Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA

Diplomarbeit
vorgelegt von

Benno List

am Institut für Strahlungs- und Kernphysik
der Technischen Universität Berlin

4. Oktober 1993

O glücklich, wer noch hoffen kann,
Aus diesem Meer des Irrtums aufzutauchen!
Was man nicht weiß, das eben brauchte man,
Und was man weiß, kann man nicht brauchen.

JOHANN WOLFGANG GOETHE, Faust.

„Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Hilfsmittel und Quellen selbständig angefertigt zu haben.“

Zusammenfassung

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA ermöglicht die Erforschung von Photoproduktionsprozessen in einem neuen kinematischen Bereich mit γp-Schwerpunktsenergien bis 300 GeV. Die Untersuchung der diffraktiven J/ψ-Photoproduktion gestattet die Prüfung des Gültigkeitsbereiches für das Vektormeson-Dominanzmodell und REGGE-orientierter Modelle. Darüberhinaus verbessert sie das Verständnis des diffraktiven Untergrundes für die J/ψ-Photoproduktion durch Photon-Gluon-Fusion.

Aufgrund der kinematischen Bedingungen bei HERA bleibt der bei diffraktiven Prozessen entstehende Proton-Rest in der Mehrzahl der Fälle im Detektor H1 unbeobachtet. Eine Anordnung von Szintillatoren um das Strahlrohr in 24 m Entfernung von H1-Wechselwirkungspunkt erlaubt den Nachweis sekundärer Teilchen, die beim Aufschauern von Proton-Fragmenten in der Strahlrohrwand und im Material der Magneten entstehen.

Monte-Carlo-Studien zeigen, daß damit die Unterscheidung zwischen Prozessen mit elastischer Streuung und diffraktiver Dissoziation des Protons für J/ψ-Photoproduktion möglich ist. Die Akzeptanz des Proton-Taggers beträgt 60 bis 65 % bei diffraktiver Dissoziation des Protons und liegt für elastisch gestreute Protonen bei wenigen Prozent.

Der Proton-Tagger liefert seit Juli 1993 Daten, die mit den Daten des Luminositätssystems ausgelesen werden. Die Untergrundrate durch Strahl-Gas-Ereignisse, die nicht mit dem H1-Detektor beobachtet werden, ist gering, sie liegt in der Regel unter 1 %. Etwa 15 % aller Roh- und 40 % aller DST-Daten verzeichnen ein Tagger-Signal. Erste Kandidaten für diffraktive J/ψ-Produktion mit und ohne Tagger-Signal wurden beobachtet.

Abstract

The electron-proton collider HERA allows to study photoproduction processes in a new kinematical domain with γp-center-of-mass energies up to 300 GeV. The investigation of diffractive J/ψ photoproduction testes the validity range of vector meson dominance and REGGE-type models. It also contributes to the understanding of diffractive background to J/ψ production via photon gluon fusion.

Owing to the kinematical situation at HERA the fragments of a dissociating proton are in general not observable in the H1 detector. An array of scintillation counters around the beampipe 24 m downstream the H1 interaction point allows the observation of secondary particles, which originate from showers initiated by proton fragments hitting the beampipe or the magnets.

Monte Carlo studies show that J/ψ production processes with elastic scattering of the proton can thereby be distinguished from diffractive dissociation. The acceptance of the proton tagger is 60 to 65 % for a dissociating proton and at the level of a few percent for an elasticly scattered proton.

The proton tagger has been providing data since July 1993. It is read out together with the data of the luminosity system. The background caused by beam-gas events which are do not trigger H1 is low, usually below 1 %. About 15 % of all raw data and 40 % of the events stored on DST have a tagger hit. First candidates for diffractive J/ψ production with and without tagger signal have been observed.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

HERA ist der erste Speicherring, bei dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Ein Ziel der Forschung an den beiden Experimenten H1 und ZEUS ist die Untersuchung der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung; weitere Forschungsziele sind die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen, Tests des elektroschwachen Standardmodells und der Quantenchromodynamik (QCD), aber auch die Untersuchuchung des Photons, speziell seiner hadronischen Struktur. Dabei nutzt man die Tatsache, daß das Feld hochenergetischer Elektronen einem Strom quasireeller Photonen entspricht [Fer24].

Das Photon ist einmal das strukturlose Quantum des elektromagnetischen Feldes [Bau78]. Aufgrund seiner Wechselwirkung mit allen geladenen Teilchen kann das Photon jedoch zeitweise in Paare virtueller Leptonen oder Quarks übergehen, so daß man von einer Struktur des Photons sprechen kann.

Aufgrund seines Gehaltes an stark wechselwirkenden Teilchen, insbesondere Vektormesonen, zeigt das Photon Wechselwirkungen, wie sie typisch für Hadronen sind. Zu diesen Wechselwirkungen gehören „harte“ Reaktionen, bei denen die Partonen des Photons reagieren, und „weiche“ Wechselwirkungen, bei denen sich das Photon wie ein Vektormeson verhält.

Einen wichtigen Anteil an den weichen Reaktionen bilden diffraktive Prozesse, die durch den langreichweitigen Teil der starken Wechselwirkung vermittelt werden. Bei diesen diffraktiven Reaktionen können die beteiligten Teilchen elastisch gestreut werden oder dissoziieren. Da bei HERA das Proton mit 820 GeV/c einen weitaus größeren Impuls als das Photon trägt, bleiben die Fragmente, die bei einer Dissoziation des Protons entstehen, ebenso wie ein elastisch gestreutes Proton zunächst im Strahlrohr, so daß sie im H1-Detektor nicht beobachtet werden. Eine Gruppe von Szintillatoren, die in 24 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt in Protonflugrichtung um das Strahlrohr angeordnet sind, soll den Nachweis von Teilchen ermöglichen, die bei der diffraktiven Dissoziation des Protons entstehen.

In dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit man mit Hilfe dieses sogenannten Proton-Taggers Aussagen über die Dissoziation des Protons bei diffraktiver J/ψ-Photoproduktion machen kann. Nach einer Darstellung einiger theoretischer Aspekte der diffraktiven Photoproduktion und des konkurrierenden Prozesses, der Photon-Gluon-Fusion, in Kapitel 2, folgt im nächsten Kapitel eine Beschreibung des Proton-Taggers. In Kapitel 4 werden die Monte-Carlo-Studien vorgestellt, mit denen die Akzeptanz des Proton-Taggers bestimmt

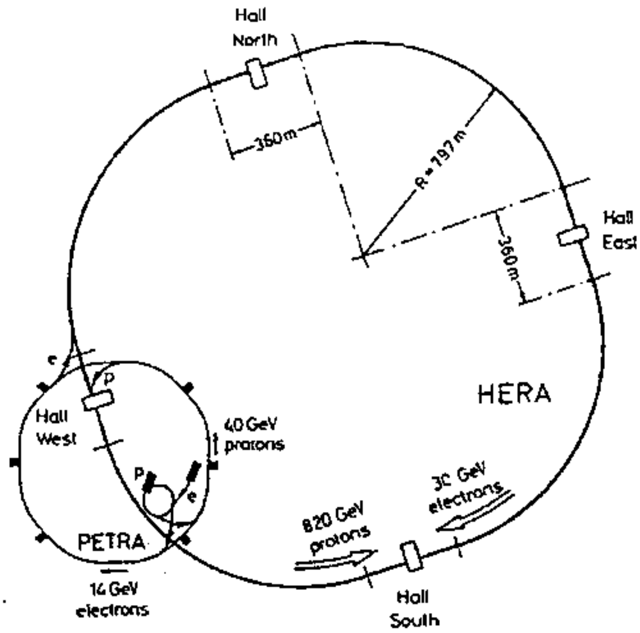

Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA

wurde. Abschließend folgt eine Zusammenfassung der bisherigen experimentellen Ergebnisse.

In diesem Kapitel werden zunächst der Speicherring HERA und der Detektor H1 vorgestellt, dann wird ein Abriß der Datennahme und -verarbeitung bei H1 gegeben.

1.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

HERA ist der erste Speicherring, bei dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Er wurde 1990 in Betrieb genommen.

HERA (Abbildung 1.1) besteht aus zwei Speicherringen, HERA-e für Elektronen und HERA-p für Protonen. Die Strahlenergie ist bei HERA-e durch die zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung auf 30 GeV begrenzt. Um auch die Messung der spinabhängigen Proton-Strukturfunktionen zu ermöglichen, wurde HERA-e im Hinblick auf die erreichbare Polarisation der Elektronen optimiert. Polarisationswerte bis 60 % wurden bereits nachgewiesen [Bar93]. Bei HERA-p wird die Maximalenergie von 820 GeV durch das erreichbare Magnetfeld in den Dipol-Ablenkmagneten bestimmt. Die Strahlen beider Speicherringe werden an zwei Wechselwirkungspunkten frontal zur Kollision gebracht.

In Tabelle 1.1 sind einige weitere technische Daten von HERA zusammengefaßt.

Parameter	Sollwerte HERA-p	HERA-e	Werte 1993 HERA-p	HERA-e	Einheit
Strahlenergie	820	30	820	26,7	GeV
Strahlstrom[1]	163	58	15,3	29,8	mA
Teilchen pro Paket[1]	10	3,65	2,2	3,7	10^{10}
Teilchenpakete	210	210	90 ([2])	94 ([2])	
Strahllebensdauer	10	> 3	> 50	3–6	h
Schwerpunktsenergie	314		296		GeV
Luminosität[1]	16		1,8		$10^{30}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$
Spezifische Luminosität[1]	3,6		8,1		$10^{29}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{mA}^{-2}$
Abstand der Pakete	96		96		ns
Umfang	6336				m

Tabelle 1.1: Technische Daten von HERA (Sollwerte nach [PDG92])

1.2 Der Detektor H1

Der Detektor H1 ist einer der beiden bestehenden Detektoren am Speicherring HERA [H1C86, H1C93b]. Sein Aufbau (Abbildung 1.2) spiegelt die Asymmetrie wider, die sich aus der Kollision zweier Teilchenstrahlen mit unterschiedlichen Energien ergibt. Hauptkomponenten von H1 sind der Spurdetektor, das Kalorimeter, das Myonsystem und das Luminositätssystem, auf die im folgenden genauer eingegangen wird. In Tabelle 1.2 sind einige technische Daten von H1 aufgeführt.

Der Wechselwirkungspunkt wird vom Spurdetektor umschlossen, der in den zentralen und den Vorwärts-Spurdetektor[3] unterteilt ist. Hauptbestandteil des zentralen Spurdetektors (CTD) $\boxed{2}$ sind die beiden Jetkammern (CJC1, CJC2), deren Drähte parallel zur Strahlrichtung verlaufen. Zusätzlich gehören zum CTD zwei Driftkammern mit Drähten in Azimutrichtung (CIZ, COZ) zur genauen Bestimmung der z-Koordinaten sowie zwei schnelle Vieldraht-Proportionalkammern (CIP, COP) für Triggerzwecke. Der Vorwärts-Spurdetektor (FTD) $\boxed{3}$ setzt sich aus 3 Supermodulen zusammen; jedes Supermodul besteht aus einer planaren Driftkammer, einer Vieldrahtproportionalkammer für Triggerzwecke, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer radialen Driftkammer. Die radialen Driftkammern messen zum einen die φ-Koordinaten einer Spur; zum anderen dienen sie dem Nachweis der weichen RÖNTGENstrahlung, die hochenergetische Elektronen in den Übergangsstrahlungsmodulen erzeugen. Ebenfalls zur Teilchenidentifizierung dient die Messung des spezifischen Energieverlustes aller Teilchen, die mit den Driftkammern von CTD und FTD durchgeführt wird. Der Spurdetektor wird durch eine Proportionalkammer in Rückwärtsrichtung (BPC) komplettiert.

Der Spurdetektor ist von mehreren Kalorimetern umgeben: dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC), dem warmen elektromagnetischen Kalorimeter in Rückwärtsrichtung (BEMC), dem *plug*-Kalorimeter und dem *tail catcher*, der die Ausläufer hadronischer Schauer nachweist, die bis zum Eisenrückflußjoch gelangen. Das LAC [H1C93c] ist in ein elektromagnetisches (EMC) $\boxed{4}$ und ein hadronisches Kalorimeter $\boxed{5}$ unterteilt. Beim EMC

[1] Werte für 1993: Bisher erreichte Maximalwerte.
[2] Davon 86 kollidierende Teilchenpakete.
[3] Bei H1 wird die Flugrichtung der Protonen als Vorwärtsrichtung und die Elektronflugrichtung als Rückwärtsrichtung bezeichnet (Abschnitt 1.2.1).

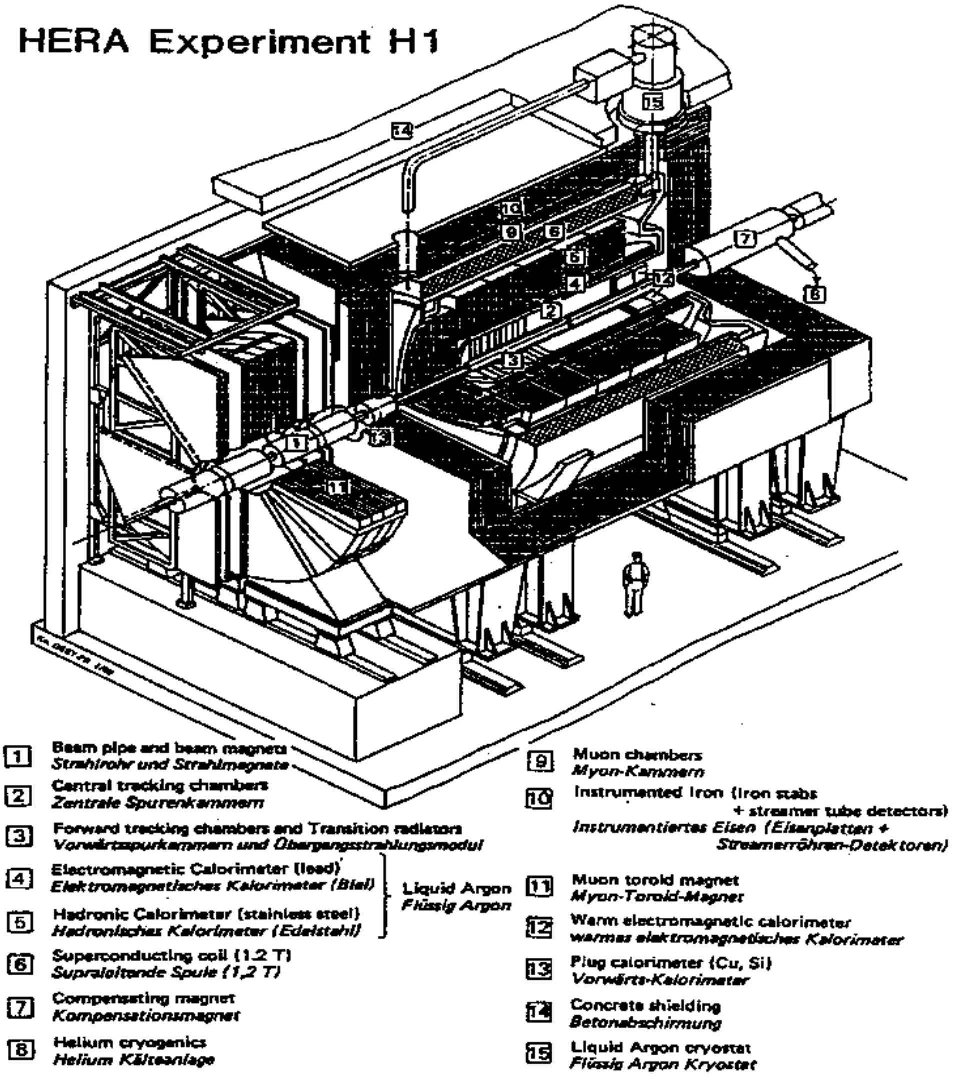

Abbildung 1.2: Der Detektor H1

werden die Schauer durch Bleiplatten, beim HAC durch Edelstahlplatten ausgelöst. Das BEMC $\boxed{12}$ ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter, dessen Auslese über an Wellenlängenschieber gekoppelte Photodioden erfolgt, das *plug*-Kalorimeter $\boxed{13}$ ist ein Kupferkalorimeter, das mit Siliziumdetektoren ausgelesen wird.

Spurdetektor und Kalorimeter befinden sich in einem longitudinalen Magnetfeld mit einer Feldstärke von 1,2 T, das von der supraleitenden Spule $\boxed{6}$ erzeugt wird; das Magnetfeld wird durch ein segmentiertes Eisenjoch $\boxed{10}$ zurückgeführt, in dessen Zwischenräumen die Streamerrohrkammern des Myonsystems installiert sind. Die Wirkung des longitudinalen Magnetfeldes auf Elektron- und Protonstrahl wird durch einen ebenfalls supraleitenden Kompensationsmagneten $\boxed{7}$ ausgeglichen, so daß $\int B \, d\ell = 0$ ist.

Myonen werden vom zentralen Myonsystem und mit dem Vorwärts-Myonspektrometer nachgewiesen. Das zentrale Myonsystem $\boxed{9}$, $\boxed{10}$ verwendet Streamerrohrkammern, die in

Eigenschaft		Wert 1992	Einheit
	Spurdetektor		
Polarwinkelbereich	CTD	25 – 155	°
	FTD	5 – 25	°
Impulsauflösung $\Delta p_\perp/p_\perp^2$	CJC	0,8	$\% \cdot (\mathrm{GeV}/c)^{-1}$
	Kalorimeter		
Polarwinkelbereich	*plug*	0,72 – 3,3	°
	LAC	4 – 154	°
	BEMC	151 – 171	°
Dicke in Strahlungslängen	EMC	20 – 30	X_0
	BEMC	22,5	X_0
Dicke in WW-Längen	EMC + HAC	5 – 7	λ_I
Energieauflösung $\Delta E/\sqrt{E}$	EMC	10 – 13	$\%\cdot\mathrm{GeV}^{-1/2}$
	HAC	50	$\%\cdot\mathrm{GeV}^{-1/2}$
	BEMC	10	$\%\cdot\mathrm{GeV}^{-1/2}$
	Myonsystem		
Polarwinkelbereich	CMS	5 – 170	°
	FMS	3 – 17	°

Tabelle 1.2: Technische Daten von H1

insgesamt 16 Lagen vor (3 Lagen), zwischen (10 Lagen) und hinter (3 Lagen) den Eisenplatten des Rückflußjoches angeordnet sind. Die Koordinaten längs und quer zu den Drähten der Streamerrohrkammern werden digital ausgelesen; das analoge *tail-catcher*-Signal wird durch flächige Bereiche (*pads*) erzeugt, die zu sogenannten Türmen zusammengefaßt sind. Der *tail catcher* mißt die Energie von Ausläufern hadronischer Schauer, die aus dem HAC heraustreten, und verbessert so die Energiemessung von Hadronen. Das Vorwärts-Myonspektrometer (FMS) besteht aus je drei Driftkammerlagen, die vor und hinter dem Myon-Toroid-Magnet $\boxed{11}$ angeordnet sind.

Zum Luminositätssystem gehören ein Photondetektor und ein Elektron-Kalorimeter (Elektron-Tagger), die sich in einer Entfernung von 105 bzw. 33 m vom Wechselwirkungspunkt in Elektronflugrichtung befinden. Bei beiden Detektoren handelt es sich um TlCl/TlBr-Zähler. Die Luminosität wird durch den Nachweis von Kleinwinkel-Bremsstrahlung der Elektronen an Protonen (Bethe-Heitler-Prozeß) bestimmt; dazu werden das Bremsstrahlungsphoton und das gestreute Elektron in Koinzidenz nachgewiesen. Der Elektron-Tagger ist zudem ein wichtiges Hilfsmittel bei der Untersuchung von Photoproduktionsprozessen; er kann Elektronen nachweisen, die ein virtuelles Photon mit einer Energie von 20% bis 80% der Elektonenergie und einer Virtualität Q^2 (Abschnitt 1.2.2) von $3 \cdot 10^{-8}$ bis 10^{-2} GeV^2 emittiert haben [Lev92].

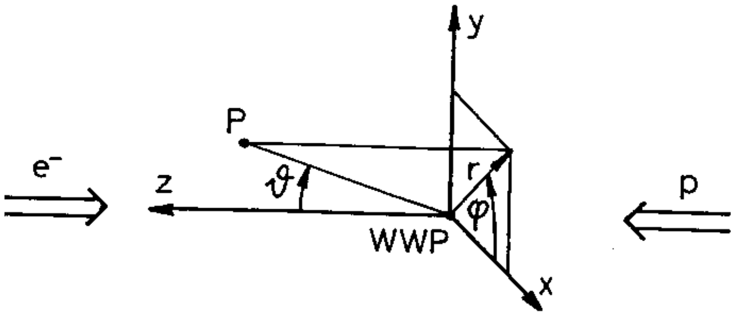

Abbildung 1.3: Das H1-Koordinatensystem

1.2.1 Das H1-Koordinatensystem

Das H1-Koordinatensystem (Abbildung 1.3) ist ein rechtshändiges Koordinatensystem, dessen Ursprung im Wechselwirkungspunkt liegt.

Die x-Achse ist horizontal und zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes, die y-Achse zeigt nach oben, und die z-Achse zeigt in Richtung des Protonenstrahles. Die positive z-Richtung wird als Vorwärtsrichtung bezeichnet; die Elektronen fliegen in Rückwärtsrichtung.

Als Radius $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ eines Punktes bezeichnet man seinen Abstand von der z-Achse. Weiterhin sind der Polarwinkel $\theta = \arctan \frac{r}{z}$ und der Azimutwinkel $\varphi = \arctan \frac{y}{x}$ definiert.

1.2.2 Kinematische Größen

Die bei HERA üblichen kinematischen Größen sind in Abbildung 1.4 skizziert.

In dieser Arbeit werden die Viererimpulse von einlaufendem Elektron und Proton mit p_e und p_p, ihre Massen mit m_e und m_p und ihre Energien mit E_e und E_p bezeichnet. Die Viererimpulse[4] des gestreuten Elektrons und des virtuellen Photons heißen p'_e und $q = p_e - p'_e$, die Virtualität des Photons wird durch

$$Q^2 = -q^2 > 0 \tag{1.1}$$

beschrieben. Das Quadrat der Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie wird mit

$$s_{ep} = (p_e + p_p)^2 = 2\,p_p \cdot p_e + m_e^2 + m_p^2 \approx 2p_p \cdot p_e \tag{1.2}$$

bezeichnet; die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems heißt $W_{\gamma p}$:

$$W_{\gamma p}^2 = (p_p + q)^2 = 2\,p_p \cdot q + m_p^2 - Q^2 \approx 2\,p_p \cdot q - Q^2 \tag{1.3}$$

Aus diesen Größen werden die BJORKENsche Skalenvariable x [Bjo69a, Bjo69b] und die Inelastizität y [Ing87] gebildet:

$$x \;=\; \frac{Q^2}{2\,p_p \cdot q} \approx \frac{Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2} \tag{1.4}$$

[4]In dieser Arbeit wird generell $\hbar = c = 1$ gesetzt. Vierervektoren sind definiert als $p = (E, \vec{p})$; das Skalarprodukt zweier Vierevektoren p_1 und p_2 ist $p_1 \cdot p_2 = E_1 E_2 - \vec{p_1} \cdot \vec{p_2}$.

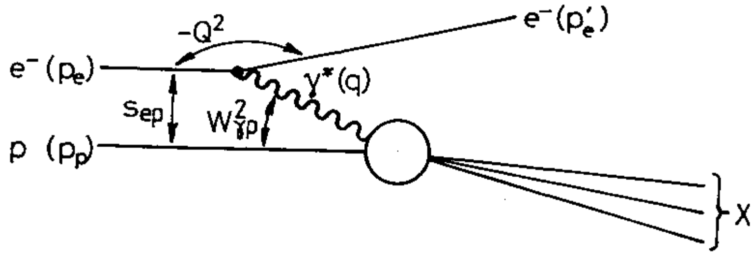

Abbildung 1.4: Kinematische Größen bei HERA. In Klammern sind die Bezeichnungen der Viererimpulse der Teilchen angegeben.

$$y \quad = \quad \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \approx \frac{W_{\gamma p}^2 + Q^2}{s_{ep}}. \tag{1.5}$$

Die Werte von x und y sind auf das Intervall (0; 1) beschränkt, und es gilt

$$Q^2 = xy(s_{ep} - m_e^2 - m_p^2) \simeq xys_{ep}. \tag{1.6}$$

Weitere kinematische Größen sind in Anhang A beschrieben.

1.3 Trigger und Datenaufzeichnung bei H1

Die hohe Kollisionsfrequenz der Teilchenpakete bei HERA (10,4 MHz), eine große Untergrundrate und die Datenmenge von etwa 50 bis 150 kbyte pro Ereignis bedingen besondere Anforderungen an Triggerlogik und Datenverarbeitung der Experimente. Bei H1 wird ein vierstufiger Trigger verwendet, dem auf jeder Stufe mehr Informationen zur Verfügung stehen, um ein Ereignis zu akzeptieren oder zu verwerfen. Damit wird die Rate der aufgezeichneten Ereignisse auf etwa 5 Hz reduziert, was der Kapazität der Datenaufzeichnung entspricht. Die vier Triggerebenen im einzelnen:

- L1 ist ein festverdrahteter Trigger mit einer Entscheidungszeit von 2,4 μs. Innerhalb dieser Zeit werden alle anfallenden Daten zwischengespeichert. Beim L1-Trigger werden Triggersignale verschiedener Detektorteile logisch miteinander verknüpft, beim Verwerfen eines Ereignisses entsteht keine Totzeit. Wird ein Ereignis vom L1-Trigger akzeptiert, geht ein sogenanntes *L1-keep*-Signal an alle Subdetektoren, was ein Einfrieren des Inhaltes aller Zwischenspeicher bewirkt. Bei vollständig ausgebautem Trigger wird die L1-Triggerrate bei einigen kHz liegen [Ell90], zur Zeit beträgt die Obergrenze 50 Hz.

- L2 wird ein ebenfalls festverdrahteter Trigger werden, dem bereits Informationen über die Topologie eines Ereignisses zur Verfügung stehen; diese Triggerebene ist bisher nicht realisiert. Dem L2-Trigger stehen etwa 20 μs für eine Entscheidung zur Verfügung. Angestrebt ist eine L2-Triggerrate von ca. 200 Hz.

- L3 ist ein *software*-Trigger mit einer Entscheidungszeit etwa 800 μs, dem bereits teilweise rekonstruierte Daten von Driftkammern, Kalorimeter und Myonsystem zur Verfügung stehen. L3 sollten maximal etwa 50 Ereignisse pro Sekunde passieren.

- L4 ist der letzte Trigger, der in Echtzeit eine Entscheidung treffen muß, in etwa 100 ms. Ihm stehen die gesamten Rohdaten zur Verfügung, die, falls das Ereignis akzeptiert wird, auf Band geschrieben werden. Etwa 5 Ereignisse pro Sekunde können aufgezeichnet werden. Das Programm, das die L4-Trigger-Entscheidung trifft, erstellt automatisch Kontrollhistogramme (sogenannte L4-Histogramme), mit denen das korrekte Arbeiten des Detektors und des L4-Programmes überprüft wird.

Nach der vollständigen Rekonstruktion der Rohdaten wird eine Klassifizierung und weitere Selektion durchgeführt, bevor die Ereignisse in sogenannten POT-Datensätzen gespeichert werden. Ereignisse, die weitere Bedingungen erfüllen, werden schließlich in DST-Datensätzen zusammengefaßt. Diese DST-Datensätze bilden in der Regel den Ausgangspunkt für eine Datenanalyse.

Kapitel 2

Diffraktive J/ψ-Photoproduktion

Das J/ψ-Meson ist ein gebundener Zustand aus einem *charm*-Quark und einem *charm*-Antiquark, die ein Vektormeson mit den Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$ bilden. Es hat eine eine Masse von 3,097 GeV, eine Zerfallsbreite von 86 keV [PDG92] und zerfällt zu 6,27 % in Myonen. Diese Eigenschaften bewirken eine klare Signatur für das Auftreten von J/ψ-Mesonen auch in Ereignissen mit hoher Multiplizität, was das J/ψ-Meson zur Untersuchung der Produktion von *charm*-Quarks in hochenergetischen Teilchenkollisionen besonders geeignet macht.

Im Fall der Photoproduktion bei HERA kollidiert ein quasireelles Photon, das vom Elektron emittiert wird, mit einem Proton. Alle bisherigen Daten zur Photoproduktion stammen von *fixed-target*-Experimenten, bei denen die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ auf ca. 20 GeV begrenzt ist, was einer Strahlenergie von 200 GeV entspricht. Bei HERA nutzt man für Photoproduktionsmessungen den Fluß quasireeller Photonen, der von hochenergetischen Elektronen ausgeht. Durch die Kollision von Elektronen- und Protonenstrahlen eröffnet HERA also auch für die Messung von Photoproduktionsprozessen einen neuen kinematischen Bereich mit Schwerpunktsenergien bis etwa 300 GeV. Zur Beschreibung der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen gibt es im wesentlichen zwei Modelle (Abbildung 2.1): das phänomenologisch orientierte Vektormeson-Dominanz-Modell[1] (VDM) und das auf der QCD basierende Modell der Photon-Gluon-Fusion (PGF).

Im VDM kann die Wechselwirkung zwischen Vektormeson und Nukleon auf verschiedene Arten erfolgen. In dieser Arbeit steht die diffraktive Photoproduktion im Vordergrund, bei der diese Wechselwirkung durch Pomeronaustausch vermittelt wird. Die Kennzeichen diffraktiver Prozesse sind:

- Außer dem Drehimpuls ändern sich an den Vertizes keine Quantenzahlen. Insbesondere findet kein Farbaustausch zwischen den wechselwirkenden Hadronen statt.
- Der Wirkungsquerschnitt ändert sich mit der Schwerpunktsenergie langsam.
- Der Wirkungsquerschnitt fällt exponentiell mit dem Impulsübertrag t (Abbildung 2.1 a, Anhang A) ab.

[1] Einige Autoren unterscheiden zwischen dem reinen VDM, bei dem der hadronische Anteil des Photons nur aus den leichten Vektormesonen ρ^0, ω und ϕ besteht, und dem verallgemeinerten Vektormeson-Dominanz-Modell (GVD), bei dem auch die schweren Quarkonia J/ψ, Υ zur Photonstruktur beitragen. In dieser Arbeit wird zwischen VDM und GVD nicht unterschieden.

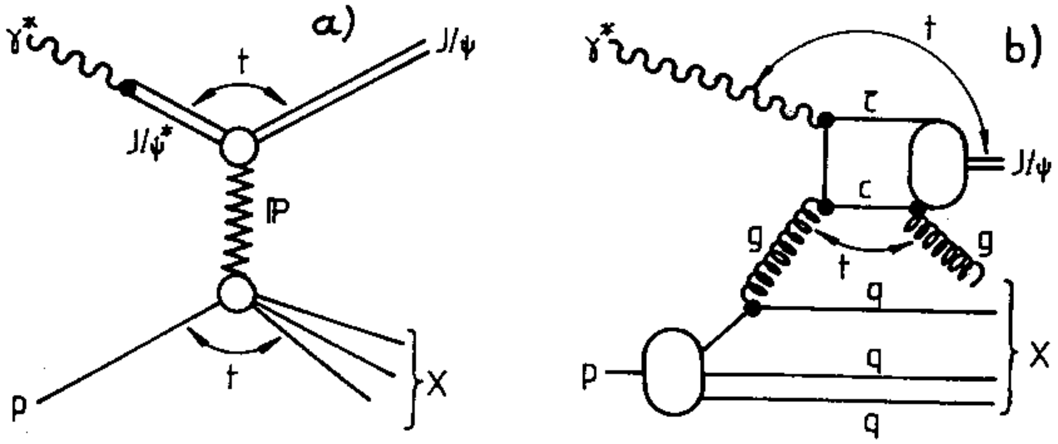

Abbildung 2.1: Vektormeson-Dominanz-Modell mit diffraktiver Dissoziation des Protons (a) und Photon-Gluon-Fusion im *color-singlet*-Modell (b).

- Bei der diffraktiven Dissoziation fällt der Wirkungsquerschnitt mit dem Quadrat der Masse M_x des entstehenden hadronischen Systems X (Abbildung 2.1 a) ab.

Die Beschreibung diffraktiver Prozesse erfolgt mit den Mitteln der REGGE-Theorie [Reg59, Reg60, Col77, Col82]; REGGE-inspirierte Modelle [Abr91, Don92] haben sich bereits bei der Beschreibung des Verlaufs des totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnittes bei HERA-Energien als erfolgreich erwiesen [ZEU92, H1C93a, Lev93]. Ob das auch für die die Erzeugung schwerer Quark-Antiquark-Paare gilt, ist eine der Fragen, die mit der Untersuchung der J/ψ-Photoproduktion geklärt werden sollen.

Dem VDM, das den „weichen“ Anteil der hadronischen Photon-Nukleon-Wechselwirkung beschreibt, steht das Modell der Photon-Gluon-Fusion gegenüber, die zu den „harten“ γp-Wechselwirkungen gehört. Dieser Prozeß ist in einem Teil des kinematisch zugänglichen Bereichs mit den Mitteln der Störungstheorie berechenbar. Die PGF-Rechnungen stimmen gut mit experimentellen Daten überein, wenn die Inelastizität z (siehe Anhang A) kleiner als 0,9 und der Impulsübertrag t zwischen Photon und J/ψ größer als $1\,\mathrm{GeV}^2$ ist. Bei so hohen Impulsüberträgen spielen diffraktive Prozesse nur eine geringe Rolle, so daß man die beiden Modelle als komplementär betrachten kann.

Es besteht Interesse an der Messung der y-Abhängigkeit des PGF-Wirkungsquerschnittes, da dieser Aufschluß über die Gluon-Strukturfunktion des Protons gibt [Tka87, Mar87a, Mar87b, He88, Jun92b]. Um die Daten zur J/ψ-Erzeugung im Rahmen der PGF auswerten zu können, ist es notwendig, die diffraktiven Prozesse zu verstehen, die in diesem Fall eine Untergrundreaktion darstellen.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst auf die einzelnen Bestandteile des Modells der diffraktiven Photoproduktion eingegangen: nach einer Beschreibung der WEIZSÄCKER-WILLIAMS-Methode, bei der Elektron-Proton-Stöße auf Photon-Proton-Wechselwirkungen zurückgeführt werden, folgt ein Überblick über das VDM, das die Kopplung zwischen Photon und Vektormeson beschreibt. Dem folgt ein Abschnitt über diffraktive Prozesse mit einem kurzer Abriß des REGGE-Modelles, das dem Bild des Pomeron-Austausches zugrundeliegt. Abschließend wird auf die Photon-Gluon-Fusion eingegangen.

2.1 Die Weizsäcker-Williams-Methode

Bei der Weizsäcker-Williams-Methode [Wei34, Wil34, Smi92] wird das elektromagnetische Feld einer schnell bewegten Ladung als Strom virtueller Photonen aufgefaßt. Infolgedessen läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion eines Elektrons mit einem Proton auf den mit dem Photonenfluß $\mathcal{F}_\gamma$ gefalteten Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ zurückführen:

$$\sigma_{ep} = \int\limits_y \int\limits_{Q^2} \sigma_{\gamma p}\,(W_{\gamma p}^2,\ Q^2)\ \mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma\,(y,\ Q^2). \tag{2.1}$$

Ein Unterschied zwischen reellen und virtuellen Photonen ist die Anzahl der möglichen Helizitätszustände: während reelle Photonen als masselose Spin-1-Teilchen nur zwei Helizitäten haben können ($\lambda = \pm 1$), also transversal polarisiert sind, ist bei virtuellen Photonen auch longitudinale Polarisation ($\lambda = 0$) möglich. Der Photonenfluß hat demnach einen transversalen ($\mathcal{F}_\gamma^T$) und einen longitudinalen ($\mathcal{F}_\gamma^L$) Anteil. Formel 2.1 kann man folgendermaßen aufspalten:

$$\sigma_{ep} = \int\limits_y \int\limits_{Q^2} \left(\sigma_{\gamma p}^T\,(W_{\gamma p}^2,\ Q^2)\ \mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma^T\,(y,\ Q^2) + \sigma_{\gamma p}^L\,(W_{\gamma p}^2,\ Q^2)\ \mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma^L\,(y,\ Q^2)\right), \tag{2.2}$$

wenn man verschiedenen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma p}^T$, $\sigma_{\gamma p}^L$ für transversal und longitudinal polarisierte Photonen einführt.

Bei korrekter Berücksichtigung der Spins von Elektron und Proton lautet der Ausdruck für den Photonenfluß [Abt92, Smi92, Smi93]:

$$\mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma^T\,(y,\ Q^2) = \frac{\alpha}{\pi}\,\frac{\mathrm{d}y\,\mathrm{d}Q^2}{Q^2}\sqrt{\frac{(p_p\cdot q)^2 + Q^2 m_p^2}{(p_p\cdot p_e)^2 + m_e^2 m_p^2}}\;\frac{(1-y) + \frac{1}{2}(y - \frac{Q^2}{4E_e^2})^2 + \frac{1}{2}\,\frac{Q^2}{E_e^2}}{(y - \frac{Q^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{E_e^2}} \tag{2.3}$$

$$\mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma^L\,(y,\ Q^2) = \frac{\alpha}{\pi}\,\frac{\mathrm{d}y\,\mathrm{d}Q^2}{Q^2}\sqrt{\frac{(p_p\cdot q)^2 + Q^2 m_p^2}{(p_p\cdot p_e)^2 + m_e^2 m_p^2}}\;\frac{(1-y)}{(y - \frac{Q^2}{4E_e^2})^2 + \frac{Q^2}{E_e^2}}. \tag{2.4}$$

Wenn man Q^2 gegenüber E_e^2 sowie die Massen von Proton und Elektron vernachlässigt und die Definition von y (1.5) berücksichtigt, erhält man das Ergebnis

$$\mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma^T\,(y,\ Q^2) = \frac{\alpha}{\pi}\,\frac{\mathrm{d}y\,\mathrm{d}Q^2}{yQ^2}\,(1 - y + \tfrac{1}{2}y^2) \tag{2.5}$$

$$\mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma^L\,(y,\ Q^2) = \frac{\alpha}{\pi}\,\frac{\mathrm{d}y\,\mathrm{d}Q^2}{yQ^2}\,(1 - y). \tag{2.6}$$

Formel 2.5 bezeichnet man als Weizsäcker-Williams-Näherung [Wei34, Wil34]. Die Hauptmerkmale des Photonenflusses sind das Abfallen des Flusses mit $1/Q^2$ sowie das Verschwinden des longitudinalen Photonenflusses für $y \to 1$.

Der Fluß longitudinaler Photonen spielt für die Vektormeson-Erzeugung mit quasireellen Photonen im VDM nur eine untergeordnete Rolle, da die Erzeugung longitudinaler Vektormesonen gegenüber transversalen Vektormesonen unterdrückt ist (Abschnitt 2.2.1).

Von Photoproduktion spricht man, wenn sich das Photon im wesentlichen wie ein reelles Photon mit $Q^2 = 0$ verhält. Eine universelle Q^2-Obergrenze für Photoproduktionsprozesse gibt es nicht, die Grenzen zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung sind fließend. Bei H1 definiert man Ereignisse dann als tiefinelastisch, wenn das Elektron im Detektor nachgewiesen werden kann, was etwa bei

$$Q^2 \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}^2 \tag{2.7}$$

der Fall ist—anderenfalls wird das Ereignis als Photoproduktionsereignis betrachtet.

2.2 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Im Vektormeson-Dominanz-Modell [Sak60, Gel61, Fey72, Bau78, Sch93b] wird das physikalische Photon γ als die Superposition eines „reinen" Photons γ_{QED} mit Vektormesonen V betrachtet [Pau85, Sch93b]:

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_{\mathrm{QED}}\rangle + \sum_V \frac{e}{\gamma_V}|V\rangle, \tag{2.8}$$

wobei N ein Normierungsfaktor und γ_V die VDM-Kopplungskonstante ist[2] [Hol85]:

$$\frac{4\pi}{\gamma_V^2} = \frac{1}{\alpha}\left(\frac{e}{\gamma_V}\right)^2 = \frac{3\Gamma_{ee}}{\alpha^2 m_V} \tag{2.9}$$

(α ist die Feinstrukturkonstante der QED, m_V ist die Masse und Γ_{ee} die elektronische Zerfallsbreite des Vektormesons). Werte für γ_V sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Betrachtet man die Photoproduktion von Vektormesonen, so vernachlässigt man im allgemeinen die Beiträge aus Prozessen $\gamma^* \to V^* \to V'$ und berücksichtigt nur Prozesse der Art $\gamma^* \to V^* \to V$ (Diagonal-Näherung). Unter dieser Annahme erhält man die Vorhersage des VDM für den Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt reeller Photonen [Hol85, Sch93b]:

$$\sigma\,(\gamma N \to VN) = \frac{4\pi\alpha}{\gamma_V^2}\,\sigma\,(VN \to VN). \tag{2.10}$$

[2] γ_V kann auch von Q^2 abhängen; Formel 2.9 bezieht sich dann auf $\gamma(Q^2 = -m_V^2)$, während in Formel 2.8 $\gamma_V(Q^2 = 0)$ einzusetzen ist. Durch eine Messung von $\sigma_{\mathrm{tot}}(VN)$ und einen Vergleich mit dem VDM-Resultat (Formel 2.10) ist diese Abhängigkeit meßbar [Hol85]. In dieser Arbeit wird γ_V als konstant betrachtet.
Einige Autoren, namentlich Bauer, Spital, Yennie und Pipkin [Bau78], verwenden eine andere VDM-Kopplungskopplungskonstante, nämlich f_V mit $4\pi/f_V^2 = 4\pi\alpha/\gamma_V^2$.

Meson	m_V/GeV	Γ_{ee}/keV	$\frac{4\pi}{\gamma_V^2}$
ρ^0	0,7681 (5)	6,77 (32)	0,497 (23)
ω	0,78195 (14)	0,60 (2)	0,0432 (14)
ϕ	1,019413 (8)	1,37 (6)	0,0757 (28)
J/ψ	3,09693 (9)	5,36 (29)	0,098 (5)
$\psi\,(2S)$	3,68600 (10)	2,14 (21)	0,0327 (32)
Υ	9,46032 (22)	1,34 (4)	0,0798 (24)

Tabelle 2.1: VDM-Kopplungskonstanten einiger Vektormesonen (in Klammern: Fehler in den letzten Stellen). Die Werte für die m_V und Γ_{ee} stammen aus [PDG92].

2.2.1 Propagatoreffekte für endliches Q^2

Wenn Q^2 nicht mehr vernachlässigbar klein gegen m_V^2 ist, müssen bei (2.8) und (2.10) die Auswirkungen des Vektormeson-Propagators berücksichtigt werden. Für transversal polarisierte Photonen führt dies nach [Bau78, Hol85] auf

$$\frac{\sigma_{\gamma p}^T\,(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T\,(0)} = \frac{1}{\left(1+\dfrac{Q^2}{m_V^2}\right)^2}, \tag{2.11}$$

während sich für longitudinal polarisierte Photonen

$$\frac{\sigma_{\gamma p}^L\,(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T\,(0)} = \xi\,\frac{Q^2}{m_V^2}\frac{1}{\left(1+\dfrac{Q^2}{m_V^2}\right)^2} \tag{2.12}$$

ergibt [Sak69, Bau78, Hol85]. ξ ist ein Faktor von der Größenordnung 1, der die Möglichkeit widerspiegelt, daß der VN-Wirkungsquerschnitt für longitudinale Vektormesonen nicht derselbe wie für transversale Vektormesonen ist.

Für das Verhältnis R beider Wirkungsquerschnitte bei festem Q^2 macht das VDM demnach die Vorhersage

$$R\,(Q^2) = \frac{\sigma_{\gamma p}^L\,(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T\,(Q^2)} = \xi\,\frac{Q^2}{m_V^2}. \tag{2.13}$$

Der experimentelle Wert für ξ ist mit 1 verträglich [Cla80] (Tabelle C.1). Zwei Gruppen [Cla79, Cla80, EMC83] haben auch die Q^2-Abhängigkeit des transversalen Wirkungsquerschnittes für J/ψ-Produktion an die Form

$$\frac{\sigma_{\gamma p}^T\,(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T\,(0)} = \frac{1}{\left(1+\dfrac{Q^2}{\Lambda^2}\right)^2}, \tag{2.14}$$

mit dem freien Parameter Λ angepaßt. Die Resultate (Tabelle C.1) sind verträglich mit $\Lambda = m_{J/\psi} = 3{,}1\,\mathrm{GeV}$.

Die Vektormeson-Produktion durch longitudinale Photonen ist für $Q^2 \ll m_V^2$ demnach stark unterdrückt, quasireelle Photonen mit $Q^2 \approx 0$ verhalten sich in dieser Hinsicht wie reelle Photonen. Bei hohen Q^2-Werten gewinnt der longitudinale Anteil der Photonenflusses jedoch an Bedeutung [Sak69], was bei der ρ^0-Produktion untersucht wurde [EMC85, Bau78]. Die lineare Beziehung (2.13) zwischen R und Q^2 wurde bei hohem Q^2 jedoch nicht bestätigen [Bau78], man beobachtet ein logarithmisches Anwachsen von R für $Q^2 \gg m_{\rho^0}^2$.

2.3 Diffraktive Photoproduktion

Während im Bereich hoher Impulsüberträge Störungsrechnung im Rahmen der QCD möglich ist, hat sich bei kleinem Impulsübertrag $|t| \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ (Abbildung 2.1 a), also großen Abständen der Stoßpartner, die Anwendung diffraktiver Modelle als erfolgreich erwiesen. Diese Modelle basieren auf der REGGE-Theorie [Reg59, Reg60]. Auf die Ausdrücke, die sich aus der REGGE-Theorie für die Wirkungsquerschnitte bei der Streuung von Hadronen ergeben, wird im folgenden Abschnitt kurz eingegangen. Anschließend wird die Pomeron-Trajektorie besprochen, deren Austausch den Streuwirkungsquerschnitt bei großen Schwerpunktsenergie dominiert. Im dritten Abschnitt sind die Formeln zusammengefaßt, die sich in der Hochenergienäherung ergeben, wenn man nur die Pomeron-Trajektorie berücksichtigt.

2.3.1 REGGE-Trajektorien

Eine REGGE-Trajektorie ist durch eine Funktion α von t mit der Form

$$\alpha\,(t) = \alpha_0 + \alpha'\,(t) \cdot t \tag{2.15}$$

gekennzeichnet. Die Trajektorien sind in guter Näherung Geraden, es gilt also $\alpha' \approx \mathrm{const.}$

Für die elastische Streuung $AB \to AB$ bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{AB}}$ macht die REGGE-Theorie folgende Vorhersage[3] [Gou83]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathrm{tot}}^{AB} &= \sum_R \beta_{AR}(0)\,\beta_{BR}(0) s_{AB}^{\alpha_R(0)-1} & (2.16)\\ \frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{el}}^{AB}}{\mathrm{d}t} &= \sum_R \frac{\beta_{AR}^2(t)\,\beta_{BR}^2(t)}{16\pi} s_{AB}^{2\alpha_R(t)-2}, & (2.17) \end{aligned}$$

wobei über alle in Betracht kommenden Trajektorien R summiert wird. Die Beiträge zum elastischen Streuwirkungsquerschnitt aller Trajektorien mit $\alpha_0 < 1$ fallen mit $s_{AB}^{2(\alpha_0-1)}$ ab.

β_{AR} und β_{BR} sind universelle, reelle Funktionen für die Kopplung der Trajektorie R an die Teilchen A und B. Jede dieser Funktionen beschreibt einen der beiden Vertizes zwischen Teilchen A bzw. B und der REGGE-Trajektorie, ohne vom anderen Vertex abzuhängen.

Der Wirkungsquerschnitt setzt sich additiv aus den Beiträgen der einzelnen Trajektorien zusammen, die sich wiederum in Faktoren zerlegen lassen, die jeweils einen Vertex beschreiben. Dies bezeichnet man als Faktorisierung.

[3] Im folgenden werden s_{AB}, M_x und M_y stets als dimensionslose Variablen betrachtet, die geeignet normiert sind. s_{AB} wird üblicherweise auf $(\alpha')^{-1}$ normiert [Don86, Sch93b], für die Normierung von M_x und M_y bietet sich die Protonmasse an.

2.3.2 Die Pomeron-Trajektorie

... there ist not yet any real understanding of just what the pomeron is ...

Donnachie & Landshoff [Don84]

Um das experimentell beobachtete Ansteigen der elastischen und totalen Wirkungsquerschnitte bei Hadron-Hadron-Streuprozessen zu erklären, das bei großen Schwerpunktsenergien einsetzt, benötigt man eine Regge-Trajektorie mit $\alpha_0 \gtrsim 1$. Um zur elastischen Streuung beizutragen, muß diese Trajektorie die Vakuumquantenzahlen (also $I = S = B = 0$, $P = C = G = +$) tragen [Col77].

Eine solche Trajektorie wurde 1961 postuliert [Che61]; sie heißt Pomeron-Trajektorie, weil eine durch Pomeron-Austausch dominierte Streuung das Pomeranchuk-Theorem [Pom58] erfüllt, das besagt, daß bei hohen Energien die totalen Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Teilchen und Antiteilchen an einem dritten Teilchen gleich werden.

Eine Anpassung an die existierenden Daten über pp-, $p\bar{p}$-, $\pi^- p$-, $\pi^+ p$-, $K^+ p$-, $K^- p$- und γp-Streuung ergibt den universellen Wert [Don92]

$$\epsilon = \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1 = 0,0808. \tag{2.18}$$

Der experimentelle Wert für $\alpha'_{\mathbb{P}}$ beträgt [Lan90]

$$\alpha'_{\mathbb{P}} = 0,25\,\mathrm{GeV}^{-2}. \tag{2.19}$$

Berücksichtigt man noch die sogenannte Reggeon-Trajektorie mit

$$\eta = 1 - \alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0,4525, \tag{2.20}$$

kann man die Energieabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte mit der Formel

$$\sigma_{\mathrm{tot}}^{AB} = X_{AB} s_{AB}^{\epsilon} + Y_{AB} s_{AB}^{-\eta} \tag{2.21}$$

parametrisieren [Don92]. Aufgrund des Pomeranchuk-Theorem gilt dabei $X_{AB} = X_{\bar{A}B}$.

Dieser Formalismus kann auch auf Photoproduktionsprozesse ausgedehnt werden. Mit den 1992 verfügbaren Daten bis $W_{\gamma p} = 19\,\mathrm{GeV}$ erhalten die Autoren eine Vorhersage für den totalen γp-Wirkungsquerschnitt bei HERA-Energien, die mit den Messungen von ZEUS und H1 bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 210\,\mathrm{GeV}$ bzw. 195 GeV [ZEU92, H1C93a, Lev93] übereinstimmt. Das ist ein Hinweis, daß Regge-orientierte Modelle auch in diesem kinematischen Bereich ihre Gültigkeit für Photoproduktionsprozesse behalten.

2.3.3 Verlauf der Wirkungsquerschnitte für diffraktive Prozesse

Da die Pomeron-Trajektorie die einzige Regge-Trajektorie ist, für die $\alpha(0) > 1$ gilt, überwiegt bei genügend hohen Energien der Pomeron-Austausch die Beiträge aller anderen Regge-Trajektorien. Im folgenden werden daher die Formeln angegeben, die sich ergeben, wenn man die Beiträge aller Trajektorien mit $\alpha(0) < 1$ vernachlässigt.

Eine Übersicht über verschiedene Messungen von Wirkungsquerschnitten für J/ψ-Photoproduktion gibt Tabelle 2.2.

Elastische Streuung

Im Fall der elastischen Streuung vereinfachen sich die Formeln 2.16 und 2.17 zu[4]:

$$\sigma_{\text{tot}}^{AB} = \beta_A(0)\,\beta_B(0) s_{AB}^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} \tag{2.22}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\text{el}}^{AB}}{\mathrm{d}t} = \frac{\beta_A^2(t)\,\beta_B^2(t)}{16\pi} s_{AB}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-2}. \tag{2.23}$$

Setzt man [Sch93b]

$$\beta_A(t) = \beta_A(0)\,\mathrm{e}^{b_A t} \qquad \text{und} \qquad \beta_B(t) = \beta_B(0)\,\mathrm{e}^{b_B t}, \tag{2.24}$$

kommt man auf

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\text{el}}^{AB}}{\mathrm{d}t} = \frac{\beta_A^2(0)\,\beta_B^2(0)}{16\pi} s_{AB}^{2\epsilon}\mathrm{e}^{bt} = \frac{\left(\sigma_{\text{tot}}^{AB}\right)^2}{16\pi}\,\mathrm{e}^{bt} \tag{2.25}$$

mit

$$b_{\text{el}} = 2b_A + 2b_B + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln s_{AB}. \tag{2.26}$$

Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung wächst also mit s_{AB} und fällt exponentiell mit $|t|$ ab; das logarithmische Anwachsen von b bezeichnet man als *shrinkage*.

Experimentelle Werte für b bei J/ψ-Photoproduktion sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt. Beim Vergleich der Daten muß man berücksichtigen, daß Experimente, die Kerne mit mehreren Nukleonen als *target* verwenden, zwei Steigungsparameter messen, die der kohärenten Anregung des ganzen Kernes und der inkohärenten Anregung einzelner Nukleonen entsprechen. In Tabelle 2.3 sind die (kleineren) Werte für die inkohärente Anregung angegeben.

[4] Von hier an werden die Bezeichnungen β_A und β_B für $\beta_{A\mathbb{P}}$ und $\beta_{B\mathbb{P}}$ verwendet.

Kollaboration	Technik	$W_{\gamma N}$/GeV	Prozeß	σ/nb	Bemerkung
BPF [Cla79]	μ Fe	$< 19,8$	$\mu N \to \mu J/\psi X$	$0,67 \pm 0,20$	
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	10,6–12,3	$\gamma^* N \to J/\psi X$	$12,0 \pm 2,1$	$z > 0,95$
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	18,4–19,4	$\gamma^* N \to J/\psi X$	$29,5 \pm 4,5$	$z > 0,95$
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	10,6–12,3	$\gamma^* N \to J/\psi X$	$13,0 \pm 4,1$	$z > 0,95$
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	18,4–19,4	$\gamma^* N \to J/\psi X$	$35,0 \pm 6,0$	$z > 0,95$
FTPS [Den84]	$\gamma\, p$	14,0	$\gamma p \to J/\psi p$	$9,8 \pm 1,4 \pm 1,5$	
FTPS [Den84]	$\gamma\, p$	14,0	$\gamma p \to J/\psi X$	$4,4 \pm 0,9 \pm 1,1$	J/ψ-elast.
NA-14 [NA14-87]	$\gamma\, {}^6$Li	13,7	$\gamma N \to J/\psi N$	$14,0 \pm 1,6 \pm 2,5$	$z > 0,9$
NA-14 [NA14-87]	$\gamma\, {}^6$Li	13,7	$\gamma N \to J/\psi X$	$10,2 \pm 2,3 \pm 3,0$	$z < 0,9$
EMC [EMC92]	μ NH_3	$< 19,4$	$\gamma^* N \to J/\psi X$	$36 \pm 3 \pm 7$	

Tabelle 2.2: Experimentelle Werte für Wirkungsquerschnitte bei J/ψ-Photoproduktion. z ist die Inelastizität des J/ψ-Mesons (Anhang A). Die EMC-Daten sind mit Hilfe des Propagator-Terms (2.11) bis $Q^2 = 0$ extrapoliert.

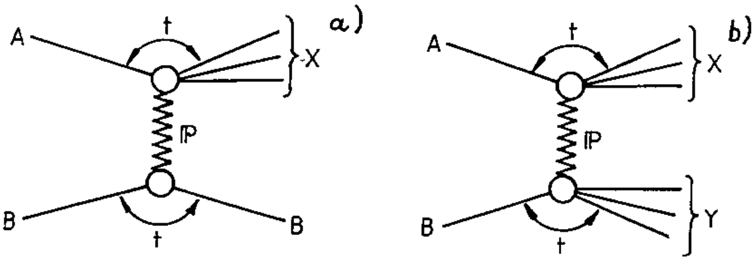

Abbildung 2.2: Einfach (a) und doppelt diffraktive Dissoziation (b).

Einfach diffraktive Dissoziation

Für den diffraktiven Prozeß

$$AB \to XB$$

(Abbildung 2.2 a), bei dem A dissoziiert, macht die REGGE-Theorie die Vorhersage [Gou83]

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{AB}}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_x^2} = \frac{\beta_A(0)\,\beta_B^2(t)\,g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{16\pi s_{AB}^2}\left(\frac{s}{M_x^2}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}\left(M_x^2\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)}. \tag{2.27}$$

Dabei ist M_x die invariante Masse des Endzustandes X und $g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)$ ist die 3-Pomeron-Kopplungskonstante, die näherungsweise als konstant betrachtet werden kann [Sch93b]. Mit (2.24) erhält man

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{AB}}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_x^2} = \frac{\beta_A(0)\,\beta_B^2(0)\,g_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(0)}{16\pi}\,s_{AB}^{2\epsilon}\,\frac{\mathrm{e}^{bt}}{M_x^{2(1+\epsilon)}} \tag{2.28}$$

mit

$$b = 2b_B + 2\alpha'_{\mathbb{P}}\ln\frac{s_{AB}}{M_x^2}. \tag{2.29}$$

Man hat hier dasselbe Anwachsen des Wirkungsquerschnittes mit s_{AB} wie bei der elastischen Streuung, auch der exponentielle Abfall mit $|t|$ tritt auf. Zusätzlich wird ein Abfallen des Wirkungsquerschnittes mit $1/M_x^{2(1+\epsilon)} \approx 1/M_x^2$ vorhergesagt. Dies wird von den experimentellen Daten [E710-93] bestätigt.

Kollaboration	Technik	$W_{\gamma N}$/GeV	b / GeV^{-2}	Bemerkung
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	10,6–19,4	$0,66 \pm 0,14$	$z > 0,95$
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	10,6–19,4	$0,58 \pm 0,07$	$z < 0,95$
NA-14 [NA14-87]	γ ^{6}Li	13,7	$2,5 \pm 0,2$	J/ψ ist elastisch
NA-14 [NA14-87]	γ ^{6}Li	13,7	$0,62 \pm 0,20$	J/ψ ist inelastisch
NMC [NMC92]	μ C	8,7–18,4	$1,40 \pm 0,24$	$z \geq 0,9$
NMC [NMC92]	μ Sn	8,7–18,4	$0,83 \pm 0,14$	$z \geq 0,9$
NMC [NMC92]	μ C	10,6–21,2	$1,15 \pm 0,09$	$z \geq 0,9$
NMC [NMC92]	μ Sn	10,6–21,2	$1,18 \pm 0,17$	$z \geq 0,9$

Tabelle 2.3: Experimentelle Werte für den Steigungsparameter b bei J/ψ-Photoproduktion

Doppelt diffraktive Dissoziation

Für die doppelt diffraktive Dissoziation (Abbildung 2.2 b)

$$AB \to XY$$

gilt folgender Ausdruck der REGGE-Theorie:

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^{AB}}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_x^2\,\mathrm{d}M_y^2} = \frac{\beta_A(0)\,\beta_B(0)\,g^2_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(t)}{16\pi s^2}\left(\frac{s_{AB}}{M_x^2\,M_y^2}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}\left(M_x^2\,M_y^2\right)^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)}. \tag{2.30}$$

Auf die bewährte Weise kommt man zu

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma^{AB}}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_x^2\,\mathrm{d}M_y^2} = \frac{\beta_A(0)\,\beta_B(0)\,g^2_{\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}}(0)}{16\pi}\,s_{AB}^{2\epsilon}\,\frac{\mathrm{e}^{bt}}{\left(M_x^2\,M_y^2\right)^{1+\epsilon}} \tag{2.31}$$

mit

$$b = 2\alpha'_{\mathbb{P}}\ln\frac{s_{AB}}{M_x^2\,M_y^2}. \tag{2.32}$$

Auch dieser Prozess zeigt die typischen Merkmale diffraktiver Prozesse, also das $s_{AB}^{2\epsilon}$-Verhalten, den exponentiellen Abfall mit $|t|$ und die $1/M_x^2$-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes, zu der hier noch eine $1/M_y^2$-Abhängigkeit kommt.

2.4 Photon-Gluon-Fusion

Die Masse des *charm*-Quarks ist so groß, daß die Bindungsenergie eines gebundenen $c\bar{c}$-Zustandes klein gegen die Masse der beiden Quarks ist. Da die Masse des *charm*-Quarks die Energieskala vorgibt, die den Wert der starken Kopplungskonstante α_s bestimmt, ist α_s hier mit einem Wert von etwa 0,2 [Ber81] klein genug, um die Anwendung störungstheoretischer Methoden zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten zu motivieren.

Eine Unsicherheit bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten zur J/ψ-Erzeugung ergibt sich aus der Beieinflussung des Endzustandes durch Fragmentationseffekte, die bisher nur unvollständig verstanden sind. Bei der Fragmentation von $c\bar{c}$-Systemen mit großen Relativimpulsen der beiden Quarks, entstehen in der Regel D- und D^*-Mesonen; solche Prozesse hat man in e^+e^--Experimenten studiert, was zur Entwicklung erfolgreicher Fragmentationsmodelle geführt hat. Diese Modelle sind aber nicht ohne weiteres auf die Bildung eines gebundenen $c\bar{c}$-Zustandes anwendbar.

Bei der Photon-Gluon-Fusion entsteht aus der Wechselwirkung eines Photons mit einem harten Gluon, das aus dem Proton stammt, ein Quark-Antiquark-Paar. Dieses $q\bar{q}$-System trägt die Farbladung des Gluons und kann deshalb nur nach dem Austausch weiterer Gluonen mit dem Protonrest hadronisieren.

Im *color-singlet*-Modell von BERGER und JONES [Ber81] wird angenommen, daß diese Wechselwirkung durch die Abstrahlung eines weiteren harten Gluons erfolgt, das die Farbladung des $c\bar{c}$-Systems wegträgt und dieses als Farb-Singulett zurückläßt. Unter dieser Voraussetzung ist der Prozeß perturbativ berechenbar, wobei die absolute Normierung über die experimentell bestimmte leptonische Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\ell}$ des J/ψ-Mesons erfolgt.

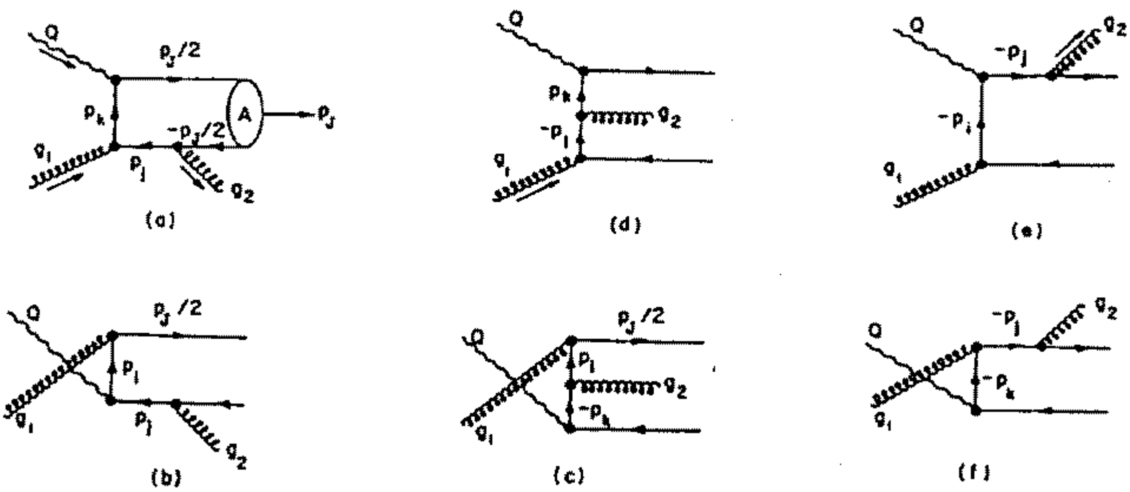

Abbildung 2.3: Die sechs FEYNMAN-Graphen, die zur J/ψ-Produktion im *color-singlet*-Modell beitragen (aus [Ber81]).

Die Anwendung perturbativer Methoden ist jedoch nur in einem Teil des gesamten Phasenraumes zu rechtfertigen: Falls die invariante Masse M_x des aus Gluon und Proton-Rest gebildeten hadronischen Systems kleiner als etwa 2 GeV ist, spielt die Erzeugung von N^*-Resonanzen, die in diesem Modell nicht enthalten ist, eine wichtige Rolle. Weiterhin muß der Betrag $|t|$ des Impulsübertrages $t = (p_{g1} - p_{g2})^2$ zwischen den Gluonen groß genug sein, um das Nukleon im Parton-Bild beschreiben zu können; BERGER und JONES geben als Grenze $|t| > 1\,\mathrm{GeV}^2$ an. Da $t = (q - p_{J/\psi})^2 \approx -p^2_{\perp,J/\psi}$ ist, wobei $p_{\perp,J/\psi}$ der Transversalimpuls des J/ψ in bezug auf den Photon-Impuls q ist, folgt daraus die Forderung

$$p_{\perp,J/\psi} > 1\,\mathrm{GeV}. \tag{2.33}$$

Als weitere Einschränkung geben die Autoren

$$z = \frac{p_{J/\psi} \cdot p_p}{q \cdot p_p} \leq 0,9 \tag{2.34}$$

an; damit ist insbesondere die elastische J/ψ-Erzeugung aus dem Gültigkeitsbereich des PGF-Modelles ausgenommen.

Die Übereinstimmung des PGF-Modelles in dem angegebenen Gültigkeitsbereich mit experimentellen Daten ist gut, was den Verlauf der z- und $p_\perp$-Verteilungen angeht; die absolute Größe des Wirkungsquerschnittes wird vom Modell jedoch nicht korrekt wiedergegeben. Diese Diskrepanz wird mit Korrekturen höherer Ordnung in α_s begründet [Jun92b]; die gemessenen Wirkungsquerschnitte liegen um einen Faktor 2,4 bis 5 [NA14-87, EMC83, NMC91] über den Vorhersagen.

Kapitel 3

Der Proton-Tagger

Ein Ziel bei der Untersuchung diffraktiver Prozesse ist die Unterscheidung zwischen elastischer Streuung und diffraktiver Dissoziation des Protons. Aufgrund der Kinematik bei HERA, bei der sich das Elektron-Proton-Schwerpunktsystem mit einer Geschwindigkeit von $\beta = 0,93$ in Protonrichtung bewegt, verschwinden das Proton und seine Fragmente in der Regel im Strahlrohr, so daß sie mit dem H1-Detektor nicht nachgewiesen werden können. Hier schafft der Proton-Tagger Abhilfe: Mit sieben Szintillatorpaaren, die um das Strahlrohr angeordnet sind, werden Proton-Fragmente und sekundäre Teilchen nachgewiesen, die durch das Aufschauern der Proton-Fragmente in der Strahlrohrwand und im Material der Magnete entstehen.

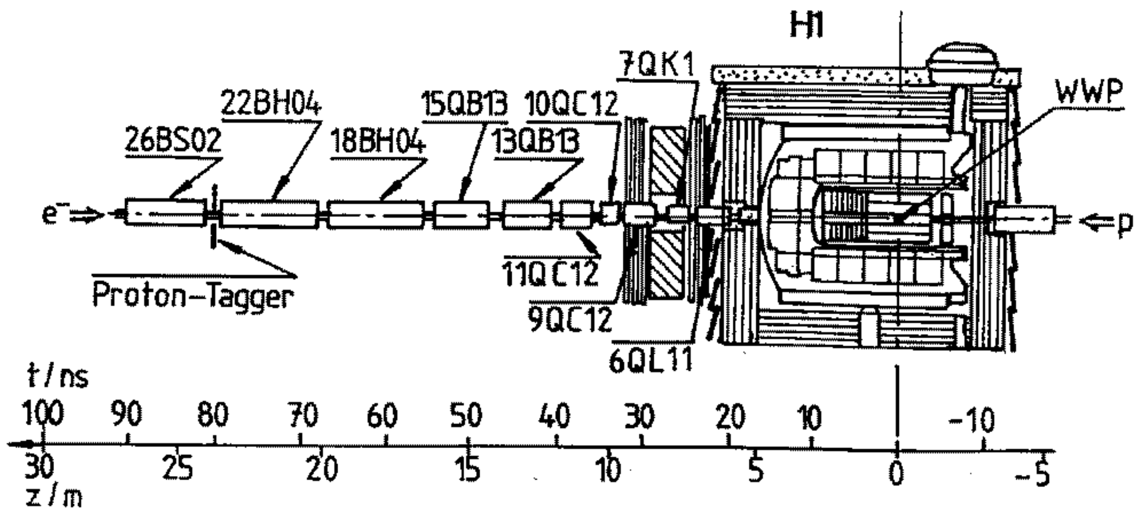

Abbildung 3.1: Der Proton-Tagger befindet sich 24 m vom H1-Wechselwirkungspunkt (WWP) entfernt in Proton-Flugrichtung im HERA-Tunnel. Dargestellt ist der H1-Detektor, das Strahlrohr und die HERA-Ablenkmagnete mit ihren Bezeichnungen. z ist der Abstand zum WWP, t ist Flugzeit eines ultrarelativistischen Teilchens.

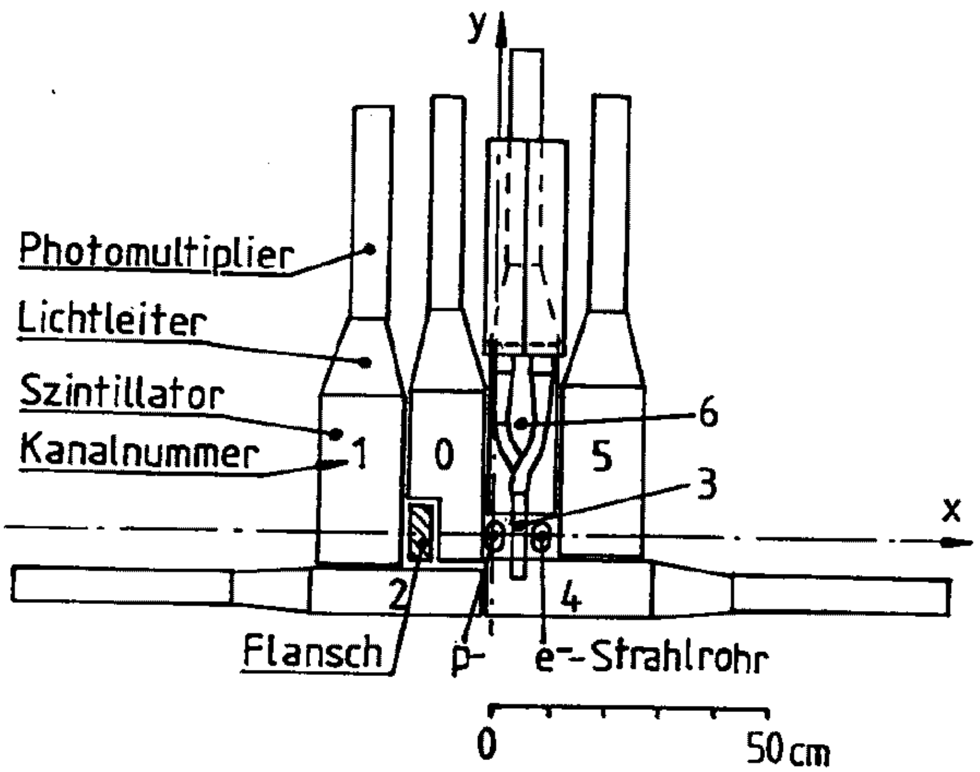

Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Proton-Taggers. Die Blickrichtung geht zum H1-Detektor.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst auf den Aufbau und den Standort des Taggers eingegangen. Dem schließen sich zwei Abschnitte über die verwendete Ausleseelektronik und die zeitliche Abfolge der Signale an. Abschließend wird dargestellt, wie die Daten des Proton-Taggers gespeichert werden.

3.1 Aufbau und Standort des Proton-Taggers

Der Proton-Tagger befindet sich in einer Entfernung von 24 m vom H1-Wechselwirkungspunkt im HERA-Tunnel (Abbildung 3.1). Dies ist der zu H1 nächstgelegene Standort, der Platz für den Aufbau eines solchen Detektors bietet. Hauptbestandteile des Proton-Taggers sind die Szintillatoren; es handelt sich dabei um Platten aus Plastik-Szintillatormaterial mit einer Stärke von 10 mm (ausgenommen Zähler Nr. 3, dessen Szintillatoren 6 mm dick sind). In diesen Szintillatoren entsteht beim Durchgang hochenergetischer, geladener Teilchen Licht, das mit Photoelektronenvervielfachern in elektrische Signale umgesetzt wird, so daß die Teilchen nachgewiesen werden können. Die Anordnung der Szintillatoren um das Strahlrohr zeigt Abbildung 3.2.

Die Szintillatoren sind paarweise angeordnet, d. h. jedem Szintillator in Abbildung 3.2 entsprechen zwei Szintillatorplatten mit den Bezeichnungen A und B (Abbildung 3.3). Um die Lichtausbeute zu verbessern, sind die Szintillatorplatten und Lichtleiter mit Aluminiumfolie eingewickelt. Zur Abschirmung der Synchrotronstrahlung sind die Szintillatoren zudem von 4 mm dicken Bleiplatten (das entspricht 0,7 Strahlungslängen) umgeben. Zwischen den Szintillatoren eines Paares befinden sich weitere Bleiplatten. Das im Szintillator entstehende Licht wird durch einen an der Stirnseite angebrachten Lichtleiter gesammelt und von einem Photoelektronenvervielfacher des Typs Valvo 56 AVP in ein elektrisches Signal umgesetzt. Die Betriebsspannung der Photoelektronenvervielfacher liegt zwischen 1450 und 1700 V.

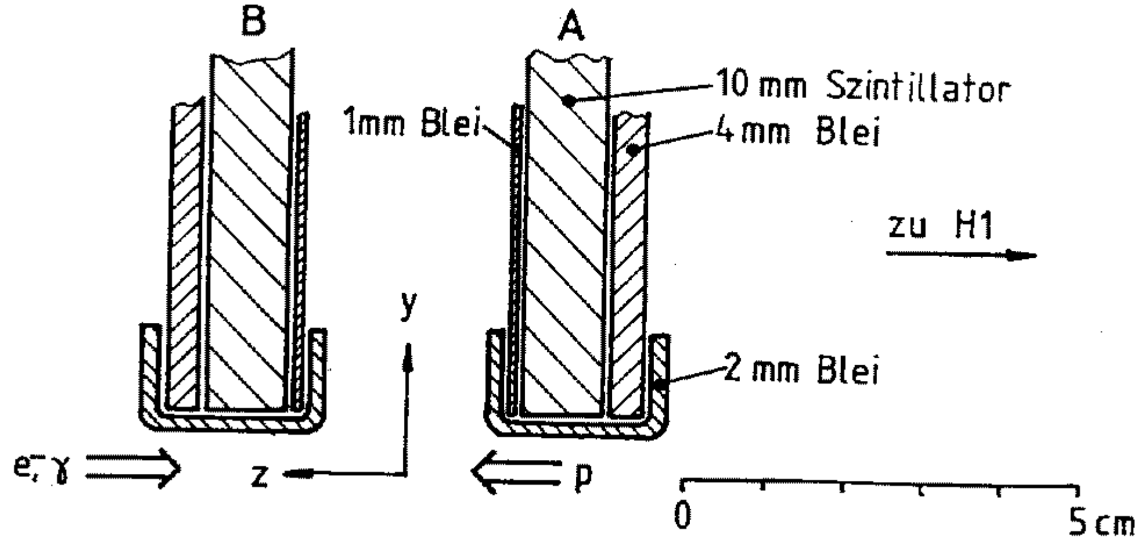

Abbildung 3.3: Abschirmung der Szintillatorplatten des Proton-Taggers. Die Szintillatoren sind mit 4 mm starken Bleiplatten abgeschirmt. Die 2 mm dicken Bleibleche dienen der Abschirmung zum Strahlrohr hin.

3.2 Die Ausleseelektronik

Die Impulse der Photoelektronenvervielfacher werden mit Koaxialkabeln zur Ausleseelektronik geführt, die sich im Raum 101 der HERA-Halle Nord befindet. Die Schaltung der Elektronik ist in Abbildung 3.4 wiedergegeben.

Die von den Photoelektronenvervielfachern kommenden Signale werden zunächst mit Diskriminatoren in NIM-Pulse umgewandelt. Die Diskriminatorschwellen wurden mit Hilfe eines Pulsgenerators auf 150 mV eingestellt, um das Rauschen der Photoelektronenvervielfacher zu unterdrücken, das zwischen 10 und 60 mV liegt. Die Signalamplituden, die beim Durchgang von Teilchen durch die Szintillatoren entstehen, erreichen dagegen Werte bis zu 5 V (dieser Wert wurde bei Protonstrahlbetrieb gemessen). Messungen bei reinem Elektronenstrahlbetrieb zeigen, daß die Amplituden der Signale, die durch Synchrotronstrahlung verursacht werden, größtenteils zwischen 0,5 und 1 V liegen, mit Spitzenwerten bis 2,5 V.

Die Ausgangssignale der zu einem Paar gehörenden Diskriminatoren werden in einer Koinzidenzstufe zusammengeführt, die nur ein Signal erzeugt, wenn innerhalb von 15 ns an beiden Diskriminatorausgängen ein Signal vorliegt, und wenn gleichzeitig ein *gate*-Sigal vorliegt, auf das im folgenden Abschnitt genauer eingegangen wird. Die Koinzidenzstufe verringert die Rate der protoninduzierten Signale nur um wenige Prozent.

Um die Ausgangssignale der Koinzidenzstufen mit dem H1-Datenstrom zu synchronisieren, werden diese in ein Synchronisationsmodul eingespeist. Dieses Modul leitet die Daten zur sogenannten GPTP-Karte weiter, die die Zwischenspeicherung der Daten in einem 32 Worte langen Schieberegister übernimmt; pro Strahlkollision, also alle 96 ns, wird ein Wort in das Schieberegister geschrieben. Bei einem *L1-keep*-Signal (Abschnitt 1.3) wird der Inhalt dieses Schieberegisters ausgelesen und in die BOS-Bank [Blo87] `VETE` geschrieben (Abschnitt 3.4).

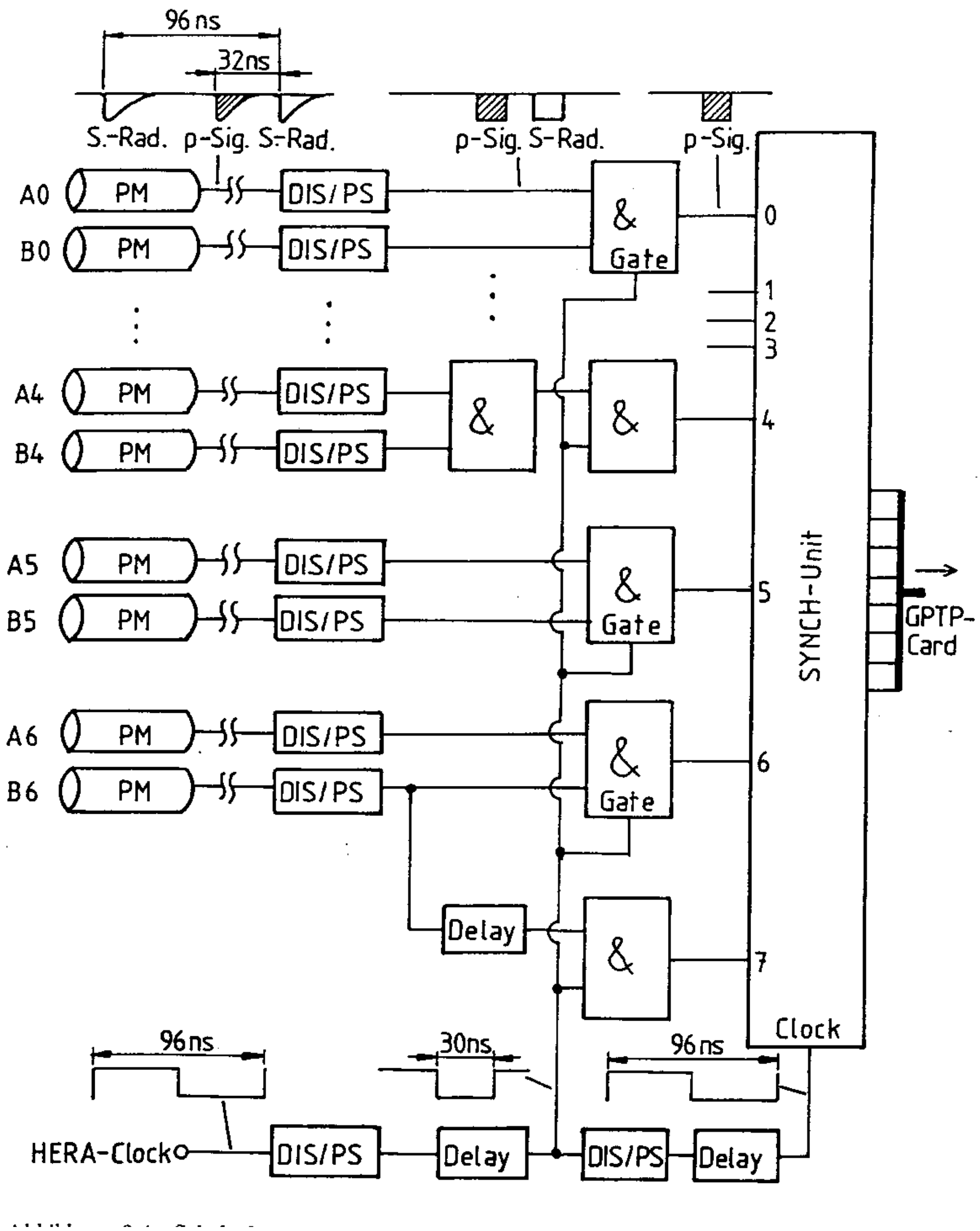

Abbildung 3.4: Schaltplan der Ausleseelektronik des Proton-Taggers. Da nur 6 Koinzidenzstufen mit *gate*-Eingang zur Verfügung stehen, wurde für Kanal 4 eine besondere Schaltung verwendet. Die Abkürzungen bedeuten: PM: Photoelektronenvervielfacher, DIS/PS: Diskriminator mit Signalformer, &: Koinzidenzstufe, Delay: Verzögerungsleitung, SYNCH-Unit: Synchronisationsmodul.

3.3 Das Zeitverhalten

Der Standort des Proton-Taggers im HERA-Tunnel bringt es mit sich, daß die Szintillatoren der Synchrotronstrahlung ausgesetzt sind. Die intensive Strahlung trifft einen Teil der Szintillatoren direkt, andere Szintillatoren werden von sekundären Teilchen getroffen. Die dadurch verursachten Synchrotronstrahlungsimpulse werden durch den Zeitpunkt ihres Eintreffens von den Impulsen getrennt, die durch Protonen oder Proton-Fragmente ausgelöst werden.

Die Distanz des Proton-Taggers zum Wechselwirkungspunkt beträgt 24 m, entsprechend einer Flugzeit von 80 ns. 80 ns vor jeder Strahlkollision treffen Synchrotronstrahlungsphotonen den Tagger, 80 ns nach der Strahlkollision, also 160 ns nach dem Synchrotronstrahlungssignal, erreichen eventuell vorhandene Protonfragmente die Szintillatoren. Weitere 32 ns später, also nach insgesamt 192 ns, kann wieder ein Synchrotronstrahlungspuls auftreten (Abbildung 3.5).

Von HERA wird ein Signal, genannt *HERA-clock*, zur Verfügung gestellt, das in einer festen Phasenbeziehung zu dem Durchgang der Protonen am Wechselwirkungspunkt steht; aus der *HERA-clock* wird das sogenannte *gate*-Signal abgeleitet, das das Zeitfenster definiert, in dem ein Impuls als Proton-Impuls akzeptiert wird. Nur Signale, die in das vom *gate*-Signal definierte Zeitfenster fallen, führen am Ausgang der Koinzidenzstufe zu einem Signal.

Auf der GPTP-Karte stehen 8 Auslesekanäle für den Proton-Tagger zur Verfügung, von denen 7 zur Auslese der Szintillatoren benötigt werden. Der 8. Kanal wird für Testzwecke benutzt; wie Abbildung 3.4 zeigt, wird das Signal eines Diskriminators durch eine Verzögerungsleitung um 64 ns verschoben, so daß die Synchrotronstrahlungsimpulse gleichzeitig mit den Proton-Impulsen in den anderen Kanälen auftreten (Abbildung 3.5). Durch eine Koinzidenzstufe werden noch die Proton-Impulse ausgeblendet, so daß in Kanal 7 (die Kanäle sind von 0 beginnend durchnumeriert) ein Signal anliegt, das von den Elektron-Paketen herrührt. Die hohe Rate in diesem Kanal und die Tatsache, daß die Synchrotronstrahlungssignale nicht mit dem H1-Trigger korreliert sind, ermöglicht Funktionstests der Ausleseelektronik.

3.4 Speicherung der Daten

Nachdem der L1-Trigger ein *L1-keep*-Signal erzeugt hat, wird das Schieberegister auf der GPTP-Karte ausgelesen und der Inhalt in der BOS-Bank `VETE` abgespeichert. Die `VETE`-Bank ist in Zeilen und Spalten aufgeteilt; jede Zeile entspricht einer Strahlkollision. Es gibt drei Spalten mit den Bezeichnungen `BCnumber`, `GPTP1` und `GPTP2`. `BCnumber` bezeichnet die zeitliche Distanz zu derjenigen Strahlkollision, die das L1-Triggersignal ausgelöst hat.

Die 32-bit-Worte `GPTP1` und `GPTP2` enthalten den Inhalt der Schieberegister zweier GPTP-Karten. Die 8 Signale des Proton-Taggers befinden sich im Wort `GPTP2` in den bits 8 bis 15. Bit 8 entspricht dem Signal von Zähler Nr. 0, bit 9 dem Signal von Zähler Nr. 1, u. s. w.; bit 15 enthält das elektroninduzierte Testsignal.

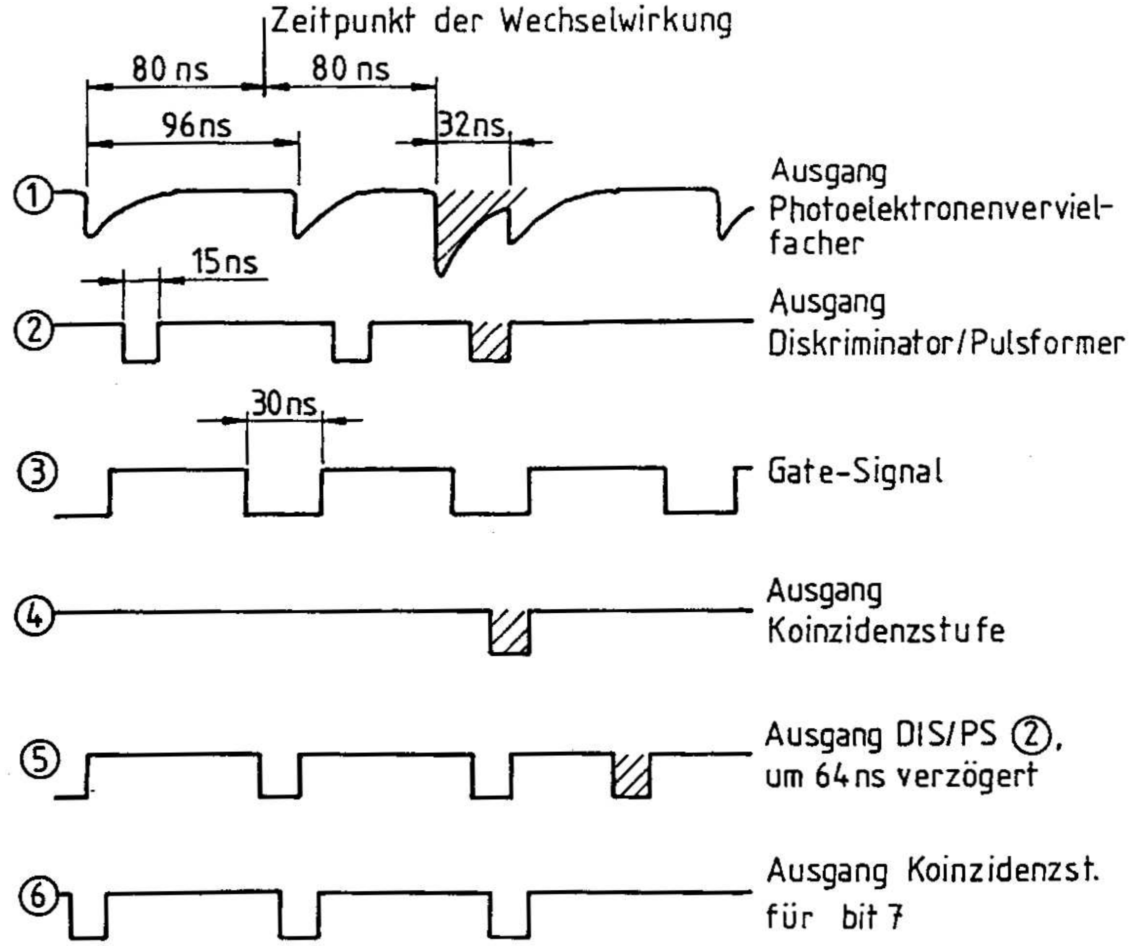

Abbildung 3.5: Verarbeitung der Signale des Proton-Taggers: Die in Zeile 1 dargestellten Impulse des Photoelektronenvervielfachers werden mit Diskriminatoren in Normpulse umgesetzt (Zeile 2). Die Signale eines Szintillatorpaares werden in einer Koinzidenzstufe zusammengeführt, und weitergeleitet, wenn sie in dem Zeitfenster liegen, das durch das *gate*-Signal (Zeile 3) definiert wird; das Ausgangssignal der Koinzidenzstufe ist in Zeile 4 dargestellt.
Der Ausgang des Diskriminators B6 wird um 64 ns verzögert (Zeile 5), so daß die Synchrotronstrahlungs-Impulse gleichzeitig mit den Proton-Signalen in den anderen Kanälen auftreten. Zeile 6 zeigt das Signal für bit 7, nachdem die Protonimpulse ausgeblendet sind.

Kapitel 4

Akzeptanz des Proton-Taggers

Mit Hilfe des Proton-Taggers sollen Fragmente der Protonen bei inelastischen ep-Stößen nachgewiesen werden, insbesondere Fragmente, die bei der diffraktiven Dissoziation des Protons entstehen und den H1-Detektor durch das Strahlrohr verlassen. Dadurch ist es möglich, zumindest auf statistischer Basis die verschiedenen diffraktiven Prozesse zu trennen, die zur Photoproduktion des J/ψ-Mesons beitragen; das wird die Messung der Wirkungsquerschnitte und Steigungsparameter der einzelnen Prozesse erlauben.

Die in diesem Kapitel beschriebenen Monte-Carlo-Studien sollen Aufschluß darüber geben, inwieweit diese diese Trennung gelingen kann. Um einen Überblick zu erhalten, wann ein Signal im Proton-Tagger zu erwarten ist, wurde zunächst simuliert, unter welchen Umständen und wie einzelne Teilchen zum Ansprechen des Taggers führen.

Da der Proton-Tagger sich 24 m vom H1-Wechselwirkungspunkt im HERA-Tunnel befindet, braucht man für solche Monte-Carlo-Studien die Möglichkeit, Teilchen durch die Magnete der HERA-Maschine zu verfolgen. Dies geschieht mit dem Programm `BML`, das im folgenden Abschnitt beschrieben wird; die Ergebnisse dieser Akzeptanzstudien für einzelne Teilchen werden in Abschnitt 4.2 geschildert.

Um die Akzeptanz des Taggers für die unterschiedlichen Proton-Reste bei verschiedenen J/ψ-Erzeugungsmechanismen zu bestimmen, wurden drei Monte-Carlo-Generatoren eingesetzt. Der Generator DIFFVM, der in Abschnitt 4.3 beschrieben ist, und der Generator PYTHIA, auf den in Abschnitt 4.4 eingegangen wird, simulieren diffraktive Photoproduktionsprozesse. Beiden Generatoren liegt das Vektormeson-Dominanzmodell (VDM) zugrunde, sie unterscheiden sich jedoch in der Behandlung der diffraktiven Dissoziation des Protons. Die Akzeptanz des Taggers für den hadronischen Endzustand, der bei der Photon-Gluon-Fusion entsteht, wurde dem Generator `EPJPSI` [Jun92a] ermittelt. Auf diesen Generator wird in Abschnitt 4.5 kurz eingegangen.

Im letzten Abschnitt des Kapitels werden die Ergebnisse dieser Monte-Carlo-Studien diskutiert.

4.1 Die Beamlinesimulation BML

Die Beamlinesimulation BML [Fed93a] simuliert den extremen Vorwärtsbereich des H1-Detektors mit Strahlrohr und Magneten; sie ist seit Februar 1993 Bestandteil von H1SIM (Version 2.11/00) [Mey91], der Detektorsimulation von H1. BML basiert auf dem Programmpaket GEANT [Bru86], das am CERN zur detaillierten Simulation der Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen mit Materie entwickelt wurde.

In der Beamlinesimulation wird das Strahlrohr mit seiner unmittelbaren Umgebung (Synchrotronstrahlungskollimatoren, Ablenkmagnete etc.) modelliert. Teilchen, die den Wechselwirkungspunkt unter einem Polarwinkel von $\theta \lesssim 12.5$ mrad verlassen[1], können mit BML verfolgt werden, bis sie das Simulationsvolumen verlassen; das ist der Fall, wenn sie radial weiter als ca. 2 m vom Strahlrohr entfernt sind oder in Vorwärtsrichtung eine Distanz von 25 m überwunden haben.

Sämtliche Teilchen, die die Ebene passieren, in der die Szintillatorplatten des Proton-Taggers liegen, werden in die BOS-Bank [Blo87] JSPT eingetragen (der Buchstabe J bezeichnet Banken, die den Proton-Tagger betreffen). Gespeichert werden der Typ des Teilchens, sein Impuls beim Erreichen des Taggers, und die Koordinaten, bei der die Tagger-Ebene durchkreuzt wurde. Der Inhalt der JSPT-Bank bildet die Basis für die eigentliche Simulation des Ansprechverhaltens des Proton-Taggers, deren Ergebnis in den Banken JRHT und JRDT steht.

In der JRHT-Bank wird festgehalten, welche Teilchen einen bestimmten Szintillator getroffen haben. Da in der ursprünglichen Programmversion nicht berücksichtigt ist, daß die Szintillatoren sich gegenseitig überlappen können, wurden die entsprechenden Unterprogramme modifiziert. Die modifizierten Routinen sind ab Version 2.14/00 Bestandteil der offiziellen H1SIM-Simulation.

Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Szintillatorpaares

Auf der Basis der Einträge in der JRHT-Bank wird simuliert, ob ein Teilchen tatsächlich ein hinreichend großes Signal erzeugt, um nachgewiesen zu werden, was in der JRDT-Bank gespeichert wird. Es wird angenommen, daß die Schwellen der den Photomultipliern nachfolgenden Diskriminatoren so eingestellt sind, daß ein minimalionisierendes Teilchen immer detektiert wird.

Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit eines Szintillatorpaares wurde von A. Fedotov ein Programm auf GEANT-Basis geschrieben [Fed93a, Fed93b], das das Verhalten von 30 Teilchenarten bei verschiedenen Energien simuliert, wenn sie auf eine Fläche treffen, die aus zwei Lagen mit folgendem Aufbau besteht:
- 2 mm Bleiabschirmung
- 20 mm Szintillatormaterial
- 2 mm Bleiabschirmung.

Ein Teilchen wird als nachweisbar betrachtet, wenn es in jeder der beiden Szintillatorlagen mehr als 300 keV Energie deponiert hat. Zum Vergleich: ein minimalionisierendes Teilchen deponiert in 2 cm Pastikszintillator mit einer Dichte von 1,0 g/cm^3 eine Energiemenge von 4,0 MeV ([PDG92], p. III.5.). Der Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeiten für einige Teilchen ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

[1] Bei größeren Winkeln treffen die Teilchen das *plug*-Kalorimeter.

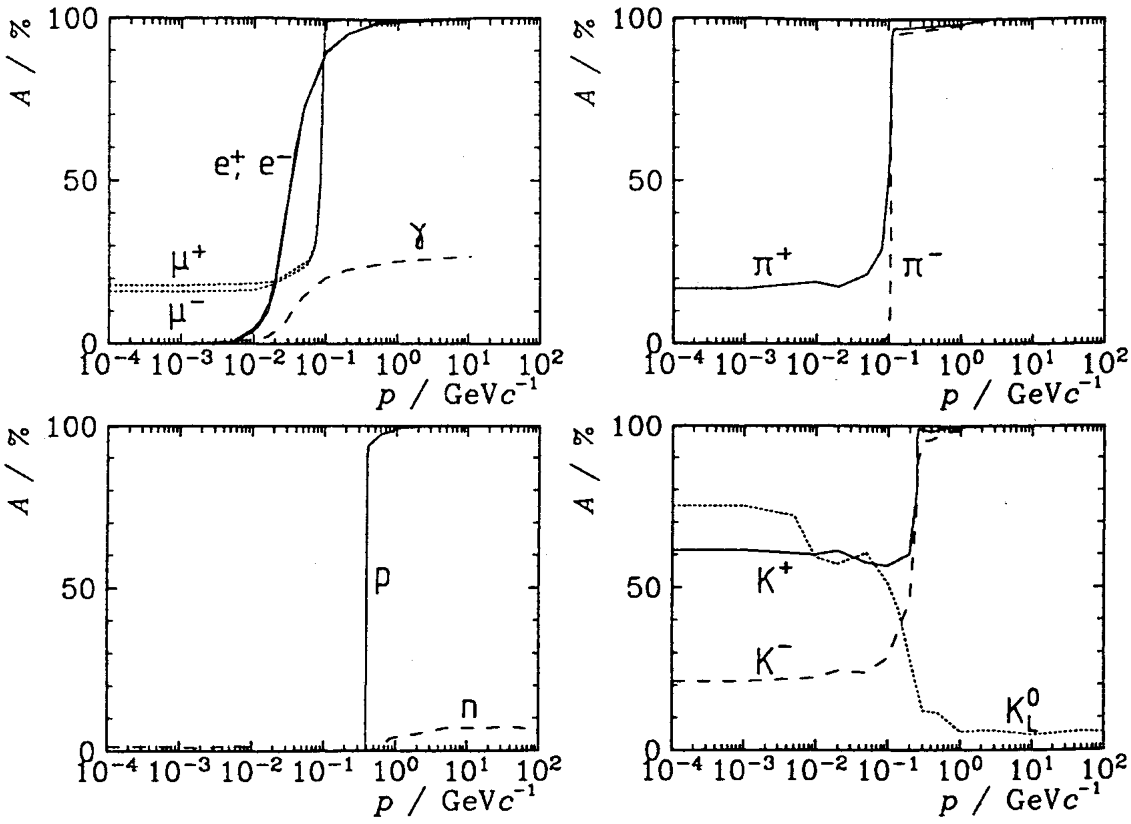

Abbildung 4.1: Ansprechwahrscheinlichkeiten des Proton-Taggers in der Simulation für verschiedene Teilchen; die Werte sind in der JDPE-Bank gespeichert.

Der Umstand, daß mehrere Teilchen gemeinsam ein Signal auslösen können, auch wenn keines der Teilchen einzeln detektiert würde, wird in der Simulation nicht berücksichtigt. Das senkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen gegenüber den realen Verhältnissen, da die großflächigen Szintillatoren bei elektromagnetischen Schauern im allgemeinen von mehrerern Photonen gleichzeitig getroffen werden. Die Größe dieses Effektes läßt sich nach oben abschätzen, wenn man den Anteil der Ereignisse, bei denen Szintillatoren getroffen wurden, mit der Anzahl der Fälle vergleicht, in denen das Teilchen auch detektiert wurde. Bei diffraktiven Ereignissen mit Protondissoziation (Generatoren DIFFVM und PYTHIA) zeigt sich, daß in etwa 80% der Fälle, bei denen mindestens ein Szintillator von einem Teilchen getroffen wurde, auch mindestens ein Zähler des Taggers angesprochen hat. Bei Ereignissen, in denen das J/ψ durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt wurde (Generator EPJPSI), beträgt das Verhältnis 90%, da bei Ereignissen dieses Typs im Mittel mehr Teilchen den Tagger erreichen. Der systematische Fehler der Akzeptanzbestimmung, der aus der Vernachlässigung von *pile up*-Effekten resultiert, ist klein im Vergleich zu Fehlern aus anderen Quellen, als da sind:

- Fehler in der Beschreibung der Materialverteilung rund um das Strahlrohr.
- Die bei der Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeiten für einzelne Teilchen benutzte Geometrie entspricht nicht in allen Details dem tatsächlichen Aufbau.
- Es ist nicht genau bekannt, wieviel Energie tatsächlich in einem Szintillator deponiert werden muß, damit das Signal über der Diskriminatorschwelle liegt.
- Die Diskriminatorschwellen sind nicht exakt gleich.

Insgesamt dürfte der systematische Fehler der Akzeptanzbestimmung bei 5 % liegen.

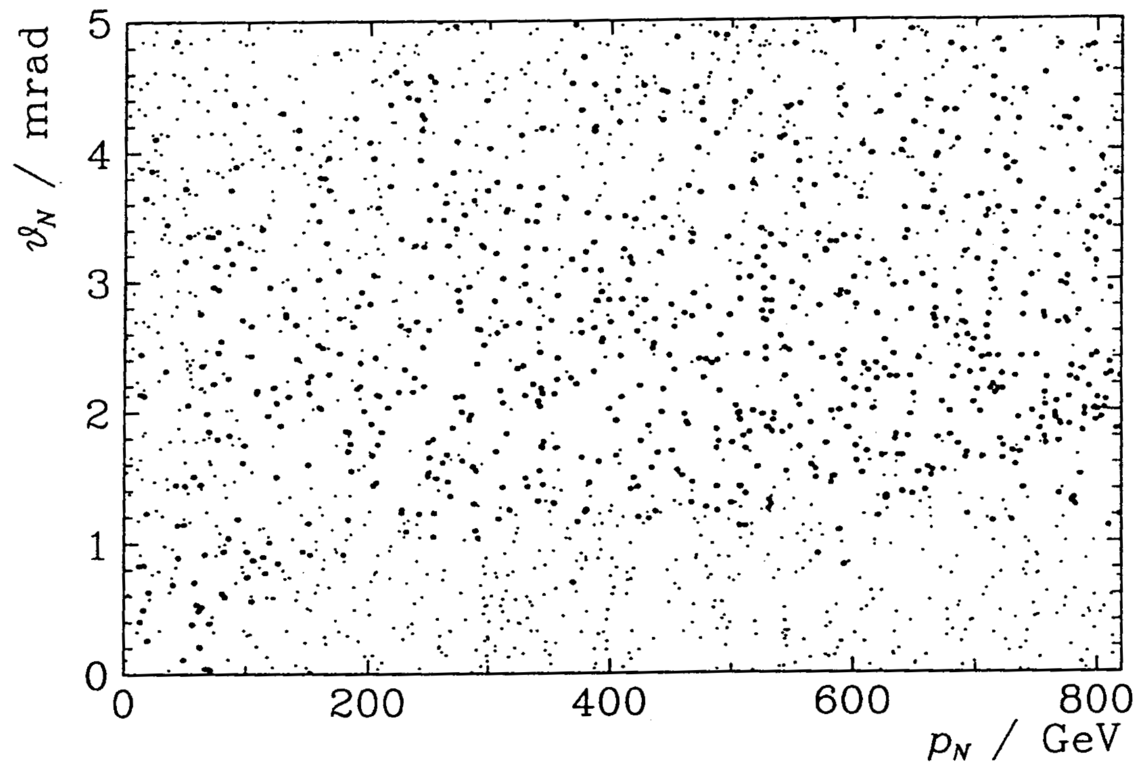

Abbildung 4.2: Akzeptanz des Proton-Taggers für Protonen in Abhängigkeit von Protonimpuls p_N und Polarwinkel θ_N. Punkte: nicht detektierte, Kreise: vom Tagger detektierte Protonen.

4.2 Akzeptanz für einzelne Teilchen

Um die Akzeptanz des Proton-Taggers für einzelne Teilchen zu untersuchen, wurde das Ansprechverhalten des Taggers für einzelne Teilchen simuliert, die in ϕ, θ und E gleichverteilt sind mit

$$0 \leq \phi < 2\pi, \tag{4.1}$$

$$\theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max} \quad \text{und} \tag{4.2}$$

$$p_{\min} \leq E \leq p_{\max}. \tag{4.3}$$

Wie in Kapitel 3 bereits diskutiert wurde, ist der Einfluß des Magnetfeldes auf hochenergetische Teilchen mit Impulsen über 100 GeV/c, wie man sie bei der diffraktiven Dissoziation des Protons erwartet, gering: so wird ein Teilchen mit einem Impuls von 100 GeV/c vom Feld der HERA-Magneten ca. 25 mm (1,0 mrad) abgelenkt, bevor es den Proton-Tagger erreicht. Zum Vergleich: die Breite der beiden Strahlrohre beträgt am Standort des Proton-Taggers 44 mm, die Höhe beträgt 78 mm.

Teilchen mit Impulsen von mehr als ca. 200 GeV/c verlassen erst das Strahlrohr, so daß sie in den Tagger gelangen können, wenn ihr Polarwinkel größer als etwa 1 mrad ist. Protonen, die aus einer elastischen Reaktion resultieren, haben im allgemeinen Impulse um 800 GeV/c, was zu einer vernachlässigbaren Ablenkung durch das Magnetfeld führt, und können daher erst nachgewiesen werden, wenn ihr Transversalimpuls etwa 0,8 GeV/c überschreitet. Bei diffraktiven Prozessen sind Transversalimpulse von mehr als 1 GeV/c stark unterdrückt, so daß nur ein Bruchteil der elastisch gestreuten Protonen ein Signal im Proton-Tagger bewirken kann.

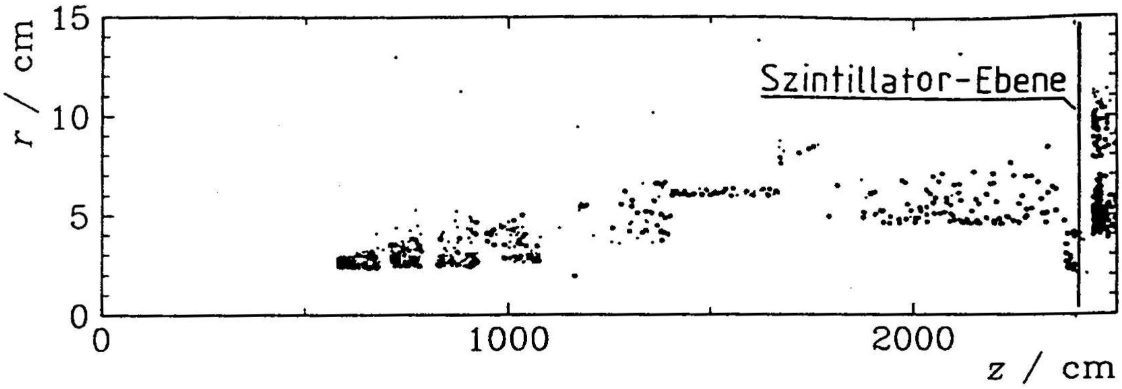

Abbildung 4.3: Startpunkte von Schauern in der zr-Ebene. Punkte: Schauer löst kein Signal im Tagger aus, Kreise: Schauer bewirkt ein Tagger-Signal.

Teilchen mit Impulsen, die kleiner als etwa 100 GeV/c sind, oder die mit Polarwinkeln über 2 mrad erzeugt wurden, verlassen das Strahlrohr vor dem Erreichen der Ebene des Proton-Taggers und treffen zumeist auf die Stirn- oder Innenseite eines Ablenkmagneten, sofern es nicht bereits beim Passieren der Strahlrohrwand zu einem Aufschauern kommt. Solche Teilchen können nachgewiesen werden, wenn sekundäre Schauerteilchen den Proton-Tagger erreichen. Das ist umso wahrscheinlicher, je näher am Tagger die Schauer ausgelöst werden. Abbildung 4.2 verdeutlicht das: Für Protonimpulse oberhalb von ca. 150 GeV/c ist die Akzeptanz praktisch unabhängig vom Impuls; Protonen werden dann nur nachgewiesen, wenn sie Polarwinkel größer als 1 mrad haben. Die Akzeptanz nimmt zu großen Winkeln hin ab, weil die Teilchen dann früher aufschauern, so daß die Schauerteilchen den Tagger nicht mehr erreichen. In Abbildung 4.3 sind die Startpunkte von simulierten Schauern markiert, die von Protonen mit Impulsen zwischen 0 und 820 GeV/c ausgelöst wurden. Die Schauer, die zu einem Signal im Tagger geführt haben, sind mit Kreisen markiert, die anderen mit Punkten.

In Tabelle 4.1 sind Akzeptanzwerte zusammengefaßt, die man für verschiede Teilchen erhält. Protonen mit Impulsen von 750 bis 820 GeV/c und Polarwinkeln bis etwa 3 mrad entstehen bei elastischer Erzeugung am Proton, Protonen mit Impulsen zwischen 200 und 600 GeV/c und Pionen mit Impulsen bis 200 GeV/c sind typisch für Ereignisse, bei denen das Proton diffraktiv dissoziiert.

Teilchen	$p_{\min} - p_{\max}$ / GeV/c	$\theta_{\min} - \theta_{\max}$ / mrad	Akzeptanz A	Anzahl
Protonen p	750 – 820	0 – 1	< 1 %	1000
		1 – 3	70 %	250
	200 – 600	0 – 1	3 %	500
		1 – 4	55 %	200
Pionen π^+	0 – 200	0 – 5	25 %	200
		5 – 10	< 10 %	250
Pionen π^-	0 – 200	0 – 5	45 %	250
		5 – 10	< 10 %	250

Tabelle 4.1: Akzeptanz des Proton-Taggers für einzelne Protonen und Pionen. Die Spalte „Anzahl“ enthält die Anzahl der simulierten Ereignisse. Die statistischen Fehler sind in allen Fällen klein gegenüber den zu erwartenden systematischen Fehlern.

4.3 Der Generator DIFFVM

Der Monte-Carlo-Generator DIFFVM simuliert die diffraktive Photoproduktion von Vektor-Mesonen. Der Generator wurde zur Simulation von diffraktiver J/ψ- und ψ'-Erzeugung konzipiert, es kann aber auch die diffraktive Erzeugung aller anderen Vektormesonen simuliert werden. DIFFVM basiert auf dem Generator `JPDIFF` [Lau92], verwendet aber eine detailliertere Parametrisierung der zugrundeliegenden Prozesse und ist auch für die Simulation diffraktiver Vektormesonerzeugung im tiefinelastischen Bereich geeignet.

Der Generator simuliert die Abstrahlung eines virtuellen Photons durch das einlaufende Elektron, den Übergang zum virtuellen Vektormeson nach dem VDM und den Pomeronaustausch mit dem Proton, wobei Vektormeson und/oder Proton elastisch gestreut werden oder diffraktiv dissoziieren können. Die diffraktive Dissoziation wird durch die Erzeugung einer Masse M_X simuliert, die anschließend in Pionen und ein Nukleon bzw. das Vektormeson zerfällt. Die Impulse der Zerfallsteilchen werden mit dem Phasenraumgenerator `RAMBO` [Kle86] erzeugt; eine Begrenzung des Transversalimpulses der Zerfallsteilchen ist möglich. Der Zweikörperzerfall des Vektormesons wird ebenfalls vom Generator durchgeführt; die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen wird unter der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung (Anhang B.4) generiert. Bei der Produktion der angeregten Vektormeson-Zustände ψ', Υ', Υ'' werden auch Kaskadenzerfälle berücksichtigt. Um den Aufwand bei der Simulation des Detektorverhaltens nicht unnötig groß werden zu lassen, können Bedingungen an die Zerfallsteilchen des Vektormesons und an das gestreute Elektron gestellt werden, die für ein vom Generator akzeptiertes Ereignis erfüllt sein müssen. Aus dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt berechnet der Generator den Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Änderung des Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und der eventuell zu berücksichtigenden Akzeptanzschnitte.

In den folgenden Abschnitten wird genauer auf die einzelnen Schritte bei der Erzeugung eines Ereignisses eingegangen. Die vom Benutzer anzugebenden Parameter zur Steuerung des Generators sind in Anhang C beschrieben.

4.3.1 Photonenspektrum

In DIFFVM ist das transversale und longitudinale Photonenspektrum implementiert (Formeln 2.3, 2.4), das sich aus der Anwendung der WEIZSÄCKER-WILLIAMS-Methode für die Elektron-Proton-Streuung ergibt. Das entsprechende Unterprogramm basiert auf der Routine `GEPHOT` von THOMAS JANSEN, das die Photonen nach der in [Abt92] angegebenen Methode erzeugt. Jedem generierten Photon wird eine Helizität λ zugeordnet, die später bei der Berücksichtigung der Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes (nächster Abschnitt) und für die Winkelverteilung der Vektormeson-Zerfallsteilchen (Abschnitt 4.3.5) benötigt wird. Alternativ ist die Erzeugung von Photonen mit einer festen Energie oder rein transversal polarisierter Photonen mit einem Spektrum entsprechend (2.3) oder (2.5) möglich.

Zur Berechnung des ep-Wirkungsquerschnittes aus dem γp-Wirkungsquerschnitt (Abschnitt 4.3.8) wird zusätzlich der integrierte Photonenfluß—getrennt nach longitudinalen und transversalen Photonen—bestimmt; die Methode dafür ist ebenfalls in [Abt92] beschrieben. Die Verteilung der generierten Photonen in der Q^2/x-Ebene ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

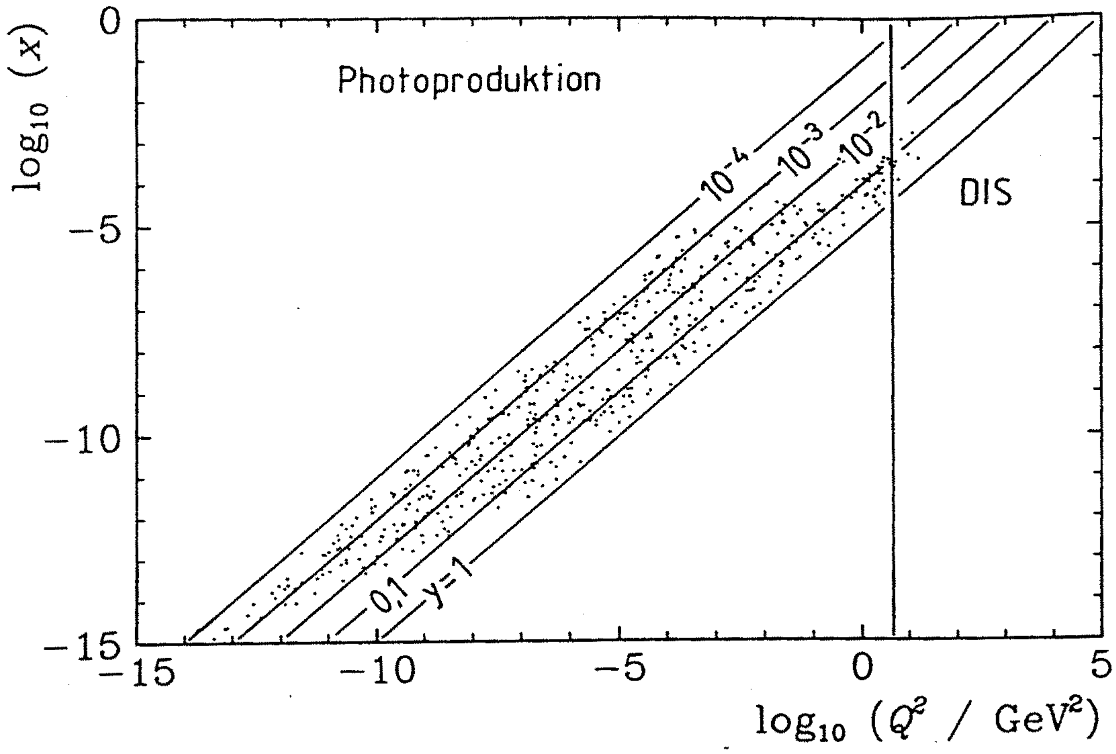

Abbildung 4.4: In DIFFVM implementiertes Photonenspektrum.

4.3.2 Übergang zum virtuellen Vektormeson

Der Wirkungsquerschnitt für diffraktive Vektormeson-Photoproduktion ist abhängig vom Viererimpulsübertrag Q^2 des Photons und von der γp-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Die Q^2-Abhängigkeit wird durch das VDM beschrieben und unterscheidet sich für transversal und longitudinal polarisierte Photonen. Für transversal polarisierte Vektormesonen ist in DIFFVM folgende Formel implementiert (vergleiche Abschnitt 2.2.1):

$$\frac{\sigma^T(Q^2)}{\sigma^T(0)} = \frac{1}{(1+Q^2/\Lambda^2)^2}, \tag{4.4}$$

für longitudinal polarisierte Vektormesonen gilt[2]

$$\frac{\sigma^L(Q^2)}{\sigma^T(0)} = \frac{\xi Q^2/m_V^2}{1+\chi\xi Q^2/m_V^2}\frac{1}{(1+Q^2/\Lambda^2)^2}. \tag{4.5}$$

Die Parameter Λ, ξ und χ werden vom Benutzer vorgegeben (Anhang C); Λ hat die Dimension einer Masse und entspricht der Vektormesonmasse, ξ ist dimensionslos und von der Größenordnung 1. Für beide Parameter liegen experimentelle Werte vor (Tabelle C.1). χ ist ein willkürlich eingeführter, dimensionsloser Parameter, der das Ansteigen des Verhältnisses R der Wirkungsquerschnitte für longitudinale und transversale Photonen begrenzt; das Verhältnis

$$R = \frac{\sigma^L\ (Q^2)}{\sigma^T\ (Q^2)} = \frac{\xi Q^2/m_V^2}{1+\chi\xi Q^2/m_V^2} \tag{4.6}$$

[2] m_V ist die Masse des Vektormesons.

zeigt folgendes Verhalten:

$$R \underset{Q^2 \to 0}{\longrightarrow} \xi \frac{Q^2}{m_V^2} \qquad \text{und} \qquad R \underset{Q^2 \to \infty}{\longrightarrow} \frac{1}{\chi}. \tag{4.7}$$

Experimentelle Daten für tiefinelastische Streuung deuten auf eine Sättigung dieses Verhältnisses bei Q^2-Werten über $1\,\mathrm{GeV}^2$ hin ([Bau78] p. 280, [Rio74, Rio75]). Setzt man $\Lambda = m_V$ und $\chi = 0$, erhält man den vom VDM vorhergesagten Verlauf des Wirkungsquerschnittes.

Für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wird der von der REGGE-Theorie vorhergesagte Verlauf angenommen, nämlich (Abschnitt 2.3.2)

$$\sigma\,(W_{\gamma p}^2) \propto s_{\gamma p}^{2\epsilon} = W_{\gamma p}^{4\epsilon}. \tag{4.8}$$

$\epsilon = \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1$ wird vom Benutzer vorgegeben ($\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ ist der Achsenabschnitt der Pomerontrajektorie). Bei $\epsilon = 0$ ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig von $W_{\gamma p}$. Eine Anpassung an experimentelle Daten ergibt $\epsilon = 0{,}0808$ [Don92].

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2 und $W_{\gamma p}$ wird in DIFFVM folgendermaßen berücksichtigt: Zu Beginn des Programmes wird der maximale Wirkungsquerschnitt berechnet, der sich für $Q^2 = 0$ und $W_{\gamma p}^2 = s_{ep}$ ergibt; jedes generierte Photon wird dann mit einem Gewichtungsfaktor

$$G^T\,(W_{\gamma p},\, Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/\Lambda^2)^2} \left(\frac{W_{\gamma p}^2}{s_{ep}}\right)^{2\epsilon} \tag{4.9}$$

für transversal polarisierte ($\lambda = \pm 1$) und

$$G^L\,(W_{\gamma p},\, Q^2) = \frac{\xi Q^2/m_V^2}{1 + \chi\xi Q^2/m_V^2} \, \frac{1}{(1 + Q^2/\Lambda^2)^2} \left(\frac{W_{\gamma p}^2}{s_{ep}}\right)^{2\epsilon} \tag{4.10}$$

für longitudinale ($\lambda = 0$) virtuelle Photonen versehen, der zwischen 0 und 1 liegt. Wenn dieser Gewichtungsfaktor größer als eine zwischen 0 und 1 gleichverteilte Zufallszahl ist, wird das Photon als virtuelles Vektormeson akzeptiert und mit der Generierung des Ereignisses fortgefahren, anderenfalls wird ein neues Photon erzeugt.

4.3.3 t- und M_X^2-Spektrum

Diffraktiv elastische Produktion

Bei elastischer Vektormeson-Proton-Streuung fällt der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit dem Impulsübertrag t des Pomerons ab (Abschnitt 2.3.3):

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}t} \propto \mathrm{e}^{bt} \tag{4.11}$$

mit

$$b\,(W_{\gamma p}^2) = b\,(W_0^2) + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \, \ln \frac{W_{\gamma p}^2}{W_0^2}. \tag{4.12}$$

Die Parameter $b\,(W_0^2)$, W_0 und $\alpha'_{\mathbb{P}}$ werden vom Benutzer vorgegeben. W_0 ist die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie, bei der b gemessen wurde; in dieser Arbeit wurde die Schwerpunktsenergie $W_0 = 13{,}7\,\mathrm{GeV}$ verwendet, bei der die Daten der NA-14-Kollaboration

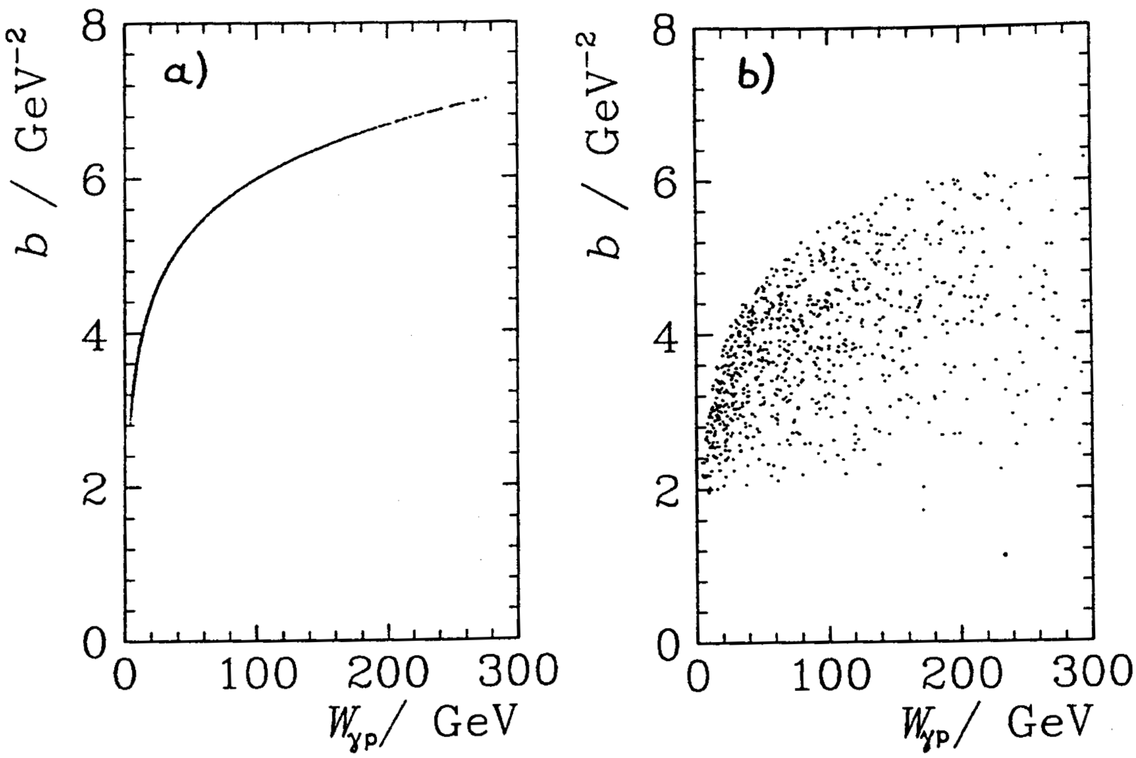

Abbildung 4.5: Steigungsparameter b bei elastischer J/ψ-Produktion (a) für $b = 4\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei $W_0 = 13,7\,\mathrm{GeV}$ und bei diffraktiver Dissoziation des Protons (b) für $b = 2,5\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei $W_0 = 13,7\,\mathrm{GeV}$ und $M_0 = 3\,\mathrm{GeV}$. In beiden Fällen ist $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0,25\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

[NA14-87] gewonnen wurden. $\alpha'_{\mathbb{P}}$ ist die Steigung der Pomerontrajektorie, der experimentelle Wert beträgt $0,25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ [Lan90]. Bei $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0$ ergibt sich ein konstanter Wert für b. Die experimentellen Werte für b sind in Tabelle 2.3 aufgeführt. Abbildung 4.5 a) zeigt die Abhängigkeit des Steigungsparameters b von $W_{\gamma p}$. In DIFFVM wird zunächst b gemäß (4.12) berechnet; dann wird ein Wert für t gewürfelt, der zwischen 0 und s liegt und gemäß (4.11) verteilt ist. Wenn t nicht im kinematisch erlaubten Bereich liegt (die Formeln für $t_{\min}$ und $t_{\max}$ sind in Anhang A.2 angegeben), wird die Erzeugung des Ereignisses abgebrochen und mit der Erzeugung eines neuen Photons begonnen.

Diffraktive Dissoziation des Protons

Für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von t und der Masse $M_{X,p}$, die bei der diffraktive Dissoziation des Protons entsteht, ist in DIFFVM folgende Formel implementiert (vergleiche Abschnitt 2.3.3, Formel 2.28):

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\;\mathrm{d}M^2_{X,p}} \propto \mathrm{e}^{bt}\,\frac{f_p(M^2_{X,p})}{M^2_{X,p}} \tag{4.13}$$

mit (vergleiche Formel 2.29)

$$b\,(W^2_{\gamma p},\,M^2_{X,p}) = b\,(W_0^2,\,M_0^2) + 2\alpha'_{\mathbb{P}}\left(\ln\frac{W^2_{\gamma p}}{W_0^2} - \ln\frac{M^2_{X,p}}{M_0^2}\right) \tag{4.14}$$

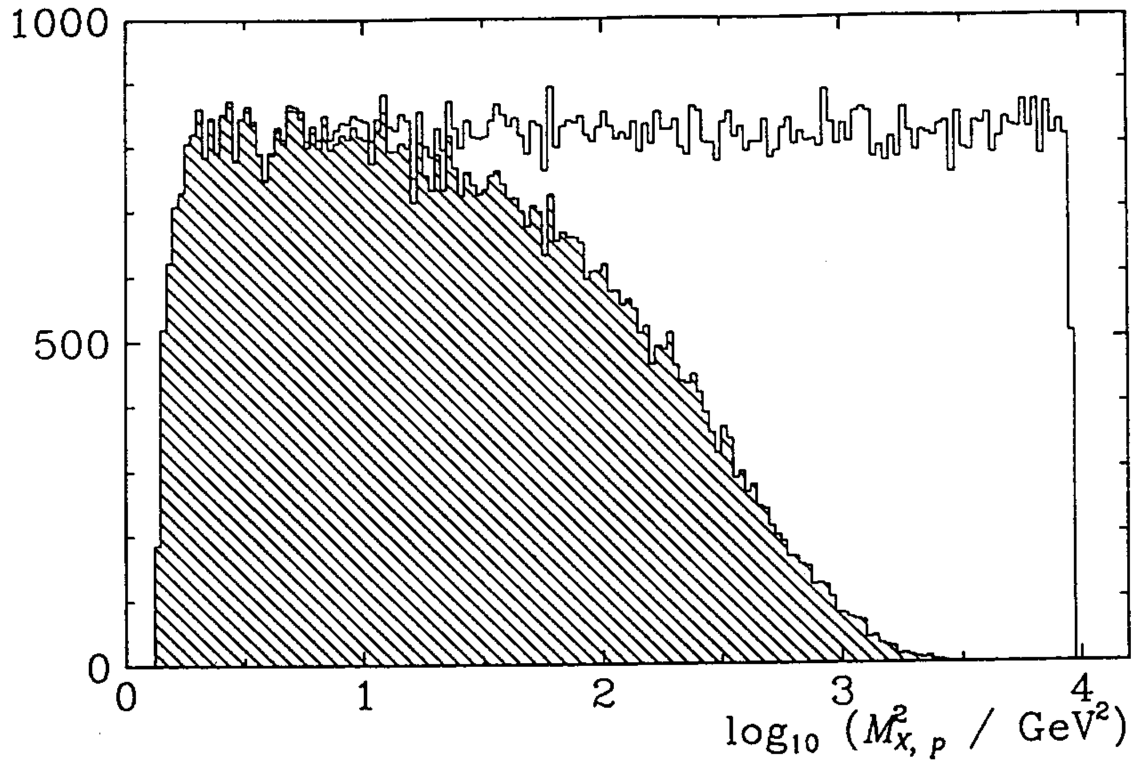

Abbildung 4.6: Verteilung von $\log_{10} M^2_{X,p}$ bei diffraktiver Dissoziation des Protons für $W_{\gamma p} = 99,2\,\mathrm{GeV}$ mit $b = 2,5\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei $W_0 = 13,7\,\mathrm{GeV}$ und $M_0 = 3\,\mathrm{GeV}$.
Nicht schraffiert: Verteilung aller $M^2_{X,p}$-Werte. Schraffiert: Verteilung der kinematisch erlaubten Werte. Ein $1/M^2_{X,p}$-Spektrum entspricht einer Gleichverteilung von $\log_{10} M^2_{X,p}$.

und

$$f_p(M^2_{X,p}) = \begin{cases} 1 - 1,1815\,\mathrm{GeV}^{-4}\,(M^2_{X,p} - 2\,\mathrm{GeV}^2)^2 & \text{für} \quad M^2_{X,p} \leq 2\,\mathrm{GeV}^2 \\ 1 & \text{für} \quad M^2_{X,p} > 2\,\mathrm{GeV}^2, \end{cases} \tag{4.15}$$

M_0 ist die mittlere Masse, bei der b gemessen wurde; in dieser Arbeit wurde $M_0 = 3\,\mathrm{GeV}$ angenommen. Abbildung 4.5 b) zeigt, wie b aufgrund der verschiedenen $M_{X,p}$-Werte bei festem $W_{\gamma p}$ variiert. Die Form von $f_p\,(M^2_{X,\,p})$ orientiert sich an experimentellen Resultaten [Gou83].

Da die Verteilung von $M_{X,p}$ von $W_{\gamma p}$ und t unabhängig ist, wird zunächst ein Wert für $M_{X,p}$ zwischen dem Mindestwert $m_p + m_{\pi^0}$ und $\sqrt{s_{ep}}$ gewürfelt; falls $M_{X,\,p} > W_{\gamma p} - m_p$ ist, wird ein neues Photons erzeugt, anderenfalls wird mit diesem Wert b berechnet und t generiert. Wie im Fall der elastischen Erzeugung wird an dieser Stelle abgebrochen, wenn t außerhalb des kinematisch erlaubten Bereichs liegt. Da

$$|t_{\min}| \approx \frac{M^2_{X,p}\, m^2_V}{W^2_{\gamma p}} \tag{4.16}$$

gilt (Anhang A.2), sind auf diese Weise große Werte von $M_{X,p}$ unterdrückt (Abbildung 4.6). Bei der diffraktiven Dissoziation des Vektormesons ist dieser Effekt aufgrund der anderen Kinematik weit geringer.

Diffraktive Dissoziation des Vektormesons

Vom Standpunkt der REGGE-Theorie ist dieser Fall der diffraktiven Dissoziation des Protons äquivalent. Folglich gilt auch hier

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\;\mathrm{d}M_{X,V}^2} \propto \mathrm{e}^{bt}\,\frac{1}{M_{X,V}^2} \tag{4.17}$$

mit

$$b\,(W_{\gamma p}^2,\, M_{X,V}^2) = b\,(W_0^2,\, M_0^2) + 2\alpha'_{\mathbb{P}}\,\left(\ln\frac{W_{\gamma p}^2}{W_0^2} - \ln\frac{M_{X,V}^2}{M_0^2}\right). \tag{4.18}$$

Als untere Grenze für $M_{X,V}$ wird der Wert $m_V + 2m_{\pi^0}$ angenommen, da aus Gründen der Isospinerhaltung neben dem Vektormeson kein einzelnes Pion entstehen kann, wenn man fordert, daß das Vektormeson auch im Endzustand vorhanden sein soll, und daß keine Quantenzahlen vom Pomeron übertragen werden.

Doppelt diffraktive Dissoziation

Analog zur einfach diffraktiven Dissoziation erhält man hier

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}t\;\mathrm{d}M_{X,p}^2\;\mathrm{d}M_{X,V}^2} \propto \mathrm{e}^{bt}\,\frac{f_p(M_{X,p}^2)}{M_{X,p}^2}\,\frac{1}{M_{X,V}^2} \tag{4.19}$$

mit

$$b(W_{\gamma p}^2,\, M_{X,p}^2,\, M_{X,V}^2) = b(W_0^2,\, M_0^2,\, M_0^2) + 2\alpha'_{\mathbb{P}}\,\left(\ln\frac{W_{\gamma p}^2}{W_0^2} - \ln\frac{M_{X,p}^2}{M_0^2} - \ln\frac{M_{X,V}^2}{M_0^2}\right). \tag{4.20}$$

Auch hier werden zuerst $M_{X,p}$ und $M_{X,V}$ gewürfelt, anschließnd b bestimmt und t generiert, und zuletzt wird geprüft, ob diese Kombination von $W_{\gamma p}$, $M_{X,p}$, $M_{X,V}$ und t kinematisch erlaubt ist.

4.3.4 Behandlung der Dissoziation von Proton und Vektormeson

Dissoziieren das Proton und/oder das Vektormeson, entstehen hadronische Zustände, deren Zerfall in stabile Teilchen simuliert werden muß. Dabei wird die Erhaltung von Isospin und Baryonenzahl berücksichtigt.

Dissoziation der Masse am Proton-Vertex

Bei inelastischem Proton-Vertex verlangt die Erhaltung der Baryonenzahl ein Proton oder Neutron im Endzustand. Der Einfachheit halber wird angenommen, daß zusätzlich lediglich Pionen entstehen. Unter der Annahme von Isospin-Symmetrie erwartet man durchschnittlich doppelt soviele geladene wie neutrale Pionen. Bei der Erzeugung eines einzigen Pions ist das Verhältnis mit Hilfe der CLEBSCH-GORDAN-Koeffizienten bestimmbar und beträgt 1:1.

Die Anzahl der geladenen Pionen folgt dem KNO-Skalenverhalten [Kob72]; Als KNO-Skalenverhalten bezeichnet man die die experimentelle Beobachtung [Coo82], daß die Verteilung der Anzahl $n_\pm$ der bei diffraktiven, hochenergetischen Hadron-Kollisionen erzeugten geladenen Pionen mit dem Mittelwert N normalverteilt ist, wobei N nur von der Masse des hadronischen Zustandes abhängt. DIFFVM verwendet die Formeln 46 bis 48 aus GOULIANOS 1983 [Gou83, Gou82] für die Wahrscheinlichkeit $P_{n_\pm}$, daß $n_\pm$ geladene Pionen entstehen:

$$P_{n_\pm} \propto \exp - \frac{(n_\pm - N)^2}{2\left(\frac{N}{2}\right)^2} \tag{4.21}$$

mit

$$N = \begin{cases} 2\sqrt{M} & \text{für } M \leq 1 \\ 2 + 0{,}13 \ln M^2 + 0{,}18 (\ln M^2)^2 & \text{für } M > 1, \end{cases} \tag{4.22}$$

wobei M durch

$$M = \frac{M_{X,p} - m_p}{1\mathrm{GeV}} \tag{4.23}$$

definiert ist.

Da das neben den Pionen entstehende Nukleon die Ladung 0 oder +1 tragen kann, sind gerade und ungerade Anzahlen geladener Pionen zulässig. Bei geradem $n_\pm$ gibt es gleichviele positive und negative Pionen und das Nukleon ist ein Proton, bei ungeradem $n_\pm$ entsteht ein Neutron und ein positives Pion mehr, als es negative Pionen gibt. Die Anzahl n_0 der neutralen Pionen wird als im Mittel halb so groß wie die Anzahl der geladenen Pionen angenommen.

Im einzelnen wird zunächst die Gesamtzahl $n = n_\pm + n_0$ der Pionen mit der Verteilung

$$P_n \propto \exp - \frac{\left(n - \frac{3N}{2}\right)^2}{2\left(\frac{3N}{4}\right)^2} \tag{4.24}$$

gewürfelt, wobei das Ergebnis zwischen 1 und der kinematisch möglichen Pionanzahl liegen muß, dann wird die Anzahl der geladenen Pionen bestimmt (binomialverteilt mit dem Parameter $p = \frac{2}{3}$). Die Anzahl der neutralen Pionen ergibt sich aus $n_0 = n - n_\pm$. Zuletzt wird die Ladung der einzelnen Pionen und des Baryons ermittelt.

Nachdem die Teilchen im Ausgangskanal bestimmt sind, wird ein Phasenraumzerfall der hadronischen Masse M_X mit dem Phasenraumgenerator `RAMBO` [Kle86] durchgeführt. Bei großer invarianter Masse und geringer Pionenanzahl führt ein reiner Phasenraumzerfall zum Auftreten hoher Transversalimpulse, die experimentell nicht beobachtet werden. Um den experimentellen Resultaten ([Per87], p. 138; [Alp73], Abbildung 4.7) besser gerecht zu werden, die für Pionen eine mit $p_\perp$ exponentiell abfallende $p_\perp^2$-Verteilung gemäß

$$E\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}p^3} \propto \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_\perp^2} \propto \mathrm{e}^{-Bp_\perp} \tag{4.25}$$

mit $B \approx 6\,(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$ für $\sqrt{s} = 30{,}6\,\mathrm{GeV}$ ergeben, kann der Programmbenutzer einen maximalen Transversalimpuls vorgeben, den kein Teilchen überschreiten darf. Der Zerfall der hadronischen Masse wird solange wiederholt, bis kein Teilchen mehr einen unzulässig hohen Transversalimpuls $p_\perp$ gegenüber dem Gesamtimpuls der hadronischen Masse hat. Da hierfür bei kleiner Pionenzahl und großer invarianter Masse sehr viele Iterationen

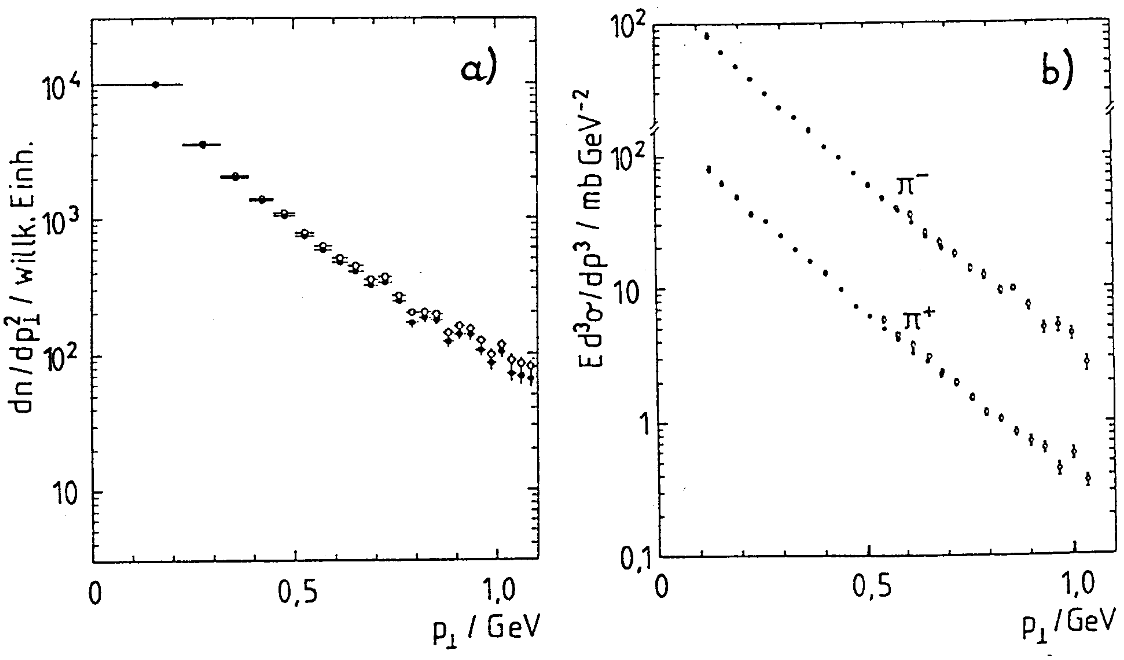

Abbildung 4.7: (a) $p_\perp^2$-Verteilung der Pionen, die bei der diffraktiven Dissoziation des Protons bei $W_{\gamma p} = 30,6\,\mathrm{GeV}$ entstehen. Leere Kreise: keine Begrenzung von $p_\perp$. Volle Kreise: Begrenzung auf $p_\perp \leq 2,0\,\mathrm{GeV}/c$.
(b) experimentelle Daten im selben Maßstab aus [Alp73], die aus pp-Kolissionen bei $\sqrt{s_{pp}} = 30,6\,\mathrm{GeV}$ gewonnen wurden.

notwendig sind, ist die Maximalzahl der Iterationen auf 100 begrenzt. Um das t- und $M_{X,p}^2$-Spektrum nicht zu verändern, wird in solchen Fällen das Ergebnis des letzten Phasenraumzerfalles akzeptiert. Es zeigt sich, daß ein Wert von 2,0 GeV für die $p_\perp$-Obergrenze nicht unterschritten werden sollte, da sonst die Anzahl der Ereignisse zu groß wird, bei denen die zylindrische Begrenzung des Phasenraumes nicht mehr gelingt. Abbildung 4.7 zeigt die Änderung des $p_\perp^2$-Spektrums der geladenen Pionen, die sich aus der zylindrischen Begrenzung des Phasenraumes ergibt, im Vergleich mit experimentellen Resultaten. Die scharfe Begrenzung des $p_\perp$-Spektrums führt nicht zu einem abrupten Abbruch des Spektrums beim Erreichen der $p_\perp$-Obergrenze.

Die Dissoziation der hadronischen Masse über einen einfachen Phasenraumzerfall stellt offensichtlich eine Vereinfachung gegenüber der Realität dar. Für die Akzeptanzbestimmung des Proton-Taggers ist dabei weniger von Bedeutung, daß die Produktion schwererer Hadronen (η, $K^\pm$, $K^0 \ldots$) vernachlässigt wird, sondern vielmehr die Schwierigkeit, ein realistisches $p_\perp$-Spektrum zu generieren. Die Beschränkung auf einen zylindrischen Phasenraum verhindert das Auftreten von Schauerteilchen mit extremen Transversalimpulsen, kann aber die experimentellen Ergebnisse (Abbildung 4.7) nicht reproduzieren.

Der systematische Fehler für die Akzeptanzbestimmung, der aus diesem einfachen Modell resultiert, kann durch den Vergleich mit den Ergebnissen abgeschätzt werden, die sich bei der Verwendung detaillierter Fragmentationsmodelle ergeben, wie sie in PYTHIA implementiert sind.

Dissoziation der Masse am Vektormeson-Vertex

Bei der Fragmentation der Masse $M_{X,V}$ am Vektormeson-Vertex wird im Prinzip wie im Fall der Proton-Dissoziation vorgegangen. Da der Generator DIFFVM vornehmlich zur Simulation der J/ψ-Erzeugung konzipiert ist, wird verlangt, daß in jedem Fall das Vektormeson im Ausgangskanal zu finden ist, die Dissoziation also „überlebt".

Aus Gründen der Ladungserhaltung müssen bei der Dissoziation des Vektormesons gleichviele positive und negative Pionen entstehen. Aufgrund von Isospinerhaltung (das Pomeron ist isoskalar) kann auch kein einzelnes π^0 erzeugt werden, so daß mindestens zwei Pionen emittiert werden müssen. M wird hier nach einer modifizierten Formel berechnet:

$$M = \frac{M_{X,V} - m_V}{1\,\mathrm{GeV}}. \tag{4.26}$$

Eine zylindrische Beschränkung des Phasenraumes ist auch für die Dissoziation des Vektormesons implementiert, es zeigt sich jedoch, daß bei der J/ψ-Erzeugung die große Massendifferenz zwischen J/ψ und Pionen dazu führt, daß die Simulation des Phasenraumzerfalles bereits ohne weiter Beschränkungen sehr aufwendig ist. Dazu trägt auch der Umstand bei, daß große Werte für $M^2_{X,V}$ kinematisch nicht so stark unterdrückt sind wie im Fall der Proton-Dissoziation (Anhang A.2). Aus diesen Gründen hat sich eine Beschränkung des Phasenraumes als rechenintensiv und gleichzeitig wenig erfolgreich erwiesen: es treten zu viele Fälle auf, in denen der Transversalimpuls auch nach 100 Iterationen nicht in den vorgegebenen Grenzen liegt.

4.3.5 Der Zerfall des Vektormesons

Nach der Fragmentation aller hadronischen Massen wird der Zerfall des Vektormesons simuliert. In DIFFVM ist bisher nur der Zweikörperzerfall implementiert, der für den experimentellen Nachweis die besten Möglichkeiten bietet. Das Zerfallsteilchen wird vom Benutzer vorgegeben.

Ist der Vektormeson-Pomeron-Vertex elastisch, wird angenommen, daß das Vektormeson im γp-Schwerpunktsystem die Helizität des Photons (± 1 für transversale, 0 für longitudinale Photonen) übernimmt; dies wird als s-Kanal-Helizitätserhaltung bezeichnet (Anhang B.4). In Anhang B sind die Zerfallswinkelverteilungen hergeleitet, die sich bei Berücksichtigung der Polarisation des Vektormesons ergeben.

Bezeichnet θ den Winkel eines der beiden Zerfallsteilchen zur Richtung des Vektormeson-Impulsvektors im γp-Schwerpunktsystem, so gilt bei Vernachlässigung der Leptonmasse für den Zerfall transversal polarisierter Vektormesonen in Leptonen

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto 1 + \cos^2\theta, \tag{4.27}$$

für den Zerfall longitudinaler Vektormesonen in Leptonen erhält man

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto \sin^2\theta. \tag{4.28}$$

Beim Zerfall in skalare und pseudoskalare Teilchen gilt dagegen

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto \sin^2\theta \tag{4.29}$$

für transversale und

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto \cos^2\theta \tag{4.30}$$

für longitudinal polarisierte Vektormesonen.

Wenn der Vektormeson-Pomeron-Vertex inelastisch ist, kann sich der Drehimpuls des Photons auf mehrere Teilchen verteilen, das Vektormeson wird deshalb als unpolarisiert betrachtet, woraus sich eine isotrope Zerfallswinkelverteilung ergibt.

Bei Vektormesonen, deren Zerfallsbreite nicht vernachlässigbar klein gegen die Masse ist (z. B. ρ^0-Mesonen), wird die aktuelle Masse m des Vektormesons bei jedem Ereignis gewürfelt; die Verteilung der Massen folgt der Breit-Wigner-Form ([PDG92], p. III.51)

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}m} \propto \frac{\Gamma_{\mathrm{tot}}^2}{(m-m_V)^2+\Gamma_{\mathrm{tot}}^2/4}, \tag{4.31}$$

wobei m_V die nominelle Masse und Γ_{tot} die Zerfallsbreite des Vektormesons bezeichnen.

4.3.6 Kaskadenzerfälle angeregter Vektormeson-Zustände

Bei der Erzeugung angeregter Vektormesonen ($\psi', \Upsilon', \Upsilon''$) muß berücksichtigt werden, daß diese zum einen direkt in Leptonpaare zerfallen können, zum anderen über Kaskadenzerfälle in leichtere Vektormesonzustände übergehen können, die ihrerseits in ein Leptonpaar zerfallen.

Bei DIFFVM wird davon ausgegangen, daß die Summe der bekannten exklusiven Kaskadenzerfallskanäle alle Kaskadenzerfälle abdeckt. Das Gesamtverzweigungsverhältnis für den Zerfall $\psi' \to \ell^+\ell^- X$ berechnet sich folgendermaßen: Setzt man Lepton-Universalität voraus, gilt (alle Daten stammen aus [PDG92]):

$$BR\,(J/\psi \to \ell^+\ell^-) = 6,15\% \pm 0,16\%.$$

Die Verzweigungsverhältnisse für Kaskadenzerfälle sind dann

$$\begin{aligned}
BR\,(\psi' \to \ell^+\ell^-) &= 0,84\% \pm 0,10\%,\\
BR\,(\psi' \to (J/\psi \to \ell^+\ell^-)\pi^+\pi^-) &= 1,99\% \pm 0,16\%,\\
BR\,(\psi' \to (J/\psi \to \ell^+\ell^-)\pi^0\pi^0) &= 1,13\% \pm 0,17\%,\\
BR\,(\psi' \to (J/\psi \to \ell^+\ell^-)\eta) &= 0,166\% \pm 0,025\%,\\
BR\,(\psi' \to (J/\psi \to \ell^+\ell^-)\pi^0) &= 0,0060\% \pm 0,0013\%,
\end{aligned}$$

insgesamt folgt daraus

$$BR\,(\psi' \to \ell^+\ell^- X) = 4,13\% \pm 0,26\%.$$

Ein Vektormeson, das aus einem Kaskadenzerfall hervorgegangen ist, wird als unpolarisiert betrachtet. Der Kaskadenzerfall selbst wird als Phasenraumzerfall durchgeführt.

DIFFVM beinhaltet auch die Kaskadenzerfälle $\Upsilon' \to \Upsilon$ und $\Upsilon'' \to \Upsilon', \Upsilon$. Beim Zerfall $\Upsilon'' \to \Upsilon'$ gibt es eine Diskrepanz zwischen der Summe der Verzweigungsverhältnisse der exklusiv gemessenen Kaskadenzerfälle und dem Gesamtverzweigungsverhältnis für den Kaskadenzerfall. Das Verhältnis

$$BR\,(\Upsilon'' \to \Upsilon' X) = 10,9\% \pm 1,3\%$$

wird durch die beiden Zerfälle

$$\Upsilon'' \to \Upsilon' \pi^+ \pi^- \quad (BR = 2,1\% \pm 0,4\%)$$

und

$$\Upsilon'' \to \Upsilon' \pi^0 \pi^0 \quad (BR = 1,3\% \pm 0,4\%)$$

nicht abgedeckt. Dieses Problem wird übergangen, in DIFFVM sind nur die gemessenen exklusiven Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt, was jedoch zu einer Unterschätzung des Anteils der Kaskadenzerfälle gegenüber den direkten Zerfällen führt.

4.3.7 Bedingungen für die Zerfallsteilchen

Da die Erzeugung eines Ereignisses auf Viererverktor-Ebene etwa 1000mal schneller als die Simulation der Detektorsignale mit `H1SIM` ist, lohnt es sich, bereits vor der Simulation eine Auswahl der Ereignisse zu treffen, die ein rekonstruierbares Vektormeson erwarten lassen. Aus kinematischen Gründen erhalten J/ψ-Mesonen, die von niederenergetischen Photonen mit $E_\gamma \lesssim 0,25\,\mathrm{GeV}$ erzeugt werden, bei HERA einen Longitudinalimpuls bis zu mehreren hundert GeV in Vorwärtsrichtung. In diesen Fällen verschwindet praktisch immer mindestens ein Zerfallsmyon im Strahlrohr, so daß eine Rekonstruktion des J/ψ-Mesons nicht mehr möglich ist. Hochenergetische Photonen führen zu einem großen Longitudinalimpuls in Rückwärtsrichtung; verlangt man, daß beide Myonen die Bedingung $\theta \leq 155°$ erfüllen, verliert man einen Großteil der Ereignisse mit $E_\gamma \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}$.

Um Myonen als solche identifizieren zu können, müssen die Myonen einen Mindestimpuls aufweisen. Im Zentralbereich des H1-Myonsystems ($34° < \theta < 127°$) benötigen Myonen einen Transversalimpuls von etwa $1,5\,\mathrm{GeV}/c$, um das Kalorimeter zu durchqueren und im instrumentierten Eisen eine Spur zu hinterlassen. Verlangt man eine Minimalenergie von $2,0\,\mathrm{GeV}$ für ein Myon und $0,8\,\mathrm{GeV}$ für das zweite, verliert man Ereignisse im Bereich $1,0\,\mathrm{GeV} \lesssim E_\gamma \lesssim 2,5\,\mathrm{GeV}$. Abbildung 4.8 zeigt die Auswirkung dieser Schnitte auf das $W_{\gamma p}$-Spektrum bei elastischer J/ψ-Erzeugung.

Wie Abbildung 4.9 zeigt, sind die Auswirkungen dieser Schnitte auf das t-Spektrum und das $p_\perp$-Spektrum der J/ψ-Mesonen gering, was auf geringe systematische Fehler bei der Messung des Steigungsparameters b hoffen läßt. Die Winkelverteilung der Myonen im Helizitätssystem wird jedoch stark verändert, wie in Abbildung 4.10 zu sehen ist.

DIFFVM erlaubt verschiedene Schnitte auf die Impulse der Zerfallsteilchen. Man kann verlangen, daß beide Zerfallsteilchen in einen vorgegebenen Polarwinkelbereich fallen und eine Mindestenergie aufweisen. Zusätzlich kann verlangt werden, daß eines der Zerfallsteilchen härtere Schnitte auf θ und E erfüllt. Um tiefinelastische Ereignisse zu selektieren, kann auch für das gestreute Elektron ein Mindeststreuwinkel und eine Mindestenergie verlangt werden.

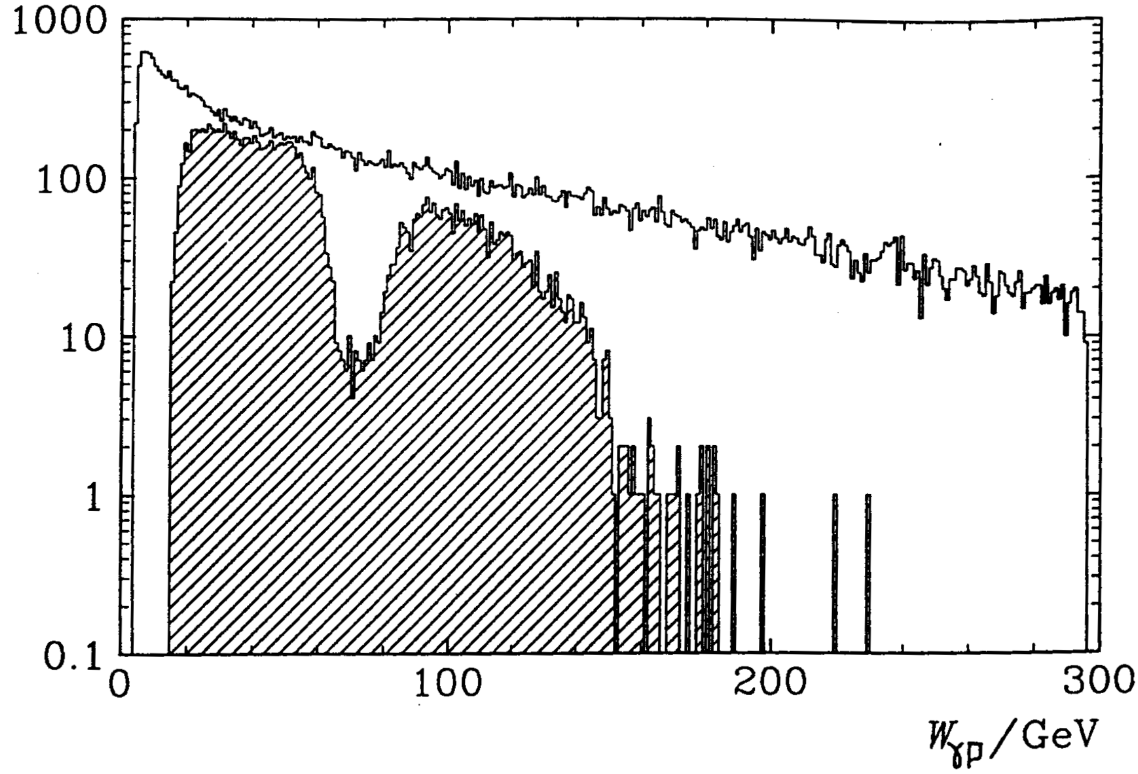

Abbildung 4.8: Auswirkungen von Schnitten auf die Zerfallsteilchen des Vektormesons in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. Nicht schraffiert: $W_{\gamma p}$-Spektrum ohne Schnitte. Schraffiert: Ereignisse, bei denen beide Myonen $5° \leq \theta \leq 155°$ und $E \geq 0,8\,\mathrm{GeV}$ erfüllen, wobei ein Myon zusätzlich $E > 2,0\,\mathrm{GeV}$ hat.

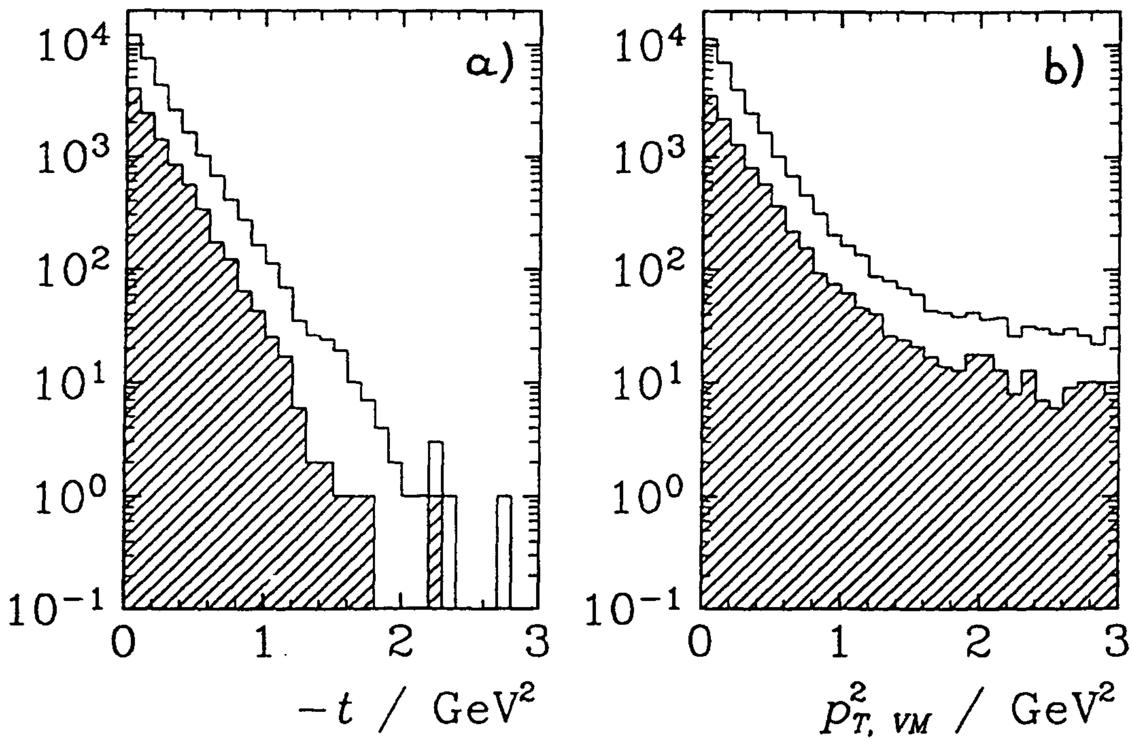

Abbildung 4.9: Auswirkungen von Schnitten auf die Zerfallsteilchen des Vektormesons auf das t-Spektrum (a) und das $p_\perp^2$-Spektrum der J/ψ-Mesonen (b). Es wurden die in der Legende zu Abbildung 4.8 aufgeführten Bedingungen an die Zerfallsmyonen gestellt.

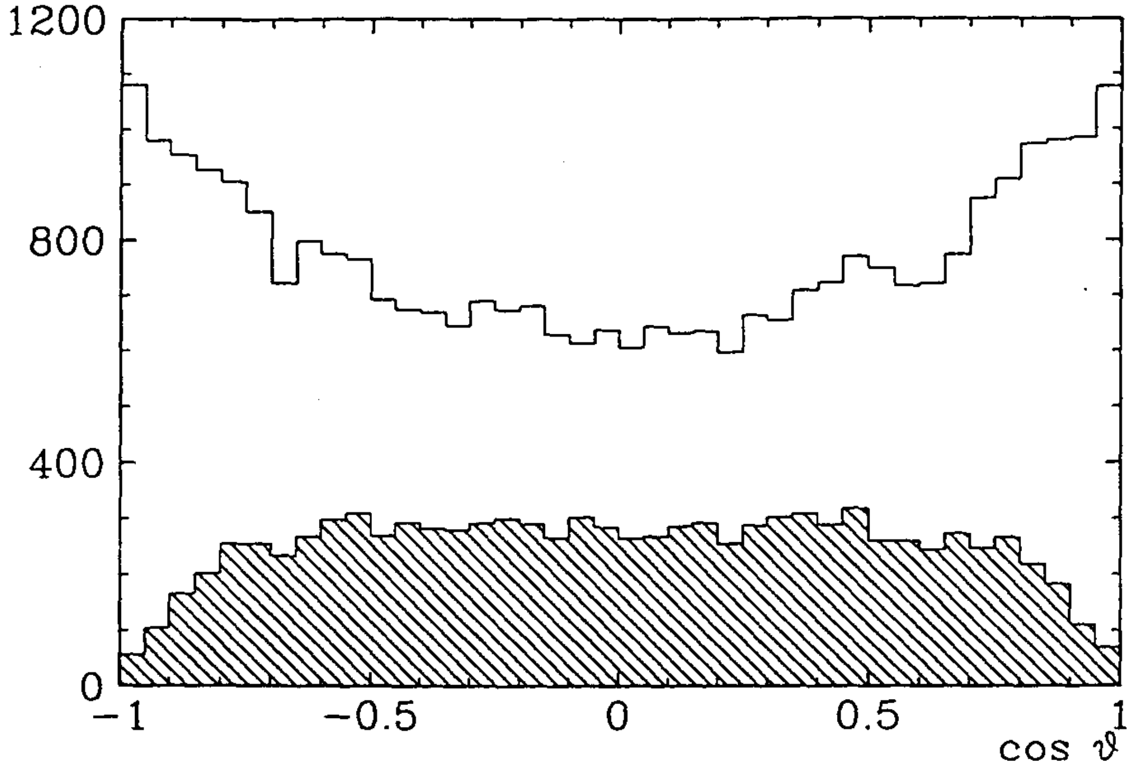

Abbildung 4.10: Auswirkungen von Schnitten auf die Zerfallsteilchen des Vektormesons auf die Winkelverteilung der Zerfallsmyonen im Helizitätssystem. Die Bedingungen an die Zerfallsmyonen sind in der Legende zu Abbildung 4.8 aufgeführt.

4.3.8 Berechnung des *ep*-Wirkungsquerschnittes

DIFFVM berechnet aus dem Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma^T_{\gamma N}(W_0,\, Q^2 = 0)$ für reelle Photonen bei der Schwerpunktsenergie W_0 den ep-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} unter Berücksichtigung der Schnitte auf die Zerfallsteilchen. Das Verzweigungsverhältnis für den betrachteten Zerfallskanal muß bei der Angabe des Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes berücksichtigt sein, man gibt also den Wirkungsquerschnitt für den Prozeß

$$\begin{array}{l}\gamma N \to VX \\ \qquad\quad \hookrightarrow \ell^+\ell^-\end{array}$$

an (X steht je nach Prozeß für das elastisch gestreute Nukleon oder die hadronische Masse im Endzustand, ℓ bezeichnet ein beliebiges Zerfallsteilchen).

Daraus wird der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß

$$\begin{array}{l}e^- p \to e^- \gamma^* p \to e^-\, VX \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \ell^+\ell^-\end{array}$$

berechnet. Dabei gehen vier Faktoren ein:
• der Photonenfluß,
• die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von $W_{\gamma p}$,
• die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2 und
• die Änderung der kinematischen Grenzen für die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes.
Auf diese Punkte wird im folgenden genauer eingegangen.

Der Photonenfluß

Die Ausdrücke für den Photonenfluß (2.3), (2.4) wurden bereits in Abschnitt 2.1 diskutiert. Der Photongenerator berechnet nach der in [Abt92] angegebenen Methode den integrierten Fluß transversaler und longitudinaler Photonen $\mathcal{F}_\gamma^T$, $\mathcal{F}_\gamma^L$, der von der Mindest-γp-Schwerpunktsenergie $W_{\min}$ abhängt, die vom Benutzer vorgegeben wird. Aus den mittleren Photoproduktionswirkungsquerschnitten $\langle\sigma_{\gamma p}^T\rangle$ und $\langle\sigma_{\gamma p}^L\rangle$ für transversale und longitudinale Photonen, bei denen die Propagatoreffekte berücksichtigt sind, erhält man den ep-Wirkungsquerschnitt durch Multiplikation mit dem Photonenfluß:

$$\sigma_{ep} = \langle\sigma_{\gamma p}^T\rangle\mathcal{F}_\gamma^T + \langle\sigma_{\gamma p}^L\rangle\mathcal{F}_\gamma^L. \tag{4.32}$$

Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von $W_{\gamma p}$

Zur Berücksichtigung der Q^2- und $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wird jedes Photon mit einem Gewichtungsfaktor versehen (Formeln 4.9, 4.10 in Abschnitt 4.3.2), der die Wahrscheinlichkeit angibt, daß es zu einer Wechselwirkung zwischen Vektormeson und Proton kommt. Der vom Benutzer angegebene Wirkungsquerschnitt bezieht sich sich auf reelle, transversale Photonen mit $Q^2 = 0$ und $W_{\gamma p} = W_0$. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein solches Photon akzeptiert wird, ist durch den Wichtungsfaktor

$$G^T\,(W_0,\,Q^2 = 0) = \left(\frac{W_0^2}{s_{ep}}\right)^{2\epsilon} \tag{4.33}$$

gegeben. Der Gewichtungsfaktor G^L für longitudinal polarisierte Photonen ist 0, wenn $Q^2 = 0$ gilt.

Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Q^2

Die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, die aus den Propagatortermen (4.4) und (4.5) herrührt, wird ebenfalls durch die Gewichtungsfaktoren G^T und G^L berücksichtigt, die durch die Formeln (4.9) und (4.10) gegeben sind.

Einfluß der kinematischen Grenzen auf den Wirkungsquerschnitt

Der γp-Wirkungsquerschnitt bei fester Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und festem Q^2 ergibt sich aus der Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes (Formeln 4.11, 4.13, 4.17, 4.19) über den kinematisch zugänglichen Bereich des Impulsübertrages t und—bei diffraktiver Dissoziation—der Massenquadrate $M_{X,p}^2$ und/oder $M_{X,V}^2$. In Abschnitt 4.3.3 wurde dargestellt, daß t und—falls erforderlich—$M_{X,p}^2$ und $M_{X,V}^2$ innerhalb fester Grenzen gewürfelt werden; nur bei einer kinematisch erlaubten Kombination dieser Parameter wird tatsächlich ein Ereignis generiert, ansonsten wird ein neues Photon erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit $P\,(W_{\gamma p},\,Q^2)$, daß eine solche kinematisch erlaubte Kombination gewürfelt wird, hängt von $W_{\gamma p}$ und in geringerem Maße auch von Q^2 ab.

Die Normierung des Wirkungsquerschnittes ist korrekt, wenn für reelle, transversal polarisierte Photonen bei einer Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p} = W_0$ der vom Benutzer vorgegebene γp-Wirkungsquerschnitt reproduziert wird. Der Wirkungsquerschnitt für andere

Q^2- und $W_{\gamma p}$-Werte ergibt sich dann aufgrund der Gewichtungsfaktoren und Integrationsgrenzen.

Um eine korrekte Normierung zu erhalten, ist es notwendig, die Wahrscheinlichkeit $P\,(W_0,\,0)$ zu kennen, mit der bei der Energie W_0 eine kinematisch erlaubte Kombination von t, $M^2_{X,p}$ und $M^2_{X,V}$ zustandekommt. Diese Wahrscheinlichkeit wird mit einer Monte-Carlo-Integration bestimmt: Zu Beginn des Programmes werden 10 000 Kombinationen von t, $M^2_{X,p}$ und $M^2_{X,V}$ gewürfelt und der Anteil $P\,(W_0,\,0)$ der bei W_0 und $Q^2 = 0$ zulässigen Kombinationen ermittelt.

Damit erhält man für die mittleren Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte $\langle\sigma^T_{\gamma p}\rangle$ und $\langle\sigma^L_{\gamma p}\rangle$ folgende Ausdrücke:

$$\langle\sigma^T_{\gamma p}\rangle = \langle P\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\cdot G^T\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\rangle\,\frac{\sigma^T_{\gamma N}\,(W_0,\,0)}{P\,(W_0,\,0)\,G^T\,(W_0,\,0)} \quad \text{und} \tag{4.34}$$

$$\langle\sigma^L_{\gamma p}\rangle = \langle P\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\cdot G^L\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\rangle\,\frac{\sigma^T_{\gamma N}\,(W_0,\,0)}{P\,(W_0,\,0)\,G^T\,(W_0,\,0)}. \tag{4.35}$$

Die Faktoren $\langle P\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\cdot G^T\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\rangle$ und $\langle P\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\cdot G^L\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\rangle$ ergeben sich aus dem Verhältnis der generierten Ereignisse mit transversal oder longitudinal polarisiertem Vektormeson N^T_{gen}, N^L_{gen}, zur Anzahl der generierten transversalen bzw. longitudinalen Photonen N^T_γ, N^L_γ:

$$\langle P\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\cdot G^T\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\rangle = \frac{N^T_{\text{gen}}}{N^T_\gamma} \quad \text{und} \tag{4.36}$$

$$\langle P\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\cdot G^L\,(W_{\gamma p},\,Q^2)\rangle = \frac{N^L_{\text{gen}}}{N^L_\gamma}. \tag{4.37}$$

Damit kann man den ep-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} vor Anwendung der Schnitte auf die Zerfallsteilchen berechnen:

$$\sigma_{ep} = \left(\frac{N^T_{\text{gen}}}{N^T_\gamma}\,\mathcal{F}^T_\gamma + \frac{N^L_{\text{gen}}}{N^L_\gamma}\,\mathcal{F}^L_\gamma\right)\frac{\sigma^T_{\gamma N}\,(W_0,\,0)}{P\,(W_0,\,0)\cdot G^T\,(W_0,\,0)}. \tag{4.38}$$

Den Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\text{cuts}}_{ep}$ der Ereignisse, die auch noch die Schnitte auf die Zerfallsteilchen erfüllen, ergibt sich daraus durch Multiplikation mit der Verhältnis der akzeptierten Ereignisse N_{acc} zur Gesamtanzahl $N_{\text{gen}} = N^T_{\text{gen}} + N^L_{\text{gen}}$ der generierten Ereignisse:

$$\sigma^{\text{cuts}}_{ep} = \frac{N_{\text{acc}}}{N_{\text{gen}}}\sigma_{ep} \tag{4.39}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt wird von DIFFVM berechnet und am Ende des Programmlaufes ausgegeben.

4.4 Der Generator Pythia

Pythia [Ben87, Sjö92a, Sjö92b] ist ein Monte-Carlo-Generator zur Simulation von Hadron-Hadron-Stößen. Er ist auch zur Simulation von Photon-Hadron-Stößen geeignet und enthält Optionen zur Simulation diffraktiver Photoproduktion [Sch93a, Sch93b]. In diesem Fall wird das Photon als Strahl-Teilchen mit konstanter Energie behandelt; die Simulation eines realistischen Photonenspektrums und des gestreuten Elektrons wird mit einem Zusatzprogramm von Th. Jansen bewerkstelligt, in dem das Spektrum nach den Formeln (2.3, 2.4) implementiert ist. Auch die Propagatoreffekte, die in Abschnitt 2.2.1 diskutiert wurden, sind in diesem Programm enthalten. Ein ähnliches Programm ist unter dem Namen `IJRAY` [Abt93a, Abt93b] innerhalb der H1-Kollaboration verfügbar. Für die vorliegende Arbeit wurden Ereignisse verwendet, die mit Pythia 5.6 in Verbindung mit dem Fragmentationsprogramm Jetset 7.3 [Sjö92b] und der Routine `GEPHOT` von Th. Jansen erzeugt wurden. Mit `GEPHOT` wird auch die Integration des Photonenflusses und die Umrechnung des γp-Wirkungsquerschnittes in den ep-Wirkungsquerschnitt durchgeführt.

Die Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes, die in Pythia verwendet wird, orientiert sich am Regge-Bild. Bei elastischer J/ψ-Produktion gilt [Sch93b, Jan92]:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\mathrm{el}}^{\gamma p}\left(s_{\gamma p}\right) &= \frac{1}{16\pi}\left(\frac{4\pi\alpha}{\gamma_{J/\psi}^2}\right)^{-1}\frac{\sigma_{\mathrm{tot}}^2\left(s_{\gamma p}\right)}{b\cdot(\hbar c)^2} \qquad \text{mit} && (4.40)\\
\sigma_{\mathrm{tot}}\left(s_{\gamma p}\right) &= \frac{4\pi\alpha}{\gamma_{J/\psi}^2}\left(X s_{\gamma p}^{\epsilon} + Y s_{\gamma p}^{-\eta}\right), && (4.41)\\
X &= 0,97\,\mu\mathrm{b}, && (4.42)\\
Y &= -0,146\,\mu\mathrm{b}, && (4.43)\\
\epsilon &= 0,0808, && (4.44)\\
\eta &= 0,4525, && (4.45)\\
\frac{4\pi}{\gamma_{J/\psi}^2} &= \frac{1}{11,5} \qquad \text{und} && (4.46)\\
b &= 0,86\,\mathrm{GeV}^{-2} + 4,0\,\mathrm{GeV}^{-2}\cdot s_{\gamma p}^{\epsilon} && (4.47)
\end{aligned}$$

(der Ansatz für σ_{tot} und die Werte für ϵ und η stammen aus [Don92]—siehe Abschnitt 2.3.2; für $s_{\gamma p}$ ist der Wert in GeV^2 einzusetzen). Für $W_{\gamma p} = \sqrt{s_{\gamma p}} = 13,7\,\mathrm{GeV}$ ergeben diese Formeln $b = 7,0\,\mathrm{GeV}^{-2}$ und $\sigma_{\gamma p} = 10,0\,\mathrm{nb}$. Der Wert für $\sigma_{\gamma p}$ stimmt mit dem Ergebnis der FTPS-Kollaboration [Den84] (Tabelle 2.2) überein, das Ergebnis für b erscheint im Vergleich mit den experimentellen Daten (Tabelle 2.3) sehr hoch, auch wenn b für rein elastische Prozesse bisher nicht gemessen werden konnte.

Die diffraktive Dissoziation von Proton und J/ψ werden in Pythia gemeinsam behandelt. Bei diffraktiver Dissoziation gilt [Jan92]

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}t\,\mathrm{d}M_x^2} \propto \frac{\mathrm{e}^{bt}}{M_x^2}; \tag{4.48}$$

bei der Dissoziation des Protons ist

$$b = 2,0\,\mathrm{GeV}^{-2} \tag{4.49}$$

und bei J/ψ-Dissoziation

$$b = 4,6\,\mathrm{GeV}^{-2}. \tag{4.50}$$

Bei der Dissoziation des J/ψ-Mesons wird das J/ψ als angeregtes $c\bar{c}$-System betrachtet, dessen Fragmentation mit JETSET [Sjö86, Sjö87, Sjö92b] simuliert wird. Als Folge dieser Fragmentation entsteht nicht immer ein J/ψ, sondern auch D- und D^*-Mesonen. Bei der Dissoziation des Protons wird angenommen, daß der vom Pomeron übertragene Impuls auf ein Valenzquark übergeht; die Fragmentation des entstandenen Quark-Diquark-Systems wird ebenfalls mit JETSET durchgeführt.

DIFFVM und PYTHIA beruhen beide auf demselben physikalischen Modell, nämlich der Verbindung von VDM und der Phänomenologie des Pomeron-Austausches. Der wesentliche Unterschied liegt in der Behandlung der Fragmentation der dissoziierenden Hadronen. Im Fall der Proton-Fragmentation, deren Behandlung auf die Bestimmung der Tagger-Akzeptanz einen großen Einfluß hat, repräsentieren sie zwei Extremfälle: DIFFVM behandelt die Proton-Masse als kohärent angeregtes System, das isotrop zerfällt. In PYTHIA dagegen wird der Proton-Pomeron-Vertex wie der Photon-Proton-Vertex bei der tiefinelastischen ep-Streuung behandelt; damit folgt PYTHIA dem Modell von DONNACHIE und LANDSHOFF. Experimentelle Daten bestätigen diese Vorgehensweise [EHS88]. Der Vergleich der Akzeptanzen des Proton-Taggers, die man bei Verwendung der beiden Generatoren erhält, erlaubt eine Abschätzung, wie empfindlich die Ergebnisse der Akzeptanzsimulation vom verwendeten Fragmentationsmodell abhängen.

4.5 Der Generator EPJPSI

Der Generator [Jun92a] simuliert die Entstehung von J/ψ-Mesonen durch Photon-Gluon-Fusion in ep-Stößen. Das Photon-Spektrum hat folgende Form [Cou91]:

$$\mathrm{d}\mathcal{F}_\gamma = \frac{\alpha}{\pi}\,\frac{\mathrm{d}y\,\mathrm{d}Q^2}{y\,Q^2}\left(1 - y + \frac{y^2}{2} - \frac{y^2\,m_e^2}{Q^2}\right). \qquad (4.51)$$

Wenn EPJPSI die Erzeugung von J/ψ-Mesonen nach dem *color-singlet*-Modell [Ber81] simuliert, wird das Proton in ein Quark-Diquark-System aufgeteilt; das einzelne Quark strahlt kollinear ein Gluon g_1 ab. Anschließend werden die Impulse des J/ψMesons und des abgestrahlten Gluons g_2 unter Berücksichtigung des QCD-Matrixelementes berechnet; als Massenskala für die starke Kopplungskonstante α_s dient dabei die J/ψ-Masse. Die anschließende Fragmentation des Gluon-Quark-Diquark-Systems wird mit JETSET 7.3 [Sjö92b] durchgeführt.

Zur Bestimmung der Tagger-Akzeptanz wurde ein Datensatz mit 4440 Ereignissen (das entspricht einer integrierten Luminosität von $10\,\mathrm{pb}^{-1}$) benutzt, bei denen das J/ψ leptonisch zerfällt. Von diesen Ereignissen wurden diejenigen ausgewählt, bei denen der Zerfall in Myonen erfolgt, deren Polarwinkel im Bereich $5^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$ liegt; das waren 40,4 %. Für 1000 dieser Ereignisse wurde das Ansprechverhalten des Proton-Taggers simuliert.

4.6 Ergebnisse der Monte-Carlo-Studien

Um die Akzeptanz des Proton-Taggers für den Proton-Rest zu bestimmen, der bei verschiedenen J/ψ-Produktionsprozessen entsteht, wurden mit DIFFVM und PYTHIA Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, bei denen das J/ψ in zwei Myonen zerfällt, deren Polarwinkel im Bereich $5° \leq \theta \leq 175°$ liegen. Der Einfluß des Steigungsparameters b wurde überprüft, indem mit DIFFVM Simulationen mit verschiedenen b-Werten durchgeführt wurden. Im Fall der Photon-Gluon-Fusion wurden aus einem bestehenden Datensatz Ereignisse selektiert, die die gleichen Bedingungen erfüllen. Das Ansprechverhalten des Proton-Taggers wurde mit der *beamline*-Simulation `BML` simuliert.

4.6.1 Akzeptanzen und Wirkungsquerschnitte

In Tabelle 4.2 sind die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ sowie die Akzeptanz des Taggers für das gestreute Proton bzw. die Proton-Fragmente aufgeführt. Die Angabe von b bezieht sich auf $W_{\gamma p} = 13{,}7\,\mathrm{GeV}$ und (bei DIFFVM) $M_{X,p} = 3{,}0\,\mathrm{GeV}$. Den Werten von DIFFVM für σ_{ep} liegen die Ergebnisse der FTPS-Kollaboration [Den84] (Tabelle 2.2) zugrunde.

Die Tabelle zeigt, daß der Proton-Tagger die Trennung von Prozessen mit elastischem und inelastischen Proton-Pomeron-Vertex auf einer statistischen Basis ermöglicht. Bei Abwesenheit eines Tagger-Signales ist aber im Einzelfall keine Aussage möglich. Bemerkenswert ist die gute Übereinstimmung der Akzeptanzwerte, die sich aus der Verwendung der beiden Generatoren DIFFVM und PYTHIA ergibt.

Die Abhängigkeit der Tagger-Akzeptanz von b im Fall der elastischen J/ψ-Erzeugung spiegelt den höheren Anteil von Protonen mit großem Transversalimpuls wider, der sich bei kleinen b-Werten ergibt. Im Fall der Dissoziation des Protons dagegen ist die Tagger-Akzeptanz von t und damit von b weitgehend unabhängig. Die Diskrepanz zwischen den

[3] Dieser Wert gilt für die Kollision von 30 GeV-Elektronen mit 820 GeV-Protonen; alle anderen Werte gelten für 26,7 GeV-Elektronen.

Generator	Modell	Prozeß	b/GeV^{-2}	σ_{ep}/pb	$\langle W_{\gamma p}\rangle/\mathrm{GeV}$	A / %
DIFFVM 0.19	VDM	$\gamma^* p \to J/\psi p$	2,5	210	93	$2{,}5 \pm 0{,}4$
			4,0	220	94	$1{,}1 \pm 0{,}1$
			7,0	210	94	$0{,}5 \pm 0{,}2$
		$\gamma^* p \to J/\psi X$	1,5	250	110	$60{,}4 \pm 1{,}5$
			2,5	310	112	$65{,}2 \pm 1{,}5$
PYTHIA 5.6 + `GEPHOT`	VDM	$\gamma^* p \to J/\psi p$	7,0	160	87	$0{,}3 \pm 0{,}1$
		$\gamma^* p \to J/\psi X$	2,0	140	90	$62{,}5 \pm 1{,}1$
`EPJPSI 2.0`	PGF (CS)	$\gamma^* g_1 \to J/\psi g_2$	—	180	107 ([3])	$72{,}0 \pm 1{,}4$

Tabelle 4.2: Ansprechwahrscheinlichkeit A des Proton-Taggers für verschiedene J/ψ-Erzeugungsmechanismen mit statistischem Fehler. X bezeichnet den Proton-Rest bei diffraktiver Dissoziation. Es wird verlangt, daß das J/ψ in zwei Myonen mit $5° \leq \theta \leq 175°$ zerfällt. σ_{ep} ist der ep-Wirkungsquerschnitt des Prozesses unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhltnisses $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ von 5,97 %. $\langle W_{\gamma p}\rangle$ bezeichnet die durchschnittliche γp-Schwerpunktsenergie derjenigen Ereignisse, die die genannten Bedingungen erfüllen.

Wirkungsquerschnitten, die DIFFVM und PYTHIA errechnen, erklärt sich aus den unterschiedlichen Annahmen über das Ansteigen des γp-Wirkungsquerschnittes mit $W_{\gamma p}$, was sich auch in den unterschiedlichen Werten für $\langle W_{\gamma p} \rangle$ ausdrückt.

4.6.2 Schnitte auf den Transversalimpuls des J/ψ-Mesons

Eine Verbesserung der Trennung von elastischen und inelastischen Ereignissen läßt sich erreichen, wenn man den Transversalimpuls des J/ψ-Mesons in Betracht zieht. Da der größte Teil der J/ψ-Mesonen durch Photonen mit einem $Q^2 \ll 1\,\mathrm{GeV}^2$ erzeugt wird, ist der Transversalimpuls des Photons umd damit des gesamten γp-Systems vernachlässigbar klein, so daß sich die Transversalimpulse von J/ψ und Proton kompensieren. Bei elastischer J/ψ-Erzeugung fallen nur dann beide Zerfallsleptonen in den Akzeptanzbereich von H1, wenn das Proton nicht mehr als etwa $30\,\mathrm{GeV}/c$ an Longitudinalimpuls verliert—anderenfalls übernimmt das J/ψ soviel Impuls, daß mindestens eines der Zerfallsmyonen durch das Strahlrohr verschwindet (siehe dazu Abbildung 4.11). Aus diesen Gründen kann man unter der Annahme eines elastischen $p\mathbb{P}$-Vertex aus dem Transversalimpuls des J/ψ-Mesons auf den Polarwinkel des gestreuten Protons schließen und so Ereignisse, bei denen auch ein elastisch gestreutes Proton zu einem Tagger-Signal führen kann, identifizieren.

Abbildung 4.12 a) zeigt den Zusammenhang zwischen Transversalimpuls des J/ψ-Mesons und dem Auftreten eines Tagger-Signales. Wie in Abschnitt 4.2 dargelegt wurde, benötigt ein Proton mit einem Impuls von ca. $800\,\mathrm{GeV}/c$ einen Polarwinkel von etwa 1 mrad, um vor dem Passieren der Tagger-Ebene bei 24 m das Strahrohr zu treffen. Das entspricht einem Transversalimpuls des J/ψ von $0,8\,\mathrm{GeV}/c$. Da das Strahlrohr einen ovalen Querschnitt aufweist (es ist 78 mm hoch und 44 mm breit), kann der Transversalimpuls in y-Richtung noch größer sein, ohne daß das Proton nachgewiesen werden kann. Fordert man z. B. für die Transversalimpulse in x- und y-Richtung p_x und p_y des J/ψ-Mesons $|p_x| \leq 0,5\,\mathrm{GeV}/c$ und $|p_y| \leq 1,0\,\mathrm{GeV}/c$, so ist die Tagger-Akzeptanz für elastisch gestreute Protonen praktisch $A = 0$. Bei der diffraktiven Dissoziation des Protons ist die Tagger-Akzeptanz dagegen nicht mit dem Transversalimpuls des J/ψ korreliert, wie man aus den Abbildungen 4.12 b) und 4.13 ersehen kann. Auch die Energie des virtuellen Photons hat keinen Einfluß auf die Akzeptanz des Taggers, wie Abbildung 4.14 zeigt.

Generator	Modell	Prozeß	b / GeV^{-2}	P / %	A / %
DIFFVM 0.19	VDM	$\gamma^* p \to J/\psi p$	2,5	$71,8 \pm 1,0$	$0,07 \pm 0,07$
			4,0	$77,2 \pm 0,6$	$0,13 \pm 0,06$
			7,0	$82,3 \pm 0,9$	$< 0,14$
		$\gamma^* p \to J/\psi X$	1,5	$61,0 \pm 1,5$	$62,6 \pm 2,0$
			2,5	$71,0 \pm 1,4$	$64,9 \pm 1,8$
PYTHIA 5.6 + GEPHOT	VDM	$\gamma^* p \to J/\psi p$	7,0	$91,7 \pm 0,6$	$< 0,11$
		$\gamma^* p \to J/\psi X$	2,0	$66,0 \pm 1,0$	$59,8 \pm 1,3$
EPJPSI 2.0	PGF (CS)	$\gamma^* g_1 \to J/\psi g_2$	—	$40,9 \pm 1,6$	$73,8 \pm 2,2$

Tabelle 4.3: Ansprechwahrscheinlichkeit A des Taggers für Ereignisse, bei denen das J/ψ die Bedingungen $|p_x| \leq 0,5\,\mathrm{GeV}/c$ und $|p_y| \leq 1,0\,\mathrm{GeV}/c$ erfüllt. P ist Wahrscheinlichkeit dafür, daß dies zutrifft. Für P und A sind nur statistische Fehler angegeben. Wenn kein Ereignis einer Klasse ein Tagger-Signal ausgelöst hat, ist die Obergrenze der Akzeptanz bei einem Konfidenzniveau von 90 % angegeben.

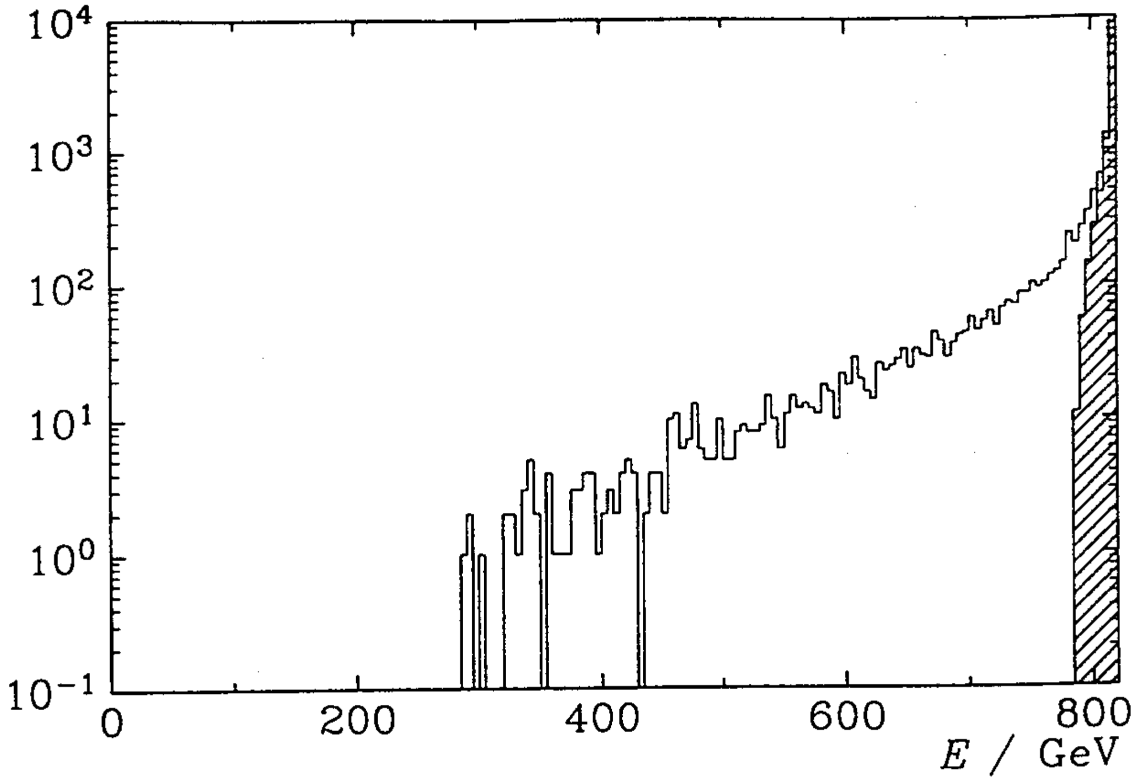

Abbildung 4.11: Verteilung der Energie E der gestreuten Protonen bei elastischer J/ψ-Erzeugung. Nicht schraffiert: Alle Ereignisse. Schraffiert: Ereignisse, bei denen die Zerfallsmyonen des J/ψ im Polarwinkelbereich $5° \leq \theta \leq 175°$ liegen.

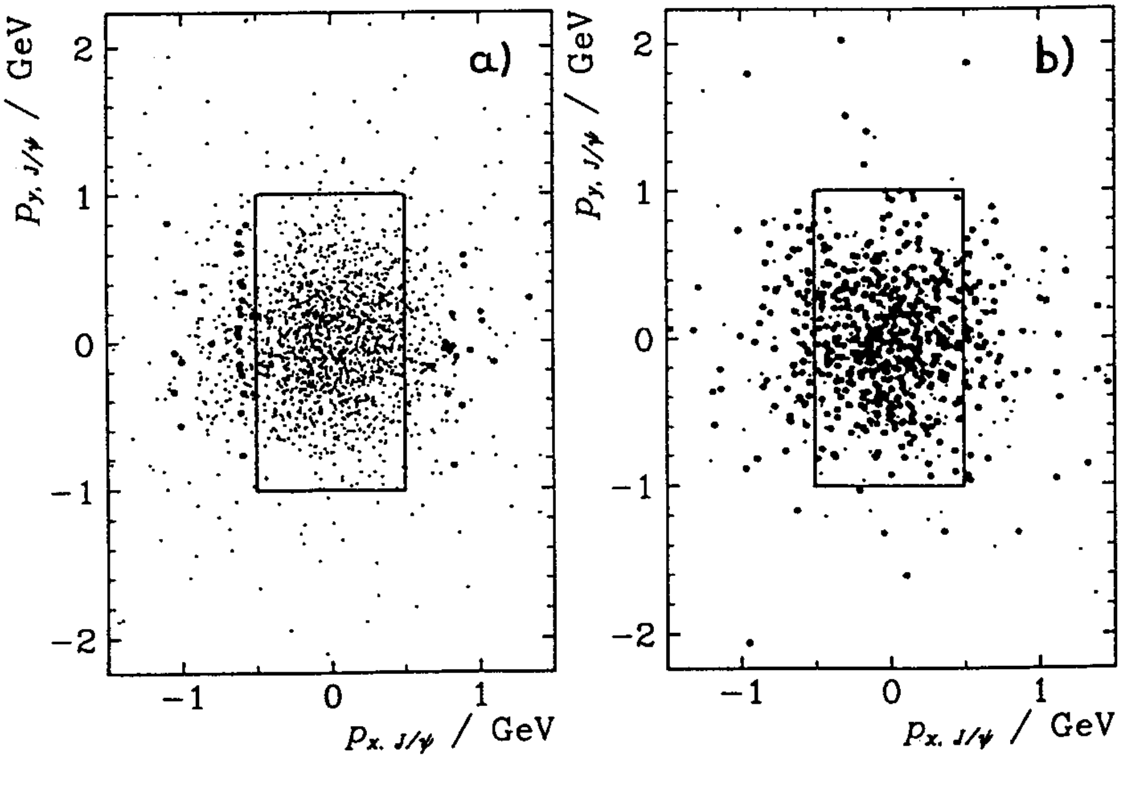

Abbildung 4.12: Zusammenhang zwischen den Transversalimpulsen in x- und y-Richtung p_x und p_y des J/ψ-Mesons für elastische Erzeugung (a) und diffraktive Dissoziation des Protons (b). Punkte: Kein Signal im Proton-Tagger. Kreise: Tagger-Signal. Eingerahmt sind die Ereignisse, bei denen $|p_x| \leq 0,5\,\mathrm{GeV}/c$ und $|p_y| \leq 1,0\,\mathrm{GeV}/c$ erfüllt ist.

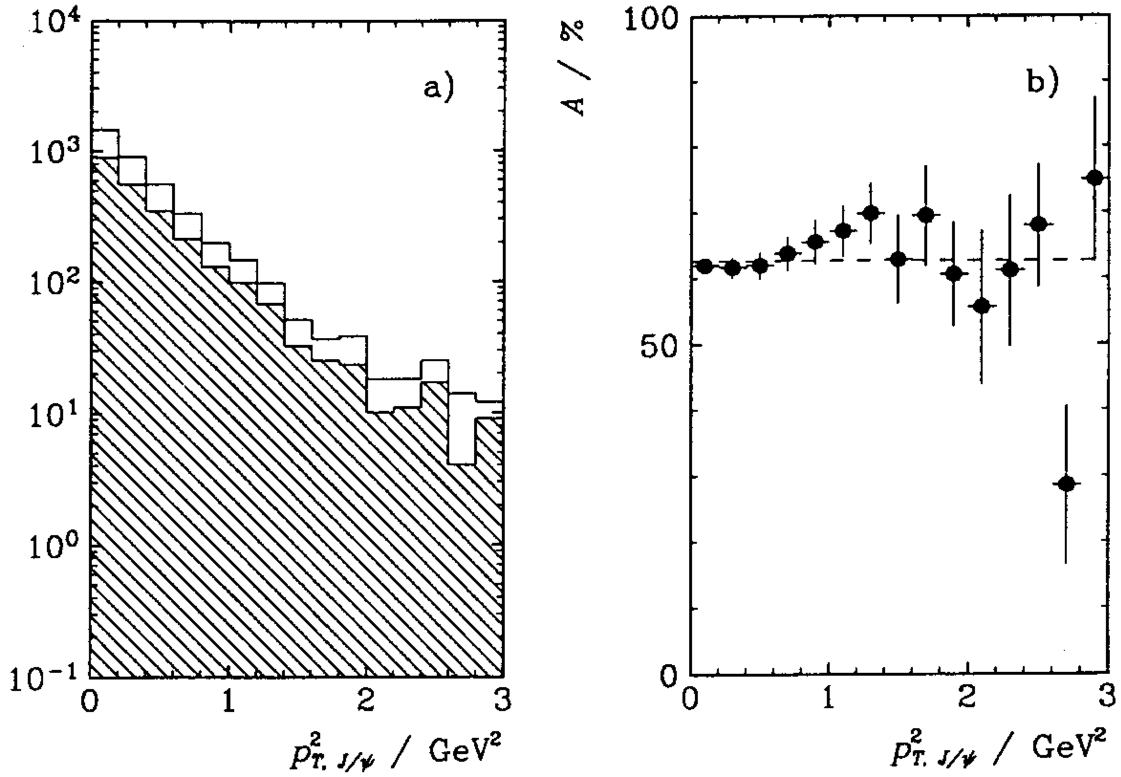

Abbildung 4.13: a) p_T^2-Verteilung der J/ψ-Mesonen bei diffraktiver Dissoziation des Protons. Nicht schraffiert: alle Ereignisse; schraffiert: Ereignisse mit Tagger-Signal.
b) Akzeptanz A des Proton-Taggers in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{T,\,J/\psi}$ des J/ψ. Die gestrichelte Linie entspricht der durchschnittlichen Akzeptanz von 62,6 %.
Für diese und die folgende Abbildung wurden die von DIFFVM und PYTHIA generierten Daten zusammen verwendet, um eine bessere Statistik zu erhalten.

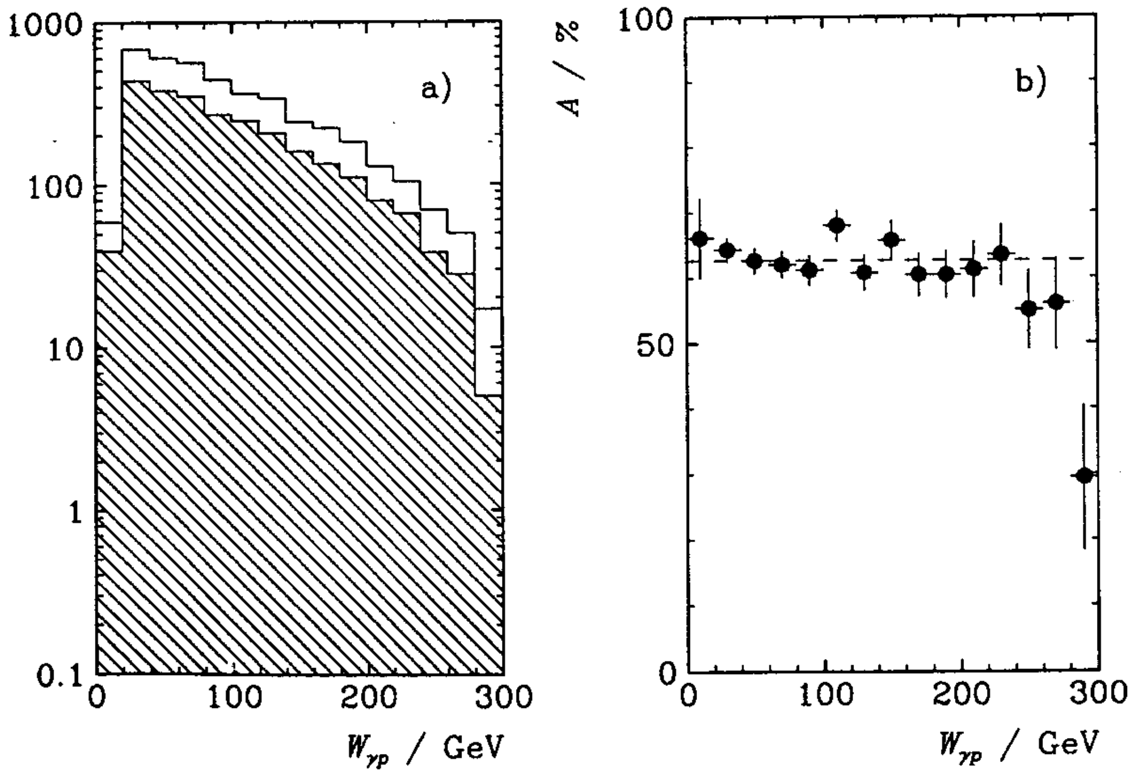

Abbildung 4.14: a) $W_{\gamma p}$-Verteilung der Ereignisse mit diffraktiver Dissoziation des Protons. Nicht schraffiert: alle Ereignisse; schraffiert: Ereignisse mit Tagger-Signal.
b) Akzeptanz A des Proton-Taggers in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. Die gestrichelte Linie entspricht der durchschnittlichen Akzeptanz von 62,6 %.

4.6.3 Zusammenfassung

Monte-Carlo-Studien mit den beiden Generatoren DIFFVM und PYTHIA zeigen, daß der Proton-Tagger eine geringe Akzeptanz im Bereich von 1 bis 2 % für Potonen aus diffraktiv-elastischer J/ψ-Produktion besitzt, die für $|p_x| \leq 0,5\,\mathrm{GeV}/c$ und $|p_y| \leq 1,0\,\mathrm{GeV}/c$ kleiner als etwa 0,2 % ist. Die Akzeptanz für Proton-Fragmente aus der Dissoziation des Protons beträgt dagegen 60 bis 65 % und ist unabhängig vom Transversalimpuls des J/ψ-Mesons. Das für den Zerfall der hadronischen Masse am Proton-Vertex verwendete Fragmentationsmodell hat nur geringen Einfluß auf die Bestimmung der Tagger-Akzeptanz.

Ein Signal des Proton-Taggers ist dann ein sicheres Zeichen für die Dissoziation des Protons, wenn der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons bzw. des am J/ψ-Vertex entstandenen hadronischen Systems hinreichend klein ist, während das Ausbleiben eines Signales im Einzelfall keine Aussage ermöglicht.

Ereignisse mit elastischem und inelastischem $p\mathbb{P}$-Vertex lassen sich auf statistischer Basis trennen, was die Messung der Wirkungsquerschnitte und Steigungsparameter der einzelnen Prozesse ermöglicht. Die Tatsache, daß die Tagger-Akzeptanz unabhängig vom Transversalimpuls des J/ψ-Mesons und von der γp-Schwerpunktsenergie ist, führt dazu, daß der systematische Fehler gering ist.

Die Akzeptanz für den Proton-Rest, der bei der Photon-Gluon-Fusion entsteht, liegt bei ca. 75% und ist höher als bei der diffraktiven Dissoziation des Protons.

Kapitel 5

Ergebnisse vom Betrieb des Proton-Taggers

Der Proton-Tagger liefert seit dem 5. Juli 1993 (H1 *run* 52284) verwertbare Daten. Den Verlauf der integrierten Luminosität bis zum 31. August des Jahres zeigt Abbildung 5.1.

Der Betrieb des Proton-Tagger bereitet keine Probleme. Spannungsschwankungen im Stromnetz oder große Teilchenflüsse auf einzelne Szintillatoren in der Injektionsphase können jedoch zum Ausfall einzelner Hochspannungskanäle führen. Die H1-Schichtbesatzung kontrolliert regelmäßig das Hochspannungs-Netzgerät, so daß auf diese Weise nur wenige Daten verlorengehen. Anhand der L4-Histogramme (Abschnitt 1.3) kann die Schichtbesatzung jederzeit die korrekte Funktion des Taggers überprüfen.

Die Qualität der Daten ist gut, der Untergrund durch Strahl-Gas-Ereignisse liegt in der Regel unter 1 %. Probleme bei der Zuordnung der Signale zu einem getriggerten Ereignis treten nur auf, wenn das *L1-keep*-Signal zum falschen Zeitpunkt kommt. Bei guten Untergrundbedingungen ist dies aber nur sehr selten der Fall.

Im folgenden Abschnitt wird auf die experimentellen Ergebnisse zum Zeitverhalten eingegangen. Dem folgen zwei Abschnitte über das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und über die Kriterien zur Bewertung der Datenqualität. Am Schluß werden einige Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten vorgestellt.

5.1 Zeitverhalten

Der L1-Trigger trifft 2,4 μs nach einer Wechselwirkung eine Entscheidung darüber, ob ein Ereignis weiterverarbeitet werden soll oder nicht (Abschnitt 1.3). Nachdem ein *L1-keep*-Signal erfolgt ist, wird das Schieberegister auf der GPTP-Karte ausgelesen, das die Daten der vorausgegangenen 32 Strahlkollisionen enthält. Da die Signallauf- und Verarbeitungszeiten unbekannt sind, die vor dem Speichern des Signales im Schieberegister auftreten, ist nicht von vorneherein bekannt, wo im Schieberegister die zur getriggerten Strahlkollision gehörenden Daten zu suchen sind.

Die L4-Histogramme (Abschnitt 1.3) zeigen, daß bei normalen Bedingungen fast alle Tagger-Signale an derselben Position im Schieberegister (gekennzeichnet durch den Parameter `BCnumber`) zu finden sind (Abbildung 5.2). Das bedeutet, daß der Proton-Tagger

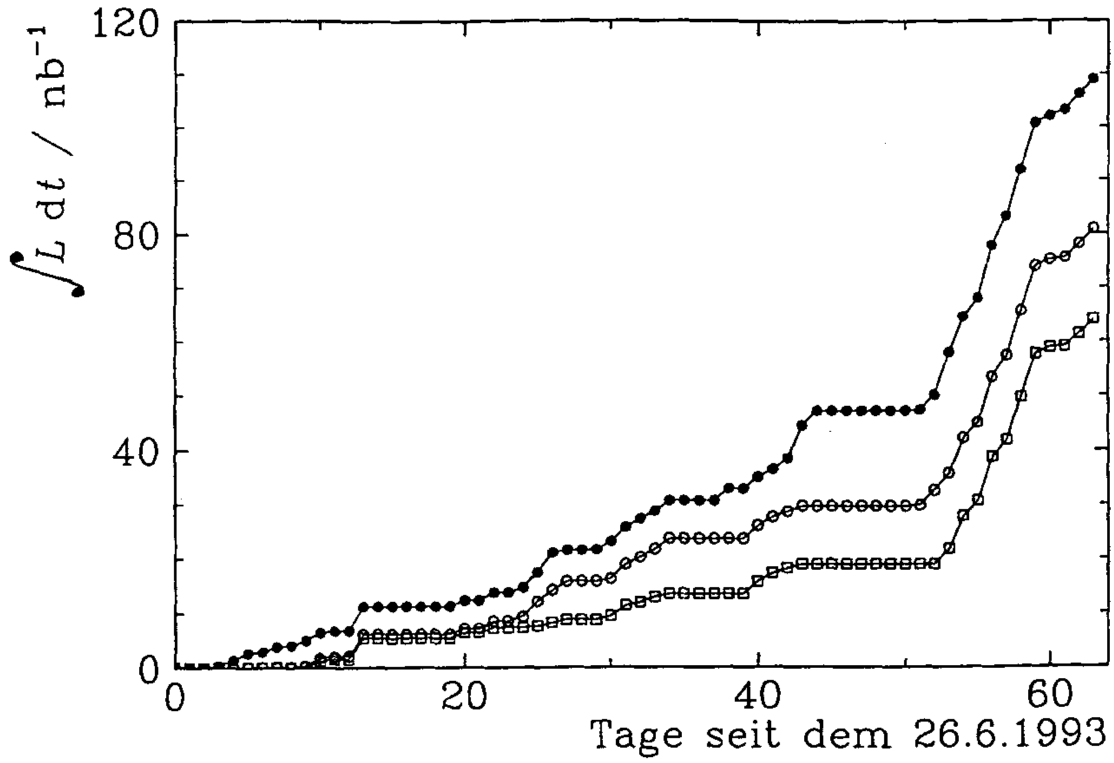

Abbildung 5.1: Verlauf der integrierten Luminosität für H1 und den Proton-Tagger bis zum 28. August 1993. Der Tagger liefert seit dem 5. Juli verwertbare Daten.
Abszisse: Anzahl der Tage seit dem 26. Juni (Beginn der Meßperiode).
•: H1-Daten guter und mittlerer Qualität.
∘: H1-Daten und Tagger-Daten haben gute oder mittlere Qualität.
□: H1-Daten und Tagger-Daten haben gute Qualität.

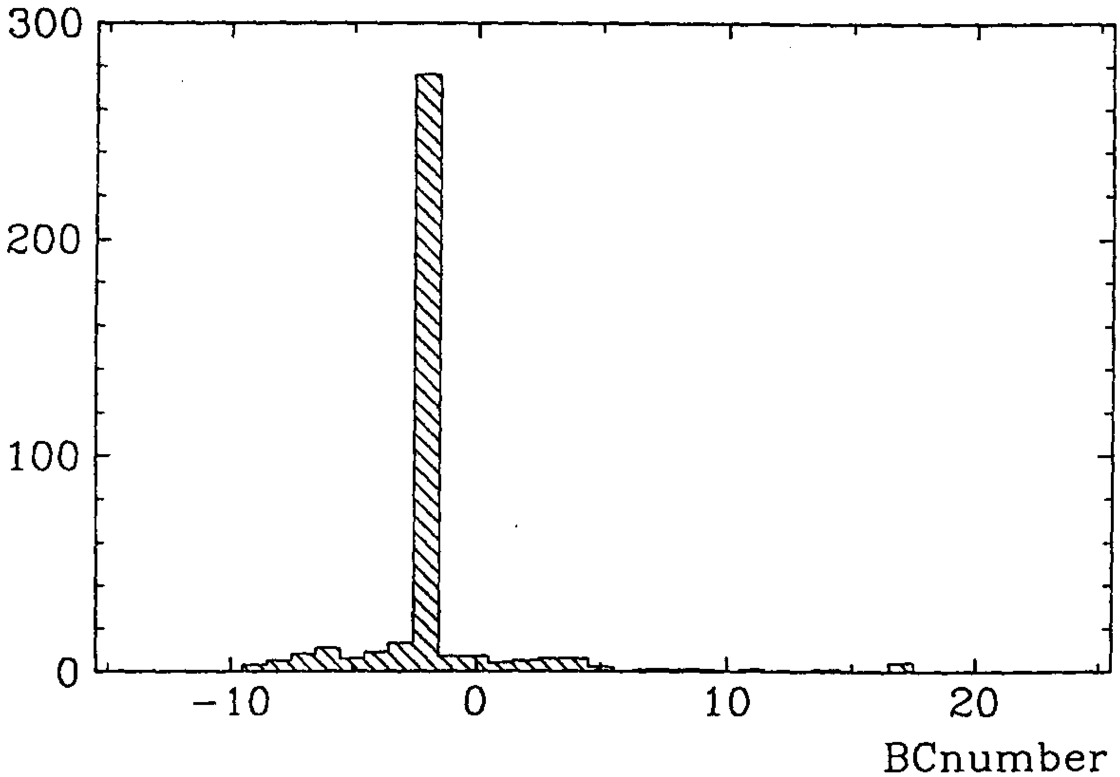

Abbildung 5.2: L4-Histogramm eines Zählers des Proton-Taggers bei normalen Betriebsbedingungen.
Abszisse: Position der Tagger-Signale im Schieberegister der GPTP-Karte zum Zeitpunkt des Auslesens. Die Schieberegisterkanäle sind nicht bei 0 beginnend numeriert.

vornehmlich auf Ereignisse anspricht, die im H1-Detektor beobachtet und auf der L1-Ebene getriggert werden.

Abbildung 5.3 macht das Zeitverhalten des Proton-Taggers deutlich. Es wurden die Daten der *runs* 59086 bis 59094 vom 21.8.93 verwendet, die alle als „gut“ klassifiziert sind. Die integrierte Luminosität beträgt 2,82 nb^{-1}. Die Anzahl der Ereignisse und Ansprechraten des Taggers für Rohdaten, POT- und DST-Daten sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Abbildung 5.3 a) stellt dar, wie die Signale des Proton-Taggers im Schieberegister verschoben werden. Je später getriggert wird, desto weiter sind die Daten im Schieberegister verschoben. Die diagonal verlaufenden Bänder spiegeln die Paketstruktur der Protonen wider, bei der sich jeweils 10 gefüllte mit 14 leeren Paketen abwechseln. Die vertikal verlaufenden Lücken in den Bändern resultieren aus geringen Triggerrate für leere Teilchenpakete (Abbildung 5.3 c).

Von den 90 Proton-Paketen kollidieren 84 mit Elektron-Paketen; die letzten 6 Proton-Pakete dienen zur Bestimmung des Untergrundes. Außerdem gibt es 10 nichtkollidierende Elektron-Pakete zur Untergrundmessung, die paarweise in den Lücken zwischen den gefüllten Proton-Paketen angeordnet sind (Abbildung 5.3 b). Die Daten zeigen, daß nichtkollidierende Elektron-Pakete keine Tagger-Signale erzeugen, daß also kein elektroninduzierter Untergrund auftritt. Nichtkollidierende Proton-Pakete dagegen bewirken Tagger-Signale aufgrund von Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Kollisionen.

Man erkennt in den Abbildungen 5.2 und 5.3 a), daß die meisten Tagger-Signale bei `BCnumber` $= -2$ auftreten. Der Vergleich der Verteilung dieser Signale auf die einzelnen Pakete, die in Abbildung 5.3 d) dargestellt sind, mit den Strömen der einzelnen Pakete zeigt, daß bei `BCnumber` $= -2 = N_{\text{offs}}$ auch tatsächlich nur Pakete, die mit Protonen gefüllt sind, ein Tagger-Signal aufweisen. Für die Proton-Tagger-Signale, die sich in der Position `BCnumber` $= N_{\text{offs}}$ des Schieberegisters befinden, gibt die Zahl `NPBUNCH` folglich die korrekte Nummer N_B des Proton-Paketes an, das das Signal verursacht hat.

Ein Tagger-Signal bei `BCnumber` $= N_{\text{offs}}$ wurde also von demselben Proton-Paket verursacht, daß den H1-Trigger ausgelöst hat. Tagger-Signale von Paketen vor dem getriggerten Paket befinden sich bei kleineren Werten von `BCnumber`, Signale von späteren Paketen bei größeren Werten. Es gilt

$$N_B = \texttt{BCnumber} - N_{\text{offs}} + \texttt{NPBUNCH}. \tag{5.1}$$

Ein Beispiel: Verursacht ein Proton aus dem Paket $N_B = 27$ ein Tagger-Signal aufgrund einer Strahl-Gas-Wechselwirkung, und wird anschließend auf das Paket `NPBUNCH` $= 32$ getriggert, befinden sich die Daten, die zum Protonpaket 32 gehören, in der Position N_{offs} des Schieberegisters, z. B. bei `BCnumber` $= N_{\text{offs}} = -2$. Das von Paket 27 verursachte Signal

Daten	Ereignisse	Tagger-Signal	Ansprechrate
Rohdaten	64205	11240	17,5 %
POT-Daten	20718	7439	35,9 %
DST-Daten	9650	3844	39,8 %

Tabelle 5.1: Ansprechrate des Proton-Taggers bei Roh-, POT- und DST-Datensätzen für die *runs* 59086 bis 59094 vom 21.8.93. Die Spalte „Tagger-Signal“ gibt an, wieviele der Ereignisse ein Tagger-Signal bei `BCnumber` $= -2$ aufweisen.

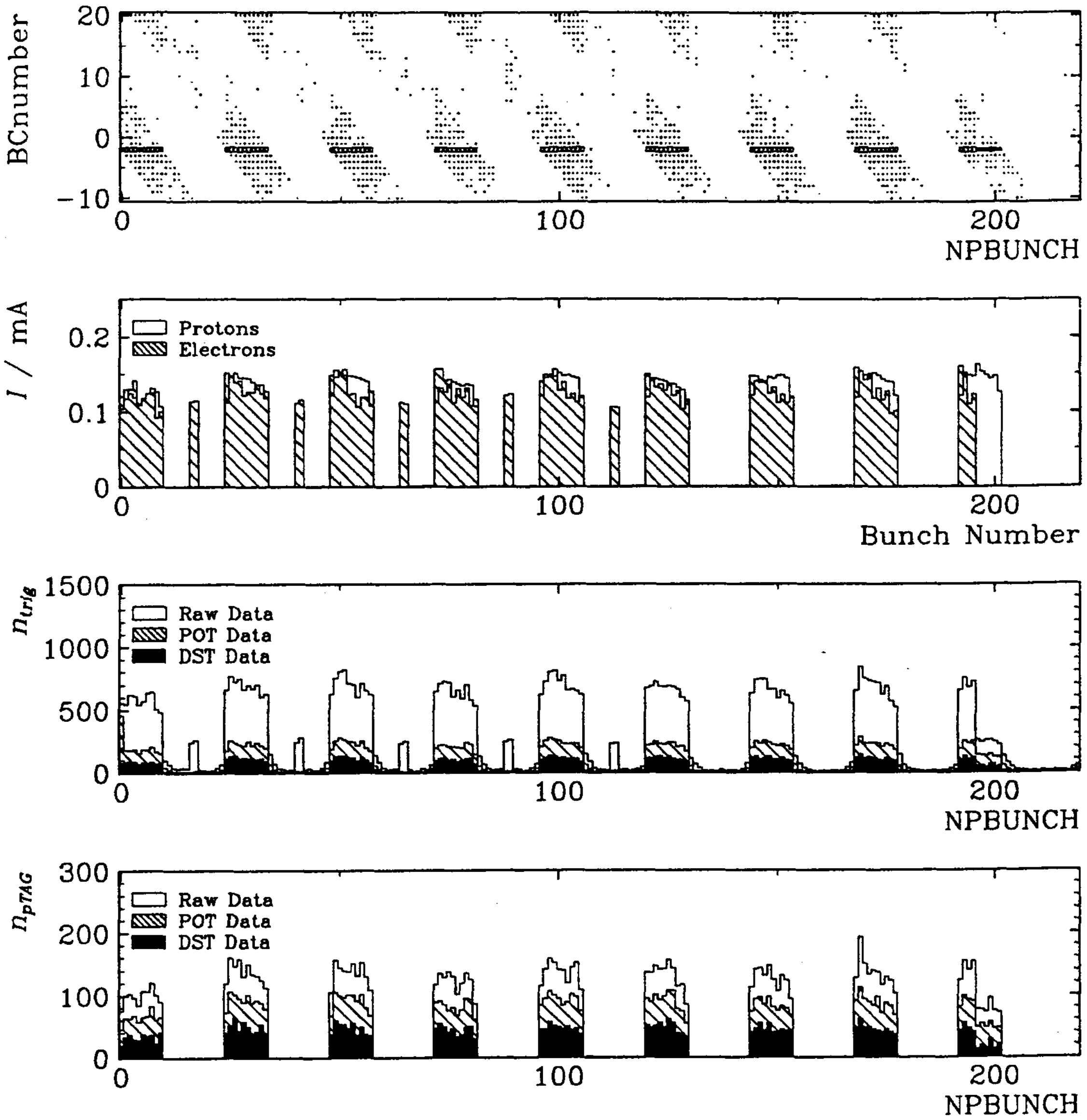

Abbildung 5.3: Zeitverhalten des Proton-Taggers.
a) Ereignisse auf Rohdaten-Datensätzen, bei denen mindestens ein Zähler des Proton-Taggers angesprochen hat. Ordinate: Position der Tagger-Signale im Schieberegister der GPTP-Karte zum Zeitpunkt des Auslesens (`BCnumber`). Abszisse: Nummer des Teilchenpaketes, auf das getriggert wurde (`NPBUNCH`).
b) Ströme der Proton- und Elektron-Pakete. Die ungepaarten Elektron- und Proton-Pakete dienen der Untergrundmessung.
c) Ereignisse auf Rohdaten-, POT- und DST-Datensätzen. Ungenauigkeiten in der Zeitbestimmung und Höhenstrahlungs-Ereignisse führen dazu, daß auch auf leere Teilchenpakete getriggert wird.
d) Ereignisse mit einem Tagger-Signal bei `BCnumber` $= -2$ auf Rohdaten-, POT- und DST-Datensätzen.

ist bereits um 5 Stellen weiter gewandert, befindet sich also bei

$$\texttt{BCnumber} = N_{\text{offs}} - (\texttt{NPBUNCH} - N_B) = -2 - (32 - 27) = -7. \tag{5.2}$$

Der Wert für N_{offs} hat sich seit Beginn des Jahres mehrmals geändert, seit dem 13.9.93 (*run* 61889) gilt $N_{\text{offs}} = 0$.

Abbildung 5.3 c) stellt die Verteilung der Zuordnung der aufgezeichneten Signale zu den einzelnen Teilchen-Paketen dar. Man erkennt, daß kollidierende Teilchenpakete deutlich öfter zu einem Trigger-Signal führen als nichtkollidierende, und daß es Ereignisse gibt, die leeren Teilchenpaketen zugeordnet werden. Bei diesen Ereignissen handelt es sich entweder um Höhenstrahlungs-Ereignisse, oder um Ereignisse, die der falschen Kollision zugeordnet wurden. In beiden Fällen kann kein Tagger-Signal im richtigen Zeitfenster auftreten: Höhenstrahlungs-Ereignisse erzeugen kein Tagger-Signal, und bei der Zuordnung eines Ereignisses zu einem nichtgefüllten Paket befindet sich ein eventuell vorhandenes Signal in der falschen Schieberegister-Position. Abbildung 5.3 d) bestätigt, daß nur gefüllte Proton-Pakete ein Tagger-Signal bei $\texttt{BCnumber} = -2$ aufweisen.

5.2 Bestimmung der Untergrundrate

Als Untergrund wird im folgenden das Auftreten eines Signales im Proton-Tagger definiert, das nicht von einem im Detektor beobachteten Ereignis herrührt. Insbesondere stellen Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die von H1 beobachtet und getriggert werden, in diesem Sinne keinen Untergrund dar, weil das Tagger-Signal hier zu dem aufgezeichneten Ereignis gehört. Da vom Elektronenstrahl herrührende Signale von der Elektronik ausgeblendet werden, kommt nur der Protonenstrahl als Untergrundquelle in Betracht.

Vor allem Strahl-Gas-Ereignisse, die sich auf der Strecke zwischen H1 und dem Proton-Tagger ereignen und folglich in H1 nicht identifiziert werden können, führen zu Untergrund. Die für Sollströme erwartete Rate von Strahl-Gas-Ereignissen liegt für ein Vakuum von $4 \cdot 10^{-9}$ mbar bei etwa 1,8 kHz/m [Han93], das entspricht einer auf den Protonenstrom von 163 mA bezogenen Rate von 11 Hz/m/mA. Eine Messung der Rate, mit der am Ausgang der Koinzidenzstufen Signale auftreten, ergab bei 5 mA Proton-Strom etwa 2,5 bis 4 kHz, also 500 bis 800 Hz/mA. Ein Vergleich mit der theoretischen Abschätzung von 11 Hz/m/mA zeigt, daß offensichtlich Strahl-Gas-Ereignisse aus einem großen Streckenabschnitt von mindestens 50 m zu Tagger-Signalen führen.

1993 wird HERA mit 90 Protonen-Paketen betrieben; diese haben eine Umlauffrequenz von 47,3 kHz, es passieren also $4,26 \cdot 10^6$ Protonen-Pakete pro Sekunde den Tagger. Bei einer Signalrate von 2,5 bis 4 kHz erzeugen also 0,06 bis 0,09 % der Pakete ein Signal. Wären diese Signale unkorreliert mit dem H1-Trigger, würde man bei 0,06 bis 0,09 % aller Ereignisse eine zufällige Koinzidenz eines Tagger-Signales mit einem beobachteten Ereignis erwarten. Abbildung 5.4 zeigt die Untergrundverhältnisse zu der Zeit, zu der die oben angeführten Raten gemessen wurden. Für den Zähler Nr. 0, dessen L4-Histogramm abgebildet ist, wurde eine Rate von 2,5 kHz gemessen. Die erwartete Untergrundrate bei den 30 700 Ereignissen, die der Abbildung zugrundeliegen, beträgt also 18 Ereignisse (pro Zeitscheibe). Die wirkliche Untergrundrate ist geringer, da ein Teil der Strahl-Gas-Ereignisse, die das Tagger-Signal erzeugen, auch zu einem beobachtbaren Ereignis führt; in diesen Fällen handelt es sich bei den Tagger-Signalen nicht um Untergrund. Die relativ hohen

Raten bei `BCnumber` $= -6$ bis -2 stammen von Ereignissen, bei denen das Trigger-Signal zu spät kam.

Die vorstehenden Ausführungen zeigen, daß auch bei einer Erhöhung des Protonenstromes auf den Sollwert von 163 mA, was mit einer Erhöhung der Anzahl der Teilchenpakete auf 200 einhergehen wird, weniger als 1,5% der Protonenpakete zu einem Untergrund-Signal führen werden; der Proton-Tagger wird also auch bei Soll-Luminosität Daten guter Qualität liefern können.

5.3 Bewertung der Datenqualität

Da die Betriebsbedingungen des Proton-Taggers erheblich variieren, ist es notwendig, die Qualität der Daten zu regelmäßig zu überwachen und zu bewerten. Das wichtigste Hilfsmittel dazu sind die L4-Histogramme, die vom L4-Trigger-Programm erzeugt werden (Abschnitt 1.3) und mit einer Verzögerung von wenigen Stunden auf der DESY-eigenen IBM-Rechenanlage zur Verfügung stehen.

Anhand der L4-Histogramme kann man überprüfen, ob jeder Zähler Signale liefert. Falls die Hochspannungsversorgung eines der beiden Photoelektronenvervielfacher ausgegangen ist oder kein Signal mehr die Koinzidenzstufe passieren kann, weil die Phase der *HERA-clock* geändert wurde, enthaltend die Histogramme der betroffenen Kanäle keine Einträge mehr. Würde aufgrund einer Phasenänderung der *HERA-clock* elektroninduzierter Untergrund die Koinzidenzstufen passieren, ließe sich das durch eine Zunahme des Untergrundes ebenfalls feststellen.

Seit Beginn des Tagger-Betriebes werden die L4-Histogramme ständig überwacht. Dabei zeigte sich, daß die Untergrundbedingungen nicht stabil sind. So sind zu Beginn des Luminositätsbetriebes nach einer neuen HERA-Füllung die Untergrundbedingungen im allgemeinen schlecht, was zu L4-Histogrammen führt, die wie das in Abbildung 5.5 d) dargestellte aussehen; teilweise ist keine Korrelation mit dem Trigger mehr erkennbar.

Die oszillierende Struktur des Untergrundes, wie sie in den Abbildungen 5.5 c) und d) zu sehen ist, wird durch die Zeitstruktur der Proton-Ströme (Abbildung 5.3) verursacht: da sich je 10 volle mit 14 leeren Proton-Paketen abwechseln, kann beispielsweise 12 Strahlkollisionen nach dem Zeitpunkt des Trigger-Signales kein Untergrund beobachtet werden, falls auf ein gefülltes Protonen-Paket getriggert wurde—deshalb gibt es im Histogramm bei `BCnumber` $= 8$ bis 12 keine Einträge.

Sobald die Spurkammerinformation und damit die Spurkammertrigger zur Verfügung stehen, bessert sich das Bild erheblich, und die L4-Histogramme gleichen den Abbildungen 5.2, 5.5 a) oder 5.5 b).

Um bei der Datenauswertung die Qualität der vom Tagger gelieferten Daten berücksichtigen zu können, wird jeder *run* nach einem Bewertungsschema klassifiziert, das sich an der bei H1 üblichen Praxis orientiert, die Datenqualität in die Kategorien „gut," „mittel" und „schlecht" einzuteilen.

Die vom Tagger gelieferten Daten gelten als

- „gut", wenn alle Kanäle in Betrieb waren und die Untergrundrate unter ca. 3 % liegt.

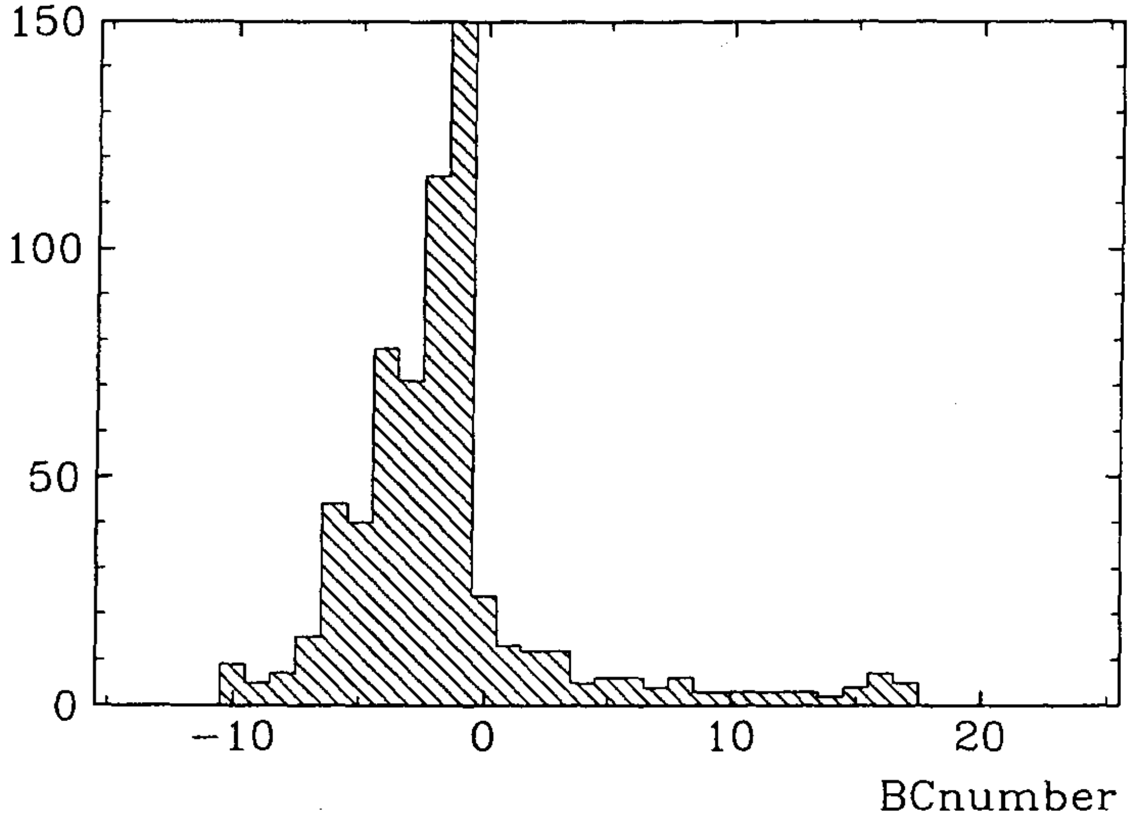

Abbildung 5.4: Untergrund für *run* 54331: Etwa 30700 Ereignisse wurden aufgezeichnet, davon gab es etwa 2500 Ereignisse mit einem Tagger-Signal im Zähler Nr. 0 in der Zeitscheibe `BCnumber` $= -1$. Die maximal erwartete Untergrundrate (siehe Text) beträgt für Zähler Nr. 0 etwa 18 Ereignisse pro Zeitscheibe.

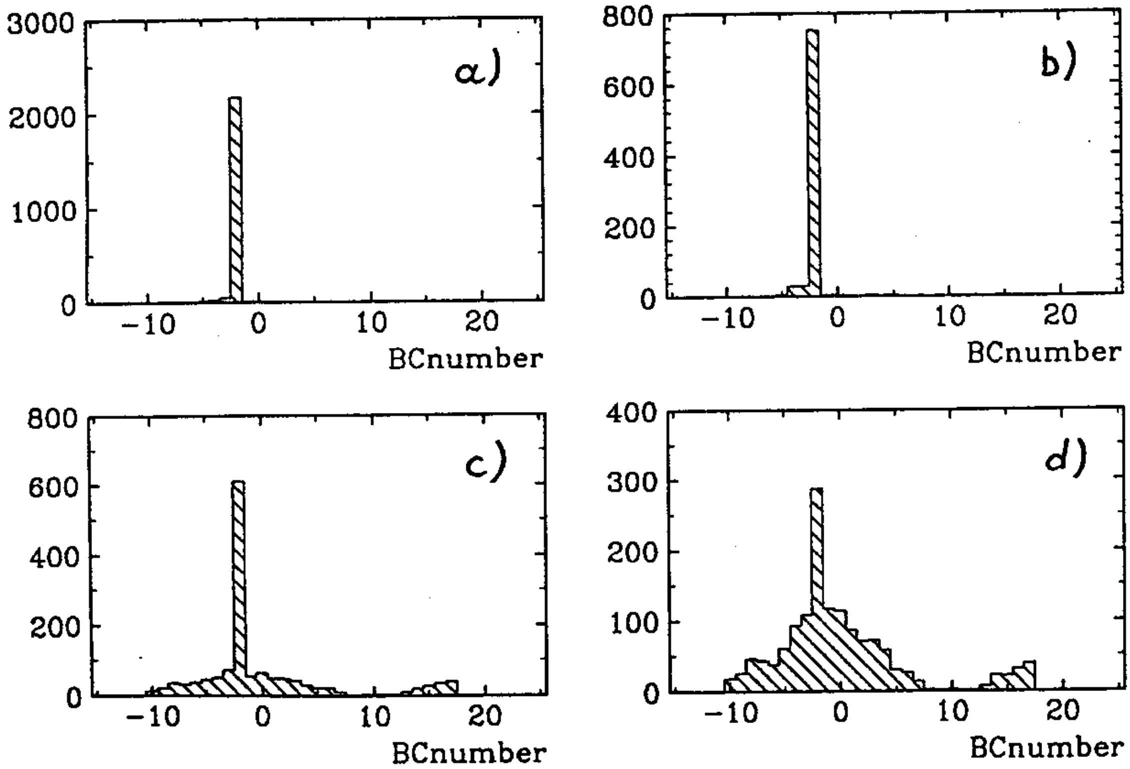

Abbildung 5.5: L4-Histogramme des Proton-Taggers bei verschiedenen Bedingungen:
a) Sehr gute Bedingungen („gute“ Datenqualität).
b) Sehr gute Bedingungen, aber einige Ereignisse, bei denen das Trigger-Signal zu spät kam („gute“ Datenqualität).
c) Mittlerer Untergrund („mittlere“ Datenqualität).
d) Hoher Untergrund („schlechte“ Datenqualität).

- „mittel“, wenn maximal ein Zähler ausgefallen war und/oder die Untergrundrate zwischen ca. 3 und 15 % liegt;

- „schlecht“, wenn zwei oder mehr Kanäle ausgefallen waren und/oder die Untergundrate über ca. 15 % liegt.

Das Ergebnis dieser Klassifizierung wird in dem Datensatz `H1KTJA.FCTN.S(H1EP)` auf der DESY-IBM-Rechenanlage gespeichert, der gleichzeitig Informationen über den Zustand des H1-Detektors enthält. Der Datensatz wird täglich aktualisiert. Die Informationen stehen auch in elektronisch lesbarer Form als BOS-Textbank zur Verfügung. In dieser Bank ist für jeden *run* der Zustand aller sieben Kanäle festgehalten sowie die Zahl N_{offs} und eine Bewertungszahl für die Untergrundverhältnisse.

5.4 Einige J/ψ-Ereignisse mit und ohne Tagger-Signal

Im folgenden sind drei Ereignisse dargestellt, die J/ψ-Kandidaten enthalten. Alle Ereignisse wurden aufgezeichnet, während der Proton-Tagger in Betrieb war und Daten guter bzw. mittlerer Qualität lieferte.

Das Ereignis in Abbildung 5.6 ist ein Kandidat für elastische J/ψ-Erzeugung, wobei das J/ψ in zwei Myonen zerfällt. Das gestreute Elektron mit der Energie $E'_e = 22,4\,\mathrm{GeV}$ befindet sich im BEMC. Die invariante Masse der beiden Myonen haben beträgt $m_{\mu^+\mu^-} = 3,04\,\mathrm{GeV}$.

Rekonstruiert man y unter der Annahme von $z = 1$ aus den Myonen, erhält man $y = 0,08$, $W_{\gamma p} = 84\,\mathrm{GeV}$ und $E_\gamma = 2,15\,\mathrm{GeV}$. Aus Energie und Streuwinkel des Elektrons erhält man $Q^2 = 8,8\,\mathrm{GeV}^2$ und damit $x = 6 \cdot 10^{-4}$.

Die Summe aller Teilchenimpulse ergibt $P = (26,5;\ 0,30;\ 0,05;\ -22,8)\,\mathrm{GeV}$. Ein elastisch getreutes Proton hätte den Impuls $p'_p = (816,1;\ -0,30;\ -0,05;\ 816,1)\,\mathrm{GeV}$ und würde das Strahlrohr vor der Tagger-Position nicht verlassen. Es wurde kein Tagger-Signal beobachtet. Da die Tagger-Akzeptanz für ein dissoziierendes Proton bei etwa 60 % liegt, kann man das Ereignis als Kandidaten für ein elastisch gestreutes Proton betrachten, eine definitive Aussage ist aber nicht möglich.

Abbildung 5.7 zeigt ein Ereignis, bei dem das J/ψ ebenfalls in zwei Myonen zerfällt. Das gestreute Elektron wurde nicht beobachtet, es handelt sich also um ein Photoproduktionsereignis mit $Q^2 \lesssim 4\,\mathrm{GeV}^2$. Die beiden Myon-Spuren in Rückwärtsrichtung haben eine invarianten Masse von $m_{\mu^+\mu^-} = 3,15\,\mathrm{GeV}$. Zusätzlich zu den Myonspuren sind zwei Spuren unterschiedlicher Ladung in Vorwärtsrichtung zu sehen. Eine der beiden Spuren zeigt nicht auf den Vertex, was durch Streuung am Strahlrohr oder an der Wand des Spurdetektors bedingt sein kann.

Nimmt man an, daß es sich bei den zusätzlichen Teilchen um Pionen handelt, und daß keine anderen Teilchen bei der Dissoziation entstanden sind, erhält man für die kinematischen Variablen die Werte $y = 0,17$, $W_{\gamma p} = 122\,\mathrm{GeV}$, $E_\gamma = 4,53\,\mathrm{GeV}$, $z = 0,93$ und $p_\perp(J/\psi) = 1,23\,\mathrm{GeV}/c$.

Die Summen aller Teilchen-Viererimpulse ist $P = (8,13;\ -0,26;\ 0,98;\ -0,96)\,\mathrm{GeV}$, der Viererimpuls eines elastischen Protons wäre $p'_p = (807,3;\ 0,26;\ -0,98;\ 807,3)\,\mathrm{GeV}$, sein Streuwinkel $\theta'_p = 1,3\,\mathrm{mrad}$. Die Simulationen zeigen, daß ein solches Proton kein

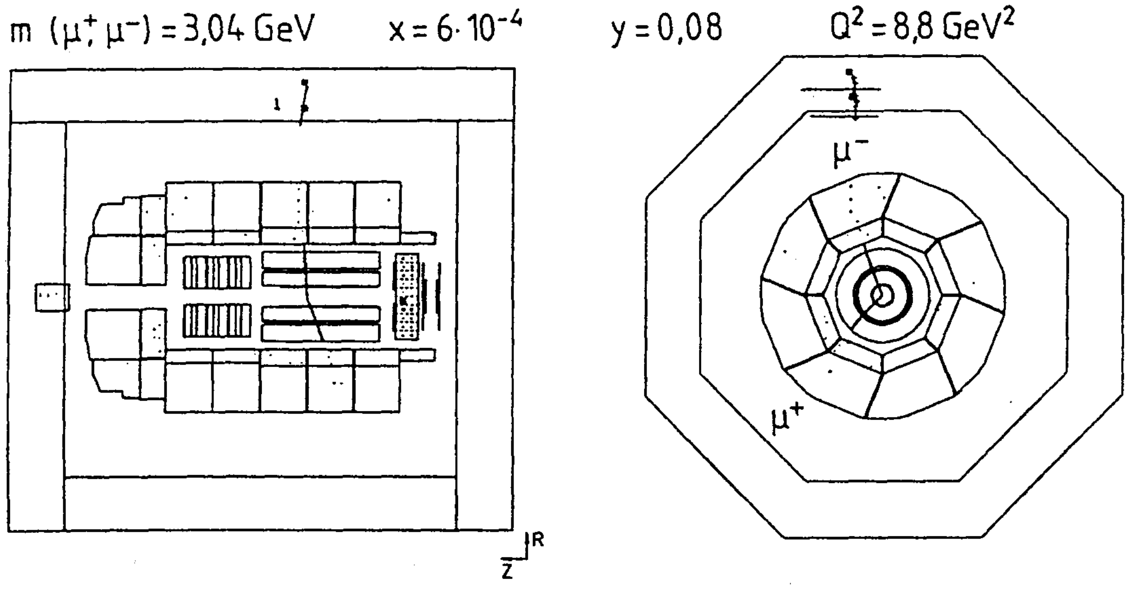

Abbildung 5.6: Kandidat für ein elastisch erzeugtes J/ψ-Meson im tiefinelastischen Bereich (*run 52495, event 5291*).
Unter der Annahme $z = 1$ erhält man $y = 0,08$, $W_{\gamma p} = 84\,\mathrm{GeV}$, $Q^2 = 8,8\,\mathrm{GeV}^2$ und $x = 6 \cdot 10^{-4}$. Es wurde kein Tagger-Signal beobachtet.

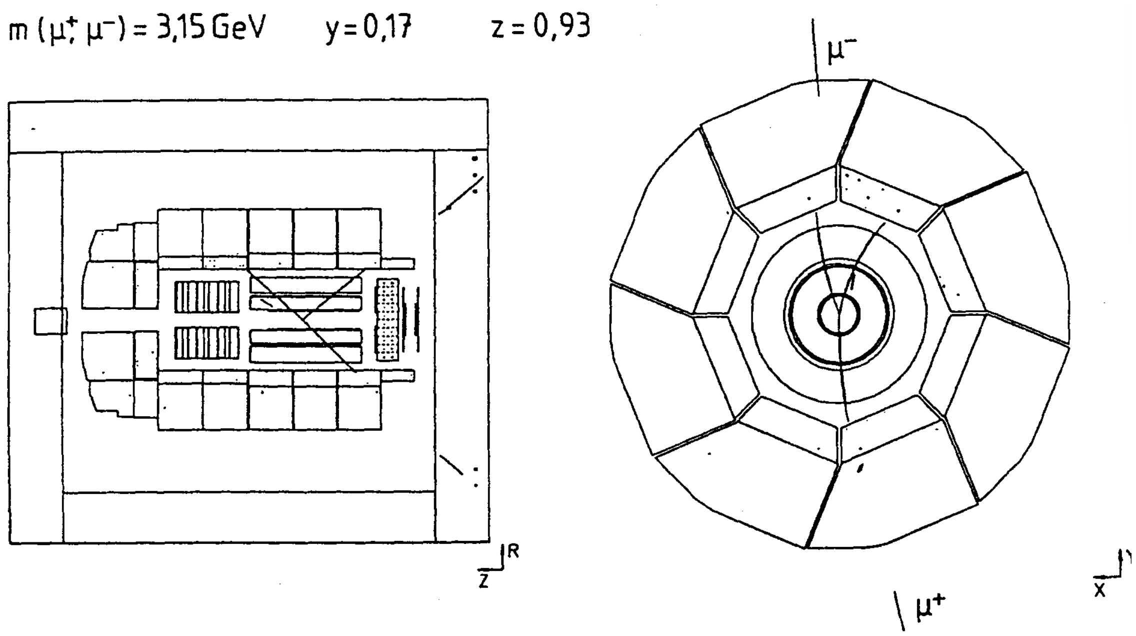

Abbildung 5.7: Kandidat für ein diffraktiv dissoziierendes J/ψ-Meson bei elastischer Streuung des Protons (*run 54638, event 11399*).
Werte der kinematischen Variablen: $y = 0,17$, $W_{\gamma p} = 122\,\mathrm{GeV}$, $z = 0,93$ und $p_\perp\,(J/\psi) = 1,23\,\mathrm{GeV}/c$. Es wurde kein Tagger-Signal beobachtet.

Tagger-Signal erzeugen würde. Auch dieses Ereignis ist ein Kandidat für ein elastisch gestreutes Proton.

Bei dem dritten Ereignis (Abbildung 5.8) sind zwei Elektron-Spuren zu sehen, die Energie im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters deponieren. Das gestreute Elektron findet sich im BEMC.

Die invariante Masse der Elektron-Spuren beträgt $m_{e^+e^-} = 2,95\,\mathrm{GeV}$. außer dem gestreuten Elektron sind keine weiteren Teilchen im Detektor feststellbar, was für einen elastischen J/ψ-Vertex spricht.

Im BEMC wird eine Elektron-Energie von $E'_e = 28,1\,\mathrm{GeV}$ gemessen, was über der kinematischen Grenze von $E'_e = 26,7\,\mathrm{GeV}$ liegt. Zur Rekonstruktion des Ereignisses wurden daher θ und ϕ des gestreuten Elektrons aus den Koordinaten des BEMC-*clusters* bestimmt, die Photon- und Elektron-Energie wurden unter der Annahme $z = 1$ aus dem Viererimpuls des J/ψ-Mesons berechnet. Damit erhält man $y = 0,033$, $W_{\gamma p} = 54\,\mathrm{GeV}$, $E_\gamma = 0,89\,\mathrm{GeV}$, $Q^2 = 18,8\,\mathrm{GeV}^2$ und $x = 6,5 \cdot 10^{-3}$. Der Gesamt-Viererimpuls des Elektron-J/ψ-Systems beträgt $P = (31,2;\ -0,99;\ -1,50;\ -22,5)\,\mathrm{GeV}$, daraus ergibt sich für den Viererimpuls eines elastisch gestreuten Protons $p'_p = (815,8;\ 0,99;\ 1,50;\ 815,8)\,\mathrm{GeV}$. Aufgrund des Transversalimpulses von $p_\perp = 1,80\,\mathrm{GeV}/c$ erwartet man auch von einem elastisch gestreuten Proton ein Tagger-Signal, so daß keine Aussage über eine Dissoziation des Protons möglich ist. Es haben die Zähler 3, 5 und 6 des Proton-Taggers angesprochen. Abbildung 5.9 zeigt eine Darstellung des Proton-Taggers im *event display* für dieses Ereignis.

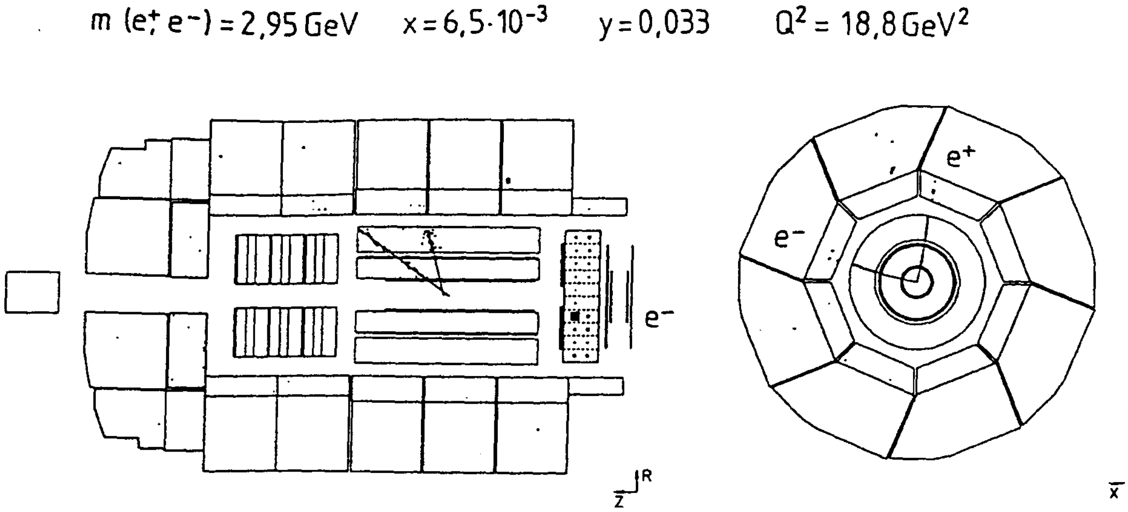

Abbildung 5.8: Kandidat für elastische J/ψ-Erzeugung im tiefinelastischen Bereich (*run 57254, event 25344*).
Mit der Annahme $z = 1$ erhält man $y = 0,033$, $W_{\gamma p} = 54\,\mathrm{GeV}$, $Q^2 = 18,8\,\mathrm{GeV}$, $x = 6,5 \cdot 10^{-3}$. Die Zähler 3, 5 und 6 des Proton-Taggers haben angesprochen.

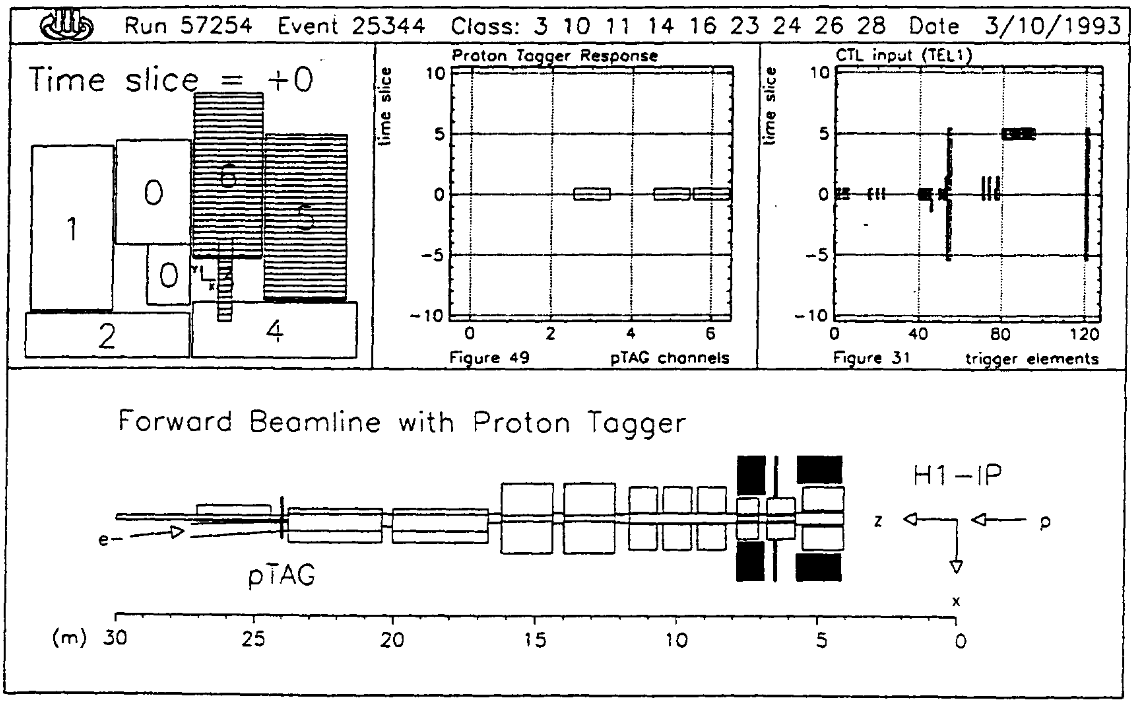

Abbildung 5.9: Darstellung des Proton-Taggers im *event display* für Ereignis in Abbildung 5.8.
Oben links: Schema des Proton Taggers; Zähler, bei denen ein Signal aufgetreten ist, sind schraffiert. Die Zähler 3, 5 und 6 des Proton-Taggers haben angesprochen.
Oben Mitte: Tagger-Signale für je 10 Zeitscheiben vor und nach dem Trigger-Signal.
Oben rechts: Verteilung der Zeitscheiben für die einzelnen L1-Triggerelemente.
Unten: Schema der Strahlführungseinrichtungen im Vorwärtsbereich des H1-Detektors.

Kapitel 6

Zusamenfassung

HERA ermöglicht die Untersuchung von Photoproduktionsprozessen mit quasireellen und virtuellen bei bisher unerreichten Schwerpunktsenergien bis zu 300 GeV. Gleichzeitig erlaubt die kinematische Situation, die durch die unterschiedlichen Strahlenergien des Elektron- und Protonstrahles von 30 bzw. 820 GeV gegeben ist, eine bessere Beobachtung des entstehenden Systems im Ausgangskanal, als sie bei *fixed target*-Experimenten möglich ist. Der bei diffraktiven Prozessen entstehende Proton-Rest bleibt im H1-Detektor jedoch unbeobachtet.

Der Proton-Tagger schließt diese Lücke und erlaubt eine Trennung von diffraktiven Prozessen mit elastischer Streuung von Prozessen, bei denen das Proton dissoziiert—zumindest auf statistischer Basis. Dadurch wird die Messung der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen diffraktiven Prozesse möglich, ebenso die selektive Bestimmung des Steigungsparameters b, für elastische und inelastische Prozesse.

Für den Fall der diffraktiven J/ψ-Photoproduktion wurde die Akzeptanz des Proton-Taggers für elastisch gestreute und dissoziierte Protonen mit zwei Monte-Carlo-Generatoren bestimmt. Beiden liegt das Vektormeson-Dominanz-Modell zusammen mit der Phänomenologie diffraktiver Prozesse zugrunde. Die Simulationen ergeben eine Tagger-Akzeptanz von 60 bis 65 % für ein dissoziierendes Proton; die Akzeptanz für elastisch gestreute Protonen liegt bei wenigen Prozent und ist vernachlässigbar, wenn das Proton einen Transversalimpuls von weniger als 0,5 GeV/c in horizontaler und weniger als 1,0 GeV/c in vertikaler Richtung aufweist.

Der Proton-Tagger liefert seit Beginn der Meßperiode 1993 Daten guter Qualität. Der Untergrund durch Strahl-Gas-Ereignisse, die nicht mit dem H1-Detektor beobachtet werden, liegt in der Regel unter einem Prozent und wird auch bei Soll-Strömen und Soll-Luminosität unproblematisch sein. Bei etwa 15 % aller Rohdaten-Ereignisse und 40 % der auf DST gespeicherten Ereignisse wird ein Tagger-Signal beobachtet.

Bisher wurden einzelne Kandidaten für diffraktive J/ψ-Erzeugung mit und ohne Tagger-Signal gefunden; die für 1993 angestrebte integrierte Luminosität von 1 pb^{-1} wird erste quantitative Ergebnisse ermöglichen.

Anhang A

Kinematik bei diffraktiver J/ψ-Photoproduktion

A.1 Kinematische Größen

Da das Hauptaugenmerk bei HERA auf tiefinelastischer ep-Streuung liegt, verwendet man üblicherweise auch bei Photoproduktionsprozessen—soweit möglich—dieselben kinematische Variablen wie bei tiefinelastischen Prozessen [Ing87].

Dabei handelt es sich um folgende Größen (Abbildung A.1):

p_e	Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
p'_e	Viererimpuls des auslaufenden Elektrons
$q = p_e - p'_e$	Viererimpuls des virtuellen Photons
$Q^2 = -q^2$	Invariantes Betragsquadrat des Viererimpulses des virtuellen Photons
p_p	Viererimpuls des einlaufenden Protons
$s_{ep} = (p_e + p_p)^2$	Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems
$W_{\gamma p} = \sqrt{(q + p_p)^2}$	Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems
$x = Q^2/(2\,q \cdot p_p)$	Bjorken-x
$y = (q \cdot p_p)/(p_e \cdot p_p)$	Normierter Energieübertrag des Elektrons

Zusätzlich sind folgende kinematische Größen zur Beschreibung der diffraktiven Photoproduktion notwendig:

p'_p	Viererimpuls des gestreuten Protons (bei elastischem $p\mathbb{P}$-Vertex)
$p_{X,p}$	Viererimpuls der Proton-Fragmente (bei inelastischem $p\mathbb{P}$-Vertex)
p_V	Viererimpuls des Vektormesons
$p_{X,V}$	Viererimpuls aller Hadronen, die am Vektormeson-Pomeron-Vertex entstanden sind

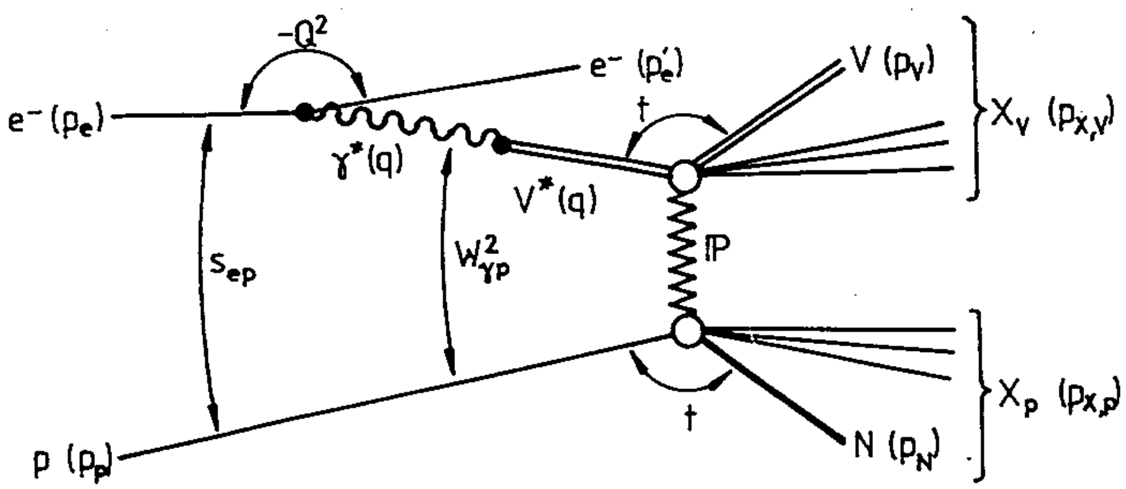

Abbildung A.1: Kinematische Größen bei diffraktiver J/ψ-Photoproduktion (in Klammern: Bezeichnungen der Vierervektoren).

$M_{X,p}$	Invariante Masse der Proton-Fragmente
$M_{X,V}$	Invariante Masse aller Hadronen, die am Vektormeson-Pomeron-Vertex entstanden sind
$t = \begin{cases} (q-p_V)^2 \\ (q-p_{X,V})^2 \\ (p_p-p_p')^2 \\ (p_p-p_{X,p})^2 \end{cases}$	Quadrat des Viererimpulsübertrages des Pomerons bei elastischen und inelastischen Vertices
$z = (p_V \cdot p_p)/(q \cdot p_p)$	Inelastizität des Vektormesons

Die vorstehenden Definitionen vereinfachen sich teilweise erheblich aufgrund der bei HERA herrschenden Bedingungen. So kann die Masse des ein- und auslaufenden Elektrons praktisch immer, die Masse des einlaufenden Protons oft vernachlässigt werden. Die Transversalimpulse der einlaufenden Teilchen, die sich aus den endlichen Emittanzen von Elektron- und Protonstrahl ergeben, werden grundsätzlich vernachlässigt. Es ist also

$$\begin{aligned} p_e &= (E_e,\ 0,\ 0,\ -E_e) \qquad\qquad \text{und} \\ p_p &= (E_p,\ 0,\ 0,\ \beta E_p) \approx (E_p,\ 0,\ 0,\ E_p) \end{aligned} \tag{A.1}$$

(β ist die auf die Lichtgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeit des Protons). Für Photoproduktionsprozesse ergeben sich weitere Vereinfachungen aus der geringen Virtualität Q^2 des Photons, es gilt praktisch immer $Q^2 \ll 1\,\mathrm{GeV}^2$. Man hat also

$$\begin{aligned} q &= (E_\gamma,\ q_\perp \cos\varphi,\ q_\perp \sin\varphi,\ q_z) \qquad \text{mit} \\ E_\gamma^2 &= q_z^2 + q_\perp^2 - Q^2 \simeq q_z^2 + q_\perp^2 . \end{aligned} \tag{A.2}$$

Setzt man für den Impuls des gestreuten Elektrons

$$p_e' \simeq (E_e',\ -q_\perp \cos\varphi,\ -q_\perp \sin\varphi,\ -\sqrt{E_e'^2 - q_\perp^2}), \tag{A.3}$$

ergibt sich in der Näherung $q_\perp \ll E_e'$

$$q_\perp^2 \simeq \frac{E_e'}{E_e} Q^2 \ll 1\,\mathrm{GeV}^2. \tag{A.4}$$

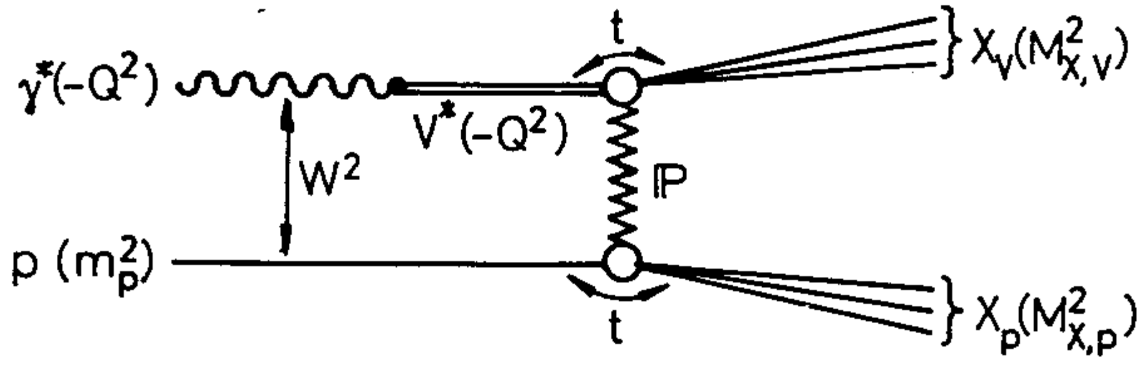

Abbildung A.2: Streuung $\gamma^* p \to X_V\, X_p$ (in Klammern: die invarianten Betragsquadrate der Vierervektoren).

Damit erhält man folgende Näherungen:

$$s_{ep} \simeq 2\,p_e \cdot p_p + m_p^2 \approx 4E_e E_p \tag{A.5}$$

$$W_{\gamma p}^2 = 2\,q \cdot p_p + m_p^2 - Q^2 \approx 2\,q \cdot p_p \tag{A.6}$$

$$x \approx \frac{Q^2}{W_{\gamma p}^2} \tag{A.7}$$

$$y \simeq \frac{W_{\gamma p}^2 - m_p^2}{s_{ep}} \approx \frac{W_{\gamma p}^2}{s_{ep}} \tag{A.8}$$

$$Q^2 \approx x y s_{ep} \tag{A.9}$$

y entspricht damit dem Verhältnis E_γ / E_e, und x kann man als $Q^2/Q^2_{\max}$ interpretieren, wobei $Q^2_{\max}$ das bei gegebener Photonenergie maximal mögliche Q^2 bezeichnet.

A.2 Kinematische Grenzen für t

Betrachtet wird der Prozeß (Abbildung A.2)

$$\gamma^* p \to X_V\, X_p.$$

Dabei stehen X_V und X_p für die hadronischen Endzustände, die am Vektormeson-Pomeron- bzw. am Proton-Pomeron-Vertex entstehen; diese sollen die Viererimpulse $p_{X,V}$ und $p_{X,p}$ und die Massen $M_{X,V}$ und $M_{X,p}$ haben. Im Falle elastischer Vertices gilt $M_{X,V} = m_V$ bzw. $M_{X,p} = m_p$, im Falle inelastischer Vertices dagegen hat man $M_{X,V} \geq m_V + 2m_{\pi^0}$ (da sowohl das J/ψ als auch das Pomeron keinen Isopin tragen, kann kein einzelnes Pion entstehen) bzw. $M_{X,p} \geq m_p + m_{\pi^0}$. Sind diese Massen und die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen (also q und p_p) bekannt, ergeben sich daraus die Grenzen für $t = (q - p_{X,V})^2 = (p_p - p_{X,p})^2$; $t_{\min}$ und $t_{\max}$ sind definiert durch

$$|t_{\min}| \leq |t| \leq |t_{\max}|. \tag{A.10}$$

Es gilt ([PDG92], S. III.50, Formel E.5)

$$t_{\min/\max} = \frac{1}{4W_{\gamma p}^2} \left\{ \left[-Q^2 - m_p^2 - M_{X,V}^2 + M_{X,p}^2 \right]^2 - \left[\sqrt{\left(W_{\gamma p}^2 - Q^2 - m_p^2 \right)^2 + 4W_{\gamma p}^2 Q^2} \mp \sqrt{\left(W_{\gamma p}^2 + M_{X,V}^2 - M_{X,p}^2 \right)^2 - 4W_{\gamma p}^2 M_{X,V}^2} \right]^2 \right\}. \tag{A.11}$$

Diese Beziehung kann man folgendermaßen umformen:

$$
\begin{aligned}
t_{\mathrm{min/max}} &= \frac{1}{2W_{\gamma p}^2}\left\{-\left(-Q^2-m_p^2\right)\left(M_{X,V}^2-M_{X,p}^2\right)-W_{\gamma p}^2\left(W_{\gamma p}^2+Q^2-m_p^2-M_{X,V}^2-M_{X,p}^2\right)\right.\\
&\left.\pm\sqrt{\left[\left(W_{\gamma p}^2+Q^2-m_p^2\right)^2+4Q^2m_p^2\right]\left[\left(W_{\gamma p}^2-M_{X,V}^2-M_{X,p}^2\right)^2-4M_{X,V}^2M_{X,p}^2\right]}\right\}.
\end{aligned}
\tag{A.12}
$$

In dieser Gestalt ist die Formel im Generator DIFFVM implementiert.

Experimentell bedeutsam ist t_{min}, da der Verlauf von t_{min} einerseits die Form des t-Spektrums bei kleinem t, andererseits das Massenspektrum bei großem M_X^2 beeinflußt. Betrachtet man alle Massenquadrate als klein gegen $W_{\gamma p}^2$, kann man die Wurzel-Terme entwickeln und erhält als erste Näherung

$$\sqrt{(W_{\gamma p}^2+m_1^2-m_2^2)^2-4W_{\gamma p}^2m_1^2} \simeq W_{\gamma p}^2-(m_1^2+m_2^2). \tag{A.13}$$

Dies führt auf

$$t_{\mathrm{min}} \simeq -\frac{(M_{X,V}^2+Q^2)(M_{X,p}^2-m_p^2)}{W_{\gamma p}^2}. \tag{A.14}$$

Vernachlässigt man noch $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ gegenüber $M_{X,V}^2 \geq m_V^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2$, so ergibt sich für den Fall der diffraktiven Dissoziation des Protons

$$t_{\mathrm{min}} \approx -\frac{M_{X,V}^2(M_{X,p}^2-m_p^2)}{W_{\gamma p}^2} \approx -\frac{M_{X,V}^2\,M_{X,p}^2}{W_{\gamma p}^2}. \tag{A.15}$$

Für $M_{X,V} = m_{J/\psi}$ und $M_{X,p}^2 = 20\,\mathrm{GeV}$ erhält man bei einer Photonenergie $E_\gamma = 0,76\,\mathrm{GeV}$ (das entspricht $W_{\gamma p} = 50\,\mathrm{GeV}$) $t_{\mathrm{min}} \approx -1,6\,\mathrm{GeV}^2$.

Wird das Proton dagegen elastisch gestreut, muß der Wurzelterm weiter entwickelt werden. Mit

$$\sqrt{(W_{\gamma p}^2+m_1^2-m_2^2)^2-4W_{\gamma p}^2m_1^2} \simeq W_{\gamma p}^2-(m_1^2+m_2^2)-\frac{2m_1^2\,m_2^2}{W_{\gamma p}^2} \tag{A.16}$$

erhält man schließlich für $M_{X,p} = m_p$

$$t_{\mathrm{min}} \simeq -\frac{(M_{X,V}^2+Q^2)^2\,m_p^2}{W_{\gamma p}^4}\left(1+\frac{m_p^2}{W_{\gamma p}^2}\right) \approx -\frac{M_{X,V}^4\,m_p^2}{W_{\gamma p}^4}. \tag{A.17}$$

Für $M_{X,V} = 20\,\mathrm{GeV}$ und $E_\gamma = 0,76\,\mathrm{GeV}$ ergibt das $t_{\mathrm{min}} \approx -0,023\,\mathrm{GeV}^2$.

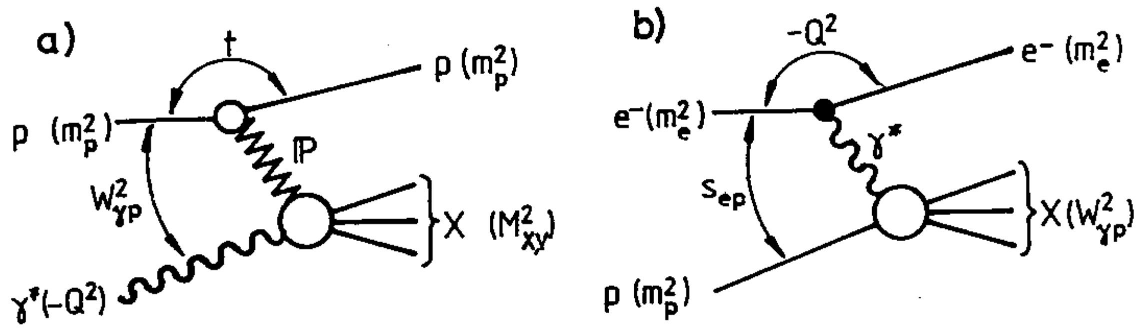

Abbildung A.3: a) Abstrahlung eines Pomerons durch ein Proton.
b) Abstrahlung eines Photons durch ein Elektron.

A.3 Kinematische Grenzen für Q^2

Die Kinematik der Abstrahlung eines Photons durch ein Elektron ist dieselbe wie bei der Abstrahlung eines Pomerons durch ein Proton (Abbildung A.3). Will man jedoch das kleinste kinematisch erlaubte Q^2, also $Q^2_{\min}$, bestimmen, kann man für y-Werte in der Nähe von 1 nicht von $W^2_{\gamma p} \ll s_{ep}$ ausgehen, so daß die Entwicklung der Wurzelterme, wie sie im vorherigen Abschnitt verwendet wurde, nicht anwendbar ist.

Parametrisiert man p_e und p'_e durch $p_e = (E_e,\ 0,\ 0,\ p_z)$ und $p'_e = (E'_e,\ p_\perp \cos\phi,\ p_\perp \sin\phi,\ p'_z)$, so erhält man

$$\begin{aligned} Q^2 &= -(p_e - p'_e)^2 = -E_e^2 + 2E_eE'_e - {E'_e}^2 + p_\perp^2 + p_z^2 - 2p_zp'_z + {p'_z}^2 && \text{(A.18)} \\ &= 2\left(E_eE'_e - p_zp'_z - m_e^2\right), && \text{(A.19)} \end{aligned}$$

wenn man berücksichtigt, daß ein- und auslaufendes Elektron auf der Massenschale liegen müssen. Da E_e groß gegen m_e ist, kommt man durch Entwickeln der Wurzel auf

$$E_e = \sqrt{p_z^2 + m_e^2} \simeq p_z + \frac{m_e^2}{2p_z}. \qquad \text{(A.20)}$$

$Q^2_{\min}$ erhält man, wenn $p_\perp = 0$ ist. Unter der Annahme, daß auch $E'_e \gg m_e$ ist, gilt dieselbe Formel für E'_e. Es folgt bei Vernachlässigung von Termen der Ordnung $\mathcal{O}\left(m_e^4\right)$

$$Q^2_{\min} = m_e^2\,\frac{(p_z - p'_z)^2}{p_zp'_z}. \qquad \text{(A.21)}$$

Im H1-Laborsystem ist $p_p = (E_p,\ 0,\ 0,\ E_p)$, und damit

$$y = \frac{q \cdot p_p}{p_e \cdot p_p} = \frac{(E_e - p_z) - (E'_e - p'_z)}{E - p_z} \simeq \frac{p_z - p'_z}{p_z} \qquad \text{(A.22)}$$

wegen $p_\perp = 0$ und $E'_e \simeq -p'_z$. Mit dieser Formel kommt man schließlich zum Endergebnis

$$Q^2_{\min} = m_e^2\,\frac{y^2}{1-y}. \qquad \text{(A.23)}$$

Anhang B

Winkelverteilung der Zerfallsteilchen beim Zerfall eines Vektormesons

B.1 Winkelverteilung im Ruhesystem

Die Zerfallsamplitude eines ruhenden Teilchens mit Spin s und z-Komponente $\lambda = s_3$ in zwei Teilchen mit den Helizitäten λ_3 und λ_4 ist aus Gründen der Drehimpulserhaltung proportional zu ([Jon90], p. 193, 278)

$$d^s_{\lambda\mu}(\theta)\ \exp\left[\mathrm{i}(\lambda-\mu)\varphi\right] \qquad \text{mit} \qquad \mu = \lambda_3 - \lambda_4. \tag{B.1}$$

Dabei ist θ der Winkel eines der beiden Zerfallsteilchen zur z-Achse (siehe Abbildung B.1) und φ ist der Azimuthwinkel. Für die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen im Ruhesystem ergibt sich daraus

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto |d^s_{\lambda\mu}(\theta)|^2, \tag{B.2}$$

dabei ist $\mathrm{d}\Omega = \mathrm{d}\cos\theta\mathrm{d}\varphi$. Die Wigner-$d$-Funktionen findet man in [PDG92], (p. III.45), Definition und Eigenschaften der d-Funktionen sind beschrieben in [Jac59] und [Var88].

B.2 Der Zerfall in Leptonen

Helizitäten der Leptonen

Der Zerfall eines Vektormesons in zwei Leptonen (z. B. $J/\psi \to \mu^+\mu^-$) ist elektromagnetisch, erfolgt also über ein virtuelles Photon mit $J^{PC} = 1^{--}$. Aus Paritätsgründen kann das Leptonpaar nur gerade Bahndrehimpulse tragen; die Drehimpulserhaltung verlangt dann, daß die Spins der Leptonen zu $S = 1$ koppeln. Die Leptonen haben bei Vernachlässigung der Lepton-Masse im Ruhesystem des Vektormesons entgegengesetzte Helizitäten, und es gilt

$$\mu = \lambda_3 - \lambda_4 = \pm 1. \tag{B.3}$$

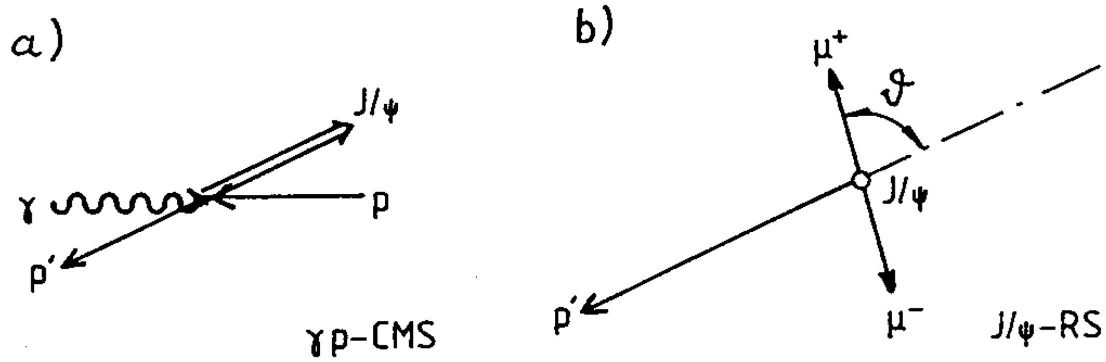

Abbildung B.1: Winkel beim J/ψ-Zerfall.
a) Flugrichtung des J/ψ-Mesons im γp-Schwerpunktsystem.
b) Flugrichtung des gestreuten Protons und der Zerfallsmyonen im J/ψ-Ruhesystem.

Der Spin des Vektormesons ist 1, die für den Zerfall in Leptonen relevanten d-Funktionen sind also

$$\begin{aligned} d^1_{11} &= d^1_{-1-1} = \frac{1+\cos\theta}{2}, \\ d^1_{01} &= d^1_{0-1} = -\frac{\sin\theta}{\sqrt{2}} \qquad \text{und} \\ d^1_{-11} &= d^1_{1-1} = \frac{1-\cos\theta}{2}. \end{aligned} \tag{B.4}$$

Rein transversale oder longitudinale Polarisation

Da die Helizitäten der Myonen im Prinzip meßbar sind, addieren sich die Zerfallsbreiten (nicht die Amplituden) der beiden Zerfallskanäle mit $\mu = +1$ und $\mu = -1$, und man erhält für $\lambda = +1$:

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto [d^1_{11}(\theta)]^2 + [d^1_{1-1}(\theta)]^2 = \frac{1+\cos^2\theta}{2}. \tag{B.5}$$

Dasselbe Resultat ergibt sich für $\lambda = -1$.

Das Resultat für den Fall longitudinaler Polarisation ($\lambda = 0$) ist

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto \sin^2\theta. \tag{B.6}$$

Mischung von transversaler und longitudinaler Polarisation

Nimmt man an, daß ein Bruchteil τ aller Vektormesonen transversal polarisiert ist, und daß sich die Beiträge der verschieden polarisierten Vektormesonen inkohärent überlagern, erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} &\propto (1-\tau)\sin^2\theta + \tau\frac{1+\cos^2\theta}{2} \\ &\propto (2-\tau)\sin^2\theta + 2\tau\cos^2\theta. \end{aligned} \tag{B.7}$$

Für $\tau = 1$ und $\tau = 0$ erhält man daraus die oben hergeleiteten Spezialfälle, für $\tau = \frac{2}{3}$ ergibt sich eine flache Zerfallswinkelverteilung.

B.3 Der Zerfall in Spin-0-Teilchen

Zerfällt das Vektormeson in zwei Spin-0-Teilchen, z. B.

$$\rho^0 \to \pi^+\pi^-$$
$$\phi \to K^+K^-,\ K_L^0 K_S^0,$$

so ist $\mu = \lambda_3 - \lambda_4 = 0$, und die relevanten d-Funktionen sind

$$\begin{aligned} -d^1_{10} = d^1_{-10} &= \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}} \qquad \text{und} \\ d^1_{00} &= \cos\theta. \end{aligned} \tag{B.8}$$

Für die Zerfallswinkelverteilung erhält man

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}\Omega} \propto \tfrac{1}{2}\tau\sin^2\theta + (1-\tau)\cos^2\theta. \tag{B.9}$$

Es ergeben sich keine Korrekturen, wenn die Masse der Zerfallsteilchen nicht vernachlässigbar ist.

Eine genaue Analyse von Zerfallswinkelverteilungen für den Zerfall von Vektormesonen in spinlose Teilchen, die auch die azimuthale Winkelvetreilung beinhaltet, findet man in [Sch70].

B.4 s-Kanal-Helizitätserhaltung

Eine experimentelle Beobachtung bei der diffraktiven Photoproduktion von Vektormesonen ist, daß im γN-Schwerpunktsystem das Vektormeson die Helizität des Photons übernimmt, was man als s-Kanal-Helizitätserhaltung bezeichnet ([Bau78] p. 324; [Fey72] p. 97, 103;[Gil70]). Daraus folgt, daß im Ruhesystem des Vektormesons die Flugrichtung des Vektormesons (bzw. des Rückstoßpartners) die Quantisierungsachse darstellt, bezüglich der der Winkel θ gemessen wird (Abbildung B.1). Das Bezugssystem, in dem diese Achse die z-Achse ist, heißt Helizitätsbasis (*helicity frame*).

Falls das Schwerpunktsystem *nicht* das Laborsystem ist, müssen die Vierervektoren der Zerfallsteilchen zunächst in das Schwerpunktsystem und dann erst in das Laborsystem transformiert werden. Eine direkte LORENTZtransformation[1] in das Laborsystem ist nicht äquivalent zu dieser zweistufigen Transformation, weil zwei LORENTZ-Transformationen entlang nichtkollinearer Richtungen äquivalent zu einer reinen LORENTZ-Transformation und einer Rotation sind.

[1]Gemeint sind hier durchgehend reine Lorentztransformationen, die keine Drehung in den Raumkoordinaten beinhalten.

Anhang C

Die Bank GDIF: Parameter für den Generator DIFFVM

Die BOS-Textbank [Blo87] GDIF enthält die Werte der im folgenden aufgeführten Variablen, mit denen der Generator DIFFVM gesteuert wird; die Beschreibung bezieht sich auf die Programmversion 0.19/05 vom 11.8.1993.

- PE

  PE ist der Betrag des Elektronimpulses im H1-Laborsystem, gemessen in GeV/c. Dem HERA-Sollwert entspricht PE $= 30,0$, für 1992 und 1993 gilt PE $= 26,76$.

- PP

  PP ist der Betrag des Protonimpulses im H1-Laborsystem, gemessen in GeV/c. Dem HERA-Sollwert entspricht PP $= 820,0$.

- ITYPEVM

  ITYPEVM bestimmt, welches Vektormeson erzeugt werden soll. Angegeben wird dies mit der Schlüsselzahl der der *Particle Data Group* ([PDG92], p. III.72) für das zu erzeugende Vektormeson. Die Schlüsselzahlen der wichtigsten Vektormesonen sind in der folgenden Tabelle aufgeführt:

ITYPEVM	Teilchen	Mögliche Zweikörperzerfälle
113	ϱ^0	$\pi^+\pi^-$
223	ω	$\pi^+\pi^-$, e^+e^-
333	ϕ	K^+K^-, $K_L^0\,K_S^0$
443	J/ψ	e^+e^-, $\mu^+\mu^-$
20443	$\psi\,(2S)$	e^+e^-, $\mu^+\mu^-$
553	Υ	e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$
20553	$\Upsilon\,(2S)$	e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$
30553	$\Upsilon\,(3S)$	e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$

  Mit Hilfe der H1UTIL-Unterprogramme PMASS und PWIDTH ermittelt DIFFVM Masse und Zerfallsbreite des zu erzeugenden Vektormesons.

Für die schweren Quarkonia sind unter der Annahme, daß Zerfälle in Leptonpaare simuliert werden sollen, folgende Kaskadenzerfälle mitberücksichtigt:

$$
\begin{array}{rlll}
\psi\,(2S) & \to & J/\psi\,(\pi^+\pi^-,\ \pi^0\pi^0,\ \eta,\ \pi^0) & \text{BR: } 32{,}4\%,\ 18{,}4\%,\ 2{,}7\%,\ 0{,}097\% \\
 & & \quad\hookrightarrow\ \ell^+\ell^- & \text{BR: } 6{,}15\% \\
 & \to & \ell^+\ell^- & \text{BR: } 0{,}84\% \\
\Upsilon\,(2S) & \to & \Upsilon\,(\pi^+\pi^-,\ \pi^0\pi^0), & \text{BR: } 18{,}5\%,\ 8{,}8\% \\
 & & \quad\hookrightarrow\ \ell^+\ell^- & \text{BR: } 2{,}50\% \\
 & \to & \ell^+\ell^- & \text{BR: } 1{,}32\% \\
\Upsilon\,(3S) & \to & \Upsilon\,(2S)\ (\pi^+\pi^-,\ \pi^0\pi^0) & \text{BR: } 2{,}1\%,\ 1{,}3\% \\
 & & \hookrightarrow\Upsilon\,(\pi^+\pi^-,\ \pi^0\pi^0) & \text{BR: } 18{,}5\%,\ 8{,}8\% \\
 & & \qquad\hookrightarrow\ell^+\ell^- & \text{BR: } 2{,}50\% \\
 & & \quad\hookrightarrow\ \ell^+\ell^- & \text{BR: } 1{,}32\% \\
 & \to & \Upsilon\,(\pi^+\pi^-,\ \pi^0\pi^0), & \text{BR: } 4{,}48\%,\ 1{,}8\% \\
 & & \quad\hookrightarrow\ \ell^+\ell^- & \text{BR: } 2{,}50\% \\
 & \to & \ell^+\ell^- & \text{BR: } 1{,}81\%
\end{array}
$$

Die Verzweigungsverhältnisse stammen aus dem *review of particle properties 1992* [PDG92], die Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle in Leptonen wurden unter der Annahme der Lepton-Universalität gemittelt.

- `ITYPEL`

Mit `ITYPEL` wird der gewünschte Zweikörperzerfall bestimmt, in dem die Schlüsselzahl der *Particle Data Group* für eines der Zerfallsteilchen angegeben wird. DIFFVM erzeugt automatisch das entsprechende Antiteilchen. In der folgenden Tabelle sind die Schlüsselzahlen möglicher Zerfallsprodukte zusammengefaßt:

`ITYPEL`	Teilchen	Antiteilchencode	Antiteilchen
11	e^-	-11	e^+
13	μ^-	-13	μ^+
15	τ^-	-13	τ^+
111	π^0	111	π^0
113	π^+	-111	π^-
321	K^+	-321	K^-
130	K_L^0	310	K_S^0
310	K_S^0	130	K_L^0

Die Masse der Zerfallsteilchen wird mit dem Unterprogramm `PMASS` ermittelt.

Die im folgenden beschriebenen Parameter
• `EMUMIN`
• `CTHMUF`
• `CTHMUB`
• `EMUMIN2`
• `CTHMUF2`
• `CTHMUB2`
• `CTHELB`
ermöglichen es dem Anwender, Bedingungen zu stellen, die erfüllt sein müssen, damit das Ereignis abgespeichert wird.

`EMUMIN`, `CTHMUF` und `CTHMUB` legen eine Mindestenergie der Zerfallsteilchen fest und grenzen den zulässigen Polarwinkelbereich der Zerfallsteilchen ein, es muß für beide Teilchen

$$\begin{aligned} E &\geq \texttt{EMUMIN} \quad \text{und} && \text{(C.1)} \\ \texttt{CTHMUB} \leq \cos\theta &\leq \texttt{CTHMUF} && \text{(C.2)} \end{aligned}$$

gelten. Eines der Zerfallsteilchen muß zudem die Bedingungen

$$\begin{aligned} E &\geq \texttt{EMUMIN2} \quad \text{und} && \text{(C.3)} \\ \texttt{CTHMUB2} \leq \cos\theta &\leq \texttt{CTHMUF2} && \text{(C.4)} \end{aligned}$$

erfüllen.

Um tiefinelastische Ereignisse zu selektieren, gibt es die Möglichkeit, zusätzlich einen Maximalwinkel und eine Mindestenergie des gestreuten Elektrons zu verlangen, indem man

$$\begin{aligned} \cos\theta'_e &\geq \texttt{CTHELB} \quad \text{und} && \text{(C.5)} \\ E'_e &\geq \texttt{EELMIN} && \text{(C.6)} \end{aligned}$$

fordert. Diese Bedingungen implizieren eine Untergrenze für Q^2, nämlich

$$Q^2 \geq 2\,\texttt{PE} \cdot \texttt{EELMIN} \cdot (1 + \texttt{CTHELB}). \tag{C.7}$$

- `MO`

  `MO` bestimmt den zu simulierenden Prozeß:

`MO`	Prozeß
1	Diffraktive Dissoziation des Protons
2	Diffraktive Dissoziation des Photons
3	Doppelt diffraktive Dissoziation
4	elastische Produktion

- `DEMIN`

  `DEMIN` bestimmt die minimale Energie (in GeV), die bei der Fragmentation einer hadronischen Masse (bei den Generatormodi `MO` = 1, 2, 3) als kinetische Energie aller Zerfallsteilchen eines Vertex' zur Verfügung stehen muß. Ein Wert von 0,1 hat sich bewährt.

- `PTMAXP`

  `PTMAXP` ermöglicht es, beim Phasenraumzerfall der hadronischen Masse am Proton-Vertex (in den Generatormodi `MO` $= 1, 3$) den Phasenraum zylindrisch zu begrenzen: Der Phasenraumzerfall der hadronischen Masse wird solange wiederholt, bis kein Teilchen mehr einen Transversalimpuls (bezogen auf den Impulsvektor der gesamten zerfallenden Masse) hat, der größer als `PTMAXP` ist. `PTMAXP` wird in GeV/c angegeben. Der Wert 0,0 für `PTMAXP` bewirkt, daß keine Begrenzung des Phasenraumes vorgenommen wird. Es werden maximal 101 Versuche durchgeführt, eine Masse zerfallen zu lassen. Sind diese Versuche erfolglos, wird das Ergebnis des letzten Phasenraumzerfalls akzeptiert.

  Ein Wert von `PTMAXP` $= 2{,}0$ hat sich bewährt.

- `PTMAXV`

  `PTMAXV` gibt den maximal zulässigen Transversalimpuls (in GeV/c) der am Vektormeson-Vertex entstehenden Teilchen (`MO` $= 2, 3$) vor.

  Bei schweren Vektormesonen (J/ψ, Υ) ist die Durchführung des Phasenraumzerfalls aufgrund der großen Massendifferenz zwischen Vektormeson und Pionen aufwendig; eine weitere Begrenzung des Phasenraumes ist dann nicht empfehlenswert. Bei `PTMAXV` $= 0{,}0$ unterbleibt diese Begrenzung.

- `IGAMMOD`

  `IGAMMOD` bestimmt die Art des generierten Photonspektrums:

`IGAMMOD`	Photonenspektrum
-1	Feste Photonenenergie `EGAMMA`
0	$1/E_\gamma$-Spektrum
1	WEIZSÄCKER-WILLIAMS-Näherung
2	Volles transversales Spektrum à la ABT & SMITH [Abt92]
3	Volles transversales und longitudinales Spektrum à la ABT & SMITH

- `EGAMMA`

  Mit `EGAMMA` wird für `IGAMMOD` $= -1$ die gewünschte Photonenenergie in GeV angegeben.

- `WMIN`

  `WMIN` legt für `IGAMMOD` $= 0, 1, 2, 3$ die minimale Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des Photon-Proton-Systems in GeV fest. Liegt der vom Benutzer angegebene Wert unter der Erzeugungsschwelle des zu generierenden Vektormesons, wird `WMIN` im Programm auf einen ausreichenden Wert gesetzt. Im Falle inelastischer Prozesse (`MO` $= 1, 2, 3$) muß W groß genug zur Produktion zusätzlicher Teilchen am jeweiligen Vertex sein.

- `Q2CUT`

  `Q2CUT` gibt das maximal zulässiges Q^2 der Photonen (betrifft nur `IGAMMOD = 1, 2, 3`) an. Falls `Q2CUT` vom Anwender auf 0,0 gesetzt wird, setzt DIFFVM den Wert 4·`LAMBDA`^{2} ein.

Die Parameter
- `LAMBDA`
- `XI`
- `CHI`

entsprechen den Werten von Λ (in GeV), ξ und χ, mit denen die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes parametrisiert wird. Für transversal polarisierter Photonen gilt

$$\frac{\sigma_T(Q^2)}{\sigma(0)} = \frac{1}{(1+Q^2/\Lambda^2)^2}, \tag{C.8}$$

und für longitudinal polarisierte Photonen

$$\frac{\sigma_L(Q^2)}{\sigma_T(0)} = \frac{\xi Q^2/m_V^2}{1+\chi\xi Q^2/m_V^2}\frac{1}{(1+Q^2/\Lambda^2)^2}. \tag{C.9}$$

Gibt der Anwender `LAMBDA` = 0,0 vor, wird $\Lambda = m_V$ angenommen. Meßwerte für Λ und ξ findet man in Tabelle C.1; χ ist ein phänomenologisch motivierter Parameter, mit dem man das Ansteigen des Verhältnisses $\sigma^L(Q^2)/\sigma^T(Q^2)$ begrenzen kann; das Verhältnis

$$R = \frac{\sigma^L\,(Q^2)}{\sigma^T\,(Q^2)} = \frac{\xi Q^2/m_V^2}{1+\chi\xi Q^2/m_V^2} \tag{C.10}$$

zeigt folgendes Verhalten:

$$R \underset{Q^2\to 0}{\longrightarrow} \xi\frac{Q^2}{m_V^2} \qquad \text{und} \qquad R \underset{Q^2\to\infty}{\longrightarrow} \frac{1}{\chi}. \tag{C.11}$$

Für `LAMBDA` = `CHI` = 0,0 erhält man den vom VDM vorhergesagten Verlauf des Wirkungsquerschnittes.

- `EPSILON`
- `ALPHAPR`

entsprechen den Werten von ϵ und $\alpha'_{\mathbb{P}}$ (in GeV^{-2}), mit denen die Pomeron-Trajektorie parametrisiert ist:

$$\alpha_{\mathbb{P}}\,(t) = 1 + \epsilon + \alpha'_{\mathbb{P}}\,t. \tag{C.12}$$

Die von Donnachie und Landshoff ermittelten Werte lauten `EPSILON` = 0,0808 [Don92] und `ALPHAPR` = 0,25 [Lan90]. `EPSILON` = 0,0 unterdrückt den Anstieg des γp-Wirkungsquerschnittes mit $W_{\gamma p}$; `ALPHAPR` = 0,0 bewirkt einen konstanten Steigungsparameter b.

Kollaboration	Technik	$W_{\gamma N}$ / GeV	Λ / GeV	ξ	Bemerkungen
BPF [Cla79]	μ Fe	$< 19,8$	$2,7 \pm 0,5$		
BPF [Cla80]	μ Fe	$< 19,8$	$2,03^{+0,18}_{-0,12}$	$3,3^{+4,9}_{-3,0}$	
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	10,6–15,0	$2,9 \pm 0,3$		$z > 0,95$
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	15,0–19,4	$3,6 \pm 0,4$		$z > 0,95$
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	10,6–15,0	$2,3 \pm 0,2$		$z < 0,95$
EMC [EMC83]	μ^+ Fe	15,0–19,4	$2,7 \pm 0,3$		$z < 0,95$

Tabelle C.1: Resultate von Anpassungen der Q^2-Abhängigkeit von $\sigma_{\gamma p}$ für J/ψ-Produktion an die Form $\sigma^T(Q^2)/\sigma^T(0) = (1+Q^2/\Lambda^2)^{-2}$ und $\sigma^L(Q^2)/\sigma^T(Q^2) = \xi\, Q^2/m^2_{J/\psi}$.

- `B`
- `WB`
- `MXB`

bestimmen den Steigungsparameters b. `B` gibt den Wert von b in GeV^{-2} bei einer γp-Schwerpunktsenergie `WB` (gemessen in GeV) an; `MXB` ist der Wert der Bezugsmasse M_0 in GeV, auf die die Massen $M_{X,p}$ und/oder $M_{X,V}$ im Fall der diffraktiven Dissoziation normiert werden.

- `SIGTOT`
- `DSIGTOT`
- `WSIGMA`

bestimmen die Größe des Wirkungsquerschnittes.

`SIGTOT` ist der Wirkungsquerschnitt (in pb) des Prozesses

$$\gamma N \to VX, \\ \hookrightarrow \ell^+\ell^-$$

wobei ℓ hier für das mit `ITYPEL` vorgegebene Zerfallsteilchen steht—das Verzweigungsverhältnis für den Prozeß $V \to \ell^+\ell^-$ muß in `SIGTOT` also schon berücksichtigt sein. `DSIGTOT` ist der Fehler des experimentell ermittelten Wirkungsquerschnittes (in pb), `WSIGMA` gibt die γp-Schwerpunktsenergie (in GeV) an, bei der der Wirkungsquerschnitt gemessen wurde.

DIFFVM berechnet aus diesen Angaben nach der in Abschnitt 4.3.8 dargestellten Methode den effektiven ep-Wirkungsquerschnitt für den Prozeß

$$e^- p \to e^{-\prime} \gamma^* N \\ \hookrightarrow V \to \ell^+\ell^-$$

unter Berücksichtigung der Schnitte auf Zerfallsteilchen und gestreutes Elektron.

Der Fehler des Gesamtwirkungsquerschnittes, den DIFFVM berechnet, setzt sich zusammen aus `DSIGTOT` sowie den statistischen Fehlern, die sich aus der Photonenflußbestimmung und der Akzeptanzbestimmung ergeben.

- `SCPLOTS`

  Der Wert 0 für `SCPLOTS` bewirkt, daß die vom Programm erzeugten Korrelationsdiagramme als zweidimensionale Histogramme abgespeichert werden, was anzuraten ist, wenn mehr als ca. 2000 Ereignisse (vor Anwendung der Detektorschnitte) generiert werden sollen. `SCPLOTS` $= 1$ bewirkt die Ausgabe als Korrelationsdiagramm mit einzelnen Punkten. `SCPLOTS` $= -1$ unterdrückt die Erzeugung aller zweidimensionalen Histogramme und Korrelationsdiagramme.

Anhang D

Abkürzungen und Akronyme

BEMC	**B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter
BOS	**B**ank **O**rganising **S**ystem
BPC	**B**ackward **P**roportional **C**hamber
CIP	**C**entral **I**nner **P**roportional Chamber
CIZ	**C**entral **I**nner z-Chamber
CJC1, CJC2	**C**entral **J**et **C**hamber 1, 2
CMS	**C**entral **M**uon **S**ystem
COP	**C**entral **O**uter **P**roportional Chamber
COZ	**C**entral **O**uter z-Chamber
CTD	**C**entral **T**racking **D**etector
DESY	**D**eutsches **E**lektronen-**Sy**nchrotron
DST	**D**ata **S**election **T**ape
diffVM	Generator for **Diff**ractive **V**ector **M**eson Production
EMC	**E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter
FTD	**F**orward **T**racking **D**etector
FMS	**F**orward **M**uon **S**pectrometer
GPTP	**G**eneral **P**urpose **T**rigger **P**ipe
GVD	**G**eneralized **V**ector Meson **D**ominance Model
HAC	**Ha**dronic **C**alorimeter
HERA	**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage
JDPE	**D**igitization Single **P**article **E**fficiencies
JRHT	**R**esponse **H**it **T**rack Bank
JRDT	**R**esponse **D**igi **T**rack Bank
JSPT	**S**tarting Particles for **P**roton **T**agger
LAC	**L**iquid **A**rgon **C**alorimeter
PGF	**P**hoton-**G**luon-**F**usion
POT	**P**roduction **O**utput **T**ape
RAMBO	**Ra**ndom **M**omentum **Bo**oster
QCD	**Q**uanten**c**hromo**d**ynamik
QED	**Q**uanten**e**lektro**d**ynamik
VDM	**V**ektormeson-**D**ominanz-**M**odell

Literaturverzeichnis

[Abr91] ABRAMOWICZ, HALINA, E. M. LEVIN, A. LEVY & U. MAOR (1991): A parametrization of $\sigma_T(\gamma^* p)$ above the resonance region for $Q^2 \geq 0$. — *Phys. Lett.* **B269**, *No. 3/4, 465–476.*

[Abt92] ABT, IRIS & J. R. SMITH (1992): MC upgrades to study untagged events. — *H1 internal report H1–10/92–249, unpublished.*

[Abt93a] ABT, IRIS (1993): IJRAY Monte Carlo studies. — *H1 internal report H1–05/93–289, unpublished.*

[Abt93b] ABT, IRIS (1993): Manual to IJRAY. — *H1 internal report H1–05/93–290, unpublished.*

[Aki76] AKIMOV, Y. et al. (1976): Analysis of diffractive $pd \to Xd$ and $pp \to Xp$ interactions and test of the finite-mass sum rule. — *Phys. Rev.* **D14**, *No. 11, 3148–3152.*

[Alp73] ALPER, B. et al. (1973): Large-angle inclusive production of charged pions at the CERN ISR with transverse momenta less than 1.0 GeV/c. — *Phys. Lett.* **47B**, *No. 1, 75–79.*

[Bar93] BARBER, D. P. et al. (1993): The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA. — *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A329**, *79–111.*

[Bau78] BAUER, T. H., R. D. SPITAL, D. R. YENNIE & F. M. PIPKIN (1978): The hadronic properties of the photon in high-energy interactions. — *Rev. mod. Phys.* **50**, *No. 2, 261–436.*

[Ben87] BENGTSSON, HANS-U. & T. SJÖSTRAND (1987): The Lund Monte Carlo for hadronic processes – PYTHIA Version 4.8. — *Comp. Phys. Comm.* **46**, *43–82.*

[Ber81] BERGER, EDMOND L. & D. JONES (1981): Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons. — *Phys. Rev.* **D23**, *No. 7, 1521–1530.*

[Bjo69a] BJORKEN, J. D. (1969): Asymptotic sum rules at infinite momentum. — *Phys. Rev.* **179**, *No. 2, 1547–1553.*

[Bjo69b] BJORKEN, J. D. & E. A. PASCHOS (1969): Inelastic electron-proton and γ-proton scattering and the structure of the nucleon. — *Phys. Rev.* **185**, *No. 5, 1975–1982.*

[Blo87] Blobel, Volker (1987): The BOS system. Dynamic memory management. — *Universität Hamburg, unpublished.*

[Buc92] Buchmüller, Wilfried & G. Ingelman (eds.) (1992): Proceedings of the workshop Physics at HERA. Hamburg, October 29–30, 1991. — *Hamburg (DESY).*

[Bru86] Brun, R. et al. (1986): GEANT 3 user's guide. — *CERN Report DD/EE/84–1, Genf (CERN), unpublished.*

[Che61] Chew, Geoffrey F. & S. C. Frautschi (1961): Priciple of equivalence for all strongly interacting particles within the S-matrix framework. — *Phys. Lett.* **7**, *No. 10, 394–397.*

[Cla79] Clark, A. R. et al. (1979): Observation of J/ψ (3100) production by 209-GeV muons. — *Phys. Rev. Lett.* **43**, *No. 3, 187–190.*

[Cla80] Clark, A. R. et al. (1980): Polarization of muoproduced J/ψ (3100). — *Phys. Rev. Lett.* **45**, *No. 26, 2091–2095.*

[Col77] Collins, P. D. B. (1977): An introduction to Regge theory & high energy physics. — *Cambridge (Cambridge University Press).*

[Col82] Collins, P. D. B. & A. D. Martin (1982): Hadron reaction mechanisms. — *Rep. Progr. Phys.* **45**, *335–426.*

[Coo82] Cool, R. L. et al. (1982): Charged multiplicities of high-mass diffractive $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, and $p^{\pm}$ states. — *Phys. Rev. Lett.* **48**, *No. 21, 1451–1454.*

[Cou91] Coureau, A. (1991): Quasi-real QED Compton at HERA. — *H1 internal report H1–07/91–186, unpublished.*

[Den84] Denby, B. H. et al. (1984): Inelastic and elastic photoproduction of J/ψ (3097). — *Phys. Rev. Lett.* **52**, *No. 10, 795–798.*

[Don84] Donnachie, A. & P. V. Landshoff (1984): Elastic scattering and diffraction dissociation. — *Nucl. Phys.* **B244**, *322–336.*

[Don86] Donnachie, A. & P. V. Landshoff (1986): Dynamics of elastic scattering. — *Nucl. Phys.* **B267**, *690–701.*

[Don92] Donnachie, A. & P. V. Landshoff (1992): Total cross sections. — *Phys. Lett.* **B296**, *No. 1/2, 227–232.*

[E710-93] E-710 Collaboration, N. A. Amos et al. (1993): Diffractive dissociation in $p\bar{p}$ collision at $\sqrt{s} = 1.8\,\mathrm{TeV}$. — *Phys. Lett.* **B301**, *No. 2/3, 313–316.*

[EHS88] EHS/NA 22 Collaboration, M. Adamus et al. (1988): Single diffraction dissociation in $\pi^{+}p$ and $K^{+}p$ interactions at $250\,\mathrm{GeV}/c$. — *Z. Phys.* **C39**, *301–310.*

[Ell90] Ellison, Robert J. (ed.) (1990): The H1 Trigger. A compendium of the current scheme for specialists and non-specialists. — *H1 internal report H1–11/90–157, unpublished.*

[EMC83] European Muon Collaboration, J. J. AUBERT et al. (1983): Production of charmonium in 250 GeV μ^+-iron interactions. — *Nucl. Phys.* **B213**, *1–30.*

[EMC85] European Muon Collaboration, J. J. AUBERT et al. (1985): Exclusive ρ^0 production in deep inelastic muon-proton scattering. — *Phys. Lett.* **161B**, *No. 1/2/3, 203–210.*

[EMC92] European Muon Collaboration, J. ASHMAN et al. (1992): Muoproduction of J/ψ and the gluon distribution of the nucleon. — *Z. Phys.* **C56**, *21–28.*

[Fed93a] FEDOTOV, ALEXANDER (1993): Forward beamline with proton tagger. — *Chapter J of the* `H1SIM` *manual* [Mey91].

[Fed93b] FEDOTOV, ALEXANDER (1993): JDPE: Proton tagger Digitization Single Particle Efficiencies. — *CMZ file* `//H1TEXT/JDTX/JDPE` *on the DESY IBM.*

[Fer24] FERMI, ENRICO (1924): Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen. — *Z. Phys.* **29**, *315–327.*

[Fey72] FEYNMAN, RICHARD P. (1972): Photon-hadron interactions. — *Reading, MA (Benjamin: Frontiers in Physics). Republished 1989: Redwood City, CA (Addison Wesley: Advanced Books Classics).*

[Gel61] GELL-MANN, MURRAY & F. ZACHARIASEN (1961): Form factors and vector mesons. — *Phys. Rev.* **124**, *No. 3, 953–964.*

[Gil70] GILMAN, FREDERICK J., J. PUMPLIN, A. SCHWIMMER & L. STODOLSKY (1970): Helicity conservation in diffraction scattering. — *Phys. Lett.* **31B**, *No. 6, 387–390.*

[Gou82] GOULIANOS, K., H. STICKER & S. N. WHITE (1982): Universality of charged multiplicity distributions. — *Phys. Rev. Lett.* **48**, *No. 21, 1454–1457.*

[Gou83] GOULIANOS, K. (1983): Diffractive interactions of hadrons at high energies. — *Phys. Rep.* **101**, *No. 3, 169–219.*

[H1C86] H1 Collaboration (1986): Technical proposal for the H1 detector. — *DESY report PRC 86-02,unpublished.*

[H1C93a] H1 Collaboration, T. AHMET et al. (1993): Total photoproduction cross section measurement at HERA energies. — *Phys. Lett.* **B299**, *374–384.*

[H1C93b] H1 Collaboration, IRIS ABT et al. (1993): The H1 detector at HERA. — *DESY report DESY 093-103, Hamburg. (Abridged version to be submitted to Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.).*

[H1C93c] H1 Calorimeter Group, BERNARD ANDRIEU et al. (1993): The H1 liquid argon calorimeter system. — *DESY report DESY 93-078, Hamburg. (To be published in Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A***).*

[Han93] HANDSCHUH, DIRK (1993): Studien zum protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung. — *Dissertation Universität Hamburg.*

[He88] HE, ZHEN-MIN & R.-W. HUANG (1988): Method of determining the gluon structure function from the cross section for inelastic photoproduction of J/ψ. — *Phys. Rev.* **D38**, *No. 11, 3387–3389.*

[Hol85] HOLMES, STEPHEN D., W. LEE & J. E. WISS (1985): High-energy photoproduction of charmed states. — *Ann. Rev. nucl. Part. Sci.* **35**, *397–454.*

[Hwa88] HWA, R., G. PANCHERI & Y. SRIVASTAVA (eds.) (1988): Proceedings of the Perugia workshop multiparticle production. Perugia, Italy, June 21-28, 1988. — *Singapore (World Scientific).*

[Ing87] INGELMAN, GUNNAR et al. (1987): Deep inelastic physics and simulation. — *In:* [Pec87], *vol.* **1**, *3–32.*

[Jac59] JACOB, M. & G. C. WICK (1959): On the general theory of collisions for particles with spin. — *Ann. Phys. (NY)* **7**, *404–428.*

[Jan92] JANSEN, THOMAS (1992): Test of the new PYTHIA version with diffractive processes. — *In:* BARTEL, WULFRIN *(ed.): Minutes of the Roman Pot meeting, May 24, 1993 (transparencies).*

[Jon90] JONES, HUGH F. (1990): Groups, representations and physics. — *Bristol (IOP Publishing).*

[Jun92a] JUNG, HANNES (1992): Monte Carlo generator EPJPSI 2.0 for J/ψ mesons in high energy electron proton collisions. — *In:* [Buc92], *vol.* **3**, *1488–1498.*

[Jun92b] JUNG, HANNES, G. A. SCHULER & J. TERRON (1992): J/ψ-production mechanisms and determination of the gluon density at HERA. — *Int. J. mod. Phys.* **A7**, *7955–7988.*

[Ken91] KENDALL, HENRY W. (1991): Deep inelastic scattering: experiments on the proton and the observation of scaling. — *Rev. mod. Phys.* **63**, *No. 3, 597–614. (*NOBEL *Lecture 1990.)*

[Kle86] KLEISS, R., W. J. STIRLING & S. D. ELLIS (1986): A new Monte Carlo treatment of multiparticle phase space at high energies. — *Comp. Phys. Comm.* **40**, *359–373.*

[Kob72] KOBA, Z., H. B. NIELSEN & P. OLESEN (1972): Scaling of multiplicity distributions in high energy hadron collisions. — *Nucl. Phys.* **B40**, *317–334.*

[Lan88] LANDSHOFF, P. V. (1988): Exploring the Pomeron. — *In:* [Hwa88], *409–432.*

[Lan90] LANDSHOFF, P. V. (1990): Diffractive processes. — *Nucl. Phy.* **B** *(Proc. Suppl.)* **12**, *397–412. (Proc. Int. Conf. on elastic and diffractive scattering. Evanston, IL, 2–6 May 1989.)*

[Lau92] LAUSEN, RALPH (1992): Ein Generator für inelastische diffraktive Photoproduktion von J/ψ-Mesonen. — *Diplomarbeit Universität Hamburg, unveröffentlicht.*

[Lev92] LEVONIAN, SERGEY V. (1992): Total photoproduction cross section measurement at HERA. — *In:* [Buc92], *vol.* **1**, *499–507.*

[Lev93] Levonian, Sergey V. (1993): Low and medium $p_\perp$ photoproduction at HERA. — *DESY report DESY 93–077, Hamburg. p. 1–11. (Presented at the XXVIIIth Recontres de Moriond, Les Arcs, March 20–27, 1993).*

[Mar87a] Martin, A. D., R. G. Robert & W. J. Stirling (1987): Structure-function analysis and ψ, jet, W, and Z production: Determining the gluon distribution. — *Phys. Rev.* **D37**, *No. 5, 1161–1173.*

[Mar87b] Martin, A. D., C.-K. Ng & W. J. Stirling (1987): Inelastic leptoproduction of J/ψ as a probe of the small-x behaviour of the gluon structure function. — *Phys. Lett.* **B191**, *No. 1/2, 200–204.*

[Mey91] Meyer, Joachim (ed.) (1991): H1SIM. — *H1 Software—Standards and Experience. A machine-readable international journal published by and for the H1 Collaboration* **1**, *No. 3. Unpublished. Updated regularily. File* `HERA01.H1SIM.GUIDE` *on the DESY IBM.*

[NA14-87] NA-14 Collaboration, R. Barate et al. (1987): Measurement of J/ψ and ψ' real photoproduction on lithium-6 at a mean energy of 90 GeV. — *Z. Phys.* **C33**, *505–512.*

[NMC91] New Muon Collaboration, D. Allasia et al. (1991): Inelastic J/ψ production in deep inelastic scattering from hydrogen and deuterium and the gluon distribution of free nucleons. — *Phys. Lett.* **B258**, *No. 3/4, 493–498.*

[NMC92] New Muon Collaboration, P. Amaudruz et al. (1992): Ratio of J/ψ production cross section in deep inelastic scattering from tin and carbon. — *Nucl. Phys.* **B371**, *553–566.*

[Pau85] Paul, Ewald (1985): Photoproduction of vector mesons. — *Nucl. Phys.* **A446**, *203c–218c. (Proc. XIth Europhys. Div. Conf. Nucl. Phys. with Electromagnetic Probes. Paris, 1–5 July, 1985).*

[PDG92] Particle Data Group, K. Hikasa et al. (1992): Review of particle properties. — *Phys. Rev.* **D45**, *No. 11, Pt. II, S1–S584.*

[Pec87] Peccei, R. D. (ed.) (1988): Proceedings of the HERA workshop. Hamburg, October 12–14, 1987. — *Hamburg (DESY).*

[Per82] Perkins, Donald H. (1982): Introduction to high energy physics. (2nd ed.) — *Reading, MA (Addison-Wesley).*

[Per87] Perkins, Donald H. (1987): Introduction to high energy physics. (3rd ed.) — *Menlo Park, CA (Addison-Wesley).*

[Pom58] Pomeranchuk, I. Ia. (1958): Equality of the nucleon and antinucleon total interaction cross section at high energies. — *Sov. Phys. JETP* **34 (7)**, *No. 3, 499–501. (Translated from J. exp. theor. Phys. (U.S.S.R.)* **34**, *725–728, Moscow.)*

[Reg59] Regge, T. (1959): Introduction to complex orbital momenta. — *Nuov. Cim. (10)* **14**, *5, 951–976.*

[Reg60] REGGE, T. (1960): Bound states, shadow states and MANDELSTAM representation. — *Nuov. Cim. (10)* **18**, *5,949–956.*

[Rio74] RIORDAN, E. M. et al. (1974): Extraction of $R = \sigma_L/\sigma_T$ from deep inelastic *e-p* and *e-d* cross sections. — *Phys. Rev. Lett.* **33**, *No. 9, 561–564.*

[Rio75] RIORDAN, E. M. et al. (1975): Extraction of the structure functions and $R = \sigma_L/\sigma_T$ from deep inelastic *e-p* and *e-d* cross sections. — *SLAC preprint SLAC–PUB–1634, Stanford, CA.*

[Sak60] SAKURAI, J. J. (1960): Theory of strong interactions. — *Ann. Phys. (NY)* **11**, *1–48.*

[Sak69] SAKURAI, J. J. (1969): Vector-meson dominance and high-energy electron-proton inelastic scattering. — *Phys. Rev. Lett.* **22**, *No 18, 981–984.*

[Sch70] SCHILLING, K., P. SEYBOTH & G. WOLF (1970): On the analysis of vector-meson production by polarized photons. — *Nucl. Phys.* **B15**, *397–412.*

[Sch93a] SCHULER, GERHARD A. & T. SJÖSTRAND (1993): The hadronic properties of the photon in γp interactions. — *Phys. Lett.* **B300**, *No. 1/2, 169–174.*

[Sch93b] SCHULER, GERHARD A. & T. SJÖSTRAND (1993): Towards a complete description of high-energy photoproduction. — *CERN preprint CERN–TH.6796/93, Geneva.*

[Sch93c] SCHULER, GERHARD A. & T. SJÖSTRAND (1993): Hadronic diffractive cross sections and the rise of the total cross section. — *CERN preprint CERN–TH.6837/93, Geneva.*

[Sjö86] SJÖSTRAND, TORBJÖRN (1986): The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics – JETSET version 6.2. — *Comp. Phys. Comm.* **39**, *347–407.*

[Sjö87] SJÖSTRAND, TORBJÖRN & M. BENGTSSON (1987): The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics – JETSET version 6.3 – an update. — *Comp. Phys. Comm.* **43**, *367–379.*

[Sjö92a] SJÖSTRAND, TORBJÖRN (1992): PYTHIA at HERA. — *In:* [Buc92], *vol.* **3**, *1405–1418.*

[Sjö92b] SJÖSTRAND, TORBJÖRN (1992): PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3. Physics and manual. — *CERN preprint CERN–TH.6488/92, Geneva.*

[Smi92] SMITH, JOHN R. (1992): An experimentalist's guide to photon flux calculations. — *Univ. of California Davis preprint UCD/IIRPA 92–24, Davis, CA.*

[Smi93] SMITH, JOHN R. (1993): Polarization decomposition of fluxes and kinematics in *ep* reactions. — *Univ. of California Davis preprint UCD/IIRPA 93–10, Davis, CA.*

[Tka87] TKACZYK, S. M., W. J. STIRLING & D. H. SAXON (1987): Inclusive J/ψ production and measurement of the low-x gluon distribution of the proton. — *In:* [Pec87], *vol.* **1**, *265–280.*

[Var88] VARSHALOVICH, D. A., A. N. MOSKALEV & V. K. KHERSONSKII (1988): Quantum theory of angular momentum. — *Singapore (World Scientific).*

[Wei34] WEIZSÄCKER, CARL F. V. (1934): Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. — *Z. Phys.* **88**, *612–625.*

[Wil34] WILLIAMS, E. J. (1934): Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. — *Phys. Rev.* **45**, *729–730.*

[ZEU92] ZEUS Collaboration, M. DERRIK et al. (1992): A measurement of $\sigma_{\mathrm{tot}}(\gamma p)$ at $\sqrt{s} = 210\,\mathrm{GeV}$. — *Phys. Lett.* **B292**, *No. 3/4, 465–477.*

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. W. Bartel für die interessante Aufgabenstellung und für die intensive Betreuung. Danken möchte ich auch Prof. Dr. H. Bucka, ohne den diese Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Von allen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe habe ich viel gelernt, speziell die Dipl. Phys. Urs Krüger, Olaf Dünger und André Schöning sowie Dr. Claus Kleinwort waren immer mit Rat, Tat und Spaß zur Stelle. Dipl. Phys. Thomas Jansen teilte mit mir nicht nur das Zimmer, sondern auch sein Wissen um die Bugs und Features der H1-Software und der GPTP-Karte; ihm gilt mein besonderer Dank. Der gilt auch *last, but not at all least* Frau Dipl. Phys. Carola Schmidt für anregende Diskussionen über das Pomeron, über den Slope-Parameter für $\mathrm{d}\sigma(t)$ und $\bar{V}(t)$ und weitere unverstandene Dinge, und für die gute Laune, die sie verbreitet, wann immer daran Bedarf besteht. Carola und Thomas haben zudem diverse Versionen meiner Arbeit durchgesehen. Ihre Ratschläge haben mir sehr geholfen, für die verbleibenden Fehler können sie nichts …

Meinen Eltern schließlich danke ich für ihre Unterstützung, die sie mir immer haben angedeihen lassen. Ohne sie hätte ich viele Möglichkeiten nicht gehabt.