

Ein topologischer Trigger für  
 $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$   
 im H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

REINHARD SELL  
 Universität Hamburg  
 II. Institut für Experimentalphysik

1. Juni 1991

## Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einführung</b>  | <b>3</b>  |
| 1.1      | Der Speicherring HERA  | 3         |
| 1.2      | Der Detektor H1  | 5         |
| 1.3      | Physik bei HERA  | 8         |
| 1.4      | $J/\psi$ 's bei HERA   | 10        |
| 1.5      | Computersimulation   | 11        |
| <b>2</b> | <b>Produktion von <math>J/\psi</math>'s bei <math>e</math>-<math>p</math>-Streuung</b> | <b>13</b> |
| 2.1      | Kinematik  | 13        |
| 2.1.1    | Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung  | 13        |
| 2.1.2    | Boson-Gluon-Fusion   | 16        |
| 2.1.3    | $J/\psi$ -Erzeugung durch Boson-Gluon-Fusion   | 18        |
| 2.2      | Zerfall des $J/\psi$ in Myonen   | 19        |
| 2.3      | Grenzen des kinematischen Bereichs   | 20        |
| 2.4      | Grenzen des BGF-Modells  | 24        |
| 2.5      | Wirkungsquerschnitt und Gluonstrukturfunktion  | 24        |
| 2.6      | Rekonstruktion der Kinematik   | 25        |
| 2.7      | Andere $J/\psi$ -Produktionsmechanismen  | 27        |
| <b>3</b> | <b>Simulationsprogramme</b>  | <b>29</b> |
| 3.1      | $J/\psi$ -Ereignisgenerator: EPJPSI  | 29        |
| 3.2      | Fragmentation: JETSET  | 30        |
| 3.3      | Detektorsimulation: H1SIM  | 30        |
| 3.4      | QED-Myonpaare  | 34        |
| <b>4</b> | <b>Eigenschaften der <math>J/\psi</math>-Myon-Ereignisse</b>                           | <b>35</b> |
| 4.1      | Impuls und Polarwinkel der Myonen  | 35        |
| 4.2      | Myon Identifikation  | 39        |
| 4.3      | Koplanarität   | 41        |
| 4.4      | Multiplizität  | 43        |
| 4.5      | $z_p$ -Verteilung  | 46        |
| 4.6      | Wirkungsquerschnitte   | 47        |
| <b>5</b> | <b>Der H1-Trigger</b>  | <b>50</b> |
| 5.1      | Aufbau des H1-Triggers   | 50        |
| 5.2      | Triggerelemente des H1-Detektors   | 51        |
| 5.2.1    | Proportionalkammern (MWPC)   | 52        |
| 5.2.2    | Zentrale Jetkammern (CJC)  | 54        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 5.2.3    | Kalorimeter  | 54        |
| 5.2.4    | Myondetektor   | 54        |
| 5.3      | Der H1-Standardtrigger   | 57        |
| <b>6</b> | <b>Topologischer Trigger für <math>J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-</math></b> | <b>58</b> |
| 6.1      | Triggerelemente  | 58        |
| 6.1.1    | Winkelbereiche der Triggerelemente   | 59        |
| 6.1.2    | Koplanaritätstrigger   | 62        |
| 6.1.3    | Myon-Trigger   | 64        |
| 6.1.4    | Multiplizitätstrigger  | 66        |
| 6.1.5    | z-Vertex-Signifikanz   | 66        |
| 6.2      | Untergrund   | 68        |
| 6.2.1    | Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse                                       | 70        |
| 6.3      | Aufbau des topologischen Triggers  | 72        |
| 6.3.1    | Winkelklasse $CC$  | 72        |
| 6.3.2    | Winkelklasse $FF$  | 74        |
| 6.3.3    | Winkelklasse $FC$  | 77        |
| 6.3.4    | Ergänzende Studien zu einem Myon-Trigger                                     | 79        |
| 6.4      | Topologischer Trigger, Zusammenfassung                                       | 81        |
|          | <b>Zusammenfassung</b>   | <b>84</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>  | <b>85</b> |

## Kapitel 1

### Einführung

Ein Prozess der Produktion von  $J/\psi$ 's bei Elektron-Proton-Streuung  $e p \rightarrow J/\psi X$  ist die Boson-Gluon-Fusion  $\gamma g \rightarrow J/\psi g$ . Anhand dieses Prozesses ist, in Ergänzung zu anderen Methoden, die Messung der Gluonstrukturfunktion des Protons  $G(x_g, M^2)$  möglich. Hilfreich bei der Analyse dieses Prozesses ist die leicht erkennbare Signatur der  $J/\psi$  beim Zerfall in Leptonpaare. Diese Zerfälle machen die  $J/\psi$ -Ereignisse außerdem für die Detektor-Kalibration nützlich. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Mit Hilfe von Computersimulationen wurde die Produktion und der Nachweis, insbesondere die Triggerung dieser Ereignisse im H1-Detektor untersucht.

Im ersten Kapitel werden der Speicherring HERA und der Detektor H1, sowie die physikalischen Prozesse, zu denen neue Ergebnisse erwartet werden, vorgestellt. In Kapitel 2 wird auf die Kinematik der Prozesse bei HERA eingegangen mit dem Ziel der Beschreibung der  $J/\psi$ -Produktion aus Boson-Gluon-Fusion. In Kapitel 3 folgt eine kurze Zusammenstellung der verwendeten Simulationsprogramme zur Erzeugung der Ereignisse und zur Simulation der Ereignisse im H1-Detektor. Anschließend werden in Kapitel 4 Eigenschaften der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse – zunächst ohne Berücksichtigung von Detektoreffekten – untersucht und dargestellt. Nach einer Beschreibung des H1-Triggers und der für diese Arbeit wesentlichen Teile des Detektors in Kapitel 5 wird dann in Kapitel 6 ein spezieller, topologischer Trigger für  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse im H1-Detektor entwickelt.

#### 1.1 Der Speicherring HERA

Beim Speicherringssystem HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) auf dem Gelände des DESY in Hamburg handelt es sich um einen Elementarteilchenbeschleuniger, der hochenergetische Protonen und Elektronen speichern und zur Kollision bringen soll.

Bei HERA werden die Protonen und die Elektronen in getrennten Ringen, die sich in einem Tunnel von etwa 6.3 km Länge befinden, auf eine Energie von 820 GeV bzw. 30 GeV beschleunigt. Die Protonenenergie ist wesentlich höher als die der Elektronen, da die Protonen wegen ihrer 2000mal größeren Masse beim gleichen Krümmungsradius sehr viel weniger Energie durch Synchrotronstrahlung verlieren als die Elektronen.

Der Elektronenring ist in konventioneller Weise aufgebaut, für den Protonenring wurden Helium-gekühlte, supraleitende Magnete entwickelt. Der Protonen- und der Elektronenstrahl können an drei Stellen, den Wechselwirkungszone, zur Kollision gebracht werden, wo sie sich unter  $0^\circ$  treffen. Bei 30 GeV  $\times$  820 GeV beträgt die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 314$  GeV.

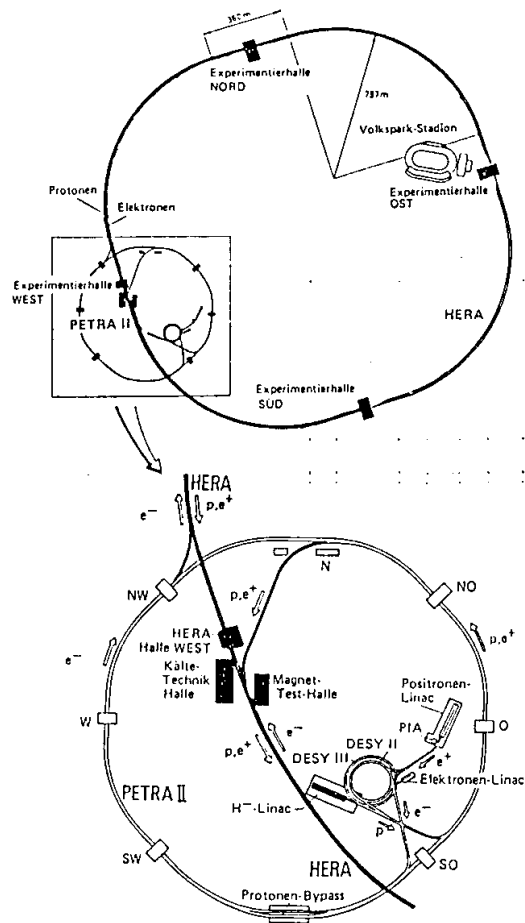


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Speicherrings HERA, der zur Vorbeschleunigung benutzten Ringe PETRA und DESY, sowie der Linearbeschleuniger.

wodurch frühere Elektron-Proton-Streuversuche weit übertroffen werden, die bisher nur bei sogenannten 'Fixed-Target'-Experimenten durchgeführt wurden. Dabei wurden hochenergetische Leptonen (Elektronen oder Myonen) auf ruhende Ziele geschossen.<sup>1</sup>

In Abbildung 1.1 ist eine schematische Darstellung des Beschleunigersystems HERA zu sehen. Die Elektronen und die Protonen werden, bevor sie in den HERA-Ring gelangen, mit Linearbeschleunigern und mit den Synchrotrons DESY II und III, sowie dem früher für  $e^+e^-$ -Kollisionen benutzten Speicherring PETRA vorbeschleunigt.

Die Teilchen sind in HERA zu Paketen (Bunches) von ca.  $10^{11}$  Teilchen gebündelt. Je 220 dieser Pakete fliegen gleichzeitig durch die Ringe, das heißt es kommt in den Wechselwirkungs-zonen der Detektoren alle  $96 \text{ ns} (\approx 10,4 \text{ MHz})$ , zur Kollision eines Protonen-Pakets mit einem Elektronen-Paket. Die Luminosität von HERA soll  $1,6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  betragen, als integrierte Luminosität wird der Wert  $100 \text{ pb}^{-1}$  Jahr zugrundegelegt.

## 1.2 Der Detektor H1

In zwei der Wechselwirkungs-zonen des HERA-Ringes werden die Detektoren ZEUS und H1 aufgebaut. Beide Detektoren sind für eine möglichst komplette Analyse der stattfindenden Ereignisse ausgelegt. Sie verfügen über Spurrkammern zur Messung der Impulse von geladenen Teilchen, Kalorimetern zur Energiemessung von Elektronen und Photonen, bzw. Hadronen, und Myondetektoren. Im folgenden wird der H1-Detektor kurz vorgestellt. Eine genauere Beschreibung der für diese Arbeit benutzten Detektorelemente ist in Kapitel 5 zu finden.

Die Komponenten des H1-Detektors sind in Schichten um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Da das Laborsystem von HERA wegen der Differenz zwischen Elektronen- und Protonenenergie nicht mit dem Schwerpunktsystem identisch ist, ist der Detektor nicht symmetrisch bezüglich der  $x$ - $y$ -Ebene.<sup>2</sup> Der größte Teil der Energie eines Ereignisses 'bewegt' sich in Richtung des einlaufenden Protons. Um die Teilchen in diesem Bereich voneinander zu trennen und genau messen zu können, befinden sich im vorderen Detektorteil mehr und aufwendigere Detektorelemente als im rückwärtigen Teil.

Der Detektor H1 setzt sich im einzelnen aus folgenden Komponenten zusammen (s. Abbildung 1.2; Technische Daten stammen aus H1Pro<sup>3</sup> und aus persönlichen Mitteilungen):

**Strahlrohr:** Als innerstes Element des Detektors ist das Strahlrohr [1] zu nennen. Es hat im Bereich der Wechselwirkungszone einen Durchmesser von ca. 20 cm. In der Abbildung sind außerdem Magnete zur Strahlführung und der Kompensationsmagnet [2] zu erkennen.

**Spurrkammern:** Direkt um das Strahlrohr herum befinden sich die zentralen Spurrkammern [2] und die Vorwärts-Spurrkammern [3] zur Messung der Spuren von geladenen Teilchen. Den größten Teil der zentralen Spurrkammern nehmen die Jetkammern ein. Sie sind in einen inneren und einen äußeren Zylinder unterteilt. Die Drähte in den Jetkammern sind parallel zur Strahlrichtung gespannt und ermöglichen daher eine präzise Messung der  $r$ - $\varphi$ -Koordinaten der Spuren.

Zwischen äußerer Jetkammer und innerer Jetkammer sowie zwischen innerer Jetkammer

<sup>1</sup> Um bei Fixed-Target-Experimenten die HERA-Energie zu erreichen wäre ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 52 TeV nötig.

<sup>2</sup> Der Nullpunkt des H1-Koordinatensystems liegt im Zentrum der Wechselwirkungszone. Die  $z$ -Achse verläuft parallel zum Strahl in Richtung des einlaufenden Protons. Die  $x$ -Achse verläuft horizontal.

## HERA Experiment H1

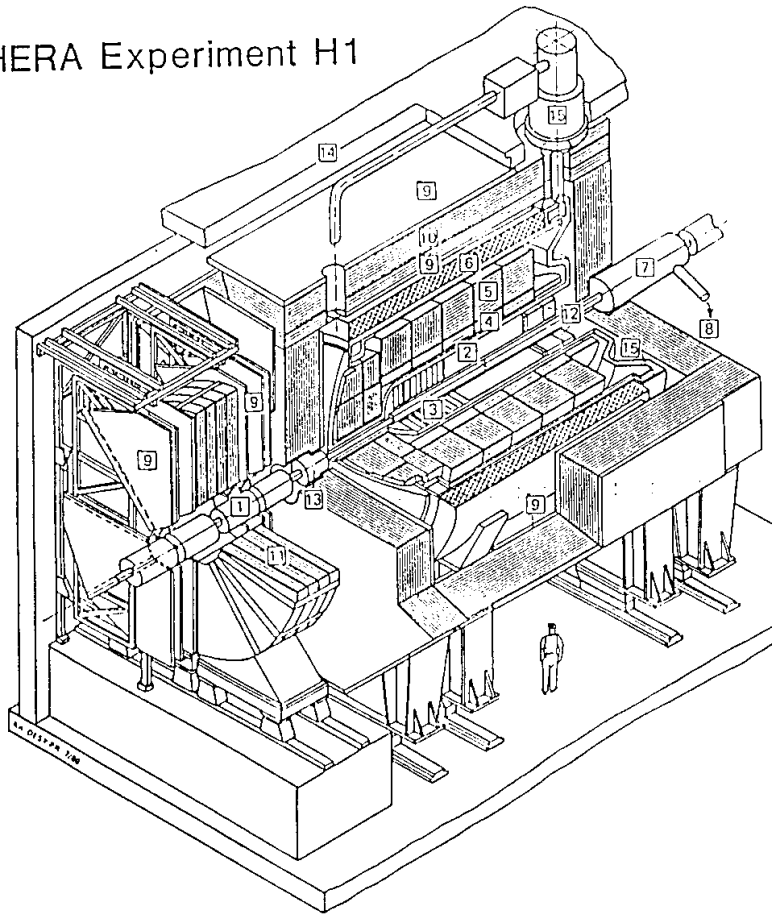


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des H1-Detektors. Eine Beschreibung der einzelnen Komponenten findet sich im Text.

## 1.2. Der Detektor H1

und dem Strahlrohr befindet sich je eine Lage von Driftkammern mit Drähten senkrecht zur Strahlrichtung für die Messung der z-Komponente einer Spur, sowie je eine Lage von Proportionalkammern, die in der Lage sind, anhand grober Spurmuster den Vertex eines Ereignisses zu rekonstruieren und davon ausgehende Spuren zu erkennen (s. Kapitel 5). Sie werden vor allem für den Trigger benutzt.

Die Vorwärts-Spurkammern setzen sich aus drei gleichartig aufgebauten Modulen zusammen. Es gibt Driftkammern mit radial gespannten Drähten zur  $r$ - $\varphi$ -Messung, planare Driftkammern zur Bestimmung der  $\vartheta$ -Komponente einer Spur, Übergangsstrahlungsmodule zur  $e/\pi$ -Trennung und zusätzlich Proportionalkammern für den Trigger. Die Spurkammern befinden sich im Magnetfeld der supraleitenden Spule [6], alle geladenen Teilchen werden dadurch auf Beluxbahnen abgelenkt. Aus dem Krümmungsradius der Projektion einer Spur in die  $r$ - $\varphi$ -Ebene läßt sich das Vorzeichen der Ladung und der Impuls des zugehörigen Teilchens bestimmen.

**Kalorimeter:** Die Flüssig-Argon-Kalorimeter befinden sich in einem Kryostaten [11] hinter den Spurkammern, aber noch innerhalb der supraleitenden Spule [6]. Diese Anordnung erlaubt es, die Menge der Materie und damit den Energieverlust der Teilchen auf dem Weg vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter möglichst gering zu halten. Je nach Polarwinkel befindet sich zwischen Wechselwirkungszone und Beginn des Kalorimeters Materie, die einer elektromagnetischen Strahlungslänge von  $0,6-1,6 X_0$  entspricht. Die Kalorimeter sind in zwei Teile unterteilt: Innen befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter zur Energiemessung von Elektronen und Photonen [4] mit Absorberplatten aus Blei von insgesamt etwa 20-30 Strahlungslängen. Daran anschließend folgt das hadronische Kalorimeter zur Messung von hadronischen Schauern [5] mit Absorberplatten aus Stahl von insgesamt 5-8 Absorptionslängen.

Im 'rückwärtigen' Detektorbereich befindet sich außerhalb des Flüssig-Argon-Kryostaten ein 'warmes' elektromagnetisches Blei-Szintillatorkalorimeter, das vor allem zur Messung des gestreuten Elektrons im Polarwinkelbereich von  $150^\circ$  bis  $170^\circ$  dienen soll [12]. An diesem Kalorimeter sind Proportionalkammern angebracht, die den Auftreffpunkt eines Teilchens bestimmen sollen. Sie sind jedoch wegen ihrer geringen Auflösung bislang nicht zur Impulsmessung vorgesehen.

Im 'vorderen' Bereich gibt es ebenfalls ein warmes Kalorimeter. Es umschließt das Strahlrohr sehr eng, um einen möglichst großen Teil der Energie des Targetjets erfassen zu können. Es trägt wegen seiner Position den Namen 'PLUG' (engl. für 'Stöpsel').

**Myonkammern und Eiseninstrumentierung:** Außerhalb der Spule [6] ist das in mehrere Schichten unterteilte Eisenjoch zur Rückführung des Magnetfelds angeordnet [10]. Zwischen den Schichten sind Streamerkammern eingeschoben, die zum Nachweis von Myonen dienen. Weitere spezielle Myonkammern zur dreidimensionalen Ortsauflösung sind an der Innenseite und an der Außenseite des Eisenjochs, sowie in einer Schicht zwischen den Eisenplatten angebracht [9].

Das instrumentierte Eisen dient nicht nur als Myondetektor sondern auch als 'Tail-Catcher' für hochenergetische Schauer, die aus den Kalorimetern herauslecken.

**Myon-Toroid-System:** Hochenergetische Myonen im extremen Vorwärtsbereich ( $5^\circ-20^\circ$ ) können mit Hilfe des Myon-Toroid-Magneten [11] und den daran angebrachten Myonkammern gemessen werden.

### 1.3 Physik bei HERA

Der Prozeß mit dem größten Wirkungsquerschnitt bei Elektron-Proton-Streuung ist die elastische Streuung. Elastisch bedeutet in der Nomenklatur der Hochenergiephysik, daß die einlaufenden Teilchen bei der Wechselwirkung erhalten bleiben; es werden keine Teilchen erzeugt oder vernichtet.

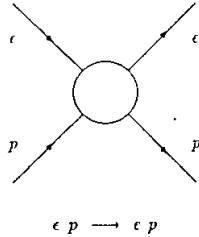


Abbildung 1.3: Elastische Elektron-Proton-Streuung.

Man interessiert sich bei HERA aber vor allem für die innere Struktur des Protons, die bei inelastischer Streuung sichtbar wird. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton wird im Rahmen der Quantenfeldtheorie durch Austauschbosonen beschrieben, entweder in Form des neutralen Stroms ( $\gamma, Z^0$ ) oder des geladenen Stroms ( $W^+, W^-$ ). Bei der inelastischen Streuung kann das Proton in eine Vielzahl von 'Fragmenten' zerplatzen.

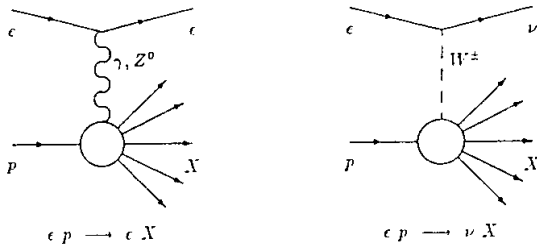


Abbildung 1.4: Inelastische Elektron-Proton-Streuung, das Proton zerplatzt in Fragmente. Links: Austausch neutralen Stroms; rechts: Austausch geladenen Stroms.

Bei der Analyse dieser Vorgänge können Informationen über den Aufbau des Protons gewonnen werden. Die Energie des einlaufenden Elektrons im Ruhesystem des Protons von  $E_e = s/2m_p c^2 \approx 50 \text{ TeV}$  entspricht einer Wellenlänge von  $\lambda = hc/E_e \approx 2.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}$ . Die Ortsauflösung von HERA ist also mehr als vier Größenordnungen kleiner als der Radius des

Protons, falls man den Beschleuniger als klassisches Mikroskop zur Untersuchung des Protons interpretiert.

Ergebnisse früherer  $e$ - $p$ -Experimente wurden erfolgreich mit dem sogenannten 'Parton-Modell' beschrieben: Bei der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung wechselwirkt das Austauschboson nicht mit dem Proton selbst, sondern dringt in das Proton ein und trifft auf ein Parton des Protons, also ein Quark oder ein Gluon. Die entsprechenden Unterprozesse, z.B. für den Fall der Photon-Parton-Streuung, werden in niedrigster Ordnung durch folgende Feynman-Graphen beschrieben:

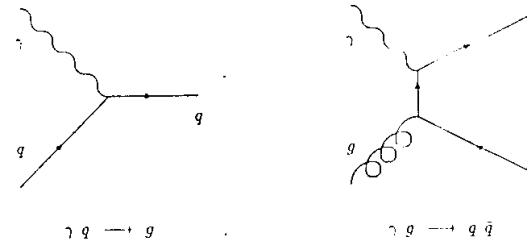


Abbildung 1.5: Photon-Parton-Streuung.

Die Wechselwirkung zwischen Boson und Gluon wird auch als 'Boson-Gluon-Fusion' bezeichnet. Diese Prozesse können im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik berechnet werden. Sie sind in weiten Bereichen der Kinematik sowohl theoretisch verstanden, als auch experimentell verifiziert worden. Das Standardmodell ist bis heute eine der erfolgreichsten Theorien der Physik.

Der Prozeß der Elektron-Proton-Streuung kann schematisch in drei Teile unterteilt werden (ohne den Anspruch einer kompletten und vollständigen Beschreibung aller Prozesse zu erheben):

**Elektron-Parton-Wechselwirkung** Bei der Streuung des Elektrons an einem Quark handelt es sich in niedrigster Ordnung um einen Prozeß der Ordnung  $O(\alpha^2)$ ; bei Elektron-Gluon-Wechselwirkung mit dem in Abbildung 1.5 dargestellten Unterprozeß der Boson-Gluon-Fusion liegt ein Prozeß der Ordnung  $O(\alpha^2, \alpha_s^2)$  vor.<sup>3</sup> Beide können vollständig berechnet werden.

Durch Graphen höherer Ordnung können aber auch weitere Prozesse wie z.B. die sogenannte QCD-Compton-Streuung, die Gluonbremsstrahlung oder die  $J/\psi$ -Produktion beschrieben werden. Darüber hinaus können Prozesse formuliert werden, die das Standardmodell in bislang nicht zugänglichen Bereichen wie z.B. Triple-Boson-Vertizes oder die Produktion von Higgs-Teilchen und Top-Quarks testen könnten.

Auch Prozesse, die über das Standardmodell hinausgehen, wie die Produktion von supersymmetrischen Teilchen, können beschrieben und experimentell gesucht werden.

**Struktur des Protons** Es ist bisher nicht gelungen die Struktur des Protons, also den Gehalt an Quarks und Gluonen, im Rahmen des Standardmodells zu berechnen.

<sup>3</sup> $\alpha$  und  $\alpha_s$  bezeichnen die Kopplungskonstanten der elektroschwachen bzw. der starken Wechselwirkung.

Der einfachste Ansatz zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten benutzt Strukturfunktionen, die die Wahrscheinlichkeit angeben, ein bestimmtes Parton mit einem bestimmten Impulsanteil im Proton vorzufinden. Weitergehende Modelle benutzen Partonschauer, bei denen das Elektron mit einem Teilchen eines virtuellen Partonschauers, von dem das Proton umgeben ist, wechselwirkt. Unterschiedliche Ansätze an dieser Stelle können, wie Computersimulationen zeigen, teilweise zu signifikanten Unterschieden in der Kinematik oder der Topologie der Ereignisse führen. Genauere Erkenntnisse über den Vorgang der 'Partonisierung' und über die Strukturfunktionen des Protons werden von HERA erwartet.

**Fragmentation** Der Rest des Protons, der im obigen Bild nicht an der Wechselwirkung beteiligt ist, und die bei der Wechselwirkung mit dem Elektron entstandenen Quarks und Gluonen sind keine beobachtbaren Teilchen. Sie sind keine Farbsingulets, die Quarks haben keine ganzzahlige Ladung oder Baryonenzahl. Sie müssen also weiter miteinander wechselwirken, um den entsprechenden Austausch von Quantenzahlen zu bewerkstelligen.

Dieser Vorgang wird Fragmentation genannt. Hierfür gibt es verschiedene Modelle. Als Stichworte seien String-Fragmentation und Independent-Fragmentation genannt. Von HERA werden auch zu diesem Thema neue Ergebnisse erwartet.

Die obige Darstellung ist eine grobe Vereinfachung der tatsächlichen Vorgänge, bzw. der tatsächlichen Herangehensweise an diese Probleme. Da es aber (bis heute) unmöglich ist, den gesamten Prozeß (Partonschauer, Wechselwirkung mit dem Elektron und Fragmentation) geschlossen zu berechnen, sind an irgendeiner Stelle Näherungen, d.h. andere Modelle, die die höheren Ordnungen der QCD zusammenfassen, anzuwenden.

Einige der wichtigsten Fragestellungen, bei deren Beantwortung HERA helfen soll, wurden oben bereits angesprochen: Genauere Auflösung der Protonstruktur, Verständnis des Vorgangs der Fragmentation und Test des Standardmodells bis hin zur Suche nach Higgs-Teilchen und Top-Quark. Bei HERA werden die schweren Quarks  $c$  und  $b$  in großer Zahl produziert. Phänomene bei Entstehung und Zerfall dieser Quarks, wie die  $BB$ -Mischung und seltene Zerfälle, können untersucht werden.

Schließlich ist auch die Suche nach 'neuen' Teilchen (z.B. Leptoquarks) möglich, die von weitergehenden Theorien vorausgesagt werden.

## 1.4 $J/\psi$ 's bei HERA

Das  $J/\psi$  ist ein Vektormeson, es wird als gebundener Zustand eines  $c\bar{c}$ -Quarkpaars interpretiert. Einige seiner Eigenschaften sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt [PDG90].

Das Bild des  $J/\psi$  als Grundzustand eines Charmes-Anticharmes-Quarksystems wird durch das Termschema des Charmoniums gestützt, das in Analogie zum Wasserstoffatom bzw. zum Positronium erstellt werden kann und experimentell bestätigt wurde. Zwischen den einzelnen Charmonium-Zuständen sind Übergänge durch Photonemission möglich [Lob81].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit  $J/\psi$ 's, die über die Boson-Gluon-Fusion produziert werden. Es gibt andere Produktionsmechanismen wie diffraktive  $J/\psi$ -Produktion, den Übergang des Charmoniums  $\chi$  in ein  $J/\psi$  oder den Zerfall von  $B$ -Mesonen in  $J/\psi$ . Sie werden in Abschnitt 2.4 und 2.7 angesprochen.

| Das Vektormeson $J/\psi$            |   |
|-------------------------------------|---|
| Masse, $m_{J/\psi} =$               | $3.09693 \text{ GeV} \pm 0.00009 \text{ GeV}$ |
| $J^{PC} =$                          | $1^{--}$                                      |
| Zerfallsbreite, $\Gamma_{J/\psi} =$ | $4.72 \text{ keV} \pm 0.35 \text{ keV}$       |
| Verzweigungsverhältnisse:           |   |
| $J/\psi \rightarrow$ Hadronen       | $86\% \pm 2\%$                                |
| $e^+e^-$                            | $6.9\% \pm 0.9\%$                             |
| $\mu^+\mu^-$                        | $6.9\% \pm 0.9\%$                             |

Tabelle 1.1: Eigenschaften des  $J/\psi$ .

Da das  $J/\psi$  ein sehr genau untersuchtes Teilchen ist, das anhand einiger seiner Zerfallskanäle leicht zu erkennen ist, bekommt die  $J/\psi$ -Produktion bei HERA aus zwei Gründen eine wichtige Bedeutung:

- Ein leicht identifizierbarer und bekannter Prozeß ermöglicht es, vor allem in der Anfangsphase des Detektorbetriebs, den Detektor zu verstehen und zu kalibrieren. Ein Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Zahl der  $J/\psi$ -Ereignisse, die vom Detektor-Trigger akzeptiert werden, zu maximieren.
- Das  $J/\psi$  wird (teilweise) über die oben erwähnte Boson-Gluon-Fusion erzeugt, und erlaubt deshalb die Bestimmung der Gluonstrukturfunktion des Protons. Angestrebt wird die Messung von  $G(x_p, m_J^2)$  im Bereich  $6 \cdot 10^{-4} < x_p < 1.4 \cdot 10^{-3}$  [Tka88]. Ob überhaupt und in welchen Bereichen die Gluonstrukturfunktion tatsächlich zugänglich ist, ist eine der Fragestellungen dieser Arbeit.

## 1.5 Computersimulation

Bei der Vorbereitung und bei der Durchführung von Hochenergieexperimenten wie dem H1-Experiment bei HERA ist es unerlässlich, mit Hilfe von Computer-Simulationen vorbereitende und begleitende Untersuchungen zu den verschiedenen physikalischen Prozessen zu machen. Da die analytische Berechnung eines Prozesses oftmals nicht möglich ist, werden diese Simulationen nach der sogenannten Monte-Carlo-Methode durchgeführt. Dabei werden einzelne Ereignisse des zu untersuchenden Prozesses, d.h. die Viererimpulse der an solch einer Reaktion beteiligten Teilchen, anhand der in früheren Experimenten bewährten Modelle mit Zufallsgeneratoren erzeugt. Anschließend wird die Wechselwirkung aller dieser Teilchen mit der Materie des Detektors simuliert und es werden die entsprechenden Detektorsignale generiert.

Einerseits kann man dadurch etwas über die Anforderungen erfahren, die an den Detektor zu stellen sind. Es läßt sich z.B. ermitteln, in welchen Detektorregionen besonders genaue Spurrekonstruktion oder Energiemessung nötig ist, weil dort sehr viele interessante Spuren verlaufen und in welchen Detektorregionen weniger aufwendige Komponenten ausreichen. Dieser Punkt bekommt besonders wegen der Asymmetrie von HERA eine Bedeutung. Andererseits hilft es, die Detektorsignale zu verstehen und einen Zusammenhang zwischen Detektorinformation und physikalischem Prozeß herzustellen.

Die wichtigsten Meßergebnisse in der Hochenergiephysik sind Wirkungsquerschnitte, also die Anzahl der Ereignisse eines bestimmten Typs, die pro Zeiteinheit (bzw. pro Luminosität)

stattfinden. Durch Computer-Simulation können diese Werte nicht vorhergesagt werden, es läßt sich jedoch feststellen, wie ein Ereignis eines solchen Typs im Detektor aussehen würde, mit welcher Wahrscheinlichkeit es zu erkennen und zu messen wäre. Die so bestimmte Akzeptanz führt zusammen mit der gemessenen Zahl der Ereignisse zum Wirkungsquerschnitt. Eine schwierige Aufgabe, die sehr sorgfältiges Arbeiten erfordert, ist die Trennung von Modellannahmen, die gerade durch die Simulations-Studien in das Experiment eingehen, und den Ergebnissen, die aus dem Experiment abgeleitet werden.

## Kapitel 2

### Produktion von $J/\psi$ 's bei $e$ - $p$ -Streuung

Das Vektormeson  $J/\psi$  wird bei  $e$ - $p$ -Streuung durch unterschiedliche Prozesse erzeugt, diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Mechanismus der Boson-Gluon-Fusion. Die Kinematik dieses Prozesses wird ausführlich dargestellt. Es wird auf die Begrenzungen dieses Modells eingegangen und es wird aufgezeigt wie sich dieser Prozeß von anderen  $J/\psi$ -Produktionsmechanismen unterscheidet.

#### 2.1 Kinematik

Die Produktion von schweren Quarks (insbesondere die Produktion von  $J/\psi$ 's) und die Kinematik der entsprechenden Prozesse wird ausgehend von der tiefinelastischen Streuung und der Boson-Gluon-Fusion beschrieben.

##### 2.1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Der Feynman-Graph für die tiefinelastische Elektron-Proton Streuung (DIS)<sup>1</sup> im Partonmodell,  $e p \rightarrow e X$  oder  $e p \rightarrow \nu X$ , ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Es handelt sich um einen Graphen der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ : Es gibt jeweils einen elektroschwachen Vertex zwischen Elektron und virtuellem Boson, sowie zwischen Quark und Boson. Der Prozeß enthält in diesem Modell keinen Vertex der starken Wechselwirkung. Die Reaktion kann im Rahmen des Standardmodells und des Quark-Parton-Modells (QPM) beschrieben werden: Das einlaufende Quark  $q_f$  wird als Parton des Protons aufgefaßt und erhält einen Bruchteil  $x_q$  des Protonimpulses. Der 'Rest' des Protons, ein Diquark, nimmt nicht an der (primären) Wechselwirkung teil.

Die Wahrscheinlichkeit ein Quark mit dem Flavor  $f$  und dem Impulsanteil  $x_q$  im Proton vorzufinden, wird mit Hilfe der Strukturfunktion  $q_f(x_q, Q^2)$  beschrieben. Die Untersuchung von DIS-Ereignissen ist eine der Hauptaufgaben der Experimente bei HERA. Ein Ziel ist die Messung der Strukturfunktionen des Protons.

Die Berechnung der Kinematik wird in verschiedenen Bezugssystemen durchgeführt, je nach dem, welches für die Darstellung des jeweiligen Sachverhaltes das günstigste ist. Dieser Umstand ergibt sich aus der Asymmetrie von HERA. Die Bezugssysteme, die für die Beschreibung der DIS relevant sind, sind zum einen das Laborsystem, auf das sich alle gemessenen Größen beziehen, und das Ruhesystem des Protons. Letzteres hat vor allem auch deshalb eine Bedeutung, weil Lepton-Nukleon-Streuungen in der Vergangenheit als 'Fixed Target' Experimente

<sup>1</sup>Deep Inelastic Scattering

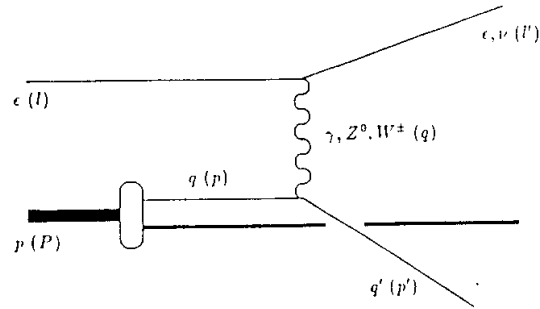


Abbildung 2.1: Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung (DIS). (In Klammern die Viererimpulse der Teilchen.)

durchgeführt wurden, bei denen ein Elektronen- oder Myonenstrahl auf ein ruhendes Ziel geschossen wurde. Aus diesem Grund beziehen sich viele gebräuchliche Parameter auf Größen im Ruhesystem des Protons.

Die  $z$ -Achse des räumlichen Koordinatensystems ist parallel zur Richtung des einlaufenden Protons  $P$ . Die  $x$ -Achse wird durch die Projektion des gestreuten Elektrons  $l'$  in die dazu senkrechte Ebene festgelegt.<sup>2</sup>

Bei der HERA-Energie von  $s = 4 \cdot 30 \cdot 820 \text{ GeV}^2 = 98400 \text{ GeV}^2$  können die Massen des einlaufenden Elektrons und des Protons im Laborsystem vernachlässigt werden. Außerdem zeigt es sich, daß die Masse des gestreuten Leptons ebenfalls vernachlässigt werden kann. Es sei darauf hingewiesen, daß die Vernachlässigung der Protonmasse zu Problemen beim Übergang vom Laborsystem ins Ruhesystem des Protons führt. Dieser Übergang ist keine Lorentztransformation!

Bei der tiefinelastischen Streuung sind sieben 4-Vektoren an der Reaktion beteiligt:

- $l$  : einlaufendes Elektron mit der Energie  $\epsilon = 30 \text{ GeV}$ ;
- $l'$  : gestreutes Lepton mit der Energie  $\epsilon'$  und dem Polarwinkel  $\vartheta$ ;
- $q$  : virtuelles Boson;
- $P$  : einlaufendes Proton mit der Energie  $E = 820 \text{ GeV}$ ;
- $p$  : einlaufendes Quark mit der Energie  $x_q E$ ;
- $p'$  : gestreutes Quark;
- $P'$  : Protonrest (Diquark).

<sup>2</sup>Letzteres ist nicht in Einklang mit der Definition des H1-Koordinatensystems in Abschnitt 1.2, es erspart jedoch bei Berechnungen einige Schreibarbeit. Ohnehin sind alle Prozesse symmetrisch bezüglich Rotation um die  $z$ -Achse.

Da Viererimpulse vom gewählten Bezugssystem abhängen und daher für eine allgemeine Beschreibung des Prozesses ungeeignet sind (insbesondere beim Vergleich mit anderen, z.B. Fixed-Target-Experimenten), wird stattdessen ein vollständiger Satz lorentzinvarianter Parameter benutzt. Eine übliche Wahl für diese Parameter ist: das Quadrat der Schwerpunktsenergie  $s$ , das negative Quadrat der Masse des virtuellen Bosons  $Q^2$  (Virtualität) und die Bjorken-Variablen  $x$  und  $y$ .

$$s := (l + P)^2$$

$$Q^2 := -q^2 = -(l - l')^2$$

$$x := \frac{Q^2}{2Pq}$$

$$y := \frac{qP}{lP}$$

Im Ruhesystem des Protons gibt  $y$  den Anteil der Energie an, den das virtuelle Boson vom Elektron erhält.

Wegen  $s = (l + P)^2 = m_e^2 + m_p^2 + 2lP \simeq 2lP$  gilt

$$x = \frac{Q^2}{ys}$$

Bei HERA wird die DIS wegen der großen Masse der  $W$  und  $Z$ -Bosonen vollständig durch Photonaustausch dominiert. Die Bezeichnung 'tiefinelastische Streuung' ist historischen Ursprungs und bezieht sich auf die Streuung von Elektron und Proton. Interpretiert man den Prozeß aber als Streuung zwischen Elektron und Quark, so handelt es sich, jedenfalls beim Austausch neutralen Stroms ( $\gamma$  oder  $Z^0$ ), um elastische Streuung, da das Quark erhalten bleibt, es ändert vor allem auch nicht seine Masse. Wird die Masse der leichten  $u$  und  $d$  Quarks vernachlässigt, so folgt die bekannte Beziehung:  $x_q = x$ .

Letztlich bleiben also nur drei unabhängige Parameter übrig mit denen die Impulse aller beteiligten Teilchen ausgedrückt werden können. Üblicherweise wählt man  $s$ ,  $Q^2$  und  $x$  oder  $s$ ,  $x$  und  $y$ . In Hinblick auf die Beschreibung der Boson-Gluon-Fusion soll hier der Parametersatz  $s$ ,  $Q^2$  und  $y$  gewählt werden. Im Laborsystem erhält man:

$$s = 2lP = 4\epsilon E = E^2 \frac{s}{4\epsilon^2}$$

Da sich das Laborsystem wegen der Asymmetrie von HERA, anders als z.B. das Schwerpunktsystem oder das Ruhesystem eines Teilchens, durch keine besondere Eigenschaft auszeichnet, kann die Größe  $\epsilon$  nicht eliminiert werden, sie legt das Laborsystem fest. Die Energie des gestreuten Elektrons und dessen Polarwinkel lassen sich durch  $y$  und  $Q^2$  ausdrücken:

$$\epsilon' = (1 - y)\epsilon + \frac{Q^2}{4\epsilon} \quad (2.1)$$

$$\cot^2 \frac{\vartheta}{2} = \frac{Q^2}{4\epsilon^2(1 - y)} \quad (2.2)$$



Damit ergibt sich der Impuls des virtuellen Bosons:

$$q = l - l' = \begin{pmatrix} -\frac{Q^2}{4x} + y\epsilon \\ -\sqrt{(1-y)Q^2} \\ 0 \\ -\frac{Q^2}{4x} - y\epsilon \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Zu beachten ist hier, daß der Transversalimpuls des Bosons für  $Q^2 \rightarrow 0$  und  $y \rightarrow 1$  klein wird. Da das Quark-Flavor beim Austausch neutralen Stroms erhalten bleibt, kann in solchen Prozessen kein schweres Quark entstehen. Bei  $e^-p^+$ -Streuung wird bei geladenem Strom ein  $W^-$  ausgetauscht, das durch den Übergang des Elektrons in ein Neutrino entsteht. Im Prinzip kann bei diesem Vorgang ein schweres Quark  $Q$  produziert werden (s. Abbildung 2.2).

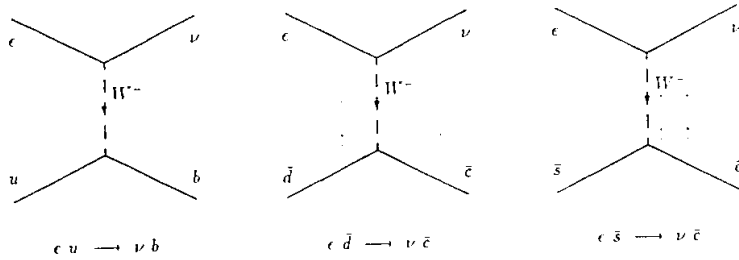


Abbildung 2.2: Entstehung schwerer Quarks bei Elektron-Quark-Streuung (DIS) durch Austausch geladenen Stroms.

Diese und ähnliche Feynmangraphen tragen aber nicht wesentlich zum inklusiven Wirkungsquerschnitt  $e p \rightarrow Q X$  bei. Zum einen ist der Austausch geladenen Stroms wegen der großen Masse der  $W$ -Bosonen unterdrückt und um Größenordnungen seltener als Photonen-austausch, zum anderen ist bei  $b$  und  $t$ -Produktion das relevante Übergangsmatrixelement der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix im Vergleich zum Matrixelement zur Produktion von leichten Quarks (z.B.  $V_{cb}^2 \ll V_{ud}^2$ ) sehr klein.

Der Wirkungsquerschnitt der  $c$ -Produktion durch geladenen Strom bei tiefinelastischer Streuung liegt bei einigen pb und damit im meßbaren Bereich, er wird aber durch den sechs Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitt der  $c$ -Produktion durch Boson-Gluon-Fusion, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird, überdeckt [Ali88].

### 2.1.2 Boson-Gluon-Fusion

Bei der Boson-Gluon-Fusion (s. Abbildung 2.3) wechselwirkt das Austauschboson ( $\gamma, Z^0, W^\pm$ ) nicht mit einem Quark aus dem Proton, sondern mit einem Gluon. Da Gluonen nicht der elektoschwachen Wechselwirkung unterliegen, können sie nicht direkt an  $\gamma, Z^0$  oder  $W^\pm$  koppeln. Die Kopplung kann stattdessen über ein Quark-Antiquarkpaar erfolgen. Der entsprechende

Feynmangraph hat die Ordnung  $O(\alpha^2, \alpha_s^2)$ . Schwere Quarkpaare können entstehen, sofern die invariante Masse von Boson und Gluon zusammen groß genug ist.

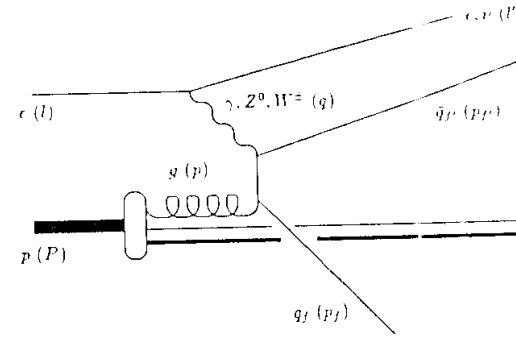


Abbildung 2.3: Boson-Gluon-Fusion bei Elektron-Proton-Streuung (BGF). (In Klammern die Viererimpulse der Teilchen.)

Das Gluon wird, wie das Quark bei der DIS, als Parton des Protons interpretiert. Es erhält einen Bruchteil  $x_g$  des Protonimpulses. Die Wahrscheinlichkeit, ein Gluon mit diesem Impuls zu finden, wird analog zur DIS durch die Gluonstrukturfunktion  $G(x_g, M_g^2)$  beschrieben.  $M_g^2$ , die Massenskala in der der Prozeß abläuft, ist ein Parameter, der zur Berechnung der Strukturfunktion nötig ist. Der Wert, der tatsächlich eingesetzt wird, hängt von der Interpretation des Prozesses ab. Für die Gluonstrukturfunktion gibt es in der Literatur verschiedene Parametrisierungen, die an die vorhandenen experimentellen Daten angepaßt sind [Cha90]. Ein Hauptziel der Untersuchung der Boson-Gluon-Fusion bei HERA ist die Messung der Gluonstrukturfunktion in neuen kinematischen Bereichen (vor allem bei kleinen  $x_g$ ).

In Abbildung 2.3 ist angedeutet, daß sich der Protonrest in Quark und Diquark aufspaltet. Das ist eine Modellannahme, die von einigen Simulationsprogrammen gemacht wird. Sie stellt die einfachste Möglichkeit dar, bei diesem Prozeß für Farberhaltung zu sorgen: Das Gluon trägt vom farbneutralen Proton eine Farbe und eine (andere) Antifarbe fort. Dadurch ist der Proton-Rest nicht mehr farbneutral. Deshalb muß mit einem geeigneten Fragmentationsmodell die Wiederherstellung von Farbsingulets zur Bildung von realen Teilchen realisiert werden: Das neu entstandene Antiquark fragmentiert zusammen mit dem Quark aus dem Proton und das neu entstandene Quark zusammen mit dem Diquark. Durch diese Überlegung wird auch sofort klar, daß bei diesem Prozeß zwar schwere Quarkpaare erzeugt werden können, aber keine  $J/\psi$ 's (zumindest nicht direkt). Dazu müßte ja das neu entstandene  $c\bar{c}$ -Paar unabhängig vom Proton-Rest in einen gebundenen Zustand übergehen, um ein reales Teilchen, das  $J/\psi$ , zu bilden.

Bei der Boson-Gluon-Fusion sind mehr Teilchen an der Reaktion beteiligt als bei der tiefinelastischen Streuung: Außer dem gestreuten Lepton und dem Rest des Protons sind hier zwei Teilchen im Endzustand enthalten. Es ist also ein zusätzlicher Viererimpuls nötig, um den Prozeß zu parametrisieren. Da angenommen wird, daß die neuen Quarks auf der

Massenschale entstehen, stehen insgesamt drei weitere Parameter zur Verfügung. Die bereits bekannten Parameter  $s$ ,  $Q^2$  und  $y$  werden beibehalten, sie ändern auch nicht ihre Definition. Der Impulsanteil des Gluons als Parton des Protons ist  $x_g$ . Die Beziehung  $x_g = x = \frac{Q^2}{ys}$  gilt hier nicht, da die invariante Masse des Quarkpaares  $\hat{s} := (p_f + p_{f'})^2 = (p + q)^2$  im Prinzip einen beliebigen Wert zwischen der Ruhemasse der Quarks und der Gesamtenergie  $s$  annehmen kann. Zwischen  $\hat{s}$  und  $x_g$  besteht folgender Zusammenhang:

$$\hat{s} = (p + q)^2 = x_g y s - Q^2 \quad (2.4)$$

Das heißt,  $x_g$  ist jetzt ein freier Parameter, er darf nicht mit der Bjorken-Variable  $x$  verwechselt werden, die bei der BGF keinerlei anschauliche Bedeutung mehr hat. Ein weiterer neuer Parameter  $z$  ist ähnlich definiert wie  $y$ : Die Größe  $z$  gibt im Ruhesystem des Protons an, wie sich die Energie des Bosons auf die beiden Quarks verteilt:

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

Für  $z = 1$  erhält das Quark  $q_f$  die gesamte Energie, für  $z = 0$  das Antiquarks  $\bar{q}_f$ . Im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem ist die Entstehung des Quarkpaares im Prinzip symmetrisch bezüglich Rotationen um die Boson-Gluon-Achse, durch das gestreute Lepton wird aber im Laborsystem eine Richtung ausgezeichnet. Der Winkel  $\Phi$  zwischen der Leptonebene und der Hadronebene im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem ist deshalb ein weiterer Parameter, der zur vollständigen Beschreibung gebraucht wird.<sup>3</sup>

$$\cos \Phi = \frac{(\mathbf{P} \times \mathbf{l}) \cdot (\mathbf{P} \times \mathbf{p}_f)}{|\mathbf{P} \times \mathbf{l}| |\mathbf{P} \times \mathbf{p}_f|}$$

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß auch bei Prozessen dieser Ordnung  $J/\psi$ 's nicht direkt erzeugt werden können. (Auf die Möglichkeit des Zerfalls eines  $B$ -Mesons in ein  $J/\psi$  wird in Abschnitt 2.7 eingegangen.) Um  $J/\psi$ 's am Vertex der Elektron-Proton-Streuung über Boson-Gluon-Fusion erzeugen zu können, muß zur nächsten Ordnung in  $\alpha_s$ , der Ordnung  $O(\alpha^2, \alpha_s^2)$ , übergegangen werden.

### 2.1.3 $J/\psi$ -Erzeugung durch Boson-Gluon-Fusion

Der Grund, daß bei dem im letzten Abschnitt beschriebenen Prozeß kein  $J/\psi$  entstehen kann, liegt darin, daß das entstandene Quark-Antiquark-Paar kein Farbsingulett bilden kann, da es aus einem einzelnen Gluon hervorgeht. Diese Schwierigkeit läßt sich beheben, indem das Quark-Antiquark-System ein weiteres Gluon abstrahlt, und damit farbneutral wird. Dieses zweite Gluon fragmentiert dann zusammen mit den Protonresten, während aus Quark und Antiquark ein Meson gebildet wird. Dieser Prozeß ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

Auf den ersten Blick ist zu erwarten, daß die Beschreibung dieses Vorgangs noch komplizierter wird als die Beschreibung der einfachen BGF. Dem ist aber nicht so: betrachtet man den Prozeß im Boson-Gluon-System, so handelt es sich in beiden Fällen um einen Prozeß, bei dem zwei Teilchen in zwei (andere) Teilchen übergehen: Aus Photon und einlaufendem Gluon wird ein  $J/\psi$  und ein auslaufendes Gluon.

<sup>3</sup>Die scheinbare Asymmetrie dieser Art der Beschreibung bezüglich der Vertauschung der Quarks  $q_f$  und  $\bar{q}_f$  läßt sich aufheben, indem  $z$  durch  $1 - z$  und  $\Phi$  durch  $\pi - \Phi$  ersetzt wird.

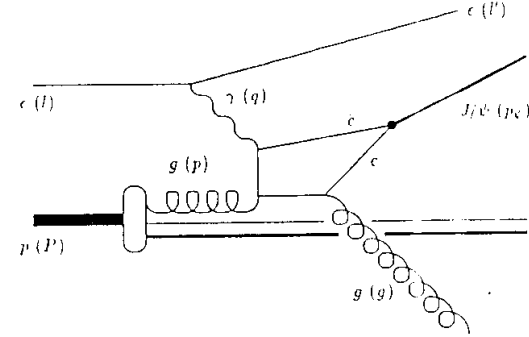


Abbildung 2.4:  $J/\psi$ -Produktion durch Boson-Gluon-Fusion bei Elektron-Proton-Streuung. (In Klammern Viererimpulse der Teilchen.)

Die Kinematik der BGF läßt sich also übernehmen, dazu werden die Impulse  $p_f$  und  $p_{f'}$  durch  $p_c$  und  $g$  ersetzt. Dann ist:

$$z = \frac{p_c P}{q P} \quad (2.5)$$

$$\cos \Phi = \frac{(\mathbf{P} \times \mathbf{l}) \cdot (\mathbf{P} \times \mathbf{p}_c)}{|\mathbf{P} \times \mathbf{l}| |\mathbf{P} \times \mathbf{p}_c|} \quad (2.6)$$

Die Definition der übrigen Variablen ändert sich nicht. Die gesamte Kinematik der  $J/\psi$ -Entstehung, also alle Viererimpulse der beteiligten Teilchen, sind durch folgende sechs Parameter festgelegt:

$$s, Q^2, y, x_g, z, \Phi$$

Zusammenhänge zwischen diesen Größen und Beschränkungen, die sich aus der Kinematik oder aus dem Gültigkeitsbereich des Modells ergeben, werden in den nächsten Abschnitten diskutiert. Verteilungen der wichtigsten Variablen werden im Verlauf der Arbeit dort dargestellt, wo sie relevant sind.

Die  $J/\psi$ -Produktion über Boson-Gluon-Fusion wird, trotz des wesentlich geringeren Wirkungsquerschnitts, zusätzlich zur einfachen Produktion von schweren Quarks durch BGF, zur Messung der Gluonstrukturfunktion herangezogen, da das  $J/\psi$  im Gegensatz zu den  $b\bar{b}$  und  $c\bar{c}$ -Ereignissen experimentell leicht zu erkennen ist.

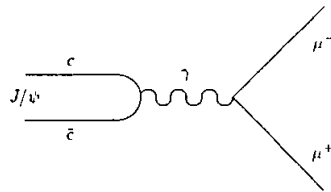
## 2.2 Zerfall des $J/\psi$ in Myonen

Das  $J/\psi$  ist (im Vergleich zu anderen Baryonen mit ähnlich großer Masse) ein Teilchen mit relativ hoher Lebensdauer (seine Zerfallsbreite ist mit  $4.72 \text{ keV}$  sehr schmal). Nichts desto

trotz zerfällt es, in der Zeit- und Raumskala eines Detektors gemessen, sofort und am Vertex. Es kann also nicht direkt, sondern nur über seine Zerfallsprodukte gemessen werden.

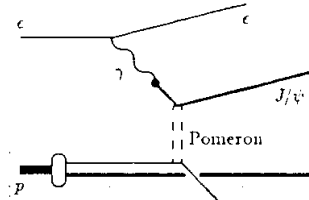
Das  $J/\psi$  und seine Zerfallskanäle sind ausführlich untersucht worden [PDG90]. Bei HERA will man sich nicht in erster Linie um seiner selbst willen mit dem  $J/\psi$  beschäftigen, sondern zum Beispiel etwas über die Gluonstrukturfunktion des Protons erfahren. Dafür ist es von entscheidender Bedeutung, den Impuls des  $J/\psi$  genau zu messen. Der größte Teil der  $J/\psi$ 's zerfällt in Hadronen, solche Ereignisse sind schwierig zu erkennen und zu rekonstruieren. Es gibt aber zwei rein leptoniche Zerfallskanäle: je 6,9% der  $J/\psi$ 's zerfallen in Elektron und Positron bzw. Myon und Antimyon (s. Tabelle 1.1). Letzterer Prozeß ist der, mit dem sich diese Arbeit beschäftigt. Er eignet sich, vor allem in der Anfangsphase des Experiments, auch sehr gut zur Kalibration der Spurkammern und des Myondetektors.

Der Zerfall eines  $J/\psi$  in ein Myonpaar ist in Abbildung 2.5 dargestellt.



$J/\psi \rightarrow \mu^- \mu^+$

Abbildung 2.5: Zerfall eines  $J/\psi$  über ein virtuelles Photon in Myonen.



$e p \rightarrow e J/\psi X$

Abbildung 2.6: Diffraktive  $J/\psi$ -Produktion nach dem Vektor-Dominanz-Modell (VDM).

## 2.3 Grenzen des kinematischen Bereichs (innerhalb des BGF-Modells)

Für die theoretische, wie auch für die experimentelle Behandlung eines Prozesses, ist es wichtig zu wissen, in welchen kinematischen Bereichen er sich abspielt, d.h. bei welchen Werten der kinematischen Variablen  $s$ ,  $y$ ,  $Q^2$ ,  $x_p$ ,  $z$  und  $\Phi$ . Interessant ist zum Beispiel die Frage, für welche Werte von  $x_p$  überhaupt  $J/\psi$ 's erzeugt werden können.

Die Größe  $s$  ist bei HERA eine Konstante, festgelegt durch die Energie von Protonen- und Elektronenstrahl:

$$\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$$

Aus Impuls- und Energieerhaltungsgründen sind für die anderen Parameter nicht alle Werte zulässig — insbesondere nicht alle Wertekombinationen. So hängt der minimale Wert für  $Q^2$  von  $y$  ab [Sch88].

### Impulsübertrag, $Q^2$ :

Die Rechnung wird im Ruhesystem des Protons durchgeführt, die Massen der Teilchen werden zunächst nicht vernachlässigt! Die Energie des einlaufenden bzw. des auslaufenden Elektrons wird mit  $E_e$  bzw.  $E_e'$  bezeichnet, der Streuwinkel ist  $\Theta$ . (Im Unterschied zu den Definitionen in Abschnitt 2.1.1. die sich auf das Laborsystem bezogen!)

$$l = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -\sqrt{E_e^2 - m_e^2} \end{pmatrix}; \quad l' = \begin{pmatrix} E_e' \\ \sqrt{E_e'^2 - m_e^2} \sin \Theta \\ 0 \\ \sqrt{E_e'^2 - m_e^2} \cos \Theta \end{pmatrix}; \quad P = \begin{pmatrix} M \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$y = \frac{(l - l')P}{lP} = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \quad \Rightarrow \quad E_e' = (1 - y)E_e$$

$$Q^2 = -(l - l')^2 = -2m_e^2 + 2(E_e E_e' + \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \sqrt{E_e'^2 - m_e^2} \cos \Theta)$$

Der minimale Wert wird bei  $\cos \Theta = -1$  erreicht, damit ergibt sich durch Entwicklung der Wurzeln:

$$\begin{aligned} Q_{\min}^2 &= -2m_e^2 + 2(1 - y)E_e^2 \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{E_e^2}} \sqrt{1 - \frac{m_e^2}{(1 - y)^2 E_e^2}} \right) \\ &= -2m_e^2 + 2(1 - y)E_e^2 \left( \frac{1}{2} \frac{m_e^2}{E_e^2} + \frac{1}{2} \frac{1}{(1 - y)^2} \frac{m_e^2}{E_e^2} + \mathcal{O}\left(\frac{m_e^4}{E_e^4}\right) \right) \\ &= m_e^2 \left( -2 + (1 - y) + \frac{1}{1 - y} + \mathcal{O}\left(\frac{m_e^2}{E_e^2}\right) \right) \end{aligned}$$

Vernachlässigt man Terme der Ordnung  $\mathcal{O}\left(\frac{m_e^2}{E_e^2}\right)$ , so erhält man:

$$Q_{\min}^2 = m_e^2 \frac{y^2}{1 - y} \quad (2.7)$$

Der maximale Wert von  $Q^2$  in Abhängigkeit von  $y$  ergibt sich mit Hilfe der hadronischen Gesamtenergie  $W$ :

$$W^2 := (q + P)^2 = q^2 + 2qP - P^2 = -Q^2 - y s + m_p^2$$

Im Endzustand sind mindestens das  $J/\psi$  und, wegen der Baryonenzahlerhaltung, ein Baryon enthalten. Das leichteste Baryon ist das Proton. Es gilt also:

$$W^2 \geq W_0^2 := (m_c + m_p)^2$$

Mit  $W_1^2 := W_0^2 - m_p^2$  folgt:

$$Q^2 = y s - W^2 + m_p^2 \leq y s - W_0^2 + m_p^2 = y s - W_1^2$$

$$Q_{\max}^2 = y s - W_1^2 \quad (2.8)$$

Energieanteil des virtuellen Bosons,  $y$ :

Aus der Bedingung  $Q^2_{\min} \leq Q^2_{\max}$  ergibt sich:

$$m_\psi^2 \frac{y^2}{1-y} \leq ys - W_1^2 \quad \text{und damit}$$

$$y_{\max/\min} = \frac{s + W_1^2 \pm \sqrt{(s - W_1^2)^2 - 4m_\psi^2 W_1^2}}{2(s + m_\psi^2)} \quad (2.9)$$

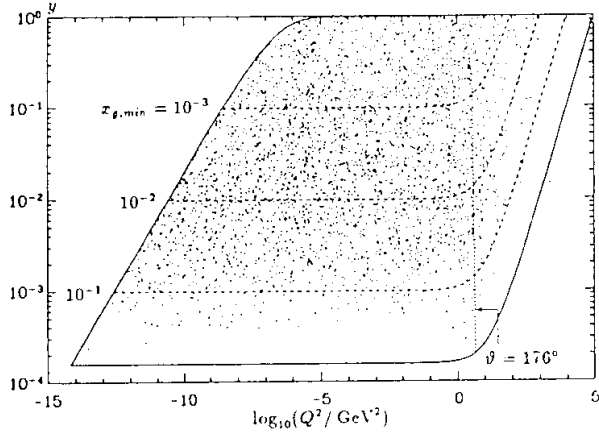


Abbildung 2.7:  $Q^2$ - $y$ -Verteilung, totaler Wirkungsquerschnitt. Die äußeren, durchgezogenen Linien geben den kinematisch zulässigen Bereich für  $y$  und  $Q^2$  an. Gestrichelte Linien:  $x_{g,\min} = 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$  (für  $z = 1$ ); gepunktete Linie: Polarwinkel des gestreuten Elektrons  $\vartheta = 176^\circ$ .

Der zulässige Bereich für  $Q^2$  und  $y$ , der sich aus den Gleichungen 2.7, 2.8 und 2.9 ergibt, ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die im Diagramm eingetragenen Punkte repräsentieren Ereignisse, die durch ein Simulationsprogramm erzeugt wurden (s. Kapitel 3). Offenbar ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in dieser logarithmischen Darstellung, also die Funktion  $\partial^2\sigma/\partial\log Q^2 \partial\log y$ , in weiten Teilen des erlaubten Bereichs einigermaßen konstant. Worauf hier nur hingewiesen werden soll, ist die Tatsache, daß für die meisten Ereignisse  $Q^2$  im Vergleich zur  $J/\psi$ -Masse ( $m_\psi^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$ ) sehr klein ist. Es wird sich zeigen, daß die Näherung  $m_\psi^2 \gg Q^2 \approx 0$  eine erhebliche Vereinfachung der Rechnung bei der Rekonstruktion der Kinematik aus den gemessenen Impulsen mit sich bringt.

Energieanteil des  $J/\psi$ ,  $z$ :

Um die Grenzen für die Variable  $z$  zu erhalten, wird der Impuls des  $J/\psi$  im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem betrachtet. Er läßt sich mit dem Transversalimpuls  $p_T$ , dem Longitudinalimpuls  $p_z$  und dem Azimutwinkel  $\Phi$  (s. Gleichung 2.6) ganz allgemein so schreiben:

$$p_\psi = \begin{pmatrix} \sqrt{m_\psi^2 + p_T^2 + p_z^2} \\ p_T \cos \Phi \\ p_T \sin \Phi \\ p_z \end{pmatrix}$$

Die Impulse des Bosons und des Gluons ergeben sich in diesem Bezugssystem zu:

$$q = \begin{pmatrix} \frac{\hat{s} - Q^2}{2\sqrt{\hat{s}}} \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{\hat{s} + Q^2}{2\sqrt{\hat{s}}} \end{pmatrix}; \quad p = \begin{pmatrix} \frac{\hat{s} + Q^2}{2\sqrt{\hat{s}}} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{\hat{s} - Q^2}{2\sqrt{\hat{s}}} \end{pmatrix}$$

Nach Definition von  $z$  gilt (s. Gleichung 2.5):  $p_\psi \cdot p = \frac{1}{2} x_g y z \hat{s}$ . Nach Einsetzen ergibt sich:

$$p_z = \frac{m_\psi^2 + p_T^2 - \hat{s}}{2\sqrt{\hat{s}}}$$

Die Masse des abgestrahlten Gluons ist Null:  $g^2 = (p + q - p_\psi)^2 = 0$ , daraus folgt:

$$p_T^2 = z(1-z)\hat{s} - (1-z)m_\psi^2 \quad (2.10)$$

Diese Beziehung wird in Abschnitt 2.6 bei der Rekonstruktion der Kinematik noch benutzt werden.  $p_T$  ist der Transversalimpuls des  $J/\psi$ 's relativ zur Boson-Gluon-Achse in deren Schwerpunktsystem und nicht im Laborsystem! Aus der Bedingung  $p_T^2 \geq 0$  erhält man schließlich:

$$\frac{m_\psi^2}{\hat{s}} \leq z \leq 1 \quad (2.11)$$

Impulsanteil des Gluons,  $x_g$ :

Zur Bestimmung der unteren Schranke für  $x_g$  betrachtet man den Zusammenhang zwischen  $x_g$  und der Energie des Boson-Gluon-Systems  $\hat{s}$  (s. Gleichung 2.4). Es ergibt sich:

$$x_g = \frac{1}{ys} (\hat{s} + Q^2)$$

Wegen  $Q^2 \geq 0$ ,  $y \leq 1$ ,  $\hat{s} \geq \frac{m_\psi^2}{z}$  und  $z \leq 1$  folgt:

$$x_g \geq \frac{m_\psi^2}{\hat{s}} \geq 0.974 \cdot 10^{-4}$$

Aus rein kinematischen Überlegungen ergibt sich also, daß der kleinste erreichbare Wert von  $x_g$  für HERA-Ereignisse bei  $10^{-4}$  liegt.  $x_{g,\min}$  als Funktion von  $Q^2$ ,  $y$  und  $z$  ist bestimmt durch

$$x_{g,\min} = \frac{m_c^2 + Q^2}{ys} \quad (2.12)$$

(Um zu noch kleineren  $x_g$ -Werten vorstoßen zu können, muß die Schwerpunktsenergie  $s$  erhöht werden.) Die Kurven für  $x_{g,\min} = 10^{-3}$ ,  $10^{-2}$  und  $10^{-1}$ ; ( $z = 1$ ) sind in Abbildung 2.7 eingezeichnet. Ereignisse mit  $x_g \leq 10^{-3}$  können nur oberhalb der entsprechenden Kurve liegen. Speziell für die interessanten, kleinen  $x_g$  kann  $Q^2$  also nicht sehr groß werden.

## 2.4 Grenzen des BGF-Modells

Bisherige Experimente haben gezeigt, daß das Boson-Gluon-Fusions-Modell die experimentellen Daten im sogenannten *inelastischen* Bereich gut beschreibt [Bai83,Mar87]. Damit die störungstheoretische Behandlung der QCD in diesem Modell möglich ist, ist es notwendig, daß das abgestrahlte Gluon hart genug ist und die Quark-Propagatoren weit genug von der Massenschale entfernt sind. Beides wird erreicht, wenn die Größe  $z$  nicht zu groß ist ( $1 - z$  ist der Energieanteil des Gluons vom Photon) und wenn der Transversalimpuls  $p_T$  des  $J/\psi$  nicht zu klein ist ( $p_T^2$  geht direkt in die Masse der inneren Quarklinien ein)<sup>4</sup>.

Anderenfalls wird der Wirkungsquerschnitt von der *elastischen* oder *diffraktiven*  $J/\psi$ -Produktion dominiert [Bai83,Mar87]. Das  $J/\psi$  entsteht dann nach dem Vektor-Dominanz-Modell (VDM) direkt aus dem Vektorboson (Photon) und wird am Proton, bzw. einem Parton des Protons, durch den Austausch eines 'Pomerons' elastisch gestreut [Aub83] (s. Abbildung 2.6). Wenn es um die Messung der Gluonstrukturfunktion geht, werden deshalb folgende Schritte angewandt [Mar87]:

$$z < 0,8 \quad \frac{p_T^2}{m_c^2} > 0,1 \quad (2.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse, der diesen Bedingungen genügt, wird im folgenden *physikalischer* Wirkungsquerschnitt genannt.

Diese Schritte sind konservativ und drastisch: Der totale Wirkungsquerschnitt der Boson-Gluon-Fusion wird dadurch auf etwa 30% reduziert. Da die Messung der Gluonstrukturfunktion nicht der einzige Zweck der Untersuchung von  $J/\psi$ 's ist, wird im weiteren Verlauf zwar auf diese Einschränkungen eingegangen, sie werden aber nicht grundsätzlich angewandt.

Die erreichbare untere Grenze von  $x_g$  wird durch  $z < 0,8$  wegen  $x_g \geq m_c^2/zs$  nach oben verschoben.

## 2.5 Wirkungsquerschnitt und Gluonstrukturfunktion

Der Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$ -Produktion durch BGF errechnet sich als Prozeß der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s^2)$  formal nach:

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} \int_{z_{\min}}^1 \int_{x_{g,\min}}^1 \int_0^{2\pi} dy dQ^2 dz dx_g d\Phi G(x_g, m_c^2) \hat{\sigma}(y, Q^2, z, x_g, \Phi)$$

<sup>4</sup>Die auslaufenden Quarks sind auf der Massenschale und haben jeweils den halben Impuls des  $J/\psi$  [Ber81]. Für den Quarkpropagator in Abbildung 2.4, der vom Photon ausgeht, gilt z.B.:  $\hat{Q}^2 = -(q - p_V/2)^2 = (m_c/2)^2 - Q^2/2 + p_T^2/2$

Vorausgesetzt, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\hat{\sigma}(y, Q^2, z, x_g, \Phi)$  des Unterprozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+J/\psi g$  bekannt ist, läßt sich durch Messung des differentielle Wirkungsquerschnitts  $\partial\sigma/\partial x_g$  des kompletten Prozesses  $e^+p \rightarrow e^+J/\psi X$  die Gluonstrukturfunktion  $G(x_g, m_c^2)$  bestimmen.

Durch Anwendung der Weizsäcker-Williams-Näherung läßt sich die theoretische Behandlung wesentlich vereinfachen. Die Reaktion wird dadurch weiter unterteilt: Die Emission des Photons wird unabhängig von der eigentlichen Boson-Gluon-Fusion berechnet. Der Wirkungsquerschnitt faktorisiert dann in insgesamt drei Teile:

- Die Größen  $Q^2$  und  $y$  beschreiben Impuls und Richtung des gestreuten Elektrons und des virtuellen Photons. Die Verteilung dieser Variablen ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit, ein entsprechendes Photon im 1-kreuz zu finden, wird durch die Funktion  $P_e(y, Q^2)$  angegeben.
- Der Impuls des einlaufenden Gluons wird durch  $x_g$  festgelegt. Verteilungen von  $x_g$  sind in Abschnitt 4.5 und 6.4 zu finden. Die Wahrscheinlichkeit ein Gluon mit dem Impulsanteil  $x_g$  (zur Produktion eines  $J/\psi$  mit der Masse  $m_c$ ) im Proton zu finden, wird durch die Gluon-Strukturfunktion  $G(x_g, m_c^2)$  beschrieben.
- Der Unterprozeß der Boson-Gluon-Fusion hängt nur von der Schwerpunktsenergie des Boson-Gluon-Systems  $\hat{s} = x_g y s = Q^2$  und der Verteilung der Energie zwischen  $J/\psi$  und abgestrahltem Gluon, festgelegt durch die Größe  $z$ , ab. Der Winkel  $\Phi$  spielt keine Rolle, da die Boson-Gluon-Fusion und die  $J/\psi$ -Produktion symmetrisch zur Boson-Gluon-Achse ist. Anstatt  $\hat{s}$  wird oft der Transversalimpuls  $p_T^2$  des  $J/\psi$  im Boson-Gluon-Schwerpunktsystem als Variable benutzt (s. Gleichung 2.10).

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} \int_{z_{\min}}^1 \int_{x_{g,\min}}^1 dy dQ^2 dz dx_g P_e(y, Q^2) G(x_g, m_c^2) \hat{\sigma}(p_T^2, z)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\hat{\sigma}(p_T^2, z)$ , der den Prozeß  $\gamma g \rightarrow J/\psi g$  beschreibt, kann in der bereits erwähnten inelastischen Region ( $z < 0,8$  und  $p_T^2/m_c^2 > 0,1$ ) berechnet werden und beschreibt die experimentellen Daten gut [Aub83, Bai83, Mar87].

Das  $J/\psi$  wird als gebundenes System der beiden Quarks  $c$  und  $\bar{c}$  im  $s$ -Wellen Zustand aufgefaßt, die explizite Berechnung des Prozesses  $\gamma g \rightarrow J/\psi g$  wurde in Ber81 durchgeführt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\partial^2\sigma/\partial z \partial p_T^2$  und die Methode zur Ermittlung der Gluonstrukturfunktion findet sich z.B. in [Mar87].

Der totale Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$ -Produktion über den Mechanismus der Boson-Gluon-Fusion bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 314$  GeV beträgt 2,5 nb (s. Abschnitt 3.1).

## 2.6 Rekonstruktion der Kinematik

Die gesamte Kinematik des Prozesses ist durch sechs kinematische Variablen festgelegt. Gemessen werden jedoch Impulse im Laborsystem. Es soll kurz dargestellt werden, wie die kinematischen Variablen aus diesen Impulsen rekonstruiert werden können:

$y$  und  $Q^2$  sind direkt mit dem Impuls des gestreuten Elektrons verknüpft (s. Gleichungen 2.1, 2.2):

$$y = 1 - \frac{e'}{e} \cdot \frac{1 - \cos\vartheta}{2}$$

$$Q^2 = 4\epsilon\epsilon' \cdot \frac{1 + \cos\vartheta}{2}$$

Damit das Elektron tatsächlich gemessen werden kann, muß es um einen gewissen Mindestwinkel von seiner Flugbahn abgelenkt werden, sonst verbleibt es trotz Wechselwirkung im Strahlrohr und erreicht den Detektor nicht. Bei einer Ablenkung von wenigstens  $4^\circ$ , also einem Polarwinkel  $\vartheta$  von höchstens  $176^\circ$ , erreicht das Elektron das elektromagnetische Kalorimeter im rückwärtigen Detektorbereich. Die gestrichelte Linie in Abbildung 2.7 markiert die  $Q^2$ - $y$ -Kombinationen, für die der Polarwinkel des gestreuten Elektrons gerade  $176^\circ$  ist. In dem großen Bereich links von dieser Kurve ist der Polarwinkel größer als  $176^\circ$ , d.h. das gestreute Elektron ist dort nicht nachweisbar.

Vereinfacht kann man sagen: Das Elektron ist für große  $Q^2$  ( $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10^5 \text{ GeV}^2$ ) meßbar und für kleine  $Q^2$  ( $10^{-15} \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ ) unsichtbar. Die relativen Werte 'klein' und 'groß' sind bei der  $J/\psi$ -Produktion im Verhältnis zur Masse des  $J/\psi$  zu sehen ( $m_\psi^2 \simeq 10 \text{ GeV}^2$ ). Es ist in guter Näherung möglich, in den Fällen, in denen das gestreute Elektron im Strahlrohr bleibt, anzunehmen, daß gilt:  $m_\psi^2 \gg Q^2 \simeq 0$ . Entweder läßt sich  $Q^2$  mit Hilfe des gestreuten Elektrons bestimmen, oder es ist Null.

Schwieriger ist die Rekonstruktion von  $y$ . Aus Abbildung 2.7 ist ersichtlich, daß  $y$  bei unsichtbarem Elektron nicht einfach vernachlässigt werden kann. Es ist jedoch möglich,  $y$  ohne das gestreute Elektron, z.B. nach der Methode von Jaquet-Blondel, aus den anderen meßbaren Teilchen eines Ereignisses zu bestimmen.

Wenn mit  $p^i = (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i)$ ;  $i = 1 \dots N$  die Viererimpulse aller Teilchen des Endzustands bezeichnet werden (außer dem gestreuten Elektron), so ergibt sich im Laborsystem:

$$y = \frac{qP}{iP} = \frac{2}{s} qP = \frac{2}{s} \left( \sum_i p^i - P \right) \cdot P = \frac{2E}{s} \sum_i (E^i - p_z^i)$$

Mit  $E$  wird die Energie des Protons im Laborsystem bezeichnet (s. Abschnitt 2.1.1). Der Einfluß der ungesehen im Strahlrohr verschwindenden Teilchen auf die Bestimmung von  $y$  ist gering, weil bei diesen Teilchen der Longitudinalimpuls  $p_z^i$  etwa gleich der Energie  $E^i$  ist, da ihr Transversalimpuls und ihre Masse — es handelt sich hauptsächlich um Pionen und Photonen — klein sind. Die unsichtbaren Teilchen tragen also nicht zur Summe bei. Monte-Carlo-Studien mit dem schnellen Simulations- und Rekonstruktionsprogramm H1PSI zeigen, daß (inklusive der Fehler bei der Impulsmessung)  $y$  mit dieser Methode auf ca. 12% genau bestimmt werden kann [Jun90a].

Unverzichtbar für die Rekonstruktion sind natürlich die Myonen: Aus deren Impulsen wird der Impuls des  $J/\psi$  rekonstruiert, und daraus die Größe  $z = \frac{p_\psi P}{qP}$ .

Die weitere Vorgehensweise hängt davon ab, ob man  $Q^2 = 0$  annimmt oder den exakten Wert zur Verfügung hat.  $Q^2 = 0$  bedeutet, daß das Photon im Laborsystem keinen Transversalimpuls hat (s. Gleichung 2.3), woraus folgt, daß das gesamte Boson-Gluon-System keinen Transversalimpuls hat. Dadurch wird die weitere Rechnung deutlich einfacher. Einerseits wird durch das gestreute Elektron kein Azimutwinkel mehr ausgezeichnet, so daß der Winkel  $\Phi$  keine Rolle spielt. Andererseits ist der Transversalimpuls des  $J/\psi$  im Laborsystem gleich dem Transversalimpuls im Boson-Gluon-System. Aus Gleichung 2.4 und 2.10 ergibt sich damit für  $x_g$ :

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{ys} \simeq \frac{\hat{s}}{ys} = \frac{1}{ys} \left( \frac{p_T^2}{z(1-z)} + \frac{m_\psi^2}{z} \right) \quad (2.14)$$

Falls andererseits  $Q^2$  nicht vernachlässigt wird, ist eine Lorentztransformation vom Laborsystem ins Boson-Gluon-Schwerpunktsystem nötig, um  $\Phi$  zu ermitteln.

Die Bestimmung des Zusammenhangs zwischen  $x_g$  bzw.  $\hat{s}$  und dem Transversalimpuls des  $J/\psi$  im Laborsystem,  $\hat{p}_T$ , kann analog zu der Rechnung in Abschnitt 2.3 durchgeführt werden. Dabei bezeichnet  $\varphi$  den Azimutwinkel des  $J/\psi$  im Laborsystem und  $\hat{q}_T = -\sqrt{(1-y)Q^2}$  (s. Gleichung 2.3) den Transversalimpuls des Bosons im Laborsystem. Es ergibt sich folgende Beziehung zwischen dem Transversalimpuls des  $J/\psi$  im Laborsystem  $\hat{p}_T$  und dem Transversalimpuls im Boson-Gluon-System  $p_T$ , der seinerseits über Gleichung 2.4 und 2.10 mit  $x_g$  zusammenhängt:

$$p_T^2 = \hat{p}_T^2 \cdot 2 \cos\varphi q_T p_T = \hat{q}_T^2$$

Die Variablen  $\hat{s}$  und  $x_g$  können also auch in diesem Fall auf einfache Weise aus den gemessenen Impulsen berechnet werden.

## 2.7 Andere $J/\psi$ -Produktionsmechanismen und Untergrund

Auf die diffraktive  $J/\psi$ -Produktion wurde bereits in Abschnitt 2.4 hingewiesen, der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist höher als bei der  $J/\psi$ -Produktion über Boson-Gluon-Fusion, aber von der Größenordnung vergleichbar. Diese beiden Produktionsmechanismen sind durch die kinematische Variable  $z$  und den Transversalimpuls des  $J/\psi$  zu unterscheiden.

Ein grundsätzlich anderer Prozeß ist die Entstehung eines  $J/\psi$  beim Zerfall eines  $B$ -Mesons. In Abbildung 2.8 ist der Feynman-Graph der Reaktion  $B^- \rightarrow J/\psi K^-$  dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses (Produktion von  $b$ -Quarks und Zerfall in  $J/\psi$ ) beträgt etwa 50 pb, er ist damit etwa 50mal geringer als die direkte  $J/\psi$ -Produktion aus Boson-Gluon-Fusion, außerdem findet er bei wesentlich höherem Transversalimpuls statt [Eic88, Fee90], so daß die Verwechslungsgefahr gering ist.

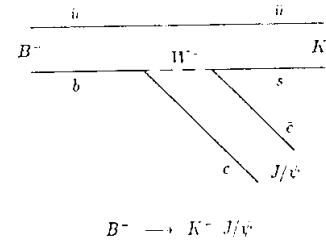


Abbildung 2.8: Zerfall eines  $b$ -Mesons in ein  $J/\psi$ .

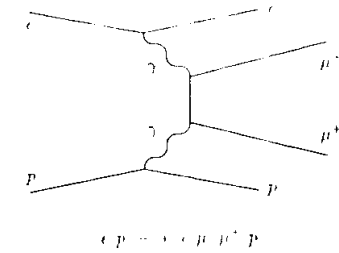


Abbildung 2.9: Elastische Photoproduktion von Myonpaaren.

Eine weiterer Prozeß, bei dem  $J/\psi$ 's entstehen können, ist die Produktion des Charmoniums  $\chi$  (p-Wellen-Zustand des  $c\bar{c}$ -Systems, im Gegensatz zum  $J/\psi$  als s-Wellen-Zustand) und

dem anschließenden Zerfall  $\chi \rightarrow J/\psi \gamma$ . Das  $\chi$  wird bei Elektron-Proton-Streuung über die hadronische Komponente des Elektrons durch folgende Reaktionen erzeugt:

$$g g, g \bar{q} \rightarrow \chi g, \quad g q \rightarrow \chi q, \quad g \bar{q} \rightarrow \chi \bar{q}$$

Die Transversalimpulsverteilung des  $J/\psi$  ist bei diesem Prozeß ähnlich wie bei der direkten  $J/\psi$ -Produktion [Kun89]. Der Wirkungsquerschnitt ist geringer als die direkte  $J/\psi$ -Produktion, führt aber zu einer deutlichen Korrektur im meßbaren Wirkungsquerschnitt von ca. 10%.

Das Kriterium zur Identifizierung eines  $J/\psi$ 's, das in zwei Myonen zerfallen ist, sind die beiden Myonen. Folglich sind auch alle Prozesse, an denen zwei Myonen beteiligt sind, deren invariante Masse im Bereich der  $J/\psi$ -Masse liegt, potentiell als Untergrund zu werten. Dazu gehört vor allem die elastische und inelastische Photoproduktion von Myonpaaren [Ver83]. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e p \rightarrow e p \mu^+ \mu^-$  liegt bei 6 nb, wenn verlangt wird, daß die invariante Masse des Myonpaares mindestens 1 GeV beträgt (s. Abschnitt 3.4). Der inelastische Wirkungsquerschnitt ist von vergleichbarer Größenordnung. Die Photoproduktion von Myonpaaren führt also zu einem deutlichen Kontinuumsuntergrund zu den  $J/\psi$ -Ereignissen. Zum Kontinuumsuntergrund können auch (einzelne) kosmische Myonen beitragen, die ungefähr durch die Wechselwirkungszone des Detektors fliegen, und als Myonpaar mißdeutet werden.

## Kapitel 3

### Simulationsprogramme

Die Simulation von  $e p \rightarrow e J/\psi X; J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Ereignissen erfolgte in zwei Stufen. Zunächst wurden mit dem Ereignisgenerator EPJPSI Datensätze mit den Teilchen und den zugehörigen Impulsen von Ereignissen dieses Typs erzeugt. Anschließend wurden mit dem Detektorsimulationsprogramm H1SIM die Detektorsignale dieser Ereignisse simuliert. Die verwendeten Monte-Carlo-Programme und die damit erzeugten Datensätze werden im folgenden kurz beschrieben.

#### 3.1 $J/\psi$ -Ereignisgenerator: EPJPSI 1.1-1.2

Für die Generierung des Boson-Gluon-Fusions-Prozesses  $e p \rightarrow e J/\psi g p'$  stand das Monte-Carlo-Programm EPJPSI in den Versionen 1.1 und 1.2 von H. Jung zur Verfügung.<sup>1</sup> Das Programm unterteilt die  $J/\psi$ -Produktion nach der in Abschnitt 2.5 beschriebenen Methode in drei Unterprozesse:

**Abstrahlung eines Photons vom Elektron:** Der  $Z^0$ -Austausch ist bei  $Q^2 \approx 0$  stark unterdrückt und wird daher nicht berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon mit den Parametern  $Q^2$  und  $y$  zu finden, wird über die Weizsäcker-Williams-Näherung berechnet [Al88].

**Abstrahlung eines Gluons vom Proton:** Die Wahrscheinlichkeit ein Gluon mit dem Impulsanteil  $x_g$  im Proton zu finden, wird durch die Gluonstrukturfunktion bestimmt. Die zu verwendende Parametrisierung kann im Programm aus den üblichen Sätzen gewählt werden [Cha90]. Für diese Arbeit wurde folgender Ansatz benutzt ('Simple Scaling'-Funktion):

$$x_g G(x_g) = 3(1 - x_g)^5$$

Der Protonrest wird in Quark und Diquark aufgespalten.

**Boson-Gluon-Fusion,  $J/\psi$ -Produktion:** Die Berechnung der  $J/\psi$ -Produktion erfolgt direkt über das Matrixelement des Prozesses  $\gamma g \rightarrow J/\psi g$ . Die inneren Quarklinien (s. Abbildung 2.4) werden nicht berechnet. Die Entwicklung dieses Matrixelements ist z.B. in [Ber81] zu finden. Es wurde folgender Parametersatz verwendet:

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+ e^-) = 4.7 \text{ keV}; \quad m_\psi = 3.1 \text{ GeV}; \quad \alpha_s = 0.3$$

<sup>1</sup>Mittlerweile wurde die Version 1.2 als offizielle H1-Version installiert [Jun90b].

Wie in Kapitel 2 ausführlich dargestellt, wird der Prozeß durch eine kleine Zahl kinematischer Variablen vollständig beschrieben. Das Programm EPJPSI liefert als Ergebnis Datensätze mit *ungewichteten* Ereignissen, damit ist gemeint, daß die Ereignisse in Abhängigkeit von diesen Variablen im richtigen Verhältnis zueinander generiert werden. ('Richtig' im Sinne der dem Programm zugrundeliegenden physikalischen Modelle.) Zu jedem Ereignis werden die Viererimpulse der beteiligten Teilchen, die Teilchenart, die kinematischen Variablen und einige andere Parameter im standardisierten BOS-Format auf einen Datensatz geschrieben [Blo87].

Der totale Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$ -Produktion mit den oben angegebenen Parametern bei der HERA-Energie  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$  wird von EPJPSI zu  $\sigma_{tot} = 2570 \text{ pb}$  bestimmt. Die Verteilungen einiger kinematischer Variablen sind in Abbildung 2.7 sowie in Kapitel 4 zu finden.

Das abgestrahlte Gluon und der Protonrest sind keine realen Teilchen, sie müssen daher noch in geeigneter Weise wechselwirken, d.h. fragmentieren. Die Fragmentation sowie der Zerfall instabiler Teilchen wurde mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms JETSET durchgeführt.

### 3.2 Fragmentation: JETSET 6.3

Das Programm JETSET lag in der Version 6.3 vor [Sj66]. Es benutzt das Lund-String-Modell für die Fragmentation. Dabei wird vom Quark ein String über das vom Boson-Gluon-Fusionsvertex abgestrahlte Gluon zurück zum Diquark gezogen. Durch die unterschiedlichen Impulse der Teilchen wird der String angespannt. Die Spannungsenergie ist proportional zur Länge des Strings, er bricht bei ausreichender Energie durch die Entstehung neuer Quark-Antiquark- oder Diquark-Antidiquark-Paare auf. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, bis die Energie des Strings für weitere Teilchen nicht mehr genügt. Aus den Fragmentationsprodukten, den Quarks und Diquarks, setzen sich Mesonen und Baryonen zusammen.

Die dabei entstehen Teilchen befinden sich auf der Massenschale und haben erlaubte Quantenzahlen, sie sind aber im allgemeinen nicht stabil. Das Programm war so eingestellt, daß alle Teilchen mit einer Lebensdauer unter  $10^{-8} \text{ s}$  als instabil behandelt wurden und am Vertex zerfielen, gegebenenfalls über mehrere Zerfallsstufen. Letztlich blieben nur Elektronen, Myonen, Neutrinos, geladene Pionen,  $K_L^0$ , Nukleonen und Photonen übrig. Die möglichen Zerfallskanäle und die Verzweigungsverhältnisse der Teilchen sind aus früheren Experimenten bekannt.

Insbesondere der Zerfall des  $J/\psi$  wurde mit JETSET simuliert. Da aber nur  $J/\psi$ 's untersucht werden sollten, die in Myonen zerfallen, wurden alle anderen Zerfallskanäle des  $J/\psi$  abgeschaltet. Das Verzweigungsverhältnis  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  beträgt 0.9% (s. Tabelle 1.1), der totale Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse liegt also bei  $\sigma_{tot} = 0.069 \cdot 2570 \text{ pb} = 177 \text{ pb}$ .

### 3.3 Detektorsimulation: HISIM 1.02–1.06

Um die zu erwartende Reaktion des Detektors H1 auf die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse untersuchen zu können, wurden die Datensätze mit den Viererimpulsen der generierten Ereignisse durch das Detektorsimulationsprogramm HISIM geschickt [Mey90].

Die Detektorsimulation untergliedert sich in drei Teile:

**Wechselwirkung mit Materie:** Der komplette Aufbau des Detektors ist in einzelne Volumenelemente, die aus den entsprechenden Materialien bestehen, unterteilt. Das Un-

terprogramm GEANT verfolgt die Spuren der am Vertex entstandenen Teilchen durch diese Materialien, und simuliert die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie. So entsteht z.B. beim Durchgang eines Elektrons durch das Kalorimeter ein elektromagnetischer Schauer durch Bremsstrahlung und Paarbildung. Zur Berechnung dieses Schauers gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Optionen: Für die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse wurde die volle Schauersimulation gewählt. Dabei wird tatsächlich jedes einzelne Teilchen des Schauers weiterverfolgt, bis es seine Energie verloren hat. Diese Methode ist natürlich extrem aufwendig und erfordert sehr viel Rechenzeit. Als Alternative gibt es die Möglichkeit parametrisierte, komplette Schauer im Kalorimeter zu simulieren, ohne jedes einzelne, darin enthaltene Teilchen zu berücksichtigen.

**Detektorsignale:** Bestimmte Volumina des Detektors (Spürkammern, Kalorimeter, ...) sind sensitiv und können, falls entsprechende Kriterien erfüllt sind, ein Detektorsignal erzeugen. So sprechen z.B. die Drähte in den Streamer-Röhren der Myonkammern an, wenn ein geladenes Teilchen eine gewisse Mindestspurlänge in dem Rohr vorweisen kann. Diese Kriterien wurden durch Testmessungen an Prototypen der Detektorelemente ermittelt.

**Triggerstufe:** Die Triggerdaten müssen beim tatsächlichen Detektorbetrieb als erstes vorliegen, bei der Simulation werden sie aber zur Einsparung von Rechenzeit aus den Detektorsignalen gebildet, und entstehen somit erst am Schluß des Programmlaufs. Auf diese Weise ist es möglich, bereits simulierte Daten ein weiteres mal mit veränderten Triggerereinstellungen durch die Triggerstufe zu schicken, ohne die sehr zeitaufwendige, komplette Simulation doppelt machen zu müssen.

Die Detektorsimulation eines Ereignisses benötigt sehr viel Rechenzeit und Speicherplatz. Das hat zur Folge, daß es nicht ohne weiteres möglich ist, sehr viele Ereignisse eines Typs zu simulieren oder ständig neue Programmversionen anzuwenden, die in der Regel nicht mit den alten Daten verträglich sind.

#### Simulation der $J/\psi$ -Myon-Ereignisse

Einerseits zur Einsparung von Rechenzeit, andererseits um die Analyse einfacher zu gestalten, wurde die Detektorsimulation nicht nur für die kompletten  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse durchgeführt, sondern es wurden für einzelne Untersuchungen zusätzlich Datensätze erzeugt, die nur die beiden Zerfallsmyonen des  $J/\psi$  oder sogar nur eines dieser Myonen enthalten, alle anderen Teilchen wurden dann vor der Simulation aus dem Datensatz entfernt.

In Tabelle 3.1 sind die Datensätze aufgeführt, die für diese Arbeit benutzt wurden. Für die Untersuchungen in Kapitel 4 und 6 wurden die Datensätze der Programmversionen EPJPSI 1.1 und HISIM 1.02 verwendet. Anschließende Studien zu den Programmversionen EPJPSI 1.2 und HISIM 1.06 zeigten im Rahmen der statistischen Fehler keine signifikanten Abweichungen. Lediglich die neueren Ergebnisse zu einem Level 1 Myontrigger wurden mit der Version 1.06 ermittelt und in Kapitel 6 berücksichtigt.

Bei der Version 1.02 des Programms HISIM stand das PLUG-Kalorimeter noch nicht zur Verfügung, es spielt für die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse jedoch ohnehin keine Rolle. Die Implementation des PLUG in der Version 1.06 führte im Gegenteil zu Problemen, da Schauer aus PLUG-Kalorimeter herausleckten und die Myonkammern und Eisenlagen in diesem Bereich ansprechen ließen (sowohl bei den  $J/\psi$ -Myon- als auch bei den Untergrundereignissen). Diese Schauer bestanden zum größten Teil nur aus sehr niederenergetischen Teilchen, die durch



| Ereignisgenerator<br>EPJPSI                     | Datensatz<br>F22REI.EPJPSI | Wirkungsquer-<br>schnitt $\sigma_{tot}$ [pb] | Anzahl<br>Ereignisse | Rechenzeit<br>$T_r$ Ereign. [s] |
|---|----------------------------|--|----------------------|---------------------------------|
| 1.1   | GEN.V09                    | 177  | 2877                 | 0,017                           |
|   | GEN.V10                    | 177  | 17705                | 0,017                           |
| 1.2<br>nur Myonen<br>nur $\mu^-$<br>nur $\mu^+$ | GEN.V17                    | 174  | 2748                 | 0,142                           |
|   | GEN.C17A                   | —  | 2748                 | —                               |
|   | GEN.C17H                   | —  | 2748                 | —                               |
|   | GEN.C17P                   | —  | 2748                 | —                               |

| Detektorsimulation<br>H1SIM                      | Datensatz<br>F22REI.EPJPSI | Wirkungsquer-<br>schnitt $\sigma_{tot}$ [pb] | Anzahl<br>Ereignisse | Rechenzeit<br>$T_r$ Ereign. [s] |
|--|----------------------------|--|----------------------|---------------------------------|
| 1.02<br>nur Myonen<br>nur $\mu^-$<br>nur $\mu^+$ | SIM.C09E1/2/3              | 177  | 644                  | 20,70                           |
|  | SIM.V10A1                  | —  | 3772                 | 1,17                            |
|  | SIM.V10M1/2                | —  | 17705                | 0,35                            |
|  | SIM.V10P/2                 | —  | 17705                | 0,35                            |
| 1.06<br>nur $\mu^-$<br>nur $\mu^+$               | SIM.V17E1T06               | 174  | 1017                 | 26,07                           |
|  | SIM.C17H                   | —  | 2748                 | 0,31                            |
|  | SIM.C17P                   | —  | 2748                 | 0,32                            |

Tabelle 3.1: Liste der simulierten Datensätze, die für diese Arbeit benutzt wurden.

einen Bleizylinder, der zu diesem Zeitpunkt noch nicht in der Software implementiert war, abgeschirmt würden. Die teilweise nur sehr schwachen Myonsignale der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse wurden dadurch deutlich gestört, so daß diese Daten nur eingeschränkt zu benutzen waren. Da für die Untersuchung der Detektorsimulation insgesamt nur 644 komplett simulierte  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse zur Verfügung standen (s. Tabelle 3.1), und da sich diese Zahl durch entsprechende Schnitte weiter reduzierte, sind die statistischen Fehler, auf die nicht an jeder Stelle hingewiesen wird, oftmals sehr hoch.

### Graphikprogramm EVLOOK

Zur graphischen Darstellung der Detektorsignale der simulierten Ereignisse wurde das Programm EVLOOK benutzt. Im Vorgriff auf die Erläuterungen und Ergebnisse der folgenden Kapitel wird in Abbildung 3.1 ein  $J/\psi$ -Myon-Ereignis in dessen Darstellung gezeigt.

In der oberen Bildhälfte sind in einer Seitenansicht des Detektors Kalorimeter und Spurkammern zu sehen. Die Spuren, die in der Mitte des Detektors etwa senkrecht nach oben und nach unten verlaufen, werden von den beiden Myonen verursacht. Während in den Spurkammern deutliche Signale (angesprochene Drähte) zu erkennen sind, sind die Energiedepositionen der minimalisierenden Myonen im Kalorimeter gering; der Flächeninhalt der ausgefüllten Rechtecke ist proportional zur Energie.

Im unteren Bildteil, einer Radialansicht des Detektors mit Myondetektor, Kalorimetern und Spurkammern, ist die 'Back-to-Back'-Topologie der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse zu sehen: Die Impulse der Myonen sind in der Projektion in die  $r$ - $\varphi$ -Ebene entgegengesetzt gerichtet. Auch die Krümmung der Spuren im Magnetfeld der supraleitenden Spule ist gut zu erkennen. Eines

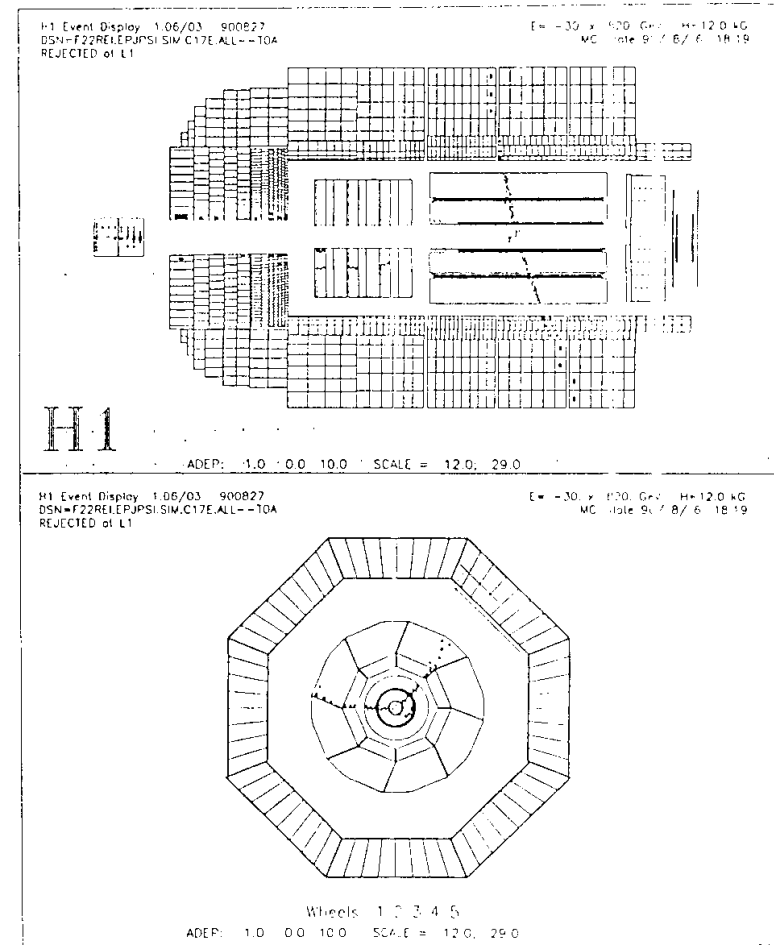


Abbildung 3.1: Darstellung eines  $J/\psi$ -Myon-Ereignisses mit dem Graphikprogramm EVLOOK. Oben: Seitenansicht des Detektors mit Kalorimetern und Spurkammern; unten: Radialansicht mit Myondetektor, Kalorimeter und Spurkammern.

der Myonen läßt einige Drähte und Streifen des Myondetektors ansprechen. Anhand dieses Ereignisses wird auch eine der Hauptaufgaben dieser Arbeit deutlich: Das gezeigte Ereignis wird vom H1-Standardtrigger nicht akzeptiert, da außer den Myonen fast keine weiteren Teilchen den Detektor ansprechen lassen; nur im vorderen Detektorteil sind eine zusätzliche Spur und geringe Kalorimeteereinträge vorhanden. Der in Kapitel 6 entwickelte topologische Trigger für  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse ist in der Lage, dieses Ereignis zu triggern.

### 3.4 QED-Myonpaare

Ein möglicher Untergrundprozeß für  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse ist die Photoproduktion von Myonpaaren  $e p \rightarrow e p \mu^+ \mu^-$  (s. Abbildung 2.9). Da von diesem Ereignistyp keine 'offiziellen' Datensätze zur Verfügung standen, wurden mit Hilfe eines von H. Jung geschriebenen Monte-Carlo-Generators Ereignisse generiert, um die Gesamtrate dieser Ereignisse zu bestimmen und sie mit dem Wirkungsquerschnitt der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse zu vergleichen. Mit der Einschränkung  $M_{\mu\mu} \geq 1 \text{ GeV}$  (invariante Masse des Myonpaares) und dem Winkelschnitt  $|\cos \vartheta_{\mu}| < 0,996706^2$  ergab sich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\mu\mu} = 6 \text{ nb}$  [Jun90c].

| elast. QED-Myonen | Datensatz      | Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}$ [pb] | Anzahl Ereignisse | Rechenzeit T/Ereign. [s] |
|-------------------|----------------|---|-------------------|--------------------------|
| Ereignisgenerator | F22RE1.EPMUMU. | 6000                                    | 3132              | 0,002                    |
| H1SIM 1.06        | GEN.V13        | 6000                                    | 3132              | 1,18                     |

Tabelle 3.2: Liste der simulierten Datensätze, mit QED-Myonpaaren aus elastischer Streuung.

## Kapitel 4

### Eigenschaften der $J/\psi$ -Myon-Ereignisse

Zunächst sollen die Ereignisse auf Viervektor Ebene untersucht werden, das bedeutet, daß lediglich die 'wahren' Impulse und Richtungen von Teilchen betrachtet werden, ohne Detektoreffekte zu berücksichtigen.

Die Ziele dieser Vorarbeiten sind vor allem:

- Ein möglichst genaues Bild der Ereignisse zu bekommen: Welche Teilchen sind an dem Ereignis beteiligt, welchen Impuls und welche Richtung haben sie?
- Die spätere Interpretation der Detektorsignale wird einfacher.
- Überprüfung der Ereignisgeneratoren und des Detektorsimulationsprogramms. Der Test der bei H1 benutzten Standardprogramme, die sich im Verlauf ständig zu neueren Versionen veränderten, war ein wichtiger Begleiteffekt dieser Arbeiten.<sup>1</sup>
- Einsparung von Rechenzeit: Die 4 Vektoren eines Ereignisses zu erzeugen, benötigt nur einen Bruchteil der Rechenzeit, die für die Simulation der kompletten Detektorantwort auf ein Ereignis erforderlich ist (s. Kapitel 3). Es lassen sich also auf dieser Ebene mit wesentlich höherer Statistik Voruntersuchungen machen, die dann mit Hilfe der vollständigen Detektorsimulation gezielt verifiziert werden können.

Es zeigt sich bereits bei diesen Untersuchungen, daß die Ereignisse in Abhängigkeit vom Polarwinkel der Myonen eine unterschiedliche Signatur haben. Es stellt sich heraus, daß diese Unterschiede so groß sind, daß es erforderlich ist, die Ereignisse in verschiedene Klassen einzuteilen, die dann getrennt und mit unterschiedlicher Strategie behandelt werden müssen.

#### 4.1 Impuls und Polarwinkel der Myonen

Obwohl die Detektorsimulation vorerst ausgeklammert wird, lassen sich in Hinblick auf die Auflösungsmöglichkeiten des Detektors gewisse einfache Bedingungen an die Ereignisse stellen, um uninteressante Ereignisse von potentiell interessanten zu trennen. So brauchen Ereignisse, bei denen keine Chance besteht beide Myonen zu identifizieren und zu rekonstruieren, nicht weiter untersucht zu werden. Insbesondere müssen sie nicht die zeitaufwendige Detektorsimulation durchlaufen.

<sup>1</sup>Neue Datenformate und andere Änderungen bei neuen Programmversionen sorgten dafür, daß die Arbeit am Computer nie langweilig wurde.

<sup>2</sup>Dieser Wert war im Programm eingestellt, er entspricht etwa 3°.

Solche Minimalbedingungen sind z.B., daß die Richtung jedes Myons um wenigstens  $4^\circ$  von der Strahlrichtung abweicht, um zu gewährleisten, daß die Myonen überhaupt das Strahlrohr verlassen und den Detektor treffen können. Eine andere Bedingung an die Myonen ist ein Mindestimpuls, der ausreichend ist, daß die Myonen die Myonkammern und die Eiseninstrumentierung trotz des Energieverlusts beim Durchgang durch die Materie zwischen Wechselwirkungspunkt und Myondetektor (Kalorimeter, Magnet, Trennwände,...) überhaupt erreichen können.

Zunächst sollen die Myonen unabhängig voneinander betrachtet werden. In Abbildung 4.1 ist der Zusammenhang zwischen Impuls und Polarwinkel eines Myons dargestellt. Man erkennt, daß der Impuls von Myonen in Richtung des einlaufenden Protons oder in Richtung des einlaufenden Elektrons (also  $\vartheta = 0^\circ$  oder  $\vartheta = 180^\circ$ ) wesentlich größer ist, als der Impuls von Myonen senkrecht zur Strahlachse.

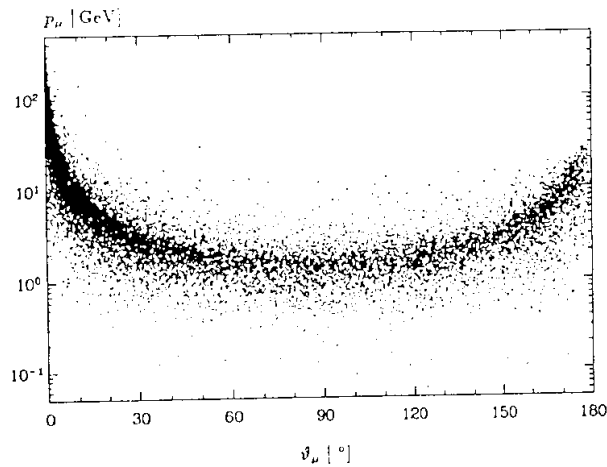


Abbildung 4.1: Impuls und Polarwinkel der Myonen aus dem Zerfall des  $J/\psi$ . Die dargestellte Verteilung entspricht dem vollen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot} = 177 \text{ pb}$

Dieser Zusammenhang wird noch einmal in Abbildung 4.2 deutlich. Hier ist der Impuls der Myonen für verschiedene Winkelbereiche getrennt dargestellt. Während die Impulsverteilung der Myonen im Vorwärtsbereich  $F$  ( $4^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 25^\circ$ ) und im Rückwärtsbereich  $B$  ( $155^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 176^\circ$ ) ihr Maximum bei etwa  $4\text{--}5 \text{ GeV}$  hat, hat die Impulsverteilung im Zentralbereich  $C$  ( $25^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 155^\circ$ ) ihr Maximum bei nur etwa  $1.5 \text{ GeV}$  mit einer Breite von ca.  $1 \text{ GeV}$ . Die Winkelbereiche  $0^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 4^\circ$  und  $176^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 180^\circ$  sind hier nicht berücksichtigt, da Myonen mit Polarwinkeln in diesen Bereichen nicht nachweisbar sind.<sup>2</sup>

<sup>2</sup>F, C und B stehen für engl.: forward, central, backward

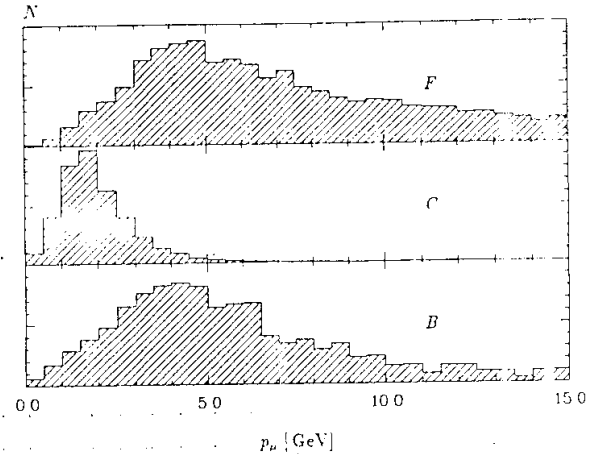


Abbildung 4.2: Impulsverteilung der Myonen, aufgeteilt in die Winkelbereiche  $F$  ( $4^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 25^\circ$ ),  $C$  ( $25^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 155^\circ$ ) und  $B$  ( $155^\circ \leq \vartheta_\mu \leq 176^\circ$ ).

Die Grenzen der Winkelbereiche sind in diesem Stadium noch etwas willkürlich, entsprechen aber in etwa den Detektorbereichen. Wichtig ist, daß der Bereich des Strahlrohrs nicht zu groß gewählt wird, damit keine interessanten Ereignisse verloren gehen. In Abbildung 4.3 sind die Winkelbereiche in einer Seitenansicht des Detektors dargestellt. Der Bereich  $F$  umfaßt etwa den Sektor, in dem Teilchen von den vorderen Spurkammern nachgewiesen werden können, der Sektor  $C$  umfaßt die zentralen Spurkammern. In beiden Bereichen wird eine genaue Messung der Myonimpulse möglich sein. Im rückwärtigen Bereich  $B$  gibt es zwar Myonkammern und Kalorimeter, aber es sind keine speziellen Spurkammern zur Impulsmessung vorgesehen, die Bestimmung der Myonimpulse wird hier also ungenau sein [H1Pro].<sup>3</sup>

In Tabelle 4.1 ist die Verteilung der Myonen auf die einzelnen Winkelbereiche aufgeführt. Obwohl das Strahlrohr nur einen kleinen Bruchteil des gesamten Raumwinkels ausmacht, ist der Anteil der Myonen dort hoch.

Um beurteilen zu können, ob ein Ereignis für die Analyse interessant ist, genügt es nicht, die Winkelverteilung der einzelnen Myonen zu kennen. Entscheidend ist, ob beide Myonen gleichzeitig in den sichtbaren Bereichen  $F$ ,  $C$  und  $B$  landen; besser noch in den rekonstruierbaren Bereichen  $F$  und  $C$ . In Tabelle 4.2 sind die Anteile der Ereignisse in den möglichen Kombinationen dieser Winkelbereiche aufgeführt.

<sup>3</sup>Es gibt in diesem Bereich Proportionalkammern mit geringer Auflösung, die zur  $e^+e^-$ -Trennung im BFMC dienen und bislang nicht zur Impulsmessung vorgesehen sind. Eine Verbesserung der Impulsauflösung in Rückwärtsrichtung kann auch vom geplanten Vertexdetektor erwartet werden.

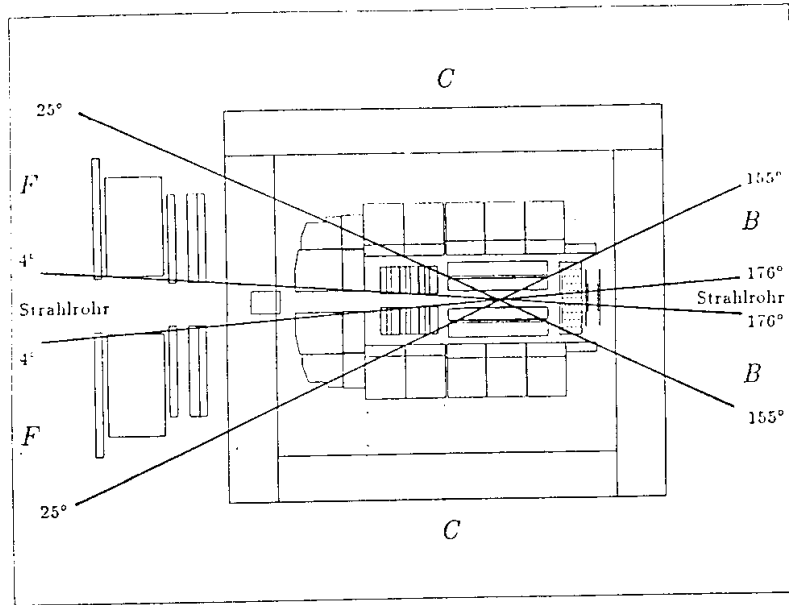


Abbildung 4.3: Seitenansicht von H1. Unterteilung des Detektors in Polarwinkelbereiche.

| Winkelbereich                 | Strahlrohr<br>0° - 4° | F<br>4° - 25° | C<br>25° - 155° | B<br>155° - 176° | Strahlrohr<br>176° - 180° |
|-------------------------------|-----------------------|---------------|-----------------|------------------|---------------------------|
| Anteil des Raumwinkelbereichs | 0,12%                 | 4,56%         | 90,03%          | 4,56%            | 0,12%                     |
| Anteil der Myonen             | 16,1%                 | 29,9%         | 44,0%           | 9,2%             | 0,8%                      |

Tabelle 4.1: Verteilung der (einzelnen) Myonen in die Winkelbereiche

| Winkelbereiche            | Strahlrohr<br>0° - 4° | F<br>4° - 25° | C<br>25° - 155° | B<br>155° - 176° | Strahlrohr<br>176° - 180° |
|---------------------------|-----------------------|---------------|-----------------|------------------|---------------------------|
| Strahlrohr<br>176° - 180° |                       |               |                 |                  | 0,0%                      |
| B<br>155° - 176°          |                       |               |                 | BB:<br>3,2%      | 0,4%                      |
| C<br>25° - 155°           |                       |               | CC:<br>27,2%    | CB:<br>11,0%     | 1,2%                      |
| F<br>4° - 25°             |                       | FF:<br>13,5%  | FC:<br>17,9%    | FB:<br>0,5%      | 0,1%                      |
| Strahlrohr<br>0° - 4°     | 7,4%                  | 14,0%         | 3,5%            | 0,0%             | 0,0%                      |

Tabelle 4.2: Einteilung der Ereignisse in Winkelklassen. Vertikal: Winkelbereich des Myons mit dem kleineren Polarwinkel; horizontal: Winkelbereich des Myons mit dem größeren Polarwinkel

Diese Winkelbereichs-Kombinationen werden im weiteren eine wichtige Rolle spielen. Vorerst werden die Untersuchungen mit den hier definierten Bereichen fortgeführt. Um die Ereignisse klassifizieren zu können, wird folgende Notation eingeführt: Ein Ereignis gehört zum Beispiel zur Klasse  $FF$  wenn sich beide Myonen im Winkelbereich  $F$  befinden, bzw. zur Klasse  $FC$ , wenn das eine im Bereich  $F$  und das andere im Bereich  $C$  gelaundet ist. Die potentiell interessanten Klassen sind also  $FF$ ,  $FC$ ,  $CC$ ,  $CB$ ,  $BB$  und  $FB$ . In Tabelle 4.3 sind noch einmal die entsprechenden Anteile und Wirkungsquerschnitte aufgeführt. Die Gesamtheit dieser sechs potentiell interessanten Klassen wird im folgenden kurz *sichtbarer Wirkungsquerschnitt*, und die drei Klassen  $FF$ ,  $FC$  und  $CC$ , bei denen beide Myonen von den Sporkammern gesehen werden können, werden *rekonstruierbarer Wirkungsquerschnitt* genannt.

| total  | sichtbar            | rekonstruierbar |
|--------|---------------------|-----------------|
|        | $FF+FC+CC+CB+BB+FB$ | $FF+FC+CC$      |
| 100%   | 73,5%               | 58,6%           |
| 177 pb | 130 pb              | 104 pb          |

Tabelle 4.3: Anteil und Wirkungsquerschnitt der potentiell interessanten Ereignisse

## 4.2 Myon Identifikation

Eine sehr wirkungsvolle Methode,  $J/\psi$ -Ereignisse von Untergrundereignissen zu unterscheiden, wäre sicherlich die Identifikation der beiden Myonen. Myonen werden als solche erkannt, wenn sie Spuren im Myondetektor hinterlassen, da alle anderen Teilchen bereits vorher in den Kalorimetern gestoppt werden. Natürlich verlieren aber auch Myonen beim Durchgang durch

die Materie zwischen Wechselwirkungspunkt und Myondetektor Energie (Kalorimeter, supra-leitende Spule, Trennwände...). Um die Myonkammern überhaupt zu erreichen, benötigt ein Myon eine Energie von 1-1,5 GeV, abhängig von der Dicke und der Art der Materie zwischen Wechselwirkungspunkt und Myonkammer. Um eine signifikante Spur im Myondetektor zu hinterlassen, ist entsprechend mehr Energie erforderlich.

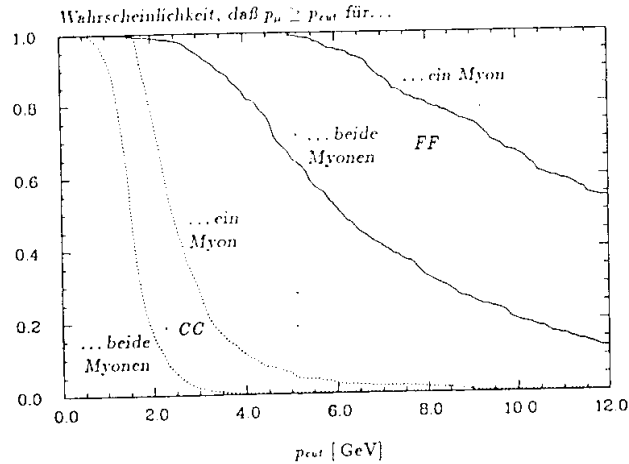


Abbildung 4.4: Wahrscheinlichkeit, ein bzw. zwei Myonen mit einem Impuls von mindestens  $p_{\min}$  zu finden. Durchgezogene Linien: Winkelklasse FF; gestrichelte Linien: Winkelklasse CC; die oberen der beiden Linien beziehen sich jeweils auf 'mindestens ein Myon', die unteren Linien auf 'beide Myonen'.

Wie in Abschnitt 4.1 gezeigt, ist die Impulsverteilung der Myonen stark mit dem Polarwinkel, d.h. mit den Winkelklassen korreliert. In Abbildung 4.4 und in Tabelle 4.4 sind, aufgeteilt in Winkelklassen, die Anteile der Ereignisse aufgeführt, für die mindestens eines der Myonen bzw. beide einen bestimmten Mindestimpuls haben.

Im Ruhesystem des  $J/\psi$  verteilt sich dessen Masse von 3,1 GeV zu gleichen Teilen auf die Myonen. Jedes Myon hat also eine Energie von knapp über 1,5 GeV. Nach der Lorentztransformation ins Laborsystem muß deshalb mindestens eines der Myonen eine Energie größer als 1,5 GeV haben. Deshalb steht in Tabelle 4.4 in der entsprechenden Zeile überall 100%. In Abbildung 4.4 ist zu sehen, daß in der Winkelklasse CC zwar eines der Myonen tatsächlich mehr als 1,5 GeV Energie hat, aber eben auch nicht viel mehr. Die Wahrscheinlichkeit fällt oberhalb dieses Wertes steil ab.

Wie erwartet, gibt es bei der größten Klasse, der Klasse CC, kaum Chancen, beide Myonen anhand ihrer Spuren in den Myonkammern zu identifizieren. Selbst die Forderung nach nur

| Impuls der Myonen      | Winkelklasse |      |      |      |      |
|------------------------|--------------|------|------|------|------|
|                        | FF           | FC   | CC   | CB   | BB   |
| > 1.5 GeV ein Myon     | 100%         | 100% | 100% | 100% | 100% |
| > 1.5 GeV beide Myonen | 100%         | 59%  | 47%  | 49%  | 100% |
| > 2.0 GeV ein Myon     | 100%         | 98%  | 74%  | 98%  | 100% |
| > 2.0 GeV beide Myonen | 99%          | 38%  | 15%  | 31%  | 99%  |
| > 2.5 GeV ein Myon     | 100%         | 95%  | 45%  | 91%  | 100% |
| > 2.5 GeV beide Myonen | 98%          | 23%  | 5%   | 19%  | 97%  |

Tabelle 4.4: Anteil der Ereignisse in den Winkelklassen mit verschiedenen Mindestimpulsen der Myonen

einem Myon mit ausreichendem Impuls reduziert den Wirkungsquerschnitt beträchtlich: In nur der Hälfte der Fälle ist ein Myon mit mehr als 2,5 GeV dabei.

Nur bei den Klassen FF und BB ist zu erwarten, daß man beide Myonen auf diese Weise erkennen kann: In fast 100% der Ereignisse haben beide Myonen mehr als 2,5 GeV.

### 4.3 Koplanarität

In Polarkoordinaten ist der Azimutwinkel  $\varphi$  eines Impulses invariant gegen Lorentztransformationen in z-Richtung, ebenso die Differenz zweier Azimutwinkel. Im folgenden soll eine solche Winkeldifferenz kurz mit  $\Delta\varphi$  bezeichnet werden. Zwei Impulse werden *koplanar* genannt, wenn sie in der Projektion in die  $r$ - $\varphi$ -Ebene entgegengesetzt gerichtet sind, also wenn  $\Delta\varphi = 180^\circ$  ist.

Im Ruhesystem des  $J/\psi$  haben die beiden Myonen genau entgegengesetzten Impuls, d.h. sie sind koplanar. Beim Übergang ins Laborsystem muß nun allerdings eine Lorentztransformation in Richtung des  $J/\psi$  durchgeführt werden. Diese Transformation weicht also mehr von der z-Richtung ab, je größer der Transversalimpuls des  $J/\psi$  ist. Das führt dazu, daß der Wert  $\Delta\varphi$  der Myonen im Laborsystem nicht mehr exakt  $180^\circ$ , sondern geringer ist (s. Abbildungen 4.5-4.7).

In Abbildung 4.5 ist der Transversalimpuls des  $J/\psi$  dargestellt. Da das Bosen-Gluon-System, in dem das  $J/\psi$  produziert wird, nur einen geringen Transversalimpuls hat, hat auch das  $J/\psi$  selbst nur einen kleinen Transversalimpuls; das Maximum der Verteilung liegt bei wenigen 100 MeV. Das führt einerseits dazu, daß die Myonen im Laborsystem fast koplanar sind, andererseits verliert man aber den größten Teil des Wirkungsquerschnitts, wenn der Schnitt  $\frac{p_T}{m_{J/\psi}} > 0,1$  gemacht wird, der zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion erforderlich ist.

Aus Abbildung 4.7 ist ersichtlich, daß der *sichtbare* Wirkungsquerschnitt in der  $\Delta\varphi$ -Verteilung ein deutliches Maximum bei  $180^\circ$  hat. Die Forderung nach einem großen  $\Delta\varphi$  zwischen zwei Spuren, die, wenn möglich, als Myonen erkannt wurden, könnte also eine effektive Möglichkeit sein,  $J/\psi$ -Ereignisse von anderen Ereignissen zu unterscheiden.

Wie man allerdings in Abbildung 4.7 auch sieht, ist die  $\Delta\varphi$ -Verteilung für Ereignisse, an die zusätzlich die Bedingung eines Mindest-Transversalimpulses gestellt wurde, wesentlich weniger ausgeprägt.

Während die  $\Delta\varphi$ -Verteilung nicht vom Polarwinkel der Myonen abhängt, so daß die ent-

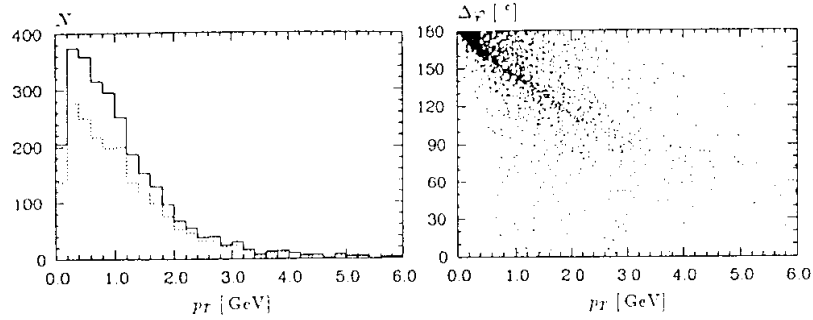


Abbildung 4.5: Transversalimpuls des  $J/\psi$ . Durchgezogene Linie: voller Wirkungsquerschnitt; Gepunktete Linie: sichtbarer Wirkungsquerschnitt.

Abbildung 4.6: Korrelation zwischen Transversalimpuls des  $J/\psi$  und Azimutwinkeldifferenz der Myonen im Laborsystem. Sichtbarer Wirkungsquerschnitt.

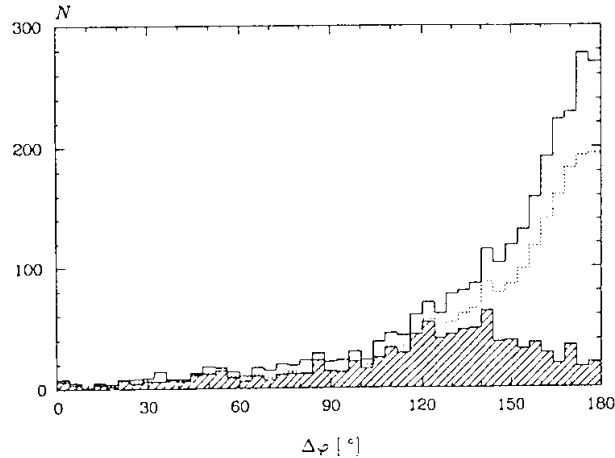


Abbildung 4.7: Azimutwinkeldifferenz der Myonen. Durchgezogene Linie: voller Wirkungsquerschnitt; Gepunktete Linie: sichtbarer Wirkungsquerschnitt; Schraffiert: sichtbar und  $\frac{p_T^\perp}{m^\perp} > 0.1$

| $\Delta\varphi$ der Myonen im Laborsystem... | totaler Wirkungsquerschnitt | sichtbarer Wirkungsquerschnitt | sichtbar und $\frac{p_T^\perp}{m^\perp} > 0.1$ |
|--|-----------------------------|--------------------------------|--|
| —  | 100%                        | 100%                           | 100%   |
| $> 60^\circ$                                 | 95%                         | 95%                            | 90%  |
| $> 90^\circ$                                 | 90%                         | 90%                            | 78%  |
| $> 120^\circ$                                | 80%                         | 80%                            | 57%  |
| $> 150^\circ$                                | 56%                         | 56%                            | 21%  |

Tabelle 4.5: Anteil der Ereignisse mit verschiedenen Koplanaritätsbedingungen.

sprechenden Anteile des totalen und des sichtbaren Wirkungsquerschnitts genau gleich sind (s. Tabelle 4.5), ist  $\Delta\varphi$  mit dem Transversalimpuls des  $J/\psi$  verknüpft. Um 80% der Ereignisse zu erhalten, darf beim sichtbaren Wirkungsquerschnitt  $\Delta\varphi > 120^\circ$  verlangt werden, bei zusätzlichem physikalischem Schnitt nur  $\Delta\varphi > 90^\circ$ .

#### 4.4 Multiplizität

Mit Multiplizität wird die Gesamtzahl der Teilchen eines Ereignisses bezeichnet. Bereits bei der Klassifizierung der Myonen wurde darauf hingewiesen, daß Teilchen, die nicht wenigstens um  $4^\circ$  von der Strahlachse abweichen, nicht den Detektor treffen und somit nicht nachgewiesen werden können. Teilchen mit zu geringem Impuls hinterlassen vermutlich keine signifikante Spur in den Spurkammern.

Aus diesem Grund wird auch hier folgende Sichtbarkeitsbedingung definiert: Der Polarwinkel eines Teilchens muß zwischen  $4^\circ$  und  $176^\circ$  liegen, und der Impuls muß mindestens 0.5 GeV betragen. In den Spurkammern hinterlassen nur elektrisch geladene Teilchen Spuren, deshalb wird gefordert, daß die Teilchen geladen sind.

Beim hier untersuchten Prozess  $e-p \rightarrow e J/\psi X$ ;  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  ist die zu erwartende sichtbare Multiplizität im Vergleich zu anderen  $e-p$ -Streuprozessen gering:

- Auf die Sichtbarkeit der Myonen wurde bereits eingegangen.
- Das gestreute Elektron ist wegen  $Q^2 \simeq 0$  in den meisten Fällen unsichtbar (s. Abschnitt 2.6). Nur bei etwa 10% der Ereignisse ist der Polarwinkel des Elektrons kleiner als  $176^\circ$ .
- Mit 'X' wird der gesamte Rest der an dem Ereignis beteiligten Teilchen bezeichnet. Er setzt sich zusammen aus den Fragmentationsprodukten des Protonrests, die zwar zahlreich und energiereich sind, aber wegen ihres kleinen Polarwinkels das Strahlrohr in der Regel nicht verlassen, und aus den Fragmentationsprodukten des abgestahlten Gluons. Der Transversalimpuls des Gluons balanciert bei  $Q^2 = 0$  gerade den Transversalimpuls des  $J/\psi$ , er ist also ebenfalls sehr gering. Mit einer großen sichtbaren Multiplizität ist daher nicht zu rechnen (s. Abbildung 4.8). Da beim hier verwendeten Lund-String-Modell für die Fragmentation ein String vom Proton (Quark) über das Gluon wieder zum Proton (Diquark) gespannt wird, und weil in diesem Modell die Fragmentationsprodukte durch Aufbrechen des Strings 'zwischen' Protonrichtung und Gluonrichtung entstehen, ist die sichtbare Multiplizität umso größer, je größer der Polarwinkel des

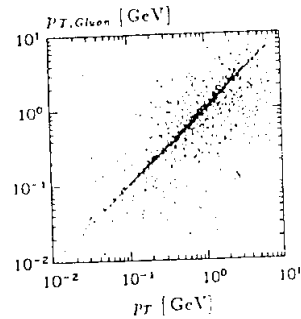


Abbildung 4.8: Transversalimpuls des  $J/\psi$  gegen Transversalimpuls des fragmentierenden Gluons; totaler Wirkungsquerschnitt.

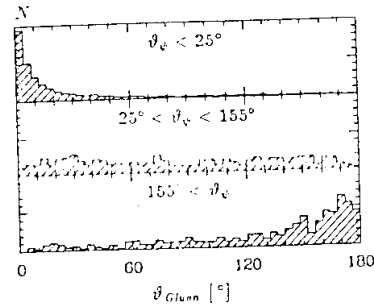


Abbildung 4.9: Polarwinkel des fragmentierenden Gluons für verschiedene Polarwinkelbereiche des  $J/\psi$ ; totaler Wirkungsquerschnitt.

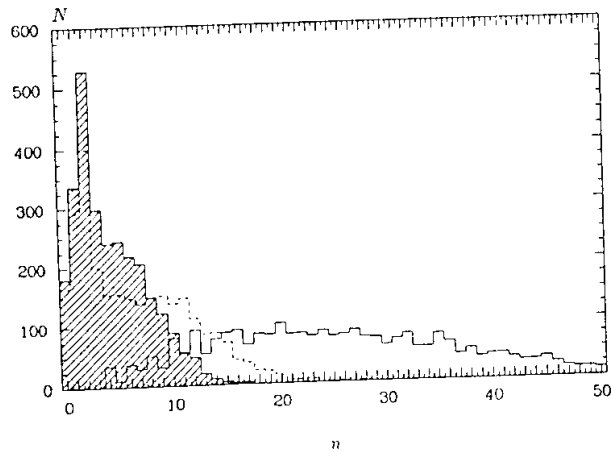


Abbildung 4.10: Multiplizitäten (totaler Wirkungsquerschnitt). Durchgezogene Linie: alle stabilen Teilchen; Gestrichelte Linie: nur sichtbare Teilchen; Schraffiert: nur sichtbare, geladene Teilchen.

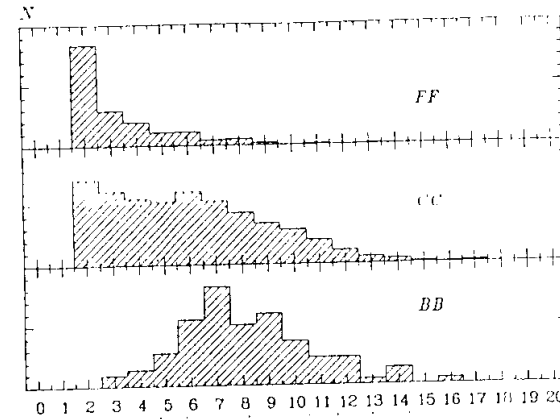


Abbildung 4.11: Sichtbare, geladene Multiplizität der Winkelklassen FF, CC und BB. (Bei allen drei Verteilungen beträgt die Multiplizität mindestens 2, weil die Myonen per Definition der Winkelklassen hier natürlich sichtbar sind.)

Gluons ist.

Der Zusammenhang zwischen den Polarwinkeln von  $J/\psi$  und Gluon ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Wenn das  $J/\psi$  in den Vorwärtsbereich fliegt, dann landet auch das Gluon in diesem Bereich. Hier ist also eine sehr geringe Multiplizität zu erwarten. Ist das  $J/\psi$  im Zentralbereich, so ist die Winkelverteilung des Gluons flach; es werden sowohl Ereignisse mit geringer, als auch mit höherer Multiplizität vertreten sein. Landet das  $J/\psi$  im Rückwärtsbereich, so sind die Polarwinkel von  $J/\psi$  und Gluon wieder korreliert, der Winkel zwischen Gluon und Protonrest ist sehr groß, die Multiplizität wird hier also relativ hoch sein.

In Abbildung 4.10 sind die Verteilungen der totalen, der sichtbaren und der sichtbaren, geladenen Multiplizität für den totalen Wirkungsquerschnitt aufgeführt. Die Multiplizität insgesamt ist sehr hoch: Bis zu 50 Teilchen und mehr sind an einem Ereignis beteiligt. Verlangt man jedoch *sichtbare* Teilchen, so reduziert sich die Zahl beträchtlich. Die Multiplizität hat bei 2 ein Maximum in der Verteilung, dieses sind gerade die beiden Myonen, alle anderen Teilchen verschwinden ungesehen im Strahlrohr. Zählt man nur geladene Teilchen, so reduziert sich die Zahl weiter.<sup>4</sup>

<sup>4</sup>Nimmt man an, daß nur Pionen, und zwar zu gleichen Teilen  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  und  $\pi^-$ , entstehen, so sollte sich die Rate halbieren, da das Generatorprogramm  $\pi^0$ s sofort in zwei Photonen zerfallen läßt. Für jedes  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -Paar verliert man also zwei Photonen.

| Sichtbare, geladene<br>Multiplizität | Winkelklasse |      |      |      |      |
|--------------------------------------|--------------|------|------|------|------|
|                                      | FF           | FC   | CC   | CB   | BB   |
| $n = 2$                              | 50%          | 27%  | 14%  | 4.0% | 0    |
| $n \leq 4$                           | 79%          | 57%  | 38%  | 17%  | 5.7% |
| $n \leq 6$                           | 92%          | 79%  | 60%  | 42%  | 26%  |
| $n \leq 8$                           | 98%          | 91%  | 79%  | 70%  | 59%  |
| $n \leq 10$                          | 99%          | 97%  | 92%  | 87%  | 83%  |
| $n \leq 16$                          | 100%         | 100% | 100% | 100% | 100% |

Tabelle 4.6: Multiplizität der Ereignisse aufgeteilt nach Winkelklassen der Myonen. Nach Definition der Winkelklassen, kann die Multiplizität nicht kleiner als 2 sein;  $n = 2$  bedeutet, daß nur die beiden Myonen sichtbar sind.

Die sichtbare, geladene Multiplizität ist abhängig vom Polarwinkel des  $J/\psi$ , also auch vom Polarwinkel der Myonen, d.h. von der Winkelklasse des Ereignisses. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.11 für die Klassen *FF*, *CC* und *BB* dargestellt. Er entspricht den oben angestellten Vorüberlegungen: Die Multiplizität nimmt mit dem Polarwinkel der Myonen zu. Quantitative Ergebnisse sind in Tabelle 4.6 zusammengefaßt.

Während in der Winkelklasse *BB* bei 94% der Ereignisse mindestens fünf geladene Teilchen sichtbar sind, sind bei der Winkelklasse *FF* in der Hälfte der Fälle nur die Myonen sichtbar, und nur bei 20% der *FF*-Ereignisse sind drei oder mehr weitere Teilchen meßbar. Bei den Untersuchungen zu einem speziellen Trigger für die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse in Kapitel 6 wird sich herausstellen, daß sich gerade die niedrige Multiplizität der Winkelklassen *FF*, *FC* und *CC* als Triggerbedingung zur Unterscheidung von Untergrund benutzen läßt.

An dieser Stelle wird der Einfluß des verwendeten Fragmentationsmodells deutlich: Die Abhängigkeit der (sichtbaren) Multiplizität der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse vom Polarwinkel der Myonen läßt sich im Rahmen des hier benutzten Lund-String-Modells erklären. Andere Modelle könnten eventuell deutlich andere Verteilungen generieren.

## 4.5 $x_\theta$ -Verteilung

Eines der Hauptziele der Untersuchung von  $J/\psi$ -Ereignissen ist die Bestimmung der Gluonstrukturfunktion für kleine  $x_\theta$ . In Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, daß bei HERA  $x_\theta$ -Werte bis zu  $10^{-4}$  erreicht werden können. Eine wichtige Frage ist, ob Ereignisse mit so kleinem  $x_\theta$  auch meßbar sind.

In Abbildung 4.12 ist die  $x_\theta$ -Verteilung dargestellt (wie sie vom Simulationsprogramm erzeugt wird). Für die Untersuchung auf reiner Viererimpulsebene, ohne Detektorsimulation, standen 17705 Ereignisse des totalen Wirkungsquerschnitts zur Verfügung (s. Kapitel 3). Ein Wirkungsquerschnitt von einem pb entspricht hier also 100 Ereignissen. Die durchgezogene Linie stellt den totalen, die punktierte Linie den sichtbaren und der schraffierte Bereich den sichtbaren und physikalischen Wirkungsquerschnitt dar. Durch die Forderung nach Myonen im Winkelbereich von  $4^\circ$  bis  $176^\circ$  verliert man also vor allem Ereignisse mit  $x_\theta > 10^{-1}$ , während sich die Untergrenze der Verteilung nur wenig verschiebt. Das ist zunächst ein ermutigendes Ergebnis. Die zusätzlichen Schnitte in  $p_T$  und  $z$  reduzieren den Wirkungsquerschnitt, verändern aber die Verteilung nicht wesentlich; die untere Grenze von  $x_\theta$  wird etwas nach

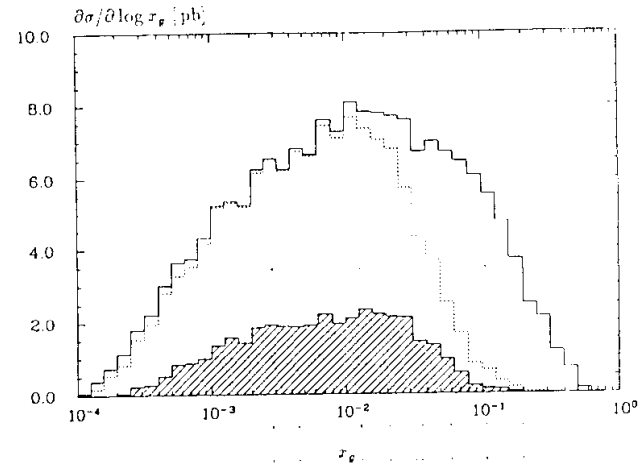


Abbildung 4.12:  $x_\theta$ -Verteilung. Durchgezogene Linie: totaler Wirkungsquerschnitt; punktierte Linie: sichtbarer Wirkungsquerschnitt; schraffierter Bereich: sichtbar und physikalisch.

oben verschoben (s. Abschnitt 2.4). Der interessante Bereich von  $6 \cdot 10^{-4} - 1.4 \cdot 10^{-3}$  ist mit einem deutlichen Anteil im sichtbaren und physikalischen Wirkungsquerschnitt vertreten.

Abbildung 4.13 deutet an, wie sich die  $x_\theta$ -Werte des sichtbaren Wirkungsquerschnitts auf die einzelnen Winkelklassen verteilen. Dabei zeigt sich, daß auch die kinematische Variable  $x_\theta$  mit dem Polarwinkel der Myonen korreliert ist: Je größer die Polarwinkel sind, desto kleiner ist  $x_\theta$ .

Zwar finden sich auch in der Winkelklasse *CC* (der große unschraffierte Bereich in Abbildung 4.13) Ereignisse mit  $x_\theta$ -Werten bis etwa  $6 \cdot 10^{-4}$ , der weitaus größte Teil der Ereignisse mit  $x_\theta < 10^{-3}$  findet sich aber in den Winkelklassen *CB* und *BB*. Zur Messung von Ereignissen mit sehr kleinem  $x_\theta$  wäre es gut, die Ereignisse auch im rückwärtigen Detektorbereich, dem Winkelbereich *B*, zu rekonstruieren. Es wurde schon darauf hingewiesen, daß diese Aufgabe im jetzigen Detektor schwierig sein wird, da im rückwärtigen Teil des Detektors keine genauen Spurkammern zur Impulsmessung vorgesehen sind.

## 4.6 Wirkungsquerschnitte

Ohne zu berücksichtigen, welcher Teil der Ereignisse tatsächlich getriggert, erkannt und rekonstruiert werden kann, sind in Tabelle 4.7 die maximal erreichbaren Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt.



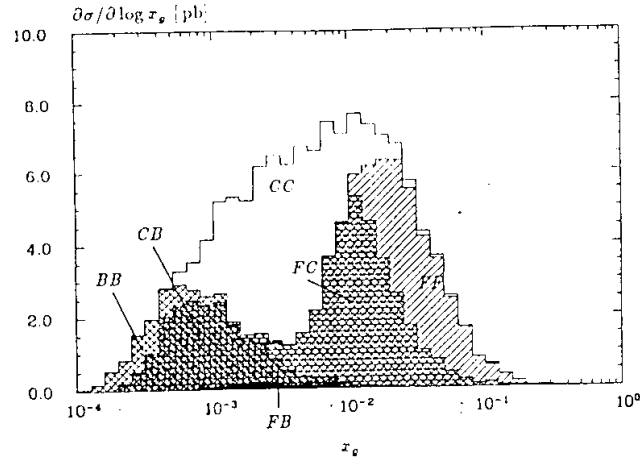


Abbildung 4.13:  $x_\theta$ -Verteilung der Winkelklassen des sichtbaren Wirkungsquerschnitts. Die äußere Linie gibt den gesamten sichtbaren Wirkungsquerschnitt an (vgl. Abbildung 4.12), die Flächen zwischen den Kurven entsprechen dem Anteil der einzelnen Winkelklassen: offen: Winkelklasse CC; einfach schraffiert: FF; doppelt schraffiert: BB; dreifach schraffiert: FC; vierfach schraffiert: CB; ausgefüllt: FB.

| Schnitte:  | Wirkungsquerschnitt [pb] |   |  |
|--|--------------------------|---|--|
|  | total                    | sichtbar<br>$4^\circ < \vartheta_\mu < 176^\circ$ | rekonstruierbar<br>$4^\circ < \vartheta_\mu < 155^\circ$ |
| total  | 177                      | $130 \pm 1.1$                                     | $104 \pm 1.0$  |
| physikalisch: $z < 0.8, \frac{E_\mu}{m_\mu} > 0.1$ | $52.3 \pm 0.7$           | $35.3 \pm 0.6$                                    | $32.2 \pm 0.6$   |
| physikalisch und $x_\theta < 1.4 \cdot 10^{-3}$    | $6.3 \pm 0.3$            | $6.0 \pm 0.2$                                     | $1.5 \pm 0.1$  |

Tabelle 4.7: Maximal erreichbare Wirkungsquerschnitte ohne Berücksichtigung der Triggereffizienz, Identifikation und Rekonstruktion. Die Fehlerangaben beziehen sich auf die Monte-Carlo-Statistik ( $1 \text{ pb} \approx 100$  Ereignissen).

Bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ pb}^{-1}$  pro Jahr müssen die Zahlen in obiger Tabelle mit 100 multipliziert werden, um die Anzahl der Ereignisse pro Jahr zu erhalten.

Die Forderung nach Rekonstruierbarkeit der Ereignisse reduziert den Wirkungsquerschnitt auf etwa zweidrittel, die physikalischen Schnitte verringern den Wirkungsquerschnitt (unabhängig vom Polarwinkel der Myonen) jeweils auf ca. 30%, so daß zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion etwa  $32 \text{ pb}$  übrig bleiben, von denen aber wiederum nur 5% sehr kleine  $x_\theta$  beinhalten.

Ohne Spurrekonstruktion im Rückwärtsbereich kann mit etwa 150 Ereignissen pro Jahr gerechnet werden, bei denen  $x_\theta < 1.4 \cdot 10^{-3}$  ist.

### 5.2.1 Proportionalkammern (MWPC)<sup>1</sup>

Im zentralen Detektorbereich gibt es zwei zylindrische Lagen von Proportionalkammern (CIP und COP), im Vorwärtsbereich drei planare Lagen um das Strahlrohr herum (die schwarz ausgefüllten Streifen in Abbildung 5.1 oben, EVLOOK-Bild leicht modifiziert). Die Kathodenebenen der Proportionalkammern sind unterteilt in sogenannte 'Pads', jedes Pad liefert dem Trigger die Information, ob ein geladenes Teilchen durchgeflogen ist oder nicht. Da diese Pads ziemlich groß sind — die CIP-Kammer ist z.B. in  $8\varphi \times 60z$ -Segmente unterteilt [Biz87] — erhält man keine sehr genaue Ortsinformation über die Spuren von Teilchen. Es ist aber möglich, durch Koinzidenz von Pads der verschiedenen Lagen 'Straßen' (roads) zu bilden, die zur Wechselwirkungszone zeigen.

Auf diese Weise kann die Zahl der Teilchen bestimmt werden, die aus der Wechselwirkungszone kommen. Darüber hinaus kann die Projektion dieser gesetzten Straßen zurück auf die Strahlachse histogrammiert werden, um festzustellen, ob die Spuren alle ungefähr vom gleichen Punkt ausgehen.

#### z-Vertex-Signifikanz

Die z-Achse wird im Bereich der Wechselwirkungszone durch dieses z-Vertex-Histogramm in 16 Abschnitte der Länge 5.21 cm unterteilt [Biz87] (s. Abbildung 5.1). Die mittleren 12 Positionen des z-Vertex-Histogramms werden vom Trigger als zulässiger Bereich für *e-p*-Wechselwirkungen akzeptiert.

Ein *e-p*-Ereignis sollte also im z-Vertex-Histogramm ein deutliches Maximum innerhalb dieses Bereichs haben. Bei Strahl-Wand-Ereignissen findet die Wechselwirkung im Strahlrohr außerhalb des Detektors statt, also nicht in der Wechselwirkungszone, so daß hier kein Maximum in der z-Vertex-Verteilung zu erkennen sein sollte.

Die Signifikanz eines Maximums im z-Vertex-Histogramm wird folgendermaßen bestimmt:

$$\sigma_z = \frac{n_{max} - \frac{n_{kollg.}}{15}}{\sqrt{n_{max}}} \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet  $n_{max}$  die Anzahl der Straßen, die von der Position des z-Vertex-Histogramms mit den meisten Einträgen ausgehen.  $n_{kollg.}$  bezeichnet die Gesamtzahl der außerdem getroffenen Straßen, die von anderen Positionen ausgehen.

Als Forderung für den H1-Standardtrigger ist  $\sigma_z > 1.5$  vorgesehen. Um diese Bedingung zu erfüllen, sind mindestens drei Spuren nötig, die von der gleichen Position des z-Vertex-Histogramms ausgehen. (Der Pfeil unter dem z-Vertex-Histogramm in Abbildung 5.1 symbolisiert, daß das dargestellte Ereignis die Bedingung erfüllt.)

Ein entsprechendes z-Vertex-Histogramm wird auch von dem Simulationsprogramm H1SIM erzeugt und in der BOS-Bank CTVX abgespeichert.

#### Strahlen im Vorwärtsbereich

Die Straßen werden im Vorwärtsbereich nochmals zu sogenannten 'Strahlen' (rays) zusammengefaßt. Der Vorwärtsbereich wird durch diese Strahlen in  $\vartheta$ -Richtung in sieben und in  $\varphi$ -Richtung in 16 Segmente unterteilt (s. Abbildung 5.1).

Die getroffenen Strahlen des Vorwärtsbereichs sowie die Projektion der Strahlen auf die  $r-\varphi$ -Ebene werden von H1SIM in der BOS-Bank FTRA abgespeichert.

<sup>1</sup>MWPC: Multiwire Proportionalchambers

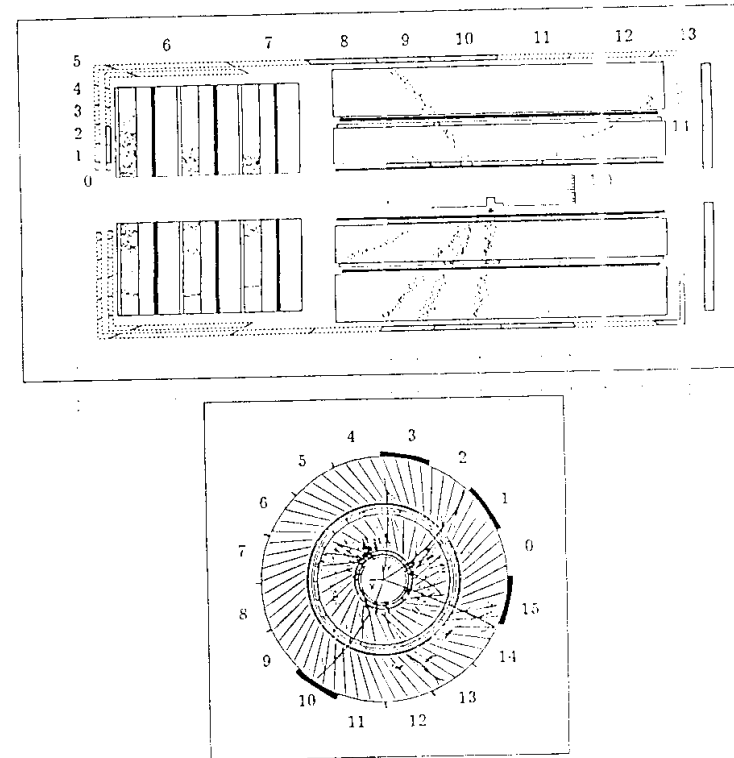


Abbildung 5.1: Triggerelemente der Spurkammern. Oben: Seitenansicht der zentralen und der vorderen Spurkammern; unten: Radialansicht der zentralen Spurkammern. In  $\vartheta$ -Richtung unterteilen die 'Strahlen' den Detektor in 15 Segmente, in  $\varphi$ -Richtung in 16 Segmente. Dargestellt ist auch das z-Vertex-Histogramm und einige getroffene Driftkammer-'Straßen'.

## Strahlen im Zentralbereich

Im Prinzip stellen die Proportionalkammern auch für den Zentralbereich Informationen über Strahlen zur Verfügung, diese wurden jedoch nicht verwendet. Stattdessen wurden entsprechende Ergebnisse der Jetkammern benutzt, um auch im Zentralbereich einen Trigger auf der Basis von Spurinformatoren mit gleichwertiger Auflösung zusammenstellen zu können.

### 5.2.2 Zentrale Jetkammern (CJC)

Die Verteilung der Drähte, die in den zentralen Jetkammern angesprochen haben, wird mit vorgegebenen Mustern verglichen. Diese Muster repräsentieren jeweils Spuren mit gewisser Krümmung, also einem bestimmten Transversalimpuls, und einem gewissen Azimutwinkel. Diese Muster werden ebenfalls 'Straßen' genannt (s. Abbildung 5.1, die gekrümmten Linien in der Radialansicht stellen getroffene Straßen dar).

Die Granularität dieser Straßen ist wesentlich feiner als die der Proportionalkammern, allerdings brauchen die Driftkammern auch wesentlich mehr Zeit, um diese Informationen zu liefern. Allein die Driftzeit kann bis zu 15 HERA-Zyklen betragen.

Durch den Vergleich der Drahtverteilung mit den vorgegebenen Mustern kann festgestellt werden, ob eine Spur in der Projektion in die  $r$ - $\varphi$ -Ebene vom Wechselwirkungspunkt ausgeht, oder nicht.

### Cluster im Zentralbereich

Die Zuordnung zwischen Teilchenspur und Straße ist nicht immer eindeutig, in der Regel läßt jede Spur mehrere Straßen ansprechen. Die Straßen werden daher zu Clustern zusammengefaßt. Diese Cluster werden in der Projektion in die  $r$ - $\varphi$ -Ebene wiederum in 16  $\varphi$ -Segmente einsortiert (s. Abbildung 5.1, hier wurden insgesamt vier Cluster gefunden).

Diese  $\varphi$ -Verteilung (und auch die anderen Daten) werden von H1SIM in der BOS-Bank CTJR abgelegt.<sup>2</sup>

### 5.2.3 Kalorimeter

Die Kalorimeter sind analog zu den Strahlen der Proportionalkammern in 'Türme' (tower) unterteilt. Die Energien von mehreren Türmen werden in geeigneten Kombinationen aufsummiert. Dadurch können für den Trigger verschiedene Schwellen gesetzt werden, z.B. für die Energie im Vorwärtsbereich, im Zentralbereich, die Gesamtenergie oder die fehlende Transversalenergie.

Für die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse spielen die Energie-Trigger jedoch keine große Rolle, da die Myonen als minimalionisierende Teilchen kaum Energie in den Kalorimetern hinterlassen und da die sichtbare Multiplizität der Ereignisse ansonsten recht gering ist (s. Tabelle 5.1).

### 5.2.4 Myondetektor

Um die supraleitende Spule des H1-Detektors sind 10 Lagen je 7.5 cm starker Eisenplatten zur Rückführung des Magnetfelds angeordnet. Zwischen diesen Eisenplatten sowie innerhalb und

<sup>2</sup>Die Bank CTJR enthält eigentlich Daten der Triggerstufe 2. Bei den verwendeten Programmversionen 1.02-1.06 standen jedoch keine weiteren Daten zur Verfügung. Die aktuelle Version von H1SIM hält die Bank CTJ1 für die Triggerstufe 1 bereit. Hier ist die  $r$ - $\varphi$ -Ebene nur in 15 Segmente unterteilt.

außerhalb des Eisenjochs befinden sich insgesamt 16 Lagen von Streamer-Kammern [A1a82] zur Messung von geladenen Teilchen (s. Abbildung 5.2), der Abstand der Drähte zwischen benachbarten Kammern beträgt etwa 1 cm [Vog89].

Die Lagen 0/1, 6/7 und 14/15 sind als Doppellagen ausgeführt und um eine halbe Kammerbreite versetzt zueinander angebracht. Dadurch wird die Effizienz optimiert, die durch tote Bereiche in den Kammern reduziert wird (endliche Wandstärke).

Die Eiseninstrumentierung ist vom Aufbau her in vier sogenannte Subdetektoren unterteilt: in die vordere und die hintere Endkappe (end cap) sowie in die vordere und die hintere Zylinderhälfte (barrel). Im Barrel-Bereich sind die Drähte parallel zur Strahlrichtung gespannt, sie ermöglichen somit eine genaue Messung der  $\varphi$ -Komponente einer Spur, in den Endkappen sind die Drähte in  $x$ -Richtung gespannt.

Die Auslese der Streamer-Kammern erfolgt nicht nur über die Drähte, sondern auch über auf den Kammern angebrachte Influenzelektroden: Auf den doppellagigen Streamer-Kammern sind senkrecht zu den Drähten Streifen angebracht (Abstand der Streifenmitten ca. 2 cm), sodaß hier die präzise Messung aller drei Raumkoordinaten eines Treffers möglich ist. Auf den einfachen Streamer-Kammer-Lagen sind Pads angebracht (Fläche etwa 0.1 m<sup>2</sup>). Die hintereinander liegenden Pads der Lagen 2-6 und 8-13 sind zu 'Türmen' (towers) zusammengeschaltet. Die Pads dienen zur Energiemessung von hochenergetischen Schauern, die aus den Kalorimetern herauslecken (tail catcher). Das hadronische Kalorimeter wird dadurch um 4.5  $\lambda$  erweitert:

Jeder Subdetektor ist aus 16 Modulen zusammengesetzt. Der Barrel-Bereich wird durch die Module in 16  $\varphi$ -Segmente (halbe Oktanten) unterteilt, die Endkappen bestehen aus ca. 90 cm hohen, aufeinander gestapelten Modulen (s. Abbildung 5.3). Die Lagen 3-12 bilden die sogenannte Eiseninstrumentierung, sie befinden sich innerhalb dieser Module. Die Lagen 0-2 und 13-15 sind in speziellen Myonboxen mit einer anderen Geometrie innerhalb bzw. außerhalb des Eisenjochs untergebracht. (Die Lagen 0-2 fehlen bei der rückwärtigen Endkappe ganz.) Im Bereich zwischen den Endkappen und dem Barrel sind einige sehr große 'Löcher' in der Eiseninstrumentierung, bedingt durch die Standbeine und die Zuleitung des Flüssigargon-Kryostaten (s. Abbildung 1.2).

Myonen werden als minimalionisierende Teilchen im Flüssig-Argon-Kalorimeter nur wenig abgebremst (sie verlieren je nach Polarwinkel ca. 1-1.5 GeV), und gelangen somit in die Eiseninstrumentierung. Die zweite Hauptaufgabe dieses Detektorelement ist daher die Identifizierung und (soweit möglich) die Impulsmessung von Myonen.

Das Simulationsprogramm H1SIM legt die Informationen zu den getroffenen Drähten, Streifen und Türmen in den BOS-Bänken IRWE, IRSE und IRTE ab.

### Myon-Trigger

Es liegt nahe, mit Hilfe des Myondetektors einen Trigger zu entwerfen, der auf Myonen reagiert. Während der Untersuchungen zu dieser Arbeit war der Bau eines Myon-Triggers aber noch nicht vorgesehen. Erst kurz vor Beendigung dieser Arbeit wurde definitiv beschlossen einen Myon-Trigger zu installieren.

Für den Trigger stehen nunmehr die Lagen 3, 4, 5, 8 und 12 zur Verfügung, die Granularität orientiert sich nach jetzigem Stand der Kenntnis an der Einteilung des Myondetektors in 4  $\times$  16 Module. Die Triggerdaten werden in einer späteren Version von H1SIM (1.2.00) in der Bank ITW0 zu finden sein [Tut91].

Erste Ergebnisse zu einem Myon-Trigger auf der Basis dieser Festlegungen sind in Abschnitt

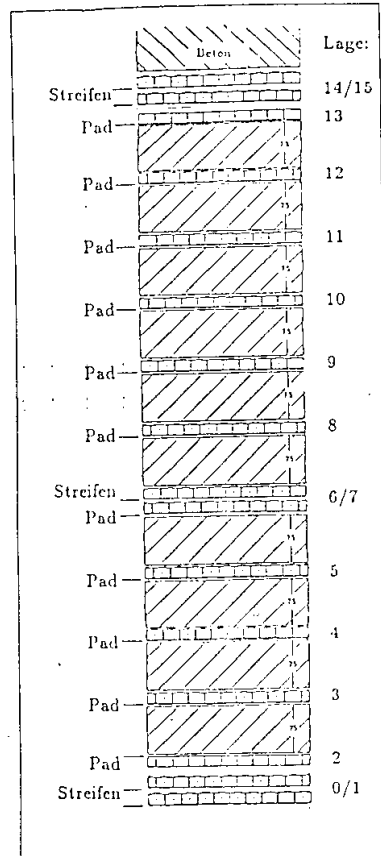


Abbildung 5.2: Anordnung der Streamer-Kammer-Lagen im Eisenjoch des H1-Detektors [Vog89].

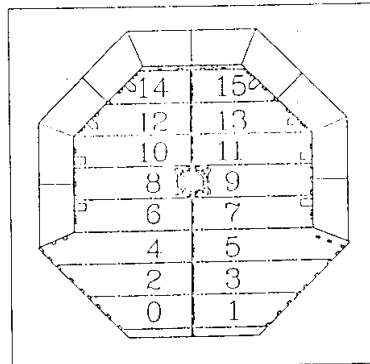
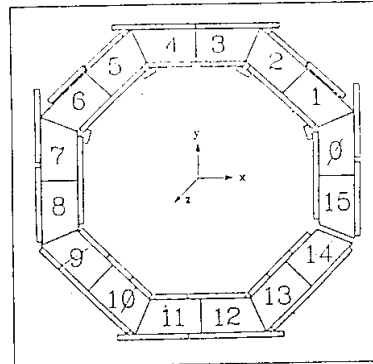


Abbildung 5.3: Unterteilung der Subdetektoren in Module. Oben: vorderer Barrel-Bereich; unten: vordere Endkappe [Kop90].

6.3.4 zusammengefaßt.

### 5.3 Der H1-Standardtrigger

Der sogenannte H1-Standardtrigger der Stufe 1 ist die logische Summe aus mittlerweile über hundert Einzeltriggern, die wiederum aus dem Produkt mehrerer Triggerbedingungen der verschiedenen Triggerelemente zusammengesetzt sind. Er wurde vor allem für tiefinelastische Ereignisse entwickelt und so restriktiv gemacht, daß die Raten der Untergrundprozesse unter den Anfangs erwähnten Werten bleiben.

Der Standardtrigger reagiert mit Hilfe der Proportionalkammern und der Driftkammern auf Ereignisse mit hoher Multiplizität oder mit signifikantem Vertex im Bereich der Wechselwirkungszone. Oder er reagiert auf Ereignisse mit großer sichtbarer Energie in den Kalorimetern. Einige Einzeltrigger sind Kombinationen aus Spur-Trigger und Energie-Trigger. Zusätzlich unterdrücken Flugzeitähler (TOF) im hinteren Detektorbereich Untergrundeignisse, bei denen Teilchen von außerhalb des Detektors ins Innere fliegen.

Die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse werden vom Standardtrigger nur schlecht akzeptiert. Die Trigger-effizienz einiger Triggerelemente (das sind wohlgemerkt noch keine kompletten Trigger) ist in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Prozentangaben beziehen sich auf die Zahl der Ereignisse, die überhaupt Signale im Detektor erzeugen (T0, 'Level 0 Trigger'; 81% des totalen Wirkungsquerschnitts).

| Triggerelement     |   | getriggert |
|--------------------|---|------------|
| DC: DC-R-PHI       | mindestens 2 Spuren in der Driftkammer      | 37%        |
| ZVTX: MWPC ZVERTEX | Peak mit $\sigma_z > 1.5$                   | 34%        |
| PLUG ENERGY (2)    | Energie im PLUG $> 40 \text{ GeV}$          | 16%        |
| BEMC ENERGY (2)    | Energie im BEMC $> 10 \text{ GeV}$          | 8%         |
| BARREL ENERGY (2)  | Energie im Zentralbereich $> 8 \text{ GeV}$ | 0%         |

Tabelle 5.1: Akzeptanz einiger Triggerelemente des H1-Standardtriggers für die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse.

Wie erwartet sprechen die Energie-Trigger kaum auf die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse an, auch die Akzeptanz der Spur-Trigger ist nur gering.

Die Wirkung des kompletten Trigger-Cocktails ist zu Beginn des nächsten Kapitels dargestellt.

## Kapitel 6

### Topologischer Trigger für $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Der H1-Standardtrigger spricht, wie in Kapitel 5 beschrieben, auf Ereignisse mit großer sichtbarer Multiplizität oder Energie an. Diese Forderung wird von einem Großteil der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse nicht erfüllt (s. Kapitel 4). Die Prozentsätze der vom Standardtrigger getriggerten  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse, die daraus resultieren, sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt:

| H1-Standardtrigger               |                      |
|----------------------------------|----------------------|
| Ereignisklasse...                | ... davon getriggert |
| <i>total</i>                     | 22%                  |
| <i>sichtbar</i>                  | 32%                  |
| <i>sichtbar und physikalisch</i> | 50%                  |

Tabelle 6.1: Effizienz des H1-Standardtriggers für  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse. Die Begriffe *sichtbar* und *physikalisch* beziehen sich auf die Definitionen in Kapitel 4.

Nur ein Drittel des *sichtbaren* Wirkungsquerschnitts wird vom Standardtrigger akzeptiert. Die getriggerte Rate des *physikalischen* Wirkungsquerschnitts liegt etwas höher, da durch die Schmitte in  $z$  und  $p_T$  die Ereignisse angereichert werden, bei denen der Gluonjet eine größere Energie und einen größeren Transversalimpuls hat.

Die unbefriedigenden Ergebnisse des H1-Standardtriggers für die  $J/\psi$ -Ereignisse führen zur Suche nach anderen, speziell auf diesen Ereignistyp zugeschnittenen Triggern mit besserer Akzeptanz. Es liegt nahe, Trigger zu entwerfen, die auf der Koplanarität der Myonen beruhen. Im folgenden Kapitel wird ein Trigger vorgeschlagen, der Myonen als solche erkennt und auf in etwa koplanare Spuren reagiert.

## 6.1 Triggerelemente

Die vom Programm H1SIM für den Standardtrigger bereitgestellten Triggerdaten sind für den Aufbau eines Koplanaritäts-Myon-Triggers, im folgenden 'topologischer Trigger' genannt, nicht geeignet. Die Koplanarität von Spuren war bisher nicht als Triggerelement vorgesehen; vom Myondetektor wurden zum Zeitpunkt der Arbeit gar keine Triggerdaten zur Verfügung gestellt. Aus diesem Grund mußten neue Triggerelemente zusammengestellt werden, um einen topologischen Trigger für  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse entwerfen und untersuchen zu können.

### 6.1.1 Winkelbereiche der Triggerelemente

Um Informationen über die Koplanarität von Spuren zu bekommen, sind Daten der Spurkammern nötig. Die Winkelbereiche, die in Kapitel 4 für die Viervektor Untersuchung eingeführt wurden, wurden so gewählt, daß die relevanten Detektorelemente auf jeden Fall innerhalb dieser Bereiche lagen: Der Bereich  $F$  umfaßte die vorderen Spurkammern, der Bereich  $C$  die zentralen Spurkammern und die Summe der drei Bereiche  $F+C+B$  den gesamten Detektor, insbesondere auch die Myonkammern und die Eiseninstrumentierung.

Mit Hilfe der Detektorsimulation wurde zunächst die tatsächliche Winkelakzeptanz der Spurkammer-Triggerelemente ermittelt. Dazu wurden aus den Datensätzen mit den generierten Ereignissen alle Teilchen bis auf jeweils ein Myon entfernt. Dieses Myon wurde dann mit H1SIM im Detektor simuliert und die Winkelverteilung der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Triggerelemente histogrammiert. Bei dieser Vorgehensweise ist die Zuordnung von Teilchenspur zu Detektorsignal trivial. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Myon in einem bestimmten Polarwinkelsegment ein Triggersignal erzeugt, also die Effizienz der Triggerelemente, ist in Abbildung 6.1 für die vorderen Spurkammern, in Abbildung 6.2 für die zentralen Spurkammern und in Abbildung 6.3 für den Myondetektor dargestellt.

Bei der Untersuchung der Effizienz der Spurkammertrigger für die Myonen wurde als Ansprechkriterium eine minimale Bedingung gestellt: Es wurde verlangt, daß ein beliebiger 'Strahl' oder 'Cluster' (s. Abschnitt 5.2.1 und 5.2.2) des jeweiligen Triggerelements angesprochen hatte.<sup>1</sup>

Die Effizienz der vorderen Spurkammern (s. Abbildung 6.1) liegt im Bereich von  $6.5^\circ$ – $22^\circ$  im Mittel bei ca. 95%, und fällt außerhalb dieses Bereichs sehr schnell, innerhalb eines Grads, auf Null ab.

Die Effizienz der zentralen Spurkammern (s. Abbildung 6.2) liegt auch innerhalb des empfindlichen Bereichs von  $28^\circ$ – $153^\circ$  deutlich unter 100% (im Mittel ca. 85%). Der Hauptgrund dafür ist, daß hier alle Myonen gezählt wurden, ohne einen Mindestimpuls zu verlangen. Falls nur Myonen mit mindestens 2 GeV erfaßt werden, so steigt die Effizienz ebenfalls auf nahezu 100%. Allerdings wird dann die Statistik sehr schlecht, da im Zentralbereich nur relativ wenig Myonen (pro Polarwinkelsegment) mit hohem Impuls zu finden sind. Die Effizienz fällt auch hier an der Grenze des Winkelbereichs sehr schnell auf Null ab.

Die Polarwinkelbereiche  $F$  und  $C$  aus Kapitel 4 werden hierdurch neu definiert. Auffallend ist die Lücke von  $22^\circ$  bis  $28^\circ$  zwischen den Bereichen  $F$  und  $C$  (s. Abbildung 6.4). Dieser Bereich, in dem die Myonen nicht von den Spurkammertriggern erfaßt werden, wird im folgenden kurz  $G$  genannt.<sup>2</sup>

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Myonkammern hängt sehr stark vom Impuls der Myonen ab, da Myonen mit zu geringem Impuls die Kammern gar nicht erreichen. Als Kriterium für die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde auch hier eine minimale Forderung gestellt: Es wurde verlangt, daß ein beliebiger Draht in den Myonkammern oder in der Eiseninstrumentierung angesprochen hatte. Es wurden nur Myonen mit einem Impuls von mindestens 2 GeV histogrammiert (s. Abbildung 6.3). Um die geringere Statistik im zentralen Bereich auszureichen, wurde hier eine gröbere Einteilung des Histogramms gewählt. Die Einbrüche in der Verteilung bei  $40^\circ$  und  $120^\circ$  sind auf große Löcher in der Eiseninstrumentierung zurückzuführen (Kryostat, Standbeine, s. Kapitel 5.2.4). Die Effizienz des Myondetektors steigt im vorderen Detektorbereich ebenfalls bei ca.  $6.5^\circ$  stark an, sie fällt bei etwa  $171^\circ$  wieder ab.

<sup>1</sup> Tatsächlich hat ein einzelnes Myon nur in 0,5% der Fälle mehr als einen Treffer gelandet.

<sup>2</sup> engl.: gap = Lücke

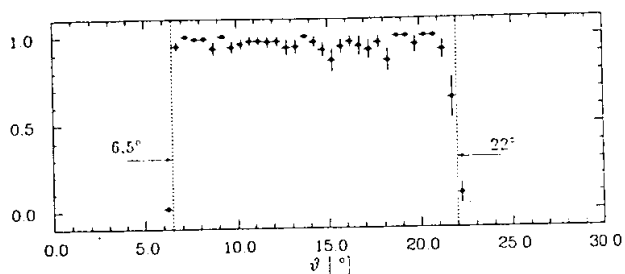


Abbildung 6.1: Winkelbereich der vorderen Spurkammern.

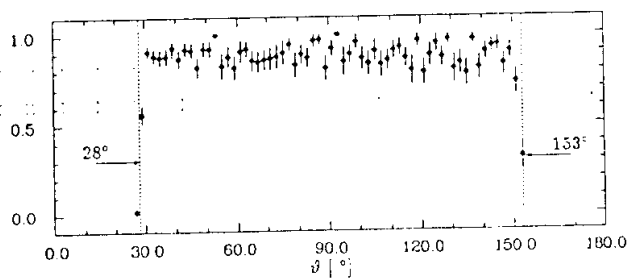


Abbildung 6.2: Winkelbereich der zentralen Spurkammern.

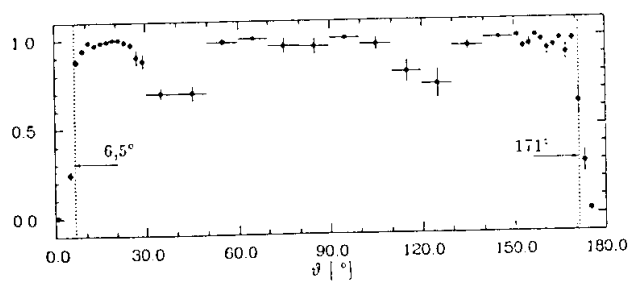


Abbildung 6.3: Winkelbereich der Myonkammern.

| Winkelbereiche der Detektor-/Triggerelemente |            |                      |              |
|--|------------|----------------------|--------------|
|  |            | Spurtrigger          | Myondetektor |
| 0° - 6,5°                                    | Strahlrohr | ---                  | ---          |
| 6,5° - 22°                                   | F          | Vordere Spurkammern  | ja           |
| 22° - 28°                                    | G          | ---                  | ja           |
| 28° - 153°                                   | C          | Zentrale Spurkammern | ja           |
| 153° - 171°                                  | B          | ---                  | ja           |
| 171° - 180°                                  | Strahlrohr | ---                  | ---          |

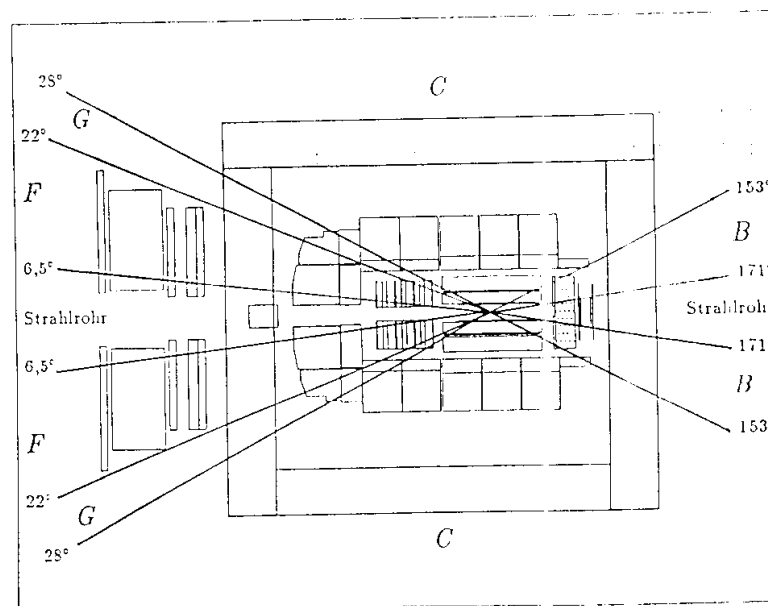


Abbildung 6.4: Seitenansicht von H1. Einteilung des Detektors in Winkelbereiche bestimmt durch die Effizienz der Triggerelemente.

Der Winkelbereich  $B$  wird dadurch neu festgelegt:  $B: 153^\circ - 171^\circ$  (s. Abbildung 6.4). Als *sichtbarer* Winkelbereich wird jetzt der Bereich  $6.5 < \vartheta_\mu < 171^\circ$  bezeichnet. Da dem Trigger nur bei Myonen in den Winkelbereichen  $F$  und  $C$  Information über die Spuren, insbesondere also auch über den Azimutwinkel vorliegen, sind Studien zu einem topologischen  $J/\psi$ -Myon-Trigger nur bei den Ereignisklassen  $CC$ ,  $FF$  und  $FC$  sinnvoll. In Tabelle 6.2 sind die Anteile des Wirkungsquerschnitts in diesen neu definierten Winkelklassen zusammengestellt. Der *sichtbare* Wirkungsquerschnitt beträgt 104 pb, der *triggerbare* Wirkungsquerschnitt 74 pb.

| Winkelklasse     | Anteil | Wirkungsquerschnitt |
|------------------|--------|---------------------|
| $FF$             | 6,2%   | 11 pb               |
| $FC$             | 11,0%  | 19 pb               |
| $CC$             | 24,7%  | 44 pb               |
| triggerbar:      |        |                     |
| $FF+FC+CC$       | 41,9%  | 74 pb               |
| 'in der Lücke':  |        |                     |
| $FG+GG+GC$       | 6,1%   | 11 pb               |
| 'rückwärts':     |        |                     |
| $FB+GB+CB+BB$    | 11,0%  | 19 pb               |
| sichtbar:        |        |                     |
| $FF+\dots+BB$    | 59,0%  | 104 pb              |
| 'im Strahlrohr': | 41,0%  | 73 pb               |
| total            | 100%   | 177 pb              |

Tabelle 6.2: Aufteilung der Ereignisse in die Winkelklassen der Triggerelemente.

### 6.1.2 Koplanaritätstrigger

Wie in Abschnitt 5.2.1 bzw. 5.2.2 ausgeführt, sind sowohl die vorderen Proportionalkammern (BOS-Bank FTRA) als auch die zentralen Driftkammern (CTJR) auf Triggerebene zu 'Strahlen' (bzw. 'Clustern') zusammengefaßt. Diese Strahlen unterteilen den Detektor in  $\varphi$ -Richtung in jeweils 16 Segmente, ein Segment überdeckt also einen Winkel von  $22,5^\circ$ . Jedes Teilchen, das durch die Sporkammern fliegt, kann einen (oder auch mehrere) dieser Strahlen setzen.

Für den Vorwärtsbereich  $F$  und den Zentralbereich  $C$  ergibt sich für jedes Ereignis ein Histogramm mit der Azimutwinkelverteilung der beteiligten Teilchen. Zur Ermittlung der Koplanarität von Spuren wurde die Größe  $\Delta, \Phi$  eingeführt, die den maximalen Abstand zweier (beliebiger) Einträge in diesen Histogrammen angibt. Der maximal mögliche Wert für  $\Delta, \Phi$  ist 8. Er wird erreicht, wenn zwei Spuren in genau gegenüber liegenden Segmenten liegen. (Abbildung 5.1, unten: In dem dargestellten Beispiel ist  $\Delta, \Phi = 7$ .)

Zwischen der wahren Azimutwinkeldifferenz  $\Delta\varphi$  zweier Teilchen und der gemessenen Größe  $\Delta, \Phi$  besteht eine strenge Korrelation (s. Abbildung 6.5). Für die hier dargestellte Verteilung wurden Ereignisse der Winkelklasse  $CC$  benutzt, bei denen mindestens zwei Treffer in der zentralen Sporkammer verzeichnet wurden. Um die Korrelation 'rein' zu halten, wurden nur

### 6.1. Triggerelemente

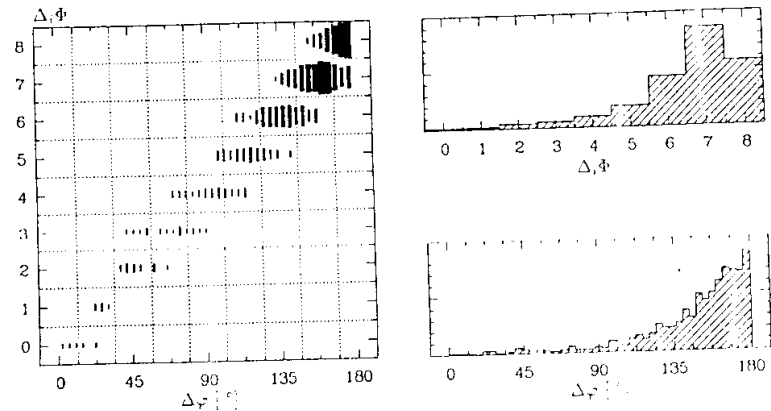


Abbildung 6.5: Links: Korrelation zwischen  $\Delta\varphi$  und  $\Delta, \Phi$ . Rechts: Projektion der  $\Delta\varphi$ - und der  $\Delta, \Phi$ -Verteilungen, Ereignisse der Winkelklasse  $CC$ . Es wurden nur die beiden Myonen simuliert. Es wurden nur Ereignisse histogrammiert, bei denen beide Myonen einen Treffer in den zentralen Sporkammern hatten.

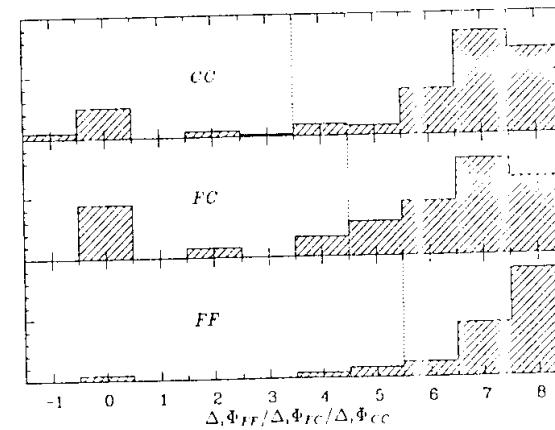


Abbildung 6.6: Koplanaritätsverteilungen in den Sporkammern. ( $\Delta, \Phi = 0$  bzw.  $\Delta, \Phi = -1$  bedeutet, daß in nur einem bzw. in gar keinem  $\varphi$  Segment Einträge verzeichnet wurden.)

die beiden Myonen aus dem Zerfall des  $J/\psi$  simuliert, alle anderen Teilchen wurden vorher aus dem Datensatz entfernt. Diese Abbildungen sind also nicht zu verwechseln mit den tatsächlichen, gemessenen Verteilungen in Abbildung 6.6. Der Wert  $\Delta, \Phi$  kann durch zusätzliche Teilchen in den Spurkammertriggern nur größer werden; je höher die Zahl der Teilchen, desto höher die Wahrscheinlichkeit zwei gegenüberliegende Spuren zu finden. Die Forderung nach einem großen  $\Delta, \Phi$  wird also keine wirksame Bedingung sein, um Untergrundereignisse mit sehr hoher Multiplizität zu unterdrücken.

Für die Winkelklassen  $CC$ ,  $FF$  und  $FC$  wurden mit Hilfe der  $\varphi$ -Histogramme des Vorwärtsbereichs und des Zentralbereichs drei Größen definiert:  $\Delta, \Phi_{CC}$ ,  $\Delta, \Phi_{FF}$  und  $\Delta, \Phi_{FC}$  geben jeweils die maximalen Werte der Azimutwinkeldifferenz zwischen Spuren in den entsprechenden Bereichen an. Diese drei Werte wurden in der folgenden Untersuchung als Triggerelemente benutzt, indem ein Mindestwert gefordert wurde.

Die Verteilungen der Werte für die Ereignisse der zugehörigen Winkelklasse sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Alle drei Verteilungen haben ihr Maximum bei großen Werten von  $\Delta, \Phi$ . Da die Effizienz der Spurkammern nicht 100% beträgt, gibt es Ereignisse, bei denen eines der Myonen verloren geht. Die gestrichelten Linien markieren die später für den topologischen Trigger gewählten Schwellen.

### 6.1.3 Myon-Trigger

Zu Beginn dieser Arbeit war noch nicht klar, ob es überhaupt einen Level 1 Myon-Trigger geben würde oder wie dieser aussehen könnte. Das Programm H1SIM lieferte ebenfalls keine Triggerdaten der Myonkammern und der Eiseninstrumentierung. Deshalb wurden verschiedene einfache Bedingungen aus den Informationen des Myondetektors (BOS-Bank IRWE) benutzt, um festzustellen wie ein entsprechender Trigger auf die  $J/\psi$ -Ereignisse reagieren würde. Der Aufbau der Myonkammern und der Eiseninstrumentierung ist in Kapitel 5.2.4 beschrieben. Als Triggerelement diente die Zahl der Drähte, die im gesamten Myondetektor angesprochen hatten. Da ein einzelnes Myon in einer Lage des Myondetektors mehrere benachbarte Drähte zünden kann, wurden die Drähte einer Lage eines Moduls zusammengefaßt und Mehrfachtreffer nicht gezählt. Weil die Spuren der Myonen i.a. koplanar sind, kam es praktisch nie vor, daß beide Myonen durch das gleiche Modul flogen. Durch diese Einschränkung gingen also keine *echten* Myonen verloren.

Die Aufgabe eines Myon-Triggers ist es, Myonen zu erkennen und von anderen Teilchen, die vielleicht auch einige Drähte des Myondetektors ansprechen lassen, zu unterscheiden. Eine Spur kann mit großer Sicherheit als Myon angesehen werden, wenn mehrere hintereinander liegende Lagen angesprochen haben, während elektromagnetische oder hadronische Schauer, die aus den Kalorimetern herauslecken, vor allem die inneren Lagen des Myondetektors ansprechen lassen.

Um die beiden Myonen von Schauern zu trennen, wurde deshalb zusätzlich zu obiger Einschränkung jede Lage im ganzen Detektor höchstens zweimal gezählt, d.h. von drei oder mehr Treffern in verschiedenen Modulen, aber alle in der gleichen Streamer-Kammer-Lage, wurden nur zwei berücksichtigt. Bei zwei Myonen mittlerer Energie, von denen jedes 6 Lagen ansprechen läßt, wäre das Ergebnis dieser Zählung insgesamt 12. Bei einem Untergrundereignis, an dem keine Myonen beteiligt sind, bei dem aber Schauer in vier verschiedenen Modulen die Lagen 0, 1 und 2 ansprechen lassen, wäre das Ergebnis lediglich 6, obwohl genausoviele Lagen getroffen wurden und wahrscheinlich sehr viel mehr Drähte.

Die so definierte Größe soll im folgenden 'Zahl der Eisenlagen',  $n_I$ , genannt werden, sie wurde

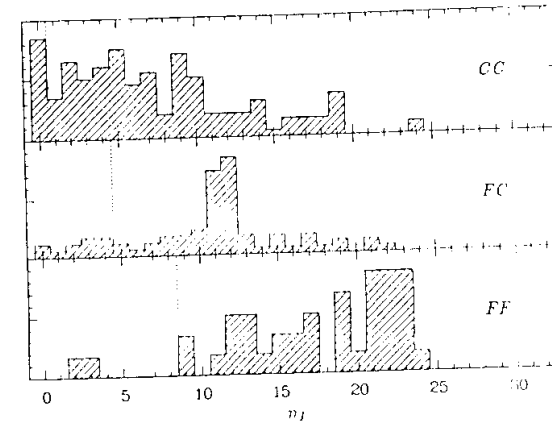


Abbildung 6.7: Zahl der angesprochenen Lagen im Myon-Detektor für die Winkelklassen  $FF$ ,  $FC$  und  $CC$ .

als Triggerelement benutzt, indem verlangt wurde, daß bei einem Ereignis eine Mindestzahl von Lagen angesprochen hatte. Da es insgesamt 16 Lagen im Myondetektor gibt, ist der maximal erreichbare Wert bei dieser Zählweise im Prinzip 32; in der Version 1.02 des Programms H1SIM, die für Abbildung 6.7 benutzt wurde, ist die Zahl geringer. Im Vorwärtsbereich standen nur 12 und im Zentralbereich nur 14 Lagen zur Verfügung.

Die Zahl der angesprochenen Lagen unterscheidet sich in den drei Bereichen  $CC$ ,  $FC$  und  $FF$  deutlich. Der Impuls der Myonen im zentralen Bereich  $C$  ist i.a. so gering, daß sie im Myondetektor gestoppt werden, falls sie ihn überhaupt erreichen. Die Zahl der Eisenlagen ist für niedrige Impulse mit dem Impuls der Myonen verknüpft: Je höher der Impuls, desto mehr Eisenlagen können getroffen werden, bevor das Myon gestoppt wird. Dadurch ergibt sich die relativ flache Verteilung von  $n_I$  in der Winkelklasse  $CC$ . Schon mit der Forderung nach wenigstens vier getroffenen Lagen, verliert man 30% der  $CC$ -Ereignisse. Im Vorwärtsbereich  $F$  ist der Impuls der Myonen in der Regel ausreichend, um den Detektor zu durchqueren. Da hier insgesamt 12 Lagen vorhanden waren, erklärt sich das Maximum bei  $n_I = 12$  für die  $FC$ -Ereignisse und bei  $n_I \approx 22$  für die  $FF$ -Ereignisse.

Vor allem bei der Winkelklasse  $CC$  kann keine stark einschränkende Myonbedingung gefordert werden, wenn nicht der größte Teil der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse verloren gehen soll. Die letztendlich benutzten Trigger-Schwellen sind in der Abbildung durch gestrichelte Linien angedeutet. Diese schwachen Bedingungen reichen sicher alleine nicht aus, um Untergrund zu unterdrücken, vor allem Untergrund mit hoher Multiplizität und großer sichtbarer Energie. Je höher die Zahl der Teilchen, desto höher auch die Wahrscheinlichkeit, daß sekundäre Myonen, z.B. aus dem Zerfall von Pionen oder Kaonen beteiligt sind; je höher die Energie, desto höher



die Wahrscheinlichkeit, daß Schauer aus den Kalorimetern in den Myondetektor hineingleiten.

#### 6.1.4 Multiplizitätstrigger

Zur Ermittlung der sichtbaren, geladenen Multiplizität eines Ereignisses wurden ebenfalls die Triggerdaten der vorderen und der zentralen Spurkammern verwendet (BOS-Bänke FTRA und CTJR). Die Zahl der Strahlen, die im Vorwärtsbereich angesprochen haben, wird mit  $n_F$ , die Zahl der gefundenen Cluster im Zentralbereich wird mit  $n_C$  bezeichnet (s. Abbildung 6.8 und 6.9). Es sei darauf hingewiesen, daß nicht die Zahl der  $\varphi$ -Sektoren, denen eine Spur zugeordnet wurde, gemeint ist! Es ist sehr wohl möglich, daß mehrere Spuren im gleichen  $\varphi$ -Sektor landen, die Multiplizität kann also weit über 16 liegen.

Es stellt sich heraus, daß die Zahlen aus Abschnitt 4.4, ermittelt aus den reinen Viervektoren ohne Detektorsimulation, etwas zu hoch waren, was die Multiplizität in den Spurkammer-Triggern angeht (s. Abbildung 6.8 und 6.9 im Vergleich zu 4.11). Dieses rührt zum einen von den eingeschränkten Winkelbereichen her (auf Viervektor-Ebene wurde ein größerer Winkelbereich als *sichtbarer Bereich* deklariert, als tatsächlich für den Trigger zur Verfügung steht), zum anderen von der nicht hundertprozentigen Akzeptanz der Spurkammertrigger für einzelne Teilchen.

In allen drei Klassen lassen außer den Myonen gar keine, oder nur sehr wenige andere Teilchen die Triggerelemente ansprechen. Das Maximum aller Verteilungen liegt jeweils bei 0, 1 oder 2, ganz wie es der Zahl der Myonen im jeweiligen Winkelbereich entspricht.

Die geringe Multiplizität der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse führt, wie am Beginn dieses Kapitels gezeigt, dazu, daß diese Ereignisse vom Standardtrigger nur unzureichend berücksichtigt werden. Aus diesem Nachteil läßt sich aber ein Vorteil machen: In den vorhergehenden Abschnitten wurde bereits darauf hingewiesen, daß die anderen Triggerelemente, die Koplanaritätsbedingung und die Myonbedingung, alleine nicht sehr wirksam gegen Untergrundereignisse mit hoher Multiplizität sind.

Aus diesem Grund wird als weiteres Triggerelement eine Obergrenze der Multiplizität benutzt. Die Wirksamkeit dieser Bedingung in Zusammenhang mit der Koplanarität und der Myonbedingung wird in Abschnitt 6.3.2 ausführlich dargestellt.

Ein Trigger mit einer Multiplizitätsobergrenze birgt einige Schwierigkeiten in sich: Es ist mit dem heutigen Stand der Simulationsuntersuchungen nicht möglich das 'Rauschen' des Detektors vorherzusagen. D.h. die Zahl der Detektorsignale, die nicht durch wirkliche Teilchen verursacht werden, ist z.Z. nicht abschätzbar.

Die gestrichelten Linien in Abbildung 6.8 und 6.9 markieren die für den topologischen Trigger gewählten Schwellen.

#### 6.1.5 z-Vertex-Signifikanz

Ein Element des Standardtriggers ist der z-Vertex-Trigger (s. Abschnitt 5.2.1). Die Triggerbedingung ist ein Maximum in der z-Vertex-Verteilung mit einer Signifikanz von mindestens  $\sigma_z = 1.5$ . Um diese Bedingung zu erfüllen, sind, falls kein Untergrund in der Verteilung ist, mindestens drei Spuren erforderlich, die dem gleichen z-Vertex-Bin zugeordnet wurden.

Es ist klar, daß diese Forderung für  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse zu stark ist. Um dieses Triggerelement aber nicht ganz aufgeben zu müssen, wurde untersucht, wie ein z-Vertex-Trigger mit schwächerer Forderung wirkt. Die z-Vertex-Signifikanz-Verteilungen für die Ereignisklassen CC, FC und FF sind in Abbildung 6.10 dargestellt.

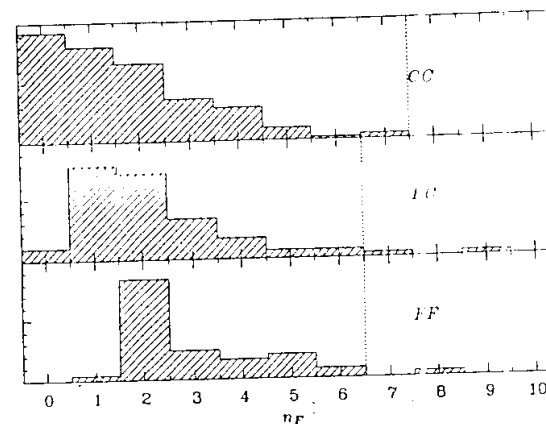


Abbildung 6.8: Multiplizität in den vorderen Spurkammern

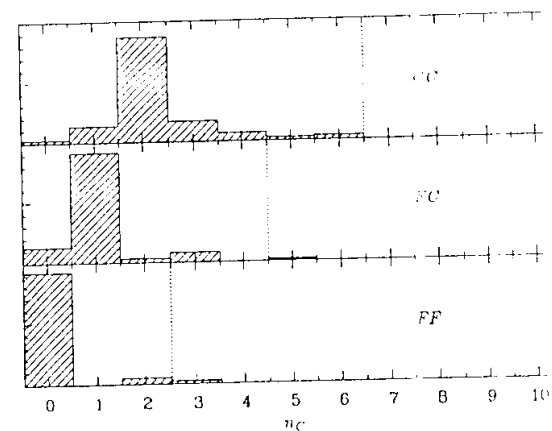


Abbildung 6.9: Multiplizität in den zentralen Spurkammern

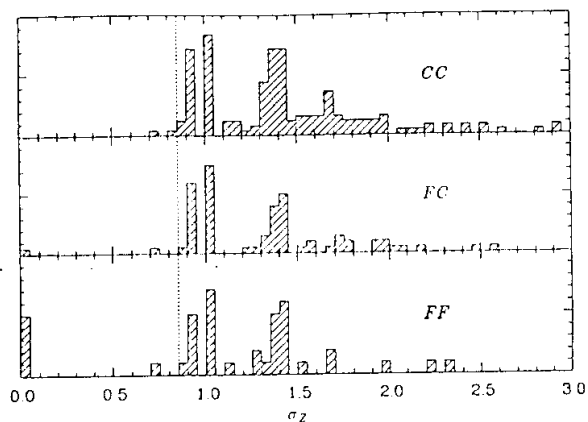


Abbildung 6.10:  $z$ -Vertex-Signifikanz für die Winkelklassen FF, FC und CC.

Der Algorithmus, mit dem  $\sigma_z$  berechnet wird, wurde in Abschnitt 5.2.1 vorgestellt. In die Berechnung gehen die Zahl der Spuren im Maximum des  $z$ -Vertex-Histogramms eines Ereignisses  $n_{max}$  und die Gesamtzahl der restlichen Einträge  $n_{rest}$  ein. Beides sind bei den  $J/\psi$ -Myon-Ereignissen kleine ganze Zahlen, so daß es für  $\sigma_z$  nicht viele verschiedene Möglichkeiten gibt. Deshalb und wegen der geringen Statistik gibt es in Abbildung 6.10 keine deutlichen Maxima, sondern es kommt zu einzelnen, isoliert stehenden Häufungen in den Verteilungen. (Teilweise ist die Breite der Segmente des gezeigten Histogramms kleiner als der Abstand benachbarter  $\sigma_z$ -Werte.)

Als Triggerelement wurde ein Maximum in der  $z$ -Vertex-Verteilung eines Ereignisses mit einer Mindestsignifikanz von  $\sigma_z > 0,85$  gefordert. Die gestrichelte Linie in der Abbildung markiert diese Schwelle.

## 6.2 Untergrund

Bei der Entwicklung eines Triggers für einen bestimmten Ereignistyp sind zunächst alle anderen Ereignisse als Untergrund anzusehen, auch im Prinzip (für andere Untersuchungen) erwünschte, physikalische Ereignisse, z.B. tiefinelastische Streuung und Produktion schwerer Quarks aus Boson-Gluon-Fusion.

Schwierigkeiten machen aber vor allem die sogenannten Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse, bei denen Protonen aus dem Protonenstrahl mit der Wand des Strahlrohrs oder mit dem Restgas im Strahlrohr wechselwirken. Deren Raten liegen um ein Vielfaches über dem erlaubten Wert von ca. 1000 Hz für die erste Triggerstufe (s. Abschnitt 5.1).

Die meisten physikalischen Ereignistypen spielen keine große Rolle, was die Triggerrate an-

geht, da ihre Rate auch bei hundertprozentiger Akzeptanz nicht zu groß wäre. Bei einer Luminosität von  $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  entspricht eine Rate von 1000 Hz dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma = 10^6 \text{ nb}$ . Wirkungsquerschnitte bis zu einigen 100 oder 1000 nb werden also für die Triggerrate keine Probleme bereiten.

Eine ganz andere Frage ist der Untergrund für Rekonstruktion und Analyse der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse: Hier sind andere  $J/\psi$ -Produktionsmechanismen, wie die diffraktive  $J/\psi$ -Produktion und der Zerfall von  $\chi$  oder  $B$ -Mesonen, oder Ereignisse mit Myon-Paaren, deren invariante Masse der  $J/\psi$ -Masse entspricht, als Untergrund anzusehen (s. Abschnitt 2.7). Diese Fragestellung ist aber nicht Gegenstand dieser Arbeit, hier soll es allein um die Triggerrate der Ereignisse gehen.

Zur Untersuchung der Triggerraten des Untergrunds wurden fast ausschließlich die verfügbaren Standard-Datensätze benutzt [H1F90]. Nur die sogenannten QED-Myon-Paare aus elastischer Elektron-Proton-Streuung wurden eigens generiert (s. Abschnitt 3.1).

Prozesse, die bei der Untersuchung von  $J/\psi$ -Ereignissen berücksichtigt werden müssen

- Prozesse die potentiell mit  $J/\psi$ -Myon-Ereignissen aus BGF verwechselt werden können. Der gesamte Wirkungsquerschnitt dieser Ereignisse liegt im Bereich einiger nb und spielt für die Triggerrate keine Rolle.
  - Diffraktive  $J/\psi$ -Erzeugung
  - Produktion des Charmoniums  $\chi$  und Übergang in  $J/\psi$
  - $J/\psi$ 's aus dem Zerfall von  $b$ -Mesonen
  - QED-Myon-Paare aus elastischer und inelastischer Elektron-Proton-Streuung
- Andere physikalische Prozesse. Der totale Wirkungsquerschnitt einiger dieser Ereignisklassen ist sehr hoch. Die Datensätze, die für die Triggerstudien zur Verfügung standen, waren jedoch mit kinematischen Schnitten versehen, die den Wirkungsquerschnitt weit unter die 'erlaubte' Rate von 1000 Hz drückten.
  - Tiefinelastische Streuung – neutraler Strom
  - Tiefinelastische Streuung – geladener Strom
  - Photoproduktion
  - QCD-Compton-Streuung
  - Boson-Gluon-Fusion – Entstehung von leichten Quarks
  - Boson-Gluon-Fusion – Entstehung von schweren Quarks
  - Exotische Prozesse
- Nicht physikalischer Untergrund
  - Strahl-Wand-Ereignisse  $\dot{N} \approx 25 \text{ kHz}$  mit Signalen in Spurkammern oder Myondetektor.
  - Strahl-Gas-Ereignisse  $\dot{N} \approx 10 \text{ kHz}$  mit Signalen in Spurkammern oder Myondetektor.
  - Kosmische Myonen

Detaillierte Triggerstudien wurden nur zu Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen ange stellt. Bei den anderen Untergrundprozessen wurde lediglich festgestellt, wie der Trigger insgesamt reagiert.

### 6.2.1 Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse

Eine wichtige Aufgabe des Triggers ist es, Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse genügend zu unterdrücken. Um die Schwellen für die Triggerelemente festzulegen zu können, wurden die Verteilungen der entsprechenden Größen auch für die Untergründereignisse studiert. Einige dieser Verteilungen sind in Abbildung 6.11–6.14 dargestellt.

Für die Untersuchung standen vollständig simulierte Datensätze mit jeweils mehreren tausend Ereignissen zur Verfügung. Die Gesamtzahl der bereitgestellten Ereignisse und der erwartete Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse sind derart, daß jedes Untergründereignis, das den Trigger überlebt, etwa einer Rate von 25 Hz entspricht [1190].

Da die Vorgabe für einen einzelnen Trigger eine maximale Rate von ca. 100 Hz war, sollte versucht werden die Zahl der Ereignisse aus den verwendeten Datensätzen, die vom Trigger akzeptiert wurden, so gering wie möglich zu halten. Bereits vier getriggerte Untergründereignisse entsprechen einer Rate von 100 Hz!

In den Abbildungen 6.11–6.14 ist auf der Ordinate die Zahl der getriggerten Ereignisse dargestellt. Es wurden nur Untergründereignisse histogrammiert, bei denen wenigstens eines der Triggerelemente ein Signal erhalten hatte, bei denen also mindestens eine Spur im Zentralbereich oder im Vorwärtsbereich gefunden wurde oder ein Draht im Myondetektor angesprochen hatte. (Andernfalls wären lediglich die Einträge bei Null viel höher.)

Vergleicht man diese Verteilungen mit den entsprechenden Verteilungen der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse (s. Abbildungen 6.6, 6.7, 6.8 und 6.10), so stellt man fest, daß vor allem die Strahl-Wand-Ereignisse und die  $J/\psi$ -Ereignisse der Winkelklasse  $FP$  ähnliche Verteilungen haben. Jedenfalls gibt es eine große Zahl von Strahl-Wand-Ereignissen, die in den vorderen Spurkantern die Koplanaritätsbedingung erfüllen. Auch die Zahl der Untergründereignisse mit einer vergleichsweise hohen Zahl an getroffenen Eisenlagen ist für die Triggerstufe 1 groß. Ebenso wie die Zahl der Ereignisse mit relativ hoher  $z$ -Vertex-Signifikanz: Selbst die Standardbedingung von  $\sigma_z > 1,5$  reicht alleine nicht aus, um die Strahl-Wand-Ereignisse zu unterdrücken.

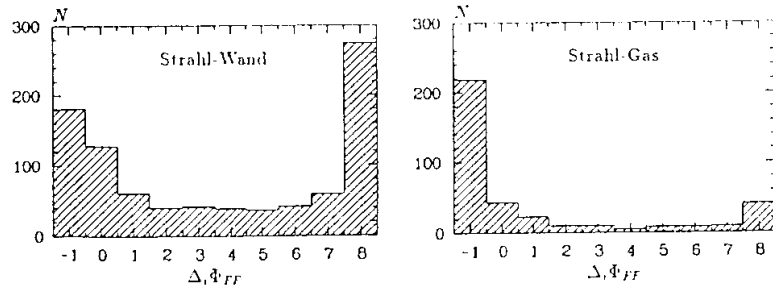


Abbildung 6.11: Koplanarität in den vorderen Spurkantern.

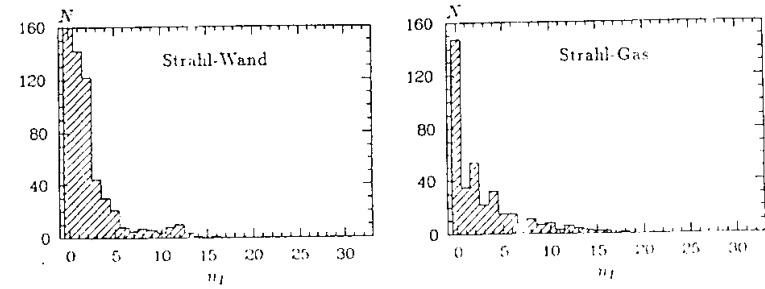


Abbildung 6.12: Zahl der getroffenen Lagen im Myondetektor.

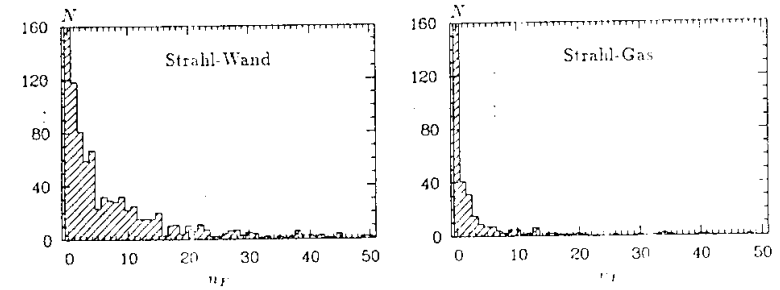


Abbildung 6.13: Multiplizität in den vorderen Spurkantern.

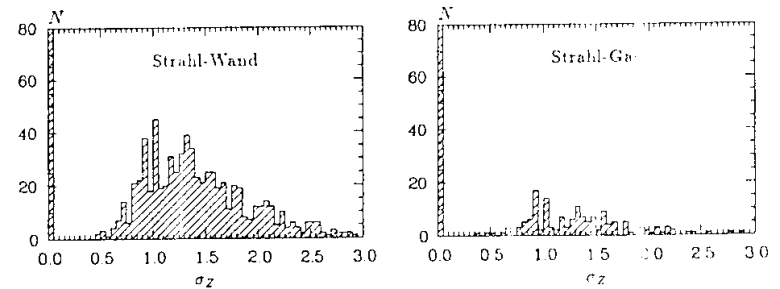


Abbildung 6.14:  $z$ -Vertex-Signifikanz.

## 6.3 Aufbau des topologischen Triggers

Für jede der drei Winkelklassen  $CC$ ,  $FF$  und  $FC$  wurden Zusammenstellungen der oben vorgestellten Triggerelemente mit verschiedenen Triggerschwellen auf ihre Akzeptanz bezüglich der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse und der Untergründereignisse untersucht.

Das Ziel der Studien war es, die Kombinationen zu finden, bei denen der Untergrund möglichst auf Null gedrückt wurde, während die  $J/\psi$ -Ereignisse der jeweiligen Winkelklasse möglichst vollständig akzeptiert wurden.

Die Ergebnisse der Untersuchungen und die endgültig gewählten Triggereinstellungen sind in den folgenden Abschnitten dargestellt.

### 6.3.1 Winkelklasse $CC$

Die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse  $CC$  zeichnen sich durch zwei koplanare Spuren im Zentralbereich des Detektors aus. Wegen der geringen Impulse der Myonen kann jedoch keine starke Myonbedingung verlangt werden.

Es war bei dieser Winkelklasse kein Problem, den Untergrund auf Null zu drücken, d.h. unter 25 Hz, und gleichzeitig ca. dreiviertel der  $J/\psi$ -Ereignisse zu triggern.

In der folgenden Übersicht sind die Schwellen der einzelnen Triggerelemente und die akzeptierten Raten der  $J/\psi$ -Myon- und der Untergründereignisse aufgeführt.

| Topologischer Trigger für die Winkelklasse $CC$ |                          |
|---|--------------------------|
| Triggereinstellungen:                           |                          |
| Koplanarität                                    | $\Delta\phi_{CC} \geq 4$ |
| Multiplizität, zentrale Spurkammer              | $n_C \leq 6$             |
| Multiplizität, vordere Spurkammer               | $n_F \leq 7$             |
| z-Vertex Signifikanz                            | $\sigma_z \geq 0,85$     |
| Zahl der Eisenlagen                             | $n_I \geq 1$             |
| Zahl der getriggerten Ereignisse:               |                          |
| $J/\psi$ -Ereignisse der Winkelklasse $CC$      | 76% = 9%                 |
| Strahl-Wand                                     | kein Ereign. < 25 Hz     |
| Strahl-Gas                                      | kein Ereign. < 25 Hz     |

In Tabelle 6.3 sind einzelne, detaillierte Resultate zu den Triggerelementen aufgeführt. Die Werte, die sich auf die  $J/\psi$ -Ereignisse beziehen, geben den Anteil der Ereignisse der Winkelklasse  $CC$  an, der getriggert wurde. Die Werte zu Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen geben direkt die Zahl der akzeptierten Ereignisse an, ein Ereignis entspricht ca. 25 Hz.

In den linken drei Spalten ist für jedes Triggerelement die Akzeptanz enthalten, wenn nur dieses eine Triggerelement auf die Ereignisse wirkt – in der Mitte die endgültig gewählte Einstellung der Triggerschwelle sowie links und rechts davon eine schwächere und eine stärkere Einstellung.

In den rechten drei Spalten ist die Akzeptanz des Triggers aufgeführt, wenn zusätzlich zu dem einen Triggerelement, das gerade untersucht wird, die vier anderen in der oben gewählten Einstellung benutzt werden. Die Werte in der fünften Spalte repräsentieren den endgültigen topologischen  $J/\psi$ -Myon-Trigger für die Winkelklasse  $CC$ .

|      |  |  |  |  |  |  |
|------|--|--|--|--|--|--|
| $CC$ | Akzeptanz des Triggers, wenn nur das zu untersuchende Triggerelement benutzt wird. |  |  | Akzeptanz des Triggers, wenn zusätzlich die vier anderen Triggerelemente in ihrer jeweiligen Standardeinstellung benutzt werden. |  |  |
|------|--|--|--|--|--|--|

|                 | Koplanarität     |                  |                  |                  |                  |                  |
|-----------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
|                 | $\Delta\phi = 3$ | $\Delta\phi = 4$ | $\Delta\phi = 5$ | $\Delta\phi = 3$ | $\Delta\phi = 4$ | $\Delta\phi = 5$ |
| $J/\psi$ - $CC$ | 86%              | 86%              | 82%              | 76%              | 76%              | 72%              |
| Strahl-Wand     | 13               | 11               | 10               | 0                | 0                | 0                |
| Strahl-Gas      | 6                | 6                | 6                | 0                | 0                | 0                |

|                 | Multiplizität in zentralen Spurkammern |              |              |              |              |              |
|-----------------|--|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
|                 | $n_C \leq 7$                           | $n_C \leq 6$ | $n_C \leq 5$ | $n_C \leq 4$ | $n_C \leq 3$ | $n_C \leq 2$ |
| $J/\psi$ - $CC$ | 100%                                   | 100%         | 98%          | 76%          | 76%          | 73%          |
| Strahl-Wand     | 903                                    | 903          | 903          | 0            | 0            | 0            |
| Strahl-Gas      | 375                                    | 375          | 375          | 0            | 0            | 0            |

|                 | Multiplizität in vorderen Spurkammern |              |              |              |              |              |
|-----------------|---------------------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
|                 | $n_F \leq 8$                          | $n_F \leq 7$ | $n_F \leq 6$ | $n_F \leq 5$ | $n_F \leq 4$ | $n_F \leq 3$ |
| $J/\psi$ - $CC$ | 100%                                  | 100%         | 99%          | 76%          | 76%          | 74%          |
| Strahl-Wand     | 618                                   | 590          | 561          | 0            | 0            | 0            |
| Strahl-Gas      | 334                                   | 332          | 328          | 0            | 0            | 0            |

|                 | z-Vertex-Signifikanz |                      |                     |                     |                      |                     |
|-----------------|----------------------|----------------------|---------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
|                 | $\sigma_z \geq 0,8$  | $\sigma_z \geq 0,85$ | $\sigma_z \geq 0,9$ | $\sigma_z \geq 0,8$ | $\sigma_z \geq 0,85$ | $\sigma_z \geq 0,9$ |
| $J/\psi$ - $CC$ | 99%                  | 99%                  | 97%                 | 76%                 | 76%                  | 74%                 |
| Strahl-Wand     | 661                  | 640                  | 618                 | 0                   | 0                    | 0                   |
| Strahl-Gas      | 142                  | 137                  | 131                 | 0                   | 0                    | 0                   |

|                 | Myon-Bedingung: Zahl der Eisenlagen |              |              |              |              |              |
|-----------------|-------------------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
|                 | $n_I \geq 0$                        | $n_I \geq 1$ | $n_I \geq 2$ | $n_I \geq 0$ | $n_I \geq 1$ | $n_I \geq 2$ |
| $J/\psi$ - $CC$ | 100%                                | 89%          | 85%          | 85%          | 76%          | 76%          |
| Strahl-Wand     | 903                                 | 413          | 271          | 1            | 0            | 0            |
| Strahl-Gas      | 375                                 | 228          | 193          | 0            | 0            | 0            |

Tabelle 6.3: Die Triggerelemente des topologischen Triggers für die Winkelklasse  $CC$ . Bei den  $J/\psi$ -Ereignissen entspricht 100% dem gesamten Wirkungsquerschnitt dieser Klasse:  $\sigma_{CC} = 44$  pb. Bei den Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen ist die Zahl der getriggerten Ereignisse angegeben: Ein Ereignis entspricht ca. 25 Hz.

Erwartungsgemäß spielt beim Trigger für die Winkelklasse  $CC$  die Koplanaritätsbedingung die größte Rolle bei der Unterdrückung des Untergrunds, schon allein durch die Forderung nach mindestens zwei Spuren im Zentralbereich wird der Untergrund erheblich reduziert (s. Tabelle 6.3). Allerdings werden allein durch die Forderung, daß beide Myonen von den zentralen Spurkammern gesehen werden sollen, auch 14% der  $J/\psi$ -Ereignisse verworfen (s.a. Abbildung 6.6 bzw. 6.9).

Weitere 10% der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse  $CC$  gehen durch die minimale Myonbedingung ( $n_I \geq 1$ ) verloren. Der Untergrund wird durch diese Bedingung auch weiter reduziert. Jedoch ist es bei der Winkelklasse  $CC$  eventuell möglich ganz auf die Myonbedingung zu verzichten, der Trigger wäre dann auch für den Zerfallskanal  $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$  interessant. Untersuchungen zu einem topologischen Trigger für  $J/\psi$ -Elektron-Ereignisse sind im Gange [Jan91].

Die Multiplizitätsobergrenze in den zentralen Spurkammern und die schwache  $z$ -Vertex-Signifikanz-Bedingung  $\sigma_z \geq 0,85$  spielen für die Unterdrückung des Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Untergrunds kaum eine Rolle.

### 6.3.2 Winkelklasse $FF$

Obwohl bei den  $J/\psi$ -Myon-Ereignissen der Winkelklasse  $FF$  eine deutlich stärkere Myonbedingung möglich ist als bei den Ereignissen der Winkelklasse  $CC$ , ist es hier wesentlich schwieriger, die  $J/\psi$ 's vom Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Untergrund zu trennen. Bei beiden Ereignistypen spielt sich fast alles im vorderen Detektorbereich ab, während im Zentralbereich so gut wie keine Spuren zu verzeichnen sind.

Durch geeignete Wahl der Triggerschwellen für die fünf verwendeten Triggerelemente gelang es, den Untergrund bis auf zwei Strahl-Wand-Ereignisse ( $\approx 50$  Hz) und dabei ca. dreiviertel der  $J/\psi$ -Ereignisse aus der Winkelklasse  $FF$  zu triggern. Die Triggerschwellen, die dafür benutzt wurden, sind:

| Topologischer Trigger für die Winkelklasse $FF$ |                             |
|---|-----------------------------|
| Triggereinstellungen:                           |                             |
| Koplanarität                                    | $\Delta_i \Phi_{FF} \geq 6$ |
| Multiplizität, zentrale Spurkammer              | $n_C \leq 2$                |
| Multiplizität, vordere Spurkammer               | $n_F \leq 6$                |
| $z$ -Vertex Signifikanz                         | $\sigma_z \geq 0,85$        |
| Zahl der Eisenlagen                             | $n_I \geq 9$                |
| Zahl der getriggerten Ereignisse:               |                             |
| $J/\psi$ -Ereignisse der Winkelklasse $FF$      | 73% ( $\pm 18\%$ )          |
| Strahl-Wand                                     | 2 Ereign. $\approx 50$ Hz   |
| Strahl-Gas                                      | kein Ereign. $< 25$ Hz      |

In Tabelle 6.4 sind in gleicher Weise wie im letzten Abschnitt detaillierte Ergebnisse zu den einzelnen Triggerelementen aufgeführt.

Die Koplanaritätsbedingung und die Myon-Bedingung reichen bei dieser Winkelklasse nicht aus, um den Untergrund genügend zu reduzieren.

| $FF$                                   | Akzeptanz des Triggers, wenn nur das zu untersuchende Triggerelement benutzt wird. |                      |                     |                     |                      |                     | Akzeptanz des Triggers, wenn zusätzlich die vier anderen Triggerelemente in ihrer jeweiligen Standardeinstellung benutzt werden. |                     |                     |                     |                     |                     |
|--|--|----------------------|---------------------|---------------------|----------------------|---------------------|--|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
|  | $\Delta_i \Phi = 5$  | $\Delta_i \Phi = 6$  | $\Delta_i \Phi = 7$ | $\Delta_i \Phi = 5$ | $\Delta_i \Phi = 6$  | $\Delta_i \Phi = 7$ | $\Delta_i \Phi = 5$  | $\Delta_i \Phi = 6$ | $\Delta_i \Phi = 7$ | $\Delta_i \Phi = 5$ | $\Delta_i \Phi = 6$ | $\Delta_i \Phi = 7$ |
| $J/\psi$ - $FF$                        | 95%  | 90%                  | 83%                 | 78%                 | 73%                  | 65%                 | 95%  | 90%                 | 83%                 | 78%                 | 73%                 | 65%                 |
| Strahl-Wand                            | 412  | 375                  | 333                 | 3                   | 2                    | 2                   | 412  | 375                 | 333                 | 3                   | 2                   | 2                   |
| Strahl-Gas                             | 66   | 58                   | 50                  | 0                   | 0                    | 0                   | 66   | 58                  | 50                  | 0                   | 0                   | 0                   |
| Multiplizität in zentralen Spurkammern |  |                      |                     |                     |                      |                     |  |                     |                     |                     |                     |                     |
|  | $n_C \leq 3$   | $n_C \leq 2$         | $n_C \leq 1$        | $n_C \leq 3$        | $n_C \leq 2$         | $n_C \leq 1$        |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| $J/\psi$ - $FF$                        | 100%   | 98%                  | 93%                 | 75%                 | 73%                  | 70%                 |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Wand                            | 903  | 897                  | 879                 | 2                   | 2                    | 1                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Gas                             | 375  | 373                  | 367                 | 0                   | 0                    | 0                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Multiplizität in vorderen Spurkammern  |  |                      |                     |                     |                      |                     |  |                     |                     |                     |                     |                     |
|  | $n_F \leq 7$   | $n_F \leq 6$         | $n_F \leq 5$        | $n_F \leq 7$        | $n_F \leq 6$         | $n_F \leq 5$        |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| $J/\psi$ - $FF$                        | 98%  | 98%                  | 93%                 | 73%                 | 73%                  | 68%                 |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Wand                            | 590  | 561                  | 529                 | 2                   | 2                    | 1                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Gas                             | 332  | 328                  | 321                 | 0                   | 0                    | 0                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| $z$ -Vertex-Signifikanz                |  |                      |                     |                     |                      |                     |  |                     |                     |                     |                     |                     |
|  | $\sigma_z \geq 0,8$  | $\sigma_z \geq 0,85$ | $\sigma_z \geq 0,9$ | $\sigma_z \geq 0,8$ | $\sigma_z \geq 0,85$ | $\sigma_z \geq 0,9$ |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| $J/\psi$ - $FF$                        | 85%  | 85%                  | 83%                 | 73%                 | 73%                  | 70%                 |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Wand                            | 661  | 640                  | 618                 | 2                   | 2                    | 2                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Gas                             | 142  | 137                  | 131                 | 0                   | 0                    | 0                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Myon-Bedingung: Zahl der Eisenlagen    |  |                      |                     |                     |                      |                     |  |                     |                     |                     |                     |                     |
|  | $n_I \geq 8$   | $n_I \geq 9$         | $n_I \geq 10$       | $n_I \geq 8$        | $n_I \geq 9$         | $n_I \geq 10$       |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| $J/\psi$ - $FF$                        | 95%  | 95%                  | 90%                 | 73%                 | 73%                  | 68%                 |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Wand                            | 41   | 34                   | 28                  | 3                   | 2                    | 2                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |
| Strahl-Gas                             | 47   | 36                   | 29                  | 0                   | 0                    | 0                   |  |                     |                     |                     |                     |                     |

Tabelle 6.4: Die Triggerelemente des topologischen Triggers für die Winkelklasse  $FF$ . Bei den  $J/\psi$ -Ereignissen entspricht 100% dem gesamten Wirkungsquerschnitt dieser Klasse:  $\sigma_{FF} = 11$  pb. Bei den Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen ist die Zahl der getriggerten Ereignisse angegeben: Ein Ereignis entspricht ca. 25 Hz.

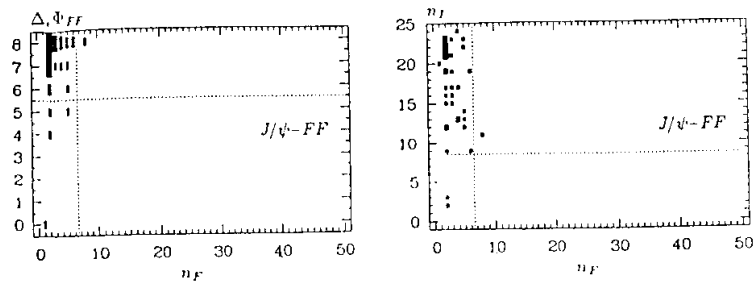
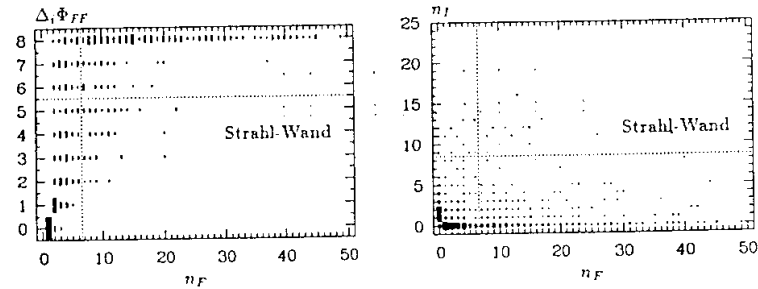
Abbildung 6.15:  $J/\psi$ -Ereignisse der Winkelklasse  $FF$ .

Abbildung 6.16: Strahl-Wand-Ereignisse.

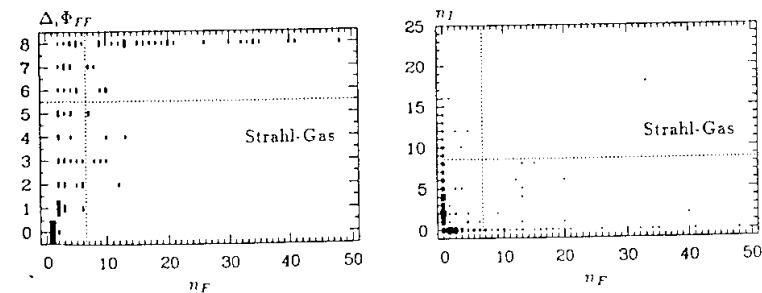


Abbildung 6.17: Strahl-Gas-Ereignisse.

Es gibt eine große Zahl von Untergründereignissen, die im vorderen Bereich zwei in  $\gamma$  gegenüberliegende Spuren besitzen, bzw. viele Lagen des Myondetektors ansprechen lassen. Der Zusammenhang zwischen Koplanarität und Multiplizität sowie zwischen der Zahl der Eisenlagen und der Multiplizität ist in den Abbildungen 6.15-6.17 für die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse  $FF$  und für die Untergründereignisse dargestellt. Es wird deutlich, daß die Forderung nach einer maximalen Multiplizität beim topologischen  $J/\psi$ -Myon-Trigger eine zentrale Bedeutung hat. Das linke obere Rechteck, das in den Abbildungen 6.15-6.17 durch die gestrichelten Linien abgegrenzt wird, markiert den von den Triggerelementen zugelassenen Bereich. Während die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse  $FF$  fast vollständig innerhalb dieser Bereiche liegen, befindet sich der größte Teil der Untergründereignisse außerhalb. Die schwache  $z$ -Vertex-Signifikanz-Bedingung spielt auch bei der Winkelklasse  $FF$  keine große Rolle.

### 6.3.3 Winkelklasse $FC$

In dieser Winkelklasse sind die Eigenschaften der  $J/\psi$ -Ereignisse nicht so ausgeprägt wie bei den Winkelklassen  $FF$  oder  $CC$ , die Verteilungen der Triggergrößen liegen jeweils zwischen den Verteilungen dieser beiden Klassen. Das führt dazu, daß die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse  $FC$  nur zu ca. 2/3 getriggert werden können, wenn gleichzeitig der Untergrund unterdrückt werden soll:

| Topologischer Trigger für die Winkelklasse $FC$ |                           |
|---|---------------------------|
| Triggereinstellungen:                           |                           |
| Koplanarität                                    | $\Delta\Phi_{FC} \geq 5$  |
| Multiplizität, zentrale Spurkammer              | $n_C \leq 4$              |
| Multiplizität, vordere Spurkammer               | $n_F \leq 6$              |
| $z$ -Vertex Signifikanz                         | $\sigma_z \geq 0,85$      |
| Zahl der Eisenlagen                             | $n_I \geq 5$              |
| Zahl der getriggerten Ereignisse:               |                           |
| $J/\psi$ -Ereignisse der Winkelklasse $FC$      | 62% ± 12%                 |
| Strahl-Wand                                     | 1 Ereign. $\approx$ 25 Hz |
| Strahl-Gas                                      | kein Ereign. $<$ 25 Hz    |

Ausführliche Angaben zu den Triggerelementen finden sich in Tabelle 6.5.

Die größte Bedeutung für die Unterdrückung des Strahl-Wand- und des Strahl-Gas-Untergrunds haben auch beim topologischen Trigger für die Winkelklasse  $FC$  die Koplanaritätsbedingung, die Forderung nach einer maximalen Multiplizität in den vorderen Spurkammern und die Myonbedingung (s. Tabelle 6.5).

Die Koplanaritätsbedingung und die Myonbedingung verursachen aber auch die Reduktion der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse auf ca. 2/3.

|      |  |  |
|------|--|--|
| $FC$ | Akzeptanz des Triggers, wenn nur das zu untersuchende Triggerelement benutzt wird. | Akzeptanz des Triggers, wenn zusätzlich die vier anderen Triggerelemente in ihrer jeweiligen Standardeinstellung benutzt werden. |
|------|--|--|

|              | Koplanarität          |                       |                       |                       |                       |                       |
|--------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
|              | $\Delta, \Phi \leq 4$ | $\Delta, \Phi \leq 5$ | $\Delta, \Phi \leq 6$ | $\Delta, \Phi \leq 4$ | $\Delta, \Phi \leq 5$ | $\Delta, \Phi \leq 6$ |
| $J/\psi$ -FC | 82%                   | 76%                   | 66%                   | 68%                   | 62%                   | 52%                   |
| Strahl-Wand  | 102                   | 95                    | 89                    | 3                     | 1                     | 0                     |
| Strahl-Gas   | 21                    | 19                    | 19                    | 1                     | 0                     | 0                     |

|              | Multiplizität in zentralen Spurkammern |              |              |              |              |              |
|--------------|--|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
|              | $n_C \leq 3$                           | $n_C \leq 4$ | $n_C \leq 3$ | $n_C \leq 5$ | $n_C \leq 4$ | $n_C \leq 3$ |
| $J/\psi$ -FC | 100%                                   | 99%          | 99%          | 62%          | 62%          | 62%          |
| Strahl-Wand  | 903                                    | 903          | 903          | 1            | 1            | 1            |
| Strahl-Gas   | 375                                    | 375          | 375          | 0            | 0            | 0            |

|              | Multiplizität in vorderen Spurkammern |              |              |              |              |              |
|--------------|---------------------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
|              | $n_F \leq 7$                          | $n_F \leq 6$ | $n_F \leq 5$ | $n_F \leq 7$ | $n_F \leq 6$ | $n_F \leq 5$ |
| $J/\psi$ -FC | 97%                                   | 96%          | 93%          | 62%          | 62%          | 59%          |
| Strahl-Wand  | 590                                   | 561          | 529          | 2            | 1            | 0            |
| Strahl-Gas   | 332                                   | 328          | 321          | 0            | 0            | 0            |

|              | z-Vertex-Signifikanz |                      |                     |                     |                      |                     |
|--------------|----------------------|----------------------|---------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
|              | $\sigma_z \geq 0,8$  | $\sigma_z \geq 0,85$ | $\sigma_z \geq 0,9$ | $\sigma_z \geq 0,8$ | $\sigma_z \geq 0,85$ | $\sigma_z \geq 0,9$ |
| $J/\psi$ -FC | 97%                  | 97%                  | 96%                 | 65%                 | 62%                  | 58%                 |
| Strahl-Wand  | 661                  | 640                  | 618                 | 1                   | 1                    | 1                   |
| Strahl-Gas   | 142                  | 137                  | 131                 | 0                   | 0                    | 0                   |

|              | Myon-Bedingung: Zahl der Eislagen |              |              |              |              |              |
|--------------|-----------------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
|              | $n_I \geq 4$                      | $n_I \geq 5$ | $n_I \geq 6$ | $n_I \geq 4$ | $n_I \geq 5$ | $n_I \geq 6$ |
| $J/\psi$ -FC | 89%                               | 85%          | 82%          | 65%          | 62%          | 59%          |
| Strahl-Wand  | 105                               | 75           | 54           | 1            | 1            | 1            |
| Strahl-Gas   | 117                               | 85           | 70           | 0            | 0            | 0            |

Tabelle 6.5: Die Triggerelemente des topologischen Triggers für die Winkelklasse FC. Bei den  $J/\psi$ -Ereignissen entspricht 100% dem gesamten Wirkungsquerschnitt dieser Klasse:  $\sigma_{FC} = 19 \text{ pb}$ . Bei den Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignissen ist die Zahl der getriggerten Ereignisse angegeben: Ein Ereignis entspricht ca. 25 Hz.

### 6.3.4 Ergänzende Studien zu einem Myon-Trigger

Kurz vor Abschluß der Untersuchungen zu dieser Arbeit wurde von der B1-Kollaboration der Bau eines Level 1 Myon-Triggers beschlossen und dessen grundsätzliche Struktur festgelegt. Da vor allem bei der Winkelklasse FF der Myon-Trigger eine wesentliche Rolle bei der Unterdrückung des Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Untergrunds spielt, wurden weitere Überlegungen zu einem Myon-Trigger für diese Ereignisklasse angestellt.

#### Aufbau

Aus technischen Gründen wurde beschlossen, die fünf Lagen 3, 4, 5, 8 und 12 der Eiseninstrumentierung für die Triggerauslese auszurüsten (s. Abschnitt 5.2.4).

Bezüglich der Granularität und der möglichen Verknüpfung der Myon-Trigger Daten untereinander oder mit anderen Triggerelementen wurden zu diesem Zeitpunkt noch keine endgültigen Vorgaben gemacht.

Als Granularität wurde wiederum die Einteilung des Detektors in Module und Lagen gewählt. Für die FF-Ereignisse spielt nur die vordere Endkappe eine Rolle, so daß insgesamt je 5 Lagen in 16 Modulen zur Verfügung standen.

Um eine Myon-Identifikation auf dieser Ebene zu ermöglichen, wurde versucht, die Spuren von Teilchen in den vorderen Spurkammern mit Signalen im Myondetektor in Verbindung zu bringen. Da die Geometrie dieser Detektorelemente völlig unterschiedlich ist, ist eine solche Verbindung nur schwer möglich. Während die Spurkammern in  $\varphi$ -Segmente unterteilt sind, besteht die Endkappe der Eiseninstrumentierung aus in  $x$ - und  $y$ -Richtung ausgerichteten Modulen (s. Abbildung 5.1 und 5.3).

Durch Untersuchung der Detektorsignale von einzeln simulierten Myonen wurde festgestellt,

| $\varphi$ -Segment | Eisenmodul |   |   |   |   |   |   |   |   |   |    |    |    |    |    |    |
|--------------------|------------|---|---|---|---|---|---|---|---|---|----|----|----|----|----|----|
|                    | 0          | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
| 0                  |            |   |   |   |   | • |   | • |   | • |    | •  |    | •  |    | •  |
| 1                  |            |   |   |   |   |   |   |   |   | • |    | •  |    | •  |    | •  |
| 2                  |            |   |   |   |   |   |   |   |   | • |    | •  |    | •  |    | •  |
| 3                  |            |   |   |   |   |   |   |   |   |   | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 4                  |            |   |   |   |   |   |   |   |   |   | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 5                  |            |   |   |   |   |   |   |   |   | • | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 6                  |            |   |   |   |   |   |   |   |   | • | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 7                  |            |   |   |   |   | • |   | • |   | • |    | •  |    | •  |    | •  |
| 8                  |            |   |   |   | • |   | • |   | • |   | •  |    | •  |    | •  |    |
| 9                  | •          |   | • |   | • |   | • |   | • |   | •  |    | •  |    | •  |    |
| 10                 | •          |   | • |   | • |   | • |   | • |   | •  |    | •  |    | •  |    |
| 11                 | •          | • | • | • | • | • | • | • | • | • | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 12                 | •          | • | • | • | • | • | • | • | • | • | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 13                 | •          | • | • | • | • | • | • | • | • | • | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 14                 | •          | • | • | • | • | • | • | • | • | • | •  | •  | •  | •  | •  | •  |
| 15                 | •          | • | • | • | • | • | • | • | • | • | •  | •  | •  | •  | •  | •  |

Tabelle 6.6: Erlaubte Kombinationen von  $\varphi$ -Segmenten der vorderen Spurkammern und Modulen der vorderen Endkappe der Eiseninstrumentierung.

durch welche Module der Eiseninstrumentierung ein Myon fliegen kann, wenn es vorher ein bestimmtes  $\varphi$ -Segment des Spurkammertriggers ansprechen ließ. Auf diese Weise wurden gewisse Kombinationen von Spurkammersegmenten und Eisenmodulen für Myonen als 'zulässig' erklärt. Die verwendeten Kombinationen sind in Tabelle 6.6 dargestellt. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Akzeptanz von Myonen durch diese Bedingung nicht wesentlich verschlechtert wird. Das führt dazu, daß einige  $\varphi$ -Segmente mit bis zu acht Eisenmodulen verbunden werden müssen.

Ein Myon galt im Sinne des Level 1 Myon-Triggers als identifiziert, wenn es einen Treffer in einem Segment des vorderen Spurkammertriggers und in mindestens drei der fünf Lagen in einem damit zusammenhängenden Modul der Eiseninstrumentierung gab.

**Ergebnisse**

Die entsprechenden Triggerergebnisse für die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse FF und die Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse mit der Forderung nach mindestens einem, bzw. mindestens zwei identifizierten Myonen sind in Tabelle 6.7 zusammengefaßt.

Um einen direkten Vergleich mit den bereits vorhandenen Resultaten zu erhalten, wurde ein weiterer Myon-Trigger auf der Basis der Gesamtzahl der angesprochenen Lagen untersucht, ohne zu berücksichtigen in welchem Modul die Treffer landeten. Jedes Myon kann maximal fünf Lagen ansprechen lassen, als Triggerbedingung wurden mindestens sechs Lagen verlangt (s. Spalte 2 in Tabelle 6.7).

In der Tabelle sind die Triggereraten jeweils mit und ohne Koplanaritätsbedingung, sowie mit und ohne maximale Multiplizität in den vorderen Spurkammern angegeben.

Offenbar genügt die Forderung nach nur einem 'identifizierten' Myon nicht, um den Untergrund ausreichend zu reduzieren ( $\dot{N} \approx 400$  Hz). Die Forderung nach zwei Myonen unterdrückt zwar den Untergrund, sie verringert aber auch die Zahl der akzeptierten  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse auf 60% (ohne Koplanaritätsbedingung). Eine vergleichbare Rate läßt sich auch ohne komplizierte Verknüpfung von Spurkammern und Myondetektor allein durch Abzählen der Eisenlagen erreichen.

Der Grund für den Verlust an  $J/\psi$ -Ereignissen liegt nicht in der Verbindung der Spurkammerdaten mit dem Myondetektor, da die erlaubten Kombinationen von Segmenten und Modulen so festgelegt wurden, daß Myonen diese Bedingung in fast 100% der Fälle erfüllen. Er liegt hauptsächlich in der Forderung, daß jedes Myon mindestens drei Lagen ansprechen lassen muß, und daß diese Lagen in genau einem Modul liegen müssen. Ereignisse, bei denen ein Myon zwei und das andere dafür vier oder ein Myon nur eine und das andere fünf Lagen ansprechen läßt, gehen ebenso verloren, wie Ereignisse bei denen ein Myon beim Flug durch die Endkappe das Modul wechselt, was wegen des Aufbaus der Endkappen vorkommen kann. Auch bei dieser Triggerkombination spielt die Forderung nach einer maximalen Multiplizität eine entscheidende Rolle. Offenbar gibt es eine große Zahl von Strahl-Wand-Ereignissen, bei denen entweder tatsächlich zwei Myonen beteiligt sind, oder wenigstens gut vorgetäuscht werden ( $\dot{N} \approx 600$  Hz). Diese Ereignisse werden nur durch die Multiplizitätsbedingung vollständig unterdrückt.

Falls Myonen identifiziert wurden, kann die Koplanaritätsbedingung genauer festgelegt werden: Es kann gefordert werden, daß die Koplanaritätsbedingung zwischen einem identifizierten Myon und einer weiteren Spur oder zwischen zwei identifizierten Myonen erfüllt ist. Bei zwei Myonen kann mit dieser weiteren Forderung auf die maximale Multiplizität verzichtet werden, der Untergrund ließ sich bis auf vier Strahl-Wand-Ereignisse reduzieren (ca. 100 Hz), die Akzeptanz der  $J/\psi$ -Ereignisse sank jedoch auf 46%.

| FF-Trigger mit Level 1 Myon-Identifikation                                      |   |  |                                 |                                   |
|---|---|--|---------------------------------|-----------------------------------|
|   | FF-Ereignisse:<br>Strahl-Wand:<br>Strahl-Gas: | 100% $\approx$ 11 pb<br>1 Ereignis $\approx$ 25 Hz | 1 Ereignis $\approx$ 25 Hz      |                                   |
| Topologischer Trigger<br>$n_F$ : Multiplizität<br>$\Delta, \Phi$ : Koplanarität | Keine Myon Bedingung                          | Mindestens 6 Lagen im Eisen                        | Mindestens 1 Myon identifiziert | Mindestens 2 Myonen identifiziert |
| $n_F \leq 2$  | 92%   | 76%  | 84%                             | 60%                               |
|   | 709   | 18   | 65                              | 23                                |
|   | 350   | 1  | 15                              | 1                                 |
| $n_F \leq 7$  | 92%   | 76%  | 84%                             | 60%                               |
|   | 254   | 1  | 16                              | 0                                 |
|   | 271   | 1  | 11                              | 1                                 |
| $\Delta, \Phi \geq 6$   | 77%   | 62%  | 70%                             | 51%                               |
|   | 526   | 17   | 59                              | 15                                |
|   | 139   | 0  | 9                               | 0                                 |
| $n_F \leq 7$  | 77%   | 62%  | 70%                             | 51%                               |
|   | 94  | 0  | 10                              | 0                                 |
|   | 82  | 0  | 5                               | 0                                 |

Tabelle 6.7: Effizienz des topologischen Triggers für  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse FF sowie Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse mit verschiedenen Myon-Bedingungen auf der Basis eines Level 1 Myon-Triggers. In der obersten Zeile ist jeweils der Anteil der getriggerten  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse FF aufgeführt, darunter die Zahl der getriggerten Strahl-Wand und Strahl-Gas-Ereignisse.

Insgesamt kann festgehalten werden, daß mittels eines Level 1 Myon-Triggers und eines topologischen Triggers die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse der Winkelklasse FF zu ca. 60% getriggert werden können. Dieses Ergebnis liegt etwas niedriger als das in Abschnitt 6.3.2, wobei aber allein der statistische Fehler bei beiden Werten wegen der geringen Zahl der verfügbaren simulierten Daten schon sehr groß ist. Zum anderen gab es gerade in Bezug auf die Daten des Myondetektors Probleme bei der Programmversion H1SIM 1.06, mit der diese ergänzenden Untersuchungen durchgeführt wurden. Auf diese Schwierigkeiten wurde in Abschnitt 3.3 hingewiesen.

**6.4 Topologischer Trigger, Zusammenfassung**

Bisher wurden die Trigger für die drei Winkelklassen nur einzeln betrachtet. Als Teil des H1-Triggers würden sie natürlich alle gleichzeitig auf den gesamten Wirkungsquerschnitt wirken. In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse zusammengestellt. Neben dem *totalen* und dem *triggerbaren* Wirkungsquerschnitt, bestehend aus den Winkelklassen  $FF+FC+CC$ , sind auch der *sichtbare* Wirkungsquerschnitt mit  $4^\circ < \theta_\mu < 176^\circ$  und der *physikalische* Wirkungsquerschnitt mit den Bedingungen  $z < 0.8$  und  $\frac{E_T}{m_T} > 0.1$  aufgeführt. Zum Vergleich ist auch die Rate des H1-Standardtriggers, und die gemeinsame Rate von Standardtrigger und topologischem Trigger angegeben.



| Triggerraten von $J/\psi$ -Myon-Ereignissen |   |                          |            |                          |
|---|---|--------------------------|------------|--------------------------|
| Ereignisklasse...                           | ... davon getriggert                                    |                          |            |                          |
|   | ... und physikalisch:<br>$z < 0,8; \frac{p_T}{p} > 0,1$ |                          |            |                          |
|   | Anteil [%]  | Wirkungsquerschnitt [pb] | Anteil [%] | Wirkungsquerschnitt [pb] |
| <i>total</i>                                | 100   | 177                      | 29 ± 0,4   | 51 ± 0,7                 |
| Standardtrigger                             | 22 ± 2  | 39 ± 3                   | 10 ± 1     | 18 ± 2                   |
| topolog. Trigger                            | 44 ± 3  | 77 ± 5                   | 14 ± 1     | 25 ± 3                   |
| beide                                       | 50 ± 3  | 88 ± 5                   | 17 ± 2     | 30 ± 3                   |
| <i>sichtbar</i>                             | 100   | 104 ± 1,0                | 29 ± 0,3   | 30 ± 0,6                 |
| Standardtrigger                             | 31 ± 3  | 32 ± 3                   | 16 ± 2     | 16 ± 2                   |
| topolog. Trigger                            | 66 ± 4  | 69 ± 4                   | 21 ± 2     | 22 ± 2                   |
| beide                                       | 73 ± 4  | 76 ± 5                   | 24 ± 3     | 25 ± 3                   |
| <i>CC+FF+FC</i>                             | 100   | 74 ± 0,9                 | 30 ± 0,3   | 22 ± 0,5                 |
| Standardtrigger                             | 30 ± 3  | 22 ± 2                   | 14 ± 2     | 11 ± 2                   |
| topolog. Trigger                            | 77 ± 5  | 57 ± 4                   | 24 ± 3     | 18 ± 2                   |
| beide                                       | 82 ± 6  | 61 ± 4                   | 26 ± 3     | 19 ± 2                   |

Tabelle 6.8: Triggerraten von  $J/\psi$ -Myon-Ereignissen, Zusammenfassung. Die Prozentangaben beziehen sich jeweils auf die Gesamtzahl der Ereignisse in der entsprechenden Klasse.

Durch die Hinzunahme des topologischen Triggers kann die getriggerte Rate der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse etwa um einen Faktor 2,5 vergrößert werden; die Rate der *physikalischen* Ereignisse kann in den Winkelklassen  $CC+FF+FC$  fast verdoppelt werden.

Die Fehlerangaben in Tabelle 6.8 beziehen sich auf den statistischen Fehler: Während für die Bestimmung der (ungetriggerten) Wirkungsquerschnitte der Winkelklassen insgesamt 17705 Ereignisse zur Verfügung standen, gab es nur 644 vollständig simulierte Ereignisse für die Triggeruntersuchungen (s. Abschnitt 3.3).

Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Ereignisse werden vom topologischen Trigger (nach diesem Stand der Kenntnis) ausreichend unterdrückt (s. Tabelle 6.9). Die Triggerrate der anderen Ereignistypen, wie tiefinelastische Streuung, Photoproduktion und Boson-Gluon-Fusion spielt nach den standardmäßig angewendeten kinematischen Schnitten für die erste Triggerstufe keine Rolle.

Das  $x_p$ -Spektrum der vom Trigger akzeptierten Ereignisse ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Die äußere durchgezogene Linie markiert den totalen Wirkungsquerschnitt. Der doppelt schraffierte Bereich gibt den vom Standardtrigger akzeptierten Teil der drei Winkelklassen  $CC+FF+FC$  an; der einfach schraffierte Bereich stellt den Wirkungsquerschnitt dar, der durch Hinzunahme des topologischen Triggers getriggert wird. Die punktierte Linie repräsentiert die Triggerrate von topologischem Trigger und Standardtrigger des *sichtbaren* Wirkungsquerschnitts ( $0,5^\circ < \vartheta_\mu < 171^\circ$ ), der bei Spurrekonstruktion im Rückwärtsbereich zugänglich wäre.

| Topologischer Trigger — Untergrundereignisse                                       |              |                      |             |
|--|--------------|----------------------|-------------|
| Ereignistyp...   |              | ... davon getriggert |             |
| Strahl-Wand  | $N > 25$ kHz | 2 Ereign.            | 50 Hz       |
| Strahl-Gas   | $N > 10$ kHz | kein Ereign.         | $< 25$ Hz   |
| tiefinelastische Streuung<br>Photoproduktion<br>Boson-Gluon-Fusion, schwere Quarks | $< 200$ nb   | $< 25$ nb            | $< 0,25$ Hz |

Tabelle 6.9: Topologischer Trigger, Akzeptanz von Untergrundereignissen. Alle Angaben in der Tabelle beziehen sich auf die Zeit der Untersuchung zur Verfügung gestandenen, simulierten Datensätze.

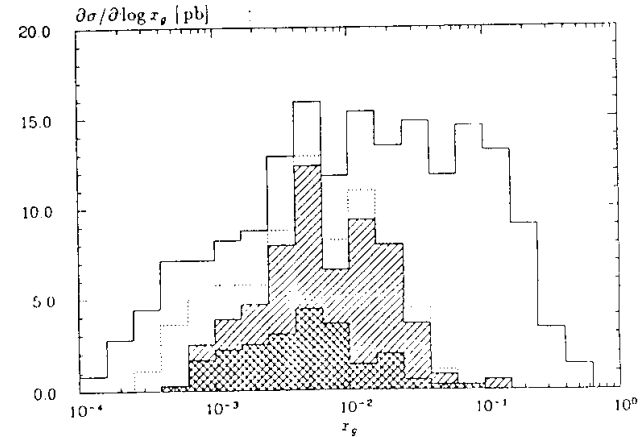


Abbildung 6.18:  $x_p$ -Verteilung. Äußere durchgezogene Linie: totaler Wirkungsquerschnitt; einfach schraffiert: Triggerrate von topologischem oder Standardtrigger der Winkelklassen  $CC+FF+FC$ ; doppelt schraffiert: Triggerrate des Standardtriggers allein; punktierte Linie: gemeinsame Triggerrate des sichtbaren Wirkungsquerschnitts.

## Zusammenfassung

Der Prozeß  $e p \rightarrow J/\psi X$  mit anschließendem Zerfall  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  wurde mit Hilfe von Computersimulationen im H1-Detektor bei HERA untersucht. Es wurde speziell die  $J/\psi$ -Produktion über Boson-Gluon-Fusion  $\gamma g \rightarrow J/\psi g$  betrachtet; die eine Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion  $G(x_g, m_c^2)$  für kleine  $x_g$  erlaubt.

Fordert man, daß die Zerfallsmyonen des  $J/\psi$  im Detektor *sichtbar* sind (Polarwinkel der Myonen:  $6.5^\circ < \vartheta_\mu < 171^\circ$ ), so reduziert sich der totale Wirkungsquerschnitt von 177 pb auf 104 pb, fordert man Rekonstruierbarkeit der Myonen mit Hilfe der vorderen oder der zentralen Spurrkammern ( $6.5^\circ < \vartheta_\mu < 153^\circ$ ), so verbleiben 85 pb.

Zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion sind die kinematischen Schnitte  $z < 0.8$  und  $p_T^2/m_c^2 > 0.1$  nötig, da der Wirkungsquerschnitt sonst von der elastischen oder diffraktiven  $J/\psi$ -Produktion dominiert wird. Diese Schnitte verringern den Wirkungsquerschnitt unabhängig vom Polarwinkel der Myonen auf ca. 30%. Für den Bereich sehr kleiner  $x_g$  ergibt sich ein *sichtbarer* Wirkungsquerschnitt von 6 pb im Bereich  $2.5 \cdot 10^{-4} < x_g < 1.4 \cdot 10^{-3}$ , und ein *rekonstruierbarer* Wirkungsquerschnitt von 1,5 pb im Bereich  $6 \cdot 10^{-4} < x_g < 1.4 \cdot 10^{-3}$ .

Es zeigte sich, daß der sogenannte H1-Standardtrigger die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse auf Grund ihrer geringen sichtbaren Multiplizität an geladenen und neutralen Teilchen nur schlecht akzeptiert: Der *sichtbare* Wirkungsquerschnitt wird lediglich zu 31% getriggert.

Es wird ein spezieller topologischer Trigger vorgeschlagen, der auf der Koplanarität der Zerfallsmyonen des  $J/\psi$  beruht. Die wichtigsten Forderungen sind zwei koplanare Teilchenspuren ( $\Delta\varphi$ ), eine Höchstzahl von Spuren im vorderen Detektorbereich ( $n_F$ ) und ein Myonsignal ( $n_I$ ). Motiviert durch die Winkelbereiche der vorderen und der zentralen Spurrkammern ( $F$ :  $6.5^\circ$ - $22^\circ$ ,  $C$ :  $28^\circ$ - $153^\circ$ ), in denen die Myonen vom Trigger erfaßt werden, werden die  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse bezüglich der Polarwinkel der beiden Myonen in drei 'Winkelklassen' aufgeteilt:  $CC$  (44 pb),  $FF$  (11 pb) und  $FC$  (19 pb).

Für jede dieser Winkelklassen wurde ein eigener Trigger zusammengestellt:

| Winkelklasse | $\Delta\varphi$     | $n_F$ | $n_I$ | Triggerakzeptanz                      |
|--------------|---------------------|-------|-------|---------------------------------------|
| $CC$         | $\approx 80^\circ$  | 7     | 1     | $76 \pm 9\%$ $\hat{=}$ $33 \pm 4$ pb  |
| $FF$         | $\approx 120^\circ$ | 6     | 9     | $73 \pm 18\%$ $\hat{=}$ $8 \pm 2$ pb  |
| $FC$         | $\approx 100^\circ$ | 6     | 5     | $62 \pm 12\%$ $\hat{=}$ $12 \pm 2$ pb |

Die wichtigsten Untergrundeignisse konnten so unter die erlaubte Rate von 100 Hz gedrückt werden: Die getriggerte Rate der Strahl-Wand-Ereignisse beträgt 50 Hz, die der Strahl-Gas-Ereignisse liegt unter 25 Hz.

Insgesamt werden vom topologischen Trigger in Verbindung mit dem H1-Standardtrigger  $73 \pm 4\% \hat{=}$   $76 \pm 4$  pb des *sichtbaren* Wirkungsquerschnitts der  $J/\psi$ -Myon-Ereignisse getriggert.

## Literaturverzeichnis

- [Al88] A. ALL. 1.1 ALL.: Heavy Quark Physics at HERA, DESY 88-119
- [Ata82] M. ATAC, A. V. TOLLESTRUP, D. POTTER: Self Quenching Streamers, Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982) 345
- [Aub83] J. J. AUBERT et al.: European Muon Collaboration (EMC): Production of charmonium in 250 GeV  $\mu^+$ -Iron interactions, Nucl. Phys. B213 (1983) 1
- [Bai83] R. BAIER, B. RÜCKL: Muoproduction of  $J/\psi$  and the photon-gluon scattering process:  $\gamma, g \rightarrow J/\psi g$ , Nucl. Phys. B215 (1983) 289
- [Ber81] E. L. BERGER, D. JONES: Inelastic photoproduction of  $J/\psi$  and  $\Upsilon$  by gluons, Phys. Rev. D23 (1981) 1521
- [Biz87] J. C. BIZOT: Status Report of the First Level Proportional Chamber Trigger, H1 Trigger Note, H1-TR-303 (1987)
- [Blo87] V. BLOBEL: The BOS System, dynamic memory management, Manual, DESY Computer Center
- [Cha90] K. CHARCZULA, M. KRAWCZYK, H. ABRAMOWICZ, A. LEVY: Some Topics in  $ep$  Scattering at HERA: 1. Parton Distribution in the Nucleon, DESY 90-019
- [Eic88] R. A. EICHLER, Z. KUNSZI: Charm, bottom and top production in high energy electron proton collisions, Nucl. Phys. B308 (1988) 791
- [Ell90] R. J. ELLISON: The H1 Trigger, H1-Note, H1-11/90-157
- [Fee90] D. FLEKEN: Persönliche Mitteilung
- [H1Pro] H1 Collaboration: Technical Proposal for the H1 Detektor, DESY Hamburg 1986  
Technical Progress Report for the H1 Detektor, Desy Hamburg 1987#
- [H1F90] H1 Dokumentation: Liste öffentlicher Datensätze mit simulierten Ereignissen der Version 1.02, 'H1KADR.INFO(#FILES)' auf DESY-IBM  
Liste öffentlicher Datensätze mit simulierten Ereignissen der Version 1.06-1.07, 'H1 FILES' auf DESY-IBM
- [Jan91] TH. JANSEN: Triggerstudien für  $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignisse im H1 Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Aachen 1991, in Vorbereitung
- [Jun90a] H. JUNG:  $x_{Gluon}$  determination from  $J/\psi$ , H1 Working Group 6/7

- [Jun90b] H. JUNG: H1 Documentation: EPJPSI 1.2, Monte-Carlo-Ereignisgenerator. Manual, 'F36GGG.H1GEN.EPJPSI.S(MANUAL)' auf DESY-IBM
- [Jun90c] H. JUNG: Monte-Carlo-Ereignisgenerator für QED-Myonpaare aus elastischer  $ep$ -Streuung, persönliche Mitteilung
- [Kun89] Z. KUNSZT, W.J. STIRLING: Lepton pair production at HERA and the hadronic component of the electron, Phys. Lett. B217 (1989) 563
- [Kop90] S. KOPFITZ: Endcap-Instrumentation, H1 Note, H1-04/90-134  
S. KOPFITZ: Barrel Iron Chambers, H1 Note, H1-9/90-150
- [Lev90] S. LEVONIAN: H1 Documentation: EVLOOK - an Interactive Program for the H1 Event Display, H1 Software Note 20
- [Loh81] E. LOHRMANN: Hochenergiephysik (Lehrbuch), Teubner Stuttgart 1981
- [Mar87] A.D. MARTIN, C.-K. NG, W.J. STIRLING: Inelastic leptonproduction of  $J/\psi$  as a probe of the small- $x$  behaviour of the gluon structure function, Phys. Lett. B191 (1987) 200
- [Mey90] J. MEYER ET AL.: H1 Documentation, Guide for H1 simulation program H1SIM, H1 Software Note 3, Desy Hamburg 1990
- [Ols91] J. OLSSON: H1 Data Acquisition und Trigger System, Vortrag im Rahmen des Seminars über Elektronen Streuung, Univ. Hamburg 1991
- [PDG90] PARTICLE DATA GROUP: Review of Particle Properties, Phys.Lett.B 239 (1990)
- [Sch88] G. A. SCHULER: Heavy Flavour Production at HERA, Nucl. Phys. B299 (1988) 21
- [Sjö86] T. SJÖSTRAND: H1 Dokumentation: JETSET 6.3, Monte-Carlo-Ereignisgenerator, Manual, 'F36GGG.H1GEN.JETSET.S(MANUAL63)' auf DESY-IBM
- [Tka88] S. M. TKACZYK ET AL.: Inclusive  $J/\psi$ -Produktion und Measurement of the Low- $x$  Gluon Distribution of the Proton, Proc. HERA Workshop Vol. 1 (1988) 265
- [Tut91] J. TUTAS: Persönliche Mitteilung
- [Ver83] J. A. M. VERMASEREN: Two Photon Prozesse at Very High Energies. Nucl. Phys. B229 (1983) 347
- [Vog89] E. VOGEL: Test eines Eisen/Streamerrohrkammer Kalorimeters im Hinblick auf einen Einsatz im H1.... Diplomarbeit, Aachen PITHA 89/06

### Danksagung

Vor allem danke ich Frau Prof. B. Naroska für die interessante Aufgabenstellung und die intensive und sehr angenehme Betreuung der Arbeit. Selbständiges Arbeiten wurde durch ihre Unterstützung an den entscheidenden Punkten in die richtige Richtung geführt. Ich danke Herrn Prof. G. Heinzlmann für die Korrektur der Arbeit. Ich danke allen Mitarbeiter von F22 und der H1-Kollaboration für jederzeit gern gewährte Unterstützung und eine angenehme Arbeitsatmosphäre. Für die Überlassung des  $J/\psi$ -Generatorprogramms EPJPSI und für die Einführung in dieses Programm danke ich Dr. H. Jung. Insbesondere danke ich Dirk, Fredrik, Heiko, Martin, Oliver und Owe für unzählige Gespräche, Kaffeepausen und viele andere wichtige Gründe, mich von der Arbeit abzuhalten. Bei meinen Eltern bedanke ich mich dafür, daß sie mir mein Studium durch ihre finanzielle Unterstützung ermöglicht haben.

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