

x_T - und m_T - Skalierung der p_T -Spektren
neutraler Mesonen bei unterschiedlichen \sqrt{s}

Bachelorarbeit am Institut für Kernphysik

vorgelegt von
Charlotte Asal

Goethe-Universität
Frankfurt am Main
Fachbereich Physik
Februar 2019

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner Büsching
Zweitgutachter: Fabian Pliquett

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	3
1	Physikalische Grundlagen	5
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
1.1.1	Klassifizierung von Elementarteilchen	5
1.1.2	Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma	6
1.2	p_T -Spektren	8
1.2.1	η/π^0 -Verhältnis	9
1.2.2	m_T -Skalierung	9
1.2.3	x_T -Skalierung	9
2	Experimenteller Aufbau	13
2.1	Large Hadron Collider	13
2.2	ALICE	14
2.2.1	TPC	15
2.2.2	Elektromagnetische Kalorimeter	15
3	Rekonstruktion neutraler Mesonen	17
4	Analyse	19
4.1	Datensätze	19
4.2	p_T -Spektren	20
4.3	η/π^0 -Verhältnis	23
4.4	m_T -Skalierung	24
4.5	x_T -Skalierung	27
4.5.1	Unskalierte x_T -Spektren	27
4.5.2	Bestimmung des effektiven Index $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$	28
4.5.3	Skalierte x_T -Spektren	32
5	Zusammenfassung	37
	Abkürzungsverzeichnis	38

0. Einleitung

Seit jeher wird versucht die Welt, in der wir leben zu erklären. Die Teilchenphysik nutzt dabei den Ansatz die kleinsten Baustein des Universums, die Elementarteilchen, zu erforschen. Aus diesen Elementarteilchen besteht die gesamte uns bekannte Materie. So formen Atomkerne, deren Elementarteilchen durch die starke Wechselwirkung zusammengehalten werden, und Elektronen Atome.

Am LHC¹, dem weltweit leistungsstärksten Teilchenbeschleuniger, werden Protonen und Ionen beschleunigt und zur Kollision gebracht. So können Hadronen und die in diesen eingeschlossenen Elementarteilchen unter anderem am ALICE²-Experiment erforscht werden. In diesen Teilchenkollisionen entstehen unter anderem π^0 - und η -Mesonen. Als Mesonen werden Hadronen bezeichnet, die aus zwei Elementarteilchen bestehen. π^0 - und η -Mesonen zerfallen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in zwei Photonen, die mit dem ALICE-Experiment gemessen werden.

Die Teilchenproduktion der π^0 - und η -Mesonen wird häufig in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T betrachtet. Diese Darstellung wird als p_T -Spektrum bezeichnet.

Die vorliegende Arbeit basiert auf diesen p_T -Spektren von π^0 - und η -Mesonen. So werden diese untersucht und für verschiedene Schwerpunktsenergien der Teilchenkollisionen verglichen.

Zur weitergehenden Untersuchung von p_T -Spektren werden verschiedene Skalierungen, die der Theorie der Teilchenphysik entstammen, angewendet. Mit der m_T -Skalierung lässt sich die Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Teilchensorte untersuchen, während die x_T -Skalierung die Untersuchung der Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Schwerpunktsenergie der Kollision ermöglicht. Um die x_T -Skalierung anwenden zu können, wird zuerst der effektive Index möglichst genau bestimmt. Mit der x_T -Skalierung können bestimmte Aussagen der Theorie überprüft werden. In Abschnitt 1 dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen diskutiert. Abschnitt 2 beschreibt den LHC, das ALICE-Experiment, sowie einzelne Detektoren des Experiments, die zur Messung der in dieser Arbeit verwendeten Spektren genutzt wurden. Die Analyse in Abschnitt 3 behandelt die p_T -, m_T - und x_T -Spektren analysierend und vergleichend. Darauf folgt die Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit in Abschnitt 4.

¹Large Hadron Collider

²A Large Ion Collider Experiment

1. Physikalische Grundlagen

Die in der vorliegenden Arbeit präsentierte Analyse basiert auf Messungen von in hochenergetischen Kollisionen entstandenen π^0 - und η -Mesonen. Im Folgenden wird zunächst auf das Standardmodell der Teilchenphysik sowie auf die starke Wechselwirkung eingegangen. Darauf folgend werden die Eigenschaften von sogenannten Teilchenspektren diskutiert. Dabei wird auf η/π^0 -Verhältnisse, sowie auf die sogenannte m_T - und x_T -Skalierung eingegangen.

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die subatomaren Elementarteilchen und drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen. Elementarteilchen bestehen nach aktuellem Wissensstand aus keinen kleineren Bestandteilen und haben keine räumliche Ausdehnung. Zu den Elementarteilchen gehören die zwölf sogenannten Quarks und Antiquarks, die zwölf sogenannten Leptonen und Antileptonen, zwölf Austauschteilchen und das Higgs-Boson. Während die Materie aus Quarks und Leptonen aufgebaut ist werden über die Austauschteilchen die drei vom Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen vermittelt. Zu diesen gehören die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung. Bisher gelingt es nicht, die vierte bekannte Wechselwirkung, die Gravitation, in das Standardmodell der Teilchenphysik zu integrieren.

Im Folgenden wird zunächst näher auf die Klassifizierung der Elementarteilchen eingegangen. Darauf folgend werden die zentralen Eigenschaften der starken Wechselwirkung diskutiert, da diese für die vorliegende Arbeit besonders relevant ist.

1.1.1 Klassifizierung von Elementarteilchen

Elementarteilchen lassen sich in verschiedene Gruppen unterteilen. So lassen sich die Elementarteilchen nach Ladung und Spin sortieren. Teilchen mit einem halbzahligen Spin werden als Fermionen, Teilchen mit einem ganzzahligen Spin als Bosonen bezeichnet. Somit werden Quarks und Leptonen mit einem Spin von $J = 1/2$ den Fermionen zugeordnet, während Austauschteilchen mit einem Spin von $J = 1$ zu den Bosonen gehören.

Die Quarks unterscheiden sich zudem in ihren sogenannten *flavors*: *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* und *bottom*. Die Quarks werden weiterhin in Generationen unterteilt. Tabelle 1.1 fasst die zentralen Eigenschaften *flavor*, elektrische Ladung und Quarkmasse zusammen.

Zu den sechs Leptonen gehören drei elektrisch geladenen Leptonen – das Elektron, das Myon und das Tauon – sowie zu jedem der elektrisch geladenen Leptonen ein elektrisch neutrales Neutrino, das nur schwach wechselwirkt. Die Leptonen werden, ebenso wie die Quarks, in Generationen unterteilt, wobei zu jeder Generation ein geladenes Lepton und das zugehörige

Generation	<i>flavor</i>	elektrische Ladung	Masse
I.	<i>up</i>	+2/3	2,3 MeV/ c^2
	<i>down</i>	-1/3	4,8 MeV/ c^2
II.	<i>charm</i>	+2/3	1,25 GeV/ c^2
	<i>strange</i>	-1/3	95 MeV/ c^2
III.	<i>top</i>	+2/3	175 GeV/ c^2
	<i>bottom</i>	-1/3	4,2 MeV/ c^2

Tabelle 1.1: Übersicht über die *flavors*, die elektrische Ladung und die Masse der verschiedenen Quarksorten [PDG14].

Generation	<i>flavor</i>	elektrische Ladung	Masse
I.	e	-1	0,5 MeV/ c^2
	ν_e	0	< 2 eV/ c^2
II.	μ	-1	105 MeV/ c^2
	ν_μ	0	< 2 eV/ c^2
III.	τ	-1	1,75 GeV/ c^2
	ν_τ	0	< 2 eV/ c^2

Tabelle 1.2: Übersicht über die *flavors*, die elektrische Ladung und die Masse der verschiedenen Leptonen [PDG14].

Neutrino gehört. Tabelle 1.2 fasst die zentralen Eigenschaften der Leptonen zusammen.

Die Austauschteilchen werden je einer Wechselwirkung zugeordnet: Photonen vermitteln die elektromagnetische Wechselwirkung, Gluonen die starke Wechselwirkung und W^{+-} , W^- und Z-Bosonen die schwache Wechselwirkung. Tabelle 1.3 zeigt eine Übersicht über die Austauschteilchen.

Während Leptonen frei vorkommen können, kommen Quarks nur gebunden in sogenannten Hadronen vor. Hadronen werden unterteilt in Mesonen, die sich aus einem Quark und einem Antiquark zusammensetzen, und Baryonen, die aus drei Quarks bestehen. Protonen und Neutronen gehören zu den Baryonen, während π^0 und η , die in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, zu den Mesonen gehören.

Die gegenständliche Materie besteht ausschließlich aus *up*- und *down*-Quarks, aus denen Protonen und Neutronen bestehen, sowie aus Elektronen. Die Bindung von Quarks zu Hadronen, sowie die Bindung von Protonen und Neutronen zu Atomkernen, wird durch die starke Wechselwirkung bedingt, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

1.1.2 Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma

Quarks und Gluonen tragen die Ladung der starken Wechselwirkung, die Farbladung. Es wird zwischen drei unterschiedlichen Farbladungen unterschieden, die als rot, grün und blau bezeichnet werden, wobei die Farben nur als Analogie zu verstehen sind. In der Natur kommen nur Teilchen vor, die nach außen keine Farbladung zeigen, sogenannte farbneutrale Teilchen. So können Quarks, wie bereits diskutiert, nur gebunden vorliegen. Die verschiedenen Farbladungen der drei Quarks eines Baryons neutralisieren sich gegenseitig, sodass das Baryon nach außen hin farbneutral ist. Ein Meson zeigt nach außen ebenfalls keine Farbladung, da es aus einem Quark mit einer Farbladung und einem Antiquark besteht, welches die jeweilige Antifarbe trägt. Da auch Gluonen, die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, Farbladung tragen, koppeln sie nicht nur an Quarks, sondern auch an Gluonen selbst. Das hat Auswirkungen

Austauschteilchen	Wechselwirkung	Masse
Photon	elektromagnetisch	0
Gluon	stark	0
Z^0	schwach	91,19 GeV/ c^2
W^\pm	schwach	80,38 MeV/ c^2

Tabelle 1.3: Übersicht über die Ladung und die Masse der verschiedenen Austauschteilchen der Wechselwirkungen [HBü17] [PDG14].

auf das Potential, welches zwischen einem Quark-Antiquark-Paar besteht. Dieses Potential wird in der Theorie der starken Wechselwirkung, der QCD¹, beschrieben und folgt folgendem Zusammenhang [HBü17]:

$$V_{QCD}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + k \cdot r \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnet α_S die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und k die sogenannte String-Spannung, dessen Energiedichte ungefähr 1 GeV/fm beträgt [HBü17]. Für große Abstände r dominiert der lineare Anteil des Potentials. Je weiter die Quarks sich voneinander entfernen, desto größer wird das Potential. Ab einem gewissen Abstand genügt die Energie, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, sodass dann zwei Quark-Antiquark-Paare vorliegen. Somit befinden die Quarks sich in einer Art eingesperrten Zustand, der *Confinement* genannt wird. Auch Gluonen unterliegen dem *Confinement*.

Bei kleinen Abständen dominiert der $1/r$ -abhängige Teil des Potentials. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die laufende Kopplungskonstante α_S wird mit abnehmendem Abstand und zunehmendem Impulsübertrag kleiner wird. [HBü17] Bei sehr kleinen Abständen können die Quarks und Gluonen als quasifrei bezeichnet werden. Dieser Zustand wird asymptotische Freiheit genannt. Die Theorie der QCD sagt hervor, dass die gebundene Materie demnach in einen ungebundenen Zustand, genannt QGP², übergehen kann. Dieser Zustand kann bei sehr hohen Dichten oder Temperaturen erreicht werden.

Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm der QCD, in Abhängigkeit von Baryonen Dichte und der Temperatur. Die Kernmaterie, die uns umgibt, liegt in diesem Phasendiagramm bei kleinen Temperaturen und einer Baryonendichte von Eins. Die Abbildung zeigt das QGP bei sehr hohen Dichten und Temperaturen in Orange. Der Phasenübergang zwischen der Kernmaterie und dem, QGP unterscheidet sich je nach Temperatur und Baryonendichte. Bei hohen Baryonendichten wird ein Phasenübergang erster Ordnung vorhergesagt, während bei hohen Temperaturen oberhalb des kritischen Punktes ein sogenannter *Crossover*-Phasenübergang erwartet wird. Das bedeutet, dass der Phasenübergang zwar nahezu scharf erscheint, aber verschmiert erfolgt. Am RHIC³ und LHC wird ein QGP bei sehr hohen Temperaturen in hochenergetischen Teilchenkollisionen erzeugt. Diese Teilchenkollisionen werden anhand verschiedener Observablen analysiert. Diese Analysen werden unter anderem auf Grundlage von sogenannten p_T -Spektren, auf die im folgenden genauer eingegangen wird, durchgeführt.

¹QuantenChromoDynamik

²Quark-Gluon-Plasma

³Relativistic Heavy Ion Collider

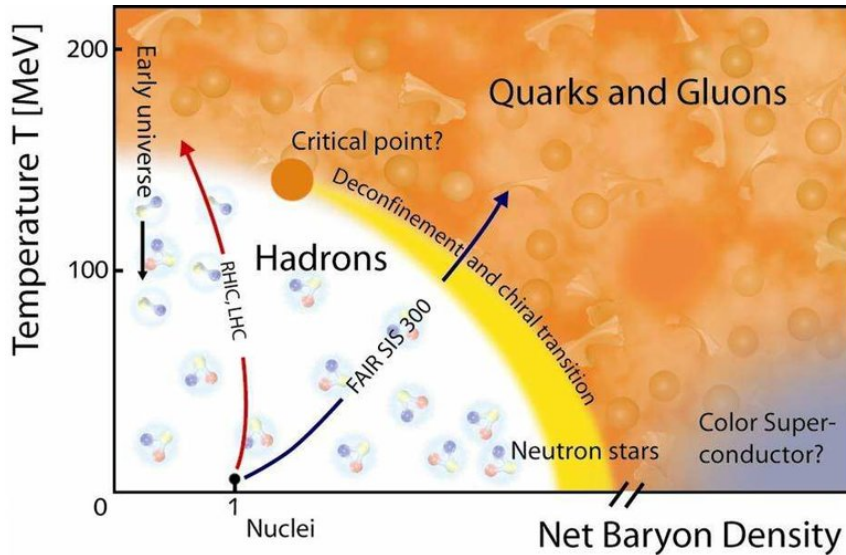


Abbildung 1.1: Das Phasendiagramm der QCD in Abhängigkeit von der Baryonendichte und der Temperatur. [PBi11]

1.2 p_T -Spektren

Die Analyse der Anzahl der in einer Teilchenkollision produzierten Teilchen ermöglicht Einblicke in die physikalischen Prozesse der Teilchenproduktion. Diese Analysen werden häufig in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T vorgenommen. Der Transversalimpuls p_T bezeichnet die transversale Komponente des Impulses eines in der Kollision entstandenen Teilchens, also genau dem Anteil des Impulses, der senkrecht zur Strahlrichtung steht und der somit erst in der Kollision entsteht. So wird auch die Anzahl der produzierten Teilchen in Abhängigkeit von p_T betrachtet. Der Wirkungsquerschnitt beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass eine bestimmte Teilchensorte produziert wird, p_T -abhängig. Die Umrechnung von der Teilchenproduktion und dem Wirkungsquerschnitt erfolgt mit einem konstanten Faktor, dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{pp} :

$$\underbrace{\sigma_{pp}}_{\substack{\text{inelastischer} \\ \text{Wirkungs-} \\ \text{querschnitt}}} \cdot \underbrace{\frac{1}{2\pi N_{ev}} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy}}_{\substack{\text{Teilchen-} \\ \text{produktion}}} = \underbrace{E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}}_{\substack{\text{Wirkungs-} \\ \text{querschnitt}}} \quad (1.2)$$

Dabei bezeichnet N_{ev} die Anzahl der untersuchten Ereignisse, N die Anzahl der gemessenen Teilchen, y die Rapidität und E die Energie. Einige solcher p_T -Spektren werden in Abschnitt 1.2.3 exemplarisch gezeigt.

Mit der Untersuchung von p_T -Spektren können Vorhersagen der Theorie der starken Wechselwirkung zu überprüft werden. Bislang ist keine exakte Beschreibung der starken Wechselwirkung möglich. Daher werden für verschiedene p_T -Bereiche unterschiedliche Theorien zur Beschreibung der p_T -Spektren formuliert. Im Bereich kleiner p_T sagt die sogenannte *Lattice*-Theorie einen exponentiellen Verlauf der p_T -Spektren hervor, während im Bereich größerer p_T die Form nach der störungstheoretischen pQCD⁴ dem Potenzgesetz folgen soll [JRa13]. Darüber hinaus erlaubt der Vergleich der Teilchenproduktionen verschiedener Teilchen tiefere

⁴perturbative QuantenChromoDynamik

Einblicke in die Produktionsmechanismen unterschiedlicher Teilchen. Weiterhin spielen die p_T -Spektren neutraler Mesonen eine bedeutende Rolle in der Untergrundsbestimmung anderer Messungen, wie beispielsweise Messungen direkter Photonen.

Abhängig von Teilchensorte weisen die p_T -Spektren Unterschiede in ihrem Betrag und ihrem Verlauf auf. Diese Unterschiede können mit sogenannten η/π^0 -Verhältnissen und der m_T -Skalierung genauer untersucht werden. Weiterhin unterscheiden sich p_T -Spektren gleicher Teilchen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Mithilfe der x_T -Skalierung kann diese Abhängigkeit genauer analysiert werden.

1.2.1 η/π^0 -Verhältnis

Teilt man das p_T -Spektrum eines η -Mesons durch das eines π^0 -Mesons, so ergibt sich das sogenannte η/π^0 -Verhältnis. Dieses ermöglicht die Betrachtung der Unterschiede zwischen den p_T -Spektren des π^0 - und des η -Mesons auf. Da η -Mesonen mit einer invarianten Masse von $M_{\eta} = 547,862 \pm 0,018 \text{ MeV}/c^2$ eine höhere Masse als π^0 -Mesonen mit einer invarianten Masse von $M_{\pi^0} = 134,9770 \pm 0,0005 \text{ MeV}/c^2$ haben, wird erwartet, dass η -Mesonen seltener produziert werden [PDG14]. Bei hohem p_T wird daher ein konstantes η/π^0 -Verhältnis erwartet. Weiterhin werden Unterschiede in der Form der p_T -Spektren von π^0 - und η -Mesonen erwartet, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

1.2.2 m_T -Skalierung

Wie bereits diskutiert, werden Teilchen verschiedener Massen unterschiedlich oft produziert. Zusätzlich führen die unterschiedlichen Massen zu einer Veränderung des Verlaufs mit p_T des p_T -Spektrums. Um die Form des p_T -Spektrums verschiedener Teilchen möglichst unabhängig von der Masse zu betrachten, werden diese in Abhängigkeit der sogenannten Transversalmasse m_T dargestellt:

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + M_{\gamma\gamma}^2} \quad (1.3)$$

Wobei $M_{\gamma\gamma}$ die invarianten Masse eines Teilchens bezeichnet.

Abbildung 1.2(a) zeigt die m_T -Spektren verschiedener Teilchen in Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ gemessen vom STAR-Experiment am RHIC. Die m_T -Spektren unterschiedlicher Teilchen verlaufen durch die m_T -Skalierung annähernd mit der gleichen Form, liegen allerdings verschoben zueinander. In Abbildung 1.2(b) werden die gleichen m_T -Spektren skaliert. Hierzu werden willkürliche Skalierungsfaktoren genutzt. Nach der Skalierung stimmen die p_T -Spektren der verschiedenen Teilchensorten miteinander überein. Diese m_T -Spektren machen so den Vergleich der Produktionsrate verschiedener Teilchen möglichst unabhängig von deren invarianten Massen möglich.

1.2.3 x_T -Skalierung

Die x_T -Skalierung basiert auf der Annahme, dass die Teilchenproduktion nicht direkt von p_T , sondern von dem Verhältnis von p_T zu der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie \sqrt{s} abhängt. Mithilfe der x_T -Skalierung soll die Abhängigkeit der p_T -Spektren von der Schwerpunktsenergie eliminiert werden. Im Folgenden wird zunächst auf x_T und danach auf die Skalierung eingegangen.

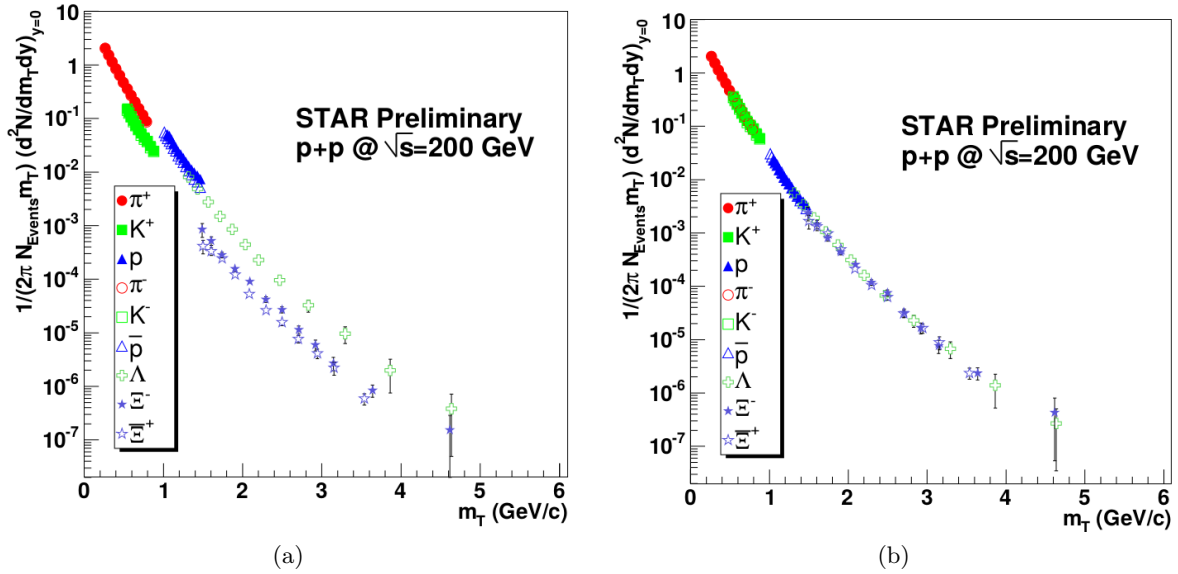


Abbildung 1.2: (a) m_T -Spektren verschiedener Teilchen der STAR⁵-Kollaboration am RHIC (links), (b) sowie die m_T -Spektren der gleichen Teilchen skaliert. [RWi18]

Die p_T -Spektren werden zunächst in Abhängigkeit von x_T , anstelle von p_T , dargestellt:

$$x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \quad (1.4)$$

Als Ergebnis erhält man das sogenannte unskalierte x_T -Spektrum, welches noch immer von der Schwerpunktsenergie abhängt. Zur weiteren Skalierung wird es in zwei Teile aufgeteilt:

$$\underbrace{E \frac{d^3\sigma}{dp^3}}_{\text{unskaliertes } x_T\text{-Spektrum}} = \frac{1}{\sqrt{s}^{n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)}} \cdot \underbrace{G(x_T)}_{\text{skaliertes } x_T\text{-Spektrum}} \quad (1.5)$$

Der x_T - und \sqrt{s} -abhängigen ersten Teil verläuft antiproportional zur Schwerpunktsenergie mit der Potenz des effektiven Index $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$. Der zweite Teil $G(x_T)$ hängt nur von x_T ab und entspricht dem skalierten x_T -Spektrum. [JRa13] Wird $G(x_T)$ aufgetragen, so wird nach den Annahmen der x_T -Skalierung eine Übereinstimmung der p_T -Spektren für alle Schwerpunktsenergien erwartet.

Der effektive Index $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$, der zur Skalierung benötigt wird, ergibt sich einerseits aus Rechnungen der pQCD, kann andererseits aber auch experimentell bestimmt werden. Dabei bezeichnet $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ die Anzahl der Partonen, die effektiv an der Teilchenkollision teilgenommen haben. Als Partonen werden die elementaren Bestandteile der Stoßpartner, hier Protonen, bezeichnet. In einem vereinfachten Modell kann zur Bestimmung von $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ eine sogenannte Faktorisierung einzelner Parton-Parton-Stöße erfolgen. Demnach ist $n = 4$. Dieses Modell vernachlässigt allerdings unter anderem die Abhängigkeit der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung vom Impulsübertrag. Im Experiment kann $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ wie folgt aus den gemessenen unskalierten x_T -Spektren bestimmt werden:

$$n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2) = \frac{\ln(\sigma(x_T, \sqrt{s}_1)/\sigma(x_T, \sqrt{s}_2))}{\ln(\sqrt{s}_2/\sqrt{s}_1)}, \quad \sqrt{s}_2 > \sqrt{s}_1 \quad (1.6)$$

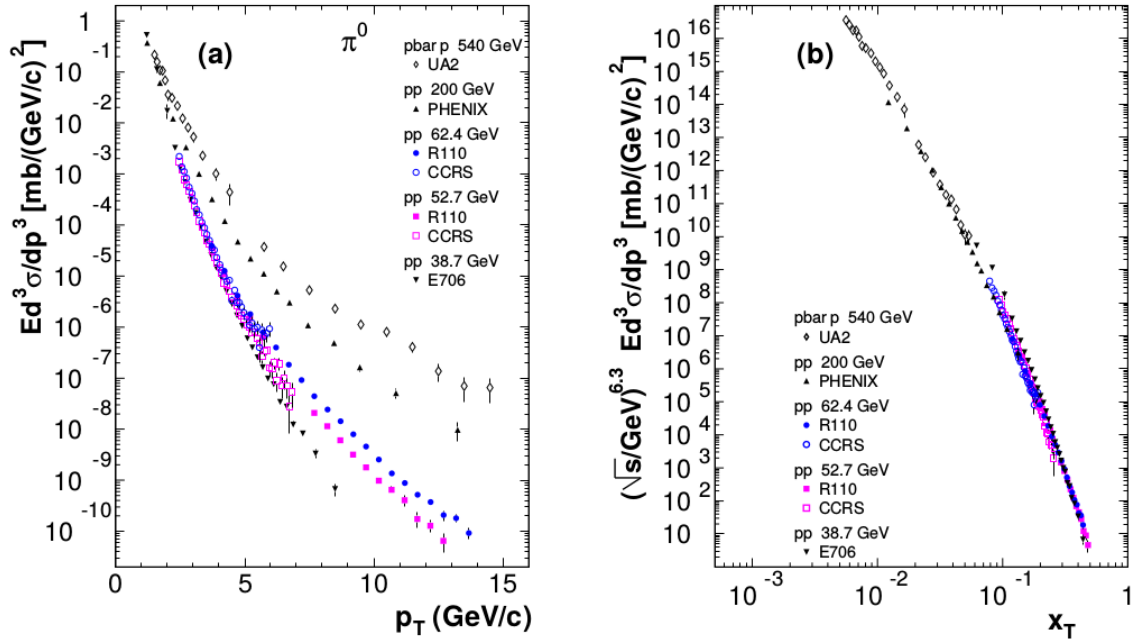


Abbildung 1.3: (a) p_T -Spektren von π^0 -Mesonen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien verschiedener Experimente, sowie (b) die zugehörigen skalierten x_T -Spektren. [SAd03]

Demnach wird $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ aus zwei unskalierten x_T -Spektren $\sigma(x_T, \sqrt{s}_1)$ und $\sigma(x_T, \sqrt{s}_2)$ sowie den zugehörigen Schwerpunktsenergien \sqrt{s}_1 und \sqrt{s}_2 bestimmt [JRa13]. Mit dieser Formel kann $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ für alle beliebigen Kombinationen der verfügbaren Schwerpunktsenergien bestimmt werden. Dabei hängt auch $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ von x_T ab. Dass p_T -Spektren mit zunehmender Schwerpunktsenergie weicher werden hat zur Folge, dass $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ für größere x_T gegen einen konstanten Wert saturiert. [JRa13] Dieser Wert kann zur Skalierung der x_T -Spektren verwendet werden. Aus dieser Näherung resultiert allerdings ein begrenzter Gültigkeitsbereich der x_T -Skalierung. So gilt diese nur in dem Bereich, indem $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ annähernd konstant ist.

Abbildung 1.3a zeigt p_T -Spektren von π^0 -Mesonen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien zwischen 38,7 GeV und 540 GeV in verschiedenen Kollisionssystemen, wobei sich eine klare Ordnung der p_T -Spektren nach \sqrt{s} zeigt. Die Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien werden deutlich. Abbildung 1.3b zeigt die skalierten x_T -Spektren bei den gleichen Schwerpunktsenergien. Der effektive Index beträgt $n = 6,3$. Hier liegen die Spektren der verschiedenen Schwerpunktsenergien aufeinander, wie die Theorie es vorhersagt.

2. Experimenteller Aufbau

Am CERN¹, der europäischen Organisation für Kernforschung in Genf, arbeiten 3200 Wissenschaftler und Wissenschaftlerinnen aus 22 Mitgliedsstaaten. Seit 1954 wird dort, insbesondere mit Hilfe leistungsstarker Teilchenbeschleuniger, der Aufbau der Materie erforscht und Grundlagenforschung betrieben.

Einer der Forschungsschwerpunkte des CERN liegt in der Untersuchung von Materie unter extremen Bedingungen. Hierzu werden, unter anderem mit Hilfe des Teilchenbeschleunigers LHC, Kollisionen hochenergetischer Teilchen herbeigeführt. Mit verschiedenen Experimenten können die in den Kollisionen entstehenden Teilchen detektiert und analysiert werden. Am ALICE-Experiment werden insbesondere die Eigenschaften des QGP in Blei-Blei-Kollisionen untersucht. [CER18]

2.1 Large Hadron Collider

Am LHC, dem derzeit weltweit größten Kreisbeschleuniger mit einem Umfang von 27 km, werden seit 2008 Protonen und Bleikerne beschleunigt und zur Kollision gebracht [LHC18]. Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt gegenläufig in zwei Strahlrohren, in denen Ultrahochvakuum herrscht. Es entstehen zwei hochenergetische Teilchenstrahlen. Durch das Magnetfeld supraleitender Magnete werden diese auf einer annähernd kreisförmigen Strecke gehalten und durchlaufen die Beschleunigungsstrecken des LHC so immer wieder. In den Teilchenkollisionen können sehr hohe Schwerpunktsenergien von bis zu 13 TeV erreicht werden. Die Schwerpunktsenergie entspricht für Stoßpartner identischer Masse mit entgegengesetztem Impuls der zweifachen Strahlenergie.

Die Teilchenstrahlen bestehen aus Teilchenbündeln (engl. *bunches*) und kreuzen sich an vier Punkten im LHC. An diesen sogenannten Kollisionspunkten befinden sich die vier großen LHC-Experimente ATLAS², CMS³, LHCb⁴ und ALICE. Dabei werden sowohl Kollisionen zwischen zwei Protonen, als auch zwischen Protonen und Bleiionen sowie zwischen zwei Bleiionen untersucht. In den Blei-Blei-Kollisionen bei LHC-Energien genügt die Energiedichte zur Erzeugung eines QGP.

¹ *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

² *A Toroidal LHC ApartuS*

³ *Compact Muon Solenoid*

⁴ *Large Hadron Collider beauty*

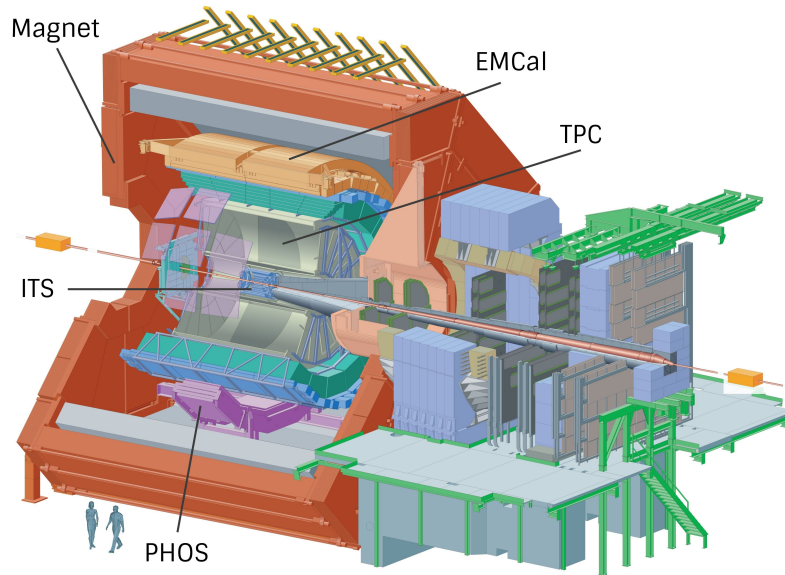


Abbildung 2.1: Aufbau des ALICE-Experimentes in RUN1, Abbildung nach [ALI18]

2.2 ALICE

Am ALICE-Experiment wird hauptsächlich das QGP, welches in Blei-Blei-Kollisionen entsteht, erforscht. Das Experiment wurde unter anderem auf die Vermessung von Kollisionen mit großen Multiplizitäten also solche, bei denen eine hohe Teilchenzahl entsteht, ausgelegt. Die Messung und Identifizierung der Teilchen erfolgt durch viele unterschiedliche Detektoren. Dabei haben die unterschiedlichen Detektorsysteme verschiedene Aufgaben, wie beispielsweise die Messung der Impulse und der Energie bestimmter Teilchen, die Rekonstruktion der Spuren oder die Rekonstruktion des primären Vertizes. Neben Blei-Blei-Kollisionen werden am ALICE-Experiment auch Proton-Proton- und Proton-Blei-Kollisionen untersucht. Diese Analysen dienen einerseits als Referenz, andererseits auch für eigenständige Analysen, wie beispielsweise die Untersuchung der x_T -Abhängigkeit der Teilchenproduktion, die unter Anderem in der vorliegenden Arbeit behandelt wird.

Abbildung 2.1 zeigt den schematische Aufbau des ALICE-Experiments. Auf die in der Abbildung markierten Teile des Experiments wird im Folgenden genauer eingegangen. Das Experiment, das aus 17 Detektorsystemen besteht, misst 16 m Breite, 16 m Tiefe, 26 m Länge und wiegt 10.000 t [ALI14]. Die Detektoren zur Spurrekonstruktion sowie die elektromagnetischen Kalorimeter befinden sich zylinderförmig um die Strahlachse und sind von einem Magneten umgeben. Das ITS⁵, mithilfe dessen der Kollisionspunkt, der sogenannte primäre Vertex, rekonstruiert werden kann, liegt dem Kollisionspunkt am nächsten. An den Endkappen des ITS befinden sich die *V0-Trigger*-Detektoren, die unter Anderem den sogenannten *minimum-bias-Trigger* auslösen. Diese Detektoren werden genutzt, um festzustellen, ob eine Kollision stattgefunden hat. Ist dies der Fall, so beginnt bei Verwendung des *minimum-bias-Trigger*, die Datenaufzeichnung der anderen Detektoren. Mithilfe des T0-Detektors kann zudem der Kollisionszeitpunktes bestimmt werden [KAa08]. In der vorliegenden Arbeit werden Mesonen analysiert, die mit verschiedenen Methoden aus gemessenen Photonen rekonstruiert werden. Hierfür sind die folgenden, ebenfalls in der Abbildung markierten, Detektoren besonders

⁵Inner Tracking System

relevant, auf die daher in den nächsten Abschnitten näher eingegangen wird: Die TPC⁶ sowie die elektromagnetischen Kalorimeter EMCal⁷, DCal⁸ und PHOS⁹.

2.2.1 TPC

Mit der TPC, der größten je gebauten Spurendriftkammer, können Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden, die in den Kollisionen entstehen. In der zylinderförmigen, gasgefüllten Spurendriftkammer mit einem Durchmesser von 2,5 m und einer Länge von 5,1 m, befindet sich ein Gasgemisch aus Neon und Kohlenstoffdioxid bzw. Argon und Kohlenstoffdioxid. In der Kammer wird ein elektrisches Feld angelegt. [ALI10]

Fliegt ein geladenes Teilchen durch das Gasvolumen, ionisieren die Gasatome entlang der Teilchenspur. Dabei entstehen Ionen und freie Elektronen aus dem Gas, die durch das angelegte elektrische Feld beschleunigt werden. Durch diese Beschleunigung gelangen die Elektronen zu den Ausleseammern an den Endkappen des Detektors. Dort werden die Elektronen in der Ausleseammern detektiert und bilden eine zweidimensionale Projektion der Spur des geladenen Teilchens. Die Information über die dritte Dimension wird aus der Zeit gewonnen, die das Elektron benötigt, um zur Ausleseammern zu driften. So kann die Spur des ursprünglichen Teilchens rekonstruiert werden. Weiterhin wird der spezifische Energieverlust jedes Teilchens gemessen. Die Informationen über die Spur und den spezifischen Energieverlust machen die Teilchenidentifizierung, beispielsweise von Elektronen, möglich.

2.2.2 Elektromagnetische Kalorimeter

Mit den elektromagnetischen Kalorimetern PHOS, EMCal und DCal kann die Position und die Energie von Photonen und Elektronen gemessen werden. Die elektromagnetischen Kalorimeter befinden sich zwischen den zentralen Detektoren und dem Magneten. Das PHOS und das EMCal sind in Abbildung 2.1 in lila und orange abgebildet. Das DCal ist nicht Teil dieser Abbildung, da es erst später installiert wurde. Es umgibt das PHOS teilweise. Im Folgenden wird zuerst die allgemeine Funktionsweise eines Kalorimeters erläutert, bevor auf die einzelnen Detektoren eingegangen wird.

Elektromagnetische Kalorimeter bestehen aus Zellen als Untereinheit, die wiederum aus Absorber- und Szintillatormaterial bestehen. Trifft ein Photon auf das Absorbermaterial einer solchen Zelle, so erzeugt es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, der Konversionswahrscheinlichkeit, ein Elektron-Positron-Paar durch Konversion. Die Konversionswahrscheinlichkeit nimmt mit steigender Ordnungszahl zu. Als Absorbermaterial, in dem Konversion erstrebenswert ist, wird daher üblicherweise ein Material mit hoher Ordnungszahl verwendet. Die durch Konversion erzeugten Elektronen und Positronen emittieren durch Bremsstrahlung neue Photonen, die erneut konvertieren. Es kommt zu einer Kettenreaktion. Diese hält an, bis die Elektronen eine kritische Energie unterschreiten, unterhalb derer die Ionisation der Atome des Detektormaterials dominiert. Statt weitere Photonen durch Bremsstrahlung zu

⁶ *Time Projection Chamber*

⁷ *ElectroMagnetic CALorimeter*

⁸ *Di-Jet CALorimeter*

⁹ *PHOton Spectrometer*

erzeugen, werden nun die Atome des Szintillatormaterials angeregt. Die angeregten Atome des Szintillatormaterials geben die Ionisationsenergie in Form von Photonen mit charakteristischer Energie wieder ab. Das Signal dieser Photonen kann durch *Photo-Multiplier* verstärkt gemessen werden. Es verhält sich proportional zu der Energie, die das primäre Photon auf die Zelle übertragen hat.

Die baugleichen Zellen des EMCal und des DCal bestehen aus einem Absorber- und einem anderen Szintillatormaterial, wobei das EMCal eine wesentlich größere Raumabdeckung als das DCal aufweist. Die Zellen des PHOS hingegen, bestehen aus einem Kristall, der gleichzeitig als Absorber- und Szintillatormaterial fungiert.

Während das PHOS eine hohe Orts- und Energieauflösung hat, decken DCal und EMCal einen vergleichsweise hohen Raumwinkelbereich ab.

3. Rekonstruktion neutraler Mesonen

In der vorliegenden Arbeit werden die Wirkungsquerschnitte von π^0 - und η -Mesonen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien verglichen und untersucht. Diese Teilchen gehören zu den leichten Mesonen und zerfallen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in zwei Photonen. Diese Wahrscheinlichkeit beträgt für η -Mesonen ungefähr 39,41% und für π^0 -Mesonen ungefähr 98,823% [PDG14]. Die Zerfallsphotonen können in ALICE gemessen werden. Im Folgenden werden die in ALICE genutzten Methoden zur Rekonstruktion neutraler Mesonen vorgestellt. Da der Nachweis neutraler Mesonen über ihre Zerfallsphotonen erfolgt, werden im ersten Schritt aus den Signalen der Detektoren die Photonenkandidaten rekonstruiert. Mit den elektromagnetischen Kalorimetern können Photonenkandidaten aus der Information über Ort, Energie, Transversalimpuls und Zeit identifiziert und einem Ereignis, also einer Kollision, zugeordnet werden. Eine weitere Möglichkeit, Zerfallsphotonen zu messen, bietet die Methode PCM¹. Die durch Konversion eines Photons entstandenen Elektronen und Positronen können mithilfe der TPC nachgewiesen werden. Aus den rekonstruierten, identifizierten Elektronen und Positronen kann das zerfallene Photon rekonstruiert werden.

Aus den Photonkandidaten werden im nächsten Schritt π^0 - und η -Mesonen rekonstruiert. Dabei werden alle möglichen Photonennaare aus allen möglichen Photonenkandidaten und deren Transversalimpuls p_T sowie die invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$ berechnet. Für $M_{\gamma\gamma}$ gilt:

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \Theta_{\gamma\gamma})} \quad (3.1)$$

Wobei $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ die Energie der Photonkandidaten und $\Theta_{\gamma\gamma}$ dem Öffnungswinkel zwischen beiden, der sich bei bekanntem Vertex berechnen lässt, bezeichnet [SAC18]. Der Impuls des Photonpaares ergibt sich aus der Summe der Impulse beider Photonen. Da nicht bekannt ist, welche Photonen tatsächlich aus dem gleichen Mutterteilchen stammen, handelt es sich um eine statistische Methode verwendet, in der alle rekonstruierten Photonen eines Ereignisses miteinander kombiniert werden. Zur weiteren Untersuchung werden die rekonstruierten Mesonen je nach Transversalimpuls in p_T -Bereiche eingeteilt, in denen die Anzahl der produzierten Teilchen bestimmt wird. Invariante Masse dient hier als Kriterium zur Teilchenidentifizierung. Daher wird die Anzahl der produzierten Teilchen anhängig von $M_{\gamma\gamma}$ betrachtet. Man nennt diese Verteilung der invarianten Masse.

Abbildung 3.1(a) zeigt die Verteilung der invarianten Masse im Bereich der π^0 -Masse, Abbildung 3.1(b) im Bereich der η -Masse einer Proton-Proton-Kollision bei $\sqrt{s} = 8$ TeV. Die rekonstruierte invariante Masse wird als schwarze Linie gezeigt. Beispielhaft wird ein p_T -

¹Photon Conversion Method

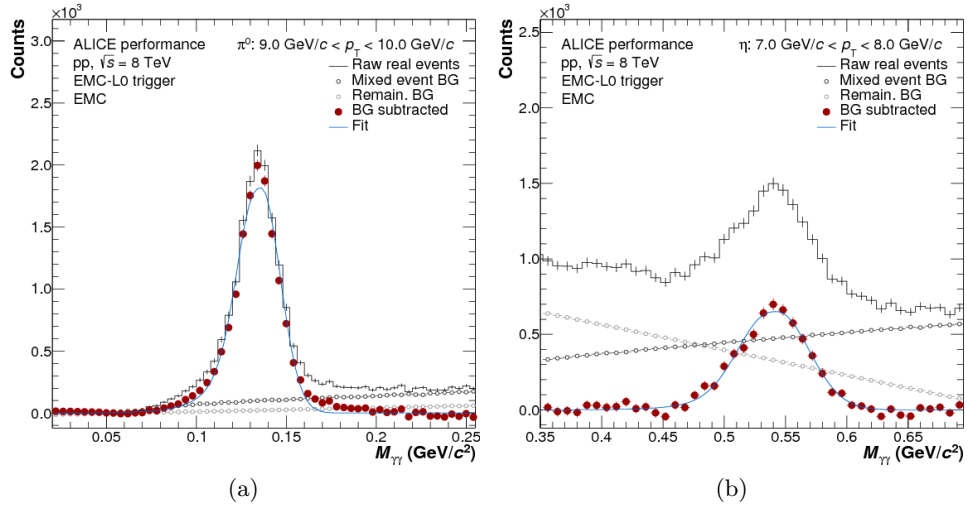


Abbildung 3.1: Die Verteilung der invarianten Masse von (a) π^0 - und (b) η -Mesonen in Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [SAc18].

Bereich einer EMCal-Messung gezeigt. Analog wird die Methode aber für Messungen alle Kalorimeter, sowie PCM angewendet. Eine Anhäufung von Photonenpaaren im Bereich der nominellen π^0 -Masse und analog im Bereich der nominellen η -Masse ist deutlich sichtbar.

Aufgrund der statistischen Methode entsteht ein kombinatorischer Untergrund. Nach Abzug des Untergrundes, der in Abbildung 3.1 mit schwarzen und grauen Punkten dargestellt ist, ergeben sich die roten Punkte, aus denen die Anzahl der π^0 - bzw. η -Mesonen im entsprechenden p_T -Intervall mit einer Parametrisierung bestimmt wird. [BAb17]

Nach Korrekturen auf Detektor-Effekte wird so ein vollständig korrigierter Wirkungsquerschnitt erhalten. [FP116]

4. Analyse

In der vorliegenden Arbeit wird eine Untersuchung von p_T -Spektren von π^0 - und η -Mesonen in Proton-Proton-Kollisionen präsentiert. Konkret werden die p_T -Spektren selbst untersucht und zur weitergehenden Analyse skaliert. Mit der m_T -Skalierung wird dabei die Abhängigkeit der p_T -Spektren von der Teilchenmasse des produzierten Teilchens untersucht. Die Abhängigkeit der Spektren von der Schwerpunktsenergie der Kollisionen wird mit Hilfe der x_T -Skalierung untersucht.

Im folgenden Abschnitt wird auf die verwendeten Datensätze eingegangen, um diese zu analysieren und vergleichen.

4.1 Datensätze

Grundlage der vorliegenden Arbeit bilden verschiedene vollständig korrigierte p_T -Spektren von π^0 - und η -Mesonen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien aus Proton-Proton-Kollisionen. Die Daten stammen aus Messungen und Analysen der ALICE-Kollaboration. Zusätzlich wird als Vergleich und zur Erweiterung des Energiebereichs ein p_T -Spektrum der PHENIX¹-Kollaboration am RHIC verwendet. Da die vorliegende Arbeit im Rahmen der ALICE-Kooperation erarbeitet wurde, liegt der Fokus allerdings weiterhin auf den ALICE-Messungen. Die verwendeten p_T -Spektren werden im Folgenden näher vorgestellt.

Die p_T -Spektren unterscheiden sich in der Schwerpunktsenergie der Kollision, dem p_T -Bereich, über den sie sich erstrecken, sowie in der Methode, mit der die Photonen gemessen wurden (Abschnitt 2). Zudem werden bei der Datenaufnahme verschiedene sogenannten Trigger verwendet. Ein Trigger ist eine Anforderung an das gemessene Signal. Je nach verwendetem Trigger werden unterschiedliche Anforderungen an die zu messenden Daten gestellt. Mit dem *minimum-bias*-Trigger sollen immer dann Daten aufgezeichnet werden, wenn eine Kollision stattgefunden hat. Neben dem *minimum-bias*-Trigger werden in den verwendeten Datensätzen auch verschiedene Kalorimeter-*Trigger* verwendet. Diese fordern, dass ein Photonenkandidat pro Ereignis eine festgelegte Mindestenergie tragen muss. Mit diesen zusätzlichen Triggern kann im Bereich höherer p_T die Statistik erhöht werden.

Die Tabellen 4.1 und 4.2 fassen die zentralen Informationen der verwendeten Datensätze zusammen.

Häufig werden p_T -Spektren genutzt, um die Teilchenproduktion p_T -abhängig zu beschreiben. Die Umrechnung in p_T -Spektren erfolgt, wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, über den inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{pp} . Eine Übersicht über die verwendeten σ_{pp} wird in

¹*Pioneering High Energy Nuclear Interactions eXperiment*

\sqrt{s}	p_T -Bereich	Experiment	Messkanal	Trigger	veröffentlicht in
0,9 TeV	0,4-7 GeV/c	ALICE	PHOS	<i>minimum-bias</i>	[BAb17]
2,76 TeV	0,4-40 GeV/c	ALICE	EMCal	<i>minimum-bias</i> , EMCal- <i>Trigger</i>	[SAc17]
5,02 TeV	0,4-30 GeV/c	ALICE	EMCal	<i>minimum-bias</i>	[NSc17] (ALICE-intern)
7 TeV	0,3-25 GeV/c	ALICE	PHOS	<i>minimum-bias</i>	[BAb17]
8 TeV	0,3-35 GeV/c	ALICE	PHOS, EMCal, PCM	<i>minimum-bias</i> , PHOS, EMCal	[SAc18]
0,2 TeV	1-15 GeV/c	PHENIX	EMCal(PHENIX)	<i>minimum-bias</i>	[SSa03]

Tabelle 4.1: Übersicht über die verwendeten Datensätze für π^0 -Mesonen.

\sqrt{s}	p_T -Bereich	Experiment	Messkanal	Trigger	veröffentlicht in
2,76 TeV	0,5-20 GeV/c	ALICE	EMCal	<i>minimum-bias</i> , EMCal	[SAc17]
7 TeV	0,4-15 GeV/c	ALICE	PHOS	<i>minimum-bias</i>	[BAb17]
8 TeV	0,5-35 GeV/c	ALICE	PHOS, EMCal, PCM	<i>minimum-bias</i> , PHOS, EMCal	[SAc18]

Tabelle 4.2: Übersicht über die verwendeten Datensätze für η -Mesonen.

\sqrt{s}	σ_{pp} (mb)	Quelle
0,9 TeV	$47,8^{+2,4}_{-1,9}$	[BAb17]
2,76 TeV	$62,8^{+2,4}_{-4}$	[SAc17]
5,02 TeV	$67,6 \pm 0,6$	[NSc17]
7 TeV	$62,2 \pm 2,2$	[BAb17]
8 TeV	$55,8 \pm 1,45$	[SAc18]
0,2 TeV	$21,8 \pm 1,3$	[SSa03]

Tabelle 4.3: Übersicht über die inelastischen Wirkungsquerschnitte σ_{pp} für π^0 - und η -Mesonen bei unterschiedlichen \sqrt{s} .

Tabelle 4.3 zusammengefasst.

4.2 p_T -Spektren

In dem vorliegenden Kapitel werden p_T -Spektren neutraler Mesonen analysiert und verglichen. Um die Vergleichbarkeit zu verbessern, werden die p_T -Spektren parametrisiert. Dazu eignet sich unter anderem eine Tsallis-Funktion. Diese ist wie folgt definiert:

$$f_{Tsallis}(p_T) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{\sigma_{pp}}{2\pi} A \frac{C \cdot (n_1 - 1)(n_1 - 2)}{n_1 C [n_1 C + m(n_1 - 2)]} \left(1 + \frac{\sqrt{p_T^2 + m^2} - m}{n_1 C}\right)^{-n_1} \quad (4.1)$$

mit der Ruhemasse m des Mesons, der Transversalmasse m_T des Mesons und den freien Parametern A , C , und n_1 . [SAc18] Dabei bezeichnet A den Betrag des p_T -Spektrums integriert über den gesamten p_T -Bereich. [LMa15]

Abbildung 4.1(a) zeigt im oberen Teil die p_T -Spektren der π^0 -Mesonen bei allen verfügbaren Schwerpunktsenergien. Dabei repräsentieren die unterschiedlichen Farben die verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die statistischen Unsicherheiten werden in dieser Abbildung, wie auch im Folgenden, als Fehlerbalken dargestellt, die systematischen Unsicherheiten als Kästen. Alle p_T -Spektren zeigen einen abfallenden Verlauf mit zunehmendem p_T . Für sehr kleine p_T wird ein abfallender Verlauf mit abnehmendem p_T erwartet. Für die in der vorliegenden

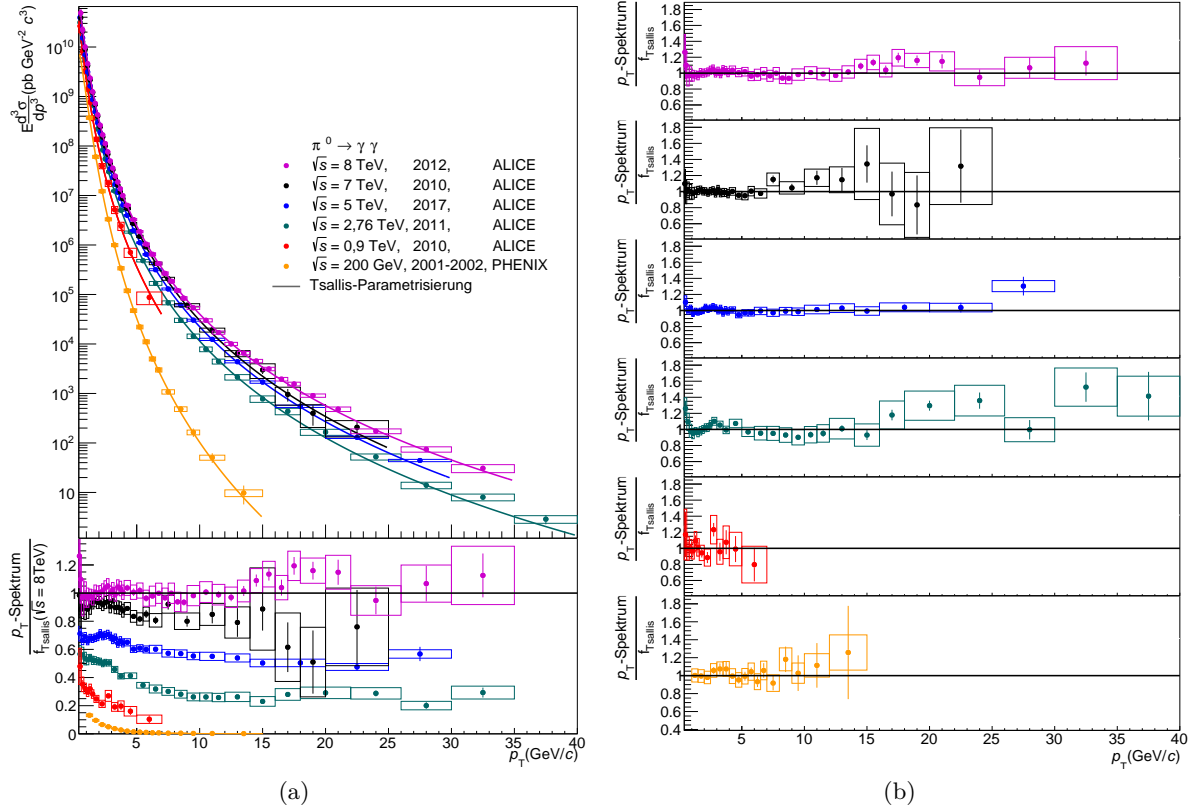


Abbildung 4.1: (a) p_T -Spektren von π^0 -Mesonen für unterschiedliche \sqrt{s} . Tsallis-Parametrisierungen an jedes p_T -Spektrum (oben). Verhältnis der p_T -Spektren und der Parametrisierung des p_T -Spektrums bei $\sqrt{s} = 8$ TeV (unten). (b) Verhältnisse der p_T -Spektren und der jeweiligen Parametrisierungen für jede Schwerpunktsenergie.

Arbeit behandelten p_T -Spektren ist dieser Zusammenhang nicht relevant, da diese erst bei höheren p_T beginnen. Die p_T -Spektren werden mit der Tsallis-Funktionen nach Formel (4.1) parametrisiert, um die Spektren im Folgenden besser vergleichen zu können. Diese Parametrisierungen werden durch die farbigen Linien dargestellt. Abbildung 4.1(a) zeigt im unteren Teil das Verhältnis der p_T -Spektren und der Parametrisierung an das p_T -Spektrum bei der höchsten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 8$ TeV. Das Verhältnis des p_T -Spektrums bei $\sqrt{s} = 8$ TeV und der Parametrisierung an dieses, in lila dargestellt, erlaubt eine Aussage darüber, wie gut die Parametrisierung die Daten beschreibt. Da das Verhältnis bis auf geringe Abweichungen innerhalb der Unsicherheiten mit eins übereinstimmt, beschreibt die Parametrisierung die Daten gut und kann somit für die weitergehende Analyse verwendet werden. Die Verhältnisse der p_T -Spektren bei den anderen Schwerpunktsenergien und der Parametrisierung an das p_T -Spektrum bei $\sqrt{s} = 8$ TeV liegen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie geordnet unter eins und verlaufen abfallend mit p_T . Dabei werden die Unterschiede zwischen Verhältnissen größer, je mehr die Schwerpunktsenergien sich unterscheiden.

Der Abfall der p_T -Spektren mit zunehmendem p_T zeigt, dass Mesonen mit niedrigem Transversalimpuls wesentlich häufiger produziert werden, als solche mit hohem Transversalimpuls. Dieser Effekt wird dadurch hervorgerufen, dass die Wahrscheinlichkeit der Teilchenproduktion mit zunehmender Energie des Teilchens sinkt. Je höher die Energie eines Teilchens mit einer bestimmten Masse, desto höher auch der Impuls. Mit höherem Impuls steigt im Mittel auch der Transversalimpuls. Die Ursache hierfür liegt im Verhalten der Partonen der Kollision.

So gibt es mehr weiche als harte primäre Stöße, also mehr primäre Stöße mit niedrigem Impulsübertrag. Dadurch tragen auch die neutralen Mesonen häufiger einen geringen Transversalimpuls.

Die Ordnung der Verhältnisse bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien impliziert ein mit der Schwerpunktsenergie skalierendes Verhalten der p_T -Spektren: Je mehr Energie zur Verfügung steht, desto mehr Teilchen werden produziert. Der Unterschied zwischen den Verhältnissen der verschiedenen Schwerpunktsenergien wird mit zunehmendem p_T größer. Bei höheren Schwerpunktsenergien werden demnach nicht nur absolut mehr Teilchen produziert, sondern auch der Anteil der Teilchen, die einen größeren Transversalimpuls tragen, wird größer. Demnach werden die p_T -Spektren mit zunehmender Schwerpunktsenergie flacher. Man sagt, die p_T -Spektren werden härter. Das wird hauptsächlich dadurch bedingt, dass mehr Energie zur Verfügung steht und so immer mehr härtere primäre Stöße mit größerem Impulsübertrag stattfinden. Es entstehen mehr Mesonen mit höherem p_T . Verstärkend kommt der initiale Multi-Partonen-Effekt hinzu, welcher besagt, dass sehr weiche Stöße der Partonen vor dem primären, harten Stoß bereits einen gewissen Transversalimpuls an die Partonen übertragen. Dieser vergleichsweise kleine Transversalimpuls wird k_T genannt und verschmiert die Transversalimpulsverteilung der final rekonstruierten Teilchen. Bei einem stark abfallenden Verlauf mit p_T , wie die betrachteten p_T -Spektren ihn aufweisen, wirkt sich eine solche Verschmierung mehr auf größere p_T aus, was zu einem härteren Verlauf in p_T führt. Dieser Effekt ist für größere Schwerpunktsenergien größer. So werden die p_T -Spektren für größere \sqrt{s} härter.

Dieser Zusammenhang lässt erwarten, dass mit steigender Schwerpunktsenergie auch in höheren p_T -Bereichen Mesonen mit ausreichender Statistik gemessen werden. Somit wäre, für eine einheitliche Mess- und Analyseverfahren, mit steigender Schwerpunktsenergie für die gleiche Anzahl analysierter Ereignisse ein immer größer werdender p_T -Bereich zu erwarten. Dieses Verhalten lässt sich in Abbildung 4.1(a) nicht beobachten, da mit verschiedenen Methoden gemessen und analysiert wurde. So erweitert das Verwenden eines Kalorimeter-Triggers beispielsweise den p_T -Bereich.

Abbildung 4.1(b) zeigt jeweils die Verhältnisse der p_T -Spektren bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien und den Parametrisierungen an diese. Erneut dient dies der Überprüfung der Parametrisierung. Im Rahmen der Unsicherheiten unterscheiden sich die Verhältnisse für jedes p_T maximal um ungefähr 20% von eins. Daraus kann geschlossen werden, dass die Tsallis-Funktion p_T -Spektren von π^0 -Mesonen aus Proton-Proton-Kollisionen für alle gezeigten Schwerpunktsenergien beschreibt.

Abbildung 4.2(a) zeigt p_T -Spektren von η -Mesonen bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien in verschiedenen Farben. Auch hier verlaufen alle p_T -Spektren abfallend mit p_T . Die p_T -Spektren sind erneut mit Tsallis-Funktionen nach Formel (4.1) parametrisiert, um im Folgenden die p_T -Spektren besser vergleichen zu können. Die Parametrisierungen werden als Linien dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt die Verhältnisse der Spektren und der Parametrisierung an das p_T -Spektrum bei der höchsten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 8$ TeV. Wie zuvor bei den π^0 -Mesonen zeigt sich auch hier eine Ordnung der Verhältnisse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie, wobei die Unterschiede untereinander mit größerem p_T steigen. Das Verhältnis des p_T -Spektrums bei $\sqrt{s} = 8$ TeV und der Parametrisierung an diesen liegt innerhalb der Unsicherheiten auf eins. Somit beschreibt die Parametrisierung die

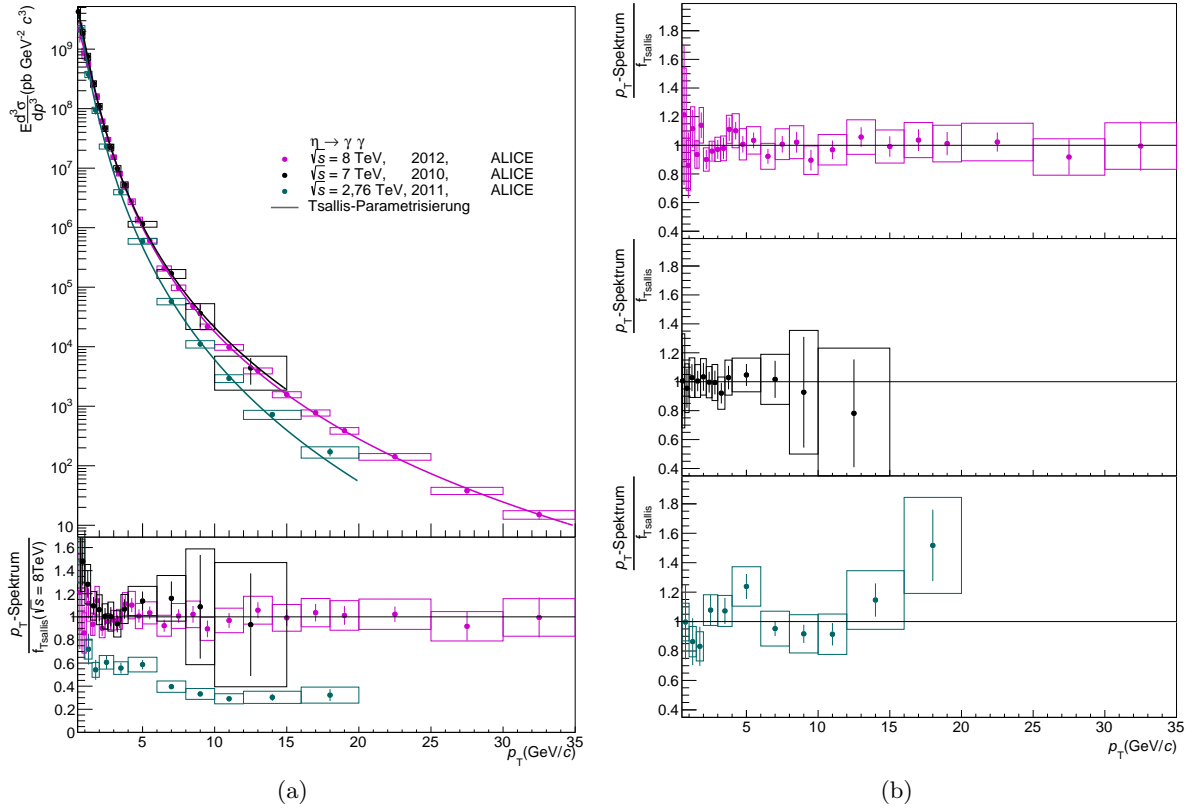


Abbildung 4.2: (a) p_T -Spektren von η -Mesonen für unterschiedliche \sqrt{s} . Tsallis-Parametrisierungen an jedes p_T -Spektrum (oben). Verhältnis der p_T -Spektren und der Parametrisierung des p_T -Spektrums bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (unten). (b) Verhältnisse der p_T -Spektren und der jeweiligen Parametrisierungen für jede Schwerpunktsenergie.

Daten und kann somit zum weitergehenden Vergleich verwendet werden.

Aus dem abfallenden Verlauf mit p_T lässt sich schließen, dass die Produktion von Teilchen mit geringem Transversalimpuls auch hier häufiger ist, als die von Teilchen mit hohem Transversalimpuls. Die Ordnung der Verhältnisse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie zeigt auch hier eine steigende absolute Anzahl produzierter Teilchen mit zunehmender Schwerpunktsenergie. Der mit p_T zunehmende Abstand der Verhältnisse voneinander impliziert, dass die Spektren auch für η -Mesonen mit zunehmender Schwerpunktsenergie härter werden. Abbildung 4.5(b) zeigt die Verhältnisse der Spektren und der jeweiligen Tsallis-Parametrisierungen an diese. Innerhalb der Unsicherheiten beträgt die Abweichung von eins höchstens 10%. Die Aussage, dass die Tsallis-Parametrisierungen die p_T -Spektren bei allen gezeigten Schwerpunktsenergien beschreibt, lässt sich somit auf η -Mesonen erweitern.

Wie bereits in Abschnitt 1.2.1 erwähnt, werden η - und π^0 -Mesonen mit unterschiedlichen Produktionsraten gebildet. Dieser Zusammenhang wird im folgenden Abschnitt näher betrachtet.

4.3 η/π^0 -Verhältnis

Um die Unterschiede in der Teilchenproduktion von π^0 - und η -Mesonen zu untersuchen, wird das Verhältnis der p_T -Spektren beider Mesonen zueinander betrachtet.

Abbildung 4.3 zeigt das Verhältnis der p_T -Spektren von η -Mesonen und der Tsallis-

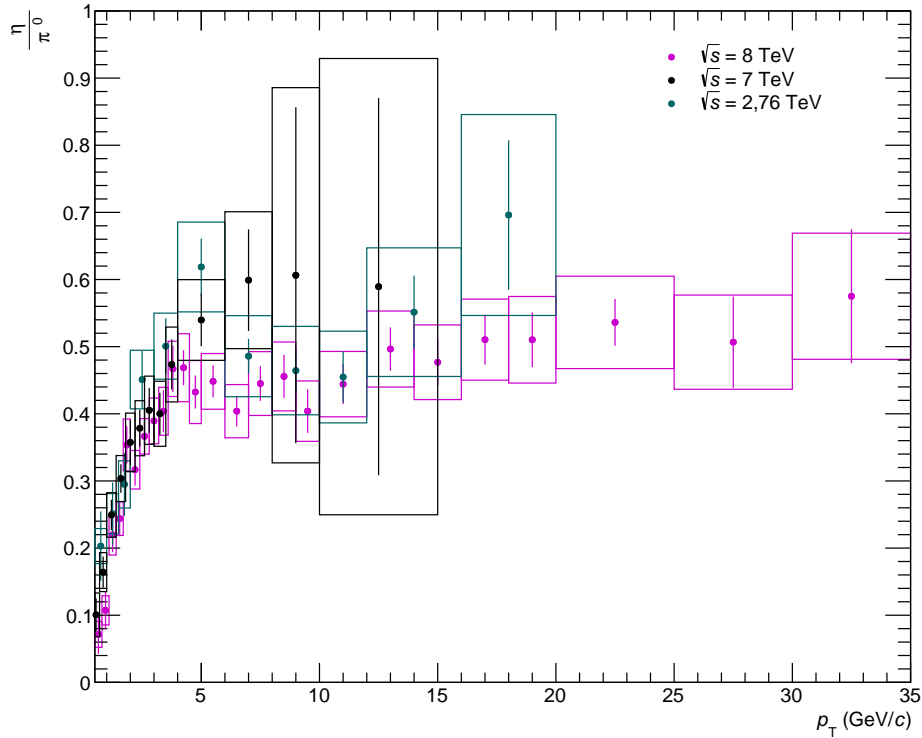


Abbildung 4.3: Verhältnis der p_T -Spektren von η -Mesonen und den Tsallis-Parametrisierungen an die π^0 - p_T -Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

Parametrisierungen an die π^0 - p_T -Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Das Verhältnis der Teilchenproduktion von η - und π^0 -Mesonen wird als η/π^0 -Verhältnis bezeichnet. Bis zu einem Transversalimpuls von ungefähr $p_T = 4 \text{ GeV}/c$ steigen die η/π^0 -Verhältnisse bei allen Schwerpunktsenergien mit p_T an. Für $p_T \gtrsim 4 \text{ GeV}/c$ saturiert der Verlauf zu einem konstanten Wert zwischen ungefähr 0,4 und 0,7.

Da die η/π^0 -Verhältnisse überall unter eins liegen werden für alle Schwerpunktsenergien im gesamten p_T -Bereich mehr π^0 - als η -Mesonen gemessen. η -Mesonen haben eine höhere Ruhemasse als π^0 -Mesonen. Dadurch wird mehr Energie benötigt, um η -Mesonen zu erzeugen, wodurch die Produktionswahrscheinlichkeit sinkt. Aus dem ansteigenden Verlauf mit p_T lässt sich schließen, dass der Unterschied in der Teilchenproduktion im Bereich kleiner p_T am größten ist. In diesem Bereich liegt ein Großteil der Energie in der Masse des Teilchens. Daher ist der Einfluss der Masse auf die Produktionsrate des Teilchens höher, je geringer der Transversalimpuls ist, den es trägt. Im Bereich größerer p_T sinkt der Einfluss des Massenunterschieds auf die Anzahl der produzierten Mesonen, bis der Unterschied die Form des p_T -Spektren nicht mehr beeinflusst. So liegen die η/π^0 -Verhältnisse für $p_T \gtrsim 4 \text{ GeV}/c$ nur um einen konstanten Faktor von der eins verschoben vor. Hier werden absolut noch mehr π^0 - als η -Mesonen gebildet. Die p_T -Spektren verlaufen in diesem Bereich somit für π^0 - und η -Mesonen gleich mit p_T .

4.4 m_T -Skalierung

Zur weiterführenden Analyse der Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Teilchenmasse werden die p_T -Spektren mithilfe der m_T -Skalierung weitergehend untersucht.

Zur besseren Vergleichbarkeit sollen auch die m_T -Spektren parametrisiert werden. Die

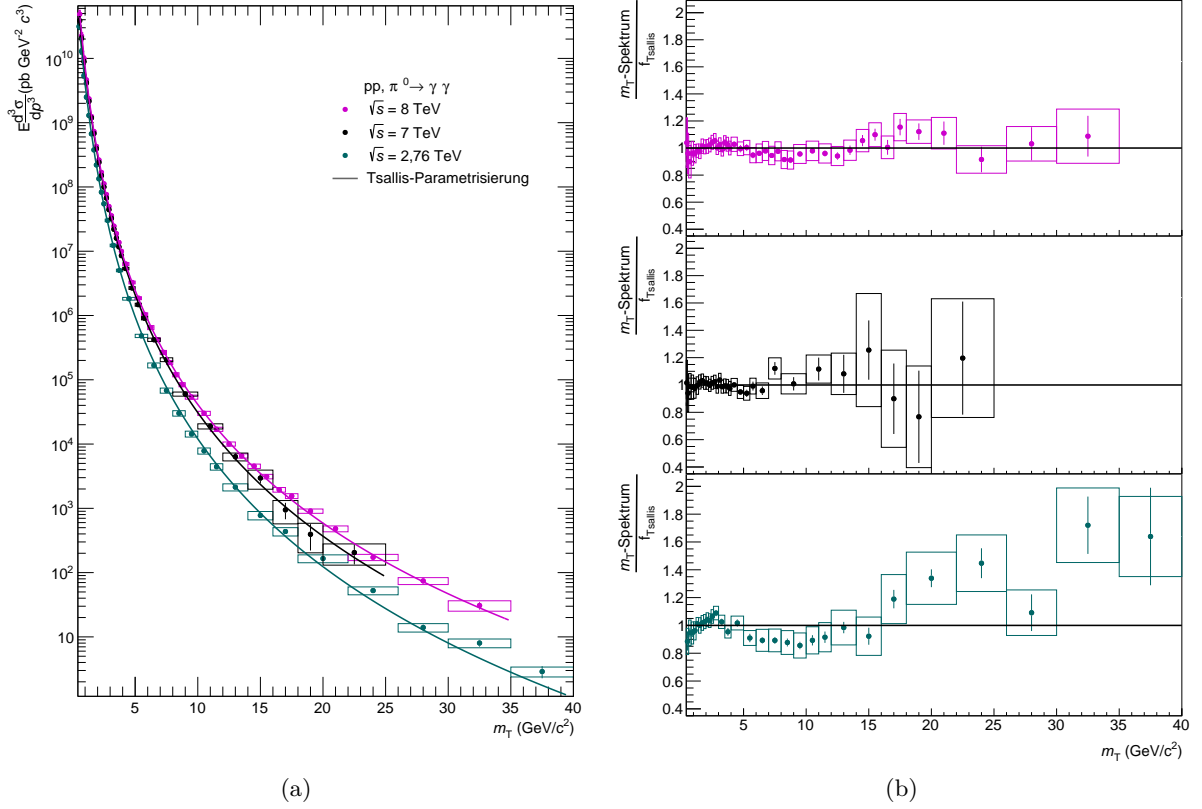


Abbildung 4.4: (a) m_T -Spektren von π^0 -Mesonen mit Tsallis-Parametrisierungen an die m_T -Spektren bei allen Schwerpunktsenergien. (b) Die Verhältnisse der Spektren und der jeweiligen Tsallis-Parametrisierungen an π^0 - m_T -Spektrum.

Tsallis-Funktion beschreibt auch m_T -Spektren. Abbildung 4.4(a) zeigt die m_T -Spektren von π^0 -Mesonen für verschiedene Schwerpunktsenergien. Die m_T -Spektren haben, wie die p_T -Spektren, einen abfallenden Verlauf mit m_T und sind in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie geordnet, wobei das m_T -Spektrum bei der größten Schwerpunktsenergie am höchsten liegt. Die Linien stellen die Parametrisierungen an die m_T -Spektren mit einer Tsallis-Funktion dar. Abbildung 4.4(b) zeigt die Verhältnisse der m_T -Spektren und den Parametrisierungen an diese. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen diese ungefähr mit eins überein, woraus sich schließen lässt, dass die Parametrisierungen die Daten beschreiben.

Abbildung 4.5(a) zeigt die m_T -Spektren von η -Mesonen für verschiedene Schwerpunktsenergien. Die m_T -Spektren haben auch für η -Mesonen einen abfallenden Verlauf mit m_T , und sind in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie geordnet, wobei das m_T -Spektrum mit der größten Schwerpunktsenergie am höchsten liegt. Die Linien stellen erneut die Parametrisierungen an die m_T -Spektren mit einer Tsallis-Funktion dar. Abbildung 4.4(b) zeigt auch hier die Verhältnisse der m_T -Spektren und den Parametrisierungen an diese. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen diese ungefähr mit eins überein, woraus sich schließen lässt, dass die Parametrisierungen auch die Daten der η -Mesonen beschreiben.

Um die Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Teilchensorte zu betrachten sollen die m_T -Spektren der verschiedenen Mesonen miteinander verglichen werden. Hierzu wird das Verhältnis der η - m_T -Spektren und der Tsallis-Parametrisierungen an das π^0 - m_T -Spektrum gebildet.

Abbildung 4.6 zeigt das Verhältnis der η - m_T -Spektren und der Parametrisierungen an die

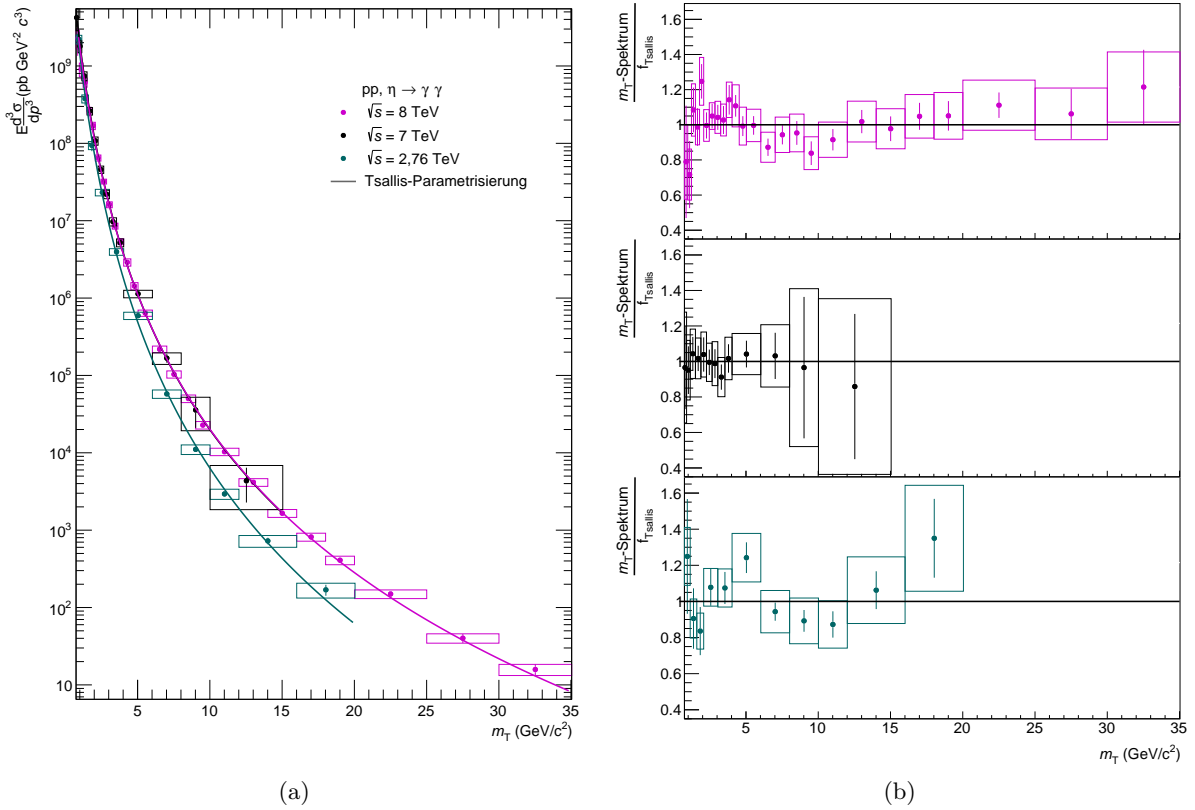


Abbildung 4.5: (a) m_T -Spektren von η -Mesonen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Tsallis-Parametrisierungen an jedes m_T -Spektrum (b) Verhältnisse der Spektren und der jeweiligen Tsallis-Parametrisierungen an η - m_T -Spektrum.

π^0 - m_T -Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Diese Verhältnisse werden hier als m_T - η/π^0 -Verhältnisse bezeichnet. Sie verlaufen zuerst steigend mit m_T und saturieren für $m_T \gtrsim 4$ GeV/ c zu einem konstanten Wert von ca. 0,4 bis 0,7 und liegen somit für alle m_T unter eins. Für die verschiedenen Schwerpunktsenergien liegen die η/π^0 -Verhältnisse innerhalb der Unsicherheiten aufeinander.

Auch in Abhängigkeit von m_T werden im gesamten p_T -Bereich absolut weniger η - als π^0 -Mesonen rekonstruiert, was sich dadurch zeigt, dass alle m_T - η/π^0 -Verhältnisse unter eins liegen. Wie zuvor beim p_T -abhängigen η/π^0 -Verhältnis weichen die m_T - η/π^0 -Verhältnisse für geringere m_T am meisten von eins ab. Wie in Abschnitt 1.2.2 wird ein konstantes m_T - η/π^0 -Verhältnis erwartet, was bedeuten würde, dass die p_T -Spektren den gleichen p_T -Verlauf haben. Diese Erwartung ist für $m_T \gtrsim 4$ GeV/ c erfüllt. In diesem Bereich haben die m_T -Spektren von π^0 - und η -Mesonen demnach den gleichen Verlauf mit m_T . Für kleinere m_T werden die Vorhersagen der Theorie nicht erfüllt. Die m_T -Skalierung gilt in diesem Bereich demnach nicht. Das m_T - η/π^0 -Verhältnis ist wie das η/π^0 -Verhältnis unabhängig von der Schwerpunktsenergie. Im Vergleich mit dem η/π^0 -Verhältnis in Abhängigkeit von p_T fällt nur für sehr kleine m_T ein Unterschied auf. Dort werden die p_T -Spektren der verschiedenen Mesonen näher zueinander skaliert. Aufgrund der relativ geringen Ruhemasse von π^0 und η -Mesonen macht die Ruhemasse einen sehr geringen Anteil der Gesamtenergie, die ein π^0 - oder η -Mesonen mit hohem Transversalimpuls trägt, aus. Der Verlauf des p_T -Spektrums mit p_T wird in diesem Bereich demnach nicht maßgeblich von der Ruhemasse eines leichten Mesons bestimmt. Somit ist das Ziel der m_T -Skalierung, ein konstantes η/π^0 -Verhältnis, bereits abhängig von p_T nahezu er-

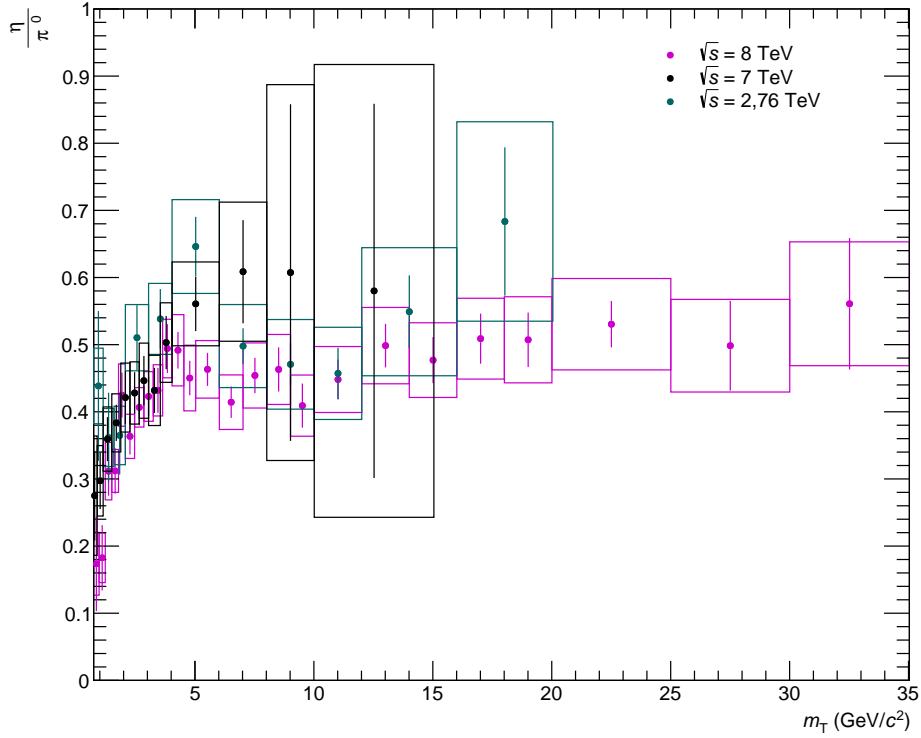


Abbildung 4.6: Verhältnis der m_T -Spektren von η -Mesonen und der Tsallis-Parametrisierungen an die π^0 - m_T -Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

reicht. Der Effekt der m_T -Skalierung ist demnach im Bereich größerer p_T nicht mehr erkennbar.

4.5 x_T -Skalierung

Um die x_T -Skalierung überprüfen zu können, werden zunächst unskalierten x_T -Spektren erstellt. Darauf folgend wird $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ bestimmt um die unskalierten x_T -Spektren zu skalieren.

4.5.1 Unskalierte x_T -Spektren

Abbildung 4.7(a) zeigt das p_T -Spektrum von π^0 -Mesonen abhängig von x_T in unterschiedlichen Farben für die verschiedenen Schwerpunktsenergien. Diese Spektren werden als unskalierte x_T -Spektren bezeichnet und weisen einen stark abfallenden Verlauf mit x_T , ähnlich dem der p_T -Spektren, auf. Die unskalierten x_T -Spektren weichen für die verschiedenen Schwerpunktsenergien stark voneinander ab. Im Vergleich zu den p_T -Spektren zeigt sich eine umgekehrte Ordnung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die umgekehrte Ordnung wird durch den antiproportionalen Zusammenhang zwischen x_T und \sqrt{s} nach Formel (1.4) bedingt.

Abbildung 4.7(b) zeigt die unskalierten x_T -Spektren von η -Mesonen. Es zeigen sich die gleichen Zusammenhänge wie für π^0 -Mesonen: Der Verlauf mit x_T ist ebenso abfallend, die Ordnung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Vergleich zu den p_T -Spektren ebenso umgekehrt.

Zur Skalierung der unskalierten x_T -Spektren wird, wie in Abschnitt 1.2.3 diskutiert, der

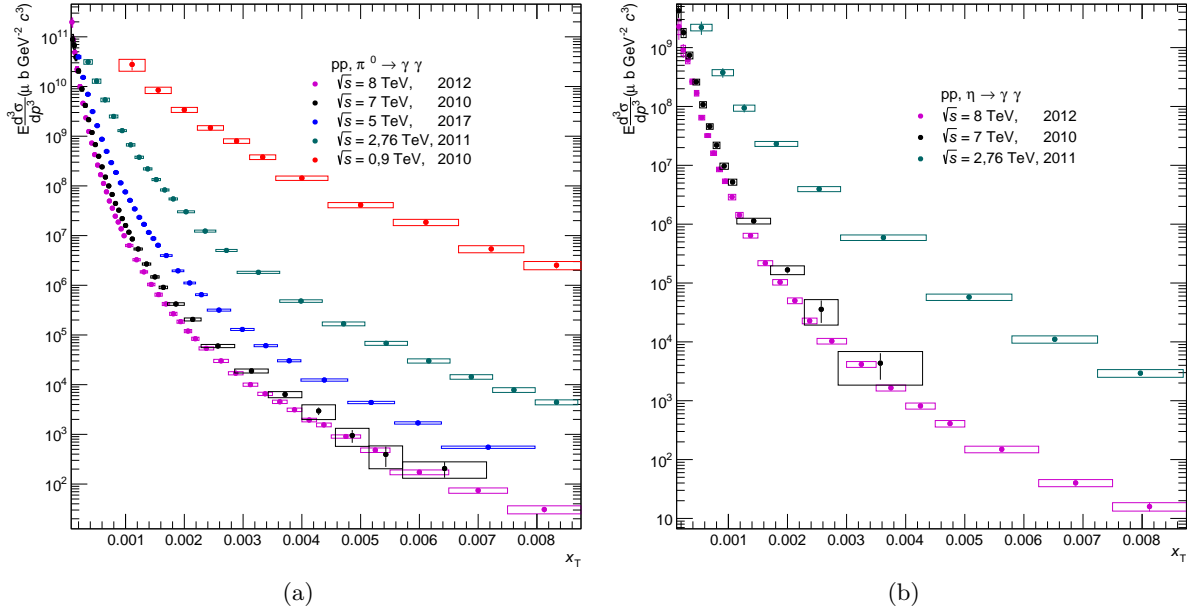


Abbildung 4.7: Die unskalierten x_T -Spektren bei verschiedenen Schwerpunktsenergien von (a) π^0 -Mesonen und (b) η -Mesonen.

effektive Index $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ benötigt.

4.5.2 Bestimmung des effektiven Index $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$

Im Folgenden wird der effektive Index $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ bestimmt. Dabei spielen neben dem effektiven Index selbst auch die Unsicherheiten auf diesen eine Rolle.

Die Berechnung von $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ erfolgt nach Formel (1.6). Dazu wird der Wert zweier unskalierter x_T -Spektren bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien und dem gleichen x_T benötigt. Die x_T -Intervalle der verwendeten Daten unterscheiden sich und die Datenpunkte liegen somit bei unterschiedlichen x_T . Daher wird, um die benötigten Werte zu erhalten, zwischen den Datenpunkten der unskalieren x_T -Spektren interpoliert. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten auf $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$, wird neben der Standardmethode zur Interpolation eine weitere variierte Methode zur Interpolation genutzt.

Abbildung 4.8(a) zeigt die Standardmethode zur Interpolation am Beispiel von zwei unskalieren x_T -Spektren bei $\sqrt{s}_1 = 2,76$ TeV und $\sqrt{s}_2 = 8$ TeV: Die unskalieren x_T -Spektren von η -Mesonen bei $\sqrt{s} = 2,76$ TeV in schwarz und bei $\sqrt{s} = 8$ TeV in blau werden mit Tsallis-Funktionen parametrisiert. Die Tsallis-Funktionen müssen dabei erneut modifiziert werden, um ein unskalieren x_T -Spektrum zu beschreiben. Die p_T -Abhängigkeit der Funktion $f_{Tsallis}(p_T)$ (Formel (4.1)) wird durch eine x_T -Abhängigkeit ersetzt, indem x_T nach Formel (1.4) nach p_T umgestellt in $f_{Tsallis}(x_T)$ eingesetzt wird:

$$f_{Tsallis_{unsk}}(x_T) = \frac{\sigma_{pp}}{2\pi} A \frac{C \cdot (n_1 - 1)(n_1 - 2)}{n_1 C [n_1 C + m(n_1 - 2)]} \left(1 + \frac{\sqrt{(\frac{x_T \sqrt{s}}{2})^2 + m^2} - m}{n_1 C} \right)^{-n_1} \quad (4.2)$$

Mit der Funktion $f_{Tsallis_{unsk}}(x_T)$, in der Abbildung als schwarze und blaue Linien dargestellt, werden die unskalieren x_T -Spektren lokal parametrisiert. Lokal bedeutet dabei, dass nicht

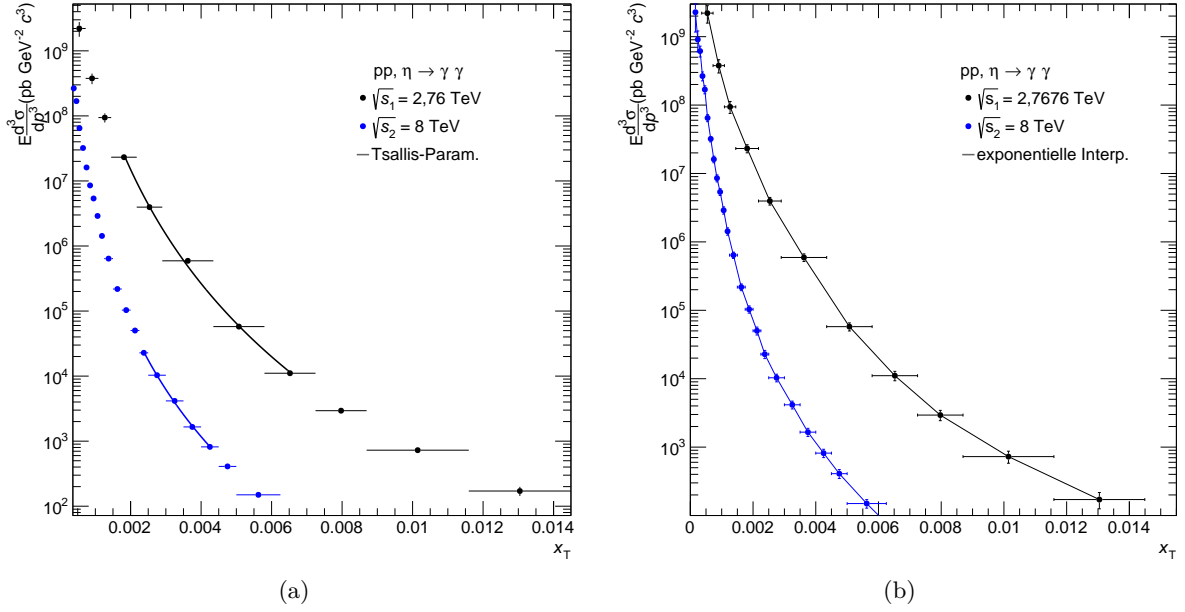


Abbildung 4.8: Unskalierten x_T -Spektren von η -Mesonen bei $\sqrt{s} = 2,76$ TeV in schwarz und bei $\sqrt{s} = 8$ TeV in blau. Interpolation zwischen den Datenpunkten mit (a) der primäre Methode mit Tsallis-Parametrisierungen an die unskalierten x_T -Spektren, (b) der variierten Methode mit exponentieller Interpolation zwischen den Datenpunkten.

der gesamte x_T -Bereich parametrisiert wird, sondern jeweils nur zwei Datenpunkte neben dem zu bestimmenden Wert bei einem bestimmten x_T . So kann die lokale Übereinstimmung von Daten und Parametrisierung verbessert werden.

Abbildung 4.7(b) zeigt die gleichen unskalierten x_T -Spektren, wie Abbildung 4.8(a). In diesem Fall wird jedoch die variierte Methode zur Interpolation gezeigt: Hier wird, als Linien dargestellt, exponentiell zwischen zwei benachbarten Punkten interpoliert.

Es wird davon ausgegangen, dass die Standardmethode zur Interpolation die Exaktere ist, da die Tsallis-Funktion $f_{Tsallis_{unsk}}(x_T)$ den Verlauf der unskalierten x_T -Spektren mit x_T beschreibt. Die variierte Methode zur Interpolation stellt jedoch eine gute Näherung dar und ist somit als Variation zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit geeignet. Die in Abbildung 4.7 beispielhaft gezeigten unskalierten x_T -Spektren mit der jeweiligen Interpolation werden zur Bestimmung unskalierten x_T -Spektren über den gesamten x_T -Bereich genutzt. Nach Formel 1.6 wird aus den Werten, die mit der Interpolation bestimmt wurden, nun $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ bestimmt. Als Ergebnis erhält man eine Funktion in Abhängigkeit von x_T . Dies wird für alle Kombinationen der Schwerpunktsenergien wiederholt. Somit ergibt sich für jede Kombination von Schwerpunktsenergien der effektiven Index $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$. Im annähernd konstanten Bereich bei $x_T \gtrsim 0,004$ wird $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ mit einer Konstante parametrisiert.

Abbildung 4.9(a) zeigt im oberen Teil diese $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ als Funktionen von x_T , wobei die unterschiedlichen Farben für die verschiedenen Kombinationen der Schwerpunktsenergie stehen. Außerdem wird die konstante Parametrisierung an alle $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ in schwarz gezeigt. Zur Bestimmung von $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ wird hier die Standardmethode zur Interpolation verwendet. Bis auf $n(x_T, \sqrt{s}_1 = 7 \text{ TeV}, \sqrt{s}_2 = 8 \text{ TeV})$ steigen alle Datenpunkte zuerst mit x_T an und verlaufen für $x_T \geq 0,004$ annähernd konstanten. $n(x_T, \sqrt{s}_1 = 7 \text{ TeV}, \sqrt{s}_2 = 8 \text{ TeV})$ folgt diesem Verlauf nicht und wird daher von den folgenden Analyseschritten ausgeschlossen, da es

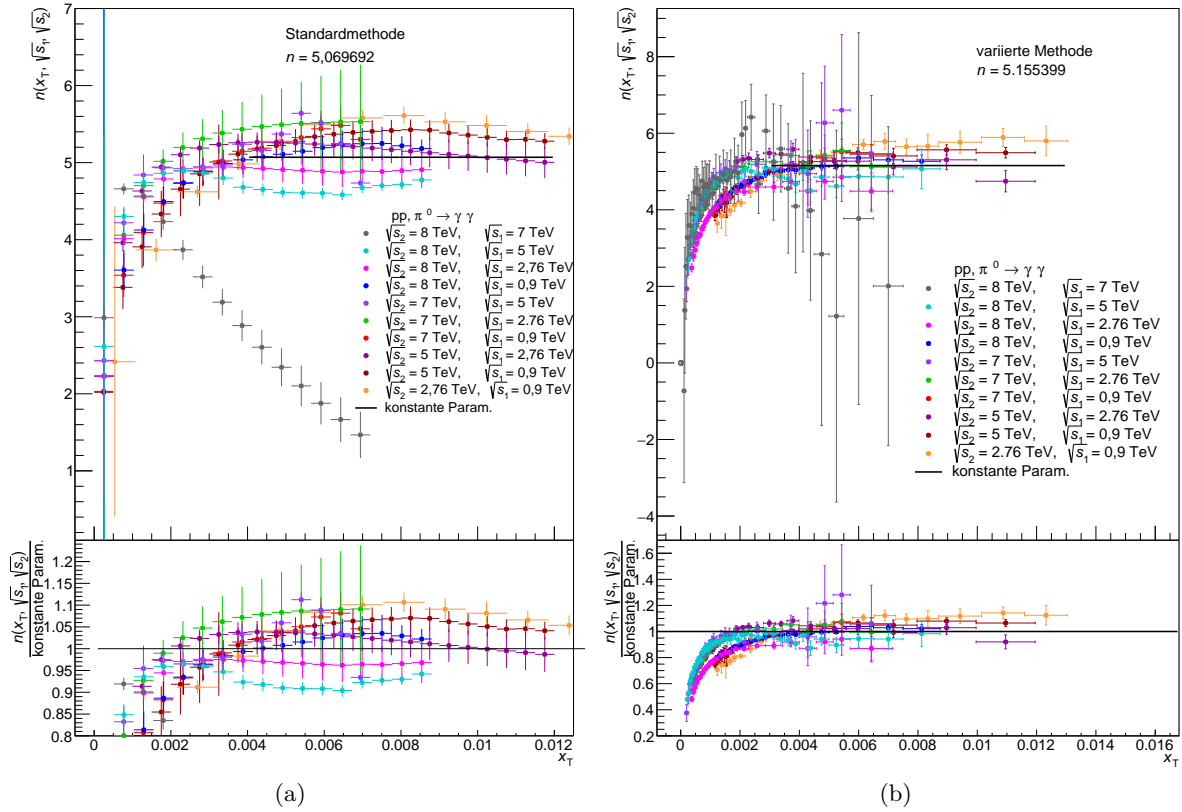


Abbildung 4.9: Effektiver Index $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ für verschiedene Kombinationen der Schwerpunktsenergie als Funktion von x_T , (a) mit der Standardmethode zur Interpolation, sowie (b) mit der variierten Methode zur Interpolation berechnet aus den unskalierten x_T -Spektren von π^0 -Mesonen. Konstanten Parametrisierung an $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ (oben). Die Verhältnisse der Funktionen und der Parametrisierung (unten)

die Vorgaben der x_T -Skalierung nicht erfüllt. Die angegebenen Unsicherheiten ergeben sich aus den Unsicherheiten der Parametrisierung, die in einem Konfidenzintervall, der $1\text{-}\sigma$ -Umgebung, leicht verändert wird und so Unsicherheiten aufweist.

Abbildung 4.9(a) zeigt im unteren Teil das Verhältnis von $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ und der konstanten Parametrisierung. Innerhalb der Unsicherheiten betragen die Abweichungen der Daten von der Parametrisierung maximal ungefähr 10%. Die Parametrisierung repräsentiert somit alle $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ mit ausreichender Genauigkeit.

Abbildung 4.9(b) zeigt im oberen Teil ebenfalls $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ als Funktion von x_T , sowie eine konstante Parametrisierung an alle $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$. Im Unterschied zu Abbildung 4.9(a) wurde hier die variierte Methode zur Interpolation verwendet. $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ zeigt hier einen ähnlichen Verlauf, wie für die Standardmethode zur Interpolation. Hier folgt $n(x_T, \sqrt{s_1} = 7 \text{ TeV}, \sqrt{s_2} = 8 \text{ TeV})$, das mit der Standardmethode zur Interpolation nicht dem erwarteten Verlauf folgt, diesem innerhalb der Unsicherheiten. Die Unsicherheiten sind allerdings sehr groß, was die Aussagekraft der Funktion erheblich mindert. Daher wird auch hier $n(x_T, \sqrt{s_1} = 7 \text{ TeV}, \sqrt{s_2} = 8 \text{ TeV})$ von der Parametrisierung, die wie zuvor im Parametrisierungsbereich $x_T \geq 0,004$ mit einer Konstante erfolgt, ausgeschlossen. Der untere Teil von Abbildung 4.9(b) zeigt das Verhältnis von $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ zu der Parametrisierung. Hier zeigen sich im Vergleich zur Standardmethode etwas größere Abweichung.

Abbildung 4.10(a) zeigt $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ in Abhängigkeit von x_T . Hier wurden $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$

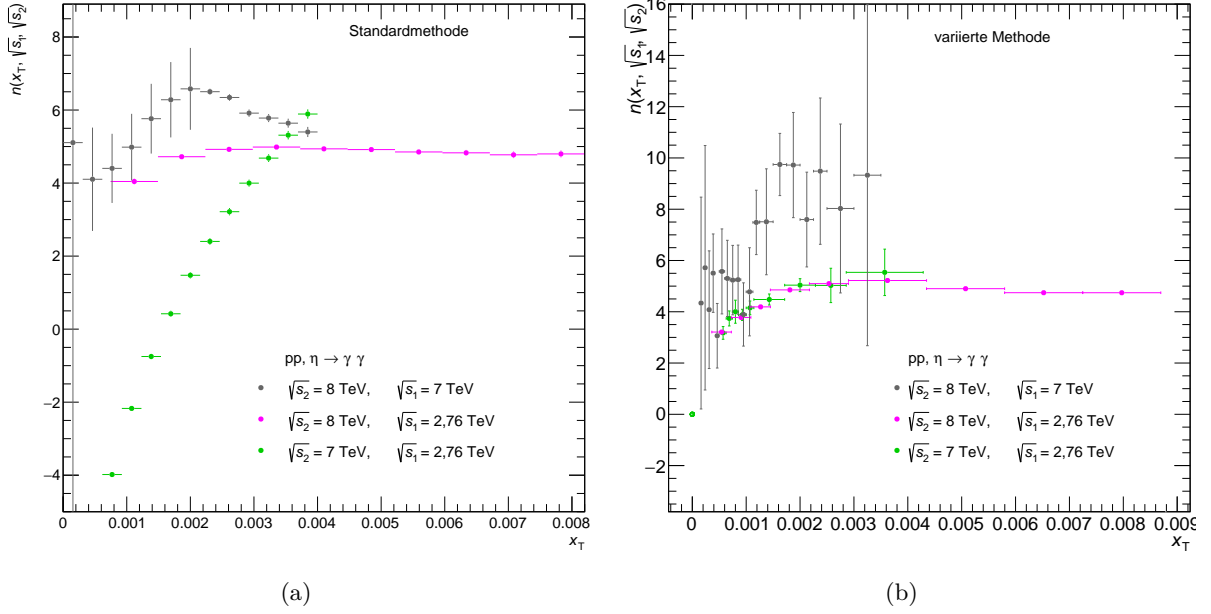


Abbildung 4.10: Der effektive Index $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ für verschiedene Kombinationen der Schwerpunktsenergie als Funktion von x_T , (a) mit der Standardmethode zur Interpolation, sowie (b) mit der variierten Methode zur Interpolation berechnet aus den unskalierten x_T -Spektren von η -Mesonen.

aus unskalierten η - x_T -Spektren mit der Standardmethode zur Interpolation bestimmt. Die Farben stehen erneut für verschiedene Kombinationen von Schwerpunktsenergien. Die Funktionen folgen dem erwarteten saturierenden Verlauf mit x_T .

Abbildung 4.10(b) zeigt $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ bestimmt aus unskalierten η - x_T -Spektren mit der variierten Methode zur Interpolation. Im Vergleich zu den anderen Funktionen liegt $n(x_T, \sqrt{s_1} = 7 \text{ TeV}, \sqrt{s_2} = 8 \text{ TeV})$ wesentlich höher. Zusätzlich sind die Unsicherheiten dieser Datenpunkte so groß, dass die Aussagekraft auch hier gemindert wird.

Da für η -Mesonen nur drei Datensätze zur Verfügung stehen, können nur drei $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ bestimmt werden. Dabei haben $n(x_T, \sqrt{s_1} = 2,76 \text{ TeV}, \sqrt{s_2} = 8 \text{ TeV})$ und $n(x_T, \sqrt{s_1} = 7 \text{ TeV}, \sqrt{s_2} = 8 \text{ TeV})$ eine sehr geringe x_T -Reichweite und saturieren somit nicht. Daher kann n aus den unskalierten η - x_T -Spektren nicht ausreichend genau bestimmt werden.

Der effektive Index n hängt nicht von der Teilchensorte ab. Daher kann der effektive Index, der aus den unskalierten x_T -Spektren der π^0 -Mesonen bestimmt wurde, auch zur Skalierung der η - x_T -Spektren genutzt werden.

Im folgenden werden die Unsicherheiten auf den effektiven Index ermittelt. Die statistische Unsicherheit Δn_{stat} ergibt sich aus den Unsicherheiten der konstanten Parametrisierung. Zur Bestimmung dieser Unsicherheiten wird die Parametrisierung in einem Konfidenzintervall von $\pm 68,72\%$, also der $1\text{-}\sigma$ -Umgebung der parametrisierten Datenpunkte, variiert. Aus der Abweichung des Parameters ergibt sich die Unsicherheit auf diesen. Man erhält:

$$\Delta n_{stat} = 0,0124334$$

Die systematische Unsicherheit resultiert aus der Methode zur Bestimmung des effektiven Index n . Durch Variationen dieser Methode kann die systematische Unsicherheit bestimmt werden. Es werden zwei Variationen verwendet. Die Unsicherheit, die die jeweilige Variation

Quelle der Unsicherheit	Standard	Variation	Abweichung	Unsicherheit
Interpolation	Tsallis-Param.	exponentielle Interpolation	0,085707	0,085707
Parametrisierungsbereich	$x_T \geq 0,004$	$x_T \geq 0,005$ $x_T \geq 0,003$	0,0124334 0,0130195	0,0127265

Tabelle 4.4: Übersicht über die systematischen Unsicherheiten auf n für die verschiedenen Variationen.

verursacht ergibt sich aus der Differenz des Standardwertes und des variierten Wertes. Wie bereits erwähnt wird zum einen die Interpolation zwischen den Datenpunkten der unskalierten x_T -Spektren variiert, woraus die systematische Unsicherheit $\Delta n_{sys,I}$ entsteht. Diese ergibt sich mit der Differenz des Wertes der Standardmethode zu Interpolation $n_{SI} = 5,069692$ und dem Wert der variierten Methode zur Interpolation $n_{VI} = 5,152355$ zu:

$$\Delta n_{sys,I} = 0,085707$$

Zusätzlich wird der Parametrisierungsbereich von der konstanten Parametrisierung an $n(x_T, \sqrt{s}_1, \sqrt{s}_2)$ variiert. Die Unsicherheit die durch Verkleinern des Parametrisierungsbereichs ($x_T \geq 0,005$) entsteht wird als $\Delta n_{sys,F1}$, die Unsicherheit die durch Vergrößern des Parametrisierungsbereichs ($x_T \geq 0,003$) entsteht als $\Delta n_{sys,F2}$ bezeichnet. Mit den variierten Parametrisierungsbereichen ergibt sich $n_{sys,F1} = 5,08213$ und $n_{sys,F2} = 5,05667$. Der Mittelwert von $\Delta n_{sys,F1}$ und $\Delta n_{sys,F2}$ ergibt die gesamte systematische Unsicherheit, verursacht durch den Parametrisierungsbereich, die als $\Delta n_{sys,F}$ bezeichnet wird.

$$\Delta n_{sys,F} = 0,0127265$$

Die gesamte systematische Unsicherheit ergibt sich quadratisch addiert aus $\Delta n_{sys,F}$ und $\Delta n_{sys,M}$ zu:

$$\Delta n_{sys} = \sqrt{\Delta n_{sys,I}^2 + \Delta n_{sys,F}^2} = 0,0866467$$

Tabelle 4.4 fasst die systematischen Unsicherheiten verursacht durch die verschiedenen Variationen zusammen.

Für den effektiven Index n berechnet aus unskalierten π^0 - x_T -Spektren ergibt sich somit:

$$n = 5,069692 \pm 0,086647(sys) \pm 0,013533(stat)$$

4.5.3 Skalierte x_T -Spektren

Die skalierten x_T -Spektren ergeben sich aus der Skalierung der unskalierten x_T -Spektren mit dem Faktor \sqrt{s}^n . Laut den Vorhersagen der pQCD sollten x_T -skalierte Spektren einer Teilchensorte für alle Schwerpunktsenergien im Gültigkeitsbereich der x_T -Skalierung miteinander übereinstimmen, wie in Abschnitt 1.2.3 diskutiert. Dieser Gültigkeitsbereich ergibt sich aus dem Parametrisierungsbereich bei der Bestimmung des effektiven Index n . Wie in Abschnitt 4.5.2 diskutiert, liegt dieser bei $x_T \geq 0,004$. Die systematischen und statistischen Unsicherheiten auf die skalierten x_T -Spektren resultieren aus den Unsicherheiten der unskalierten x_T -Spektren, sowie den Unsicherheiten auf n . Mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung werden

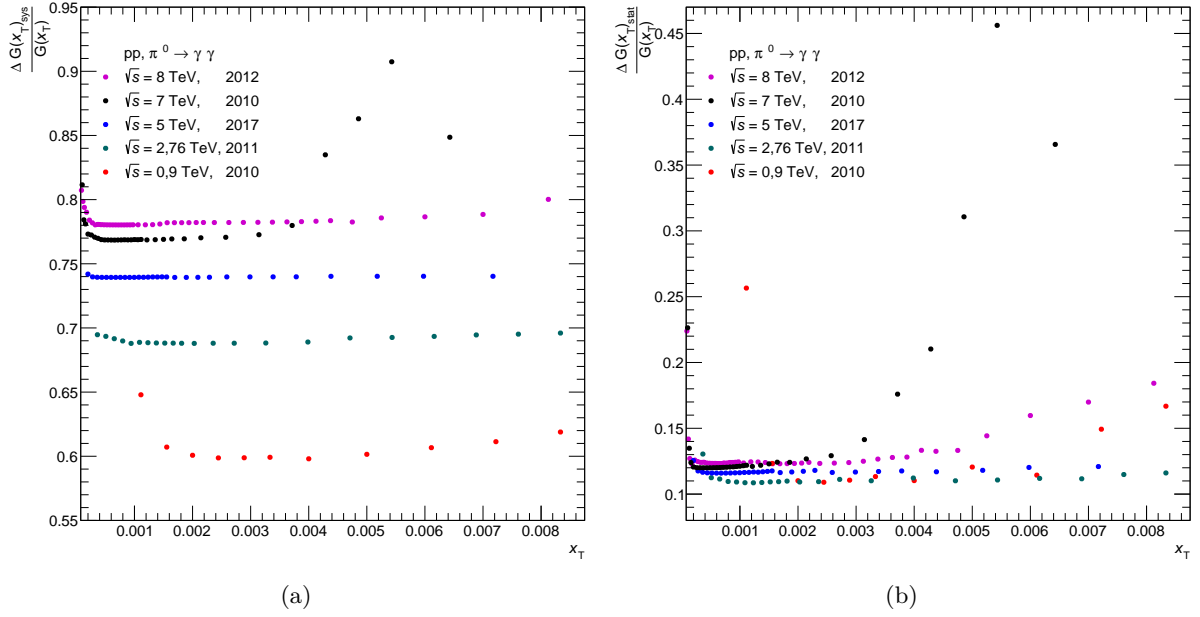


Abbildung 4.11: (a) Systematische und (b) statistische Unsicherheiten der x_T -Spektren von π^0 -Mesonen mit verschiedenen Farben für die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

Schwerpunktsenergie	systematische Unsicherheit	statistische Unsicherheit
$\sqrt{s} = 0,9$ TeV	58,9407%	9,2057%
$\sqrt{s} = 2,76$ TeV	68,6503%	10,7222%
$\sqrt{s} = 5,02$ TeV	73,8335%	11,5317%
$\sqrt{s} = 7$ TeV	76,7144%	11,9817%
$\sqrt{s} = 8$ TeV	77,8714%	12,1624%

Tabelle 4.5: Übersicht über den Beitrag der relativen systematischen und statistischen Unsicherheiten, der durch n verursacht wird.

diese Unsicherheiten wie folgt fortgepflanzt:

$$\Delta G_{x_T}(x_T) = \sqrt{\left(\sqrt{s}^n \cdot \ln(\sqrt{s}) \cdot S(x_T) \cdot \Delta n\right)^2 + \left(\sqrt{s}^n \Delta S(x_T)\right)^2} \quad (4.3)$$

Dabei entspricht $S(x_T)$ dem unskalierten x_T -Spektrum, $\Delta S(x_T)$ der Unsicherheit auf das unskalierte x_T -Spektrum und Δn der Unsicherheit auf n . Aus dieser Berechnung ergeben sich die Unsicherheiten auf das skalierte x_T -Spektrum für alle betrachteten x_T .

In Abbildung 4.11(a) werden die relativen systematischen Unsicherheiten der skalierten x_T -Spektren, von π^0 -Mesonen gezeigt. Eine Abstufung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie wird deutlich, wobei das skalierte x_T -Spektrum mit der größten Schwerpunktsenergie die größte Unsicherheit aufweist. Diese Abstufung folgt aus dem Beitrag der systematischen Unsicherheit auf n , die mit $\ln(\sqrt{s}) \cdot \sqrt{s}^n$ skaliert. Die Ausnahme dieser Abstufung besteht in den systematischen Unsicherheiten des skalierten x_T -Spektrums bei $\sqrt{s} = 7$ TeV. Diese steigen für $x_T > 0,003$ stark an. Diese Abweichung zeigt sich bereits in den p_T -Spektren. Durch die unterschiedlichen Methoden, die zur Rekonstruktion der p_T -Spektren genutzt werden, können Unterschiede in den Unsicherheiten der p_T -Spektren und somit auch in den skalierten x_T -Spektren entstehen. Tabelle 4.5 fasst den Beitrag der relativen systematischen und statistischen Unsicherheiten, der durch die Bestimmung von n entsteht zusammen. Dieser

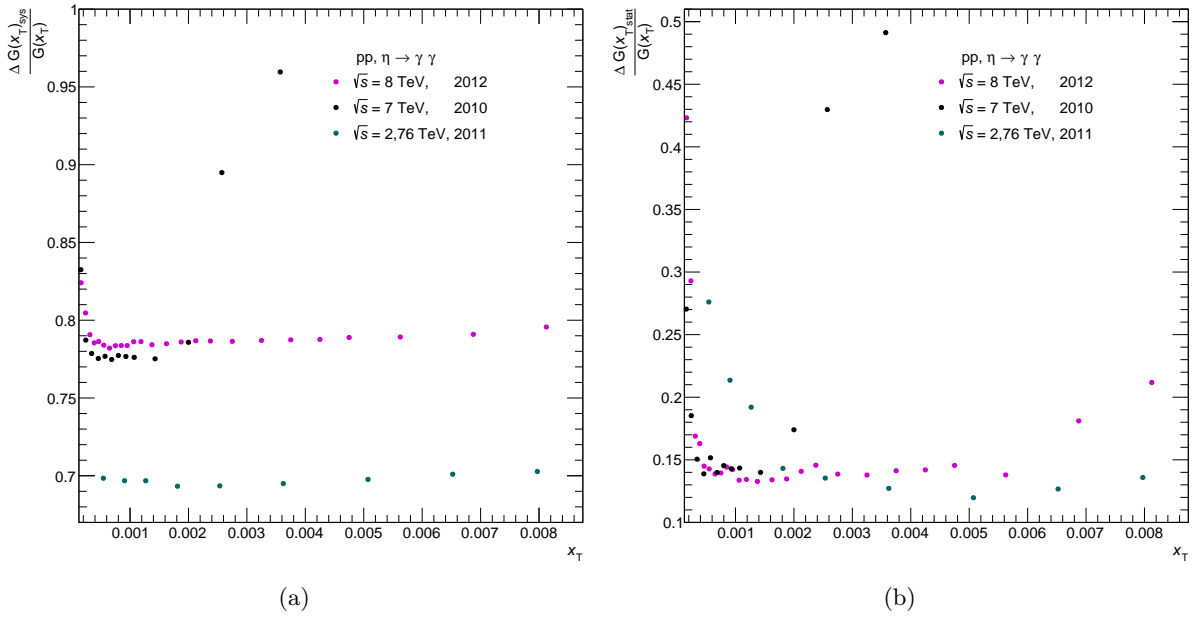


Abbildung 4.12: (a) Systematische und (b) statistische Unsicherheiten der x_T -Spektren von η -Mesonen mit verschiedenen Farben für die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

besteht in einem für alle x_T konstanten Beitrag. Auch hier zeigt sich die bereits diskutierte Abstufung in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. Mit Werten zwischen 58,9407% und 77,8714% dominiert der durch n verursachte Beitrag gegenüber dem Beitrag, der durch die Unsicherheiten des p_T -Spektrums verursacht wird.

Abbildung 4.11(b) zeigt die relativen statistischen Unsicherheiten der skalierten x_T -Spektren von π^0 -Mesonen. Obwohl sich eine Abstufung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie in Tabelle 4.5 zeigt, so ist diese in der Abbildung nicht eindeutig sichtbar, da der durch n verursachte Teil der statistischen Unsicherheiten mit 9,2057% bis 12,1624% nicht eindeutig dominiert. Auch hier steigt die statistische Unsicherheit des skalierten x_T -Spektrums bei $\sqrt{s} = 7$ TeV im Bereich höherer x_T .

Abbildung 4.12(a) zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten der skalierten x_T -Spektren von η -Mesonen. Wie bei den systematischen Unsicherheiten der skalierten π^0 - x_T -Spektren kann eine Abstufung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie beobachtet werden. Diese Abstufung war zu erwarten, da das gleiche n mit den gleichen Unsicherheiten zur Skalierung genutzt wird. Somit gilt Tabelle 4.5 auch für η -Mesonen.

Abbildung 4.12(b) zeigt die relativen statistischen Unsicherheiten der skalierten x_T -Spektren von η -Mesonen. Diese zeigen keine klare Abstufung, da diese nicht eindeutig von den statistischen Unsicherheiten auf n dominiert werden. Sowohl die statistischen, als auch die systematischen Unsicherheiten der skalierten x_T -Spektren der η -Mesonen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV steigen bei $x_T > 0,002$ ebenfalls an. Auch hier bedingen die größeren Unsicherheiten des p_T -Spektrums bei $\sqrt{s} = 7$ TeV diesen Anstieg.

Für beide Teilchensorten fällt auf, dass die systematischen Unsicherheiten der unskalierten x_T -Spektren gegenüber den statistischen dominieren. Geringere systematische Unsicherheit auf die skalierten x_T -Spektren können erreicht werden, wenn die systematische Unsicherheit auf n verringert werden. Hierzu wird eine genauere Methode zur Bestimmung von n benötigt. Dies wäre beispielsweise mithilfe zusätzlicher Spektren bei anderen Schwerpunktsenergien

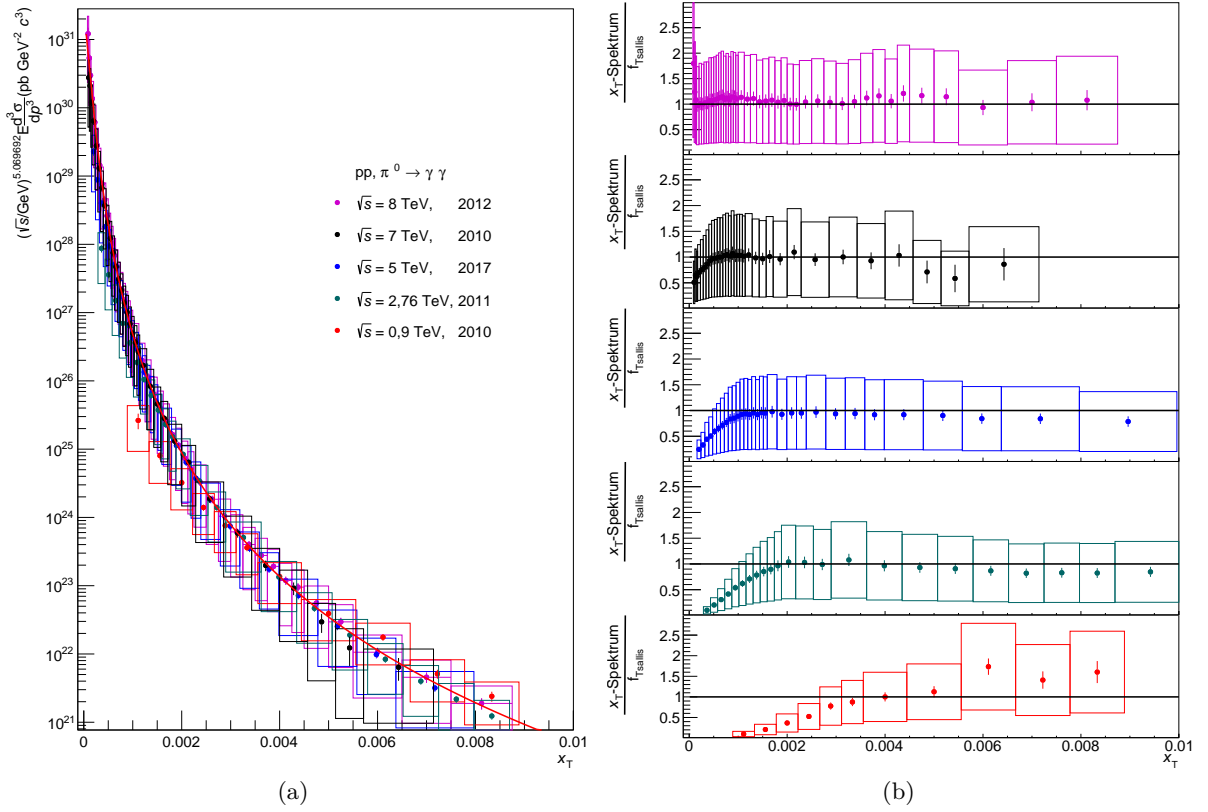


Abbildung 4.13: (a) Skalierte x_T -Spektren von π^0 -Mesonen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien. Modifizierte Tsallis-Parametrisierung an alle skalierten x_T -Spektren. (b) Verhältnisse der skalierten x_T -Spektren und der Tsallis-Parametrisierung.

möglich. Weiterhin würden p_T -Spektren mit geringeren Unsicherheiten als Ausgangspunkt kleinere Unsicherheiten der skalierten x_T -Spektren zum Ergebnis haben.

Abbildung 4.13(a) zeigt die skalierten x_T -Spektren von π^0 -Mesonen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien in verschiedenen Farben. Alle skalierten x_T -Spektren werden mit einer Tsallis-Parametrisierung, als rote Linie dargestellt, parametrisiert. Die Tsallis-Funktion muss erneut modifiziert werden, um die skalierten x_T -Spektren zu beschreiben. Dabei handelt es sich um eine modifizierte Tsallis-Funktion mit dem Skalierungsfaktor \sqrt{s}^n multipliziert wird:

$$\begin{aligned}
 f_{Tsallis_{sk}}(x_T) &= \sqrt{s}^n \cdot E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \\
 &= (\sqrt{s}/\text{GeV})^n \cdot \frac{\sigma_{pp}}{2\pi} A \frac{C \cdot (n_1 - 1)(n_1 - 2)}{n_1 C [n_1 C + m(n_1 - 2)]} \left(1 + \frac{\sqrt{(\frac{2}{x_T \sqrt{s}})^2 + m^2} - m}{n_1 C} \right)^{-n_1}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Abbildung 4.13(b) zeigt die Verhältnisse der skalierten x_T -Spektren bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien und der Parametrisierung mit $f_{Tsallis_{sk}}(x_T)$. Die Spektren stimmen innerhalb ihrer Unsicherheiten für $x_T \geq 0,004$, mit eins überein, was bedeutet dass die skalierten π^0 - x_T -Spektren für alle Schwerpunktsenergien aufeinander liegen. Somit gilt die x_T -Skalierung in diesem Bereich. Die Aussage, dass die Teilchenproduktion von x_T abhängt konnte somit bestätigt werden. Weiterhin folgt aus der Abbildung, dass mit der Funktion $f_{Tsallis_{sk}}(x_T)$ skalierte x_T -Spektren von π^0 -Mesonen beschreiben werden können.

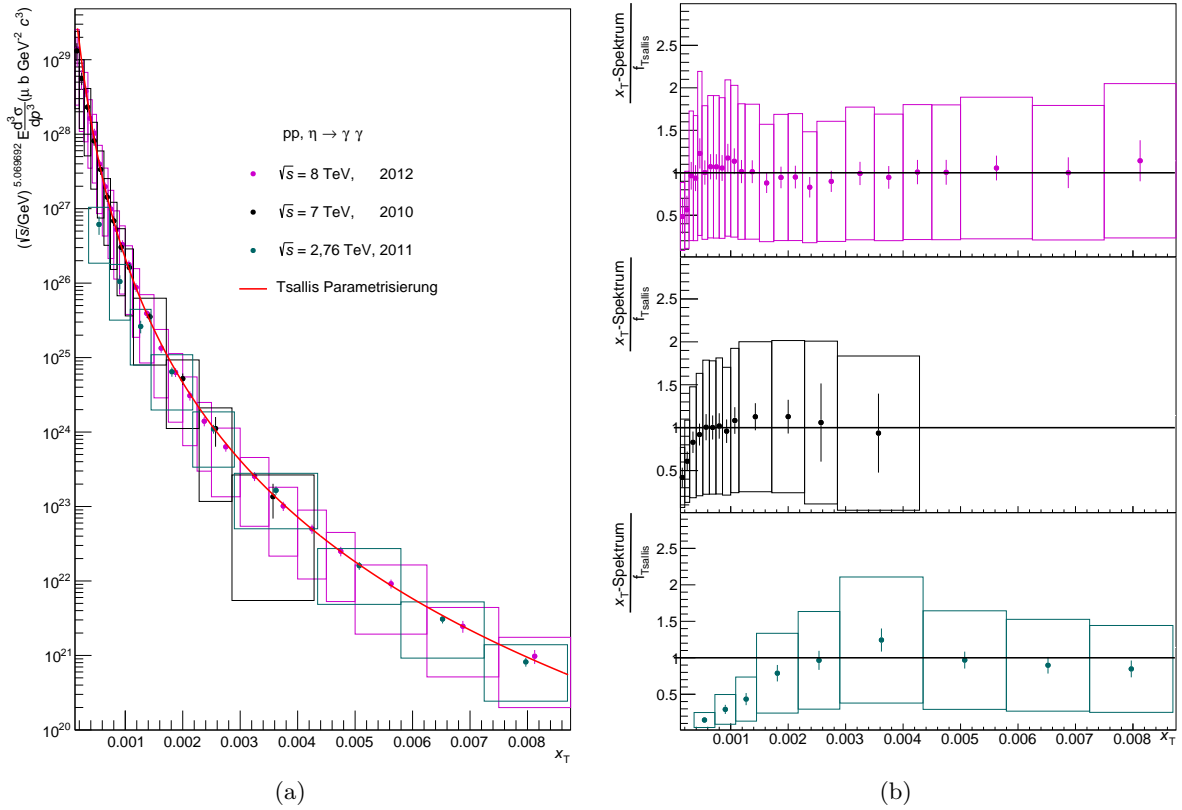


Abbildung 4.14: (a) Skalierte x_T -Spektren von η -Mesonen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien. Modifizierte Tsallis-Parametrisierung an alle x_T -Spektren (b) Verhältnisse der skalierten x_T -Spektren und der Parametrisierung

Abbildung 4.14(a) zeigt die skalierten x_T -Spektren von η -Mesonen der verschiedenen Schwerpunktsenergien. Auch hier werden die verschiedenen Schwerpunktsenergien durch unterschiedliche Farben dargestellt. Alle skalierten x_T -Spektren werden mit einer Tsallis-Funktion $f_{Tsallis_{sk}}(x_T)$, als rote Linie dargestellt, parametrisiert.

Abbildung 4.14(b) zeigt das Verhältnis der skalierten x_T -Spektren und dieser Parametrisierung. Innerhalb der Grenzen der Unsicherheiten stimmen die Verhältnisse für $x_T \geq 0,004$ mit eins überein. Daraus lässt sich schließen, dass die skalierten η - x_T -Spektren für alle Schwerpunktsenergien miteinander übereinstimmen und die x_T -Skalierung in diesem Bereich auch für η -Mesonen erfüllt ist. Die Funktion $f_{Tsallis_{sk}}(x_T)$ beschreibt auch skalierte x_T -Spektren von η -Mesonen.

Um weitere und genauere Aussagen treffen zu können, müssen die Unsicherheiten der verwendeten Methoden, sowie des Ergebnisses verringert werden. Dieses Ziel kann durch das Verbessern der p_T -Spektren als Ausgangspunkt der Analyse, sowie durch das Verwenden einer größeren Menge Daten erreicht werden.

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden p_T -Spektren von π^0 - und η -Mesonen aus Proton-Proton-Kollisionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien untersucht, die mit dem ALICE-Experiment und dem PHENIX-Experiment gemessen wurden. Die Rekonstruktion der π^0 - und η -Mesonen erfolgte aus der Messung ihrer Zerfallsphotonen.

In der Analyse dieser p_T -Spektren werden aus Verlauf und Betrag Rückschlüsse auf die Prozesse der Teilchenproduktion in den Kollisionen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien gezogen. Dabei zeigt sich für π^0 - und η -Mesonen, dass die Teilchenproduktion mit zunehmendem p_T abnimmt. Zur besseren Vergleichbarkeit werden die p_T -Spektren parametrisiert und die Verhältnisse zu den Parametrisierungen gebildet. Hierfür wird eine Tsallis-Funktion verwendet. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Schwerpunktsenergie im gesamten p_T -Bereich mehr Teilchen produziert werden. Weiterhin werden die p_T -Spektren mit zunehmender Schwerpunktsenergie härter, es werden also verhältnismäßig mehr Teilchen bei hohem p_T produziert.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Teilchensorte wird das η/π^0 -Verhältnis betrachtet. Dieses zeigt, dass mehr π^0 - als η -Mesonen produziert werden, wobei der Unterschied im Bereich kleiner p_T am größten ist. Für $p_T \gtrsim 4 \text{ GeV}/c$ ist der Faktor zwischen den produzierten π^0 - und η -Mesonen annähernd konstant und liegt bei ungefähr 0,4 bis 0,7. Dieser Zusammenhang ist dabei unabhängig von der Schwerpunktsenergie. Mit der m_T -Skalierung sollen darüber hinaus mehr Informationen über die Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Teilchenmasse gewonnen werden. Dabei zeigt sich, dass die m_T -Skalierung für die leichten π^0 - und η -Mesonen mit einem geringen Massenunterschied keinen signifikanten Einfluss hat.

Zur genaueren Untersuchung der Abhängigkeit der p_T -Spektren von der Schwerpunktsenergie werden die x_T -Spektren skaliert und untersucht. Aus den unskalierten x_T -Spektren wird der effektive Index n bestimmt. Mit verschiedenen Variationen wird die systematische Unsicherheit auf n bestimmt. Dieser effektive Index stimmt mit vorigen Messungen überein und ermöglicht die Überprüfung von Vorhersagen der pQCD über die effektive der Anzahl von Partonen, die an der Kollision teilnehmen. Es ergibt sich $n = 5,069692 \pm 0,086647(\text{sys}) \pm 0,013533(\text{stat})$. Mit dem effektiven Index können die x_T -Spektren skaliert werden. Die skalierten x_T -Spektren einer Teilchensorte stimmen für $x_T \geq 0,004$ für alle Schwerpunktsenergien überein. Somit wurde die Gültigkeit der x_T -Skalierung bestätigt.

Abkürzungsverzeichnis

CERN	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
ATLAS	<i>A Toroidal LHC Apparatus</i>
CMS	<i>Compact Muon Solenoid</i>
LHCb	<i>Large Hadron Collider beauty</i>
ALICE	<i>A Large Ion Collider Experiment</i>
ITS	<i>Inner Tracking System</i>
TPC	<i>Time Projection Chamber</i>
PHOS	<i>PHOTON Spectrometer</i>
EMCal	<i>ElectroMagnetic CALorimeter</i>
DCal	<i>Di-Jet CALorimeter</i>
PCM	<i>Photon Conversion Method</i>
QGP	<i>Quark-Gluon-Plasma</i>
PHENIX	<i>Pioneering High Energy Nuclear Interactions eXperiment</i>
RHIC	<i>Relativistic Heavy Ion Collider</i>
QCD	QuantenChromoDynamik
QGP	Quark-Gluon-Plasma
pQCD	perturbative QuantenChromoDynamik
STAR	Solenoidal Tracker At RHIC

Literaturverzeichnis

- [CER18] CERN Homepage, Informationen über CERN und die Experimente,
<https://home.cern/topics/large-hadron-collider>,
<https://home.cern/about/updates/2013/04/alice-upgrade-work-begins>,
<https://home.cern/news/news/accelerators/lhc-report-run-1-final-flurry>,
<https://home.cern/news/news/accelerators/lhc-report-final-days-run-2>
(letzter Abruf: 28.11.2018).
- [LHC18] CERN Homepage, The Large Hadron Collider,
<https://home.cern/topics/large-hadron-collider>,
(letzter Abruf: 26.09.2018).
- [ALI18] ALICE Homepage, Das ALICE-Experiment,
<http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2Experiment-en.html>,
http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2__TPC.html
(letzter Abruf jeweils: 26.09.2018).
- [ALI10] ALICE Collaboration, *The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events*, 2010, arXiv:1001.1950 [physics.ins-det].
- [CFa11] C. Fabjan, J. Schukraft for the ALICE Collaboration, *The story of ALICE: Building the dedicated heavy ion detector at LHC*, 2011, arXiv:1101.1257 [physics.ins-det].
- [ALI14] ALICE Collaboration, *Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC*, 2014, arXiv:1402.4476 [nucl-ex].
- [KAa08] K. Aamondt, et al. [ALICE Collaboration], *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002, 2008.
- [GDe99] G. Dellacasa, et al. [ALICE Collaboration], *Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*, CERN, 1999, CERN/LHCC 99-4.
- [JA110] J. Allen, et al. [ALICE Collaboration], *ALICE DCal: An Addendum to the EM-Cal Technical Design Report: Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE*, CERN, 2010, CERN-LHCC-2010-011.
- [PCo08] P. Cortese, et al. [ALICE Collaboration], *ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*, CERN, 2008, CERN-LHCC-2008-014.

- [SAc18] S. Acharya, et al. [ALICE Collaboration], *π^0 and η meson production in proton-proton collisions at $s = 8$ TeV*, CERN, 2018, arXiv:1708.08745 [hep-ex] CERN-EP-2017-216.
- [FP116] F. Pliquett, *Messung von η -Mesonen in p-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 5,02$ TeV mit dem ALICE-PHOS-Kalorimeter*, Frankfurt, 2016
- [BAb17] B. Abelev, et al. [ALICE Collaboration], *Neutral pion and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CERN, 2017, arXiv: 1205.5724v2 [hep-ex].
- [SAc17] S. Acharya, et al. [ALICE Collaboration], *Production of π^0 and η mesons up to high transverse momentum in pp collisions at $s = 2.76$ TeV*, CERN, 2017, arXiv:1702.00917 [hep-ex], Eur. Phys. J. C (2017) 77: 339.
- [DSe18] D. Sekihata, et al. [ALICE Collaboration], *Measurement of neutral mesons in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with the PHOS detector*, CERN, 2018, ALICE-ANA-2017-xxx.
- [NSc17] N. Schmidt, et al. [ALICE Collaboration], *Analysis Note: 4 Neutral meson measurements with EMCal-EMCal and PCM-EMCal in ALICE in pp collisions at $\sqrt{s} = 5$ TeV*, CERN, 2017, ALICE-ANA-4296.
- [PDG14] K. A. Olive et al. [Particle Data Group], *Particle Physics Booklet*, 2014, Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [HBü17] H. Büsching, *Vorlesungsskript Kerne und Teilchen 1, Die Quarkstruktur der Materie*, Goethe-Universität Frankfurt, Wintersemester 2017/2018.
- [PBi11] P. Bicudo et al. [PoS BORMIO2011], *The Chiral crossover, static-light and light-light meson spectra, and the deconfinement crossover*, 2011, arXiv: 1105.0063 [hep-ph]
- [SSa03] S. S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], *Midrapidity Neutral-Pion Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, RHIC, 2003, PhysRevLett.91.241803
- [LMa15] L. Marques et al., *Description of High-Energy pp Collisions Using Tsallis Thermodynamics: Transverse Momentum and Rapidity Distributions*, Sao Paulo, 2015, arXiv:1501.00953v1 [hep-ph]
- [JRa13] J. Rak, M.J. Tannenbaum, *High p_T Physics in the Heavy Ion Era*, Cambridge University Press, New York, 2013
- [RWi18] R. Witt et al. [STAR Collaboration], *$\langle p_T \rangle$ systematics and m_T -scaling*, Universität Bern, 2018, arXiv:0403021 [nucl-ex]
- [SAd03] S.S. Adler et al. [PHENIX Collaboration], *High p_T charged hadron suppression in Au + Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*, RHIC, 2003, arXiv:0308006 [nucl-ex]

Danksagung

In erster Linie möchte ich Professor Henner Büsching danken, dass er mir diese Arbeit ermöglicht hat und dabei immer für Fragen offen war.

Für die Betreuung meiner Arbeit möchte ich besonders Andrea Hornung danken. Sie war immer mit einem offenen Ohr für mich da und hat mir den Einstieg in das Programmieren und die Thematik so erleichtert. Besonders für die aufwendigen Korrekturen meiner Arbeit bin ich dankbar.

Weiterhin möchte ich Fabian Pliquet danken. Einerseits für die Zweitkorrektur dieser Arbeit, andererseits für die Tipps und Ratschläge während der gesamten Erarbeitungszeit.

Bei der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich mich für stetige Hilfsbereitschaft und die angenehme Atmosphäre bedanken. Letzteres gilt insbesondere für meine Bürokollegen.

Zu guter Letzt möchte ich Florian Duhme, sowie meinen Eltern und Freunden dafür danken, dass sie mich immer unterstützt und mich auch mit zwischenzeitlichen Nervenzusammenbrüchen ertragen haben.