen K^\pm und π^\pm erreicht mit der Mehrheit der Tunes die Simulation eine höhere Übereinstimmung für große Impulsüberträge ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) als für kleine. Da mit den Tunes 2C, 2M, 12 und 13 die weichen $p\bar{p}$ -Produktionen hingegen wesentlich adäquater als die harten beschrieben werden, ist das über alle Tunes gemittelte reduzierte χ^2 für die weiche Region mit 39.1 nur unwesentlich größer als das für hohe Impulsüberträge mit 38.6.

5.1.4. Vergleich der Teilchenarten

Zum Vergleich der Güte der Simulation für verschiedene Teilchensorten wird jeweils der Mittelwert der reduzierten Chi-Quadratwerte über alle Tunes gebildet. Wie in Tabelle 5.1 zu erkennen ist, weicht die von PYTHIA berechnete Multiplizität für geladene Kaonen über den gesamten p_T -Bereich mit $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 5.6$ für weiche und mit $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 2.2$ für harte Teilchenproduktion im Mittel über alle Tunes am wenigsten von der ALICE Messung ab. Am zweitbesten werden geladene Pionen ($\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 13.8$ bzw. $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 9.4$) und mit großem Abstand am schlechtesten die Protonen und die Antiprotonen ($\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 39.1$ bzw. $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 38.6$) simuliert. Unter Berücksichtigung

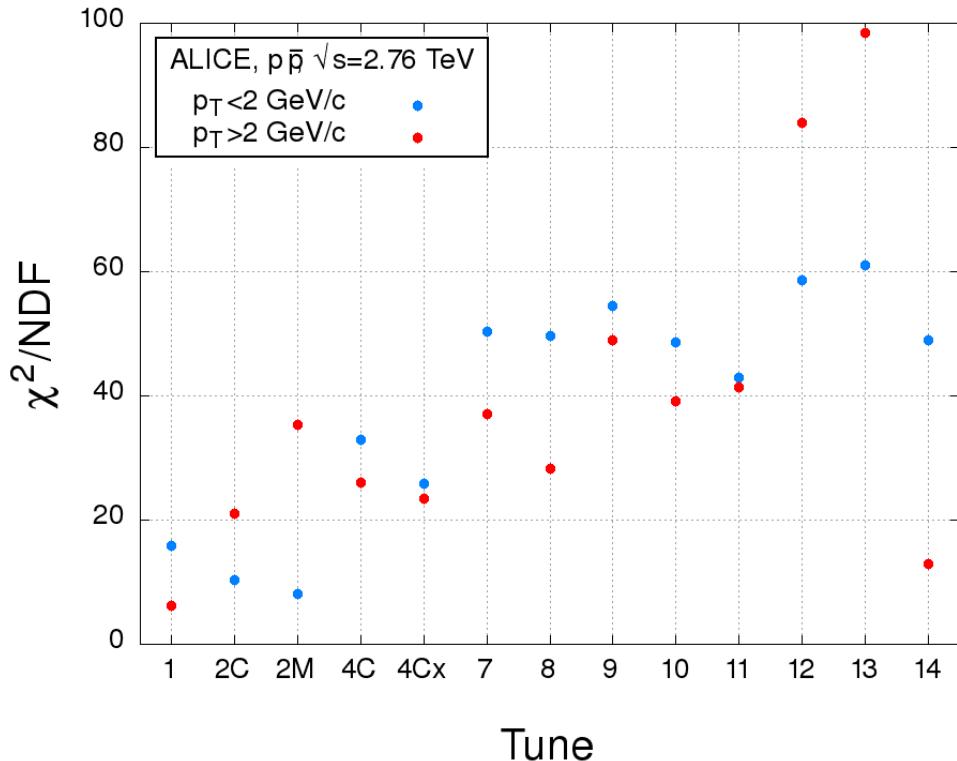


Abbildung 5.9.: Chi-Quadrat-Tests für weiche und harte Produktion von Proton und Antiproton bei einer pp-Kollision $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$.

des Aufbaus der Hadronen ist dies einleuchtend. Kaonen und Pionen bestehen als Mesonen aus Quark und Antiquark und haben daher eine simplere Struktur als Protonen und ihre Antiteilchen, welche als Baryonen aus drei Quarks aufgebaut sind. Der Fragmentationsprozess für Baryonen ist daher wesentlich komplizierter und nicht so gut physikalisch verstanden wie die Entstehung der Mesonen durch starke Wechselwirkung.

Neben dem Mittelwert ist besonders die Standardabweichung σ der Tunes von Interesse, welche die mittlere Streuung um den Mittelwert angibt.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{12} \sum_{i=1}^{13} \left(\frac{\chi_i^2}{\text{NDF}} - \left\langle \frac{\chi^2}{\text{NDF}} \right\rangle \right)^2} \quad (5.1)$$

Bei Erreichen eines im Mittel über alle Tunes großen $\chi^2/\text{NDF} \gg 1$ ist die Simulation einer Teilchensorte umso positiver zu bewerten, desto größer σ ist. Einer großen Standardabweichung bei großem χ^2 kann entnommen werden, dass es sowohl Tunes gibt, mit welchen die Simulation die Hadronisierung der Teilchen sehr schlecht wiedergegeben wird, als auch im Gegenzug Tunes, mit welchen die experimentellen Werte sehr gut reproduziert werden. Im Gegensatz zu dem Fall eines hohen Chi-Quadrats und eines kleinen s , bei welchem die Ergebnisse der Tunes wenig voneinander abweichen, kann in dieser Situation durch die Wahl des richtigen Tunes trotzdem eine zufriedenstellende Übereinstimmung von PYTHIA mit dem Experiment erreicht werden. Die Simulation der geladenen Pionen hat im Mittel über alle Tunes für beide p_T -Intervalle ein über zweimal größeres χ^2/NDF als die Simulation der geladenen Kaonen, aber auch eine wesentlich höhere Standardabweichung (Tabelle 5.1). Folglich ist die Spanne der Chi-Quadrat der Pionsimulation

viel größer als für die Kaonsimulation. So kommt es, dass die Pionsimulation trotz des im Vergleich zur Kaonsimulation hohen Mittelwerts sowohl für weiche als auch für harte Teilchenproduktion als einzige untersuchte Teilchensorte mit mehreren Tunes hervorragende Ergebnisse mit $\chi^2/\text{NDF} \approx 1$ erzielt. Die Standardabweichung der Tunes für Protonen- und Antiprotonenproduktion ist mit 18.5 für die weiche und mit 26.3 für die harte Region im Vergleich zu den anderen Teilchensorten sehr groß. Die Wahl des Tunes hat somit einen großen Einfluss auf die Simulation. Sollen bei einer Simulation die vier Mesonen K^\pm und π^\pm analysiert werden, muss ein Tune gefunden werden, welcher beide p_T -Spektren gut simuliert. Das Augenmerk sollte bei der Wahl aufgrund der unterschiedlichen Standardabweichungen auf einem niedrigen χ^2 der Pionsimulation liegen. Unglücklicherweise erzielt PYTHIA mit den Tunes, welche die Pionproduktion am besten reproduzieren, schlechtere Ergebnisse für Kaonen, sodass ein Kompromiss eingegangen werden muss.

$p_T < 2 \text{ GeV}/c$	$\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$	σ
$K^+ + K^-$	5.6	3.2
$\pi^+ + \pi^-$	13.8	9.4
$p + \bar{p}$	39.1	18.5
$p_T > 2 \text{ GeV}/c$	$\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$	σ
$K^+ + K^-$	2.2	1.5
$\pi^+ + \pi^-$	6.8	8.5
$p + \bar{p}$	38.6	26.3

Tabelle 5.1.: χ^2/NDF und σ gemittelt über alle Tunes

(a) $p_T < 2 \text{ GeV}/c$		(b) $p_T > 2 \text{ GeV}/c$		(c) $p_T < 2 \text{ GeV}/c$		(d) $p_T > 2 \text{ GeV}/c$	
$K^\pm + \pi^\pm$		$K^\pm + \pi^\pm$		$K^\pm + \pi^\pm + p\bar{p}$		$K^\pm + \pi^\pm + p\bar{p}$	
Tune	$\frac{1}{2} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{2} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$
1	5.0	1	3.6	1	8.6	1	4.5
2C	6.1	2C	2.2	2C	7.5	2C	8.5
2M	6.7	2M	3.5	2M	7.2	2M	14.1
4C	6.5	4C	2.0	4C	15.3	4C	10.0
4Cx	5.5	4Cx	1.9	4Cx	12.3	4Cx	9.0
7	10.7	7	3.0	7	23.9	7	14.4
8	10.6	8	2.1	8	23.6	8	10.8
9	12.5	9	4.8	9	26.5	9	19.5
10	10.7	10	2.9	10	23.4	10	14.9
11	9.8	11	3.5	11	20.8	11	16.1
12	14.1	12	12.1	12	29.0	12	36.1
13	14.8	13	15.5	13	30.3	13	43.1
14	13.5	14	1.6	14	25.3	14	5.3

Tabelle 5.2.: Über geladene Pionen und geladene Kaonen (a),(b) bzw. über alle Teilchensorten (c),(d) gemitteltes χ^2/NDF für 13 PYTHIA Tunes.

In Tabelle 5.2 ist das mittlere χ^2 für Kaonen und Pionen in aufsteigender Reihenfolge für jeden Tune angegeben. Tabelle 5.2 (a) gibt einen Überblick über weiche Teilchenproduktion und Tabelle 5.2 (b) für harte. Für Simulationen, in denen Reaktionen mit kleinem p_T analysiert werden sollen, bietet sich demnach Tune 1 mit einem mittleren reduzierten χ^2 von 5.0 an. Für $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ hingegen liefert Tune 14 mit $\chi^2/\text{NDF} = 1.6$ das beste Ergebnis. Da diese beiden Tunes jedoch für den jeweils anderen Impulsübertragsbereich lediglich im unteren Mittelfeld liegen, ist bei der Untersuchung des gesamten p_T -Spektrums Tune

4Cx der Tune der Wahl. Sind bei einer Analyse sowohl die vier Meson- als auch die beiden Baryonsorten von Bedeutung, berechnet PYTHIA mit Tune 2M ($\frac{1}{3} \sum \chi^2 / \text{NDF} = 7.2$) für weiche und mit Tune 1 ($\frac{1}{3} \sum \chi^2 / \text{NDF} = 4.5$) für harte Bereiche die besten Ergebnisse (Tabelle 5.2 (c),(d)). Für Analysen über den gesamten p_T -Bereich sind Tune 1 und Tune 2C zu empfehlen.

5.2. Vergleich bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$

Im Folgenden werden die p_T -Spektren des ALICE Experiments bei einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.9$ für geladene Kaonen, geladene Pionen, Protonen und Antiprotonen mit PYTHIA Simulationen verglichen.

In den p_T -Spektren des ALICE Experiments bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ wird zwischen Teilchen und Antiteilchen unterschieden. Zur Gewährleistung der bestmöglichen Vergleichbarkeit wird in der Simulation ebenfalls ein p_T -Spektrum separat für Teilchen und Antiteilchen berechnet. Allerdings ist nach [CKO⁰⁶] das Verhältnis von Antiteilchen- zu Teilchenproduktion für ein geringes baryochemisches Potential μ_B , welches als Maß der Baryonen-dichte dient [BWW08], sehr nah bei Eins. Dieses Kriterium ist für Kollisionen am LHC und am RHIC gewährleistet. Aufgrunddessen wird zur Evaluation der Tunes ein gemeinsames χ^2 / NDF für Teilchen und Antiteilchen berechnet. Das p_T -Spektrum des ALICE Experiments bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ erstreckt sich über ein Transversalimpulsintervall von $0.2 \text{ GeV}/c$ bis $2.4 \text{ GeV}/c$ für geladene Kaonen, von $0.1 \text{ GeV}/c$ bis $2.6 \text{ GeV}/c$ für geladene Pionen bzw. von $0.35 \text{ GeV}/c$ bis $2.4 \text{ GeV}/c$ Proton und Antiproton. Folglich konzentriert sich die Analyse bei dieser Schwerpunktsergie auf den weichen Bereich, sodass nur ein χ^2 -Test für das ganze p_T -Spektrum durchgeführt wird.

5.2.1. Geladene Kaonen

Das p_T -Spektrum von K^+ ist in Abb. 5.10 dargestellt. Die von PYTHIA berechnete differentielle Multiplizität geladener Kaonen ist über den gesamten p_T -Bereich mit jedem Tune außer Tune 14 kleiner als oder innerhalb des Fehlers gleich dem experimentellen Wert. Das Verhältnis PYTHIA/ALICE gegen p_T ist in Abb. 5.11 beispielhaft mit Tune 14 für K^+ und mit Tune 9 für K^- abgebildet. Die Graphen der übrigen Tunes sind im Anhang zu finden. Der Verlauf der Verhältnisse PYTHIA/ALICE ist für alle Tunes gleich. Der Quotient nimmt, ebenso wie die Steigung des Quotienten, mit steigendem p_T ab. Maximal ist das Verhältnis mit Tune 14 für K^+ mit PYTHIA/ALICE = 1.22 ± 0.19 . Mit Tune 1 ist die Relation für K^+ bei $p_T = (2.3 \pm 0.1) \text{ GeV}/c$ mit 0.38 ± 0.06 minimal. Die berechneten Chi-Quadrate weichen im Vergleich zu den anderen Teilchensorten sehr wenig voneinander ab (Abb. 5.12). Die mit jüngeren Tunes (z.B. 11, 12, 13, 14) berechnete differentielle Multiplizität stimmt besser mit den ALICE Werten überein als die älteren Tunes (1, 2C, 2M usw.). Das beste Ergebnis erzielt PYTHIA mit Tune 13 und 14 mit reduzierten χ^2 von 2.8 (Tune 13) bzw. 2.9 (Tune 14). Die geringste Übereinstimmung wird mit den Tunes 2C ($\chi^2 / \text{NDF} = 8.3$) und 1 ($\chi^2 / \text{NDF} = 7.81$) erreicht.

5.2.2. Geladene Pionen

Die p_T -Spektren für π^+ des ALICE Experiments und von PYTHIA sind in Abb. 5.13 beispielhaft mit Tune 4C dargestellt. PYTHIA berechnet mit allen Tunes außer den drei

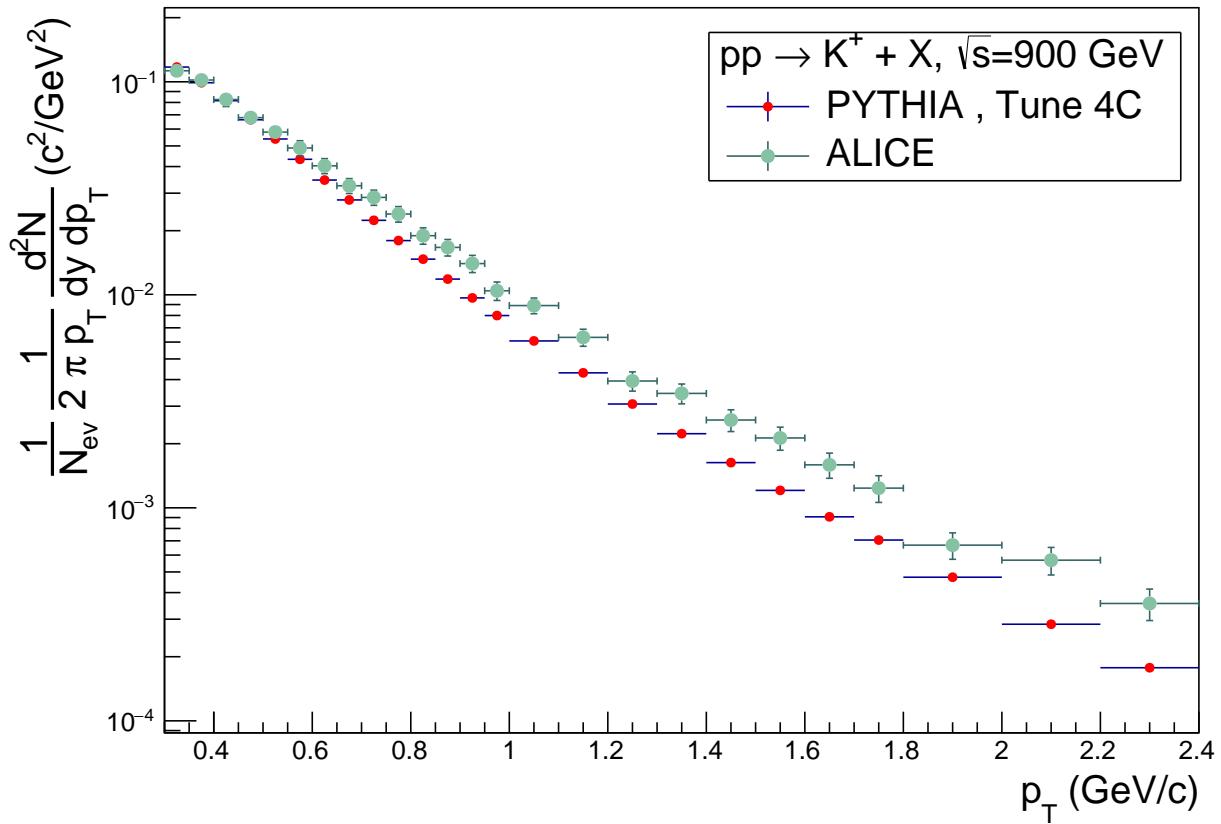


Abbildung 5.10.: p_T -Spektrum von K^+ einer pp -Kollision bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.9$.
Messwerte des ALICE Experiments [ALIb] und der PYTHIA Simulation mit Tune 4C im Vergleich.

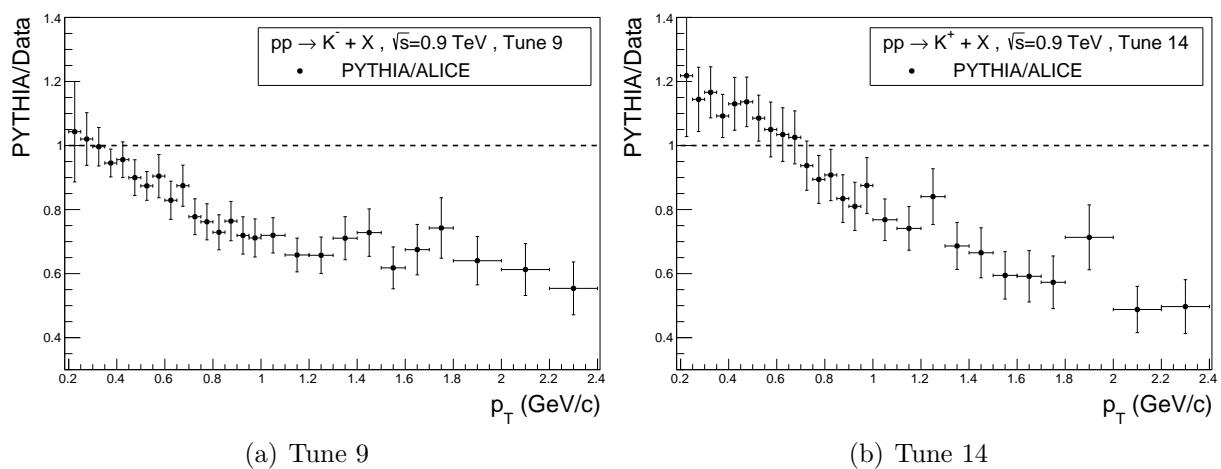


Abbildung 5.11.: Verhältnis der p_T -Spektren geladener Kaonen von PYTHIA zu ALICE.

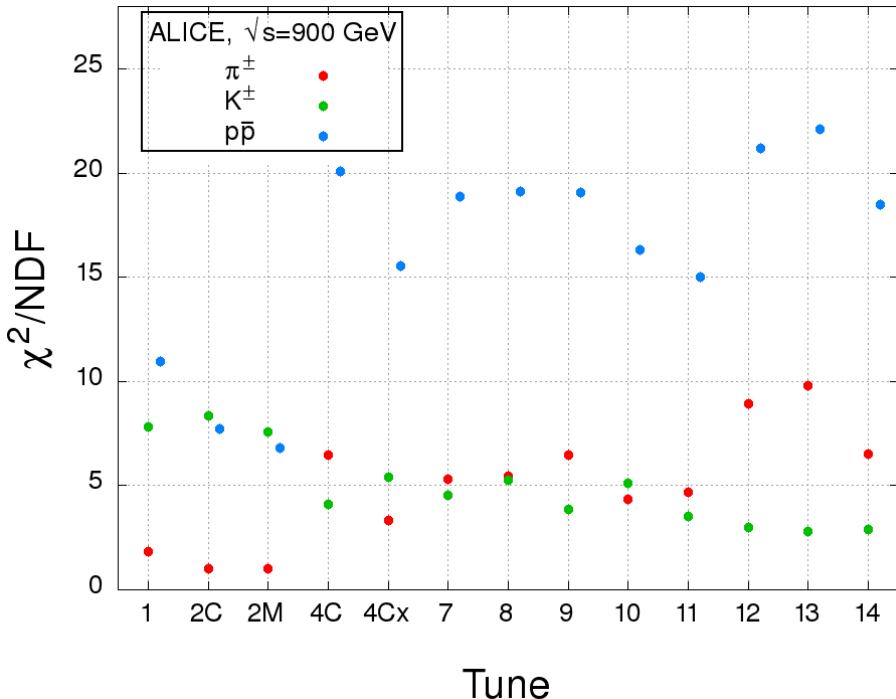


Abbildung 5.12.: Chi-Quadrat in Abhängigkeit vom PYTHIA Tune. Es werden die p_T -Spektren von K^\pm , π^\pm und $p\bar{p}$ des ALICE Experiments bei einer pp -Kollision bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.9$ mit verschiedenen getunten PYTHIA Simulation verglichen.

ältesten (1, 2C, 2M) über den gesamten p_T -Bereich entweder eine im Vergleich zu den ALICE Daten zu große oder innerhalb der Fehler übereinstimmende differentielle Multiplizität (Abb. 5.14, Anhang). Das Verhältnis mit den Tunes 1, 2C und 2M hingegen liegt sowohl über als auch unter der Referenzlinie.

Der Graph des Verhältnisses der von PYTHIA berechneten differentiellen Multiplizität zu den ALICE Werten gegen den Transversalimpuls verläuft für alle Tunes sehr ähnlich. Der Quotient PYTHIA/ALICE nimmt für kleine p_T -Werte zu bis er bei ca. $p_T = 0.5 \text{ GeV}/c$ ein lokales Maximum erreicht, welches mit Tune 14 mit 1.32 ± 0.03 den größten Wert annimmt. Daraufhin fällt die Relation bis ca. $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ ab. Während mit den meisten Tunes das Verhältnis bei steigenden p_T konstant bleibt, fällt es mit den Tunes 1 und 14 leicht ab und mit Tune 2M steigt es geringfügig an.

Das in Abb. 5.12 dargestellte χ^2 zeigt, dass die ALICE Werte mit älteren Tunes besser reproduziert werden als mit jüngeren Tunes. Eine sehr gute Übereinstimmung wird mit den Tunes 2C und 2M mit $\chi^2/\text{NDF} \approx 1$ erzielt, während PYTHIA mit den Tunes 12 und 13 die größten Abweichungen von ALICE mit $\chi^2/\text{NDF} = 9.8$ (Tune 13) bzw. $\chi^2/\text{NDF} = 8.9$ (Tune 12) hat.

5.2.3. Protonen und Antiprotonen

Der Quotient PYTHIA/ALICE ist in Abb. 5.16 beispielhaft mit den Tunes 2M und 8 und im Anhang mit den übrigen Tunes dargestellt. Ein p_T -Spektrum ist zudem in Abb. 5.15

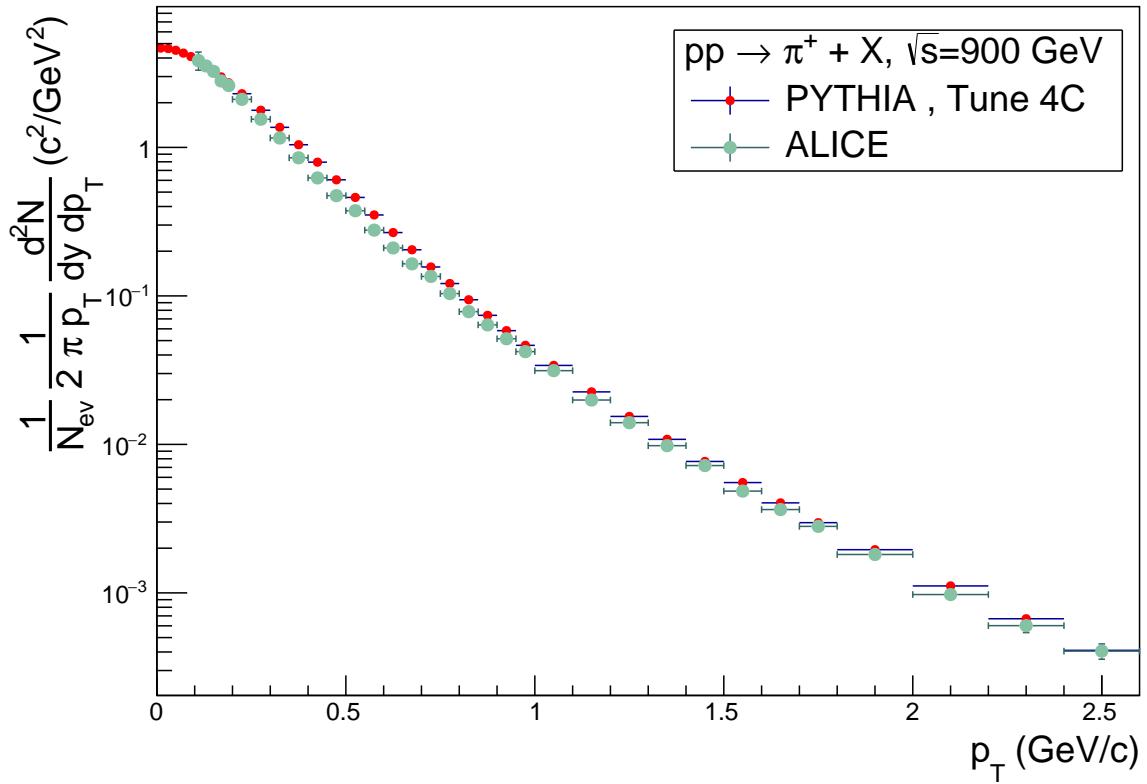


Abbildung 5.13.: p_T -Spektrum von π^+ einer pp -Kollision bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.9$.
Messwerte des ALICE Experiments [ALIb] und der PYTHIA Simulation mit Tune 4C im Vergleich.

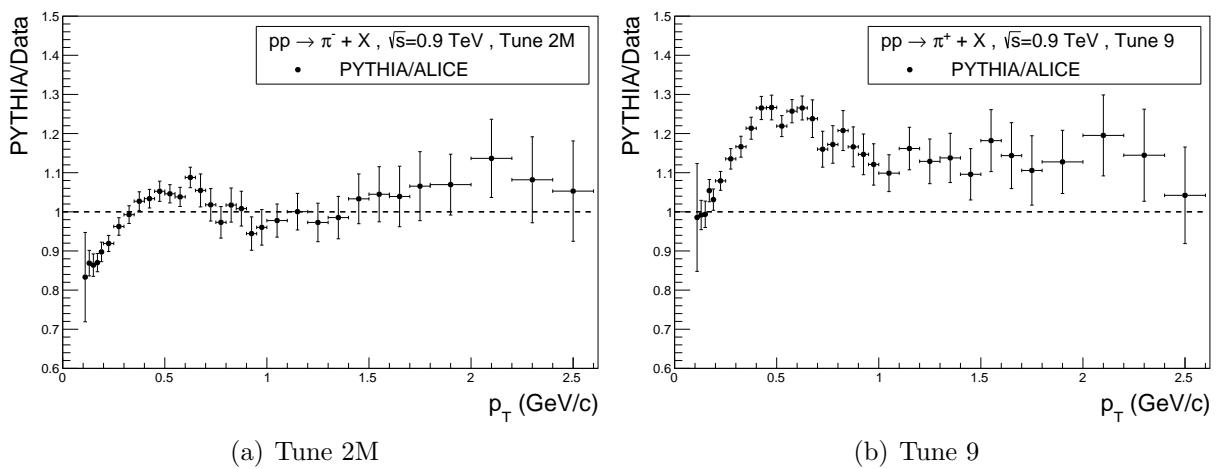


Abbildung 5.14.: Verhältnis der p_T -Spektren geladener Pionen von PYTHIA zu ALICE.

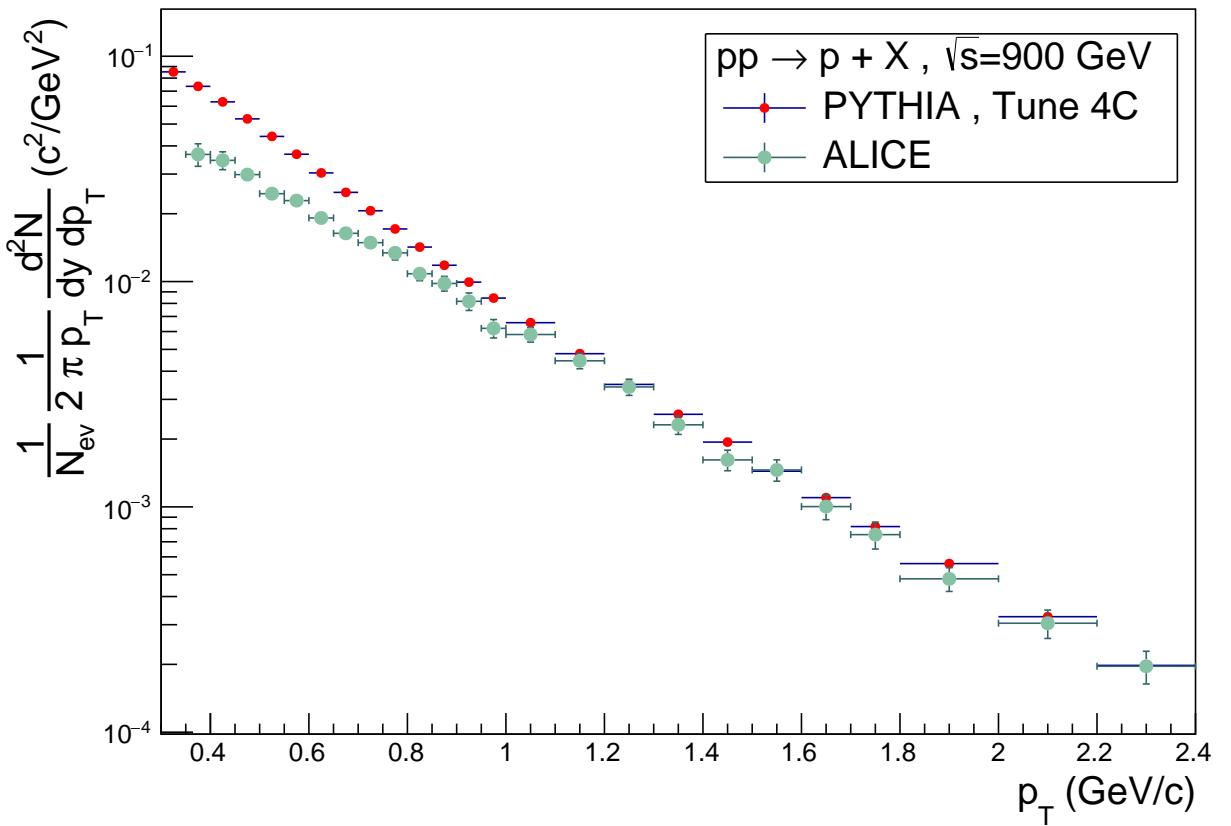


Abbildung 5.15.: Proton- p_T -Spektrum von einer pp -Kollision bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.9$. Messwerte des ALICE Experiments [ALIb] und der PYTHIA Simulation mit Tune 4C im Vergleich.

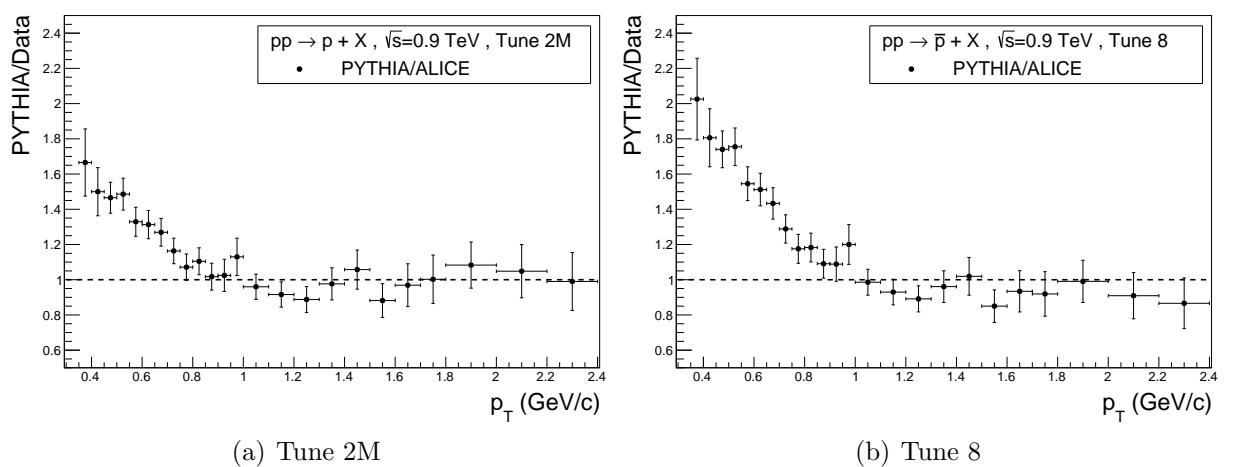


Abbildung 5.16.: Verhältnis der p_T -Spektren von Proton bzw. Antiproton von PYTHIA zu ALICE.

zu sehen. Die Abweichung der differentiellen Multiplizität von PYTHIA zu ALICE für Protonen und Antiprotonen ist bei dem kleinsten betrachteten Transversalimpuls $p_T = 0.35\text{--}0.4 \text{ GeV}/c$ am größten. Maximal wird sie mit Tune 8 mit PYTHIA/ALICE = 2.09 ± 0.25 für Protonen und mit PYTHIA/ALICE = 2.02 ± 0.24 für Antiprotonen. Für steigende p_T nimmt die Abweichung ab bis sie ab ca. ($p_T = 1.2 \text{ GeV}/c$) für alle Tunes konstant bleibt. Die Berechnung des reduzierten Chi-Quadrats zeigt, dass mit den Tunes 2M und 2C mit $\chi^2/\text{NDF} = 6.83$ (Tune 2M) und $\chi^2/\text{NDF} = 7.7$ (Tune 2C) im Mittel über den gesamten p_T -Bereich die beste Übereinstimmung erzielt wird (Abb. 5.12). Die größte Abweichung hat PYTHIA mit den Tunes 13 ($\chi^2/\text{NDF} = 22.1$) und 12 ($\chi^2/\text{NDF} = 21.2$).

5.2.4. Vergleich der Teilchenarten

Analog zur Kap. 5.1.4 wird der Mittelwert und die Standardabweichung der reduzierten Chi-Quadrate über alle Tunes für jede Teilchensorte gebildet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 dargestellt. Im Mittel über alle Tunes reproduziert PYTHIA die p_T -Spektren der geladenen Kaonen und geladenen Pionen mit einem mittleren χ^2 von 4.9 bzw. 5.0 fast gleich gut und wesentlich besser als das p_T -Spektrum der Protonen und Antiprotonen mit $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 16.3$. Die Standardabweichung der geladenen Pionen ist mit 2.8 mehr als 40 % größer als die der geladenen Pionen. Dies ermöglicht einer Simulation mit einer gezielten Tunewahl die Berechnung einer gegenüber der Kaonproduktion besseren Übereinstimmung der Pionproduktion mit dem ALICE Experiment. Da bei einer Analyse meistens nicht nur eine Teilchensorte von Interesse ist, muss ein Tune gefunden werden, welcher alle Teilchensorten möglichst gut beschreibt. Hierfür wird analog zu Kap. 5.1 für jeden Tune der Mittelwert über alle Mesonen (K^\pm, π^\pm) (Abb. 5.4 (a)) bzw. über alle Mesonen und Baryonen ($p\bar{p}$) (Abb. 5.4 (b)) gebildet. Wie bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ stimmt die Simulation gerade mit den Tunes, welche die besten Ergebnisse für geladene Pionen erzielen, weniger gut mit den Messwerten der geladenen Kaonen überein. Um beide Teilchenspektren gut zu reproduzieren, muss folglich ein Kompromiss eingegangen werden.

Die mittleren Chi-Quadrate der Mesonenproduktion (Tabelle 5.4 (a)) weichen unter den Tunes im Vergleich zu denen der $p\bar{p}$ -Produktion sehr wenig voneinander ab. Tune 1 erzielt die beste Übereinstimmung mit $\frac{1}{2} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}} = 4.1$, während beispielsweise Tune 7, welcher das achtniedrigste Chi-Quadrat hat, lediglich ein um 0.81 höheres Ergebnis hat. Somit hat die Wahl des Tunes für eine adäquate Reproduktion der Multiplizitäten der Mesonen weniger Einfluss als auf die der Protonen und Antiprotonen. Sind bei einer Simulation alle betrachteten Teilchensorten ($K^\pm, \pi^\pm, p\bar{p}$) relevant, sind die Tunes 2M mit $\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}} = 5.1$ und 2C mit $\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}} = 5.7$ zu empfehlen.

	$\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$	σ
$K^+ + K^-$	4.9	1.9
$\pi^+ + \pi^-$	5.0	2.8
$p + \bar{p}$	16.3	5.0

Tabelle 5.3.: $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$ und σ über alle Tunes

5.3. Vergleich bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

5.3.1. Geladene Kaonen

Das p_T -Spektrum geladener Kaonen (Abb. 5.17) reicht über ein Transversalimpulsintervall von $0.2 \text{ GeV}/c$ bis $6.0 \text{ GeV}/c$. Die simulierte lorentzinvariante Teilchenausbeute berechnet

(a) Mesonen		(b) alle Teilchen	
	$K^\pm + \pi^\pm$		$K^\pm + \pi^\pm + p\bar{p}$
Tune	$\frac{1}{2} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$
1	4.8	1	6.9
2C	4.7	2C	5.7
2M	4.3	2M	5.1
4C	5.3	4C	10.2
4Cx	4.4	4Cx	8.1
7	4.9	7	9.6
8	5.4	8	9.9
9	5.2	9	9.8
10	4.7	10	8.6
11	4.1	11	7.7
12	6.0	12	11.0
13	6.3	13	11.6
14	4.7	14	9.3

Tabelle 5.4.: Mittelwert des reduzierten Chi-Quadrats über alle Mesonen (K^\pm, π^\pm) (a) bzw. über alle Mesonen und Baryonen ($p\bar{p}$) (b) für jeden PYTHIA Tune.

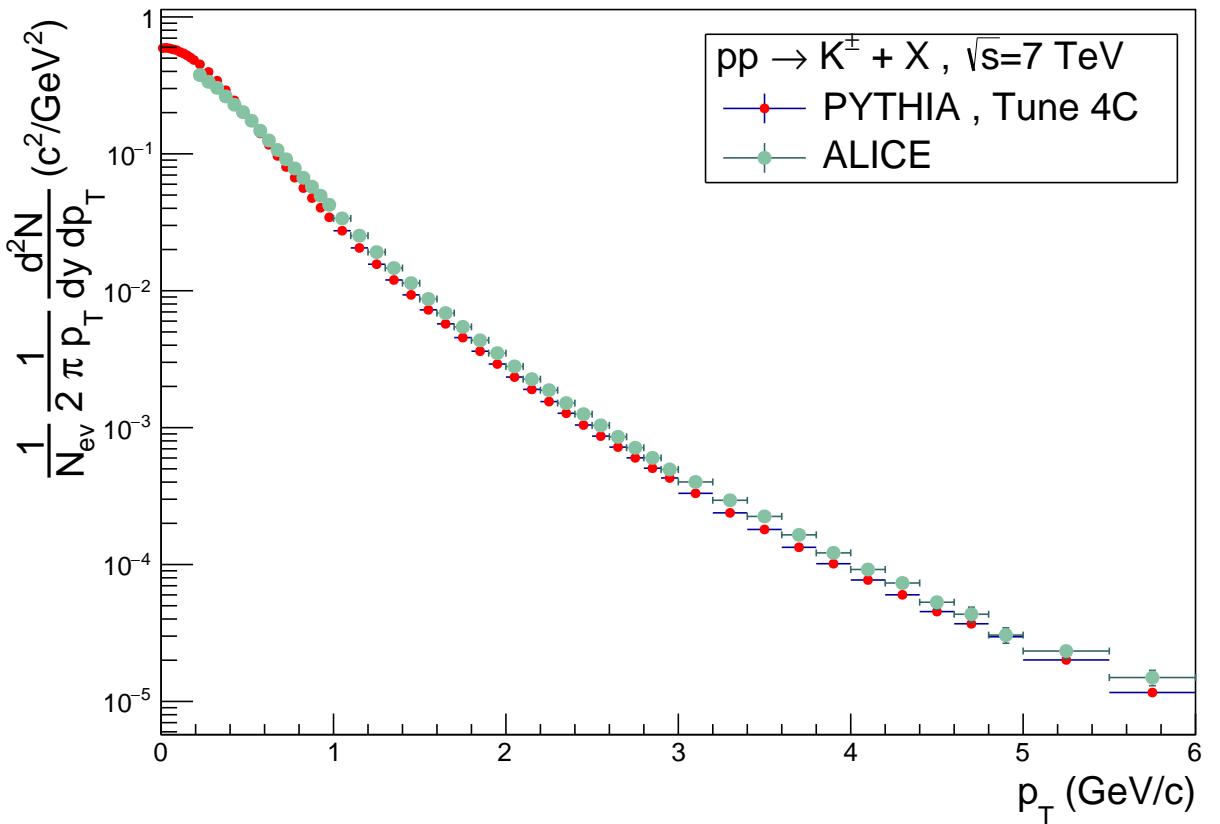


Abbildung 5.17.: Kaon- p_T -Spektrum der PYTHIA Simulation mit Tune 4C und des ALICE Experiments einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.5$ [ALIC].

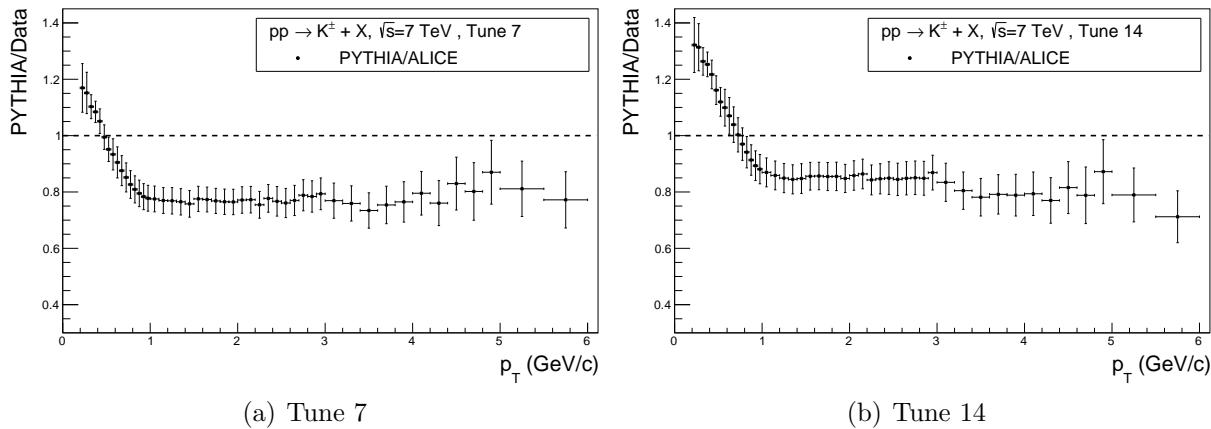


Abbildung 5.18.: Verhältnis der p_T -Spektren geladener Kaonen von PYTHIA zu ALICE.

sich für den Großteil der Transversalimpulse kleiner als die experimentell gemessene. Der Quotient PYTHIA/ALICE gegen p_T ist in Abb. 5.18 beispielhaft mit den Tunes 7 und 14 und im Anhang mit den übrigen Tunes aufgetragen. Für den kleinsten Transversalimpuls $p_{T\min}$ stimmt die von PYTHIA mit Tune 1 und 2C berechnete differentielle Multiplizität innerhalb ihrer Fehler mit der ALICE Messung überein, wohingegen mit Tune 2M die lorentzinvariante Teilchenausbeute knapp 15 % zu gering berechnet wird. Im Gegensatz dazu gibt PYTHIA mit den Tunes 4C bis 14 die differentielle Multiplizität für $p_{T\min}$ zwischen 15 % (Tune 12) und 32 % (Tune 14) zu groß an. Zunächst fällt mit allen Tunes das Verhältnis PYTHIA/ALICE bis $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ ab, woraufhin der Verlauf für größere Impulsüberträge wesentlich glatter ist. Mit den Tunes 2C, 2M, 12 und 13 steigt der Quotient ab $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ an, während mit allen anderen Tunes das Verhältnis ab $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ innerhalb der Fehler konstant bleibt. PYTHIA/ALICE beträgt im zweiten Fall je nach Tune zwischen 0.7 und 0.9.

In Abbildung 5.19 ist das reduzierte χ^2 gegen den Tune aufgetragen. Für alle Tunes, außer Tune 1, ist die Übereinstimmung von PYTHIA zu ALICE bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ bei harter Teilchenproduktion besser als für weiche Teilchenproduktion. Da sich das Verhältnis zwischen 1 und $6 \text{ GeV}/c$ nur geringfügig ändert, tragen hierzu vor allem die mit steigendem p_T wachsenden Fehler der Teilchenausbeute bei. Die Differenz der χ^2/NDF von geringen zu großen Impulsüberträgen beträgt allerdings nur maximal 1.6. Eine Ausnahme bilden Tune 2C und 2M. Für diese liefert PYTHIA für den weichen Bereich wesentlich größere reduzierte χ^2 als für den harten, was aufgrund des im vorherigen Absatz beschriebenen unterschiedlichen Verlauf des Verhältnisses einleuchtend ist. Für kleine Impulsüberträge ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) berechnet PYTHIA mit Tune 9 mit $\chi^2/\text{NDF} = 2.4$ das beste und mit Tune 2M mit $\chi^2/\text{NDF} = 15.1$ das schlechteste Ergebnis. Für große Transversalimpulse ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) berechnet sich das reduzierte Chi-Quadrat zu minimal 0.9 (Tune 13) und maximal 6.8 (Tune 8).

5.3.2. Geladene Pionen

Das in Abb. 5.20 dargestellte p_T -Spektrum geladener Pionen deckt Transversalimpulse zwischen $0.1 \text{ GeV}/c$ und $3.0 \text{ GeV}/c$ ab. Für jeden Transversalimpuls ist die von PYTHIA

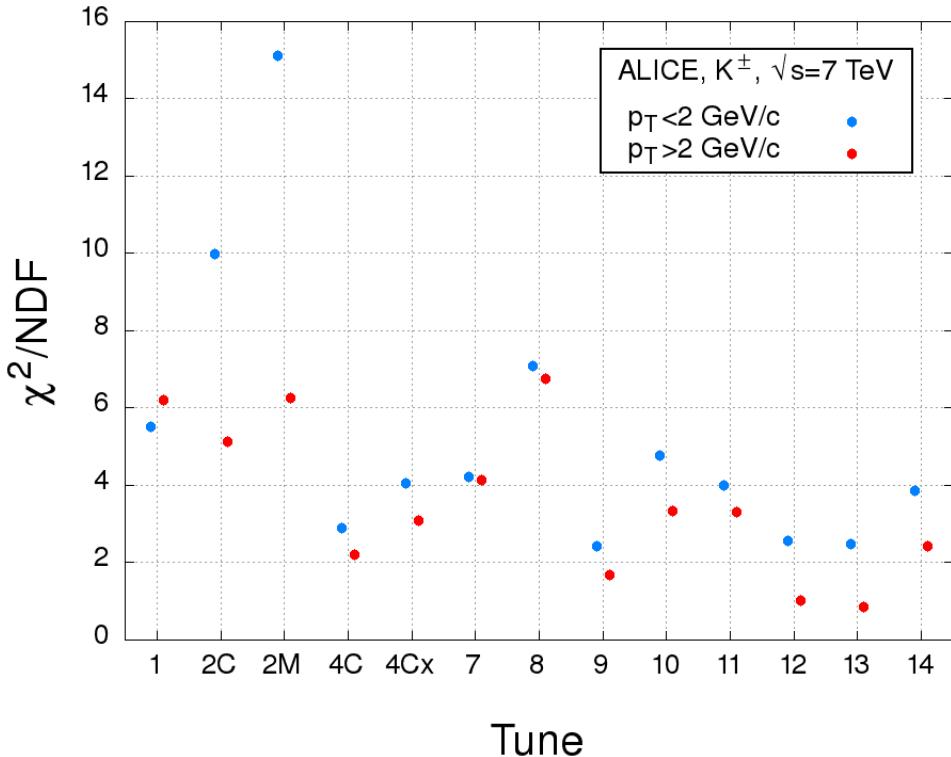


Abbildung 5.19.: Vergleich der p_T -Spektren geladener Kaonen von ALICE und PYTHIA mithilfe des χ^2 -Tests.

simulierte differentielle Multiplizität über einen Großteil des Spektrums höher als die des ALICE Experiments. Das Verhältnis von PYTHIA zu ALICE gegen p_T ist in Abb. 5.21 beispielhaft mit den Tunes 1 und 14 aufgetragen. Die Verhältnisse mit den übrigen Tunes sind im Anhang zu finden. Der Quotient PYTHIA/ALICE nimmt mit allen Tunes für den kleinsten Impulsübertrag $p_{T\min}$ den kleinsten Wert an. Die von PYTHIA simulierte lorentzinvariante Teilchenausbeute berechnet sich dort mit den Tunes 1-2M geringer als die experimentell gemessene, während sie mit den übrigen Tunes innerhalb ihres Fehlers mit den ALICE Daten übereinstimmt. Bei größeren p_T steigt der Quotient zunächst an, bis er bei $0.5 \text{ GeV}/c$ ein lokales Maximum erreicht. Die Steigung variiert je nach Tune. Der größte Wert wird mit Tune 4C mit $\text{PYTHIA/ALICE} = 1.44 \pm 0.04$ berechnet. Für steigende p_T sinkt das Verhältnis bis ca. $1 \text{ GeV}/c$, woraufhin es im harten Bereich entweder konstant verläuft (Tune 1, 4C-8, 11, 14) oder leicht ansteigt (Tune 2C, 2M, 9, 10, 12, 13). Die Berechnung des in Abb. 5.22 dargestellten reduzierten χ^2 zeigt, dass die Wahl des Tunes für geladene Pionen eine große Rolle spielt. χ^2/NDF variiert zwischen den Tunes von 1.5 (Tune 2M) bis 20.8 (Tune 4C) für kleine p_T und von 3.0 (Tune 8) bis 22.6 (Tune 13) für große p_T . Die Übereinstimmung für den harten Bereich ist mit den meisten Tunes besser als für den weichen Bereich. Mit den Tunes, mit denen die Verhältnisse für $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ ansteigen, welches einer Verringerung der Übereinstimmung entspricht, ist die Differenz der χ^2 für die beiden Transversalimpulsintervalle geringer als mit den übrigen Tunes. PYTHIA erzielt mit den Tunes 2C und 2M sowie 12 und 13 für kleine p_T sogar eine bessere Übereinstimmung als für große.

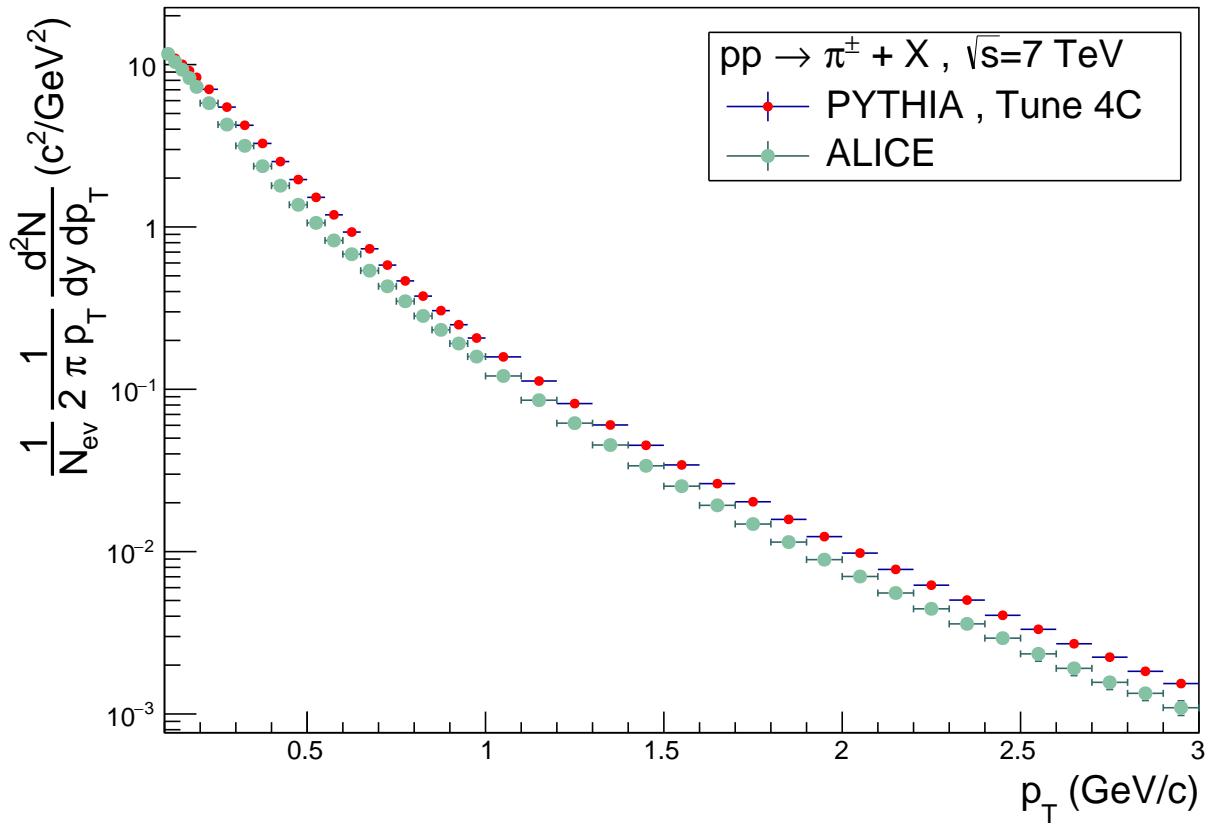


Abbildung 5.20.: Pion- p_T -Spektrum der PYTHIA Simulation mit Tune 4C und des ALICE Experiments einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.5$ [ALIC].

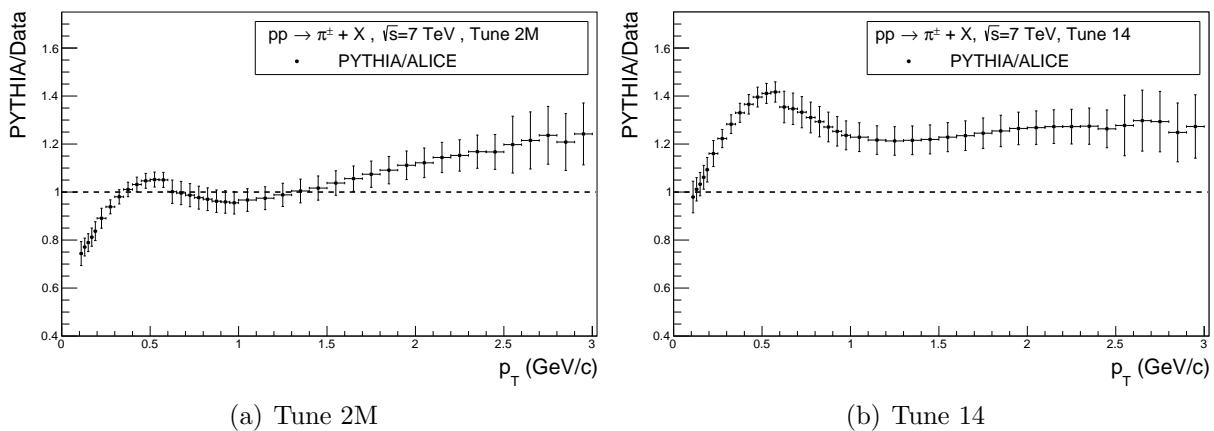


Abbildung 5.21.: Verhältnis der p_T -Spektren geladener Pionen von PYTHIA zu ALICE.

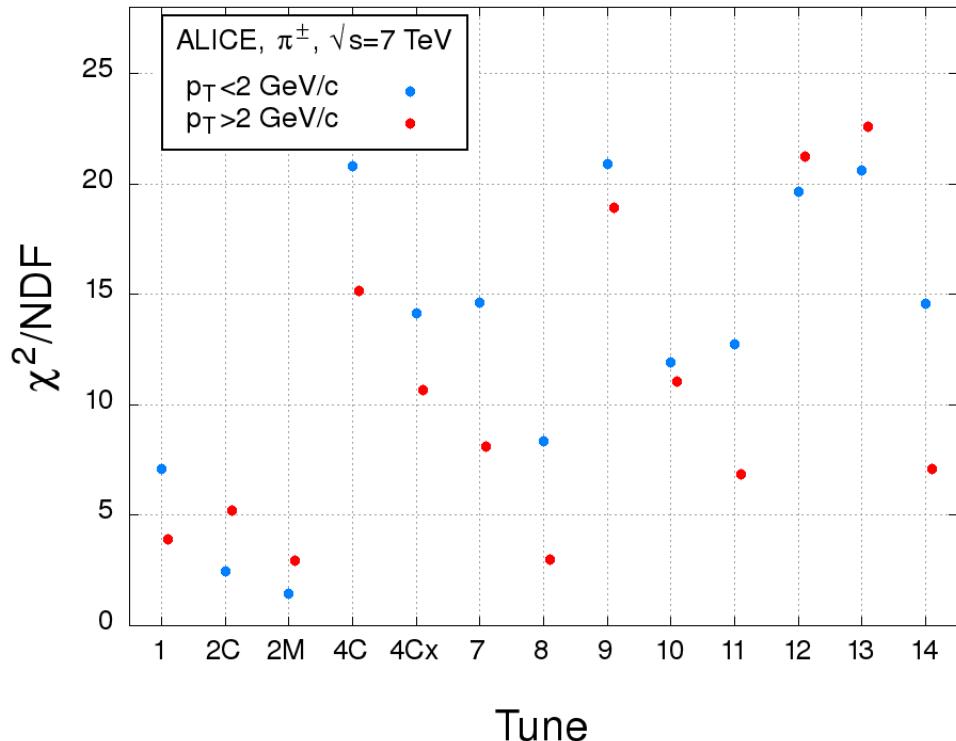


Abbildung 5.22.: χ^2/NDF gegen PYTHIA Tune. Es werden die p_T -Spektren von π^\pm des ALICE Experiments mit PYTHIA Simulationen verglichen.

5.3.3. Protonen und Antiprotonen

Das p_T -Spektrum von Proton und Antiproton, welches in Abb. 5.23 zu sehen ist, erstreckt sich von $p_{T\min} = 0.3 \text{ GeV}/c$ bis $p_{T\max} = 6 \text{ GeV}/c$. Der Vergleich mit den ALICE Daten zeigt, dass PYTHIA die lorentzinvarianten Teilchenausbeuten mit fast allen Tunes über das gesamte Spektrum zu groß berechnet. Eine Übereinstimmung mit ALICE innerhalb der Fehler kann lediglich mit Tunes 2M für ein Impulsintervall von $0.75 \text{ GeV}/c < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$ realisiert werden, wie in Abb. 5.24 (a) an dem Verhältnis zu sehen ist. Die Graphen mit den übrigen Tunes sind Abb. 5.24 und dem Anhang zu entnehmen. Das Verhältnis schwankt für $p_{T\min}$ je nach Tune zwischen 1.73 ± 0.16 (Tune 2M) und 2.35 ± 0.22 (Tune 8). Bis $p_T \approx 1 \text{ GeV}/c$ sinkt das Verhältnis um durchschnittlich 0.95 ± 0.18 bis zu seinem Tiefpunkt von minimal 0.97 ± 0.06 (Tune 2M) ab. Für steigende transversale Impulse nimmt das Verhältnis je nach Tune unterschiedlich stark zu. Mit Tune 13 wird das höchste Verhältnis mit PYTHIA/ALICE = 3.27 ± 0.87 berechnet. Analog zu den anderen Teilchensorten werden für Protonen und Antiprotonen ein reduziertes Chi-Quadrat für den weichen und harten Bereich berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 5.25 für die 13 verschiedenen Tunes dargestellt. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Messdaten wird stark von der Wahl des PYTHIA Tunes beeinflusst. Die beste Übereinstimmung für kleine p_T ergibt sich mit Tune 2M ($\chi^2/\text{NDF} = 6.8$), während sich für die schlechteste Beschreibung ein χ^2/NDF von 47.5 mit Tune 4C berechnet. Die Betrachtung großer Transversalimpulse offenbart eine noch größere Variation mit $\chi^2/\text{NDF} = 14.7$ mit Tune 14 als bestem und $\chi^2/\text{NDF} = 75.7$ als schlechtestem Tune.

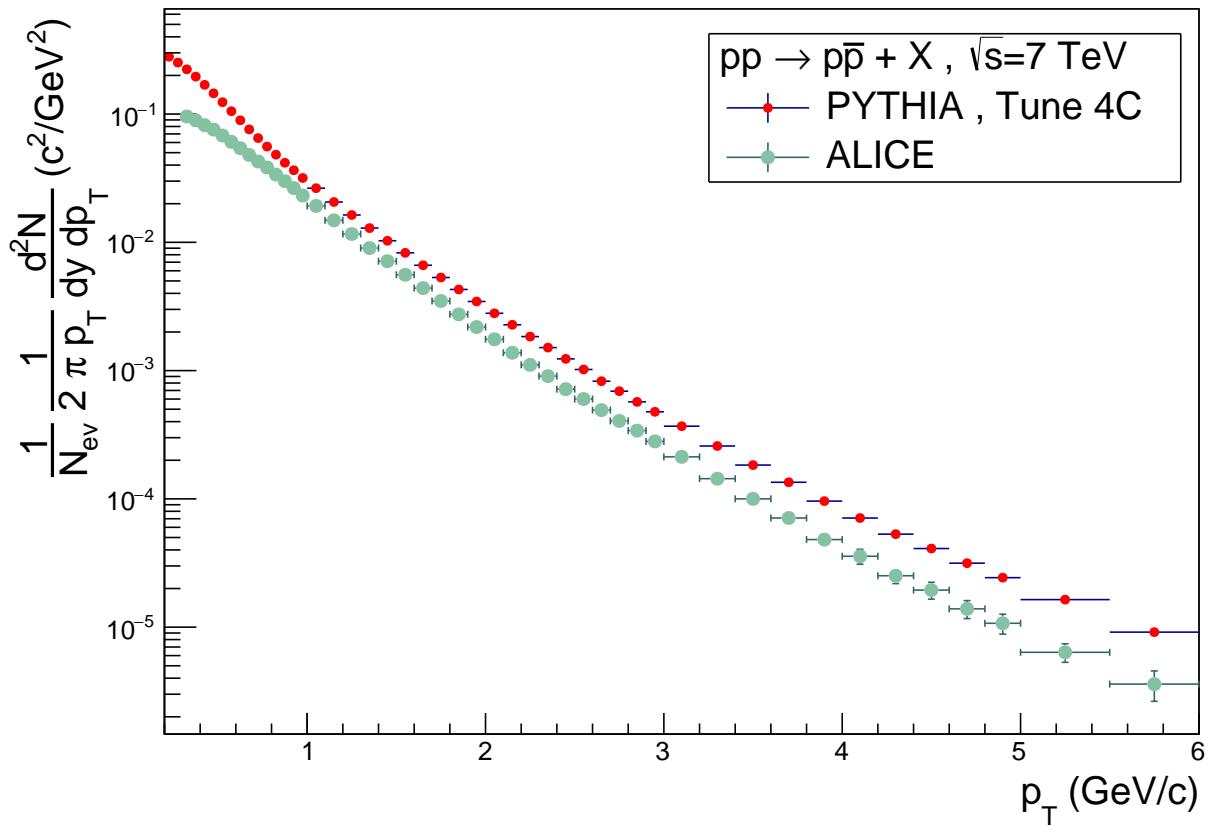


Abbildung 5.23.: Proton/Antiproton- p_T -Spektrum der PYTHIA Simulation mit Tune 4C und des ALICE Experiments einer pp -Kollision mit $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und $|y| < 0.5$ [ALIC].

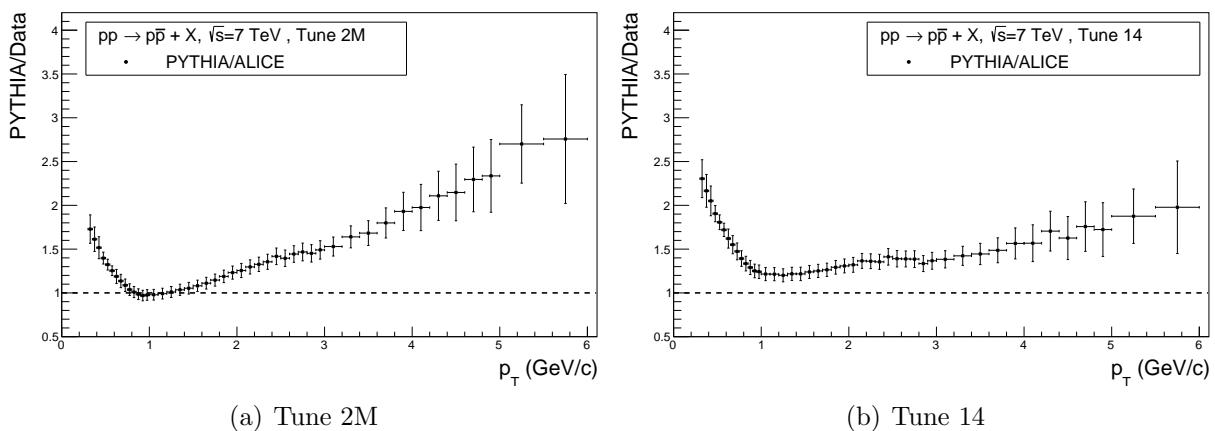


Abbildung 5.24.: Verhältnis der Proton/Antiproton- p_T -Spektren von PYTHIA zu ALICE.

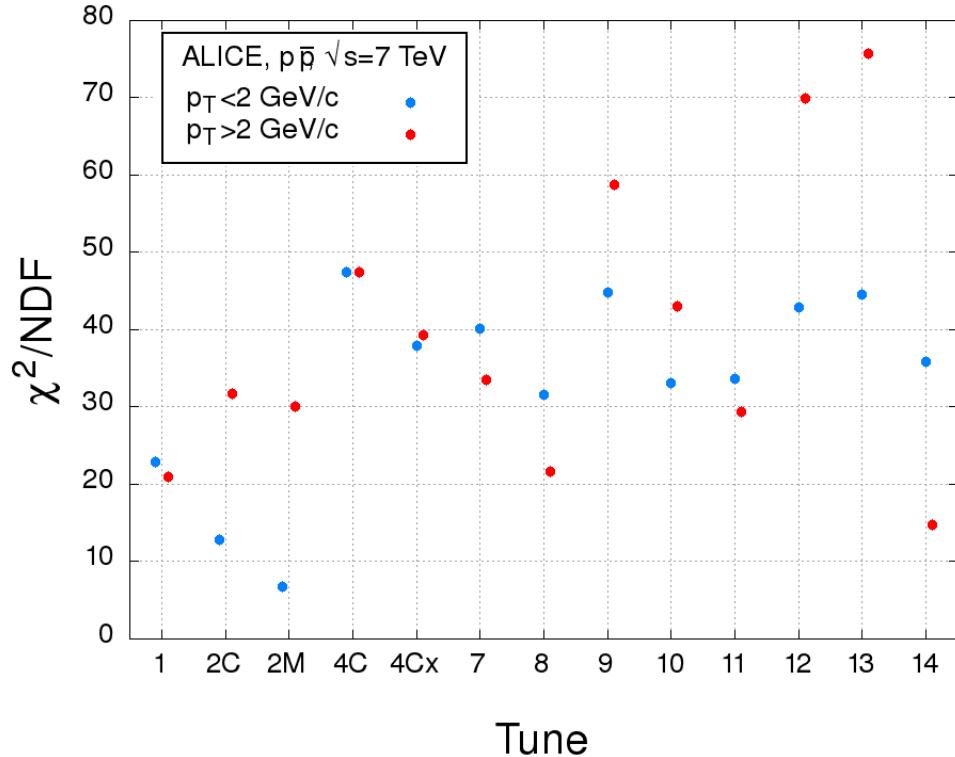


Abbildung 5.25.: χ^2/NDF gegen PYTHIA Tune zum Vergleich der p_T -Spektren von $p\bar{p}$ des ALICE Experiments mit PYTHIA Simulationen.

5.3.4. Vergleich der Teilchensorten

Sowohl für K^\pm und π^\pm als auch für $p\bar{p}$ sind die von PYTHIA berechneten differentiellen Multiplizitäten über den Großteil des Spektrum größer als die Messwerte des ALICE Experiments. In Tabelle 5.5 sind die über alle Tunes gemittelten χ^2/NDF und deren Standardabweichungen für jede Teilchensorte aufgetragen. Für geladene Kaonen und Pionen ist im Einklang mit den theoretischen Erwartungen der Mittelwert für harte Teilchenproduktion kleiner als für weiche, wohingegen für Protonen und Antiprotonen im Mittel der Bereich der weichen Physik besser reproduziert wird. Die hohen Standardabweichungen zeigen allerdings, dass diese Reihenfolge nur im Durchschnitt gilt und nicht auf jeden Tune zutrifft.

Im Vergleich zu den anderen Teilchensorten gelingt PYTHIA die Simulation der Kaonausbeute mit einem mittleren χ^2/NDF von 5.3 für Transversalimpulse kleiner bzw. mit 3.57 für p_T größer als $2 \text{ GeV}/c$ am besten. Das zweitniedrigste mittlere reduzierte χ^2 berechnet PYTHIA für geladene Pionen mit 13.0 ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) bzw. 10.5 ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$), während die Proton- und Antiproton-Produktion die schlechteste mittlere Übereinstimmung mit $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 33.4$ ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) bzw. $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 39.7$ ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) erzielt.

Zur Evaluation der einzelnen Tunes wird analog zu den vorherigen Kapiteln der Mittelwert der reduzierten Chi-Quadrat über die betrachteten Mesonen (Tab. 5.6 (a), (b)) sowie

$p_T < 2 \text{ GeV}/c$	$\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$	σ
$K^+ + K^-$	5.3	3.6
$\pi^+ + \pi^-$	13.0	6.7
$p + \bar{p}$	33.4	12.5
$p_T > 2 \text{ GeV}/c$	$\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$	σ
$K^+ + K^-$	3.6	2.0
$\pi^+ + \pi^-$	10.5	6.9
$p + \bar{p}$	39.7	18.8

Tabelle 5.5.: $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$ und σ über alle Tunes

über alle betrachteten Teilchen (Tab. 5.5 (c),(d)) gebildet. Im weichen Bereich liefern die Tunes 2M und 2C für π^\pm und $p\bar{p}$ die beste Übereinstimmung mit ALICE, während im Gegensatz dazu mit diesen beiden Tunes für K^\pm das größte χ^2/NDF für kleine p_T berechnet wird. Bei der alleinigen Betrachtung von geladenen Kaonen erzielen die Tunes 9 und 13 im weichen Bereich das beste Ergebnis. Folglich muss bei einer Simulation, welche gleichermaßen die Kaon- als auch die Pionausbeute gut reproduzieren soll, ein Kompromiss eingegangen werden, welcher in Tabelle 5.6 präsentiert ist. Aufgrund der hohen Standardabweichung der geladenen Pionen und der Protonen im Vergleich zu den geladenen Kaonen hat bei der Tunewahl das stärker variierende χ^2 der π^\pm und $p\bar{p}$ einen größeren Einfluss. Bei der Betrachtung der Mesonen ($K^\pm + \pi^\pm$) erzielt Tune 2C mit einem mittleren χ^2/NDF von 6.2 das beste Ergebnis, während bei der Betrachtung aller Teilchen Tune 2M mit $\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}} = 7.8$ am besten geeignet ist. Im Bereich der großen Impulsüberträge ist die Situation die gleiche: Die Tunes, mit welchen für π^\pm und $p\bar{p}$ die höchste Übereinstimmung mit ALICE berechnet wird, sind gerade jene, welche die K^\pm -Ausbeute am schlechtesten reproduzieren. Bei gleicher Gewichtung aller Mesonen liefert für $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ Tune 2M im Mittel mit $\chi^2/\text{NDF} = 4.6$ das beste Ergebnis, während für alle Teilchen Tune 14 mit $\chi^2/\text{NDF} = 8.1$ der Tune der Wahl ist.

(a) $p_T < 2 \text{ GeV}/c$		(b) $p_T > 2 \text{ GeV}/c$		(c) $p_T < 2 \text{ GeV}/c$		(d) $p_T > 2 \text{ GeV}/c$	
$K^\pm + \pi^\pm$		$K^\pm + \pi^\pm$		$K^\pm + \pi^\pm + p\bar{p}$		$K^\pm + \pi^\pm + p\bar{p}$	
Tune	$\frac{1}{2} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{2} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$
1	6.3	1	5.1	1	11.8	1	10.4
2C	6.2	2C	5.2	2C	8.4	2C	14.0
2M	8.3	2M	4.6	2M	7.8	2M	13.1
4C	11.9	4C	8.7	4C	23.7	4C	21.6
4Cx	9.1	4Cx	6.9	4Cx	18.7	4Cx	17.7
7	9.4	7	6.1	7	19.7	7	15.3
8	7.7	8	4.9	8	15.7	8	10.5
9	11.7	9	10.3	9	22.7	9	26.5
10	8.3	10	7.2	10	16.6	10	19.1
11	8.4	11	5.1	11	16.8	11	13.2
12	11.1	12	11.1	12	21.7	12	30.7
13	11.6	13	11.7	13	22.6	13	33.1
14	9.2	14	4.8	14	18.1	14	8.1

Tabelle 5.6.: Über geladene Pionen und geladene Kaonen (a),(b) bzw. über alle Teilchensorten (c),(d) gemitteltes χ^2/NDF für 13 PYTHIA Tunes.

5.4. Vergleich der Schwerpunktsenergien

Die Bewertung der Güte der Simulationen bezüglich verschiedener Schwerpunktsenergien ist nur eingeschränkt möglich, da die lorentzinvariante Teilchenausbeute je nach \sqrt{s} für unterschiedliche p_T -Intervalle gemessen wurde. Der Vergleich für $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ kann nur zwischen $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ erfolgen, da bei ALICE bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ nur

Multiplizitäten bis maximal $p_T = 2.4 \text{ GeV}/c$ ($K^\pm, p\bar{p}$) bzw. $p_T = 2.6 \text{ GeV}/c$ (π^\pm) gemessen wurden, welche im χ^2 -Test vollständig dem weichen Bereich zugeordnet werden. Diese Ausweitung des weichen Bereichs bei 900 GeV sorgt für tendenziell niedrigere reduzierte χ^2 im Vergleich zu den anderen Schwerpunktsenergien.

Eine Gemeinsamkeit aller Schwerpunktsenergien stellt die Reihenfolge der bestreproduzierten Teilchen dar. Für alle \sqrt{s} ist das über die Tunes gemittelte χ^2/NDF für geladene Kaonen am geringsten, während das Spektrum der geladenen Pionen im Durchschnitt am zweitbesten wiedergegeben wird. Da die Standardabweichung des reduzierten χ^2 für π^\pm immer größer ist als die der Kaonen, gibt es in manchen Fällen, wie beispielsweise im weichen Bereich bei 2.76 TeV, einen Tune, mit welchem PYTHIA für geladene Pionen eine bessere Übereinstimmung erzielt als für geladene Kaonen. Mit größerem Abstand wird die lorentzinvariante Teilchenausbeute der Protonen und Antiprotonen am schlechtesten von PYTHIA generiert. Das über alle Tunes gemittelte χ^2/NDF für $p\bar{p}$ ist für alle Schwerpunktsenergien mindestens zweieinhalbmal so groß wie das der geladenen Pionen.

Eine weitere Gemeinsamkeit aller Schwerpunktsenergien ist, dass für den Großteil der Transversalimpulse die lorentzinvariante Teilchenausbeute der geladenen Kaonen von PYTHIA kleiner als die experimentell von ALICE gemessenen berechnet werden, wohingegen PYTHIA im Vergleich zu ALICE tendenziell zu große π^\pm - und $p\bar{p}$ -Multiplizitäten liefert. Im Gesamtspektrum, dessen größter Teil aus geladenen Pionen und dessen zweitgrößter Teil aus geladenen Kaonen besteht, wird dies teilweise kompensiert. Insgesamt berechnet sich das simulierte Spektrum trotzdem für $\sqrt{s} = 2.76$ und 7 TeV für alle p_T zu groß im Vergleich zu ALICE (Abb. 5.26 , B.2). Bei einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV stimmen die Gesamtspektren für $1 \text{ GeV}/c < p_T < 2.4 \text{ GeV}/c$ von PYTHIA und ALICE miteinander überein, während für $0.3 \text{ GeV}/c < p_T < 1 \text{ GeV}/c$ die Simulation zu großer Teilchenausbeuten berechnet (Abb. B.1). Eine dritte Gemeinsamkeit erschließt sich bei der Begutachtung der besten Tunes für jede Teilchensorte. In Abb. 5.27 (a) ist die Häufigkeit für jeden Tune aufgetragen, mit welcher dieser für eine Teilchensorte bei einer Schwerpunktsenergie der beste oder zweitbeste Tune ist. Es ist auffällig, dass sowohl für π^\pm als auch für $p\bar{p}$ die älteren Tunes (1-2M) häufig gute Ergebnisse erzielt haben, während für K^\pm tendenziell die jüngeren Tunes (12-14) eine größere Übereinstimmung mit ALICE produzieren.

Ein Unterschied ist die Güte der Tunes für die verschiedenen Schwerpunktsenergien. In Abb. 5.27 (b) ist das reduzierte χ^2 des besten Tunes für 0.9, 2.76, und 7 TeV aufgetragen. Sowohl bei der Betrachtung der Mesonen ($\pi^\pm + K^\pm$), also auch bei der Betrachtung aller Teilchen ($\pi^\pm + K^\pm + p\bar{p}$) steigt das reduzierte χ^2 innerhalb eines p_T -Intervalls mit wach-

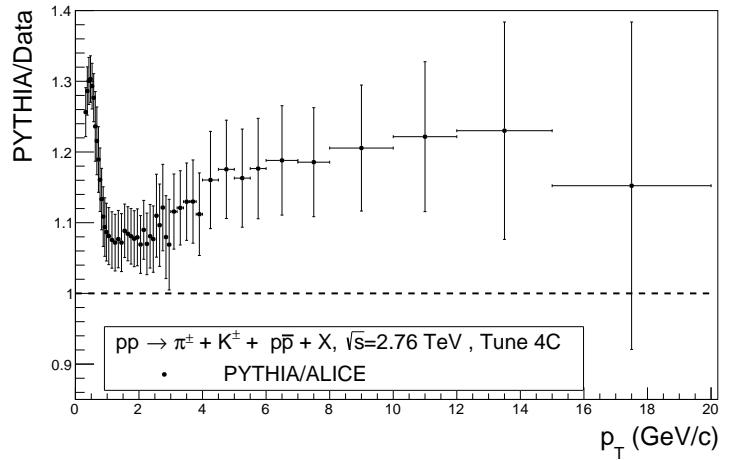
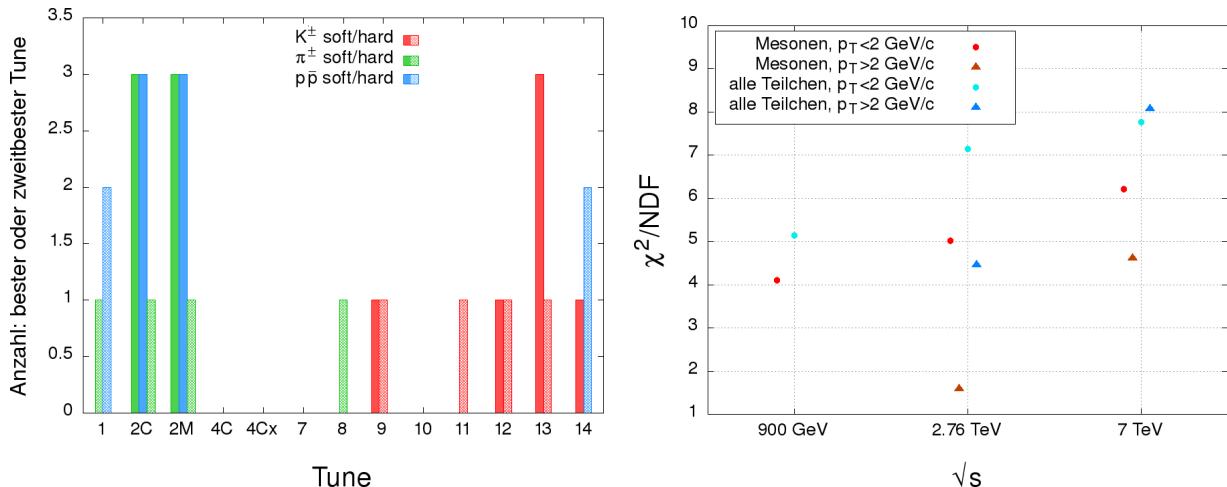


Abbildung 5.26.: Verhältnis der Teilchenausbeute von PYTHIA zu ALICE gegen p_T bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$.

5. Vergleich mit ALICE Daten



(a) Häufigkeit, mit welcher ein Tunes das beste Ergebnis für eine Teilchensorte erzielt hat, gegen Tune für verschiedene p_T -Intervalle.

(b) χ^2/NDF der besten Tunes in Abhängigkeit zu \sqrt{s} .

Abbildung 5.27.: Bewertung der Tunes in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergien: Gemeinsamkeiten und Unterschiede.

sender Schwerpunktsenergie. Dies gilt allerdings nicht für jeden Tune. Betrachtet man beispielsweise Tune 14 ergibt sich für alle Teilchensorten für 900 GeV zwar das niedrigste χ^2/NDF , allerdings ist dies für 2.76 TeV am größten.

6. Vergleich der lorentz invarianten Teilchenausbeuten von PYTHIA Simulation und CMS Daten bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}, 2.76 \text{ TeV und } 7 \text{ TeV}$

Im Gegensatz zu den ALICE Messdaten wird das p_T -Spektrum bei CMS nur im Bereich der weichen Physik gemessen. Die Analyse erfolgt analog zu Kap. 5.1.

6.1. Vergleich bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$

6.1.1. Geladene Kaonen

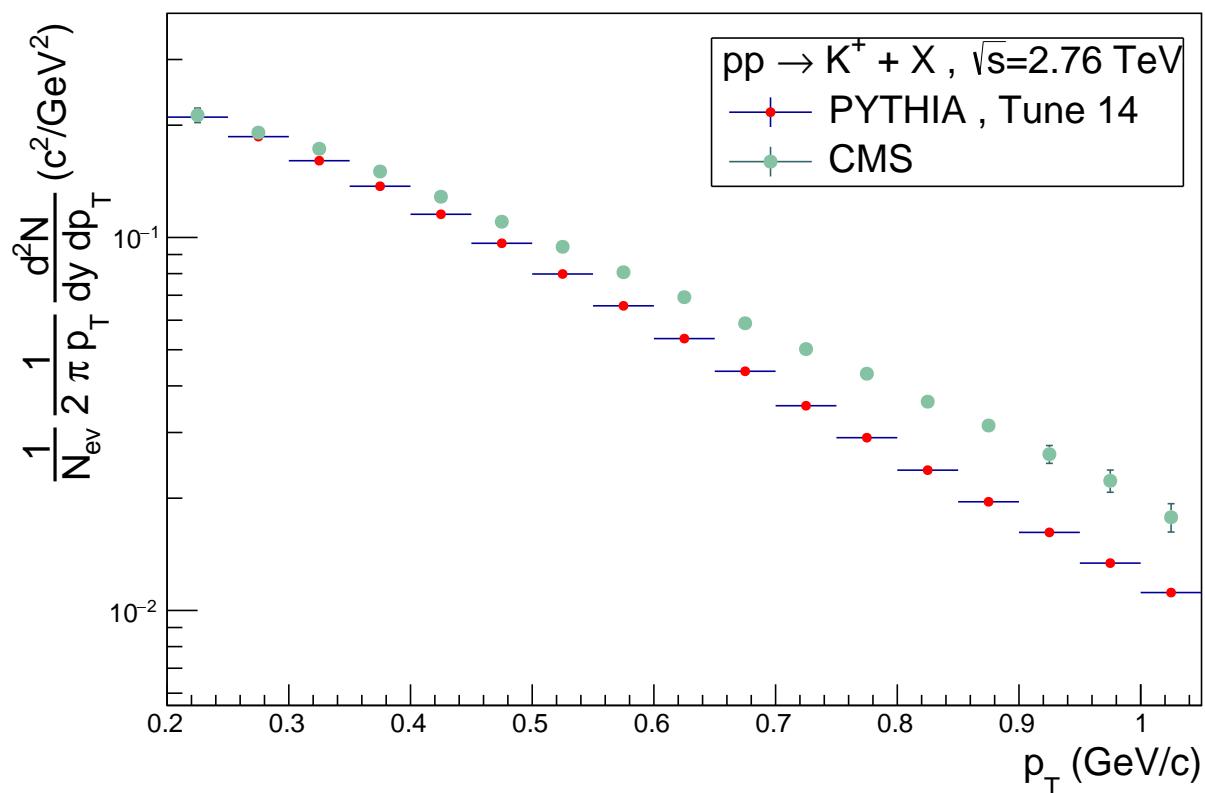


Abbildung 6.1.: Lorentzinvariante Ausbeute von K^+ aus der PYTHIA Simulation und CMS Daten in Abhängigkeit von p_T bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 1$ [CMS].

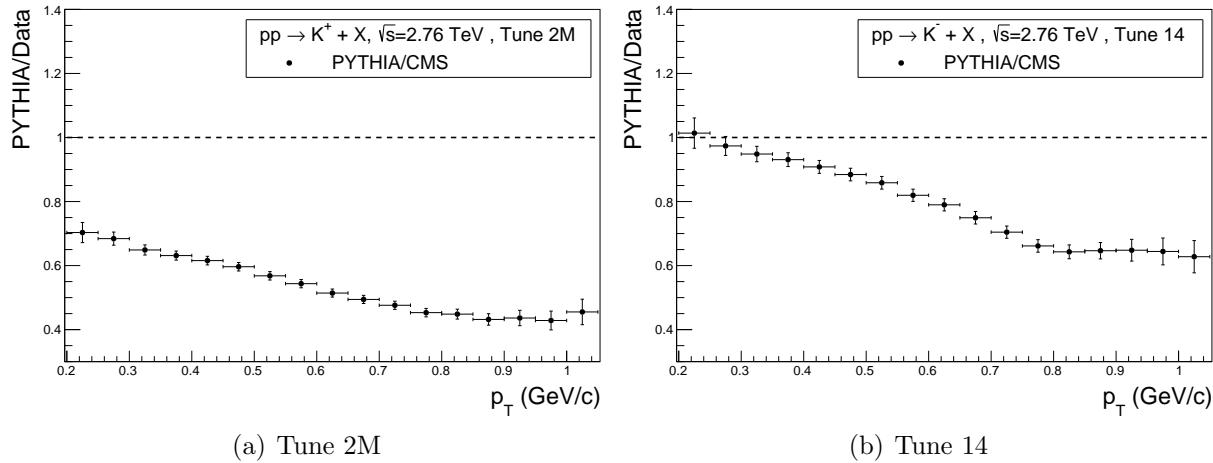


Abbildung 6.2.: Verhältnis der p_T -Spektren geladener Kaonen für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 1$ von PYTHIA Simulation zu Messwerten des CMS Experiments.

Die p_T -abhängige Teilchenausbeute geladener Kaonen, gemessen von CMS bzw. berechnet mit PYTHIA mit Tune 14, ist in Abb. 6.1 aufgetragen. In dem kleinen Transversalimpulsintervall von $p_T = 0.2 \text{ GeV}/c$ bis $1.05 \text{ GeV}/c$ unterscheiden sich die Ergebnisse mit den unterschiedlichen Tunes nur wenig. Das Verhältnis von PYTHIA zu CMS ist in Abb. 6.2 beispielhaft mit den Tunes 2M und 14 aufgetragen. Die übrigen Verhältnisse sind im Anhang zu finden. Mit allen Tunes, außer Tune 14, ist die von Pythia berechnete differentielle Multiplizität über das gesamte Spektrum kleiner als die CMS Daten. Tune 14 hingegen liefert für $p_T = 0.2\text{-}0.3 \text{ GeV}/c$ ein Ergebnis, welches innerhalb des Fehlers mit der CMS Messung übereinstimmt. Das globale Maximum des Verhältnisses liegt mit jedem Tune bei dem kleinsten Impulsübertrag, während für steigende p_T das Verhältnis PYTHIA/CMS im Mittel um insgesamt (0.32 ± 0.04) sinkt. Mit den drei ältesten Tunes (1, 2C, 2M) beträgt die minimale Abweichung von CMS bereits 20 – 30 %, wohingegen das Verhältnis mit den anderen Tunes im besten Fall zwischen 0.8 und 1 liegt. Dementsprechend schneiden diese drei Tunes schlechter als die anderen im χ^2 -Test ab, dessen Ergebnis in Abb. 6.3 dargestellt ist. Das größte reduzierte Chi-Quadrat berechnet sich mit Tune 2M mit 56.0. Die χ^2/NDF der übrigen Tunes variieren nur wenig um 29.9 ± 1.4 . Eine Ausnahme ist Tune 14, welcher mit großem Abstand das beste Ergebnis mit 13.5 liefert.

6.1.2. Geladene Pionen

Das Verhältnis der Teilchenausbeuten von PYTHIA zu CMS ist für die verschiedenen Tunes in Abb. 6.5 und im Anhang aufgetragen. Ein zugehöriges Spektrum ist in Abb. 6.4 zu sehen. Der Graph des Quotienten p_T verläuft mit allen Tunes sehr ähnlich. Die Verhältnisse haben alle ein Maximum bei $p_T \approx 0.6 \text{ GeV}/c$. Während in diesem mit den Tunes 4C-14 die differentiellen Multiplizitäten von PYTHIA und CMS innerhalb ihrer Fehler übereinstimmen, liegt das Verhältnis PYTHIA/CMS dort mit den Tunes 1-2M zwischen 0.8 und 0.9. Über den gesamten p_T Bereich schwankt PYTHIA/CMS um ca. 0.2. Ähnlich wie bei den geladenen Kaonen weichen die χ^2/NDF aller Tunes wenig voneinander

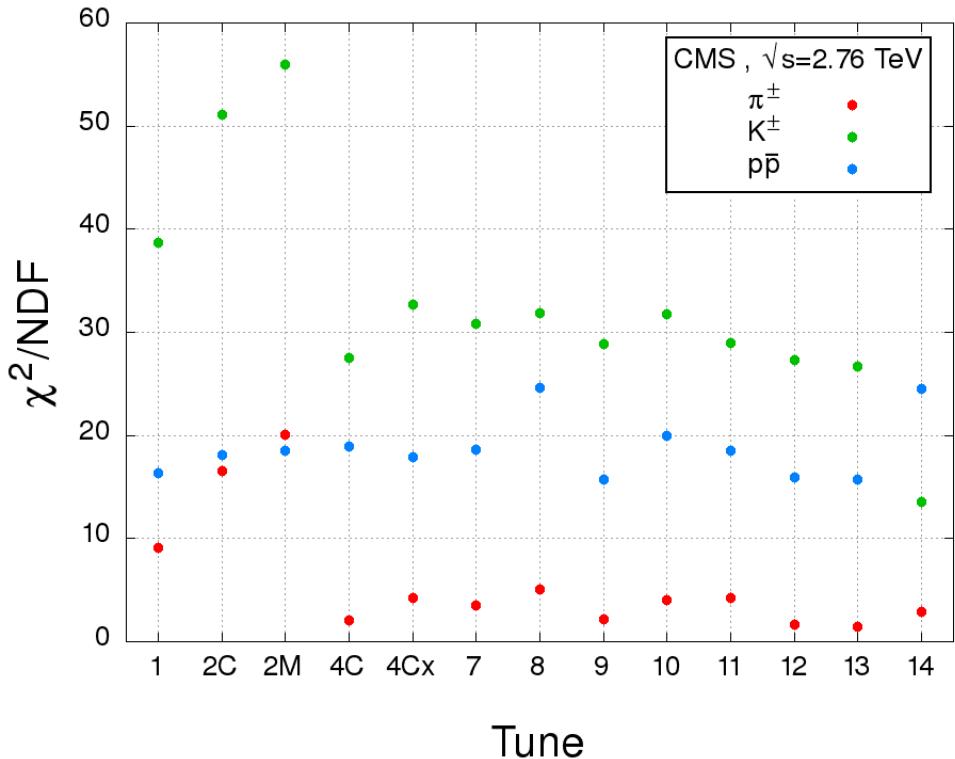


Abbildung 6.3.: Reduziertes χ^2 gegen PYTHIA Tune für $K^\pm, \pi^\pm, p\bar{p}$ bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$.

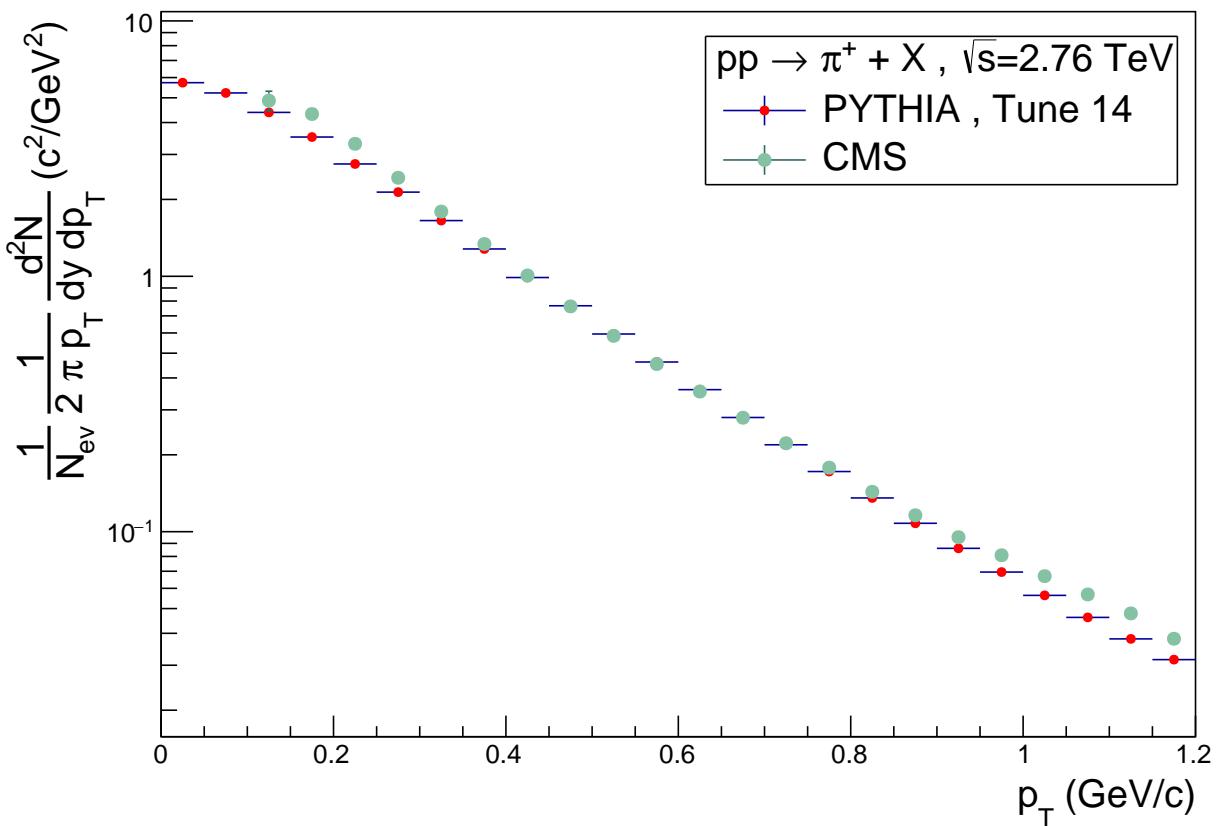


Abbildung 6.4.: Lorentzinvariante Ausbeute von π^+ aus der PYTHIA Simulation und CMS Daten in Abhängigkeit zu p_T bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 1$ [CMS].

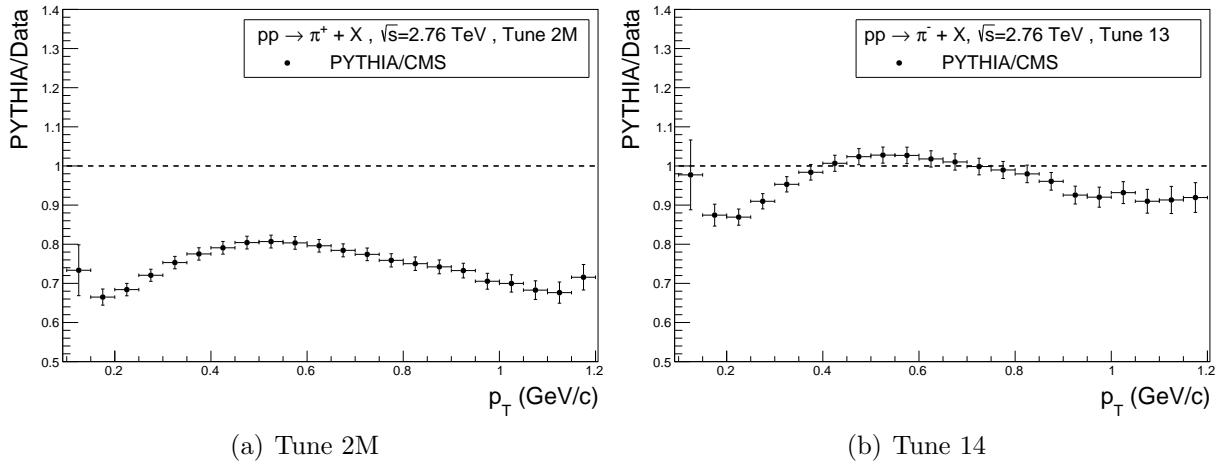


Abbildung 6.5.: Verhältnis der p_T -Spektren geladener Pionen für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2.76$ TeV und $|y| < 1$ von PYTHIA Simulation zu Messwerten des CMS Experiments.

ab. Im Mittel erzielen sie ein reduziertes Chi-Quadrat von 3.1 ± 0.8 (Tune 4C-14). Eine Ausnahme machen erneut die Tunes 1-2M (Abb. 6.3), deren Übereinstimmung deutlich schlechter ist. Maximal berechnet sich χ^2/NDF mit Tune 2M zu 20.0.

6.1.3. Protonen und Antiprotonen

Die $p\bar{p}$ -Produktion berechnet PYTHIA im Vergleich zu CMS Daten für einige p_T zu groß und für andere zu klein, wie in Abb. 6.6 beispielhaft mit Tune 14 zu sehen ist. Das Verhältnis von PYTHIA zu CMS ist in Abb. 6.7 gegen p_T für Tune 1 und 8 aufgetragen. Die Verhältnisse mit den übrigen Tunes sind im Anhang zu finden. Mit allen Tunes ist der Wert PYTHIA/CMS für den kleinsten Impulsübertrag am größten. Maximal wird es mit Tune 8 für Antiprotonen mit PYTHIA/CMS= 1.93. Für steigende p_T nimmt sowohl der Quotient als auch die Steigung des Quotienten ab. Je nach Tune wird die Referenzlinie zwischen $p_T = 0.6 \text{ GeV}/c$ und $p_T = 0.8 \text{ GeV}/c$ geschnitten. Danach flacht der Verlauf stark ab und das Verhältnis nimmt je nach Tune Werte zwischen 0.6 und 0.95 an. Wie in Abb. 6.3 zu sehen ist, variieren die χ^2/NDF nur wenig mit den Tunes. Im Mittel nehmen sie einen Wert von 18.7 ± 2.9 an. Der beste Tune erzielt ein reduziertes χ^2/NDF von 15.7 (Tune 9), während sich bei der geringsten Übereinstimmung mit Tune 14 χ^2/NDF zu 24.5 berechnet.

6.1.4. Vergleich der Teilchensorten

Zum Vergleich der Teilchenarten wird in Tabelle 6.1 der Mittelwert für jede Teilchensorte über alle Tunes gebildet. Es ist deutlich erkennbar, dass geladene Pionen mit einem durchschnittlichen reduzierten χ^2 von 5.9 am besten beschrieben werden. Die relativ große Standardabweichung von 5.9 zeigt, dass es sogar Tunes mit deutlich besseren Ergebnissen gibt. Der Mittelwert von K^\pm ist mit 32.76 größer als das durchschnittliche χ^2/NDF von

	$\langle \chi^2/NDF \rangle$	σ
$K^+ + K^-$	32.8	10.9
$\pi^+ + \pi^-$	5.9	5.9
$p + \bar{p}$	18.7	2.9

Tabelle 6.1.: $\langle \chi^2/NDF \rangle$ und σ .

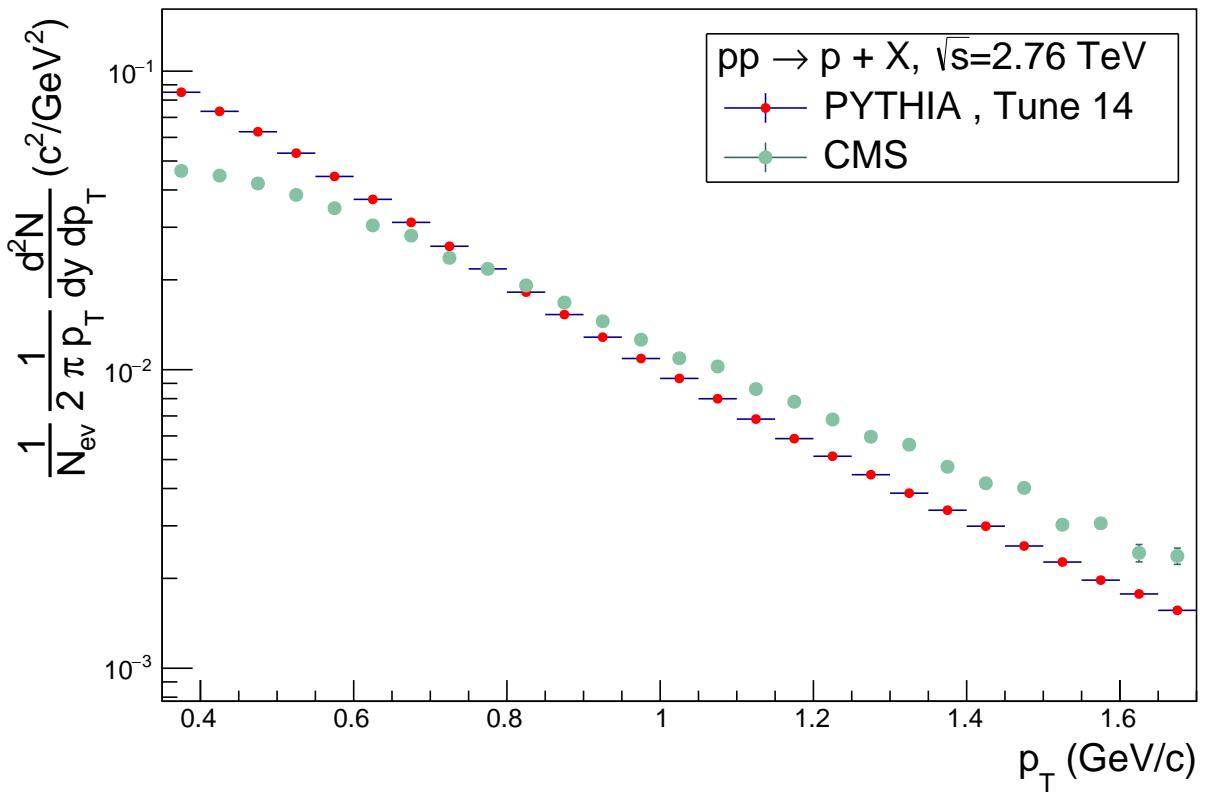


Abbildung 6.6.: Lorentzinvariante Ausbeute von p aus der PYTHIA Simulation und CMS Daten in Abhängigkeit zu p_T bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 1$ [CMS].

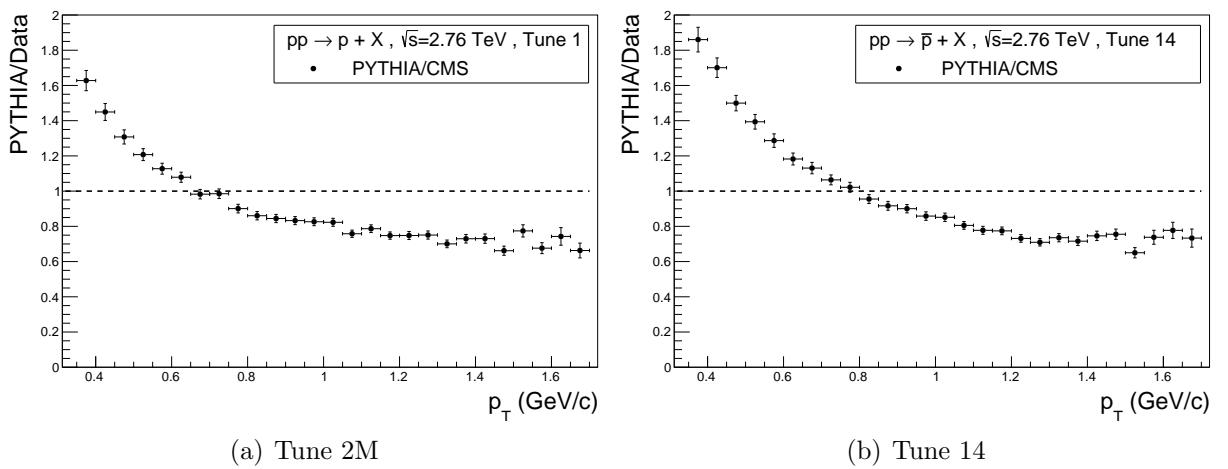


Abbildung 6.7.: Verhältnis der p_T -Spektren von Proton und Antiproton für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ und $|y| < 1$ von PYTHIA Simulation zu Messwerten des CMS Experiments.

$p\bar{p}$ von 18.73. Da die Ergebnisse mit den einzelnen Tunes für geladene Kaonen allerdings deutlich unterschiedlichere Werte liefern als für $p\bar{p}$, welches in den verschiedenen Standardabweichungen deutlich wird, erzielt der beste Tune für Kaonen (Tune 14) ein niedrigeres χ^2/NDF als der beste Tunes für Protonen und Antiprotonen (Tune 9). Die Evaluation der Tunes erfolgt analog zu Kap. 5.1. In Tabelle 6.2 (a) ist das über K^\pm und π^\pm gemittelte und in Tabelle 6.2 (b) das über alle Teilchen gemittelte χ^2/NDF für jeden Tune dargestellt. Bei der Betrachtung von Abb. 6.3 wird deutlich, dass sich vor allem die Verteilung der χ^2/NDF für die Mesonen stark ähnelt. PYTHIA liefert mit den Tunes 1-2M mit Abstand die geringste Übereinstimmung mit CMS Daten, während die anderen Tunes sehr ähnliche Ergebnisse erzielen. Eine Ausnahme bildet Tune 14, welcher sich für geladene Kaonen durch ein besonders niedriges χ^2/NDF auszeichnet. Folglich ist für Mesonen Tune 14, mit welchem sich das mittlere χ^2/NDF zu 8.2 berechnet, eindeutig zu empfehlen. Die Verteilung der χ^2/NDF über die Tunes ist für Protonen sehr gleichmäßig, sodass sich die Reihenfolge der Tunes in Tabelle 6.2 (b) nur wenig ändert. Soll bei einer Analyse jede Teilchensorte gleich gewichtet werden, ist ebenfalls Tune 14 zu empfehlen.

(a) Mesonen		(b) alle Teilchen	
Tune	$K^\pm + \pi^\pm$	Tune	$K^\pm + \pi^\pm + p\bar{p}$
1	24.0	1	21.4
2C	33.8	2C	28.6
2M	38.0	2M	31.5
4C	14.8	4C	16.2
4Cx	18.5	4Cx	18.3
7	17.2	7	17.7
8	18.5	8	20.5
9	15.6	9	15.6
10	17.9	10	18.6
11	16.6	11	17.3
12	14.5	12	15.0
13	14.0	13	14.6
14	8.2	14	13.6

Tabelle 6.2.: Mittelwert des reduzierten χ^2 über alle Mesonen (K^\pm, π^\pm) (a) bzw. über alle Mesonen und Baryonen ($p\bar{p}$) (b) für jeden PYTHIA Tune in aufsteigender Reihenfolge.

6.2. Vergleich bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ und 7 TeV

Für den Vergleich der CMS Messungen bei 900 GeV und 7 TeV werden im folgenden Abschnitt nicht alle sondern nur ausgewählte Tunes im Hinblick auf Gemeinsamkeiten und Unterschiede mit den CMS Daten bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ verglichen. Es werden Tune 4C, welcher vor PYTHIA 8.2 der Standard-Tune war, und der aktuelle Standard-Tune Tune 14 bewertet, der zudem die besten Ergebnisse für die CMS Daten bei 2.76 TeV erbracht hat. Der Verlauf des Graphen, welcher im Anhang zu finden ist, ändert sich innerhalb

einer Teilchensorte für die drei Schwerpunktsenergien nur sehr geringfügig. Der Quotient PYTHIA/ALICE ist vielmehr weitestgehend p_T -unabhängig zu höheren oder niedrigeren Werten hin verschoben, welches sich deutlich im χ^2 -Test niederschlägt. Dieser ist in Abb. 6.8 dargestellt. Mit beiden Tunes nimmt für jede Teilchensorte das reduzierte χ^2 mit stei-

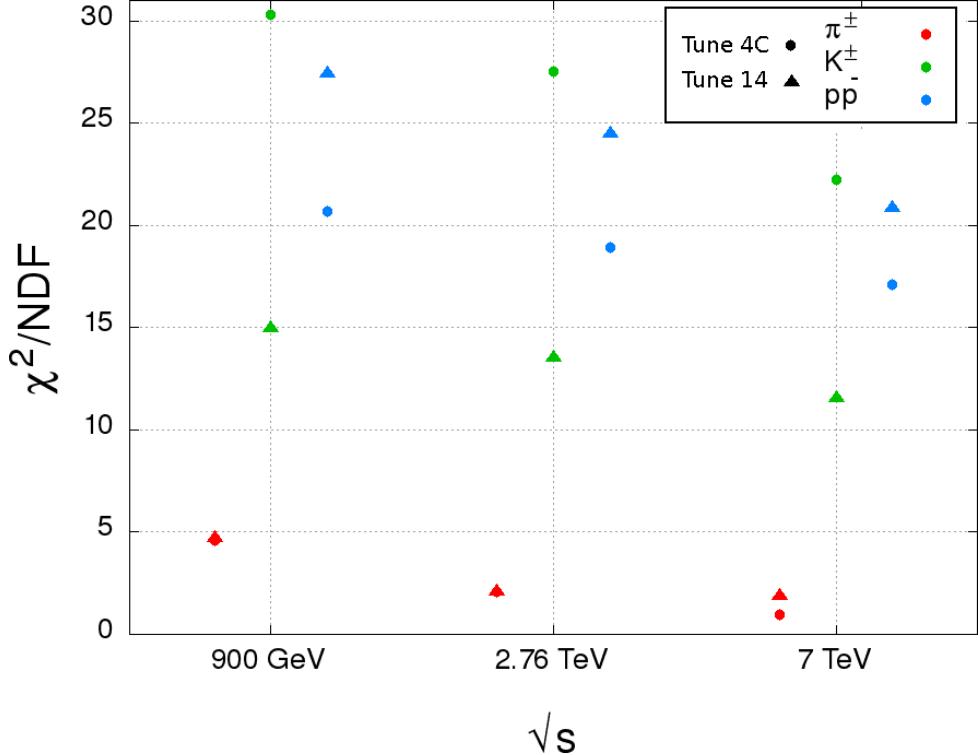


Abbildung 6.8.: Vergleich der Teilchenausbeuten identifizierter Teilchen von PYTHIA mit CMS: χ^2/NDF für verschiedene Schwerpunktsenergien und Tunes. CMS Daten aus [CMS]

gender Schwerpunktsenergie ab. Beispielsweise sinkt das χ^2/NDF für K^\pm mit Tune 14 von $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ mit $\chi^2/\text{NDF} = 15.0$ über 2.76 TeV mit $\chi^2/\text{NDF} = 13.5$ zu 7 TeV mit $\chi^2/\text{NDF} = 11.6$.

Dieser Abfall überbrückt allerdings in keinem Fall die Differenz, mit der sich die Teilchensorten bzw. die Tunes in ihrem χ^2/NDF unterscheiden. Daher ist die Reihenfolge der Teilchen im χ^2 -Test gleichbleibend. Die beste Reproduktion der lorentzinvarianten Teilchenausbeuten gelingt mit beiden Tunes für π^\pm . Mit Tune 4C wird die $p\bar{p}$ -Produktion besser als die K^\pm -Produktion simuliert, während mit Tune 14 das Gegenteil der Fall ist.

7. Vergleich der lorentzinvarianten Teilchenausbeuten von PYTHIA Simulation und PHENIX Daten bei $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$ und 200 GeV

7.1. $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$

Wie in Kap. 5.2 wird bei den PHENIX Daten zwischen Teilchen und Antiteilchen unterschieden, was in dem χ^2 -Test analog zu ALICE gehandhabt wird.

7.1.1. Geladene Kaonen

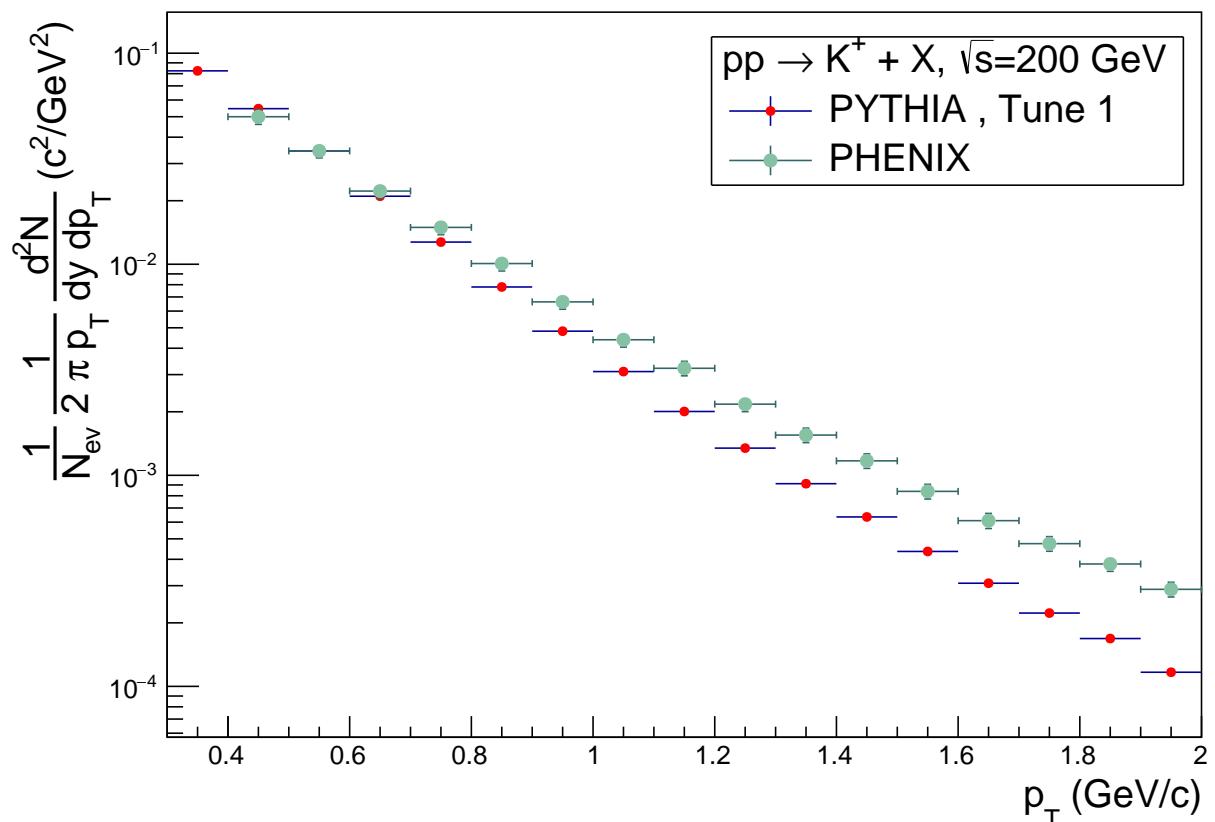


Abbildung 7.1.: Lorentzinvariante Kaonausbeute der PYTHIA Simulation und den PHENIX Daten in Abhängigkeit zu p_T bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$ [PHE].

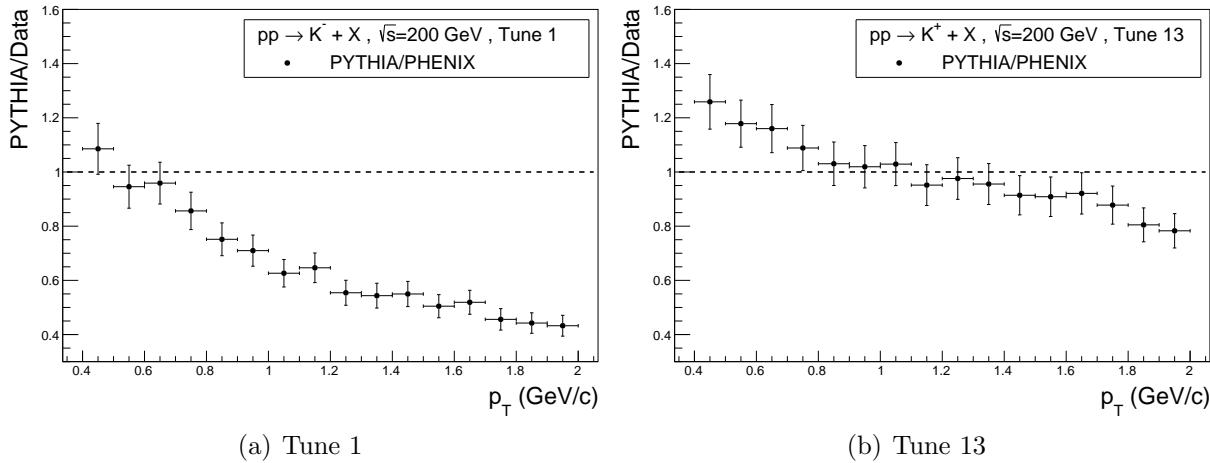


Abbildung 7.2.: Verhältnis PYTHIA/PHENIX gegen p_T mit den Tunes 2M und 14 für die Ausbeute geladener Kaonen mit $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$.

Die lorentzinvariante Teilchenausbeute der K^\pm wird von PHENIX über ein p_T -Intervall von $0.4 \text{ GeV}/c$ bis $2.0 \text{ GeV}/c$ gemessen. Die folgende Evaluation der verschiedenen PYTHIA Tunes erfolgt daher nur für den Bereich der weichen Physik. In Abb. 7.1 ist die differentielle Multiplizität und in Abb. 7.2 ist der Quotient von PYTHIA zu PHENIX in Abhängigkeit von dem Transversalimpuls aufgetragen. Die Graphen der übrigen Tunes sind dem Anhang zu entnehmen. Das Verhältnis PYTHIA/PHENIX erstreckt sich über einen Wertebereich von minimal 0.40 (Tune 1) und maximal 1.41 (Tune 14) und liegt je nach Tune überwiegend über oder überwiegend unter der Referenzlinie. Für den kleinsten p_T nimmt das Verhältnis PYTHIA/PHENIX mit allen Tunes seinen größten Wert an, woraufhin es mit steigendem p_T abnimmt. Die Differenz zwischen Minimum und Maximum beträgt je nach Tune zwischen 0.45 (Tune 11) und 0.69 (Tune 1).

Der in Abb. 7.3 dargestellte χ^2 -Test zeigt, dass die Kaonproduktion mit den jüngeren Tunes tendenziell besser reproduziert wird als mit den älteren. Das beste Ergebnis wird durch Tune 13 mit $\chi^2/\text{NDF} = 1.3$ erzielt, wohingegen sich das größte χ^2/NDF mit Tune 1 zu 12.0 berechnet.

7.1.2. Geladene Pionen

Die von PHENIX detektierte Produktion geladener Pionen erstreckt sich über Transversalsalimpulse von $0.3 \text{ GeV}/c$ bis $3.0 \text{ GeV}/c$. Zur besseren Vergleichbarkeit der Teilchensorten werden im χ^2 -Test lediglich Daten mit $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ berücksichtigt. In Abb. 7.5 ist die Relation des simulierten p_T -Spektrums zu PHENIX Daten für die Tunes 2M und 12 und im Anhang mit den übrigen Tunes abgebildet. Das p_T -Spektrum ist in Abb. 7.4 zu sehen. Für die meisten Tunes berechnet PYTHIA verglichen mit dem Experiment überwiegend zu große differentielle Multiplizitäten. Die Form des Graphen ist wie schon zuvor mit allen Tunes sehr ähnlich: Der Quotient erreicht für $p_T \approx 0.6 \text{ GeV}/c$ mit allen Tunes ein Maximum, welches mit Tune 14 und PYTHIA/PHENIX= 1.74 den größten Wert annimmt. Für steigende Impulsüberträge sinkt das Verhältnis je nach Tune unterschiedlich stark. Die Differenz variiert zwischen minimal 0.43 (Tune 11) und maximal 0.85 mit Tune 1, mit welchem ebenfalls der niedrigste Wert für das Verhältnis von PYTHIA/PHENIX= 0.56

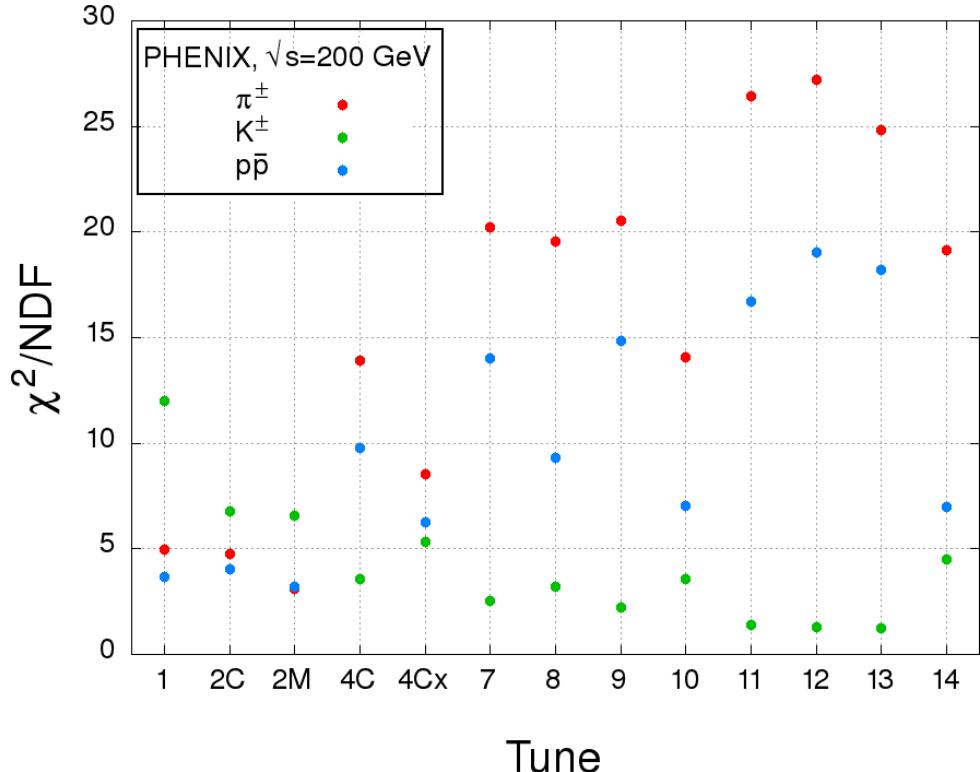


Abbildung 7.3.: χ^2 -Test zur Evaluation von PYTHIA Tunes im Vergleich zu PHENIX Daten für die lorentzinvarianten Teilchenausbeuten identifizierter Teilchen.

berechnet wird. Wie in Abb. 7.3 zu sehen, hat die Wahl des PYTHIA Tunes für π^\pm einen großen Einfluss auf die Güte der Simulation. Die reduzierten χ^2 variieren unter den Tunes zwischen 3.1 (Tune 2M) und 27.2 (Tune 12). Im Gegensatz zu den geladenen Kaonen wird die Produktion der geladenen Pionen mit den älteren Tunes wie 1-2M besser beschrieben als mit den neuen.

7.1.3. Protonen und Antiprotonen

Bei dem Vergleich der lorentzinvarianten Teilchenausbeuten von Proton und Antiproton fällt auf, dass sich die p_T -Spektren im Gegensatz zu ALICE und CMS deutlich unterscheiden. Das Verhältnis p/p , welches in Abb. 7.7(a) gegen p_T aufgetragen ist, beträgt für das PHENIX Experiment bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV} \approx 1.3$. Bei $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$ werden im Durchschnitt sogar knapp doppelt so viele Protonen wie Antiprotonen detektiert (Abb. E.1(a)). Ein deutlich geringerer Protonenüberschuss wird hingegen bei den wesentlich höheren Schwerpunktsenergien des LHC gemessen. Bei CMS liegt dieser mit $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ bei durchschnittlich 6.3 %, mit 2.76 TeV bei 3.9 % und mit 7 TeV bei lediglich 0.4 % (Abb. 7.7 (b), E.1) . Dieses Phänomen ist zum einem dadurch zu erklären, dass bei jedem Event durch die kollidierenden Teilchen pro Kollision eine Baryonenanzahl von 2 in das System eingebracht wird. Da die Baryonenanzahl gemäß des Standardmodells für alle Teilchenreaktionen und -zerfälle eine Erhaltungsgröße ist [PRSZ06], müssen am Ende der Hadronisierung immer mehr Baryonen als Antibaryonen vorhanden sein. Dieses Ungleichgewicht tritt bei geringen Schwerpunktsenergien deutlicher in den Vordergrund, da bei der Kollision zum einen weniger $p\bar{p}$ erzeugt werden und

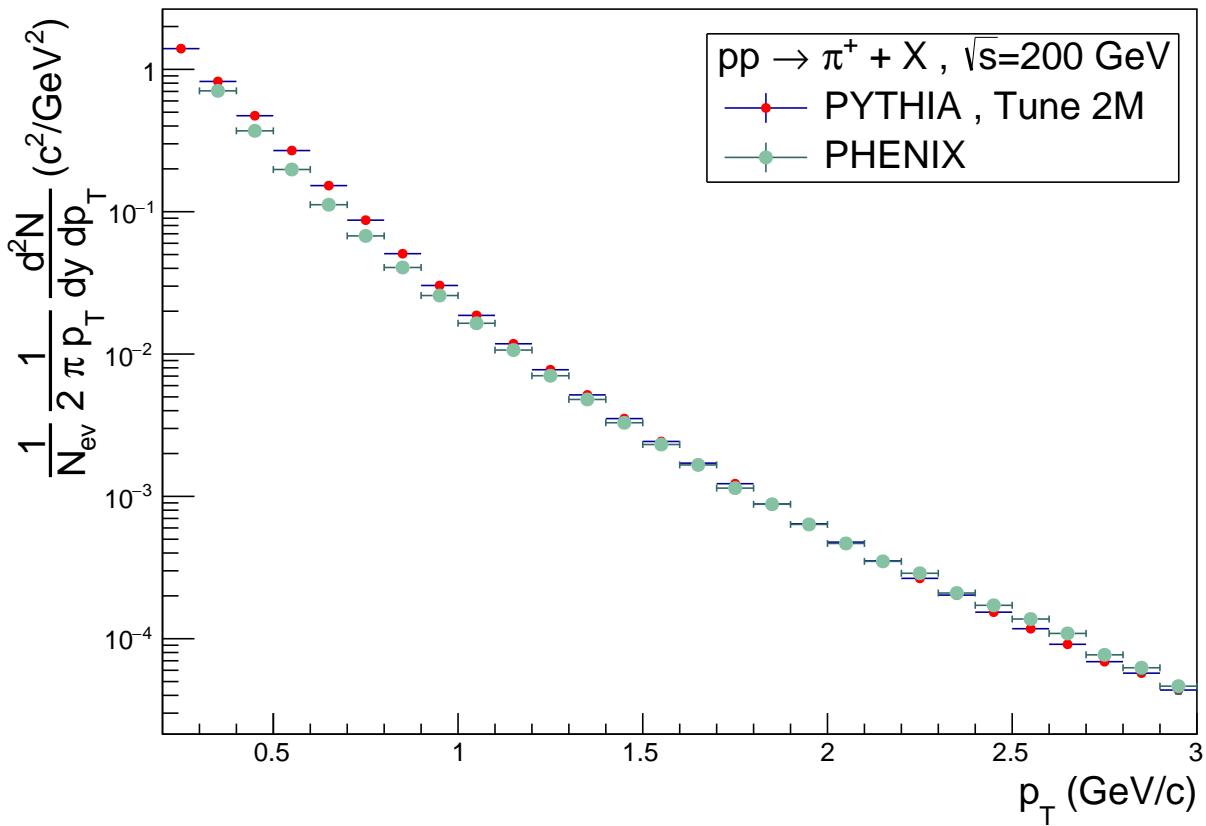


Abbildung 7.4.: Lorentzinvariante Pionausbeute der PYTHIA Simulation und den PHENIX Daten in Abhängigkeit zu p_T bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$ [PHE].

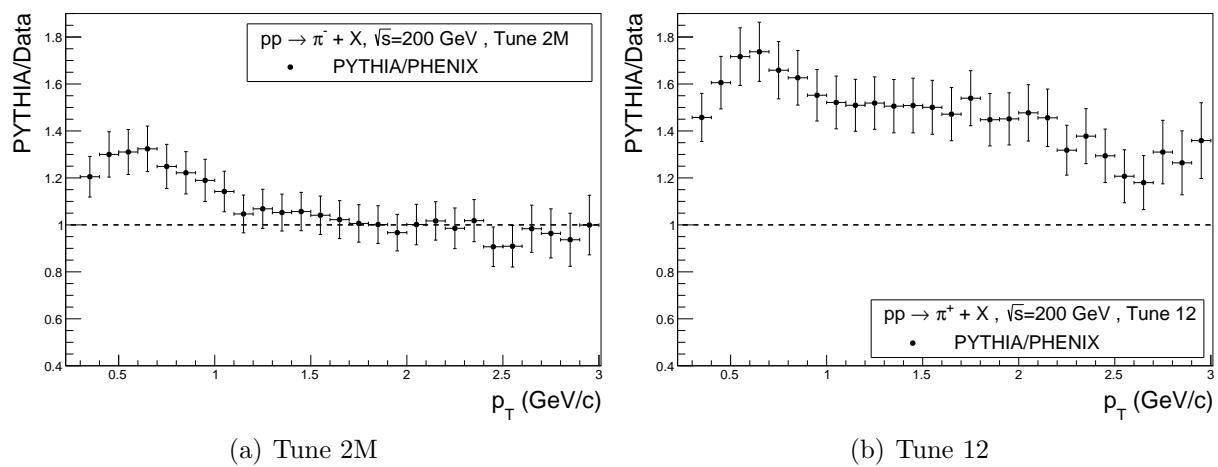


Abbildung 7.5.: Verhältnis PYTHIA/PHENIX gegen p_T mit den Tunes 2M und 14 für die Ausbeute geladener Pionen mit $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$.

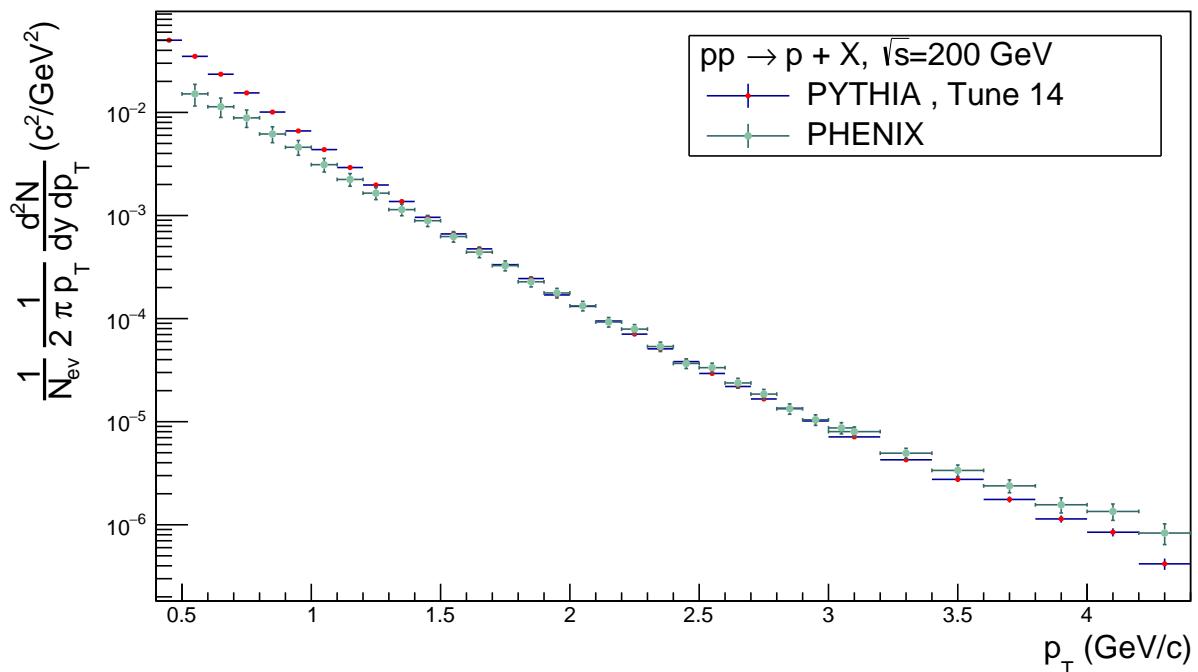


Abbildung 7.6.: Lorentzinvariante Protonausbeute der PYTHIA Simulation und den PHENIX Daten in Abhängigkeit zu p_T bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$ [PHE].

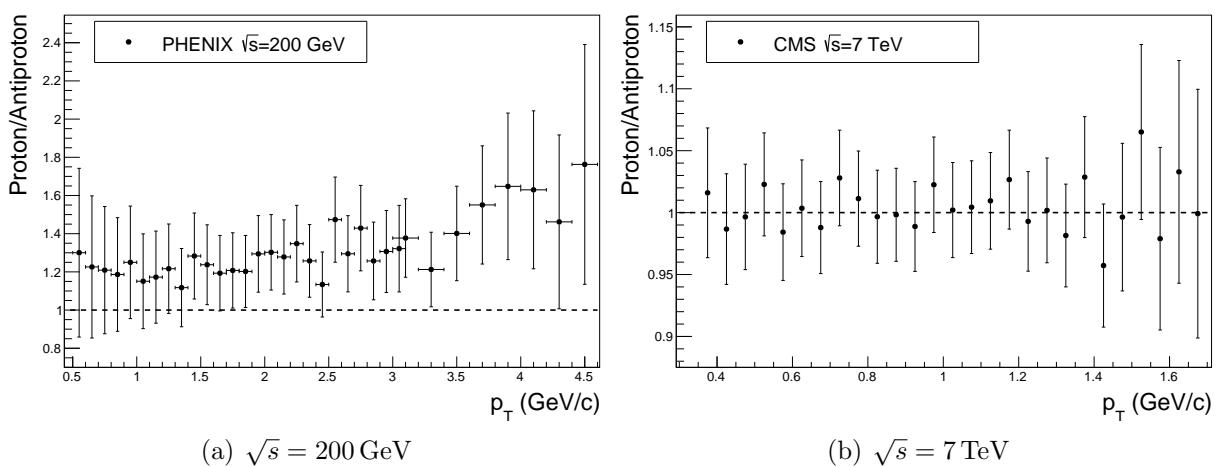


Abbildung 7.7.: Verhältnis der lorentzinvarianten Teilchenausbeute von Protonen zu Antiprotonen bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ und 7 TeV .

der Protonenüberschuss zum anderen eng um die Midrapidity verteilt ist. Nach [A⁺05] verschiebt sich die Verteilung des Protonenüberschusses bei höheren Energien zu höheren Rapiditäten. Dies hat aufgrund des eingeschränkten Rapiditysintervall der Detektoren zur Folge, dass die Maxima des Baryonenüberschusses nicht mit aufgenommen werden. PYTHIA berechnet die Teilchenausbeute der Protonen für $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ ebenfalls höher als die der Antiprotonen. Allerdings ist der Protonenüberschuss bei der Simulation geringfügiger als bei dem Experiment. Folglich nimmt der Quotient PYTHIA/PHENIX der differentiellen Multiplizität der Antiprotonen größere Werte an als der der Protonen, wie in Abb. 7.8 beispielhaft an Tune 7 zu sehen ist.

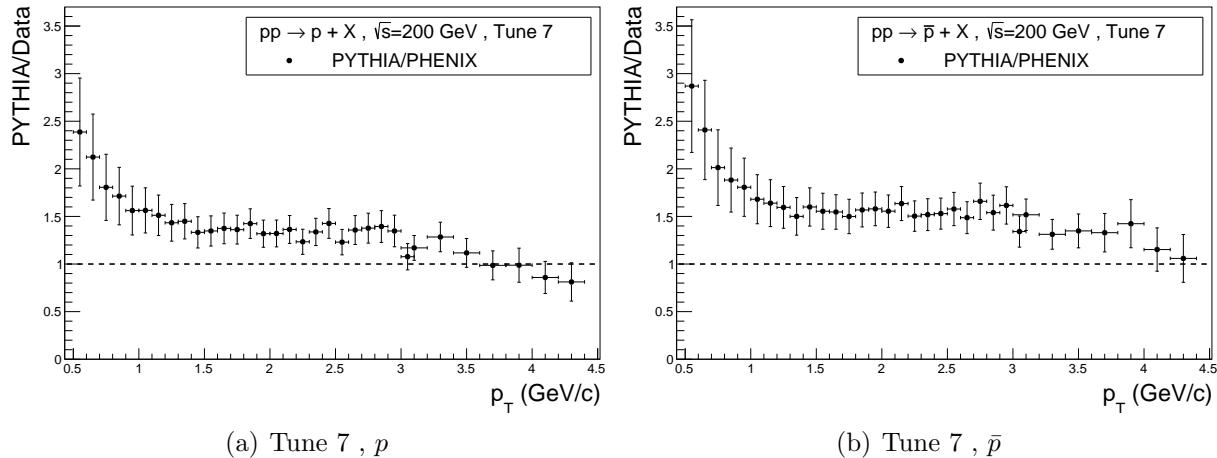


Abbildung 7.8.: Verhältnis PYTHIA/PHENIX gegen p_T mit den Tunes 2M und 14 für die Ausbeute von Protonen und Antiprotonen mit $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$.

Das p_T -Spektrum der Protonen und Antiprotonen erstreckt sich über einen Transversalimpulsbereich von $0.5 \text{ GeV}/c$ bis $4.6 \text{ GeV}/c$ (s. Abb. 7.6). Wie bei den geladenen Kaonen werden zur besseren Vergleichbarkeit beim χ^2 -Test nur Teilchenausbeuten der weichen Physik verwendet. Das Verhältnis PYTHIA/PHENIX für $p\bar{p}$ ist in Abb. 7.8 dargestellt. Für den kleinsten Impulsübertrag ist die von PYTHIA berechnete Teilchenausbeute mit allen Tunes größer als die von PHENIX gemessene. Mit steigendem p_T nimmt das Verhältnis ab, bis es für $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ je nach Tune konstant verläuft oder nur noch wenig sinkt. Die reduzierten χ^2 nehmen je nach Tune Werte zwischen 3.2 (Tune 2M) und 19.0 (Tune 12) an. Ähnlich wie bei den π^\pm beschreiben die älteren PYTHIA Tunes die PHENIX Daten besser als die neueren.

7.1.4. Vergleich der Teilchensorten

Zum Vergleich der identifizierten Teilchensorten werden für π^\pm , K^\pm und $p\bar{p}$ jeweils der Mittelwert über alle Tunes gebildet (Tab. 7.1). Wie schon bei den anderen Experimenten wird die Teilchenausbeute der geladenen Kaonen im Durchschnitt am besten von PYTHIA reproduziert. Das mittlere χ^2/NDF beträgt 4.2 mit einer in Relation dazu sehr großen Standardabweichung von 3.0. Anders als in den vorangegangenen Kapiteln wird die $p\bar{p}$ -Produktion im Durchschnitt am zweitbesten mit $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 10.2$ und stattdes-

sen die π^\pm -Entstehung am schlechtesten mit $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle = 15.9$ wiedergegeben. Die Standardabweichung der geladenen Pionen ist allerdings mit 8.4 sehr groß, was den großen Einfluss der Tunewahl verdeutlicht. Beispielsweise erzielt PYTHIA mit Tune 2M für π^\pm ein geringeres χ^2 als für K^\pm und $p\bar{p}$. Zum Bewerten der Tunes im Einzelnen wird, wie in Tabelle 7.2 aufgetragen, für jeden Tune das über Kaonen und Pionen bzw. das über alle Teilchen gemittelte χ^2/NDF berechnet. Da bei der Mittelwertbildung das χ^2 von allen Teilchensorten gleich gewichtet wird, obwohl die gesamte Teilchenausbeute mehr Pionen als Kaonen und mehr Kaonen als Protonen beinhaltet (vgl. Kap. 4), hat die Teilchensorte den größten Einfluss, deren mittleres χ^2 die größte Standardabweichung hat. Ist folglich die adäquate Reproduktion der lorentzinvarianten Ausbeuten aller Teilchensorten von gleicher Wichtigkeit, so ist bei der Tunewahl vor allem auf ein niedriges χ^2 von π^\pm und $p\bar{p}$ zu achten. Sowohl bei der Betrachtung der Mesonen als auch bei der Betrachtung aller Teilchen berechnet sich dementsprechend mit Tune 2M, welcher der beste Tune für π^\pm und $p\bar{p}$ ist und für K^\pm lediglich im hinteren Mittelfeld liegt, mit einem mittleren χ^2/NDF von 4.8 bzw. 4.3 die größte Übereinstimmung mit PHENIX. Die Reihenfolge des Tunes ist für Mesonen und alle Teilchen sehr ähnlich, da sowohl die Pion- als auch die Protonenausbeute besser mit den älteren Tunes beschrieben wird. Die geringste Übereinstimmung berechnet sich in beiden Fällen mit Tune 12 und einem mittleren reduzierten χ^2 von 14.3 (Mesonen) bzw. von 15.9 (alle Teilchen).

	$\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$	σ
$K^+ + K^-$	4.2	3.0
$\pi^+ + \pi^-$	15.9	8.4
$p + \bar{p}$	10.2	5.7

Tabelle 7.1.: $\langle \chi^2/\text{NDF} \rangle$ und σ über alle Tunes

(a) Mesonen		(b) alle Teilchen	
	$K^\pm + \pi^\pm$		$K^\pm + \pi^\pm + p\bar{p}$
Tune	$\frac{1}{2} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$	Tune	$\frac{1}{3} \sum \frac{\chi^2}{\text{NDF}}$
1	8.5	1	6.9
2C	5.8	2C	5.2
2M	4.8	2M	4.3
4C	8.7	4C	9.1
4Cx	6.9	4Cx	6.7
7	11.4	7	12.3
8	11.4	8	10.7
9	11.4	9	12.5
10	8.8	10	8.2
11	13.9	11	14.8
12	14.3	12	15.9
13	13.1	13	14.8
14	11.8	14	10.2

Tabelle 7.2.: Mittelwert des reduzierten Chi-Quadrats über alle Mesonen (K^\pm, π^\pm) (a) bzw. über alle Mesonen und Baryonen ($p\bar{p}$) (b) für jeden PYTHIA Tune.

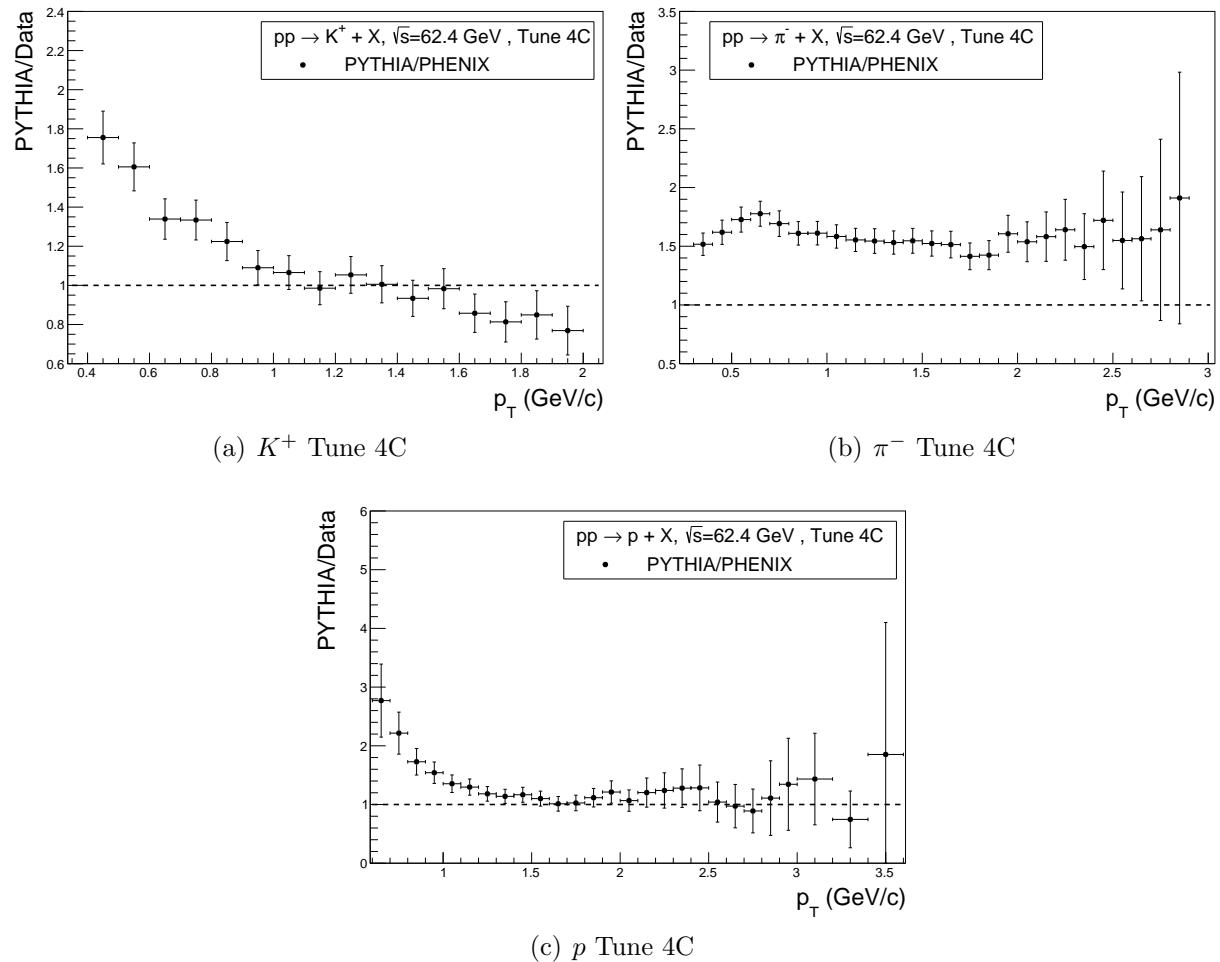


Abbildung 7.9.: Verältnis der lorentzinvarianten Teilchenausbeute von PYTHIA mit Tune 4C zu PHENIX bei $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$ [PHE].

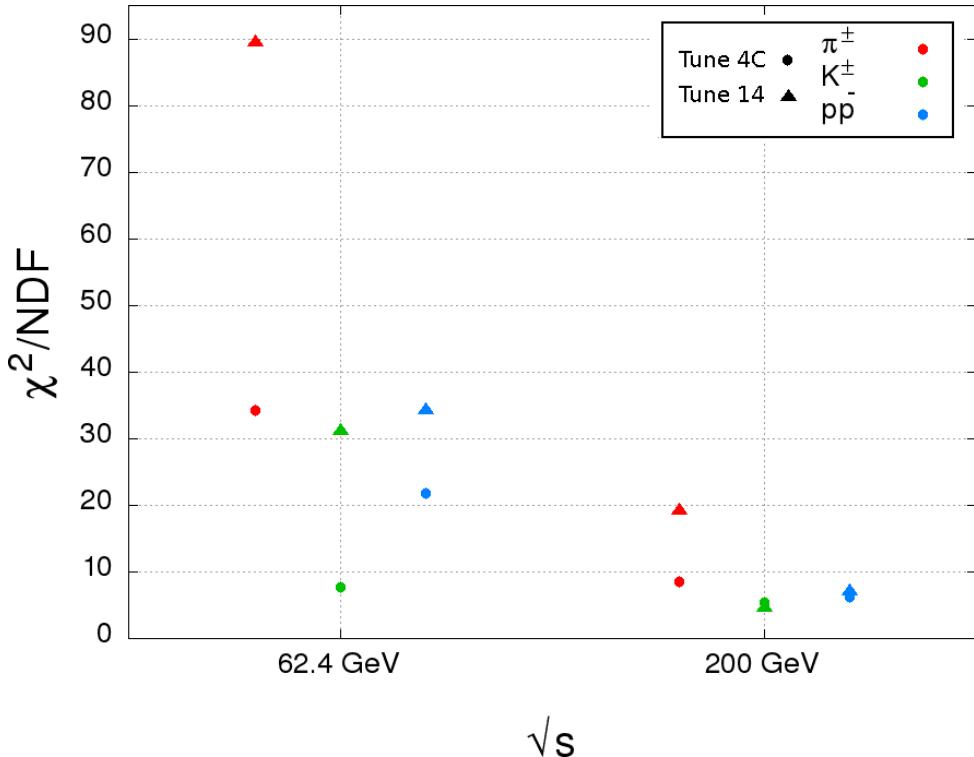


Abbildung 7.10.: Vergleich der Schwerpunktsenergien: χ^2/NDF für 62.4 GeV und 200 GeV mit Tune 4C und 14

7.2. $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$

Für eine Schwerpunktsenergie von 62.4 GeV werden im Hinblick auf Gemeinsamkeiten und Unterschiede mit Kap. 7.1 die Tunes 4C und 14 untersucht. In Abb. 7.9, D.1 ist das Verhältnis von PYTHIA zu PHENIX für K^\pm , π^\pm und $p\bar{p}$ für beide Tunes aufgetragen. Während sich für alle Teilchensorten die Form des Graphen im Vergleich zu Kap. 7.1 nur wenig ändert, verschiebt sich der Wertebereich für alle Teilchen hin zu größeren Quotienten. Für $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ nimmt PYTHIA/PHENIX beispielsweise mit Tune 14 für Protonen Werte zwischen 0.50 und 2.31 an, während für 62.4 GeV der Quotient zwischen 0.91 und 3.24 schwankt. Da die Teilchenausbeuten von PYTHIA mit beiden Tunes für π^\pm und $p\bar{p}$ im Vergleich zu PHENIX bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ tendenziell zu groß bzw. für K^\pm p_T -abhängig zu groß oder zu klein berechnet werden, vergrößert sich bei allen Teilchensorten das χ^2/NDF , wie in Abb. 7.10 zu sehen ist. Für geladene Pionen erhöht sich beispielsweise mit Tune 4C χ^2/NDF um das Vierfache von 8.5 auf 34.2.

8. Zusammenfassung

In dieser Ausarbeitung werden die Ausbeuten identifizierter Teilchen in pp -Kollisionen bei LHC- und RHIC-Energien mit PYTHIA Simulationen verglichen. Es werden die drei Experimente ALICE, CMS und PHENIX und insgesamt fünf Schwerpunktsenergien untersucht. Für jeden experimentellen Datensatz werden mit PYTHIA individuell im Hinblick auf Schwerpunktsenergie, Rapiditätsintervall und p_T -Binbreite mit dreizehn Tunes dreizehn p_T -Spektren für geladene Pionen, geladene Kaonen sowie Protonen und Antiprotonen berechnet. Der Schwerpunkt dieser Analyse liegt im Vergleich der PYTHIA Tunes. Für jede Teilchensorte und jeden Tune wird der Quotient PYTHIA/Daten gebildet und gegen den Transversalimpuls aufgetragen. Ein χ^2 -Test, separat für den weichen und den harten Bereich durchgeführt, dient zur quantitativen Evaluation der einzelnen Tunes. Mit einem Großteil der Tunes ist, wie theoretisch erwartet, die harte Teilchenausbeute wesentlich adäquater simulierbar als die weiche. Die Reihenfolge der am besten reproduzierten Teilchensorten ist zwischen den Experimenten nicht gleich. Sowohl bei ALICE als auch bei PHENIX gibt PYTHIA die Ausbeute der geladenen Kaonen im Mittel über alle Tunes im Vergleich zu den anderen Teilchensorten am besten wieder, während bei CMS geladene Pionen am besten reproduziert werden. Im Vergleich mit ALICE ist die von PYTHIA berechnete lorentzinvariante Ausbeute der K^\pm für alle Schwerpunktsenergien tendenziell zu gering, während die Produktion von π^\pm und $p\bar{p}$ zu groß ist. Da CMS größere differentielle Multiplizitäten als ALICE misst, liefert PYTHIA im Vergleich zu CMS bei der Simulation von Kaon- und Pionausbeute geringere Werte als die experimentellen Daten. Das Verhältnis der Protonausbeuten variiert je nach p_T so stark, dass PYTHIA die Ausbeute teilweise größer und teilweise kleiner als die Daten des CMS Experiments berechnet. Bei PHENIX verhält sich der Quotient für $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ für alle Teilchensorten wie bei ALICE, wohingegen bei 62.4 GeV PYTHIA mehr Kaonen als im Experiment produziert. Bei der Betrachtung der für eine Messung besten Tunes ist auffällig, dass die älteren Tunes wie 2C und 2M Messungen am besten beschreiben, für welche PYTHIA die Teilchenausbeute generell zu groß berechnet. Dies ist für geladene Pionen und Protonen bei ALICE und PHENIX der Fall. Jüngere Tunes wie 13 und 14 hingegen liefern im Vergleich zu den anderen Tunes die besten Ergebnisse, wenn die von PYTHIA berechnete Teilchenausbeute für eine Messreihe tendenziell kleiner als die experimentelle ist. Die Abhängigkeit der Güte der Tunes von der Schwerpunktsenergie lässt sich nicht für alle Experimente vereinheitlichen. Im Bereich der Energien des LHC nimmt für steigende \sqrt{s} das Verhältnis von PYTHIA zu Daten zu. Folglich sinkt χ^2/NDF mit steigendem \sqrt{s} für die Vergleiche, in welchen PYTHIA die Teilchenausbeute im Verhältnis zum Experiment zu klein berechnet hat und steigt im gegensätzlichen Fall. Ersteres ist für die Vergleiche mit CMS Daten als auch für den Vergleich der Kaonausbeute mit ALICE Daten gegeben, während das Zweite bei dem Vergleich der Pion- und Protonproduktion mit ALICE zu beobachten ist. Bei den Schwerpunktsenergien des RHIC hingegen sinkt mit den beiden betrachteten Tunes (4C, 14) PYTHIA/PHENIX mit steigendem \sqrt{s} . Da die Teilchenaus-

beuten im Vergleich zu PHENIX, wie oben beschrieben, tendenziell von PYTHIA zu groß berechnet werden, sinkt das reduzierte χ^2/NDF für alle Teilchensorten mit steigendem \sqrt{s} . Zukünftige Messungen von ALICE bei 13 TeV werden zeigen, ob sich dieser Trend bestätigt.

A. Berechnung der Schwerpunktsenergien

$E_a = E_b ; m_{0a} = m_{0b} = m_0 :$

$$s = (P_a + P_b)^2 = 2m_0^2c^4 + 2 \cdot \begin{pmatrix} E_a \\ \vec{p}_a c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_b \\ -\vec{p}_b c \end{pmatrix} = 2m_0^2c^4 + 2(\vec{p}_a c)^2 + 2E_a^2 = 4E_a^2$$

$$\rightarrow \sqrt{s} = 2E_a \quad (\text{A.1})$$

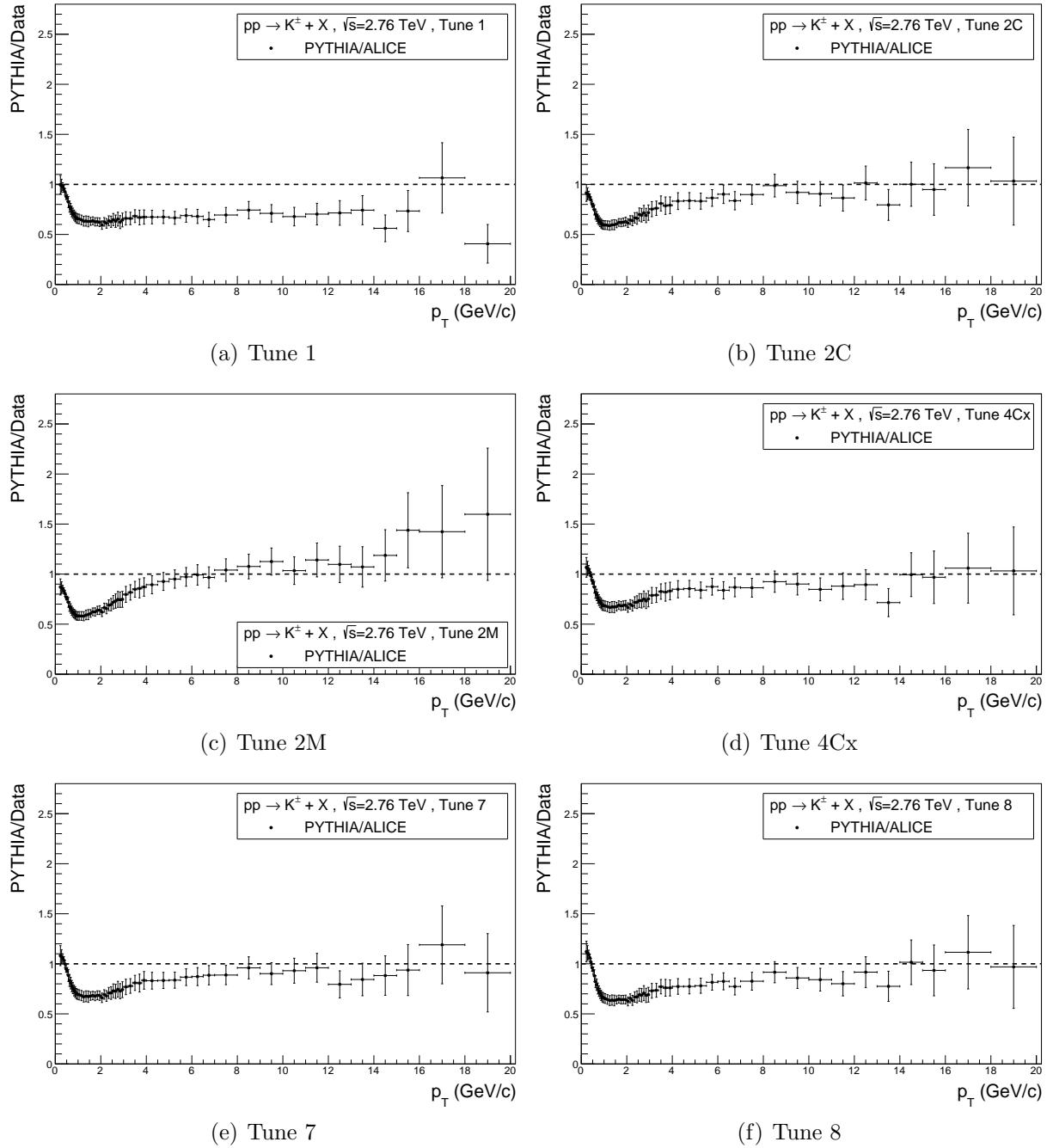
$E_a \neq E_b ; \vec{p}_b = 0 ; m_{0a} = m_{0b} = m_0 :$

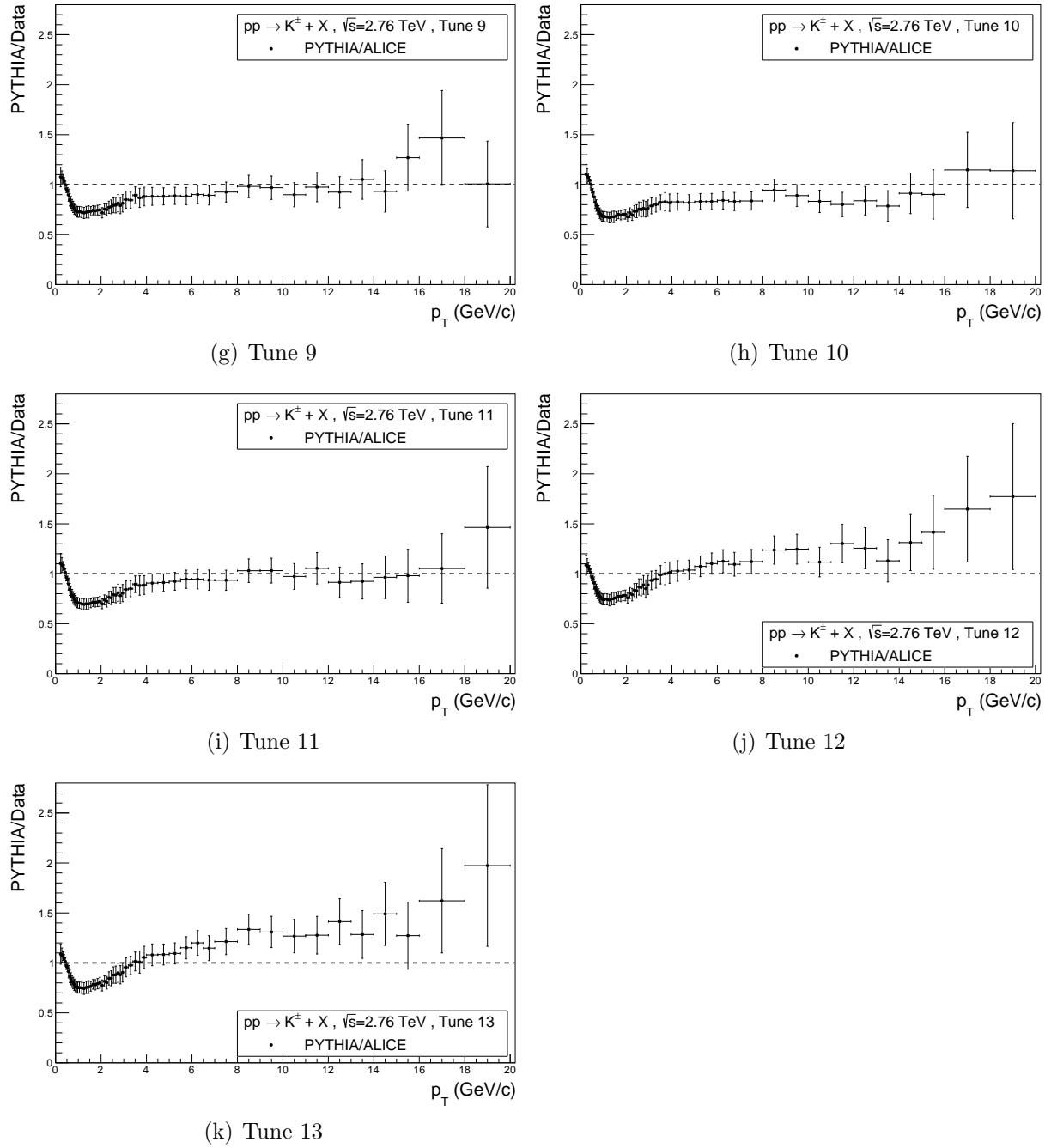
$$s = (P_a + P_b)^2 = 2m_0^2c^4 + 2 \cdot \begin{pmatrix} E_a \\ \vec{p}_a c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_0 c^2 \\ 0 \end{pmatrix} = 2m_0^2c^4 + 2E_a m_0 c^2$$

$$\rightarrow \sqrt{s} = \sqrt{2m_0^2c^4 + 2E_a m_0 c^2} \quad (\text{A.2})$$

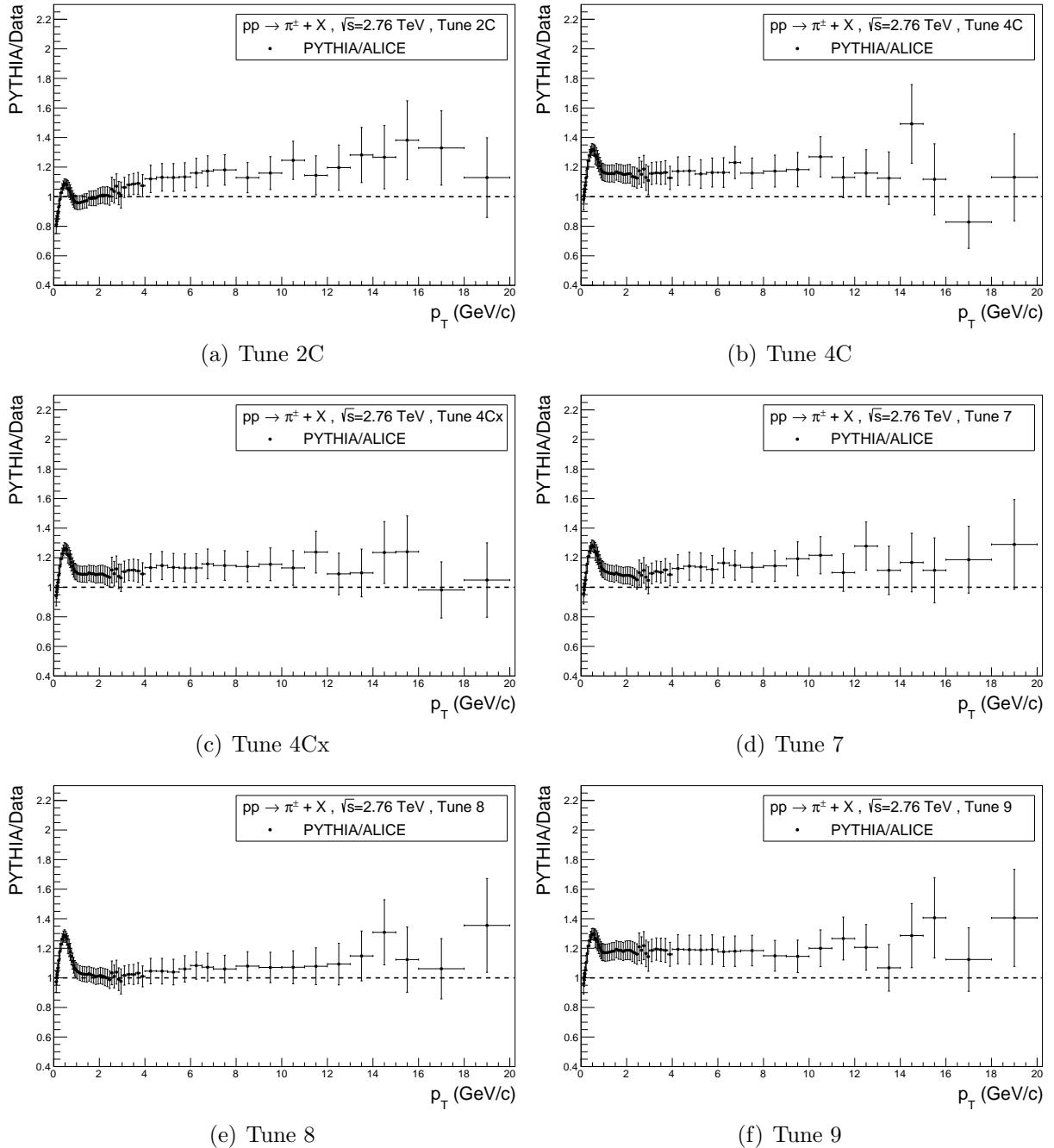
B. Graphen: Vergleich mit ALICE

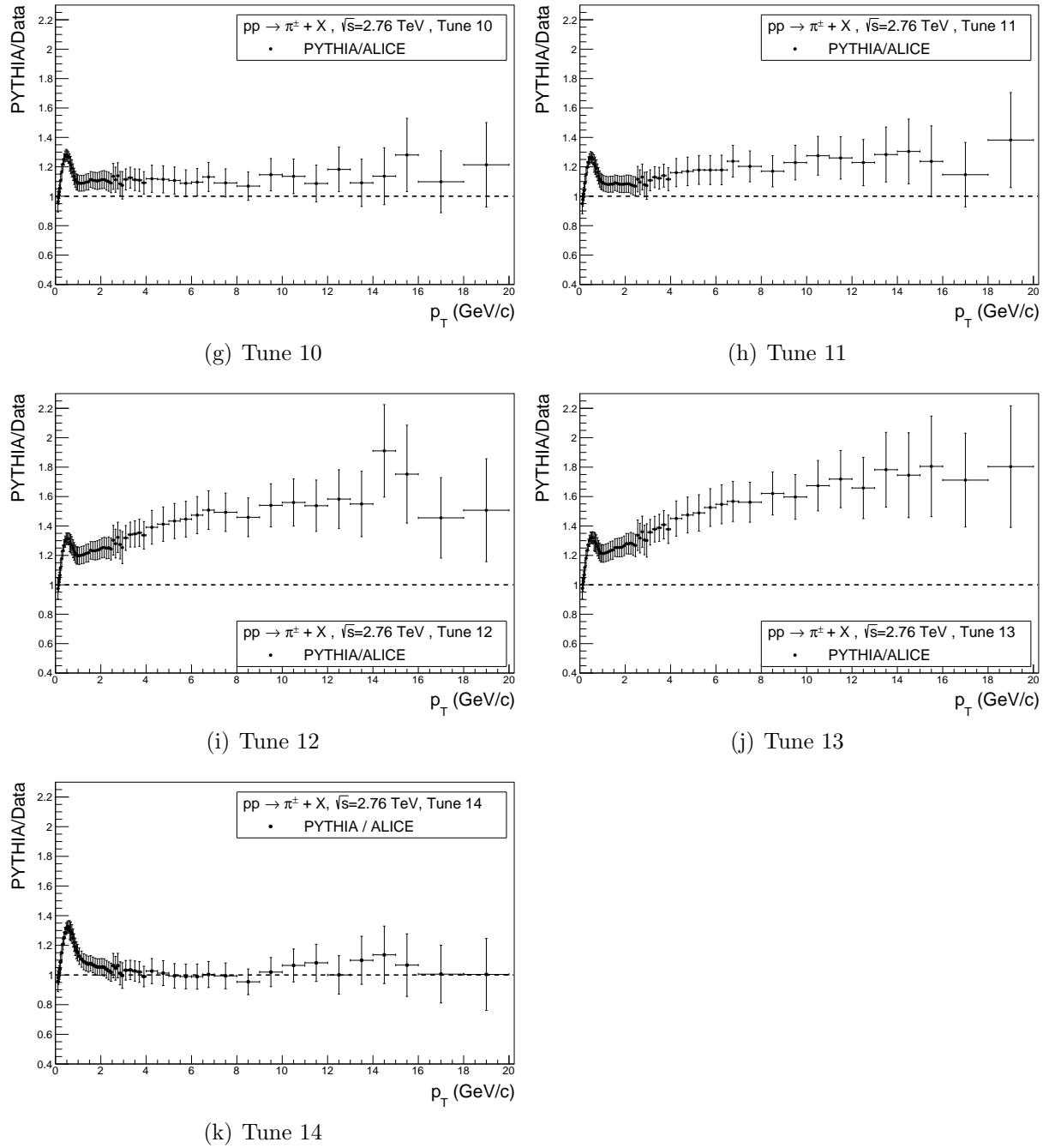
PYTHIA/ALICE für geladene Kaonen bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ [ALIa]



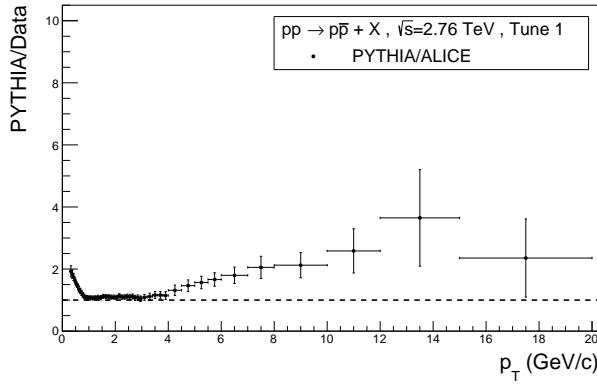


PYTHIA/ALICE für geladene Pionen bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ [Alla]

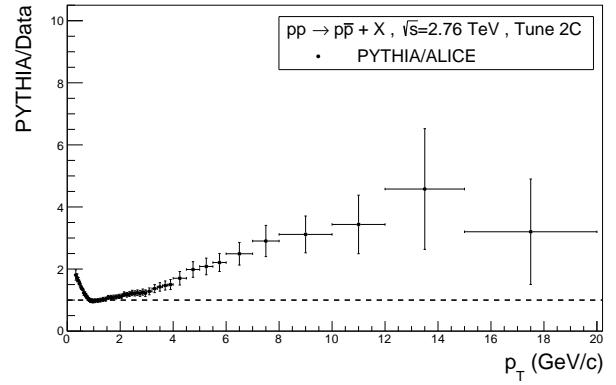




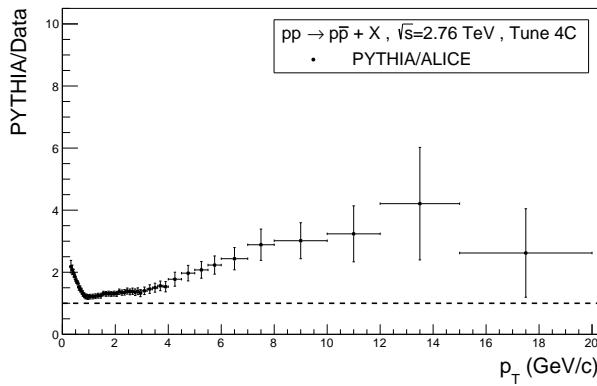
PYTHIA/ALICE für Proton und Antiproton bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$ [ALIa]



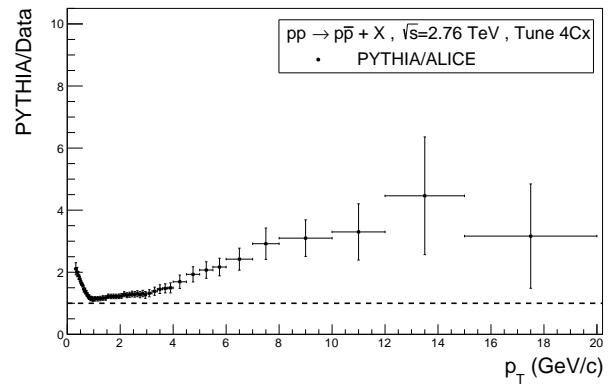
(a) Tune 1



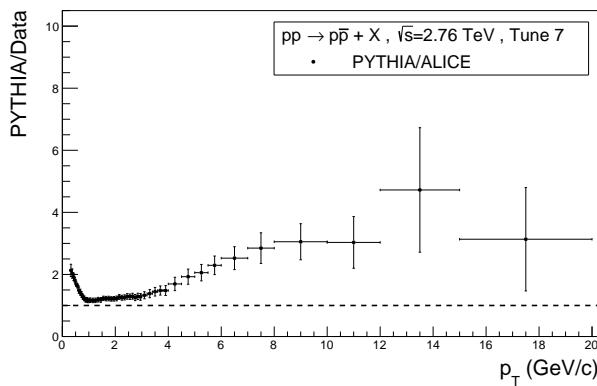
(b) Tune 2C



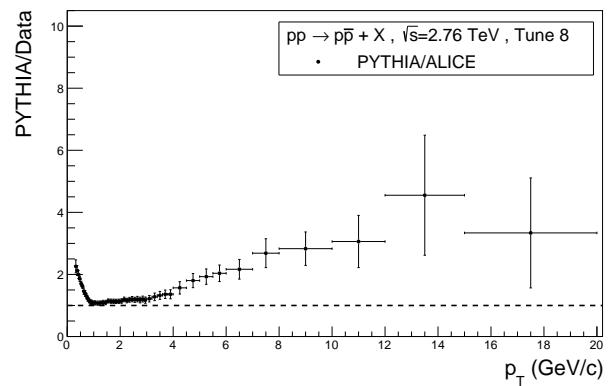
(c) Tune 4C



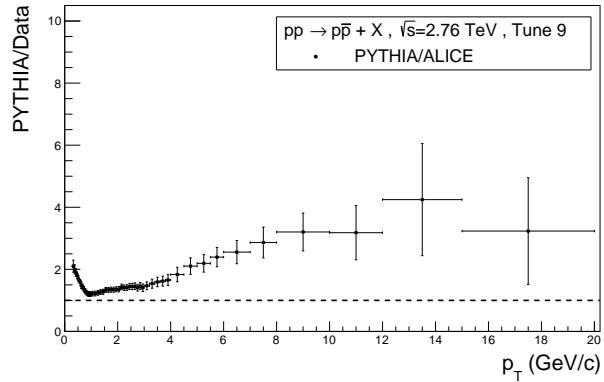
(d) Tune 4Cx



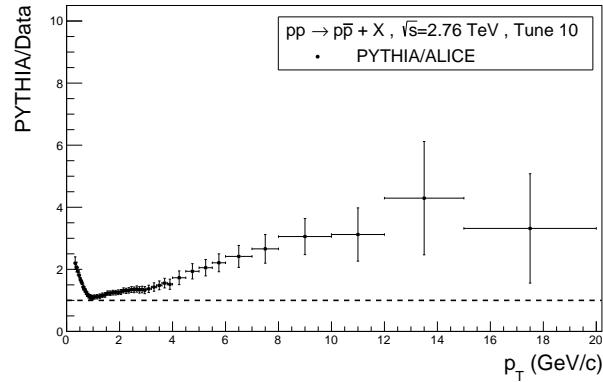
(e) Tune 7



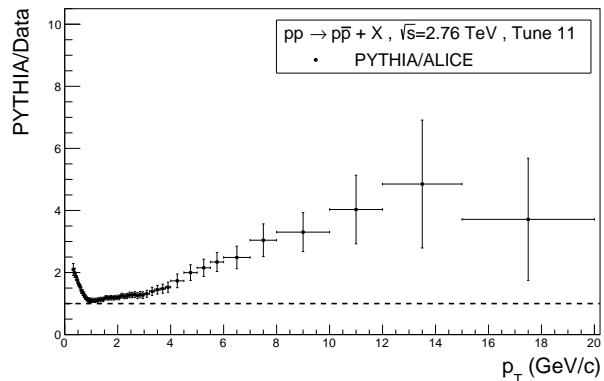
(f) Tune 8



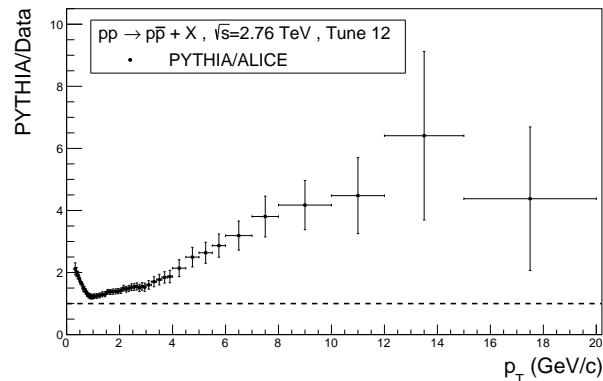
(g) Tune 9



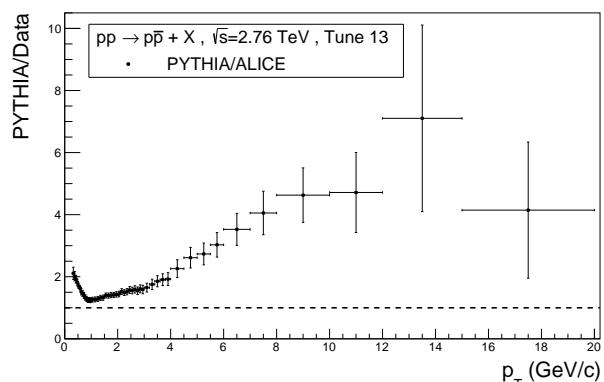
(h) Tune 10



(i) Tune 11

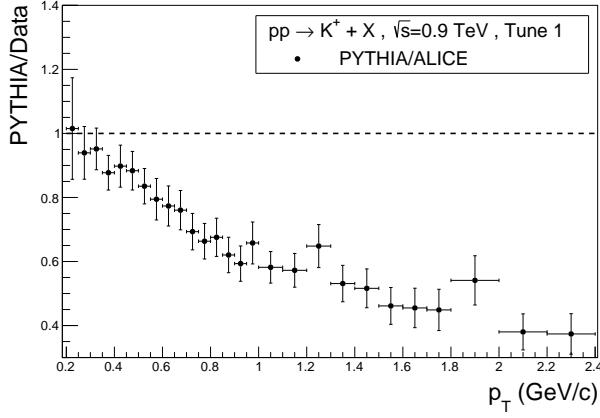


(j) Tune 12

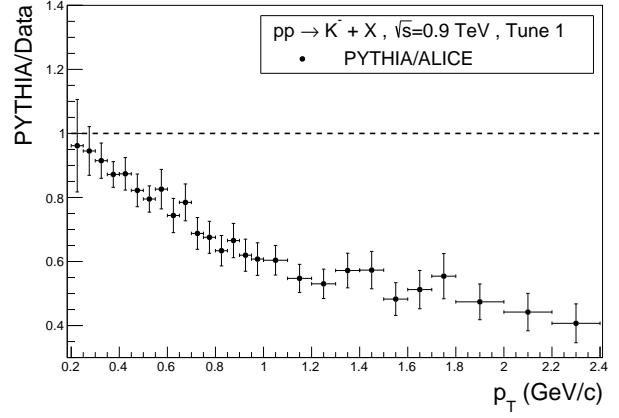


(k) Tune 13

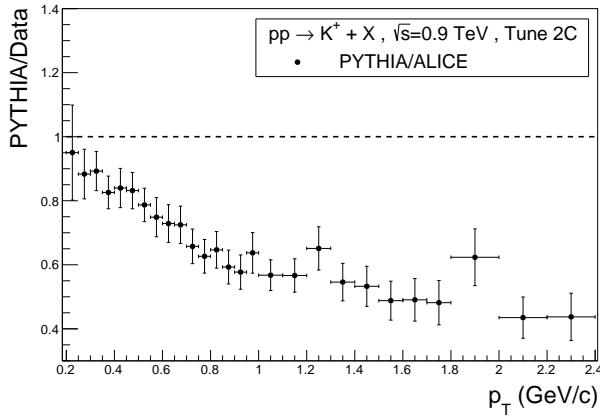
PYTHIA/ALICE für K^\pm bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$



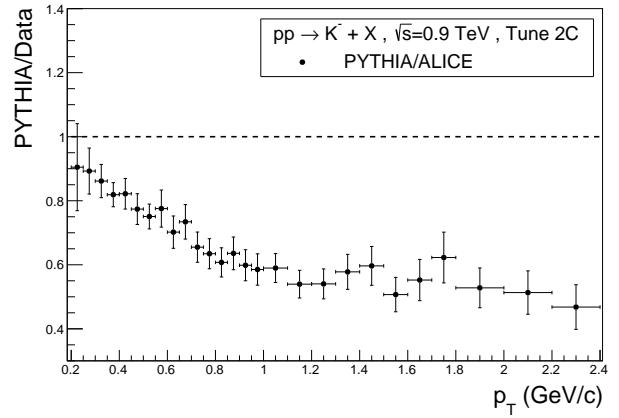
(a) Tune 1 K^+



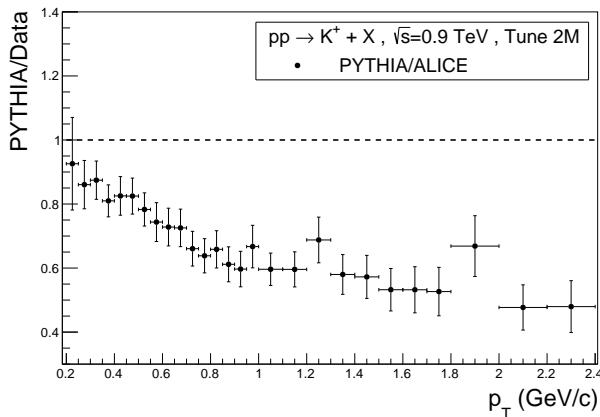
(b) Tune 1 K^-



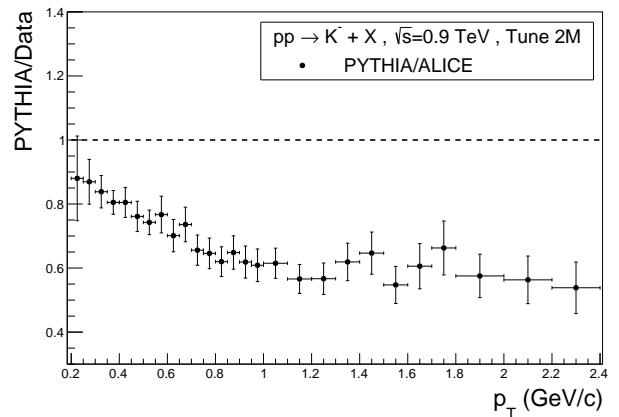
(c) Tune 2C K^+



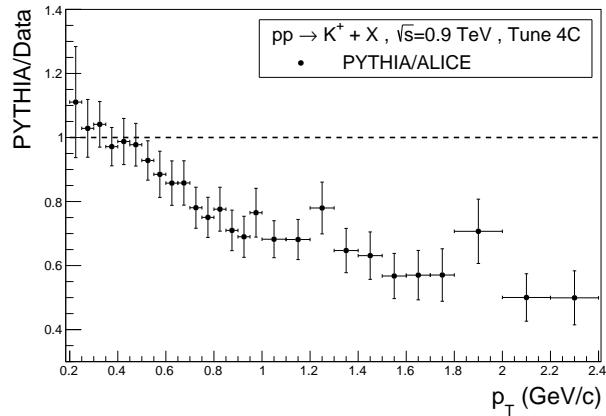
(d) Tune 2C K^-



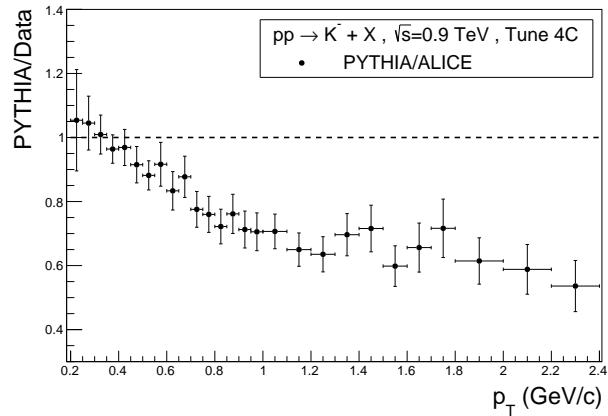
(e) Tune 2M K^+



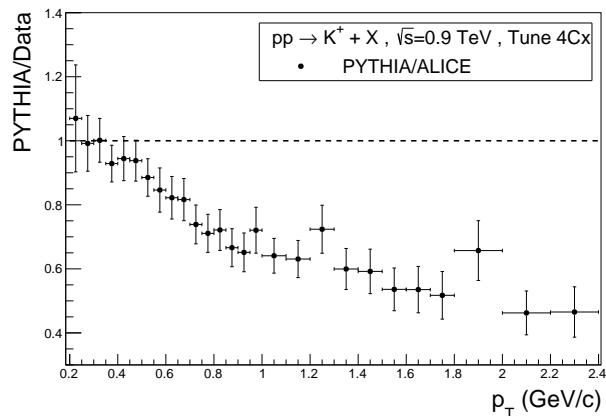
(f) Tune 2M K^-



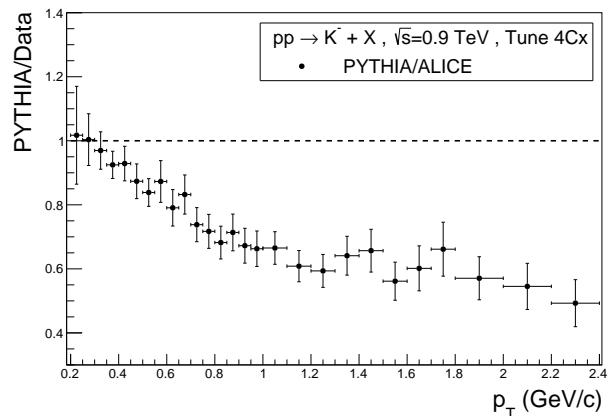
(g) Tune 4C K^+



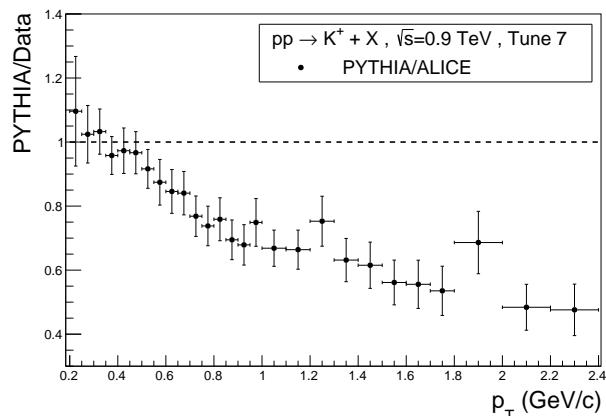
(h) Tune 4C K^-



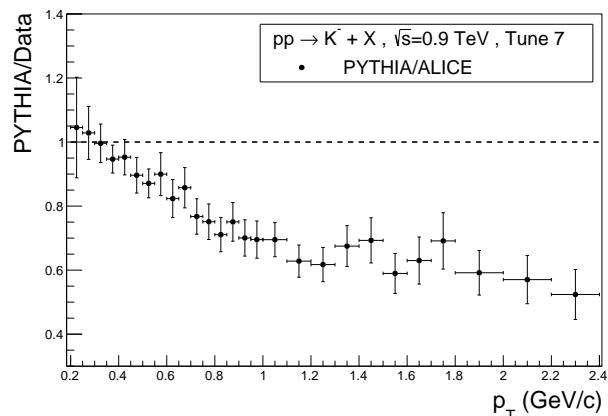
(i) Tune 4Cx K^+



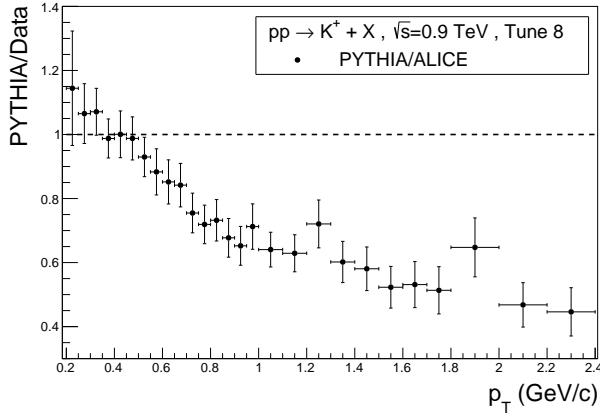
(j) Tune 4Cx K^-



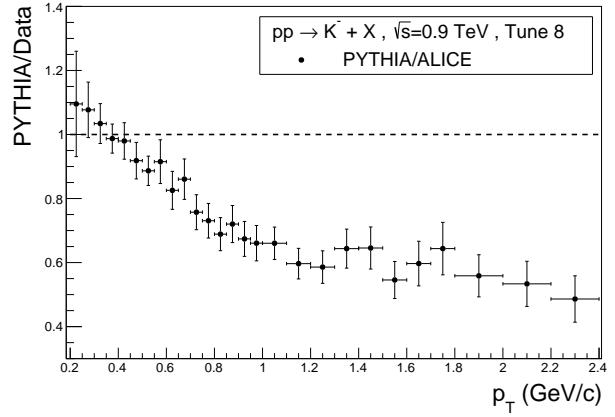
(k) Tune 7 K^+



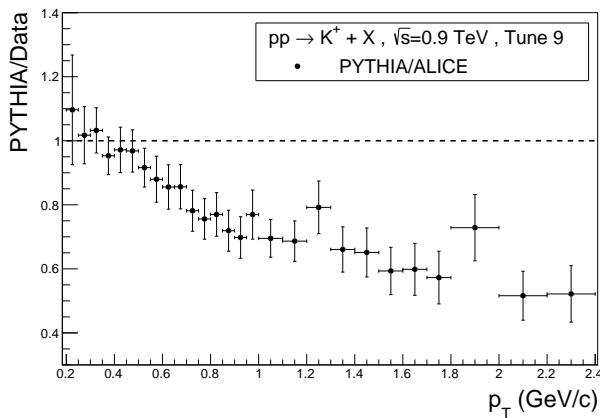
(l) Tune 7 K^-



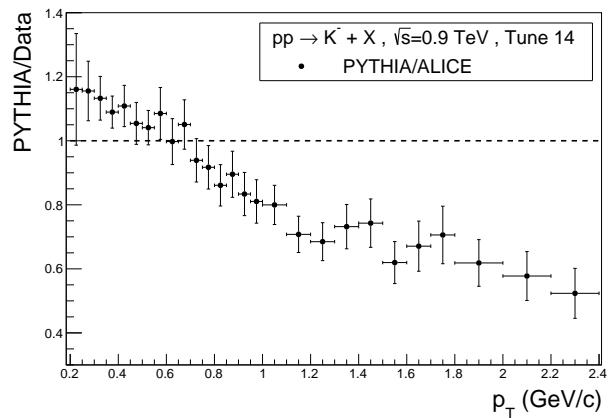
(m) Tune 8 K^+



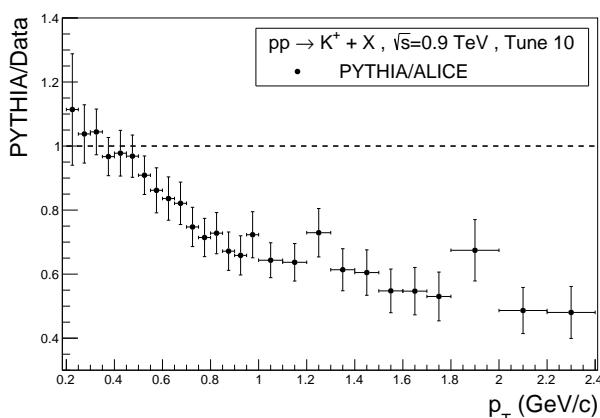
(n) Tune 8 K^-



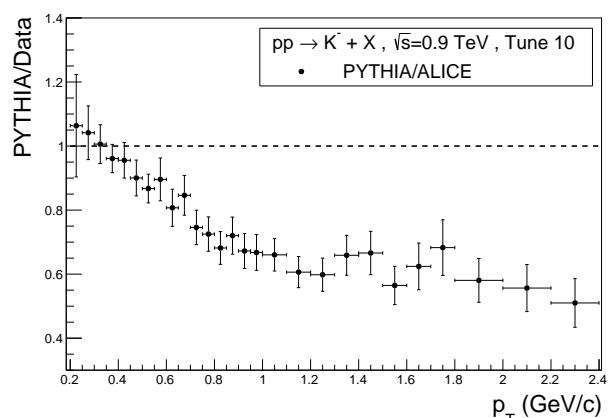
(o) Tune 9 K^+



(p) Tune 14 K^-

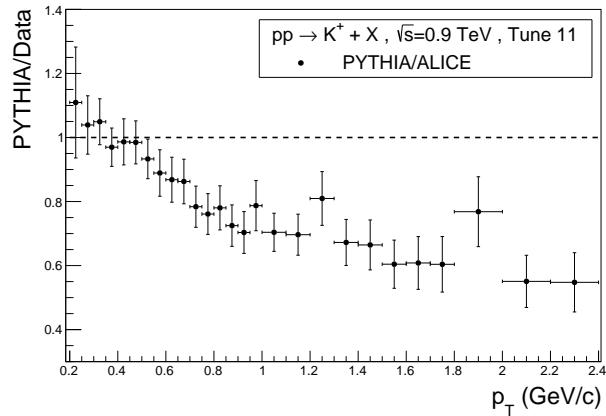


(q) Tune 10 K^+

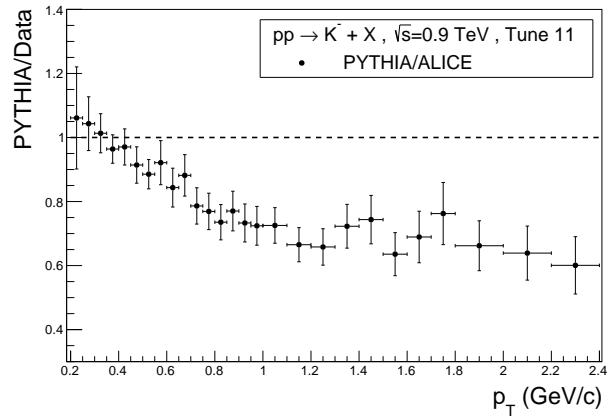


(r) Tune 10 K^-

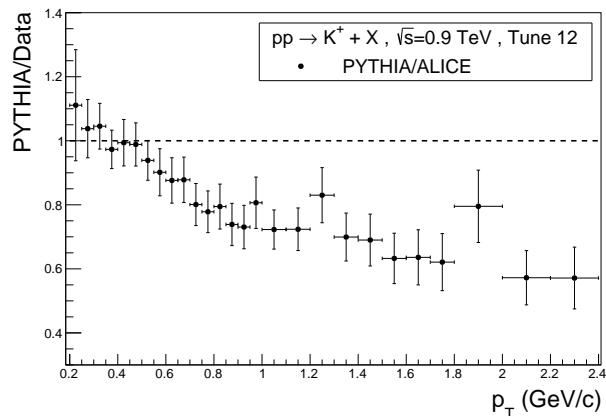
B. Graphen: Vergleich mit ALICE



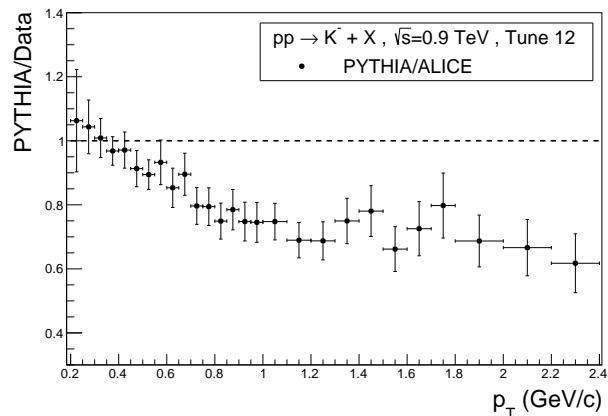
(s) Tune 11 K^+



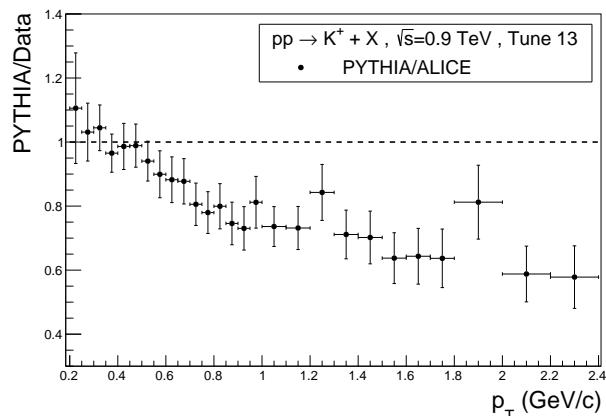
(t) Tune 11 K^-



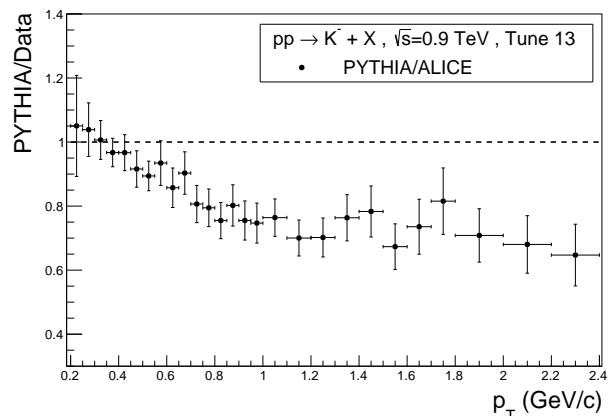
(u) Tune 12 K^+



(v) Tune 12 K^-

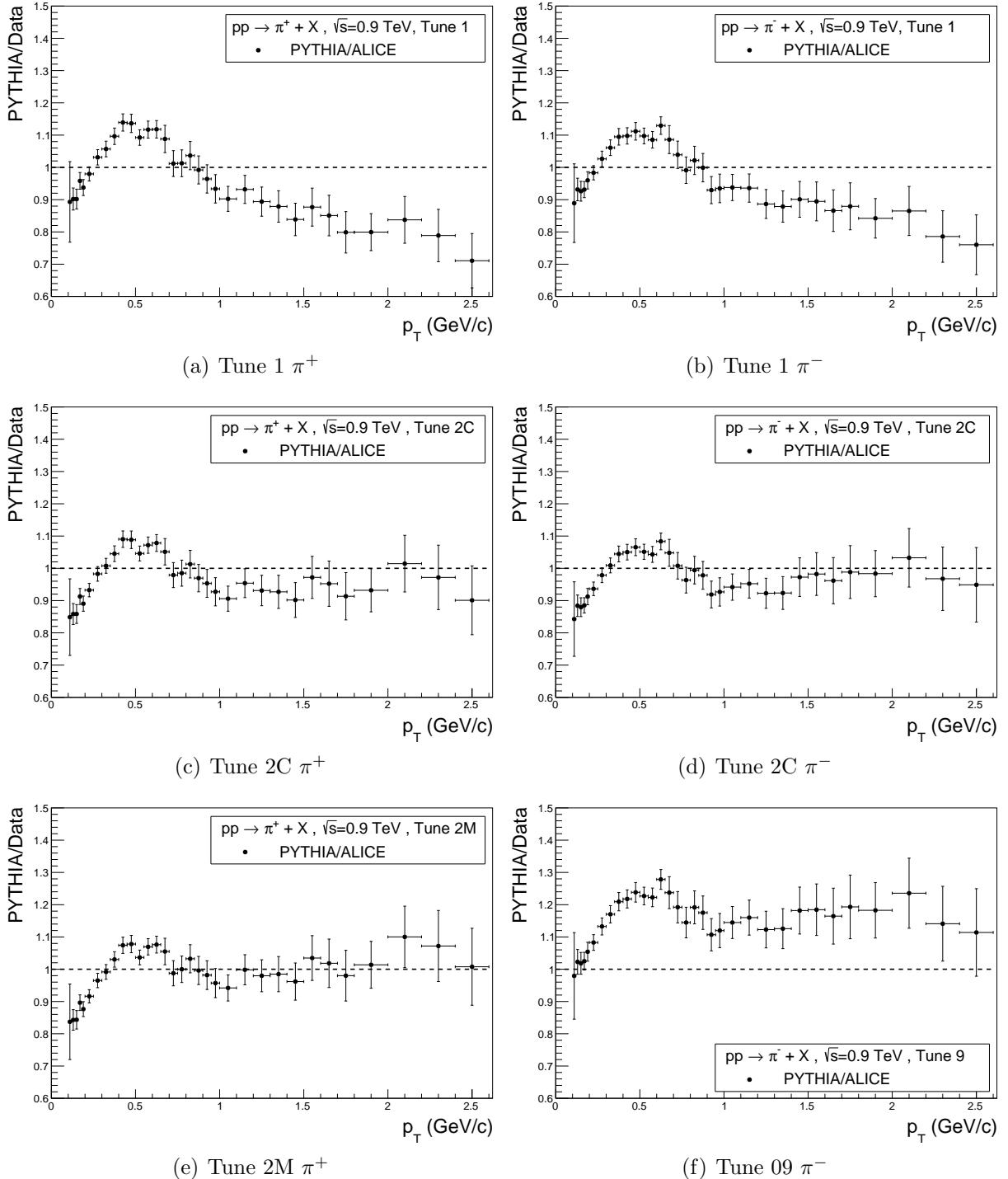


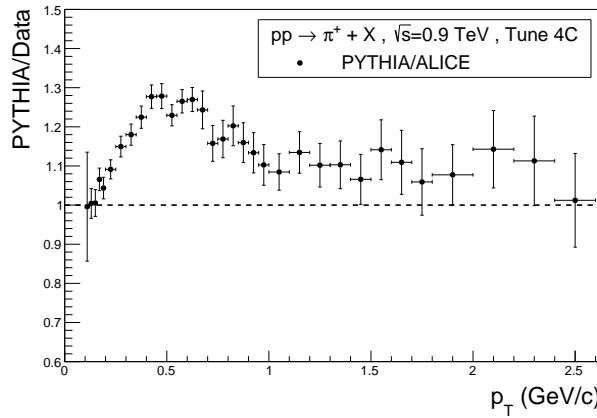
(w) Tune 13 K^+



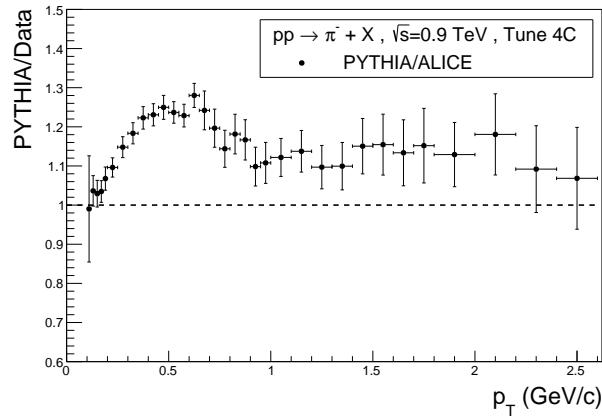
(x) Tune 13 K^-

PYTHIA/ALICE für π^\pm bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$

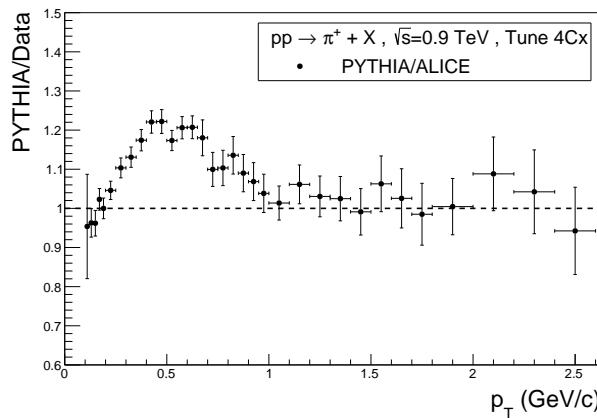




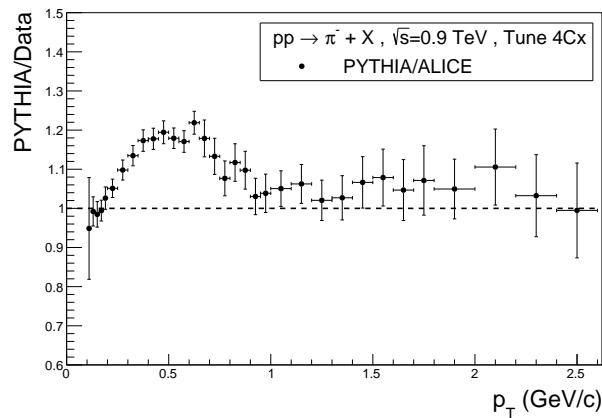
(g) Tune 4C π^+



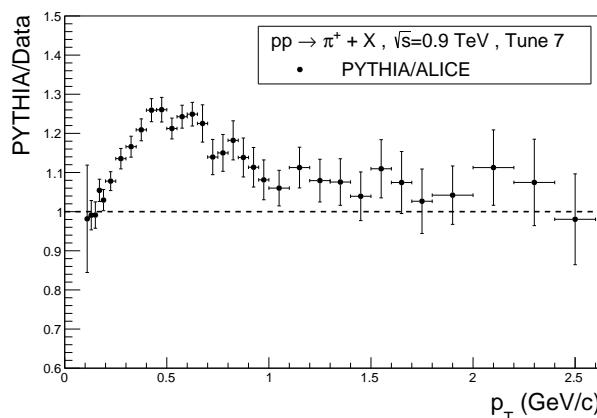
(h) Tune 4C π^-



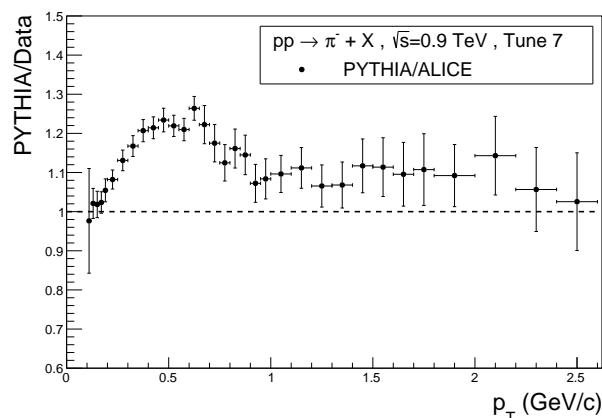
(i) Tune 4Cx π^+



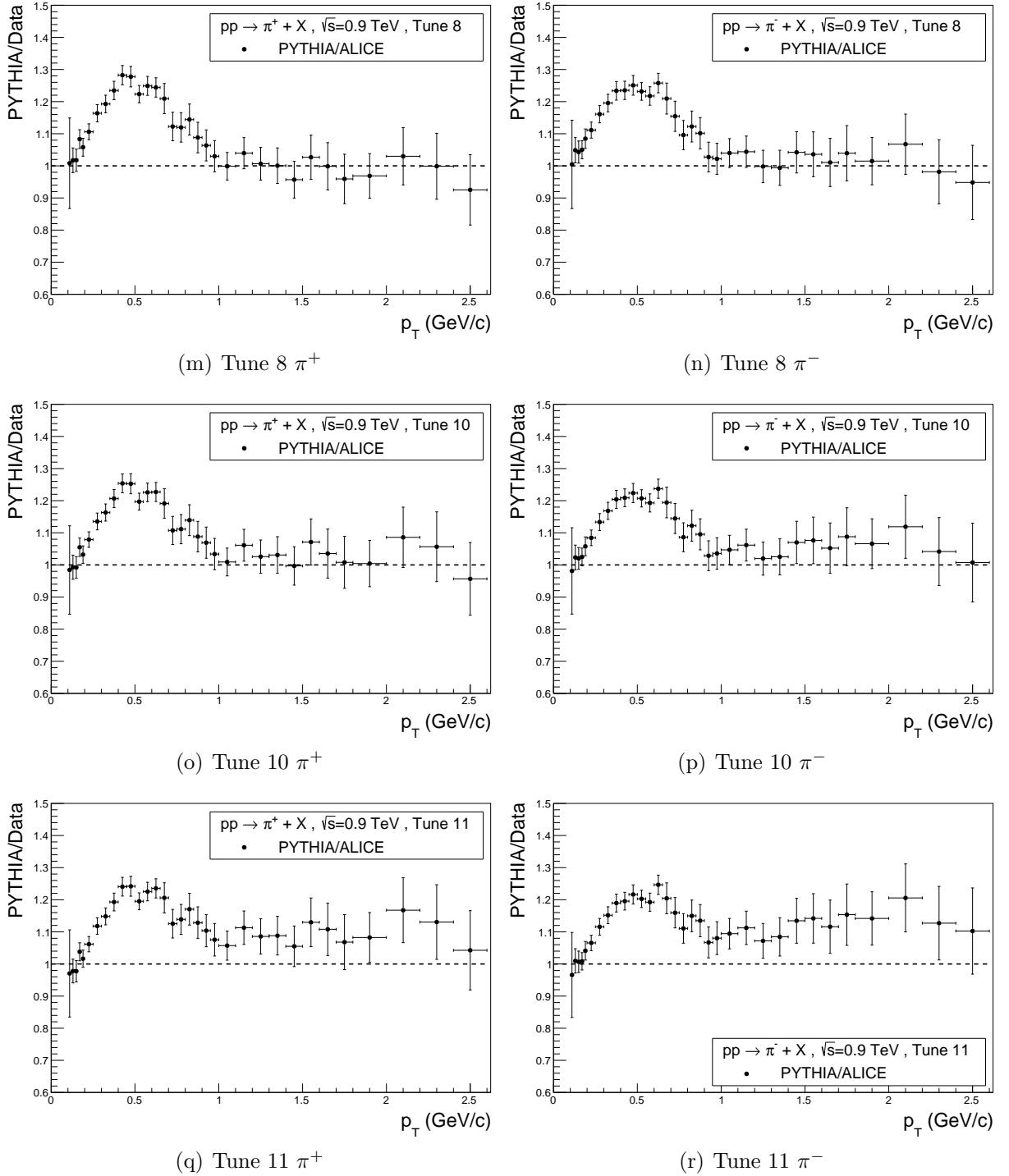
(j) Tune 4Cx π^-

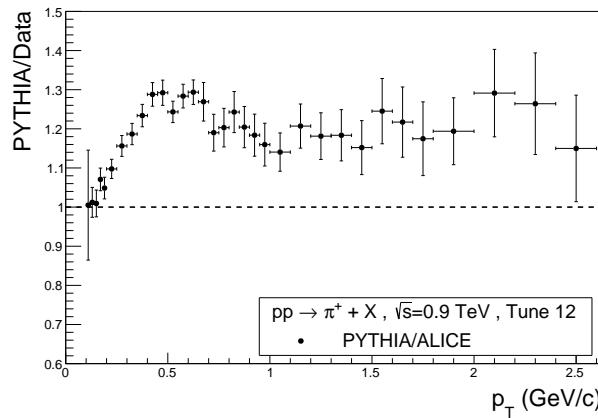


(k) Tune 7 π^+

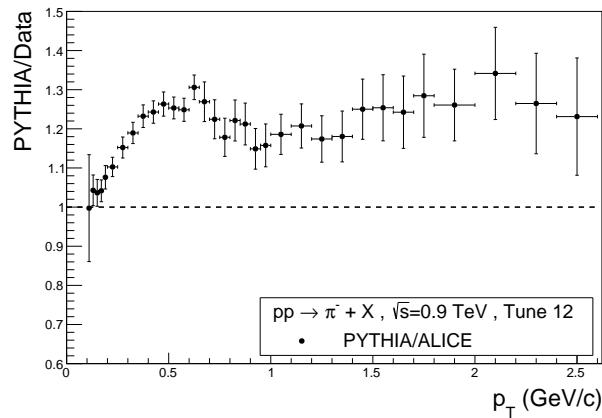


(l) Tune 7 π^-

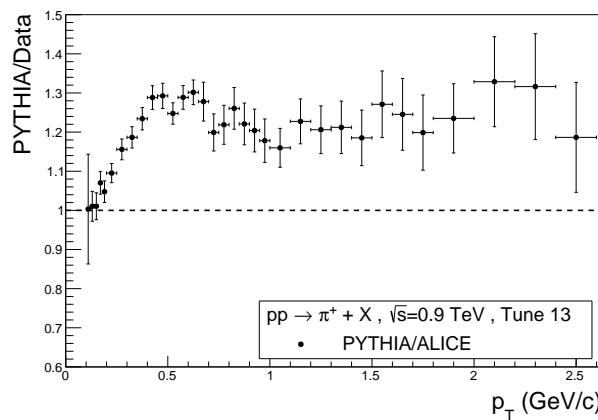




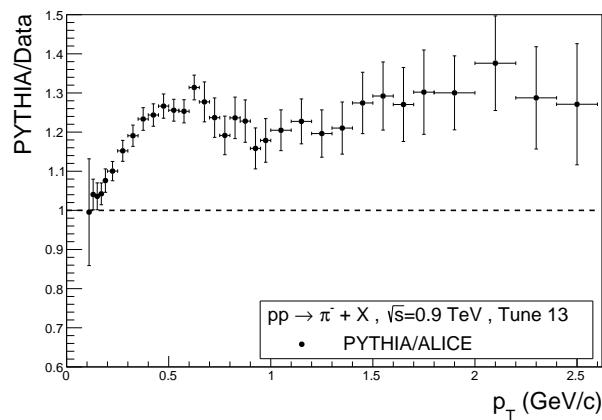
(s) Tune 12 π^+



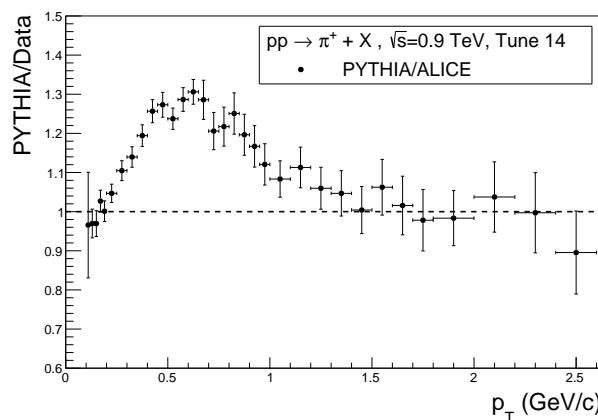
(t) Tune 12 π^-



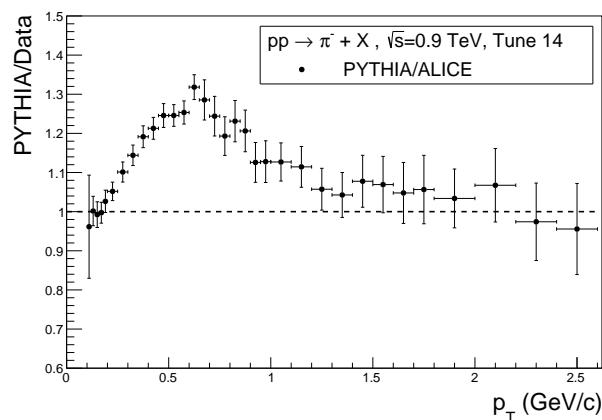
(u) Tune 13 π^+



(v) Tune 13 π^-

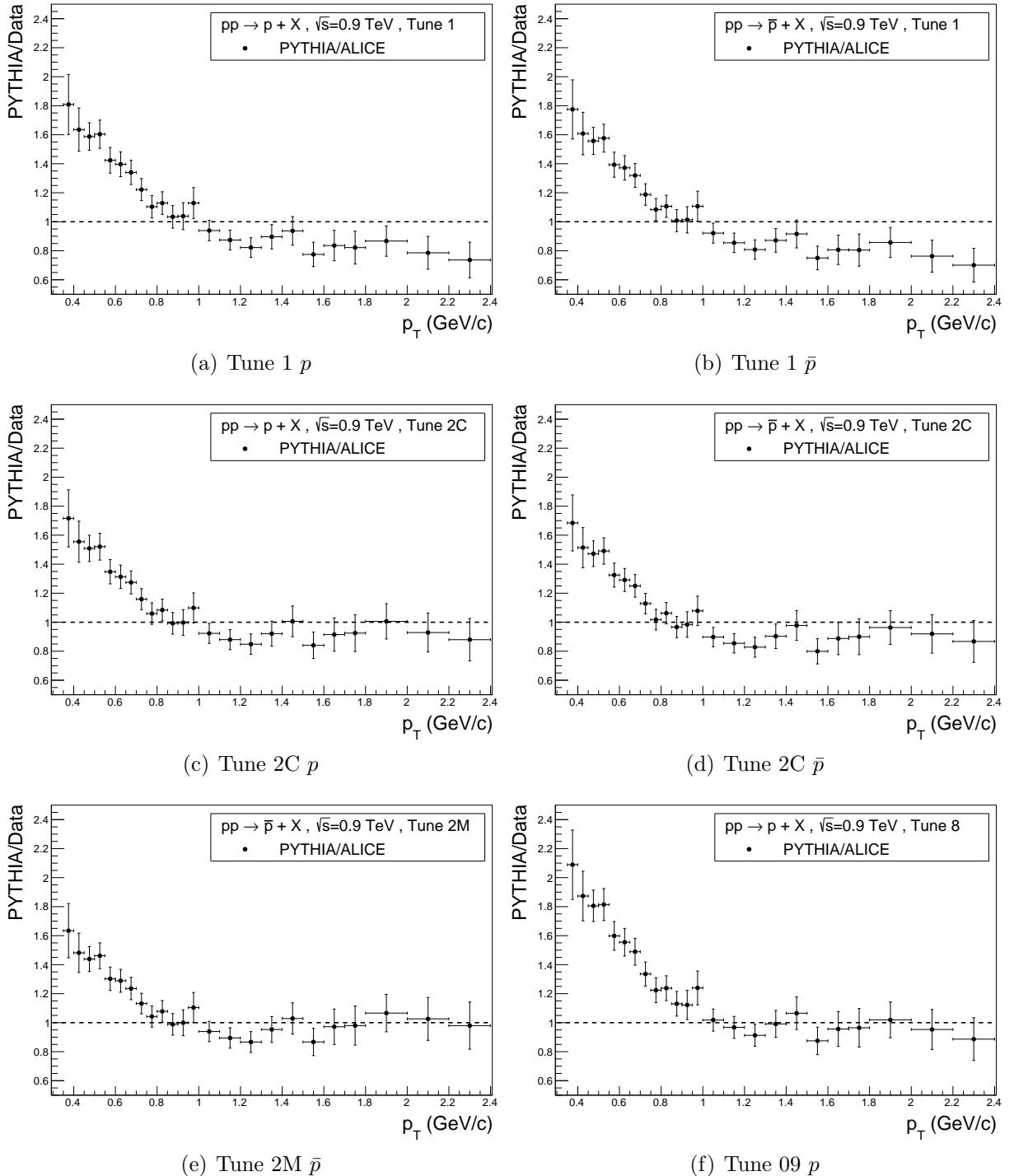


(w) Tune 14 π^+

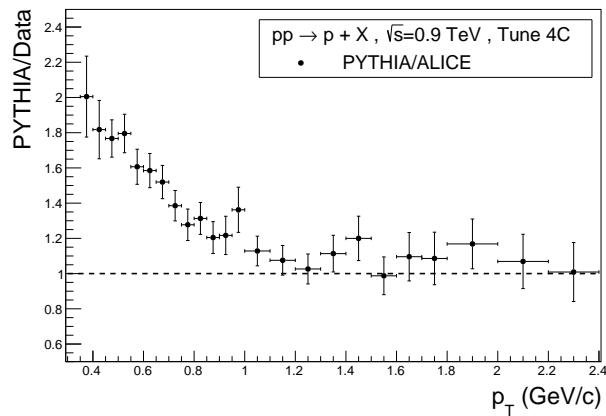


(x) Tune 14 π^-

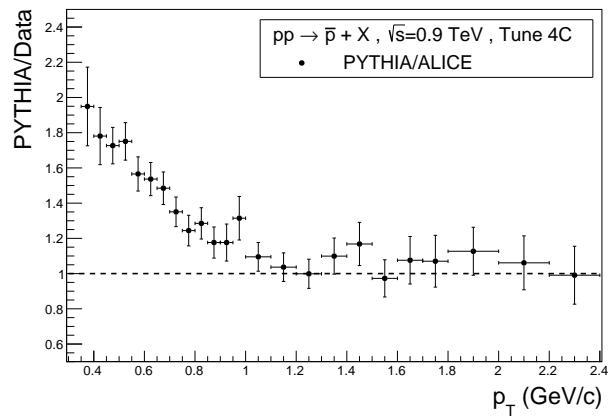
PYTHIA/ALICE für $p\bar{p}$ bei $\sqrt{s} = 900$ GeV



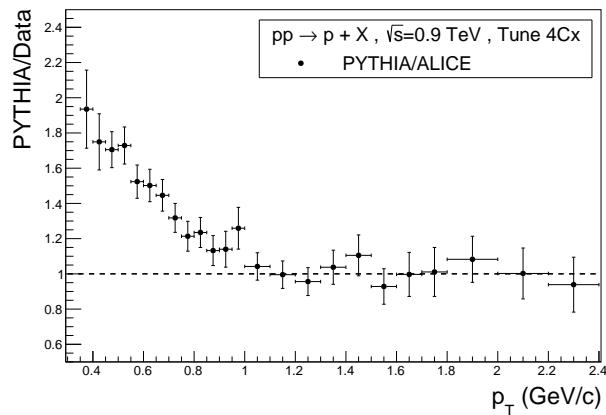
B. Graphen: Vergleich mit ALICE



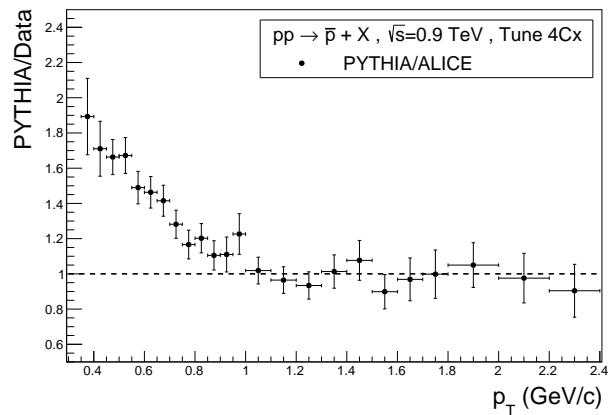
(g) Tune 4C p



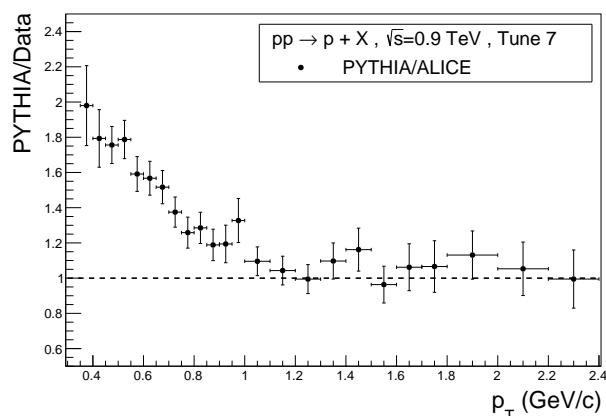
(h) Tune 4C \bar{p}



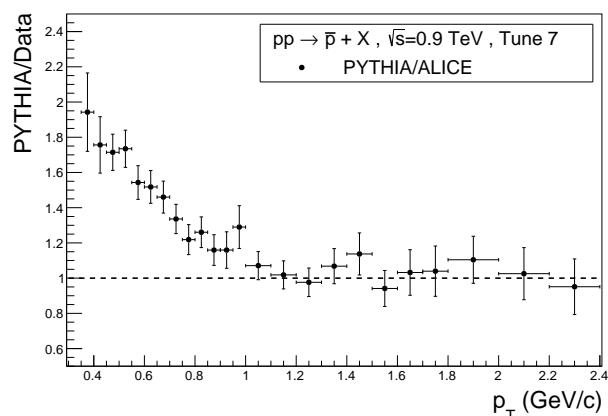
(i) Tune 4Cx p



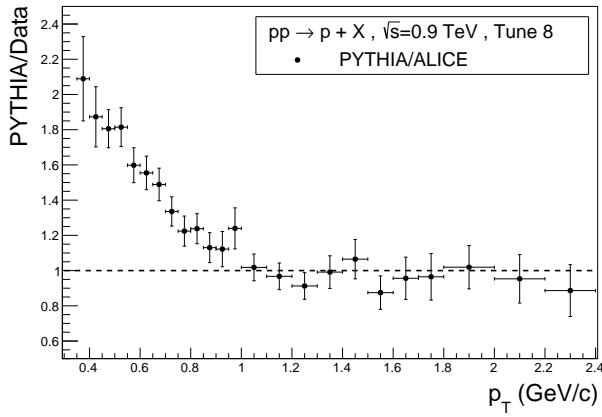
(j) Tune 4Cx \bar{p}



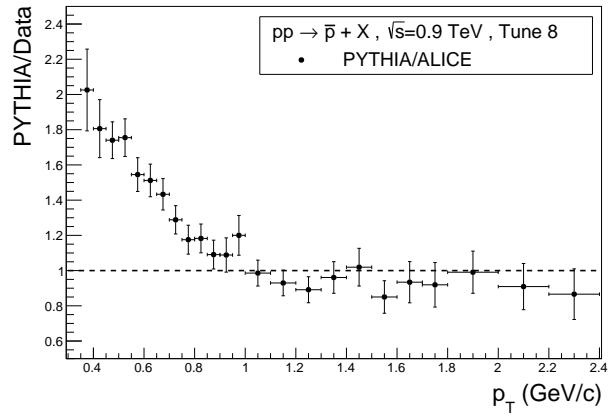
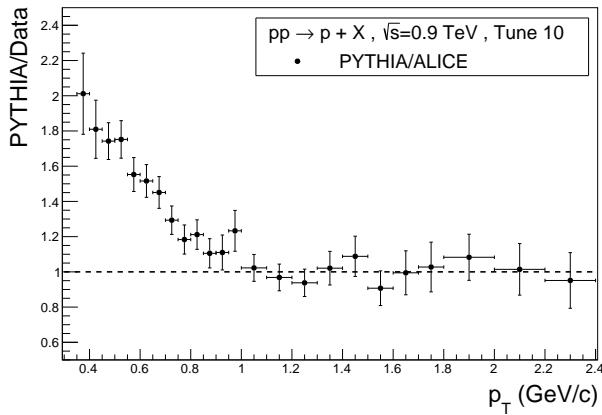
(k) Tune 7 p



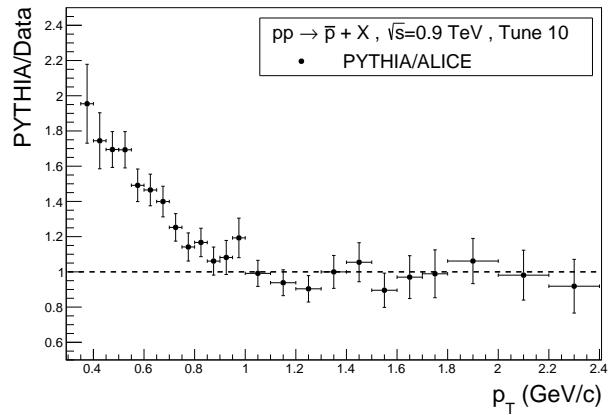
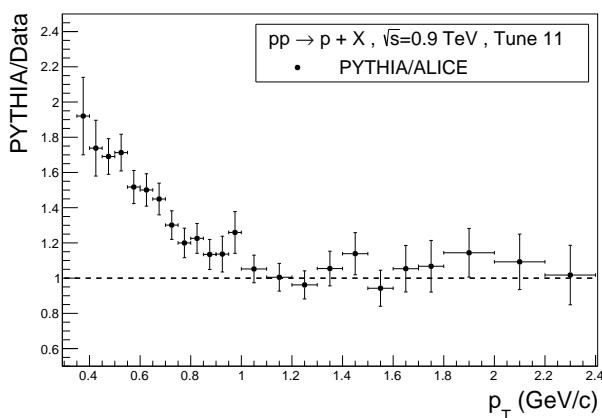
(l) Tune 7 \bar{p}



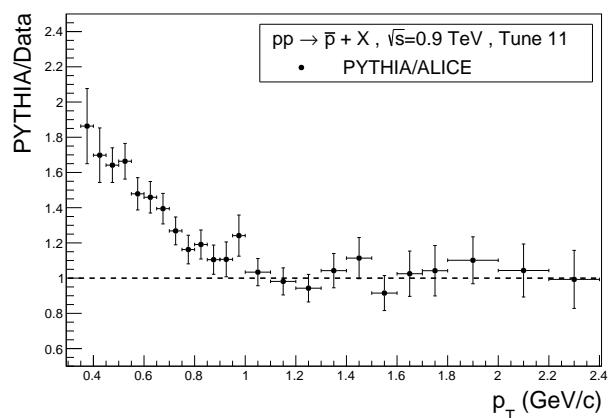
(m) Tune 8 p

(n) Tune 8 \bar{p} 

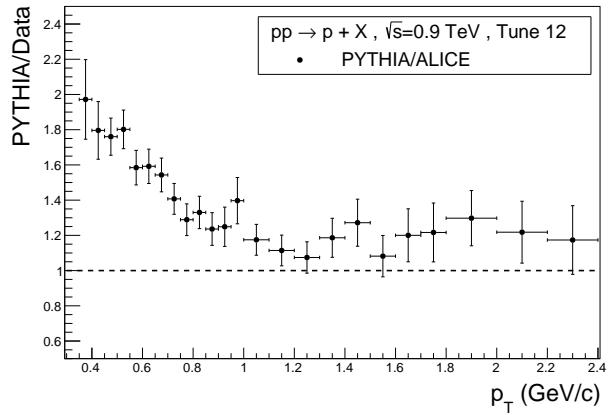
(o) Tune 10 p

(p) Tune 10 \bar{p} 

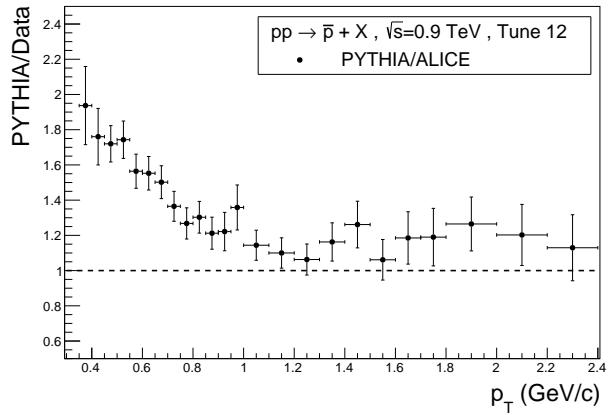
(q) Tune 11 p

(r) Tune 11 \bar{p}

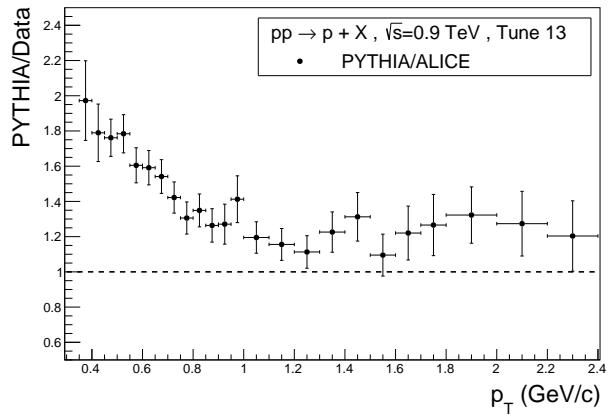
B. Graphen: Vergleich mit ALICE



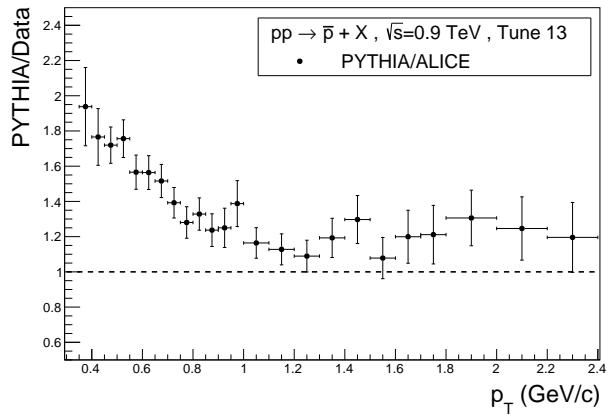
(s) Tune 12 p



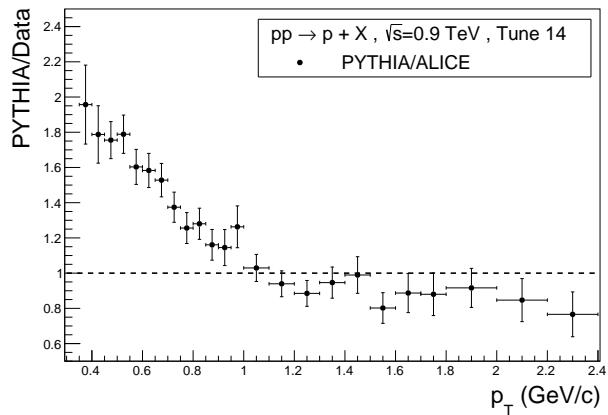
(t) Tune 12 \bar{p}



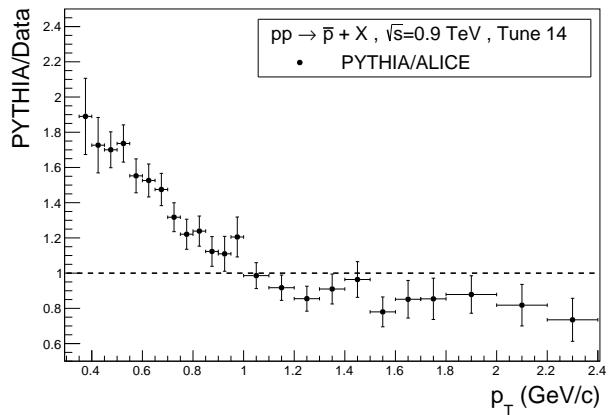
(u) Tune 13 p



(v) Tune 13 \bar{p}

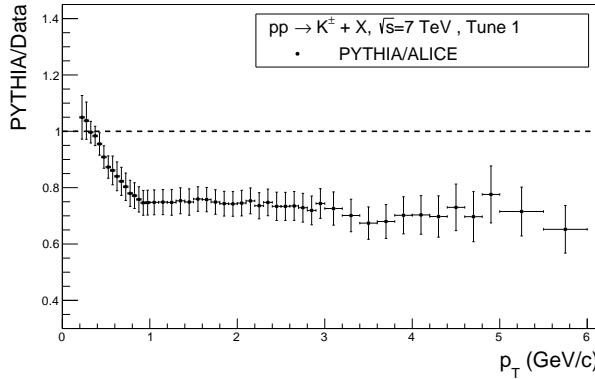


(w) Tune 14 p

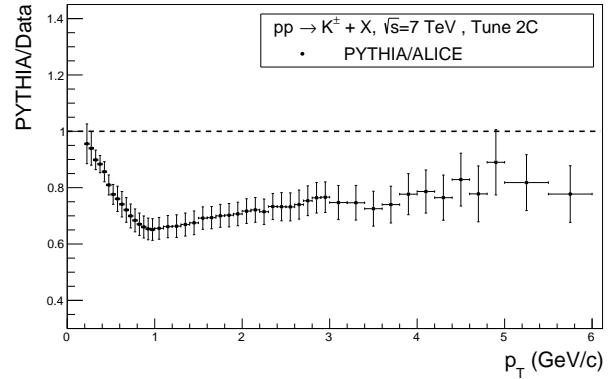


(x) Tune 14 \bar{p}

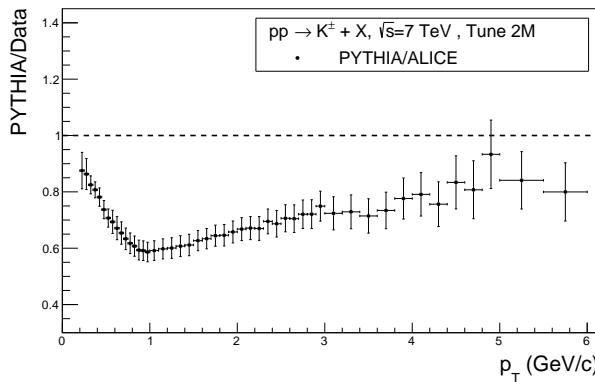
PYTHIA/ALICE für K^\pm bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$



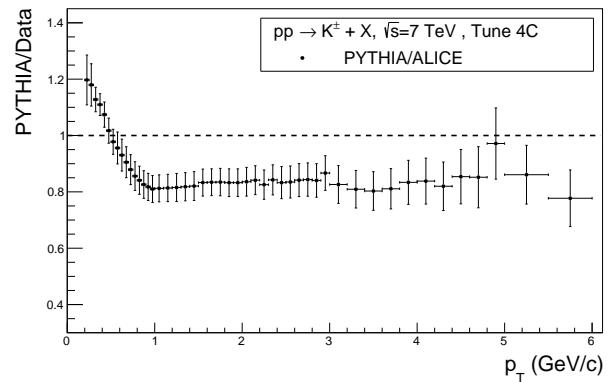
(a) Tune 1



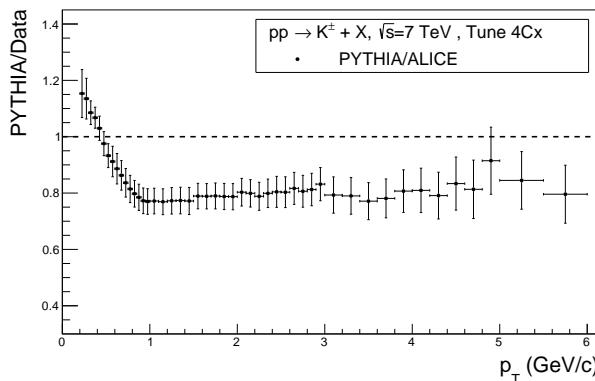
(b) Tune 2C



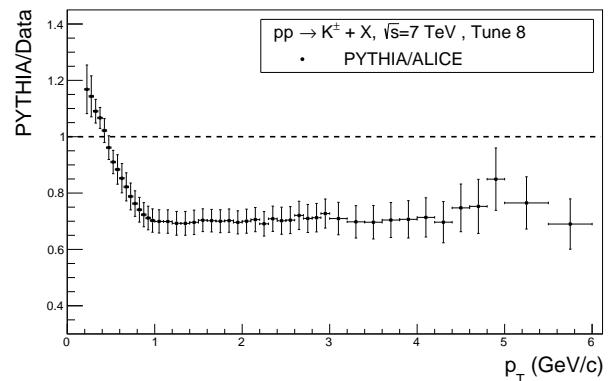
(c) Tune 2M



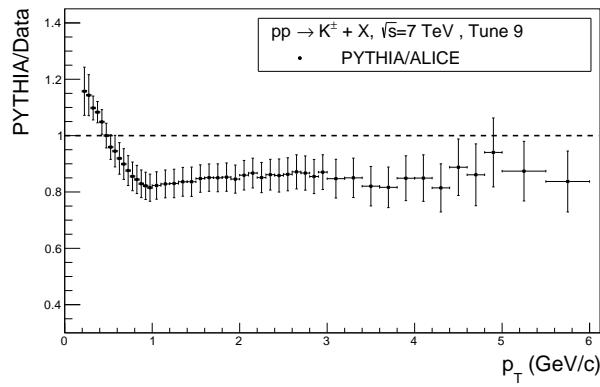
(d) Tune 4C



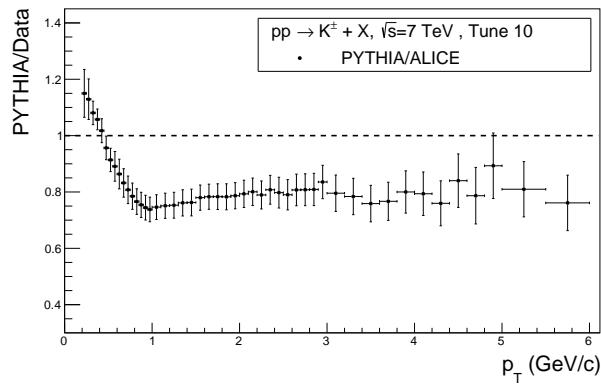
(e) Tune 4Cx



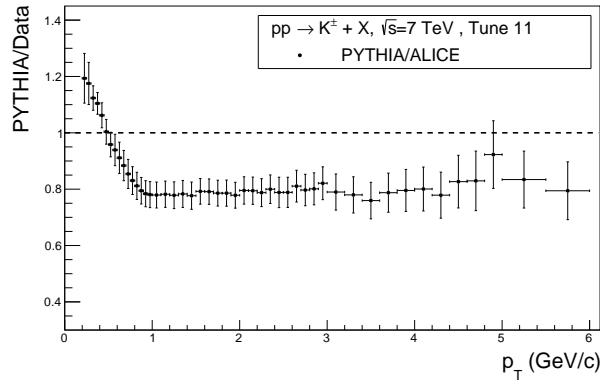
(f) Tune 8



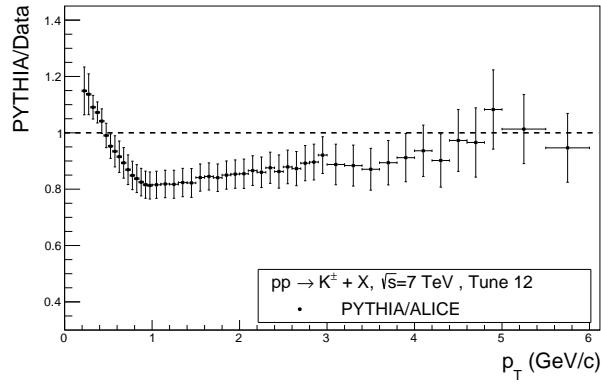
(g) Tune 9



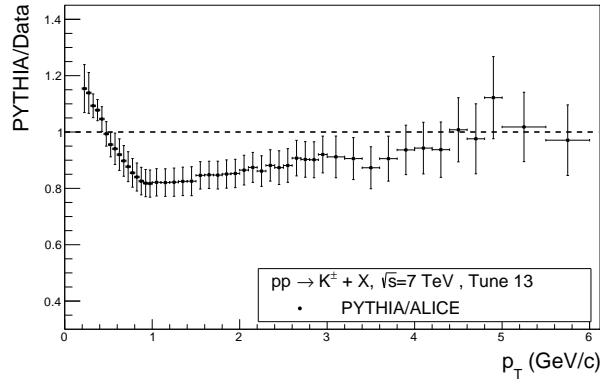
(h) Tune 10



(i) Tune 11

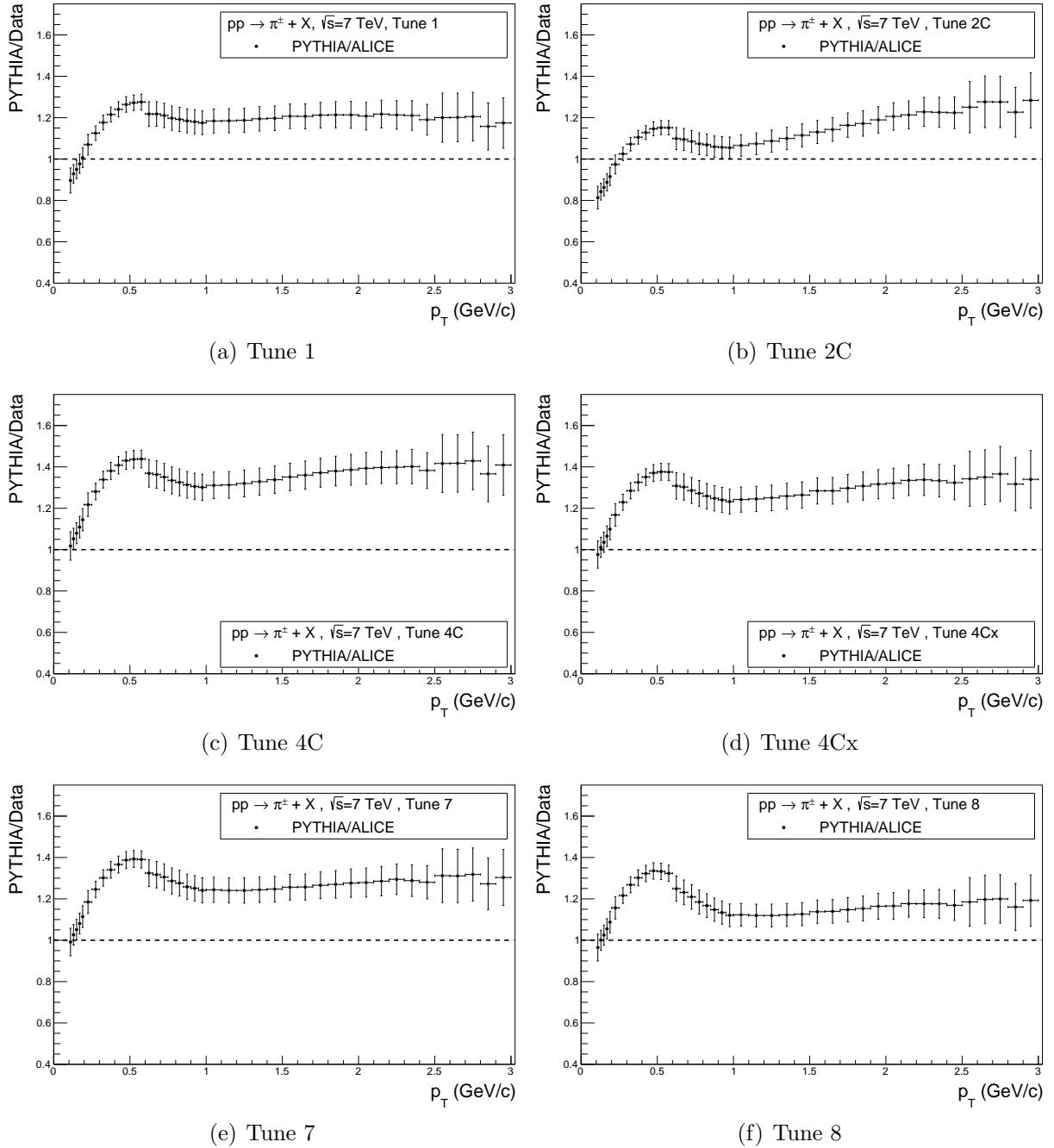


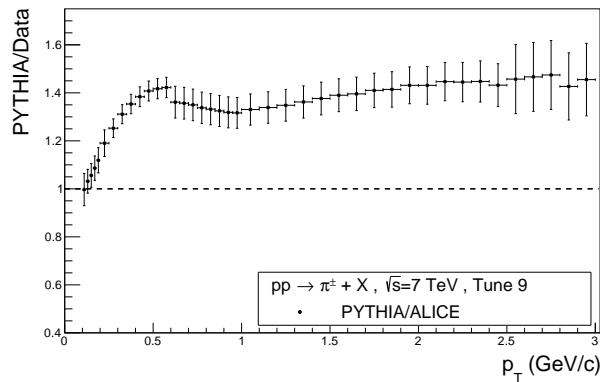
(j) Tune 12



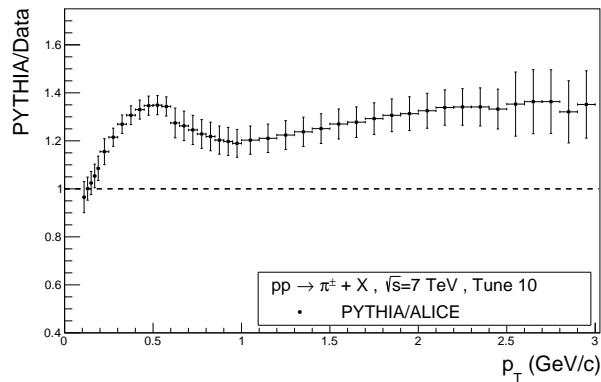
(k) Tune 13

PYTHIA/ALICE für π^\pm bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

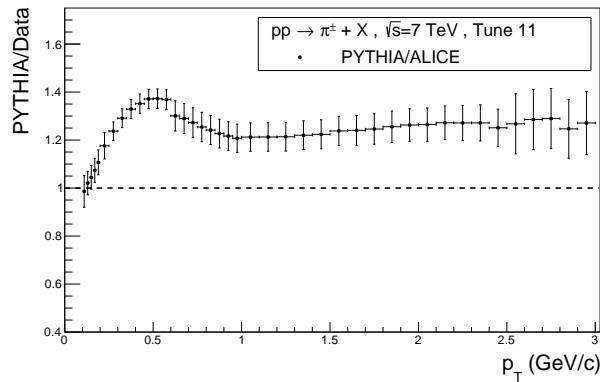




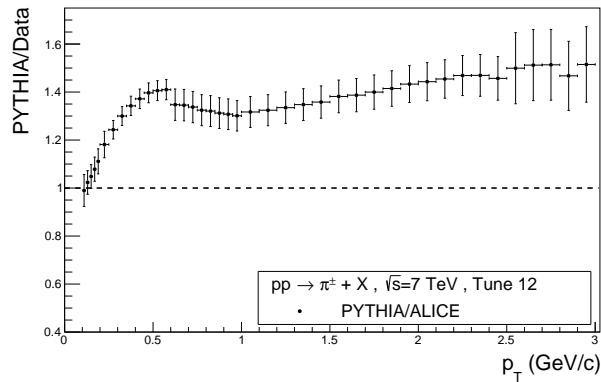
(g) Tune 9



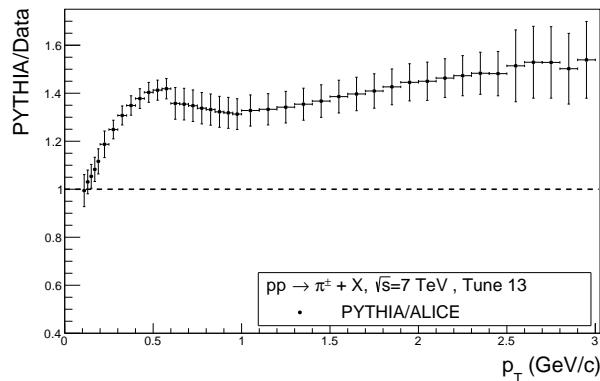
(h) Tune 10



(i) Tune 11

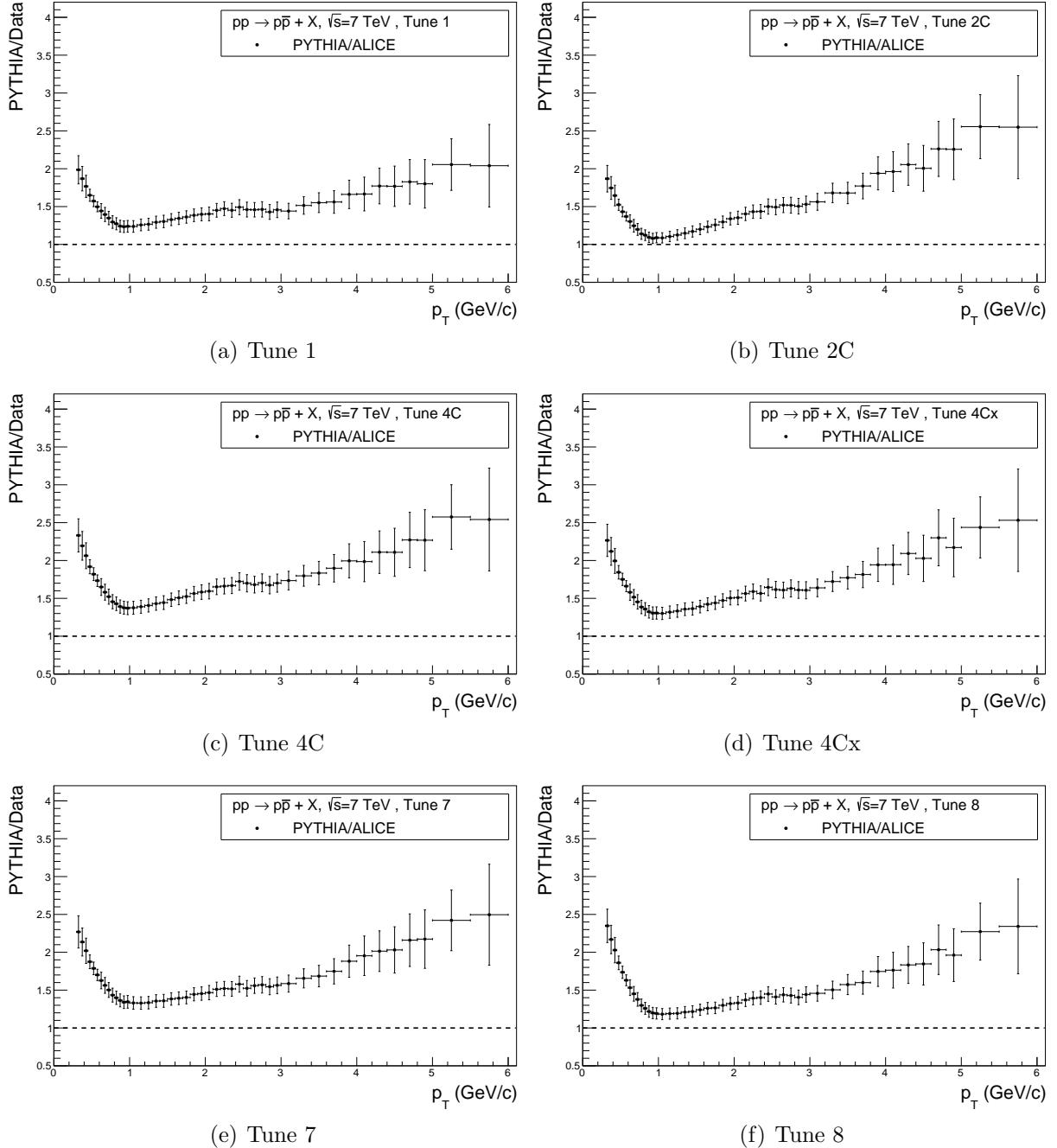


(j) Tune 12

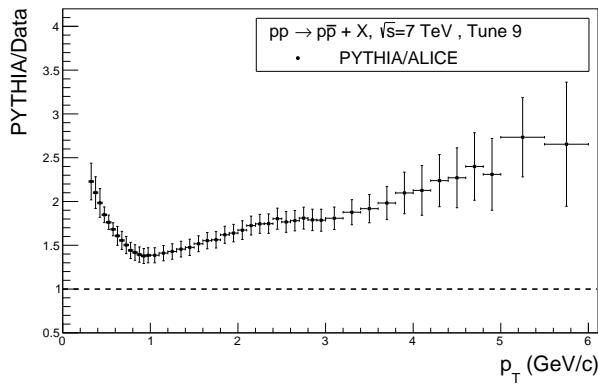


(k) Tune 13

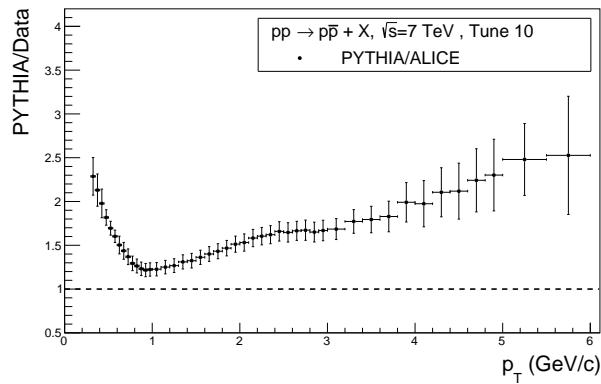
PYTHIA/ALICE für $p\bar{p}^\pm$ bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$



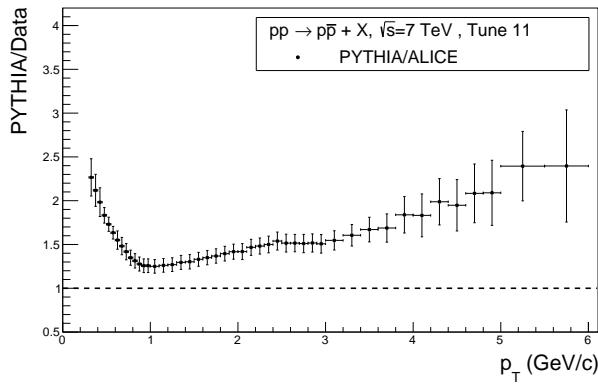
B. Graphen: Vergleich mit ALICE



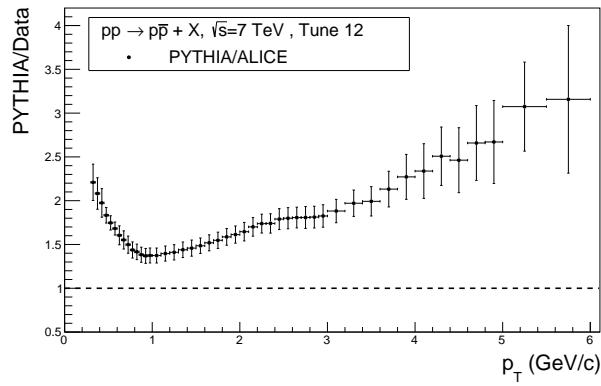
(g) Tune 9



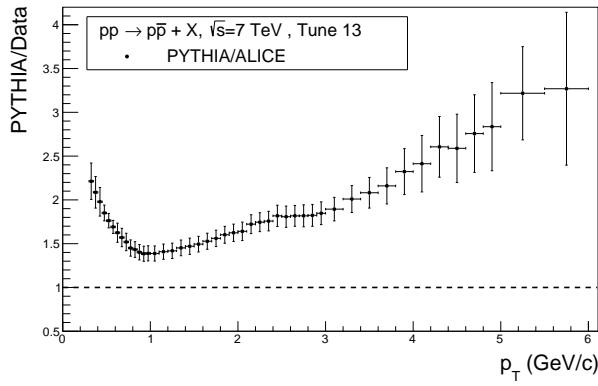
(h) Tune 10



(i) Tune 11



(j) Tune 12



(k) Tune 13

Gemtspektrum: PYTHIA/ALICE

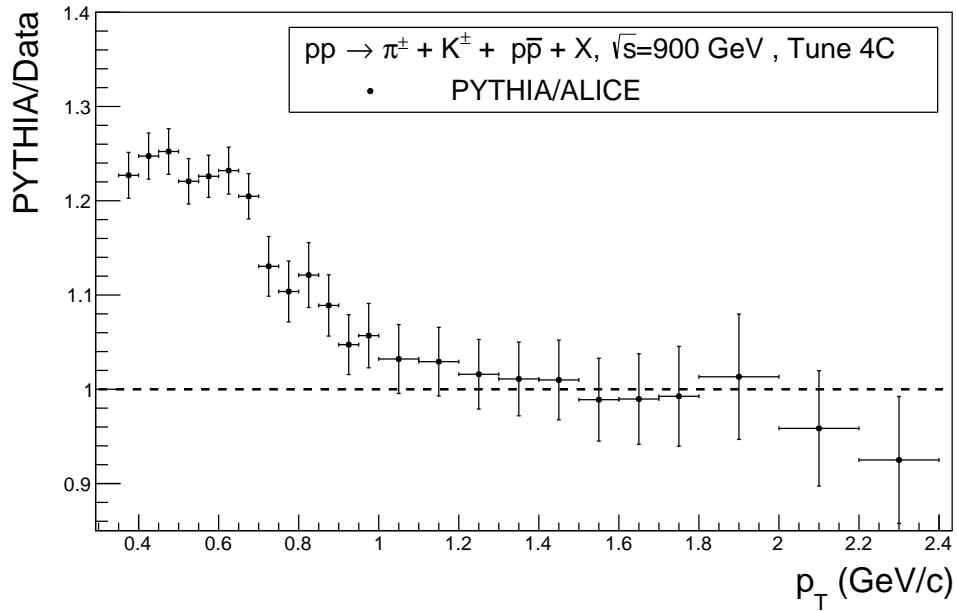


Abbildung B.1.: Verhältnis der Teilchenausbeute von PYTHIA zu ALICE gegen p_T bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$.

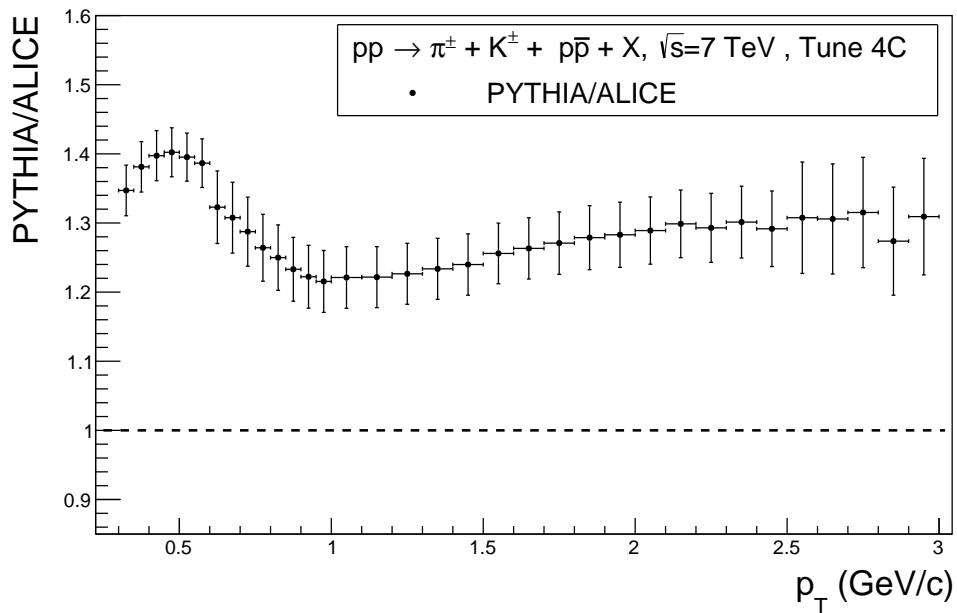
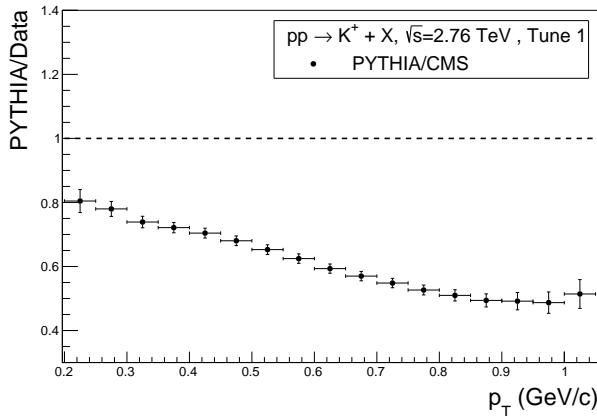


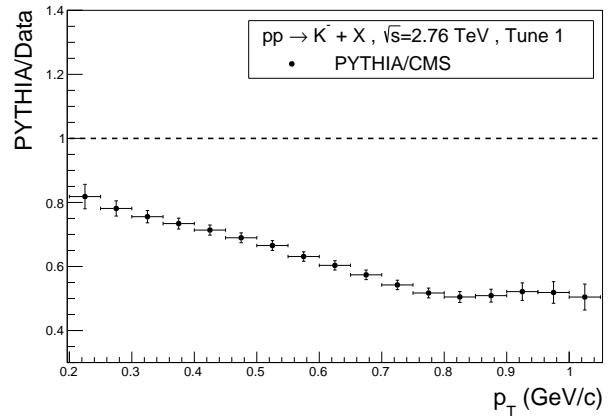
Abbildung B.2.: Verhältnis der Teilchenausbeute von PYTHIA zu ALICE gegen p_T bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

C. Graphen: Vergleich mit CMS

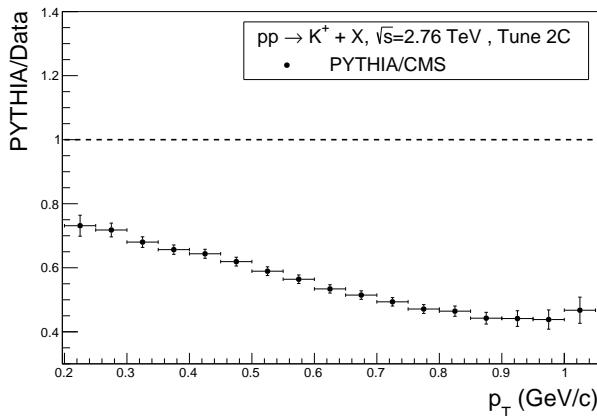
PYTHIA/CMS für K^\pm bei $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$



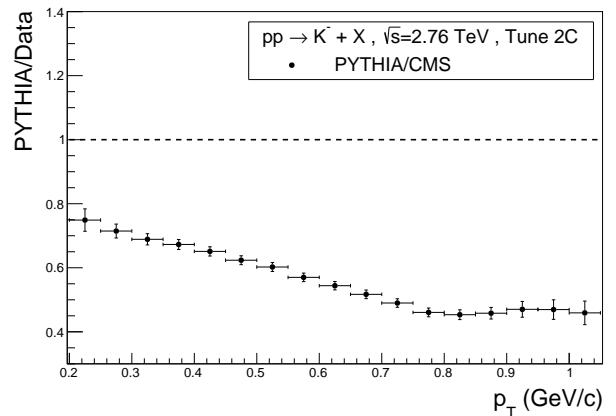
(a) Tune 1 K^+



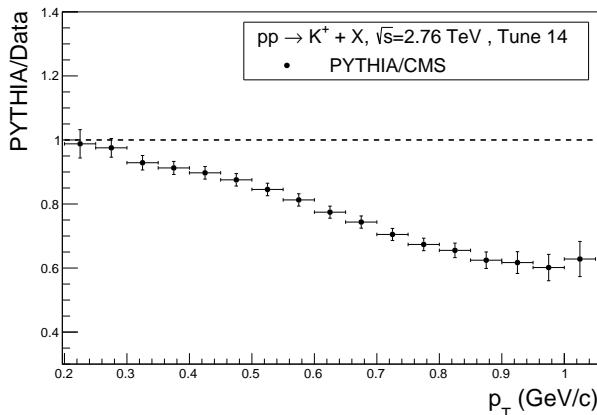
(b) Tune 1 K^-



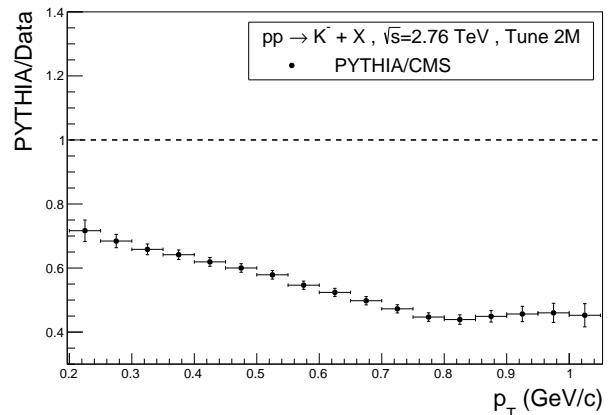
(c) Tune 2C K^+



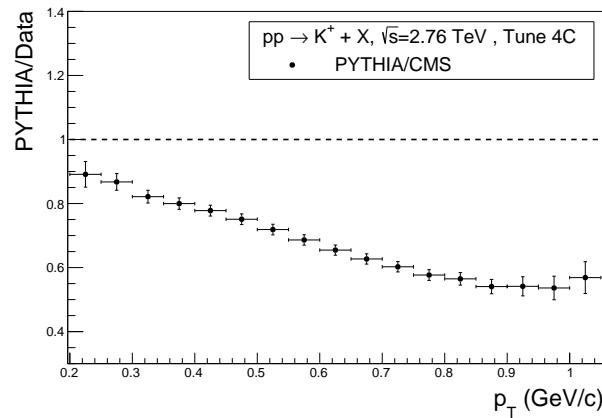
(d) Tune 2C K^-



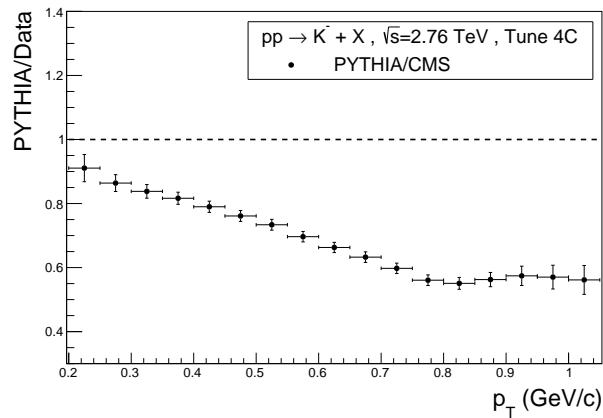
(e) Tune 14 K^+



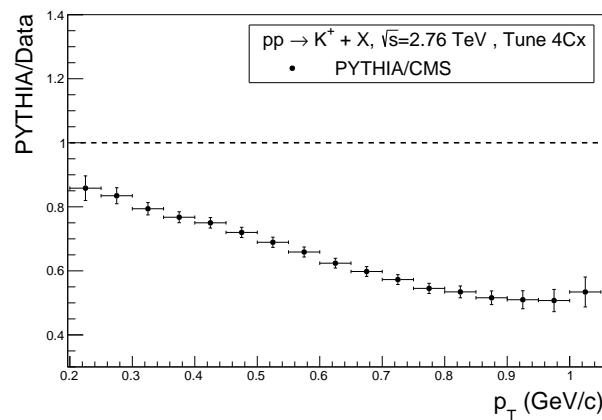
(f) Tune 2M K^-



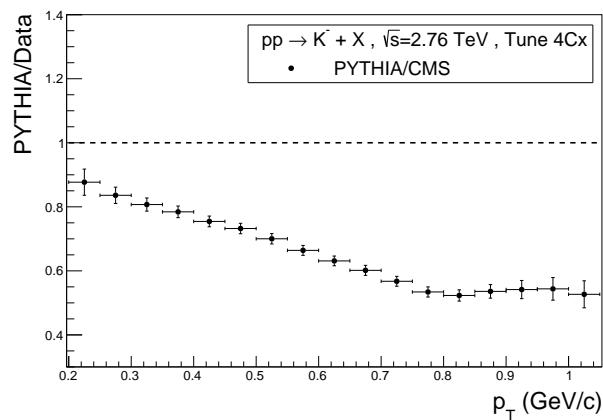
(g) Tune 4C K^+



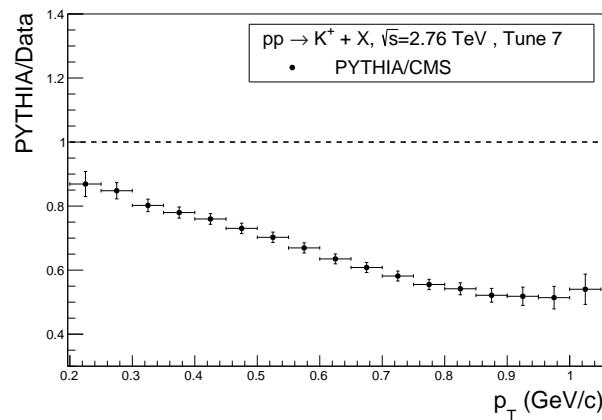
(h) Tune 4C K^-



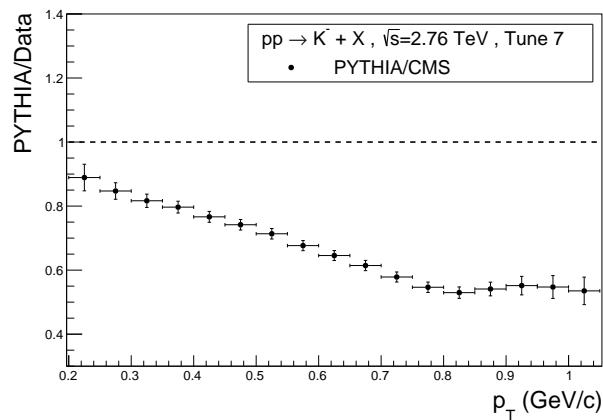
(i) Tune 4Cx K^+



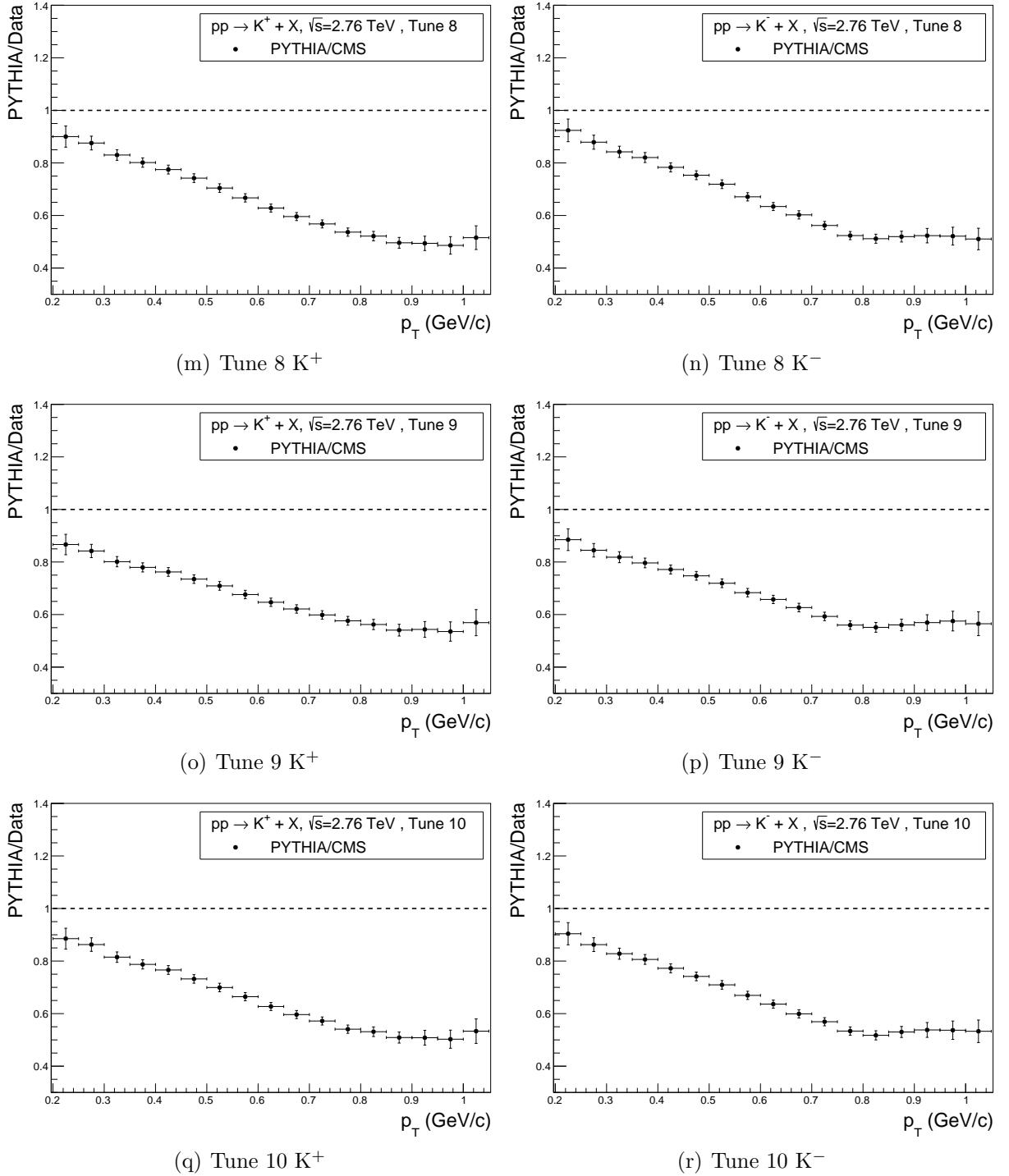
(j) Tune 4Cx K^-

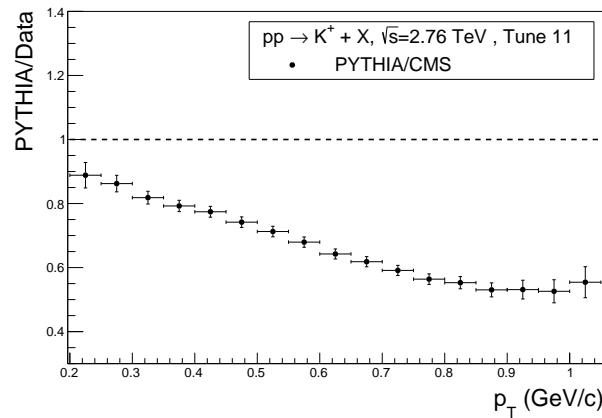


(k) Tune 7 K^+

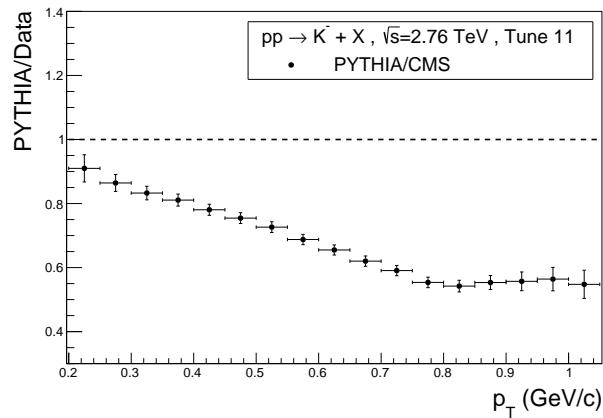


(l) Tune 7 K^-

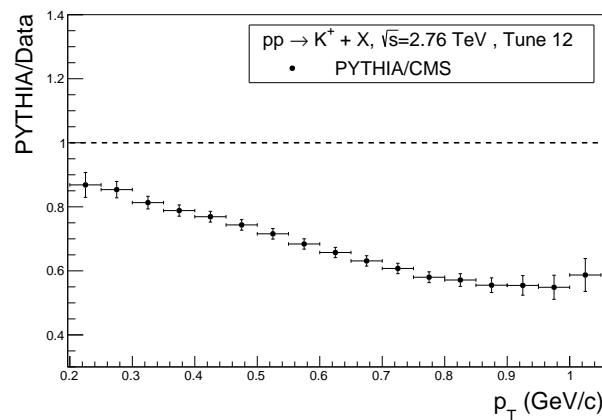




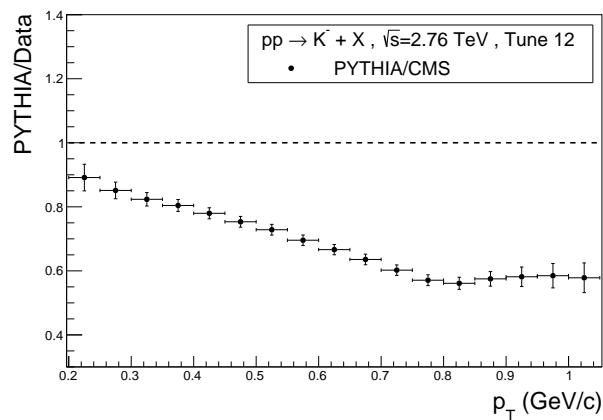
(s) Tune 11 K^+



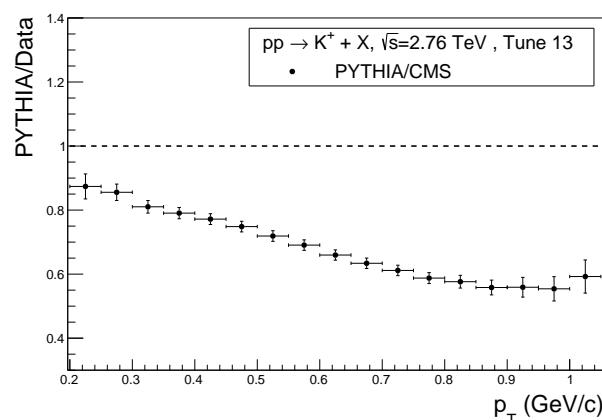
(t) Tune 11 K^-



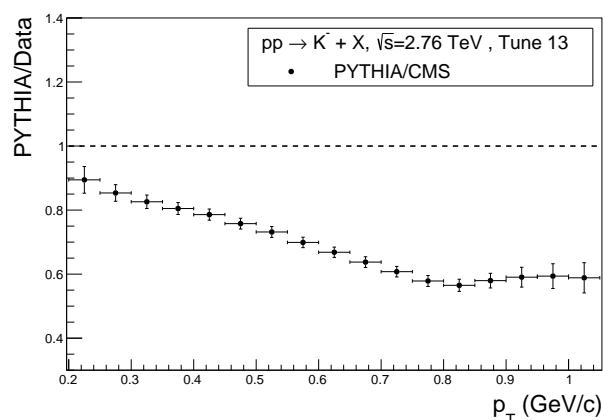
(u) Tune 12 K^+



(v) Tune 12 K^-

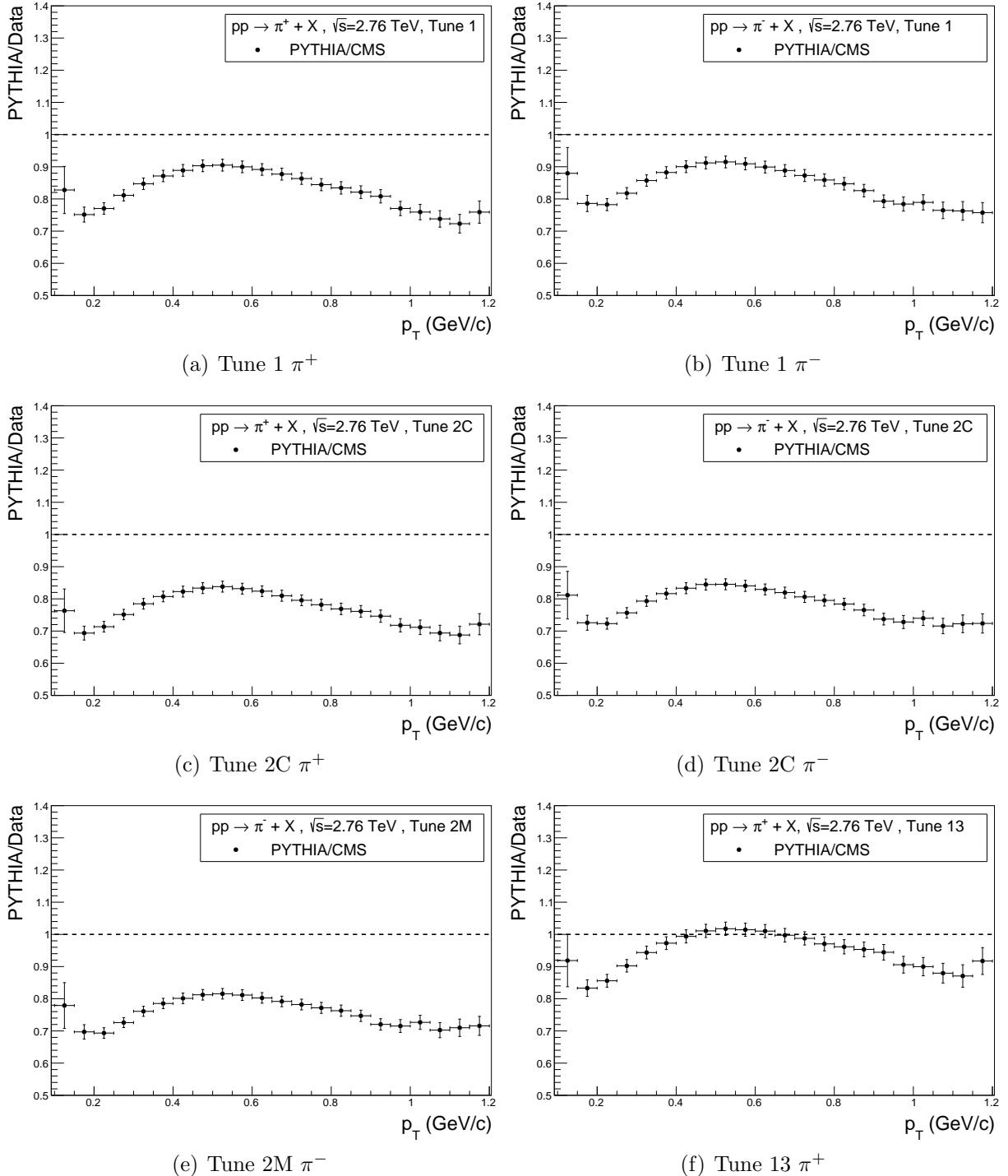


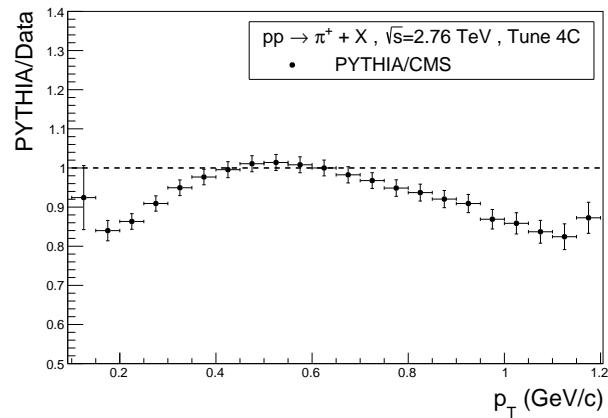
(w) Tune 13 K^+



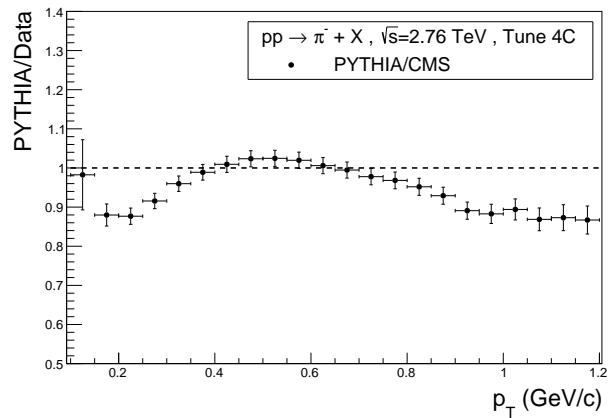
(x) Tune 13 K^-

PYTHIA/CMS für π^\pm bei $\sqrt{s} = 2760 \text{ GeV}$

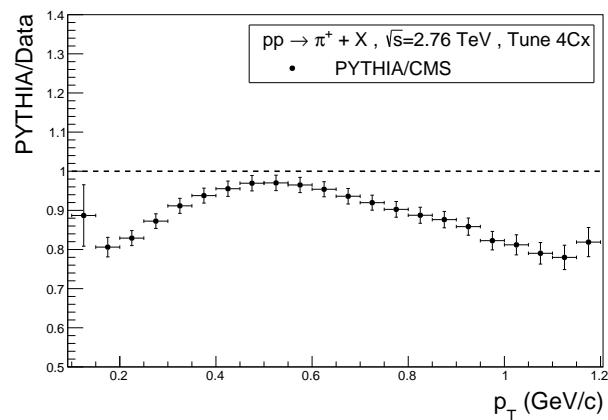




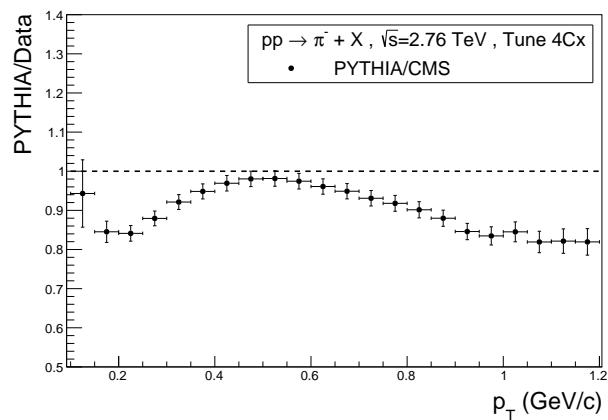
(g) Tune 4C π^+



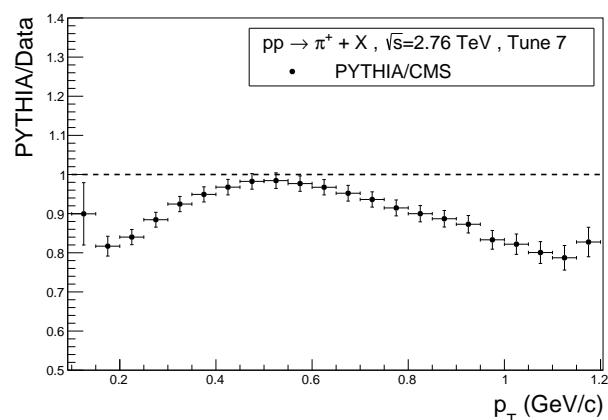
(h) Tune 4C π^-



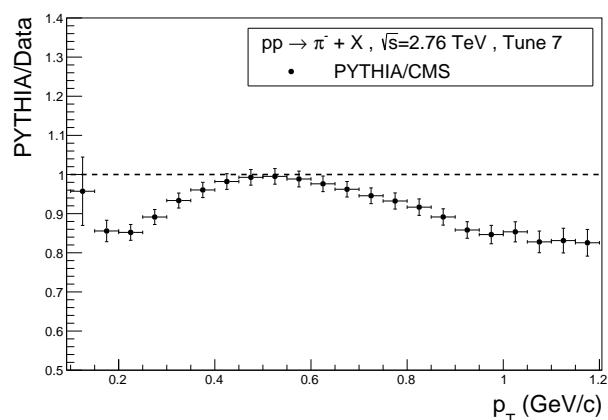
(i) Tune 4Cx π^+



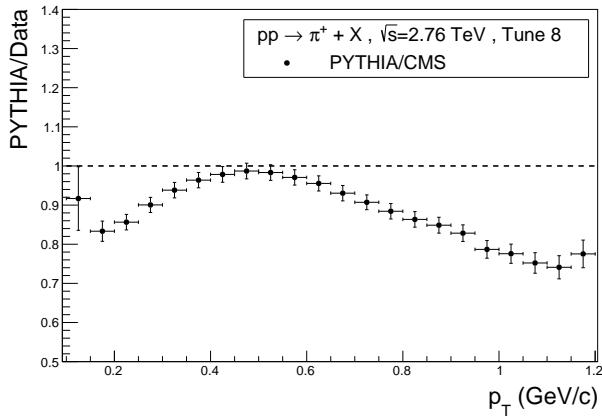
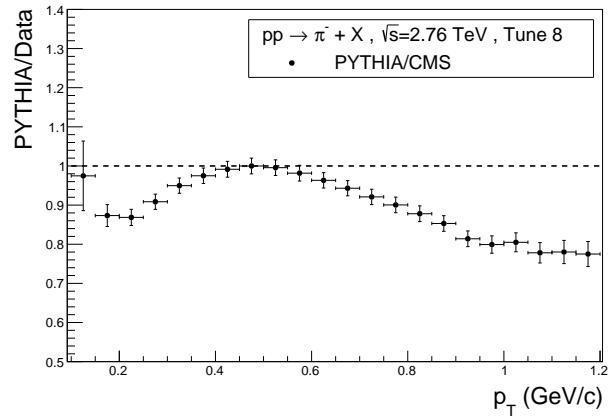
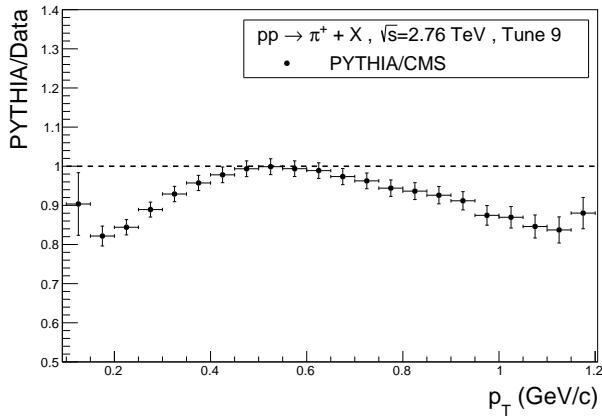
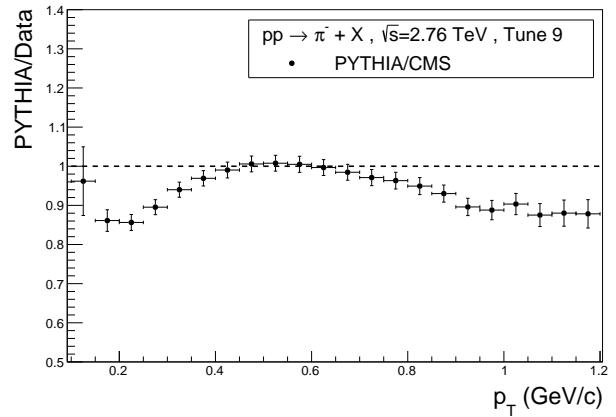
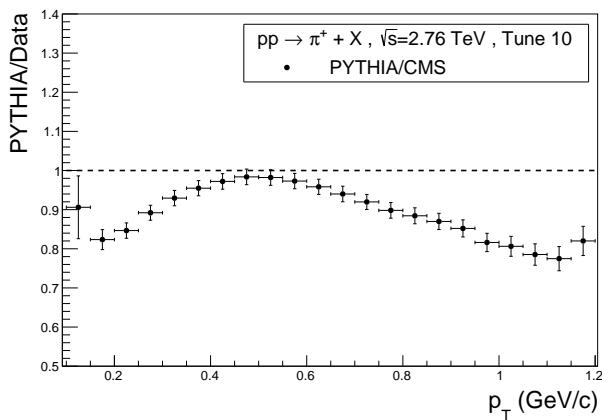
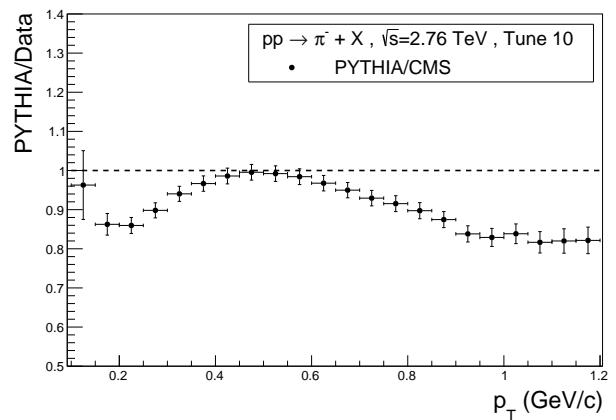
(j) Tune 4Cx π^-

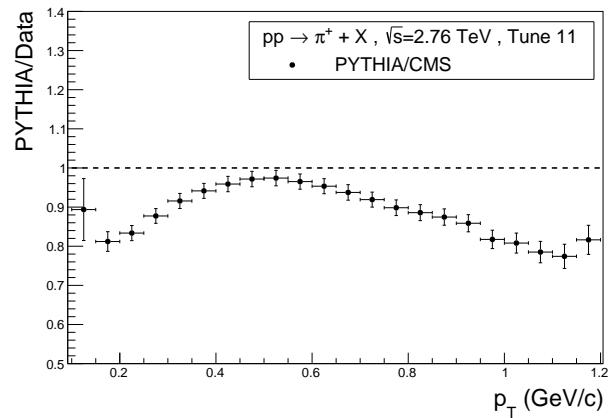


(k) Tune 7 π^+

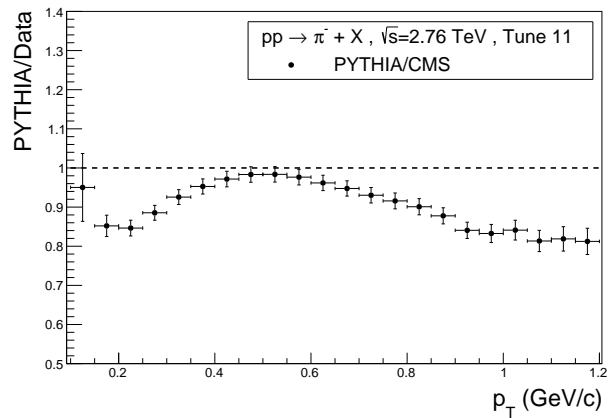


(l) Tune 7 π^-

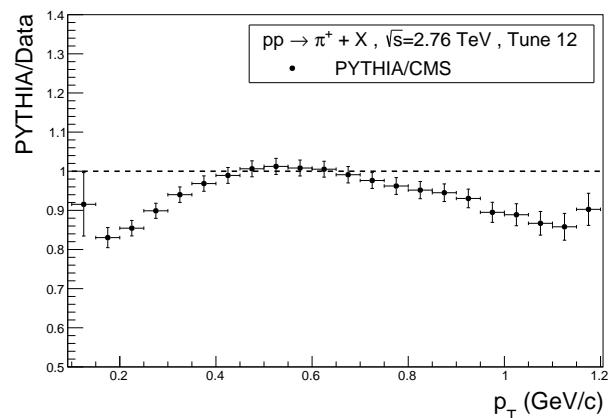
(m) Tune 8 π^+ (n) Tune 8 π^- (o) Tune 9 π^+ (p) Tune 9 π^- (q) Tune 10 π^+ (r) Tune 10 π^-



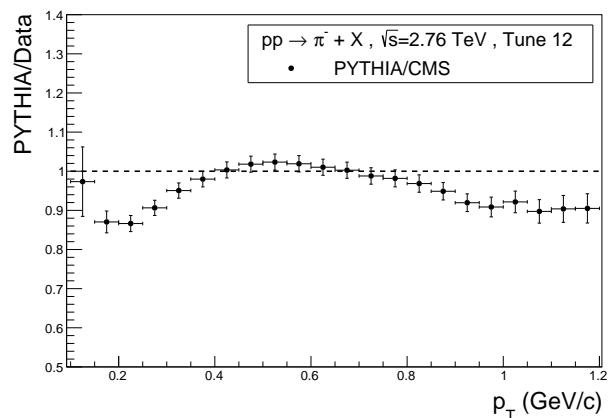
(s) Tune 11 π^+



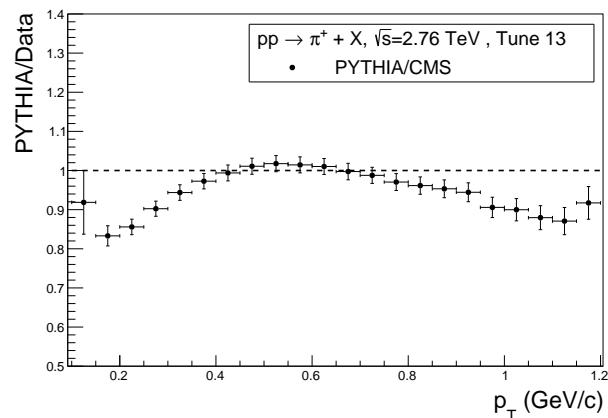
(t) Tune 11 π^-



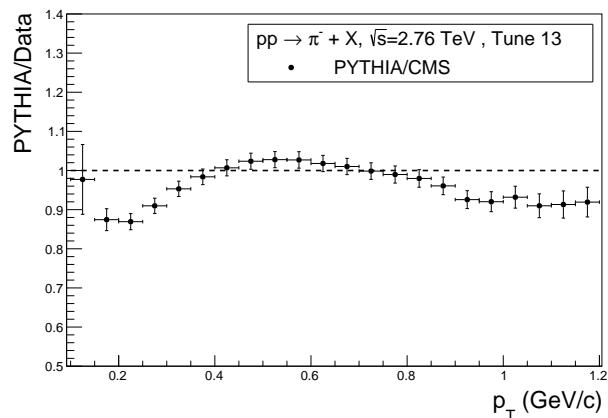
(u) Tune 12 π^+



(v) Tune 12 π^-

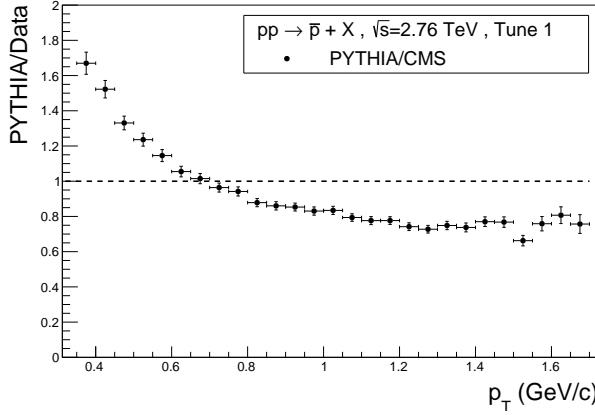


(w) Tune 13 π^+

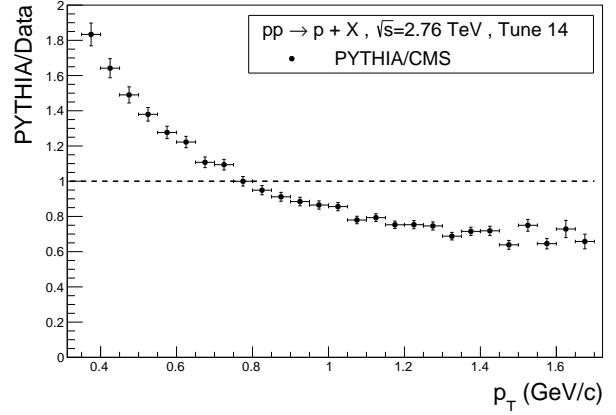


(x) Tune 13 π^-

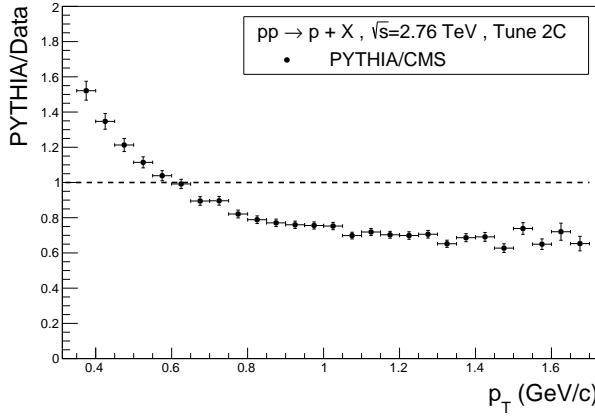
PYTHIA/CMS für $p\bar{p}$ bei $\sqrt{s} = 2760 \text{ GeV}$



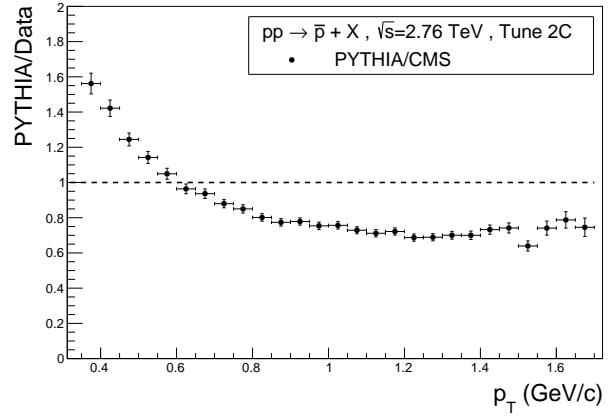
(a) Tune 1 p



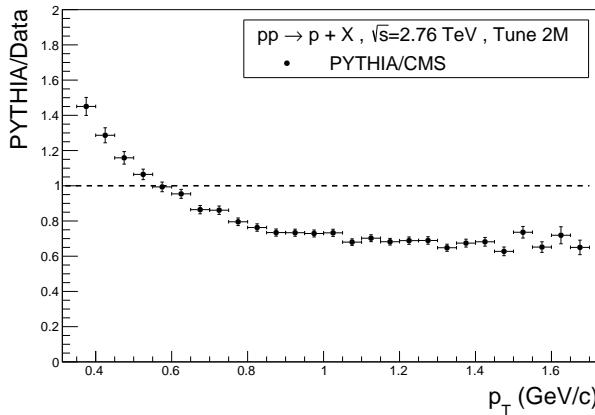
(b) Tune 14 \bar{p}



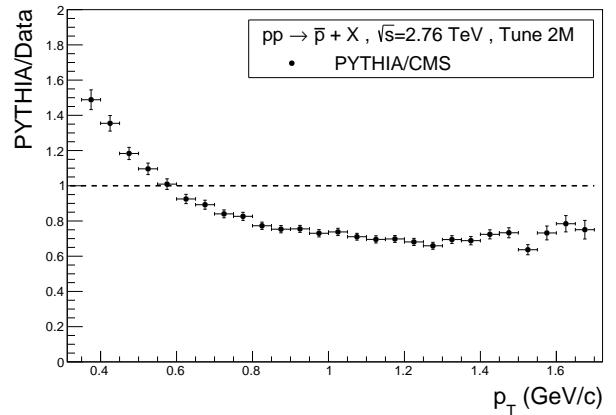
(c) Tune 2C p



(d) Tune 2C \bar{p}

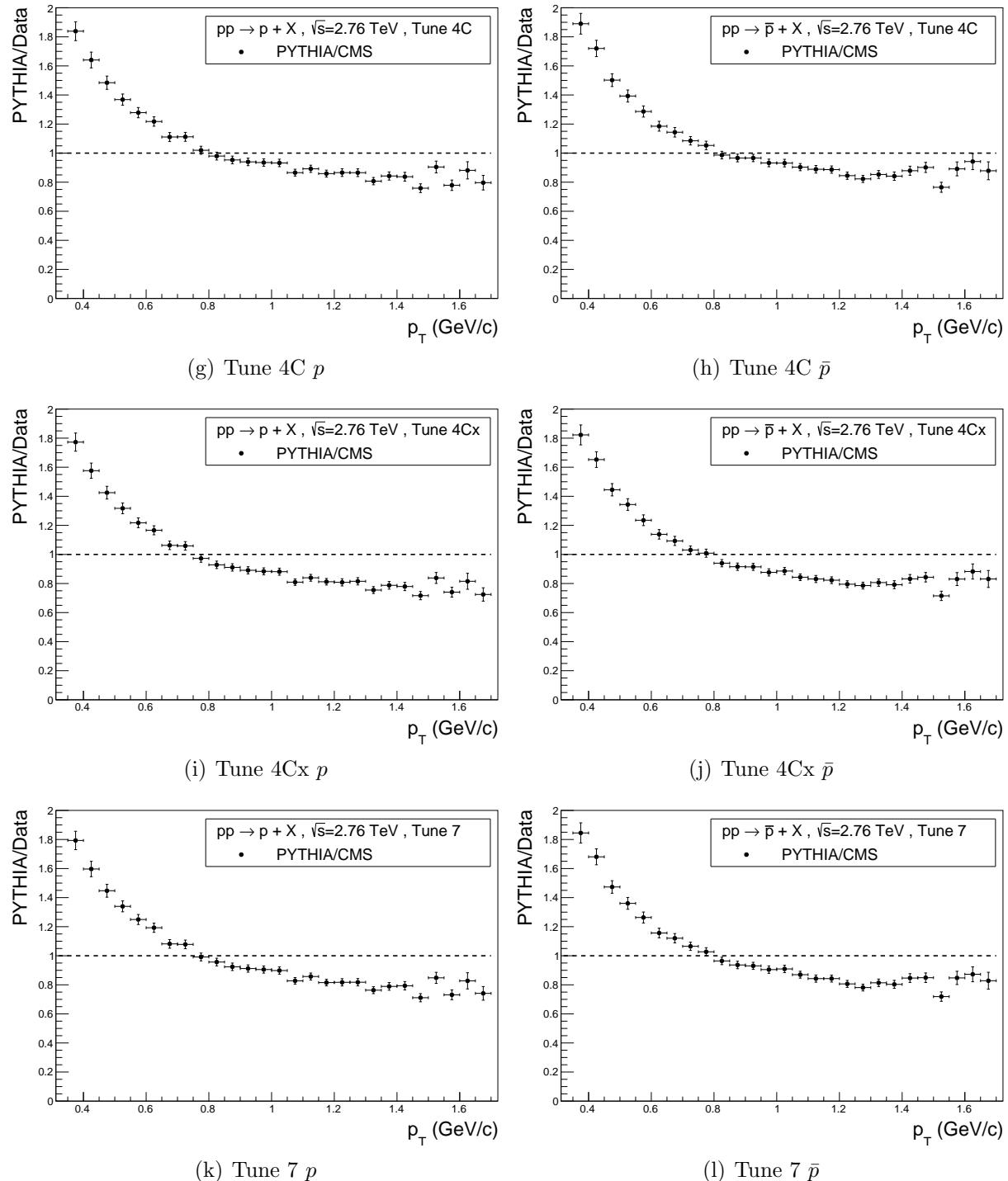


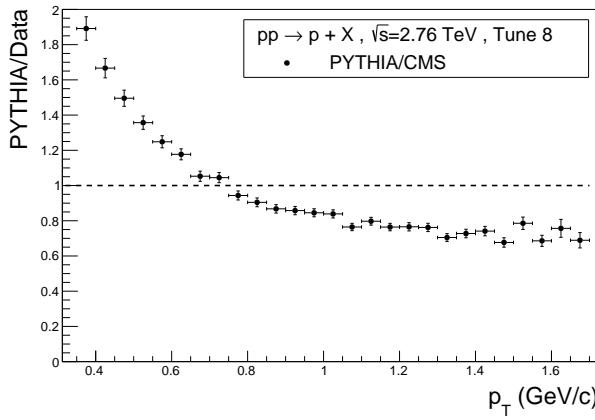
(e) Tune 2M p



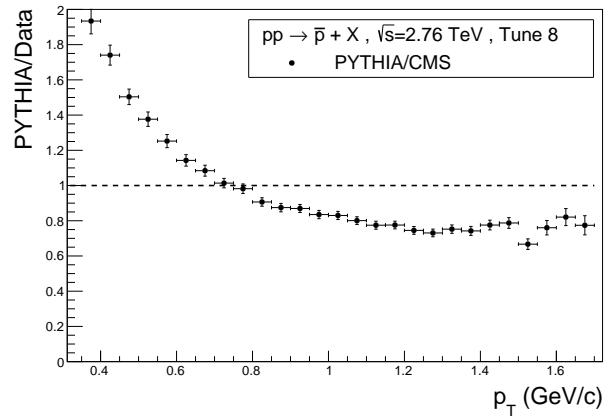
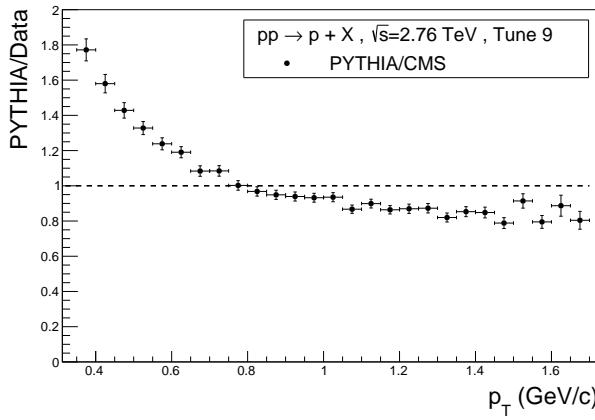
(f) Tune 2M \bar{p}

C. Graphen: Vergleich mit CMS

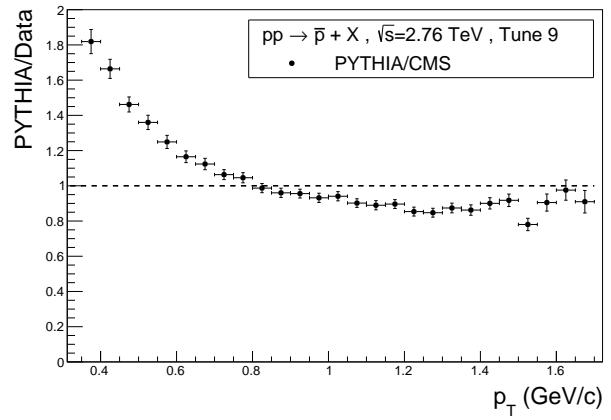
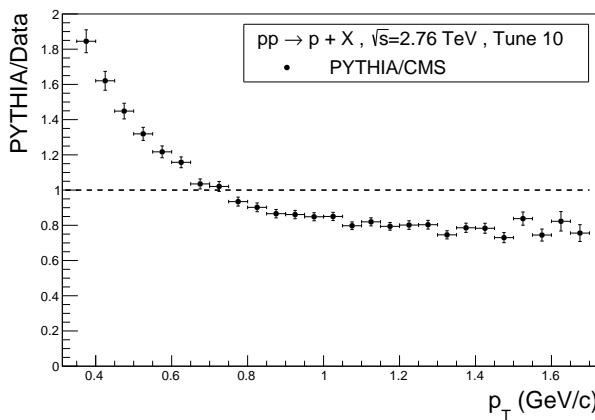




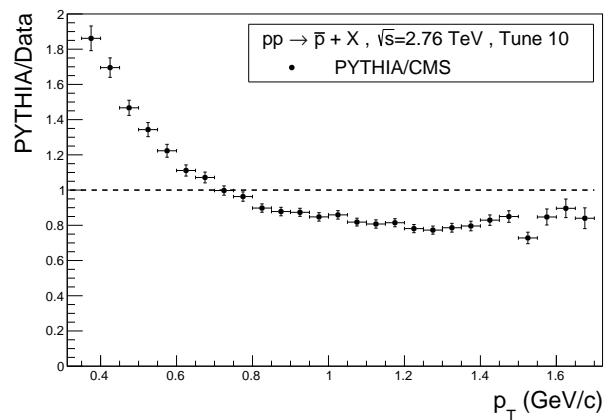
(m) Tune 8 p

(n) Tune 8 \bar{p} 

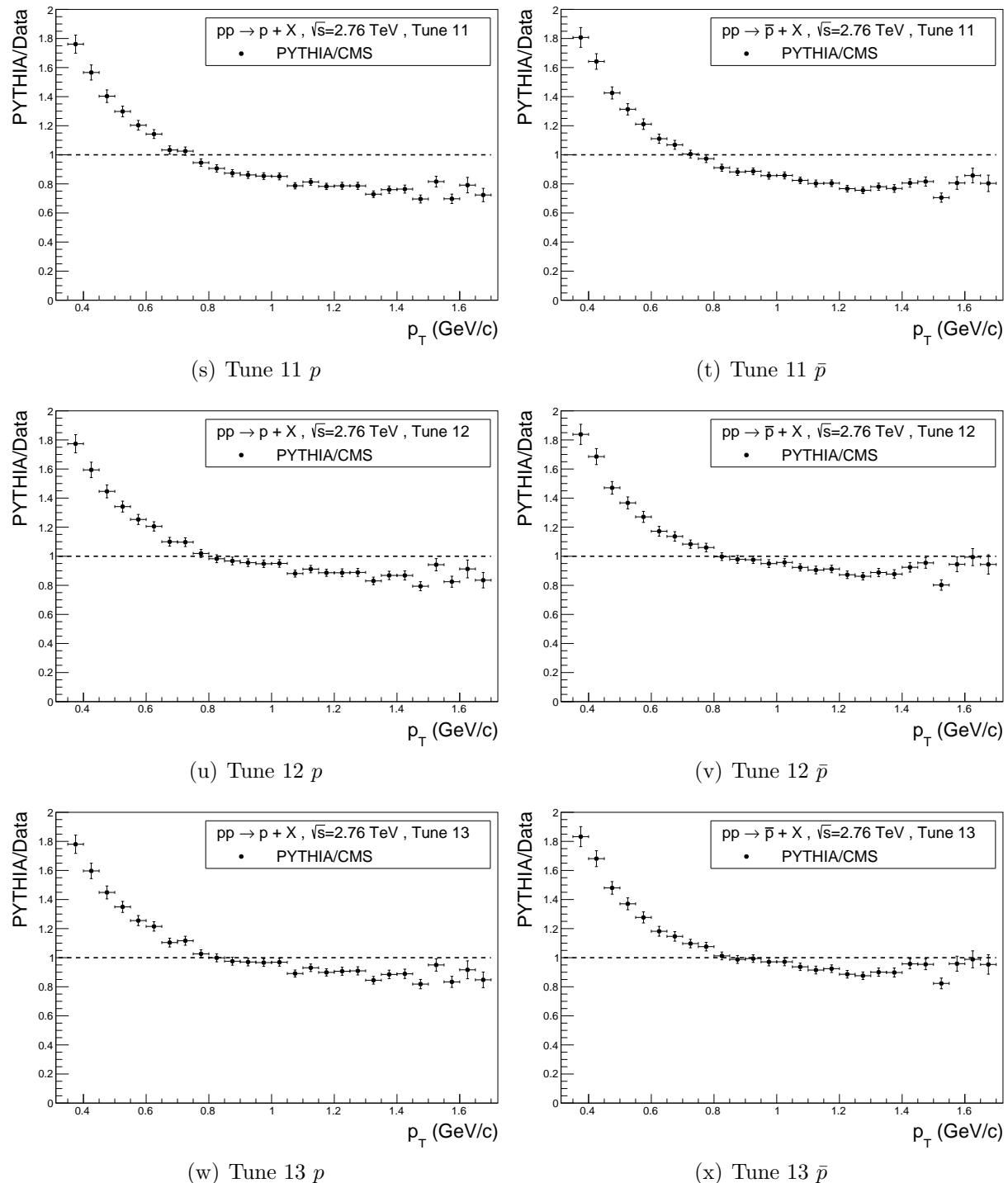
(o) Tune 9 p

(p) Tune 9 \bar{p} 

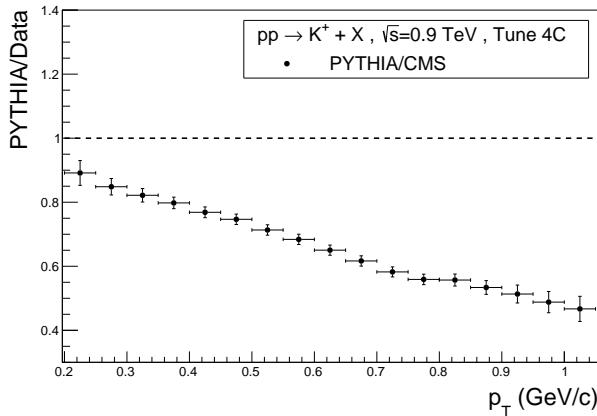
(q) Tune 10 p

(r) Tune 10 \bar{p}

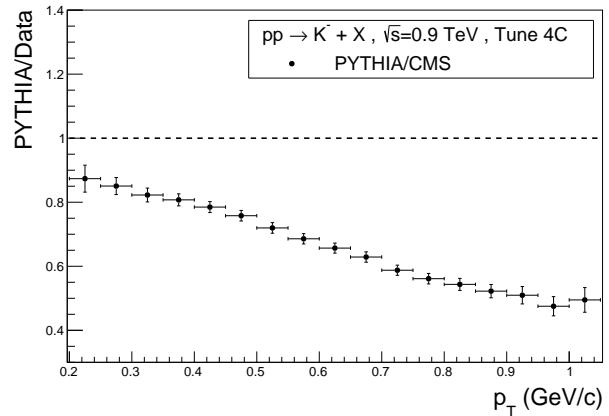
C. Graphen: Vergleich mit CMS



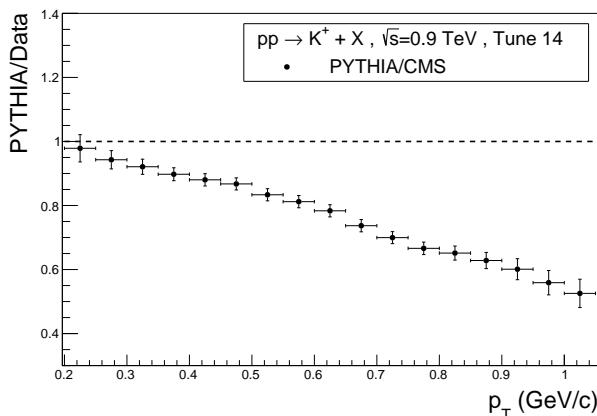
PYTHIA/CMS für K^\pm bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$



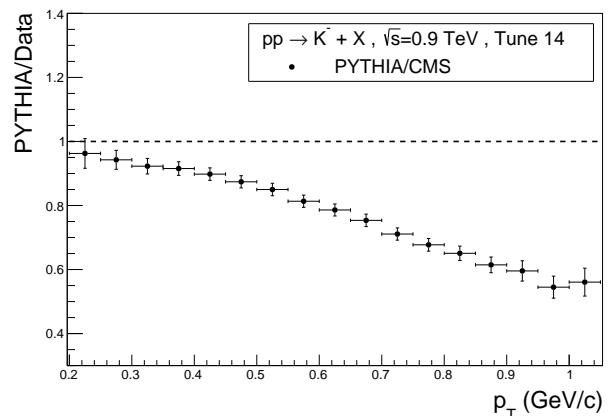
(a) Tune 4C K^+



(b) Tune 4C K^-

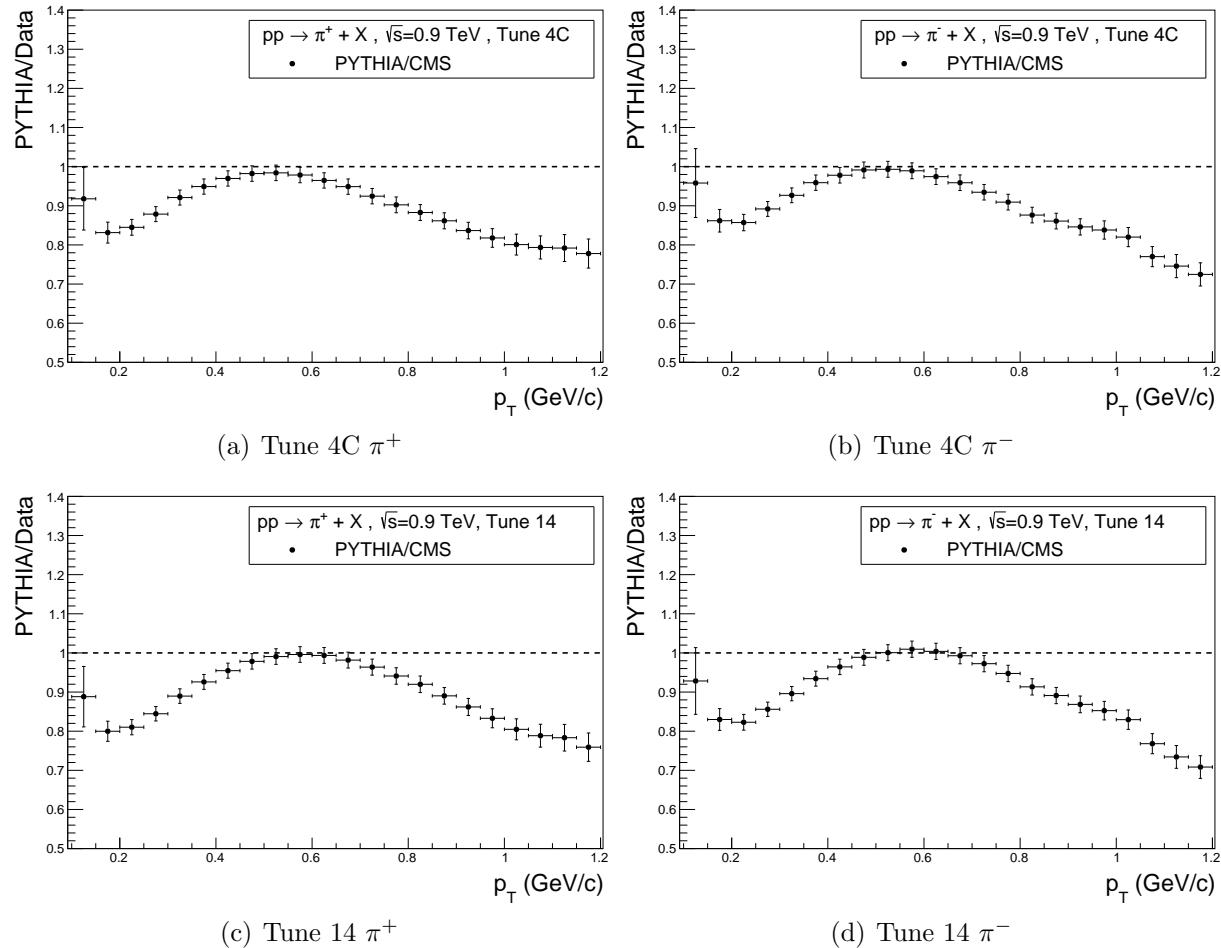


(c) Tune 14 K^+

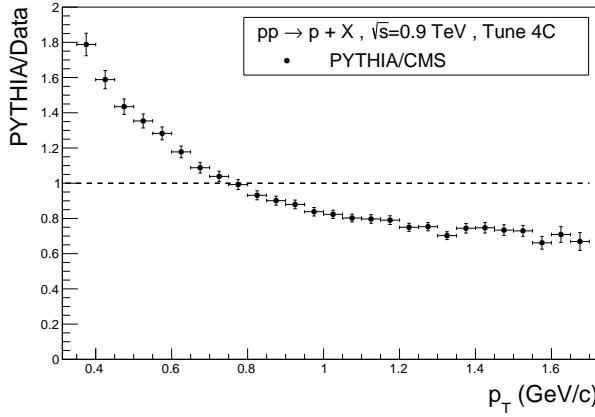


(d) Tune 14 K^-

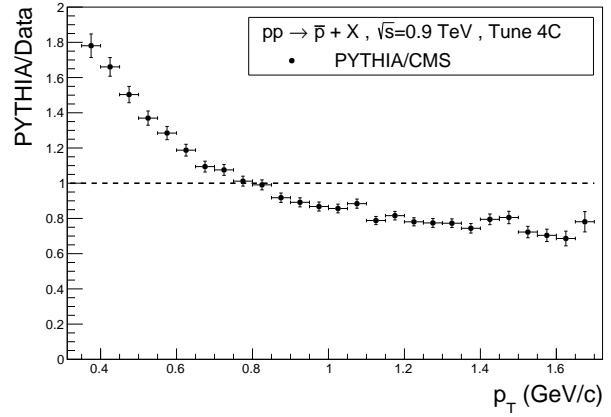
PYTHIA/CMS für π^\pm bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$



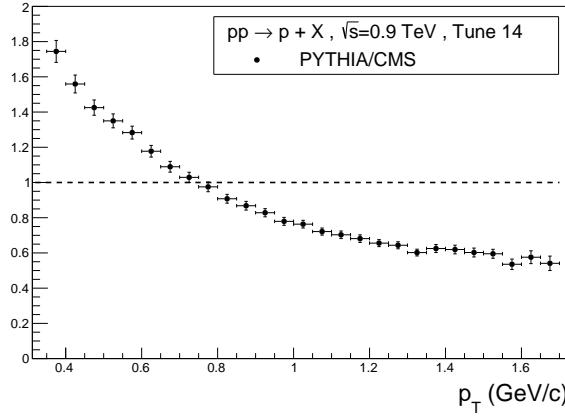
PYTHIA/CMS für $p\bar{p}$ bei $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$



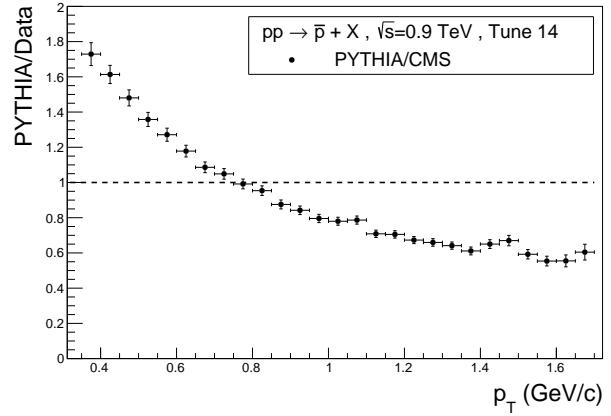
(a) Tune 4C p



(b) Tune 4C \bar{p}

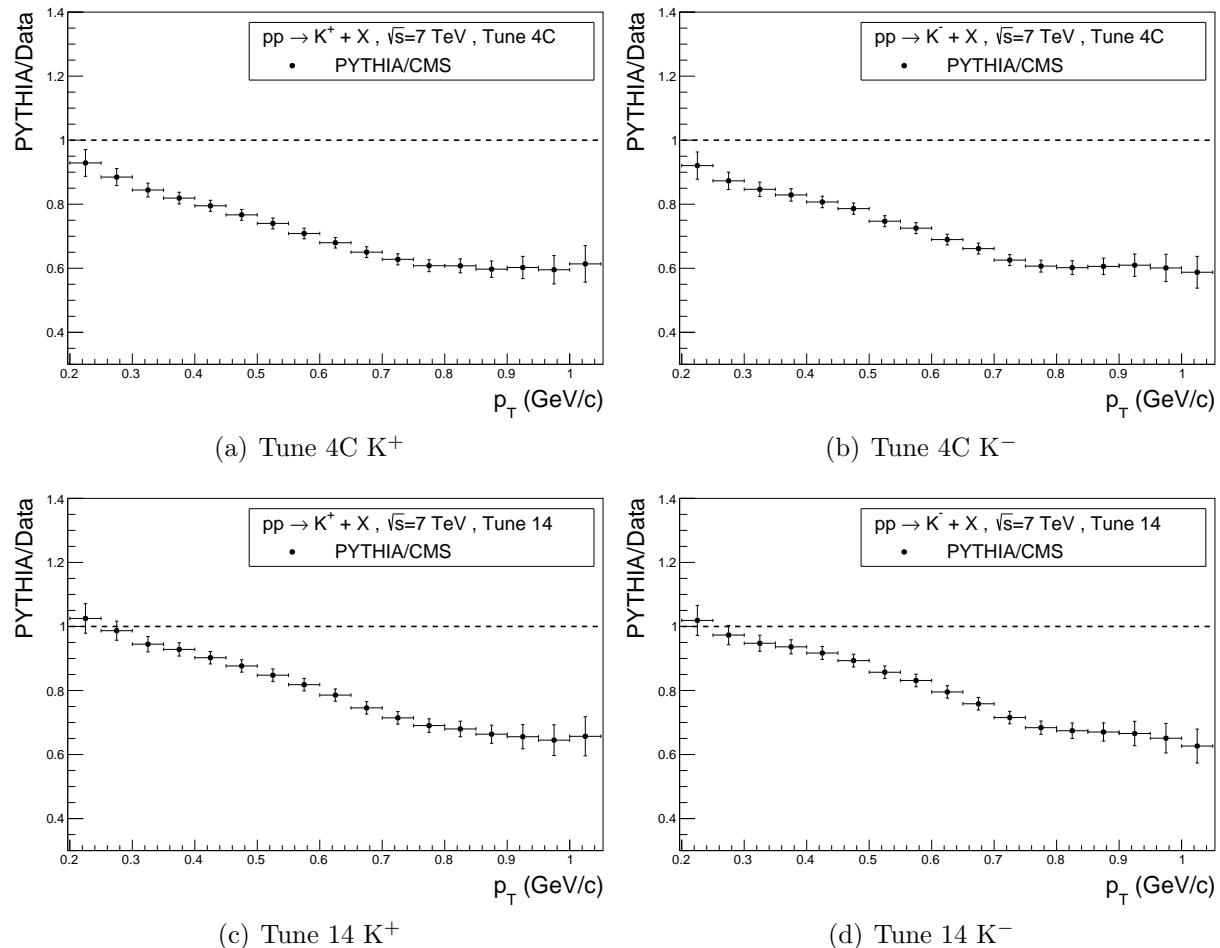


(c) Tune 14 p

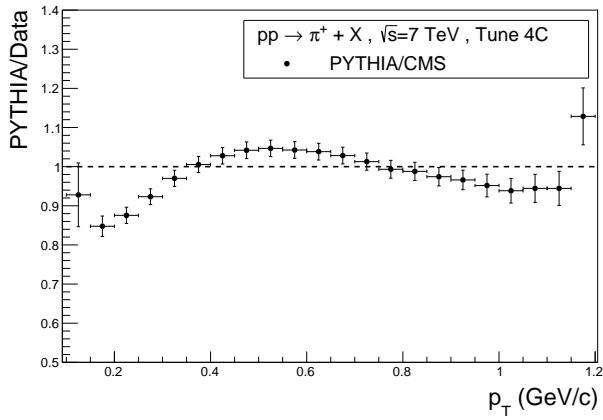


(d) Tune 14 \bar{p}

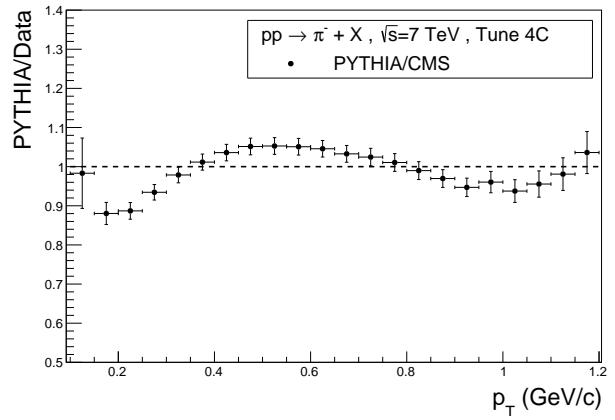
PYTHIA/CMS für K^\pm bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$



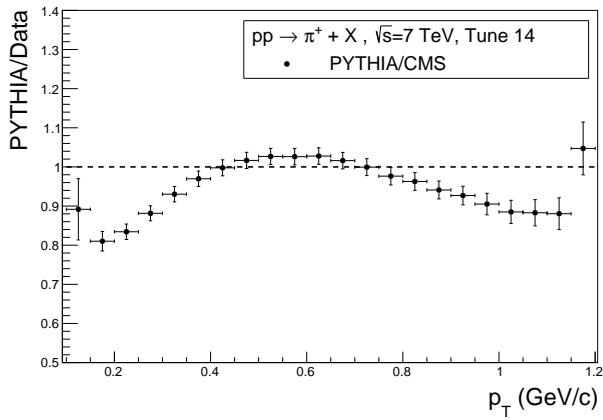
PYTHIA/CMS für π^\pm bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$



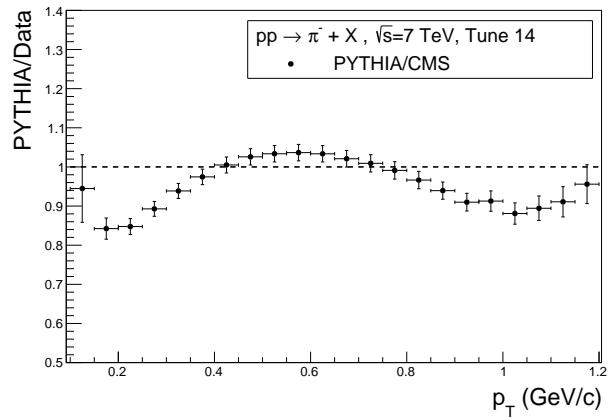
(a) Tune 4C π^+



(b) Tune 4C π^-

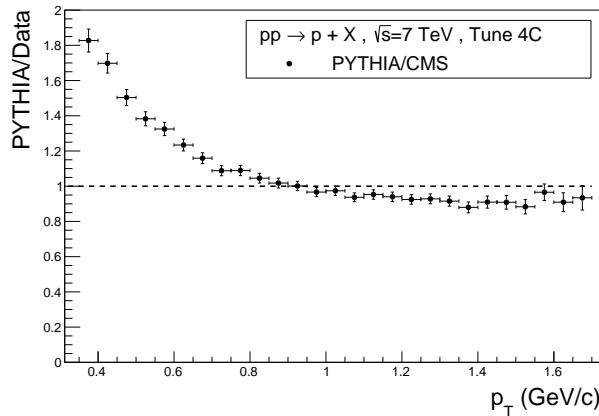


(c) Tune 14 π^+

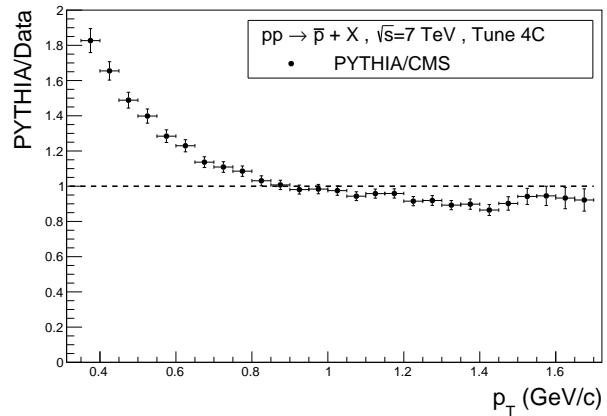


(d) Tune 14 π^-

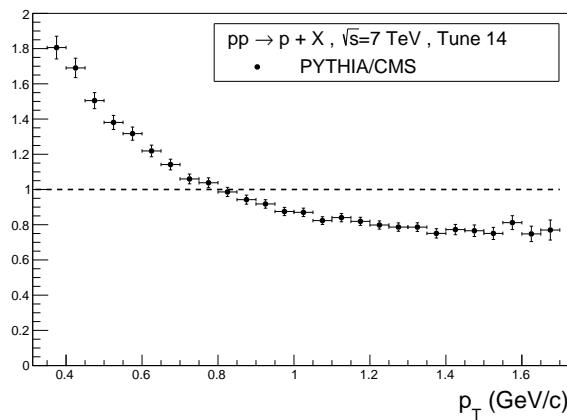
PYTHIA/CMS für $p\bar{p}$ bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$



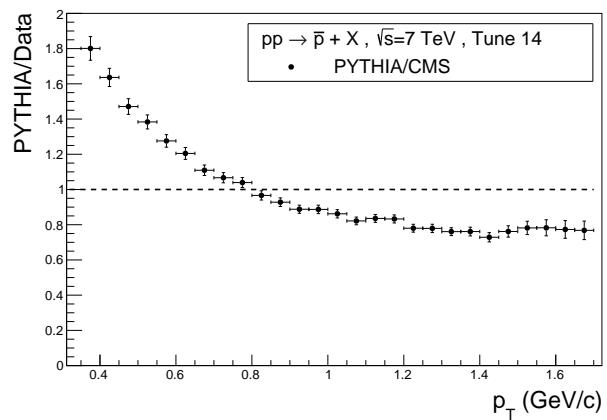
(a) Tune 4C p



(b) Tune 4C \bar{p}



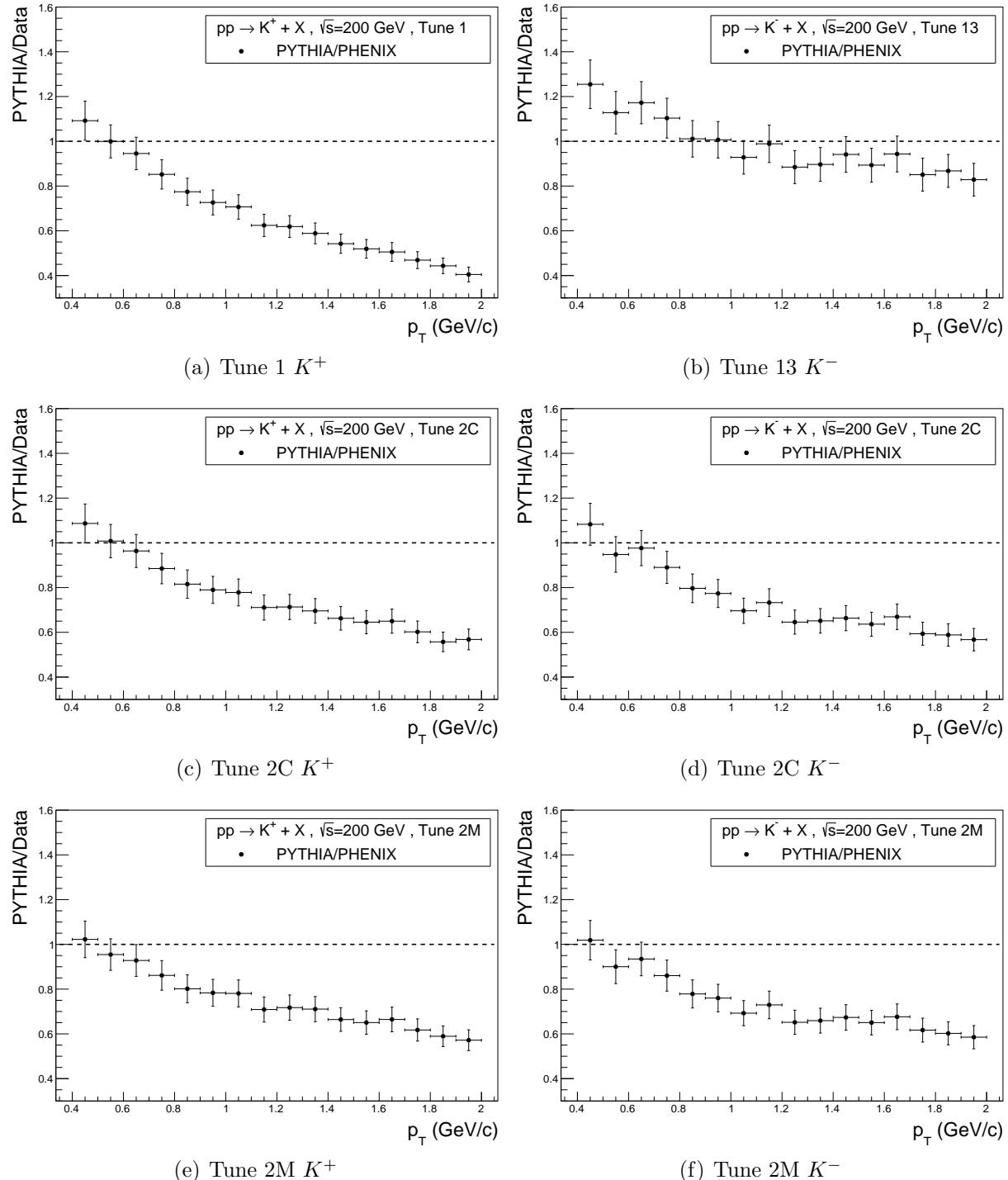
(c) Tune 14 p

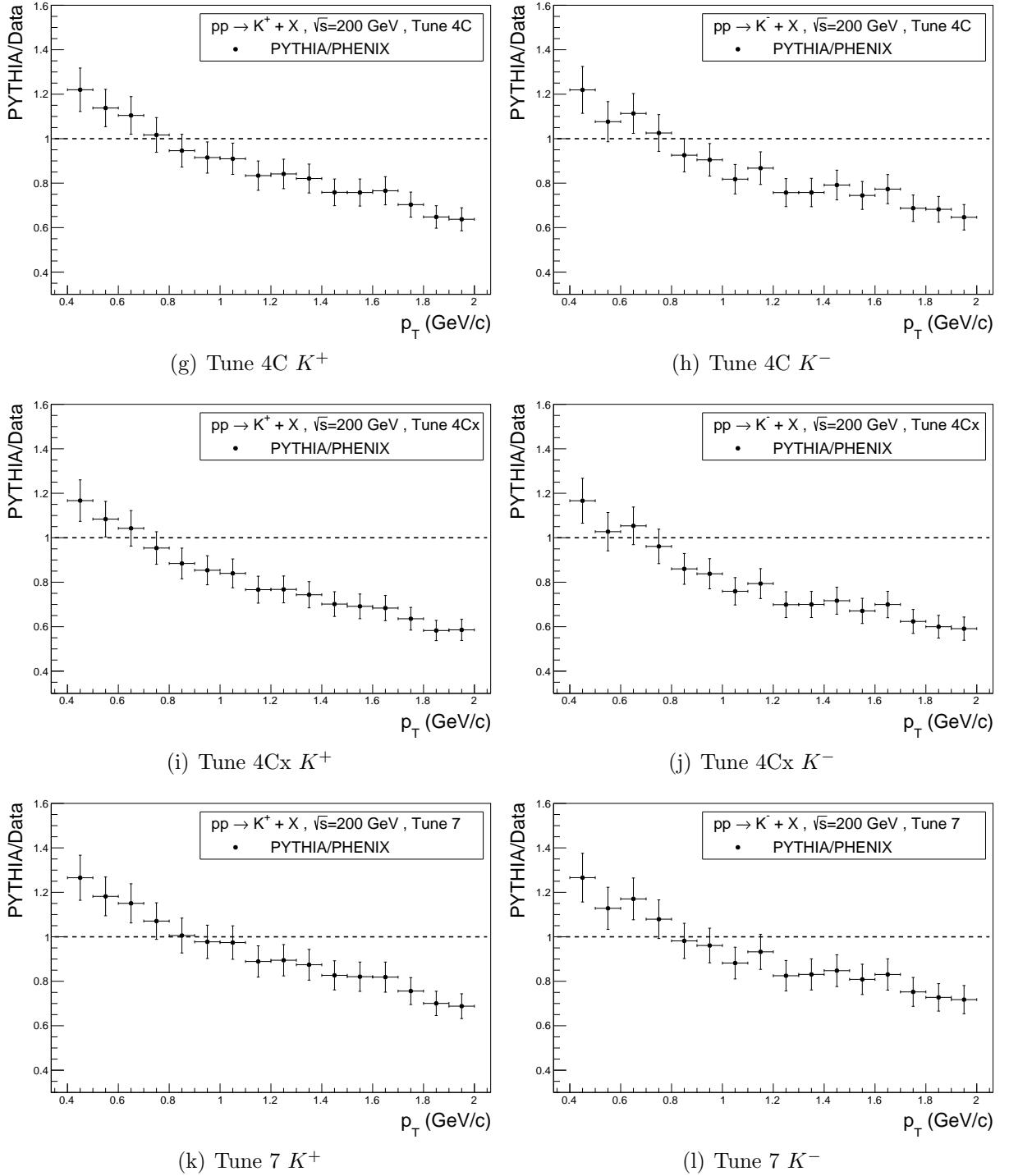


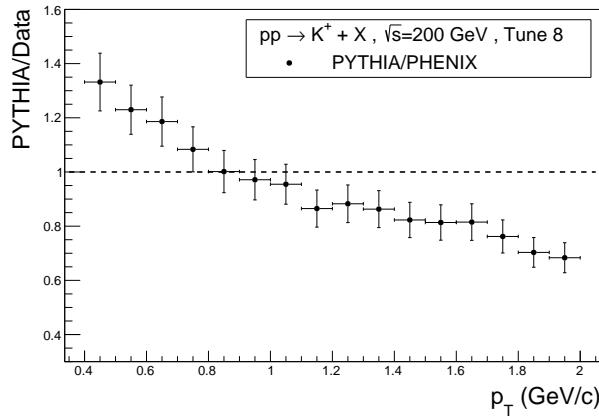
(d) Tune 14 \bar{p}

D. Graphen: Vergleich mit PHENIX

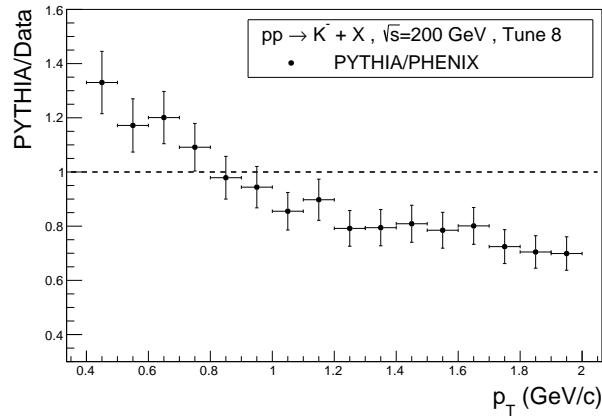
PYTHIA/PHENIX mit $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ für K^\pm



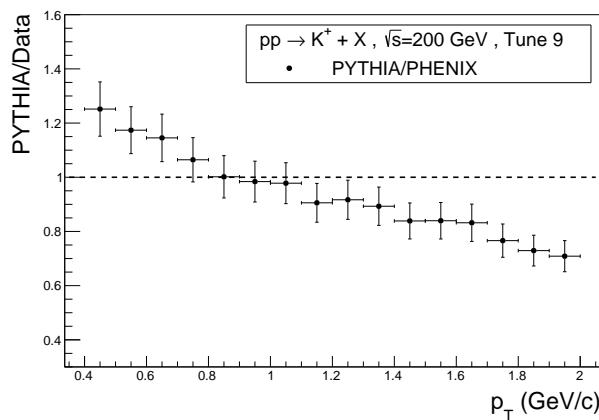




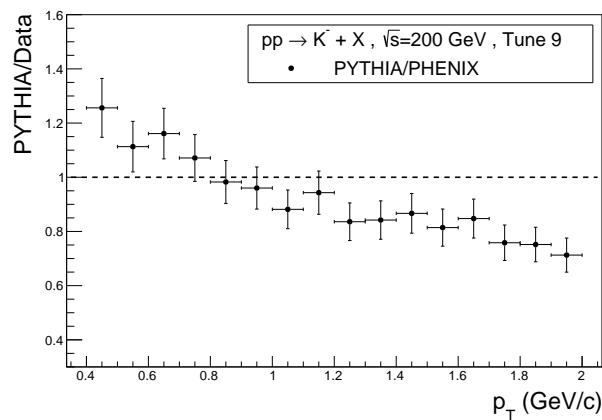
(m) Tune 8 K^+



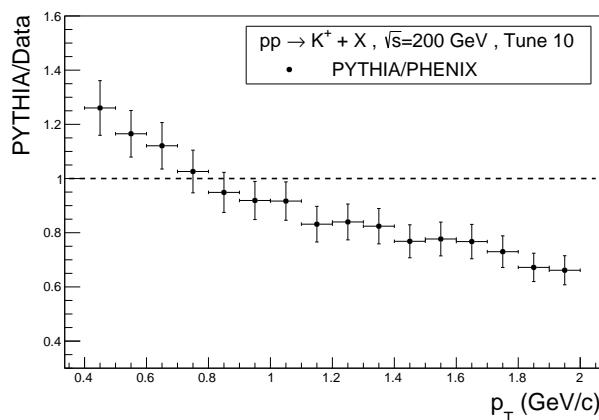
(n) Tune 8 K^-



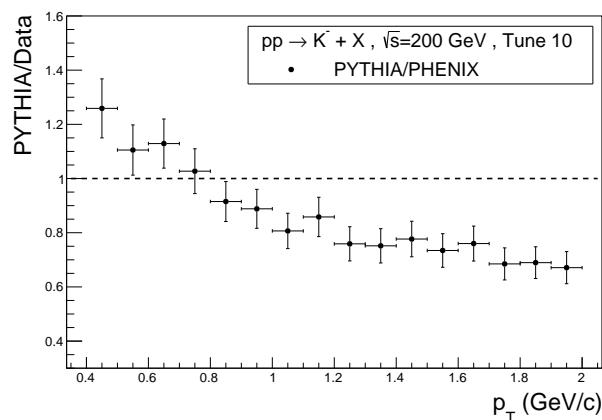
(o) Tune 9 K^+



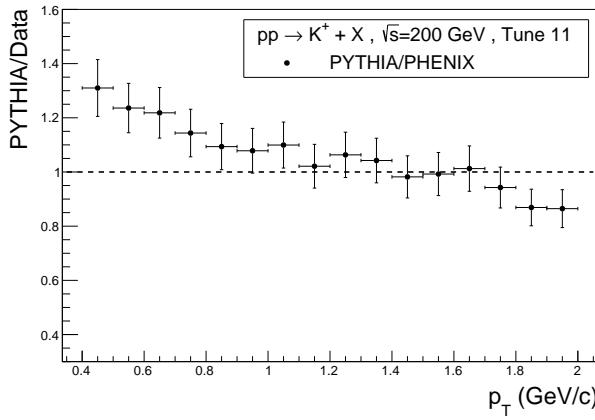
(p) Tune 9 K^-



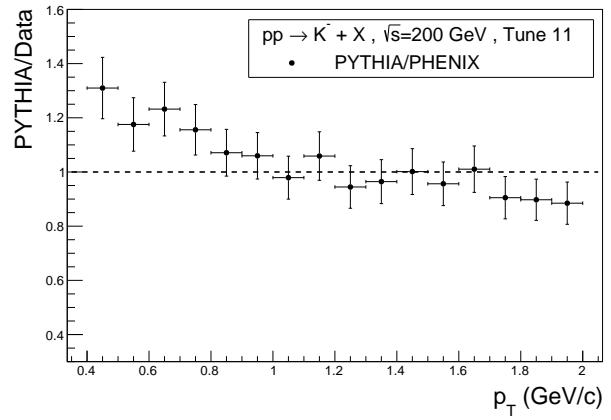
(q) Tune 10 K^+



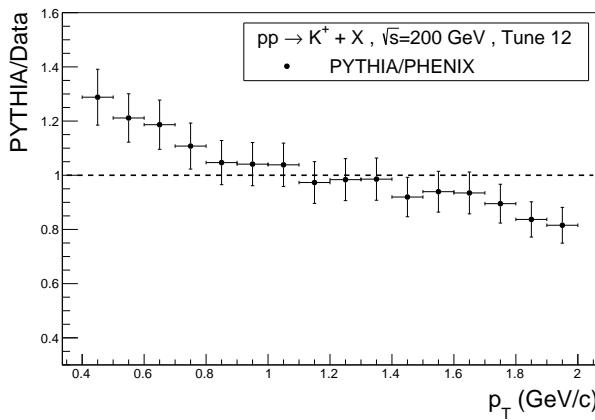
(r) Tune 10 K^-



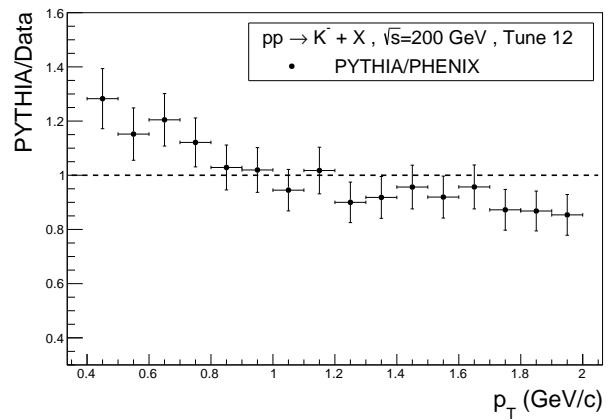
(s) Tune 11 K^+



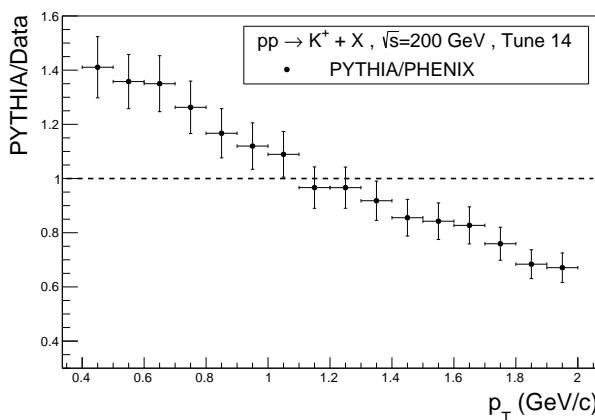
(t) Tune 11 K^-



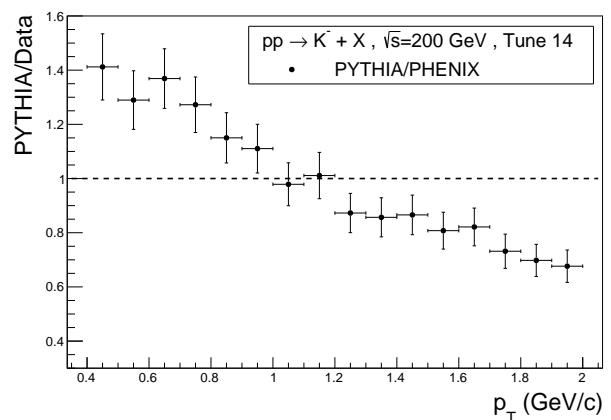
(u) Tune 12 K^+



(v) Tune 12 K^-

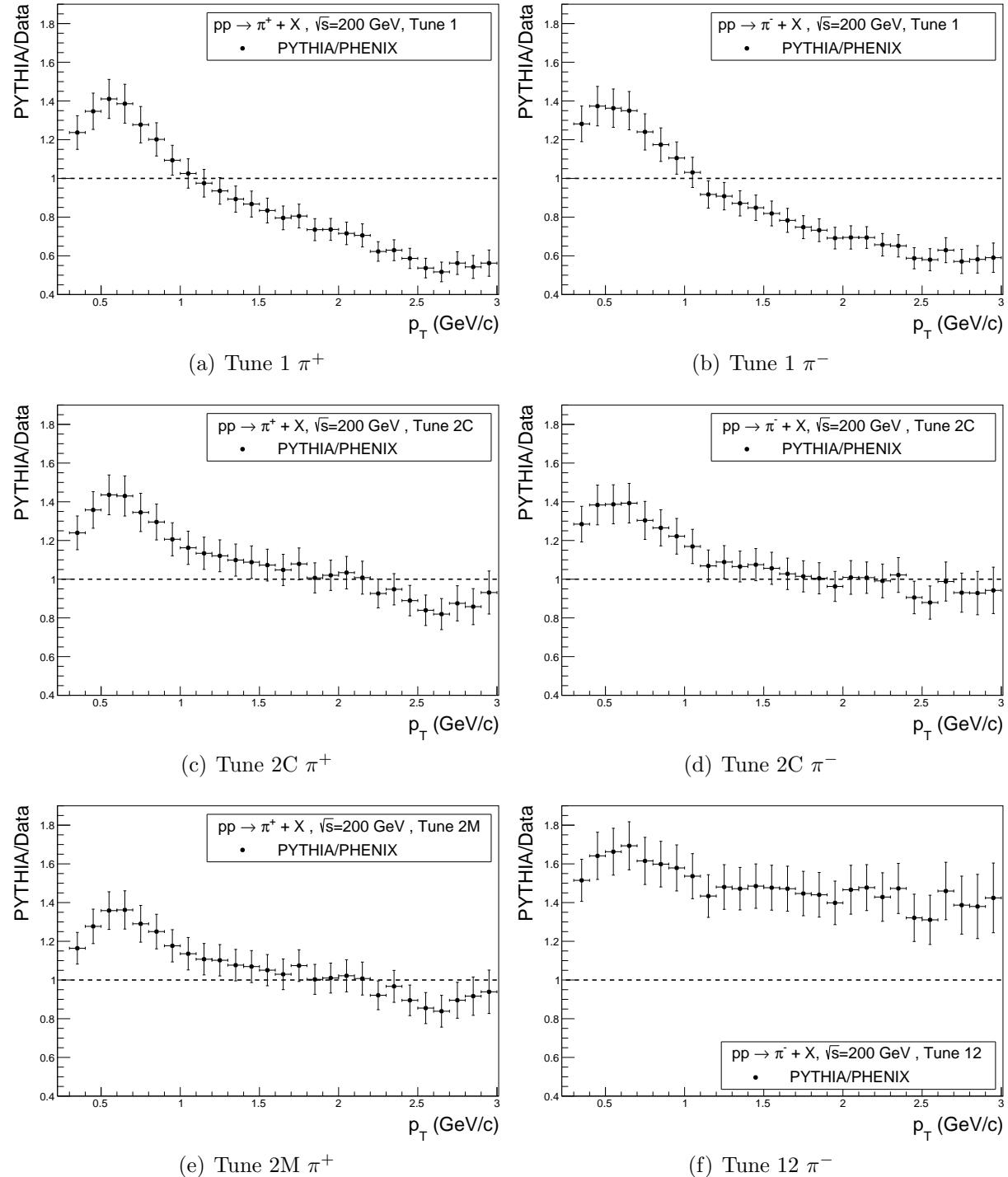


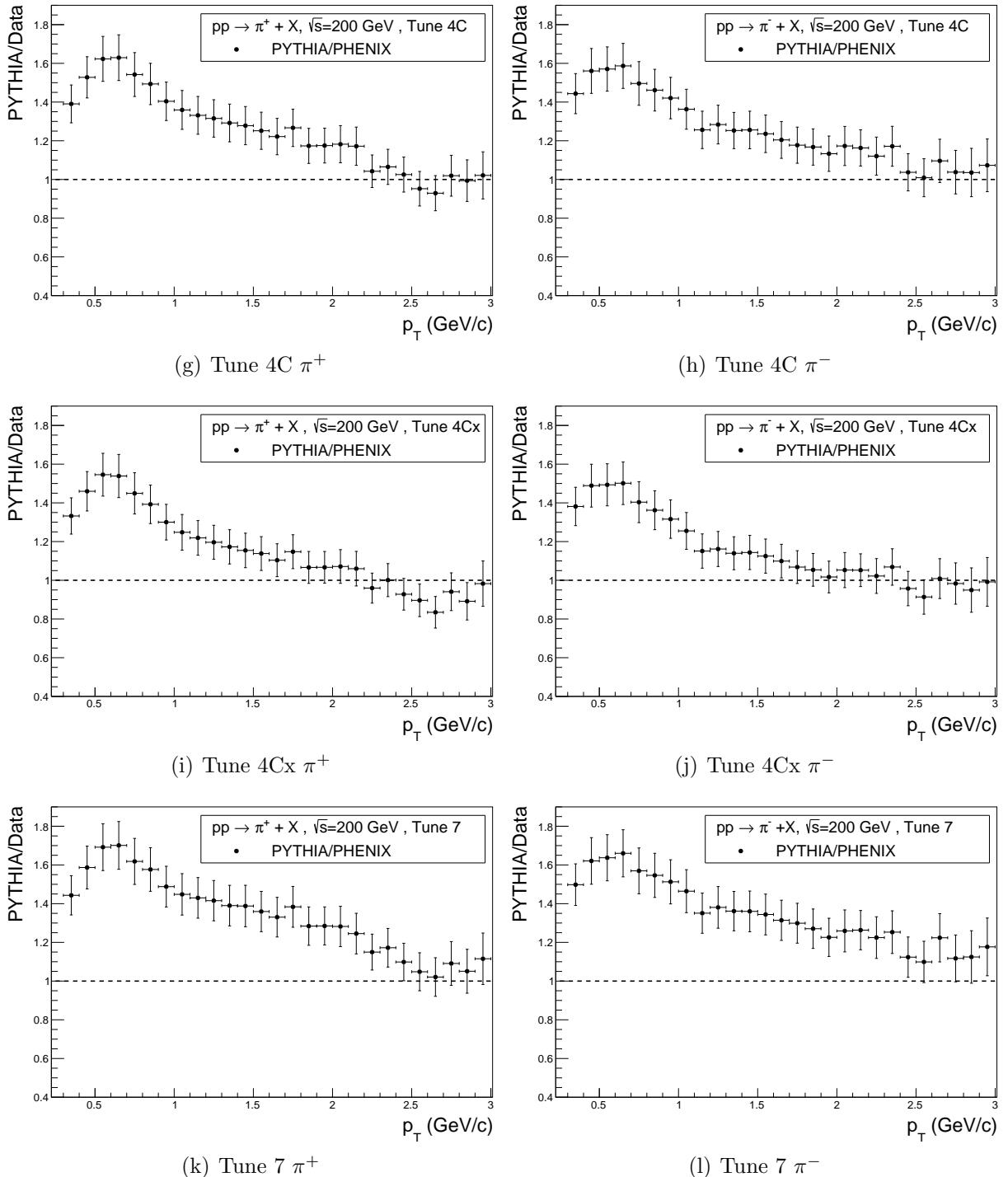
(w) Tune 14 K^+

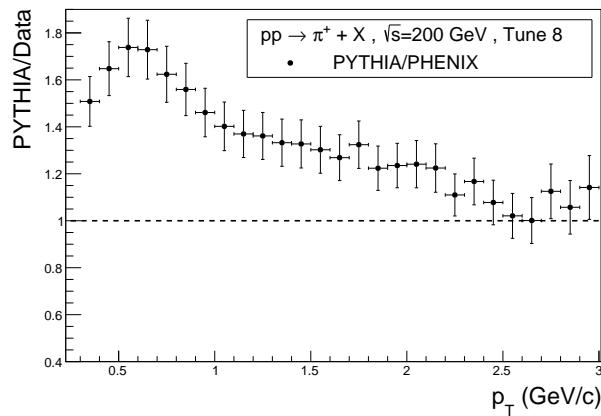


(x) Tune 14 K^-

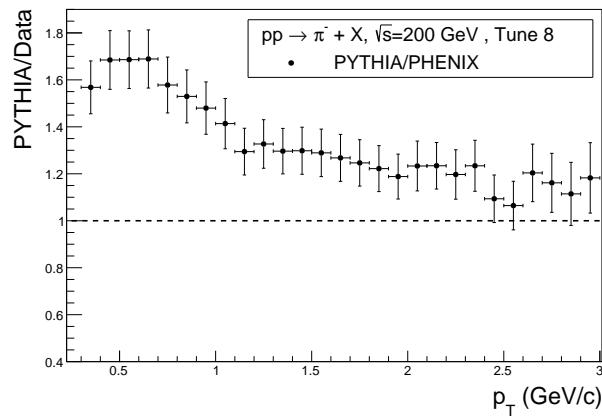
PYTHIA/PHENIX mit $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ für π^\pm



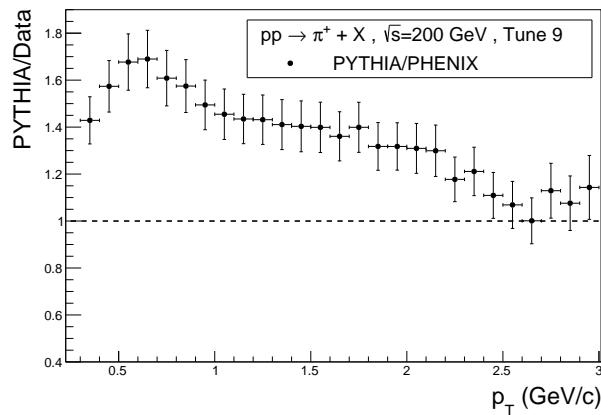




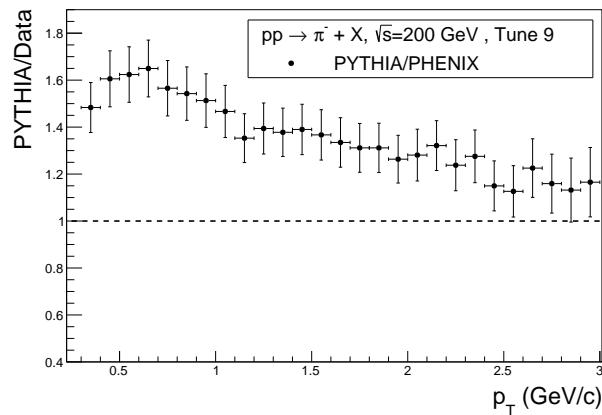
(m) Tune 8 π^+



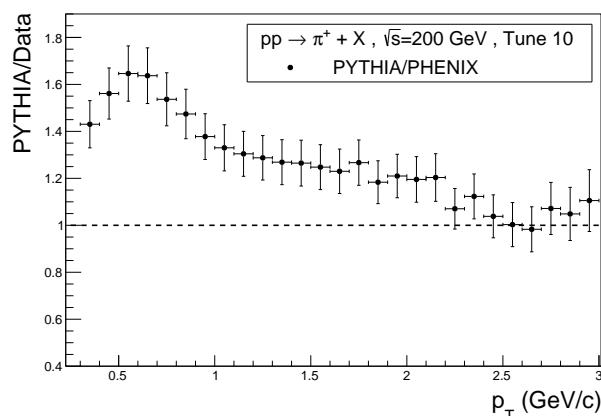
(n) Tune 8 π^-



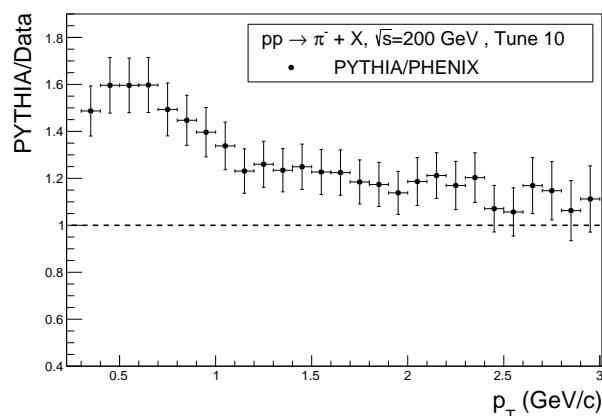
(o) Tune 9 π^+



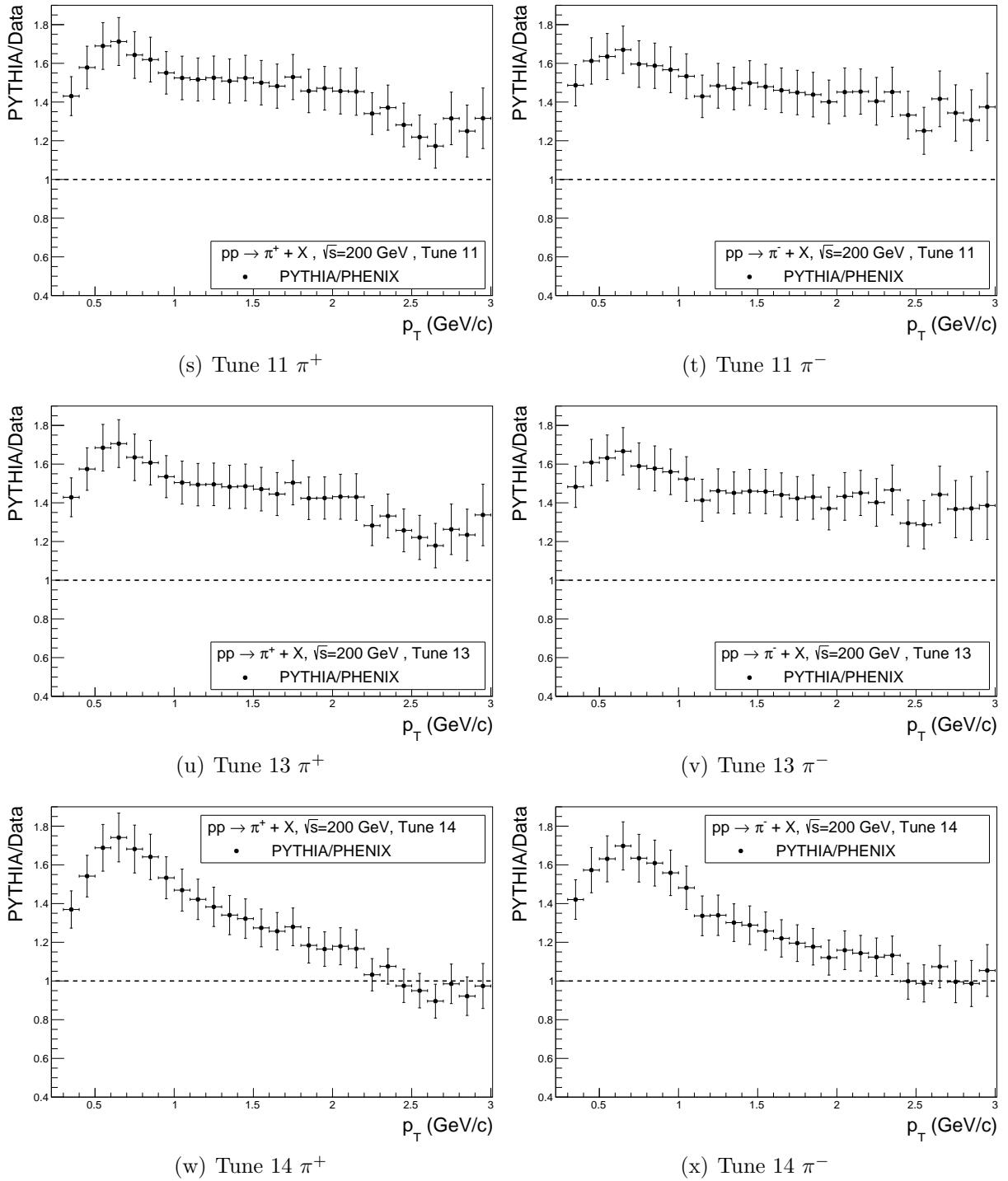
(p) Tune 9 π^-



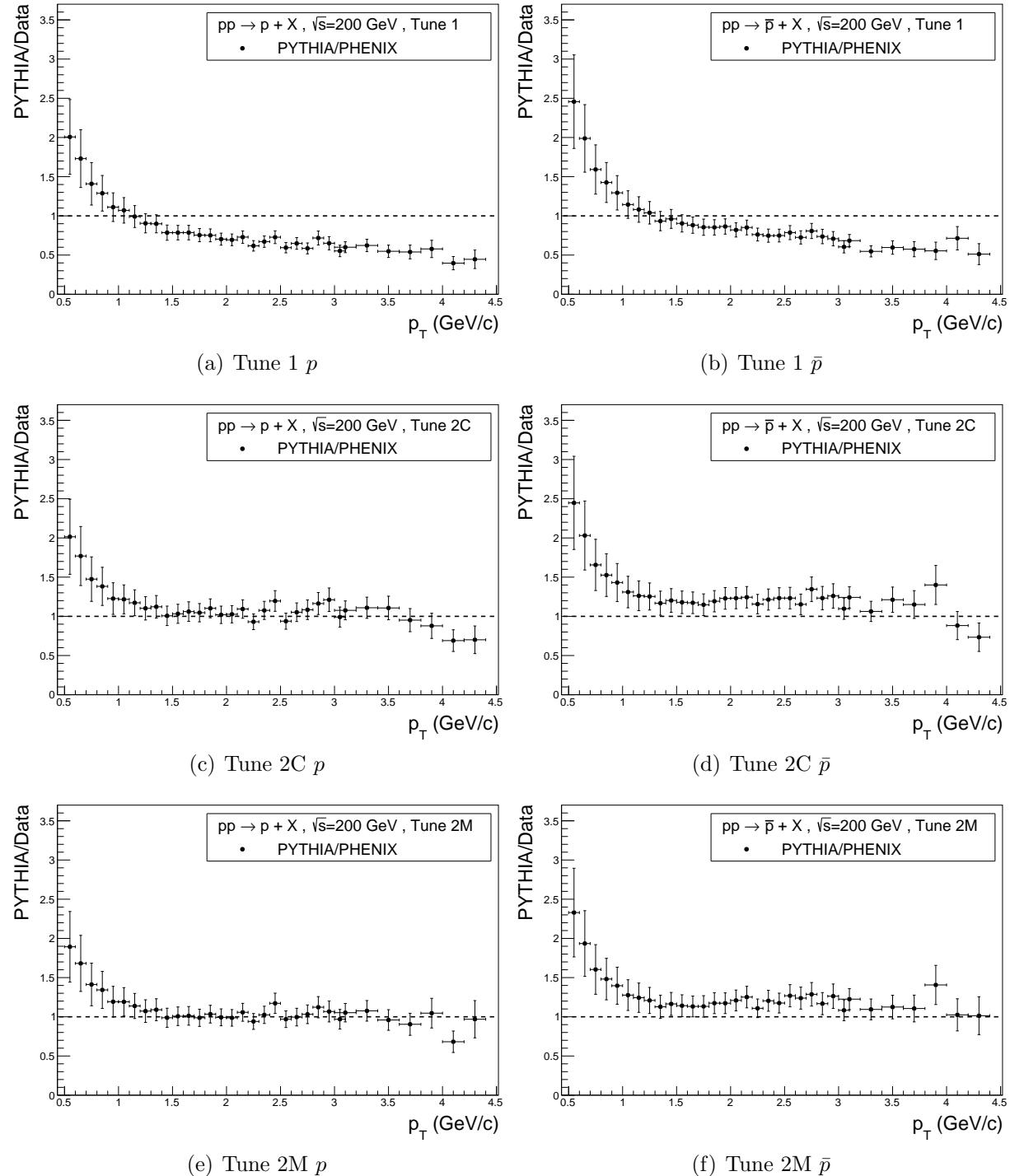
(q) Tune 10 π^+

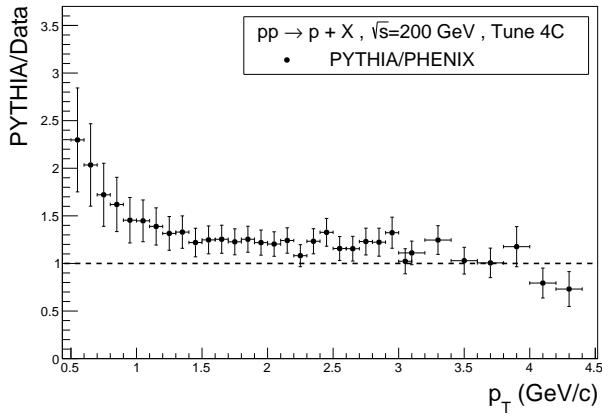


(r) Tune 10 π^-

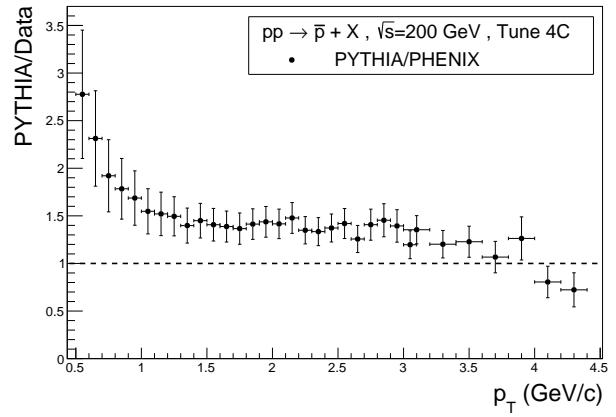
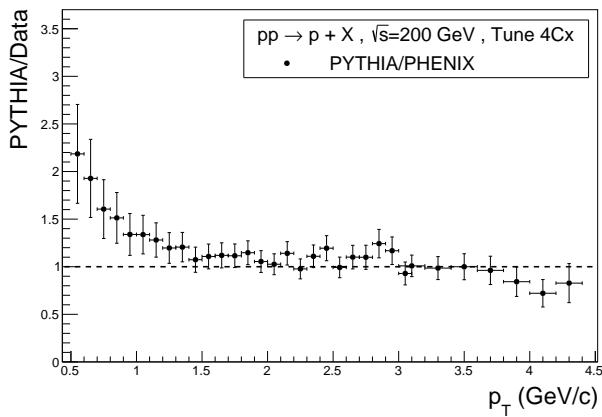


PYTHIA/PHENIX mit $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ für $p\bar{p}$

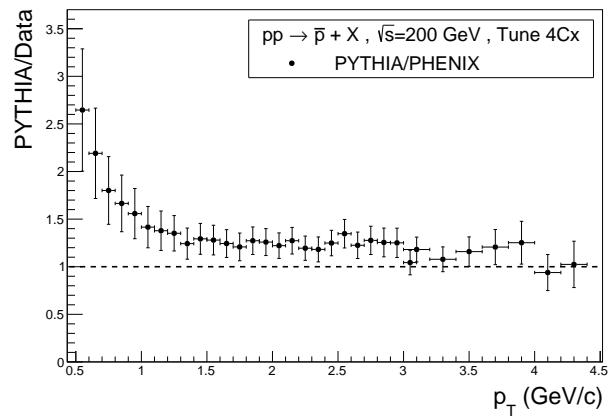
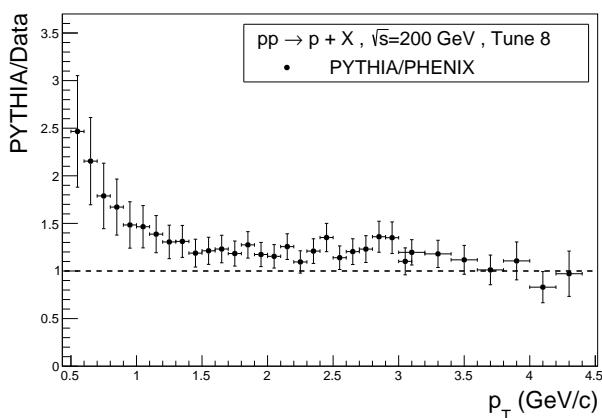




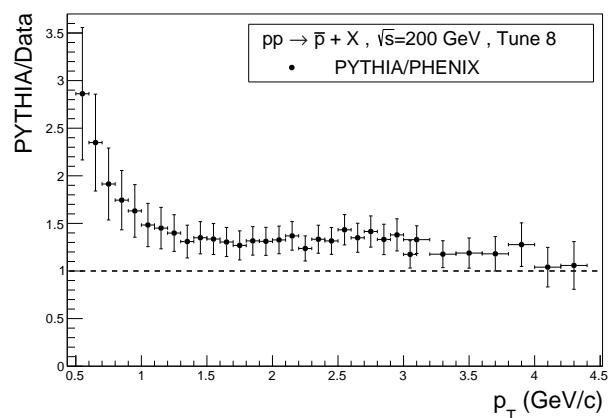
(g) Tune 4C p

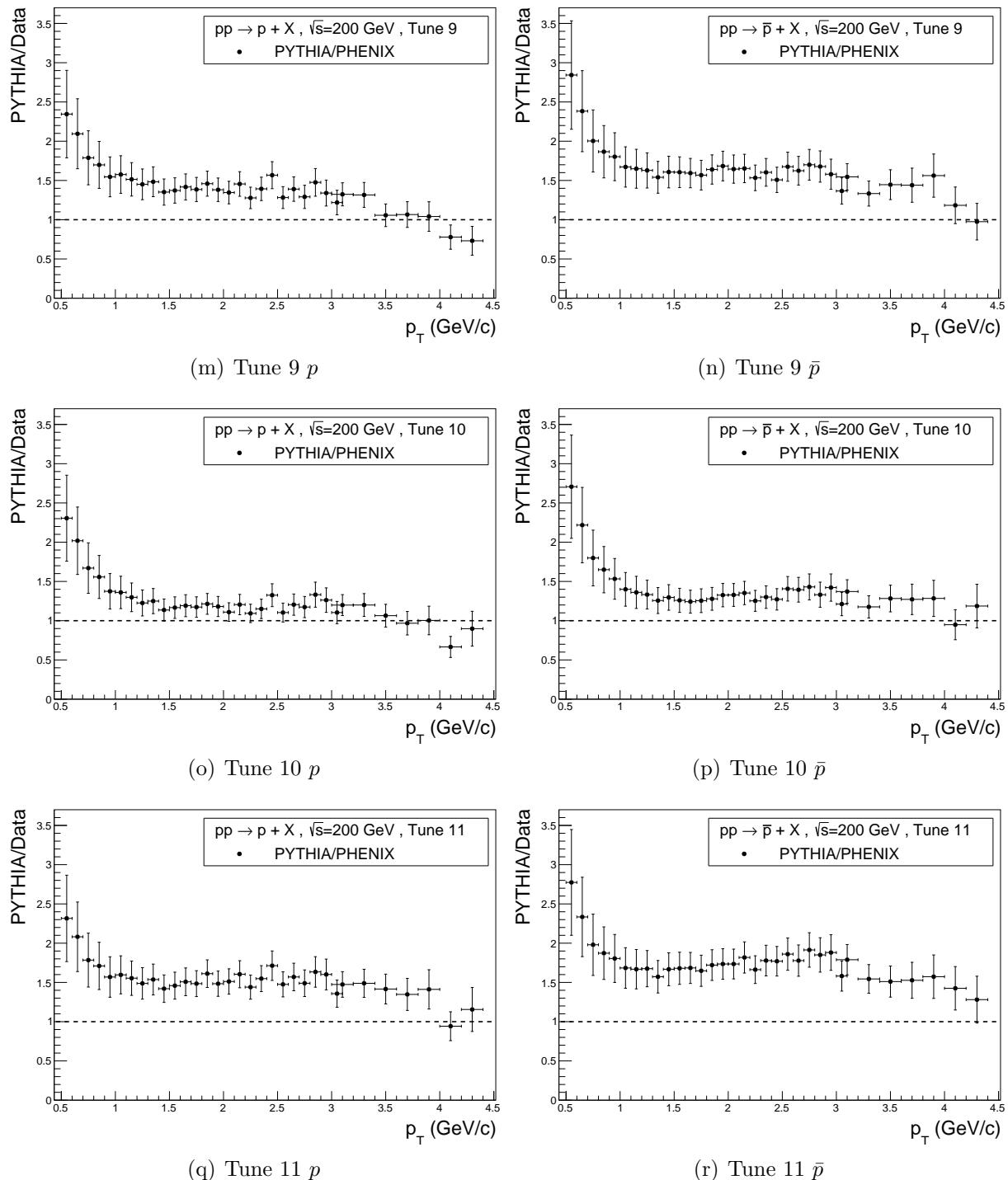
(h) Tune 4C \bar{p} 

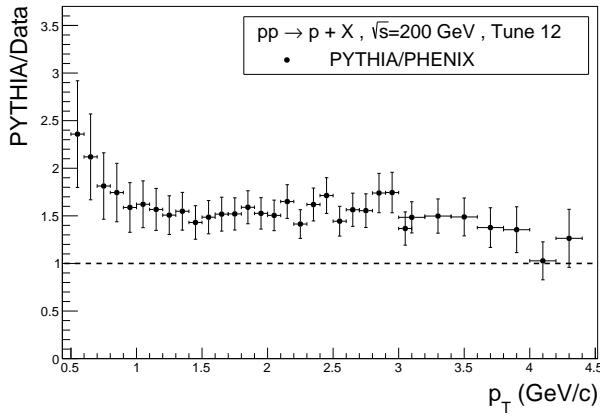
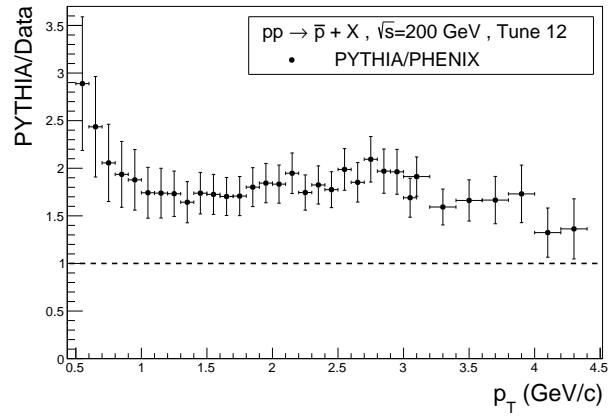
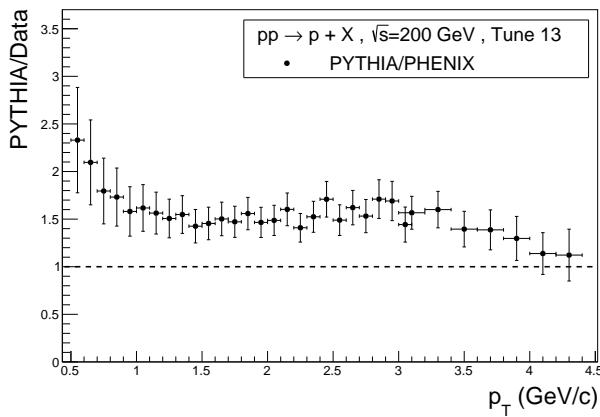
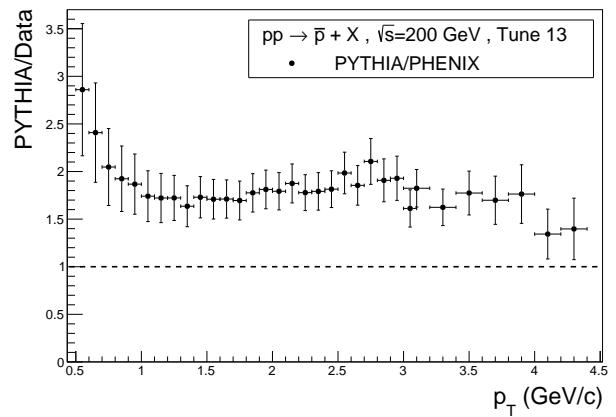
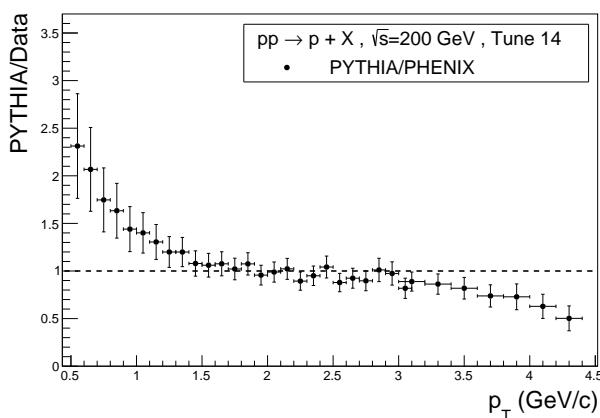
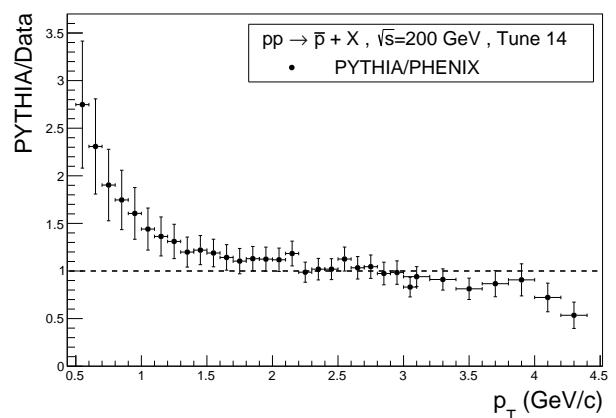
(i) Tune 4Cx p

(j) Tune 4Cx \bar{p} 

(k) Tune 8 p

(l) Tune 8 \bar{p}



(s) Tune 12 p (t) Tune 12 \bar{p} (u) Tune 13 p (v) Tune 13 \bar{p} (w) Tune 14 p (x) Tune 14 \bar{p}

PYTHIA/PHENIX mit $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$

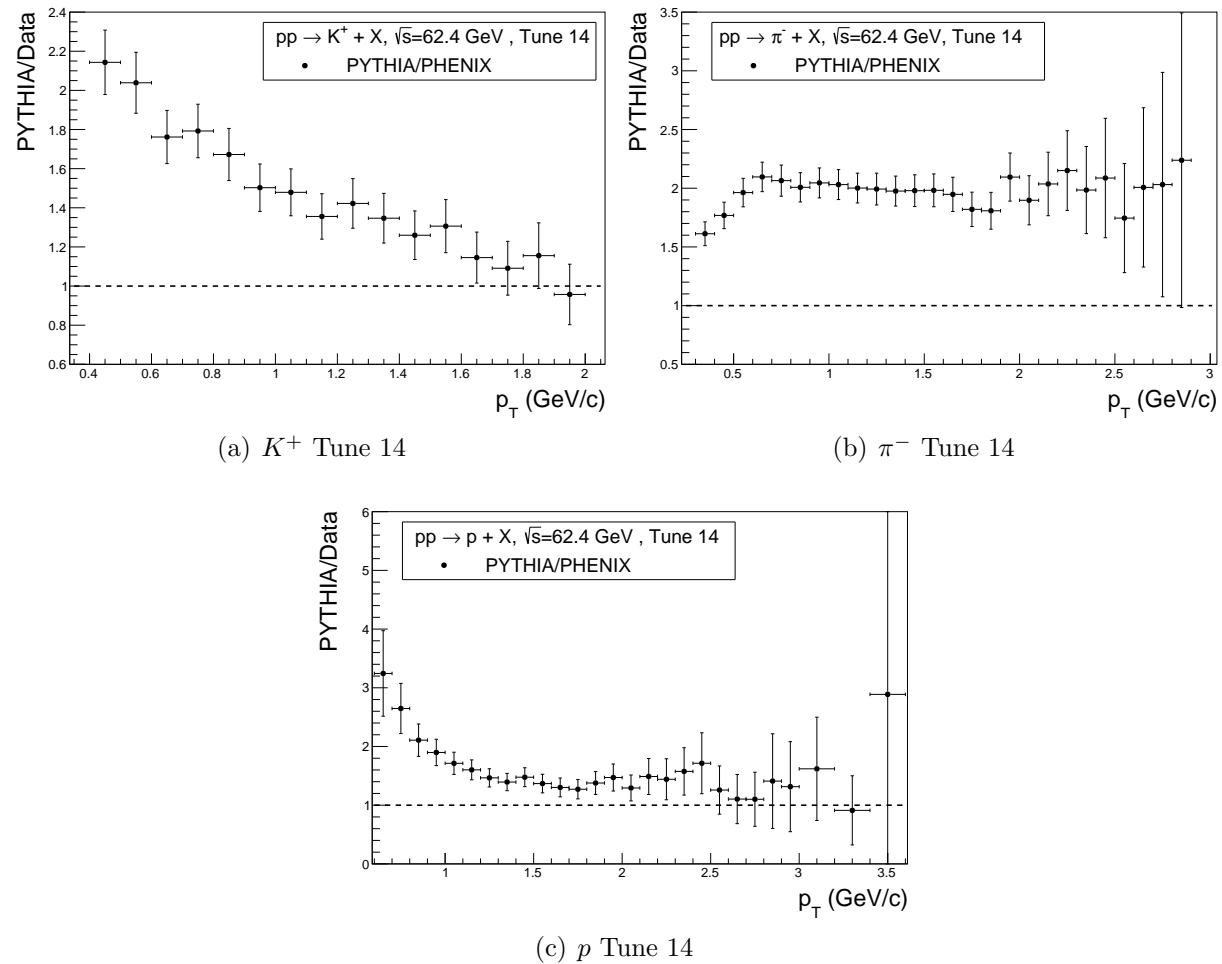


Abbildung D.1.: Verhältnis der lorentzinvarianten Teilchenausbeute von PYTHIA mit Tune 14 zu PHENIX bei $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$ und $|y| < 0.35$.

E. Graphen: Verhältnis von Proton- zu Antiprotonausbeute

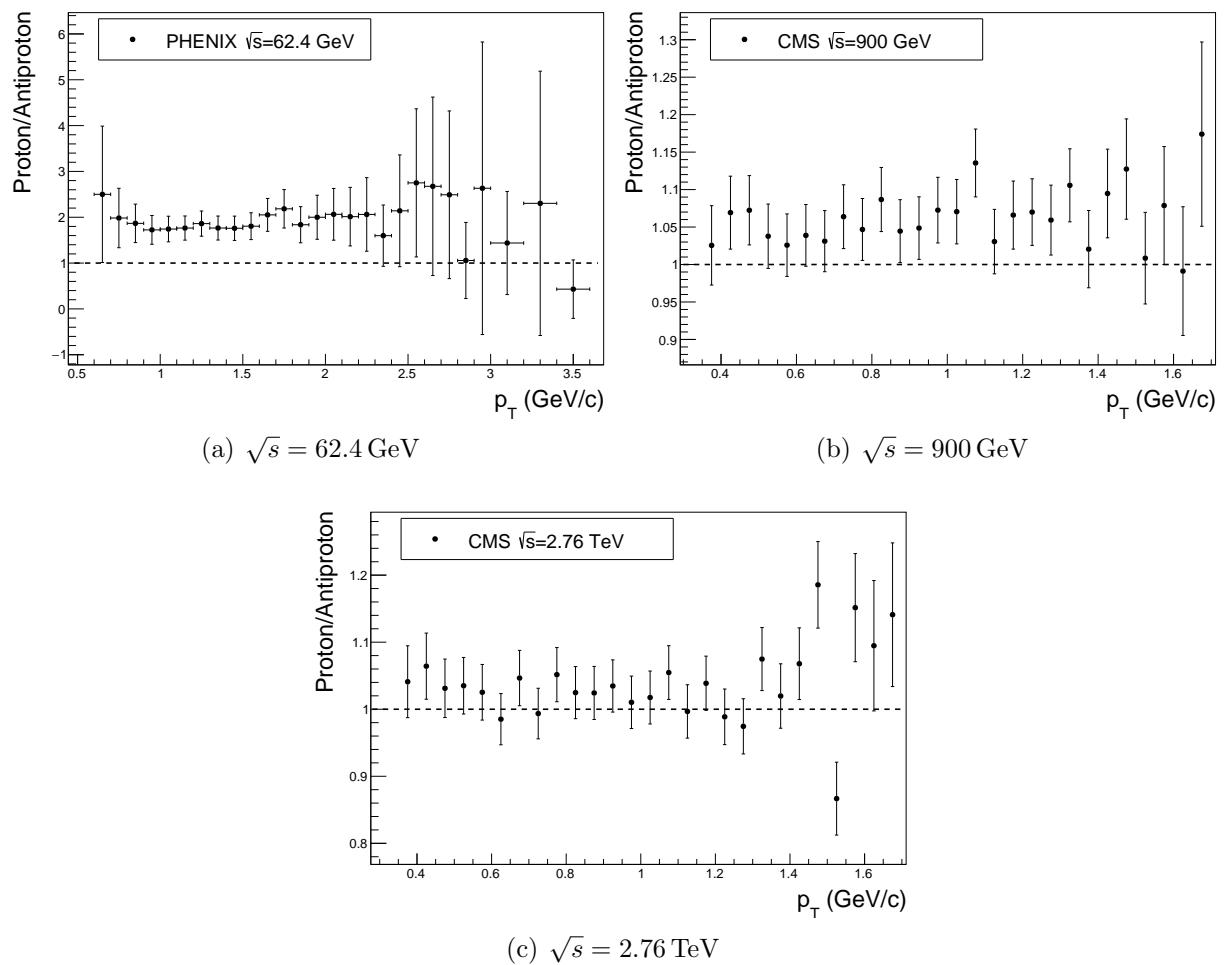


Abbildung E.1.: Verhältnis der lorentzinvarianten Teilchenausbeute von Protonen zu Antiprotonen bei $\sqrt{s} = 62.4 \text{ GeV}$, 900 GeV und 2.76 TeV .

Literaturverzeichnis

- [A⁺⁰⁵] ARSENE, I. u. a.: Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment. In: *Nucl. Phys.* A757 (2005), S. 1–27. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130> – DOI 10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130
- [A⁺¹⁴] ABELEV, Betty B. u. a.: Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC. In: *Int.J.Mod.Phys.* A29 (2014), S. 1430044
- [ALIa] The Durham HepData Project. URL: <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/ins1276299>
- [ALIb] The Durham HepData Project. URL: <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/ins885104>
- [ALIc] The Durham HepData Project. URL: <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/ins1357424>
- [ATL12] CERN: Summary of ATLAS Pythia 8 tunes. Version: Aug 2012. <https://cds.cern.ch/record/1474107>. Geneva, Aug 2012 (ATL-PHYS-PUB-2012-003). – Forschungsbericht
- [B⁺¹¹] BUCKLEY, Andy u. a.: General-purpose event generators for LHC physics. In: *Phys. Rept.* 504 (2011), S. 145–233. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2011.03.005> – DOI 10.1016/j.physrep.2011.03.005
- [BWW08] BETHGE, K. ; WALTER, G. ; WIEDEMANN, B.: *Kernphysik*. 3. Springer-Verlag, 2008
- [C^{+08a}] COLLABORATION, The A. u. a.: The ALICE experiment at the CERN LHC. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 08, S08002. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>
- [C^{+08b}] COLLABORATION, The C. u. a.: The CMS experiment at the CERN LHC. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008), Nr. 08, S08004. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004>
- [C^{+12a}] CHATRCHYAN, Serguei u. a.: Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. In: *Phys. Lett.* B716 (2012), S. 30–61. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021> – DOI 10.1016/j.physletb.2012.08.021
- [C^{+12b}] CHATRCHYAN, Serguei u. a.: Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV. In: *Eur. Phys. J.* C72 (2012), S. 2164

- [CKO⁺06] CLEYMANS, J. ; KRAUS, I. ; OESCHLER, H. ; REDLICH, K. ; WHEATON, S.: Statistical model predictions for particle ratios at $s(\text{NN})^{**}(1/2) = 5.5\text{-TeV}$. In: *Phys. Rev.* C74 (2006), S. 034903
- [CMS] The Durham HepData Project. URL: <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/ins1123117>
- [CS11] CORKE, Richard ; SJOSTRAND, Torbjorn: Interleaved Parton Showers and Tuning Prospects. In: *JHEP* 03 (2011), S. 032. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03\(2011\)032](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03(2011)032). – DOI 10.1007/JHEP03(2011)032
- [H⁺03] HAHN, H. u. a.: The RHIC design overview. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A499 (2003), S. 245–263. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01938-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01938-1). – DOI 10.1016/S0168-9002(02)01938-1
- [KB13] KLEIN-BÖSING, C.: *Study of the Quark-Gluon Plasma with Hard and Electromagnetic Probes*, WWU, Habilitationsschrift, 2013
- [Nak10] NAKAMURA, K. et al Particle Data G.: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 37. IOP Publishing, 2010
- [O⁺14] OLIVE, K.A. u. a.: Review of Particle Physics. In: *Chin.Phys.* C38 (2014), S. 090001
- [Per00] PERKINS, D.H.: *Introduktion to High Energy Physics*. 4. Cambridge University Press, 2000
- [PHE] The Durham HepData Project. URL: <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/ins886590>
- [PRSZ06] POVH, B. ; RITH, K. ; SCHOLZ, C. ; ZETSCH, F.: *Teilchen und Kerne*. 8. Springer-Verlag, 2006
- [RT13] RAK, J. ; TANNENBAUM, M.J.: *High p_T Physics in the Heavy Ion Era*. New York : Cambridge University Press, 2013
- [SCR14] SKANDS, Peter ; CARRAZZA, Stefano ; ROJO, Juan: Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune. In: *Eur. Phys. J.* C74 (2014), Nr. 8, S. 3024. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3024-y>. – DOI 10.1140/epjc/s10052-014-3024-y
- [SMS06] SJOSTRAND, Torbjorn ; MRENNNA, Stephen ; SKANDS, Peter Z.: PYTHIA 6.4 Physics and Manual. In: *JHEP* 0605 (2006), S. 026
- [SMS08] SJOSTRAND, Torbjorn ; MRENNNA, Stephen ; SKANDS, Peter Z.: A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. In: *Comput.Phys.Commun.* 178 (2008), S. 852–867
- [Wes] WESSELS, J.P.: *Kern- und Teilchenphysik*, Vorlesung WS 2014/15

Plagiatserklärung der Studierenden

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über Simulationen zur Pion-, Kaon- und Protonproduktion im Vergleich mit LHC- und RHIC-Daten selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

(Datum, Unterschrift)

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in eine Datenbank einverstanden.

(Datum, Unterschrift)