

Entwicklung eines Auslese- und Triggersystems zur Leptonenidentifizierung mit dem HADES-Flugzeitdetektor

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Justus-Liebig-Universität Gießen
Fachbereich 07 (Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)

vorgelegt von

Erik Lins
aus Linden

II. Physikalisches Institut
der Justus-Liebig-Universität Gießen
März 2001

Dekan: Prof. Dr. A. Beutelspacher

I. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Kühn

II. Berichterstatter: Prof. Dr. C.-D. Kohl

Tag der mündlichen Prüfung: 25. April 2001

Zusammenfassung

Das Experimentprogramm des HADES-Spektrometers (**H**igh **A**ccceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer), das z.Zt. am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt in Betrieb genommen wird, umfaßt verschiedene Aspekte aus der Hadronen- und Schwerionenphysik. Die Untersuchung seltener dileptonischer Zerfälle von Vektormesonen vor einem hadronischen Untergrund, sowie die in den experimentellen Szenarien von pion- und protoninduzierten Reaktionen bis hin zu Schwerionenkollisionen auftretenden Teilchenmultiplizitäten von bis zu 200 geladenen Teilchen pro Ereignis und Ereignisraten bis zu $10^5/\text{sec}$ erfordern ein effizientes Echtzeittriggersystem zur schnellen Selektion von Ereignissen mit Leptonpaaren, das weiterhin ausreichende Flexibilität besitzen muß, um an unterschiedliche physikalische Fragestellungen angepaßt werden zu können.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst das von der Gießener HADES-Gruppe entwickelte schnelle Auslese- und Triggersystem zur Identifizierung von Leptonenpaaren in relativistischen Schwerionenkollisionen beschrieben und im weiteren speziell die Systemkomponenten vorgestellt, die für die Echtzeitkalibrierung des Flugzeitdetektors (TOF) und Erkennung von Elektronen- und Positronensignaturen, sowie zur Verteilung der Triggerentscheidungen innerhalb des Spektrometers im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden.

Die TOF-Triggerelektronik besteht aus mehreren VME-Modulen, welche die TOF-Detektordaten auslesen, in Echtzeit kalibrieren und nach Signaturen von Elektronen und Positronen durchsuchen. Hierbei werden die Daten von bis zu 4224 TDC/ADC-Kanälen in einem Array von schnellen **D**igitalen **S**ignal**P**rozessoren (DSP) verarbeitet und den nachfolgenden Triggereinheiten zur Verfügung gestellt. Die Hardware ist in der Lage, die Berechnung von Flugzeit, Position und Geschwindigkeit aller Teilchen eines Ereignisses innerhalb von im Mittel $70\mu\text{sec}$ durchzuführen, was einer kontinuierlich verarbeiteten Datenmenge von 80 MByte/sec entspricht. Die flexible Architektur der entwickelten Hardware bietet verschiedene Möglichkeiten für die Implementierung des Triggeralgorithmus (Pipeline, Parallel) und dessen Anpassung an die Anforderungen unterschiedlicher experimenteller Situationen.

Das hierarchische Triggerverteilungssystem besteht aus einer Vielzahl von VME-Modulen, welche die Entscheidungen des Triggersystems von einem zentralen Modul (**C**entral **T**rigg**e**r **U**nit) zu mehreren lokalen Modulen (**D**etector **T**rigg**e**r **U**nit) übertragen. Letztere bilden die Schnittstelle zwischen Triggersystem und der lokalen Ausleseelektronik und sorgen für eine detektorspezifische Umsetzung der globalen Informationen des Triggersystems. Eine flexible Architektur der Module auf Basis von programmierbaren Logikbausteinen, sowie mehrere integrierte Schnittstellen erlauben die einfache Implementierung der hierzu notwendigen Funktionalität für jedes Detektorteilsystem.

Erste Ergebnisse aus Testexperimenten und Strahlzeiten zeigen, daß die entwickelten Systeme auch in realer Experimentumgebung an der GSI mit Strahl funktionieren. Die spezifizierte Zeitauflösung des TOF-Detektorsystems wurde erreicht und erlaubt eine Elektronenidentifizierung in Verbindung mit dem RICH-Detektor (**R**ing-**I**mag**i**ng-**C**herenkov-Detector).

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Motivation.....	1
1.1 Das Quarkkondensat.....	1
1.1.1 Chirale Symmetrie.....	1
1.1.2 Abhängigkeit von Temperatur und Dichte.....	2
1.2 Modifikationen der Mesonenmassen.....	3
1.3 Relativistische Schwerionenkollisionen.....	5
1.3.1 Makroskopische Modelle.....	6
1.3.2 Mikroskopische Transportmodelle.....	6
1.3.3 Teilchenproduktion.....	7
1.4 Hadronenstruktur.....	9
1.4.1 Formfaktoren.....	10
1.4.2 Das Vektormesondominanzmodell.....	12
1.5 Spektroskopie von Vektormesonen.....	13
1.5.1 Das HADES-Spektrometer.....	16
2 Das HADES-Detektorsystem.....	19
2.1 Experimentelle Randbedingungen.....	19
2.2 Die Detektorteilsysteme.....	21
2.2.1 Der ringabbildende Cherenkovdetektor.....	21
2.2.2 Die Minidriftkammern.....	22
2.2.3 Die Flugzeitwand.....	23
2.2.4 Der Schauerdetektor.....	34
2.2.5 Der Startdetektor.....	35
3 Das HADES-Triggersystem.....	37
3.1 Der First Level Trigger.....	39
3.2 Der Second Level Trigger.....	40
3.2.1 Detektorspezifische Elektronenidentifikation.....	40
3.2.2 Die Matching Unit.....	42
3.2.3 Effizienz des Triggersystems.....	43
3.2.4 Performance des Triggersystems.....	44
3.3 Der Third Level Trigger.....	46
4 Das Triggerverteilungssystem.....	47
4.1 Anforderungen an das Triggerverteilungssystem.....	48
4.2 Konzept und Realisierung des Triggerverteilungssystems.....	48
4.3 Die Detector Trigger Unit.....	49
4.3.1 Die Schnittstellen.....	50
4.3.2 Der HADES Triggerbus.....	52
4.3.3 Das CTU FPGA-Design.....	55
4.3.4 Das modulare DTU FPGA-Design.....	57
4.4 Das TOF DTU-Aufsteckmodul.....	61
4.5 Performance des Triggerverteilungssystems.....	63
5 TOF-Elektronenidentifizierung.....	65
5.1 Vorüberlegungen.....	66
5.2 Berechnung von Geschwindigkeit und Position.....	68
5.3 Mehrfachtreffer.....	69

6 Das TOF Auslese- und Triggersystem.....	71
6.1 Die Datenauslese des TOF-Detektors.....	71
6.1.1 Auslese der TDC/ADC-Module.....	71
6.1.2 Auslese der IPU-Module.....	73
6.2 Das TOF Auslese- und Triggermodul.....	74
6.2.1 Digitale Signalprozessoren.....	75
6.2.2 VME-Bus Bridge.....	76
6.2.3 Externer Speicher.....	77
6.2.4 Schnittstelle zur Detector Trigger Unit.....	78
6.2.5 Schnittstelle zur Matching Unit.....	78
6.2.6 DSP Link-Ports.....	79
6.2.7 Kontroll-CPLD.....	80
6.2.8 Konfiguration als Auslese- und Triggermodul (TOF-IPU).....	81
6.2.9 Konfiguration als Concentratormodul.....	83
6.3 Implementierung des Triggeralgorithmus.....	84
6.3.1 Pipeline-Architektur.....	84
6.3.2 Parallel-Architektur.....	84
7 Erfahrungen und Ausblick.....	87
7.1 Erfahrungen mit dem Triggerverteilungssystem.....	87
7.1.1 Unterscheidung mehrerer Triggertypen.....	87
7.1.2 Vorteile einer sternförmigen Triggerverteilung.....	89
7.2 Erfahrungen mit der TOF-Triggerelektronik.....	90
7.2.1 Hardwaretests.....	90
7.2.2 Testexperiment Mai/Juni 2000.....	90
7.3 Strahlzeit November 2000.....	91
7.3.1 Hardwareintegration.....	91
7.3.2 Strahlzeitdaten.....	91
7.4 Ausblick.....	96
Tabellenverzeichnis.....	99
Abbildungsverzeichnis.....	101
Literaturverzeichnis.....	105

1 Einleitung und Motivation

Die Untersuchung der drei¹ fundamentalen Wechselwirkungen (starke Wechselwirkung, elektroschwache Wechselwirkung und Gravitation) nimmt einen beträchtlichen Anteil der modernen Physik ein, wobei Quantenfeldtheorien hier die Basis zur theoretischen Beschreibung von elektroschwacher und starker Wechselwirkung liefern. Letztere wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Die Elementarteilchen der QCD – die Quarks und Gluonen – wurden bisher experimentell noch nicht isoliert beobachtet, sondern lediglich aus ihnen zusammengesetzte, farbneutrale Objekte². Dies führt zu Systemen aus drei Quarks (Baryonen), bzw. einem Quark und einem Antiquark (Mesonen).

Obwohl die Masse eine eher anschauliche Teilcheneigenschaft ist, stellt sich hier die Frage, wie die Massen der Quarks und der aus ihnen zusammengesetzten Hadronen beschrieben werden können und ferner, ob diese Massen konstante Größen sind oder vom umgebenden Medium beeinflusst werden.

1.1 Das Quarkkondensat

Die Gleichungen der QCD sind nur für schwere Hadronen störungstheoretisch lösbar, da hier die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung, die mit der Größe des Viererimpulsübertrags variiert, in der Größenordnung von 1 liegt. Der Bereich leichter Hadronen muß mit numerischen Berechnungen auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter (Gitter-QCD) oder anderen Modellen untersucht werden.

Eine zentrale nicht-störungstheoretische Eigenschaft der QCD ist die spontane Brechung der chiralen Symmetrie im Grundzustand, woraus sich ein nicht verschwindender Vakuumerwartungswert $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$ für das Quarkkondensat ergibt.

1.1.1 Chirale Symmetrie

Chirale Theorien gehen bei der Beschreibung der Quarks und Hadronen in der QCD zunächst von masselosen Quarks aus und beschreiben weiterhin diejenigen Effekte, die einen Beitrag zu den Quarkmassen liefern.

Für masselose Quarks ist die chirale Symmetrie zunächst erhalten, da aufgrund der Symmetrie der Lagrangefunktion der Vektor- und Axialvektorstrom erhalten ist. Eine Mischung von rechts- und linkshändigen Quarks tritt nicht auf. Eine *explizite* Brechung dieser Symmetrie

1 Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung

2 Dies wird i.d.R. als „Confinement“ der Quarks bezeichnet.

ergibt sich, sobald ein Massenterm für die Stromquarks eingeführt wird, da die Lagrangefunktion nicht länger invariant unter den entsprechenden Transformationen ist. Da jedoch die Massen der Stromquarks sehr klein sind ($m_u = (5 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$, $m_d = (9 \pm 3) \text{ MeV}/c^2$) gegenüber den typischen hadronischen Massen von etlichen hundert MeV, kann man näherungsweise von einer Symmetrie sprechen.¹

Diese Symmetrie ist weiterhin im Vakuum *spontan* gebrochen, da der Grundzustand unsymmetrisch ist und eine immernoch vorhandene Symmetrie in der Lagrangefunktion nicht mehr erfüllt. Anzeichen für eine spontane Symmetriebrechung ist die Existenz des π_0 als fast masseloses Goldstone-Boson und die Aufspaltung der Paritätsdublets im skalaren (π , f_0) und vektoriellen Bereich (ρ , a_1). Ein unsymmetrischer Grundzustand des Vakuums findet sich auch in anderen Bereichen der Physik, wie beispielsweise die spontane Ausrichtung der Bezirke in einem Ferromagneten, sowie der Meissner-Ochsenfeld-Effekt bei der Supraleitung.

Um nun die Stärke dieser Symmetriebrechung zu beschreiben kann das sogenannte Quarkkondensat² betrachtet werden, welches dem Erwartungswert der Dichte virtueller Quark-Antiquark-Paare mit den Quantenzahlen des Vakuums entspricht. Dieser Erwartungswert beträgt für den Grundzustand $(230 \pm 25 \text{ MeV})^3$ [Koc95], was auf einen stark symmetriebrechenden Effekt schließen lässt.

1.1.2 Abhängigkeit von Temperatur und Dichte

Eine Abnahme des Quarkkondensats wird für steigende Temperatur und Dichte erwartet, was zur Wiederherstellung der chiralen Symmetrie führen würde.

Gitter-QCD Rechnungen ergeben für Baryonendichten nahe Null und Temperaturen von ca. $150 \text{ MeV}/c^2$ einen starken Anstieg der Energiedichte und anderer thermodynamischer Größen. Dies wird mit einem Phasenübergang der hadronischen Materie zu einer Art Plasma aus freien Quarks und Gluonen erklärt, für die das Confinement aufgehoben ist. Gleichzeitig fällt hier das Quarkkondensat stark ab.

Das Verhalten des Quarkkondensats kann bei kleinen Temperaturen und Dichten aus thermodynamischen Betrachtungen ansatzweise vorhergesagt werden. Es wird hier häufig das baryochemische Potential μ anstelle der Dichte ρ verwendet.

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_{\mu, T}}{\langle \bar{q}q \rangle} = 1 - \frac{1}{h} \frac{\langle \bar{q}q \rangle_{\mu, T}}{m_a^2 f_a^2} \quad \frac{1}{h} \times \frac{\langle m_h \rangle}{\langle m_q \rangle} \quad (1.1)$$

S_h :	<i>Sigma-Kommutator für Hadron h</i>	r_h :	<i>skalare Dichte von Hadron h</i>
m_p :	<i>Pionmasse</i>	f_p :	<i>Pionzerfallskonstante</i>
m_h :	<i>Hadronmasse</i>	m_q :	<i>Quarkmasse</i>

Setzt man für Σ_h die experimentell bekannten Werte für die dominanten Beiträge Σ_p und Σ_N ein, führt eine Extrapolation dieses linearen Abfalls bereits bei normaler Kernmateriedichte ($\rho_0 = 0,17 / \text{fm}^3$) zu einer Abnahme des Kondensats um 30%. Abbildung 1.1 zeigt die Abhängigkeit des Quarkkondensats von der Temperatur und Dichte auf Basis des Nambu-Jona-Lasinio-

¹ Die Stromquarkmassen haben ihre Ursache im Higgs-Mechanismus, wonach Teilchen ihre Masse durch die Wechselwirkung mit einem experimentell noch nicht nachgewiesenen Higgs-Feld erhalten.

² Das Quarkkondensat wird häufig auch als „chirales Kondensat“ bezeichnet.

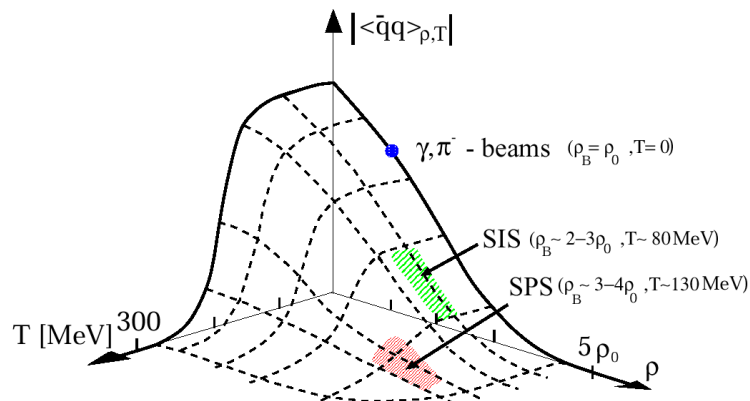


Abbildung 1.1: Quarkkondensat als Funktion von Temperatur und Dichte in Einheiten der Grundzustandsdichte [Wei94]

Modells [Wei94]. Es ist deutlich zu erkennen, daß Modifikationen des Quarkkondensats in einem weiten Temperatur- und Dichtebereich vorkommen.

Die Masse der Mesonen kommt durch deren Wechselwirkung mit dem Quarkkondensat zustande, daher sind Änderungen der Mesonenmassen aufgrund von Modifikationen des Quarkkondensats denkbar. Das folgenden Unterkapitel geht zunächst auf die modellhafte Beschreibung der Effekte des Mediums auf die Mesonenmassen ein.

1.2 Modifikationen der Mesonenmassen

Bei der Beschreibung von Massenmodifikationen unterscheidet man Effekte bei den leichten pseudoskalaren Mesonen, die als Goldstone-Bosonen der spontanen Symmetriebrechung bekannt sind (siehe Kapitel 1.1.1), sowie Effekte bei den Vektormesonen. Letztere eignen sich sehr gut für die experimentelle Untersuchung (siehe nächstes Kapitel) und werden daher im folgenden bevorzugt diskutiert.

Den Zusammenhang zwischen dem in Kapitel 1.1 beschriebenen Quarkkondensat und den Massen der Mesonen kann man für den Vakuum-Grundzustand aus QCD-Summenregeln erhalten. Für die Massen des ρ -Mesons ergibt sich [Wam98]:

$$m_\rho^2 = \text{const} \sqrt{|\langle \bar{q}q \rangle|} \quad (1.2)$$

Es existieren im wesentlichen zwei Modellansätze, um die Effekte des Mediums auf die Mesonenmassen, wie beispielsweise eine mögliche Skalierung mit dem Quarkkondensat, zu beschreiben. Modelle auf hadronischer Basis nutzen Randbedingungen der chiralen Symmetrie und der Phänomenologie von Hadronen, um eine Spektralfunktion für die Vektormesonen zu bestimmen und damit die Propagation im Medium zu beschreiben. Eine Verknüpfung mit Modellen für die Raum-Zeit-Entwicklung von Schwerionenkollisionen (einfache thermische Modelle, sowie Transportmodelle, siehe Kapitel 1.3) liefern die Produktionsraten für Teilchen, die die meßbaren Größen darstellen.

Für pseudoskalare Mesonen werden keine signifikanten Massenmodifikationen vorhergesagt, einzig für Antikaonen wird ein Abfall der Masse mit der Dichte erwartet (>20% bei ρ_0 [Waa96]).

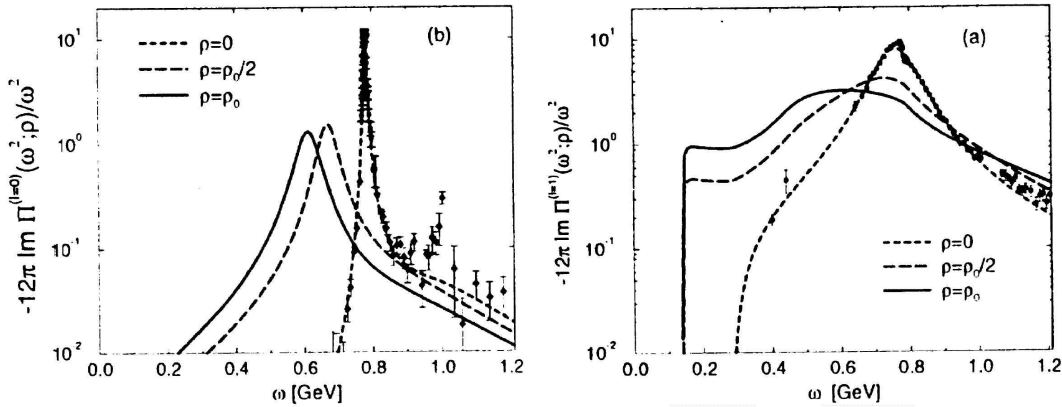


Abbildung 1.2: Spektralfunktion für \mathbf{w} (links) und \mathbf{r} (rechts). Die Vakuumfunktionen sind zum Vergleich gestrichelt dargestellt. [Kli97]

Für Vektormesonen hingegen erwartet man schon bei der Grundzustandsdichte ρ_0 eine starke Verbreiterung für das ρ -Meson, sowie eine Verbreiterung und eine Verschiebung zu niedrigeren Massen hin für das ω -Meson [Kli97]. Spektrale Verteilungen der Vektormesonen, wie in Abbildung 1.2 gezeigt, erhält man mit Modellen, die die Meson-Baryon-Wechselwirkung in einer effektiven Lagrangefunktion unter Berücksichtigung chiraler Dynamik und des VDM beschreiben. Eine minimale Massenverschiebung und eine deutliche Verbreiterung erwartet man für das ϕ -Meson [Kli98]. Beschreibt man die Erzeugung von ρ -Mesonen mit Transportmodellen unter Verwendung einer Spektralfunktion, die Pionmodifikationen im Medium und Polarisierungseffekte des ρ -Mesons berücksichtigt, kommt man zu ähnlichen Ergebnissen [Cas98].

Modelle auf Basis von Konstituentenquarks basieren auf der Betrachtung von Quarks anstelle von Hadronen bei höheren Dichten ($2-3 \rho_0$) [Bro98]. Die Konstituentenquarks werden als ausgedehnte Objekte, bestehend aus dem Quark und einer umgebenden Quark-Antiquark-Wolke betrachtet¹, d.h. die Mesonenmassen ergeben sich bei endlicher Dichte nicht mehr nur aus der Summe der Konstituentenquarkmassen.

Während man für das Pion als Goldstone-Boson keine starken Massenmodifikationen erwartet, erhält man für die Vektormesonen ρ und ω auf Basis von QCD-Summenregeln ein ähnliches Skalierungsverhalten, wie in Gleichung 1.1 für die chiralen Modelle dargestellt wurde, jedoch mit einem geringeren Abfall mit der Dichte [Hat92]:

$$\frac{m^{\hat{a}, \hat{e}}}{m_0^{\hat{a}}} = 1 B 0,18 E \frac{\hat{a}}{\hat{a}_0} \quad (1.3)$$

Dieser Wert stimmt mit der von Brown und Rho vorhergesagten Skalierung der Massen mit der Pionzerfallskonstante f_π überein und deckt sich somit auch mit dem Quarkcondensat:

$$\frac{m^{\hat{a}}}{m_0^{\hat{a}}} = \frac{m^{\hat{e}}}{m_0^{\hat{e}}} = \frac{f^{\hat{a}}}{f_0^{\hat{a}}} \quad (1.4)$$

¹ Die zugehörige Lagrangefunktion basiert auf dem Nambu/Jona-Lasinio-Modell.

Während Massenmodifikationen von allen Modellen prognostiziert werden, unterscheiden sich die Vorhersagen im wesentlichen, ob es in erster Linie zu *Verbreiterungen* oder eher zu *Verschiebungen* in den Massenspektren der Mesonen kommt.

Zunächst stellt sich jedoch die Frage nach dem experimentellen Zugang zu diesen Temperatur- und Dichtebereichen (siehe Abbildung 1.1), um die Modifikationen der Mesonenmassen, bzw. des Quarkkondensats untersuchen zu können. Eine Möglichkeit sind relativistische Schwerionenkollisionen. Die hierbei am Schwerionensynchrotron SIS der GSI¹ ($\rho \sim 2-3 \cdot \rho_0$, $T \sim 80$ MeV), sowie am Superprotonensynchrotron SPS am CERN ($\rho \sim 3-4 \cdot \rho_0$, $T \sim 130$ MeV) zugänglichen Energiebereiche sind in Abbildung 1.1 eingezeichnet.

Das folgende Unterkapitel gibt einen Überblick über die modellhafte Beschreibung relativistischer Schwerionenkollisionen, sowie die Produktionswahrscheinlichkeiten für die Teilchen in der Kollision.

1.3 Relativistische Schwerionenkollisionen

Liegt die Projektilenergie im Bereich von ca. 1 AGeV, so spricht man von relativistischen Schwerionenkollisionen. Die Nukleonen besitzen hier eine Geschwindigkeit von ca. $0,9 \cdot c$, die somit deutlich über der Schallgeschwindigkeit in Kernmaterie ($v_{\text{Schall}} = 0,2-0,3 \cdot c$) liegt. Daher können die Nukleonen nicht mehr aus der Reaktionszone entweichen und es kommt sowohl zu einer Aufheizung der Materie, als auch zu einer deutlichen Erhöhung der Dichte. Solche Projektilenergien werden z.B. am Schwerionensynchrotron SIS der GSI erreicht.

Das *Participant-Spectator*-Bild beschreibt diese Art Reaktionen, indem es zwischen Nukleonen, die innerhalb des geometrischen Überlapps der stoßenden Kerne liegen (*participants*) und Nukleonen der Restkerne von Projektil und Target (*spectators*) unterscheidet. Letztere bleiben im wesentlichen unbeeinflusst. Aus der Rapiditätsverteilung der Reaktionsprodukte kann man erkennen, daß die Partizipanten im CM-System vollständig abgebremst werden, während die Spektatoren weiterhin nahezu Projektil-, bzw. Target-Rapidität haben. Die Reaktion selbst kann als Folge von Hadron-Hadron-Stößen der partizipierenden Nukleonen betrachtet werden, in deren Verlauf auch angeregte Nukleonenresonanzen und produzierte Mesonen berücksichtigt werden müssen. Die zur Verfügung stehende Energie verteilt sich auf die thermische Energie der beteiligten Hadronen, die Anregung von Resonanzen und Produktion neuer Teilchen, sowie kollektive Flußeffekte von Nukleonen und Fragmenten.²

Abbildung 1.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der erreichten Kerndichte ρ/ρ_0 , sowie die Anzahl der Baryon-Baryon-Kollisionen [Har85]. Man erkennt, daß die hochdichte Phase nur über einen Zeitraum von ca. 15 fm/c erhalten bleibt. Danach expandiert das System, zunächst bis zum *chemischen Freeze-Out*, d.h. die inelastischen Wechselwirkungen bleiben aus und die Teilchenzusammensetzung des Systems liegt somit fest³, dann bis zum *thermischen Freeze-Out*, d.h. es finden keine elastischen Baryon-Meson-Kollisionen mehr statt und die kinematische Verteilung des Systems liegt ebenfalls fest.

1 Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

2 Man spricht hierbei auch von der *Thermalisierung* des Systems.

3 Bis auf Zerfälle von Teilchen.

Während man die Baryondichten mit höheren Projektilenergien (ca. 10 AGeV im Laborsystem am AGS¹) zunächst bis auf ca. $8 \cdot \rho_0$ steigern kann, nimmt die Baryondichte in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen ($\gg 10$ AGeV Laborsystem) wieder ab. Die Partizipanten werden während der Reaktion nicht mehr vollständig abgebremst – die Kerne werden „transparent“ füreinander. In naher Zukunft werden Experimente in diesem Energiebereich am RHIC² (200 GeV/Nukleon im Center-of-Mass-(CM-)System), sowie am LHC³ (7 TeV/Nukleon, CM-System) durchgeführt.

1.3.1 Makroskopische Modelle

Zu den makroskopischen Modellen zählen hydrodynamische Modelle, die kollektive Kompressions- oder Flußeﬀekte beschreiben können, sowie thermodynamische Modelle, die von einem thermischen und chemischen Gleichgewicht in der Reaktionszone ausgehen und eine Aussage über das Spektrum der emittierten Teilchen erlauben.

Darüberhinaus können mit Konzepten aus der Thermodynamik (z.B. Großkanonisches Ensemble) Werte für Temperatur und chemisches Potential bestimmt werden, nachdem der Freeze-Out eingesetzt hat und sich die hadrochemische Zusammensetzung des Systems nicht mehr ändern kann. [Bra95] [Bra96]

Für SIS-Energien ergeben sich so Werte von 50-90 MeV für die Temperatur, sowie 675-780 MeV für das chemische Potential.

1.3.2 Mikroskopische Transportmodelle

Den Ablauf einer Schwerionenkollision können mikroskopische Transportmodelle beschreiben, die die Reaktion als Folge von Teilchen-Stößen beschreiben. Ein Beispiel hierfür ist das für Abbildung 1.3 verwendete ältere CASCADE-Modell.

Transportmodelle, wie z.B. Boltzmann-Ueling-Uhlenbeck (BUU) [Cas90A], beschreiben die Zeitentwicklung aller Einteilchenphasenraumverteilungen unter dem Einfluß eines zeitabhängigen mittleren Potentials mit Hilfe einer weiterentwickelten Boltzmann-Transportgleichung. Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen sind Hadron-Stöße unter Berücksichtigung verschiedener Randbedingungen, wie z.B. die Wirkungsquerschnitte für Anregung (Resonanzen), Produktion (Mesonen), Absorption, das Pauli-Prinzip, sowie Mehrteilchenkorrelationen (Quantum-Molecular-Dynamics, QMD, [Aic88]).

Für SIS-Energien ergeben Rechnungen dieser Art, daß Dichten bis zur dreifachen Grundzustandsdichte erzielbar sind.

1 Alternating Gradient Synchrotron am Brookhaven National Laboratory

2 Relativistic Heavy Ion Collider am Brookhaven National Laboratory

3 Large Hadron Collider am CERN

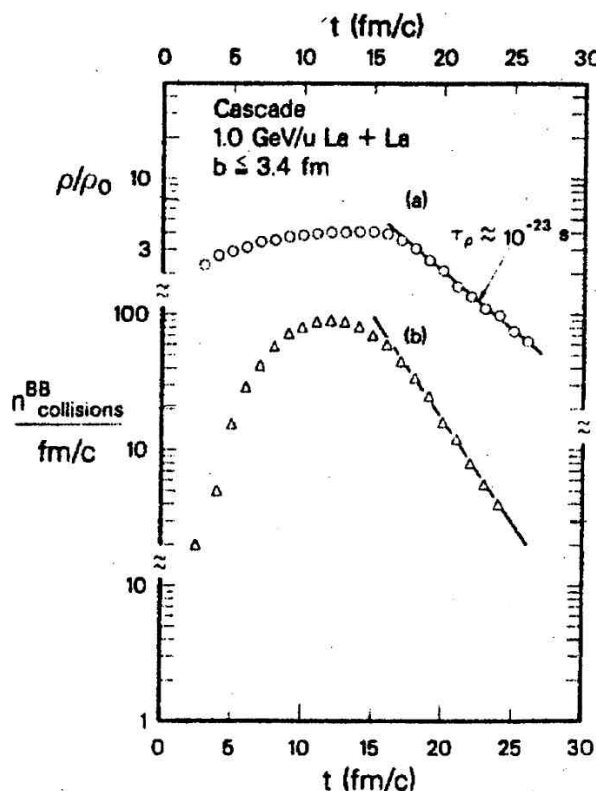


Abbildung 1.3: Zeitlicher Verlauf einer zentralen Schwerionenkollision (La+La bei 1 AGeV) nach einer CASCADE-Simulation [Har85].

1.3.3 Teilchenproduktion

Im Hinblick auf Experimente zur Untersuchung von Massenmodifikationen im Medium stellt sich zum einen die Frage nach geeigneten Sonden, als auch nach dem zu erwartenden Untergrund. In beiden Fällen ist es wichtig, sowohl die Produktionswahrscheinlichkeiten für bestimmte Teilchen zu kennen, als auch zu wissen, in welcher Form die beteiligten Partizipanten die Reaktionszone verlassen.

Ausgehend von Nukleon-Nukleon-Stößen und unter Einbeziehung der zur Verfügung stehenden Daten über verschiedene Projektil-Target-Kombinationen und über einen großen Energiebereich, kann man Zusammenhänge erkennen, die diese Produktionswahrscheinlichkeiten beschreiben [Met93]. Abbildung 1.4 zeigt die Abhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit pro partizipierendem Nukleon von der zur Verfügung stehenden Energie oberhalb der Coulombschwelle. Man sieht weiterhin, daß die Teilchenproduktion schon unterhalb der entsprechenden Schwelle für den freien Nukleon-Nukleon-Stoß beginnt. Hieraus lassen sich Informationen z.B. über Impulsverteilungen im Kern oder mehrstufige Produktionsprozesse gewinnen.

Nachfolgend sind einige Zahlenwerte angegeben, die sich sämtlich auf die Reaktion Au+Au bei 1 AGeV beziehen. Da diese Reaktion eine der schwersten¹ ist, die am SIS erzeugt werden können, werden damit gleichfalls wichtige Randbedingungen für mögliche Experimente gesetzt.

¹ nicht „schwierigsten“ !

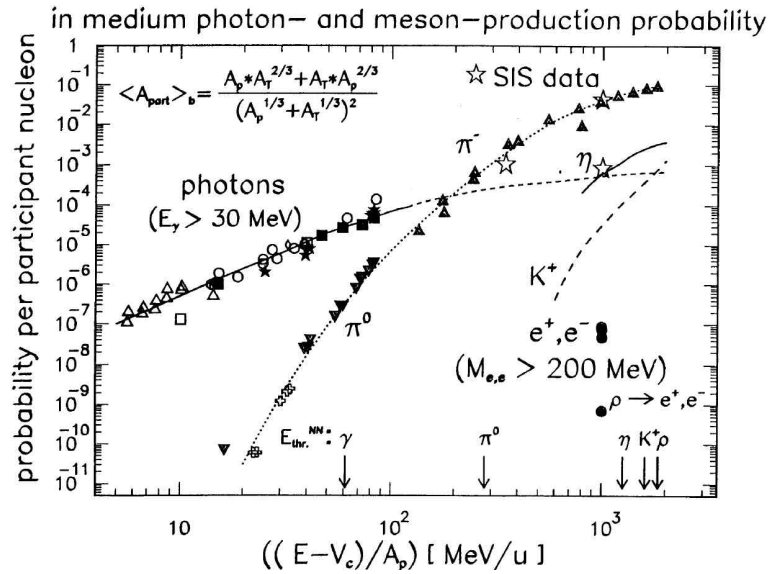


Abbildung 1.4: Produktionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie oberhalb der Coulombschwelle für Photonen, Pionen, sowie einzelne Messpunkte für weitere Teilchenarten. [Met93]

Die Häufigkeit, mit der ein Teilchen produziert wird, hängt direkt von der Zahl der partizipierenden Nukleonen ab. Letztere ergibt sich aus geometrischen Überlegungen unter Berücksichtigung des Stoßparameters b und somit der Zentralität der Kollision. [Nif85]

Partizipanten

Für Kollisionen mit einer hohen Zentralität ergibt sich eine exponentielle Ladungsverteilung:

$$N \langle Zf \rangle e^{B\sigma Z}$$

Der Parameter σ ist von der Projektilenergie abhängig und sorgt bei niedrigeren Energien (einige hundert AMeV) auch für Fragmente mit $Z > 1$ [Wie93], während bei 1 AGeV im wesentlichen Nukleonen und Mesonen produziert werden. Die Anzahl der Protonen entsprechen dem Protonenanteil in Au [Häf95]:

$$N_p \gg 0,42 A_{part}$$

Mesonen

Mesonen werden entweder beim Zerfall von erzeugten Resonanzen oder direkt produziert. Die größten Wirkungsquerschnitte erhält man z.B. für die Pionproduktion aus dem Zerfall der niedrigsten Nukleonresonanz $\Delta(1232)$. Die entsprechenden Multiplizitäten für die Pionen sind [Pel97] [Sch94]:

$$N_{\pi^+} \gg 0,018 A_{part} \quad N_{\pi^0} \gg 0,023 A_{part} \quad N_{\pi^-} \gg 0,031 A_{part}$$

Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion des η -Mesons aus der $N^*(1535)$ -Resonanz und der Strangeness enthaltenden K-Mesonen sind deutlich geringer:

$$\eta/\pi^0 \gg 0,014 \text{ [Sch94]} \quad N_{K^+} \gg 6 \cdot 10^{-5} A_{part} \text{ [Man97]}$$

Photonen

Photonen stammen im wesentlichen aus dem Zerfall neutraler Mesonen, z.B. dem zu 99,8% in $\gamma\gamma$ zerfallenden π^0 . Daher finden Experimente, die direkte Photonen nachweisen möchten, i.d.R. unterhalb, bzw. in der Nähe der Pionproduktionsschwelle statt. [Mar99] Direkte Photonen ($E_\gamma > 30$ MeV) entstehen in der Frühphase der Kollision durch Proton-Neutron-Bremsstrahlungsprozesse mit einer Produktionsrate in der Größenordnung von $10^{-3} \cdot A_{\text{part}}$. [Cas90B]

Nachdem relativistische Schwerionenkollisionen als ein geeignetes Instrument zur Untersuchung von Massenmodifikationen von Mesonen dargestellt wurden, stellt sich nun die Frage nach der Auswahl geeigneter Sonden aus den hierbei produzierten Teilchen.

Nachdem in Kapitel 1.2 dargestellt wurde, daß sich die Effekte des Mediums auf die Mesonenmassen insbesondere bei den Vektormesonen auswirken, müssen deren Zerfallskanäle genauer untersucht werden. Die dominierenden Zerfallskanäle sind:

$$\rho^0 \} \pi^A \pi^B \qquad \omega^0 \} \pi^A \pi^B \pi^0 \qquad \eta \} K^A K^B, K^0 \bar{K}^0$$

Hadronische Sonden haben jedoch den Nachteil, daß sie während der kompletten Expansions- und Abkühlungsphase durch Absorptions- und Streuprozesse wechselwirken und dadurch mehr und mehr an Informationen über die anfängliche hochdichte Phase verlieren. Besser geeignet sind Sonden, die keiner starken Endzustandswechselwirkung unterliegen, wie z.B. Elektronen und Positronen:

$$\rho^0 \} e^A e^B \qquad \omega^0 \} e^A e^B \qquad \eta \} e^A e^B$$

Diese dileptonischen Zerfälle sind jedoch stark unterdrückt (um einen Faktor $\alpha^2 \sim 10^{-5}$), sodaß sich für den experimentellen Zugang das Problem des Nachweises eines sehr schwachen e^+e^- -Signals in einem starken hadronischen Untergrund ergibt. Hierbei ist insbesondere eine gute Trennung von Elektronen und Pionen wichtig.

Neben der Eignung als Sonde für Mediummassenmodifikationen bietet der e^+e^- -Nachweis darüberhinaus Zugang zu grundsätzlichen Aspekten der Hadronenstruktur, wie z.B. Formfaktoren im zeitartigen Bereich.

1.4 Hadronenstruktur

Wie eingangs erwähnt existieren keine freien Quarks und Gluonen, sondern nur aus ihnen zusammengesetzte farbneutrale Objekte – die Hadronen. Diese besitzen eine räumliche Struktur und sollten daher, analog der Beschreibung von Atomkernen, durch Parameter wie etwa magnetisches Moment, Polarisierbarkeit oder Formfaktoren beschreibbar sein.

Informationen über diese Struktur kann man beispielsweise durch die Untersuchung verschiedener Formen der Hadron-Photon-Wechselwirkung erhalten. Hier bietet sich etwa der elektromagnetische Zerfall von Hadronen an.

1.4.1 Formfaktoren

Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die Wechselwirkung zwischen Teilchen durch den Austausch virtueller Photonen, den Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der Energie- und Impulsaustausch zwischen den wechselwirkenden Teilchen wird durch den Viererimpulsübertrag q^2 beschrieben.

Betrachtet man nun die Streuung eines Elektrons im Coulomb-Feld eines Teilchens mit einer räumlich ausgedehnten Ladungsverteilung, ist die Streuung für kleine Impulsüberträge q^2 unabhängig von der Struktur des Streuzentrums und kann daher als Streuung an einer punktförmigen Ladungsverteilung beschrieben werden. Für große Impulsüberträge hingegen dringt das Elektron in die Ladungsverteilung ein.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben als:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dq^2} = \left(\frac{d\hat{\sigma}}{dq^2} \right)_{\text{Punkt}} F^2(q^2) \quad (1.5)$$

Die Funktion $F(q^2)$ wird als Formfaktor bezeichnet. Unter gewissen Bedingungen (kleiner Impulsübertrag, vernachlässigbarer Rückstoß, Born'sche Näherung) entspricht der Formfaktor der Fouriertransformierten der Ladungsverteilung.

Streut man nun Elektronen beispielsweise an Wasserstoff- oder Deuteriumkernen, kann man Informationen über die Kernbausteine Proton und Neutron gewinnen. Da jedoch deren Ausdehnung $\sim 0,8$ fm beträgt, sind Energien von einigen hundert MeV bis zu einigen GeV notwendig. Diese Energien liegen in der gleichen Größenordnung wie die Massen der Nukleonen, weshalb der Targetrückstoß nicht mehr vernachlässigt werden kann und der einfache Zusammenhang aus (1.2) nicht mehr gegeben ist. Da Nukleonen Spin-1/2-Teilchen sind, muß auch die räumliche Verteilung des magnetischen Moments durch einen eigenen Formfaktor berücksichtigt werden. Die Formfaktoren enthalten jedoch nach wie vor alle Informationen über die elektromagnetische Struktur des untersuchten Objekts (z.B. Ladungsverteilung, magnetisches Moment).

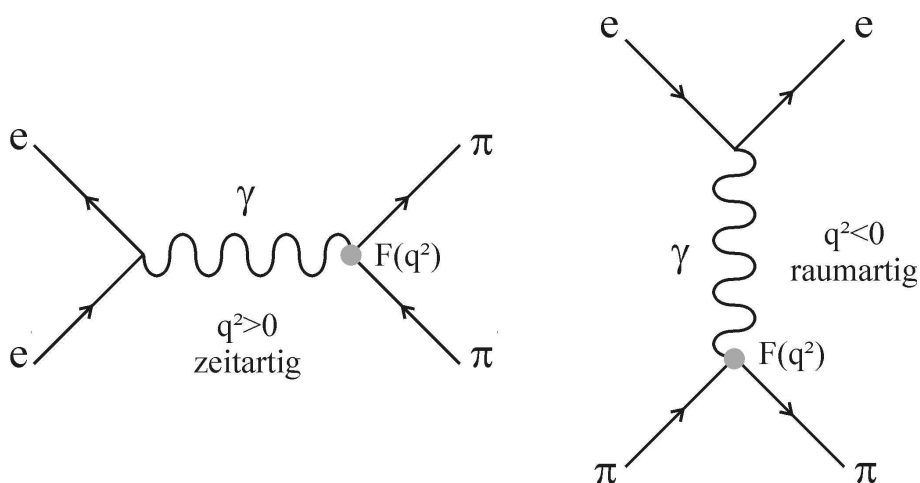


Abbildung 1.5: Feynmangraphen zur Elektron-Positron-Annihilation (links) und Elektron-Pion-Streuung (rechts)

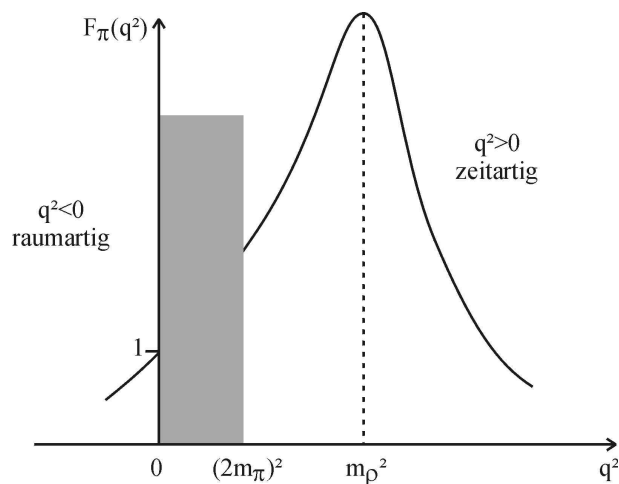


Abbildung 1.6: Qualitatives Verhalten des Pion-Formfaktors (grau: kinematisch verbotener Bereich) [Lan85]

Bei der elastischen Streuung von Elektronen ist $q^2 < 0$ – der Impulsübertrag ist *raumartig*. Für andere Prozesse, wie beispielsweise die e^+e^- -Annihilation oder dem dileptonischen Zerfall von Hadronen ist $q^2 > 0$ – der Impulsübertrag ist *zeitartig*. Abbildung 1.5 zeigt die Feynmangraphen für die elastische Elektron-Pion-Streuung und die $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ Annihilation.

Streu- und Annihilationsexperimente bieten somit die Möglichkeit, Formfaktoren im gesamten physikalisch zugänglichen Bereich von q^2 zu bestimmen. Der Verlauf des Pion-Formfaktors, der durch Elektron-Pion-Streuung und e^+e^- -Annihilationsexperimente bestimmt wurde, ist in Abbildung 1.6 qualitativ dargestellt. Der kinematisch verbotene Bereich ist grau unterlegt.

Ein Hinweis auf eine innere Struktur des Pions ist die Abnahme des elastischen (raumartigen) Formfaktors zu größeren Impulsüberträge hin. Das virtuelle Photon dringt in das Pion ein und wechselwirkt mit dessen geladenen Konstituenten. Im zeitartigen Impulsbereich weicht das Verhalten hiervon ab – es tritt eine resonanzartige Überhöhung des Formfaktors im Bereich der quadratischen Ruhemasse des ρ -Mesons auf. Dieser Effekt wird auch als Vektormesonendominanz bezeichnet und kann durch das Vektormesonendominanzmodell (VDM) beschrieben werden.

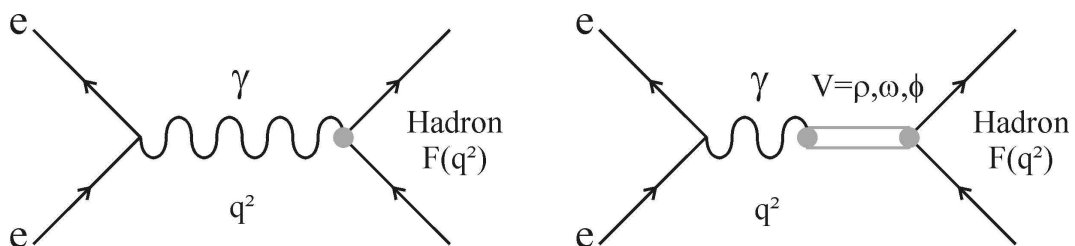


Abbildung 1.7: Die Hadron-Photon-Wechselwirkung (links) wird im VDM durch Austausch eines intermediären Vektormesons beschrieben (rechts)

1.4.2 Das Vektormesondominanzmodell

Das VDM [Sak69] beschreibt die Kopplung von Hadronen an virtuelle Photonen im Bereich kleiner Impulsüberträge ($q^2 < 1 \text{ GeV}^2/c^2$) durch ein intermediäres Vektormeson.¹ (siehe Abbildung 1.7)

Liegen die Energieüberträge bei der Wechselwirkung in derselben Größenordnung wie die Vektormesonmassen, entstehen die angesprochenen resonanzartigen Überhöhungen im entsprechenden Formfaktor, der wie folgt aussieht:

$$F_H(q^2) \approx \frac{M_V^2}{M_V^2 B q^2 B i M_V A_V q^2} \quad (1.6)$$

$G_V =$ totale Vektormesonbreite in Abhängigkeit von q^2
 $M_V =$ Vektormesonmasse

Das VDM wird sehr erfolgreich bei der Beschreibung der elektromagnetischen Struktur des Pions eingesetzt. Abbildung 1.8 zeigt einen Vergleich zwischen VDM-Rechnungen (durchgezogene Kurve) und den entsprechenden experimentellen Daten aus Streu- und Annihilationsexperimenten. Die schraffierte Fläche zeigt den kinematisch verbotenen Bereich.

Die C-Parität ist eine Erhaltungsgröße in der elektromagnetischen Wechselwirkung. Daher sind die in Abbildung 1.5 dargestellten Prozesse für neutrale pseudoskalare Mesonen (z.B. π^0 oder η) nicht erlaubt und deren innere Struktur kommt in sogenannten Konversionsprozessen zum Ausdruck. Hierbei zerfällt ein neutrales Meson A in ein anderes neutrales Teilchen B mit unterschiedlicher C-Parität, sodaß elektromagnetische Prozesse wie beispielsweise der Dalitz-Zerfall ($A \rightarrow B\gamma^* \rightarrow Be^+e^-$) möglich werden. (siehe Abbildung 1.9) Die Produktionswahrscheinlichkeit für ein Leptonpaar mit der Masse m_{ee} ist proportional zur Emissionswahrscheinlichkeit für ein virtuelles Photon mit dem Viererimpuls $q^2 = m_{ee}^2$, die

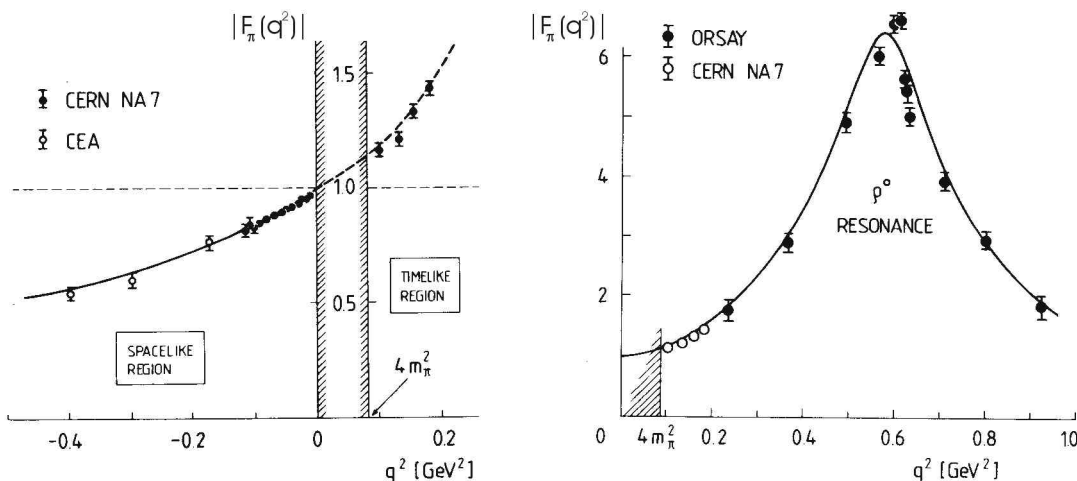


Abbildung 1.8: Pionformfaktor im raumartigen Bereich mit einer Extrapolation in den zeitartigen Bereich (links), Pionformfaktor im zeitartigen Bereich (rechts). [Eri88]

¹ Aufgrund der identischen Quantenzahlen ($J^P=1^-$) des Vektormesons und des virtuellen Photons ist die direkte Umwandlung ineinander erlaubt.

wiederrum von der elektromagnetischen Struktur am Vertex (Übergangsformfaktor $F_{AB}(q^2)$) bestimmt wird.

Mit VDM-Rechnungen läßt sich beispielsweise der η -Übergangsfaktor gut reproduzieren, während sich die experimentellen Werte für den entsprechenden Übergangsfaktor des ω -Mesons nur sehr schlecht beschreiben lassen. Abbildung 1.10 zeigt die experimentellen Werte als Rauten und Punkte. Die Kurven kennzeichnen verschiedene Modellrechnungen. Die starke Abweichung der VDM-Vorhersagen von den Meßwerten, insbesondere für größere q^2 -Werte, bedeutet, daß die zum elektromagnetischen Formfaktor proportionale Amplitude des Prozesses stark unterschätzt wird.

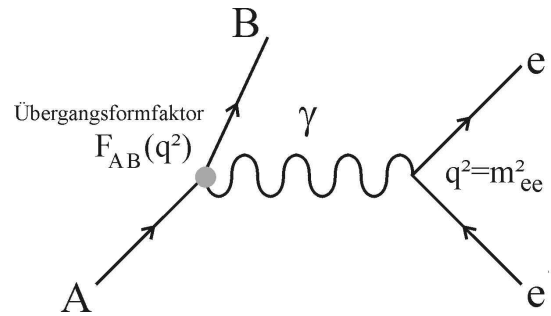


Abbildung 1.9: Zerfall eines neutralen Mesons über ein virtuelles Photon in ein Leptonenpaar

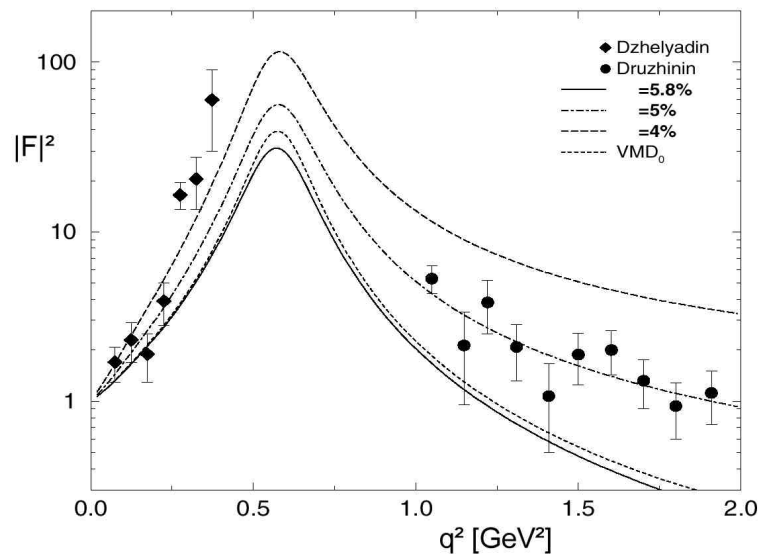


Abbildung 1.10: Übergangsformfaktor für den $\omega\pi^0$ -Vertex Die als Kreise dargestellten Datenpunkte wurden aus Annihilationsexperimenten $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \gamma$ gewonnen [Kli96] [Dzh81] [Dru93].

Eine genaue Kenntnis der Formfaktoren ist jedoch nicht nur für das Verständnis der Hadronen, sondern auch zur quantitativen Interpretation von Dileptonmassenspektren aus relativistischen Schwerionenkollisionen wichtig. Diese beinhalten nicht ausschließlich Dileptonen aus der anfänglichen hochdichten Phase, sondern auch diejenigen Zerfälle die in einem späteren Stadium der Kollision bei $\rho \sim 0$ stattfinden. Die Spektroskopie von Vektormesonen mit Dileptonen ist Gegenstand des folgenden Unterkapitels.

1.5 Spektroskopie von Vektormesonen

Tabelle 1.1 zeigt einige Eigenschaften der Vektormesonen ρ , ω und ϕ . Zur Untersuchung der im vorigen Kapitel beschriebenen Massenmodifikationen können die dileptonischen¹ Zerfälle der Vektormesonen genutzt werden. Die Masse des Vektormesons im Moment des Zerfalls ist damit über die invariante Masse des Leptonenpaares zugänglich. Wichtig hierbei ist, daß das

¹ Im Rahmen dieser Arbeit werden nur Elektron/Positron-Paare betrachtet.

Meson noch innerhalb der hochdichten Phase zerfällt, was gerade beim kurzlebigen ρ gut gewährleistet ist. Mit einem signifikanten Anteil kann man dies auch für das ω annehmen, insbesondere bei einer zu erwartenden Verbreiterung im Medium und damit verbunden auch mit einer kürzeren Lebensdauer.

Vektormeson	Masse [MeV/c ²]	Zerfallsbreite [MeV/c ²]	Zerfallsbreite [fm/c]	Hauptzerfall	Verzweigungs-verhältnis e^+e^-
ρ	768	152	1,3	$\pi^+\pi^-$ (100%)	$4,6 \cdot 10^{-5}$
ω	782	8,43	23,4	$\pi^+\pi^-\pi^0$ (89%)	$7,0 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1019	4,43	44,4	K^+K^- (49%)	$3,0 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.1: Eigenschaften von Vektormesonen

Der Zerfall der Vektormesonen in ein Leptonpaar besitzt jedoch aufgrund des elektromagnetischen Zerfallscharakters nur ein sehr geringes Verzweigungsverhältnis. Daher stellt sich für ein potientiell Experiment die Frage, welche Quellen für Leptonpaare existieren. Die unterschiedlichen Beiträge zum Dileptonenspektrum sind für SIS-, bzw. SPS-Energien in Abbildung 1.11 und 1.12 dargestellt. Die experimentellen Werte zeigen einen deutlichen Dileptonenüberschuß, insbesondere unterhalb des ρ/ω -Bereiches. Oberhalb ca. 700 MeV/c² besitzen zunächst die ρ/ω -Signale den dominierenden Anteil am Spektrum und ab 1 GeV/c² trägt auch das ϕ -Signal dazu bei.

Es wurden in der Vergangenheit verschiedene Experimente durchgeführt, um Spektren von Dileptonen in relativistischen Schwerionenkollisionen zu messen. Neben Dimyonspektren von HELIOS und NA50 am CERN-SPS, wurden Dielektronenspektren im wesentlichen von den Experimenten CERES und DLS gemessen.

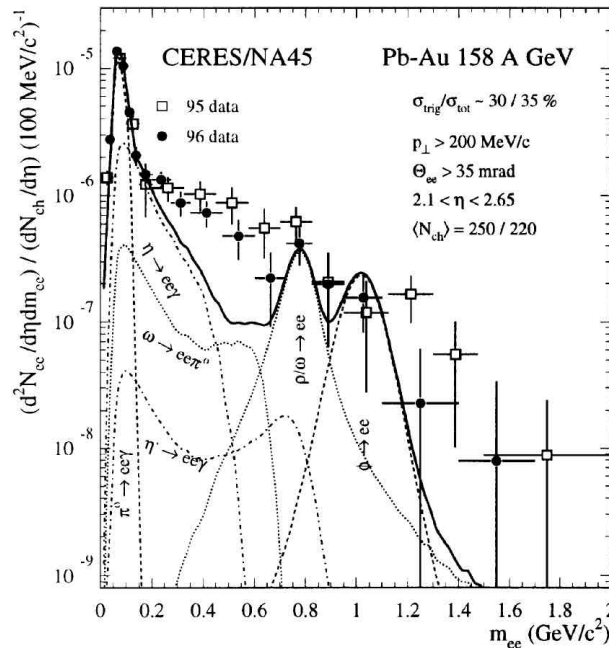


Abbildung 1.11: Dileptonenspektrum aufgenommen von CERES-Spektrometer für die Reaktion Pb+Au bei 158 A GeV. [Aga98]

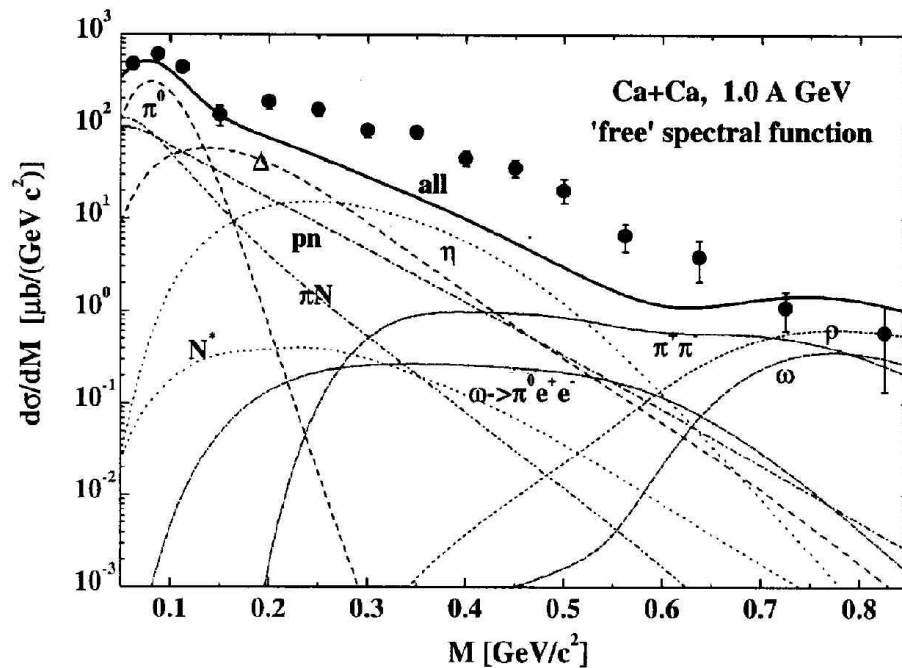


Abbildung 1.12: Dileptonenspektrum (Ca+Ca bei 1 A GeV) unter Berücksichtigung der DLS-Akzeptanz (Simulation nach [Cas99])

Das CERES-Spektrometer [Bau94] am CERN-SPS hat mit den Reaktionen S+Au (200 AGeV) und Pb+Au (158 AGeV) im invarianten Massenbereich von $0,2 < m_{ee} < 1,5 \text{ GeV}/c^2$ einen Dielektronenüberschuß gegenüber den bekannten Komponenten aus Hadronenzerfällen um den Faktor 3,5 bis 5 gemessen, insbesondere zwischen $300\text{-}700 \text{ MeV}/c^2$ [Aga95] [Aga98]. Die naheliegende Erklärung dieses Überschusses bei $2 \cdot m_\pi$ allein durch Pionannihilation ($\pi\pi \rightarrow e^+e^-$) erklärt die Stärke des Überschusses jedoch nicht [Rap99]. Unter Berücksichtigung von Mediummodifikationseffekten hingegen sind einige der in Kapitel 1.4 vorgestellten Modelle in der Lage, diese Spektren zu reproduzieren [Cas98] [Wam98].

Für Projektilenergien bis zu 2,1 AGeV wurden mit dem in Abbildung 1.13 dargestellten Dileptonenspektrometer DLS am BEVELAC Dileptonenspektren in Proton-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen leichter Systeme (bis Ca) gemessen [Yeg90]. Elektron-Positron-Paare werden in zwei Detektorarmen nachgewiesen, die unter einem Winkel von 40° zur Strahlrichtung angeordnet sind und damit einen mittleren Rapiditätsbereich abdecken.

Im Bereich $0,2 < m_{ee} < 0,6 \text{ MeV}/c^2$ wurde ein Dileptonenüberschuß beobachtet [Por97], der jedoch von Modellen, die die gängigen Beiträge von Dileptonen berücksichtigen nicht erklärt wird. Auch die $\pi\pi$ -Annihilation leistet bei BEVELAC-Energien keinen signifikanten Beitrag und eine Begründung durch fallende Mesonenmassen ist in diesem Fall umstritten [Bra99]. Die η -Produktionsraten der DLS-Kollaboration liegen deutlich über den aus neutralen η -Zerfällen ermittelten Raten der TAPS-Kollaboration. Dieses Problem (DLS-Puzzle) ist ungelöst und erfordert weitere experimentelle Untersuchungen.

Nachteile des DLS sind hauptsächlich die geringe geometrische Akzeptanz durch die Zwei-Arm-Anordnung, sowie die geringe Massenauflösung von ca. 12%, die beispielsweise keine Trennung der Signale für ρ - und ω -Mesonen erlaubt.

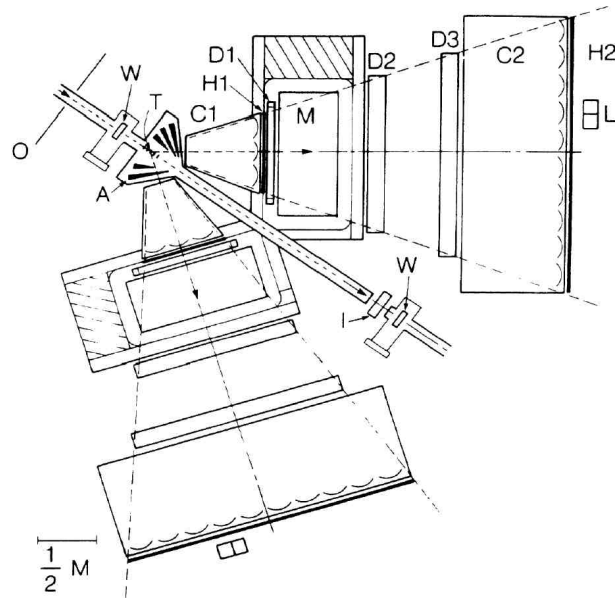


Abbildung 1.13: Aufsicht auf das DLS Spektrometer (D: Driftkammern, H: Hodoskope, C: segmentierte Cherenkov-Detektoren, M: Dipolmagnete) [Yeg90]

1.5.1 Das HADES-Spektrometer

An der GSI Darmstadt wird derzeit das Dileptonenspektrometer HADES (**H**igh **A**cceptance **D**i**E**lectron Spektrometer, siehe Abbildung 1.14) in Betrieb genommen, das gegenüber dem DLS eine deutlich verbesserte Akzeptanz und Massenauflösung besitzt (siehe Abbildung 1.15).

Das Experimentprogramm von HADES umfaßt verschiedene Aspekte der Hadronen- und Schwerionenphysik:

Unterhalb von $500 \text{ MeV}/c^2$ dominieren der η - und Δ -Dalitz-Zerfall, sowie Nuleon-Nukleon- und Pion-Nukleon-Bremsstrahlung das Dileptonenspektrum. Deren jeweilige Anteile müssen zur Interpretation von Daten aus Schwerionenkollisionen bekannt sein und dazu in proton- und pioninduzierten Reaktionen bestimmt werden, was durch die Verfügbarkeit von entsprechenden Sekundärstrahlen an der GSI seit 1998 möglich ist.

Über die Messung von zeitartigen Formfaktoren (siehe Kapitel 1.2.1) kann die elektromagnetische Struktur der Hadronen untersucht werden. Während für Nukleonen aus dem pn-Bremsstrahlungsanteil des Dileptonenspektrums Formfaktoren für den Bereich unterhalb der zweifachen Nukleonenmasse bestimmt werden können, lassen sich Formfaktoren neutraler Mesonen aus den Dalitz-Zerfällen bestimmen. Besonderes Interesse gilt dem ω -Formfaktor, der beispielsweise im VDM nicht befriedigend zu erklären ist. Die Kombination von HADES mit einem elektromagnetischen Kalorimeter zur Photonennachweise (z.B. TAPS¹ [Nov91]) ist für die Untersuchung der Dalitz-Zerfälle geplant.

Eine Möglichkeit zur Untersuchung von Nukleonresonanzen über ihre Zerfälle in Vektormesonen ($pp \rightarrow N(1520)p \rightarrow \rho_0 pp$) bieten pion- und protoninduzierte Reaktionen mit Wasserstoff- oder Deuteriumtargets. Durch Vergleiche (pp mit pd) kann die Isospinabhängigkeit der Vektormesonproduktion bestimmt werden [Had00].

¹ Two Arm Photon-Spectrometer

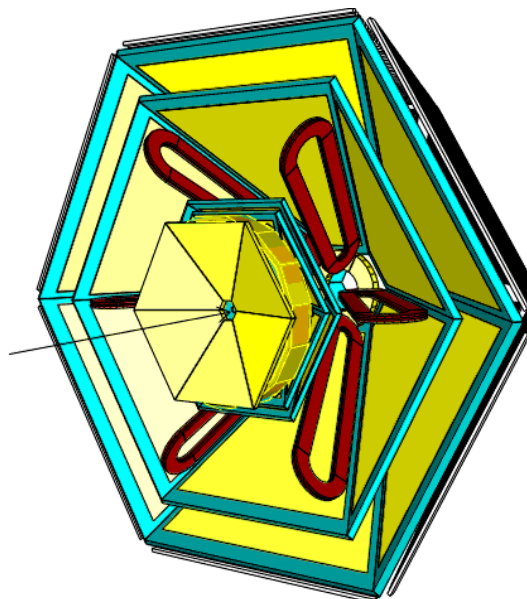


Abbildung 1.14: Der HADES-Detektor in einer perspektivischen Ansicht. Man erkennt vor allem den innenliegenden RICH, die Magnetspulen, sowie die äußeren Driftkammerebenen. Weiterhin ist die sechsfache azimutale Symmetrie der Detektorkomponenten erkennbar.

Mit Proton-Kern-Reaktionen sind, wie auch mit pp-Reaktionen, Vergleiche mit DLS-Daten (pp, pCa) möglich. Mediummodifikationen bei normaler Kerndichte können mit dem Pionenstrahl durch die rückstoßfreie ω -Produktion ($\pi^- + p \rightarrow \omega + n$) und damit dem ω -Zerfall im Kern untersucht werden [Sch96]. Die deutlich kleinere Multiplizität führt im Gegensatz zu Schwerionenreaktion zu einem niedrigeren Untergrund.

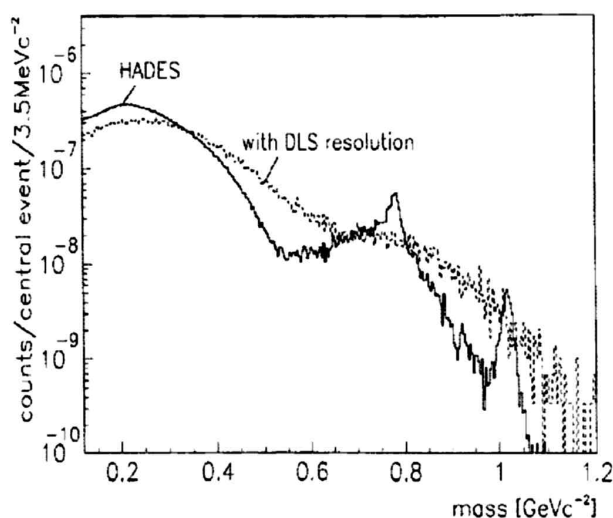


Abbildung 1.15: Erwartetes Dileptonenspektrum mit HADES-Massenauflösung (ohne komb. Untergrund) verglichen mit DLS-Massenauflösung [Tik97]

Zur Vorbereitung auf die Beschreibung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Auslese- und Triggersystems für den HADES-Flugzeitdetektor (Time-of-Flight, TOF) wird im folgenden Kapitel 2 zunächst das HADES-Spektrometer mit seinen wesentlichen Designparametern, sowie die Teildetektoren mit einem Schwerpunkt auf den Flugzeitdetektor vorgestellt.

Das aufgrund der geringen dielektronischen Zerfallsbreiten wichtige Echtzeit-Triggersystem wird in Kapitel 3 in einer Übersicht dargestellt.

Bestandteil des Triggersystems ist das angesichts der Vielzahl unabhängiger Detektor-komponenten und der dezentralen Auslesestruktur des Spektrometers wichtige Trigger-verteilsystem, das ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und in Kapitel 4 beschrieben wird.

Kapitel 5 erläutert die zur Identifizierung von Elektronen anhand der Flugzeit notwendigen Berechnungen, während Kapitel 6 die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Hardware für das TOF Auslese- und Triggersystem beschreibt, das ebenfalls Bestandteil des Echtzeit-Triggersystems von HADES ist.

Das abschließende Kapitel 7 stellt die Erfahrungen und Ergebnisse aus den bisherigen HADES-Teststrahlzeiten vor und gibt zuletzt einen Ausblick auf die weitere Systementwicklung.

2 Das HADES-Detektorsystem

Im folgenden werden die Anforderungen an das Detektorsystem erläutert, die sich aus den experimentellen Randbedingungen (z.B. Auflösung des Dileptonensignals aus Zerfällen von Vektormesonen) ergeben, sowie die Funktion und Realisierung der einzelnen Detektor-komponenten beschrieben.

2.1 Experimentelle Randbedingungen

Aus den in Tabelle 1.1 dargestellten Verzweigungsverhältnissen der Zerfälle von Vektormesonen in Dileptonen, ergibt sich unter Berücksichtigung der Produktionswahrscheinlichkeiten eine Rate von 10^6 Dileptonen aus ρ -Zerfällen pro zentraler Kollision (Au+Au bei 1 AGeV). Dies stellt eine hohe Anforderung an die Ratenfestigkeit der Detektorteilsysteme, die auf Strahlintensitäten von 10^8 /sec und Kern-Kern-Kollisionen von 10^6 /sec ausgelegt sein müssen.

Eine weitere Randbedingung stellen die hohen Teilchenmultiplizitäten (bis zu 200 geladene Hadronen) bei zentralen Kollisionen von schweren Kern-Kern-Systemen dar, die eine effiziente Elektronen-Identifizierung¹ erfordern, um aus den hohen Ereignisraten und Teilchenmultiplizitäten potentielle dileptonische Zerfälle auszuwählen. Elektronen entstehen darüberhinaus durch Konversion von Photonen aus π^0 -Zerfällen, sowie in π^0 -Dalitz-Zerfällen und führen zu einem kombinatorischen Untergrund über den gesamten Massenbereich.

Um die Signale von ω - und ρ -Mesonen trennen zu können, ist eine Massenauflösung von ca. 1% notwendig. Abbildung 2.1 zeigt eine Simulation des Dielektronenspektrums mit den einzelnen Beiträgen für die Reaktion Au+Au bei 1 AGeV mit Berücksichtigung der Detektorauflösung. Die Massenbelegung der Detektorkomponenten sollte generell möglichst gering gehalten werden, um Vielfachstreuung und den Untergrund durch Produktion von Sekundärteilchen gering zu halten.

Eine geometrische Randbedingung ergibt sich aus dem relativ großen Öffnungswinkel von ca. 100° (Laborsystem) für Dileptonen aus den Zerfällen von leichten Vektormesonen. Die geometrische Akzeptanz von HADES deckt daher Polarwinkel von 18° bis 85° , sowie fast den gesamten Azimuthwinkelbereich ab. Hierzu trägt die Aufteilung der Detektorteilsysteme in sechs Segmente zu jeweils 60° Azimuthwinkel bei. Der so erreichte geometrische Akzeptanzbereich entspricht ca. 45% des gesamten Raumwinkels, wobei 45-50% aller Dielektronenzerfälle in diesen Bereich fallen ($0,2 < m_{inv} < 1 \text{ GeV}/c^2$).

¹ Begriffe wie „Elektronen-Identifizierung“ meinen immer auch Positronen, soweit nicht anders erwähnt.

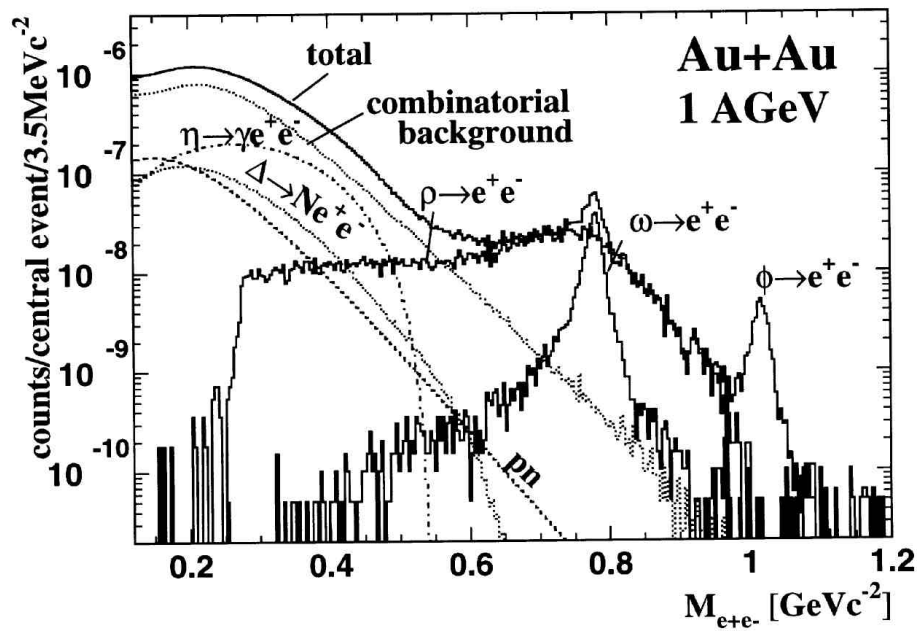


Abbildung 2.1: Simuliertes Dielektronenspektrum für Au+Au bei 1 AGeV mit Berücksichtigung der HADES Detektorauflösung [Had94]

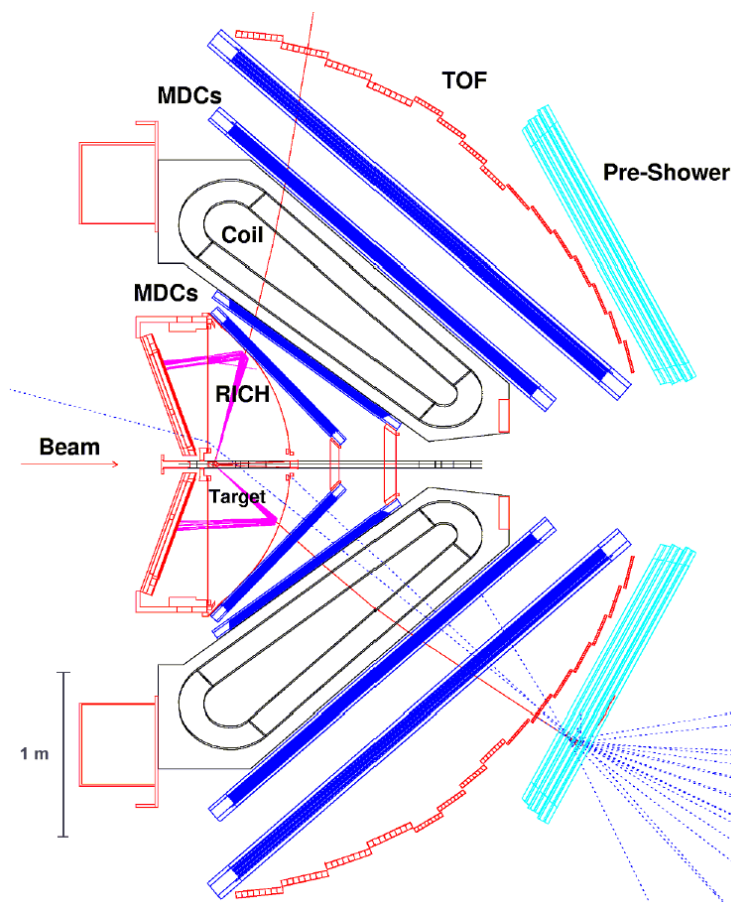


Abbildung 2.2: Querschnitt durch das HADES-Spektrometer.

Weiterhin ist eine hohe Impulsauflösung im Bereich 0,1-2 GeV/c wichtig, um eine ausreichende Massenauflösung zur Trennung der Signale der Vektormesonen ρ , ω und ϕ zu erreichen.

2.2 Die Detektorteilsysteme

Abbildung 2.2 zeigt die Anordnung der Detektorteilsysteme, man erkennt zwei Segmente mit dem innenliegenden RICH, jeweils zwei MDC-Module vor und hinter den Magnetspulen, die Flugzeitwand und unter kleinen Polarwinkeln den Schauerdetektor.

Die Randbedingungen des letzten Kapitels machen HADES zu einem „Magnetspektrometer mit effizienter Elektronenidentifikation“ [Had94].

2.2.1 Der ringabbildende Cherenkovdetektor

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium mit einer größeren Geschwindigkeit v_p , als die Phasengeschwindigkeit c_n des Lichts in diesem Medium, emittiert es unter einem festen Winkel θ_c zu seiner Flugrichtung Licht [Che34].

$$\cos \theta_c = \frac{c_n}{v_p} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

Hieraus ergibt sich, daß die Emission erst bei einer Geschwindigkeit $\beta=1/n$ einsetzt, was durch den Lorentzfaktor ausgedrückt werden kann.

$$\gamma_{thr} = \frac{E}{m} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (2.2)$$

Die einfachsten Detektoren zur Teilchendifferenzierung, die diesen Cherenkov-Effekt nutzen, sind Schwellen-Cherenkovdetektoren, bei denen das Radiatormaterial so gewählt wird, daß im interessanten Impulsbereich eine Teilchensorte über und eine andere unter der Cherenkovschwelle liegt. Die weiterentwickelten differentiellen Cherenkovdetektoren weisen die Cherenkovstrahlung unter einem vorgegebenen Winkel nach, wodurch eine direkte Geschwindigkeitsbestimmung erfolgen kann. Nachteilig ist hier der kleine abgedeckte Raumwinkel.

Die Idee der Ausnutzung der vollständigen Winkelinformation des emittierten Lichts führt zu den ringabbildenden Cherenkovdetektoren (RICH) [Yps94][Seg94], zu denen auch der HADES-RICH gehört [Zei99].

Abbildung 2.3 zeigt einen Querschnitt durch den HADES-RICH. Ein gasförmiger Radiator umgibt das Target im gesamten geometrischen Akzeptanzbereich und wird in Strahlrichtung von einem sphärischen Spiegel (Durchmesser $\varnothing = 145\text{cm}$, Krümmungsradius $r = 87\text{cm}$), sowie unter Rückwärtswinkeln von einem UV-Photonendetektor, auf den das Cherenkovlicht fokussiert wird, eingeschlossen.

Um den RICH nicht-sensitiv für die bei SIS-Energien entstehenden geladenen Hadronen zu machen („hadronenblind“), wurde als Radiatorgas Perflourbutan (C_4F_{10}) mit einem günstigen

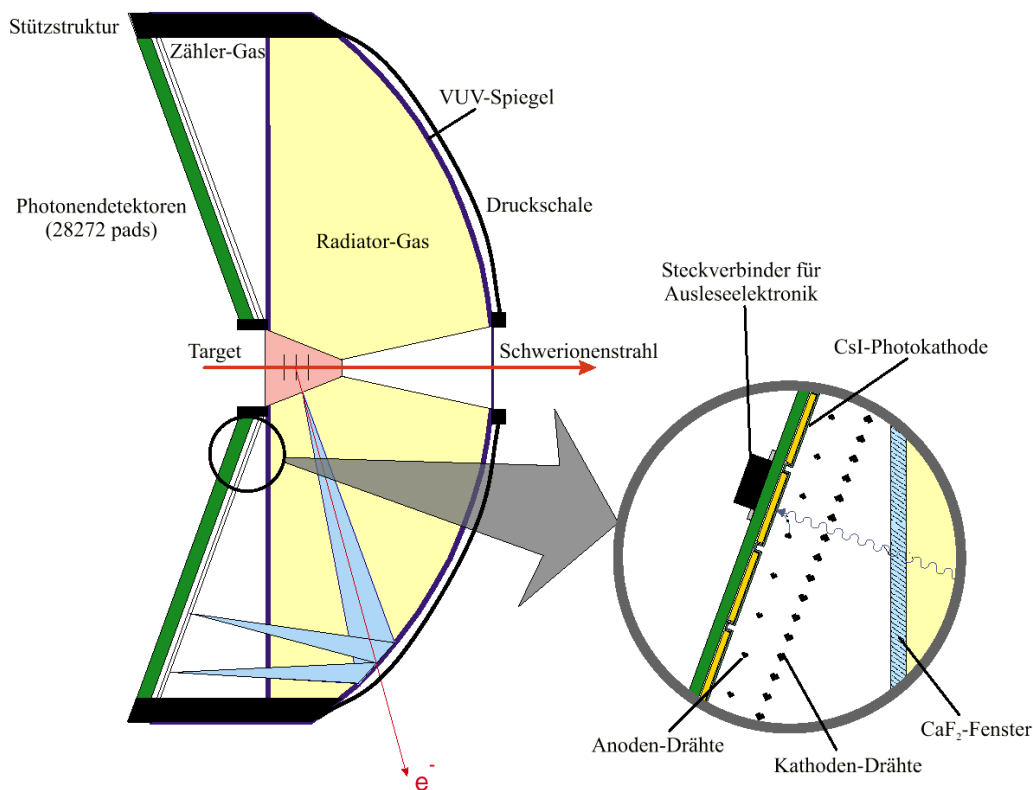


Abbildung 2.3: Querschnitt durch den HADES-RICH [Böh99]

Lorentzfaktor von $\gamma_{\text{thr}} = 18$ und einem guten Transmissionsverhalten im VUV-Bereich gewählt, sodaß quasi nur Elektronen und Positronen die Cherenkovschwelle überschreiten. Im relevanten Impulsbereich von $p > 100 \text{ MeV}/c$ emittieren alle Elektronen asymptotisch unter $\theta_C = 3,18^\circ$ Licht, was zu Ringen mit einem konstanten Durchmesser von ca. 5 cm im Photonendetektor führt.

Der Photonendetektor ist eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC¹) mit einer segmentierten CsI-Photokathode. Das Gas des Photonendetektors ist durch ein CaF_2 -Fenster mit einer guten Transmission im VUV-Bereich [Ger96] vom Radiatorgas getrennt. Durch das Auftreffen von Cherenkovphotonen auf die Photokathode werden Photoelektronen ausgelöst, die in der MWPC um den Faktor 10^5 verstärkt werden und dabei elektrische Ladungen auf der Photokathode induzieren. Die Photokathode ist in 6560 Segmente aufgeteilt, die eine konstante Breite von 6,6 mm besitzen und in der Höhe zwischen 4,5 und 7 mm variieren. Letzteres dient zur Kompensation der zunehmenden Exzentrizität der Cherenkovringe für zunehmende polare Winkel aufgrund von Abbildungsfehlern.

Die ausgelesene Ladungsinformation der Photokathodensegmente dient als Ortsinformation zur Rekonstruktion der Ringe.

2.2.2 Die Minidriftkammern

Je zwei Driftkammermodule (Mini Drift Chamber, MDC) pro Detektorsegment vor und hinter einem supraleitenden Magneten bilden zusammen ein Magnetspektrometer zur Bestimmung von Elektronenimpulsen mit einer Auflösung von 1%. Sechs Feldspulen erzeugen ein toroidales Magnetfeld, das es erlaubt den Bereich des RICH-Detektors feldfrei zu halten.

¹ Multi-Wire Proportional Chamber, MWPC

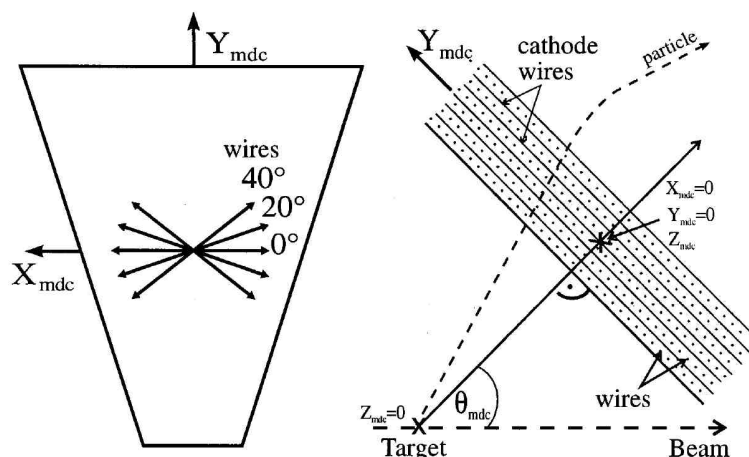


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines HADES Driftkammermoduls. Die Winkel der Signaldrähte sind in der Skizze links dargestellt, die Ausrichtung der Kammer zur Strahlachse rechts.

Weiterhin erlaubt die geringe Breite der Feldspulen von ca. 8 cm deren Platzierung in der Rahmenstruktur zwischen den Detektorsegmenten, sodaß der azimutale Akzeptanzbereich nicht zusätzlich eingeschränkt wird. Die Ablenkung geladener Teilchen erfolgt ausschließlich in polarer Richtung¹, wobei die maximale Feldstärke von 0,8 T bei einer Weglänge von ca. 0,5 m einen transversalen Impulsübertrag von < 100 MeV erlaubt.

Der Name „Mini“-Driftkammer resultiert aus der geringen Größe der einzelnen Driftzellen von lediglich 5 – 14 mm, was zum einen durch die geringen Driftzeiten von < 1 μ sec eine hohe Ereignisrate erlaubt, und zum anderen zur einer geringeren Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer führt und so die Ortsauflösung bei ca. 25 geladenen Teilchen pro Segment verbessert. Jede Driftzelle wird aus zwei Folien-Kathodenebenen, sowie zwei Felddrähten mit einem Anodendraht (Sensewire) in der Mitte gebildet. Ein Driftkammermodul [Gar98] besteht aus sechs Lagen von Driftzellen (siehe Abbildung 2.4). Die einzelnen Lagen der Anodendrähte sind unter verschiedenen Winkeln ($\pm 0^\circ$, $\pm 20^\circ$, $\pm 40^\circ$) angeordnet und erlauben ein unabhängiges Tracking vor und hinter dem Magneten. Eigens entwickelte ASICs² ermöglichen die Verarbeitung der Signale von 26828 Anodendrähten (analoge Vorverarbeitung, Digitalisierung der Driftzeiten, Nullunterdrückung) innerhalb der bei der geforderten Ereignisrate zur Verfügung stehenden Zeit. Als eine grobe Ortsinformation wird parallel dazu ein Muster der angesprochenen Drähte bereitgestellt.

Das Problem der Vielfachstreuung innerhalb der Kammer wird durch Träger- und Füllmaterial niedriger Dichte begrenzt, sodaß mit der Ortsauflösung von $< 100\mu$ m die geforderte Impulsauflösung von 1% erreicht werden kann.

2.2.3 Die Flugzeitwand

Für die erste Stufe des HADES-Triggersystems (siehe Kapitel 3) ist eine einfache und schnelle Ereignischarakterisierung notwendig, die der Time-Of-Flight (TOF) Detektor über die Multiplizität geladener Teilchen bietet. Darüberhinaus wird der TOF-Detektor zur Elektronenidentifizierung anhand ihrer Flugzeit für Polarwinkel $> 45^\circ$ eingesetzt.

¹ abgesehen von Randeffekten

² Application Specific Integrated Circuit

Der TOF-Detektor deckt den vollen polaren Winkelbereich (13° - 88°) von HADES ab und ist in die zwei Bereiche TOF1 (13° - 45°) und TOF2 (45° - 88°) aufgeteilt.

Das Prinzip des HADES-TOF-Detektors basiert auf einer Struktur von Szintillatorstreifen, die jeweils an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen werden. Deren Signale werden geteilt und von einem Analog/Digital-Wandler (Analog-to-Digital-Converter, ADC), sowie einem Zeit/Digital-Wandler (Time-to-Digital-Converter, TDC) verarbeitet. Aus diesen Daten kann sowohl die Flugzeit, als auch der Durchflugpunkt bestimmt werden.

Teilchenidentifizierung

Die Flugzeit eines Teilchens mit der Masse m und dem Impuls p ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$t = \frac{L}{\frac{pc}{E}} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m_0 c}{p}\right)^2} \quad (2.3)$$

L : Länge der Trajektorie des Teilchens c : Lichtgeschwindigkeit

Die Identifizierung von Teilchen mit gleichem Impuls p und den Massen m_1 und m_2 erfolgt anhand ihrer unterschiedlichen Flugzeiten:

$$\delta t_{12} = \frac{L}{c} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{m_1 c}{p}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{m_2 c}{p}\right)^2} \right\} \quad (2.4)$$

Beschreibt σ die Standardabweichung bei der Messung der Flugzeit, können Teilchen mit einer Sicherheit von 95% identifiziert werden, wenn der Unterschied in den Flugzeiten $\delta t_{12} \geq 4\sigma$ ist. Betrachtet man die δt_{12} -Verteilungen für π/e^- , bzw. p/e^- -Diskriminierung und berücksichtigt daneben den Beitrag von Hadronen im Bereich $\delta t \leq 2\sigma$, ist es möglich die Anzahl falsch identifizierter Elektronen als Funktion der Zeitauflösung zu berechnen [Ago97]. Abbildung 2.5

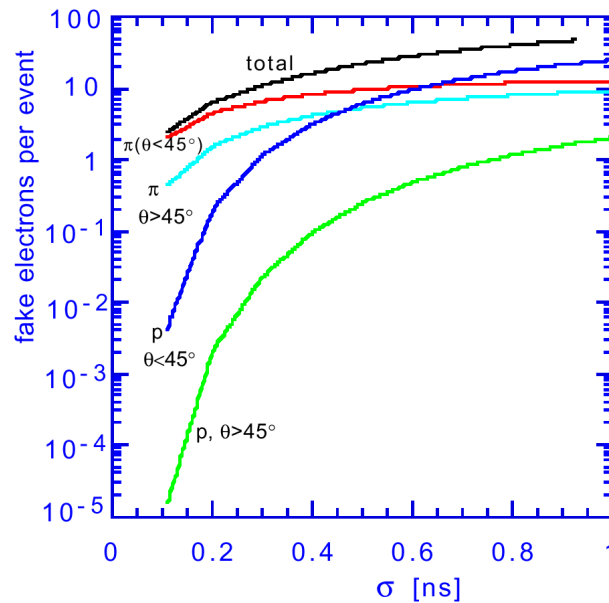


Abbildung 2.5: Abschätzung der Anzahl falsch identifizierter Elektronen pro Event für Au+Au Kollisionen bei 1 AGeV in Abhängigkeit der Zeitauflösung. [Ago97]

zeigt das Ergebnis für π/e und p/e und man erkennt, daß die Zahl falsch identifizierter Elektronen für eine Zeitauflösung von $\sigma_t \approx 150\text{-}200$ psec bei $n_{\text{fake}} \approx 1\text{-}2$ für den äußeren Bereich und bei $n_{\text{fake}} \approx 4\text{-}5$ für den inneren Bereich des TOF-Detektors liegt. Einer solchen Zeitauflösung entspricht eine Ortsauflösung von ca. 3-4 cm.

Die Anzahl von Doppeltreffern ergibt sich aus der Verteilung und Multiplizität geladener Teilchen auf den Detektorebenen und ist ein Kriterium für die Anordnung der Szintillatoren und die Granularität des gesamten Szintillatorarrays. Eine konzentrische Anordnung (siehe Abbildung 2.7) der Szintillatorstreifen bietet hier gegenüber einer radialen Anordnung eine um 80% geringere Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer. Berücksichtigt man weiterhin nur solche Teilchen, deren Flugzeit kleiner ist, als die benötigte Zeit zur Verarbeitung des Signals von Elektronen, reduziert sich die Multiplizität durch den Wegfall langsamer Protonen weiter. Letztere treffen den Szintillator erst, nachdem das Signal von Elektronen den Photomultiplier erreicht hat und tragen so nicht zu Mehrfachtreffern bei.

Kombiniert man die Multiplizitätsverteilung mit einer Poissonverteilung, so ist es möglich eine sogenannte untere Schwelle für die Elektronennachweiseffizienz, definiert als die Wahrscheinlichkeit, daß kein Hadron einen Szintillatorstreifen trifft, zu bestimmen. Abbildung 2.6 zeigt das Ergebnis als Funktion des Radius für unterschiedliche Szintillatorbreiten. Die dicken Kurven zeigen die gewählte TOF-Geometrie von 1×1 , 2×2 und 3×3 cm², sodaß eine Elektronennachweiseffizienz von $\approx 80\%$ über den gesamten Akzeptanzwinkel erreicht wird.

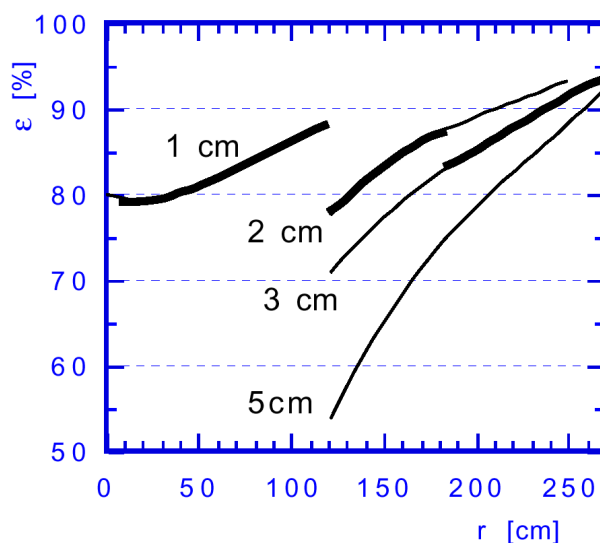


Abbildung 2.6: Untere Schwelle der Elektronennachweiseffizienz für verschiedene Szintillatorbreiten als Funktion des Radius. [Ago97]

Szintillatoren

Der HADES-TOF-Detektor besteht aus insgesamt 1056 Szintillatorstreifen (Material BC408 von Bicron), die hexagonal symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind (siehe Abbildung 2.7 und 2.8). Der innere Teil wird als TOF1 bezeichnet und besteht aus 672 Szintillatoren, die in 14 Modulen mit jeweils acht 1×1 cm² Szintillatorstreifen zusammengefaßt sind. Die verbleibenden 384 Szintillatoren des TOF2 sind in acht Modulen mit jeweils acht Szintillatoren und Querschnitten von 2×2 cm², bzw. 3×3 cm² zusammengefaßt. Jedes TOF-Modul ist für möglichst hohe mechanische Stabilität in eine Hülle aus Karbonfasern gepackt, die gleichzeitig sehr dünn bezogen auf die Strahlungslängen sind.

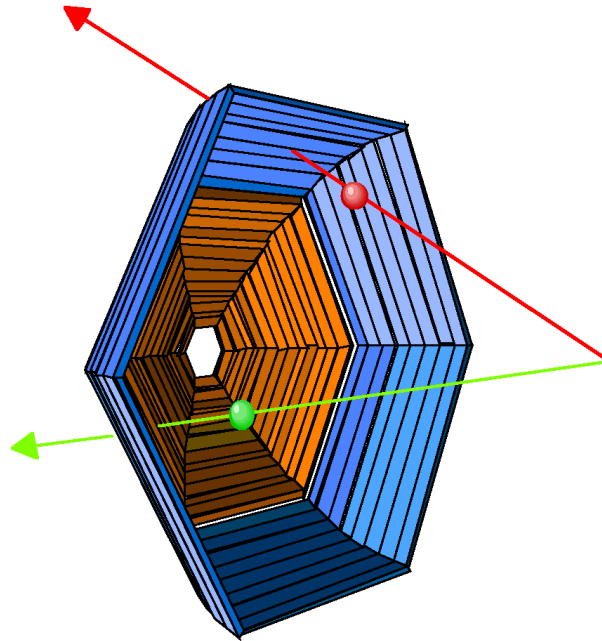


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des TOF-Szintillatorarrays [Ago97]

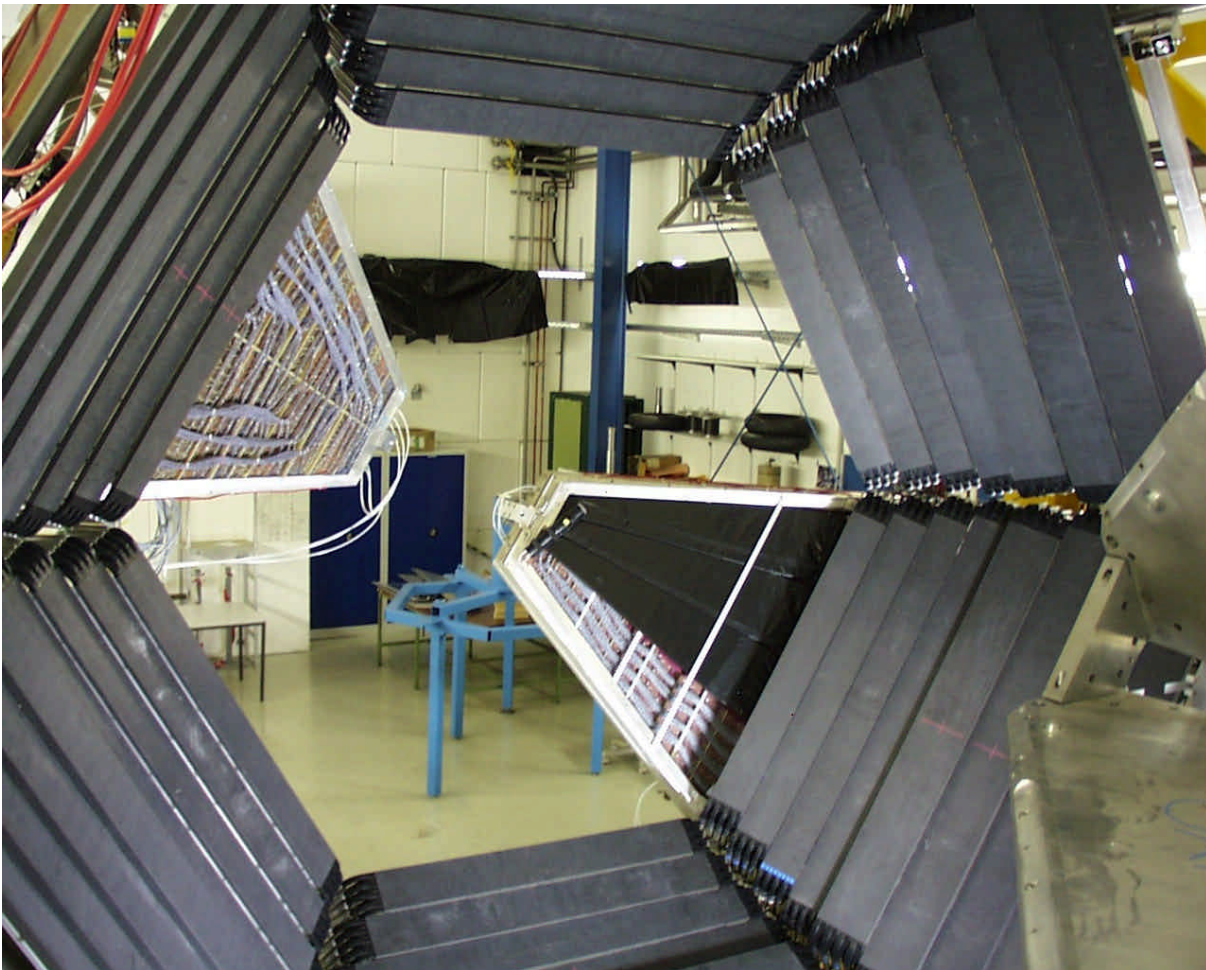


Abbildung 2.8: Der äußere TOF-Detektor (TOF2) in Flugrichtung. Man erkennt die 8-fach-Module mit Szintillatorstreifen und die silbernen Photomultiplier an beiden Enden. Innen sind zwei Segmente des Schauerdetektors zu erkennen.

Lichtleiter

Am jedem Ende eines Szintillatorstreifens ist ein Plexiglaslichtleiter (siehe Abbildung) montiert, der das Szintillationslicht um 67° nach hinten wegleitet. Der Querschnitt des 20cm langen Lichtleiters ändert sich von quadratisch auf der Seite des Szintillators hin zu rund, bzw. zylindrisch auf der dem Photomultiplier zugewandten Seite. Die Zeitauflösung verschlechtert sich nur unwesentlich ($<5\%$) durch den Einsatz des Lichtleiters.

Photomultiplier

Zur Umwandlung des Szintillatorlichtes in ein elektrisches Signal werden Photomultiplier (PMT) eingesetzt. Photonen treffen auf eine Photokathode und erzeugen dort Photoelektronen. Im Innern des PMT werden diese Elektronen in einem elektrischen Feld beschleunigt und treffen auf eine Metallplatte (Dynode) und erzeugen dort zusätzliche Elektronen, die im Feld zur nächsten Dynode hin wiederrum beschleunigt werden und beim Auftreffen noch mehr Elektronen erzeugen. Dieser Vorgang wird mehrmals wiederholt, sodaß sich bei jeder Dynode die Zahl der Elektronen vervielfacht und diese beim Auftreffen auf die letzte Metallplatte (Anode) ein meßbares elektrisches Signal erzeugen. Der Aufbau eines PMT ist in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt. Für minimal ionisierende Teilchen erreicht man ein Ausgangssignal von $\approx 2V$.

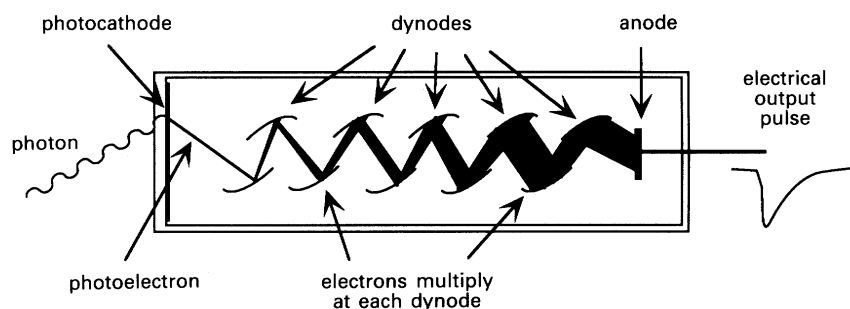


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines Photomultipliers

Die Beschleunigungsfelder zwischen den Dynoden werden mit einer Hochspannung erzeugt, die über passive Spannungsteiler an die Dynoden gelegt wird. Die Spannungsteiler sind so gewählt, daß sie zwei Ausgangssignale erzeugen, eines an der Anode und ein weiteres an der letzten Dynode. Das Nutzsignal wird so im Verhältnis $\approx 1/0,66$ geteilt, ohne das zusätzliche Teiler notwendig sind. Die Signale haben entgegengesetzte Polarität, wobei das negative



Abbildung 2.10: Photomultiplier (oben) mit Lichtleitern (mitte und unten)

Anodensignal für die Zeitmessung (TDC-Zweig) und das positive Dynodensignal für die Amplitudenmessung (ADC-Zweig) verwendet wird. Letzteres wird mit einem „Shaper“ künstlich auf $\approx 1\text{msec}$ verbreitert, sodaß keine Verzögerung des Signals notwendig ist und das Gate-Signal für den ADC auch noch mehrere 100 nsec später erzeugt werden kann.

Um das Zeitreferenzsignal zu erzeugen, werden Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD) eingesetzt.

Constant Fraction Discriminator

Das Zeitreferenzsignal für ein Signal aus einem PMT sollte möglichst von der Signalhöhe unabhängig sein. Einfache Leading-Edge-Diskriminatoren (LED) setzen eine feste Schwelle auf das Signal und bei Überschreiten der Schwelle wird das Zeitsignal ausgelöst. Problematisch hierbei ist, daß ein Signal mit einer größeren Amplitude diese Schwelle früher überschreitet, als ein Signal mit kleinerer Amplitude, obwohl das Amplitudenmaximum zeitgleich ist. Der Meßfehler wird als „Walk“ bezeichnet und ist in Abbildung 2.11 links dargestellt.

Eine Möglichkeit zur Verringerung dieses Meßfehlers sind sogenannte Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD). Das Meßsignal wird aufgeteilt und in einem Zweig verzögert und im anderen Zweig invertiert und gedämpft. Addiert man nun das Signal aus beiden Zweigen erhält man ein Signal, dessen Nulldurchgang in einem gewissen Bereich unabhängig von der Signalhöhe ist (blaue Kurve in Abbildung 2.11 rechts).

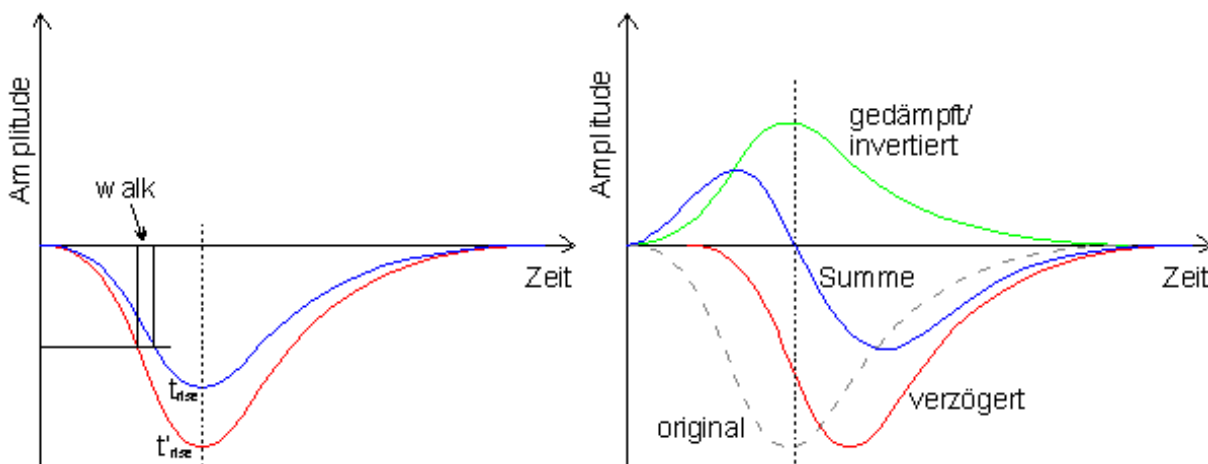


Abbildung 2.11: Minimierung des Meßfehlers (walk) bei Leading-Edge-Diskriminatoren durch Einsatz von Constant-Fraction-Diskriminatoren

Time-to-Digital Converter

Zur Messung der Flugzeit vom Target zum TOF-Detektor wird ein 32-Kanal TDC-Modul auf VME-Basis eingesetzt [Bas98A].

Das TDC-Modul besteht aus zwei Karten, eine Hauptplatine und ein Aufsteckmodul. Letzteres beinhaltet die analogen Schaltungen, während die Digitalwandlung, der Datenspeicher, sowie Kontrolllogik und VME-Interface auf der Hauptplatine integriert sind. Abbildung 2.12 zeigt ein Blockdiagramm des TDC-Moduls.

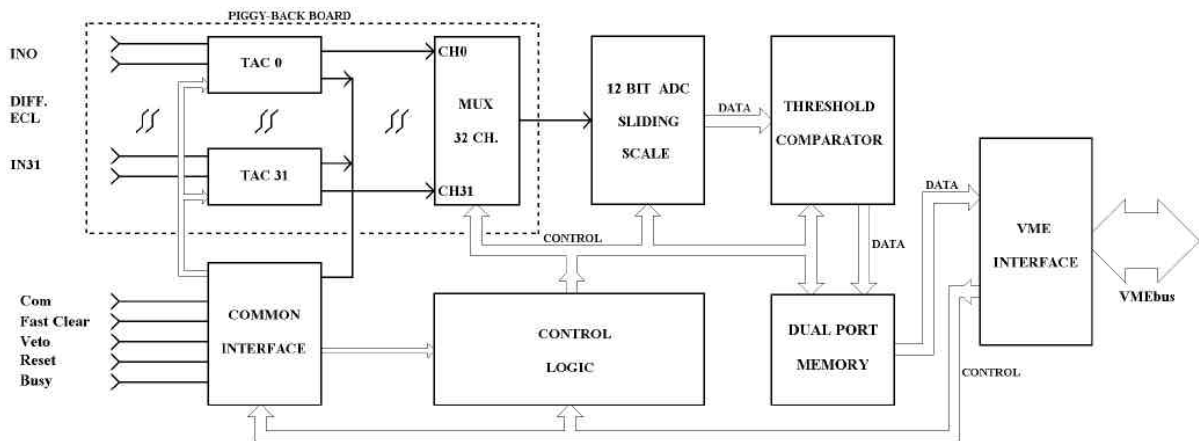


Abbildung 2.12: Blockdiagramm des HADES TDC-Moduls.

Die analoge Eingangsstufe besteht aus 32 Zeit/Spannungswandlern TAC00..31 (Time-to-Amplitude Converter, TAC). Der gemeinsame COM-Eingang ist das Startsignal, während die Eingänge IN00..31 die jeweiligen Stoppsignale darstellen. Die Ausgänge der TAC-Stufe sind an einen Multiplexer angeschlossen, der sie an einen 12 Bit ADC weiterleitet. Liegen die gewandelten Daten innerhalb einer oberen und unteren Schwelle (Overflow-/Zero-suppression) werden sie als gültig erkannt und in einem Speicher abgelegt, auf den vom VME-Bus aus zugegriffen werden kann. An dieser Stelle liest auch die TOF-Triggerelektronik (siehe Kapitel 6) die Ereignisdaten aus.

Die eigentliche Zeitmessung wird also auf eine Spannungsmessung zurückgeführt. Abbildung 2.13 zeigt das Timingdiagramm einer TAC-Messung. Beginnend mit dem Startsignal wird ein Kondensator von einer Konstantstromquelle aufgeladen, dessen Spannung somit propor-

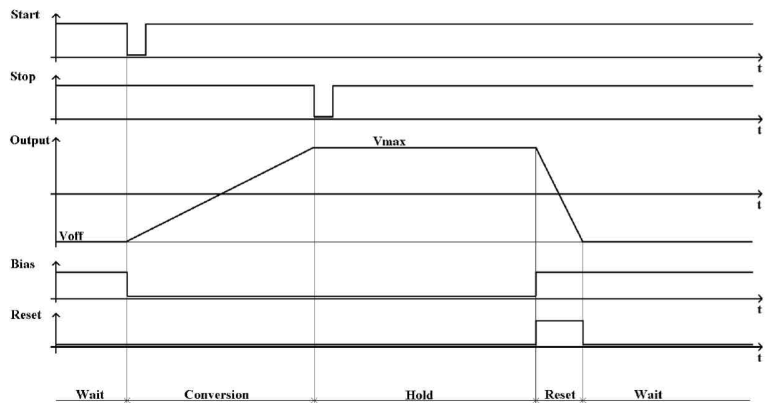


Abbildung 2.13: Timingdiagramm der Time-to-Amplitude Wandlung.

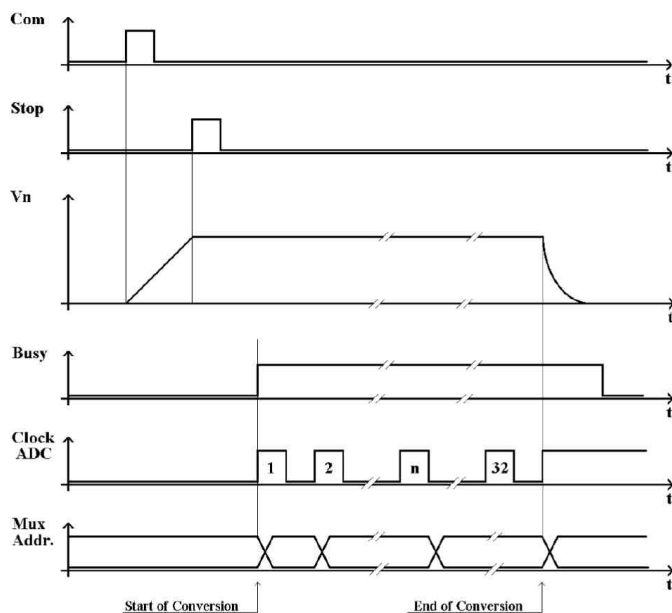


Abbildung 2.14: Timingdiagramm der Analog-to-Digital Wandlung.

tional zur Zeit bis zum Stoppsignal ist, mit dem das Aufladen beendet wird. Der Kondensator hält seine Spannung während die 32 Kanäle digital gewandelt werden und wird am Ende mit einem internen Resetsignal entladen.

Das Timing der Analog-Digital Wandlung ist in Abbildung 2.14 gezeigt. Die komplette Wandlung aller 32 Kanäle dauert unter $10\mu\text{sec}$ und besitzt eine Genauigkeit von 12 Bit. Der Meßbereich für die Zeitmessung kann in vier Stufen von 200, 400, 800 und 1000nsec eingestellt werden. Die Zeitauflösung liegt beim niedrigsten Meßbereich bei 50psec .

Analog-to-Digital Converter

Zur Messung der Amplitude der Photomultipliersignale wird die gleiche Hauptplatine wie bei der Zeitmessung eingesetzt, die anstelle der TAC-Aufsteckkarte eine „Linear Gate and Stretcher“-Karte aufnimmt [Bas98B].

Abbildung 2.15 zeigt ein Blockdiagramm der Aufsteckkarte für das ADC-Moduls. Die 32 analogen Eingangssignale gelangen an jeweils eine Streckerschaltung für jeden Kanal, deren Ausgänge über einen Multiplexer, ähnlich wie beim TAC-Aufsteckmodul an den ADC auf der Hauptplatine weitergegeben werden.

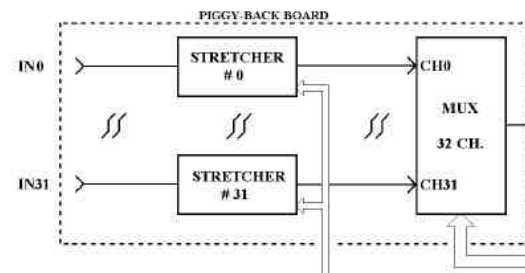


Abbildung 2.15: Blockdiagramm der ADC-Aufsteckkarte.

Das Timingdiagramm der Streckerschaltung ist in Abbildung 2.16 dargestellt. Sobald ein Startsignal detektiert wurde, folgt die Spannung am Ausgang dem Eingangssignal, bis das Maximum des Eingangspulses erreicht ist. Ein Kondensator hält den Spitzenwert der Spannung, der dann über einen Multiplexer, ähnlich wie beim TAC-Aufsteckmodul, an den ADC der Hauptplatine weitergegeben und dort digitalisiert und gespeichert wird.

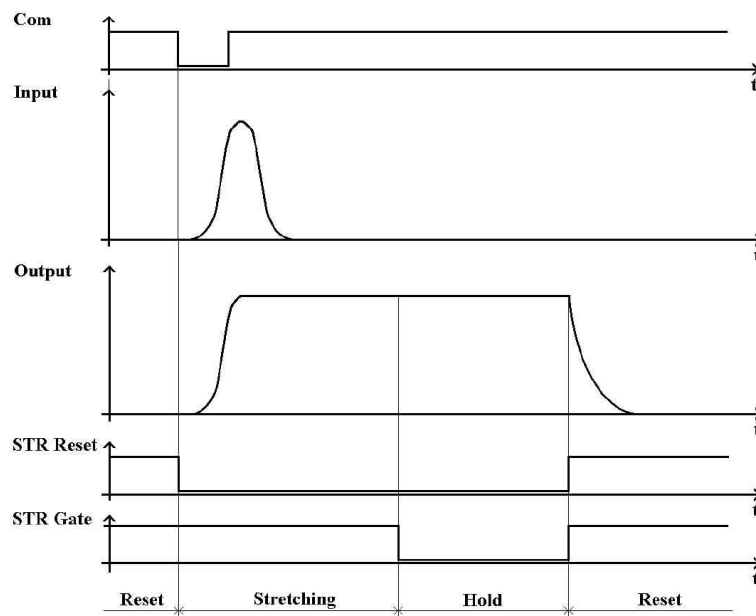


Abbildung 2.16: Timingdiagramm der ADC Stretcher-Schaltung.

Aufgrund der identischen Hauptplatine dauert auch hier die komplette Wandlung aller 32 Kanäle unter $10\mu\text{sec}$ mit einer Genauigkeit von 12 Bit. Der Meßbereich der analogen Eingänge liegt zwischen 0 und 8V.

Auf die prinzipielle Funktionsweise eines ADCs wird an dieser Stelle nicht näher eingegangen (siehe z.B. [Eck90]).

Abbildung 2.17 zeigt die Hauptplatine der TDC/ADC-Module mit dem TAC-Aufsteckmodul.

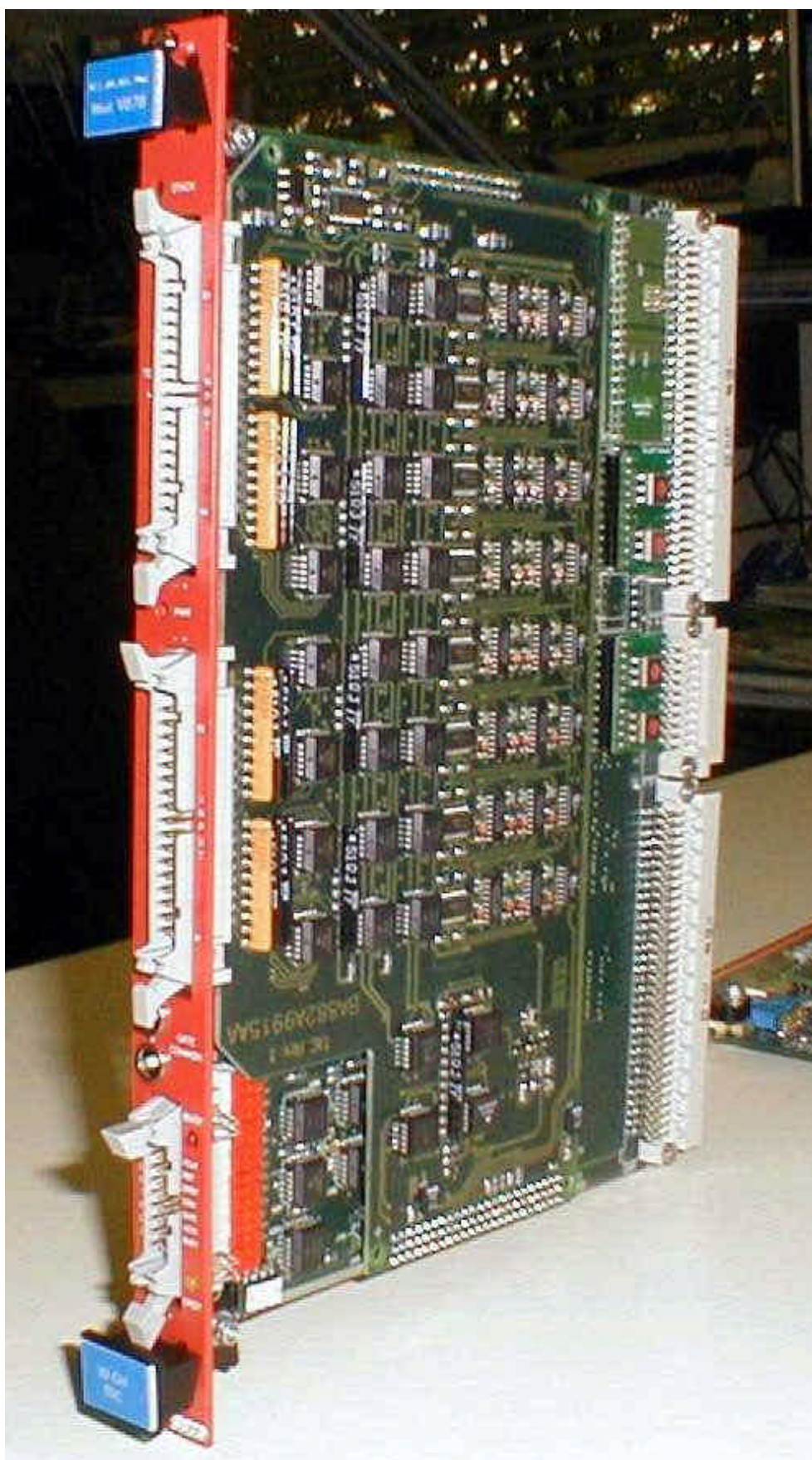


Abbildung 2.17: Das TOF Auslesemodul mit aufgesteckter TAC-Karte.

Flugzeitmessung

Zur Messung der Teilchenflugzeit erhalten alle TDCs ein gemeinsames Startsignal vom Startdetektor (siehe Kapitel 2.2.5) und individuelle Stoppsignale aus den CFDs für jeden Detektorkanal. Hierbei ergibt sich das Problem, daß die CFD-Signale der Flugzeitwand ebenfalls zur schnellen Ereignischarakterisierung über die Teilchenmultiplizität verwendet werden (Multiplizitätstrigger, siehe Kapitel 3.1), d.h. das Startsignal des Startdetektors muß verzögert werden, bis die Multiplizitätsinformation aus den Photomultipliersignalen zur Verfügung steht, um dieses gegebenenfalls zu unterdrücken. Dies bedeutet weiterhin, daß die CFD-Signale, die als Stoppsignale für TDCs verwendet werden sollen, ebenfalls verzögert werden müssen, damit das Startsignal die TDCs zuerst erreicht. Die Verzögerung der Stoppsignale wird in den TDC-Modulen durch aktive Verzögerungselemente (Active Delay Chip) erreicht, sodaß eine aufwändige externe Verzögerung durch Kabel delays wegfallen kann.

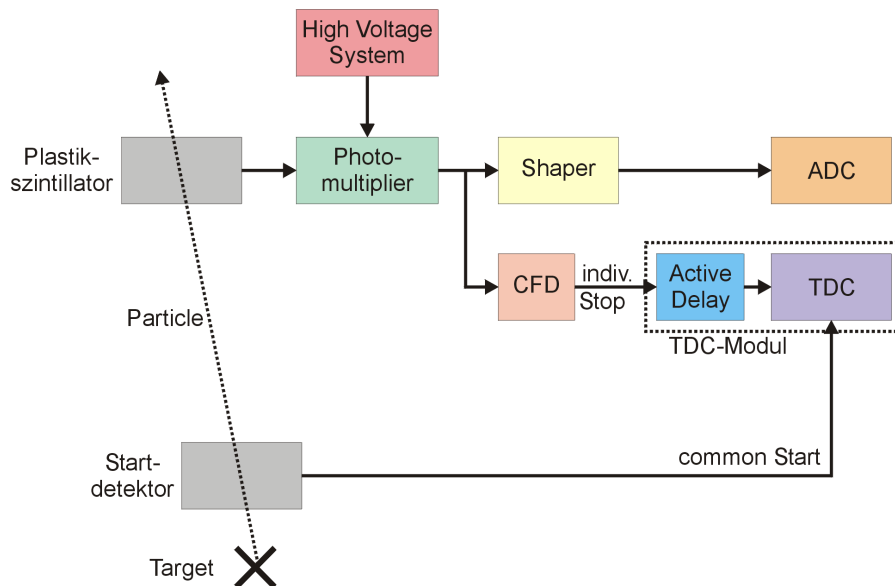


Abbildung 2.18: Blockdiagramm eines Kanals der Flugzeitwand.

Abbildung 2.18 zeigt abschliessend eine Übersicht über einen Kanal des TOF-Detektors. Jeder Photomultiplier wird an beiden Ende von einem Photomultiplier ausgelesen, dessen Signal geteilt wird und über einen Shaper, bzw. CFD zu einem ADC, bzw. TDC zugeführt wird.

Zeitauflösung

Die intrinsische Zeitauflösung des TOF-Detektors wurde im Labor mit kosmischen Myonen zu ca. 100psec gemessen und ist in Abbildung 2.19 dargestellt. Der hierzu verwendete Testaufbau ist in der gleichen Abbildung rechts dargestellt. Je ein Plastikszintillator mit Photomultiplier ist oberhalb und unterhalb des TOF-Szintillatorstreifens montiert und entlang dessen Längsachse verschiebbar. Die koinzidente Messung eines Myons in beiden Szintillatoren erlaubt die Bestimmung der Zeitauflösung des TOF-Szintillators.

Aus Kostengründen wurde zuerst der äußere Teil des TOF-Detektors (TOF2) installiert, da aus kinematischen Gründen die Diskriminierung von Elektronen und Pionen/Protonen hier leichter möglich ist. Es ist jedoch geplant, auch den inneren Teil (TOF1) zu bestücken, um dort die Elektronennachweeffizienz zusammen mit dem Schauerdetektor zu erhöhen.

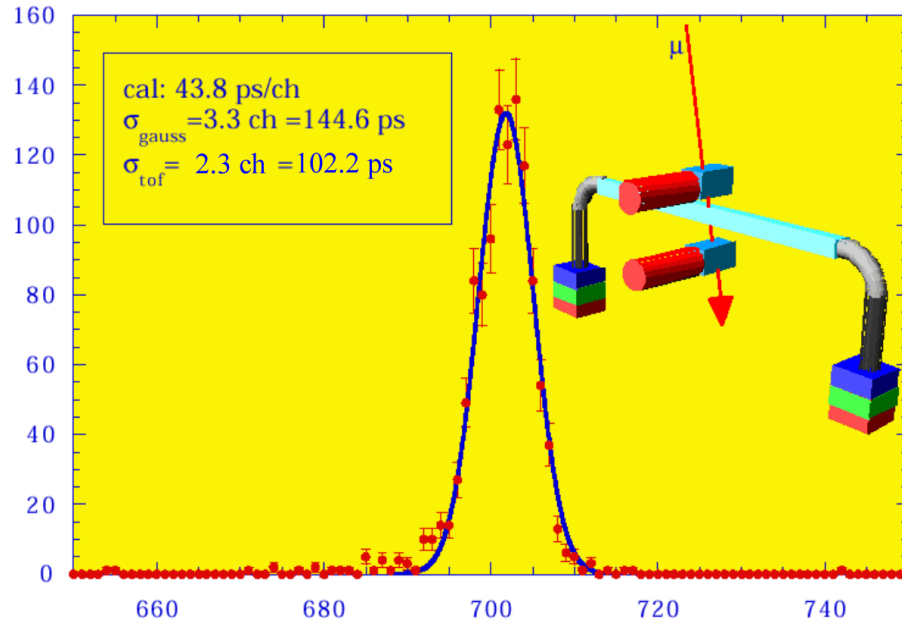


Abbildung 2.19: Intrinsische Zeitauflösung des TOF-Detektors. Der Testaufbau ist rechts daneben dargestellt.

Tofino

Um trotzdem nicht auf die Multiplizitätsinformation zur schnellen Ereignischarakterisierung verzichten zu müssen, wurde im inneren Teil der sogenannte TOFINO-Detektor installiert, der aus jeweils vier Szintillatorplatten pro Segment besteht, die über jeweils einen PMT ausgelesen werden. Abbildung 2.20 zeigt eine schematische Darstellung des TOFINO-Detektors. Ein Segment mit drei der vier Szintillatorplatten ist ebenfalls in Abbildung 2.8 vor dem Schauerdetektor zu erkennen. Die deutlich geringere Granularität des TOFINO-Detektors gegenüber TOF1 führt allerdings dazu, daß die Ereignischarakterisierung anhand der Multiplizität nur für leichte Systeme (z.B. $\pi+p$, $C+C$) möglich ist, da bei schweren Systemem (z.B. $Au+Au$) eine hohe Zahl an Mehrfachtreffern zu erwarten ist.

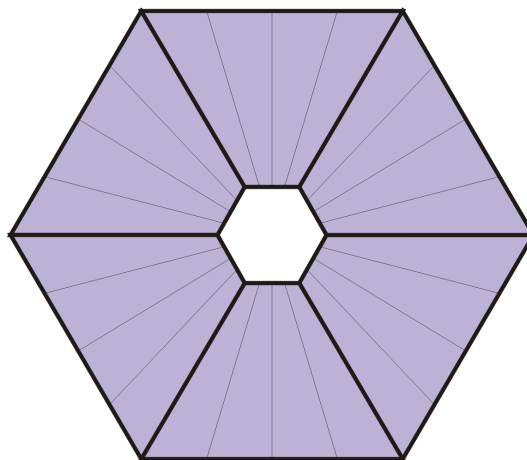


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des TOFINO Detektors mit jeweils vier Szintillatorplatten pro Segment.

2.2.4 Der Schauerdetektor

Während die Flugzeitwand eine Elektronenidentifizierung bei Polarwinkeln $>45^\circ$ erlaubt, wird für Polarwinkel $<45^\circ$ ein elektromagnetischer Schauerdetektor¹ eingesetzt.

Beim Durchgang durch Materie erfahren hochenergetische geladene Teilchen einen Energieverlust, zum einen durch Ionisation [Bet30] und zum anderen durch die Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Kerne, in dem die Teilchen abgebremst werden und einen Teil ihrer kinetischen Energie als Photonen emittieren (Bremsstrahlung), die wiederum Elektron/Positron-Paare erzeugen können (Paarbildung). Im Gegensatz zu Pionen und Protonen führt dies bei hochenergetischen Elektronen zu einer Kaskade aus wechselweise Bremsstrahlungsphotonen und Elektron/Positron-Paaren. Das Ausbilden eines elektromagnetischen Schauers ist also ein Kriterium zum Nachweis von Elektronen/Positronen.

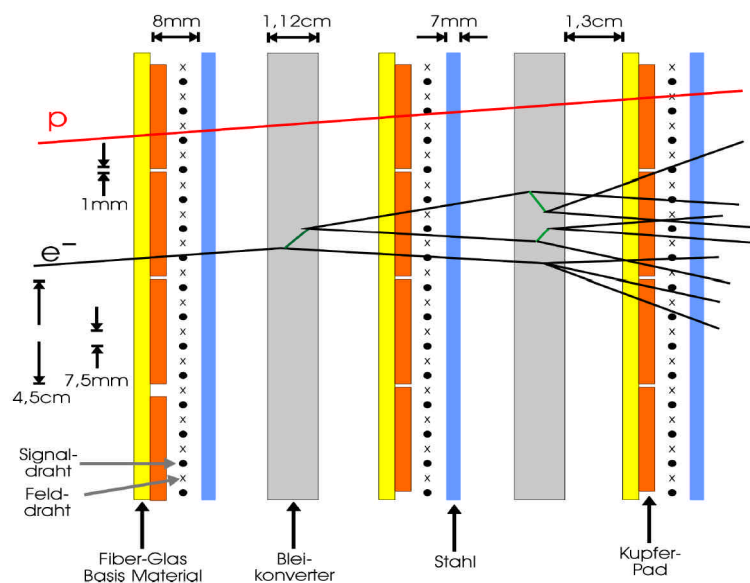


Abbildung 2.21: Schnitt durch ein Schauerdetektorsegment mit den drei Drahtkammern, sowie zwei Ebenen Bleikonverter. Während das eingezeichnete Elektron einen elektromagnetischen Schauer erzeugt, durchfliegt das Proton den Detektor ohne Auslösen eines Schauers.

Im HADES-Schauerdetektor [Bal98] werden daher drei Ebenen von Vieldrahtkammern zum Nachweis geladener Teilchen eingesetzt, sowie zwei Bleikonverter zur Erzeugung des elektromagnetischen Schauers (siehe Abbildung 2.21). Die Dicke der Bleikonverter ist mit zwei Strahlungslängen so gewählt, daß die Schauerwahrscheinlichkeit für Elektronen hinreichend hoch ist und zugleich die Wahrscheinlichkeit für hadronische Schauer² gering bleibt. Die Vieldrahtkammern arbeiten im Self-Quenching-Streamer (SQS) Modus, d.h. jedes ionisierende Teilchen erzeugt unabhängig von seiner Geschwindigkeit näherungsweise die gleiche Ladungsmenge. Die Identifizierung der Elektronen erfolgt durch die charakteristische Zunahme der Anzahl geladener Teilchen über die drei Vieldrahtkammerebenen hinweg.

Der HADES-Schauerdetektor liefert insgesamt 18432 Kanäle, die über 32-Kanal-ASICs ausgelesen werden.

¹ Streng genommen muß man von einem „Pre“-Schauerdetektor sprechen, da der elektromagnetische Schauer nicht in seiner gesamten Länge detektiert wird.
² Hadronische Schauer können durch inelastische hadronische Wechselwirkungen entstehen.

2.2.5 Der Startdetektor

Beim HADES-Startdetektor handelt es sich um einen polykristallinen Chemical-Vapour-Deposition- (CVD-) Diamanten, auf dessen Ober- und Unterseite eine Metallisierung mit elektrischen Kontakten aufgebracht ist.

Aufgrund von Simulationen [Kön97] wurde die in Abbildung 2.22 dargestellte hexagonale Geometrie für den Startdetektor gewählt.

Während der Startdetektor 75cm vor dem Target die ankommenden Strahlteilchen nachweist, dient ein identisch aufgebauter Vetodetektor 75cm hinter dem Target zur Registrierung von Ereignissen, bei denen die Strahlteilchen keine Reaktion im Target ausgelöst haben und somit kein Startsignal erzeugt werden soll (siehe Abbildung 2.23).

Das Signal des Startdetektors dient zur Festlegung des Zeitnullpunktes für die Flugzeitmessung der Teilchen und wird als hochgenaues LVL1-Triggersignal zu allen Detektorteilsystemen verteilt (siehe Kapitel 4). Da das Timing des Startsignals direkt in die Flugzeitmessung eingeht, ist es wichtig, daß die Zeitauflösung von Startdetektor mit der dazu notwendigen Elektronik [Lic99] nicht schlechter als ca. 60psec ist.

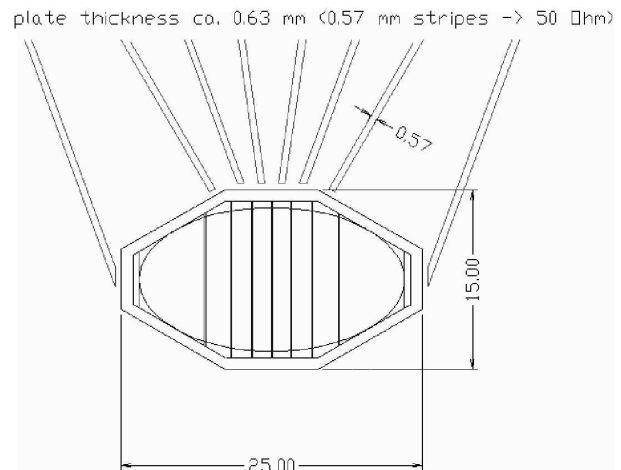


Abbildung 2.22: Schema des Startdetektors [Kön98].

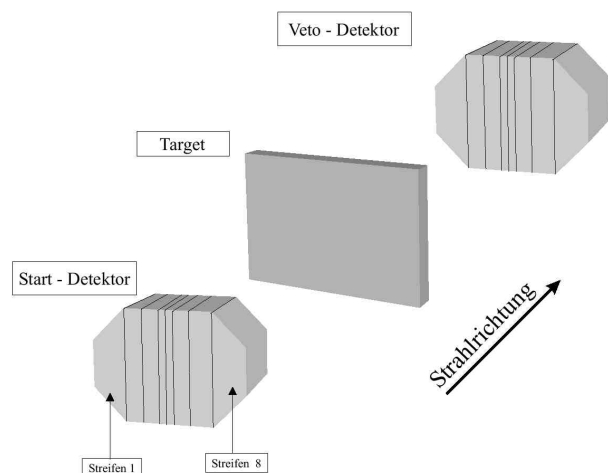


Abbildung 2.23: Setup des Start- und Vetodetektors, die jeweils 75cm vom Target entfernt sind. [Lic99]

3 Das HADES-Triggersystem

Wie in Tabelle 1.1 dargestellt liegen die Verzweigungsverhältnisse von Vektormesonen in Dileptonen nur in der Größenordnung von 10^{-5} . Um trotzdem in der zur Verfügung stehenden Zeit eine hinreichend große Statistik sammeln zu können, muß das Detektorsystem bei hohen Strahlraten des SIS von bis zu $10^8/\text{sec}$ betrieben werden. Durch die Verwendung eines dünnen segmentierten Targets ist eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 1% erreichbar [Sch95]. Ein dickeres Target führt zwar zu einer Erhöhung der Reaktionsrate, aber gleichzeitig auch zu Vielfachstreuung der in der Schwerionenkollision erzeugten Teilchen im Targetmaterial und zu vermehrter Konversion von $\gamma \rightarrow e^+ e^-$.

Angesichts der resultierende Ereignisrate von $10^6/\text{sec}$ stellen sich zwei Fragen:

- Die Rate muß in physikalisch sinnvoller Weise reduziert werden, sodaß in der Zeit zwischen zwei Ereignissen zum einen die Detektoren wieder bereit zur Verarbeitung eines neuen Ereignisses sind und zum anderen eine Auslese und Zwischenspeicherung der Detektordaten erfolgen kann.
- Eine weitere Reduktion der Ereignisrate ist notwendig, da bei einer von den Detektoren und der Frontendelektronik verarbeitbaren Rate von $10^5/\text{sec}$ eine Datenmenge von ca. 3GByte/sec anfällt (siehe Tabelle 3.1), die mit vertretbarem Aufwand weder in Echtzeit auf ein Speichermedium zu übertragen ist, noch in der Offline-Analyse hinsichtlich Zeit und Rechenleistung handhabbar ist.

Diese Randbedingungen erfordern ein leistungsfähiges Triggersystem, das in Echtzeit eine Analyse der Daten durchführt und aufgrund vorher festgelegter, aber wählbarer Kriterien eine Selektion bestimmter Ereignisse vornimmt. Die Kombination mit hadronenblinden Detektoren ermöglicht so z.B. die Selektion seltener e^+e^- -Zerfälle.

Das für das HADES-Spektrometer entwickelte Triggersystem [Leh97] führt die Ereignisreduktion in drei Stufen durch:

- LVL1:** Die erste Stufe führt eine grobe Ereignischarakterisierung anhand der Multiplizität geladener Teilchen in der Flugzeitwand (TOF) durch und erlaubt so die Selektion zentraler Kollisionen (Reduktion um Faktor 10).
Diese Triggerstufe ist in Hardware (analoges Aufsummieren der CFD-Signale) realisiert und hat eine typische Entscheidungszeit von 500nsec.

LVL2: Die zweite Stufe ermöglicht die Echtzeitelektion von e^+e^- -Paaren innerhalb eines vorgegebenen Fensters der invarianten Masse anhand der Detektoren RICH, TOF und Schauer und stellt somit die wichtigste Triggerstufe dar (Reduktion um Faktor 100). Die Realisierung dieser Triggerstufe mit programmierbarer Hardware (FPGAs¹ und CPLDs², sowie DSPs³) stellt die notwendige Flexibilität hinsichtlich verschiedener Triggeralgorithmen zur Verfügung und ermöglicht eine typische Entscheidungszeit von $10\mu\text{sec}$.

LVL3: Eine weitere Ereignisreduktion durch Unterdrückung des Untergrundes kann durch Einbeziehung der Driftkammerinformationen erfolgen und ist für einen späteren Zeitpunkt vorgesehen.

Abbildung 3.1 gibt einen schematischen Überblick über das HADES-Triggersystem, das aus insgesamt 50 Modulen mit 10 verschiedenen Modultypen zusammengesetzt ist. Die enge Verknüpfung von Detektorauslese und Triggersystem führte bei TOF und Schauer dazu, daß die komplette Auslesefunktionalität in die Triggermodule integriert wurde. Die dezentrale Struktur des Auslesesystems und die Vielzahl unabhängig arbeitender Module erfordern weiterhin ein leistungsfähiges Triggerverteilungssystem.

Die Hardware für das TOF Auslese- und Triggersystem, sowie für das Triggerverteilungssystem wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und wird in den folgenden Kapiteln beschrieben.

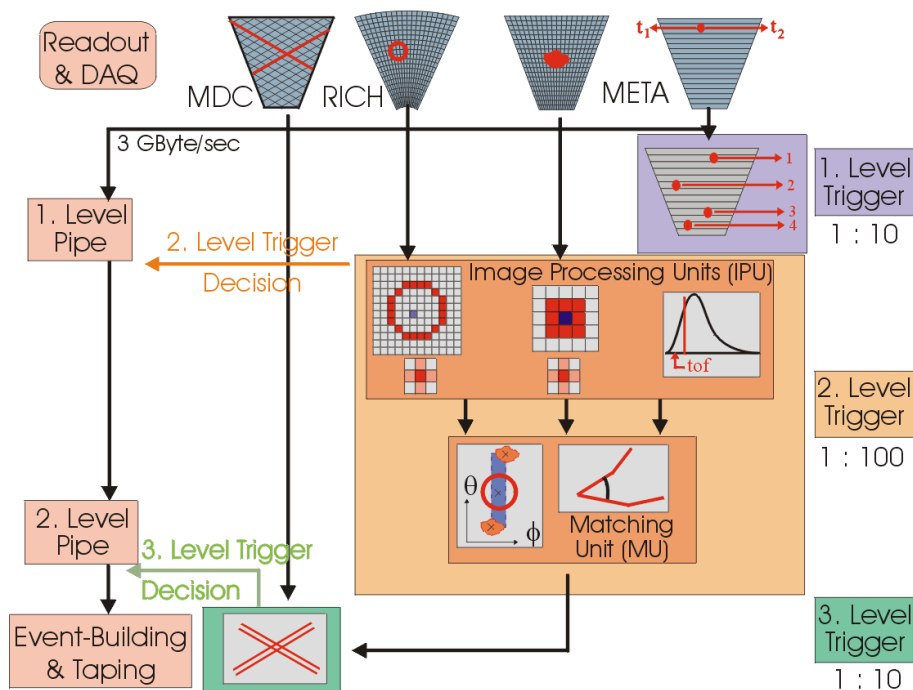


Abbildung 3.1: HADES Triggersystem mit Multiplizitätstrigger (LVL1), Hardware-Dileptonen-Trigger (LVL2) und Software-Trigger mit MDC Trackinformationen (LVL3).

- 1 Field Programmable Gate Arrays
- 2 Complex Programmable Logic Device
- 3 Digitaler Signal Prozessor

3.1 Der First Level Trigger

Eine Möglichkeit der schnellen Charakterisierung einer Schwerionenkollision bietet die Multiplizität geladener Teilchen im Detektor. Gut geeignet für einen solchen Multiplizitäts-trigger ist die Flugzeitwand, da zum einen der abgedeckte Raumwinkel groß ist und zum anderen die schnellen analogen Photomultipliersignale zum Triggern verwendet werden können. Überschreitet die Anzahl geladener Teilchen in der Flugzeitwand eine bestimmte Schwelle wird ein Trigger der ersten Stufe (First Level Trigger, LVL1) ausgelöst.

Physikalisch betrachtet selektiert der Multiplizitätstrigger auf diese Weise im wesentlichen zentrale Schwerionenkollisionen. Abbildung 3.2 zeigt die Teilchenmultiplizität in der Flugzeitwand für verschiedene Stoßparameter b . Da die maximale spezifizizierte Ereignisrate für alle Detektoren und Frontendelektronik 10^5 Ereignisse pro Sekunde beträgt, muß die Ereignisrate um den Faktor 10 reduziert werden.

Tabelle 3.1 zeigt die verbleibenden Datenraten für jedes Detektorteilsystem nach dem LVL1-Trigger.

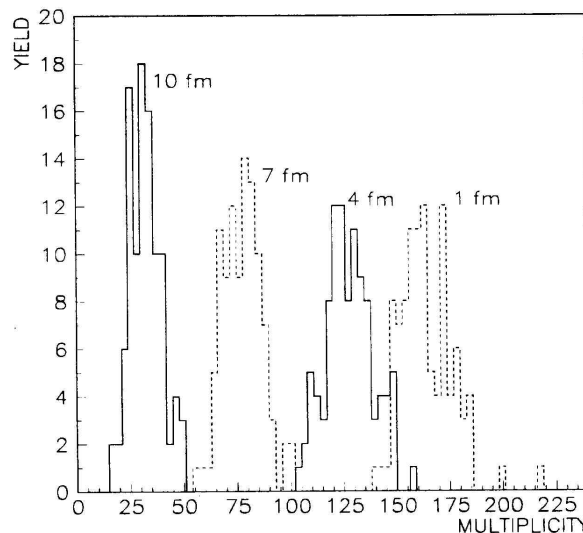


Abbildung 3.2: Teilchenmultiplizität für verschiedene Stoßparameter b . [Gar93]

Tabelle 3.1: Datenraten der Detektorteilsysteme nach First Level Trigger ($10^5/\text{sec}$)

<i>Detektorteilsystem</i>	<i>maximale Datenmenge pro Ereignis (kByte)</i>	<i>mittlere Datenmenge pro Ereignis (kByte)</i>	<i>mittlere Datenmenge pro Sekunde (MByte)</i>
RICH	60	10	1000
MDC	100	10	1000
TOF	8	1,6	160
Schauer	36	7	700

3.2 Der Second Level Trigger

Aufgabe des Second Level Triggers (LVL2-Trigger) ist die weitere Reduktion der Ereignisraten, um zu Datenmengen zu gelangen, die sinnvoll speicherbar und in der Offlineanalyse handhabbar sind. Während der First Level Trigger lediglich Informationen der Flugzeitwand auswertet, stehen für die Identifizierung von Dileptonen in einem wählbaren Bereich der invarianten Masse die Daten aus allen Detektorteilsystemen zur Verfügung.

Der LVL2-Trigger arbeitet nach folgendem Prinzip:

1. Elektronenkandidaten im RICH-Detektor bzw. im TOF- oder Schauerdetektor werden anhand der spezifischen Signaturen (Ring, Schauer, Ereignis im Flugzeitfenster) ermittelt und deren Position bestimmt.
2. Korrelierte Positionen, d.h. Positionen in RICH und TOF/Shower, die zu einzelnen Elektronentracks gehören, werden dadurch erkannt, daß sie bei identischem Azimuthwinkel erscheinen, da das toroidale Magnetfeld nur in polarer Richtung ablenkt. Impuls und Ladungsvorzeichen für diese Tracks werden aus der Ablenkung im Polarwinkel ermittelt.
3. Positronen und Elektronen werden miteinander kombiniert. Die invariante Masse erhält man aus dem Öffnungswinkel und den beiden Impulsen.

Für diejenigen Detektorteilsysteme, die eigenständig zur Elektronenidentifizierung in der Lage sind (RICH, TOF, Schauer), wurde eine Triggerstufe (Second Level Trigger, LVL2) auf Basis von programmierbarer Logik (FPGAs, CPLDs) und Digitalen Signalprozessoren (DSP) implementiert, die die in Tabelle 3.1 genannten Datenraten verarbeiten kann. Der Second Level Trigger wird im folgenden detailliert beschrieben.

Die Second-Level-Triggerelektronik besteht aus einer Vielzahl unterschiedlicher Module, die sich jedoch funktional in zwei Gruppen einordnen lassen:

Die detektorspezifische Triggerelektronik (Image Processing Unit, IPU) bestimmt für jedes Detektorteilsystem (RICH, TOF und Schauer) Elektronenkandidaten und deren Positionen.

Ein zentrales Triggermodul (Matching Unit, MU) sammelt die Positionsinformationen, korreliert diese und berechnet eine invariante Masse.

3.2.1 Detektorspezifische Elektronenidentifikation

Die Identifikation von Elektronenkandidaten findet für jedes Detektorteilsystem in eigens dafür entwickelten Hardwaremodulen statt, die als „Image Processing Units“ (IPU, Bildverarbeitungseinheit) bezeichnet werden¹.

RICH

Die Emission von Cherenkovstrahlung unter einem für Elektronen charakteristischen Winkel führt zu Ringmustern auf der Photokathode des RICH.

¹ Die Name IPU ist historisch gewachsen und orientiert sich an den verwendeten Algorithmen bei RICH und Schauer und wurde aus Gründen der „Symmetrie“ auch für die TOF Triggerelektronik verwendet.

Jedes Pad der 96x96 Detektormatrix wird von der RICH-IPU als potentieller Ringmittelpunkt überprüft. Der konstante Ringdurchmesser von 5cm wird auf einen Paddurchmesser von 8 Pads abgebildet, d.h. die Anzahl der angesprochenen Pads mit Radius $R=4$ werden als gültige Pads der Ringregion aufsummiert. Neben diesen Pads werden auch Pads in der Nachbarschaft der Ringregion ausgewertet, um Ringe z.B. von Clustern zu unterscheiden. Pads mit $R=6$, bzw. $R=0,1,2$ zählen zur sogenannten Vetoregion und werden ebenfalls aufsummiert. Das Überschreiten bestimmter Schwellen für die Ring- und Vetopadsumme erlaubt die Identifizierung eines Ringmittelpunktes und damit eines Elektronenkandidaten [Leh00].

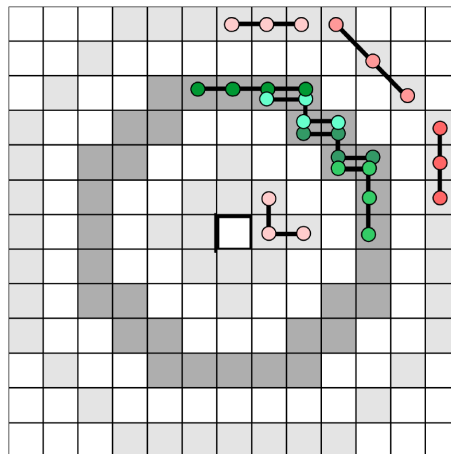


Abbildung 3.3: Pads der Ringregion (dunkel) und Vetoregion (hell) [Leh00].

Flugzeitwand

Elektronen werden anhand ihrer charakteristischen Flugzeit vom Target zu den Szintillatorstreifen des TOF-Detektors identifiziert.

Der Algorithmus zur Elektronenidentifizierung wird in Kapitel 5 und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Triggerelektronik in Kapitel 6 im Detail beschrieben.

Schauerdetektor

Die Identifizierung von Elektronen erfolgt anhand der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers über die drei Detekorebenen hinweg.

Die Schauer-IPU bildet für alle drei Ebenen die Ladungssummen von 3x3 Pads. Da die Anzahl der geladenen Teilchen im Schauer zunimmt, müssen auch die Ladungssummen größer werden. Zusätzlich wird im zentralen Pad der letzten Ebene ein lokales Maximum der Ladung gefordert [Pet95] (siehe Abbildung 3.4).

Der Algorithmus zur Schauererkennung besitzt eine Pipeline-Struktur und wurde, ähnlich wie bei der RICH-Triggerelektronik, in parallel arbeitenden FPGAs implementiert, die die Detektordaten zeilenweise abarbeiten [Pet00].

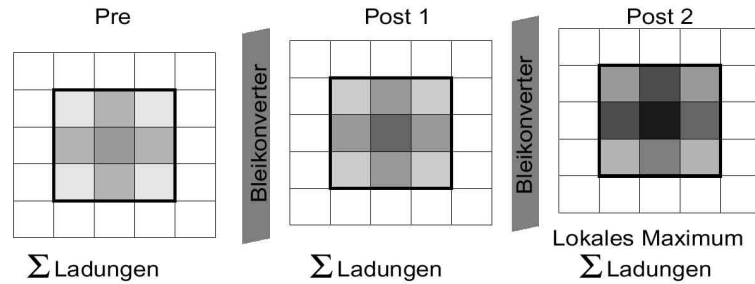


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Schauer-Triggeralgorithmus (Ladungssummen in den drei Detektorebenen und lokales Maximum in der letzten Ebene).

3.2.2 Die Matching Unit

Die IPU's der Detektorteilsysteme RICH, TOF und Schauer liefern Positionsinformationen von potentiellen Elektronenkandidaten, die in der Matching Unit [Tra99] ausgewertet werden.

Da nicht alle IPU's in der Lage sind die jeweiligen Positionen in Polarkoordinaten im Laborsystem zur Verfügung zu stellen (Ausnahme TOF-IPU), werden die detektorspezifischen Koordinaten zunächst transformiert. Eine Hitkorrelation der jeweiligen Elektronenkandidaten der Teilsysteme RICH, TOF und Schauer wird anhand des Azimuthwinkels vorgenommen, da die Teilchen im toroidalen Magnetfeld nahezu keine Ablenkung in azimuthaler Richtung erfahren. Die Korrelationen werden dabei nach folgendem Schema durchgeführt:

Die RICH-Positionen werden zunächst mit den Schauer-Positionen kombiniert und der Öffnungswinkel in polarer Richtung berechnet, danach werden die verbleibenden RICH-Positionen mit TOF-Positionen kombiniert¹. Zuletzt können die verbleibenden Schauer-Positionen mit den TOF-Positionen kombiniert werden, wobei dies erst implementiert wird, wenn durch die Installation von TOF1 ein hinreichend großer Überlapp von TOF und Schauer existiert.

Da der minimale Öffnungswinkel für ω -Zerfälle bei 30° liegt, werden Paare von Elektronenkandidaten mit einem kleineren Öffnungswinkel verworfen², da sie wahrscheinlich aus π^0 -Dalitz-Zerfällen (mittlerer Öffnungswinkel $13,4^\circ$ für Au+Au bei 1 AGeV) stammen.

Für die verbleibenden Leptonenpaarkandidaten wird der Impuls anhand einer Look-Up Tabelle mit einer der Granularität von TOF und Schauer entsprechenden Auflösung berechnet. Die invariante Masse läßt sich nun aus dem Öffnungswinkel jeweils zweier Trajektorien nach folgender Formel berechnen:

$$M_{inv}^2 = \left(E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos \frac{\Delta\phi}{2} \right) \quad (3.1)$$

Die so berechnete invariante Masse wird mit einem Fenster um die Masse der Vektormesonen ρ und ω verglichen und führt zu einer positiven oder negativen Triggerentscheidung, die an der HADES-Triggerverteilungssystem weitergegeben wird. Abbildung 3.5 zeigt schematisch die Funktionalität der Matching Unit.

¹ Da die Latenzzeit der TOF-Triggerelektronik größer ist, als die des Schauers, spart dies einige $10\mu\text{sec}$ ein.

² Dies gilt natürlich nur für Experimente, die nach ω -Signalen suchen!

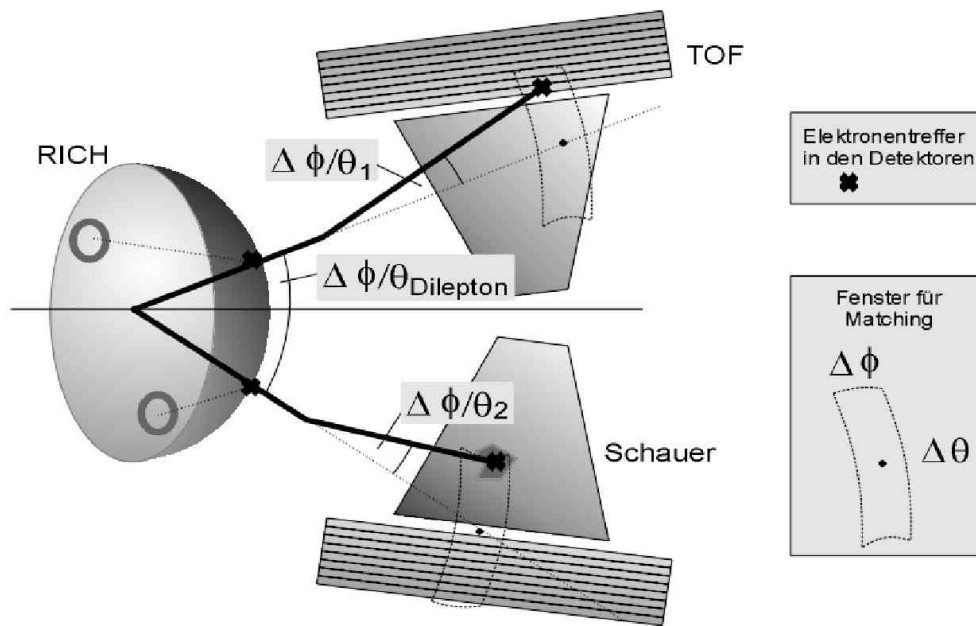


Abbildung 3.5: Die Funktionalität der Matching Unit in der schematischen Übersicht. Gezeigt sind die Detektoren RICH (links) und Schauer/TOF (mitte), sowie die Spuren zweier Teilchen, die im Magnetfeld um einen bestimmten Winkel in polarer Richtung abgelenkt werden. [Leh00]

Der Triggeralgorithmus der Matching Unit ist, aufgrund der komplexeren Berechnungen, nicht in FPGAs, sondern in parallel arbeitenden Signalprozessoren¹, ähnlich wie bei der TOF-Triggerelektronik, implementiert.

3.2.3 Effizienz des Triggersystems

Vor der eigentlichen Entwicklung war die Ermittlung der Effizienz des Triggersystems Gegenstand von ausführlichen Detektorsimulationen [Had94] [Sch95] [Bre94]. Hierbei wurden nicht nur Verfahren für die spätere Offline-Analyse der Daten auf ihre Effizienz hin untersucht, sondern auch die für das Online-Triggersystem in Hardware implementierbaren Algorithmen überprüft.

Ein wichtiges Kriterium für die Selektionsfähigkeit für Dileptonen ist neben der eigentlichen Effizienz der Elektronenidentifizierung auch die Anzahl falsch identifizierter Teilchen. Die Gründe für Fehlidentifizierung liegen zum einen bei verfälschenden Ereignisklassen, die die Hardwarealgorithmen nicht diskriminieren können und zum anderen an apparativen Einschränkungen der Detektoren.

Aufgrund der Photonenstatistik ergeben sich im RICH nicht immer vollständige Ringe auf der Detektorfläche, die teilweise nicht erkannt werden können. Darüberhinaus existiert ein Untergrund aus vereinzelt Pads, sowie Clustern von Pads, die fälschlicherweise als Ring identifiziert werden können.

Die Zeitauflösung der Szintillationsdetektoren der Flugzeitwand beschränkt die Diskriminierung der Flugzeiten von Elektronen und Hadronen, sodaß insbesondere schnelle Pionen falsch identifiziert werden. Der sogenannte Lorenzboost läßt die Flugzeitverteilungen bei kleinen

¹ Analog Devices „SHARC“ ADSP-21060

Polarwinkeln weiter ineinander laufen, sodaß hier zusätzlich der Schauerdetektor zur Elektronenidentifizierung eingesetzt wird.

Falsch identifizierte Elektronenkandidaten werden im Schauerdetektor im wesentlichen durch Doppeltreffer (z.B. Photon und Proton) verursacht, die in den Detektorebenen eine elektronenähnliche Signatur erzeugen. Weiterhin sinkt die Schauererkennungseffizienz für Teilchenimpulse $<400\text{MeV}/c$ bis auf 30% ab.

Die aus Simulationen erhaltenen Effizienzen und Raten für falsch identifizierte Kandidaten sind in der folgenden Tabelle für die Detektorteilsysteme dargestellt.

Tabelle 3.2: Nachweiseffizienzen und Fehlerraten der verschiedenen Teilsysteme

<i>Detektor</i>	<i>Polarwinkelbereich</i>	<i>Effizienz</i> $m_{inv} = 0,5-1,0 \text{ GeV}/c^2$	<i>Falsch identifizierte Kandidaten / Ereignis</i>
RICH	18° - 85°	90%	0,5
TOF	45° - 85°	85%	1
Schauer	18° - 45°	85%	6

Die Gesamtfehlerrate wird durch die Korrelation der Daten der Teilsysteme in der Matching Unit reduziert, da falsch identifizierte Elektronen in einem Teilsystem nicht notwendigerweise zu einem falschen positiven Trigger führen. Es muß jedoch gewährleistet sein, daß aufgrund der Kombinatorik die Rate zufällig korrelierter Ereignisse nicht zu hoch ist.

Der Second Level Trigger ist durch die Größe des in der Matching Unit gewählten Fensters für Korrelationen zwischen RICH und TOF/Schauer in der Lage, die Ereignisrate um den Faktor 100 zu reduzieren, was die maximale Anforderung für die Reaktion Au+Au bei 1 AGeV darstellt.

3.2.4 Performance des Triggersystems

Die Ereignisrate nach Reduktion durch den First Level Trigger beträgt noch 10^5 Ereignisse/sec, d.h. alle $10\mu\text{sec}$ muß ein neues Ereignis vom Second Level Trigger verarbeitet werden. Das bedeutet jedoch nicht notwendigerweise, daß für sämtliche der oben beschriebenen komplexen Aufgaben des Second Level Triggers nur $10\mu\text{sec}$ pro Ereignis zur Verfügung stehen.

Das gesamte Second Level Triggersystem ist in Teilschritte untergliedert. Die Daten eines Ereignisses werden nach dem Abarbeiten eines Teilschritts an die Hardware des nächsten Teilschritts weitergegeben. In Abbildung 3.6 ist dieses Konzept des „Pipelings“ schematisch dargestellt. Es muß lediglich für jeden Teilschritt gewährleistet sein, daß er im Mittel nicht länger als $10\mu\text{sec}$ dauert. Damit steht eine neue Triggerentscheidung alle $10\mu\text{sec}$ zur Verfügung, auch wenn die Durchlaufzeit eines Einzelereignisses durch das Triggersystem länger ist.

Da nicht alle Teilschritte eine feste Dauer von $10\mu\text{sec}$ haben, müssen zwischen solchen Schritten und Schritten mit datenmengenabhängiger Verarbeitungszeit geeignete Zwischenpuffer vorgesehen werden, damit der Second Level Trigger in jedem Fall in der Lage ist, alle

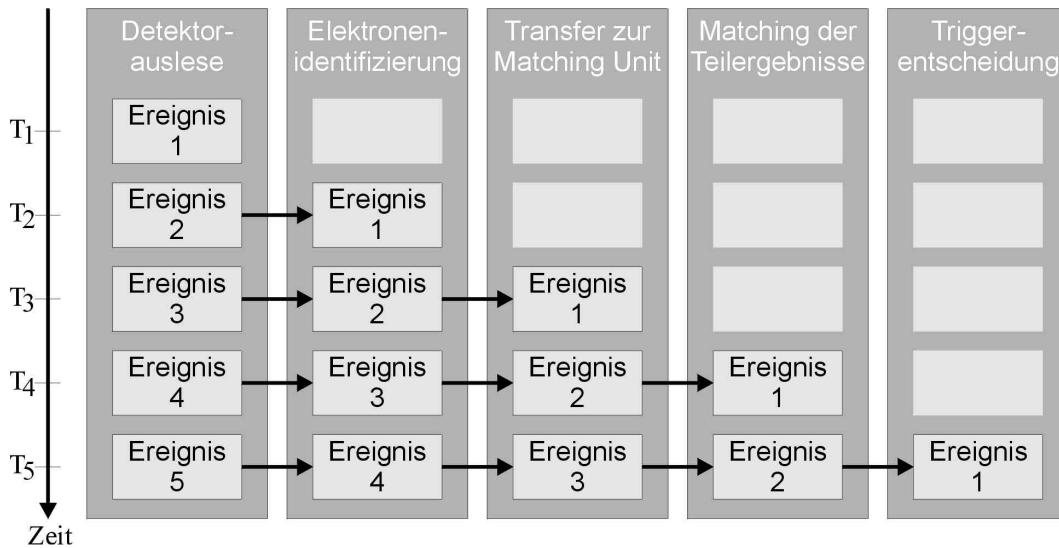


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Pipelining der Ereignisdaten im Second Level Trigger (vereinfacht). Jeder Pipelineschritt (dunkle Balken) darf im Mittel nicht länger als 10µsec dauern.

10µsec neue Ereignisdaten zu übernehmen. Die Zeit vom ersten Teilschritt bis zum Vorliegen der Triggerentscheidung wird als Latenzzeit bezeichnet und ist ein wichtiges Kriterium für die Dimensionierung der in allen Teilsystemen notwendigen Zwischenpuffer (FIFOs¹ oder SRAM²) zur Speicherung der vollständigen Ereignisdaten bis zur Triggerentscheidung. Die Größe der Latenzzeit wird hauptsächlich durch die DSP basierten Teilsysteme (TOF-IPU, Matchnig Unit) bestimmt, da deren sequentielle Verarbeitung ereignisabhängiger Datenmengen länger dauert und weniger vorhersagbar ist. FPGA basierte Systeme (RICH, Schauer) arbeiten immer mit festen, ereignisunabhängigen Datenmengen, was aufgrund der parallelen Verarbeitung zu kurzen und festen Latenzzeiten führt.

Die spezifizizierte Latenzzeit des Second Level Triggers liegt bei 200µsec, d.h. sämtliche Zwischenspeicher müssen darauf ausgelegt sein, mindestens 20 Ereignisse speichern zu können.³

In der folgenden Tabelle sind einige Parameter für die Leistungsfähigkeit des Second Level Triggers aufgelistet. Die Werte sind jeweils pro Detektorsegment angegeben.

Tabelle 3.3: Datenmenge, Rechenoperationen und Latenzzeit für die Komponenten des Second Level Triggers je Detektorsegment.

Komponente	Datenmenge MByte / sec	Rechenoperationen (10⁶ / sec)	Latenzzeit (µsec)
RICH-IPU	116	14000	30-40
TOF-IPU	56	196	70-80
Schauer-IPU	310	3400	30
Matching Unit	12	11	120

1 **F**irst **I**n **F**irst **O**ut, schneller Pufferspeicher ohne Adressleitungen

2 **S**tatic **R**andom **A**ccess **M**emory, statischer Schreib-/Lesespeicher

3 Tatsächlich können in den Auslese- und Triggersystemen deutlich mehr (≥ 40) Ereignisse maximaler Größe gespeichert werden, wodurch die zeitliche Randbedingung für den Trigger weicher wird.

Angesichts der Vielzahl an Modulen, die im HADES Datenaufnahme und Triggersystem miteinander in Verbindung stehen und deren komplexe Abhängigkeiten und Korrelationen schwierig zu überschauen sind, wurde dieser Teilaspekt in eigenen Simulationen untersucht [Leh00]. Es wurden hierbei Fragestellungen nach den realisierbaren effektiven Datenraten und damit verbundenen Triggereffizienzen, sowie für Diagnostik und Problembehebung wichtige Punkte wie Ineffizienzen oder Stillstände durch die Dynamik des Gesamtsystems untersucht.

3.3 Der Third Level Trigger

Die Positionsinformationen des Second Level Triggers von RICH, bzw. TOF und Schauer kennzeichnen Suchbereiche auf den inneren, bzw. äußeren Driftkammerebenen, die auf eine Korrelation mit Elektronenkandidaten hin überprüft werden. Dies führt zum Verwerfen von Ereignissen, bei denen unkorrelierte Elektronenkandidaten im RICH (z.B. niederenergetisches Lepton) und vor allem TOF (z.B. hochenergetisches Pion im Elektronenflugzeitfenster) von der Matching Unit positiv getriggert wurden.

Abbildung 3.7 zeigt ein niederenergetisches Elektron/Positron-Paar (z.B. aus einem Untergrundprozess), das einen Ring im RICH erzeugt hat und mit einem hochenergetischen Pion in der Flugzeitwand kombiniert wurde. Die gestrichelte Linie zeigt die Trajektorie in den Driftkammerebenen, die vom Third Level Trigger gefordert wird.

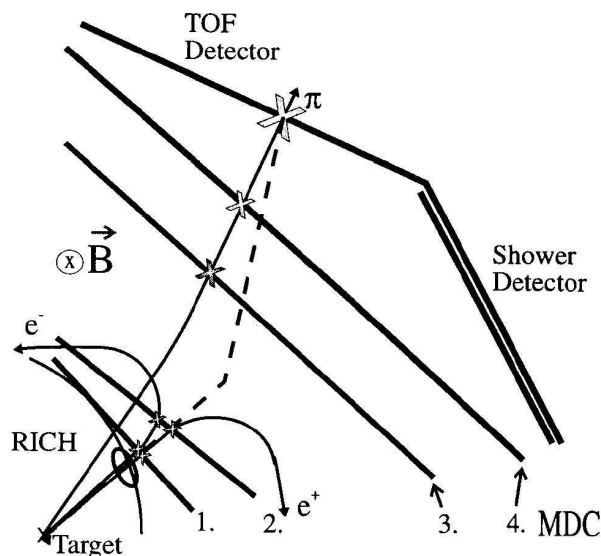


Abbildung 3.7: Beispiel für ein falsch identifiziertes Elektron im Second Level Trigger.

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellte Elektronik für das Triggerverteilungssystem, sowie für das TOF Auslese- und Triggersystem wurden, wie alle anderen von der Gießener HADES-Gruppe realisierten Komponenten des Second Level Triggers, vollständig in Eigenarbeit entwickelt und aufgebaut. Dies beinhaltet die Konzepterstellung und Auswahl geeigneter Hardwarekomponenten, die Schaltpläne und das Layout der Platinen, deren Bestückung und Inbetriebnahme, sowie alle Funktionstest und die Integration der Komponenten in das Gesamtsystem.

4 Das Triggerverteilungssystem

Ähnlich wie das Pipelining der einzelnen Triggersubsysteme basiert auch das Datenaufnahmesystem des HADES Spektrometers auf einem Pipeliningkonzept. Die Detektorsignale werden von der Frontendelektronik aufgenommen und, gesteuert von den Triggerentscheidungen aus den verschiedenen Stufen des Triggersystems, durch aufeinanderfolgende Datenpuffer („Pipes“) geschoben (siehe Abbildung 4.1). Ein positiver Trigger der jeweiligen Stufe bewirkt das Weitergeben der Daten eines Ereignisses, während ein negativer Trigger das Löschen der Daten aus der vorherigen Pipe zur Folge hat.

Das HADES Detektorsystem besteht aus einer Vielzahl unabhängiger Komponenten. Die Detektorteilsysteme RICH, MDC, TOF und Schauer arbeiten unabhängig voneinander und verwenden jeweils eigene Frontendelektroniken zur Aufnahme der Detektorsignale. Ebenso sind die weiteren Komponenten des Datenaufnahmesystems, ähnlich wie die Module des Triggersystems, größtenteils dedizierte Hardwaremodule, die sich zwar an das Konzept der mehrstufigen Datenpipes halten, hinsichtlich ihrer Architektur und Schnittstellen jedoch teils erhebliche Unterschiede aufweisen und völlig asynchron voneinander arbeiten. Zur Steuerung des Datentransports durch sämtliche, über verschiedene Module verteilte Datenpipes ist daher eine Verteilung der Triggerentscheidungen zu den entsprechenden Komponenten notwendig.

Darüberhinaus sollen die Daten eines jeden Detektorteilsystems („Subevent“) im Falle einer positiven Triggerentscheidung gemeinsam zu einem „Event“ zusammengefaßt und gespeichert werden, was die Synchronisation der an der Datenaufnahme beteiligten Komponenten notwendig macht.

Hieraus ergeben sich verschiedene Anforderungen an das Triggerverteilungssystem, dessen Konzept und Realisierung Gegenstand dieses Kapitels sind.

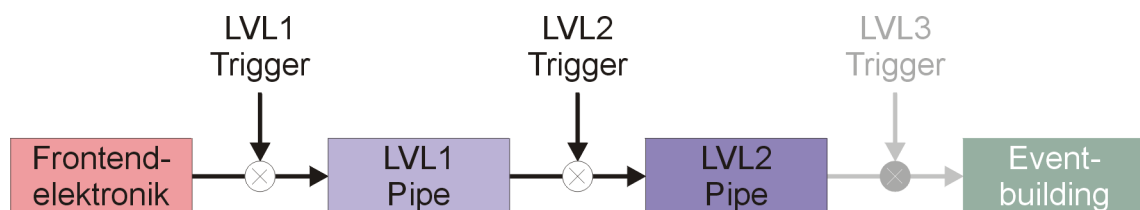


Abbildung 4.1: Die Triggerentscheidungen der drei Stufen des HADES-Triggersystems steuern den Datentransport durch mehrstufige Datenpipelines.

4.1 Anforderungen an das Triggerverteilungssystem

Neben dem LVL1-Triggersignal des angesprochenen Multiplizitätstriggers sind zum Betrieb des Detektor-, bzw. Triggersystems weitere LVL1-Triggersignale notwendig. Je nach Detektorteilsystem sind zu Beginn oder auch in regelmäßigen Abständen während einer Messung Kalibrationstrigger zur Eichung des Detektors notwendig. Das Triggerverteilungssystem muß daher an einer zentralen Stelle in der Lage sein, mehrere externe Triggersignale („Hardwaretrigger“) aufzunehmen und zu klassifizieren („Triggertypen“).

Um die Subevents eines jeden Teilsystems am Ende – im sogenannten Eventbuilder – zu einem gemeinsamen Event zusammenzufassen, müssen sie über eine eindeutige Kennung verfügen. Das Triggerverteilungssystem muß daher neben den zu verteilenden Triggerentscheidungen auch eine eindeutige Nummerierung für jeden Trigger („Triggertag“) vornehmen und diese ebenfalls verteilen.

Angesichts der Vielzahl an beteiligten Komponenten ist eine definierte Start- und Stoppbedingung des Gesamtsystems wichtig. Hierfür bieten zusätzliche, interne Triggertypen („Softwaretrigger“) eine komfortable Möglichkeit, da sie analog zu den Hardwaretriggern verteilt werden können.

Die Triggerinformationen des LVL1-Triggers müssen nach erfolgter LVL2-Triggerentscheidung zusammen mit dieser erneut verteilt werden, um den Datenfluß aufrechtzuerhalten.

Statusinformationen des Auslese- und Triggersystems (z.B. Busy- und Errorbedingungen) müssen zur zentralen Stelle zurückübermittelt werden, um die Übertragung weiterer Trigger zu unterbinden.

Da zum Betrieb des HADES-Spektrometers eine Vielzahl elektrischer Systeme nötig sind (z.B. Schaltnetzteile, Lüftersteuerungen, Hochspannungsversorgung), die Störquellen für jede Art von (elektrischer) Datenübertragung über Kabel darstellen, müssen die für das Triggerverteilungssystem verwendeten Kabel, sowie die Signale entsprechend störsicher ausgelegt werden. Angesichts der Größe des Detektorsystems (ca. 17m² Detektorfläche der äußeren Detektoren) muß die sichere Datenübertragung auch bei langen Kabeln gewährleistet sein. Die Übertragungsrate muß so gewählt werden, daß innerhalb der 10µsec zwischen zwei LVL1-Triggern die vollständige Triggerinformation übertragen werden kann.

4.2 Konzept und Realisierung des Triggerverteilungssystems

Das HADES-Triggerverteilungssystem basiert auf einer 6U-VME¹-Karte, die aufgrund ihrer flexiblen Architektur sowohl als zentrales, die Triggerinformationen generierendes Modul („Central Trigger Unit“, CTU), als auch als verteilte, Triggerinformationen verarbeitende Module („Detector Trigger Unit“, DTU) eingesetzt werden kann. Die jeweilige benötigte Funktionalität erfolgt durch Anpassung der auf dem Modul vorhandenen programmierbaren Hardware.

Die Kommunikation zwischen der CTU und den DTUs erfolgt über einen einfachen Bus („Triggerbus“), der zur Erhöhung der Übertragungssicherheit differentielle Signale verwendet.

¹ Versatile Module Eurocard ist ein Formfaktor für Einschubmodule (Doppeleuropakarten), der zugehörige VME-Bus ist ein Multimaster Bussystem mit 32 Daten- und Adressleitungen.

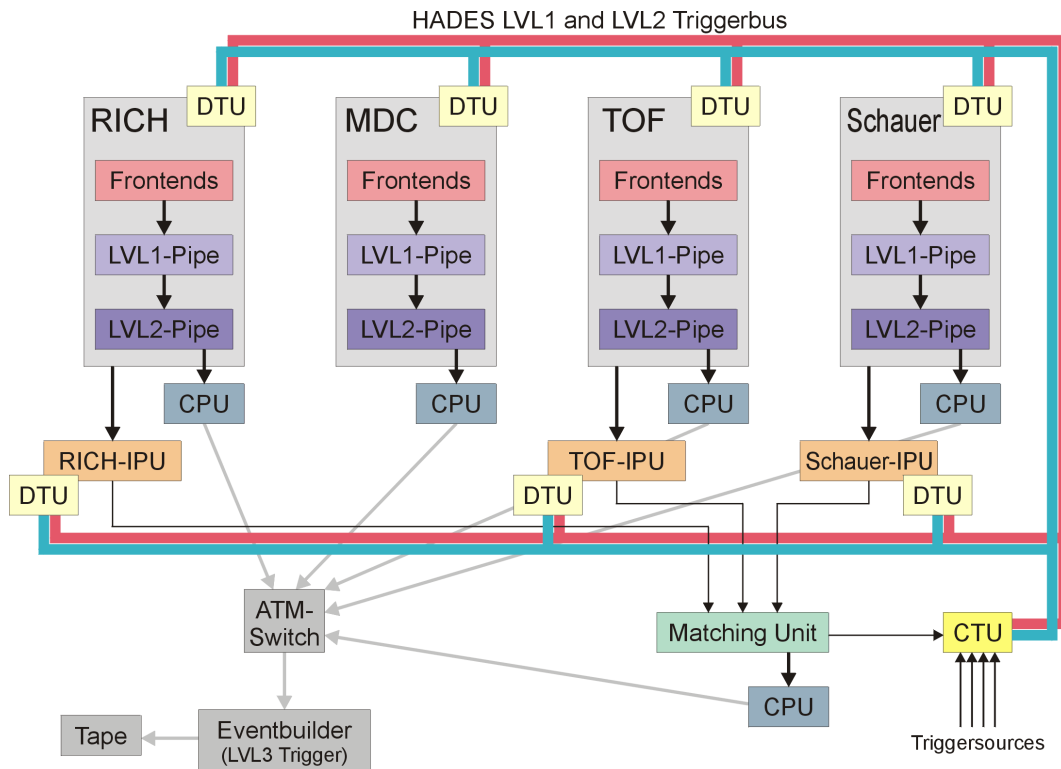


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Datenaufnahme- und Triggersystems. Jedes Detektorteilsystem besitzt eigene Ausleseelektronik, die von den DTU-Modulen mit individuellen Signalen versorgt werden.

Die Anpassung der DTU-Module an die detektorspezifischen Auslesesysteme erfolgt durch zwei auf dem Modul standardmäßig vorhandene Schnittstellen oder durch Aufstecken einer Addon-Karte, die nahezu beliebige zusätzliche Schnittstellen (z.B. LVDS oder ECL) bereitstellen kann.

Abbildung 4.2 zeigt eine schematische Übersicht über das Datenaufnahme- und Triggersystem mit den zusätzlichen Komponenten des Triggersystems (CTU, DTUs, Triggerbus).

4.3 Die Detector Trigger Unit

Zur Realisierung der notwendigen Funktionalität wurden für die DTU zwei programmierbare Logikbausteine eingesetzt [Bla92]. Ein CPLD übernimmt die Steuerfunktionen des Moduls seitens des VME-Busses und ein FPGA beinhaltet die komplexeren Funktionen zur Verteilung der Triggerinformationen. Angesichts der unterschiedlichen Anforderungen seitens der Detektorteilsysteme schied Standardlogikkomponenten, sowie eine prozessorbasierte Lösung als Alternativen aus.

CPLDs bieten für Ablaufsteuerungen, wie z.B. das VME-Busprotokoll den Vorteil eines festen und vorhersagbaren Timings, sowie die nicht-flüchtige Speicherung der Programmierung, sodaß der Zugriff auf das Modul vom VME-Bus aus direkt nach Einschalten der Versorgungsspannung möglich ist. Für die komplexeren Funktionen zur Verteilung der Triggerinformationen, wie z.B. FIFO Speicher oder Lookup Tabellen, bieten FPGAs deutlich mehr Logikressourcen, müssen jedoch aufgrund ihrer flüchtigen Speicherung der Program-

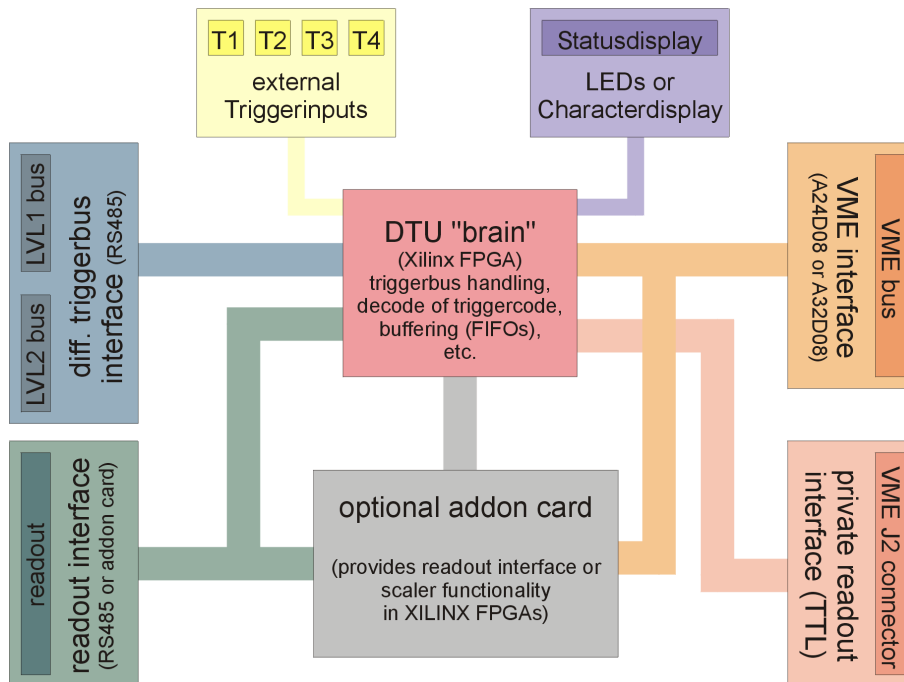


Abbildung 4.3: Blockdiagramm der Detector Trigger Unit.

mierung nach jedem Einschalten der Versorgungsspannung für die Anforderungen des jeweiligen „Einsatzortes“ programmiert werden.

Abbildung 4.3 zeigt das Blockdiagramm der DTU mit den Schnittstellen und dem zentralen FPGA Baustein.

4.3.1 Die Schnittstellen

Die Schnittstelle zum VME Bus ist ein A32/D32 Interface auf Basis eines 32 Makrozellen CPLDs¹ und erlaubt den Zugriff auf die internen Ressourcen des FPGAs, sowie eines möglichen Aufsteckmoduls.

Beim Triggerbus handelt es sich um einen bidirektionalen differentiellen Bus mit zwei Gruppen à 10 Signalen, der im folgenden Unterkapitel zusammen mit dem Busprotokoll im Detail beschrieben wird.

Zur Aufnahme von Triggersignalen stehen vier Lemobuchsen zur Verfügung, die über einen bidirektionalen Treiberbaustein an den FPGA angeschlossen sind. Werden nicht alle Buchsen für Triggersignale benötigt, können die unbenutzten Buchsen zur Ausgabe von Statussignalen (schnelles Busy- oder Gatesignal) umprogrammiert werden.

Da die verschiedenen Auslese- und Triggersysteme teilweise sehr unterschiedliche Architekturen und Schnittstellen besitzen, wurden auf der DTU zwei Schnittstellen für deren Anschluß realisiert. Das primäre „Readoutinterface“ verfügt über 24 differentielle RS485-Signale² an der Frontseite der Karte, die über bidirektionale Treiber an den FPGA

¹ Lattice ispLSI-1032E

² RS485 ist ein Standard für differentielle Signale mit einem Signalhub von 1,5 Volt.

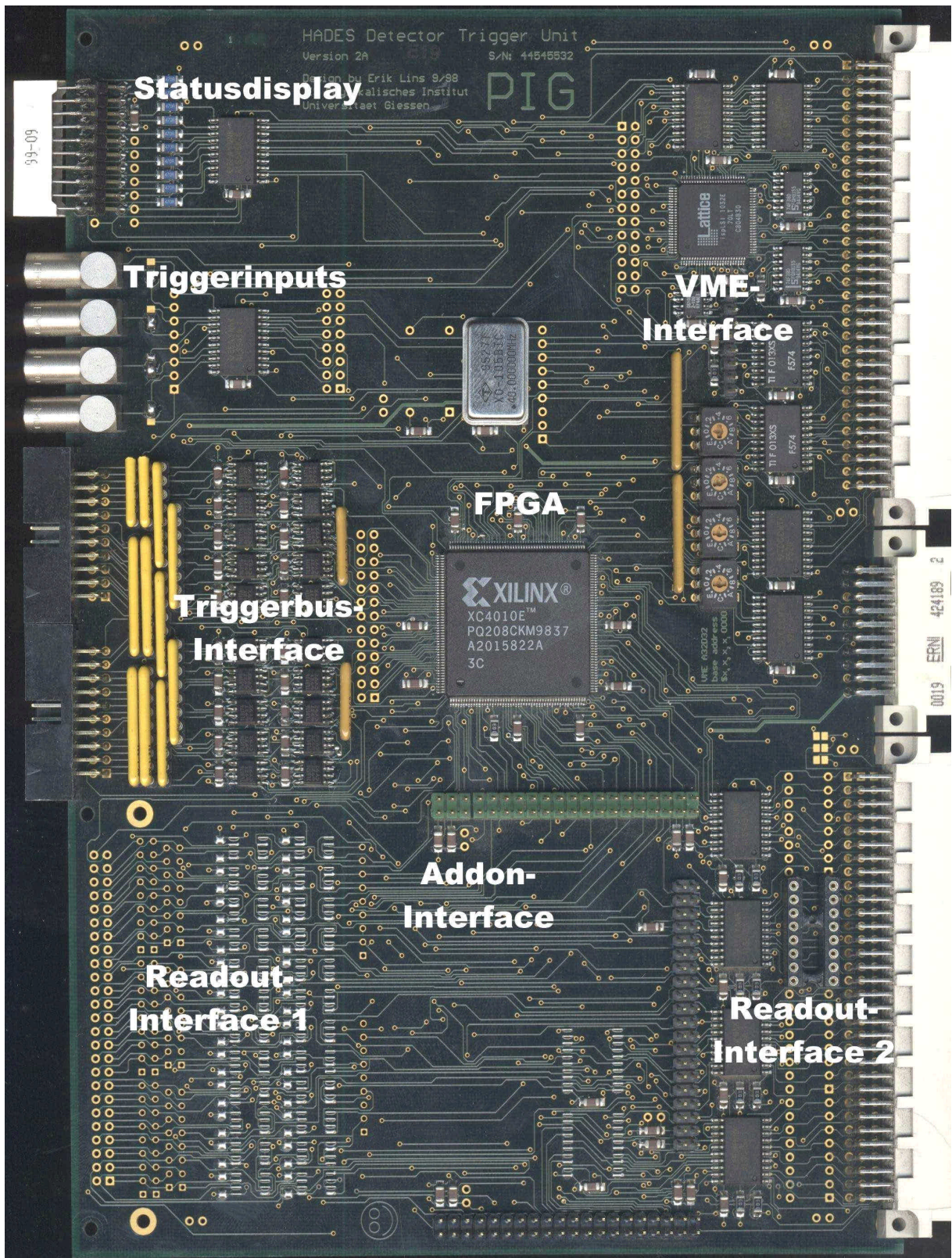


Abbildung 4.4: Fotografie des Detector Trigger Unit Moduls.

angeschlossen sind, während das sekundäre Readoutinterface mit 32 TTL-Signalen¹ vom J2-Stecker der VME-Backplane über bidirektionale Treiber an den FPGA angeschlossen ist. Die Zuweisung der Signale, sowie Übertragungsprotokolle sind frei programmierbar².

Zur Erweiterung der DTU ist die Möglichkeit zum Aufstecken eines Zusatzmoduls vorgesehen. Die Schnittstelle hierfür besteht aus 32 TTL-Signalen die ohne Treiber an den FPGA angeschlossen und somit völlig frei programmierbar sind. Das Aufsteckmodul ist als Alternative zum primären Readoutinterface gedacht und kann i.d.R. nicht gemeinsam mit diesem verwendet werden, da die entsprechenden FPGA Signale von beiden Schnittstellen genutzt werden.

Die DTU-Schnittstellen sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Tabelle 4.1: Schnittstellen der Detector Trigger Unit.

<i>Schnittstelle</i>	<i>Signale</i>	<i>Position</i>
VME Interface	A32/D32, 16 MByte Addressraum	Backplane
Triggersignale	4 Lemobuchsen, single ended TTL, bidirektional	Frontplatte
Triggerbus	2 x 10 bit differentiell RS485, bidirektional	Frontplatte
Primäres Readoutinterface ^a	24 bit differentiell RS485, bidirektional, frei programmierbar vom FPGA	Frontplatte
Sekundäres Readoutinterface	32 Bit single ended TTL, frei programmierbar vom FPGA	Backplane (J2)
Aufsteckmodul ^a	32 Bit single ended TTL, frei programmierbar vom FPGA	Frontplatte

^a: Das Readoutinterface 1 und das Aufsteckmodul verwenden die gleichen Signale vom FPGA und können daher nicht gemeinsam verwendet werden.

Abbildung 4.4 zeigt eine Fotografie der Detector Trigger Unit. Die Schnittstellen, sowie der FPGA-Baustein sind beschriftet.

4.3.2 Der HADES Triggerbus

Für die Triggerinformationen des LVL1- und LVL2-Triggers existieren jeweils 10 bidirektionale differentielle RS485 Signale. Die Übertragung der Signale erfolgt über paarig verdrehte Flachkabel, die eine definierte Impedanz von 110 Ohm besitzen. Um Reflexionen an den Kabelenden zu vermeiden sind die DTU-Module an beiden Enden des Triggerbusses mit entsprechenden Abschlußwiderständen terminiert. Die Abschlußwiderstände sind so verschaltet, daß ein offener RS485-Eingang an einem DTU-Modul auf TTL-Seite immer einen inaktiven Signalpegel annimmt (siehe Abbildung 4.5). Dies bietet darüberhinaus die Möglichkeit, daß bestimmte RS485-Signale von mehreren Modulen unabhängig voneinander aktiv getrieben werden können („Wired-Or“-Signale).

1 Transistor Transistor Logic, single ended Signale mit Pegeln zwischen 0V und 5V.

2 Im Rahmen der Möglichkeiten der eingesetzten Treiberbausteine.

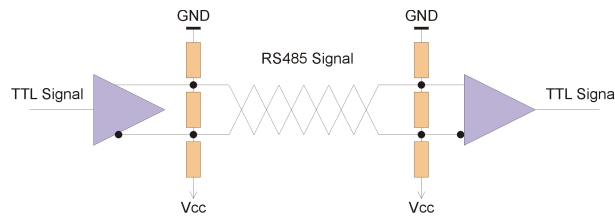


Abbildung 4.5: Terminierung des Triggerbus für „Wired-Or“ Funktionalität

Die Übertragungsrate des Triggerbus liegt bei 10MHz, was einen Kompromiss zwischen Geschwindigkeit und Störsicherheit darstellt. Bei dieser Rate sind bis zu einer Buslänge von 75 Metern keinerlei Übertragungsfehler aufgetreten. Tests mit 20 MHz waren ebenfalls erfolgreich, sind aber angesichts der geringen Datenmenge nicht notwendig. Die Übertragung der Triggerinformationen dauert selbst bei 10MHz lediglich 1,2µsec (siehe Abbildung 4.6).

Ein Signal an einem der Triggereingänge der CTU startet die interne Logik des FPGAs und das in Abbildung 4.6 dargestellte Protokoll wird abgearbeitet. Gleichzeitig werden alle Triggereingänge für mindestens 10µsec verriegelt. Die Signale des Triggerbus sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

Die steigende Flanke des Triggersignals T wird direkt vom Triggereingang abgeleitet und besitzt, bis auf die Durchlaufverzögerung im FPGA, das gleiche Timing. Somit kann dieses qualitativ gute Signal innerhalb der Auslesesysteme z.B. als Gatesignal für ADC-Module verwendet werden. Das Triggersignal T dient auf dem Triggerbus weiterhin zur Qualifizierung des 4-Bit-Triggercodes, der von den DTU Modulen mit der fallenden Flanke von T von den Datenleitungen TD0..3 übernommen werden kann. Der Triggercode klassifiziert den jeweiligen Triggertyp (siehe Tabelle 4.3). Im Falle eines LVL1-Triggers ist das oberste Bit des Triggercodes immer 0, d.h. ungenutzt, während bei einem LVL2-Trigger das oberste Bit die Triggerentscheidung des Second Level Triggers (0 = positiv, 1 = negativ) repräsentiert.

Sobald eines der DTU-Module den Trigger samt Triggercode empfangen hat, aktiviert sie das Triggerbusy Signal TB.

Zur späteren Synchronisation der ausgelesenen Ereignisdaten wird jeder Trigger mit einer eindeutigen 8 Bit breiten aufsteigenden Nummer, dem Triggertag, gekennzeichnet. Das Triggertag wird in zwei 4 Bit Worte zerlegt, die nacheinander über die Datenleitungen TD0..3 übertragen und vom Signal Triggerstrobe TS qualifiziert werden. Das dritte Triggerstrobe qualifiziert ein noch nicht benutztes Datenwort für zukünftige Erweiterungen und wird z.Zt. nur für interne Synchronisationszwecke in den DTU-Modulen verwendet.

Hat ein DTU-Modul den Trigger verarbeitet¹, deaktiviert es das Triggerbusy Signal TB. Dadurch hat jede DTU, bzw. Ausleseelektronik die Möglichkeit, die minimale Totzeit der CTU von 10µsec nach Bedarf zu verlängern. Erst wenn alle DTU-Module ihr TB deaktiviert haben, gibt die CTU ihre Triggereingänge frei und ein neuer Trigger kann aufgenommen werden.

¹ Der Begriff „verarbeitet“ meint hier die Bereitschaft, einen neuen Trigger zu empfangen. Die Weiterleitung der Triggerinformationen zum Auslesesystem kann durchaus länger dauern.

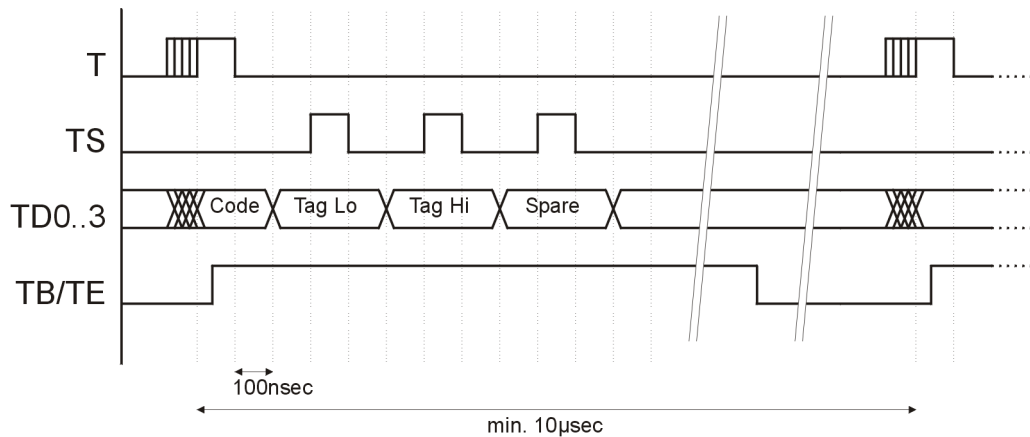


Abbildung 4.6: Das Protokoll auf dem Triggerbus. Mit jedem Triggersignal *T* wird ein Triggercode übertragen, gefolgt von zwei Triggerstrobes *TS* mit dem Lo- und Hi-Nibble des Triggertags.

Tabelle 4.2: Die Signale des HADES-Triggerbus

<i>Signal</i>	<i>Funktion</i>
T	Trigger Trigger und qualifizierendes Signal für Triggercode
TS	Trigger Strobe qualifizierendes Signal für Triggertag
TD[0..3]	Trigger Data 0..3 Datenleitungen für Triggercode und Triggertag
TB	Trigger Busy „wired-or“ Busy Signal aller DTUs
TE	Trigger Error „wired-or“ Error Signal aller DTUs
Tspare	Trigger Spare unbenutztes Signal für zukünftige Erweiterungen

Tabelle 4.3: Übersicht über die Triggertypen und deren Klassifizierung durch den Triggercode.

<i>Trigger</i>	<i>Triggercode</i>	<i>Bedeutung</i>
Normal Event	x001	Normaler Trigger zur Detektorauslese
Begin Run	x010	Softwaretrigger startet die Auslese- und Triggersysteme
End Run	x011	Softwaretrigger stoppt die Auslese- und Triggersysteme
Calibration Event	x100	Trigger zum Erzeugen von Kalibrierungs-/Eichdaten
Spill On	x101	Trigger markiert Beginn eines Beschleunigerspills
Spill Off	x110	Trigger markiert Ende eines Beschleunigerspills

Während das CTU-Modul externe Triggersignale aufnimmt, Triggercode und -tag generiert und diese über den Triggerbus überträgt, speichert jedes DTU-Modul zunächst die vom Triggerbus empfangenen Triggerinformationen in einem Zwischenspeicher und verarbeitet diese dann je nach angeschlossenem Auslesesystem auf unterschiedliche Weise. Die jeweilige Funktionalität von CTU und DTU ist im FPGA implementiert und wird im folgenden beschrieben.

Die Implementierung der FPGA-Logik erfolgt bei den Modulen des Triggerverteilungssystems anhand von Schaltplänen¹, was aufgrund der großen Menge überwiegend kombinatorischer Logik übersichtlicher darstellbar ist, als es mit einer Hardwarebeschreibungssprache möglich wäre. Die Schaltpläne werden von einem Programm in eine Netzliste übersetzt und diese vom sogenannten „Fitter“-Programm in einen Rohdatenstrom (Bitstream) umgewandelt, der über den VME-Bus in den FPGA-Baustein geladen wird.

4.3.3 Das CTU FPGA-Design

Entsprechend den zwei ersten Stufen des HADES-Triggersystems besteht das FPGA-Design der CTU aus zwei Blöcken, die die Triggersignale der ersten und zweiten Stufe (LVL1 und LVL2) verarbeiten.

LVL1 Trigger

Die Triggersignale durchlaufen im FPGA der CTU zunächst eine Gate-Logik, die es erlaubt, die Signale von der folgenden Logik abzukoppeln. Dies ist wichtig, da nur jeweils ein Trigger verarbeitet werden kann und währenddessen keine weiteren Trigger aufgenommen werden dürfen.

Nach der Gate-Logik werden die Triggersignale in zwei identische Zweige aufgeteilt (siehe Abbildung 4.7).

Ein Zweig gelangt an eine Dekoderlogik, die anhand des Bitmusters der Triggersignale einen Triggercode generiert. Die verschiedenen Triggersignale besitzen dabei unterschiedliche Prioritäten, sodaß auch bei gleichzeitigem Eintreffen zweier Trigger immer ein eindeutiger Triggercode erzeugt wird. Treffen beispielsweise ein Kalibrationstrigger und ein normaler Trigger gleichzeitig ein, muß daraus immer ein Kalibrationstriggercode erzeugt werden, damit das Second Level Triggersystem die zugehörigen Ereignisdaten nicht aufgrund fehlender Elektronenkandidaten verwirft, sondern unabhängig davon eine positive Triggerentscheidung erzeugt.

Im anderen Zweig werden alle Triggersignale verodert, sodaß der erste ankommende Trigger ein internes Startsignal generiert, welches zum einen die Übertragung der Triggerinformationen über den Triggerbus (siehe Abbildung 4.6) startet und das Timing der steigenden Flanke des Triggerbussignals T bestimmt und zum anderen eine Totzeitlogik aktiviert, die für 10µsec die Gate-Logik hinter den Triggereingängen verriegelt. Letzteres ist wichtig, da die Auslese- und Triggersysteme für LVL1-Triggerraten von maximal 10⁵ Hz spezifiziert sind.

Das von den DTU-Modulen erzeugte und von der CTU empfangene Busysignal TB auf dem Triggerbus wird mit dem Ausgang der Totzeitlogik verodert und unterbindet so zusätzlich die Übertragung weiterer Trigger. Nach erfolgter Übertragung der Triggerinformationen wird zuletzt der Zähler für das Triggertag inkrementiert.

¹ Viewlogic, Workview Office V7.3

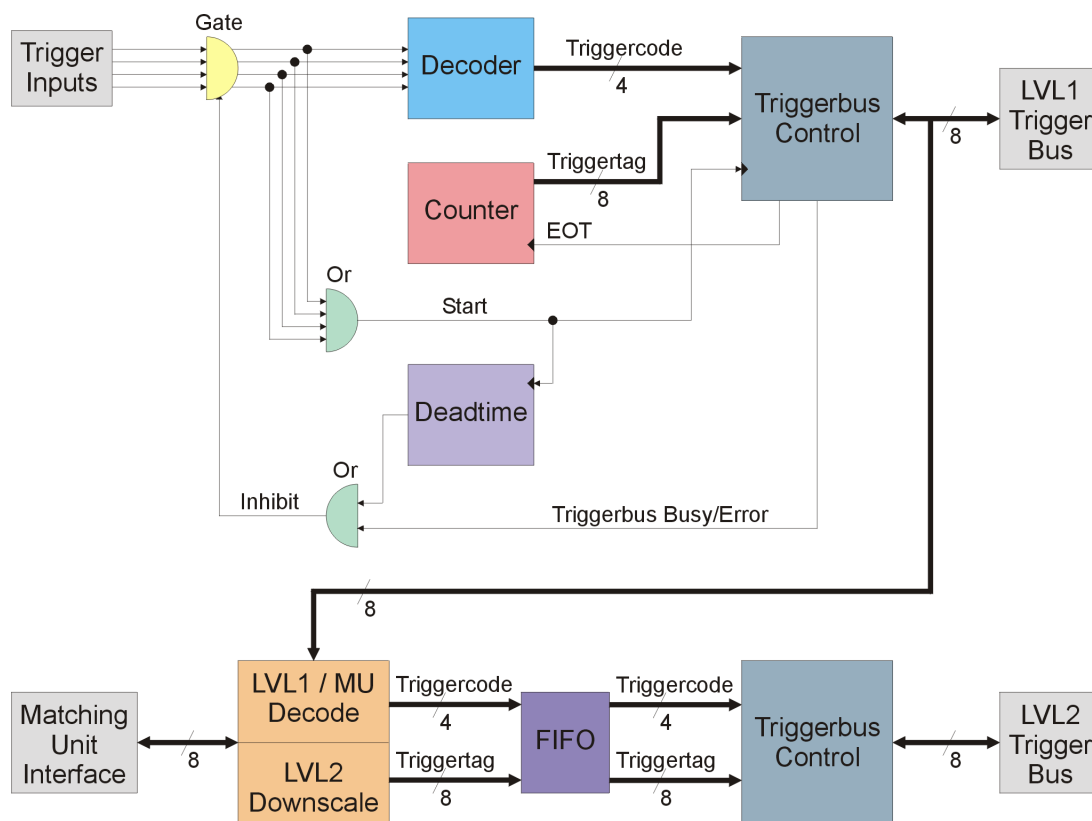


Abbildung 4.7: Blockdiagramm des FPGA Designs der CTU.

Nachdem sowohl die Totzeit abgelaufen ist, als auch das Busysignal TB des Triggerbusses deaktiviert ist (d.h. *kein* DTU-Modul ist mehr Busy), wird die Gate-Logik freigegeben und ein neues Triggersignal kann verarbeitet werden.

Abbildung 4.7 zeigt im oberen Teil ein Blockdiagramm mit den wesentlichen LVL1-Funktionen.

Ein Großteil der beschriebenen Funktionen ist zusätzlich über den VME-Bus steuerbar, so kann beispielsweise die Totzeit verlängert werden oder aber es können softwaremäßig Trigger erzeugt werden (z.B. Begin/End Run Trigger).

LVL2 Trigger

Die Triggerentscheidungen des Second Level Triggers werden im normalen Betrieb über 8 Leitungen des sekundären Readoutinterface von der Matching Unit zur CTU übertragen. Um jedoch schon während der Entwicklungsphase der jeweiligen Auslese- und Triggersysteme den vollständigen Transport der Ereignisdaten durch die Module testen zu können, wurde eine Möglichkeit vorgesehen, LVL2-Trigger ohne Matching Unit zu generieren.

Hierzu werden die LVL1-Triggerinformationen innerhalb des FPGAs wieder dekodiert, gepuffert und mit einer einstellbaren Verzögerung als LVL2-Trigger verteilt. Das oberste Bit des LVL1-Triggercodes, das immer Null ist, wird ausmaskiert und mit einer programmierbaren Rate (1 bis 1/254) gesetzt, bzw. gelöscht, was negativen, bzw. positiven LVL2-Triggerentscheidungen entspricht. Auf diese Weise kann ohne Second Level Triggersystem der Datenfluß durch die Pipestruktur der Ausleseelektronik getestet werden.

Erzeugt die Matching Unit die LVL2-Triggerentscheidungen, kann softwaremäßig vom internen LVL2-Triggerbus auf die entsprechenden Leitungen von der Matching Unit über das sekundäre Readoutinterface umgeschaltet werden und diese werden dekodiert und als LVL2-Trigger verteilt.

Die LVL2-Funktionen des CTU FPGA-Designs sind in Abbildung 4.7 unten dargestellt.

4.3.4 Das modulare DTU FPGA-Design

Im Gegensatz zum monolithischen CTU FPGA-Design ist das FPGA-Design der DTU-Module in eine Basisfunktionalität und detektorspezifische Zusatzfunktionalitäten aufgeteilt.

Die Basisfunktionalität

Hierunter werden alle Funktionen zusammengefasst, die die Dekodierung der Signale vom Triggerbus, sowie die Speicherung der Triggerinformationen zur weiteren Verarbeitung betreffen.

Abbildung 4.8 zeigt schematisch die Funktionsblöcke und Signale des DTU-Basisdesigns, welches für jede Triggerstufe (LVL1 und LVL2) verwendet wird.

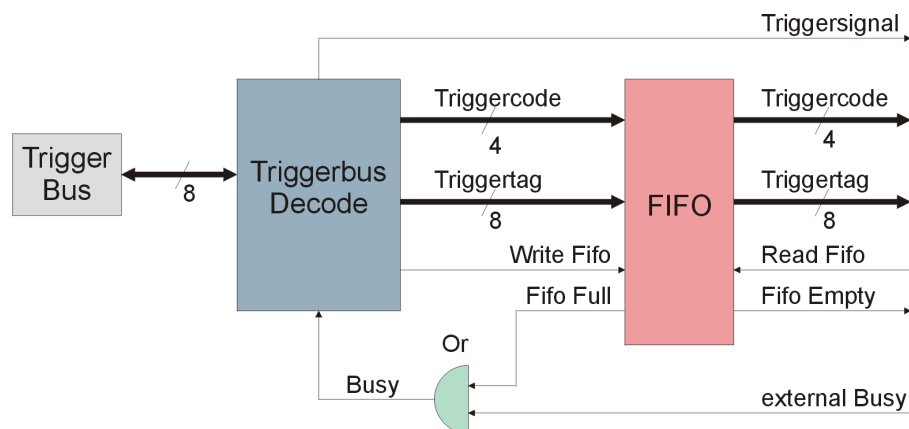


Abbildung 4.8: Blockdiagramm des DTU Basisdesigns. Die Triggerinformationen werden zur weiteren Verarbeitung in einem FIFO-Speicher gepuffert.

Aus den Signalen vom Triggerbus werden neben einem Triggersignal mit gutem Timing, der übertragene Triggercode und das Triggertag dekodiert und für die Dauer der Übertragung das Busysignal TB auf dem Triggerbus aktiviert. Triggercode und Triggertag werden mit dem letzten Triggerstrobe TS in einen 16 Worte tiefen Zwischenspeicher (FIFO) geschrieben und das Busysignal TB wird deaktiviert. Ist der Speicher voll (FIFO Full) bleibt das Busysignal TB auf dem Triggerbus über die Dauer des Empfangs der Triggerinformationen hinaus aktiv und verhindert so die Verteilung weiterer Trigger durch die CTU.

Am Ausgang des Zwischenspeichers stehen Triggercode und Triggertag zusammen mit einem Statussignal, das aktiv wird, wenn kein Datenwort mehr im Speicher bereitsteht (FIFO empty), zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung.

Zusammen mit einem Busysignal, welches mit dem FIFO Full Signal verodert wird und so ebenfalls die Verteilung weiterer Trigger durch die CTU unterbinden kann, bilden diese Signale

(Abbildung 4.8 rechts) eine einheitliche Schnittstelle zu den Designmodulen, die die detektor-spezifischen Zusatzfunktionalitäten enthalten.¹

RICH-spezifische Zusatzfunktionalität

Das FPGA-Design der DTU für das RICH Auslese- und Triggersystem wurde von der RICH Arbeitsgruppe implementiert und wird in [Böh99] beschrieben.

MDC-spezifische Zusatzfunktionalität

Im MDC-Auslesesystem müssen die LVL1-Triggerinformationen sowohl zur Frontendelektronik – hier wird das Triggertag in die Ereignisdaten eingefügt – als auch zu den Readoutcontrollern (SAM-Module) übermittelt werden. Letztere erhalten ebenfalls die LVL2-Triggerinformationen, da hier die eigentlichen LVL1- und LVL2-Datenpipes enthalten sind.

Zur Übertragung werden zwei vier Bit breite Datenbusse (D-Bus und S-Bus) mit jeweils einem Strobesignal zur Qualifizierung der Daten verwendet. Das Protokoll ist ähnlich dem des HADES-Triggerbusses. Zusätzlich wird noch ein einzelnes statisches Signal generiert, welches die LVL2-Triggerentscheidung des gerade übertragenen Triggers repräsentiert.

Da der D-Bus sowohl LVL1-, als auch LVL2-Triggerinformationen überträgt, werden die LVL1- und LVL1-Trigger abwechselnd übertragen. Eine spezielle Logik überprüft ständig den Zustand der FIFO-Empty Signale und startet eine der beiden Übertragungen, sobald Triggerinformationen im Basisdesigns bereitstehen. Nach erfolgter Übertragung wird das entsprechende FIFO im Basisdesign gelesen, sodaß die nächste Triggerinformation bereitstehen kann.

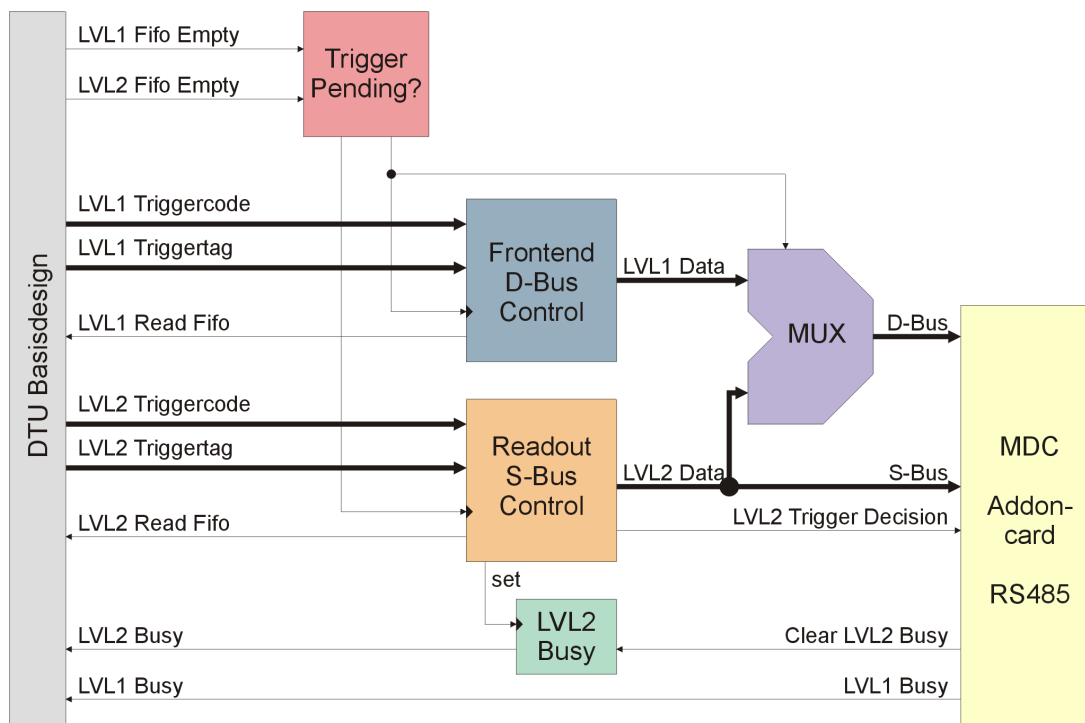


Abbildung 4.9: Blockdiagramm der MDC-spezifischen DTU Zusatzfunktionalitäten

¹ Darüberhinaus können auch die Triggerbussignale von den detektorspezifischen Designmodulen verwendet werden, wenn z.B. eine schnellere Reaktion auf einen bestimmten Triggercode notwendig ist.

Das LVL1-Busy Signal wird direkt zum Basisdesign weitergeleitet, während das LVL2-Busy Signal zu Beginn einer LVL2-Übertragung gesetzt wird und solange gesetzt bleibt, bis es aktiv vom Readoutcontroller gelöscht wird.

Für die MDC-DTU wurde ein Aufsteckmodul entwickelt, welches die Signale des MDC-Designs in RS485-Signale umwandelt. Dies war notwendig, da das MDC-Auslesesystem spezielle Steckverbinder verwendet, die in der Form auf dem primären Readoutinterface nicht einsetzbar waren.

Abbildung 4.9 zeigt die Funktionen der MDC-spezifischen DTU-Designs.

TOF-spezifische Zusatzfunktionalität

Die TOF Frontendelektronik (VME TDC/ADC-Module) besitzt keine Schnittstelle zum Empfang von Triggerinformationen. Es existiert jedoch ein Kontrollbus, der alle TDC/ADC-Module innerhalb eines Crates miteinander verbindet und zum einen das gemeinsame Startsignal (Common Start) für die Zeitmessung der TDCs und zum anderen Statussignale wie Busy und DRDY (Data Ready) führt. Da dieser Kontrollbus ECL¹-Signale verwendet, wurde für die TOF-DTU ein Aufsteckmodul entwickelt, welches die TTL-Signale vom FPGA in ECL-Signale umwandelt und umgekehrt. Das Aufsteckmodul ist im nächsten Kapitel beschrieben.

Da die TDC-Module eine Zeitauflösung von einigen zehn Picosekunden erreichen sollen, ist hierfür ein Startsignal mit extrem gutem Timing nötig, welches der Triggerbus schon allein aufgrund seiner Länge nicht liefern kann. Dieses Signal wird daher als NIM²-Signal direkt von der Triggerbox abgeleitet und mit einem möglichst kurzen Kabel zum TOF-Aufsteckmodul übertragen. Dieses konvertiert das Signal nach ECL und verteilt es innerhalb eines Crates über den Kontrollbus.

Ähnlich wie beim MDC DTU-Design überprüft auch hier eine spezielle Logik den Status der beiden FIFO-Empty Signale und leitet, je nach Status, die LVL1- oder LVL2-Triggerinformationen weiter. LVL1-Informationen werden jedoch nur dann weitergeleitet, wenn die TDC-Module das DRDY-Signal auf dem Kontrollbus gesetzt haben. Das ist wichtig, damit die TOF-IPU die Triggerinformationen nicht zu früh erhält und versucht die TDC-Module auszulesen, bevor deren Ereignisdaten bereitstehen.

Die weitergeleitete Triggerinformationen (4 Bit Code + 8 Bit Tag) wird zunächst um 4 Bit erweitert, die eine Kennung zur Unterscheidung von LVL1- oder LVL2-Informationen enthalten. Die 16 Bit Information wird dann serialisiert und über die VME-Backplane zur TOF-IPU übertragen. Die Informationen gelangen direkt an einen seriellen Port (SPORT) des ersten DSPs auf der TOF-IPU, sodaß keinerlei zusätzliche Dekodierlogik auf der TOF-IPU notwendig ist. Nach erfolgter Übertragung wird das entsprechende FIFO im Basisdesign gelesen, sodaß die nächste Triggerinformation bereitstehen kann.

Das LVL1-Busy Signal der TOF-IPU wird mit dem TDC-Busy Signal vom Kontrollbus verodert und zum DTU-Basisdesign weitergeleitet, während das LVL2-Busy der TOF-IPU direkt weitergeben wird.

In Abbildung 4.10 ist schematisch die Zusatzfunktionalität der TOF-DTU dargestellt.

1 Emitter Coupled Logic, differentieller Signalstandard für schnelle Signalübertragung

2 Nuclear Instruments and Measurement, negativer Signalstandard zwischen 0V und -1,8V

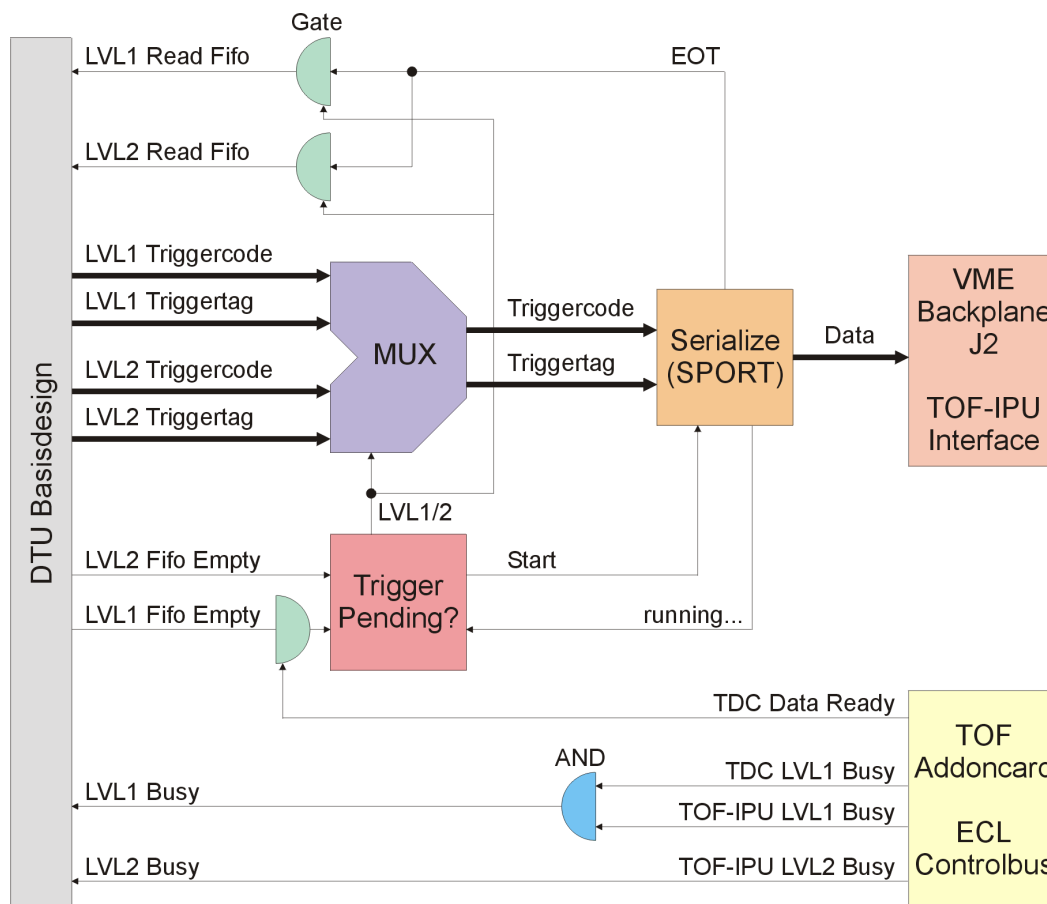


Abbildung 4.10: Blockdiagramm der TOF-spezifischen DTU Zusatzfunktionalitäten

Schauerspezifische Zusatzfunktionalität

Da die LVL1-Triggerinformation im Schauer-Auslesesystem über einen LVDS-Bus zur Frontendelektronik übertragen wird, ist ein Aufsteckmodul mit LVDS-Signalwandlern notwendig.

Neben den Signalen des DTU-Basisdesigns werden auch das LVL1-Triggerbussignal T und die Datenleitungen TD0..3 ausgewertet, um einen gültigen Trigger möglichst frühzeitig zur Frontendelektronik übertragen zu können. Zur Übertragung wird ein 8 Bit breiter Bus mit Handshakesignalen verwendet.

Normalerweise wird eine Sequenz von drei Datenworten übertragen, wobei das erste Datenwort das eigentliche Triggerkommando darstellt, gefolgt von einem „Load-Triggertag“ Kommando und dem eigentlich LVL1-Triggertag. Im Falle eines Softwaretriggers (z.B. Begin-Run) wird das Triggerkommando unterdrückt, da keine Ereignisdaten generiert werden können, und es werden nur die letzten beiden Datenworte (Load und Triggertag) übertragen. Während der Übertragung wird das LVL1-Busy Signal zum Basisdesign hin gesetzt. Darüberhinaus kann die Schauer-IPU, während sie Daten von der Frontendelektronik empfängt, das LVL1-Busy Signal verlängern.

Die LVL2-Triggerinformationen werden über einen 8 Bit Daten- und 8 Bit Adressbus mit einem einfachen Handshakeprotokoll über die VME-Backplane zur Schauer-IPU übertragen.

Das LVL2-Busy Signal von der Schauer-IPU wird direkt zum DTU-Basisdesign weitergegeben.

Abbildung 4.11 zeigt eine Übersicht über die schauerspezifischen Zusatzfunktionalitäten.

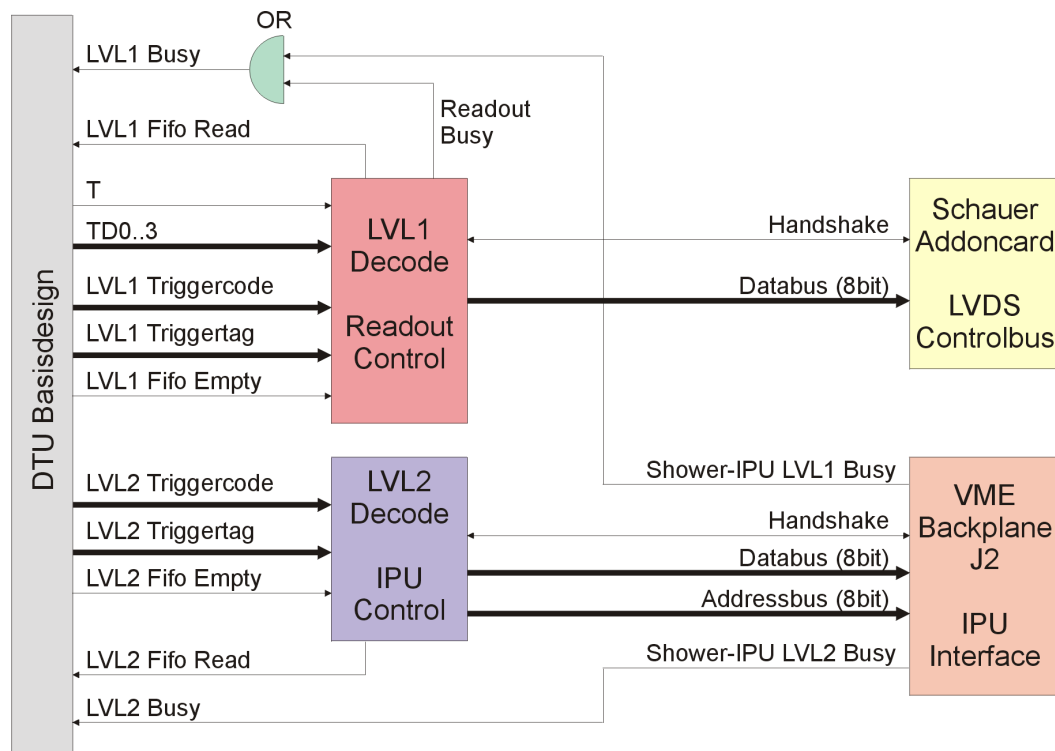


Abbildung 4.11: Blockdiagramm der Schauer-spezifischen Zusatzfunktionalitäten.

4.4 Das TOF DTU-Aufsteckmodul

Neben den beschriebenen Implementierungen der detektorspezifischen DTU-Funktionalitäten wurde im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls ein Aufsteckmodul entwickelt, welches das TOF DTU-Modul an die Frontendelektronik anbindet. Die notwendige Funktionalität wurde im vorangegangenen Unterkapitel bereits erläutert.

Ein NIM-Startsignal mit sehr gutem Timing wird direkt von der CTU/Triggerboxlogik abgeleitet und über ein Lemokabel direkt an das TOF-Aufsteckmodul angeschlossen. Eine diskret aufgebaute Schaltung wandelt das NIM-Signal in ein qualitativ gleichwertiges differentielles ECL-Signal, welches als „Common Start“ Signal auf den ECL-Kontrollbus, der das Aufsteckmodul und die TDC/ADC-Module miteinander verbindet, ausgegeben wird.

Alternativ bietet das Aufsteckmodul eine Schnittstelle mit vier differentiellen ECL-Eingangssignalen, von denen eines ebenfalls als Common Start verwendet werden kann. Für Testzwecke wurde darüberhinaus die Möglichkeit vorgesehen, ein TTL-Signal vom FPGA-Baustein in ein ECL-Signal zu konvertieren und dieses als Common Start einzusetzen. So kann z.B. das Triggerbussignal T als Startsignal benutzt werden, was zwar kein gutes Timing besitzt, aber zum Generieren von willkürlichen Ereignisdaten und damit dem Test des Datenflusses durch das TOF Auslese- und Triggersystem ausreichend ist.

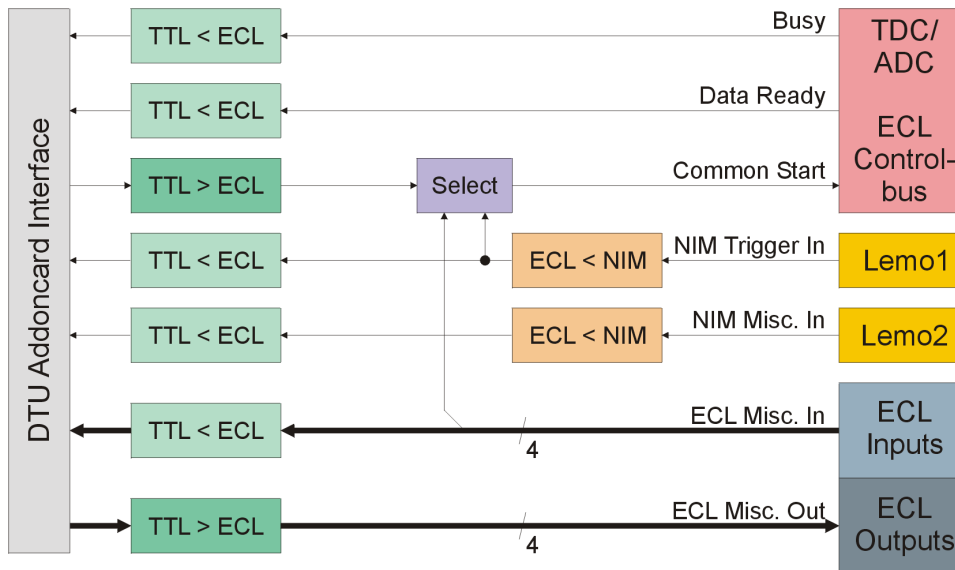


Abbildung 4.12: Blockdiagramm des TOF DTU-Aufsteckmoduls

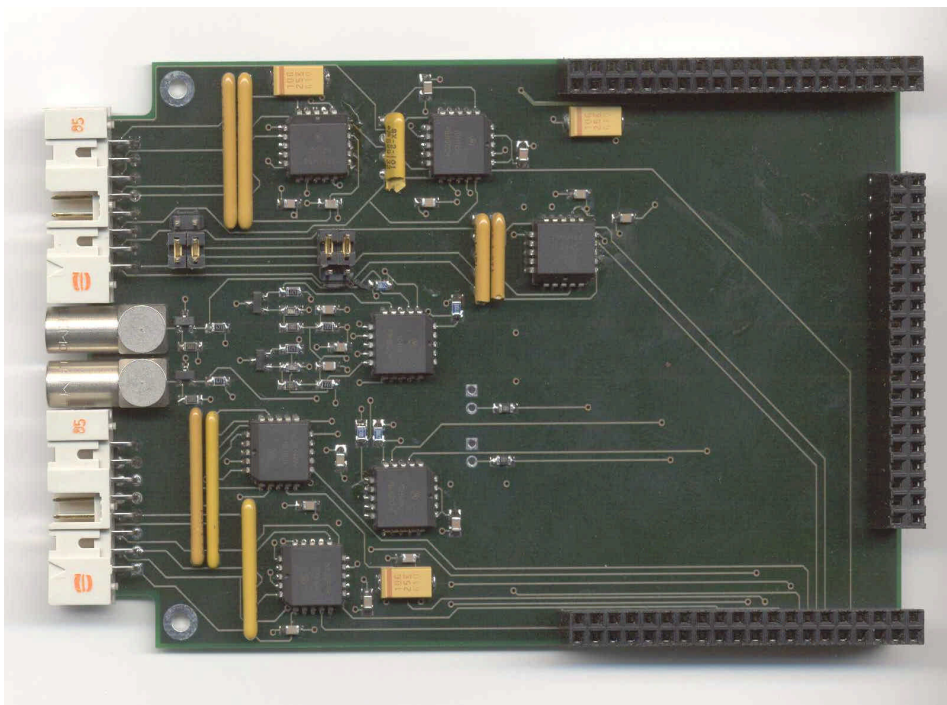


Abbildung 4.13: Fotografie des TOF-Aufsteckmoduls für die Detector Trigger Unit.

Die ECL-Eingangssignale Busy und DRDY vom ECL-Kontrollbus werden in TTL-Signale umgewandelt und können so vom FPGA verarbeitet werden.

Ein zweites NIM-Eingangssignal, sowie drei der ECL-Eingangssignale und die vier ECL-Ausgangssignale wurden für zukünftige Erweiterungen vorgesehen und werden derzeit noch nicht benutzt.

Die TTL/ECL-, bzw. ECL/TTL-Wandlung wurden mit integrierten ECL-Bausteinen der Serien M10xxx, sowie M10Hxxx von Motorola realisiert.

4.5 Performance des Triggerverteilungssystems

Es existieren eine Reihe von Parametern, die das Triggerverteilungssystem kennzeichnen und anhand derer man dessen Performance beurteilen kann.

Ein wichtiger Parameter ist z.B. die Zeit, die ein ankommendes LVL1-Triggersignal benötigt, um als inhibiertes Triggersignal von der CTU wieder ausgegeben zu werden. Da dieses Signal u.a. als Startsignal für die TOF Zeitmessung verwendet wird, darf es nicht später am TDC-Modul ankommen, als die jeweiligen Stoppsignale der Photomultiplier.

Der Triggereingang der CTU muß unempfindlich für hohe Triggerraten sein, die während eines Beschleunigerspills auch über die spezifizierten $10^5/\text{sec}$ hinausgehen können.

Die Reaktionszeit der CTU auf ein Busysignal vom Triggerbus muß klein sein, damit nicht neue Trigger generiert werden, die von einigen DTU-Modulen nicht mehr verarbeitet werden können und dort verloren gehen.

Die Dauer der Übertragung der Triggerinformationen über den Triggerbus muß möglichst klein sein, da sich diese Zeit bei einigen Detektorteilsystemen zu der jeweiligen Totzeit des hinzuaddiert. Die Gesamttotzeit sollte bei keinem Detektorteilsystem länger als $10\mu\text{sec}$ sein, da sonst die geplante LVL1-Triggerrate von $10^5/\text{sec}$ nicht möglich ist.

In Tabelle 4.4 sind einige dieser Parameter aufgeführt, die zeigen, daß das Triggerverteilungssystem im Rahmen der für HADES spezifizierten Anforderungen arbeitet.

Tabelle 4.4: Parameter des Triggerverteilungssystems

<i>Parameter</i>	<i>Beschreibung</i>	<i>Wert</i>
t_{inh}	Zeit von Triggereingang zu inhibiertem Ausgang	$\sim 40\text{nsec}$
t_{bus}	Zeit von Triggereingang zu Triggerbussignal T	$\sim 40\text{nsec}$
t_{trans}	Dauer der Übertragung über den Triggerbus ^a	$1,2\mu\text{sec}$
t_{busy}	Zeit von Triggerbus Busy bis Triggereingang inhibiert	$\sim 30\text{nsec}$
f_{trig}	Ratenfestigkeit des CTU Triggereingangs	$> 2 \cdot 10^6 / \text{sec}$

a: Hierzu muß die Signallaufzeit auf dem Triggerbus addiert werden (ca. $4\text{nsec} / \text{Meter}$).

5 TOF-Elektronenidentifizierung

Die Identifizierung von Elektronen erfolgt in der TOF-Triggerelektronik anhand der Flugzeit vom Target zum Szintillatorarray der Flugzeitwand. Das Prinzip der Zeitmessung mit wurde in Kapitel 2.2.3 bereits beschrieben. Hierzu müssen zunächst die digitalen TDC-Daten in Flugzeiten umgerechnet werden. Liegen diese innerhalb eines festgelegten Fensters, müssen weiterhin die Positionen der Elektronenkandidaten berechnet und zur Matching Unit weitergegeben werden.

Abbildung 5.1 zeigt zwei Flugzeitspektren aus Simulationen für unterschiedliche Polarwinkel und die jeweiligen Anteile von Elektronen, Pionen und Protonen am Gesamtspektrum. Man erkennt, daß im Polarwinkelbereich $>45^\circ$ (TOF2) eine Trennung von Elektronen und Pionen bedingt möglich sein sollte, während dies bei Polarwinkeln $<45^\circ$ (TOF1) nicht mehr möglich ist. In beiden Winkelbereichen ist jedoch eine Unterdrückung des hadronischen Untergrundes (Protonen) möglich. Der eingezeichnete Pfeil markiert eine mögliche Obergrenze für die Flugzeit von e^-e^+ -Kandidaten.

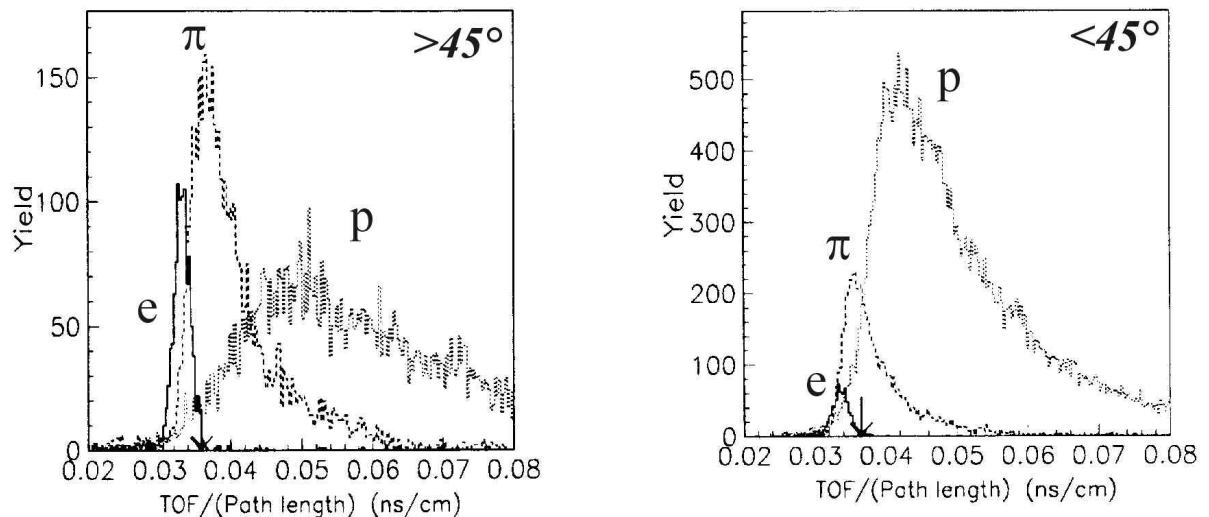


Abbildung 5.1: Anteile am Flugzeitspektrum für verschiedene Polarwinkel. Der Pfeil markiert eine mögliche Obergrenze für die Flugzeit von e^-e^+ -Kandidaten.

Im folgenden Unterkapitel werden die notwendigen mathematischen Schritte zur Berechnung der Flugzeiten und der Positionen von Teilchen aus den TDC-Daten erläutert.

5.1 Vorüberlegungen

In Abbildung 5.2 ist der Flug eines Teilchens vom Target durch einen TOF-Szintillatorstreifen skizziert. Das beim Durchflug erzeugte Szintillationslicht durchläuft den Szintillator in beide Richtungen und erzeugt an beiden Enden ein Signal, dessen Zeit von jeweils einem TDC-Kanal gemessen wird. Die gemessene Zeit entspricht also nicht der tatsächlichen Flugzeit von Target zum Szintillator, sondern der Summe aus Flugzeit und Laufzeit innerhalb des Szintillators und muß entsprechend korrigiert werden. Da die Enden der Szintillatorstreifen aufgrund der HADES-Geometrie weiter vom Target entfernt sind als der Mittelpunkt und darüberhinaus die Entfernung der Szintillatorstreifen eines Segmentes vom Target mit dem Polarwinkel zunimmt, ist die Flugzeit für Teilchen mit identischem Impuls nicht konstant und es muß zur Elektronenidentifizierung die Geschwindigkeit der Teilchen benutzt werden.

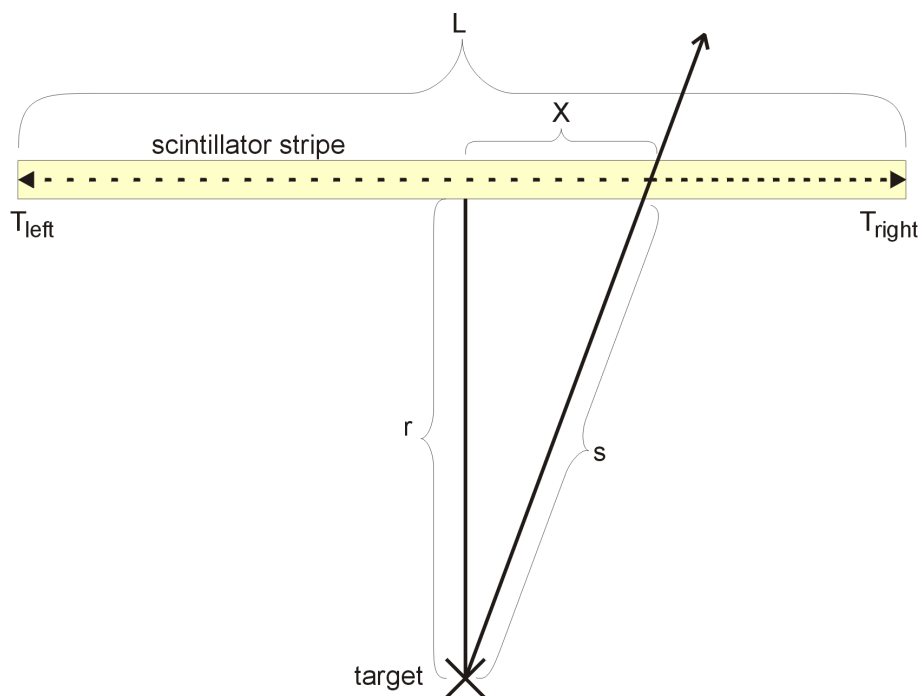


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung eines Teilchenflugs vom Target durch einen Szintillatorstreifen der Flugzeitwand.

Die Gruppengeschwindigkeit, mit welcher sich das Szintillationslicht entlang des Szintillatorstreifens ausbreitet ist abhängig von der Breite eines Streifens. In einem schmalen Streifen wird das Licht auf seinem Weg häufiger an den Wänden reflektiert – der zurückgelegte Weg wird länger. Daher ist die Gruppengeschwindigkeit in einem schmalen Szintillatorstreifen kleiner, als in einem breiten Streifen. Da die Flugzeitwand aus zwei verschieden breiten Streifen aufgebaut ist, muß die unterschiedliche Gruppengeschwindigkeit bei der Berechnung der Durchflugposition berücksichtigt werden.

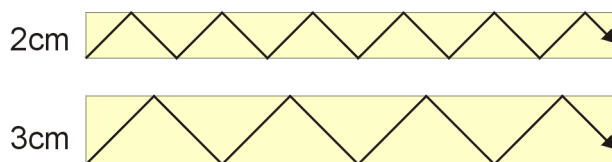


Abbildung 5.3: Auswirkung der Szintillatorstreifenbreite auf die Gruppengeschwindigkeit

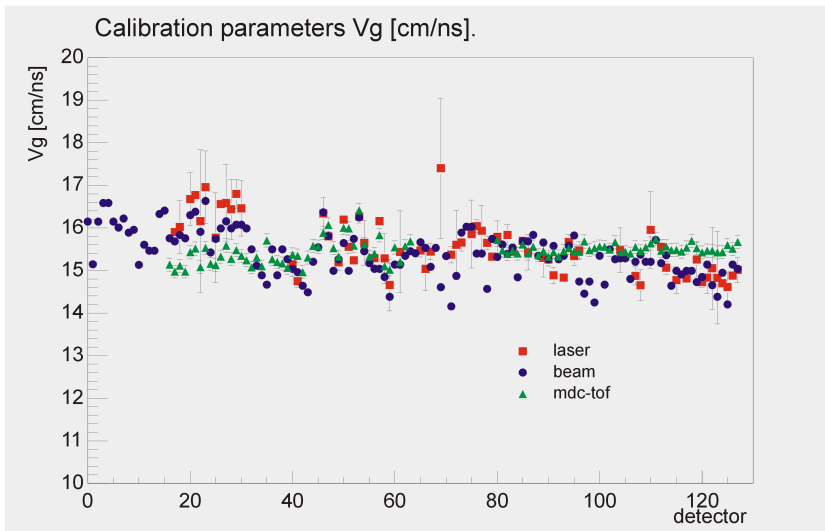


Abbildung 5.4: Kalibrierungsparameter für unterschiedliche Gruppengeschwindigkeiten.

Die Gruppengeschwindigkeit kann für jeden Kanal z.B. durch Messungen mit einem Laser erfolgen, der zu einem definierten Zeitpunkt über einen Lichtleiter direkt in den Szintillatorstreifen einstrahlt. Abbildung 5.4 zeigt die Gruppengeschwindigkeit für jeden Szintillatorstreifen. Eine andere Möglichkeit stellt eine Koinzidenzmessung mit einem der anderen Detektorteilsysteme dar (z.B. MDC).

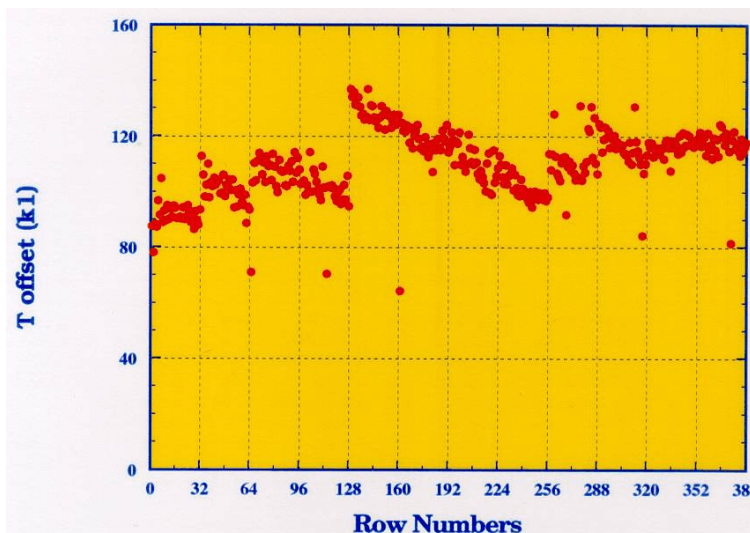


Abbildung 5.5: Offset-Werte der TDC-Kanäle [Thu01].

Durch verschiedene Kabellängen von den Szintillatoren zur Frontendelektronik (einige 10 nsec), sowie unterschiedliche Signallaufzeiten und Toleranzen der verwendeten Bauteile in der TOF-Frontendelektronik (einige nsec) ergibt sich für jeden TDC-Kanal ein fester Offset-Wert, der bei der Umrechnung der TDC-Werte in Zeiten berücksichtigt werden muß. Abbildung 5.5 zeigt die Offset-Werte für alle TDC-Kanäle.

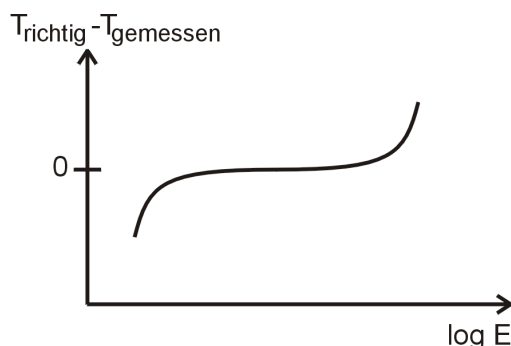


Abbildung 5.6: Fehler der Zeitmessung in Abhängigkeit der Energie.

Die Pulshöheninformation der Photomultiplier-Signale durch die ADC-Daten ermöglicht prinzipiell eine Walk-Korrektur der TDC-Werte (siehe Kapitel 2.2.3). Abbildung 5.6 zeigt schematisch den Fehler der Zeitmessung $T_{\text{richtig}} - T_{\text{gemessen}}$ in Abhängigkeit der Energie (logarithmisch). Eine Korrektur der TDC-Werte ist auf die folgende Weise möglich:

$$TDC_{\text{korr}} = TDC_{\text{meas}} \left(1 - \frac{a}{b \log E} - \frac{c}{d \log^2 E} - \dots \right) \quad (5.1)$$

a, b, c : Konstanten für jeden Szintillatorstreifen

Da z.Zt. noch nicht alle Kanäle der Flugzeitwand mit ADC-Modulen bestückt sind, wird eine Walk-Korrektur vorerst nicht implementiert.

5.2 Berechnung von Geschwindigkeit und Position

Der Zusammenhang zwischen den TDC-Werten und den gemessenen Zeiten ist annähernd linear. Bei einem gewählten Meßbereich von 200nsec der TDC-Module entspricht bei einer Auflösung von 12 Bit (= 4096 Kanäle¹) eine Zeit von 50ps (= 200nsec / 4096 Kanäle). Die bei realen Analog/Digital-Wandlern immer vorhandene integrale Nichtlinearität kann durch unterschiedliche Kalibrierungsfaktoren für jeden Detektorkanal ausgeglichen werden. Eine ebenfalls vorhanden differentielle Nichtlinearität wird nicht berücksichtigt.

Die Umrechnung der TDC-Werte in Zeiten erfolgt dann für jeden Detektorkanal anhand einer linearen Transformation in der Form:

$$T_{L/R} = R_{L/R} \cdot TDC_{L/R} + O_{L/R} \quad (5.2)$$

$R_{L/R}$: Auflösung des Wandlers $O_{L/R}$: Offset des Kanals $TDC_{L/R}$: TDC-Wert

Die Indizes L/R bezeichnen das „linke“ und „rechte“ Ende eines Szintillatorstreifens.

Wie im vorangegangenen Unterkapitel erwähnt, ist die gemessene Zeit gleich der Summe aus Flugzeit und Laufzeit im Szintillatorstreifen:

$$T_{L/R} = TOF + T_{L/R}^{lauf} \quad (5.3)$$

TOF : tatsächliche Flugzeit $T_{L/R}^{lauf}$: Laufzeit im Szintillator

Durch Addition der beiden Gleichungen für links und rechts erhält man:

$$TOF = \frac{T_L + T_R - (T_L^{lauf} + T_R^{lauf})}{2} \quad (5.4)$$

Bei der Klammer im Zähler handelt es sich um die Gesamtlaufzeit des Lichts durch den Szintillatorstreifen, die nur von der Länge und der Gruppengeschwindigkeit abhängt, also eine Konstante bezüglich des Szintillatorstreifens darstellt:

$$T_L^{lauf} + T_R^{lauf} = \frac{L}{v_g} \quad (5.5)$$

L : Länge des Szintillatorstreifens v_g : Gruppengeschwindigkeit

Die Position des Teilchens auf dem Szintillatorstreifen als Abstand von der Mitte läßt sich durch Subtraktion der gemessenen Zeiten links und rechts ermitteln (siehe Abbildung 5.2). Sind diese Zeiten gleich, muß das Teilchen den Szintillator genau in der Mitte passiert haben, während unterschiedliche Zeiten auf einen Treffen an einer anderen Position hindeuten. Die Position ergibt sich nun aus der Zeitdifferenz multipliziert mit der Gruppengeschwindigkeit in diesem Szintillatorstreifen:

¹ Der Begriff „Kanal“ bezeichnet in diesem Zusammenhang ein LSB (Least Significant Bit) der Analog/Digital-Wandler Auflösung.

$$X = \left(\frac{T_L B T_R}{2} \right) \frac{1}{v_g} \quad (5.6)$$

Aus der Position auf dem Szintillatorstreifen und der bekannten Entfernung des Streifens vom Target läßt sich nun die zurückgelegte Strecke berechnen:

$$s = \sqrt{r^2 + AX^2} \quad (5.7)$$

Die Geschwindigkeit des Teilchens ergibt sich nun aus der Strecke s und der oben berechneten Flugzeit TOF:

$$v = \frac{s}{TOF} \quad (5.8)$$

Das Kriterium zur Elektronenidentifizierung bildet nun der Vergleich dieser Geschwindigkeit mit einer unteren und einer oberen Schwelle:

$$v_{min} < v < v_{max} \quad (5.9)$$

Die möglichen Implementierungen dieses Algorithmus in der TOF-Triggerelektronik wird im Verlauf des folgenden Kapitels beschrieben.

5.3 Mehrfachtreffer

Treffen mehr als ein Teilchen auf einen Szintillatorstreifen, so ist es nicht mehr möglich, die Flugzeit anhand von Gleichung 5.4 korrekt zu berechnen, da die Summe der Laufzeiten $T_L^{lauf} + T_R^{lauf}$ nicht mehr der konstanten Gesamtlaufzeit durch den Szintillatorstreifen entspricht. Es ist jedoch möglich Mehrfachtreffer zu erkennen und darauf zu reagieren¹.

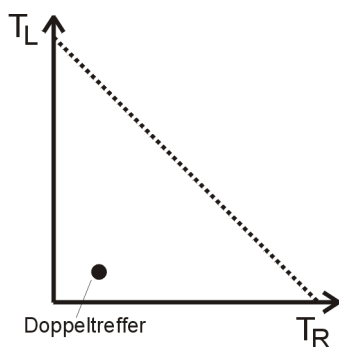


Abbildung 5.7: Zusammenhang zwischen den gemessenen Zeiten T_L und T_R .

Trägt man die gemessenen Zeiten T_L und T_R gegeneinander auf (siehe Abbildung 5.7), liegen diese bei einfachen Treffern immer im Bereich einer diagonalen Geraden, was anhand Abbildung 5.2 anschaulich leicht nachzuvollziehen ist. Nähert sich der Treffer einem Ende, wird diese Zeit minimal und die jeweils andere Zeit nähert sich der maximalen Laufzeit durch den Szintillator. Bei Mehrfachtreffern ist dieser Zusammenhang nicht mehr gegeben. Treffen z.B. zwei Teilchen den Szintillator nahe dem jeweiligen Ende würde dies zu zwei kleinen Zeiten führen, was in Abbildung 5.7 dargestellt ist. Auf diese Weise können Mehrfachtreffer, sofern sie nicht zu nahe beieinander auftreten identifiziert werden.

¹ Die Reaktion – alle Mehrfachtreffer werden positiv oder negativ getriggert – ergibt sich aus der untersuchten physikalischen Fragestellung des jeweiligen Experiments.

6 Das TOF Auslese- und Triggersystem

Die Module des TOF Auslese- und Triggersystems sind im Datenfluß angesiedelt zwischen den TDC- und ADC-Modulen der TOF Frontendelektronik und einer der VME-CPU's zur Datenaufnahme (siehe Abbildung 4.2). In Kapitel 6.1 wird kurz das Auslesekonzept des TOF-Detektors erläutert, während die folgenden Unterkapitel die Module des TOF Auslese- und Triggersystems in ihrer Funktionalität und Realisierung, sowie die Anbindung an die Matching Unit und die Integration in das Gesamtsystem beschreiben.

6.1 Die Datenauslese des TOF-Detektors

Während z.B. die RICH-Triggerelektronik nicht die vollständigen Pulshöheninformationen des RICH-Detektors, sondern lediglich ein „Hitpattern“ zur Ringsuche verwendet, benötigt die TOF-Triggerelektronik zur Elektronenidentifizierung die vollständigen TDC-Daten der ersten Stufe des Auslesesystems (LVL1-Pipe). Hieraus ergibt sich eine enge Verknüpfung von Datenauslese und Echtzeit-Datenanalyse, weshalb sämtliche Auslesefunktionen sowie die damit verbundenen LVL1- und LVL2-Datenpipes in die TOF-Triggerelektronik (TOF-IPU) integriert wurden. Abbildung 6.4 zeigt schematisch das TOF Auslese- und Triggersystem. Je nach Ausbau des TOF-Detektors kann ein TOF-IPU-Modul die Daten eines (TOF1 und TOF2), bzw. zweier (nur TOF2) Detektorsegmente auslesen und analysieren¹.

6.1.1 Auslese der TDC/ADC-Module

Das von der CTU für jeden Trigger generierte Startsignal mit gutem Timing wird von dem DTU-Aufsteckmodul konvertiert und über den Kontrollbus an alle TDC/ADC-Module in einem Crate verteilt und so die Flugzeit-/ Energiemessung gestartet. Das Meßprinzip wurde in Kapitel 2.2.3 bereits beschrieben. Trifft nun ein Teilchen einen der TOF-Szintillatorstreifen erzeugt die Frontendelektronik ein Stoppsignal für diesen Kanal, welches die Messung beendet.

Liegen die gemessenen TDC/ADC-Werte innerhalb einer oberen und unteren Schwelle, werden sie zusammen mit einem Beginn- und Endewort in den internen Ereignisspeicher der TDC/ADC-Module geschrieben. Die Schwellen dienen dazu, die Datenmenge zu reduzieren. Im Falle eines TDC-Moduls werden so Kanäle, die kein Stoppsignal erhalten haben und daher einen Überlauf bei der Zeitmessung verursacht haben, nicht gespeichert. ADC-Kanäle besitzen i.d.R. einen kleinen Offset, weshalb sie auch ohne Eingangssignal einen von Null verschiedenen Ausgangswert liefern, der durch eine entsprechende untere Schwelle unterdrückt werden kann. Das Beginnwort (Header) enthält zusätzliche Informationen über die Anzahl der ausgelesenen Kanäle, sowie eine Cratenummer und die Slotposition des TDC/ADC-Moduls innerhalb des

¹ Da die TOF-IPU die Detektordaten per VME-Bus ausliest ergibt sich diese Limitierung aus der maximalen Anzahl TDC/ADC-Module in einem VME-Crate.

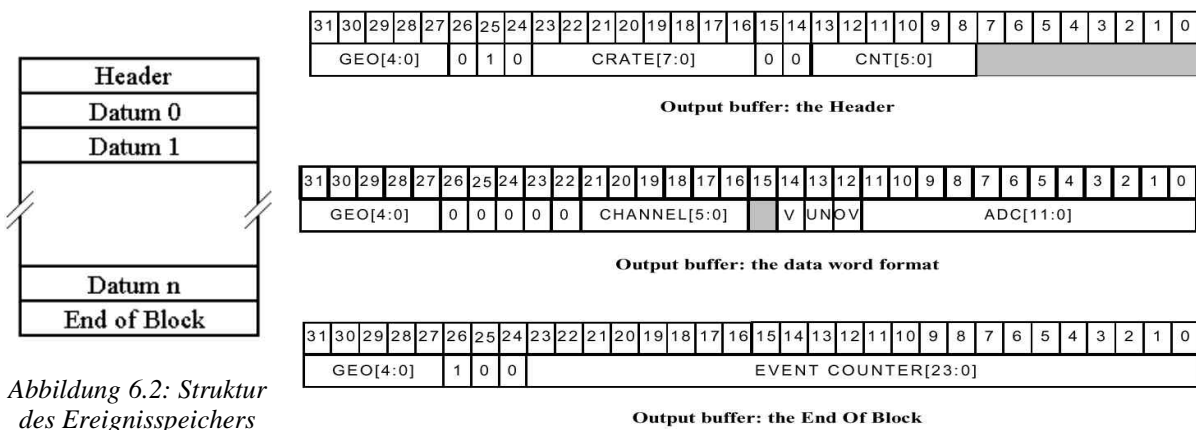


Abbildung 6.2: Struktur des Ereignisspeichers

Abbildung 6.1: Format der TOF TDC/ADC-Daten

Crates. Das Endewort (End-of-Block) enthält im wesentlichen einen Zähler, der pro empfangenem Startsignal inkrementiert wird.

Die Struktur des Ereignisspeichers und das TDC/ADC Datenformat sind in den Abbildungen 6.1 und 6.2 dargestellt.

Der Ereignisspeicher der TDC/ADC-Module ist per VME-Bus auslesbar. Auf eine genaue Beschreibung des VME-Bus wird an dieser Stelle verzichtet (siehe z.B. [Pet93]). Die TDC/ADC-Module unterstützen neben einfachen VME-Zugriffen auch normale Blocktransfer-Zugriffe (BLT), sowie „Chained Blocktransfer“-Zugriffe (CBLT). Während bei einfachen VME-Zugriffen für jedes zu lesende Datenwort zunächst die gewünschte Leseadresse übertragen werden muß, wird bei einem BLT-Zugriff auf ein Modul nur zu Beginn eine Startadresse übertragen, die das gelesene Modul dann selbständig inkrementiert und eine vorher festgelegte Anzahl von Datenworten liefert. Beim CBLT-Zugriff verhalten sich nun mehrere Module, die in aufeinanderfolgenden VME-Slots platziert sind, wie ein einzelnen Modul bei einem BLT-Zugriff. Das erste Modul in der Kette schickt so lange Daten, bis sein Ereignisspeicher leer ist, gibt dann ein Tokensignal über die IACKIN/IACKOUT Signalkette des VME-Bus weiter zum nächsten Modul, welches ebenfalls alle seine Daten schickt und das Token wiederrum weitergibt. Nachdem das letzte Modul in der Kette seine Daten geschickt hat, wird der CBLT-Zugriff durch Auslösen eines Buserrors (BERR) beendet. Letztere, etwas „radikale“ Methode ist notwendig, da die Anzahl der zu übertragenden Datenworte zu Beginn des Zugriffs nicht feststeht. Die Funktionsweise des CBLT-Zugriffs ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

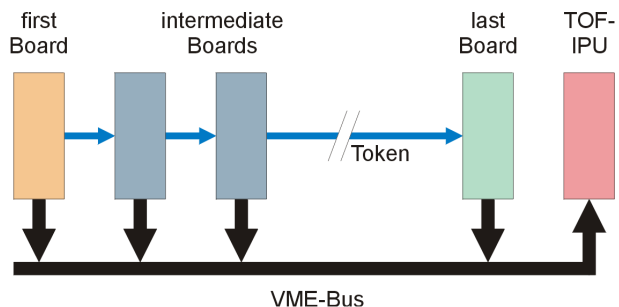


Abbildung 6.3: Funktionsweise des Chained-Block-Transfers (CBLT).

Neben dem Startsignal verteilt die CTU zu jedem Trigger weiterhin Triggercode und Triggertag (siehe Kapitel 4) über den Triggerbus zu den DTU-Modulen. Nachdem alle TDC/ADC-Module die Daten in ihren Ereignisspeicher geschrieben haben (Data Ready Signal auf dem Kontrollbus) gibt die TOF-DTU diese Triggerinformationen weiter zur TOF-IPU, die die Ereignisdaten der TDC/ADC-Module mit einem CBLT-Zugriff (siehe oben) ausliest und in

ihren lokalen Speicher der LVL1-Pipe schreibt. Das TOF-IPU Modul wird in Kapitel 6.2 ausführlich beschrieben.

An dieser Stelle findet die Analyse der Daten statt und die Positionen der gefundenen Elektronenkandidaten werden zur Matching Unit übertragen. Die von der Matching Unit generierte LVL2-Triggerentscheidung wird von der CTU über den Triggerbus verteilt und gelangt über die DTU wiederum zur TOF-IPU.

6.1.2 Auslese der IPU-Module

Die LVL2-Triggerentscheidung steuert die Datenweiterleitung von der LVL1- in die LVL2-Datenpipe. Letztere wird von einer VME-CPU ausgelesen und die Daten werden über ATM-Netzwerkverbindungen zu einer zentralen Workstation (Eventbuilder) übertragen, die die Ereignisdaten aller Detektorteilsysteme sammelt und zu einem Datenpaket (Event) zusammenfaßt und auf Band speichert.

Die Auslese jeder TOF-IPU per VME-Bus ist aus verschiedenen Gründen nicht praktikabel. Da die TOF-IPU die TDC/ADC-Module mit der First Level Triggerrate von $10^5/\text{sec}$ ebenfalls per VME-Bus ausliest, ist dieser mit einer Datenmenge von ca. 26 MByte/sec stark belastet. Die zusätzliche Auslese der TOF-IPU würde durch konkurrierende Buszugriffe und Busarbitrierungszyklen die Auslese der TDC/ADC-Module beeinträchtigen und die maximal mögliche First Level Triggerrate verringern. Weiterhin würde man in jedem VME-Crate mit TDC/ADC-Modulen und TOF-IPU ebenfalls eine leistungsfähige VME-CPU mit ATM-Schnittstelle und zusätzlich verlegte Glasfaserleitungen benötigen, was die Kosten für das System deutlich erhöhen würde.

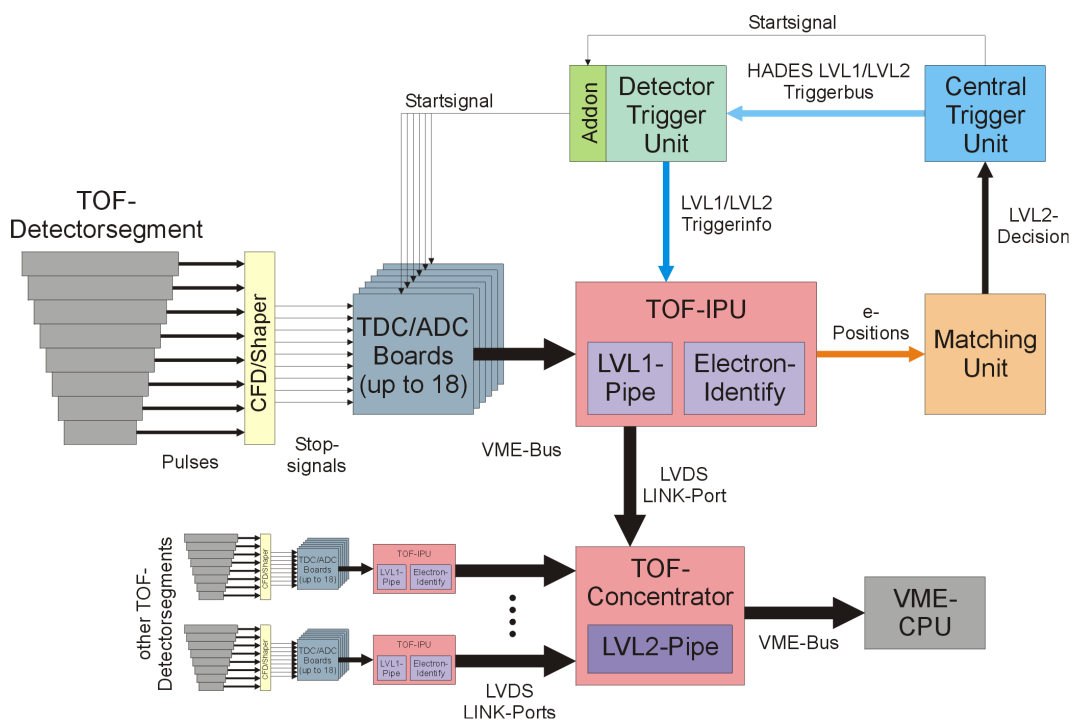


Abbildung 6.4: Schematische Übersicht über das TOF Auslese- und Triggersystem.

Aus diesen Gründen wurden auf jeder TOF-IPU externe Schnittstellen vorgesehen, über die positiv LVL2-getriggerte Ereignisdaten zu einem gemeinsamen Sammelmodul (TOF-Concentrator) geschickt werden können. Der TOF-Concentrator kann LVL2-Daten von bis zu sechs TOF-IPU-Modulen empfangen und diese gemeinsam in seine LVL2-Datenpipe schreiben, die dann von einer einzigen VME-CPU mit ATM-Schnittstelle ausgelesen werden kann. Beim TOF-Concentrator handelt es sich um das gleiche Hardwaremodul, wie bei der TOF-IPU, das sich durch entsprechende Programmierung an beide Einsatzzwecke anpassen läßt.

Eine Übersicht über die Datenwege innerhalb des TOF Auslese- und Triggersystems ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

In den folgenden Unterkapiteln wird zunächst die Hardware des TOF-IPU/Concentrator-Moduls und dessen unterschiedliche Konfigurationen als IPU, bzw. Concentrator beschrieben, gefolgt von der Implementation des in Kapitel 5 beschriebenen Triggeralgorithmus.

6.2 Das TOF Auslese- und Triggermodul

Während die Trigger Elektronik für den RICH-, bzw. Schauerdetektor FPGA-Bausteine zur Implementierung des jeweiligen Triggeralgorithmus verwendet, werden bei der TOF-Trigger Elektronik Digitale Signalprozessoren (DSP) eingesetzt. Die Architektur der DSPs ist für das in Kapitel 5 beschriebene Verfahren zur Elektronenidentifizierung sehr gut geeignet und bietet auch hinsichtlich der notwendigen Funktionalität zur Auslese der TDC/ADC-Module per VME-Bus Vorteile gegenüber eine FPGA-basierten Lösung. Der Einsatz mehrerer DSPs auf einer Karte bietet verschiedene Möglichkeiten zur Steigerung der Performance durch Pipeline- oder Parallelverarbeitung des Triggeralgorithmus.

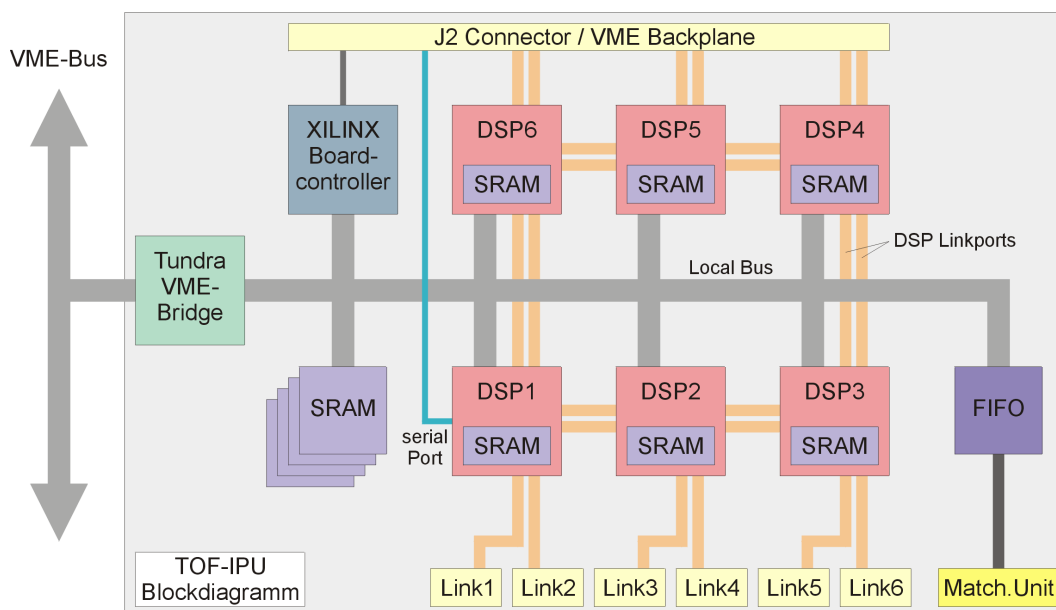


Abbildung 6.5: Blockdiagramm des TOF Auslese- und Triggermoduls mit den wichtigsten Bausteinen und Datenwegen.

Die Hardware des TOF Auslese- und Triggermoduls basiert auf einer Karte im 6U-VME Format. Eine funktionale Übersicht über alle Komponenten und Schnittstellen der Karte ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Die folgende Beschreibung der Komponenten und deren Funktionen bezieht sich zunächst auf das TOF-IPU Modul, davon abweichende Funktionen im Fall des TOF-Concentrator-Moduls werden in einem späteren Kapitel darauf aufbauend erläutert.

6.2.1 Digitale Signalprozessoren

Auf eine Einführung zum Thema „Digitale Signalverarbeitung“ wird an dieser Stelle verzichtet, [Smi99] bietet sehr umfangreiche Informationen zu diesem Thema.

Bei den verwendeten DSPs vom Typ ADSP-21062 „SHARC“ [Ana97] handelt es sich um sogenannte „general purpose DSPs“, die nicht auf eine bestimmte Aufgabe festgelegt sind, sondern durch Programmierung an verschiedene Anforderungen angepaßt werden können. Abbildung 6.6 zeigt ein Blockdiagramm des DSPs mit den internen Komponenten und Bussystemen. Neben einem 32-Bit Fließkomma Rechenwerk bietet der SHARC DSP eine Vielzahl zusätzlicher Systemkomponenten, von denen die für den Einsatz in der Trigger-elektronik wichtigen Teile kurz erläutert werden.

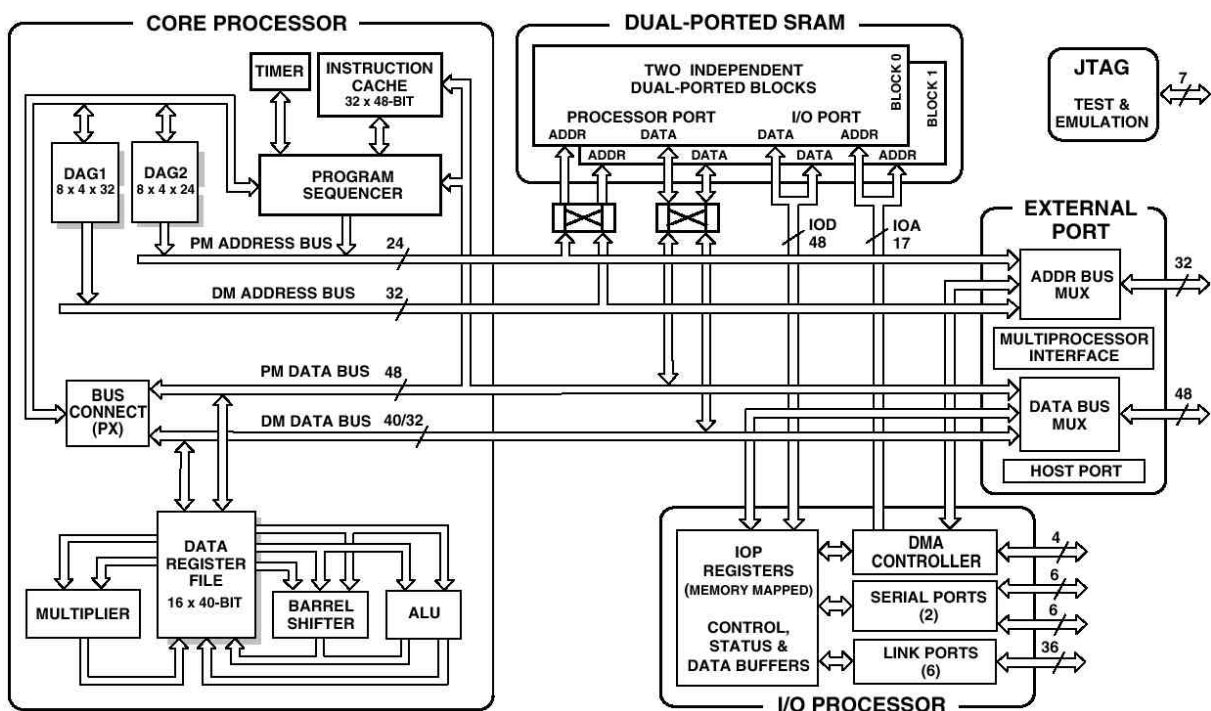


Abbildung 6.6: Blockdiagramm des Digitalen Signalprozessors „SHARC“ [Ana97]

Das 32-Bit Fließkomma Rechenwerk (Processorcore) arbeitet mit 40MHz, d.h. durch dessen parallele Architektur können 40 Millionen Operationen in der Form $a(x) = b \cdot x + c$ pro Sekunde ausgeführt werden. Da diese Operationen einen großen Anteil am Algorithmus zu Elektronenidentifizierung haben, ist der SHARC Processorcore hierfür sehr gut geeignet. Für den Algorithmus zur Elektronenidentifizierung sind weiterhin mehrere Tabellen mit detektor-spezifischen Parametern notwendig, die aus Performancegründen im internen Speicher der DSPs gehalten werden sollten. Der DSP-Speicher bietet hierfür ausreichende Größe und durch seine Dual-Port Architektur entsprechende Performance. Um die Ereignisdaten in einer

Pipelinearchitektur mehrerer DSPs weiterzuleiten und den externen Prozessorbus nicht zu belasten, da dieser zur TDC/ADC-Auslese verwendet wird, sind separate Schnittstellen zu benachbarten DSPs notwendig. Sechs Link-Ports bieten hier eine komfortable Möglichkeit mit lediglich sechs Signalen bis zu 40MByte/sec zu übertragen. Der vorhandene DMA¹-Controller erlaubt diesen Austausch „im Hintergrund“, d.h. der Processorcore kann weiter mit voller Performance die Ereignisdaten verarbeiten. Neben den Link-Ports bieten serielle Ports mit einem einfachen Protokoll eine komfortable Möglichkeit zur Anbindung der Karte an die DTU, da das serielle Protokoll in deren FPGA einfach zu implementieren ist und seitens der Karte keinerlei zusätzliche Interfacelogik notwendig ist.

Weiterhin bieten SHARC DSPs ein leistungsfähiges externes Bussystem, das zum einen den einfachen Anschluß von externen Komponenten (z.B. Speicher) erlaubt und zum anderen symmetrischen Multiprozessorbetrieb mit bis zu sechs DSPs und einem Hostprozessor unterstützt. Ein DSP fungiert hierbei als „Master“, der die Arbitrierung der DSPs untereinander steuert und auf Zugriffe des Hostprozessors reagiert. Dieser Master-DSP kontrolliert die Auslese der TDC/ADC-Module und startet die Weiterleitung der Ereignisdaten an die übrigen DSPs zur Elektronenidentifizierung. Darüberhinaus besitzt nur der Master eine Anbindung an die Detector Trigger Unit und empfängt und verarbeitet die Triggerinformationen.

6.2.2 VME-Bus Bridge

Während das VME-Interface der DTU in einen einfachen CPLD integriert werden konnte, wurde zur Anbindung der TOF-Triggerelektronik an den VME-Bus ein spezieller Interface-Baustein (VME-Bridge) SCV64 eingesetzt [Tun98], der die notwendige Funktionalität zur Auslese der TDC/ADC-Module bereits integriert hat.

Der SCV64 bietet zwei getrennte Bussysteme (lokal und VME), die durch eine interne FIFO-Struktur voneinander abgekoppelt sind. VME-Bus Zugriffe auf den Adressbereich der Karte werden in entsprechende Zugriffe auf den lokalen Bus umgesetzt. Ein CPLD (XC95288, Xilinx) übernimmt dabei die Arbitrierung des DSP-Bus

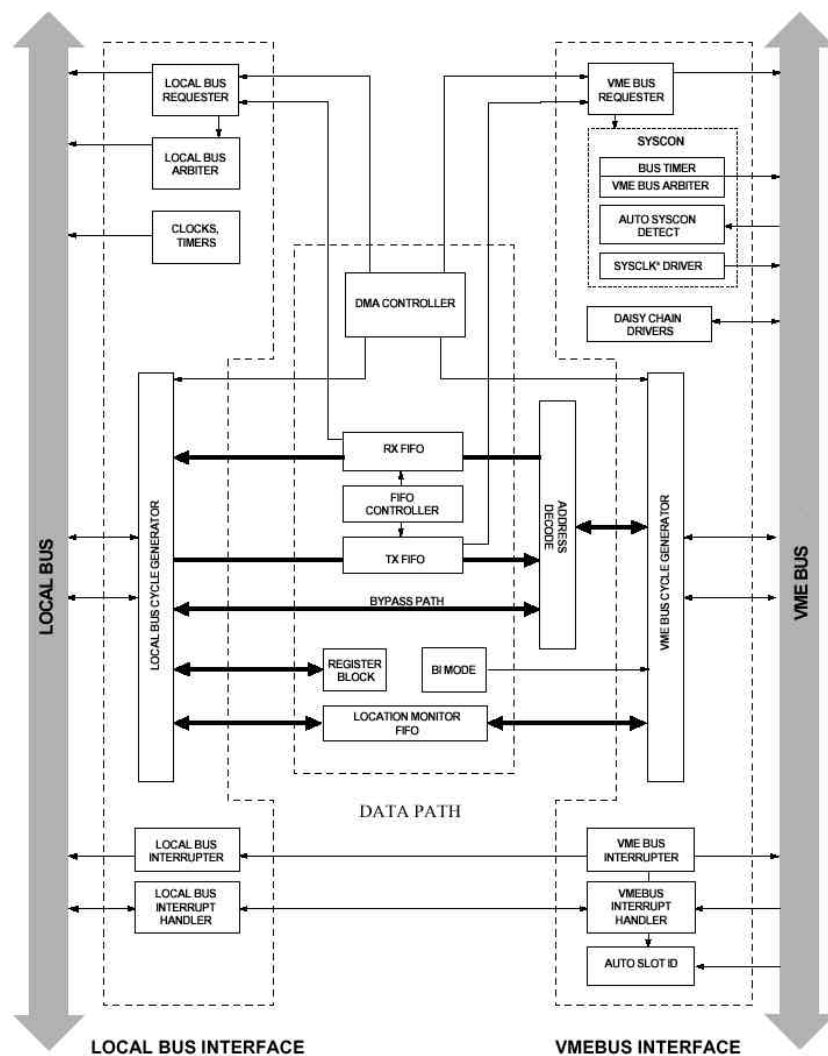


Abbildung 6.7: Blockdiagramm der VME-Bridge SCV64 von Tundra.

1 Direct Memory Access

durch den SCV64, der hierbei als Hostprozessor fungiert. Somit sind Zugriffe vom VME-Bus auf alle Komponenten der Karte (DSPs, externer Speicher, CPLD) möglich. In der anderen Richtung werden Zugriffe auf einen festgelegten Speicherbereich der Karte in VME-Zugriffe übersetzt, sodaß die lokalen DSPs Zugriff auf den VME-Bus haben. Der SCV64 bietet darüberhinaus die Möglichkeit über einen internen DMA-Controller Blocktransfer-Zugriffe auf dem VME-Bus auszuführen, was speziell für die Auslese der TDC/ADC-Module im CBLT-Mode sehr wichtig ist. Der VME Buserror am Ende des CBLTs wird vom SCV64 als Busmaster abgefangen und in einen Interruptrequest an einen DSP umgesetzt, sodaß dieser die Auslese als beendet erkennen kann und die Ereignisdaten an die übrigen DSPs weiterleiten kann. Während bei einer „normalen“ VME-CPU mit einem komplexen Betriebssystem i.d.R. ein hoher Software-Overhead für die Ausnahmebehandlung eines VME-Buserrors notwendig ist, was die Performance des CBLT deutlich verschlechtert, benötigt der Master-DSP nur wenige Instruktionen, um auf den lokalen Interrupt zu reagieren und kann so die volle Performance des CBLT und des VME-Bus ausnutzen.

6.2.3 Externer Speicher

Auf der Karte können bis zu 4 MByte statisches RAM¹ eingebaut werden, die direkt an den lokalen Bus abgeschlossen sind. Der Kontroll-CPLD dekodiert Zugriffe von den DSPs, bzw. von der VME-Bridge aus und erzeugt die entsprechenden Steuersignale für die Speicherbausteine.

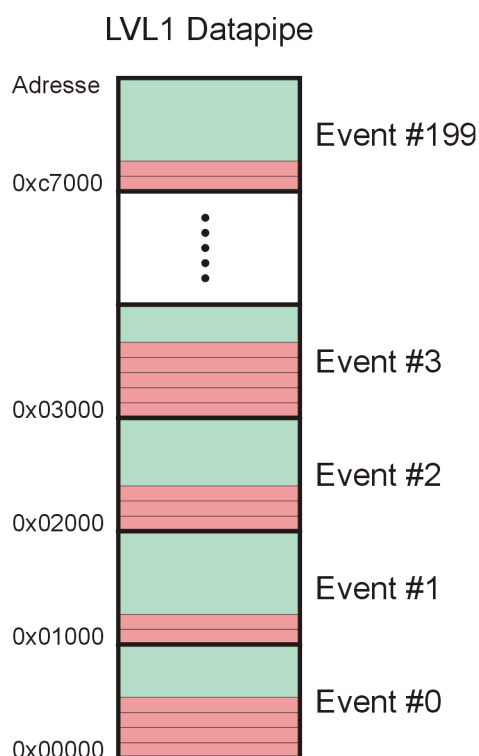


Abbildung 6.8: Interne Struktur der First Level Datapipe.

Ein Teil des externen Speichers wird als LVL1-Datapipe verwendet, d.h. die Ereignisdaten der TDC/ADC-Module werden bei einem CBLT Zugriff von der VME-Bridge in diesen lokalen Speicher geschrieben. Da es sich, im Gegensatz zu anderen (FIFO-) Implementierungen der LVL1-Datapipe, um einen adressierbaren Speicher handelt, muß der Master-DSP diesen verwalten. Die Struktur des Speichers ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Der Speicher ist in 200 Blöcke gleicher Größe aufgeteilt, von denen jeder ein Ereignis maximaler Größe, d.h. alle möglichen TDC/ADC-Kanäle enthalten Daten, aufnehmen kann. Tatsächlich werden diese Blöcke je nach Ereignisgröße unterschiedlich aufgefüllt. Die Blöcke werden in Form eines zirkularen Puffers mit Ereignisdaten beschrieben. Wurde der letzte freie Block beschrieben, werden weitere LVL1-Trigger durch Kommunikation mit der DTU bis zum Eintreffen von LVL2-Trigger unterdrückt.

Der restliche Speicher wird im wesentlichen als „shared-Memory“ zwischen den DSPs und der VME-CPU für den Austausch von Konfigurations- und Kontroll/Statusdaten verwendet.

1 Random Access Memory, schreib/lese Speicher

6.2.4 Schnittstelle zur Detector Trigger Unit

Die Schnittstelle zur DTU wurde in Kapitel 4.3.4 bereits beschrieben. Die LVL1- und LVL2-Triggerinformationen vom Triggerbus werden in der DTU serialisiert und über einen seriellen Port (SPORT) des Master-DSPs übertragen. Die Signale des seriellen Ports sind an, gemäß VME-Spezifikation, ungenutzte Leitungen der Reihe A des unteren VME-Steckers J2 geführt und werden durch eine von hinten auf die VME-Backplane aufgesteckte Platine mit Leitungen des sekundären Readoutinterfaces der DTU verbunden. Das Datenformat, sowie das Übertragungsprotokoll der seriellen Verbindung ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Zunächst wird das 8-Bit Triggertag übertragen, gefolgt vom 4-Bit Triggercode. Die nächsten vier Bit enthalten zwei Nullbits und zwei Bits, die angeben ob es sich um LVL1- oder LVL2-Triggerdaten handelt.

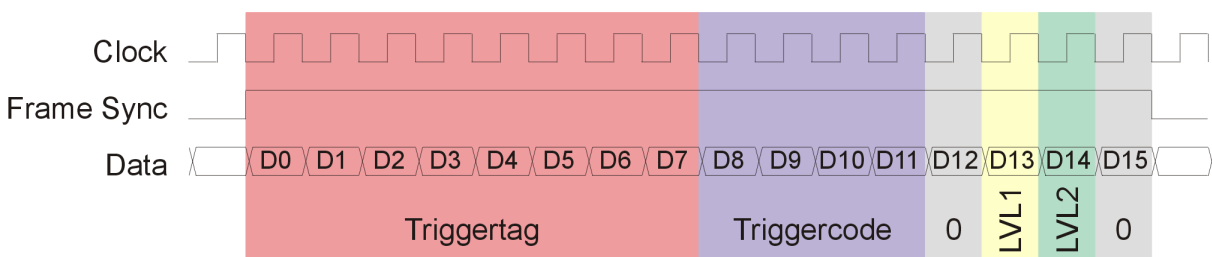


Abbildung 6.9: Serielles Übertragungsprotokoll zwischen TOF-DTU und TOF-IPU.

6.2.5 Schnittstelle zur Matching Unit

Diese Schnittstelle dient zur Übertragung der Positionsinformationen der Elektronenkandidaten zur Matching Unit. Die vom Triggeralgorithmus ermittelten Positionen auf den jeweiligen Szintillatorstreifen werden zuvor in Winkelkoordinaten θ und φ umgerechnet.

Technisch handelt es sich bei dieser Schnittstelle um ein einfaches Bussystem auf Basis von RS485 Signalen. Da mehrere TOF-IPU Module Daten über das gleiche Kabel zur Matching Unit übertragen, werden diese sukzessive von der Matching Unit adressiert und schicken ihre jeweiligen Daten zu Matching Unit. Das Protokoll ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

Zunächst überträgt die Matching Unit die 3-Bit Adresse des ersten IPU-Moduls, gefolgt von einem Parity-Bit. Die Adresse wird im Kontroll-CPLD mit der internen, beim Systemstart programmierten Adresse verglichen und bei Übereinstimmung wird ein Bit im CPLD-internen Statusregister gesetzt, das für alle DSPs zugänglich ist. Nach Durchlauf des Triggeralgorithmus für ein Ereignis schreiben die DSPs, bzw. der letzte DSP in der Verarbeitungspipeline zunächst die Anzahl der folgenden Worte (Word Count) und ein Statuswort (Header), gefolgt von den Positionsinformationen in einen 8-Bit breiten FIFO-Speicher. Die 32-Bit Worte werden dabei in vier 8-Bit Worte zerlegt, da das Matching Unit Interface eine Datenbusbreite von 8-Bit hat. Das Headerwort beinhaltet verschiedene Statusinformationen (siehe Abbildung 6.10), wie die LVL1-Triggerinformationen vom Triggerverteilungssystem (obere 16 Bit), gefolgt von der Anzahl der gefundenen Elektronenkandidaten (8 Bit) und dem für dieses Ereignis gültige Triggertag (8 Bit). Die 32-Bit Positionsinformationen bestehen aus den Winkeln θ und φ , die jeweils als 16 Bit Worte angegeben werden. Nachdem alle zu einem Ereignis gehörenden Positionsinformationen in das FIFO geschrieben wurden, überprüft der

DSP das Statusbit für die Übereinstimmung der Matching Unit Adresse und startet dann im Kontroll-CPLD die Übertragung.

Die Übertragungsrate beträgt beim Matching Unit Interface derzeit 20MByte/sec, d.h. in den für jedes Ereignis zur Verfügung stehenden 10µsec können theoretisch 50 Elektronenkandidaten (abzüglich Headerworte) übertragen werden. Diese Zahl verteilt sich jedoch auf mehrere IPU-Module, die sich den Bus teilen müssen.

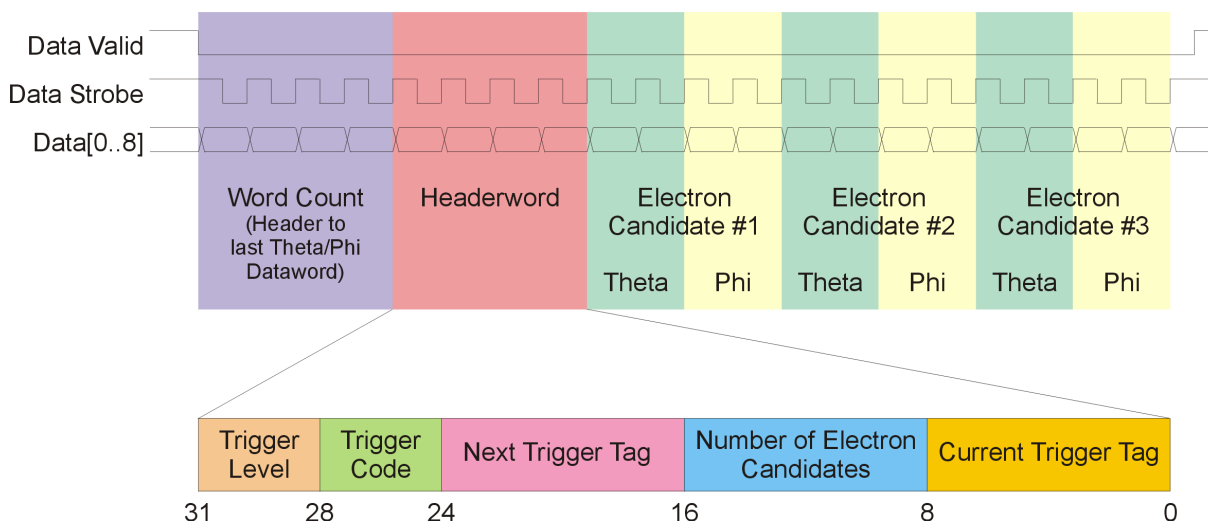


Abbildung 6.10: Übertragungsprotokoll des Matching Unit Interface. Zuerst wird eine 3-Bit Adresse plus Parity-Bit von der MU geschickt, woraufhin das TOF-IPU-Modul mit dieser Adresse seine Daten sendet.

6.2.6 DSP Link-Ports

Wie eingangs erwähnt stellen die in den DSPs integrierten sogenannten Linkports eine elegante Möglichkeit dar, Ereignisdaten zwischen den DSPs innerhalb der Verarbeitungspipeline des Triggeralgorithmus auszutauschen. Somit steht der lokale Bus mit nahezu seiner vollen Bandbreite für die Auslese der TDC/ADC-Module zur Verfügung. Die Möglichkeit die Linkport-Übertragung weiterhin durch den DMA-Controller zu steuern, belastet zudem nicht den Prozessorcore, sodaß die DSP-Rechenleistung im wesentlichen für den Triggeralgorithmus eingesetzt werden kann.

Die Linkports bestehen aus lediglich sechs Signalen, von denen vier als Datenleitungen, eines als Takt und eines als Handshakesignal verwendet wird. Das Protokoll ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Die 32-Bit Datenworte werden intern in acht 4-Bit Nibble zerlegt, die dann sequentiell übertragen werden. Jede fallende Flanke des Taktsignals /LCLK qualifiziert ein 4-Bit Nibble auf den Datenleitungen LDAT[0..3]. Ist der empfangende DSP nicht länger bereit Daten zu übernehmen, kann er im Verlauf des letzten 32-Bit Datenwortes das Handshakesignal LACK setzen und damit die Übertragung im Sender stoppen. Dieser Handshakemechanismus wird vom DSP-internen Linkportcontroller selbständig ausgeführt und belastet ebenfalls nicht den Prozessorcore.

Neben den Linkports zwischen den DSPs auf der Karte selbst (siehe Abbildung 6.5), sind je zwei Linkports von drei DSPs extern zugänglich. Diese werden dazu verwendet, die positiv

LVL2-getriggerten Ereignisdaten aus der LVL1-Datenpipe zum TOF-Concentrator (siehe Kapitel 6.2.8) zu übertragen. Da der TOF-Concentrator bis zu 5m von den TOF-IPU Modulen entfernt ist, werden die lokalen TTL-Signale der DSP-Linkports in differentielle LVDS¹-Signale umgewandelt. Diese arbeiten wie der HADES-Triggerbus mit paarig verdrehten Flachkabeln mit definierter Impedanz und sind so unempfindlich gegenüber elektromagnetischen Störungen. Der Vorteil dieser einfachen Umsetzung der Linkportsignale ist, daß das Protokoll und der Handshakemechanismus der DSPs weiterhin verwendet werden kann, d.h. es sind keinerlei zusätzliche Protokollbausteine oder Zwischenspeicher notwendig. Weiterhin sind die verwendeten TTL/LVDS-Umsetzer bidirektional einsetzbar, sodaß die Richtung der Linkportsignale bei Einsatz der Karte als IPU oder Concentrator entsprechend programmiert werden kann.

Die Linkports arbeiten wahlweise mit einer Übertragungsrates von 40MHz oder 80MHz, was einem Datendurchsatz von 20 bzw. 40 MByte/sec entspricht. Da jeweils zwei Linkports die DSP untereinander verbinden, können theoretisch bis zu 80 MByte/sec zwischen den DSPs übertragen werden. Dies bietet mehr als ausreichende Performance für die von den TDC/ADC-Modulen gelieferte Datenmenge von ca. 26 MByte/sec. Die externen Linkports übertragen lediglich positiv LVL2-getriggerte Daten, sodaß die Datenmenge hier bei spezifizierter LVL2-Triggereffizienz (Untersetzung 1:100) deutlich unter 1 MByte/sec sinkt.

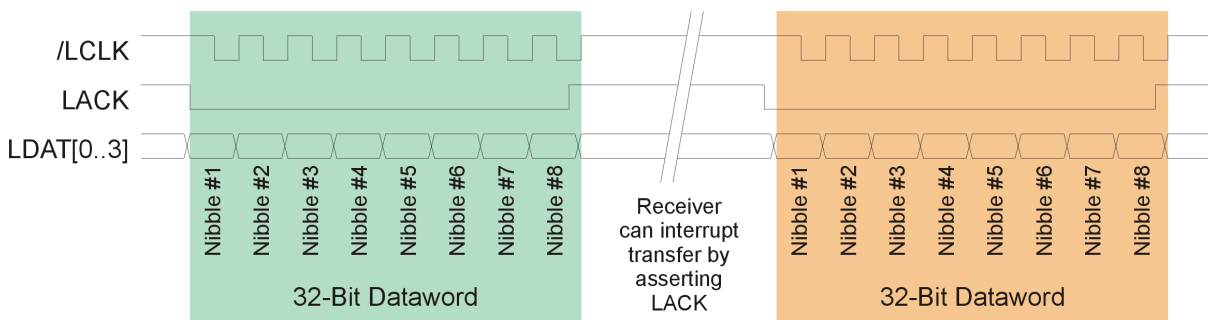


Abbildung 6.11: Übertragungsprotokoll der DSP-Linkports. Ein 32-Bit Datenwort wird in 4-Bit Nibbles zerlegt und sequentiell übertragen. Das Link Acknowledge (LACK) Signal dient zur Unterbrechung der Übertragung.

6.2.7 Kontroll-CPLD

Ein CPLD vom Typ Xilinx XC95288 übernimmt die wesentlichen Kontrollfunktionen auf der Karte. Dazu zählen insbesondere:

- Initialisierung des VME-Bridge Bausteins (VME-Basisadresse, A32/D32 Modus, etc.) nach Einschalten.
- Umsetzen von lokalen Bus-Request Anforderung der VME-Bridge in SHARC Host-Bus-Requests (siehe SHARC User's Manual [Ana95]).
- Dekodierung der lokalen Adressleitungen und Erzeugen von Chipselect Signalen bei Zugriff vom VME-Bus auf die DSPs und auf den externen Speicher.
- Erzeugen von Steuersignalen bei lokalem Zugriff auf des Ergebnisdaten-FIFO.
- Steuerung des Matching Unit Interfaces.

1 Low Voltage Differential Signalling

Die Funktionen des Kontroll-CPLDs sind in Abbildung 6.12 schematisch dargestellt.

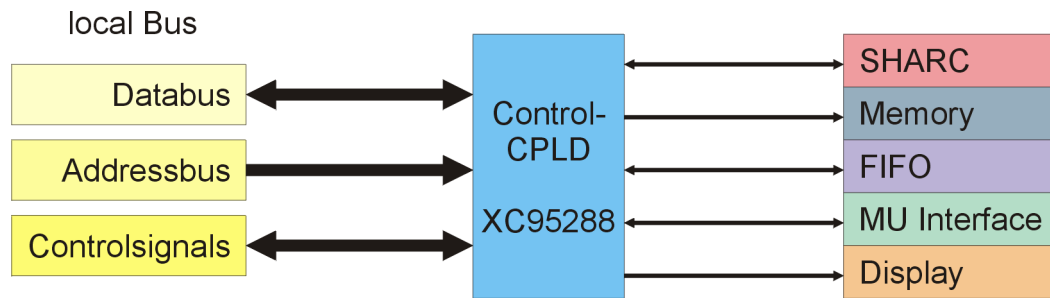


Abbildung 6.12: Darstellung der Kontroll-CPLD Funktionalität.

6.2.8 Konfiguration als Auslese- und Triggermodul (TOF-IPU)

Beim Einsatz der Karte als Auslese- und Triggermodul (TOF-IPU) werden die in Abbildung 6.13 dargestellten Schritte abgearbeitet. Nach Eintreffen der LVL1-Triggerinformation von der DTU werden die Ereignisdaten der TDC/ADC-Module per VME-CBLT Zugriff ausgelesen und in den externen Speicher (LVL1-Pipe) geschrieben. Der erste zu der Triggeralgorithmusverarbeitungs-pipeline¹ gehörende DSP liest die Ereignisdaten aus dem Speicher, verarbeitet einen Teilschritt des Algorithmus und gibt die Daten weiter an den nächsten DSP. Der letzte DSP in der Pipeline schreibt die Positionen der gefundenen Elektronenkandidaten in das Ergebnis-FIFO und startet die Übertragung zur Matching Unit. Mit Eintreffen eines LVL2-Triggers startet der Master-DSP die Übertragung der Ereignisdaten über einen der externen Linkports zum TOF-Concentratormodul.

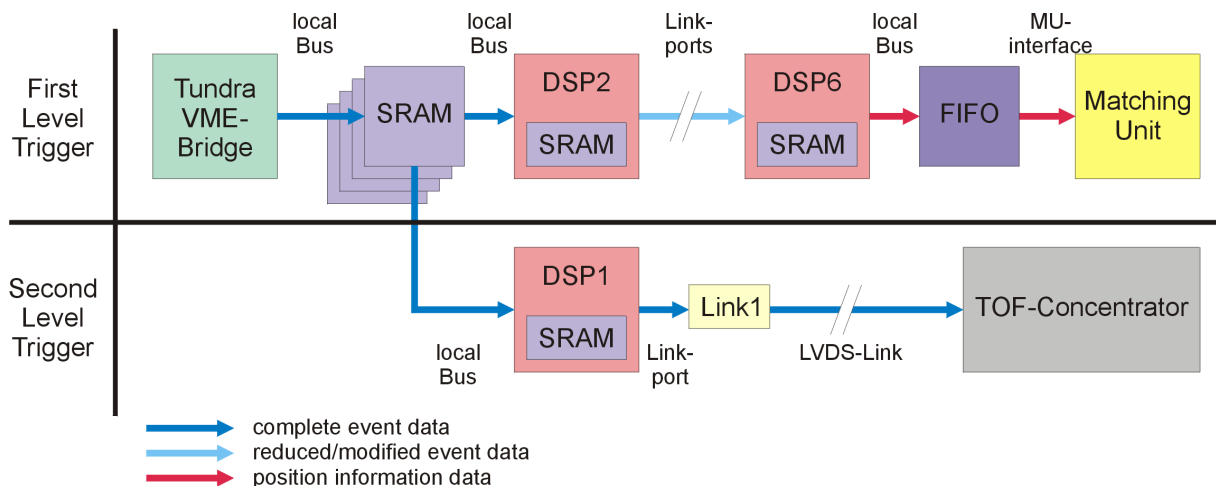


Abbildung 6.13: Verarbeitungsschritte in der TOF-IPU.

Die meisten dieser Verarbeitungsschritte geschehen in Software und werden daher durch entsprechende Programmierung der DSPs implementiert. Die notwendige Bestückung der Karte für die IPU-Funktionalität ist in Abbildung 6.14 dargestellt.

¹ längstes Wort der Arbeit !

Wesentlich für den Einsatz als IPU-Modul ist die Bestückung des Matching Unit Interface, sowie die Bestückung lediglich eines externen Linkports. Bei der abgebildeten Prototypversion der Karte sind anstelle der möglichen sechs DSPs lediglich zwei bestückt. Dies ermöglicht jedoch den Test der vollständigen Funktionalität mit einem Master-DSP und einem DSP, der den Triggeralgorithmus – mit geringerer Performance – abarbeitet.

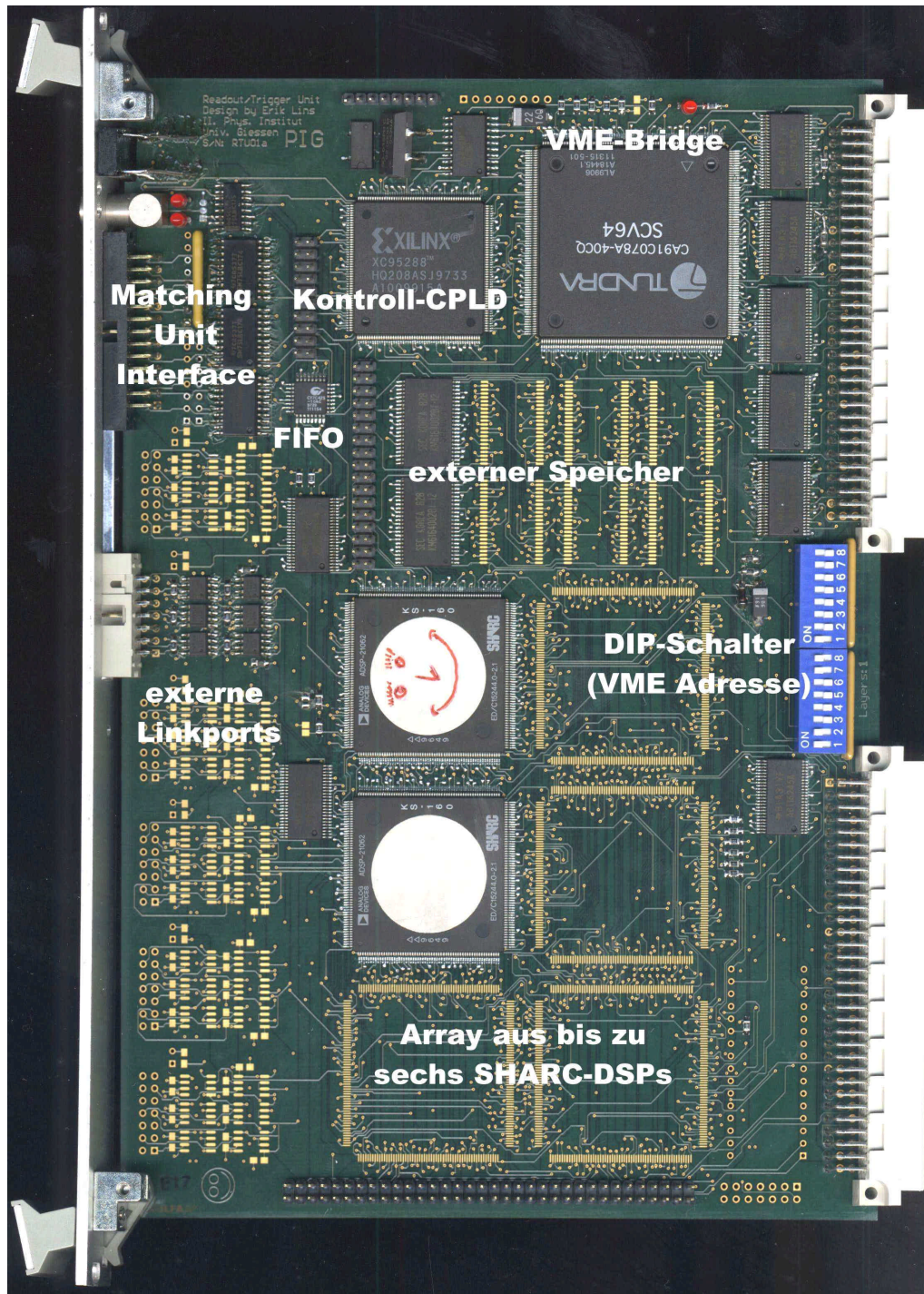


Abbildung 6.14: Konfiguration der Karte als Auslese- und Triggermodul TOF-IPU. Man erkennt, daß nur einer der externen Linkports (links im Bild) bestückt ist. Im abgebildeten Prototyp sind nur zwei der möglichen sechs DSPs bestückt.

6.2.9 Konfiguration als Concentratormodul

Die Funktionalität des Concentratormoduls besteht im wesentlichen aus dem Empfang der Ereignisdaten über mehrere externe Linkports, sowie der Verwaltung der LVL2-Datenpipe im externen Speicher der Karte. Da jeweils zwei der sechs externen Linkports an einen DSP angeschlossen sind, richtet sich die Anzahl der zu bestückenden DSPs nach der Anzahl der IPU-Module, die Daten zum Concentrator schicken sollen. Abbildung 6.15 zeigt die Bestückung der Karte für den Anschluß von bis zu sechs IPU-Modulen.

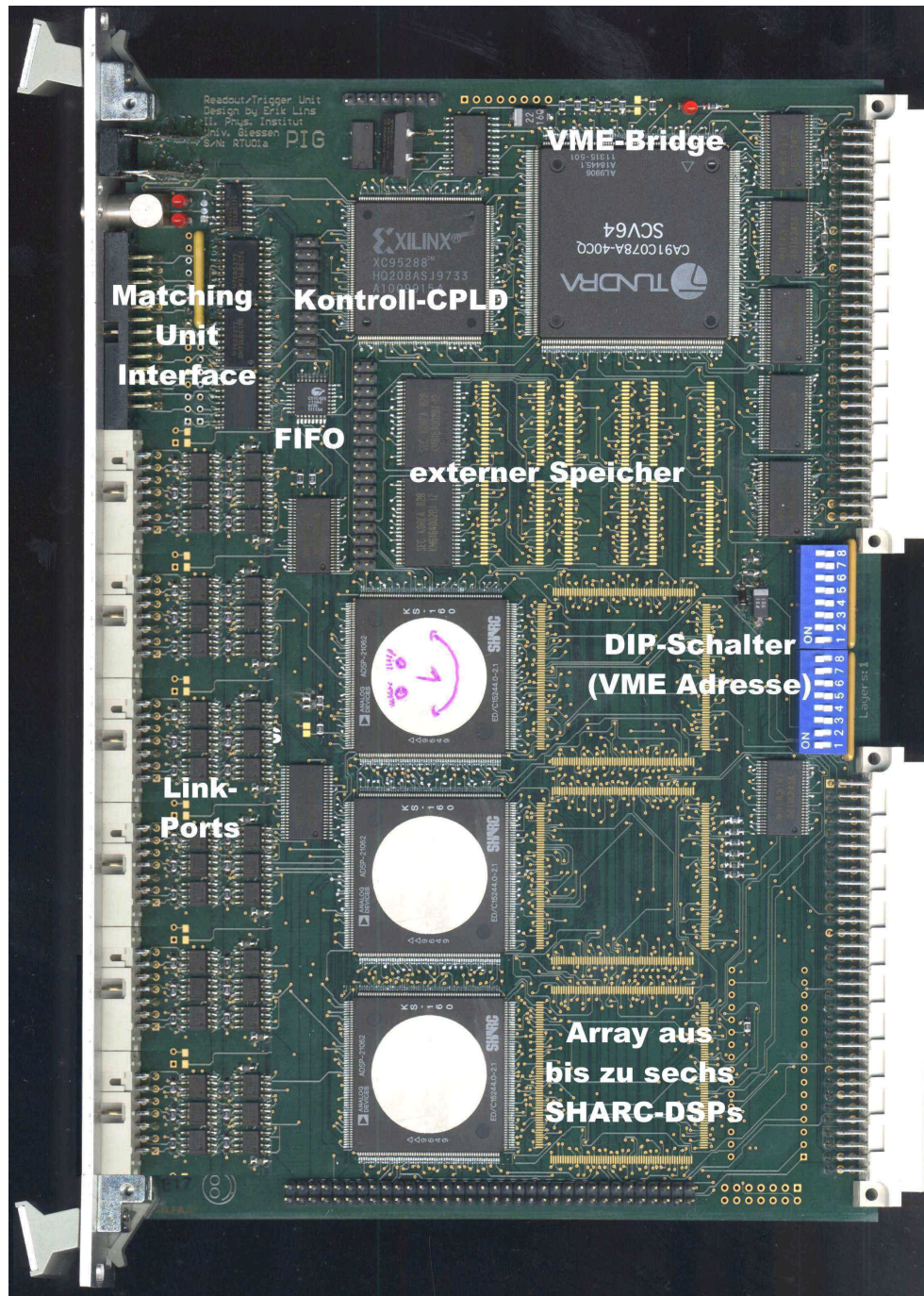


Abbildung 6.15: Konfiguration der Karte als Concentratormodul zur Auslese von bis zu sechs TOF-IPUs. Man erkennt alle sechs bestückten Linkports, sowie drei bestückte DSPs.

6.3 Implementierung des Triggeralgorithmus

Die Architektur der Karte bietet verschiedene Möglichkeiten für die Verteilung der Schritte des Triggeralgorithmus auf die zur Verfügung stehenden DSPs. Hierbei kann man zwei prinzipielle Vorgehensweisen unterscheiden:

6.3.1 Pipeline-Architektur

Bei der Pipelineverarbeitung propagieren die Ereignisdaten durch eine Kette von DSPs. Jeder DSP arbeitet einen Teilschritt des Algorithmus ab und reicht das *Ergebnis* seiner Berechnung zum nächsten DSP weiter. Hierbei ist wichtig, daß jeder Verarbeitungsschritt möglichst nur vom Ergebnis des direkt vorangegangenen Schrittes abhängt und nicht von weiter zurückliegenden Schritten, da sonst zusätzlich zu den jeweiligen Ergebnissen noch zusätzlich die Ergebnisse früherer Schritte „mitgenommen“ werden müßten. Letzteres ist in der Praxis nicht immer zu vermeiden.

Die notwendigen Rechenoperationen zur Berechnung der Teilchengeschwindigkeit anhand der TDC/ADC-Daten und das Kriterium zur Elektronenidentifizierung wurden in Kapitel 5 bereits erläutert. Voraussetzung für deren Pipeline-Implementierung ist die Aufteilung in logische Schritte, bei denen ausschließlich Abhängigkeiten zum vorangegangenen Schritt bestehen.

Tabelle 6.1 zeigt eine Aufteilung der Rechenoperationen aus Kapitel 5, die die angesprochenen Anforderungen weitestgehend erfüllen. In der Spalte „Eingabe“ sind die Parameter aufgeführt, von denen die in der Spalte „Rechenoperationen“ gezeigten Berechnungen abhängen. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in der letzten Spalte „Ausgabe“ aufgelistet. Da die Winkelkoordinaten der Elektronenkandidaten erst nach der Triggerbedingung berechnet werden, ist es notwendig einen Teil des Ergebnisses aus Schritt IV (Position X) in den folgenden Schritten mitzutransportieren.

Da lediglich fünf DSPs für die Verarbeitungspipeline zur Verfügung stehen ist es notwendig, zumindest zwei der sechs Schritte zusammenzufassen. Hier bieten sich die Schritte V und VI an, da sowohl das Überprüfen der Triggerbedingung als auch das Schreiben der Daten in das Ergebnis-FIFO mathematisch wenig aufwendige Operationen sind.

6.3.2 Parallel-Architektur

Ein Aufteilung der Rechenschritte ist bei der parallelen Verarbeitung von Ereignisdaten in mehreren DSPs nicht notwendig, vielmehr muß jeder DSP alle Schritte des Triggeralgorithmus abarbeiten und auch alle dazu notwendigen Parameter in seinem internen Speicher aufbewahren. Die Schwierigkeit liegt hier in der Überwachung und Synchronisierung der DSPs durch einen Master, um die zeitliche Reihenfolge der Ergebnisdaten einzuhalten und koordiniert zur Matching Unit zu übertragen.

Folgt beispielsweise ein Ereignis B mit wenig Daten auf ein Ereignis A mit vielen Daten, ist es möglich, daß Ereignis B früher abgearbeitet ist. Trotzdem darf Ereignis B nicht vor Ereignis A zur Matching Unit übertragen werden, da dies die allgemeine Pipelinearchitektur des übrigen Triggersystems nicht erlaubt.

Tabelle 6.1: Verarbeitungsschritte des TOF-Triggeralgorithmus

Nr.	Eingabe	Rechenoperationen	Ausgabe
I	TDC/ADC-Werte $TDC_{L/R}^{gemessen}$ $ADC_{L/R}$	Walkkorrektur der TDC-Werte $TDC_{L/R} = TDC_{L/R}^{gemessen} \cdot \left(\frac{ADC_{L/R}}{ADC_{L/R}^{ref}} \right)^{\alpha}$	korrigierter TDC-Wert $TDC_{L/R}$
II	korrigierter TDC-Wert $TDC_{L/R}$	Zeitkalibrierung $T_{L/R} = R_{L/R} \cdot TDC_{L/R} + O_{L/R}$	gemessene Zeit $T_{L/R}$
III	gemessene Zeit $T_{L/R}$	Berechnung von Flugzeit und Position $TOF = \frac{T_L + AT_R + B \cdot \frac{AT_L^{lauf} + AT_R^{lauf}}{2}}{2}$ $X = \left(\frac{T_L - BT_R}{2} \right) \cdot \frac{1}{v_g}$	Flugzeit und Position TOF X
IV	Flugzeit und Position TOF X	Berechnen der zurückgelegten Strecke und Geschwindigkeit $s = \sqrt{r^2 + AX^2}$ $v = \frac{s}{TOF}$	Geschwindigkeit und Position v X
V	Geschwindigkeit und Position v X	Überprüfen der Triggerbedingung $v_{min} < v < v_{max}$	Elektronen-kandidat und Position JA / NEIN X
VI	Elektronen-kandidat und Position JA/NEIN X	Berechnen der Winkel θ und ϕ aus der Position X Schreiben der Daten in das Ergebnis-FIFO und Start der Übertragung zur Matching Unit.	

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit mußte auf die vollständige Implementierung des Triggeralgorithmus verzichtet werden. Der Master-DSP leitet die Ereignisdaten zum zweiten DSP weiter, der lediglich die Headerinformationen zur Matching Unit überträgt, damit dort ein Konsistenzcheck mit den anderen Triggerteilsystemen anhand des Triggertags durchgeführt werden kann. Abbildung 6.16 zeigt die reduzierte Übertragung des Headers zur Matching Unit.

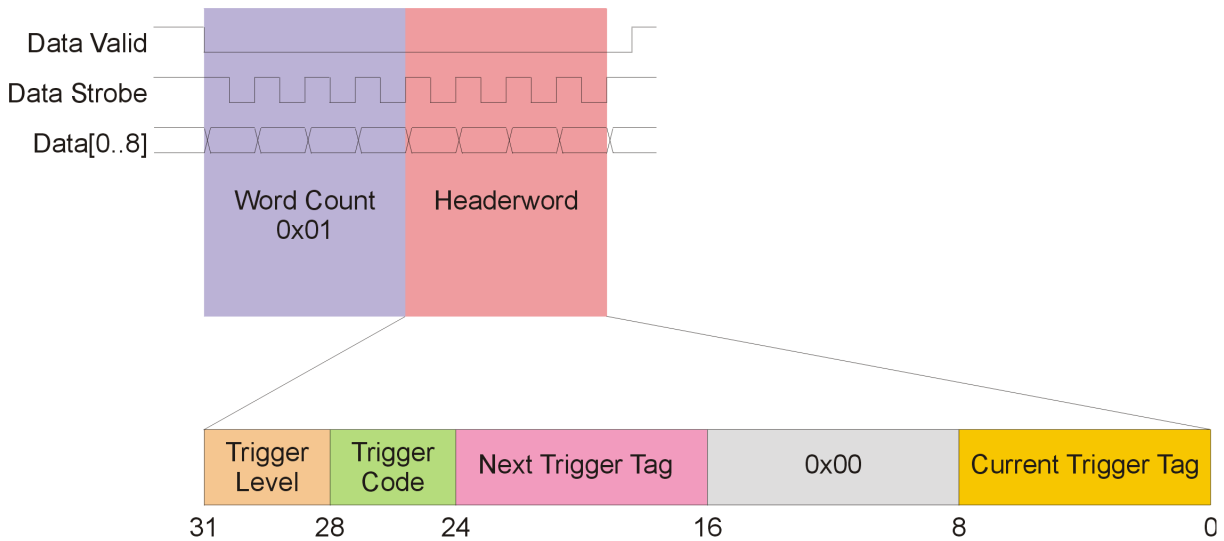


Abbildung 6.16: Übertragung der reduzierten Informationen zur Matching Unit.

Die Implementierung des kompletten Algorithmus ist Gegenstand aktueller Arbeiten der HADES-Gruppe in Gießen [Frö01].

7 Erfahrungen und Ausblick

7.1 Erfahrungen mit dem Triggerverteilungssystem

Vier Prototypen der Detector Trigger Unit Module wurden erstmals im Juni 1997 in einem Testexperiment eingesetzt. Eines davon arbeitete als Central Trigger Unit. Die aktuelle Hardware wurde im Jahr darauf entwickelt und unterscheidet sich nur unwesentlich von den damaligen Prototypen – Unterschiede bestehen lediglich in den verwendeten Steckverbindern für den HADES-Triggerbus und den Treibern des primären Readoutinterfaces.

In den folgenden Jahren wurde die in Kapitel 4 beschriebene detektorspezifische Funktionalität der DTU-Module implementiert und während verschiedener Hardwaretests und Teststrahlzeiten an der GSI überprüft.

Hierbei sind im wesentlichen zwei Einschränkungen zu Tage getreten, die in den folgenden Unterkapiteln beleuchtet werden.

7.1.1 Unterscheidung mehrerer Triggertypen

Das ursprüngliche Konzept der Central Trigger Unit unterscheidet lediglich zwei Typen externer Trigger, die zu einer Auslese der Detektoren führen: „Normal Event“ und „Calibration Event“. Es hat sich im Verlauf der letzten Testexperimente herausgestellt, daß dies primär aus zwei Gründen unzureichend ist.

Die Struktur des Datenaufnahmesystems erfordert z.Zt., daß Ereignisdaten von allen Detektorteilsystemen (Subevents) geliefert werden müssen, um ein vollständiges Event zu bilden und dieses auf Band zu schreiben. Das Fehlen eines Subevents führt dazu, daß die übrigen Subevents ebenfalls gelöscht werden. In der Praxis bedeutet dies, daß sobald ein Detektorteilsystem eine Kalibrierung durchführt alle anderen Detektorteilsysteme ebenfalls ausgelesen und deren Subevents gespeichert werden müssen, obwohl diese in dem Augenblick wenig sinnvolle Daten enthalten. Solange diese Kalibrierung selten genug erfolgt ist dies unkritisch, erhöht jedoch bei einer häufiger notwendigen Kalibrierung merklich die Datenmenge, die dann auch bei der Offline-Analyse bearbeitet werden muß. Die gleichzeitige Kalibrierung aller Detektorteilsysteme würde zwar „sinnlose“ Subevents vermeiden, aber die Datenmenge kaum reduzieren, da alle Detektoren mit der höchsten notwendigen Rate kalibriert würden. Dies hat sich weiterhin in der Praxis als nicht durchführbar herausgestellt, da z.B. eine TOF-Kalibrierung mit Laserpulsen zu derart starken elektromagnetischen Störungen führt, daß eine gleichzeitige Kalibrierung der übrigen Detektoren nicht mehr möglich ist.

Weiterhin benötigt z.B. der MDC-Detektor zwei unterschiedliche Kalibrierungsverfahren. [Str01] In einem automatischen Kalibrierungsmechanismus verwenden die TDCs einen 5 MHz Referenztakt als Start- und Stoppsignal und generieren pro Kanal sechs Zeitwerte, aus denen sich über eine lineare Regression der Eichfaktor des Kanals ermitteln läßt. Da die TDCs hierfür umkonfiguriert werden müssen, dauert dieses Kalibrierungsverfahren deutlich länger als die spezifizierten 10µsec und wird daher nur etwa alle 100msec oder seltener ausgelöst. Im zweiten Kalibrierungsverfahren erhält jede Driftkammer einen definierten Testpuls und generiert die Daten, wie bei einer normalen Messung. Um die Datenmenge zu reduzieren werden hierbei nur bestimmte, vorher festgelegte Kanäle ausgelesen. Problematisch hierbei ist, daß die unterschiedlichen Kalibrierungsverfahren in den Daten nicht unterschieden werden können, da nur ein Triggercode für „Calibration Event“ existiert.

Aus diesen Gründen wurde das FPGA-Design der Central Trigger Unit so erweitert, sodaß eine größere Zahl Triggertypen anhand des LVL1-Triggercodes unterschieden werden können (siehe Tabelle 7.1).

Da im LVL2-Triggercode nicht mehr die gleiche Anzahl Bits zur Verfügung stehen – das oberste Bit repräsentiert die LVL2-Triggenerentscheidung – müssen fünf normale LVL1-Triggertypen zusammengefaßt werden. Dies bedeutet, daß das alle Auslesesysteme auf diese Triggercodes identisch reagieren müssen und Daten erzeugen müssen, während es bei unterscheidbaren Triggercodes erlaubt sein kann, daß Detektorteilsysteme keine Subeventdaten liefern. Neben dem Triggerverteilungssystem muß auch die Datenaufnahme-Software (Eventbuilder) daran angepaßt werden, da nun auch Events gespeichert werden müssen, wenn einzelne Subevents fehlen.

Das neue CTU-Design wird derzeit zusammen mit entsprechend angepaßten DTU-Designs und neuer Eventbuildingsoftware an der GSI getestet und wird voraussichtlich während der nächsten Strahlzeit im April 2001 eingesetzt werden.

Tabelle 7.1: Übersicht über die neuen Triggertypen und Triggercodes.

Triggertyp	Triggercode LVL1	Triggercode LVL2 (pos/neg)	Bedeutung
Normal Event 1	x0001	x0001/x1001	Normaler Trigger zur Detektorauslese
Normal Event 2	x0010	x0001/x1001	"
Normal Event 3	x0011	x0001/x1001	"
Normal Event 4	x0100	x0001/x1001	"
Normal Event 5	x0101	x0001/x1001	"
Normal Event 6	x0110	x0010/x1010	Normaler Trigger zur Detektorauslese
0,1 Hz	x0111	x0011/x1011	MDC Kalibrierungstrigger I
Calibration Event	x1000	x0100/x1100	frei für Erweiterungen
10 Hz	x1001	x0101/x1101	Kalibrierungstrigger Schauer/MDC II
Spill On/Off	x1010	x0110/x1110	Trigger zu Beginn und Ende des Spills

7.1.2 Vorteile einer sternförmigen Triggerverteilung

Die Verteilung der Triggerinformationen über einen Bus unterliegt neben dem Vorteil einer einfachen Verkabelung gewissen prinzipiellen Einschränkungen:

Der Bus muß an beiden Enden terminiert sein. Das erfordert das Aufstecken von Terminierungswiderständen auf die DTU-Module an den Busenden und das Entfernen der Widerstände auf den übrigen Modulen. In der Praxis kommt es häufig vor, daß sich die Position der DTU-Module im Bus ändert oder diese mit DTU-Modulen aus Testaufbauten im Labor ausgetauscht werden, sodaß die Änderung der jeweiligen Terminierung der Module umständlich ist und eine potentielle Fehlerquelle darstellt.

Da alle DTU-Module am Triggerbus die Busy- und Errorleitung gemeinsam benutzen, ist es seitens der CTU bzw. der Kontrollsoftware der CTU nicht möglich, festzustellen, welches Detektorteilsystem für die Unterbrechung oder den Fehler verantwortlich ist. Vielmehr muß von jedem Kontrollprogrammen in den jeweiligen Crates der Status des DTU-Moduls abgefragt werden.

Um die Handhabung des Triggerbus in der Praxis zu vereinfachen wurde von der HADES-Gruppe in Krakau ein sogenannter „Triggerhub“ entwickelt, der den Triggerbus in sechs identische Stränge aufteilt (siehe Abbildung 7.1). Das Protokoll bleibt so vollständig erhalten, die Busy- und Errorsignale der sechs Stränge werden verodert und an die CTU weitergegeben. Die Hardware des Triggerhubs erlaubt weiterhin, einzelne Stränge abzuschalten und eventuelle Busy- und Errorsignale auszumaskieren. Eine Statusabfrage des Triggerhubs per Software erlaubt die direkte Identifizierung des DTU-Moduls, welches die Unterbrechung oder den Fehler ausgelöst hat. Die Verkabelung des Triggerverteilungssystems ist jedoch aufwendiger, da mehrere Triggerbuskabel vom Triggerhub zu den Detektorteilsystemen verlegt werden müssen.

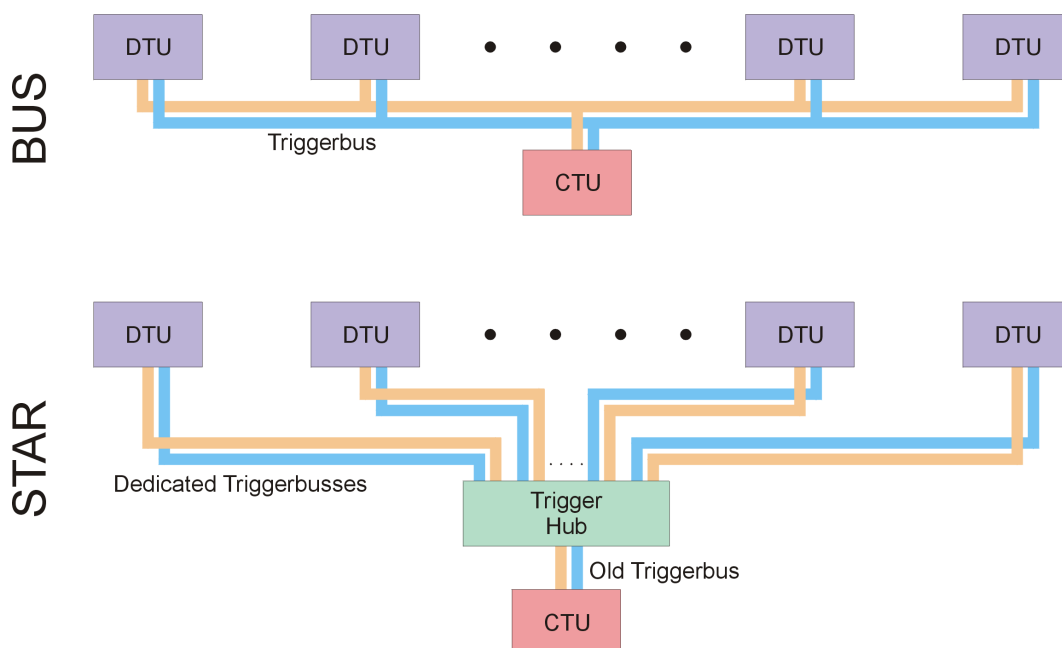


Abbildung 7.1: Alternatives Triggerbuskonzept durch einen Triggerhub und sternförmige Anordnung.

7.2 Erfahrungen mit der TOF-Triggerelektronik

Im Labor wurde die grundlegende Funktionalität der TOF-IPU getestet. Hierzu wurden Testprogramme erstellt, die von der VME-CPU aus den Zugriff auf die VME-Bridge, den Kontroll-CPLD, den externen Speicher, sowie den internen Speicher der DSPs testen.

Die weitere Funktionalität der Karte wurde dann mit Testprogrammen für die DSPs überprüft, da Teile der Karte nur vom lokalen Bus aus zugänglich sind, wie z.B. das Matching Unit Interfaces und die DTU-Schnittstelle. Die DSP-Programme wurde in der Programmiersprache C erstellt, was gegenüber der Assemblerprogrammierung den Vorteil der einfacheren Wartbarkeit hat.

7.2.1 Hardwaretests

Ein minimaler Testsetup in einem VME-Crate mit einer CTU, einer DTU mit TOF-Aufsteckmodul, einer TOF-IPU und drei TDC-Modulen wurde im Labor aufgebaut. Ein TOF-Concentratormodul war in diesem Stadium noch nicht verfügbar. Für die Erzeugung der TDC-Startsignale wurde ein spezieller Testmodus der TOF-DTU verwendet, sodaß keine externe Triggerlogik notwendig war. Da keine Stoppsignale für die TDCs erzeugt werden konnten und alle Kanäle somit einen Überlauf verursachen, wurde deren Schwellenunterdrückung abgeschaltet, sodaß alle Kanäle Daten schicken.

Mit diesem Testsetup konnten alle Auslesefunktionen der TOF-IPU implementiert und getestet werden. Um die vollständige Pipestruktur des Auslese- und Triggersystems ohne TOF-Concentratormodul testen zu können, wurde die LVL2-Datenpipe zunächst im den externen Speicher der TOF-IPU realisiert. Die LVL2-Datenpipe wurde jedoch nicht ausgelesen, da zu dem Zeitpunkt im Labor keine Software zur Verfügung stand. Dieses System wurde mit LVL1-Triggerraten bis ca. 30 kHz getestet. Die spezifizierten 100 kHz konnten nicht erreicht werden, da die Programmierung der DSPs in C nicht deren volle Performance erlaubt. Insbesondere Interruptroutinen, die auf die Übertragung der Triggerinformationen und auf das Ende der TDC-Auslese (CBLT, Buserror) reagieren leiden deutlich unter der Implementierung in C. Weiterhin wurde das Interface zur Matching Unit mit Testdaten auf seine Funktion hin überprüft.

7.2.2 Testexperiment Mai/Juni 2000

Die nächste Stufe der Inbetriebnahme bestand in einem Auslese- und Triggertest während einer HADES-Teststrahlzeit im Mai/Juni 2000 an der GSI.

Der Laborsetup wurde zunächst unverändert an der GSI in Betrieb genommen und um zusätzliche TDC-Module in der CBLT-Kette erweitert. Ein Fehler in der Firmware des VME-Interface der TDC-Module machte jedoch die CBLT-Auslese von mehr als drei TDC-Modulen unmöglich, sodaß die DSP-Software für normale BLT-Auslese geändert werden mußte. Der nächste Schritt war die Integration in die allgemeine HADES-Datenaufnahmesoftware, d.h. die Auslese der LVL2-Datenpipe in der TOF-IPU von einer VME-CPU. Durch das Fehlen eines TOF-Concentratormoduls war die LVL1-Triggerrate stark eingeschränkt, da sich die Auslese der TDC-Module durch die TOF-IPU und die Auslese der TOF-IPU durch die VME-CPU die Bandbreite des VME-Bus teilen müssen. Die so erreichte Triggerrate lag bei ca. 1-2 kHz. Es konnte jedoch die volle Auslesefunktionalität der TOF-IPU und deren Integration in das HADES-Datenaufnahmesystem demonstriert werden.

Als nächster Schritt wurde neben zwei weiteren TOF-IPU-Modulen auch ein TOF-Concentratormodul aufgebaut, sodaß im Labor ein vollständiges TOF-Datenaufnahmesystem zur Verfügung stand. Die DSP-Software der TOF-IPU wurde angepaßt und neue Software für den Concentrator entwickelt, sodaß LVL2-Daten über die externen Linkports zum Concentrator geschickt und dort in der LVL2-Datenpipe gespeichert wurden. Da die HADES-Datenaufnahmesoftware im Labor nicht zur Verfügung stand wurde eine rudimentäre Software erstellt, die lediglich den Umschaltmechanismus der aus zwei Datenpuffern bestehenden LVL2-Datenpipe testet. Das Laborsystem unterlag weiterhin der Beschränkung auf ein VME-Crate, sodaß TOF-IPU und TOF-Concentrator denselben VME-Bus verwendeten und daher keine Steigerung der LVL1-Triggerrate möglich war. Dies war Gegenstand der Vorarbeiten für die Strahlzeit im November 2000 an der GSI.

7.3 Strahlzeit November 2000

Die nächste Stufe der Systemintegration war der erneute Aufbau des TOF Auslese- und Triggersystems an der GSI für die Strahlzeit im November 2000.

7.3.1 Hardwareintegration

Zur Auslese aller sechs TOF-Segmente werden 24 TDC-Module benötigt, sodaß diese über zwei VME-Crates verteilt werden mußten und somit zwei TOF-IPUs für die Auslese benötigt wurden. Die zwischenzeitlich korrigierte Firmware der TDC-Module machte die schnelle Auslese per CBLT möglich, sodaß in Verbindung mit dem TOF-Concentrator eine LVL1-Triggerrate von bis zu 8 kHz möglich waren. Die Limitierung gegenüber den 30 kHz im Labor liegt zu einem kleinen Teil an der größeren Anzahl ausgelesener TDC-Module, größtenteils jedoch an der derzeit verwendeten HADES-Datenaufnahmesoftware, die den TOF-Concentrator nicht per Blocktransfer (BLT) ausliest, sondern einfache VME-Zugriffe verwendet, die deutlich langsamer sind.

In dieser Strahlzeit wurde auch erstmals die Matching Unit zur Erzeugung der LVL2-Trigger eingesetzt. Es wurde allerdings kein „Matching“ der Triggerteilsysteme vorgenommen, sondern lediglich die Triggercode- und Triggertag-Informationen, die von der TOF-IPU zur Matching Unit übertragen wurden, zur Erzeugung von LVL2-Triggerinformationen benutzt.

Somit konnte, bis auf die Elektronenidentifizierung, die volle Funktionalität des TOF Auslese- und Triggersystems in Verbindung mit der Matching Unit demonstriert werden.

Die im folgenden beschriebenen TOF-Daten der C+C-Strahlzeit im November 2000 wurden ausschließlich mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten TOF Auslese- und Triggerelektronik ausgelesen.

7.3.2 Strahlzeitdaten

Während der Strahlzeit im November 2000 an der GSI wurde die Reaktion C+C bei 1,5 AGeV untersucht. Erste Resultate der dabei aufgenommenen Daten werden im folgenden kurz zusammengefaßt.

Multiplizitätsverteilung

Wie in Simulationen gezeigt wurde, erlaubt die Teilchenmultiplizität eine Aussage über die Zentralität der Schwerionenkollision. Gegenüber der in Abbildung 3.2 gezeigten Multiplizitätsverteilung einer Au+Au Kollision erwartet man bei der untersuchten C+C Reaktion deutlich geringere Multiplizitäten.

Die in der Strahlzeit gemessene Multiplizitätsverteilung ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Die genaue Form der Verteilung ist durch Parameter wie Phasenraumverteilung und Detektorakzeptanz gegeben.

Der Abfall für Multiplizitäten kleiner als 5 ist auf die für den LVL1-Trigger verwendete Schwelle zurückzuführen. Die in Abbildung 3.2 zu erkennende Plateaustruktur bleibt bei der C+C Reaktion nahezu aus, da es sich verglichen mit Au+Au um ein sehr leichtes System handelt, sodaß die Multiplizitätsverteilungen der unterschiedlichen Stoßparameter ineinanderlaufen und keine Unterscheidung mehr möglich ist.

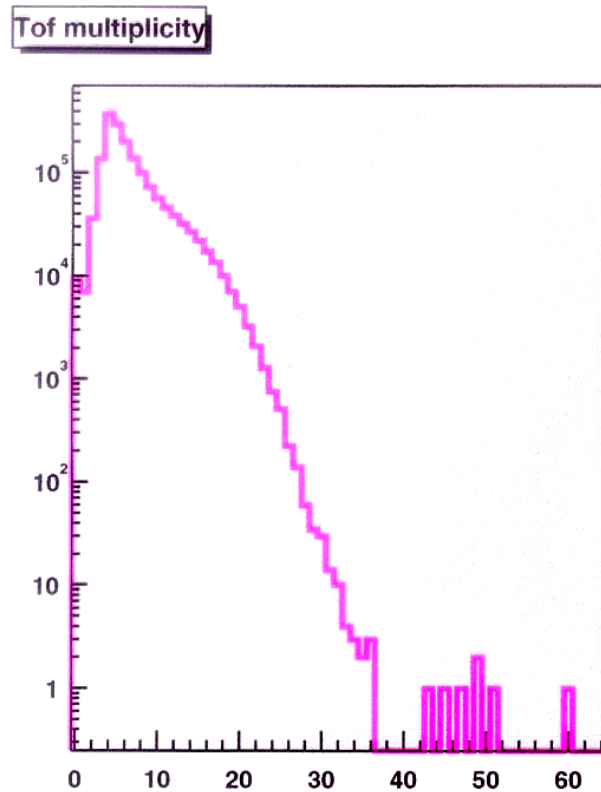


Abbildung 7.2: TOF-Multiplizitätsverteilung für C+C Daten der Strahlzeit November 2000. [Tlu01]

Korrelation der RICH und TOF Daten

Abbildung 7.3 zeigt in der oberen Grafik die θ -Winkel aller von RICH und TOF nachgewiesenen Teilchen gegeneinander aufgetragen. Man erkennt zunächst den polaren Akzeptanzbereich von TOF2 zwischen 45° und 85° auf der Abszisse, während RICH auch bei kleineren Polarwinkeln Teilchen nachweisen kann (in der Abbildung nur bis 40° dargestellt). Die gleichmäßige Form der Verteilung zeigt, daß sowohl RICH als auch TOF über den kompletten Winkelbereich Teilchen nachgewiesen haben. Die untere Grafik zeigt die gleiche Auftragung mit einer Beschränkung der Flugzeit der Teilchen auf ein Fenster zwischen $6,4\text{nsec} \leq \text{TOF} \leq 7,6\text{nsec}$. Die diagonale Struktur zeigt, daß die durch die Flugzeitbeschränkung ausgewählten Teilchen im wesentlichen Elektronen sind, die auch vom RICH nachgewiesen wurden. Strukturen außerhalb der diagonalen Linie kommen hauptsächlich von schnellen Pionen, die in das Flugzeitfenster fallen und mit RICH-Elektronen kombiniert wurden.

Die Flugzeitbeschränkung führt zu einer Reduktion der ca. 21.000 Teilchen in der oberen Grafik auf ca. 1.800 Teilchen, was einer Unterdrückung von ca. 90% entspricht.

Eine andere Korrelation der TOF- und RICH-Daten ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Das Flugzeitspektrum in der oberen Grafik zeigt alle von TOF nachgewiesenen Teilchen. Man erkennt deutlich die Anteile von Pionen, Protonen und Deuteronen am Gesamtspektrum. Dies deckt sich mit den aus Simulationen (siehe Abbildung 5.1) erwarteten Verteilungen. In der unteren Grafik wurden lediglich die Teilchen eingetragen, für welche im RICH-Detektor ein Ring gefunden wurde. Dies führt einer deutlichen Reduzierung des hadronischen Unter-

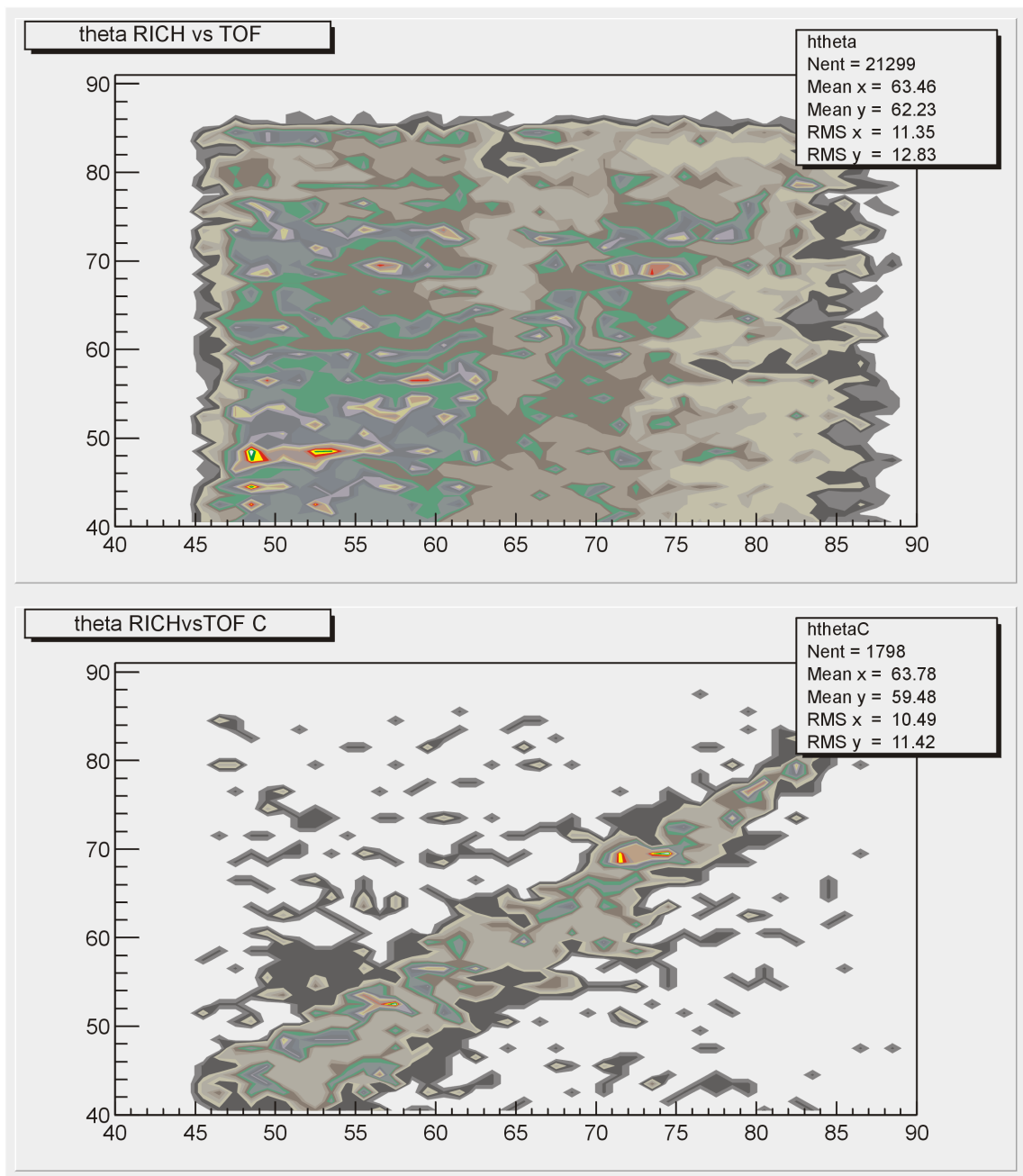


Abbildung 7.3: Korrelation der q -Winkelverteilung zwischen RICH und TOF ohne (oben) und mit (unten) Auswahl schneller Teilchen anhand der TOF Daten. [Tlu01]

grundes, sodaß die ca. 10^7 Teilchen im oberen Flugzeitspektrum auf ca. 21.000 reduziert werden können. Dies zeigt weiterhin, daß eine grobe Teilchenidentifizierung nach dem im Kapitel 5 beschriebenen Verfahren möglich ist.

Teilchenidentifizierung

Die Offline-Datenanalyse erlaubt zur Teilchenidentifizierung darüberhinaus die Einbeziehung der Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld. Man erhält so das in Abbildung 7.5 dargestellte Diagramm, in dem die Flugzeit der Teilchen gegen den Teilchenimpuls aufgetragen ist. Gegenüber dem reinen Flugzeitspektrum erkennt man nun eine deutliche Separation von Pionen, Protonen und Deuteronen.

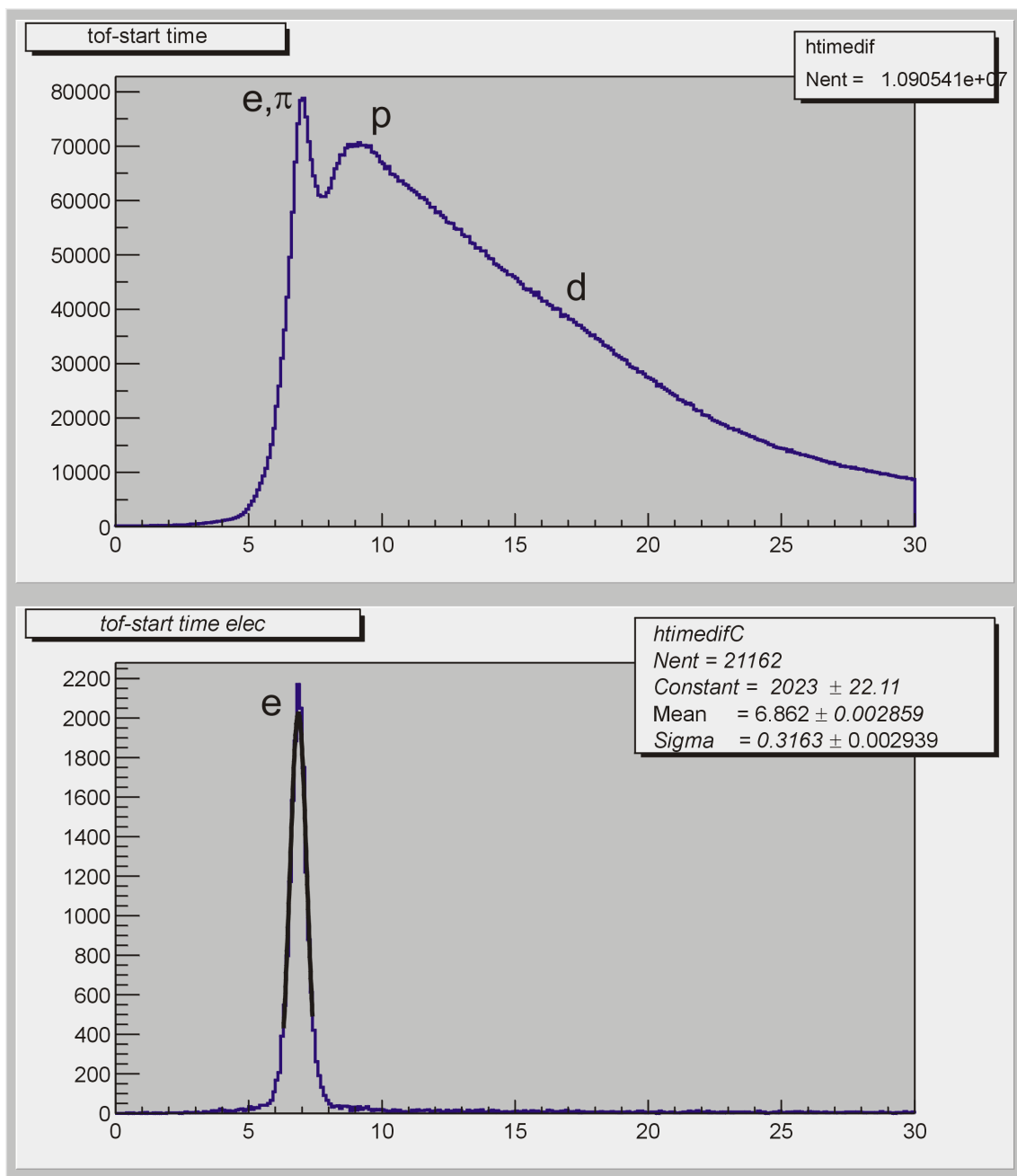


Abbildung 7.4: Flugzeitspektrum in [nsec] ohne (oben) und mit (unten) Korrelation mit RICH. [Tlu01]

Noch besser zu erkennen ist dies in Abbildung 7.6, in der die Teilchenmasse gegen den Teilchenimpuls aufgetragen ist. Durch eine Linearisierung dieser Darstellung, in der die Anzahl der Teilchen über der Masse als Funktion des Impulses p und der Ladungszahl Z :

$$M = \frac{pEZ}{\text{OEO}} \quad (7.1)$$

aufgetragen sind, erhält man das in Abbildung 7.7 dargestellte „Particle-ID“ Spektrum.

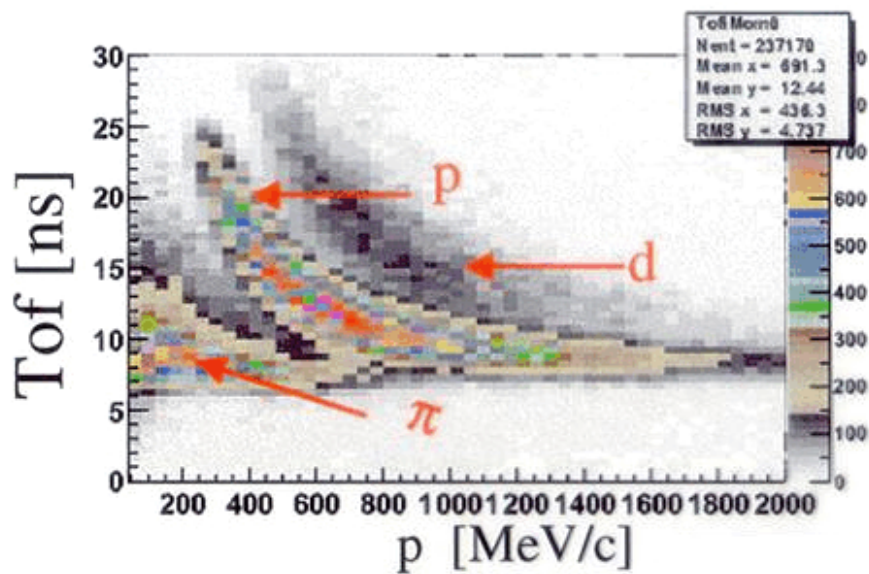


Abbildung 7.5: Auftragung der Flugzeit gegen den Teilchenimpuls. Man erkennt eine deutliche Separation von Pionen, Protonen und Deuteronen. [San01]

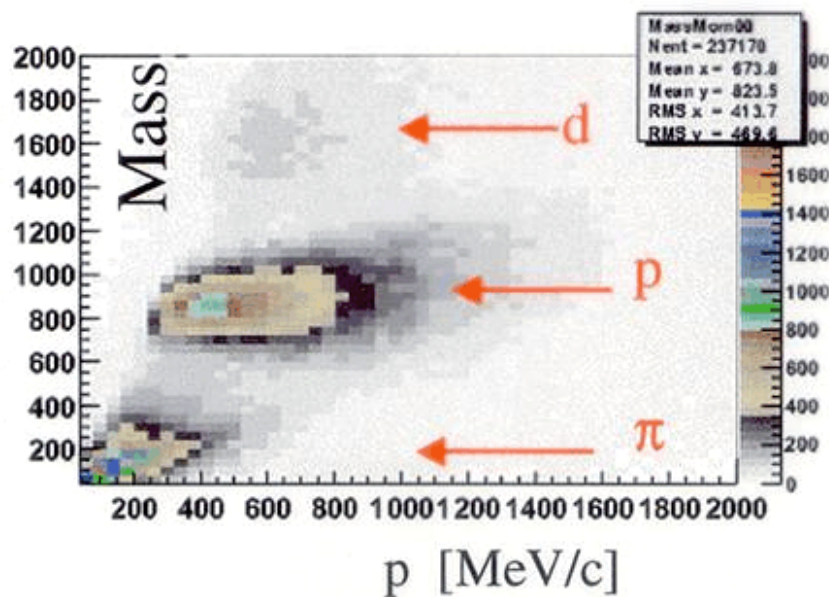


Abbildung 7.6: Teilchenmasse gegen Teilchenimpuls. [Sal01]

Diese Art der Auftragung führt zur „negativen Masse“ des π^- . Das größere Signal des π^- verglichen mit dem π^+ -Signal liegt an der Detektorakzeptanz und am Magnetfeld, da positive Teilchen zu größeren Polarwinkeln hin abgelenkt werden und so leichter den Akzeptanzbereich des Detektors verlassen.

Man erkennt auch hier eine deutliche Separation von π^- , π^+ und Protonen, sowie ansatzweise von Deuteronen, sodaß eine Teilchenidentifizierung anhand der HADES-Detektordaten möglich ist.

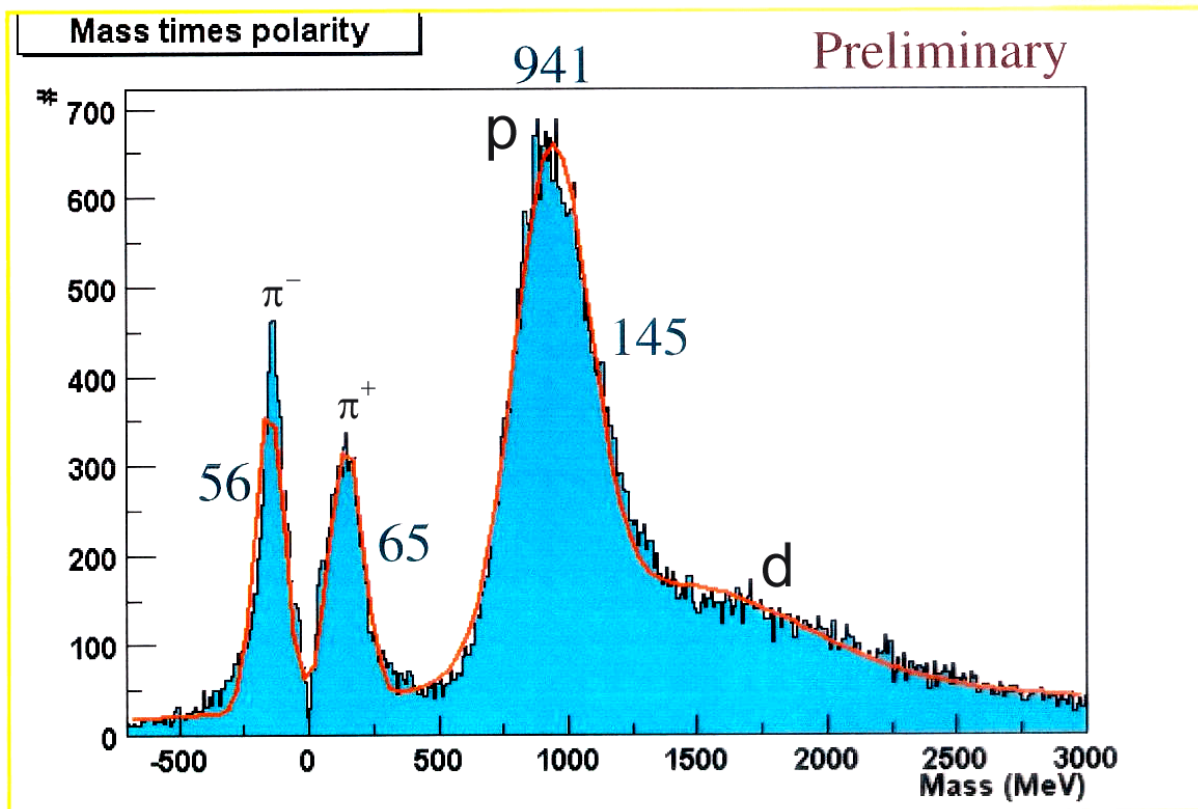


Abbildung 7.7: Particle-ID-Spektrum. [San01]

7.4 Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Entwicklung einer flexiblen Hardware zur Verteilung der Triggerentscheidungen innerhalb des HADES-Detektorsystems vorgestellt. Triggerinformationen werden von der zentralen Einheit CTU zu detektorspezifischen DTUs verteilt und dort zur Frontendelektronik übertragen und in den Datenstrom eingeführt, sodaß eine spätere ereignissynchrone Datenaufnahme möglich wird. Weiterhin steuern Triggerentscheidungen den Datenfluß durch das mehrstufige Auslese- und Triggersystem. Die FPGA-basierte Implementierung der Funktionalität hat den Vorteil, auf neue Anforderungen seitens der Auslese- und Triggersysteme schnell reagieren zu können.

Die Integration des Triggerverteilungssystem in das Gesamtsystem ist angesichts der Vielzahl von Arbeitsgruppen aus einer Reihe von Institutionen, in deren Rahmen eine Vielzahl an Eigenentwicklungen in Betrieb genommen werden müssen und der Komplexität des gesamten Detektorsystems ein langandauernder Prozess. Die Entwicklung der Hardware ist in diesem Stadium weitgehend abgeschlossen. Erweiterungsmöglichkeiten bestehen jedoch in der Implementierung zusätzlicher Funktionalität im FPGA-Design oder durch Entwicklung zusätzlicher Aufsteckmodule.

Die kommenden Schritte bestehen in der Implementierung neuer Triggertypen in der CTU und der Anpassung der DTU-Designs an diese neuen Anforderungen. Eine Erweiterung des Triggertags auf 16 Bit Wortlänge würde eine bessere Synchronisierung der Ereignisdaten ermöglichen, da aufgrund der sehr unterschiedlichen hardwaremäßigen Datenpipegrößen und auch der softwaremäßigen Puffergrößen in der Datenaufnahmesoftware ein „Auseinander-

laufen“ der Triggertags von mehr 8 Bit möglich ist und auch beobachtet wurde. Dies erfordert jedoch aufwändige Änderungen an der CTU (Triggerbusprotokoll) und insbesondere an den DTU-Designs, da deren Schnittstellen und Protokolle zu den Auslese- und Triggersystemen hierauf nicht vorbereitet sind.

Weiterhin wurde in dieser Arbeit die Entwicklung einer Hardware zur schnellen Auslese und für den LVL2-Trigger des HADES-Flugzeitdetektor TOF vorgestellt, die verschiedene Möglichkeiten zur Echtzeitdatenverarbeitung bietet. Das DSP-basierte System stellt die volle Funktionalität zur Auslese und Verarbeitung der Detektordaten zur Verfügung. Integriert in das Gesamtsystem wird dies die Selektion von Ereignissen mit Elektronenkandidaten ermöglichen. Die Entwicklung der Hardware ist auch hier weitgehend abgeschlossen, sodaß Erweiterungsmöglichkeiten im wesentlichen in der Implementierung zusätzlicher Funktionalität durch die Programmierung der DSPs liegen.

Als ein nächster Schritt wird die Auslese eines dritten TDC/ADC-Crates implementiert werden, um während den kommenden Strahlzeiten alle für TOF2 notwendigen TDC- und ADC-Module auslesen zu können. Darüberhinaus ist die Implementierung des Algorithmus zur Elektronenidentifizierung ein weiterer wichtiger Schritt. Der Übergang von einem DSP zu der geplanten Pipeline aus fünf DSPs zur Verarbeitung des Triggeralgorithmus wird die Performance des TOF-Triggersystems und damit die erreichbare LVL1-Triggerrate deutlich erhöhen können. Eine weitere Möglichkeit zur Steigerung der Performance ist zunächst die Verwendung eines optimierenden C-Compilers, der den erzeugten Programmcode besser auf die Architektur der SHARC-DSPs abstimmen kann und später die Implementierung zeitkritischer Verarbeitungsschritte in DSP-spezifischem Assemblercode anstelle der Hochsprache C.

Seitens des TOF-Detektors wird die geplante Erweiterung zu kleinen Polarwinkeln hin (TOF1, 18° - 45°) zum einen die Granularität gegenüber TOFINO deutlich erhöhen und somit auch für schwerere Reaktionen (z.B. Au+Au) eine Ereignischarakterisierung anhand der Teilchenmultiplizität erlauben und zum anderen die Elektronennachweiseffizienz in diesem Winkelbereich zusammen mit dem Schauerdetektor erhöhen. Die TOF Auslese- und Triggerelektronik ist auf diese Erweiterung vorbereitet, indem zusätzliche TOF-IPU Module an den TOF-Concentrator angeschlossen werden können.

Da die TOF-Ausleseelektronik nicht speziell auf TDC/ADC-Module festgelegt ist, sondern prinzipiell in der Lage ist nahezu beliebige VME-Module auszulesen, läßt dies Raum für Erweiterungen hinsichtlich gemeinsamer Messungen mit anderen Detektorsystemen (z.B. TAPS), da deren VME-Frontendelektronik HADES-konform ausgelesen und gespeichert werden kann.

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1: Eigenschaften von Vektormesonen	14
Tabelle 3.1: Datenraten der Detektorteilsysteme nach First Level Trigger (105/sec)	39
Tabelle 3.2: Nachweiseffizienzen und Fehlerraten der verschiedenen Teilsysteme	44
Tabelle 3.3: Datenmenge, Rechenoperationen und Latenzzeit für die Komponenten des Second Level Triggers je Detektorsegment.	45
Tabelle 4.1: Schnittstellen der Detector Trigger Unit.	52
Tabelle 4.2: Die Signale des HADES-Triggerbus	54
Tabelle 4.3: Übersicht über die Triggertypen und deren Klassifizierung durch den Triggercode.	54
Tabelle 4.4: Parameter des Triggerverteilungssystems	63
Tabelle 6.1: Verarbeitungsschritte des TOF-Triggeralgorithmus	85
Tabelle 7.1: Übersicht über die neuen Triggertypen und Triggercodes.	88

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Quarkkondensat als Funktion von Temperatur und Dichte in Einheiten der Grundzustandsdichte [Wei94]	3
Abbildung 1.2: Spektralfunktion für ω (links) und ρ (rechts). Die Vakuumspektralfunktionen sind zum Vergleich gestrichelt dargestellt. [Kli97]	4
Abbildung 1.3: Zeitlicher Verlauf einer zentralen Schwerionenkollision (La+La bei 1 AGeV) nach einer CASCADE-Simulation [Har85].	7
Abbildung 1.4: Produktionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie oberhalb der Coulombschwelle für Photonen, Pionen, sowie einzelne Meßpunkte für weitere Teilchenarten. [Met93]	8
Abbildung 1.5: Feynmangraphen zur Elektron-Positron-Annihilation (links) und Elektron-Pion-Streuung (rechts)	10
Abbildung 1.6: Qualitatives Verhalten des Pion-Formfaktors (grau: kinematisch verbotener Bereich) [Lan85]	11
Abbildung 1.7: Die Hadron-Photon-Wechselwirkung (links) wird im VDM durch Austausch eines intermediären Vektormesons beschrieben (rechts)	11
Abbildung 1.8: Pionformfaktor im raumartigen Bereich mit einer Extrapolation in den zeitartigen Bereich (links), Pionformfaktor im zeitartigen Bereich (rechts). [Eri88]	12
Abbildung 1.9: Zerfall eines neutralen Mesons über ein virtuelles Photon in ein Leptonpaar	13
Abbildung 1.10: Übergangsformfaktor für den $\omega\pi^0$ -Vertex Die als Kreise dargestellten Datenpunkte wurden aus Annihilationsexperimenten $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$ gewonnen [Kli96] [Dzh81] [Dru93].	13
Abbildung 1.11: Dileptonenspektrum aufgenommen von CERES-Spektrometer für die Reaktion Pb+Au bei 158 AGeV. [Aga98]	14
Abbildung 1.12: Dileptonenspektrum (Ca+Ca bei 1 AGeV) unter Berücksichtigung der DLS-Akzeptanz (Simulation nach [Cas99])	15
Abbildung 1.13: Aufsicht auf das DLS Spektrometer (D: Driftkammern, H: Hodoskope, C: segmentierte Cherenkov-Detektoren, M: Dipolmagnete) [Yeg90]	16
Abbildung 1.14: Der HADES-Detektor in einer perspektivischen Ansicht. Man erkennt vor allem den innenliegenden RICH, die Magnetspulen, sowie die äußeren Driftkammerebenen. Weiterhin ist die sechsfache azimutale Symmetrie der Detektorkomponenten erkennbar.	17
Abbildung 1.15: Erwartetes Dileptonenspektrum mit HADES-Massenauflösung (ohne komb. Untergrund) verglichen mit DLS-Massenauflösung [Tik97]	17
Abbildung 2.1: Simuliertes Dielektronenspektrum für Au+Au bei 1 AGeV mit Berücksichtigung der HADES Detektorauflösung [Had94]	20
Abbildung 2.2: Querschnitt durch das HADES-Spektrometer.	20
Abbildung 2.3: Querschnitt durch den HADES-RICH [Böh99]	22
Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines HADES Driftkammermoduls. Die Winkel der Signaldrähte sind in der Skizze links dargestellt, die Ausrichtung der Kammer zur Strahlachse rechts.	23

Abbildung 2.5: Abschätzung der Anzahl falsch identifizierter Elektronen pro Event für Au+Au Kollisionen bei 1 AGeV in Abhängigkeit der Zeitauflösung. [Ago97]	24
Abbildung 2.6: Untere Schwelle der Elektronennachweiseffizienz für verschiedene Szintillatorbreiten als Funktion des Radius. [Ago97]	25
Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des TOF-Szintillatorarrays [Ago97]	26
Abbildung 2.8: Der äußere TOF-Detektor (TOF2) in Flugrichtung. Man erkennt die 8-fach-Module mit Szintillatorstreifen und die silbernen Photomultiplier an beiden Enden. Innen sind zwei Segmente des Schauerdetektors zu erkennen.	26
Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines Photomultipliers	27
Abbildung 2.10: Photomultiplier (oben) mit Lichtleitern (mitte und unten)	27
Abbildung 2.11: Minimierung des Meßfehlers (walk) bei Leading-Edge-Diskriminatoren durch Einsatz von Constant-Fraction-Diskriminatoren	28
Abbildung 2.12: Blockdiagramm des HADES TDC-Moduls.	29
Abbildung 2.13: Timingdiagramm der Time-to-Amplitude Wandlung.	29
Abbildung 2.14: Timingdiagramm der Analog-to-Digital Wandlung.	29
Abbildung 2.15: Blockdiagramm der ADC-Aufsteckkarte.	30
Abbildung 2.16: Timingdiagramm der ADC Stretcher-Schaltung.	30
Abbildung 2.17: Das TOF Auslesemodul mit aufgesteckter TAC-Karte.	31
Abbildung 2.18: Blockdiagramm eines Kanals der Flugzeitwand.	32
Abbildung 2.19: Intrinsische Zeitauflösung des TOF-Detektors. Der Testaufbau ist rechts daneben dargestellt.	33
Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des TOFINO Detektors mit jeweils vier Szintillatorplatten pro Segment.	33
Abbildung 2.21: Schnitt durch ein Schauerdetektorsegment mit den drei Drahtkammern, sowie zwei Ebenen Bleikonverter. Während das eingezeichnete Elektron einen elektromagnetischen Schauer erzeugt, durchfliegt das Proton den Detektor ohne Auslösen eines Schauers.	34
Abbildung 2.22: Schema des Startdetektors [Kön98].	35
Abbildung 2.23: Setup des Start- und Vetodetektors, die jeweils 75cm vom Target entfernt sind. [Lic99]	35
Abbildung 3.1: HADES Triggersystem mit Multiplizitätstrigger (LVL1), Hardware-Dileptonen-Trigger (LVL2) und Software-Trigger mit MDC Trackinformationen (LVL3).	38
Abbildung 3.2: Teilchenmultiplizität für verschiedene Stoßparameter b . [Gar93]	39
Abbildung 3.3: Pads der Ringregion (dunkel) und Vetoregion (hell) [Leh00].	41
Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Schauer-Triggeralgorithmus (Ladungssummen in den drei Detektorebenen und lokales Maximum in der letzten Ebene).	42
Abbildung 3.5: Die Funktionalität der Matching Unit in der schematischen Übersicht. Gezeigt sind die Detektoren RICH (links) und Schauer/TOF (mitte), sowie die Spuren zweier Teilchen, die im Magnetfeld um	

einen bestimmten Winkel in polarer Richtung abgelenkt werden. [Leh00]	43
Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Pipelining der Ereignisdaten im Second Level Trigger (vereinfacht). Jeder Pipelineschritt (dunkle Balken) darf im Mittel nicht länger als 10 μ sec dauern.	45
Abbildung 3.7: Beispiel für ein falsch identifiziertes Elektron im Second Level Trigger.	46
Abbildung 4.1: Die Triggerentscheidungen der drei Stufen des HADES-Triggersystems steuern den Datentransport durch mehrstufige Datenpipelines.	47
Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Datenaufnahme- und Triggersystems. Jedes Detektorteilsystem besitzt eigene Ausleseelektronik, die von den DTU-Modulen mit individuellen Signalen versorgt werden.	49
Abbildung 4.3: Blockdiagramm der Detector Trigger Unit.	50
Abbildung 4.4: Fotografie des Detector Trigger Unit Moduls.	51
Abbildung 4.5: Terminierung des Triggerbus für „Wired-Or“ Funktionalität	53
Abbildung 4.6: Das Protokoll auf dem Triggerbus. Mit jedem Triggersignal T wird ein Triggercode übertragen, gefolgt von zwei Triggerstrobes TS mit dem Lo- und Hi-Nibble des Triggertags.	54
Abbildung 4.7: Blockdiagramm des FPGA Designs der CTU.	56
Abbildung 4.8: Blockdiagramm des DTU Basisdesigns. Die Triggerinformationen werden zur weiteren Verarbeitung in einem FIFO-Speicher gepuffert.	57
Abbildung 4.9: Blockdiagramm der MDC-spezifischen DTU Zusatzfunktionalitäten	58
Abbildung 4.10: Blockdiagramm der TOF-spezifischen DTU Zusatzfunktionalitäten	60
Abbildung 4.11: Blockdiagramm der Schauer-spezifischen Zusatzfunktionalitäten.	61
Abbildung 4.12: Blockdiagramm des TOF DTU-Aufsteckmoduls	62
Abbildung 4.13: Fotografie des TOF-Aufsteckmoduls für die Detector Trigger Unit.	62
Abbildung 5.1: Anteile am Flugzeitspektrum für verschiedene Polarwinkel. Der Pfeil markiert eine mögliche Obergrenze für die Flugzeit von e+e--Kandidaten.	65
Abbildung 5.2: Schematische Darstellung eines Teilchenflugs vom Target durch einen Szintillatorstreifen der Flugzeitwand.	66
Abbildung 5.3: Auswirkung der Szintillatorstreifenbreite auf die Gruppengeschwindigkeit	66
Abbildung 5.4: Kalibrierungsparameter für unterschiedliche Gruppengeschwindigkeiten.	67
Abbildung 5.5: Offset-Werte der TDC-Kanäle [Tlu01].	67
Abbildung 5.6: Fehler der Zeitmessung in Abhängigkeit der Energie.	67
Abbildung 5.7: Zusammenhang zwischen den gemessenen Zeiten TL und TR.	69
Abbildung 6.1: Format der TOF TDC/ADC-Daten	72
Abbildung 6.2: Struktur des Ereignisspeichers	72
Abbildung 6.3: Funktionsweise des Chained-Block-Transfers (CBLT).	72

Abbildung 6.4: Schematische Übersicht über das TOF Auslese- und Triggersystem.	73
Abbildung 6.5: Blockdiagramm des TOF Auslese- und Triggermoduls mit den wichtigsten Bausteinen und Datenwegen.	74
Abbildung 6.6: Blockdiagramm des Digitalen Signalprozessors „SHARC“ [Ana97]	75
Abbildung 6.7: Blockdiagramm der VME-Bridge SCV64 von Tundra.	76
Abbildung 6.8: Interne Struktur der First Level Datapipe.	77
Abbildung 6.9: Serielles Übertragungsprotokoll zwischen TOF-DTU und TOF-IPU.	78
Abbildung 6.10: Übertragungsprotokoll des Matching Unit Interface. Zuerst wird eine 3-Bit Adresse plus Parity-Bit von der MU geschickt, woraufhin das TOF-IPU-Modul mit dieser Adresse seine Daten sendet .	79
Abbildung 6.11: Übertragungsprotokoll der DSP-Linkports. Ein 32-Bit Datenwort wird in 4-Bit Nibbles zerlegt und sequentiell übertragen. Das Link Acknowledge (LACK) Signal dient zur Unterbrechung der Übertragung.	80
Abbildung 6.12: Darstellung der Kontroll-CPLD Funktionalität.	81
Abbildung 6.13: Verarbeitungsschritte in der TOF-IPU.	81
Abbildung 6.14: Konfiguration der Karte als Auslese- und Triggermodul TOF-IPU. Man erkennt, daß nur einer der externen Linkports (links im Bild) bestückt ist. Im abgebildeten Prototyp sind nur zwei der möglichen sechs DSPs bestückt.	82
Abbildung 6.15: Konfiguration der Karte als Concentratormodul zur Auslese von bis zu sechs TOF-IPUs. Man erkennt alle sechs bestückten Linkports, sowie drei bestückte DSPs.	83
Abbildung 6.16: Übertragung der reduzierten Informationen zur Matching Unit.	86
Abbildung 7.1: Alternatives Triggerbuskonzept durch einen Triggerhub und sternförmige Anordnung.	89
Abbildung 7.2: TOF-Multiplizitätsverteilung für C+C Daten der Strahlzeit November 2000. [Tlu01]	92
Abbildung 7.3: Korrelation der θ -Winkelverteilung zwischen RICH und TOF ohne (oben) und mit (unten) Auswahl schneller Teilchen anhand der TOF Daten. [Tlu01]	93
Abbildung 7.4: Flugzeitspektrum in [nsec] ohne (oben) und mit (unten) Korrelation mit RICH. [Tlu01]	94
Abbildung 7.5: Auftragung der Flugzeit gegen den Teilchenimpuls. Man erkennt eine deutliche Separation von Pionen, Protonen und Deuteronen. [San01]	95
Abbildung 7.6: Teilchenmasse gegen Teilchenimpuls. [Sal01]	95
Abbildung 7.7: Particle-ID-Spektrum. [San01]	96

Literaturverzeichnis

- [Aga95]: Agakichiev, G. et al., Enhanced production of low-mass electron pairs in 200 GeV/US-Au collisions at the CERN-SPS. Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1272
- [Aga98]: Agakichiev, G. et al., Low-mass e+e- pair production in 158 A GeV Pb-Au collisions at the CERN SPS, its dependence on multiplicity and transverse momentum. Phys. Lett. B 422 (1998) 405
- [Ago97]: Agodi, C. et al., The Time Of Flight Wall for the HADES Spectrometer. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1997
- [Ago97]: Agodi, C. et al., The Time Of Flight Wall for the HADES Spectrometer. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1997
- [Aic88]: Aichelin, J. et al., Phys. Rev. C 37 (1988) 2451
- [Ana95]: Analog Devices, ADSP-2106x SHARC User's Manual. Analog Devices, 1995
- [Ana97]: Analog Devices, ADSP-2106x Family Datasheet. Analog Devices, 1997.
- [Bal98]: Balanda, A. et al., Development of a fast pad readout system for the HADES shower detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A417 (1998) 360
- [Bas98A]: Bassini, R., A 32 Channel TDC on a VME Board. Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Milano, 1998.
- [Bas98B]: Bassini, R., A 32 Channel ADC on a VME Board. Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Milano, 1998.
- [Bau94]: Baur, R. et al., The CERES RICH detector system. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A343 (1994) 87
- [Bet30]: Bethe, H. A., Ann. d. Phys. 5, (1930)
- [Bla92]: Blank, H.-J., Logikbausteine - Grundlagen, Programmierung und Anwendungen. Markt & Technik Verlag, 1992
- [Böh99]: Böhmer, M., Das Auslesesystem für den Ringabbildenden Cherenkovdetektor im HADES Spektrometer. Diplomarbeit, Physik-Department der Technischen Universität München, Institut E12, 1999
- [Bra95]: Braun-Munzinger, P., Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS. Phys. Lett. B 344 (1995) 43
- [Bra96]: Braun-Munzinger, P., Thermal and hadrochemical equilibration in nucleus-nucleus collisions at the SPS. Phys. Lett. B 365 (1996) 1
- [Bra99]: Bratkovskaya, E.L. and Ko, C.M., Low-mass dileptons and dropping rho meson mass. Phys. Lett. B 445 (1999) 265
- [Bre94]: Brenschede, A., Simulationen für den HADES-RICH. Interne Dokumentation (1994)
- [Bro98]: Brown, G. E. et al., Medium dependence of the vector meson mass: dynamical and/or Brown/Rho scaling? Acta Phys. Polonica B29 (1998) 2309

- [Cas90A]: Cassing, W. und Mosel, U., Prog. Part. Nucl. Phys. 25 (1990) 235
- [Cas90B]: Cassing, W. et al., Productions of energetic particles in heavy ion collisions. Phys.Rep. 188 (1990) 363
- [Cas98]: Cassing, W. et al., Probing the ρ spectral function in hot and dense matter by dileptons. Phys. Rev. C 57 (1998) 916
- [Cas99]: Cassing, W. und Bratkovskaya, E.L., Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter. Phys. Rep. 308 (1999) 65
- [Che34]: Cherenkov, P.A., The visible glow of pure liquids under the action of gamma-rays. Dokl. Akad. Nauk. SSSR [Sov. Phys. Dokl.] 2:451 (1934)
- [Dru93]: Druzhinin, V.P. et al., , Preprint, INP84-93 Novosibirsk
- [Dzh81]: Dzhelyadin, R.I. et al., Phys. Lett. B102, 296. 1981.
- [Eck90]: Eckl R., Pütgens L., Walter J., A/D- und D/A-Wandler - Grundlagen, Prinzipschaltungen und Applikationen. Franzis Verlag, 1990.
- [Eri88]: T. Ericson und W. Weise, Pions and Nuclei. Oxford Science Publications (1988) 3
- [Frö01]: Fröhlich, I., Doktorarbeit in Vorbereitung. 2. Physikalisches Institut, 2001.
- [Gar93]: Garrow, K., HADES Simulation of TOF and SHOWER. 1993.
- [Gar98]: Garabatos, C. et al., Optimisation of low-mass drift chambers for HADES. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A412 (1998) 38
- [Ger96]: Gernhäuser, R. et al., Photon Detector Performance and Radiator Scintillation in the HADES-RICH, Nucl. Inst. Meth. A371 (1996) 300
- [Had00]: Hadronic Physics with HADES. Workshop, GSI March 2000, <http://www-hades.gsi.de/proceedings/hadrons/index.html>
- [Had94]: HADES-Kollaboration, HADES: A proposal for a high acceptance di-electron spectrometer. GSI Darmstadt, 1994
- [Häf95]: Häfele, E., Untersuchung der Produktion geladener Pionen im System Au+Au bei 1 AGeV. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 1995
- [Har85]: Harris, J.W. et al.: Phys. Lett. B 153 (1985) 578, Cugnon, J. et al.: Nucl. Phys. A 379 (1982) 553
- [Hat92]: Hatsuda et al., Phys. Rev. C42 (1992) 34
- [Kli96]: Klingl, F., Kaiser, N., Weise, W., Effective Lagrangian approach to vector mesons, their structure and decays. Z. Phys. A 356, 193-206 (1996)
- [Kli97]: Klingl, F. et al., Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter. Nucl. Phys. A 624 (1997) 527
- [Kli98]: Klingl, F. et al., Modification of the f -meson spectrum in nuclear matter. Phys. Lett. B 431 (1998) 254
- [Koc95]: V. Koch, Introduction to Chiral Symmetry

- [Kön97]: König, W., <http://lepc03.gsi.de/startdet/startsim.ps>. Internal document., 1997.
- [Kön98]: König, W., Optimization of the HADES Startdetector. Internal document, 1998.
- [Lan85]: L. G. Landsberg, Phys. Rep. 128 (1985) 301
- [Leh00]: Lehnert, J., Echtzeit-Mustererkennung zum Elektronennachweis mit einem RICH-Detektor in relativistischen Schwerionenkollisionen, Doktorarbeit, Universität Gießen, 2000
- [Leh97]: Lehnert, J. et al, The trigger system for the HADES detector. Proceedings of the Xth IEEE Real Time Conference, Beaune 1997, p. 51
- [Lic99]: Lichtblau, C., Entwicklung schneller Elektronik für das HADES - Flugzeitsystem. Diplomarbeit, 2. Physikalisches Institut, 1999.
- [Man97]: Mang, M., Dissertation, Institut für Kernphysik, Univ. Frankfurt/Main (1997)
- [Mar99]: Martinez, G. et al., Photon production in heavy ion collisions close to the pion threshold. Phys. Lett. B 461 (1999) 28
- [Met93]: Metag, V., Near-threshold particle production in heavy ion collisions. Nucl. Phys. A 553 (1993) 283c
- [Nif85]: Nifenecker, H. und Bondorf, J.P., Nucl. Phys. A 442 (1985) 478
- [Nov91]: Novotny, R., The BaF 2 photon spectrometer TAPS. IEEE Trans. on Nucl. Sc. 38(1991) 378
- [Pel97]: Pelte, D. et al, Charged pion production in Au on Au collisions at 1 AGeV. Z. Phys. A 357 (1997) 215
- [Pet00]: Petri, M., Doktorarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000
- [Pet93]: Peterson, W. D., The VMEbus Handbook. VITA VFEA International Trade Association, 1993.
- [Pet95]: Petri, M., Schnelle Ladungsmustererkennung mit feldprogrammierbaren Gate-Arrays. Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1995
- [Por97]: Porter, R.J. et al., Dielectron cross section measurements in nucleus-nucleus reactions at 1.0 AGeV. Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1229
- [Rap99]: Rapp, R. und Wambach, J., Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. hep-ph/9909229
- [Sak69]: J. J. Sakurai, Currents and Mesons
- [Sal01]: Salabura, P., PreShower - Results, Status, Conclusions. HADES Collaboration Meeting X, 2001.
- [San01]: Sanchez, M., Full tracking using the kick-plane approach. Talk on HADES Collaboration Meeting X, 2001.
- [Sch94]: Schwalb, O. et al., Mass dependence of p_0 production in heavy ion collisions at 1 A GeV. Phys. Lett. B 321 (1994) 20
- [Sch95]: Schön, H., HADES - Ein Dileptonenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen, Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1995

- [Sch96]: Schön, W. et al., Simulation of recoilless production of w -mesons. Acta Phys. Polonica B27 No 11 (1996) 2959
- [Seg94]: Seguinot, J. et al., A historical survey of ring imaging Cherenkov counters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A343 (1994) 1
- [Smi99]: Smith, S. W., The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing. California Technical Publishing, 1999.
- [Str01]: Stroth, J., Persönliche Mitteilung. 2001.
- [Tik97]: A. Tikhonov, HADES spectrometer - physics motivation and first tests of detectors. talk at RHIP'97, Prague, 1.-6.9.1997
- [Tlu01]: Tlustý, P., Status of TOF Analysis. Talk on HADES Collaboration Meeting X, 2001.
- [Tra99]: Traxler, M., The matching unit for the HADES trigger system. Report (1999). www.physik.uni-giessen.de/hades/groups/matching/matching_unit.concept1.pdf
- [Tun98]: Tundra Semiconductor Corporation, SCV64(TM) User Manual. 8091078.MD300.01, 1998.
- [Waa96]: Waas, T. et al., Effective kaon masses in dense nuclear and neutron matter. Phys.Lett. B 379 (1996) 34
- [Wam98]: Wambach, J. und Rapp, R., Theoretical interpretations of low-mass dileptons. Nucl.Phys. A 638 (1998) 171c
- [Wei94]: Weise, W., Proceedings of the Workshop on Dilepton Production in Relativistic Heavy Ion Collisions. 22, 1994.
- [Wie93]: Wienold, T., Fragmentproduktion und kollektives Verhalten in zentralen $197\text{Au}-197\text{Au}$ Reaktionen bei $E/A = 100$ bis 800 MeV. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 1993
- [Yeg90]: Yegneswaran, A., The dilepton spectrometer. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A290 (1990) 61
- [Yps94]: Ypsilantis, T. et al., Theory of ring imaging Cherenkov counters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A343 (1994) 30
- [Zei99]: Zeitelhack, K. et al., The HADES RICH Detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A433 (1999) 201

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. W. Kühn danken, der mir die Durchführung dieser Arbeit und die damit verbundene Mitarbeit an einem sehr interessanten und lehrreichen Projekt ermöglichte.

Ich danke PD Dr. Jim Ritman für die physikalische „Erleuchtung“ durch seine ständige Diskussions- und Erklärungsbereitschaft. (*Wie kommt'n der Plot zustande...?*)

Danke an Michael für unzählige VHDL und DSP Tips, die die Implementierung so mancher Funktionalität deutlich beschleunigt haben. (*Latch das Signal doch mal mit der fallenden Flanke...*)

Danke an Jörg, Markus und alle anderen an den Elektronikbasteleien Beteiligten für Hilfestellungen, Anregungen und ein sehr angenehmes Arbeitsklima. (*Hast Du noch irgendwo so'n FIFO rumliegen...?*)

Danke an Michael von der Münchner HADES-Gruppe für die Implementierung des RICH DTU-Designs und damit für indirektes Debugging des Basisdesigns. (*Ich hab da mal'n Signal dazugemacht...*)

Danke an Jan von der GSI für viel technische und unbürokratische Hilfe und Ersatzteile fernab von der Heimat. (*Hast Du irgendwo so'n 40MHz Oszillator...?*)

Danke „in principle“ an Wolfgang K. von der GSI für die Koordinierung der Strahlzeiten und Hilfe gegen „böse Mächte“. (*Wenn die nochmal was wollen, schick' sie zu mir...*)

Danke an Ingo, der mit meiner Elektronik nun wirklich Elektronen identifizieren will. (*Hier wird der Pointer auf das Event über den Linkport geschickt...*)

Danke an Hans-Werner für einen Platz in „seinem“ Zimmer und viel Ermunterung für die Physik und natürlich für die Hilfe bei der Auswahl geeigneter Komponenten für den ersten BASSO-Setup. (*8-fach Ultegra muß schon sein...!*)

Danke an Arndt für die Überlassung seines Schreibtischs. (*Wie lange bist'n Du noch da...?*)

Danke an Anita, Jürgen, Werner, Rainer und alle anderen hier nicht genannten Mitarbeiter des Institutes für die ständige Hilfsbereitschaft im täglichen Institutsbetrieb. (*Wie geht'n das mit dem Formular... Hast Du mal'n Treiber... Wo gibt's denn hier mal'n Lemo-T...? Äh, meine Plakette liegt zuhause...*)

Danke an Paolo, Roberto, Ciro und Sergio von der italienischen HADES-Gruppe für die langjährige gute Zusammenarbeit, für den TOF-Detektor, ohne den der Triggerprozessor wie ein Fisch auf dem Trockenen wäre, für einen Haufen TDCs, für viel Hilfe bei ECL- und CBLT-Fragen und nicht zuletzt für viel Vertrauen in meine Elektronik.

I mie piu' sinceri ringraziamenti a Paolo, Roberto, Ciro e Sergio per il lavoro fatto insieme per il TOF in tutti questi anni. Senza il rivelatore il trigger sarebbe stato solo un pesce fuor d'acqua, grazie anche per tutti i TDC forniti, per avermi aiutato a risolvere problemi connessi con ECL e CBLT e soprattutto grazie per la fiducia riposta nella mia elettronica.