

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG



Daniel Beneckenstein

---

Effizienzstudie und Optimierung der dritten  
Stufe des schnellen Spurtriggers bei H1

Diplomarbeit

HD-KIP 07-18

KIRCHHOFF-INSTITUT FÜR PHYSIK

---



Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit  
im Studiengang Physik  
vorgelegt von  
**Daniel Beneckenstein**  
aus Weilburg  
2007



# Effizienzstudie und Optimierung der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers bei H1

Die Diplomarbeit wurde von Daniel Beneckenstein ausgeführt am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Hans-Christian Schultz-Coulon



## Kurzfassung

Bei den Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring entstehen durch den Boson-Gluon-Fusions-Prozess schwere Quarks. Diese werden zu einem großen Anteil im kinematischen Bereich der Photoproduktion erzeugt, der von hohen Ereignissraten gekennzeichnet ist, und nur wenige typische Ereignismerkmale aufweist. Der schnelle Spurtrigger (FTT) des H1-Experiments verwendet die Informationen der zentralen Spurrkammern, um dreidimensionale Spuren auf Triggerniveau zu rekonstruieren, und auf deren Grundlage eine Online-Ereignisrekonstruktion durchzuführen. Dies beinhaltet die Berechnung invarianter Massen und erlaubt so die Identifizierung von Teilchen mit schweren Quarks, z.B.  $D^*$ -Mesonen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Kalibrierung der longitudinalen Positionsmessung einzelner Ladungstreffer durchgeführt, um eine Verbesserung der Polarwinkelauflösung zu erreichen. Die Rekonstruktion des Zerfalls  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_{slow}^\pm$  durch den FTT wurde untersucht und die Massenaufösungen bestimmt. Die genaue Analyse der Selektionskriterien ermöglichte die Implementierung einer Triggerstrategie zur effizienten Selektion von  $D^*$ -Mesonen mit Transversalimpulsen  $p_t > 1,5 \text{ GeV}$ . Damit wurde in den Jahren 2006/2007 zur Selektion von etwa 12500  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion durch den FTT beigetragen. Zum Vergleich wurden in der Datennahmeperiode 1992-2000 etwa 1100  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion selektiert.

## Abstract

In electron-proton collisions at HERA heavy quarks are produced via the Boson-Gluon-Fusion-Process. A large portion of these are created in the kinematic domain of Photoproduction, which is characterized by high event rates and only very few event properties. The Fast Track Trigger (FTT) of the H1-experiment uses the information of the central drift-chambers, in order to reconstruct three dimensional tracks on trigger level and to reconstruct track-based event characteristics. This includes the calculation of invariant masses thus allowing the identification of particles with heavy quarks, e.g.  $D^*$ -mesons.

In this thesis the measurement of the longitudinal hit-position was calibrated, in order to improve the resolution of the polar angle measurement. The reconstruction of the decay  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_{slow}^\pm$  with the FTT was examined and mass resolutions were determined. The exact analysis of the selection criteria led to the implementation of a trigger strategy for an efficient selection of  $D^*$ -Mesons above transvers momenta of  $p_t > 1,5 \text{ GeV}$ . In the years 2006/2007 this strategy contributed to the selection of approximately 12500  $D^*$ -mesons in Photoproduction by the FTT. This has to be compared to the data taking period 1992-2000 where about 1100  $D^*$ -mesons were selected in Photoproduction.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Kinematik der Elektron-Proton-Streuprozesse . . . . .	3
1.2	Produktion von $D^*$ -Mesonen . . . . .	5
1.3	Zielsetzung dieser Arbeit . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Der H1-Detektor am HERA-Speicherring</b>	<b>8</b>
2.1	HERA . . . . .	8
2.2	H1-Detektor . . . . .	9
2.3	Zentrales Spurkammersystem . . . . .	13
2.4	H1-Triggersystem . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Der schnelle Spurtrigger (FTT)</b>	<b>18</b>
3.1	Konzept und Technik . . . . .	18
3.2	Erste Triggerstufe (FTT-L1) . . . . .	19
3.3	Zweite Triggerstufe (FTT-L2) . . . . .	20
3.4	Spurqualität von FTT-L2 . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Die dritte Triggerstufe des FTT (FTT-L3)</b>	<b>28</b>
4.1	Hardware und Software . . . . .	28
4.2	Suche nach exklusiven Endzuständen . . . . .	29
4.3	Selektion von $D^*$ -Mesonen . . . . .	30
4.4	Leistungsmerkmale eines Subtriggers . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Optimierung der dritten Stufe des FTT</b>	<b>33</b>
5.1	Simulation des FTT/FTTEMU . . . . .	33
5.2	Kalibrierung der $z$ -Information . . . . .	35
5.3	Auflösungen der Online-Rekonstruktion von $D^*$ -Mesonen . . . . .	44
5.4	Optimierung des $D^*$ -Suchalgorithmus . . . . .	49
<b>6</b>	<b>Effizienz der FTT <math>D^*</math> Trigger</b>	<b>58</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>69</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>70</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>73</b>



# 1 Einleitung

Die Fragen nach dem inneren Aufbau und Zusammenhalt von Materie werden nach dem heutigen Stand des Wissens am besten vom Standardmodell der Elementarteilchenphysik beantwortet. In ihm wird die Struktur der Materie auf “punktförmige” Teilchen zurückgeführt, die selbst keine Struktur besitzen, und somit als fundamental angenommen werden. Diese Elementarteilchen unterliegen den Gesetzen der Quantenmechanik [Dir30] und der speziellen Relativitätstheorie [Ein05], die das Fundament für das Standardmodell bilden, dem zufolge Elementarteilchen anhand ihrer Massen<sup>1</sup> und diverser Quantenzahlen charakterisiert werden können.

Nach dem Standardmodell gelten 12 Fermionen als Elementarteilchen. Sie tragen halbzahligem Spin, und werden nach den Wechselwirkungen, für die sie sensitiv sind, in Quarks und Leptonen unterteilt. Die weitere Einteilung der Fermionen in drei Teilchenfamilien beruht auf deren Massen. Die Fermionen mit gleicher elektrischer Ladung (Q) werden mit steigender Masse auf die drei Teilchenfamilien unterteilt (siehe Tabelle 1.1). Zu jedem Fermion existiert ein entsprechendes Antifermion, bei dem die ladungsartigen Quantenzahlen ein umgekehrtes Vorzeichen aufweisen.

Familie	1	leicht	2	schwer	3	sehr schwer	Q
Masse [MeV]							
Quarks	<i>up</i>	1, 5 – 3	<i>charm</i>	1250 ± 90	<i>top</i>	174200 ± 3300	2/3
	<i>down</i>	3 – 7	<i>strange</i>	95 ± 25	<i>beauty</i>	4200 ± 70	-1/3
Leptonen	$e^-$	0,511	$\mu^-$	105	$\tau^-$	1777	-1
	$\nu_e$	< 0, 000002	$\nu_\mu$	< 0, 19	$\nu_\tau$	< 18, 2	0

**Tabelle 1.1:** Aufteilung und Massen [Y+06] der fundamentalen Fermionen des Standardmodells.

Für die Wechselwirkungen der Fermionen sind drei Kräfte relevant, die durch den Austausch von sogenannten Eichbosonen mit ganzzahligem Spin vermittelt werden. In der mathematischen Form von sogenannten Quantenfeldtheorien wird dies für die elektromagnetische Kraft, die schwache Kraft und die starke Kraft wie folgt beschrieben:

- Die **Quantenelektrodynamik** (QED) erklärt die Wechselwirkung von elektrisch geladenen Teilchen durch den Austausch von masselosen Photonen ( $\gamma$ ).
- Die **elektroschwache Theorie** [Wei80, Sal80, Gla80] ist eine vereinheitlichte Formulierung für die in der QED beschriebene elektromagnetische Kraft und die schwache Kraft, in der beide Kräfte als Zweige einer Wechselwirkung charakterisiert werden. Die schwache Kraft ist für die Umwandlung von Fermionen in andere Fermionen verantwortlich, und wird in der elektroschwachen Theorie durch den Austausch

<sup>1</sup>Massen, Impulse und Energien werden in dieser Arbeit in “natürlichen Einheiten” angegeben:  $\hbar=c=1$

massiver  $Z^0$ ,  $W^+$  und  $W^-$ -Bosonen erklärt. Diese Theorie benötigt ein skalares Higgs-Boson, das durch die spontane Brechung der elektroschwachen Eichsymmetrie den Eichbosonen eine Masse verleiht. Da das Higgs-Boson das einzige noch nicht experimentell nachgewiesene Teilchen des Standardmodells ist, liegt ein Großteil der aktuellen Anstrengungen in der Hochenergiephysik auf dessen Entdeckung.

- Die **Quantenchromodynamik** (QCD) beschreibt die für den Zusammenhalt der Quarks zuständige starke Kraft. In dieser Quantenfeldtheorie tragen die Quarks sogenannte Farbladungen, die durch den Austausch von masselosen Gluonen untereinander wechselwirken. Durch die Gluonen werden die “farbigen” Quarks zu farbneutralen Zuständen, den Hadronen, gebunden. Dazu tragen die Gluonen selbst Farbladungen, und können somit auch untereinander wechselwirken. Diese gegenseitige Anziehung der Gluonen bewirkt, dass Teilchen mit Farbladungen niemals einzeln auftreten können, und nur in gebundenen Zuständen existieren. Die Trennung von Teilchen mit einer Farbladung erfordert schließlich mehr Energie, als die Erzeugung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares, welches sich wieder zu einem farbneutralen Hadron ergänzt.

Die Gravitation als weitere fundamentale Wechselwirkung wird im Standardmodell nicht berücksichtigt. Deren Einfluss auf Elementarteilchen kann ohnehin unterhalb der Planck-Skala<sup>2</sup> vernachlässigt werden.

Das Standardmodell liefert demnach das Fundament für Vorhersagen über die Struktur der Materie und das Verhalten der Elementarteilchen. Jedoch wird bei den derzeit betriebenen Teilchenbeschleunigern auch nach “neuer Physik” gesucht, um Phänomene jenseits des Standardmodells zu finden. Dies beinhaltet die Suche nach Hinweisen für eine Vereinigung der fundamentalen Kräfte bei hohen Energien, und deren theoretische Beschreibung durch eine große vereinheitlichte Theorie (GUT<sup>3</sup>). Darin sollen die starke, schwache und elektromagnetische Kraft als Zweig einer einzigen Wechselwirkung beschrieben werden.

Der HERA<sup>4</sup>-Speicherring am DESY<sup>5</sup> in Hamburg ist der einzige Teilchenbeschleuniger weltweit, der Untersuchungen zum Standardmodell mit Elektron-Proton-Streuungen durchführt. Diese Streuprozesse stellen ein ideales Testlabor dar, da die Elektronen als punktförmige Teilchen<sup>6</sup> sehr genaue Untersuchungen zur Protonenstruktur und Messungen zu Partondichten<sup>7</sup> zulassen. Bei HERA gibt es die Experimente H1 und ZEUS, die Messungen an den jeweiligen Kollisionspunkten im Speicherring durchführen. Um den Anforderungen an spätere QCD-Analysen gerecht zu werden, stellen komplexe Triggersysteme die Selektivität und Qualität der Datennahme sicher. Dazu wurde von der H1-Kollaboration der schnelle Spurtrigger FTT<sup>8</sup> entwickelt, der in der Lage ist eine schnelle Spurrekonstruktion für bis zu 48 Spuren zu verwirklichen, um daraus eine Online-Ereignisrekonstruktion durchzuführen. Zur Untersuchung von QCD-Vorhersagen eignen sich besonders Ereignisse mit  $D^*$ -Mesonen, die aus einem charm-Quark fragmentiert wurden, und aufgrund des speziellen Produktionsprozesses (siehe Kapite 1.2) einen direkten

---

<sup>2</sup>Grenze für Anwendbarkeit der bekannten Gesetze der Physik, ab Distanzen  $\lesssim 10^{-35}\text{m}$

<sup>3</sup>Grand Unified Theory

<sup>4</sup>Hadron Elektron Ring Anlage

<sup>5</sup>Deutsches Elektronen Synchrotron

<sup>6</sup>Die experimentelle Obergrenze für die Größe des Elektrons liegt bei  $10^{-18}\text{m}$

<sup>7</sup>Parton ist der Gesamtbegriff für Quarks und Gluonen

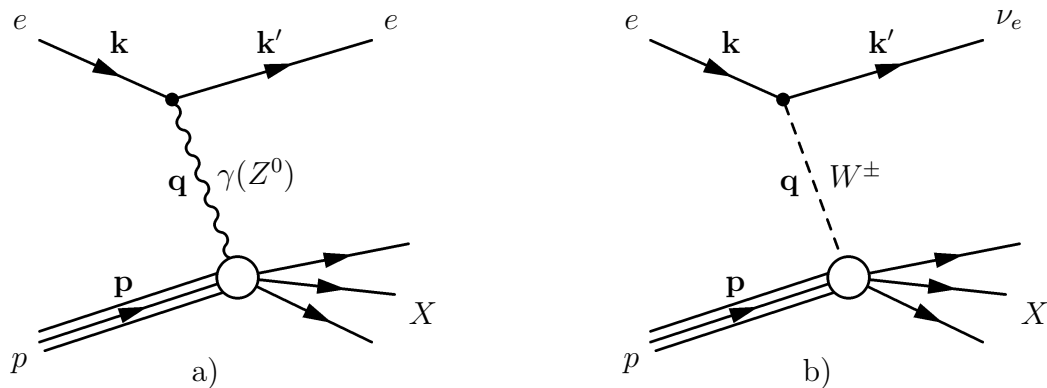
<sup>8</sup>Fast Track Trigger

Zugang zur Gluon-Dichte ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Qualität der Online-Ereignisrekonstruktion zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen untersucht, und daraus resultierende Einstellungen für das Triggersystem vorgeschlagen. Damit wurde zu einer hohen Anzahl selektierter Ereignisse mit  $D^*$ -Mesonen beigetragen.

## 1.1 Kinematik der Elektron-Proton-Streuprozesse

Der Elektron-Proton-Streuprozess  $ep \rightarrow lX$  (siehe Abbildung 1.1) kann durch den Austausch von Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben werden. Das Auflösungsvermögen der Eichbosonen ist nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei25] durch die Impulse der einlaufenden Teilchen begrenzt, und reicht im Fall der tiefinelastischen Streuprozesse bei HERA zur Streuung an einem Quark des Protons aus. Bei diesen Streuprozessen ist die Wechselwirkungsdauer so kurz, dass die Bestandteile des Protons nicht miteinander wechselwirken können, und somit eine Momentaufnahme des Protons erstellt wird. Anhand der auslaufenden Teilchen nach der Streuung können zwei unterschiedliche Prozesse beobachtet werden. Der Austausch von  $W^\pm$ -Bosonen in geladenen Strömen erzeugt einen Endzustand mit einem Elektron-Neutrino, das nicht direkt nachgewiesen werden kann. Im Gegensatz dazu bleibt beim Austausch von  $\gamma$  und  $Z^0$  in neutralen Strömen das Elektron erhalten. Dieser Prozess kann durch den Nachweis eines gestreuten Elektrons identifiziert werden.

Die Symmetriebrechung der elektroschwachen Wechselwirkung führt zu den relativ großen Massen des  $Z^0$ -Bosons von 91,19 GeV und der  $W^\pm$ -Bosonen von 80,43 GeV [Y+06], weshalb ein Austausch der massiven Eichbosonen bei kleinen Impulsüberträgen  $Q^2$  unterdrückt wird<sup>9</sup>. In diesem Fall findet der Austausch mit einem masselosen Photon bevorzugt statt.



**Abbildung 1.1:** Feynman-Graphen führender Ordnung für a) Austausch von  $\gamma$  und  $Z^0$  im neutralen Strom und b) Austausch von  $W^\pm$  im geladenen Strom.

Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuprozesse wird durch lorentzinvariante Größen beschrieben, die aus den Viererimpulsen der ein- und auslaufenden Teilchen (siehe Abbildung 1.1) bestimmt werden. Hierbei entspricht  $\mathbf{k}$  dem Viererimpuls des einlaufenden Elektrons. Das Quark mit dem Anteil  $x$  vom Gesamtviererimpuls  $\mathbf{p}$  des Protons wird gestreut, indem ein entsprechendes Boson mit dem Viererimpulsübertrag  $\mathbf{q}$  ausgetauscht

<sup>9</sup>Die Massen der Austauscheteilchen gehen in den Wirkungsquerschnitt ein:  $\sigma \sim 1/(Q^2 + M^2)^2$

wird. Der Viererimpuls des auslaufenden Leptons wird mit der kinematischen Variable  $\mathbf{k}'$  bezeichnet.

Der Viererimpulsübertrag, der die Virtualität des ausgetauschten Teilchen darstellt, ergibt sich aus:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2. \quad (1.1)$$

Die Schwerpunktsenergie, bei der Elektronen und Protonen bei HERA zur Kollision gebracht werden, beträgt  $\sqrt{s}=320$  GeV. Sie kann aus den Viererimpulsen der einfallenden Teilchen unter Vernachlässigung der Teilchenmassen wie folgt berechnet werden:

$$s = (\mathbf{k} + \mathbf{p})^2 \cong 4E_e E_p. \quad (1.2)$$

Die Bjørkensche Skalenvariable  $x$  gibt den Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons an, und kann daher nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen:

$$x = \frac{Q^2}{2(\mathbf{p} \cdot \mathbf{q})}. \quad (1.3)$$

Mit der Inelastizität  $y$  wird der relative Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons beschrieben. Dieser Wert kann ebenfalls nur in den Grenzen von 0 bis 1 liegen:

$$y = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}}. \quad (1.4)$$

Unter Vernachlässigung der Ruhemassen der am Streuprozess beteiligten Teilchen, ergibt die Kombination dieser vier lorentzinvarianten Größen folgende Relation:

$$Q^2 = xys. \quad (1.5)$$

Für die Ereignisse des neutralen Stroms kann die Virtualität und die Inelastizität eines Prozesses anhand der Elektronenenergie vor und nach dem Streuprozess, sowie über den Streuwinkel bezüglich der Protonenstrahlrichtung  $\theta_{e'}$  bestimmt werden.

$$Q_e^2 = 4 \cdot E_e E_{e'} \cdot \cos^2(\theta_{e'}/2) \quad (1.6)$$

und

$$y_e^2 = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \cdot \sin^2(\theta_{e'}/2) \quad (1.7)$$

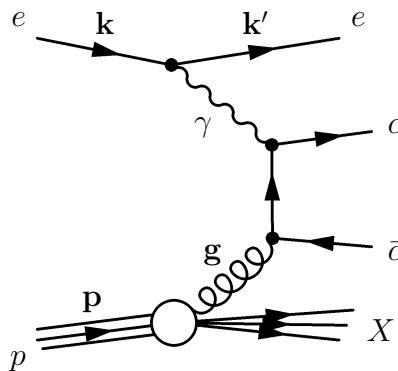
Für kleine Werte von  $Q^2$  kann das Photon als "quasi-reell" betrachtet werden. Bei diesen Streuprozessen wird der Streuwinkel des Elektrons nur geringfügig verändert. In diesen Fällen entkommt das Elektron wieder im Strahlrohr, wodurch die Bestimmung des Impulsübertrags  $Q^2$  unmöglich wird. Daher bildet die Nachweisgrenze für Elektronen eine praktische Grenze für die Unterteilung in Photoproduktionsereignisse mit  $Q^2 \lesssim 4 \text{ GeV}^2$ , und in tiefinelastische Streuprozesse mit  $Q^2 \gtrsim 4 \text{ GeV}^2$ .

Aufgrund der  $\sigma \sim 1/Q^4$  Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitt vom Impulsübertrag fin-

det der überwiegende Teil der Streuprozesse durch Photoproduktion statt. In beiden kinematischen Bereichen können Untersuchungen zur Struktur des Protons durchgeführt werden, wobei ein tiefinelastischer Streuprozess durch den Nachweis des gestreuten Elektrons mit diversen Detektorkomponenten identifiziert wird.

## 1.2 Produktion von $D^*$ -Mesonen

Die Schwerpunktsenergie bei HERA ist ausreichend groß für die Produktion aller Quarks mit Ausnahme des top-Quarks. Dabei werden die schweren Quarks primär in Photon-Gluon-Fusionsprozessen erzeugt. In diesem Streuprozess (siehe Abbildung 1.2) wechselwirkt das virtuelle Photon mit einem Gluon aus dem Proton über den Austausch eines schweren Quark-Antiquark-Paares.



**Abbildung 1.2:** Feynman-Graph für den Photon-Gluon-Fusionsprozess.

Das charm-Quark ist das leichteste "schwere" Quark, und wird im diesem Prozesse am häufigsten produziert. Daher bietet die Identifizierung von charm-Quarks eine geeignete Möglichkeit den Photon-Gluon-Fusionsprozess genauer zu untersuchen.

Eine Möglichkeit um charm-Quarks zu identifizieren, ist die Rekonstruktion von charm-Mesonen mit einem geeigneten Zerfall. Die beste Auflösung liefert dabei der "goldene" Zerfall von geladenen  $D^*$ -Mesonen:  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ . Der Quarkinhalt setzt sich bei  $D^{*+}$  aus  $c\bar{d}$ , und bei  $D^{*-}$  aus  $\bar{c}d$  zusammen. Der Anteil der charm-Quarks, die in  $D^*$ -Mesonen fragmentieren beträgt:

$$f(c \rightarrow D^* X) = (22.4 \pm 2.8)\%. \quad (1.8)$$

Die entscheidenden Vorteile bei dem Nachweis dieses Zerfalls sind, dass alle Zerfallsteilchen geladen sind, und dass aufgrund der geringen Massendifferenz von  $D^{*\pm}$ -Mesonen und  $D^0$ -Mesonen von  $(145.436 \pm 0.75)$  MeV [Y+06] die Erzeugung eines Pions mit einer Ruhemasse von 139.57 MeV auf der ersten Stufe des "goldenen" Zerfalls gerade noch möglich ist. Der Phasenraum für das produzierte Pion ist dadurch stark eingeschränkt, was eine Beschränkung der kinetischen Energie des Pions im Ruhesystems des  $D^{*\pm}$ -Mesons zur Folge hat. Es wird daher im folgenden als langsames Pion ( $\pi_{slow}$ ) bezeichnet. Diese Besonderheit vereinfacht die Rekonstruktion des "goldenen" Zerfalls, da der kombinatorische Untergrund aufgrund des eingeschränkten Phasenraums stark unterdrückt wird.

Die erste Stufe des "goldenen" Zerfalls kann bei ungefähr zwei Drittel der fragmentierten  $D^{*\pm}$ -Mesonen beobachtet werden:

$$\mathcal{BR}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+) = (67.7 \pm 0.5)\%. \quad (1.9)$$

Der weitere Zerfall des erzeugten  $D^0$ -Mesons in ein Pion und ein entgegengesetzt geladenes Kaon ist ein weitaus seltenerer Prozess:

$$\mathcal{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.8 \pm 0.07)\%. \quad (1.10)$$

Der goldene Zerfall  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$  findet in ungefähr 2.57% der  $D^*$ - Zerfälle statt. Mit der gezielten Suche nach den drei Teilchen des Zerfalls kann die Massendifferenz  $\Delta M = m(K\pi\pi_{slow}) - m(K\pi)$  berechnet werden. Damit wird eine genauere Bestimmung der Anzahl erzeugter  $D^*$ -Mesonen<sup>10</sup> möglich, weil Auflösungseffekte durch die Subtraktion der invarianten Massen von  $D^{*\pm}$  und  $D^0$  kompensiert werden.

### 1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Die Produktion von Hadronen mit schweren Quarks ist bei den Elektron-Proton-Streuungen am H1-Experiment ein seltener Prozess. Diese Ereignisse müssen aus den mehr als zehntausendfach<sup>11</sup> häufiger stattfindenden Prozessen, in denen nur leichte Quarks entstehen, herausgesucht werden. Tiefinelastische Streuprozesse können effizient durch die Identifizierung des gestreuten Elektrons selektiert werden, wodurch die Ereignisrate hinreichend reduziert wird. Das größte Potential, um weitere Ereignisse mit schweren Quarks zu selektieren, liegt in der Erschließung des kinematischen Bereichs der Photoproduktion. Die anspruchsvolle Aufgabe der Reduktion der hohen Ereignisraten bei Photoproduktionsereignissen wird bei H1 von komplexen Triggersystemen geleistet, die anhand der Rekonstruktion ausgewählter stabiler Endzustände bestimmte Hadronen mit schweren Quarks identifizieren können.

Die exklusive Suche nach den gewünschten Endzuständen wird von der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers (FTT) durchgeführt. Dazu werden die Trefferinformationen ausgewählter Drahtlagen der zentralen Spurkammern verwendet, um die Spuren von Zerfallsteilchen in zwei Stufen zu rekonstruieren. Aus diesen Spuren werden auf der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers invariante Massen berechnet und mit nominellen Massen verglichen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden die Leistungsmerkmale des schnellen Spurtriggers bei der Selektion von  $D^*$ -Mesonen untersucht und optimiert. Die durchgeführten Studien zeigen den Zusammenhang zwischen Effizienz und Ratenreduktion in einer Vielzahl von simulierten Einstellungen für den Selektionsalgorithmus von  $D^*$ -Mesonen. Die aktuellen Triggereinstellungen wurde auf der Grundlage dieser Untersuchungen gewählt. Damit wurde zur Selektion von etwa 12500  $D^*$ - Mesonen in Photoproduktion seit Inbetriebnahme der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers in der HERA II Datennahmeperiode

---

<sup>10</sup>Die Anzahl erzeugter  $D^*$ -Mesonen wird aus dem Fit auf das Massendifferenzspektrum  $\Delta M$  bestimmt (siehe Kapitel 6).

<sup>11</sup>im gesamten Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuungen



beigetragen. Eine Kalibrierung der longitudinalen Positionsmessung einzelner Ladungstreffer wurde durchgeführt, um die Polarwinkelauflösung bei der Spurrekonstruktion zu verbessern. Aus der resultierenden Verbesserung der Massenauflösung wird eine genauere Selektion von  $D^*$ -Mesonen erwartet.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im zweiten Kapitel wird der HERA-Speicherring und das H1-Experiment vorgestellt, gefolgt von einer genauen Beschreibung der zentralen Spurkammer und des H1-Triggersystems. Das dritte Kapitel beinhaltet das Konzept der Spurrekonstruktion auf Triggerniveau durch die erste und zweite Stufe des schnellen Spurtriggers. Die dadurch möglich werdende Berechnung von invarianten Massen und die Suche nach exklusiven Endzuständen durch die dritte Triggerstufe wird im vierten Kapitel detailliert erklärt. Die Simulation des schnellen Spurtriggers, *FTTEMU*, und die Optimierung der Selektionsalgorithmen werden im fünften Kapitel diskutiert. Dies beinhaltet die Kalibrierung der longitudinalen Spurinformatoren und die Untersuchungen zu Triggereinstellungen. Die Effizienzen der in Betrieb genommenen exklusiven  $D^*$ -Trigger sind Schwerpunkt des sechsten Kapitels. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden im siebten Kapitel kurz zusammengefasst.

## 2 Der H1-Detektor am HERA-Speicherring

Das DESY<sup>1</sup> in Hamburg ist eines der führenden Forschungszentren für Teilchenphysik weltweit. Der dort befindliche Speicherring HERA<sup>2</sup> ermöglicht Untersuchungen zur Protonenstruktur, indem Elektronen und Protonen frontal zur Kollision gebracht werden. Das H1-Experiment führt Messungen an einem der Kollisionspunkte durch, indem die Informationen vielfältiger Detektorsysteme ausgewertet werden. Die Datennahme dieser Detektorsysteme wird durch ein komplexes Triggersystem koordiniert, das die Qualität der gesammelten Daten sicherstellt.

Die weiteren Betätigungsfelder am DESY sind Entwicklung, Bau und Betrieb neuer Teilchenbeschleuniger, sowie die Forschung mit Photonen.

### 2.1 HERA

Der HERA-Speicherring ist die größte Beschleunigeranlage am DESY. Abbildung 2.1 zeigt diesen Teilchenbeschleuniger mit einem Umfang von 6336 Metern, der für den finalen Beschleunigungsvorgang und die Speicherung der hochenergetischen Protonen und Elektronen<sup>3</sup> konstruiert wurde. Die Beschleuniger DESY II+III und PETRA II<sup>4</sup> wurden zu Vorbeschleunigungsanlagen für HERA umgebaut, und ermöglichen die erste Beschleunigung der Elektronen und Protonen in Paketen von etwa  $10^{10}$  Teilchen. Sobald 180 Pakete mit Protonen bei 40 GeV in HERA injiziert wurden, beginnt die Beschleunigung auf eine Energie von 920 GeV. Danach werden ebenfalls 180 Pakete mit Elektronen in entgegengesetzter Richtung von 12 auf 27,5 GeV beschleunigt. Das entspricht einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx 319$  GeV.

Nachdem die nominellen Energien erreicht wurden, werden der Protonen- und Elektronenstrahl aufeinander gelenkt, so dass alle 96 ns ein Überlapp von Teilchenpaketen aus Elektronen und Protonen stattfindet. Dies geschieht an zwei Stellen im Ring, an denen sich auch die beiden Kollisionsexperimente H1 und ZEUS befinden. In zwei weiteren Wechselwirkungszone können Elektronen beziehungsweise Protonen mit ruhenden Targets<sup>5</sup> zur Kollision gebracht werden. Zum einen wechselwirken bei HERMES longitudinal polarisierte Elektronen mit einem Gastarget, um die Spinstruktur der Nukleonen zu untersuchen. Zum anderen wurde bei HERA-B die Physik schwerer Quarks, insbesondere B-Mesonen, untersucht, indem die Protonen mit festen Drähten aus diversen Materialien zur Kollision gebracht wurden.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmter Prozess bei der Wechselwirkung von zwei Teilchen stattfindet, wird in der Teilchenphysik mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  bemessen.

---

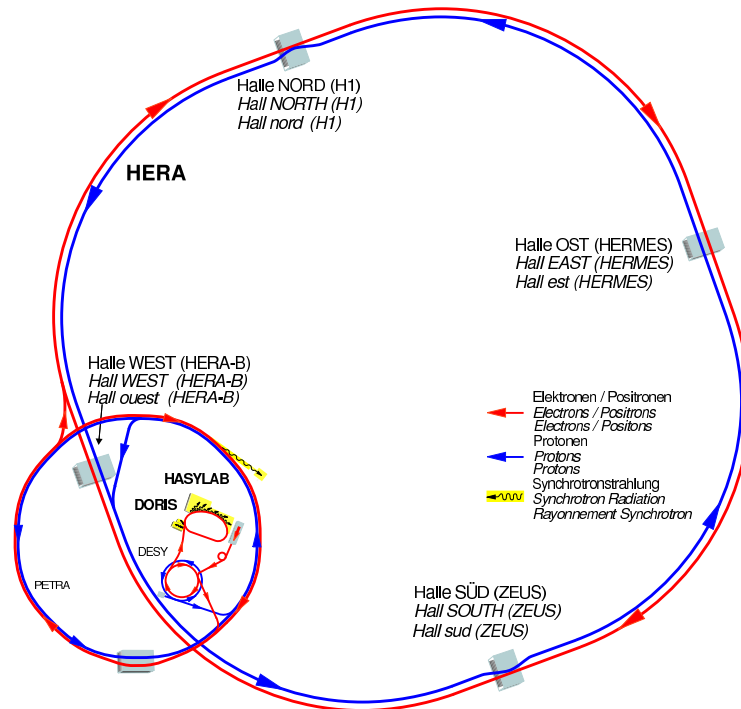
<sup>1</sup>Deutsches Elektronen Synchrotron

<sup>2</sup>Hadron Elektron Ring Anlage

<sup>3</sup>HERA kann Elektronen sowie Positronen beschleunigen

<sup>4</sup>Positron Elektron Tandem Ring Anlage

<sup>5</sup>engl. für Ziele



**Abbildung 2.1:** Die Beschleunigerstrukturen für den HERA-Speicherring. Die kleinen Vorbeschleuniger DESY und PETRA sind ebenfalls Ringbeschleuniger und schließen an den HERA-Speicherring an. Die Experimente sind auf alle Himmelsrichtungen verteilt.

Die Ereignisrate  $R$  ergibt sich dann aus den Wirkungsquerschnitt, und der instantanen Luminosität  $\mathcal{L}$ , die ein Maß für die Intensität der aufeinandertreffenden Teilchenstrahlen und deren gegenseitige Durchdringung ist:

$$R = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2.1)$$

Da der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  eine von der Natur gegebene Größe ist, kann eine Steigerung der Ereignisrate nur durch die Erhöhung der Luminosität erreicht werden. Durch eine stärkere Fokussierung der Teilchenstrahlen wurde in den Jahren 2000 und 2001 die Luminosität bei HERA vervierfacht. Dies stellte auch höhere Ansprüche an die Detektorsystem und im speziellen an die Triggersysteme, die die gestiegene Ereignisrate sinnvoll auf die physikalisch interessanten Ereignisse reduzieren müssen.

## 2.2 H1-Detektor

Das Experiment H1 [A<sup>+</sup>97] ist ein Universaldetektor für die Kollision von Elektronen und Protonen, der die Teilchen im Endzustand und das gestreute Elektron nachweisen soll. Der asymmetrische Aufbau der Detektorkomponenten entlang der Strahlachse (siehe Abbildung 2.2) resultiert aus den unterschiedlichen Strahlenergien der zur Kollision

gebrachten Teilchen. Im vorderen Bereich des Detektors<sup>6</sup> befinden sich daher mehr Komponenten zur Energiemessung und Flugbahnrekonstruktion von Hadronen, während der hinter Detektorbereich für die Messung des Streuwinkels und der Energie des gestreuten Elektrons optimiert ist. Insgesamt können fast im gesamten Raumwinkelbereich Teilchen detektiert werden, wodurch eine komplette Ereignisrekonstruktion möglich wird.

Der Ursprung für das H1-Koordinatensystem ist der nominelle Wechselwirkungspunkt im Detektor. Die Strahlachse dient als  $z$ -Achse, deren positive Richtung mit den auslaufenden Protonen übereinstimmt. Im karthesischen Koordinatensystem zeigt die positive  $x$ -Achse auf das Innere des Speicherrings, und die  $y$ -Achse weist nach oben. In Polarkoordinaten gibt  $r$  den Abstand vom nominellen Wechselwirkungspunkt an, der Azimutalwinkel  $\phi$  wird von der  $x$ -Achse aufwärts angegeben, und der Polarwinkel  $\theta$  wird relativ zur Protonenstrahlrichtung gemessen.

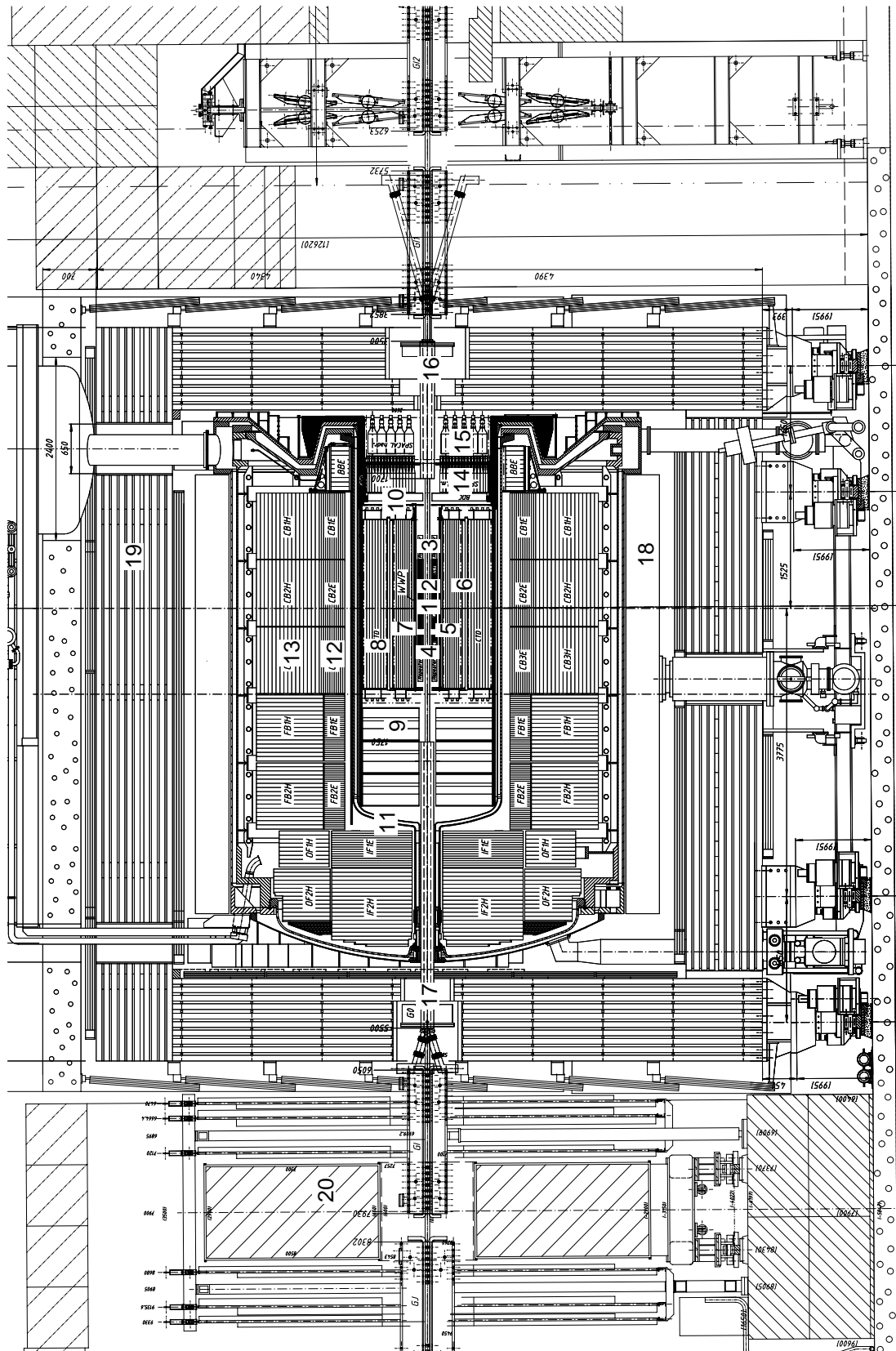
Der H1-Detektor ist schalenförmig aufgebaut, wobei in jeder Schale unterschiedliche Messoperationen durchgeführt werden. In Abbildung 2.2 ist der H1-Detektor im Querschnitt parallel zur Strahlachse dargestellt. Alle Detektorkomponenten sind mit Nummern versehen, die in Tabelle 2.1 mit der offiziellen Bezeichnung aufgelistet sind. Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt [1], dienen eine Reihe von unterschiedlichen Spurdetektoren zur Rekonstruktion der Flugbahnen von geladenen Teilchen. Der gemeinsame Ursprungsort (Vertex) zweier oder mehrerer Teilchenspuren wird mit dem zentralen Silizium Spurdetektor CST (Central Silicon Tracker) [2] bestimmt, indem an zwei Stellen der Ort des Teilchendurchtritts gemessen wird. Mit diesem Prinzip lassen sich auch die Vertices sekundärer Zerfälle bestimmen. Um den Winkelbereich für die Vertexmessung zu erweitern, wird im vorderen Detektorbereich der FST [4], und im hinteren Detektorbereich der BST [3] eingesetzt.

Radial nach aussen schliesst sich das zentrale Spurkammersystem an. Die beiden Jetkammern [7] und [8] als Hauptkomponenten der Zentralen Spurkammer werden in Kapitel 2.3 genauer beschrieben, da deren Spurinformatoren für die vorliegende Arbeit besonders relevant sind. Der FTD [9] ist ein Spurkammersystem in Vorwärtsrichtung.

Nach den Detektorkomponenten zur Spurrekonstruktion folgen weiter aussen die Systeme zu Energiemessungen von Teilchen. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht nach dem Konzept eines *Sampling*-Kalorimeters aus alternierenden Schichten von einem passiven Absorbermaterial und einem aktiven Nachweismaterial. Im Absorbermaterial werden Teilchenschauer erzeugt, so dass die primäre Energie eines Teilchens vollständig absorbiert wird. Der elektromagnetische Teil des Kalorimeters [12] enthält 20 bis 30 Strahlungslängen Blei, während im hadronischen Teil des Kalorimeters [13] 5 bis 8 hadronische Wechselwirkungslängen Stahl auch die mechanische Stabilität des Kalorimeters gewährleisten. Der aktive Nachweis der entstandenen Ionen wird mit flüssigem Argon verwirklicht. Ein Kryostat [11] kühlt das gesamte Kalorimeter, um das Argon im flüssigen Zustand zu halten.

---

<sup>6</sup>Richtung der auslaufenden Protonen



**Abbildung 2.2:** Der H1-Detektor: Auf 12m x 10m x 15m sind die Komponenten des Detektors untergebracht. Der Detektor wiegt 2800 Tonnen.

Das Kalorimeter wird von einem supraleitenden Solenoid [18] umgeben, der ein Magnetfeld von 1,16 Tesla in Richtung der z-Achse erzeugt. Durch die resultierende Krümmung der Teilchenspuren im Magnetfeld wird die Bestimmung von Ladung und Impuls eines Teilchens bei der Spurrekonstruktion erst möglich. Der Bereich des Solenoid wird dann hauptsächlich noch von Myonen durchdrungen, da diese im Kalorimeter nicht absorbiert werden. Daher bildet das Myonsystem die äußerste Schicht des Detektors. Das instrumentierte Eisen [19] deckt den zentralen Bereich des Detektors fast vollständig ab, und verwendet alternierenden Schichten von Eisen und mehreren Lagen von Streamerröhren mit quadratischen Querschnitt. Die Streamerrohrkammern beinhalten zur Identifikation von Myonenspuren einen Draht, der von einem ionisierenden Gas umgeben ist. Das Eisen ermöglicht zudem, den von der supraleitenden Spule erzeugten magnetischen Fluß, zurückzuführen. Zwei weitere supraleitende Spulen [16], [17] befinden sich im instrumentierten Eisen an beiden Strahlrohreingängen, um die Teilchenstrahlen im Detektor stärker zu fokussieren. Aus der stärkeren transversalen Bündelung der Teilchenpakete resultiert die zuvor erwähnte Steigerung der Luminosität. Ein zusätzlicher Toroid-Magnet [20] ermöglicht im vorderen Winkelbereich die Impuls- und Ladungsbestimmung der Myonen, die von dem Vorwärts-Myon-Spektrometer [21] detektiert werden.

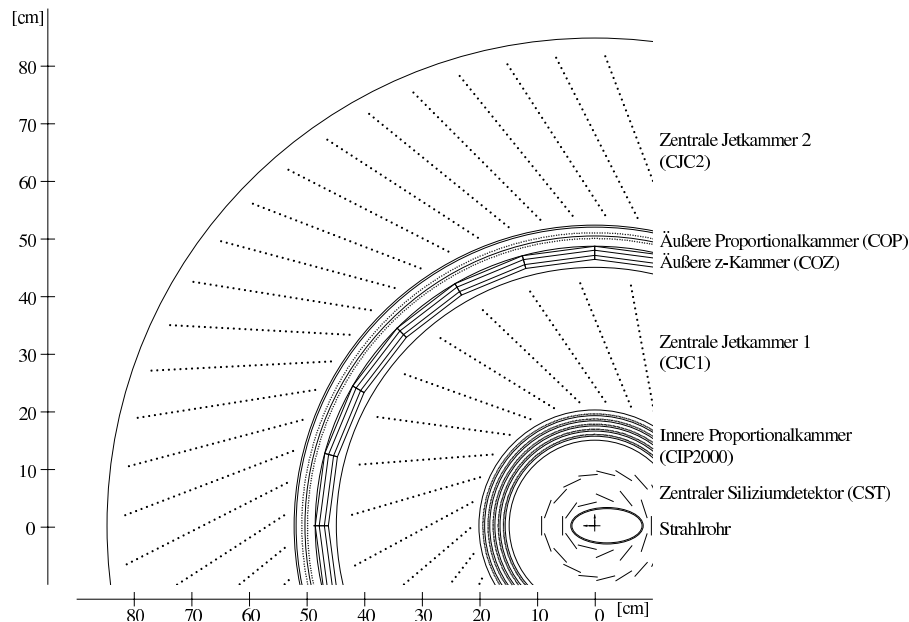
Das Spaghetti-Kalorimeter SpaCal deckt die Energiemessung von Teilchen im hinteren Bereich des Detektors ab. Es ist aus aktiven szintillierenden Faser, die in das Absorbermaterial Blei eingebettet sind, aufgebaut, und besteht ebenfalls aus einem elektromagnetischen [14] und einem hadronischen Teil [15]. Mit der rückwärtigen Proportionalkammer BPC [10] wird die Winkelmessung für in das SpaCal gestreute Elektronen verbessert.

Nr.	Detektorkomponente	offizielle Bezeichnung
1	Wechselwirkungspunkt	Interaction Point ( <b>IP</b> )
2	zentraler Siliziumdetektor	Central Silicon Tracker ( <b>CST</b> )
3	rückwärtiger Siliziumdetektor	Backward Silicon Tracker ( <b>BST</b> )
4	vorwärtiger Siliziumdetektor	Forward Silicon Tracker ( <b>FST</b> )
5	innere Proportionalkammer	Central Inner Proportional Chamber 2000 ( <b>CIP2000</b> )
6	äußere Proportionalkammer	Central Outer Proportional Chamber ( <b>COP</b> )
7	zentrale Jetkammer 1	Central Jet Chamber 1 ( <b>CJC1</b> )
8	zentrale Jetkammer 2	Central Jet Chamber 2 ( <b>CJC2</b> )
9	vorwärtige Spurkammer	Forward Tracking Detector ( <b>FTD</b> )
10	rückwärtige Proportionalkammer	Backward Proportional Chamber ( <b>BPC</b> )
11	Flüssig-Argon Kryostat	Liquid Argon Kryostat ( <b>LAr-Kryostat</b> )
12	Flüssig-Argon Kalorimeter (elektromagnetisch)	Liquid Argon Calorimeter, elm. ( <b>LAr elm.</b> )
13	Flüssig-Argon Kalorimeter (hadronisch)	Liquid Argon Calorimeter, hadr. ( <b>LAr hadr.</b> )
14	Spaghetti-Kalorimeter (elektromagnetisch)	Spaghetti Calorimeter, elm. ( <b>SpaCal elm.</b> )
15	Spaghetti-Kalorimeter (hadronisch)	Spaghetti Calorimeter, hadr. ( <b>SpaCal hadr.</b> )
16	supraleitender Magnet (Rückwärtsrtg.)	( <b>GG</b> )
17	supraleitender Magnet (Vorwärtsrtg.)	( <b>GO</b> )
18	supraleitende Spule	-
19	zentrales Myonsystem	Central Muon System ( <b>CMS</b> )
20	Myon-Toroid Magnet	-
21	vorwärtiges Myonsystem	Forward Muon System ( <b>FMS</b> )

**Tabelle 2.1:** Auflistung der Detektorkomponenten zu Abbildung 2.2.

## 2.3 Zentrales Spurkammersystem

Die zentrale Spurkammer ist eine hohlzylinderförmige Driftkammer, die in mehrere Segmente aufgeteilt ist. Die beiden Jetkammern CJC1 und CJC2 nehmen als Hauptbestandteile der zentralen Spurkammer das größte Volumen ein. Dort durchlaufende geladene Teilchen ionisieren die Moleküle einer Gasmischung, wodurch Elektronen und positiv geladene Ionen erzeugt werden. Speziell angeordnete Drähte erzeugen ein elektrisches Feld, das die Elektronen in Richtung des nächstgelegenen Auslesedrahtes driften lässt. Die so genannten Feldformungsdrähte beeinflussen das elektrische Feld so, dass die Elektronen mit etwa konstanter Geschwindigkeit driften. Mit der bekannten Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gasgemisch und einer Driftzeitmessung kann die Teilchentrajektorie bestimmt werden [Erd96]. Aufgrund des  $1/r$ -Potentials an den Drähten werden die Elektronen in der Nähe des Drahtes beschleunigt, wodurch weitere Moleküle ionisiert werden, und eine Ladungsverstärkung verursacht wird. Damit wird die Genauigkeit der Spurrekonstruktion erhöht. Des Weiteren kann aus den Spuren der mittlere spezifische Ionisationsverlust  $dE/dx$  zur Teilchenidentifikation bestimmt werden.



**Abbildung 2.3:** Querschnitt durch das zentrale Spurkammersystem in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene.

In Abbildung 2.3 ist die Gruppierung der parallel zur Strahlachse aufgespannten Drähte von CJC1 und CJC2 in Zellen dargestellt. Dabei werden je 24 Signaldrähte zu 30 Zellen in CJC1, und je 32 Signaldrähte zu 60 Zellen in CJC2 zusammengefasst. Die Zellen sind jeweils um etwa  $30^\circ$  gegen die radiale Richtung gekippt, damit die Elektronen trotz des anliegenden Magnetfelds näherungsweise senkrecht zu den Drahtzellen driften. Zudem verbessert sich dadurch die Auflösung von Spuren mit hohen Transversalimpulsen, und bei der Spurrekonstruktion kann präziser ermittelt werden, auf welcher Seite ein geladenes Teilchen den Draht passiert hat.

Die Auflösung der Spurparameter ist durch die Genauigkeit bei der Driftzeitmessung im  $Ar - CO_2 - CH_4$ -Gasgemisch gegeben, und beträgt  $\sigma_{r\varphi} = 170 \mu\text{m}$  in der Transversalebene.

Der Transversalimpuls kann bis auf  $\sigma_{pt}/p_t^2 = 0,01 \text{ GeV}^{-1}$  bestimmt werden. Die longitudinale Positionsmessung erfolgt durch den Vergleich der an beiden Drahtenden deponierten Ladung. Bei einem Ladungstreffer in der Mitte des Drahtes, wird an beiden Drahtenden gleich viel Ladung gemessen. Bei unterschiedlichen Ladungen an beiden Drahtenden ergibt sich die Abweichung vom Drahtmittelpunkt aus dem Quotienten von der Ladungsdifferenz und der Gesamtladung (siehe Formel 5.2). Die Auflösung der longitudinalen Position  $z$  eines Ladungstreffers  $\sigma_z$  beträgt bei der zentralen Spurkammer 4 cm. Der Genauigkeit für die Messung des mittleren spezifische Ionisationsverlustes beträgt  $\sigma_{dE/dx} = 10\%$ .

Zu dem zentralen Spurkammersystem gehören ebenso Komponenten zur Optimierung der  $z$ -Messung, sowie Systeme zur schnellen Rekonstruktion des Teilchendurchgangs, um die  $z$ -Position des primären Vertex zu bestimmen. Die äußere  $z$ -Kammer COZ verfügt über senkrecht zur Strahlachse gespannte Signaldrähte, und verbessert mit einer genaueren  $z$ -Messung  $\sigma_{rz} = 380 \mu\text{m}$  deutlich. Die innere Proportionalkammer CIP2000 kann schnelle Signale nach dem Teilchendurchgang erzeugen, um den  $z$ -Vertex zu extrapolieren. Aus diesen Information kann eine Triggerentscheidung (siehe Kapitel 2.4) über die Art der Wechselwirkung getroffen werden.

### 2.4 H1-Triggersystem

Das System zur Datenspeicherung bei H1 ist in der Lage einige 10 Hz an Detektordaten aufzuzeichnen. Das entspricht einem Ereignis aus circa 1.000.000 Überlagerungen von Elektronen- und Protonenpaketen, und etwa 5.000 tatsächlich stattfindenden Wechselwirkungen<sup>7</sup> im Detektor. Aufgabe des Triggersystems ist es die interessantesten und seltensten Ereignisse zum Speichern auszuwählen.

Der Hauptanteil der Wechselwirkungen im H1-Detektor sind Untergrundereignisse, die nicht von Elektron-Proton-Kollisionen herrühren, sondern durch Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit Restgasatomen und Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit der Strahlrohrwand verursacht werden. Die Synchrotronstrahlung der Elektronen, sowie Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung sind weitere Quellen für Untergrund.

Zur Klassifizierung einer Wechselwirkung müssen die Daten der Detektorsysteme ausgelesen und interpretiert werden. Die vollständige Rekonstruktion eines Ereignisses bedarf der kompletten Auslese von etwa 500.000 Kanälen im Detektor. Dies dauert ungefähr eine Millisekunde, in der die Datennahme vollständig angehalten werden muss, und folglich keine Informationen mehr zu nachfolgenden Ereignissen gesammelt werden können. Solche Zeitphasen werden als Totzeit bezeichnet. Effizienter ist eine stufenweise Rekonstruktion der Ereignisse. In immer länger andauernden Zeitintervallen werden genauere Information in Bezug auf den Ort, die Kinematik und die Endzustände einer Wechselwirkung bestimmt. Diese Stufen der Rekonstruktion werden als Triggerstufen bezeichnet. Erfüllt ein Ereignis die Kriterien einer Triggerstufe, wird das Triggersignal *Keep* gesendet. Dies ist das Anfangssignal für die nächste Stufe weitere Eigenschaften des Ereignisses zu untersuchen. Erst wenn die letzte Triggerstufe ein *Keep* zu einem Ereignis sendet, werden die Daten eines Ereignisses dauerhaft gespeichert. Steht auf einer Triggerstufe schon frühzeitig fest, dass kein Kriterium erfüllt wird, ist die Implementierung eines *Reject* Signals sinnvoll,

---

<sup>7</sup>Die Rate an Elektron-Proton-Wechselwirkungen beträgt bei H1 50 kHz



welches einen sofortigen Abbruch der Auslese und Fortführung der Datennahme bewirkt. Die Anzahl der Triggerstufen, und die jeweils zur Verfügung stehende Zeit wird von der technischen Verwirklichung des Triggersystems und der angestrebten Totzeit vorgegeben. Das vierstufige H1-Triggerssystem hat eine Totzeit von durchschnittlich 10%<sup>8</sup> [WSC03] der Betriebsdauer der Datennahme. Abbildung 2.4 zeigt eine schematische Darstellung der Funktionsweise des Triggersystems bei H1. Im folgenden werden die technische Realisierung des H1-Triggerystems und die Anforderungen an die einzelnen Triggerstufen diskutiert.

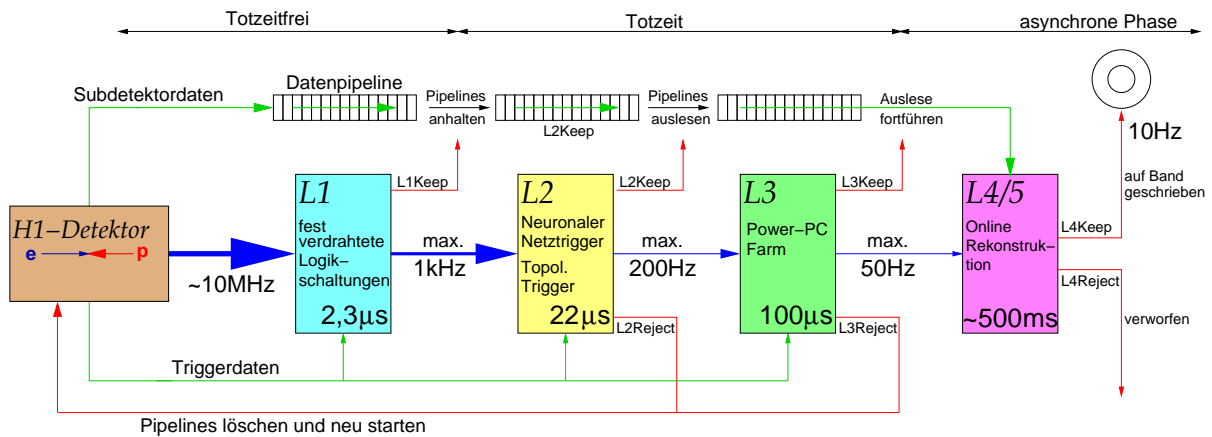


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Triggersystems bei H1 [Jun04].

## Triggerelemente

Ein Subdetektor kann vielfältige Informationen bezüglich der Messdaten zu einem Ereignis liefern. Die daraus resultierenden Entscheidungen werden in Form von Triggerelementen (TE) an die Zentrale Triggerlogik (CTL<sup>9</sup>) gesendet. Beispielsweise kann das Triggersystem der CIP TEs bezüglich des z-Vertex weiterleiten, und ermöglicht somit eine Identifikation von Untergrundereignissen.

## Subtrigger

Ein Subtrigger ist eine logische Verknüpfung von Triggerelementen. Ergibt die logische Kombination der Triggerelemente eines Subtriggers eine positive Triggerentscheidung, wird das *Keep* Signal erzeugt. Dabei können auch mehrere Subtrigger aktiv werden. Bei H1 werden die Triggerelemente der ersten Triggerstufe zu 196 Subtriggern kombiniert. Diese Entscheidung kann von den aktiven Subtriggern auf den nächsten beiden Triggerstufen durch weitere logische Verknüpfungen der dort verfügbaren Triggerelemente, die ebenfalls zu Subtriggern zusammengefasst sind, validiert werden. Beispielsweise wird der L1-Subtrigger L1-S56 mit dem L2-Subtrigger L2-S0 verknüpft. Der Name eines Subtriggers richtet sich bei H1 nach den Subtriggerbezeichnung der ersten Triggerstufe. Die endgültige Triggerentscheidung wird für jeden Subtrigger auf der vierte Triggerstufe verifiziert.

<sup>8</sup>Dies ist der maximale Wert, bei dem die Totzeit noch linear zur Eingangsrate der vierten Triggerstufe ist.

<sup>9</sup>Central Trigger Logic

## Triggerstufe 1 (L1)

Alle 96 ns findet eine Überlagerung der Teilchenpakete aus Elektronen und Protonen statt. Es ist technisch unmöglich innerhalb dieser Zeit eine Triggerentscheidung zu treffen. Deshalb werden die Daten aller Detektorsystem in Ringspeichern (Datenpipelines) für  $2,3 \mu\text{s}$  zwischengespeichert. Innerhalb dieser Zeit muss die erste Triggerstufe eine Entscheidung zu einem Ereignis treffen. Ansonsten werden die Ereignisdaten automatisch nach  $2,3 \mu\text{s}$  durch die Daten eines nachfolgenden Ereignisses ersetzt. Dieses Konzept ermöglicht eine erste Reduktion von Untergrund ohne Totzeit zu erzeugen. Ein L1-*Reject* Signal ist daher nicht notwendig. Die Triggerentscheidungen werden auf der ersten Triggerstufe von verschiedenen Detektorsubsystemen durch fest verdrahtete, programmierbare Logikschaltungen in der Form von insgesamt 256 Triggerelementen getroffen, die zu 196 Subtriggern kombiniert werden. Sobald ein Subtrigger eine positive Entscheidung aus diesen Triggerelementen kombiniert, wird das L1-*Keep* Signal erzeugt. Daraufhin werden die Datenpipelines angehalten, und die Triggerdaten an die zweite Triggerstufe weitergeleitet. Nach der Reduktion der Ereignisrate von 50 kHz auf etwa 1 kHz beginnt auf der nächsten Triggerstufe die Totzeit des Detektors.

## Triggerstufe 2 (L2)

Die Triggersysteme der zweiten Stufe haben  $22 \mu\text{s}$  Zeit um mit den Informationen fast aller Detektorsysteme und aufwändigeren Mechanismen Elektron-Proton-Wechselwirkungen zu identifizieren. Dies leisten drei eigenständige Triggersysteme, bestehend aus dem schnellen Spurtrigger (FTT) [B<sup>+</sup>01, Wis03, Sch04], dem topologischen Trigger (L2TT[B<sup>+</sup>b]) und neuronalen Netzwerken (L2NN[K<sup>+</sup>]). Der FTT liefert auf L2 Triggerelemente bezüglich der Spuren einer Elektron-Proton-Wechselwirkung (siehe Kapitel 3.3). Topologische Korrelationen der Messdaten verschiedener Detektorsystemen werden mit dem L2TT bestimmt. Das neuronale Netzwerk der zweiten Triggerstufe ist in der Lage eine Wahrscheinlichkeit zu berechnen, ob es sich bei einem Ereignis um ein Untergrundeignis oder ein Signalereignis handelt. Dazu wurde das System im voraus mit beiden Arten von Ereignissen trainiert, um typische Muster in den Messungen der Detektorsysteme widerzuerkennen. Sobald ein Subtrigger eine positive Entscheidung aus den Triggerelementen der eben beschriebenen Systeme erhält, wird das L2-*Keep* Signal gesetzt. Andernfalls wird ein L2-*Reject* Signal an die CTL gesendet, um insgesamt die Ausgangsrate der zweiten Triggerstufe auf etwa 200 Hz zu senken.

## Triggerstufe 3 (L3)

Auf der dritten Triggerstufe bildet eine in das FTT-System integrierte Farm aus Power-PCs [Nau03, Jun04] den Ausgangspunkt für eine genauere Ereignisrekonstruktion. Dazu werden die Spurinformatoren der zweiten Stufe des FTT für die Suche nach exklusiven Endzuständen genutzt (siehe Kapitel 4). Die Rechenzeit bis zu einer Entscheidung skaliert mit der Komplexität der Suchalgorithmen und der Anzahl der von FTT-L2 zur Verfügung gestellten Spuren. Wartet ein Subtrigger auf die Validierung durch L3, wird mit dem Setzen des entsprechenden Triggerelements ein L3-*Keep* initiiert, und die komplette Auslese des Detektors beginnt. Andernfalls wird bei einer negativen Triggerentscheidung

durch das L3-*Reject* Signal die komplette Auslese abgebrochen. Falls nach 100  $\mu\text{s}$  keine Entscheidung getroffen wurde, wird je nach Einstellung des L3-Subtriggers die Auslese abgebrochen oder fortgesetzt.

### Triggerstufe 4 (L4)

Sobald die Auslese aller Kanäle abgeschlossen ist, werden pro Sekunde etwa 50 Ereignisse mit den vollständigen Daten aller Detektorsysteme rekonstruiert und verifiziert. Dies leistet eine Linux-Prozessorfarm, die im Schnitt innerhalb von 500 ms entscheidet, ob die Ereignisdaten dauerhaft gespeichert werden. Nachdem identifizierte Untergründereignisse aussortiert wurden, beginnt eine Klassifizierung der Ereignisse anhand verschiedener Suchalgorithmen. Dabei kann ein Ereignis auch in mehrere Klassen sortiert werden. Ein Bruchteil der nicht klassifizierten Ereignisse wird mit einem entsprechenden Gewicht gespeichert, um die Effizienz dieser Triggerstufe überprüfen zu können. Es wird zwar auf dieser Triggerstufe keine Totzeit mehr verursacht, trotzdem ist die Speicherrate für die jeweils 100-150 kByte großen Ereignisdaten auf etwa 25 Hz beschränkt.

### Prescaling

Reicht die Selektivität eines Subtriggers auf einen bestimmten Typ von Ereignissen nicht aus, können die hohen Triggerraten mit einer künstlichen Ratenreduktion, dem Konzept des Prescaling, beschränkt werden. Dazu erhält jeder Subtrigger einen Prescalefaktor  $\mathcal{P}$ . Die CTL akzeptiert dann nur noch jedes  $\mathcal{P}$ -te L1-*Keep*-Signal, während die übrigen ignoriert werden. Alle *Keep*-Entscheidungen nachfolgender Triggerstufen werden ohne Prescaling akzeptiert. Die Berechnung der Prescalefaktoren wird von dem *Autoprescaletool* [SCENC99, KRSW] der CTL durchgeführt. Aufgrund ständiger Änderungen der Strahlqualität, Strahlströme, und der Rate an Untergründereignissen, werden die Prescalefaktoren in regelmäßigen Abständen neu berechnet. Die möglichen Abhängigkeiten der Triggerraten von den Strahlbedingungen beziehungsweise von den Strahlströmen und entsprechende Korrekturen durch das *Autoprescaletool* werden in [Urb05] diskutiert.

### 3 Der schnelle Spurtrigger (FTT)

Die schnelle Rekonstruktion von Teilchenspuren ermöglicht eine frühzeitige Einordnung der Wechselwirkungen im Detektor in echte Elektron-Proton-Streuprozesse oder Untergrundereignisse wie Beam-Gas-Wechselwirkungen. Der dreistufige schnelle Spurtrigger (FTT) [B<sup>+</sup>01, Sch04] ist in der Lage, innerhalb der Latenzzeiten des H1-Triggersystems, Spurinformatoren zur Verfügung zu stellen, um eine effiziente Vorselektion interessanter Physikereignisse zu ermöglichen. Im folgenden wird das Konzept für die ersten beiden Triggerstufen erläutert. Die dritte Stufe des schnellen Spurtriggers wird in Kapitel 4 vorgestellt.

#### 3.1 Konzept und Technik

Die Spurrekonstruktion mit den Trefferinformationen der kompletten zentralen Jetkammer ist zu aufwändig, um daraus rechtzeitige Triggerentscheidungen zu treffen. Daher verwendet der schnelle Spurtrigger nur die Messungen ausgewählter Drahtlagen, um geringfügig schlechter aufgelöste Spuren<sup>1</sup> zu rekonstruieren.

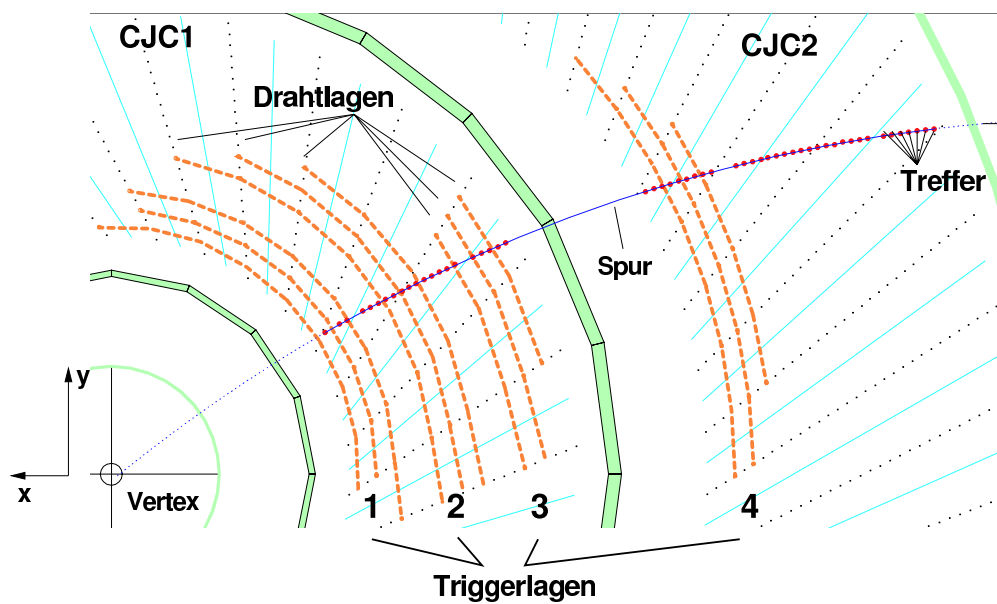


Abbildung 3.1: Abbildung der zentralen Spurkammer im  $r\phi$ -Querschnitt mit den 4 Triggerlagen des FTT

Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, sind die 12 vom FTT verwendeten Drahtlagen der zentralen Spurkammer in radialer Richtung in vier Triggerlagen gruppiert. Eine Triggerlage verwendet somit drei Drahtlagen, die in CJC1 jeweils 30 Drähte umfassen, und in CJC2

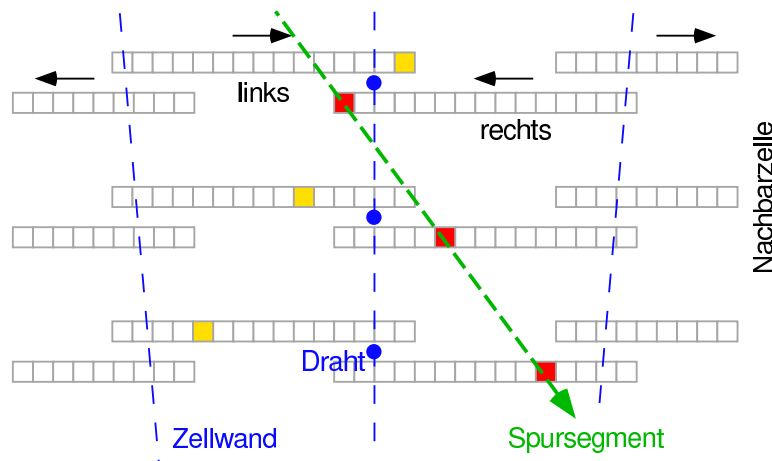
<sup>1</sup>im Vergleich zur Offline-Rekonstruktion

jeweils 60 Drähte einbeziehen. Das heißt aus 450 von 2640 Drähten der zentralen Spurkammer werden die Ladungsamplituden an beiden Drahtenden vom FTT ausgelesen. Aus dem Verhältniss der beiden Ladungsamplituden kann eine z-Position der Teilchentrajektorie berechnet werden, während aus dem zeitlichen Verlauf der Messungen die Teilchentrajektorie in der x-y-Ebene hervorgeht.

Die Auswertung dieser Informationen wird durch den breiten Einsatz von programmierbaren Logikbausteinen (FPGAs<sup>2</sup>) ermöglicht. Diese bieten eine hohe Flexibilität bei der technischen Realisierung des FTT, und liefern auf den ersten beiden Stufen des FTT aufgrund der parallelen Datenverarbeitung ein optimierte Rechenleistung. Die technische Implementierung von FPGAs in die Hardware des FTT kann in [Jun04] nachgelesen werden. Die Rekonstruktion von Spuren und daraus resultierende Triggerentscheidungen werden im folgenden beschrieben.

### 3.2 Erste Triggerstufe (FTT-L1)

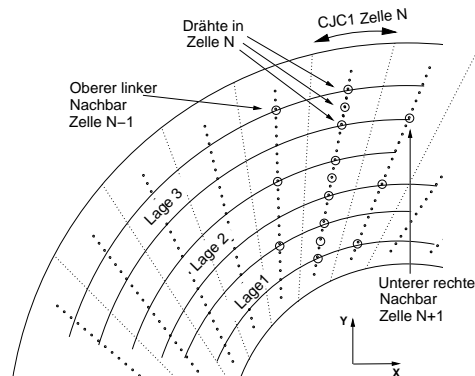
Nach der Digitalisierung der Ladungsamplituden wird der Zeitpunkt  $t$  von Treffern mit dem  $Qt$ -Algorithmus [Dod05] bestimmt. Dies beinhaltet die Differenzierung der digitalen Signale und die Suche nach einem starken Anstieg des Signals über einen Schwellenwert. Gefundene Treffer werden dann in FPGAs implementierte Schieberegister gefüllt, und durch die Taktung der Schieberegister mit 80 MHz ist eine einfache Speicherung des Trefferzeitpunkts  $t$  möglich. Aus dieser Information wird allerdings nicht ersichtlich von welcher Seite die Ladungsträger zum Draht gedriftet sind, weshalb, wie in Abbildung 3.2 gezeigt, für jede Richtung ein separates Schieberegister gefüllt wird. Der  $Qt$ -Algorithmus berechnet zudem die z-Position des Treffers mit einer Genauigkeit von 6 cm.



**Abbildung 3.2:** Füllen der Schieberegister durch den  $Qt$ -Algorithmus für eine Triggerzelle, bestehend aus 3 Drähten. Der Vorschub des Registers ist durch die Pfeile dargestellt. Der Abstand der Teilchenspur vom Signaldraht kann aus den Einträgen im Schieberegister bestimmt werden. Mit einer 3-Treffer Kombination durch eine Gerade wird in jeder Triggerzelle zunächst nach Spuresegmenten gesucht.

<sup>2</sup>Field Programmable Gate Arrays

Da für eine Triggerentscheidung auf der ersten Triggerstufe nur  $2,3 \mu\text{s}$  zur Verfügung stehen, wird der zu verarbeitenden Informationsgehalt der Schieberegister reduziert, indem vier benachbarten Zeitabschnitte mit einem logischen *ODER* verknüpft werden. Das entspricht dann einer effektiven Taktung der Schieberegister mit 20 MHz. Aus den entstehenden Bitmustern einer Triggergruppe, die aus drei Drähten einer Triggerlage innerhalb einer Spurkammerzelle und jeweils einem Draht aus den beiden benachbarten Spurkammerzellen besteht (siehe Abbildung 3.3), können drei Raumpunkte in der  $r\varphi$ -Ebene bestimmt werden.



**Abbildung 3.3:** Die Zuordnung von Drähten zu Triggergruppen. Sie lösen ebenfalls die Ambiguität des Teilchendurchgangs bei der Spurrekonstruktion.

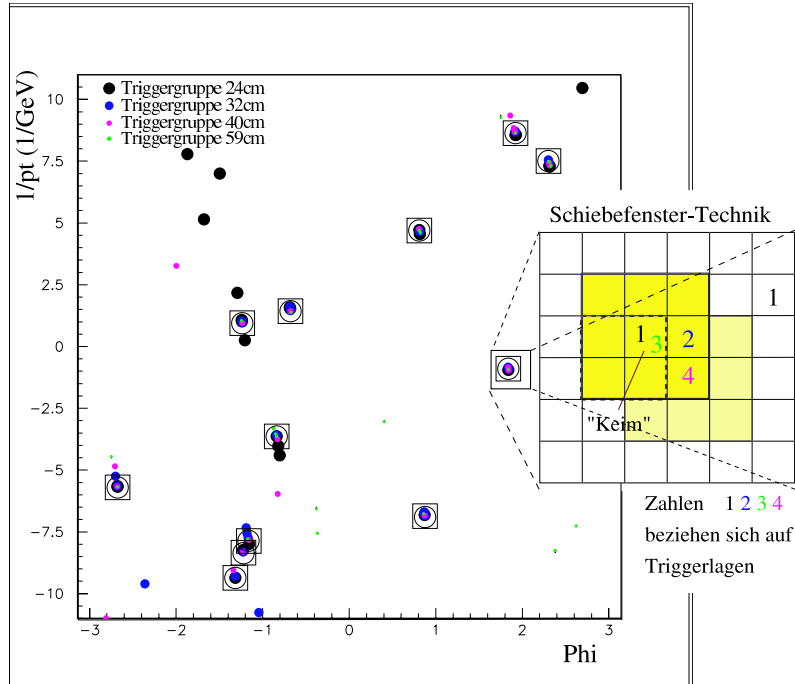
Sobald ein Kreis durch die drei Raumpunkte und den nominellen Ereignisvertex konstruiert werden kann, wird das Bitmuster als gültig angenommen. Im Vorhinein wurden bereits alle gültigen Muster (Masken) ermittelt, wodurch im Betrieb nur noch das entstandene Bitmuster mit den Masken verglichen werden muss. Um möglichst schnell ein gültiges Muster zu erkennen, und die Speicheradresse für die korrespondierenden Spurparameter  $\kappa$  (Krümmung) und  $\varphi$  (Winkel am Vertex) zu erhalten werden CAMs<sup>3</sup> eingesetzt. Wenn mindestens zwei der vier Triggerlagen ein Spursegment im gleichen  $\kappa$ - $\varphi$ -Bereich finden, gilt eine Spur als gefunden. Aus der Verknüpfung aller Spurinformatoren können nach der Spurrekonstruktion die Triggerelemente der ersten Stufe des FTT berechnet werden. Diese beinhalten Informationen zu Transversalimpulsschwellen, Topologien und isolierten Spuren, sowie zur Gesamtladung aller geladenen Teilchen.

### 3.3 Zweite Triggerstufe (FTT-L2)

Eine Verfeinerung der Spurfindung wird auf der zweiten Stufe des FTT durch die Verwendung der Information der hochauflösenden 80-MHz-Schieberegister erreicht. Die gültigen Spursegmente werden, wie auf der ersten Stufen, mit im Vorhinein berechneten Masken verglichen, und die entsprechenden  $\kappa$ - und  $\varphi$ -Werte werden mit der passenden Maske geliefert. Zusammen mit den z-Positionen der Treffer werden die Parameter der Spursegmente an den L2-Linker geschickt [Wis03], um erneut zu einer Spur zusammengefügt zu werden. Das Vorhandensein von mindestens zwei zueinander passenden Spursegmenten

<sup>3</sup>Content Addressable Memory

wird dabei verlangt, damit aus den Spursegmenten eine Spur berechnet wird. Ein Beispiel zum Prozess des Verbindens (Linken) der Spursegmente ist in Abbildung 3.4 gezeigt.



**Abbildung 3.4:** Verbinden von Spursegmenten: Mit der Schiebefenster-Technik werden die Spursegmente mit annähernd gleichen  $\kappa$ - und  $\phi$ -Werten zusammengefügt. Die Einträge in benachbarten Bins werden ebenfalls berücksichtigt.

Die Spurparameter in der  $r\phi$ -Ebene werden dann im folgenden aus den Ortskoordinaten der zusammengeführten Spursegmente und der Position des Ereignisvertex durch einen Kreisfit bestimmt. Im Anschluss wird mit den  $z$ -Positionen der Treffer und der  $z$ -Koordinate des Ereignisvertex<sup>4</sup> ein linearer Fit in der  $rz$ -Ebene durchgeführt. Insgesamt können auf FTT-L2 bis zu 48 Spuren rekonstruiert werden. Die Kombination der Resultate der durchgeführten Spurfits wird von fünf Parametern einer Helix zusammengefasst (siehe Abbildung 3.5):

- **die Spurkrümmung**  $\kappa$  als inverser Radius der gekrümmten Spur im Magnetfeld  $B$  ermöglicht die Berechnung des Transversalimpulses von einem geladenen Teilchen:

$$p_t[\text{GeV}] = -Q \cdot 0,29979 \cdot B_z[\text{t}] \cdot \frac{1}{\kappa[\text{m}^{-1}]} \quad (3.1)$$

Aus dem Vorzeichen der Spurkrümmung kann die Ladung des Teilchen abgeleitet werden.

- **der Abstand der kleinsten Annäherung**  $d_{ca}$ <sup>5</sup> gibt den kleinsten Abstand des Kreises zum Koordinatenursprung an.

<sup>4</sup>Als  $z$ -Koordinate des Ereignisvertex kann vom FTT oder vom  $z$ -Vertextrigger der CIP verwendet werden.

<sup>5</sup>Distance of closest approach

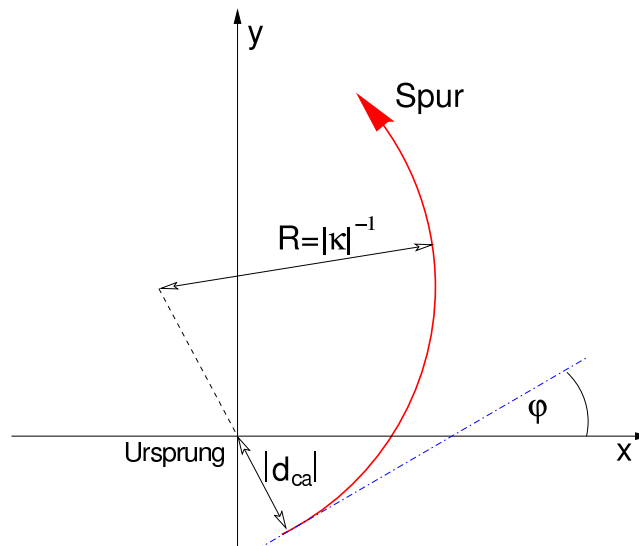


Abbildung 3.5: Die Spurparameter  $\kappa, \varphi, d_{ca}$  auf die  $xy$ -Ebene projiziert

- **der Azimutalwinkel**  $\varphi$  gibt den Winkel zwischen der Tangente im Punkt  $d_{ca}$  und der  $x$ -Achse des H1-Koordinatensystems an.
- **der Polarwinkel**  $\vartheta$  ist der Winkel zwischen Teilchenspur und der  $z$ -Achse im H1-Koordinatensystem
- **die Koordinate**  $z_0$  ist die  $z$ -Koordinate der Spur im Punkt  $d_{ca}$ .

Die Algorithmen zum Finden der Spuren, und die Berechnungen der Spurparameter müssen alle innerhalb der Latenzzeit der zweiten Triggerstufe von  $20 \mu s$  abgeschlossen sein. Die daraus erzeugten Triggerelemente beinhalten ähnlich wie auf L1 die Information über Transversalimpulsschwellen verschieden vieler Spuren, sowie back-to-back Topologien und Jettopologien. Alle Triggerelemente der ersten und zweiten Stufe des FTT sind in [FG] aufgelistet. Falls die CTL aus den L2-Subtriggern eine L2Keep-Entscheidung trifft, werden die rekonstruierten Spuren zur dritten Stufe des schnellen Spurtriggers transferiert, um weitere Ereignisanalysen durchzuführen.

### 3.4 Spurqualität von FTT-L2

Die Qualität der Ereignisanalysen auf FTT-L3 hängt direkt mit der Auflösung der rekonstruierten FTT-Spuren zusammen. Als Referenz für die FTT-Spuren können die Spuren der Offline-Rekonstruktion aus allen Drähten der zentralen Spurkammer verwendet werden. Da im Vorhinein unklar ist, welche FTT-Spur mit welcher offline rekonstruierten Spur korreliert, müssen alle FTT-Spuren mit allen offline gefundenen Spuren verglichen werden. Dies wird realisiert, indem für jede mögliche Spurpaarung aus FTT-Spur und Referenzspur ein Abstand  $\mathcal{A}$  berechnet wird.



$\mathcal{A}$  ist dimensionslos und entspricht folgender Formel mit geeigneten Spurparametern, wie  $\varphi$ ,  $\kappa$ ,  $\vartheta$ , und den jeweiligen Auflösungen  $\sigma_\varphi$ ,  $\sigma_\kappa$ ,  $\sigma_\vartheta$ :

$$\mathcal{A} = \sqrt{\frac{(\varphi_{offline} - \varphi_{FTT})^2}{\sigma_\varphi^2} + \frac{(\kappa_{offline} - \kappa_{FTT})^2}{\sigma_\kappa^2} + \frac{(\vartheta_{offline} - \vartheta_{FTT})^2}{\sigma_\vartheta^2}} \quad (3.2)$$

Die Zuordnung der Spuren zueinander erfolgt, indem iterativ das Spurpaar mit dem kleinsten Abstand gesucht wird, und bei den nachfolgenden Zuordnungen die bereits zusammengeführten Spuren ignoriert werden. Damit speziell am Ende der Zuordnung nicht die übrigen Spurpaare mit beliebig großen Abständen  $\mathcal{A}$  als korreliert erachtet werden, ist bei der Zuordnung ein Schnitt auf  $\mathcal{A} < 8$  notwendig. Als Werte für  $\sigma_\varphi$ ,  $\sigma_\kappa$ ,  $\sigma_\vartheta$  wurden die Auflösungen der vorhergehenden Datennahmeperiode verwendet (siehe Tabelle 3.2).

Zu jedem Spurpaar wird dann die Differenz des Spurparameters  $x$  aus FTT- und Referenzspur  $\Delta x = x_{offline} - x_{FTT}$  in ein Histogramm gefüllt. Aus der Breite dieser Verteilung geht die Auflösung des Spurparameters  $x$  hervor. Eine Methode um die Auflösung zu bestimmen, ist die Anpassung einer geeigneten Funktion an die Verteilung (Fit).

In bisherigen Untersuchungen zur Spurauflösungen von FTT-L2 wurde eine doppelte Gaußfunktion an die Verteilungen von  $\Delta\varphi$ ,  $\Delta\kappa$  und  $\Delta\vartheta$  angepasst. Diese Funktion ist in der Lage einen schmalen Peak und weit nach aussen gehenden Flanken gut zu beschreiben. Es handelt sich dabei um die Summe zweier gewichteter Gaußfunktionen mit identischem Erwartungswert  $\mu$ , aber unterschiedlichen Standardabweichungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$ . Mit den Gewichtungparametern  $A_1$  und  $A_2$  ist die doppelte Gaußfunktion wie folgt definiert:

$$f_{DG}(\Delta x) = A_1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta x - \mu)^2}{\sigma_1^2}} + A_2 \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta x - \mu)^2}{\sigma_2^2}} \quad (3.3)$$

Aus diesen Funktionsparametern geht eine effektive Auflösung  $\sigma_{DG}$  hervor:

$$\sigma_{DG} = \frac{A_1 \sigma_1 + A_2 \sigma_2}{A_1 + A_2} \quad (3.4)$$

Die Abschätzung eines Fehlers auf die effektive Auflösung kann mit dem Prinzip der Fehlerfortpflanzung durchgeführt werden. In die Berechnung fließen die Parameter der Korrelationsmatrix  $C_{i,j}$  ein, in der die paarweise Korrelation der Funktionsparameter [BZ05] angegeben wird:

$$(\delta\sigma)^2 = \sum_{i,j=1}^N \left( \frac{\partial\sigma}{\partial x_i} \frac{\partial\sigma}{\partial x_j} C_{i,j} \right) \quad (3.5)$$

Allerdings übt die Wahl des maximalen Abstandsparameters  $\mathcal{A}$  aus dem Spurvergleich einen entscheidenden Einfluss auf den Verlauf der Flanken der Verteilung von  $\Delta x$  aus, weshalb der Parameter  $\sigma$  der inneren Gaußverteilung als Kern-Auflösung des Spurparameters  $x$  erachtet wird. Die Auflösungen der FTT-Spuren in den Parametern  $\varphi$ ,  $\kappa$ ,  $\vartheta$  für die Daten-

nahme von Anfang 2006<sup>6</sup> wurden in [Loh06] aus der effektiven Auflösung beider Gaußfunktionen bestimmt. Zum Vergleich der Auflösungen aus der Datennahmeperiode von Ende 2006/2007<sup>7</sup> mit der vorherigen Datennahmeperiode, werden im folgenden die Kernauflösung und die effektive Auflösung angegeben. In Abbildung 3.6 sind die Anpassungen der doppelten Gaußfunktion an die  $\varphi$ - und  $\vartheta$ -Verteilung der FTT-Spuren dargestellt.

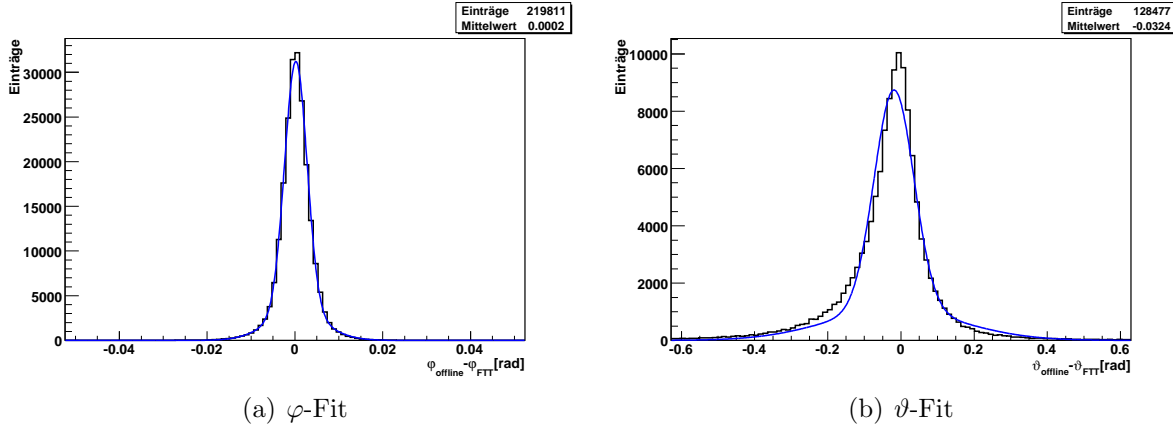


Abbildung 3.6: Fit mit doppelter Gaußfunktion.

Der  $\varphi$ -Fit in Abbildung 3.6(a) beschreibt die  $\varphi$ -Verteilung sehr gut, und ist somit für die Bemessung der Auflösung in  $\varphi$  geeignet. Der  $\vartheta$ -Fit in Abbildung 3.6(b) hingegen beschreibt die  $\vartheta$ -Verteilung nicht sehr genau. Das Maximum des Fits stimmt nicht mit dem Maximum der Verteilung überein, und die Flanken der  $\vartheta$ -Verteilung werden ebenfalls nicht beschrieben. Daher ist die doppelte Gaußfunktion ungeeignet die Auflösung für den Spurparameter  $\vartheta$  zu bestimmen. Die  $\kappa$ -Verteilung wird ebenfalls nicht sehr gut beschrieben.

Um eine bessere Anpassung an die asymmetrischen Verteilungen der Spurparameter  $\vartheta$  und  $\kappa$  zu erreichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit die doppelte Gaußfunktion (DG) zu einer asymmetrischen doppelten Gaußfunktion (ADG) erweitert. Diese ist folgendermaßen definiert:

$$f_{ADG}(\Delta x) = \begin{cases} A_1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta x - \mu)^2}{\sigma_1^2}} + A_2 \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta x - \mu)^2}{\sigma_2^2}}, & \Delta x \leq \mu \\ A_1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta x - \mu)^2}{\sigma_3^2}} + A_2 \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{(\Delta x - \mu)^2}{\sigma_4^2}}, & \Delta x > \mu \end{cases} \quad (3.6)$$

Die ADG ist ebenfalls die Summe zweier Gaußfunktionen, allerdings sind die Standardabweichungen abhängig davon, ob das Argument  $\Delta x$  kleiner oder größer als der Mittelwert  $\mu$  ist. Die Ergebnisse dieser Fitfunktion sind in Abbildung 3.7 gezeigt.

In beiden Fällen werden die Verteilungen gut durch die ADG beschrieben. Lediglich die  $\vartheta$ -Verteilung wird im Bereich des Maximums nicht optimal wiedergegeben. Die effektive Auflösung  $\sigma_{ADG}$  wird nach folgender Formel berechnet:

<sup>6</sup>Januar 2006 bis August 2006

<sup>7</sup>September 2006 bis März 2007

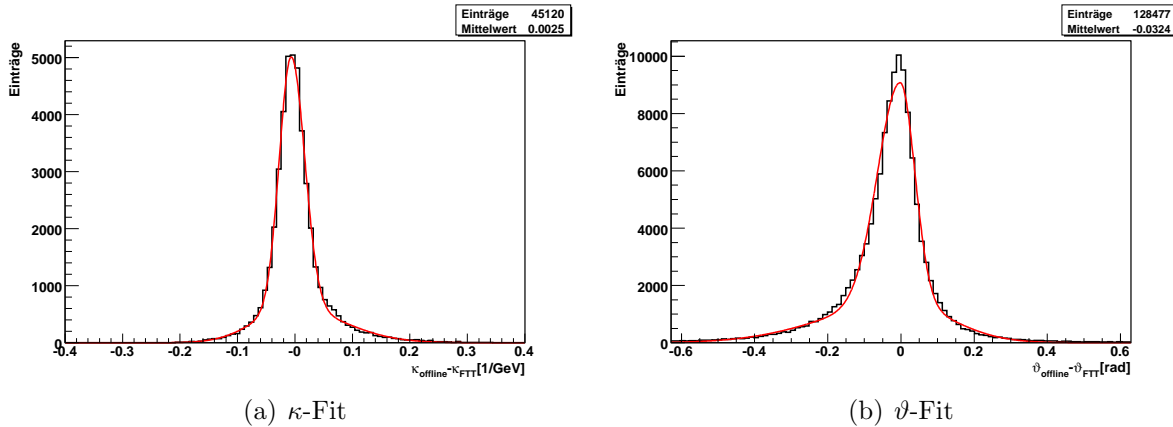


Abbildung 3.7: Fit mit asymmetrischer doppelter Gaußfunktion.

$$\sigma_{ADG} = \frac{1}{2} \frac{A_1(\sigma_1 + \sigma_3) + A_2(\sigma_2 + \sigma_4)}{A_1 + A_2} \quad (3.7)$$

Die Kern-Auflösung  $\sigma$  aus der ADG ergibt sich aus dem Mittelwert der beiden inneren Standardabweichungen.

Parameter	Schnitt
Transversalimpuls $p_t$	$> 0.07 \text{ GeV}$
Polarwinkel $\vartheta$	$> 20^\circ$ $< 160^\circ$
Startradius der Spur	$< 50 \text{ cm}$
Radiale Länge der Spur	$> 10 \text{ cm } (\vartheta \leq 150^\circ)$ $> 5 \text{ cm } (\vartheta > 150^\circ)$
Anzahl Treffer in äußerer z-Kammer COZ	$> 0$
Vertexkategorie	Primärvertex

Tabelle 3.1: Selektion des Referenzsamples durch Schnitte auf Spurparameter.

Für die genaue Bestimmung der Auflösung der Spurparameter wurden die Selektionskriterien aus Tabelle 3.1 auf die Referenzspuren angewandt. Zudem werden nur FTT-Spuren mit einem Transversalimpuls über 1 GeV betrachtet, um die Verschlechterung der Auflösung durch Mehrfachstreuung nicht in die Auflösungsbestimmung einzubeziehen. Die Fits auf die Verteilungen der Spurparameter  $\varphi$ ,  $\kappa$ ,  $\vartheta$  sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

Die aus den Fits resultierenden Spurauflösungen von Anfang 2006 und Ende 2006/2007 sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Der Vergleich des Spurparameters  $\varphi$  zeigt, dass sich die Auflösung in diesem Parameter geringfügig verschlechtert hat. Dies kann daran liegen, dass Anfang 2006 nur Ereignisse mit 3 FTT-Spuren betrachtet wurden. Für die Auflösungsbestimmung Ende 2006/2007 wurden Ereignisse ohne eine Selektion auf die Anzahl der FTT-Spuren ausgewählt. Die Auflösung in  $\varphi$  mit  $2.44 \pm 0.04 \text{ mrad}$  erfüllt die Designvorgaben [B<sup>+</sup>a]. Die  $\vartheta$ -Auflösung weist eine starke Verbesserung auf, und liegt nun mit

$50.58 \pm 1.65$  mrad ebenfalls innerhalb der Erwartungen. Die Gründe für diese starke Verbesserung sind eine Optimierung des Spurfits auf FTT-L2 [Wis06] und die mehrmalige Erhöhung des Gains<sup>8</sup> der zentralen Spurkammer. Die  $\kappa$ -Auflösung ist nicht geeignet für einen Vergleich, da unterschiedliche Größen bestimmt wurden (siehe Tabelle 3.2). Die  $\kappa$ -Auflösung von  $2.16 \pm 0.05$  %/(GeV) erfüllt ebenfalls die Designvorgaben.

Fit	Auflösung	$\Delta\varphi$ [mrad]	$\Delta\vartheta$ [mrad]	$\Delta\kappa$ [%/(GeV)]
doppelter Gauß	$\sigma_{eff}$ (Anfang 2006)	$2.35 \pm 0.07$	$111.98 \pm 0.91$	$4.18 \pm 0.01^*$
	$\sigma_{eff}$ (Ende 2006/2007)	$2.78 \pm 0.01$	$70.05 \pm 0.54$	$2.77 \pm 0.01$
asymmetrischer	$\sigma_{eff}$ (Ende 2006/2007)	$2.78 \pm 0.01$	$69.59 \pm 0.54$	$2.85 \pm 0.01$
doppelter Gauß	$\sigma_{Kern}$ (Ende 2006/2007)	$2.44 \pm 0.04$	$50.58 \pm 1.65$	$2.16 \pm 0.05$

\* Dieser Wert wurde als  $\Delta\kappa/\kappa$  bestimmt, und ist nicht vergleichbar.

**Tabelle 3.2:** Auflösungen in unterschiedlichen Datennahmeperioden mit verschiedenen Fitfunktionen.

Damit wurde gezeigt, dass FTT-L2 Spuren mit den erwarteten Auflösungen rekonstruiert. Zudem wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Kalibrierung der z-Positionsmessung einzelner Treffer durchgeführt, um die Spurauflösung in  $\vartheta$  zu verbessern. Dies wird in Kapitel 5.2 beschrieben. Wie die FTT-L2-Spuren für eine Ereignisrekonstruktion mit der Suche nach exklusiven Endzuständen genutzt werden, wird in Kapitel 4 erklärt.

---

<sup>8</sup>Verstärkungsfaktor der auf den Drähten deponierten Ladungen

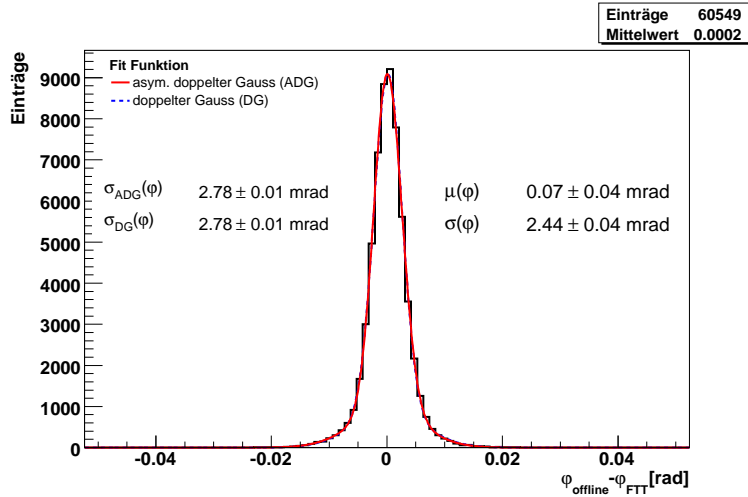
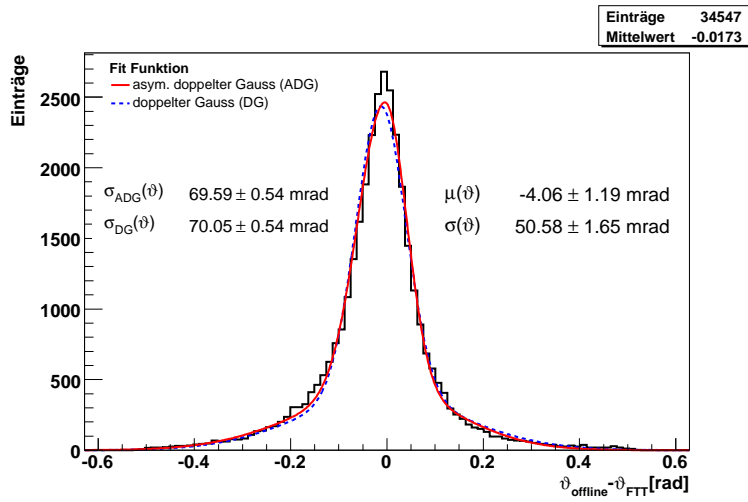
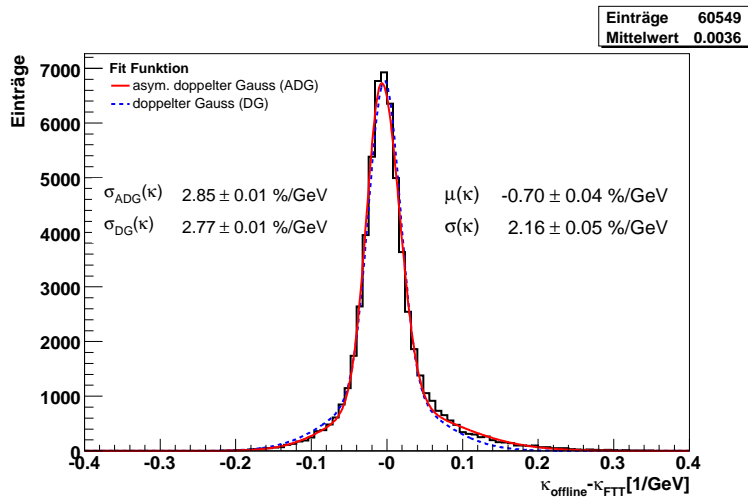
(a)  $\varphi$ -Auflösung(b)  $\vartheta$ -Auflösung(c)  $\kappa$ -Auflösung

Abbildung 3.8: Auflösungen der Spurparameter von FTT-L2 Spuren.  $\sigma$  gibt die innere Spurauflösung an.  $\sigma_{ADG}$  und  $\sigma_{DG}$  sind die jeweiligen effektiven Auflösungen.

## 4 Die dritte Triggerstufe des FTT (FTT-L3)

Die Produktion schwerer Quarks bei HERA findet zu einem großen Anteil im kinematischen Bereich der Photoproduktion statt, der von hohen Ereignisraten gekennzeichnet ist. Die Anforderungen an die Selektion entsprechender Ereignisse sind sehr hoch, und können nur durch eine genaue Ereignisrekonstruktion erfüllt werden. Dies wird mit der Rekonstruktion von invarianten Massen aus komplizierten Zerfällen durch FTT-L3 [Nau03, Jun04, J+07, JuniV] ermöglicht. Ein besonders wichtiges Beispiel dazu ist der “goldene” Zerfall von  $D^*$ -Mesonen (siehe Kapitel 1.2).

Weitere Anwendungen von FTT-L3 sind die Selektion inelastischer  $J/\psi$ -Mesonen, und die Validierung der FTT-L2-Entscheidung bezüglich diffraktiver  $J/\psi$ -Mesonen, diffraktiver  $\rho$ -Mesonen und diffraktiver  $\phi$ -Mesonen.

Neben der Identifikation von exklusiven Endzuständen ist die dritte Triggerstufe des FTT in der Lage mit den Informationen des Flüssig-Argon-Kalorimeters den semileptonischen Zerfall von b-Quarks mit Elektronen [Cam06], sowie den semileptonischen Zerfall von b-Quarks mit Myonen unter Verwendung von Spurinformatoren des zentralen Muon-Systems zu selektieren [SautV].

Die für FTT-L3 eingesetzte Hard- und Software, sowie der zur  $D^*$ -Meson-Suche verwendete Algorithmus werden in diesem Kapitel vorgestellt.

### 4.1 Hardware und Software

Innerhalb einer Latenzzeit<sup>1</sup> von 100  $\mu s$  müssen die Selektionsalgorithmen auf der dritten Triggerstufe eine Entscheidung treffen. Etwa 10% dieser Zeit wird für die Übertragung der Spurinformatoren von FTT-L2 benötigt. In den verbleibenden 90  $\mu s$  müssen die Selektionsalgorithmen terminieren, um eine Triggerentscheidung an die CTL weiterzuleiten. Die dazu notwendige Hardware und Infrastruktur wird im folgenden kurz beschrieben.

Das Herzstück von FTT-L3 sind **Power-PC** Karten (PPC-Karten), auf denen ein oder mehrere Suchalgorithmen gleichzeitig laufen können. Konzipiert ist FTT-L3 für den parallelen Betrieb von bis zu 16 PPC-Karten. Als Infrastruktur für die PPC-Karten dient ein VME-Crate. Dieses Crate ermöglicht die Einbindung verschiedener Elektronikarten, welche über mehrere gemeinsame Schnittstelle miteinander kommunizieren. Daher befinden sich ebenfalls in diesem Crate Karten zur Datenübertragung, Datenauslese, Versendung von Triggererelementen, sowie zur Kontrolle des Systems. Eine detaillierte Beschreibung der Hardware kann in [Nau03, Jun04] nachgelesen werden. Weitere Studien zum Systemverhalten von FTT-L3 werden in [JuniV] durchgeführt.

Die in FTT-L3 implementierten Suchalgorithmen wurden in der Programmiersprache  $C$

---

<sup>1</sup>Gesamtzeit des Systems für die Berechnung einer Triggerentscheidung. Nach Ablauf dieser Zeit wird eine vorgegebene Entscheidung weitergeleitet.

entwickelt. Dies erleichtert die Optimierung und Fehlerbeseitigung im Vergleich zu hardwarenahen Programmiersprachen. In der Simulation des FTT wird der gleiche C-Code verwendet, wodurch eine exakte Wiederholung der Berechnungen von FTT-L3 ermöglicht wird (siehe Kapitel 5.1).

## 4.2 Suche nach exklusiven Endzuständen

In FTT-L3 werden die invarianten Massen  $M$  zur Identifikation exklusiver Endzustände auf der Grundlage von ausgewählten Zerfallskanälen berechnet. FTT-L3 ist hierbei in der Lage ein- und zweistufige Zerfallskanäle zu identifizieren. Bei einem einstufigen Zweikörperzerfall  $a \rightarrow bc$  wird aus der Kombination von zwei Spuren eine invariante Massenhypothese von  $a$  unter der Annahme berechnet, dass die erste Spur von Teilchen  $b$  und die zweite Spur von Teilchen  $c$  stammt:

$$M_a = M_{bc} = \sqrt{(E_b + E_c)^2 - (\vec{p}_b + \vec{p}_c)^2} = \sqrt{m_b^2 + m_c^2 + 2E_b E_c - 2\vec{p}_b \cdot \vec{p}_c} \quad (4.1)$$

Eine positive Identifizierung von Teilchen  $a$  wird angenommen, sobald sich die hypothetische invariante Masse  $M_a$  zu einem Wert innerhalb eines vorher definierten Massenfensters  $\delta$  um die nominelle Masse  $m_a$  berechnet.

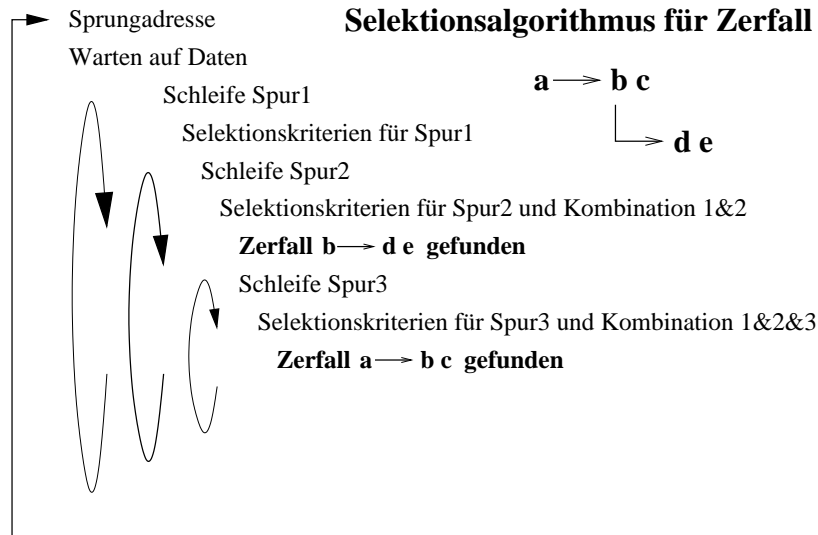
$$|M_{bc} - m_a| < \delta \quad (4.2)$$

Eine Erweiterung zur Identifizierung eines zweistufigen Dreikörperzerfall  $a \rightarrow bc \rightarrow dec$  mit  $b \rightarrow de$  (siehe Abbildung 4.1) ist durch eine kombinierte Berechnung der invarianten Massen möglich.

Zuerst wird nach den passenden Spuren der Zerfallsteilchen von  $b$  gesucht. Sobald aus einer Spurkombination eine passende invariante Masse von  $b$  hervorgeht, werden die übrigen Spuren als von Teilchen  $c$  stammend angenommen, um schließlich eine invariante Massenhypothese von  $a$  aufzustellen. Bei bestimmten Zerfällen kann eine höhere Selektivität und die Reduzierung von Auflösungseffekten erreicht werden, indem die endgültige Entscheidung über die Identifikation von zweistufigen Dreikörperzerfällen nicht mit Hilfe der berechneten invarianten Masse von  $a$ , sondern anhand der Massendifferenz  $\Delta M = M_a - M_b = M_{dec} - M_{de}$  getroffen wird. Bei der Selektion der Zerfallsteilchen von  $D^*$ -Mesonen ist die Berechnung der Massendifferenz sinnvoll, da diese relativ klein ist. Wird die Massendifferenz zu einem Wert unterhalb einer gewählten Schwelle  $\varepsilon$  berechnet, gilt ein Kandidat für ein  $D^*$ -Meson als gefunden.

$$\Delta M < \varepsilon \quad (4.3)$$

Die Anzahl der Kombinationen, die zur Suche nach einem Zerfall mit geladenen Teilchen im Endzustand wie eben beschrieben überprüft werden müssen, wird im Vorhinein durch die Betrachtung der Ladungen reduziert. Bei einem Zweikörperzerfall mit unterschiedlich geladenen Zerfallsteilchen werden nur die invariante Massen aus zwei Teilchenkandidaten, die ein unterschiedliches Vorzeichen in der Spurkrümmung aufweisen, berechnet. Zur weiteren Geschwindigkeitsoptimierung wurden zudem Näherungen zur Vermeidung



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Suchalgorithmus für zweistufige Dreikörperzerfälle [Nau03]: Nachdem Spur1 die Selektionskriterien erfüllt, wird anhand weiterer Kriterien eine Spur2 gesucht. Erfüllt die Spurkombination Spur1 & Spur2 zusätzliche Anforderungen, werden die Spuren für die invariante Massenhypothese von Zerfall  $b \rightarrow de$  verwendet. Sobald dieser Zerfall identifiziert wurde, beginnt die Suche nach einer dritten Spur, die auch Selektionskriterien in Abhängigkeit der ersten beiden Spuren erfüllen muss. Erst wenn die invariante Massenhypothese des gesamten Zerfalls  $a \rightarrow bc \rightarrow dec$  erfüllt ist, wird die Identifizierung bestätigt.

von Quadratwurzelberechnungen und Winkelfunktionen in den Algorithmus implementiert [Nau03], um in den meisten Fällen ein rechtzeitiges Terminieren der Algorithmen zu gewährleisten. Eine genaue Beschreibung des Algorithmus zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen wird in Kapitel 4.3 gegeben.

### 4.3 Selektion von $D^*$ -Mesonen

Bereits bei der Entwicklung des schnellen Spurtriggers für das H1-Experiment wurden die Anforderungen an die Selektion interessanter Teilchenzerfälle berücksichtigt. Die genaue Rekonstruktion von Spuren mit minimalen Transversalimpulsen von 100 MeV ermöglicht erst die Einbeziehung von Spuren langsamer Pionen in eine Massenhypothese für den goldenen Zerfallskanal von  $D^*$ -Mesonen.

Wie in Kapitel 1.2 beschrieben ist der goldene Zerfallskanal von  $D^*$ -Mesonen ein zweistufiger Dreikörperzerfall:

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow} \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_{slow}^\pm \quad (4.4)$$

Die Implementierung eines Suchalgorithmus ist daher nur durch die Kombination zweier invarianter Massenhypothesen möglich.



Der Algorithmus ist in die folgenden vier Selektionsstufen unterteilt:

**$D^0$ -Massenfenster** Zuerst wird nach einer Kombination aus 2 Spuren der Zerfallsteilchen eines hypothetischen  $D^0$ -Mesons gesucht. Dazu wird die erste Spur der Kombination als Kaon angenommen, während die zweite entgegengesetzt geladene Spur als Pion angenommen wird. Eine weitere Vorauswahl der Spuren wird erreicht, indem als Spurkandidaten für das Kaon nur Spuren mit einem Transversalimpuls von über 400 MeV, und für das Pion nur Spuren mit einem Transversalimpuls von über 300 MeV ausgewählt werden. Sobald eine invariante Masse des hypothetischen  $D^0$ -Mesons innerhalb eines Massenfensters  $\delta M(D^0)$  um die nominelle Masse von 1864,5 MeV [Y+06] berechnet wird, gilt das erste Selektionskriterium als erfüllt.

**skalare Summe der Transversalimpulse** Ein Schnitt auf die skalare Summe der Transversalimpulse von Kaon und Pion gewährleistet eine weitere Vorselektion, und unterdrückt den hohen kombinatorischen Untergrund bei kleinen Transversalimpulsen.

**Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons** Alle übrigen Spuren mit einer zum Kaon entgegengesetzten Ladung werden nun bei der weiteren Suche als Kandidaten für das langsame Pion behandelt. Aufgrund des beschränkten Phasenraums ist der Transversalimpuls des Pions aus der ersten Stufe des Zerfalls gering, weshalb alle Spuren mit einem kleinen Transversalimpulsen ab 100 MeV in die invariante Massenhypothese einbezogen werden müssen. Zu jeder möglichen Kombination werden die Transversalimpulse der Spurkandidaten vektoriell addiert. Sobald eine Transversalimpulsschwelle überschritten wird, beginnt die Überprüfung des entscheidenden Selektionskriteriums.

**Massendifferenzschnitt  $\Delta M = M(K\pi\pi_{\text{slow}}) - M(K\pi)$**  Die Massendifferenz  $\Delta M$  von  $D^*$ - und  $D^0$ -Meson ist relativ klein, und stellt somit eine wichtige Eigenschaft bei der Selektion von  $D^*$ -Mesonen dar. Ein geeigneter Schnitt auf die Massendifferenz  $\Delta M$  gewährleistet die effektive Selektion von  $D^*$ -Mesonen, und bewirkt eine effiziente Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund.

Damit werden ähnliche Selektionskriterien angewandt wie bei der Offline-Rekonstruktion von  $D^*$ -Mesonen.

## 4.4 Leistungsmerkmale eines Subtriggers

Die Leistungsfähigkeit eines Subtriggers wird anhand von Effizienz und Ratenreduktion bemessen. Die Effizienz gibt an, welcher Anteil der gesuchten Ereignisse (Signalereignisse) von einem Subtrigger selektiert wird. Da a priori die Anzahl der tatsächlich stattfindenden Signalereignisse unbekannt ist, muss die Effizienz durch den Vergleich mit einer unabhängigen Referenz bestimmt werden. Dazu werden Subtrigger verwendet, die die gleichen Signalereignisse in einem möglichst ähnlichen Phasenraum triggern, allerdings andere Triggerelemente von unabhängigen Detektorsystemen zur Triggerentscheidung verwenden. Eine Methode, um eine Referenzmenge an Signalereignissen zu selektieren, ist es, Signalereignisse aus einem anderen kinematischen Bereich zu wählen. Beispielsweise kann

die Effizienz für einen Subtrigger für Photoproduktionsereignisse mit einem Subtrigger für tiefinelastische Streuprozesse bestimmt werden.

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, liefert die dritte Stufe des FTT eine Triggerentscheidung bezüglich der Identifikation exklusiver Endzustände. Die Entscheidungsfindung basiert auf den rekonstruierten Spuren von FTT-L2, und ist somit unabhängig von der Kinematik des Streuprozesses. Werden zur Effizienzbestimmung nur Signalereignisse aus tiefinelastischen Streuprozessen betrachtet, die durch den Nachweis eines Elektrons im SpaCal oder LAr-Kalorimeter getriggert wurden, kann eine unabhängige Effizienz von FTT-L3 bestimmt werden. Zur Berechnung der Effizienz wird das invariante Massenspektrum von Signalereignissen mit dem invarianten Massenspektrum von getriggerten Signalereignissen verglichen. Verschiedene Methoden zur Effizienzbestimmung werden in Kapitel 5.4 vorgestellt.

Die Ratenreduktion hingegen ist ein Maß, wie stark eine Triggerstufe die Eingangsrate auf die Ausgangsrate senkt. Sie berechnet sich aus dem Quotienten der Anzahl der getriggerten Ereignisse und der Gesamtzahl der eingegangenen Ereignisse. Durch die Optimierung der Ratenreduktion wird die Notwendigkeit der künstlichen Ratenreduktion durch Logik geringer.

Bei den Untersuchungen zur Ratenreduktion muss sichergestellt sein, dass das Ergebnis nicht durch die Reduktion der Ereignisrate von nachfolgenden Triggerstufen verfälscht wird. Deshalb kann die Ratenreduktion nur aus den Daten spezieller Betriebsphasen bestimmt werden, in denen die Triggerentscheidungen der zu untersuchenden und nachfolgender Triggerstufen ignoriert werden. Diese sogenannten Transparent-Datennahmen werden nach Bedarf zu Trigger- und Totzeitstudien der jeweiligen Triggerstufen durchgeführt.

## 5 Optimierung der dritten Stufe des FTT

Zur effizienten Auswahl von Ereignissen, in denen  $D^*$ -Mesonen produziert wurden, müssen die Selektionskriterien des Suchalgorithmus und deren Auswirkungen auf Effizienz und Ratenreduktion genau verstanden werden. Studien dazu wurden mit der Simulation des FTT, die in diesem Kapitel vorgestellt wird, durchgeführt. Zudem wurde die Qualität der Spurinformatoren der zweiten Stufe des FTT überprüft. Eine neue Kalibrierung zur Messung der longitudinalen Position  $z$  der einzelnen Ladungstreffer wurde mit der Simulation *FTTEMU* getestet, und deren Einfluss auf die Polarwinkel-Auflösung der FTT-L2 Spuren untersucht. Abschließend werden Einstellungen für den  $D^*$ -Selektionsalgorithmus vorgeschlagen, die zu möglichst effizienten FTT-L3 Triggerentscheidungen führen.

### 5.1 Simulation des FTT/FTTEMU

*FTTEMU* [Wis03] ist eine in der Programmiersprache *C* entwickelte Simulation des FTT, die die Triggerentscheidungen der drei Stufen des FTT simulieren kann. Bei der Entwicklung dieses Simulationsprogramms wurde vor allem auf die hardwarenahe Einbindung aller Programmteile geachtet. Das heißt, die einzelnen Triggerstufen werden modular simuliert, und die jeweils auf der nächsten Triggerstufe benötigten Informationen werden wie in der Hardware weitergeleitet. Das Zeitverhalten des FTT kann *FTTEMU* allerdings nicht reproduzieren, da die im FTT eingebaute Software zeitoptimiert ist beziehungsweise auf spezieller Hardware läuft, und diese Eigenschaften nur schwer zu simuliert sind. Die Laufzeit der einzelnen Algorithmen werden in [JuniV] untersucht.

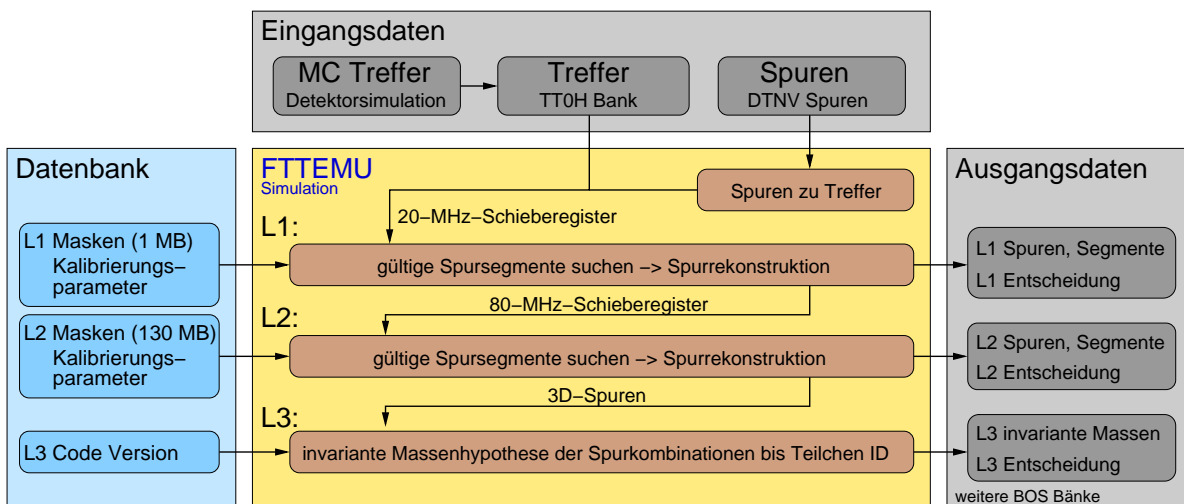
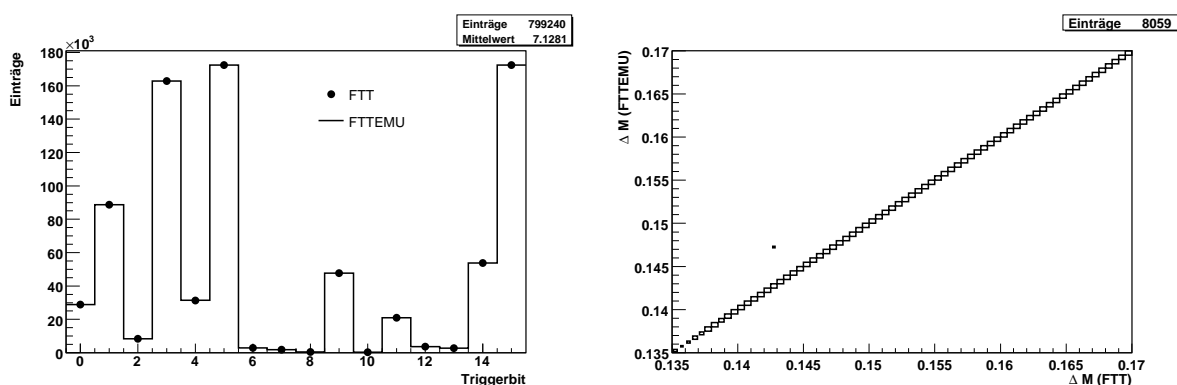


Abbildung 5.1: FTTEMU Funktionsweise. Beschreibung siehe Text.

Wie in Abbildung 5.1 dargestellt, können entweder die vom FTT verwendeten Ladungs-

treffer, oder aus DTNV<sup>1</sup> Spuren zurückberechnete Treffer<sup>2</sup> zur Simulation verwendet werden. Bei Monte-Carlo-Daten müssen diese Ladungstreffer in der Detektorsimulation rekonstruiert werden, um den FTT in generierten Ereignissen zu simulieren. Zur Rekonstruktion der Spuren auf den ersten beiden Stufen wurden die in der Hardware verwendeten Programme an die Programmiersprache *C* angepasst. Für die Suche nach Spursegmenten auf der ersten und zweiten Stufe, und für den Spurfitt der zusammengeführten Spursegmente auf der zweiten Stufe werden die jeweiligen Masken, die Kalibrierungsparameter und die CJC Kammergeometrie von der Datenbank geladen. Folglich ist *FTTEMU* auch in der Lage neue Kalibrierungsparameter zu testen und daraus resultierende Veränderungen aufzuzeigen. Dies wird in Kapitel 5.2 genauer erklärt. Die rekonstruierten dreidimensionalen Spuren werden an die dritte Stufe von *FTTEMU* weitergeleitet, um die Suche nach exklusiven Endzuständen durchzuführen.

Bei jedem Programmstart von *FTTEMU* werden alle veränderlichen Parameter aus einer Steuerdatei eingelesen. Damit können die Simulationen der einzelnen Stufen des FTT ein- und ausgeschaltet werden. Desweiteren können die Eingangsdaten für jede Stufen ausgewählt werden. Damit können auch die Online-Daten zur Simulation der einzelnen Stufen verwendet werden. Dies ist besonders wichtig bei der Simulation der dritte Stufe des FTT, deren Systemverhalten mit unterschiedlichen Einstellungen nur bei gleichen Eingangsdaten analysiert werden kann.



(a) L3-Triggerentscheidung: FTT gegen FTTEMU (b) FTT-L3- $\Delta M = M(K\pi\pi_{slow}) - M(K\pi)$ :  $\Delta M$ -FTT gegen  $\Delta M$ -FTTEMU

**Abbildung 5.2:** Simulation von FTT-L3 mit FTTEMU

Die Algorithmen zur Suche nach exklusiven Endzuständen auf den Power PCs sind in *C*-Code implementiert, weshalb in *FTTEMU* der identische *C*-Code zur Suche nach exklusiven Endzuständen verwendet wird. Dadurch werden mit den gleichen Eingangsdaten auch die gleichen Triggerentscheidungen getroffen (siehe Abbildung 5.2(a)). Diese Triggerentscheidung beruht beispielsweise bei dem  $D^*$ -Selektionsalgorithmus in letzter Instanz auf der Massendifferenz  $\Delta M$  der invarianten Massen von  $D^*$ - und  $D^0$ -Meson. Wie in Abbildung 5.2(b) dargestellt werden in *FTTEMU* die gleichen Massendifferenzen reproduziert, die online zur Triggerentscheidung geführt haben. Der Anteil der Ereignisse, in denen die

<sup>1</sup>rekonstruierte Nicht-Vertex gefittete Spuren

<sup>2</sup>Diese Treffer werden um die Auflösung der zentralen Jetkammer von  $150 \mu\text{m}$  verschmiert [Wis03]

Ergebnisse nicht übereinstimmen liegt unter einem 1‰, und kann daher vernachlässigt werden. Der Grund für diese Inkonsistenz wurde nicht weiter untersucht.

Die Verwendung von C-Code auf den Power PCs erleichtert zudem die Implementierung, Optimierung und Fehleranalyse der Algorithmen zur Massenrekonstruktion. Zu jeder Änderung im Code wird eine fortlaufende Versionsnummer vergeben, so dass *FTTEMU* immer den zur Laufzeit verwendeten Code in die Simulation laden kann.

Zur Bestimmung geeigneter Einstellungen für die Algorithmen der dritten Stufe des FTT wurden neue Code-Versionen in *FTTEMU* erzeugt, mit deren Hilfe Effizienzen und Rechenreduktionen der zu optimierenden Parameter bestimmt wurden. Dies wird genauer in Kapitel 5.4 beschrieben.

## 5.2 Kalibrierung der $z$ -Information

In die Berechnung der invarianten Massen nach Formel 4.1 geht das Skalarprodukt der Impulsvektoren von den Zerfallsteilchen  $b$  und  $c$  ein:

$$\vec{p}_b \cdot \vec{p}_c = |\vec{p}_b| |\vec{p}_c| \cdot \cos \angle(\vec{p}_b, \vec{p}_c) \quad (5.1)$$

Mit einer höheren Präzision bei der Bestimmung von Richtung und Impuls der einzelnen Teilchenspuren geht dementsprechend auch eine genauere invariante Masse einher. Nach Formel 5.1 sind dabei die Differenzen der einzelnen Winkelmessungen für zwei Spuren die relevante Größe.

Wie in Kapitel 3.4 beschrieben sind die  $\varphi$ - und  $\kappa$ -Auflösung konstant in den untersuchten Datennahmeperioden. Die  $\vartheta$ -Auflösung hat sich allerdings stark verbessert, was zum einen mit einer mehrmaligen Erhöhung des Gains der zentralen Spurkammer zusammenhängt, zum anderen aber auch mit einer Optimierung des Spurfits auf FTT-L2 [Wis06] zu tun hat. Damit wurde eine Überprüfung der Kalibrierung der Messung zur  $z$ -Position einzelner Ladungstreffer für den FTT notwendig, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde.

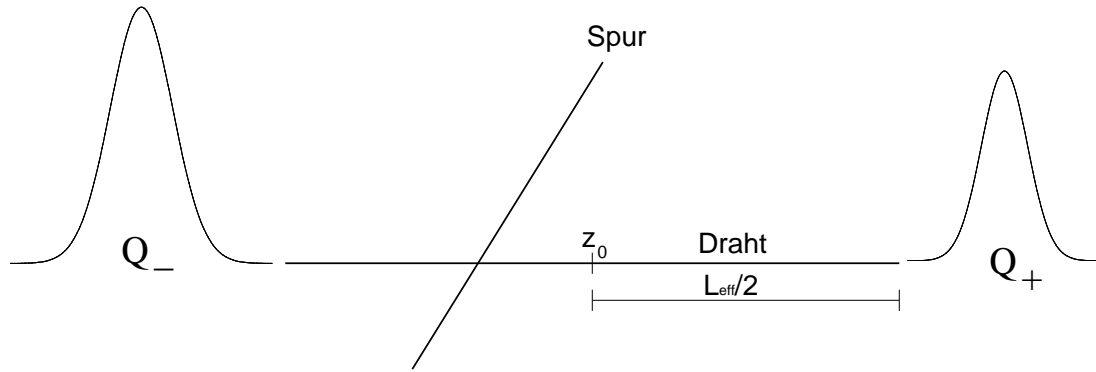
Die Messung der  $z$ -Position eines Ladungstreffers kann über den Vergleich der Anteile der an beiden Drahtenden gemessenen Ladungen durchgeführt werden [BCPP81] (siehe Abbildung 5.3).

Mit  $z_0$  als fixiertem Drahtmittelpunkt, und  $L_{eff}/2$  als halbe ‐effektive‐ Drahtlänge, kann mit folgender Formel eine  $z$ -Position für den Ladungstreffer berechnet werden:

$$z = z_0 + \frac{L_{eff}}{2} \cdot \frac{Q_+ - Q_-}{Q_+ + Q_-} = z_0 + \frac{L_{eff}}{2} \cdot \frac{1 - Q_-/Q_+}{1 + Q_-/Q_+} \quad (5.2)$$

In der technischen Verwirklichung der  $z$ -Messung der CJC bzw. des FTT werden allerdings anstelle der Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  die Amplituden der Ladungspulse  $A_+$  und  $A_-$  gemessen, welche durch inverse Gain-Faktoren  $g_+$  und  $g_-$  mit den Ladungen  $Q_+$  und  $Q_-$  korreliert sind:

$$A_+ = g_+ Q_+ \quad A_- = g_- Q_- \quad (5.3)$$



**Abbildung 5.3:**  $z$ -Positionsmessung über Ladungsvergleich.

Nach der Einführung des Verhältnisses der Ladungsamplituden  $R$  und des relativen Gain  $g_{rel}$ :

$$R = \frac{A_-}{A_+} \quad g_{rel} = \frac{g_+}{g_-} \quad (5.4)$$

kann Formel 5.2 so umgeformt werden, dass der Abstand  $z'$  der  $z$ -Position eines Ladungstreffers vom Drahtmittelpunkt mit folgender Formel berechnet werden kann:

$$z' = z - z_0 = \frac{L_{eff}}{2} \frac{1 - g_{rel} \cdot R}{1 + g_{rel} \cdot R} \quad (5.5)$$

Damit aus dem Verhältnis der Ladungsamplituden  $R$  eine bestmögliche  $z$ -Position berechnet wird, müssen für alle 450 FTT-Drähte die Parameter  $L_{eff}$  und  $g_{rel}$  optimiert werden. Dies kann mit einer Kalibrierung der  $z$ -Positionsmessung erreicht werden. Dazu werden die Spuren kosmischer Myonen in der zentralen Spurkammer verwendet, die in speziellen Betriebsphasen<sup>3</sup> des Detektors aufgezeichnet werden, wenn HERA keine Protonen oder Elektronen enthält. Der Vorteil bei Spuren von kosmischen Myonen ist die gleichmäßige Verteilung in der  $z$ -Koordinate über den ganzen Spurkammerbereich. Dies ist bei e-p Wechselwirkungen nicht der Fall, bei denen nur wenige Spuren die Drahtenden der inneren Drähte durchlaufen.

Als Referenz für die vom FTT gemessene  $z$ -Position eines Treffers wird die auf den entsprechenden FTT-Draht extrapolierte  $z$ -Koordinate von der COZ (siehe Kapitel 2.3) verwendet. Diese Spurkammer wurde speziell für die  $z$ -Positionsmessung konstruiert, und stellt mit einer hohen Auflösung in  $z$ -Richtung eine geeignete Referenz dar.

Zur Kalibrierung der  $z$ -Positionsmessung des FTT wird das gleiche Verfahren verwendet, das zur Kalibrierung der  $z$ -Positionsmessung der CJC benutzt wird [Blo99]. Dieses ist ein iteratives Verfahren zur Bestimmung von Korrekturen auf  $L_{eff}$  und  $g_{rel}$ .

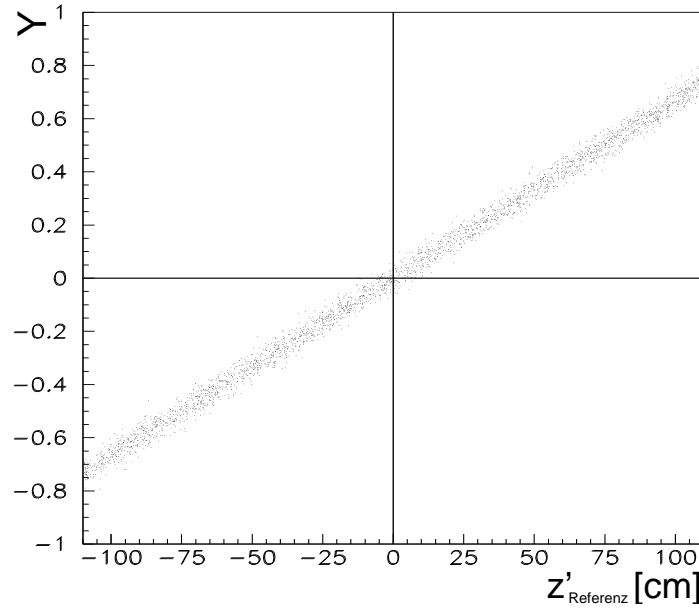
---

<sup>3</sup>Datennahme kosmischer Myonen

Dazu wird  $y$  definiert:

$$y = \frac{1 - g_{rel,0} \cdot R}{1 + g_{rel,0} \cdot R} \quad (5.6)$$

Die Größe  $y$  beinhaltet den Startwert für den relativen Gain  $g_{rel,0} = 1$ , und das vom FTT gemessene Verhältnis der Ladungsamplituden  $R$ . Für die Kalibrierung wird  $y$  mit  $z'_{ref}$ , der  $z$ -Positionsmessung der Referenz, verglichen. Entspricht  $g_{rel,0}$  auf Anhieb dem optimalen Wert für den relativen Gain, kann für einen Datensatz  $(z'_{ref,k}, y_k)$  ein Verhalten von  $y$  in Abhängigkeit des Referenzwertes  $z'_{ref}$  wie in Abbildung 5.4 beobachtet werden.



**Abbildung 5.4:** Verteilung des Datensatz  $(z'_{ref,k}, y_k)$  bei optimalen Kalibrierungsparametern [Tlu99].

Die Verteilung kann nach Formel 5.5 am besten durch eine Gerade mit der Steigung  $2/L_{eff}$  angenähert werden

$$y = \frac{2}{L_{eff}} \cdot z'_{ref} \quad (5.7)$$

In der Regel stimmt der Startwert der Kalibrierung nicht mit dem optimalen Wert überein. In solchen Fällen entspricht die Verteilung eines Datensatzes  $(z'_{ref,k}, y_k)$  einer Kurve wie in Abbildung 5.5 dargestellt, die durch eine Parabel

$$y = a_0 + a_1 \cdot z'_{ref} + a_2 \cdot z'^2_{ref} \quad (5.8)$$

angenähert werden kann. Da dies keiner optimalen  $z$ -Positionsmessung entspricht, muss eine Korrektur  $\Delta g_{rel} = g_{rel} - g_{rel,0}$  auf den relativen Gain und eine neue effektive Drahtlänge  $L_{eff}$  gefunden werden, um die Verteilung der Datenpunkte  $(z'_{ref,k}, y_k)$  zu linearisieren [Tlu99]. Dazu werden die Parabelkoeffizienten  $a_0$ ,  $a_1$  und  $a_2$  berechnet, indem zunächst  $R$  aus Formel 5.5 bestimmt wird:

$$R = \frac{1}{g_{rel}} \frac{L_{eff}/2 - z'_{ref}}{L_{eff}/2 + z'_{ref}} \quad (5.9)$$

$R$  wird in Gleichung 5.6 eingesetzt:

$$y = \frac{(L_{eff}/2)(g_{rel} - g_{rel,0}) + z'_{ref}(g_{rel} + g_{rel,0})}{(L_{eff}/2)(g_{rel} + g_{rel,0}) + z'_{ref}(g_{rel} - g_{rel,0})} = \frac{(L_{eff}/2)\Delta g_{rel} + z'_{ref}(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})}{(L_{eff}/2)(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel}) + z'_{ref}\Delta g_{rel}} \quad (5.10)$$

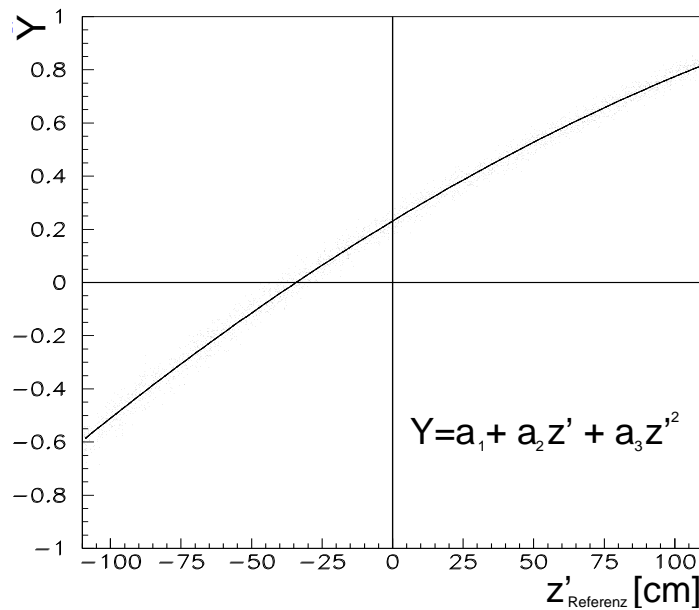
Aus der Taylorentwicklung von Gleichung 5.10 bis zur zweiten Ordnung resultiert folgende Gleichung:

$$y = \underbrace{\frac{\Delta g_{rel}}{2g_{rel,0} + \Delta g_{rel}}}_{a_0} + \underbrace{\frac{8}{L_{eff}} \frac{g_{rel,0}^2 + g_{rel,0}\Delta g_{rel}}{(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})^2}}_{a_1} z'_{ref} - \underbrace{\frac{16}{L_{eff}^2} \frac{(g_{rel,0}^2 + g_{rel,0}\Delta g_{rel})\Delta g_{rel}}{(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})^3}}_{a_2} z'^2_{ref} + \mathcal{O}(z'^3_{ref}) \quad (5.11)$$

Für  $\Delta g_{rel} \rightarrow 0$  verschwinden die Koeffizienten  $a_1$  und  $a_2$ , und  $y \rightarrow \frac{2}{L_{eff}} z'_{ref}$ .

Die Koeffizienten  $a_0$ ,  $a_1$  und  $a_2$  werden im folgenden mit einem Parabelfit (siehe Abbildung 5.5) an dem Datensatz  $(y_k, z'_{ref k})$  bestimmt:

$$\sum_{k=1}^n (y_k - (a_0 + a_1 z'_{ref k} + a_2 z'^2_{ref k}))^2 = \min \quad (5.12)$$



**Abbildung 5.5:** Parabelfit an dem Datensatz  $(y_k, z'_{ref k})$  [Thu99] für die CJC-Kalibration.



Aus den Koeffizienten des Parabelfits können mit der Entwicklung 5.11 die Korrektur auf den relativen Gain, und ein neuer Wert für die effektive Drahtlänge berechnet werden:

$$a_0 = \frac{\Delta g_{rel}}{2g_{rel,0} + \Delta g_{rel}} \Leftrightarrow \Delta g_{rel} = \frac{2a_0}{1 - a_0} g_{rel,0} \quad (5.13)$$

$$a_1 = \frac{8}{L_{eff}^2} \frac{g_{rel,0}^2 + g_{rel,0} \Delta g_{rel}}{(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})^2} = \frac{2}{L_{eff}^2} \frac{(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})^2 - \Delta g_{rel}^2}{(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})^2} \Leftrightarrow \frac{L_{eff}^2}{2} = \frac{1 - a_0^2}{a_1} \quad (5.14)$$

Zusätzlich kann aus der Taylorentwicklung 5.11 bis zur 2. Ordnung nachgerechnet werden, dass unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung folgende Bedingung gilt:

$$\begin{aligned} a_0 \cdot a_1 &= \frac{\Delta g_{rel}}{2g_{rel,0} + \Delta g_{rel}} \cdot \frac{8}{L_{eff}} \frac{g_{rel,0}^2 + g_{rel,0} \Delta g_{rel}}{(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})^2} \\ &= -\frac{L_{eff}}{2} \left( \frac{16}{L_{eff}^2} \frac{(g_{rel,0}^2 + g_{rel,0} \Delta g_{rel}) \Delta g_{rel}}{(2g_{rel,0} + \Delta g_{rel})^3} \right) \\ &= -\frac{L_{eff}}{2} a_2 \end{aligned} \quad (5.15)$$

Dies bringt eine weitere Einschränkung auf den Parabelfit mit sich, wodurch nur noch 2 freie Parameter optimiert werden müssen. Die neu berechneten Parameter  $L_{eff}$  und  $g_{rel}$  werden jetzt wieder als Startparameter verwendet, und das eben beschriebene Schema wird insgesamt sieben mal durchgeführt. Weitere Iterationen weisen keine Verbesserung der Abweichungen der  $z$ -Positionen zwischen FTT und Referenz (Residuen) auf. Die Konvergenz dieses Verfahrens wurde in [Thu99] gezeigt, und zur Kontrolle des durchgeführten Verfahrens sind die Residuen der  $z$ -Positionsmessung nach der ersten Iteration in Abbildung 5.6(a) und der letzten Iteration in Abbildung 5.6(b) dargestellt.

Die Auswirkungen der neu bestimmten Kalibrierungsparameter können nun mit *FTTEMU* getestet werden. Dazu wird die TTFS Bank [Sch06], die die Kalibrierungsparameter für den FTT enthält, und die normalerweise von der H1-Datenbank geladen wird, durch die lokale Bank mit den neuen Kalibrierungsparametern ersetzt. Dies geschieht, indem diese Bank als Text an die *FTTEMU* Steering Datei angehängt wird. Für die Spurrekonstruktion muss die TT0H-Bank, die die Werte der gemessenen Ladungsamplituden von den FADCs<sup>4</sup> beinhaltet, vorhanden sein. Dies ist insbesondere bei Ereignissen mit vielen Ladungstreffern nicht der Fall ist, da das Speichern dieser Bank unnötig viel Totzeit verursacht. Es können daher nur Ereignisse mit bis zu 10 Spuren zur Überprüfung der Kalibrierung verwendet werden.

<sup>4</sup>Fast/Flash Analog-to-Digital Converter

Der Polarwinkel wird auf FTT-L2 beziehungsweise *FTTEMU*-L2 anhand der Treffer der aus Spursegmenten zusammengefügt Spur (TdS<sup>5</sup>) nach folgender Formel berechnet:

$$\cot(\vartheta_{fit}) = \frac{\sum_{\text{TdS}} (z_{\text{Treffer}} - z_{\text{Vertex}})}{\sum_{\text{TdS}} \text{Abstand}_{\text{Beam}}} = \frac{\langle z_{\text{Treffer}} - z_{\text{Vertex}} \rangle_{\text{Spur}}}{\langle \text{Abstand}_{\text{Beam}} \rangle_{\text{Spur}}} \quad (5.16)$$

Die einzelnen Summanden im Zähler entsprechen den um die  $z$ -Vertex-Position [Ber02] korrigierten  $z$ -Koordinaten der einzelnen Treffer einer FTT-L2-Spur. Im Nenner tragen die kürzesten Abstände der einzelnen Treffer einer FTT-L2-Spur zur Strahlachse bei. Damit entspricht Formel 5.16 einem einfachen linearen Anpassung der Treffer in einer Ebene parallel zur Strahlachse. Im folgenden werden die Polarwinkel-Auflösungen der FTT-Spuren nach der in Kapitel 3.4 beschriebenen Methode bestimmt. Als Referenz dienen ebenfalls offline rekonstruierte Spuren<sup>6</sup> mit den Selektionskriterien aus Tabelle 3.1.

In Abbildung 5.7(a) ist die Polarwinkel-Auflösungen der FTT-Spuren mit der alten Kalibrierung dargestellt. Die von *FTTEMU* rekonstruierten Spuren weisen mit einer Auflösung von  $55,06 \pm 1,69$  mrad einen geringfügig schlechteren Wert als online rekonstruierte Spuren auf. Dies liegt vor allem an der nicht exakten Simulation der Hardware des FTT. Die Polarwinkel-Auflösungen der FTT-Spuren mit neuer Kalibrierung weist mit  $56,35 \pm 1,90$  mrad eine geringfügige Verschlechterung im Vergleich zu der alten Kalibrierung auf.

Eine Ursache für diese Verschlechterung der Polarwinkel-Auflösung hängt mit der  $z$ -Vertex-Rekonstruktion des FTT zusammen. Diese ist ebenfalls sensitiv auf die Kalibrierung der  $z$ -Position einzelner Ladungstreffer. Abbildung 5.8 zeigt die Auswirkungen der neuen Kalibrierung auf die Differenz von offline rekonstruierten  $z$ -Vertices und online rekonstruierten  $z$ -Vertices des FTT. Mit der neuen Kalibrierung ist der Mittelwert verschoben und die Verteilung der  $z$ -Vertices breiter. Nach Formel 5.16 bewirkt eine Verschlechterung der  $z$ -Vertex-Position des FTT ebenfalls eine Verschlechterung der Polarwinkel-Auflösung.

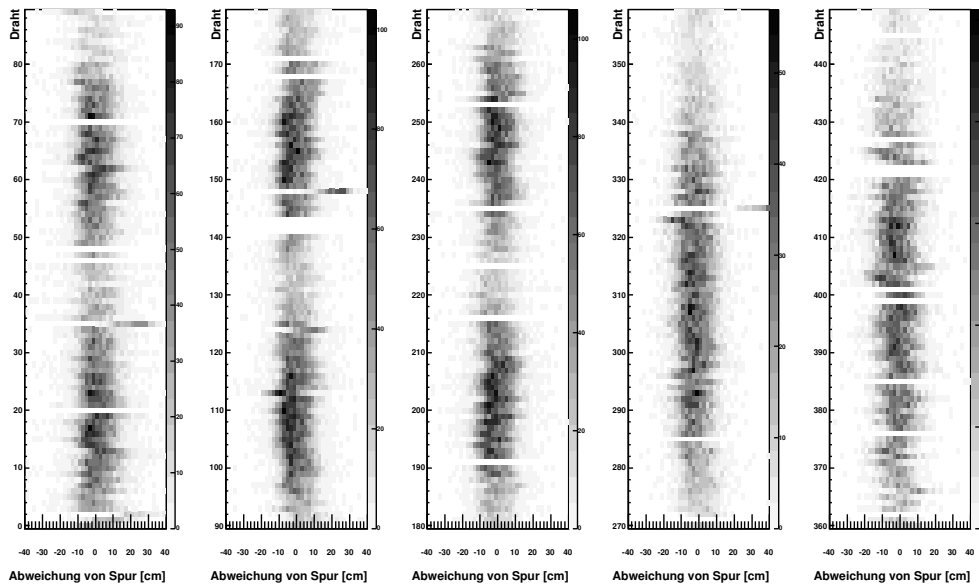
Der Einfluss der Kalibrierung auf den  $z$ -Vertex müsste genauer untersucht werden, um mögliche Verbesserungen zu erzielen. Allerdings ist eine gleichzeitige Optimierung der Spurrekonstruktion und der  $z$ -Vertex Berechnung sehr komplex, und steht daher in keinem Verhältniss zum Aufwand einer erwarteten Effizienzsteigerung.

Zusammenfassend gilt: Eine Überprüfung der bisher verwendeten Kalibrierung war aufgrund der mehrmaligen Erhöhung des Gains der zentralen Spurkammer notwendig. Daher wurde mit den zur Verfügung stehenden Methoden eine neue Kalibrierung durchgeführt und getestet. Der Vergleich beider Kalibrierungen mit der Polarwinkel-Rekonstruktion von *FTTEMU* zeigte, dass mit der neuen Kalibrierung keine signifikante Verbesserung der Polarwinkel-Auflösung erreicht wird. Damit wurde die Qualität der bestehenden Kalibrierung demonstriert.

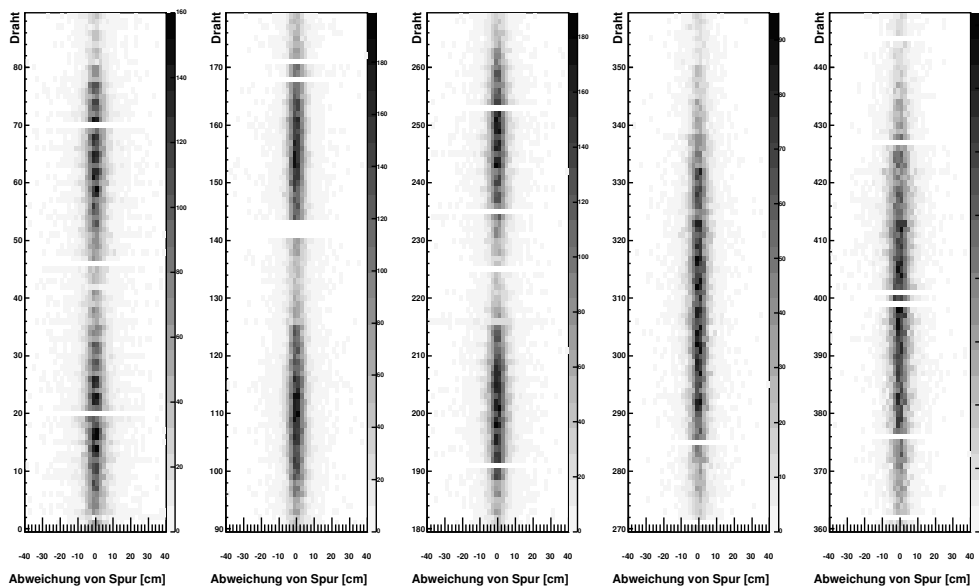
---

<sup>5</sup>Treffer der Spur

<sup>6</sup>aus gesamter CJC und COZ rekonstruierte Spuren

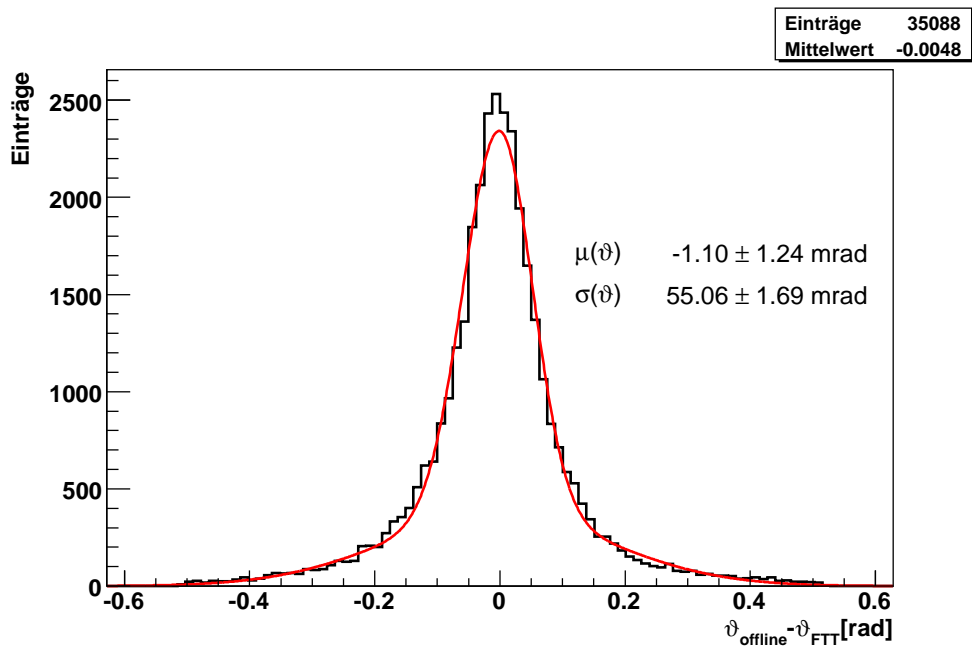


(a) nach 1. Iteration

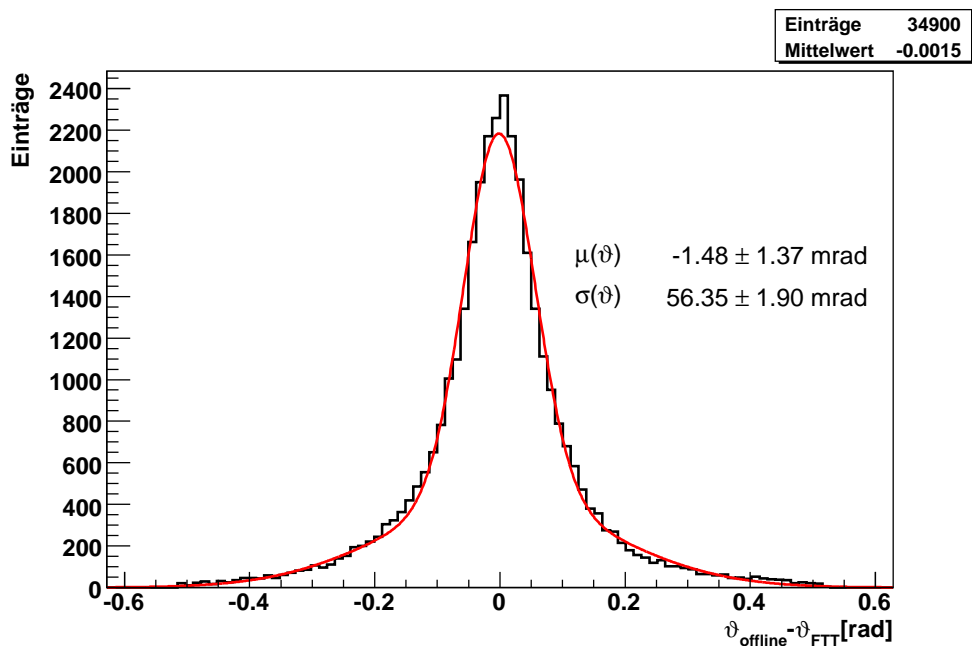


(b) nach 7. Iteration

**Abbildung 5.6:** Abweichungen zwischen  $z$ -Messung des FTT und auf den jeweiligen Draht extrapolierte  $z$ -Position der Referenz. Die Drähte sind nummeriert. Die ersten drei Spalten zeigen jeweils die ersten drei Drahtlagen des FTT aus der CJC1, die letzten beiden Spalten zeigen die Drahtlagen des FTT aus der CJC2. Dies ist vergleichbar mit der Kalibrierung aus [Dod05].



(a)  $\vartheta$ -Auflösung FTTEMU (alte Kalibrierung)



(b)  $\vartheta$ -Auflösung FTTEMU (neue Kalibrierung)

**Abbildung 5.7:** Verteilung der Differenzen in  $\vartheta$  zwischen Offline-Spur und FTT-Spur. Die Anpassung der Verteilung wurde mit dem asymmetrischen doppelten Gaußfit aus Kapitel 3.4 erreicht.

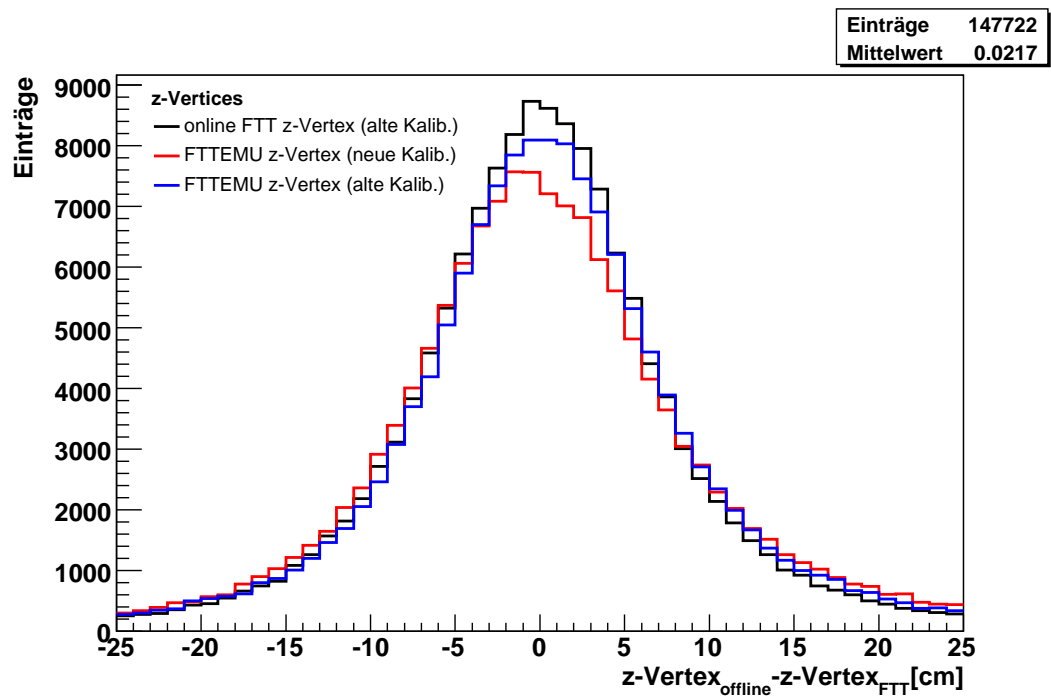


Abbildung 5.8: Verteilung der Differenzen zwischen offline rekonstruiertem  $z$ -Vertex und online rekonstruiertem  $z$ -Vertex des FTT.

### 5.3 Online-Rekonstruktion von $D^*$ -Mesonen

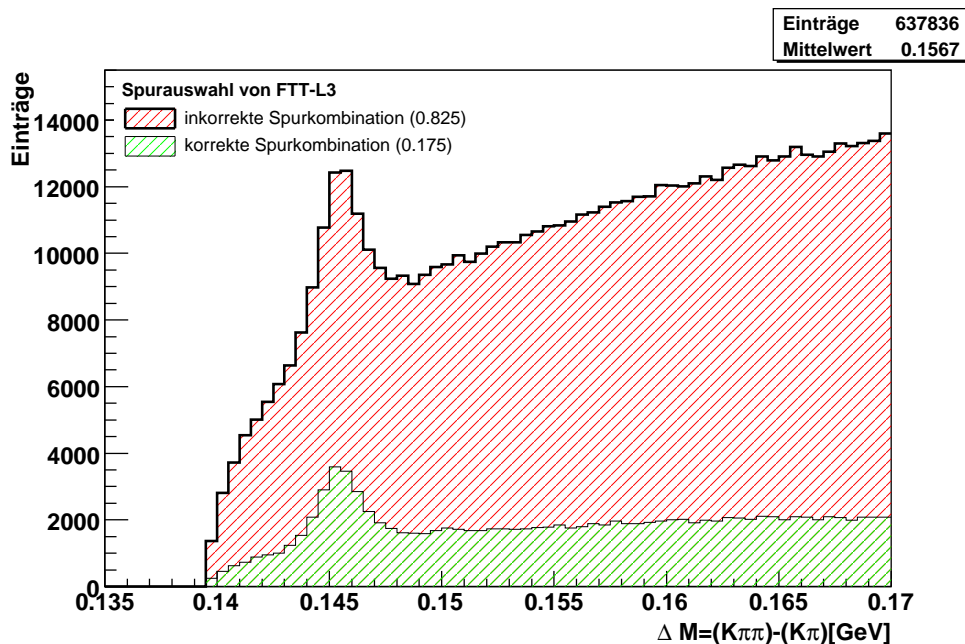
Die Online-Rekonstruktion von  $D^*$ -Mesonen mit den Spurinformatoren von FTT-L2 stellt komplexe Anforderungen an den Selektionsalgorithmus und die zur Verfügung stehende Hardware. Es muss nicht nur das rechtzeitige Terminieren des Selektionsalgorithmus innerhalb der Latenzzeit von L3 ( $100\mu s$ ) gewährleistet sein, sondern auch die Reduktion der L3-Eingangsrate von etwa 100 Hz auf eine L3-Ausgangsrate von 1-5 Hz erreicht werden, um die maximale L4-Eingangsrate von circa 45 Hz nicht zu überschreiten. Letztendlich soll auch eine effiziente Selektion von  $D^*$ -Mesonen möglich werden.

Der Aspekt der technischen Leistungsfähigkeit von FTT-L3 wird in [JuniV] genauer untersucht, und ist nicht Gegenstand der folgenden Analyse. In diesem Kapitel wird die Leistungsfähigkeit von FTT-L3 in Bezug auf die Genauigkeit der Ereignisrekonstruktion für den goldenen Zerfall von  $D^*$ -Mesonen untersucht. Dazu wird die Online-Rekonstruktion von  $D^*$ -Mesonen auf FTT-L3 mit der entsprechenden Offline-Rekonstruktion aus den vollständigen Spurinformatoren verglichen. Dabei ist zu beachten, dass FTT-L3 die Rekonstruktion nur bis zur Erfüllung der Selektionskriterien und der damit verbundenen Identifizierung eines  $D^*$ -Kandidaten durchführt. Es wird nach der Identifizierung nicht weiter nach Spurkombinationen gesucht, die möglicherweise noch besser zu den nominalen Massen beziehungsweise Massendifferenz aus dem  $D^*$ -Zerfall passen. Deshalb wird im folgenden die optimale Kombination aus FTT-Spuren ermittelt, indem zu den offline identifizierten Spuren der  $D^*$ -Zerfallsteilchen die jeweils nächstgelegene (kleinster Abstandsparameter  $\mathcal{A}$ ) FTT-Spur gesucht wird. Dazu wird das Vergleichsverfahren aus Kapitel 3.4 mit einem offenen Abstandsparameter  $\mathcal{A} < 12$  durchgeführt. Kann zu mindestens einer offline Spur keine korrelierte FTT-Spur gefunden werden, wird das Ereignis aus der folgenden Untersuchung ausgeschlossen.

Der Anteil der offline gefundenen  $D^*$ -Kandidaten, bei denen die optimale Spurkombination zur positiven Selektionsentscheidung geführt hat, ist in Abbildung 5.9 dargestellt. In nur etwa 17,5% der Ereignisse ist dies der Fall. Daher ist die Suche nach der optimalen Spurkombination für die folgende Untersuchung unbedingt notwendig. Aus den gefundenen FTT-Spuren können dann die Transversalimpulse und invarianten Massen von  $D^0$ - und  $D^*$ -Meson berechnet werden, die der FTT im Idealfall zur Triggerentscheidung verwendet. Dieser Vergleich von online und offline berechneten Werten gibt einen Aufschluss über die Qualität der Online-Rekonstruktion. Daraus ergeben sich Anhaltspunkte für eine geeignete Wahl der Selektionskriterien für den  $D^*$ -Suchalgorithmus.

Auf der ersten Stufe des Algorithmus wird ein Schnitt auf das  $D^0$ -Massenfenster durchgeführt. Um die Rekonstruktion der  $D^0$ -Masse durch FTT-L3 zu untersuchen, wird zunächst eine Vorauswahl auf Signalereignisse aus der  $\Delta M$ -Verteilung angewandt, um ein Signal in der invarianten Massenverteilung der  $D^0$ -Mesonen (siehe Abbildung 5.10) aus  $D^*$ -Zerfällen zu erhalten. Für alle  $D^0$ -Kandidaten, die einen Schnitt von 75 MeV um die nominelle  $D^0$ -Masse (orange gefärbte Fläche) erfüllen, wird aus den nächstgelegenen FTT-Spuren eine invariante Masse (offene Kreise) berechnet.

Aus Abbildung 5.10 wird deutlich, dass die invarianten Massen aus FTT-Spuren zwar ein Maximum in der Nähe der nominalen Masse des  $D^0$ -Mesons bilden, dieses Maximum aber eine starke Verschmierung aufweist. Die leichte Verschiebung dieses Maximums zu kleineren invarianten Massen resultiert aus dem höheren kombinatorischen Untergrund



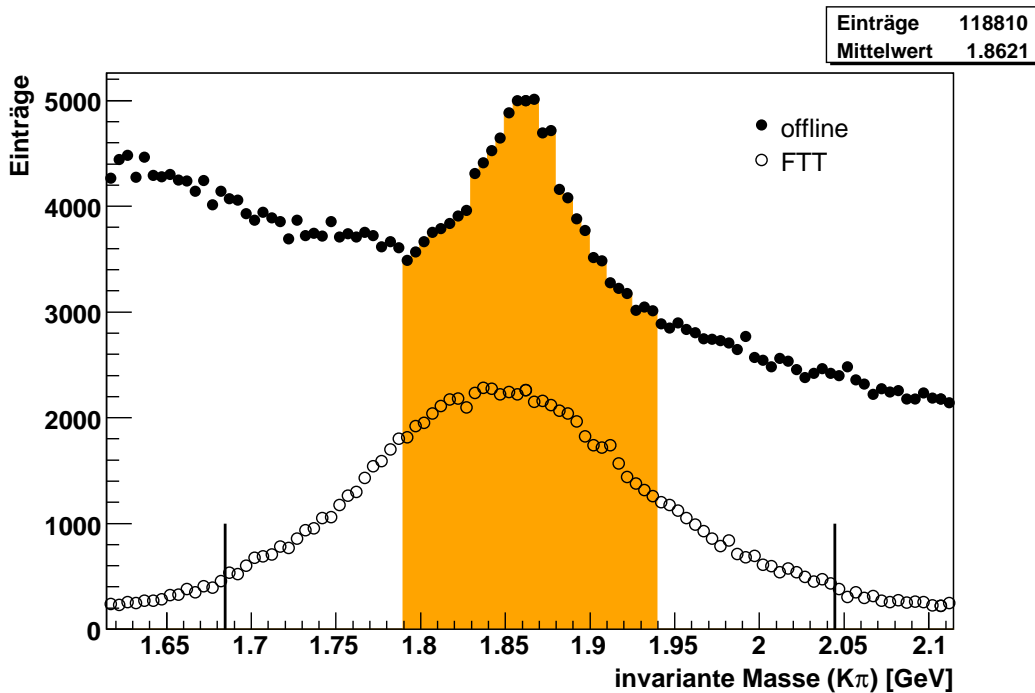
**Abbildung 5.9:** Vergleich der offline- und FTT-Spurkombinationen, die zur Identifizierung von  $D^*$ -Kandidaten führen.

im Bereich kleinerer offline rekonstruierter  $D^0$ -Massen.

Im folgenden wird das Auflösungsvermögen des FTT für invariante Massen von  $D^0$ -Mesonen bestimmt. Dies kann aus der Verteilung der Differenzen zwischen offline berechneten invarianten Massen und den invarianten Massen aus FTT-Spuren ermittelt werden. Dazu wird eine asymmetrische doppelte Gaußfunktion (siehe Kapitel 3.4) an die Verteilung angepasst. Das effektive  $\sigma$  der asymmetrischen doppelten Gaußfunktion ist dabei ein Maß für das Auflösungsvermögen der invarianten Masse von  $D^0$ -Mesonen durch den FTT (siehe Abbildung 5.11(a)), und beträgt insgesamt  $(69, 23 \pm 1, 23)$  MeV. Die Abhängigkeit der Massenaufklosung vom Transversalimpuls  $p_t$  des  $D^*$ -Mesons, der etwa dem Transversalimpuls des  $D^0$ -Mesons entspricht, ist in Abbildung 5.11(b) dargestellt. Die deutliche Verschlechterung der Massenaufklosung resultiert aus der schlechter werdenden Spuraufklosung zu hohen Transversalimpulsen.

Eine Möglichkeit diesen Effekt zu kompensieren wäre die Implementierung eines variablen  $D^0$ -Massenfensters in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $D^0$ -Mesons. Dies wäre auch eine effiziente Möglichkeit eine höhere Ratenreduktion zu erreichen, insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen. Allerdings müsste der anfallende Rechenaufwand durch die zusätzlichen Rechenschritte untersucht werden, um weiterhin ein rechtzeitiges Terminieren bei einer hohen Anzahl von Spurkombinationen sicherzustellen.

Die beiden nächsten Stufen des Algorithmus beinhalten Schnitte auf den Transversalimpuls, durch die potentielle  $D^*$ -Mesonen unterhalb der eingestellten Transversalimpulsschwelle bewusst nicht selektiert werden. Der Grund hierfür ist, dass bei kleinen Transversalimpulsen der kombinatorische Untergrund sehr hoch ist, und daher sehr hohe Raten verursachen würde. Um diese  $D^*$ -Kandidaten mit niedrigen Transversalimpuls mit möglichst wenig Rechenaufwand auszusortieren, wird bereits auf der zweiten Stufe des Algorithmus



**Abbildung 5.10:** Rekonstruierte Masse des  $D^0$ -Mesons im Vergleich: Offline rekonstruierte Massen (gefüllte Kreise) und vom FTT rekonstruierte Massen (offene Kreise) aus dem  $D^0$ -Signalbereich (orangenes Band). Die beiden schwarzen vertikalen Linien stellen einen möglichen Schnitt von 180 MeV um die nominelle  $D^0$ -Masse dar.

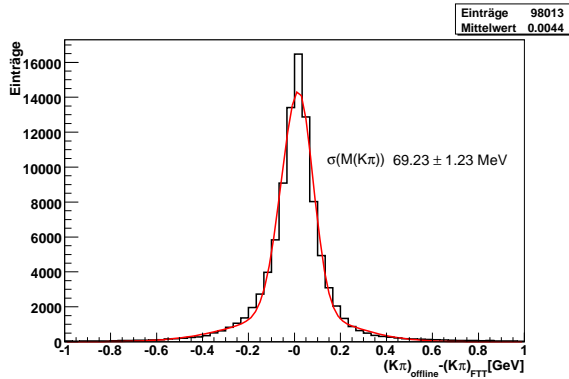
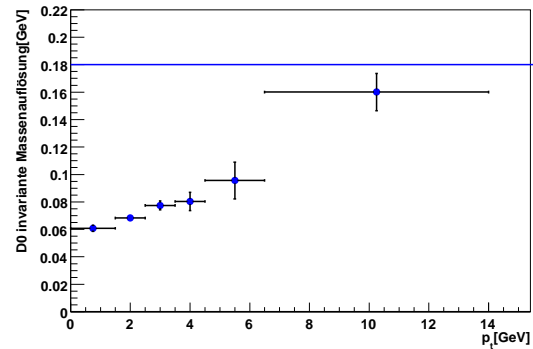
mus die skalare Summe der potentiellen Zerfallsteilchen des  $D^0$ -Mesons bestimmt und auf diesen Wert geschnitten. Auf der dritten Stufe des Algorithmus wird dann von jeder vorher ausgewählten Dreier-Spurkombination eines potentiellen  $D^*$ -Mesons der Transversalimpuls berechnet, um auf der rechenaufwendigsten vierte Stufe des Algorithmus nur noch für Kandidaten oberhalb der Transversalimpulsschwelle die Massendifferenz  $\Delta M = m(K\pi\pi) - m(K\pi)$  zu berechnen.

Um die Anforderungen an den Schnitt auf die Massendifferenz  $\Delta M$  zu untersuchen, muss die FTT-Spur des langsamen Pions identifiziert werden. Dazu wird ebenfalls die nächstgelegene FTT-Spur zu der offline gefundenen Spur des langsamen Pions gesucht. Wird eine entsprechende Spur gefunden, kann die invariante Masse des  $D^*$ -Mesons, und somit die Massendifferenz  $\Delta M = m(K\pi\pi) - m(K\pi)$  berechnet werden. Dies ist in [Abbildung 5.12](#) für alle offline rekonstruierten  $D^*$ -Kandidaten im Signalbereich (orange gefärbtes Band) gezeigt.

Die Massendifferenz  $\Delta M$  aus FTT-Spuren weist dabei ebenfalls ein Maximum in der Nähe der nominellen Massendifferenz von  $(145,436 \pm 0,75)$  MeV [[Y<sup>+</sup>06](#)] auf. Dies bestätigt die korrekte Rekonstruktion des goldenen Zerfalls von  $D^*$ -Mesonen durch FTT-L3.

Der starke Abfall zu höheren Massendifferenzen zeigt, dass FTT-L3 nur eine geringfügig unterschiedliche Massendifferenz  $\Delta M$  berechnet, und somit dieser Schnitt relativ eng gewählt werden kann, um effizient  $D^*$ -Mesonen zu selektieren. Die leichte Verschiebung des Maximums zu kleineren Massendifferenzen  $\Delta M$  resultiert aus der fehlenden Korrektur der FTT-Spuren mit kleinen Transversalimpulsen auf Mehrfachstreuung. Dies betrifft vor




 (a) gesamte  $D^0$ -Massenauflösung

 (b)  $D^0$ -Massenauflösung in Abhängigkeit vom Transversalimpuls  $p_t$  des  $D^*$ -Mesons. Die horizontale Linie zeigt einen möglichen Schnitt bei 180 MeV

**Abbildung 5.11:** Auflösung der invarianten  $D^0$ -Masse. Als Referenz dienen die offline rekonstruierten  $D^0$ -Massen.

allein die Spur des langsamen Pions, wodurch der Transversalimpuls des langsamen Pions und damit auch die invariante Masse des  $D^*$ -Mesons von FTT-L3 unterschätzt wird.

Das Auflösungsvermögen des FTT in Bezug auf die Rekonstruktion der Massendifferenz  $\Delta M$  gibt ebenfalls einen Aufschluss über eine mögliche Wahl des Massendifferenzschnitts für FTT-L3. Dazu wird die Verteilung der Differenzen zwischen offline rekonstruierten  $\Delta M$  und online rekonstruierten  $\Delta M$  des FTT durch eine asymmetrische doppelte Gaußfunktion angepasst (siehe Abbildung 5.13(a)). Das effektive  $\sigma$  dieser Verteilung wird hierbei als Massendifferenzauflösung angenommen, die insgesamt  $3,14 \pm 0,03$  MeV beträgt. In Abbildung 5.13(b) ist die Massendifferenzauflösung in Abhängigkeit des Transversalimpulses dargestellt. Bei kleinen Transversalimpulsen von 1 - 4,5 GeV ist eine annähernd konstante Auflösung der Massendifferenz von etwa 3 MeV zu beobachten. Erst bei Transversalimpulsen zwischen 4,5 und 14 GeV wird eine Verschlechterung von etwa 8 MeV auf etwa 20 MeV deutlich. Damit ist die Rekonstruktion der Massendifferenzen sehr genau und kann zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen auch mit einem niedrigen Massendifferenzschnitt (170 MeV) in FTT-L3 effizient beitragen.

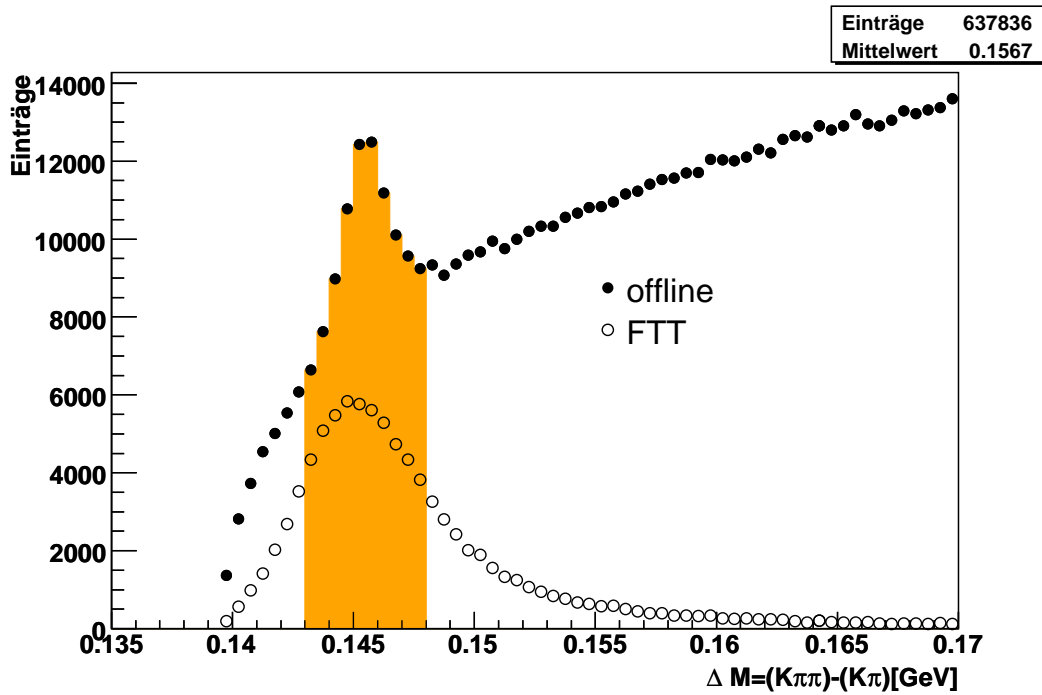
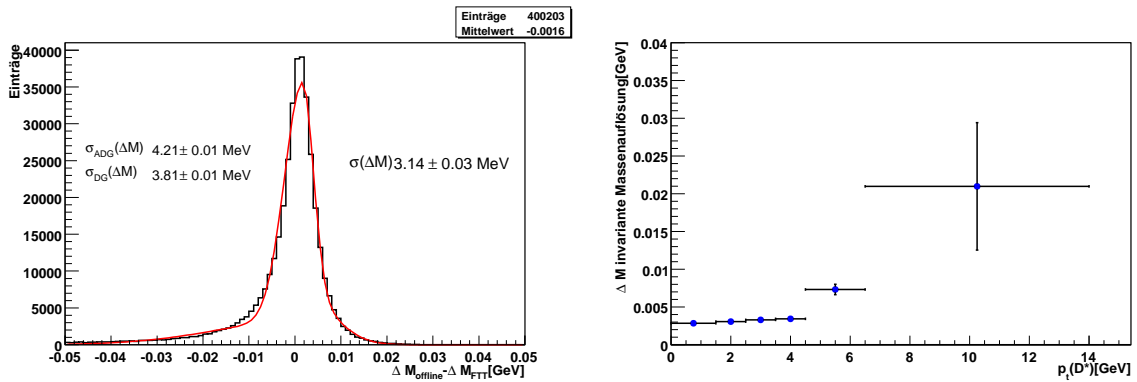


Abbildung 5.12: Rekonstruierte Massedifferenzen  $\Delta M = m(K\pi\pi) - m(K\pi)$  im Vergleich: Offline rekonstruierte Massendifferenz  $\Delta M$  (gefüllte Kreise) und vom FTT rekonstruierte Massendifferenz  $\Delta M$  (offene Kreise) für Ereignisse aus dem  $\Delta M$ -Signalbereich (orangenes Band).



(a) gesamte  $\Delta M$ -Massendifferenzauflösung

(b)  $\Delta M$ -Massendifferenzauflösung in Abhängigkeit vom Transversalimpuls  $p_t$ .

Abbildung 5.13: Auflösung der vom FTT rekonstruierten  $\Delta M$ -Massendifferenz. Als Referenz dienen die offline rekonstruierte  $\Delta M$ -Massendifferenzen.

## 5.4 Optimierung des $D^*$ Suchalgorithmus

Die optimale Abstimmung eines Triggers erfordert die Suche nach einem akzeptablen Kompromiss zwischen Effizienz und Ratenreduktion. Eine offene Einstellung der Selektionskriterien bewirkt eine hohe Effizienz, aber auch eine hohe Selektionsrate. Dem gegenüber sinkt bei harten Selektionskriterien die Effizienz, wodurch aber eine gute Ratenreduktion erreicht wird. Da bei dem  $D^*$ -Suchalgorithmus mehrere Parameter variiert werden können, stellt die gleichzeitige Optimierung von Effizienz und Ratenreduktion ein komplexes Problem dar. Einige mögliche Einstellungen werden in diesem Kapitel diskutiert.

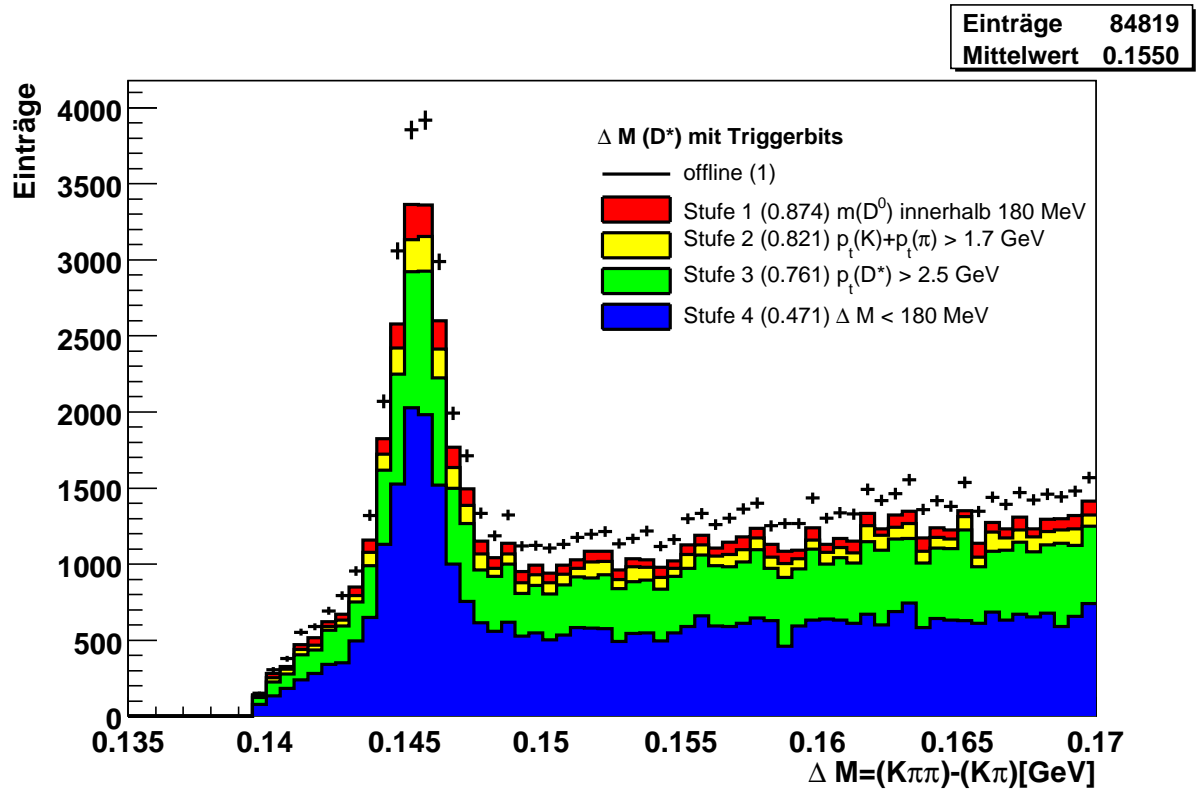
Die vier Stufen des  $D^*$ -Suchalgorithmus tragen unterschiedlich zur Gesamteffizienz und Ratenreduktion bei. Um diese Größen zu bestimmen, werden an den entscheidenden Stellen des Algorithmus Triggerbits gesetzt, sobald für eine Spurkombination die entsprechende Bedingung erfüllt wurde. Dies wird in Abbildung 5.14 demonstriert, indem die Selektionskriterien der vier Stufen nacheinander auf einen Datensatz mit  $D^*$ -Mesonen angewandt werden. Die Massendifferenzen  $\Delta M$  dieses Datensatzes wurden durch schwarze Kreuze dargestellt. Als nächstes stellt rote Teilmenge jene  $D^*$ -Kandidaten dar, aus deren FTT-Spuren mindestens ein  $D^0$ -Kandidat innerhalb des Massenfensters von 180 MeV hervorgegangen ist. Die meisten dieser  $D^0$ -Kandidat erfüllen den weiteren Schnitt auf die skalare Summe der Transversalimpulse der beiden potentiellen Zerfallsteilchen, was aus der gelben Teilmenge ersichtlich wird. Durch den Schnitt auf den Transversalimpuls des  $D^*$ -Kandidaten wird ebenfalls nur eine geringe Ineffizienz verursacht. Die letzte und entscheidende Bedingung liefert der Schnitt auf die Massendifferenz von  $\Delta M = m(K\pi\pi) - m(K\pi) < 180$  MeV. Dieser Schnitt macht den größten Teil des Effizienzverlustes aus, stellt aber auch die Selektivität des Algorithmus auf  $D^*$ -Mesonen sicher.

Gründe für den Effizienzverlust sind:

- eine oder mehrere Spuren der Zerfallsteilchen wurden auf FTT-L2 nicht rekonstruiert.
- die “richtigen” FTT-Spuren der Zerfallsteilchen des  $D^0$ -Mesons erfüllen den Schnitt um die nominelle  $D^0$ -Masse nicht, und es werden andere Spuren zur weiteren Rekonstruktion verwendet, die zwar im Massenfenster des  $D^0$ -Mesons liegen, aber für die das Massendifferenzkriterium nicht erfüllt ist.
- geringere Spurauflösung des FTT<sup>7</sup> (besonders bei hohen Transversalimpulsen) führt zu ungenauen invarianten Massen, die mindestens eines der Selektionskriterien nicht erfüllen.

Andererseits wird die Effizienz auch durch Ereignisse, die aufgrund einer anderen Spurkombination selektiert worden sind, positiv beeinflusst. Das heisst diese Effizienz ist kein direktes Maß dafür wie gut  $D^*$ -Mesonen rekonstruiert werden. Dies wird auch bei Betrachtung des Spektrums der Massendifferenz  $\Delta M = m(K\pi\pi) - m(K\pi)$  in Abbildung 5.14 klar, bei der der Effizienzverlust gleichermaßen im Signalbereich wie auch im Bereich des Untergrunds zu beobachten ist.

<sup>7</sup>im Vergleich zu offline rekonstruierten Spuren



**Abbildung 5.14:** Offline- $\Delta M$ -Histogramm nach Verlangen verschiedener Triggerbits aus dem FTT-L3  $D^*$ -Algorithmus. Die Effizienz nach den einzelnen Stufen ist in der Legende angegeben, und wird aus dem Quotienten der Teilmengeneinträge und der Gesamteinträge berechnet.

Damit in der folgenden Effizienzanalyse die Anzahl der Untergrundereignisse reduziert wird, werden annähernd die gleichen Schnitte (siehe Tabelle 5.1) gemacht wie bei einer typischen Analyse [Flu05] von  $D^*$ -Mesonen. Dabei werden mit dem Schnitt auf die  $z$ -Position des Primärvertex der Wechselwirkung und die Selektion von Teilchenspuren aus dem Primärvertex der Zerfallsteilchen Ereignisse verworfen, die nicht als “echte” Elektron-Proton-Wechselwirkung identifiziert wurden. Weitere Schnitte auf die Winkelakzeptanz des FTT verhindern, dass Ineffizienzen bei der Spurrekonstruktion im vorderen und hinteren Bereich des Detektors die Effizienzanalyse verfälschen. Die folgende Schnitte sollen das Signal-zu-Untergrundverhältnis für  $D^*$ -Mesonen verbessern: Ein enger Schnitt auf die invariante Masse des  $D^0$ -Mesons stellt sicher, dass hauptsächlich echte  $D^0$ -Mesonen aus dem  $D^*$ -Zerfall in die Effizienzanalyse einfließen und kombinatorischer Untergrund reduziert wird. Der  $z$ -Schnitt wird durch den großen Bruchteil an Longitudinalimpuls, den  $D^*$ -Mesonen bei den harten Wechselwirkungsprozessen typischerweise mit sich tragen motiviert; es gilt unter Vernachlässigung von Massen  $z = (E(D^*) - p_z(D^*)) / (2 \cdot y E_e(e))$  [Flu05].

Eine entscheidende Rolle bei Effizienzbestimmung spielt die Wahl des Referenzsamples, da letztendlich in der Effizienz eine Aussage darüber getroffen wird, wie viele von diesen Referenzereignissen selektiert wurden. In dem Fall der vorliegenden Untersuchungen stellt der Subtrigger S61 ein Referenzsample von  $D^*$ -Mesonen aus tiefinelastischen Streu-

Variable	Schnitt
<b>Ereignisgrößen</b>	
$z$ -Vertex	$-35\text{cm} < z\text{-Vertex} < 35\text{cm}$
<b>Spureigenschaften</b>	
Polarwinkel Kaon	$20^\circ < \vartheta < 160^\circ$
Polarwinkel Pion	$20^\circ < \vartheta < 160^\circ$
Polarwinkel langsames Pion	$20^\circ < \vartheta < 160^\circ$
Vertex Kaon	Primärvertex
Vertex Pion	Primärvertex
Vertex langsames Pion	Primärvertex
Transversalimpuls $D^*$	$p_t > 1500\text{ MeV}$
Transversalimpuls Kaon	$p_t > 400\text{ MeV}$
Transversalimpuls Pion	$p_t > 300\text{ MeV}$
Transversalimpuls langsames Pion	$p_t > 100\text{ MeV}$
<b><math>D^*</math>-Meson-Eigenschaften</b>	
Massenfenster des $D^0$ -Meson	$ m(K\pi) - m(D^0)_{nom}  < 80\text{ MeV}$
<b>Energie-Impuls Relation</b>	
$z$ -Schnitt	$z > 0.12$

**Tabelle 5.1:** Schnitte auf die Offline-Rekonstruktion zur Reduktion von kombinatorischem Untergrund und auf die Akzeptanz des FTT.

prozessen zur Verfügung, die durch den Nachweis des gestreuten Elektrons im SpaCal selektiert wurden. Da der FTT die Ereignisrekonstruktion unabhängig von der Art des Produktionsprozesses durchführt, stellt dieses Sample eine unabhängige Referenz von der FTT-L3-Triggereentscheidung dar, und ist zur Bestimmung der Effizienz ideal geeignet.

Im Fall von  $D^*$ -Mesonen kann die Triggereffizienz aus der Anzahl der gefundenen Einträge im  $\Delta M$ -Massenspektrum, der Höhe des  $\Delta M$ -Signals, dem Verhältnis von Signal zu Untergrund, oder aus der Anzahl der tatsächlich selektierten  $D^*$ -Mesonen<sup>8</sup> bestimmt werden.

Die verschiedenen Methoden der Effizienzbestimmung haben unterschiedliche Vor- und Nachteile: Die Betrachtung der Einträge der  $\Delta M$ -Verteilung ist eine einfache Methode um mit wenig Aufwand eine Effizienz zu bestimmen. Dazu werden entweder in der Signalregion, oder im gesamten Spektrum die Anzahl der Einträge der getriggerten  $D^*$ -Mesonen durch die Anzahl der Einträge der Referenzereignisse dividiert (siehe Abbildung 5.14). Aus dieser einfachen Methode geht allerdings nicht hervor, ob sich die Effizienzen für Signal und Untergrund unterscheiden. Der Fehler auf die Effizienz wird mit der Analyse Software ROOT [Bru] und dem darin implementierten Bayes Theorem [Bay] berechnet. Die Anwendung des Bayes Theorems in der Fehlerrechnung bei der Bestimmung von Effizienz wird in [Pat04] beschrieben.

<sup>8</sup>Die Anzahl der tatsächlich selektierten  $D^*$ -Mesonen wird aus dem Fit auf das Massendifferenzspektrum  $\Delta M$  bestimmt (siehe Kapitel 6).

Die Effizienz wird nach folgender Formel berechnet:

$$\varepsilon = \frac{\sum \#D^* \&\& raw(L3-ST) \&\& act(Ref-ST)}{\sum \#D^* \&\& act(Ref-ST)} \quad (5.17)$$

Der Wert  $\#D^*$  gibt die Anzahl der Ereignisse im Signalbereich  $143 \text{ MeV} < \Delta M < 148 \text{ MeV}$  an. Die *raw*-Information eines Subtriggers entspricht der Triggerentscheidung die **ohne** den Einfluss des Prescalings getroffen wurde. Wenn beispielsweise die positive Triggerentscheidung von einem Subtrigger aufgrund des Prescalings verworfen wird, das Ereignis dennoch von einem anderen Subtrigger selektiert wurde, kann mit der *raw*-Information die Triggerentscheidung für jeden Subtrigger auf den ersten drei Triggerstufen nachvollzogen werden. Die *act*-Entscheidung entspricht dann der positive Triggerentscheidung nach dem Prescaling.

Eine genauere Möglichkeit die Effizienz zu berechnen besteht darin, die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen im Signal aus dem Fit der  $\Delta M$ -Verteilung zu bestimmen, und das Verhältnis von selektierten  $D^*$ -Mesonen zu  $D^*$ -Mesonen im Referenzsample zu berechnen. Der Vergleich beider Methoden wird in Kapitel 6 vorgestellt. In den folgenden Untersuchungen zur Effizienz werden die Ereignisse im Signalbereich  $\Delta M$  betrachtet, ohne zunächst zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden.

Bei der Bestimmung der Ratenreduktion werden keine Schnitte angewandt, da die Auswirkungen der Triggerentscheidungen auf das gesamte Spektrum der Ereignisse untersucht werden sollen. Eine benötigte L3-L4-Transparent-Datennahme (siehe Kapitel 4.4) wurde im September 2006 in den Runs 478968 bis 478971 durchgeführt, und beinhaltet insgesamt etwa 60.000 Ereignisse zur Untersuchung der Ratenreduktion. In dem Fall der hier vorgestellten FTT-L3 Triggerentscheidungen müssen auch die Entscheidungen der ersten und zweiten Triggerstufe berücksichtigt werden, um die alleinige Ratenreduktion von FTT-L3 zu bestimmen. Dazu werden nur Ereignisse einbezogen, bei denen die L1- und L2-Triggerentscheidung positiv ausgefallen ist.

Die Ratenreduktion der dritten Subtriggerstufe wird wie folgt berechnet:

$$\mathcal{R} = \frac{\sum raw(L1-ST) \&\& raw(L2-ST) \&\& raw(L3-ST)}{\sum raw(L1-ST) \&\& raw(L2-ST)} \quad (5.18)$$

Für die Bestimmung der Ratenreduktion der dritten Stufe werden nur Ereignisse betrachtet, die entsprechende L1- und L2-Triggerentscheidungen erfüllen. Für die nachfolgenden Ratenreduktionen wurden L1-ST53 und L2-ST80 (siehe Tabelle 6.1) gefordert, die im nächsten Kapitel 6 genauer vorgestellt werden.

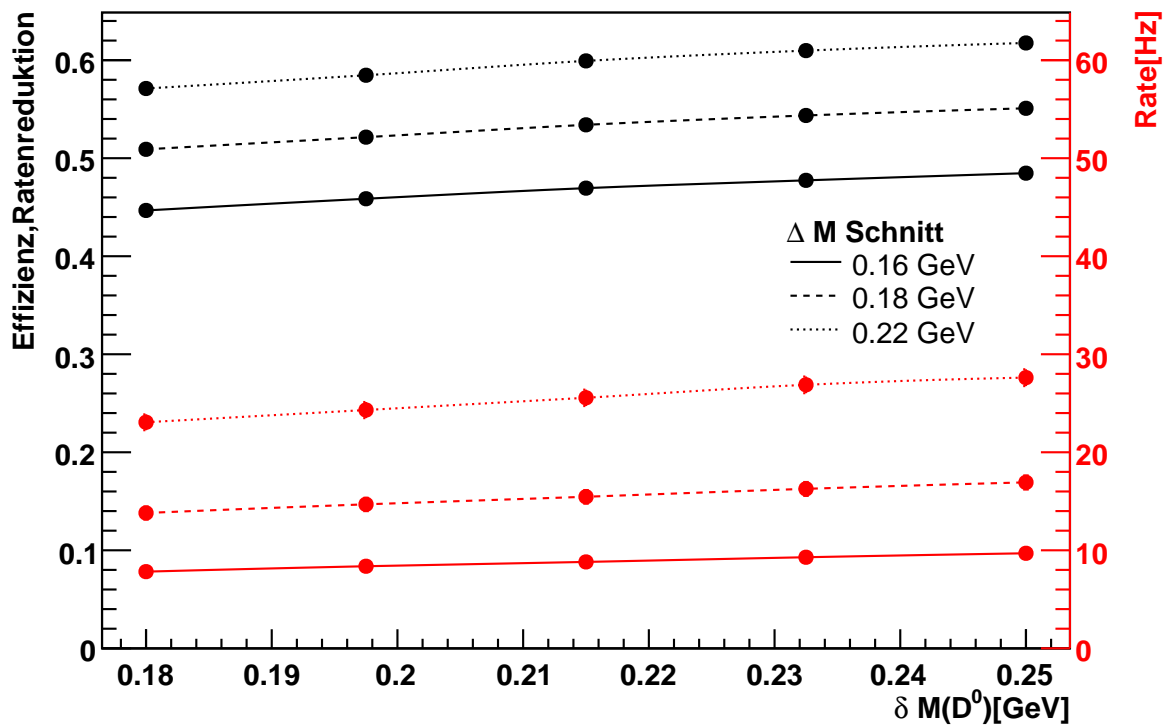
Die Effizienzen und Ratenreduktionen für die verschiedene Einstellungen der Selektionsparameter werden aus den Triggerentscheidungen von *FTTEMU* bestimmt. In Kapitel 5.1 wurde bereits die Konsistenz der Triggerentscheidungen von Online- und *FTTEMU*-Selektionsalgorithmen gezeigt.

Folgende Einstellungen wurde in *FTTEMU* miteinander kombiniert und simuliert:

$D^0$ -Massenfenster $\delta M(D^0)$ in MeV	180	197,5	215	232,5
Transversalimpulsschwellen $p_{t,Schwelle}$ in GeV	1,5	2,0	2,5	3,0
Massendifferenzschnitte $\Delta M$ in MeV	145	150	160	170
	180	200	220	240
	260	280	300	

Das entspricht 220 simulierten Einstellungen, aus denen die Eigenschaften der jeweiligen Selektionskriterien für den  $D^*$ -Suchalgorithmus abgeleitet werden können:

In Abbildung 5.15 sind die Veränderungen der Effizienz und Ausgangsrate durch die Variation des  $D^0$ -Massenfensters für  $p_t > 1,5 \text{ GeV}$  dargestellt. Die Effizienz ist hierbei immer höher als die Ratenreduktion, was bedeutet dass dieser Trigger bei jeder Einstellung effizienter funktioniert als die künstliche Ratenreduktion durch Prescaling<sup>9</sup>. Die rechte Skala in Abbildung 5.15 gibt die erwartete L3-Ausgangsrate bei einer L3-Eingangsrate von 100 Hz an.



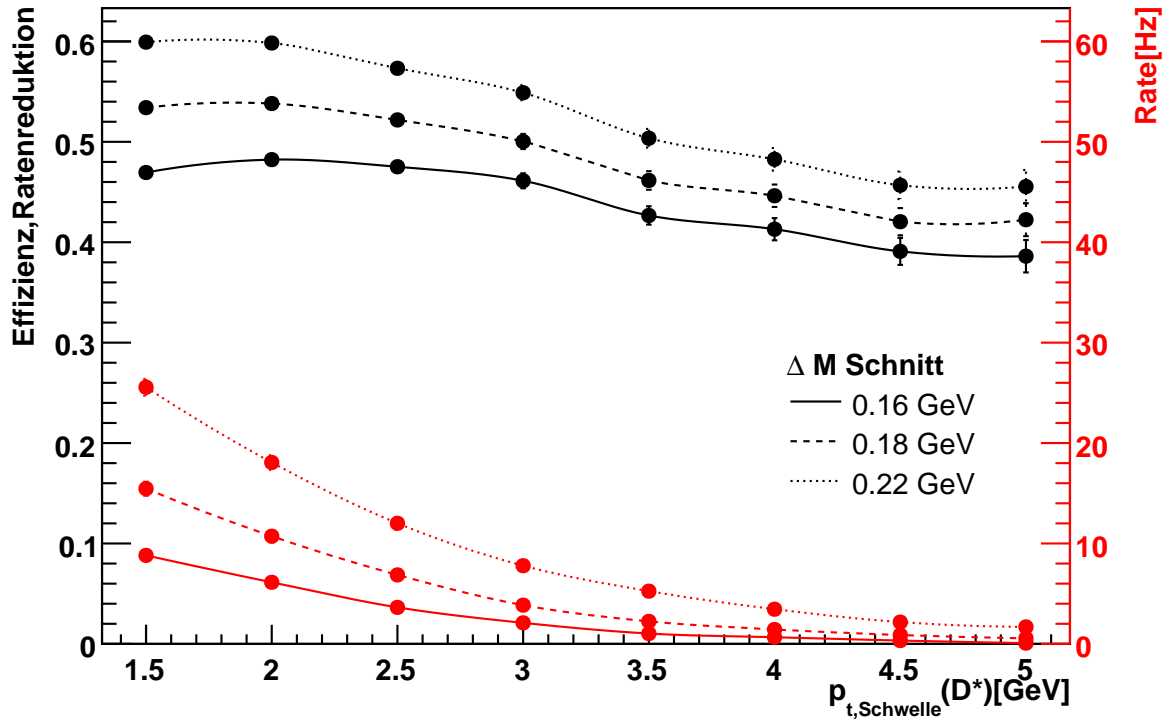
**Abbildung 5.15:** Effizienz (schwarz) und Ratenreduktion (rot) des  $D^*$ -Suchalgorithmus als Funktion der Breite des  $D^0$ -Massenfensters für verschiedene  $\Delta M$ -Schnitte, mit Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons  $p_{t,Schwelle} > 1,5 \text{ GeV}$ . Auf der rechten Skala ist die L3-Ausgangsrate bei 100 Hz Eingangsrate angegeben.

<sup>9</sup>Bei Prescaling sind Effizienz und Ratenreduktion gleich groß

Aus der flachen Steigung der Geraden für Effizienz und Ratenreduktion wird deutlich, dass dieser Schnitt nicht das entscheidende Selektionskriterium ist, da fast immer ein  $D^0$ -Kandidat gefunden wird. Daher steigt die Effizienz bei einem weiter offenen  $D^0$ -Massenfenster nur geringfügig an. Dies deutet darauf hin, dass die Öffnung des  $D^0$ -Massenfensters sinnvoll ist, um das geringere Auflösungsvermögen bei hohen Transversalimpulsen (siehe Abbildung 5.11(b)) zu kompensieren.

Als nächstes wird in Abbildung 5.16 die Effizienz und Ratenreduktion in Abhängigkeit von der steigenden  $p_{t,Schwelle}$  diskutiert. Hierzu wird auf das Referenzsample der gleiche Transversalimpulsschnitt angewandt, um nur die Effizienz bei der Selektion von  $D^*$ -Mesonen oberhalb der entsprechenden Transversalimpulsschwelle zu erhalten:

$$\varepsilon = \frac{\sum \# D^*(p_t > p_{t,Schwelle}) \&\& raw(L3TE) \&\& act(S61)}{\sum \# D^*(p_t > p_{t,Schwelle}) \&\& act(S61)} \quad (5.19)$$



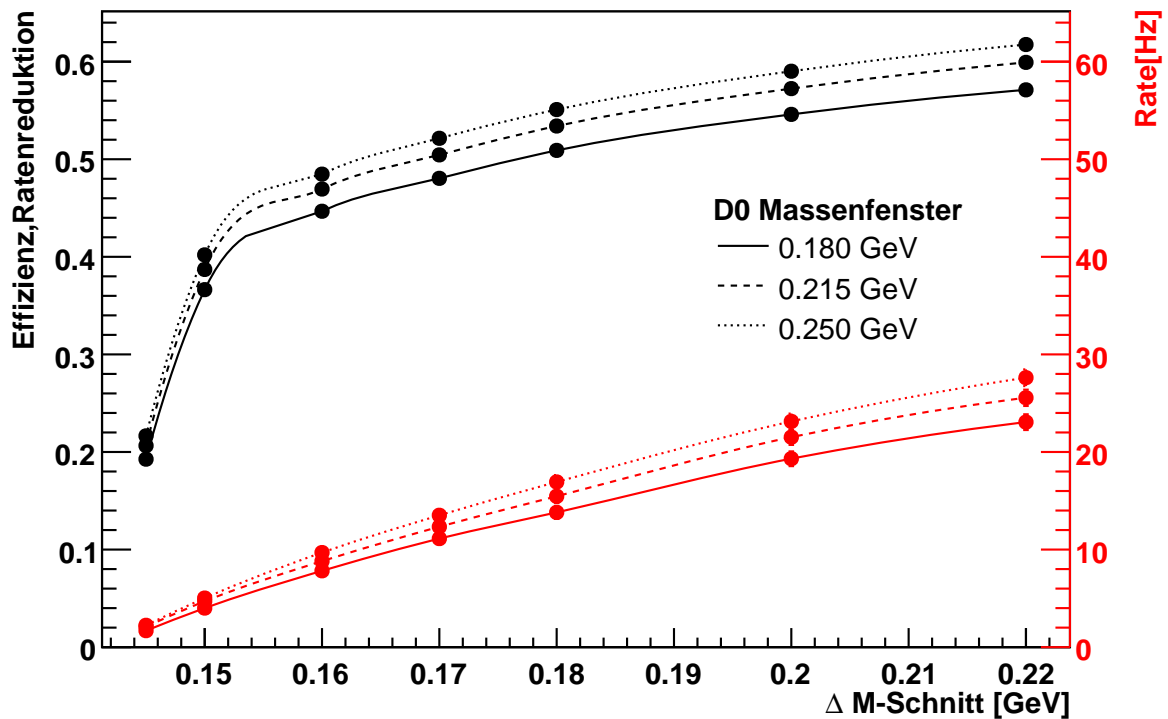
**Abbildung 5.16:** Effizienz (schwarz) und Ratenreduktion (rot) als Funktion der  $p_t$ -Schwelle für verschiedene  $\Delta M$ -Massenschnitte, bei  $\delta M(D^0) = 180$  MeV. Auf der rechten Skala ist die L3-Ausgangsrate bei 100 Hz Eingangsrate angegeben.

Die Effizienz bei der Selektion von  $D^*$ -Mesonen mit einem Massendifferenzschnitt von 180 MeV liegt bei kleinen Transversalimpulsen von 1,5-2 GeV bei circa 54%, und sinkt auf etwa 44% bei hohen Transversalimpulsen von 4,5-5 GeV ab. Die sinkende Effizienz zu höheren Transversalimpulsschwellen kann mit der in Kapitel 5.3 gezeigten schlechteren Massenaufösung des  $D^0$ -Mesons erklärt werden. Die Selektionsraten fallen durch die Variation der Transversalimpulsschwelle von etwa 16 Hz bei 1,5 GeV auf ungefähr 1 Hz bei



4,5 GeV stark ab. Dieser Schnitt ist dementsprechend eine Möglichkeit die Rate oder den Prescalefaktor stark zu reduzieren, indem kombinatorischer Untergrund, aber auch bewusst  $D^*$ -Mesonen, mit Transversalimpulsen unter der entsprechenden Schwelle, nicht selektiert werden. Das kann sinnvoll sein, da die theoretischen Vorhersagen bei großen Transversalimpulsen präziser sind, so dass eine Messung dort interessanter ist.

Nach Abbildung 5.12 ist FTT-L3 in der Lage mit vorhandenen FTT-Teilchenspuren eine geeignete Massendifferenz  $\Delta M$  unterhalb von 170 MeV für Signalereignisse zu berechnen. Die Effizienz bei der Variation des  $\Delta M$ -Schnitts ist in Abbildung 5.17 dargestellt, und zeigt einen Anstieg der Selektionseffizienz durch die Öffnung des Massendifferenzschnittes  $\Delta M$ . In diesen Fällen wurden die FTT-Spuren der Zerfallsteilchen des  $D^*$ -Mesons schlecht oder überhaupt nicht rekonstruiert. Diese Ereignisse werden dann durch eine andere Spurkombination selektiert, die ebenfalls die FTT-L3 Bedingungen für die Selektion von  $D^*$ -Mesonen erfüllen. Dies gilt dementsprechend auch für Ereignisse, die keine  $D^*$ -Kandidaten enthalten, wodurch eine Erhöhung der Selektionsrate verursacht wird. Daher ist in diesem Bereich eine ähnliche Zunahme von Ratenreduktion und Effizienz beobachtbar.



**Abbildung 5.17:** Effizienz (schwarz) und Ratenreduktion (rot) als Funktion des  $\Delta M$ -Schnitts für verschiedene  $D^0$ -Massenfenster  $\delta M(D^0)$ , mit Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons  $p_{t,Schwelle} > 1,5$  GeV. Auf der rechten Skala ist die L3-Ausgangsrate bei 100 Hz Eingangsrate angegeben.

Der minimal sinnvolle Wert für den Schnitt auf die Massendifferenz  $\Delta M$  liegt bei etwa 160 MeV. Für kleinere Werte fällt die Effizienz stark ab, da ab diesem Werte nach Abbildung 5.12 in die von FTT-L3 berechneten Massendifferenzen  $\Delta M$  für Signalereignisse

geschnitten wird.

Für die Wahl geeigneter Selektionskriterien eignen sich diese drei Darstellungen der Effizienz und Ratenreduktion nur bedingt. Daher wird in Abbildung 5.18 und 5.19 die Effizienz als Funktion der Ratenreduktion durch FTT-L3 gezeigt. Zur genaueren Darstellung der Ratenreduktion wird jetzt der inverse Ratenreduktionsfaktor angegeben. Ein inverser Ratenreduktionsfaktor von 100 bedeutet hierbei, dass die L3-Eingangsrate von 100 Hz auf eine L3-Ausgangsrate von 1 Hz reduziert wird. Die schwarze Kurve stellt jeweils zum Vergleich die einfache Ratenreduktion durch Prescaling dar.

Auf der Grundlage von Darstellungen wie Abbildung 5.18 wurden die FTT-L3-Kriterien für  $D^*$ -Selektion oberhalb von Transversalimpulsen von 2,5 GeV gewählt. Für verschiedene  $D^0$ -Massenfenster  $\delta M(D^0)$  und  $\Delta M$ -Massendifferenzschnitte sind die resultierenden Effizienzen und Ratenreduktionen dargestellt. Beispielsweise ist bei den gezeigten Einstellungen für ein  $\delta M(D^0)$  von 250 MeV und einen  $\Delta M$ -Schnitt von 220 MeV die Effizienz mit 59% an höchsten. Allerdings wird die L3-Eingangsrate nur um etwa einen Faktor 7 reduziert. Deshalb wurde eine "härtere" Einstellung von 180 MeV für  $\delta M(D^0)$  und 180 MeV für den  $\Delta M$ -Schnitt gewählt, wodurch bei etwa 50% Effizienz eine Ratenreduktionsfaktor von 16 erreicht wird. Noch "härtere" Einstellungen wurden nicht gewählt, um nicht zu viele Signalereignisse zu verwerfen. Diese Selektionskriterien werden von Subtrigger S53 verwendet.

Die Einstellungen für Subtrigger S122 zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen mit hohen Transversalimpulsen  $p_t > 4,5\text{GeV}$  wurde auf der Basis von Darstellungen wie Abbildung 5.19 gewählt. In diesem kinematischen Bereich müssen "weichere" Selektionskriterien verwendet werden, um die niedrigeren Effizienzen zu kompensieren. Damit die Daten von Subtrigger S122 einfacher zusammen mit den Daten von S53 analysiert werden können, wurde nur eine Einstellung geändert. Der  $\Delta M$ -Schnitt wurde auf 280 MeV erweitert, um die Effizienz von 40% auf 46% zu steigern. Damit wurde die inverse Ratenreduktion von etwa 120 auf ungefähr 25 verringert.

Eine Öffnung des  $D^0$ -Massenfensters auf 250 MeV zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen mit hohen Transversalimpulsen wäre eventuell sinnvoller gewesen. Dies hätte eine Effizienz von etwa 45% bei einer inversen Ratenreduktion von ungefähr 85 bewirkt. Allerdings würde bei der Öffnung des ersten Selektionskriteriums  $\delta M(D^0)$  die frühe Vorauswahl der Spurkombinationen schlechter, wodurch insgesamt mehr Spurkombinationen auf die folgenden Selektionskriterien hin untersucht werden müssen. Ob der entstehende Rechenaufwand auch das rechtzeitige Terminieren des Algorithmus gewährleistet, hätte untersucht werden müssen. Eine weitere Alternative wäre die Vertauschung der ersten beiden Stufen im Algorithmus. Durch den Transversalimpulsschnitt auf die Spurkandidaten für die  $D^0$ -Zerfallsteilchen auf der ersten Stufe würde kombinatorischer Untergrund reduziert, und es könnte auf der folgenden Selektionsstufe ein vom Transversalimpuls abhängiges  $D^0$ -Massenfenster verwendet werden.

Für die Selektion von  $D^*$ -Mesonen mit niedrigen Transversalimpulsen  $p_t > 1,5\text{GeV}$  wurde der Subtrigger S55 implementiert. Er verwendet die gleichen Selektionskriterien wie S53. Allerdings müssen dessen hohe Triggerraten bei niedrigen Transversalimpulsen durch Prescaling kompensiert werden.

Die genauen Effizienzen der drei implementierten Subtrigger wird in Kapitel 6 untersucht.

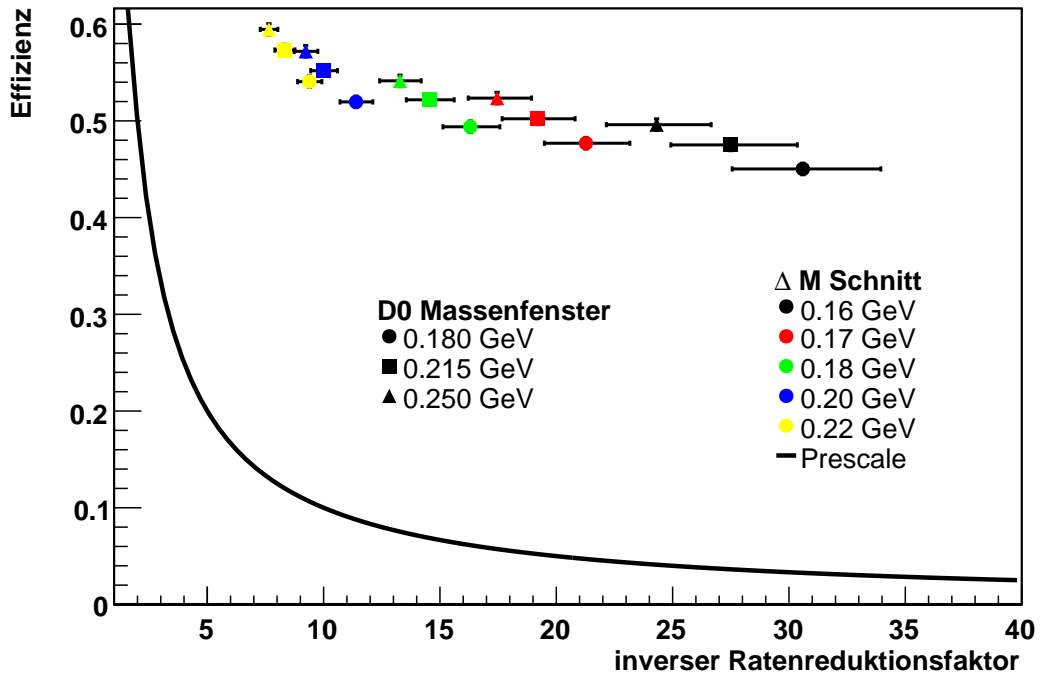


Abbildung 5.18: Effizienzen gegen inversen Ratenreduktionsfaktor für verschiedene Einstellungen von  $\delta M(D^0)$  und  $\Delta M$ -Schnitte bei  $p_{t,Schwelle} > 2,5 \text{ GeV}$ .

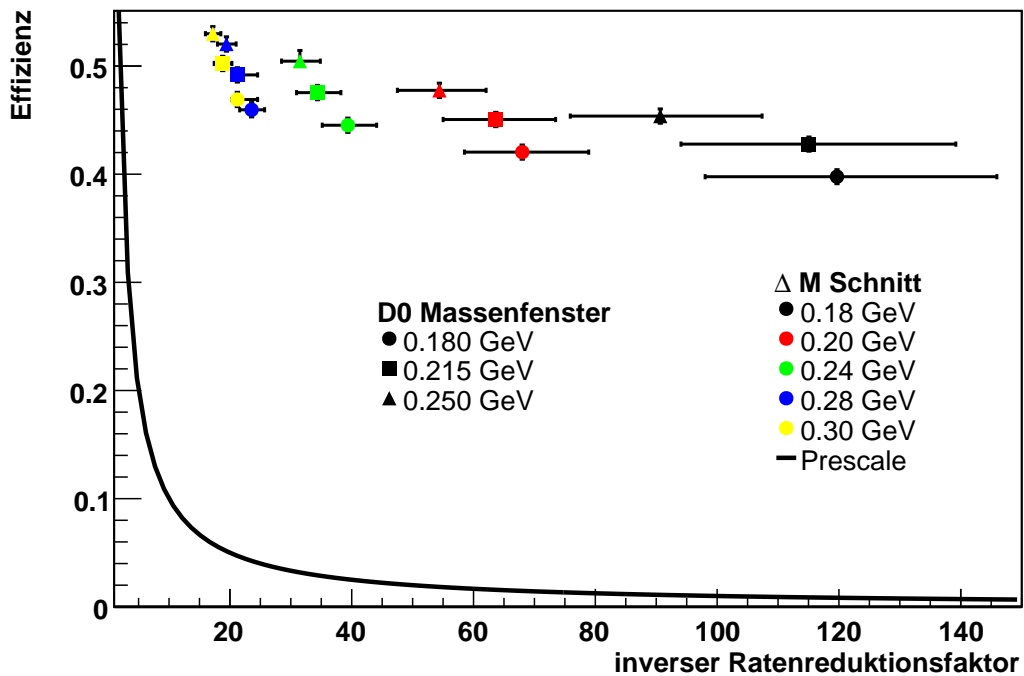


Abbildung 5.19: Effizienzen gegen inversen Ratenreduktionsfaktor für verschiedene Einstellungen von  $\delta M(D^0)$  und  $\Delta M$ -Schnitte bei  $p_{t,Schwelle} > 4,5 \text{ GeV}$ .

## 6 Effizienz der FTT $D^*$ Trigger

Die effiziente Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Bandbreite zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion wurde auf der Grundlage der Untersuchungen aus Kapitel 5.4 durch die Implementierung von drei Subtriggern erreicht [JuniV]. Alle drei Subtrigger erfüllen verschiedenartige Anforderungen, und verwenden jeweils unterschiedlich eingestellte Selektionskriterien des  $D^*$ -Suchalgorithmus. Die Abhängigkeiten und Effizienzen dieser Subtrigger müssen für eine genaue Analyse der Daten ausführlich untersucht werden. Dies wird für die Datennahmeperiode 2006/2007 in diesem Kapitel für die ersten drei Triggerstufen durchgeführt und die konstante Leistungsfähigkeit der Subtrigger wird demonstriert. Am Ende dieses Kapitels folgt einen kurzer Ausblick auf die Messungen, die durch die Analyse der  $D^*$ -Mesonen aus Photoproduktionsereignissen möglich werden.

Die Subtrigger erfüllen folgende Anforderungen:

- S122** Dieser Subtrigger wurde für die Selektion von  $D^*$ -Mesonen mit hohen Transversalimpulsen ab 4.5 GeV entworfen. Er verfügt daher über weiche Selektionskriterien um die schlechtere Spurauflösung bei hohen Transversalimpulsen zu kompensieren. Der angestrebte Prescalefaktor soll möglichst dauerhaft bei 1 liegen.
- S53** Weitere  $D^*$ -Mesonen mit kleineren Transversalimpulsen ab 2.5 GeV sollen durch diesen Subtrigger selektiert werden. Er verwendet härtere Selektionskriterien um die hohen Ereignisraten bei niedrigeren Transversalimpulsen auszugleichen. Dieser Subtrigger soll ebenfalls Daten ohne die künstliche Ratenreduktion des Prescalings nehmen.
- S55** Für  $D^*$ -Mesonen mit sehr kleinen Transversalimpulsen ab 1.5 GeV wurde dieser Trigger mit den sehr ähnlichen Einstellungen wie S53 implementiert. Um die hohen Ereignisraten zu reduzieren wird ein Prescale-Faktor  $> 1$  in Kauf genommen.

Die Selektionskriterien für S122, S53 und S55 sind in Tabelle 6.1 aufgelistet, wobei die Bedingungen der ersten Triggerstufe für alle Subtrigger gleich sind, und einer ersten Reduktion von Untergründereignissen dienen. Dazu werden mit den CIP Bedingungen "echte" Wechselwirkungen durch einen signifikanten Primärvertex<sup>1</sup> identifiziert. Die Bedingung auf die Anzahl der CIP-Spuren soll die Genauigkeit dieser Rekonstruktion sicherstellen. Des weiteren gibt es auf L1 weitere Veto-Bedingungen, die eine Wechselwirkung am nominellen Wechselwirkungspunkt sicherstellen. Die FTT-L1-Bedingungen, die unterschiedliche Anzahlen von Spuren über verschiedenen Transversalimpulsschwellen verlangen, reduzieren ebenso niederenergetischen Untergrund wie die FTT-L2-Bedingungen. Diese beinhalten einen Schnitt auf mehr als zwei Spuren mit einem Transversalimpuls von mindestens 800 MeV, sowie unterschiedlich gewählte Schwellen auf die Transversalenergie [Sch07]. Des weiteren wird ein Schnitt auf die Qualität der von FTT-L2 ermittelten  $z$ -Position des Primärvertex [Ber02] angewandt.

<sup>1</sup>Aus Teilchenspuren extrapolierter Punkt der primären Wechselwirkung

Wie bereits in der Beschreibung der Subtrigger erwähnt, sind die Transversalimpulsschwellen auf FTT-L3 für die einzelnen Subtrigger unterschiedlich, weshalb die Selektionsschnitte an die erwartete Ereignisrate angepasst wurden. Subtrigger S122 verwendet weit offene Selektionsschnitte, um die Effizienz bei hohen Transversalimpulsen zu erhöhen. Bei den Subtrigger S53 und S55 wird ein härterer Schnitt auf die Massendifferenz  $\Delta M$  verwendet, um die hohen Ereignisraten bei niedrigen Transversalimpulsen zu kompensieren.

<b>Selektionskriterien</b>	S122	S53	S55	
<b>Transversalimpulse</b>	große $p_t$	mittlere $p_t$	kleine $p_t$	
L1-Subtrigger	122	53	55	
L2-Subtrigger	82	80	84	
L3-Subtrigger	2	0	7	
<b>L1-Bedingungen</b>				
CIP z-Vertex - Signifikanz des zentralen Peaks im z-Vertex Histogramm	> 2			
Anzahl der Spuren in der CIP*	$\geq 20$			
<b>L1-Vetos</b>				
CIP z-Vertex - Untergrundkriterium	!(> 100 Spuren ohne sign. Peak)			
Flugzeit	Standard-Vetos			
<b>L1-Bedingungen (FTT)</b>				
Anzahl Spuren über $p_t$ -Schwelle [GeV]	> 5 > 0.1	> 2 > 0.4	> 1 > 0.9	> 0 > 1.8
<b>L2-Bedingungen (FTT)</b>				
gesamte Transversalenergie [GeV]	-	> 6.5	> 5.0	
Anzahl Spuren über $p_t$ -Schwelle [GeV]	> 2 > 0.8	> 2 > 0.8	> 2 > 0.8	
Qualität des z-Vertex <sup>+</sup>	$\geq 2$	$\geq 2$	$\geq 2$	
<b>L3-Bedingungen (FTT)</b>				
Transversalimpuls $D^*$ -Meson [GeV]	> 4.5	> 2.5	> 1.5	
$D^0$ -Massenfenster [MeV]	180	180	180	
Massendifferenz $\Delta M$ [MeV]	< 280	< 180	< 180	
<b>Prescale</b>				
erwarteter Prescalefaktor	$\approx 1$	$\approx 1$	$\gtrsim 1$	

\* Entspricht nicht der Anzahl CJC-Spuren

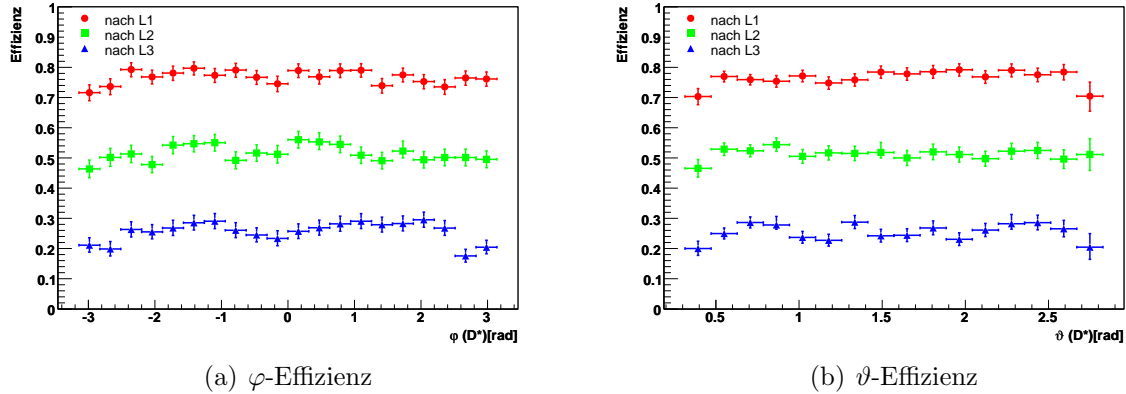
<sup>+</sup> z-Vertex Bildung des FTT und Einteilung in Qualitätsstufen siehe [Ber02]

**Tabelle 6.1:** Einstellungen der Subtrigger S122, S53, S55 zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion.

Für die nachfolgend angegebenen Effizienzen wird wie in Kapitel 5.4 der Quotient aus der Anzahl selektierter Ereignisse und der Anzahl von Referenzereignisse im  $\Delta M$ -Signalbereich bestimmt. Dazu werden als Referenzereignisse ebenfalls  $D^*$ -Mesonen von S61 mit den Akzeptanzschnitten auf den FTT aus Tabelle 5.1 verwendet. In die Selektion der Ereignisse

fließt die *raw*-Triggerentscheidung der ersten drei Subtriggerstufen ein, um zunächst den zusätzlichen Effizienzverlust durch Prescaling zu ignorieren.

Als erstes werden die Effizienzen in Abhängigkeit des Azimutal- und Polarwinkel vorgestellt. Aufgrund der von Raumwinkeln unabhängigen Selektionskriterien für alle drei Subtrigger wird nur die Effizienz eines Subtriggers diskutiert, und zwar von S53 für  $D^*$ -Mesonen bei mittleren Transversalimpulsen.



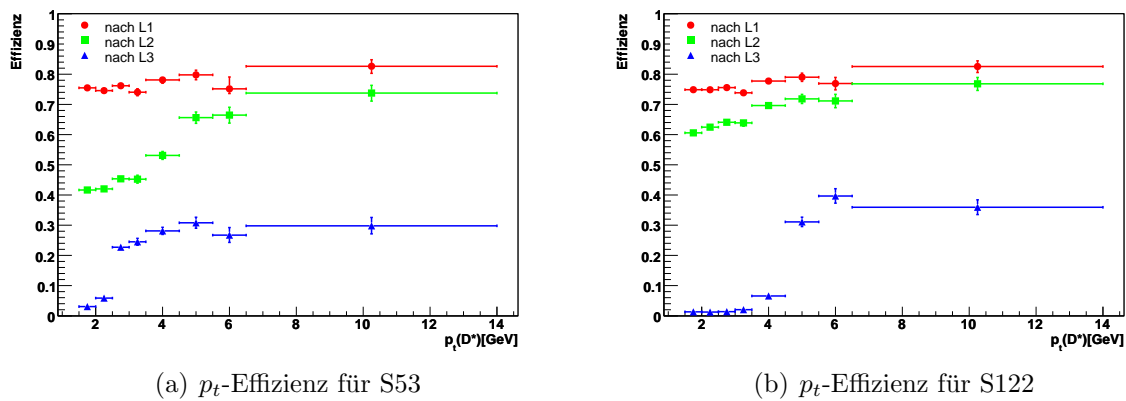
**Abbildung 6.1:** Effizienzen in Abhängigkeit von Azimutal- und Polarwinkel.

In Abbildung 6.1(a) ist die Triggereffizienz in Abhängigkeit des Azimutalwinkels  $\varphi$  dargestellt. Die L1-Effizienz weist dabei leichte Fluktuationen um 78% auf, kann aber innerhalb ihrer Fehler als konstant angesehen werden. Nach der Selektion von Ereignissen, die die L2-Kriterien erfüllen, entsteht eine leichte Ineffizienz im Bereich von  $-\pi$ , die mit defekten Vorverstärkern der CJC in Verbindung gebracht werden kann. Die Gesamteffizienz variiert demnach zwischen 47% und 56%. Dieser Effekt wird noch durch eine ungenauere Ereignisrekonstruktion von FTT-L3 in diesem Bereich und der daraus resultierenden ineffizienteren Triggerentscheidung verstärkt. Insgesamt variiert die Selektionseffizienz für  $D^*$ -Mesonen nach L3 von ungefähr 32% im effizienten Bereich bis etwa 21% im ineffizienten Bereich.

In Abhängigkeit des Polarwinkels  $\vartheta$  (siehe Abbildung 6.1(b)) ist die Triggereffizienz durch L1 innerhalb der dargestellten Fehler flach, und beträgt ebenfalls 78%. Lediglich im Bereich von 0 und  $\pi$  sind geringe Ineffizienzen zu beobachten. Mit den L2-Bedingungen wird die Selektionseffizienz weiter auf konstante 53% gesenkt. Durch die Ereignisrekonstruktion auf FTT-L3 treten Schwankungen in der Effizienz in Abhängigkeit des Polarwinkels auf. Bei etwa  $\pi/2$  wird die Berechnung des Polarwinkels schwieriger, da es sich um z-Positionen aus der Mitte der Spurkammer handelt. Dabei werden annähernd gleiche Ladungsamplituden (siehe Kapitel 5.2) gemessen, wodurch die z-Messung durch den Amplitudenvergleich relativ ungenau wird. Der Effizienzabfall bei kleinen und großen Polarwinkeln folgt aus der geometrischen Akzeptanz der Spurkammer. Die Teilchenspuren in diesem Bereich erreichen die äußerste FTT-Triggerlage nicht, wodurch der Hebelarm bei der Spurrekonstruktion kleiner wird, und sich die Spurauflösung verschlechtert. Da die Richtungen vom  $D^*$ -Meson und der Spur des  $\pi_{slow}$  stark miteinander korreliert sind, wirkt sich die schlechtere Spurauflösung des  $\pi_{slow}$  in einer schwankenden Effizienz als Funktion des Polarwinkels des  $D^*$ -Mesons zwischen 24% und 32% aus.

Als nächstes wird die Effizienz der implementierten Subtrigger in Abhängigkeit des Transversalimpulses untersucht. Dabei gilt es zu beachten, dass ein Großteil der Untergrundeignisse bei niedrigen Transversalimpulsen stattfindet, und somit eine hohe Ereignisrate verursacht. Diese Rate kann schon auf L2 durch entsprechend gewählte Triggerentscheidungen, wie die Einschränkung auf die gesamte Transversalenergie sowie Schnitte auf eine Anzahl Spuren oberhalb einer Transversalimpulsschwelle, reduziert werden. Der genaueste Schnitt auf den Transversalimpuls von  $D^*$ -Mesonen kann mit FTT-L3 angewandt werden. Damit wird der Untergrund ebenfalls stark reduziert, und die Menge selektierter  $D^*$ -Mesonen wird auf den Bereich hoher Transversalimpulse reduziert, in dem die theoretischen Vorhersagen ohnehin genauer sind.

Die Auswirkungen der kinematischen Einschränkungen auf die Triggereffizienz von  $D^*$ -Mesonen wird im folgenden für die Subtrigger S53 (siehe Abbildung 6.2(a)) und S122 (siehe Abbildung 6.2(b)) untersucht, da diese sehr verschiedene Selektionskriterien verwenden.



**Abbildung 6.2:** Effizienzen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des  $D^*$ -Mesons.

Im Bereich kleiner Transversalimpulse von 1,5 - 6 GeV fällt die Effizienz nach L1 für beide Subtrigger auf 74% - 79% ab, während die Effizienz für hohe Transversalimpulse auf etwa 83% reduziert wird. Die Auswirkungen der unterschiedlichen L2-Kriterien werden in den Effizienzen nach L2 deutlich. Für S53 ist ein starker Effizienzverlust auf etwa 44% bei 1,5 - 3,5 GeV sowie auf etwa 53% bei 4 GeV zu beobachten. Dieser Verlust ist auf die Einschränkung auf die gesamten Transversalenergie  $> 6,5$  GeV zurückzuführen, wie der Vergleich mit S122 zeigt. Bei diesem Subtrigger fällt die Effizienz im gleichen Bereich nur auf 60% - 70%. Bei hohen Transversalimpulsen ist für beide Subtrigger eine ähnliche Effizienz von etwa 76% zu beobachten. Da die Einschränkung auf die gesamte Transversalenergie in S53 der einzige Unterschied zu S122 ist, zeigt dies, dass mit dieser Bedingung nur  $D^*$ -Mesonen im Bereich niedriger Transversalimpulse verworfen werden.

Für beide Subtrigger ist nach der L3-Entscheidung der erwartete Effizienzanstieg ab der jeweiligen Transversalimpulsschwelle zu beobachten. S53 weist eine Effizienz von 23% - 30% oberhalb von 2,5 GeV auf. Diese Effizienz ist somit niedriger als die Triggereffizienz von S122, die oberhalb seiner Transversalimpulsschwelle von 4,5 GeV 30% - 40% beträgt.



Damit wurde gezeigt, dass die Triggereinstellungen die erwarteten Effekte mit sich bringen. S122 funktioniert effizient in dem vorgesehenen kinematischen Bereich, während S53 auch in der Lage ist  $D^*$ -Mesonen mit niedrigeren Transversalimpulsen zu selektieren. Wie genau die L3-Triggerentscheidungen der einzelnen Subtriggern voneinander abhängen, und wie sich dies auf die Gesamteffizienz bei der Selektion von  $D^*$ -Mesonen mit FTT-L3 auswirkt wird im folgenden kurz beschrieben:

Die exklusive Effizienz von FTT-L3 wird aus den gleichen Referenzereignissen ermittelt, die in der vorherigen Effizienzbestimmung verwendet wurden. Es werden zusätzlich die L1- und L2-Triggerentscheidung gefordert, um die alleinige Selektivität von FTT-L3 zu untersuchen.

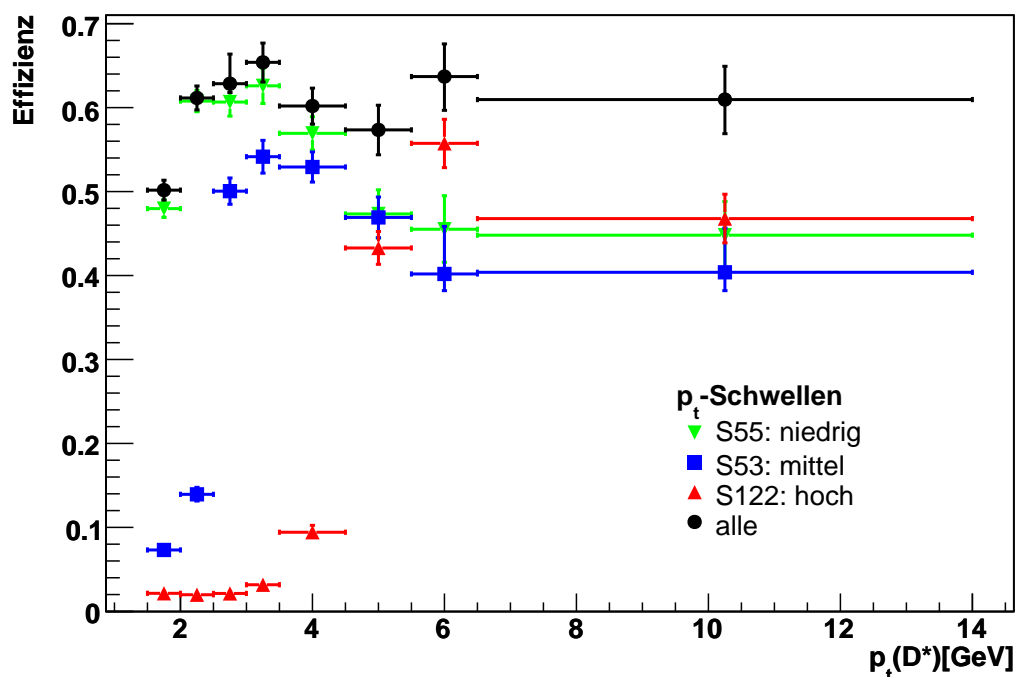


Abbildung 6.3: FTT-L3-Selektionseffizienzen für S122, S53, S55.

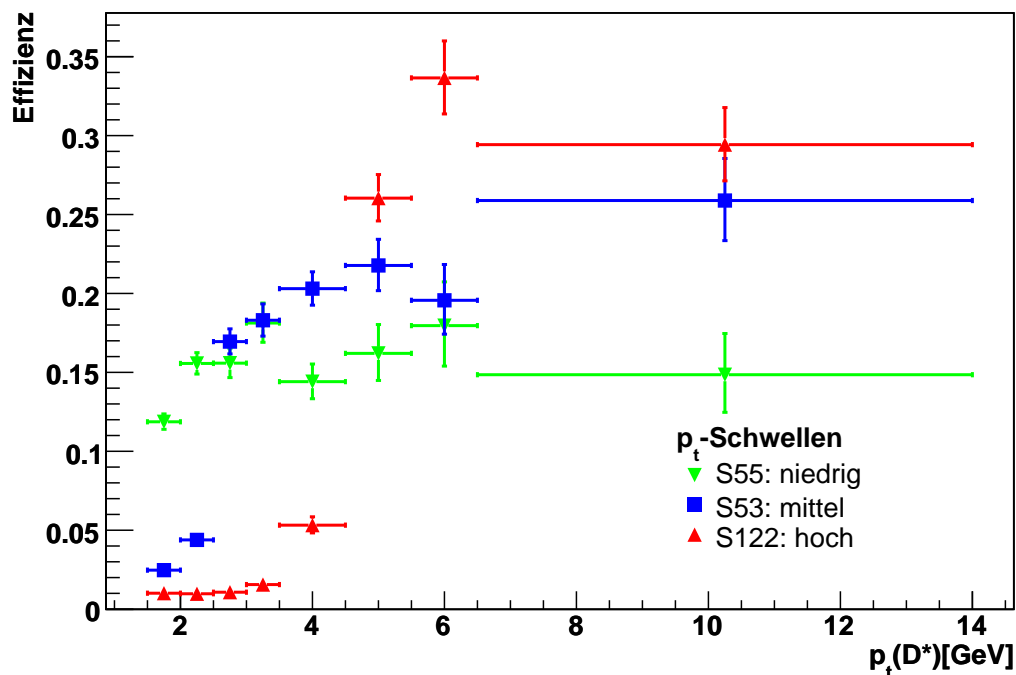
In Abbildung 6.3 sind die Effizienzen der FTT-L3-Triggerentscheidungen für die drei implementierten Subtrigger in Abhängigkeit des Transversalimpulses  $p_t$  dargestellt. Bei niedrigen Transversalimpulsen von 1.5 bis 3.5 werden  $D^*$ -Mesonen durch FTT-L3 am effizientesten von S55 selektiert. Die kleine Differenz zur Gesamteffizienz kann mit den “weicheren” FTT-L3-Einstellungen von S122 erklärt werden. In diesen Ereignissen wurde von FTT-L3 ein  $D^*$ -Kandidat mit hohem Transversalimpuls gefunden, obwohl  $D^*$ -Mesonen mit niedrigen Transversalimpulsen vorhanden waren. Entweder selektiert FTT-L3 aufgrund der offenen Selektionsschnitte von S122 kombinatorischen Untergrund, oder es sind in diesen Ereignissen zwei  $D^*$ -Mesonen mit unterschiedlichen Transversalimpulsen zerfallen, von denen das langsame nicht durch S55 selektiert wurde. Wegen der geringen Wahrscheinlichkeit, dass bei einem Boson-Gluon-Fusionsprozess zwei  $D^*$ -Mesonen produziert werden, findet das zweite Szenario nur selten statt. Ab einem Transversalimpuls von 3.5 GeV steigt die Effizienz von S122 an, und steigert im Bereich von 5.5 bis 6.5 GeV



die Gesamteffizienz entscheidend. Bei sehr hohen Transversalimpulsen von 6.5 bis 14 GeV liefert ebenfalls S122 den größten Anteil zur gesamten Effizienz.

In diesem Bereich der hohen Transversalimpulsen von 6,5 bis 14 GeV sind die Effizienzen von S55 und S122 dennoch ähnlich hoch, und überschneiden sich sogar innerhalb der Fehler. Wegen der ‐härteren‐ Selektionskriterien von S55 kann dieser Effekt nur auf die Selektion von Untergrund mit niedrigem Transversalimpuls ab 1,5 GeV zurückgeführt werden. Die Effizienz von S55 ist wegen dieses Effekts sogar für alle Transversalimpulsbereiche höher als die Effizienz von S53, der  $D^*$ -Mesonen für  $p_t > 2,5$  GeV selektieren soll. Es gilt aber zu beachten, dass S55 wegen der niedrigen Transversalimpulsschwelle hohe Raten verursacht, die im H1-Triggersystem durch die künstliche Ratenreduktion mit Prescaling kompensiert werden.

Damit erzeugt das Prescaling eine weitere Ineffizienz, die mit in eine gesamte Triggereffizienz einfließen muss. Dazu kann die  $act^2$ -Triggerentscheidung abgerufen werden, die die Triggerentscheidung nach dem Prescaling beinhaltet. Diese Gesamteffizienz sind in Abbildung 6.4 der Subtrigger dargestellt.



**Abbildung 6.4:** Gesamte Triggereffizienz für S122, S53, S55 mit Einfluss von Prescaling.

Diese Effizienzen veranschaulichen die korrekte Implementierung der geplanten Triggerstrategie aus Kapitel 5.4. Jeder Subtrigger ist in dem Transversalimpulsbereich am effizientesten, für den seine Einstellungen optimiert wurden. Dabei weist S55 für Transversalimpulse von 1,5 - 2,5 GeV eine Effizienz von 12% - 16% auf. Für mittlere  $p_t$  von 2,5 - 4,5 GeV ist S53 zu 17% - 21 % effizient. Schließlich bietet S122 mit 26% und 34%

<sup>2</sup>Abkürzung für **actual** engl. für tatsächlich

für hohe Transversalimpulse von 4,5 - 14 GeV die beste Effizienz bei der Selektion von  $D^*$ -Mesonen.

Damit wurde eine ausführliche Effizienzanalyse der implementierten Trigger durchgeführt. Allerdings sollte noch die Genauigkeit der Methode zur Bestimmung der Effizienzen überprüft werden. Insbesondere bei niedrigen Transversalimpulsen ist die Unterscheidung zwischen Signalereignissen und Untergrund schwierig. Daher wird die bisher verwendete Methode mit einer genaueren Möglichkeit der Effizienzbestimmung verglichen, in die die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen im Signal der  $\Delta M$ -Verteilung eingeht. Dazu wird eine Fitfunktion an die  $\Delta M$ -Verteilung angepasst, die sowohl das Signal als auch den Untergrund beschreiben kann. Diese Funktion besteht aus der Summe einer Crystal-Ball-Funktion [Gei82], die das asymmetrische Ereignissignal wiedergibt, und einer Granet-Funktion, die in der Lage ist den Untergrund zu beschreiben. Die Anpassung der Funktionen geschieht dabei gleichzeitig an richtige und falsche Ladungskombinationen. Letztere sind Spurkombinationen aus  $K^+\pi^+\pi_{slow}^-$  oder  $K^-\pi^-\pi_{slow}^+$ , aus denen ebenfalls eine Massendifferenz berechnet wird. Die Verteilung dieser Massendifferenzen liefert eine gute Abschätzung für die Kombinatorik aus leichten Quarks, da kein  $D^{++}$  existiert. Aus der Anpassung der Funktionen an beide Verteilungen, und der Subtraktion der Untergrundfunktion von der (Signal+Untergrund)-funktion kann die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen im Signal bestimmt werden. Im Rahmen der Arbeit [Boe07] wurde diese Methode in einen ungebinnten Fit implementiert. Mit der Anwendung dieses Fits an einen Datensatz selektierter  $D^*$ -Mesonen (siehe Abbildung 6.5(a)) und den zugehörigen Referenzdatensatz (siehe Abbildung 6.5(b)), kann die Effizienz aus dem Quotienten der Fitresultate berechnet werden.

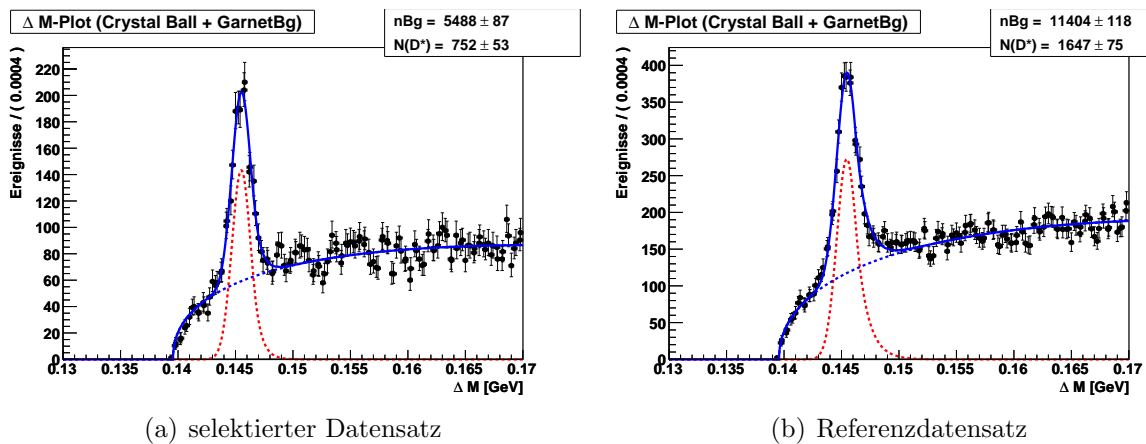
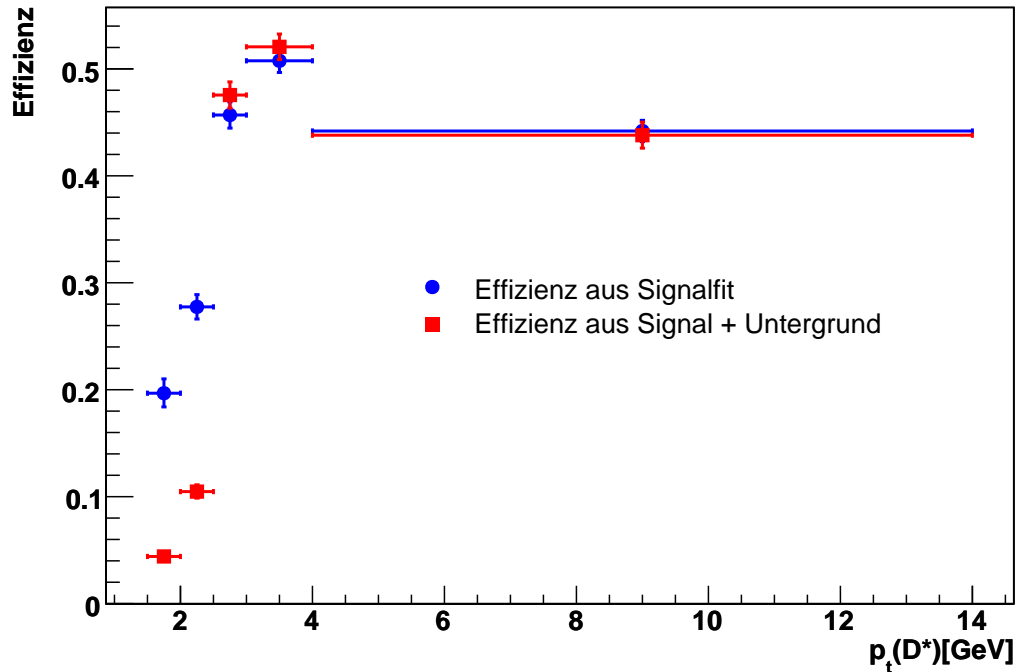


Abbildung 6.5: Bestimmung der Anzahl  $D^*$ -Mesonen aus einem Fit.

Der Unterschied, der aus den beiden verwendeten Methoden hervorgeht, ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Bei niedrigen Transversalimpulsen von 1,5 - 2,5 GeV wird die Effizienz aus dem Vergleich der Ereignisse im Signalbereich unterschätzt, da der hohe Untergrund stärker in die Effizienzbestimmung eingeht. Bei mittleren Transversalimpulsen von 2,5 - 4 GeV ist die Effizienz aus dem Vergleich der Ereignisse im Signalbereich geringfügig höher, stimmt aber innerhalb der Fehler mit der neuen Effizienzbestimmung überein. Bei hohen Transversalimpulsen über 4 GeV liefern beide Methoden ein gleiches Ergebnis. Allerdings benötigt der Fit eine relativ große Anzahl von Einträgen in der  $\Delta M$ -Verteilung um zu konvergieren, weshalb das Binning im Bereich hoher Transversalimpulse sehr groß gewählt

wurde. Diese Untersuchung zeigt, dass zu einer exakten Effizienzanalyse die Effizienzen bei niedrigen Transversalimpulsen über die Anzahl der  $D^*$ -Mesonen aus einem Fit bestimmt werden sollte.



**Abbildung 6.6:** Vergleich der Methoden zur Effizienzbestimmung: Die blauen Kreise stellen die Effizienzen aus der Anzahl  $D^*$ -Mesonen aus dem Fit dar, während die roten Dreiecke die vorher verwendete Methode der Effizienzbestimmung aus der Anzahl Ereignisse im Signalbereich  $143 \text{ MeV} < \Delta M < 148 \text{ MeV}$  darstellt.

Neben der Effizienz der Subtrigger ist die Anzahl der tatsächlich selektierten  $D^*$ -Mesonen ein wichtiges Maß für ihre Leistungsfähigkeit, da hier auch die Verluste durch Prescale-Faktoren eine Rolle spielen. Die mit dem oben beschriebenen Fit ermittelte Anzahl der  $D^*$ -Mesonen wird dabei als Funktion der Run-Nummer (und damit der Zeit) in Intervallen gleicher integrierter Luminosität untersucht. Dabei ist die Unterteilung in Intervalle der integrierten Luminosität (siehe Kapitel 2.1) am besten geeignet, um in regelmäßigen Abständen die Selektionsfähigkeit eines Subtriggers zu überprüfen. Durch die Normierung auf die Luminosität sollten bei gleichen Strahlbedingungen auch die gleiche Anzahl von  $D^*$ -Mesonen selektiert werden. Deshalb wird in dieser Untersuchung auch die Sensibilität eines Subtriggers in Abhängigkeit der Strahlbedingungen deutlich. In Abbildung 6.7 ist der sogenannte yield<sup>3</sup> für die kombinierte Triggerentscheidung<sup>4</sup> von S122, S53 und S55 dargestellt, der angibt wie viele  $D^*$ -Mesonen pro inversen Picobarn<sup>5</sup> selektiert wurden. Die horizontalen Linien zeigen jeweils die durchschnittliche Anzahl selektierter  $D^*$ -Mesonen pro 8 inversen Picobarn. Da die drei Subtrigger zu verschiedenen Zeitpunkten im Laufe der Datennahme Ende 2006/Anfang 2007 implementiert wurden, sind auch drei Stufen

<sup>3</sup>engl. für Ausbeute

<sup>4</sup>ODER-Verknüpfung der Triggerentscheidungen

<sup>5</sup>Einheit für die integrierte Luminosität

in dem yield zu erkennen. Zum Vergleich wurde ein weiterer Subtrigger zur Selektion von  $D^*$ -Mesonen dargestellt, der nur L1- und L2-Triggerentscheidungen verwendet. Dieser Subtrigger S56 verwendet hauptsächlich die Triggerentscheidungen des L2NN. Dabei wird schon in der alleinigen Betriebsphase von S122 sichtbar, dass annähernd doppelt so viele  $D^*$ -Mesonen durch S122 ( $\approx 500$  pro  $8 \text{ pb}^{-1}$ ) selektiert wurden wie durch S56 ( $\approx 270$  pro  $8 \text{ pb}^{-1}$ ). Die Aktivierung von S53 brachte in der folgenden Betriebsphase einen weiteren Selektionsanstieg auf  $\approx 700$  pro  $8 \text{ pb}^{-1}$ . In der letzten Betriebsphase stieg die Anzahl selektierter  $D^*$ -Mesonen durch die Inbetriebnahme von S55 auf  $\approx 1100$  pro  $8 \text{ pb}^{-1}$  an. Damit wurden in dieser Endphase annähernd viermal so viele  $D^*$ -Mesonen durch FTT-L3 selektiert, wie durch den Subtrigger S56. Bei dieser Darstellung ist allerdings zu beachten, dass die Einteilung der Runbereiche auf der integrierten Luminosität von S122 beruht. Der hohe yield im Bereich der Run Nummer 484000 kann auf einen höheren Prescale-Faktor von S122 und einen konstanten Prescale-Faktor von S53 zurückgeführt werden. In diesem Fall wurde die Luminosität für S53 überschätzt, und es gehen in diesem Bereich mehr als  $8 \text{ pb}^{-1}$  in den yield ein. Die weiteren Schwankungen können auf ähnliche Effekte zurückzuführen sein. Daher sollten zu einer genauen Analyse die yields der einzelnen Subtrigger betrachtet werden.

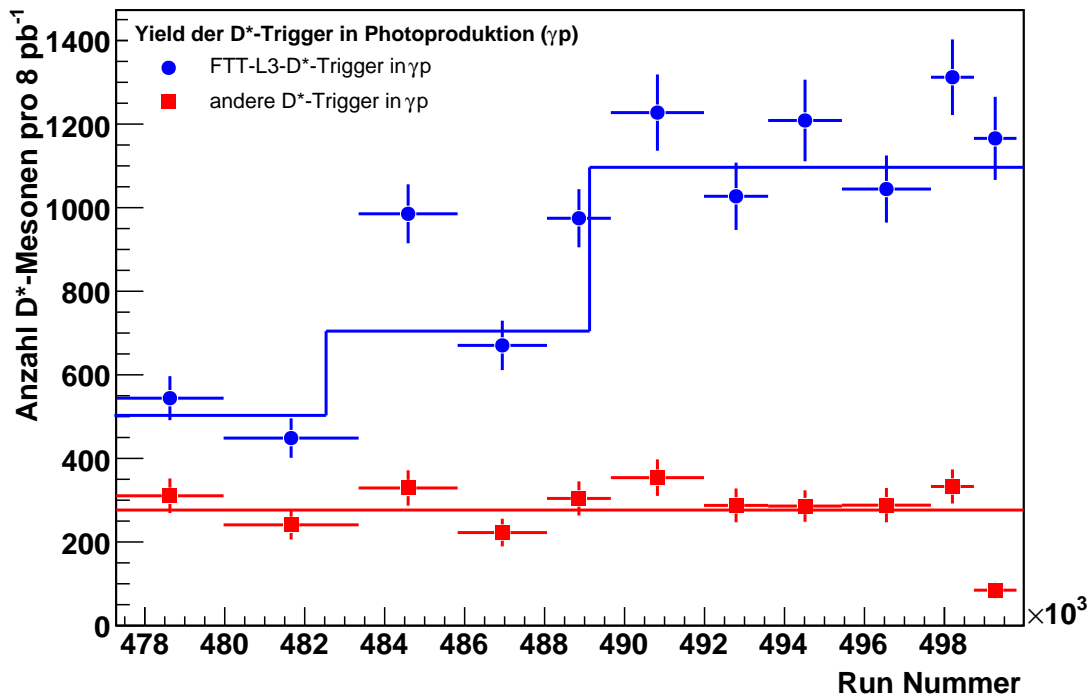


Abbildung 6.7: yield Plot der FTT  $D^*$  Trigger im Vergleich mit S56.

In Abbildung 6.8 ist die Massendifferenzverteilung  $\Delta M$  für Transversalimpulse zwischen 1,5 und 2,5 GeV dargestellt, um zu zeigen, dass durch den FTT auch in diesem Bereich  $D^*$ -Mesonen selektiert werden können. Der Subtrigger S55 konnte aus etwa  $30 \text{ pb}^{-1}$  bei  $1,5 < p_t < 2,5 \text{ GeV}$  etwa 1400  $D^*$ -Mesonen selektieren. Der Untergrund, der wie erwartet in diesem Bereich sehr hoch ist, kann in einer Analyse durch Schnitte wie zum Beispiel auf  $dE/dx$  verringert werden. Damit könnte eine Messung der Gluondichte für den kinemati-

schen Bereich bei kleinen Björkenschen SkalenvARIABLEN  $x$  möglich werden, da bei kleinen  $x$  nur wenig Energie vom Proton in den harten Wechselwirkungsprozess eingeht, und somit nicht genügend Energie für hohe Transversalimpulse zur Verfügung steht. Demnach stellt FTT-L3 einen Datensatz für Messungen in einem noch nicht erschlossenen kinematischen Bereich zur Verfügung.

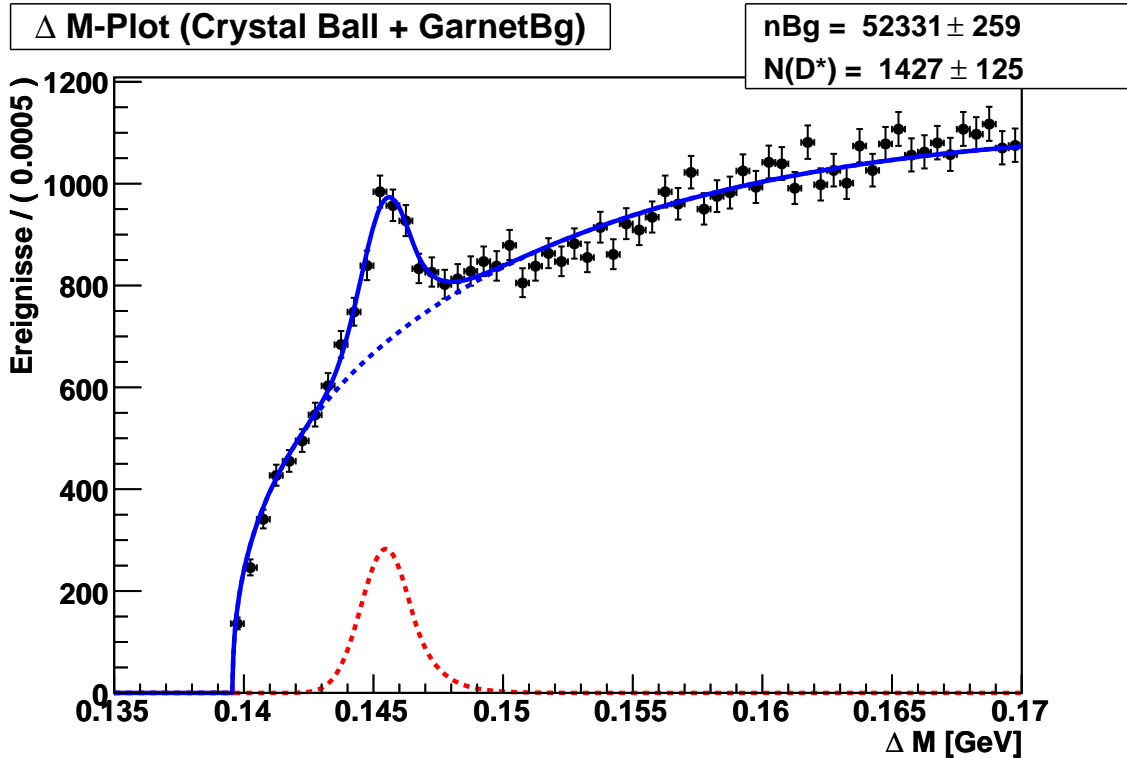


Abbildung 6.8:  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion mit S55 für  $1.5 < p_t < 2.5$ .

Die erfolgreiche Datennahme der FTT-L3-Trigger bei der Selektion von  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion wird in Abbildung 6.9 deutlich. Diese Verteilung der Massendifferenzen  $\Delta M$  wurde ohne die Anwendung des z-Schnitts (siehe Kapitel 5.4) erzeugt, und stellt die Gesamtzahl der selektierten  $D^*$ -Mesonen dar. Vorläufig wurden  $12281 \pm 334$   $D^*$ -Mesonen selektiert, die somit den bisher größten Datensatz für  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion für H1 darstellen. Zum Vergleich wurden in der Betriebsphase HERA I von 1992 - 2000 etwa 1100  $D^*$ -Mesonen aus Photoproduktionsereignissen [Flu05] selektiert. Mit dieser zehnfachen Statistik sind weitere genaue Analysen der Produktion schwerer Quarks möglich.

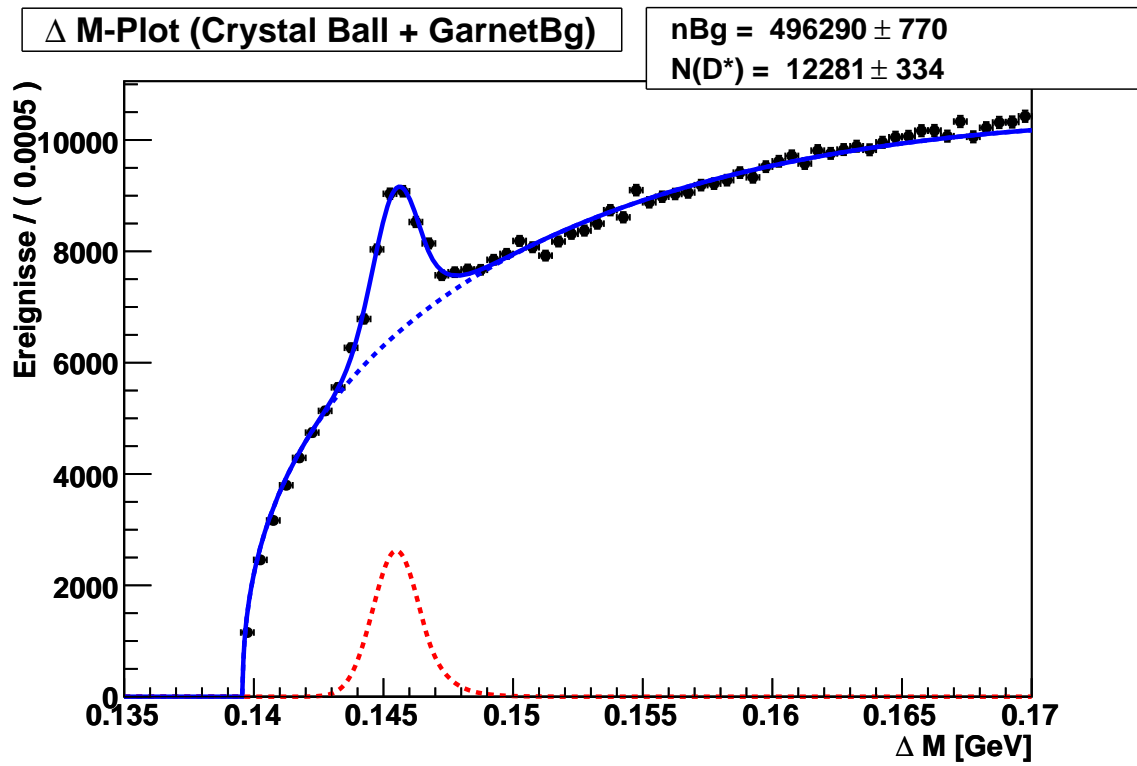


Abbildung 6.9:  $D^*$ -Mesonen in Photoproduktion aller FTT-L3-Subtrigger für die gesamte Datennahme 2006/2007.

## 7 Zusammenfassung

Die Produktion schwerer Quarks in Elektron-Proton-Streuungen wird vom Boson-Gluon-Fusions-Prozess dominiert. Dieser ist ein wichtiger Prozess zur Bestimmung der Gluondichte im Proton, die am HERA-Speicherring untersucht wird. Ein grosser Anteil dieser Prozesse findet im kinematischen Bereich der Photoproduktion statt. Dieser Bereich ist von hohen Ereignisraten gekennzeichnet, und weist nur wenige typische Ereignismerkmale auf. Daher wird eine genaue Online-Ereignisrekonstruktion notwendig, in der Mesonen mit schwerem Quarkinhalt auf der Grundlage ihrer invarianten Massen selektiert werden. Mit dem schnellen Spurtrigger (FTT) für das H1-Experiment wurde die Möglichkeit geschaffen, aus den Messungen der zentralen Spurkammern dreidimensionale Teilchenspuren auf Triggerniveau zu rekonstruieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Qualität der Spurinformatoren untersucht. Hierzu wurde eine neue Fitfunktion entwickelt, die eine exakte Bestimmung der Auflösungen für die teilweise asymmetrischen Verteilungen von Spurparametern ermöglicht. Weiterhin wurde die Kalibrierung der longitudinalen Positionsmessung einzelner Ladungstreffer durchgeführt, um eine Verbesserung der Polarwinkelauflösung zu erreichen. Der Vergleich mit der bisher verwendeten Kalibrierung zeigte keinen signifikanten Unterschied, und die Qualität der bestehenden Kalibrierung wurde demonstriert.

Auf der dritten Stufe des FTT wird auf der Grundlage der rekonstruierten Spuren eine Online-Ereignisrekonstruktion durchgeführt. Dies beinhaltet die Berechnung von invarianten Massen, basierend auf den Endzuständen komplizierter Zerfälle. Eine wichtige Anwendung stellt dabei die Suche nach dem “goldenen” Zerfall von  $D^*$ -Mesonen  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi_{slow}^\pm$  dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Online-Rekonstruktion des “goldenen” Zerfalls von  $D^*$ -Mesonen analysiert, um das Auflösungsvermögen bei der Rekonstruktion der invarianten Massen des  $D^0$ -Mesons und der Massendifferenz  $\Delta M = M(K\pi\pi_{slow}) - M(K\pi)$  zu ermitteln. Damit wurde erstmals im Verlauf der Datennahme gezeigt, dass der FTT in der Lage ist  $D^*$ -Mesonen zu identifizieren. Die resultierende Entscheidung führt zudem zu einer hinreichenden Reduktion der Triggerrate.

Mit der FTT-Simulation *FTTEMU* wurde eine Vielzahl möglicher Selektionskriterien für die  $D^*$ -Online-Rekonstruktion auf Effizienz und Ratenreduktion hin untersucht. Auf der Grundlage dieser Analyse wurden die Parameter für drei implementierte Trigger gewählt, die zu einer effizienten Selektion von  $D^*$ -Mesonen für Transversalimpulse über 1,5 GeV führten. Die Anstieg der Ausbeute an  $D^*$ -Mesonen durch die FTT-Trigger wurde gezeigt, und mit alternativen Triggern verglichen.

Zusammenfassend sei erwähnt, dass etwa 12500  $D^*$ -Mesonen durch die FTT-Trigger selektiert wurden, was zu einer verzehnfachten Statistik im Vergleich zur vorhergehenden Datennahmeperiode von 1992 bis 2000 führte. Damit sind Untersuchungen zur Produktion schwerer Quarks und zur Verteilung der Gluonen im Proton möglich.

## Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>97] ABT, I. u. a.: The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 386 (1997), S. 310–348
- [B<sup>+</sup>a] BAIRD, S. A. u. a.: *Addendum to the proposal: A Fast Track Trigger with High Resolution for H1*. H1-09/99-576,
- [B<sup>+</sup>b] BIZOT, J. C. u. a.: *Strategy studies for the H1 topological L2 trigger (L2TT)*
- [B<sup>+</sup>01] BAIRD, S. A. u. a.: A fast high resolution trigger for the H1 Experiment. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2001), Nr. 48, S. 1276–1285
- [Bay] BAYES, Thomas: *An Essay towards solving a Problem in the Doctrine of Chances*. <http://www.stat.ucla.edu/history/essay.pdf>
- [BCPP81] BARBARINO, G. C. ; CERRITO, L. ; PATERNOSTER, G. ; PATRICELLI, S.: Measurement of the second Coordinate in a drift Chamber using the Charge division Method. In: *Nucl. Instrum. Meth.* 179 (1981)
- [Ber02] BERGER, Niklaus E.: *Development of a z-vertex trigger based on drift chamber signals at H1*, ETH Zürich, Diplomarbeit, April 2002. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-287.ps>
- [Blo99] BLOBEL, Volker: *CJC Z-Calibration*. Universität Hamburg, Oktober 1999 Vortrag bei Calibration Task Force
- [Boe07] BOENIG, Marc O.: *Messung des D\*-Meson-Produktionsquerschnitts in tiefinelastischer Streuung mit dem H1-Experiment*. Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Diss., Mai 2007
- [Bru] BRUN, Renè: *ROOT Class Index*. <http://root.cern.ch/root/html/ClassIndex.html>
- [BZ05] BOHM, Gerhard ; ZECH, Günter: *Einführung in Statistik und Messwertanalyse für Physiker*. Verlag Deutsches Elektronen Synchrotron, 2005
- [Cam06] CAMINADA, Lea M.: *Implementation of a Trigger for the Decay  $b \rightarrow eX$  on the Third Trigger Level at the H1 Experiment*, ETH Zürich, Diplomarbeit, August 2006
- [Dir30] DIRAC, Paul A. M.: *The Principles of Quantum Mechanics*. Oxford University Press, 1930
- [Dod05] DODT, Dirk: *Analysis of the Data Quality of the FTT*. Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Diplomarbeit, März 2005. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-390.pdf>



- [Ein05] EINSTEIN, Albert: Zur Elektrodynamik bewegter Körper. In: *Annalen der Physik und Chemie* 17 (1905), S. 891–921
- [Erd96] ERDMANN, W.: *Untersuchung der Photoproduktion von  $D^*$ -Mesonen am ep Speicherring HERA*, ETH Zürich, Diss., 1996. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-273.ps>
- [FG] FTT-GRUPPE: *Definition of FTT L1/L2/L3 Elements and Tracks*. [http://www-h1.desy.de/idet/upgrade/trigger/ftt/ftt\\_trigger.html](http://www-h1.desy.de/idet/upgrade/trigger/ftt/ftt_trigger.html). – H1 interne Webquelle
- [Flu05] FLUCKE, Gero: *Photoproduction of  $D^*$  Mesons and  $D^*$  Mesons Associated with Jets at HERA*, Universität Hamburg, Diss., Juni 2005. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-380.ps>
- [Gei82] GEISER, J. E.: *Charmonium Spectroscopy from radiative Decays of the  $J\Psi$  and  $\Psi^*$* , Stanford University, Diss., 1982
- [Gla80] GLASHOW, S. L.: Towards a unified theory: Threads in a tapestry. In: *Rev. Mod. Phys.* 52 (1980), S. 539
- [Hei25] HEISENBERG, Werner: Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen. In: *Zeitschrift der Physik* 33 (1925), S. 879
- [J<sup>+</sup>07] JUNG, Andreas W. u. a.: *First Results from the Third Level of the H1 Fast Track Trigger*. <http://ieeexplore.ieee.org/iel5/9892/31435/01462633.pdf>. Version: Mai 2007
- [Jun04] JUNG, Andreas W.: *Inbetriebnahme der dritten Stufe des schnellen Spurtiggers für das H1-Experiment*. Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Diplomarbeit, September 2004. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-367.pdf>
- [JuniV] JUNG, Andreas W.: *FTT-L3*. Universität Heidelberg, Kirchhoff Institut für Physik, Diss., iV
- [K<sup>+</sup>] KÖHNE, J. H. u. a.: *Realization of a second level neural network trigger for the H1 Experiment at HERA*. – *Nucl. Instrum. Meth A* 389 (1997) 128
- [KRSW] KRASDEV, K. ; RURIKOVA, Z. ; SCHMITT, S. ; WESSELS, M.: *The java-based H1 central trigger control “CTApp”*. [http://www-h1.desy.de/itrigger/ShiftInstructions/ctapp\\_manual.pdf](http://www-h1.desy.de/itrigger/ShiftInstructions/ctapp_manual.pdf). – H1 internes Webdokument
- [Loh06] LOHWASSER, Kristin: *Optimisation of the selection capability of the H1 Fast Track Trigger*. Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Diplomarbeit, Juli 2006. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-435.ps>
- [Nau03] NAUMANN, Jürgen: *Entwicklung und Test der dritten H1-Triggerstufe*. Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Diss., April 2003. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-305.ps>

- [Pat04] PATERNO, Marc: *Calculating Efficiencies and Their Uncertainties*. <http://lss.fnal.gov/archive/test-tm/2000/fermilab-tm-2286-cd.pdf>.  
Version: May 2004
- [Sal80] SALAM, A.: Gauge unification of fundamental forces. In: *Rev. Mod. Phys.* (1980), S. 525
- [SauIV] SAUTER, Michel: *Implementation of a Trigger for the Decay  $b \rightarrow \mu X$  on the Third Trigger Level at the H1 Experiment*, ETH Zürich, Diss., iV
- [SCENC99] SCHULTZ-COULON, H. C. ; ELSER, E. ; NICHOLLS, T. ; COUGHLAN, J.: A general scheme for optimization of trigger rates in an experiment with limited bandwidth. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 46 (1999), S. 915–919
- [Sch04] SCHÖNING, André: A fast track trigger for the H1 Collaboration. In: *Nucl. Instrum. Meth.* (2004), Nr. 518, S. 542–543
- [Sch06] SCHÖNING, André: *Implementierung von Kalibrationsparametern in FTT-EMU*. Oktober 2006. – Persönliche Mitteilung
- [Sch07] SCHÖNING, André: *Definition der FTT-L2 Triggerelemente*. Januar 2007. – Persönliche Mitteilung
- [Thu99] TLUCZYKONT, Martin: *Z-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors bei HERA*. Universität Hamburg, Diplomarbeit, Februar 1999. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-147.ps>
- [Urb05] URBAN, Klaus: *Triggerstudien für eine Messung der Protonenstrukturfunktion  $F_2$  bei H1*. Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Diplomarbeit, März 2005. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-395.pdf>
- [Wei80] WEINBERG, S.: Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions. In: *Phys. Rev.* 52 (1980), S. 515
- [Wis03] WISSING, Christoph: *Entwicklung eines Simulationsprogramms und Implementierung schneller Spurfitalgorithmen für den neuen H1-Driftkammertrigger*. Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Diss., Februar 2003. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-300.ps>
- [Wis06] WISSING, Christoph: *Upgrade der Theta Messung auf FTT-L2*. September 2006. – Persönliche Mitteilung
- [WSC03] WEGENER, Dietrich ; SCHULTZ-COULON, Hans-Christian: *Detektoren*. <http://www.physik.uni-dortmund.de/E5/>. Version: 2003. – Skript zur Vorlesung - Universität Dortmund
- [Y+06] YAO, W-M u. a.: In: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys* 33 (2006), 1 S.

# Danksagung

Ich möchte hier einmal jenen danken, ohne die diese Arbeit nie zustande gekommen wäre. Dies sind natürlich in erster Linie meine Eltern Ingo und Silvia, die mich in jeglicher Hinsicht bei diesem Studium unterstützt haben.

Herrn Professor Schultz-Coulon gilt mein besonderer Dank für die Möglichkeit meine Diplomarbeit innerhalb der großen Forschergemeinde am DESY anfertigen zu dürfen, für die angenehme Arbeitsatmosphäre, und die viele Motivation.

Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Professor Eisele, der mich schon in einem Seminar für mittlere Semester für das H1-Experiment begeistern konnte, und für die Anfertigung des Zweitgutachtens dieser Arbeit.

Katja danke ich für großartige Hilfe beim Lösen von Problemen jedweder Art, das viele Korrekturlesen dieser Arbeit, und das immer offene Ohr bei schwierigen Fragen.

Dem Andy, der sich nicht nur der Physik widmet, sondern auch biologische Experimente in seiner Kaffeetasse durchführt, gilt ein besonderer Dank für die super Zusammenarbeit. Danke, dass du mich in schwierigen Momenten daran erinnerst, dass der FTT "das Tollste von der Welt" ist. Ebenso möchte ich André Schöning für die vielen Diskussionen und der Geduld bei neuen Ideen danken. Ohne Claus Kleinworth wäre die  $z$ -Kalibrierung der FTT-Drähte nicht möglich gewesen. Danke für die große Unterstützung. Andreas Meyer möchte ich für die anfänglichen Aufgabenstellungen danken, die einen gewissen Teil dieser Arbeit ausmachen.

Meinen Komplizen beim Büromöbel klauen<sup>1</sup>, Klaus und Michael, danke ich für die tolle Atmosphäre in unserem Büro. Dem anderen Michael in unserem Büro danke ich dafür, dass immer Essensmarken da waren. Kristin Lohwasser gilt mein besonderer Dank für die Einführung in H100, und dass Sie mir erklärt hat wie man Jobs auf die Farm schickt. Leider konnte ich bei letzterem nicht ganz in ihre Fußstapfen treten. Herrn Prof. Wegener, Marc-Oliver, Andrea, Christoph und Olaf möchte ich dafür danken, dass wir immer wieder einen Anlass zum Kuchen oder Eis essen finden konnten. Für die schönen Abende in Hamburg, insbesondere zur WM, danke ich Lea<sup>2</sup>, Michel, Tobias, Volker, Guillaume, Martin und Mira. Meinen Vermietern Edith und Herbert möchte ich für die familiäre Atmosphäre unter ihrem Dach danken, und besonders Edith für die Hilfe beim Kuchen backen. Meinem ehemaligen Praktikumsbetreuer Jörg gilt ein besonderer Dank für die Unterrichtsstunden am Kicker. Ebenso bedanke ich mich bei den weiteren Bewohnern der Perlhuhn WG Dirk, Jesko, Stephan und Moritz für die Gastfreundschaft und das Grillen. Den Heidelberger Atlanten möchte ich ebenfalls für die Gastfreundschaft bei den Besuchen am KIP bedanken, und für die Hilfe, wenn man mal wieder kein Netz bekommt. Dabei gilt mein Dank besonders Victor für die Betreuung bei der Miniforschung, sowie Herrn Dr. Stiewe, der mich noch über die letzten Feinheiten der Spurkammerphysik aufklärte. Vielen Dank auch an meine Schwester Anja, meine Großeltern, sowie meine Tante Evelin, die mich all die Jahre unterstützt haben.

---

<sup>1</sup>es waren ja unsere

<sup>2</sup>trotz der vielen a's (insgesamt 6 Stück)