

Validierung von D-Mesonen-Produktion in Sherpa bei niedrigen Schwerpunktsenergien

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

THERESA FISCHER
geboren am 05.03.2004 in MEISSEN

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Physik
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2026

Eingereicht am 27. April 2026

1. Gutachter: Prof. Dr. Frank Siegert
2. Gutachter: Prof. Dr. Arno Straessner

Zusammenfassung

Deutsch:

Um die Existenz von Teilchen zu validieren, die nicht im Standardmodell inkludiert sind, werden unter anderem Fixed Target Experimente als vielversprechend angesehen [5]. Bei diesen sind die Schwerpunktsenergien deutlich niedriger als bei Collidern wie dem LHC [vgl. 5, 11]. Simulationen mit Monte Carlo Eventgeneratoren, wie Sherpa, werden bei niedriger Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ weniger häufig durchgeführt, weshalb die Akkuratessse jener noch genauerer Untersuchungen bedarf. In dieser Arbeit wurde die D-Mesonen-Produktion bei kleinem $\sqrt{s}$ für pp -Kollisionen im 3 und 4 Flavour Scheme genauer untersucht, sowie im 4 Flavour Scheme für ausgewählte p -Hadron-Kollisionen. Zwischen den Flavour Schemes sind Unterschiede in den Größenordnungen des Wirkungsquerschnittes für D-Mesonen-Produktion aufzuweisen, sowie Differenzen im Verlauf, abhängig vom $p_{\perp}$ -Cut auf die Jets. Auch auf die Verteilungen und deren Form in weiteren p -Hadron-Kollisionen hat der Jet-Cut einen Einfluss. Dementsprechend müssen an diesem Punkt weitere Überlegungen getroffen werden, damit der Einfluss der technischen Einstellungen geringere Auswirkungen auf die physikalischen Ergebnisse hat.

Englisch:

To validate the existence of particles beyond the standard model, fixed target experiments are considered to be promising [5]. The center of mass energies in these experiments are considerably smaller compared to colliders such as the LHC [cf. 5, 11]. Simulations using Monte Carlo event generators like Sherpa are done less frequently at a low center of mass energy $\sqrt{s}$, thus the accuracy of these needs further verification. In this thesis the production of d mesons in pp -collisions at low $\sqrt{s}$ is studied in the 4 and 3 flavour scheme, as well as for selected p -hadron collisions in the 4 flavour scheme. Between the schemes, differences in the orders of magnitude regarding the cross sections for d meson production can be observed, as well as differences in the distribution shapes, depending on the $p_{\perp}$ -cut on the jets. The jet cut also influences the distributions and its shapes in additional p -hadron collisions. Hence, further considerations need to be taken in order to minimize the influence of technical restrictions on the physical results.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theoretische und experimentelle Grundlagen	9
2.1	Niederenergetische Fixed-Target-Experimente	9
2.1.1	Grundkonzepte und Ziele/ Beispiele	9
2.1.2	Schwerpunktsenergie bei SHiP	11
2.2	Physikalischer Hintergrund	12
2.2.1	Quantenchromodynamik und Hadronisierung	12
2.2.2	D-Mesonen	13
2.3	Monte Carlo Simulation	15
2.3.1	MC Eventgenerator Sherpa	15
2.3.2	Charm-Produktion im 3- und 4-Flavour Scheme	16
3	Hauptteil	19
3.1	D-Mesonen in Proton-Proton-Kollisionen	19
3.1.1	Einstellungen in Sherpa	19
3.1.2	Analyse in Rivet	20
3.1.3	Hauptprozess der Charm-Produktion im Four-Flavour-Scheme	21
3.1.4	Multiplizität	27
3.1.5	Ursprung der D-Mesonen	28
3.1.6	Impulsverteilungen	29
3.1.7	3 vs 4 flavour scheme	33
3.2	D-Mesonen-Produktion in Kollisionen mit weiteren Targets	38
3.2.1	Multiplizität	39
3.2.2	Ursprung der D-Mesonen	40
3.2.3	Vergleich weiterer Verteilungen	41
4	Zusammenfassung und Ausblick	43
	Literaturverzeichnis	45

Abbildungsverzeichnis	47
A Rivet-Analysen	48
A.1 DMESONS	48
A.2 CS_D	57
B Sherpa Run Cards	60
B.1 4 FS pp -Kollision	60
B.2 3 FS pp -Kollision	61
B.3 Kollision mit weiteren Targets	62
B.4 4 FS Aufspaltung der Prozesse	63

1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik umfasst das derzeitige Verständnis über die Teilchen, aus denen Materie und Antimaterie besteht, und ihre Wechselwirkungen. Um dieses Verständnis auf dunkle Materie und weitere bislang unverstandene Phänomene auszuweiten, ist es unerlässlich, nach Teilchen zu suchen, die über das Standardmodell hinausgehen [vgl. 5, 12]. Eine Möglichkeit, dies in die Realität umzusetzen, sind Fixed Target Experimente, wie beispielsweise SHiP, kurz für „Search for Hidden Particle“ [5]. Hier erhofft man sich unter anderem Heavy Neutral Leptons zu entdecken [5], von denen vermutet wird, dass sie aus dem Zerfall von D-Mesonen entstehen [15].

Die Schwerpunktsenergie bei Fixed Target Experimenten liegt bei deutlich geringeren Größenordnungen im Vergleich zum Large Hadron Collider (LHC) am Cern, wo $\sqrt{s}$ in pp -Kollisionen Werte von 13 TeV annimmt [11]. Dies liegt zum einen daran, dass der Beam bei Fixed Target Experimente üblicherweise Energien im dreistelligen GeV-Bereich besitzt [vgl. 5, 7, 6] und zum anderen, dass das Target keine kinetische Energie hat, was wiederum die Schwerpunktsenergie minimiert.

Um bessere Vorhersagen für zukünftige Collider-Experimente zu machen, sind Simulationen mit Monte-Carlo Eventgeneratoren essenziell [21]. Der Großteil solcher Simulationen wird allerdings bei hohen Schwerpunktsenergien, wie sie beim LHC vorkommen, und für pp -Kollisionen durchgeführt. Dementsprechend ist es für Vorhersagen für Fixed Target Experimente notwendig, dass auch die Simulation bei niedrigen Schwerpunktsenergien akkurat ist.

Bevor der mögliche Zerfall von D-Mesonen in HNLs betrachtet werden kann, ist es lohnenswert, die Produktion bei solch niedrigen Schwerpunktsenergien zu betrachten. Daher ist das Ziel dieser Arbeit, jene Produktion zu validieren. Dafür wird der MC Eventgenerator Sherpa genutzt. Im ersten Kapitel werden die theoretischen und experimentellen Grundlagen erklärt. Es erfolgt unter anderem eine Einführung in niederenergetische Fixed Target Experimente und die Funktionsweise von MC Eventgeneratoren. Die mit letzterem zusammenhängenden 3 und 4 Flavour Schemes werden erklärt und die notwendigen Grundlagen zur Quantenchromodynamik und Hadronisierung werden wiederholt. Im Hauptteil wird die D-Mesonen-Produktion in pp -Kollisionen im 3 und 4 Flavour Scheme betrachtet. Eigenschaften, wie die Multiziplicität, der Ursprung der D-Mesonen oder die $p_{\perp}$ -Verteilung werden näher untersucht. Des Weiteren wird im Hauptteil die D-Mesonen-Produktionen in Kollisionen mit weiteren Targets simuliert

und betrachtet. Die Analyse und Einstellungen in den Run Cards werden erklärt. Abschließend erfolgt eine zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse und es werden Aussichten auf zukünftig notwendige Betrachtungen gegeben.

2 Theoretische und experimentelle Grundlagen

2.1 Niederenergetische Fixed-Target-Experimente

2.1.1 Grundkonzepte und Ziele/ Beispiele

Am CERN, als auch an anderen Forschungseinrichtungen, wie dem Fermilab, wurden bereits einige Fixed-Target-Experimente durchgeführt und weitere sind in Zukunft geplant. Fixed Target bedeutet, dass ein Teilchenstrahl mit Impuls $\vec{p}_{beam} \neq 0$ auf ein festes Target mit $\vec{p}_{target} = 0$ gelenkt wird.

In Vorbereitung auf den Hauptteil werden drei Beispiele genauer beleuchtet: DsTau(NA65), E791 und SHiP. Die folgenden Informationen über DsTau(NA65) stammen aus [7]. DsTau(NA65) ist ein Experiment am Super Proton Synchrotron (SPS) am Cern. Das Ziel des Experiments ist die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der D_s -Meson-Produktion bei Proton-Nukleus-Kollisionen mit anschließendem Zerfall der D_s in ein τ und τ -Neutrino (ν_τ). Der Strahl am SPS besteht aus 400 GeV/c-Protonen und das Target ist ein Wolfram-Molybdän-Target. Um Modelle, welche Physik über das Standardmodell hinaus beschreiben, besser einzugrenzen, ist es von hoher Bedeutung, ν_τ -Wechselwirkungen besser zu verstehen. Die erlangten Erkenntnisse aus DsTau über den ν_τ -Fluss in beschleunigten Neutrinostrahlen sind von Nutzen für zukünftige Experimente, wie SHiP. Des Weiteren kann mit diesem Experiment die Paarproduktion von Charm-Hadronen, wie z.B. D-Mesonen, genauer untersucht werden.

Ein weiteres Fixed-Target-Experiment ist das E791. Dies ist ein Charm-Experiment, dessen Daten am Fermilab, genauer dem Tagged Photon Laboratory, im 1991-2 Fixed-Target-Run aufgenommen wurden. Hier wurde ein 500 GeV/c-Strahl negativ geladener Pionen auf ein Fixed Target, bestehend aus einer Platinum- und vier hintereinander angeordneten Kohlenstofffolien, gelenkt. Die Daten dieses Experiments wurden unter anderem genutzt, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt der $D^\pm$ -Mesonen in π^- -Nukleon-Wechselwirkungen zu bestimmen. Die Informationen über das E791 im vorangegangenen Abschnitt sind aus [6] entnommen.

Das Experiment, welches diese Arbeit motiviert, ist SHiP („Search for Hidden Particles“). Ziel dieses Experimentes wird sein, mehr Wissen über dunkle Materie und die Baryon-Asymmetrie

im Universum zu erlangen, sowie jene Teilchen zu identifizieren, die die Neutrinomassen und -oszillationen hervorrufen [5]. Ursprünglich kam nach [12] die Idee von SHiP auf, um nach Heavy Neutral Leptons (HNLs) zu suchen, welche nicht Teil des Standardmodells sind. Gleiches gilt für dunkle Photonen oder das dunkle Higgs-Teilchen, welches neben den HNLs Teilchen sind, die man mit SHiP zu entdecken hofft [12]. Für das Experiment wird eine Beamline vom SPS genutzt und die Protonen, die mit dem Target kollidieren, haben eine Energie von 400 GeV [5]. In Abb. 2.1 ist ein schematischer Aufbau des kompletten SHiP-Detektors zu sehen. Das

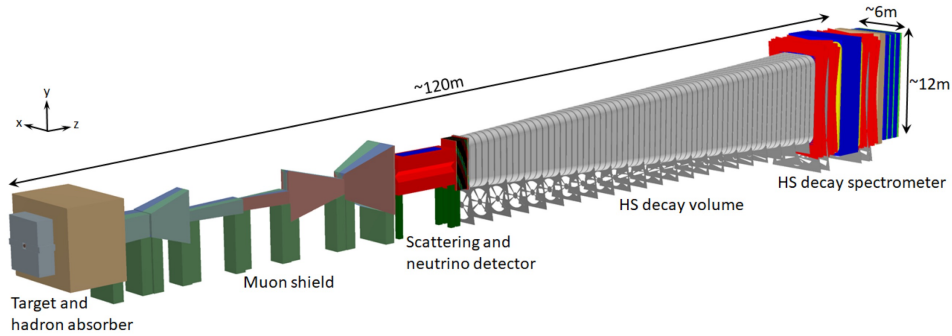


Abbildung 2.1: Aufbau des SHiP-Detektors, aus [4]

Target besteht aus Molybdän und Wolfram und hat eine Dicke von 12 Interaktionslängen λ_{int} [18]. Material und Dichte sind darauf ausgelegt die Produktion von Teilchen, die keine Hidden Sector (HS) Teilchen sind, zu minimieren [12]. Die Produktion letzterer wird durch das Target verstärkt [12].

Dem Target folgt ein 5m langer Eisenschield, dessen Aufgabe darin besteht, die Hadronen zu absorbieren [12].

Darauffolgend werden durch ein magnetisches Myonenschild Myonen abgelenkt [12].

Der folgende Streuungs- und Neutrinodetektor besteht aus einem Neutrino-Target und einem Teilchenspektrometer [18], welche sich in einem 1,2T Magnetfeld befinden [12]. Des Weiteren besitzt er ein Myonidentifikationssystem, welches darauf abzielt, aus den Wechselwirkungen im Neutrino-Target entstandene Myonen zu identifizieren [12]. Danach folgt ein 50m vakuumierter langer Kanal, in dem der Zerfall der HS-Teilchen stattfindet [12]. Außerhalb dieses Kanals werden Hintergrundsignale, wie z.B. kosmische Strahlen, aufgezeichnet [12].

Zum Schluss folgt der Detektor für die HS Teilchen, welcher aus einem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, sowie einem Myonenfilter besteht [18]. Am Ende des Aufbaus befindet sich ein Zeitdetektor [18].

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird die Beam-Energie von SHiP als Anhaltspunkt genommen.

2.1.2 Schwerpunktsenergie bei SHiP

Um die Produktion der D-Mesonen genauer zu untersuchen, wird die Kollision zweier Teilchenstrahlen im Schwerpunktsystem betrachtet. Die Vektoren im Laborsystem seien:

$$p_{beam}^\mu = \begin{pmatrix} E_{beam} \\ 0 \\ 0 \\ p_{beam} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad p_{target}^\mu = \begin{pmatrix} m_{target} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist m_{target} die Masse der Teilchen im Targetmaterial, mit denen die Kollision simuliert wird. Zunächst ist dies die Protonenmasse m_p , welche im späteren Verlauf durch die Massen anderer Teilchen ersetzt wird.

$E_{beam} = 400 \text{ GeV}$ ist die Energie des eintreffenden Protonenstrahls bei SHiP und

$$p_{beam} = \sqrt{E_{beam}^2 - m_{beam}^2} \quad (2.2)$$

ist dessen Impuls. m_{beam} ist die Masse der Beam-Teilchen, hier dementsprechend m_p . Die z-Achse ist die Strahlenachse und der gesamte Impulsbetrag liegt im p_z -Anteil des Impulsvektors. Die Schwerpunktsenergie der Kollision ist über

$$\sqrt{s} = \sqrt{(\sum_i p_i^\mu)^2} \quad (2.3)$$

definiert. Setzt man die oben definierten Vierervektoren in die Gleichung ein, so erhält man eine Schwerpunktsenergie von rund $\sqrt{s} = 27,43 \text{ GeV}$.

Da sich im Schwerpunktsystem alle Dreier-Impulsvektoren zum Null-Vektor addieren müssen, kann die Schwerpunktsenergie nicht einfach zu gleichen Teilen auf die zwei Strahlen aufgeteilt werden. Die Energien der beiden Strahlen lassen sich folgendermaßen berechnen:

$$E_1 = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{m_{beam}^2 - m_{target}^2}{2\sqrt{s}} \quad (2.4)$$

$$E_2 = \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{m_{beam}^2 - m_{target}^2}{2\sqrt{s}} \quad (2.5)$$

Im Falle, dass eine Proton-Proton-Kollision simuliert wird, haben beide Strahlen allerdings die gleiche Energie von rund $E_{beam}^{CM} = 13,7 \text{ GeV}$.

2.2 Physikalischer Hintergrund

2.2.1 Quantenchromodynamik und Hadronisierung

Die Quantenchromodynamik(QCD) ist die Theorie der starken Wechselwirkung. In Abb. 2.2 sind die stark wechselwirkenden Teilchen, die Quarks und Gluonen, zusammengefasst.

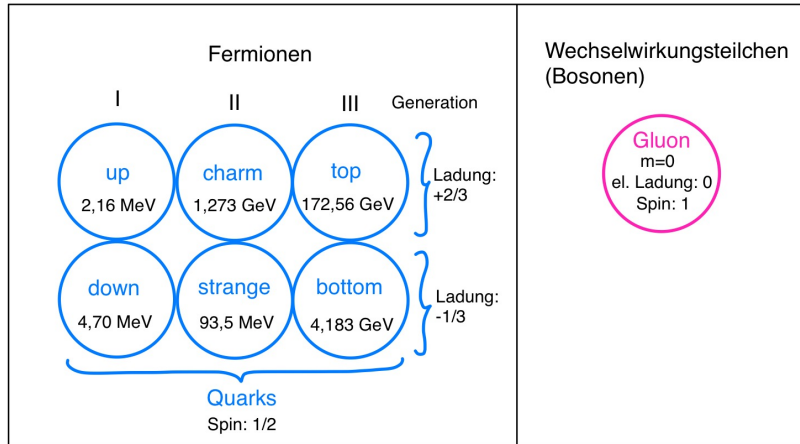


Abbildung 2.2: Übersicht Quarks und Gluonen, eigene Darstellung(inspiriert von: [23])

Quarks sind Fermionen und haben somit einen halbzahligen Spin von $\frac{1}{2}$. Zur ersten Generation gehören das Up- und Down-Quark, zur zweiten das Charm- und das Strange-Quark und zur dritten das Top- und Bottom-Quark. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird von folgenden gängigen Abkürzungen Gebrauch gemacht: u, d, c, s, t, b (Reihenfolge nach Aufzählung). u, c und t besitzen eine elektrische Ladung von $+\frac{2}{3}$ und d, s und b besitzen eine elektrische Ladung von $-\frac{1}{3}$. Zu jedem Quark existiert das dazugehörige Antiteilchen, die Antiquarks (Notation: $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{c}$, $\bar{s}$, $\bar{t}$, $\bar{b}$). Masse und Spin sind identisch zu denen der Quarks, die elektrische Ladung ist vom Betrag her gleich, hat aber das entgegengesetzte Vorzeichen.

Das Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung ist das Gluon. Es ist masselos und trägt keine elektrische Ladung, weshalb es auch nicht elektroschwach wechselwirken kann, im Gegensatz zu den Quarks. Aufgrund seines ganzzahligen Spins von 1 wird das Gluon als Vektorboson klassifiziert.

Die zugrundeliegende Symmetriegruppe ist die SU(3). Die lokale Eichsymmetrie führt dazu, dass physikalische Observablen unter lokaler Phasenwahl invariant sind. Es existieren 8 verschiedene Generatoren der SU(3), die durch 3x3 Matrizen beschrieben werden: $\hat{T}_a = \frac{1}{2}\hat{\lambda}_a$. $\hat{\lambda}_a$ sind die Gell-Mann-Matrizen, von denen genau zwei kommutieren: $\hat{\lambda}_3$ und $\hat{\lambda}_8$. Damit beschreibt $\hat{T}_3 = \frac{1}{2}\hat{\lambda}_3$ den starken Farbisopin und $\hat{T}_8 = \frac{1}{2}\hat{\lambda}_8$ die starke Farbhypeladung. Die restlichen Generatoren drücken in Kombination jeweils Rotationen im Farbraum aus. Die Wellenfunktion $\psi(x)$ erhält aufgrund der 3x3-Struktur der Matrizen drei weitere Freiheitsgrade.

Dies sind die „Farbladungen“ rot, grün und blau. Die folgenden dreikomponentigen Vektoren spiegeln die orthogonalen Farbzustände zu den jeweiligen „Farbladungen“ wieder:

$$\psi_{rot}(x) = \begin{pmatrix} \psi(x) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \psi_{gruen} = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad \psi_{blau} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \psi(x) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Zu jeder Farbe existiert die korrespondierende Antifarbe (rot $\rightarrow$ cyan, grün $\rightarrow$ magenta, blau $\rightarrow$ gelb).

Das Potential der QCD kann folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$V_{q\bar{q}}(|\vec{r}|) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{|\vec{r}|} + \kappa |\vec{r}| \quad (2.7)$$

$\vec{r}$ ist der Abstandsvektor zwischen zwei farbgeladenen Teilchen und $|\vec{r}|$ dessen Betrag, α_s ist die Kopplungskonstante und κ ein Faktor, der sich auf rund $1 \frac{GeV}{fm}$ beläuft. $\frac{4}{3}$ ist der Farbfaktor aus der QCD. α_s ist abhängig von der Energie des Prozesses und damit nicht konstant. Für hohe Energien ist α_s klein und die Quarks sind "quasi-frei". Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Am langreichweitigen Teil des Potentials ist zu erkennen, dass dieser mit wachsendem Abstand zwischen den Teilchen den Potentialwert dominiert und linear mit $|\vec{r}|$ anwächst. Aufgrund dessen ist es ab einem bestimmten Teilchenabstand energetisch günstiger ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Das Potential zwischen zwei Quarks wird daher nie unendlich sein. Daraus folgt das Prinzip des Confinements: Es können keine einzelnen Quarks oder Gluonen gemessen werden, da sich diese immer zu farbneutralen Bindungszuständen überlagern. Diese zusammengesetzten Teilchen bezeichnet man als Hadronen, den Prozess dahinter Hadronisierung. Hadronen lassen sich wiederum in Mesonen und Baryonen unterteilen. Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark und haben einen ganzzahligen Spin. Um die Farbneutralität zu erreichen, müssen die Teilchen Farbe und korrespondierende Antifarbe tragen. Baryonen bestehen aus drei Quarks. Die drei Farbzustände, die sich zu einem neutralen Zustand überlagern, sind dementsprechend ψ_{rot} , ψ_{gruen} und ψ_{blau} ; oder die zu den entsprechenden Antifarben gehörenden Zustände. Baryonen haben einen halbzahligen Spin.

2.2.2 D-Mesonen

D-Mesonen sind Hadronen, welche genau ein Charm-Quark besitzen. In 2.1 sind ausgewählte Eigenschaften der für diese Arbeit relevanten D-Mesonen zusammengefasst.

D-Mesonen zerfallen überwiegend in Kaonen.

D^* sind D-Mesonen angeregter Zustände. Diese haben zumeist eine Masse von mehr als 2 GeV und zerfallen fast ausschließlich in D-Mesonen. Dementsprechend ist zu erwarten, dass ein Großteil der produzierten D-Mesonen in den Simulationen für diese Arbeit aus D^* -Zerfällen kommt. Die Branching Ratios für Zerfälle in D^0 -Mesonen sind höher als für Zerfälle in D^+ -

	D^0	D^+	D_s^+
Zusammensetzung	$c\bar{u}$	$c\bar{d}$	$c\bar{s}$
elektrische Ladung	0	+1	+1
Masse/MeV	1864,84	1869,5	1968,35
τ	$4,103 \cdot 10^{-13}s$	$1,033 \cdot 10^{-12}s$	$501,2 \cdot 10^{-15}s$

Tabelle 2.1: Übersicht D-Mesonen

und D_s^+ -Mesonen. Die Daten für dieses Unterkapitel wurden aus [2] bezogen.

2.3 Monte Carlo Simulation

2.3.1 MC Eventgenerator Sherpa

Monte-Carlo (MC) Eventgeneratoren dienen dazu, Vorhersagen für Collider-Experimente zu machen und sind von Nutzen für die Vorbereitung von zukünftig anstehenden Experimenten [21, 10]. Die drei größten Eventgeneratoren sind Herwig, Pythia und Sherpa [10]. In dieser Arbeit wird Sherpa (Release: rel-3-0-x) genutzt. Eine visuelle Darstellung eines mit Sherpa generierten Events ist in Abb. 2.3 zu sehen.

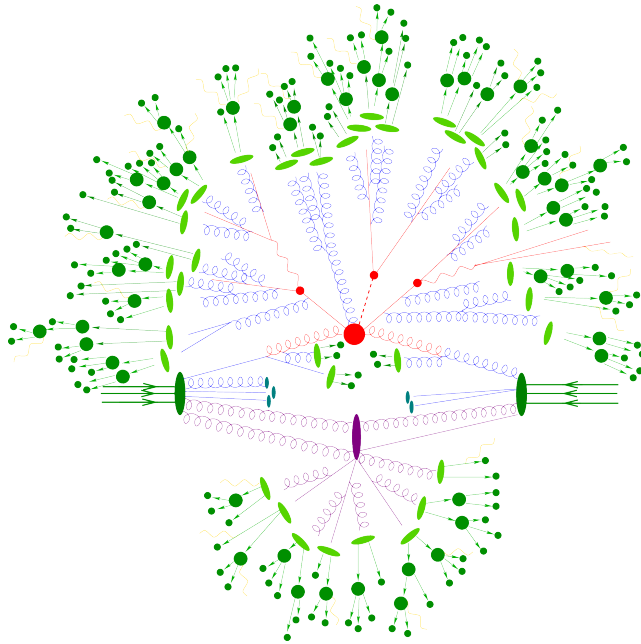


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Events, aus [10]

Den Prozess kann man in verschiedene Subprozesse unterteilen. Begonnen wird mit dem hard scattering process (entspricht rot in Abb. 2.3), welcher im Event der Prozess mit dem größten Impulsübertrag ist. Dieser wird entweder direkt durch Beam-Teilchen (z.B. Protonen) ausgelöst, oder durch einen sekundären Beam, der durch Abstrahlung vom ursprünglichen Beam entstehen kann. Beides ist in Sherpa-Simulationen möglich, wie in [10] beschrieben ist. Die Partonen der Protonen (bzw. der jeweiligen festgelegten Teilchen in den Beams) werden durch Partondichtefunktionen (PDFs) beschrieben [10]. Die PDF-Sets enthalten auch die Werte der Kopplungskonstante α_s [10].

In der Run Card wird der gewünschte harte Prozess angegeben, dessen Wahrscheinlichkeitsverteilung störungstheoretisch berechnet wird [21]. Über die bestimmten Matrixelemente, die den hard process im Kern beschreiben, wird der totale inklusive Wirkungsquerschnitt errechnet [10]. Sherpa besitzt zwei eingebaute Matrixelementrechner: AMEGIC und COMIX [10].

Gluonen können selbst weitere Gluonen abstrahlen, was zu Showern mit Partonen und Gluonen führt. Diese Entwicklung entspricht blau in Abb. 2.3. Je weiter die Abstrahlung fortschreitet,

desto geringer werden die Impulse der Partonen und Gluonen [21]. Die Partonen-Shower beschreiben sozusagen die weiterführende Entwicklung der Teilchen, die im hard process (und in sekundären Streuprozessen) involviert sind [10]. Der dem folgende Hadronisierungsprozess (entspricht hellgrün in Abb. 2.3), bei dem sich Partonen und Gluonen zu Hadronen formen, wird nicht mehr störungstheoretisch beschrieben [10].

Des Weiteren in Abb. 2.3 veranschaulicht sind nicht-faktorisierbare QCD-Korrekturen(lila), elektromagnetische und elektroschwache Abstrahlung(gelb), und der Zerfall instabiler Hadronen(dunkelgrün) [10].

2.3.2 Charm-Produktion im 3- und 4-Flavour Scheme

4 flavour scheme

Im 4 Flavour Scheme(4 FS) wird das Charm-Quark als masselos betrachtet. Nur das Bottom-Quark wird in allen Run Cards massiv gesetzt, da seine Masse von 4,183 GeV [3] bei einer Schwerpunktsenergie von rund 27,4 GeV nicht mehr vernachlässigbar ist. Das 4 FS ist dann von Vorteil, wenn die typische Energieskala des Prozesses signifikant größer als die Masse des Charm-Quarks ist [vgl. 19]. Man betrachte folgenden Term, welcher im Matrixelement bei der Berechnung höherer Ordnungen (auch in größeren Potenzen) vorkommt:

$$\alpha_s \log\left(\frac{Q^2}{m_c^2}\right) \quad (2.8)$$

[vgl. 19, 25]. Hieran lässt sich das mögliche Problem erkennen. Die Logarithmen, welche im Anfangs- oder Endzustand auftauchen, nehmen für $Q \gg m_c$ so große Werte an, dass sie die Konvergenz der endlichen, störungstheoretisch berechneten Reihe verhindern [vgl. 19]. Aufgrund dessen werden die logarithmischen Terme der Form $\log^m(\frac{Q^2}{m_c^2})$ aus dem Anfangszustand in allen Ordnungen mithilfe in Charm-Partondichtefunktionen(PDF) resummiert [vgl. 20]. Dementsprechend ist die Charmproduktion im Anfangszustand nicht im Matrixelements inkludiert, sondern in die PDF eingebaut, wie in Abb. 2.4a veranschaulicht wird. Der in Abb. 2.4 unter anderem dargestellte Prozess ist eine der häufigsten Arten der Charm-Produktion in einer Proton-Proton-Kollision: die Gluonaufspaltung in ein Charm-Anticharm-Paar. Das Gluon wird hierbei von einem der Valenzquarks des Protons abgestrahlt [vgl. 8]. Das Charm wird in dem Zusammenhang als sog. See-Quark bezeichnet [vgl. 8]. Die logarithmischen Terme im Endzustand werden in Partonfragmentierungsfunktionen zusammengefasst [19]. Ein weiterer relevanter Aspekt des 4 FS ist, dass die Berechnungen durch die $m_c = 0$ Annahme vereinfacht werden [vgl. 19].

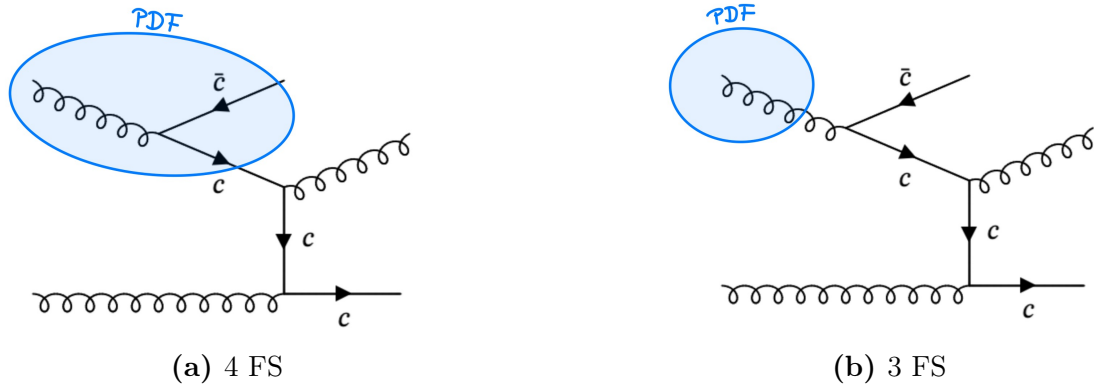


Abbildung 2.4: Charm-Produktion im 3- und 4- Flavour Scheme

3 flavour scheme

Im 3 Flavour Scheme (3 FS) wird das Charm-Quark zusätzlich zum Bottom-Quark massiv gesetzt. Die logarithmischen Terme sind demzufolge nicht so groß, dass sie die Konvergenz der Störungsreihe verhindern. Ein Vorteil des 3 FS ist, dass die Masseneffekte durch das Charm-Quark nicht vernachlässigt werden [vgl. 25]. Es gibt keine Charm-PDFs [vgl. 19] und die Gluonaufspaltung in ein $c\bar{c}$ -Paar ist dementsprechend in der Matrixelementberechnung inkludiert. Dies ist in Abb. 2.4b dargestellt. Das Charm-Quark taucht nur im Endzustand auf [vgl. 20] und wird in die Kalkulation der Kopplungskonstante α_s nicht mit einbezogen [vgl. 19]. Würde man die Berechnung der Störungsreihe exakt in allen Ordnungen durchführen, so wären die Ergebnisse im 4 FS und im 3 FS identisch [vgl. 19]. Die Auswertung der Störungsreihe erfolgt in der Praxis allerdings bis zu einer endlichen Ordnung.

Ein nicht zu vernachlässigender Aspekt des 3 FS ist, dass der Rechenaufwand im Vergleich zum 4FS höher ist [vgl. 19].

3 Hauptteil

3.1 D-Mesonen in Proton-Proton-Kollisionen

3.1.1 Einstellungen in Sherpa

In diesem Kapitel wurden in allen Run Cards zwei Protonenstrahlen mit jener Energie eingestellt, die in Abschnitt 2.1.2 für $m_{beam} = m_{target} = m_p$ berechnet wurde. Das b-Quark wird durchgehend massiv gesetzt, da seine Masse bei der niedrigen Schwerpunktsenergie nicht zu vernachlässigen ist. Die Proton-PDFs CT18NNLO_NF4 und CT18NNLO_NF3 wurden aus [16] entnommen. Wenn nicht anderweitig angegeben, so ist der hard scattering process, welcher betrachtet werden soll, folgender:

$$\text{Jet Jet} \rightarrow \text{Jet Jet} \quad (93 \quad 93 \quad \rightarrow \quad 93 \quad 93)$$

Der Particle Container 93 beinhaltet alle stark wechselwirkenden, masselosen Teilchen, also: $u, \bar{u}, d, \bar{d}, c, \bar{c}, s, \bar{s}, g$. Standardmäßig beinhaltet er auch das b-Quark. Da es massiv gesetzt wird, entfällt es aus dem Particle Container. Für den hard process wird außerdem festgelegt, dass nur QCD-Wechselwirkungen betrachtet werden.

Es wird zudem ein Jet Finder für die im hard process entstehenden Jets genutzt. Demnach werden 2 Jets gefordert, die einen minimalen Transversalimpuls von entweder $p_{\perp} \geq 1$ GeV, $p_{\perp} \geq 2,75$ GeV oder $p_{\perp} \geq 5$ GeV haben. Es wurden jeweils Events für alle drei $p_{\perp}$ -Cuts generiert. Wenn im Folgenden von einem $p_{\perp}$ -Cut gesprochen wird, dann ist der Cut auf die Jets gemeint, welcher in der Sherpa Run Card angegeben wurde. Auch Angaben in den Legenden der Art " $p_{\perp} \geq 1$ GeV" beziehen sich auf den Cut bezüglich der Jets.

Außerdem gilt eine Einschränkung für deren Pseudorapidität: η muss kleiner als 5 sein.

Mit diesen Cuts sollen vor allem Ereignisse, in denen intermediäre Teilchen mit minimalen Impulsen und dementsprechend divergierenden Propagatoren

$$\sim \frac{1}{q^2} \tag{3.1}$$

auftauchen, minimiert werden. Zudem werden damit kollinear verlaufende Jets ausgeschlossen. Sofern nicht anderweitig angegeben, werden 1 Millionen Events generiert.

Die exakten Run Cards können im Anhang nachvollzogen werden.

3.1.2 Analyse in Rivet

Für alle generierten Event wird in der Analyse für jedes instabile Teilchen überprüft, ob es ein D^0 , D^+ oder D_s^+ ist. Dementsprechend werden die Histogramme der Multiziplicitäten für alle D-Mesonen und für die jeweilige Sorte gefüllt. Es werden in dieser Arbeit nur D-Mesonen betrachtet (mit genau einem c-Quark) und keine Anti-D-Mesonen.

Zudem werden für die gefundenen D-Mesonen die $p_\perp$ - und p_z - Histogramme gefüllt. Da die Motivation in Relation zu einem Fixed-Target-Experiment steht, wird die Longitudinalimpulsverteilung auch im Laborsystem betrachtet. Für die p_z -Werte im Laborsystem werden die Impulsvektoren der D-Mesonen geboostet. Die Transformationsmatrix für einen Boost in z-Richtung lautet:

$$\Lambda_\nu^\mu = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \beta = |\vec{\beta}| = \left| \frac{\vec{v}}{c} \right| \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.2)$$

Um den Boost zu implementieren, wird β bestimmt. Die Vierervektoren lauten:

$$p_{beam}^\mu = \begin{pmatrix} E_b \\ 0 \\ 0 \\ p_b \end{pmatrix}, \quad p_{target}^\mu = \begin{pmatrix} m_t \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad p_1^\mu = \begin{pmatrix} E_1 \\ 0 \\ 0 \\ p_1 \end{pmatrix}, \quad p_2^\mu = \begin{pmatrix} E_2 \\ 0 \\ 0 \\ -p_1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Hierbei sind E_1 und E_2 die jeweiligen Energien der beiden Strahlen im Schwerpunktsystem, wobei Beam 1 der geboostete 400 GeV-Strahl aus dem Laborsystem und Beam 2 die geboosteten Teilchen aus dem Fixed Target sind. p_1 ist der Impulsbetrag der beiden Strahlen im Schwerpunktsystem (bei einer pp -Kollision). Damit erhält man das folgende Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} E_b &= \gamma E_1 - \gamma\beta p_1 \\ p_b &= -\gamma\beta E_1 + \gamma p_1 \\ m_t &= \gamma E_2 + \gamma\beta p_1 \\ 0 &= -\gamma\beta E_2 - \gamma p_1 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Löst man dieses nach β auf, so erhält man

$$\beta = -\frac{p_1}{E_2} = \frac{\sqrt{E_1^2 - m_b^2}}{E_2} \quad (3.5)$$

Der Wert von β beträgt $\beta = -0.998$, das heißt der Protonen-Strahl bewegt sich nahe an der

Lichtgeschwindigkeit.

Im Boost nimmt β für eine Proton-Pion-, Proton-Neutron- bzw. Proton-Kaon-Kollision natürlich einen anderen Wert an, als bei einer Proton-Proton-Kollision. Diese unterscheiden sich ab der 6. Nachkommastelle, und somit wurde der Wert von β in der Analyse unverändert gelassen und in guter Näherung für alle in dieser Arbeit behandelten Kollisionen verwendet.

Außerdem ist es von Interesse, die Pseudorapidität im Laborsystem zu betrachten. Um den Wert von η im Laborsystem zu bestimmen, werden die folgenden Formeln verwendet:

$$\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2})) \quad (3.6)$$

$$p_{\perp} = |\vec{p}| \cdot \sin(\theta) \quad (3.7)$$

und zu

$$\eta = -\ln(\tan(\frac{1}{2} \cdot \arcsin(\frac{p_{\perp}}{|\vec{p}|}))) \quad (3.8)$$

kombiniert. θ ist der Winkel des Teilchens zur Strahlenachse. Um den Wert von $|\vec{p}|$ im Laborsystem zu berechnen, wird der geboostete Wert von p_z genutzt und in $|\vec{p}| = \sqrt{p_{\perp}^2 + p_z^2}$ eingesetzt.

Des Weiteren wird in der Analyse für jedes identifizierte Teilchen geschaut, ob das Mutterteilchen ein D^* -Meson oder ein B -Meson ist. Falls dies nicht der Fall ist, wird überprüft, inwiefern das D-Meson nicht-hadronischen Ursprungs ist und wieviele Mutterteilchen es besitzt.

Für die Untersuchung des Hauptprozesses der Charm-Produktion in Abschnitt 3.1.3 wurde eine verkürzte Variante der beschriebenen Analyse verwendet, in der nur die Multiziplicitätshistogramme erstellt werden.

Es wurde Rivet 4.0.1 genutzt. Beide Analysen sind im Anhang vorzufinden.

3.1.3 Hauptprozess der Charm-Produktion im Four-Flavour-Scheme

Die Charms, die eine Komponente der D-Mesonen ausmachen, können aus unterschiedlichen Teilprozessen hervorkommen. Der übergeordnete Prozess, welcher all diese Teilprozesse inkludieren sollte, ist:

$$\text{Jet Jet} \rightarrow \text{Jet Jet} \quad (\text{Run Card: } 93 \quad 93 \rightarrow 93 \quad 93)$$

Um nun zu bestimmen, welcher Prozess maßgeblich zur Charm-Produktion beiträgt, wurden

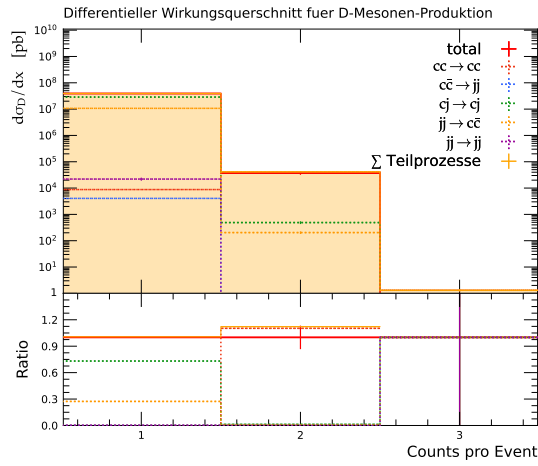
zwei separate Particle Container angelegt (ID willkürlich gewählt):

- 440: „charm“ = $c, \bar{c}$
- 99: „nocharm“ = $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, g$

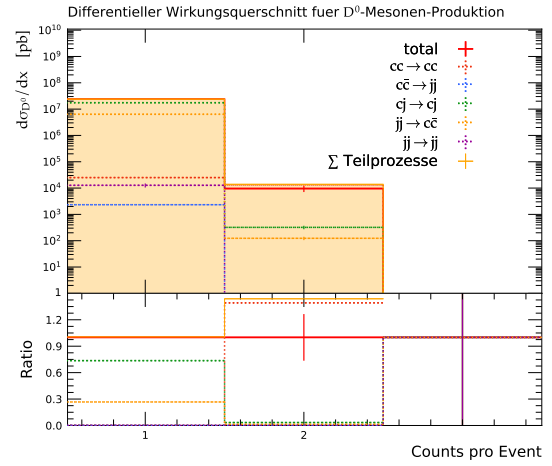
Damit können nun separate Run Cards mit folgenden Teilprozessen angelegt werden:

1. $440\ 440 \rightarrow 440\ 440$ ($cc \rightarrow cc, \quad c\bar{c} \rightarrow c\bar{c}, \quad \bar{c}\bar{c} \rightarrow \bar{c}\bar{c}$)
2. $440\ 440 \rightarrow 99\ 99$ ($c\bar{c} \rightarrow jj$)
3. $99\ 440 \rightarrow 99\ 440$ ($jc \rightarrow jc, \quad j\bar{c} \rightarrow j\bar{c}$)
4. $99\ 99 \rightarrow 440\ 440$ ($jj \rightarrow c\bar{c}$)
5. $99\ 99 \rightarrow 99\ 99$ ($jj \rightarrow jj$)

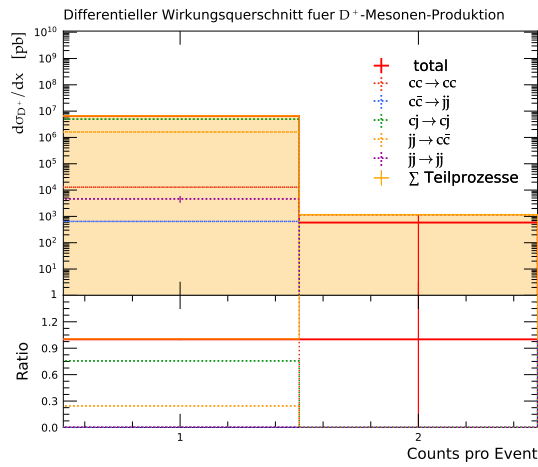
Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von D-Mesonen wurde bestimmt, gesamt und für die einzelnen Teilprozesse. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.1, Abb. 3.2 und Abb. 3.3 zusammengefasst. Der Übersichtlichkeit halber wurde für den Particle Container 99 in den Legenden „j“ als Abkürzung genutzt. Hier ist zu betonen, dass dieser Jet kein c enthält. Des Weiteren gibt es für einige definierte Teilprozesse wiederum mehrere mögliche Unterprozesse, da der definierte 440-Container auch das $\bar{c}$ enthält. Die Produktion von Anti-D-Mesonen wird in dieser Arbeit nicht betrachtet. Das heißt, die $\bar{c}$ müssten beispielsweise erst ein Gluon abstrahlen, welches sich wiederum in ein $c\bar{c}$ -Paar aufspaltet, damit ein c entsteht, welches sich mit einem weiteren Quark zu einem D-Meson binden kann. Daher sind zur Übersichtlichkeit in der Legende nur die jeweils ersten Unterprozesse benannt.



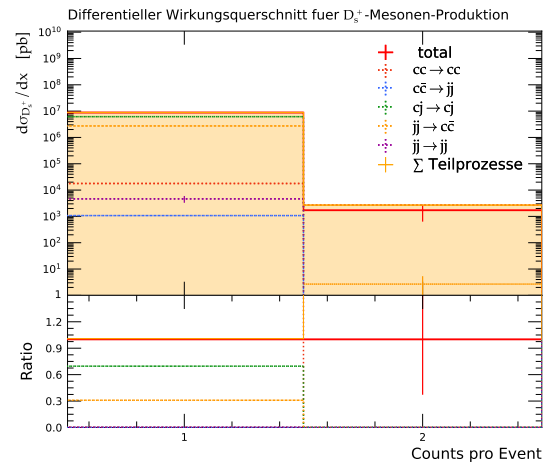
(a)



(b)

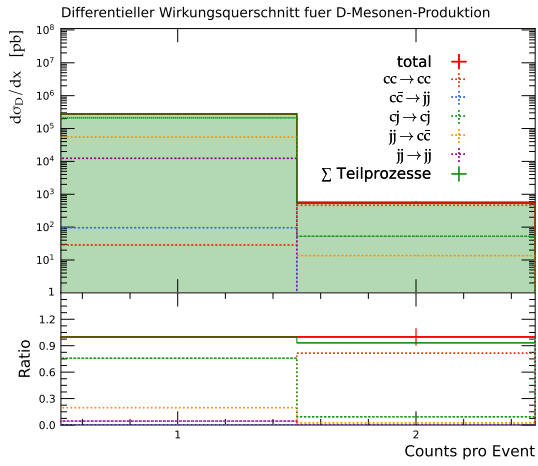


(c)

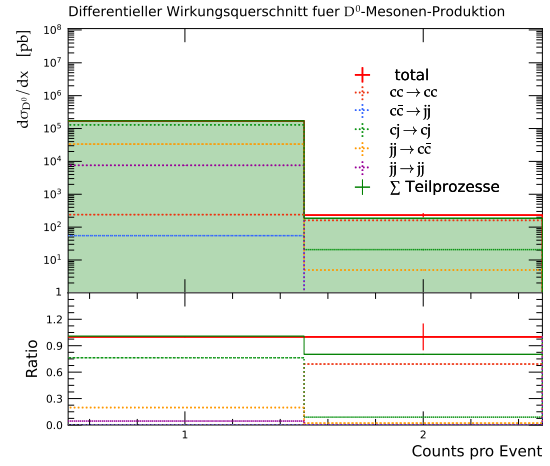


(d)

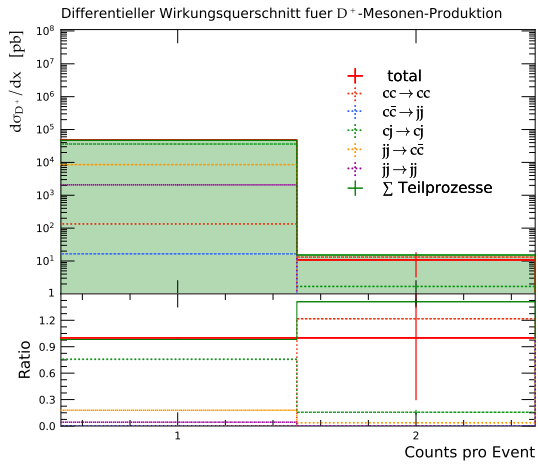
Abbildung 3.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion mit einem $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV



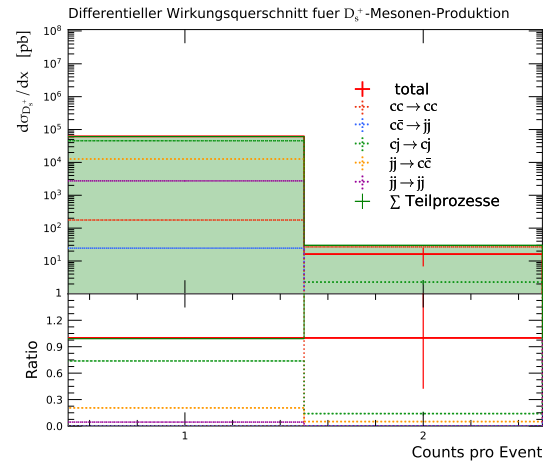
(a)



(b)

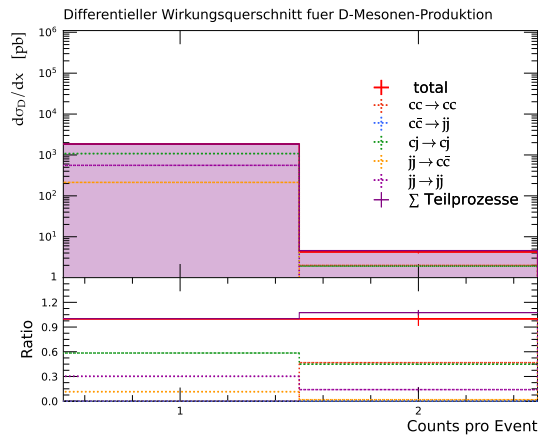


(c)

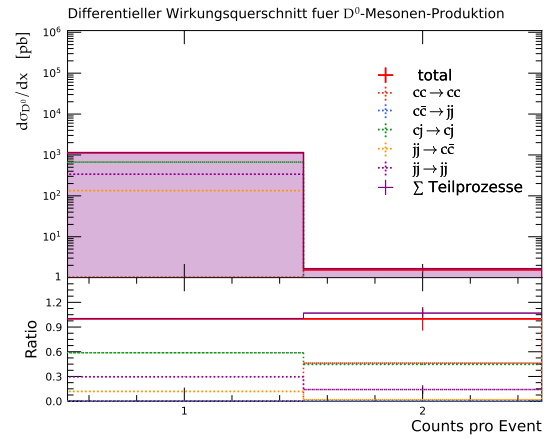


(d)

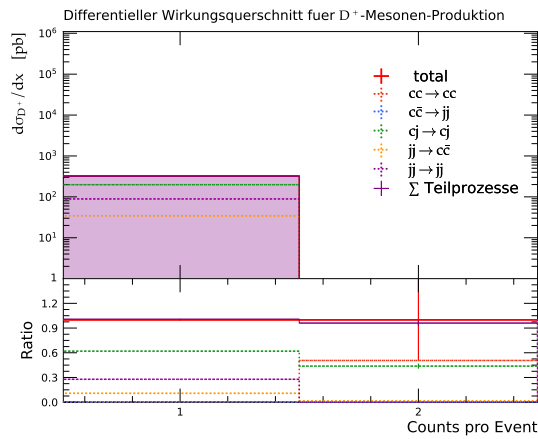
Abbildung 3.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion mit einem $p_{\perp}$ -Cut von 2,75 GeV



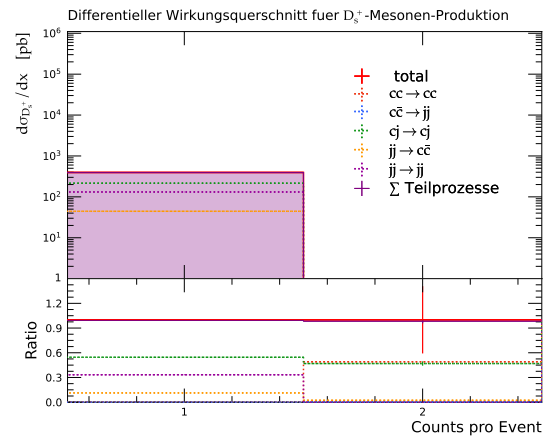
(a)



(b)



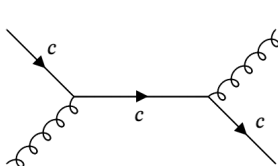
(c)



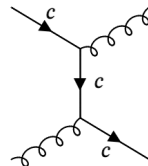
(d)

Abbildung 3.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion mit einem $p_\perp$ -Cut von 5 GeV

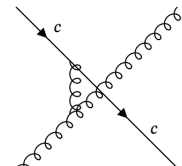
Den Histogrammen ist zu entnehmen, dass der Prozess, welcher den größten Teil zum Wirkungsquerschnitt σ_D für D-Mesonen-Produktion beiträgt, $cj \rightarrow cj$ ist. Mögliche Feynman-Diagramme sind:



(a) s-Kanal



(b) t-Kanal



(c) u-Kanal

Abbildung 3.4: Mögliche Feynman-Diagramme für $cj \rightarrow cj$

In den $N_D = 1$ Bins beträgt das Verhältnis X des Wirkungsquerschnitts der D-Mesonen-

Produktion beim Prozess 3 ($cj \rightarrow cj$ etc.) zum totalen Wirkungsquerschnitt σ_D für den $p_\perp$ -Cut von 1 GeV und 2,75 GeV jeweils 0,75. Für den $p_\perp$ -Cut von 5 GeV liegt X bei rund 0,6. Für $p_\perp \geq 1$ GeV und $p_\perp \geq 2,75$ GeV ist der Prozess 4 ($jj \rightarrow c\bar{c}$) jener, welcher am zweithäufigsten zum totalen Wirkungsquerschnitt beiträgt. Für $p_\perp \geq 5$ GeV ist dieser Prozess nur der dritthäufigste, an zweiter Stelle steht hier Prozess 5 ($jj \rightarrow jj$) mit einem Verhältnis von $X = 0,3$. Wenn zwei D-Mesonen in einem Event produziert wurden, dann dominiert der Prozess 1 ($cc \rightarrow cc$ etc.) für die $p_\perp$ -Cuts von 1 GeV und 2,75 GeV, also z.B. eine Streuung von Charms aneinander. Befinden sich wieder zwei Charms im Endzustand, liegt es nahe anzunehmen, dass sie sich jeweils mit einem d, u oder s zu einem D-Meson binden und daher 2 D-Mesonen in einem Event entstehen. Für den $p_\perp$ -Cut von 5 GeV tragen Prozess 1 und 3 gleichermaßen zum Wirkungsquerschnitt im $N_D = 2$ - Bin bei. Es wurde häufiger ein D-Meson in einem Event produziert statt zwei D-Mesonen, weshalb der im Allgemeinen dominierende Prozess immer noch Prozess 3 ($cj \rightarrow cj$ etc.) ist.

Ein Grund, warum dieser Prozess der dominierende ist, könnte sein, dass er elastische Streuungen inkludiert. Außerdem wird ein Charm nur in einem der Jets verlangt. Die Wahrscheinlichkeit für ein c-Quark in der Protonstruktur vertreten zu sein, ist geringer als für mindestens ein Teilchen aus dem 99-Container. Daher macht es Sinn, dass Prozess 1, welcher zwei Charms (bzw. Anticharms) fordert, einen geringeren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt hat. Dass Prozess 2 und 5 nicht dominierend sind lässt sich dadurch erklären, dass die Jets j noch kein Charm enthalten und daher, damit ein D-Meson gebildet werden kann, erst durch Gluonaufspaltung in ein $c\bar{c}$ -Paar ein Charm gebildet werden muss. Je weiter diese Aufspaltungs- und Abstrahlungsprozesse fortschreiten, desto geringer werden auch die Impulse der entstehenden und abstrahlenden Teilchen. Bei den hier vorhandenen niedrigen Energien wird die Wahrscheinlichkeit, dass dabei ein Charm entsteht, dementsprechend signifikant kleiner. Das Charm ist in den Partonshowern auch im 4 FS nicht mehr masselos [20].

In den Histogrammen ist auch zu erkennen, dass die Summe der Wirkungsquerschnitte der Teilprozesse stellenweise größer als der totale Wirkungsquerschnitt ist. Dies ist in den $N_D = 2$ -Bins zu beobachten. Es existiert zudem ein Wirkungsquerschnitt für die Produktion von 3 D-Mesonen in einem Event, wenn man die Teilprozesse betrachtet. Der Prozess, aus dem 3 D-Mesonen hervorkommen, ist Prozess 1 ($cc \rightarrow cc$ etc.). Im total berechneten Wirkungsquerschnitt werden in allen Events maximal 2 D-Mesonen produziert. Der Unsicherheitsbereich des totalen Wirkungsquerschnittes inkludiert nicht immer den Wert der Summe aus den Teilprozessen. An dieser Stelle sind dementsprechend noch weitere Annahmen und Einschränkungen zu treffen, um die Ergebnisse näher aneinander zu bringen.

In den folgenden Kapiteln wird, sofern nicht anderweitig erwähnt, das Four-Flavour-Scheme verwendet.

3.1.4 Multiplizität

Die folgenden Histogramme zeigen die D-Mesonen-Multiziplicität in pp-Kollisionen für die verschiedenen $p_{\perp}$ -Cuts.

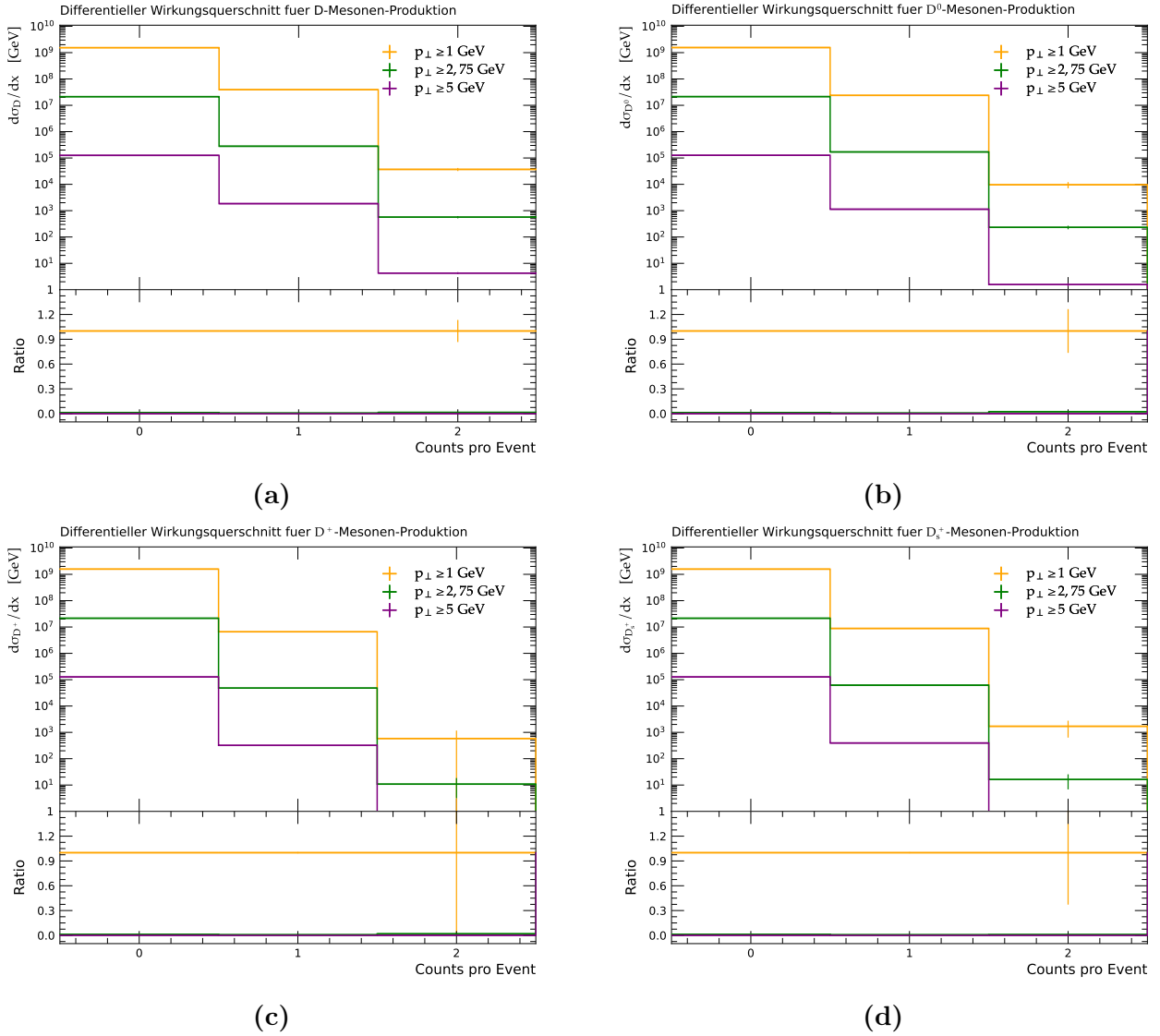


Abbildung 3.5: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion bei verschiedenen $p_{\perp}$ -Cuts

Die einzelnen Bins geben an, ob in einem Event null, eins oder zwei D-Mesonen produziert wurden. Da die Bins eine Breite von 1 haben, entspricht der differenzielle Wirkungsquerschnitt hier auch gleich dem totalen für die jeweiligen Bins. Je höher der $p_{\perp}$ -Cut ist, desto geringer ist der Wirkungsquerschnitt für die D-Mesonen-Produktion. Dies war zu erwarten, da mit steigendem $p_{\perp}$ -Cut mehr Jets ausgeschlossen werden, in denen Charms und weitere Quarks enthalten sein könnten, die sich zu D-Mesonen binden.

Auffällig ist, dass für alle drei $p_{\perp}$ -Cuts der Wirkungsquerschnitt für die D^0 -Mesonen-Produktion am größten ist. Um dies mit Zahlen zu veranschaulichen, sind in Tabelle 3.1 die Wirkungs-

querschnitte für den $p_{\perp}$ -Cut von 5 GeV zusammengefasst.

	D^0	D^+	D_s^+
σ_{D^i} [pb]	1136,8	320,02	395,4
$\sigma_{D^i}/\sigma_{D^0}$	1	0.28	0.35

Tabelle 3.1: Vergleich der Wirkungsquerschnitte für $p_{\perp} \geq 5$ GeV

Der Grund für diesen Unterschied wird sich in 3.1.5 erschließen.

3.1.5 Ursprung der D-Mesonen

Das folgende Histogramm zeigt den Ursprung, bzw. die direkten Mutterteilchen, der produzierten D-Mesonen.

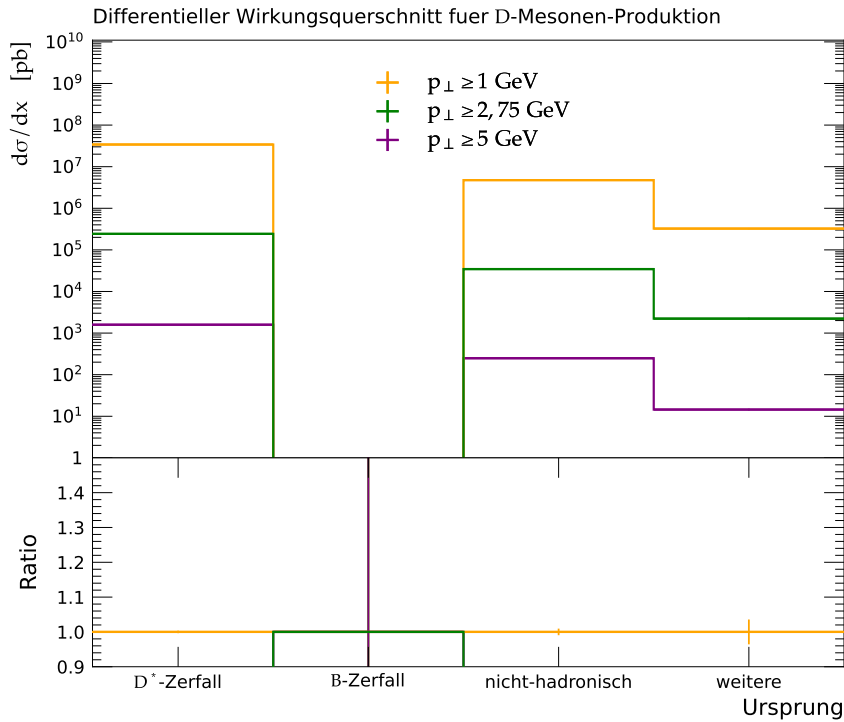


Abbildung 3.6: Ursprung der D-Mesonen

Es ist zu erkennen, dass der Großteil der D-Mesonen aus einem D^* -Zerfall stammen. Die Branching Ratios für den Zerfall in D^0 -Mesonen sind größer als die Branching Ratios für den Zerfall in D_s^+ - oder D^+ -Mesonen [vgl. 2]. Das ist eine mögliche Erklärung dafür, dass vergleichsweise mehr D^0 - als D^+ - und D_s^+ -Mesonen produziert werden, wie in 3.1.4 festgestellt wurde.

Da das b-Quark massiv gesetzt wurde, kann es nicht am hard process beteiligt sein. Es wird aus dem Jet (Teilchencontainer 93) exkludiert, der in der Run Card angegeben ist. Daher könnten sich B-Mesonen nur bilden, wenn im Partonen-Shower durch Abstrahlung und Aufspaltung ein b entsteht. Allein die Masse des Bottoms beträgt mehr als $\frac{1}{7}$ der Schwerpunktsenergie und

die Wahrscheinlichkeit für dessen Entstehung ist dementsprechend gering.

Einige D-Mesonen sind nicht-hadronischen Ursprungs, d.h. hier bilden sich Partonen direkt zu einem D-Meson. Daher existieren für einige D-Mesonen mehrere Mutterteilchen, wie in Abb. 3.7 veranschaulicht wird. Mögliche weitere Ursprünge durch beispielsweise Zerfälle aus anderen Hadronen sind unter „weitere“ zusammengefasst. Diese Fälle sind vergleichsweise gering gehalten, wie dem Histogramm zu entnehmen ist.

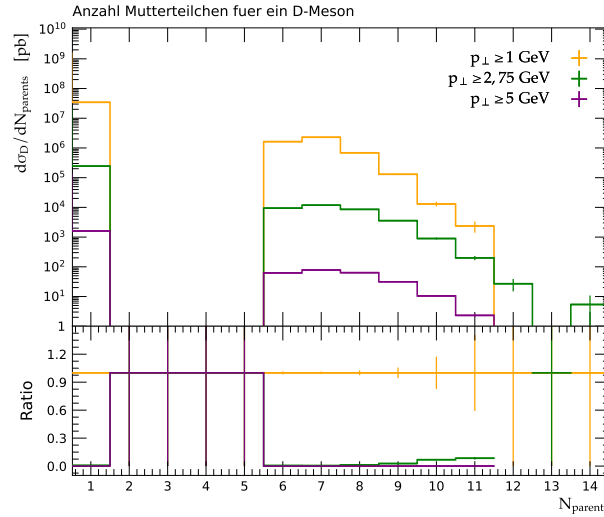


Abbildung 3.7: Anzahl Mutterteilchen der D-Mesonen

3.1.6 Impulsverteilungen

Transversalimpulsverteilung

Die Verteilung des Transversalimpulses $p_{\perp}$ der D-Mesonen ist in 3.8 zu sehen.

Der Transversalimpuls ist invariant unter einem Boost in z-Richtung, da er über $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ definiert ist und sich bei einem Boost entlang der Strahlenachse nur der p_z -Anteil des Dreier-Impulsvektors ändert. Daher ist $p_{\perp}$ im Schwerpunkt- und Laborsystem identisch.

Für alle drei $p_{\perp}$ -Cuts ist zu beobachten, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt mit steigendem $p_{\perp}$ der D-Mesonen sinkt. Das bedeutet, es werden mehr D-Mesonen produziert, die einen geringeren Transversalimpuls haben und deren Trajektorie somit tendenziell näher an der Strahlenachse verläuft. Hervorzuheben ist das lokale Minimum bei $p_{\perp} \approx 1$ GeV in den Verteilungen mit $p_{\perp}$ -Cuts von 2,75 und 5 GeV, wobei die Werte bei letzterem nicht erneut signifikant ansteigen. Die Transversalimpulsverteilung für die D^* -Mesonen, welche in D-Mesonen zerfallen, ist in 3.9b dargestellt. Daraus lässt sich erschließen, dass das Minimum in der $p_{\perp}$ -Verteilung der D-Mesonen seinen Ursprung bereits in der $p_{\perp}$ -Verteilung der D^* -Mesonen hat. Für den $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV ist dieses Minimum in 3.8 und 3.9b nicht zu beobachten. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Transversalimpulsverteilung bei solch niedrigen Schwer-

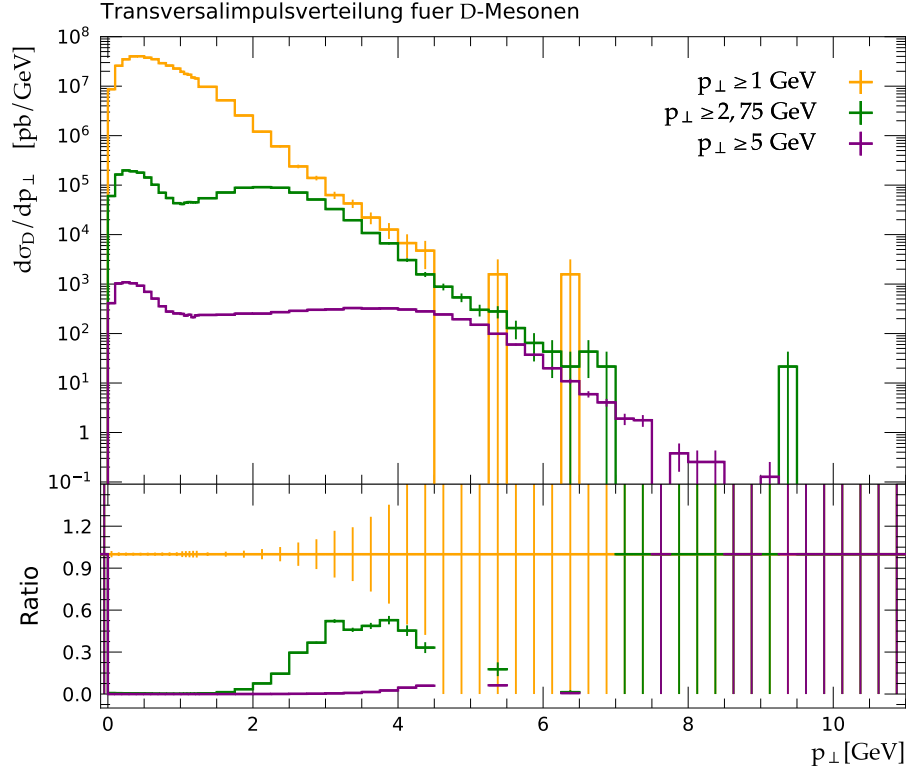


Abbildung 3.8: Transversalimpulsverteilung der D-Mesonen

punktsenergien sensitiv zum $p_{\perp}$ -Cut der Jets ist und der Grund für das lokale Minimum in der Verteilung von genau diesem abhängig ist. Es ist auffällig, dass die Verteilungen der $p_{\perp}$ -Cuts von 2,75 und 5 GeV steiler abfällt, sobald der Wert des Cuts erreicht ist. Das legt die Vermutung nahe, dass die beiden höheren Cuts zu hoch angesetzt sind und die Menge an produzierten D-Mesonen in Jets mit $p_{\perp}$ -Werten unter denen der $p_{\perp}$ -Cuts nicht zu vernachlässigen ist.

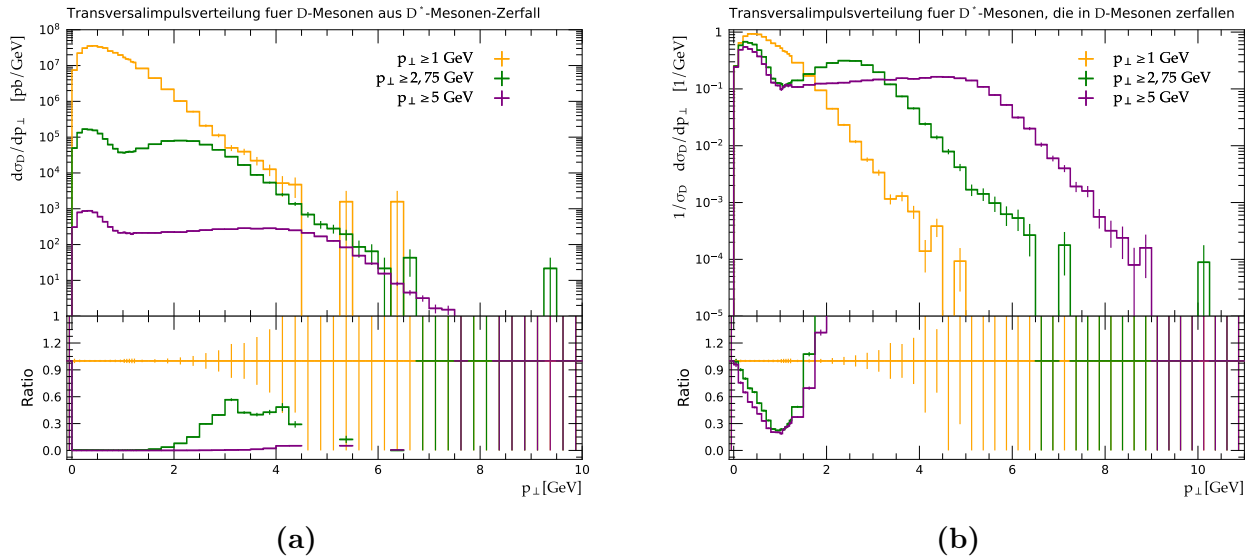


Abbildung 3.9: Transversalimpulsverteilungen für (3.9a) D-Mesonen, die in D^* zerfallen und (3.9b) betreffende D^* -Mesonen

Des Weiteren ist zu beobachten, dass mit steigendem $p_{\perp}$ -Cut der Jets mehr D-Mesonen mit größeren $p_{\perp}$ produziert werden. Der Verlauf flacht zudem gleichmäßiger ab, während beim $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV ein abrupter Cut bei 4,5 GeV zu beobachten ist. Hier hätte man erwarten können, dass bei der Verteilung für einen niedrigeren Cut auch die Bins, die bei höheren Cuts gefüllt werden, vertreten sind. Dies ist allerdings, wie zu sehen, nicht der Fall.

Dass die Verteilungen im niedrigeren $p_{\perp}$ -Bereich mit größer werdenden $p_{\perp}$ -Cut geringere Bin-höhen haben, entspricht der Erwartung, da der Wirkungsquerschnitt für die D-Mesonen-Produktion mit jenem kleiner wurde.

Longitudinalimpulsverteilung im Schwerpunkts- und Laborsystem

In Abb. 3.10 wird die p_z -Verteilung der D-Mesonen im Schwerpunkts- und Laborsystem dargestellt.

Aus Abb. 3.10 ist erkennbar, dass die p_z -Werte im Schwerpunktsystem ziemlich gleichermaßen in negative und positive p_z -Richtung um $p_z = 0$ verteilt sind. Das heißt die D-Mesonen, die produziert werden, haben gleichermaßen Trajektorien in positive, als auch in negative z -Richtung. Aus der p_z -Verteilung in Abb. 3.10b lässt sich erschließen, dass sich die D-Mesonen im Laborsystem ausschließlich auf Trajektorien mit positiver z -Richtung bewegen. In einem Fixed-Target-Experiment entspräche das der gewünschten Bewegung in Richtung Detektor. Der Verlauf des Histogramms ist für alle drei $p_{\perp}$ -Cuts ähnlich, jedoch werden für geringere Cuts auch D-Mesonen in höheren p_z -Regionen produziert, die bei höheren Cuts nicht mehr erreicht werden. Die p_z -Impulse nehmen im Laborsystem Werte bis zu 300 GeV an, das sind $\frac{3}{4}$ der Beam-Energie. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in diesen Bereichen dementsprechend gering, dennoch entstehen einige D-Mesonen, die einen großen Teil der zur Verfügung

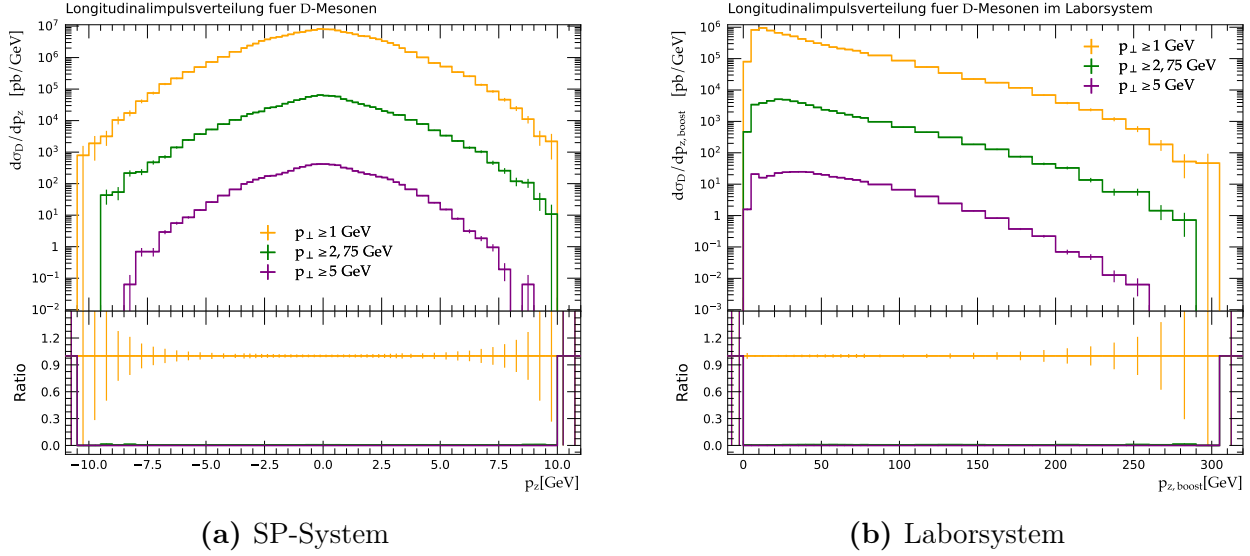


Abbildung 3.10: Longitudinalimpulsverteilungen der D-Mesonen

stehenden Energie besitzen. Überwiegend werden allerdings, wie aus Abb. 3.10 zu entnehmen ist, D-Mesonen mit geringeren p_z -Werten produziert. Die Maxima der Verteilungen liegen im Laborsystem zwischen 10 und 30 GeV, mit größer werdendem $p_\perp$ -Cut verschieben sie nicht zunehmend in positive p_z -Richtung. Das heißt, auch auf die p_z -Verteilung hat der $p_\perp$ -Cut der Jets einen Einfluss, auch wenn dieser nicht ganz so signifikant ist wie bei der $p_\perp$ -Verteilung.

Pseudorapiditätsverteilung im Laborsystem

Die Pseudorapidität η ist ein Maß für den Winkel des Teilchens zur Strahlenachse. In Abb. 3.11 ist die Pseudorapiditätsverteilung der produzierten D-Mesonen im Laborsystem zu sehen. Je größer der Wert von η , desto kleiner ist der Winkel zur Strahlenachse. Einige Beispielwerte sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

η	0	1,6	3	3,4	10
$\theta[^\circ]$	90	22,82	5,7	3,82	0,005

Tabelle 3.2: Vergleich η und θ

Die Werte für η bewegen sich überwiegend zwischen 1,5 und 9,5. Je größer der $p_\perp$ -Cut, desto mehr wird der Bereich von η eingeschränkt. Die Verteilung für η beginnt dann bei größeren Werten und hört bei zunehmend niedrigeren Werten auf. Je höher der $p_\perp$ -Cut, desto eindeutiger erkennt man ein Maximum des Verlaufs im Bereich von $3 < \eta < 4,5$. Für $p_\perp \geq 5$ GeV ist das Maximum näherungsweise bei einem Wert von $\eta = 3,4$, was einem Winkel von $\theta = 3,82^\circ$ entspricht. Für den $p_\perp$ -Cut von 1 GeV werden keine D-Mesonen produziert, die sich in einem Winkel $> 22,82^\circ$ zur Strahlenachse fortbewegen. Mit größer werdendem Cut auf die Jets wird der Winkelbereich entsprechend weiter eingeschränkt. Zum einen könnte man sich überlegen, dass das Herausbilden eines Maximums für größere $p_\perp$ -Cuts auf die Jets im

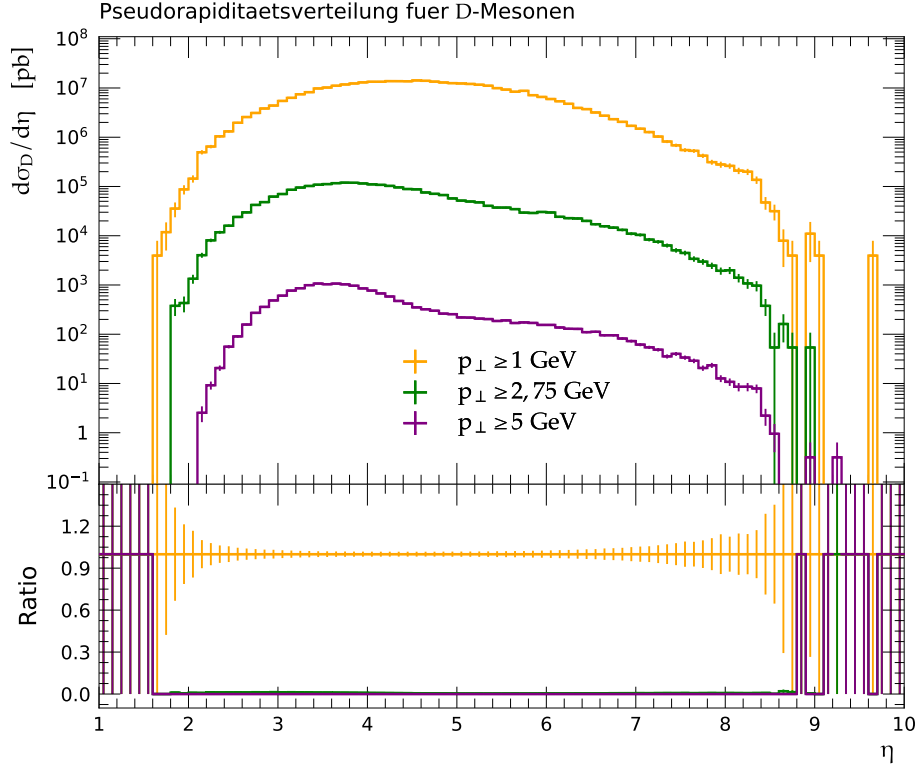


Abbildung 3.11: Pseudorapiditätsverteilung der D-Mesonen im Laborsystem

Zusammenhang mit genau diesem steht, da ein größerer Transversalimpuls auf einen größeren Winkel zur Strahlenachse und damit auf einen geringeren Pseudorapiditätswert schließen lässt, bei vergleichbaren $|\vec{p}|$ -Werten. Zu anderen steht genau diese Überlegung im Widerspruch zu der Tatsache, dass für niedrigere $p_{\perp}$ -Cuts D-Mesonen in Winkelabständen zur Strahlenachse produziert werden, die für $p_{\perp} \geq 5$ GeV gar nicht erreicht werden. Im Allgemeinen lässt sich die Tendenz der Verteilung zu niedrigeren η -Werten, die bei allen drei Cuts zu beobachten ist, dennoch in Teilen durch die Einschränkungen im Jet Finder begründen. Denn Bedingungen an die Jets haben Einfluss auf die Auswahl der produzierten Teilchen und deren Eigenschaften.

3.1.7 3 vs 4 flavour scheme

Um die D-Mesonen-Produktion im 3 FS zu betrachten, wurde der folgende Prozess definiert:

$$jj \rightarrow c\bar{c}j$$

Das j steht hier für Jet, wobei noch einmal zu betonen ist, dass der in Sherpa vordefinierte Jet-Container 93 das Charm nun nicht mehr enthält, da es als massiv betrachtet wird. In der Run Card verlangt der Jet Finder nun nur noch einen Jet mit den entsprechenden Cuts. Die Multiplizitätsverteilungen sind in Abb. 3.12 dargestellt.

Es ist zu sehen, dass der Wert im $N_D = 1$ - Bin im Histogramm Abb. 3.12a größer ist als der Wert des $N_D = 0$ - Bins. Das heißt, die produzierten Teilchen in dem hier festgelegten Prozess

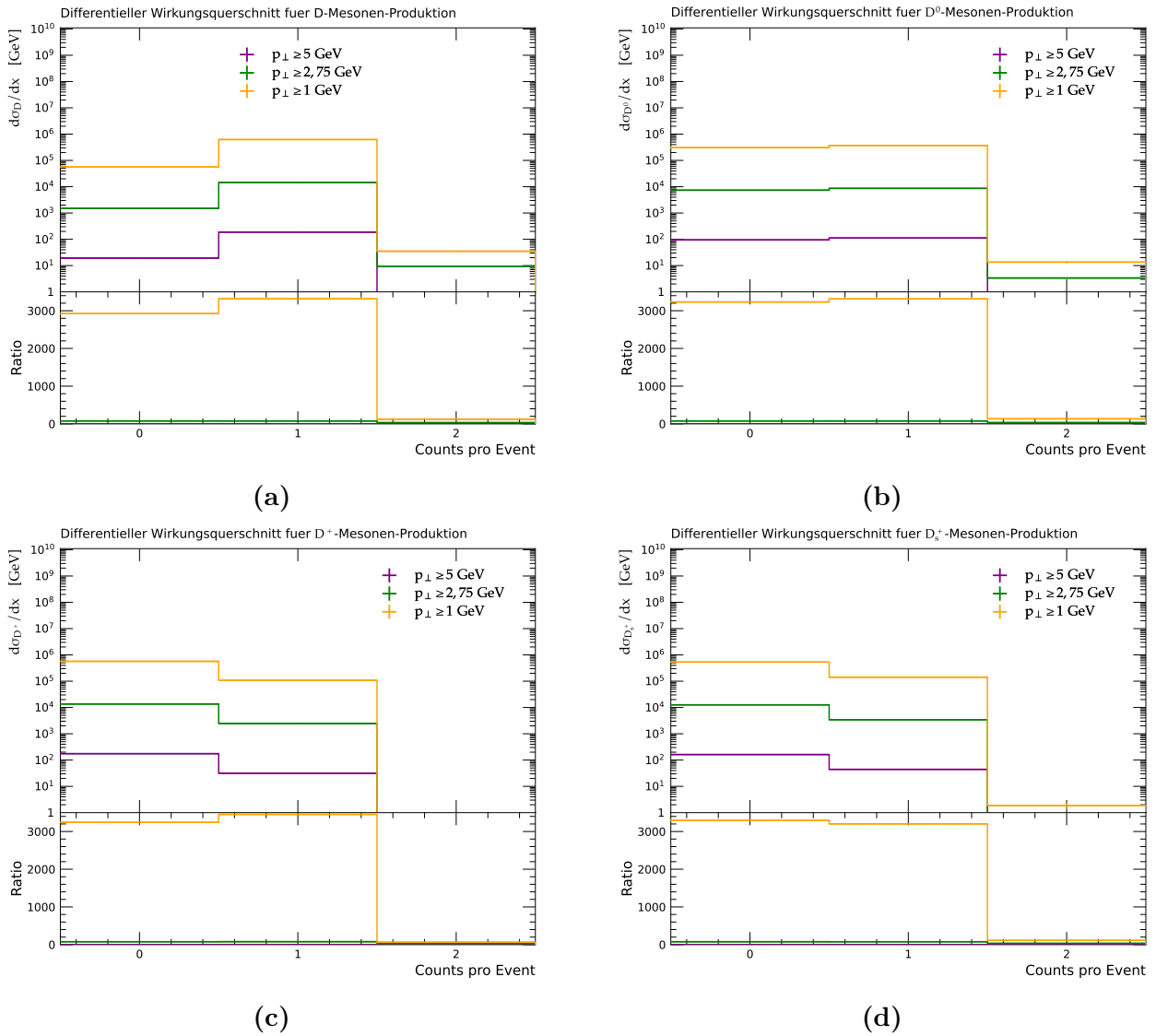


Abbildung 3.12: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion bei verschiedenen $p_\perp$ -Cuts im 3 FS

sind häufiger D-Mesonen als Teilchen anderer Art. Dies ist logisch, da alle Prozesse, die kein Charm enthalten, von vornherein ausgeschlossen werden. Die $N_D = 0$ - Bins im 3 und 4 FS sind daher nicht zu vergleichen.

Auch im 3 FS ist der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von D^0 -Mesonen höher als für die D^+ - und D_s^+ -Produktion. Dies ist, wie bereits erwähnt, in den Zerfallskanälen der D^* -Mesonen begründet.

In den Multiplizitätshistogrammen sind keine gravierenden Unterschiede in der Art der Verteilung zu erkennen. Allerdings sind die Werte des (differentiellen) Wirkungsquerschnittes für die D-Mesonen-Produktion signifikant kleiner als im 4 FS. Um dies zu veranschaulichen, sind in Abb. 3.13 die Ergebnisse beider Schemes zusammengefasst.

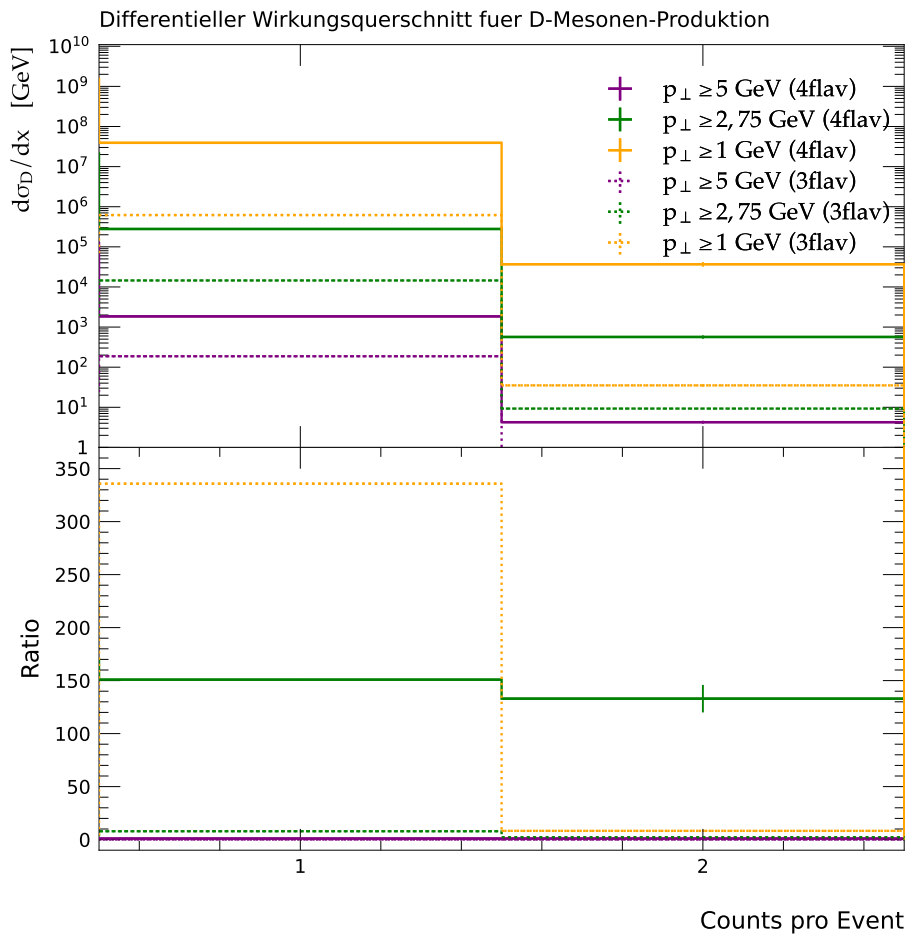


Abbildung 3.13: D-Mesonen-Multiziplität im 3 und im 4 FS

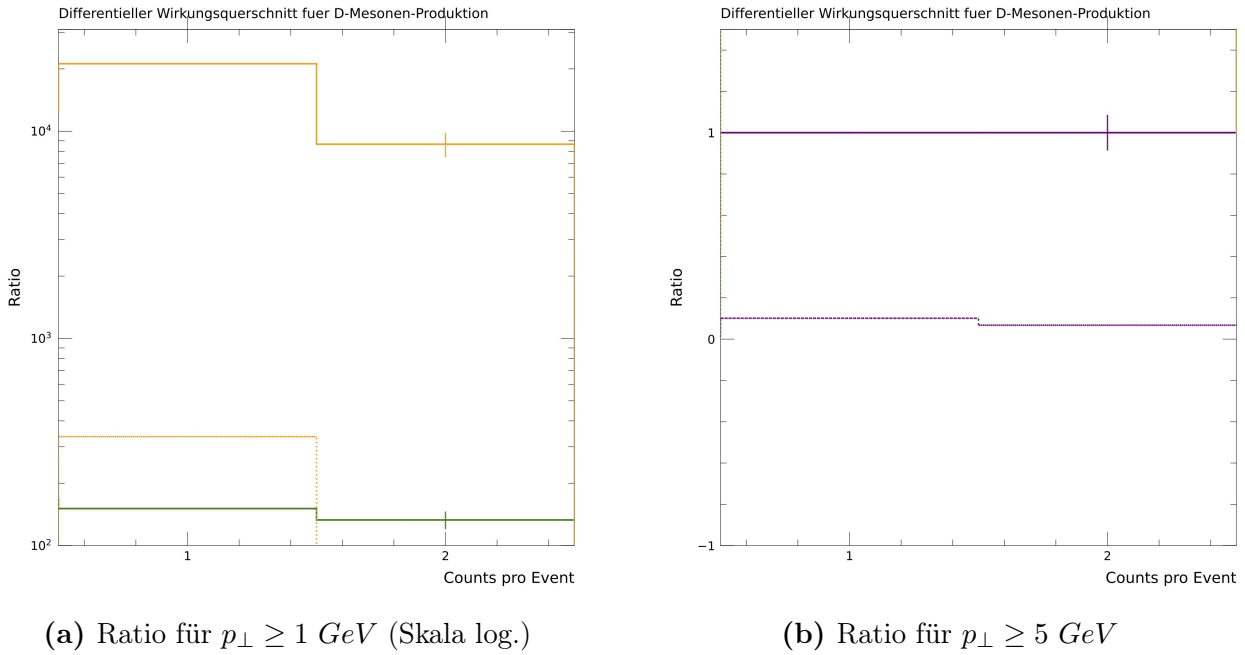
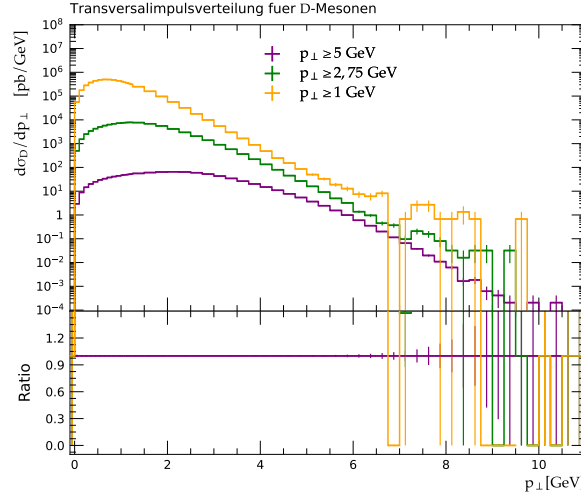
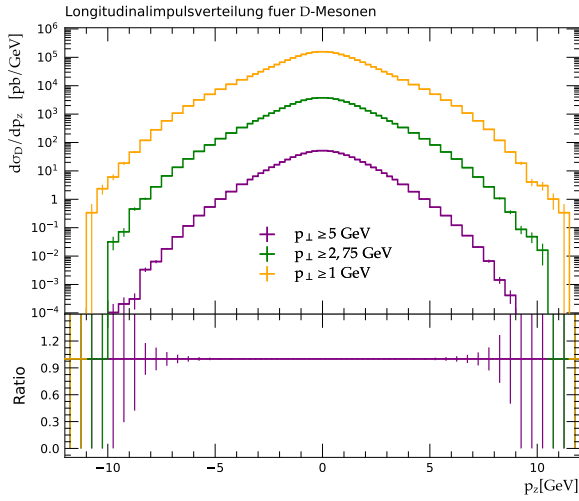
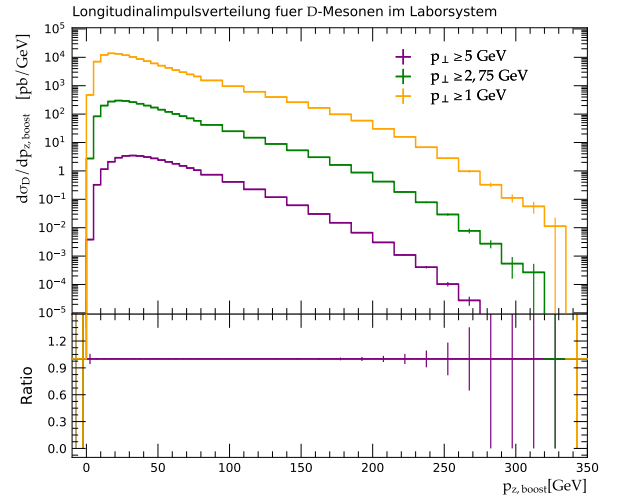


Abbildung 3.14: Vergleich der Ratios im 3 und 4 FS (Sakala lin.)

Es ist erkennbar, dass für alle $p_{\perp}$ -Cuts der Wirkungsquerschnitt im Vergleich zum 4 FS in einer deutlich geringeren Größenordnung liegt. Zum Beispiel lässt sich aus dem Ratio-Plot in Abb. 3.13 ablesen, dass der Wirkungsquerschnitt für $N_D = 1$ für einen $p_{\perp}$ -Cut von 2,75 GeV ca. im 4 FS ca 15 mal größer ist als im 3 FS. In Abb. 3.14 sind die Ratios für die anderen zwei $p_{\perp}$ -Cuts noch einmal zu sehen. Die Ratios beziehen sich auf den Wert für den $p_{\perp} \geq 5 \text{ GeV}$ -Cut im 4 FS, deshalb ist dessen Ratio gleich 1. Für den $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV ist der Wert für den Wirkungsquerschnitt für $N_D = 1$ im 4 FS ca. 60 mal größer als im 3 FS. Für den $p_{\perp}$ -Cut von 5 GeV ist σ_D für $N_D = 1$ im 4 FS ca. 10 mal größer als im 3 FS. D.h. man kann schlussfolgern, dass der Unterschied in den Wirkungsquerschnitten mit größer werdendem $p_{\perp}$ -Cut geringer wird. Dies steht unter anderem im Zusammenhang damit, dass die Werte für σ_D um mehrere Größenordnungen kleiner werden für höhere Cuts auf die Jets. Inwiefern ein noch höherer Cut auf den Transversalimpuls der Jets Sinn hat, ist bei der niedrigen Schwerpunktsenergie zu überlegen.

(a) $p_{\perp}$ -Verteilung(b) p_z -Verteilung im SP-System(c) p_z -Verteilung im Laborsystem**Abbildung 3.15:** Transversal- und Longitudinalimpulsverteilungen im 3-Flavour-Scheme

In Abb. 3.15 sind die Impulsverteilungen zu sehen. Wie zu erwarten war, beeinflusst der $p_{\perp}$ -Cut den Wirkungsquerschnitt - dieser ist höher je geringer der $p_{\perp}$ -Cut ist, wie im 4 FS. In der Transversalimpulsverteilung fällt auf, dass ein lokales Minimum, wie es im 4 FS beobachtet wurde, bei keinem $p_{\perp}$ -Cut vorzufinden ist. Die $p_{\perp}$ -Verteilungen entsprechen also im 3 FS eher dem erwarteten Verlauf. Um den direkten Vergleich der Impulsverteilungen zu sehen, ist in Abb. 3.16 die $p_{\perp}$ -Verteilung und die p_z -Verteilung im Laborsystem beider Schemes zusammengefasst.

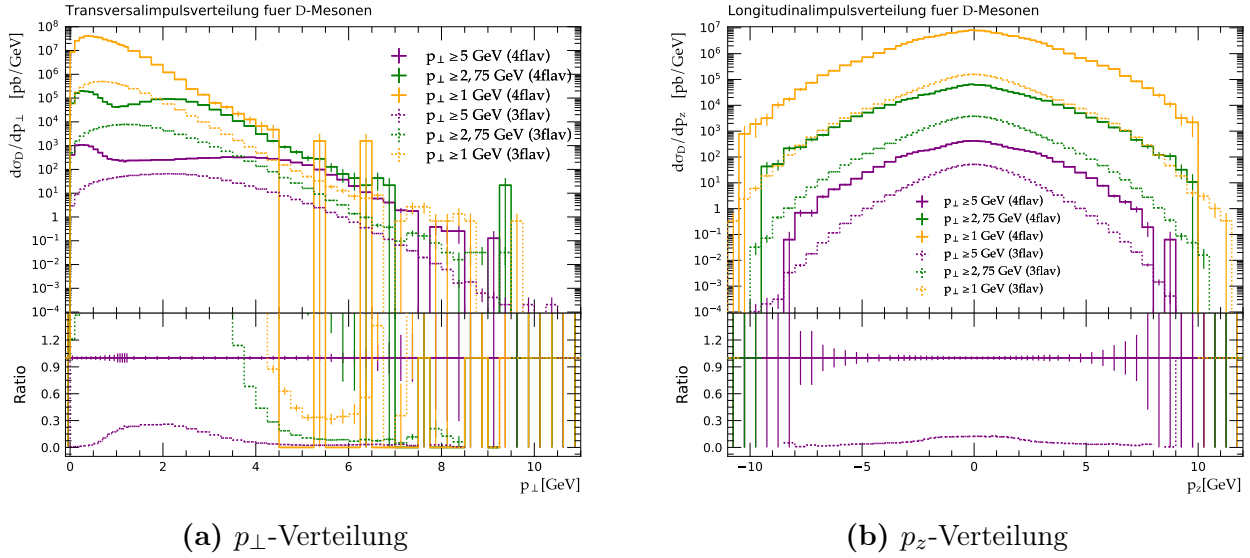


Abbildung 3.16: Impulsverteilungen im 3- und 4-Flavour-Scheme

Sie verdeutlichen noch einmal den Unterschied in den Größenordnungen von $\frac{d\sigma_D}{dx}$.

Der Unterschied im ersten Drittel der $p_{\perp}$ -Verteilung ist am signifikantesten. Überhalb der jeweiligen $p_{\perp}$ -Grenze ähneln sich die Verteilungen in der Form für jeden $p_{\perp}$ -Cut, wenn auch die Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes nicht übereinstimmen. Dieser direkte Vergleich der beiden Schemes in Abb. 3.16a lässt die Schlussfolgerungen zu, dass das 3 FS zum einen die eher zu erwartenden Vorhersagen trifft, was den Verlauf der $p_{\perp}$ -Verteilungen angeht. Zum anderen beeinflussen die technischen $p_{\perp}$ -Cuts auf die Jets die physikalischen Vorhersagen stark.

Die p_z -Verteilungen weisen keine neuen signifikanten Unterschiede auf zwischen den beiden Schemes. Für den $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV ist erkennbar, dass im 3-Flavour-Scheme D-Mesonen mit höheren Transversal- und Longitudinalimpulsen produziert werden. Ein möglicher Grund für solche Abweichungen ist beispielsweise, dass der Jet-Cut im 3 FS nur auf den einen Jet angewandt wird, da explizit die Bildung eines $c\bar{c}$ -Paares verlangt wird. Auf diese beiden Quarks wird jedoch kein Cut angewandt. Im 4 FS muss das Charm wiederum in einem der Jets, auf die der $p_{\perp}$ -Cut angewandt wird, produziert werden.

3.2 D-Mesonen-Produktion in Kollisionen mit weiteren Targets

Im folgenden Kapitel wird die D-Mesonen-Produktion in Kollisionen untersucht, bei denen ein Beam aus Protonen besteht und ein weiterer aus Pionen, Kaonen oder Neutronen. Bezieht man dies auf das Fixed Target-Experiment, so würde es veranschaulicht bedeuten, dass man einen Protonenstrahl auf verschiedene (Teilchen in den) Targets lenkt, oder verschiedene Teilchenstrahlen auf die Protonen im Target.

Die Ergebnisse werden jeweils für die $p_{\perp}$ -Cuts von 1 und 5 GeV mit denen aus der Proton-Proton-Kollision verglichen. Die Massen für die weiteren Mesonen wurden aus [2] und für Neutron aus [13] entnommen.

3.2.1 Multiplizität

Die Multiziplicitätsverteilungen sind im Vergleich in Abb. 3.17 dargestellt.

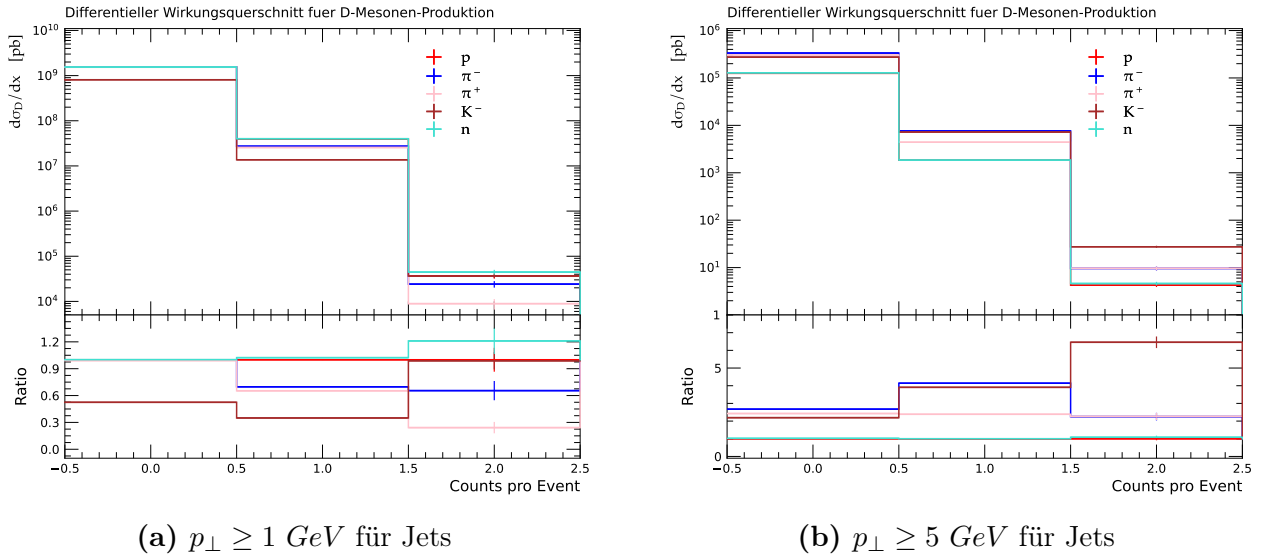


Abbildung 3.17: D-Mesonen-Multiplizität im Vergleich für verschiedene Targets

Es ist zu erkennen, dass für beide Cuts eine pp - und eine pn -Kollision nahezu identische Wirkungsquerschnitte für die D-Mesonen-Produktion liefern. Bei allen weiteren Kollisionen ist erkennbar, dass es vom $p_{\perp}$ -Cut der Jets abhängt, ob σ_D höher ist als bei einer pp -Kollision oder niedriger. Für den Cut von 1 GeV ist der Wirkungsquerschnitt geringer für die pK^- -, $p\pi^-$ - und $p\pi^+$ -Kollisionen. Im $N_D = 1$ - Bin ist σ_D für eine pK^- -Kollision nicht einmal halb so groß wie für eine pp -Kollision. Im $N_D = 2$ - Bin sind die Werte nahezu identisch, allerdings ist $\sigma_D(N_D = 2)$ auch deutlich geringer als $\sigma_D(N_D = 1)$. Daher ist für den gesamten Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion der $N_D = 1$ - Bin entscheidender. Für einen Proton-Pion-Kollision entspricht der Wirkungsquerschnitt rund $\frac{2}{3}$ von dem einer pp -Kollision.

Für den $p_{\perp}$ -Cut von 5 GeV ist die Beobachtung genau umgekehrt. Für die Neutronen ist σ_D erneut nahezu identisch, bei allen weiteren Teilchen ist der Wirkungsquerschnitt mindestens doppelt so groß. Für pK^- und $p\pi^-$ hat $\sigma_D(N_D = 1)$ den vierfachen Wert gegenüber einer pp -Kollision. Aus den Unterschieden in den Ratios kann man schlussfolgern, dass in den Proton-Hadron-Kollisionen (ohne pp) mehr D-Mesonen in Jets entstehen, die einen höheren $p_{\perp}$ -Wert haben, als in pp -Kollisionen. Für den niedrigen $p_{\perp}$ -Cut entstehen in pp -Kollisionen mehr D-Mesonen. D.h. für pp -Kollisionen werden die D-Mesonen tendenziell eher in Jets produziert, die einen niedrigeren $p_{\perp}$ -Wert haben, als für weitere p -Hadron-Kollisionen.

Man kann im Gegensatz zum $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV auch einen Unterschied zwischen $p\pi^{-}$ und π^{+} sehen - für eine $p\pi^{+}$ -Kollision ist σ_D geringer. Eine mögliche Begründung ist die Zusammensetzung von π^{-} : $d\bar{u}$ [2]. π^{+} hingegen ist aus $u\bar{d}$ zusammengesetzt [2]. D-Mesonen entstehen häufig durch den Zerfall von D^{*} -Mesonen, wobei die Branching Ratios für Zerfälle in D^0 -Mesonen am größten sind. Das D^0 besteht aus $c\bar{u}$, das heißt es besitzt ein Anti-Up-Quark. Dieses ist Bestandteil von π^{-} , was den höheren Wirkungsquerschnitt für D-Mesonen-Produktion in $p\pi^{-}$ -Kollisionen erklären könnte. Negativ geladene Kaonen besitzen auch ein $\bar{u}$, was sich mit einem c zu einem D^0 -Meson binden kann. Dementsprechend liegt es nahe zu erwarten, dass σ_D für Kollisionen mit solchen Mesonen, die ein Valenzquark haben, welches Bestandteil eines D-Mesons ist, größer ist als bei pp -Kollisionen. Wie man erkennen kann, ist dies allerdings für den niedrigeren $p_{\perp} \geq 1$ GeV - Cut nicht der Fall.

Damit lässt sich kein eindeutiger Schluss ziehen zur Multiplizität in Kollisionen mit weiteren Targets im Vergleich zu pp -Kollisionen, da das Ergebnis eindeutig vom $p_{\perp}$ -Cut auf die Jets abhängt.

3.2.2 Ursprung der D-Mesonen

In Abb. 3.18 sind die Ursprünge der D-Mesonen im Vergleich zu sehen.

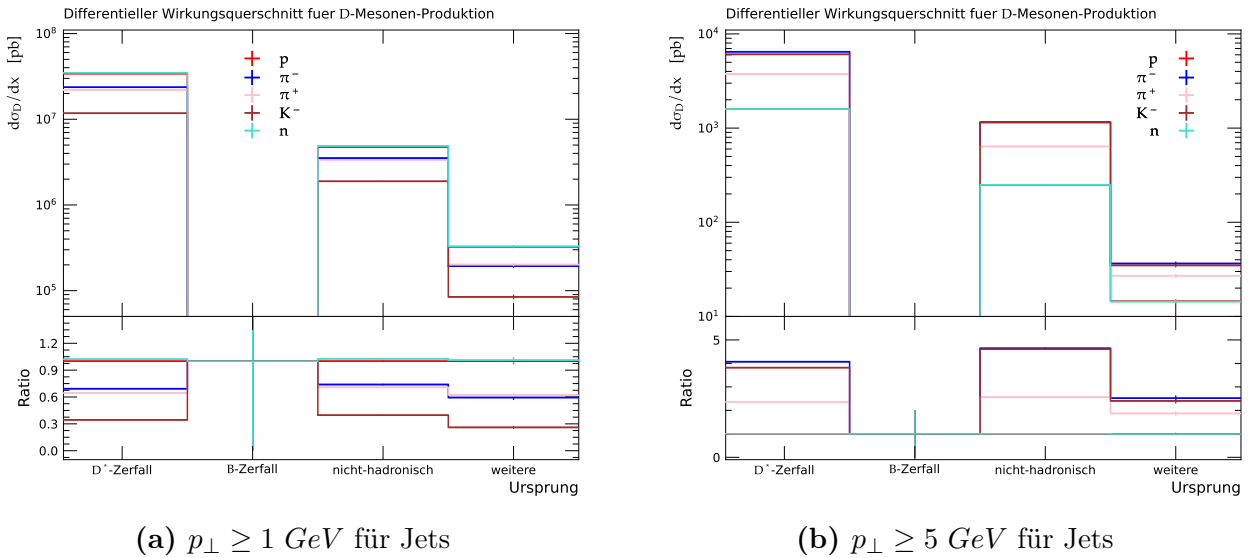


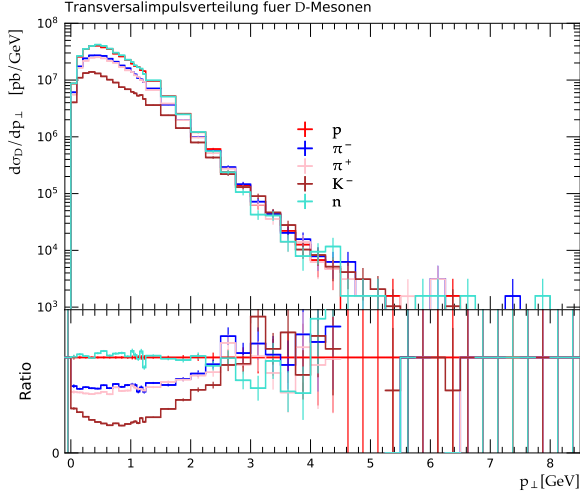
Abbildung 3.18: Ursprung der D-Mesonen im Vergleich für verschiedene Targets

Die Beobachtungen zu den Verhältnissen, die bereits im vorherigen Unterkapitel gemacht wurden, werden hier noch einmal bestätigt.

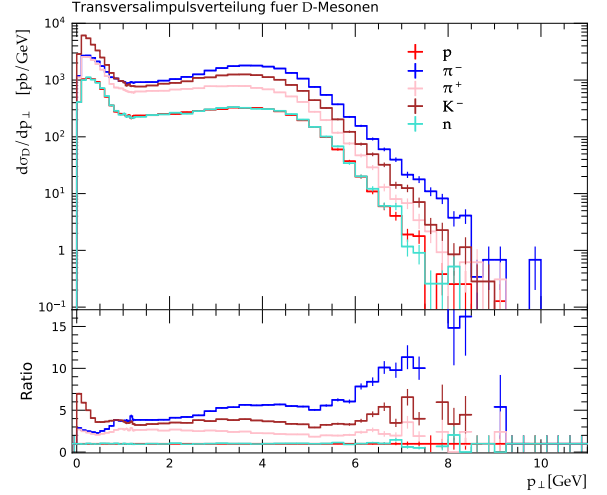
Es sind keine auffälligen Unterschiede zu erkennen, was die Häufigkeit der Ursprünge innerhalb einer bestimmten Kollision betrifft. In allen Kollisionen werden die meisten D-Mesonen durch einen D^{*} -Zerfall produziert.

3.2.3 Vergleich weiterer Verteilungen

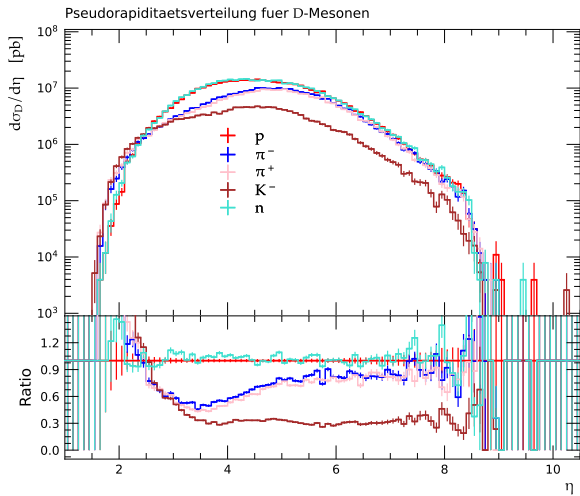
Die Transversalimpuls- und Pseudorapiditätsverteilungen sind im Vergleich in Abb. 3.19 dargestellt.



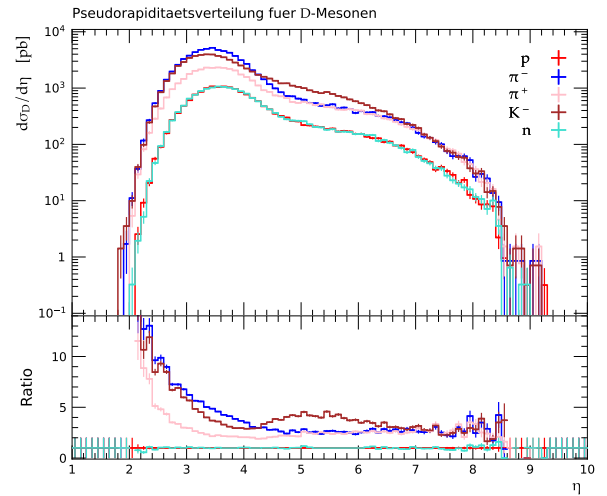
(a) $p_{\perp}$ -Verteilung mit $p_{\perp} \geq 1 \text{ GeV}$ für Jets



(b) $p_{\perp}$ -Verteilung mit $p_{\perp} \geq 5 \text{ GeV}$ für Jets



(c) η -Verteilung mit $p_{\perp} \geq 1 \text{ GeV}$ für Jets



(d) η -Verteilung mit $p_{\perp} \geq 5 \text{ GeV}$ für Jets

Abbildung 3.19: $p_{\perp}$ und η der D-Mesonen im Vergleich für verschiedene Targets

Die Verteilungen haben für den jeweiligen $p_{\perp}$ -Cut ähnliche Verläufe, zwischen den Cuts unterscheiden sich die Verteilungen erneut stark. Die bereits gemachten Beobachtungen zu den Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte zwischen den unterschiedlichen Kollisionen bestätigen sich auch hier. Auffällig ist vor allem die Differenz zwischen den beiden Pionen für den größeren $p_{\perp}$ -Cut. σ_D ist höher für negative geladenen Pionen.

Für $p_{\perp} \geq 5 \text{ GeV}$ verschiebt sich die Verteilung von η in Richtung kleinerer Werte. Diese Beobachtung wurde bereits für pp -Kollision gemacht.

Im Großen und Ganzen ist also festzustellen, dass die Form der Verteilungen für alle Kollisionen ähnlich ist. Es hängt aber vom Jet-Cut ab, ob der differenzielle Wirkungsquerschnitt für pp -Kollisionen geringer oder höher als für weitere p -Hadron-Kollisionen ist.

Die PDF für die Pionen wurde aus [14] entnommen, für die Kaonen aus [9] und für die Neutronen aus [26].

4 Zusammenfassung und Ausblick

Eine der wichtigsten Erkenntnisse, die gewonnen wurden, ist, dass besonders die $p_{\perp}$ -Verteilungen der D-Mesonen stark vom $p_{\perp}$ -Cut, den man auf die Jets setzt, abhängen. Dementsprechend ist es notwendig, genauer zu untersuchen, welcher Cut am geeignetsten ist. Es ist im 4 FS ein ungewöhnlicher Verlauf der $p_{\perp}$ -Verteilungen im niedrigeren $p_{\perp}$ -Bereich für die Cuts von 2,75 und 5 GeV zu erkennen. Dieser ist im 3 FS für keinen Jet-Cut und im 4FS für den $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV nicht zu sehen. Zudem sind die Wirkungsquerschnitte für die D-Mesonen-Produktion im 3 FS einige Größenordnungen geringer als im 4 FS. Daraus kann man schließen, dass in beiden Schemes noch weitere Annahmen getroffen werden müssen, damit die Ergebnisse näher übereinstimmen. Zum einen bezüglich der Jet-Cuts im 4 FS und zum anderen bezüglich der betrachteten Prozesse im 3 FS. Möglicherweise sind in den hier durchgeführten Simulationen im 3 FS noch nicht alle potenziellen relevanten hard processes inkludiert. Inwiefern die Jet-Cuts hier spezifiziert werden sollten, ist auch noch weiter zu untersuchen. Des Weiteren muss die Aufteilung des hard processes im 4 FS in die einzelnen Teilprozesse noch genauer betrachtet werden, da auch hier Differenzen aufzuweisen sind.

Auch im zweiten Teil des Hauptteils, in dem die Kollisionen mit anderen Targets untersucht wurden, konnte man feststellen, dass das Ergebnis vom $p_{\perp}$ -Cuts der Jets abhängt. Die Implementation der nicht-Proton Beams war an einigen Stellen nicht unproblematisch. Auch hier ist Raum für weitere Anpassungen.

Den Erwartungen entsprechend kommt der Großteil der produzierten D-Mesonen aus einem D^* -Zerfall, was in beiden Schemes beobachtet wurde.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Navas et al. (Particle Data Group). „45. Monte Carlo particle numbering scheme (überarbeitet)“. In: *Phys. Rev. D* 110 (Mai 2024), S. 030001. URL: <https://pdg.lbl.gov/2024/reviews/rpp2024-rev-monte-carlo-numbering.pdf>.
- [2] S. Navas et al. (Particle Data Group). „Mesons“. In: *Phys. Rev. D* 110 (2024 (2025 update)), S. 03001. URL: <https://pdg.lbl.gov/2025/tables/rpp2025-sum-mesons.pdf>.
- [3] S. Navas et al. (Particle Data Group). „Quarks“. In: *Phys. Rev. D* 110 (2024 (2025 update)), S. 03001. URL: <https://pdg.lbl.gov/2025/tables/rpp2025-sum-quarks.pdf>.
- [4] C et al. Ahdida. *SHiP Experiment - Comprehensive Design Study report*. Techn. Ber. Geneva: CERN, 2019. URL: <https://cds.cern.ch/record/2704147>.
- [5] C. Ahdida u. a. „The SHiP experiment at the proposed CERN SPS Beam Dump Facility“. In: *Eur. Phys. J. C* 82.5 (2022), S. 486. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10346-5.
- [6] E. M Aitala u. a. „Differential cross sections, charge production asymmetry, and spin-density matrix elements for $D^{*\pm}(2010)$ produced in 500 GeV/c π^- -nucleon interactions.“ In: *Phys. Lett. B* 539 (2002), S. 218–226. DOI: 10.1016/S0370-2693(02)02102-0.
- [7] S. Aoki u. a. „Study of proton nucleus interactions in the DSTAU/NA65 experiment at the CERN-SPS“. In: *Eur. Phys. J. C* 85.3 (März 2025), S. 230. DOI: 10.1140/epjc/s10052-025-13928-1.
- [8] Olaf Behnke und Achim Geiser. *Teilchenphysik für Fortgeschrittene. Die starke Wechselwirkung und Quantenchromodynamik, Teil II*. Sommersemester 2010. URL: <https://www.desy.de/~geiser/Lehre/SS10/qcd10b.pdf>.
- [9] Valerio Bertone u. a. „A determination of the fragmentation functions of pions, kaons, and protons with faithful uncertainties“. In: *Eur. Phys. J. C* 77.8 (2017), S. 516. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5088-y.
- [10] Enrico Bothmann u. a. „Event generation with Sherpa 3“. In: *JHEP* 12 (2024), S. 156. DOI: 10.1007/JHEP12(2024)156.
- [11] CERN. *LHC Run 2*. 2026. URL: <https://home.cern/tags/lhc-run-2> (besucht am 24.04.2026).

- [12] Markus Cristinziani. „The SHiP experiment at CERN“. In: *3rd World Summit on Exploring the Dark Side of the Universe*. 2020, S. 175–182.
- [13] S. Navas et al.(Particle Data Group). „Baryons“. In: *Phys. Rev. D* 110 110 (2024 (2025 update)), S. 03001. URL: https://pdg.lbl.gov/2025/tables/contents_tables.html.
- [14] M. Glück, E. Reya und A. Vogt. „o.T.“ In: *Z. Phys. C* 53.651 (1992).
- [15] Dmitry Gorbunov u. a. „Heavy Neutral Leptons from kaon decays in the SHiP experiment“. In: *Phys. Lett. B* 810 (2020), S. 135817. DOI: 10.1016/j.physletb.2020.135817.
- [16] Tie-Jiun Hou u. a. „New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC“. In: *Phys. Rev. D* 103.1 (2021), S. 014013. DOI: 10.1103/PhysRevD.103.014013.
- [17] Frank Krauss und Davide Napoletano. „Towards a fully massive five-flavor scheme“. In: *Phys. Rev. D* 98.9 (Dez. 2018), S. 096002. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.096002.
- [18] Giovanni De lellis und SHiP Collaboration. „The SHiP Experiment at CERN“. In: *J. Phys.: Conf. Ser.* Bd. 1137. 012059. 2019. DOI: 10.1088/1742-6596/1137/1/012059.
- [19] Fabio Maltoni, Giovanni Ridolfi und Maria Ubiali. „b-initiated processes at the LHC: a reappraisal“. In: *JHEP* 07 (2012). [Erratum: JHEP 04, 095 (2013)], S. 022. DOI: 10.1007/JHEP04(2013)095.
- [20] Davide Napoletano, Frank Krauss und Steffen Schumann. „Bottom-quark mass effects in associated production with Z and H bosons“. In: *PoS DIS2017* (2018). Hrsg. von Uta Klein, S. 172. DOI: 10.22323/1.297.0172.
- [21] Michael H. Seymour und Marilyn Marx. „Monte Carlo Event Generators“. In: *69th Scottish Universities Summer School in Physics: LHC Physics*. Apr. 2013, S. 287–319. DOI: 10.1007/978-3-319-05362-2_8.
- [22] Frank Siegert. *Vorlesungsskript Kern- und Teilchenphysik*. WS 2024/25.
- [23] *Standardmodel of Elementary Particles*. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg (besucht am 24.04.2026).
- [24] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [25] Maria Ubiali. *Four/Five flavour schemes and the BBH case*. presentation. IPPP Durham, UK, Apr. 2016. URL: https://conference.ipp.dur.ac.uk/event/516/contributions/2929/attachments/2459/2699/ubiali_hflhc.pdf.
- [26] Keping Xie, Bei Zhou und T. J. Hobbs. „The photon content of the neutron“. In: *JHEP* 04 (2024), S. 022. DOI: 10.1007/JHEP04(2024)022.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau des SHiP-Detektors, aus [4]	10
2.2	Übersicht Quarks und Gluonen, eigene Darstellung(inspiriert von: [23])	12
2.3	Schematische Darstellung eines Events, aus [10]	15
2.4	Charm-Produktion im 3- und 4- Flavour Scheme	17
3.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion mit einem $p_{\perp}$ -Cut von 1 GeV	23
3.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion mit einem $p_{\perp}$ -Cut von 2,75 GeV	24
3.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion mit einem $p_{\perp}$ -Cut von 5 GeV	25
3.4	Mögliche Feynman-Diagramme für $cj \rightarrow cj$	25
3.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion bei verschiedenen $p_{\perp}$ -Cuts	27
3.6	Ursprung der D-Mesonen	28
3.7	Anzahl Mutterteilchen der D-Mesonen	29
3.8	Transversalimpulsverteilung der D-Mesonen	30
3.9	Transversalimpulsverteilungen für (3.9a) D-Mesonen, die in D^* zerfallen und (3.9b) betreffende D^* -Mesonen	31
3.10	Longitudinalimpulsverteilungen der D-Mesonen	32
3.11	Pseudorapiditätsverteilung der D-Mesonen im Laborsystem	33
3.12	Differentieller Wirkungsquerschnitt der D-Mesonen-Produktion bei verschiedenen $p_{\perp}$ -Cuts im 3 FS	34
3.13	D-Mesonen-Multiziplität im 3 und im 4 FS	35
3.14	Vergleich der Ratios im 3 und 4 FS (Sakala lin.)	36
3.15	Transversal- und Longitudinalimpulsverteilungen im 3-Flavour-Scheme	37
3.16	Impulsverteilungen im 3- und 4-Flavour-Scheme	38
3.17	D-Mesonen-Multiplizität im Vergleich für verschiedene Targets	39
3.18	Ursprung der D-Mesonen im Vergleich für verschiedene Targets	40
3.19	$p_{\perp}$ und η der D-Mesonen im Vergleich für verschiedene Targets	41

A Rivet-Analysen

A.1 DMESONS

```
// -*- C++ -*-
#include "Rivet/Analysis.hh"
#include "Rivet/Projections/UnstableParticles.hh"
#include "Rivet/Math/LorentzTrans.hh"
#include "Rivet/Math/Vector3.hh"
#include <cmath>
#include <list>

namespace Rivet {

    // Analysis which counts the number of D-Mesons in a pp -> pp
    Process

    class DMESONS : public Analysis {
    public:

        /// Constructor
        RIVET_DEFAULT_ANALYSIS_CTOR(DMESONS);

        /// @name Analysis methods
        /// @{

        void init(){

            UnstableParticles usp(Cuts::abseta < 5.0);
            declare(usp, "USP");

            // book histograms
            // histograms for differential cross section of D0, D+, Ds+ and
            all D-mesons
            book(_h["D0"], "D0", 10, -0.5, 9.5);
            book(_h["Dplus"], "Dplus", 10, -0.5, 9.5);
            book(_h["Ds"], "Ds", 10, -0.5, 9.5);
            book(_h["allD"], "allD", 10, -0.5, 9.5);
            book(_h["Dstar_mult"], "Dstar", 10, -0.5, 9.5);

            // binedges for pT distributions

```

```

vector<double> binedges_pT = {-0.1, 0., 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5,
    0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.25, 1.5, 1.75, 2.0, 2.25, 2.5,
    2.75, 3., 3.25, 3.5, 3.75, 4., 4.25, 4.5, 4.75, 5., 5.25,
    5.5, 5.75, 6., 6.25, 6.5, 6.75, 7., 7.25, 7.5, 7.75, 8.,
    8.25, 8.5, 8.75, 9., 9.25, 9.5, 9.75, 10.};
vector<double> binedges2_pT = {-0.1, 0., 0.1, 0.2, 0.3, 0.4,
    0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.05, 1.1, 1.15, 1.2, 1.25,
    1.5, 1.75, 2.0, 2.25, 2.5, 2.75, 3., 3.25, 3.5, 3.75, 4.,
    4.25, 4.5, 4.75, 5., 5.25, 5.5, 5.75, 6., 6.25, 6.5, 6.75,
    7., 7.25, 7.5, 7.75, 8., 8.25, 8.5, 8.75, 9., 9.25, 9.5,
    9.75, 10., 10.25, 10.5, 10.75, 11.};
// histograms for transverse momentum of D0, D+, Ds+
book(_h["D0_pT"], "D0_pT", binedges2_pT);
book(_h["Dplus_pT"], "Dplus_pT", binedges2_pT);
book(_h["Ds_pT"], "Ds_pT", binedges2_pT);

// histogram for transverse momentum
// and pseudorapidity of D-meson
book(_h["pT"], "pT", binedges2_pT);
book(_h["eta"], "eta", 110, 0.0, 11.0);

// binedges for pz distributions
vector<double> binedges_z = {-13., -12.5, -12., -11.5, -11.,
    -10.5, -10., -9.5, -9., -8.5, -8., -7.5, -7., -6.5, -6.,
    -5.5, -5., -4.5, -4., -3.5, -3.25, -3., -2.75, -2.5, -2.25,
    -2., -1.75, -1.5, -1.25, -1., -0.75, -0.5, -0.25, 0., 0.25,
    0.5, 0.75, 1., 1.25, 1.5, 1.75, 2., 2.25, 2.5, 2.75, 3.,
    3.25, 3.5, 4., 4.5, 5., 5.5, 6., 6.5, 7., 7.5, 8., 8.5, 9.,
    9.5, 10., 10.5, 11., 11.5, 12., 12.5, 13.};
vector<double> binedges2_z = {-10, -5, 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30,
    35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 95, 110, 125, 140,
    155, 170, 185, 200, 215, 230, 245, 260, 275, 290, 305, 320,
    335, 350};

// histograms for pz distributions (in CM and lab frame)
book(_h["pz"], "pz", binedges_z);
book(_h["pz_boost"], "pz_boost", binedges2_z);

// book histogramm for absolute D-meson multiplicity
book(_h["D_mult"], "D_mult", 10, -0.5, 9.5);

```

```

// book histograms for multiplicity pT-distribution of D-mesons
// which originate from a B-Meson decay
book(_h["fromB"], "fromB", 4, -0.5, 3.5);
book(_h["fromB_pT"], "fromB_pT", binedges2_pT);
// book histogram for pT-distribution of corresponding B-meson
book(_h["B_pT"], "B_pT", binedges2_pT);

// book histograms for multiplicity and pT-distribution of D-
// mesons
// which originate from a D*-Meson decay
book(_h["fromDstar"], "fromDstar", 4, -0.5, 3.5);
book(_h["fromDstar_pT"], "fromDstar_pT", binedges2_pT);
// histogram for pT-distribution of corresponding D*
book(_h["Dstar_pT"], "Dstar_pT", binedges2_pT);

// book histogram for multiplicity of D-mesons from a hadron
// decay
book(_h["fromHadron"], "fromHadron", 5, -0.5, 4.5);

// book histogram which shows number of parents for single D-
// mesons
book(_h["numparents"], "numparents", 20, -0.5, 19.5);

// book histogram for origin of D-meson (as kind of summary)
book(_h["whichparent"], "whichparent", 5, -0.5, 4.5); //0: no D-
// meson found, 1: from D* decay,
// 2: from B decay, 3: non-hadronic, 4: other origin
}

void analyze(const Event & event){

    // variables for numbers of counted D-mesons
    // and their ancestors

    int numd0 = 0;
    int numdplus = 0;
    int numdsplus = 0;
    int numallD = 0;
    int numdstar = 0;
    int fromB = 0;
    int fromDstar = 0;

```

```

int fromHadron = 0;
int whichparent = 0; //the zero-bin will be filled for particles
    which are not D-mesons
// in order to obtain the cross section for the different
    origins
int numparents = 0; // same here, so that cross section is
    correct

// value for beta in Lorentz-Transformation
double beta = 0.9976570644455554;

// beta-vector for boost along z-axis
Vector3 vbeta(0, 0, beta);
// Lorentz-Transformation from beta-vector
LorentzTransform BOOST = LorentzTransform::
    mkObjTransformFromBeta(vbeta);

// this for loop checks for every particle in the event if it is
    a D0, D+ or Ds+
// if that is the case, the number of D0/D+/Ds+ is increased by
    1 and the pT and eta histograms are filled
for (const Particle& p: apply<UnstableParticles>(event, "USP").
    particles()) {
    if (p.pid() == 421){
        ++numd0; ++numallD;
        _h["D0_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
        _h["pT"]->fill(p.pT()/GeV);
        _h["pz"]->fill(p.pz()/GeV);

        // the momentum is boosted and then the histograms for the
            longitudinal component p_z and eta are filled
        FourMomentum pD_BOOST = BOOST.transform(p.momentum());
        double pl = pD_BOOST.pz()/GeV; //get z-component of
            boosted vector
        _h["pz_boost"]->fill(pl);
        double absp = sqrt(pow(p.pT()/GeV, 2) + pow(pl, 2)); //
            absolute value of boosted momentum vector
        double eta_boost = (-1)*log(tan(0.5*asin(p.pT()/GeV/absp))
            ); // eta in boosted frame
        _h["eta"]->fill(eta_boost);
    }
}

```

```

// now we check whether the ancestor particle of the D0-
// meson is a D*, a B-meson
// or another particle
// if the ancestor particle is a D* or B-meson, the pT
// histogram is filled
// for the D0-meson and the parent as well
// we also check whether the ancestor particle is a hadron
// or not

for(const Particle& parent: p.parents()){

    if(parent.pid() == 413 || parent.pid() == 423 || parent.
        pid() == 433 ||
        parent.pid() == 415 || parent.pid() == 425 || parent
            .pid() == 435){
        ++fromDstar;
        _h["fromDstar_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
        _h["Dstar_pT"]->fill(parent.pT()/GeV);
        whichparent = 1;
    }

    else if(p.fromBottom()){
        ++fromB;
        _h["fromB_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
        //_h["B_pT"]->fill(parent.pT()/GeV);
        whichparent = 2;
    }

    else if(!parent.isHadron()){
        whichparent = 3;
    }

    else{
        whichparent = 4;
    }

    if(parent.isHadron()){
        ++fromHadron;
    }
}

numparents = p.parents().size();
}

```

```

else if (p.pid() == 411){
    // the same procedures we applied for D0-mesons are applied
    // for the D+ -mesons as well
    ++numdplus; ++numallD;
    _h["Dplus_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
    _h["pT"]->fill(p.pT()/GeV);
    _h["pz"]->fill(p.pz()/GeV);

    FourMomentum pD_BOOST = BOOST.transform(p.momentum());
    double pl = pD_BOOST.pz()/GeV;
    _h["pz_boost"]->fill(pl);
    double absp = sqrt(pow(p.pT()/GeV, 2) + pow(pl, 2));
    double eta_boost = (-1)*log(tan(0.5*asin(p.pT()/GeV/abspl)));
    _h["eta"]->fill(eta_boost);

    for(const Particle& parent: p.parents()){

        if(parent.pid() == 413 || parent.pid() == 423 || parent.
            pid() == 433 ||
            parent.pid() == 415 || parent.pid() == 425 || parent
                .pid() == 435){
            ++fromDstar;
            _h["fromDstar_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
            _h["Dstar_pT"]->fill(parent.pT()/GeV);
            whichparent = 1;
        }

        else if(p.fromBottom()){
            ++fromB;
            _h["fromB_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
            //_h["B_pT"]->fill(parent.pT()/GeV);
            whichparent = 2;
        }

        else if(!parent.isHadron()){
            whichparent = 3;
        }

        else{
            whichparent = 4;
        }
    }
}

```

```

        if(parent.isHadron()){
            ++fromHadron;
        }
    }
    numparents = p.parents().size();
}

else if (p.pid() == 431){
    // the same procedures we applied for the D0- and D+ -mesons
    are applied here as well
    ++numdsplus; ++numallD;
    _h["Ds_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
    _h["pT"]->fill(p.pT()/GeV);
    _h["pz"]->fill(p.pz()/GeV);

    FourMomentum pD_BOOST = BOOST.transform(p.momentum());
    double pl = pD_BOOST.pz()/GeV;
    _h["pz_boost"]->fill(pl);
    double absp = sqrt(pow(p.pT()/GeV, 2) + pow(pl, 2));
    double eta_boost = (-1)*log(tan(0.5*asin(p.pT()/GeV/abspl)));
    _h["eta"]->fill(eta_boost);

    for(const Particle& parent: p.parents()){

        if(parent.pid() == 413 || parent.pid() == 423 || parent.
            pid() == 433 ||
            parent.pid() == 415 || parent.pid() == 425 || parent
                .pid() == 435){
            ++fromDstar;
            _h["fromDstar_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
            _h["Dstar_pT"]->fill(parent.pT()/GeV);
            whichparent = 1;
        }

        else if(p.fromBottom()){
            ++fromB;
            _h["fromB_pT"]->fill(p.pT()/GeV);
            //_h["B_pT"]->fill(parent.pT()/GeV);
            whichparent = 2;
        }
    }
}

```

```

        else if(!parent.isHadron()){
            whichparent = 3;
        }
        else{
            whichparent = 4;
        }

        if(parent.isHadron()){
            ++fromHadron;
        }
    }
    numparents = p.parents().size();
}

// here we just count how many D* mesons are found in general
if (p.pid() == 413 || p.pid() == 423 || p.pid() == 433 ||
    p.pid() == 415 || p.pid() == 425 || p.pid() == 435){
    ++numdstar;
}

}

// the histograms are being filled with the counted number of D-
// mesons and D*-mesons
_h["D0"]->fill(numd0);
_h["Dplus"]->fill(numdplus);
_h["Ds"]->fill(numdsplus);
_h["allD"]->fill(numallD);
_h["D_mult"]->fill(numallD);
_h["Dstar_mult"]->fill(numdstar);
_h["whichparent"]->fill(whichparent);
_h["numparents"]->fill(numparents);

// if a D-meson was found, then the histograms which count the
// amount of D-mesons
// originating from a D*, B or another particle (and hadron) are
// being filled
if (numallD > 0){
    _h["fromHadron"]->fill(fromHadron);
    _h["fromB"]->fill(fromB);
}

```

```

    _h["fromDstar"]->fill(fromDstar);
}

}

void finalize(){

    // the histograms are scaled so that they show the differential
    // cross section
    // for  $N_D = 0$ ,  $N_D = 1$ ,  $N_D = 2$ , where  $N_D$  ist the number of  $D$ -
    // mesons and indicates the corresponding bin
    scale(_h["D0"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());
    scale(_h["Dplus"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());
    scale(_h["Ds"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());
    scale(_h["allD"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());
    scale(_h["Dstar_mult"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());

    // the following factors are the cross sections for the
    // production of  $D$ -mesons
    // for all and for  $D0$ ,  $Dplus$ ,  $Ds$  separately
    double factor_allD = 0;
    double factor_D0 = 0;
    double factor_Dplus = 0;
    double factor_Ds = 0;

    for (size_t i = 2; i < _h["allD"]->numBins()+1; ++i){
        factor_allD += _h["allD"]->bin(i).sumW();
        factor_D0 = factor_D0 + _h["D0"]->bin(i).sumW();
        factor_Dplus = factor_Dplus + _h["Dplus"]->bin(i).sumW();
        factor_Ds = factor_Ds + _h["Ds"]->bin(i).sumW();
    }

    normalize(_h["D0_pT"], factor_D0);
    normalize(_h["Dplus_pT"], factor_Dplus);
    normalize(_h["Ds_pT"], factor_Ds);

    normalize(_h["pT"], factor_allD);

    normalize(_h["eta"], factor_allD);

```

```

    normalize(_h["pz"], factor_allD);
    normalize(_h["pz_boost"], factor_allD);

    scale(_h["D_mult"], numEvents()/sumOfWeights());

    scale(_h["whichparent"], crossSection()/sumOfWeights());
    scale(_h["numparents"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());

    // the following factors represent the crosssections for D-meson
    production depending on origin
    double factor_B = _h["whichparent"]->bin(3).sumW();
    double factor_Dstar = _h["whichparent"]->bin(2).sumW();

    scale(_h["fromB"], numEvents()/sumOfWeights());
    normalize(_h["fromB_pT"], factor_B);
    normalize(_h["B_pT"]);

    scale(_h["fromDstar"], numEvents()/sumOfWeights());
    normalize(_h["fromDstar_pT"], factor_Dstar);
    normalize(_h["Dstar_pT"]);

    scale(_h["fromHadron"], numEvents()/sumOfWeights());

}

///@}
map<string, Histo1DPtr> _h;

};

RIVET_DECLARE_PLUGIN(DMESONS);

}

```

A.2 CS_D

```

// -*- C++ -*-
#include "Rivet/Analysis.hh"
#include "Rivet/Projections/UnstableParticles.hh"

namespace Rivet {

```

```

    // Analysis which shows the differential cross section of D-Mesons
    in a pp -> pp Process

class CS_D : public Analysis {
public:

    /// Constructor
    RIVET_DEFAULT_ANALYSIS_CTOR(CS_D);

    /// @name Analysis methods
    /// @{

    void init(){

        UnstableParticles usp(Cuts::abseta < 5.0);
        declare(usp, "USP");

        // book histograms
        // histograms for differential cross section of D0, D+, Ds+ and
        all D-mesons
        book(_h["D0"], "D0", 5, -0.5, 4.5);
        book(_h["Dplus"], "Dplus", 5, -0.5, 4.5);
        book(_h["Ds"], "Ds", 5, -0.5, 4.5);

        book(_h["allD"], "allD", 5, -0.5, 4.5);

    }

    void analyze(const Event & event){

        // variables for numbers of counted D-mesons
        int numd0 = 0;
        int numdplus = 0;
        int numdsplus = 0;
        int numall = 0;

        // this for loop checks for every particle in the event if it is
        a D0, D+ or Ds+
        // if that is the case, the number of D0/D+/Ds+ is increased by

```

```

1
for (const Particle& p: apply<UnstableParticles>(event, "USP").
    particles()) {
    if (p.pid() == 421){
        ++numd0; ++numall;
    }

    else if (p.pid() == 411){
        ++numdplus; ++numall;
    }

    else if (p.pid() == 431){
        ++numdsplus; ++numall;
    }
}

// check whether we need another bin or not
if (numall > 4){
    std::cout<<"Number of D-Mesons exceeds 4!"<<std::endl;
}

// the histograms are filled with the number of found D-mesons
    _h["D0"]->fill(numd0);
    _h["Dplus"]->fill(numdplus);
    _h["Ds"]->fill(numdsplus);
    _h["allD"]->fill(numall);

}

void finalize(){

    // the histograms are scaled so that they show the differential
    // cross section
    // for N_D = {0, 1, 2, 3, 4} where N_D ist the number of D-
    // mesons and indicates the corresponding bin
    scale(_h["D0"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());
    scale(_h["Dplus"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());
    scale(_h["Ds"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());
    scale(_h["allD"], crossSection()/picobarn/sumOfWeights());

}

```

```

    /// @}
    map<string, Histo1DPtr> _h;

};

RIVET_DECLARE_PLUGIN(CS_D);

}

```

B Sherpa Run Cards

Im Folgenden sind die Run Cards jeweils für die Einstellung PTMin=1.0 im NJetFinder aufgelistet. Diese Einstellung wurde entsprechend abgeändert für die weiteren Cuts von 2,75 und 5 GeV.

B.1 4 FS pp -Kollision

```

# set up beams for run
BEAMS: 2212 # proton beam
BEAM_ENERGIES: 13.71475828761521

PDF_LIBRARY: LHAPDFSherpa
PDF_SET: CT18NNLO_NF4

RANDOM_SEED: 1000

# matrix-element calculation
ME_GENERATORS: [Comix]

PARTICLE_DATA:
  5:
    Massive: 1

## 7-point variations
SCALE_VARIATIONS: 4.0*

PROCESSES:
- 93 93 -> 93 93:
  Order: {QCD: 2, EW: 0}

SELECTORS:

```

```
- NJetFinder:
    N: 2
    PTMin: 1.0
    EtaMax: 5.0

ANALYSIS: Rivet
RIVET:
    --analyses: [DMESONS]
```

B.2 3 FS pp -Kollision

```
# set up beams for run
BEAMS: 2212 # proton beam
BEAM_ENERGIES: 13.71475828761521

PDF_LIBRARY: LHAPDFSherpa
PDF_SET: CT18NNLO_NF3

RANDOM_SEED: 1000

# matrix-element calculation
ME_GENERATORS: [Comix]

PARTICLE_DATA:
    5:
        Massive: 1
    4:
        Massive: 1

## 7-point variations
SCALE_VARIATIONS: 4.0*

PROCESSES:
- 93 93 -> 4 -4 93:
    Order: {QCD: 3, EW: 0}

SELECTORS:
- NJetFinder:
    N: 1
    PTMin: 1.0
    EtaMax: 5.0
```

```
ANALYSIS: Rivet
RIVET:
  --analyses: [DMESONS]
```

B.3 Kollision mit weiteren Targets

$\pi^\pm$

```
# set up beams for run
BEAMS: [2212, -211] # proton + pion beam
BEAM_ENERGIES: [13.722556648004828, 13.691372069871088]

# matrix-element calculation
ME_GENERATORS: [Comix]

RANDOM_SEED: 1001

PARTICLE_DATA:
  5:
    Massive: 1

PDF_LIBRARY: LHAPDFSherpa
PDF_SET: [CT18NNLO_NF4, GRVPI0]
MPI_PDF_SET: [CT18NNLO_NF4, GRVPI0]

MI_HANDLER: None
#BEAM_REMNANTS: Off

PROCESSES:
- 93 93 -> 93 93:
  Order: {QCD: 2, EW: 0}

SELECTORS:
- NJetFinder:
  N: 2
  PTMin: 1.0
  EtaMax: 5.0

ANALYSIS: Rivet
RIVET:
  --analyses: [DMESONS]
```

Für π^+ wurde die Teilchen-ID -211 durch 211 ausgetauscht, der Rest der Run Card ist identisch.

Für die entsprechenden anderen Teilchen wurden das Beam-Setup und die PDF-Sets geändert:

n

```
# set up beams for run
BEAMS: [2212, 2112] # proton + neutron beam
BEAM_ENERGIES: [13.714736152134865, 13.714824694127675]

PDF_LIBRARY: LHAPDFSherpa
PDF_SET: [CT18NNLO_NF4, CT18qed_neutron]
MPI_PDF_SET: [CT18NNLO_NF4, CT18qed_neutron]
```

Für PTMin=5.0 wurde

```
RANDOM_SEED = 1000
```

gewählt, der Rest der Run Card ist identisch.

K^-

```
# set up beams for run
BEAMS: [2212, -321] # proton + kaon beam
BEAM_ENERGIES: [13.720564458501917, 13.697344688983149]

PDF_LIBRARY: LHAPDFSherpa
PDF_SET: [CT18NNLO_NF4, NNFF10_KAm_lo]
MPI_PDF_SET: [CT18NNLO_NF4, NNFF10_KAm_lo]
```

B.4 4 FS Aufspaltung der Prozesse

$cc \rightarrow cc$

```
# set up beams for run
BEAMS: 2212 # proton beam
BEAM_ENERGIES: 13.71475828761521
```

```
PDF_LIBRARY: LHAPDFSherpa
PDF_SET: CT18NNLO_NF4
```

```
RANDOM_SEED: 1000
```

```
PARTICLE_CONTAINERS:
  440:
```

```

    Name: charms
    Flavs: [4, -4]

99:
    Name: nocharms
    Flavs: [1, 2, 3, -1, -2, -3, 21]

# matrix-element calculation
ME_GENERATORS: [Comix]

PARTICLE_DATA:
  5:
    Massive: 1

## 7-point variations
SCALE_VARIATIONS: 4.0*

PROCESSES:
- 440 440 -> 440 440:
    Order: {QCD: 2, EW: 0}

SELECTORS:
- NJetFinder:
    N: 2
    PTMin: 1.0
    EtaMax: 5.0

ANALYSIS: Rivet
RIVET:
  --analyses: [CS_D]

```

Im Folgenden wurde der Process-Teil abgeändert, der Rest der Run Cards ist identisch.

$c\bar{c} \rightarrow jj$

```

PROCESSES:
- 440 440 -> 99 99:
    Order: {QCD: 2, EW: 0}

```

$cj \rightarrow cj$

```

PROCESSES:

```

```
- 99 440 -> 99 440:  
  Order: {QCD: 2, EW: 0}
```

$jj \rightarrow c\bar{c}$

```
PROCESSES:  
- 99 99 -> 440 440:  
  Order: {QCD: 2, EW: 0}
```

$jj \rightarrow jj$

```
PROCESSES:  
- 99 99 -> 99 99:  
  Order: {QCD: 2, EW: 0}
```

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Theresa Fischer

Dresden, April 2026