Untersuchungen am Prototypen des H1–Vorwärtsprotonspektrometers mit dem Triggerszintillatorsystem

Experimentelle Diplomarbeit von
Tim Wilksen

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

29. März 1995

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage (HERA) ist der erste Speicherring, an dem Elektronen und Protonen miteinander kollidieren. Sie ist seit 1991 in Betrieb. Ein Schwerpunkt der Experimente bei HERA ist die tiefunelastische Elektron–Proton–Streuung und die Bestimmung der Protonstrukturfunktion; weiter sollen die spinabhängige Struktur der Nukleonen und die hadronische Struktur des Photons untersucht werden, Fragestellungen aus dem Bereich der elektroschwachen Theorie überprüft und nach neuen Teilchenzuständen, die über das Standardmodell hinausgehen, gesucht werden.

Eine Klasse von Elektron–Proton–Wechselwirkungen stellen diffraktive Ereignisse dar. Sie repräsentieren den langreichweitigen Teil der starken Wechselwirkung. Kennzeichen diffraktiver Prozesse ist der Austausch eines *Pomerons*. Bei HERA ist es möglich, das Pomeron mit Hilfe der tiefunelastischen ep–Streuung auf eine Struktur hin zu untersuchen.

Zur detaillierteren Beobachtung diffraktiver Ereignisse ist das H1–Experiment im Jahr 1994 um den Prototypen eines Vorwärtsprotonspektrometers ergänzt worden. Mit ihm sollen sich elastisch gestreute Protonen und Protonen aus diffraktiver Dissoziation nachweisen lassen. Sie verlassen den Wechselwirkungsbereich charakteristischerweise unter sehr kleinen Winkeln und können somit im zentralen Bereich des Detektors nicht beobachtet werden.

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen vorgestellt, die mit dem Triggerszintillatorsystem des Prototypen durchgeführt wurden. Sie sollten Aufschluß über die zu erwartenden Datennahmeraten und den Untergrund geben. Eine Datennahme mit den Triggerszintillatoren lieferte Hinweise auf die Art der Ereignisse mit hochenergetischen Protonen in Vorwärtsrichtung. Diese Ereignisse lassen sich mit Hilfe des Vorwärtsprotonspektrometers untersuchen.

Im folgenden wird zunächst ein Überblick über den HERA–Speicherring und das H1–Experiment gegeben. Anschließend werden im dritten Kapitel einige theoretische Grundlagen diffraktiver Prozesse aufgeführt, im speziellen für solche, die man mit der Erweiterung des Detektors durch das Vorwärtsprotonspektrometer beobachten möchte.

Im vierten Kapitel werden Aufbau, Technik und Ausleseeletronik des Prototypen beschrieben. Neben einer kurzen Erläuterung des Spektrometerprinzips wird der Detektor, ein Hodoskop aus szintillierenden Fasern, dargestellt. Hauptgegenstand der Untersuchungen in dieser Arbeit ist ein Triggerszintillatorsystem, welches bei Kandidaten für diffraktive Ereignissse die Auslese des Faserhodoskopes starten soll. Dieses System hatte im Testbetrieb eine eigenständige Ausleseelektronik, getrennt von einer lokalen Datennahme für das Hodoskop. Die Signale der Szintillatoren wurden in den Datenstrom des H1–Experimentes eingespeist und standen auf Magnetbändern für eine Auswertung zur Verfügung. Die Untersuchungen mit dem Szintillatorsystem umfaßten die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Szintillatorauslesekanäle und Untergrundraten. Die Ergebnisse hierzu werden im fünften Kapitel besprochen.

Im sechsten Kapitel wird eine Selektion von Ereignissen der Datennahme mit dem Vorwärtsprotonspektrometer im Betriebsjahr 1994 vorgestellt. Die Kriterien dieser Selektion sind im wesentlichen eine klare Spur eines Teilchens, welches die Ebenen zweier neun Meter entfernt positionierter Detektorstationen durchquert hat.

Abschließend wird ein Ausblick auf die vollständige Instrumentierung des Spektrometers im Jahr 1995 gegeben.

Kapitel 2

Experiment und Datenaufzeichnung

In diesem Kapitel wird die Hadron–Elektron–Ring–Anlage (HERA) vorgestellt. Der Aufbau und die Datennahme des H1–Experimentes bei HERA werden in einem kurzen Überblick beschrieben.

2.1 Der Speicherring HERA

HERA besteht aus zwei Speicherringen mit einem Umfang von 6336 m. Elektronen, bzw. Positronen, mit einer Energie von bis zu 30 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV werden an zwei Orten der Ringanlage frontal zur Kollision gebracht. Die Anlage ist schematisch in der Abbildung 2.1 gezeigt. Einige Parameter sind in der Tabelle 2.1 zusammengestellt.

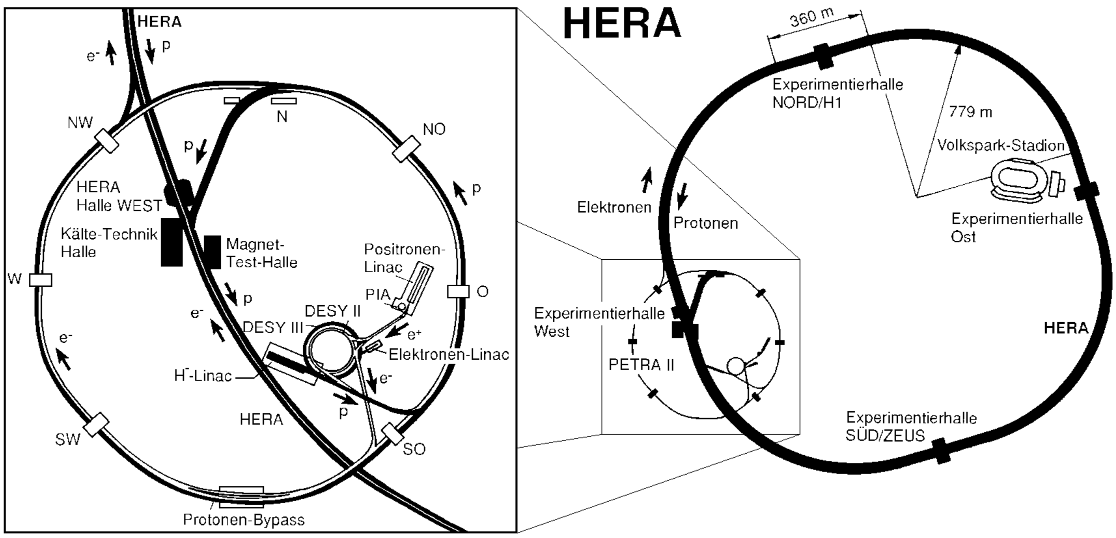

Abbildung 2.1: *Der Aufbau der Hadron–Elektron–Ring–Anlage am Deutschen–Elektronen–Synchrotron in Hamburg.*

Parameter	Einheit	Werte 1994		Sollwerte	
		e^- (e^+)	p	e^-	p
Strahlenergie	GeV	27,5	820	30	820
Schwerpunktsenergie	GeV	300		314	
Strahlstrom $\langle I \rangle$	mA	10,5(16,7)	28,6(40,6)	58	158
Teilchenzahl pro Paket	10^{10}	0,82(1,31)	2,22(3,15)	3,64	9,92
Anzahl der Pakete		$153 + 15$	$153 + 17$	210	210
Zeitabstand der Pakete	ns	96		96	
Strahllebensdauer	h	$2 - 5$ (10)	> 100	> 3	10
Luminosität $\langle L \rangle$	$10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	0,6 (1,23)		16	
Max. Luminosität L_{peak}^{max}	$10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	2,6 (4,3)		16	
Spez. Luminosität $\langle L_{sp} \rangle$	$10^{29}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2}$	3,8 (3,6)		3,6	
Amplitudenfunktion β^* im Wechsel-wirkungspunkt	m	2 (h), 0,7 (v)	7 (h), 0,7 (v)		

Tabelle 2.1: *Technische Parameter des* HERA*–Speicherringes [PDG94, Gog94].*

Die Protonen und Elektronen, bzw. Positronen, werden als Teilchenpakete in den Hauptring injiziert. Die technisch bedingte, maximale Anzahl von Paketen in beiden Ringen ist 210. Die einzelnen Pakete kollidieren in Abständen von 96 ns in den Wechselwirkungszonen miteinander.

Bei HERA sind zur Zeit zwei Experimente, H1 und ZEUS, in Betrieb. An den anderen beiden Orten sind die Experimente HERMES und HERA–B im Aufbau. Mit HERMES soll die Spinstruktur der Protonen untersucht werden. Beim HERA–B–Experiment wird ein $0,5$ mm dicker Metallfaden an den Rand des Protonstrahls herangefahren. Die dabei entstandenen B–Mesonen sollen Aufschluß über die CP–Verletzung in B–Zerfällen geben. Der Detektor des H1–Experiments wird in den folgenden Abschnitten kurz dargestellt.

2.2 Der Detektor H1

2.2.1 Aufbau

Der Aufbau des Detektors (Abbildung 2.2) ist wegen der unterschiedlichen Energien der kollidierenden Teilchen asymmetrisch. Die Flugrichtung der Protonen wird als *Vorwärtsrichtung* bezeichnet und entspricht der positiven z–Achse im H1–Koordinatensystem (Abbildung 2.3). Die wesentlichen Komponenten des H1–Detektors sind, von innen nach außen vorgehend, das zentrale Spurkammersystem, das Kalorimeter und das Myonsystem. Weiter befindet sich im rückwärtigen Bereich das Luminositätssystem, sowie im Vorwärtsbereich das Vorwärtsmyonspektrometer und der Proton–Tagger. Eine genaue Beschreibung des Detektors findet sich in [H1C93, H1C94a].

Die Wechselwirkungszone, in der sich die Proton– und Elektronpakete durchdringen, wird umschlossen von einem Spurkammersystem, das sich in einen zentralen (CTD) $\boxed{2}$ und einen Vorwärtsteil (FTD) $\boxed{3}$ gliedert. Der zentrale Spurdetektor wird von zwei

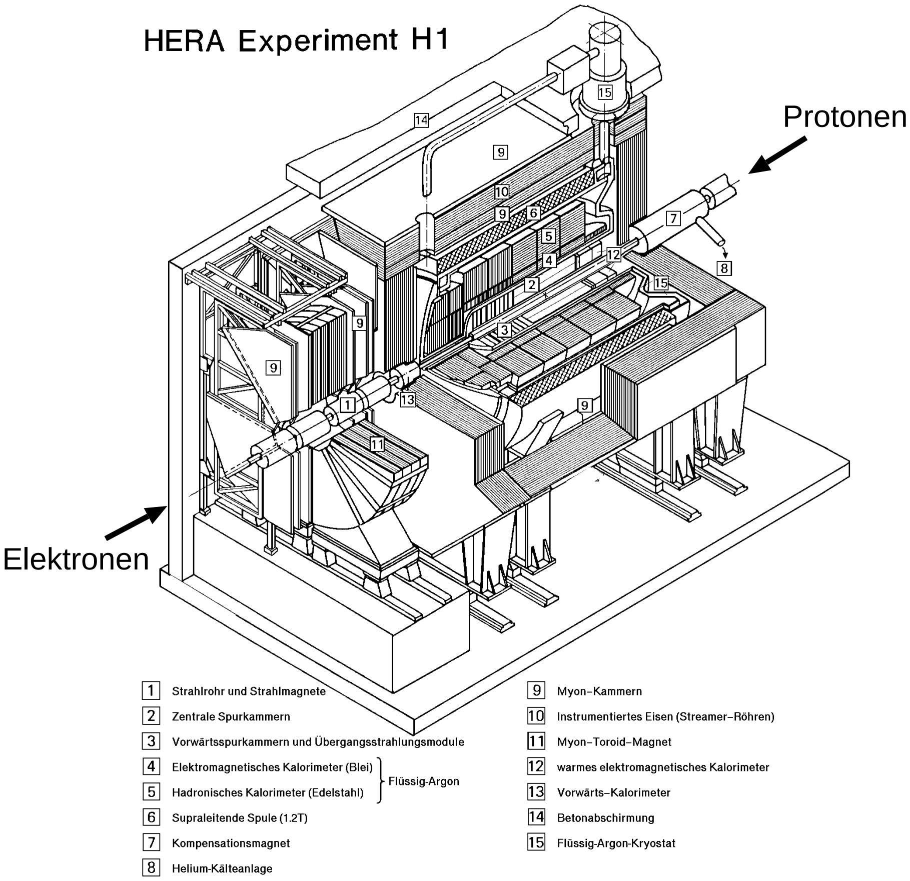

Abbildung 2.2: *Der* H1*–Detektor.*

zylinderförmigen Driftkammern (CJC1 und CJC2) gebildet, die der Bestimmung der $r\varphi$–Koordinaten dienen. Dazu gehören noch eine innere und eine äußere z–Driftkammer (CIZ und COZ), um die z–Koordinate bestimmen zu können, sowie zwei Proportionalkammern (CIP und COP) zu Triggerzwecken. Der Vorwärtsteil des zentralen Spurkammersystems gliedert sich in drei Supermodule, die aus drei planaren Driftkammern zur Messung der φ–Koordinate, Proportionalkammern zu Triggerzwecken, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer radialen Driftkammer bestehen. Im rückwärtigen Bereich befindet sich eine weitere Proportionalkammer (BPC), die den Spurdetektor vervollständigt.

Die Spurkammern sind umgeben von einem Flüssig–Argon–Kalorimeter, aufgeteilt in eine elektromagnetische $\boxed{4}$ (EMC) und eine hadronische Komponente $\boxed{5}$ (HAC). Der elektromagnetische Teil enthält Bleiplatten als absorbierendes Material, der hadronische Teil Edelstahlplatten. In Vorwärtsrichtung ist ein Silizium–Kupfer–Kalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$ eingebaut, im rückwärtigen Bereich hinter der BPC ein elektromagnetisches Blei–Szintillator–Kalorimeter (BEMC) $\boxed{12}$.

Eine supraleitende Spule $\boxed{6}$ mit einem longitudinalen Magnetfeld der Stärke 1,2 T umschließt die Kalorimeter und das Spurkammersystem. Ein Eisenjoch $\boxed{10}$ führt den Fluß des Magnetfeldes zurück. Es ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert und dient zum einen dem Nachweis von Myonen, zum anderen stellt es ein Kalorimeter dar, welches die Energie von aus dem Flüssig–Argon–Kalorimeter entwichenen Teilchen messen soll.

Im Vorwärtsbereich wird das zentrale Myondetektorsystem ergänzt durch ein Myonspek-

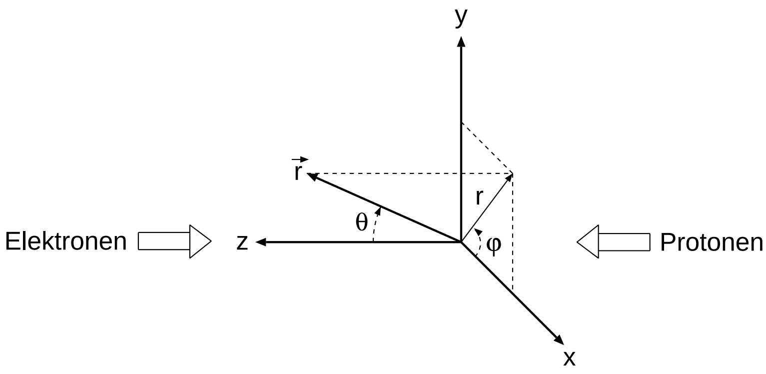

Abbildung 2.3: *Das* H1*–Koordinatensystem. Die x–Achse zeigt zur Mitte des* HERA*–Ringes, die y–Achse zeigt aufwärts und die z–Achse in die Flugrichtung der Protonen, auch Vorwärtsrichtung genannt. Der Polarwinkel θ wird bezüglich der Protonenflugrichtung gemessen.*

trometer $\boxed{11}$. Dieses besteht aus einem toroidalen Eisenmagneten und Driftkammmern, die eine Bestimmung der φ– und ϑ–Koordinaten ermöglichen.

Der Proton–Tagger (PT), mit dem sich Protonfragmente oder Sekundärteilchen aus Teilchenschauern nachweisen lassen, ist bei $z = 24$ m installiert. Bei $z = 107$ m befindet sich am Protonring ein Neutronzähler (NT), ausgeführt als Blei–Szintillator–Kalorimeter.

Spurkammersystem			
Impulsauflösung σ_p/p^2	CTD	< 1	%(GeV/c)$^{-1}$
Polarwinkelbereich	CTD	$25 - 155$	Grad
	FTD	$5 - 25$	Grad
Kalorimeter			
Energieauflösung $\sigma_E/\sqrt{E}$	EMC (e^-)	12	%(GeV)$^{-1/2}$
	HAC (π)	50	%(GeV)$^{-1/2}$
	BEMC (e^-)	10	%(GeV)$^{-1/2}$
Polarwinkelbereich	PLUG	$0,72 - 3,3$	Grad
	LAC	$4 - 154$	Grad
	BEMC	$151 - 177$	Grad
Myondetektor			
Polarwinkelbereich	CMS	$5 - 170$	Grad
	FMS	$3 - 17$	Grad
Luminositätssystem			
Energieauflösung $\sigma_E/\sqrt{E}$	1		%(GeV)$^{-1/2}$
Polarwinkelbereich	ET	$0 - 5$	mrad
	PD	$0 - 0.45$	mrad
Proton–Tagger			
Polarwinkelbereich	PT	$1 - 3$	mrad

Tabelle 2.2: *Technische Daten des* H1*–Detektors [H1C94a, H1K93, Lis93].*

Im rückwärtigen Bereich des Detektors ist zur Unterdrückung des protonstrahlinduzierten

Untergrundes ein Flugzeitsystem aus Szintillatoren (TOF) installiert. Weiter gibt es noch das Luminositätssystem (LMS), bestehend aus einem Kleinwinkel–Elektron–Detektor (ET) bei $z = -33$m und einem Photondetektor (PD) bei $z = -103$m. Mit diesen Komponenten lassen sich Elektron– und Photonenergie, E_e und E_γ, messen. Die Luminosität wird aus dem BETHE–HEITLER–Prozess $ep \to e'p\gamma$ (Bremsstrahlung der an Protonen gestreuten Elektronen) ermittelt. Zum Nachweis von Photoproduktionsprozessen in einem kinematischen Bereich von $0,2 < E_\gamma/E_e < 0,8$ wird der Elektrondetektor in Antikoinzidenz mit dem Photondetektor verwendet.

In der Tabelle 2.2 sind neben den Winkelakzeptanzbereichen der einzelnen Detektoren einige andere technische Daten aufgeführt.

2.2.2 Der Ereignistrigger

In den Wechselwirkungszonen finden Kollisionen zwischen Elektron– und Protonpaketen in Zeitabständen von 96 ns, entsprechend einer Frequenz von 10,4 MHz, statt. Mit Hilfe einer Triggerlogik wird beim H1–Experiment entschieden, ob das jeweilige Ereignis von physikalischem Interesse ist und gespeichert, oder als Untergrund angesehen und verworfen werden soll. Diese Triggerlogik reduziert die Datennahmerate auf etwa 10 Hz. Sie ist aufgeteilt auf vier Entscheidungsebenen:

1. Der L1–Trigger wird aus dem logischen *ODER* von 128 verschiedenen Subtriggern[1] gebildet. Alle Daten der Komponenten für ein Ereignis werden in einem Schieberegistersystem (*Pipeline*) zwischengespeichert. Wird ein Ereignis akzeptiert, so stoppt nach $2,4\,\mu$s das sogenannte *L1–keep*–Signal den Speichervorgang und die Register werden ausgelesen. Das Verwerfen eines Ereignisses führt in dieser Triggerstufe zu keiner Totzeit. Angestrebt war eine L1–Rate im Bereich von 1 kHz, im Betriebsjahr 1994 lag sie bei 30 bis 40 Hz.

2. Der L2–Trigger ist ein festverdrahteter Trigger mit einer Entscheidungszeit von etwa $20\,\mu$s. Er ist im Betriebsjahr 1994 nur als Prototyp betrieben worden.

3. Der L3–Trigger ist bisher noch nicht realisiert. Diese Stufe soll nach etwa $800\,\mu$s ein Ereignis akzeptieren oder verwerfen.

4. Der L4–Trigger ist auf einem eigenem Prozessorsystem (*Filterfarm*) als Programm implementiert. Seine Entscheidungszeit liegt bei etwa 100 ms. Er rekonstruiert das Ereignis bereits in einer vereinfachten Form, da ihm sämtliche Daten, die Rohdaten, der einzelnen Detektorkomponenten zur Verfügung stehen.

2.2.3 Aufzeichnung der Daten

Sämtliche Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden nach der Annahme eines Ereignisses durch die L4–Triggerstufe auf Magnetband geschrieben. Sie werden als *Rohdaten* bezeichnet. Nach der Rekonstruktion und Klassifikation (*L5–Stufe*) werden die Daten auf sogenannten *Production Output Tapes* (POT) aufgezeichnet. Anschließend findet eine

[1] Die Subtrigger werden aus dem logischen *UND* der einzelnen Signale verschiedener Detektorkomponenten gebildet.

weitere Klassifikation und Selektion der Daten statt. Das Ergebnis dieser Selektion sind die *Data Summary Tapes* (DST). Eine vom Umfang kleinere Version dieser Datenmenge sind die *Reduced Data Summary Tapes* (RDST). Sie enthalten dieselbe Ereignismenge, jedoch sind nicht alle Informationen zu einem einzelnen Ereignis verfügbar. Die letzteren beiden Datensätze werden i.a. zur physikalischen Analyse der beobachteten Ereignisse verwendet.

2.3 Kinematische Variablen

Die Abbildung 2.4 zeigt die kinematischen Variablen, wie sie bei HERA gebräuchlich sind.

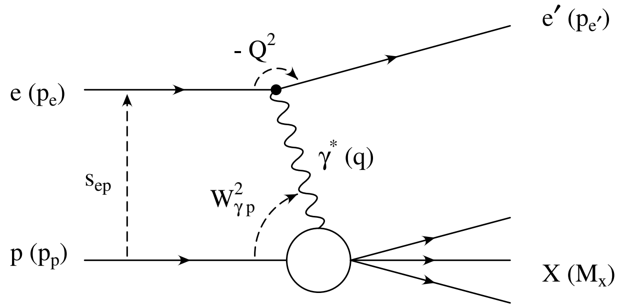

Abbildung 2.4: *Kinematische Variablen, wie sie bei* HERA *gebräuchlich sind. In Klammern sind die Bezeichnungen der Viererimpulse angegeben.*

Der Viererimpuls des einlaufenden Protons wird mit p_p bezeichnet, der des einlaufenden Elektrons mit p_e, ihre Energien mit E_p und E_e und ihre Massen mit m_p und m_e.

Die Vierervektoren sind definiert als $p = (E,\, \vec{p})$ und das Skalarprodukt zweier Vierevektoren p_1 und p_2 durch $p_1 \cdot p_2 = E_1 E_2 - \vec{p_1} \cdot \vec{p_2}$. Die Viererimpulse des gestreuten Elektrons und des Photons lauten p'_e und $q = p_e - p'_e$, die Virtualität des Photons ist gegeben durch

$$Q^2 = -q^2 > 0 \tag{2.1}$$

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

$$s_{ep} = (p_e + p_p)^2 = 2\, p_p \cdot p_e + m_e^2 + m_p^2 \approx 2 E_p E_e \approx 2 p_p \cdot p_e \tag{2.2}$$

beschrieben. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems lautet

$$W_{\gamma p}^2 = (p_p + q)^2 = 2\, p_p \cdot q + m_p^2 - Q^2 \approx 2\, p_p \cdot q - Q^2\ . \tag{2.3}$$

Weiter werden zur Beschreibung der tiefunelastischen Kinematik einige dimensionslose Größen verwandt. Die BJORKENsche Skalenvariable x, die den Impulsanteil des gestoßenen Partons am Gesamtimpuls des einlaufenden Protons beschreibt, wird gebildet durch

$$x = \frac{Q^2}{2\, p_p \cdot q} \approx \frac{Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2} \qquad x \,\epsilon\, [0, 1]\ . \tag{2.4}$$

Die Inelastizität y, die im Ruhesystem des Protons den normierten Energieübertrag des Elektrons an das Proton angibt, ist

$$y = \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \approx \frac{W_{\gamma p}^2 + Q^2}{s_{ep}} \qquad y \,\epsilon\, [0, 1]\ , \tag{2.5}$$

und die Photonvirtualität läßt sich unter Verwendung der obigen Größen ausdrücken durch

$$Q^2 = xy(s_{ep} - m_e^2 - m_p^2) \approx xys_{ep} \; . \tag{2.6}$$

Kapitel 3

Diffraktive Prozesse

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die Eigenschaften von diffraktiven Prozessen gegeben werden. Insbesondere wird anhand von einigen Beispielen auf den Anteil der tiefunelastischen ep–Streuung und Photoproduktion bei HERA eingegangen, der den diffraktiven Reaktionen zugeordnet werden kann.

3.1 Das optische Modell

In den letzten drei Jahrzehnten haben Experimente einige universelle Eigenschaften der Hadron–Hadron–Streuung aufgezeigt. So ist der totale Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien näherungsweise unabhängig von der Schwerpunktsenergie. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$, mit t als Impulsübertrag zwischen den beteiligten Hadronen, zeigt für die elastische Streuung von Hadronen an Hadronen [Alb81, Gou83] einen Verlauf, der der Intensitätsverteilung von Lichtwellen, die an einer kreisförmigen Scheibe gebeugt werden, ähnlich ist. Kennzeichnend für diese *diffraktive* Streuung ist eine Winkelverteilung der Intensität mit einem Vorwärtsmaximum und mit Minima bei größeren Ablenkwinkeln ϑ, bzw. Viererimpulsüberträgen $|t|$. Sie ist gegeben durch

$$I = I_0 \, \frac{2\, J_1(kR\sin(\vartheta))}{kR\sin(\vartheta)} \approx I_0 \left(1 - \frac{R^2}{4}(k\vartheta)^2\right) , \tag{3.1}$$

mit J_1 als der Besselfunktion erster Ordnung, R als dem Radius des Beugungsobjektes, ϑ als dem Ablenkwinkel und k als der Wellenzahl der Lichtwellen. Die Näherung ist für kleine Winkel ϑ erfüllt.

Mit Hilfe des *Optischen Modells* [Loh92, Alb81, Gou83], läßt sich der diffraktive Charakter in der elastischen Streuung von Hadronen mit dem Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ ähnlich der optischen, diffraktiven Streuung von Licht an einer schwarzen Scheibe behandeln. Verwendet man den Partialwellenformalismus und das optische Theorem, so erhält man unter der Näherung kleiner Winkel $t \approx -|\vec{p}|^2\vartheta^2$ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei elastischer pp–Streuung

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0} e^{bt} \approx \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t=0} (1 + bt) \ . \tag{3.2}$$

Ein Vergleich der Verteilungen 3.1 und 3.2 ergibt für die Beziehung zwischen R [GeV^{-1}] und dem *Steigungsparameter* b [GeV^{-2}]:

$$b = \frac{R^2}{4}\,. \tag{3.3}$$

Der Parameter b ist ein Maß für die Breite des Vorwärtsstreumaximums. In der diffraktiven Streuung von Teilchen ist R eine Abschätzung für die Reichweite des diffraktiven Anteils der starken Wechselwirkung. In pp–Streuexperimenten wurde für die elastische Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 20$ GeV ein Steigungsparameter $b_{el} = 11,5\,\mathrm{GeV}^{-2}$ gemessen. Daraus folgt für den effektiven Radius $R_{\mathrm{eff}} = 6,8\,\mathrm{GeV}^{-1}\hbar c = 1,3$ fm. Dieses entspricht der Größenordnung des Protonradius $R_p = 0,8$ fm.

In der Hadron–Hadron–Streuung beobachtet man weiter, daß der Steigungsparameter b logarithmisch mit der Schwerpunktsenergie anwächst. Deuten läßt sich das analog zur optischen diffraktiven Streuung damit, daß die „Scheibe“ mit zunehmender Energie langsam größer wird. Das optische Modell jedoch liefert diese Aussage nicht. Diese Abhängigkeit des Parameters b von der Schwerpunktsenergie wird erst mit Hilfe der REGGE–Theorie beschrieben. Weiter zeigt die Streuwinkelverteilung deutliche Minima für Viererimpulsüberträge $|t| \gg 1\ \mathrm{GeV}^2$ und ist nicht unabhängig von der Schwerpunktsenergie, was sich mit dem optischen Modell ebenfalls nicht beschreiben läßt.

3.2 REGGE–Trajektorien

Für Reaktionen mit großem Abstand der beteiligten Hadronen und folglich kleinen Viererimpulsüberträgen $|t| \lesssim 1\ \mathrm{GeV}^2$ wird eine phänomenologische Beschreibung verwandt, die REGGE–Theorie [Reg59, Reg60, Gou83]. Sie stellt Methoden und Ausdrücke zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes bereit. Den Austauschteilchen wird hierbei ein verallgemeinerter Drehimpuls α_R in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag t zugeordnet. Die Funktion $\alpha_R(t)$ bezeichnet man als REGGE–Trajektorie und läßt sich schreiben als

$$\alpha_R(t) = \alpha_0 + \alpha'(t)\,t. \tag{3.4}$$

Es gilt $\alpha'(t) \approx$ const.

3.3 Die Pomeron–Trajektorie

Zur Beschreibung der totalen und elastischen Streuung im Rahmen der REGGE–Theorie muß berücksichtigt werden, daß mit Ausnahme des Bahndrehimpulses, sich keine weiteren Quantenzahlen ändern. Die auszutauschende Trajektorie darf nur die Vakuumquantenzahlen tragen. Um den annähernd konstanten Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes und den Anstieg bei sehr hohen Energien richtig zu beschreiben, ist wegen $\sigma_{tot} \propto s^{\alpha-1}$ (siehe Gleichung 3.7) ein $\alpha_0 \gtrsim 1$ erforderlich. Da die elastische Hadron–Hadron–Streuung in diesem Energiebereich das POMERANČUK–Theorem[1]erfüllt, wird die zugehörige Trajektorie auch *Pomeron–Trajektorie* genannt. Mit den gemessenen Werten $\epsilon_{\boldsymbol{P}} = 0.0808$

[1] Das POMERANČUK–Theorem sagt vorher, daß bei hohen Energien die totalen Wirkungsquerschnitte von Teilchen A und Antiteilchen $\overline{A}$, die an einem weiteren Teilchen B gestreut werden, gleich werden:

$$\lim_{E\to\infty} = \frac{\sigma_{tot}^{AB}}{\sigma_{tot}^{\overline{A}B}} = 1 \quad . \tag{3.5}$$

und $\alpha'_{I\!P} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$, [Don92, Lan90], wird die Pomeron–Trajektorie beschrieben durch

$$\alpha_{I\!P}(t) = 1 + \epsilon_{I\!P} + \alpha'_{I\!P}\, t\,. \tag{3.6}$$

3.4 Wirkungsquerschnitte diffraktiver Prozesse

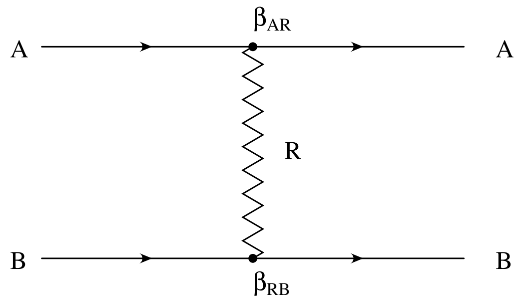

Abbildung 3.1: *Elastische Streuung zweier Teilchen A und B unter Austausch einer* Regge–*Trajektorie R.*

Bei elastischer Streuung der Teilchen A und B, wie in Abbildung 3.1 gezeigt, wird der totale und differentielle Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ beschrieben durch [Gou83]

$$\sigma_{tot}^{AB} = \sum_R \beta_{AR}(0)\beta_{RB}(0)s^{\alpha_R(0)-1} \quad \text{und} \tag{3.7}$$

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \sum_R \frac{\beta_{AR}^2(t)\,\beta_{RB}^2(t)}{16\pi} s^{2\alpha_R(t)-2}\,. \tag{3.8}$$

Dabei bezeichnet R die Regge–Trajektorien, die ausgetauscht werden. Die Funktionen $\beta_{AR}(t)$ und $\beta_{RB}(t)$ sind reelle, universelle Funktionen, die die Kopplung des Teilchens A an die Regge–Trajektorie R, bzw. der Regge–Trajektorie R an das Teilchen B beschreiben. Sie lassen sich mit Exponentialfunktionen durch $\beta_A(t) = \beta_A(0)e^{b_A t}$ und $\beta_B(t) = \beta_B(0)e^{b_B t}$ parametrisieren.

3.4.1 Elastische Streuung

Der experimentell ermittelte Wert für den Parameter α_0 der meisten Regge–Trajektorien, so z.B. von π– und ρ–Trajektorien, beträgt $\alpha_0 \approx 0,5$. Da nach Gleichung 3.7 der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot} \propto s^{\alpha_R(0)-1} \propto s^{\alpha_0-1} \propto s^{-\frac{1}{2}}$ ist, verschwinden diese Summanden für hohe Schwerpunktsenergien $s \to \infty$. Es bleibt nur der Teil $\beta_{AI\!P}\beta_{I\!PB}s^{\alpha_{I\!P}(0)-1} = \beta_{AI\!P}\beta_{I\!PB}s^{\epsilon_{I\!P}}$ der Pomeron–Trajektorie übrig, da $\alpha_{I\!P} \gtrsim 1$ ist. Im folgenden werden daher alle Summanden mit $\alpha_0 < 1$ vernachlässigt. Für die elastische Streuung zweier Teilchen $AB \to AB$ ergibt sich mit der bereits erwähnten Parametrisierung der Funtionen $\beta(t)$ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \frac{\beta_A^2(0)\,\beta_B^2(0)}{16\pi} s_{AB}^{2\epsilon_{I\!P}} e^{bt} = \frac{\left(\sigma_{tot}^{AB}\right)^2}{16\pi} e^{bt} \tag{3.9}$$

mit

$$b_{el} = 2b_A + 2b_B + 2\alpha'_{I\!P} \ln(s_{AB}) \quad . \tag{3.10}$$

3.4.2 Diffraktive Dissoziation

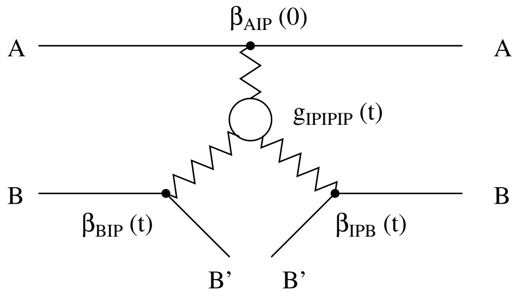

Abbildung 3.2: *Pomeron–Austauschdiagramm für die einfach dissoziative Reaktion. Zu jedem Vertex ist die entsprechende Kopplungsfunktion angegeben.*

Neben der elastischen Streuung gibt es den diffraktiven Prozess $AB \to XB$, wobei A dissoziert und in den hadronischen Zustand X mit der Masse M_X übergeht. Mit der näherungsweise konstanten Pomeron–Kopplungskonstante $g_{I\!PI\!PI\!P}(t)$ (siehe Abbildung 3.2) ergibt sich für die einfache, diffraktive Dissoziation nach [Gou83]

$$\frac{d^2\sigma^{AB}}{dt\, dM_X^2} = \frac{\beta_A(0)\, \beta_B^2(t)\, g_{I\!PI\!PI\!P}(t)}{16\pi M_X^2} \left(\frac{s}{M_X^2} \right)^{2\alpha'_{I\!P}(t)} \quad . \tag{3.11}$$

Setzt man auch hier die Parametrisierungen für die β–Funktionen ein, so erhält man

$$\frac{d^2\sigma^{AB}}{dt\, dM_X^2} = \frac{\beta_A(0)\, \beta_B^2(0)\, g_{I\!PI\!PI\!P}(0)}{16\pi} s_{AB}^{2\epsilon_{I\!P}} \left(\frac{e^{bt}}{M_X^{2(1+\epsilon_{I\!P})}} \right) \tag{3.12}$$

mit

$$b = 2b_B + 2\alpha'_{I\!P} \ln \left(\frac{s_{AB}}{M_x^2} \right) \quad . \tag{3.13}$$

Sowohl bei der elastischen Streuung, wie bei der Dissoziation, ist der exponentielle Abfall mit dem Viererimpulsübertrag $|t|$ zu erkennen. Ebenso ist das logarithmische Ansteigen des Parameters b mit der Schwerpunktsenergie in der Beschreibung enthalten. Im letzteren Fall tritt zusätzlich noch eine $\frac{1}{M_X^2}$–Abhängigkeit von der invarianten Masse M_X^2 des Endzustandes X auf.

Die doppelt diffraktive Dissoziation $AB \to XY$, bei der beide Partonen dissoziieren (Abbildung 3.3), enthält neben $\frac{1}{M_X^2}$ einen weiteren $\frac{1}{M_Y^2}$–Term, wobei Y den zweiten, dissoziierenden Zustand beschreibt und M_Y^2 die zugehörige invariante Masse ist.

Zusammenfassend seien hier noch einmal die Kennzeichen diffraktiver Wechselwirkungen aufgeführt:

- sie entspricht dem langreichweitigen Anteil der starken Wechselwirkung,

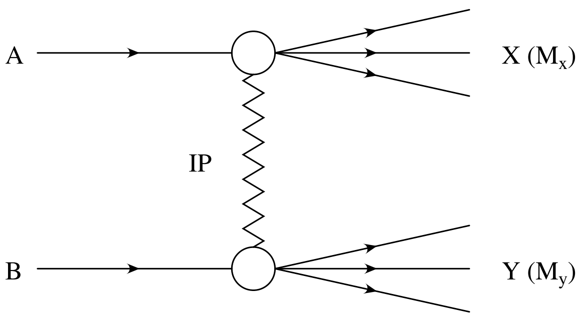

Abbildung 3.3: *Doppelt diffraktive Dissoziation, bei der beide Teilchen A und B dissoziieren. In Klammern sind die Massen der dissoziierenden Endzustände angegeben.*

- durch das Pomeron ($I\!P$) werden zwischen den beteiligten Hadronen nur die Vakuumquantenzahlen ausgetauscht,
- der totale Wirkungsquerschnitt ändert sich mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$nur wenig ; für sehr hohe Energien steigt er an,
- der Wirkungsquerschnitt fällt mit dem Impulsübertrag $t = -(p_p - p'_p)^2 = -|\vec{p^*}|^2\vartheta^2$ exponentiell ab,
- bei der diffraktiven Dissoziation fällt der Wirkungsquerschnitt mit $\frac{1}{M_X^2}$ ab, wobei M_X^2 die invariante Masse des hadronischen Systems X ist,
- es werden bevorzugt kleine invariante Massen M_X^2 des hadronischen Endzustandes erzeugt, weil aufgrund der $\frac{1}{M_X^2}$–Abhängigkeit der invarianten Masse der Erwartungswert $\langle M_X^2 \rangle$ klein ist,
- in der Proton–Proton–Streuung werden bei Impulsüberträgen $t \ll 1\,\mathrm{GeV}$, Protonen unter sehr kleinen Winkeln $\vartheta < 1\,\mathrm{mrad}$ emittiert, weshalb die Energie des gestreuten Protons nahezu vollständig erhalten bleibt — ihr Impulsanteil beträgt mehr als 90% von dem des Strahlprotons —,
- die Breite des Vorwärtsstreumaximums wird bei elastischer Streuung und diffraktiver Dissoziation mit steigender Energie schmäler und
- es wird eine Lücke in der Rapiditätsverteilung y, bzw. Pseudorapiditätsverteilung η diffraktiver Ereignisse beobachtet (siehe dazu Abschnitt 3.5).

Im Bereich hoher Impulsüberträge läßt sich die Streuung zweier Hadronen mit Hilfe der Störungstheorie der Quantenchromodynamik (*QCD*) beschreiben. So sind neben der phänomenologischen Beschreibung der diffraktiven Wechselwirkung in den siebziger und achtziger Jahren Modelle entwickelt worden [Low75, Nus76, Ing85, Lev90, Ing93] die den diffraktiven Charakter mit Hilfe der QCD beschreiben sollen. Die Wechselwirkung wird dabei durch den Austausch von Gluonleitern vermittelt. Identifiziert man die Austauschgraphen, so folgt daraus die hadronische Struktur für das Pomeron.

Im folgenden soll auf diffraktive Prozesse eingegangen werden, wie sie am HERA–Speicherring zu erwarten sind und bereits beobachtet wurden [ZEU93, H1C94b, H1C94c, H1C95].

Unterschieden wird dazu zwischen tiefunelastischen und Photoproduktionsprozessen. Von tiefunelastischer *ep*–Streuung bei HERA spricht man, wenn das Elektron im Zentraldetektor nachgewiesen wurde ($Q^2 \geq 4\text{GeV}^2$), anderenfalls von Photoproduktion ($Q^2 < 4\text{GeV}^2$).

3.5 Tiefunelastische diffraktive Streuprozesse

Unter der tiefunelastischen Elektron–Proton–Streuung versteht man die Streuung eines Photons mit $Q^2 \gg 0$, welches vom Elektron emittiert wird, an einem der Konstituenten des Protons. Die Konstituenten können Quarks sein, oder indirekt auch Gluonen (*Photon–Gluon–Fusion*). Beide Prozesse sind in der Abbildung 3.4 gezeigt. Bei der dif-

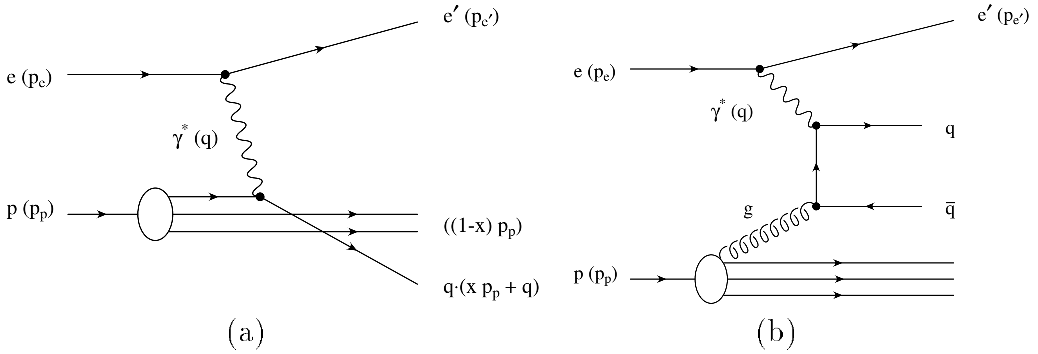

Abbildung 3.4: *Tiefunelastische ep–Wechselwirkung mit Streuung eines hochvirtuellen Photons an einem Parton (a) und Erzeugung eines Quark–Antiquark–Paares durch Photon–Gluon–Fusion (b).*

fraktiven tiefunelastischen Streuung wechselwirkt das vom Proton emittierte Pomeron mit dem Photon. Dabei werden in dieser Arbeit zwei mögliche Fälle unterschieden: die elastische Streuung des Protons oder die Dissoziation des Protons, wie in Abbildung 3.5 gezeigt. Da das Photon hochvirtuell ist, kann es die hadronische Struktur des Pomerons auflösen. Es muß aufgrund der Farbneutralität aus mindestens zwei Quarks oder zwei Gluonen bestehen.

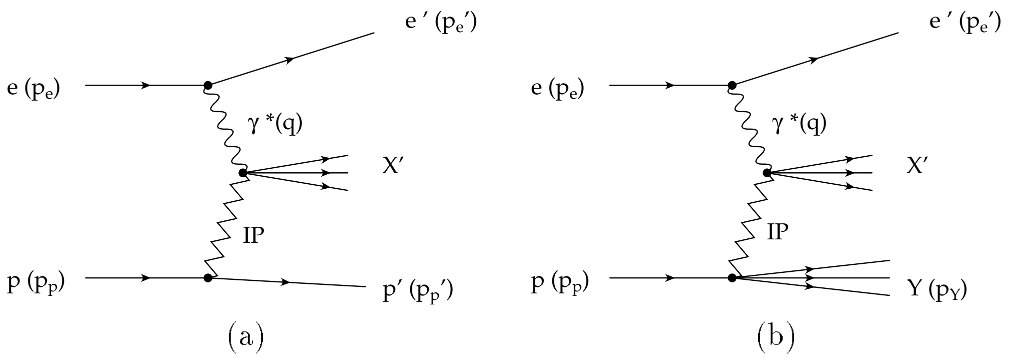

Abbildung 3.5: *Diffraktive tiefunelastische ep–Streuung mit einfacher Dissoziation (a) und doppelter Dissoziation (b).*

Rapiditätsverteilung

Beim Austausch des Pomerons findet kein Farbfluss statt. Daher entstehen keine Teilchen zwischen der Flugrichtung des Protons und dem hadronischen Endzustand X. In der *Rapiditätsverteilung* ist dieses an einer Lücke im Vorwärtsbereich, in der keine Sekundärteilchen auftreten, zu erkennen. Die *Rapidität* y ist definiert durch $y = \frac{1}{2}\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$. Für vernachlässigbare Ruhemassen läßt sich y durch die experimentell leicht bestimmbare *Pseudorapidität* $\eta = -\ln\tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$ ausdrücken. Prozesse mit einer solchen Lücke in der η–Verteilung werden auch *Rapidity Gap*–Ereignisse genannt und sind bei HERA beobachtet worden [ZEU93, H1C94c, H1C95].

3.6 Diffraktive Photoproduktionsprozesse

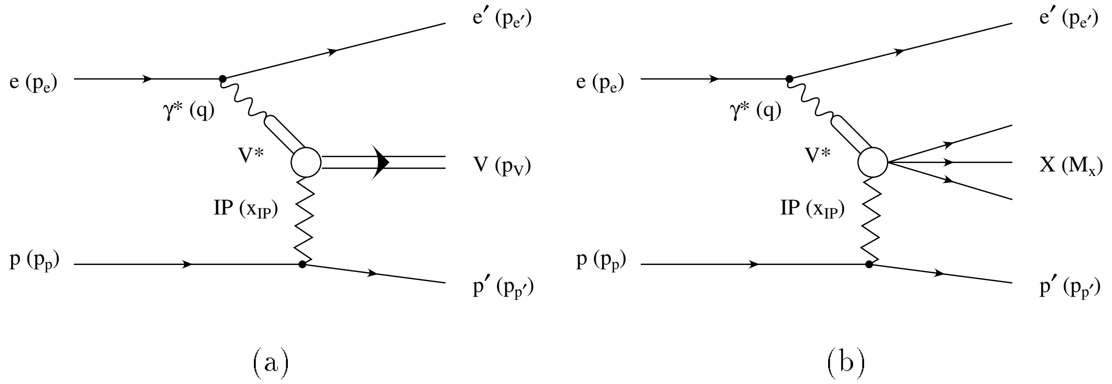

Abbildung 3.6: *Diffraktive Photoproduktionsereignisse mit quasielastischer Erzeugung eines Vektormesons (a) und Dissoziation des Photons (b) (einfach dissoziativ).*

In Photoproduktionsereignissen bei HERA emittiert das hochenergetische Elektron einen Fluß von quasireellen Photonen, die mit dem Proton wechselwirken. Der *weiche Anteil* der hadronischen Photon–Proton–Wechselwirkung läßt sich mit dem *Vektormesondominanzmodell* phänomenologisch beschreiben. Das einlaufende Photon fluktuiert hierbei in ein virtuelles Vektormeson ($\varrho^0(770), \omega(782)$, etc.). Die Wechselwirkung des Vektormesons mit dem Proton durch Pomeronaustausch kann dabei elastischer ($Vp \to Vp$), oder inelastischer Art sein ($Vp \to VX$, einfache Dissoziation des Photons). Die beiden Reaktionskanäle sind in Abbildung 3.6 gezeigt. Im Fall der elastischen ρ– oder J/ψ–Vektormesonproduktion sind bei HERA bereits Ergebnisse berichtet worden [ZEU94, H1C94d].

Im Falle harter Reaktionsmechanismen wechselwirkt ein Parton des einlaufenden Protons mit einem Parton des Photons (Prozesse mit *aufgelöstem* Photon), oder das Photon koppelt direkt mit den Quarks des Protons (*direkte Photon Prozesse*). Bei der elastischen Photoproduktion von Vektormesonen, z.B. J/ψ–Photoproduktion, wechselwirken die vom Proton oder Pomeron emittierten Gluonen und Photonen miteinander. In der Photon–Gluon–Fusion koppeln die vom Pomeron emittierten Gluonen mit einem $c\bar{c}$–Paar, das den J/ψ–Zustand bildet.

Kapitel 4

Das Vorwärtsprotonspektrometer

Physikalische Prozesse der Elektron–Proton–Wechselwirkung, bei denen einzelne Teilchen unter Polarwinkeln $\vartheta < 1$ mrad in Vorwärtsrichtung gestreut werden, können vom H1–Detektor bei HERA nicht nachgewiesen werden[1]. Sie treten bei diffraktiven tiefunelastischen Ereignissen und Photoproduktionsereignissen auf.

Um Ereignisse dieser Art beobachten und den Impuls des gestreuten Protons bestimmen zu können, ist der H1–Detektor 1995 um die erste Ausbaustufe eines Vorwärtsprotonspektrometers erweitert worden. Ein Testaufbau wurde bereits in der Betriebspause von HERA im Winter 1993/94 am Protonen–Speicherring installiert. Er besteht aus zwei Detektorstationen, die sich bei $z = 81$ und 90 m in Vorwärtsrichtung des H1–Detektors befinden. Weiter gehören dazu drei vertikal ablenkende Dipolmagnete (siehe Tabelle 4.1), die sich zwischen den Detektorstationen und dem Wechselwirkungspunkt befinden. Sie dienen der Führung der umlaufenden Teilchenstrahlen. Die Detektorstationen bilden zusammen mit den Magneten ein Spektrometer. Protonen mit einer Energie, die kleiner als die Sollenergie von 820GeV ist, erfahren beim Durchqueren der Dipolmagnetfelder eine Ablenkung. Sie lassen sich so von den Protonen des Strahls trennen und in Detektoren, die sich nahe am Strahl befinden, nachweisen. Die Größe der Ablenkung ist durch ihren Impuls bestimmt und ist in der Abbildung 4.1 gezeigt.

[1] Das Plug–Kalorimeter überdeckt einen Polarwinkelbereich von 12.5 mrad bis 58 mrad [H1C94a], der Proton–Tagger von 1 mrad bis 3 mrad für Protonen [Lis93].

	Bezeichnung	Position z [m]	Änderung des vertikalen Ablenkwinkels [mrad]
1	67 BU00	65.330 - 69.500	1.915
2	72 BU00	70.120 - 74.290	1.915
3	77 BU00	74.910 - 79.080	1.915

Tabelle 4.1: *In der Tabelle sind die drei wesentlichen Magnetkomponenten für das Spektrometer aufgeführt. Neben der Länge in z–Richtung, ist die Änderung des Ablenkwinkels für den Sollstrahl in y–Richtung, gemessen zwischen der z– und der y–Achse, aufgeführt.*

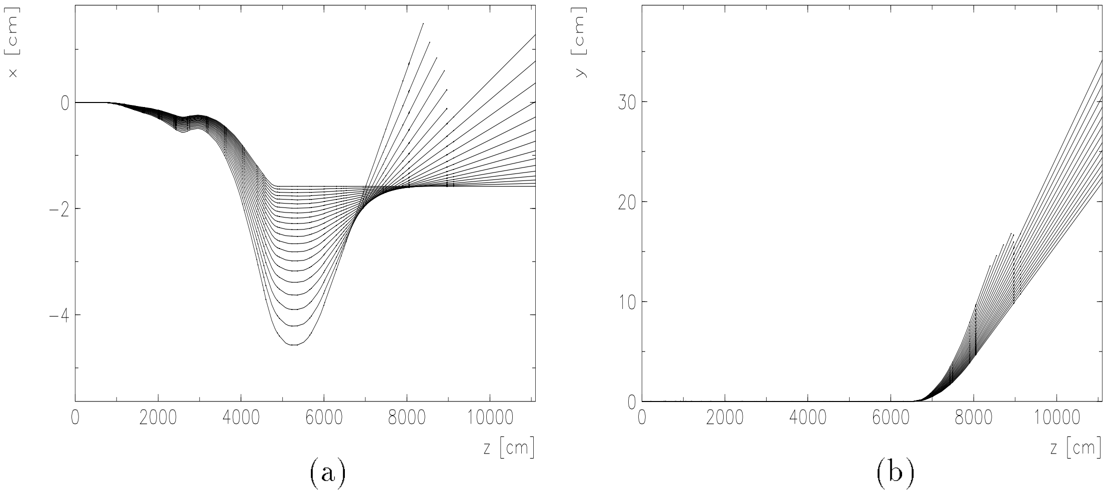

Abbildung 4.1: *Horizontale (a) und vertikale (b) Ablenkung der Protonen durch das Magnetspektrometer im* H1*–Koordinatensystem. Die Kurven gehören zu Protonen mit Energien von 400 bis* 820 GeV *in* 20 GeV*–Schritten. Die untere Kurve für* 820 GeV *entspricht der Sollbahn der Protonen. Sie sind mit einem Winkel von* $\vartheta = 0°$ *vom Wechselwirkungspunkt emittiert worden.*

Der Nachweis des Protons geschieht mit einer Anordnung von beweglichen Tauchgefäßen, in denen sich die Detektorelemente unter Atmosphärendruck befinden. Die Gefäße können durch einen mechanischen Antrieb in das Strahlrohr abgesenkt und so die Detektoren nahe an den Strahl gebracht werden. Diese Technik wurde zum ersten Mal an den *Intersecting Storage Rings*, Isr des Cern [All73.1, All73.2] von einer Gruppe des *Istitutio Superiore di Sanità und INFN, Rom*, angewandt. Die Vakuumeinsätze mit den Detektoren werden daher auch *Roman pots* genannt.

Die Ablenkung der gestreuten Protonen ist so gering, daß die Zähler möglichst nahe am Strahl positioniert werden müssen. Während der Injektionsphase der Protonen jedoch wird die volle Apertur des Strahlrohres benötigt, da der Strahl eine noch zu große Amplitude und transversale Emittanz hat. Sie werden erst mit Beschleunigen auf die Maximalenergie von 820 GeV hinreichend klein. Aus diesem Grund werden bewegbare Tauchgefäße eingesetzt.

Eine Anforderung an den Detektor ist die erwünschte Auflösung des zu messenden Protonimpulses. Sie ist durch die räumliche Auflösung des Nachweisortes vom Proton und die Vielfachstreuung beim Durchqueren des Detektors bestimmt. Verlangt man für Protonen innerhalb des kinematischen Bereiches $600 \leq E'_p \leq 820$ GeV eine Impulsauflösung von 1% (siehe Abschnitt 3.4.2), entspräche dies einer Ortsauflösung von etwa $\delta y = 250\,\mu$m [RPC94]. Dabei ist bereits berücksichtigt, daß unter normalen Strahlbedingungen der Protonstrahl aufgeweitet ist, und somit der Ereignisvertex *verschmiert* ist. Mit einer Auflösung des Detektors von $\delta y = 100\ \mu$m und einer Ungenauigkeit in der Ausrichtung gegenüber dem Strahl von $\delta y_A = 50\ \mu$m, ergibt sich eine ausreichende Energieauflösung von $\delta E = 6$ GeV.

Weiter sind die Anforderungen an Detektor und Elektronik bestimmt durch die Nähe zum Protonenstrahl während der Datennahme, sowie durch die hohe Kollisionsfrequenz der Proton- und Elektronpakete. Die Elektronik der Datenauslese muß dafür entsprechend ausgelegt sein.

Ort der Messung	Messung [Gy]	Absorbierte Dosis [Gy]
Referenzprobe (Labor)	0.01	0.008
Pumpe bei NL77	91	80
Detektor bei $z = 81$ m	120	103
Detektor bei $z = 90$ m	15.5	12
Neutronzähler $z = 107$ m	27.1	20

Tabelle 4.2: *In der Tabelle sind die absorbierten Strahlendosen für eine* HERA–*Betriebsdauer von einem Jahr an der 81 und 90 m–Station, am Neutronzähler, bei $z = 77$ m und die einer Vergleichsprobe aufgeführt. Der Abstand zum Protonsollstrahl betrug 75 mm. In der rechten Spalte befinden sich die Werte nach Abzug der Vordosis.*

Eingesetzt wurde daher ein Hodoskop aus szintillierenden Fasern. Minimalionisierende Teilchen, die eine Faser durchqueren, erzeugen in diesen durch Szintillation einen Lichtblitz. Das Szintillationslicht wird über Lichtleiter auf die Vielkanal–Photokathode eines ortsempfindlichen Photoelektronenvervielfachers (*PSPM*) geleitet. Die Elektronik für die Signalverarbeitung kann somit in einiger Entfernung vom Strahl installiert werden und ist einer kleineren Strahlungsbelastung ausgesetzt, als andere Detektorarten, wie z.B. Siliziumzähler. Die tatsächliche Strahlenbelastung ist zu Beginn der Betriebsperiode 1994 gemessen worden. Sie ist in der Tabelle 4.2 für verschiedene Orte in der Vorwärtsregion in Einheiten der absorbierten Dosis aufgeführt. Schäden in der Elektronik durch absorbierte Strahlung treten bei Dosen von etwa 10 kGy auf. Verglichen mit den gemessenen Werten und der Lebensdauer des H1–Detektors, bzw. der Szintillatoren des Vorwärtsprotonspektrometers, ist die Strahlungsbelastung vernachlässigbar.

Weiter erlaubt die Verwendung von Szintillationsfasern, gepackt in Lagen, eine hohe räumliche Auflösung und eine schnelle Auslese (kurze Totzeit) der Fasern [Kle92].

In den folgenden Abschnitten sollen der Standort und der Aufbau des Vorwärtsprotonspektrometers beschrieben werden, anschließend die Elektronik zur Auslese der Daten, und deren Speicherung.

4.1 Standort und Aufbau des Spektrometers

Die in der Datennahmeperiode 1994 am Protonenring installierten Stationen befanden sich bei 80, 50 m und 89, 68 m, gemessen in z–Richtung vom Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors. Die Geometrie des Protonspeicherrings ließe noch weitere Stationen bei 24 m, 44 m und 63 m zu. Bei $z =$ 24 m befindet sich zur Zeit der Proton–Tagger. In

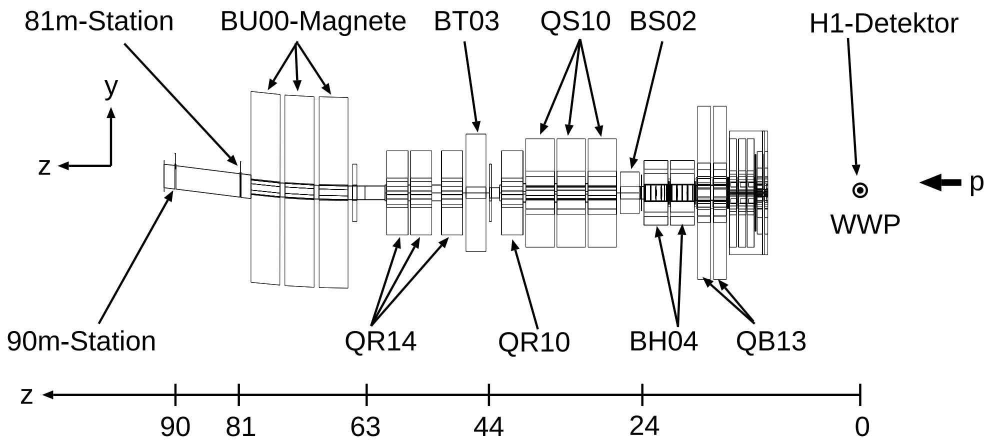

Abbildung 4.2: *Dargestellt ist der* HERA*–Ring in einer Seitenansicht vom* H1*–Detektor aus in Richtung des Protonenstrahles gesehen.*

Abbildung 4.2 ist der Ring im Vorwärtsbereich von H1 mit den Magnetelementen und den Stationen des Spektrometers gezeigt.

Teile des Strahlrohres sind bei $z = 81$ m und $z = 90$ m durch T–Stücke ersetzt worden. Die obere Öffnung eines solchen Rohres trug ein Tauchgefäß. Dieses war ein zylinderförmiger Behälter aus 3 mm dickem Stahl mit einem Außendurchmesser von 150 mm. Der Topfboden hatte eine Dicke von $0,7$ mm. Zudem befanden sich an der Unterkante des Behälters zwei eingefräste Fenster aus $0,75$ mm dickem Stahl zur Verringerung der Vielfachstreuung beim Durchtritt der Protonen durch die Behälterwand. Der Einsatz konnte über einen mechanischen Antrieb etwa 50 mm weit in das Strahlrohr abgesenkt werden. Die Detektoreinsätze waren ebenfalls beweglich und ließen sich durch einen zweiten Motor um etwa 150 mm bewegen, und bis auf den Boden der Vakuumeinsätze hinunterfahren. Eine Ansicht des Vakuumeinsatzes ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

Beide Stationen waren mit Szintillatoren zum Auslösen der Datenauslese des Hodoskopes instrumentiert. Dagegen enthielt nur der Einsatz bei $80,50$ m einen Protoypen des Szintillationsfaserhodoskops. Hodoskop und Triggerszintillatoren sind auf einem Träger montiert gewesen, der mit der Elektronik–Plattform verbunden war. Auf der Plattform selbst befanden sich neben zwei ortsempfindlichen Photoelektronenvervielfachern zwölf konventionelle Photoelektronenvervielfacher zur Auslese der Triggerszintillatoren. Weiter waren dort Vorverstärker und Komparatoren untergebracht. Die Anordnung der Szintillatoren und des Faserhodoskops sind in einer Aufsicht des Vakuumeinsatzes bei 81 m in Abbildung 4.4 gezeigt.

4.2 Das Faserhodoskop

4.2.1 Aufbau des Prototypen

Der Prototyp des Hodoskops bestand aus zwei Ebenen mit je vier Doppellagen aus szintillierenden Fasern. Sie hatten einen Durchmesser von 1 mm und eine sensitive Länge von

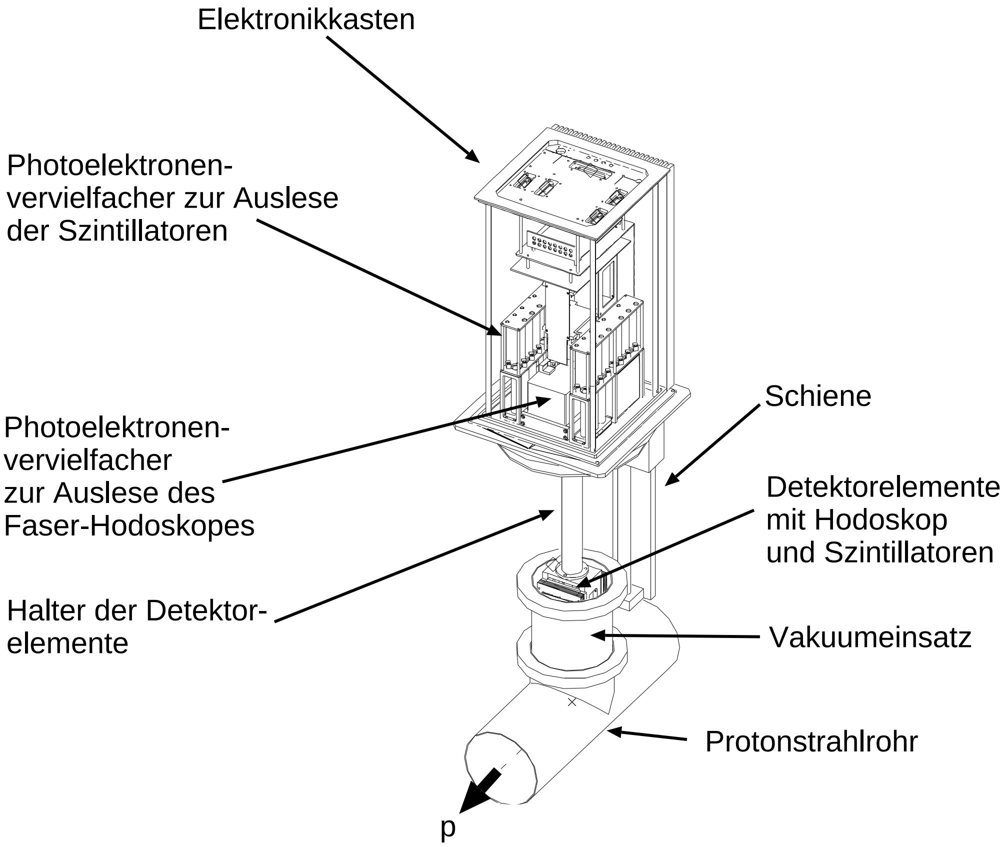

Abbildung 4.3: *Schematische Ansicht eines Prototypen des Detektoreinsatzes wie er in der Betriebsperiode* HERAs *1994 installiert war.*

30 mm. In jeder Doppellage befanden sich 64 Fasern. Die Faserebenen einer Doppellage waren um 0,5 mm versetzt angeordnet (siehe Abbildung 4.5). Die dritte und vierte Lage waren zudem um 0,25 mmgegenüber den ersten beiden verschoben, um die Ansprechwahrscheinlichkeit und die Ortsauflösung der Anordnung zu erhöhen. Dieses sogenannte *staggering* der Fasern ist in der Abbildung 4.4 im rechten Teil gezeigt. Die Fasern waren in y-Richtung des H1–Koordinatensystems orientiert, weshalb nur eine Koordinate des Teilchenimpulses mit diesem Testaufbau gemessen werden konnte. Jeweils vier Doppellagen waren zwischen sechs Triggerszintillatoren eingebettet und bildeten einen Subdetektor. Vier Fasern (jeweils zwei aus benachbarten Doppellagen) wurden zusammen über eine Maske auf einen der insgesamt 128 Kanäle zweier ortsempfindlicher Photoelektronenvervielfacher geführt. Dieses *Multiplexen* der Fasern ist schematisch in der Abbildung 4.5 zu sehen. Als Folge dessen ist im Falle eines angesprochenen Kanales nicht eindeutig entscheidbar, welche der vier Fasern tatsächlich von einem Teilchen getroffen wurde. Um die Doppeldeutigkeiten für die jeweils benachbarten 32 Fasern einer Doppellage aufzulösen, ist das Triggerszintillatorsystem verwendet worden. Denn jeder der Szintillatoren konnte einem bestimmten Abschnitt des Faserhodoskopes eindeutig zugeordnet werden.

4.2.2 Ausleseelektronik des Faserhodoskopes

Die Ausleseelektronik für das Faserhodoskop ist auf drei räumlich getrennte Stellen aufgeteilt worden. Die ortsempfindlichen Photoelektronenvervielfacher zur Auslese der Fasern

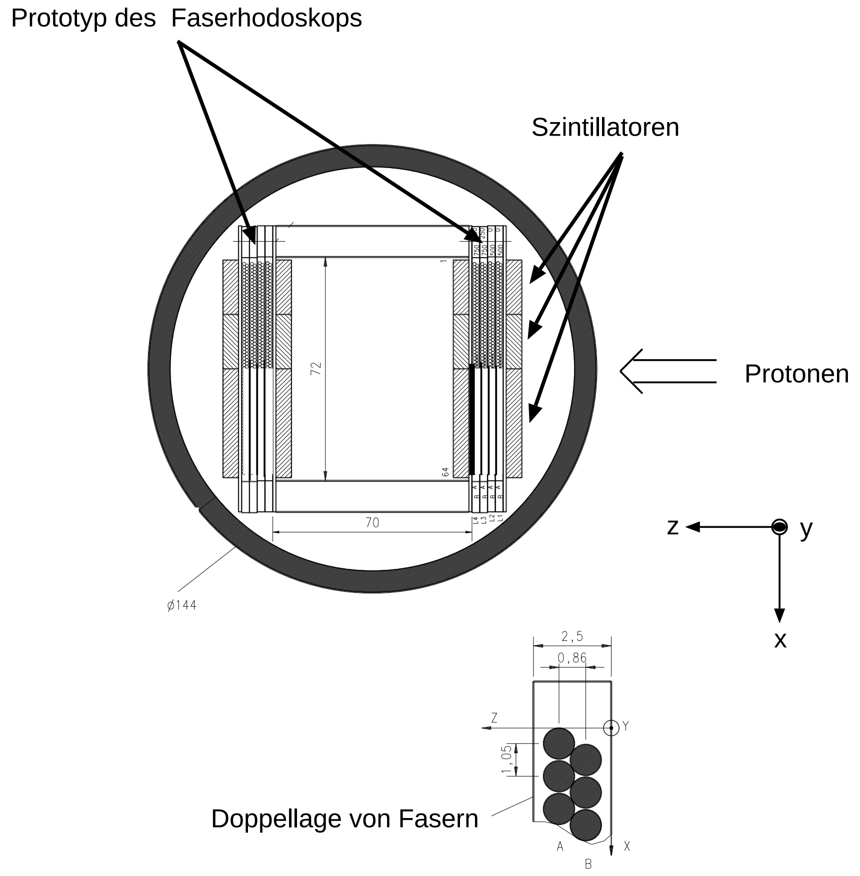

Abbildung 4.4: *Die Aufsicht eines Detektoreinsatzes mit dem Prototypen eines Faserhodoskops und den Triggerszintillatoren, wie sie im Jahr 1994 in der Station bei 80,5 m installiert waren. Rechts unten ist die Schnittzeichnung einer Doppellage von Szintillationsfasern zu sehen. Alle Maße sind in mm angegeben.*

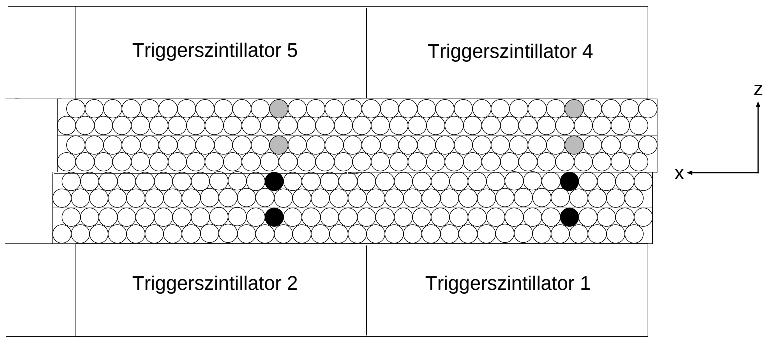

Abbildung 4.5: *Gezeigt sind vier Doppellagen mit den Szintillationsfasern in einer Seitenansicht. Die markierten Fasern verdeutlichen das Multiplexingschema. Vier graue Fasern, je zwei aus benachbarten Doppellagen, werden gemeinsam auf einen Kanal (Pixel), die vier schwarzen auf einen anderen Kanal der Vielkanalphotokathode geführt.*

und die zugehörigen Vorverstärker waren an den Stationen selbst untergebracht.

Im HERA–Tunnel befanden sich in der Nähe jeder der beiden Stationen die schnellen 6 bit–Analog–/Digitalwandler für die Umwandlung der PSPM–Signale und eine Kontrolleinheit, die den verwendeten VME–BUS und die Übertragung der digitalisierten Signale steuerten. Weiter ließen sich in der Kontrolleinheit Register setzen, die den Triggermodus für das Faserhodoskop bestimmten.

Eine optische Glasfaser–Verbindung von der Kontrolleinheit zu einem modifizierten *System–Trigger–Überrahmen* (STC) übertrug neben den Daten auch die Befehle zum Setzen des Trigger– und Arbeitsmodus. Dieses STC ist im Raum 101 der Halle Nord installiert gewesen, zusammen mit einem Macintosh-Rechner, der die Daten des Faserhodoskopes verarbeitet und lokal auf einer Festplatte gespeichert hat. Diese Daten sind nicht in den H1–Datenstrom eingespeist, sondern nachträglich von der lokalen Festplatte auf Magnetbänder übertragen worden.

Über eine graphische Benutzeroberfläche ließen sich die Einstellung des Arbeits– und Triggermodus des Faserhodoskopes, sowie die Einstellung von Parametern für die Ausleseelektronik des Triggerszintillatorsystems vornehmen. Weiter konnte man sich die bereits verarbeiteten Daten mit einem Ereignis–Darstellungs–Programm ansehen.

Da in dieser Arbeit lediglich der Betrieb des Triggerszintillatorsystems und die Daten, die mit diesem System aufgenommen worden sind, Gegenstand der Betrachtung sein sollen, wird für eine genauere Beschreibung der Auslese der Fasern und der Elektronik auf [ROP, Bae93, Bae94] verwiesen.

4.3 Die Triggerszintillationszähler

4.3.1 Aufbau und Anordnung

Die Triggerszintillatoren bestandn aus 5 mm dickem, szintillierenden Plastikmaterial BICRON 408 und waren in Mylar-Folie eingewickelt. Die kleineren hatten die Abmessungen 30 mm $\times$ 15 mm, die größeren 30 mm $\times$ 30 mm. In diese Szintillatoren waren Fasern mit einem Durchmesser von 1 mm eingebettet, wie es die Abbildung 4.6 zeigt. Bei den Fasern handelte es sich um BCF 91A-Fasern, die als Lichtsammler und Wellenlängenschieber wirken. Das Ende jeweils einer Faser wurde über 50 cm lange Lichtleiter auf eine Maske, und von dort auf die Kathoden von zwölf Photoelektronenvervielfacher XP 1911 geführt.

Die Anordnung der Szintillatoren und des Faserhodoskops ist in einer Aufsicht des Vakuumeinsatzes bei 81 m in Abbildung 4.4 und 4.7 gezeigt. Gegenüber der Anordnung der 81 m–Station, war die der 90 m–Station um einen Winkel von 180° in der $x - z$ Ebene gedreht.

4.3.2 Die Elektronik zur Datenauslese

Die Elektronik zur Auslese der Triggerszintillator–Signale war an drei verschiedenen Orten installiert. Die Abbildung 4.8 gibt ein Blockschaltbild wieder.

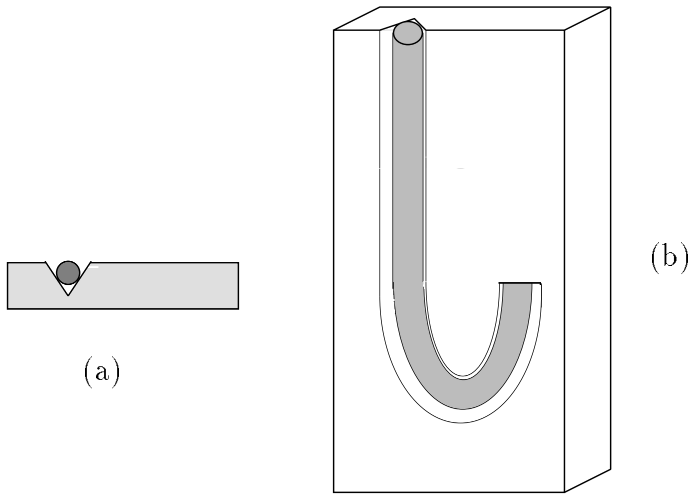

Abbildung 4.6: *Die Fasern sind in eine Nut in das Szintillatormaterial eingebettet und festgeklebt. Teilbild (a) zeigt die schematische Seitenansicht eines Szintillators, Bild (b) die Einbettung einer Faser in das Plastik–Szintillatormaterial.*

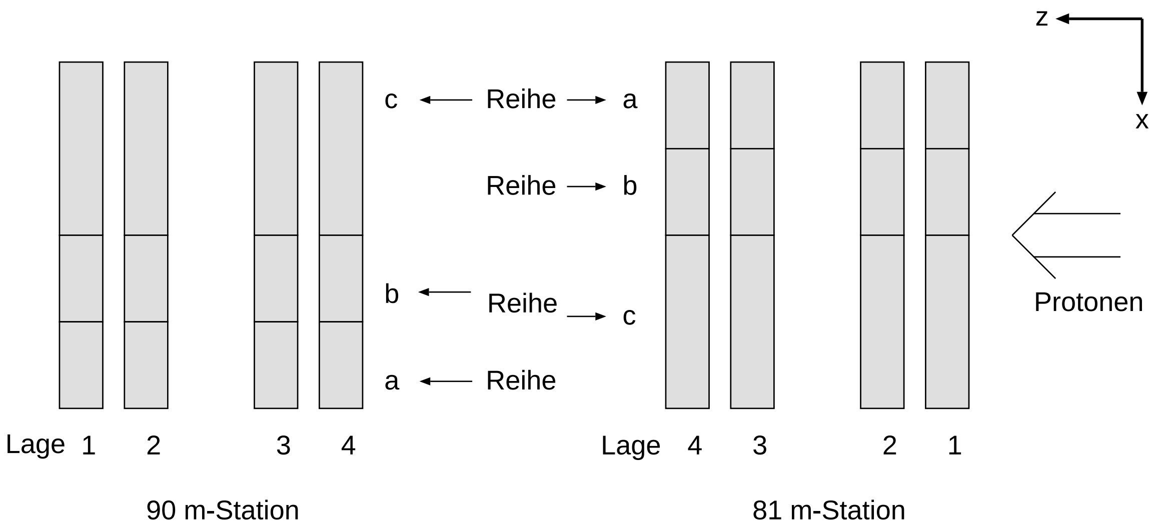

Abbildung 4.7: *Anordnung und Bezeichnungsschema der Triggerszintillatoren in einer Aufsicht, so wie sie 1994 in der Station bei 80, 5 m installiert waren.*

Die Photoelektronenvervielfacher XP1911 befanden sich auf der Elektronikplattform des Detektors zusammen mit den Vorverstärkern und Komparatoren. Die Photoelektronenvervielfacher können bei einer Spannung zwischen 1450 und 1700 V betrieben werden [Phi93]. Diese ließen sich mit Hilfe eines Falco–Terminals, welches eine CAEN–Hochspannungsversorgung ansteuerte, individuell einstellen. Die zwölf Anodensignale je Station wurden verstärkt und auf die Eingänge der Komparatoren gegeben. Die Schwellenspannung zur Steuerung der Komparatoren ließ sich über die optische Lichtleiter–Verbindung der Faserhodoskop–Signale von dem in Raum 101 der HERA–Halle Nord stehenden Macintosh–Rechner einstellen. Sie konnte nur kollektiv für die jeweils zwölf Kanäle einer Station eingestellt werden. Die Ausgangssignale der Komparatoren wur-

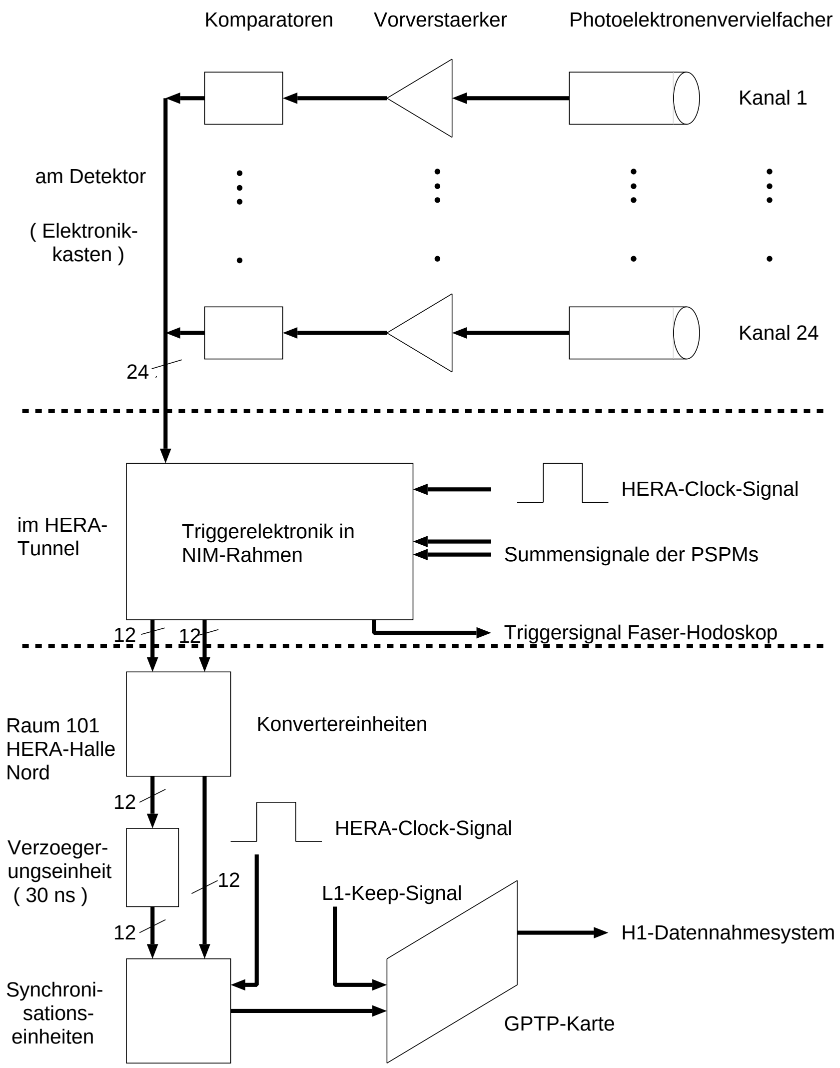

Abbildung 4.8: *Dargestellt ist ein Blockschaltbild der Elektronik für die Auslese der Triggerszintillatordaten, wie sie in der Testphase 1994 installiert gewesen ist.*

den an die im Tunnel installierte Elektronik, die Triggerlogik, geleitet. Sie war in einem NIM-Überrahmen im Hera–Tunnel installiert. Weiter wurden zwei Summensignale der beiden ortsempfindlichen Photoelektronenvervielfacher zur Verfügung gestellt. Diese beiden Signale sind jedoch während des Betriebes nicht genutzt worden, da sie unzuverlässig waren.

Von der Triggerlogik wurden die Informationen der Szintillatoren in den Raum 101 weitergeleitet. Das geschah über ein etwa 150m langes Flachbandkabel. Dort war die Elektronik zur Aufbereitung der Trigger-Signale in einem NIM–Überrahmen installiert.

Die Triggerimpulse sind zunächst von *Konvertereinheiten* in TTL-kompatible Signale umgewandelt worden. Dabei änderte sich ihre Impedanz von 200 Ω auf 50 Ω. Weiter war in diesen Einheiten ein Logikprozessor[2] eingebaut. Dieser Baustein erzeugte aus den einzelnen Signalen Koinzidenzsignale für den Fall, daß mindestens drei von vier Szintillatoren in einer Reihe (drei–aus–vier–Koinzidenz), oder daß alle Szintillatoren einer Reihe (vier–aus–

[2]Es handelte sich dabei um einen programmierbaren Logik-Prozessor, auch ***P**rogrammable **A**rray **L**ogic, PAL*, genannt.

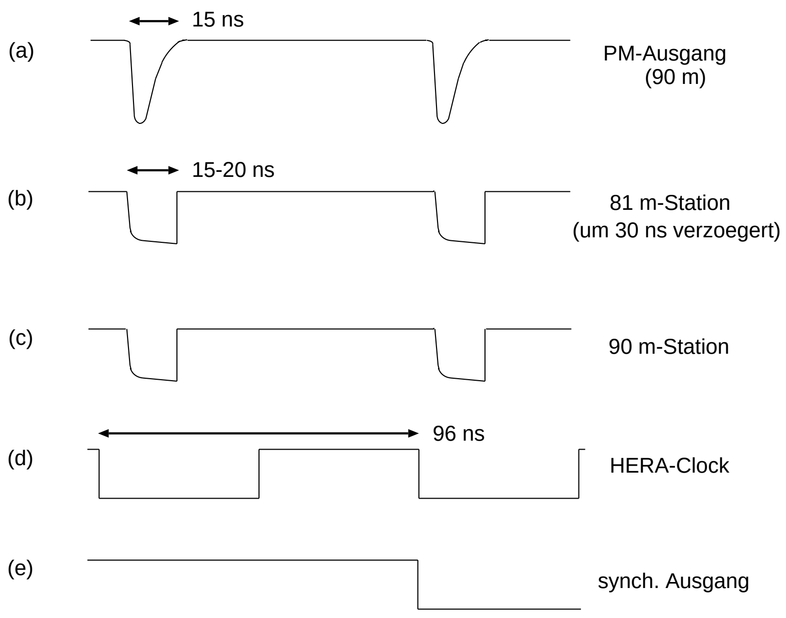

Abbildung 4.9: *Dargestellt sind Zeit–Impuls–Diagramme für die Ausleseelektronik der Triggerszintillatoren. Abbildung a) zeigt die Impulse der Photoelektronenvervielfacheranoden, in b) und c) sind die digitalisierten Impulse für die 80 m–Station und die 90 m–Station zu sehen. Die Differenz von 30 ns entspricht der Flugzeit der Protonen zwischen den beiden Stationen. In d) ist das Signal der HERA–Clock gezeigt. In der letzten Teilabbildung ist das synchronisierte Ausgangssignal mit einer festen Phasenbeziehung zur HERA–Clock zu sehen. Entscheidend ist dabei die Flanke, die dem Szintillatorsignal entspricht. Ein weitere Flanke in der nächsten Periode entspräche einem nachfolgenden Impuls.*

vier–Koinzidenz) angesprochen hatten. Es wurden also je Station sechs Koinzidenzsignale an den Ausgängen der Konvertereinheiten zur Verfügung gestellt.

Um die Zeitdifferenz der Triggersignale der beiden Stationen, die durch den von den Protonen zurückzulegenden Abstand von 9,2 m zwischen den Detektoren entsteht, auszugleichen, war zwischen der Konverter- und der Synchronisationseinheit der 80 m–Station ein Verzögerungsmodul eingebaut. Die Verzögerung lag entsprechend der Flugdistanz bei 30 ns.

Für den Testbetrieb 1994 sind die Triggerszintillator–Informationen in den H1–Datenstrom eingespeist worden. Dazu war es notwendig, die Ausgangssignale mit dem im H1–Detektor registrierten Ereignis zu synchronisieren. Dieses leisteten zwei sogenannte *Synchronisationseinheiten*. Um eine Beziehung der Impulse zu dem Durchgangszeitpunkt der Protonen am Wechselwirkungspunkt von H1 zu erhalten, wurde ein gemeinsames Steuersignal gebraucht, die sogenannte *HERA–Clock*. Sie ist in die Synchronisationseinheiten eingespeist worden. Alle Ausgangssignale hatten eine feste Phasenbeziehung zum Protonendurchgang. Veranschaulicht wird das Zeitverhalten der Ausleseelektronik in der Abbildung 4.9.

4.3.3 Die Auslese und Speicherung der Daten

Die Triggerimpulse wurden von einer *GPTP*–Karte (*General Purpose Trigger Pipeline*) weiterverarbeitet. Diese befand sich im Raum 101 in einem VME-Überrahmen. Sie war Bestandteil des Luminositätszweiges des H1–Datennahmesystems.

Bei der GPTP-Karte handelt es sich um ein Schieberegister, das 32 bit lange Worte zwischenspeichert. Alle 96 ns sind die 24 Trigger–Signale beider Stationen in das Schieberegister geschrieben worden. Daneben wurden noch insgesamt acht Koinzidenzsignale[3] (3–aus–vier– und 4–fach–Koinzidenztreffer) über die Synchronisationseinheiten an die GPTP–Karte gegeben.

Ausgelesen worden ist die GPTP–Karte bei jedem *L1–keep*–Signal des H1–Datennahmesystems für neun aufeinanderfolgende Zeitscheiben. Eine Zeitscheibe entspricht der Strahlkollision von Proton- und Elektronpaket. Die Signale der drei Zeitscheiben vor und fünf nach der Strahlkollision, bei der das *L1–keep*–Signal die H1–Datenauslese gestartet hatte, wurden in der `VETE`–Bank abgespeichert. Eine Beschreibung des Bankinhaltes findet sich in Anhang 8.

[3]Aus Speicherplatzgründen konnten nicht alle zwölf 3–aus–4– und 4–fach–Koinzidenzsignale abgespeichert werden. Die Informationen der jeweils mittleren Reihe der Szintillatoren wurden daher nicht verwertet.

Kapitel 5

Ergebnisse vom Testbetrieb des Vorwärtsprotonspektrometers

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse vom Testbetrieb des Vorwärtsprotonspektrometers vorgestellt werden. Es werden Zählratenmessungen und Auswertungen der Daten zur Bestimmung des Untergrundes im Bereich der Detektorstationen bei 81 m und 90 m diskutiert. Insbesondere wird auf die Problematik der Synchrotronstrahlung eingegangen. Anschließend werden die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatorzähler bestimmt.

Mit Beginn des HERA–Betriebes 1994 wurde die Elektronik zur Auslese der Triggerszintillatoren auf ihre Funktionstüchtigkeit hin überprüft. Das Zeitverhalten, insbesondere die richtige Synchronisation der Phasenlage von Triggersignal und des HERA–*Taktes* wurde eingestellt.

Für die Bestimmung der Untergrundraten waren die Betriebsspannungen der Photoelektronenvervielfacher aufgrund von Labormessungen auf Werte zwischen 1530 und 1700 V eingestellt. Die Schwellenspannungen der Komparatoren lagen bei 80 mV für die Zählratenmessungen und die Datennahme. Ab dem 7. Oktober 1994 wurden nach Modifikationen der Ausleseelektronik (siehe Abschnitt 5.3) die Schwellenspannungen der Komparatoren in der 90 m–Station auf Werte zwischen 30 und 40 mV gesetzt.

5.1 Untergrund

In diesem Abschnitt wird die Höhe des Untergrundes abgeschätzt. Insbesondere soll auf die Synchrotronstrahlung eingegangen werden, die an der 81 m–Station beobachtet wurde. Neben Messungen der Zählraten und deren Abhängigkeit von verschiedenen Parametern bei der Datennahme, wird eine Abschätzung aus den Daten anhand von Zeitverteilungen der Ereignisse diskutiert.

5.1.1 Synchrotronstrahlung

Zu Beginn der Datennahmeperiode wurden folgende Beobachtungen bei Messungen und Analysen der Daten gemacht:

1. Messungen der Zählraten in der 81 m–Station für einen Elektronenstrom von $I_{e^-} = 20\,\mathrm{mA}$ ergaben Werte im Bereich von 100 kHz bis 1200 kHz. Die Schwellenspannungen der Komparatoren betrugen 80 mV und die Betriebsspannungen für die Photoelektronenvervielfacher lagen zwischen 1530 und 1700 V. Der Vakuumeinsatz bei 81 m und die Szintillatoren befanden sich in der herausgefahrenen Stellung und waren somit etwa 20 cm entfernt von der Sollbahn der Protonen. Die Raten in der 90 m–Station betrugen unter gleichen Bedingungen zur selben Zeit einige kHz.

2. Die Zählrate für die Szintillatoren der 81 m–Station war proportional zum Elektronenstrom. In Abbildung 5.1 (a) sind dazu die gemittelten Ströme pro Elektronpaket aller im Elektronring befindlichen Pakete gezeigt. Die Stromwerte sind der `TCUR`–Bank für die Datennahmeeinheit 76767 entnommen worden. Typisch ist diese Protonfüllung nicht — üblicherweise würde man eine gleichförmige Verteilung des mittleren Stromes pro Paket erwarten — für diese Art von Testmessungen war sie jedoch gut geeignet. Vergleicht man Teilbild (a) mit der Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von der Nummer des Elektronpaketes (b), so zeigt sich in beiden ein ähnlicher Abfall mit zunehmender Paketnummer. Den Koinzidenzverteilungen liegt die Datennahmeinheit 76767 mit 24319 gelesenen Ereignissen (Rohdaten) zugrunde. Im Elektronenring befanden sich während der Datennahme $17 \times 9 = 153$ kollidierende Pakete und $9 + 2 \times 3 = 15$ ohne Kollisionspartner[1]. Zwischen jeweils neun direkt hintereinander injizierten Paketen, zu erkennen im Histogramm 5.1 (a) an einer zusammenhängend schraffierten Fläche, ist ein „Platz“ nicht mit Elektronen gefüllt worden. Dieser leere Platz im Füllungsschema ist in der Abbildung 5.1 (b) als Minimum der Verteilung wiederzufinden. Beim Vergleich der Histogramme (a) und (b) fällt auf, daß die „leeren Plätze“ aus (a), gegenüber den Minima aus (b), um sechs Zeitscheiben ($\widehat{=}$ Paketnummern oder BC = *Bunchcrossings*) verschoben sind. Erklären läßt sich dieser Effekt damit, daß 290 ns vor einer Strahlkollision[2] Synchrotronstrahlungsimpulse die Szintillatoren der 81 m–Station treffen, die ausgelesene Zeitscheibe sich jedoch auf das 290 ns *nach* der Strahlkollision in der 81 m–Station registrierte Signal bezieht. Es entsteht also insgesamt eine Zeitdifferenz von 580 ns $\approx 6 \times 96\,\mathrm{ns} = 576\,\mathrm{ns}$ ($\widehat{=}\,6\,\mathrm{BC}$). Die Verteilung der Koinzidenztreffer in Abhängigkeit von der Elektronpaketnummer zeigt dagegen für die 90 m–Station keine Korrelation mit dem Elektronenstrom (Abbildung 5.1 (c)), jedoch sind drei Lücken in der Verteilung zu erkennen. Sie sind auf fehlende Kollisionspartner zurückzuführen. Die Koinzidenzverteilung ist folglich in der 90 m–Station mit kollidierenden Elektron– und Protonpaketen korreliert.

3. Die Rate für die größeren Szintillatoren war doppelt so groß, wie die der Szintillatoren mit einer halb so großen Fläche.

4. Wurden die Vakuumeinsätze in das Strahlrohr abgesenkt, so war ein deutlicher Rückgang der Zählrate bei Passieren des Flansches zu bemerken (siehe Abbbildung 5.2). Dieses ist auf den Abschirmeffekt des Flansches gegenüber der Strahlung zurückzuführen.

5. Zeitverteilungen der vom Vorwärtsprotonspektrometer registrierten Ereignisse für einzelne Kanäle zeigten, daß die Treffer der Szintillatoren über alle ausgelesenen

[1] Nummeriert man die zusammenhängenden „Flächen“ — sie entsprechen neun direkt hintereinander injizierten Paketen in 5.1 (a) — von 1 bis 20 durch, so haben alle Pakete der siebten, 14. und letzten Position im gesamten Schema keine Kollisionspartner.

[2] Relativ zum TOF–Signal betrachtet.

Zeitscheiben nahezu gleichverteilt waren. Es wurde keine Korrelation des Signals der Zeitscheibe, in der der H1–Detektor ein Ereignis akzeptiert hatte, mit den Signalen in den übrigen Zeitscheiben beobachtet, wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist.

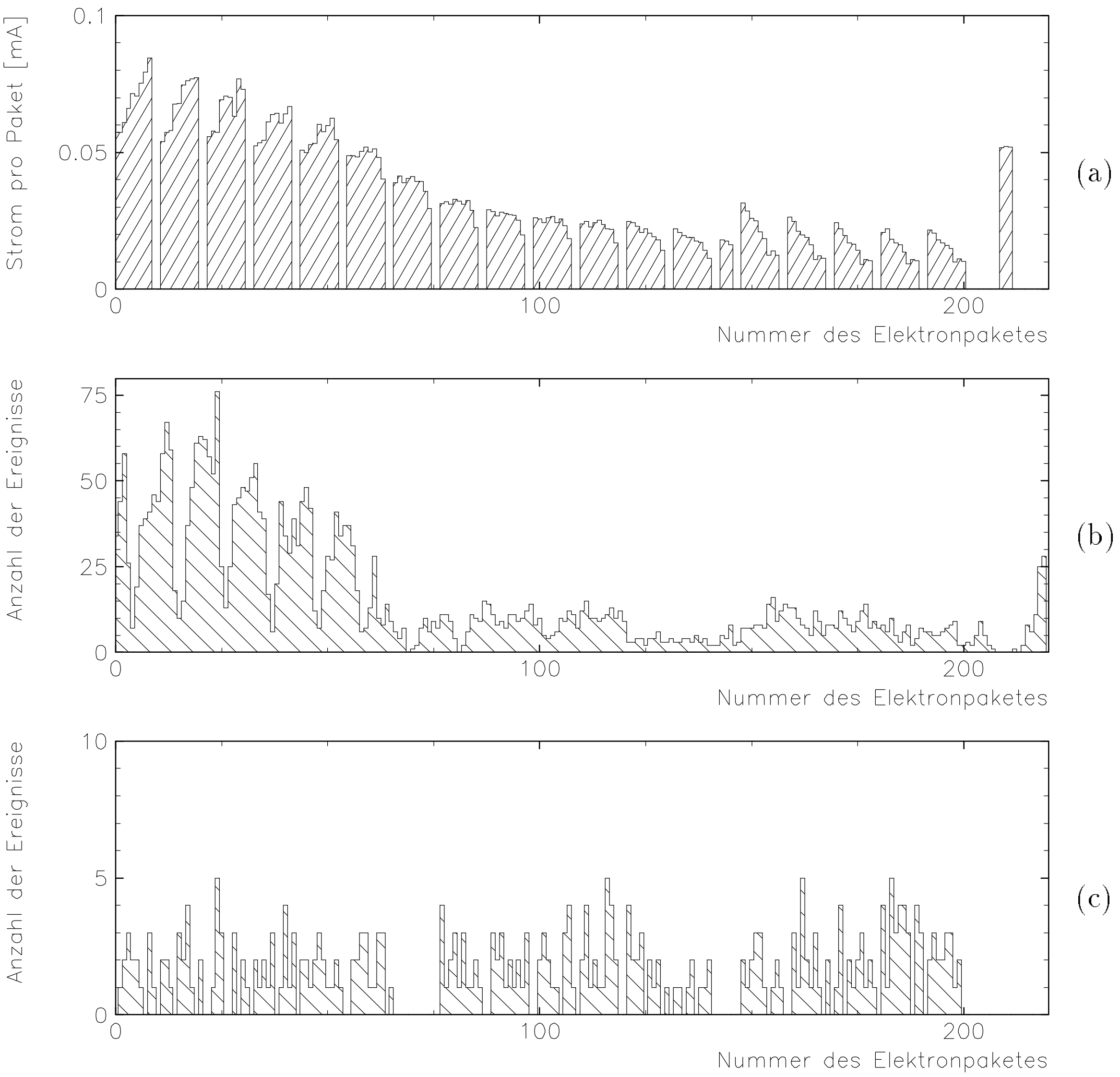

Abbildung 5.1: *Im oberen Bild (a) ist der mittlere Strom pro Elektronenpaket in Abhängigkeit von der Nummer (Platz in der im Ring gespeicherten Abfolge von Elektronenpaketen) des Paketes gezeigt. Der Strom fällt mit zunehmender Paketnummer ab. Im mittleren Bild (b) ist die Verteilung der Ereignisse, bei denen mindestens zwei Szintillatoren einer Reihe an der 81 m–Station in Koinzidenz angesprochen haben, aufgetragen gegen die Nummer des Elektronpaketes, zu sehen. Man erkennt die Verschiebung um sechs „Plätze". Im unteren Bild (c) ist die Verteilung der Ereignisse, bei denen mindestens zwei Szintillatoren einer Reihe in der 90 m–Station in Koinzidenz angesprochen haben, aufgetragen gegen die Nummer des Elektronpaketes, zu sehen. Hierbei ist keine Korrelation mit dem Elektronenstrom zu erkennen.*

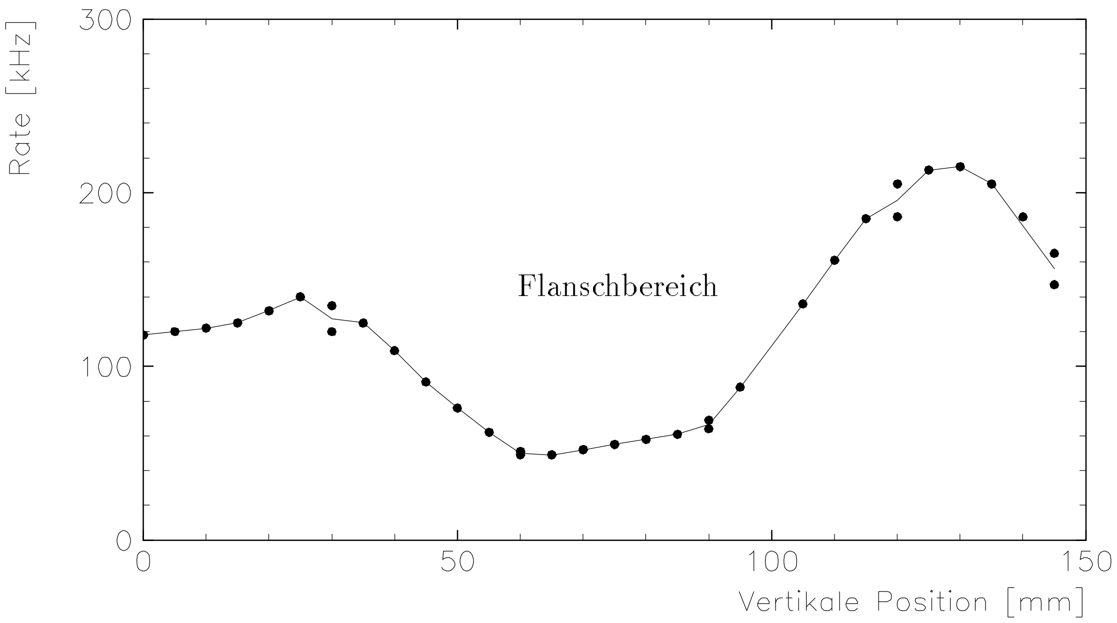

Abbildung 5.2: *Abhängigkeit der Zählrate eines der Triggerszintillatoren in der 81 m–Station von der vertikalen Position. Die Vakuumeinsätze befanden sich in der zurückgezogenen Stellung. Die Position 150 mm entspricht der herausgefahrenen Stellung der Detektoren (insgesamt 20 cm vom Sollstrahl entfernt), die Position 0 mm der hineingefahrenen Stellung (50 mm vom Sollstrahl entfernt). Die geringe Rate bei 70 mm ist auf die Abschirmung der beobachteten Strahlung durch den Flansch zurückzuführen. Die Ströme betrugen während der Datennahme $I_{e^-} \approx 5\,mA$ und $I_p \approx 13\,mA$.*

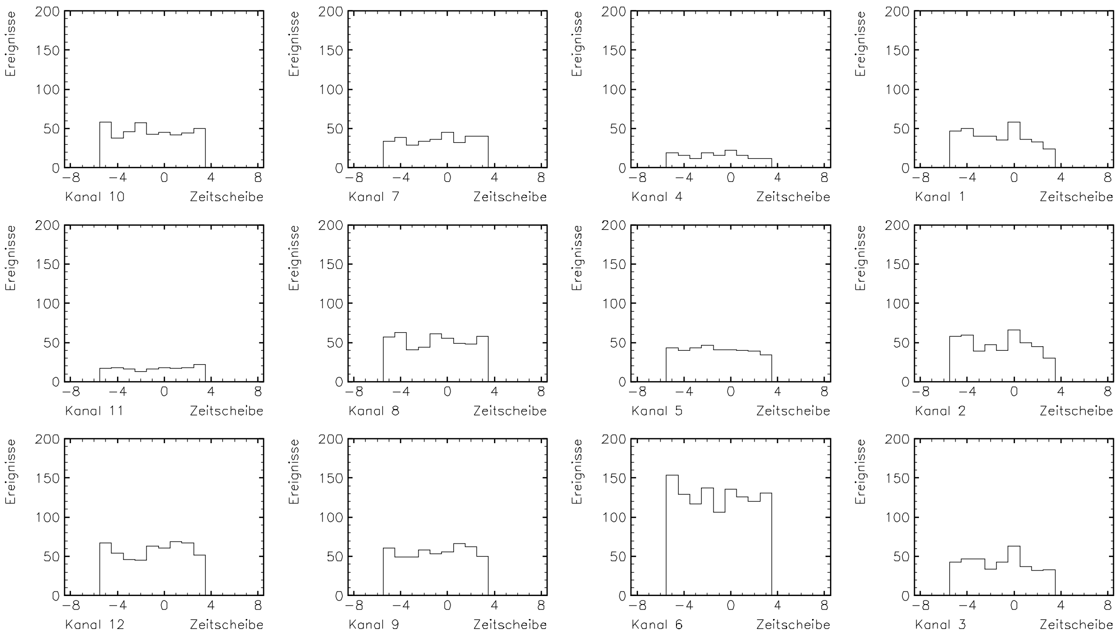

Abbildung 5.3: *Zeitverteilungen von Ereignissen, bei denen mindestens einer der Szintillatoren in der 81 m–Station angesprochen hat. Das Schema der Kanäle entspricht der tatsächlichen Anordnung in der 81 m–Station (siehe Abbildung 4.7). Die Daten sind der Einheit 76767 entnommen worden. Die Ströme betrugen während der Datennahme $I_{e^-} \approx 5\,mA$ und $I_p \approx 13\,mA$.*

6. Zeitverteilungen von Ereignissen, bei denen zwei oder mehr Szintillatoren einer Reihe gleichzeitig angesprochen hatten, wiesen ein deutliches Signal in der nullten Zeitscheibe auf und nur einen geringen Untergrund. Der läßt sich aus dem Mittelwert der Einträge in den Zeitscheiben, die nicht mit dem H1–Triggersignal korrespondieren, abschätzen (siehe Abschnitt 5.1.2).

Aus diesen Beobachtungen folgt, daß es sich um elektroneninduzierten Untergrund handelt. Insbesondere die zweite Beobachtung zeigt die Korrelation der Triggerszintillatorsignale in der 81 m–Station mit dem Elektronenstrom. Aus der sechsten Beobachtung, daß Koinzidenzbedingungen den Untergrund deutlich unterdrücken, läßt sich schließen, daß es sich nicht um Signale von Teilchenschauern handelt. Quelle des elektroneninduzierten Untergundes an der 81 m–Station ist die Synchrotronstrahlung, die in den Bögen des Elektronenrings abgestrahlt wird.

Im Laufe der Datennahmeperiode 1994 wurden verschiedene Bleiabschirmungen zur Reduzierung des elektroneninduzierten Untergrundes eingebaut. Die Änderung der Szintillator–Einzelzählraten durch die Abschirmungen ist in der Abbildung 5.4 dargestellt. Die vollständige Abschirmung ist in der Abbildung 5.5 gezeigt. Die entsprechenden Zeitverteilungen der Szintillatorsignale sind in Abbildung 5.6 zu sehen. Typische Einzel– und Koinzidenzzählraten sind in der Tabelle 5.1 für den Fall, daß die Vakuumeinsätze an den Strahl herangefahren waren (*down*–Position), bzw. sich in zurückgezogener Stellung (*up*–Position) befanden, aufgeführt. Entscheidend ist die Abschirmung der Elektronenstrahlebene am T–Stück der 81 m–Station mit zwei Mauern aus 2,5 cm dicken Bleiziegeln gewesen. Ein nachträgliches Entfernen des Bleikastens um die Detektorelektronik ergab einen neuerlichen Anstieg der Raten um 50 %. Dennoch war auch hierbei noch eine klare Korrelation der einzelnen Szintillatorsignale zum H1–Trigger–Signal aus den Zeitverteilungen zu erkennen.

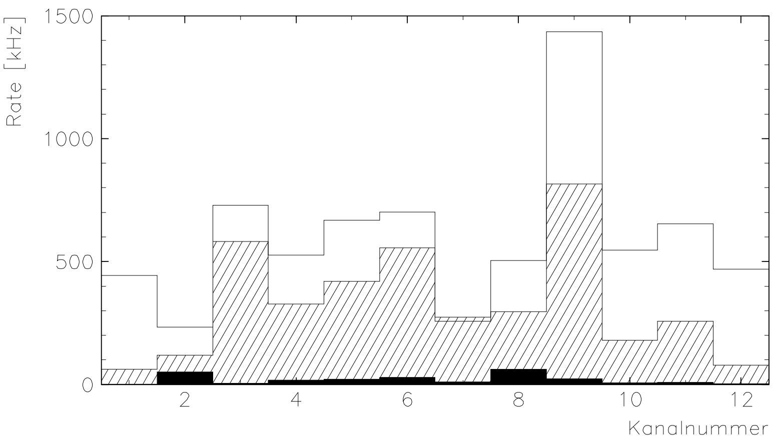

Abbildung 5.4: *Änderung der Zählrate der Triggerszintillatoren in der 81 m–Station durch verschiedene Abschirmungen mit Blei. Das weiße Histogramm entspricht einer Zählratenmessung am 31. Mai, das schraffierte einer Messung am 22. Juni und das schwarze Histogramm einer Messung vor dem ersten Hineinfahren der Vakuumeinsätze in das Strahlrohr.*

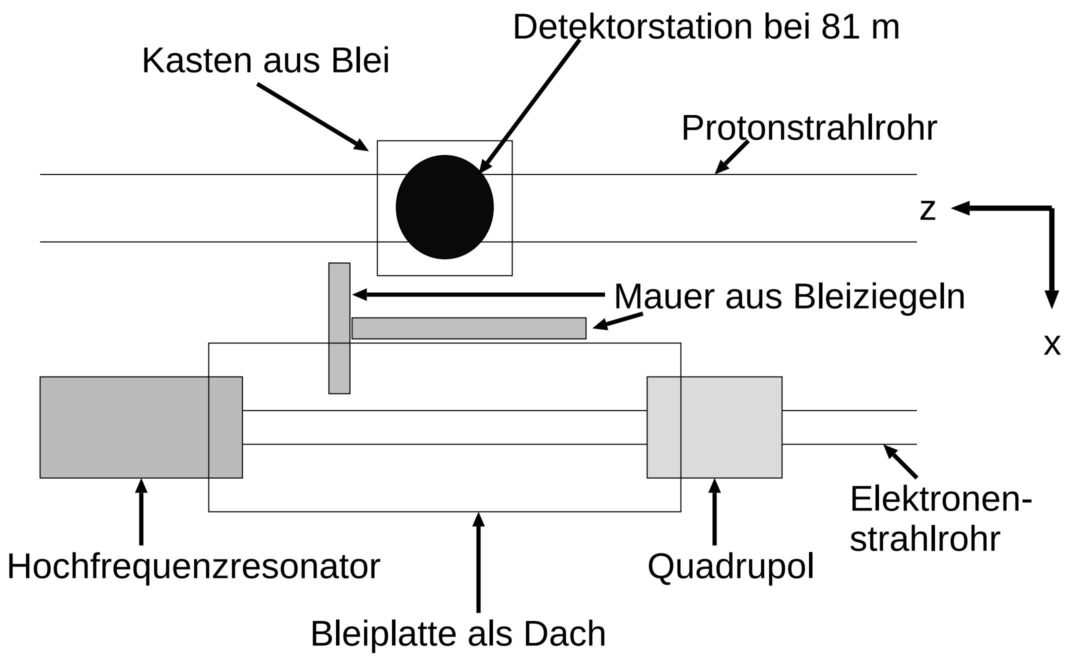

Abbildung 5.5: *Schematische Ansicht der endgültigen Abschirmung mit Blei an der 81 m–Station gegen Synchrotronstrahlung. Der Kasten aus Blei hat eine Stärke von $1,5$ mm, die Mauer eine von 250 mm und das Bleidach eine Stärke von 3 mm.*

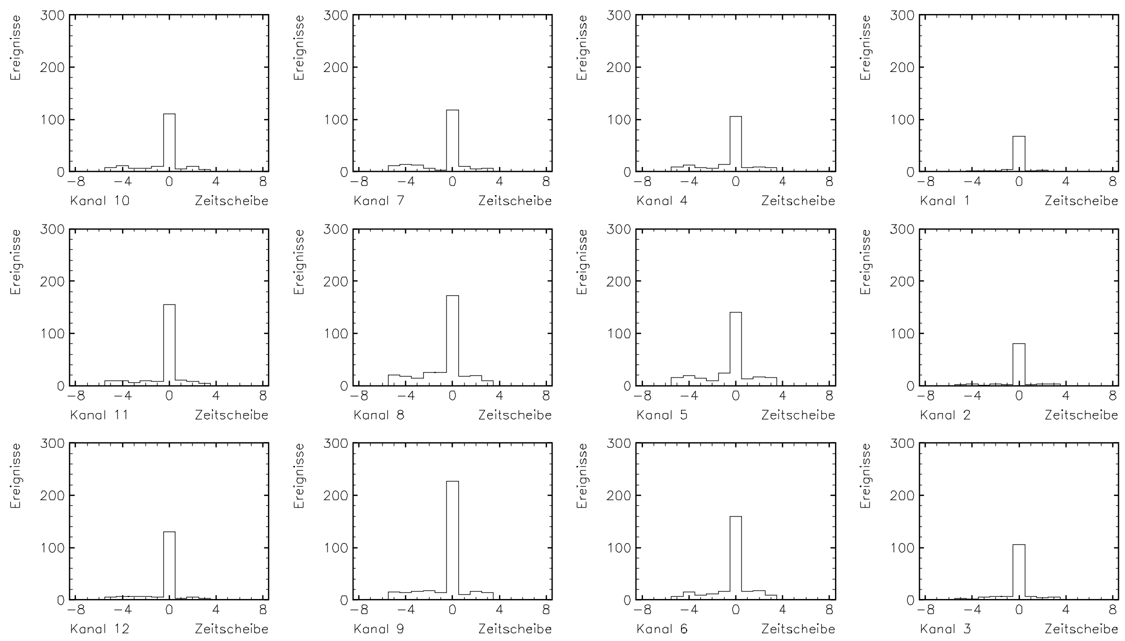

Abbildung 5.6: *Zeitverteilungen der Ereignisse, bei denen mindestens einer der Triggerszintillatoren in der 81 m–Station angesprochen hat. Hierbei war die endgültige Bleiabschirmung installiert, wie in Abbbildung 5.5 gezeigt ist. Es gibt eine klare Korrelation eines Signals zu der Zeitscheibe, in der der H1–Detektor die Datenauslese gestartet hat. Die Daten sind den Datennahmeeinheiten 87461 bis 87466 entnommen worden. Während der Datennahme waren $I_{e^-} \approx 18$ mA und $I_p \approx 44$ mA.*

	81 m		90 m	
	up	down	up	down
Einzelzählraten	1–9 kHz	2–9 kHz	2–7 kHz	3–8 kHz
3–aus–4–Koinzidenz	250 Hz	1000 Hz	1000 Hz	3000 Hz
4–fach–Koinzidenz	130 Hz	500 Hz	700 Hz	2000 Hz

Tabelle 5.1: *Typische Zählraten von einzelnen Szintillatoren für 3–aus–4– und 4–fach–Koinzidenzen in einer Reihe, gemessen für Protonströme von 40 mA und Positronströme von 15 mA. „Up“ und „Down“ bezieht sich auf die Position der Töpfe.*

5.1.2 Strahl–Gas–Ereignisse

Bei einer hinreichenden Abschirmung der Synchrotronstrahlung an der 81 m–Station wird der Untergrund durch den protoninduzierten Anteil bestimmt. Prinzipiell lassen sich die Ereignisse, die mit dem Vorwärtsprotonspektrometer beobachtet werden können, in zwei Klassen unterteilen:

1. Ereignisse, die aus ep-Wechselwirkungen stammen und auch von H1 beobachtet werden,
2. Ereignisse, die nicht vom H1-Detektor erfaßt werden, weil entweder
   (a) die Triggerlogik von H1 nicht angesprochen hat, oder weil
   (b) sie zwischen dem Wechselwirkungsgebiet im H1-Detektor und der ersten Station des Vorwärtsprotonspektrometers stattgefunden haben.

Letztere entstehen durch Reaktionen der Strahlprotonen mit Kernen des Restgases im Strahlrohr. Dabei entstehen Sekundärteilchen mit kleinem Transversalimpuls, die sich im wesentlichen entlang der Strahlachse bewegen. Sie werden durch die Felder der Dipolmagnete der Speicherringes aufgefächert und können somit die Detektoren des Vorwärtsprotonspektrometers treffen.

Eine Möglichkeit, die Rate der Untergrundereignisse zu ermitteln, ist die Messung der Differenz zwischen Rauschrate der Triggerszintillatorkanäle und der Rate für den Fall, daß der Ring nur mit Protonen gefüllt war. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 5.7 zu sehen. Im Mittel betrug die Strahl–Gas–Rate an der 81 m–Station $1,9\,\mathrm{Hz\,mA^{-1}cm^{-2}}$ und an der 90 m–Station $7,5\ \mathrm{Hz\ mA^{-1}cm^{-2}}$. Der Unterschied zwischen den Raten an den beiden Stationen ist auf die vor der 81 m–Station stehenden BU00–Magnete zurückzuführen. Dort ist die Apertur des Strahlrohres kleiner. Die Magnete schirmen somit Teilchen aus Untergrundwechselwirkungen vor den Detektoren in der 81 m-Station ab.

Eine andere Möglichkeit, die Anzahl der Untergrundereignisse abzuschätzen, ergibt sich aus dem Signal–zu–Untergrund–Verhältnis in Zeitverteilungen von Ereignissen mit angesprochenem Szintillator. Das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis erhält man, indem man die Anzahl der Ereignisse in der zum H1–Triggersignal korrespondierenden Zeitscheibe (die Zeitscheibe „Null“), dividiert durch den Mittelwert der Ereignisse in den übrigen Zeitscheiben. Dieses Verhältnis läßt sich interpretieren als die Wahrscheinlichkeit dafür,

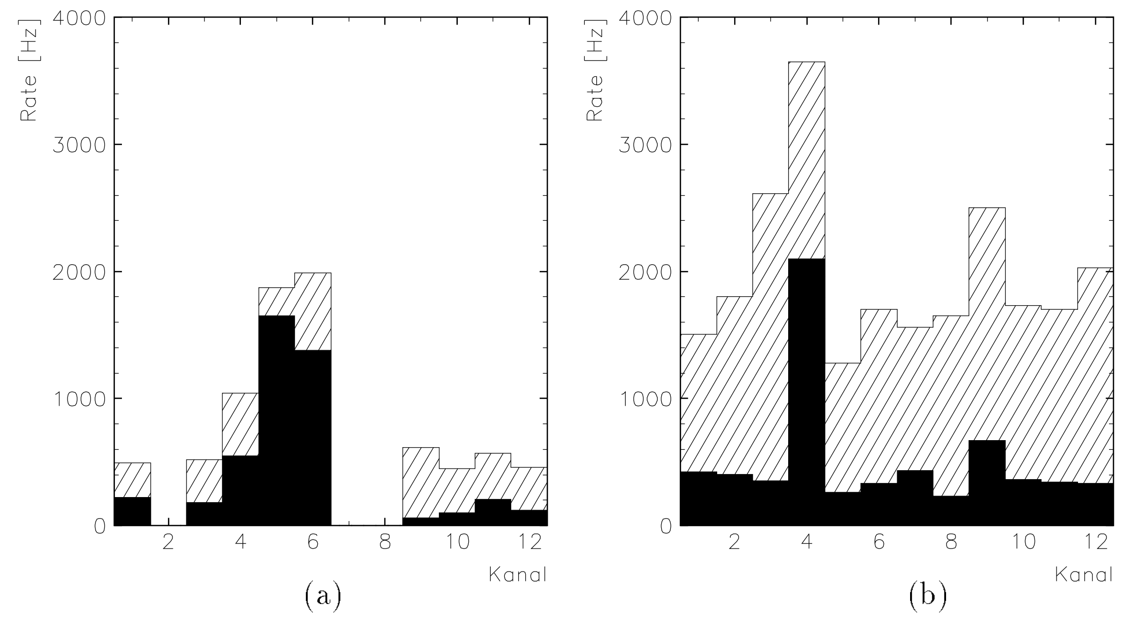

Abbildung 5.7: *Gezeigt sind die Einzelzählraten der Triggerszintillatoren für den Fall $I_{e^-} = 0\,mA$ und $I_p = 0\,mA$ (schwarz), bzw. $I_{e^-} = 0\,mA$ und $I_p = 34\,mA$ (schraffiert). (a) steht für die 81 m–Station, (b) für die 90 m–Station. Die Differenz ist ein Maß für die Rate der Strahl–Gas–Ereignisse. Die Einträge in den Kanälen 2, 7 und 8 der 81 m–Station sind nicht dargestellt, weil sie während der Messung stark fluktuierten.*

daß das vom Vorwärtsprotonspektrometer beobachtete Ereignis mit dem vom H1 getriggerten Ereignis korreliert ist. Diese Abschätzung des protoninduzierten Untergrundes ist für die Datennahmeeinheiten $88844 - 88861$ gemacht worden. In Abbildung 5.8 sind dazu die Zeitverteilungen für Ereignisse gezeigt, bei denen verlangt wurde, daß mindestens drei (3–aus–4–Koinzidenztreffer) bzw. alle vier Szintillatoren (4–fach–Koinzidenztreffer) einer Reihe angesprochen hatten. Der Protonstrom betrug für die Dauer der Datennahme $I_p \approx 51$ mA. Die Detektoren befanden sich dabei nahe am Strahl, etwa $3,5$ mm vom Sollstrahl für die 81 m–Station und $7,0$ mm für die 90 m–Station.

Zum Vergleich sind die 3–aus–4– und 4–fach–Koinzidenzzählraten bei einem Protonstrom von $I_p = 50\,$mA gemessen worden. Bei einer Signalrate am Ausgang der Konvertereinheiten von zum Beispiel 250 Hz folgt mit einer Umlauffrequenz der Protonen von $47,3$ kHz und 170 im Ring gespeicherten Paketen[3], daß von den $8,04 \times 10^6$ an den Detektorstationen vorbeifliegenden Protonpaketen pro Sekunde $0,003$ % ein Signal in dem zugehörigen Szintillator erzeugen. Dieses gibt die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Koinzidenz von Szintillatorsignal mit einem vom H1–Detektor beobachteten Ereignis an, sofern man annimmt, daß die Signale der Pakete unkorreliert sind mit dem H1–Trigger. Bezogen auf die insgesamt 76357 aufgezeichneten Ereignisse auf ***R****educed* ***D****ata* ***S****ummary* ***T****apes* (**RDST**), sollten folglich im Mittel 2,4 Ereignisse als Untergrund für den entsprechenden Kanal anzusehen sein. Die Daten selbst liefern als Mittelwert für die Anzahl der Ereignisse, die der H1–Detektor zufällig getriggert hat, einen um den Faktor $2 - 3$ höheren

[3] Im Jahr 1994 gab es insgesamt 170 Protonpakete, davon 17 sogenannte *Pilotbunche*, das sind Pakete ohne Kollisionspartner, 168 Elektronpakete, davon 15 *Pilotbunche*.

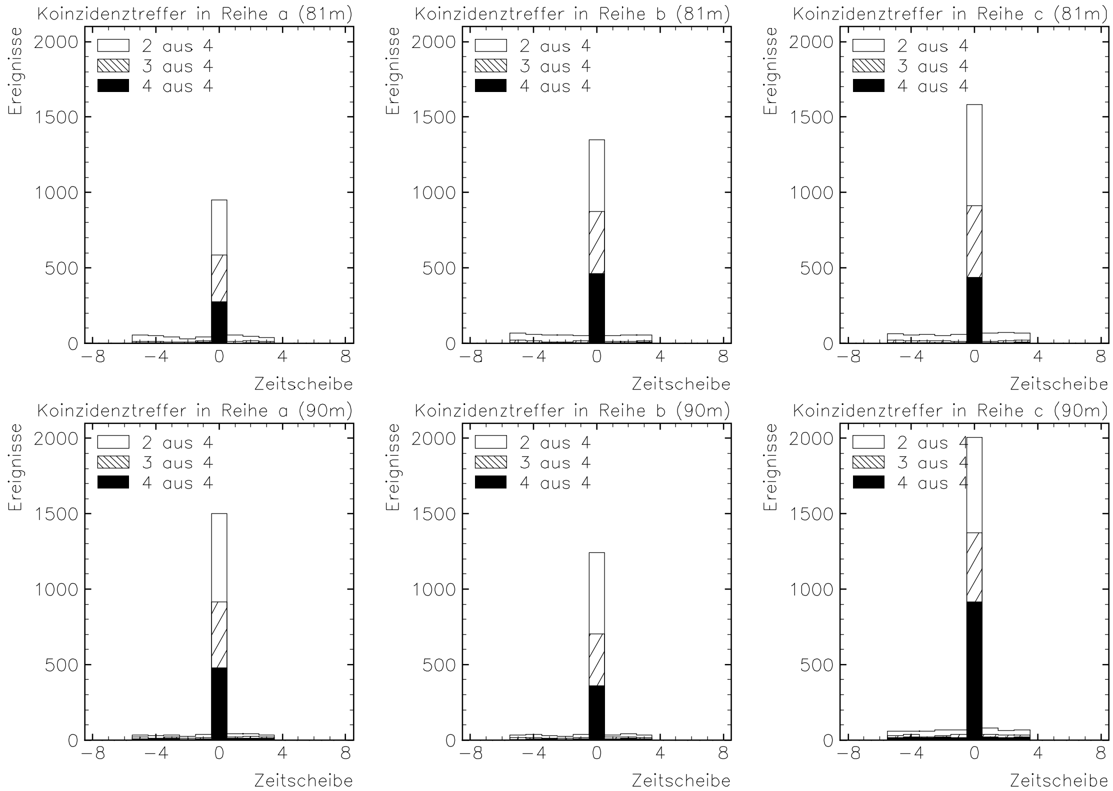

Abbildung 5.8: *Zeitverteilungen der Ereignisse mit Koinzidenztreffern von Szintillatoren einer Reihe. Das weiße Histogramm repräsentiert die Ereignisse, bei denen mindestens zwei Szintillatoren in einer Reihe angesprochen haben, das schraffierte Ereignisse mit mindestens drei Treffern in einer Reihe und das schwarze Histogramm stellt die Ereignisse dar, bei denen alle Szintillatoren einer Reihe angesprochen haben. Die Daten wurden den Datennahmeeinheiten* 88844 − 88861 *entnommen. Während der Datennahme war* $I_p \approx 51\ mA$.

Wert für Untergrundereignisse als aus den gemessenen Raten ermittelt. Für die 4–fach–Koinzidenzen stimmen die Ergebnisse der beiden Methoden besser überein, als für die 3–aus–4–Trefferrate. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 5.2 zu finden.

Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz ist, daß für die beiden Messungen nicht die gleichen Datennahmebedingungen galten. Die Messungen der Zählraten sind bei der ersten Positronfüllung während einer Protonfüllung vorgenommen worden. Die Daten sind dagegen einen Tag später für den Fall genommen worden, daß bereits zum zweiten Mal Positronen während derselben Protonfüllung in den Ring injiziert und gespeichert worden waren. Da sich das Strahlprofil bei Luminositätsbetrieb mit zunehmender Speicherdauer im Ring aufweitet, ist ein Anwachsen der Untergrundraten zu erwarten.

5.1.3 Strahl–Wand–Ereignisse

Treffen die Strahlprotonen auf die Wand Strahlrohres, so enstehen auch hierbei Sekundärteilchen, die mit dem Vorwärtsprotonspektrometer prinzipiell beobachtet werden

	Untergrund	
	Gemessene Koinzidenz–zählrate [Hz] $I_p \approx 50\,\mathrm{mA}$	Zählrate, gebildet aus dem Mittelwert der Ereignisse in Zeitscheiben ungleich der Nullten [Hz] $I_p \approx 51\,\mathrm{mA}$
Station 81 m		
3–aus–4–Koinzidenzen		
Reihe a	390	1264
Reihe b	412	1474
Reihe c	870	1685
4–aus–4–Koinzidenzen		
Reihe a	250	211
Reihe b	370	421
Reihe c	330	421
Station 91 m		
3–aus–4–Koinzidenzen		
Reihe a	960	1896
Reihe b	820	1580
Reihe c	1830	3370
4–aus–4–Koinzidenzen		
Reihe a	490	948
Reihe b	400	737
Reihe c	1090	1896

Tabelle 5.2: *In der Tabelle sind neben den gemessenen 3–aus–4– und 4–fach–Koinzidenzzählraten in der zweiten Spalte die Zählraten angegeben, die sich aus dem Mittelwert der Ereignisse in den Zeitscheiben ungleich der Nullten, entsprechend der Überlegung aus dem Text, ergeben.*

könnten. Diese Rate ist für die Datenanalyse mit in die Rate der Strahl–Gas–Ereignisse einbezogen worden.

Folgerung

Aus den Untersuchungen zum beobachteten Untergrund an beiden Detektorstationen, läßt sich schließen:

- die Synchrotronstrahlung an der 81 m–Station läßt sich ausreichend abschirmen,
- der protoninduzierte Untergrund ist typischerweise kleiner als 5 % der Wechselwirkungsrate. Bei Protonströmen von 40 mA haben die gemessenen Zählraten eine Größenordnung von einigen kHz, folglich sollte eine Datennahme auch noch bei Sollströmen von 160 mA möglich sein und
- es gibt eine klare Korrelation der in den Triggerszintillatoren beobachteten Signale zu den vom H1–Detektor beobachteten Ereignissen.

5.2 Strahlbedingungen während der Datennahme

Während die Detektoren sich nahe am Strahl befanden, sind Daten mit dem eigenständigen Auslesesystem des Faserhodoskops und mit dem Triggerszintillatorsystem über den H1–Datenstrom aufgezeichnet worden.

Bedingung war stets, daß HERA einen Luminositätsbetrieb aufgenommen hatte. Neben einer stabilen Strahllage, waren die Kollimatoren des HERA–Protonringes im Westteil in eine feste Position gefahren. Die Kollimatoren bestehen aus Wolfram–Quadern, die an den Protonstrahl herangefahren werden. Sie *schaben* die äußeren Protonen *ab*, und begrenzen somit das Strahlprofil. Während des weiteren Verlaufes einer Datennahme sind die Positionen der Kollimatoren in der Regel beibehalten worden.

Da kein brauchbarer Strahl–Positions–Monitor für das Protonspektrometer vorhanden war, wurden während des Hineinfahrens der Vakuumeinsätze in das Strahlrohr die folgenden Zählraten zur Kontrolle verwendet:

1. die 4–fach–Koinzidenzzählraten der mittleren Szintillatorreihe beider Stationen,
2. die Zählrate eines Summensignales aus dem Neutronzähler und
3. drei Zählraten, die den Teilchenverlust an den Kollimatoren anzeigten, bzw. die Summe der drei Raten.

Die 4–fach–Koinzidenzzählraten, aufgezeichnet beim ersten Hineinfahren der Vakuumeinsätze am 8. September 1994, zeigten einen starken Anstieg bei Abständen des Topfbodens von der Sollbahn der Protonen von 3,1 mm für die 81 m–Station und 7,1 mm für die 90 m–Station. Zu sehen ist dieses in Abildung 5.9.

Wurde der 81 m–Einsatz nahe an den Strahl herangefahren, so stieg auch die 4–fach–Koinzidenzzählrate in der 90 m–Station, bewegte man den 90 m–Einsatz nahe an den Strahl, so zeigte auch die Neutronzählerrate einen starken Anstieg. Diese beiden Raten wurden daher als „Monitor“ beim Bewegen der Einsätze benutzt. Weiter zeigte sich, daß die Zählrate des Strahlverlustmonitors am Kollimator HERA–West–Rechts 109, der sich am nächsten dem Vorwärtsprotonspektrometer befindet, empfindlich gegenüber dem Bewegen des 90 m–Einsatzes nahe am Strahl war. Deuten läßt sich dieser rapide Anstieg damit, daß sich der Boden des Vakuumeinsatzes aus dem Kollimatorschatten herausbewegt und dabei die Protonen am Topfboden gestreut werden. Bei weiteren Datennahmeperioden wurden Positionen angefahren, die sich einige 1/10 mm innerhalb des Kollimatorschattens befanden. Typische Abstände der Detektoren zur nominellen Sollbahn waren für die 81 m–Station $3-4$ mm, für die 90 m–Station $6-7$ mm. Typische Raten sind bereits in der Tabelle 5.1 in der mit *down* gekennzeichneten Spalte angegeben worden.

Abhängigkeit der Untergrundrate vom Abstand der Detektoren zum Strahl

Das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis ist auf eine Abhängigkeit vom Abstand der Unterkante der Detektoren zum Sollstrahl der Protonen hin untersucht worden. Verwendet

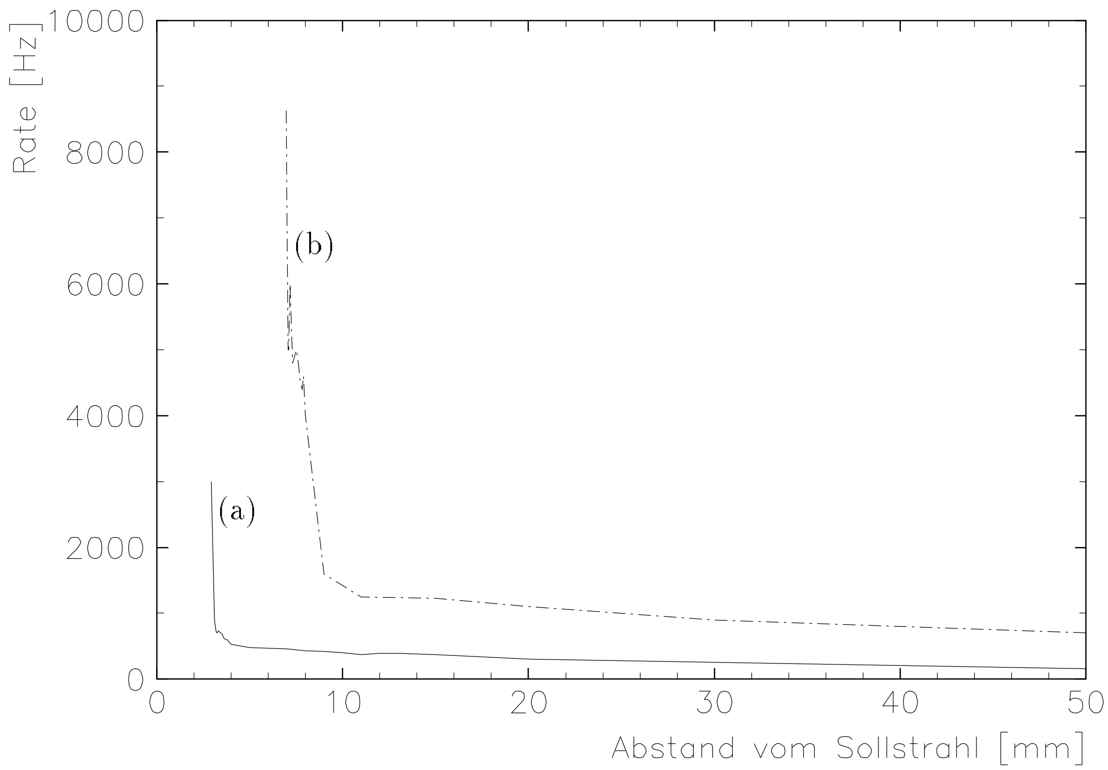

Abbildung 5.9: *Aufgetragen sind in der obigen Abbildung die 4–fach–Koinzidenzzählraten der mittleren Szintillatorreihe beider Stationen in Abhängigkeit vom Abstand des Topfbodens zum Sollstrahl der Protonen. Die Kurve (a) gibt die Rate der 81 m–Station, die Kurve (b) die der 90 m–Station wieder. Deutlich der starke Anstieg der Raten bei einem Abstand von 3,1 mm, bzw. 7,1 mm. Der Protonstrom betrug während der Messung $I_p \approx 39$ mA.*

wurden Zeitverteilungen [4] von Ereignissen, bei denen mindestens drei bzw. alle vier Szintillatoren einer Reihe angesprochen hatten. Die Detektoren befanden sich während der Datennahme am Boden der Einsätze, die Vakuumeinsätze selbst aber in der zurückgezogenen Stellung (50 mm Abstand vom Nominalstrahl), oder in zwei verschiedenen Positionen nahe am Strahl: eine *mittlere* Position, bei der die Detektoren von der nominellen Strahllage $5,0$ mm (81 m–Station) und $7,6$ mm (90 m–Station) entfernt waren und eine *nahe* Position, mit Distanzen von $2,7$ mm (81 m–Station) und $6,5$ mm (90 m–Station).

Es ergaben sich die folgenden Resultate:

- Das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis sinkt um einen Faktor $3 - 4$ für die 90 m–Station, um einen Faktor 2 für die 81 m–Station, wenn die Vakuumeinsätze von der *mittleren* in die *nahe* Position gefahren werden.

- Bei einer Änderung des Abstandes von etwa 50 mm auf die mittlere Position, ändert

[4] Es waren dies die Datennahmeeinheiten 89867 bis 89881 für einen Abstand von 2,7, bzw. $6,5$ mm, 89937 bis 89947 für 5,0, bzw. $7,6$ mm und 87411 bei herausgefahrenen Einsätzen. Die Ströme betrugen in beiden Fällen $I_p \approx 40$ mA.

sich das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis für die 90 m–Station um einen Faktor $1-2$, bei der 81 m–Station war keine Änderung des Verhältnisses sichtbar.

- Bei einer Distanz von 50 mm dominieren Signale verursacht durch Schauer, während bei Abständen von 2,7 mm, bzw. 6,5 mm an der 81 m–Station, elastische Protonen beobachtet werden (siehe dazu auch Kapitel 6).

In der Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse für das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis in Abhängigkeit vom Abstand aufgeführt.

Einflüsse anderer Experimente bei HERA

Um die Auswirkungen des Experimentes Hera–B am Hera–Ring auf den Betrieb des Vorwärtsprotonspektrometers zu untersuchen, sind während eines Testlaufes von Hera–B die Detektoren nahe an den Strahl gefahren und Daten genommen worden. Im Hera–B–Experiment wird ein Metallfaden an den Protonstrahl gefahren. Aufgezeichnet wurden die Zählraten für verschiedene Positionen des Metallfadens. Die Ströme waren während der Messung $I_{e^+} \approx 25$mA und $I_p \approx 40$mA. Für von Hera–B gemessene Zählraten von 8−

	Signal–zu–Untergrund Verhältnis		
Station 81 m			
Abstand vom Sollstrahl	50,0 mm	5,0 mm	2,7 mm
	3–aus–4–Koinzidenzen		
Reihe a	108:1	93:1	28:1
Reihe b	131:1	185:1	31:1
Reihe c	125:1	76:1	38:1
	4–fach–Koinzidenzen		
Reihe a	49:1	89:1	100:1
Reihe b	69:1	178:1	84:1
Reihe c	70:1	172:1	78:1
Station 90 m			
Abstand vom Sollstrahl	50,0 mm	7,6 mm	6,5 mm
	3–aus–4–Koinzidenzen		
Reihe a	72:1	65:1	18:1
Reihe b	89:1	44:1	16:1
Reihe c	76:1	56:1	17:1
	4–fach–Koinzidenzen		
Reihe a	70:1	68:1	23:1
Reihe b	87:1	60:1	21:1
Reihe c	64:1	74:1	23:1

Tabelle 5.3: *Abhängigkeit des Signal–zu–Untergrund Verhältnis vom Abstand der Detektoreinsätze zum Sollstrahl der Protonen für drei verschiedene Positionen. Der Protonstrom betrug während der Datennahme etwa 40 mA.*

11 MHz bei fester Position des Drahtes, ergaben sich für die 4–fach–Koinzidenzzählraten der 81 m, bzw. 90 m–Station 650 Hz, bzw. 2500 Hz. Verglichen mit den Raten bei herausgefahrenem HERA–B–Metallfaden von 250 Hz, bzw. 850 Hz, erhöhten sich die Raten um einen Faktor 2,6 bis 2,9. Die Summe der Kollimatorzählraten in HERA–West stieg von einem üblichen Wert von $2-4$ kHz auf 200 kHz an.

Folgerung

Eine Datennahme mit dem Vorwärtsprotonspektrometer ist bei diesen Werten möglich. Berücksichtigt man jedoch, daß typische Zählraten für HERA–B von 30 MHz vorgesehen sind, so müssen die Raten der Triggerszintillatoren noch einmal um einen Faktor $3-4$ hochskaliert werden. Sie sind dann um etwa eine Größenordnung höher als die typischen Koinzidenzzählraten.

5.3 Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatoren

Die Messung der Zählraten und die Analyse der Zeitverteilungen von Ereignissen mit angesprochenen Szintillatoren zeigten während des Betriebes, daß einige Kanäle erheblich von dem durchschnittlichen Wert in ihrer Zählrate abwichen. Daraufhin sind einige Untersuchungen zu den Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatorkanäle gemacht worden. Sie sollen in diesem Abschnitt dargestellt werden. Unter einem *Szintillatorkanal* sei im folgenden Text die Ausleseelektronik, einschließlich eines einzelnen Szintillators, bis hin zum entsprechenden Ausgang der Konvertereinheit verstanden.

5.3.1 Methode und Messungen

Die Methode zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten einzelner Kanäle geht von der Annahme aus, daß ein minimal ionisierendes Teilchen unter kleinem Winkel die Lagen der Triggerszintillatoren durchquert. Für Szintillatoren mit einer hundertprozentigen Ansprechwahrscheinlichkeit sollten dann alle Kanäle einer Reihe ein Signal haben. Man sucht nun nach Ereignissen, bei denen in einer Reihe mindestens drei von vier Szintillatoren einen Treffer aufweisen und prüft, ob auch der vierte Kanal derselben Reihe angesprochen hat. Das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse mit einem 3–aus–4–Koinzidenz–Treffer zu der Anzahl der Ereignisse, bei denen auch der vierte Szintillator in der Reihe angesprochen hat, ist ein Maß für die Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Szintillators. Dieses Verhältnis wird für jeden einzelnen Szintillator ermittelt.

Mögliche Parameter zur Optimierung der Ansprechwahrscheinlichkeiten sind zum einen die Betriebsspannung der Photoelektronenvervielfacher, zum anderen die Schwellenwerte der Komparatoren. Im Gegensatz zu den Betriebsspannungen, ließen sich die Schwellenwerte jedoch nicht individuell für jeden Szintillatorkanal einstellen, sondern nur kollektiv für alle zwölf einer Station.

Um zunächst die Eigenschaften eines einzelnen Triggerszintillatorkanals im Hinblick auf die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit zu ermitteln, wurden die folgenden Messungen vorgenommen:

- Messung der Zählrate eines einzelnen Szintillatorkanals in Abhängigkeit von der Betriebsspannung des Photoelektronenvervielfachers,
- Messung der Zählrate eines einzelnen Szintillatorkanals in Abhängigkeit von der Schwellenspannung für die Komparatoren und
- Messung der Länge des Anodensignales für verschiedene Schwellenspannungen der Komparatoren.

Bei allen Messungen waren die Tauchgefäße in der herausgefahrenen Stellung. Die Detektoren befanden sich, mit Ausnahme der ersten Messungen zu Beginn der Datennahmeperiode, in der *unteren Stellung* nahe dem Boden eines Einsatzes. Die Entfernung der Szintillatoren von der nominalen Strahlachse betrug für diese Messungen etwa 50 mm. Die Zählrate in Abhängigkeit von der Betriebsspannung der Photoelektronenvervielfacher zeigt Abbildung 5.10. Die Messungen wurden bei einem Protonenstrom von $I_p = 0$ mA und bei einem von $I_p = 21$ mA durchgeführt. Der Elektronenstrom betrug jeweils $I_e = 0$.

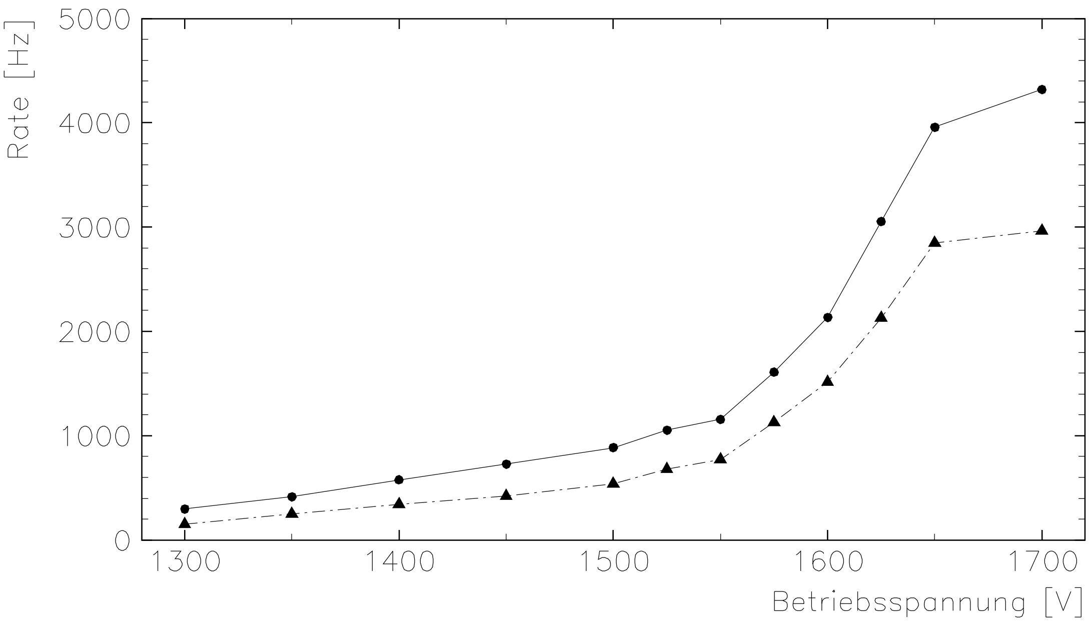

Abbildung 5.10: *Abhängigkeit der Zählrate eines Kanals der Triggerszintillatoren von der Betriebsspannung der Photoelektronenvervielfacher. Die obere Kurve gibt die Rate für einen Protonenstrom von $I_p = 21$ mA an, die untere für einen von $I_p = 0$ mA. Der Elektronenstrom betrug $I_e = 0$ mA, die Schwellenspannungen der Komparatoren* 80 m*V*.

Um einen sicheren Betrieb der Photoelektronenvervielfacher oberhalb des Rauschens zu gewährleisten, sind folglich Werte für die Betriebsspannungen zwischen 1650 und 1700 zu wählen.

Zur Bestimmung einer geeigneten Schwellenspannung der Komparatoren ist nicht nur die Dunkelstromrate (*Rauschen*) der Photoelektronenvervielfacher zu berücksichtigen, sondern auch das Rauschen der Vorverstärker. Ziel der Messungen war es, einen Wert zu ermitteln, der oberhalb der Rauschspannung liegt und bei dem die Pulsdauer und –form der Anodensignale möglichst wenig beeinträchtigt werden. Die Länge des Pulses ist untersucht wurden, um sicherzustellen, daß bei einer bestimmten Schwellenspannung das Signal nicht über mehrere Zeitscheiben (≙96 ns) *verschmiert* wird. Das Szintillatorsignal könnte dann z.B. nicht mehr eindeutig der zum H1–Triggersignal korrespondierenden Zeitscheibe zugeordnet werden. Als Ausgangssignal sollte an den Konvertereinheiten[5] ein rechteckförmiges TTL-Signal mit einer mittleren Pulsdauer von 15 bis 20 ns, gemessen für FWHM, vorliegen.

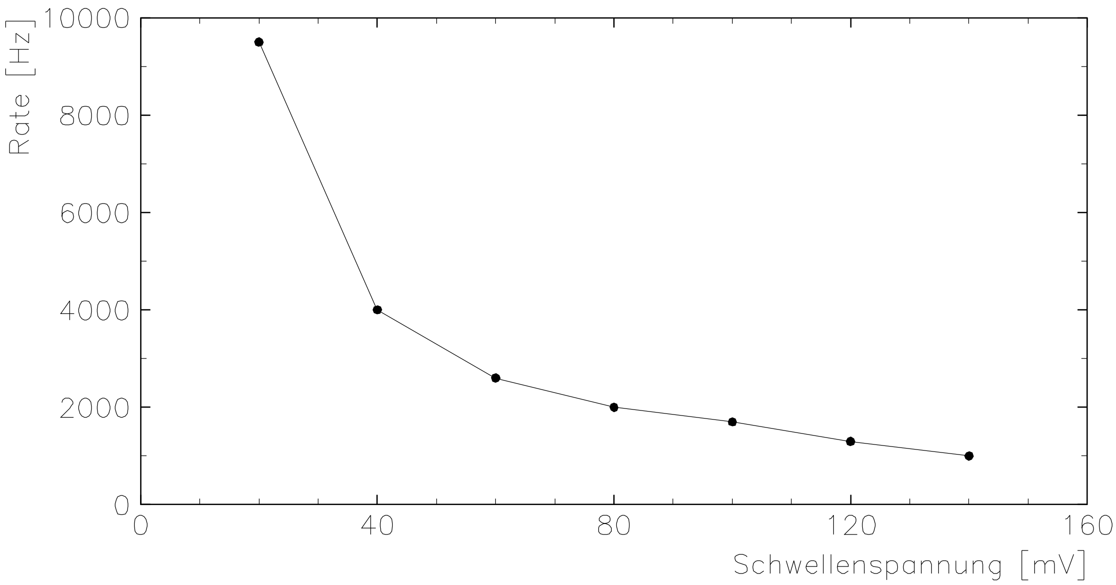

Abbildung 5.11: *Abhängigkeit der Zählrate eines Kanals der Triggerszintillatoren von der Schwellenspannung der Komparatoren. Die Betriebsspannung lag bei 1650 V, der Protonstrom bei $I_p = 34$ mA und der Elektronenstrom bei $I_{e^+} = 23$ mA.*

Die Messung der Zählrate in Abhängigkeit von der Schwellenspannung der Komparatoren wurde für eine Betriebsspannung von 1650 V bei einem Protonenstrom von $I_p = 34$ mA und einem Elektronenstrom von $I_{e^+} = 23$ mA vorgenommen. Sie ist für einen Kanal in Abbildung 5.11 gezeigt. Sie fällt von 20 mV bis 140 mV um etwa eine Größenordnung ab.

Ausgehend von Testmessungen im Labor [Dro93, Sta94] wurden Schwellenwerte der Komparatoren von 80 mV bei Betrieb mit Vorverstärkern, von 20 mV bis 38 mV für den Betrieb ohne Vorverstärker empfohlen.

Die Messungen ergaben, daß mit Vorverstärkern die Zählrate in Abhängigkeit von der Schwellenspannung bei fester Betriebspannung bis zu einem Wert von 140 mV keinen konstanten Bereich aufwies. Die Daten lieferten ein Signal–zu–Untergrund–Verhältnis (siehe Abschnitt 5.1.2), welches für Werte unterhalb 60 mV um einen Faktor $2-4$ kleiner war, als für Werte bei 80 mV. Oberhalb des Wertes von 80 mV zeigte sich keine Änderung des Signal–zu–Untergrund–Verhältnisses.

[5]Während des Testbetriebes war es nicht möglich die Signale direkt an den Komparatorausgängen bzw. an der Triggerlogik zu messen.

Somit scheint eine Schwellenspannung von 80 mV mit Vorverstärkern geeignet zu sein, um einerseits nicht zu viele Ereignisse zu unterdrücken, andererseits die Ausleseelektronik weit genug oberhalb der Rauschgrenze zu betreiben.

Gegen Ende der Datennahmeperiode, am 5. Oktober 1994, sind die Vorverstärker in der 90 m–Station überbrückt worden, um Änderungen in den Ansprechwahrscheinlichkeiten der Szintillatoren zu untersuchen (siehe Abschnitt 5.3). Die Anodensignale der Photoelektronenvervielfacher wurden in der 90 m–Station direkt zu den Komparatoren ohne vorherige Verstärkung geleitet. Eine Änderung der Schwellenspannung war somit notwendig. Messungen der Zählraten in Abhängigkeit von der Schwellenspannung wurden für die 90 m–Station mit den überbrückten Vorverstärkern wiederholt. Es ergab sich ein geeigneter Wert bei 38 mV. Unterhalb von 35 mV zeigte die Beobachtung des Signals eine Zunahme von sehr langen Impulsen mit $\Delta t = 0,1 - 2\ \mu s$, verglichen mit der normalen Dauer von etwa 15 ns.

Das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis sank mit der Schwellenspannung unterhalb von 30 mV um einen Faktor 10, verglichen mit dem bei 35 mV. Die Zählraten waren bei 30 mV um einen Faktor $2 - 3$ größer als bei 35 mV. Oberhalb eines Schwellenwertes von 40 mV bis hin zu 50 mV sanken die Zählraten um einen Faktor 2 gegenüber den bei 35 mV. Die Daten wiesen jedoch ein Signal–zu–Untergrund–Verhältnis auf, welches um einen Faktor 5 kleiner gewesen war, verglichen mit dem bei 35 und 38 mV. Es sind folglich Ereignisse unterdrückt worden durch ein zu hohen Schwellenwert der Komparatoren.

Die typische Pulsdauer der Ausgangssignale an den Konvertereinheiten lag bei 15 ns *FWHM* mit einer Betriebsspannung von 1650 V und einer Schwellenspannung von 80 mV. Für Schwellenspannungen kleiner als die untere Bereichsgrenze zeigten einige Impulse eine Dauer von mehr als 120ns an. Die Signale wurden über mehr als 96ns $\widehat{=}$ 1 BC *verschmiert*.

Eine Übersicht über die Parameter, die bei den Messungen variiert wurden und die Art der Messungen, gibt die Tabelle 5.4.

Folgerung

Für die Datennahme mit dem Vorwärtsprotonspektrometer ist für die 81 m–Station eine Schwellenspannung von 80 mV gewählt worden, für die 90 m–Station mit zwischengeschalteten Vorverstärkern ebenfalls 80 mV, ohne Vorverstärker ein Wert von 38 mV. Die Betriebsspannungen sind auf Werte zwischen 1650 und 1700 V eingestellt worden. Eine Ausnahme bildeten lediglich stark fluktuierende Kanäle. Für sie wurden individuelle Werte unterhalb 1650 V verwandt.

5.3.2 Ergebnisse für die Ansprechwahrscheinlichkeiten

Beispielhaft für die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in der Abbildung 5.12 die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatorkanäle gezeigt. Grundlage waren die Datennahmeeinheiten 87456 bis 87459 mit 25065 Ereignissen, aufgezeichnet auf RDST. Die Schwellenspannung hatte einen Wert von 80 mV für alle Komparatoren, sowie die Betriebsspannung zwischen 1550 und 1650 V. Die Detektoren waren nahe an den Protonstrahl herangefahren.

In der Abbbildung 5.12 ist zu sehen, daß die erste Lage von Szintillatoren der 81 m–Station eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 61 bis 77 % hat. Eine Untersuchung dieser

Messung	Betriebsspannung [V]	Schwellenspannung [mV]	Bedingungen
13.05.94	1530–1730	80, 110, 140	$I_p = 21$ mA $I_{e^+} = 0$ mA
03.08.94	1530–1730	80, 180	$I_p = 37$ mA $I_{e^+} = 21$ mA
04.08.94	1530–1730	8, 80	$I_p = 35$ mA $I_{e^+} = 12$ mA
02.09.94	alle 1650	20, 40, 80, 100, 120, 140	$I_p = 34$ mA $I_{e^+} = 8$ mA
07.10.94	1550–1700	80 für Station 81 m 30, 35, 40, 50 für Station 90 m	$I_p = 42$ mA Detektoren nahe am Strahl $I_{e^+} = 18$ mA
21.10.94	1500–1700	80 für Station 81 m 35 für Station 90 m (ohne Vorverstärker)	$I_p = 35$ mA $I_{e^+} = 12$ mA Detektoren nahe am Strahl
22.10.94	1500–1700	80 für Station 81 m 38 für Station 90 m (ohne Vorverstärker)	$I_p = 25$ mA $I_{e^+} = 14$ mA Detektoren nahe am Strahl

Tabelle 5.4: *In der Tabelle sind die Messungen zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichlichkeiten der Triggerszintillatorkanäle aufgeführt.*

Szintillatoren während eines Zugangs zum Detektor in der Betriebsphase 1994 ergab jedoch keine Hinweise auf Beschädigung, defekte Bauteile oder schlechte Verbindungen der Lichtleiter.

Ergebnisse:

1. Acht der zwölf Szintillator–Kanäle der 81 m–Station und neun der 90 m–Station haben eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 90 bis 95 %, bei Schwellenspannungen von 80 mV und Betriebsspannungen zwischen 1650 und 1700 V.

2. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Kanäle einer Reihe betragen für einen 3–aus–4–Koinzidenztreffer in der 80 m–Station 89 bis 91 %, in der 90 m–Station 94 bis 96 %[6],

3. Untersuchungen der Ansprechwahrscheinlichkeiten ohne Vorverstärker, bei einer Schwellenspannung zwischen 30 und 40 mV, sowie Betriebsspannungen zwischen 1600 und 1700 V, ergaben, daß die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Szintillatoren in der 90 m–Station um 1 bis 7 % sanken.

[6] Die Ansprechwahrscheinlichkeiten sind wie folgt berechnet worden. Sei p_1 die Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Szintillators, hier der Erste einer Reihe. Dann berechnet sich die Ansprechwahrscheinlichkeit für ein Ereignis, bei dem mindestens drei von vier Szintillatoren einer Reihe angesprochen haben nach:

$$P_{3/4} = \quad p_1p_2p_3p_4 + ((1-p_1)p_2p_3p_4 + \; p_1(1-p_2)p_3p_4 + \; p_1p_2(1-p_3)p_4 + \; p_1p_2p_3(1-p_4))$$

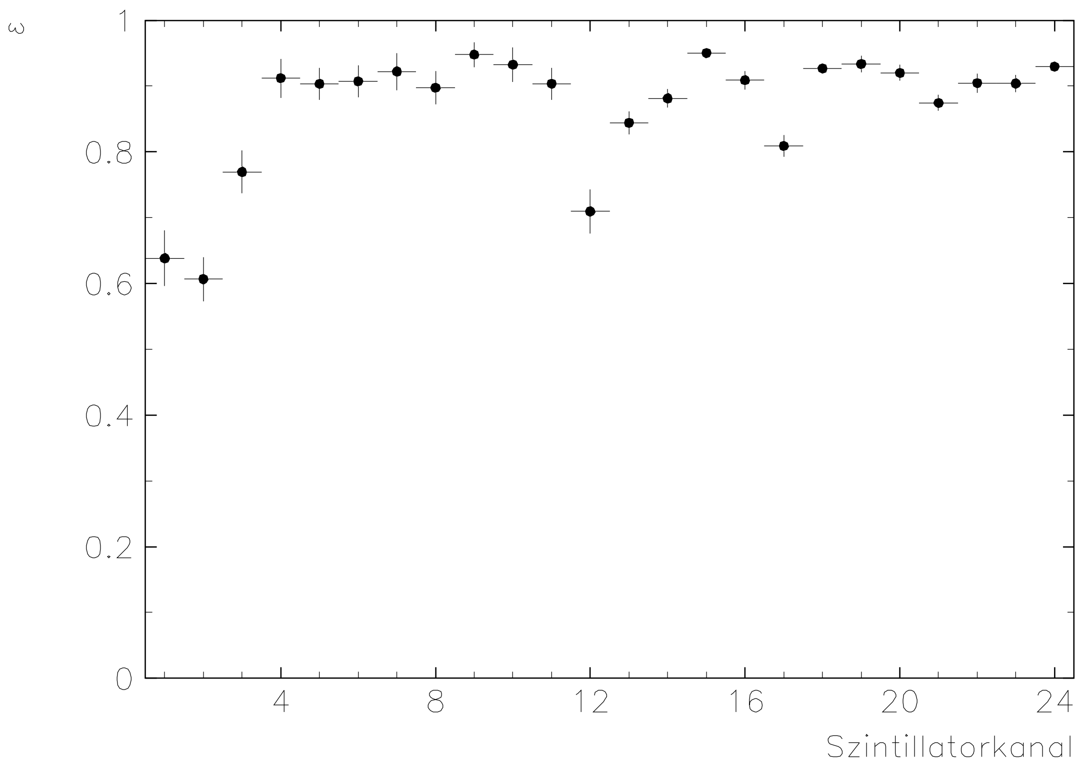

Abbildung 5.12: *Gezeigt sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Kanäle für die 81 m–Station von 1 bis 12, für die 90 m–Station von 13 bis 24. Die Detektoren befanden sich dabei in einem Abstand von 3,3 mm für die 81 m–Station, 7,6 mm für die 90 m–Station. Die Ströme betrugen $I_p = 45$ mA, $I_{e^+} = 21$ mA*

Folgerung

Eine Lage von Triggerszintillatoren in der ersten Station war defekt. Als Ursachen können zum Beispiel schlechte oder sich lösende Verbindungen der Lichtleiter zur Maske des Photoelektronenvervielfachers, oder sich aus der Nut gelöste Fasern, verantwortlich gewesen sein.

Ein weiterer Mangel war die nur kollektiv für alle Komparatoren einer Station einstellbare Schwellenspannung. So ließen sich die einzelnen Kanäle nicht individuell hinsichtlich ihrer Ansprechwahrscheinlichkeit optimieren. Einige Kanäle fluktuierten sehr stark und wiesen Zählraten im Bereich von einigen kHz bis hin zu 100−200 kHz auf. Durch Heraufsetzen der Schwellenspannung eines einzelnen solchen Kanals hätte diese Problem beseitigt werden können und somit auch die Wahrscheinlichkeit für 3–aus–4, bzw. 4–fach–Koinzidenzen beeinflußt werden. Diese waren insbesondere für die Selektion der gesuchten Ereignisse aus den Daten von Bedeutung. Eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für Koinzidenztreffer ist wünschenswert, um einerseits möglichst viele Ereignisse zu beobachten, andererseits eine effiziente Auflösung der Doppeldeutigkeiten, entstanden durch das Zusammenlegen von vier Fasern auf eine Zelle des ortsempfindlichen Photoelektronenenvervielfachers, zu gewährleisten.

Die Ausleseelektronik der Szintillatoren im vollständig instrumentierten Vorwärtsprotonspektrometer 1995 wird mit Vorverstärkern ausgerüstet sein.

Kapitel 6

Ergebnisse der Datennahme mit den Triggerszintillatoren

In diesem Kapitel werden die Daten vorgestellt, die mit dem Triggerszintillatorsystem des Prototypen vom Vorwärtsprotonspektrometer in der Betriebsperiode 1994 genommen worden sind. Es werden zunächst die Bedingungen der Datennahme dargelegt, dann die Kriterien der Selektion erläutert, und anschließend die Ergebnisse diskutiert.

6.1 Datennahme

Verlangt wurde für den Start der Datenauslese des Triggerszintillatorsystems stets, daß das *L1–keep–Signal* des H1–Triggers vorlag. Die gesamten aufgezeichneten Daten mit nahe an den Strahl herangefahrenen Detektoren entsprechen für die Datennahmeperiode 1994 einer integrierten Luminosität von $206.4\,\mathrm{nb}^{-1}$. Alle Daten haben das Qualitätsmerkmal „gut“ in der H1–Datenklassifikation. Darunter sind auch die Datennahmeeinheiten $89937 - 89947$ zu finden, bei denen der Wechselwirkungspunkt im H1–Detektor gegenüber dem nominellen Vertex verschoben war.

6.1.1 Strahlbedingungen während der Datennahme

Die Entfernungen der Detektoren von der nominellen Strahlposition während einer Datennahme waren typischerweise 3 bis 4 mm bei der 81 m–Station und 6 bis 7 mm bei der 90 m–Station. Das entspricht unter der Annahme eines gaußförmigen Strahlprofiles einer vertikalen Distanz von 12 bis 16 σ_y, bzw. für die 90 m–Station von 27 bis 32 σ_y. Typische Zählraten der einzelnen Triggerszintillatoren während der Datennahme lagen im Bereich von $2 - 9\,\mathrm{kHz}$ (81 m), bzw. $3 - 8\,\mathrm{kHz}$ (90 m) (siehe Tabelle 5.1). Typische Stromstärken lagen zwischen 35 und 45 mA für Protonen und zwischen 10 und 20 mA für Positronen. Die spezifische Luminosität lag im Durchschnitt bei $3 \times 10^{29}\ \mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{mA}^{-1}$.

6.1.2 Untergrund

Zeitverteilungen der Ereignisse mit 2–, 3– und 4–fachen Koinzidenztreffern aus einer typischen Datennahmeperiode sind für alle Szintillatorreihen a bis c beider Stationen in

Abbildung 5.8 bereits gezeigt worden. Es ist dabei eine klare Korrelation der Szintillatorsignale mit dem H1–Trigger zu erkennen. Eine Abschätzung des Untergrundes aus dem Signal–zu–Untergrund–Verhältnis der Zeitverteilungen, wie es in Abschnitt 5.1.2 dargelegt worden ist, ergab für die selektierten Daten einen Wert von weniger als fünf Prozent.

Ereignisse, die aus Wechselwirkungen stammen, bei denen das zugehörige Protonpaket keinen Kollisionspartner hatte (sogenannente *pilot-bunches*), sind in dem selektierten Datensatz nicht gefunden worden.

6.2 Ereignisselektion

Im folgenden Abschnitt werden die Kriterien für die Selektion der Daten, mit Treffern in den Triggerszintillatoren, erläutert. Dabei soll nur kurz auf diejenigen Bedingungen eingegangen werden, die der H1–Datenklassifikation entsprechen. Im weiteren werden dann die Kriterien vorgestellt, die zur Selektion von diffraktiven Ereignissen mit dem Vorwärtsprotonspektrometer verwandt wurden.

6.2.1 Rekonstruktion und Ereignisklassifizierung

Ausgangspunkt der Selektion waren die Daten, die sich auf *Reduced Data Summary Tapes* (RDST) befinden. Diese Ereignisse haben bereits die Rekonstruktion und L5–Ereignisklassifikation durchlaufen. Die L5–Klassifikation ist ein Algorithmus, der die vom H1–Detektor beobachteten Ereignisse nach einem Kriterienkatalog in physikalische Ereignisklassen unterteilt. Die Kriterien werden von den physikalischen Arbeitsgruppen bei H1 zur Verfügung gestellt. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf die Publikationen der Arbeitsgruppen verwiesen.

Allen Klassen lagen die folgenden Bedingungen an eine „gute“ Spur in den zentralen Jetkammern zugrunde:

- die Spur muß innnerhalb des Winkelbereiches $25° < \vartheta < 160°$ liegen,
- für den transversalen Impuls gelte $p_t > 0,2$ GeV/c,
- die Anzahl der Treffer soll größer sein als 16,
- der Absolutbetrag des kürzesten Abstandes $|dca|$ der Spurhelix vom Ursprung in der xy–Ebene soll kleiner sein als 2 cm,
- der innere Radius der Spurhelix soll kleiner sein als 30 cm und
- die z–Koordinate des Vertices z_0 muß innerhalb des Bereiches $-100,0$ cm $< z_0 <$ $+100.0$ cm liegen.

Die Kriterien für die DST–Selektion 1994 sind für die Klassen 11, 17, 18 und 19 gegeben durch:

Klasse 11 Die NCLQ2–Selektion (*Neutral Current Low* Q^2) tiefunelastischer Ereignisse, wobei eine Energie von mindestens 4 GeV für zusammmenhängende Zellen im BEMC verlangt werden, sowie ein rekonstruierter Vertex,

Klasse 17 J/ψ–Kandidaten, für die verlangt wird, daß bei einem Zerfall in Myonen

- es mindestens zwei „gute“ Spuren gibt, mit
- einem transversalen Impuls $p_t > 200$ MeV/c,
- für die z–Koordinate der Vertices beider Spuren gilt: $|z_0| < 50$ cm,
- einer invarianten Masse der beiden Spuren von $m_{inv} > 1$ GeV,
- einer radialen Spurlänge größer als 15 cm für Spuren im zentralen Spurdetektor und
- einer maximalen Distanz zwischen den z–Koordinaten der Vertices von $\Delta z_0 <$ 30 cm.

Klasse 18 elastische oder diffraktive ρ–Kandidaten, für die verlangt wird, daß

- es zwei „gute“ Spuren gibt, mit
- einem transversalen Impuls $p_t \geq 0,08$ GeV,
- der Absolutbetrag des kürzesten Abstandes der Spurhelix $|dca|$ vom Ursprung in der xy–Ebene soll kleiner sein als 0, 7 cm und
- die z–Koordinate des Vertices muß innerhalb des Bereiches $|z| \leq 50,0$cm liegen,

sowie

Klasse 19 Photoproduktionsereignisse mit vom Elektron–Kleinwinkel–Detektor nachgewiesenem Positron, welches mehr als 4 GeV Energie im ET deponiert haben muß, und gleichzeitig kein Photon im Photon–Detektor beobachtet wurde.

6.2.2 Selektionskriterien für das Vorwärtsprotonspektrometer

Zur Untersuchung der Ereignisse, die mit dem H1–Vorwärtsprotonspektrometer beobachtet werden sollen, und zur Bestimmung ihres diffraktiven Charakters, sind neben den L5–Kriterien, die folgenden Forderungen an die Ereignisse gestellt worden:

1. In beiden Stationen müssen in Koinzidenz mindestens drei von vier Szintillatoren einer Reihe angesprochen haben. Eine weitere Bedingung ist, daß die Koinzidenztreffer in der zum H1–Trigger korrespondierenden Zeitscheibe registriert wurden. Diese Kriterien werden im folgenden auch eine „klare Spur“ durch die Szintillatorebenen beider Detektorstationen genannt.

2. Neben diesen Koinzidenztreffern in beiden Detektoren dürfen nicht mehr als insgesamt zwei zusätzliche Szintillatoren angesprochen haben.

3. Ereignissse, bei denen Szintillatoren in mehr als zwei Zeitscheiben ein Signal aufwiesen, sind nicht berücksichtigt worden. Diese Art von Ereignissen machte etwa ein Prozent der Ereignisse aus, bei denen mindestens einer der Szintillatoren beider Stationen getroffen wurde.

Selektiert wurden mit allen oben genannten Schnitten 89 Ereignisse. Da in diesen Daten nicht mehr alle Informationen der Detektoren verfügbar waren, sind die Ereignisse erneut rekonstruiert worden. Verwendet wurde dazu das Programmpaket `H1REC` in der Version `5.0218`.

Anhand der L5–Klassifikation und einer visuellen Durchmusterung der Selektion lassen sich die 89 Ereignisse mit einer „klaren Spur“ in die folgenden Klassen unterteilen:

Prozess	L5–Klasse	Anzahl der gefundenen Ereignisse
Photoproduktion mit vom Elektron–Detektor registriertem Positron	19	53
Tiefunelastische Streuung mit registriertem Positron im BEMC	11	11
Kandidaten für einen J/ψ–Zerfall	17	2
Kandidaten für einen ρ–Zerfall	18	1
Photoproduktion ohne nachgewiesenes Elektron		13
Ereignisse anderer Klassen		9

Tabelle 6.1: *Die Aufteilung der 89 selektierten Ereignisse mit einer „klaren Spur“ durch die Szintillatorebenen beider Detektorstationen in physikalische Klassen, wie sie bei* H1 *unterschieden werden.*

6.3 Ergebnisse

In den folgenden Unterabschnitten werden globale Eigenschaften des selektierten Datensatzes aufgeführt. Im weiteren wird dann auf einige physikalische Klassen eingegangen, die im untersuchten Datensatz dominierten.

Muster der Treffer in der Szintillatoranordung

Betrachtet man die gesamte Szintillatoranordnung in einer Aufsicht (Abbildung 4.4), so lassen sich die getroffenen und nicht angesprochenen Triggerszintillatoren als Muster ansehen. Diese Muster sind für alle Zeitscheiben untersucht worden, um Korrelationen zwischen einzelnen Reihen oder Lagen festzustellen.

Die Korrelation der Treffer in den Szintillatorreihen beider Stationen für Ereignisse mit mindestens drei angesprochenen Szintillatoren in einer Reihe, verdeutlicht die Tabelle 6.2 für die untersuchten Daten, bei denen die Detektoren nahe an den Strahl herangefahren

	81 m–Station		
90 m–Station	Reihe a	Reihe b	Reihe c
Reihe a	3	6	9
Reihe b	1	5	3
Reihe c	6	27	29

Tabelle 6.2: *Korrelationen der Ereignisse mit einem 3–aus–4–, oder 4–fach–Koinzidenztreffer von Szintillatoren einer Reihe.*

waren. Es dominieren die Kombinationen c/b und c/c (81 m–Station/90 m–Station). Berücksichtigt man zudem, daß die Triggerszintillatoren in der 90 m–Station in der $x-z$–Ebene um einen Winkel von 180° gedreht sind (siehe Abbildung 4.7), so haben 63 % eine Spur, die mit der $z-$Achse einen Winkel von einigen 1/100 mrad bilden. Die Teilchen wandern beim Passieren der Detektorstationen von „innen“ nach „außen“, zu kleineren x–Werten, bezogen auf das H1–Koordinatensystem (Abbildung 2.3).

Dispersionskurven, analog zu der Abbildung 4.1, nur für einen Emissionswinkel im Wechselwirkungspunkt von $\vartheta > 0°$, zeigen, daß dieses Verhalten für Protonen mit einer Energie nahe der Strahlenergie 820 GeV zutrifft. Niederenergetische Protonen würden zu größeren x–Werten hin abgelenkt werden.

Verteilung der z–Koordinate des Ereignisvertices

Eine Untersuchung der selektierten Ereignisse bezüglich der z–Koordinate des Vertices ergab, daß für 80 der 89 Ereignisse ein Vertex rekonstruiert werden konnte. Die Informationen über die z–Koordinate sind der `KTKV`–Bank entnommen worden. Die Verteilung ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Eine visuelle Untersuchung der Ereignisse zeigte, daß sich bei acht von diesen Ereignissen nur eine Energiedeposition im BEMC befand. Diese Ereignisse sind bei den Untersuchungen der folgenden einzelnen physikalischen Klassen nicht weiter berücksichtigt worden.

Vier dieser 89 Ereignisse haben einen verschobenen Primärvertex bei Werten der z–Koordinate von 51 bis 82 cm. Bei diesen lag der Wechselwirkungspunkt im H1–Detektor bei $z = +65$ cm. Sie sind in der Abbildung 6.1 schwarz markiert. Der Mittelwert der Verteilung der z–Koordinate liegt bei $z = 6,2 \pm 19,0$ cm.

Multiplizitätsverteilung

Die Multiplizitätsverteilung zeigt für geladene Teilchenspuren einen Mittelwert von $\langle n_{ch} \rangle = 15$. Dieser Wert ergibt sich unter Vernachlässigung der neun Ereignisse ohne rekonstruierten Vertex. Ein typischer Wert für Photoproduktionsereignisse mit registriertem Elektron, die in den selektierten Daten dominieren, liegt bei $\langle n_{ch} \rangle = 9$.

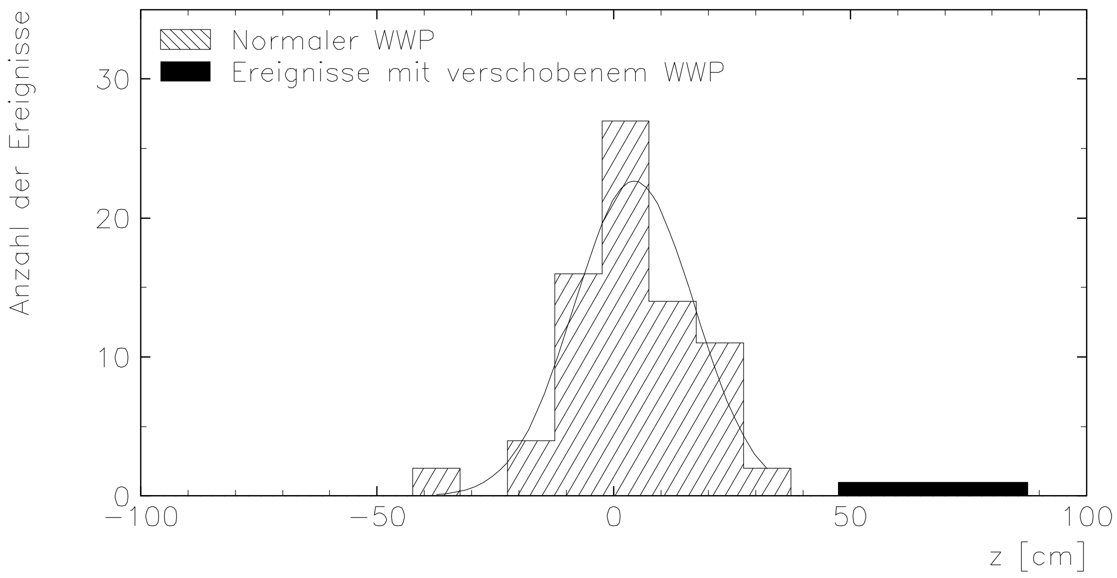

Abbildung 6.1: *Die z–Koordinate der Vertices von 80 selektierten Ereignissen zeigt eine gaußförmige Verteilung um $z = 6,2 \pm 19,0$ cm. Deutlich zu sehen sind die schwarz markierten Ereignisse im Bereich von 51 bis 82 cm, bei denen der Wechselwirkungspunkt verschoben war.*

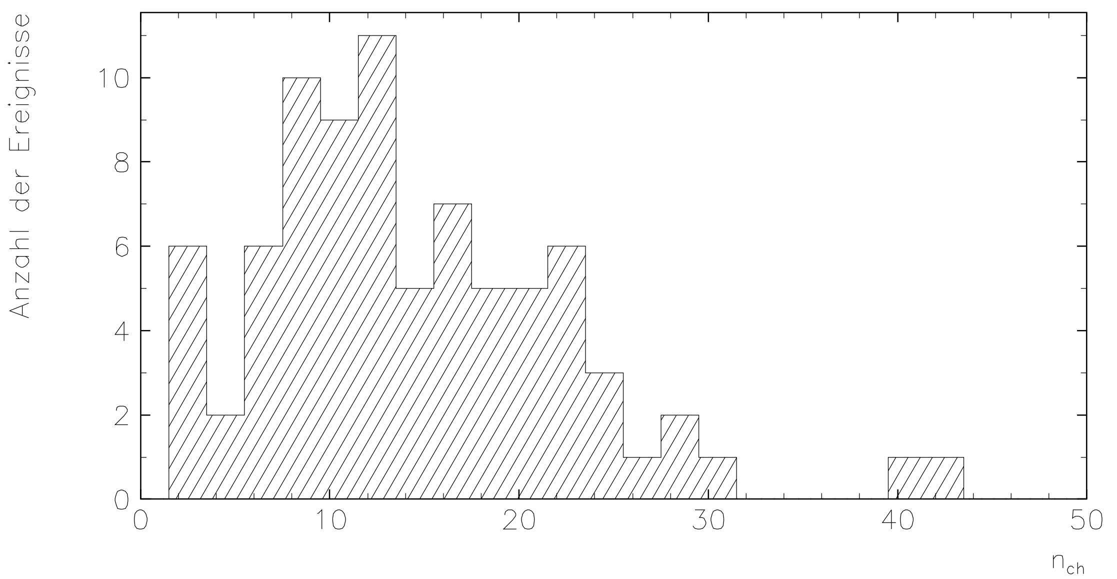

Abbildung 6.2: *Multiplizitätsverteilung für 80 der selektierten Ereignisse. Sie haben alle einen rekonstruierten Vertex.*

Energieverteilungen in den verschiedenen Bereichen des Detektors

In der Abbildung 6.3 sind die Energieverteilungen für verschiedene Bereiche des H1–Detektors gezeigt, sowie die totale Energie, die im Detektor deponiert worden ist. Der Vorwärtsbereich umfaßt einen Polarwinkelbereich von $0,7^\circ \leq \vartheta < 10^\circ$, der zentrale einen von $10^\circ \leq \vartheta < 152^\circ$ und der rückwärtige Bereich einen Winkel von $152^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$.

Verwendet wurden die Informationen des Flüssig–Argon–Kalorimeters, des BEMC und des Silizium–Kupfer–Kalorimeters (PLUG) im Vorwärtsbereich. Im Mittel sind in den Ereignissen 7.1 GeV im rückwärtigen Bereich deponiert worden, 10,4 GeV im zentralen Bereich und 15,1 GeV im Vorwärtsbereich. Die Energieverteilungen stimmen mit den bisherigen Messungen bei H1 überein.

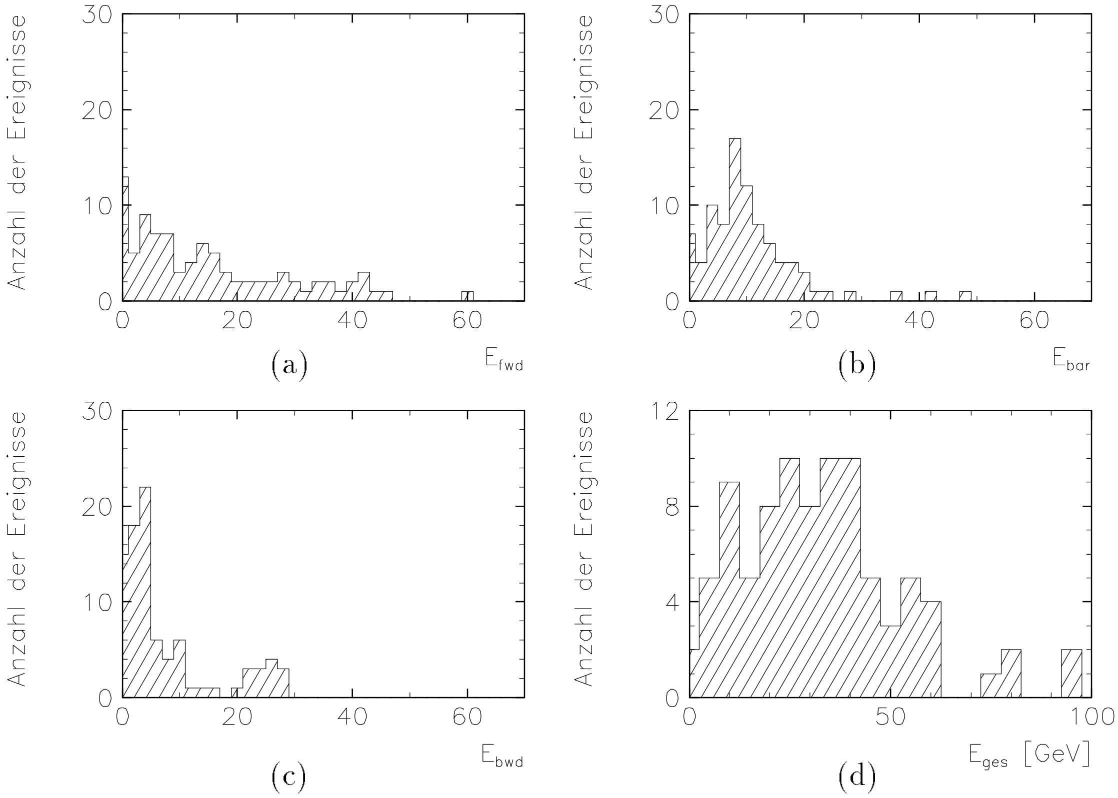

Abbildung 6.3: *Verteilungen der im* H1*–Detektor deponierten Energie. Teilbild (a) zeigt die deponierte Energie im Vorwärtsbereich, (b) die im zentralen Gebiet des Detektors, (c) die Energie im rückwärtigen Bereich und (d) die totale Energie in der Kalorimeterkomponente des Detektors.*

6.3.1 Photoproduktionsereignisse

In den folgenden Abschnitten sollen einige Eigenschaften der beobachteten Photoproduktionsereignisse mit einem im Kleinwinkel–Elektron–Detektor registriertem Positron vorgestellt werden.

Die Kinematik der Ereignisse, bei denen das gestreute Positron mit dem Kleinwinkel–Elektron–Detektor beobachtet wurde, läßt sich aus der gemessenen Energie des Positrons und dem gemessenen Polarwinkel ϑ_e rekonstruieren. Die Inelastizität y_e wird bestimmt durch

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2\left(\frac{\vartheta_e}{2}\right) \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \quad , \tag{6.1}$$

wobei die Näherung für sehr kleine Winkel gut erfüllt ist. Ein typisches Photoproduktionsereignis mit nachgewiesenem Positron im Kleinwinkel–Elektronen–Detektor ist in

Abbbildung 6.4 zu sehen. Die gemessene Energie im Detektor ist $E_{e'} = 9,09\,\mathrm{GeV}$. Daraus ergibt sich $W_{\gamma p} = 246\,\mathrm{GeV}$ und $y_e = 0,67$. Die transversale Energie ist $E_t = 5,3\,\mathrm{GeV}$ und die nicht beobachtete, transversale Energie dieses Ereignises ist $E_{t,miss} = 0,99$ GeV.

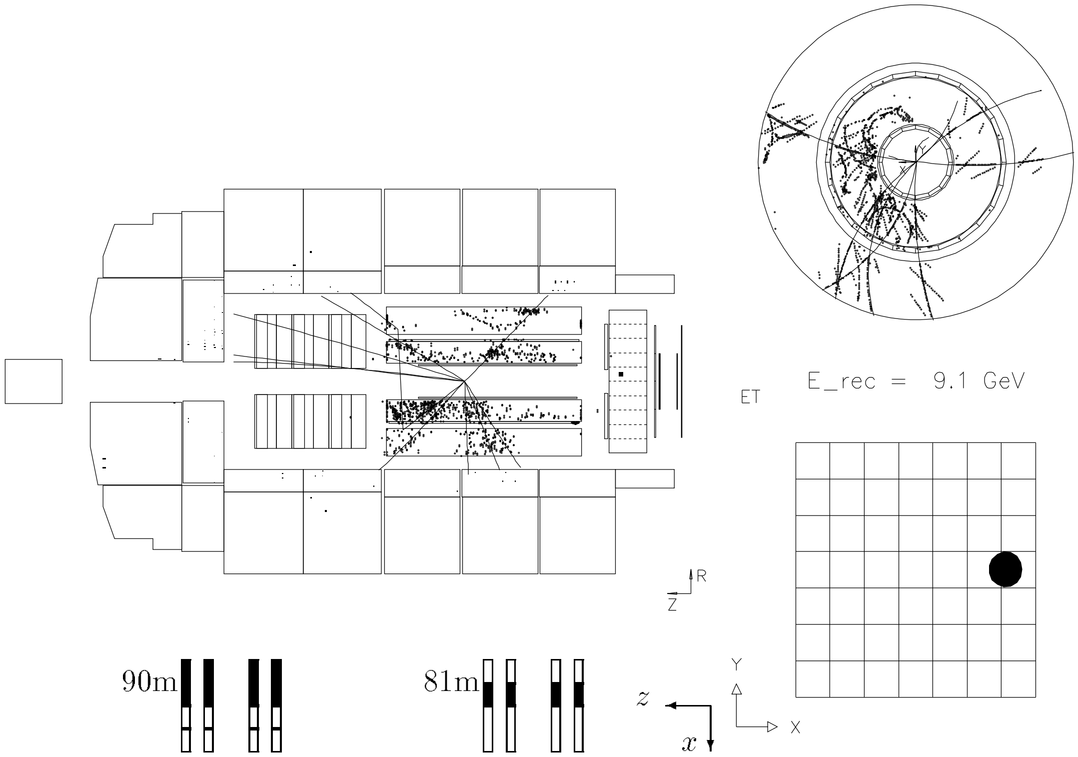

Abbildung 6.4: *Gezeigt ist ein typisches Ereignis einer Photoproduktionsreaktion, wie es in dem selektierten Datensatz enthalten ist (Datennahmeeinheit 87460, Ereignisnummer 84912). Unterhalb der Seitenansicht des Detektors ist das Treffermuster der Triggerszintillatoren gezeigt. Schwarz gekennzeichnete Szintillatoren entsprechen jeweils einem angesprochenen Kanal.*

Energieverteilungen der 53 Photoproduktionsereignisse mit nachgewiesenem Positron

In den Abbildungen 6.5 sind die Verteilungen der transversalen Energie E_t und der nicht beobachteten transversalen Energie $E_{t,miss}$ für die 53 Ereignisse mit nachgewiesenem Positron gezeigt. Sie sind gegeben durch

$$E_t = \sum_i E_i \sin\vartheta_i \quad \text{und} \tag{6.2}$$

$$E_{t,miss} = \sqrt{\left(\sum_i E_i \sin\vartheta_i \cos\varphi_i\right)^2 + \left(\sum_i E_i \sin\vartheta_i \sin\varphi_i\right)^2}\ , \tag{6.3}$$

wobei i jeweils zusammengefaßte Zellen (*Cluster*) des Kalorimeters bezeichnet. Verwendet wurden die Informationen aus dem Flüssig–Argon–Kalorimeter (LAr) und aus dem warmen Rückwärtskalorimeter (BEMC). Die Mittelwerte der Verteilungen sind $\langle E_t \rangle =$

8,0 GeV, davon haben 24 Ereignisse ein $E_t > 15$ GeV, und $\langle E_{t,miss} \rangle = 1,1$ GeV. Die Form des Abfalls der nicht beobachteten transversalen Energie zu größeren Werten hin ist auf die Auflösung des Kalorimeters zurückzuführen. Letztere Verteilung entspricht den üblichen Ergebnissen bei H1, wohingegen die Verteilung der transversalen Energie einige Ereignisse mit hohen Werten (> 20 GeV) aufweist.

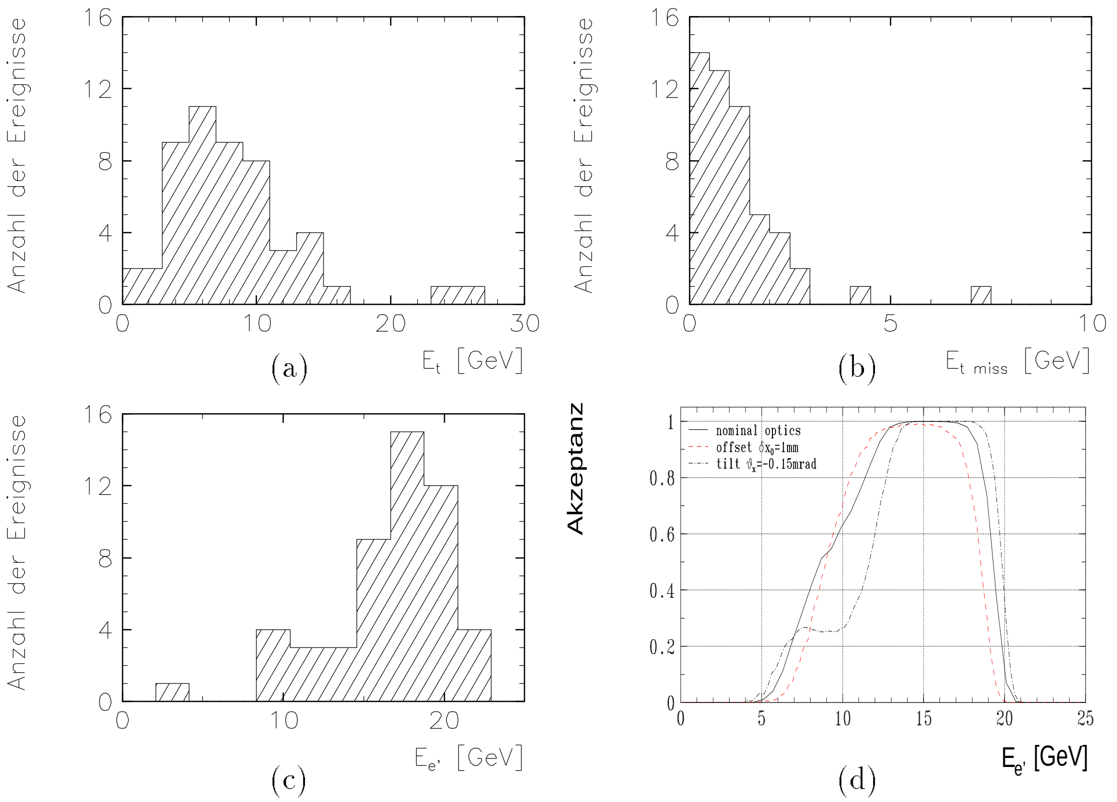

Abbildung 6.5: *Transversale Energie (a) und nicht beobachtete transversale Energie (b) der Photoproduktionsereignisse mit nachgewiesenem Elektron im Kleinwinkel–Elektron–Detektor. Die Energieverteilung des gestreuten Positrons, bestimmt aus den Daten, ist in Teilbild (c), zum Vergleich die Akzeptanz des Kleinwinkel–Elektron–Detektors in Teilbild (d), gezeigt. Im letzten Teilbild stellt die durchgezogene Kurve die Akzeptanz für die nominale Elektronenstrahloptik dar, die gepunktete Linie die für einen Elektronenstrahl mit einer Verschiebung in x–Richtung um 1 mm und die dritte Kurve die Akzeptanz für einen Winkel $\vartheta_x = 0,15$ mrad des Strahls.*

Verteilung der Energie des gestreuten Positrons

Die Verteilung der Energie des gestreuten Positrons, gemessen mit dem Kleinwinkel–Elektron–Detektor, ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Vergleicht man diese Verteilung mit der Akzeptanz dieses Kalorimeters, so liegen die gemessenen Daten, mit Ausnahme des einen Ereignisses bei 3 GeV und dreier bei Energien > 20 GeV, innerhalb des Bereiches $5 \leq E \leq 20$ GeV.

Die mittlere Schwerpunktsenergie des γp–Systems liegt bei $\langle W_{\gamma p} \rangle = 187$ GeV für die Photoproduktionsereignisse. Dies ist zu vergleichen mit einem üblichen, gemessenen Wert bei H1, von $\langle W_{\gamma p} \rangle = 195$ GeV.

6.3.2 Ereignisse mit zwei Spuren

In dem selektierten Datensatz sind drei Ereignisse gefunden worden, die jeweils nur zwei durch den rekonstruierten Vertex verlaufende Spuren aufweisen. Darunter befindet sich neben einem möglichen ρ–Zerfall, ein J/ψ–Kandidat mit einem vom Kleinwinkel–Elektron–Detektor beobachteten Positron.

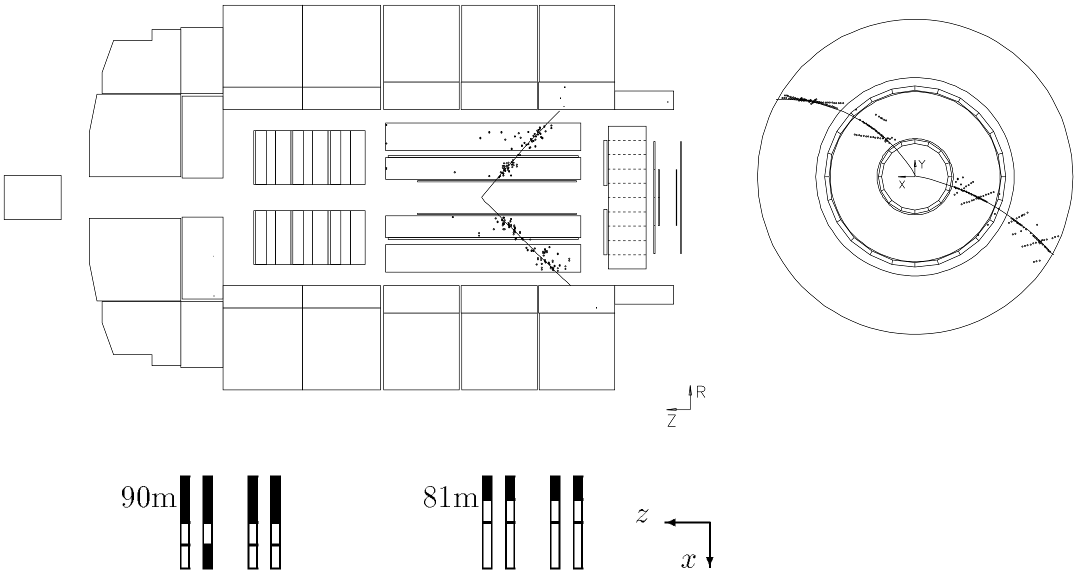

Abbildung 6.6: *Ein Kandidat für die diffraktive Vektormesonerzeugung eines ρ–Mesons aus der Datennahme 89868, Ereignis 24869. Die invariante Masse der beiden Spuren beträgt $0,733$ GeV/c^2. Typisch ist dieses Ereignis nicht, da der Prozess der elastischen Vektormesonerzeugung für den Prototypen eine zu geringe Nachweiswahrscheinlichkeit hat.*

Der ρ–Kandidat ist in Abbildung 6.6 gezeigt. Die invariante Masse der beiden entgegengesetzt geladenen Spuren beträgt $m_{\pi^+\pi^-} = 0,733$ GeV/c^2. Die Gesamtsumme der Viererimpulse ist $P = (1,08\,,\,-0,32\,,\,0,15\,,\,-0,71)$. Weder im Kleinwinkel–Elektron–Detektor noch im BEMC ist das gestreute Elektron beobachtet worden. Daraus läst sich schließen, daß es sich um ein Photoproduktionsereignis mit $Q^2 \leq 4$ GeV handelt. Mit der Methode nach Jacquet-Blondel [Blo79], bei der alle im hadronischen Endzustand nachgewiesenen Teilchen i zur Berechnung benutzt werden, wird die Größe y_{JB} bestimmt durch

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e} \,. \tag{6.4}$$

Diese Methode ist eine gute Näherung für $y < 0,1$. Unter der Annahme von Pionen für die Zerfallsteilchen, ergibt sich für $y_{JB} = 0,03$, $W_{\gamma p} = 52$ GeV und $E_\gamma = 0,83$ GeV. Ein elastisch gestreutes Proton hätte einen Impuls von $p_{p'} = (818,09\,,\,0,32\,,\,-0,15\,,\,818,09)$ und einen Streuwinkel von $\vartheta = 0,4$ mrad. Es dürfte folglich kein Proton–Tagger–Signal beobachtet worden sein, was auch der Fall war (siehe Abschnitt 2.2 sowie [Lis93]). Akzeptanzuntersuchungen zeigten bisher, daß die Wahrscheinlichkeit, ein solches Proton mit den Triggerszintillatoren zu registrieren, im Prozentbereich liegt.

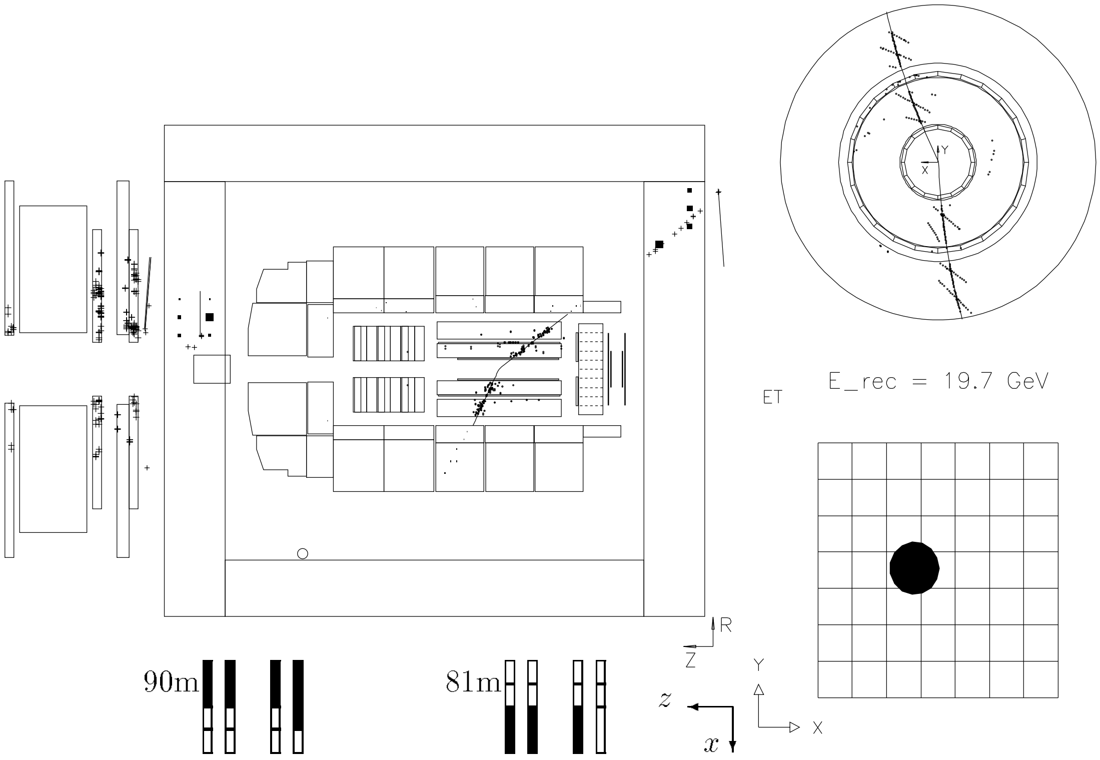

Abbildung 6.7: *Ein Kandidat für die diffraktive Vektormesonerzeugung eines J/ψ aus der Datennahmeeinheit 89879, Ereignis 45375. Die invariante Masse der beiden Spuren beträgt $3,12$ GeV/c^2. Das registrierte Positron stammt nicht aus dem im zentralen Detektor beobachteten Ereignis, da $y_{JB} = 0,05$ und $y_{e'} = 0,28$ sind.*

In Abbildung 6.7 ist ein J/ψ–Kandidat zu sehen. Die invariante Masse der beiden Myonen beträgt $m_{\mu^+\mu^-} = 3,12$ GeV/c^2, die mit Hilfe des Kleinwinkel–Elektron–Detektors nachgewiesene Energie des gestreuten Positrons ist $E_{e'} = 19,73$ GeV. Die Summe der Viererimpulse aller Teilchen ist $P = (23,02\,,\ 0,48\,,\ -0,14\,,\ -19,17)$. Ohne Berücksichtigung des gestreuten Positrons ergibt sich nach Jacquet–Blondel $y_{JB} = 0,05$. Aus der gemessenen Positronenergie, $E_{e'} = 19,73\,\mathrm{GeV}$, ergibt sich $y_e = 0,28$. Das läßt den Schluß zu, daß das registrierte Positron nicht aus dem beobachteten Ereignis stammt.

Das dritte Ereignis hat zwei entgegengesetzt geladene Spuren mit einer invarianten Masse von $m_{\pi^+\pi^-} = 1,57$ GeV/c^2. Es wurde bei diesem Ereignis kein Positron beobachtet und ebenso kein Signal im Proton–Tagger.

6.3.3 Tiefunelastische Ereignisse

Im folgenden seien einige globale Eigenschaften der tiefunelastischen Ereignisse, die in den selektierten Daten gefunden wurden, vorgestellt. Dazu werden die Verteilungen der Größen x_e, y_e und Q_e^2, sowie die der transversalen Energie E_t gezeigt. Sie sind bestimmt durch

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2\left(\frac{\vartheta_e}{2}\right) \quad , \tag{6.5}$$

$$Q_e^2 = 4E_eE_{e'}\cos^2\left(\frac{\vartheta_e}{2}\right) \quad \text{und} \tag{6.6}$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{y_e s_{ep}} \ , \tag{6.7}$$

sowie E_t durch Gleichung 6.2.

Ein typischer Vertreter eines tiefunelastischen Ereignisses, wie er im selektierten Datensatz zu finden ist, zeigt Abbildung 6.8. Die Energie des gestreuten Elektrons im BEMC ist $E_{e'} = 24,05$ GeV und der Streuwinkel $\vartheta_e = 172,6°$. Weiter sind $y_e = 0,13$, $Q_e^2 = 11\,\mathrm{GeV}^2$ und $x_e = 9,4 \times 10^{-4}$.

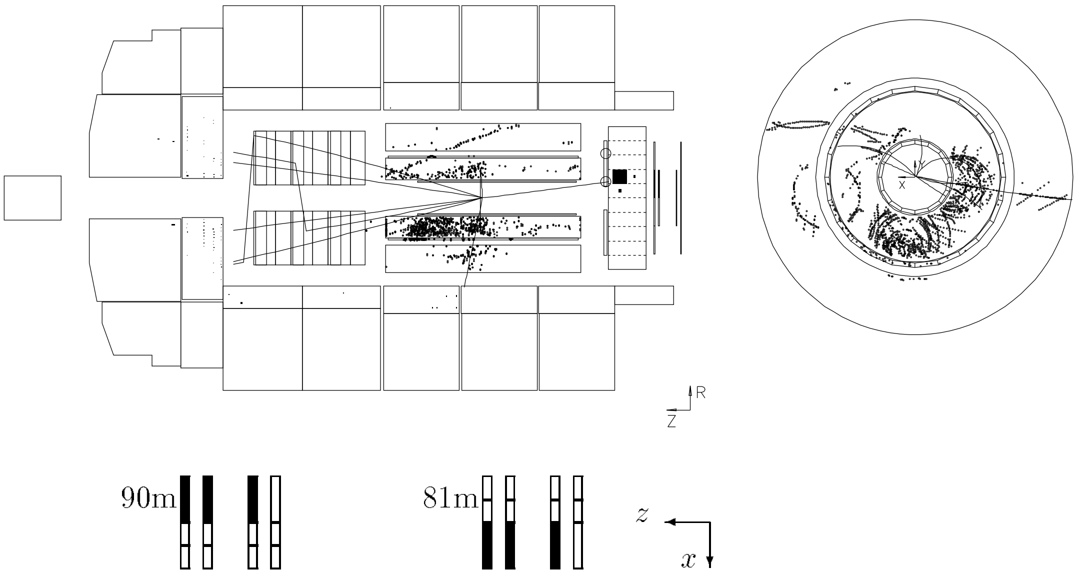

Abbildung 6.8: *Typisches tiefinelastisches Ereignis aus der Selektion der 89 Ereignisse mit einer klaren Spur durch beide Detektorstationen (Datennahmeeinheit 87466, Ereignisnummer 9578).*

Kinematische Verteilungen

In der Abbildung 6.9 sind die Verteilungen der kinematischen Größen x_e, y_e, Q_e^2 und die transversale Energie der 11 tiefunelastischen Ereignisse mit einem registrierten Positron im BEMC gezeigt. Bestimmt wurden diese Größen mit Hilfe der Elektronenmethode und der im BEMC vom Positron deponierten Energie.

6.3.4 Weitere Eigenschaften des selektierten Datensatzes

In den folgenden Unterabschnitten werden einige weitere allgemeine Eigenschaften der selektierten 89 Ereignisse besprochen. Es sind dies eine Untersuchung des Wirkungsquerschnittes, die Verteilung der *maximalen Pseudorapidität* η_{max} und des Impulsübertrags vom Proton an das Pomeron $x_{I\!P}$.

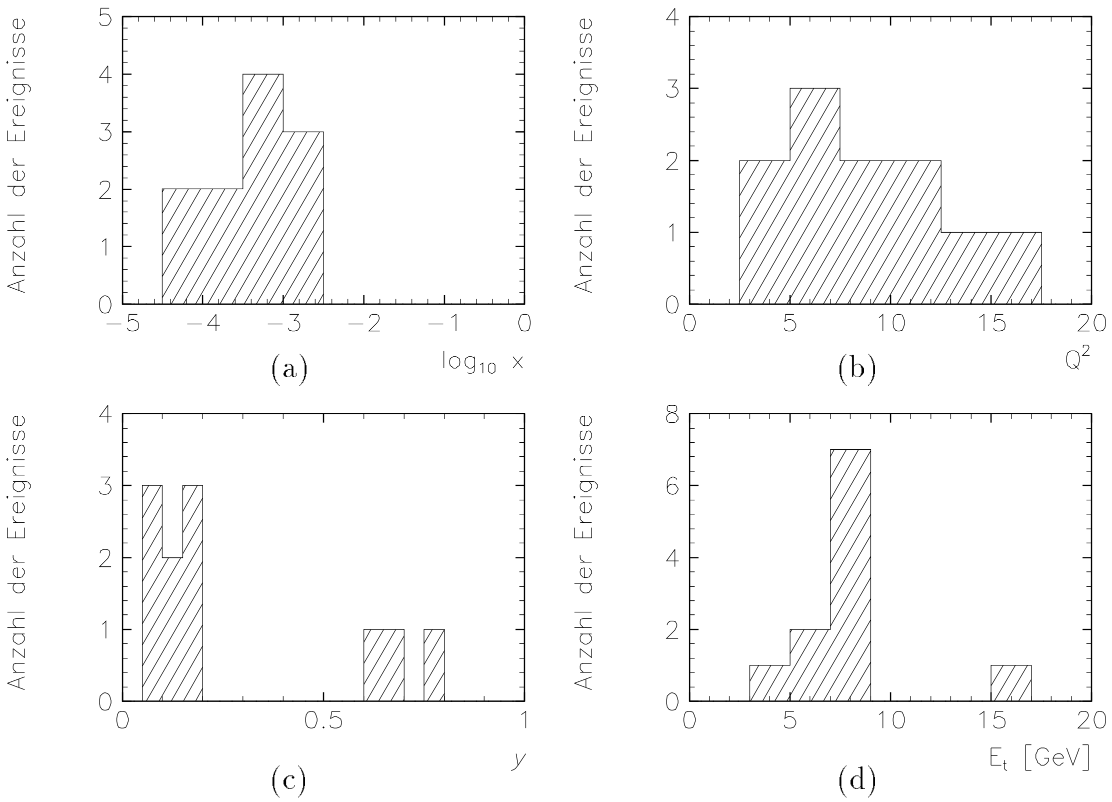

Abbildung 6.9: *Kinematische Größen x, y, Q^2 und die transversale Energie der tiefunelastischen Ereignisse mit einem registrierten Positron im BEMC, bestimmt unter Verwendung der Elektronmethode.*

Wirkungsquerschnitte

Der *sichtbare Wirkungsquerschnitt* läßt sich aus der integrierten Luminosität und den registrierten Ereignissen mit einer „klaren Spur" durch beide Detektorstationen bestimmen. Dabei sind Effekte des Detektors, wie z.B. die Akzeptanz für einzelne Prozesse, nicht berücksichtigt. Es handelt sich um *unkorrigierte* Daten. Es ergaben sich, bezogen auf jede Datennahmezeit, in denen die Detektoren nahe am Strahl waren, die in der Tabelle 6.3 und in der Abbildung 6.3 aufgeführten Werte. Es ist keine eindeutige Korrelation mit dem Abstand zu erkennen.

Pseudorapiditätsverteilung

Die Pseudorapidität η ist definiert als $\eta = -\ln\tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$. Unter der *maximalen Pseudorapidität* η_{max} soll an dieser Stelle das η des am meisten in Vorwärtsrichtung gelegenen zusammenhängenden Zellenbereiches (*Cluster*) im Kalorimeter verstanden werden. In diesem Zellenbereich soll eine Energie von mehr als 400 MeV deponiert worden sein. Die Verteilung ist in Abbildung 6.11 (a) zu sehen.

Verteilung von $x_{I\!P}$

In diffraktiven Prozessen wird neben den üblichen kinematischen Größen zur Beschreibung des Pomeronaustausches eine weitere eingeführt: das $x_{I\!P}$. Interpretieren läßt sich diese

Datennahmeeinheit	$\mathcal{L}_{int}$ [nb]$^{-1}$	Ereignisse	σ [nb]	Abstand vom Sollstrahl [mm]	
				81 m	90 m
86650	0,6	2	3,3 ± 4,7	3,1	7,3
87456 – 87459	10,7	13	1,2 ± 4,3	3,3	7,6
87460 – 87466	3,4	7	2,1 ± 5,6	3,3	7,6
88705 – 88708	6,1	1	0,2 ± 0,2	2,6	7,4
88844 – 88861	37,0	19	0,5 ± 2,2	3,5	7,0
89191 – 89199	19,7	3	0,2 ± 0,3	4,2	8,5
89731 – 89733	4,1	6	1,5 ± 3,7	3,3	7,8
89824 – 89833	7,9	0	0 ± 0	2,4	6,2
89867 – 89881	23,2	7	0,3 ± 0,8	2,7	6,5
89937 – 89947	19,2	6	0,3 ± 0,7	5,0	7,6
90152 – 90164	14,6	5	0,3 ± 0,7	3,3	6,6
90236 – 90259	34,4	16	0,5 ± 2,0	3,0	6,8
90408 – 90411	15,8	3	0,2 ± 0,3	4,8	6,9
90412 – 90415	9,7	1	0,1 ± 0,1	4,5	6,9

Tabelle 6.3: *Sichtbare Wirkungsquerschnitte für verschiedene Datennahmen mit nahe an den Strahl herangefahrenen Detektoren. Angegeben sind neben der pro Datennahme integrierten Luminosität, die beobachteten Ereignisse mit einer „klaren Spur", die sich daraus ergebenden Wirkungsquerschnitte und die Abstände der Detektoren an der 81, bzw. 90 m–Station von der nominalen Strahlposition.*

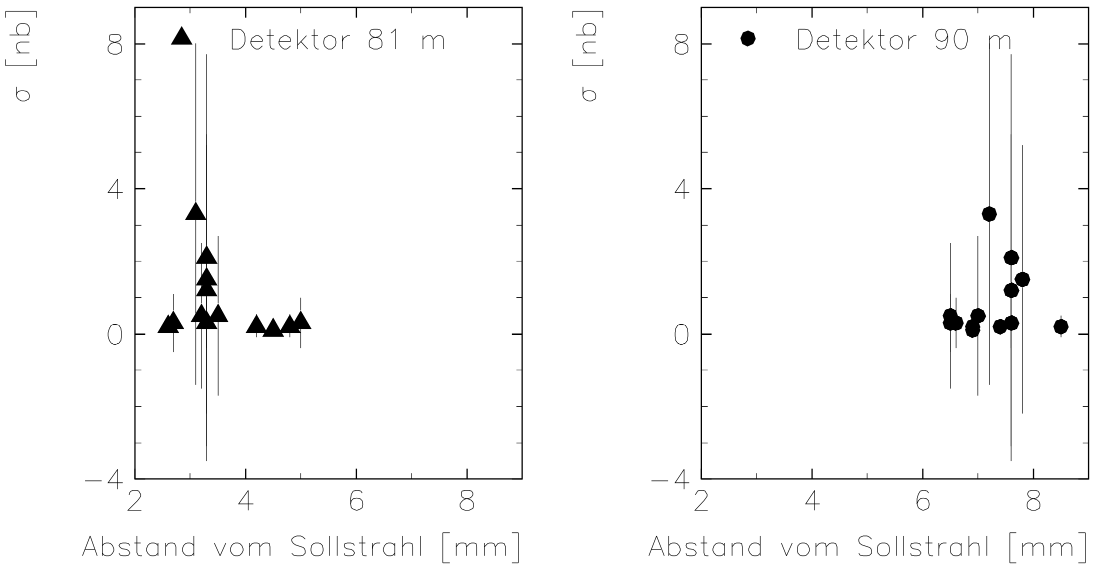

Abbildung 6.10: *Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Abstand der Detektoren zur nominalen Protonstrahlachse. Das obere Bild zeigt die Abhängigkeit für die 81 m–Station, das untere für die 90 m–Station.*

Größe als der Impulsbruchteil des einlaufenden Protons, der bei der Wechselwirkung von diesem an das Pomeron $I\!P$ übertragen wird

$$x_{I\!P} = 1 - x_p = 1 - \frac{E_{p'}}{E_p} \quad . \tag{6.8}$$

Mit den Vierervektoren des einlaufenden und des gestreuten Protons, p und p', sowie dem des Photons, q, ist $x_{I\!P}$ definiert durch

$$x_{I\!P} = \frac{q \cdot (p - p')}{q \cdot p} \quad . \tag{6.9}$$

Unter der Näherung $M_p^2 \ll W^2$, mit W als der totalen invarianten hadronischen Masse, sowie $|t| \ll Q^2$, wobei t das Quadrat des Viererimpulsübertrags $t = -(p-p')^2$ an das Pomeron ist, und $|t| \ll M_X^2$ läßt sich $x_{I\!P}$ schreiben als

$$x_{I\!P} = \frac{M_x^2 + Q^2}{W^2 + Q^2} \tag{6.10}$$

Für Photoproduktionsprozesse mit im Kleinwinkel–Elektron–Detektor nachgewiesenem Positron, ist $Q^2 \approx 0$ und $q \approx (E_\gamma, 0, 0, -E_\gamma)$. Mit $p = (E_p, 0, 0, -E_p)$ und $p_{I\!P} = (E_{I\!P}, p_{x,I\!P}, p_{y,I\!P}, p_{z,I\!P})$ liefern die Gleichungen 6.9 und 6.10 : $p_{I\!P} \cdot q = E_\gamma(E_{I\!P} + p_{z,I\!P})$. $E_{I\!P}$ und $p_{z,I\!P}$ ergeben sich aus der Summe über alle Teilchen i des Endzustandes. Somit läßt sich $x_{I\!P}$ schreiben als

$$x_{I\!P} = \frac{\sum_i (E_i + p_{z,i})}{2E_p} \quad . \tag{6.11}$$

Im Teilbild 6.11 (b) ist die $x_{I\!P}$–Verteilung der selektierten Ereignisse gezeigt. Nicht berücksichtigt wurden die neun Ereignisse ohne rekonstruierten Vertex.

In den Teilbildern (c) und (d) der Abbildung 6.11 sind zum Vergleich die $x_{I\!P}$–Verteilungen für simulierte Daten gezeigt. Dabei handelt es sich um mit dem *Monte Carlo–Generator* `DIFFVM` erzeugte diffraktive Ereignisse, bei denen das Proton elastisch gestreut wird und ein Vektormeson emittiert wird, bzw. das Proton dissoziiert (siehe auch die Abbildungen 3.5). In der Simulation wird angenommen, daß die Detektoren nahe an den Strahl herangefahren sind. Das Teilbild 6.11 (c) zeigt die $x_{I\!P}$–Verteilung für den Fall, daß das Proton elastisch gestreut wurde. Im Bild 6.11 (d) ist dieselbe Verteilung für den Fall eines dissoziierten Protons zu sehen. Erstere Verteilung weist ein deutliches Maximum bei einem $x_{I\!P} \approx 10^{-1}$ auf. Im dissoziierenden Fall ist die Verteilung bei kleineren $x_{I\!P}$–Werten ausgeprägt und verschwindet bei $x_{I\!P} > 10^{-1}$. Qualitativ läßt sich aussagen, daß bei den beobachteten Ereignissen ein deutlicher elastischer Anteil mit hohen $x_{I\!P}$–Werten vorhanden ist. In der Abbildung 6.12 ist die Verteilung der maximalen Pseudorapidität gegenüber $x_{I\!P}$ aufgtragen. Auch hier waren Grundlage alle 80 Ereignisse mit rekonstruiertem Vertex.

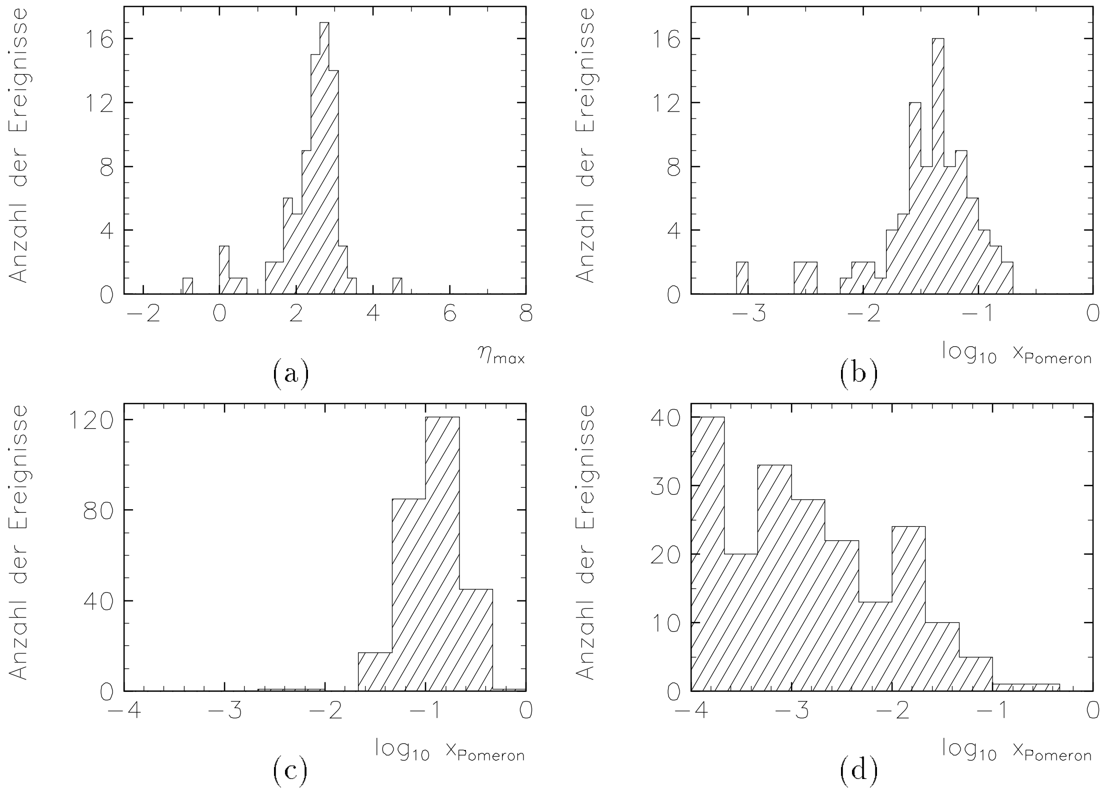

Abbildung 6.11: *Verteilung der maximalen Pseudorapidität η_{max} des neben den durch das Strahlrohr entweichenden Fragmenten am weitesten in Vorwärtsrichtung gestreuten Teilchens in Teilbild (a) und die $x_{I\!P}$–Verteilung in Teilbild (b). Darunter sind die Verteilungen gezeigt für mit dem Generator DIFFVM und H1SIM simulierten Ereignisse. (c) repräsentiert diffraktive, elastisch gestreute Protonen und (d) die Verteilung von $x_{I\!P}$ für dissoziierende Protonen.*

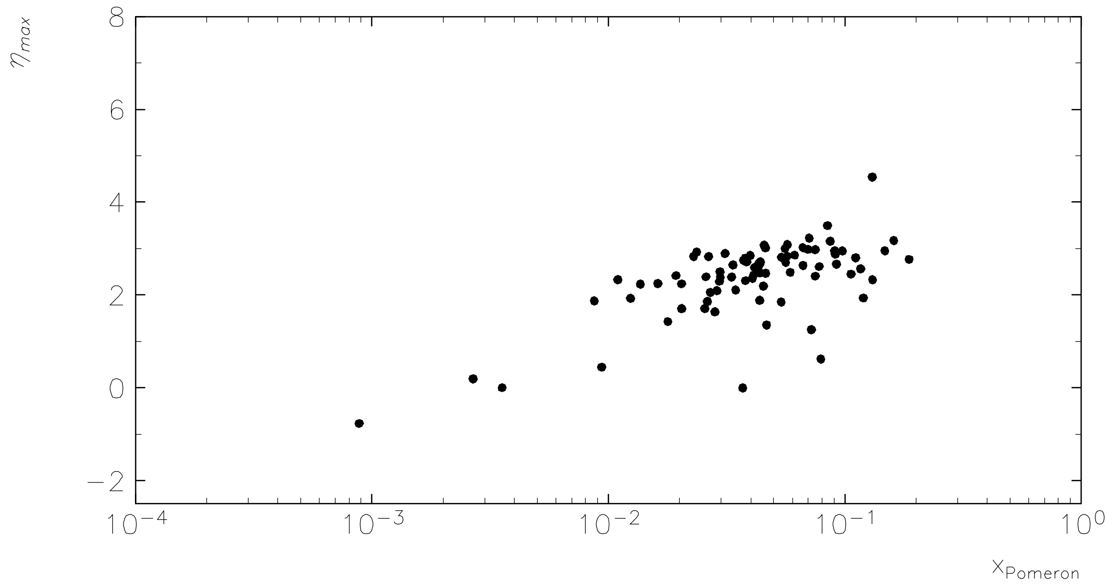

Abbildung 6.12: *Verteilung der maximalen Pseudorapidität η_{max} des neben den durch das Strahlrohr entweichenden Fragmenten am weitesten in Vorwärtsrichtung gestreuten Teilchens in Abhängigkeit von $x_{I\!P}$ für die 89 selektierten Ereignisse.*

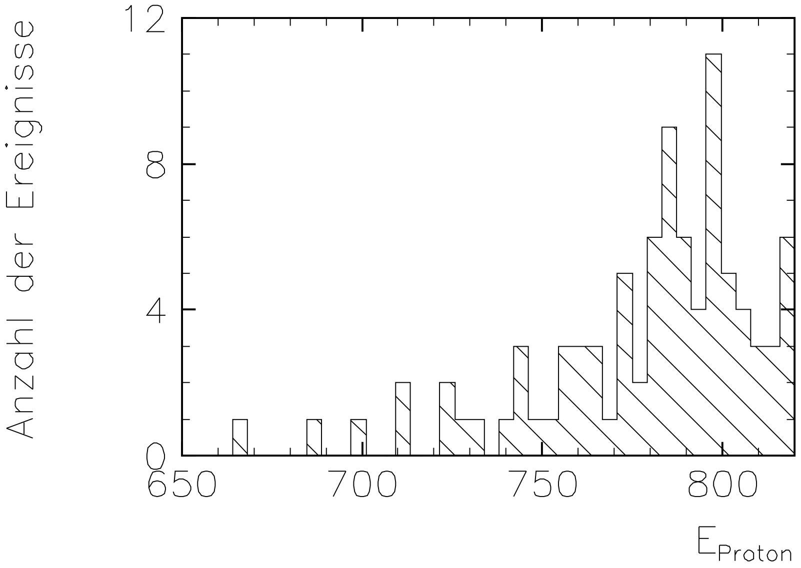

Abbildung 6.13: *Verteilung der Energie des gestreuten Protons, berechnet mit Hilfe von $x_{\mathbb{P}}$ aus den gemessenen Daten.*

Weiter ist in Abbildung 6.13 die Verteilung der Energie des gestreuten Protons zu sehen. Die gemessenen Daten spiegeln für kleine Energien $E < 800$ GeV die $\frac{1}{M_x^2}$–Abhängigkeit wieder, für Energien nahe der Strahlenergie von 820 GeV nimmt die Verteilung wieder ab, da die Akzeptanz für diffraktive, elastisch gestreute Protonen mit wachsender Energie sinkt. Die Verschiebung des Maximums der gemessenen $x_{\mathbb{P}}$–Verteilung zu kleineren Werten, verglichen mit der Verteilung aus den simulierten Daten, ist im wesentlichen auf die begrenzte Akzeptanz des Detektors für $x_{\mathbb{P}} < 0,5$ zurückzuführen.

Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Ergebnisse und die Folgerungen aus den oben aufgeführten Untersuchungen seien nachfolgend zusammengefaßt:

1. Es gibt eine Korrelation zwischen den Szintillatorsignalen, die die Bedingung einer „klaren Spur“ erfüllen (in beiden Detektorstationen müssen in Koinzidenz mindestens drei von vier Szintillatoren einer Reihe angesprochen haben, es dürfen aber nicht mehr als zusammen zwei zusätzliche Treffer aufgetreten sein), und den *ep*–Ereignissen, beobachtet im H1–Detektor.

2. Der protoninduzierte Untergrund aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen und Strahl–Wand–Wechselwirkungen ist kleiner als fünf Prozent der Wechselwirkungsrate, wie die Zeitverteilungen für die genommenen Daten zeigen.

3. Die Verteilung der z–Koordinate des rekonstruierten Ereignisvertices ist gaußförmig und liegt innerhalb des Bereiches von -50 bis $+50$ cm für normale Bedingungen der Datennahme. Wären die selektierten Ereignisse von Untergrund aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen dominiert, so erwartete man eine Gleichverteilung der z–Koordinate des Vertices.

4. 24 Ereignisse weisen eine transversale Energie $E_t > 15$ GeV auf. Eine Analyse der Daten, die mit dem Vorwärtsprotonspektrometer beobachtet werden, auf *Jets*, sollte folglich möglich sein.

5. Verteilungen der Energie, die im H1–Detektor deponiert worden ist, zeigen eine Übereinstimmung mit bisherigen Messungen bei H1.

6. Die nicht beobachtete transversale Energie $E_{t,miss}$ liegt in einem typischen Bereich von einem GeV. Die Form der Verteilung, insbesondere der Abfall zu höheren Werten hin, ist bestimmt durch die Auflösung des Kalorimeters.

7. Die Verteilung des Impulsanteils vom Pomeron am Protonimpuls zeigt ein deutliches Maximum bei einem Wert von $3,5 \times 10^{-2}$. Der Abfall ist begrenzt durch die Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers, die untere Grenze liegt bei $0,03$, die obere bei $0,5$, wie Simulationen zeigen.

8. Die Verteilung der beobachteten Energie des gestreuten Protons läßt sich als Faltung der Energie des einlaufenden Protons mit der M_X^2–Abhängigkeit einfach diffraktiver Prozesse und der Akzeptanz des Vorwärtsprotonspektrometers für elastisch gestreute Protonen erklären.

9. Betrachtet man alle beobachteten Ereignisse mit einem $x_{\mathbb{P}} \leq 10^{-2}$ als Protondissoziation, und extrapoliert die Anzahl dieser Ereignisse zu größeren $x_{\mathbb{P}}$–Werten, so läßt sich der Anteil der Protondissoziationsereignisse an den beobachteten Ereignissen mit $x_{\mathbb{P}} \geq 10^{-2}$ mit 8 % angeben. Alle anderen sind Ereignisse mit einem diffraktiven, elastisch gestreuten Proton.

Eine weitergehende Analyse der selektierten Daten ist nicht Ziel dieser Arbeit gewesen. Es sollten lediglich die mit dem Vorwärtsprotonspektrometer beobachteten Ereignisse überblicksartig vorgestellt und auf ihre Konsistenz mit Daten und bekannten Ergebnissen bei H1 überprüft werden.

Kapitel 7

Ausblick auf das Vorwärtsprotonspektrometer 1995

In diesem Kapitel soll ein kurzer Ausblick auf das Vorwärtsprotonspektrometer gegeben werden, wie es in der Betriebsperiode 1995 von HERA am H1–Detektor eingebaut ist. Beide Detektorstationen bei 81 und 90 m sind vollständig mit Hodoskopen szintillierender Fasern und jeweils vier ortsempfindlichen 64–Kanal–Photoelektronenvervielfachern ausgestattet (siehe Abbildung 7.1).

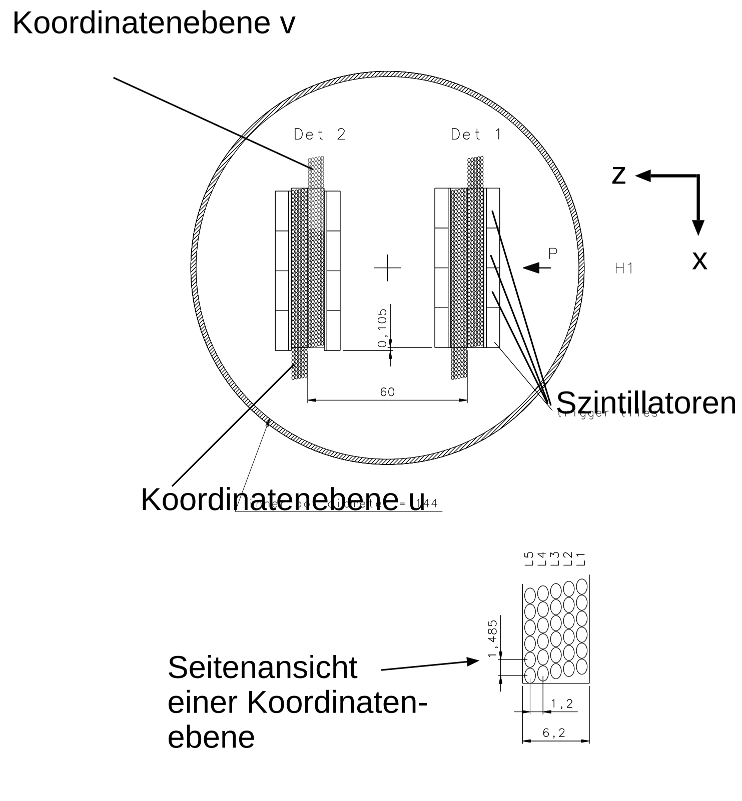

Abbildung 7.1: *Aufsicht eines Vakuumeinsatzes mit der vollständigen Instrumentierung für das Jahr 1995. Im unteren Teilbild ist ein Querschnitt durch eine Koordinatenebene von szintillierenden Fasern gezeigt.*

Der Detektor jeder Station besteht aus zwei Subdetektoren mit jeweils zwei Koordinatenebenen u und v. Diese Ebenen sind gegenüber der x–, bzw. y–Achse um $\pm 45°$ geneigt, wie in Abbildung 7.2 gezeigt ist. Jede Koordinatenebene besteht aus fünf Lagen mit jeweils 48 szintillierenden Fasern eines Durchmessers von 1 mm.

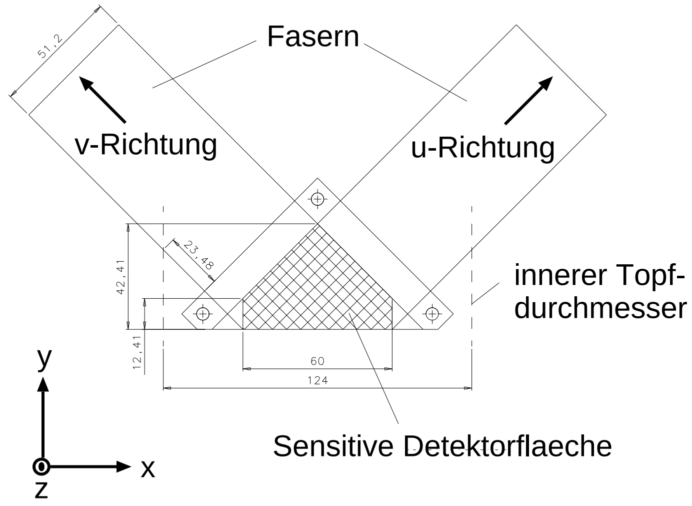

Abbildung 7.2: *Ansicht der Koordinatenebenen u und v für die Instrumentierung 1995.*

Die Koordinatenebenen u und v eines Subdetektors liegen zwischen zwei Lagen von jeweils vier Triggerszintillatoren. Die Szintillatorlagen sind entsprechend der Faserausrichtung ebenfalls um ± 45 Grad geneigt, die ersten vier Szintillatoren in u–Richtung, die hinteren vier eines Subdetektors in v–Richtung. Insgesamt gibt es pro Subdetektor 16 Szintillatoren. In Abbildung 7.3 ist eine Triggerszintillatorlage beispielhaft gezeigt.

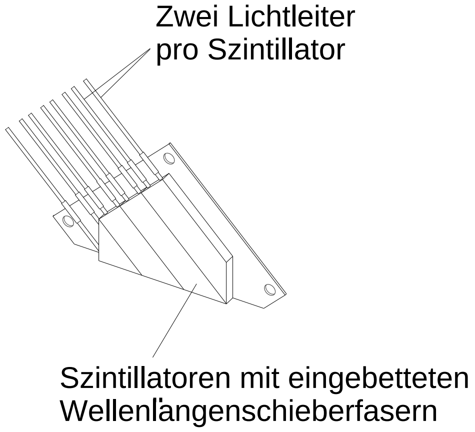

Abbildung 7.3: *Ansicht der Szintillatorebenen für die Instrumentierung 1995*

Die veränderte Anordnung der Triggerszintillatoren bedeutet auch eine Änderung der Bedingungen, wann die Datenauslese der Fasern gestartet werden soll. Einfache Bedingungen, wie ein 3–aus–4–Koinzidenztreffer in einer Szintillatorreihe haben keinen Sinn mehr. Denn eine *Reihe* von Szintillatoren läßt sich wegen der alternierenden Orientierung ($v \nwarrow -u \nearrow --v \nwarrow -u \nearrow$) nicht mehr eindeutig definieren. Szintillatoren *verschiedener Reihen* überlappen sich dann und ein Szintillatortreffer lieferte einen Beitrag zu Koinzidenzen von mehreren Reihen. Die Triggerbedingungen wie sie im vorigen Jahr angewandt wurden, mußten folglich für dieses Jahr geändert und erweitert werden.

Die Ausleseelektronik ist entsprechend der vollständigen Instrumentierung modifiziert worden. Die Daten des Faserhodoskopes und der Triggerszintillatoren werden über den Zweig 10 in das H1–Datennahmesystem eingespeist und stehen nach der Rekonstruktion der Ereignisse in Form von BOS–Banken, gekennzeichnet durch den ersten Buchstaben J, auf Rohdatenbändern und *Production Output Tapes* zur Verfügung.

Weiter ist 1995 ein zusätzlicher Strahlpositonsmonitor zu den bereits vorhandenen vom HERA–Ring zwischen $z = 90,6$ und $91,2$ m installiert, so daß die Strahllage an dieser Position bekannt ist und die Position der Vakuumeinsätze relativ zur Protonstrahllage gemessen werden kann.

Ziel ist es, mit dem Vorwärtsprotonspektrometer in der Konfiguration von 1995 diffraktive Ereignisse mit einem hohen $x_{I\!P}$ zu messen, sowie mit großer invarianter Masse M_X^2 und hoher transversaler Energie. Letzere ließen dann eine Analyse auf *Jets* in harten, diffraktiven Prozessen zu, welche einen Beitrag zur Aufklärung der Struktur des Pomerons liefern.

Die Akzeptanz verschwindet in dieser Ausbaustufe des Vorwärtsprotonspektrometers für Prozesse der elastischen Vektormesonproduktion. Dieses wird erst in einer zweiten Ausbaustufe des Vorwärtsprotonspektrometers möglich sein. Für 1996/97 ist eine Erweiterung der bestehenden Stationen um horizontal an den Strahl fahrende Vakuumeinsätze bei 81 und 63 m geplant.

Kapitel 8

Zusammenfassung

HERA bietet die Möglichkeit, in tiefunelastischen Prozessen mit Schwerpunktsenergien bis zu $\sqrt{s} = 300\,\mathrm{GeV}$ die diffraktive Komponente der ep–Streuung näher zu untersuchen. Von besonderem Interesse ist es dabei, die Struktur des Austauschteilchens, dem *Pomeron*, aufzulösen.

Hochenergetische Protonen, die unter Polarwinkeln $\vartheta < 1$ mrad in Vorwärtsrichtung aus der Wechselwirkungszone emittiert werden, können mit dem zentralen H1–Detektor nicht beobachtet werden. Eine Selektion diffraktiver Ereignisse ist daher nur in einem beschränkten kinematischen Bereich möglich. Eine Ergänzung des Detektors um das Vorwärtsprotonspektrometer soll den kinematisch zugänglichen Bereich erweitern.

Der Testbetrieb des Prototypen eines Vorwärtsprotonspektrometers in der Betriebsperiode 1994 hat gezeigt, daß die Signale in den beiden Detektorstationen bei 81 und 90 m in Vorwärtsrichtung nicht von Untergrundereignissen dominiert sind. Untergrund durch Synchrotronstrahlung ist an der 81 m–Station zu Beginn der Betriebsperiode beobachtet worden. Dieser konnte durch eine Abschirmung aus Blei reduziert werden. Der protoninduzierte Untergrund, verursacht durch Strahl–Gas– und Strahl–Wand–Wechselwirkungen, hat einen Anteil an in den Triggerszintillatoren beobachteten Signalen von weniger als fünf Prozent.

Weiter war eine deutliche Korrelation der Szintillatorsignale mit im H1–Detektor beobachteten Elektron–Proton–Ereignissen zu erkennen. Dieses deutet daraufhin, daß mit dem Detektorprototypen Protonen aus Schauern, aus Fragmentationen oder aus Dissoziationen beobachtet werden. Die Schauer können durch Protonen, bzw. Protonfragmente, aus ep–Wechselwirkungen verursacht sein. Sie weisen eine Korrelation zu ep–Ereignissen, beobachtet im H1–Detektor, auf. Fordert man nach Koinzidenztreffern in beiden Stationen, so lassen sich die Schauerereignisse unterdrücken.

Neben den Untergrundraten sind erste Erfahrungen mit dem Vorwärtsprotonspektrometer während einer Datennahme gemacht worden. Die Zählraten der Triggerszintillatoren waren für den Fall, daß die Vakuumeinsätze mit den Detektoren nahe an den Strahl herangefahren waren, von der Größenordnung einiger kHz. Der Positronstrom lag während der Datennahme bei 20 mA und der Protonstrom bei 40 mA. Eine Datennahme bei höheren Strömen sollte folglich möglich sein.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerszintillatorkanäle sind in Abhängigkeit von Parametern, wie Betriebsspannung der Photoelektronenvervielfacher und Schwellenspannung der nachgeschalteten Komparatoren untersucht worden. Sie lagen zwischen 90 und 95%.

Eine Datennahme mit den Triggerszintillatoren ergab einen Umfang entsprechend einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 206,4\ \mathrm{nb}^{-1}$ auf *Reduced Data Summary Tapes*. Die Detektoren befanden sich dabei nahe am Protonstrahl. Aus diesen Daten sind Ereignisse selektiert worden, die eine „klare Spur" durch die Ebenen beider Detektorstationen aufwiesen: in einer Reihe von Triggerszintillatoren mußten mindestens drei von vier Szintillatoren angesprochen haben und es durften nicht mehr als insgesamt zwei zusätzliche Treffer aufgetreten sein. Gefunden wurden 89 Ereignisse, von denen 80 einen rekonstruierten Vertex besaßen.

Eine überblicksartige Analyse ergab folgende Ergebnisse:

- Es ist eine deutliche Korrelation der Signale in den Triggerszintillatoren mit den vom H1–Detektor beobachteten Elektron–Proton–Ereignissen zu erkennen gewesen.
- Der protoninduzierte Untergrund aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen und Strahl–Wand–Wechselwirkungen ist kleiner als fünf Prozent, wie die Zeitverteilungen für die Daten zeigen.
- Die selektierten Daten enthalten keine Ereignisse aus Strahl–Gas–Wechselwirkungen, was durch die Verteilung der z–Koordinate und der nicht beobachteten, transversalen Energie, sowie einer visuellen Durchmusterung der Ereignisse, bestätigt wird.
- 53 Ereignisse haben ein vom Kleinwinkel–Elektron–Detektor nachgewiesenes Positron und gehören zur Klasse der Photoproduktionsprozesse.
- Elf Ereignisse haben tiefunelastischen Charakter und ein im Rückwärtskalorimeter nachgewiesenes Positron.
- Drei Ereignisse mit nur zwei Spuren wurden gefunden, unter denen ein ρ– und ein J/ψ–Kandidat zu finden waren.
- 24 Ereignisse haben eine transversale Energie $E_t > 15$ GeV. Eine Analyse der Daten, die mit dem Vorwärtsprotonspektrometer beobachtet werden, auf *Jets*, sollte folglich möglich sein. Derartige *Jet*–Analysen sind wichtig, um harte, diffraktive Streuprozesse zu identifizieren.
- Die Verteilung des Impulsanteils $x_{\mathbb{P}}$ vom Pomeron am einlaufenden Proton ergab einen Mittelwert von $\langle x_{\mathbb{P}} \rangle = 3,8 \times 10^{-2}$.
- Ereignisse mit einem dissoziierenden Proton werden durch die Forderung nach Koinzidenztreffern in den Triggerszintillatoren beider Detektorstationen, bei 81 und 90 m, unterdrückt. Eine obere Grenze für Protondissoziationsereignisse ist aus den selektierten Daten zu 8 % bestimmt worden.

Anhang

Das Format der BOS-Bank VETE

Die VETE–Bank hat das BOS–Format *I32*. Die Bank ist in drei Spalten mit zweimal neun Zeilen aufgeteilt. Die erste Spalte enthält in den letzten neun Zeilen die Nummer BCN. BCN bezeichnet die Strahlkollision relativ zu der, bei der ein L1–keep–Signal ausgelöst wurde, die zweite und dritte Spalte enthalten die 32–bit Worte IGPTP1 und IGPTP2 der Schieberegister zweier GPTP-Karten. Im Wort IGPTP1 finden sich die Triggerszintillator–Informationen wieder. Ein gesetztes Bit entspricht einem angesprochenen Szintillator, beziehungsweise einer Koinzidenz von Szintillatoren. Die Zuordnung der Bits zu den entsprechenden Triggerszintillatoren ist der untenstehenden Tabelle zu entnehmen. Die Bank ist in der Datennahmeperiode 1994 auch auf den sogenannten *RDST* zu finden.

Synch.Einheit	Auslesekanal-nummer	Nummer des Bits in der GPTP–Karte
1	1	0
1	2	1
1	3	2
1	4	8
1	5	9
1	6	10
1	7	16
1	8	17
1	9	18
1	10	24
1	11	25
1	12	26
2	1	4
2	2	5
2	3	6
2	4	12
2	5	13
2	6	14
2	7	20
2	8	21
2	9	22
2	10	28
2	11	29
2	12	30

Tabelle .1: *Die Tabelle zeigt den Inhalt der* VETE*–Bank, geordnet nach Spalten und Reihen, sowie deren Zuordnung zu den entsprechenden Kanalnummern*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Alb81] Alberi, G. , Goggi, G.
Diffraction of Subnuclear Waves
Phys. Rep. **74**, No. 1 (1981) 1-207

[All73.1] Allaby, J. V. et al.
Measurements of the Proton–Proton Cross Section by Means of Coloumb–*Scattering at the* Cern *Intersecting Storage Rings*
Phys. Lett. **B43** (1973) 231–236

[All73.2] Allaby, J. V. et al.
Energy Dependence of the Proton–Proton Total Cross–Section for Centre–of–Mass Energies between 23 and 53 GeV
Phys. Lett. **B44** (1973) 112–118

[Bae93] Bähr, J. et al.
Investigation of Position Sensitive Photomultipliers for Scintillating Fiber Read Out
DESY Report DESY–93–200 (1993)

[Bae94] Bähr, J. et al.
Beam Tests of Prototype Fiber Detectors for the H1 Forward Proton Spectrometer
DESY Report DESY–94–130 (1994)

[Blo79] Blondel, A. , Jacquet, F.
in: An ep Facility for Europe, Proceedings, Ed. U. Amaldi
DESY Report DESY–79–48 (1979) 391–394

[Bus83] Buskens, J. et al.
Small High–Precision Wire–Chambers for the Measurement of $p\overline{p}$ Elastic Scattering at the Cern *Collider*
Nucl. Instr. Meth., **207** (1983) 412–426

[Col77] Collins, P. D. B.
An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics
Cambridge University Press (1977)

[Don92] Donnachie, A., Landshoff, P.V.
Total Cross Sections
Nucl. Phys. **B296** (1992) 227–232

[Dro93] DRÖSE, T.
Trigger-System des Roman Pot Detektors
Vortrag am Institut für Hochenergiephysik in Zeuthen (1993)

[Gog94] GOGITIDZE, N.
Status Report on Luminosity System 1994
Presentation at the H1–Collaboration Meeting October, 13th 1994

[Gou83] GOULIANOS, K.
Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies
Phys. Rep. **101** (1981) 169–219

[H1C93] ABT, I. ET AL., H1 COLLABORATION
The H1 Detector at HERA
DESY Report DESY–93–103

[H1C94a] ABT, I. ET AL., H1 COLLABORATION
The H1 Detector at HERA
Abbbreviated and updated form of report DESY–93–103 (1994)
(submitted to Nucl. Instr. Meth.)

[H1C94b] AHMED, T. ET AL., H1 COLLABORATION
Observation of Hard Processes in Rapidity Gap Events in γp Interactions at HERA
Nucl. Phys. **B435** (1995) 3–20

[H1C94c] AHMED, T. ET AL., H1 COLLABORATION
Deep Inelastic Scattering Events with a Large Rapidity Gap at HERA
Nucl. Phys., **B429** (1994)

[H1C94d] AHMED, T. ET AL., H1 COLLABORATION
Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA
Phys. Lett. **B338** (1994) 507–518

[H1C95] AHMED, T. ET AL., H1 COLLABORATION
First Measurement of the Deep–Inelastic Structure of Proton Diffraction
DESY Report DESY–95–036 (1995)
(submitted to Physics Letters)

[H1K93] ANDRIEU, B. ET AL., H1 CALORIMETER GROUP
The H1 *Liquid Argon Calorimeter System*
Nucl. Instr. Meth., **A336** (1993) 460–498

[Ing85] INGELMAN, G., SCHLEIN, P. E.
Jet Structure in High Mass Diffractive Scattering
Phys. Lett. **B152** No. 2,3 (1985) 256–260

[Ing93] INGELMAN, G.
Partons and QCD Effects in the Pomeron
DESY Report DESY–93–109 (1993)

[Kle92] KLEINKNECHT, K.
Detektoren für Teilchenstrahlung
3. Auflage, B. G. Teubner, Stuttgart (1992)

[Lan90] LANDSHOFF, P. V.
Diffractive Processes
Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) 12, (1990) 397–412

[Lev90] LEVIN, E. M., RYSKIN, M. G.
High–Energy Hadron Collisions in QCD
Phys. Rep. **189** (1990) 267–382

[Lis93] LIST, B.
Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA
Diplomarbeit Technische Universität Berlin (1993)
H1 Note H1–10/93–319

[Loh92] LOHRMANN, E.
Hochenergiephysik
4. Auflage, B. G. Teubner, Stuttgart (1992)

[Low75] LOW, F. E.
Model of the Bare Pomeron
Phys. Rev. **D12** (1975) 163–173

[Mah94] MAHLKE, H.
Untersuchung diffraktiver Ereignisse bei tiefinelastischer ep-Streuung am Speicherring HERA
Diplomarbeit Universität Hannover (1994)
H1 Note H1–10/94–392

[Nus76] NUSSINOV, S.
Pertubative Recipe for Quark-Gluon Theories and some of its Applications
Phys. Rev. **D14** (1976) 246–257

[PDG94] MONTANET, L. ET AL., PARTICLE DATA GROUP
Review of Particle Properties
Phys. Rev., **D50**, (1994) 1173–1826

[Per82] PERKINS, D. H.
Introduction to High–Energy Physics
2nd Edition, Addison-Wesley, Reading MA. (1982)

[Phi93] PHILIPS PHOTONIQUE
Datenblatt zum Photoelektronenvervielfacher XP 1911
Philips Photonique, Avenue Roger Roncier, B. P. 520-19106 Brive la Gaillarde, Cedex–France (1993)

[Reg59] REGGE, T.
Introduction to Complex Orbital Momenta
Nuovo Cim. (10) **14** (1959) 951–976

[Reg60] REGGE, T.
Bound States, Shadow States and MANDELSTAM *Representation*
Nuovo Cim. (10) **18** (1960) 949–956

[RPC94] ROMAN POT COLLABORATION
Proposal for a Forward Proton Spectrometer for H1
H1 note H1–10/94–381 (1994)
DESY Internal Report PRC 94/03 1994

[ROP] BARTEL, W. (ED.), ROMAN POT COLLABORATION
Minutes of the Roman Pot Collaboration Meetings

[Sta94] VAN STAA, R. , RIEGE, H.
Persönliche Mitteilung 1994

[ZEU93] DERRICK, M. ET AL., ZEUS COLLABORATION
Observation of Events with a Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA
Phys. Lett. **B315** (1993) 481–493

[ZEU94] BARREIRO, F. ET AL., ZEUS COLLABORATION
New Results from HERA on Photoproduction and Diffraction, the Proton Structure Function, Deep Inelastic Scattering at Low x, Heavy Flavor Production, Jets and Searches for Leptoquarks
DESY Report DESY–94–204 (1994)