Untersuchungen über Myonpaare bei H1

von

Claus Keuker

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im April 1993

angefertigt im
I. Physikalischen Institut

Untersuchungen am Myonsystem des H1-Detektors

$$\left(\begin{array}{c} \text{Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit} \\ \text{von Myonen in den H1–Myonkammern} \end{array} \right)$$

von

Heiko Itterbeck

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Februar 1993

angefertigt im
I. Physikalischen Institut

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seit langem hat sich der Mensch gefragt, woraus die Dinge bestehen, die ihn im täglichen Leben umgeben, und was ihr Wesen ist. Die Idee, daß Materie aus unteilbaren kleinsten Teilchen aufgebaut sei, führt man auf Demokrit und seine Zeitgenossen zurück, die etwa vor 2500 Jahren lebten.

Dieses fortschrittliche Denken wurde allerdings erst spät wieder aufgenommen, nachdem mit der Aufklärung die moderne Physik mittelalterliche Alchemie verdrängt hatte. Die zeitgenössische Vorstellung des Wortes „Atom“ widerspricht allerdings seiner griechischen Bedeutung. Mit immer genaueren Experimenten konnte das Atom als aus verschiedenen Teilchen – Proton, Neutron, Elektron – zusammengesetzt erkannt werden, und selbst Proton und Neutron bestehen aus weiteren Konstituenten, je drei Quarks. Nach dem heutigen Stand des Wissens sind folgende Teilchen „elementar“, d.h. man konnte bislang keine weitere Substruktur mehr nachweisen:

1. Leptonen (elektronartige Teilchen)

Elektron, Elektronneutrino	Myon, Myonneutrino	Tau, Tauneutrino
$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

2. Quarks

up, down	charm, strange	bottom, top
$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$

Da aber in der Geschichte der Physik die kleinsten bekannten Teilchen immer weiter aufgelöst werden konnten, ist auch bei HERA[1] die Suche nach weiterer Substruktur ein wichtiges Forschungsgebiet.

Die heutige Vorstellung des Mechanismus von zwischen den elementaren Teilchen übertragenen Kräften ist grundlegend neu: Wechselwirkungen werden nach dem Verständnis moderner Eichtheorien durch den Austausch weiterer Teilchen vermittelt. Dabei ordnet man jeder bekannten Kraft sogenannte „Eichbosonen“, also Teilchen zu :

- Schwache Wechselwirkung : Z^0, $W^\pm$
- Elektromagnetische Wechselwirkung : γ

[1] Hadron–Elektron–Ring–Anlage

- Starke Kraft : *Gluonen*

Das sogenannte Standardmodell der Hochenergiephysik verknüpft die bekannten Teilchen und Wechselwirkungen (bis auf die Gravitation) zu einer Theorie, welche zwar viele Fragen offen läßt, aber im Einklang mit den bisherigen Messungen steht. Ein wichtiger Hinweis auf die Konsistenz des Standardmodells war der experimentelle Nachweis des theoretisch vorhergesagten Z–Bosons.

Die Basis aller modernen Experimente in der Hochenergiephysik ist die Streuung von Teilchen aneinander. Schon Rutherford legte 1920 mit einem solchen Versuch den Aufbau des Atoms offen. Je kleiner allerdings die zu beobachtenden Strukturen werden, desto höhere Energie müssen wegen der Heisenbergschen Unschärferelation die gestreuten Teilchen haben.

Mit dem Ringbeschleuniger HERA am Großforschungsinstitut DESY in Hamburg konnte ein weiterer Schritt in diese Richtung gemacht werden. Die relevante Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist 15000 mal so hoch wie im bisher in Elektron–Proton–Stößen führenden „Fixed–Target“–Experiment mit einer Strahlenergie von 20 GeV. Der Grund für diese Steigerung liegt in der Architektur von HERA, wo ein Proton–Strahl und ein Elektron–Strahl zur Kollision gebracht werden. Bei ruhenden Protonen wie im oben angesprochenen „Fixed–Target“–Experiment, auf die ein Elektronstrahl geschossen wird, könnte eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296\ GeV$, wie bei HERA nur durch einen Strahl mit Elektronenergien um 50 TeV erreicht werden. Da aber die Synchrotronstrahlungsleistung W wegen der niedrigen Masse des Elektrons m_e bei hohen Energien E zu großen Verlusten führt,

$$W \sim \left(\frac{E}{m_e}\right)^4$$

ist ein solcher Strahl praktisch nicht realisierbar.

Mit den Experimenten H1 und ZEUS bei HERA soll die Struktur des Protons bei höheren Energien und damit genauer untersucht werden. Dazu eignet sich ein e–p–Beschleuniger besonders, weil mit dem Elektron ein (bezüglich der im Proton relevanten starken Kraft) neutrales Teilchen als Sonde eingesetzt wird.

Die vorliegende Arbeit gibt einen zum H1–Luminositätsmonitor alternativen Weg zur Messung einer zentralen Detektorgröße, der Luminosität L, an, mit deren Hilfe das experimentelle Ergebnis mit theoretischen Voraussagen verknüpft werden kann.

$$N_{Prozeß} = L \cdot \sigma_{Prozeß}$$

Die Anzahl $N_{Prozeß}$ von Ereignissen, die auf einen ausgewählten physikalischen Prozeß zurückzuführen sind, ist über die Luminosität mit der theoretischen Größe $\sigma_{Prozeß}$ verknüpft. Die Hauptaufgabe der Arbeit war es, alle in elastischen zwei–Photon–Rekaktionen entstandenen Myonpaare (siehe Kapitel 4) aus den H1–Detektordaten herauszufiltern, damit später daraus in Verbindung mit dem Wirkungsquerschnitt die Luminosität bestimmt werden kann.

Kapitel 2

Der Speicherring HERA

HERA ist der erste Ringbeschleuniger, der Elektronen und Protonen zur Kollision bringt. In wechselnden Tiefen von 10–20 m unter der Erdoberfläche liegt ein Tunnel, in dem die evakuierten Strahlröhren für Elektronen (26.7 GeV [1]) und Protonen (820 GeV) untergebracht sind. Er besteht aus vier Kreisbogen und geraden Strecken mit einem Gesamtumfang von etwa 6.3 km. Alle bis auf eines der geraden Ringstücke können für Kollisionsexperimente benutzt werden; zwei davon sind durch H1 und ZEUS belegt, und ein „Fixed–Target“–Aufbau befindet sich in der Planungsphase [2].

Nur für die Kollisionen werden die Strahlen der beiden Ringe durch geeignete Magnetoptiken in ein gemeinsames Rohr geführt. Um Elektronen und Protonen auf der Kreisbahn des Ringes zu halten, sind genaue Fokussierungsmagneten, vor allem aber große Feldstärken der Ablenkungsmagneten nötig. Die für die Elektronen erforderlichen 0.16 T wurden durch konventionelle Technologie erreicht. Damit die Protonen auf ihrer vorgeschriebenen Bahn gehalten werden können, ist mit 4.7 T ein etwa 30 mal so starkes Magnetfeld nötig. Da die dafür notwendigen Ströme bei der bisher verwendeten Technologie sehr große Ohmsche Leistungsverluste erzeugt hätten, wurde der ganze Protonring supraleitend realisiert.

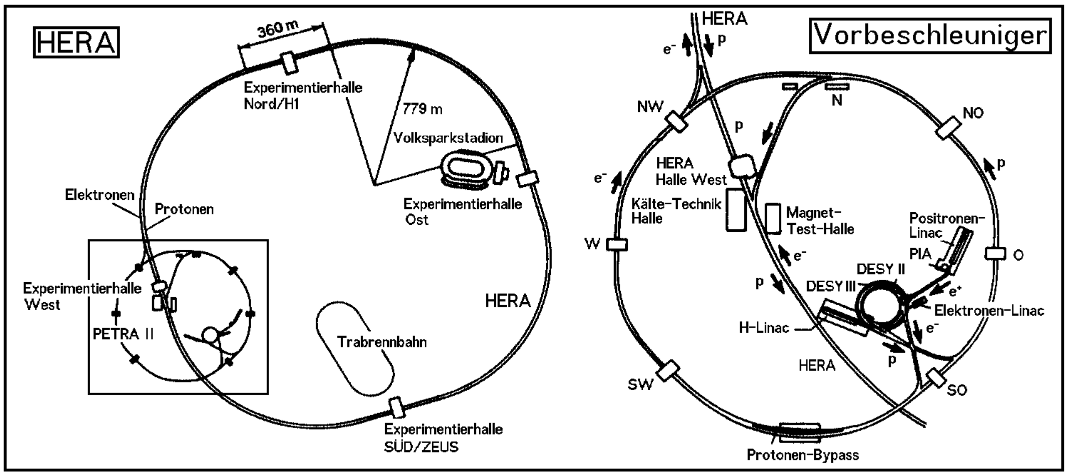


Abbildung 2.1: *Der HERA-Speicherring am DESY in Hamburg.*

Die Beschleunigung der Teilchen in HERA erfolgt wie bei anderern Speicherringen durch Einkopplung von HF–Wellen in Hohlraumresonatoren. Wegen der hohen Synchrotronstrah-

[1] Der geplante Wert für die Elektronenergie beträgt 30 GeV

[2] Dieses Experiment wird so konfiguriert, daß es die Strahlen nicht unbrauchbar macht.

lungsverluste, die etwa um einen Faktor $2.1 \cdot 10^7$ pro Teilchen höher liegen als bei den Protonen, beträgt die Leistungsaufnahme der Elektronenbeschleunigungsanlage etwa 10 MW und muß ständig während des Speicherns aufgebracht werden.

Elektronen und Protonen erhalten nicht ihre gesamte Energie durch HERA, sondern werden vorbeschleunigt, während sie fast alle Anlagen früherer Experimente bei DESY durchlaufen:

1. e^- :
   Nach der Erzeugung im LINACII (Linear Accelerator) werden sie im PIA (Positron–Intensity–Accumulator) zwischengespeichert und zu Paketen, sogenannten Bunches, zusammengefaßt. In DESYII und PETRAII erhalten die Elektronen ihre HERA–Injektionsenergie von 14 GeV. Jeweils 210 dieser Pakete sollen dann in HERA eingebracht werden.

2. p:
   Im eigens dafür erbauten LINACIII werden Wasserstoffatome mit einem überzähligen Elektron (H^-) vorbeschleunigt. Beim Einschießen in DESYIII entfernt man die Elektronen. Anschließend geben DESYIII und PETRAII den so erzeugten Protonen ihre Injektionsenergie von 40 GeV.

Mit einer Rate von $\sim 10\ MHz$ sollen sich die jeweils 210 Teilchenpakete an den Aufstellungsorten der Experimente treffen und damit eine Luminosität von

$$L_{Design} = 1.5 \cdot 10^{31} cm^{-2} \cdot s^{-1} \mathrel{\hat{=}} 100\ pb^{-1} \cdot a^{-1}$$

je Experiment liefern.

In der Anfangsphase von HERA, während der diese Arbeit entstand, konnten nur kleine Luminositäten erzeugt werden. Unter anderem aufgrund eines Problems mit der Strahllebensdauer der Elektronen und des 10 Bunch–Betriebes wurde ein Spitzenwert von

$$L = 21 \cdot 10^{28} cm^{-2} \cdot s^{-1}$$

gemessen. In den 72 Tagen der Datennahme 1992 konnte eine integrierte Luminosität L_{int} von etwa 28 nb^{-1} erreicht werden. Auf ein Jahr (300 Tage) umgerechnet entspräche dies :

$$L = 112\ nb^{-1} \cdot a^{-1} \sim \frac{1}{1000} L_{Design}$$

Tabelle 2.1 faßt noch einmal die wichtigsten Kenngrößen von HERA zusammen [1].

Allgemeines		
Bauzeit	Mai 1984–November 1990	
Kosten der Anlage	1.010 Mrd. DM	
Zahl der beteiligten Staaten	12	
Inbetriebnahme	Oktober 1991	
Tunnel		
Umfang	6336 m	
Tiefe unter Straßenniveau	$10-25\ m$	
Dicke der Tunnelwände	30 cm	
Innendurchmesser	5.2 m	
Zahl der Vorbeschleuniger	6	
Experimentierhallen		
Zahl	4	
Größe	$25\ m \times 43\ m \times ca.\ 25\ m$	
Experimente (1. Ausbaustufe)	H1 und ZEUS	
Kosten der beiden Experimente	ca. 200 Mio. DM	
Zahl der beteiligten Staaten	17	
Inbetriebnahme	April 1991	
Zahl der Wechselwirkungszonen	3	
Strahleigenschaften	**Elektronenring**	**Protonenring**
Maximalenergie	30 GeV (26.7 GeV)	820 GeV
Schwerpunktsenergie	314 GeV (296 GeV)	
Einschußenergie	14 GeV	40 GeV
Luminosität	$1.5 \times 10^{31} cm^{-2}s^{-1}$ $(2.9 \times 10^{29} cm^{-2})$	
Teilchenstrom	60 $mA(\sim 2\ mA)$	160 $mA(\sim 2\ mA)$
Teilchen pro Bunch	3.5×10^{10}	10^{11}
Zahl der Bunches im Ring	210(10)	210(10)
Bunchlänge	30 mm	440 mm
Bunchabstand	28.8 m bzw. 96 ns	
Strahlbreite in den WW-Punkten[3]	0.264 mm	0.300 mm
Strahlhöhe in den WW-Punkten	0.017 mm	0.095 mm
Strahlungsverlust pro Umlauf	125 MeV	6 eV
Polarisierungszeit bei 30 GeV	27 min	—
Ringfüllzeit	15 min	20 min
Speicherringe	**Elektronen**	**Protonen**
Gesamtzahl der Magnete	2009	1833
Haupt–Dipolmagnete	465	422
Haupt–Quadrupolmagnete	605	224
Feldstärke der Haupt–Dipolmagnete	0.16 T	4.68 T
Zahl der konventionellen HF–Resonatoren	82	2
Zahl der supraleitenden HF–Resonatoren	16	—
Frequenz der HF–Resonatoren	500 MHz	52 MHz

Tabelle 2.1: *Parameter von HERA. Die Werte in Klammern geben die in der Datennahme 1992 eingestellten Werte an.*

Kapitel 3

Der H1–Detektor

Eines der beiden Großexperimente, das die Strahlen von HERA nutzt, ist die etwa 350 Wissenschaftler aus 17 Ländern umfassende H1–Kollaboration. Im folgenden werden die verschiedenen Komponenten des von dieser Kollaboration benutzten Detektors beschrieben. Deren Lage kann anhand der jeweils angegebenen Nummer $\boxed{\text{n}}$ und der Abbildung 3.1 nachvollzogen werden. An dieser Stelle wird aus Platzgründen allerdings nur ein Überblick gegeben, der sich in seiner Ausführlichkeit an der Relevanz für diese Arbeit orientiert. Genauere Informationen findet man in [2, 3, 4] und in den „Technical H1–Reports“, die eine genaue Darstellung des behandelten Detektorteils bieten.

Da HERA eine e–p–Maschine ist und zudem die einzelnen Strahlen stark unterschiedliche Energie haben, bewegt sich der Schwerpunkt der e–p–Reaktion hochrelativistisch in Richtung des Protonstrahls. Dadurch haben typischerweise die Hälfte aller Reaktionsprodukte einen Polarwinkel θ von weniger als $\theta \leq 25°$. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, wurde der Detektor im Gegensatz zu denjenigen in e^+e^-– und $p\overline{p}$–Experimenten asymmetrisch bezüglich der Kollisionsebene gestaltet.

3.1 Die Spurkammern

Dieser Teil des Detektors dient zum Nachweis von Spuren geladener Teilchen und zur Bestimmung von deren Richtung ihrer Energie und anderer wichtiger Parameter. Wegen der oben angesprochenen Asymmetrie hat man das System in die Vorwärts– und zentralen Spurkammern unterteilt. In Zukunft wird es in der Rückwärtsrichtung einen weiteren Satz von Driftkammern geben; zur Zeit befinden sich hier die in erster Linie zu Triggerzwecken[1] benutzten BPC („<u>B</u>ackward–<u>P</u>roportional–<u>C</u>hambers“).

Zentrale Spurkammer

Die zentrale Spurkammer [2] $\boxed{2}$ besteht aus mehreren zylindrischen Schalen, die konzentrisch um die Strahlachse und in z–Richtung symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt[3](WwP) gelegt sind (siehe Abbildung 3.2):

[1]Siehe Abschnitt 3.6
[2]<u>C</u>entral–<u>T</u>rack–<u>D</u>etector
[3]Das ist der Ort, wo sich die Elektron– und Protonpakete treffen.

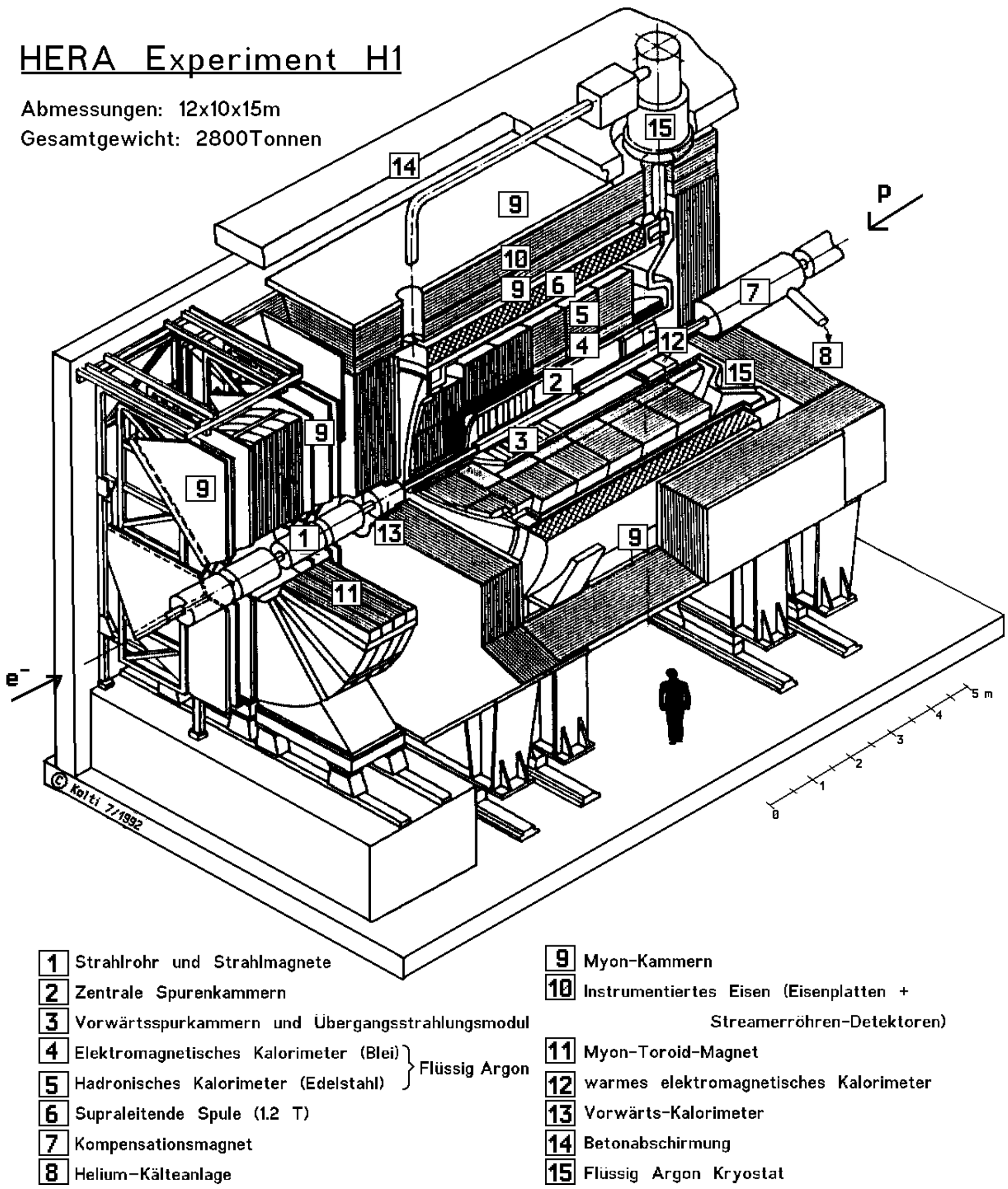


Abbildung 3.1: *Der H1–Detektor.*

1. Eine Lage Vieldrahtproportionalkammern (MWPC), im folgenden als CIP (Central–Inner–Proportional–Chambers) bezeichnet. Diese Proportionalkammern werden hauptsächlich zu Triggerzwecken gebraucht, insbesondere in Kombination mit der COP (Central–Outer–Proportional–Chamber) für den z–Vertex–Trigger.

2. Eine Lage aus Driftkammern mit senkrecht zur z–Achse zylindersymmetrisch gespannten Drähten (Central–Inner–Z–Chamber). Diese dient zusammen mit der gleichartigen COZ (Central–Outer–Z–Chamber) zur Vermessung der z–Koordinate von Spuren. Die „z–Kammern“ werden in Zukunft auch Triggerinformationen liefern.

3. Der Hauptteil des Subdetektors, die zentralen Jetkammern (Central–Jet–Chambers, CJC) teilt sich in zwei durch eine weitere Lage von Proportionalkammern (COP) und z–Kammern (COZ), getrennte Ringe auf. Die Drähte sind parallel zur Strahlachse angeordnet und ermöglichen so eine genaue Bestimmung der Teilchenspuren in der x–y–Ebene. Nicht nur durch CIZ und COZ, sondern auch innerhalb der Jetkammern kann (durch Ladungstrennung der Spannungssignale) eine (moderate) z–Information gewonnen werden.

Zusammen mit den z–Kammern soll eine Ortsauflösung von $\sigma_{xy} = 130\ \mu m$, $\sigma_z = 350\ \mu m$ erreicht werden.

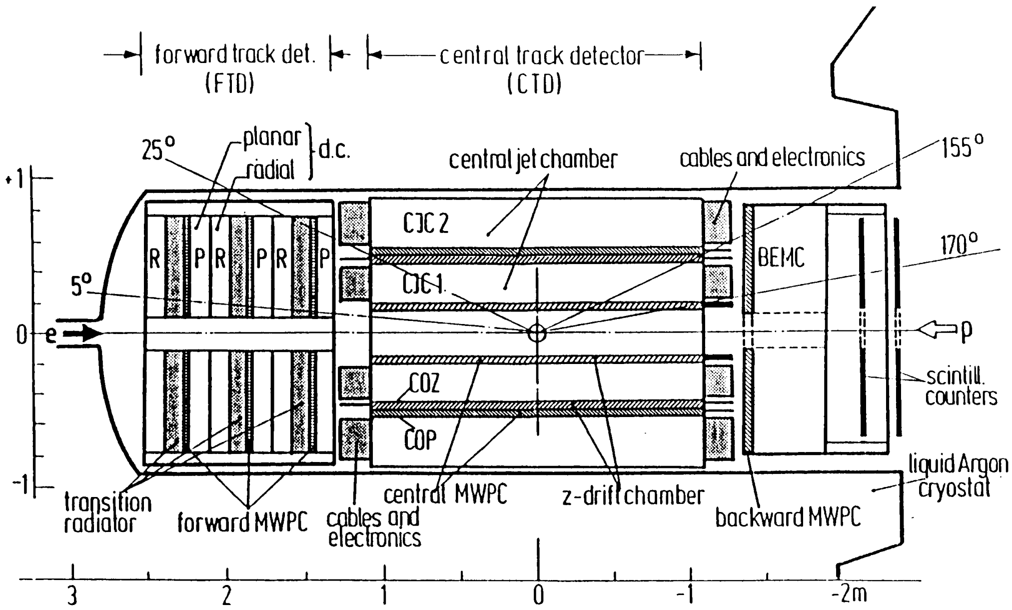


Abbildung 3.2: *Das Spurkammersystem von H1.*

Vorwärtsspurkammern

Die Vorwärtsspurkammern [4] $\boxed{3}$ setzen sich aus drei etwa gleichartigen „Supermodulen“ zusammen, von denen jedes folgendermaßen unterteilt ist :

[4] Forward–Track–Detector

1. Drei jeweils gegeneinander um 60° verdrehte planare Driftkammern. Sie werden zur Messung des Polarwinkels verwendet.

2. Vieldrahtproportionalkammern für Triggerinformationen:
Die Kammern des ersten Supermoduls werden in Kombination mit der CIP zum Aufbau des z–Vertex–Triggers mitbenutzt.

3. Eine Schicht Polyethylenfolien.
Sie dient als „Übergangsstrahlungserzeuger“ für die Unterscheidung von Pionen und Elektronen. Dabei nutzt man aus, daß beim Übergang von einem Material in ein anderes Photonen abgestrahlt werden und diese Emission von der Teilchenmasse abhängig ist.

4. Radiale Driftkammern.
Die Drähte dieser Kammern sind radial nach außen gespannt und ermöglichen so die Festlegung einer Spur in der x–y–Ebene. Darüber hinaus werden sie zum Nachweis der Übergangsstrahlung benutzt.

Nach Einbau des Vorwärtsspurdetektors wurde festgestellt, daß Teile der direkt an den Kammern sitzenden Elektronik defekt waren. Eine Reparatur konnte wegen des mit dem Ausbau verbundenen Aufwands erst während der Winterpause 1992/1993 durchgeführt werden. Daher wurde für diese Arbeit nur sehr begrenzt Information aus den Vorärtsspurkammern benutzt.

3.2 Das System zur Energiemessung

Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

Das Flüssig–Argon–Kalorimeter[5] [4] [5] wird zur Energiemessung der Reaktionsprodukte benutzt. Die gesamte Konstruktion liegt innerhalb des Spulenradius, um möglichst wenig inaktive Materie zwischen Entstehungsort und Absorption der Teilchen zu haben.

Das Kalorimeter besteht aus abwechselnden Schichten Absorbermaterial und Ionisationskammern, es ist also ein *Samplingkalorimeter*. Dabei wurde im elektromagnetischen Teil des Subdetektors [4] Blei und im darüberliegenden hadronischen Teil [5] Edelstahl als Absorber verwendet. Damit keine inaktiven Räume entstehen, weisen die Grenzflächen der acht zylindrischen Teilstücke (sogenannte *wheels*) nicht auf den Wechselwirkungspunkt. Das gesamte Kalorimeter befindet sich in einem auf 90 K gekühlten, mit flüssigem Argon gefüllten Kryostaten [15].

Im folgenden wird der sogenannte „Inner–Forward–Bereich“ (IF) des Kalorimeters eine wichtige Rolle spielen. Das ist der dem Stahlrohr an nächsten liegende Teil der Konstruktion; er ist in Abbildung 3.3 mit IFE und IFH bezeichnet.

Das Rückwärtskalorimeter

In Rückwärtsrichtung ist das oben beschriebene Kalorimeter nicht geschlossen. Damit aber in diesem Teil des Raumwinkels auch Energiemessung möglich ist, wurde im Polarwinkelbereich $150^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$ das Backward– Electromagnetic– Calorimeter (BEMC) [12] installiert. Es dient besonders zum Nachweis des gestreuten Elektrons.

Wie das „LAr“ ist auch das BEMC ein aus abwechselnden Schichten aufgebautes Samplingkalorimeter. Da es speziell zur Messung elektromagnetischer Energie dient, wurde hier auch

[5] Es wird im folgenden auch als LAr bezeichnet.

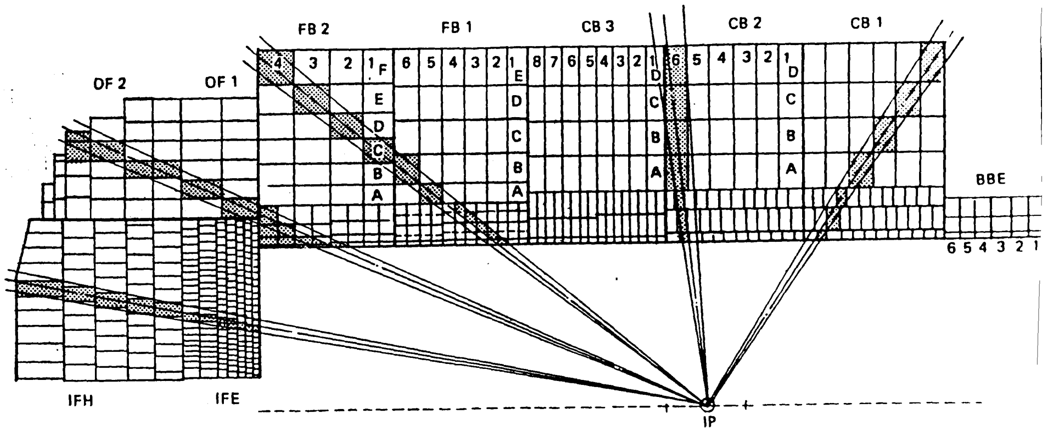


Abbildung 3.3: *Das Flüssig–Argon–Kalorimeter. Die eingezeichneten Strahlen zeigen die Auslesestruktur des Kalorimeters.*

Blei als Absorbermaterial verwendet. Das BEMC ist ein sogenanntes „warmes" Kalorimeter, d.h. während der Messungen hat es Raumtemperatur.

Das Vorwärtskalorimeter (Plug)

Im Vorwärtsbereich, in einem Polarwinkelbereich von $0.72° \leq 3.44°$ ist ein weiteres warmes Kalorimeter $\boxed{13}$ mit besonders guter Ortsauflösung untergebracht, um Reste des Targetjets zu vermessen. Auf diese Weise kann ein großer Teil der Transversalenergie der Ereignisse erfaßt werden.

Während der Entstehungsungszeit dieser Arbeit war nur etwa ein Viertel des Instruments installiert, so daß auch das zugehörige Triggerelement nicht benutzt werden konnte.

Das instrumentierte Eisen als Kalorimeter

Das Rückflußjoch des Magneten von H1 wird ebenfalls zur Energiemessung benutzt. Hadronische Energie aus Schauern, die nicht im für den Raumwinkel zuständigen Kalorimeter absorbiert werden, kann man hier im sogenannten *Tailcatcher* $\boxed{10}$ messen. Die dazwischenliegende inaktive Materie der Spule wird durch Kalibrationen mit Teststrahlen im CERN berücksichtigt.

3.3 Die supraleitende Spule

Die wegen der hohen benötigten Ströme in supraleitender Technik realisierte Solenoidspule von H1 $\boxed{6}$ erzeugt im größten Teil des aktiven Detektorvolumens ein Magnetfeld von 1.14 T. Mit ihrem Durchmesser von 6 m umschließt sie Flüssig–Argon–Kalorimeter, BEMC und Spurkammern.

Da sich die Spule in unmittelbarer Nähe des Rückflußjochs mit den Myonkammern befindet, herrscht dort die für eine unabhängige Impulsmessung notwendige Feldstärke. Hauptzweck des Solenoids ist allerdings die Impulsmessung in den Spurkammern. Es wird folgende Impulsauflösung angestrebt:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 3 \cdot 10^{-3} \cdot \; p \; [GeV]$$

3.4 Das Vorwärts–Myonspektrometer

Das Vorwärts–Myonspektrometer $\boxed{11}$ dient speziell zur Vermessung der Impulse hochenergetischer Myonen in einem Polarwinkelbereich von:

$$5^\circ \leq \theta \leq 20^\circ$$

Herzstück ist der Toroidmagnet, der ein um die z–Achse zylindersymmetrisches Magnetfeld erzeugt. Mit Hilfe je zweier Driftkammern (radial und azimutal) vor und hinter dem Toroid kann die durch den Magneten erzeugte Krümmung der Teilchenbahnen bestimmt werden.

3.5 Das instrumentierte Eisen

Als äußere Detektorkomponente schließt sich an das Flüssig–Argon–Kalorimeter und die Spule das intrumentierte Eisen $\boxed{9}$ $\boxed{10}$ an. Neben seinen Detektoraufgaben dient es als Rückflußjoch für das Magnetfeld des Solenoids. Die Instrumentierung besteht aus in Schlitze der Eisenkonstruktion eingeschobene, und je drei Lagen außen und innen angebrachte Streamerrohrkammern (siehe Abbildung 3.6). Die im folgenden auch als STS bzw. LST (<u>S</u>treamer–<u>T</u>ube–<u>S</u>ystem bzw. <u>L</u>imited–<u>S</u>treamer–<u>T</u>ube–system) bezeichnete Detektorkomponente dient einerseits zum Nachweis der die Kalorimeter durchquerenden minimalionisierenden Myonen, andererseits kann sie auch als Tailcatcher (s.o.) benutzt werden.

Das Eisenjoch ist aufgrund seiner Konstruktion in kleinere Einheiten unterteilt. Besonders für Auslesemechanismus und Myontrigger ist das Verständnis dieser Einteilung wichtig, da sich die Hardware streng daran orientiert.

Subdetektoren und Module

Das symmetrisch um die z–Achse angeordnete Eisenjoch zerfällt durch seine Konstruktion in vier sogenannte Subdetektoren, die von 0 bis 3 durchnummeriert sind (siehe Abbildung 3.4). Dabei unterscheidet man zwischen den „Endkappen“ und den „Barrelhälften“. Der zentrale Teil des Myondetektors sieht aus wie eine oktagonale Tonne; im folgenden wird hierfür die in der Kollaboration gebräuchliche englische Übersetzung „Barrel“ benutzt. Nach vorne und hinten wird das Barrel durch je eine senkrecht zur z–Achse stehende Wand aus Eisen und Kammern geschlossen: die sogenannten Endkappen.

Subdetektornummer	Beschreibung	Abkürzung
0	hintere Endkappe	BEC
1	hintere Barrelhälfte	BBA
2	vordere Barrelhälfte	FBA
3	vordere Endkappe	FEC

Jeder dieser vier Subdetektoren ist seinerseits in 16 kleinere Einheiten, die Module, unterteilt. In Abbildung 3.4 ist die Anordnung dieser Module und deren Zuordnung zu subdetektorspezifischen Nummern I_{lokal} zu sehen. Die oktagonale Struktur des Barrels wird durch die Module in der x–y–Ebene in Halboktanten eingeteilt. Die Module 0 – 8 und 15 sind länger als die anderen in der Barrelbasis, weil sie in z–Richtung die Endkappen überlappen.

In FEC und BEC liegen jeweils 8 Module in positiver und negativer x–Richtung übereinander. Wegen der oben beschriebenen Struktur haben die Module dieser Subdetektoren sehr unterschiedliche Formen.

Um nicht jedes Modul durch Subdetektornummer und I_{lokal} charakterisieren zu müssen, werden sie durchnummeriert:

$$N_{Modul} = I_{Subdetektor} \cdot 16 + I_{lokal}$$

Dem Modulkonzept kommt als Auslese– und Triggereinheit zentrale Bedeutung zu.

3.5.1 Die Streamerrohrkammern

Die Instrumentierung des Eisenjochs besteht aus modifizierten Iarocci–Streamerrohren. Im Unterschied zu den ursprünglichen Kammern wird bei H1 ein *nicht* brennbares Gas (88% CO_2, 9.5% $Isobutan$, 2.5% Ar) und ein halogen*freier* Kunststoff (Luranyl) benutzt. Die Grundform ist ein Rohr mit quadratischem Querschnitt der Kantenlänge 9 mm, in dessen Mitte sich ein versilberter Cu–Be–Draht mit 100 μm Durchmesser befindet. Jeweils acht dieser im folgenden als *Draht* bezeichneten kleinsten Nachweiseinheiten sind, durch graphitierte Stege (1 mm dick) getrennt, zu sogenannten *Profilen* zusammengefaßt. Die kleinste Instrumentierungseinheit im Detektor bildet dann das *Element*, das aus zwei in eine gasdichte Luranylbox eingeschweißten Profilen besteht (siehe Abbildung 3.5). Dabei wurden die Profile je mit einer hochresistiv graphitierten Luranylplatte abgedeckt.

Der Nachweismechanismus funktioniert ähnlich wie bei Proportionalkammern:
Ein die Kammer durchquerendes geladenes Teilchen ionisiert Atome des Gases. Die so entstandenen freien Elektronen werden durch die angelegte Hochspannung so stark beschleunigt, daß sie ihrerseits Atome ionisieren und damit weitere Ladungsträger erzeugen.

Die Feldstärke ist ähnlich groß wie bei Geiger–Müller–Zählrohren, so daß sich die entstandene Lawine ohne das beigefügte Löschgas über die ganze Kammer ausbreiten würde. Das Löschgas absorbiert UV–Photonen, die bei Rekombinationen entstehen, ohne selbst dabei ionisiert zu werden, und begrenzt dadurch den *Streamer* (die Elektronenlawine) auf engen Raum. Der den Zähldraht erreichende Streamer erzeugt einen Spannungspuls, der mit der Ausleseelektronik nachgewiesen werden kann.

Aufgrund der großen Hochspannung werden die Drähte der Streamerrohrkammern bei H1 digital ausgelesen (insgesamt etwa 140000). (Näheres findet man in [5].)

3.5.2 Modulinstrumentierung

Mehrere der im letzten Abschnitt besprochenen Elemente werden nebeneinander zusammengefügt und abhängig von ihrem Instrumentierungsort noch mit weiteren aktiven Komponenten versehen:

1. Streifen (*Strips*)
   Da durch die Elemente keine Ortsauflösung parallel zur Drahtrichtung möglich ist, sind

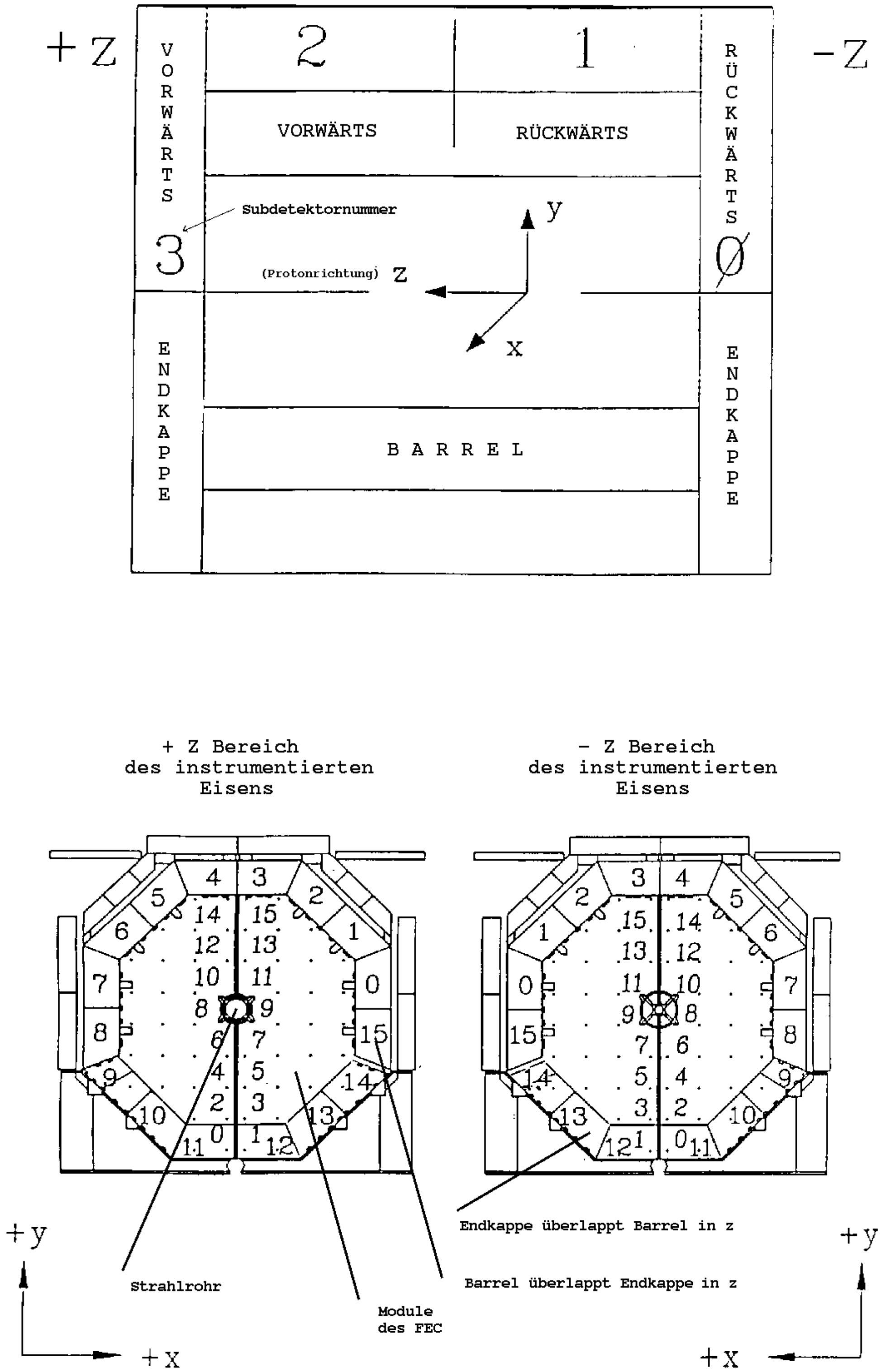


Abbildung 3.4: *Einteilung des instrumentierten Eisens.*

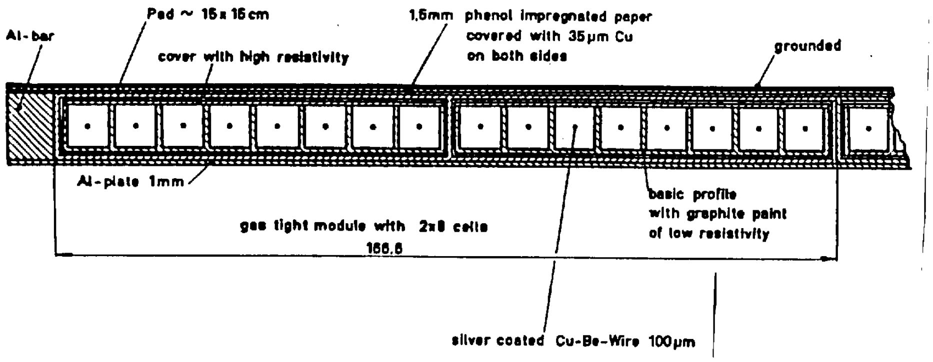


Abbildung 3.5: *Die kleinste Instrumentierungseinheit: Das Element.*

senkrecht dazu 17 mm breite Kupferstreifen aufgeklebt, die vom Streamer influenzierte Ladung nachweisen können und somit eine weitere Ortsinformation bieten.

2. *Pads*
Diese quadratischen ($30cm \times 30cm$) bzw. rechteckigen ($40cm \times 50cm$) Influenzelektroden werden analog ausgelesen. Die Pads gehören zur Tailcatcher–Funktion des Eisenjochs, und dienen zur Energiemessung.

Die Modulinstrumentierung besteht aus 16 von 0 bis 15 durchnummerierten so zusammengesetzten Lagen (siehe Abbildung 3.6). Dabei unterscheidet man zwischen den außen und innen an das Eisenjoch angebrachten „Myonboxen“ und den in dessen Schlitze eingeschobenen Lagen. Die Nummern 0 – 2 bzw. 13 – 15 bezeichnen die Instrumentierung der inneren bzw. äußeren Myonboxen. Dabei ist zu beachten, daß die angesprochenen Lagen außerhalb des Jochs nicht streng der Moduleinteilung folgen, sondern größer sind; die genaue Lage findet man in [6].

Die Drahtlagen 3, 4, 5, 8, 9, 10, 11, 12 liegen jeweils in einem 2.5 cm dicken Schlitz, durch 7.5 cm Eisen getrennt (siehe Abbildung 3.6). Die verbleibenden Nummern 6, 7 bilden eine Doppellage etwa in der Mitte des Jochs. Nur die Lagen 0, 1, 7, 14, 15 sind mit Strips ausgerüstet, alle anderen sind mit Pads bestückt. Genaueres zur Instrumentierung findet man in [6, 7, 8].

3.6 Der H1–Trigger

Elektron– und Protonstrahlen treffen sich in den Wechselwirkungspunkten bei HERA mit einer Rate[6] von etwa 10 MHz. Da jedes Ereignis ca. 180 kb umfaßt, kann nur mit etwa 5 Hz abgespeichert werden [9]. Obwohl nicht bei jedem Bunchcrossing eine nachweisbare Wechselwirkung stattfindet, würde bei Auslese aller Ereignisse mit irgendeiner Reaktion des Detektors[7] ein Datenfluß von

$$180kHz \times 180kb = 32\ Gb \cdot s^{-1}$$

entstehen. Wie in Kapitel 5 genauer erläutert wird, besteht die Hauptrate aus physikalisch nicht interessanten Ereignissen.

[6]Die Zeit zwischen zwei Bunchcrossings, also zwischen dem Treffen der Teilchenpakete, beträgt 96 ns.

[7]T0–Rate (siehe Abschnitt 3.6) von Strahlgas– und Strahlwandereignissen aus Monte–Carlo–Rechnungen

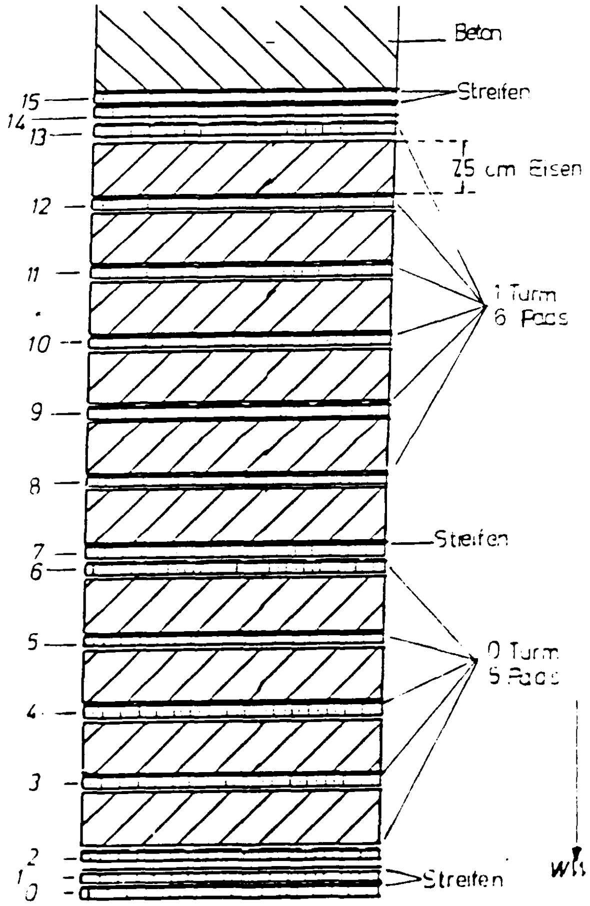


Abbildung 3.6: *Querschnitt durch das Eisenjoch : Das Modul*

Der Trigger hat nun die Aufgabe, die „interessanten“ Wechselwirkungen aufzuspüren und nur in einem solchen Falle das Auslesen und Wegspeichern zu veranlassen (im folgenden auch als „triggern“ bezeichnet).

Bei H1 gibt es vier hierarchisch getrennte Triggerebenen. Von Ebene zu Ebene hat die Hardware bzw. Software detailliertere Ereignisinformationen zu Verfügung, für deren Verarbeitung aber eine mit der Stufe anwachsende Zeit nötig ist.

L1: Erste Ebene („level 1“)
Dieser Triggerebene stehen nur sehr wenig Informationen zur Verfügung, weil noch nicht mit der Auslese des Detektors begonnen wurde. Da nur mit Hilfe von Hardware über die Ereignisse entschieden wird, liegt schon nach 2.2 μs die Antwort des Triggers vor. Weil während dieser Zeit 22 Bunchcrossings stattfinden, müssen alle Kanäle der Ereignisse zwischengespeichert werden (in den sogenannten „front–end–pipes“), bis die Triggerentscheidung vorliegt. Auf dieser Ebene gibt es keine Totzeit, denn erst durch das Anhalten der Zwischenspeicher nach einer positiven Entscheidung gehen die neu erzeugten Ereignisse verloren. Bei vollständiger Instrumentierung der anderen Triggerstufen darf etwa 100 mal in der Sekunde eine positive Entscheidung fallen, ohne den weiteren Datenweg

zu übersättigen. In der Runperiode 1992 betrug die L1–Rate etwa 10 Hz.

L2: Zweite Ebene („level 2“)
Die Entscheidung von L2 muß nach 18 μs vorliegen. Beim Eintreffen der positiven Entscheidung der ersten Ebene, dem sogenannten „L1–keep“–Signal wird mit der Auslese des Detektors begonnen; daher hat diese Stufe zusätzliche Informationen zur Verfügung. Der L2–Trigger ist wie L1 ein Hardwaretrigger; allerdings verursacht er im Gegensatz zu diesem Totzeiten. Zusammen mit der Zeit zum Löschen und Neustart der front–end–pipes erzeugt die L2–Elektronik eine Totzeit von mindestens 20 μs im Falle einer negativen Entscheidung (dem „L2–reject“).

L3: Dritte Ebene („level 3“)
Die Entscheidungszeit beträgt nun 800 μs. Im Gegensatz zu L1 und L2 arbeiten auf dieser Ebene programmierte Prozessoren.

L4: Vierte Ebene („level 4“)
Diese auch im folgenden als „Filterfarm“ bezeichnete Triggerstufe ist eine vernetzte Ansammlung von Prozessoren, deren positive Entscheidung zum Abspeichern[8] der Ereignisse führt. Die Software beginnt an dieser Stelle schon mit Teilen der Rekonstruktion, und neben ihren Triggeraufgaben werden auch Monitorhistogramme erzeugt. Die Entscheidungszeit beträgt etwa 200 ms.

Während der ersten Runperiode waren L2 und L3 noch nicht installiert, so daß für diese Arbeit nur Triggerebene L1 relevant ist.

Im folgenden werden einzelne „Entscheidungswerkzeuge“ verschiedener Subdetektoren auf Triggerebene L1 vorgestellt („Triggerelemente“). Dabei ist aus verständlichen Gründen der Myontrigger hervorgehoben.

Die Triggerelemente jedes Subdetektors werden zur zentralen Triggerlogik (CTL[9]) geführt und dort zeitlich synchronisiert. Kombinationen von Triggerelementen verschiedener Subdetektoren bilden dann die endgültigen *Subtrigger*. Elemente (z.B. Myontrigger) ohne genügend genaue eigene Zeitinformation *müssen* mit anderen Triggerelementen kombiniert werden, die feststellen, ob die Detektoraktivität auch zur richtigen Zeit stattfand[10] (T0–Signal). Im Anhang findet man die im Herbst 1992 benutzten (Sub–)Trigger und deren typische Raten.

3.6.1 Der Myontrigger

Das Myontriggerelement besteht aus mehreren Entscheidungsebenen, die sich streng an der Gliederung des instrumentierten Eisens orientieren. Die kleinste Bedingungseinheit ist deshalb das Modul. Innerhalb eines Moduls wird durch die Lagenkoinzidenzen (*layerboards*) entschieden, ob das Fehlen oder das Vorhandensein eines Teilchendurchganges an die nächste Ebene weitergemeldet werden soll. Die Entscheidungen aller 64 Lagenkoinzidenzen werden über das sogenannte „Patchpanel“ den Sektorkoinzidenzen zugeführt. Hier kann dann auf Subdetektorbasis über die Anzahl der Kandidaten und Topologien entschieden werden (siehe auch das Schema in Abbildung 3.7).

Diese Einheit liefert dann das fertige Myontriggerelement (in Form von 8 Bits) an die zentrale Triggerlogik. Die genaue Beschreibung des Myontriggers findet man in [10, 8].

[8] Auch als data–logging bezeichnet
[9] Central–Trigger–Logic
[10] Während 1992 lieferte der z–Vertex–Trigger das T0 für den Myontrigger.

Der Entscheidungsmechanismus

Der Entscheidungsmechanismus auf der L1–Triggerebene muß besonders schnell sein, damit die front–end–pipes nicht überlaufen. Daher sind Algorithmen zur Entscheidungsfindung ungeeignet. Die Antwort muß für jede Möglichkeit der Eingabesignale schon feststehen, d.h. sie muß offline erzeugt worden sein.

Die Elektronik schaut dann nur in einer Tabelle (im folgenden „Lookup–table“ genannt) anhand der Eingabesignale die Entscheidungsantwort nach:
Die digitalen Ereignisinformationen werden auf den Adreßbus eines RAM (Random–Access–Memory) geführt. Zu jeder Konfiguration der Eingabe gibt es eine Speicherzelle, deren Inhalt dann auf den Datenbus des Elektronikbausteins gegeben wird. Erfüllt nun das Ereignis die Bedingung j, so ist das Bit j des Datenbus gesetzt. Somit können mehrere Bedingungen gleichzeitig überprüft werden. Vor der Datennahme müssen die RAMs aber mit den offline per Programm erzeugten Werten geladen worden sein.

Lagenkoinzidenzen

Mit Hilfe der Lagenkoinzidenzen wird entschieden, ob ein Teilchendurchgang stattgefunden hat. Da die endgültige Auslese der Drähte einer Lage seriell funktioniert und damit für den Trigger zu langsam ist, wurden die Drahtlagen 3, 4, 5, 8, 12 mit schnellen Triggersignalen ausgerüstet. Dazu gibt es für jedes Element einer Lage auf der Ausleseelektronik eine Leitung, die das „logisch Oder“ aller 16 Drähte wiedergibt. Alle diese Leitungen der maximal 10 Elemente einer Drahtlage werden wiederum verodert und ergeben das Lagensignal *or_i* der Triggerlage i. Um zur Unterscheidung von Einzelteilchen oder Schauern eine Information über die Elementmultiplizität zu haben, wurde für die Drahtlage 3 noch eine Majoritätslogik installiert, die zwei Signale zur Verfügung stellt : **MAJ1** falls mehr als ein Element, **MAJ2** falls mehr als zwei Elemente von Lage 3 getroffen wurden. Die sieben Signale

MAJ1, MAJ2, or_3, or_4, or_5, or_8, or_12

bilden nun den Adreßraum eines schnellen Speicherbausteins, der die Lagenkoinzidenzbedingung ausgibt. Dabei ist noch anzumerken:

- Das RAM hat 8 Datenbits, damit sind 8 verschiedene Triggerbedingungen gleichzeitig programmierbar.
- Für jedes Modul können (verschiedene) in ihren Parametern auf den speziellen Ort in der Eiseninstrumentierung abgestimmte Triggerbedingungen programmiert werden.

Während der ersten Runperiode war für alle Lagenkoinzidenzen eine Mindestanzahl von drei getroffenen Triggerlagen gefordert (siehe auch Abbildung 3.7).

Das „Patchpanel“

Die 8×64 Bits der 64 Lagenkoinzidenzen werden gesammelt, umgeordnet, und jeweils Bit **i** jeder Lagenkoinzidenz zur Sektorkoinzidenz **i** geleitet.

Durch geschicktes Umverdrahten des Patchpanels können die Sektorkoinzidenzen auch in anderen Modi betrieben werden, indem sie für Teile des Eisens die Information mehrerer verschiedener Lagenkoinzidenzen verarbeiten:
Beispielsweise könnte man innerhalb einer Sektorkoinzidenz für die Vorwärtsendkappe die Information von 4 Lagenkoinzidenzbedingungen pro Modul verarbeiten.

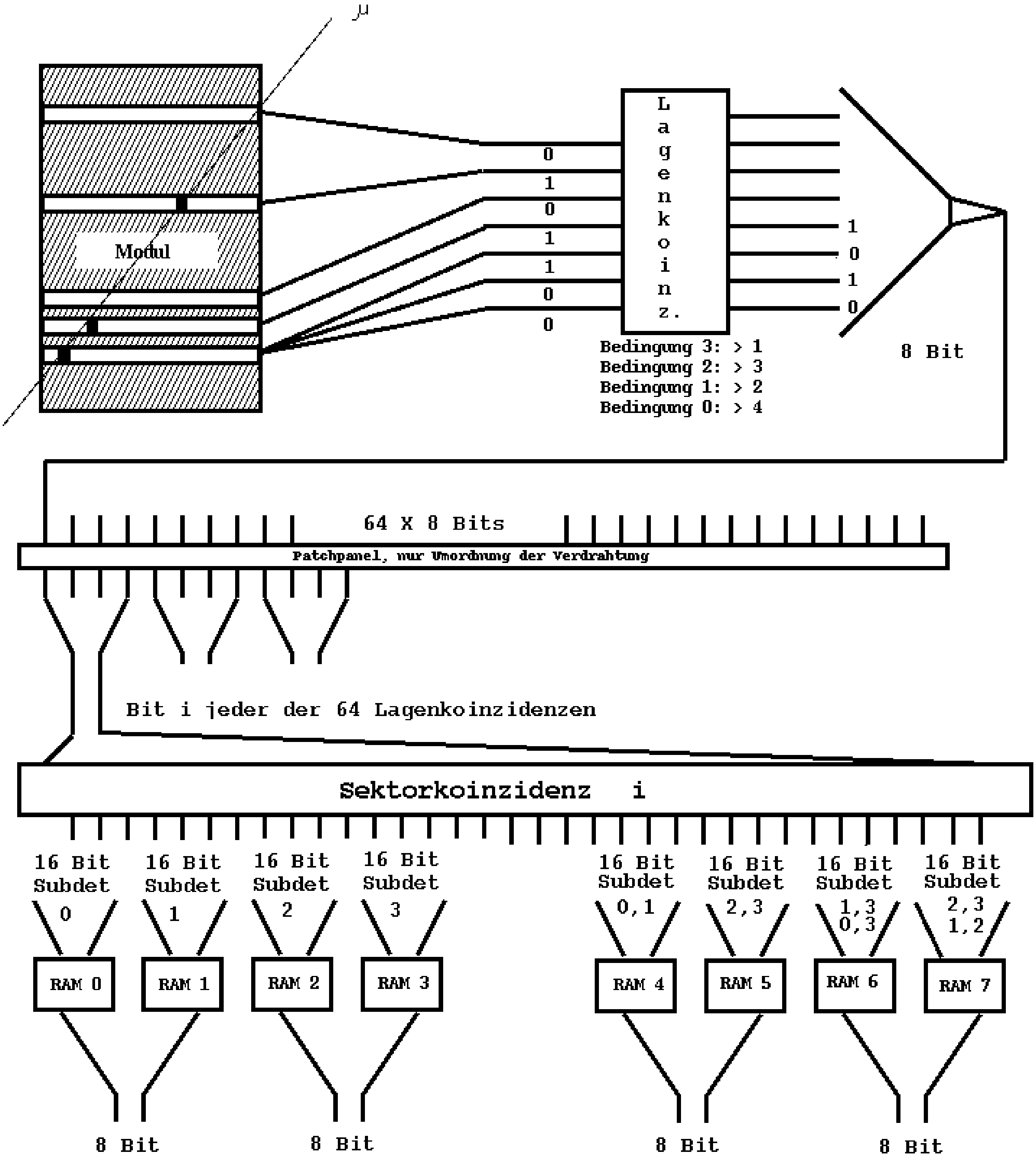


Abbildung 3.7: *Schemadarstellung des Myontriggers.*

RAM	Subdetektor Nummer	Ausgabe	
		Byte Nummer	Bitnummer
0	0	0	0–3
1	1	0	4–7
2	2	1	0–3
3	3	1	4–7
4	0,1	2	0–3
5	2,3	2	4–7
6	0,2 oder 0,3	3	0–3
7	1,2 oder 1,3	3	4–7

Tabelle 3.1: *Assoziation der Lookup–tables in den Sektorkoinzidenzen zu Subdetektoren*

Sektorkoinzidenz

Nachdem vom Patchpanel umgeordnet, bildet jeweils eines der 8 Bits jeder Lagenkoinzidenz die Eingabe für die Sektorkoinzidenzen. Die Entscheidung erfolgt nun nicht mehr auf Modul–, sondern auf Subdetektorbasis. Auf den Sektorkoinzidenzen („sectorboards“) sind 8 Lookup–tables untergebracht, die an dieser Stelle einen 16 Bit breiten Adreßbus haben.

Je 16 der 64 Signale (die Lagenkoinzidenzentscheidungen für je einen Subdetektor) werden in die RAMs 0–3 eingespeist. Mit Hilfe der letzten vier RAMs ist auf Kosten eines Granularitätsverlustes auch die subdetektorübergreifende Kombination möglich. Dazu werden je Subdetektor immer zwei aufeinanderfolgende Modulsignale verodert, so daß die 16 Signale auf 8 reduziert werden.

RAM 4 bzw. 5 verknüpfen die Subdetektoren in Rückwärts– bzw. in Vorwärtsrichtung miteinander. Um mit den verbleibenden 2 RAMs die restlichen vier Kombinationen abdecken zu können, sind die Eingabesignale dieser Speicher wählbar (siehe Tabelle 3.1). Auf Sektorkoinzidenzebene sind je Lookup–table nicht mehr 8, sondern nur noch vier verschiedene Bedingungen möglich. Die vier Bits je zweier aufeinanderfolgender RAMs werden zusammengefaßt und nach außen geführt (siehe Abbildung 3.7). Zur Zeit der ersten Runperiode wurden nur je zwei Bits der ersten vier RAMs (i) an die zentrale Triggerlogik weitergegeben :

1. Genau eine Lagenkoinzidenz war in Subdetektor (i) aktiv.
2. Mehr als eine Lagenkoinzidenz war in Subdetektor (i) aktiv.

3.6.2 Proportionalkammertrigger

Aufbau der Proportionalkammern

CTD Zentralbereich:

Wie bereits im Zusammenhang mit dem Aufbau der Spurkammern besprochen, besteht die Instrumentierung mit Proportionalkammern im Zentralbereich aus zwei Ringen : **CIP** und **COP**, die einen Abstand von 15 cm bzw. 80 cm von der Strahlachse besitzen. Die Proportionalkammern sind sowohl in z–Richtung als auch in der x–y–Ebene unterteilt, wie in Tabelle 3.2 dargestellt ist.

Jeder der beiden Ringe besteht seinerseits aus zwei Lagen von Kammern. Die beiden Lagen der CIP sind um $\frac{1}{16}$ des Vollkreises, also um 22.5° gegeneinander verdreht. So ergibt sich, falls die Pads beider Lagen bei einem Teilchendurchgang ansprechen, trotz der nur 8 fachen Segmentierung in der x–y–Ebene eine „effektive“ 16–fache Einteilung wie bei der COP.

FTD Vorwärtsbereich :
In jedem der drei Supermodule der Vorwärtsspurkammern befindet sich ein Ring mit zwei Proportionalkammerlagen. Analog zur CIP gibt es in der x–y–Ebene zwar nur acht Segmente, aber wegen deren relativen Winkel von 22.5° ergibt sich auch hier eine 16–fache Struktur. Im Gegensatz zum Zentralbereich sind die Vorwärtsproportionalkammern konzentrisch um die z–Achse eingeteilt (siehe Tabelle 3.2).

BPC Rückwärtsbereich :
Auch im Rückwärtsbereich sind Proportionalkammern installiert. Sie werden allerdings nicht für den z–Vertex–Trigger benutzt und werden daher nicht genauer besprochen.

	CIP	COP	FTD–MWPC
Anzahl der Lagen	2	2	3×2
Anzahl ϕ–Sektoren/Lage	8	16	8
Anzahl effektiver ϕ–Sektoren	16	16	16
Anzahl Sektoren in z bzw. R	60	19	20,21

Tabelle 3.2: *Die Einteilung der Proportionalkammern.*

Weiterführende Informationen zu den Proportionalkammern findet man in [2, 3].

Trigger mit den Proportionalkammern

Ein am Wechselwirkungspunkt entstandenes geladenes Teilchen durchquert im Zentral– oder im Vorwärtsbereich mindestens 4 Lagen Proportionalkammern. Dabei kommt es bei effizienten Kammern zu Koinzidenzen zwischen Pads verschiedener Supermodule im Vorwärtsbereich oder CIP und COP. Diese Koinzidenzen definieren ein Richtungsintervall (da die Pads endliche Ausdehnung besitzen), das in der Kollaboration als *Ray* (also „Strahl“) bezeichnet wird. Diese bilden die Grundinformation für Proportionalkammertrigger.

- Ray–Trigger
  Die Rays können einerseits zu Histogrammen in der x–y–Ebene verarbeitet werden, mit deren Hilfe dann Topologietrigger möglich sind. Andererseits können sie mit der Triggerinformation des Flüssig–Argon–Kalorimeters verknüpft werden, so daß die Triggerstrukturen dieses Subdetektors durch auf sie weisende Proportionalkammerstrukturen „bestätigt“ werden können[11]. Da Proportionalkammer– und kalorimetrische Trigger verschiedene Aufteilung des Raumwinkels besitzen, werden die Rays zu sogenannten „Big–Rays“ verknüpft, die dann mit der Struktur der „Big–towers“ des Kalorimeters übereinstimmen.

- z–Vertex–Trigger
  Der in der Anfangsphase von H1 relevante MWPC–Trigger war jedoch der „z–Vertex–Trigger“, der auch in dieser Arbeit noch untersucht wird. Wie der Name sagt, soll das

[11] „Big–Tower–Validation–Bits“

Triggerelement eine Aussage über den Vertex der Ereignisse auf dieser frühen Stufe der Datennahme ermöglichen. Die Basis für die anzulegenden Bedingungen ist dabei das sogenannte „z–Vertex–Histogramm“ mit 16 Bins. Für alle „legalen“ Koinzidenzen von CIP und COP einerseits, oder CIP und den Proportionalkammern des ersten Supermoduls der Vorwärtsspurkammern andererseits wird der (vorher offline bestimmte) Schnittpunkt mit der z–Achse in das Histogramm eingetragen. Eine Koinzidenz ist „legal“, wenn sie auf die z–Achse zeigt und ihr Schnittpunkt im Intervall $z \in [-60\ cm; +60\ cm]$ liegt. Die aktuellen Parameter erfährt man aus der BOS–Bank[12] **CTMP**. Die Entscheidungsfindung des z–Vertex–Triggers wird in Kapitel 5 beschrieben.

3.6.3 Kalorimetrische Trigger

Flüssig–Argon–Kalorimeter

Die Triggereinheit ist eine auf den Wechselwirkungspunkt zeigende Kalorimeterstruktur, der sogenannte „Trigger–Turm“ (*Trigger–tower*, TT). Triggertürme bestehen dabei aus mehreren elektromagnetischen und hadronischen Auslesetürmen. Die Energie in den TT wird von der L1–Elektronik aufsummiert und, wenn sie eine Schwelle übersteigt, zu sogenannten „Big–Towers“ (eine weitere Vergröberung der Granularität) verknüpft, die dann die Basis für Triggerbedingungen bilden. Das Kalorimeter wird so in 240 dieser Triggerbereiche eingeteilt [11]. Im Vorwärtsbereich hat man eine 8– bis 32–fache Segmentierung und im Barrelbereich eine 16–fache Einteilung.

Das Flüssig–Argon–Kalorimeter erzeugt mit den Türmen auch ein eigenes T0–Signal und kann daher auch ohne Kombination mit anderen Triggerelementen benutzt werden.
Während der ersten Runperiode existierten folgende Triggerelemente:

- Summe der Barrelenergie $\geq$ Minimum
- Summe der Transversalenergie $\geq$ Minimum
- Summe Energie im „Inner–Forward“–Bereich (IF) $\geq$ Minimum
- „Elektron–Trigger“ (durch den Unterschied der Pulshöhen elektromagnetischer und hadronischer Signale [11])

BEMC

Das BEMC ist in 8 Big–Towers eingeteilt. Die in der H1–Sprache als BSET (BEMC–Single–Electron–Trigger) bezeichneten Trigger sollen das einzelne gestreute Elektron nachweisen [11].
Während der ersten Runperiode existierten folgende Elemente :

- Genau ein Cluster mit einer Mindestenergie
- Mindestens ein Cluster mit einer Mindestenergie
- Summe der Energien aus allen Triggereinheiten muß einen Mindestwert überschreiten
- Summe der Energie in allen Clustern $\geq$ Schwelle i (i=1,2,3)

[12] Die Datenorganisation bei H1 ist in [26] ausführlich dargestellt

Das Plugkalorimeter

Da das Plugkalorimeter nur zu einem Viertel während der ersten Runperiode instrumentiert war, existierte kein zugehöriges Triggerelement. In der Simulation gab es als Triggerelement drei verschiedene Schwellen für die im Plug deponierte Energie. Die Werte aller Simulationsschwellen können jeweils aus der H1SIM–Ausgabe entnommen werden, falls das Triggermodul ausgeführt wurde[13] (oder aus der TCTH–bank).

3.6.4 Andere Triggerelemente

Time–of–Flight–Veto

Zwischen dem BEMC und dem instrumentierten Eisenjoch befindet sich das aus zwei unterteilten Szintillatorwänden bestehende Time–of–flight–Veto (TOF). Dieses Triggerelement hat eine sehr gute Zeitauflösung, und in Verbindung mit der HERA–Clock, die das Bunchcrossingsignal gibt, kann das TOF Treffer in den Szintillatoren verschiedenen Zeitfenstern zuordnen. Dadurch werden nicht zur richtigen Zeit eintreffende Untergrundereignisse in der Nähe der Strahlachse verworfen. Während der Entstehungszeit dieser Arbeit wurden viele Triggerelemente mit dem TOF–Element „ToF–BG“ (Untergrundzeitfenster) über ein logisches UND verknüpft.

Elektrontrigger des Luminositätsdetektors (e–Tag)

Der e–Tag–Trigger wird dazu benutzt, das gestreute Elektron nachzuweisen. Da jedoch der zugehörige Detektor nur eine geringe Abdeckung im Azimutwinkel hat, seine Energieakzeptanz aufgrund des Ablenkmechanismus gegen die Strahlenergie immer kleiner wird, hat er für diese Arbeit keine Bedeutung (siehe Abschnitt 3.7).

DC–R–ϕ–Driftkammertrigger

Dieser Driftkammertrigger wurde erst gegen Ende der Datennahme benutzbar gemacht. Seine Simulation war bis kurz vor Ende der Arbeit nicht realistisch, so daß er nicht detailliert untersucht wurde. Versuche mit kosmischen Myonen aus den DST–Daten (siehe Abschnitt 5.9.2) ergaben eine Effizienz von nur 55%. Er wird allerdings in der nächsten Runperiode eine wichtige Rolle spielen.

3.7 Luminositätsmessung bei H1

Die Luminositätsbestimmung ist die Basis für jede physikalische Auswertung des Experiments, da diese Größe die gemessenen Ereignismengen N mit den theoretischen Berechnungen $\sigma_{Prozeß}$ verknüpft.

$$N = L \times \sigma_{Prozeß} \tag{3.1}$$

Bei der Berechnung von L aus Maschinenparametern müßten sehr viele Werte und deren Fehler berücksichtigt werden. Im Prinzip ist jedoch L gegeben durch :

$$L = \nu \cdot n_b \cdot \frac{N_{eb} N_{pb}}{A}$$

[13] Steuerbank OSTL, Wort IDEBTR auf 2 setzen

Dabei bezeichnet ν die Trefferrate der Teilchenpakete, n_b deren Anzahl, und N_{eb}, N_{pb} die Anzahl der Elektronen bzw. Protonen in den Paketen. Die Durchdringungsfläche A der Strahlen z.B. ist aber einer der Parameter, die nicht (genau) bestimmt werden können. Daraus folgt, daß die Luminosität bei Speicherringexperimenten gemessen werden muß. Dazu wählt man einen theoretisch und experimentell genau bekannten Prozeß mit möglichst geringem Untergrund und einer leicht nachweisbaren Signatur aus. Durch das Zählen dieser Ereignisse im Experiment erhält man N, und durch Division durch $\sigma_{Proze\ss}$ ergibt sich die Luminosität. Wichtig ist jedoch zusätzlich zu den obengenannten Kriterien, daß der Prozeß einen hohen Wirkungsquerschnitt hat und damit große Raten erwarten läßt. Auf diese Weise erhält man einen Luminositätsmonitor, der dann zusätzlich zur Strahloptimierung und Interkalibration verschiedener Datensätze dienen kann [2].

Bei H1 wurde die Kleinwinkel–Bremsstrahlung[14] (Bethe–Heitler) als Meßprozeß gewählt.

$$e^- \ + \ p \rightarrow e^- \ + \ p \ + \ \gamma \ \mathcal{O}(0.02 \ mrad)$$

Der Wirkungsquerschnitt für eine Elektronenenergieakzeptanz von 5 $GeV \leq p_{el} \leq 25$ GeV beträgt etwa 70 mb [12].

Fehlerquellen für die Luminositätsbestimmung

- Untergrund durch Strahl–Gas–Bremsstrahlung
  Auf einer Länge von 12 m kann der Elektronenstrahl mit Protonen aus den Restgasatomen wechselwirken und so Bremsstrahlungsuntergrund für die Luminositätsbestimmung bieten. Nach [13] ist das Verhältnis von Strahl–Strahl–Bremsstrahlung und Strahl–Gas–Bremsstrahlung bei Designwerten etwa $\frac{N_{Untergrund}}{N_{Lumi}} = 9.8\%$ (Diese Zahl ist natürlich von den aktuellen Werten stark abhängig!). Durch Verwendung des sogenannten „Pilot–Electron–Bunchs“, also eines Elektronpakets des Strahls, das *nicht* im Wechselwirkungspunkt von H1 auf ein Protonpaket trifft, kann der Einfluß dieses Untergrundes jedoch statistisch reduziert werden. Das angesprochene Elektronpaket erzeugt nur Strahl–Gas–Bremsstrahlung.

- Fehler in der Akzeptanzbestimmung des Luminositätstriggers
  Die Akzeptanz des Luminositätssystems ist abhängig von der Justierungsgenauigkeit des Elektronstrahls, so daß an den sichtbaren Luminositätsquerschnitt ein Korrekturfaktor C angebracht werden muß.

- Genauigkeit der Detektorkalibration

Die Luminosität ergibt sich also zu:

$$L = \frac{N_{alle} - N_{e-Pilot} \frac{I_{alle}}{I_{Pilot}}}{\sigma_{sichtbar} \cdot C}$$

Dabei bezeichnet I den Strahlstrom des Pilot– bzw. der anderen Bunches, N_{alle} die Gesamtmeßrate des Luminositätstriggers und N_{Pilot} nur die Pilot–Bunch–induzierte Triggerrate.

Der Hauptbeitrag zum Luminositätsfehler kommt von der Unsicherheit bezüglich Akzeptanz des Luminositätssystems. Triggereffizienz und Detektorkalibration tragen mit etwa 3% zum systematischem Fehler bei und die Untergrundsubstraktion mit dem Pilot–Bunch erzeugt einen weiteren 2%–Beitrag. Damit ergibt sich insgesamt ein systematischer Fehler von insgesamt 7% [14].

[14] Das Photon hat einen Polarwinkel von weniger als 0.02 $mrad$ in der Messung

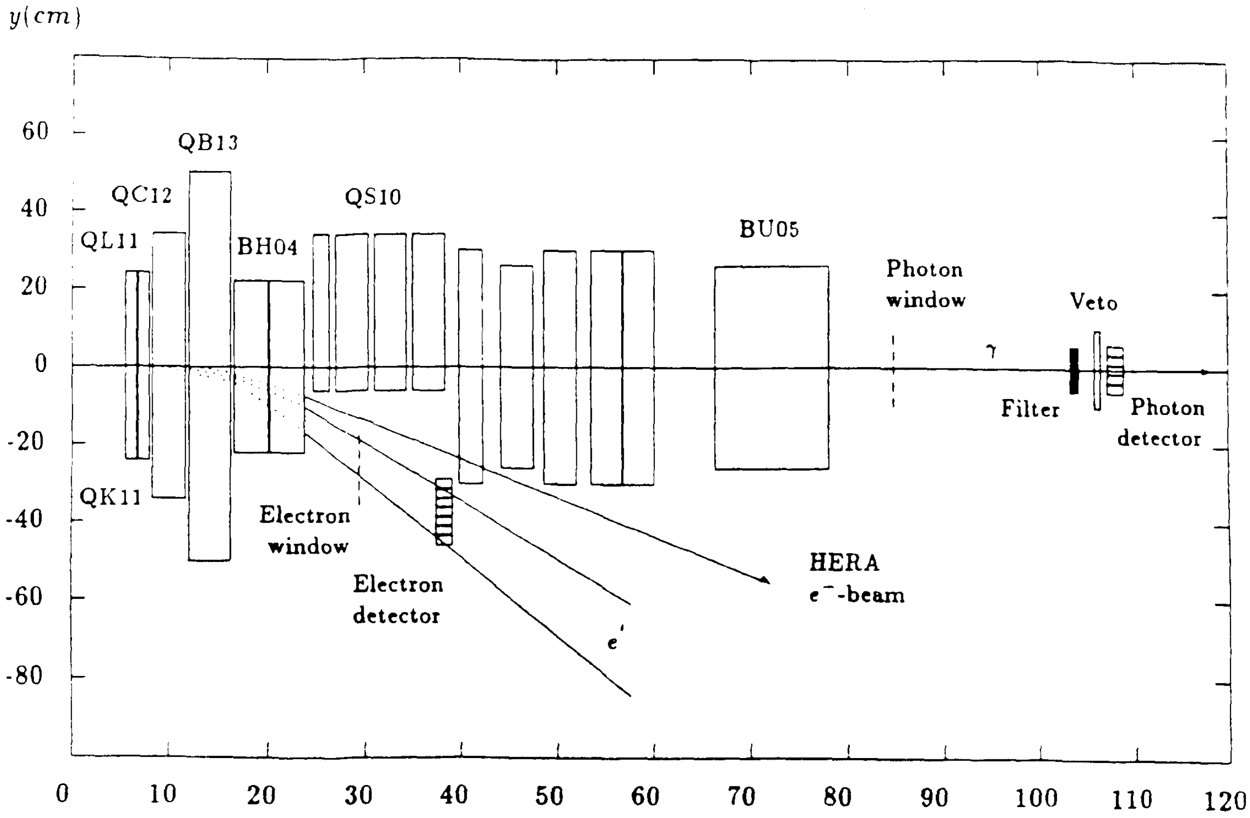


Abbildung 3.8: *Der H1–Luminositätsmonitor.*

Aufbau und Funktionsweise

Damit der Prozeß $e^- + p \rightarrow e^- + p + \gamma$ $\mathcal{O}(0.02\ mrad)$ auch korrekt erkannt werden kann, sind beide Teilchen in Koinzidenz nachzuweisen. Dieser Nachweis muß auf Triggerebene (so schnell wie auf L1) geschehen, da die Raten mit etwa $300 - 400\ kHz$ [15] für Design–Maschinenparameter sehr hoch liegen.

Daher besteht das Luminositätssystem aus einem Elektron– und einem Photonarm (siehe Abbildung 3.8). In $32\ m$ Entfernung vom Wechselwirkungspunkt befindet sich der Elektrondetektor (in der Kollaboration auch als „e–tagger", ET bezeichnet). Der Photondetektor PD ist an der z–Koordinate $-102\ m$ angebracht.

Die Elektronen aus diesem Prozeß werden aufgrund ihrer niedrigeren Energie durch drei Quadrupol– und einen Dipolmagneten vor dem H1–Detektor aus der Strahlrichtung herausgebracht und über ein Auslaßfenster auf den ET gelenkt (siehe auch Abbildung 3.8). Für die dabei benötigten Felder wurde die schon vorhandene Magnetoptik benutzt.

Die Photonen bleiben in der Strahlröhre, bis sie diese durch die Krümmung des HERA–Rings, etwa $91\ m$ vom Wechselwirkungspunkt entfernt, verlassen. Danach müssen sie noch Kombinationen von Abschirmungen und Vetodetektoren durchqueren, bevor sie auf den Photondetektor PD treffen (Genaueres dazu findet man in [12].). Die Detektoren ET und PD bestehen aus 7×7 bzw. 5×5 quadratisch geformten Zellen. Der kleine Querschnitt der Kristalle ($20\ mm \times 20\ mm$) erlaubt eine gute örtliche Auflösung der Treffer. Beide Detektoren sind auf fahrbaren Tischen gelagert, um sie während der Füllphase der Ringe aus den Bereichen harter Strahlung heraus bringen zu können.

Die Erkennung der gesuchten Ereignisse besteht aus einer zeitlichen Koinzidenz von PD und ET, bei der noch folgende Bedingungen erfüllt sein müssen [15]:

1. In beiden Kalorimetern sind die Energien in einem bestimmten Fenster.
2. Es wurde von den Vetozählern vor dem PD kein geladenes Teilchen nachgewiesen.
3. Die Summe der Energien aus PD und ET muß in einem Fenster um die Strahlenergie liegen:
$$E_{Strahl} - \Delta E \leq E_{ET} + E_{PD} \leq E_{Strahl} - \Delta E$$
$$\Delta E \sim O(1.5\ GeV)$$

Kapitel 4

Der Prozeß $e + p \rightarrow e + p + \mu^+ + \mu^-$

4.1 Motivation

Die Luminosität wird durch die Analyse eines Prozesses gemessen, dessen Wirkungsquerschnitt theoretisch genau bekannt und hinreichend groß ist.

Eine Möglichkeit hierzu ist die Myonpaarproduktion in zwei–Photon–Reaktionen, deren Feynmangraph in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Da dieser Prozeß vier Vertices enthält, er also höherer Ordnung in der Kopplungskonstanten α ist, könnte man vermuten, diese im folgenden auch als Signal bezeichnete Reaktion müsse um einen Faktor $\alpha^2 = \frac{1}{18769}$ gegenüber Prozessen der Ordnung α^2 unterdrückt sein.

Bei hohen Energien wird der Faktor α^2 jedoch durch den hohen Fluß quasireeller Photonen kompensiert (siehe Elektronenarm, unten und [16]).

Die Hauptaufgabe dieser Arbeit war zunächst das Aufzeigen eines Weges, wie solche Ereignisse in den Datenfluß von H1 eingebracht werden können, weil die Myonpaare nur wenig Aktivität im Detektor induzieren. Weiterhin mußten die Ereignisse noch aus den Gesamtdaten extrahiert werden. In einem späteren Schritt wird die Untersuchung des physikalischen Untergrundes nötig.

Die folgenden Unterkapitel sollen nur einen groben Abriß der Berechnung der Wirkungsquerschnitte geben, weil die genaue Herleitung in [17] den Rahmen dieser Arbeit übersteigt.

4.2 Gang der Berechnung des Prozesses

Allgemein läßt sich der Wirkungsquerschnitt einer zwei–Photon–Reaktion folgendermaßen berechnen [17]:

$$d\sigma = \frac{(4\pi\alpha)^2}{q_1^2 q_2^2} \rho_1^{\mu\mu'} \rho_2^{\nu\nu'} M^{*\mu'\nu'} M^{\mu\nu} \frac{(2\pi)^4 \delta(q_1 + q_2 - k) d\Gamma}{4\{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2\}^{\frac{1}{2}}} \frac{d^3 p_1' d^3 p_2'}{2E_1 2E_2 (2\pi)^6} \tag{4.1}$$

Dabei beschreiben die $\rho_i^{\mu\nu}$ die Dichte der Photonen, p_i bezeichnen die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen und die q_i^2 die Impulsüberträge auf das Photon i. Den den Subprozeß $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ beschreibenden Tensor $M^{*\mu'\nu'} M^{\mu\nu}$ kann man nach Integration über den zugehörigen Phasenraum Γ für unpolarisierte Ursprungsteilchen in sechs Summanden aufteilen [17]. Vier davon stehen jeweils für eine Polarisationskonfiguration der einlaufenden Photonen, und die beiden verbleibenden sind Interferenzterme:

- Beide Photonen sind transversal polarisiert.

- Das erste der beiden Photonen ist longitudinal polarisiert.
- Das zweite der beiden Photonen ist longitudinal polarisiert.
- Beide Photonen sind longitudinal polarisiert.
- Zwei Interferenzterme bleiben übrig.

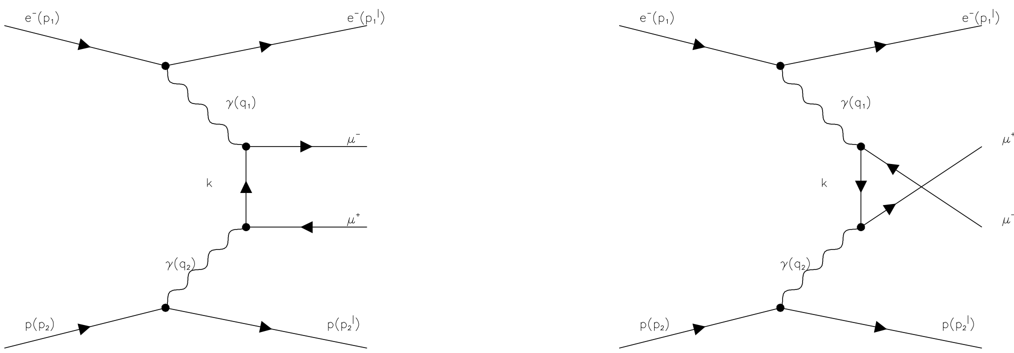


Abbildung 4.1: *Feynmangraph für $\mu^+\mu^-$–Produktion mit elastischem Protonendzustand.*

Da aber die Photonpropagatoren dafür sorgen, daß der Hauptwirkungsquerschnitt bei $q_i^2 \to 0$ konzentriert ist, kann der Prozeß in dieser Näherung gut beschrieben werden. In dem Fall verschwinden die longitudinalen Anteile, da sie mit q^2 der longitudinalen Photonen skalieren, [17, 16], und nur zwei Terme bleiben übrig. Falls dann noch über den Azimutwinkel der Streuebenen beider Ursprungsteilchen integriert wird, bekommt man nur noch einen Term, der den Wirkungsquerschnitt für den Subprozeß mit reellen Photonen enthält.

In Formel 4.2 sieht man, daß der Wirkungsquerschnitt des Subprozesses durch die zwei Größen ρ_1^{++} und ρ_2^{++} mit dem Gesamtquerschnitt verbunden ist. Hier interessiert nicht deren genaue Gestalt, sondern allein die Tatsache, daß dort nur die Viererimpulse und Vertexmatrizen der Photonen enthalten sind (siehe auch [17]).

$$d\sigma = \left(\frac{\alpha}{4\pi^2}\right)^2 \frac{(p_1 + p_2)^2}{s q_1^2 q_2^2} \rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{\gamma\gamma} \frac{d^3p_1' d^3p_2'}{2E_1 2E_2} \tag{4.2}$$

Durch die gemachte Näherung kann die Berechnung des Prozesses also in eine Faltung verwandelt werden:
Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Subprozeß mit reellen Photonen wird mit Faktoren multipliziert, die den Fluß der Photonen von den einzelnen Vertices beschreiben. Diese Faktoren bestehen im wesentlichen aus den $\rho^{\mu\nu}$:

$$\Gamma_t \sim \frac{\rho^{++}}{q^2}$$

Allgemein werden sie so geschrieben, daß sie als Wahrscheinlichkeit $f_{\gamma x} = \int \Gamma_t dq^2$ der Emission eines Photons mit dem Impulsbruchteil z des primären Teilchens x interpretiert werden können[1]. Diese auch für einzelne Vertices erlaubte Näherung wird als Weizsäcker–Wiliams–Näherung bezeichnet.

Der Signalprozeß kann dann für $q_i^2 \to 0$ folgendermaßen berechnet werden [16]:

$$d\sigma_{ep\to ep\mu^+\mu^-} = \int_0^1 dz_e \int_0^1 dz_p f_{\gamma e}(z_e) f_{\gamma p}(z_p)\ d\sigma_{\gamma\gamma\to\mu\mu} \tag{4.3}$$

Die Elektronenseite

Nach [16] wird der Flußfaktor für unpolarisierte Photonen der Energie $z \cdot E$ und mit Masse q^2 so bestimmt:

$$\Gamma_t(z)d|q^2|dz = \frac{\alpha}{2\pi|q^2|}\left(\frac{1+(1-z)^2}{z}\right)d|q^2|dz \tag{4.4}$$

Die Integration über q^2 kann direkt ausgeführt werden, wenn die Grenzen der Integration bekannt sind. Das minimale q^2 verschwindet in der Hochenergienäherung, was aber das Integral singulär machen würde. Berücksichtigt man hier (der Rest wird in der Hochenergienäherung berechnet) die Masse des Elektrons, so erhält man unter Beachtung von $E' = E(1-z)$ [16]:

$$|q^2|_{min} = \frac{m_e^2 z^2}{(1-z)} \tag{4.5}$$

Für den maximalen Impulsübertrag gilt in der Kleinwinkelnäherung für festes z, $(1 - cos\theta \approx \theta^2)$ [16]:

$$|q^2|_{max} = EE' \cdot \theta^2 = E^2(1-z)\cdot\theta^2 \tag{4.6}$$

Insgesamt erhält man bei Integration über $|q^2|$ für das Photonspektrum des Elektrons :

$$\begin{aligned} f_{\gamma/e} &= \int_{|q^2|_{min}}^{|q^2|_{max}} \Gamma_t(z)d|q^2|dz && (4.7)\\ &= \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{1+(1-z)^2}{z}\right)2\cdot ln\left(\frac{E(1-z)\theta}{mz}\right) && (4.8)\\ & && (4.9)\end{aligned}$$

Die Protonseite

Das Proton hat, (vermutlich) im Gegensatz zum Elektron, eine Struktur, die berücksichtigt werden muß.

Die Gleichung 4.2 wurde aus allgemeinen Prinzipien der zwei–Photon–Physik hergeleitet, ohne auf die Natur der aneinander streuenden Teilchen einzugehen. Daher kann sie auch auf die Elektron–Proton–Streuung angewandt werden.

Wenn das Proton ein Photon emittiert, hat der Vertexoperator an einem Photonvertex nicht mehr die elektronische Form, die nur eine Vektorkopplung enthält

$$\Gamma^\mu = \gamma^\mu,$$

[1] Die $f_{\gamma x}$ werden auch als das Photonspektrum des Teilchens x bezeichnet.

sondern im Fall der elastischen Streuung an einem Proton[2]:

$$\Gamma^\mu = \left[G_M \gamma^\mu - \frac{2M(p^\mu + p'^\mu)}{(4M^2 + q^2)} (G_E - G_M) \right]$$

Der Photontensor, der für den Vertexoperator Γ durch

$$\rho_2^{\mu\nu} = \frac{1}{2(-q_2^2)} Sp\left[(p_2 + m)\Gamma^\mu (p_2' + m)\Gamma^\nu\right]$$

gegeben ist, kann so auch für das Proton berechnet und mit Formel 4.2 das Photonenspektrum bestimmt werden (siehe Abbildung 4.2) [18].

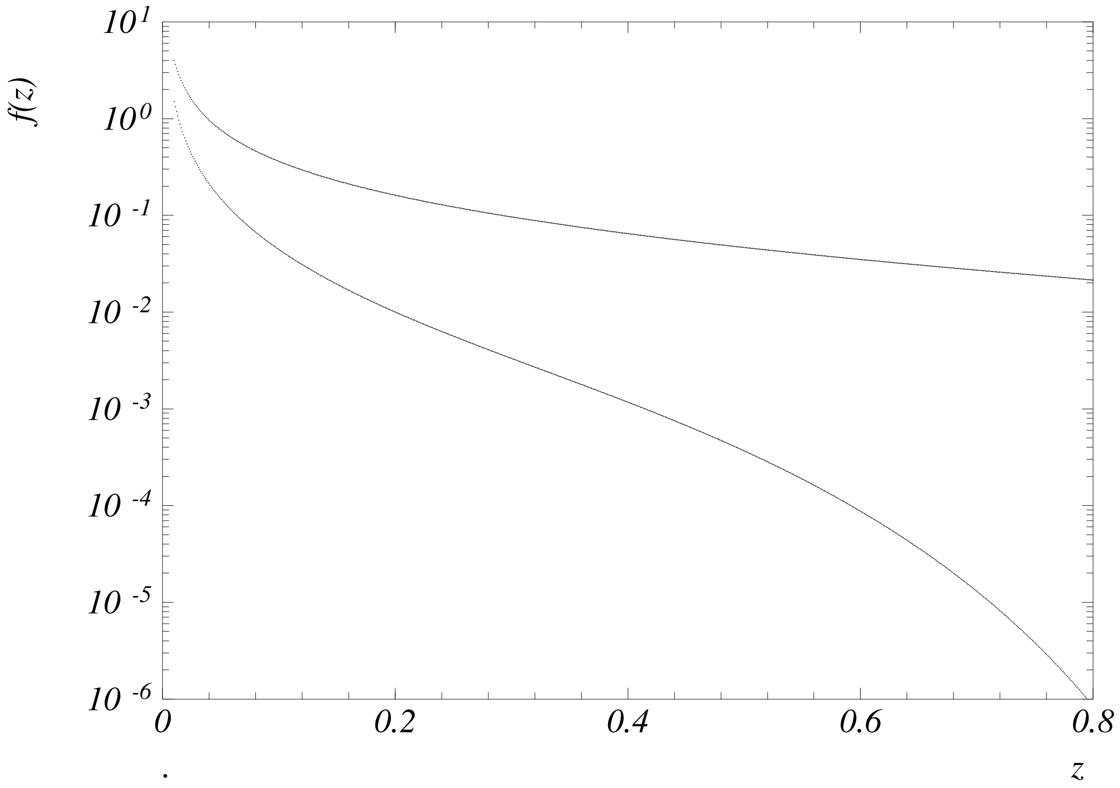


Abbildung 4.2: *Weizsäcker–Wiliams–Spektrum für Elektronen (obere Kurve) und Protonen.*

4.3 Der Subprozeß

Der Wirkungsquerschnitt für den Subprozeß mit reellen Photonen kann leicht durch Anwenden der Feynmanregeln errechnet werden (siehe auch [19, 16]); er ist mit dem Comptonquerschnitt durch „crossing“ verknüpft.

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}}(\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-) = \frac{2\pi\alpha^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right)$$

[2]Siehe [19], wobei der Protonenstrom auf die in [17] benutzte Parametrisierung umgerechnet wurde.

Es tragen zwei Graphen bei (u–Kanal und t–Kanal–Austausch des virtuellen Myons), die nicht unterschieden werden können und daher kohärent überlagert werden müssen. Falls man reelle Photonen hat, fällt der sich aus dieser kohärenten Überlagerung ergebende Interferenzterm weg.

Winkelverteilung und Schwerpunktsenergie

Nach Umstellung des Querschnittes für den Subprozeß nach dem Winkelelement $d\hat{\Omega}$ im Schwerpunktsystem erhält man:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{\Omega}}(\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-) \sim \left(\frac{1 - cos\hat{\theta}}{1 + cos\hat{\theta}} + \frac{1 + cos\hat{\theta}}{1 - cos\hat{\theta}}\right)$$

So wird offensichtlich, daß der Hauptquerschnitt in Richtung $cos\hat{\theta} = \pm 1$ liegt. Die Winkelverteilungen müssen noch in das Laborsystem transformiert werden. In Abbildung 5.5 sieht man, daß, obwohl die Verteilungen verbreitert werden, ihr Hauptbeitrag im Vorwärts– und Rückwärtsbereich liegt. Es ist daher plausibel, daß viele Myonpaare in der Strahlröhre verschwinden.

In Abbildung 4.3 ist die Schwerpunktsenergie der beiden Photonen, die für den Subprozeß zur Verfügung steht, dargestellt. Sie ergibt sich aus dem Photonspektrum der Strahlteilchen, und da die Photonflüsse zu kleinen Energiebruchteilen hin ansteigen, sind die meisten Reaktionen niederenergetisch.

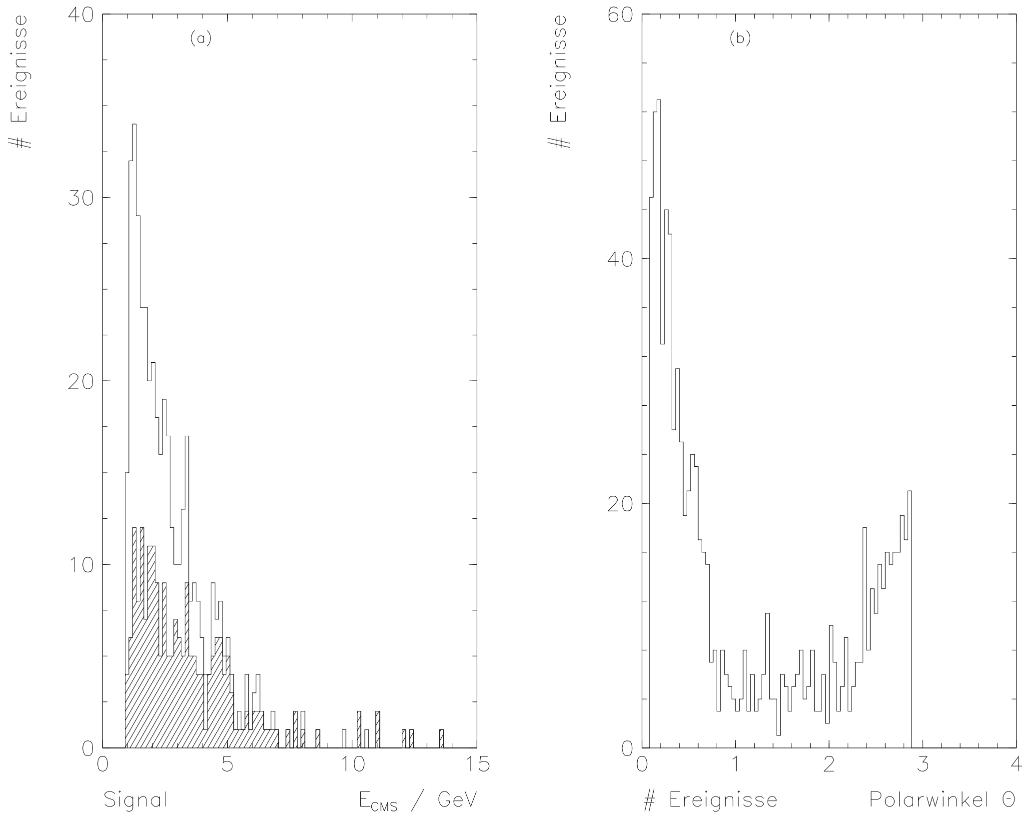


Abbildung 4.3: *(a) Schwerpunktsenergie des Subprozesses für die gesamte benutzte Monte–Carlo–Ereignismenge (unschraffiertes Histogramm), und für die Ereignisse mit Mu*z–Vertex–small Trigger*[4] *(schraffiertes Histogramm). (b) Winkelverteilung im Laborsystem*

4.4 Andere Produktionsmechanismen für Myonpaare

Der Endzustand des Protons kann bei Photonabstrahlung in drei Teile eingeteilt werden:

1. Elastische Produktion
   Dabei bleibt das Proton als solches erhalten. Im folgenden wird ausschließlich dieser Fall untersucht.

2. Inelastische Produktion
   Das Proton kann auch „aufbrechen“. Falls der Protonrest das Kalorimeter erreicht, kann dieser Prozeß vom Signal unterschieden werden. Oft wird er jedoch in der Strahlröhre bleiben, so daß der inelastische Teil auf den ersten Blick nicht vom Signal unterscheidbar ist.

3. Resonanzproduktion, diffraktive Prozesse
   Im Zwischenbereich der Impulsüberträge kann das Proton zu Resonanzen angeregt werden.

Nach [20] sind die inelastischen und elastischen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt etwa von der gleichen Größenordnung, während die Resonanzproduktion weniger Ereignisse erzeugt.

Die Myonpaarproduktion selbst kann entweder über die direkte Annihilation beider Photonen in das Myonpaar oder über Zerfall von Teilchen vonstatten gehen. Bei der Produktion schwerer Quarks und deren semileptonischen Zerfällen wird hadronische Aktivität im Detektor nachzuweisen sein, so daß nur bei Paarvernichtung eine Verwechslungsgefahr besteht. Die Produktion von Myonpaaren über die hadronische Struktur des Photons, bei der eines der (Anti–)Quarks aus dem Photon des Elektrons mit einem (Anti–)Quark des Protons über den s–Kanal das Paar erzeugt, kann vernachlässigt werden [21].

So bleibt die Produktion von Resonanzen, die in Myonpaare zerfallen, als Hauptuntergrund. Beispiel ist die Produktion von J/ψ und deren Zerfall in die gesuchten Paare mit einem Verzweigungsverhältnis [5] von 6.9%. Wichtige Produktionsprozesse bilden die Boson–Gluon–Fusion, und die diffraktive J/ψ–Produktion. Die Wirkungsquerschnitte sind von gleicher Größenordnung, und im Fall der Boson–Gluon–Fusion erhält man einen sichtbaren Querschnitt von 104 pb für den Zerfall des J/ψ in Myonpaare [22]. (Näheres zur J/ψ–Produktion befindet sich in [22].)

[5] Wahrscheinlichkeit eines Zerfallskanals, engl.: Branching Ratio (BR)

Kapitel 5

Triggerstudien

5.1 Untergrund für den Trigger

Den Hauptuntergrund zu den Zählraten im Detektor auf dieser Stufe liefern nicht die physikalisch interessanten Ereignisse, bei denen Elektronen und Protonen der Strahlen wechselwirken; den dominanten Anteil haben vier Klassen von Untergrund [2]:

- Niederenergetische Photonen aus der Synchrotronstrahlung, die beim Fokussieren der (Elektron–)Strahlen auf den Wechselwirkungspunkt entsteht. Die Elektronen werden auf einem großen Radius abgelenkt, um die dabei entstehende Strahlung niederenergetisch zu halten und ihre Leistung zu begrenzen.

  Dieser Untergrund wird durch Abschirmungen im Strahlrohr begrenzt. Darüber hinaus ist zu vermuten, daß er wegen seiner niedrigen Energie keinen dominanten Anteil an den Triggerraten hat [23]. In Koinzidenzen mit anderen Triggern zeichnen sich solche Ereignisse durch niederenergetische, im Detektor spiralende Konversionselektronen aus. In der Anfangsphase von HERA wurden die Elektronen auf eine geringere als die Nennenergie beschleunigt[1], daher war die Strahlungsleistung nicht so hoch wie bei 30 GeV Strahlenergie.

- Strahlgasereignisse, bei denen ein Proton oder Elektron auf ein Restgasatom im Strahlrohr trifft.

- Strahlwandereignisse, bei denen ein Proton auf ein Atom der Strahlrohrwand trifft.

- Kosmische Myonen. Beim Auftreffen der hochenergetischen kosmischen Strahlung[2] (10^9 eV bis 10^{20}eV) auf die Atmosphäre entstehen geladene Pionen, welche wiederum in Myonen zerfallen. Die harte Komponente des Flusses an der Erdoberfläche beträgt 130 $\frac{Hz}{m^2}$ [24].

Während die gesuchten Ereignisse nur in einem begrenzten Bereich um die Wechselwirkungszone entstehen können, stören auch weit davon entfernt enstandene Strahlgas– und Strahlwandereignisse die Datennahme; die Größenskala beträgt bis zu 100 m.

[1] Strahlungsleistung $\sim E^4_{Elektron}$
[2] Sie besteht weitgehend aus Protonen und α–Teilchen des Sonnenwindes.

Zu den Triggerraten tragen die durch Kollisionen der Strahlen induzierten Daten nur wenig bei und müssen hier nicht betrachtet werden. Bei sehr großen im Detektor sichtbaren Wirkungsquerschnitten im Nanobarnbereich bräuchte man eine Luminosität von 3200 $pb^{-1} \cdot a^{-1}$, um Zählraten im Hertz–Bereich erzeugen zu können.

Im folgenden werden nur die protonstrahlinduzierten Untergründe diskutiert. Einerseits gibt es keinen nennenswerten Elektron–Strahl*wand*untergrund, andererseits haben die Elektron–Strahlgasereignisse eine sehr niedrige Schwerpunktsenergie (nur etwa 5 GeV) und liefern deshalb keinen dominanten Beitrag zu den Triggerraten [23].

5.2 Strahlgasereignisse

Diese Art des Untergrundes entsteht durch das Wechselwirken der Strahlteilchen mit Kernen von Restgasatomen. Dabei muß man diese Prozesse in drei verschiedene Teile spalten, was den Endzustand des Protons betrifft: die elastischen, diffraktiven und tief inelastischen Wechselwirkungen. (Weiterführendes findet man in [23], wo die Simulation solcher Ereignisse beschrieben wird.)

Die Rate hängt also sowohl von den Strahleigenschaften als auch von der Güte des Vakuums in der Strahlröhre entscheidend ab. Auch die Zusammensetzung des darin verbliebenen Gases ist wichtig, da in etwa für den Wirkungsquerschnitt der Proton–Nukleon–Streuung gilt:

$$\sigma_{P-Gas}^{total} = A_{Gas}^{\frac{2}{3}} \sigma_{P-P}^{total}(\sqrt{s}) \tag{5.1}$$

Dabei werden für den Exponenten in der Literatur leicht unterschiedliche Werte angegeben [2, 25]. Die Schwerpunktsenergie dieser Reaktion liegt mit 820 GeV der Protonen bei 40 GeV.
Die Wechselwirkungsrate ist proportional zum Protonenstrom j_P , zur Teilchendichte des Restgases und zum Wirkungsquerschnitt. Dabei ist die Teilchendichte n_T für eine Gaskomponente gegeben durch :

$$n_T = \frac{\rho_{Gas,760Torr}}{A_{Gas}} \frac{p[Torr]}{760\ Torr} N_A \tag{5.2}$$

Da mehrere Gaskomponenten in der Strahlröhre sind, muß über alle n Partialdichten summiert werden. Insgesamt erhält man für die Wechselwirkungsrate pro Längeneinheit:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{j_P}{e} N_A \frac{p[Torr]}{760Torr} \sigma_{P-P}^{tot} \frac{1}{n} \sum_i^n \frac{\rho_{Gas,i}}{A_i^{\frac{1}{3}}} \tag{5.3}$$

In der folgenden Untersuchung wurden große Datensätze benutzt, die von der H1–Kollaboration auf dem HERA02 – Bereich der Hamburger IBM bereitgestellt sind und deren Namen lauten:

HERA02.BEAMLINE.MODC.RUN01.PART01.H1SIM001
...
HERA02.BEAMLINE.MODC.RUN01.PART01.H1SIM014

Diese Dateien und auch ihre genauen Generierungs– und Simulationsparameter sind mit Hilfe des Befehls „H1 Files“ im Dateisystem des Hamburger Rechenzentrums zu finden. Neben diesen (zur Benutzung empfohlenen) findet man noch viele andere Dateien mit Untergrundereignissen. Sie sind auf Bändern gespeichert und umfassen mehrere Gigabytes.

In den benutzten Dateien befinden sich 99949 Ereignisse, die mit H1SIM Version 2.01/00 erzeugt wurden. Die Vertices der Ereignisse sind im Bereich $z = -85\ m$ bis $z = 5\ m$ gleichverteilt, weil das Gas in der Strahlröhre als homogen angenommen werden kann. Da der Hauptteil der Ereignisse in der Protonrichtung konzentriert ist, brauchte nur bis $z = +5\ m$ in Protonrichtung simuliert zu werden.

Jedes in der folgenden Analyse als „getriggert" gefundene Ereignis entspricht einer Triggerrate von ca. 3 Hz im Experiment, falls die Designwerte für die benutzten Größen angenommen werden. Dies versteht man so :

Ausgehend von diesen Zahlen für Protonstrom (163 mA), Dichte des Gases im Strahlrohr ($3 \cdot 10^{-9}$ Torr), Zusammensetzung des Restgases ($50\% H_2$ und $50\% O_2$) und dem Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{p-p}^{total}(\sqrt{s} = 40\ GeV) = 41 mb$) [23] erhält man mit Formel 5.3

$$\frac{dN}{dx} = 3.3 \frac{kHz}{m}$$

Damit entspricht die gesamte Ereignismenge einer Wechselwirkungsrate von

$$3.3 \tfrac{kHz}{m} \cdot 90\ m = 297\ kHz\ ^3.$$

Da in der Anfangsphase von HERA allerdings noch nicht die angestrebten Werte der Maschinenparameter erreicht werden konnten, ist bei dem Vergleich mit dem Experiment mit den aktuellen Werten zu rechnen.

Nur ein kleiner Teil jeden Ereignisses ist für die Triggeruntersuchungen von Bedeutung. Um mit den sehr großen Datenmengen ohne lange Wartezeiten umgehen zu können, wurden diese Dateien bis auf die relevanten BOS–Bänke [26] reduziert:

HEAD, STR , GTR , IRWE, IRWX, CTJ1, CTVX,
FTBV, CTBV, TT1E, FTRA, CTJR, MODC, MODS, MODI, MODO

Die so produzierten Ergebnisse entsprechen allerdings nicht ganz der Realität, da mit H1SIM V 2.01/00 weder die defekten Vorverstärker in den Vorwärtsspurkammern noch der Geometriestatus des instrumentierten Eisens (siehe Anhang: Instrumentationsstatus des Myonsystems) berücksichtigt wurde. Darüber hinaus war in dieser Version von H1SIM eine Streamereffizienz des LST von 100% benutzt worden (sie beträgt aber nur ca. 80% [27]).

5.2.1 Eigenschaften

Den Hauptanteil an solchen Ereignissen haben die Photonen (siehe Tabelle 5.1), und für diese Untersuchung besonders interessant, die geladenen Pionen. Die Myonen, hauptsächlich aus Zerfällen und pion– und protoninduzierten Schauern stammend, machen nur einen kleinen Teil aus. Sie sind vorwiegend niederenergetisch, und nur weniger als 10% haben Energien größer als 2 GeV.

Das Energiespektrum fällt zu großen Myonenergien hin stark ab, wie aus Abbildung 5.1 erkennbar ist. Die Pionen dagegen tendieren wie die Photonen zu hohen Energien in der Größenordnung von 50 GeV. Das Multiplizitätsspektrum hat bei kleinen Werten viele Einträge, und dies verwundert zunächst. An den Strahlgasreaktionen sind jedoch neben den tief inelastischen auch elastische und diffraktive Prozesse mit niedrigen Teilchenmultiplizitäten beteiligt [23].

[3] Eines der 100000 Ereignisse entspricht also etwa 3 Hz

Teilchenart	Durchschnittl. Anzahl pro Ereignis		
	Strahlgas		Strahlwand
	mit Schauer	ohne Schauer	mit Schauer
γ	4.7	1.22	4.1
π $(geladen)$	3	0.61	1.8
ν	0.6	0.21	1.3
p	1.5	0.55	0.5
n	0.9	0.35	0.38
K $(geladen, neutral)$	0.37	0.14	0.15
μ^+	0.33	0.003	0.72
e^+, e^-	0.16	0.03	0.36
μ^-	0.13	0.003	0.3

Tabelle 5.1: *Teilchenspektrum von Untergrundereignissen, entnommen aus der STR–Bank. Die Spalten „mit Schauer“ geben alle in der STR–Bank gespeicherten Teilchen an, also auch dominante Schauerbeiträge des Detektors. Die Spalte „ohne Schauer“ gibt nur die Teilchen an, die kein Mutterteilchen in dieser Bank haben.*

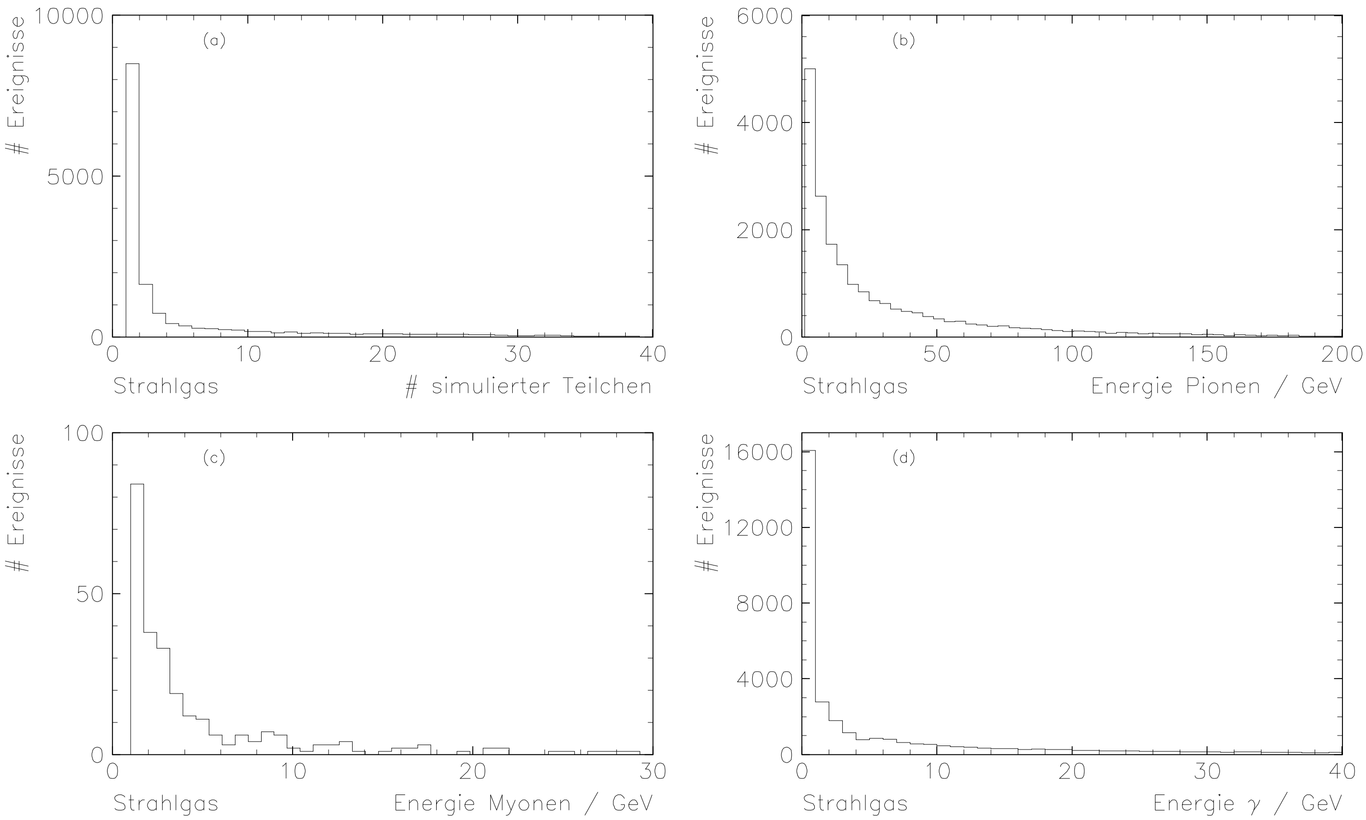


Abbildung 5.1: *Verschiedene Eigenschaften der Strahlgasereignisse. (c) Bei den Myonenergien wurde ein Schnitt von mindestens 2 GeV zur Darstellung gemacht.*

5.3 Strahlwandereignisse

Eine weitere wichtige Quelle für Triggeruntergrund bilden die sogenannten Strahlwandereignisse. Hierbei treffen Teilchen, die aus verschiedenen Gründen nicht die Nennenergie haben und damit nicht korrekt von den Magneten auf der Strahlrichtung gehalten werden können, auf die Wand des Strahlrohrs. Der Hauptbeitrag entsteht, wenn diese sogenannten „off momentum"–Teilchen vom letzten Quadrupolmagneten in Richtung des Detektors bei $z = -40\ m$ abgestreift werden [23], da hier wegen der Zusammenführung von Elektron– und Proton–Strahlen sehr wenig Platz vorhanden ist.

Ebenso wie für die Strahlgasereignisse, existieren auf dem HERA02–Bereich Dateien, in denen mit H1SIM durch den Detektor verfolgte Strahlwandereignisse stehen.

Die oft weit vom H1–Detektor entfernt entstandenen Ereignisse wurden mit Hilfe eines Programms von D. Handschuh bis zu einer Ebene in der Nähe des H1–Detektors verfolgt und von dort aus in H1SIM gefüttert. Benutzt wurden die Datensätze:

HERA02.MAR.QSIRON.OUTPUT01.H1SIM001
...
HERA02.MAR.QSIRON.OUTPUT01.H1SIM006
H1KFED.BEAMWALL.MODB.BEAMLINE.H1SIM.C001
H1KFED.BEAMWALL.MODB.BEAMLINE.H1SIM.C002

Diese Dateien enthalten 106000 Ereignisse, davon entspricht jedes vom Analyseprogramm als getriggert gemeldete Ereignis einer Zählrate von 4 Hz. Die für die Simulation benutzte Wechselwirkungsrate beträgt $5 \cdot 10^5\ Hz$; sie ist abhängig von Protonstrom und Lebenszeit des Strahls [23].

Die Topologien von Strahlwand– und Strahlgasereignissen ähneln sich stark [23]. Der wichtigste Unterschied ist, daß die Strahlwandereignisse hauptsächlich für den sogenannten „Myon–Strahlhalo" verantwortlich sind. Myonen aus Pionzerfällen und Schauern, die weit vom Detektor entfernt in Protonrichtung entstanden sind, bewegen sich nahezu parallel zum Protonstrahl und bilden diesen Halo. Aufgrund dieser Ähnlichkeit und aus Platzgründen werden im folgenden Abbildungen nur für Strahlgasereignisse gezeigt.

5.4 Kosmische Myonen

Diese Myonen müssen zwar $20\ m$ Erde durchdringen, um in den H1–Detektor zu gelangen, aber durch ihre geringe Wechselwirkung mit Materie und ihren hohen Fluß an der Erdoberfläche hat man noch eine Rate von $\mathcal{O}(1kHz)$ von Myonen, die aktive Volumina durchqueren [2].

Die kosmischen Myonen werden in der folgenden Triggeranalyse nicht berücksichtigt, da sie auf dieser Ebene mit den während dieser Arbeit bestehenden Triggerelementen nicht (gut) von den $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ Ereignissen unterschieden werden können.

Ein das Strahlrohr durchquerendes kosmisches Myon erzeugt zwei Spuren im CTD; selbst anhand deren Krümmungsvorzeichen kann man nicht entscheiden, ob es sich hier um ein $\mu^+\mu^-$–Paar oder um ein kosmisches Myon gehandelt hat. Nimmt man an, alle Ereignisse, die den Barrel–Myontrigger ausgelöst haben, seien kosmische Myonen, so ergibt dies im 10–Bunch–Betrieb[4] eine Rate von etwa $\frac{1}{4}$ Hz für Koinzidenzen mit dem z–Vertex–Trigger [5] (siehe Anhang).

[4] Wie während der Entstehungszeit dieser Arbeit

[5] Wenn man irgendein T0 zuläßt : 2 Hz

Sie liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die Rate der strahlinduzierten Daten ($\frac{1}{2}$Hz, siehe Anhang).

Die Triggerelektronik ist so konzipiert, daß sie ausschließlich dann ansprechen kann, wenn sich gefüllte Teilchenpakete im Wechselwirkungspunkt treffen (das sogenannte „bunch–gate“). Die Nachweisrate kosmischer Myonen wird also in der Runperiode 1993 um etwa einen Faktor 21 steigen, da dann der Speicherring mit 210 Teilchenpaketen gefüllt wird und das Zeitfenster für diesen Untergrund ebenfalls um einen Faktor 21 wächst.

5.5 Werkzeuge für die Triggersimulation

Das Detektorsimulationsprogramm H1SIM besteht aus drei Hauptmodulen, die verschiedene Teilaufgaben übernehmen. Eines davon führt die Triggersimulation aus[6]. Dabei werden aus den bei der vorhergehenden Simulation erzeugten Informationen die für den Trigger relevanten Bänke zusammengestellt, mit denen der Anwender speziellere Triggeruntersuchungen vornehmen kann. H1TRIG liefert auch die **TT1E**–Bank, in der die Antwort von vordefinierten Triggerbedingungen enthalten ist. Diese verschiedenen Arten der Triggerinformationen benutzt das Programm, mit dem die vorliegenden Untersuchungen angestellt wurden.

Der Myontrigger wurde bei Beginn der Untersuchungen nicht in H1TRIG mitsimuliert. Daher mußte aus der Digitalisierungsbank IRWE (IronWireEvent) oder der Triggerbank ITWO (IronTriggerWireOrs) die Antwort des Myontriggers bestimmt werden.
Bei der Konzeption des Analyseprogramms war zu beachten:

- Die Hardwaresituation sollte möglichst genau verarbeitet werden, damit die Realisierbarkeit von Triggerbedingungen immer gewährleistet ist und die dafür notwendigen Hardwareresourcen beachtet werden. Durch das genaue Einhalten der Signalwege bleiben die Bedingungsebenen der einzelnen Elektronikkarten genau getrennt und darüber hinaus können die Routinen des Programms für das Erstellen der Dateien benutzt werden, mit denen die RAMs der einzelnen Triggermodule programmiert werden.

- Die Anzahl der Bedingungen innerhalb einer Lookup–table ist begrenzt[7]. In der Untersuchung wurde dies erweitert, um viele verschiedene Bedingungen auf einen Blick vergleichen zu können. Zur Zeit ist hardwaremäßig nur ein Sectorboard vorhanden; diese Beschränkung besteht in der Analyse nicht.

- Die Ausgabe des Programms muß leicht lesbar sein; sie darf sich also nicht nur auf die Angabe von Zahlen beschränken, sondern sollte auch eine kurze Zeile mit der Bedeutung der jeweiligen Triggerbedingung mitliefern. Man wird damit unabhängig vom Verwechseln der Belegung der Bedingungen.

- Um eine Vorstellung der Ereignisklasse zu bekommen, die getriggert hat, ist es nötig, sie auf einfache Weise (also durch eine Steuerkarte) auf einen separaten Datensatz zu speichern. Daran kann man weitere triggerspezifische Analysen anschließen oder die Ereignisse einzeln mit dem „Event–Display“ H1ED anschauen. Hilfreich ist dabei, wenn die Ergebnisse des Programms für jedes Ereignis durch eine BOS–Bank (LABT, SEBT, GPBT, GLBT) mitgeliefert wird.

---

[6]H1TRIG

[7]Siehe Kapitel 3

Mit diesem Programm hat man einen Rahmen, in den weitere Analyseroutinen eingesetzt werden können. Durch einen Commonblock kann jederzeit die Antwort eines Ereignisses erfragt werden.

5.6 Allgemeine Überlegungen zum Trigger

Bei der Konzeption des Triggerelementes mußte auf folgende Punkte geachtet werden:

- Die Arbeit entstand in der Anfangsphase von H1. Zu diesem Zeitpunkt war nicht klar, welche Triggerelemente in der ersten Runperiode installiert sein würden. Es war also wichtig, ein möglichst einfaches Element zu entwerfen, das nur auf den voraussichtlich vorhandenen Triggerelementen basiert.

- Der Trigger durfte nicht spezifisch auf den betrachteten Prozeß ausgerichtet sein, damit er auch von anderen Mitgliedern der Kollaboration benutzt werden konnte, weil am Anfang nur eine begrenzte Anzahl von möglichen Subtriggern[8] verfügbar war. Dies ist auch einer der Gründe für die Einfachheit der später realisierten Lösung.

- Unter der Beachtung der oben angeführten Punkte durfte allerdings nicht die Unterdrückung des Triggeruntergrundes leiden; das neue Element sollte eine Triggerrate von $\mathcal{O}(10Hz)$ nicht überschreiten, wenn die Designwerte von HERA angenommen werden [28]. Gleichzeitig mußte die Effektivität des Signals noch so hoch sein, daß trotz der in der Anfangszeit niedrigen Luminosität Ereignisse zu erwarten waren.

Ein topologischer Trigger genügt der Forderung nach Allgemeinheit und Einfachheit sicherlich nicht; dennoch wurden hierzu einige Überlegungen angestellt, da dieser Ansatz einen großen Unterdrückungsfaktor versprach.

5.6.1 Topologischer Trigger

Der Prozeß $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ ist für den Detektor durch zwei entgegengesetzt geladene Spuren im Spursystem gekennzeichnet. Diese sollten in der x–y–Ebene einen Öffnungswinkel von etwa 180 Grad haben, da Elektron und Proton nur wenig Transversalimpuls aufnehmen. Eine Triggermöglichkeit, die darauf sensitiv ist, wird es geben.

Die x–y–Ebene wird dabei in 16 ϕ–Segmente unterteilt, die Triggerinformationen liefern [22]. Für einen topologischen Trigger müssen nun beide Spuren erkannt werden, die dann weiteren Bedingungen unterworfen werden können. Dabei ist es wichtig zu wissen, ob es eine kombinierte Triggerinformation aus Central–Ray– und Forward–Ray–Trigger gibt, denn oft durchquert nur eines der beiden Myonen den jeweiligen sensitiven Bereich der Triggerelemente.

Anzahl der Gruppen im ϕ–Histogramm

In Tabelle 5.2 wurde die Anzahl von Gruppen zusammenhängender Bins im ϕ–Histogramm aufgetragen. Es muß nach solchen *Gruppen*[9] gesucht werden, weil ein Teilchen aufgrund des Magnetfeldes auch mehrere Bins aktivieren kann. In Tabelle 5.2 ist auch die relative Anzahl

[8] 32 verschiedene Bedingungen
[9] Im folgenden auch als Cluster bezeichnet

	ein ϕ–Cluster	zwei ϕ–Cluster
Winkelbereich I (6.5 Grad – 22 Grad)	33%	14%
Winkelbereich II (28 Grad – 153 Grad)	37%	30%
FTRA–Bank	35%	10%
CTJR–Bank	38%	24%

Tabelle 5.2: *Anzahl der getroffenen ϕ–Cluster der MWPC–Trigger für Myonpaare aus Photoproduktion bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse.*

der Myonen in den Winkelbereichen beider Spurkammersubelemente dargestellt (Die Bereiche wurden aus [22] entnommen.).

Aus der *MWPC*–Triggerbank FTRA wurden die Multiplizitäten der Straßen im Vorwärtsbereich bestimmt und ebenso aus CTJR die Clustermultiplizität im Zentralbereich. In der Tabelle fällt auf, daß in der Spalte „ein ϕ–Cluster“ die Kammern größere Werte aufweisen, als die Spalten der Winkelbereiche. Dies rührt daher, daß oft zwar beide Spuren in einem Winkelbereich liegen, aber die Kammern nur einen Cluster finden.

Nimmt man an, es gebe einen kombinierten Trigger, der die ϕ–Histogramme der beiden Subtrigger überlagern kann, so haben 50% der Signalereignisse zwei getroffene ϕ–Cluster[10]. Gibt es keine solche Möglichkeit, hat man nur schlechte Effizienzen in der Topologieerkennung (34%, siehe Tabelle 5.2) des Signals.

Trennungswinkel

Wenn zwei Cluster in einem der Histogramme gefunden wurden, kann die Akollinearität der Spuren berücksichtigt werden. Um das Verhalten der $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ und Strahlgas–Ereignisse in Bezug auf die Erkennung der großen Trennungswinkel beider Spuren zu sehen, wurde nach der kleinsten Lücke im ϕ–Histogramm der Vorwärtsspurkammer gesucht.

In Abbildung 5.2 ist für Signal– und Strahlgasereignisse die kleinste Lücke im ϕ–Histogramm der Vieldrahtproportionalkammern in den Vorwärtsspurkammern aufgetragen. Dabei wurde keinerlei Triggerbedingung angelegt; die einzige Forderung war, daß das Ereignis mindestens zwei Cluster haben sollte.

Bei den Signalereignissen fällt auf, daß die kleinsten Lücken relativ groß sind. Dies ist leicht verständlich, wenn man bedenkt, daß die Summe der Transversalimpulse beider Myonen klein ist. Bei Strahlgas–Untergrund hat man oft kleine Lücken, weil die Spuren kleinere Winkel bilden oder höhere Teilchenmultiplizitäten vorliegen.

Topologie im Eisen

Als weitere Möglichkeit, topologisch zu triggern, bietet sich das instrumentierte Eisen an. Nur etwa 30% der getriggerten Ereignisse haben allerdings zwei Myonen im Eisen; die Signaleffizienz ist also ähnlich schlecht wie die Topologieeffizienz in den Spurkammern ohne kombinierte Triggerinformation.

Ein topologischer Spurtrigger würde, insbesondere in Kombination mit einem zwei–Myon–Trigger (siehe Abschnitt 5.8.3), eine besonders reine Ereignismenge ergeben, deren hauptsächlicher Triggeruntergrund die kosmischen Myonen wäre. Während der ersten Runperiode waren aber nur niedrige Luminositäten zu erwarten; der Start wurde oft verschoben, und während

[10] Die Histogramme aus FTRA und CTJR wurden logisch verodert

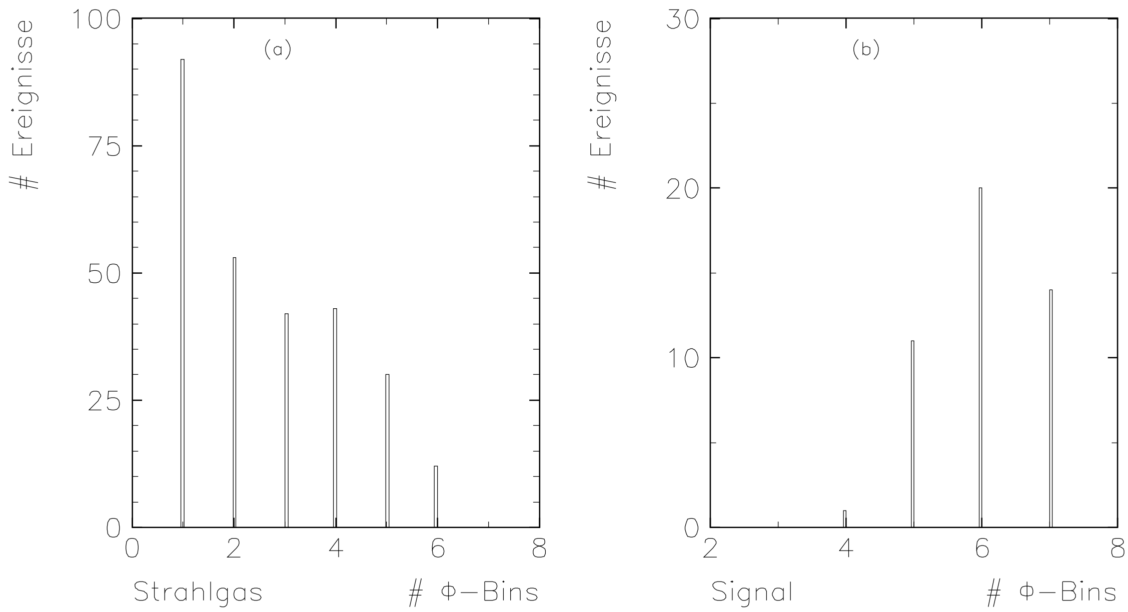


Abbildung 5.2: *Anzahl der ϕ–Bins $\Delta\phi$ in der kleinsten Lücke im ϕ–Histogramm der Vieldrahtproportionalkammern in den Vorwärtsspurkammern für Strahlgasuntergrund (a) und Signal (b).*

der Datennahme zeigten sich große Probleme mit der Elektronlebensdauer. Wegen der dadurch niedrigen erwarteten Datenmengen, der kleinen Effizienz des Triggers und seiner speziellen Ausrichtung auf den gesuchten Prozeß wurde der topologische Ansatz in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt.

5.7 z–Vertex–Trigger

Es ist klar, daß das Myonelement für den gesuchten Trigger benutzt werden muß. Ausschließlich mit dem Eisen zu arbeiten, ist allerdings weder sinnvoll noch möglich, da einerseits die Untergrundraten zu groß würden (sie lägen im Bereich von $\mathcal{O}(10kHz)$), und andererseits der Myontrigger keine genügend genaue Zeitinformation liefert [11].

Für eine Kombination eignet sich besonders der z–Vertex–Trigger, der einerseits eine Aussage über den Vertex des Ereignisses möglich macht, da nur in der Nähe des Wechselwirkungspunktes die Triggerinformation gebildet wird ($\pm 60cm^{12}$). Andererseits stellt dieser Subtrigger Information über die Spurmultiplizität von *am Wechselwirkungspunkt entstandenen* Ereignissen zur Verfügung, weil die Anzahl der Einträge im z–Vertex–Histogramm mit der Spurmultiplizität[13] korreliert.

Die L1–Elektronik projeziert Koinzidenzen der Kammern von CIP, COP und den Proportionalkammern des ersten Moduls in der Vorwärtsspurkammer auf die z–Achse und trägt sie in ein Histogramm mit 16 Bins ein. Dem Anwender stehen die Anzahl der Einträge im höchsten Bin e_{max}, und im Rest des Histogrammes u_{max} zur Verfügung [28]. Bei einem Histogramm mit zwei gleichhohen Maximaleinträgen wird einer davon zum Untergrund gezählt.

[11]Das sogenannte T0–Signal, welches für das Auslösen des Triggers notwendig ist.
[12]Siehe CTMP–Bank der Datenbasis
[13]Jedoch nur für in der Wechselwirkungszone entstandenen Spuren (siehe Abbildung 5.6).

Für Monte–Carlo–Ereignisse findet man das z–Vertex–Histogramm in der BOS–Bank CTVX und bei echten Daten wird diese Information mit einem anderen Format in der CTVE–Bank gespeichert.

z–Vertex–Signifikanz

Bei Beginn der Untersuchung war der einzige Vorschlag für die Korrelation dieser beiden Größen die sogenante z–Vertex–Signifikanz σ, die in der Standardtriggeraufstellung als „zVtx–Sig1“ bezeichnet wird (Mittlerweile gibt es noch drei andere Vorschläge, siehe BOS–Bank CTVB). Die Definition findet man in der Dokumentation des H1–Detektorsimulationsprogramms (H1SIM) in der Datei HERA01.H1SIM.GUIDE oder äquivalent mit dem Befehl H1 SIM im Dateisystem des Hamburger Rechenzentrums.

$$\sigma := \frac{e_{max} - \frac{u_{max}}{15}}{\sqrt{e_{max}}} \tag{5.4}$$

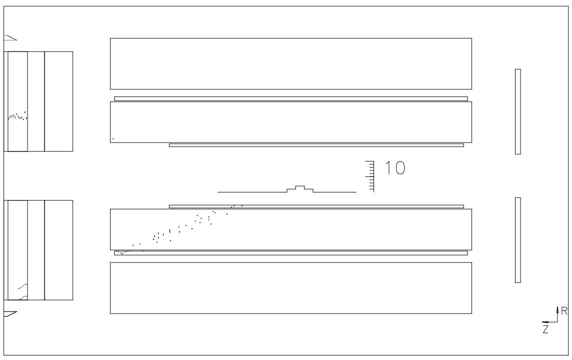
Der Trigger sollte ansprechen, wenn die Signifikanz einen Wert von

$$\sigma = 1.5 \tag{5.5}$$

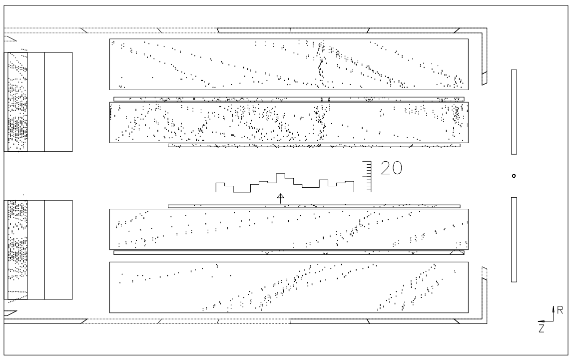
übersteigt. Dieser Ansatz ist nicht für das Signal geeignet, vielmehr sprechen darauf Ereignisse mit hoher Multiplizität und einer deutlich ausgebildeten Spitze im Histogramm an.

Wie man durch Umstellen der aus den Gleichungen 5.4 und 5.5 resultierenden Ungleichung nach e_{max} leicht nachrechnet, sind für das Erfüllen der Bedingung im Fall kleinster Multiplizität mindestens drei Einträge in der Spitze des Histogramms und das Fehlen jeden Untergrundeintrages nötig.

Dies bedeutet nicht, daß drei Spuren verlangt sind, jedoch muß im Fall von zwei die Spurkammern durchquerenden Teilchen mindestens eines davon zwei benachbarte Straßen ansprechen lassen. Dies war nur bei 10% der untersuchten Signalereignisse mit einem z–Vertex–Histogramm der Fall. Besonders bei Ereignissen in Vorwärtsrichtung dürfte darüber hinaus aufgrund der Geometrie die Wahrscheinlichkeit wachsen, zwei Bins im Histogramm zu haben. Insgesamt haben nur 7.4% der benutzten Signalereignisse einen „zVTX–Sig1“–Trigger (siehe auch Tabelle 5.3).



(a)



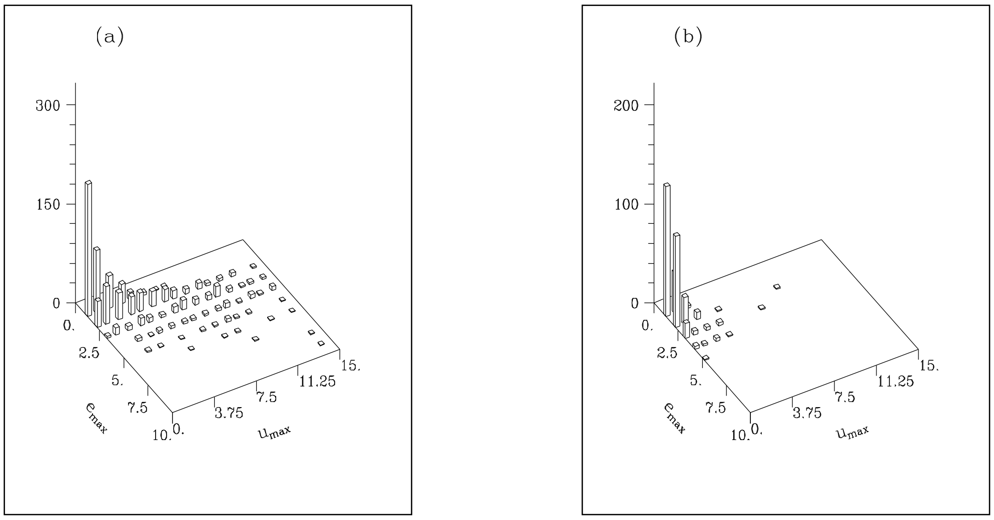
(b)

Abbildung 5.3: *z–Vertex–Histogramme von Signal (a) und Strahlgas (b). Das Strahlgasereignis hat hohe Multiplizität.*

z–Vertex–small

Um die niedrige Multiplizität des Signals zu berücksichtigen, kann man verlangen, daß einerseits der höchste Eintrag im Histogramm einen Maximalwert nicht übersteigt. Gleichzeitig darf andererseits der Rest des Histogrammes nicht zu groß sein, weil bei einem Ereignis mit vielen von außerhalb kommenden Spuren zufällige Koinzidenzen auftreten können, die nicht von demselben Teilchen erzeugt wurden (siehe Abbildung 5.3). Ein kleiner Untergrundbeitrag muß aber zugelassen werden, da einerseits Signalereignisse aufgrund eines ungünstigen Winkels mehrere, nahe beieinanderliegende Bins aktivieren können

(28% der Ereignisse mit z–Vertex–Histogramm, siehe auch Abbildung 5.3 (a)), andererseits ist man nicht so sensitiv auf Effekte, die zufällige Koinzidenzen erzeugen (Rauschen, Koinzidenzen mit Synchrotronstrahlung usw.). In Abbildung 5.4 ist der höchste Eintrag e_{max} gegen den Rest des Histogramms u_{max} aufgetragen.



Strahlgas Signal

Abbildung 5.4: *z–Vertex–Histogramm: Höhe des maximalen Eintrags e_{max} gegen die Summe aller anderen Einträge u_{max} für Strahlgas– und Signalereignisse.*

Die Untergrundereignisse tendieren deutlich in beiden Größen zu hohen Werten. Aus dieser Abbildung wurden nun die Parameter abgelesen[14]:

- Mindestens ein Eintrag im Histogramm→ T0–Signal für den Myontrigger
- Höchster Eintrag im Histogramm : $e_{max} \leq 5$
- Untergrund : $u_{max} \leq 3$

Beim Betrachten von Abbildung 5.4 sieht man, daß der Hauptteil der Strahlgasereignisse noch in dem definierten Triggerfenster zu liegen scheint. Dabei ist aber zu beachten, daß nur 5% (siehe Tabelle 5.3) der Strahlgasereignisse überhaupt einen Eintrag im z–Vertex–Histogramm

[14] Die aktuellen Parameter findet man in der Bank CTVB in H1TEXT/Datenbasis.

haben und damit einen Trigger auslösen können. Darüber hinaus sieht man nur etwa 70 % der Einträge in Abbildung 5.4. Der Rest liegt in höheren u_{max}– und e_{max}– Regionen, so daß dessen Darstellung zugunsten besserer Übersichtlichkeit (Skalen) unterdrückt wurde. Oberhalb dieser Darstellungsgrenze zeigt sich eine deutliche Korrelation zwischen höchstem Bin und Untergrund.

Cluster–Trigger

Die Flexibilität der Elektronik geht aber noch weiter; es ist zum Beispiel möglich zu fordern, daß alle getroffenen Bins voneinander höchstens einen Maximalabstand im Histogramm haben dürfen, wie in [29] vorgeschlagen. Ein solcher Trigger berücksichtigt die Tatsache, daß Untergrundereignisse oft unkorrelierte z–Vertex–Histogramme erzeugen. Für die Monte–Carlo–Untersuchungen macht es allerdings keinen großen Unterschied, welchen Ansatz man benutzt, wie aus Tabelle 5.3 ersichtlich ist.

Reaktion	Effizienz			
	small	Cluster	Signifikanz 1	Histogramm exisitiert
$\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ (120 pb)	74.8%	73.8%	7.4%	75.4%
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	64.2%	63.9%	2%	64.2%
Strahlgas 1%$\hat{=}$3 kHz	2.9%	1.9%	1.4%	5.5%
Strahlwand1%$\hat{=}$4 kHz	1.4%	0.83%	1.9%	4.8%
NC $c\bar{c}$ mit Myonen	43%	32%	53%	93%
NC $b\bar{b}$ mit Myonen	13%	9%	75%	96%

Tabelle 5.3: *Effizienzen für den z–Vertex–Trigger*

Effizienzen

Die Tabelle 5.3 gibt das Verhältnis von „getriggerten“– zur Gesamtzahl der Ereignisse in einem Datensatz an. Diese Effizienz hängt natürlich von den bei der Generierung dieser Dateien angewandten Schnitte stark ab.

Diese Schnitte sind sehr wichtig, da das Erzeugen von „nicht triggerbaren“ Ereignissen Rechenzeitverschwendung wäre, zumal die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu kleinen Winkeln hin stark ansteigen. Daher sind die Effizienzen immer in Zusammenhang mit der Datei zu sehen und dienen in Verbindung mit dem vom Generator gelieferten Wert zur Berechnung des „sichtbaren“ Querschnittes. Die benutzte Datei mit den Signalereignissen entspricht einem Wirkungsquerschnitt von 120 pb.

Die angegebenen Effizienzen sind darüber hinaus von der Güte der Simulation abhängig, so daß bei Vergleich von verschiedenen Dateien Vorsicht geboten ist. Die Signalereignisse beispielsweise wurden mit zwei verschiedenen Versionen von H1SIM (2.04/00 und 2.08/00) durch den Detektor verfolgt. Dies war nötig, um den Einfluß der defekten Vorverstärker in den Vorwärtsspurkammern auf die Triggereffizienz zu sehen[15]. Dabei fiel die Triggerwahrscheinlichkeit (z–Vertex–small) für das Signal von 86% auf 75% ab. Eine Reprozessierung der Untergrundereignisse mit dieser Version war einerseits aus Rechenzeitgründen nicht möglich, da ein Ereignis etwa 20 Sekunden CPU–Zeit auf der *DESIBM* zur Simulation braucht, andererseits aber auch nicht nötig, da die so erhaltenen Simulationsergebnisse nicht zur Unterschätzung,

[15] Diese Situation ist in H1SIM V 2.08/00 berücksichtigt

sondern eher zur Überschätzung des Untergrundes führen. Dies ist aber in diesem Stadium der Analyse kein Problem.

Es ist daher klar, daß die Bestimmung der Effizienzen im Experiment allein aus Monte–Carlo–Daten schwierig ist, und durch Vergleich mit den Ergebnissen eines redundanten Triggers ergänzt werden muß. Ein solcher Trigger (DC–R–ϕ), der auch mit der Aktivität der Ereignisse in den Spurkammern arbeitet, existierte bis kurz vor Ende der ersten Runperiode nicht. Da auch eine realistische Simulation des Triggerelements erst gegen Ende der Arbeit in H1SIM implementiert wurde, wird klar warum eine weitere Effizienzbestimmung unterbleibt (siehe auch Abschnitt 5.9.2).

grober Vergleich mit den Messungen

Ein Vergleich ist nur unter der Annahme möglich, daß die Raten durch Strahlgas– und Strahlwandereignisse dominiert werden. Wie schon oben erwähnt, ist der aktuelle Maschinenstatus zu berücksichtigen. Daher hat man die in der Analyse gefundenen Triggerraten für Untergrund mit

$$c_{corr}^{Strahlgas} = \frac{P_a}{P_D}\frac{j_a}{j_D}, \quad c_{corr}^{Strahlwand} = \frac{\tau_D}{\tau_a}\frac{j_a}{j_D}$$

zu multiplizieren. Dabei bezeichnet τ die Lebensdauer des Protonstrahls, j den Protonstrom und P den Restgasdruck in der Strahlröhre. Die Indizes a bzw. D kennzeichnen die aktuellen bzw. Designwerte der jeweiligen Größen. An dieser Stelle wird nur eine Abschätzung der Raten vorgenommen, weil die Designwerte für P und τ angenommen wurden. Für typische Protonströme von $j_a = 1.1\ mA$ ergibt sich die Tabelle 5.4.

Triggerbedingung	Messung	Erwartung		
		insgesamt	Strahlgas	Strahlwand
z–Vertex–small	51.2 Hz	100 Hz	58.6	40.5 Hz
Myon–Ge1–Barrel*T0	1.8 Hz	0.25 Hz + kosm. μ	0 Hz	0.25 Hz
Myon–Ge1–FEC*z–Vertex–small	0.53 Hz	0.8 Hz	0.7 Hz	0.1 Hz

Tabelle 5.4: *Triggerraten im Run 34651*

Welche Ereignisse verliert man durch z–Vertex–small ?

Weil die Signalereignisse nur zwei Spuren im Detektor hinterlassen, sind sie besonders empfindlich auf Ineffizienzen in den Kammern.

Da beim Aufbau des Triggersignals Koinzidenzen zwischen zwei Kammern benutzt werden, bedeutet die Ineffizienz einer davon den Verlust des Signals für eine Spur. In den extremen Vorwärts– und Rückwärtsrichtungen sind die Akzeptanzen aufgrund der ungünstigen Geometrie relativ klein.

Um dies zu verstehen, wurden einzelne Myonen mit dem Generator INLGEN aus H1SIM im Energiebereich [0.4 GeV,10 GeV] erzeugt und dann auf ihr Triggerverhalten hin untersucht. Dabei liegt der „Vertex“ gleichverteilt in [(0,0,-25 cm);(0,0,25 cm)].

In Abbildung 5.5 (a) sieht man die Verlustwahrscheinlichkeit für diese einzelnen Myonen in Abhängigkeit des Spurpolarwinkels. Wie erwartet steigt sie in kleinen und großen Winkeln stark an, verbreitert durch die Verschmierung des Vertex. Die Abbildung 5.5 (b) zeigt die Winkelverteilung der Myonen aus Signalereignissen für die gesamte Datenmenge und für

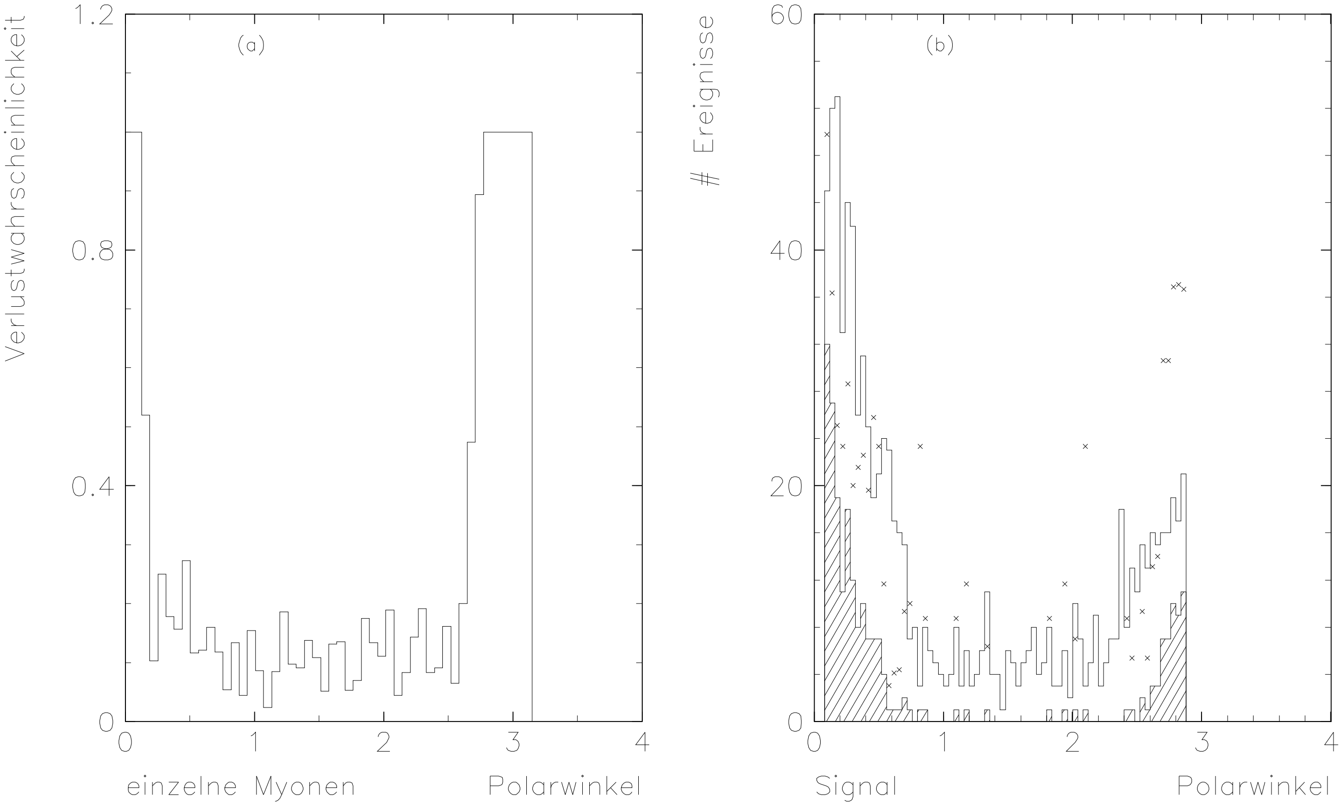


Abbildung 5.5: *Verlustwahrscheinlichkeiten durch den z–Vertex–small Trigger aufgrund von Winkelakzeptanzen für einzelne mit INLGEN simulierte Myonen (a) und für den Signalprozeß (b). Zu (b): leeres Histogramm→alle Signalereignisse, schraffiertes Histogramm→ Signalereignisse ohne z–Vertex–small–Trigger, Kreuze→ Verhältnis der beiden Histogramme (mit 70 multipliziert).*

Myonpaare ohne z–Vertex–small Trigger. Beide Verteilungen haben eine ähnliche Form. Die Kreuze in Abbildung 5.5 (b) zeigen das Verhältnis von *nicht* getriggerten zu getriggerten Myonen (z–Vertex–small Trigger).

Naiv erwartet man einen viel stärkeren Verlust in den extremen Winkelbereichen; dabei muß man allerdings bedenken, daß ein Ereignis zwei Myonen hat und im Falle der „Nichteffizienz“ eines der beiden das andere durchaus noch zum Trigger führen kann.

Energieakzeptanzen wurden an dieser Stelle nicht untersucht, da nur extrem niederenergetische Myonen die COP nicht erreichen dürften und somit nicht triggern können. Eine deutliche Energieakzeptanz für den zusammengesetzten Subtrigger wird erst durch das Myonelement verursacht.

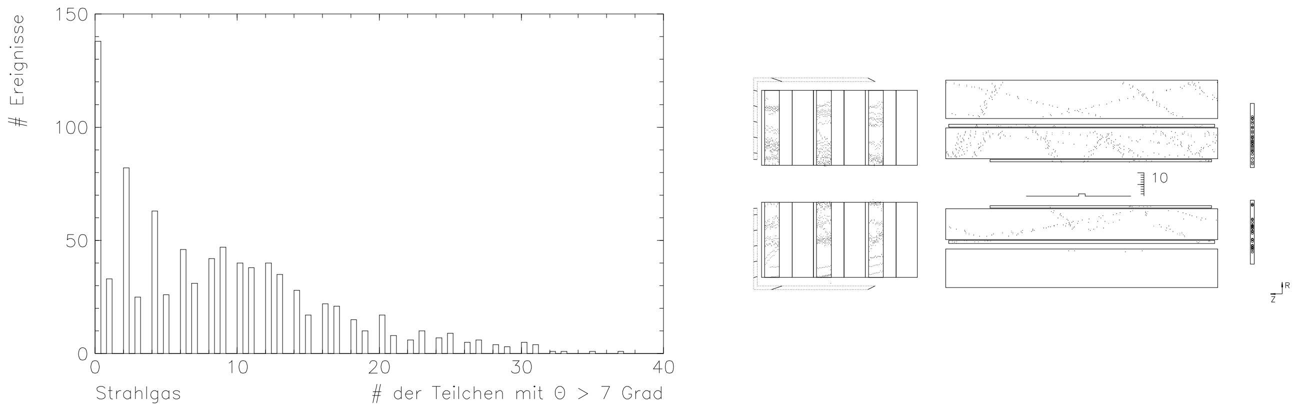
Welche Untergrundereignisse behält man ?

Wie weiter oben erklärt, gibt es niedermultiplizitäre Ereignisse im Untergrund. Die z–Vertex–small Bedingung können allerdings auch höhermultiplizitäre Ereignisse aus folgenden Gründen erfüllen:

1. Nur ein kleiner Teil der Spuren ist in der Nähe des Vertex entstanden. In das z–Vertex–Histogramm werden aber nur sogenannte „legale“ Koinzidenzen eingetragen, die auf einen Bereich von $\pm 60cm$ um den WwP herum zeigen, so daß die meisten Spuren eines weiter davon entfernt entstandenen Untergrundereignisses unberücksichtigt bleiben. Das so erzeugte Histogramm hat nur wenige Einträge und erfüllt die z–Vertex–small Bedingung. In Abbildung 5.6 (b) sieht man ein solches (MC–)Ereignis.

2. Wenn viele Spuren in die Spurkammern eintreten, kann es zu Koinzidenzen durch verschiedene Spuren kommen. Diese sind natürlich seltener, und damit können solche Ereignisse die Bedingung erfüllen.

In Abbildung 5.6 ist die Multiplizität der Spuren mit einem Mindestwinkel von 7° für Strahlgasereignisse mit z–Vertex–small–Trigger dargestellt.



(a) (b)

Abbildung 5.6: *(a) Teilchenmultiplizität von Strahlgasereignissen mit z–Vertex-Histogramm. (b) z–Vertex–Histogramm eines Strahlgasereignisses, welches zwar hohe Multiplizität, aber nur wenig Einträge hat.*

5.8 Der Myontrigger

5.8.1 Lagenkoinzidenzen

Die erste Entscheidungsebene hat (siehe Kapitel 3) innerhalb eines Moduls die Information zur Verfügung ob, und welche der Lagen 3, 4, 5, 8 und 12 ein Teilchen nachgewiesen hat. Zusätzlich ist es in gewissem Umfange möglich, bei Lage 3 Informationen über die Elementmultiplizität zu erhalten. Die Verknüpfungen dieser Information müssen nicht einfach sein, da sie offline per Programm für jedes Modul einzeln entschieden werden. Dennoch war es gerade zum Zeitpunkt der ersten Datennahme wichtig, eine möglichst einfache Bedingung zu finden, zum einen um den Trigger universell einsetzbar zu machen, zum anderen um das Verhalten der Elektronik zu verstehen.

Anzahl der Triggerlagen $\leq$ Minimum

Der einfachste Ansatz ist das Fordern einer gewissen Mindestzahl von getroffenen Triggerlagen. Dieser wurde während der ersten Datennahme realisiert, wobei mindestens drei der fünf Lagen für einen Trigger „gefeuert" haben mußten.

Für die Untersuchung der Lagenkoinzidenzen wurden die Ereignisse aufgelöst und nur nach der modulspezifischen Effizienz gefragt. Der Quotient von Anzahl getriggerter und Gesamtanzahl der Module mit mindestens einer Triggerlage ist in Tabelle 5.5 aufgtragen.

	$\frac{\text{Anzahl getriggerter Module}}{\text{Anzahl Module mit Lage 3}}$			
Triggerbedingung	$\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$	J/ψ	StrahlGas	Strahlwand
$n_{Trigl} \geq 1$	100%	100%	100%	100%
$n_{Trigl} \geq 2$	81.7%	84%	32%	40.0%
$n_{Trigl} \geq 3$	68.1%	71%	15.7%	24.3%
$n_{Trigl} \geq 4$	45.5%	54%	5.3%	12.4%
$n_{Trigl} \geq 5$	16.5%	32.5%	1.5%	6.0%
$2 \in \{3,4,5\} \bigotimes 1 \in \{8,12\}$	53%	57.7%	7%	15%
$n_d = 2$	76%	76%	19%	28%

Tabelle 5.5: *Effizienzen der Lagenkoinzidenzen*

Man erkennt, daß bei steigender Anzahl geforderter Triggerlagen die Effizienz von Strahlgas– und Strahlwanduntergrund stark abfällt. Dies kann mit der oft niedrigen Energie der den Trigger auslösenden Teilchen erklärt werden. Es ist allerdings schwer, genaue Aussagen über die Energie der „Triggerteilchen" zu machen, da sie oft aus Schauern stammen und damit an verschiedenen Orten des Detektors entstanden sind. Besonders bei den Strahlgasereignissen fällt die Effizienz bei harten Bedingungen stark ab.

Nicht alle der aufgeführten Bedingungen sind sinnvoll. Fordert man zum Beispiel nur eine der fünf Lagen, so kann elektronisches Rauschen den Trigger sinnlos machen. Über fünfzig solcher verrauschten Drähte gab es am 24. Oktober 1992 im instrumentierten Eisen (Natürlich nicht alle in den Triggerlagen)[16].

Da die Lagenkoinzidenz die erste Entscheidungsebene darstellt, beeinflussen die Kammereigenschaften die Trigger an dieser Stelle besonders stark. Die Streamereffektivität der Kammern beträgt im Eisen durchschnittlich $\varepsilon_{streamer} = 80\%$ [27], und damit wird die Lageneffektivität ähnlich.

Die Auswirkungen ineffizienter Kammern auf die Trigger sind von den gestellten Bedingungen abhängig. So kann mit Hilfe der Kombinatorik aus Formel 5.6 die Triggerwahrscheinlichkeit für Myonen verschiedener Reichweite errechnet werden.

- Niedrige Energie: nur 3 Lagen durchquert
- Mittlere Energie: nur 4 Lagen durchquert
- Hohe Energie: alle Triggerlagen durchquert

$$P_{n_{Max}}(n_{Min}) = \sum_{n_{Trgl}=n_{Min}}^{n_{Trgl}=n_{Max}} \begin{pmatrix} n_{Max} \\ n_{Trgl} \end{pmatrix} \varepsilon^{n_{Trgl}} (1-\varepsilon)^{(n_{Max}-n_{Trgl})} \tag{5.6}$$

[16]Mit Hilfe „MuonMoni"–Programmes auf dem slow–control–myon–mac im Kontrollraum feststellbar

Dabei bezeichnet n_{Min} die Mindestanzahl der geforderten Triggerlagen und n_{Max} die durch die Reichweite des Myons vorgegebene Maximalanzahl gefeuerter Triggerlagen. Die Ergebnisse von Formel 5.6 sind in Tabelle 5.6 zusammengefaßt.

Um die Energieverhältnisse abzuschätzen, entnimmt man aus [24], daß ein Myon in Eisen etwa 15.7 $MeV\ cm^{-1}$, also pro durchquerte Eisenlage 120 MeV verliert. Damit braucht es für drei durchquerte Triggerlagen 240 MeV mehr und für einen 5/5 Trigger 8×120 MeV (siehe auch Abbildung 5.9) mehr, als für das Erreichen der ersten Triggerlage.

	Triggerwahrscheinlichkeit Anzahl durchquerter Lagen(n_{Max})		
	3	4	5
Triggerbedingung			
$n_{Trgl} \geq 1$	99%	100%	100%
$n_{Trgl} \geq 2$	90%	97%	99%
$n_{Trgl} \geq 3$	51%	82%	94%
$n_{Trgl} \geq 4$	-	41%	74%
$n_{Trgl} \geq 5$	-	-	32%
$2 \in \{3,4,5\} \bigotimes 1 \in \{8,12\}$	-	71%	86%
$n_d = 2$	64%	90%	97%
$n_d = 3$	-	64%	90%

Tabelle 5.6: *Triggerwahrscheinlichkeiten aufgrund der Lageneffizienz*

Modulkreuzer

Nicht nur Kammereffektivitäten sind an dieser Stelle in die Überlegungen mit einzubeziehen, sondern auch die Geometrie des Myonsystems. Da dieser Subdetektor modular aufgebaut ist und eine Lagenkoinzidenz nichts von anderen „weiß“, ist das Nichterkennen von sogenannten „Modulkreuzern“ („edgecrossern“) möglich.

Durchquert ein Teilchen z. B. zwei benachbarte Module, so kann es passieren, daß es in beiden Modulen die Lagenkoinzidenzen nicht aktiviert, obwohl es allein von den getroffenen Triggerlagen her die Lagenkoinzidenz erfüllt. Die Wahrscheinlichkeit für Modulkreuzer ist abhängig von der Lage des betreffenden Moduls im Eisen. Dabei unterscheidet man zweckmäßigerweise zwischen Modulkreuzern im Barrel und in den Endkappen:

- Bei physikalischen Reaktionen sollte das triggernde Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommen. Je weiter die Module in y vom WwP entfernt sind, desto größer ist der Eintrittswinkel. Der in z zurückgelegte Weg im Modul und damit die Möglichkeit zur Erfüllung einer Lagenkoinzidenz wird also kleiner mit steigender y–Koordinate. Innerhalb eines Moduls in den Endkappen ist diese Wahrscheinlichkeit x–abhängig und für x=0 maximal.

- Im Barrel entstehen Modulkreuzer beim Übergang der Teilchen von einer Barrelhälfte in die andere, da die Grenze der beiden Barrelhälften in z nicht senkrecht über dem WwP liegen. Innerhalb der Barrelteile gibt es keine nennenswerte Problematik in dieser Hinsicht, da die Modulgrenzen in ϕ auf den Wechselwirkungspunkt zeigen.

Je weiter die extremen, vom Trigger geforderten Lagen voneinander entfernt sind, desto weiter muß sich ein Teilchen durch ein Modul bewegen um eine Lagenkoinzidenz zu erfüllen. Damit sind also Module mit großen y–Werten für solche Bedingungen weniger geeignet.

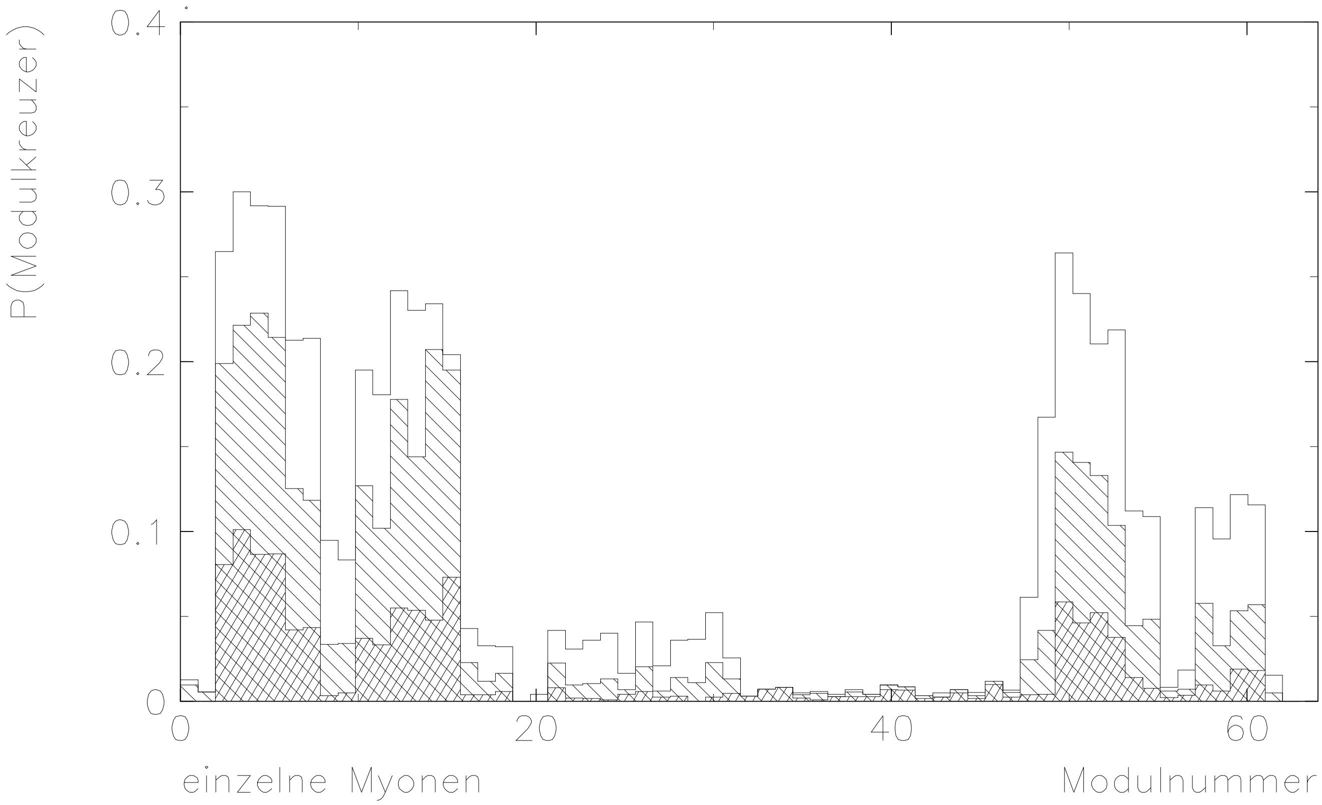


Abbildung 5.7: *Modulkreuzerwahrscheinlichkeit für Eisenmodule und verschiedene Triggerbedingungen (3/5 bzw. 4/5). Die Asymmetrien innerhalb der Endkappen sind auf die verschiedenen Formen der Module in den oberen bzw. unteren Endkappenhälften zurückzuführen.*

Um die Auswirkungen bestimmter Lagenkoinzidenzbedingungen in dieser Hinsicht zu überprüfen, wurden wieder einzelne Myonen simuliert, diesmal mit einer festen hohen Energie von 20 GeV.

Dadurch ist gewährleistet, daß die Teilchen das instrumentierte Eisen auf jeden Fall durchqueren. Falls mehr als ein Modul im Eisen getroffen wurde, lag ein Modulkreuzer vor.

Die Abbildung 5.7 zeigt die über ein Modul integrierte Wahrscheinlichkeit für Modulkreuzer. Deutlich sieht man, daß die Anteile der Modulkreuzer in der Nähe der Strahlröhre (Module 8/9 und 56/57) am kleinsten ist und mit zunehmender Entfernung in y von der z–Achse wächst. Aufgrund der (in z asymmetrischen) Lage des WwP sind die Formen des Histogramms in der Vorwärts– und Rückwärtsendkappe verschieden.

Die schraffierten Histogramme in Abbildung 5.7 zeigen die getriggerten Modulkreuzer für zwei verschiedene Triggerbedingungen der Lagenkoinzidenzen (3/5 und 4/5). Sie geben daher in Verbindung mit der reinen Modulkreuzerverteilung (unschraffiert) deren Verlustwahrscheinlichkeit an.

Wie oben beschrieben, ist die Wahrscheinlichkeit für Modulkreuzer von der Position der betroffenen Lagenkoinzidenz abhängig. Damit korreliert der diskutierte Einfluß auf physikalische Ereignisse mit deren Winkelverteilung.

Da die Myonen des Signals zu kleinen und großen Winkeln tendieren, ist zu vermuten, daß das Modulkreuzerproblem hier keine Schwiedrigkeiten macht. Um dies zu überprüfen, wurde der Prozentsatz von Modulkreuzern für den benutzten MC–Signal–Datensatz errechnet. Dabei wurde ein Modulkreuzer folgendermaßen identifiziert:

- Nur Ereignisse mit zwei übereinanderliegenden getroffenen Modulen in den Endkappen wurden analysiert.
- Im Modul, das näher an der Strahlachse liegt, wurde die Lage mit der höchsten Lagennummer bestimmt.
- Falls in dem anderen Modul Lagen mit größerer Nummer, aber keine mit niedrigerer Lagennummer getroffen wurden, hatte das analysierte Ereignis einen Modulkreuzer.

Dabei wurde gefunden, daß nur etwa 10% der Ereignisse einen Modulkreuzer haben[17]. Eine unabhängige Analyse von B. Naroska [10] für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$–Ereignisse ergab ähnliche Werte.

2. Möglichkeit für Lagenkoinzidenzen

Die Triggerlagen sind örtlich in zwei Gruppen aufgeteilt: Lagen 3, 4 und 5 bilden eine davon, weil sie direkt in der Instrumentierung aufeinander folgen. Lage 8 und 12 liegen weiter außen im Modul (siehe Abbildung 3.6).

Man kann diese natürliche Gruppierung ausnutzen, um eine geringere Abhängigkeit der Triggerwahrscheinlichkeit von der Lageneffizienz zu erreichen, indem man einen „ineffizienten Draht“ in jeder Gruppe zuläßt. Die Bedingung wäre also: 2 Lagen aus $\{3, 4, 5\}$ und eine aus $\{4, 12\}$. Die Triggerwahrscheinlichkeit für ein alle Lagen durchquerendes Myon beträgt demnach:

$$P_{Trig} = (\begin{pmatrix} 3 \\ 2 \end{pmatrix} \cdot 0.8^2 \cdot 0.2 + 0.8^3) \cdot (2 \cdot 0.8 \cdot 0.2 + 0.8^2) = 0.86$$

Dieser Ansatz für den Trigger ist aber nur für Myonen, die das ganze instrumentierte Eisen innerhalb eines Moduls durchqueren, geeignet (vgl. auch die Triggerwahrscheinlichkeit des 3/5–Ansatzes). Dies hat zwei Konsequenzen:

1. Der Trigger selektiert nur auf lange Myonspuren.
2. Damit ist er für Module mit großen y–Koordinaten besonders in der Rückwärtsendkappe wegen der Modulkreuzerproblematik nicht geeignet.

Allerdings hat man bei diesem Ansatz gute Unterdrückungsfaktoren von Untergrundereignissen (siehe Tabelle 5.5).

3. Möglichkeit für Lagenkoinzidenzen

Um möglichst von Effizienzen unabhängig zu sein, kann man die Differenz der Triggerlagennummern von äußerer und innerer getroffener Triggerlage $n_i = n_l - n_f$ als Kriterium für die Lagenkoinzidenzen wählen. Dabei bezeichnet n_l die Triggerlagennummer der äußersten und n_f diejenige der innersten Triggerlage. Auf diese Weise wird der Zustand der dazwischenliegenden Triggerlagen unerheblich. Damit dieser Ansatz allerdings Vorteile bringt, muß die Wahrscheinlichkeit für eine Ineffizienz der Zwischenlagen größer sein als diejenige der beiden betrachteten Lagen. Fordert man beispielsweise $n_i \geq 2$, so ergibt sich ein Vorteil gegenüber der 3/5 – Version der Lagenkoinzidenz:

[17] Ein Vergleich mit Abbildung 5.7 läßt dies plausibel erscheinen

- Das Myon durchquert nur drei Triggerlagen:
Für einen 3/5–Trigger sind alle, für einen $n_i \geq 2$ nur die Effizienz der Lagen 3 und 5 nötig.

- Dieses Verhältnis verbessert sich bei steigender Mindestdifferenz n_d gegenüber der entsprechenden Mindestanzahlforderung $n_{Min} = n_d + 1$.

Die Triggerwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Lagenineffizienzen errechnet sich nach der folgenden kombinatorischen Formel:

$$\begin{aligned} P(n_{Max}) &= \sum_{n_f=1}^{n_{Max}-n_d} \sum_{n_l=n_f+n_d}^{n_{Max}} \varepsilon^2(1-\varepsilon)^{n_f-1}(1-\varepsilon)^{n_{Max}-n_l} \\ &\times \sum_{n_i=0}^{n_l-n_f-1} \binom{n_l-n_f-1}{n_i} \varepsilon^{n_i}(1-\varepsilon)^{n_l-n_f-n_i-1} \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet n_{Max} die Anzahl der vom Teilchen durchquerten Triggerlagen, und n_d die für einen Trigger mindestens geforderte Differenz der extremen Lagen. Für $n_d \geq 2$ ist in Tabelle 5.6 das entsprechende Ergebnis dargestellt. In Tabelle 5.5 kann man gleichzeitig sehen, daß gegenüber der 3/5–Trigger eine deutliche Effektivitätsdifferenz zugunsten dieses Ansatzes besteht. Die Rauschanfälligkeit dieser Lösung muß aber untersucht werden, wenn sie als Lagenkoinzidenzbedingung gewählt wird.

Majoritätslogik

Wie schon in Kapitel 3 erwähnt, hat man in jedem Modul eine grobe Information über die Multiplizität, genauer die Elementmultiplizität in Lage 3 zur Verfügung. Damit hat man eine begrenzte Erkennungsmöglichkeit für aus dem Kalorimeter herausleckende Schauer [10]. Diese Information wird mittels der Signale **MAJ1**, **MAJ2**[18] von der Level–1–Elektronik geliefert (siehe Abschnitt 3.6.1).

Bei den beiden Hauptbeiträgen des Untergrundes ist nur in etwa 4% der Module mit mindestens einer getroffenen Triggerlage das Signal MAJ1 gesetzt; MAJ2 ist sogar nur in 1% dieser Fälle aktiv. Untersucht man nur diejenigen Ereignisse, die einen 3/5–Trigger erzeugt hätten, so steigt der Anteil der „MAJ1–Ereignisse“ auf 10%.

Damit hilft die Majoritätslogik nicht mit einem starken Unterdrückungsfaktor; sie schneidet aber auch nicht in das Signal[19]. Da die Energie der Pionen aus Strahlwand– und Strahlgasereignissen meist unter 40 GeV liegen[20], ist das obige Verhalten der Majoritätslogik verständlich. Schauer aus höherenergetischen Pionen werden deutlich besser erkannt, wie in [10] aus CERN–Daten dargestellt.

5.8.2 Abschließende Bemerkungen zu den Lagenkoinzidenzen

Die Triggerelektronik des LST–Systems ist sehr flexibel; man kann den Ort des Moduls durch Wahl der Triggerbedingung berücksichtigen. Beispielsweise ist der Untergrund in den Endkappenmodulen in der Umgebung der Strahlröhre besonders hoch. Gleichzeitig hat man hier nur

[18] Maj1 : mehr als ein Element getroffen, Maj2: mehr als zwei Elemente getroffen
[19] Nur etwa 1% der Signalmodule mit 3/5 Lagenkoinzidenz hatte ein MAJ1–Signal.
[20] Siehe Abbildung 5.1

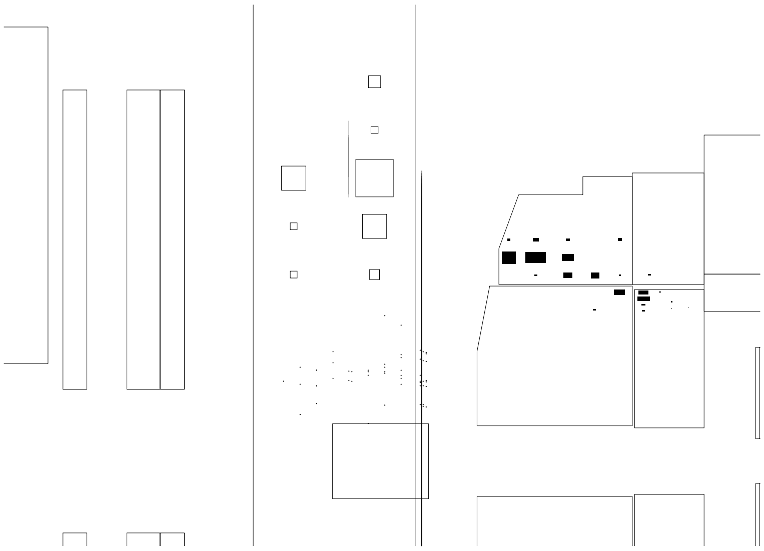


Abbildung 5.8: *Pionpunchtrough (MC) mit hoher Energie und Schauerentwicklung im instrumentierten Eisen. Solche Ereignisse soll die Majoritätslogik erkennen.*

eine geringe Modulkreuzerwahrscheinlichkeit, so daß in diesen Modulen eine härtere Triggerbedingung angebracht ist, während in den Modulen mit hoher y–Koordinate eine solche nicht notwendig ist.

Die Triggerbedingung der Lagenkoinzidenz wirkt im wesentlichen wie ein Energietrigger auf die Myonen, da eine Mindestenergie zum Erreichen des intrumentierten Eisens erforderlich ist. Um den Einfluß der angelegten Koinzidenzbedingung in dieser Hinsicht zu verstehen, wurden wieder mit dem Modul INLGEN aus H1SIM Ereignisse mit einzelnen Myonen verschiedener Energie isotrop in den sichtbaren Winkeln simuliert.

In Abbildung 5.9 ist für jedes Modul die Mindestenergie für zwei verschiedene Triggerbedingungen angegeben. Dabei ist allerdings Vorsicht geboten, weil die Anzahl der Einträge der Energieverteilung innerhalb eines Moduls trotz energetisch gleichverteilt simulierter Teilchen zu kleinen Energien hin abfällt und damit die Minimalenergie statistischen Fluktuationen unterworfen ist[21]. Daraus folgt auch, daß nur ein kleiner Bruchteil der Myonen der angegebenen Energie das Eisen erreicht bzw. die Triggerbedingungen erfüllt.

Die Abbildung 5.9 spiegelt wider, daß die in Rückwärtsrichtung zwischen Eisen und WwP angebrachte Materie am dünnsten ist, während das Gegenteil für das FEC zutrifft. Deutlich ist auch innerhalb der Subdetektoren die winkelabhängige Tiefe der Materie zu erkennen, die in den Endkappen mit zunehmender Entfernung von der Strahlröhre wächst, und im Barrel–Teil symmetrisch in der x–y–Ebene ist.

Der Übergang vom Barrelbereich zum Endkappenteil in der Abbildung ist durch einen großen Sprung gekennzeichnet. Dies versteht man, wenn man bedenkt, daß die Barrelmodule in z sehr lang sind (etwa 450 cm). Die Teilchen mit niedrigster Eintrittsenergie kommen aus der Nähe von z=0 cm und haben so nur wenig Materie zu durchqueren. Beachtet man, daß ein Myon zum Durchqueren einer Eisenlage etwa 120 MeV braucht (siehe 5.8.1), kann man anhand der Abbildungen 3.6 und 5.9 die Mindestenergien für die Lagentrigger errechnen.

Die oben genannten Faktoren müssen bei der Anpassung der Parameter von Lagenkoinzi-

[21]Die nicht kugelsymmetrische Geometrie der Module ist hierfür verantwortlich.

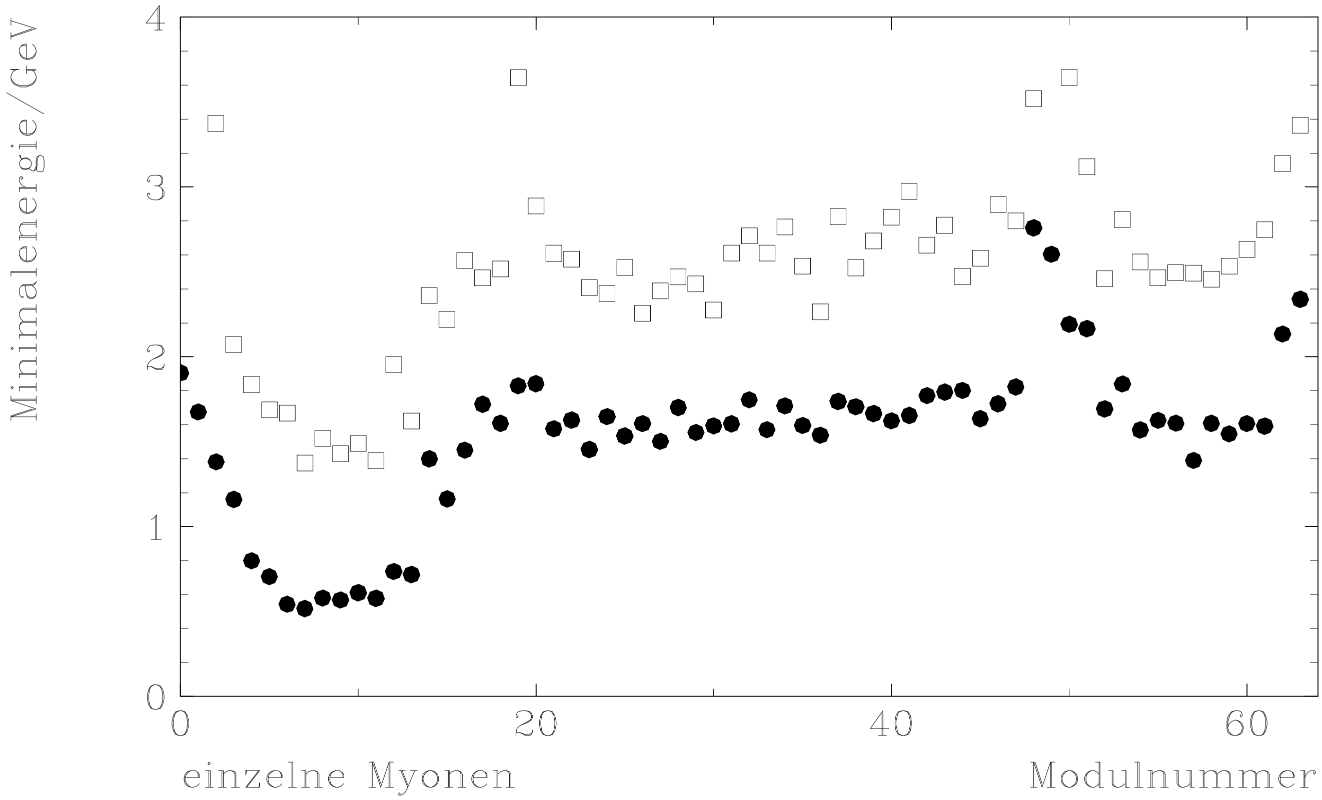


Abbildung 5.9: *Mindestenergien für verschiedene Triggerbedingungen: Volle Kreise → mindestens eine Triggerlage getroffen, Vierecke → genau fünf Triggerlagen getroffen.*

denzbedingungen auf den Ort der jeweiligen Module bedacht werden. In der ersten Runperiode wurde dies noch nicht gemacht.

5.8.3 Sektorkoinzidenzen

Dies ist die nächste Entscheidungsebene des LST–Triggerelements. Hier laufen die 64 Signale der Lagenkoinzidenzen zusammen und werden zu Entscheidungen innerhalb der Subdetektoren verknüpft.[22] Auf dieser Ebene können Aussagen über Multiplizitäten und subdetektorspezifische Topologien getroffen werden.

Eine besondere Behandlung der Topologien ist aber für den betrachteten Signalprozeß nicht sinnvoll, da nur etwa 32% der Ereignismenge mit Myontrigger zwei Signale auf dieser Ebene aufweisen. Interessant ist allerdings, daß davon 70% beide Lagentrigger im gleichen Subdetektor haben, während dies bei Untergrundereignissen nur in geringerem Maße zutrifft [23].

Während der ersten Datennahme wurde kein Schnitt auf dieser Ebene angelegt. Weil jedoch allein durch die Forderung nach zwei Lagenkoinzidenzsignalen die Untergrundereignisse deutlich reduziert werden können, sollen drei Überlegungen zeigen, auf welche Weise die Sektorkoinzidenzen einsetzbar sind:

[22]Mit geringerer Granularität sind auch subdetektorübergreifende Verknüpfungen möglich.
[23]Strahlgas: 44%, Strahlwand: 27%, das meiste im BEC

- Da die Untergrundereignisse oft durch Module triggern, die in der Nähe des Strahlrohrs liegen[24], könnte man im Falle eines Triggersignals aus dieser Region eine zweite Lagenkoinzidenz im Subdetektor fordern. Damit werden der Strahlgasuntergrund auf 40% ($Strahlwand: 45\%$) und die Signaleffizienz auf 83% des Wertes ohne Sektorkoinzidenz reduziert.

- Eine Topologiebedingung wäre die „$\delta\phi$–groß"–Variante. Bei zwei Myonsignalen in den Endkappen wird gefordert, daß eines davon in der linken Hälfte und das andere in der rechten Hälfte liegt. Bei niedrigen Myonenergien ist dieser Ansatz allerdings wegen des Magnetfeldes nicht geeignet. Für das Signal erfüllen 60%, für Strahlgas 30% und für Strahlwanduntergrund 22% der Ereignisse, die insgesamt 2 3/5 Lagenkoinzidenzsignale haben, die „$\delta\phi$–groß"–Variante.

- Eine weitere Variante mit etwas höherer Granularität ist die „Moduldifferenzvariante". Hier wird innerhalb der Subdetektoren die Differenz der getroffenen Modulnummern gebildet und als Sektorkoinzidenzbedingung gewählt. Für das Signal erfüllen 48%, für Strahlgas 23% und für Strahlwanduntergrund 12% der Ereignisse, die insgesamt 2 '3/5' Lagenkoinzidenzsignale haben, die „Moduldifferenz"–Variante (wenn die Modulnummerdifferenz ≥ 2 sein soll).

	$\frac{Anzahl\ erf\ddot{u}llter\ Bedingungen}{Gesamtanzahl\ der\ Signalereignisse}$			
Triggerbedingung	$\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ 120 pb	J/ψ	StrahlGas 1%$\hat{=}$3 kHz	Strahlwand 1%$\hat{=}$4 kHz
≥ 1 im BEC	27.8%	21.9%	0.78%	1.31%
≥ 1 im Barrel	7.6%	1.8%	0.07%	0.01%
≥ 1 im FEC	38%	24.3%	0.95%	0.91%
≥ 1	66.8%	47.4%	1.65%	2.02%
≥ 2	21.1%	9.2%	0.14%	0.35%
≥ 1 ohne $y = 0$	55.2%	34.6%	0.7%	0.9%

Tabelle 5.7: *Effizienzen der Sektorkoinzidenzen für 3/5 Lagenkoinzidenzbedingung. „y=0" bezeichnet dabei die Module um die Strahlachse.*

Beachtet man, daß nur 8.5% (0.14%)[25]der Strahlgasereignisse und nur 17%(0.35%) der Strahlwandereignisse mit Myontrigger mehr als eine Lagenkoinzidenz erfüllt haben, bieten diese drei Überlegungen, und vor allem deren Kombination, ein wichtiges Werkzeug zur Unterdrückung des Untergrundes.

Die Flexibilität der Triggerelektronik läßt aber auch bei Vorhandensein weiterer Sektorkoinzidenzkarten[26] durch das sogenannte „Patchpanel" die Kombination mehrerer verschiedener Lagenkoinzidenzbedingungen je Modul zu. Die Beschreibung dieser Möglichkeit und die Untersuchung ihrer Praktikabilität führen allerdings über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

[24]Siehe Abbildung 6.7

[25]Die Werte in Klammern geben diese Zahl auf die Gesamtzahl der Ereignisse im benutzten Datensatz bezogen an.

[26]Zur Zeit der Arbeit war nur eine Sektorkoinzidenz in Betrieb.

5.9 Andere Triggerelemente

5.9.1 Kalorimetrische Trigger und TOF

Die Antwort der kalorimetrischen Trigger wurde aus dem H1–Detektorsimulationsprogramm H1SIM entnommen. Da das Myon ein minimalionisierendes Teilchen darstellt, ist dessen Energiedeposition bei „normalen Energien“[27] im Detektor gering. Damit eignen sich diese Elemente als „Veto–Trigger“, bei deren Aktivität kein Ereignis ausgelesen wird.

Der Hauptteil der Energiedeposition von Strahlgas– und Strahlwandereignissen ist im sogenannten IF–Bereich[28] des LAr–Kalorimeters (siehe Abbildung 6.9) und im Plug–Kalorimeter zu finden. Auch das BEMC ist ein geeignetes Vetoelement, allerdings verliert man hier diejenigen Signalereignisse, bei welchen das Strahlelektron in das BEMC gestreut wird. Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist allerdings wegen des $\frac{1}{q^2}$–Verhaltens des Photonpropagators klein.

	Triggereffizienz					
	$\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$		Strahlgas		Strahlwand	
Triggerbedingung	*tot*	*zvtx*	*tot*	*zvtx*	*tot*	*zvtx*
$\neg Plug$	99.6%	100%	89%	39%	93%	58%
$\neg LAr - IF(Schwelle\ 1)$	100%	100%	82%	34%	93%	32%
$\neg BEMC$	98.6%	99%	92%	48%	94%	27%
$\neg TOF - Veto$	100%	100%	87%	38%	90%	17%
alle verundet	98%	98.4%	75%	11.5%	86%	3.5%

Tabelle 5.8: *verschiedene Effizienzen der kalorimetrischen Trigger. Spalte* $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$: 100%≙120 *pb, Strahlgas:* 1%≙3 *kHz, Strahlwand:*1%≙4 *kHz. Die Schwellen sind: IF(*5 *GeV), BEMC(*2 *GeV), Plug(*5 *GeV) wie in H1SIM eingestellt (TCTH–Bank)*

In Tabelle 5.8 sind die Triggereffizienzen der kalorimetrischen Trigger und des TOF–Veto–Zählers jeweils auf die Gesamtzahl der untersuchten Ereignisse (*tot*) und auf die Anzahl der Ereignisse mit z–Vertex–small–Triggern bezogen (*zvtx*).

Die großen Unterschiede zwischen den Spalten *tot* und *zvtx* bei den Untergrundereignissen ergeben sich dadurch, daß nur wenige Ereignisse innerhalb des Detektors stattfinden. Entweder bleibt ein Großteil der erzeugten Teilchen in der Strahlröhre und löst deshalb keinen kalorimetrischen Trigger aus, oder das Ereignis findet in z–Bereichen außerhalb des Detektors statt.

Die kalorimetrischen Triggerelemente mußten in der Arbeit nicht benutzt werden, weil die niedrigen Protonenströme einen entsprechend geringeren Untergrund erwarten ließen ($j_a \sim \frac{1}{100} \cdot j_D$). Darüberhinaus sollte das Triggerelement möglichst generell gehalten werden. Es bleibt aber zu bemerken, daß die kalorimetrischen Vetos einen starken Reduktionsfaktor (besonders für die Strahlwandkomponente) bieten.

5.9.2 Elektron–Tagger und DC–R–ϕ Trigger

Zwei andere Triggerelemente sollen hier noch erwähnt werden, da sie entweder ein wichtiger Bestandteil des H1–Triggers sind oder es in Zukunft sein werden.

[27] Sehr hochenergetische kosmische Myonen erzeugen zum Teil elektromagnetische Schauer.

[28] Inner–Forward–Bereich, der dem Strahlrohr nächste Bereich des LAr–Kalorimeters

- Der Elektron–Tagger, mit dessen Hilfe man das Elektron aus dem Streuprozeß nachzuweisen versucht, ist für die Signalereignisse nicht geeignet, da seine Energieakzeptanz bei 10–25 GeV liegt [13]. Die Energieverteilung der gestreuten Elektronen aus dem Signal hat seinen Hauptbeitrag allerdings bei der Strahlenergie. Bei den mit 30 GeV Elektronenergie simulierten Signalereignissen hatten nur etwa 9% der gestreuten Elektronen eine Energie von weniger als 25 GeV. Die geringe geometrische Akzeptanz des ET ist zudem noch zu berücksichtigen. Zwar hatten die Elektronen zu Beginn der Runperiode nur 26.7 GeV, aber die oben besprochenen Gründe bleiben bestehen.

- Der Driftkammertrigger DC–R–ϕ könnte in zukünftigen Datennahmen einen für den z–Vertex–small redundanten Trigger ergeben, mit dessen Hilfe man die Effizienz der beiden Elemente besser bestimmen kann. Ab der Datennahme 34645 war das DC–R–ϕ–Element in die Triggermasken von H1[29] eingebunden. Allerdings hatten nur etwa 40% der in folgenden Datennahmen gefundenen GAMMU[30]–Ereignisse gleichzeitig einen DC–R–ϕ–Trigger. Bei kosmischen Myonen mit z–Vertex–Trigger (auf den DSTs) [31] wurde diese Koinzidenz nur in 55% der Fälle gefunden. Da der Trigger im Erstellungszeitraum der Arbeit nicht realistisch in H1SIM eingebunden war, unterbleiben an dieser Stelle Vergleiche zwischen Experiment und Simulation.

5.10 Die Zusammenfassung und der realisierte Trigger

Für den weiteren Verlauf der Arbeit wurde ein Trigger benutzt, der sich aus folgenden Teilen zusammensetzt[32]:

- z–Vertex–small

- Mindestens ein Myonsignal von den Sektorkoinzidenzen; in den Lagenkoinzidenzen wurden für alle Module, bis auf 19, 20, 35, 36

  - mindestens 3 der fünf Triggerlagen

  für ein Triggersignal gefordert. Die oben angesprochenen Module waren noch nicht instrumentiert; hier wurde mit den Lagen 14, 15[33] getriggert. Es gab insgesamt vier Kombinationen von Myontrigger und z–Vertex–small

  Bit 16 Mu–GE1–BEC : Mindestens ein Signal in der Rückwärtsendkappe

  Bit 17 Mu–GE1–Barrel : Mindestens ein Signal im Barrelbereich

  Bit 18 Mu–GE1–FEC : Mindestens ein Signal in der Vorwärtsendkappe

  Bit 19 Mu–Multi : Mindestens zwei Myonsignale

- Es durfte kein Time–Of–Flight–Veto vorliegen.

Die Tabelle 5.9 zeigt die Effizienzen der aus verschiedenen Elementen zusammengesetzten Trigger. In den letzten Zeilen der Tabelle sind die Ergebnisse der kalorimetrischen Trigger angegeben, obwohl diese Subtrigger in der Runperiode 1992 nicht realisiert wurden.

[29] Central–Data–AQuisition
[30] L–5–Klassifikation, siehe Kapitel 6
[31] Sie wurden mit der Routine LCOSM gefunden.
[32] Siehe auch „H1 TRIG“ auf der DESIBM.
[33] Sie liegen in den Myonboxen.

	$\gamma\gamma$	$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	Strahlgas	Strahlwand
Mu–GE1–BEC	21%	13.5%	$10Erg$	$6Erg$
Mu–GE1–Barr	6%	2%	$0Erg$	$0Erg$
Mu–GE1–FEC	25%	14%	$35Erg$	$4Erg$
Mu–GE1	48%	28.7%	$42Erg$	$10Erg$
Mu–Multi	13%	5.1%	$4Erg$	$1Erg$
$\neg Kalo * Mu - Multi$	13%	5%	$2Erg$	$0Erg$
$\neg Kalo * Mu - GE1$	47%	27%	$6Erg$	$4Erg$

Tabelle 5.9: *Monte–Carlo Triggereffizienzen für Signal und Untergrundereignisse mit z–Vertex–small und ohne TOF–Veto. Dabei bezeichnet Erg die Anzahl der von den Untergrunddatensätzen übriggebliebenen Ereignissen, ¬Kalo fordert die Abwesenheit jedes Kalorimetertriggers. Für Design–Maschinenwerte: Strahlgas: 1 Erg* $\hat{=}3$ Hz, *Strahlwand: 1 Erg* $\hat{=}4$ Hz, $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$: 120 *pb.*

.

Die realisierten Triggerbedingungen hatten eine ausreichend gute Unterdrückung des Untergrundes zur Folge, um bei den niedrigen Luminositäten der ersten Runperiode die Triggerraten genügend klein zu halten. Lediglich die Vorwärts–Endkappe hatte auf der ersten Ebene des H1–Triggers (L1) zu hohe Raten, so daß dieses Triggerelement kurzzeitig mit einem Faktor 4 vorskaliert wurde[34].

Bei den hohen erwarteten Luminositäten in der Datenperiode 1993 muß der Trigger modifiziert werden:

1. Anpassung der Level–1–Lagenkoinzidenzbedingungen an den Instrumentierungsort der betroffenen Module und eventuell deren Verschärfung.

2. Einführen von Sektorkoinzidenzbedingungen.

3. Hinzunahme anderer Triggerelemente wie den DC–R–ϕ–Trigger und kalorimetrische Vetotrigger (siehe Tabelle 5.9).

4. Hinzunahme der dann existierenden höheren Triggerlevel 2 und 3.

[34] Dann hat nur jedes vierte L1–Keep eine Auslese zur Folge.

Kapitel 6

Datenselektion

6.1 Der H1–Datenfluß

Ein Ziel dieser Arbeit war es, aus den H1–Daten Kandidaten für die Signalereignisse herauszusuchen, und sie auf eine separate Datei zu speichern. Dazu ist es wichtig, den Fluß der Ereignisse bei H1 zu verstehen (siehe Abbildung 6.1):

Nachdem die Ereignisse durch den Trigger in den H1–Auswertungsweg gebracht wurden, können sie mit einer maximalen Rate von 5 Hz auf Band geschrieben werden. Die Rohdaten[1] enthalten nur die Information über getroffene Detektorteile und entsprechen in diesem Stadium der Ausgabe von H1SIM. Um sie physikalischen Analysen zugänglich zu machen, werden aus den vom Experiment gelieferten Informationen mit dem Programm H1REC Objekte wie Spuren, Energieinformationen usw. errechnet.

Die rekonstruierten Daten werden vom Programmpaket ECLASS klassifiziert, d.h. es wird versucht, sie physikalischen Prozessen zuzuordnen. Die klassifizierten Ereignisse werden dann auf die Physics–Output–Tapes (POT) abgespeichert. Ereignisse, die *keines* der Kriterien erfüllen, werden *nicht* in rekonstruierter Form aufgezeichnet und sind für eine weitere Analyse verloren.

Im nächsten Schritt wird der Teil der Ereignisse, der härtere Kriterien (durch das Programm ETODST werden diese Kriterien angewandt) erfüllt, auf Festplatte (die DSTs) kopiert, um einen schnellen Zugriff auf diese Dateien zu ermöglichen. Von den DST aus startet der Anwender seine speziellen Analysen.

Die folgende Analyse gliedert sich also in zwei Schritte:

1. Es mußte eine Vorselektion mit den Kriterien für ECLASS (und ETODST) konzipiert werden, um die Daten auf POT und DST zu speichern. Da die Klassifikation für das Speichern auf POT effizient genug war, konnten alle gefundenen Ereignisse auf DST kopiert werden (so daß ein Kriterium für ETODST nicht nötig war).

2. Die „DST–Analyse“, der letzte Schritt vor der visuellen Weiterverarbeitung.

6.2 Vorselektion

Ein wichtiger Teil dieser Arbeit war die Entwicklung eines L5–Klassifikationskriteriums für ECLASS. Die genaue Erläuterung der definierten Kriterien findet man mit dem Befehl

[1] Sie sind auf HERA03.H1RAWD··· gespeichert.

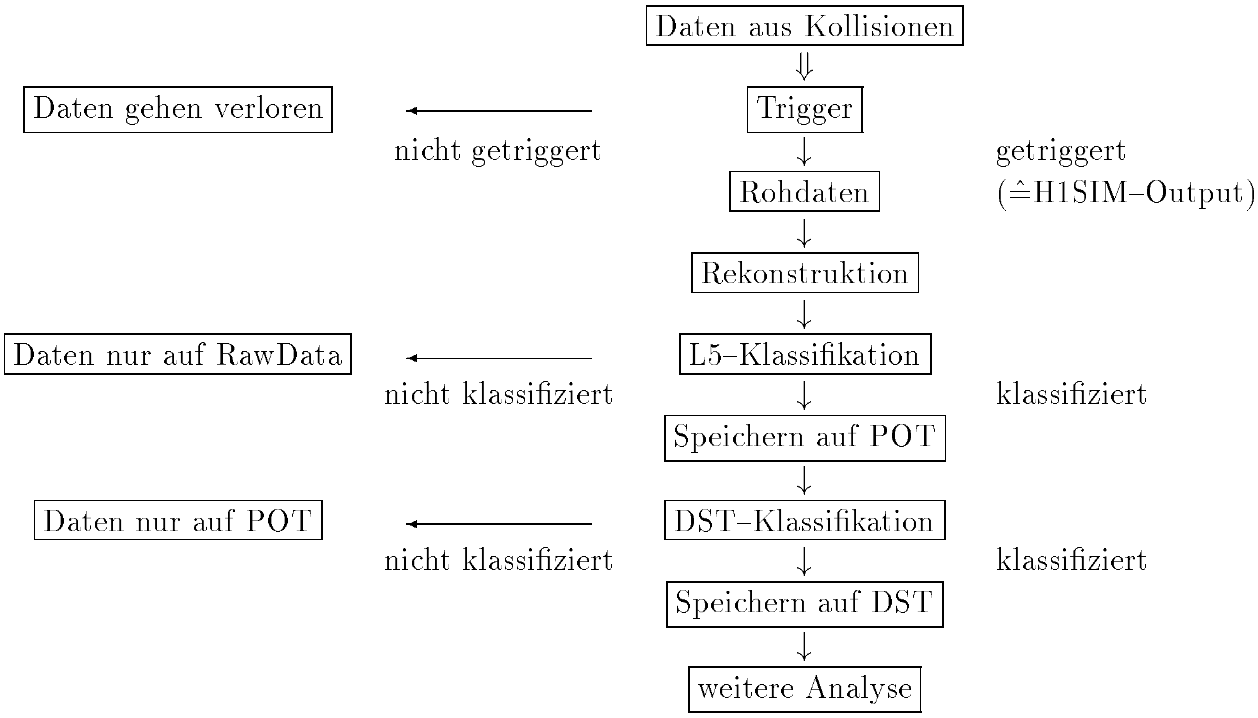


Abbildung 6.1: *Datenfluß bei H1*

H1 ECLASS in der Beschreibung dieses Programmpakets[2].

Es war wichtig, daß einerseits das Signal sicher erkannt, andererseits aber nur eine geringe Gesamtanzahl an Ereignissen selektiert wurde. Eine zu große Klassifikationsrate hat auf jeder Stufe zur Folge, daß nur ein bestimmer Anteil der klassifizierten Ereignisse in rekonstruierter Form auf POT oder DST aufgezeichnet wird[3]. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit wurden nur etwa 10% der Ereignisse von POT in DST–Dateien auf Festplatte kopiert.

Das andere Extrem, nämlich eine niedrige Rate auf Kosten der Selektionssicherheit, hat unter Umständen den Verlust eines Teils des Signals zur Folge und ist somit zu vermeiden. Die Selektionskriterien für den L5–Schritt waren effizient genug, um alle gefundenen Ereignisse ohne weitere Schnitte auf DST zu speichern.

Um ein Ereignis zu selektieren, ist folgendes gefordert (die genauen Beschreibungen findet man anhand der angegebenen Nummern in den folgenden Abschnitten):

V1 Eines der Myontriggerbits 16,17,18,19[4]

V2 Maximal 300 aktive Drähte in den Driftkammern von FTD und CTD

V3 Existenz von Jetkammerspuren

- Existenz von mindestens einer guten CJC–Spur

[2] Die Datei HERA01.H1ECLASS enthält diese Anleitung.
[3] Dies bezeichnet man in der Kollaboration als „downscaling“.
[4] Am Anfang der Runperiode 1992: 10,11,12,13

- oder: Existenz einer Vorwärtsspur, falls weniger als 70 Drähte in CJC aktiv

V4 Höchstens 5 rekonstruierte Jetkammerspuren

V5 Höchstens zwei „sehr lange Spuren"

- $R_{Anfang} \leq 30\ cm$ und $R_{Ende} - R_{Anfang} \geq 15\ cm$ (für die Definition der Größen s.u.)

V6 Mindestens eine gute Eisenspur:

- Existenz einer rekonstruierten Spur
- Mindestens 5 Drähte in der Spur, falls der erste Draht im FEC ist und der Spurabstand von der Strahlachse $\leq 150\ cm$ beträgt.

V7 Keine Klassifikation als kosmisches Myon durch die Routine CJCOSF

V8 Keine Klassifikation als Strahlhalomyon

Diese Schnitte sind in der Ereignisklassifikation „GAMMU"[5] verfügbar. Mit einer Klassifikation für exotische Myonereignisse [6] sind die so selektierten Daten zur FPACK–Klasse 14 zusammengefaßt. Diese weitere Einteilung hat nur praktischen Hintergrund: Das Datenverwaltungspaket FPACK der Kollaboration benutzt sie, um auf einem Datensatz, der alle Klassifizierungen enthalten kann, nur die so markierten Ereignisse dem lesenden Analyseprogramm zuzuführen. Dies erspart viel Rechen– und Zugriffszeit.

Von den gesamten DST–Daten der Runperiode 1992, die aus etwa $7.4 \cdot 10^6$ Ereignissen bestehen, wurden 2912 von GAMMU ausgewählt; somit wurde ein Unterdrückungsfaktor von 2300 erreicht. Die Monte–Carlo–Effizienz liegt mit 97% der getriggerten Myonpaare sehr hoch. Der selektierbare Wirkungsquerschnitt beträgt damit:

$$120\ pb \cdot 0.47 \cdot 0.97 = 56\ pb$$

Dabei treten die Verluste durch den Schnitt (V6) auf.

6.2.1 Zu V1: Myontrigger als Selektionsbedingung

Ausgangspunkt für die Vorselektion war das in Kapitel 5 beschriebene Triggerelement. Andere Trigger wurden nicht zugelassen, weil keiner eine genügend große Datenmenge lieferte. Dadurch hat man bei der späteren Analyse definierte Effizienzverhältnisse. Etwa 8% der POT–Ereignisse hatten einen Mu*z–Vertex–small–Trigger bevor die GAMMU–Schnitte in ECLASS eingebracht wurden.

6.2.2 Zu V2, V3, V4, V5: Spurkammerschnitte

Am Anfang der Datennahme von H1 war es nötig, Schnitte zu finden, die nicht zu stark von der Qualität der Rekonstruktion abhängen. Abbildung 6.6 zeigt, daß Kalibrationseinflüsse die Spurrekonstruktion deutlich verschlechtern können. Wegen der defekten Vorverstärker der Vorwärtsspurkammern wurden die Rekonstruktionsergebnisse des FTD möglichst wenig benutzt.

[5] L5–Klassifikationsbit 28
[6] L5–Klassifikationsbit 5

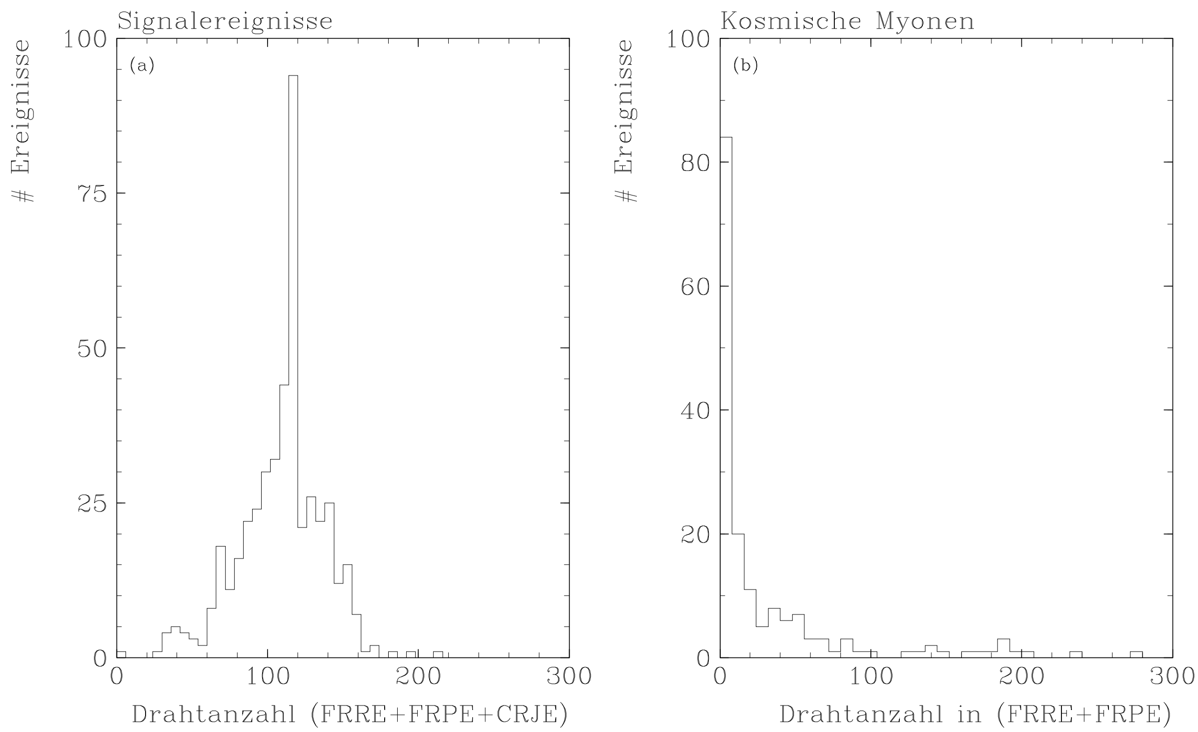


Abbildung 6.2: *(a) Drahtmultiplizität im Gesamtspursystem für Signalereignisse,(b) Drahtmultiplizität ≥ 3 im Vorwärtsbereich für kosmische Myonen.*

Zu V2: „Drahtzählen“

Signalereignisse haben niedrige Aktivität in den Spurkammern, während der Untergrund speziell im Vorwärtsbereich hohe Multiplizitäten erzeugt. Der erste, *nur auf Detektorinformation* basierende Schnitt besteht darin, eine Maximalzahl getroffener Drähte im Spurkammersystem zuzulassen. Abbildung 6.2 zeigt für Monte–Carlo–Signalereignisse die addierte Drahtanzahl der zentralen Driftkammern, der planaren und der radialen Kammern im Vorwärtsbereich[7]. Die Wahl von 300 Drähten berücksichtigt, daß Detektoreinflüsse die gezeigte Verteilung verändern können.

Es ist wichtig nachzuweisen, daß die durch das Ereignis induzierte Drahtanzahl nicht durch unphysikalischen Untergrund wie Synchrotronstrahlung oder Detektorrauschen dominiert wird. Besonders die defekten Vorwärtsspurkammern scheinen davon gefährdet zu sein. Dazu wurden kosmische Myonen, die mit kleinen Winkeln zur Vertikalen den Detektor durchquert und einen Mu*z–Vertex–small–Trigger ausgelöst hatten (und daher in den Vorwärtsdriftkammern keine Drähte aktivieren konnten), auf die Multiplizität im Vorwärtsbereich untersucht.

Etwa 2600 solcher Ereignisse wurden auf den DST's der Runperiode 1992 mit der Routine LCOSM[8] gefunden. Für die Identifikation der kosmischen Myonen konnte nicht die genauere Routine CJCOSF benutzt werden (siehe Abschnitt 6.3.2), weil ihre Klassifikation schon als Vetokriterium für das Speichern auf DST angewendet wurde. Da es aber wichtig war, das Verhalten des Schnitts über die ganze Datenperiode zu untersuchen, hätte die Analyse mit CJCOSF ein Durchsuchen aller 3200 POT's erfordert.

[7]Die Information befindet sich in den Bänken CRJE, FRPE, FRRE.
[8]Siehe DST–Selektion

In Abbildung 6.2 (b) sieht man die Drahtmultiplizitäten der so ausgewählten Ereignisse. In das Histogramm sind allerdings nur Ereignisse mit mindestens drei getroffenen Drähten eingetragen, um die Abbildung übersichtlich zu halten. Nur etwa 1.5% der Ereignisse haben mehr als 50 Drähte im Vorwärtsbereich aktiviert und können somit den Schnitt gefährden. Darüber hinaus dürften hier auch Koinzidenzen von kosmischen Myonen mit strahlinduzierten Ereignissen zu finden sein. Bei Ereignissen mit großer Aktivität wird die Signalidentifikation schwierig; der gewählte Schnitt ist also sinnvoll.

Abbildung 6.3 (a) zeigt ein aufgrund dieses Schnittes verlorenes Ereignis, das beim Vergleich mit einer Analyse von C. Kleinwort gefunden wurde. Aufgrund der großen kalorimetrischen Aktivität kann hier kein elastischer Prozeß, und damit auch nicht das Signal, vorliegen. Die Verteilung der getroffenen Drähte im letzten Supermodul der Vorwärtsspurkammern läßt dort elektronisches Rauschen vermuten, zumal solche Topologien oft in den Daten zu beobachten sind. Bei dem Strahlgas–Monte–Carlo–Ereignis aus Abbildung 6.3 (b) kann man jedoch ähnliche Strukturen erkennen. Vermutlich sind sie also nicht auf Rauschen, sondern auf ein Auftreffen von Strahlgasereignisresten auf die Synchrotronmaske C5 zurückzuführen, die sich in der Nähe des letzten Supermoduls befindet.

(a)

(b)

Abbildung 6.3: *(a) ein durch den Drahtschnitt (V2) verlorenes Ereignis. Die Hauptaktivität befindet sich im letzten Supermodul des FTD. (b) MC–Strahlgasereignis, das auch im letzten Supermodul hohe Aktivität aufweist.*

Rekonstruktionsschnitte im Spursystem

Die Spurrekonstruktion (CTREC und FTREC) bietet eine Vielzahl von Parametern, mit deren Hilfe über die Qualität und Art der einzelnen Spuren entschieden werden kann. Durch die Kenntnis dieser Parameter und deren Fehler wird die Kombination mit anderen physikalischen Objekten möglich. Die Information hierzu findet man in den BOS–Bänken **CJKR** und **FTKR** für die zentralen bzw. Vorwärtsspurkammern. Es müssen noch die wichtigsten der dort vorhandenen Spurparameter kurz erläutert werden[9]:

- κ: Inverser vorzeichenbehafteter Spurradius im Magnetfeld; hiermit kann der Transversalimpuls der Spur errechnet werden.

[9]Näheres findet man in [30].

- DCA:„ Distance of closest Approach“. Damit ist der kleinste Abstand der Spur zur z–Achse (wenn sie dorthin mit einem Kreis extrapoliert wird) gemeint.

- ϕ at DCA: Da der Azimutwinkel der Spur im Gegensatz zum Polarwinkel keine Erhaltungsgröße der Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld ist, muß er an einer ausgezeichneten Stelle angegeben werden.

- z at DCA: Dies ist die z–Koordinate des Punktes, bei dem die Spur den kleinsten Abstand zur z–Achse erreicht.

- R_{Anfang}, R_{Ende}: Abstand des ersten bzw. letzten Drahts der betrachteten Spur von der z–Achse.

- Anzahl der im Spurstück enthaltenen Drähte der verschiedenen Subelemente wie Driftkammern (n_{dc}), z–Kammern (n_z) und Proportionalkammern (n_p)

- Weitere Spurparameter wie $\frac{\chi^2}{NDF}$, Kovarianzmatrix und spezifischer Energieverlust.

Zu V3: Das Kriterium für eine gute Spur

Damit man nicht auf Ereignisse selektiv wird, die keine Spuren vom Wechselwirkungspunkt enthalten und somit Untergrund sind (siehe auch Abbildung 6.3 (b)), muß man mindestens eine „physikalische“ Spur fordern.

Maschinenparameter wie Bunchlänge und Kalibrationsqualität beeinflussen diesen wichtigen Schnitt entscheidend, und er daher sollte er an zentraler Stelle geregelt werden. Deshalb wurde auf die eigene Selektion von guten Spuren zugunsten der in ECLASS vorhandenen an dieser Stelle verzichtet. Gegen Ende der Arbeit war folgendes eingestellt[10]:

- $DCA \leq 3cm$
  Die aus den simulierten Daten erhaltenen DCA–Werte liegen etwa um einen Faktor 10 darunter.

- $-100cm \leq Z_{\,at\,DCA} \leq +100cm$
  Mindestens ein Teilchen muß vom Durchdringungsintervall der Teilchenpakete stammen. Bei kurzen Bunches und genauen Justierungen kann der Schnitt erhärtet werden.

- $R_{Begin} \leq 30cm$
  Das aktive Volumen der CJC fängt etwa bei 20 cm an. Für eine Wechselwirkung stehen also noch 10 cm zur Verfügung.

- Mindestens 15 Driftkammerdrähte im Fit
  In Abbildung 6.4 ist der relative Polarwinkelfehler gegen die Anzahl der in der betreffenden Spur benutzten Driftkammerdrähte aufgetragen. Die Abbildung soll nur den Verlauf skizzieren, da sie aus der GAMMU–Ereignismenge entnommen wurde und damit systematisch belastet ist.

- $p_t \geq 0.2GeV$
  In Abbildung 6.4 (b) sind die Signalereignisse und die Myonpaare mit Mu*z–Vertex–small–Trigger aufgetragen. Wie man sieht, fällt das Verhältnis $\frac{Anzahl\ getriggerter\ Ereignisse}{Gesamtanzahl}$

[10] Siehe auch die ECST–Steuerbank für aktuelle Parameter.

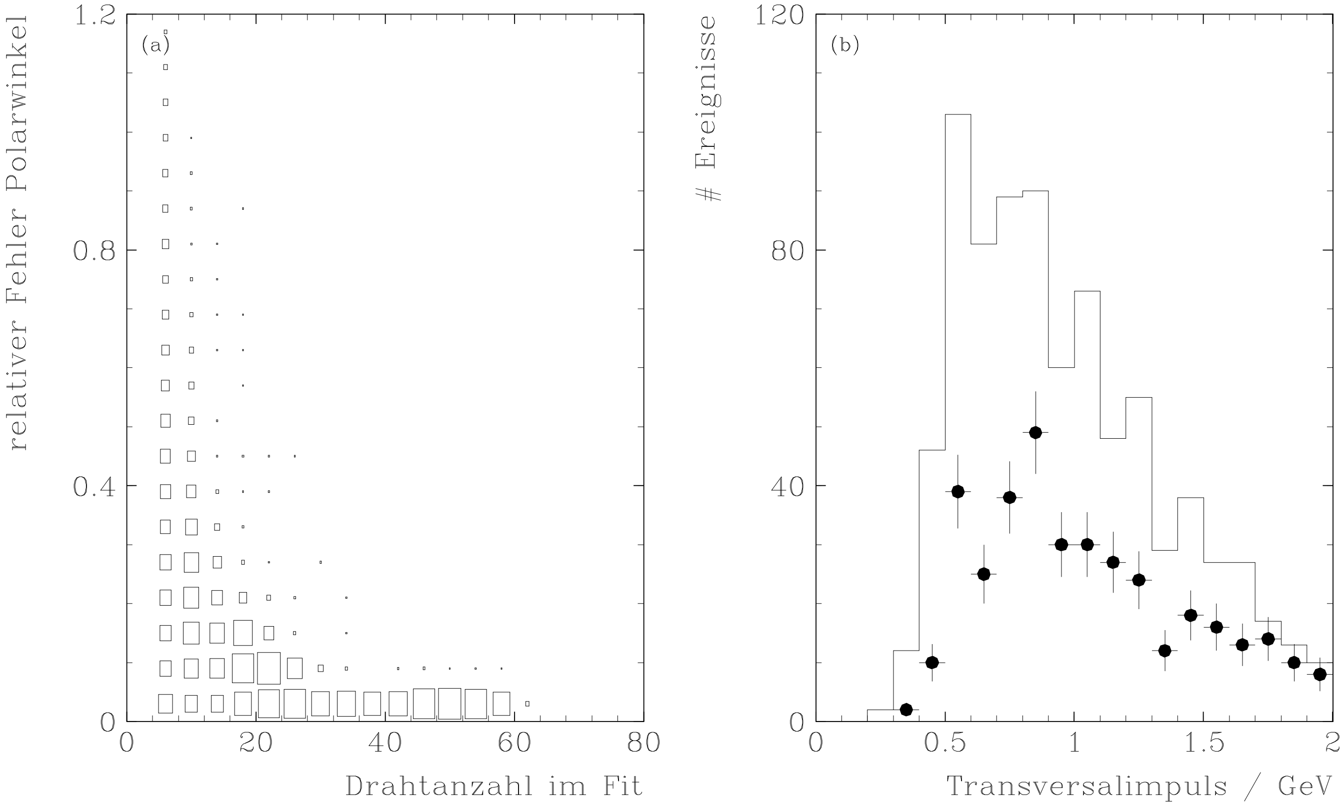


Abbildung 6.4: *(a) Relativer Fehler in der Bestimmung des Polarwinkels für GAMMU–Ereignisse. (b) Transversalimpulse für Signalereignisse: gesamtes Signal→Histogramm, MC mit Mu*z–Vertex–small→ schwarze Punkte.*

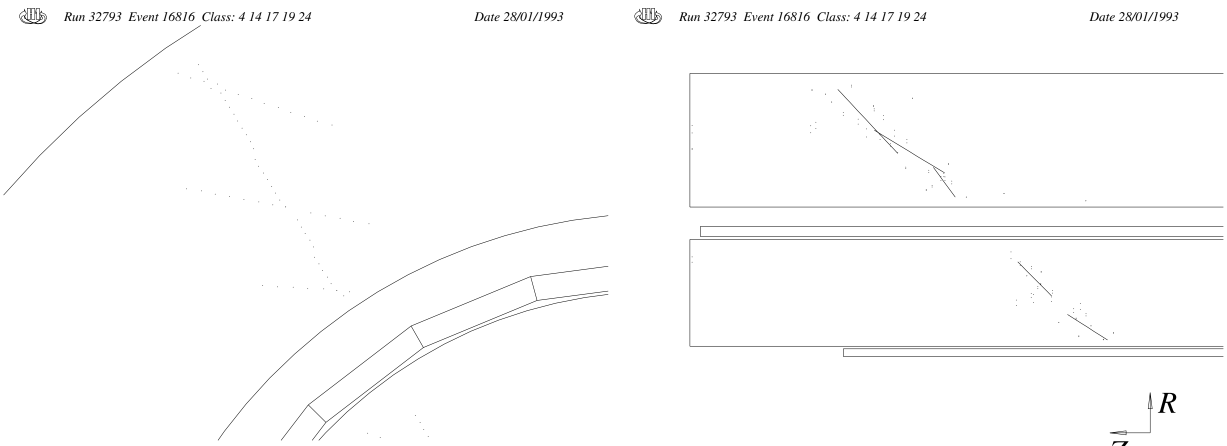
zu kleinen p_t hin ab und wird bei etwa 0.3 Null. Ein Myon braucht eine Energie von etwa 1.6 GeV um den Myontrigger auszulösen und einen Winkel von ca. 7° für den z–Vertex–Trigger (und damit einen Transversalimpuls von 0.2 *GeV*). Da auf jeden Fall ein Myontrigger gefordert wird, ist dieser Schnitt sinnvoll.

Weil der z–Vertex–Trigger aber auch in Vorwärtsrichtung selektiv ist und Spuren mit kleinen Polarwinkeln wegen des Schnitts auf die Drahtanzahl nicht erkannt werden, wurde noch eine alternative Bedingung implementiert. Ereignisse mit niedriger Aktivität in den zentralen Spurkammern ($\leq$ 70 Treffer) und mindestens einer rekonstruierten Vorwärtsspur werden nicht verworfen.

Zu V4: Maximalanzahl an Spuren

Der Signalprozeß hat nur zwei Teilchen im Detektor, also ist ein Schnitt auf die Gesamtzahl der gefundenen Spuren sinnvoll. Während der ersten Runperiode von H1 war die Spurkammerkalibration allerdings nicht stabil, so daß z.T. Spuren in mehrere Bruchstücke zerlegt wurden.

Da die x–y–Koordinaten der Teilchendurchgänge in Driftkammern mittels der vorher eingestellten Driftgeschwindigkeit und der Zeitinformation des Signals ermittelt werden, führen ungenaue Eichungen zu kalibrationszellenspezifisch falschen Koordinaten in der x–y–Ebene (siehe Abbildung 6.5 (a)). Wird dann noch die z–Information, die in den zentralen Driftkammern wegen der parallel zur Strahlachse gespannten Drähte ausschließlich durch die Ladungstrennung



(a) (b)

Abbildung 6.5: *Schlecht rekonstruiertes kosmisches Myon. (a) In der x–y–Ebene. (b) In der r–z–Ebene.*

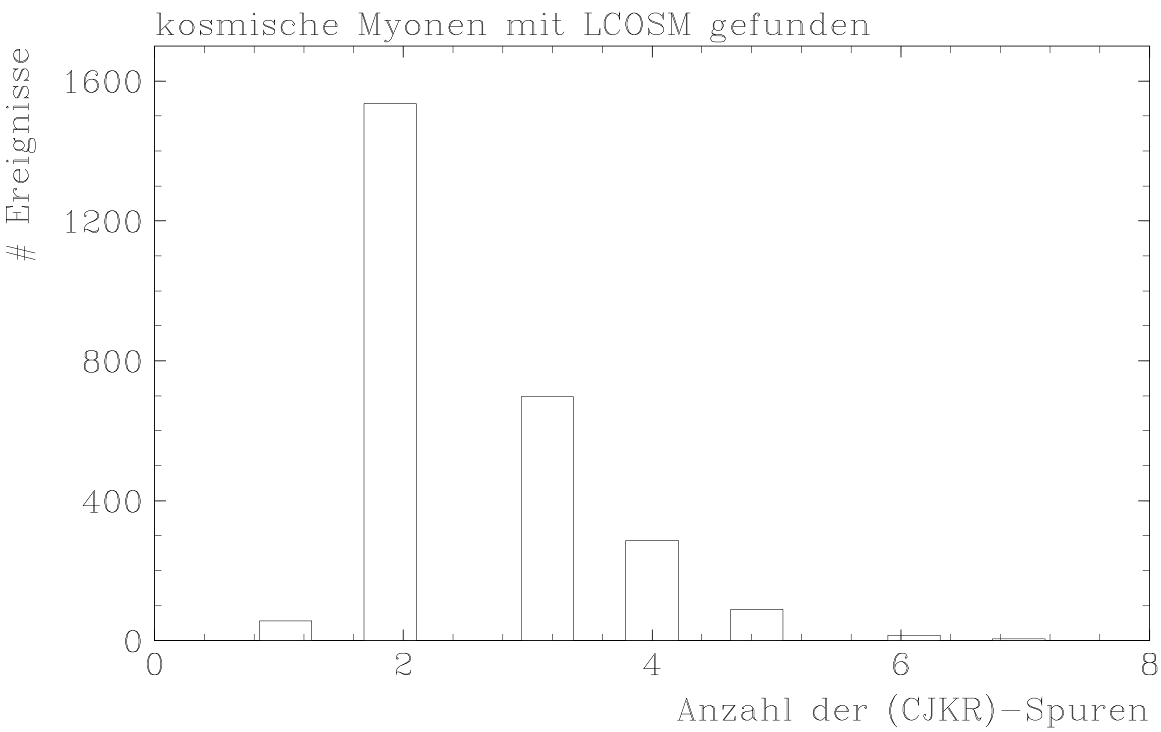


Abbildung 6.6: *Spurmultiplizität für kosmische Myonen, die mit LCOSM gefunden wurden. Zusätzliche Bedingung: Geringe Energie im Flüssig–Argon–Kalorimeter und weniger als 130 angesprochene Drähte im CTD.*

der an beiden Enden eines Signaldrahts ankommenden Pulse bestimmt werden kann, nicht korrekt behandelt, so erhält man den in Abbildung 6.5 (b) dargestellten Effekt: Die Spurrekonstruktion kann solche Spuren nicht mehr als ganze erkennen, sondern zerlegt sie in mehrere kurze Stücke.

In Abbildung 6.6 sieht man die Spurmultiplizität von kosmischen Myonen, die dem betrachteten Prozeß in ihrer Topologie stark ähneln. Daraus wird der gewählte Schnitt von höchstens fünf Driftkammerspuren deutlich.

$$n_{CJKR} \leq 5$$

Wenn die Driftkammerkalibration stabiler wird, kann dieser Schnitt verschärft werden.

Zu V5: Maximalanzahl an langen Spuren

Falls ein gut rekonstruierter Datensatz vorliegt, muß die Anzahl der zugelassenen Spuren weiter eingeschränkt werden. Um nicht auch Ereignisse mit bis zu fünf guten Spuren zu selektieren, wurde ein Schnitt eingeführt, der Ereignisse mit *mehr als zwei* „sehr langen Spuren“ verwirft. Eine solche Spur ist definiert durch:

1. $R_{Ende} - R_{Anfang} \geq 15cm$
2. $10cm \leq R_{Anfang} \leq 30cm$
3. Mindestens 5 getroffene CJC–Drähte

Diese Definition schließt aus, daß zwei dieses Kriterium erfüllende Spuren Teile derselben langen Spur sind. Dies erkennt man so:
Falls eine Spur in der x–y–Ebene am inneren Rand der Jetkammer 1 anfängt (also $R_{Anfang} = 200\ mm$ [2]), endet sie erst bei R = 35 cm. Sind nun beide Spuren Teile einer langen, liegt der Bruch bei $R \geq 35\ cm$, und das zweite Spurstück kann Bedingung (2) nicht mehr erfüllen.

6.2.3 Zu V6: Spurkriterium im Eisen

Um Zerfallsmyonen aus Schauern und in den Tailcatcher hereinreichende Schauerenden zu verwerfen (siehe auch Abbildung 5.8), muß zur Selektion mindestens eine gute Myonspur verlangt werden.

Basis für ein solches Spurkriterium ist die Existenz der BOS–Bank ITKR, in der die Information über rekonstruierte Spuren gespeichert wird. So werden allerdings auch schon Spuren gefunden, die nur 3 Drähte enthalten. Diese Bedingung allein ist zu schwach, um den Untergrund zu unterdrücken. Ein härteres Spurkriterium ist nur in den Endkappen in der Nähe der Strahlröhre sinnvoll, weil im Barrelbereich die kosmischen Myonen mit langen Eisenspuren den Untergrund bilden.

In Abbildung 6.7 (a) sieht man den Abstand R_{fh} des ersten Drahtes einer rekonstruierten Spur von der Strahlachse. Dieses Histogramm wird standardmäßig von der Level–4–Filter–Farm gefüllt und ist für viele Runs unter dem Namen „HERA03.H01.L4H.Rxxxxxx“[11] im Dateisystem der Hamburger DESIBM zu finden[12].

[11] xxxxxx steht dabei für die jeweilige Runnummer.
[12] Im Format des Grafikpakets LOOK gespeichert.

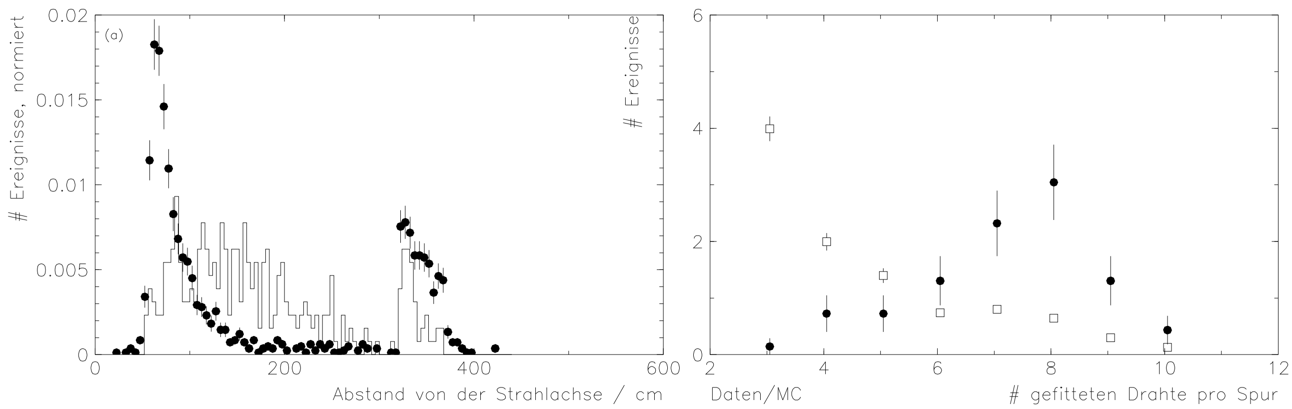


Abbildung 6.7: *(a) Abstand des 1. Drahts der Eisenspuren von der Strahlachse. Histogramm → MC–Myonpaare; Kreise → Run 34649. (b) Spurlänge von Eisenspuren im Bereich* $R_{fh} \leq 150$ *cm im FEC. Quadrate→GAMMU–Daten; Kreise→ Signalereignisse.*

Ab einem Radius von $R_{fh} = 315\ cm$ sind die kosmischen Myonen im Barrel zu sehen; der deutliche Schnitt in R_{fh} markiert Anfang und Ende der Eiseninstrumentierung im Barrel. Die strahlinduzierten Daten findet man in der ersten Spitze des Histogramms. Damit kann der Bereich für ein sinnvolles zusätzliches Eisenkriterium auf $R_{fh} \leq 150\ cm$ eingeschränkt werden.

Die untere Histogrammgrenze in Abbildung 6.7 (a) zeigt die Instrumentierungsgrenze des Eisenjochs (FEC und BEC unterschiedlich) [2].

In der Rückwärtsendkappe ist das Anlegen des härteren Spurkriteriums nicht notwendig, weil einerseits der Hauptteil des Untergrundes in Vorwärtsrichtung geht[13], wie auch am Ratenverhältnis von FEC– und BEC–Myontrigger erkennbar ist[14]. Andererseits erfordert das Selektieren die Existenz einer Driftkammerspur in Rückwärtsrichtung (s.u.).

In diesem Bereich wurde eine Mindestanzahl von 5 Drähten für eine gute Spur verlangt. In Abbildung 6.7 (b) ist die Anzahl der im Fit benutzten LST–Drähte für Daten und Monte–Carlo–Ereignisse mit dem Mu*z–Vertex–small–Trigger für Spuren mit $R_{fh} \leq 150\ cm$ aufgetragen. Erst im „Schwanz" der Verteilung für Daten erkennt man leicht ansteigendes Verhalten wie bei den simulierten Ereignissen.

Die bei der Vorselektion verworfenen Monte–Carlo–Ereignisse gehen verloren, weil sie zu kurze Spuren im Abstand $R_{fh} \leq 150\ cm$ von der Strahlröhre in der Vorwärtsendkappe haben. Nur etwa 50% der Signalereignisse haben einen Trigger in der Vorwärtsendkappe (siehe Tabelle 5.9), und etwa 8% der Ereignisse im Schnittbereich erfüllen die oben erläuterte Spurbedingung nicht. Der Gesamtverlust der getriggerten MC–Ereignisse von 3% ist also plausibel.

6.2.4 Zu V7: Kosmische Myonen

In Abbildung 6.7 sieht man (ab $R_{fh} = 315\ cm$), daß die kosmischen Myonen einen Hauptteil der rekonstruierten Eisenspuren darstellen. Sie kann man nicht durch Kriterien allein an Eisenspuren unterdrücken, da sie um zu triggern *zuerst* das Rückführungsjoch durchqueren müssen und dadurch lange Spuren im Myonsystem haben.

Zusätzlich zu einer existierenden Eisenspur sind solche Ereignisse durch zwei in ihren Pa-

[13]Das Schwerpunktsystem bewegt sich schnell in Protonrichtung.

[14]Das Verhältnis BEC/FEC*z–Vertex–small beträgt 0.14 für Run 34651.

rametern stark korrelierte Spurstücke, die durch das Strahlrohr getrennt sind, charakterisiert. Ein Großteil der kosmischen Myonen wird zwar schon durch die „DCA“– und „z at DCA“–Komponenten der Spurkammerforderungen verworfen[15], aber wegen des hohen Flusses wird ein Erkennen dieser Korrelation nötig.

Die Routine CJCOSF von J. Harjes versucht die beiden durch die Strahlröhre getrennten Spurstücke zusammenzufügen. Im Falle eines erfolgreichen und guten Fits kann man sicher sein, daß beide Spuren von demselben Teilchen und damit von einem kosmischen Myon erzeugt wurden. Diese sichere Identifizierungsmethode hängt von der Qualität der Rekonstruktion entscheidend ab, so daß deren Fehler ein Nichterkennen zur Folge hat (siehe Abbildung 6.5).

Die Routine LCOSM, die bewußt unempfindlicher gegen diese Effekte konzipiert wurde, liefert zwar bessere Reduktionswerte, schneidet aber auch ins Signal. Weil die mit CJCOSF erreichten Reduktionen dennoch ausreichten, wurde zugunsten größerer Sicherheit diese Routine gewählt und LCOSM erst auf der nächsten Analyseebene angewandt.

6.2.5 Zu V8: Strahl–Halo–Myonen

Die zweite spezielle Untergrundquelle sind Myonen, die durch Strahlwand– und in geringerem Maße auch durch Strahlgasereignisse in Schauern oder aus Zerfällen geladener Pionen entstehen. Da die meisten dieser Ereignisse weit vom Detektor entfernt erzeugt werden, sind die Polarwinkel der aktive Volumina erreichenden Myonen klein, so daß man von einem den Strahl begleitenden Halo aus Myonen sprechen kann.

Ein großer Teil davon wird durch die Bedingung V3 und durch das geforderte T0–Signal für den Myontrigger unterdrückt. Da die Geschwindigkeit der Teilchenpakete mit derjenigen der Myonen in etwa übereinstimmt, gibt es aber Koinzidenzen mit weiteren Reaktionen desselben Pakets, oder die Myonen erzeugen selbst das T0 beim Durchgang durch Kalorimeter oder Spursystem.

Ein Strahlhaloereignis hat also eine Eisenspur im BEC und weitere Aktivität in Kalorimeter und Spurkammersystem, die aber oft in Vorwärtsrichtung gebündelt ist. Damit kann Strahlhalountergrund durch folgende Bedingung unterdrückt werden: Falls eine Eisenspur in der Rückwärtsendkappe existiert, muß es auch eine Jetkammerspur in Rückwärtsrichtung geben. Hier reichte ein besonders sanftes Kriterium für die verlangte Spur aus:

- Polarwinkel: $\theta_{CJKR} \geq 1.9$
- Mindestens 5 Driftkammerdrähte im Fit, um nicht BPC–Spuren zu verwenden.

Übrig bleiben noch zufällige Koinzidenzen mit Spuren in Rückwärtsrichtung und Ereignisse, in denen die Myonen durch tote Materie in der Rückwärtsendkappe in den Detektor eindringen (wie beispielsweise Modulgrenzen).

[15] DCA und z sind für diese Ereignisse gleichverteilt.

6.3 DST–Analyse

Bei einer integrierten Luminosität von 28.4 nb^{-1} entspräche die bisher selektierte Ereignismenge einem Wirkungsquerschnitt von 100 nb für den Signalprozeß. Eine weitere Reduktion ist also notwendig.

Weil die GAMMU–Daten auf den DST (Festplatte) gespeichert wurden, sind die folgenden Schnitte nicht mehr so sicherheitsempfindlich. Alle Ereignisse konnten bei Zweifeln mit geringem Aufwand neu analysiert werden, was bei Analyse von POT nicht praktikabel gewesen wäre. In der DST–Analyse wurden weitere vier Schnittkomplexe angewandt:

D1 Schnitte im Flüssig–Argon Kalorimeter

- Gesamtenergieschnitt
- Schnitt auf die Aktivität im IF–Bereich

D2 Weitere Erkennung kosmischer Myonen (LCOSM)

D3 Spuren im Zentralbereich der Spurkammern müssen auf Zellen im Flüssig–Argon Kalorimeter zeigen.

D4 Ereignistopologie:

- alle Spuren müssen einen Mindesttransversalimpuls haben.
- Eisenspuren im Bereich $R_{fh} \leq 150\ cm$ der Vorwärtsendkappe werden auf den Punkt $z = 0$ zurückverfolgt. Der so erhaltene Abstand R_0 muß kleiner als 1 m sein.

Von den 2912 GAMMU–Ereignissen, die auf den DST zu finden waren, wurden 9.7%, also 282 Ereignisse, ausgewählt. Von den getriggerten Monte–Carlo–Ereignissen blieben noch 89.4% $\hat{=}$ 51.2 pb übrig. Dabei sind die in diesem Analyseschritt verlorenen MC–Ereignisse ausschließlich durch die Routine LCOSM verworfen worden. Sie sind kosmischen Myonen sehr ähnlich und wären spätestens durch die visuelle Analyse als solche verworfen worden (siehe auch Abbildung 6.8). Bei etwa 43% der als kosmische Myonen identifizierten Ereignisse haben beide Myonen ein Signal im instrumentierten Eisen. Bei besserer Rekonstruktion wird man hier noch viel gewinnen können, weil dann nur noch CJCOSF zum Erkennen kosmischer Myonen benutzt werden muß.

	D1	D2	D3	D4
D1	32%	6%	17%	10%
D2	6%	47%	6%	1%
D3	17%	6%	31%	13%
D4	10%	1%	13%	23%

Tabelle 6.1: *Koinzidenzen der Schnitte aus der DST–Analyse. Die Di bezeichnen die oben eingeführten Bedingungen.*

Die Schnitte der DST–Analyse sind nicht unabhängig voneinander. In Tabelle 6.1 sieht man die Reduktionsfaktoren der einzelnen Analyseschritte gegeneinander aufgetragen. Beispielsweise sieht man, daß 6% der GAMMU–Ereignisse sowohl durch die Kalorimeterschnitte als auch durch LCOSM verworfen wurden. Dies sind hauptsächlich Strahlhaloereignisse, die parallel zur Strahlachse den Detektor durchqueren und aufgrund der genau entgegengesetzt gerichteten Eisenspuren als kosmisches Myon identifiziert wurden.

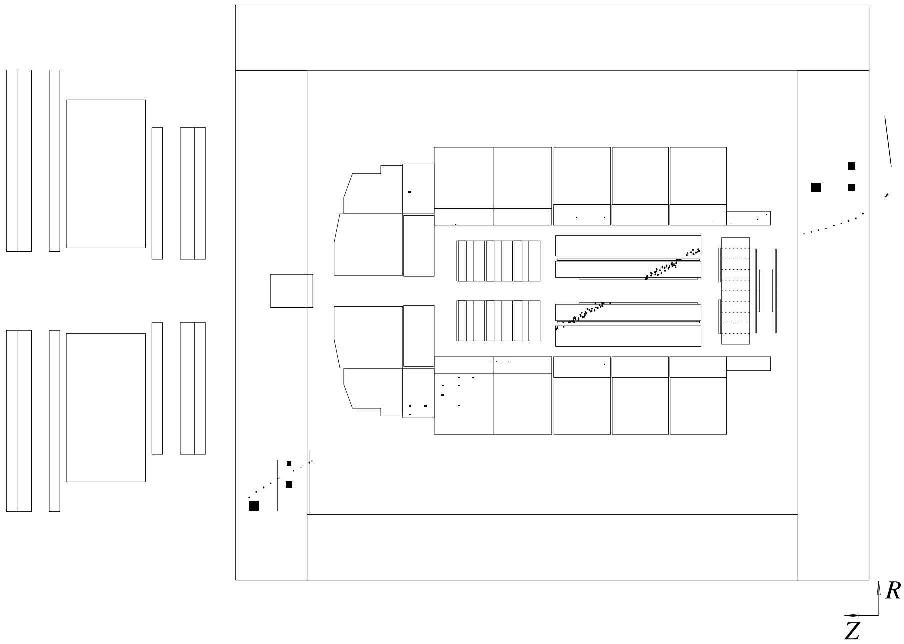


Abbildung 6.8: *Signalereignis, das von der Routine LCOSM verworfen wurde.*

6.3.1 Zu D1: Schnitte im Flüssig–Argon–Kalorimeter

Das Flüssig–Argon–Kalorimeter wurde bei GAMMU aus Sicherheitsgründen nicht berücksichtigt.

Der Protonendzustand des Signals ist elastisch, und daher induzieren die Ereignisse wenig Aktivität im Kalorimeter. Im Gegensatz dazu liegen in den GAMMU–Daten oft Ereignisse mit höherem Energiefluß vor. In zwei Schritten wurden offensichtlich inelastische Ereignisse verworfen.

Gesamtenergieschnitt

Alle Cluster[16] mit einer Mindestenergie von 0.5 GeV wurden aufsummiert, und diese Summe durfte einen Maximalwert von 12 GeV nicht überschreiten.

$$\sum E_{Cluster \geq 0.5 GeV} \leq 12 GeV$$

Das Signal liegt unterhalb von 7.5 GeV. Durch den Schnitt auf die Energie des einzelnen Clusters werden myoninduzierte Energiedepositionen weniger stark als große Cluster in der Summe berücksichtigt. Da mit GAMMU schon auf niedrige Multiplizitäten selekiert wurde, sind dieser und der folgende Schnitt nicht unabhängig voneinander. Direkt auf die Mu*z–Vertex–small–Ereignisse angewandt, bringt der Gesamtenergieschnitt gute Ergebnisse; etwa die Hälfte der Ereignisse werden verworfen. Bei stabilem Kalorimeter kann er schon auf früheren Ebenen angewandt werden [17].

[16] Dies ist eine Zusammenfassung aller Energiedepositionen (Zellen), die vom selben Teilchen stammen.
[17] Vgl. auch Kombination des aktuellen Triggers mit IF–Veto, Tabelle 5.8.

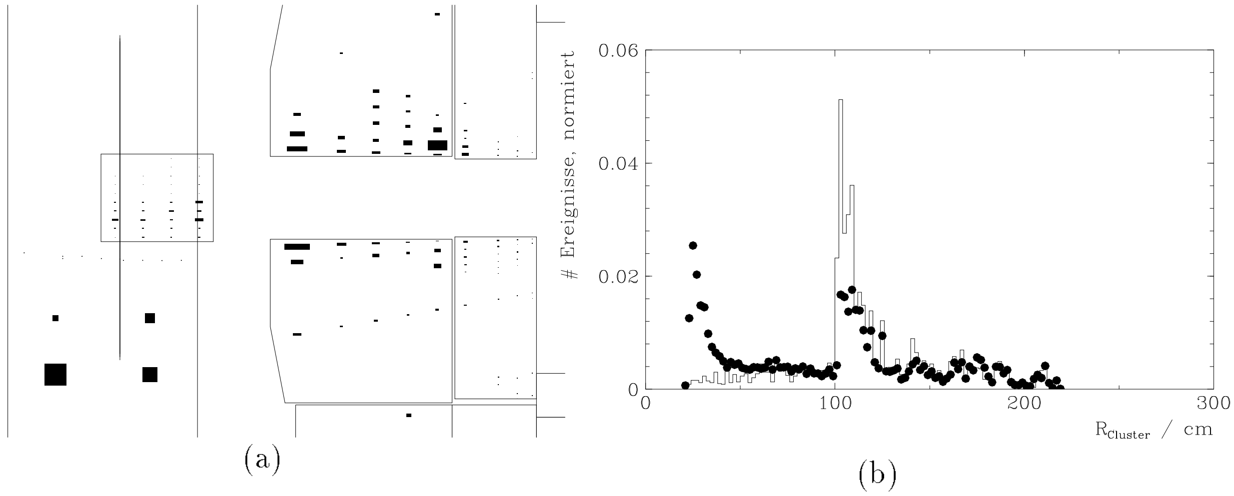


Abbildung 6.9: *(a) Datenereignis mit großer Aktivität im IF–Bereich des Flüssig–Argon Kalorimeters. (b) Abstand der Cluster von der z–Achse: MC–Myonpaare → Histogramm, GAMMU–Daten → schwarze Kreise.*

Schnitt auf den Bruchteil der Energie im extremen Vorwärtsbereich IF

Bei Betrachtung der GAMMU–Ereignisse mit dem Eventdisplay H1ED fiel auf, daß viele Ereignisse im „extremen Inner–Forward–Bereich", d.h. im der Strahlachse am nächsten liegenden Teil des Kalorimeters, hohe Aktivität haben (Siehe Abbildung 6.9 (a)).

In Abbildung 6.9 (b) ist der Abstand R jedes getroffenen Clusters von der z–Achse für GAMMU–Daten und für Signalereignisse aufgetragen. Man erkennt die hohe Aktivität der Daten bei kleinen Werten von R. Solche Topologien werden durch nahezu parallel zur Strahlachse entlanglaufende Reste bzw. Targetjets[18] von inelastischen Ereignissen erzeugt.

Ein Hauptteil der Kalorimeterzellen aus GAMMU–Ereignissen liegt im Abstand von 40 cm um das Strahlrohr (siehe Abbildung 6.9 (b)), während die Signalereignisse mit Myontrigger in dieser Region sehr wenig Aktivität erzeugen. Daher wurde ein Zylinder mit Radius $R = 40\ cm$ um die z–Achse gelegt, und alle darin liegenden Cluster mit mindestens fünf Zellen und gleichzeitig die Gesamtzellenanzahl aufsummiert. Dann wurde auf die kalorimetrische Aktivität im Zylinder geschnitten:

1. Schnitt gegen hohe Aktivität, aber nicht notwendigerweise hohe Energie. Falls mehr als 30 Zellen aktiv (vgl. auch Abbildung 6.11), und mehr als drei Cluster mit je mehr als 5 Zellen vorhanden waren, wurde das Ereignis verworfen.

2. Schnitt gegen hohe Energie, aber niedrigere Aktivität. Falls mindestens zwei Cluster mit je mehr als 5 Zellen und einer Gesamtenergie von mehr als 5 GeV im beschriebenen Bereich lagen, wurde das Ereignis verworfen.

Die Forderung nach mindestens fünf Zellen je Cluster soll einerseits ein Verwechseln mit Rauschen vermeiden, andererseits eine gewisse Unterscheidung zwischen myonischen und hadronischen Energiedepositionen bieten.

[18] Oft wird dies auch als Protonremnant bezeichnet

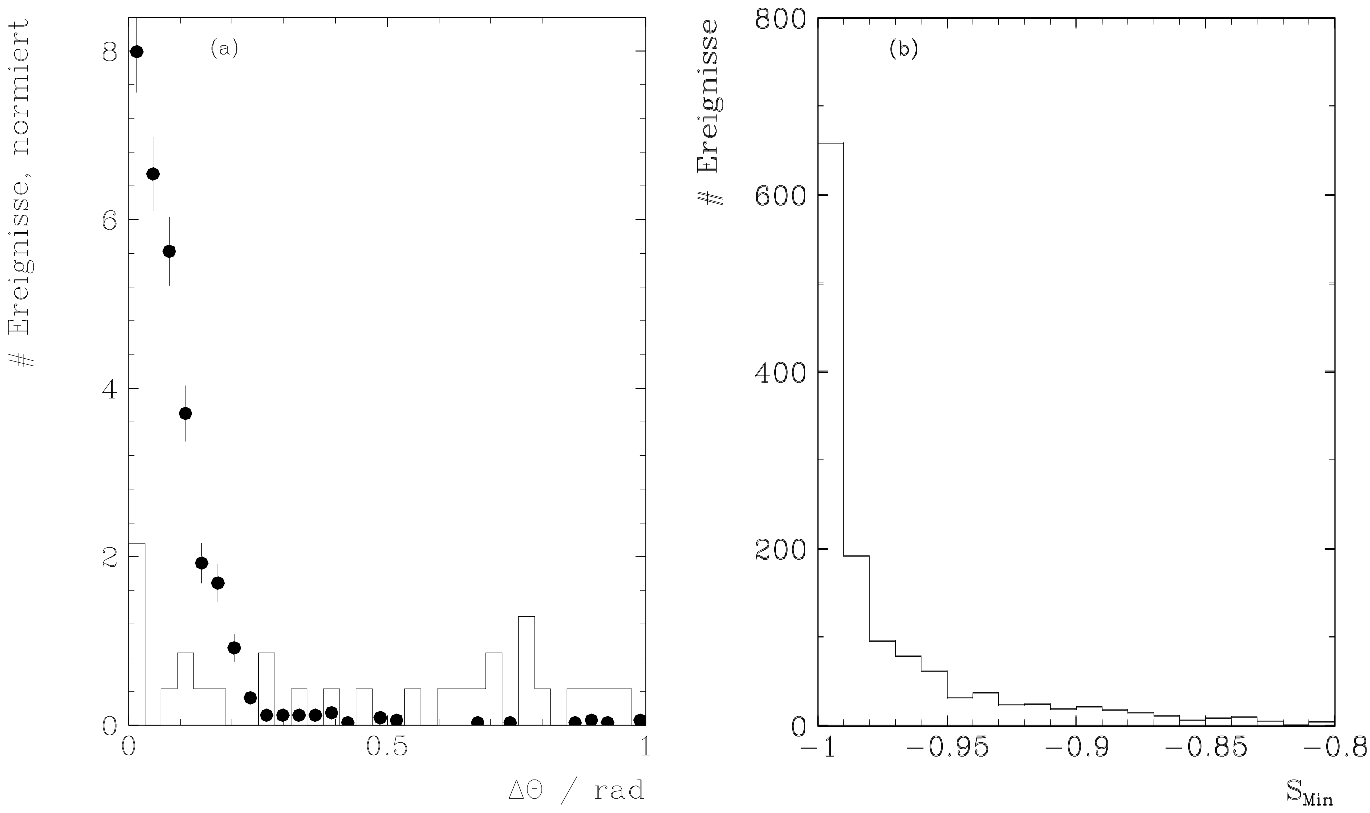


Abbildung 6.10: *(a)* $\Delta\theta := |\theta_{Spur1} + \theta_{Spur2} - \pi|$ *für kosmische Myonen mit zwei Eisenspuren (schwarze Punkte) und Signalereignisse (Histogramm). (b)* S_{Min} *von GAMMU–Ereignissen (Ausschnitt).*

6.3.2 Zu D2: Verwerfen kosmischer Myonen, die CJCOSF passiert haben

Wegen Rekonstruktionsfehlern ist eine härtere Unterdrückung gegen kosmische Strahlung nötig. Dabei wird ausgenutzt, daß beide Spurteile antikollinear sind.

Jedem gefundenen der maximal erlaubten 6 Spurstücke wird sein Einheitsrichtungsvektor zugewiesen, falls es mehr als 10 Drähte enthält. Bei diesem Spurkriterium wurde keine Forderung an R_{Anfang} gestellt, um bessere Unterdrückungsfaktoren zu erhalten. Dieses Vorgehen ist legitim, da ein zu verwerfendes Ereignis den Schnitt erfüllen *muß* .

Auf je zwei dieser Vektoren wurde nun das Skalarprodukt S angewendet, und aus allen Kombinationen das Minimum gebildet. Im Idealfall hat es den Wert -1. Der real angewendete Schnitt beträgt (siehe Abbildung 6.10 (b)):

$$S_{Min} \leq -0.93$$

Dies reicht noch nicht aus, um mit genügender Effizienz kosmische Strahlung zu verwerfen. Daher wurde noch ein weiterer Schnitt eingeführt, der mit dem obigen „verodert“ wurde. Falls zwei Eisenspuren die Bedingung:

$$|\theta_{Spur1} + \theta_{Spur2} - \pi| \leq 0.3$$

erfüllten, wurde das Ereignis ebenfalls als kosmisches Myon behandelt (siehe Abbildung 6.10 (a)).

Um keine Ereignisse mit zusätzlichen Spuren zu verwerfen, wurde nach Skalarprodukten im Bereich $[-0.8, 0.8]$ gesucht, wenn beide Spuren mehr als 15 Drähte im Fit hatten und $R_{Anfang} \leq 30\ cm$ erfüllten. War mindestens eine solche Kombination vorhanden, so wurde das Ereignis nicht als kosmisches Myon verworfen. An dieser Stelle könnte zwar noch an Unterdrückungseffizienz gewonnen werden, aber die auf Kosten größerer Sicherheit gehende Aufweichung des Schnitts war wegen der erreichten Reduktionfaktoren nicht notwendig.

Kompliziertere und damit genauere Erkennungskriterien wurden an dieser Stelle zwar erprobt, aber wegen schlechter Unterdrückungseigenschaften der CJCOSF passierenden kosmischen Strahlen nicht angewandt.

6.3.3 Zu D3: Zellinformation im Kalorimeter

Myonen sind ab einer kleinen Mindestenergie durch eine Zellenspur im Flüssig–Argon–Kalorimeter gekennzeichnet. Dies trifft sowohl für Myonen aus dem Signalprozeß, als auch für kosmische Myonen zu.

Im Gegensatz dazu zeigt die Erfahrung beim Anschauen von GAMMU–Ereignissen, daß oft in den Daten Driftkammerspuren existieren, die nicht auf eine solche Zellenspur zeigen.

Daher wurde versucht, einen Zusammenhang zwischen Spuren und Kalorimeterzellen herzustellen. Eine solche Verbindung ist aber nur bei Spuren in einem Polarwinkelbereich I sinnvoll, in dem einerseits die Rekonstruktion gute Spurparameter erzeugen kann, andererseits die Teilchen das Kalorimeter in rückwärtiger Richtung nicht nur streifen.

Da während der Runperiode 1992 die Vorwärtsspurkammern nicht verläßlich waren, wurde für diesen Bereich das Intervall $I = [0.5\ rad; 2.0\ rad]$ gewählt. Aus dem oben erläuterten Grund wurden wieder nur Spuren mit einer Mindestlänge von 15 im Fit benutzten Spurkammerdrähten benutzt. Im folgenden wurde die Anzahl n_{Zellen} der kalorimetrischen Zellen bestimmt, auf die eine Spur in den zentralen Spurkammern zeigte. Dabei wird die Eigenschaft – zu einer Spur gehörig – für jede Zelle folgendermaßen bestimmt:

1. In der R–z–Ebene wurden zunächst die Polarwinkel θ_{Zelle} jeder Zelle bezüglich des Punktes $(0, 0, z_{at\,DCA})$ errechnet. Dieser Winkel durfte sich nicht stark vom Polarwinkel θ_{CJKR} der Jetkammerspur unterscheiden:

   $$|\theta_{CJKR} - \theta_{Zelle}| \leq 0.3$$

   Dieser Ansatz hat gegenüber einem in dieser Ebene um die Spur gelegten Zylinder den Vorteil, daß auch Vielfachstreuung in gewissem Rahmen nicht zum Verwerfen des Ereignisses führt.

2. In der x–y–Ebene ist der Schnitt schwieriger, da die Teilchenbahn keine Gerade mehr ist, sondern ein Kreis. Der Azimutwinkel jeder Kalorimeterzelle ϕ_{Zelle} wurde nach folgender Vorschrift mit dem entsprechenden Spurwinkel ϕ_{CJKR} verglichen:

   $$|\phi_{CJKR} - \phi_{Zelle}| \leq \frac{1.2 \cdot R_{Zelle}}{200cm}$$

   Dabei bezeichnet R_{Zelle} den Zellabstand von der z–Achse. Im Gegensatz zu oben weitet sich der Schnitt zu großen Radien in dieser Ebene auf, um zu berücksichtigen, daß sich

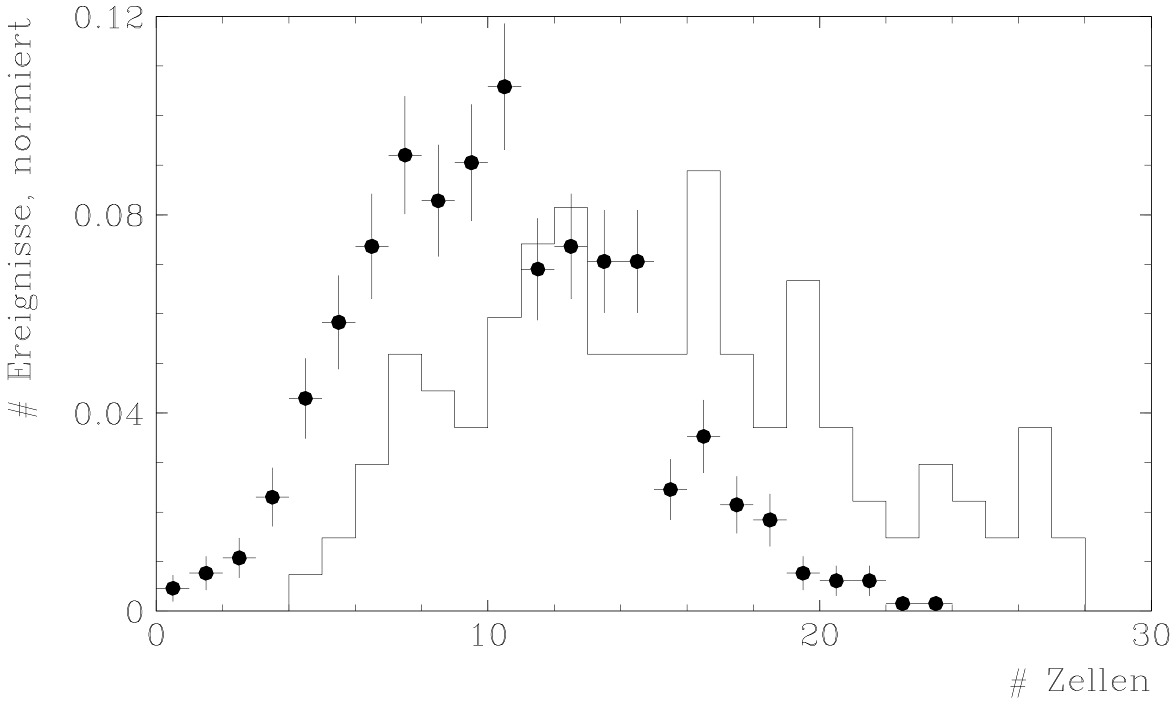


Abbildung 6.11: *Anzahl der gefundenen Zellen im Spurbereich der Myonen für Monte–Carlo–Ereignisse (Histogramm) und für kosmische Myonen (schwarze Punkte).*

die Spur in der Ebene krümmt. Der Minimalimpuls, den ein Myon zur Erfüllung des Schnittes braucht, ist abhängig von R_{Zelle}; diese Abhängigkeit ist jedoch nur sehr klein. Der minimale Impuls errechnet sich nach:

$$P_{Min}(R_{Zelle}) = \frac{R_{Zelle}[m] \cdot 0.3T^{-1} \cdot m^{-1}GeV \cdot B\ [T]}{2 \cdot sin\left(\frac{1.2}{2m} \cdot R_{Zelle}[m]\right)}$$

Im Abstand von 200 cm, also etwa am Ende des Kalorimeters beträgt der erlaubte Azimutwinkeldifferenz ca. 70° und der Minimalimpuls etwa 0.4 GeV.

In Abbildung 6.11 sieht man die so gefundene Anzahl von Zellen für die getriggerten MC–Ereignisse.

Um diesen Mechanismus auch an Daten zu testen, wurden kosmische Myonen untersucht. Die Abbildung 6.11 zeigt auch die gefundene Anzahl der Kalorimeterzellen für kosmische Myonen. Da allerdings durch den Mechanismus der Analyse nur schlecht rekonstruierte kosmische Myonen in die GAMMU–Daten gelangten, wurden für die obige Abbildung nur Ereignisse bzw. Spuren gewertet, die folgende Kriterien erfüllten:

1. Spuren mit mindestens 20 Drähten im Fit und einem inversen Spurradius von weniger als $8 \cdot 10^{-3}\ cm^{-1}$, um niederenergetische und ungenau rekonstruierte Myonspuren zu verwerfen.

2. Das Ereignis mußte durch den Skalarproduktschnitt und nicht durch den Schnitt in der Winkeldifferenz der Eisenspuren erkannt worden sein; dadurch war die Rekonstruktionsqualität in den Spurkammern nicht zu schlecht.

Man sieht, daß die kosmischen Myonen ein ähnliches Verhalten wie die Signalereignisse zeigen, nur ist das Maximum zu kleineren Werten hin verschoben. Weil die Winkelverteilung der kosmischen Myonen $\sim cos^2(\frac{\pi}{2} - \theta)$ ist, durchqueren sie das Kalorimeter mit kleinen Winkeln gegen die Vertikale. Damit ist das passierte aktive Volumen kleiner als für Myonen aus dem Signalprozeß, die eher in Vorwärtsrichtung gehen. Schränkt man die kosmischen Myonen auf größere Winkel ein, nähern sich die Kurven bis zur Deckung. Aus Abbildung 6.11 liest man ab:

$$n_{Zellen} \geq 4$$

Zusätzlich wurde noch ein Mindestabstand der getroffenen Zellen von 20 cm verlangt; auch dies ist aus den entsprechenden Verteilungen für kosmische Myonen und Signal zu rechtfertigen. Damit läßt sich der angewandte Schnitt zusammenfassen:

- Jede Spur im Polarwinkelbereich $\theta_{CJKR} \in [0.5\ rad, 2\ rad]$ mit mindestens 15 Driftkammerdrähten und $R_{Anfang} \leq 30\ cm$ muß auf mindestens 4 Zellen im Kalorimeter zeigen, die einen Maximalabstand von mindestens 20 cm voneinander haben.

Während der Untersuchungen hierzu wurde versucht, in der x–y–Ebene die Spur nachzuverfolgen. Jedoch konnten damit in der Anfangsphase von H1 keine guten Erfahrungen gemacht werden.

6.3.4 Zu D4: Ereignistopologie

Im letzten Schritt vor der visuellen Analyse wurde ein Schnitt gemacht, der aus der Ereignismenge nur Daten mit der richtigen Topologie sammelte. Dazu wurden zunächst wieder Spurkriterien gebraucht:

1. Eisenspuren:
   Oft beobachtet man Myonen aus Schauern, die auf einen Vertex im IF–Bereich des Flüssig–Argon Kalorimeters zeigen. Um solche Myonen zu erkennen, wurden die Spuren auf den Punkt $z = 0$ zurückverfolgt und der Abstand von der Strahlachse R_0 berechnet.

   $$R_0 = R_{fh} - tan(\theta_{ITKR}) \cdot z_{fh}$$

   Dabei bezeichnet θ_{ITKR} den Polarwinkel der Eisenspur und Größen mit dem Index fh die Koordinaten des ersten im ITKR–Fit benutzten Drahtes. Falls eine Eisenspur in der Vorwärtsendkappe im Bereich $R_{fh} \leq 150\ cm$ lag (siehe GAMMU–Definition), so mußte gelten:

   $$R_0 \leq 100\ cm$$

   Dies entspricht dem Anfangsradius des Kalorimeters über den zentralen Spurkammern. Ereignisse, die nur ein Schauermyon enthielten, wurden durch diesen Schnitt verworfen.

2. Driftkammerspuren: Zusätzlich zu der auch oben benutzten Bedingung

   $$n_{dc} \geq 15 \wedge R_{Anfang} \leq 30\ cm$$

   wurde ein Schnitt auf den inversen Spurradius und damit auf p_t gemacht (siehe Abbildung 6.12).

   $$|\kappa_{Spur}| \leq 8 \cdot 10^{-3} cm^{-1}$$

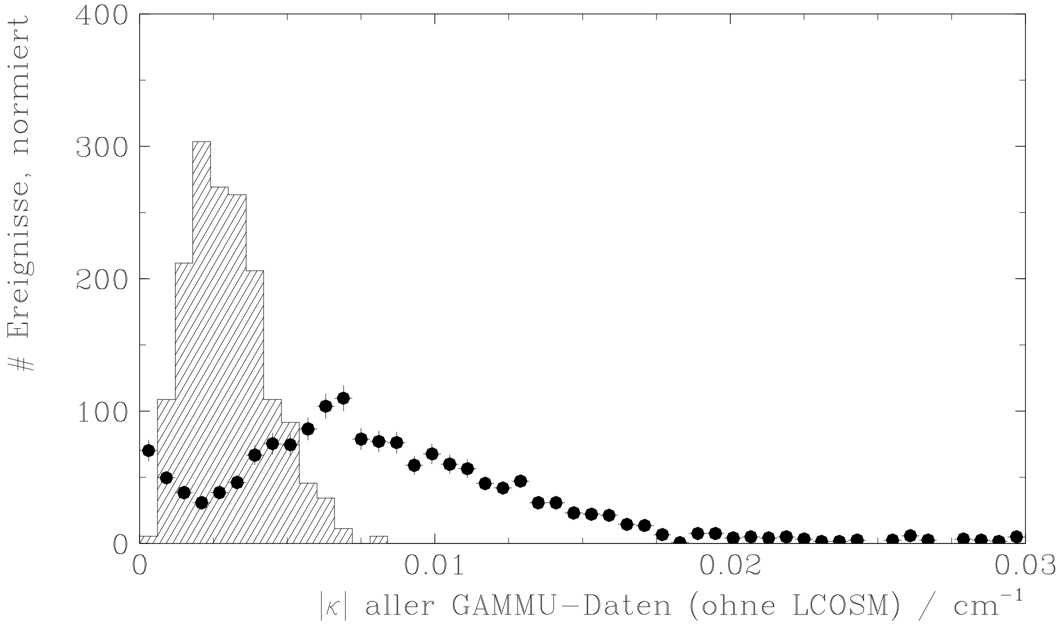


Abbildung 6.12: *Spurkrümmung $|\kappa|$ für GAMMU–Daten, welche nicht LCOSM erfüllen (schwarze Kreise) und MC–Signal (Histogramm).*

Dies entspricht einem Transversalimpuls von mindestens 0.4 GeV. In Verbindung mit der Forderung, daß keine Spur mit geringerem Transversalimpuls in dem Ereignis vorhanden sein darf, wurden u.a. niederenergetische kosmische Myonen verworfen, die die anderen Schnitte passiert hatten.

Für den Zusammenhang von Eisen– und Spurkammerinformation gibt es zwei topologische Möglichkeiten:

- In den zentralen Spurkammern sind zwei Spuren vorhanden:
  Dann muß eine der beiden auf eine Myonspur zeigen, weil im Signalprozeß nur zwei Teilchen im Detektor sind.

- Eine oder beide Spuren gehen in den Bereich der Vorwärtsspurkammer und sind damit für eine direkte Kombination verloren, weil dieser Subdetektor in der ersten Runperiode nicht verläßlich war. Da nun aber mindestens eines der Myonen eine ITKR–Spur verursacht haben muß, ist entweder im Vorwärtsbereich eine solche zu finden, oder es gibt eine Verbindung mit Spuren aus dem zentralen Detektor.

Das Kriterium für zusammenhängende ITKR und CJKR Spuren ist nun noch zu definieren. Da nur niedermultiplizitäre Ereignisse selektiert waren, reichte es für grobe Vergleiche aus, nur an die Winkel der Spuren Bedingungen zu stellen.

- $|\theta_{CJKR} - \theta_{ITKR}| \leq 0.52$
- $\phi_{CJKR} - \phi_{ITKR} \leq \frac{\pi}{2}$

Der Schnitt im Azimutwinkel war sehr wichtig. Nach der Formel

$$\delta\phi_{Max}(R_{fh}) = arcsin\left(\frac{R_{fh}[m] \cdot 0.3T^{-1} \cdot m^{-1} \cdot B}{2 \cdot sin\left(arctan\left(\frac{R_{fh}}{z_{fh}}\right)\right) \cdot P_{Min}^{Trig}}\right)$$

findet man für die Vorwärtsendkappe mit einer Triggerenergie P_{Min}^{Trig} von mindestens 2 GeV im Abstand von $R_{fh} = 3m$ eine maximale Winkeldifferenz von $\delta\phi_{Max}(3m) = 0.6$. Der gewählte Schnitt liegt deutlich höher, um zu berücksichtigen, daß die Myonen im Kalorimeter Energie verlieren.

Es wurden Studien mit genaueren Verbindungskriterien für Eisen– und Jetkammerspuren betrieben. Diese und auch das in H1REC vorhandene wurden wegen der niedrigen Luminositäten und Datenmengen jedoch nicht benutzt. In einem späteren Analyseschritt sind solche genaueren Kriterien aber sehr wichtig.

6.4 Ergebnisse der Selektionen

Während der ersten Runperiode wurde bei H1 eine integrierte Luminosität von $28.4nb^{-1}$ in „good" und „medium" Runs[19] erreicht. Ein Großteil der Luminosiät wurde in „good"–Runs gesammelt (siehe auch Tabelle 6.2). H1 hat einen Anteil von 60% an der gesamten bei HERA gesehenen Luminosität. Dieser gesammelten Luminosität entsprechen die $8.6 \cdot 10^6$ Ereignisse

	„good Runs"	„medium Runs"	„poor Runs"	g+m	g+m+p
Anzahl der Ereignisse	$6.4 \cdot 10^6$	$8.4 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^6$	$7.2 \cdot 10^6$	$8.7 \cdot 10^6$
Luminosität	$27.2nb^{-1}$	$1.1nb^{-1}$	$8.6nb^{-1}$	$28.4nb^{-1}$	$37nb^{-1}$

Tabelle 6.2: *Luminosität bei H1, aus H1EP.*

auf den Physics–Output–Tapes.

Die mit der oben beschriebenen Analyse gefundenen Ereignisse wurden einzeln mit dem H1–Eventdisplay H1ED weiter analysiert, weil sich eine weitere Reduktion aufgrund der niedrigen Zahl nicht lohnte. Darüber hinaus mußten wegen der niedrigen erwarteten Kandidatenanzahl und der Rekonstruktionsqualität die Schnitte möglichst sicher gehalten werden. Die Einteilung in Tabelle 6.3 soll, da sie visuell erstellt wurde, nur einen Eindruck vermitteln, welche Ereignisse übrigblieben.

6.4.1 Kandidatenidentifikation

Bei der Bestimmung der Kandidaten ist folgendes zu beachten:

1. Bei nur einer Spur im Eisen ist die Identifikation des im Kalorimeter steckengebliebenen Teilchens schwierig. Hierzu müssen noch weitere Studien betrieben werden, die anhand der Spurenergie in den Jetkammern in Verbindung mit der Kalorimeterspurlänge und –form zu entscheiden versuchen, ob ein Myon vorgelegen hat oder nicht. Allgemein verhält sich ein niederenergetisches Pion wie ein minimalionisierendes Teilchen [24].

   In Abbildung 6.17 wurde zur Veranschaulichung dieser Problematik ein Ereignis aus den H1–Daten mit einem Myon im Vorwärtsbereich und einer im Kalorimeter endenden Spur und ein Monte–Carlo–Ereignis mit ähnlicher Topologie gegenübergestellt. Wegen der zusätzlichen Aktivität im Rest des Detektors und der Kalorimeterspurform vermutet man, daß hier kein Signalereignis vorliegt, aber eine sichere Entscheidung über die Teilchenidentität ist nicht möglich.

[19] Das sind Datennahmen, in denen keine wichtige Detektorkomponente fehlte bzw. nur geringe Probleme vorlagen.

	Bruchteil aller GAMMU Daten	Bruchteil der offline Daten	Absolutanzahl
kosmische Myonen	3.2%	33%	93
Halomyonen	0.7%	7%	20
nur ein Myon im FEC	0.6%	5%	13
nur ein Myon im BEC	0.2%	2%	6
ein Myon und mind. eine zusätzliche CJC Spur wenig Aktivität	1.1%	11%	32
ein Myon und mind. eine zusätzliche CJC Spur mehr Aktivität	1.1%	11%	32
Ereignis mit allen Spuren in Rückw.	1%	10%	28
zwei–Myon–Ereignisse	0.07%	0.7%	2(3)
Kandidaten	0.035%	0.35%	1
nicht klassifiziert	1.1%	20%	55

Tabelle 6.3: *Einteilung der die DST–Analyse passierenden Ereignisse.*

2. Aus Tabelle 6.3 geht hervor, daß bei ca. 30 Ereignissen beide Spuren in Rückwärtsrichtung gehen, und in etwa $\frac{1}{3}$ der Fälle ist die Aktivität im Detektor genügend klein, um sie nicht sofort zu verwerfen. Obgleich wieder eine Gegenüberstellung von H1–Ereignissen und Monte–Carlo–Daten (diesmal $e + p \to e + p + J/\psi \to \mu^+\mu^-$) (Abbildung 6.16) eine Ähnlichkeit ergibt, kann die im Kalorimeter absorbierte Spur nicht als Myon identifiziert werden.

3. Selbst bei Eisenspuren kann man nicht mit Sicherheit sagen, es habe sich um ein Myon gehandelt, insbesondere in der Rückwärtsendkappe. Infolge der geringen Materieverteilung in Rückwärtsrichtung sind sogenannte Pionpunchtroughs leichter möglich sind (siehe auch Abbildung 5.9).

   In Abbildung 6.20 (b) sieht man ein in die Rückwärtsrichtung gehendes Pion der Energie 4 GeV, das mit dem INLGEN aus H1SIM erzeugt wurde. Zum direkten Vergleich ist ein in der Topologie ähnliches Daten–Ereignis in Abbildung 6.20 (a) gegenübergestellt.

Aufgrund der oben angesprochenen Unsicherheiten und Probleme, die weitere Analysen und vor allem größere Statistik für physikalische Aussagen fordern, wurden als Kandidaten nur Ereignisse bestimmt, die:

- zwei rekonstruierte Eisenspuren enthielten.
- minimale sonstige Aktivität enthielten, da ja elastische Prozesse gesucht wurden.

Nach diesen Kriterien wurde ein Ereignis gefunden:

Ereignis 8833 aus Run 33439 (siehe Abbildung 6.15)

In Abbildung 6.19 (a) sieht man ein weiteres zwei–Myon–Ereignis, das aber wegen der Forderung nach niedriger Aktivität nicht zum Kandidaten bestimmt wurde, und Abbildung 6.19 (b) zeigt ein in Rückwärtsrichtung gehendes Ereignis, dessen zweites Teilchen das instrumentierte Eisen nur knapp erreicht. Die zweite Spur wurde von ITREC nicht erkannt.

6.4.2 Erwartung

Wenn Trigger– und Selektionseffizienzen berücksichtigt werden, erhält man folgende Erwartung für Myonpaarproduktion in zwei–Photon–Reaktionen mit elastischem Protonendzustand:

1. Nur ein Myonsignal im instrumentierten Eisen: 1.4 Ereignisse (51.2 pb)
2. Zwei Myonsignale im instrumentierten Eisen: 0.4 Ereignisse (14 pb)

Offensichtlich läßt diese geringe Statistik keine Luminositätsbestimmung zu, jodoch findet man mit dem einem Kandidaten Übereinstimmung mit der Erwartung.

Die anderen Produktionsmechanismen (Kapitel 4) wurden nicht untersucht. Die inelastischen Prozesse tragen jedoch nur mit maximal gleichem Wirkungsquerschnitt zum zwei–Myon–Signal bei, wenn man selbst den sichtbar inelastischen Teil mitzählt. (Dann kann man Ereignis 32553 aus Run 33834, Abbildung 6.19 (a), auch als Kandidaten zählen.)

Auch die Myonpaare aus J/ψ–Zerfällen tragen mit der gleichen Größenordnung zum Myonpaarquerschnitt bei. Wenn höhere Luminositäten erreicht werden, kann man sie durch Schnitte in der Schwerpunktsenergie leicht verwerfen.

Genaue Untersuchungen sollten darüber hinaus zeigen, ob diese Produktionsmechanismen nicht auch zur Luminositätsbestimmung mitbenutzt werden können. Dadurch werden höhere Ereignisraten erreicht, was den (statistischen) Fehler der Luminosität verkleinert.

Vergleich mit anderen Analysen

In der Runperiode 1992 wurden insgesamt 5 Ereignisse mit zwei Myonen und niedriger Multiplizität im Eisen gefunden.

- Ereignis 21642 Run 31092
- Ereignis 33834 Run 32553
- Ereignis 8833 Run 33439
- Ereignis 33470 Run 7992
- Ereignis 33797 Run 1761

Davon wurden in dieser Analyse zwei Ereignisse verworfen, weil sie offensichtlich inelastisch sind (über 25 GeV Energie im Kalorimeter: Ereignisse 21643, 1761). Eines davon wurde noch klassifiziert (GAMMU) das andere allerdings schon durch den Schnitt V2 der GAMMU–Selektion verworfen. Das dritte nicht gefundene Ereignis hatte keinen Myontrigger[20] und wurde daher nicht selektiert (Ereignis 7992).

6.4.3 Eigenschaften der Ereignisse mit einem Myonsignal

Obwohl keines der Ereignisse mit nur einem Myon im Eisen zum Kandidaten bestimmt wurde, werden für sie einige Verteilungen gezeigt (Insgesamt wurden 85 Ereignisse visuell ausgewählt). Die allgemeine Polarwinkelverteilung der Spuren aus den Daten folgt der Monte–Carlo–Verteilung des Signals, nur in der Rückwärtsrichtung ist ein Überschuß zu erkennen (siehe Abbildung 6.13 (a)). Dies ist auf die kinematischen Verhältnisse bei HERA zurückzuführen.

Von den 85 Ereignissen hatten nur 37 Ereignisse genau zwei vom H1–Analyseprogramm H1PHAN erkannte Spuren. Die Akollinearität dieser 37 Ereignisse ist bei kleinen Winkeln nahezu gleichverteilt (siehe Abbildung 6.13 (b)) im Gegensatz zu den MC–Signalereignissen. Fordert man einen Differenzwinkel von 2.5 rad, so bleiben noch 16 der 37 Ereignisse, während 96% des getriggerten Signals diesen Schnitt überlebt. Die Schwerpunktsenergie der Ereignisse (siehe Abbildung 6.14) liegt sehr niedrig.

Falls eine Mindestenergie von $\sqrt{s} = 1.5\ GeV$ gefordert wird, fällt die Signaleffizienz auf 86% der getriggerten Ereignisse, von den 37 Datenereignissen bleiben noch 12. Die Koinzidenz beider Schnitte unterdrückt das Signal auf 84% und die Daten auf $\frac{6}{37}$.

[20]Es hat einen BSET–Trigger

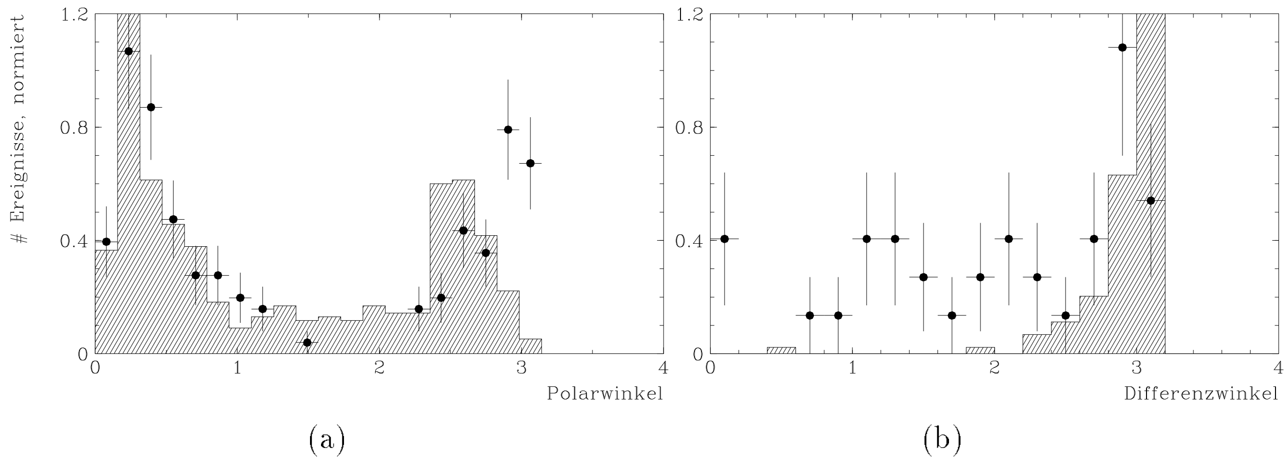


Abbildung 6.13: *(a) Polarwinkelverteilung aller 85 Ereignisse. (b) Differenz der Spurazimutwinkel für Ereignisse mit 2 Spuren (37 Ereignisse). Daten → schwarze Kreise, MC–Signal → Histogramm.*

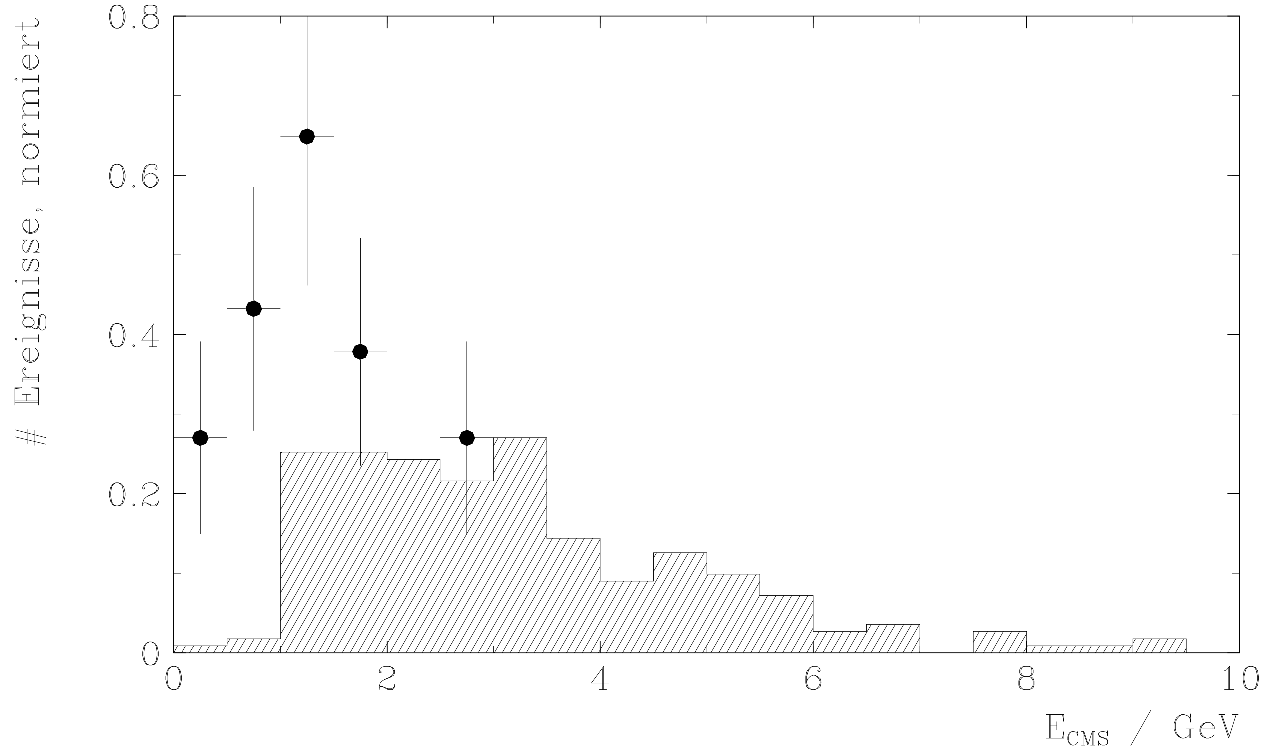
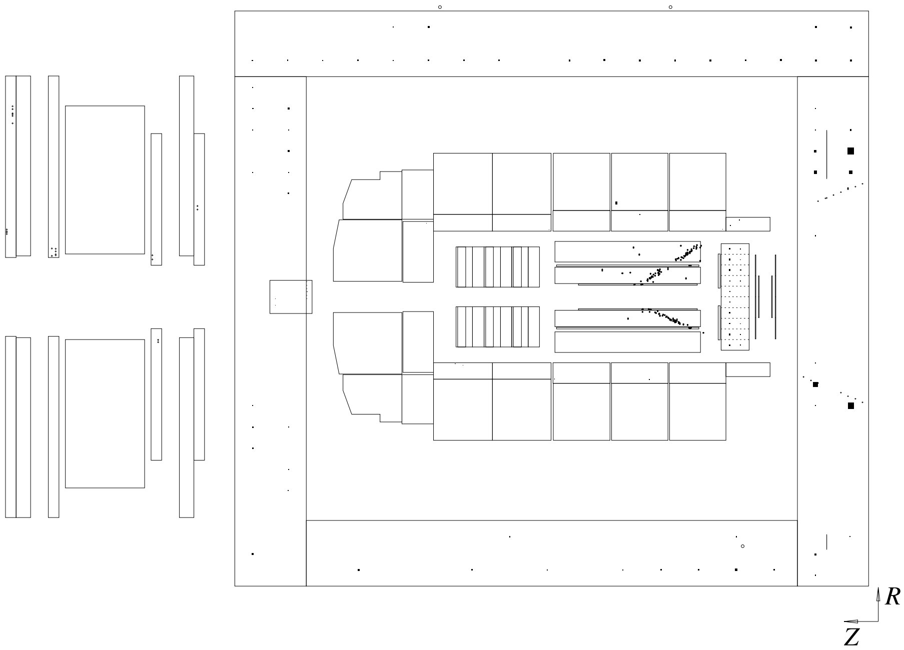
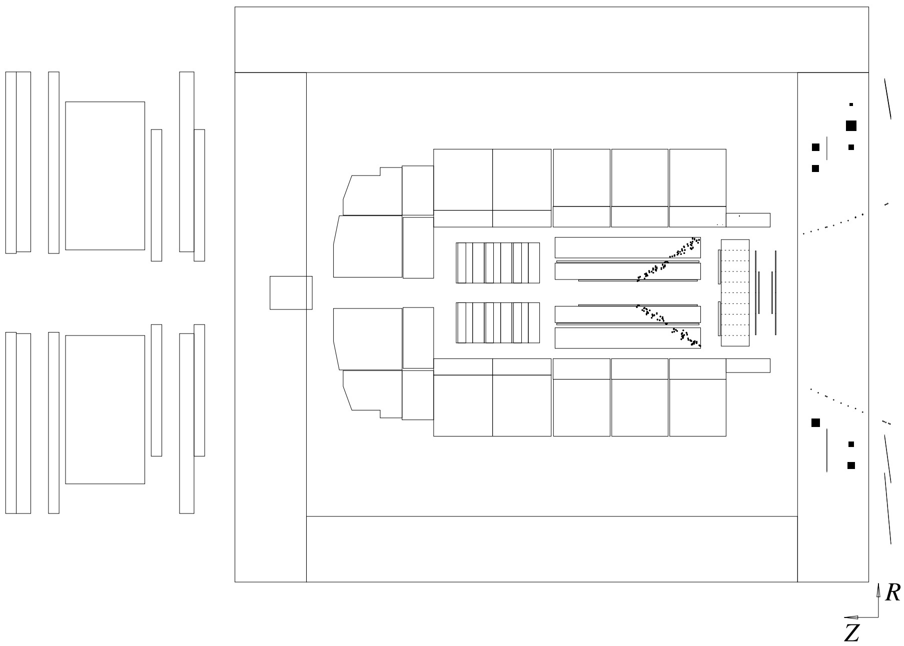


Abbildung 6.14: *Schwerpunktsenergie für Ereignisse mit 2 Spuren (37 Ereignisse). Daten → schwarze Kreise, MC–Signal → Histogramm.*

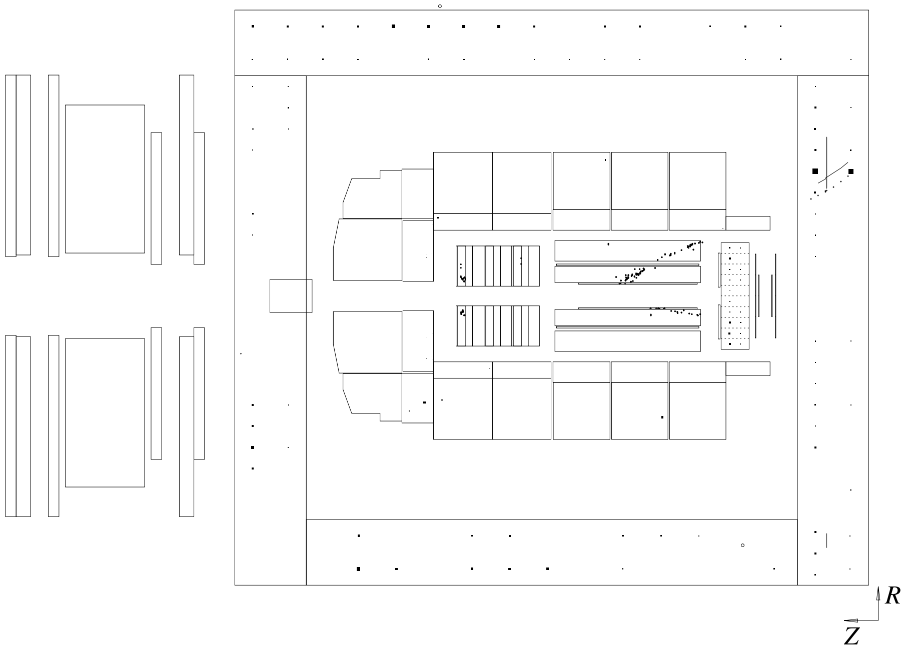


(a) H1–Daten : Ereignis 8833 aus Run 33439

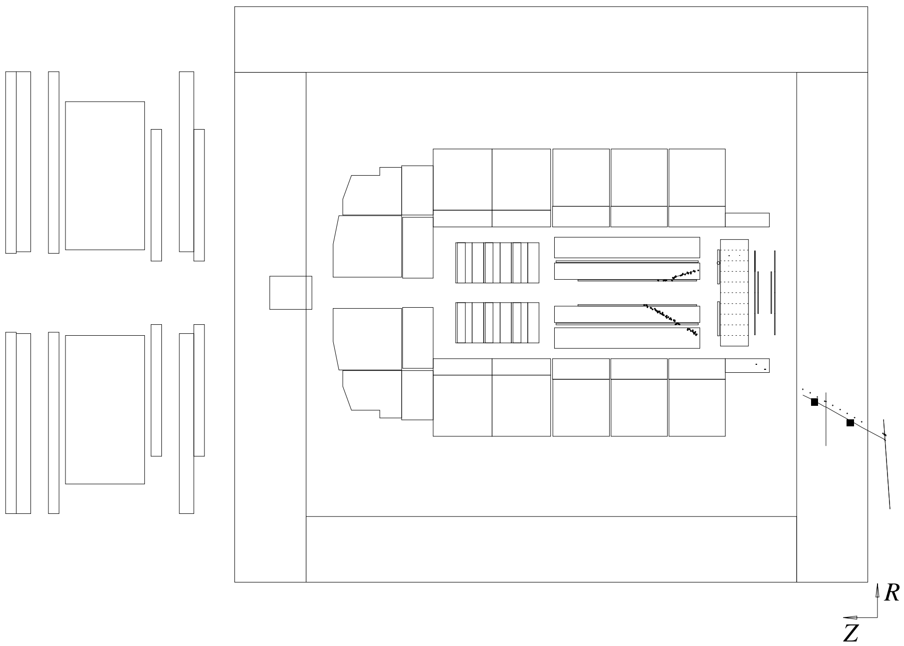


(b) H1SIM–Monte–Carlo–Ereignis : $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$

Abbildung 6.15: *Gegenüberstellung des Kandidaten (a) und eines Monte–Carlo–Ereignisses (b).*

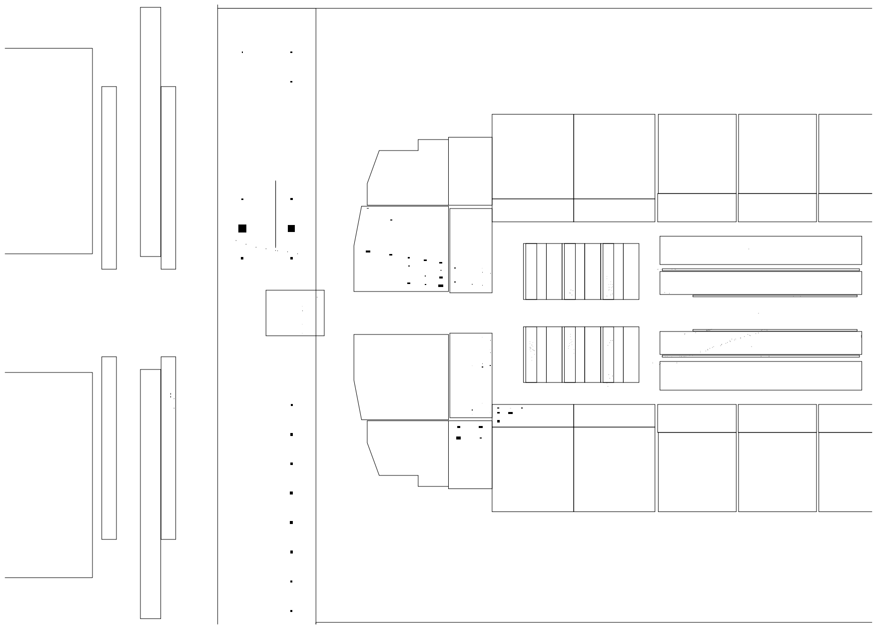


(a) H1–Daten :Ereignis 3493 aus Run 30816

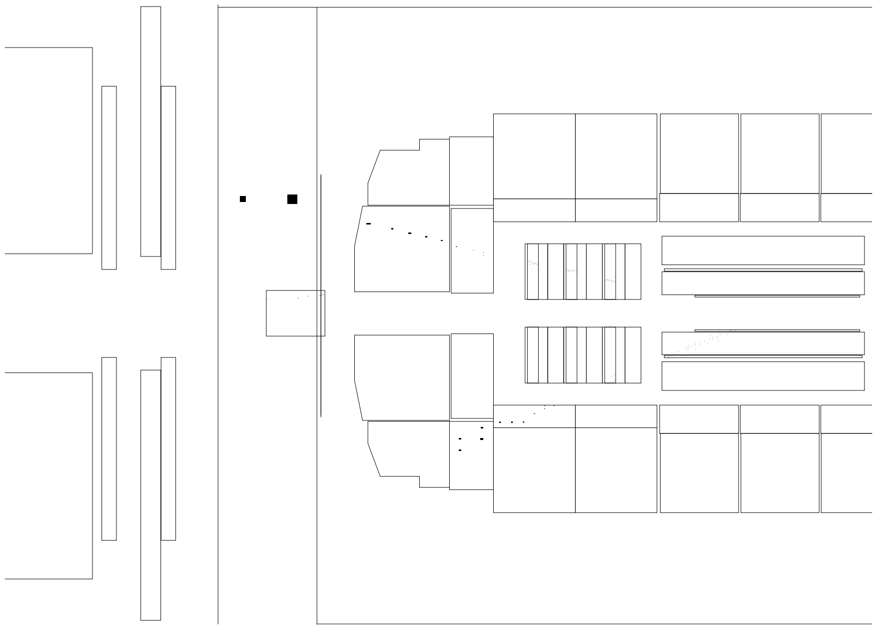


(b) Monte–Carlo–Ereignis : $\gamma\gamma \rightarrow j/\psi \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$

Abbildung 6.16: *H1–Ereignis in Rückwärtsrichtung und Monte–Carlo–Ereignis ähnlicher Topologie.*

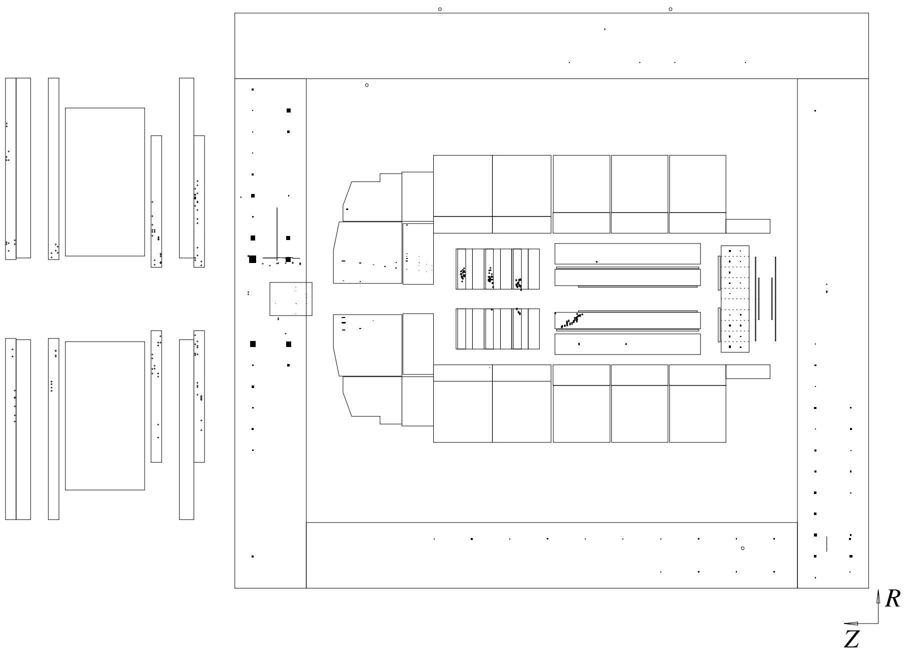


(a) H1–Daten : Ereignis 15277 aus Run 26994

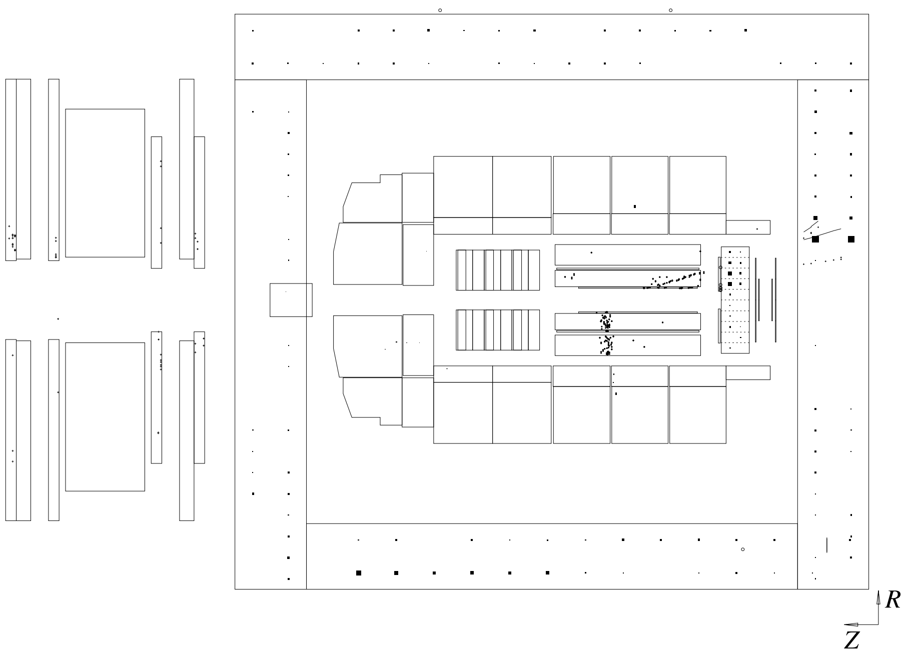


(b) Monte–Carlo–Ereignis : $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$

Abbildung 6.17: *Gegenüberstellung eines H1–Daten–Ereignisses und MC-Ereignis mit einem Myonsignal im Eisen.*

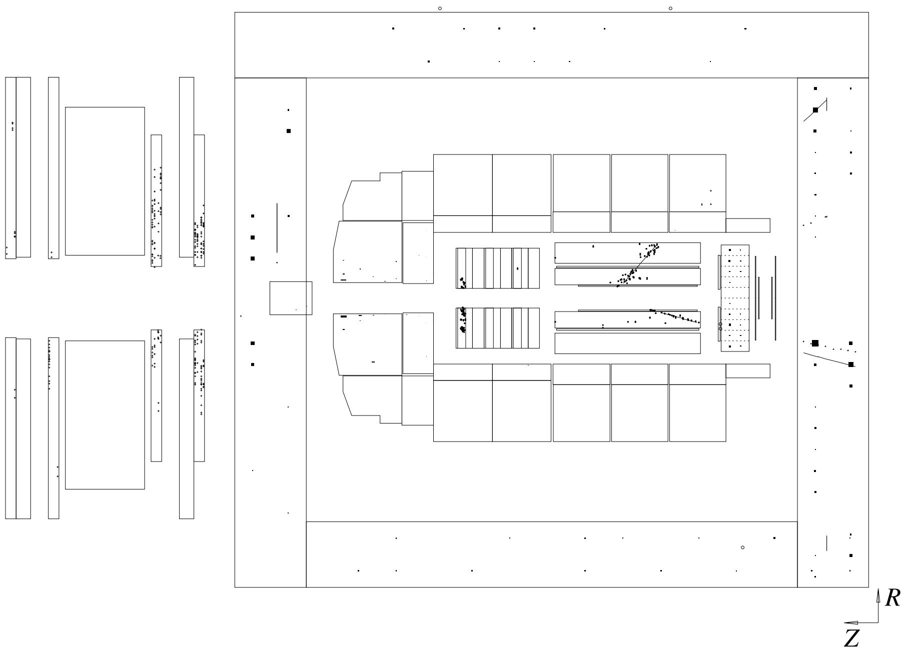


(a) H1–Daten : Ereignis 32477 aus Run 35268

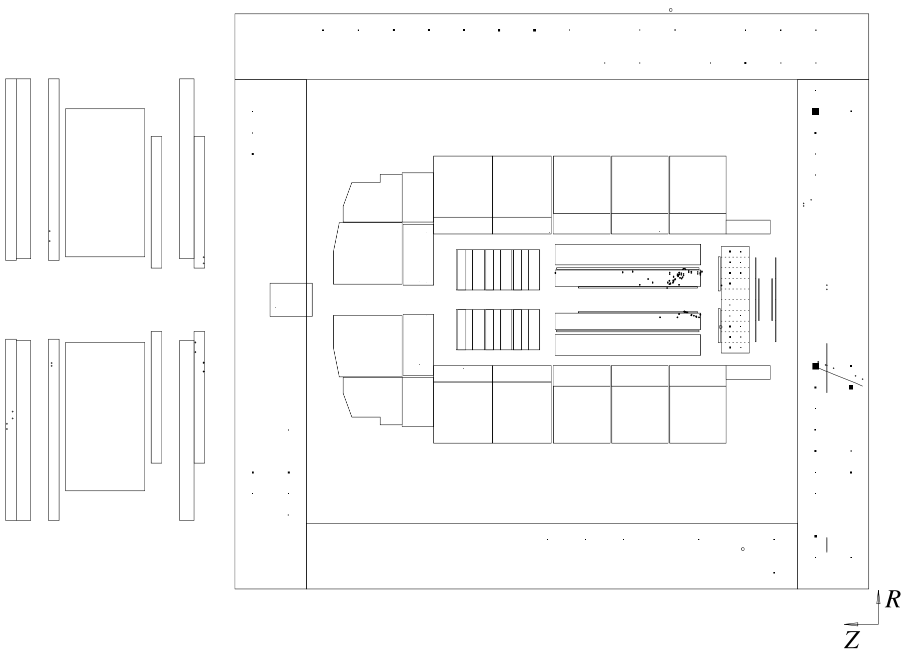


(b) H1–Daten : Ereignis 2601 aus Run 33549

Abbildung 6.18: *Weitere Myonereignisse mit niedriger Multiplizität, die aber nicht als Kandidaten identifiziert wurden.*

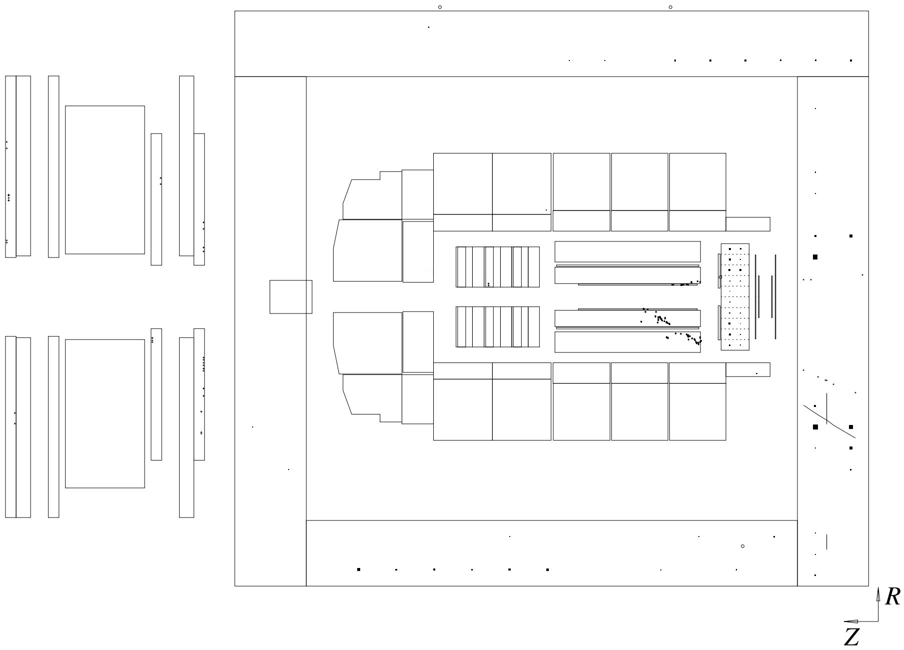


(a) H1–Daten : Ereignis 32553 aus Run 33834

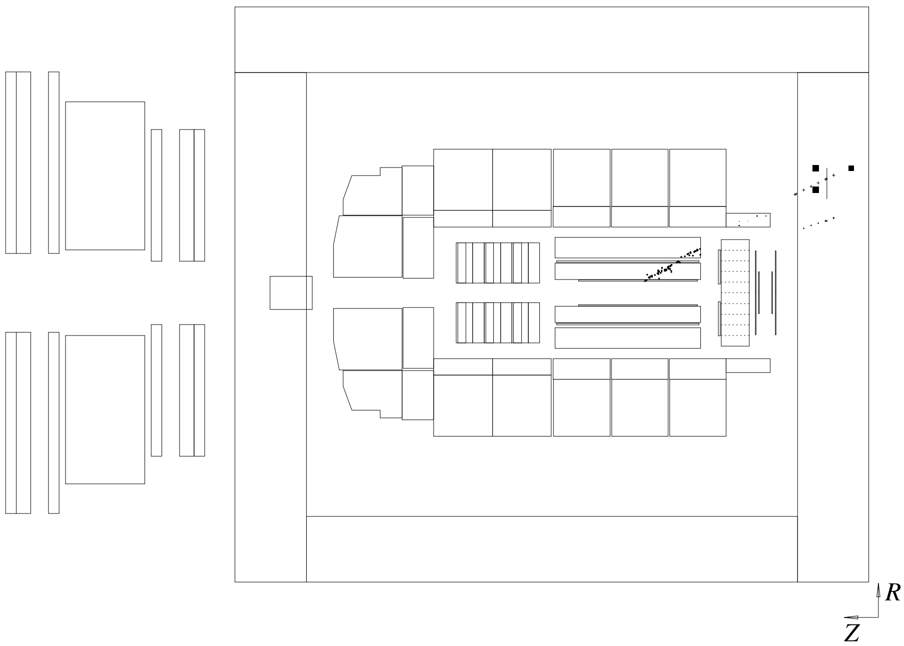


(b) H1–Daten : Ereignis 26909 aus Run 33715

Abbildung 6.19: *Ereignisse mit zwei Myonen, die jedoch nicht zu Kandidaten bestimmt wurden.*



(a) H1–Daten : Ereignis 3340 aus Run 34147



(b) Pion der Energie 4 GeV mit INLGEN simuliert

Abbildung 6.20: *Vergleich von realen Daten (a) und Pionpunchthrough (b).*

Anhang A

Instrumentationsstatus und Trigger Herbst 1992

A.1 Instrumentationsstatus des Eisens

Die Abbildung A.1 stammt vom Monitorprogramm „ Muon–Moni“ auf dem Slow–Control–Computer im Kontrollraum. Die unterstrichenen Zahlen geben die Striplagen an, die Zahlen mit „[ ]“ markieren die zwar vorgesehenen, aber 1992 noch nicht instrumentierten Lagen. Die durchkreuzten Felder markieren die Orte ohne vorgesehene Instrumentierung. Alle anderen Lagen waren instrumentiert.

A.2 Trigger der Datennahme 1992

Abbildung A.2 ist ein Ausdruck der Triggerkonfiguration Herbst 1992. Zur Erklärung der Symbole:

[v]	Dieser Subtrigger wird mit dem TOF–Bg–Vetoelement versehen.
[t]	Dieser Subtrigger braucht ein zusätzliches T0–Signal.
-m-	Dieser Subtrigger wird zu Monitorzwecken gebraucht.
***	Dieser Subtrigger ist ein „physics–Trigger“.

Die „Prescale–Factors“ geben an, wie oft der Subtrigger aktiv gewesen sein muß um ein L1–keep zu erzeugen. Die Kreuze oder Striche nach dem Triggernamen geben an, ob der Trigger an oder abgeschaltet war.

Abbildung A.1: Instrumentationsstatus des Eisens

Abbildung A.2: Trigger der Datennahme Herbst 1992

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] P. Schmüser, Zur Fertigstellung von HERA, Physikalische Blätter, Band 46, Nr 12, Dezember 1990.

[2] The Technical Proposal for the H1–Detector, März 1986, erhältlich bei der H1–Kollaboration.

[3] Technical Progress Report, H1 Collaboration, Oktober 1987.

[4] The H1–Detector at HERA, wird veröffentlicht in Nuclear Instruments Methods.

[5] B. Krames, Aachen, Untersuchungen zum Streamermechanismus und zur Optimierung der Betriebseigenschaften der H1–Myonkammern, Diplomarbeit 1992, unveröffentlicht.

[6] R. Herma, Simulation von Myonen im H1–Detektor, Diplomarbeit 1989, unveröffentlicht.

[7] E. Vogel, Test eines Eisen/Streamerrohrkammerkalorimeters im Hinblick auf einen Einsatz im H1–Detektor am e–p–Speicherring HERA , Dissertation, PITHA 89/06.

[8] J. Tutas, Aachen, Myonen im H1–Detektor, Dissertation 1991, PITHA 91/10.

[9] E. Elsen, The H1–Trigger and Data Acquisition System interner H1–Bericht H1–01/93–262.

[10] J. Tutas, A Level 1 Trigger from the Limited Streamer Tube system, interner H1–Bericht Juli 1991 H1–07/91–185.

[11] R. J. Ellisen, U. Straumann, The H1 Trigger, a compendium of the current sceme for specialists and non–specialists, interner H1–Bericht H1–05/90–137.

[12] S. V. Levonian, Small Angle Electron Tagging for Luminosity Monitoring and Low Q^2 Physics, interner technischer Report H1–TR 113.

[13] S. V. Levonian, Different Types of background for lumi counters, interner Bericht der Luminositätsgruppe LPI–09–90.

[14] H1–Kollaboration, Total photoproduction cross-section measurement at HERA Energies, Phys. Lett. B 299, 1993

[15] A. Fomenko et al., Status of H1Lumi before HERA e–p–Running, interner Bericht der Luminositätsgruppe LPI–06–92.

[16] Ch. Berger, „Teilchenphysik, eine Einführung“, Springer Verlag 1992

[17] V.M. Budnev et al., The two photon particle production mechanism, physical problems, applications, equivalent Photon approximation Physics Reports 15, (1975) S. 181.

[18] F. Raupach, private Mitteilungen.

[19] F. Halzen, A. D. Martin Quarks and Leptons : An introductory course in modern particle physics, Wiley Verlag 1984

[20] G. Levman et. al, Proceedings of the HERA–Workshop, Vol. 1, Hamburg 1991, 623ff.

[21] Ch. Niedzballa, private Mitteilungen.

[22] R. Sell, „Ein topologischer Trigger für $j/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ im H1–Detektor bei HERA“, Diplomarbeit, Juni 1991, auch H1–06/91–180.

[23] D. Handschuh, persönliche Mitteilungen und Dissertation in Vorbereitung.

[24] The particle properties data booklet, Physical Review *D45*, Part 2 (June 1992)

[25] D. P. Johnson, „Beam–Gas Background at HERA“, April 1987, interner H1–Bericht H1–07/87–65.

[26] V. Blobel, The BOS system, dynamic memory management.

[27] H. Itterbeck, private Mitteilungen, Diplomarbeit, Untersuchungen am Myonsystem des H1–Detektors.

[28] U. Straumann, private Mitteilungen.

[29] C. Schmidt, private Mitteilungen.

[30] R. Luchsinger, Anwendung von Kalmanfiltern auf die Rekonstruktion von Zerfallsvertices, interner H1–Bericht H1–11/91–198.

Danksagung

Herrn Professor Dr. Christoph Berger möchte ich für diese interessante, sehr abwechslungsreiche Diplomarbeit und die unterstützte Selbstständigkeit, in der ich sie schreiben durfte, danken.

Herrn Dr. Jörg Tutas danke ich für seine Unterstützung und die Anregungen, die mir sehr geholfen haben.

Für viele interessante Diskussionen, insbesondere während der Datenanalyse möchte ich Herrn Priv.–Doz. Dr. Frank Raupach danken.

Das berüchtigte „Kinderzimmer“ hat mit großer Heiterkeit, aber auch fruchtbarem Gedankenaustausch dazu beigetragen, daß ich mich im I. Institut nicht nur „physikalisch“, sondern auch menschlich sehr wohl gefühlt habe. Hier sind Heiko Itterbeck, Martin Hampel, Klaus Rabbertz und Konrad Rosenbauer zu nennen.

Meinen Eltern möchte ich dafür danken, daß sie mir meine Ausbildung ermöglicht , und mich stets stark unterstützt haben.

Nicht zuletzt sollen an dieser Stelle noch diejenigen genannt werden, die meine Diplomarbeit korrekturgelesen haben: Meine Eltern, Beate Basten, Regina Becker, Herbert Gruhn, Martin Hampel, Ralf Klöckner und Jörg Tutas.