Untersuchungen zum Erkennen von B-Mesonen im H1-Detektor

von

Lars Finke

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Mai 2003

angefertigt am
I. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
Prof. Dr. Ch. Berger

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Nach dem Standardmodell (SM) der Teilchenphysik ist die Materie aus je drei Familien von Leptonen und Quarks aufgebaut.

$$\text{Leptonen}\left\{\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}\right. \qquad \text{Quarks}\left\{\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}\right.$$

Die Physik schwerer Quarks stellt ein ideales Gebiet dar, um die Vorhersagen der perturbativen Quantenchromodynamik (pQCD) zu testen. Von theoretischer Seite wird ein Quark als schwer bezeichnet, wenn seine Masse m sehr viel größer als der QCD-Abschneideparameter Λ_{QCD} ist [1]. Ist diese Bedingung erfüllt, läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die inklusive Produktion schwerer Quarks perturbativ berechnen, was im Fall eines leichten Quarks nicht möglich ist. Zu den schweren Quarks zählt man im Allgemeinen das *charm*- (c), *beauty*[1]- (b) und das *top*-Quark (t), wobei das c-Quark ($m_c \simeq 1.5\,\text{GeV}$) als Grenzfall angesehen werden kann ($m_b \simeq 4.5\,\text{GeV}$, $m_t \simeq 175\,\text{GeV}$).
Am Elektron-Proton-Speicherring HERA werden Schwerpunktsenergien von ungefähr 320 GeV erreicht. Der Wirkungsquerschnitt der t-Produktion im Rahmen des SM ist bei diesen Schwerpunktsenergien vernachlässigbar klein, so dass die b-Produktion bei HERA ein sehr interessantes Feld zum Test der pQCD bietet. Darüberhinaus spielen b-Quarks eine zentrale Rolle im Zusammenhang mit Erweiterungen des SM, wie z.B. Prozesse der *R-Paritätsverletzenden Supersymmetrie (SUSY)* oder *FCNC*[2]-Prozesse.

Alle bei HERA bislang veröffentlichen Messungen der b-Produktion basieren auf leptonischen Zerfällen der aus dem b-Quark entstandenen B-Hadronen [2]. In Abbildung 1 sind die bei HERA gemessenen Wirkungsquerschnitte als Funktion von Q^2 dargestellt und mit einer NLO QCD Rechnung verglichen. Im Bereich der Photoproduktion, $Q^2 \ll 1GeV^2$, liegen alle Messungen deutlich über der Vorhersage der QCD Rechnung. Nur eine aktuelle ZEUS-Messung bei hohem Q^2 liefert ein konsistentes Bild mit der Theorie.

---

[1] oder bottom

[2] Flavour Changing Neutral Current

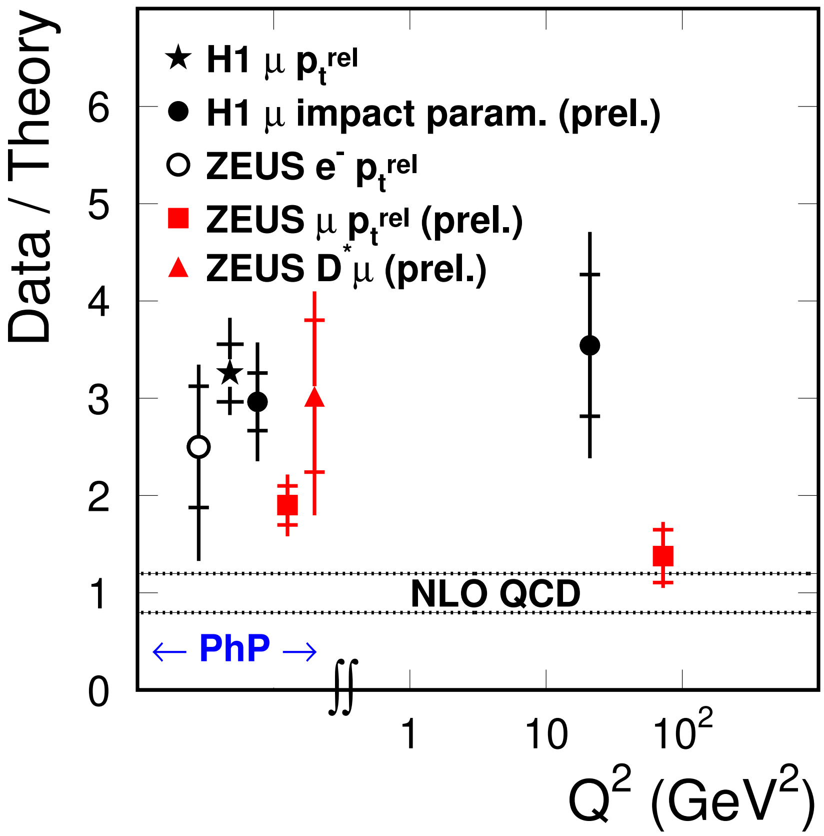

Abb. 1: Vergleich der gemessenen b-Wirkungsquerschnitte bei HERA mit der theoretischen QCD-Vorhersage als Funktion von Q^2.

Die Messung der Photoproduktion von b-Jets ist direkt sensitiv auf die Proton- und Photonstruktur [3, 4]. Daher bietet eine Analyse der b-Produktion in Photoproduktion, die die verschiedenen Produktionsprozesse explizit berücksichtigt, die Möglichkeit das Verständnis in diesem Bereich zu verbessern.
Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei Methoden zur Selektion von Ereignissen mit b-Inhalt getestet: die Multi-Impaktparameter Methode und die Methode der expliziten Vertexrekonstruktion. Beide Methoden stellen einen gänzlich neuen Zugang zur Identifizierung von b-Quarks bei HERA dar, da nicht mehr ausschließlich leptonische Zerfälle nachgewiesen werden. Zur Analyse werden 2-Jet Ereignisse mit hohen Transversalimpulsen der einzelnen Jets herangezogen. Durch die Wahl hoher Transversalimpulse werden nicht-perturbative Korrekturen minimiert.

1

HERA UND DAS H1-EXPERIMENT

Die vorliegende Arbeit basiert auf Daten von Positron-Proton Kollisionen der Jahre 1999 und 2000 am *HERA*[1]-Speicherring am Forschungszentrum *DESY*[2] in Hamburg. Gesammelt wurden die Daten mit dem *H1*-Experiment.

Dieses Kapitel liefert einen kurzen Überblick über HERA und das H1-Experiment. Auf den für diese Arbeit wichtigen Silizium-Vertex-Detektor wird detaillierter eingegangen.

1.1 HERA

HERA ist als weltweit einziger Elektron-Proton-Speicherring in der Lage die Struktur des Protons sehr genau zu untersuchen und auf vielfältige Art und Weise das Standardmodell der Teilchenphysik zu testen.
Abbildung 1.1 zeigt eine schematische Darstellung des Speicherrings HERA. Nach Durchlaufen mehrerer Vorbeschleuniger werden die Elektronen[3] und Protonen in zwei separate Ringe von jeweils 6.3 km Umfang eingespeist. Dort werden die Elektronen bis zu einer Energie von $E_e = 27.5$ GeV und die Protonen bis zu einer Energie von $E_p = 920$ GeV weiterbeschleunigt. Für die Elektronenenergie ist die hohe Synchrotronstrahlung, die stark mit der Strahlenergie wächst, limitierend, während die für die Kreisbahn notwendigen hohen Magnetfelder verantwortlich für die maximal erreichbare Protonenergie ist. Sobald beide Strahlen ihre maximale Energie erreicht haben, werden sie im Zentrum des Detektors zur Kollision gebracht. Für die Reaktion steht eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 318\,\mathrm{GeV}$ zur Verfügung.
Die Strahlen bestehen aus einzelnen Teilchen-Paketen im Abstand von 96 ns; das entspricht einer Kollisionsrate (*bunch crossing*) von 10.4 Mhz. Der Protonstrahl besitzt eine laterale Ausdehnung von $190\,\mu\mathrm{m} \times 50\,\mu\mathrm{m}$, der Elektronstrahl von $200\,\mu\mathrm{m} \times 53\,\mu\mathrm{m}$.

---

[1] **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

[2] **D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron

[3] Ab Mitte des Jahres 1999 wurden Positronen verwendet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird der Begriff „Elektronen" als Sammelbegriff für Elektronen und Positronen verwendet.

Die Wechselwirkungszone (*beam spot*) ist $138\,\mu\text{m} \times 36\,\mu\text{m}$ groß. Die longitudinale Ausdehnung der Wechselwirkungszone ist durch die durchschnittliche Länge der Protonenpakete begrenzt und entspricht 45 cm (Elektronen 8 mm).

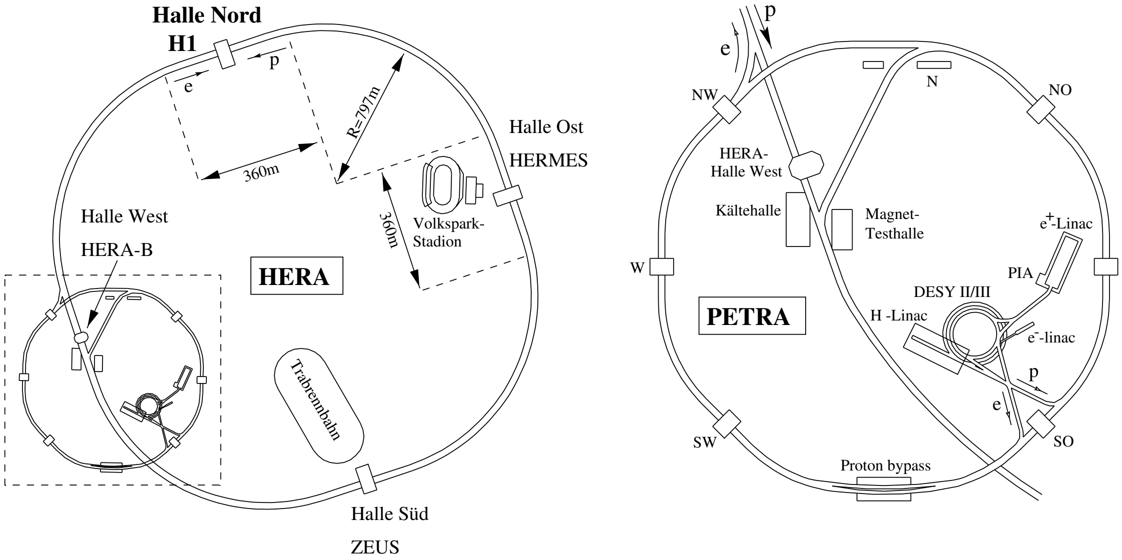

Abb. 1.1: Der Elektron-Proton-Speicherring HERA (links) mit Vorbeschleunigern (rechts). An den insgesamt vier Wechselwirkungspunkten befinden sich die Experimente H1, ZEUS, HERA-B und HERMES.

1.2 Der H1 Detektor

Der H1-Detektor deckt nahezu den gesamten Raumwinkelbereich um den nominellen *ep* Wechselwirkungspunkt ab und ist aus einer Vielzahl von Subdetektoren aufgebaut. Die unterschiedlich großen Strahlenergien führen dazu, daß sich der Schwerpunkt des Elektron-Proton-Systems in Protonrichtung bewegt. Folglich ist der gesamte Detektor asymmetrisch aufgebaut, in der Vorwärtsrichtung ist die Instrumentierung deutlich aufwendiger. Die Symmetrieachse des Detektors definiert die z-Achse des rechtshändigen Koordinatensystems und ist so gewählt, daß sich die Protonen in Vorwärtsrichtung bewegen. Die x-Achse zeigt auf den Mittelpunkt des HERA-Ringes, die y-Achse nach oben. Der Polarwinkel Θ wird relativ zur Protonenstrahlrichtung gemessen, während der Azimuthalwinkel ϕ im Uhrzeigersinn von der x-Achse aufwärts gezählt wird. Die Projektion orthogonal zur z-Achse heißt $r\phi$-Ebene und die Projektion entlang der z-Achse rz-Ebene. Abbildung 1.2 gibt einen schematischen Überblick über den H1-Detektor. Durch das Strahlrohr $\boxed{1}$ gelangen die Protonen von rechts in den Detektor, die Elektronen von links. Das Strahlrohr wird von den zentralen Spurkammern $\boxed{2}$ und Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ umschlossen. Das Liquid Argon Kalorimeter (LAr)

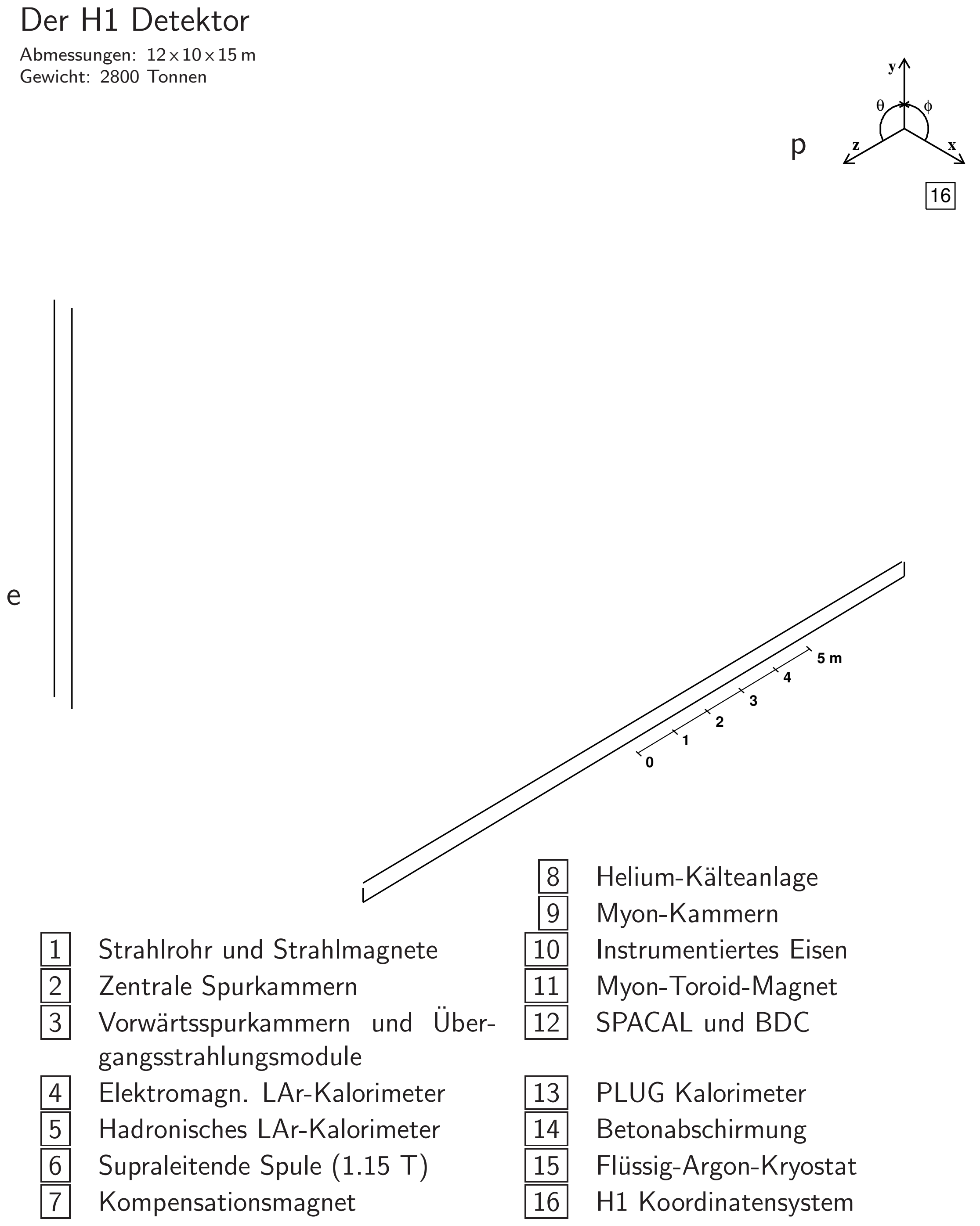

Abb. 1.2: Überblick über das H1-Experiment.

besteht aus einem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einem hadronischen $\boxed{5}$ Teil und ist um das Spurkammersystem herumgebaut. In der Rückwärtsrichtung befinden sich das SPACAL[4] und die BDC[5] $\boxed{12}$. Die Spursysteme und Kalorimeter werden von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umgeben, die parallel zur z-Achse ein starkes Magnetfeld von 1.15 T erzeugt. Das instrumentierte Eisen $\boxed{10}$ bildet zusammen mit den Myon-Kammern $\boxed{9}$ das Myonsystem.
Eine umfassende Beschreibung des H1-Experiments findet sich in [5]. Im Folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten detaillierter beschrieben.

1.2.1 DAS SPURKAMMERSYSTEM

Die Spurkammern (s. Abbildung 1.3) befinden sich in unmittelbarer Umgebung des nominellen Wechselwirkungspunktes und sind von dem von der supraleitenden Spule erzeugten homogenen Magnetfeld durchsetzt. Die Spurkammersignale dienen der Rekonstruktion der Impulse geladener Teilchen sowie der Rekonstruktion des Ereignisvertex und gegebenenfalls mehrerer sekundärer Vertizes. Von innen nach außen besteht das zentrale Spurkammersystem aus dem CST (Central Silicon Tracker)[6], gefolgt von der Proportionalkammer CIP (Central Inner Proportional Chamber) und der inneren z-Driftkammer CIZ (Central Inner z-chamber). Im äußeren Bereich befindet sich die zentrale Jet-Kammer, die in zwei Teile unterteilt ist, CJC1 und CJC2 (Central Jet Chamber), sowie die äußere z-Kammer COZ (Central Outer z-chamber) und die äußere Proportionalkammer COP(Central Outer Proportional chamber). Die jeweiligen Akzeptanzen sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

	radial [mm]		z [mm]		Θ [deg]	
	min	max	min	max	min	max
CST	58	98	-178	178	30	150
CIP	150	173	-1125	1065	8	172
CIZ	174	200	-1080	720	16	170
CJC1	203	451	-1125	1075	11	170
COZ	460	485	-1105	1055	25	156
COP	493	523	-1107	1065	25	156
CJC2	530	844	-1125	1075	26	154

Tab. 1.1: Aktive Regionen des zentralen Spurkammersystems.

---

[4] Spaghetti-Kalorimeter

[5] **B**ackward **D**rift **C**hamber

[6] Eine detaillierte Beschreibung des Vertexdetektors CST findet sich in Abschnitt 1.2.4

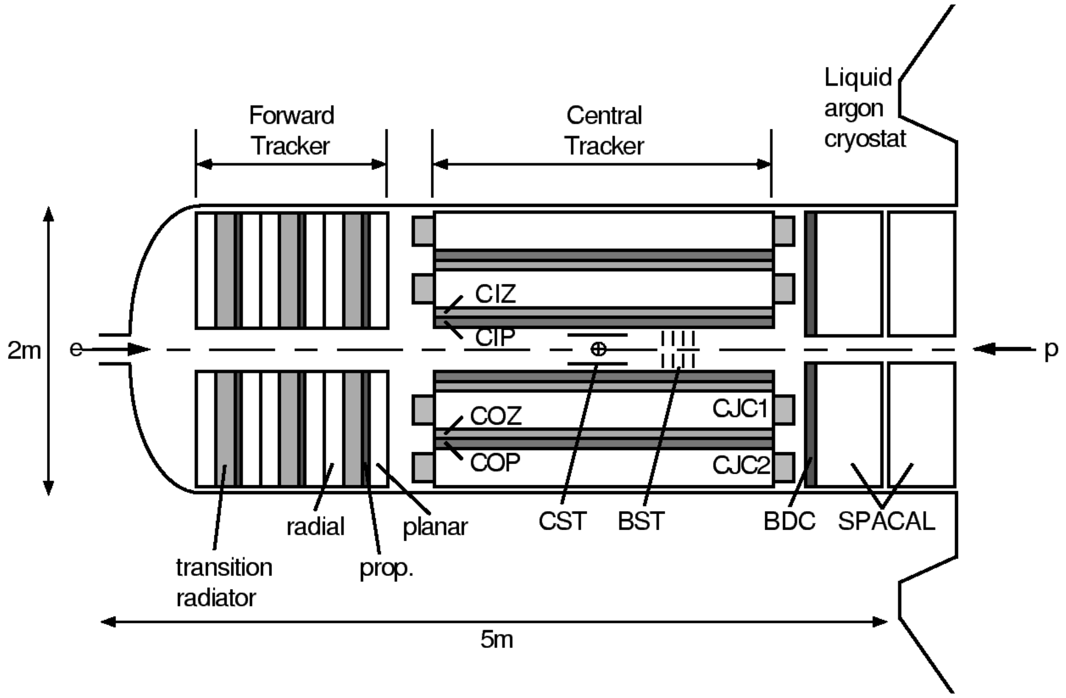

Abb. 1.3: Das Spurkammersystem des H1-Detektors.

Die zentralen Jet-Driftkammern

Die Spurrekonstruktion im zentralen Bereich beruht auf Messungen der Jet-Driftkammern CJC1 und CJC2, die konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Die Drähte in diesen Kammern verlaufen parallel zur z-Achse. Die CJC1 ist transversal in 30 Segmente mit je 24 Signaldrähten und die CJC2 in 60 Segmente mit je 32 Signaldrähten unterteilt (s. Abbildung 1.4). Die Segmente sind um 30°, den so genannten Lorentzwinkel geneigt, damit sich die Driftelektronen im magnetischen Feld senkrecht zur detektierten Spur bewegen. Dadurch wird die Spurauflösung der Kammern verbessert. Die Ortsauflösung der CJC-Kammern beträgt $\sigma_{r\phi} = 140\,\mu$m in der $r\phi$-Ebene und $\sigma_{rz} = 22\,$mm in der rz-Ebene. Durch Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx kann eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden.

z-Kammern

Um die Auflösung der z-Koordinate zu verbessern sind die Drähte in den Driftkammern CIZ und COZ senkrecht zur Strahlachse installiert. Die innere z-Kammer (CIZ) besteht aus 15 identischen Ringen entlang der z-Achse mit jeweils vier Signaldrähten. Ebenfalls vier Signaldrähte sind in den 24 identischen Ringen der äusseren z-Kammer (COZ) gespannt. Mit Hilfe der z-Kammern ist die z-Auflösung $\sigma_{rz} = 380\,\mu$m, d.h.

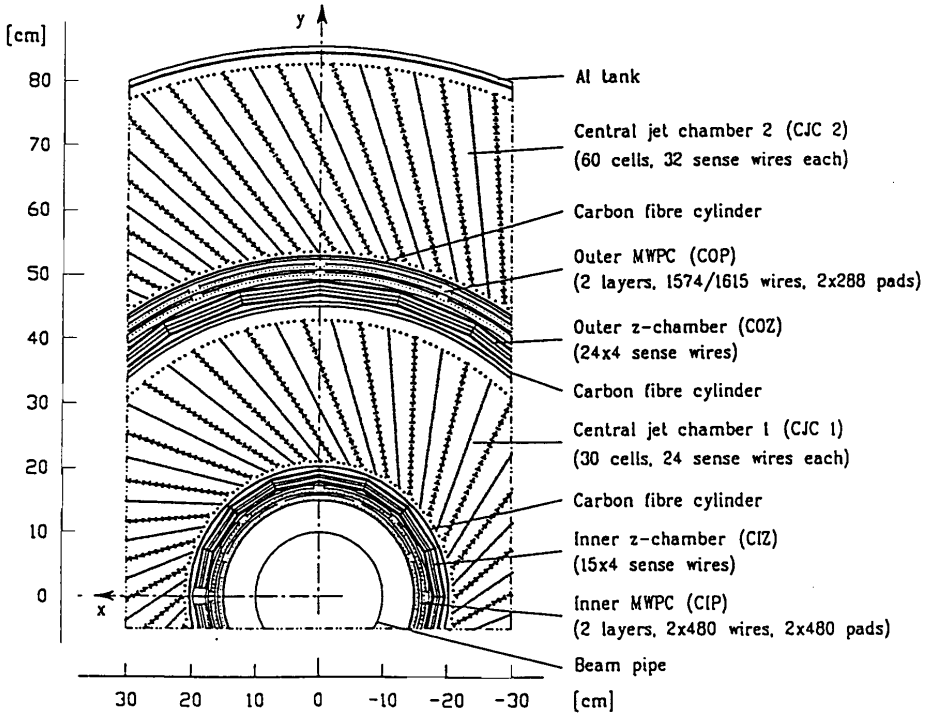

Abb. 1.4: Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems.

zwei Größenordnungen besser als mit der CJC alleine.

DIE ZENTRALEN VIELDRAHT-PROPORTIONALKAMMERN

Die innere und äußere Vieldrahtproportionalkammer (CIP und COP) besitzen eine Zeitauflösung, die größer als das bunch crossing Intervall von 96 ns ist und dienen v.a. zur Triggerung von Ereignissen. Zudem unterstützen sie die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes.

1.2.2 DIE KALORIMETER

Das Liquid Argon Kalorimeter deckt einen Winkelbereich von $4° < \Theta < 154°$ ab. Es liegt vollständig innerhalb der supraleitenden Spule des Detektors. Es besteht aus einem fein segmentierten inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Kalorimeter (Abbildung 1.5). Für den elektromagnetischen Teil wurden Absorberplatten aus Blei mit einer Tiefe von 20-30 Strahlungslängen[7] gewählt. Zwi-

---

[7] abhängig vom Θ-Winkel

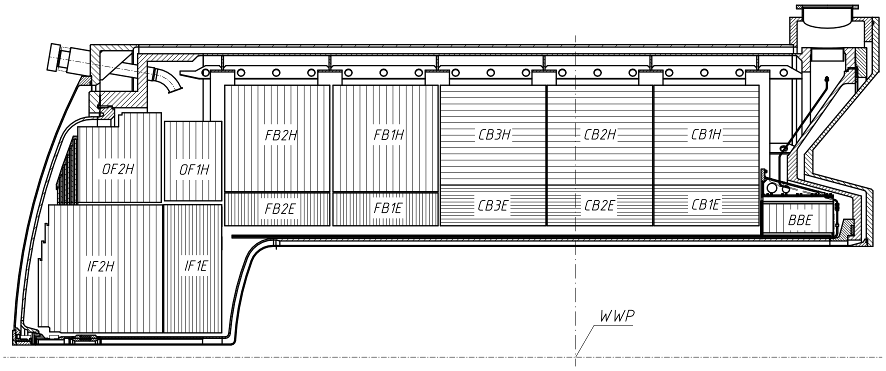

Abb. 1.5: Schematischer Schnitt durch das Flüssig Argon Kalorimeter in der rz-Ebene.

schen den Absorberplatten befindet sich flüssiges Argon als aktives Material. Die Energieauflösung ist $\sigma_E/E = 11\%\sqrt{E} \oplus 1\%$ mit 3% Unsicherheit der Energieskala. Für den hadronischen Teil wurden Stahl-Absorberplatten gewählt. Die Dicke dieser Platten beträgt etwa 4.7 bis 7 Wechselwirkungslängen und die Energieauflösung ist hier $\sigma_E/E = 50\%\sqrt{E} \oplus 2\%$ mit 3% Unsicherheit der Energieskala.

1.2.3 Das Luminositätssystem

Das H1-Experiment verfügt über mehrere Kleinwinkel-Elektrondetektoren, die ein nur leicht gestreutes Elektron nachweisen können[8]. Ein Photondetektor bei $z = -103\,\text{m}$ ist in der Lage hochenergetische Photonen nachzuweisen. Dieses Detektorsystem erfüllt mehrere Aufgaben.

Zum einen dient es der Luminositätsmessung, die bei H1 mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \to ep\gamma$ durchgeführt wird. Sein Wirkungsquerschnitt ist in der QED[9] sehr genau berechenbar. Der Nachweis erfolgt durch eine Koinzidenzmessung des abgestrahlten Photons und des gestreuten Elektrons (siehe Abbildung 1.6). Die Elektronen werden durch Magnete von der Strahlachse abgelenkt und landen im *Electron Tagger* (ET) bei $z = -33.4\,\text{m}$. Die ladungsneutralen Photonen verlassen die Strahlröhre bei $z = -92.3\,\text{m}$ und werden anschließend vom *Photon Detektor* (PD) bei $z = -102.9\,\text{m}$ identifiziert. Der Hauptuntergrund für diesen Prozess entsteht durch Bremsstrahlung an Restgasatomen $eA \to eA\gamma$.

Desweiteren dienen die Elektrondetektoren dazu, Photoproduktionsereignisse zu se-

---

[8] Das entspricht im H1-Koordinatensystem einem grossen Streuwinkel, da dieser von der Protonflugrichtung abgetragen wird.

[9] **Q**uant**e**nelektro**d**ynamik

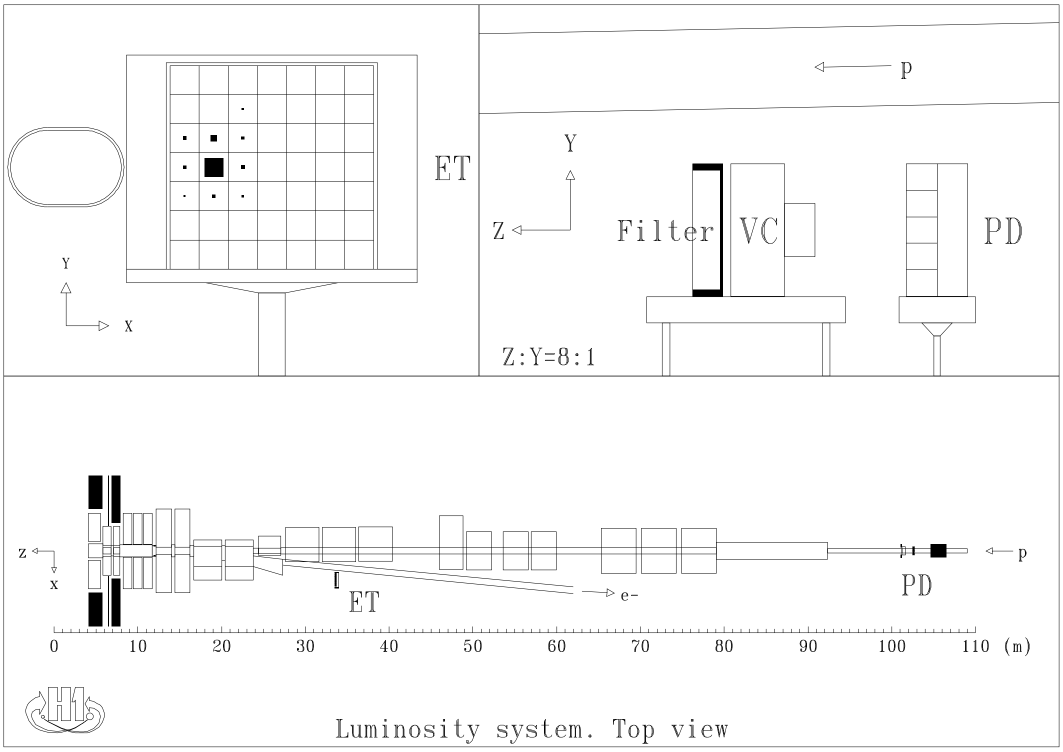

Abb. 1.6: Das H1 Luminositätssystem. Das Bild oben links zeigt die vordere Seite des Elekton-Taggers (ET) mit einem typischen Elektronsignal. Das Bild oben rechts zeigt die Seitenansicht des Photondetektors (PD). Der PD enthält einen Bleifilter und einen Veto-Zähler (VC) zum Schutz gegen Synchrotronstrahlung.

lektieren. Dabei dient der Photondetektor als Veto.

1.2.4 DER SILIZIUMVERTEXDETEKTOR CST

Der Siliziumvertexdetektor (CST) ist in der Lage durch Präzisionsmessungen geladener Teilchen nahe des Wechselwirkungspunktes sowohl den Primärvertex als auch mögliche sekundäre Vertizes mit großer Genauigkeit zu messen. Dadurch ist es möglich Teilchen aus schweren Quarks nachzuweisen, die typischerweise Zerfallslängen von nur wenigen hundert Mikrometern haben [6].
Der geometrische Aufbau des CST ist in Abbildung 1.7 dargestellt. Zwei Lagen Siliziumstreifendetektoren, die konzentrisch im Abstand von 57.5 mm bzw. 97.5 mm um das Strahlrohr angeordnet sind, enthalten mehrere „Leitern", die mit Sensoren bestückt sind. Die innere Lage besteht aus 12 Leitern, die äußere aus 20 Leitern. Die Anordnung ist so gewählt, dass sich die einzelnen Leitern tangential überschneiden. Damit ist sichergestellt, dass es in der $r\phi$-Ebene keine Akzeptanzlücken gibt. Jede Leiter ist mit jeweils 6 Sensoren bestückt, die hintereinander angeordnet sind. Jeder

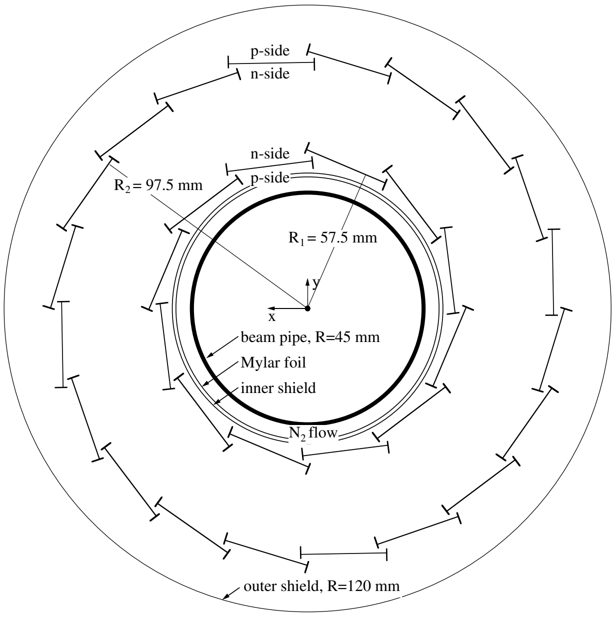

Abb. 1.7: CST Geometrie in der $r\phi$-Ebene.

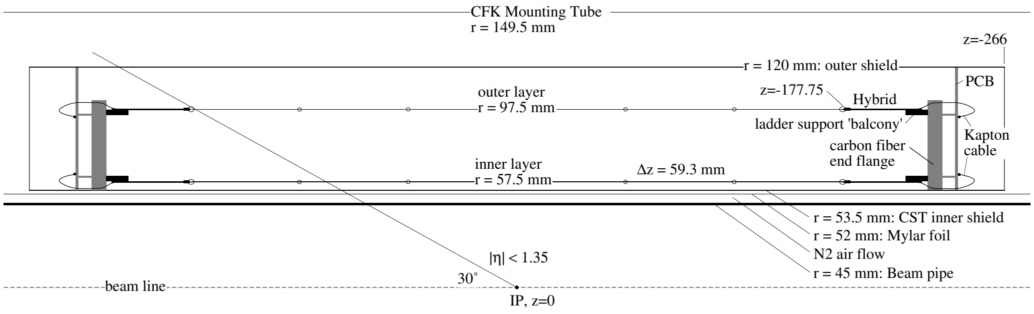

Abb. 1.8: Seitenansicht des CST (obere Hälfte).

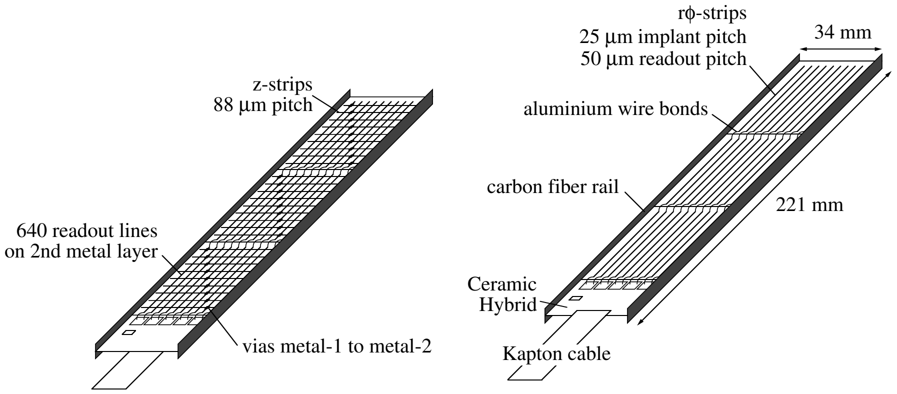

Abb. 1.9: Schematische Ansicht eines CST Halbleiterelements. Links ist die n-Seite dargestellt, rechts die p-Seite.

dieser Sensoren ist 59 mm lang und 34 mm breit, so dass der aktive Teil der Leiter 35.4 cm lang ist. Dies ist auch die sensitive Länge des CST in z-Richtung. Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt werden im Bereich $30° < \Theta_{Spur} < 150°$ vom CST abgedeckt (s. Abbildung 1.8).
Die doppelseitigen Siliziumstreifendetektoren erlauben präzise Messungen sowohl in der $r\phi$-Ebene als auch in der rz-Ebene. Abbildung (1.9) zeigt eine schematische Ansicht der Halbleiterelemente. Die hohe Auflösung in $r\phi$ beruht auf der dichten Bestückung mit p^+-Akzeptorenstreifen auf einer Seite des Sensors (p-Seite). Die Streifen sind parallel zur z-Achse im Abstand von $25\,\mu$m angeordnet. Auf der n-Seite beträgt der Abstand der einzelnen Streifen $88\,\mu$m, die Orientierung ist senkrecht zur z-Achse. Auf beiden Seiten sind Auslesestreifen implantiert. Jeder zweite Streifen wird auf der p-Seite direkt ausgelesen, während auf der n-Seite zusätzliche Auslesestreifen senkrecht zu den n^+-Streifen auf eine zweite Metallschicht aufgetragen sind.

HIT FINDING

Geladene Teilchen aus dem Wechselwirkungspunkt treffen auf die einzelnen Halbleiterdetektorelemente, wenn sie den CST durchqueren. Proportional zum Energieverlust erzeugen sie Ladungspaare. Die erzeugten Elektronen bzw. Löcher driften entlang der Feldlinien zur Metallisierung[10] und werden von dort ausgelesen. Bei der Treffersuche (*hit finding*) werden Ladungsanhäufungen auf den einzelnen Siliziumstreifen gesucht. Dazu wird ein hit finding Algorithmus angewendet [7]. Werden bei mehreren benachbarten Streifen Ladungsanhäufungen gefunden, kann daraus ein Cluster gebildet werden (der ladungsgewichtete Schwerpunkt des Treffers liefert die Ortskoordinate),

---

[10] Auf der n-Seite werden die Ladungen durch kapazitive Kopplung auf die zweite Metallschicht gespiegelt.

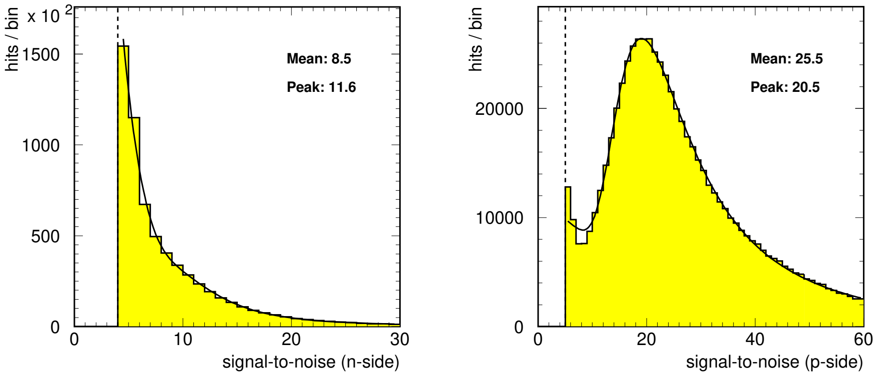

Abb. 1.10: Signal/Rausch-Verhältnis für die n-Seite (links) und die p-Seite (rechts) [8]. Durch die gestrichelte Linie ist der Schnitt im „Hit finding" Algorithmus gekennzeichnet.

falls das Signal stärker als ein definierter Schwellenwert (Rauschen) ist. Kombiniert man die Cluster der n- und p-Seite, erhält man dreidimensionale Ortspunkte.
Das totale Signal/Rausch-Verhältnis eines Clusters muss größer als fünf auf der p-Seite bzw. größer als vier auf der n-Seite sein. Die zusätzliche Metallschicht auf der n-Seite verschlechtert das Signal/Rausch-Verhältnis um einen Faktor zwei im Vergleich zur p-Seite (Abbildung 1.10). Die intrinsische Trefferauflösung in der $r\phi$-Ebene beträgt $12\,\mu$m. Sie kann aus der Abweichung von *hits* und Spuren in denjenigen Regionen, in denen sich die einzelnen Detektoren überschneiden (Abbildung 1.7), bestimmt werden. In z-Richtung ist die Auflösung im Allgemeinen deutlich schlechter und hängt parabolisch vom Einfallswinkel ab. Das Minimum liegt bei $22\,\mu$m [9].

Track Linking

Spuren aus dem zentralen Spurkammersystem werden zu den CST hits extrapoliert. Mehrdeutigkeiten aufgrund multipler Spurfit-Hypothesen werden dadurch aufgelöst, dass man jeweils die beste Kombination von hits der inneren und äußeren Lage des CST auswählt. Falls mehrere Spuren einen Halbleiter kreuzen, werden sie entsprechend ihres Extrapolationsfehlers geordnet und nur die beste Spur wird gelinkt, d.h. mit den CST hits verbunden. Die Position und Richtung einer Spur kann aus den CST hits bestimmt werden. Zusammen mit der in der CJC gemessenen Spurkrümmung wird eine sogenannte CST-Spur definiert.

1.2.5 Das H1-Triggersystem

Das Triggersystem des H1-Experimentes dient der Auswahl der vom Detektor gemessenen physikalischen Ereignisse. Am Wechselwirkungspunkt treffen die Teilchenpakete des Elektronen- und Protonenstrahls mit einer Frequenz von 10.4 MHz aufeinander. Da die Bandbreite der Datennahme des H1-Detektors auf 5-10 Hz begrenzt ist, muss durch das Triggersystem die Ereignisrate stark reduziert werden. Die besondere Anforderung liegt darin, dass einerseits Untergrundereignisse, hervorgerufen durch Synchrotonstrahlung oder protoninduzierten Untergrund, verworfen werden sollen und andererseits Elektron-Proton-Streuprozesse, die kleine Wirkungsquerschnitte besitzen, möglichst vollständig gespeichert werden sollen. Daher ist es von besonderer Bedeutung, dass die Totzeit, d.h. die Zeit in der der Detektor keine weiteren Signale messen kann, möglichst kurz ist. Im Folgenden werden die Stufen L1, L2 und L4 des H1-Triggersystems kurz beschrieben.

L1 Die erste Triggerstufe L1 verarbeitet die Eingangsrate von 10.4 MHz ohne Totzeit. Nur $2.3\,\mu$s nach jedem bunch crossing liefert L1 eine Triggerentscheidung. Während der Trigger arbeitet, können die Ereignisinformationen der nächsten 24 bunch crossings zwischengespeichert werden. Dazu ist die Auslese der Subdetektoren in Pipelinestruktur organisiert. Die Informationen der Subdetektoren werden in 256 Triggerelementen zusammengefaßt, auf deren Grundlage die Ereignisse bewertet werden. Aus den Triggerelementen werden durch logische Verknüpfungen Subtrigger gebildet, die unterschiedlich sensitiv auf verschiedene physikalisch interessante Prozesse reagieren. Liefert mindestens einer der 128 Subtrigger eine positive Triggerentscheidung, wird das Ereignis an die nächste Triggerstufe weitergeleitet. Die Pipeline wird gestoppt und von nun an ist die Totzeit der folgenden Triggerstufen relevant.

L2 Auf der zweiten Triggerstufe wird das von L1 akzeptierte Ereignis innerhalb von $20\,\mu$s einer topologischen Analyse unterzogen und von einem neuronalen Netzwerk klassifiziert. Dazu ist L2 in die beiden unabhängigen Teilsysteme L2 Topologischer Trigger (L2TT) und L2 Neuronaler Netzwerktrigger (L2NN) unterteilt. Im L2TT werden Raumwinkelinformationen benutzt, um Messungen in verschiedenen Detektorkomponenten zu vereinbaren. Die neuronalen Netzwerke des L2NN sind darauf trainiert, zwischen Untergrund und physikalisch interessanten Ereignissen zu unterscheiden und liefern so ein Signal zum Weiterleiten oder Verwerfen eines Ereignisses. Die Eingangsrate von 1kHz wird hier auf ca. 50 Hz reduziert. Jedem L2 Triggerelement sind ein oder mehrere L1 Subtrigger zugeordnet. Bei einer positiven L2 Triggerentscheidung wird eine vollständige Auslese der Subdetektoren eingeleitet. Ist der Ausleseprozess abgeschlossen (nach ca. 1-2 ms), wird die Datennahme wieder gestartet und die Totzeit ist abgeschlossen.

L3 Die dritte Triggerstufe wurde für die in dieser Arbeit relevanten Daten nicht benutzt und ist daher in Abbildung 1.11 gestrichelt markiert.

L4 Ist ein Ereignis von den vorherigen Triggerstufen akzeptiert worden, wird es an die vierte Triggerstufe L4 geleitet. Im Gegensatz zu den Triggerstufen L1 und L2 läuft L4 nicht mehr im Ereignistakt. Mit einem Multiprozessorsystem (*filter farm*) wird eine schnelle Ereignisrekonstruktion vorgenommen, die vorangegangenen Triggerentscheidungen werden überprüft und Kalibrationskonstanten werden bestimmt. Jedes Ereignis wird durch Selektionsalgorithmen in vordefinierte physikalische Klassen eingeteilt. Nicht identifizierte Ereignisse werden bis auf einen geringen Anteil zur systematischen Kontrolle des Triggersystems verworfen. In dieser letzten Triggerstufe wird die Ausgangsrate auf ca. 10 Hz reduziert und die akzeptierten Ereignisse werden in Form von Rohdaten auf Magnetband gespeichert.

In einer fünften Stufe (L5) werden die Rohdaten einer umfassenden Rekonstruktion unterzogen und stehen dann als Analysedaten zur Verfügung. Die vier Stufen des H1-Triggersystems sind noch einmal in Abbildung 1.11 dargestellt.

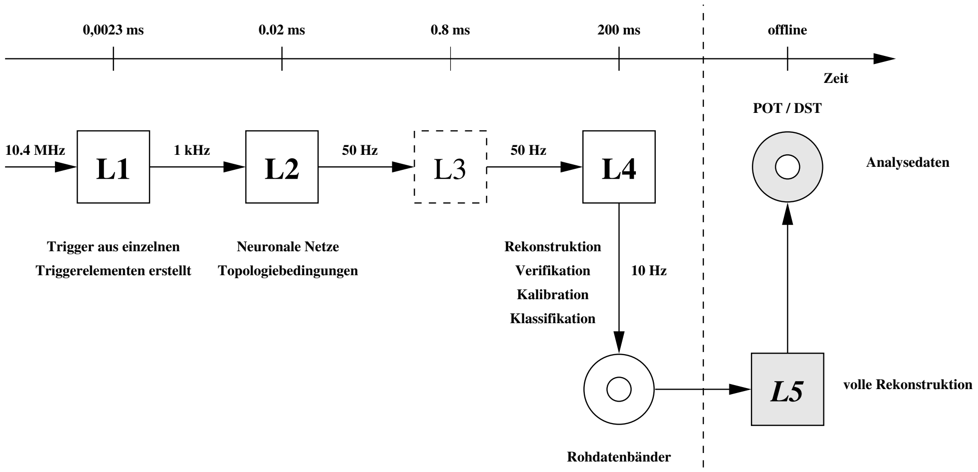

Abb. 1.11: Das H1-Triggersystem

2

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Thema dieser Arbeit ist die Identifizierung und Untersuchung von „beauty events" bei H1. Dieses Kapitel gibt zunächst einen Überblick über die Kinematik der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung bei HERA. Anschließend wird die Photon-Proton-Streuung mit quasireellen Photonen als Grenzfall der inelastischen Streuung behandelt. Dieser Mechanismus, den man auch Photoproduktion nennt, liefert bei HERA den wesentlichen Beitrag zur Erzeugung von *b*-Quarks, auf die anschließend näher eingegangen wird.
Den Abschluss dieses Kapitels bildet eine kurze Diskussion der Monte-Carlo Simulation, die ein Vergleich der gemessenen Daten mit den theoretischen Modellen ermöglicht.

2.1 ELEKTRON-PROTON-STREUUNG

Die Streuung eines Elektrons an einem Proton erfolgt über den Austausch eines Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung (γ, Z^0, $W^\pm$). Man unterscheidet Prozesse des neutralen Stroms[1] (NC) bei Austausch eines ungeladenen Bosons (γ, Z^0) und Prozesse des geladenen Stroms[2] (CC), wenn der Austausch über ein geladenes Boson ($W^\pm$) erfolgt:

$$\text{NC: } e^\pm + p \quad\rightarrow\quad e^\pm + X \tag{2.1}$$

$$\text{CC: } e^\pm + p \quad\rightarrow\quad \bar{\nu_e}(\nu_e) + X \tag{2.2}$$

Zum totalen *ep*-Wirkungsquerschnitt tragen beide Prozesse der Gleichungen 2.1 und 2.2 bei.

2.1.1 DIE KINEMATIK DER *ep*-STREUUNG

In Abbildung 2.1 sind der NC- und CC-Prozess schematisch dargestellt. Die Vierervektoren P, k und k' bezeichnen die Impulse von Proton, Elektron und gestreutem

---

[1] engl.: **N**eutral **C**urrent

[2] engl.: **C**harged **C**urrent

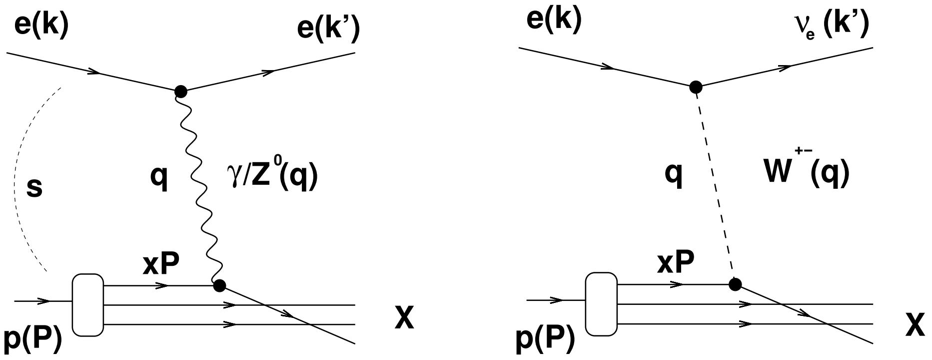

Abb. 2.1: Schematische Darstellung der *ep*-Streuung für Prozesse mit neutralem und geladenem Strom. Im *infinite momentum frame* geht das Proton in einen Zustand kollinearer Quarks über. Es sind nur die drei Linien der Konstituentenquarks gezeigt.

Lepton. Im *infinite momentum frame* wird das Proton als Strahl kollinearer Quarks aufgefaßt. Das Elektron streut an einem dieser Quarks. Nach der Streuung hat eines der Quarks einen großen Transversalimpuls und die Quarks laufen auseinander. Hier beginnt der Fragmentierungsprozess (s. Abschnitt 2.4). Mit X ist der gesamte hadronische Endzustand bezeichnet.

Betrachten wir den für diese Arbeit wichtigen Prozess des neutralen Stroms bei Austausch eines Photons genauer: Bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ besitzt der *ep*-Prozess zwei kinematische Freiheitsgrade. Damit ist der Prozess in seiner Kinematik durch zwei unabhängige Variablen vollständig bestimmt. Üblicherweise verwendet man hierzu die Virtualität Q^2 und eine der beiden dimensionslosen Skalenvariabeln x oder y. Unter Verwendung der in Abbildung 2.1 definierten Viererimpulse kann die Kinematik wie folgt bestimmt werden:

$$s = (k + P)^2 \,, \tag{2.3}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.4}$$

und

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \,, \tag{2.5}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \,. \tag{2.6}$$

Q^2 ist das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags und ist ein Maß für die Virtualität des ausgetauschten Photons. Die Skalenvariablen sind nur in ausgezeichneten Bezugssystemen anschaulich interpretierbar. Im *infinite momentum frame* erhält jedes Quark im Proton einen bestimmtem Impulsbruchteil x des Protonimpulses P. Dabei gilt:

$$0 < x < 1 \,. \tag{2.7}$$

Im Ruhesystem des Protons stellt die Skalenvariable y den relativen Energieverlust des Elektrons dar. Bei Vernachlässigung der Massen von Elektron ($M_e \approx 0,5\,\mathrm{MeV}$) und Proton ($M_p \approx 938\,\mathrm{MeV}$) gilt nämlich:

$$y = \frac{k \cdot P - k' \cdot P}{k \cdot P} = \frac{E_e - E'_e}{E_e} = \frac{E_\gamma}{E_e}\,. \tag{2.8}$$

mit

$$0 < y < 1\,. \tag{2.9}$$

E_γ ist hier die Energie des ausgetauschten Photons.
Ebenfalls von Bedeutung ist die invariante Masse $W_{\gamma p}$ des hadronischen Endzustandes, d.h. die invariante Masse des Photon-Proton-Systems. Diese ist wie folgt definiert:

$$W_{\gamma p}^2 = (q + P)^2\,. \tag{2.10}$$

Zwischen den kinematischen Variablen besteht unter Vernachlässigung der Massen der einfache Zusammenhang

$$Q^2 = xys\,. \tag{2.11}$$

Im Folgenden werden weitere Größen eingeführt, die die Ereignisse im Detektor charakterisieren. Zur Beschreibung des Raumwinkelelementes, in das ein Teilchen gestreut wird, verwendet man den Polar- oder Streuwinkel Θ und den Azimuthalwinkel Φ. Bei HERA besitzt das Laborsystem gegenüber dem ep-Schwerpunktsystem einen starken Lorentz-Boost in z-Richtung, da der Protonimpuls stark gegenüber dem Elektronimpuls überwiegt. Da Θ nicht invariant unter Lorentztransformation entlang der Strahlachse ist, führt man die Rapidität $\mathcal{Y}$ ein, die durch

$$\mathcal{Y} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \right) \tag{2.12}$$

definiert ist. Differenzen in $\mathcal{Y}$ sind invariant unter Lorentztransformationen entlang der Strahlachse. E ist die Energie des Teilchens, $p_{||}$ die zur Strahlachse parallele Komponente des Teilchenimpulses.
Ist M die invariante Masse eines Teilchens im Endzustand ($M^2 = E^2 - p^2$), dann kann man die Pseudorapidität η als asymptotischen Wert der Rapidität $\mathcal{Y}$ im Limes $M^2/E^2 \rightarrow 0$ einführen. Sie hängt direkt mit Θ über

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right) \tag{2.13}$$

zusammen. Differenzen in η sind ebenfalls invariant unter Lorentz-Boosts. Die Impulsrichtung eines gestreuten Teilchens kann also durch seine (η, Φ)-Koordinaten festgelegt werden.
Als transversale Energie eines Teilchens definiert man:

$$E_T = \sqrt{P_T^2 + M^2}\,, \tag{2.14}$$

wobei P_T der zur Strahlachse senkrechte Teil des Teilchenimpulses ist. Für masselose Teilchen gilt $E_T = P_T$.

PHOTOPRODUKTION

Mit sinkendem Quadrat des Viererimpulsübertrages kann der Beitrag des geladenen Stromes und die Beimischung des Z^0-Bosons am neutralen Strom aufgrund der hohen Massen von $W^\pm$ und Z^0 vernachlässigt werden. Der Propagator $1/(Q^2 + M^2_{Z^0,W^\pm})$ steigt zwar für kleine Q^2 an, ist aber im Bereich kleiner Virtualitäten $Q^2 \ll M^2_{W^\pm,Z^0}$ sehr viel kleiner als der Photonpropagator $1/Q^2$.
Der Grenzfall $Q^2 \to 0$ wird als Photoproduktion bezeichnet.

2.1.2 REKONSTRUKTION DER KINEMATISCHEN GRÖSSEN

Unter Verwendung von $E_e = 27.5\,\mathrm{GeV}$ und $E_p = 920\,\mathrm{GeV}$ für die Strahlenergien bei HERA und unter Vernachlässigung der Teilchenmassen erhält man für die Schwerpunktsenergie nach Gleichung 2.3:

$$\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p} = 318\,\mathrm{GeV}\,. \tag{2.15}$$

Zur Bestimmung der kinematischen Variablen gibt es verschiedene Möglichkeiten, da der Detektor mehr Informationen zur Verfügung stellt als die Messung der zwei benötigten Observablen. In der Elektronmethode verwendet man die Energie E'_e und den Streuwinkel Θ'_e des gestreuten Elektrons. Mit der Energie des einlaufenden Elektrons E_e ergibt sich:

$$Q_e^2 = 4E_eE'_e\cos^2\left(\frac{\Theta'_e}{2}\right) \tag{2.16}$$

und

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\left(\frac{\Theta'_e}{2}\right)\,. \tag{2.17}$$

Der Bereich der Photoproduktion ist im Rahmen dieser Arbeit experimentell dadurch festgelegt, dass das gestreute Elektron entlang des Strahlrohrs entweicht und nicht im Detektor nachgewiesen wird. Die Akzeptanz des SPACAL-Kalorimeters legt den Bereich der Photoproduktion auf Ereignisse mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ fest[3].
Steht das gestreute Elektron für die Rekonstruktion nicht mehr zur Verfügung, kann man die Kinematik auch durch den hadronischen Endzustand festlegen. Nach der Methode von Jacquet und Blondel [10] werden die Energien und Impulse aller im

---

[3] Das entspricht dem kleinsten Messwinkel des Kalorimeters.

Endzustand X auftretenden Hadronen bestimmt und aufsummiert. Für die Skalenvariable y ergibt sich dann:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_{had} (E - p_z)\,. \tag{2.18}$$

2.2 Wirkungsquerschnitt in Photoproduktion

Zur Beschreibung der Photoproduktion unterteilt man die ep-Streuung in zwei unabhängige Prozesse: Emission eines Photons vom einlaufenden Elektron und Wechselwirkung des Photons mit dem Proton. Die Photonemission wird in der Weizsäcker-Williams-Näherung [11, 12] beschrieben. In dieser Näherung wird das elektromagnetische Feld eines sich schnell an einem Nukleon vorbei bewegenden Elektrons als Strom virtueller Photonen betrachtet. Damit läßt sich der Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung auf den γp-Wirkungsquerschnitt reduzieren, multipliziert mit einem Faktor für den Photonfluss.
Das Proton seinerseits wird im Rahmen der QCD nicht als punktförmiges Teilchen aufgefasst. Es ist aus Partonen zusammengesetzt, genauer aus drei Valenzquarks, Seequarks und Gluonen. Der Protoninhalt wird durch Partondichtefunktionen beschrieben. Auch die hadronischen Fluktuationen des Photons lassen sich durch Partondichtefunktionen beschreiben. Der totale Wirkungsquerschnitt lässt sich daher als Faltung mehrerer unterschiedlicher Faktoren schreiben [13]. Die einzelnen Faktoren sind:

- das Photonspektrum der Elektronen $f_{\gamma,e}$,
- die Partondichte der Protonen $f_{i/p}$,
- die Partondichte der Photonen $f_{j/\gamma}$,
- der Wirkungsquerschnitt des harten QCD-Prozesses der Parton-Parton Streuung σ_{ij}.

Die einzelnen Bestandteile werden im Folgenden erläutert:

Der Photonfluss

Die Abbildung 2.2 zeigt den Elektron-Proton Streuprozess bei Austausch eines Photons. Mit X ist der gesamte hadronische Endzustand gemeint. Die in Gleichung 2.6 eingeführte Variable y wird hier als der longitudinale Impulsbruchteil, den das Photon vom Elektron wegträgt, interpretiert. Der Elektron-Proton Wirkungsquerschnitt lässt sich nun faktorisieren in den Photon-Proton Wirkungsquerschnitt und einen Faktor, der das Spektrum der quasireellen Photonen beschreibt:

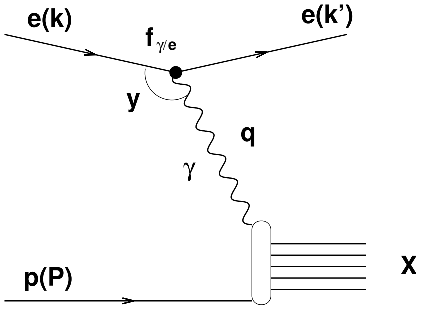

Abb. 2.2: Elektron-Proton Streuprozess.

$$\sigma_{ep}(ep \to eX) = \int_0^1 dy\, f_{\gamma,e}(y)\, \sigma_{\gamma p}(\gamma p \to X)\,. \tag{2.19}$$

Der Fluss $f_{\gamma,e}(y)$ quasireeller Photonen lautet in der Weizsäcker-Williams-Näherung:

$$f_{\gamma,e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} + 2m_e^2 y\left(\frac{1}{Q^2_{max}} - \frac{1}{Q^2_{min}}\right)\right]. \tag{2.20}$$

Q^2_{min} ist die kinematische Untergrenze der Virtualität. Es gilt:

$$Q^2_{min} = \frac{m_e^2 y^2}{1-y} \tag{2.21}$$

Q^2_{max} wird durch die experimentellen Bedingungen festgelegt und in dieser Arbeit gilt $Q^2_{max} \approx 1\,\mathrm{GeV}^2$. Berücksichtigt man nur den führenden logarithmischen Term in Gleichung 2.20, so lautet die Beziehung für den Photonenfluss schließlich:

$$f_{\gamma,e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\left(\frac{Q^2_{max}(1-y)}{m_e^2 y^2}\right). \tag{2.22}$$

DIE PARTONDICHTEN DES PROTONS

Der erste Beleg dafür, dass das Proton eine Substruktur hat, wurde in Experimenten zur tief-inelastischen *ep*-Streuung gefunden. Zusammen mit Myon- und Neutrino-Streuversuchen ergibt sich ein recht genaues Bild über die Verteilung der Partonen (Quarks und Gluonen) im Proton. Da mit steigendem Abstand die Stärke der starken Wechselwirkung ebenfalls ansteigt, können die einzelnen Partonen aus dem Proton nicht experimentell beobachtet werden. Man bedient sich sogenannter Partondichtefunktionen um den Partoninhalt des Protons theoretisch zu beschreiben. Die Partondichtefunktion gibt die Wahrscheinlichkeit an, im Proton ein Parton i mit einem Impulsbruchteil x_i zu finden. In Abbildung 2.3 ist der Viererimpuls des gestreuten

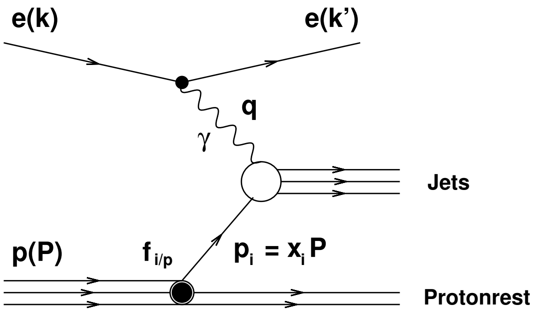

Abb. 2.3: Elektron-Proton Streuprozess im Parton-Modell.

Partons mit $p_i = x_i P$ bezeichnet. Ist die Skala μ_p, bei der das Proton getestet wird groß genug, lässt sich der Photon-Proton Wirkungsquerschnitt mit den Partondichten und dem Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses der Photon-Parton Streuung faktorisieren:

$$\sigma_{\gamma p}(\gamma p \rightarrow jets + Protonrest) = \sum_i \int_0^1 dx_i f_{i/p}(x_i, \mu_p^2) \sigma_{\gamma i}(\gamma i \rightarrow jets) \qquad (2.23)$$

Die in einem solchen QCD-Prozess entstandenen farbigen Partonen können nicht frei existieren. Sie materialisieren in Form eines energetischen, aufgefächerten Strahls farbneutraler Hadronen, dem Jet (vgl. Abschnitt 2.5). Die anderen Partonen des Protons nehmen nicht an der Wechselwirkung teil und bilden den Protonrest[4]. Die übliche Wahl der Skala $\mu_p^2 = Q^2$ ist in Photoproduktion nicht möglich, man wählt stattdessen $\mu_p^2 = P_T^2$, wobei P_T der transversale Impuls des beobachteten Jets ist. Im Gegensatz zum Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses der Photon-Parton Streuung, der perturbativ berechenbar ist, müssen die Partondichtefunktionen $f_{i/p}(x_i, \mu_p^2)$ in seperaten Experimenten bestimmt werden[5].

DIE PARTONDICHTEN DES PHOTONS

Das Photon zeigt neben der Rolle des elementaren Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung, welches an geladene Materie koppelt, Eigenschaften eines stark wechselwirkenden Teilchens. In führender Ordnung der QCD unterscheidet man zwei Beiträge:

Direkte Prozesse
Das vom Elektron abgestrahlte Photon tritt direkt mit einem Parton aus dem Proton in Wechselwirkung.

---

[4] engl.: *proton remnant*

[5] Die verschiedenen möglichen Parametrisierungen sind z.B. in der CERN library PDFLIB zugänglich.

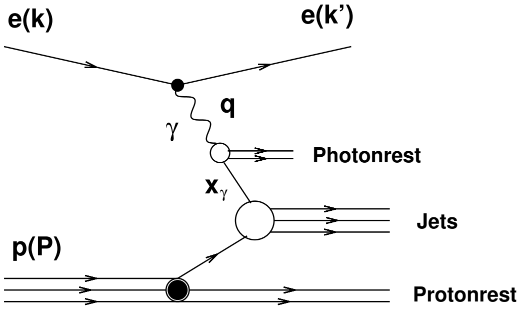

Abb. 2.4: Resolved Photoproduktionsprozess.

Resolved Prozesse
Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation kann das Photon vor der Streuung innerhalb eines kurzen Zeitraumes in ein Quark-Antiquark Paar mit denselben Quantenzahlen wie das Photon fluktuieren. Ein Parton aus einer solchen Fluktuation wechselwirkt dann mit einem Parton aus dem Proton. Man kann zwei Komponenten unterscheiden:

- Vektormeson-Dominanz-Anteil (VMD)
  Im Quarkmodell lässt sich der VMD-Ansatz verstehen, indem man das Photon als eine Fluktuation in ein Quark-Antiquark Paar auffasst. Bei kleinen Virtualitäten ist diese Fluktuation langlebig (Fluktuationszeit $t = E_\gamma/(m_V^2 + Q^2)$) und es kann sich ein gebundener Zustand (ρ, ϕ, ω) ausbilden, den man durch eine Vektormesonwellenfunktion beschreibt. Dieser Anteil ist nicht in der perturbativen QCD berechenbar und benötigt einen phänomenologischen Ansatz.
- Die anomale Komponente
  Das Photon fluktuiert in ein Quark-Antiquark Paar. Aufgrund höherer Virtualität entsteht jedoch kein gebundener Zustand, sondern eines der entstandenen Quarks oder ein von diesem abgestrahltes Gluon geht in die Wechselwirkung mit einem Parton aus dem Proton ein. Dieser Anteil liefert nur Beiträge bei hohen Transversalenergien und ist im Rahmen der perturbativen QCD berechenbar.

Ein wichtiger Unterschied zwischen direkten und resolved Prozessen besteht darin, dass bei den resolved Prozessen abhängig vom Photonrest nur noch ein Bruchteil x_γ der gesamten Photonenenergie in den harten Subprozess eingeht. Die nicht an der Wechselwirkung teilnehmenden Partonen fragmentieren zu einem hadronischen Photonrest, der in etwa der Photonrichtung folgt. In Abbildung 2.4 ist ein resolved Prozess schematisch dargestellt. Der direkte Prozess entspricht der Darstellung in Abbildung 2.3.

Bei hohen Transversalimpulsen der Jets kann man nun den Wirkungsquerschnitt der Photon-Parton Streuung schreiben als:

$$\sigma_{\gamma i}(\gamma i \to jets) = \sum_j \int_0^1 dx_\gamma f_{j/\gamma}(x_\gamma, \mu_\gamma^2) \sigma_{ij}(ij \to jets)\,. \tag{2.24}$$

Hier steht $f_{j/\gamma}(x_\gamma, \mu_\gamma^2)$ für die Wahrscheinlichkeit, ein Parton j mit dem Impulsbruchteil

$$x_\gamma = \frac{P \cdot p_j}{P \cdot q} \tag{2.25}$$

aus dem Photon zu finden. Der Viererimpuls des Partons ist hier mit p_j bezeichnet. Im direkten Prozess ist $f_{j/\gamma}(x_\gamma, \mu_\gamma^2)$ gegeben als Diracsche-Delta Funktion $\delta(1 - x_\gamma)$ und damit folgt aus Gleichung 2.24 Gleichung 2.23.

DER HARTE SUBPROZESS

Ein harter, punktförmiger Streuprozess liegt vor, wenn zwei einlaufende Teilchen einen großen Impuls auf die auslaufenden Teilchen übertragen. Es handelt sich dabei um 2 → 2 Prozesse, die alle der perturbativen QCD zugänglich sind. Für die direkte Photoproduktion sind dies die QCD-Compton Streuung und die Photon-Gluon Fusion, dargestellt in Abbildung 2.5. Beispiele für resolved Prozesse finden sich in Abbildung 2.6. Die direkte Photoproduktion ist von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ während die resolved Prozesse von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s\alpha_s)$ sind. Da die Partondichtefunktion des Photons aber proportional $1/\alpha_s$ ist, ist der Wirkungsquerschnitt der resolved Prozesse multipliziert mit der Partondichtefunktion des Photons von derselben Ordnung wie der Wirkungsquerschnitt der direkten Prozesse. Eine Abschätzung darüber, welche Prozesse mit welchem Anteil zur Produktion schwerer Quarks beitragen, findet sich im nächsten Abschnitt.

TOTALER PHOTOPRODUKTIONS-WIRKUNGSQUERSCHNITT

Kombiniert man die Gleichungen 2.19, 2.23 und 2.24, kann man den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von Jets in *ep*-Streuprozessen zusammenfassend folgendermaßen schreiben:

$$\begin{aligned} &\sigma_{ep}(ep \to e + jets + Protonrest) = \\ &\sum_{i,j} \int_0^1 dy\, f_{\gamma,e}(y) \int_0^1 dx_\gamma f_{j/\gamma}(x_\gamma, \mu_\gamma^2) \int_0^1 dx_i f_{i/p}(x_i, \mu_p^2) \sigma_{ij}(ij \to jets) \end{aligned} \tag{2.26}$$

Nach der Faktorisierung in Photon-Parton Streuung unter Verwendung von Partondichtefunktionen für das Photon und das Proton muss nur noch der harte Prozess der

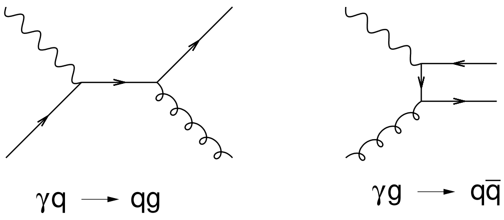

Abb. 2.5: Prozesse der direkten Photoproduktion: QCD-Compton (links) und Photon-Gluon Fusion (PGF) (rechts).

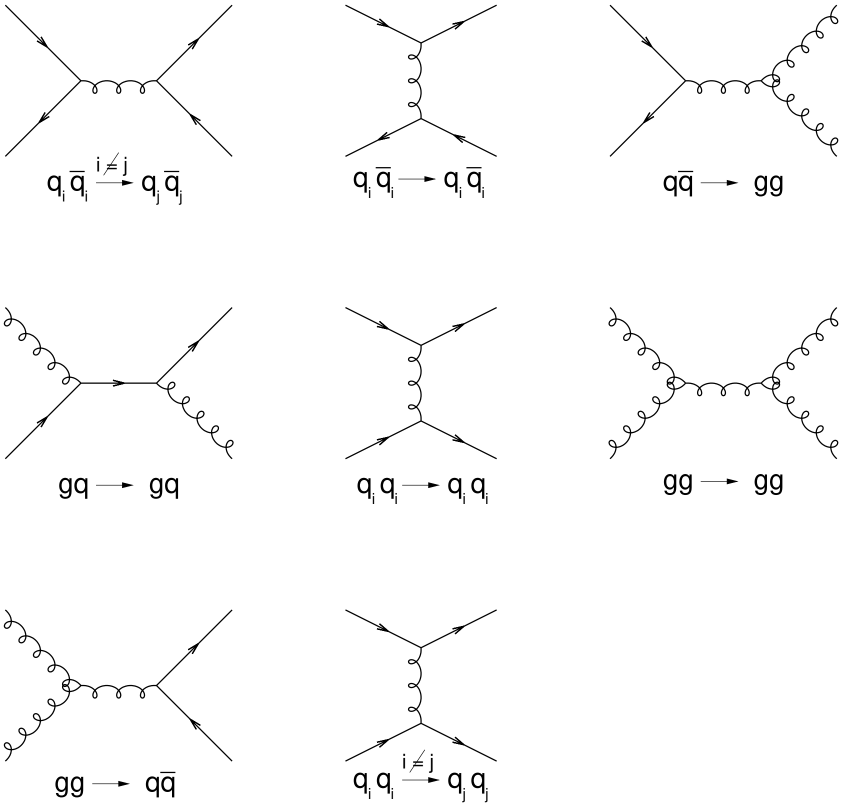

Abb. 2.6: Prozesse der resolved Photoproduktion.

Streuung eines realen Photons am Parton i aus dem Proton im direkten Prozess, bzw. die Streuung eines Partons j aus dem Photon mit dem Parton i im resolved Prozess berechnet werden.

2.3 Produktion von „beauty”-Quarks

Alle im letzten Abschnitt vorgestellten Prozesse tragen zur Produktion von b-Quarks bei. Im Folgenden soll abgeschätzt werden, welche Prozesse dominant sind. Bei den Prozessen, die zur resolved Photoproduktion gehören, wird eine zusätzliche Einteilung vorgenommen. Prozesse, in denen das b-Quark aus einer Fluktuation des Photons stammt, werden *b-excitation* Prozesse (exc) genannt. Die quantitative Abschätzung erfolgt durch den Monte-Carlo Generator PYTHIA (s. Abschnitt 2.4). Der generierte Phasenraum ist durch $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ und $\hat{P_T} > 10\,\mathrm{GeV}$ eingegrenzt. Mit $\hat{P_T}$ wird der Transversalimpuls der im Subprozess generierten Partonen bezeichnet, gemessen in ihrem eigenen Schwerpunktsystem. Am gesamten Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt hat die b-Produktion dann einen Anteil von etwa 2%.

Photoproduktion	Prozess	generierter Wirkungsquerschnitt [pb]
direkt	$\gamma g \rightarrow b\bar{b}$	
	$\gamma b \rightarrow gb$	$\sigma_{direkt} \approx 155$
resolved	$gg \rightarrow b\bar{b}$	
	$qq \rightarrow b\bar{b}$	$\sigma_{nonexc} \approx 15$
	- - - - - -	
	$bg \rightarrow bg$	
	$bq \rightarrow bq$	
	$bb \rightarrow bb$	$\sigma_{exc} \approx 163$

Tab. 2.1: Mit PYTHIA generierte Photoproduktionswirkungsquerschnitte zur Erzeugung von b-Quarks. Der generierte Phasenraum ist durch $Q^2 < 4\,\mathrm{GeV}^2$ und $\hat{P_T} > 10\,\mathrm{GeV}$ definiert. Mit q sind die leichten Quarks $u\,,d\,,s$ gemeint. Unter den resolved Prozessen sind die Prozesse, bei denen ein b-Quark aus dem Photon stammt, gesondert betrachtet. Diese werden auch *b-excitation* Prozesse (exc) genannt. Der Wirkungsquerschnitt für alle resolved Prozesse ist $\sigma_{resolved} = \sigma_{nonexc} + \sigma_{exc}$.

Tabelle 2.1 gibt Aufschluss über die generierten Prozesse und die von PYTHIA berechneten Wirkungsquerschnitte. Die Erzeugung von b-Quarks findet etwa zu gleichen Teilen durch direkte und resolved Photoproduktion statt. Der dominierende Prozess zur Erzeugung eines $b\bar{b}$-Paares ist die Photon-Gluon Fusion. Dagegen sind die resolved Prozesse $gg \rightarrow b\bar{b}$ und $qq \rightarrow b\bar{b}$ zu vernachlässigen. Wird nur ein b-Quark

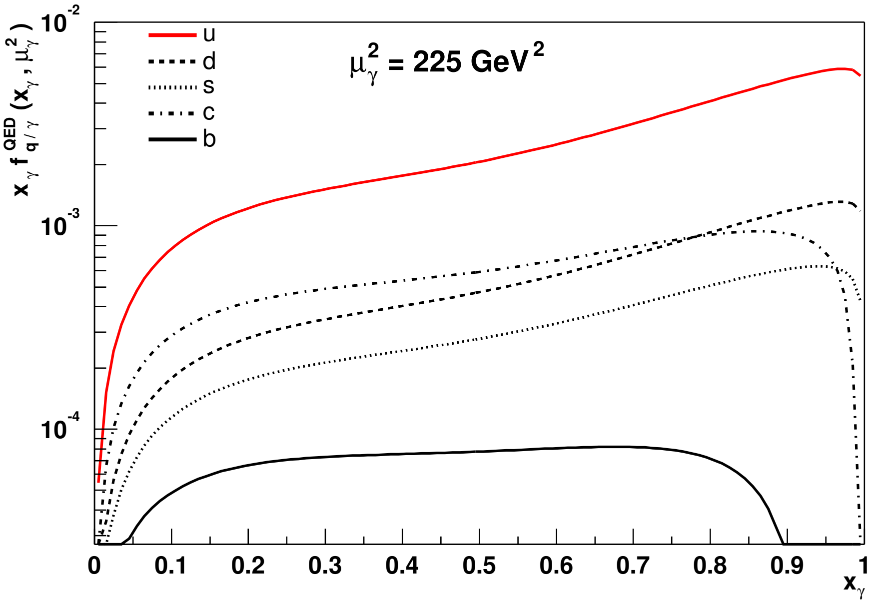

Abb. 2.7: Impulsdichteverteilung im Photon (QED Resultat).

im Endzustand erzeugt, haben die b-excitation Prozesse den größten Anteil am Wirkungsquerschnitt. Da bei diesen Prozessen das b-Quark aus dem Photon stammt, eignen sie sich besonders zur Untersuchung der Photonstruktur.

PHOTONSTRUKTUR

In Abschnitt 2.2 wurde die hadronische Struktur des Photons diskutiert. Der Prozess $\gamma \to q\bar{q}$ kann für hohe Transversalimpulse der Quarks im Rahmen der QED berechnet werden. Beschrieben werden diese Quark-Antiquark Fluktuationen durch Partondichtefunktionen $f_{q/\gamma}$, die die Wahrscheinlichkeitsdichte angeben, ein Quark q mit dem Impulsbruchteil x_γ im Photon zu finden. Das QED Resultat ist [14]:

$$f^{QED}_{q/\gamma}(x_\gamma, \mu^2_\gamma) = e^2_q \frac{\alpha}{2\pi} \left(x^2_\gamma + (1 - x_\gamma)^2\right) \ln\left(\frac{\mu^2_\gamma(1 - x_\gamma)}{m^2_q x_\gamma}\right) \qquad (2.27)$$

Hier ist e_q die elektrische Ladung des Quarks, m_q seine effektive Masse und μ_γ die harte Skala, mit der die Photonstruktur getestet wird. Gleichung 2.27 bedarf einiger Anmerkungen.
Zunächst ist die explizite Abhängigkeit der Quarkmassen problematisch, da diese für gebundene Quarks nicht wohldefiniert sind. Weiter handelt es sich um ein QED-Resultat, das daher im Rahmen einer QCD-Interpretation modifiziert werden muss.

Es lässt sich jedoch zeigen, dass das Verhalten von Gleichung 2.27 durch die QCD-Korrekturen nicht maßgeblich verändert wird. In niedrigster Ordnung Störungstheorie besteht weiterhin eine logarithmische Abhängigkeit von μ_γ^2 und $f_{q/\gamma}$ steigt an zu großen x_γ.
In Abbildung 2.7 ist die Impulsdichteverteilung $x_\gamma \cdot f_{q/\gamma}$ nach der Berechnung im QED-Modell (Gl. 2.27) für die fünf leichtesten Quarks dargestellt. Zu beachten ist, dass Abbildung 2.7 nach obiger Bemerkung nur zu qualitativen Aussagen herangezogen werden darf, insbesondere bei kleinen ($x_\gamma < 0.1$) und großen Werten ($x_\gamma > 0.9$) gibt das QED-Resultat aufgrund der fehlenden QCD Korrekturen den tatsächlichen Verlauf nur unzureichend wieder. Als Skala wurde hier der Transversalimpuls des Quarks ($\mu_\gamma^2 = \hat{P}_T^2 = 225\,\mathrm{GeV}$) eingesetzt, um einen qualitativen Vergleich mit der vorliegenden Analyse zu ermöglichen. Man erkennt, dass der Beitrag der b-Quarks (durchgezogene Linie) aufgrund der hohen Masse sehr gering ist. Dominiert wird die Verteilung durch das leichte u-Quark. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in ein $u\bar{u}$-Paar aufspaltet, ist also am größten.
Betrachtet man den Verlauf für das c-Quark (strichpunktierte Linie), wird die starke Abhängigkeit von der Quarkladung sichtbar. Trotz der großen Masse übertrifft es bei nicht zu großen x_γ die Anteile der nächstleichteren Quarks s und d.

2.4 Monte-Carlo Simulation

Um gemessene Ereignisse mit theoretischen Modellen vergleichen zu können, müssen Eigenschaften des Detektors, wie geometrische Akzeptanzen und Auflösungseffekte, berücksichtigt werden. Zudem sind Prozesse wie die Hadronisierung (oder Fragmentation), die nicht perturbativ berechenbar sind, abzuschätzen. Diese Aufgabe übernehmen Monte-Carlo Ereignisgeneratoren, die zusammen mit der Simulation die Detektorantwort auf beliebige physikalische Ereignisse simulieren können.
Die gesamte Simulation besteht aus drei Stufen, wobei die einzelnen Stufen sich dadurch voneinander unterscheiden, ob die Information über den zugrundeliegenden Prozess auf *Parton-*, *Hadron-* oder *Detektorniveau* vorliegt. Die drei Stufen sind in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt.

Parton-Niveau

Zur Simulation der direkten und resolved Photoproduktion von Jets wurde der PYTHIA 6.1 Ereignisgenerator verwendet [15]. Der Ereignisgenerator bestimmt die Vierervektoren der am physikalischen Prozess beteiligten Teilchen unter Berücksichtigung der Matrixelemente des harten Subprozesses in führender Ordnung. Dabei wurde auf CTEQ5L [17] bzw. GRVLO [16] Parton-Dichtefunktionen für das Proton und das Photon zurückgegriffen. Um Jet-Ereignisse im Detektor zu beschreiben, reicht die Berechnung der Matrixelemente in führender Ordnung nicht aus. Zur approximati-

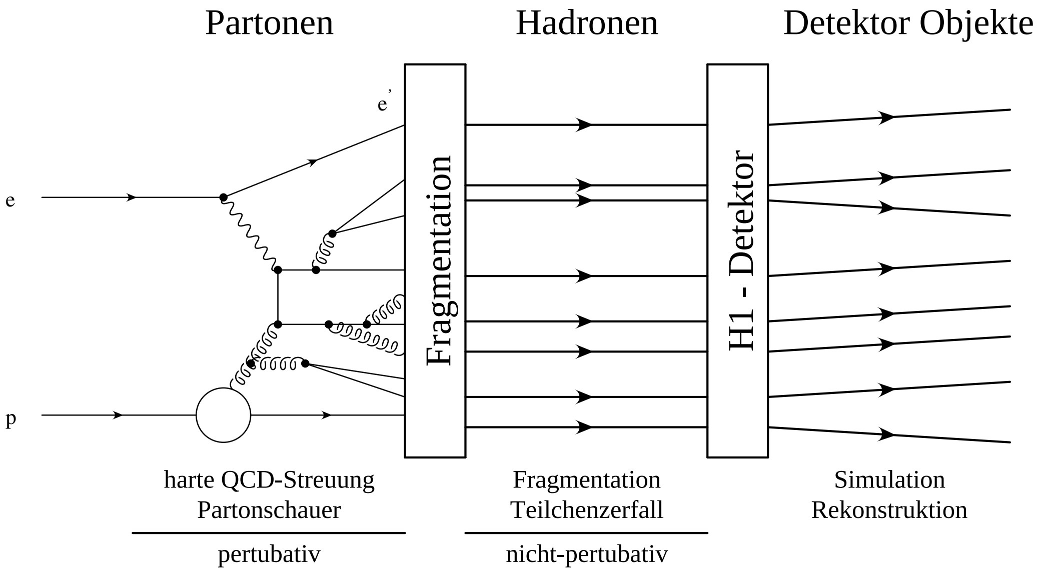

Abb. 2.8: Schematische Darstellung der Monte-Carlo Ereignissimulation.

ven Beschreibung von Prozessen höherer Ordnung gibt es verschiedene Modelle. In PYTHIA wird das Modell der Partonschauer verwendet, das hier kurz vorgestellt werden soll.

Die Evolution der aus dem Endzustand des Subprozesses stammenden Partonen läuft über eine Vielzahl von Verzweigungen ab, denen drei Prozesse zugrunde liegen. Abbildung 2.9 a) zeigt die Abstrahlung eines Gluons von einem Quark, Abbildung 2.9 b) die Fluktuation eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar und Abbildung 2.9 c) das Aufspalten eines Gluons in zwei Gluonen. Die Verzweigungswahrscheinlichkeit wird durch die sogenannten Splittingfunktionen [19] beschrieben. Es werden Partonabstrahlungen vor und nach dem Streuprozess berücksichtigt. Eine eingehende Beschreibung des Partonschauer-Modells findet sich z.B. in [28].

HADRON-NIVEAU

Freie Partonen sind in der Natur nicht beobachtbar. Observabel sind nur farbneutrale Zustände aus mehreren Quarks. Bei der Hadronisierung oder Fragmentation werden aus den farbigen Partonen farblose Hadronen gebildet. Es ist bisher nicht gelungen diesen Vorgang theoretisch exakt zu beschreiben, weil hier die Störungsrechnung aufgrund der niedrigen Energieskala nicht mehr angewendet werden kann. Das in PYTHIA implementierte Fragmentationsprogramm JETSET [20] benutzt das sogenannte Lund-String-Modell.

Diesem Modell liegt ein sehr anschauliches Analogon zugrunde. Es zieht zwischen der

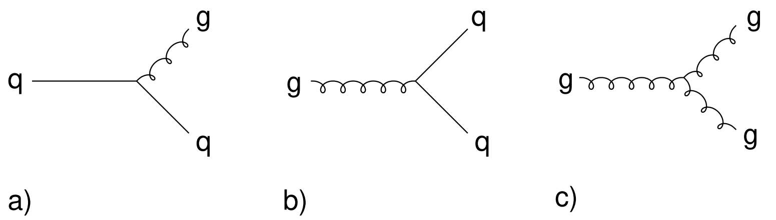

Abb. 2.9: Feynmandiagramme möglicher Partonverzweigungen.

Farbladung und der zugehörigen Antifarbladung eine „Saite", die analog zu den Feldlinien der Elektrodynamik Energie enthält. Als Folge des *color confinements* ist hier die Energie proportional zur Länge der Feldlinien. Wird die Saite zu lang und damit die „Spannung" zu groß, so reißt diese und es entsteht ein neues Quark-Antiquark Paar. Auf diese beiden neuen Farbsingulett-Systeme wird der Vorgang so lange iterativ angewendet, bis die invariante Masse der Farbsaite zu klein ist, um neue $q\bar{q}$-Paare zu erzeugen.
Im abschließenden Schritt auf Hadron-Niveau wird der Zerfall kurzlebiger Komponenten in Betracht gezogen und die Teilchenbahnen im Magnetfeld werden berechnet. Diese Rechnungen sind durch die Kenntnis der verschiedenen Zerfallskanäle und Zerfallszeiten wieder theoretisch zugänglich.

DETEKTOR-NIVEAU

Im letzten Schritt werden die Detektoreffekte durch das Programm H1SIM [21] simuliert. Die vom Monte-Carlo Programm generierten Ereignisse werden hier so auf simulierte Ereignisse transformiert, dass sie sich mit den gemessenen Ereignissen vergleichen lassen. Danach werden die Informationen der Detektorantwort einer für Daten und Monte-Carlo Simulation identischen Rekonstruktion unterzogen. Nach dieser durch das Programm H1REC [22] ausgeführten Ereignisrekonstruktion, ist ein Vergleich von gemessenen Daten mit Monte-Carlo Ereignissen auf Basis von Energie-, Winkel- und anderer Verteilungen der einzelnen Objekte wie z.B. der Jets möglich.

Im Monte-Carlo Programm PYTHIA sind nur die $2 \rightarrow 2$ Photoproduktionsprozesse in führender Ordnung generiert. Als Konsequenz sind die durch PYTHIA modellierten Ereignisse nicht in der Lage, den absoluten Wirkungsquerschnitt für die 2-Jet Produktion der in Kapitel 3 selektierten Ereignisse zu beschreiben. Um trotzdem Daten und Monte-Carlo Vorhersagen vergleichen zu können, ist in allen in dieser Arbeit präsentierten Verteilungen das PYTHIA Monte-Carlo mit einem Faktor $k_{udscb} = 1.1$ skaliert worden. Dieser Skalierungsfaktor wurde aus dem Vergleich der absoluten Anzahl der nach Durchführung der in Kapitel 3 vorgestellten Ereignisselektion übriggebliebenen

gemessenen Ereignisse mit der Vorhersage der durch PYTHIA generierten Ereignisse berechnet.
Einen abweichenden Skalierungsfaktor erhalten die Verteilungen des in Kapitel 5 vorgestellten B-Jet Samples, bei denen der b-Anteil des PYTHIA Monte-Carlos einen neuen Skalierungsfaktor erhält, der aus der Beobachtung der selektierten b-Ereignisse resultiert. Einzelheiten zur Bestimmung dieses Faktors finden sich in Kapitel 4.1.4.

2.5 Jet-Algorithmus

Im Prozess der Fragmentation werden auf die Hadronen nur „weiche" Transversalimpulse relativ zur Impulsrichtung des ursprünglichen Partons übertragen. Sie liegen in der Größenordnung einiger hundert MeV und sind klein gegenüber dem Partonimpuls, der typischerweise in der Größenordnung mehrerer GeV liegt. Daher unterscheidet sich die Impulsrichtung der Hadronen im Endzustand nicht wesentlich von der Impulsrichtung des ursprünglichen Partons. Dies hat zur Folge, dass um die Partonrichtung ein eng kollimierter Strahl von Hadronen entsteht, der Jet. Die Messung des Jets liefert also Informationen über das in der harten Streuung entstandene Parton. Jet-Algorithmen dienen der Rekonstruktion eines Jets aus den Objekten des Endzustandes.
In dieser Arbeit wurde der *inklusive k_T-Algorithmus* verwendet, wie er in [23] vorgestellt ist. Der Algorithmus beginnt mit einer Liste von Objekten, wobei es sich um Partonen, Hadronen oder Detektorobjekte handeln kann. Dann wird in einer iterativen Prozedur versucht, diese Objekte einzelnen Jets zuzuordnen:

- Für jedes Objekt i wird der Abstand zur Strahlachse definiert

  $$d_i = E_{T,i}^2$$

  sowie der Abstand zu jedem anderen Objekt j

  $$d_{i,j} = min\left(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2\right) R_{i,j}^2/R\,.$$

  $R_{i,j}$ ist der Abstand zweier Objekte in der η-ϕ Ebene

  $$R_{i,j} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$$

  und R ist ein Separationsparameter, der hier gleich 1 gewählt ist.

- Unter allen Abstandsmaßen $(d_i, d_{i,j})$ wird das Minimum $d_{min} = min(d_i, d_{i,j})$ gesucht.

- Ist $d_{min} = d_{i,j}$, werden die beiden Objekte i und j zu einem neuen Objekt k zusammengefasst mit:

  $$E_{T,k} = E_{T,i} + E_{T,j}$$

  und

  $$\eta_k = (E_{T,i}\eta_i + E_{T,j}\eta_j)/E_{T,k}$$
  $$\phi_k = (E_{T,i}\phi_i + E_{T,j}\phi_j)/E_{T,k}$$

- Ist $d_{min} = d_i$, wird i als fertiger Jet angesehen und von der Liste der Objekte gestrichen.

Die Prozedur ist zu Ende, wenn alle Objekte der Liste verarbeitet sind. Dann sind alle hadronischen Objekte eindeutig einem Jet zugeordnet und für jedes Ereignis sind Jets mit sukzessiv größerem Abstandsmaß, d.h. nach steigender Transversalenergie geordnet, definiert.

3

EREIGNISSELEKTION

Im Folgenden wird die Selektion eines Photoproduktionssamples vorgestellt, welches später als Grundlage zur Identifizierung von b-Jets verwendet wird. Da b-Jets bei HERA zumeist in Photoproduktion produziert werden und oft paarweise auftreten, wird ein Sample selektiert, welches mindestens zwei Jets mit hohem Transversalimpuls enthält. Die Forderung hoher Transversalimpulse ist notwendig, um durch eine harte Skala fundierte Monte-Carlo Vorhersagen zu gewährleisten.

3.1 DATENSELEKTION

3.1.1 VORSELEKTION

Der Vertexdetektor CST ist die wesentliche Detektorkomponente für diese Analyse. Obwohl der CST bereits 1997 in Betrieb genommen wurde, werden in dieser Arbeit nur die Daten der e^+p Runperiode aus den Jahren 1999 und 2000 analysiert. Diese Runperiode zeichnet dadurch aus, dass die Kalibrationskonstanten des CST genau bestimmt sind.

Die Vorselektion stellt weiter sicher, dass bei den verwendeten Daten alle wichtigen Detektorkomponenten während der Datennahme vollständig operationsfähig waren. Damit sind insbesondere die Spurkammersysteme (CJC1, CJC2, CST) sowie die Kalorimeter (LAr, SPACAL) und das Luminositätssystem gemeint. Es werden nur Daten aus sogenannten *good* oder *medium* runs[1] verwendet. Die integrierte Luminosität der Daten, die zur Analyse herangezogen werden, beträgt $63.5\,\mathrm{pb}^{-1}$.

3.1.2 PHOTOPRODUKTION

Die H1 Standardsoftware QESCAT [24] bestimmt Elektronkandidaten im LAr- Kalorimeter und im SPACAL. In diesem Algorithmus wird aufgrund von Größe und Form

---

[1] Ein run definiert eine Periode, in der der Detektor unter stabilen Bedingungen Daten registriert hat.

des Schauerprofils entschieden, ob es sich um ein Elektron oder ein hadronisches Objekt handelt. Zur Selektion von Photoproduktionsereignissen werden Ereignisse, in denen ein Objekt konsistent mit einem Elektron ist, verworfen. Die Minimalenergie der Elektronkandidaten wurde auf $E'_{e,qescat} = 5$ GeV festgelegt.
Um Ineffizienzen von QESCAT zu minimieren wurde mit QFSELH ein weiterer Elektron-Suchalgorithmus verwendet [25]. Es wurden alle Ereignisse verworfen, in denen QFSELH ein Elektron mit einer Energie $E'_{e,qfselh} > 10$ GeV findet.
Die geometrische Akzeptanz des SPACAL legt den kinematischen Bereich der selektierten Photoproduktionsereignisse fest. Der Anfangswinkel, ab dem das Elektron gemessen werden kann, fixiert die maximale Photonvirtualität der selektierten Daten auf $Q^2 \approx 1$ GeV^2.

3.1.3 REKONSTRUKTION DES HADRONISCHEN ENDZUSTANDES

Zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes dienen der Ereignisvertex, die Teilchenspuren und die Informationen der Kalorimeter. Die an den Ereignisvertex angepassten Spuren werden zu den Kalorimetern extrapoliert. Benachbarte Kalorimeterzellen werden in Cluster zusammengefasst. Die kombinierten Informationen der selektierten Spuren und der Cluster werden von der H1 Standardsoftware [26] benutzt, um die Objekte des hadronischen Endzustandes (*HFS*[2]) zu rekonstruieren.

3.1.4 UNTERGRUNDQUELLEN

Als Untergrundquellen kommen einerseits Reaktionen in Frage, die sich nicht auf *ep*-Wechselwirkung zurückführen lassen (z.B. Reaktionen mit Restgasatomen im Strahlrohr) und *ep* induzierter Untergrund (z.B. Reaktionen der tief-inelastischen Streuung).

NICHT-*ep* INDUZIERTER UNTERGRUND

Proton-Gas- und Proton-Wand-Ereignisse
Die Streuung von Strahlprotonen an Restgasatomen des Vakuums oder der Tunnelwand sind verantwortlich für den wesentlichen Anteil der Untergrundprozesse. Der Wirkungsquerschnitt entsprechender Reaktionen der Strahlpositronen ist deutlich kleiner. Zudem reicht hier die Schwerpunktsenergie nicht zur Bildung von Jets aus.
Ereignisse dieses Typs rufen entlang der z-Richtung einen konstanten Beitrag hervor.

Kosmische Höhenstrahlung
Hochenergetische Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung können durch Bremsstrahlung elektromagnetische Schauer im Detektor auslösen. Die dabei

---

[2] **H**adronic **F**inal **S**tate

deponierte Energie kann ausreichen fehlende Transversalimpulse oder ein gestreutes Elektron vorzutäuschen. Gewöhnlich liegt die Vertexposition sowie der Zeitpunkt solcher Reaktionen außerhalb des nominellen Wechselwirkungspunktes bzw. des Zeitfensters der *ep*-Wechselwirkungen.

Halo-Myonen
Aus Reaktionen der Strahlprotonen mit Restgasatomen oder Wandelementen können Myonen entstehen, die den Protonstrahl in einem Halo umgeben. Diese Myonen sind in der Lage einen elektromagnetischen Schauer im Detektor auszulösen. Ein spezielles Software-Paket (QBGFMAR [27]) sondert Ereignisse mit Myonen aus kosmischen Schauern oder Halo-Myonen aus.

Die Strahlteilchen in den Paketen sind näherungsweise gaußförmig bezüglich der z-Achse verteilt. Daher finden die *ep*-Kollisionen ebenfalls gaußförmig um den nominellen Wechselwirkungspunkt verschmiert statt. Zur Reduktion des nicht-*ep* induzierten Untergrundes wird ein rekonstruierter Vertex in z-Richtung mit $|z_{Vertex}| < 35\,\text{cm}$ gefordert.
Der Abstand der einzelnen Teilchenpakete von 96 ns gibt das Zeitfenster vor, in dem *ep*-Wechselwirkungen stattfinden können. Mit der Forderung, dass das von den zentralen Jet-Driftkammern CJC1 und CJC2 gelieferte Zeitsignal T_0 innerhalb eines Intervalls ±25 ns um den nominellen Kollisionszeitpunkt liegt, wird der nicht-*ep* induzierte Untergrund weiter minimiert.

ep INDUZIERTER UNTERGRUND

Tief-inelastische Streuung
Den Hauptanteil des *ep* induzierten Untergrundes liefern Ereignisse der tief-inelastischen Streuung, die trotz des Photoproduktionsschnittes auftreten können, wenn ein Elektron fälschlicherweise als Jet identifiziert wurde. Um Ereignisse dieses Typs zu minimieren, ist eine Methode verwendet worden, der aufgrund der Jetmasse bzw. der Jettopologie[3] entscheidet, ob es sich um einen (wahren) hadronischen Jet handelt oder um ein von einem Elektron vorgetäuschten Jet [28].

CC-Reaktionen
Bei Reaktionen des geladenen Stromes enthält der Endzustand ein Neutrino statt eines Elektrons. Dadurch besteht eine mögliche Verwechslungsgefahr mit Photoproduktionsereignissen, bei denen das Elektron nicht im Detektor gemessen wird. Das nicht detektierbare Neutrino verursacht jedoch fehlende Transversalenergie E_T^{miss}.

---

[3] Jets, die von einem Elektron vorgetäuscht werden, sind i.a. stärker gebündelt als hadronische Jets.

Eine generelle Reduktion von Untergrundereignissen gelingt durch Schnitte auf die Verteilungen der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} und der longitudinalen Energie $E - P_Z$ [28, 29]. Diese sind definiert als

$$\begin{aligned} E_T^{miss} &= \sqrt{P_X^2 + P_Y^2}\,, && (3.1) \\ E - P_Z &= \sum_i E_i - P_{Z,i}\,. && (3.2) \end{aligned}$$

Dabei ist $P_X = \sum_i p_{x,i}$, $P_Y = \sum_i p_{y,i}$, $P_Z = \sum_i p_{z,i}$ und $E = \sum_i E_i$ der Vierervektor des hadronischen Endzustandes. Die Summen laufen über alle HFS Objekte.
Wie in [29] beschrieben, werden Daten mit hohem E_T^{miss} durch Ereignisse dominiert, die sich nicht auf *ep*-Wechselwirkungen zurückführen lassen. Daher wird ein Schnitt von

$$E_T^{miss} < 20\,\mathrm{GeV} \qquad (3.3)$$

gewählt, wodurch ebenfalls Ereignisse von CC-Reaktionen verworfen werden.
Mit obiger Definition des Vierervektors des hadronischen Endzustandes lässt sich y_{JB} (vgl. 2.18) mit $E - P_Z$ verknüpfen:

$$2E_e \cdot y_{JB} = E - P_Z\,. \qquad (3.4)$$

Photoproduktionsereignisse haben hauptsächlich kleine Werte in $E - P_Z$, weil durch das gestreute Elektron ein Teil der longitudinalen Energie verloren geht. Wird ein Elektron fälschlicherweise als Jet identifiziert, kann $E - P_Z$ groß werden, da es in der Summe 3.2 mit berücksichtigt wird. Die Forderung

$$y_{JB} < 0.9 \qquad (3.5)$$

reduziert Ereignisse dieser Art [29].

3.1.5 PHYSIKALISCHE SCHNITTE

Aus den Objekten des hadronischen Endzustandes werden die Jets mit dem inklusiven k_T-Algorithmus (vgl. Abschnitt 2.5) rekombiniert. Es werden Ereignisse selektiert, die mindestens zwei Jets enthalten mit

$$\begin{aligned} P_T^{Jet1} &> 15\,\mathrm{GeV}\,, \\ P_T^{Jet2} &> 10\,\mathrm{GeV}\,. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Die relativ hohen Transversalimpulse der Jets sorgen für eine solide Faktorisierungs- und Renormierungsskala, die genaue störungstheoretische Rechnungen der QCD erlauben und so sichere Vorhersagen der Monte-Carlo Simulationen gewährleisten. Zugleich sind die Bedingungen 3.6 nicht zu hart gesetzt, um den statistischen Fehler möglichst klein zu halten.
Da zur Identifikation von b-Jets die exakte Messung der im Jet enthaltenen Spuren essentiell ist, müssen beide Jets innerhalb der geometrischen Akzeptanz $30^\circ < \Theta < 150^\circ$ des Vertexdetektors CST rekonstruiert werden. Da im Rückwärtsbereich der NC DIS Untergrund sehr hoch ist [29], wird die Bedingung $\Theta < 135^\circ$ eingeführt. Damit gilt für beide Jets:

$$30^\circ < \Theta^{Jet} < 135^\circ\,. \tag{3.7}$$

3.1.6 TRIGGER

Die Funktionsweise des H1 Triggersystems wurde in Abschnitt 1.2.5 vorgestellt. Nach Passieren aller Triggerstufen steht die Information zur Verfügung, welche der 128 Subtrigger ein Ereignis akzeptiert haben. Zur Bestimmung des Anteils der vom Triggersystem irrtümlich verworfenen Ereignisse müssen Analyse-Subtrigger ausgewählt werden, die die meisten selektierten Ereignisse akzeptiert haben. Dann kann die Effizienz dieser Subtrigger bestimmt werden und als Information zur Umgewichtung des Monte-Carlos verwendet werden. Die Effizienzen der Analyse-Subtrigger werden mit Hilfe von Ereignissen, die ebenfalls ein unabhängiger[4] Monitortrigger M selektiert hat, berechnet. Die Triggereffizienz eines Subtriggers S ist dann definiert als:

$$\text{Effizienz } S = \frac{\text{Anzahl von } S \text{ und } M \text{ getriggerter Ereignisse}}{\text{Anzahl von } M \text{ getriggerter Ereignisse}} \tag{3.8}$$

In dieser Arbeit werden Ereignisse untersucht, die von einem der Subtrigger $S64$, $S67$, $S75$ und $S77$ akzeptiert wurden. Die Subtrigger $S67$ und $S75$ akzeptieren Ereignisse, deren Energiedeposition im hadronischen und elektromagnetischen Teil des LAr

---

[4] Das bedeutet, dass keiner der Analyse-Subtrigger aus Triggerelementen bestehen darf, die auch der Monitortrigger benutzt.

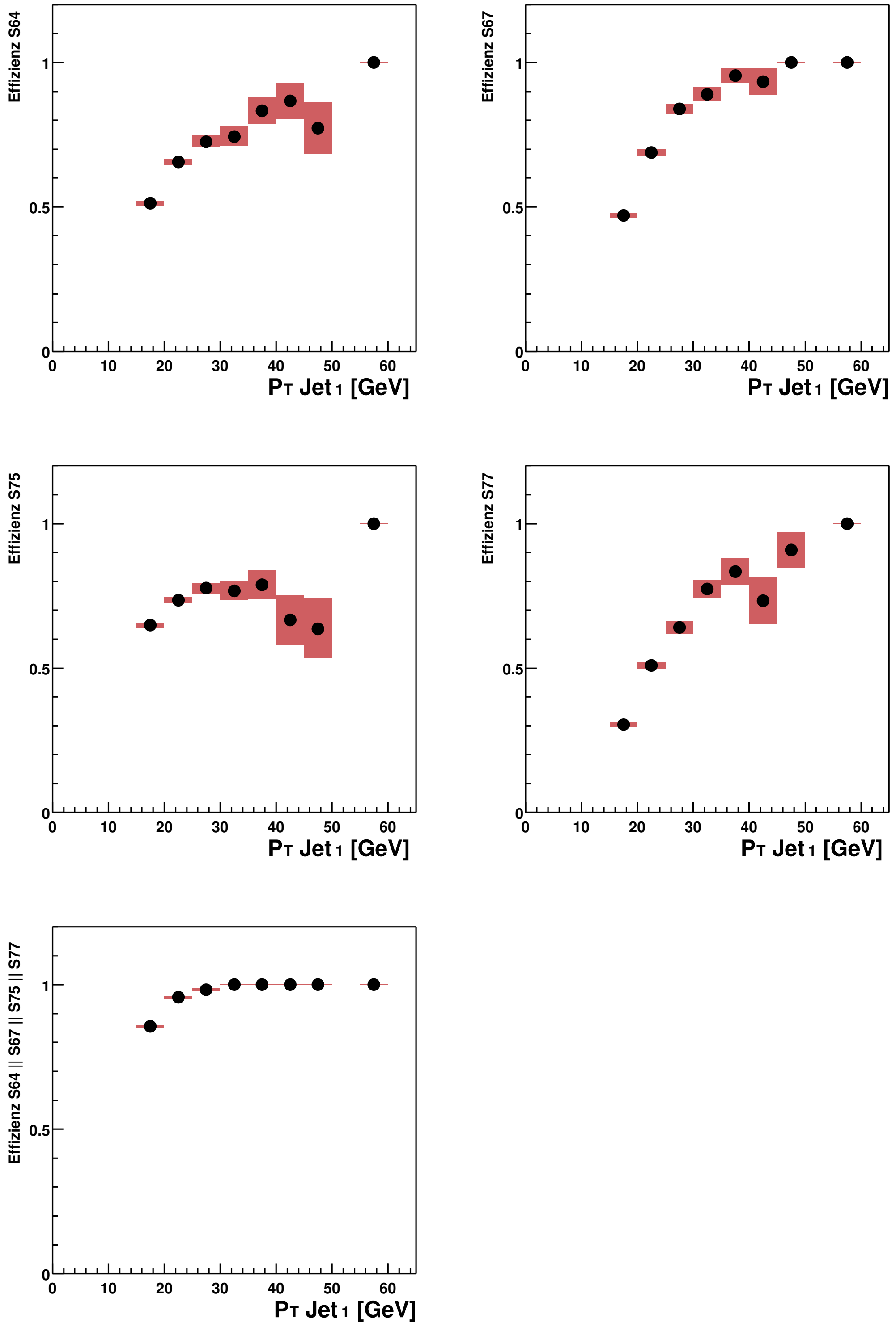

Abb. 3.1: Effizienzen der benutzten Subtrigger S64, S67, S75 und S77 als Funktion von P_T (Jet1). Die Fehlerbänder korrespondieren zum Binomial-Fehler. Die Bins bei sehr hohem $P_T > 50\,\text{GeV}$ enthalten nur ein Ereignis. Eine Effizienzbestimmung mit Fehlerangabe ist hier nicht mehr möglich.

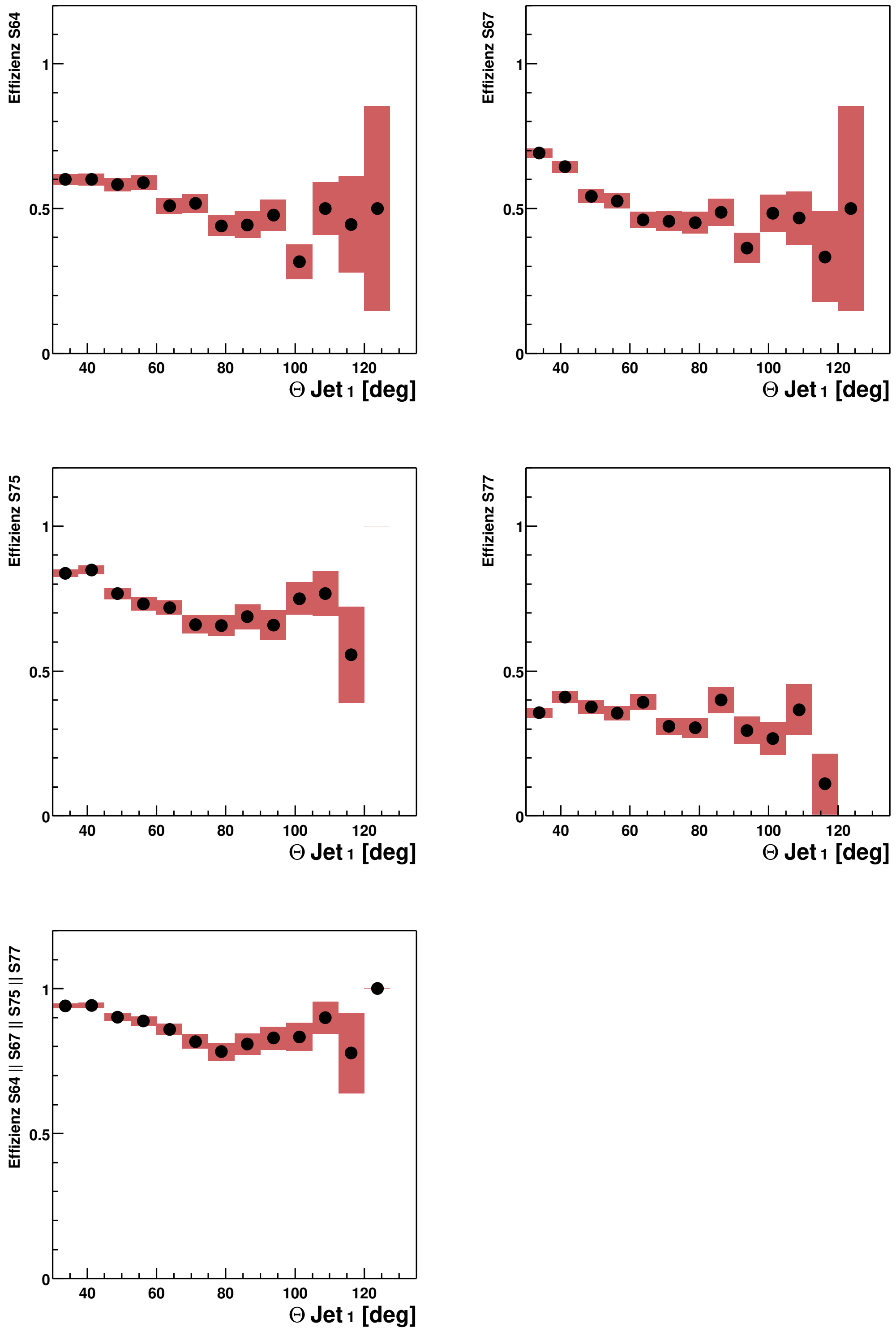

Abb. 3.2: Subtriggereffizienzen als Funktion von Θ(Jet1). Die Fehlerbänder korrespondieren zum Binomial-Fehler.

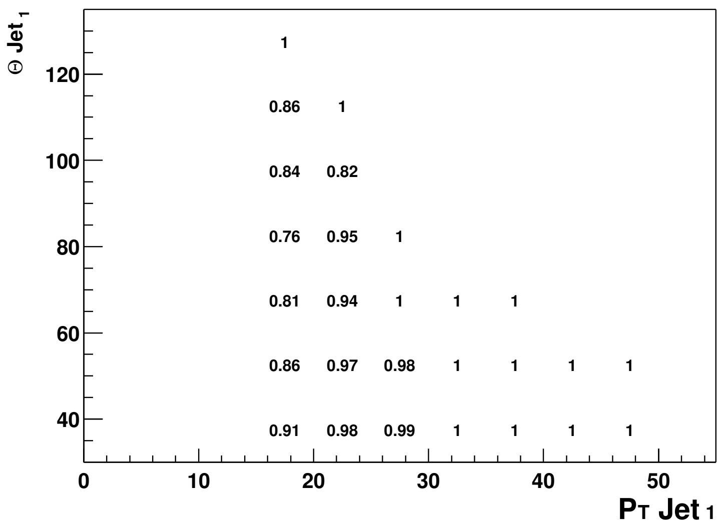

Abb. 3.3: Kombinierte Jettriggereffizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses und des Streuwinkels des ersten Jets.

Kalorimeters oberhalb eines gewissen Schwellenwertes liegen. Sie sind für Elektronen optimiert, reagieren aber auch auf hochenergetische Jets. $S77$ basiert auf fehlender Energie im LAr Kalorimeter, $S64$ reagiert auf Ereignisse mit hoher transversaler Energie im LAr.

Da kein Monitortrigger für Jets mit hohem P_T in Photoproduktion zur Verfügung steht, muss zur Bestimmung der Triggereffizienz ein Testsample definiert werden, in dem die Kinematik der Jets näherungsweise identisch zum Photoproduktionssample ist. Subtrigger $S3$ verlangt nur ein Elektron im SPACAL. Daher sind für das Testsample Ereignisse mit Energie im elektromagnetischen Teil des SPACAL nicht verworfen worden. Dieses Testsample besteht also hauptsächlich aus Ereignissen mit einem im SPACAL identifizierten Elektron und zwei Jets mit hohem P_T. Die Verifizierung, dass oben gestellte Bedingung an die Vergleichbarkeit von Test- und Photoproduktionsample erfüllt ist, ist in [30] geschehen.

Die Effizienzen der verschiedenen Subtrigger und die kombinierte Triggereffizienz als Funktion des Transversalimpulses bzw. des Polarwinkels des ersten Jets sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellt.

Die Triggereffizienz steigt für jeden Subtrigger mit steigendem Transversalimpuls des Jets an. Die Fluktuationen und großen Fehlerbänder bei großem Transversalimpuls sind auf geringe Statistik zurückzuführen. Durch die Kombination aller vier Subtrigger stehen zur Berechnung der kombinierten Triggereffizienz (Abb. 3.1 unten) mehr Ereignisse zur Verfügung. Die kombinierte Triggereffizienz ist für jedes selektierte Ereignis mit $P_T(\mathrm{Jet}_1) > 15\,\mathrm{GeV}$ größer als 85% und nähert sich asymptotisch 100% mit steigendem Transversalimpuls.

Nach Abbildung 3.2 unten ist die kombinierte Triggereffizienz offenbar nicht unabhängig vom Polarwinkel des ersten Jets. Im Rückwärtsbereich sind die Fluktuationen und großen Fehler wieder auf geringe Statistik zurückzuführen. Für das selektierte Sample $30^\circ < \Theta(\mathrm{Jet}_1) < 135^\circ$ liegt hier die kombinierte Triggereffizienz immer über 75%.

Die Abhängigkeiten der Triggereffizienzen von $P_T(\mathrm{Jet}_1)$ und $\Theta(\mathrm{Jet}_1)$ werden zur Umskalierung des Monte-Carlos herangezogen. Die Umgewichtung geschieht auf Grundlage des aus beiden Abhängigkeiten kombinierten Skalierungsfaktors. In Abbildung 3.3 ist die Triggereffizienz in Abhängigkeit beider Parameter dargestellt.

3.2 DAS INKLUSIVE 2-JET PHOTOPRODUKTIONSSAMPLE

In diesem Abschnitt werden die Verteilungen des durch die Datenselektion definierten 2-Jet Photoproduktionssample vorgestellt und mit PYTHIA verglichen. Eine Zusammenfassung aller zur Datenselektion angewandter Schnitte findet sich in Tabelle 3.1.

Vorselektion	good, medium runs LAr, SPACAL, CJC1, CJC2, CST operationsfähig
Photoproduktion	$E_{e,QESCAT} < 5\,\mathrm{GeV}$ $E_{e,QFSELH} < 10\,\mathrm{GeV}$
Untergrund-Reduktion	$\lvert z_{Vertex}\rvert < 35\,\mathrm{cm}$ $E_T^{miss} < 20\,\mathrm{GeV}$ $y_{JB} < 0.9$ $\lvert T_0\rvert < 25\,\mathrm{ns}$ QBGFMAR Algorithmus
Physikalische Schnitte	$P_T^{Jet1} > 15\,\mathrm{GeV}$ $P_T^{Jet2} > 10\,\mathrm{GeV}$ $30° < \Theta(Jet) < 135°$
Trigger	S64, S67, S75, S77

Tab. 3.1: Selektionskriterien für das 2-Jet Photoproduktionssample.

Bei allen in den Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellten Verteilungen ist das PYTHIA Monte-Carlo mit dem im Abschnitt 2.4 definierten Skalierungsfaktor versehen.
Abbildung 3.4 oben zeigt die Verteilung des Transversalimpulses des führenden Jets (Jet 1) in logarithmischer (links) und linearer Skala (rechts). Die Daten sind als Punkte dargestellt. In der Mitte von Abbildung 3.4 sind die entsprechenden Verteilungen des zweiten Jets (Jet 2) gezeigt. Die Verteilungen für den Streuwinkel Θ und den Azimuthalwinkel Φ sind in Abbildung 3.4 unten dargestellt.
Die Kontrollgrößen des relativen Energieverlustes des Elektrons y_{JB} und der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} sowie die z-Vertex- und T_0-Verteilung nach Ausführung der Untergrundsreduktionsschnitte sind in Abbildung 3.5 oben und mitte zu sehen. Die Verteilung der γp - Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ schließlich findet sich in Abbildung 3.5 unten.

Die Übereinstimmung von Daten und PYTHIA ist in allen Verteilungen gut, so dass als Grundlage zur Identifikation von *b*-Jets im nächsten Kapitel ein sauberes Photoproduktions-Datensample zur Verfügung steht.

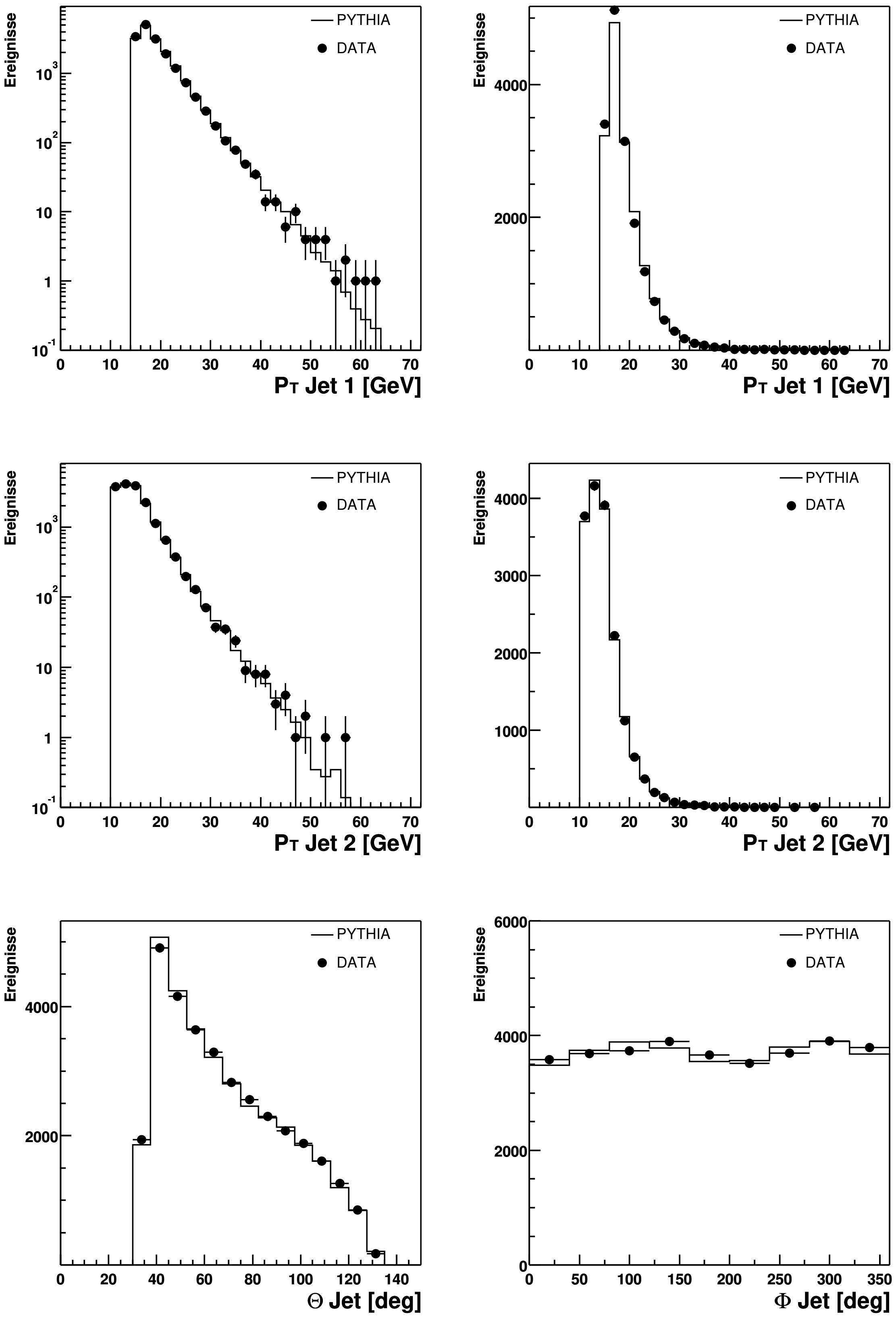

Abb. 3.4: Kontrollgrößen des 2-Jet Photoproduktionssamples (1).

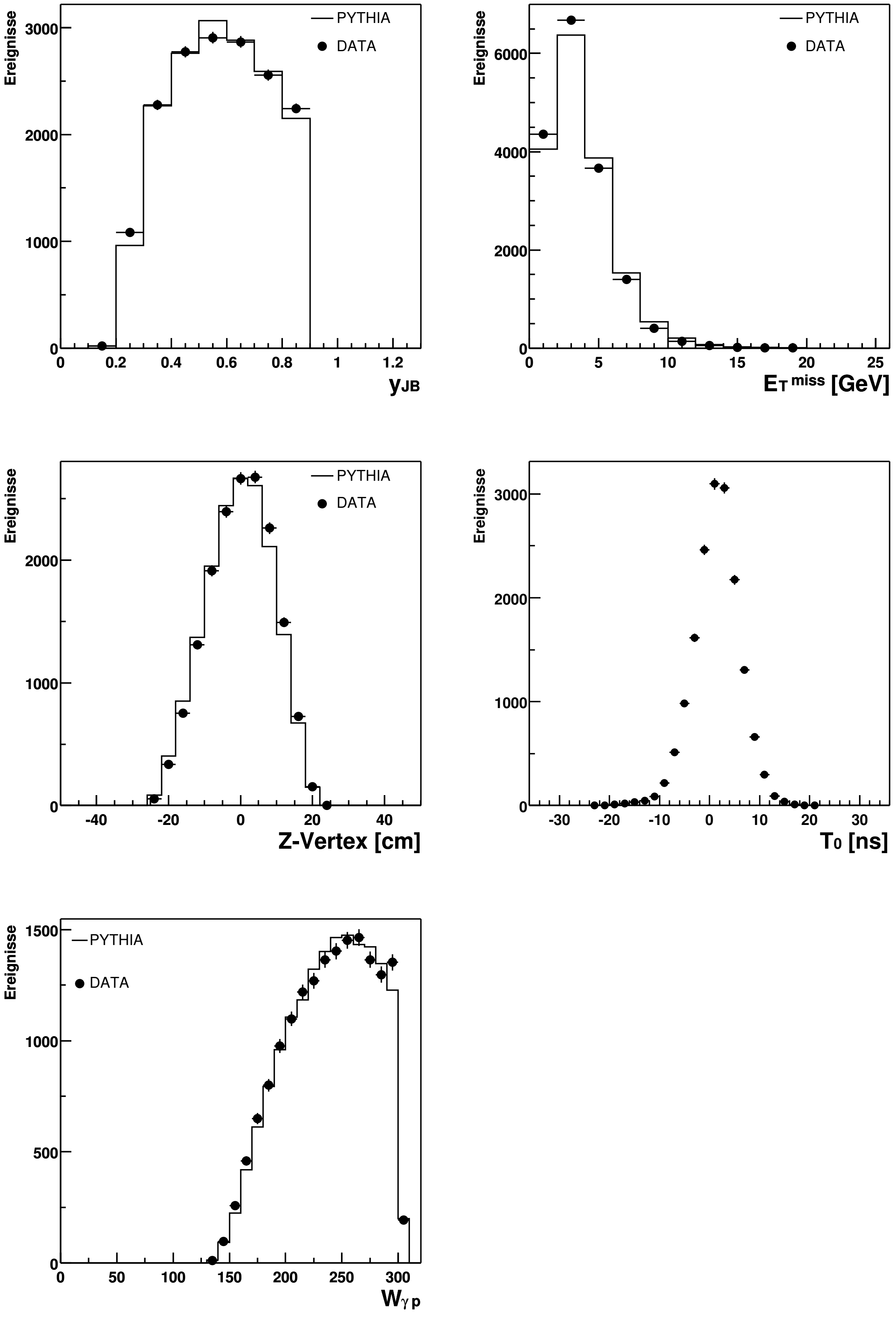

Abb. 3.5: Kontrollgrößen des 2-Jet Photoproduktionssamples (2).

4

IDENTIFIKATION VON b-JETS

Die lange Lebensdauer von Hadronen, die ein b-Quark enthalten ($\tau \sim 10^{-12}\,s$), macht es möglich, diese mit einem hochauflösenden Vertexdetektor nachzuweisen, da diese Hadronen Flugstrecken von mehreren Millimetern zurücklegen können. Die Teilchenspuren aus dem Zerfall langlebiger Hadronen lassen sich auf einen sekundären Vertex zurückführen, der sich in einem Abstand

$$d = \frac{p_B}{m_B c} c\tau = \beta\gamma c\tau \tag{4.1}$$

vom primären Vertex befindet. Dabei ist p_B der Impuls des Hadrons, m_B seine Masse und $c\tau$ die mittlere Lebensdauer. Weiter ist $\beta = pc/E$ und $\gamma = E/mc^2$ mit $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$. Der primäre Vertex ist mit dem Produktionsvertex der Hadronen identisch. Tabelle 4.1 zeigt die mittlere Lebensdauer einiger langlebiger Hadronen, die ein b-Quark enthalten. Bei HERA ist der mittlere Boost $\beta\gamma = 0.7$ im Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$, so dass die mittlere Zerfallslänge im Bereich von etwa $320\,\mu$m liegt [8]. Um den Zerfall eines schweren Hadrons nachzuweisen, müssen sein Produktions- und Zerfallsvertex mit einer Genauigkeit gemessen werden, die ausreicht die Zerfallslänge d aufzulösen. Das bedeutet, dass die Teilchenspuren aus dem Zerfall deutlich vom primären Vertex separiert werden müssen. Jets, die mit diesen Spuren verknüpft werden können, stammen mit großer Wahrscheinlichkeit aus Zerfällen, an denen ursprünglich B-Hadronen bzw. b-Quarks beteiligt waren. Sie werden b-Jets genannt.

Bei H1 ist die Auflösung des primären Vertex durch die Größe des *beam spot* angenähert. In der xy-Ebene ist diese $138\,\mu\mathrm{m} \times 36\,\mu$m. Stehen nur die Spurinformationen aus der CJC allein zur Verfügung ist es nicht möglich Zerfalls- und Produktionsvertex

	Masse [MeV]	$c\tau$ [μm]
$B^{\pm}$	5278.9 ± 1.8	462
B^0	5279.2 ± 1.8	468

Tab. 4.1: Masse und mittlere Lebensdauer schwerer b-Hadronen.

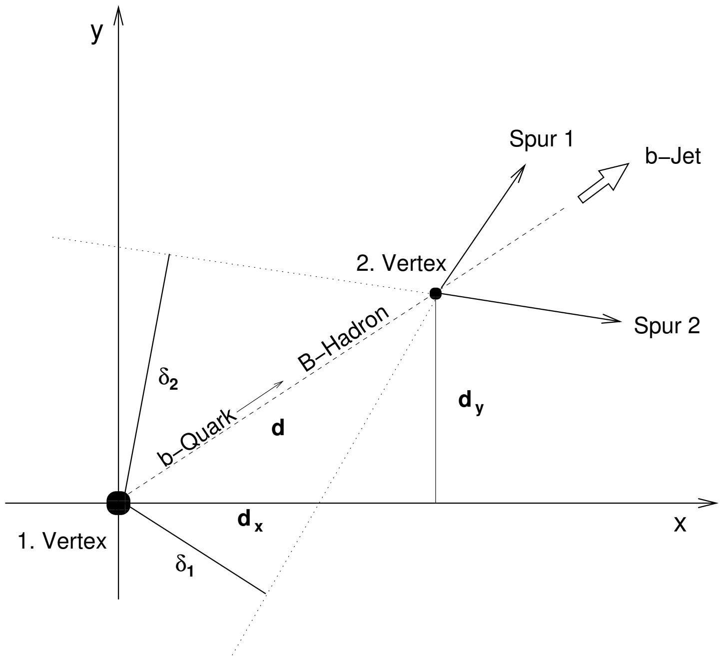

Abb. 4.1: Impaktparameter und Zerfallslänge in der xy-Ebene. Erläuterungen im Text.

zu unterscheiden. Mit Hilfe des CST erreicht man jedoch Auflösungen von $\mathcal{O}(100\,\mu\text{m})$ in $r\phi$, so dass die Zerfallslänge schwerer Hadronen aufgelöst werden kann.
In diesem Kapitel werden zwei Methoden vorgestellt, um b-Jets zu identifizieren. Beide beruhen auf der Idee, die lange Lebensdauer schwerer Hadronen auszunutzen. Die Abbildung 4.1 zeigt die generelle geometrische Situation in der xy-Ebene. Wegen der schlechten Auflösung des CST in z-Richtung werden in dieser Arbeit Zerfallslänge und Impaktparameter immer nur in der xy-Ebene verwendet.

Abbildung 4.1 macht zudem den Zusammenhang zwischen Zerfallslänge und Impaktparameter klar. Das am primären Vertex entstandene b-Quark fragmentiert zu einem B-Hadron, welches am sekundären Vertex in mehrere Zerfallsprodukte zerfällt. Exemplarisch sind zwei Zerfallsspuren (Spur 1 und Spur 2) eingezeichnet. Der Impaktparameter, auch Stoßparameter genannt, ist nun der minimale senkrechte Abstand einer Teilchenspur zum primären Vertex. Daher birgt diese Größe Informationen darüber, ob die Spur aus dem primären Vertex stammt oder nicht. Spuren, die sich auf einen Zerfallsvertex zurückführen lassen, zeichnen sich durch einen hohen Impaktparameter aus (vgl. δ_1 und δ_2).
In Abschnitt 4.2 wird die explizite Rekonstruktion der Zerfallslänge d benutzt, um b-Jets zu finden, während in der sogenannten Multi-Impaktparameter Methode lediglich der Impaktparameter einer Spur benutzt wird, um zu entscheiden, ob diese aus dem primären oder sekundären Vertex stammt (Abschnitt 4.1).

4.1 DIE MULTI-IMPAKTPARAMETER METHODE (MIP)

Die Multi-Impaktparameter (MIP) Methode wurde zum ersten mal am ALEPH Experiment beim CERN benutzt, um das Verhältnis der Zerfallsbreiten $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ zu messen [31]. Der dort verwendete *tag*-Algorithmus zur Identifizierung des Zerfalls $Z \rightarrow b\bar{b}$ ist in dieser Arbeit auf die Eigenschaften des H1-Detektors bei HERA angepasst worden, um Ereignisse zu selektieren, bei denen ein b-Quark erzeugt wurde.

4.1.1 DEFINITION DES IMPAKTPARAMETERS

Zur Bestimmung des Impaktparameters sind folgende Informationen notwendig:

- Die Position des primären Vertex
- Die Spurparameter
- Die Jetachse

Abbildung 4.2 zeigt die geometrische Situation. Innerhalb des *beam spot* befindet sich der primäre Vertex. Das dort entstandene schwere Hadron zerfällt am sekundären Vertex in mehrere Zerfallsprodukte. Diese haben Spuren mit Impaktparametern δ und Winkeln α in Bezug auf die Jetachse. Die Jetachse ist so definiert, dass sie ihren Ursprung im Nullpunkt des H1-Koordinatensystems hat. Die Flugrichtung der schweren Hadronen wird durch die Jetachse angenähert.

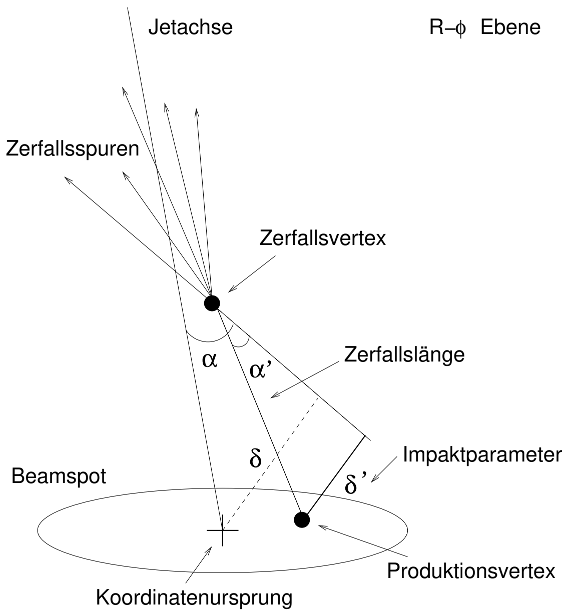

Abb. 4.2: Impaktparametermethode

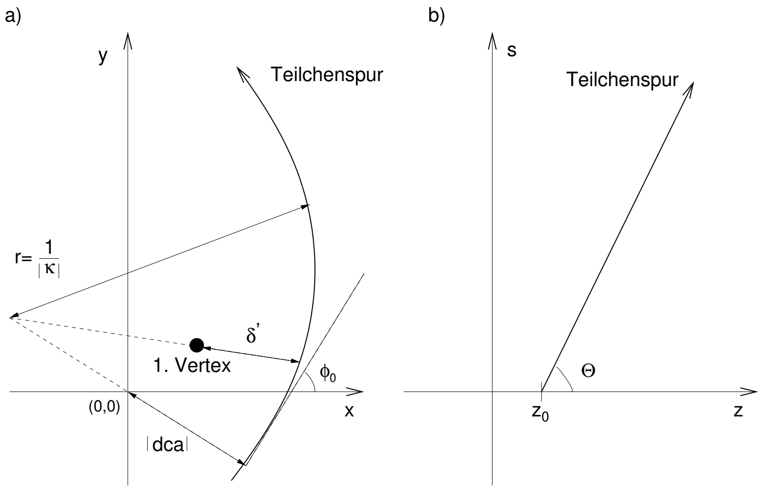

Abb. 4.3: Die Spurparameter $(\kappa, \phi_0, \Theta, dca, z_0)$ beschreiben eine Helix in der $r\phi$-Ebene (a) und der zs-Ebene (b). Der absolute Wert des Impaktparameters δ ist der minimale Abstand der Spur zum primären Vertex.

SPURREKONSTRUKTION

Die Rekonstruktion der Spurparameter basiert auf Treffern in den zentralen Spurkammern. Die aus diesen Treffern rekonstruierte Flugbahn geladener Teilchen beschreibt aufgrund des Magnetfeldes in der $r\phi$-Ebene eine Kreisbahn mit dem Radius $r = 1/\kappa$. Die Spur kann durch eine Helix mit fünf Parametern beschrieben werden:

κ: inverser Krümmungsradius der Spur
dca: kleinster radialer Abstand der Kreisbahn zur Strahlachse
ϕ_0: Azimuthalwinkel am Punkt des dca
z_0: z-Koordinate am Punkt des dca
Θ: Polarwinkel am Punkt des dca (Steigungswinkel der Helix)

Im H1-Koordinatensystem mit Ursprung $(0, 0)$ kann diese Helix als Funktion der Bogenlänge s parametrisiert werden:

$$\begin{aligned} x(s) &= +(dca - \frac{1}{\kappa} \cdot \sin(\phi_0) + \frac{1}{\kappa} \cdot \sin(\phi_0 + \kappa s)\,, \\ y(s) &= -(dca - \frac{1}{\kappa} \cdot \cos(\phi_0) - \frac{1}{\kappa} \cdot \cos(\phi_0 + \kappa s)\,, \qquad\qquad s \geq 0\,, \\ z(s) &= z_0 + s \cdot \cot(\theta)\,. \end{aligned} \tag{4.2}$$

Die Parameter κ, dca und ϕ_0 werden durch eine Kreisanpassung bestimmt (vgl. Abbildung 4.3 a). In der zs-Ebene wird die Spur durch eine gerade Linie beschrieben,

die die z-Achse bei $z = z_0$ schneidet und die Neigung $\cot(\theta)$ hat (vgl. Abbildung 4.3 b).
Die hier mit *dca*[1] bezeichnete Größe ist im Prinzip der Impaktparameter, sie bezieht sich jedoch auf den Ursprung des H1-Koordinatensystems, der durch $(0, 0, 0,)$ festgelegt ist. Will man nun quantitative Aussagen mit Hilfe des Impaktparameters treffen, muss *dca* für jedes Ereignis auf den primären Vertex korrigiert werden. Dies führt dann auf die rekonstruierte Größe δ', die folgendermassen definiert ist [32]:

$$|\delta'| = \Big|\frac{1}{\kappa} - \frac{\kappa}{|\kappa|} \cdot \Big[\Big(-(\frac{1}{\kappa} - dca) \cdot \sin\phi_0 \quad - \quad x_{pv}\Big)^2 + \Big(+(\frac{1}{\kappa} - dca) \cdot \cos\phi_0 \quad - \quad y_{pv}\Big)^2\Big]^{1/2}\Big|, \tag{4.3}$$

wobei (x_{pv}, y_{pv}) die radiale Position des primären Ereignisvertex ist. Ist im Folgenden vom Impaktparameter einer Spur die Rede, ist immer δ' gemeint.

VERTEXREKONSTRUKTION

Der Produktionsvertex der b-Quarks wird mit dem primären Vertex gleichgesetzt. Für jedes Ereignis wird dieser über die H1-Software *CSPRIM*[33] bestimmt, die die präzisen Spurinformationen des CST ausnutzt. In einem kombinierten Fit werden alle Spuren, die eine gewisse Selektion durchlaufen haben, auf einen primären Vertex (auch Ereignisvertex) gefittet. Dabei wird die zeitlich über einen run gemittelte mittlere Position des Vertex, der *run vertex*, zusätzlich benutzt, um den Ereignisvertex einzugrenzen. Information der CIZ- und COZ-Kammern gehen ebenfalls in die Bestimmung mit ein. Die so neudefinierten Spuren zeichnen sich durch hohe Auflösungen der Spurparameter aus und werden vertexangepasste Spuren genannt.

4.1.2 SPURSELEKTION

Die Spurselektion basiert auf nicht-vertexangepassten Spuren, die CST-Informationen enthalten. Alle Spuren haben die Vorselektion aus Abschnitt 3 durchlaufen, d.h. es handelt sich um zentrale Spuren im Bereich $30° < \Theta_{Spur} < 135°$, die innerhalb eines Jets liegen. Letztere Bedingung wird dadurch erfüllt, dass die Spur innerhalb eines Jetradius[2]

$$R = \sqrt{(\eta_{Jet} - \eta_{Spur})^2 + (\phi_{Jet} - \phi_{Spur})^2} < 1 \tag{4.4}$$

um den Jet herum liegt. Für eine verläßliche Spurselektion sind weitere Anforderungen an die Spurparameter zu stellen. Die Definition der weiteren Schnitte zur

---

[1] **d**istance of **c**losest **a**pproach

[2] Eigentlich handelt es sich um einen Konus mit dem Öffnungswinkel R.

Transversaler Impuls	p_T	$> 900\,\text{MeV}$
Startradius	R_{Start}	$< 50\,\text{cm}$
Spurlänge	l_{Spur}	$> 35\,\text{cm}$
CST-Akzeptanz	acc	$= 2$
CST-Hits (in xy)	hit_{xy}	≥ 2
Link-Wahrscheinlichkeit	$\mathcal{P}_{Link}$	> 0.1

Tab. 4.2: Definition der Schnitte zur Spurselektion

Spurselektion ist in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

In Abbildung 4.4 sind die Verteilungen der Schnitt-Parameter dargestellt. Spuren, die in den hervorgehobenen Bereichen liegen, werden bei der Spurselektion verworfen.

Die hohe Spurmultiplizität bei kleinen Impulsen führt zu einem hohen kombinatorischen Untergrund. Durch einen Schnitt $p_T > 900\,\text{MeV}$ soll dieser Untergrund reduziert werden. Eine minimale Spurlänge von $l_{Spur} > 35\,\text{cm}$ und ein Startradius der Spur $R_{Start} < 50\,\text{cm}$, d.h. Startpunkt der Trajektorie in der CJC1, sind notwendig, um die anderen Spurparameter ausreichend genau bestimmen zu können.

Die CST-Akzeptanz *acc* wird bestimmt, indem die Schnittpunkte der Teilchenspur mit den beiden Siliziumlagen des Vertexdetektors berechnet werden. Diese Schnittpunkte sollten innerhalb des aktiven Bereiches der Sensoren liegen. Da der CST-Detektor den gesamten Raumwinkelbereich abdeckt, genügt es, die z-Koordinate des Schnittpunktes zu berechnen. Die aktive Länge eines Sensors in z-Richtung beträgt $640 \cdot 88\,\mu\text{m} = 5.632\,\text{cm}$ (vgl. Abbildung 1.9). Der Abstand zwischen zwei Sensoren ist $z_{Gap} = 0.298\,\text{cm}$. Liegen nun die Schnittpunkte einer Spur innerhalb einer 2σ-Umgebung im aktiven Bereich des jeweiligen Sensors auf beiden Lagen, bekommt sie den Wert $acc = 2$ zugeordnet. Ein Wert von $acc = 1$ bedeutet, die Spur muss beide Sensoren genau getroffen haben. Ist kein Sensor, oder nur ein Sensor getroffen, erhält die Spur den Wert $acc = 0$. Würde man nur Spuren mit $acc = 1$ akzeptieren, müßten zuviele Spuren verworfen werden. Mit der Wahl $acc = 2$ sind „gut gemessene" Spuren ausgewählt, zudem sind bereits Spuren, die aufgrund von *noise hits* im CST gefunden werden, unterdrückt.

Dem selben Zweck dient der Schnitt in die Verteilung der Link-Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{Link}$. Spuren, die in der CJC gemessen wurden, werden bis zum CST verlängert. Die im CST gemessenen hits versucht man mit diesen Spuren zu verbinden. Beim sogenannten *space point linking* benutzt man ein Suchfenster in der Größe des fünffachen Wertes des Extrapolationsfehlers der CJC-Spur, um die Spur mit den CST hits zu verbinden. Dadurch werden oftmals CST noise hits mit CJC-Spuren assoziiert [32]. Kleine Werte von $\mathcal{P}_{Link}$ werden deshalb ausgeschlossen.

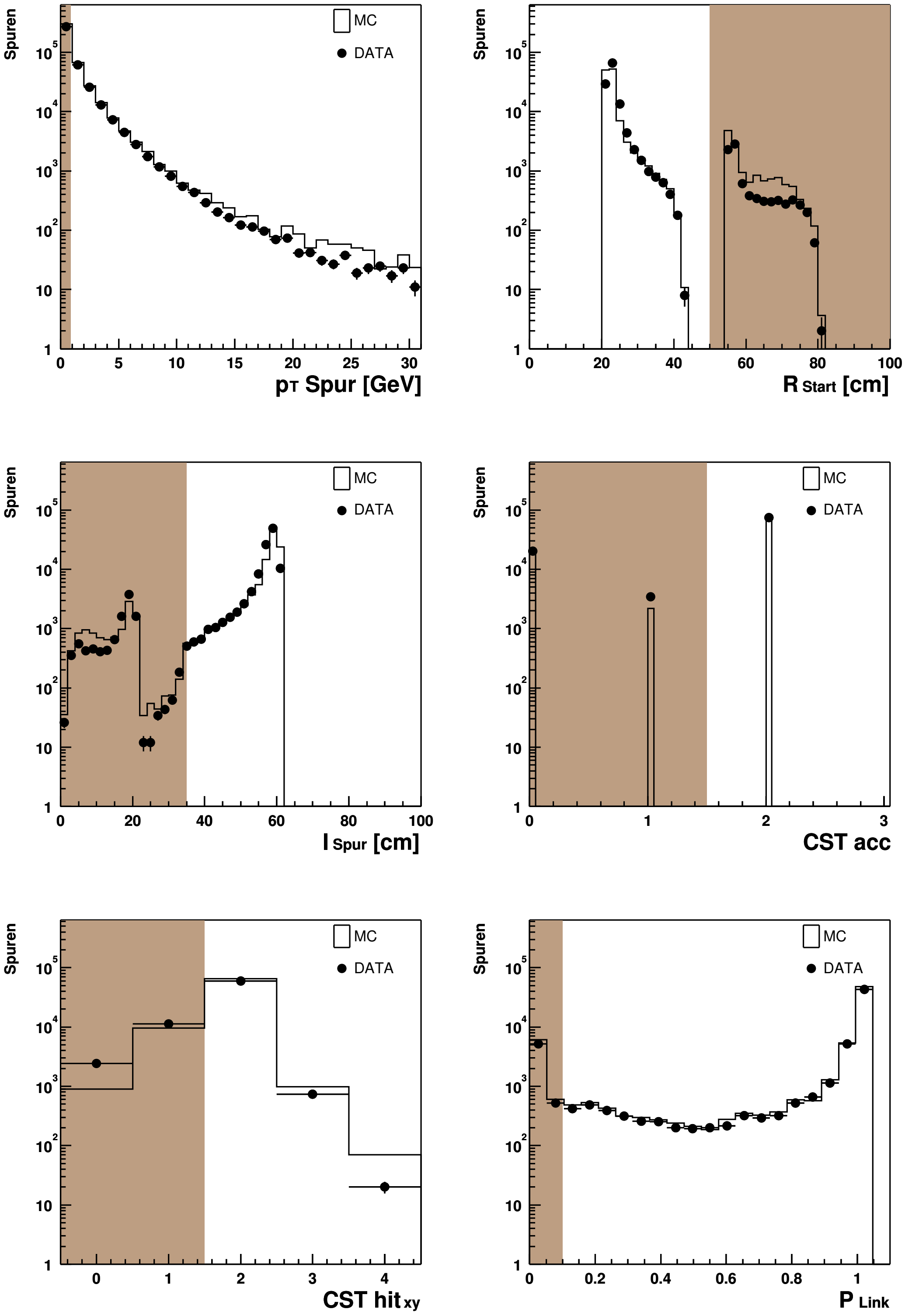

Abb. 4.4: Verteilungen der Spurparameter. Die Spuren, die sich in den ausgefüllten Flächen befinden, werden von der Spurselektion verworfen. Die einzelnen Schnitte sind im Text erläutert.

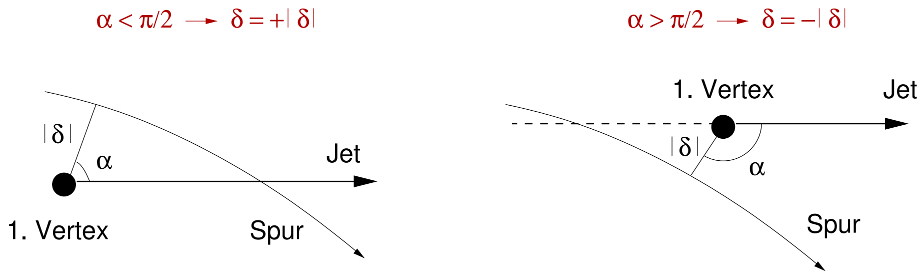

Abb. 4.5: Definition des Vorzeichens des Impaktparameters. Links ist eine Situation dargestellt, in der die Spur aus einem Zerfallvertex stammt, der hinter dem 1. Vertex liegt, rechts liegt der Zerfallsvertex vor dem 1. Vertex.

4.1.3 OBSERVABLE

SIGNIFIKANZ

Dem im Abschnitt 4.1.1 definierten Impaktparameter wird aus der Orientierung der Spur zur Jetachse ein Vorzeichen hinzugefügt. Entsprechend Abbildung 4.5 erhält jede Spur, deren Winkel α zwischen δ und Jetachse kleiner $\pi/2$ ist, ein positives Vorzeichen, während Spuren, bei denen $\alpha > \pi/2$ ist, ein negatives Vorzeichen erhalten. Aus dem so definierten Impaktparameter δ_{xy} wird zusammen mit seinem Fehler $\sigma(\delta_{xy})$ für jede selektierte Spur i in einem Jet die Signifikanz

$$S_i = \frac{\delta^i_{xy}}{\sigma(\delta^i_{xy})} \tag{4.5}$$

bestimmt. Die Verteilung des Impaktparameters und der Signifikanz sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Auswirkung des Vorzeichens lässt sich gut anhand der Signifikanz-Verteilung beschreiben. Während die Spuren der *uds*- und *c*-Jets nahezu gleichverteilt um den Wechselwirkungspunkt liegen, zeigen die Spuren der *b*-Jets eine deutliche Asymmetrie zu hohen positiven Werten von S_i. Diese Asymmetrie folgt aus der Orientierung der Spur gegenüber der Jetachse. In *b*-Jets ist die Auflösung des Impaktparameters offenbar ausreichend hoch, so dass sich die Auswirkungen des Vorzeichens niederschlagen.

JET-WAHRSCHEINLICHKEIT

Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung der Spurmultiplizität innerhalb eines Jets. Unter Berücksichtigung der Anzahl der Spuren pro Jet, kann man eine Wahrscheinlichkeit definieren, die angibt, inwiefern jeder einzelne Jet mit dem primären Vertex verträglich ist. Als wesentliche Größe geht in die Konstruktion der Wahrscheinlichkeit die Signifikanz S_i jeder einzelnen Spur ein.
Der erste Schritt besteht in der Definition eines χ^2_i unter Verwendung der Signifikanz.

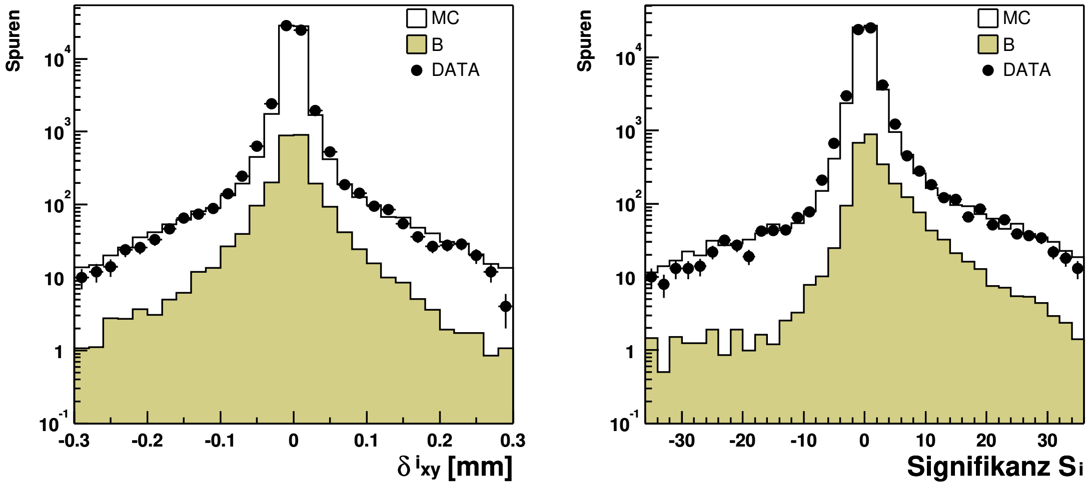

Abb. 4.6: Verteilungen des Impaktparameters und seiner Signifikanz. Die Signifikanzverteilung zeigt einen deutlich asymmetrischen Verlauf für das b-Signal.

Die angewandte χ_i^2-Verteilung verwendet die Variable δ_{xy}, die einer gaußförmigen Verteilung mit entsprechender Standardabweichung (Fehler) $\sigma(\delta_{xy})$ genügt. Als Erwartungswert wird $\delta_{xy} = 0$ gewählt, d.h. je größer χ_i^2, desto wahrscheinlicher kommt diese Spur nicht aus dem primären Vertex.

$$\chi_i^2 := S_i^2 \tag{4.6}$$

Definiert wurde zusätzlich

$$MAX(\chi_i^2) = 25\,, \tag{4.7}$$

was einer Beschränkung auf maximal 5 Standardabweichungen entspricht. In der Definition 4.7 steckt die Annahme, dass eine Spur mit $\chi_i^2 > 25$ nicht aus dem primären Vertex stammt.

In einem zweiten Schritt wird die Spurwahrscheinlichkeit P_{Spur} berechnet:

$$P_{Spur}(S_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{S_i^2}^{\infty} e^{-t^2/2} dt\,. \tag{4.8}$$

Die Spurwahrscheinlichkeit[3] gibt an, ob eine Spur mit dem primären Vertex verträglich ist, oder nicht. Spuren hoher Impaktparameter befinden sich nahe bei Null, die anderen ergeben eine flache Verteilung zwischen 0 und 1. Durch das Quadrieren der Signifikanz geht die Information des oben definierten Vorzeichens der Spuren

---

[3] Die Berechnung der Spurwahrscheinlichkeit ist mit der Routine PROBA aus der CERNLIB [34] erfolgt.

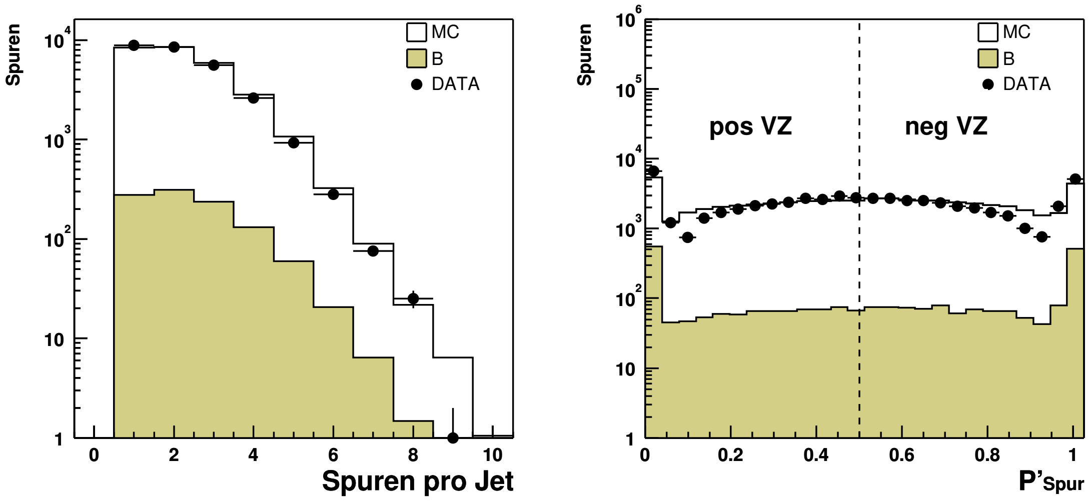

Abb. 4.7: Verteilungen der Spurmultiplizität und der Spurwahrscheinlichkeit. Bei der Verteilung der Spurwahrscheinlichkeit ist das Vorzeichen (VZ) der Spur gegenüber der Jetachse entsprechend Gleichung 4.9 und 4.10 multiplikativ hinzugefügt worden. Die interessanten Spuren, d.h. Spuren, die sich nicht mit einem primären Vertex vereinbaren lassen, befinden sich ganz links bei sehr kleinen Spurwahrscheinlichkeiten.

im Bezug auf den Jet zunächst verloren. Es wird dadurch berücksichtigt, dass es multiplikativ zu Gleichung 4.8 hinzugefügt wird. Bei negativem Vorzeichen ist der Ausdruck

$$P'_{Spur} = \frac{P_{Spur}}{2} + 1 \tag{4.9}$$

eingesetzt worden, bei positivem Vorzeichen der Ausdruck

$$P'_{Spur} = \frac{P_{Spur}}{2} \ . \tag{4.10}$$

Dadurch ist gewährleistet, dass Spuren mit einen geringen Wert P_{Spur}, aber negativem Vorzeichen, nicht fälschlicherweise für Spuren aus sekundären Vertizes gehalten werden. In Abbildung 4.7 ist die Spurwahrscheinlichkeit P'_{Spur} abgebildet. Die Spuren, die nicht mit einem primären Vertex vereinbar sind und ein positives Vorzeichen haben, liegen bei sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten.
Nun werden im dritten und letzten Schritt die Anzahl N der Spuren pro Jet berücksichtigt. Die aus den Einzelspurwahrscheinlichkeiten kombinierte Wahrscheinlichkeit für einen Jet ist $\prod_{i=1}^{N} P_{Spur}(S_i)$.
Die Wahrscheinlichkeit, P_{Jet}, einen Wert größer als $\prod_{i=1}^{N} P_{Spur}(S_i)$ zu messen ist [31]:

$$P_{Jet} = \prod_{i=1}^{N} P_{Spur}(S_i) \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \left(-\ln \prod_{i=1}^{N} P_{Spur}(S_i) \right)^j /j!\,. \tag{4.11}$$

P_{Jet} läßt sich als Wahrscheinlichkeit interpretieren, dass eine Gruppe aus N Spuren (mit ihren gemessenen Signifikanzwerten) aus dem primären Vertex stammen [35]. Eine mathematische Begründung für Gleichung 4.11 findet sich in Anhang A. Ein Jet aus dem primären Vertex hat eine flache Verteilung in P_{Jet}, da die Signifikanzen der einzelnen Spuren nicht korreliert sind. Für Jets, deren Spuren sich auf einen Zerfallsvertex zurückführen lassen, nimmt die Größe P_{Jet} dagegen sehr kleine Werte (bis 10^{-25}) an.
Damit die Menge der Spuren pro Jet nicht durch eine Spur mit sehr niedriger Wahrscheinlichkeit dominiert wird, ist die Bedingung (4.7) eingeführt worden.

4.1.4 ERGEBNISSE DER MULTI-IMPAKTPARAMETER METHODE

Da die Jetwahrscheinlichkeit sehr kleine Werte annimmt, ist der negative dekadische Logarithmus von P_{Jet} für den führenden Jet in Abbildung 4.8 oben und für den zweiten Jet unten aufgetragen. Je kleinere Werte die Größe P_{Jet} annimmt, desto wahrscheinlicher kommt der entsprechende Jet nicht aus dem primären Vertex. Man sieht, dass der Anteil der b-Jets für immer kleiner werdende Jetwahrscheinlichkeiten (zu hohen Werten $-\log_{10} P_{Jet}$) zunimmt. Ein Schnitt in die Jetwahrscheinlichkeit führt also zu einer Anreicherung von Ereignissen mit b-Jets.
Eine weitere Beobachtung ist, dass sich die Vorhersage des PYTHIA Monte-Carlos, abgesehen vom ersten Bin, in beiden Verteilungen nicht mit den gemessenen Daten deckt. Die MC Erwartung liegt im oberen Histogramm für alle weiteren Bins unterhalb der Daten; im unteren Histogramm ist dies abgesehen von den beiden Ereignissen bei $P_{Jet2} = 10^{-12}$ und $P_{Jet2} = 10^{-14}$ auch der Fall.

SKALIERUNGSFAKTOR k_b

Unter der Annahme, dass die Diskrepanz zwischen Daten und MC in Abbildung 4.8 ausschließlich auf fehlende b-Jet Ereignisse zurückzuführen ist, kann ein Skalierungsfaktor k_b bestimmt werden, mit dem die Vorhersage des b-Anteils im MC multipliziert wird.
Der Skalierungsfaktor wird definiert als:

$$k_b = \frac{N^{Daten} - N^{udsc}}{N^b}\,. \tag{4.12}$$

Der Skalierungsfaktor k_b wurde in Abhängigkeit des Schnittes in die Jetwahrscheinlichkeitsverteilung des führenden Jets bestimmt und ist grafisch in Abbildung 4.9

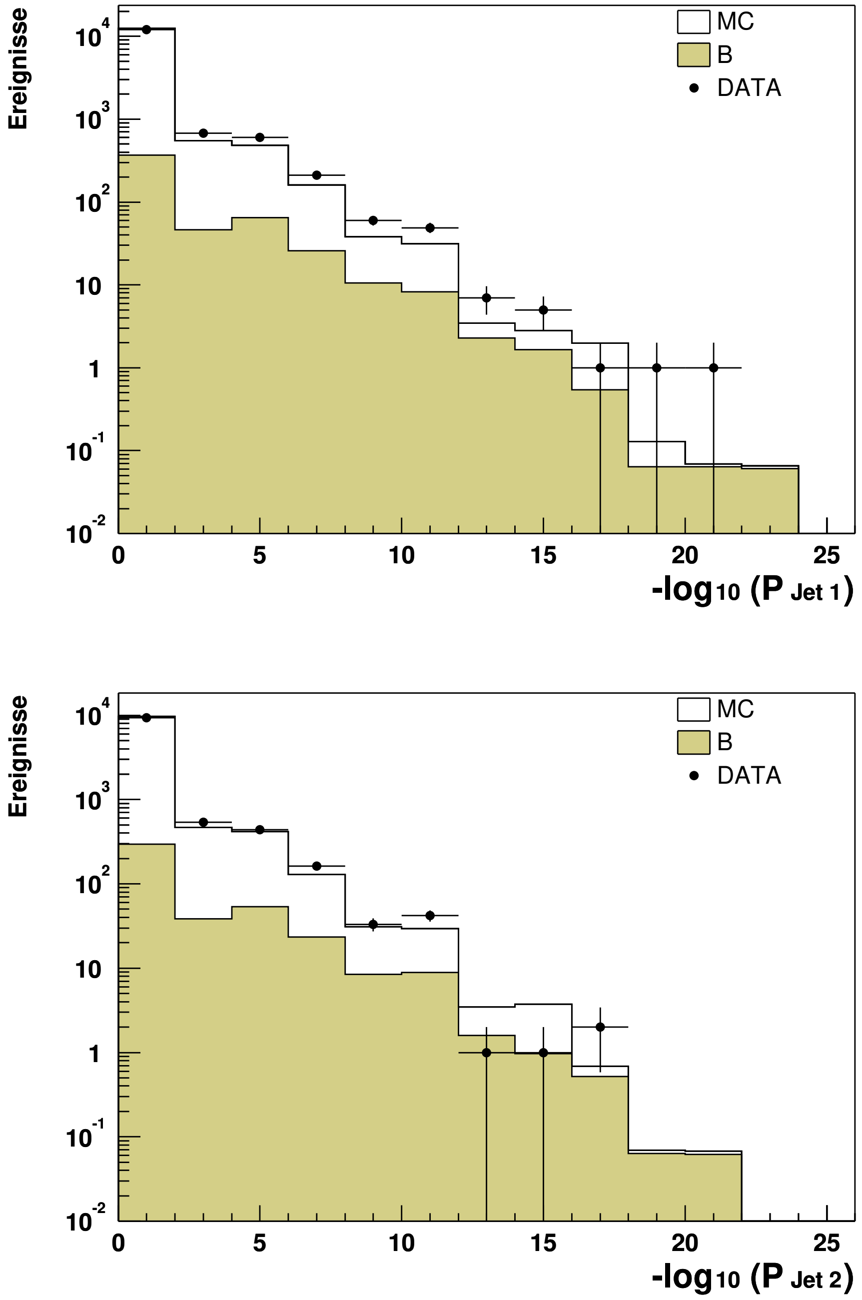

Abb. 4.8: Verteilungen der Jetwahrscheinlichkeiten.

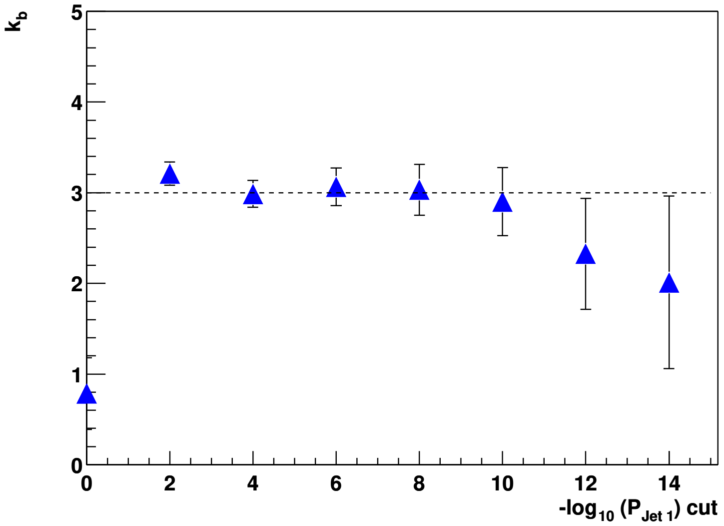

Abb. 4.9: Skalierungsfaktor k_b in Abhängigkeit der Schnittgröße $P_{Jet\,1}$ cut. Die dargestellten Fehlerbalken korrespondieren zum Binomial-Fehler.

aufgetragen. Die berechneten Werte sind zusammen mit ihrem Binomial-Fehler eingetragen. Man sieht, dass k_b bei vernünftigen Schnittwerten der Jetwahrscheinlichkeit $10^{-10} \leq P_{Jet\,1}\,cut \leq 10^{-2}$ konstant ist. Der scheinbare Abfall von k_b für $P_{Jet1}\,cut \leq 10^{-10}$ ist wohl statistischer Natur. In Tabelle 4.3 sind alle berechneten Werte mit ihrem Binomial-Fehler eingetragen.
Die Auswertung für den Bereich $10^{-10} \leq P_{Jet\,1}\,cut \leq 10^{-2}$ liefert:

$$k_b = 3.0 \pm 0.4\,. \tag{4.13}$$

Als Fehler wurde der größte Binomialfehler im betrachteten Intervall angenommen.

Effizienz und Reinheit

Die mit dem Skalierungsfaktor $k_b = 3.0$ versehene Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit des ersten Jets ist in Abbildung 4.10 zu sehen. Der Anteil der Monte-Carlo Ereignisse mit *udsc*-Inhalt ist weiterhin mit dem PYTHIA-Faktor $k_{udsc} = 1.1$ multipliziert worden. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen Daten und PYTHIA ist nun sehr gut und Abbildung 4.10 wird im Folgenden als Basis zur Berechnung der Effizienz ϵ und Reinheit ρ als Funktion eines Schnittes in die Jetwahrscheinlichkeit verwendet. Effizienz und Reinheit werden aus dem Monte-Carlo bestimmt und sind definiert als:

$$\epsilon = \frac{N^b_{cut}}{N^b_{gen}} \tag{4.14}$$

Schnittgröße $-\log_{10} P_{Jet\,1}\, cut$	Skalierungsfaktor k_b
0	0.78 ± 0.40
2	3.21 ± 0.13
4	2.99 ± 0.15
6	3.06 ± 0.21
8	3.03 ± 0.28
10	2.90 ± 0.38
12	2.33 ± 0.61
14	2.01 ± 0.95

Tab. 4.3: Berechnete Werte des Skalierungsfaktors k_b in Abhängigkeit der Schnittgröße $P_{Jet\,1}$ cut. Als Fehler ist der Binomial-Fehler angegeben.

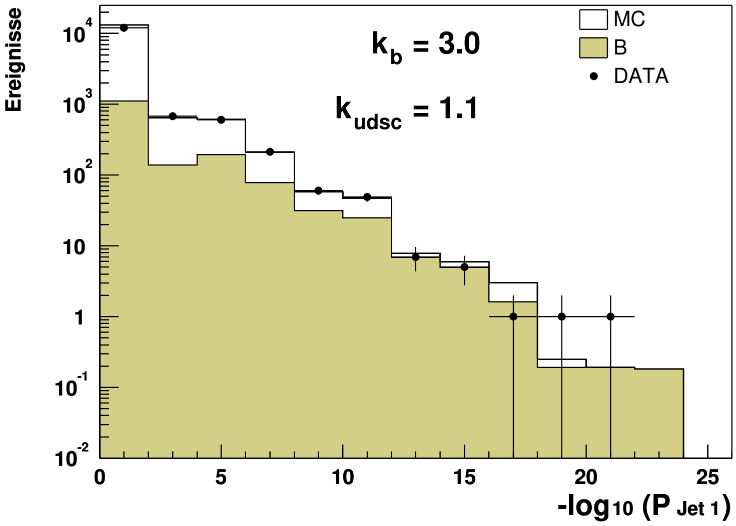

Abb. 4.10: Mit $k_b = 3.0$ skalierte Jetwahrscheinlichkeit P_{Jet1}. Der udsc-Anteil ist weiterhin mit dem PYTHIA-Faktor $k_{udsc} = 1,1$ versehen.

$$\rho = \frac{N^b_{cut}}{N^{udscb}_{cut}} \tag{4.15}$$

mit:

N^b_{cut} : Anzahl der b-Jets nach Anwenden des Schnittes in die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit.

N^b_{gen} : Anzahl aller vom MC generierten b-Jets im Photoproduktionssample.

N^{udscb}_{cut} : Anzahl aller vom MC rekonstruierten Jets ($udscb$) nach Anwendung des Schnittes in die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit.

Die Abhängigkeit der Effizienz und Reinheit von der Jetwahrscheinlichkeit des führenden Jets ist den Abbildungen 4.11 und 4.12 zu sehen. Entsprechend der Verteilung in Abbildung 4.10 nimmt die Effizienz für steigende Werte von $-\log_{10}(P_{Jet1})$ ab, da weniger b-Jets gefunden werden. Umgekehrt nimmt die Reinheit des b-Samples immer mehr zu, denn der Anteil der $udsc$-Jets nimmt gegenüber den b-Jets kontinuierlich ab. Ein Schnitt bei möglichst kleinen Werten von $-\log_{10}(P_{Jet1})$ sichert schon einen deutlichen Reinheitszuwachs bei nicht zu geringer Effizienz. Bei einem Schnittwert von $-\log_{10}(P_{Jet1}) > 2$ werden 1616 Ereignisse selektiert mit einer Reinheit von über 30%.

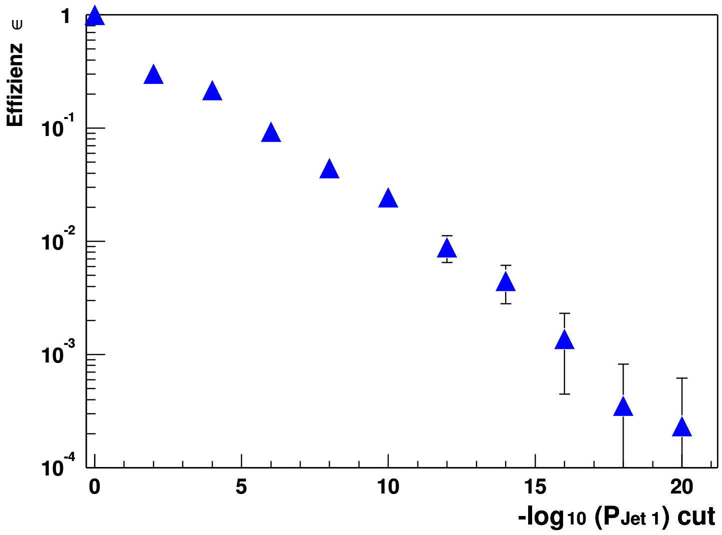

Abb. 4.11: Effizienz in Abhängigkeit von P_{Jet1} cut. Die Fehlerbalken entsprechen dem Binomial-Fehler. Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle B.1 im Anhang.

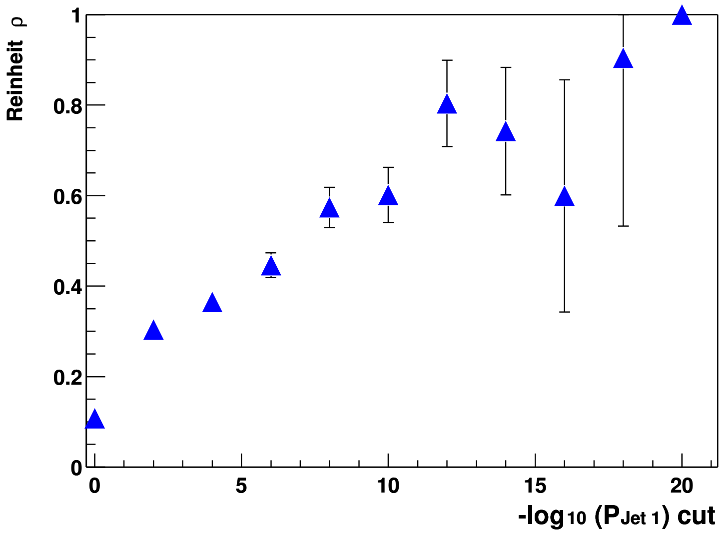

Abb. 4.12: Reinheit in Abhängigkeit von P_{Jet1} cut. Die Fehlerbalken entsprechen dem Binomial-Fehler. Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle B.1 im Anhang.

4.2 Explizite Vertex-Rekonstruktion (VR)

Hadronen, die ein b-Quark enthalten, zerfallen aufgrund ihres Impulses und ihrer endlichen Lebensdauer innerhalb einiger $100\mu m$ (vgl. Gleichung 4.1). So entstehen Zerfallsvertizes, die deutlich vom primären (Produktions-) Vertex separiert sind. Essentiell zur Bestimmung des Zerfallsvertex ist die Auswahl der Spuren, aus denen der sekundäre Vertex rekonstruiert werden soll.

4.2.1 Definition der Zerfallslänge

Der Zerfallsvertex langlebiger Hadronen wird mit dem zweidimensionalen Spurfit-Algorithmus VFIT2DC rekonstruiert. Dieser Algorithmus berechnet den wahrscheinlichsten gemeinsamen Ursprung eines Sets von N Spuren in der $r\phi$-Ebene und benutzt zusätzlich die Impulsrichtung der potentiellen Zerfallsteilchen zur exakten Bestimmung der Ereignistopologie, wobei auch die Position des primären Vertex neu bestimmt wird. Im Folgenden wird ein genereller Überblick über den Algorithmus und seine Anwendung gegeben, eine detaillierte Beschreibung des zugrundeliegenden mathematischen Modells findet sich z.B. in [32].

VFIT2DC

In Abbildung 4.1 ist die allgemeine Topologie eines Ereignisses mit einem Zerfallsvertex eines langlebigen Hadrons skizziert. Die vektorielle Zerfallslänge ist definiert als:

$$\vec{d} = \begin{pmatrix} d_x \\ d_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{sv} - x_{pv} \\ y_{sv} - y_{pv} \end{pmatrix} . \tag{4.16}$$

Die Richtung von $\vec{d}$ korrespondiert zur Flugrichtung des zerfallenden Hadrons und kann mit den Impulsrichtungen der Zerfallsteilchen verglichen werden. Die Impulse und damit die Richtungen der Zerfallsspuren können präzise über die gesamte radiale Ausdehnung der Driftkammer gemessen werden. Die Forderung, dass die Richtung der Zerfallsteilchen mit der Richtung des schweren Hadrons übereinstimmt, erlaubt eine akkurate Beschreibung der Ereignistopologie.

Die radiale Projektion des Impulses des B-Hadronkandidaten wird über die Summe der Impulsvektoren der im Fit verwendeten Zerfallsspuren berechnet:

$$\vec{p_B} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \sum_{i=1}^{N} \vec{p_i} \, . \tag{4.17}$$

Die Summe läuft hier über alle Spuren i, aus denen ein Zerfallsvertex rekonstruiert werden soll.

Die Vektoren $\vec{p_B}$ und $\vec{d}$ definieren nun das Vorzeichen der radialen Zerfallslänge d_{xy}:

$$d_{xy} = \frac{\vec{d} \cdot \vec{p_B}}{\left|\vec{d} \cdot \vec{p_B}\right|} |\vec{d}| \,. \tag{4.18}$$

Der absolute Wert von d_{xy} gibt den Abstand des Ereignisvertex vom sekundären Vertex in der xy-Ebene an. Das Vorzeichen ist positiv für Zerfälle, bei denen Zerfalls- und Impulsrichtung konsistent sind, und negativ, falls die Impulsrichtung entgegengesetzt der Zerfallsrichtung ist.

ANWENDUNG DES FIT-ALGORITHMUS

Der vorgestellte Fit-Algorithmus soll dazu verwendet werden b-Jets in einem Ereignis zu identifizieren. Im Folgenden soll seine Anwendung kurz erläutert werden:

- Im ersten Schritt werden für jeden Jet in einem Ereignis die Spuren selektiert, die in einem Konus um die Jetachse liegen ($\sqrt{(\eta_{Jet} - \eta_{Spur})^2 + (\phi_{Jet} - \phi_{Spur})^2} < 1$), die also zu einem Jet gehören.
- Für einen vernünftigen Fit in zwei Dimensionen muss der Jet mindestens 3 Spuren enthalten, die die in Abschnitt 4.1.2 definierten Spurkriterien erfüllen.
- Für jeden Jet wird VFIT2DC aufgerufen.
- Die erfolgreich im Fit verwendeten Spuren werden von einer erneuten Bestimmung des primären Vertex durch CSPRIM ausgeschlossen und für den b-Jetkandidaten wird die Zerfallslänge d und deren Fehler σ_d berechnet.

AUFLÖSUNG

Die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen die berechneten Fehlerverteilungen des primären und sekundären Vertex, jeweils für die x- und y-Koordinate. Die berechneten Auflösungen als Mittelwerte dieser Fehlerverteilungen finden sich in folgender Tabelle.

Auflösung [μm]	primärer Vertex	sekundärer Vertex
$< \sigma_x >$	$47,4$	$160,8$
$< \sigma_y >$	$30,7$	$178,4$

Tab. 4.4: Auflösungen des primären und sekundären Vertex.

Da die Strahlposition exakt bekannt ist, ist die maximale Unsicherheit des primären Vertex im Wesentlichen durch die Größe des elliptischen beamspot gegeben. Daher korrespondieren die oberen Kanten in den Verteilungen des primären Vertex

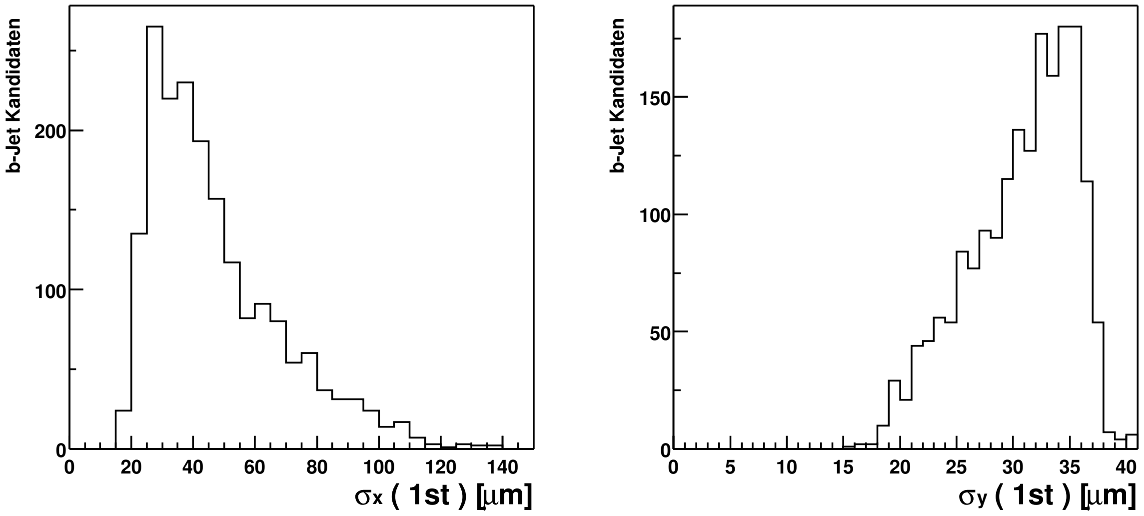

Abb. 4.13: Die berechneten Fehler der Position des primären Vertex (1st) für die *b*-Jet Kandidaten. Die oberen Kanten der Verteilungen entsprechen der Ausdehnung des elliptischen beam spot.

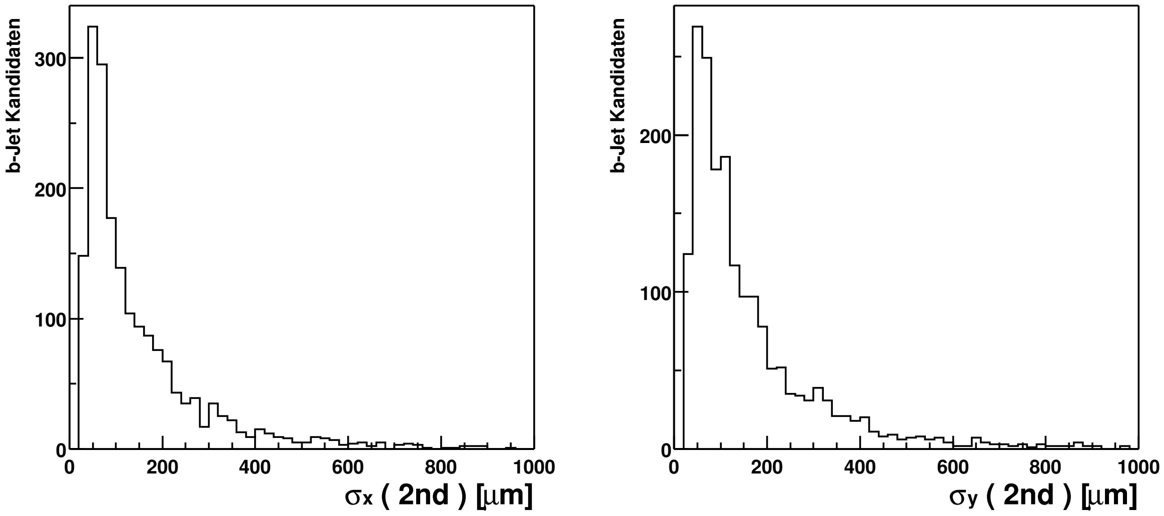

Abb. 4.14: Die berechneten Fehler der Position des sekundären Vertex (2nd) für die *b*-Jet Kandidaten. Die Auflösung ist ausreichend gut, um Zerfallsvertizes langlebiger Hadronen aufzulösen.

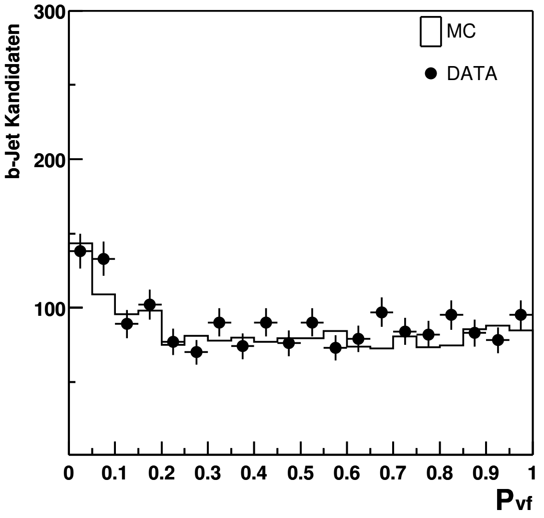

Abb. 4.15: VFIT2DC Fit-Probability der b-Jet Kandidaten.

mit der Ausdehnung des beamspot $\sigma(x_{beam}) = 138\,\mu$m und $\sigma(y_{beam}) = 36\,\mu$m. Die mittlere Auflösung nach Durchführung des Vertexfit ist mit $\sigma(x_{1st}) = 47,4\,\mu$m und $\sigma(y_{1st}) = 30,7\,\mu$m in x-Richtung deutlich besser, während die schon schmale Ausdehnung des beam spot in y-Richtung kaum aufgelöst werden kann.
Für den sekundären Vertex liegen die berechneten Fehler offenbar höher, die mittlere Auflösung ist aber mit $\sigma(x_{2nd}) = 160,8\,\mu$m und $\sigma(y_{2nd}) = 178,4\,\mu$m ausreichend gut, um Zerfallsvertizes von langlebigen Hadronen aufzulösen.

4.2.2 ERGEBNISSE DER VERTEX-REKONSTRUKTIONS METHODE

Nach erfolgreicher Durchführung des Vertexfit liefert die vom Algorithmus berechnete Fit-Probability P_{vf} ein Entscheidungskriterium, ob die Hypothese eines gemeinsamen sekundären Vertex der Zerfallsspuren zutreffend ist. Für Kandidaten, die nicht konsistent mit dieser Hypothese sind, erwartet man sehr kleine Werte dieser Wahrscheinlichkeit, während Kandidaten, bei denen die Hypothese zutrifft, flach zwischen 0 und 1 verteilt sind. Abbildung 4.15 zeigt den Verlauf der Fit-Probability. Man erkennt eine leichte Anhäufung bei kleinen Werten von P_{vf}. Die Forderung, $P_{vf} > 0.05$, verwirft die Kandidaten, die nicht im Einklang mit dem Fitmodell stehen.

ZERFALLSLÄNGE UND SIGNIFIKANZ

Die Verteilungen der rekonstruierten Zerfallslänge und deren Fehler sind in Abbildung 4.16 dargestellt. Schon die Verteilung der Zerfallslänge zeigt für das b-Signal eine deutlich Asymmetrie zu positiven Werten von d. Dies ist die Folge des in Gleichung

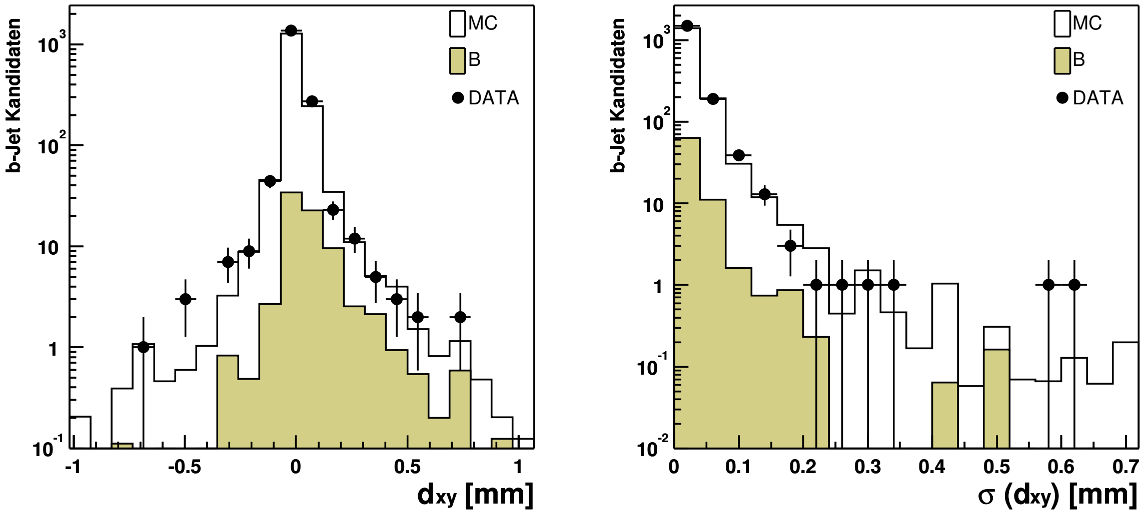

Abb. 4.16: Rekonstruierte Zerfallslänge (links) und berechneter Fehler (rechts).

4.18 definierten Vorzeichens[4]. Die schwarze Kurve, die das gesamte Monte-Carlo repräsentiert, zeigt dagegen näherungsweise eine Gauß-Verteilung um den Ursprung. Sie wird dominiert durch Jets aus leichten Quarks.

Der Fehler der Zerfallslänge σ_d gibt die Genauigkeit der Vertexbestimmung wieder. Der Fit-Algorithmus berücksichtigt bei der Berechnung des Fehlers die Korrelation zwischen primären und sekundären Vertex.

Die aus Zerfallslänge und deren Fehler gebildete Signifikanz

$$S = \frac{d_{xy}}{\sigma(d_{xy})} \tag{4.19}$$

erlaubt es nun, jeden b-Jet Kandidaten zu klassifizieren. Die Verteilung der Signifikanz für die beiden führenden Jets im Ereignis in Abbildung 4.17 zeigt die typisch asymmetrische Form und eine deutliche Anreicherung von b-Ereignissen hin zu großen positiven Signifikanzen.

SKALIERUNGSFAKTOR k_b^{VR}

Ein wesentliches Ergebnis der MIP-Methode war, dass zur vollständigen Beschreibung der Daten der b-Anteil im Monte-Carlo umskaliert werden mußte. Die Signifikanz-Verteilungen (Abbildung 4.17) legen zunächst die Notwendigkeit eines neu definierten Skalierungsfaktors k_b nicht nahe. Die Beschreibung der Daten ist gut, die Abweichun-

---

[4] In der Multi-Impaktparameter Analyse wirkt sich das Vorzeichen erst bei der Verteilung der Signifikanz aus (vgl. Abbildung 4.5).

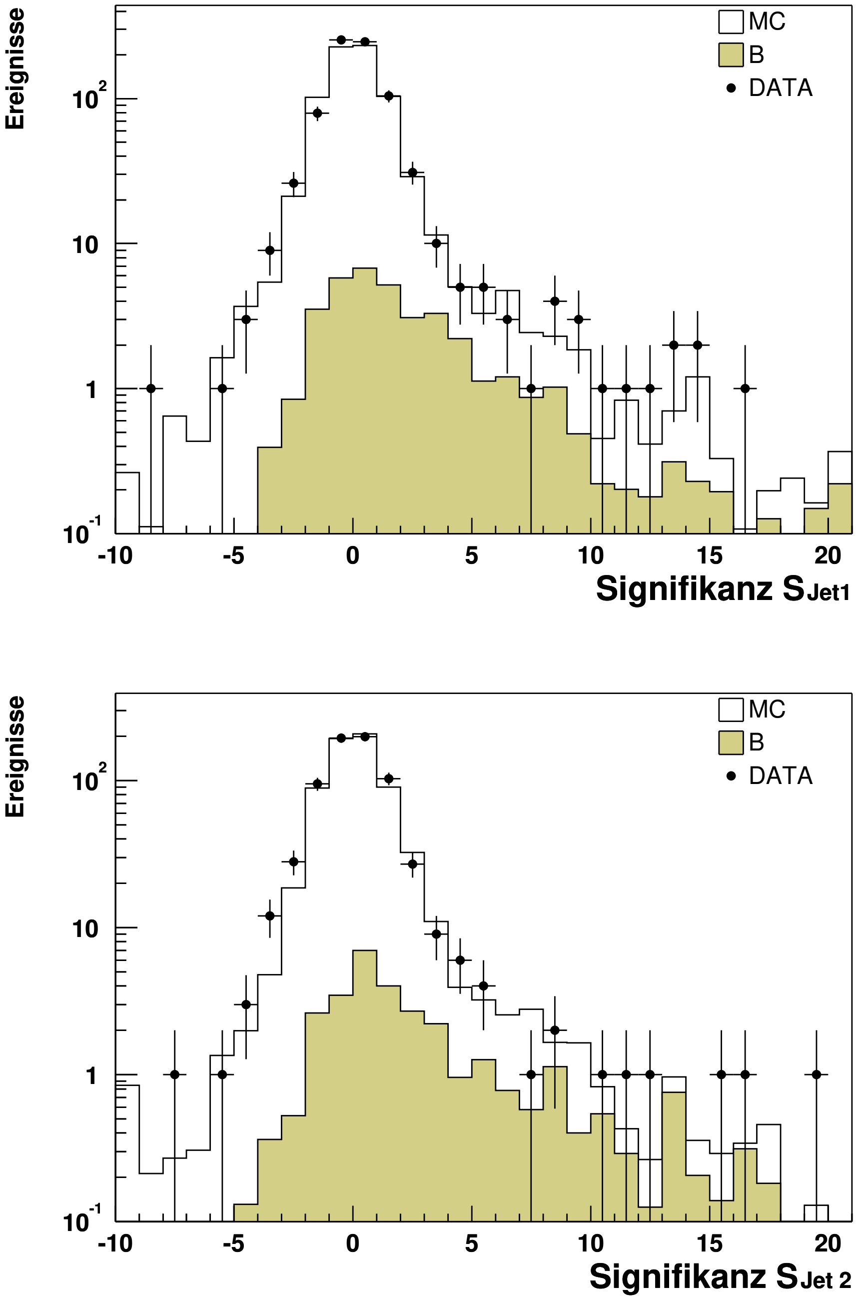

Abb. 4.17: Signifikanz der Zerfallslänge der beiden führenden Jets.

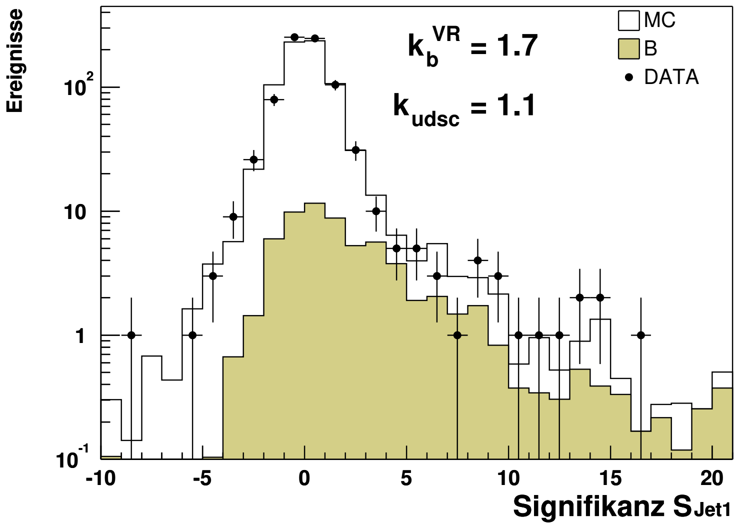

Abb. 4.18: Mit $k_b^{VR} = 1.7$ skalierte Signifikanzverteilung $S_{Jet\,1}$. Der udsc-Anteil ist weiterhin mit dem PYTHIA-Faktor $k_{udsc} = 1.1$ versehen.

gen liegen für nahezu alle Bins im Rahmen der statistischen Unsicherheit. Allerdings ist in der Signifikanz-Verteilung des Impaktparameters die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo ähnlich gut (vgl. Abbildung 4.6). Offenbar liefert die Berechnung der Jetwahrscheinlichkeit in der MIP-Methode eine besondere Genauigkeit, die die Diskrepanz zwischen Daten und MC-Simulation für ein mit b-Jets angereichertes Sample besser sichtbar werden lässt.
Um dennoch einen Vergleich zwischen beiden Methoden zu ermöglichen und um den in Abschnitt berechneten Skalierungsfaktor k_b zu testen, wurde mit Hilfe der Signifikanz-Verteilung des ersten Jets (Abbildung 4.17 oben) ein Skalierungsfaktor k_b^{VR} nach Gleichung 4.12 bestimmt.
Für vernünftige Schnittwerte zwischen $2 < S_{Jet\,1} < 7$ liefert die Auswertung den Wert $k_b^{VR} = 1.7 \pm 0.7$. Dieser Wert ist aufgrund der hohen statistischen Unsicherheit mit dem Ergebnis aus Abschnitt 4.1.3 verträglich.

EFFIZIENZ UND REINHEIT

Abbildung 4.18 zeigt die mit dem Skalierungsfaktor $k_b^{VR} = 1.7$ versehene Verteilung der Signifikanz des führenden Jets. Der Anteil der MC-Ereignisse mit *udsc*-Inhalt ist weiterhin mit dem PYTHIA-Faktor $k_{udsc} = 1.1$ multipliziert worden.
Effizienz und Reinheit für einen Schnitt in die Verteilung der Signifikanz aus Abbildung 4.18 werden nun nach derselben Definition wie in Abschnitt 4.1.4 aus dem Monte-Carlo berechnet. Die Abbildungen 4.19 und 4.20 zeigen die berechneten Werte in Abhängigkeit der Schnittgröße $S_{Jet1}\,cut$. Der Bereich negativer Werte von S spie-

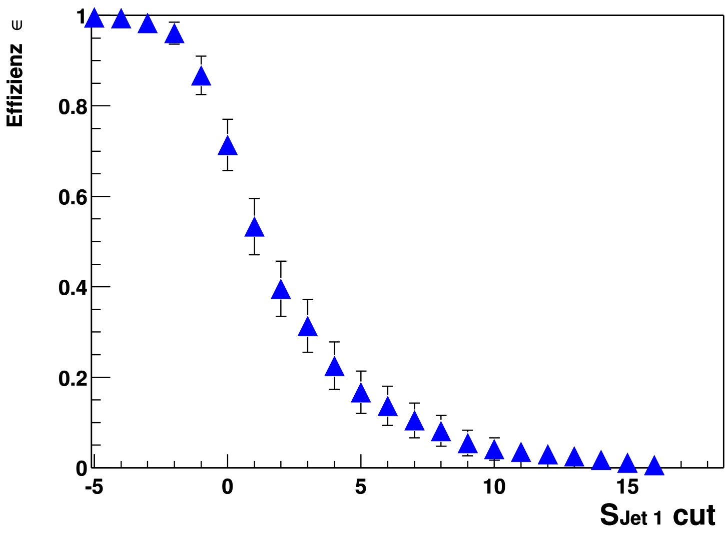

Abb. 4.19: Effizienz in Abhängigkeit von S_{Jet1} cut. Die Fehlerbalken entsprechen dem Binomial-Fehler. Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle B.2 im Anhang.

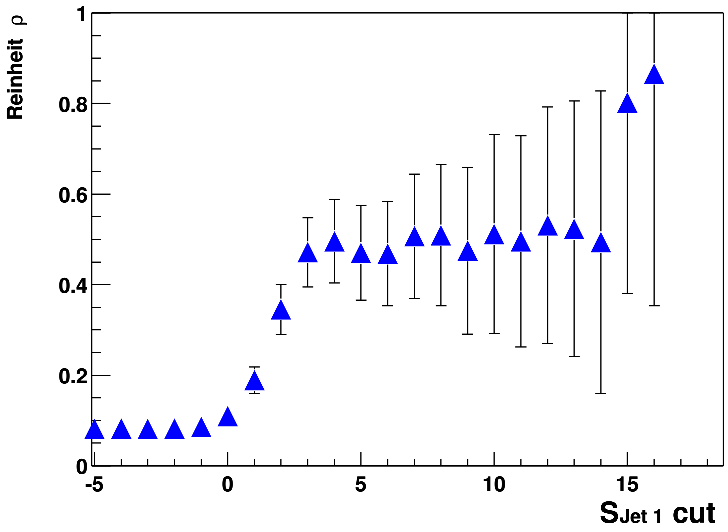

Abb. 4.20: Reinheit in Abhängigkeit von S_{Jet1} cut. Die Fehlerbalken entsprechen dem Binomial-Fehler. Die Zahlenwerte finden sich in Tabelle B.2 im Anhang.

gelt die Detektorauflösung wieder. Ab $S > 3$ liegt die Reinheit fast konstant bei etwa 50%.
Bei einem Schnittwert $S_{Jet1} > 2$ werden 70 Ereignisse selektiert, wobei es sich laut Monte-Carlo Simulation in rund 35% der Fälle um Ereignisse mit mindestens einem b-Jet handelt.

4.3 VERGLEICH DER BEIDEN METHODEN

Beide in den vorherigen Abschnitten erläuterten Methoden sind in der Lage ein Datensample mit b-Jets anzureichern. Aufgrund der technischen Durchführung unterscheiden sich beide Methoden jedoch deutlich in ihrer Effizienz. Die Forderung nach mindestens drei gut gemessenen Spuren pro Jet, sowie die Bedingung, dass der Fit-Algorithmus konvergiert, minimiert die Anzahl der mit der VR-Methode untersuchten Ereignisse deutlich im Vergleich zu den mit der MIP-Methode untersuchten Ereignisse. Folgende Tabelle gibt Aufschluss darüber, wieviele Ereignisse von beiden Methoden untersucht wurden und mit welchem Erfolg b-Kandidaten selektiert werden konnten[5].

	Multi-Impakt-Parameter	Vertex-Rekonstruktion
untersuchte Ereignisse	13585	795
b-Kandidaten mit $\rho > 30\%$	1616	70

Tab. 4.5: Vergleich der MIP- und VR-Methode.

Die MIP-Methode erlaubt es deutlich mehr Ereignisse zu untersuchen und bei vergleichbarer Reinheit können mehr als 20 mal soviele Ereignisse mit b-Jet Kandidaten selektiert werden als mit der Methode der expliziten Vertex-Rekonstruktion.

Bei der Interpretation dieser Zahlen muss allerdings beachtet werden, dass ein direkter Vergleich beider Methoden hinsichtlich ihrer Fähigkeit, die Reinheit eines b-Samples zu steigern, schwierig ist, da unterschiedliche Verteilungen mit unterschiedlichen Skalierungsfaktoren als Basis zur Definition der Reinheit herangezogen wurden.

Abschließend wird im Folgenden kurz die Frage untersucht, ob beide Methoden dieselben Ereignisse als b-Kandidaten klassifizieren. Dazu ist in Abbildung 4.21 links nocheinmal die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit dargestellt, wobei zusätzlich das b-Signal mit der Bedingung $S_{Jet\,1} > 3$ aus der VR-Methode eingezeichnet ist.

Das mit der Nebenbedingung aus der VR-Methode versehene b-Signal tendiert im Vergleich zum gesamten b-Signal zu kleineren Werten der Jetwahrscheinlichkeit. Der Unterschied ist im ersten Bin am größten und wird dann kontinuierlich kleiner.

Analog zeigt Abbildung 4.21 rechts die Verteilung der Signifikanz, inklusive b-Signal mit der Bedingung $P_{Jet\,1} < 10^{-6}$. Hier hat das mit der Nebenbedingung aus der MIP-Methode versehene b-MC überwiegend große positive Werte in der Signifikanz.

---

[5] Im Anhang B findet sich eine ausführliche Tabelle mit den Ergebnissen beider Methoden.

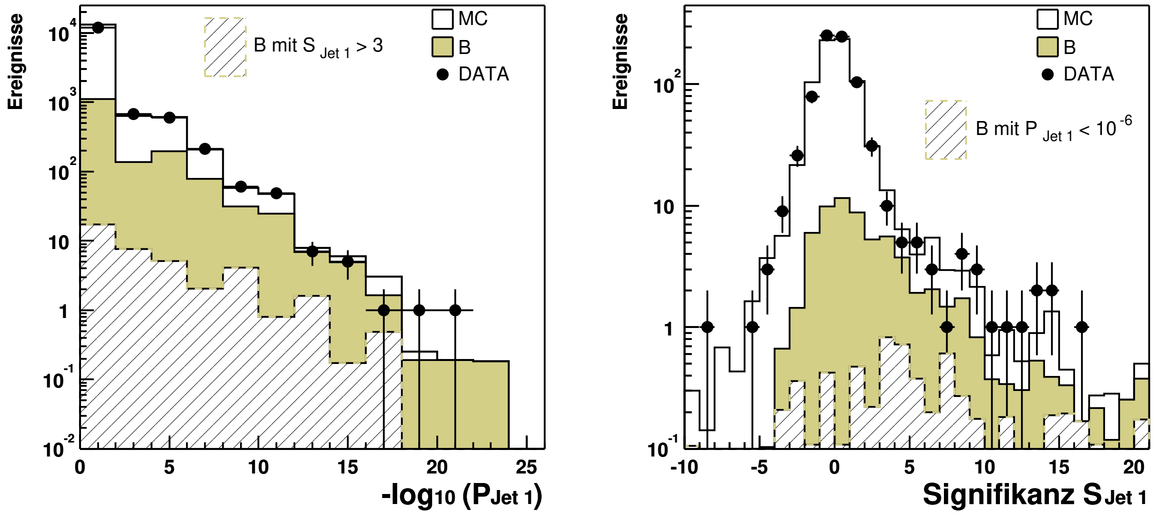

Abb. 4.21: Vergleich der MIP- und VR-Methode. *Links:* In die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit (MIP-Methode) ist das Signal-MC mit der Bedingung $S_{Jet\,1} > 3$ aus der VR-Methode eingetragen. *Rechts:* In die Verteilung der Signifikanz (VR-Methode) ist zusätzlich das Signal-MC mit der Bedingung $P_{Jet\,1} < 10^{-6}$ eingezeichnet.

Wie erwartet, klassifizieren beide Methoden dieselbe Ereignisklasse als *b*-Ereignisse.

Aufgrund der starken Effizienzunterschiede bei vergleichbarer Reinheit wird im abschließenden Kapitel 5 die MIP-Methode zur Anreicherung eines *b*-Jet Samples verwendet.

5

UNTERSUCHUNG EINES b-JET SAMPLES

In diesem Kapitel wird ein hoch angereichertes b-Jet Sample untersucht. Dabei wird unterschieden, ob in einem Ereignis *ein* Jet mit hoher Wahrscheinlichkeit als b-Jet identifiziert werden konnte (*single tag*) oder ob *beide* Jets als b-Jets nachgewiesen werden konnten (*double tag*).
Die Anreicherung geschieht auf Grundlage der Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit der MIP-Methode.

5.1 NACHWEIS EINES b-JETS (SINGLE TAG)

In der in Abbildung 5.1 gezeigten Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit sind die zur Produktion von b-Quarks beitragenden Prozesse einzeln dargestellt. Die direct und die

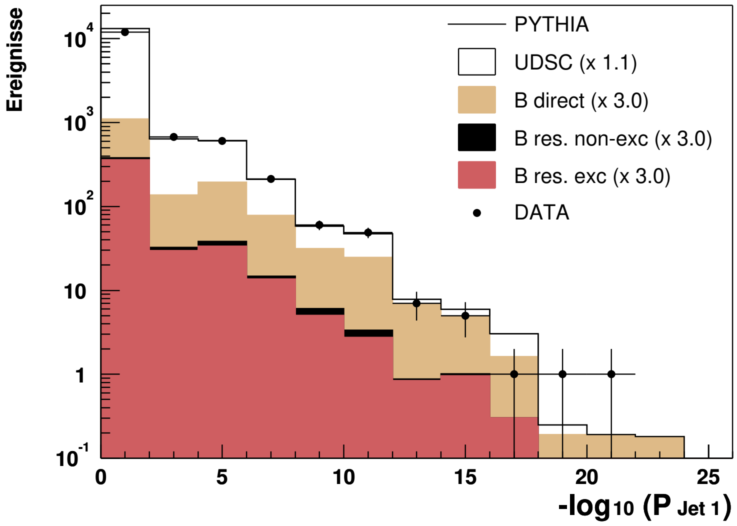

Abb. 5.1: Jetwahrscheinlichkeit P_{Jet1} mit einzelnen zur b-Produktion beitragenden Anteilen.

Daten	PYTHIA	B direct	B resolved	
			exc	non exc
124	122	59	10	1

Tab. 5.1: Datensample B_1 für die Bedingung $P_{Jet\,1} < 10^{-8}$. Die Anzahl der selektierten Ereignisse wird mit der Vorhersage von PYTHIA verglichen. Zusätzlich sind die Anteile der verschiedenen an der b-Produktion beteiligten Beiträge angegeben. Die Reinheit dieses Samples beträgt $\rho = 57\%$.

resolved Photoproduktionsprozesse tragen etwa zu gleichen Teilen zur b-Produktion bei, wobei bei den resolved Prozessen der Anteil der excitation Prozesse deutlich dominiert (vgl. Kapitel 2.3). Abbildung 5.1 macht aber noch etwas deutlich: Die direct und resolved Prozesse sind offenbar nicht gleich verteilt. Der Anteil der resolved Prozesse ist im ersten Bin am größten, danach überwiegen zunehmend die direct b-Produktionsprozesse. Der Grund für dieses Verhalten liegt darin, dass bei den b-excitation Prozessen nur ein (beobachtbarer) b-Jet erzeugt wird. Dieser b-Jet kann mit derselben Wahrscheinlichkeit der erste oder zweite Jet im Ereignis sein. Ein Schnitt in die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit bevorzugt also Prozesse der direct b-Produktion.

Um einen Jet mit hoher Wahrscheinlichkeit als b-Jet bezeichnen zu können, soll die Reinheit nach einem Schnitt in die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit größer 50% sein. Nach dem Schnitt $P_{Jet\,1} < 10^{-8}$ ist die Reinheit des selektierten Samples 57%. Tabelle 5.1 zeigt die Anzahl der selektierten Daten des so definierten Samples B_1 und die von PYTHIA vorhergesagten einzelnen Anteile.

In Abbildung 5.2 sind die Verteilungen des Transversalimpulses P_T und der Pseudorapidität η der ersten beiden Jets für das B_1 Sample dargestellt. Eingetragen ist wieder nur der statistische Fehler für die Daten. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers ist nicht durchgeführt worden. Die Beschreibung der Daten durch PYTHIA ist verhältnismäßig gut, die beiden Beiträge direct und resolved verhalten sich in etwa ähnlich.

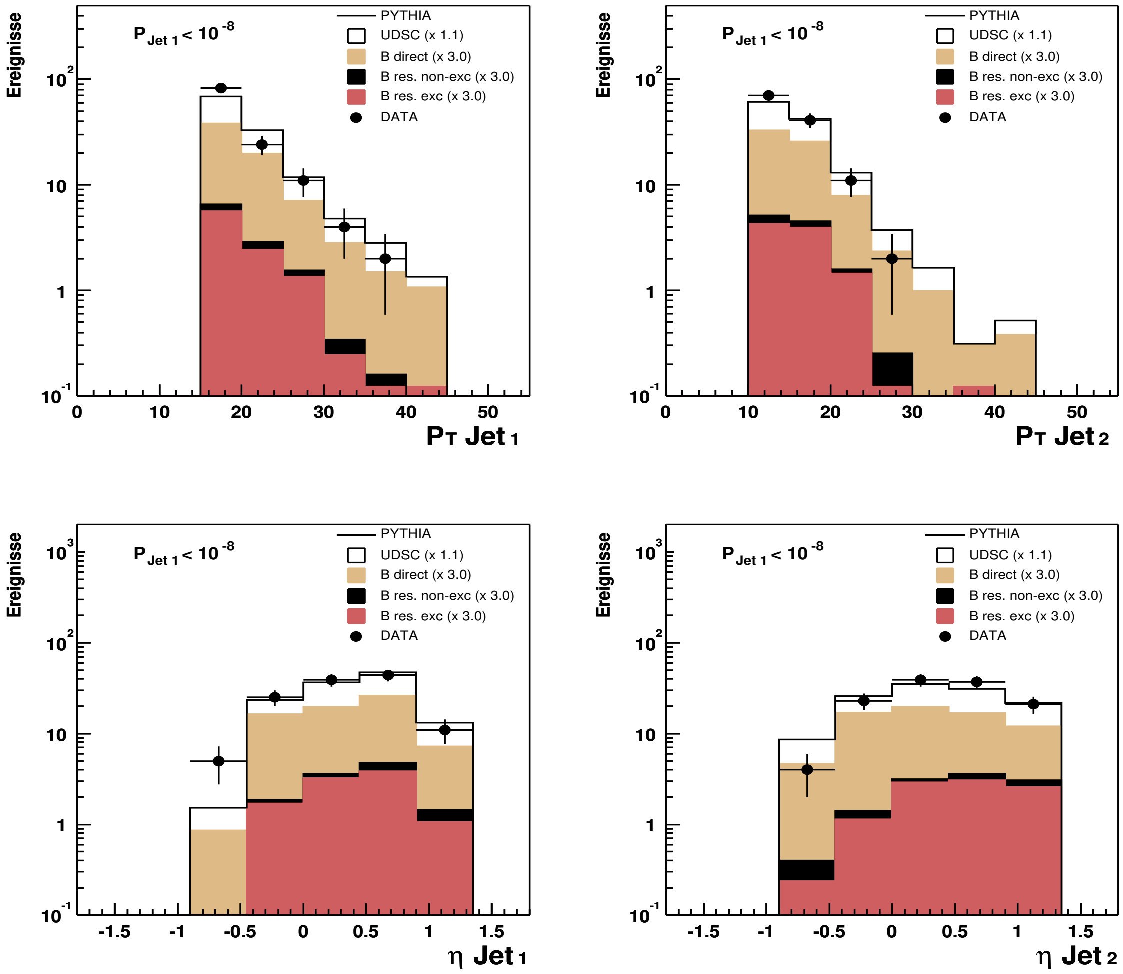

Abb. 5.2: P_T- und η-Verteilungen für das B_1 Sample, aufgetragen für die ersten beiden Jets im Ereignis. Die Anteile der direct und resolved b-Produktion verhalten sich ähnlich.

5.2 Nachweis zweier b-Jets (double tag)

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit des zweiten Jets nach dem Schnitt $P_{Jet\,1} < 10^{-8}$. Offenbar hat der Schnitt auf die Jetwahrscheinlichkeit des ersten Jets einen starken Einfluss auf die entsprechende Verteilung des zweiten Jets. Nach den Ausführungen des vorangegangenen Abschnittes werden nach einem Schnitt in die Jetwahrscheinlichkeit des ersten Jets bevorzugt Ereignisse der direct b-Produktion selektiert. Dabei handelt es sich der Theorie nach meist um den Prozess der Boson-Gluon Fusion, bei dem zwei b Jets im Endzustand erzeugt werden. Es reicht also schon ein deutlich weicher angesetzter Schnitt in die Verteilung der Jetwahrscheinlichkeit des zweiten Jets zur Identifikation als zweiter b-Jet im Ereigniss. Nach dem Schnitt $P_{Jet\,2} < 10^{-2}$ ist die Reinheit des so definierten Samples B_2 82%. In Tabelle 5.2 wird die Anzahl der selektierten Daten mit der PYTHIA-Vorhersage verglichen.

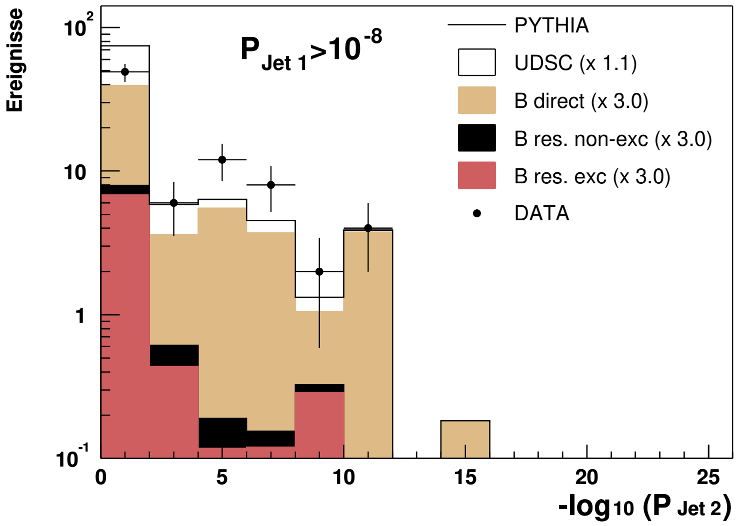

Abb. 5.3: Jetwahrscheinlichkeit P_{Jet2} mit einzelnen zur b-Produktion beitragenden Anteilen nach dem Schnitt $P_{Jet\,1} < 10^{-8}$.

Eine weitere Beobachtung kann anhand von Abbildung 5.3 gemacht werden. Möglicherweise ist die Unsicherheit über die Voraussagen des b-MC, die sich im Skalierungsfaktor k_b (Abschnitt 4.1.3) niederschlagen, nicht unabhängig von dem zugrundeliegenden Prozess zur b-Erzeugung. Im ersten Bin in Abbildung 5.3, in dem noch ein beträchtlicher Anteil von resolved Prozessen enthalten ist, liegt die Erwartung von PYTHIA deutlich über den Daten. Zu kleineren Jetwahrscheinlichkeiten hin, bei denen die resolved Prozesse nur noch eine verschwindende Rolle spielen, liegen die Daten über der MC-Erwartung.

Abbildung 5.4 zeigt schließlich die Verteilungen des Transversalimpulses und der Pseu-

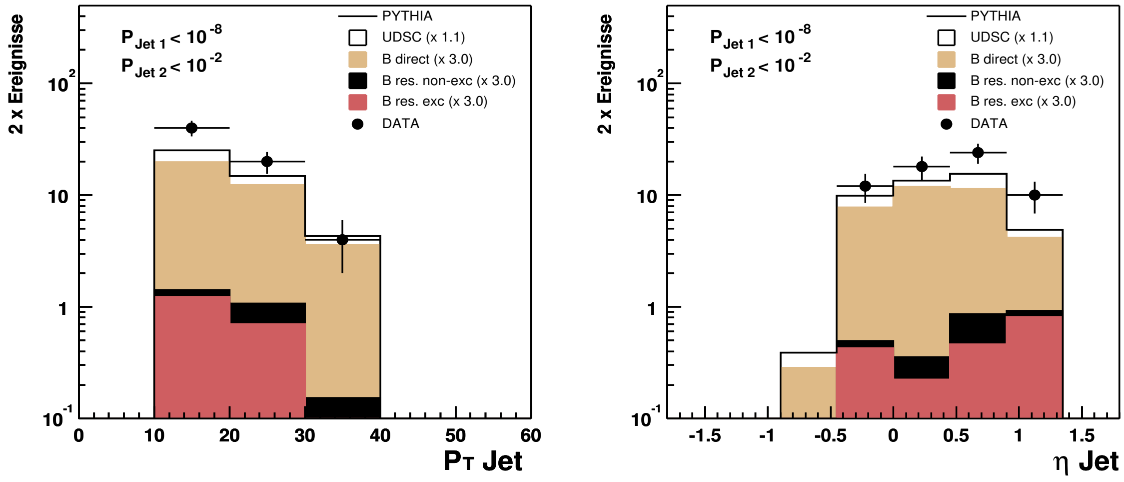

Abb. 5.4: P_T- und η-Verteilungen für das B_2 Sample. Es sind jeweils beide Jets in ein Histogramm eingefüllt.

Daten	PYTHIA	B direct	B resolved	
			exc	non exc
32	22	16.7	1	0.3

Tab. 5.2: Datensample B_2 für die Bedingung $P_{Jet\,1} < 10^{-8}$ und $P_{Jet\,2} < 10^{-2}$. Die Anzahl der selektierten Ereignisse wird mit der Vorhersage von PYTHIA verglichen. Zusätzlich sind die Anteile der verschiedenen an der b-Produktion beteiligten Beiträge angegeben. Die Reinheit dieses Samples beträgt $\rho = 82\%$.

dorapidität für das Sample B_2. Es sind jeweils beide Jets in ein Histogramm eingetragen. In beiden Verteilungen beschreibt PYTHIA das Profil der Verteilungen gut, auffallend ist, dass sich der resolved b-Anteil in der η-Verteilung anders verhält als die anderen Anteile. Mit größer werdendem η beobachtet man zunehmend mehr resolved b-Prozesse.

5.3 PHOTONSTRUKTUR

Der Impulsbruchteil des Photonimpules, der in die Produktion der beiden Jets mit höchstem P_T eingeht, ist definiert als [37]

$$x_\gamma^{obs} = \frac{1}{2yE_e}\left(P_{T,1}\,e^{-\eta_1} + P_{T,2}\,e^{-\eta_2}\right)\,, \tag{5.1}$$

wobei yE_e die Energie des Photons ist. Gleichung 5.1 ist äquivalent zu Gleichung 2.25 für $2 \rightarrow 2$ Prozesse in führender Ordnung QCD. Theoretisch nimmt x_γ den Wert 1 an für Prozesse der direct Photoproduktion. Aufgrund von Hadronisierungseffekten und Prozessen höherer Ordnung ist x_γ^{obs} nicht exakt gleich 1 für den Anteil der direct Photoproduktion. Die Verteilung von x_γ^{obs} erlaubt aber dennoch eine Trennung von direct und resolved Prozessen, wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist.

Schraffiert dargestellt sind alle resolved Prozesse (UDSCB). Im Bereich $x_\gamma^{obs} > 0.8$ spielen sie eine untergeordnete Rolle. Hier dominieren die Prozesse der direct Photoproduktion. Für $x_\gamma^{obs} < 0.8$ dagegen liegt der Anteil der resolved Prozesse deutlich über dem der direct Prozesse. In Tabelle 5.3 ist die Anzahl der Daten mit den von PYTHIA simulierten Anteilen der resolved und direct Prozesse für die beiden Bereiche $x_\gamma^{obs} > 0.8$ und $x_\gamma^{obs} < 0.8$ eingetragen. Für Werte $x_\gamma^{obs} < 0.8$ sind mehr als 80% der Ereignisse auf resolved Photoproduktionsprozesse zurückzuführen.

Zudem ist die Zusammensetzung des b-Anteils für beide Bereiche $x_\gamma^{obs} > 0.8$ und

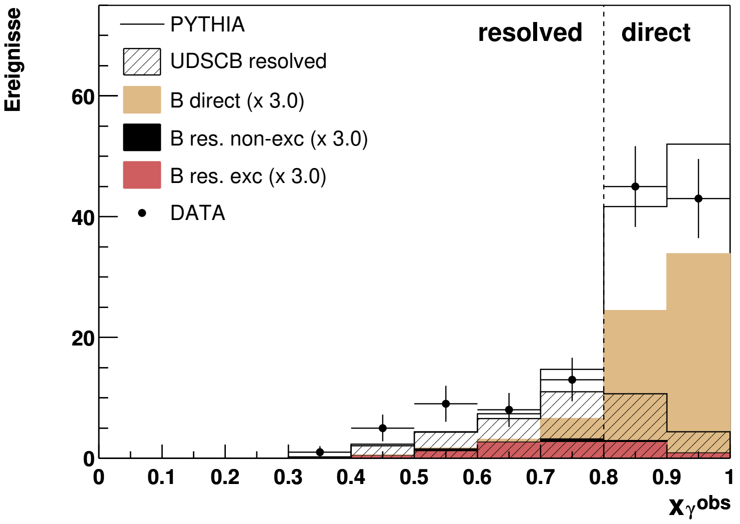

Abb. 5.5: Impulsbruchteil x_γ^{obs} für das B_1 Sample. Die gestrichelte Linie repräsentiert die im Text erläuterte experimentelle Grenze zwischen resolved und direct Photoproduktionsprozessen. Auf der linken Seite sind mehr als 80% der Ereignisse auf resolved Photoproduktionsprozesse zurückzuführen.

	Daten	PYTHIA	UDSCB			B resolved	
			direct	resolved	B direct	B exc	B non-exc
$x_\gamma^{obs} > 0.8$	88	93	78	15	54	3.3	0.4
$x_\gamma^{obs} < 0.8$	36	29	5	24	4	6.6	1.3

Tab. 5.3: Zusammensetzung von x_γ^{obs} für das B_1 Sample. In den ersten vier Spalten sind die Anzahl der Ereignisse der gemessenen Daten im Vergleich mit allen (UDSCB) von PYTHIA simulierten Anteilen der resolved und direct Prozesse eingetragen.
Die letzten drei Spalten zeigen die von PYTHIA simulierten Anteile der b-Produktion. Für $x_\gamma^{obs} < 0.8$ sind mehr als 50% der b-Ereignisse auf b-excitation Prozesse zurückzuführen.

$x_\gamma^{obs} < 0.8$ eingetragen. Bei Werten von $x_\gamma^{obs} < 0.8$ sind mehr als 50% der b-Ereignisse auf b-excitation Prozesse zurückzuführen. Entsprechend Abbildung 5.5 kann man ihren Anteil sogar noch deutlich steigern, wenn man zu immer kleineren Werten in x_γ^{obs} geht. In diesen Prozessen stammt das b-Quark aus dem Photon.

In Abbildung 5.6 schließlich ist die Verteilung von x_γ^{obs} für das B_2 Sample gezeigt. Auch hier läßt sich der resolved Anteil für Werte $x_\gamma^{obs} < 0.8$ separieren. Im Bereich $x_\gamma^{obs} < 0.7$ sind laut MC-Vorhersage fast 60% b-excitation Prozesse. Unter der Voraussetzung, dass beide Jets in diesen Ereignissen wirklich b-Jets sind, stammen die ursprünglichen b-Quarks mit großer Wahrscheinlichkeit aus dem Photon und dem Proton.
Eine letzte Bemerkung zu Abbildung 5.6: Im Bereich $x_\gamma^{obs} < 0.8$ beschreibt PYTHIA die Daten nicht vollständig. Möglicherweise wird die resolved b-Produktion in PYTHIA unterschätzt. Dies bestätigt die Vermutung, dass der Skalierungsfaktor k_b nicht unabhängig vom zugrundeliegenden b-Produktionsprozess ist.

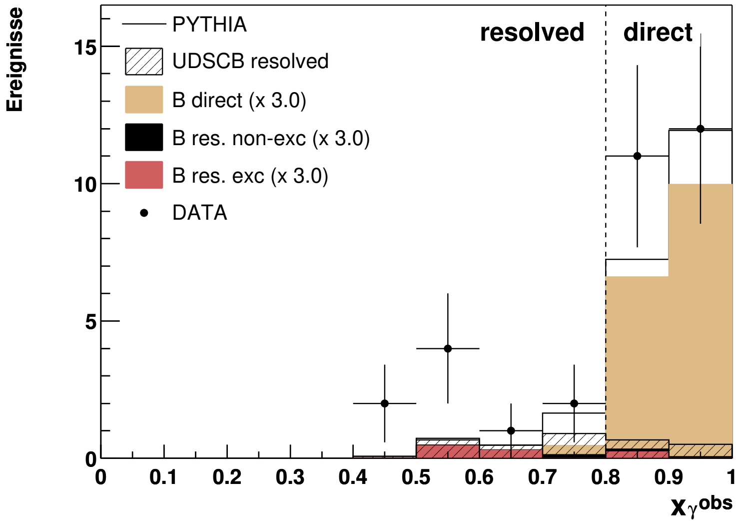

Abb. 5.6: Impulsbruchteil x_γ^{obs} für das B_2 Sample. Die gestrichelte Linie repräsentiert die experimentelle Grenze zwischen resolved und direct Photoproduktionsprozessen. Für $x_\gamma^{obs} < 0.7$ sind fast 60% der Ereignisse auf b-excitation Prozesse zurückzuführen.

	Daten	PYTHIA	UDSCB			B resolved	
			direct	resolved	B direct	B exc	B non-exc
$x_\gamma^{obs} > 0.8$	23	19	17.8	1.2	16.3	0.3	0.1
$x_\gamma^{obs} < 0.8$	9	3	0.9	2.1	0.4	0.7	0.2

Tab. 5.4: Zusammensetzung von x_γ^{obs} für das B_2 Sample. In den ersten vier Spalten sind die Anzahl der Ereignisse der gemessenen Daten im Vergleich mit allen (UDSCB) von PYTHIA simulierten Anteilen der resolved und direct Prozesse eingetragen.
Die letzten drei Spalten zeigen die von PYTHIA simulierten Anteile der b-Produktion.

6

ZUSAMMENFASSUNG

Gegenstand dieser Arbeit war es, Ereignisse mit b-Jets bei H1 zu identifizieren. Dazu wurden zwei Methoden untersucht, die auf der Rekonstruktion der bei solchen Ereignissen auftretenden Zerfallsvertizes explizit (VR-Methode) oder implizit (MIP-Methode) basieren. Die zu diesem Zweck nötigen hohen Auflösungen konnten nur unter Verwendung der durch den Siliziumvertexdetektor CST verbesserten Daten der Jahre 1999 und 2000 erzielt werden.

Es konnte gezeigt werden, dass beide Methoden erfolgreich zur Identifizierung von b-Jets verwendet werden können. Zum ersten Mal bei HERA wurden Verteilungen von b-Jets präsentiert und mit PYTHIA verglichen. Zur erfolgreichen Beschreibung der Verteilungen musste der b-Anteil in PYTHIA mit einem Skalierungsfaktor $k_b \sim 3$ multipliziert werden. Bei den von H1 und ZEUS bislang veröffentlichen Messungen des b-Wirkungsquerschnittes wurde eine Abweichung der gemessenen Daten von der Theorie in derselben Größenordnung gefunden.

Darüber hinaus konnten zum ersten Mal bei HERA Hinweise geliefert werden, dass k_b nicht unabhängig vom Produktionsprozess ist. Die Verteilungen des Impulsbruchteils x_γ legen die Vermutung nahe, dass ein beträchtlicher Anteil der b-Produktion auf b-excitation Prozesse zurückzuführen ist, d.h. auf Prozesse, bei denen das b-Quark aus dem Photon stammt.

AUSBLICK

Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des CST beschränkte sich die vorliegende Analyse auf Jets im Zentralbereich des H1-Detektors. Mit dem bei HERA II zur Verfügung stehenden FST (Forward Silikon Tracker) wird es möglich sein auch Jets im Vorwärtsbereich zu untersuchen. Dadurch kann die Effizienz für den Nachweis von b-Jets noch einmal deutlich gesteigert werden.

Der nächste Schritt dieser Analyse ist es, die Ergebnisse mit einer NLO QCD Rechnung zu vergleichen und den b-Wirkungsquerschnitt zu bestimmen.

A

JETWAHRSCHEINLICHKEIT

In Kapitel 4.1.3 wurde die Jetwahrscheinlichkeit

$$P_{Jet} = \prod_{i=1}^{N} P_{Spur} \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \left(-\ln \prod_{i=1}^{N} P_{Spur} \right)^{j} /j! \qquad \text{(A.1)}$$

eingeführt, die an dieser Stelle etwas ausführlicher motiviert werden soll. Die Begründung für die Formel A.1 wird hier in einer vereinfachten Form gegeben.
Der Argumentation in [39] folgend betrachten wir die Situation für $N = 2$, d.h. für zwei Spuren. Ausgangspunkt ist, dass zwei unabhängige Tests auf eine gegebene Datenmenge angewandt wurden. In unserem Beispiel sind die beiden Tests die Berechnung der Spurwahrscheinlichkeiten $P_{Spur1} = p_1$ und $P_{Spur2} = p_2$. Die Datenmenge ist der Jet, bestehend aus zwei Spuren. Die beiden unabhängigen Tests liefern den jeweiligen Signifikanzlevel

$$\begin{aligned} p_1 &= \alpha_1 \, , \\ p_2 &= \alpha_2 \, . \end{aligned} \qquad \text{(A.2)}$$

Der totale Signifikanzlevel $P_{Jet} = \alpha$ (d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass $p_1 p_2 < \alpha_1 \alpha_2$ ist) ist nun nicht $\alpha = \alpha_1 \alpha_2$. Dieser Fall würde nur eintreten, falls gleichzeitig $p_1 \leq \alpha_1$ und $p_2 \leq \alpha_2$ gilt.
Abbildung A.1 verdeutlicht die Situation für den Fall $\alpha_1 \alpha_2 = 0.1$. Die Wahrscheinlichkeit, dass $p_1 p_2 < \alpha_1 \alpha_2$ ist, ergibt sich nun einfach durch Integration unter der Kurve. Dies führt zu

$$\alpha = \alpha_1 \alpha_2 [1 - \ln(\alpha_1 \alpha_2)] \, . \qquad \text{(A.3)}$$

Es gilt $\alpha > \alpha_1 \alpha_2$. In unserem Beispiel ist $\alpha \approx 0.33$.

Man überzeugt sich leicht, dass für $N = 2$ die Gleichung A.1 mit Gleichung A.3 identisch ist.

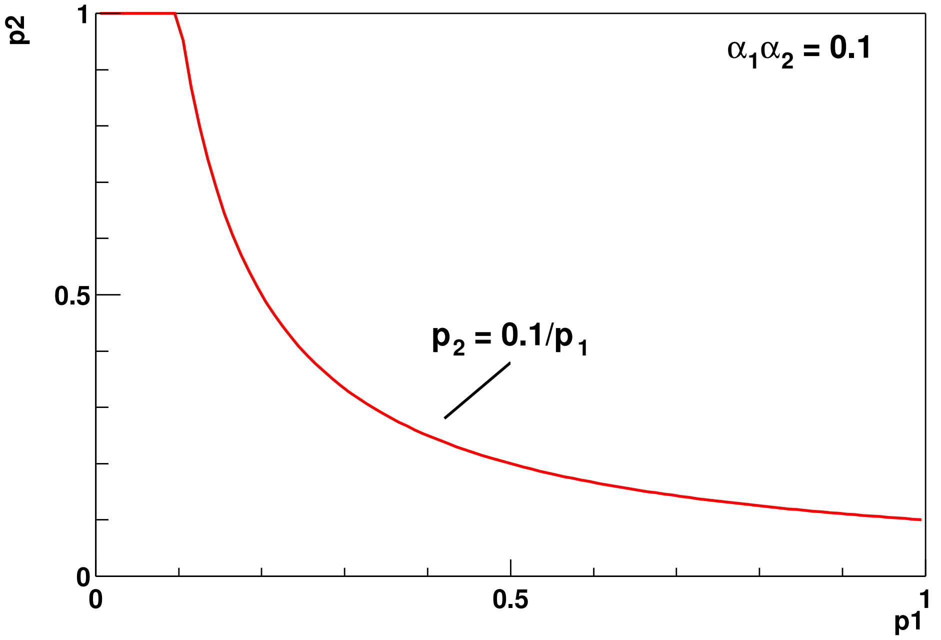

Abb. A.1: Kombination zweier unabhängiger statistischer Tests. Die Wahrscheinlichkeit, dass für p_1 und p_2 die Bedingung $p_1 p_2 \leq \alpha_1 \alpha_2$ erfüllt ist, ist durch das Integral unter der Kurve gegeben. In diesem Beispiel ist $\alpha_1 \alpha_2 = 0.1$ angegeben. Das Integral (Gl. A.3) liefert $\alpha \approx 0.33$.

B

ERGEBNISTABELLEN

ERGEBNISTABELLE DER MIP-METHODE

Schnittgrösse $-log_{10} P_{Jet\,1}\,cut$	Effizienz ϵ	Reinheit ρ	Ereignisse	PYTHIA
0	1	0.107 ± 0.002	13585	14758
2	0.30 ± 0.01	0.30 ± 0.01	1616	1581
4	0.21 ± 0.01	0.36 ± 0.02	940	941
6	0.09 ± 0.01	0.45 ± 0.03	336	332
8	0.04 ± 0.01	0.57 ± 0.04	124	122
10	0.02 ± 0.01	0.60 ± 0.06	64	65
12	0.01 ± 0.01	0.80 ± 0.10	15	17
14	0.005 ± 0.002	0.74 ± 0.14	8	10
16	0.001 ± 0.001	0.60 ± 0.26	3	4
18	0.001 ± 0.001	0.90 ± 0.37	2	1

Tab. B.1: Berechnete Effizienz und Reinheit in Abhängigkeit der Schnittgrösse $P_{Jet\,1}$ cut. Daneben ist die Anzahl der Ereignisse mit PYTHIA verglichen.

ERGEBNISTABELLE DER VR-METHODE

Schnittgrösse $Scut$	Effizienz ϵ	Reinheit ρ	Ereignisse	PYTHIA
0	0.71 ± 0.06	0.11 ± 0.02	421	416
1	0.53 ± 0.06	0.19 ± 0.03	174	180
2	0.40 ± 0.06	0.35 ± 0.06	70	73
3	0.31 ± 0.06	0.47 ± 0.08	39	43
4	0.23 ± 0.05	0.50 ± 0.09	29	29
5	0.17 ± 0.05	0.47 ± 0.10	24	23
6	0.14 ± 0.04	0.47 ± 0.12	19	19
7	0.10 ± 0.04	0.51 ± 0.14	16	13
8	0.08 ± 0.03	0.51 ± 0.16	15	10
9	0.05 ± 0.03	0.47 ± 0.18	11	7
10	0.04 ± 0.02	0.51 ± 0.22	8	5
11	0.04 ± 0.02	0.50 ± 0.23	7	5
12	0.03 ± 0.02	0.53 ± 0.26	6	4
13	0.03 ± 0.02	0.52 ± 0.28	5	3
14	0.02 ± 0.02	0.50 ± 0.33	3	2
15	0.01 ± 0.01	0.80 ± 0.42	1	1
16	0.01 ± 0.01	0.87 ± 0.51	1	1

Tab. B.2: Berechnete Effizienz und Reinheit in Abhängigkeit der Schnittgrösse S cut. Daneben ist die Anzahl der Ereignisse mit PYTHIA verglichen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] S. Frixione, “Theory versus experiments in heavy flavour production,” [arXiv:hep-ph/0111368].

[2] F. Sefkow, “Open beauty production,” J. Phys. G **28** (2002) 953 [arXiv:hep-ex/0109038].

[3] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], “Deep-inelastic inclusive e p scattering at low x and a determination of alpha(s),” Eur. Phys. J. C **21** (2001) 33 [arXiv:hep-ex/0012053].

[4] M. Gluck, E. Reya and M. Stratmann, “Probing the Parton Densities of Virtual Photons at ep Colliders,” Phys. Rev. D **54** (1996) 5515 [arXiv:hep-ph/9605297].

[5] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], “The H1 Detector At Hera,” Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[6] D. Pitzl *et al.*, “The H1 silicon vertex detector,” Nucl. Instrum. Meth. A **454** (2000) 334 [arXiv:hep-ex/0002044].

[7] M. Kausch-Blecken von Schmeling, “The silicon microvertex detector of the H1 experiment: Readout, event reconstruction, and studies on heavy quark decays,” DESY-THESIS-1998-033.

[8] S. Lüders, “A Measurement of the Beauty Production Cross Section via $B \to J/\Psi X$ at HERA,” Thesis, ETH Zurich (2001).

[9] J. Gassner, “Messung der Ortsauflösung des H1-Siliziumvertexdetektors,” Diploma Thesis, ETH Zurich (1996).

[10] A. Blondel und F. Jacquet, “Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe,” DESY-79-048, (1979) 37.

[11] C. F. von Weizsacker, “Radiation Emitted In Collisions Of Very Fast Electrons,” Z. Phys. **88** (1934) 612.

[12] E. J. Williams, “Nature Of The High-Energy Particles Of Penetrating Radiation And Status Of Ionization And Radiation Formulae,” Phys. Rev. **45** (1934) 729.

[13] M. Klasen, T. Kleinwort and G. Kramer, “Inclusive jet production in gamma p and gamma gamma processes: Direct and resolved photon cross sections in next-to-leading order QCD,” Eur. Phys. J. directC **1** (1998) 1 [arXiv:hep-ph/9712256].

[14] Ch. Berger, “Teilchenphysik: Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten,” Springer Verlag Berlin (2002).

[15] T. Sjoßtrand *et al.*, “High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1,” Computer Phys. Commun. 135 (2001) .

[16] M. Glück *et al.*, “Dynamical parton distributions of the proton and small x physics’,’ Z.Phys. **C67** (1995) 433.

[17] H. L. Lai *et al.*, “Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions,” Eur. Phys. J. **C12** (2000) 375-392.

[18] G.A. Schuler and T. Sjöstrand Z.Phys. C68 (1995) 607, Phys. Lett. **B376** (1996) 193.

[19] G. Altarelli and G. Parisi, “Asymptotic Freedom In Parton Language,” Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.

[20] T. Sjostrand and M. Bengtsson, “The Lund Monte Carlo For Jet Fragmentation And E+ E- Physics: Jetset Version 6.3: An Update,” Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.

[21] J. Meyer *et al.*, “Guide to simulation program H1SIM, internal H1 software package,” H1 Software Note No. 3 (1991).

[22] internal H1 software package

[23] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, “Longitudinally invariant K(t) clustering algorithms for hadron-hadron collisions,” Nucl. Phys. B **406** (1993) 187.

[24] H. Albrecht *et al.*, “A guide to PHAN, an H1 physics analysis package,” internal H1 software package.

[25] internal H1 software package.

[26] J. Ebert *et al.*, “HFS - a software package to cope with the Hadronic Final State,” http://www-h1.desy.de/iwork/iescale/hfs/hfs.html.

[27] E. Chabert *et al.*, "An updated PHAN package for cosmic and halomuon topological rejection in high Pt physics analysis," internal H1 software package, H1 internal note h1-1198-556 (1998).

[28] G. Frising, "Doktorarbeit," in Vorbereitung.

[29] S. Caron, "Jets in Photoproduction at HERA," DESY-THESIS-2002-035 (2002).

[30] P. Bate, "High Transverse Momentum 2-Jet and 3-Jet Cross Section Measurements in Photoproduction," Ph.D. thesis, Univ. of Manchester(1999).

[31] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], "A Precise measurement of $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to hadrons}$," Phys. Lett. B **313** (1993) 535.

[32] J. Gassner, "A Measurement of D-Meson Production at HERA by Decay Vertex Identification," Thesis, ETH Zurich (2002).

[33] internal H1 software package

[34] CERN Program Library Office, "CERNLIB-CERN Program Library Short writeups," (1996).

[35] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], "Measurement of the $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{hadron}$ branching ratio of the Z by double hemisphere tagging," Z. Phys. C **65** (1995) 555.

[36] D. Brown, M. Frank, "Tagging b hadrons using track impact parameters," ALEPH 92-135, PHYSICS 92-124 (1992).

[37] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], "Dijet cross-sections in photoproduction at HERA," Phys. Lett. B **348** (1995) 665 [arXiv:hep-ex/9502008].

[38] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], "Dijet angular distributions in photoproduction of charm at HERA," arXiv:hep-ex/0302025.

[39] W. T. Eadie, D. Dijard, F. E. James, M. Roos, B. Sadoulet, "Statistical Methods In Experimental Physics," North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1971).

Danksagung

Es ist mir eine Freude all denjenigen zu danken, die es mir ermöglicht haben diese Arbeit zu beginnen und zu Ende zu führen.
Bei Herrn Prof. Dr. Ch. Berger möchte ich mich für die Arbeitstellung, das Vertrauen und die hervorragende Betreuung bedanken. Herrn Prof. Dr. G. Flügge danke ich für die Übernahme des Koreferats.
Besonderer Dank gebührt Dr. Sascha Caron, Gilles Frising und Martin Wessels für die vielen nützlichen Diskussionen und das Korrekturlesen der Arbeit. Ein großes Dankeschön geht an die anderen Aachener Kollegen, die neben unermüdlicher Hilfsbereitschaft immer für ein angenehmes Zusammenarbeiten sorgten: Dr. Carlo Duprel, Thomas Kluge, Dr. Boris Leissner, Dr. Hans-Ulrich Martyn, Markus Stoye, Anja Vest, sowie die H1 Kollaboration insgesamt.

Bei Johannes Haller, Linus Lindfeld, Carsten Schmitz und allen anderen Hamburger Freunden bedanke ich mich für die abwechslungsreiche und tolle Zeit in Hamburg.
Daniela danke ich für die großartige Unterstützung, die wunderschöne gemeinsame Zeit und so vieles mehr.
Schließlich möchte ich mich bei meiner ganzen Familie bedanken, die mir eine tolle Studienzeit ermöglicht hat und mich immer in allen Belangen unterstützt hat.