Topologischer Trigger für inelastisch produzierte $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ am H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

Dirk Schmidt

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Dezember 1997

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den fundamentalen Bestandteilen der Materie und ihren verschiedenen Wechselwirkungen. Nach heutigem Wissensstand ist die Materie aus zwei Arten strukturloser Fermionen aufgebaut: den Quarks und den Leptonen. Die Quarks tragen drittelzahlige Ladungen und werden mit u, d, c, s, b, t bezeichnet. Die Leptonen sind entweder ungeladen (ν_e, ν_μ, ν_τ) oder tragen die Ladung $\pm|e|$ (e, μ, τ). Die Wechselwirkung zwischen den Fermionen wird durch Austauschbosonen vermittelt. Die elektroschwache Wechselwirkung erfolgt durch den Austausch masseloser Photonen und massiver W^+–, W^-– und Z^0-Bosonen, während die starke Wechselwirkung zwischen Quarks durch den Austausch von masselosen Gluonen beschrieben wird.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY wurde 1992 der Speicherring HERA in Betrieb genommen. Hier werden Protonen und Elektronen (seit 1994 Positronen) bei einer Schwerpunktenergie $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ zur Kollision gebracht. An einem der vier Wechselwirkungspunkte ist der H1-Detektor aufgestellt.
Ein wichtiges Forschungsgebiet bei HERA ist die Untersuchung der Erzeugung von schweren Quarks (c, b). Diese wird durch Photoproduktion dominiert, bei der ein vom Positron ausgesandtes quasireelles Photon (Viererimpulsübertrag $Q^2 \to 0\,\mathrm{GeV}^2$) mit dem Proton in Wechselwirkung tritt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von b-Quarks ist im Vergleich zur Produktion von c-Quarks auf Grund der höheren Masse stark unterdrückt. Das J/ψ-Meson ist ein gebundener $c\bar{c}$-Zustand und trägt eine Masse von $m_\psi = 3.097\,\mathrm{GeV}$. Man unterscheidet zwischen der elastischen Produktion, in der nur ein J/ψ-Meson gebildet wird und das Proton bestehen bleibt, und der inelastischen Produktion, in der neben dem J/ψ-Meson weitere Hadronen entstehen. Das J/ψ-Meson zerfällt zu 88% in Hadronen und zu jeweils 6% in ein Elektron und ein Positron bzw. in zwei Myonen. Mit Hilfe seiner Zerfallsleptonen kann das J/ψ-Meson im Detektor identifiziert werden.
Neben den physikalisch relevanten Ereignissen treten weit häufiger Untergrundereignisse auf, die nicht aus der ep-Wechselwirkung stammen. Um eine effiziente Datennahme zu ermöglichen, wird bei H1 die Ereignisauswahl mit Hilfe eines dreistufigen Triggersystems durchgeführt. Es wird nach bestimmten Ereignissignaturen gesucht, die die gesuchten Prozesse auszeichnen.
Für die Analyse von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, die in ein Elektron und ein Positron zerfallen, stehen bisher nur wenig effiziente Trigger und damit sehr wenig Statistik zur Verfügung. In dieser Arbeit soll untersucht werden, wie man die Triggereffizienz von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen erhöhen kann. Der Trigger soll insbesondere auf J/ψ-Mesonen, die in Photoproduktion entstehen, ansprechen. Aus diesem Grund kann

nicht verlangt werden, daß das gestreute Positron, das auf Grund seiner hohen Energie eine deutliche Signatur hinterläßt, im H1-Detektor nachgewiesen wird. Vielmehr wird versucht, durch Kombination von Triggerdaten aus verschiedenen Detektorkomponenten die physikalisch relevanten Ereignisse herauszufiltern. Dieses geschieht mit Hilfe des topologischen Triggers, einem System der zweiten Triggerstufe, die in der Datennahmeperiode 1995 in Betrieb genommen wurde.
Neben dem topologischen Trigger gibt es noch ein weiteres System auf der zweiten Stufe, den neuronalen Netzwerktrigger. Als Ausblick wird untersucht, ob eine Untergrundreduktion mit Hilfe von „künstlichen“ neuronalen Netzen erfolgversprechend ist.

Gliederung der Arbeit

Zu Beginn dieser Arbeit wird im **ersten Kapitel** ein Überblick über HERA und den H1-Detektor gegeben. Bei der Detektorbeschreibung wird nur auf die für diese Arbeit wichtigen Komponenten eingegangen.
Im **zweiten Kapitel** wird das Triggersystem von H1, das aus drei verschiedenen Stufen besteht (L1, L2 und L4), vorgestellt. Insbesondere werden die in dieser Arbeit wichtigen L1-Triggersysteme beschrieben.
Aufbauend auf diesem Kapitel wird im **dritten Kapitel** näher auf die zweite Triggerstufe eingegangen.
Im ersten Teil des **vierten Kapitels** werden die unterschiedlichen Mechanismen zur inelastischen J/ψ-Produktion aufgeführt. Der zweite Teil geht auf die Ereignissignatur ein, die die Zerfallselektronen der J/ψ-Mesonen im Detektor hinterlassen.
Im **fünften Kapitel** wird auf die Identifikation von Elektronen im Kalorimeter und auf die Anforderungen für gute Spuren im Spurkammersystem eingegangen. Darauf aufbauend werden die verwendeten Schnitte zur Datenselektion angegeben.
Im **sechsten Kapitel** wird ein topologischer Trigger für die zweite Triggerstufe entwickelt, der die Entscheidung eines bereits vorhandenen L1-Triggers überprüfen soll. Es folgt eine kurze Untersuchung, ob durch die Verwendung eines neuronalen Netzes anstelle des topologischen Triggers eine Erhöhung der Triggereffizienz erreicht werden kann.
Abschließend wird im **siebten Kapitel** eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und ein kurzer Ausblick gegeben.

Kapitel 1

HERA und der H1-Detektor

Am Speicherring **HERA**[1], der 1992 in Betrieb genommen wurde, werden Elektronen (seit 1994 Positronen) mit Protonen zur Kollision gebracht. Zu Beginn dieses Kapitels wird der Speicherring HERA kurz beschrieben. Danach wird ein Überblick über den **H1**-Detektor gegeben, wobei nur die für diese Arbeit relevanten Komponenten näher behandelt werden.

1.1 Der Speicherring HERA

Am Speicherring HERA, der einen Umfang von 6.3 km besitzt, werden in zwei separaten Strahlrohren Protonen und Positronen in Teilchenbündeln beschleunigt und zur Wechselwirkung gebracht. Seit 1994 werden statt Elektronen Positronen eingespeist, wodurch sich die Lebensdauer des Leptonstrahles erhöht.
Nachdem die Teilchen mit Hilfe eines Systems von Vorbeschleunigern (Abbildung 1.1 links) auf Energien von 12 GeV (e) bzw. 40 GeV (p) beschleunigt werden, werden sie in den HERA-Ring injiziert und dort weiter beschleunigt (Abbildung 1.1 rechts). Mit den Endenergien von 27.5 GeV (Positronen) und 820 GeV (Protonen) ergibt sich eine Schwerpunktenergie des ep-Systems von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$. Die Teilchenpakete werden mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns (*bunch crossing*) zur Kollision gebrach, so daß sich eine maximale Ereignisrate von 10.4 MHz ergibt. Die Zeit zwischen zwei Kollisionen wird bei HERA als Zeiteinheit verwendet und im folgendenen HERA-Takt genannt.
An zwei Wechselwirkungspunkten wurden die Detektoren H1 (Experimentierhalle Nord) und ZEUS (Experimentierhalle Süd) aufgestellt. Die beiden anderen Experimente HERMES (Experimentierhalle Ost) und HERA-B (Experimentierhalle West) verwenden jeweils nur einen Teilchenstrahl. HERMES bringt den Positronstrahl mit polarisierten Gasatomen zur Kollision, um die Spinstruktur von Neutron und Proton zu untersuchen. HERA-B schießt den Protonstrahl auf Metalldrähte, um an den entstehenden B-Mesonen beim schwachen Zerfall die CP-Verletzung zu messen.

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

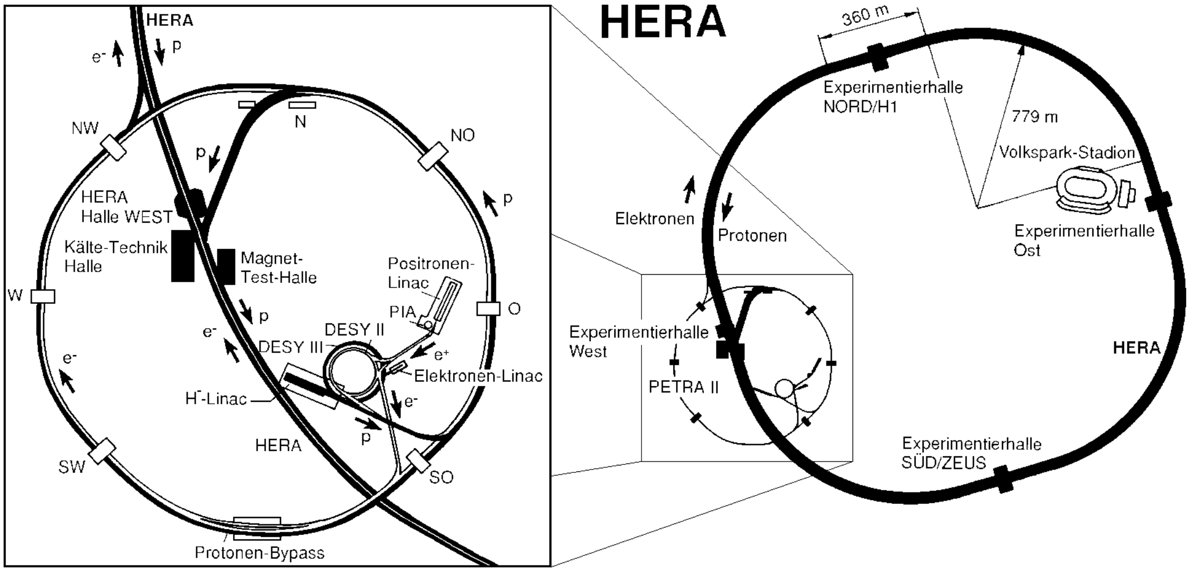


Abbildung 1.1: *Darstellung des Speicherrings HERA (rechts) und seiner Vorbeschleuniger (links).*

1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist in der Experimentierhalle Nord aufgebaut. Er besteht aus zahlreichen Komponenten, die fast den gesamten Raumwinkelbereich abdecken (Abbildung 1.2).
Das rechtshändige Koordinatensystem von H1 ist so gewählt, daß die positive z-Achse in Richtung des Protonenstrahles und die x-Achse zum Mittelpunkt von HERA zeigt (Abbildung 1.3 rechts). Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt (Vertex). Der Polarwinkel Θ wird in der durch die z-Achse und $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ aufgespannten Ebene relativ zum Protonstrahl und der Azimutalwinkel Φ in der durch die x- und y-Achse aufgespannten Ebene gemessen. Der Bereich kleiner Polarwinkel wird als *Vorwärts-* und der Bereich großer Polarwinkel als *Rückwärtsrichtung* bezeichnet. Der *Zentralbereich* umfaßt den Bereich $20^\circ \lesssim \Theta \lesssim 160^\circ$. Die Akzeptanzbereiche der verschiedenen Detektorkomponenten sind in Abbildung 1.3 auf der linken Seite abgebildet.
Der H1-Detektor ist zylindersymmetrisch um das Strahlrohr angeordnet. Da wegen des Lorentz-*Boosts* ein Großteil der Reaktionsprodukte in Protonrichtung fällt, ist der Detektor in Vorwärtsrichtung aufwendiger instrumentiert als in Rückwärtsrichtung.
Im folgenden werden einige Komponenten des H1-Detektors vorgestellt, wobei nur auf die für diese Arbeit wichtigen Subdetektoren näher eingegangen wird. Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors befindet sich in [H197a] und [H197b]. Aus diesen Quellen stammen auch die angegebenen Daten.

1.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem ist in den Abbildungen 1.2 ($\boxed{2}$ und $\boxed{3}$) und 1.4 dargestellt. Es besteht aus den zentralen Spurkammern, den vorderen Spurkammern und der rückwärtigen

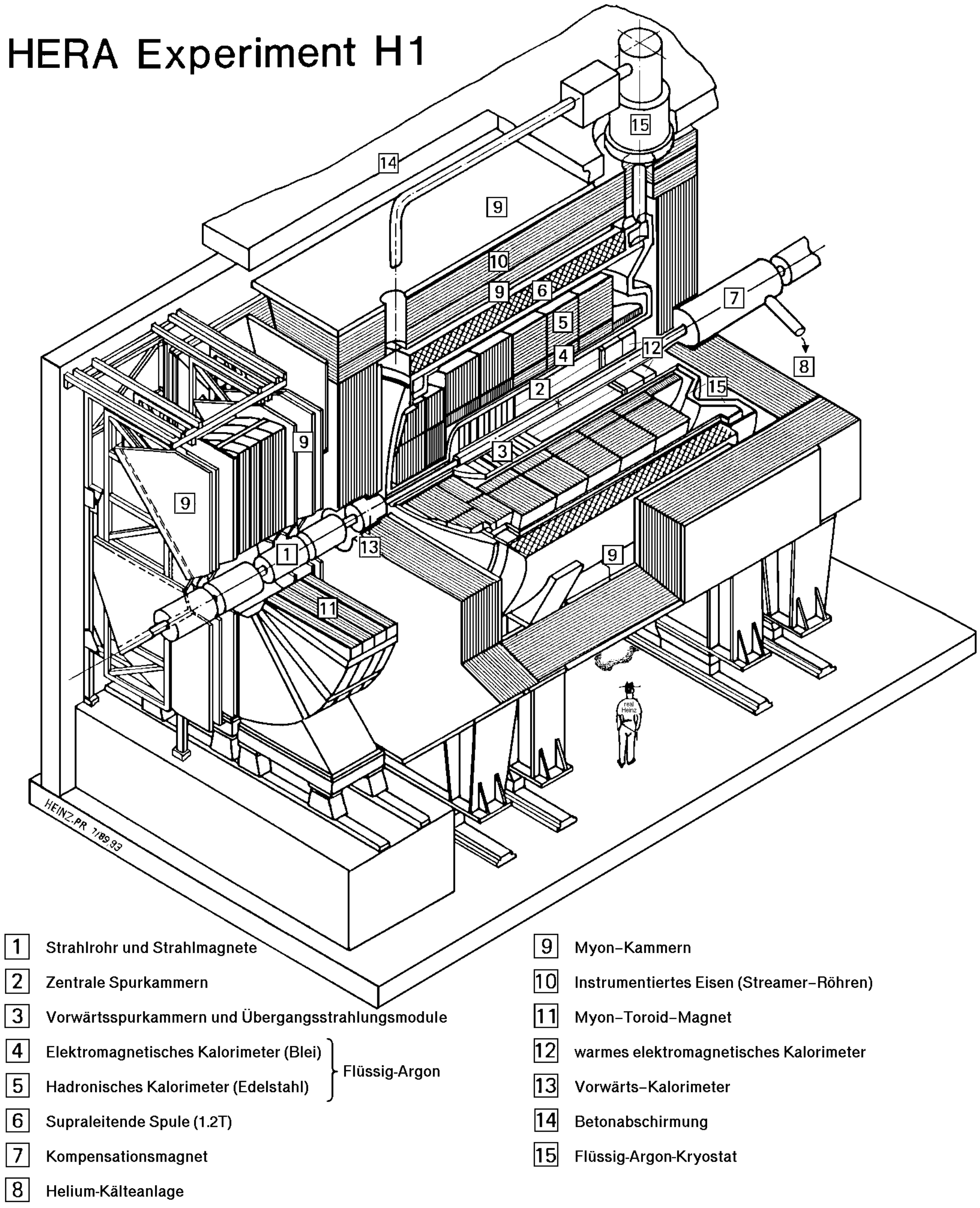


Abbildung 1.2: Der H1-Detektor. Wird im Text auf diese Abbildung verwiesen, so ist die Nummer der jeweiligen Komponente durch ein Rechteck gekennzeichnet.

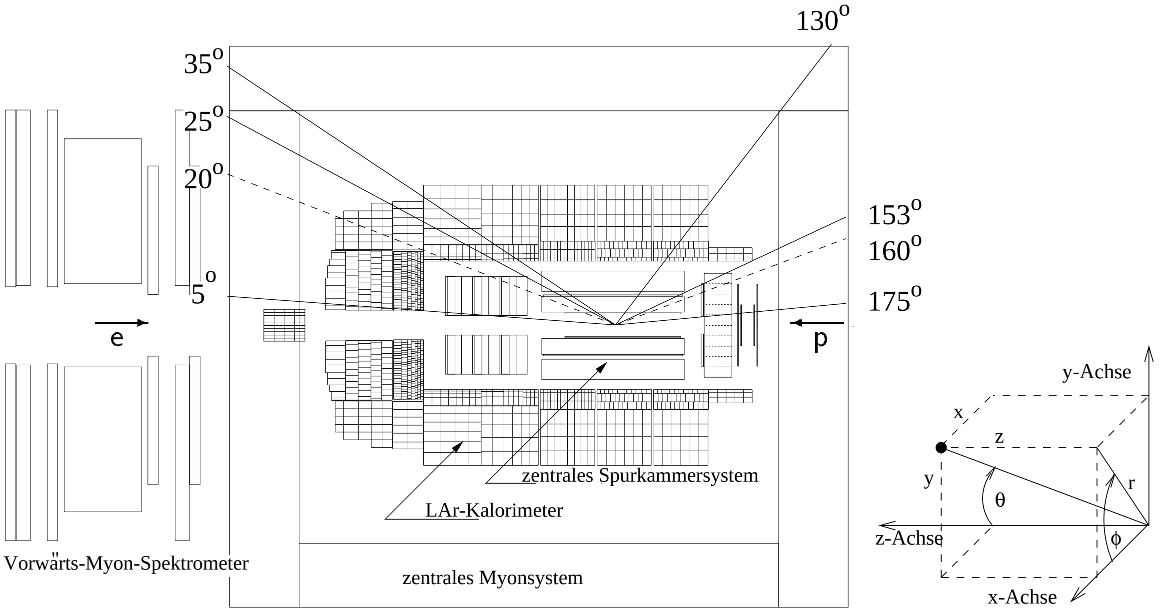


Abbildung 1.3: *Polarwinkelbereiche des H1-Detektors. Eingezeichnet sind die Akzeptanzbereiche des LAr-Kalorimeters, der Spurkammern und des Myonsystems. Auf der rechten Seite ist das H1-Koordinatensystem dargestellt.*

Driftkammer und wird zur Messung des Impulses und des Energieverlustes von geladenen Teilchen verwendet. Die Spurkammern befinden sich im Magnetfeld einer supraleitenden Spule [6] mit einem Feld von 1.2 T, so daß die Impulsmessung von geladenen Teilchen aus der Spurkrümmung ermöglicht wird.
Im folgenden werden nur die in dieser Arbeit wichtigen zentralen und vorderen Spurkammern beschrieben.

Zentrale Spurkammern

Die zentralen Spurkammern (Abbildung 1.4 und [2]) decken den Polarwinkelbereich von ungefähr $20^\circ \lesssim \Theta \lesssim 160^\circ$ ab. Für die Rekonstruktion von geladenen Teilchen im Zentralbereich werden die Driftkammern CJC1 und CJC2 (**C**entral **J**et **C**hamber) und die dünnen Driftkammern CIZ und COZ (**C**entral **I**nner/**O**uter **Z**-chamber) verwendet. Für Triggerzwecke werden die Proportionalkammern CIP und COP (**C**entral **I**nner/**O**uter **P**roportional chamber) (z-Vertex-Trigger), die CJC1 und CJC2 (DCRΦ-Trigger) und die CIZ und COZ (RZ-Trigger) verwendet (siehe auch Abschnitt 2.3).
Die Driftkammer CJC1 ist in der $r\Phi$-Ebene in 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten und die CJC2 in 60 Zellen mit je 32 Drähten eingeteilt. Durch eine Driftzeitmessung wird eine räumliche Auflösung in der $r\Phi$-Ebene von $\sigma_{r\Phi} = 170\,\mu$m erreicht. Die z-Koordinate läßt sich durch Ladungsteilung mit einer Auflösung von $\sigma_z = 22\,$mm bestimmen.
Die genauere Bestimmung der z-Koordinate erfolgt durch die dünnen Driftkammern CIZ und COZ mit einer Auflösung von $\sigma_z = 300\,\mu$m. Die CIZ-Kammer liegt vom Strahlrohr aus gesehen vor der CJC1 und besteht aus 15 Zellen mit je 4 Signaldrähten, während die COZ-Kammer zwischen CJC1 und CJC2 liegt und aus 24 Zellen mit je 4 Drähten besteht.
Für den z-Vertex-Trigger werden die Proportionalkammern CIP und COP verwendet. Die

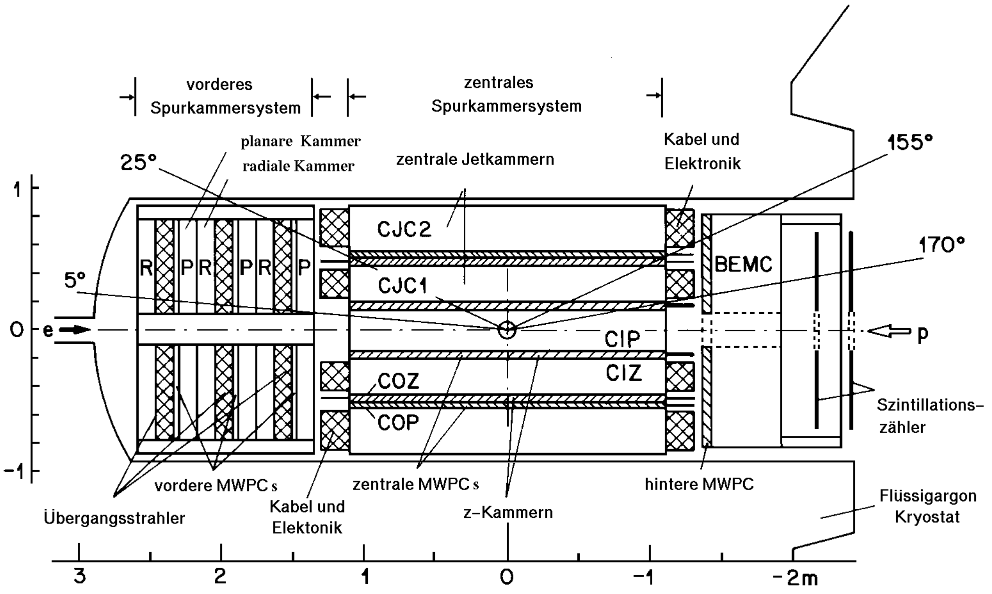


Abbildung 1.4: *Das Spurkammersystem des H1-Detektors von 1994. In der Datennahmeperiode 1995 wurde das BEMC durch das SPACAL ersetzt. Direkt vor dem SPACAL liegt die hintere Spurkammer (BDC).*

Kammer CIP befindet sich zwischen dem Strahlrohr und der Kammer CIZ, während die Kammer COP an der Innenseite der CJC2 liegt. Beide Proportionalkammern bestehen aus zwei Lagen, die im Azimutalwinkel und in z-Richtung segmentiert sind (16×60 für CIP und 16×18 für COP).

Vordere Spurkammern

Die vorderen Spurkammern (Abbildung 1.4 und $\boxed{3}$) decken einen Polarwinkelbereich von ungefähr $5^\circ \lesssim \Theta \lesssim 25^\circ$ ab und bestehen aus drei identischen Supermodulen. Diese wiederum sind aus einem planaren Modul (P in Abbildung 1.4) mit 3 Driftkammern, einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul (schraffiert) und einem radialen Modul (R) aufgebaut. Die erste Vieldrahtproportionalkammer dient zu Triggerzwecken (z-Vertex-Trigger, siehe Abschnitt 2.3.1). Die vorderen Spurkammern weisen eine Ortsauflösung in der $r\Phi$-Ebene von $\sigma_{r\Phi} = 200\,\mu\mathrm{m}$ auf.

1.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Spurkammersystem ist von dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) umgeben (Abbildung 1.5). Es deckt den Winkelbereich von $4^\circ \lesssim \Theta \lesssim 153^\circ$ ab und ist in einen elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einen hadronischen Teil $\boxed{5}$ unterteilt. Der elektromagnetische Bereich liegt von der Strahlachse aus gesehen innerhalb des hadronischen Teils.

Das LAr-Kalorimeter ermöglicht die Messung des Energieflusses und die Identifizierung von Elektronen, Myonen und Hadronen. Das Kalorimeter befindet sich innerhalb der supraleitenden Spule, so daß das Material zwischen Spurkammersystem und Kalorimeter minimiert wird.

Das LAr ist ein *Sampling*-Kalorimeter, d.h. es werden unterschiedliche Materialien für die Absorption und den Nachweis verwendet. Der elektromagnetische Teil des LAr dient zur Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen und besteht aus 2.4 mm starken Bleiplatten als Absorbermaterial und aus 2.35 mm breiten Spalten mit flüssigem Argon als Nachweismaterial. Die Dicke des elektromagnetischen Teils beträgt 20 bis 30 Strahlungslängen X_0 (siehe Abbildung 1.5). Die Energieauflösung beträgt:
$\sigma_E/E = 0.11/\sqrt{E} \oplus 0.01$.

Der hadronische Teil dient zur Energiemessung von Hadronen und Jets und besteht aus 15.5 mm dicken Edelstahlplatten als Absorbermaterial und dazwischen wiederum aus 2.35 mm breiten Spalten mit flüssigem Argon als Nachweismaterial. Die Energieauflösung ist geringer als im elektromagnetischen Teil, da ein kleinerer Anteil der Energie im Nachweismaterial deponiert wird. Im hadronischen LAr beträgt sie:
$\sigma_E/E = 0.50/\sqrt{E} \oplus 0.02$.

Das LAr ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter. Bei einem elektromagnetischen Schauer wird der überwiegende Teil der Teilchenenergie als Ionisationsenergie gemessen, während bei einem hadronischen Schauer etwa 30% der Energie durch Anregung und Spaltung von Kernen nicht zum gemessenen Signal beitragen. Dieses stellt ein Entscheidungsmerkmal bei der Trennung von Elektronen und Hadronen dar. Die Identifikation von Elektronen mit Hilfe des Kalorimeters wird in Abschnitt 5.1 beschrieben.

Die Dicke des gesamten Kalorimeters variiert zwischen 5 (Zentralbereich) und 8 (Vorwärtsbereich) hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Im Rückwärtsbereich nimmmt die Dicke bis auf eine Wechselwirkungslänge ab (BBE: $123^\circ \lesssim \Theta \lesssim 153^\circ$).

Abbildung 1.5: *Das LAr-Kalorimeter in der rz-Projektion. Eingezeichnet ist eine Isolinie 20 X_0 für das elektromagnetische Kalorimeter und mehrere Linien von hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Die Werte von X_0 und λ variieren über den Polarwinkelbereich auf Grund der verschiedenen Eintrittswinkel Θ von Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt (IP) kommen.*

1.2.3 Weitere Detektorkomponenten

Das Myonsystem

Das instrumentierte Eisen ($\boxed{9}$ und $\boxed{10}$ in Abbildung 1.2) dient einerseits der Rückführung des magnetischen Flusses und ist in Zentralbereich (Barrel: $35^\circ \lesssim \Theta \lesssim 130^\circ$), vordere Endkappe (FEC: $5^\circ \lesssim \Theta \lesssim 35^\circ$) und hintere Endkappe (BEC: $130^\circ \lesssim \Theta \lesssim 171^\circ$) unterteilt. Andererseits wird es als Detektor für durchdringende Teilchen (Myonen) verwendet und ist zwischen den Eisenplatten mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Zusätzlich sind innen und außen je drei weitere Lagen mit Streamerrohrkammern angebracht $\boxed{9}$. Insgesamt kann ein Teilchen maximal 16 Nachweislagen im Eisen durchqueren, wobei nicht nur Myonen sondern auch Schauerreste registriert werden.
Das instrumentierte Eisen wird durch das Vorwärtsmyonspektrometer $\boxed{11}$ ergänzt. Es besteht aus einem Eisentoroidmagneten mit einer Feldstärke von 1.6 T und mit Driftkammerebenen vor und hinter dem Magneten.

Weitere Kalorimeter

Das PLUG $\boxed{13}$ ist ein Kalorimeter für den Vorwärtsbereich und schließt die Akzeptanzlücke zwischen der Strahlachse und dem LAr-Kalorimeter. Es deckt den Polarwinkelbereich von $0.6^\circ \lesssim \Theta \lesssim 3.5^\circ$ ab.
Das SPACAL[2] $\boxed{12}$ deckt einen Polarwinkelbereich von $152^\circ \lesssim \Theta \lesssim 178^\circ$ ab und wird u.a. dazu verwendet, das gestreute Positron zu detektieren. Außerdem dient das SPACAL als Flugzeitzähler (ToF[3]), um auf Triggerebene den durch den Protonstrahl verursachten Untergrund zu unterdrücken.

Szintillatoren

Zusätzlich zum SPACAL befinden sich im Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Detektors weitere Flugzeitzähler. Sie bestehen aus szintillierendem Material und sind senkrecht zur Strahlachse angebracht. Auf Grund der unterschiedlichen Wege, die die Reaktionsprodukte aus der *ep*-Wechselwirkung und aus Untergrundprozessen zurücklegen, kann entschieden werden, ob die Reaktion außerhalb des Detektors oder innerhalb der Wechselwirkungszone stattgefunden hat (vergleiche Abschnitt 2.3.4).

---

[2] **SPA**ghetti **CAL**orimeter
[3] **T**ime of **F**light

Kapitel 2

Das H1-Triggersystem

Der weitaus größte Anteil der Ereignisse bei H1 sind Untergrundereignisse, die nicht aus ep-Wechselwirkungen stammen. Um eine effektive Reduktion der Untergrundrate zu erreichen, wird bei H1 ein dreistufiges Triggersystem verwendet. Nachdem im ersten Abschnitt auf die wichtigsten Untergrundprozesse kurz eingegangen wird, wird ein Überblick über die verschiedenen Triggerstufen des H1-Detektors gegeben. In Abschnitt 2.3 werden die für diese Arbeit wichtigen L1-Triggersysteme der verschiedenen Detektorkomponenten dargestellt. Abschließend wird in Abschnitt 2.4 der für diese Arbeit wichtige L1-Subtrigger s37 vorgestellt, der inelastisch produzierte J/ψ-Mesonen akzeptieren soll.

2.1 Untergrundprozesse

Neben den physikalisch relevanten Ereignissen aus der ep-Wechselwirkung gibt es eine große Zahl von Untergrundereignissen, die durch andere Mechanismen verursacht werden. Diese Ereignisse entstehen z.B. durch Zusammenstöße der Protonen mit dem im Strahlrohr verbleibenden Restgas oder mit der Strahlrohrwand, die **Strahl-Gas-** bzw. **Strahl-Wand-Ereignisse**. Der Ereignisvertex befindet sich vom Protonstrahl aus gesehen i.a. vor dem nominellen Wechselwirkungspunkt, und die Reaktionsprodukte gelangen unter kleinen Polarwinkeln in den Detektor. Weitere Untergrundquellen sind die **Synchrotronstrahlung** der Positronen und das Auftreten von **kosmischen Myonen**, die zufällig die Wechselwirkungszone durchqueren.
Im Vergleich zum Untergrund haben die physikalisch relevanten Ereignisse eine deutlich niedrigere Rate. In Tabelle 2.1 sind die Triggerraten von verschiedenen Untergrundereignissen und von einigen Produkten der ep-Wechselwirkung dargestellt. Zusätzlich sind die Wirkungsquerschnitte der physikalisch relevanten Ereignisse angegeben.

2.2 Überblick über das Triggersystem

Bei einem zeitlichen Abstand von 96 ns zwischen zwei Kollisionen (HERA-Takt) beträgt die Triggerrate maximal 10.4 MHz. Typischerweise liegt diese jedoch bei ungefähr 100 kHz.

Untergrundereignis		Rate
Strahl-Gas-Wechselwirkung		50 kHz
kosmische Myonen		700 Hz
Physikereignis	Wirkungsquerschnitt	Rate
$c\bar{c}$-Produktion	$1\,\mu$b	15 Hz
DIS mit kleinem Q^2	$150\,\mathrm{nb}^{-1}$	2.2 Hz
DIS mit großem Q^2	$1.5\,\mathrm{nb}^{-1}$	$1.4\ \mathrm{min}^{-1}$
W Produktion	$0.4\,\mathrm{pb}^{-1}$	$0.5\ \mathrm{d}^{-1}$

Tabelle 2.1: *Typische Wirkungsquerschnitte und Raten für verschiedene Reaktionen bei einer Luminosität von* $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}\, cm^2\, s^{-1}$[H197a]. *Die Abkürzung DIS steht für tiefinelastische Streuung, und mit* Q^2 *bezeichnet man den Viererimpulsübertrag von Positron und Proton (siehe Kapitel 4).*

Um die wenigen interessanten *ep*-Wechselwirkungen von dem großen Untergrundanteil zu trennen, wird bei H1 ein komplexes Triggersystem, welches zwei unterschiedliche Anforderungen erfüllen muß, verwendet [Els93]. Zum einen sollte die Triggerentscheidung schnell erfolgen, um die Totzeit möglichst klein zu halten. Auf der anderen Seite sollte die Erkennung der relevanten *ep*-Wechselwirkungen sehr effizient und die Untergrundreduktion sehr hoch sein.

Bei H1 wird ein dreistufiges Triggersystem verwendet, um die beiden gegensätzlichen Ziele zu erreichen: die zwei Hardwarestufen L1 und L2 und die Softwarestufe L4. Geplant ist ein weiterer Softwaretrigger L3, der jedoch bis 1997 noch nicht in Betrieb genommen wurde. Die Triggerstufen L1, L2 und L4 arbeiten während der Datennahme (*online*). Wird ein Ereignis von L4 akzeptiert, so wird es auf Band aufgezeichnet und nach der Datennahme bearbeitet (*offline*). Es findet eine Ereignisrekonstruktion und -klassifikation statt.

Die Abbildung 2.1 stellt einen Überblick über das Triggersystem dar. Im folgenden werden die einzelnen Stufen kurz erläutert.

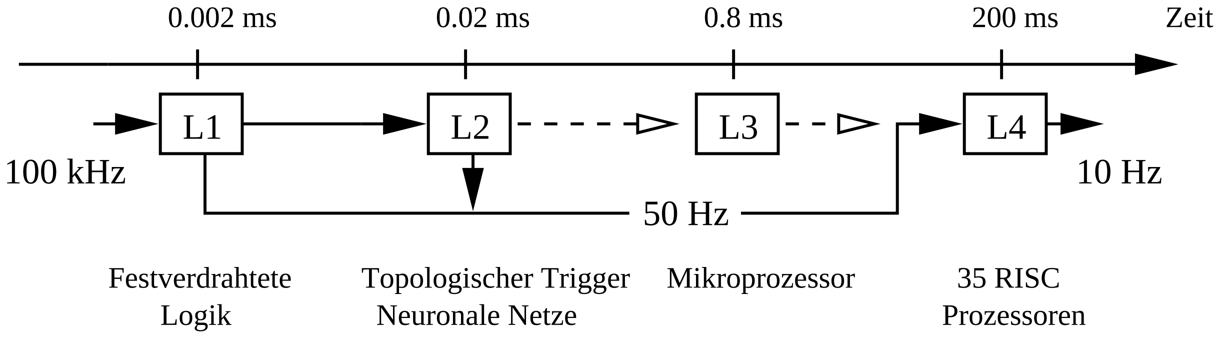


Abbildung 2.1: *Die verschiedenen Stufen des H1-Triggersystems*

Die erste Triggerstufe (L1)

Mit Hilfe der ersten Triggerstufe soll die primäre Ereignisrate auf ungefähr 5 kHz reduziert werden. Dazu stehen dieser Stufe neun verschiedene Triggersysteme aus verschiedenen Detektorteilen zur Verfügung. Die für diese Arbeit relevanten Systeme werden in Abschnitt 2.3 beschrieben. Für insgesamt 24 HERA-Takte werden die Detektordaten der verschiedenen Systeme in Schieberegistern (*pipelines*) zwischengespeichert. Die Informationen jeweils einer Detektorkomponente werden zu Triggerelementen kombiniert, die an die zentrale Triggerlogik (CTL: **C**entral **T**rigger **L**ogic) geliefert werden. Dort können bis zu 192 Triggerelemente durch logische Operationen zu maximal 128 Subtriggern kombiniert werden. Signalisiert einer oder mehrere der 128 Subtrigger ein physikalisch relevantes Ereignis, so wird das Signal *L1keep* gesetzt, welches bewirkt, daß die Schieberegister angehalten werden, das Ereignis von der zweiten Triggerstufe bearbeitet wird und daß parallel dazu die Auslese der gesamten Detektordaten beginnt. Da die Detektorinformationen für 24 HERA-Takte gespeichert werden, kann die CTL ihre Entscheidung nach 2.3 μs totzeitfrei bilden. Die Totzeit beginnt nach einem *L1keep* mit der Auslese der Detektordaten.
Ist die Rate eines Subtriggers zu hoch, so erhält er einen Skalierungsfaktor n (*prescale factor*). Das bedeutet, daß nur jeder n-te gesetzte Subtrigger ein *L1keep* auslöst. Die anderen $n-1$ Ereignisse gehen verloren, wenn sie nicht von anderen Subtriggern erkannt werden. Daher unterscheidet man zwischen unskalierten Triggerentscheidungen (*raw subtrigger*) und den Subtriggern nach der Skalierung (*actual subtrigger*).
Weiterhin werden vier Triggerphasen eingeführt. Abhängig von der Phase werden zum einen verschiedene Triggerzusammensetzungen definiert, und zum anderen erhalten die Subtrigger unterschiedliche Skalierungsfaktoren. Zu Beginn der Datennahme befindet sich das System in Phase 1, in dem nur Trigger mit niedriger Rate laufen, jedoch die meisten anderen Trigger praktisch ausgeschaltet sind. Bei genügend kleiner Totzeit und niedriger Triggerrate wird in die nächst höhere Phase gewechselt.

Die zweite und dritte Triggerstufe (L2 und L3)

Die zweite und dritte Triggerstufe beginnen nach einem *L1keep* in der Totzeit zu arbeiten. Nach Durchlaufen dieser beiden Zwischenstufen soll die Ereignisrate ungefähr 50 Hz betragen. Zu diesem Zweck wird versucht, einzelne L1-Subtrigger durch L2 und L3 in ihrer Rate zu reduzieren.
Die zweite Triggerstufe besteht aus zwei verschiedenen Systemen, der topologischen Triggerstufe (L2TT) und dem neuronalen Netzwerktrigger (L2NN). Jedes dieser Systeme liefert 16 Triggerelemente an die zentrale Triggerlogik: L2NN die Elemente t0 bis t15 und L2TT die Elemente t16 bis t31. Zusätzlich wurden 8 weitere Elemente für einen weiteren L2-Trigger eingeplant. Eine genauere Beschreibung der beiden L2-Systeme folgt in Kapitel 3. Die L2-Triggerelemente, die maximal 2 HERA-Takte vor der Entscheidung von L2, die nach 20 μs vorgesehen ist, an die zentrale Triggerlogik geliefert werden müssen, werden durch logische Operationen von der CTL zu den L2-Subtriggern verknüpft. Ausgewählte L1-Subtrigger werden von den entsprechenden L2-Subtriggern validiert und damit in ihrer Rate reduziert. Ein Ereignis wird von der vierten Triggerstufe weiterverarbeitet, wenn

von der CTL ein *L2accept* gesendet wurde. Nach einem *L2reject* endet die Totzeit, und die Datennahme wird von neuem gestartet.
Die dritte Triggerstufe ist bis jetzt noch nicht in Betrieb genommen worden. Geplant ist ein Softwaretrigger, der seine Entscheidung innerhalb von $800\,\mu$s fällen soll.

Die vierte Triggerstufe (L4)

Auf der vierten Triggerstufe stehen sämtliche Detektordaten zur Verfügung. Diese Informationen werden von einer RISC[1]-Mikroprozessorfarm, die aus 35 Prozessoren besteht, weiterverarbeitet. Für jedes Ereignis wird eine schnelle Rekonstruktion vorgenommen. Die L4 Eingangsrate sollte nicht über 50 Hz liegen, während die Rate der von L4 akzeptierten Ereignisse, die als sogenannte Rohdaten (*raw data*) auf Band aufgezeichnet werden, bei ungefähr 10 Hz liegt.
Folgende Punkte werden in der angegebenen Reihenfolge von L4 nacheinander abgearbeitet:

1. **Monitor Trigger:** Dieses sind Trigger mit einem hohen Skalierungsfaktor, die es ermöglichen sollen, die Effizienz von anderen Subtriggern zu bestimmen. Ereignisse, die von diesen Triggern akzeptiert wurden, werden auf jeden Fall auf Band geschrieben.

2. **Strahl-Gas-/Strahl-Wand-Ereignisse:** Diese Ereignisse werden mit Hilfe von Schnitten z.B. auf die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes verworfen.

3. **Triggerverifikation:** Aus den teilweise rekonstruierten Daten werden die gesetzten L1-Subtrigger überprüft. Als Beispiel muß zur Verifikation eines Myontriggers eine im instrumentierten Eisen rekonstruierte Spur gefunden werden. Wurde kein Subtrigger verifiziert, so wird das Ereignis verworfen.

4. **Hard scale:** Für einige physikalisch relevante Größen werden Schnitte festgelegt. Liegen die Werte eines Ereignisses über diesen Werten, so wird das jeweilige Ereignis akzeptiert.

5. **Finder:** Von den einzelnen Arbeitsgruppen werden Programme geschrieben, die die physikalisch relevanten Ereignisse akzeptieren.

6. Ereignisse, die bis jetzt weder akzeptiert noch verworfen werden, erhalten einen Skalierungsfaktor, der mit steigendem Q^2 sinkt.

Sobald eine Entscheidung getroffen wurde, die auf ein physikalisch relevantes Ereignis hinweist, werden die nachfolgenden Punkte nicht mehr bearbeitet.

---

[1] **R**educed **I**nstruction **S**et **C**omputer

Rekonstruktion und Klassifikation (L5)

Nach der Datennahme werden die auf Band gespeicherten Rohdaten bearbeitet. Es finden eine vollständige Ereignisrekonstruktion und eine Klassifikation mit Hilfe der Programmpakete H1REC und H1ECLASS statt. Ereignisse, die keiner Klasse zugeordnet werden können, werden verworfen. Aus diesem Grund wird die Klassifikation auch die fünfte Triggerstufe genannt. Die rekonstruierten Ereignisse werden auf POT[2] und mit reduziertem Datenumfang auf DST[3] geschrieben.

2.3 L1-Triggersysteme

Im folgenden werden die drei in dieser Arbeit benötigten Triggersysteme beschrieben. Dieses sind der z-Vertex-Trigger, der DCRΦ-Trigger und der LAr-Trigger. Zum Abschluß dieses Abschnittes wird kurz auf die verwendeten Vetofunktionen, die zur Unterdrückung von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen dienen, eingegangen.

2.3.1 Der z-Vertex-Trigger

Der z-Vertex-Trigger [Bec96, H197a] arbeitet mit Informationen aus den zentralen Proportionalkammern CIP und COP und der Vorwärts-Proportional-Kammer (FPC) des ersten Supermoduls. Diese Kammern werden verwendet, um auf Triggerebene die z-Position des Ereignisvertex zu bestimmen. Ein Teilchen, das sich vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommend durch den Detektor bewegt, passiert vier Lagen der Proportionalkammern, jeweils zwei in CIP und COP im Zentralbereich oder je zwei in CIP und FPC im Vorwärtsbereich. Die angesprochenen Segmente (*Pads*) werden zu sogenannten Strahlen (*Rays*) kombiniert (Abbildung 2.2).
Der z-Bereich von ungefähr ± 40 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt ist in 16 gleich lange Bereiche von 5.4 cm (*Bins*) eingeteilt. Die Strahlen, die diesen Bereich nach Verlängerung auf die z-Achse treffen, geben einen Eintrag in dem betreffenden Intervall. Die Bildung des hierdurch entstehenden z-Vertex-Histogramms ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Strahlen, die von Teilchen stammen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, schneiden die z-Achse in der Region um den Vertex (die durchgezogenen Linien in Abbildung 2.2). Es entsteht ein Maximum im z-Vertex-Histogramm. Außerdem entstehen Einträge, die nicht von Teilchen stammen, durch falsche Segment-Kombinationen, die zufällig den Bereich des z-Vertex-Histogramms treffen (die gestrichelten Linien in Abbildung 2.2).
Aus dem z-Vertex-Histogramm werden fünf verschiedene Größen berechnet. Die Bezeichnung „bin(i)“ steht im folgenden für die Anzahl der Einträge im i-ten Intervall des z-Vertex-Histogramms.

---

[2] **P**roduction **O**utput **T**ape
[3] **D**ata **S**ummary **T**ape

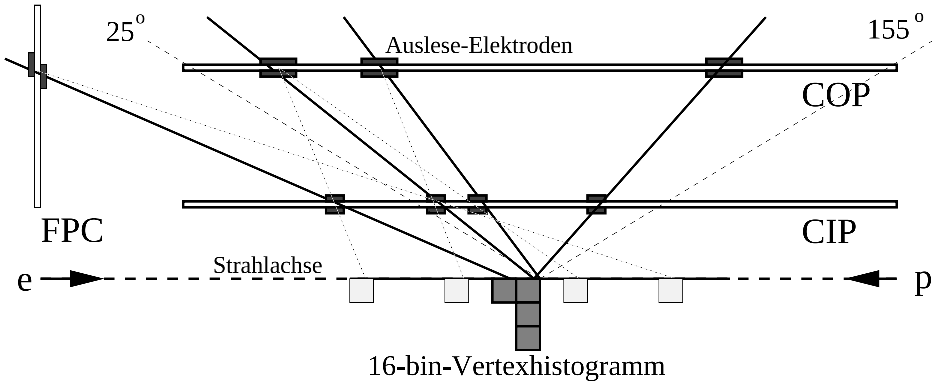


Abbildung 2.2: *Entstehung des z-Vertex-Histogramms: Für jeden Strahl werden bis zu 4 Elektroden kombiniert. Die Strahlen werden auf die z-Achse verlängert und geben dort einen Eintrag in dem z-Vertex-Histogramm. Die durchgezogenen Linien symbolisieren Teilchen, die sich vom Vertex wegbewegen. Diese führen zu richtigen Kombinationen, die ein Maximum ergeben. Die gepunkteten Strahlen sind falsche Kombinationen der Elektroden, die die z-Achse im Bereich des z-Vertex-Histogramms treffen.*

- die Anzahl der Einträge im Maximum p:

$$p = peak = \max_{i \in (0..15)} \mathrm{bin}(i) \tag{2.1}$$

- die Summe aller Einträge s:

$$s = sum = \sum_{i=0}^{15} \mathrm{bin}(i) \tag{2.2}$$

- der Untergrund b, gebildet aus der Summe aller Einträge ohne das Maximum:

$$b = background = \frac{s-p}{15} \tag{2.3}$$

- das Qualitätsbit Q_1 ist gesetzt, wenn sich alle Einträge innerhalb von vier benachbarten Intervallen des z-Vertex-Histogramms befinden.
- das Qualitätsbit Q_2 ist gesetzt, wenn das Maximum sich in einem von den vier äußeren Intervallen befindet.

Mit Hilfe dieser Größen lassen sich folgende Signifikanzbedingungen für das z-Vertex-Histogramm definieren:

$$\mathsf{zVtx\_sig1} \quad : \quad \left(\frac{p-b}{\sqrt{p}} > 1.5\right) \cdot \overline{Q_2} \tag{2.4}$$

$$\mathsf{zVtx\_sig\_mu\_D} \quad : \quad \mathsf{zVtx\_sig1} \ \vee \ ((s+3) > 6 \cdot p) \cdot \overline{Q_2} \tag{2.5}$$

$\overline{Q_2}$ bedeutet, daß das zweite Qualitätsbit nicht gesetzt sein darf.
Neben diesen beiden Bedingungen wurde die Signifikanz zVtx_sig_net eingeführt. Diese stellt die schärfsten Bedingungen bezüglich s und p dar. Die Schnittwerte sind mit Hilfe eines neuronalen Netzes bestimmt worden und nicht durch eine einfache Beziehung zwischen s und p darstellbar. Die Bedingung zVtx_sig_mu_D wurde zu Beginn der Datennahmeperiode 1997 eingeführt und verlangt die schwächste Signifikanz des z-Vertex-Histogramms. Die drei Bedingungen werden mit Hilfe des 2-Bit-Triggerelementes zVtx_sig kodiert (Tabelle 2.2). Die in dieser Arbeit verwendete Bezeichnung zVtx_SNET bedeutet zVtx_sig $= 3$.
Die aus den Auslese-Elektroden der Proportionalkammern bestimmten Strahlen, die in den Bereich des Maximums des z-Vertex-Histogramms zeigen, werden als *Big Rays* (BR) bezeichnet. Diese werden in eine $\Theta\Phi$-Matrix, die eine Granularität von 14×16 (Polarwinkel $\times$ Azimutalwinkel) besitzt, eingeteilt. Die Granularität dieser Matrix in Polarwinkelrichtung wurde an die Aufteilung der *Big Tower* im LAr (siehe Abschnitt 2.3.3) angepaßt. Die BR aus dem Vorwärtsbereich werden aus CIP und FPC gebildet (Θ-Index 0-5 : *Forward Big Rays*), während die BR in dem Zentralbereich aus CIP und COP gebildet werden (Θ-Index 5-13 : *Central Big Rays*). Die Einträge mit Θ-Index 5 werden in beiden Bereichen bestimmt und auf der $\Theta\Phi$-Matrix „verodert“ (siehe zur Erläuterung auch Abbildung 3.2).

zVtx_sig	Beschreibung
0	kein signifikantes Maximum
1	_sig_Mu_D
2	_sig_Mu_D und _sig_1
3	_sig_Mu_D und _sig_1 und _sig_net

Tabelle 2.2: *Die Signifikanz des z-Vertex-Histogramms, kodiert mit dem 2-Bit-Triggerelement* zVtx_sig.

2.3.2 Der DCRΦ-Trigger

Der DCRΦ-Trigger [Rie95, H197a] sucht nach Spuren in den zentralen Spurkammern CJC, deren Abstand von der nominellen Strahlachse in der rΦ-Ebene maximal 2 cm beträgt. Dadurch wird versucht, Untergrundereignisse aus Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Reaktionen zu unterdrücken. Von den 56 radialen Drahtlagen sind 10 Lagen zur Triggerung ausgewählt, von denen 7 in der CJC1 und 3 in der CJC2 liegen. Ein Teilchen mit einem Transversalimpuls von mindestens 400 MeV kann vom DCRΦ-Trigger registriert werden. Wird eine der beiden inneren Lagen getroffen, so wird ein *promptes* Signal gesendet. Da die Driftzeit der Teilchen bis zu den beiden ersten Lagen geringer als die Zeit eines HERA-Taktes ist, kann mit Hilfe eines prompten Signales der Zeitpunkt der Wechselwirkung t_0 festgelegt werden.
An den Kombinationen der verschiedenen Drahttreffer wird überprüft, ob die Spur einer

von 10000 verschiedenen Spurmasken entspricht. Es wurden vier verschiedene Maskentypen definiert, die sich nach Ladung und Transversalimpuls unterscheiden. Ein niedriger Transversalimpuls liegt im Bereich von $400\,\mathrm{MeV} < p_t < 800\,\mathrm{MeV}$, ein hoher im Bereich $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$. Die $r\Phi$-Ebene wird in 45 Sektoren eingeteilt, und die angesprochenen Spurmasken werden getrennt nach den verschiedenen Maskentypen in diese Sektoren eingeordnet. Die daraus resultierende genaue Ortsinformation wird der zweiten Triggerstufe zur Verfügung gestellt. Einige in dieser Arbeit verwendete L1-Triggerelemente des DCRΦ-Triggers sind in Tabelle 2.3 angegeben.

DCRPh_Ta	$\geq$ eine angesprochene Spurmaske ($p_t > 400\,\mathrm{MeV}$)
DCRPh_Tc	$\geq$ drei angesprochene Spurmasken ($p_t > 400\,\mathrm{MeV}$)
DCRPh_TNeg	$\geq$ eine Maske für negative Ladungen ($p_t > 400\,\mathrm{MeV}$)
DCRPh_THig	$\geq$ eine Spurmaske mit hohem p_t ($p_t > 800\,\mathrm{MeV}$)
DCRPh_TLow	$\geq$ eine Spurmaske mit niedrigem p_t ($400\,\mathrm{MeV} < p_t < 800\,\mathrm{MeV}$)

Tabelle 2.3: *Einige L1-Triggerelemente des DCRΦ-Triggers*

2.3.3 Der LAr-Trigger

Das LAr-Kalorimeter ist in *Trigger Tower* (TT) eingeteilt, die eine Granularität von 23×32 (Polarwinkel × Azimutalwinkel) besitzten. Die Geometrie der TT wurde so gewählt, daß diese annähernd in Richtung des nominellen Wechselwirkungspunktes zeigen. Die *Trigger Tower* bilden die Grundelemente des LAr-Triggers [Car95, H197a]. Die feine Granularität dient zu einer frühen Unterdrückung von Rauschen. Ein Signal wird nur berücksichtigt, wenn es oberhalb einer Rauschschwelle liegt (AGM[4]-Schwelle oder TT-Rauschschwelle).

Es werden bis zu vier TT zu einem *Big Tower* (BT) zusammengefaßt. Die Energie eines BT wird getrennt für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil mit Hilfe von zwei schnellen Analog-Digital Wandlern (FADC[5]) gemessen. Die Energiedeposition liegt nach der Digitalisierung in einer 8 Bit Zahl vor, deren Einheit im folgenden FADC-Einheit ($\approx \frac{1}{8}\,\mathrm{GeV}$) genannt wird. Zusätzlich zu den analogen TT-Rauschschwellen werden bei der Bildung der verschiedenen L1-Triggerelemente digitale BT-Rauschschwellen verwendet.

Insgesamt besteht die Möglichkeit, 256 *Big Tower* (entsprechend 512 FADC) auszulesen. Zur Zeit befinden sich 240 BT im LAr, 8 im SPACAL, 4 im PLUG und 4 werden nicht verwendet. Abbildung 2.3 zeigt die Anordung der BT im LAr in der rz-Ebene. Man erkennt, daß das Kalorimeter im Polarwinkel in 14 Intervalle eingeteilt ist (Polarwinkelindex 0..13). Die Φ-Einteilung variiert in Abhängigkeit vom Polarwinkel zwischen 8 und 32. In Tabelle 2.4 ist der Winkel und die Φ-Granularität für die verschiedenen Polarwinkelbereiche angegeben. Die Anzahl der BT im Vorwärts- und im Zentralbereich beträgt jeweils 120, so daß die Auflösung im Vorwärtsbereich höher als im Zentralbereich ist.

---

[4] **A**nalog **G**ating **M**odul

[5] **F**lash **A**nalog **D**igital **C**onverter

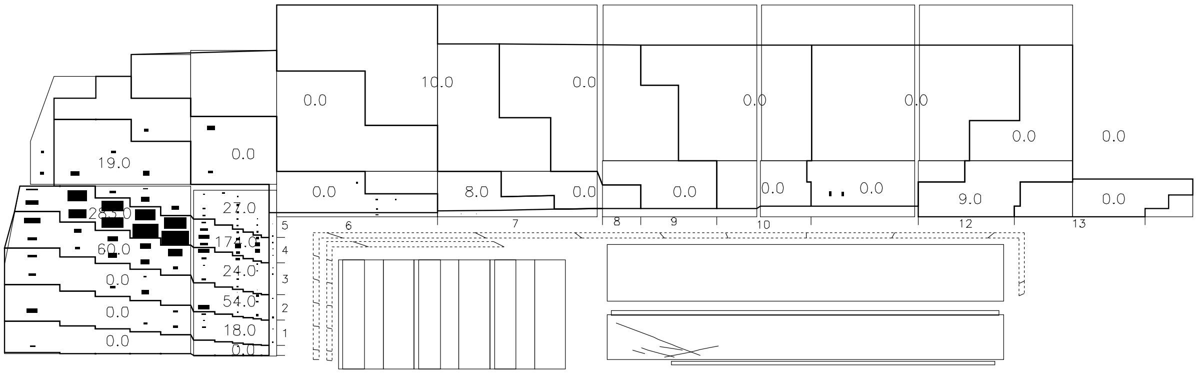


Abbildung 2.3: *Darstellung der BT Unterteilung des LAr-Kalorimeters in der rz-Projektion. Man erkennt, daß die Granularität im Vorwärtsbereich höher als im Zentralbereich ist (siehe auch Tabelle 2.4).*

Polarwinkelindex	Θ	Φ-Granularität
Vorwärtbereich (*Inner Forward* **IF**)		
0	4.7	8
1	7.0	16
2	9.7	16
3	12.6	32
4	15.2	32
5	18.5	16
Zentralbereich (*Forward Barrel* **FB**)		
6	24.3	16
7	31.7	16
8	42.9	16
9	58.6	16
Zentralbereich (*Central Barrel* **CB**)		
10	80.2	16
11	107.0	16
12	131.7	16
13	146.5	8

Tabelle 2.4: *Die Aufteilung des LAr-Kalorimeters in Big Tower: Für jeden Θ-Index ist der jeweilige Wert des Polarwinkels und die dazugehörige Φ-Granularität angegeben. Die Werte für Θ zeigen in die Mitte des jeweiligen BT und wurden mit Hilfe des Programms TTFCGEO aus dem Programmpaket TTOOL [Car94] bestimmt. Außerdem ist die Einteilung des LAr in Vorwärts- und Zentralbereich angegeben. Zum Vergleich ist in Abbildung 2.3 die Lage der BT in der rz-Projektion graphisch dargestellt.*

Durch die Trennung von elektromagnetischem und hadronischem Teil ist es möglich, z.B. Elektronen, die in der Regel ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Bereich deponieren, von Hadronen auf Triggerebene zu trennen. Ein Teilchen wird als Elektron angesehen, wenn das FADC Signal im elektromagnetischen BT über einem Schwellenwert und im hadronischen unterhalb einer anderen Schwelle liegt.
Die Erkennung von Elektronen, die aus dem Zerfall von J/ψ-Mesonen stammen und in den Zentralbereich ($20° \leq \theta \leq 160°$) fallen, ist jedoch problematisch. Das Energiespektrum dieser Zerfallselektronen besitzt ein Maximum bei ungefähr 1.5 GeV (siehe Abbildung 4.8). Dieses ist nur einige Standardabweichungen vom durchschnittlichen Rauschpegel entfernt [Car95]. Damit die Zerfallselektronen von J/ψ-Mesonen effizient auf Triggerniveau registriert werden können, müssen die Energieschwellen im LAr im Zentralbereich so niedrig wie möglich gehalten werden. Um Untergrundereignisse zu unterdrücken, wird zusätzlich ein *Big Ray* verlangt, der auf den jeweiligen *Big Tower* zeigt. Dieser validierte *Big Tower* wird durch das Triggerelement LAr_BR registriert.
In dieser Arbeit stellt der LAr-Trigger das wichtigste Triggersystem dar. Es wird versucht, ein topologisches Triggerelement für die zweite Triggerstufe zu entwickeln, das die Rate eines bereits vorhandenen L1-Subtriggers, der im Abschnitt 2.4 vorgestellt wird, reduzieren soll. Für die zweite Triggerstufe ist es wichtig, daß die Energien der *Big Tower* zwar von den TT-Rauschschwellen, jedoch nicht von den auf L1 gewählten BT-Schwellen abhängen (vergleiche Abschnitt 3.1).

2.3.4 Vetofunktionen

Um Strahlgas- und Strahlwandereignisse zu unterdrücken, die durch Wechselwirkungen vor dem Detektor bzw. vor der Wechselwirkungszone verursacht wurden, wird von den meisten L1-Subtriggern das Nichtansprechen von Vetoelementen verlangt. Die in dieser Arbeit verwendeten Vetofunktionen sind in Tabelle 2.5 aufgeführt. Im folgenden werden zwei wichtige Vetotrigger vorgestellt.

Flugzeitzähler

Mit Hilfe des SPACAL und einiger Szintillatoren können verschiedene Flugzeitmessungen vorgenommen werden. Es kann durch Vergleich der gemessenen Signale mit dem Zeitpunkt der *ep*-Wechselwirkung festgestellt werden, ob die Reaktion in der Wechselwirkungszone oder außerhalb des Detektors stattgefunden hat, da die Reaktionsprodukte aus der Wechselwirkungszone einen längeren Weg zurücklegen müssen. Es werden Zeitfenster definiert, eines für Untergrundereignisse (BG) und eines für *ep*-Wechselwirkungen (IA).

RZ-Trigger

Der RZ-Trigger [Kan94] bildet aus den Informationen der Driftkammern CIZ und COZ analog zum z-Vertex-Trigger ein Vertex-Histogramm, das eine höhere Auflösung als das

z-Vertex-Histogramm besitzt (96 Intervalle auf einem Bereich von ±25 cm um den Wechselwirkungspunkt). Zusätzlich wird ein „Nicht-Vertex"-Histogramm (*non vertex*) aus dem Bereich negativer z-Werte mit Spuren, die aus der Richtung des Protonstrahles kommen, gebildet. Es werden die Summe der Einträge s und die Anzahl der Einträge im Maximum p mit der Anzahl der „Nicht-Vertex"-Spuren verglichen.

BToF_BG	hinterer Flugzeitzähler zeigt Untergrundereignis an
FToF_IA	vorderer Flugzeitzähler zeigt ep-Wechselwirkung an
FToF_BG	vorderer Flugzeitzähler zeigt Untergrundereignis an
RZ_non_vtx	zu viele „Nicht-Vertex"-Spuren ohne signifikantes Maximum im Vertex-Histogramm
RZ_sig1	Signifikantes Maximum im Vertex-Histogramm mit wenigen „Nicht-Vertex"-Spuren
CIPB_noSPCLe_T_E1	Einträge im hinteren Teil der CIP (negative z) ohne Einträge im elektromagnetischen SPACAL (Energieschwelle 1)
DCRPh_many	viele angesprochene DCRΦ-Spuren für alle vier verschiedenen Maskentypen

Tabelle 2.5: *Beschreibung einiger Vetoelemente*

2.4 L1-Subtrigger für inelastische $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

In diesem Abschnitt wird der in dieser Arbeit verwendete L1-Subtrigger s37 vorgestellt. Es wird auf die Zusammensetzung, auf die Triggeränderungen während der verschiedenen Datennahmeperioden und auf die Triggerrate im Jahr 1997 eingegangen.

Definition

Der Subtrigger s37 ist für inelastisch produzierte J/ψ-Mesonen vorgesehen, deren Zerfallselektronen ihre Energie im LAr deponieren. Es werden Spur- und Kalorimeterinformationen verwendet. Er ist wie folgt definiert:

- **s37**: zVtx_SNET &&
  (DCRPh_Tc && DCRPh_TNeg && DCRPh_THig) &&
  LAr_BR &&
  Vetofunktionen (siehe unten)

Hierbei bedeutet && ein logisches UND. Der Definition ist zu entnehmen, daß zum einen mindestens drei DCRΦ-Spurmasken verlangt werden, von denen mindestens eine eine negative Ladung und eine einen hohen Transversalimpuls ($p_t > 800\,\mathrm{MeV}$) aufweisen muß. Zum anderen wird ein durch einen *Big Ray* validierter *Big Tower* und ein z-Vertex-Histogramm mit einem sehr signifikanten Maximum verlangt.

Triggeränderungen

In der Datennahmeperiode **1995** wurde der Subtrigger Ende Juli (*run*[6] 113388) eingeführt und hatte die Bezeichnung **s33**. Anfangs lief er ohne die Bedingung DCRPh_THig. Die letzte Änderung der Vetofunktionen erfolgte am 17.09.1995 (*run* 121970). Seit diesem Zeitpunkt sind folgende Vetoelemente aktiv (Tabelle 2.5):

- !BToF_BG
- FToF_IA || !FToF_BG
- RZ_VETO = (!RZ_non_vtx || RZ_sig1)

Hierbei bedeutet || ein logisches ODER und ! ein logisches NICHT.

Im Jahr **1996** wurde die Bezeichnung von s33 auf **s37** geändert. Jedoch hatte der Trigger eine lange Zeit den Skalierungsfaktor 1000 für die Phasen 2-4 und war somit praktisch abgeschaltet. Ab *run* 168059 (12.11.1996) wurde der Skalierungsfaktor für Phase 3 und 4 auf 100 reduziert. Ab *run* 170286 (24.11.1996) wurde erneut der Skalierungsfaktor reduziert, für Phase 3 auf den Wert 4 und für Phase 4 auf 1. In den letzten Tagen der Datennahmeperiode fanden keine weiteren Änderungen statt. Auf Grund der hohen Skalierungsfaktoren werden die Daten aus dem Jahr 1996 in dieser Arbeit nicht verwendet.

In der Datennahmeperiode **1997** wurden ab *run* 197124 (12.08.1997) die zwei Vetoelemente

- !CIPB_noSPCLe_T_E1
- !DCRPh_many = !(DCRPh_NL_many && DCRPh_NH_many && DCRPh_PL_many && DCRPh_PH_many)

hinzugefügt(Tabelle 2.5). Zusätzlich wird ab diesem Datennahmeabschnitt s37 durch den L2-Subtrigger 26, der aus dem topologischen Triggerelement t29 besteht, validiert. Die Entwicklung des L2-Triggerelementes ist die Hauptaufgabe dieser Arbeit und wird in Abschnitt 6.2 dargestellt.

---

[6] *run*: Abgeschlossener Datennahmeabschnitt

Die Triggerrate von s37 in 1997

Die unskalierte Rate von s37 ist in Abbildung 2.4 a) zwischen *run* 180000 und 200000 (16.03. bis 21.09.1997) dargestellt. Auf Grund der i.a. zu hohen Triggerrate erhielt der Trigger einen Skalierungsfaktor von 1000 in Phase 2, einen Faktor 4 in Phase 3 und zu Beginn der Datennahmeperiode den Wert 1 in Phase 4. Da die Rate in der Triggerphase 4 zeitweise über 5 Hz betrug, wurde ab *run* 187879 (14.05.1997) der Skalierungsfaktor in dieser Phase auf 4 erhöht (linke Gerade in Abbildung 2.4). Ab *run* 197124, der durch die zweite Gerade gekennzeichnet ist, erkennt man eine Ratenreduktion auf Grund der zwei zusätzlichen Vetoelemente. Auf Grund des L2-Subtriggers 26 erhielt s37 in Phase 3 und 4 den Skalierungsfaktor 1. Abbildung 2.4 b) zeigt die Änderungen der Skalierungsfaktoren in den wichtigen Triggerphasen 3 und 4.

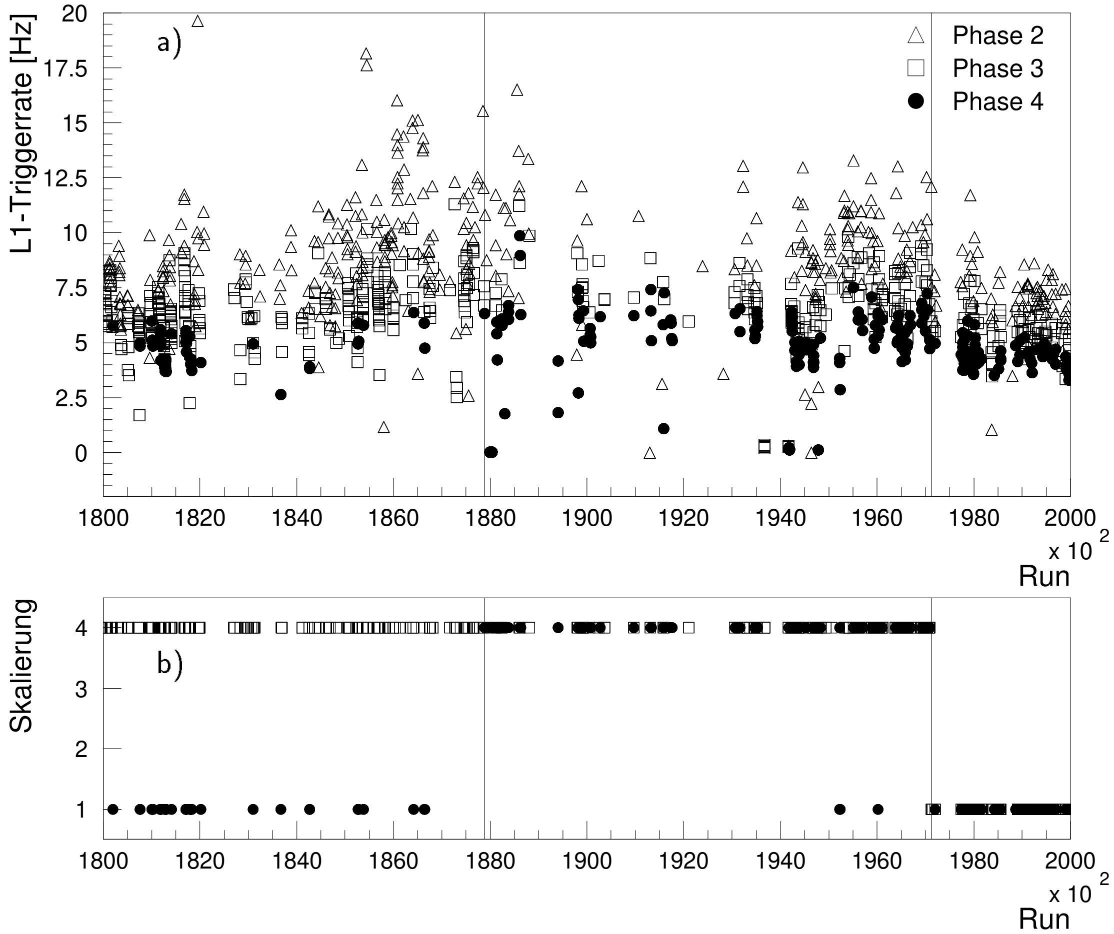


Abbildung 2.4: a) *Die unskalierte Rate von Subtrigger s37 zwischen run 180000 und 200000 (16.03. bis 21.09.1997).* **b)** *Der Skalierungsfaktor während des in a) dargestellten Zeitraumes für die Triggerphasen 3 und 4. Der Subtrigger ist in Phase 2 fast vollständig abgeschaltet (Skalierungsfaktor 1000).*

Kapitel 3

Die zweite Triggerstufe

Nachdem ein Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert wurde (*L1keep*), beginnt die Totzeit, und die nachfolgenden Triggerstufen beginnen zu arbeiten. Mit Hilfe der zweiten Triggerstufe versucht man, die Ereignisrate von ausgewählten L1-Subtriggern zu reduzieren. In Abschnitt 3.1 wird kurz dargestellt, welche Informationen der zweiten Stufe zur Verfügung stehen und wie diese von den Subdetektoren zur zweiten Triggerstufe gelangen. Danach werden die beiden L2-Systeme und deren verschiedene Prinzipien vorgestellt. Diese Systeme sind:

- **Die topologische Triggerstufe (L2TT)**: Hier wird versucht, mit Hilfe topologischer Korrelationen verschiedener Subdetektoren physikalisch relevante Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen (Abschnitt 3.2).
- **Der neuronale Netzwerktrigger (L2NN)**: Mit Hilfe von „künstlichen“ neuronalen Netzen wird versucht, im Raum der Eingangsgrößen eine möglichst gute Unterscheidung zwischen physikalisch relevanten Ereignissen und Untergrund zu finden (Abschnitt 3.3).

Auf Grund der zwei verschiedenen Systeme besitzt die zweite Triggerstufe eine hohe Flexibilität in Bezug auf die Separation von speziellen Physikkanälen und Untergrund. Zu beachten ist, daß zwar beiden Systemen dieselben Informationen zur Verfügung stehen, daß sich jedoch die Bearbeitung der Triggerdaten stark voneinander unterscheidet. Abhängig von der jeweiligen Aufgabe, die ein Trigger erfüllen soll, kann sich ein System als geeigneter gegenüber dem anderen herausstellen.

3.1 Die Übertragung der Triggerdaten

Die beiden L2-Systeme erhalten dieselben Triggerinformationen. Die zur Verfügung stehenden Daten gelangen von den Subdetektoren über das PQZP[1]-System [Bei92, Köh97.2]

---

[1] **P**arallel **Q**uickbus **Z**ero-suppression **P**rocessor

zur zweiten Triggerstufe. Das PQZP-System setzt sich aus den **PQZP-Speicherkarten**, den **L2L3-Speicherkarten** und den **PQZP-Empfangskarten** zusammen. Eine Skizzierung des Ablaufs und der Funktionsweise des PQZP-Systems befindet sich in Abbildung 3.1 und wird im folgenden kurz erläutert.

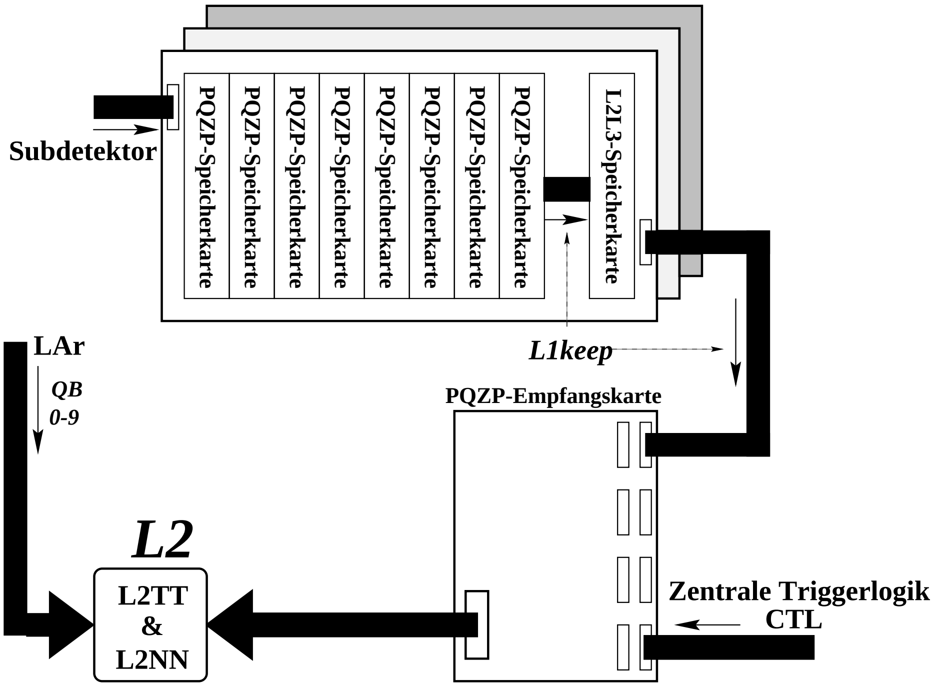


Abbildung 3.1: *Die Funktionsweise des PQZP-Systems. Die Triggerdaten der Subdetektoren (bis auf LAr und CTL) werden für mehrere HERA-Takte in den PQZP-Speicherkarten abgelegt. Nach einem L1keep werden die Daten für den jeweiligen HERA-Takt erst an die L2L3-Speicherkarte und dann an die PQZP-Empfangskarte geliefert. Von hier gelangen die Daten zum L2-System.*

Die Triggerdaten aus den verschiedenen Subdetektoren (siehe Tabelle 3.1) werden in Schieberegistern, den PQZP-Speicherkarten, für mehrere HERA-Takte zwischengespeichert. Die Anzahl der gespeicherten HERA-Takte hängt vom jeweiligen Triggersystem ab. Nach einem *L1keep* werden diese Schieberegister, die nur Informationen aus jeweils einem Subdetektor enthalten, angehalten, und die Daten für den jeweiligen Zeitpunkt t_0, zu dem die Auslösung des *L1keep* erfolgte, werden an die L2L3-Speicherkarten übergeben (vergleiche Abbildung 3.1). Die Informationen der L2L3-Speicherkarten gelangen unverändert zu den PQZP-Empfangskarten. Hier können Daten von bis zu acht L2L3-Speicherkarten abgelegt werden. Die PQZP-Empfangskarten enthalten die gesamten Triggerdaten mit Ausnahme des LAr-Kalorimeters (siehe unten), die der zweiten Triggerstufe zur Verfügung stehen. In Tabelle 3.1 ist der Inhalt der PQZP-Empfangskarten kurz dargestellt. In dieser Arbeit sind nur die Daten aus den Proportionalkammern (MWPC), aus den Spurkammern (CJC) und aus dem LAr-Kalorimeter von Bedeutung. Die anderen Systeme werden daher nur kurz aufgeführt.

Das LAr-Kalorimeter wird anders als die anderen Systeme behandelt. Die Informationen werden mit Hilfe von zehn 16-Bit-Datenleitungen (*Quickbus*) direkt an die L2-Systeme gesendet, ohne daß die Daten in den PQZP- und L2L3-Speicherkarten abgelegt werden. 8 Datenleitungen (*Quickbus* 0-7) transportieren die Informationen der *Big Tower* (BT) (Θ- und Φ-Index, Energie in FADC-Einheiten), wobei jede Datenleitung für die Übertragung von 64 BT zuständig ist. Die Informationen der BT werden vor der Bildung der L1-Triggerelemente zur Verfügung gestellt, so daß die zweite Triggerstufe unabhängig von den auf L1 gewählten BT-Energieschwellen ist. Die anderen beiden Datenleitungen (*Quickbus* 8-9) übertragen die partiellen Energiesummen des Kalorimeters (siehe Tabelle 3.1).

Eine weitere Ausnahme sind die Daten der zentralen Triggerlogik (CTL). Diese werden nach einem *L1keep* direkt an eine PQZP-Empfangskarte geliefert (siehe Abbildung 3.1).

Detektor	Übertragene L2-Daten
MWPC	z-Vertex-Histogramm mit 16 Intervallen
	Summe des z-Vertex-Histogramms, Position und Höhe des Maximums
	Qualitätsbits Q_1 und Q_2 für das z-Vertex-Histogramm
	$\Theta\Phi$-Matrix der *Big Rays* mit 14×16 Bins (Polar- $\times$ Azimutalwinkel)
CJC	45 Φ-Sektoren für DCRΦ-Masken mit negativer Ladung und hohem p_t
	45 Φ-Sektoren für DCRΦ-Masken mit positiver Ladung und hohem p_t
	45 Φ-Sektoren für DCRΦ-Masken mit negativer Ladung und kleinem p_t
	45 Φ-Sektoren für DCRΦ-Masken mit positiver Ladung und kleinem p_t
LAr	Position und Energien für die angesprochenen BT
	transversale Energie E_T und fehlende transversale Energie E_{Tmiss}
	Gesamtenergie, getrennt nach IF, FB, CB und PLUG
SPACAL	globale (z.B. E_{gesamt}) und lokale Daten (Inklusiver Elektron Trigger)
μ-System	Treffer in jeweils 16 Modulen aus 4 Bereichen
vorwärts-μ	Treffer in 2 Lagen mit jeweils 8 Oktanten
CTL	L1-Subtrigger

Tabelle 3.1: *Durch das PQZP-System an L2 gelieferte Daten* [WWW01].

3.2 Die topologische Triggerstufe

Das Ziel der topologischen Triggerstufe (L2TT) [Biz91, Biz92, Jac97] besteht darin, Ereignistopologien auszunutzen, indem Informationen aus verschiedenen Detektorkomponenten kombiniert werden.

Diejenigen Triggerdaten, die räumliche Informationen besitzen, werden auf eine aus logischen Variablen bestehende Matrix projiziert. Diese Matrix repräsentiert die Detektor-

geometrie und besitzt eine Granularität von jeweils 16 Einheiten in Polar- und Azimutalwinkel, so daß sie insgesamt 256 verschiedene Zellen enthält. Für die Projektion können Informationen aus dem LAr bzw. dem SPACAL, den Spurkammern und dem Myonsystem verwendet werden. In Abbildung 3.2 wird die Erstellung der topologischen Matrix skizziert. Es wurde auf die Darstellung der Daten des Myontriggers verzichtet, da diese in dieser Arbeit keine Verwendung finden. Die Projektion der Triggerinformationen von einer oder mehreren Detektorkomponenten eines Ereignisses auf diese Matrix wird eine **Topologie** genannt.
Die Vorschriften zur Projektion der Triggerinformationen werden als **Familien** bezeichnet. Die verschiedenen Möglichkeiten, die bei der Projektion zur Verfügung stehen, werden in Abschnitt 3.2.1 dargelegt. Mit Hilfe dieser Familien wird ein Ereignis analysiert, d.h. es werden nach Bildung der Topologie die Triggervariablen bestimmt, mit deren Hilfe L2TT eine Entscheidung trifft. Die Bildung dieser Variablen, die auch die **topologischen Indizes** genannt werden, wird in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Nun können die topologischen Indizes aus mehreren Familien zu einem L2 Triggerelement, den „**Maschinen**“, zusammengefaßt werden. Je nach Wert der Indizes einer Maschine wird ein Ereignis vom jeweiligen Triggerelement akzeptiert oder verworfen. Der Prozeß der Entscheidungsfindung, den man auch als dritte Phase bezeichnet, wird in Abschnitt 3.2.3 beschrieben.

3.2.1 Familien

Die verschiedenen Projektionsvorschriften auf die topologische Matrix werden Familien genannt. Es können für maximal 16 Familien jeweils mehrere Subfamilien definiert werden. Für die topologische Triggerstufe können bis zu 150 verschiedene Projektionsvorschriften angegeben werden. In Abbildung 3.2 sind die für die Projektionen zur Verfügung stehenden Detektorkomponenten mit Ausnahme des Myonsystems dargestellt. Diese sind im einzelnen:

- *Big Tower* (BT) aus dem elektromagnetischen und/oder hadronischen LAr-Kalorimeter und dem SPACAL. Die Energieschwellen für die BT können nach den verschiedenen Polarwinkelbereichen getrennt definiert werden.
- *Big Rays* (BR) aus dem Vorwärts- und dem Zentralbereich, gebildet aus den Proportionalkammern.
- rΦ-Spurmasken aus dem DCRΦ-Trigger, basierend auf den zentralen Driftkammern. Es werden nur positive und negative Spurmasken mit hohem Transversalimpuls verwendet ($p_t > 800\,\mathrm{MeV}$).
- Informationen aus dem instrumentierten Eisen (digi-μ) und dem Vorwärts-Myon-Detektor (forw-μ).

Es können in drei Polarwinkelbereichen Projektionen aus verschiedenen Detektorteilen gewählt werden. Bei der Einteilung dieser Bereiche, die in Tabelle 3.2 aufgeführt sind,

Polarwinkelindex	Bereich
0-5	Vorwärtsbereich (IF)
6-13	Zentralbereich (FB, CB)
14-15	Rückwärtsbereich (SPACAL)

Tabelle 3.2: *Einteilung der Projektionsbereiche der topologischen Triggerstufe. Diese werden durch die Einteilung der Kalorimeter vorgegeben, die in Klammern angegeben sind.*

wird die Aufteilung des LAr-Kalorimeters und des SPACAL übernommen.
Abhängig vom Polarwinkelbereich stehen mehrere Projektionsmöglichkeiten zur Verfügung, die in Tabelle 3.3 nach den drei verschiedenen Bereichen getrennt angegeben sind. Man erkennt, daß die Kalorimeterdaten gesondert behandelt werden, da außer der Information, ob ein *Big Tower* angesprochen hat, auch noch die Energiedeposition zur Verfügung steht, so daß man eine Änderung der Topologie erhält, wenn man die Energieschwellen der BT variiert. Außerdem kann gewählt werden, ob die BT-Daten aus dem elektromagnetischen (E) oder hadronischen Kalorimeter (H) verwendet werden sollen. In

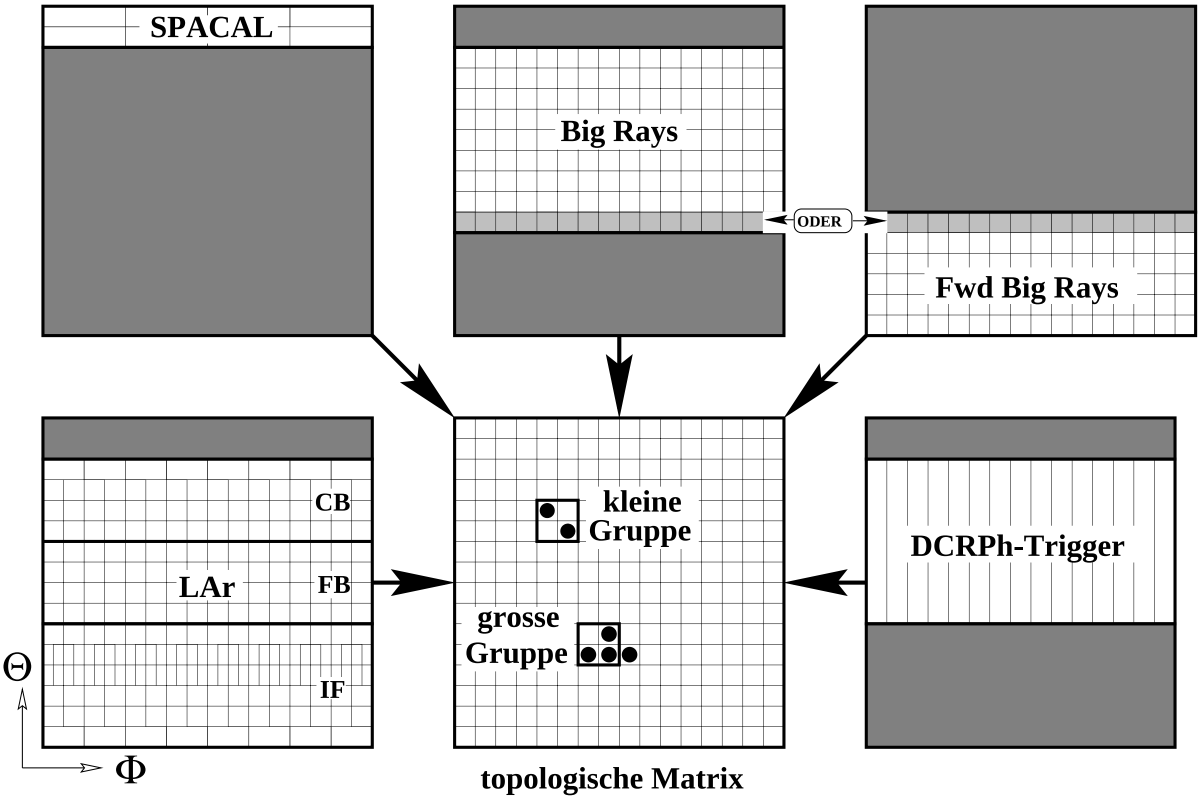


Abbildung 3.2: *Das Prinzip von L2TT. In der Abbildung sind die verschiedenen Triggersysteme außer dem Myonsystem dargestellt, die für die topologische Triggerstufe Informationen liefern. Die gewählten Detektorkomponenten werden auf die topologische Matrix projiziert und in jeder Zelle logisch „verundet“.*

der Tabelle bedeutet & ein logisches UND, || ein logisches ODER und !H ein Veto auf das hadronische LAr. Die beiden Abkürzungen grfit (*granularity fit*) und grext (*granularity extended*) beziehen sich auf die Behandlung des LAr in den Regionen, in denen die Φ-Granularität weniger als 16 beträgt (siehe Tabelle 2.4 und Abbildung 3.2). Mit grfit werden die BT des LAr so auf die topologische Matrix projiziert, daß die Wahrscheinlichkeit für „große BT-Gruppen“ minimiert wird (siehe nächsten Abschnitt). grext bedeutet, daß alle *Big Tower* ihrer Lage entsprechend berücksichtigt werden, so daß es in den Bereichen des Kalorimeters mit einer Φ-Granularität von 8 häufiger zu großen BT-Gruppen kommen kann, da ein BT in dieser Region schon zwei Felder der topologischen Matrix belegt.

<table>
<tr><th colspan="3">Projektionsbereiche</th></tr>
<tr><th>Vorwärtsbereich</th><th>Zentralbereich</th><th>Rückwärtsbereich</th></tr>
<tr><td>→ leer ←</td><td>leer</td><td>→ leer ←</td></tr>
<tr><td>BR</td><td>BR</td><td>SPACAL</td></tr>
<tr><td>forw-μ</td><td>rΦ</td><td></td></tr>
<tr><td>forw-μ & BR</td><td>→ BR & rΦ ←</td><td></td></tr>
<tr><td>digi-μ</td><td>digi-μ</td><td>digi-μ</td></tr>
<tr><td>BR & digi-μ</td><td>BR & digi-μ</td><td>SPACAL & digi-μ</td></tr>
<tr><td>forw-μ & digi-μ</td><td>RΦ & digi-μ</td><td></td></tr>
<tr><td>forw-μ & digi-μ & BR</td><td>BR & rΦ & digi-μ</td><td></td></tr>
<tr><td>nur LAr</td><td>nur LAr</td><td></td></tr>
<tr><th colspan="3">Verwendung des Kalorimeters</th></tr>
<tr><td>nur Spuren</td><td>E & !H (grfit)</td><td>H (grfit)</td></tr>
<tr><td>→ E (grfit) ←</td><td>E || H (grfit)</td><td>E & !H (grext)</td></tr>
<tr><td>H (grext)</td><td>E (grext)</td><td>E || H (grext)</td></tr>
</table>

Tabelle 3.3: *Die verschiedenen Projektionsmöglichkeiten für die Spur- und Kalorimetergrößen. Die Projektionen in den verschiedenen Bereichen können beliebig variiert werden. Die Abkürzungen werden im Text näher erläutert. Die hervorgehobenen Projektionen werden im Text für eine in dieser Arbeit verwendete Familie als Beispiel gegeben.*

Als Beispiel kann eine Kalorimeterfamilie so gewählt werden, daß die *Big Tower* des elektromagnetischen Kalorimeters im Zentralbereich durch *Big Rays* und durch Spuren des DCRΦ-Triggers validiert werden. Die Projektion der *Big Tower* soll so erfolgen, daß die Wahrscheinlichkeit für große BT-Gruppen minimiert wird. Der Vorwärts- und Rückwärtsbereich wird nicht projiziert. Diese Familie wird in dieser Arbeit verwendet, und die entsprechenden Projektionen sind in Tabelle 3.3 durch Pfeile hervorgehoben.

3.2.2 Analyse der Ereignisse

Die Analyse der Ereignisse teilt sich in zwei verschiedene Phasen auf [Jac97]. In der ersten Phase werden aus Kalorimeterfamilien die **Energieindizes** (primär und sekundär) berechnet. Diese Berechnung kann nicht für beliebig viele Familien durchgeführt werden, da sonst die Entscheidung von L2TT zu lange dauern würde. In der zweiten Phase werden für alle Familien die **topologischen Indizes** berechnet. Danach kann darüber entschieden werden, ob ein Ereignis anerkannt oder verworfen wird. Der Vorgang der Ereignisauswahl wird auch die dritte Phase genannt und im nächsten Abschnitt beschrieben.

Bildung der Energieindizes (Erste Phase)

Eine Familie, die Kalorimeterinformationen verwendet, kann folgendermaßen analysiert werden:
Auf der topologischen Matrix wird nach kleinen *Big Tower*-Gruppen (*small cluster*), nach großen und nach nicht ausreichend voneinander getrennten BT-Gruppen (*big cluster* bzw. *PROX-cluster*) gesucht. Kleine Gruppen lassen sich von einem 2×2 Intervalle großen Quadrat einschließen, während dies bei großen Gruppen nicht möglich ist (siehe auch Abbildung 3.2). Sind zwei benachbarte BT-Gruppen nicht 2 Intervalle in Θ und Φ voneinander entfernt, so spricht man von nicht ausreichend getrennten Gruppen. Zur Verfügung stehen dann die Anzahl der kleinen BT-Gruppen ν und die Information, ob es große (B) oder nicht ausreichend voneinander getrennte Gruppen (X) gibt (B, X=0, 1).
In der ersten Phase werden die beiden Energieindizes (primär und sekundär) folgendermaßen berechnet:
Für die BT gibt es acht verschiedene Energieschwellen $t_W(\Theta)$ (mit W=0,...,7), die abhängig vom Polarwinkel verschiedene Werte annehmen können. Ein BT wird in die Topologie eingefügt, wenn seine Energie über der definierten Energieschwelle $t_W(\Theta)$ liegt.
Der **primäre Energieindex** ist definiert als der maximale Wert für W, bei dem mindestens ein BT angesprochen hat, für den die Topologie also nicht leer ist. Dieser Wert ist also ein Maß für die Energie des energiereichsten BT.
Eine Topologie mit nur einer kleinen BT-Gruppe wird „trivial“ genannt. Der maximale Wert von W, bei dem eine Topologie nicht mehr trivial ist, wird als **sekundärer Energieindex** definiert. Topologien, die für alle Energieschwellen trivial sind, erhalten nur einen Wert für den primären und sekundären Energieindex.
Das oben beschriebene Vorgehen zur Suche nach kleinen und großen Gruppen kann auch bei Familien, die nur Spurinformationen verwenden, benutzt werden. Dann ist diese Familie unabhängig von den für das Kalorimeter definierten Energieschwellen. Es ist jedoch möglich, daß solche Familien einen „künstlichen“ primären Energieindex erhalten. Dieser kann z.B. von Kalorimetervariablen (z.B. totale Energie, transversale Energie) oder vom z-Vertex-Histogramm geliefert werden. Im folgenden wird jedoch weiterhin von BT-Gruppen gesprochen, da für diese Arbeit nur Kalorimeter-Familien verwendet werden.

Bildung der topologischen Indizes (Zweite Phase)

In der zweiten Phase werden, falls sich Einträge in der Topologie befinden, die topologischen Indizes bestimmt. Jede dieser Variablen enthält einen Teil der Informationen über die jeweilige Topologie. Die Indizes werden aus folgenden Informationen zusammengesetzt:

- Informationen über die Θ- und/oder Φ-Projektion der Topologie (kodiert in den *pattern codes*). Eine Beschreibung des Verfahrens zur Erstellung dieser *codes* befindet sich weiter unten in diesem Abschnitt.
- Informationen über die Anzahl der kleinen BT-Gruppen und über das Vorhandensein von großen und nicht ausreichend getrennten BT-Gruppen (kodiert in den *class codes*) (siehe [Jac97]).
- Informationen über die L1-Subtrigger (1^{st} *level selection code*). Mit Hilfe dieses *codes* lassen sich verschiedene Vorgehensweisen definieren, abhängig vom Ansprechen von bis zu sieben verschiedenen L1-Subtriggern. Diese Möglichkeit der Analyseauswahl für verschiedene Subtrigger wurde bis 1997 noch nicht verwendet.
- Informationen direkt von der PQZP-Empfangskarte. Hier können die restlichen Informationen des PQZP-Systems verwendet werden (z.B. z-Vertex-Histogramm, Gesamtenergie, transversale und fehlende transversale Energie der Kalorimeter).

Das Verfahren zur Bestimmung der *pattern codes* ist in Abbildung 3.3 skizziert. Zuerst wird die Topologie auf eine 8×8 Matrix reduziert. Danach wird diese Matrix auf die Θ- bzw. auf die Φ-Achse projiziert. Hieraus werden dann die 4 *pattern codes* bestimmt. Dieses Vorgehen wird hier nur kurz beschrieben und ist in [Jac97] genauer dargestellt:

- Θ *code* (C_Θ): Allgemein gibt es für die Projektion einer nicht leeren Topologie auf die Θ-Achse, die eine Granularität von 8 nach der Reduzierung besitzt, 255 verschiedene Möglichkeiten. Diese verschiedenen Möglichkeiten werden auf Ereignisse mit einer, mit zwei und mit mehr als zwei BT-Gruppen reduziert, so daß der Θ *code* nur 64 verschiedene Werte annimmt.
- Φ *code* (C_Φ): Durch Spiegelung und Rotation können die benötigten 255 Werte für den Φ *code* auf genau 30 verschiedene Werte reduziert werden.
- $\Theta\Phi$ *code* ($C_{\Theta\Phi}$): Auch mit reduzierten Θ und Φ *codes* würde man 30×64 verschiedene Werte benötigen, so daß erneut reduziert werden muß. Es gibt 7 reduzierte Θ *codes* (c_θ) und ebenfalls 7 reduzierte Φ *codes* (c_ϕ). Es gilt dann:

  $$C_{\Theta\Phi} = 8c_\theta + c_\phi \ .$$

- $\Theta_1\Theta_2$ *code* ($C_{\Theta_1\Theta_2}$): Hier werden die reduzierten Θ *codes* aus verschiedenen Familien (c_{θ_i}) aufeinander projiziert. Es gilt dann:

  $$C_{\Theta_1\Theta_2} = 8c_{\theta_1} + c_{\theta_2} \ .$$

  Der $\Theta_1\Theta_2$ *code* wurde bis 1997 noch nicht verwendet.

Als Beispiel würden zwei Teilchen, die in der $r\Phi$-Ebene einen Öffnungswinkel von 180° besitzen, nach der Projektion auf die Φ-Achse und nach der Reduktion folgendermaßen aussehen:

●	○	○	○	●	○	○	○

Für dieses Ereignis z.B. würde der Φ *code* den Wert 9 erhalten.
Die vier topologischen Indizes werden dann aus dem *1^{st} selection code*, dem *class code* und entweder den *pattern codes* oder Informationen direkt aus der PQZP-Empfangskarte gebildet. Dieses ist in Abbildung 3.4 in der oberen Hälfte dargestellt.
Am Ende der zweiten Phase sind die Triggerinformationen soweit verarbeitet worden, daß eine Entscheidung über das vorliegende Ereignis getroffen werden kann. Dieses Verfahren wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

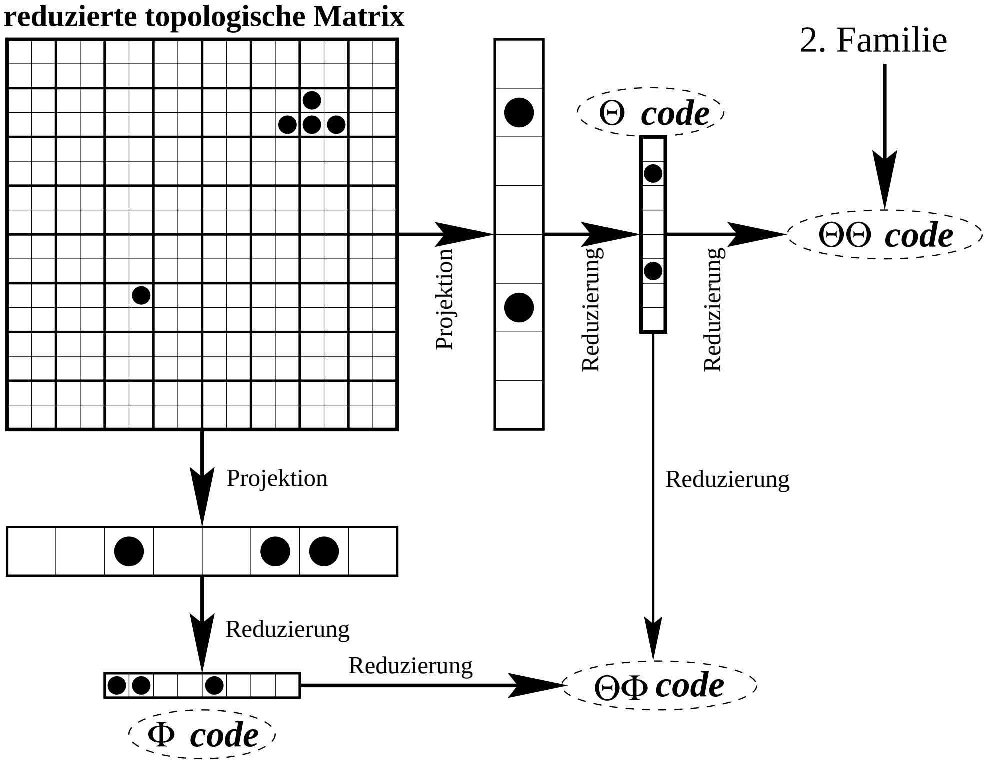


Abbildung 3.3: *Berechnung der pattern codes. Die topologische Matrix wird auf die Θ- bzw. Φ-Achse projiziert. Nach einer in* [Jac97] *beschriebenen Reduzierung erhält man den Θ und den Φ code. Nach einer weiteren Reduzierung lassen sich der $\Theta\Phi$ und der $\Theta_1\Theta_2$ code berechnen.*

3.2.3 Auswahl der Ereignisse

Die topologischen Indizes von einer oder mehreren Familien werden zu „**Maschinen**“, den L2TT Triggerelementen, zusammengefaßt.
Für jede Maschine wird ein Abstandswert s (*distance*) berechnet. Dieser Wert wird als die Entfernung eines Ereignisses vom Untergrund betrachtet. Die Berechnung des Abstandes wird in Abbildung 3.4 dargestellt und wird im folgenden näher erläutert.

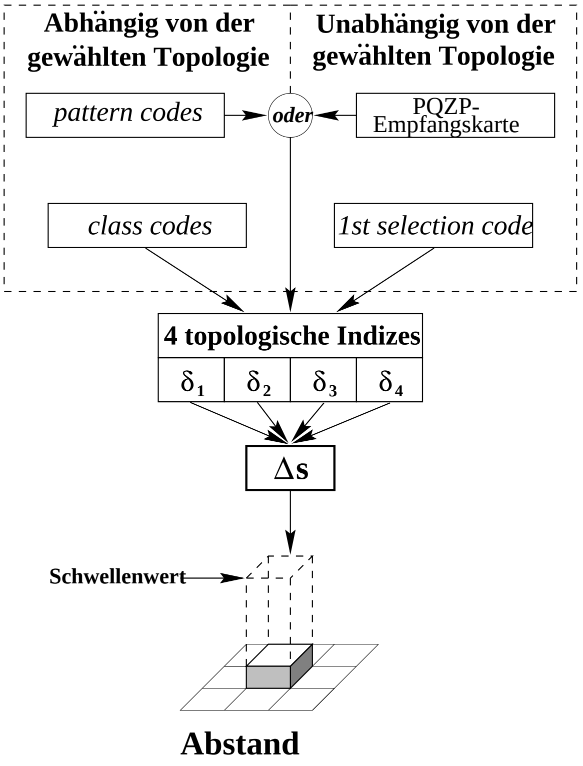


Abbildung 3.4: *Berechnung des Abstandes s. Dargestellt ist nur der Anteil Δs einer einzelnen Familie. Es werden die 4 topologischen Indizes von dem 1^{st} selection code, dem class code und entweder den pattern codes oder Informationen aus der PQZP-Empfangskarte gebildet. Je nach Wert der topologischen Indizes wird der Anteil Δs, den diese Familie am Abstand s hat, berechnet. Liegt der Abstand s oberhalb des Schwellenwertes der jeweiligen Maschine, so wird das Ereignis von diesem topologischen Triggerelement akzeptiert. Zur genaueren Erläuterung wird auf den Text verwiesen.*

Jeder topologische Index aus jeder Familie, die zu der jeweiligen Maschine gehört, gibt einen Beitrag δ_i zum Abstandswert. Es ist also nötig, daß für jeden beliebigen Wert eines topologischen Indexes i der Beitrag δ_i festgelegt wird. Um den Beitrag Δs einer Familie zum Abstand zu berechen, werden die Werte δ_i für alle vier topologischen Indizes addiert, wobei die Summe Δs jedoch den Wert 32 nicht überschreiten darf. Bezeichne F die Nummer der Familie und f die Nummer der Subfamilie, dann gilt:

$$\Delta s_{F,f} = \min\,(\sum_{i=1}^{4} \delta_{i,F,f}\,, 32)\ . \tag{3.1}$$

Um den Abstandswert s zu berechnen, wird über alle Beiträge der Familien Δs, die zu der jeweiligen Maschine gehören, summiert. Die Durchführung dieser Addition wird auch die **dritte Phase** genannt. Für eine Maschine $\mathcal{M}$ läßt sich der Abstand s berechnen durch:

$$s = \sum_{(F,f)\in\mathcal{M}} \Delta s_{F,f}\ . \tag{3.2}$$

Überschreitet der gesamte Abstand s einen Schwellenwert, der für jede Maschine getrennt definiert werden kann, so wird das Ereignis von dem jeweiligen Triggerelement akzeptiert. Durch das Prinzip der Abstandsberechnung ist es möglich, auch komplizierte Kombinationen zwischen verschiedenen Familien zu fordern.

3.3 Der neuronale Netzwerktrigger

Das Prinzip des neuronalen Netzwerktriggers (L2NN) [Fen95, Köh97.1] besteht darin, daß eine möglichst gute Unterscheidung zwischen Untergrund und physikalisch relevanten Ereignissen mit Hilfe von neuronalen Netzen gefunden wird.
Die Eingabegrößen der Netze werden aus den durch das PQZP-System gelieferten Triggerdaten von DDB[2]-Bausteinen berechnet. Mit Hilfe von Netzwerkkarten (CNAPS[3]) werden die Entscheidungen der neuronalen Netze bestimmt. Das Resultat des Netzes wird von den DDB-Bausteinen ausgelesen und an die zentrale Triggerlogik der zweiten Triggerstufe weitergeleitet. Jeweils eine DDB- und CNAPS-Karte bilden eine „**Triggerbox**“, ein Triggerelement von L2NN.
In Abschnitt 3.3.1 wird auf die Theorie der neuronalen Netze eingegangen. Danach werden in Abschnitt 3.3.2 die von den DDB-Bausteinen berechneten Eingabegrößen, die in dieser Arbeit von Bedeutung sind, aufgeführt.

3.3.1 Theorie der neuronalen Netze

Im folgenden wird nur kurz auf die Theorie der neuronalen Netze eingegangen. Genauere Beschreibungen befinden sich z.B. in [Roj93, Möc94].

Biologie der neuronalen Netze

Das menschliche Gehirn ist trotz seiner Leistungsfähigkeit aus nur einem Grundtyp einer Nervenzelle, dem **Neuron**, aufgebaut. Ein Neuron besteht aus einem Zellkörper, den Dendriten und dem Axon mit mehreren Synapsen.
Die Dendriten einer Nervenzelle nehmen die Informationen auf, die von den Synapsen benachbarter Neuronen ausgesandt werden, und leiten diese zum Zellkörper weiter. Die Signale der Synapsen können unterschiedlich hoch und von hemmender oder anregender Wirkung sein. Im Zellkörper werden die Signale addiert. Liegt die Summe oberhalb einer Reizschwelle, so gibt das Neuron über sein Axon ein Signal ab. Dieses wird wiederum über die Synapsen der Zelle an die Dendriten von mehreren anderen Neuronen weitergegeben. Der Aufbau und die Verknüpfung von zwei Neuronen ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise eines Neurons befindet sich z.B. in [Dar93].

---

[2] **D**ata **D**istribution **B**oard

[3] **C**onnective **N**etwork of **A**daptive **P**rocessor**S**

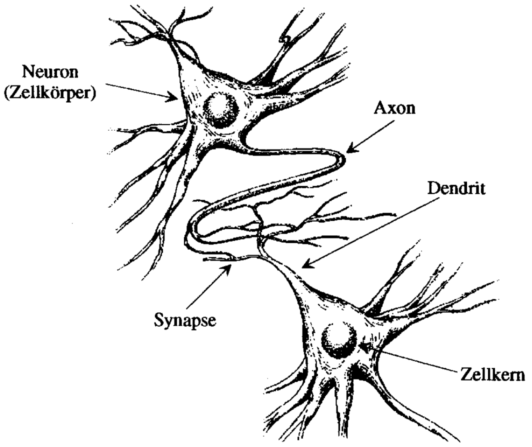


Abbildung 3.5: *Der Aufbau und die Verknüpfung zweier biologischer Neuronen.*

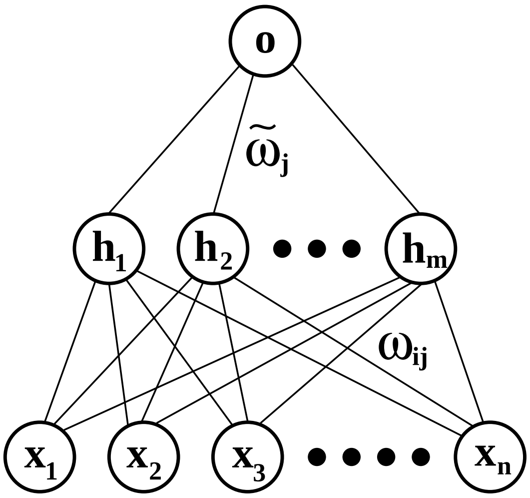


Abbildung 3.6: *Die Architektur eines dreilagigen Feedforward-Netzwerkes mit einer versteckten Lage und einem Ausgabeknoten*

Aufbau eines neuronalen Netzes

Die ersten Modellansätze zur Beschreibung von neuronalen Netzen werden in [McC43] gemacht. In Anlehnung an die Biologie werden die Neuronen, die im folgenden auch **Knoten** genannt werden, als Summierer angesehen, die die Eingänge von benachbarten Neuronen mit Hilfe von variablen Gewichten addieren.

Man unterscheidet zwei verschiedene Arten von neuronalen Netzen: das vorwärtsgekoppelte (*feedforward network*) und das rückgekoppelte Netzwerk (*feedback network*). Bei einem vorwärtsgekoppelten Netz empfängt ein Knoten weder direkt noch indirekt Signale von Neuronen, an die er selbst Informationen geliefert hat. Beim rückgekoppelten Netz kann das Ausgabesignal eines Knotens über mehrere andere Neuronen zum jeweiligen Knoten zurückgeführt werden. Diese letztere Netzstruktur wird in der Natur bevorzugt verwendet.

Ein Beispiel für ein vorwärtsgekoppeltes Netz ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Dieses Netzwerk besitzt n Knoten in der Eingabeschicht (*input layer*), eine einzige versteckte Lage mit m Knoten (*hidden layer*) und eine Ausgabeschicht mit nur einem Knoten o (*output layer*). Prinzipiell sind mehrere versteckte Lagen und Ausgabeknoten möglich. Dieses Beispiel wurde jedoch gewählt, da es der Struktur der neuronalen Netze des L2NN-Triggers entspricht.

Die Aktivität eines Neurons aus der versteckten Lage h_j ist definiert als:

$$h_j = g\left(\sum_{i=1}^{n} \omega_{ij} x_i - \Theta_j\right) \tag{3.3}$$

Dabei ist x_i das Signal des i-ten Eingangsknotens, das mit dem Gewicht ω_{ij} multipliziert und an das j-te Neuron der versteckten Lage übergeben wird (siehe Abbildung 3.6). Θ_j stellt den Schwellenwert für den jeweiligen Knoten j der versteckten Lage dar. Dieser Wert läßt sich in den Gewichtsvektor integrieren, indem man einen zusätzlichen Eingangsknoten mit dem Wert $x_0 = -1$ definiert ($\Theta_j = x_0\omega_{0j}$). Führt man in der versteckten Lage ebenfalls einen zusätzlichen Knoten ein, so erhält man für die Aktivität des Ausgabeknotens:

$$o = g\left(\sum_{j=0}^{m}\tilde{\omega}_j h_j\right) = g\left(\sum_{j=0}^{m}\tilde{\omega}_j \cdot g\left(\sum_{i=0}^{n}\omega_{ij}x_i\right)\right) \ . \tag{3.4}$$

g stellt die Aktivierungsfunktion dar, die stetig differenzierbar sein muß. Dieses ist für den weiter unten besprochenen Lernalgorithmus wichtig. Außerdem darf keine lineare Funktion gewählt werden, da sich sonst Gleichung 3.4 auf ein einziges lineares Gleichungssystem reduzieren würde, so daß das neuronale Netz sich auf eine Eingabe- und eine Ausgabeschicht mit einem Knoten verringern würde. Mit einem Knoten können nur linear separierbare Probleme gelöst werden, wie an dem Beispiel des sogenannten XOR-Problems gezeigt werden kann, das z.B. in [Roj93] oder [Lüd97] dargestellt wird. Als Aktivierungsfunktion wird eine sigmoide Funktion verwendet, wie z.B. die Fermifunktion:

$$g(z) = \frac{1}{1 + \exp(-z/T)} \ . \tag{3.5}$$

T wird die Temperatur genannt. Für $\lim_{T\to 0} g(z)$ erhält man die *Heavyside*-Funktion, die nicht stetig differenzierbar ist.
Mit Hilfe eines Ausgabeknotens ist es möglich, zwischen zwei verschiedenen Datenklassen zu unterscheiden, indem ein Schnittwert für den Ausgabewert definiert wird. Im Fall des L2NN-Triggers wird ein Schwellenwert definiert, der darüber entscheidet, ob das jeweilige Ereignis akzeptiert wird oder nicht.

Der Backpropagation-Lernalgorithmus

Der Lernvorgang, bei dem die Gewichte bestimmt werden, wird **Training** genannt. Von den verschiedenen Lernalgorithmen wird im folgenden der *Backpropagation*-Algorithmus [Rum86] vorgestellt, der bei der Erstellung der neuronalen Netze für L2NN verwendet wird.
Zu Beginn des Lernvorganges werden die Gewichtsfaktoren mit Hilfe eines Zufallsgenerators initialisiert. Dann werden nacheinander mit den Eingangsgrößen der Daten, die zum Trainieren verwendet werden sollen, der Ausgabewert o^n für das n-te Ereignis bestimmt und mit Hilfe einer Fehlerfunktion E für den Ausgabeknoten

$$E = \sum_{n=1}^{N}(o^n(\Omega) - o^n_{soll})^2 \tag{3.6}$$

mit dem Sollwert für den Ausgabewert o^n_{soll} verglichen. In dieser Gleichung bezeichnet Ω die Gesamtheit aller aktuellen Gewichte ω_{ij} und $\tilde{\omega}_j$. Bei diesem Verfahren wird das globale Minimum der Fehlerfunktion bestimmt, indem die Gewichte nach jedem Ereignis in Richtung des Gradienten $-\vec{\nabla}E$ verändert werden (**Gradientenabstiegsverfahren**). Vom Ausgabeknoten ausgehend werden zuerst die Gewichte der versteckten Lage $\tilde{\omega}_j$ und dann die Gewichte der Eingangslage ω_{ij} angepaßt. Die Korrektur eines beliebigen Gewichtes ω lautet:

$$\Delta\omega = -\eta \cdot \frac{\partial E}{\partial \omega} \ . \tag{3.7}$$

η stellt den Lernparameter dar, der die Konvergenzgeschwindigkeit der Anpassung vorgibt. Wird der Lernparameter zu hoch gewählt, so kann es zu Problemen kommen, das Minimum der Fehlerfunktion zu finden, wenn die Funktion bei der Änderung der Gewichte um das Minimum oszilliert, es aber nicht trifft. Auf der anderen Seite kann ein zu kleiner Lernparameter dazu führen, daß die Funktion in einem lokalen Minimum verweilt, wodurch das globale Minimum nicht gefunden wird. Um diese beiden Effekte zu verhindern, läßt sich eine absteigende Lernrate definieren, die mit einem hohen Wert beginnt, um ein möglicherweise vorhandenes lokales Minimum zu überspringen, und mit einem sehr kleinen Wert endet, um möglichst genau das globale Minimum zu treffen.

Bei starken Fluktuationen der Fehlerfunktion kann die Oszillation des Wertes um das Minimum gedämpft werden, indem man für den Lernschritt k die Gewichtsänderung $\Delta\omega$ im vorhergehenden Lernschritt $k-1$ miteinbezieht:

$$\Delta\omega^k = -\eta \cdot \frac{\partial E}{\partial \omega} + \alpha \cdot \Delta\omega^{k-1} \ . \tag{3.8}$$

In dieser Gleichung wird α der Momentumfaktor genannt ($0 \leq \alpha \leq 1$).

Bei dem Trainingsprogramm, das die neuronalen Netze für L2NN erstellt, werden die Gewichte für jedes Ereignis angepaßt. Diese Vorgehensweise wird *online*-Training genannt. Eine Epoche bezeichnet den Lernabschnitt, nachdem alle Ereignisse des Trainingsdatensatzes bearbeitet wurden.

Nach dem Trainieren ist es sehr wichtig, das neuronale Netz mit Hilfe eines unabhängigen, nicht zum Training verwendeten Datensatzes zu testen. Dadurch wird erkannt, ob das neuronale Netz übertrainiert wurde, was sich an einer deutlich schlechteren Klassenunterscheidung bemerkbar macht. Dieses kann z.B. daran liegen, daß das neuronale Netz zu viele Knoten besitzt, jedoch zu wenige Ereignisse zum Trainieren zur Verfügung hat. Dadurch werden die Trainingsdaten „auswendig“ gelernt, und die Erkennung von leicht unterschiedlichen Daten ist nicht oder nur schlecht möglich.

3.3.2 Triggerinformation der L2NN-Stufe

Die Daten, die vom PQZP-System übertragen werden, werden von den DDB-Bausteinen der L2NN-Triggerstufe weiterverarbeitet. Grundsätzlich geht der größte Teil der topologischen Information verloren. So wird z.B. aus der *Big Ray* $\Theta\Phi$-Matrix nur die Gesamtzahl der *Big Rays* bestimmt. In [Moh97] wird vorgeschlagen, die Anzahl der BR in vier verschiedenen Polarwinkel-Bereichen zu zählen. So bleibt eine räumliche Information erhalten. Es ist dem neuronalen Netz jedoch nicht möglich, z.B. eine Validierung eines *Big Towers* im LAr durch einem *Big Ray* durchzuführen, wie es auf der topologischen Triggerstufe möglich ist. Eine Zusammenfassung der in dieser Arbeit verwendeten Eingabegrößen befindet sich in Tabelle 3.4. Weitere mögliche Eingangsgrößen sind z.B. die Anzahl der DCRΦ-Spuren für die verschiedenen Maskentypen oder die Gesamtenergien im Vorwärtsbereich (IF) und Zentralbereich (FB, CB) des LAr-Kalorimeters.

Detektor	Netzeingabegröße	Abk.
MWPC	Summe der Einträge im z-Vertex-Histogramm	CPVSUM
	Maximaler Eintrag im z-Vertex-Histogramm	CPVMAX
	Position des Maximums des z-Vertex-Histogrammes	CPVPOS
siehe [Moh97]	# *Big Rays* mit Θ-Index 0-3	NBIGFWD
	# *Big Rays* mit Θ-Index 4-7	NBIGFCE
	# *Big Rays* mit Θ-Index 8-10	NBIGBCE
	# *Big Rays* mit Θ-Index 11-13	NBIGBWD
LAr	Anzahl der *Big Tower* im LAr-Kalorimeter	BIGTNUM

Tabelle 3.4: *Die in dieser Arbeit verwendeten Eingangsgrößen für ein neuronales Netz der zweiten Triggerstufe (L2NN). Die Winkel für die Polarwinkelbereiche der Big Rays sind der Tabelle 2.4 zu entnehmen, da sich die Einteilung der Big Rays an die Aufteilung des LAr-Triggers hält.*

Kapitel 4

Produktion und Zerfall von J/ψ-Mesonen bei HERA

Die Produktion von J/ψ-Mesonen am Speicherring HERA kann über verschiedene Produktionsmechanismen erfolgen. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird einleitend auf die Kinematik der *ep*-Wechselwirkung und auf die für die J/ψ-Erzeugung wichtigen kinematischen Variablen eingegangen. In Abschnitt 4.2 werden dann verschiedene Mechanismen für die inelastische J/ψ-Produktion aufgeführt. Da sich diese Arbeit mit der Triggerung der Zerfallselektronen von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen beschäftigt, wird in Abschnitt 4.3 mit Hilfe der zur Verfügung stehenden Monte-Carlo Ereignisse die Signatur der Elektronen im H1-Detektor analysiert.

4.1 Kinematik bei HERA

Die Wechselwirkung von Proton und Positron geschieht über den Austausch von Photonen, den Quanten der elektromagnetischen Wechselwirkung, und seltener durch Z^0 und $W^{\pm}$, den Quanten der schwachen Wechselwirkung. Die Beschreibung der Kinematik erfolgt unabhängig von dem gewählten Bezugssystem mit Hilfe der lorentzinvarianten Größen s, Q^2, x und y.
Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ des Positron-Proton-Systems ist bei Vernachlässigung der Proton- und Positronmassen gegeben durch:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P+k)^2} \approx \sqrt{4E_pE_e} \; . \tag{4.1}$$

P und k sind die Viererimpulse des einlaufenden Protons bzw. Positrons (vergleiche Abbildung 4.1). Für die Energien von Proton und Positron von $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$ bzw. $E_e = 27.5\,\mathrm{GeV}$ ergibt sich eine Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$.
Die invariante Masse des ausgetauschten Feldquantes beschreibt die *Virtualität* des Prozesses, die sich mit Hilfe des Viererimpulsübertrages am Positronvertex berechnen läßt:

$$Q^2 = -q^2 = (k-k')^2 \; . \tag{4.2}$$

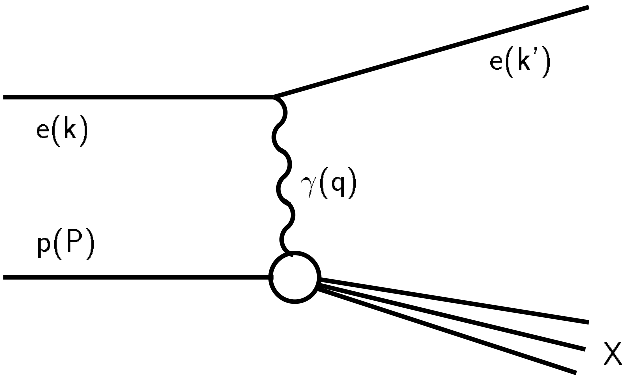


Abbildung 4.1: *Darstellung der elektromagnetischen ep-Wechselwirkung. In Klammern sind die Viererimpulse der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen angegeben.*

Hierbei stellen k und k' die Viererimpulse vom einlaufenden bzw. gestreuten Positron dar. Mit Hilfe von Q^2 unterscheidet man zwischen **tiefinelastischer Streuung** ($Q^2 \gg 0$) und **Photoproduktion** ($Q^2 \to 0$). Die Photoproduktion ist der dominante Prozeß für die Produktion schwerer Quarks bei HERA.

Die Bjørken-Variable y gibt im Proton-Ruhesystem die Energie an, die vom Positron an das Feldquant übergeben wird. Sie ist definiert als:

$$y = \frac{Pq}{Pk} = \frac{2}{s} qP \ . \tag{4.3}$$

Die zweite Bjørken-Variable x ist ebenfalls eine lorentzinvariante Größe und läßt sich mit Hilfe von Q^2, y und s unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Proton und Positron schreiben als:

$$x = \frac{Q^2}{ys} \ . \tag{4.4}$$

Im **Partonmodell** wird das Proton in einem schnell bewegten Bezugssystem betrachtet, in dem nur der Longitudinalimpuls der Konstituenten des Protons eine Rolle spielt. In diesem System ergibt sich eine einfache Deutung für x. Es stellt bei tiefinelastischer Streuung ($Q^2 \gg 0$) den Impulsbruchteil xP desjenigen Protonkonstituenten dar, der mit dem Positron über das ausgetauschte Feldquant wechselwirkt.

Kinematik der J/ψ-Produktion

Das J/ψ-Teilchen ist ein Vektormeson mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ und einer Masse von $m_\psi = 3.097\,\mathrm{GeV}$. Es ist ein gebundener $c\bar{c}$-Zustand, der mit einer Zerfallsbreite von $\Gamma = 87\,\mathrm{keV}$ zu 87% in Hadronen und zu jeweils 6% in ein Elektron und ein Positron bzw. in zwei Myonen zerfällt [PDG96]. Die verschiedenen Produktionsmechanismen werden im nächsten Abschnitt besprochen. Im folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen kinematischen Variablen vorgestellt.

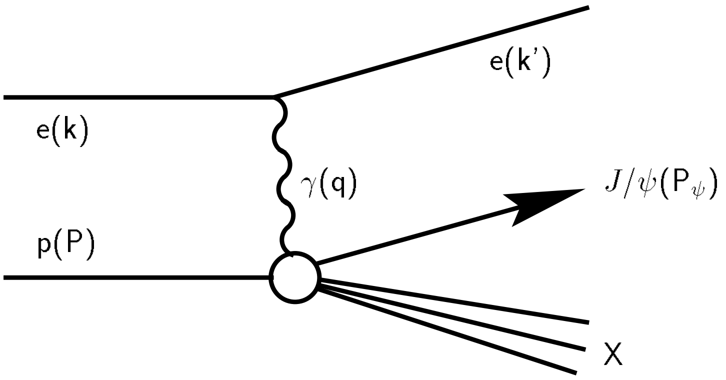


Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung der Produktion von J/ψ-Mesonen in der elektromagnetischen Wechselwirkung. In Klammern sind wiederum die Viererimpulse der beteiligten Teilchen angegeben.*

Die Variable y läßt sich, wenn das gestreute Positron nicht beobachtet wird, nach der Methode von Jacquet-Blondel aus den Teilchen im Endzustand des jeweiligen Ereignisses berechnen:

$$y = \frac{\sum(E - P_z)}{2E_e} \,. \tag{4.5}$$

E stellt die Energie und P_z die z-Komponente des Impulses eines Teilchens im Endzustand dar, wobei das gestreute Positron, sofern es im Detektor nachgewiesen wird, nicht mitgezählt werden darf. y läßt sich auch als die Summe der Beiträge des J/ψ-Mesons und der restlichen Teilchen des Endzustandes darstellen:

$$y = y_\psi + y_X \,. \tag{4.6}$$

Die Schwerpunktenergie im Photon-Proton-System ist definiert als:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(P_p + q)^2} = \sqrt{m_p^2 - Q^2 + 2P_p q} \,. \tag{4.7}$$

Für $W_{\gamma p}$ gilt in der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) dann:

$$W_{\gamma p} \approx \sqrt{ys} \,. \tag{4.8}$$

Bei der elastischen J/ψ-Erzeugung bleibt das Proton erhalten, während bei inelastischen Prozessen das Proton in ein hadronisches System übergeht. Um zwischen diesen Reaktionsmechanismen zu unterscheiden, wird die Elastizität z definiert als:

$$z = \frac{PP_\psi}{Pq} \,. \tag{4.9}$$

P_ψ stellt in dieser Gleichung den Viererimpuls des J/ψ-Mesons dar (vergleiche Abbildung 4.2). Im Ruhesystem des Protons gibt z den Bruchteil der Energie an, den das J/ψ-Meson vom Photon erhält. Es gilt für die elastische Produktion, bei der nur das J/ψ-Meson entsteht, $z \approx 1$ und für die inelastische $0 < z < 1$. Unter Vernachlässigung der Protonmasse erhält man:

$$z = \frac{E_\psi - P_{\psi z}}{2E_e} \cdot \frac{1}{y} = \frac{y_\psi}{y} \,. \tag{4.10}$$

4.2 Inelastische J/ψ-Erzeugung

In den verschiedenen Bereichen der Elastizität z dominieren verschiedene Produktionsmechanismen. Die unterschiedlichen Prozesse zur inelastischen J/ψ-Erzeugung werden im folgenden aufgeführt.

4.2.1 Boson-Gluon-Fusion

Bei der Boson-Gluon-Fusion wechselwirkt ein vom Proton abgestrahltes Gluon mit dem vom Positron ausgesandten Austauschboson. Da das Gluon nicht der elektroschwachen Wechselwirkung unterliegt, kann es nur zu einer indirekten Kopplung über ein Quark-Antiquarkpaar zwischen dem Austauschboson und dem Gluon kommen. In der *ep*-Wechselwirkung dominiert der Austausch eines quasireellen Photons ($Q^2 \approx 0$). Dieser Mechanismus wird **Photon-Gluon-Fusion** genannt (siehe Abbildung 4.3 a)). Die Photon-Gluon-Fusion dominiert im Bereich von $0.2 < z < 0.9$ [Scs97].

Die Bildung des gebundenen Zustandes erklärt man u.a. mit Hilfe des **Colour-Singlett-Modells** oder des **Colour-Oktett-Modells**. Im Colour-Singlett-Modell wird der farbneutrale Zustand durch die Abstrahlung eines harten Gluons erreicht, während man im Colour-Oktett-Modell diesen Zustand durch die Abstrahlung weicher Gluonen erhält. Die Produktion eines J/ψ-Mesons im Colour-Singlett-Modell ist in Abbildung 4.3 b) dargestellt.

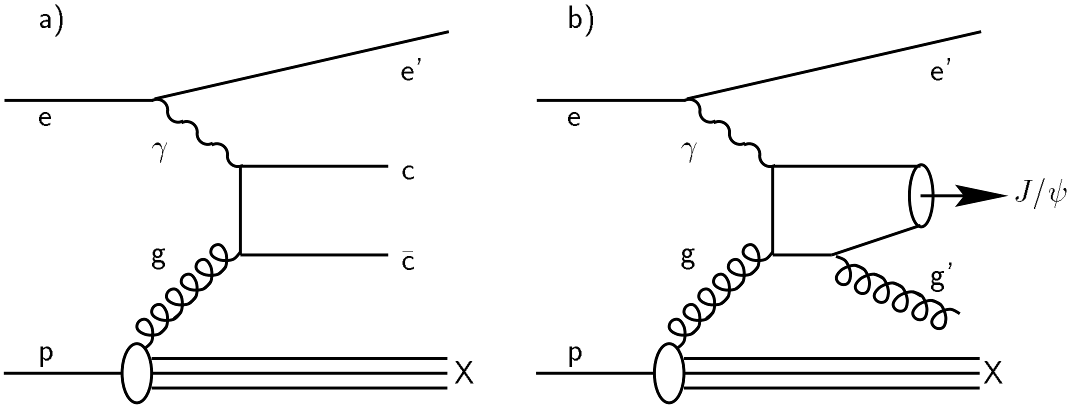


Abbildung 4.3: **a)** *Erzeugung eines geladenen Quark-Antiquark-Paares durch Photon-Gluon-Fusion,* **b)** *Bildung eines J/ψ-Mesons im Colour-Singlett-Modell durch die Abstrahlung eines harten Gluons.*

4.2.2 Weitere Produktionsmechanismen

Neben der Boson-Gluon-Fusion existieren weitere Mechanismen zur inelastischen J/ψ-Erzeugung, die im folgenden nur kurz erwähnt werden.

Diffraktive J/ψ-Erzeugung mit Protondissoziation

Bei der diffraktiven J/ψ-Produktion wird nach dem Vektor-Meson-Dominanzmodell davon ausgegangen, daß das Photon in ein J/ψ-Meson fluktuiert, das die gleichen Quantenzahlen wie das Photon hat. Die eigentliche Wechselwirkung findet zwischen dem J/ψ-Meson und dem Proton nach der Regge-Theorie ohne Austausch von Farbladung statt. Die Streuung wird nach dieser Theorie durch den Austausch eines Pomerons beschrieben. Das Proton wird entweder elastisch gestreut ($z \approx 1$), oder es dissoziiert. Die diffraktive J/ψ-Erzeugung ist dominant für $z > 0.95$.

Resolved-Photon Prozeß

Bei diesem Prozeß spaltet das Photon in Quarks und Gluonen auf, die mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirken. Der wahrscheinlichste Prozeß ist die Wechselwirkung von zwei Gluonen. Dieser Erzeugungsmechanismus findet bei kleinen Werten für z statt ($z \lesssim 0.2$). Wird die Bildung eines J/ψ-Mesons durch das Colour-Singlett-Modell erklärt, so ist dieser Produktionsmechanismus im Gegensatz zur Photon-Gluon-Fusion um einen Faktor 10 unterdrückt. Der Wirkungsquerschnitt erhöht sich jedoch um das Zehnfache, wenn Colour-Oktett Beiträge berücksichtigt werden [Krä97].

J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen

Bei der Photon-Gluon-Fusion kann es zum einen ebenfalls zu einem gebundenen $b\bar{b}$-Zustand (Υ-Meson) kommen, und zum anderen können zwei B-Mesonen gebildet werden. Ein kleiner Teil der B-Mesonen zerfällt in ein J/ψ-Meson ($\approx 1.2\%$ [PDG96]). Diese J/ψ-Erzeugung findet in der Regel bei kleiner Elastizität z statt ($z < 0.5$).

4.3 Ereigniseigenschaften

Die für diese Arbeit verwendeten Monte-Carlo Ereignisse stammen von dem Generator EPJPSI [Jun94], der wahlweise die Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlett-Modell, Resolved-Photon Prozesse und die diffraktive J/ψ-Produktion beschreibt.
Zu Beginn dieses Abschnittes wird eine knappe Beschreibung der einzelnen Schritte bei der Erstellung von Monte-Carlo Ereignissen gegeben. Danach folgt eine Darstellung der für diese Arbeit wichtigen kinematischen Variablen und ein Vorgriff auf die in Kapitel 5 zur Selektion von J/ψ-Kandidaten verwendeten Schnitte. In Abschnitt 4.3.3 wird auf die Topologie der betrachteten Ereignisse und das Ansprechverhalten des LAr-Triggers auf die Zerfallselektronen eingegangen.

4.3.1 Detektorsimulation

Von dem Monte-Carlo-Generator werden die Vierervektoren der bei einem Ereignis beteiligten Teilchen zur Verfügung gestellt. Die Detektorantwort wird in drei Schritten von dem Programmpaket H1SIM [Mey91] berechnet. Diese sind im einzelnen:

- GEANT: Hier wird die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial simuliert. Der Weg der Teilchen durch den Detektor wird in kleine Abschnitte unterteilt und die Energiedeposition in kleinen Volumina berechnet.
- H1DIGI: In den DIGI-Modulen werden die Antworten der verschiedenen Subdetektoren ermittelt.
- H1TRIG: Im letzten Simulationsschritt werden die Triggerentscheidungen simuliert. In der Datennahmeperiode 1997 ist eine Simulation für die TL23-Bänke, die den Inhalt der L2L3-Speicherkarten (siehe Abschnitt 3.1) und damit die gesamten Eingangsgrößen von L2 enthalten, hinzugekommen [Köh97.2]. Die Triggerentscheidung von L2TT und L2NN wird in der offiziellen H1SIM Version noch nicht simuliert (letzte zur Verfügung stehende Version: 30712).

Nach der Detektorsimulation werden die Monte-Carlo Ereignisse mit dem Programmpaket H1REC rekonstruiert. Dieses ist im wesentlichen das gleiche Programm, das für die Rekonstruktion der Daten verwendet wird.

4.3.2 Ereigniskinematik

Für die weiteren Untersuchungen werden in diesem Kapitel drei Datensätze verwendet.

- $\mathrm{MC_{TOT}}$: der gesamte Datensatz, in dem mit Hilfe des Generators EPJPSI inelastisch produzierte J/ψ-Mesonen, die in Elektronen zerfallen, für die Datennahmeperiode 1995 simuliert wurden. Es liegen insgesamt 9537 Ereignisse vor.
- $\mathrm{MC_{ZEN}}$: ein Datensatz, in dem beide Zerfallselektronen des J/ψ-Mesons in den Zentralbereich fallen ($20° \leq \Theta \leq 160°$). In diesem Bereich verbleiben 4197 Ereignisse.
- $\mathrm{MC_{INEL}}$: ein Datensatz, in dem beide Elektronen eine *gute* Spur im Zentralbereich des Detektors hinterlassen und beide im LAr-Kalorimeter mit mindestens mittlerer Elektronqualität rekonstruiert werden. Außerdem wird noch mindestens eine weitere *gute* Spur verlangt. Eine Beschreibung dieser Selektion und eine Erläuterung der Elektron- und Spurqualität befindet sich in Kapitel 5. Dieser Datensatz enthält 1316 Ereignisse.

Mit Hilfe der drei Datensätze werden die generierten Größen betrachtet, während im nächsten Abschnitt mit Hilfe des Datensatzes $\mathrm{MC_{INEL}}$ das Ansprechverhalten des Kalorimetertriggers auf die Zerfallselektronen untersucht wird. In Kapitel 6 wird $\mathrm{MC_{INEL}}$ zum Testen eines topologischen Triggerelementes und zum Trainieren und Testen eines neuronalen Netzes verwendet.

Abbildung 4.4 zeigt den generierten Impuls der Zerfallselektronen der J/ψ-Mesonen gegen den Polarwinkel Θ für den Datensatz $\mathrm{MC_{TOT}}$. Man erkennt, daß der Impuls in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung höher als im Zentralbereich ist. Der Akzeptanzbereich für den Nachweis von Elektronen wurde von $20° \leq \Theta \leq 160°$ gewählt. In diesem Bereich können Spuren gut rekonstruiert werden. Daraus ergibt sich eine Einschränkung auf die Schwerpunktenergie im Photon-Proton-Ruhesystem auf den Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$, in dem die Akzeptanz genügend groß ist [Scs97]. Die generierte Schwerpunktenergie für den Datensatz $\mathrm{MC_{INEL}}$ ist in Abbildung 4.5 a) dargestellt. Die schraffierte Fläche kennzeichnet die Ereignisse, die von dem L1-Subtrigger s37 akzeptiert wurden. Dieser Subtrigger dient zur Erkennung von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, deren Zerfallselektronen ihre Energie im LAr-Kalorimeter deponieren. Im Rahmen dieser Arbeit soll die Triggerdefinition, die dem Abschnitt 2.4 zu entnehmen ist, durch ein Triggerelement auf der zweiten Triggerstufe ergänzt werden. Bei der in Kapitel 5 beschriebenen Selektion der J/ψ-Kandidaten aus den Datennahmeperioden 1995 und 1997 wurde ein Schnitt von $50\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 140\,\mathrm{GeV}$ gemacht, um den hohen Untergrundanteil an den Rändern des Akzeptanzbereiches zu verwerfen [Scs97].

In Abbildung 4.5 b) ist die generierte Elastizität dargestellt. Die schraffierte Fläche kennzeichnet wiederum die von s37 akzeptierten Ereignisse. In der Elastizität wird ein Schnitt von $z \geq 0.3$ für die Selektion der J/ψ-Kandidaten gemacht. Das Verlangen einer weiteren guten Spur hat einen indirekten Schnitt auf hohe Werte von z zur Folge.

Aus diesen Abbildungen erkennt man, daß die Effizienz des L1-Subtriggers s37 relativ gering ist. Diese liegt für den Datensatz $\mathrm{MC_{INEL}}$ bei $\approx 24\%$ (vergleiche Abbildung 6.2). In Abschnitt 6.1 wird aus diesem Grund untersucht, ob es möglich ist, die Zusammensetzung von s37 abzuschwächen.

4.3.3 Ereignistopologie

Im folgenden werden Untersuchungen über die Eigenschaften der beim J/ψ-Zerfall entstehenden Elektronen gemacht. Diese Untersuchungen sind für die Entwicklung eines topologischen Triggerelementes wichtig, da angestrebt wird, daß der topologische Trigger verstärkt auf die Zerfallselektronen im Zentralbereich anspricht, um dadurch Untergrundereignisse zu unterdrücken. Diese Idee wird schon in [Jan92] verfolgt.

Die Winkelverteilung der Zerfallselektronen

Der Zweikörperzerfall des J/ψ-Mesons besitzt im J/ψ-Ruhesystem eine „back to back“-Signatur, d.h. die Öffnungswinkel zwischen den Zerfallselektronen $\Delta\Theta$ und $\Delta\Phi$ betragen

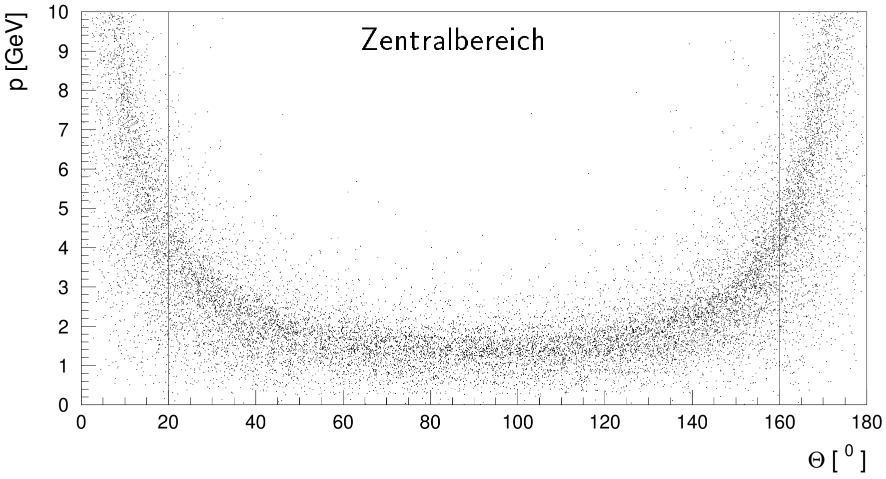


Abbildung 4.4: *Der generierte Impuls der Zerfallselektronen der J/ψ-Mesonen gegen den Polarwinkel: Im Mittel ist der Impuls im Zentralbereich niedriger als im Vorwärts- und Rückwärtsbereich. Die beiden Geraden markieren den Zentralbereich* $(20^\circ \leq \Theta \leq 160^\circ)$.

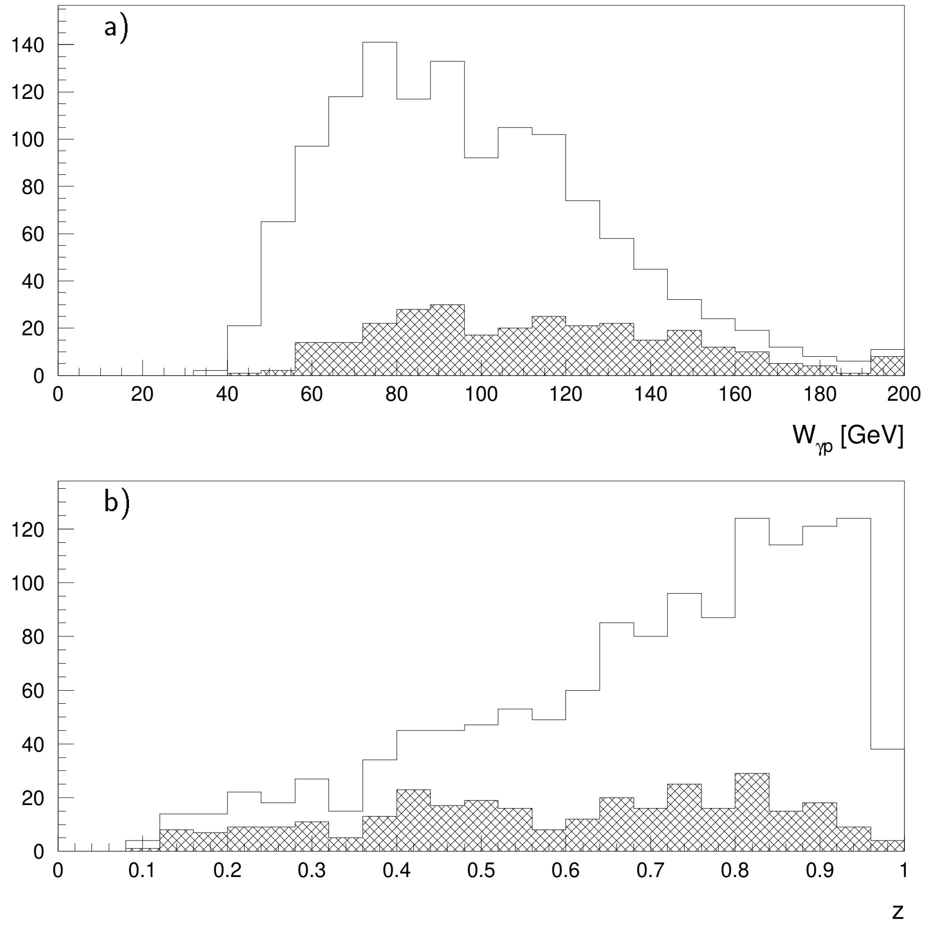


Abbildung 4.5: *Darstellung der generierten* **a)** *Schwerpunktenergie des Photon-Proton-Ruhesystems und* **b)** *der Elastizität z für den Datensatz* MC_{INEL}. *Die schraffierten Flächen stellen diejenigen Ereignisse dar, die von dem L1-Subtrigger s37 akzeptiert wurden.*

jeweils 180°, und die Energie des J/ψ-Mesons wird gleichmäßig auf die Elektronen verteilt. Durch die Lorentztransformation ins Laborsystem ergibt sich eine Verzerrung dieser Signatur, die vorwiegend im Polarwinkel Θ stattfindet. Die Elektronen treten verstärkt in der Vorwärts- und Rückwärtsrichtung des Detektors auf.
Interessant ist die Projektion des Ereignisses auf die $r\Phi$-Ebene. Hier wird der Öffnungswinkel $\Delta\Phi$ zwischen dem e^+e^--Paar durch den Transversalimpuls des J/ψ-Mesons im Laborsystem $p_{t,\psi}$ bestimmt. Abbildung 4.6 a) zeigt den generierten Öffnungswinkel zwischen den Zerfallselektronen für den Datensatz MC_{ZEN}. Es ist zu erkennen, daß die „back to back"-Signatur in der $r\Phi$-Ebene für viele Ereignisse nahezu erhalten geblieben ist. Die Abhängigkeit des Öffnungswinkels $\Delta\Phi$ von $p_{t,\psi}$ ist in Abbildung 4.6 b) dargestellt. Je höher der Transversalimpuls ist, desto mehr weicht die „back to back"-Signatur auf. Die Linie in den beiden Abbildungen stellt einen Schnitt in $\Delta\Phi$ bei 90° dar, durch den ungefähr 4% der Ereignisse verworfen werden. In Tabelle 4.1 sind die Effizienzen für verschiedene $\Delta\Phi$-Schnitte angegeben. Hieraus ist zu erkennen, daß nur wenige Ereignisse bei einem Schnitt von $\Delta\Phi > 90°$ verlorengehen und daß die Effizienz dieses Schnittes weitgehend unabhängig vom verwendeten Datensatz ist.
Dieses Vorgehen ist jedoch nicht unproblematisch, da durch den $\Delta\Phi$-Schnitt indirekt ein $p_{t,\psi}$-Schnitt eingeführt wird, so daß die seltenen Ereignisse mit einem J/ψ-Meson mit hohem Transversalimpuls größtenteils verworfen werden. Dieser Effekt ist in Abbildung 4.6 c) zu erkennen. Die dunkel markierten Ereignisse werden durch einen $\Delta\Phi$-Schnitt bei 90° verworfen.

$\Delta\Phi$-Schnitt	MC_{TOT}	MC_{ZEN}	MC_{INEL}
45°	97.4%	99.1%	99.2%
90°	93.0%	95.7%	95.7%
135°	76.3%	80.7%	77.7%

Tabelle 4.1: *Effizienz für Schnitte auf den Winkel $\Delta\Phi$ zwischen den beiden Zerfallselektronen: Die Effizienz der jeweiligen Schnitte ist weitgehend unabhängig von dem verwendeten Datensatz.*

Energie der Zerfallselektronen

Im Laborsystem ist die Energie des J/ψ-Mesons in der Regel asymmetrisch auf die Zerfallselektronen verteilt. Dieses ist in Abbildung 4.7 a) für den Datensatz MC_{TOT} und in b) für den Datensatz MC_{ZEN} dargestellt. Man erkennt, daß die Energien oberhalb einer Hyperbel liegen, die durch die Ruhemasse des J/ψ-Mesons vorgegeben wird.
Für einen Elektrontrigger ist es interessant, in welche Polarwinkelregion die Elektronen mit bestimmten Energien fallen. Daher wurde in Abbildung 4.8 a) die generierte Elektronenergie gegen den *Big Tower*-Polarwinkelindex aufgetragen. Diese Darstellung entspricht der Abbildung 4.4, jedoch ist der Polarwinkel in Grad durch den für den Kalorimetertrigger relevanten Θ-Index ersetzt worden.
Auch in dieser Darstellung erkennt man, daß gerade im Zentralbereich die Energie der

Zerfallselektronen am geringsten ist. Das Energiespektrum der Elektronen in diesem Bereich besitzt ein Maximum bei $\approx 1.5\,\mathrm{GeV}$, was aus Abbildung 4.8 b) deutlich wird. Daher haben die Energieschwellen der *Big Tower* einen großen Einfluß auf die Triggereffizienzen im Zentralbereich. Hiermit beschäftigt sich der nächste Abschnitt.

Auswirkungen des Rauschens im Kalorimeter

Im LAr befinden sich ≈ 44000 Auslesekanäle, die sich auf insgesamt 240 *Big Tower* aufteilen. Jeder Auslesekanal stellt eine mögliche Quelle für Rauschen dar. Die Auslesekanäle eines *Trigger Tower*-Segmentes (TT-Segment) werden analog aufsummiert, und sobald

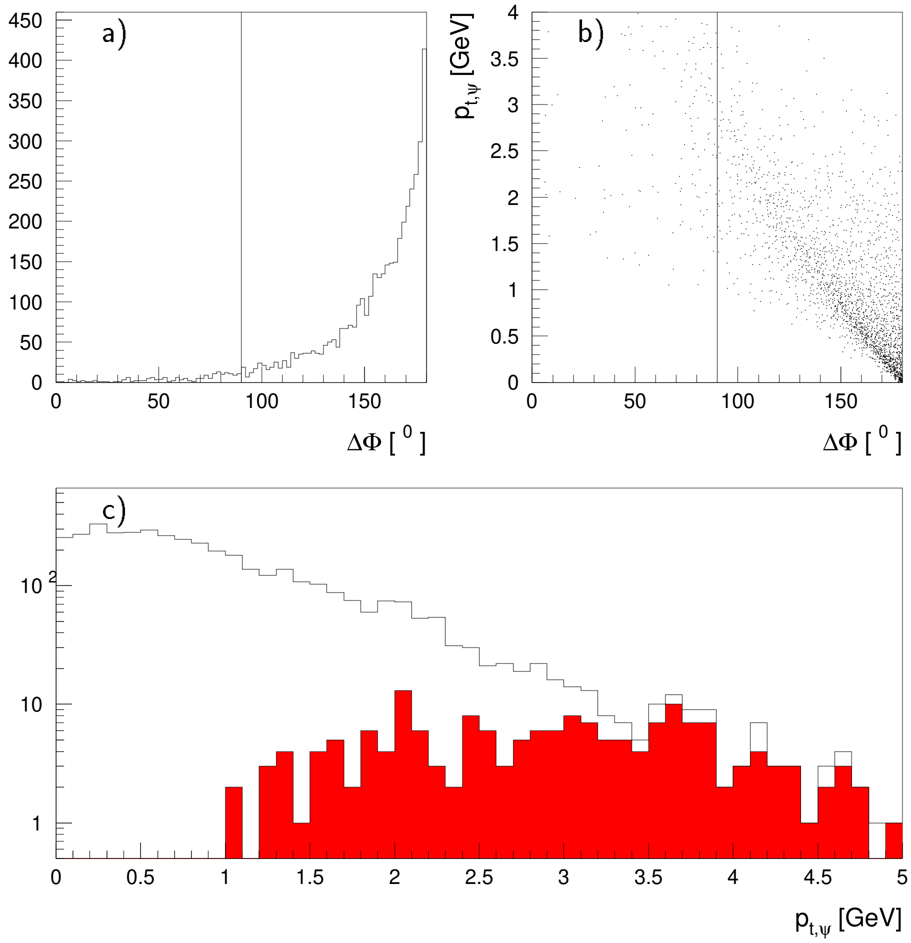


Abbildung 4.6: *Die Auswirkungen eines Schnittes auf den Öffnungswinkel zwischen den Zerfallselektronen für den Datensatz* MC_{ZEN}. *Abbildung* **a)** *zeigt den Öffnungswinkel zwischen den Zerfallselektronen* $\Delta\Phi$: *Es gehen nur wenige Ereignisse durch den eingezeichneten* $\Delta\Phi$ *Schnitt bei* 90° *verloren (siehe auch Tabelle 4.1).* **b)** *Der Öffnungswinkel zwischen den Elektronen gegen den Transversalimpuls des* J/ψ*-Mesons: Je höher der Transversalimpuls ist, desto mehr wird die „back to back"-Topologie aufgeweicht.* **c)** *Der Transversalimpuls des* J/ψ*-Mesons. Die dunkel markierten Ereignisse werden durch einen* $\Delta\Phi$ *Schnitt bei* 90° *verworfen. In dieser Abbildung ist auf die logarithmische Einteilung der y-Achse zu achten.*

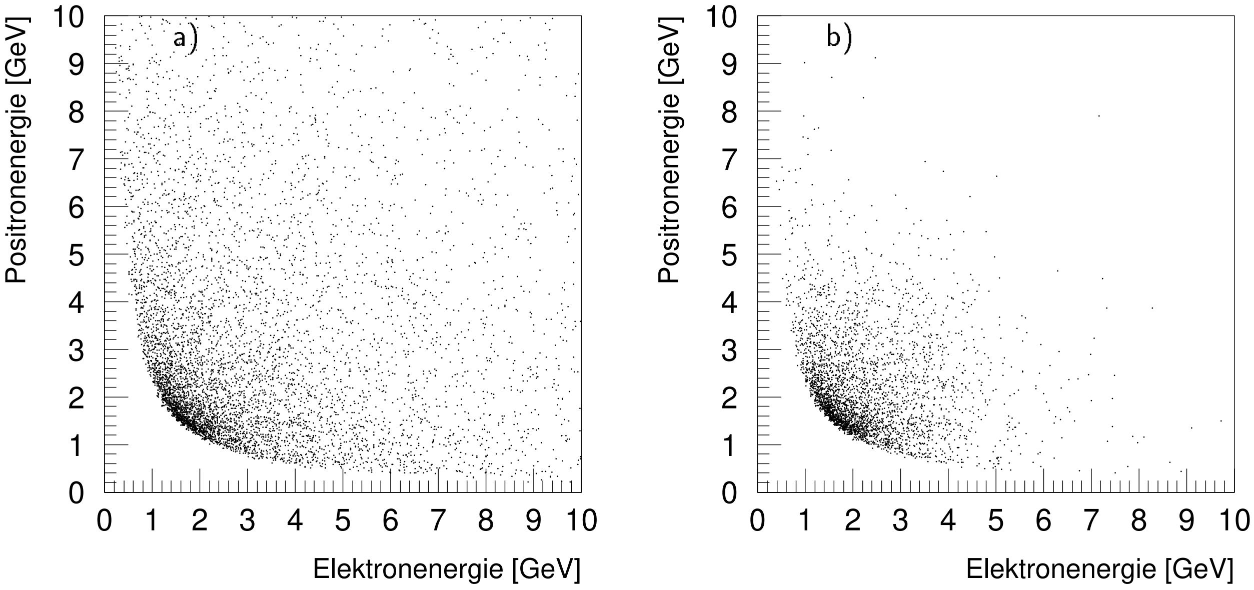


Abbildung 4.7: *Korrelation der Energien für e^+ und e^-. Im Laborsystem ist die Energieverteilung auf die Zerfallselektronen asymmetrisch.* **a)** *zeigt die Korrelation für den Datensatz MC_{TOT} und* **b)** *für den Datensatz MC_{ZEN}.*

das Signal über der jeweiligen TT-Rauschschwelle liegt, gibt es einen Beitrag zum Signal des jeweiligen *Big Towers*. Die Energiedeposition in einem BT wird in eine 8-bit Zahl digitalisiert und zur Bildung der L1-Triggerelemente mit einer BT-Rauschschwelle versehen (vergleiche Abschnitt 2.3).

Die Effizienz der Elektronentriggerung ist stark von den TT-Rauschschwellen abhängig. Dieses wird in [Jan92] genau untersucht und läßt sich folgendermaßen verstehen:

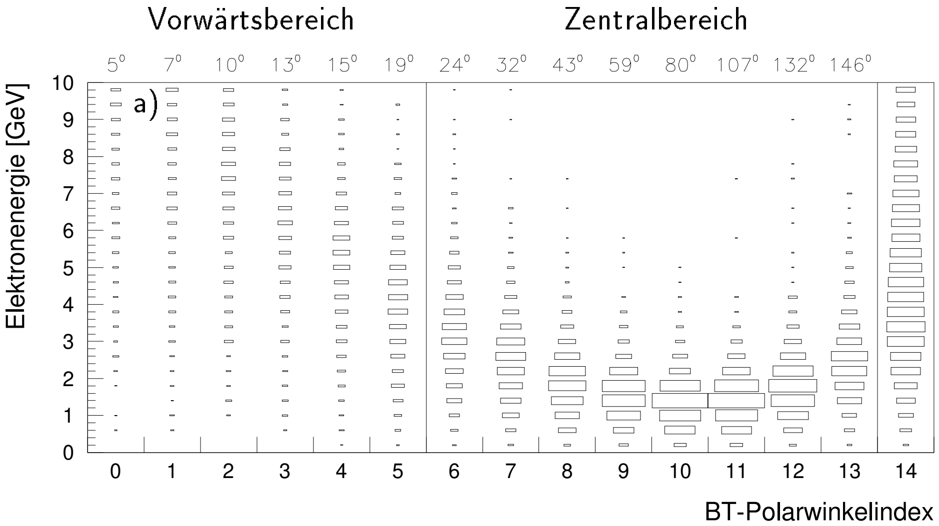
Dringt ein Elektron in das Kalorimeter ein, so deponiert es normalerweise seine Energie nicht nur in einem *Trigger Tower*. Wird zu wenig Energie in einem TT deponiert, so wird dieses als Rauschen interpretiert. Daher bewirken die TT-Rauschschwellen eine Senkung der von den *Big Towern* registrierten Elektronenergie. Da das Energiespektrum der aus dem J/ψ-Zerfall stammenden Elektronen im Zentralbereich des Detektors ein Maximum nur wenige Standardabweichungen vom durchschnittlichen Rauschpegel entfernt [Car95] bei $\approx 1.5\,\mathrm{GeV}$ besitzt (Abbildung 4.8), reicht die in einem *Big Tower* deponierte Energie oftmals nicht aus, um diesen ansprechen zu lassen. Hinzu kommt noch, daß ein Elektron oftmals zwei benachbarte *Big Tower* trifft, so daß die deponierte Energie auf zwei BT verteilt wird. Daher sollte nicht nur die analoge TT-Schwelle, sondern auch die digitale FADC-Rauschschwelle im Zentralbereich so niedrig wie möglich gehalten werden.

Im folgenden wird mit Hilfe des Datensatzes $\mathrm{MC_{INEL}}$ die Anzahl der Elektronen bestimmt, die keinen *Big Tower* im Zentralbereich aktiviert haben. Um festzustellen, ob ein Zerfallselektron durch den LAr-Trigger registriert wurde, wird versucht, einen BT mit einer Spur aus den zentralen Spurkammern zu verbinden, indem ein Schnitt bei $\Delta = 0.4$ gemacht wird, wobei Δ definiert ist als:

$$\Delta = \sqrt{\Delta\Theta^2 + (\Delta\Phi/2)^2}\,. \tag{4.11}$$

$\Delta\Theta$ wird aus der Differenz des Polarwinkels des *Big Towers* und des Winkels bestimmt, der sich aus dem letzten Treffer in der CJC ergibt. Dasselbe Verfahren wird bei der Berech-

nung von $\Delta\Phi$ angewandt, wobei dieser Wert durch 2 dividiert wird, um zu berücksichtigen, daß der Azimutalwinkel einer Spur in den Spurkammern genauer bestimmt werden kann und daß die BT-Granularität in Φ größer als in Θ ist.
Dieses Verfahren wird zum einen mit dem gesamten Datensatz MC_{INEL} durchgeführt. Zum anderen werden dieselben Schnitte wie in der Datenselektion verwendet. Dieses sind die in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Einschränkungen auf $W_{\gamma p}$ und z. Zusätzlich wird ein Transversalimpuls der Zerfallselektronen von $p_t > 0.9\,\mathrm{GeV}$ und eine invariante Masse von $M_{ee} \geq 2\,\mathrm{GeV}$ gefordert (vergleiche Abschnitt 5.2 und Tabelle 5.2). In Abbildung 4.9 ist zunächst die Anzahl der Elektronen, die keinen *Big Tower* aktivieren, gegen den Polarwinkelindex für den Zentralbereich für alle Ereignisse angegeben, die von Subtrig-



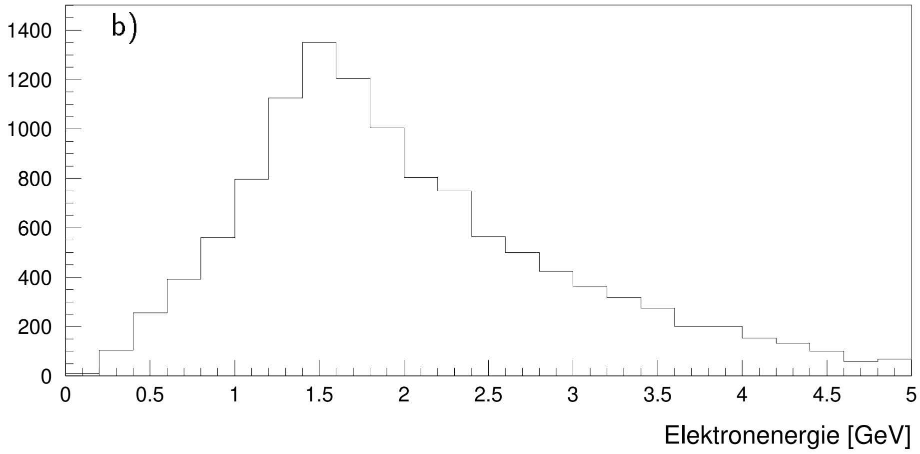


Abbildung 4.8: *Übersicht über die generierte Gesamtenergie der Zerfallselektronen.* **a)** *Die Gesamtenergie gegen den BT-Polarwinkelindex. Man erkennt, daß die durchschnittliche Energie der Zerfallselektronen im Vorwärtsbereich (Index 0-5) höher als im hier betrachteten Zentralbereich (Index 6-13) ist. In Rückwärtsrichtung steigt die Gesamtenergie wieder leicht an. Für die BT des LAr-Kalorimeters sind über der Abbildung die dem BT-Index entsprechenden Winkel angegeben (vergleiche Tabelle 2.4).* **b)** *Die Gesamtenergie der Zerfallselektronen, die in den Zentralbereich fallen. Das Maximum der Energie liegt bei* 1.5 *GeV.*

ger s37 akzeptiert wurden. Zum Vergleich wurden die Ereignisse, welche die zusätzlichen Schnitte erfüllen, in der Gesamtzahl auf den gesamten Datensatz normiert. Aus dieser Abbildung erkennt man, daß die zusätzlichen Schnitte keinen wesentlichen Einfluß auf das Ansprechverhalten des Kalorimetertriggers auf die Zerfallselektronen hat. Für diese Arbeit ist nur wichtig, ob ein Elektron aus dem J/ψ-Zerfall im Zentralbereich vom LAr-Trigger registriert wird. Um möglichst viele Ereignisse zur Verfügung zu haben, wird in den nachfolgenden Kapiteln der gesamte Datensatz verwendet.

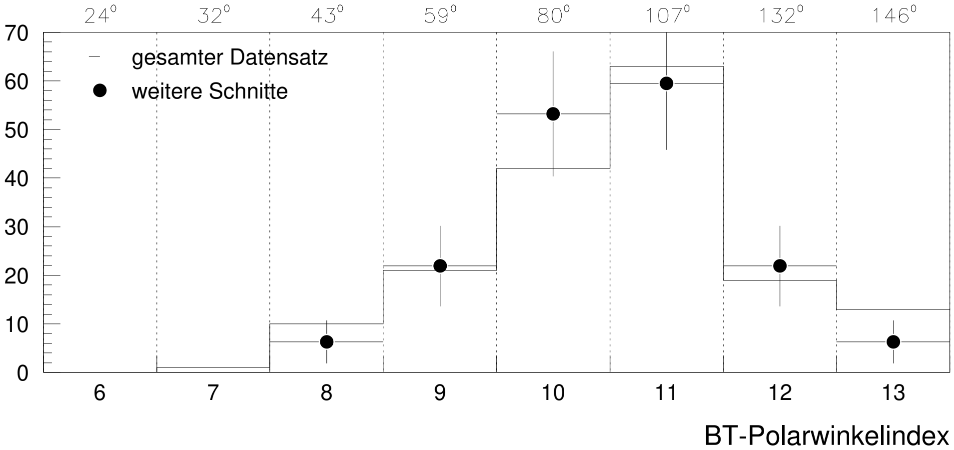


Abbildung 4.9: *Anzahl der Zerfallselektronen ohne aktivierten Big Tower für den Datensatz* MC_{INEL} *gegen den Polarwinkelindex. Erfüllt ein Elektron nicht den* Δ*-Schnitt, so wird der* Θ*-Index angegeben, auf den die Spur des Elektrons zeigt.*

In Tabelle 4.2 ist die relative Anzahl der Ereignisse getrennt nach Anzahl der registrierten Zerfallselektronen für den gesamten Datensatze $\mathrm{MC_{INEL}}$ angegeben. Man erkennt, daß bei nur ungefähr jedem dritten Ereignis beide Elektronen durch einen BT vom LAr-Trigger erkannt wurden. Daher ist es nicht ratsam, zwei getrennte BT im Zentralbereich zu verlangen. Zur Unterdrückung von Untergrundereignissen sollte, sobald nur ein Zerfallsteilchen einen BT aktiviert hat, eine Validation durch einen Spurtrigger vorliegen.

kein Elektron	ein Elektron	zwei Elektronen
16.3%	51.5%	32.1%

Tabelle 4.2: *Anzahl der Ereignisse, getrennt nach Anzahl der registrierten Zerfallselektronen für den gesamten Datensatz* MC_{INEL}*. Ein Elektron wird als vom LAr-Trigger registriert angesehen, wenn seine rekonstruierte Spur innerhalb von* $\Delta < 0.4$ *auf einen aktivierten Big Tower zeigt.*

In Abbildung 4.10 befindet sich ein Beispiel für ein Monte-Carlo Ereignis, bei dem die Elektronen jeweils einen *Big Tower* aktivieren. Die Energiedeposition findet nur im elektromagnetischen Teil des LAr statt und beträgt 1.2 GeV bzw. 0.9 GeV. Die generierte Energie der Zerfallselektronen beträgt 2.1 GeV und 1.2 GeV.

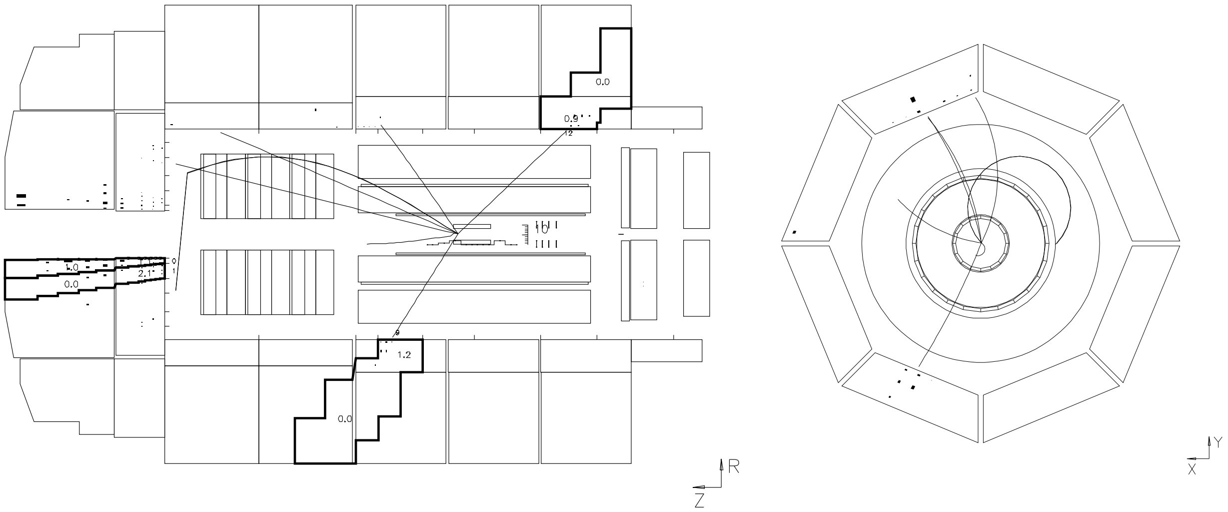


Abbildung 4.10: *Ein Beispiel für ein Monte-Carlo Ereignis: Man erkennt die beiden Elektronen unter* $\Theta_1 = 57.6°$ *und* $\Theta_2 = 136.4°$, *die jeweils einen Big Tower aktivieren, in dem sie Energie von* 1.2 *GeV bzw.* 0.9 *GeV im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponieren.*

Kapitel 5

Ereignisselektion

Ziel dieser Arbeit ist es, die Effizienz für die Triggerung von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, die in zwei Elektronen zerfallen, zu erhöhen. Basierend auf dem vorhandenen L1-Subtrigger s37 soll ein L2-Triggerelement entwickelt werden, um die hohe L1-Triggerrate zu senken und dadurch einen hohen Skalierungsfaktor zu verhindern.
Im diesem Kapitel wird die Selektion von J/ψ-Kandidaten aus den Datennahmeperioden 1995 und 1997 beschrieben. Ein Aspekt bei der Selektion ist, daß möglichst viele Ereignisse zum Testen eines topologischen Triggerelementes und zum Testen und Trainieren eines neuronalen Netzes übrigbehalten werden. Dieses Vorgehen hat einen hohen Untergrundanteil zur Folge.
Für die Identifikation der Zerfallselektronen steht nur das LAr-Kalorimeter zur Verfügung. Befindet sich ein Elektron im Bereich eines hadronischen Jets, so ist eine Identifikation nur schwer möglich. Im Gegensatz hierzu ist die Erkennung von Zerfallsmyonen leichter, da sie minimalionisierende Teilchen sind, so daß zusätzlich zu der Kalorimeterinformation noch das instrumentierte Eisen zur Identifikation verwendet werden kann.
Nachdem im ersten Abschnitt auf die Spurselektion und Elektronidentifikation eingegangen wird, werden in Abschnitt 5.2 die angewandten Selektionsschnitte beschrieben. In Abschnitt 5.3 werden die in Kapitel 6 verwendeten J/ψ-Kandidaten vorgestellt.

5.1 Spurselektion und Elektronidentifikation

Zwei zentrale Punkte bei der Selektion der J/ψ-Kandidaten sind zum einen die Spurselektion und die Elektronidentifikation, die im folgenden beschrieben werden, und zum anderen die Rekonstruktion der kinematischen Variablen y, z und $W_{\gamma p}$. Auf die Bestimmung dieser Variablen wird in dieser Arbeit nicht eingegangen. Nähere Angaben hierzu befinden sich z.B. in [Scs97].

Spurselektion

Bei der Spurrekonstruktion im Zentralbereich werden getrennt für die CJC1 und CJC2 aus den Treffern Spurstücke rekonstruiert. Es werden gleichzeitig in der $r\Phi$-Ebene Kreise

und in der rz-Ebene Geraden an die Treffer angepaßt. Die Spurstücke werden mittels einer Helix miteinander verbunden, und es wird versucht, die gefundenen Spuren an einen gemeinsamen Vertex anzupassen. Die z-Position des Vertex wird für jedes Ereignis neu bestimmt, während die x- und y-Koordinate nur für jeden *run* neu bestimmt werden.
Bei der Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich werden erst Spurstücke in den planaren und radialen Spurkammern gesucht und anschließend miteinander verbunden. Danach erfolgt eine Vertexanpassung, und es wird versucht, Spuren aus dem Zentral- und dem Vorwärtsbereich zu kombinieren.
Bei diesem Verfahren werden für ein Teilchen oftmals mehrere Spuren berechnet. Diese Mehrdeutigkeiten können verschiedene Gründe haben:

- Das Teilchen trifft das vordere und das zentrale Spurkammersystem. Dann wird eine zentrale, eine vordere und eine kombinierte Spur berechnet.
- Der Winkel zwischen der CJC1- und CJC2-Spur ist so groß, z.B. durch Vielfachstreuung, daß die Spursegmente nicht miteinander verbunden werden können. Es verbleiben zwei Spuren.
- Es erfolgt eine Anpassung an mehrere Vertizes.

In dieser Arbeit wurde die in [Wes96] dargestellte Spurselektion verwendet. Durch diese werden die oben beschriebenen Mehrdeutigkeiten berücksichtigt. Es werden nur Spuren verwendet, die an den primären Vertex angepaßt sind. Im Fall von Mehrdeutigkeiten auf Grund von kombinierten, zentralen und vorderen Spuren wird in dieser Reihenfolge eine Spur ausgewählt. Außerdem werden Qualitäts-Kriterien für sogenannte *gute* Spuren definiert. Diese Kriterien sind nach vorderen, zentralen und kombinierten Spuren getrennt aufgestellt und in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Es werden folgende Parameter verwendet:

- Der $|\mathrm{DCA}^{\sim}|$ ist der geringste radiale Abstand einer nicht an den Vertex angepaßten Spur zum primären Ereignisvertex. Eine Erläuterung hierzu befindet sich in der Abbildung zur Tabelle 5.1.
- R_{Start} ist der Abstand des ersten Treffers in der Spurkammer CJC in der $r\Phi$-Ebene vom Nullpunkt.
- Die Spurlänge ist der Abstand einer Spur in der $r\Phi$-Ebene zwischen dem Anfangs- und dem Endpunkt der Spur.
- R_0 wird in der Vorwärtsrichtung anstelle des DCA verwendet. Es ist der Abstand einer Spur in der $r\Phi$-Ebene vor der Vertexanpassung an den Wechselwirkungspunkt.
- χ^2_{Spur}/N_f bzw. χ^2_{Vertex}/N_f sind die Werte für χ^2 für die durch die getroffenen Spurkammerdrähte gelegte Spur bzw. für die Vertexanpassung der Spur pro Anzahl der Freiheitsgrade N_f.
- $N_{prim\ddot{a}re+sekund\ddot{a}re\,planare\,Segmente}$ und $N_{planare+radiale\,Segmente}$ sind die Anzahl der angesprochenen Segmente in den vorderen Spurkammern.
- dp/p gibt den Fehler des Impulses an

Elektronidentifikation

Zur Elektronidentifikation wird das LAr-Kalorimeter verwendet [Nar97, Scg97]. Im Gegensatz zu Hadronen gelangen die Zerfallselektronen von J/ψ-Mesonen i.a. nicht in den hadronischen Teil des Kalorimeters.
Da das LAr ein nichtkompensierendes Kalorimeter ist, ist bei gleicher Teilchenenergie E die Schauerenergie h der Hadronen kleiner als die der Elektronen e. Bei gleichem Teilchenimpuls p erwartet man für die Elektronen $e/p \approx 1$ und für Hadronen $h/p < 1$.
Die Spuren aus den Driftkammern mit einem Mindestimpuls von 0.5 GeV werden in das Kalorimeter extrapoliert. Um diese extrapolierten Spuren werden zwei Zylinder gelegt, einer mit Radius $r_a = 15\,\mathrm{cm}$ und der andere mit Radius $r_b = 30\,\mathrm{cm}$. Die Radien wurden so gewählt, daß der elektromagnetische Schauer eines Elektrons von einem Zylinder mit Radius r_a eingeschlossen wird, während der Zylinder mit Radius r_b 90% der hadronischen Schauer umfaßt. Die Ränder der Zylinder sind jedoch nicht scharf, sondern werden mit Hilfe einer sigmoiden Gewichtsfunktion h „verschmiert“. Innerhalb des Zylinders ist $h = 1$ und außerhalb nimmt h schnell mit der Entfernung vom Zylinderrand ab. Dieses Verfahren ist an die *Fuzzy*-Logik angelehnt [Scg97].
Es werden vier Schnittgrößen eingeführt, um Elektronen von Hadronen zu trennen. Diese

Vorwärtsspuren
$p_t > 0.15\,\mathrm{GeV}$
$6.0^\circ < \Theta < 25.0^\circ$
$R_0 < 10.0\,\mathrm{cm}$
$\chi^2_{Spur}/N_f < 10.0$
$\chi^2_{Vertex}/N_f < 25.0$
$N_{primäre+sekundäre\,planare\,Segmente} \geq 1$
$N_{planare+radiale\,Segmente} \geq 2$
$dp/p < 1.0$
Zentralspuren
$p_t > 0.15\,\mathrm{GeV}$
$20^\circ < \Theta_e < 160^\circ$
$\|\mathrm{DCA}^\sim\| < 2.0\,\mathrm{cm}$
$R_{Start} < 50.0\,\mathrm{cm}$
Spurlänge $< 10.0\,\mathrm{cm}$ für $\Theta < 150^\circ$
Spurlänge $< 5.0\,\mathrm{cm}$ für $\Theta > 150^\circ$
kombinierte Spuren
$p_t > 0.15\,\mathrm{GeV}$
$\|\mathrm{DCA}^\sim\| < 5.0\,\mathrm{cm}$
$R_{Start} < 50.0\,\mathrm{cm}$

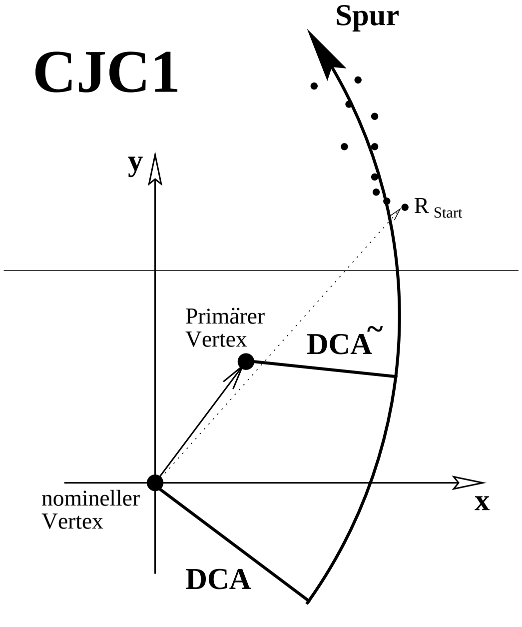


Tabelle 5.1: *Qualitätskriterien für gute Spuren der in* [Wes96] *beschriebenen Spurselektion*

Größen sind:

- die Energie im elektromagnetischen LAr im Radius r_a normiert auf den Teilchenimpuls. Je näher der Schnitt an 1 liegt, desto kleiner ist der hadronische Untergrund, und desto geringer wird die Effizienz der Elektronerkennung.
- die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter im Radius r_a. Für die Elektronerkennung wird ein unterer Schnitt gemacht.
- die Energie im hadronischen LAr innerhalb des Zylinders mit Radius r_b. Hier wird ein oberer Schnitt vorgenommen, da Elektronen in der Regel ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren und nur selten den hadronischen Teil erreichen.
- die mit der Zellenergie innerhalb von r_a gewichtete Spurlänge im elektromagnetischen Kalorimeter.

Die Schnitte auf diese vier Größen sind an den Energiebereich für Elektronen, die aus dem J/ψ-Zerfall stammen, angepaßt ($E \lesssim 5\,\mathrm{GeV}$). Es werden wieder keine scharfen Schnitte durchgeführt, sondern es werden Toleranzbereiche für einzelne Größen zugelassen, wenn die weiteren Größen die erforderlichen Schnitte erfüllen.
Mit Hilfe verschiedener Schnitte werden drei Elektronqualitäten definiert [Nar97, Scg97]:

- **schwache Elektronen** (Q=1): Dieses ist die Mindestanforderung der Ereignisklassifikation L5.
- **mittlere Elektronen** (Q=2): Diese Klasse ist zur Selektion von elastischen J/ψ-Kandidaten mit einer Fehlidentifikation von Pionen von $\lesssim 5\%$ pro Teilchen geeignet.
- **gute Elektronen** (Q=3): Die Fehlidentifikation von Pionen beträgt ungefähr $1-2\%$ pro Teilchen für die Selektion von inelastischen J/ψ-Kandidaten.

In der im nächsten Abschnitt beschriebenen Selektion wird für die Elektronkandidaten mindestens mittlere Elektronenqualität verlangt. Die Einschränkung auf gute Qualität hat einen kleineren Untergrundanteil zur Folge, halbiert jedoch die Anzahl der J/ψ-Kandidaten.

5.2 Selektionsschnitte

Die J/ψ-Kandidaten aus der Datennahmeperiode 1995 wurden aus dem in [Scs97] verwendeten Datensatz selektiert. Die Ereignisse für 1997 wurden mit den gleichen Schnitten gesucht. Da in 1996 Subtrigger s37 die meiste Zeit nicht aktiv war, stehen aus diesem Jahr keine Daten zur Verfügung. Es wurden durch folgende Schnitte J/ψ-Kandidaten selektiert ([Scs97]):

- Es wird verlangt, daß folgende Systeme des H1-Detektors positive Hochspannungskontrollwerte besitzen, d.h. daß diese Detektorkomponenten während der Datennahme funktionsfähig waren:
  - Spurkammersystem (CJC, CIP, COP)
  - LAr-Kalorimeter und das SPACAL
  - Luminositätssystem
- Es wird die Klasse 17 der Ereignisklassifikation verlangt. Diese enthält die Unterklassen CSEEL ($\geq$ 1 Elektron mit $p_t > 1\,\text{GeV}$), ATWOEL ($\geq$ 1 Elektron und $\leq$ 5 Spuren) und 2ELEC ($\geq$ 2 Elektronen).
- Mindestens zwei Elektronkandidaten (mindestens mittlere Qualität aus dem LAr-Kalorimeter und gute Spurqualität) mit einem Transversalimpuls von mindestens 0.9 GeV müssen im Zentralbereich ($20^\circ < \Theta_e < 160^\circ$) nachgewiesen werden. In diesem Winkelbereich werden die Spuren mit hoher Qualität rekonstruiert, und der Untergrundanteil ist vergleichsweise niedrig.
- Für die invariante Masse des Elektronpaares muß gelten: $M_{ee} > 2\,\text{GeV}$.
- Die Schwerpunktenergie im γp-System ist auf den Bereich $50\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 140\,\text{GeV}$ eingeschränkt, da an den Rändern dieses Bereiches der Untergrundanteil stark anwächst [Scs97].
- Es wird ein unterer Schnitt in der Elastizität z gemacht ($z > 0.3$). Je kleiner z wird, desto größer wird die Anzahl der Spuren, und desto höher wird der Untergrundanteil durch Fehlidentifikation.
- Es wird neben den beiden Elektronkandidaten noch mindestens eine nach den in Tabelle 5.1 definierten Kriterien als gut klassifizierte Spur verlangt. Diese Forderung verwirft einen großen Teil der elastischen Ereignisse und stellt daher einen indirekten Schnitt auf die Elastizität z dar.

Die aufgezählten Selektionsschnitte und die dadurch erhaltenen Ereigniszahlen sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.
Für die Monte-Carlo Ereignisse werden weniger Schnitte gemacht, um die Anzahl an verbleibenden Ereignissen möglichst groß zu halten (vergleiche Abschnitt 4.3.3). Für die Zerfallselektronen wird verlangt, daß sie in den Zentralbereich fallen, eine gute Spur hinterlassen und im LAr-Kalorimeter mit mittlerer Qualität nachgewiesen werden. Zusätzlich wird eine weitere gute Spur verlangt.

5.3 Selektierte Datensätze

Aus den Datennahmeperioden 1995 und 1997 wurden 49 bzw. 296 inelastische J/ψ-Kandidaten, bei denen der L1-Subtrigger s37 angesprochen hat (*raw subtrigger*), selektiert.

	J/ψ (1995)	J/ψ (1997)	MC$_{\text{INEL}}$
Schnitte	Vorselektion	Klasse 17	
	≥ 3 gute Spuren		
	mittlere Elektronenqualität		
	$20° < \Theta_e < 160°$		
	$p_{t,e} > 0.9\,\text{GeV}$		*keine weiteren Schnitte*
	$50\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 140\,\text{GeV}$		
	$z > 0.3$		
	$M_{ee} > 2\,\text{GeV}$		
run-Bereich	114000 bis 132000	175000 bis 197000	110000 bis 132500
Ereignisse gesamt	223	1312	1316
Ereignisse mit s37	49	296	310

Tabelle 5.2: *Übersicht über die verwendeten Schnitte zur Selektion der J/ψ-Kandidaten*

Diese Ereignisse werden im nächsten Kapitel zum einen zum Testen eines topologischen Triggerelementes und zum anderen zum Trainieren und Testen eines neuronalen Netzes verwendet.

Die invariante Masse der Zerfallselektronen, der Transversalimpuls der J/ψ-Kandidaten, die Photon-Proton-Schwerpunktenergie und die Elastizität sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 dargestellt. Die schraffierte Fläche markiert diejenigen Ereignisse, bei denen der Subtrigger s37 aktiv war (*raw subtrigger*), was jedoch nicht bedeutet, daß von s37 ein *L1keep* ausgelöst wurde, da der Trigger abhängig von der Phase einen hohen Skalierungsfaktor besaß. Der Rest der Ereignisse wurde zufällig von anderen L1-Subtriggern akzeptiert.

In Abbildung 5.3 a) sind 15 L1-Subtrigger angegeben, die am häufigsten ein *L1keep* ausgelöst haben (*actual subtrigger*), wobei nur Ereignisse verwendet werden, deren Elektronkandidaten eine invariante Masse von $2.9\,\text{GeV} \leq M_{ee} \leq 3.3\,\text{GeV}$ besitzen. Außerdem werden bei den L1-Subtriggern, die durch die zweite Triggerstufe validiert werden, die jeweiligen L2-Triggerelemente verlangt. Man erkennt, daß durch s37 nur selten Ereignisse von der ersten Triggerstufe akzeptiert worden sind. Der Grund hierfür ist der teilweise sehr hohe Skalierungsfaktor. Im Vergleich besitzt z.B. der Subtrigger s82 die Faktoren (100/1/1/1) für die Phasen 1 bis 4, während s37 mit den Faktoren (100000/1000/4/4 bzw. 1) unterdrückt wird.

In Abbildung 5.3 b) ist der Überlapp des Subtriggers mit den anderen 14 Triggern angegeben. Dieser ist gering, jedoch ist zu berücksichtigen, daß nur 14 Ereignisse zur Verfügung stehen. In der Abbildung haben nur die Trigger s82, s83 und s84, die auf dem Kleinwinkel-Elektron-Detektor basieren, und der Trigger s71, der im Prinzip eine abgeschwächte Version mit niedrigeren Skalierungsfaktoren darstellt und von einem L2-Subtrigger validiert wird, angesprochen.

In Kapitel 6 wird eine Abschätzung für die Effizienz des Subtriggers s37 vorgenommen.

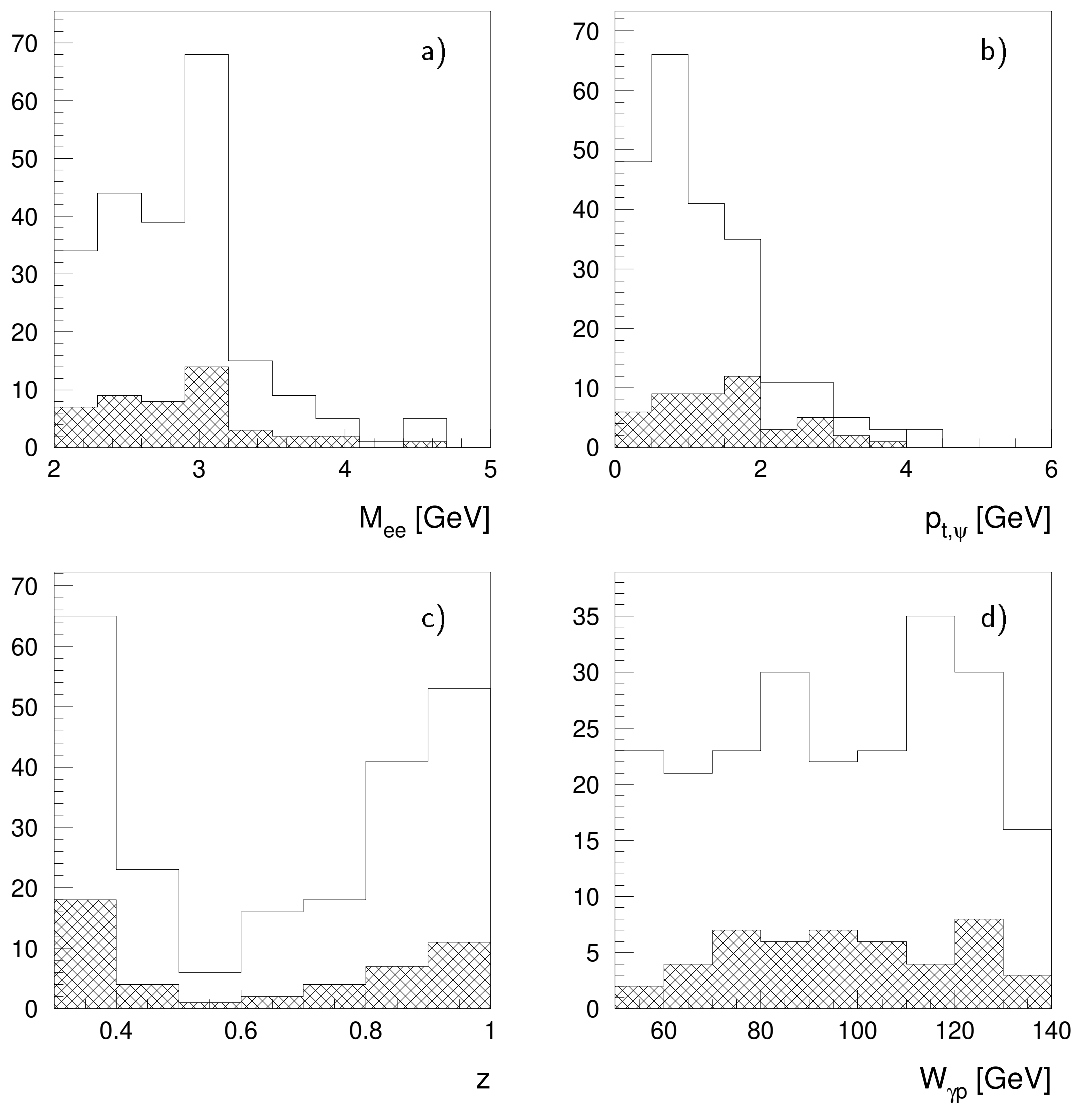


Abbildung 5.1: *Darstellung* **a)** *der invarianten Masse,* **b)** *des Transversalimpulses des J/ψ-Kandidaten,* **c)** *der Elastizität und* **d)** *der Photon-Proton-Schwerpunktenergie für die aus der Datennahmeperiode* **1995** *selektierten Ereignisse. Die schraffierte Fläche markiert die Ereignisse, die von dem L1-Subtrigger s33 akzeptiert wurden. Dieser Trigger bekam zu Beginn der Datennahmeperiode 1996 die Bezeichnung s37.*

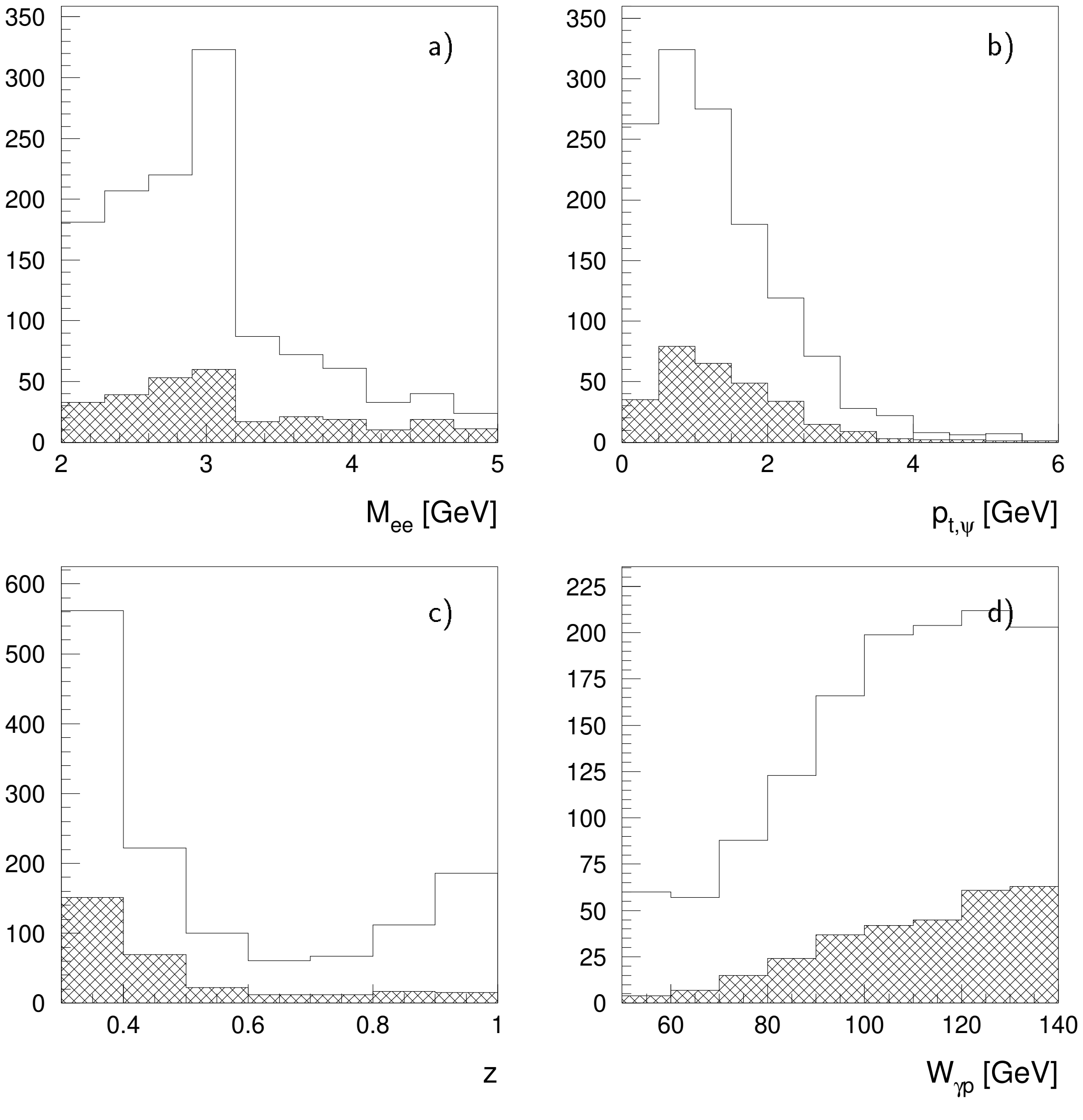


Abbildung 5.2: *Darstellung von* **a)** M_{ee}, **b)** $p_{t,\psi}$, **c)** z *und* **d)** $W_{\gamma p}$ *für die* **1997** *selektierten Daten. Die schraffierte Fläche markiert wieder die von s37 akzeptierten Ereignisse*

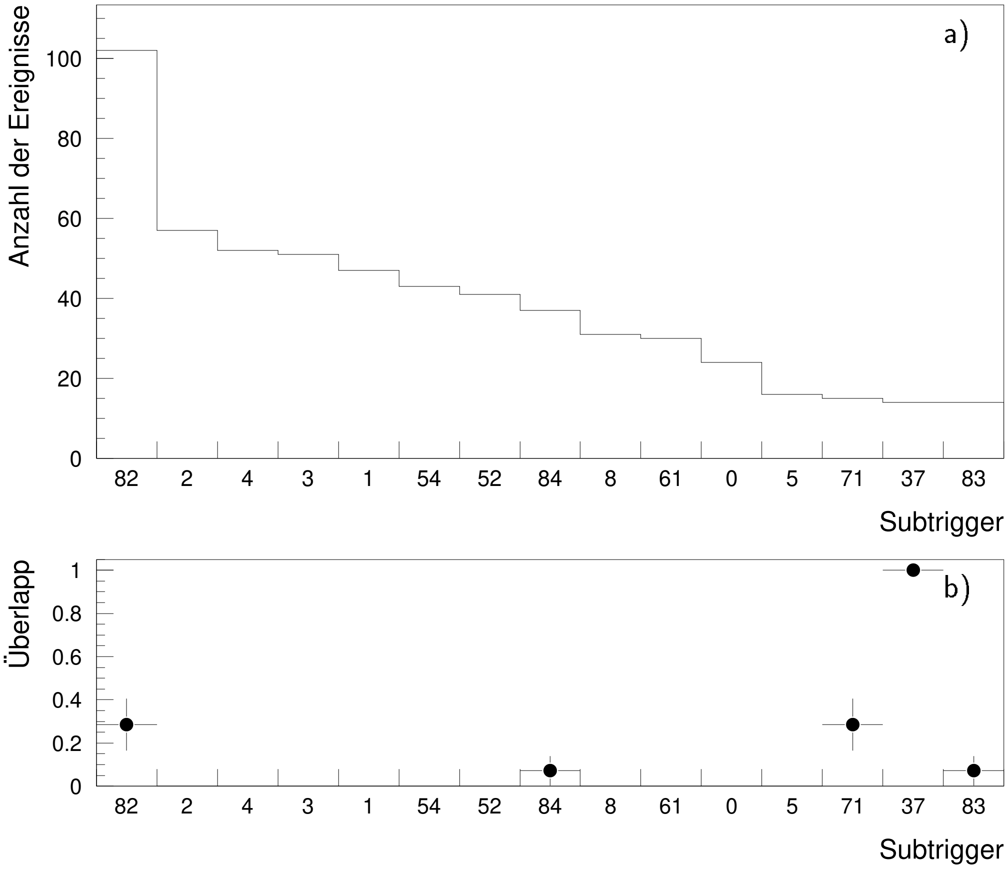


Abbildung 5.3: *Abbildung* a) *zeigt 15 Subtrigger, die am häufigsten ein L1keep für Ereignisse ausgelöst haben, in denen die invariante Masse der Elektronkandidaten im Bereich von* 2.9 $GeV \leq M_{ee} \leq$ 3.3 GeV *liegt. Die Anzahl von Ereignissen, die von s37 akzeptiert wurden, ist sehr gering. In Abbildung* b) *ist der Überlapp von s37 mit den anderen Subtriggern angegeben. Die geringe Statistik verhindert, daß genaue Aussagen gemacht werden können.*

Kapitel 6

Entwicklung eines L2-Triggerelementes

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Effizienz der Triggerung von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, die in ein Elektron und ein Positron zerfallen, zu erhöhen. Dieses Ziel soll dadurch erreicht werden, daß der bereits vorhandene L1-Subtrigger s37, der in Abschnitt 2.4 vorgestellt wurde, durch einen Subtrigger der zweiten Triggerstufe validiert wird. Auf Grund seiner hohen Triggerrate erhielt s37 einen Skalierungsfaktor von 4 in Triggerphase 3 und 4, während er in den anderen beiden Phasen praktisch abgeschaltet ist. Das vorrangige Ziel ist es, eine Ratenreduktion zu erreichen, um in Phase 3 und 4 unskaliert laufen zu können. Zusätzlich wird untersucht, ob die L1-Bedingung von s37 möglicherweise abgeschwächt werden kann, um eine Erhöhung der Effizienz des L1-Subtriggers zu bewirken.

Im ersten Abschnitt wird die während der Datennahmeperiode 1997 durchgeführte Änderung der L1-Bedingung genauer beschrieben und ein Ausblick auf mögliche weitere Änderungen gegeben. Von diesem Zeitpunkt an wird s37 durch den L2-Subtrigger s26, der aus dem hier entwickelten topologischen Triggerelement besteht, validiert. Auf Grund der Änderung auf der zweiten Triggerstufe war es möglich, den Skalierungsfaktor in Triggerphase 3 und 4 auf 1 zu reduzieren. Die Entwicklung des topologischen Triggerelementes, das die Bezeichnung t29 trägt, wird in Abschnitt 6.2 beschrieben. In Abschnitt 6.3 wird auf die Erstellung eines Triggerelementes für den neuronalen Netzwerktrigger eingegangen, und es wird versucht, die beiden verschiedenen Systeme miteinander zu vergleichen. Im abschließenden Abschnitt 6.5 wird auf den L2-Subtrigger s26 während der Datennahme eingegangen.

6.1 Optimierung der L1-Bedingung

Im ersten Teil dieses Abschnittes werden die Auswirkungen der zwei Vetoelemente beschrieben, die dem L1-Subtrigger s37 ab *run* 197124 hinzugefügt worden sind. Im zweiten

Teil wird die Zusammensetzung von s37 variiert und eine grobe Ratenabschätzung für den geänderten Subtrigger gemacht. Ziel dieser Abschätzungen ist es, die Triggereffizienz schon auf der ersten Triggerstufe durch eine abgeschwächte Zusammensetzung zu erhöhen.

Auswirkungen der neu eingeführten Vetoelemente

Ab *run* 197124 wurde die Definition von s37 durch die zwei Vetofunktionen

- !DCRPh_many und !CIPB_noSPCLe_T_E1

ergänzt. Das Vetoelement des DCRΦ-Triggers (!DCRPh_many) verhindert, daß Ereignisse mit vielen registrierten Spuren für alle vier verschiedenen Maskentypen von der ersten Triggerstufe akzeptiert werden (siehe Abschnitt 2.3.4). Dieses Element trägt nicht wesentlich zur Ratenreduktion bei, sondern verhindert, daß Ereignisse mit sehr vielen Spuren, die eine lange Totzeit verursachen, akzeptiert werden. Die selektierten J/ψ-Kandidaten besitzen i.a. eine kleine Zahl von DCRΦ-Spuren (vergleiche auch Abbildung 6.7), so daß keines dieser Ereignisse durch dieses Vetoelement verworfen wird.
Die zweite Vetofunktion !CIPB_noSPCLe_T_E1 akzeptiert keine Ereignisse mit Einträgen im hinteren Bereich der Proportionalkammer CIP, die keine Energiedepositionen im elektromagnetischen SPACAL aufweisen. Dieses Vetoelement zeichnet sich durch eine gute Ratenreduktion aus. In Abbildung 6.1 a) ist die Triggerrate von s37 im Datennahmeabschnitt zwischen *run* 195000 und 200000 aufgetragen. Die Gerade markiert *run* 197124, an dem die beiden Vetofunktionen hinzugefügt wurden. Man erkennt, daß vor allem in Triggerphase 2 eine Ratenreduktion stattgefunden hat. Abbildung 6.1 b) zeigt die Subtriggerrate in Abhängigkeit vom Produkt des Proton- und Positronstroms. Je höher das Produkt der Ströme wird, desto höher ist die Ratenreduktion des Vetoelementes.
Im Gegensatz dazu werden von den 296 J/ψ-Kandidaten aus dem Jahr 1997, die vor der Änderung der Triggerbedingung aufgezeichnet wurden, nur 3 Ereignisse durch das Element !CIPB_noSPCLe_T_E1 verworfen (1.0%).

Weitere mögliche Änderungen der Triggerbedingung

Um die Auswirkungen einer Änderung der L1-Bedingungen von s37 zu untersuchen, wird in diesem Kapitel *run* 195028 verwendet, in dem Subtrigger s37' mit folgenden abgeschwächten Bedingungen lief:

s37	⟶	**s37'**
zVtx_SNET &&	⟶	zVtx_sig_mu_D &&
DCRPh_Tc &&	⟶	DCRPh_Ta &&
DCRPh_TNeg && DCRPh_THig &&		DCRPh_TNeg && DCRPh_THig &&
LAr_BR &&		LAr_BR &&
Vetofunktionen (siehe Abschnitt 2.4)		Vetofunktionen (siehe Abschnitt 2.4)

Es wird die schwächste Signifikanz des z-Vertex-Histogramms (zVtx_sig_Mu_D) und nur mindestens eine DCRΦ-Spur (DCRPh_Ta) verlangt. Es stehen 6452 Ereignisse mit aktiven s37' und 857 Ereignisse mit s37 nach der alten Definition zur Verfügung. Diese Ereignisse sind die Grundlage der weiteren Untersuchungen. Tabelle 6.1 zeigt die Auswirkungen der durchgeführten Triggervariationen, die im folgenden näher beschrieben werden.
Die Triggerbedingungen LAr_BR, DCRPh_TNeg, DCRPh_THig und die in Abschnitt 2.4 beschriebenen Vetos werden beibehalten. Außerdem wird der Wert für zVtx_sig zwischen 1 und 3 variiert, entweder DCRPh_Ta oder DCRPh_Tc verwendet und das Vetoelement !CIPB_noSPCLe_T_E1 hinzugefügt (Spalte „mit Veto"). Im oberen Drittel der Tabelle sind die Anzahl der Ereignisse angegeben, die man durch die verschiedenen Zusammensetzungen des Subtriggers erhält. In der Mitte der Tabelle ist das Verhältnis der Ereigniszahlen ermittelt aus der Triggervariation und der Standard-Definition gebildet. Man erkennt auch hier, daß das Vetoelement !CIPB_noSPCLe_T_E1 gut zur Untergrundreduktion geeignet ist.

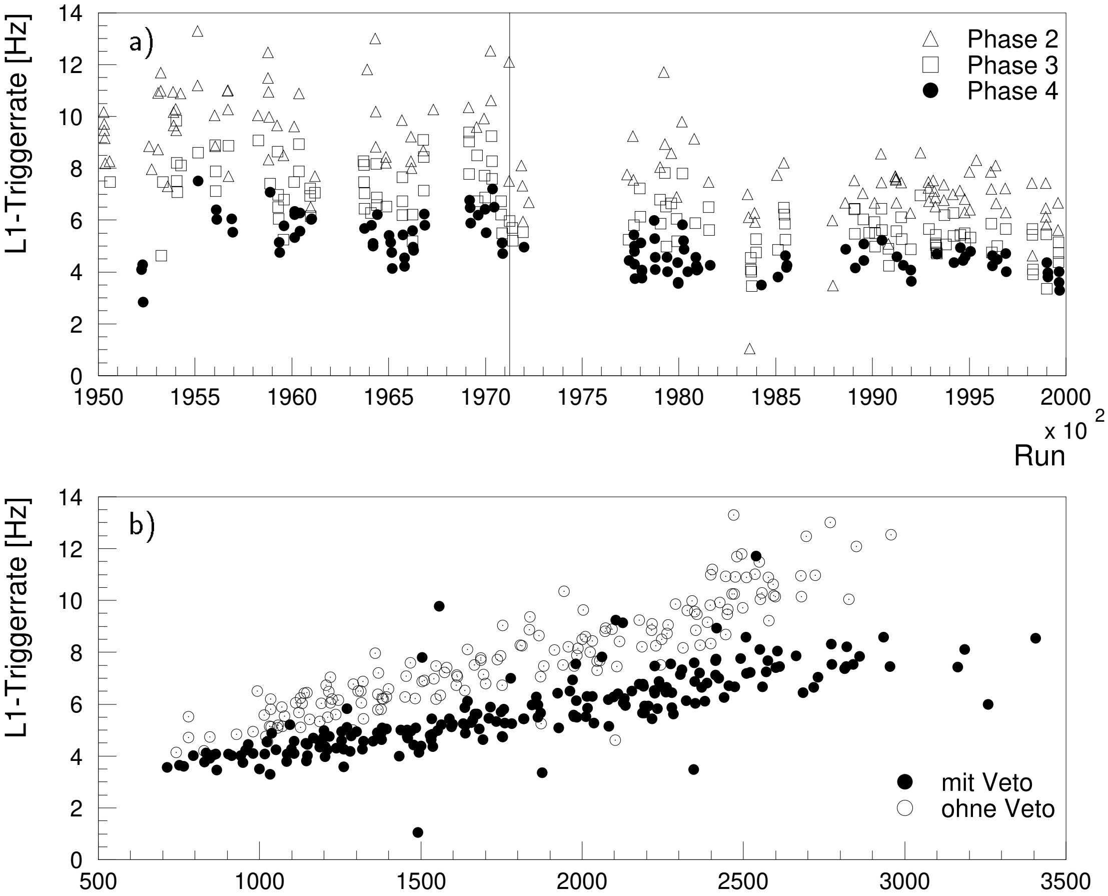


Abbildung 6.1: a) *Die unskalierte Rate von Subtrigger s37 während run 195000 bis 200000 (1997). Die Gerade markiert run 197124, an dem die Änderungen auf der ersten und zweiten Triggerstufe durchgeführt wurden.* **b)** *Die Subtriggerrate für die Phasen 2 bis 4 in Abhängigkeit vom Produkt aus Proton- und Positronstrom. Man erkennt, daß die Triggerrate mit den Vetoelementen stabiler in Bezug auf die Erhöhung der Strahlströme geworden ist.*

Für die Ratenabschätzung wird von einer mittleren Rate von 7.5 Hz in Triggerphase 3 für die Standard-Definition von s37 ausgegangen. Wird die z-Vertex-Bedingung abgeschwächt (zVtx_sig = 1, 2), so steigt die Triggerrate so stark an, daß auch durch eine Validierung des Subtriggers mit Hilfe des im nächsten Abschnitt entwickelten L2-Triggerelementes ein hoher Skalierungsfaktor nicht verhindert werden könnte. Für diese Abschätzung wird die Annahme gemacht, daß die Auswirkungen der Änderung der Triggerbedingungen unabhängig von der Triggerphase sind.
Mit Hilfe des in Abschnitt 5.2 definierten Datensatzes $\mathrm{MC}_{\mathrm{INEL}}$ läßt sich die Effizienz der verschiedenen Zusammensetzungen berechnen. Dieses ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Da diese Ereignisse Daten aus dem Jahr 1995 simulieren, steht die Signifikanzbedingung zVtx_sig_Mu_D noch nicht zur Verfügung, so daß nur die Effizienz für die Elemente zVtx_sig1 (entspricht zVtx_sig = 2) und zVtx_SNET (entspricht zVtx_sig = 3) bestimmt werden kann.
Wird eine Änderung der Triggerdefinition von DCRPh_Tc nach DCRPh_Ta durchgeführt, so ergibt sich eine Erhöhung der Triggereffizienz von ≈ 24% auf 30%, jedoch auch eine mittlere Erhöhung der Triggerrate von 5.9 Hz auf 6.5 Hz (Spalte „mit Veto“).

	Anzahl der Ereignisse					
	zVtx_sig = 3		zVtx_sig = 2		zVtx_sig = 1	
	ohne Veto	mit Veto	ohne Veto	mit Veto	ohne Veto	mit Veto
DCRPh_Ta	954	736	6144	3156	6452	3425
DCRPh_Tc	→ **857** ←	649	5787	2869	6021	3073
	Verhältnis der Ereigniszahlen					
DCRPh_Ta	1.11	0.86	7.17	3.68	7.53	4.00
DCRPh_Tc	→ **1.00** ←	0.78	6.75	3.35	7.03	3.59
	Ratenabschätzung					
DCRPh_Ta	8.3 Hz	6.5 Hz	54 Hz	28 Hz	56 Hz	30 Hz
DCRPh_Tc	→ **7.5** Hz ←	5.9 Hz	51 Hz	25 Hz	53 Hz	27 Hz

Tabelle 6.1: *Änderung der L1-Triggerbedingungen. Verwendet wurden die Ereignisse von run 195028 (vergleiche auch Tabelle 6.2). Die Werte für die Standard-Definition von s37 sind durch Pfeile markiert. Die Ratenabschätzung wurde für die Triggerphase 3 vorgenommen.*

6.2 Topologisches Triggerelement

In diesem Abschnitt wird die Entwicklung eines topologischen Triggerelementes beschrieben. Zuerst werden die verwendeten Untergrunddaten vorgestellt. Danach werden die Unterschiede des Untergrundes und der physikalisch relevanten Ereignisse herausgestellt. Daraus resultiert dann die weitere Vorgehensweise. Diese besteht darin, daß der Vorwärts-

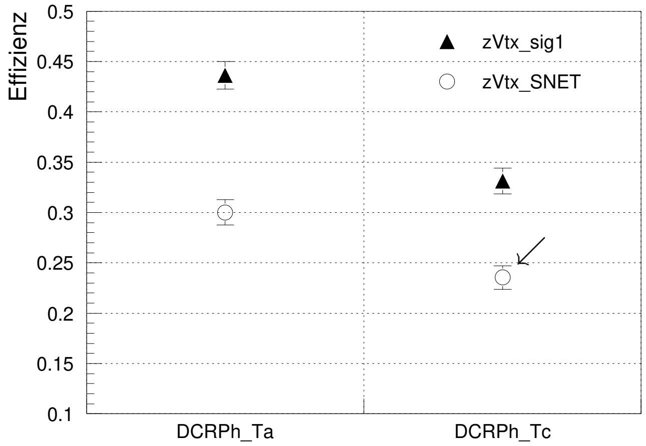


Abbildung 6.2: *Effizienz des L1-Subtriggers s37 bei Variation der Triggerbedingungen. Es werden MC-Ereignisse aus dem Datensatz* MC_{INEL} *verwendet. Da die Ereignisse Daten aus der Datennahmeperiode* **1995** *simulieren, ist die schwächste Signifikanzbedingung für das z-Vertex-Histogramm* zVtx_sig_Mu_D *nicht simuliert, so daß nur die Bedingungen* zVtx_sig1 *und* zVtx_SNET *betrachtet werden können. Die Standard-Definition von s37 ist mit einem Pfeil gekennzeichnet.*

und der Zentralbereich des Detektors getrennt behandelt werden. Mit Hilfe von zwei bereits vorhandenen topologischen Triggerelementen zur Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen werden mehrere Bedingungen aufgestellt, die erfüllt sein müssen, um ein Ereignis als inelastischen J/ψ-Kandidaten zu akzeptieren.

6.2.1 Untergrundereignisse

Für die Bestimmung der Untergrundreduktion der in dieser Arbeit entwickelten Triggerelemente werden verschiedene Datennahmeabschnitte mit der Bezeichnung *L2L4 transparent run* verwendet. Diese Ereignisse wurden aufgezeichnet, während die Triggerstufen L2 und L4 deaktiviert wurden. Der Anteil der physikalisch relevanten Ereignisse ist in diesen Datensätzen zu vernachlässigen. Aus dem Jahr 1997 stehen aus 3 verschiedenen Datennahmeabschnitten mehr als 8000 Ereignisse zur Verfügung. Eine Übersicht über die Untergrunddaten befindet sich in Tabelle 6.2.

Run 195028 wurde schon in Abschnitt 6.1 verwendet. Er enthält 6452 Ereignisse mit aktiven s37' und 857 Ereignisse mit s37 nach der Standard-Definition. Die in der letzten Zeile der Tabelle angegebenen Monitordaten dienen zur Überprüfung der Funktionsweise des Triggerelementes t29 während der Datennahme. Die Ereignisse aus diesem Datensatz wurden außerhalb der normalen Datennahme direkt nach der ersten Triggerstufe aufgezeichnet und entsprechen einem *L2L4 transparent run.*

run	Datum	Phase	# der Ereignisse
195028	15.07.97	Phase 1	857 (s37) 6452 (s37')
196015	29.07.97	Phase 4	4094
197809	20.08.97	Phase 4	3406
Monitordaten			9999

Tabelle 6.2: *Übersicht über die in diesem Kapitel verwendeten Untergrunddaten*

6.2.2 Topologieunterschiede von Untergrund und Physik

In den Abbildungen 6.3 und 6.4 ist jeweils ein Beispiel für ein Untergrundereignis und für einen J/ψ-Kandidaten dargestellt.

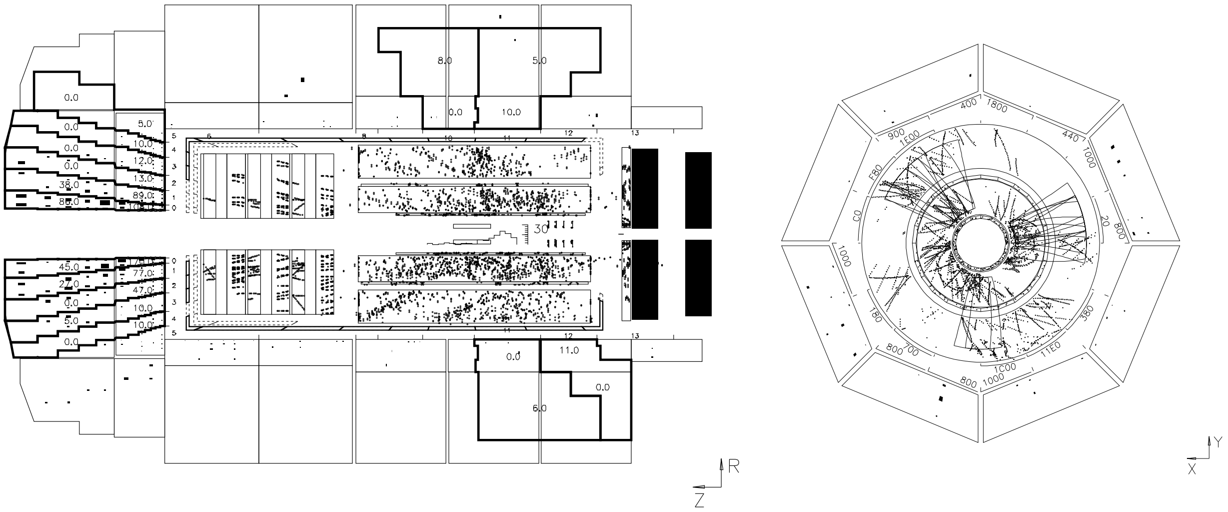


Abbildung 6.3: *Ein Untergrundereignis aus run 195028. Eine Beschreibung dieser Abbildung befindet sich im Text.*

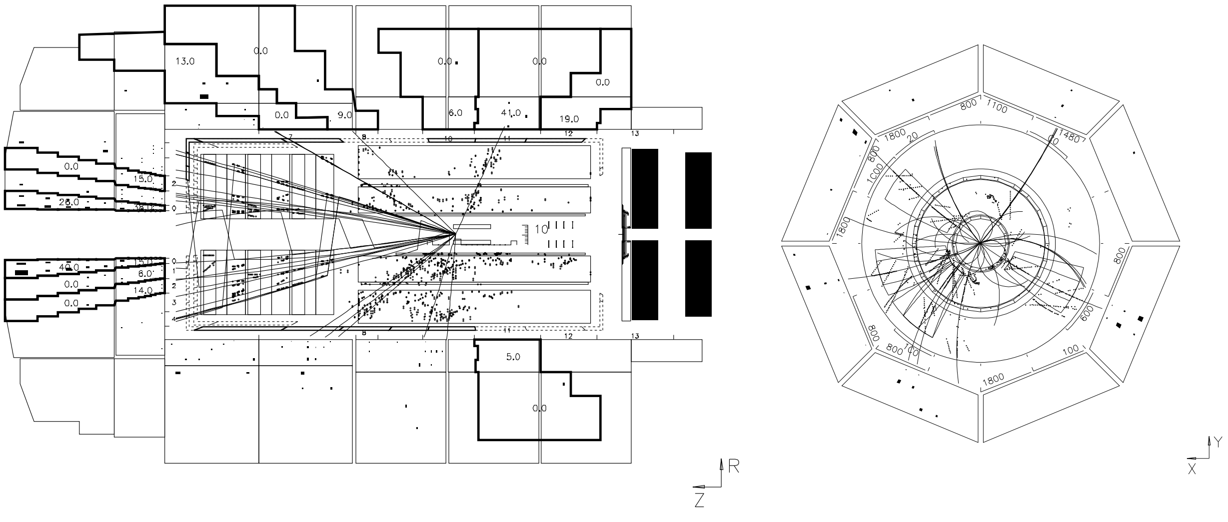


Abbildung 6.4: *Darstellung eines J/ψ-Kandidaten aus run 182944 mit der Ereignisnummer 43083. Eine Beschreibung dieser Abbildung befindet sich im Text.*

Das Untergrundereignis wurde in *run* 195028 aufgezeichnet. Man erkennt, daß eine große Zahl von *Big Towern* im Vorwärtsbereich angesprochen hat. Die Energiedepositionen unter sehr kleinen Polarwinkeln (*Big Tower* mit Θ-Index 0 und 1) sind sehr hoch. Im z-Vertex-Histogramm wurden viele Einträge im hinteren Bereich registriert. Das Maximum befindet sich von außen gesehen im dritten Intervall, so daß das Qualitätsbit Q_2 gerade nicht gesetzt ist (Abschnitt 2.3). In den zentralen Spurkammern wurden viele Treffer registriert, so daß eine große Zahl von *Big Rays* angesprochen hat.
Das Ereignis mit dem J/ψ-Kandidaten zeigt nicht so viel Aktivität im vorderen Bereich.

Im Gegensatz dazu haben mehrere *Big Tower* im Zentralbereich angesprochen. Der erste Elektronkandidat ist unter $\Theta_1 \approx 73^\circ$ mit guter Elektronqualität und der zweite unter $\Theta_2 \approx 114^\circ$ mit mittlerer Qualität zu finden. Das z-Vertex-Histogramm zeigt fast alle Einträge im Maximum, das sich in einem der inneren Intervalle des Histogramms befindet. Die zentralen Spurkammern weisen nicht so viele Treffer auf, so daß einzelne Spuren zu erkennen sind.

Im folgenden werden die für die Elektronerkennung relevanten Triggersysteme untersucht, indem getrennt in Vorwärts- und Zentralbereich Untergrund und J/ψ-Kandidaten verglichen werden. Es werden, ohne einen Subtrigger zu verlangen, alle selektierten Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1997 verwendet. Zum Vergleich werden die Untergrundereignisse aus *run* 197809 (Tabelle 6.2) in der Gesamtzahl auf die Physikereignisse normiert.

Der LAr-Trigger

In Abbildung 6.5 sind die Anzahl der angesprochenen *Big Tower* getrennt nach Vorwärts- und Zentralbereich und nach elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter aufgetragen. Man erkennt, daß sich die Verteilungen für die Anzahl der angesprochenen *Big*

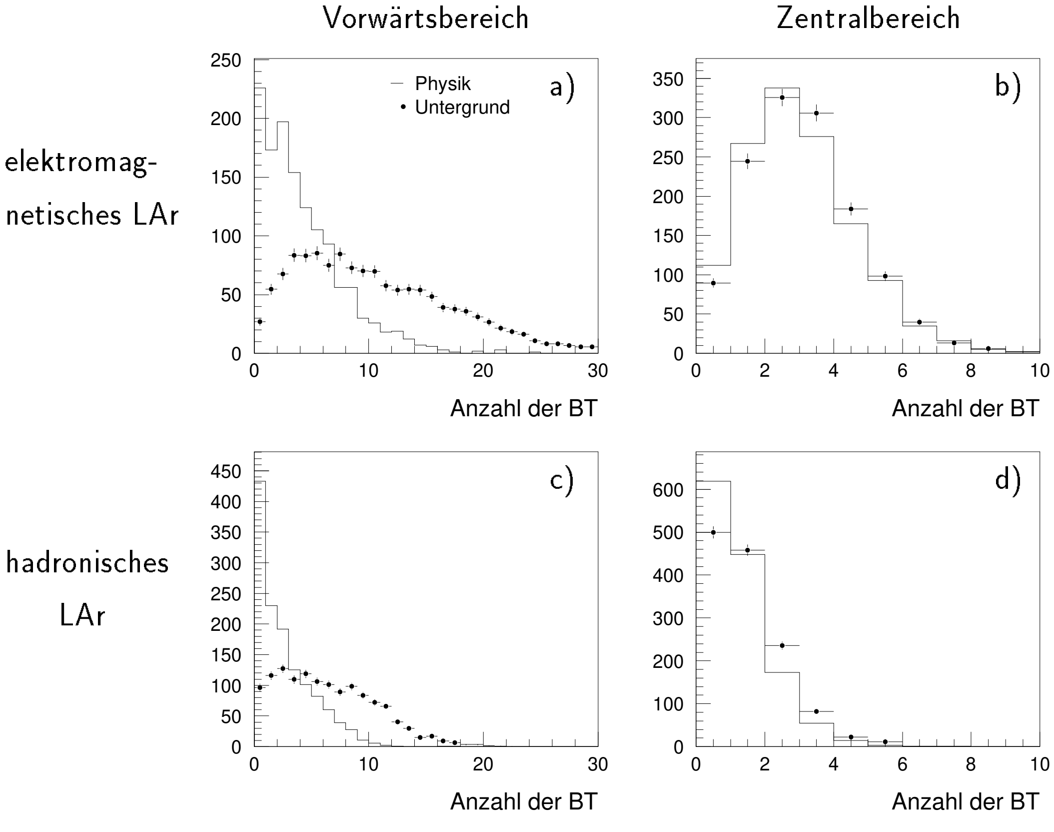


Abbildung 6.5: *Vergleich der Anzahl der angesprochenen Big Tower in Physik und Untergrund getrennt nach Vorwärts- und Zentralbereich. Während sich die Verteilungen im Zentralbereich nicht signifikant unterscheiden, weist der Vorwärtsbereich für die Untergrundereignisse viel mehr Einträge als für die J/ψ-Kandidaten auf.*

Tower im Zentralbereich im elektromagnetischen LAr für die beiden Datensätze nur unwesentlich voneinander unterscheiden. Im hadronischen Zentralbereich weisen die Untergrundereignisse im Mittel eine geringfügig höhere Anzahl von BT auf. In diesem Bereich muß zur Untergrundunterdrückung versucht werden, die Ansprechwahrscheinlichkeit für die Erkennung der Zerfallselektronen zu erhöhen (vergleiche Abschnitt 4.3.3). Möglich wäre das Verlangen eines angesprochenen elektromagnetischen BT mit einem Veto auf den hadronischen Bereich. Außerdem könnte versucht werden, die BT mit Hilfe von *Big Rays* oder DCRΦ-Spuren zu validieren.

Signifikante Unterschiede der beiden Verteilungen erkennt man im Vorwärtsbereich. Hier ist die Anzahl der angesprochenen BT sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen LAr für die Untergrundereignisse weitaus höher als für die J/ψ-Kandidaten. Daher sollten Ereignisse mit zu vielen Einträgen in diesem Bereich verworfen werden.

Der z-Vertex-Trigger

Der z-Vertex-Trigger ist für die Elektronerkennung auf Triggerebene durch die Möglichkeit interessant, einen *Big Tower* durch einen *Big Ray* zu validieren, um dadurch Rauschen oder Energiedepositionen von Teilchen, die nicht vom Vertex stammen, zu unterdrücken. In Abbildung 6.6 ist in Vorwärts- und Zentralbereich getrennt in a) und b) die Anzahl der *Big Rays* angegeben. Im Durchschnitt haben mehr BR bei den Untergrundereignissen als bei den J/ψ-Ereignissen angesprochen. Dieses wird auch schon aus den beiden Abbildungen 6.3 und 6.4 deutlich. Außerdem sind die Anzahl der validierten *Big Tower* des elektromagnetischen Kalorimeters von Bedeutung. Diese sind in Abbildung 6.6 c) und d) angegeben. Im für die Elektrontriggerung interessanten Zentralbereich besitzt der Untergrund im Mittel nur geringfügig weniger validierte *Big Tower* als die selektierten Daten. Dieses läßt sich dadurch verstehen, daß auch im Zentralbereich in den Untergrunddaten sehr viele *Big Rays* angesprochen haben, so daß eine zufällige Validierung eines *Big Towers* durch einen *Big Ray* wahrscheinlich ist.

Eine weitere Möglichkeit zur Untergrundunterdrückung ist die Verwendung einer Spur des DCRΦ-Triggers, um einen *Big Tower* zusätzlich zu einem *Big Ray* zu validieren.

Der DCRΦ-Trigger

In Abbildung 6.7 a) - d) sind die Anzahl der verschiedenen registrierten DCRΦ-Spurmasken aufgetragen, während in e) die Gesamtzahl aller Masken dargestellt ist. Die Untergrunddaten weisen mehr Spuren mit kleinem Transversalimpuls p_t auf. Diese finden bei der topologischen Triggerstufe keine Verwendung, da nur Spurmasken mit hohem Transversalimpuls auf die topologische Matrix projiziert werden.

Die Anzahl der Spurmasken mit hohem p_t und positiver Ladung ist für die Untergrunddaten und J/ψ-Kandidaten vergleichbar, während sich die Verteilungen der Anzahl für negative Ladungen (Abbildung 6.7 a)) deutlich unterscheiden. Diese Differenz läßt sich durch einen Fehler in der Übertragung der Daten des DCRΦ-Triggers durch das PQZP-System (siehe Abschnitt 3.1) erklären, der darin besteht, daß eine Spurmaske für Spuren

mit hohem p_t und negativer Ladung immer gesetzt ist (Spurmaske im Φ-Sektor 22). Da dieser Effekt nicht im DCRΦ-Trigger sondern in der Datenübertragung auftritt, ist die erste Triggerstufe davon nicht betroffen. Der Fehler trat in der Mitte der Datennahmeperiode 1995 auf und ist bis Mitte 1997 (*run* 193433) sichtbar [Udl97]. Nach einer kurzen Zeit ohne diesen Effekt ist die Spurmaske seit *run* 198360 wieder gesetzt [Biz97p]. Die topologische Triggerstufe ist hiervon kaum betroffen, da das betreffende Bit ausmaskiert werden kann, was beim neuronalen Netzwerktrigger nicht vorgesehen ist, so daß in den meisten Fällen eine zusätzliche Spur gezählt wird.
Die Untergrunddaten (*run* 197809) sind in der kurzen Zeit ohne diesen Fehler aufgezeichnet worden, so daß es durchaus Ereignisse ohne eine DCRΦ-Spur dieses Maskentyps gibt, während die Verteilung für die J/ψ-Kandidaten im Mittel um eine Einheit nach rechts verschoben wurde.

Weiteres Vorgehen

Im folgenden wird versucht, die Unterschiede in den in diesem Abschnitt beschriebenen Triggersystemen zwischen Untergrund und J/ψ-Kandidaten auszunutzen. Dafür werden der Vorwärts- und Zentralbereich des Detektors getrennt betrachtet:

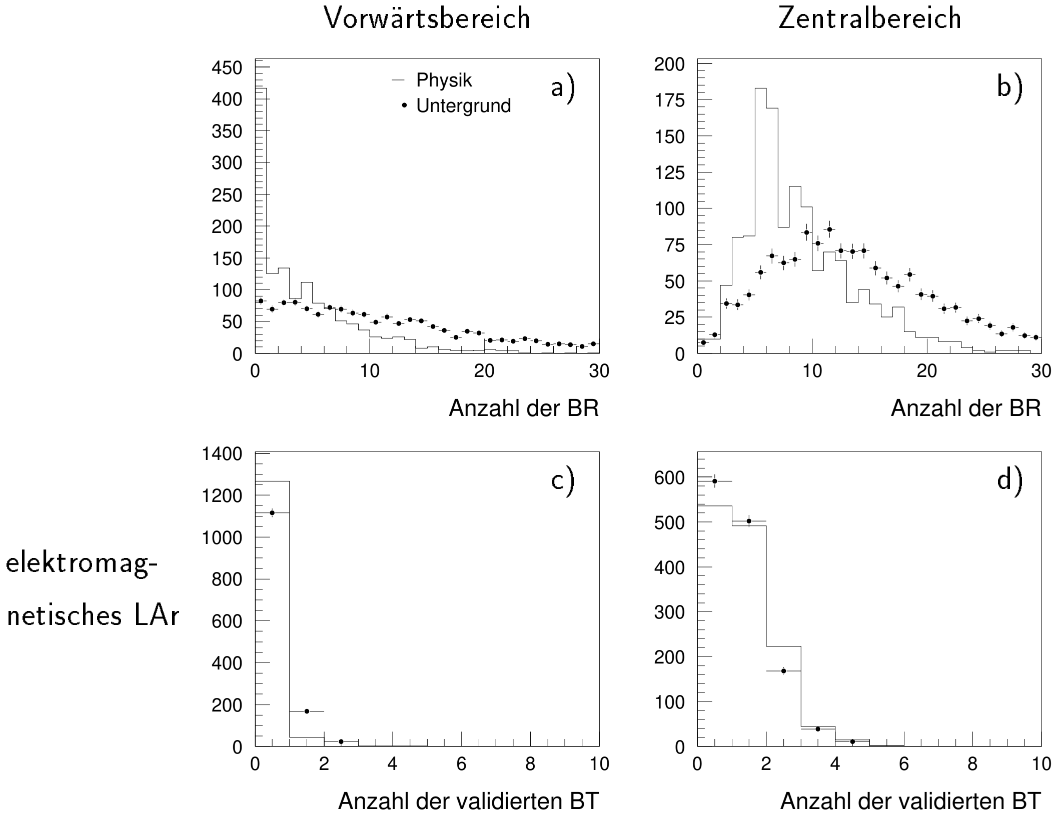


Abbildung 6.6: *Vergleich der Anzahl der Big Rays in Physik und Untergrund für den Vorwärts- und Zentralbereich (Abbildung* **a)** *und* **b)***). In Abbildung* **c)** *und* **d)** *ist die Anzahl der validierten Big Tower im elektromagnetischen LAr dargestellt.*

- **Zentralbereich**: Es wird versucht, die Zerfallselektronen des J/ψ-Mesons, die auf Grund der Ereignisselektion nur in diesem Bereich zu suchen sind, mit Hilfe der zur Verfügung stehenden Triggerinformationen nachzuweisen. Entweder kann verlangt werden, daß beide Elektronen jeweils mindestens einen BT aktivieren oder daß nur ein Elektron einen BT aktiviert, der zusätzlich durch Spurinformationen validiert ist.
- **Vorwärtsbereich**: Der Vorwärtsbereich wird zur Untergrundunterdrückung herangezogen. Es dürfen nicht zu viele BT angesprochen haben. Um Strahl-Gas-Untergrund zu unterdrücken, können zwei schon bestehende topologische Triggerelemente verwendet werden. Diese werden im Abschnitt 6.2.3 vorgestellt.

Mit dieser Vorgehensweise werden im Abschnitt 6.2.4 mehrere Bedingungen entwickelt, die in verschiedenen Kombinationen zum Akzeptieren eines Ereignisses führen.

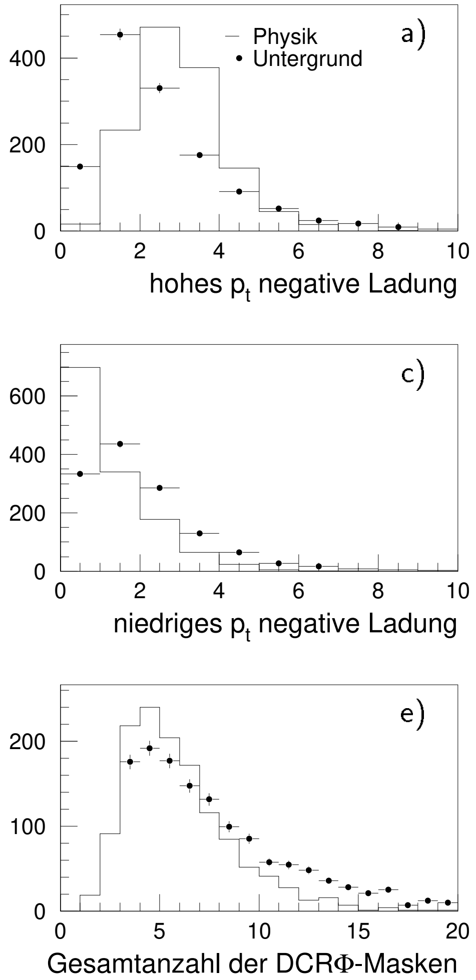


Abbildung 6.7: *Vergleich der Anzahl der angesprochenen DCRΦ-Masken für Untergrund und Physik. Abbildung* e) *zeigt die Gesamtzahl der Spurmasken. Man erkennt, daß die Untergrunddaten im allgemeinen mehr Spuren aufweisen. Da alle J/ψ-Kandidaten von 1997 verwendet wurden, existieren Ereignisse mit weniger als drei angesprochenen Masken.*

6.2.3 Die Strahl-Gas-Triggerelemente

Um einen Teil des Strahl-Gas-Untergrundes zu verwerfen, werden die beiden bereits vorhandenen topologischen Triggerelemente der zweiten Triggerstufe t24 und t25 verwendet. Diese verwenden Informationen aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter aus den *Big Towern* mit dem Polarwinkelindex 0 und 1. Dieser Index entspricht einem Winkelbereich von $4^\circ \lesssim \Theta \lesssim 7^\circ$ (siehe Tabelle 2.4). Die Energieschwelle der *Big Tower* liegt bei $\approx 1\,\mathrm{GeV}$ (8 FADC-Einheiten).
Die insgesamt 24 BT werden zu 8 Oktanten, die in Abbildung 6.8 auf der linken Seite dargestellt sind, zusammengefaßt. Ein Oktant wird als aktiv bezeichnet, wenn mindestens einer der drei BT angesprochen hat.
Mit Hilfe der beiden Triggerelemente t24 und t25 werden die Ereignisse in vier verschiedene Klassen eingeteilt. Diese Einteilung wird wie folgt vorgenommen:

- Klasse 1: Mindestens sieben Oktanten sind nicht aktiv (t24 = 0, t25 = 0).
- Klasse 2: Erstens muß mehr als ein Oktant aktiv sein und zweitens muß es einen Bereich geben, in dem mindestens drei zusammenhängende Oktanten nicht aktiviert wurden (t24 = 1, t25 = 0).
- Klasse 3: Es kommen in dieser Klasse nur Ereignisse vor, die Bereiche mit maximal zwei leeren Oktanten besitzen (t24 = 0, t25 = 1).
- Klasse 4: Für diese Klasse müssen sieben oder alle acht Oktanten aktiviert worden sein (t24 = 1, t25 = 1).

Eine Erläuterung der Definition der verschiedenen Klassen befindet sich in Abbildung 6.8 auf der rechten Seite. Aktive Oktanten sind als schwarz gefüllte Kreise und nicht aktive als graue Kreise dargestellt. Die beiden Zeichnungen für Klasse 1 und 4 sind auf Grund der Rotationssymmetrie die beiden einzigen Möglichkeiten, während für Klasse 2 und 3 jeweils nur zwei Beispiele aufgeführt wurden.
Die beiden Elemente t24 und t25 werden für das in dieser Arbeit entwickelte Triggerelement zur Unterdrückung von Strahl-Gas-Untergrund verwendet. Alle Ereignisse, in denen beide Triggerelemente aktiviert wurden (Klasse 4), sollen auf jeden Fall verworfen werden. Ereignisse, die in die Klassen 1 bis 3 eingeteilt werden, müssen weitere Bedingungen erfüllen, die im folgenden Abschnitt dargelegt werden, um von dem neuen Triggerelement akzeptiert zu werden. In Tabelle 6.3 sind die Auswirkungen der Klasseneinteilung zu erkennen. Es wird deutlich, daß nur wenige J/ψ-Kandidaten, die von s37 akzeptiert wurden, von dieser Bedingung verworfen werden ($\approx 4\%$), während $\approx 29\%$ des Untergrundes nicht akzeptiert wurde. Die Untergrunderkennung wurde an den drei in Tabelle 6.2 angegebenen Datennahmeabschnitten getestet. Außerdem ist ersichtlich, daß die Klasseneinteilung für die Ereignisse aus den Datennahmeperioden 1995 und 1997 vergleichbar ist. Die MC-Ereignisse stimmen dagegen nur für die wichtige Klasse 4 annähernd mit den Daten überein.

Klasse	t24	t25	J/ψ (1995)	J/ψ (1997)	$\mathrm{MC}_{\mathrm{INEL}}$	Untergrund
1	0	0	42.9%	44.3%	18.1%	15.8%
2	1	0	34.7%	40.2%	46.8%	28.5%
3	0	1	20.4%	12.8%	31.3%	26.6%
4	1	1	**2.0%**	**2.7%**	**3.9%**	**28.8%**

Tabelle 6.3: *Einteilung der Physik- und Untergrundereignisse in vier verschiedene Klassen mit Hilfe der Triggerelemente t24 und t25. Ereignisse der Klasse* 4 *sollen von dem in dieser Arbeit entwickelten topologischen Triggerelement auf jeden Fall verworfen werden.*

6.2.4 Bedingungen zur Bildung eines topologischen Triggerelementes

Es wurden insgesamt sechs Bedingungen ausgewählt, aus denen das endgültige topologische Triggerelement zusammengesetzt wird. Diese werden im folgenden aufgeführt, wobei auf die unterschiedlichen Bedeutungen von *Big Towern*, BT-Gruppen und Oktanten zu achten ist.

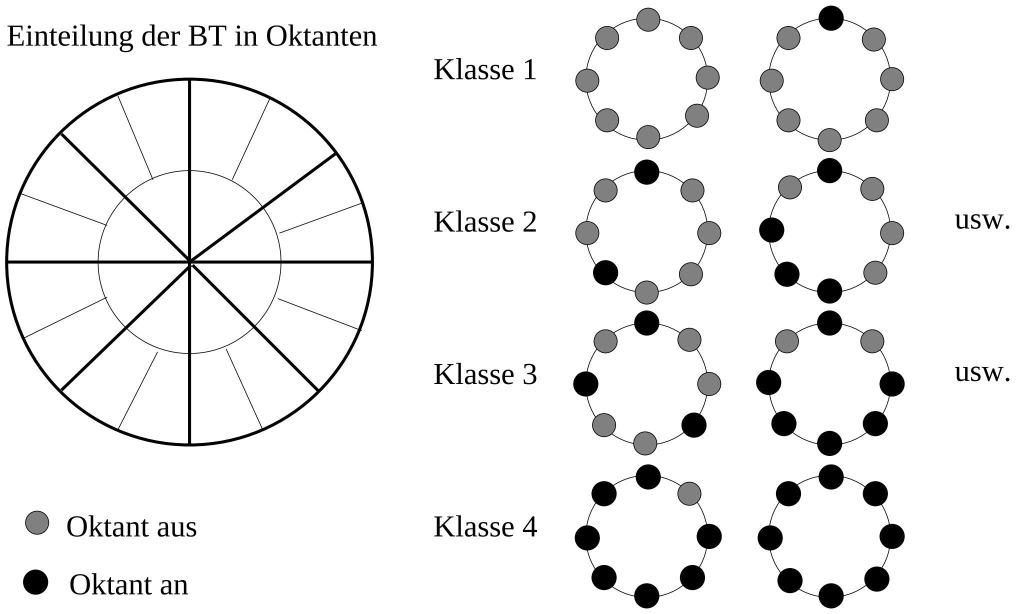


Abbildung 6.8: *Schematische Darstellung der Klasseneinteilung mit Hilfe der beiden Triggerelemente t24 und t25: Auf der linken Seite sind die BT mit den Θ-Segmenten 0 und 1 in der rΦ-Ebene dargestellt. Der kleine Kreis symbolisiert die 8 BT mit dem Θ-Index 0 und der große Kreis die 16 BT mit dem Θ-Index 1. Diese 24 BT werden zu 8 Oktanten zusammengefaßt. Auf der rechten Seite der Abbildung sind Beispiele für die Klasseneinteilung zu erkennen. Dabei kennzeichnet ein Kreis jeweils einen Oktanten.*

- Vorwärtsbereich
  - **A:** Es müssen weniger als 7 Oktanten in den BT-Segmenten 0 und 1 im elektromagnetischen oder hadronischen LAr angesprochen haben, d.h. mindestens eines der beiden L2TT-Triggerelemente t24 und t25 ist nicht gesetzt (siehe Abschnitt 6.2.3). Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so wird das Ereignis verworfen.
  - **B:** Die vorderste Region mit den BT-Segmenten 0 und 1 im elektromagnetischen oder hadronischen LAr darf nicht mehr als 2 kleine und keine großen BT-Gruppen besitzen. **B** stellt eine verschärfte Bedingung im Vergleich zu **A** dar. Mit **B** ist gleichzeitig auch **A** erfüllt.
- Zentralbereich
  - **C:** Es muß irgendein BT im elektromagnetischen LAr angesprochen haben. Diese Bedingung ist für die meisten Ereignisse erfüllt.
  - **D:** Im elektromagnetischen LAr müssen mindestens zwei kleine und keine großen BT-Gruppen gefunden worden sein. Es wird ein $\Delta\Phi$-Schnitt, wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben wurde, gemacht. Dabei wird angenommen, daß beide Zerfallselektronen in der $r\Phi$-Ebene $\approx 90°$ auseinanderliegen, jeweils mindestens einen BT auslösen und außerdem isoliert sind, d.h. daß sie nicht in den Bereich eines hadronischen Jets fallen. Mit **D** ist gleichzeitig auch **C** erfüllt.
  - **E:** Mindestens einer der BT im elektromagnetischen LAr muß von einem *Big Ray* und von einer DCRΦ-Spur validiert worden sein. Dieses ist eine relativ starke Forderung und sollte eine gute Unterdrückung von Teilchen bewirken, die nicht vom Wechselwirkungspunkt kommen. Mit **E** ist gleichzeitig auch **C** erfüllt.
  - **F:** Es muß mindestens ein BT mit einer Energie von $\approx 2\,\mathrm{GeV}$ im elektromagnetischen oder hadronischen LAr angesprochen haben (vergleiche Tabelle 6.5). Diese Bedingung ist nicht speziell zur Triggerung der Zerfallselektronen gedacht, da auch das hadronische LAr betrachtet wird, sondern es wird durch die Energieschwelle eine Unterdrückung von Rauschen verursacht. Ein Ereignis soll nur dann akzeptiert werden, wenn gleichzeitig **C** und **F** erfüllt sind. Für den Fall, daß eine hohe Energiedeposition im hadronischen LAr stattgefunden hat, muß im elektromagnetischen ebenfalls mindestens ein BT angesprochen haben. Für den Fall, daß die hohe Energiedeposition im elektromagnetischen LAr stattgefunden hat, ist gleichzeitig auch **C** erfüllt.

Eine Zusammenfassung dieser verschiedenen Bedingungen befindet sich in Tabelle 6.4. In Tabelle 6.5 sind die für die einzelnen Bedingungen verwendeten Energieschwellen angegeben. Es wurde darauf verzichtet, variable Energieschwellen einzuführen. Es wäre z.B. denkbar, die Energie des energiereichsten elektromagnetischen *Big Towers*, die bei der Ereignisanalyse durch die topologische Triggerstufe in der ersten Phase als primärer Energieindex zur Verfügung gestellt wird (Abschnitt 3.2.2), als obere Schwelle im hadronischen LAr zu setzen, um dadurch Untergrundereignisse zu unterdrücken und gleichzeitig eine hohe Effizienz für die Elektrontriggerung zu behalten. Dieses Vorgehen ist jedoch nicht möglich, da in der Datennahmeperiode 1997 für drei topologische Triggerelemente diese erste Phase durchlaufen wird und dieses für ein weiteres Element die Entscheidung von L2TT zu lange hinauszögern würde.

Nr	Beschreibung
A	Klasse 1-3 definiert durch t24 und t25 (Abschnitt 6.2.3)
B	≤ 2 kleine und keine großen BT-Gruppen in BT-Segmenten 0, 1
C	≥ 1 BT im Zentralbereich
D	≥ 2 BT-Gruppen, keine großen Gruppen und $\Delta\Phi$-Schnitt (Abschnitt 4.3.3)
E	≥ 1 BT validiert durch BR und DCRΦ-Spur
F	≥ 1 BT em/had mit Energie $\approx 2\,$GeV

Tabelle 6.4: *Zusammenfassung der topologischen* **Bedingungen***. Die verwendeten Kalorimeterinformationen sind in Tabelle 6.5 aufgeführt.*

Bedingung	BT-Θ-Index	BT	Energieschwelle
A und **B**	0-1	E $\|$ H	8 FADC-Einheiten ($\approx 1\,$GeV)
C, **D** und **E**	6-7	E	8 FADC-Einheiten ($\approx 1\,$GeV)
	8-13	E	keine weitere Energieschwelle
F	6-13	E $\|$ H	16 FADC-Einheiten ($\approx 2\,$GeV)

Tabelle 6.5: *Übersicht über die verwendeten Kalorimeterinformationen. Angegeben sind die betrachteten Kalorimeterbereiche (Spalte BT-Θ-Index und BT). Dabei bedeutet „E" die Betrachtung des elektromagnetischen und „E $\|$ H" die zusätzliche Betrachtung des hadronischen Kalorimeters. In der letzten Spalte sind die verwendeten Energieschwellen für die BT angegeben.*

Triggerelement	**A**	**B**	**C**	**D**	**E**	**F**	Schwellenwert
TE1	4	1	-	1	1	-	5
TE2 / t29	11	4	8	2	4	2	24

Tabelle 6.6: *Übersicht über den Anteil Δs einer Bedingung zum Abstandswert getrennt nach Triggerelement TE1 und TE2. Das zweite Triggerelement TE2 läuft während der Datennahme seit run 197124 und wird im Text auch mit t29 bezeichnet. Die letzte Spalte gibt den Schwellenwert für den Abstand an, der überschritten werden muß, damit ein Ereignis akzeptiert wird.*

Aus diesen sechs Bedingungen werden nun zwei verschiedene topologische Triggerelemente TE1 und TE2 gebildet. Tabelle 6.6 enthält den gewählten Beitrag einer Bedingung Δs zum Abstand s getrennt für die beiden verschiedenen Triggerelemente. In der letzten Spalte der Tabelle ist der jeweilige Schwellenwert für den Abstandswert angegeben.
Der Schwellenwert und die Beiträge Δs einer Bedingung sind so gewählt, daß immer eine Bedingung aus dem Vorwärtsbereich und mindestens eine aus dem Zentralbereich erfüllt sein müssen, damit ein Ereignis akzeptiert wird. Dieses wird in den Tabellen 6.7 und 6.8

Nr	Kombination	gesamte Kombination	Abstand s
1	**B** && **D**	(**A**,**B**,**D**)	6
2	**B** && **E**	(**A**,**B**,**E**)	6
4	**A** && **D** && **E**	(**A**,**D**,**E**)	6

Tabelle 6.7: *Zusammenfassung der* **Kombinationen** *der verschiedenen topologischen Bedingungen, die zum Akzeptieren eines Ereignisses durch TE1 führen. Die Nummerierung der Kombinationen ist so gewählt worden, daß sie mit der Nummerierung für TE2 übereinstimmt. In der letzten Spalte ist der Wert für den Abstand angegeben, der sich aus den Beiträgen der einzelnen Bedingungen zusammensetzt (vergleiche Tabelle 6.6).*

Nr	Kombination	gesamte Kombination	Abstand s
1	**B** && **D**	(**A**,**B**,C,**D**)	25
2	**B** && **E**	(**A**,**B**,C,**E**)	27
3	**B** && **C** && **F**	(**A**,**B**,**C**,**F**)	25
4	**A** && **D** && **E**	(**A**,C,**D**,**E**)	25
5	**A** && **E** && **F**	(**A**,C,**E**,**F**)	25

Tabelle 6.8: Kombinationen *der topologischen Bedingungen, die zum Akzeptieren eines Ereignisses durch TE2 führen.*

in der Spalte „Kombination“ deutlich. Die Spalte „gesamte Kombination“ gibt alle Bedingungen an, die einen Beitrag zum Abstand s liefern. Dieser ist in der letzten Spalte angegeben. Aus dieser Aufstellung erkennt man, daß alle akzeptierten Ereignisse für beide Triggerelemente die Bedingung **A** erfüllen müssen, d.h. daß kein Ereignis anerkannt wird, das durch die Strahl-Gas-Triggerelemente t24 und t25 in Klasse 4 eingeteilt wurde (vergleiche Abschnitt 6.2.3). TE2 ist im wesentlichen eine Erweiterung von TE1. Zusätzlich zu den drei Kombinationen, die für TE1 zum Akzeptieren eines Ereignisses führen, werden zwei Kombinationen anerkannt, die die Bedingung **F** enthalten. Daher wird die Effizienz von TE2 höher, jedoch die Untergrundunterdrückung niedriger als von TE1 sein.

6.2.5 Test der topologischen Triggerelemente

Zum Test der beiden entwickelten topologischen Triggerelemente werden die J/ψ-Kandidaten, die MC-Ereignisse und die Untergrunddaten verwendet. Es werden nur die Ereignisse verwendet, die von Subtrigger s37 akzeptiert wurden (*raw subtrigger* für die J/ψ-Kandidaten). Damit wird in diesem Abschnitt die Effizienz und die Untergrundreduktion der Triggerelemente bezüglich der von s37 akzeptierten Ereignisse ermittelt.

Im folgenden werden zuerst die Effizienz für die Physikereignisse und die Reduktion des Untergrundes der verschiedenen topologischen Bedingungen **A** bis **F** genauer untersucht. Danach werden diese Werte für die verschiedenen Kombinationen **1** bis **5** bestimmt. Die

Zahlenwerte zu den Untersuchungen sind in den 6.9 bis 6.11 zu finden. Zur Veranschaulichung wurden die verschiedenen Werte in Abbildung 6.9 graphisch dargestellt. In Abbildung a) ist die Effizienz der Erkennung der J/ψ-Kandidaten aus 1997 gegen die Reduktion der Untergrunddaten aus 1997 aufgetragen. Diese Werte sind der Tabelle 6.9 zu entnehmen. Abbildung 6.9 b) zeigt die Effizienz gegen die Reduktion für die Daten aus dem Jahr 1997 für die verschiedenen Kombinationen. Die numerischen Werte sind in Tabelle 6.11 zu finden.

Effizienz der verschiedenen Bedingungen

In Tabelle 6.9 ist der Anteil der Ereignisse angegeben, in denen die Bedingungen **A** bis **F** erfüllt sind. Betrachtet man die Effizienz der Bedingungen **A** und **B**, so erkennt man, daß für Physikereignisse **A** für alle drei Datensätze gut übereinstimmt, während Bedingung **B** in den MC-Ereignissen schlecht simuliert ist. Die Beschreibung des LAr-Triggers für die *Big Tower* mit den Polarwinkelindex 0 und 1 scheint nicht den Daten zu entsprechen, was schon in Tabelle 6.3 für die Einteilung in die Klassen 1 bis 3 deutlich wurde.
Im Vergleich der MC-Ereignisse, die Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1995 simulieren, mit den J/ψ-Kandidaten aus dem Jahr 1995 erkennt man Unterschiede in den Bedingungen **D** bis **F**. Diese Differenzen folgen aus dem relativ hohen Untergrundanteil in den selektierten Daten.
Bemerkenswert sind die Unterschiede in den Bedingungen **C** bis **F** für die J/ψ-Kandidaten für 1995 und 1997. Obwohl beide Elektronkandidaten auf Grund der Selektion in den Zentralbereich fallen, hat in ungefähr 8% der Daten von 1997 kein *Big Tower* angesprochen. Die signifikantesten Differenzen sind jedoch in Bedingung **F** zu finden, die eine Energieschwelle von $\approx 2\,\text{GeV}$ verlangt. Für die Unterschiede in den Bedingungen **C** bis **F** können folgende Gründe verantwortlich sein:

- Die analogen Energieschwellen der *Trigger Tower* (TT) wurden erhöht. Je höher die TT-Rauschschwellen sind, desto niedriger ist die von den *Big Towern* registrierte Energie (siehe Abschnitt 4.3.3), was die hohe Differenz bei Bedingung **F** erklärt.
- Der DCRΦ-Trigger ist auf Grund von defekten Bereichen in der CJC nicht mehr so effizient, wie in der Datennahmeperiode 1995, so daß eine Validierung der *Big Tower* nicht mehr so häufig stattfindet.

Da die Energie der Zerfallselektronen der J/ψ-Mesonen im Zentralbereich nur sehr gering ist und auf Grund der Tatsache, daß die durch den LAr-Trigger registrierte Energie stark von den TT-Rauschschwellen abhängt, ist es gefährlich, mit einer Energieschwelle von $\approx 2\,\text{GeV}$ zu arbeiten, da die Effizienz dieser Bedingung stark variieren kann.

Untergrundreduktion der verschiedenen Bedingungen

In Tabelle 6.9 ist in der Spalte „Untergrund“ der Anteil der durch die verschiedenen Bedingungen akzeptierten Ereignisse angegeben. Die Ergebnisse aus den drei verschiedenen Datennahmeabschnitten wurden gemittelt. Aus den Fehlern sind keine großen Differenzen

	Untergrund			Physik		
	195028	196015	197809	J/ψ (1995)	J/ψ (1997)	MC
#	857	4094	3406	49	296	310
A	71.2% ± 1.6%			98.9%	97.3%	96.1%
B	33.4% ± 1.2%			73.5%	72.6%	47.1%
C	86.9% ± 1.6%			100%	91.9%	100%
D	43.2% ± 2.9%			63.3%	52.4%	86.5%
E	24.3% ± 1.1%			71.4%	58.8%	81.3%
F	19.5% ± 1.9%			63.3%	36.5%	84.2%

Tabelle 6.9: *Anteil der Ereignisse mit erfüllten topologischen* **Bedingungen**. *Die Bedingungen* **D** *bis* **F** *sind von besonderem Interesse, da diese dazu dienen, die Zerfallselektronen zu erkennen. Bedingung* **A** *und* **B** *dienen dazu, den Strahl-Gas-Untergrund zu unterdrücken.* **A** *muß für jedes akzeptierte Ereignis erfüllt sein. Für TE2 muß auch* **C** *für jedes Ereignis zutreffen.*

	Untergrund			Physik		
	195028	196015	197809	J/ψ (1995)	J/ψ (1997)	MC
# gesamt	857	4094	3406	49	296	310
# akzeptiert	212	921	915	39	188	247
Ergebnis von	Reduktionsfaktor			Effizienz		
TE1	**4.1 ± 0.3**			**79.6%**	**63.5%**	**79.7%**

Tabelle 6.10: *Effizienz für Physikerkennung und Reduktion von Untergrundereignissen von TE1. Die verschiedenen Kombinationen, die zum Akzeptieren eines Ereignisses führen (*1, 2 *und* 4*), sind in Tabelle 6.11 aufgeführt.*

	Untergrund			Physik		
	195028	196015	197809	J/ψ (1995)	J/ψ (1997)	MC
# gesamt	857	4094	3406	49	296	310
# akzeptiert	250	1009	1011	43	205	259
1 (**A**,**B**,**C**,**D**)	15.3% ± 1.9%			42.9%	40.2%	39.8%
2 (**A**,**B**,**C**,**E**)	9.5% ± 0.4%			49.0%	43.2%	▽ 40.0%
3 (**A**,**B**,**C**,**F**)	7.2% ± 0.6%			46.9%	▽ 25.0%	40.0%
4 (**A**,**C**,**D**,**E**)	10.8% ± 1.2%			40.8%	34.8%	△ 67.8%
5 (**A**,**C**,**E**,**F**)	5.7% ± 0.6%			42.9%	▽ 26.7%	△ 66.1%
Ergebnis von	Reduktionsfaktor			Effizienz		
TE2 / t29	**3.7 ± 0.3**			**87.8%**	**69.3%**	**83.5%**

Tabelle 6.11: *Effizienz und Reduktion von TE2 insgesamt und für die verschiedenen* **Kombinationen** 1 *bis* 5 *getrennt. Die Beschreibung der Symbole vor den Zahlen findet sich im Text.*

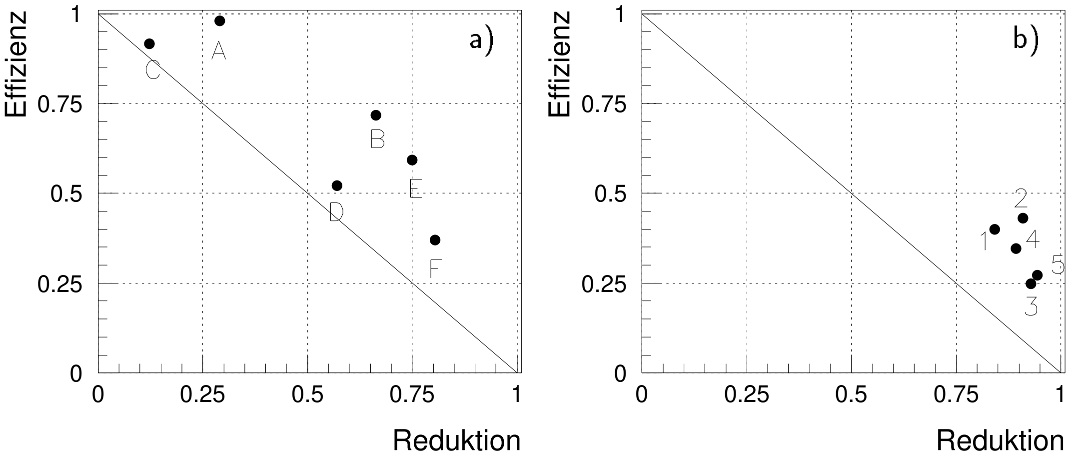


Abbildung 6.9: *Graphische Darstellung von Effizienz und Untergrundreduktion für die Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1997 für die Bedingungen* **A** *bis* **F** *(Abbildung* **a)***) und für die verschiedenen Kombinationen (Abbildung* **b)***). Die numerischen Werte sind den Tabellen 6.9 und 6.11 zu entnehmen. Es ist darauf zu achten, daß in den Tabellen der Anteil der akzeptierten Untergrundereignisse angegeben ist.*

zwischen den verschiedenen Abschnitten zu erkennen, was auch nicht verwunderlich ist, da die Daten innerhalb eines kurzen Zeitraumes aufgezeichnet wurden.
Im Vergleich der Bedingungen **D** bis **F** ist zu erkennen, daß **D** bei vielen Ereignissen erfüllt ist, so daß eine gute Untergrundreduktion mit **D** am schlechtesten zu erreichen ist. Bedingung **F** trifft bei etwa 20% der Ereignisse zu, so daß diese Bedingung noch effektiver als **E** zur Untergrundreduktion verwendet werden kann.

Effizienz der verschiedenen Kombinationen

In den beiden Tabellen 6.10 und 6.11 befinden sich in der letzten Zeile die Effizienzen bzw. die Reduktionsfaktoren für die beiden verschiedenen Triggerelemente. TE1 weist eine höhere Untergrundunterdrückung als TE2 auf, jedoch ist die Effizienz dieses Elementes geringer. Aus diesem Grund wurde entschieden, das Triggerelement TE2, das im folgenden auch mit t29 bezeichnet wird, für die Datennahme zu verwenden.
In Tabelle 6.11 sind die Effizienzen für die verschiedenen Kombinationen **1** bis **5**, die TE2 bilden, angegeben. Die Kombinationen für TE1, die zum Akzeptieren eines Ereignisses führen, sind ebenfalls dieser Tabelle zu entnehmen und entsprechen den Bedingungen **1**, **2** und **4** (vergleiche hierzu auch Tabelle 6.7 und 6.8).
Aus Tabelle 6.11 erkennt man in der letzten Zeile, daß die Effizienz für die J/ψ-Kandidaten von 1995 und die MC-Ereignisse gut übereinstimmen, obwohl es Differenzen zwischen den Bedingungen **B** und **D** bis **F** gibt (Tabelle 6.9). Diese Unterschiede heben sich bei der Kombination gerade auf. Die Effizienzen der Kombinationen **1** bis **3** mit Bedingung **B** sind in den MC-Ereignissen entweder vergleichbar oder weniger effizient ($\triangledown$), während dieses bei **4** und **5** (ohne **B**) gerade umgekehrt ist ($\triangle$).
Im Vergleich der Datennahmeperioden 1995 und 1997 erkennt man, daß die Kombinationen mit Bedingung **F** 1997 sehr viel uneffizienter sind ($\triangledown$), was nach Tabelle 6.9 auch

zu erwarten war, während die Werte für die anderen Bedingungen nur wenig unter den Werten für die Daten aus 1995 liegen.
In Abbildung 6.10 ist die invariante Masse, der Transversalimpuls der J/ψ-Kandidaten, die Elastizität und die Photon-Proton-Schwerpunktenergie der Datennahmeperiode 1997 für die Ereignisse mit aktiviertem L1-Subtrigger s37 dargestellt. Die schraffierte Fläche stellt die Ereignisse dar, die von dem L2-Triggerelement t29 akzeptiert werden. In Abbildung 6.11 ist die Effizienz für t29 für diesen Datensatz in Abhängigkeit von den Variablen M_{ee}, $p_{t,\psi}$, z und $W_{\gamma p}$ dargestellt. In der Abbildung wurden die Abszissen in verschieden große Intervalle eingeteilt, um den statistischen Fehler möglichst klein zu halten. Die Effizienz von t29 liegt im Bereich der invarianten Masse des J/ψ-Mesons ($2.9\,\text{GeV} \leq M_{ee} \leq 3.3\,\text{GeV}$) bei etwa 80%.

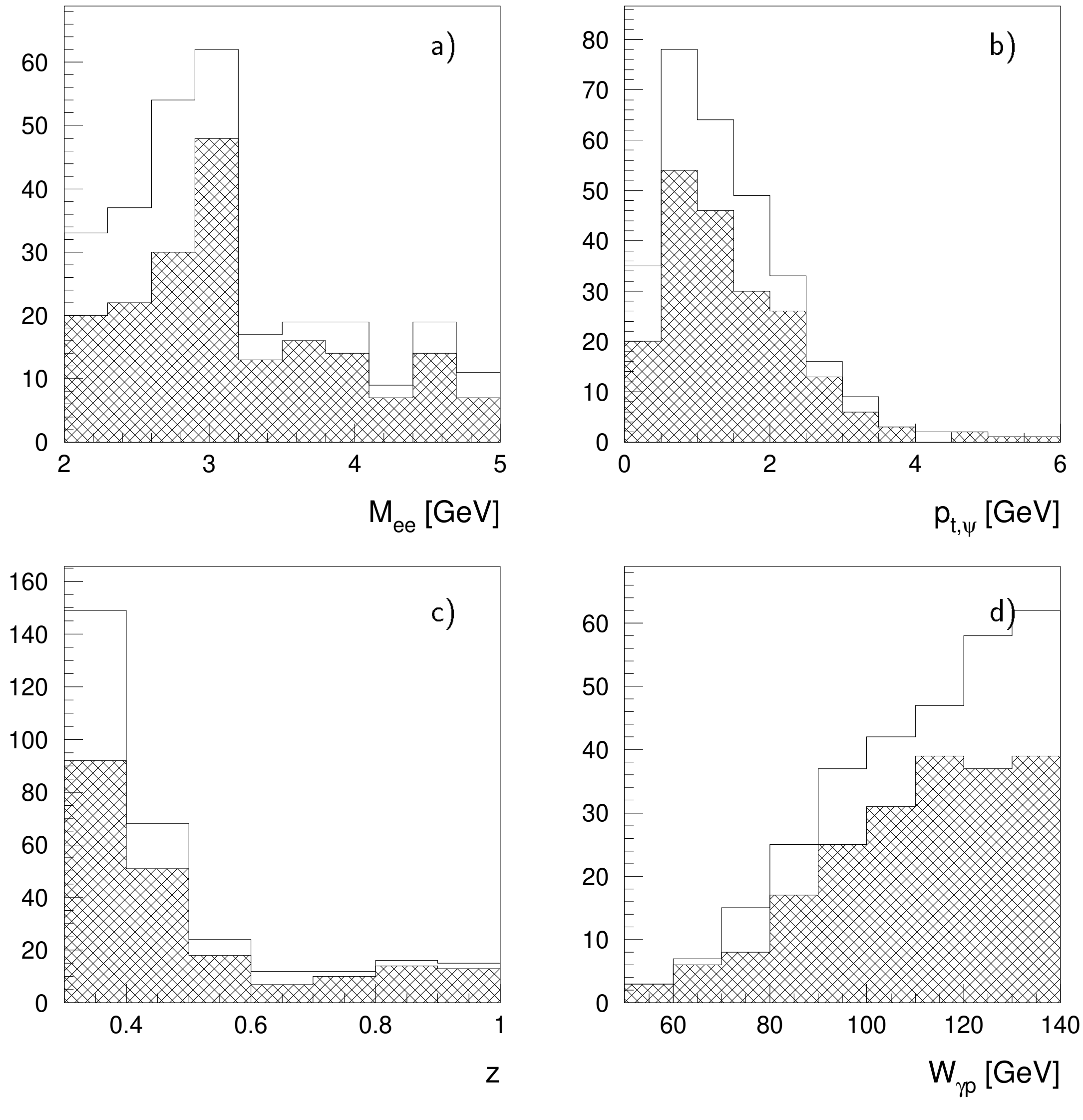


Abbildung 6.10: *Darstellung von* **a)** M_{ee}, **b)** $p_{t,\psi}$, **c)** z *und* **d)** $W_{\gamma p}$ *für die von Subtrigger s37 akzeptierten Ereignisse aus der Datennahmeperiode* **1997**. *Die schraffierte Fläche markiert die von t29 akzeptierten Ereignisse. Die Effizienz von t29 ist in Abbildung 6.11 dargestellt.*

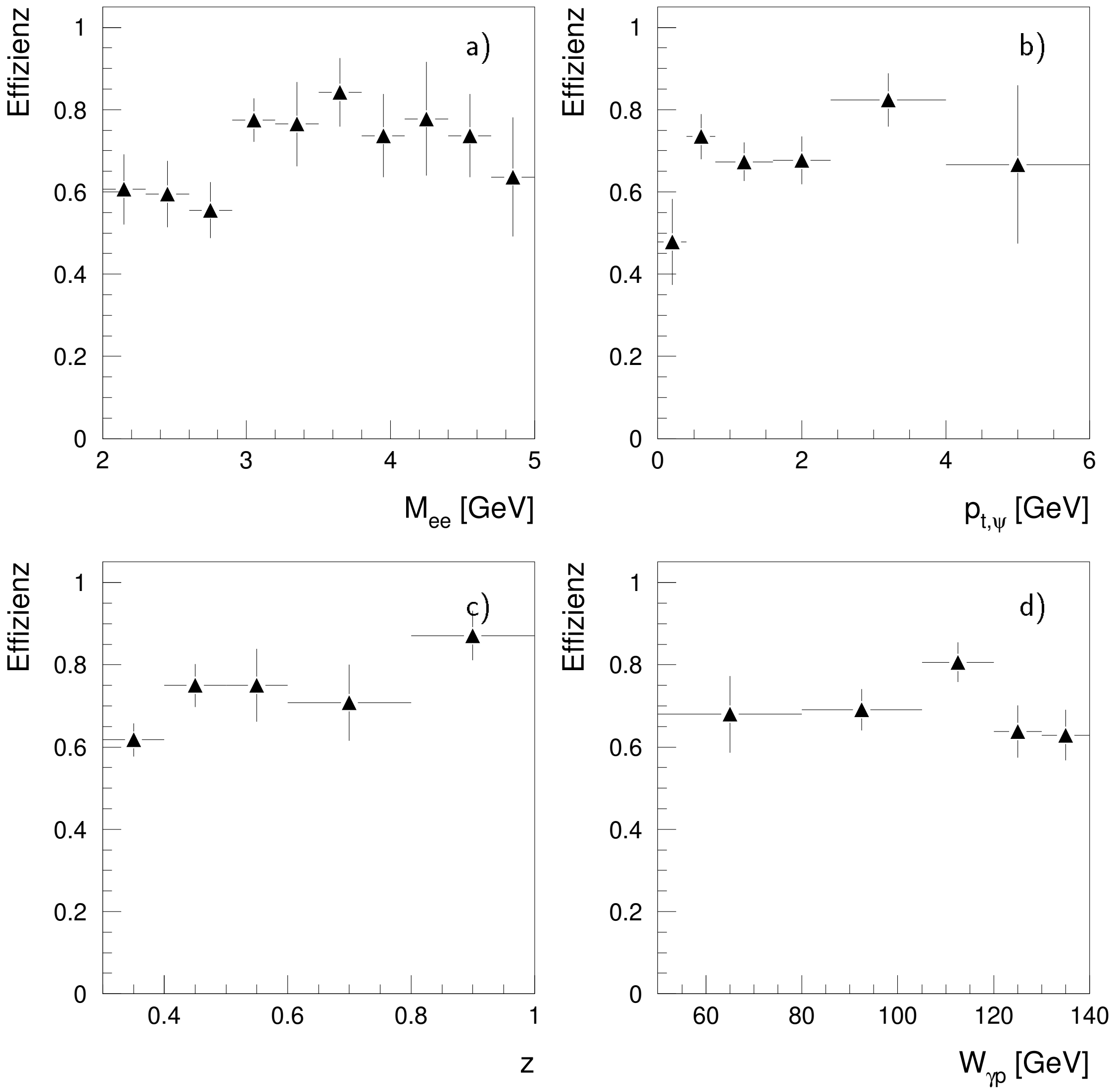


Abbildung 6.11: *Effizienz des Triggerelementes t29 in Abhängigkeit von* **a)** M_{ee}*,* **b)** $p_{t,\psi}$*,* **c)** z *und* **d)** $W_{\gamma p}$ *für die von Subtrigger s37 akzeptierten Ereignisse aus der Datennahmeperiode* **1997**.

Untergrundreduktion der verschiedenen Kombinationen

In den Tabellen 6.10 und 6.11 sind in der letzten Zeile die Reduktionsfaktoren für die beiden Triggerelemente angegeben. Abhängig von den Untergrundverhältnissen variieren diese Faktoren, die jedoch berechnet wurden, ohne die Änderung auf der ersten Triggerstufe zu berücksichtigen. Aus diesem Grund wird der Reduktionsfaktor für t29 in Abschnitt 6.5 noch einmal bestimmt, indem die Triggerraten vor und nach der zweiten Triggerstufe dargestellt und miteinander verglichen werden (Abbildung 6.19). Die daraus resultierenden Reduktionsfaktoren (Tabelle 6.16) stimmen mit dem aus Tabelle 6.11 erhaltenen Mittelwert von ≈ 3.7 überein. Eine zweite Überprüfung der Faktoren erfolgt durch einen Monitordatensatz, der während der Datennahme direkt nach der ersten Triggerstufe aufgezeichnet wurde. Auch hier stimmen die vorausgesagten Werte innerhalb der Fehler mit dem aus diesen Ereignissen bestimmten Faktor überein (Tabelle 6.15).

Effizienz von t29 für den gesamten Datensatz

Im folgenden wird die Effizienz von t29 für den gesamten Datensatz der Datennahmeperiode 1997 und nicht wie bisher nur für Ereignisse mit aktiviertem s37 untersucht. In Tabelle 6.12 a) sind die Effizienzen für die verschiedenen Bedingungen und ein Vergleich mit den Werten aus Tabelle 6.9 angegeben. Die größten Differenzen sind in der Bedingung **E** zu erkennen (markiert mit ▼). In Tabelle 6.12 b) sind die Effizienzen für alle Kombinationen und ein Vergleich der Werte für die Ereignisse mit aktiviertem s37 angegeben (Tabelle 6.11). Mit dem Symbol ▼ sind die Kombinationen, die die Bedingung **E** enthalten, gekennzeichnet, die demnach die größten Differenzen in den Effizienzen aufweisen.

a)	Effizienz ε_{alle}	$\varepsilon_{alle} - \varepsilon_{s37}$
A	96.8%	-0.5%
B	75.8%	+3.2%
C	85.4%	-6.5%
D	43.8%	-8.6%
E	36.2%	▼ -22.6%
F	31.6%	-4.9%

b)	Effizienz ε_{alle}	$\varepsilon_{alle} - \varepsilon_{s37}$
1 (**A**,**B**,**C**,**D**)	34.1%	-6.1%
2 (**A**,**B**,**C**,**E**)	27.0%	▼ -16.2%
3 (**A**,**B**,**C**,**F**)	23.6%	-1.4%
4 (**A**,**C**,**D**,**E**)	21.9%	▼ -12.9%
5 (**A**,**C**,**E**,**F**)	18.2%	▼ -8.5%
→ Effizienz: **53.6%**		

Tabelle 6.12: *Effizienz ε_{alle} von TE2 / t29 für* **alle** *J/ψ-Kandidaten der Datennahmeperiode* **1997**. *In Tabelle* **a)** *werden die einzelnen Bedingungen und in* **b)** *die verschiedenen Kombinationen betrachtet. Die zweite Spalte enthält jeweils die Differenz zu den Effizienzen für die von s37 akzeptierten J/ψ-Kandidaten aus Tabelle 6.9 und 6.11.*

Aus diesem Vergleich erkennt man, daß das Triggerelement t29 nicht dafür geeignet ist, andere L1-Subtrigger wie z.B. s52 zu validieren, die ebenfalls zur J/ψ-Erkennung verwendet werden. Dieses hat folgende Gründe:

- die Anzahl der *Big Tower* ist im gesamten Datensatz im Mittel geringer. Dieses gilt sowohl für den Vorwärtsbereich (Bedingung **B**) als auch für den Zentralbereich (Bedingung **C**).
- die Anzahl der validierten *Big Tower* (**E**) ist sehr viel geringer. Dieser Unterschied kommt daher, daß die Zusammensetzung des L1-Subtriggers s37 Ereignisse mit vielen Spuren verlangt, so daß die Wahrscheinlichkeit für eine Validierung eines *Big Towers* durch einen *Big Ray* und eine DCRΦ-Spur größer als bei Ereignissen mit weniger Spuren ist. Aus diesem Grund sind die Unterschiede der Kombinationen, die Bedingung **E** enthalten (2, 4, 5), größer als bei den anderen Kombinationen.

Für andere Subtrigger wäre es daher effizienter, in der Definition der Bedingung **E** die Validierung durch eine DCRΦ-Spur nicht zu verlangen.

6.2.6 Kombination von erster und zweiter Triggerstufe

In diesem Abschnitt soll eine grobe Abschätzung über die Effizienz der Kombination des L1-Subtriggers s37 und des topologischen Triggerelementes t29 gemacht werden. Dazu werden die J/ψ-Kandidaten der Datennahmeperiode 1997 verwendet, deren invariante Masse sich in dem Massenbereich zwischen $2.9\,\text{GeV} \leq M_{ee} \leq 3.3\,\text{GeV}$ befindet.
Es werden die Ereignisse mit aktiven s37 verwendet, in denen der Subtrigger ein *L1keep* ausgelöst hat (*actual subtrigger*). Die anderen Ereignisse, in denen s37 auf Grund des Skalierungsfaktors kein Signal ausgesandt hat, werden nicht betrachtet, da diese Ereig-

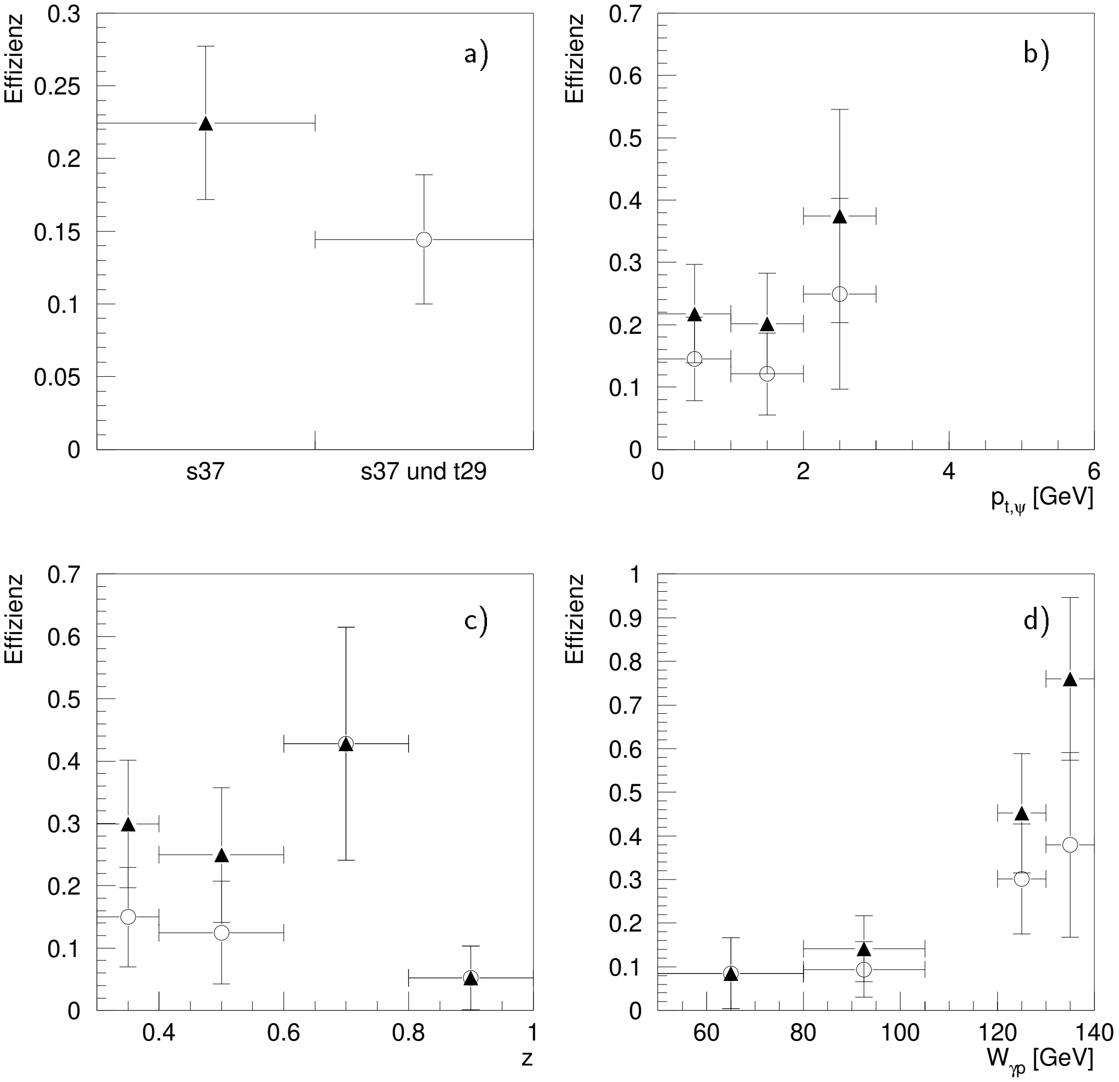


Abbildung 6.12: a) *Effizienz von s37 und der Kombination von s37 und t29 für den selektierten Datensatz aus der Datennahmeperiode 1997. In* **b)** *bis* **d)** *ist die Effizienz in Abhängigkeit $p_{t,\psi}$, z und $W_{\gamma p}$ dargestellt. Die hohen statistischen Fehler werden durch die geringe Anzahl von Ereignissen bedingt.*

nisse nur zufällig von anderen Subtriggern akzeptiert wurden und damit kein Maß für die Triggereffizienz darstellen. Da s37 einen hohen Skalierungsfaktor hatte, bleiben im oben angegebenen Massenfenster nur 14 Ereignisse übrig. Die Gesamtzahl der Ereignisse im Massenfenster wird für jedes einzelne Ereignis mit dem Skalierungsfaktor von s37 herunterskaliert. Dadurch erhält man die Effizienz des Triggers in Bezug auf den selektierten Datensatz, aber nicht die Effizienz für das Akzeptieren eines J/ψ-Mesons. Um die richtige Triggereffizienz zu bestimmen, bedarf es weiterer Untersuchungen der einzelnen Triggerelemente, die in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

In Abbildung 6.12 a) ist die Effizienz von s37 und der Kombination von s37 und t29 angegeben. Man erkennt, daß die Effizienz von s37 bezüglich des selektierten Datensatzes vergleichbar mit dem aus den MC-Ereignissen vorhergesagten Wert ist (vergleiche Abbildung 6.2). Von dem topologischen Triggerelement t29 werden noch 9 Ereignisse akzeptiert. Um genaue Aussagen zu machen, ist die Anzahl der Ereignisse viel zu gering. Es bleibt hier also nur bei einer groben Abschätzung.

In Abbildung 6.12 b) bis d) ist die Effizienz nur für s37 und für die Kombination von s37 und t29 in Abhängigkeit von $p_{t,\psi}$, z und $W_{\gamma p}$ angegeben.

6.3 Neuronales Netzwerk-Triggerelement

Als ein Ausblick auf eine Verbesserung der Effizienz vom L1-Subtrigger s37 wird in diesem Abschnitt kurz auf die Erstellung eines Triggerelementes für den neuronalen Netzwerktrigger eingegangen. Ein neuronales Netz könnte zu einem späteren Zeitpunkt eine Alternative zu dem topologischen L2-Triggerelement t29 sein. Aktuell ist die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse sehr begrenzt, so daß zwar ein neuronales Netz trainiert werden kann, jedoch eine zu geringe Zahl von Ereignissen zum Testen verbleibt.

Zu Beginn dieses Abschnittes wird ein kurzer Überblick über das Training eines neuronalen Netzes gegeben. Es wird auf den allgemeinen Ablauf des Trainings, die Einstellung der Netzparameter und die verwendeten Eingabegrößen eingegangen. Aus insgesamt 16 verschiedenen neuronalen Netzen wird eines ausgewählt und getestet.

Um die Schreibweise zu vereinfachen, werden im folgenden die Begriffe *Physik* oder *Physikdatensatz* für die in Kapitel 5 beschriebenen J/ψ-Kandidaten aus den verschiedenen Datennahmeperioden und für die MC-Ereignisse verwendet.

6.3.1 Training eines neuronalen Netzes

Allgemeiner Ablauf des Trainings

Zu Beginn wird eine kurze Zusammenfassung der Vorgehensweise beim Trainieren eines neuronalen Netzes für die zweite Triggerstufe gegeben. Eine ausführlichere Darstellung befindet sich z.B. unter [Möc94, Moh97].

Abbildung 6.13 zeigt schematisch den Ablauf des Netztrainings. Aus den für den Untergrund und die Physik selektierten Daten werden mit Hilfe des Programmes `NETSIM`

[Gru95] die Eingangsgrößen des neuronalen Netzwerktriggers berechnet, die sogenannten *Ereignisvektoren*. Diese werden entweder aus den TL23-Bänken, die die Informationen der L2L3-Speicherkarten enthalten (siehe Abschnitt 3.1), oder aus den jeweiligen Bänken der Subdetektoren bestimmt. Eine weitere Aufgabe von NETSIM ist es, nachdem die in Abbildung 6.13 dargestellte Trainingskette durchlaufen ist, die Entscheidung eines neuronalen Netzes zu simulieren.
Die Ereignisse in Form der Ereignisvektoren werden vom MIXER [Zob95] mit Hilfe eines Zufallsgenerators in drei Ereignisklassen eingeteilt:

- Trainingsdaten: Hier werden Physik- und Untergrunddaten zusammen in einem beliebigen Verhältnis gemischt. Dieser Datensatz dient zum Training des neuronalen Netzes.
- Physiktestdaten und Untergrundtestdaten: Der Rest der vorhandenen Daten wird in zwei Datensätze eingeteilt und zum Test des trainierten Netzes mit unabhängigen Ereignissen verwendet. Dieser Schritt ist wichtig, um zu erkennen, ob ein Netz übertrainiert wurde.

Das Trainieren des neuronalen Netzes erfolgt mit Hilfe des TRAINERS [Kru95]. Nach Beendigung des Trainings werden die Netzentscheidungen für die Testdatensätze bestimmt.

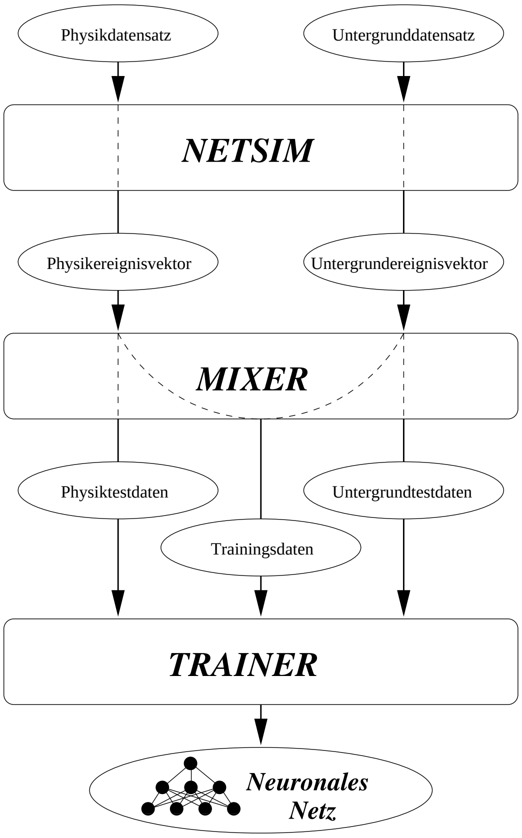


Abbildung 6.13: *Übersicht über die einzelnen Schritte zur Erstellung eines neuronalen Netzes für die zweite Triggerstufe. Aus den selektierten Datensätzen werden mit Hilfe des Programmes* NETSIM *die Ereignisvektoren bestimmt, die die Eingangsgrößen des neuronalen Netzes enthalten. Danach werden mit Hilfe des Programmes* MIXER *verschiedene Datensätze zum Trainieren und zum Testen erstellt. Das Training des neuronalen Netzes findet durch den* TRAINER *statt.*

Variation der Netzparameter

Die Architektur eines neuronalen Netzes für die L2NN-Triggerstufe ist weitgehend durch die Hardware vorgegeben. Es werden nur vorwärtsgekoppelte Netze mit einer versteckten Lage verwendet. Es können maximal 64 Eingangsgrößen, 64 versteckte Knoten und ein Ausgabeknoten verwendet werden.
Beim Trainieren eines neuronalen Netzes für die zweite Triggerstufe können folgende Parameter variiert werden (siehe auch Abschnitt 3.3.1):

- **Anzahl der Eingangsgrößen**: Aus den zur Verfügung gestellten Triggervariablen können maximal 64 als Eingangsgrößen für das neuronale Netz dienen. Es ist darauf zu achten, daß die Anzahl der Eingangsknoten an die Zahl der Trainingsereignisse angepaßt ist. Werden zu viele Eingangsknoten verwendet, so daß eine große Anzahl von Gewichten bestimmt werden muß, so besteht die Möglichkeit bei zu wenigen Trainingsereignissen, daß die Lernmuster „auswendig" gelernt werden (vergleiche Abschnitt 3.3.1).

- **Anzahl der versteckten Knoten**: Die Anzahl der versteckten Knoten gibt die Zahl der Hyperebenen im multidimensionalen Raum der Eingangsgrößen an, mit deren Hilfe Physik und Untergrund voneinander getrennt werden können. Zu viele Knoten bei zu wenigen Trainigsereignissen erhöht die Wahrscheinlichkeit, daß die angebotenen Lernmuster nur „auswendig" gelernt werden.

- **Anzahl der Epochen**: Innerhalb einer Epoche werden dem neuronalen Netz alle Lernmuster einmal angeboten.

- **Lernrate** bzw. **Lernparameter**: Die Lernrate gibt die Größe der Gewichtskorrektur an. Es ist möglich, eine absteigende Lernrate zu definieren, die mit einem hohen Anfangswert beginnt, um zu verhindern, daß die Fehlerfunktion in einem lokalen Minimum verweilt.

- **Momentumfaktor**: Dieser Wert stellt eine zusätzliche Dämpfung dar, die verhindern soll, daß die Fehlerfunktion um ihr Minimum zu stark oszilliert (vergleiche Abschnitt 3.3.1). Weiterhin wird das Training im Bereich einer flachen Fehlerfunktion beschleunigt.

Die Durchführung des Trainings und die Wahl der verschiedenen Trainingsparameter werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

Durchführung des Trainings

Für die Untergrunddaten werden zum einen die in Abschnitt 6.2.1 aufgeführten Datennahmeabschnitte und zum anderen der *L2L4 transparent run* 170934 aus der Datennahmeperiode 1996 verwendet, da die Daten aus 1997 in einem kurzen Zeitraum aufgezeichnet wurden und sich die Untergrundbedingungen mit der Zeit ändern. Daher ist es nicht ratsam, dem neuronalen Netz nur Untergrunddaten aus einem kurzen Zeitraum zum Lernen zur Verfügung zu stellen, da der Untergrund bei veränderten Strahlbedingungen nicht mehr so effizient erkannt wird.

Für die J/ψ-Kandidaten aus den Datennahmeperioden 1995 und 1997 werden die Ereignisse genommen, die einen aktiven L1-Subtrigger s37 (*raw subtrigger*) aufweisen. Die Gefahr hierbei ist jedoch, daß der Trainingsdatensatz mit Ereignissen angereichert wird, die von anderen Subtriggern akzeptiert worden sind. Dieser Effekt ist um so größer je höher der Skalierungsfaktor des Subtriggers ist. Daher könnte es sein, daß Ereignisse, die auch von anderen Triggern akzeptiert werden, vom neuronalen Netz bevorzugt anerkannt werden, während die Effizienz für Ereignisse, die im allgemeinen nur von s37 akzeptiert werden, geringer ist. Trotz dieser Bedenken werden alle Ereignisse zum Training verwendet, da sonst zu wenige Daten zur Verfügung stehen. Weiterhin finden die MC-Ereignisse des Datensatzes MC_{INEL}, die von s37 akzeptiert wurden, beim Training Verwendung.

Einen Überblick über die Anzahl der Ereignisse für das Training und das Testen befindet sich in Tabelle 6.13. Die Untergrunddaten von 1996 und die J/ψ-Kandidaten von 1995 werden nicht zum Testen verwendet.

	Untergrund		Physik		
	Daten 1996	Daten 1997	J/ψ (1995)	J/ψ (1997)	MC_{INEL}
Training	215	432	21	204	128
Testen	-	7800	-	91	105

Tabelle 6.13: *Übersicht über die verwendeten Trainingsdaten. Die verbleibenden J/ψ-Kandidaten aus 1997, die MC-Ereignisse und die Untergrunddaten aus 1997 werden zum Testen verwendet.*

Aus den Ereignissen für Untergrund und Physik werden die Datensätze für das Training und für das Testen gebildet. Es werden insgesamt 1000 Ereignisse zum Trainieren mit einem Verhältnis von Physik zu Untergrund von ungefähr 4:6 verwendet, da mehr Untergrundereignisse als J/ψ-Kandidaten zur Verfügung stehen.

In Tabelle 6.14 sind die Werte für die Netzparameter angegeben, die für das Training verwendet werden. Es werden sieben Eingabegrößen des z-Vertex-Triggers und eine aus dem LAr-Trigger gewählt. Im Gegensatz zum topologischen Triggerelement, das hauptsächlich auf Kalorimeterinformationen basiert, stellt der z-Vertex-Trigger den Hauptanteil der Eingangsgrößen für das neuronale Netz. Da die Anzahl der Trainingsereignisse sehr gering ist und aus diesem Grund nur wenige Eingangsgrößen verwendet werden können, wird auf die Größen des DCRΦ-Triggers verzichtet. Daher stellt die ständig gesetzte DCRΦ-Maske für negativ geladene Teilchen mit hohem Transversalimpuls kein Problem dar (siehe Abschnitt 6.2.2 und Abbildung 6.7 a)). Zur Erläuterung der Eingabegrößen wird auf den Abschnitt 3.3.2 verwiesen.

Mit einer Anzahl von 2000 Lernepochen und einer absteigenden Lernrate, die bei einem Wert von 0.001 endet, wird für 1 bis 8 versteckte Knoten jeweils ein neuronales Netz trainiert. Es werden die Momentumfaktoren 0.0 und 0.2 verwendet, so daß insgesamt 16 verschiedene neuronale Netze trainiert werden.

Eingabegrößen	z-Vertex-Trigger	CPVSUM, CPVMAX, CPVPOS
		NBIGFWD, NBIGFCE, NBIGBCE, NBIGBWD
	LAr-Trigger	BIGTNUM
versteckte Knoten	Anzahl der versteckten Knoten variiert zwischen 1 und 8	
Anzahl der Epochen	2000	
Lernrate	absteigende Lernrate: von 0.1 bis 0.001	
Momentumfaktor	je ein Trainingsdurchlauf mit 0.0 und mit 0.2	

Tabelle 6.14: *Übersicht über die verwendeten Netzparameter*

Verteilung der Netzeingangsgrößen

Die Verteilung der acht Netzeingangsgrößen befindet sich in Abbildung 6.14. Die durchgezogene Linie markiert die J/ψ-Kandidaten bzw. die MC-Ereignisse, und die gepunktete Linie bezeichnet die Untergrundereignisse.
Man erkennt, daß die physikalisch relevanten Ereignisse im Mittel im vorderen Bereich (NBIGFWD und NBIGFCE) weniger *Big Rays* aufweisen als die Untergrundereignisse, während dieses im hinteren Bereich (NBIGBCE und NBIGBWD) umgekehrt ist. Diese vier Verteilungen entsprechen den Abbildungen 6.6 a) und b), in denen jedoch nur eine Einteilung in Vorwärts- (Θ-Index 0-5) und Zentralbereich (Θ-Index 6-13) vorgenommen wurde. Das z-Vertex-Histogramm besitzt für die Untergrundereignisse im Mittel mehr Einträge (CPVSUM) mit einem höheren Maximum (CPVMAX) als die J/ψ-Kandidaten. Die Verteilung für die Lage des Maximums (CPVPOS) ist für den Untergrund gleichverteilt, während für die Physikdaten ein Maximum in der Mitte zu erkennen ist. Außerdem haben mehr *Big Tower* im LAr-Kalorimeter bei den Untergrundereignissen angesprochen (BIGTNUM), was schon in Abbildung 6.5 erkennbar ist. Während die Anzahl der *Big Tower* im Zentralbereich in Untergrund und Physik vergleichbar sind, weisen die Untergrunddaten im Vorwärtsbereich deutlich mehr Aktivität im Kalorimeter auf.

6.3.2 Test des neuronalen Netzes

Zum Vergleich der 16 verschiedenen neuronalen Netze werden in Abbildung 6.15 die Effizienzen bei einer Untergrunderkennung von 75% verglichen. Es werden nur Daten aus der Datennahmeperiode 1997 dargestellt, die nicht zum Trainieren verwendet wurden. Da im Testdatensatz nur wenige Ereignisse verbleiben (siehe Tabelle 6.13), ergeben sich hohe statistische Fehler. Die Effizienz der 16 neuronalen Netze ist im Bereich dieser Fehler als gleich anzusehen, d.h sie bleibt weitgehend unabhängig von der Anzahl der versteckten Knoten. Dieses bedeutet, daß im Raum der Eingangsgrößen nur eine Hyperebene ausreicht, um die Physik- und die Untergrunddaten voneinander zu trennen. Für weitere Untersuchungen wird das neuronale Netz mit drei versteckten Knoten und einem Momentumfaktor von 0.2 ausgewählt, das in Abbildung 6.15 markiert ist. Dieses Netz erkennt

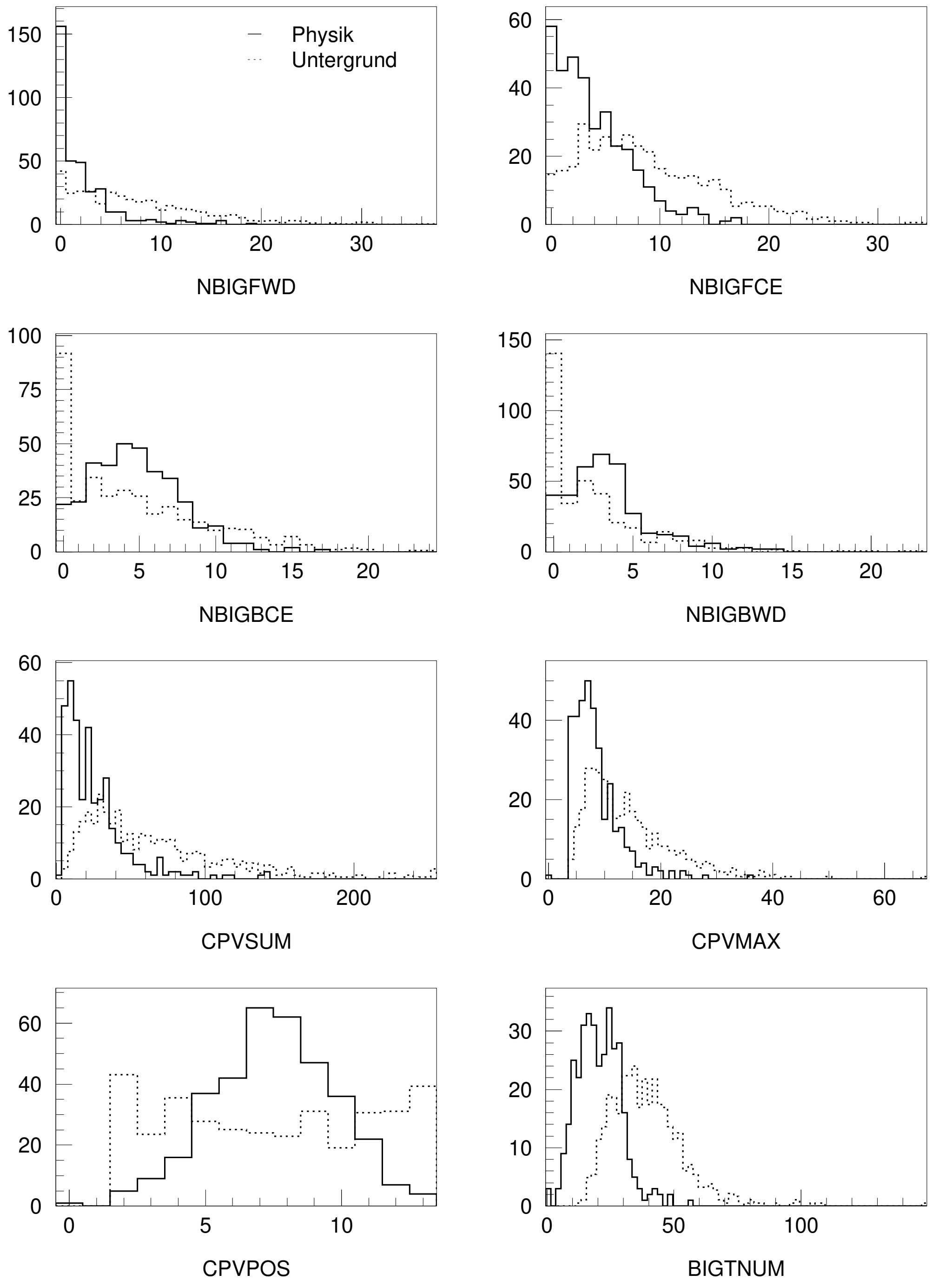


Abbildung 6.14: *Übersicht über die verwendeten Netzeingabegrößen für den Trainingsdatensatz getrennt nach Untergrund und Physik.*

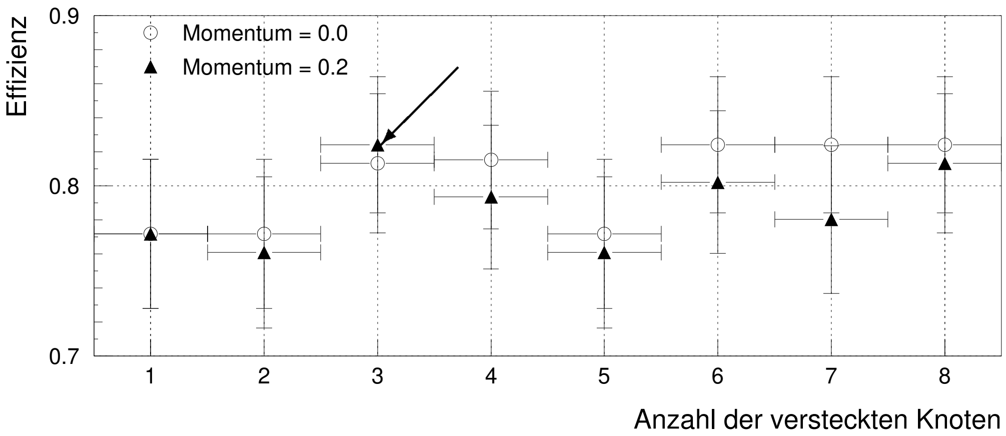


Abbildung 6.15: *Vergleich der 16 verschiedenen neuronalen Netze. Aufgetragen ist die Effizienz der Physikerkennung von 1997 gegen die Anzahl der versteckten Knoten. Es wird eine Untergrundunterdrückung von einem Faktor 4.0 vorgegeben. Für weitere Tests wird das neuronale Netz mit 3 versteckten Knoten und einem Momentumfaktor von 0.2 verwendet (Pfeil). Dieses besitzt eine Effizienz von 82.4%.*

82.4% der zum Testen zur Verfügung stehenden J/ψ-Kandidaten aus der Datennahmeperiode 1997 bei einer Untergrundreduktion von einem Faktor 4.0.

In Abbildung 6.16 a) bis d) sind die Werte des Ausgabeknotens für die Untergrund- und Physikereignisse getrennt nach Trainings- und Testdatensatz angegeben. Für den Test wurden die Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1997 verwendet. Man erkennt, daß die Testdaten für die Physikereignisse schlechter erkannt werden als die Trainingsdaten. Dieses könnte daran liegen, daß das dargestellte neuronale Netz übertrainiert wurde. Vermutlich ist der Grund aber ein anderer. Betrachtet man nämlich Abbildung 6.16 f), in der die Physikerkennung gegen die Untergrundreduktion für die Testdaten getrennt nach MC-Ereignissen und J/ψ-Kandidaten aufgetragen ist, so erkennt man, daß die MC-Ereignisse wesentlich besser als die Daten erkannt werden. Die Unterschiede in der Erkennung können zum einen darauf zurückzuführen sein, daß in den Datensätzen der J/ψ-Kandidaten noch ein hoher Untergrundanteil vorhanden ist. Zum anderen kann es sein, daß sich die Eingangsgrößen von MC-Ereignissen und J/ψ-Kandidaten unterscheiden.

In Abbildung 6.17 sind die Eingangsgrößen der Testdaten für die MC-Ereignisse und die J/ψ-Kandidaten aus den Datennahmeperioden 1995 und 1997 aufgetragen. Auch hier ist die Anzahl der Ereignisse begrenzt (vergleiche Tabelle 6.13), so daß die meisten Eingangsgrößen innerhalb der Fehler übereinstimmen.

Die auffälligsten Unterschiede befinden sich in der Größe BIGTNUM. Im Mittel haben weniger *Big Tower* in den MC-Ereignissen als in den Daten angesprochen. Diese unterschiedlichen Verteilungen können zu einer effizienteren Erkennung der MC-Ereignisse führen, da im Mittel die Untergrunddaten deutlich mehr *Big Tower* aufweisen (Abbildung 6.16). Auf Grund der unterschiedlichen Verteilungen von Untergrund und Physik wird die Größe BIGTNUM trotz der Differenzen zwischen MC und Daten verwendet. Da zu wenig J/ψ-Kandidaten zur Verfügung stehen, ist es nicht möglich, auf die MC-Ereignisse zu verzichten. Trotz dieser Mängel wird im nächsten Abschnitt die Effizienz des neuronalen Netzes im Vergleich zum Triggerelement t29 angegeben.

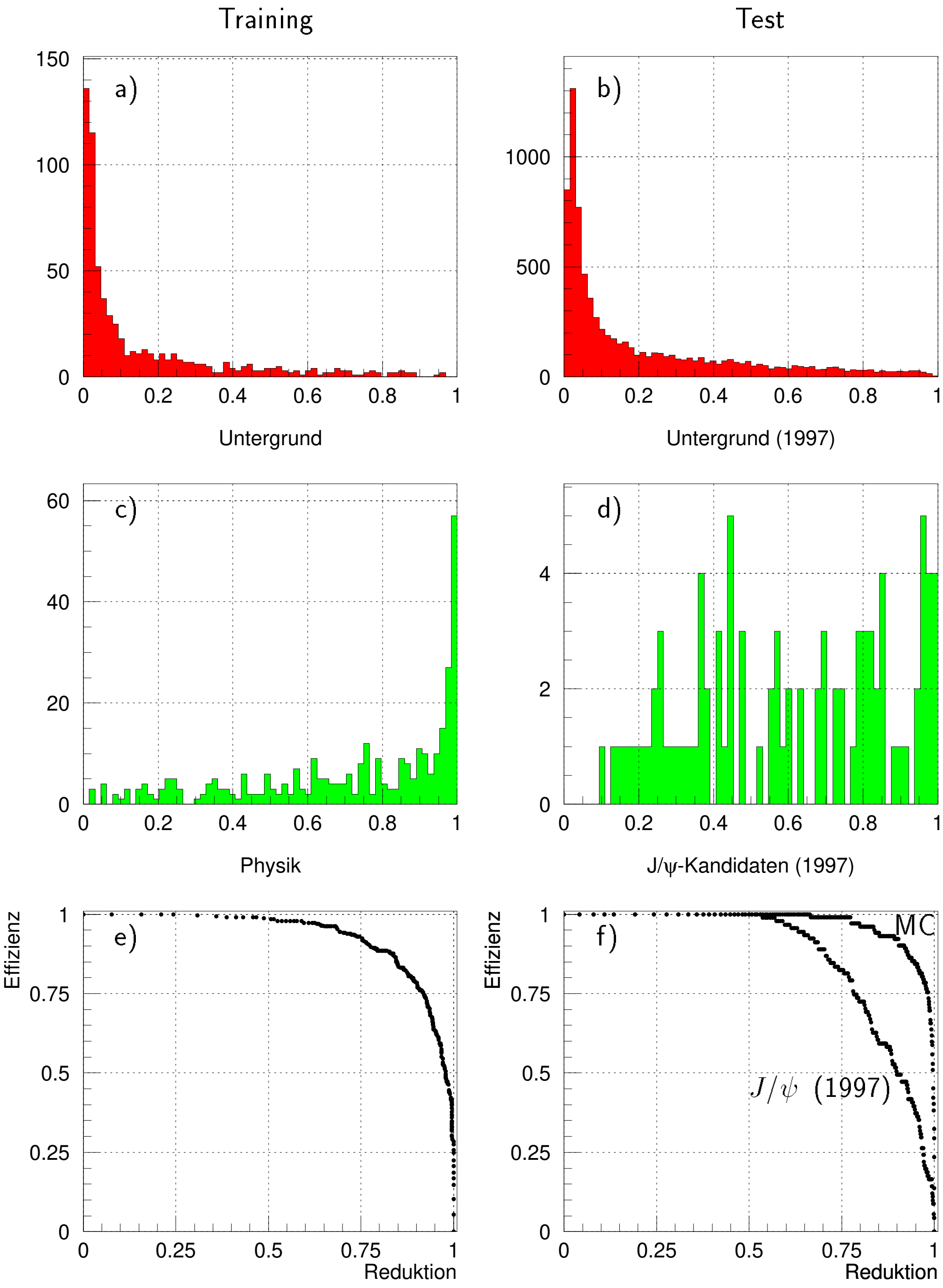


Abbildung 6.16: **a)** *bis* **d)***: Ausgabewerte für den Trainings- bzw. Testdatensatz für Physik und Untergrund. In den Abbildungen* **e)** *und* **f)** *ist die Untergrundreduktion gegen die Effizienz der Physikerkennung für Trainings -und Testdatensatz angegeben. Aus Abbildung* **f)** *wird ersichtlich, daß die Erkennung der MC-Ereignisse sehr viel effizienter erfolgt als die Erkennung der* J/ψ*-Kandidaten aus der Datennahmeperiode 1997.*

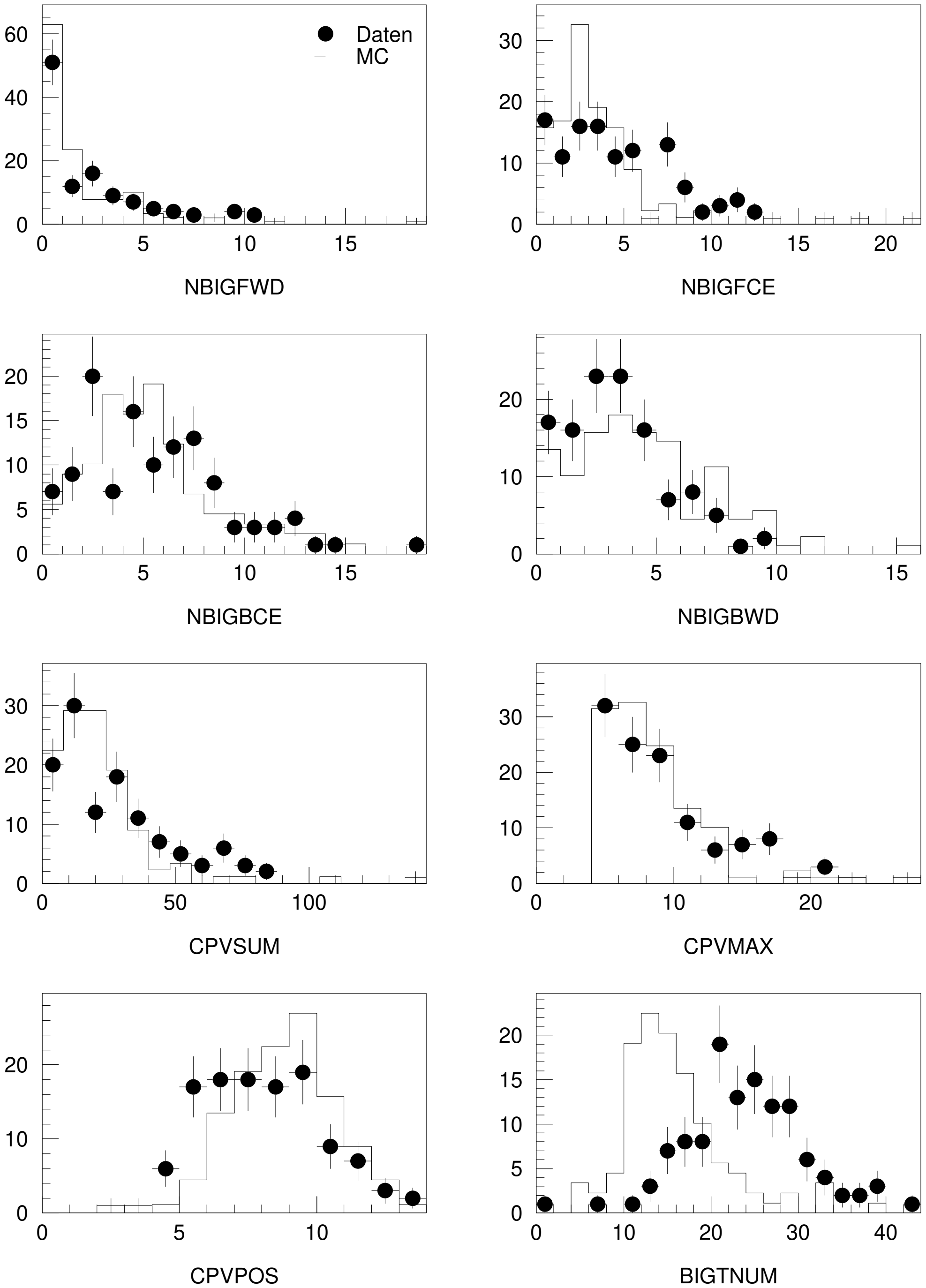


Abbildung 6.17: *Übersicht über die verwendeten Netzeingabegrößen der Testdatensätze für MC-Ereignisse und J/ψ-Kandidaten. Die Daten aus 1995, die nicht zum Training verwendet wurden, werden in dieser Abbildung ebenfalls verwendet.*

6.4 Vergleich von L2NN und L2TT

Vergleich der Effizienz der entwickelten Triggerelemente

In Abbildung 6.18 sind die Effizienzen für das Triggerelement t29 und das in Abschnitt 6.3 vorgestellte neuronale Netz für die J/ψ-Kandidaten aus der Datennahmeperiode 1997 in Abhängigkeit von M_{ee}, $p_{t,\psi}$, z und $W_{\gamma p}$ dargestellt. Es werden nur die Ereignisse verwendet, die nicht zum Trainieren des Netzes dienten.

In Abbildung 6.18 a) erkennt man, daß die Effizienz der beiden Triggerelemente innerhalb der Fehler bis auf das erste Intervall vergleichbar sind. Im Bereich von $2.0\,\text{GeV} \leq M_{ee} \leq 2.5\,\text{GeV}$ ist das neuronale Netz effizienter. Da dieses Intervall die höchste Anzahl von

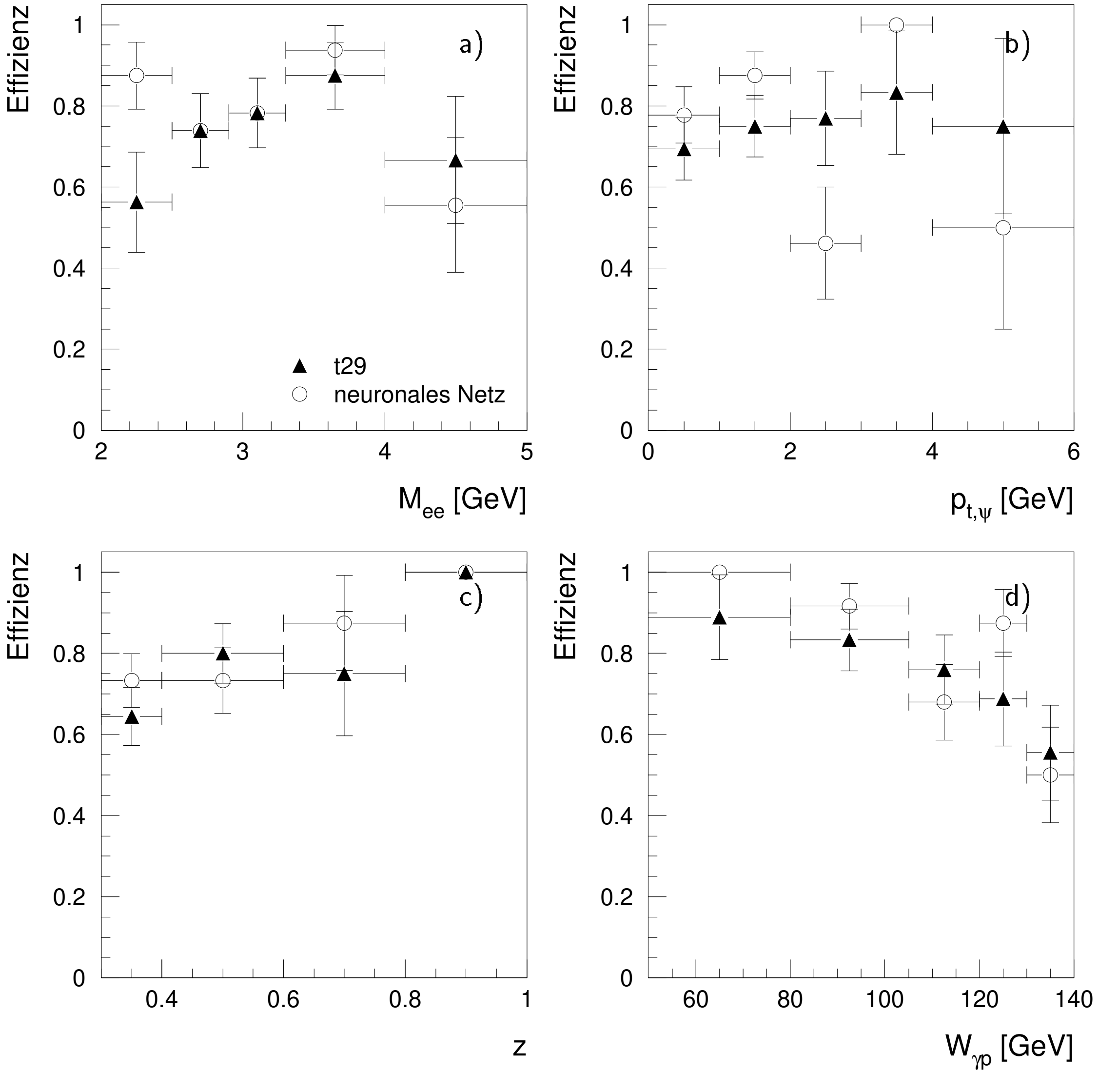


Abbildung 6.18: *Darstellung der Effizienz vom neuronalen Netz und t29 für den Testdatensatz aus der Datennahmeperiode* **1997**, *abhängig von* **a)** M_{ee}, **b)** $p_{t,\psi}$, **c)** z *und* **d)** $W_{\gamma p}$.

Untergrundereignissen enthält, sollte die Effizienz so niedrig wie möglich sein. Genauere Aussagen über die Effizienz vor allem im Intervall um die J/ψ-Masse (2.9 GeV $\leq M_{ee} \leq$ 3.3 GeV) können jedoch auf Grund der geringen Statistik nicht gemacht werden.
In Abbildung 6.18 b) ist die Triggereffizienz gegen den Transversalimpuls des J/ψ-Kandidaten $p_{t,\psi}$ aufgetragen. Die Effizienz des neuronalen Netzes zeigt im Gegensatz zum topologischen Triggerelement starke Schwankungen. Die Anzahl der Testdaten ist zu gering, um genaue Aussagen über die Effizienz des neuronalen Netzes vor allem für hohe $p_{t,\psi}$ zu machen.
Die Verteilungen für z und $W_{\gamma p}$ (Abbildung c) und d)) zeigen innerhalb der Fehler einen vergleichbaren Verlauf.

Allgemeiner Vergleich von L2NN und L2TT

Das Training eines neuronalen Netzes ist sehr problematisch, wie der in diesem Kapitel dargestellte Spezialfall zeigt, wenn nur eine geringe Anzahl von Ereignissen zur Verfügung steht, da dann zum Testen zu wenig Daten verbleiben.
Ein Nachteil des neuronalen Netzwerktriggers entsteht durch die Berechnung der Eingangsgrößen, da der größte Teil der topologischen Informationen verloren geht, so daß eine direkte Kombination von Triggerinformationen aus verschiedenen Subdetektoren nicht möglich ist. So kann z.B. das neuronale Netz, das für das L2-Triggerelement t11 trainiert wurde und in [Dec97] untersucht wird, nicht zwischen den Zerfallsmyonen von elastisch produzierten J/ψ-Mesonen und kosmischen Myonen unterscheiden.
Ein Vorteil des Prinzips der neuronalen Netzwerke ist es, daß multidimensionale Korrelationen zwischen Eingabegrößen gesucht werden, die nicht ohne weiteres erkennbar sind. Durch die Ausnutzung dieser Korrelationen können eventuell effizientere Triggerelemente erstellt werden als mit Hilfe des topologischen Triggers.

6.5 Der L2-Subtrigger s26 während der Datennahme

Ab *run* 197124 ist der L2-Subtrigger s26 (= L2-Triggerelement t29) am Experiment installiert und validiert den L1-Subtrigger s37. Außerdem wurden zu diesem Zeitpunkt s37 zusätzlich zwei weitere Vetoelemente auf der ersten Triggerstufe hinzugefügt.
Um zu überprüfen, ob die Änderungen auf L1 eine Änderung der Ratenreduktion von t29 bewirken, wurden während der Datennahme von s37 akzeptierte Monitorereignisse aufgezeichnet (Tabelle 6.2). Mit Hilfe dieser Ereignisse, die einem *L2L4 transparent run* entsprechen, können die Entscheidungen der topologischen Triggerstufe nachvollzogen werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.15 aufgeführt. Man erkennt, daß der Reduktionsfaktor trotz der Änderungen auf L1 innerhalb der angegebenen Fehler vergleichbar mit den in Abschnitt 6.2.5 vorhergesagten Werten ist.
Abbildung 6.19 zeigt die Triggerraten für die wichtigen Phasen 3 und 4 für den Datennahmeabschnitt zwischen *run* 198000 und 200400. Die gemittelten Raten nach L1 und L2 befindet sich in Tabelle 6.16. Der hieraus resultierende mittlere Reduktionsfaktor (3.5 bzw. 3.6) stimmt ebenfalls mit den in Tabelle 6.11 angegebenen Werten überein.

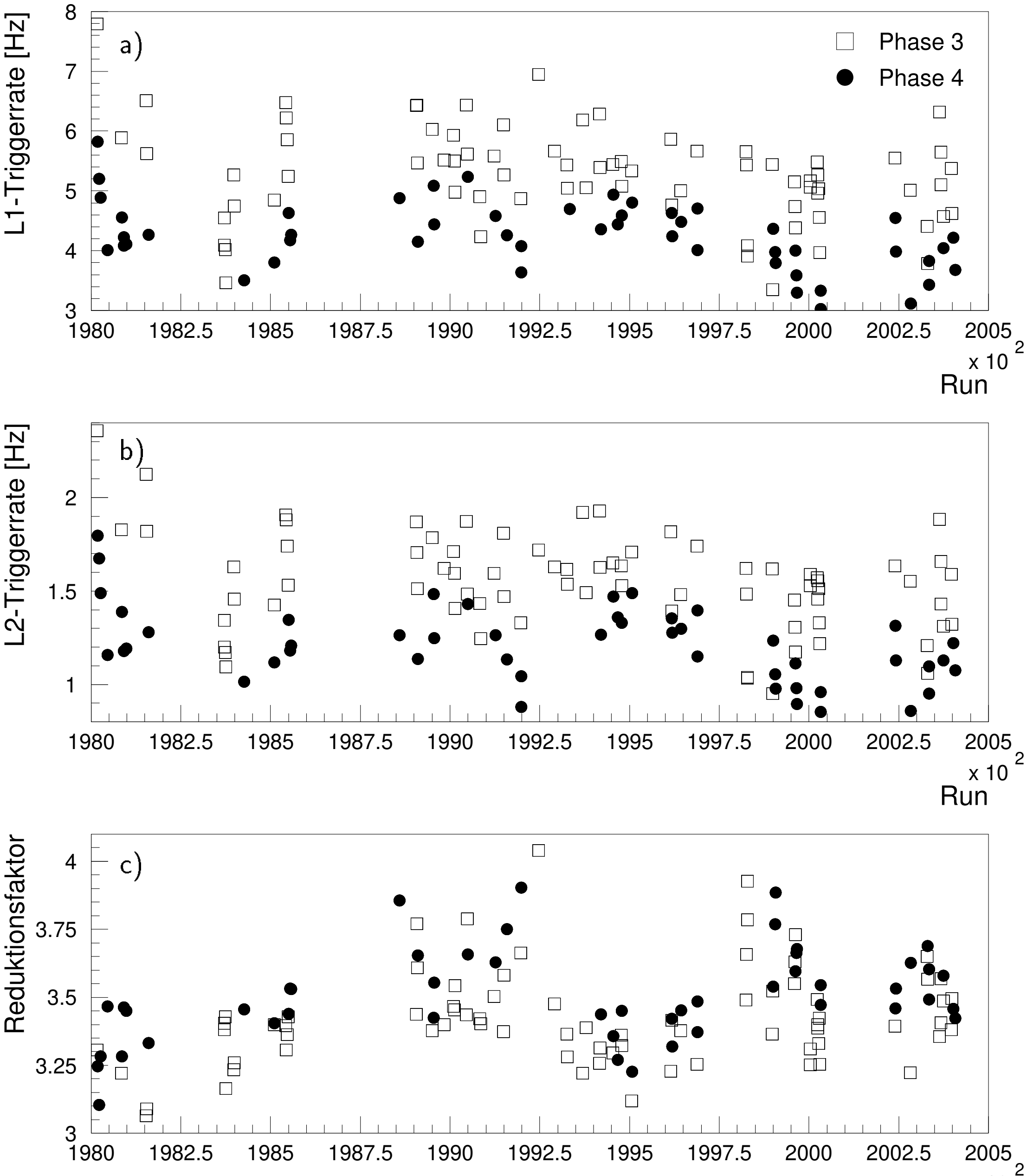


Abbildung 6.19: *Die Rate von* **a)** *Subtrigger s37 auf L1 und* **b)** *nach L2 während der Periode zwischen run 198000 und 200400 (1997). In* **c)** *ist der Reduktionsfaktor des L2-Subtriggers s26 angegeben. Die Mittelwerte dieser Abbildung befinden sich in Tabelle 6.16.*

	Monitordaten
# gesamt	9999
# akzeptiert	3008
1 (**A**,**B**,C,**D**)	14.7%
2 (**A**,**B**,C,**E**)	10.6%
3 (**A**,**B**,C,**F**)	7.7%
4 (**A**,C,**D**,**E**)	15.2%
5 (**A**,C,**E**,**F**)	8.0%
Ergebnis von	Reduktionsfaktor
t29	**3.3**

Tabelle 6.15: *Reduktion von t29 während der Datennahme. Die Werte wurden mit Hilfe eines Monitordatensatzes bestimmt.*

	Phase 3	Phase 4
Rate nach L1	$(5.3 \pm 0.9)\,\mathrm{Hz}$	$(4.2 \pm 0.8)\,\mathrm{Hz}$
Rate nach L2	$(1.5 \pm 0.5)\,\mathrm{Hz}$	$(1.2 \pm 0.5)\,\mathrm{Hz}$
Reduktionsfaktor	$\mathbf{3.5 \pm 0.4}$	$\mathbf{3.6 \pm 0.4}$

Tabelle 6.16: *Die Triggerrate auf L1 und nach L2 und die daraus resultierende Ratenreduktion durch den L2-Subtrigger s26. Die Werte sind die aus Abbildung 6.19 bestimmten Mittelwerte.*

Abschließend wird eine Abschätzung gemacht, wieviele J/ψ-Kandidaten, die von s37 selektiert wurden und eine invariante Masse zwischen $2.9\,\mathrm{GeV} \leq M_{ee} \leq 3.3\,\mathrm{GeV}$ besitzen, ab *run* 197124 bis zum Ende der Datennahmeperiode zu erwarten sind. Bei der Fertigstellung dieser Arbeit standen alle Daten bis zu diesem *run* zur Verfügung. Die Zahl der von s37 akzeptierten Ereignisse im J/ψ-Massenfenster beträgt nun 26 (*actual subtrigger*). Im ersten Teil des Jahres 1997 wurde eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 13.3\,\mathrm{pb}^{-1}$ gemessen, von der $\approx 1.6\,\mathrm{pb}^{-1}$ von s37 gesammelt wurde, so daß der durchschnittliche Skalierungsfaktor für diesen Trigger bei 8.4 liegt (Tabelle 6.17). Im zweiten Teil von 1997 betrug die integrierte Luminosität $\mathcal{L} = 5.2\,\mathrm{pb}^{-1}$. Während dieses Datennahmeabschnittes lag der durchschnittliche Skalierungsfaktor von s37 bei 2.0 ($\mathcal{L}^{(2)}_{s37} = 2.6\,\mathrm{pb}^{-1}$). Damit ergibt sich die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse für diesen Datennahmeabschnitt zu:

$$n = \frac{\mathcal{L}^{(2)}_{s37}}{\mathcal{L}^{(1)}_{s37}} \cdot \varepsilon_{t29} \approx 34\ .$$

Die Effizienz des L2-Triggerelementes t29 wurde mit $\varepsilon_{t29} = 0.8$ angenommen. Insgesamt erhält man also ungefähr 60 von s37 akzeptierte J/ψ-Kandidaten für die Datennahmeperiode 1997. Ob diese Ereignisse zusammen mit anderen Triggern eine ausreichende Basis für eine physikalische Analyse bildet, muß untersucht werden.

	run 176000 bis 197123	*run* 197124 bis 200433
gesamte $\mathcal{L}$	13293.74 nb^{-1}	5178.19 nb^{-1}
gesamte $\mathcal{L}_{s37}$	1581.54 nb^{-1}	2587.80 nb^{-1}
$\mathcal{L}_{s37}$ Phase 1	0.02 nb^{-1}	0.01 nb^{-1}
$\mathcal{L}_{s37}$ Phase 2	5.01 nb^{-1}	1.67 nb^{-1}
$\mathcal{L}_{s37}$ Phase 3	1036.99 nb^{-1}	1723.26 nb^{-1}
$\mathcal{L}_{s37}$ Phase 4	539.52 nb^{-1}	862.86 nb^{-1}
ø Skalierung s37	8.4	2.0
# Ereignisse	26	$\approx$ 34

Tabelle 6.17: *Die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse im J/ψ-Massenbereich zwischen $2.9\,GeV \leq M_{ee} \leq 3.3\,GeV$, die im zweiten Datennahmeabschnitt nach run 197124 von s37 akzeptiert wurden.*

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit hat sich mit der Triggerung von inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen, die in ein Elektron und ein Positron zerfallen, beschäftigt. Inelastisch produziert bedeutet, daß noch mindestens ein weiteres Teilchen im Detektor nachgewiesen wurde. Der entwickelte Trigger sollte insbesondere Ereignisse akzeptieren, die in Photoproduktion erzeugt wurden. Daher konnte nicht verlangt werden, daß das gestreute Positron, das eine klare Signatur hinterläßt, im Detektor nachgewiesen wurde.

Ausgehend von dem bereits vorhandenen L1-Subtrigger s37, der ein sehr signifikantes z-Vertex-Histogramm, gebildet aus den Proportionalkammern, mindestens drei angesprochene Spurmasken aus den Driftkammern und einen validierten *Big Tower* aus dem LAr-Kalorimeter verlangt, wurde ein L2-Triggerelement entwickelt, das die hohe Rate von s37 reduziert.

Um das L2-Triggerelement zu testen, wurden Ereignisse aus den Datennahmeperioden 1995 und 1997 selektiert. Die angewandten Selektionsschnitte wurden so gewählt, daß so viele Ereignisse wie möglich im Datensatz verbleiben, was jedoch einen großen Untergrundanteil zur Folge hat. Zusätzlich wurden simulierte Ereignisse (MC-Ereignisse), die mit der Detektorkonfiguration des Jahres 1995 generiert wurden, in dieser Arbeit verwendet. Trotzdem ist die Zahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse gering. Die Anzahl der von s37 akzeptierten Ereignisse beträgt etwa 300, von denen sich 23% im J/ψ-Massenfenster $2.9\,\mathrm{GeV} \leq M_{ee} \leq 3.3\,\mathrm{GeV}$ befinden.

Mit Hilfe von MC-Ereignissen wurde die Topologie des J/ψ-Zerfalls genauer untersucht. Es wurde angestrebt, daß das topologische Triggerelement im Zentralbereich verstärkt auf die beiden Zerfallselektronen anspricht. Es wird, falls nur ein Elektron durch den LAr-Trigger registriert wurde, eine Validierung durch einen *Big Ray* und durch eine DCRΦ-Spur verlangt.

Der Vorwärtsbereich des Kalorimeters wird zur Unterdrückung von Strahl-Gas-Untergrund verwendet. Werden zu viele Einträge um das Strahlrohr registriert, so wird das Ereignis verworfen.

Insgesamt wurden sechs verschiedene Bedingungen definiert, zwei für den Vorwärts- und vier für den Zentralbereich. Aus diesen wurden fünf verschiedene Kombinationen aufgestellt, die zum Akzeptieren eines Ereignisses erfüllt sein müssen. Es wird jeweils eine Bedingung für den Vorwärtsbereich und mindestens eine für den Zentralbereich verlangt.

Das entwickelte L2-Triggerelement t29 wurde mit den von s37 akzeptierten Daten getestet. Für die von s37 akzeptierten Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1997 liegt die Effizienz im Massenbereich $2.9\,\mathrm{GeV} \leq M_{ee} \leq 3.3\,\mathrm{GeV}$ bei ungefähr 80%. Für den gesamten Datensatz wurde die Effizienz der Kombination von s37 und t29 im angegebenen Massenfenster zu etwa 15% abgeschätzt. Auf Grund der sehr geringen Statistik und den daraus resultierenden großen Fehlern ist jedoch eine genaue Aussage über die Effizienz nicht möglich.

Für die Untergrundreduktion des topologischen Triggerelementes wurde ein Faktor von 3 bis 4 ermittelt. Nachdem zusätzlich zu t29 zwei Vetoelemente auf der ersten Triggerstufe hinzugefügt worden sind, war es möglich, daß der L1-Subtrigger s37 ab Mitte August (*run* 197124) bis zum Ende der Datennahmeperiode 1997 unskaliert lief. Im ersten Teil des Jahres 1997 wurde eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 13.3\,\mathrm{pb}^{-1}$ gemessen, von der etwa 1.6 pb^{-1}von s37 gesammelt wurde (durchschnittlicher Skalierungsfaktor: 8.4). Nach Installation der L2-Bedingung betrug die integrierte Luminosität $\mathcal{L} = 5.2\,\mathrm{pb}^{-1}$. Während dieses Datennahmeabschnittes wurde der durchschnittliche Skalierungsfaktor von s37 auf 2.0 reduziert ($\mathcal{L}_{s37} = 2.6\,\mathrm{pb}^{-1}$). Die Zahl der zu erwartenden Ereignisse, die von s37 und t29 akzeptiert worden sind, konnte zwar deutlich gesteigert werden, bleibt aber insgesamt gering.

Mit Hilfe eines neuronalen Netzes wäre es vielleicht möglich, ein effizienteres Triggerelement zu erstellen. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse ist jedoch so gering, daß die Trainingsdaten möglicherweise nur „auswendig" gelernt werden. Aus diesem Grund wurde versucht, zusätzlich MC-Ereignisse für das Training zu verwenden. Bei dem anschließenden Test stellte sich heraus, daß die MC-Ereignisse von dem neuronalen Netz sehr viel besser als die J/ψ-Kandidaten erkannt werden. Dieses kann zum einen daher kommen, daß sich noch sehr viel Untergrund in den Daten befindet, und zum anderen, daß einige Eingangsgrößen für das neuronale Netz falsch beschrieben sind. Um ein neuronales Netz als Triggerelement für die Datennahme zu verwenden, sollte dieses näher untersucht werden, oder es sollte darauf verzichtet werden, mit MC-Ereignissen zu trainieren.

Um für eine Analyse der inelastisch produzierten J/ψ-Kandidaten möglichst viel Statistik zur Verfügung zu haben, ist es nicht nur wichtig, daß der Skalierungsfaktor von s37 reduziert, sondern daß zusätzlich die Effizienz auf der ersten Triggerstufe erhöht wird. In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß es auf Grund der hohen Triggerrate nicht möglich ist, die z-Vertex-Bedingung abzuschwächen. Für die nächste Datennahmeperiode ist es jedoch sinnvoll, statt drei angesprochener DCRΦ-Spurmasken nur mindestens eine zu verlangen. Sollte die Triggerrate von s37 auf L2 nach dieser Änderung zu hoch sein, um unskaliert während der Datennahme zu laufen, wäre es möglich, das topologische Triggerelement t29 durch ein anderes in dieser Arbeit vorgestelltes TE zu ersetzen. Dieses hat zwar eine etwas geringere Effizienz, zeichnet sich jedoch durch eine höhere Ratenreduktion aus.

Die Erstellung eines neuronalen Netzes für die zweite Triggerstufe wäre möglicherweise interessant, wenn weitere J/ψ-Kandidaten aus der nächsten Datennahmeperiode zur Verfügung stehen. Dazu sollte ein gründlicher Vergleich der Eingangsgrößen zwischen den Daten und den MC-Ereignissen durchgeführt werden. Wenn sichergestellt ist, daß keine signifikanten Unterschiede in den für das neuronale Netz verwendeten Größen vorliegen, ist es möglich, eine Effizienzbestimmung des neuronalen Triggerelementes mit Hilfe von MC-Ereignissen vorzunehmen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Bec96] H. Beck,
Principles and Operation of the z-Vertex Trigger, Internal note H1-05/96-479

[Bei92] C. Beigbeider, D. Breton,
H1 PQZP SYSTEM (Parallel Quickbus Zero-suppression Processor), Internal note H1-10/92-269

[Biz91] J.-C. Bizot et al.,
Proposal for a topological level 2 trigger, Internal note H1-06/91-181

[Biz92] J.-C. Bizot et al.,
Status of Simulation for a topological Level 2 trigger, Internal note H1-02/92-212

[Biz97p] J.-C. Bizot,
persönliche Mitteilung

[Car94] T. Carli et al.,
TTOOL 1.00, The Toolkit for H1 LAr Trigger Analysis, Internal note H1-11/94-405

[Car95] T. Carli et al.,
Performance of the H1 Lar Trigger in 1994, Internal note H1-07/95-445

[Dec97] R. Deckert,
Entwicklung eines Triggers für diffraktiv erzeugte J/ψ-Mesonen mit Hilfe Neuronaler Netze bei H1, Diplomarbeit, Hamburg (1997)

[Dar93] J. Darnell, H. Lodish, D. Baltimore,
Molekulare Zellbiologie, Walter de Gruyter (1993)

[Els93] E. Elsen,
The H1 Trigger and Data Acquisition System, Internal note H1-01/93-262

[Fen95] J. Fent et al.,
A Neural Network Second Level Trigger for the H1-Experiment at HERA, Internal note H1-10/95-457

[Gru95] A. Gruber,
Documentation of the Network Simulator -nsi- (Oktober 1995)

[H197a] H1 Collaboration,
The H1 Detector at HERA, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 310-347

[H197b] H1 Collaboration,
The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 348-396

[Jac97] M. Jacquet,
The Steering of the H1 Level 2 Topological Trigger, Internal note H1-06/97-519

[Jan92] T. Jansen,
Triggerstudien für $J/\psi \to e^+e^-$ *Ereignisse im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Aachen (1992)

[Jun94] H. Jung,
EPJPSI 3.3 - Monte-Carlo-Generator EPJPSI for J/ψ*-Mesons*, Hamburg (1994)

[Kan94] M. Kander,
Untersuchungen am RZ-Trigger, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[Köh97.1] J. H. Köhne et al.,
Realization of a Second Level Neural Network Trigger for the H1 Experiment at HERA, Internal note H1-01/97-509

[Köh97.2] J. H. Köhne, R. Deckert, D. Schmidt,
Simulation of the PQZP-System for the L2 Triggers, Internal note H1-02/97-514

[Krä97] M. Krämer,
Inclusive J/ψ *Photoproduction at HERA*, hep-ph/9703280

[Kru95] A. Kruis,
Using the trainer, (Juli 1995)

[Lüd97] S. Lüders,
Erkennung semimyonischer Zerfälle schwerer Quarks durch Neuronale Netze am H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Hamburg (1997)

[McC43] W. S. McCulloch, W. Pitts,
A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity, Bulletin of Math. Bio. 5, (1943) p115-133

[Mey91] J. Meyer,
Guide to Simulation program H1SIM, Hamburg (1991)

[Möc94] J. Möck,
Einsatz neuronaler Netze als intelligente Trigger im H1-Experiment, Diplomarbeit, TU München (1994)

[Moh97] S. Mohrdieck,
Neuronaler Netzwerk-Trigger für Myonen im H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Hamburg (1997)

[Nar97] B. Naroska, S. Schiek, G. Schmidt,
Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta, Internal note H1-05/97-518

[PDG96] Particle Data Group,
Review of Particle Physics, Phys. Rev. D54 (1996)

[Rie95] R. Riedlberger,
The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers, Internal note H1-01/95-419

[Rum86] D. E. Rumelhart, G. E. Hinton, R. J. Williams,
Learning Internal Representations by Error Propagation, Parallel Distribution Processing, MIT Press (1986)

[Roj93] R. Rojas,
Theorie der neuronalen Netze, Springer Verlag (1993)

[Scs97] S. Schiek,
Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/Psi-Mesonen im H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Hamburg (1997)

[Scg97] G. Schmidt,
Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/Psi-Mesonen im H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Hamburg (1997)

[Udl97] S. Udluft,
L2NN and dcrphi bit 22, newsgroup: desy.h1.trigger (1997)

[Wes96] L. West,
How to use the Heavy Flavour Group Track, Myon and Electron Selection Code, Version 1.00/12

[WWW01] H1 Level2 trigger homepage,
L2 data, http://www-h1.desy.de/itrigger/L2Trigger/

[Zob95] T. Zobel,
Mixer Documentation (März 1995)