

Untersuchung von Fragmentationseffekten
bei J/ψ -Ereignissen

Diplomarbeit

vorgelegt von

Martin Strahm

Universität Hamburg
II. Institut für Experimentalphysik

11. Januar 1993

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	5
1.1	HERA	6
1.2	Der H1 Detektor	7
1.2.1	Detektorkomponenten	9
1.2.2	Zentrale Driftkammern	12
1.2.3	Vorwärtsproportionalkammern	15
1.3	Der H1 Trigger	16
1.4	Computersimulation	17
2	J/ψ Produktion	19
2.1	Winkel und Impulse im Laborsystem	20
2.2	Winkel und Impulse im hadronischen System	24
2.3	Korrelationen von Winkel und Impuls bei J/ψ -Ereignissen	24
3	Fragmentation	28
3.1	Fragmentationsmodelle	28
3.2	Unabhängige Fragmentation	29
3.3	Lund Fragmentation	33
3.4	Fragmentation in J/ψ Ereignissen	36
3.4.1	Fragmentationssystem	39
3.4.2	Multiplizität der stabilen Teilchen	40
4	Ergebnisse	44
4.1	Untersuchung eines einzelnen Ereignisses	44
4.2	Ausgewählte Ereignisse	50
4.3	Fragmentationseffekte bei J/ψ -Ereignissen im koplanaren Trigger	54
4.4	Die Bedingungen für den topologischen Trigger	55
4.4.1	Triggereffizienz für $e p \rightarrow e J/\psi + \text{Hadronen}$	57
4.4.2	Ereignisse mit hoher Inelastizität und harten Gluonen	62
5	Zusammenfassung	69
	Literaturverzeichnis	71

Kapitel 1

Einführung

Eine der Zielsetzungen bei HERA ist die Bestimmung der Gluonstrukturfunktion des Protons. Die Gluonstrukturfunktion kann auf mehrere Weisen bestimmt werden. Eine Möglichkeit besteht darin, den Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\gamma g \rightarrow J/\psi g$ zu messen [Jung91a].

In HERA kollidieren Elektronen- und Protonenpakete etwa 10^7 Mal pro Sekunde. Man erwartet jedoch pro Jahr nur einige hundert Ereignisse, bei denen J/ψ erzeugt werden. Die Herausfilterung der J/ψ -Ereignisse geschieht in mehreren Stufen. .

Der erste Schritt dieser Filterung ist der Trigger, der entscheidet, ob ein Ereignis überhaupt gespeichert wird oder nicht. Er soll möglichst effektiv physikalisch interessante Ereignisse vom Untergrund trennen. Die häufigsten Untergrundereignisse sind Kollisionen von Protonen mit Restgas und Kollisionen von Protonen oder Elektronen mit der Strahlrohrwand.

Eine Schwierigkeit für den Trigger ist, daß die Entscheidung ob ein Ereignis gespeichert wird oder nicht, so schnell wie möglich getroffen werden muß, da die nächste Kollision von Elektronen und Protonen schon nach etwa 96 ns stattfindet. Damit diese Entscheidung schnell getroffen werden kann, werden einfache Signale verwendet. Eine einfache Bedingung, die Untergrund und speziell J/ψ -Ereignisse unterscheidet, ist die totale Teilchenzahl.

Damit ein Trigger sinnvoll aufgebaut werden kann, muß man eine gewisse Vorstellung davon haben, wie die Detektorsignale aussehen, die durch die J/ψ -Ereignisse erzeugt werden. Dazu werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen die Prozesse simuliert, die im H1-Detektor stattfinden.

Diese Programme lassen sich grob in drei Schritte unterteilen:

- i.) Die Erzeugung der Partonen in dem betrachteten Prozeß. Die Impuls- und Winkelverteilungen der Partonen beruhen meist auf theoretischen Formeln. Diese Partonen haben zum Teil Farbladung.
- ii.) Die Fragmentation, d.h. die Umwandlung der Teilchen mit Farbladung in farblose Teilchen, die im Detektor beobachtbar sind. Dieser Prozeß ist

bis heute nur wenig verstanden und wird durch Modelle beschrieben, die die Meßdaten reproduzieren, auch wenn sie nicht den tatsächlich stattfindenden Vorgängen entsprechen. Die Fragmentation hat einen großen Einfluß auf die Meßdaten (z.B. Multiplizität), da erst in diesem Schritt die beobachtbaren Teilchen entstehen.

- iii.) Der Flug der Teilchen durch den Detektor mit der Simulation der dabei stattfindenden Prozesse (z.B. Bremsstrahlung und Paarerzeugung), durch die schließlich die Detektorsignale erzeugt werden. Anschließend wird im Triggerschritt der Programme bestimmt, ob die Ereignisse vom Trigger akzeptiert werden oder nicht.

Die mit diesen Programmen gefundenen Ergebnisse werden u.a. dazu benutzt, den Trigger aufzubauen und weiter zu entwickeln.

In dieser Arbeit wird untersucht, wie sich die Fragmentation in J/ψ -Ereignissen auswirkt. Das geschieht zuerst anhand der Vierervektoren aller erzeugten Teilchen, d.h. es werden keine Detektoreffekte berücksichtigt. Anschließend werden die Daten nach der Detektorsimulation verwendet, um zu sehen, wie sich die Fragmentation auf den topologischen Trigger auswirkt.

1.1 HERA

	Sollwerte		Ist-Werte 1992	
	Elektron	Proton	Elektron	Proton
Teilchenenergie	30 GeV	820 GeV	26.7 GeV	820 GeV
Injektionsenergie	14 GeV	40 GeV	12 GeV	40 GeV
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$		$2.1 \cdot 10^{29} \text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$	
Teilchenstrom	60 mA	160 mA	2.3 mA	2 mA
Teilchen pro Bunch	$3.5 \cdot 10^{10}$	10^{11}	$3 \cdot 10^{10}$	$2.6 \cdot 10^{10}$
Zahl der Bunche	210	210	10	10

Tabelle 1.1: Einige Parameter von HERA [Desy91,H1EP,Felt92]

Der Speicherring HERA bei DESY in Hamburg ist weltweit der erste, in dem Elektronen und Protonen beschleunigt werden. Er befindet sich in einem ringförmigen Tunnel mit 6.3 km Umfang.

Elektronen und Protonen laufen in zwei getrennten Ringen um, die an vier Wechselwirkungspunkten zusammengeführt werden. Zur Zeit stehen an zwei Wechselwirkungspunkten Detektoren, H1 und ZEUS.

Um die Protonen mit 820 GeV Energie auf der Kreisbahn zu halten, werden supraleitende Dipolmagnete mit einer Feldstärke von 4.7 T verwendet, die mit flüssigem Helium auf 4.3 K gekühlt werden.

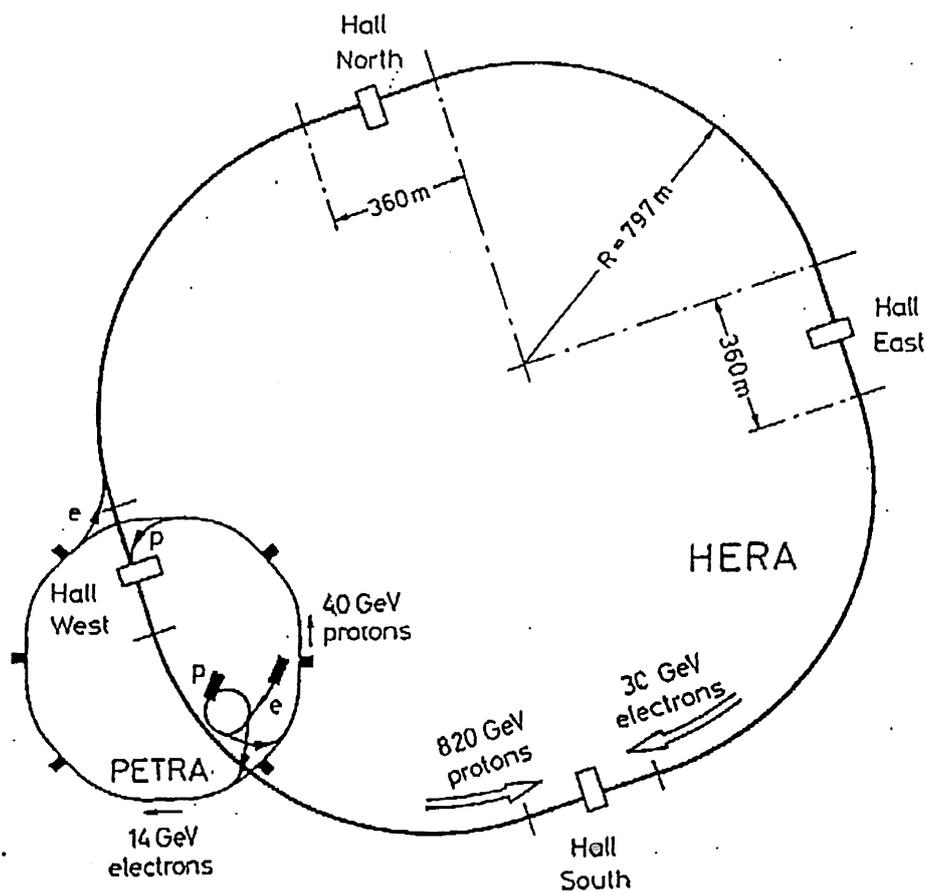


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger

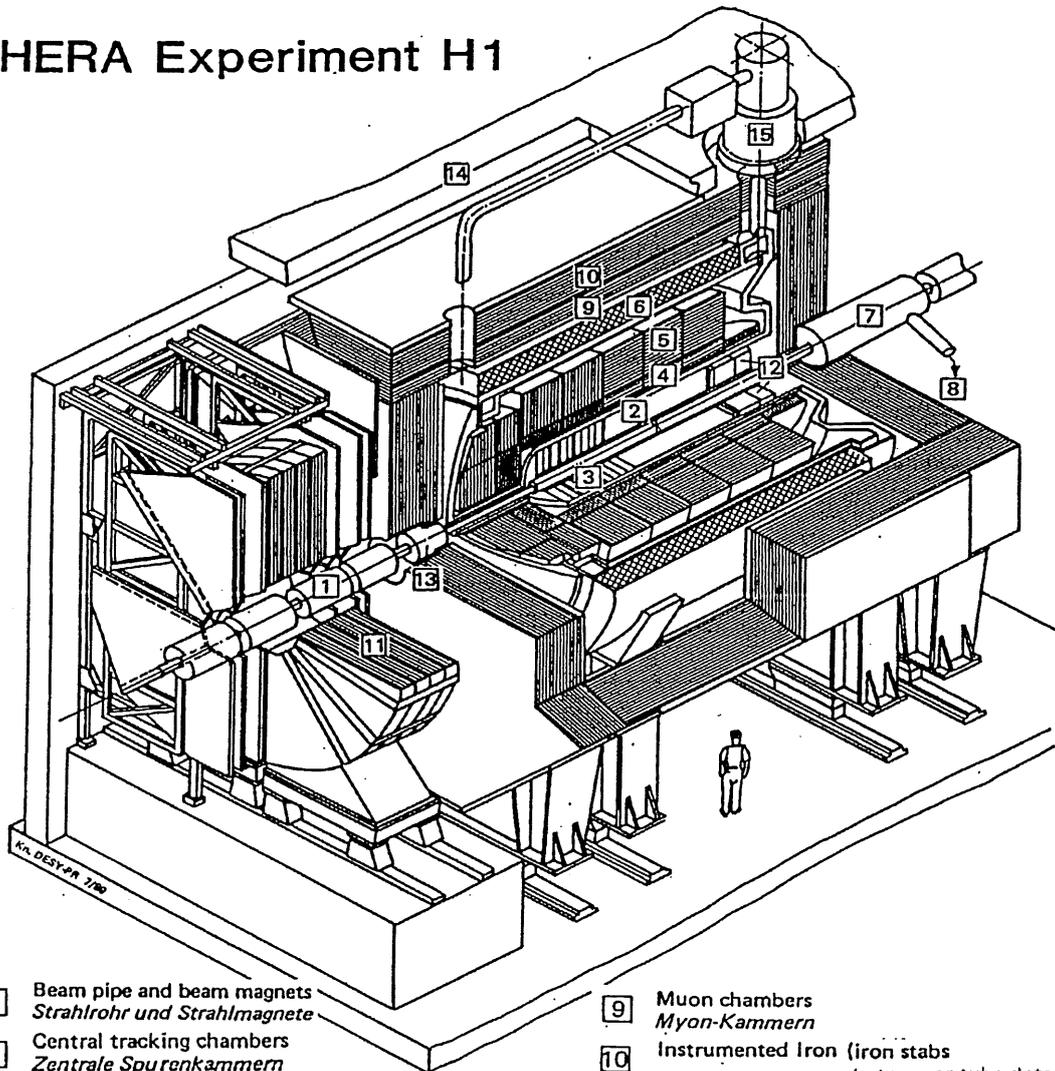
Abbildung 1.1 zeigt das Injektionsschema von HERA. Die wichtigsten Parameter von HERA sind in Tabelle 1.1 aufgelistet. Die Daten, die in der Zeit von Juli 1992 bis Mitte November 1992 genommen wurden, entsprechen einer integrierten Luminosität von etwa 30 nb^{-1} .

1.2 Der H1 Detektor

Abbildung 1.2 zeigt eine Diagonalansicht des H1 Detektors. Wie die meisten Detektoren für Hochenergieexperimente, ist er aus mehreren verschiedenen Komponenten zusammengesetzt, damit die Teilchen, die bei einem Ereignis erzeugt werden, so gut wie möglich gemessen und identifiziert werden können. Die wichtigsten Komponenten des Detektors sind Spurkammern und das Kalorimeter. In den Spurkammern werden die Winkel und Impulse der Teilchen bestimmt und im Kalorimeter die Energie elektromagnetischer oder hadronischer Schauer.

Um möglichst alle Teilchen zu beobachten, muß der Detektor so weit wie möglich den gesamten Raumwinkel mit Spurkammern und Kalorimeter abdecken.

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|--|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented Iron (iron stabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |

Abbildung 1.2: Der H1 Detektor

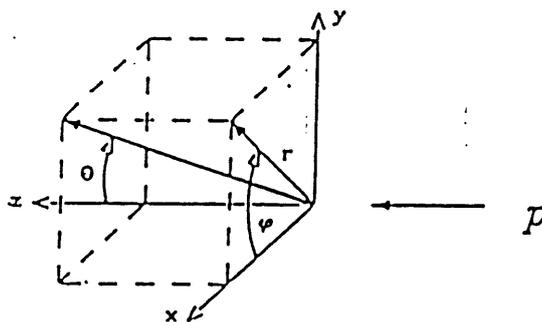


Abbildung 1.3: Das H1 Koordinatensystem

Weil die Protonen bei HERA mit 820 GeV eine wesentlich höhere Energie haben als die Elektronen mit 30 GeV, ist der H1 Detektor asymmetrisch aufgebaut. In Protonenrichtung sind zusätzliche Komponenten eingebaut, um die vor allem in Protonenrichtung fliegenden Teilchen zu registrieren.

Das Koordinatensystem, das im allgemeinen bei H1 verwendet wird, ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Die positive z-Achse ist durch die Protonenrichtung festgelegt, die y-Achse zeigt senkrecht nach oben und die x-Achse liegt horizontal.

1.2.1 Detektorkomponenten

Teilchen, die bei Elektron-Proton-Kollisionen entstehen, durchqueren von innen nach außen folgende Komponenten:

Strahlrohr

Im innersten befindet sich das Strahlrohr 1¹, in dem die Kollision von Proton und Elektron stattfindet. Es hat am Wechselwirkungspunkt einen Durchmesser von etwa 20 cm. Sein Einfluß auf die Ereignisse muß nur insofern in Betracht gezogen werden, als alle Teilchen erst durch die Strahlrohrwand durch müssen, bevor sie in die erste Detektorkomponente kommen. Um die dabei auftretende Vielfachstreuung gering zu halten, muß die Wand möglichst dünn sein und aus einem Material mit einer großen Strahlungslänge (Aluminium) bestehen. Der Einfluß der Vielfachstreuung auf die Meßergebnisse muß auch bei allen anderen Komponenten beachtet werden.

¹Die Zahlen in den Kästchen beziehen sich auf die Nummerierung in Abbildung 1.2

Zentrale Spurkammern

Mit Hilfe der zentralen Spurkammern [2] werden die Spuren der Teilchen gemessen, die in einem Polarwinkelbereich von 25 bis 155 Grad erzeugt werden (siehe Abbildung 1.3). Die wichtigsten Komponenten der zentralen Spurkammern (siehe auch Abbildung 1.4) sind zwei Driftkammern (CJC1, CJC2), in denen vor allem Azimutwinkel und Krümmungsradius der Teilchenbahnen gemessen werden. Zusätzlich gibt es noch zwei z-Driftkammern (CIZ, COZ), die die Auflösung in z-Richtung erhöhen. Die beiden Proportionalkammern (CIP, COP) dienen hauptsächlich dem Triggern von Ereignissen, da sie schneller Signale liefern als die Driftkammern.

Vorwärtsspurkammern

Die Vorwärtsspurkammern [3] erweitern den Polarwinkelbereich, in dem Spuren geladener Teilchen beobachtet werden können, in den Bereich kleiner Winkel bis etwa 5 Grad. Sie bestehen aus drei identischen Supermodulen. Jedes dieser Supermodule enthält zwei unterschiedlich aufgebaute Driftkammern, einen Übergangsstrahlungsdetektor und eine Proportionalkammer. Der Azimutwinkel von Spuren wird mit der höchsten Genauigkeit in den „radialen“ Driftkammern gemessen, wohingegen die „planaren“ Driftkammern dazu bestimmt sind, den Polarwinkel so genau wie möglich zu bestimmen.

Kalorimeter

Das Kalorimeter deckt im Polarwinkelbereich $4 < \vartheta < 150$ den gesamten Azimutwinkel ab. Es besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter [4] und aus einem hadronischen Kalorimeter [5]. Beides sind Sampling-Kalorimeter, d.h. Absorption und Nachweis findet in verschiedenen Materialien statt. Das Absorptionsmaterial für das elektromagnetische Kalorimeter ist Blei und für das hadronische Stahl. Zum Nachweis der Schauer wird flüssiges Argon verwendet. Die Schauerteilchen bilden im Argon Elektron-Ionenpaare, deren Gesamtzahl der Energie der ursprünglichen Teilchen nahezu proportional ist. Das Kalorimeter wird über 45 000 Kanäle² ausgelesen.

Magnetspule

Das Kalorimeter ist von einer supraleitenden Spule [6] umgeben, die in ihrem Inneren ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1.2 Tesla erzeugt. Das Magnetfeld verursacht eine Spurkrümmung der geladenen Teilchen. Der Krümmungsradius hängt vom Impuls der Teilchen ab, daher kann aus dem Krümmungsradius der Impuls der Teilchen bestimmt werden.

²Mehr Kanäle bedeuten eine bessere Ortsauflösung, aber auch einen höheren elektronischen Aufwand

Myonkammern und Eiseninstrumentierung

Außerhalb der Magnetspule befindet sich das Eisenjoch mit der Eiseninstrumentierung [10] und den Myonkammern [9]. Das Eisen dient der Rückführung des magnetischen Flusses. Es ist longitudinal segmentiert, und in den Schlitzen befinden sich Streamerkammern, die der Myon Identifikation dienen. Außerdem werden diejenigen hadronischen Schauern registriert, die aus dem Kalorimeter herauslecken (das hadronische Kalorimeter hat nur eine Dicke von etwa 6–9 Strahlungslängen).

Myon-Toroid-Magnet

Um Impulse von besonders energiereichen Myonen in Vorwärtsrichtung bestimmen zu können, gibt es den Myon-Toroid-Magneten [11]. Er befindet sich in Vorwärtsrichtung, außerhalb des instrumentierten Eisens und deckt einen Polarwinkelbereich von 5 bis 20 Grad ab. Die Myonen werden dort in einem Driftkammersystem detektiert, das von einem eigenen Magnetfeld durchsetzt ist.

Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter

Nahe dem Strahlrohr, im Rückwärtsbereich des Detektors, befindet sich ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter [12]. Es überdeckt den Winkelbereich von 150 bis 176 Grad und ergänzt damit das flüssig Argon Kalorimeter. In diesem Bereich ist häufig das gestreute Elektron anzutreffen. Für die Bestimmung der Kinematik (Impulsübertrag durch das virtuelle Photon) der Ereignisse ist es wichtig, den Winkel und Impuls des gestreuten Elektrons zu bestimmen.

Vorwärts-Kalorimeter

Das Plugkalorimeter [12] ermöglicht es, Energien von Teilchen zu erfassen, die nur 1.5 bis 4 Grad von der Protonrichtung abweichen. Es besteht aus mehreren Lagen Kupfer und Siliziumdetektoren.

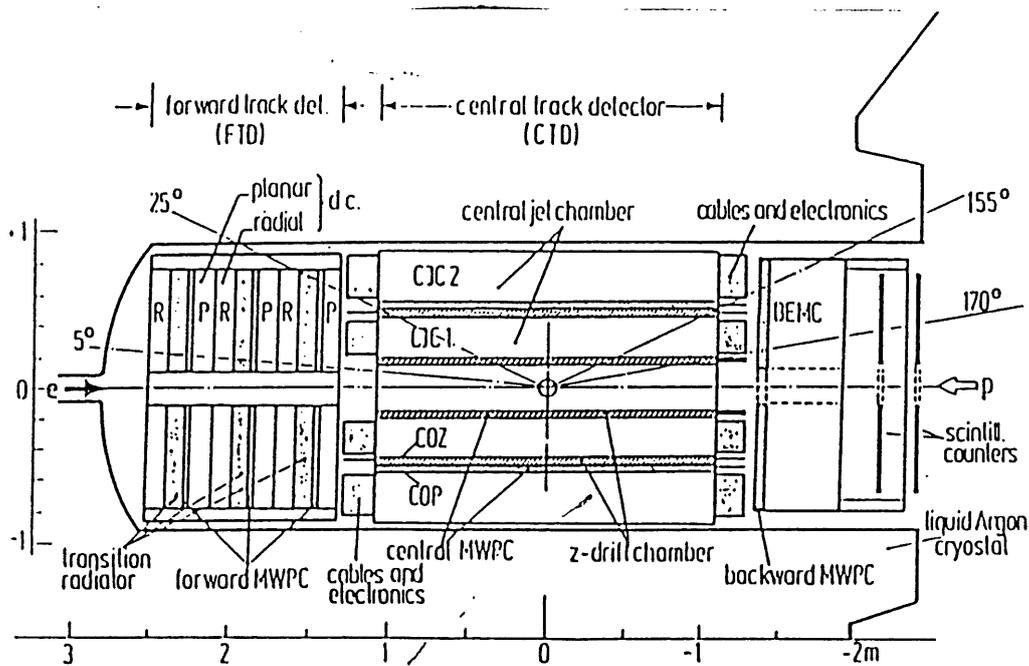


Abbildung 1.4: Die Spurkammern des H1 Detektors[Bür87a]

1.2.2 Zentrale Driftkammern

Die innere Driftkammer (CJC1) (Abbildung 1.5 zeigt einen Querschnitt) besitzt die Form einer ungefähr 2 Meter langen Zylinderröhre, deren innerer Radius etwa 20cm und der äußere 45cm beträgt. Sie ist in φ in 30 Zellen unterteilt. Diese Zellen sind um 30 Grad gegenüber der radialen Richtung gekippt, um den Lorentzwinkel³ zu kompensieren. Jede Zelle enthält 24 Signaldrähte, zwischen denen sich je 2 Potentialdrähte befinden.

Die äußere Begrenzung der 30 Zellen wird durch Kathodendrähten gebildet.

Die äußere Driftkammer (CJC2) ist ebenso aufgebaut wie die innere, die von ihr umschlossen wird. Der innere Radius beträgt etwa 50cm und der äußere 85cm. Sie ist in φ in 60 Zellen unterteilt.

Der Driftkammertrigger vergleicht das Muster der angesprochenen Drähte mit vorgegebenen Mustern, die Spurkandidaten mit einem $p_t > 400\text{MeV}$ repräsentieren. Solche Vergleichsmuster erhält man durch Simulation von Teilchenspuren. Übereinstimmende Muster werden als Spuren interpretiert.

³Der Lorentzwinkel ist der Winkel zwischen der Richtung der Driftgeschwindigkeit und dem elektrischen Feld. Er hängt vom Magnetfeld, vom elektrischen Feld und von der Gasmischung in der Driftkammer ab.

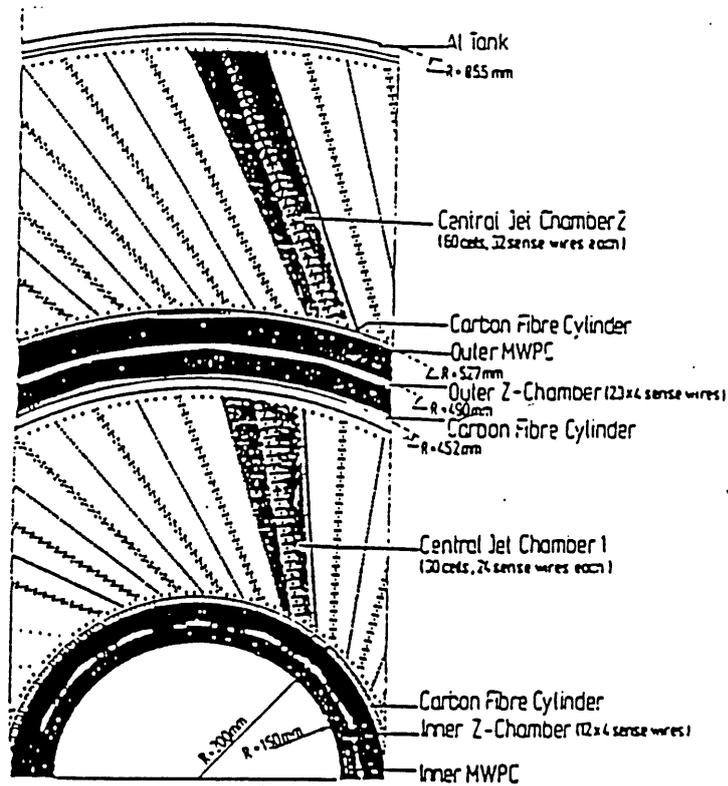


Abbildung 1.5: Ausschnitt aus den zentralen Spurkammern. Blick senkrecht zum Strahlrohr [Bür87b]

	CJC1	CJC2
innerer Radius	200.0 mm	526.5 mm
äußerer Radius	451.5 mm	855.0 mm
Länge	2230.0 mm	2230.0 mm
Anzahl der Zellen pro Zelle	30	60
... Signaldrähte	24	32
... Potentialdrähte	50	66
... Felddrähte	10	10
... Kathodendrähte	49	65

Tabelle 1.2: Einige Parameter der inneren und äußeren zentralen Driftkammern

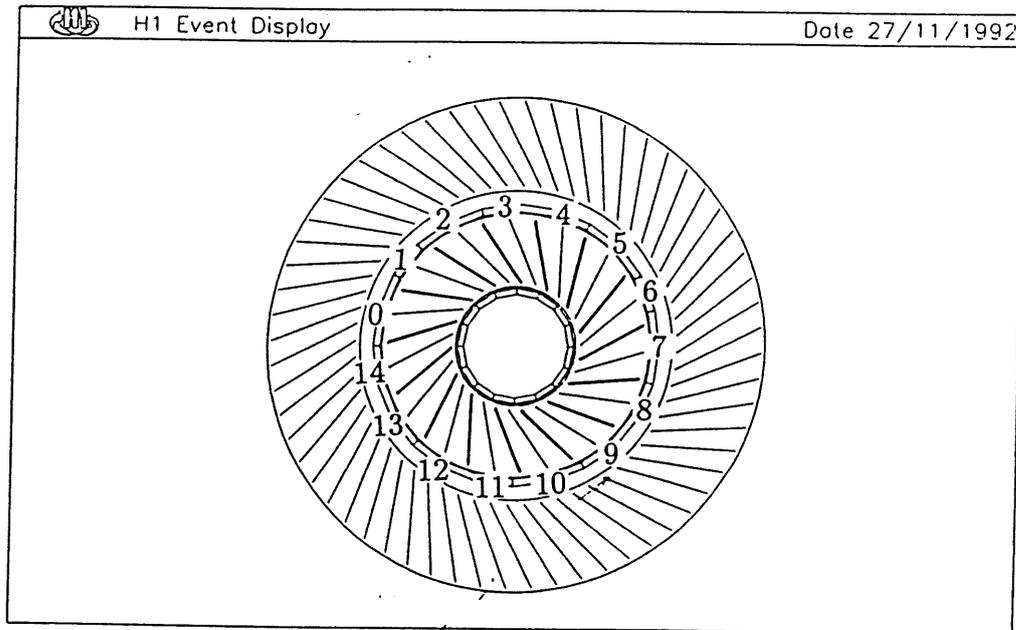


Abbildung 1.6: Nummerierung der φ -Segmente für den Driftkammertrigger

Je zwei der inneren Driftkammerzellen sind für den Driftkammertrigger zu einem φ -Segment zusammengefaßt, deren Nummerierung in Abbildung 1.6 zu sehen ist. In jedem φ -Segment können mehrere Spuren gefunden werden. Diese Spuren werden gezählt. Das geschieht getrennt für positiv und negativ gekrümmte Spuren und für Spuren oberhalb zweier programmierbarer Werte für den Transversalimpuls. Als niedrige Schwelle werden etwa 450 GeV und als hohe Schwelle 800 GeV verwendet. Außerdem kann eine topologische Korrelation zwischen zwei Spuren programmiert werden.

Im Detektorsimulationsprogramm H1SIM werden u.a. folgende Werte in die BOS-Bank CTJ1 eingetragen:

- Zahl der Spuren: total
- Zahl der Spuren: positive Krümmung & kleiner Impuls
- Zahl der Spuren: positive Krümmung & großer Impuls
- Zahl der Spuren: negative Krümmung & großer Impuls
- Zahl der Spuren: negative Krümmung & kleiner Impuls
- Die φ -Segmente, durch die Spuren führen — unabhängig vom Transversalimpuls und der Krümmung

Für den topologischen Trigger wird die totale Anzahl der Spuren und die φ -Segmente, durch die eine Spur geht, verwendet.

1.2.3 Vorwärtsproportionalkammern

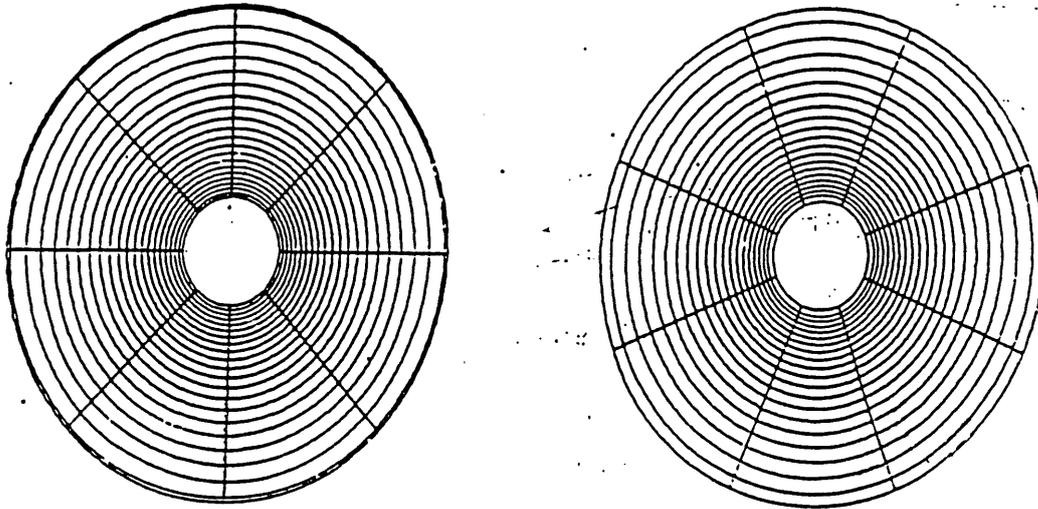


Abbildung 1.7: Die Anordnung der Kathodenplatten der Vorwärtsproportionalkammern [Grä87]

Die drei vorderen Proportionalkammern haben die Form eines flachen Zylinders. Sie sind etwa 40mm dick. Ihr aktiver Bereich reicht von Radien $r=165\text{mm}$ bis $r=750\text{mm}$.

In z -Richtung sind sie in je zwei Kammern unterteilt. Die Kathodenebenen der beiden Kammern bestehen aus einer dünnen Folie, die in φ in 8 Segmente und in r in 21 bzw. 20 Segmente unterteilt ist (Abbildung 1.7).

Die φ -Segmente der drei Kathodenebenen in einem Modul sind so gegeneinander versetzt, daß sich die 8 φ -Segmente überlappen und man in φ 16 Winkelbereiche erhält.

Der Trigger für die vorderen Proportionalkammern verknüpft die Signale aus den drei Modulen miteinander. Spuren, die aus dem Ereignisvertex kommen, können dann sogenannte „Straßen“ ansprechen lassen. Wegen der Größe der einzelnen Segmente in r und φ sind diese „Straßen“ nur ein grobes Muster der wirklichen Spuren. Jeder dieser „Straßen“ entspricht ein Polar- und Azimutwinkel.

Im Simulationsprogramm H1SIM wird für jedes der 16 φ -Segmente in die BOS-Bank FTRA eingetragen, welche Straßen in ϑ getroffen wurden.

1.3 Der H1 Trigger

Im H1 Detektor treffen Elektronen- und Protonenpakete alle 96 ns aufeinander. Wenn man alle Ereignisse auslesen wollte, müßten alle Detektordaten mit 10.4 MHz ausgelesen und auf Magnetbänder geschrieben werden. Dies ist wegen der großen Datenmenge nicht möglich. Es ist ohnehin nicht sinnvoll, alle Ereignisse vollständig auszuwerten, da bei den meisten Kollisionen der Elektronen- und Protonenpakete im Detektor nur Untergrundprozesse oder auch nichts zu beobachten ist.

Die Aufgabe des Trigger ist es, bevor die Ereignisse auf Magnetbändern gespeichert werden, so gut wie möglich physikalisch interessante von Untergrundereignissen zu trennen. Um einerseits kurze Totzeiten zu haben und andererseits eine gute Selektion zu erhalten, ist der H1-Trigger in 4 Stufen unterteilt. Die Zeit, die eine Triggerstufe benötigt, um eine Entscheidung zu treffen, steigt von L1 bis L4 an und richtet sich nach der Verfügbarkeit von Detektorsignalen. Gleichzeitig wird die Ereignisrate von 10MHz auf einige Hertz reduziert. Die Informationen, die den einzelnen Triggerstufen zur Verfügung stehen, sind zum Beispiel:

- Die Zahl von „Teilchenspuren“.⁴
- Die im Kalorimeter deponierte Energie.
- Die Signifikanz des Wechselwirkungspunkts.

Die einzelnen Triggerstufen werden hier kurz beschrieben:

- L1** Der L1-Trigger ist ein Hardwaretrigger. Er hat keine Totzeit. Um dies zu erreichen, ist er als 24-stufiger Pipelinetrigger aufgebaut. D.h. er liest neue Informationen ein, bevor die alten ausgewertet sind. Der L1-Trigger braucht $2.3\mu s$ um eine Entscheidung zu treffen. Daher müssen die Daten von 24 Ereignisse vollständig in der Pipeline zwischengespeichert werden. Falls ein Ereignis alle nötigen Bedingungen erfüllt, gibt der Trigger das Signal „L1-keep“. Dieses Signal stoppt die Pipeline nach einer bestimmten Zeitspanne, nachdem die Kollision stattgefunden hat. Gleichzeitig wird der L2-Trigger gestartet.
- L2** Der L2-Trigger benötigt $20\mu s$ um zu entscheiden, ob ein Ereignis weiterbearbeitet werden soll oder als Untergrund anzusehen ist. In dieser Zeit können keine weiteren Ereignisse getriggert werden (Totzeit). Ein „L2-reject“ löscht alle Pipelines und startet die Ausleseelektronik neu. Ein

⁴Unter „Spur“ ist je nach Triggerstufen etwas anderes zu verstehen: Der L1-Trigger kann nur auswerten ob in bestimmten Detektorsegmenten Teilchen registriert wurden. Im L4-Trigger werden die Teilchenspuren hingegen vollständig rekonstruiert.

„L2-keep“ Signal führt dazu, daß das Ereignis vollständig ausgelesen und dem L3-Trigger zugeführt wird.

- L3** Im Gegensatz zu den beiden vorigen ist die Stufe L3 ein Softwaretrigger. Hier können die Daten von mehreren Detektorkomponenten miteinander verknüpft werden. Er hat allerdings noch keinen Zugriff auf die vollständigen Ereignisdaten.
- L4** Der L4-Trigger hat die vollständigen Ereignisdaten zur Verfügung und arbeitet asynchron zum restlichen Teil des Triggers. Er fällt die Entscheidung, ob ein Ereignis auf Magnetbänder gespeichert wird, um später ausgewertet zu werden.

In dieser Arbeit wird ein „topologische Trigger“ untersucht. Das ist ein L1-Trigger, der J/ψ -Ereignisse triggern soll. Dabei wird ausgenutzt, daß die Photon-Gluon-Fusions Ereignisse, bei denen J/ψ entstehen, eine geringe Multiplizität haben und die Myonen, in die das J/ψ zerfällt, in transversaler Richtung nahezu entgegengesetzt auseinanderfliegen. Der Trigger verwendet Daten, die von der zentralen Driftkammer und den vorderen Proportionalkammern geliefert werden. Er verlangt zwei Spuren mit hinreichender Koplanarität und daß die Multiplizität ein Maximum nicht überschreitet.

1.4 Computersimulation

Bei der Kollision von Elektronen und Protonen in HERA entstehen im allgemeinen viele Teilchen, die wie in Kapitel 1.2 beschrieben, durch ein komplexes Detektorsystem nachgewiesen werden. Um das Ansprechverhalten des Detektors zu verstehen, werden im allgemeinen detaillierte Monte Carlo Simulationen gemacht. Die Simulation wird in der Regel in drei Schritte unterteilt:

Der Ereignisgenerator EPJPSI

Der erste Schritt in der Computersimulation ist die Bestimmung der Viererimpulse der auslaufenden Partonen. In dieser Arbeit wird der Ereignisgenerator EPJPSI verwendet [Jung90,Jung91b]. Durch dieses Programm werden die Vierervektoren von J/ψ -Ereignissen erzeugt. Dieser Vorgang ist in drei Schritte unterteilt:

- i.) Das einlaufende Elektron strahlt ein Photon ab.
- ii.) Das einlaufende Proton strahlt ein Gluon ab, dabei spaltet sich der Protonrest in ein Diquark und ein Quark auf.
- iii.) Die Photon-Gluon-Fusion, d.h. $\gamma g \rightarrow J/\psi g$.

Die auf diese Weise erzeugten Vierervektoren der Teilchen und einige andere Daten werden in einen Datensatz⁵ geschrieben.

Das Fragmentationsprogramm JETSET

Die bei der Photon-Gluon-Fusion entstandenen Partonen sind zum Teil keine reellen Teilchen. Quark, Diquark und Gluon tragen Farbladung und müssen in farblose Teilchen umgewandelt werden, die eventuell weiter zerfallen. Das geschieht im Fragmentationsprogramm JETSET [Sjö85,Sjö87,Jet73]. In JETSET besteht die Möglichkeit, zwischen unter anderem unabhängiger Fragmentation und Lund String Fragmentation zu wählen.

Der Zerfall instabiler Teilchen, z.B. des J/ψ wird ebenfalls in diesem Programm durchgeführt. Es kann gewählt werden, ob das J/ψ in e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ oder in Hadronen zerfällt.

Das Detektorsimulationsprogramm H1SIM

Nachdem die Vierervektoren der stabilen Teilchen vorliegen, durchlaufen sie das Detektorsimulationsprogramm. Die Simulation ist in drei Schritte unterteilt:

GEANT: Dieses Unterprogramm simuliert die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie des Detektors und die Wirkung des Magnetfeldes. Dazu wird der Detektor in kleine Volumenelemente unterteilt und die Spur jedes einzelnen Teilchens durch diese Volumenelemente verfolgt. Dadurch entstehen z.B. im Kalorimeter durch Bremsstrahlung und Paarbildung elektromagnetische Schauer.

DIGI: In diesem Programmschritt wird die Wechselwirkung der Teilchen mit den sensitiven Volumenbereichen des Detektors simuliert. Wenn bestimmte Kriterien, die durch Testmessungen an Prototypen bestimmt wurden, erfüllt sind, wird in den entsprechenden Volumenbereichen ein Signal erzeugt. Die erzeugten Signale sollen weitgehend denen entsprechen, die bei echten Daten geliefert werden.

TRIG: Im letzten Programmschritt wird der Trigger simuliert. Er verwendet die Detektorsignale des DIGI Schrittes um festzustellen, ob ein Ereignis die Bedingungen erfüllt, um getriggert zu werden.

Eine Besonderheit des Programms H1SIM besteht darin, daß die einzelnen Programmschritte eigenständige Komponenten sind, die einzeln ausgeführt werden können. Ein komplett simulierter Datensatz kann erneut den Triggerschritt mit neuen Triggerbedingungen durchlaufen, ohne daß zuerst Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie des Detektors simuliert werden muß.

⁵Bei H1 werden sogenannte BOS-Banken verwendet. Eine standardisierte Form, um Ereignisdaten zu speichern, so daß sie von anderen Programmen wieder eingelesen werden können.

Kapitel 2

J/ψ Produktion

Gegenstand dieser Arbeit sind durch Photon-Gluon-Fusion erzeugte J/ψ -Ereignisse. Dieser Prozeß wird durch den Feynmangraphen in Abbildung 2.1 beschrieben. Das einlaufende Elektron strahlt ein Photon ab. Ein Quark des Protons strahlt ein Gluon ab, welches mit dem Photon zusammen ein $c\bar{c}$ Paar bildet. Die Photon-Gluon-Fusion kann zum Colour Singlet Modell erweitert werden. Das heißt, das $c\bar{c}$ Paar geht durch Abstrahlung eines Gluons in ein Farbsinglett über und bildet den gebundenen Zustand, das J/ψ Meson. Die auslaufenden Teilchen sind das gestreute Elektron, das abgestrahlte Gluon, das J/ψ , das Quark und ein Diquark.

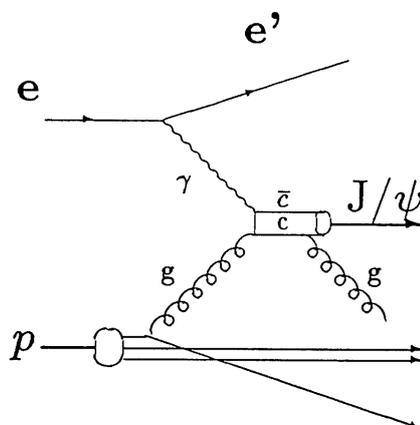


Abbildung 2.1: Erzeugung von J/ψ mit Photon-Gluon-Fusion

Der totale Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion beträgt etwa $\sigma \approx 8.3 \text{ nb}$ [Jung91a]. Besonders leicht sind diejenigen Ereignisse zu identifizieren, bei denen das J/ψ in zwei Myonen zerfällt. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten des J/ψ sind [PDG92]:

$J/\psi \rightarrow \text{Hadronen}$	$(86.0 \pm 2.0) \%$
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	$(6.27 \pm 0.20) \%$
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(5.97 \pm 0.25) \%$

2.1 Winkel und Impulse im Laborsystem

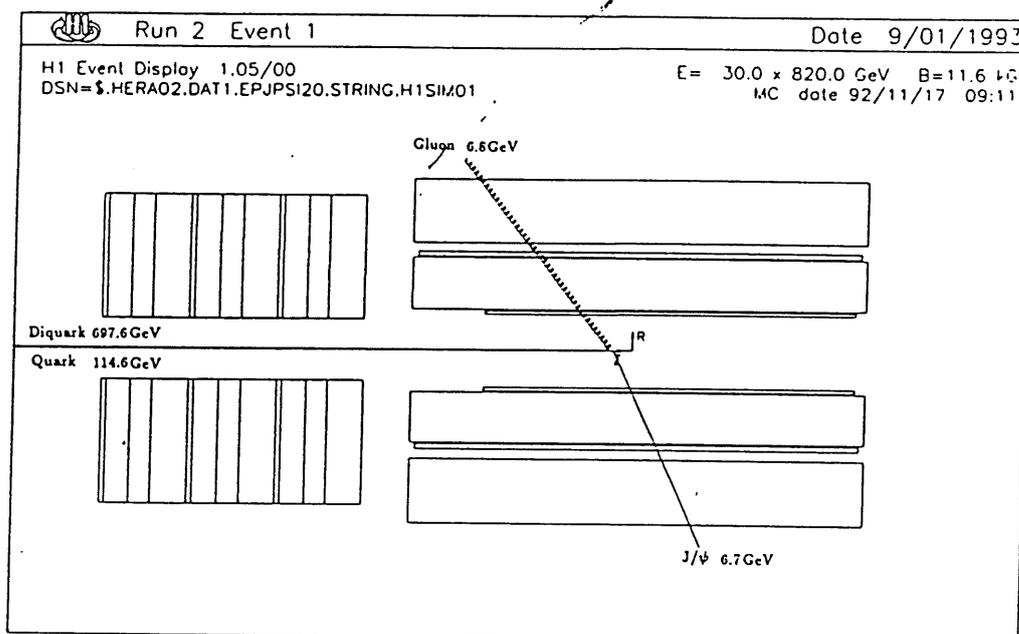


Abbildung 2.2: Ein Schnitt durch die Drift- und Proportionalkammern des H1 Detektors. Eingezeichnet sind die Impulsvektoren von Gluon, Quark, Di-quark und J/ψ .

Abbildung 2.2 zeigt einen Längsschnitt durch den inneren Teil des H1 Detektors. Man kann die vorderen und zentralen Drift- und Proportionalkammern erkennen. Außerdem sind die Impulse der auslaufenden Teilchen vor der Fragmentation zu sehen.

Wie man an den im folgenden gezeigten Winkel- und Impulsverteilungen sehen wird, ist dies ein wenig typisches Ereignis. Es ist hier abgebildet, weil es zu speziellen Untersuchungen verwendet wurde.

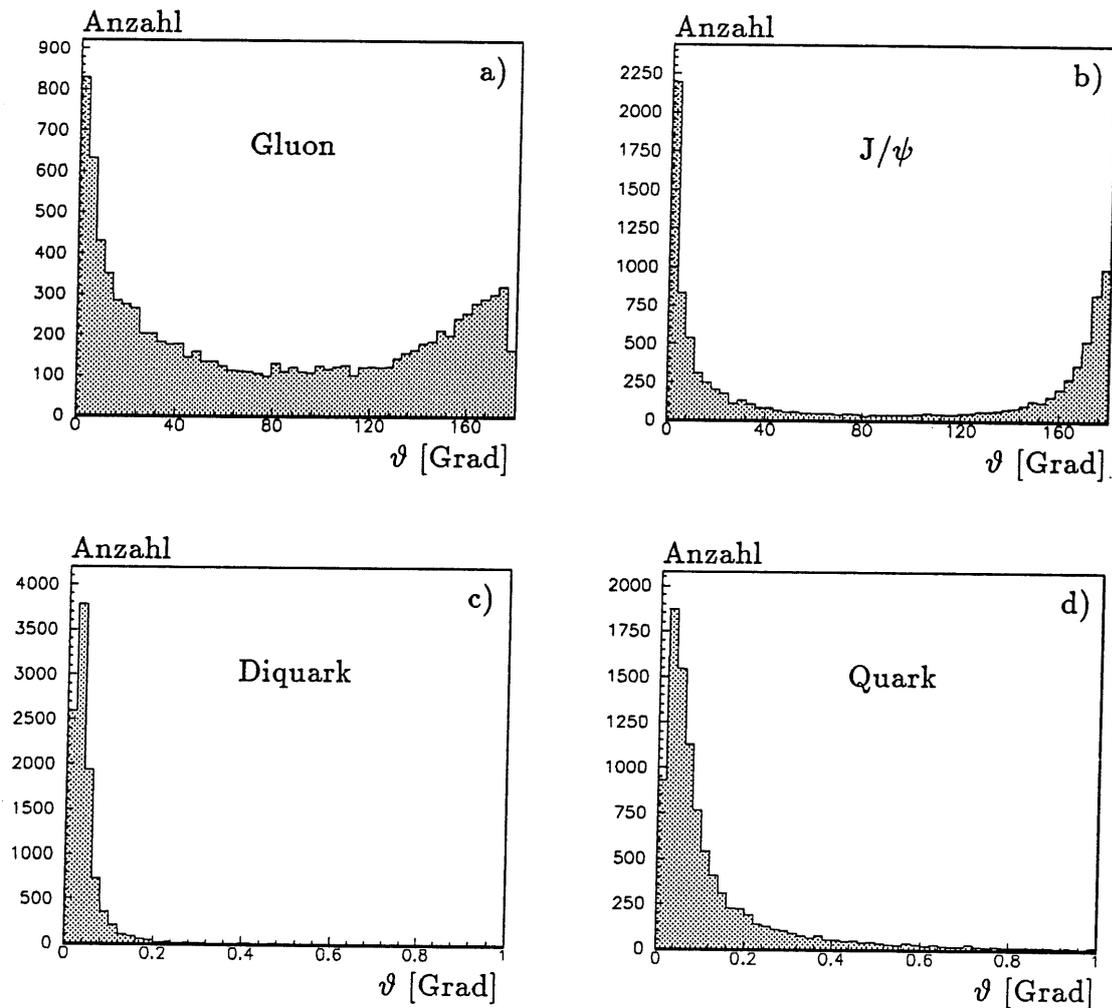


Abbildung 2.3: Winkelverteilung von a) Gluonen, b) J/ψ , c) Diquarks, d) Quarks. (10 000 Einträge pro Histogramm)

Winkelverteilung der Partonen

In Abbildung 2.3 sind die Winkelverteilung der auslaufenden Partonen im Laborsystem zu sehen. Etwa 50% der Gluonen (Abbildung a)) haben einen Polarwinkel $28 \leq \vartheta < 153$. Dies ist der Bereich, der durch die zentralen Driftkammern abgedeckt ist.

Abbildung b) zeigt, daß nur etwa 20% der J/ψ in die zentralen Driftkammern gehen würden. Die J/ψ zerfallen jedoch schon, bevor sie das Strahlrohr durchqueren. Interessanter ist daher zu sehen, wohin die Zerfallsleptonen fliegen. Von den Myonen, die aus dem J/ψ entstehen, haben 54% einen Polarwinkel

ϑ mit $28 \leq \vartheta < 153$.

Die Histogramme in Abbildung c) und d) zeigen die Winkelverteilung von Diquarks und Quarks. Dabei ist zu beachten, daß nur der Bereich von 0 bis 1 Grad aufgetragen wurde. Weder Diquark noch Quark haben eine Chance, in den Detektor zu gelangen. Aber auch bei diesen Teilchen ist es nicht wichtig, welchen Winkel ihre Impulse haben, sondern in welchen Winkelbereich die Fragmentationsprodukte fliegen. Es ist nicht möglich, für ein einzelnes Teilchen festzustellen, ob es ein Fragmentationsprodukt des Diquarks, Quarks oder Gluons ist. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Ereignissen verlassen etwa 30% der Fragmentationsprodukte von Diquark, Quark und Gluon das Strahlrohr und gelangen in den Detektor.

Die Azimutwinkel von J/ψ , Diquark, Quark und Gluon sind gleichverteilt.

Impulsverteilung der Partonen

Die Verteilung der Impulse der Gluonen ist in Abbildung 2.4a) zu sehen, sie hat ihr Maximum bei 0 GeV. Zu höheren Werten hin fällt die Verteilung stark ab. Etwa 50% der Gluonen haben einen Impuls von mehr als 1.0 GeV.

Abbildung 2.4b) zeigt das Energiespektrum der J/ψ . Das Spektrum hat sein Maximum ebenfalls bei $p = 0$ GeV und fällt exponentiell ab. Nur 20% der J/ψ haben einen Impuls von mehr als 1.5 GeV und weniger als 10% einen Impuls größer 3.0 GeV. Um zum Beispiel die Gluonstrukturfunktion des Protons zu bestimmen, werden J/ψ benötigt, die einen Transversalimpuls von mehr als 1 GeV haben, d.h. nur ein kleiner Anteil aller erzeugten J/ψ kann dazu verwendet werden.

Abbildung 2.4c) zeigt die Impulsverteilung der Diquarks. Die Verteilung steigt linear von 0 GeV bis fast 820 GeV an. Die häufigsten Ereignisse sind solche, bei denen das Diquark nahezu die gesamte Energie des einfallenden Protons behält.

Wie in Abbildung 2.4d) zu sehen ist, fällt die Impulsverteilung für das Quark von 0 GeV bis 820 GeV ab. Die Summe von Quark- und Diquarkimpuls in den einzelnen Ereignissen entspricht bis auf wenige GeV dem ursprünglichen Impuls des Protons. Den restlichen Impuls bekommt das Gluon, das zusammen mit dem Photon das J/ψ bildet.

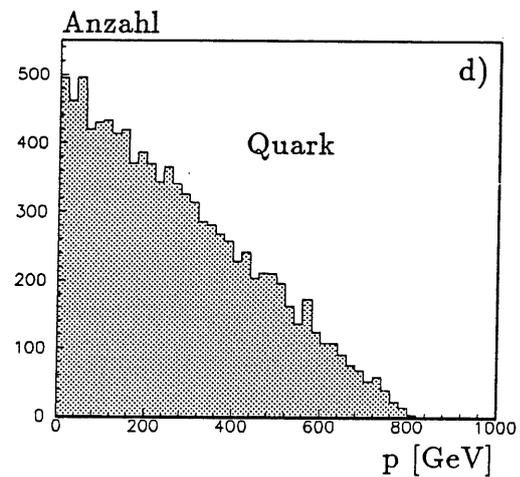
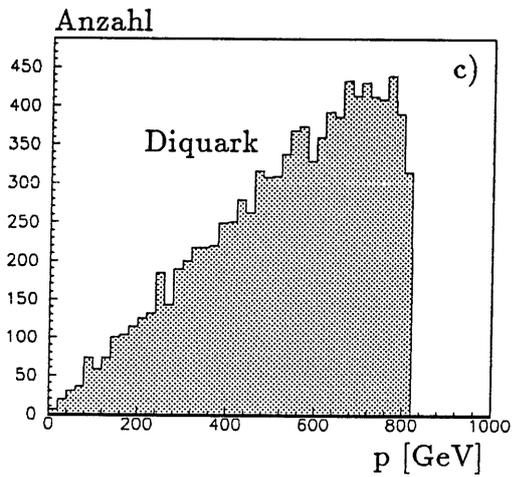
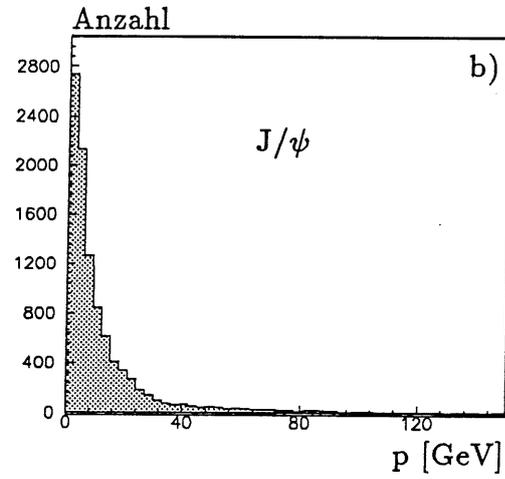
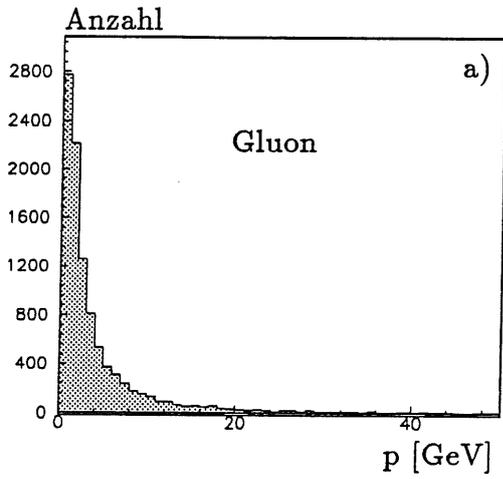


Abbildung 2.4: Impulsspektren von a) Gluonen, b) J/ψ , c) Diquarks, d) Quarks (10 000 Einträge pro Histogramm)

2.2 Winkel und Impulse im hadronischen System

Neben dem Laborsystem spielt für diese Arbeit das Schwerpunktsystem von Diquark, Gluon und Quark eine Rolle, da die unabhängige Fragmentation in diesem System ausgeführt werden muß. Die Winkel- und Impulsverteilungen im hadronischen System unterscheiden sich beträchtlich von denen im Laborsystem.

Winkelverteilung im hadronischen System

Abbildung 2.5 zeigt die Winkelverteilungen der Partonen im hadronischen Schwerpunktsystem. Diquark und Quark haben meist kleine Polarwinkel ϑ . Von den Diquarks haben 80% einen Winkel unter 10 Grad und von den Quarks 65%. Die Gluonen haben mit 77% Wahrscheinlichkeit einen Winkel ϑ von mehr als 170 Grad. Bei den meisten Ereignissen fliegen Quark und Diquark in nahezu dieselbe Richtung und der Impuls wird durch das in die entgegengesetzte Richtung fliegende Gluon ausbalanciert.

Impulsverteilung im hadronischen System

Die Impulsverteilung von Diquark und Quark sind im hadronischen Schwerpunktsystem nahezu exponentiell abfallende Kurven. Die Impulsverteilung des Gluons hat bei etwa 3 GeV ein Maximum und fällt zu höheren Werten stark ab. Der mittlere Impuls ist für das Diquark 15 GeV, für das Quark etwa 8 GeV und für das Gluon 22 GeV. Wenn Diquark und Quark meist in nahezu dieselbe Richtung fliegen, wie oben behauptet, dann muß die Summe des mittleren Impulses von Diquark und Quark etwa den mittleren Impuls des Gluons ergeben. Dies ist wie obige Zahlen zeigen der Fall.

2.3 Korrelationen von Winkel und Impuls bei J/ψ -Ereignissen

In Abbildung 2.7 ist die Energie der J/ψ im Laborsystem gegen den Winkel der J/ψ aufgetragen. Schon die Impulsverteilung der J/ψ hat gezeigt, daß sie bevorzugt mit kleinen Energien erzeugt werden. Abbildung 2.7 ist zusätzlich zu entnehmen, daß die wenigen hochenergetischen ($p > 3.0$ GeV) J/ψ meist in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung fliegen. Die Ereignisse, die man verwendet, um die Gluonstrukturfunktion des Protons zu bestimmen, haben Transversalimpulse $p_t \geq 1.0$ GeV und sind relativ selten (ungefähr 10% der J/ψ -Ereignisse erfüllen diese Bedingung).

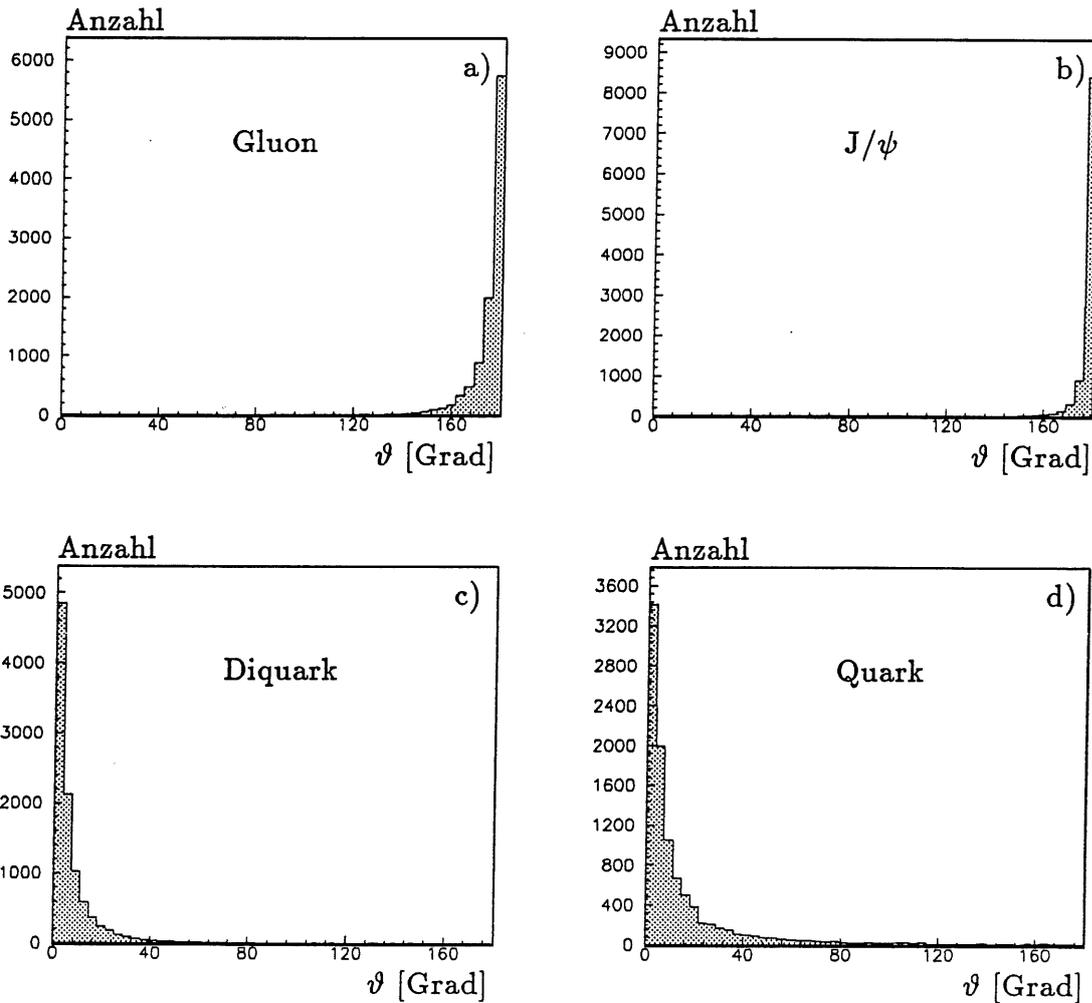


Abbildung 2.5: Winkelverteilung von a) Gluonen, b) J/ψ , c) Diquarks, d) Quarks. (10 000 Einträge pro Histogramm)

Das abgestrahlte Gluon und das J/ψ bewegen sich in transversaler Richtung bevorzugt entgegengesetzt mit gleichem Transversalimpuls p_t . Das ist Abbildung 2.8 zu entnehmen. In 2.8a) ist der Azimutwinkel φ des J/ψ gegen den Winkel φ des Gluons aufgetragen. Die Differenz zwischen den beiden Winkeln ist in den meisten Fällen ungefähr 180 Grad. Abbildung 2.8b) zeigt die Korrelation zwischen den Transversalimpulsen von J/ψ und Gluon. Die meisten Einträge liegen nahe der Geraden $p_t(J/\psi) = p_t(\text{Gluon})$.

Diese Verteilungen kann man folgendermaßen erklären: In der Photon-Gluon-Fusion hat das Quark-Antiquark-Paar $c\bar{c}$ im allgemeinen nur einen geringen Transversalimpuls. Um den gebundenen Zustand, das J/ψ zu bilden,

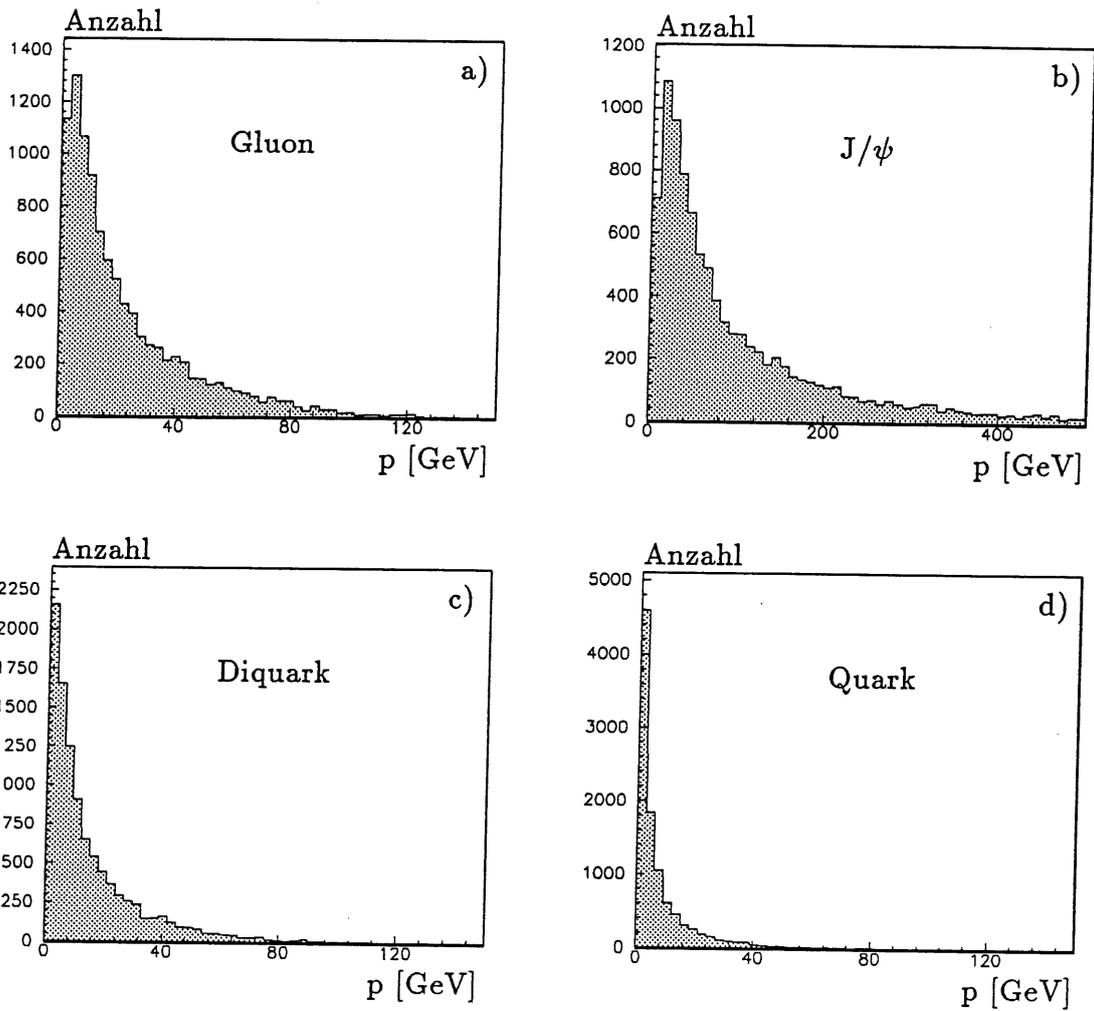


Abbildung 2.6: Impulsspektren von a) Gluonen, b) J/ψ , c) Diquarks, d) Quarks (10 000 Einträge pro Histogramm)

muß das $c\bar{c}$ Paar ein Gluon abstrahlen. Damit die Impulserhaltung gewährleistet ist, müssen J/ψ und Gluon nahezu entgegengesetzt gleiche Impulse haben.

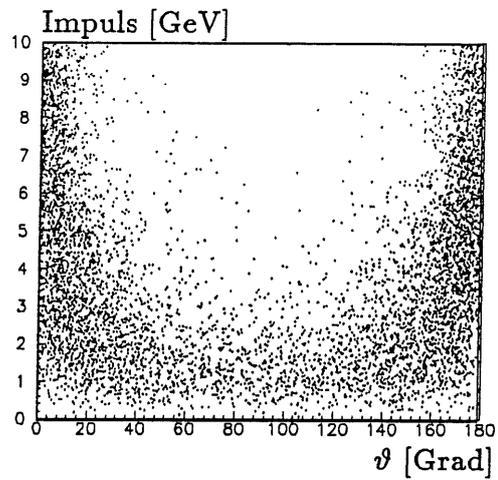


Abbildung 2.7: Impuls der J/ψ gegen Winkel der J/ψ

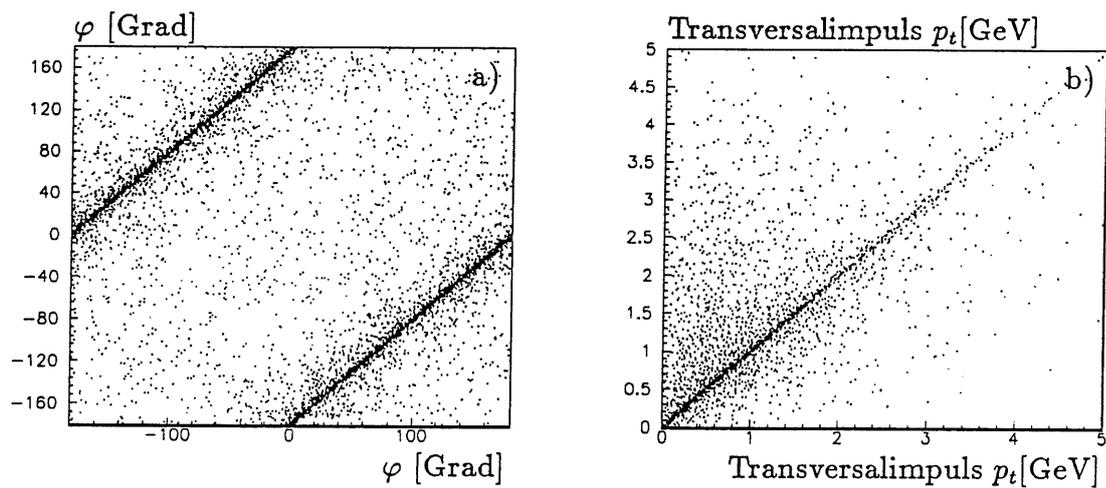


Abbildung 2.8: a) Winkel φ des J/ψ gegen Winkel φ des Gluons, b) Transversalimpuls p_t des J/ψ gegen Transversalimpuls p_t des Gluons

Kapitel 3

Fragmentation

In HERA werden bei der Kollision von Elektronen und Protonen primär Quarks, Antiquarks und Gluonen erzeugt — alles Teilchen, die Farbladung tragen. Im Detektor beobachtbar sind jedoch nur Hadronen, also Teilchen ohne Farbladung. Die Umwandlung der primären, farbigen Teilchen in beobachtbare wird allgemein Fragmentation genannt.

Hadronen sind die Teilchen, die bei HERA am häufigsten erzeugt werden. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Ereignissen werden pro Ereignis etwa 15 Pionen erzeugt, davon etwa fünf π^0 , die noch im Strahlrohr in zwei Photonen zerfallen. Nur sehr wenige der durch die Fragmentation erzeugten Hadronen zerfallen in Leptonen.

Eine Methode um J/ψ -Ereignisse zu finden, besteht darin, nach Ereignissen zu suchen, bei denen 2 Myonen gefunden werden, deren invariante Masse etwa 3.1 GeV ($m_{J/\psi} = 3.096$ GeV) ist.

3.1 Fragmentationsmodelle

Auf einer kleinen Zeitskala ($c\tau < 1$ fm) können die Prozesse, die bei der Streuung von Elektronen an Protonen stattfinden, durch störungstheoretische Methoden der Quantenchromodynamik beschrieben werden. Eine anschauliche Darstellung davon sind Feynmangraphen.

Auf einer etwas größeren Zeitskala ($c\tau \simeq 1 - 5$ fm) [Sjö88] werden aus den Partonen mit Farbladung farblose Hadronen, die im Detektor beobachtbar sind. Für diesen Vorgang, die Fragmentation oder Hadronisation, kann die Störungstheorie nicht angewendet werden, da die Kraft zwischen den Partonen mit wachsendem Abstand zunimmt, d.h. die starke Kopplungskonstante α_S groß wird. Bis heute versteht man die Prozesse, die bei der Fragmentation stattfinden, noch sehr wenig. Es ist nicht von vornherein klar, auf welche Weise sie durch eine phänomenologische Theorie beschrieben werden kann. Daher sind verschiedene Ansätze entwickelt worden, um diesen Vorgang zu modellie-

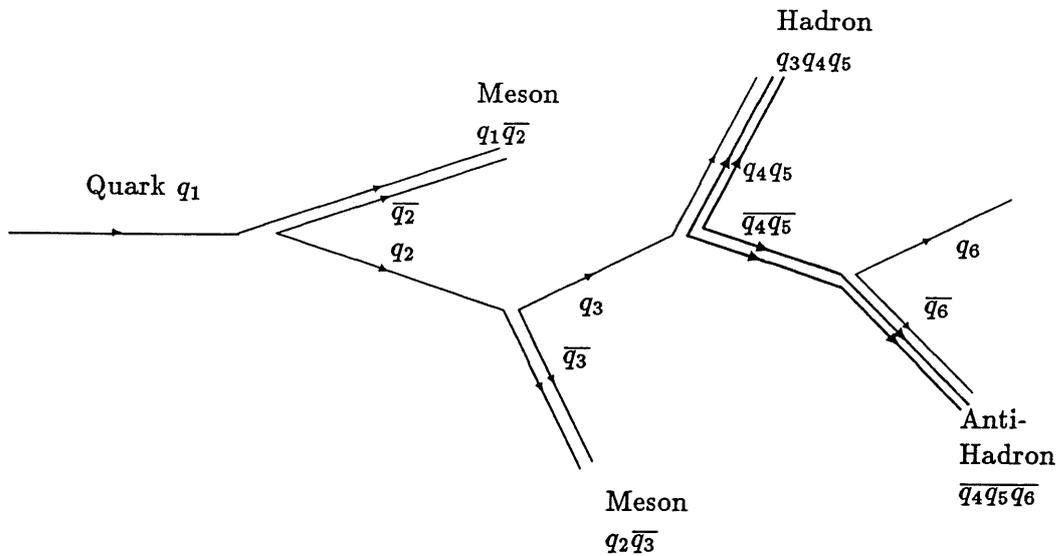


Abbildung 3.1: Die Erzeugung von Mesonen und Hadronen bei der unabhängigen Fragmentation

ren. Die Beurteilung dieser Modelle geschieht durch Vergleich mit Meßdaten. Im Laufe der Zeit wurden mehrere Modelle entwickelt, die von grundsätzlich verschiedenen Vorstellungen ausgehen.

Diese Modelle beruhen nicht auf mathematisch exakten Theorien und enthalten eine große Zahl an freien Parametern, die durch Anpassung an Meßdaten bestimmt werden müssen. Da alle Modelle an die gleichen Meßdaten angeglichen werden, sind die mit verschiedenen Programmen erzeugten Ereignisse sehr ähnlich.

Zwei von diesen Modellen, die unabhängige Fragmentation und die Lund Fragmentation sollen hier verglichen werden.

3.2 Unabhängige Fragmentation

Die unabhängige Fragmentation geht auf ein Modell von Field und Feynman zurück. Sie entwickelten es zu einer Zeit, als es noch nicht einmal sicher war, ob die in e^+e^- und $p-p$ -Kollisionen beobachteten Jets wirklich durch Quarks erzeugt werden. Field und Feynman wollten jedoch eine Möglichkeit haben, Monte Carlo Programme zu schreiben, um zukünftige Experimente zu planen. Die unabhängige Fragmentation soll daher nicht die physikalischen Prozesse beschreiben, die bei der Fragmentation stattfinden, sondern vor allem das Funda-

ment für Programme liefern, die eine Modellierung von Experimenten ermöglichen [Fiel77].

Das Modell von Field und Feynman wurde im Laufe der Zeit immer weiter entwickelt, sodaß auch die Erzeugung von Hadronen mit Strangeness, Baryonen und Resonanzen sowie deren Zerfall möglich wurde. Dieses Modell soll im folgenden kurz beschrieben werden.

Bei der unabhängigen Fragmentation werden, wie schon der Name sagt, die einzelnen Partonen unabhängig voneinander betrachtet. Die Fragmentation wird durch ein einfaches, rekursives Schema beschrieben, das in Abbildung 3.1 angedeutet ist. Das primäre Quark q_1 erzeugt ein Quark–Antiquark–Paar $q_2\bar{q}_2$ und verbindet sich mit dem Antiquark \bar{q}_2 zu dem Meson $q_1\bar{q}_2$. Das zurückbleibende Quark q_2 verbindet sich mit dem Antiquark \bar{q}_3 aus einem neuen Quark–Antiquark–Paar $q_3\bar{q}_3$ zu dem Meson $q_2\bar{q}_3$ usw. Die Erzeugung von Baryonen wird dadurch ermöglicht, daß ein Diquark–Antidiquark–Paar $q_4q_5\bar{q}_4\bar{q}_5$ entsteht, das mit dem Quark q_3 zu dem Baryon $q_3q_4q_5$ rekombiniert. Dementsprechend bildet das Antidiquark $\bar{q}_4\bar{q}_5$ mit dem Antiquark \bar{q}_6 ein Antibaryon.

Damit durch dieses Schema die Erzeugung von Hadronen mathematisch beschrieben werden kann, benötigten Field und Feynman eine Fragmentationsfunktion $f(z)$. Außerdem gab es noch drei wichtige Parameter, mit denen die Flavour, der Spin der primären Mesonen und die Verteilung des Transversalimpulses beschrieben wurde. Heutzutage werden noch weitere Parameter verwendet, die die Erzeugung von Baryonen und die Erzeugung von Jets durch harte Gluonen beschreiben [Fos90]. Die Zahlenwerte für die Parameter werden durch Anpassung an Daten bestimmt. Die wichtigsten Parameter sollen im folgenden beschrieben werden.

Fragmentationsfunktion

Die Fragmentationsfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron einen bestimmten Bruchteil des Impulses des ursprünglichen Quarks erhält. Da das Verhältnis der beiden Impulse nicht lorentzinvariant ist, wird die Größe z eingeführt, die bezüglich einer Lorentztransformation in Richtung des Impulses des ursprünglichen Quarks invariant ist:

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{hadron}}{(E + p_{\parallel})_{quark}} \quad (3.1)$$

Dann beschreibt die Fragmentationsfunktion $f(z)$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß durch ein Quark mit $(E + p_{\parallel})_{quark}$ ein Hadron mit $(E + p_{\parallel})_{hadron}$ erzeugt wird. Das übrigbleibende Quark erhält den Bruchteil $1 - z$. Es verhält sich nicht anderes als das ursprüngliche Quark und kann auf die gleiche Weise weitere Hadronen erzeugen. Insbesondere ist die Fragmentationsfunktion $f(z)$ die gleiche.

Für die Fragmentationsfunktion fanden Field und Feynman [Fiel77] die Form

$$f(z) = 1 - a + 3a(1 - z)^2 \quad (3.2)$$

mit $a \approx 0.77$. Inzwischen wurden viele andere Fragmentationsfunktionen vorgeschlagen, die die Meßdaten teilweise besser reproduzieren.

Flavour

Die Flavour der erzeugten Quark–Antiquark Paare verhält sich wie [Sjö88]:

$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11} \quad (3.3)$$

Die Größen in obiger Gleichung erhält man durch Anpassung an Meßdaten. Zum Beispiel kann aus einer Messung des Verhältnisses von Kaonen zu Pionen, die in einem Jet gefunden werden, das Verhältnis von $s\bar{s}$ -Paaren zu $u\bar{u}$ oder $d\bar{d}$ -Paaren bestimmt werden.

An dieser Gleichung sieht man, daß schwere Quarks während der Fragmentation nur selten erzeugt werden. Da die primären Quarks bei der unabhängigen Fragmentation in denjenigen Hadronen anzutreffen sind, die in der Fragmentationskette vermutlich als erste entstehen, sind die Mesonen mit Charm, Bottom und Top meist die energiereichsten in dem jeweiligen Jet.

Transversalimpuls

Bei jedem Schritt der Fragmentation erhält das neue Quark einen Transversalimpuls p_t , dessen Größe durch eine Gaußverteilung bestimmt wird:

$$g(p_t) = \exp\left\{-\frac{p_t^2}{2\sigma_q^2}\right\} \quad (3.4)$$

Dementsprechend erhält das Antiquark den Transversalimpuls $-p_t$. Der Transversalimpuls der erzeugten Mesonen setzt sich additiv aus den Transversalimpulsen der darin enthaltenen Quarks zusammen. Mit einer Breite der Verteilung $\sigma_q \approx 0.3$ GeV erhält man eine Transversalimpulsverteilung der Mesonen, die mit den Meßdaten annähernd übereinstimmt.

Baryonen

In dem ursprünglichen Modell von Field und Feynman wurden keine Baryonen erzeugt. Da die unabhängige Fragmentation nicht direkt physikalische Vorgänge beschreiben soll, stößt es nicht auf Schwierigkeiten, Baryonen dadurch einzuführen, daß an einem Vertex nicht ein Quark–Antiquark Paar sondern ein Diquark–Antidiquark Paar entsteht, wie dies bereits in Abbildung 3.1 gezeigt

worden ist. Eine Diquark–Antidiquark Produktionsrate von 10% bezüglich der Quark–Antiquark Rate reproduziert das Verhältnis von Baryonen zu Mesonen in den Meßdaten[Fos90].

Transversalimpuls im Gluonjet

Den Gluonen muß bei der unabhängigen Fragmentation besondere Beachtung geschenkt werden. Verschiedene unabhängige Fragmentationsmodelle behandeln Gluonen unterschiedlich. In dieser Arbeit wird das Modell von Ali benutzt [Ali80], das in dem in dieser Arbeit verwendeten Fragmentationsprogramm implementiert ist.

Ein Gluon spaltet sich zunächst in ein Quark–Antiquark Paar $q\bar{q}$ auf. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Quark den Impulsanteil $z = E_q/E_g$ vom Gluon erhält, ist durch die Gleichung von Altarelli und Parisi gegeben [Ali80]:

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = \frac{1}{2}(z^2 + (1-z)^2) \quad (3.5)$$

Die so erzeugten Quarks fragmentieren sodann auf die oben beschriebene Weise, wobei jedoch der Parameter σ_g , der die Transversalimpulsverteilung beschreibt, von σ_q verschieden sein darf.

Konzeptionelle Schwierigkeiten

Bei der unabhängigen Fragmentation werden die primären Teilchen für sich alleine betrachtet. Aus einem masselosen einzelnen Quark wird ein Jet von mehreren Teilchen mit einer Masse von einigen GeV erzeugt. Das verletzt Energie- und Impulserhaltung.

Eine weitere Schwäche der unabhängigen Fragmentation besteht darin, daß das Ruhesystem aller Teilchen nach der Fragmentation von dem vor der Fragmentation verschieden ist. Daher müssen die Vierervektoren der Teilchen nachträglich so transformiert werden, daß die Energie- und Impulserhaltung nicht verletzt ist.

Die unabhängige Fragmentation ist nicht lorentzinvariant. Die Vierervektoren der Teilchen müssen vor der Fragmentation in das hadronische Schwerpunktsystem¹ transformiert werden[Sjö88]. Im Gegensatz zu e^+e^- -Collidern sind bei HERA Impulse und Winkel der Partonen im Labor- und hadronisches Schwerpunktsystem sehr verschieden. Die Ergebnisse, die man durch Fragmentation in verschiedenen Systemen erhalten kann, unterscheiden sich beträchtlich.

¹Das hadronische Schwerpunktsystem ist das Ruhesystem aller Teilchen mit Farbladung, d.h. aller Teilchen die fragmentiert werden.

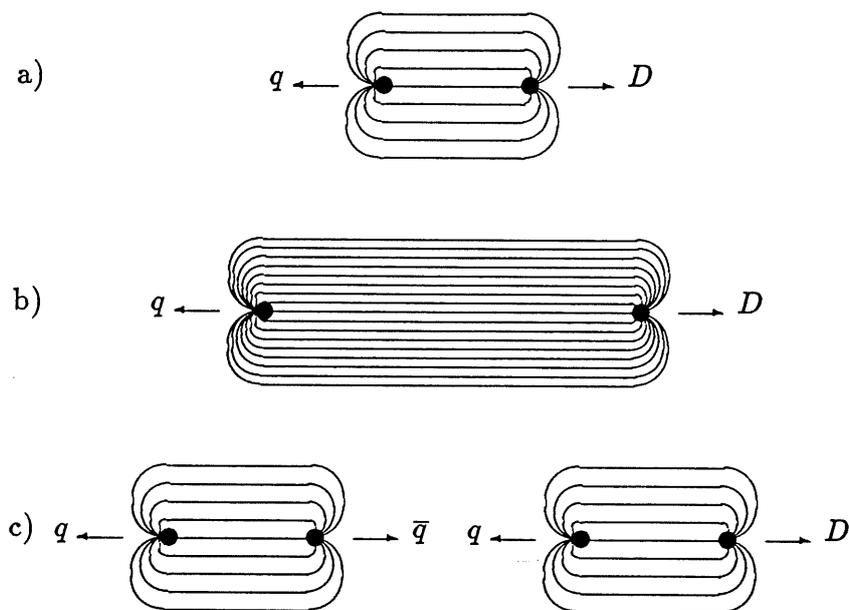


Abbildung 3.2: In a) sieht man einen String, der zwischen Quark q und Diquark D gespannt wird. Die beiden entfernen sich voneinander, wodurch die Energiedichte zwischen ihnen größer wird b). In c) ist die Energiedichte so groß geworden, daß ein neues Quark-Antiquark-Paar entstanden ist.

3.3 Lund Fragmentation

Ganz anders sind die Ideen, die bei der Lund Fragmentation zur Anwendung kommen. Es werden nicht einzelne Partonen betrachtet, sondern das Farbfeld, das zwischen ihnen entsteht, wenn sie sich voneinander entfernen. Der Vorgang ist in Abbildung 3.2 skizziert. In a) sieht man die Feldlinien der Farbkraft zwischen einem Quark q und einem Diquark D . Sie sind, im Gegensatz zu elektrischen Feldlinien, überall zwischen den Farbladungen gleich dicht. Der Grund dafür ist, daß die Gluonen, die Austauscheteilchen der starken Kraft, selbst Farbe tragen und sich so gegenseitig anziehen, im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen, den Überträgern der elektromagnetischen Wechselwirkung. Abbildung 3.2b) zeigt, wie das Feld „stärker“ wird, wenn sich die Teilchen voneinander entfernen. In c) ist die Energiedichte schließlich so groß geworden, daß sich aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar gebildet hat, d.h. der String „gerissen“ ist. Der Prozeß setzt sich mit den neuen Strings auf die gleiche Weise fort. Auch in diesem Modell kommt die Fragmentation zum Stillstand, wenn die Strings nicht mehr genug Energie haben, um neue Quark-Antiquark-Paare

zu erzeugen. Die Strings halten die Quarks und Antiquarks, die an ihren Enden sitzen, zusammen und bilden so Mesonen und Baryonen.

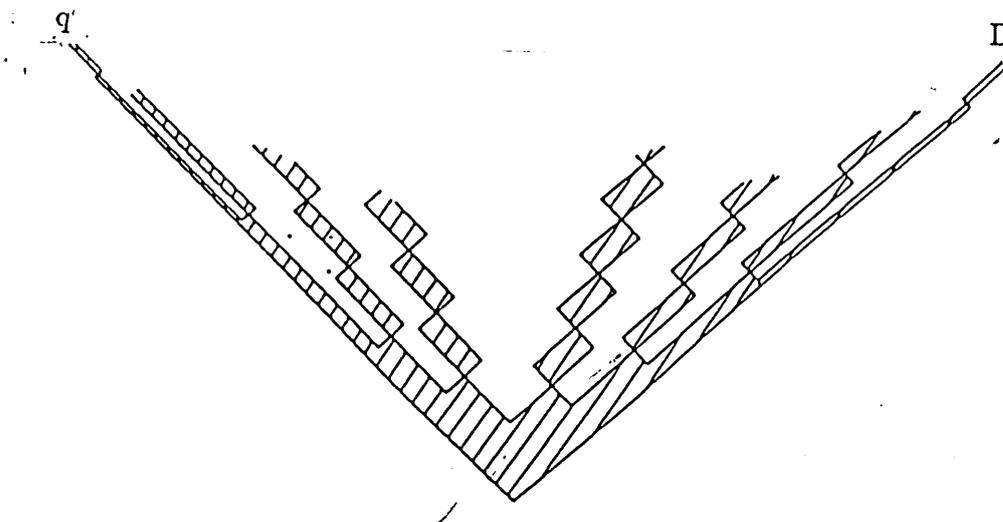


Abbildung 3.3: Die Erzeugung von Mesonen bei der Lund Fragmentation

Abbildung 3.3 zeigt diesen Vorgang in einem Raum-Zeit-Diagramm. Die Enden des Strings bewegen sich entlang des Lichtkegels, wodurch der String länger wird, bis er schließlich reißt. An diesen Bruchstellen befinden sich neue Quarks und Antiquarks, die nun jeweils die Enden eines neuen Farbstrings bilden. Diese Strings können erneut reißen, bis nicht mehr genug Energie zur Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung steht, sodaß die Quarks und Antiquarks dann die Mesonen bilden.

Das Gluon wird in der Lund Fragmentation nicht als eigenständiges Teilchen, sondern als Knick im Farbstring behandelt. Der Farbfluß geht dabei vom Quark über das Gluon zum Diquark, wie in Abbildung 3.4 abgebildet. Dies bedeutet, daß die Fragmentation des Gluons nicht gesondert behandelt werden muß, sondern sich natürlich in das bereits vorhandene Schema eingliedert. Wie dies in einem Raum-Zeit-Diagramm aussieht, zeigt Abbildung 3.5.

Auch die Lund Fragmentation benötigt eine Fragmentationsfunktion und eine Reihe von Parametern, die durch Anpassung an Meßdaten bestimmt werden. Die wichtigsten Größen, die durch Parameter bestimmt werden, sind: Der Transversalimpuls der erzeugten Hadronen, die Flavour der neu erzeugten Quark-Antiquark Paare, die Baryonenproduktionsrate im Verhältnis zu den Mesonen, das Verhältnis von Spin 1 zu Spin 0 Diquarks, das Verhältnis von Pseudoskalar- zu Vektormesonen und das Verhältnis von Spin 3/2 zu Spin 1/2 Baryonen.

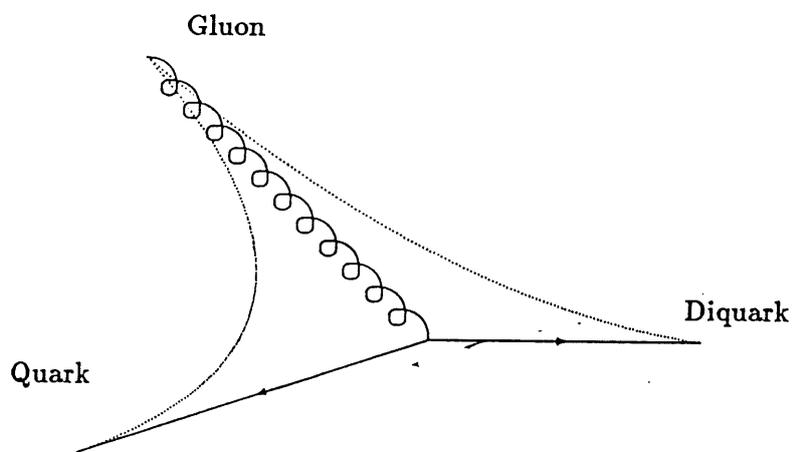


Abbildung 3.4: Das Gluon in der Lund Fragmentation

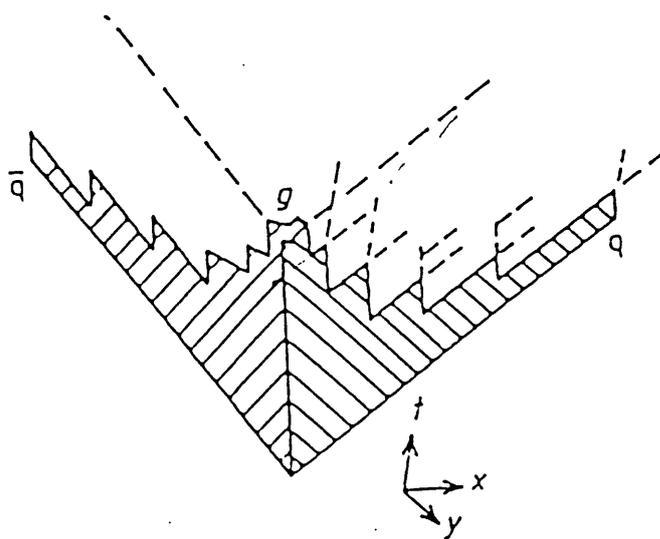


Abbildung 3.5: Das Gluon in der Raum-Zeit

Die Erzeugung von Teilchenpaaren im Farbfeld des Strings kann durch einen quantenmechanischen Tunnelprozeß beschrieben werden. Die Wahrscheinlichkeit ein neues Paar zu erzeugen, ist gegeben durch:

$$f \propto \exp(-\pi m_T^2/\kappa) = \exp(-\pi m^2/\kappa) \exp(-\pi p_T^2/\kappa) \quad (3.6)$$

Dabei ist κ die Stringkonstante mit $\kappa \approx 1\text{GeV}/\text{fm}$. Bei gegebener Stringkonstanten können aus dieser Gleichung prinzipiell Transversalimpulsverteilung und Flavour der Mesonen und außerdem die Baryonenrate bestimmt werden.

Transversalimpulsverteilung der Fragmentationsprodukte

An der faktorisierten Form in Gleichung 3.6 kann man erkennen, daß die Transversalimpulsverteilung $f(p_t)$ der Mesonen eine Gaußverteilung ist. Die Breite der Gaußverteilung wird durch Anpassung an Meßdaten bestimmt. Man kommt zu $\langle p_t^2 \rangle = \sigma^2 \approx (350\text{MeV})^2$. Für Baryonen ist die Transversalimpulsverteilung doppelt so breit, d.h. $\langle p_t^2 \rangle = 2\sigma^2$.

Flavour

Gleichung 3.6 bestimmt prinzipiell auch das Verhältnis der verschiedenen Flavour, die erzeugt werden. Da Quarks in der Natur nie frei auftreten, sind ihre Massen bis heute ziemlich unsicher. Daher wird auch dieses Verhältnis, wie bei der unabhängigen Fragmentation, durch Anpassung an Meßdaten bestimmt. Man kommt zu:

$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \quad (3.7)$$

Baryonenrate

Die Anzahl der produzierten Baryonen im Verhältnis zu den Mesonen ist im Prinzip ebenfalls durch Gleichung 3.6 gegeben. Weil aber die Diquarkmassen unbekannt sind, kann man das Verhältnis nicht ausrechnen. In den meisten Fragmentationsprogrammen wird ein Verhältnis von Diquarkrate zu Quarkrate von 0.09 zu 1 verwendet.

3.4 Fragmentation in J/ψ Ereignissen

Die primär erzeugten Teilchen der Photon-Gluon-Fusion sind das gestreute Elektron, das J/ψ , ein Gluon, ein Quark und ein Diquark. Gluon, Quark und Diquark tragen Farbladung und müssen fragmentiert werden. Dabei entstehen neue Teilchen, die zum Teil instabil² sind. Anschließend findet der Zerfall vom J/ψ und den neu erzeugten, instabilen Teilchen statt.

²Instabil bedeutet hier in der Regel $\tau \leq 10^{-8}$. Ausnahmen (H1 Standard): Λ , Σ^+ , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0 , Ω^- und ihre Antiteilchen zerfallen nicht.

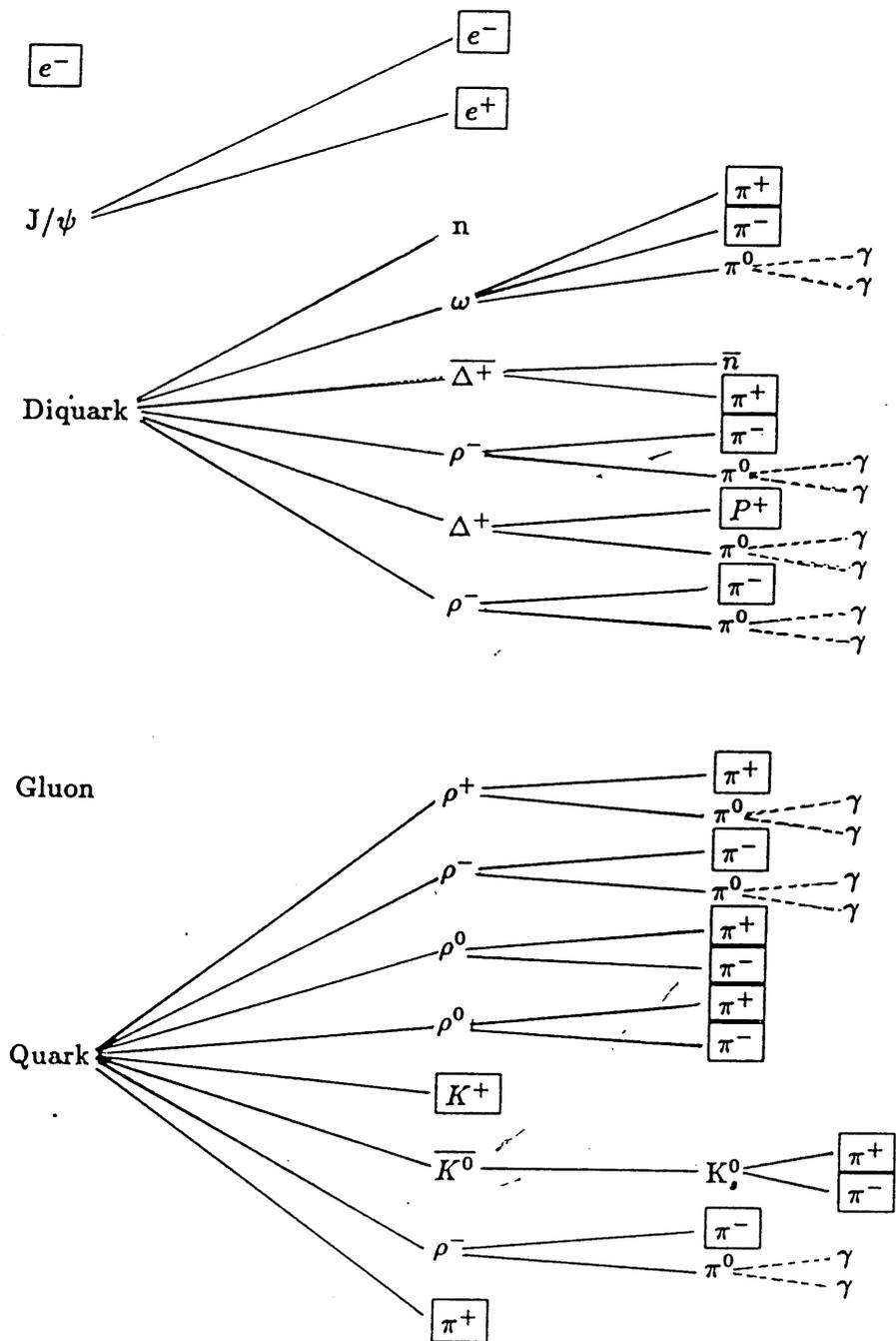
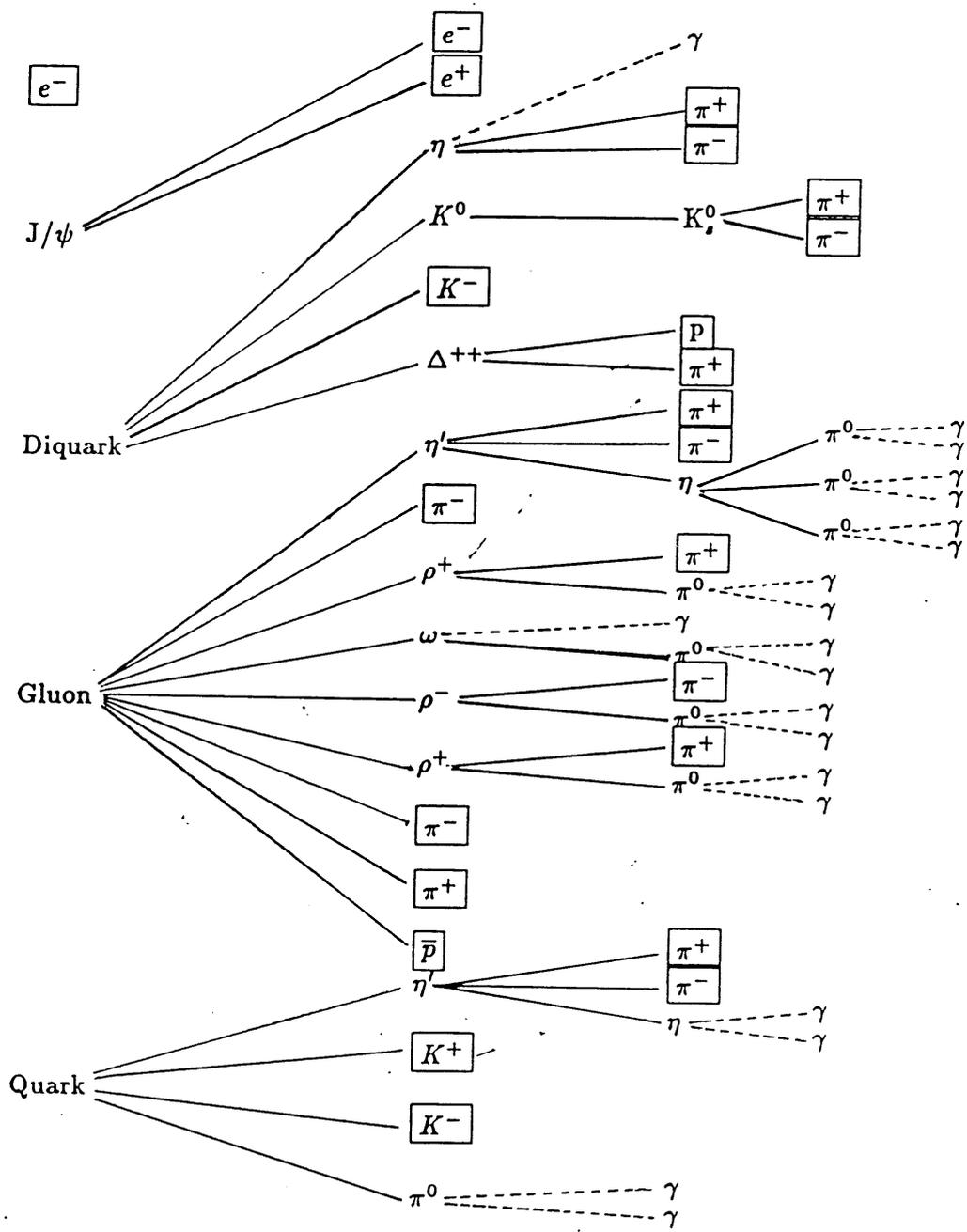


Abbildung 3.6: Die Erzeugung von beobachtbaren Teilchen in der Lund Fragmentation



: stabile, geladene Teilchen

Abbildung 3.7: Die Erzeugung von beobachtbaren Teilchen in der unabhängigen Fragmentation

Diese Vorgänge werden durch das Fragmentationsprogramm JETSET simuliert, das bereits in Kapitel 1.4 kurz beschrieben wurde. In diesem Programm sind unter anderem die Lund String Fragmentation und die unabhängige Fragmentation implementiert, zwischen denen gewählt werden kann. Bei der unabhängigen Fragmentation muß zusätzlich gewählt werden, ob die Viererimpulse der stabilen Teilchen nachträglich so verändert werden, daß Energie und Impuls erhalten sind. Außerdem besteht die Möglichkeit, das J/ψ in e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ oder Hadronen zerfallen zu lassen.

Abbildung 3.6 und 3.7 zeigen bei einem Ereignis für unabhängige Fragmentation und Lund Fragmentation, welche Hadronen aus den primären Partonen erzeugt werden und wie sie anschließend zerfallen. Bei der Lund Fragmentation gibt es keine Teilchen, die aus dem Gluon entstehen, weil das Gluon als Knick im Farbstring behandelt wird. Bei der unabhängigen Fragmentation, in der das Gluon zu einem Quark-Antiquark-Paar umgewandelt wird, entstehen auch aus dem Gluon neue Teilchen.

3.4.1 Fragmentationssystem

Wie bereits erwähnt, ist die unabhängige Fragmentation nicht lorentzinvariant. In den Histogrammen in Abbildung 3.8a) und 3.8b) wurde die Zahl der stabilen Teilchen gegen den Winkel ϑ aufgetragen, sowohl für unabhängige Fragmentation als auch für Lund Fragmentation. Es sind nur Teilchen eingetragen, die in einem Winkel ϑ von mindestens 10 Grad aus dem Strahlrohr austreten.

Abbildung 3.8a) zeigt die Winkelverteilung nach Fragmentation im Laborsystem. Bei der unabhängigen Fragmentation entstehen wesentlich mehr stabile Teilchen (16.1 pro Ereignis mit $10 \leq \vartheta < 170$) als bei der Lund Fragmentation (5.0 pro Ereignis).

Abbildung 3.8b) zeigt ebenfalls die Anzahl der Teilchen pro Winkel. Im Unterschied zu 3.8a) wurde das Ereignis vor der Fragmentation in das Ruhesystem von Diquark, Gluon und Quark transformiert. In diesem System wurde die Fragmentation ausgeführt und anschließend das Ereignis in das Laborsystem zurücktransformiert. Hier entstehen im Mittel pro Ereignis 5.0 stabile Teilchen bei der Lund Fragmentation und 4.9 Teilchen bei der unabhängigen Fragmentation.

Der Unterschied zwischen 3.8a) und 3.8b) zeigt, daß die unabhängige Fragmentation, wie schon in Kapitel 3 erwähnt, nicht lorentzinvariant ist.

Die höhere Multiplizität bei der unabhängigen Fragmentation läßt sich folgendermaßen erklären:

Die mittlere Multiplizität eines Jets mit Energie E beträgt $const \cdot \ln(E/\langle m_{hadron} \rangle)$. Die Energien von Diquark- und Quarkjet sind im Laborsystem wesentlich höher als im hadronischen System, daher werden bei Fragmentation im Laborsystem mehr Teilchen erzeugt. Das Gluon hat im hadronischen System eine etwas kleinere Energie als im Laborsystem, das kann aber den Einfluß von Quark- und

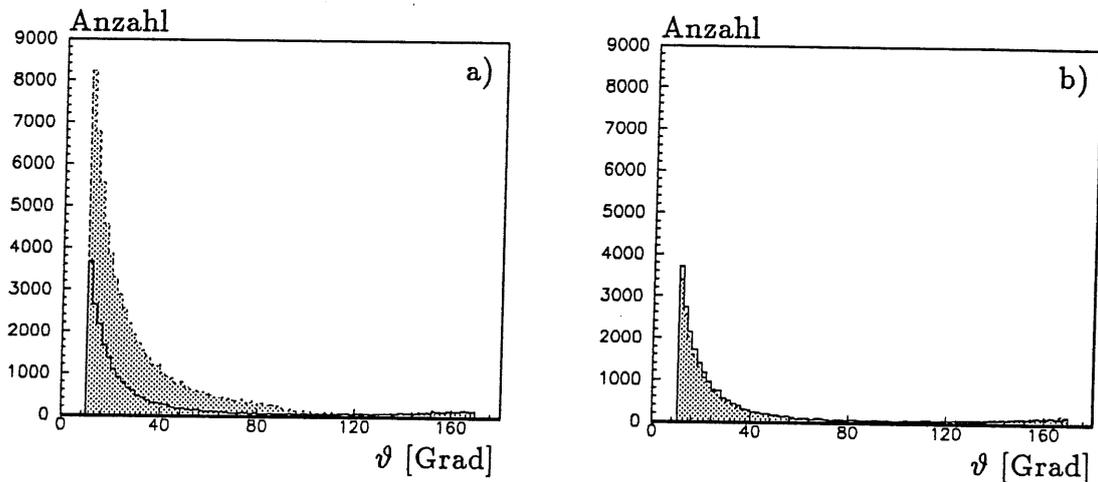


Abbildung 3.8: JETSET 6.3 a) Nach Fragmentation im Laborsystem: Anzahl der Teilchen pro Winkeleinheit für unabhängige Fragmentation (gepunktet) und Lund Fragmentation (durchgezogen). b) Nach Fragmentation im hadronischen System: Anzahl der Teilchen pro Winkeleinheit für unabhängige Fragmentation (gepunktet) und Lund Fragmentation (durchgezogen).

Diquarkenergie nicht ausgleichen.

Die Histogramme in Abbildung 3.9 wurden auf die gleiche Weise mit JETSET 7.2 erzeugt, wie die in Abbildung 3.8 mit JETSET 6.3. Die Histogramme sehen aus, als wäre die unabhängige Fragmentation lorentzinvariant. Der Grund dafür ist, daß in JETSET 7.2 das Ereignis vor der Fragmentation immer in das hadronische System transformiert wird³.

3.4.2 Multiplizität der stabilen Teilchen

Die im Mittel pro Ereignis erzeugten Teilchensorten sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Um die Tabelle zu erstellen, wurden 10 000 Ereignisse verwendet, die mit dem Lund Programm fragmentiert wurden. Der Ereignisgenerator war so

³Falls in JETSET 6.3 die Einstellungen so gewählt sind, daß die unabhängige Fragmentation verwendet wird (MST(5)=5) und daß weder Energie und Impuls, noch Flavour explizit erhalten werden (MST(6)=0), dann wird das Ereignis in genau dem System fragmentiert, in dem es der Fragmentationsroutine übergeben wird. In allen anderen Fällen wird es vom Programm, vor der eigentlichen Fragmentation, automatisch in das hadronische System transformiert [Sjö]. Das kann leicht zu Fehlern führen, da im Manual zu JETSET 6.3 [Sjö87], kein Hinweis auf die Vorgehensweise des Programms enthalten ist. Im Gegensatz dazu wird in JETSET 7.2 (und neueren Versionen) das Ereignis vor der Fragmentation immer in das hadronische System transformiert.

Teilchenart	Relative Häufigkeit		Anzahl pro Ereignis
γ	40.91	%	11.742
e^-	3.72	%	1.068
e^+	0.24	%	0.068
μ^+	3.48	%	1.000
μ^-	3.48	%	1.000
π^+	17.27	%	4.959
π^-	15.95	%	4.577
K^+	1.88	%	0.538
K^-	1.68	%	0.483
K_l^0	1.69	%	0.485
K_s^0	1.67	%	0.479
P	2.81	%	0.808
N	2.13	%	0.612
\bar{P}	0.90	%	0.259
\bar{N}	0.92	%	0.265
Λ	0.57	%	0.163
$\bar{\Lambda}$	0.27	%	0.077
Σ^-	0.0759	%	0.0218
$\bar{\Sigma}^-$	0.0697	%	0.0200
Σ^+	0.1226	%	0.0352
$\bar{\Sigma}^+$	0.0644	%	0.0185
Ξ^0	0.0247	%	0.0071
$\bar{\Xi}^0$	0.0275	%	0.0079
Ξ^-	0.0195	%	0.0056
Ξ^+	0.0178	%	0.0051
Ω^-	0.0003	%	0.0001
Ω^+	0.0007	%	0.0002

Tabelle 3.1: Stabile Teilchen nach der Fragmentation

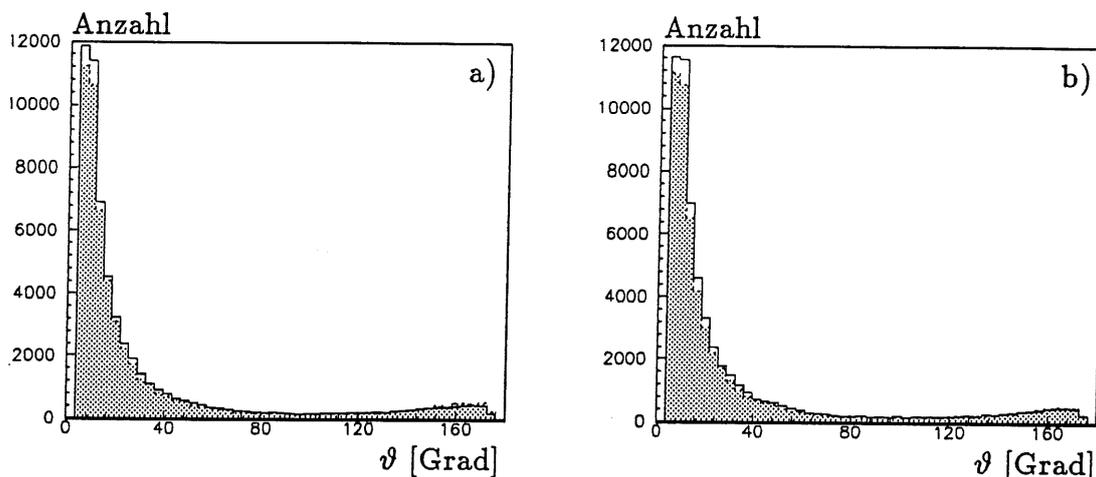


Abbildung 3.9: JETSET 7.2 a) Ohne explizite Transformation des Ereignisses vor dem Aufruf der Fragmentationsroutine: Anzahl der Teilchen pro Winkeleinheit für unabhängige Fragmentation (gepunktet) und Lund Fragmentation (durchgezogen). b) Das Ereignis wurde vor der Fragmentation explizit in das hadronische System transformiert: Anzahl der Teilchen pro Winkeleinheit für unabhängige Fragmentation (gepunktet) und Lund Fragmentation (durchgezogen).

eingestellt, daß das J/ψ ausschließlich in Myonen zerfallen konnte. 70% aller stabilen Teilchen, die in den J/ψ -Ereignissen entstehen, sind Pionen und Photonen, die wiederum meist aus neutralen Pionen entstanden sind. Wenn man nur die Teilchen betrachtet, die bei der Fragmentation entstehen (d.h. ohne das gestreute Elektron und ohne die Myonen aus dem J/ψ), sind sogar 85% aller stabilen Teilchen Pionen und Photonen.

Abbildung 3.10 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Multiplizität der stabilen Teilchen. In Abbildung a) wurden alle stabilen Teilchen bis auf das gestreute Elektron und die Zerfallsprodukte des J/ψ gezählt (totale Multiplizität).

Für dieses Histogramm wurden 10 000 Ereignisse generiert und fragmentiert. Die mittlere totale Multiplizität der Ereignisse ist für die Lund Fragmentation $\overline{n_{tot}} = 24.6$ und bei der unabhängigen Fragmentation $\overline{n_{tot}} = 23.7$. Die Verteilung der Multiplizität für die unabhängige Fragmentation ist gegenüber der Lund Fragmentation zu kleineren Werten hin verschoben.

Abbildung 3.10b) zeigt die sichtbare Multiplizität, d.h. es wurden nur Teilchen außerhalb des Strahlrohrs mit $5 \leq \vartheta \leq 175$ gezählt. Der Mittelwert beträgt nur noch $\overline{n_{vis}} = 9.7$ für die Lund Fragmentation und $\overline{n_{vis}} = 10$ für die unabhängige Fragmentation. Die häufigste Multiplizität ist $n_{vis} = 0$ (in etwa 20% aller Fälle). In etwa 6% der Fälle tritt $n_{vis} = 1$ auf und zu höheren Multiplizitäten

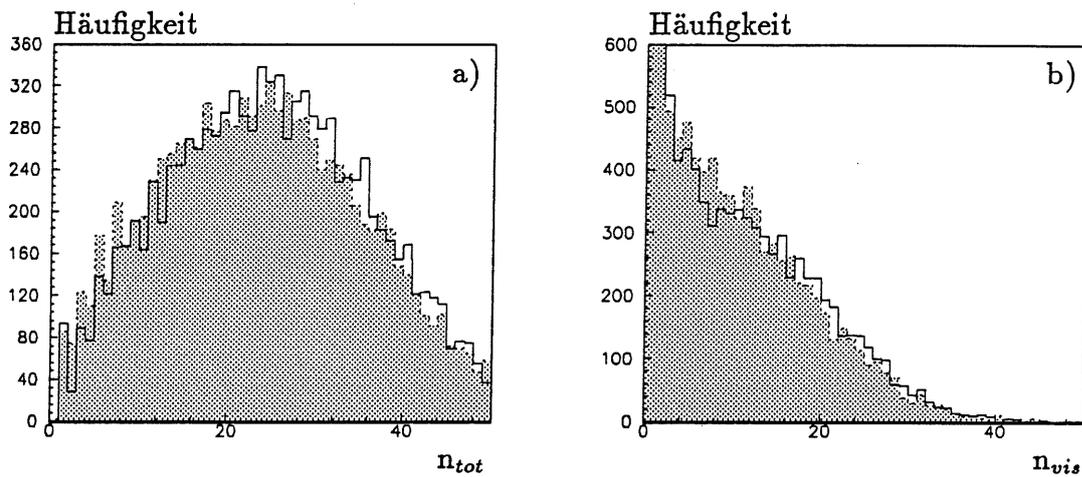


Abbildung 3.10: Multiplizität der stabilen Teilchen (Lund Fragmentation durchgezogen und unabhängige Fragmentation gepunktet). In a) ohne Schnitte, in b) wurden nur Teilchen außerhalb des Strahlrohrs gezählt.

fällt die Verteilung weiter ab. Die Verteilung der Multiplizität unterscheidet sich dadurch, daß bei der unabhängige Fragmentation die Kurve zu hohen Multiplizitäten stärker abfällt.

Kapitel 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel wird die Lund Fragmentation in J/ψ -Ereignissen mit der unabhängigen Fragmentation verglichen. Im ersten Teil beschränkt sich die Untersuchung auf Vierervektoren der Teilchen nach der Fragmentation. Der Einfluß, den der Detektor und die Rekonstruktion auf die Meßergebnisse haben, werden also in diesem Abschnitt nicht beachtet.

Im zweiten Teil wurden verschieden fragmentierte J/ψ -Ereignisse im Detektor simuliert. Die mit dem Simulationsprogramm erzeugten Triggerdaten, wurden daraufhin auf Unterschiede untersucht, die durch die Fragmentation verursacht wurden.

4.1 Untersuchung eines einzelnen Ereignisses

In Abbildung 3.9 sind kleine Unterschiede in der Multiplizität der Hadronen zwischen Lund Fragmentation und unabhängiger Fragmentation zu sehen. Außerdem wurden bei Untersuchungen, an einem einzelnen Ereignis, die durch Ergebnisse bei e^+e^- -Experimenten motiviert wurden, größere Unterschiede gefunden. Zuerst sollen die Ergebnisse, die an einem einzelnen Ereignis gefunden wurden, dargestellt werden. Anschließend wird schrittweise zu Ereignissen übergegangen, wie sie durch Photon-Gluon-Fusion in HERA entstehen.

Zunächst wird ein einzelnes (nicht fragmentiertes) Ereignis mehrmals hintereinander fragmentiert. Auf diese Weise sind Unterschiede zwischen unabhängiger Fragmentation und Lund Fragmentation möglicherweise leichter zu finden, als wenn man Ereignisse mit natürlichen Impuls- und Winkelverteilungen untersuchen würde.

Die Viererimpulse des ausgewählten Ereignisses sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Dieses Ereignis wurde gewählt, weil es ein hartes Gluon mit $p_t = 5.5$ GeV im Zentralbereich des Detektors hat. Bei diesem Ereignis sind am ehesten Unterschiede zwischen Lund Fragmentation und unabhängiger Fragmentation zu erwarten, da gerade die Behandlung des Gluons in den beiden

Teilchen	Elektron	J/ ψ	Gluon	Diquark	Quark
p_x [GeV]	-0.0015	5.4381	-5.4366	-0.0954	0.0954
p_y [GeV]	-0.0002	-0.4247	0.4249	0.1388	-0.1388
p_z [GeV]	-24.0473	-2.4842	4.2221	697.6250	114.6842
E [GeV]	24.047	6.746	6.896	697.625	114.684
ϑ [Grad]	179.996	114.485	52.251	0.013	0.084
φ [Grad]	-171.533	-4.466	175.530	124.509	-55.489

Tabelle 4.1: Viererimpulse der primären Teilchen eines ausgewählten J/ ψ Ereignisses im Laborsystem

	Elektron	J/ ψ	Gluon	Diquark	Quark
p_x [GeV]	3.8109	6.1863	-5.1919	4.3634	0.8285
p_y [GeV]	-0.2982	-0.4832	0.4058	-0.2097	-0.1961
p_z [GeV]	-596.6331	-114.843	-32.5398	27.9561	4.5862
E [GeV]	596.645	115.052	32.954	28.307	4.664
ϑ [Grad]	179.633	176.907	170.907	8.881	10.517
φ [Grad]	-4.474	-4.466	175.530	-2.752	-13.318

Tabelle 4.2: Viererimpulse der primären Teilchen eines ausgewählten J/ ψ Ereignisses im hadronischen System

Fragmentationsarten sehr unterschiedlich ist. Die Viererimpulse nach Transformation ins hadronische System sind in Tabelle 4.2 zu sehen. Abbildung 4.1 und 4.2 zeigen eine graphische Darstellung des Ereignisses im Laborsystem und im hadronischen System.

Untersuchungen bei PETRA und LEP (u.a. [OPA91]) haben gezeigt, daß bei 3-Jet-Ereignissen der Teilchenfluß zwischen Gluon und Quark(Antiquark) größer ist als zwischen Quark und Antiquark. Dieser Effekt wurde durch die Lund Fragmentation reproduziert, aber nicht durch die unabhängige Fragmentation. Zunächst soll untersucht werden, ob ein ähnlicher Effekt auch bei HERA zu beobachten ist.

Im Unterschied zu e^+e^- -Speicherringen sind bei HERA Laborsystem und Schwerpunktsystem nicht identisch. Außerdem werden Quark und Diquark unter Polarwinkeln von fast 0 Grad erzeugt. Daher kann der Bereich zwischen Quark und Diquark bei HERA nicht untersucht werden. Stattdessen soll in dieser Arbeit zunächst der Winkelbereich I zwischen Quark(Diquark) und Gluon mit dem Bereich A verglichen werden (siehe Abbildung 4.3). Der Farbfluß geht vom Diquark über das Gluon zurück zum Quark. Der *String* befindet sich also zwischen Quark(Diquark) und Gluon im Bereich I.

Die Winkelbereiche I und A werden folgendermaßen definiert:

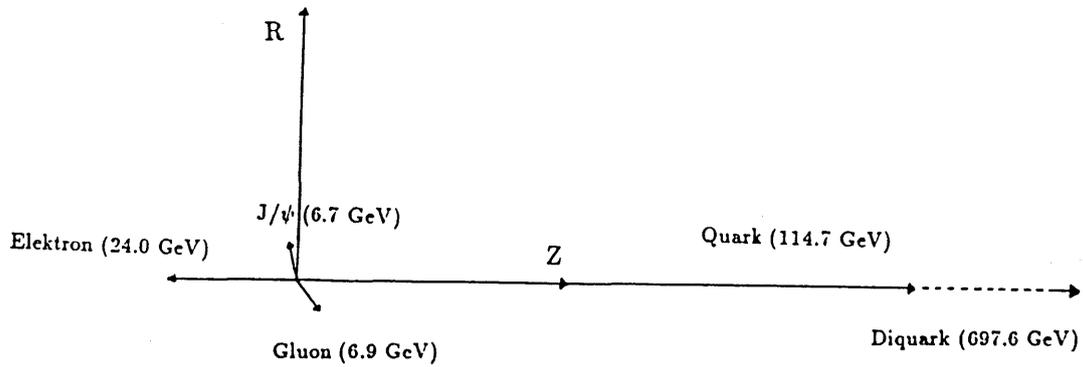


Abbildung 4.1: Impulse der Partonen eines ausgewählten J/ψ Ereignisses im Laborsystem in r-z-Ansicht. $1 \text{ GeV} = 0.7 \text{ mm}$.

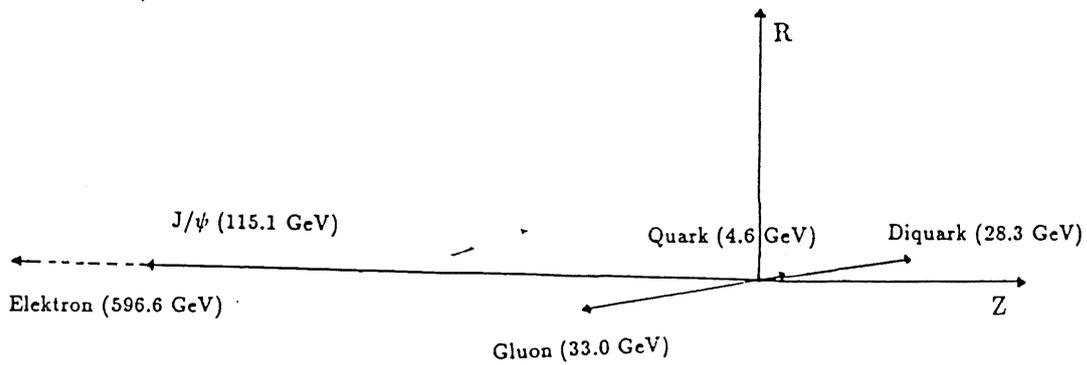


Abbildung 4.2: Impulse der Partonen eines ausgewählten J/ψ Ereignisses im hadronischen System in r-z-Ansicht. $1 \text{ GeV} = 0.7 \text{ mm}$.

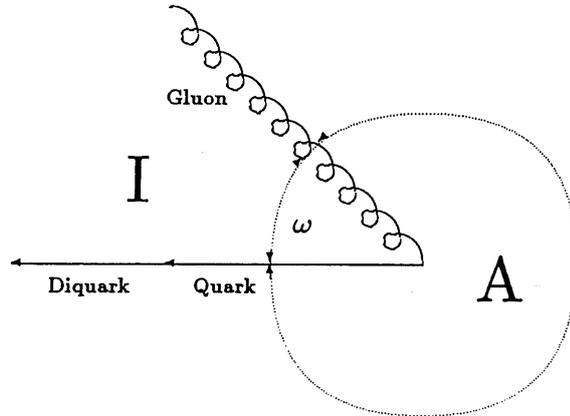


Abbildung 4.3: Definition der Orientierung von ω und der Winkelbereiche I und A in der Ebene, die durch Quark und Gluon aufgespannt wird.

Der Gluon- und der Quarkimpulsvektor spannen im Laborsystem eine Ebene auf (Diese Ebene ist fast mit der Gluon-Diquark-Ebene oder der Gluon- z -Ebene identisch). In dieser Ebene wird der Winkel ω , mit $0 \leq \omega < 360$, definiert. Das ist der Winkel zwischen einem Teilchen in dieser Ebene und dem Quarkimpulsvektor, wobei die Orientierung so gewählt wird, daß der Impuls des Gluons einen Winkel zwischen 0 Grad und 180 Grad erhält.

Anschließend werden die Impulse aller stabilen Teilchen auf diese Ebene projiziert und für jedes Teilchen ω bestimmt. Der Bereich I ist durch $0 \leq \omega(\text{Teilchen}) \leq \omega(\text{Gluon})$ definiert. Alle anderen Teilchen befinden sich im Bereich A.

Teilchenfluß

Abbildung 4.4 zeigt den Teilchenfluß pro Winkel in halblogarithmischer Darstellung für das Ereignis in Tabelle 4.1, das 10 000 Mal auf statistisch verschiedene Weise fragmentiert wurde. Es soll das Verhältnis des Teilchenflusses im Innenbereich I zum Teilchenfluß im Außenbereich A betrachtet werden.

Um den Einfluß von Target-Jet und Gluon-Jet möglichst gering zu halten, wurde als Innenbereich I $22 \leq \omega \leq 43$ und als Außenbereich A $101 \leq \omega \leq 302$ gewählt (Das Gluon ist bei $\omega \approx \vartheta = 52$). Die Grenzen der Bereiche I und A sind in den Histogrammen 4.4a) und b) durch Striche an der x -Achse markiert.

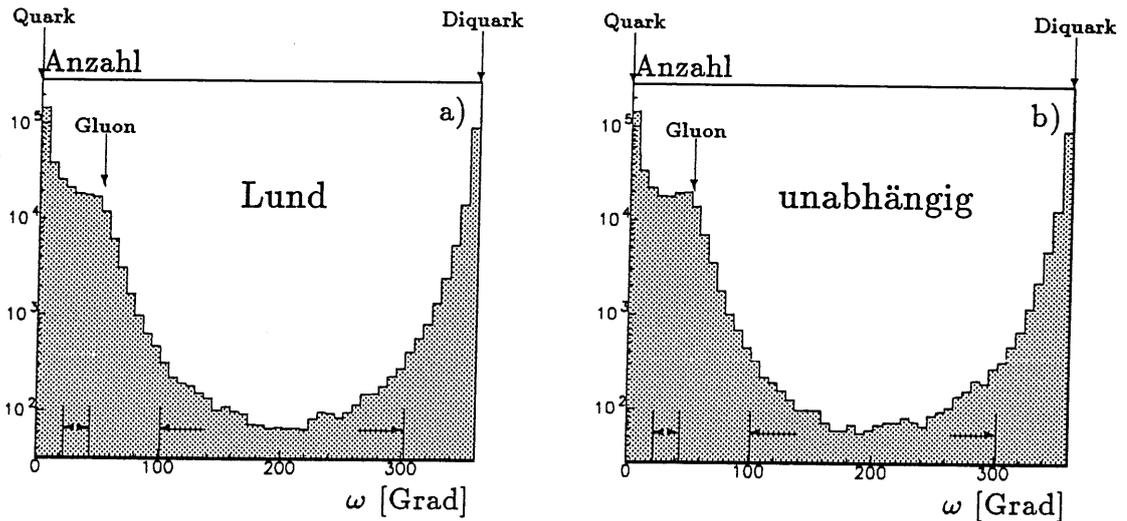


Abbildung 4.4: a) Teilchenfluß bei Lund Fragmentation b) Teilchenfluß bei unabhängiger Fragmentation.

Das Verhältnis η_n wird definiert durch:

$$\eta_n = \frac{\text{Anzahl der im Innenbereich I erzeugten Teilchen}}{\text{Anzahl der im Außenbereich A erzeugten Teilchen}}$$

Dieses Verhältnis ist für die Lund Fragmentation $\eta_n = 16.7 \pm 0.3$ und für die unabhängige Fragmentation $\eta_n = 15.6 \pm 0.3$; das ist ein Unterschied von 2.75σ . Bei der Lund Fragmentation werden zwischen Gluon und Quark mehr Teilchen erzeugt als bei der unabhängigen Fragmentation.

Diese Zahl ist für simulierte Ereignisse leicht zu bestimmen. Bei echten, im Detektor gemessenen Ereignissen, steht man aber vor dem Problem, daß die Teilchen im Außenbereich A nur 0.8% aller erzeugten Teilchen ausmachen. Daher benötigt man sehr viele Ereignisse, um zu statistisch signifikanten Aussagen zu kommen.

Energiefluß

Im weiteren soll untersucht werden, ob sich die beiden Fragmentationsarten durch den Energiefluß unterscheiden. Der Energiefluß pro Winkel ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Hier wird das Verhältnis η definiert durch:

$$\eta = \frac{\text{Energie der in I erzeugten Teilchen}}{\text{Energie der in A erzeugten Teilchen}}$$

Das Verhältnis der Energie der Teilchen in I und in A ist $\eta = 177 \pm 12$ für Lund Fragmentation und $\eta = 163.5 \pm 11.5$ für die unabhängige Fragmentation.

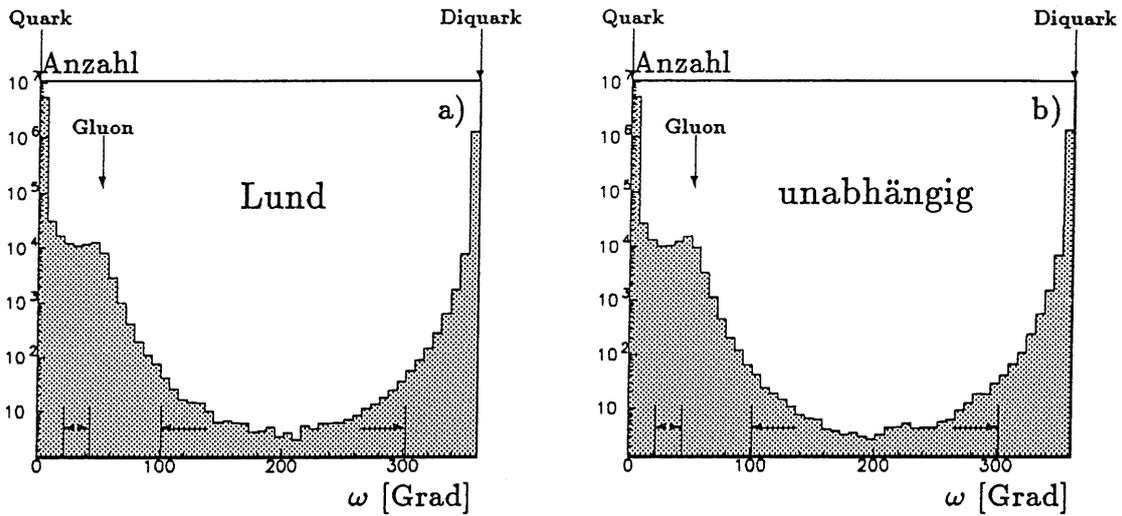


Abbildung 4.5: a) Energiefluß bei Lund Fragmentation b) Energiefluß bei unabhängiger Fragmentation, bei dem ausgewählten Ereignis.

Dieses Verhältnis ist für die Lund Fragmentation ebenfalls größer als für die unabhängige Fragmentation, der Unterschied ist jedoch statistisch nicht signifikant.

Außerdem zeigt sich, daß die mittlere Energie der im Außenbereich A erzeugten Teilchen nur 0.06 GeV ist. D.h. die außerhalb erzeugten Teilchen sind so niederenergetisch, daß sie im allgemeinen nicht einmal das Strahlrohr verlassen.

Teilchenfluß bei beobachtbaren Teilchen

Die oben definierten Winkelbereiche I und A sind nicht geeignet, um einen im H1 Detektor beobachtbaren Unterschied zwischen Lund Fragmentation und unabhängiger Fragmentation zu finden, weil im Bereich A zu wenige und zu niederenergetische Teilchen erzeugt werden. Für die weiteren Untersuchungen werden nur noch Teilchen mit Impuls $p > 0.4$ GeV verwendet. Außerdem werden Teilchen mit Polarwinkel $\vartheta < 5$ nicht in die Histogramme eingetragen, weil der Teilchenfluß im Strahlrohr um etwa eine Ordnung größer ist als der beobachtbare Teilchenfluß (siehe Abbildung 4.4).

Im folgenden wird wieder der Polarwinkel ϑ verwendet, um Teilchen- oder Energieflüsse gegen Winkel aufzutragen. In Abbildung 4.6 ist für das oben beschriebene Ereignis der Teilchenfluß pro Winkel aufgetragen. Im Unterschied zu bisherigen Histogrammen sind nur Teilchen eingetragen, die einen Mindestimpuls von $p \geq 0.4$ GeV und einen Polarwinkel $\vartheta \geq 5$ haben. Es ist deutlich zu sehen, daß zwischen Gluon und Quark bei der Lund Fragmentation mehr

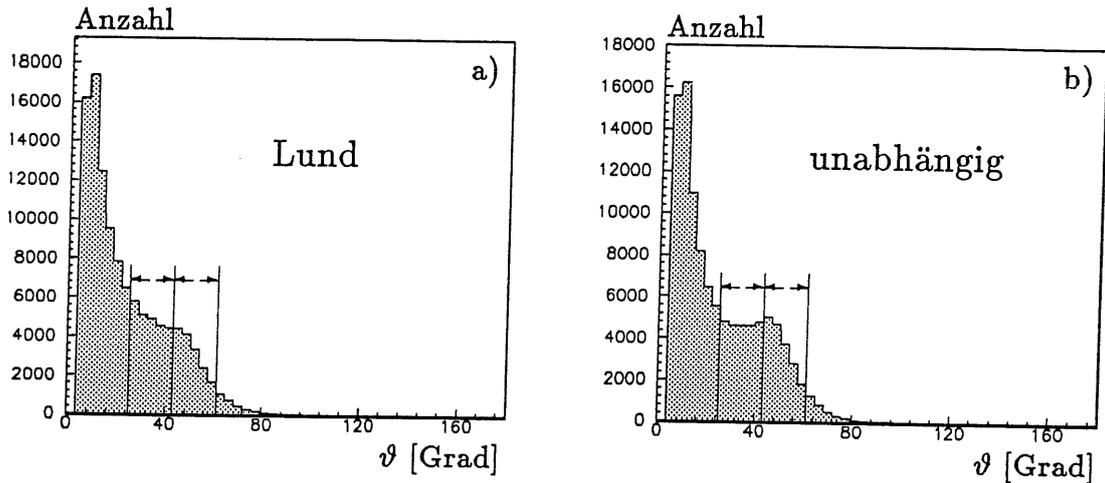


Abbildung 4.6: a) Teilchenfluß für das Ereignis aus Tabelle 4.1, wobei die Teilchen eine Energie von mehr als 0.4 GeV haben müssen. In a) für Lund Fragmentation und in b) für unabhängige Fragmentation

Teilchen erzeugt werden als bei der unabhängigen Fragmentation.

Um diesen Unterschied quantitativ zu erfassen, wird ξ definiert als:

$$\xi = \frac{\text{Zahl der Teilchen im Gluonjet, d.h. für } 43 \leq \vartheta < 61}{\text{Zahl der Teilchen zwischen Quark und Gluon, d.h. für } 25 \leq \vartheta < 43} \quad (4.1)$$

Aus Abbildung 4.6 erhält man $\xi = 0.645 \pm 0.006$ bei Lund Fragmentation und $\xi = 0.771 \pm 0.007$ bei unabhängiger Fragmentation. Die Werte für ξ unterscheiden sich für beide Fragmentationsarten um mehr als zehn Standardabweichungen. Die Größe ξ ist möglicherweise geeignet, um einen Unterschied zwischen Lund Fragmentation und unabhängiger Fragmentation quantitativ zu bestimmen.

4.2 Ausgewählte Ereignisse

Bis jetzt wurde ein spezielles Ereignis mit fixierter Kinematik untersucht. Im folgenden soll untersucht werden, ob der oben gefundene Unterschied auch festzustellen ist, wenn man schrittweise zu natürlichen Impuls- und Winkelverteilungen des Gluons in J/ψ -Ereignissen übergeht.

Diese Untersuchungen wurden in drei Schritten vorgenommen:

1. Zunächst wurde aus allen Ereignissen nur solche ausgewählt, bei denen das Gluon ähnlich große Energie und Winkel hatte, wie das Ereignis, das bisher untersucht wurde.

2. Dann wurde nur noch verlangt, daß der Winkel des Gluons dem Winkel des bisherigen Ereignisses glich, aber das gesamte Energiespektrum des Gluons mit einbezogen.
3. Im letzten Schritt wurden alle Ereignisse betrachtet, ohne daß Bedingungen bezüglich Energie oder Winkel des Gluons gestellt wurden.

1. Ereignisse mit harten Gluonen im Winkelbereich $45 < \vartheta < 55$

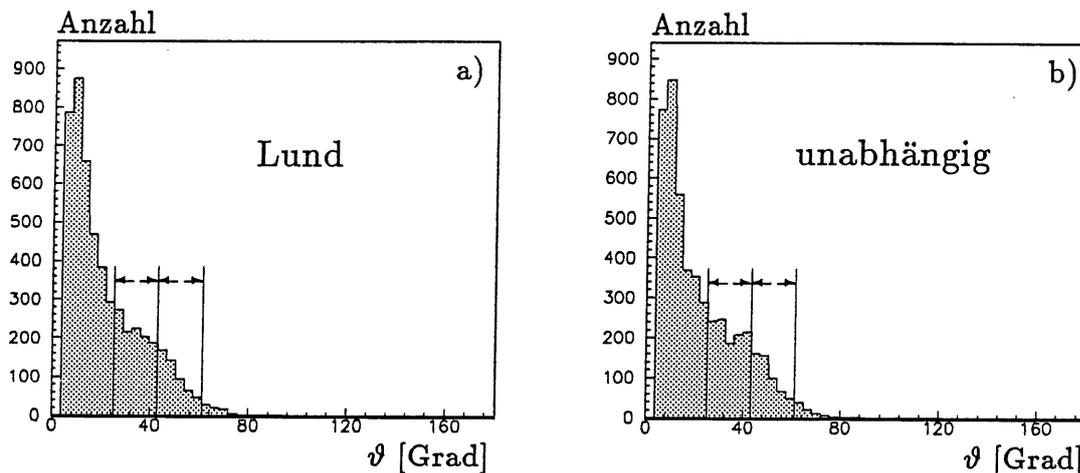


Abbildung 4.7: a) Teilchenfluß (Energie größer als 0.4 GeV) bei Lund-Fragmentation, wobei das abgestrahlte Gluon eine Energie von mindestens 4 GeV und einen Winkel zwischen 45 und 55 Grad hat. b) Das gleiche wie in a) nur für unabhängige Fragmentation.

Im ersten Schritt wurden Ereignisse ausgewählt, die den folgenden beiden Bedingungen genügen:

- Die Energie des abgestrahlten Gluons muß mindestens 4 GeV betragen
- Der Winkel ϑ des Gluons muß zwischen 45 Grad und 55 Grad liegen

Dies sind untypische Ereignisse, wie Abbildung 2.3 und 2.4 zeigen. Jedoch werden durch diese Bedingungen aus allen Ereignissen solche ausgewählt, die dem speziellen Ereignis aus dem vorigen Abschnitt ähnlich sind.

Diese Ereignisse wurden fragmentiert. Der Teilchenfluß pro Winkel ist in Abbildung 4.7 für jeweils 500 Ereignisse zu sehen. Für diese Ereignisse wurde wieder die Anzahl der im Gluon-Jet erzeugten Teilchen mit der Anzahl der zwischen Gluon und Quark erzeugten Teilchen verglichen. Das Verhältnis ξ wurde

wie in Gleichung 4.1 definiert. Man erhält $\xi = 0.47 \pm 0.02$ für Lund Fragmentation und $\xi = 0.48 \pm 0.03$ für unabhängige Fragmentation. Der Unterschied, der bei einem einzelnen Ereignis zu beobachten war, ist für die hier ausgewählten Ereignisse fast verschwunden. Dies liegt auch daran, daß für diese Untersuchung nur 500 Ereignisse zur Verfügung standen (das spezielle Ereignis aus vorigem Abschnitt wurde hingegen 10 000 Mal fragmentiert).

Für Untersuchungen mit Ereignissen, die obige Bedingungen erfüllen, ist es nicht so leicht möglich, die Statistik zu erhöhen, weil sehr viele Ereignisse generiert werden müssen, bis ein einziges dabei ist, das diese Bedingungen erfüllt.

2. Ereignisse mit Gluonen im Winkelbereich $45 < \vartheta < 55$

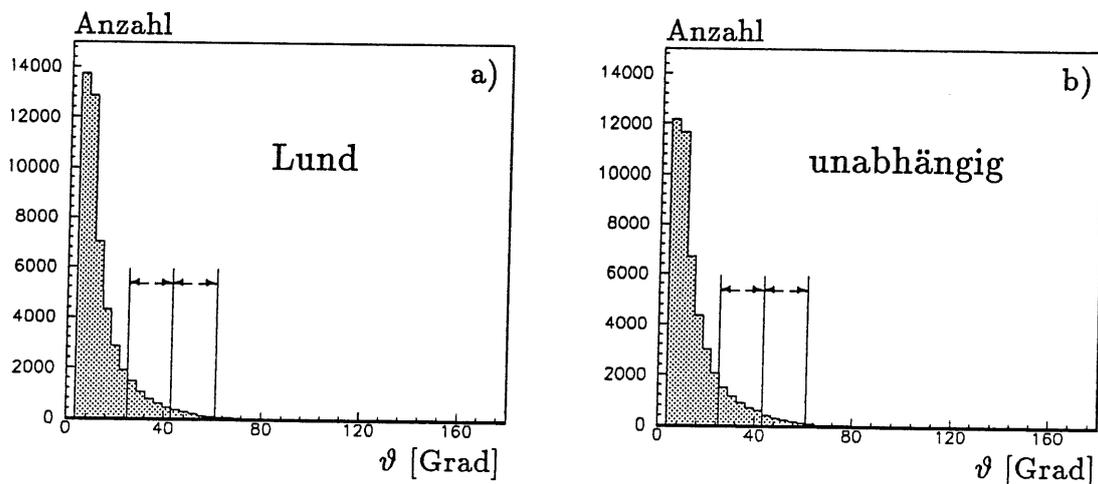


Abbildung 4.8: a) Teilchenfluß (Energie größer als 0.4 GeV) bei Lund Fragmentation, wobei das abgestrahlte Gluon beliebige Energie und einen Winkel zwischen 45 und 55 Grad hat. b) Das gleiche wie in a) nur für unabhängige Fragmentation.

Der nächste Schritt beim Übergang zu natürlichen Energie- und Winkelverteilungen des Gluons ist, die Bedingung für die Energie des Gluons wegzulassen. Die Ereignisse, die in diesem Abschnitt untersucht werden, müssen nur folgender Bedingung genügen:

- Der Winkel ϑ des Gluons muß zwischen 45 Grad und 55 Grad liegen

Es wurden 10 000 Ereignisse fragmentiert und der Teilchenfluß in die Histogramme in Abbildung 4.8 eingetragen. Man erhält $\xi = 0.232 \pm 0.008$ für Lund Fragmentation und $\xi = 0.244 \pm 0.008$ für unabhängige Fragmentation. Das

Verhältnis ξ der Teilchenflüsse ist für unabhängige Fragmentation um etwa eine Standardabweichung größer als für die Lund Fragmentation.

3. Teilchenfluß bei der Photon-Gluon-Fusion

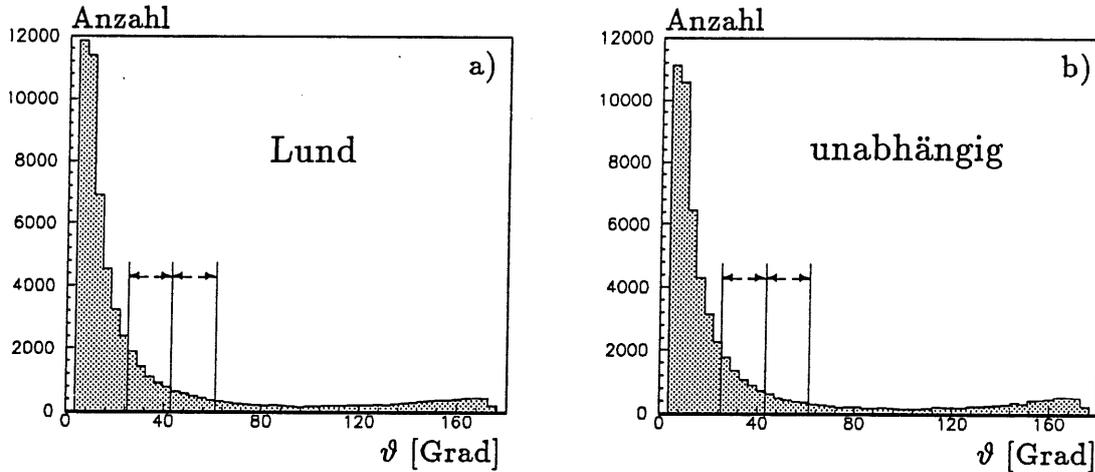


Abbildung 4.9: a) Teilchenfluß (Energie größer als 0.4 GeV) bei Photon-Gluon-Fusions Ereignissen mit Lund Fragmentation. b) Teilchenfluß (Energie größer als 0.4 GeV) bei Photon-Gluon-Fusions Ereignissen mit unabhängiger Fragmentation

Für die bisherigen Untersuchungen wurden ausgewählte Ereignisse verwendet, bei denen das Gluon bestimmte Bedingungen erfüllen mußte.

Zum Abschluß dieses Kapitel soll in Abbildung 4.9 gezeigt werden, wie der Teilchenfluß für Photon-Gluon-Fusions Ereignisse aussieht, wenn man keine Bedingungen an Energie oder Winkel des abgestrahlten Gluons stellt. Außerdem sind in Tabelle 4.3 und 4.4 die Multiplizitäten pro Ereignis für den Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtsbereich getrennt aufgelistet. Um die Multiplizität in Tabelle 4.3 zu bestimmen, wurden nur *sichtbare* Teilchen, d.h. mit Energien $E \geq 0.4$ GeV verwendet, in Tabelle 4.4 wurden auch Teilchen mit kleineren Energien gezählt. Bei der Lund Fragmentation entstehen im Vorwärts- und Zentralbereich etwas mehr und im Rückwärtsbereich etwas weniger Teilchen als bei der unabhängigen Fragmentation.

Insgesamt zeigen die Histogramme in diesem Kapitel, daß zwischen der Lund Fragmentation und der unabhängigen Fragmentation ein (auf Vierervektorebene) beobachtbarer Unterschied besteht. Selbst wenn man alle Ereignisse,

Polarwinkelbereich	Lund Fragmentation	Unabhängige Fragmentation
$5 \leq \vartheta < 25$	4.03 ± 0.02	3.78 ± 0.02
$25 \leq \vartheta < 154$	1.46 ± 0.01	1.39 ± 0.01
$154 \leq \vartheta < 175$	0.226 ± 0.005	0.272 ± 0.005

Tabelle 4.3: Multiplizität aller stabilen Teilchen mit $E > 0.4$ GeV in J/ψ -Ereignissen für Lund Fragmentation und unabhängige Fragmentation. (10 000 Ereignisse)

Polarwinkelbereich	Lund Fragmentation	Unabhängige Fragmentation
$5 \leq \vartheta < 25$	4.96 ± 0.02	4.66 ± 0.02
$25 \leq \vartheta < 154$	3.92 ± 0.02	3.85 ± 0.01
$154 \leq \vartheta < 175$	0.330 ± 0.005	0.394 ± 0.005

Tabelle 4.4: Multiplizität aller stabilen Teilchen in J/ψ -Ereignissen für Lund Fragmentation und unabhängige Fragmentation. (10 000 Ereignisse)

ohne Schnitte betrachtet, kann man Unterschiede sehen. Z.B. ist die zentrale Multiplizität für *sichtbare* Teilchen in der Lund Fragmentation um 5% höher als bei der unabhängigen Fragmentation. Die Unterschiede, die gefunden wurden, sind jedoch klein und im Detektor wahrscheinlich nur schwer zu beobachten.

4.3 Fragmentationseffekte bei J/ψ -Ereignissen im koplanaren Trigger

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, daß zwischen Lund Fragmentation und unabhängiger Fragmentation Unterschiede vorhanden sind. In diesem Kapitel soll anhand von J/ψ -Ereignissen untersucht werden, ob sich diese Unterschiede auf die Triggereffizienz des topologischen Triggers für J/ψ -Ereignisse [Sell91] auswirken.

Es wurden zwei Datensätze mit jeweils 4000 Ereignissen erzeugt. In beiden Fällen war der Generator so eingestellt, daß das J/ψ nur in Myonen zerfallen konnte. Beim ersten Datensatz wurde Lund Fragmentation und beim zweiten unabhängige Fragmentation gewählt. Mit Hilfe des Detektorsimulationsprogramms H1SIM¹ wurde zusätzlich die Information, welche Signale im Detektor

¹Es wurde die Programmversion H1SIM 2.08 verwendet. Während der ersten Wochen in denen der H1 Detektor betrieben wurde, wurden ungefähr die Hälfte der Vorverstärker in den

erzeugt wurden und wie der Trigger auf diese Signale reagiert hat, aufgeschrieben.

4.4 Die Bedingungen für den topologischen Trigger

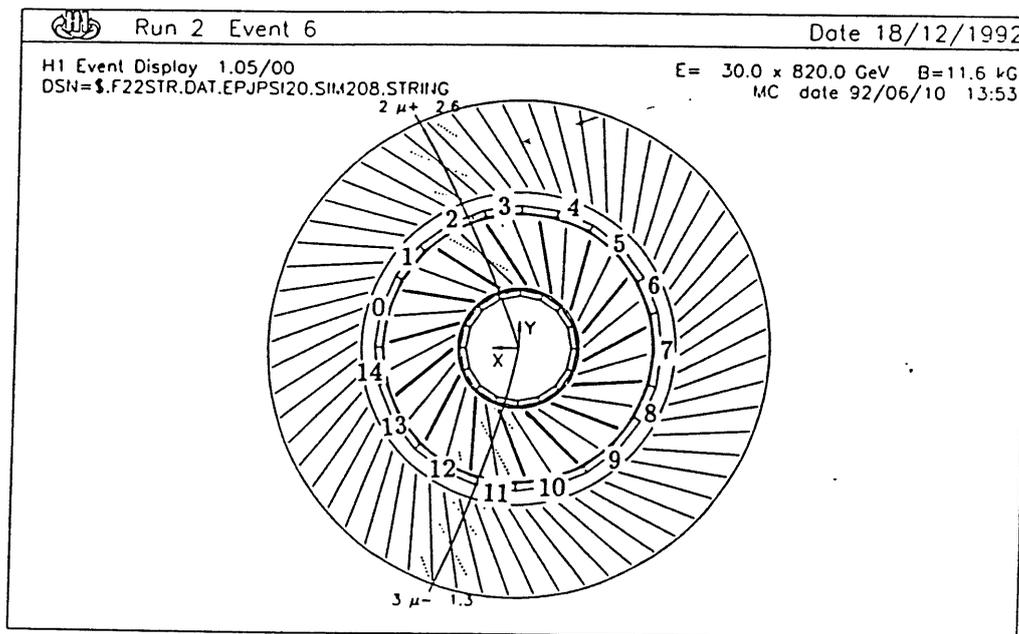


Abbildung 4.10: Die zentralen Drift- und Proportionalkammern des H1 Detektors, mit Spuren, die durch Teilchen erzeugt wurden.

Mit dem topologischen Trigger sollen J/ψ aus der Photon-Gluon-Fusion getriggert werden, die in Myonen zerfallen. Er verlangt zwei Spuren, die nahezu koplanar sein müssen, und weiterhin, daß die Multiplizität in den Spurkammern nicht größer ist als eine festgelegte obere Grenze. Der topologische Trigger verwendet die Daten der zentralen Driftkammer (BOS-Bank CTJ1) und der vorderen Proportionalkammer (BOS-Bank FTRA).

Im Vorwärtsbereich gibt es 16 verschiedene Azimutwinkelbereiche und der maximal mögliche Abstand zwischen zwei Segmenten ist $\Delta_{FF}^{trig}\varphi=8^2$. Das ent-

vorderen Proportionalkammern zerstört. Das ist in dieser Version von H1SIM implementiert. Zur Zeit werden diese Vorverstärker ausgetauscht.

²Im folgenden bedeutet $\Delta^{trig}\varphi$ der Abstand zweier φ -Segmente und $\Delta^{gen}\varphi$ die Winkeldifferenz von Teilchen, bevor sie im Detektor simuliert worden sind

Winkelklasse	Koplanarität	Multiplizität in der zentralen Driftkammer	Multiplizität in der vorderen Proportionalkammer
CC	$\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$	$n_c \leq 6$	$n_f \leq 7$
FF	$\Delta_{FF}^{trig}\varphi \geq 6$	$n_c \leq 2$	$n_f \leq 6$
FC	$\Delta_{FC}^{trig}\varphi \geq 5$	$n_c \leq 4$	$n_f \leq 6$

Tabelle 4.5: Triggerbedingungen für den topologischen Trigger

spricht etwa einer Winkeldifferenz der Teilchen von $\Delta_{FF}^{gen}\varphi \geq 169^3$. In den zentralen Driftkammern wird zwischen 15 φ -Segmenten unterschieden. Der maximal mögliche Abstand ist $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$. Damit Teilchenpaare $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ erzeugen, benötigen sie eine Azimutwinkeldifferenz von $\Delta_{CC}^{gen}\varphi \geq 156^4$.

Der topologische Trigger ist in drei Subtrigger unterteilt. Je nachdem in welchen Polarwinkelbereich die Myonen aus dem J/ψ fliegen, soll ein anderer Subtrigger ansprechen.

Die Bedingungen, die für die einzelnen Klassen erfüllt sein müssen, sind in Tabelle 4.5 zusammengefaßt. Damit der topologische Trigger ein Ereignis akzeptiert, reicht es, wenn einer der drei Subtrigger erfüllt ist.

CC-Trigger Der CC-Trigger soll ansprechen, wenn beide Myonen in den zentralen Bereich gehen ($28 \leq \theta_\mu \leq 153$). Die Winkeldifferenz der φ -Segmente, die verlangt wird ist $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$. Das entspricht einer Azimutwinkeldifferenz der Myonen von mindestens 84 Grad. Außerdem muß die Multiplizität n_f in der vorderen Proportionalkammer kleiner gleich 7 und die Multiplizität in der zentralen Driftkammer n_c kleiner gleich 6 sein.

FF-Trigger Der FF-Trigger ist für die Ereignisse zuständig, bei denen beide Myonen in den Vorwärtsbereich gehen ($6.5 \leq \theta_{mu} \leq 22$). Die mindestens nötige Differenz ist $\Delta_{FF}^{trig}\varphi \geq 7$. Das entspricht $\Delta_{FF}^{gen}\varphi \geq 124$. Die maximal erlaubten Multiplizitäten sind $n_f \leq 6$ und $n_c \leq 2$.

FC-Trigger In der FC-Klasse müssen die 16 Vorwärtssegmente mit den 15 zentralen verglichen werden. Die dabei maximal mögliche Differenz ist $\Delta_{FC}^{trig}\varphi=8$. Um den Trigger auszulösen, wird $\Delta_{FC}^{trig}\varphi \geq 5$ verlangt. Das entspricht $\Delta_{FC}^{gen}\varphi \geq 105$.

In Abbildung 4.10 ist für ein in der CC-Klasse getriggertes Ereignis eine Frontalansicht der zentralen Spurkammern zu sehen. Die beiden Myonen aus

³Teilchenpaare mit einer Azimutwinkeldifferenz von $\Delta_{FF}^{gen}\varphi \geq 169$ gehen mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% in genau gegenüberliegende Kammern, erzeugen also $\Delta_{FF}^{trig}\varphi=8$

⁴Der Winkel $\Delta_{CC}^{gen}\varphi=156$ wurde auch hier so gewählt, daß 50% der Teilchen $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ erzeugen

dem J/ψ haben jeweils eine Spur in der zentralen Driftkammer erzeugt, die die φ -Segmente 2 und 11 haben ansprechen lassen. Dies sind die einzigen angesprochenen Segmente. In den vorderen Proportionalkammern wurden keine Teilchen registriert (Das ist aber diesem Bild nicht zu entnehmen).

4.4.1 Triggereffizienz für $e p \rightarrow e J/\psi + \text{Hadronen}$

Als erstes wurde untersucht, wie häufig die drei Subtrigger in den beiden verschiedenen fragmentierten Datensätzen ansprechen. Dies ist in Tabelle 4.6 aufgelistet. Der Unterschied in der Triggereffizienz ist in der CC-Klasse und in

Winkelklasse	Von 4000 Ereignissen wurden vom topol. Trigger getriggert:		Unterschied
	String Fragmentation	unabhängige Fragmentation	
CC	34.1%	37.0%	$(-2.9 \pm 1.3)\%$
FF	11.3%	9.6%	$(1.7 \pm 0.7)\%$
FC	30.0%	31.4%	$(-1.4 \pm 1.2)\%$

Tabelle 4.6: Triggereffizienz für den topologischen Trigger in den drei Winkelklassen, bei unabhängig und Lund fragmentierten, Ereignissen

der FF-Klasse größer als zwei Standardabweichungen. Im folgenden wird die CC-Klasse genauer untersucht.

Der CC-Trigger benötigt zwei Spuren mit einer Koplanarität $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ und eine maximale Multiplizität $n_c \leq 6$ und $n_f \leq 7$. Zunächst soll die Koplanarität untersucht werden.

Koplanarität

Zur Bestimmung der Koplanarität in der CC-Klasse werden die 15 φ -Segmente der zentralen Driftkammer verwendet. Der Trigger sucht nach denjenigen φ -Segmenten mit Einträgen, die den größten Abstand voneinander haben. Der maximal mögliche Wert ist $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$, dies entspricht einer Azimutwinkeldifferenz von mindestens 156 Grad.

Abbildung 4.11a) zeigt die maximale Differenz $\Delta_{CC}^{trig}\varphi$, die zwischen φ -Segmenten gefunden wurde. Dabei wurden keine Bedingungen bezüglich der Multiplizität verlangt. In diesem Histogramm tritt der größte Unterschied zwischen Lund Fragmentation und unabhängiger Fragmentation bei $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ auf. Für die Lund Fragmentation ist $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ 1046 Mal und für die unabhängige Fragmentation 1119 Mal erfüllt. Die beiden Werte unterscheiden sich um 1.6 Standardabweichungen.

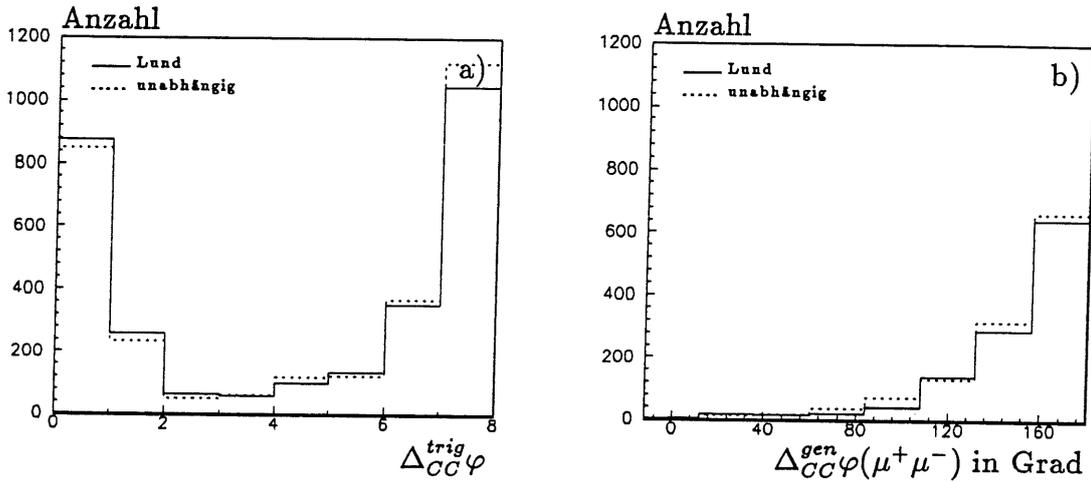


Abbildung 4.11: a) Größtes $\Delta_{CC}^{trig}\varphi$ das in einem Ereignis gefunden wurde. b) Winkeldifferenz $\Delta_{CC}^{gen}\varphi$ der Myonen falls beide Myonen in die zentralen Spurkammern fliegen

Der Sinn des topologischen Triggers ist, auf koplanare Myonpaare zu triggern. Daher ist in Abbildung 4.11b) gezeigt, welche Azimutwinkeldifferenz $\Delta_{CC}^{gen}\varphi(\mu^+\mu^-)$ zwischen den Myonen auftritt (Vierervektoren vor Simulation im Detektor, siehe Fußnote auf S.55). Die Differenz wurde nur eingetragen, falls beide Myonen in den Zentralbereich des Detektors ($28 < \vartheta_\mu < 153$) gehen. Im Vergleich zu Abbildung 4.11a) zeigt sich, daß mehr Ereignisse getriggert werden, als Myonen die dazu nötige Bedingung erfüllen. Am stärksten unterscheiden sich die Histogramme bei $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$. In nur 642 Fällen (660 bei unabhängiger Fragmentation) ist die Bedingung $\Delta_{CC}^{gen}\varphi \geq 156$ für die Myonen erfüllt. Die Triggerbedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ ist jedoch 1046 Mal (1119 Mal bei unabhängiger Fragmentation) erfüllt. Das bedeutet, in höchstens 61% aller Fälle (59% bei unabhängiger Fragmentation) kann das Triggerresultat $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ durch zwei Myonen ausgelöst worden sein.

Es wurde untersucht, welche Teilchen außer den Myonen den Trigger auslösen. Dazu wurde bei jedem Ereignis zuerst nachgeschaut, welche φ -Segmente den Trigger ausgelöst haben. Dann wurde in dem Winkelbereich, der diesen Segmenten entspricht, nach den Teilchen mit dem größten Impuls gesucht. Die dabei gefundenen Teilchenpaare haben wahrscheinlich die Einträge in der zentralen Driftkammer erzeugt.

Diese Zuordnung ist zu einfach und entspricht sicher nicht immer der Realität, da nur der Winkel am Erzeugungspunkt des Teilchens verwendet wird. So ist auch zu erklären, daß in den passenden φ -Bereichen nicht immer ein Teilchen gefunden wird.

In Tabelle 4.7 ist gezeigt, wie häufig die einzelnen Teilchenpaare für die Aktivierung der φ -Segmente verantwortlich sind.

Für $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$		
Teilchenpaar	Lund String Fragmentation	unabhängige Fragmentation
Myon,Myon	59.7 %	59.8 %
Myon,Pion	17.7 %	17.4 %
Myon,Elektron	0.7 %	0.9 %
Myon,sonstige	7.1 %	5.9 %
Pion,Pion	2.3 %	3.8 %
Pion,sonstige	1.6 %	1.4 %
Rest	1.2 %	0.8 %
nicht bestimmt ⁵	9.5 %	10.0 %
Für $\Delta_{CC}^{trig}\varphi = 7$		
Teilchenpaar	Lund String Fragmentation	unabhängige Fragmentation
Myon,Myon	54.5 %	55.4 %
Myon,Pion	13.8 %	12.4 %
Myon,Elektron	0.6 %	1.0 %
Myon,sonstige	5.0 %	4.9 %
Pion,Pion	1.3 %	3.2 %
Pion,sonstige	1.5 %	1.3 %
Rest	0.8 %	0.8 %
nicht bestimmt ⁵	22.6 %	21.0 %

Tabelle 4.7: Teilchenpaare, die den CC-Trigger auslösen

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß bei unabhängiger Fragmentation die $\Delta_{CC}^{trig}\varphi$ Bedingung etwas häufiger erfüllt ist als bei der Lund Fragmentation. Anschließend wurde festgestellt, daß die Myonen diesen Unterschied nicht verursachen. Das war auch nicht zu erwarten, da der Zerfall des J/ψ in zwei Myonen nichts mit der Fragmentation zu tun hat.

Der größte Unterschied zwischen den beiden Fragmentationsarten besteht darin, daß der topologische Trigger bei der unabhängigen Fragmentation 1.7 Mal häufiger durch zwei Pionen ausgelöst wird (in $3.8\% \pm 0.5\%$ der Fälle) als bei der Lund Fragmentation (in $2.3\% \pm 0.4\%$ der Fälle). Dieser Unterschied ist für $\Delta_{CC}^{trig}\varphi = 7$ noch größer. Unter dieser Bedingung wird der topologische Trigger bei der unabhängigen Fragmentation sogar 2.6 Mal häufiger durch zwei Pionen ausgelöst als bei der Lund Fragmentation. Dies liegt zwar deutlich (2.5 bzw.

2.9 Standardabweichungen) über dem statistisch zu erwartenden Unterschied, kann aber alleine die unterschiedliche Triggereffizienz nicht erklären.

Multiplizität

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob sich die beiden Fragmentationsmodelle durch die gemessene Multiplizität im Zentralbereich, die ebenfalls im koplanaren Trigger benutzt wird, unterscheiden. Aus den Vierervektordaten in Tabelle 4.3 ist zu sehen, daß die Multiplizität unterschiedlich ist. Hier wird jedoch die mit den zentralen Driftkammern gemessene Multiplizität untersucht.

Zuerst wird in Abbildung 4.12a) die Verteilung der Multiplizität in den zentralen Spurkammern gezeigt. Für dieses Histogramm wurden alle Ereignisse verwendet, ohne daß weitere Bedingungen erfüllt sein müssen.

Für weitere Untersuchungen sind nur Multiplizitäten $n_c \geq 2$ von Bedeutung, da nur ein Winkelabstand bestimmt werden kann, wenn mindestens zwei Spuren vorhanden sind. An dem Histogramm kann man sehen, daß bei unabhängiger Fragmentation häufiger Ereignisse mit einer zentralen Multiplizität zwischen $n_c = 2$ und $n_c = 4$ auftreten als bei Lund Fragmentation (siehe auch Tabelle 4.8).

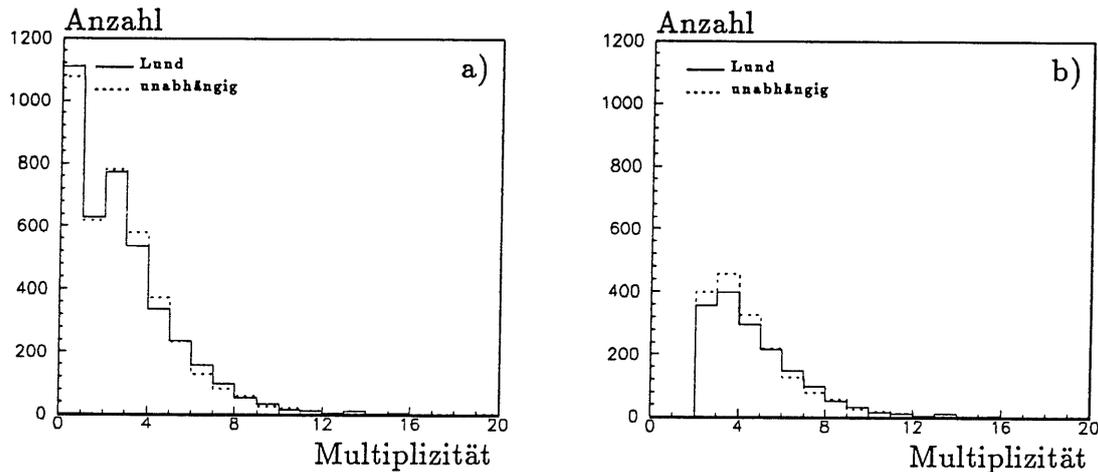


Abbildung 4.12: a) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer ohne weitere Bedingungen. b) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer, wenn die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig} \varphi \geq 4$ erfüllt ist.

Um zu sehen, wie sich die Koplanaritätsbedingung auf die Multiplizitätsverteilung auswirkt, wurde in Abbildung 4.12b) die zentrale Multiplizität nur

⁵Falls in einem oder beiden der Winkelbereiche, die den Driftkammersegmenten entsprechen keine Teilchen gefunden werden.

dann eingetragen, wenn die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ erfüllt ist. Im Vergleich zu Abbildung 4.12a) fallen folgende Unterschiede auf:

1. Die Gesamtzahl der Ereignisse wird geringer. Von 2262 (2305 bei unabhängiger Fragmentation) Ereignissen mit $n_c \geq 2$ erfüllen 1634 (1730) Ereignisse die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$.
2. Der Unterschied zwischen unabhängiger Fragmentation und Lund Fragmentation wird größer. Bei zentralen Multiplizitäten $n_c \leq 4$ erfüllen die unabhängig fragmentierten Ereignisse häufiger die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$.

Die größten Unterschiede treten bei kleinen zentralen Multiplizitäten auf. Daher ist in Tabelle 4.8 zusammengefaßt, wie sich der topologische Trigger auf Ereignisse mit kleiner zentraler Multiplizität auswirkt. In der ersten Zeile ist die Gesamtzahl aller Ereignisse mit zentraler Multiplizität n_c zwischen 2 und 4 aufgetragen. Von diesen stehen in der zweiten Zeile nur noch diejenigen, die zusätzlich die Koplanaritätsbedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ erfüllen. Bei den Ereignissen der dritten Zeile muß außerdem die Vorwärtsmultiplizität n_f kleiner gleich 7 sein. Sowohl der relative als auch der absolute Unterschied zwischen unabhängig und Lund fragmentierten Ereignissen nimmt mit jeder zusätzlichen Bedingung zu.

	Lund Fragmentation	Unabhängige Fragmentation	Unterschied
Ereignisse mit Multiplizität $2 \leq n_c \leq 4$	1644	1731	1.49σ
Ereignisse mit Multiplizität $2 \leq n_c \leq 4$ und $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$	1048	1177	2.73σ
Ereignisse mit Multiplizität $2 \leq n_c \leq 4$ und $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ und $n_f \leq 7$	1012	1144	2.84σ
Gesamtzahl aller Ereignisse die CC-Trigger erfüllen $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ und $n_c \leq 6$ und $n_f \leq 7$	1364	1478	2.14σ

Tabelle 4.8: Triggereffizienz für den topologischen CC-Trigger bei kleinen Multiplizitäten

Bis jetzt wurde festgestellt, daß die Triggereffizienz in der CC Klasse für unabhängige Fragmentation größer ist als für Lund Fragmentation. Der Unterschied

beträgt etwa 3% (Die Triggereffizienz ist 34% für Lund Fragmentation und 37% für unabhängige Fragmentation). Der Unterschied tritt besonders bei Ereignissen mit kleiner zentraler Multiplizität ($2 \leq n_c \leq 4$) auf. Es kann jedoch keine Bedingung ausgemacht werden, die alleine für den Unterschied verantwortlich ist. Sowohl die Koplanaritätsbedingung als auch die beiden Multiplizitätsbedingungen tragen jeweils einen Teil bei.

4.4.2 Ereignisse mit hoher Inelastizität und harten Gluonen

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob sich der Unterschied zwischen Lund Fragmentation und unabhängiger Fragmentation verstärkt, wenn man nicht alle J/ψ -Ereignisse betrachtet, sondern nur solche, die bestimmten Bedingungen genügen. Die hier verwendeten Bedingungen sind die gleichen, die auch benötigt werden, wenn man die Gluonstrukturfunktion des Protons bestimmen will [Mar87]:

$$z \leq 0.8 \quad \text{und} \quad \frac{p_t^2}{m_{J/\psi}^2} \geq 0.1 \quad (4.2)$$

Die Größe z ist definiert durch⁶:

$$z = \frac{P \cdot p_f}{P \cdot q}$$

P : Viererimpuls des Protons
 p_f : Viererimpuls des J/ψ
 q : Viererimpulsübertrag des Photons

(4.3)

Ereignisse mit $p_t(J/\psi) \geq 1.0 \text{ GeV}$

Bei den jeweils 4000 Ereignissen wurden bei Lund Fragmentation 1582 J/ψ und bei unabhängiger Fragmentation 1625 J/ψ mit Transversalimpuls $p_t(J/\psi)$ größer als 1.0 GeV erzeugt. Von diesen werden 37.3% bzw. 40.1% in der CC-Klasse getriggert.

Abbildung 4.13a) zeigt, welche Abstände $\Delta_{CC}^{trig} \varphi$ der φ -Segmente auftreten. Die Unterschiede, die bei dem vollständigen Ereignissample vorhanden waren, sind kleiner geworden. Dies ist folgendermaßen zu erklären: Die Transversalimpulse des J/ψ und des abgestrahlten Gluons sind nahezu entgegengesetzt gleich. Ein großer Transversalimpuls des J/ψ führt zu einem großen Transversalimpuls des Gluons und somit zu einer höheren zentralen Multiplizität. Doch schon im

⁶Zur Kinematik der Photon-Gluon-Fusion siehe [Ali87]

vorigen Kapitel wurde festgestellt, daß sich die Triggereffizienz vor allem für Ereignisse mit kleiner Multiplizität unterscheidet.

Abbildung 4.13b) zeigt die Azimutwinkeldifferenz der beiden Myonen für die Ereignisse, bei denen beide Myonen in die zentrale Jetkammer gelangen. Diese Verteilung ist im Vergleich zu den gemischten Ereignissen zu kleineren Werten hin verschoben. Der Grund dafür ist, daß Myonen, die aus J/ψ mit großem Transversalimpuls entstehen, nicht in φ -Richtung entgegengesetzt auseinanderfliegen müssen.

Das wirkt sich auch auf die Verteilung der Winkeldifferenz der φ -Segmente aus (Abbildung 4.13a)). Von den Ereignissen, die die Koplanaritätsbedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ erfüllen, haben etwa 50% $\Delta_{CC}^{trig}\varphi = 7$. Bei den Ereignissen ohne Schnitte waren es 65%.

Auch bei diesen Ereignissen wird wesentlich häufiger $\Delta_{CC}^{trig}\varphi = 7$ gefunden, als Myonen diese Bedingung erfüllen können. Der Unterschied ist aber wesentlich größer geworden. Während bei dem vollständigen Datensatz etwa 60% der Ereignisse mit $\Delta_{CC}^{trig}\varphi = 7$ durch Myonen ausgelöst worden sein können, sind es hier nur noch etwa ein Viertel.

Abbildung 4.14a) zeigt die Multiplizität in den zentralen Driftkammern. Die mittlere Multiplizität ist von $\bar{n}_c = 2.8$ bei den vollständigen Datensätzen auf $\bar{n}_c = 3.3$ für die Daten mit $p_t(J/\psi) \geq 1.0$ GeV gestiegen. Abbildung 4.14b) zeigt die Multiplizität für die Ereignisse, bei denen zusätzlich die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ erfüllt ist.

Wenn nur die Ereignisse mit $p_t(J/\psi) \geq 1.0$ GeV betrachtet werden, unterscheiden sich die Datensätzen mit verschiedenen fragmentierten Ereignissen weniger, als bei den Ereignissen ohne p_t Schnitt. Außerdem führt die geringere Anzahl an Ereignissen mit $p_t(J/\psi) \geq 1.0$ GeV, die zur Verfügung standen, dazu, daß die Ergebnisse statistisch weniger signifikant sind.

Ereignisse mit $z < 0.8$

Der Schnitt $z < 0.8$ bewirkt, daß von den 4000 Ereignissen ohne Schnitte 1954 Lund und 1932 unabhängigfragmentierte übrig bleiben. Bei diesen Ereignissen werden von den Lund fragmentierten 36.9% und von den unabhängig fragmentierten 39.3% in der CC-Klasse getriggert.

In Abbildung 4.15a) ist die Verteilung der $\Delta_{CC}^{trig}\varphi$ Werte gezeigt. Die Verteilung unterscheidet sich kaum von Abbildung 4.11a). Auch hier ist die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig}\varphi = 7$ bei der unabhängigen Fragmentation etwa 7% häufiger erfüllt als bei der Lund Fragmentation.

Abbildung 4.15b) zeigt die Winkeldifferenz $\Delta_{CC}^{gen}\varphi$ der Myonen, falls beide in die zentralen Spurkammern gelangen. Im Unterschied zu Abbildung 4.11 gibt es weniger Myonen, die unter großen Winkeln auseinanderfliegen. Von allen

$P_t \geq 1.0 \text{ GeV}$

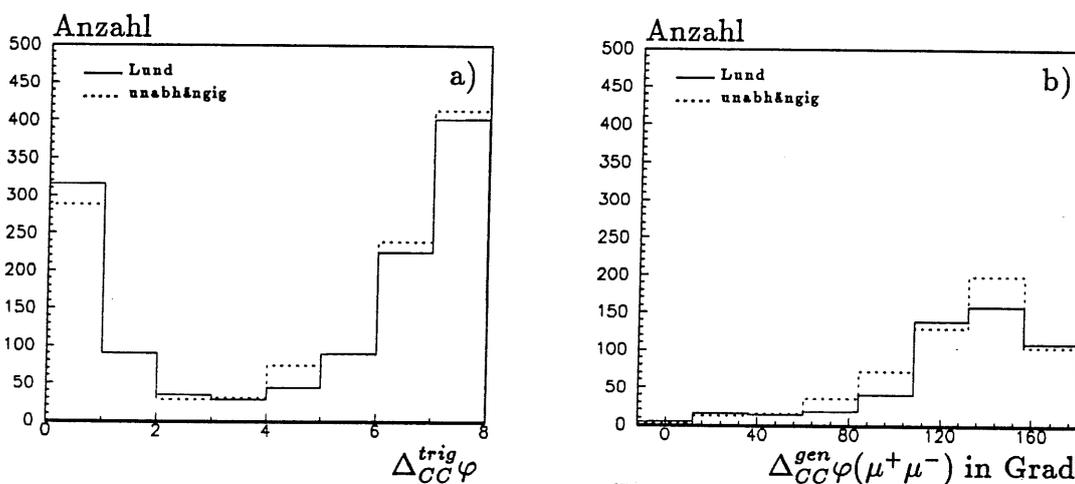


Abbildung 4.13: Für $p_t(J/\psi) \geq 1.0 \text{ GeV}$: a) Größtes $\Delta_{CC}^{trig} \varphi$ das in einem Ereignis gefunden wurde. b) Winkeldifferenz $\Delta_{CC}^{gen} \varphi$ der Myonen falls beide Myonen in die zentralen Spurkammern fliegen

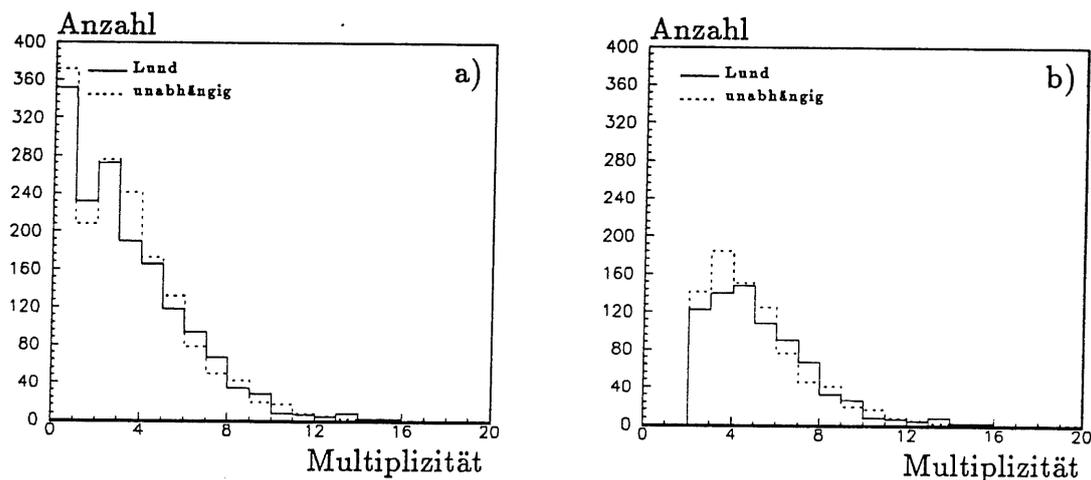


Abbildung 4.14: Für $p_t(J/\psi) \geq 1.0 \text{ GeV}$: a) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer ohne weitere Bedingungen. b) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer, wenn die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig} \varphi \geq 4$ erfüllt ist.

Myonpaaren, die in den zentralen Detektor gehen, haben nur etwa 45% eine Winkeldifferenz von $\Delta_{CC}^{gen}\varphi \geq 156$.

In nur etwa 45% aller Fälle kann die Winkeldifferenz $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ durch das Myonpaar ausgelöst worden sein. Dieser Wert liegt zwischen den Werten für die vollständigen Datensätze und für die Datensätze mit $p_t(J/\psi) \geq 1.0\text{GeV}$.

Auch der Schnitt $z < 0.8$ führt zu einer höheren mittleren Multiplizität von $\bar{n}_c = 3.4$. Unter der Bedingung, daß zusätzlich $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ erfüllt ist, steigt die mittlere Multiplizität auf $\bar{n}_c = 5.4$. Diese Werte sind etwa die gleichen, wie man sie bei den Ereignissen mit $p_t(J/\psi) \geq 1.0\text{GeV}$ erhält.

Die Untersuchung von Ereignissen mit $z < 0.8$ zeigt: Der Unterschied für die verschiedenen fragmentierten Ereignisse entspricht ungefähr dem Unterschied der bei den Daten ohne Schnitte gefunden wurde.

Ereignisse mit $z < 0.8$ und $p_t(J/\psi) \geq 1.0\text{ GeV}$

Als letztes sollen Ereignisse untersucht werden, die beide in den vorigen Abschnitten verlangten Bedingungen gleichzeitig erfüllen.

In Abbildung 4.17 sind, wie auch in den vorigen Abschnitten, der Abstand der φ -Segmente und die Winkeldifferenz der zentralen Myonpaare zu sehen.

Die Bedingung $p_t(J/\psi) \geq 1.0\text{GeV}$ führt dazu, daß nur noch etwa 20% der Myonen mit Winkeln von mehr als 156 Grad auseinander fliegen. D.h. auch hier werden weniger als ein Viertel der Ereignisse mit $\Delta_{CC}^{trig}\varphi=7$ durch Myonen ausgelöst.

Die Abbildung 4.18 zeigt die zentrale Multiplizität und in Abbildung b) die Multiplizität, falls auch $\Delta_{CC}^{trig}\varphi \geq 4$ erfüllt ist. Die mittlere Multiplizität ist im Histogramm a) $\bar{n}_c = 3.8 \pm 0.1$ für Lund Fragmentation und $\bar{n}_c = 3.6 \pm 0.1$ für unabhängige Fragmentation. Bei der Verteilung in Abbildung b) ist die mittlere Multiplizität für die Lund Fragmentation mit $\bar{n}_c = 5.7 \pm 0.2$ zwar etwas höher als bei der unabhängigen Fragmentation mit $\bar{n}_c = 5.5 \pm 0.2$, doch ist der Unterschied nicht signifikant.

Auch wenn beide kinematischen Schnitte gleichzeitig erfüllt werden, wirkt sich die Fragmentationsart kaum auf das Ergebnis aus. Das liegt vielleicht auch daran, daß die Unterschiede durch die reduzierte Zahl an Ereignissen stark an Signifikanz verlieren.

Ergebnis

Die Lund Fragmentation und die unabhängige Fragmentation unterscheiden sich bezüglich der Triggereffizienz im topologischen Trigger nur sehr wenig. Der gefundene Unterschied ist bei den in dieser Arbeit untersuchten Größen meist

$$z \leq 0.8$$

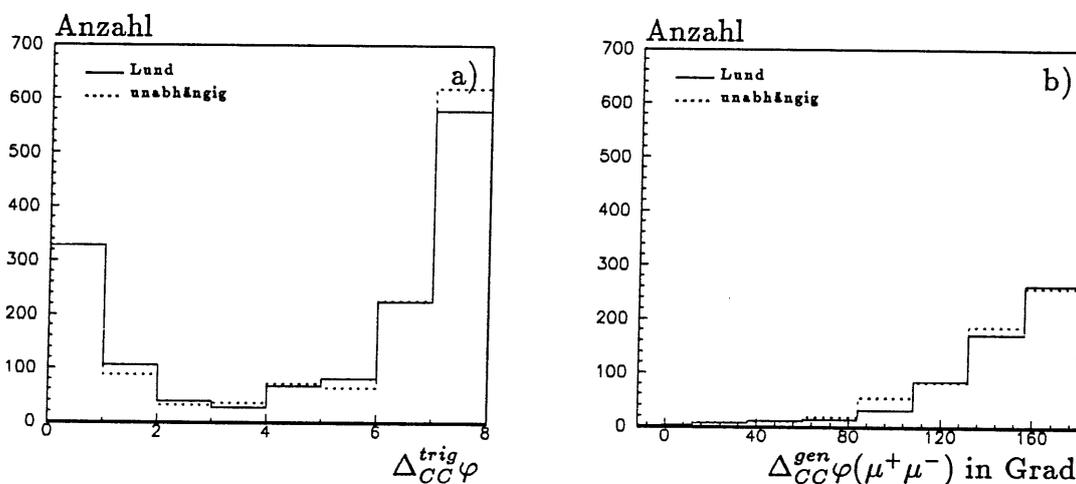


Abbildung 4.15: Für $z \leq 0.8$: a) Größtes $\Delta_{CC}^{trig} \varphi$ das in einem Ereignis gefunden wurde. b) Winkeldifferenz $\Delta_{CC}^{gen} \varphi$ der Myonen falls beide Myonen in die zentralen Spurkammern fliegen

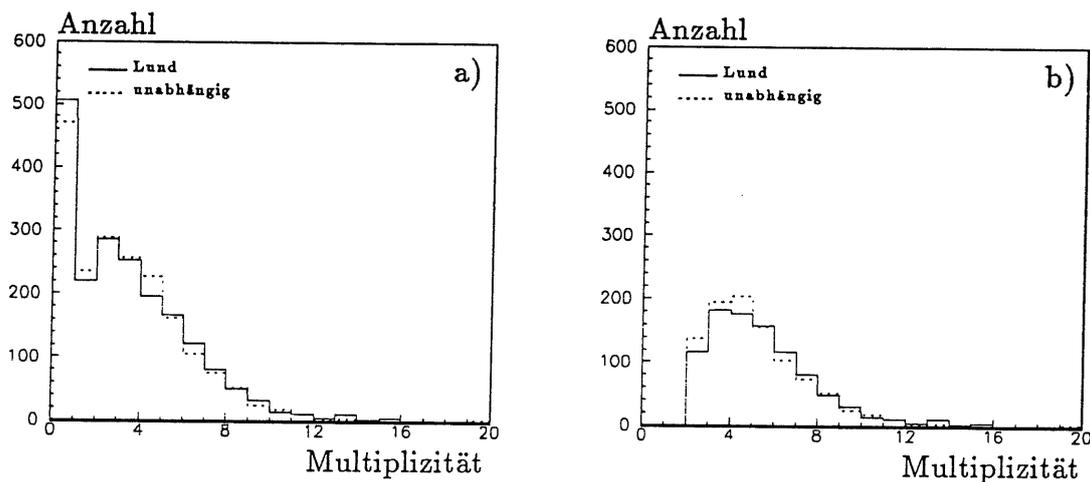


Abbildung 4.16: Für $z \leq 0.8$: a) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer ohne weitere Bedingungen. b) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer, wenn die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig} \varphi \geq 4$ erfüllt ist.

$P_t \geq 1.0 \text{ GeV}$ und $z \leq 0.8$

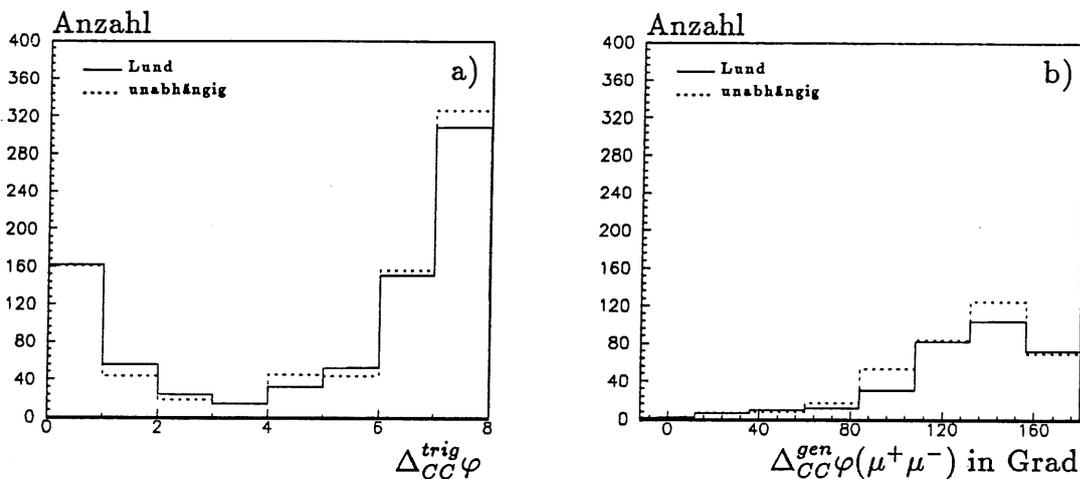


Abbildung 4.17: Für $z \leq 0.8$ und $p_t(J/\psi) \geq 1.0 \text{ GeV}$: a) Größtes $\Delta_{CC}^{trig} \varphi$ das in einem Ereignis gefunden wurde. b) Winkeldifferenz $\Delta_{CC}^{gen} \varphi$ der Myonen falls beide Myonen in die zentralen Spurkammern fliegen

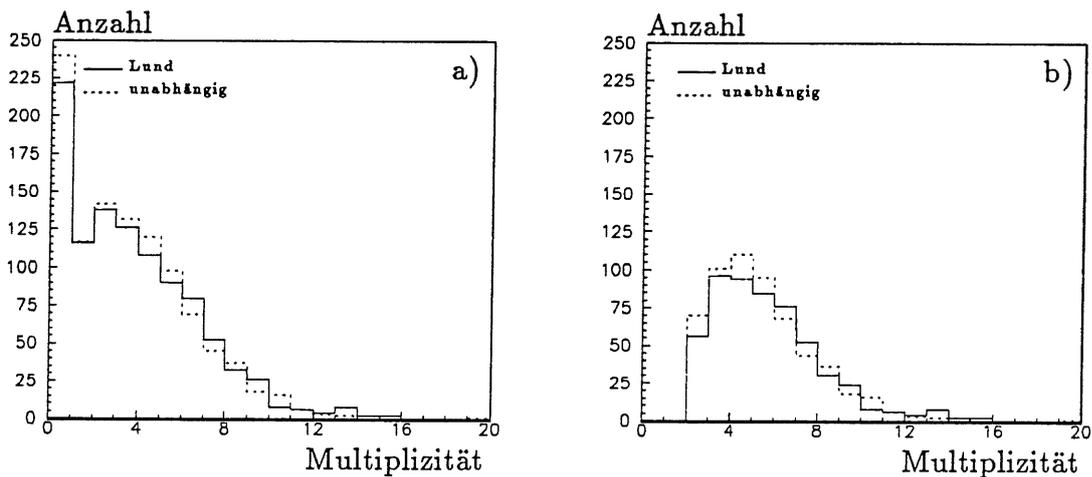


Abbildung 4.18: Für $z \leq 0.8$ und $p_t(J/\psi) \geq 1.0 \text{ GeV}$: a) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer ohne weitere Bedingungen. b) Anzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer, wenn die Bedingung $\Delta_{CC}^{trig} \varphi \geq 4$ erfüllt ist.

ein- bis zweimal so groß wie der erwartete Fehler. In Tabelle 4.9 ist die Triggereffizienz des CC-Triggers für die verschiedenen Datensätze zusammengefaßt.

Datensatz	Triggereffizienz		Unterschied
	Lund Fragmentation	unabhängige Fragmentation	
ohne Schnitte	34.1%	37.0%	$(2.9 \pm 1.3)\%$
$p_t(J/\psi) \geq 1.0$ GeV	37.3%	40.1%	$(2.8 \pm 2.2)\%$
$z < 0.8$	36.9%	39.3%	$(2.4 \pm 2.0)\%$
$p_t(J/\psi) \geq 1.0$ GeV und $z < 0.8$	38.4%	40.6%	$(2.2 \pm 2.8)\%$

Tabelle 4.9: Triggereffizienz des CC-Triggers für verschiedene Datensätze

Kapitel 5

Zusammenfassung

Um aus allen Ereignissen, die bei HERA stattfinden, diejenigen auszusuchen, bei denen J/ψ erzeugt werden, wird unter anderem ein Trigger benötigt. Aufgrund der Topologie der J/ψ -Ereignisse wurde ein Trigger vorgeschlagen, der zwei nahezu koplanare Spuren und eine Multiplizität, die ein Maximum nicht überschreiten darf, verlangt.

Weil die Multiplizität der Ereignisse durch die Fragmentation bestimmt wird, ist es wichtig zu untersuchen, wie sich das verwendete Fragmentationsmodell auf die Triggereffizienz auswirkt. In dieser Arbeit wurden zwei Modelle, die unabhängige Fragmentation und die Lund String Fragmentation, miteinander verglichen.

Zuerst wurde untersucht, welche Unterschiede zu sehen sind, wenn die Vierervektoren der Teilchen betrachtet werden. Ein Unterschied besteht darin, daß zwischen Quark bzw. Diquark und Gluon bei der unabhängigen Fragmentation weniger Teilchen erzeugt werden als bei der Lund Fragmentation. Gleichzeitig ist die Verteilung der in Gluonrichtung erzeugten Teilchen schmaler als bei der Lund Fragmentation.

Dieser Unterschied ist gut zu beobachten, wenn man ein einzelnes Ereignis mit einem harten Gluon oft fragmentiert. Wenn man jedoch realistisch verteilte Energien und Impulse der beteiligten Partonen analysiert, verschwindet der Unterschied fast.

Anschließend wurde untersucht, ob sich die geringen Multiplizitätsunterschiede auf die Triggereffizienz des topologischen Triggers auswirken.

Die größten Unterschiede in der Triggereffizienz wurden im zentralen und im Vorwärtsbereich gefunden. Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde der Zentralbereich genauer untersucht. Der CC-Trigger verlangt zwei Spuren im Zentralbereich ($28 \leq \vartheta \leq 153$) die eine Azimutwinkeldifferenz von mindestens 84 Grad haben (diese Spuren sollen durch die Myonen erzeugt werden).

In zwei Fällen ist der Unterschied in der Triggereffizienz zwischen den verschieden fragmentierten Ereignissen besonders groß (mehr als zwei Standardabweichungen):

1. Die zentrale Multiplizität ist klein ($2 \leq n_c \leq 4$).
2. Die maximale Azimutwinkeldifferenz der gefundenen Spuren ist groß ($\Delta_{CC}^{trig}\varphi = 7$ entspricht $\Delta_{CC}^{gen}\varphi \geq 156$).

Ein Grund, der für die unterschiedlich hohe Triggereffizienz ausgemacht werden konnte, ist, daß der topologische Trigger bei unabhängig fragmentierten Ereignissen etwas häufiger durch zwei Pionen ausgelöst wird.

Aus diesen verschiedenen Ergebnissen läßt sich folgendes schließen:
Das verwendete Fragmentationsmodell hat zumindest beim topologischen Trigger einen Einfluß auf die Triggereffizienz. Der Unterschied ist nicht besonders groß, aber auch nicht zu vernachlässigen. Falls es notwendig ist, Schnitte bei kleinen Multiplizitäten im Trigger zu machen, müssen diese Unterschiede eventuell bei der Analyse berücksichtigt werden.

Literaturverzeichnis

- [Ali87] *A.Ali et al.*, Heavy Quark Physics at HERA, Proceedings of the HERA Workshop Vol.1, Hamburg 1987
- [Ali80] *A.Ali, J.G.Körner, G.Kramer, J.Willrodt*, Heavy Quarks in e^+e^- Annihilation, Nucl. Phys. B168 (1980)
- [And91] *B.Andersson*, Revisiting the Lund Model, J.Phys.G 17(10) (1991)
- [Bür87a] *J.Bürger*, Parameters of Tracking Detektors, H1-Tracking Note Nr. 3 (1987)
- [Bür87b] *J.Bürger et al.*, The Central Jet Chamber of the H1-Detektor at HERA, H1-Tracking Note H1-TR 200 (1987)
- [Desy91] *DESY -PR-*, DESY EXPO at CERN/microcosm, Hamburg (1991)
- [Eich88] *R.A.Eichler, Z.Kunszt*, Charm, Bottom and Top Production in High Energy Electron Proton Collisions, Nucl.Phys. B308 (1988)
- [Eich90] *R.Eichler et. al.*, Technical Proposal for a Driftchamber r - φ Trigger, Internal Report, H1-01/91-161, Hamburg 1990
- [Felt92] *J. Feltesse*, New Physics Results from H1, Vortrag bei DESY am 1.12.92
- [Fiel77] *R.D.Field, R.P.Feynman*, A Parametrization of the Properties of Quark Jets, Nucl.Phys. B136 (1978)
- [Fos90] Electron-Positron Annihilation Physics, Edited by B.Foster, H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol 1990
- [Grä87] *H.Grässler et al.*, The H1 Forward Tracker Description and Status, H1-Tracking Note H1-TR 205
- [H1-85] *H1 Collaboration*, H1 — A detector for HERA, H1 Internal Report H1-05/88-85

- [H1EP] Datensatz auf der Desy IBM HERA01.H01.EP
- [Jet73] JETSET 7.3 Manual, Datensatz auf der Desy IBM F36GGG.H1GEN.JETSET73.CMZ
- [Jung90] *H.Jung*, EPJPSI 1.2 Manual, Datensatz auf der Desy IBM F36GGG.H1GEN.EPJPSI.S
- [Jung91a] *H.Jung, G.A.Schuler, J.Terron*, J/ψ -production Mechanisms and Determination of the Gluon Density at HERA, Proceedings of the HERA Workshop Vol.2, Hamburg 1991
- [Jung91b] *H.Jung*, EPJPSI 2.0—Monte Carlo generator EPJPSI for J/ψ mesons in high energy electron-proton collisions, Proceedings of the HERA Workshop Vol.3, Hamburg 1991
- [Mar87] *A.D. Martin et al.*, Inelastic Leptoproduction of J/ψ as a Probe of the Small-x Behavior of the Gluon Structure Function, Phys. Lett. B191 (1987)
- [Mey91] *J. Meyer*, Guide to Simulation Program H1SIM,1991
- [OPA91] *OPAL Collaboration*, A Model Independent Observation of the String Effect Using Quark Tagging at LEP, Phys. Lett. B261 (1991)
- [PDG92] *Particle Data Group*, Review of Particle Properties, Physical Review D45, Part 2 (1992)
- [Sell91] *R.Sell*, Ein topologischer Trigger für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ im H1 Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Hamburg 1991
- [Sjö] *Torbjörn Sjöstrand*, Persönliche Mitteilung
- [Sjö85] *T. Sjöstrand*, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics — JETSET Version 6.2, Comput. Phys. Commun. 39 (1986)
- [Sjö87] *T. Sjöstrand, M. Bengtsson*, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics — JETSET Version 6.3 — an Update, Comput. Phys. Commun. 43 (1987)
- [Sjö88] *T.Sjöstrand*, Status of Fragmentation Models, Int.J.Mod.Phys. A, Vol. 3, No. 4, (1988)

Am Objektiven gemessen ist es unsäglich wenig, was der Mensch durch heißes Bemühen der Wahrheit abringt. Aber das Streben befreit uns aus den Fesseln des Ichs und macht uns zu den Genossen der Besten.

A. Einstein 1920

Danksagung

Für die interessante Aufgabenstellung und vor allem für die hervorragende Betreuung der Arbeit möchte ich mich bei Frau Prof. B. Naroska bedanken. Bei Problemen mit JETSET und EPJPSI half mir Hannes jederzeit weiter. Bei Carola möchte ich mich bedanken, daß sie auf fast alle meine Fragen eine Antwort hatte. Bei vielen Mitgliedern von F11/F22 bedanke ich mich für häufiges, gemeinsames Kaffee- und Sekttrinken. Außerdem bedanke ich mich bei meinen Eltern, die mir durch ihre großzügige Unterstützung mein Studium sehr erleichterten.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen selbständig angefertigt zu haben.