

# Qualitätsanalyse des COMPASS- Triggers

von

**Benjamin Moritz Veit**

Masterarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 1. September 2017

1. Gutachter: Prof. Dr. Eva Maria Kabuß
2. Gutachter: Univ.-Prof. Dr. Achim Denig

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 01.09.2017

Benjamin Moritz Veit  
COMPASS  
Institut für Kernphysik  
Johann-Joachim-Becher-Weg 45  
Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz  
bveit@cern.ch

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Das COMPASS-Experiment</b>	<b>3</b>
2.1. Messmethoden bei COMPASS . . . . .	3
2.1.1. Tiefinelastische Streuung (DIS) . . . . .	3
2.1.2. DVCS . . . . .	4
2.1.3. Drell-Yan . . . . .	5
2.2. Das COMPASS Spektrometer . . . . .	6
2.2.1. Aufbau für Drell-Yan . . . . .	8
2.2.2. Aufbau für DVCS . . . . .	8
2.2.3. Der Rückstossprotonendetektor (CAMERA) . . . . .	9
2.2.4. Kalorimeter . . . . .	9
2.2.4.1. Das neue elektromagnetische Kalorimeter ECAL0 . . . . .	10
2.2.4.2. Die hadronischen Kalorimeter (HCAL) . . . . .	11
2.2.5. Das Triggersystem . . . . .	12
2.2.5.1. Myonentrigger . . . . .	13
2.2.5.2. Auslese der Hodoskope und Trigger Elektronik . . . . .	15
2.2.5.3. VETO System . . . . .	19
2.3. Die Datenaufnahme (DAQ) . . . . .	29
2.4. Ereignis Rekonstruktion . . . . .	30
2.4.1. Rekonstruktion der Teilchentrajektorie . . . . .	30
2.4.2. Rekostruktion von Wechselwirkungspunkten . . . . .	31
2.4.3. Myonidentifikation . . . . .	33
2.4.3.1. Spezielle Behandlung von CALO und LAS: . . . . .	33
<b>3. Eigenschaften von Photomultipliern</b>	<b>35</b>
3.1. Aufbau eines Photomultipliers . . . . .	35
3.2. Spannungsteiler für Photomultiplier . . . . .	36
3.3. Dunkelspektrum . . . . .	38
3.4. Magnetische Abschirmung . . . . .	40
3.4.1. Hystereseeinfluss . . . . .	41
3.4.2. Mehrfachabschirmung . . . . .	42
3.5. Charakterisierung von Photomultipliern . . . . .	42
3.5.1. Der Teststand . . . . .	42
3.5.1.1. Zeitliche Auflösung . . . . .	44
3.5.1.2. Bestimmung der Transitzeit in Abhängigkeit der Ver- sorgungsspannung . . . . .	45

## *Inhaltsverzeichnis*

3.5.2.	Bestimmung des Arbeitspunkts . . . . .	46
3.5.2.1.	Die Herkunft des Plateaus . . . . .	48
<b>4.</b>	<b>Effizienzen des COMPASS-Triggers</b>	<b>51</b>
4.1.	Bestimmung der Effizienzen . . . . .	51
4.2.	Beobachtung bei den Spurverteilungen . . . . .	53
4.2.1.	Rekonstruktionseffizienz des CALO-Triggers . . . . .	53
4.2.2.	Verteilung der extrapolierten CALO-Trigger-Spuren . . . . .	54
4.2.3.	Einfluss des Myonwand-Schnitts . . . . .	55
4.2.4.	Beobachtungen am HG01-Hodoskop . . . . .	55
4.3.	Trigger-Effizienzen . . . . .	57
4.4.	Die Hodoskop- und Triggereffizienzen für Drell-Yan . . . . .	58
<b>5.</b>	<b>Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme</b>	<b>60</b>
5.1.	Änderungen am HO03 . . . . .	62
5.2.	Änderungen am HO04 . . . . .	63
5.2.1.	Photomultiplierhalterung . . . . .	66
5.3.	Scaler-Auslese . . . . .	67
5.3.1.	LVDS-Splitterkarten . . . . .	67
5.3.2.	Aufbau der Spannungsversorgung . . . . .	69
5.3.3.	Umsetzung . . . . .	70
<b>6.</b>	<b>Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers</b>	<b>71</b>
6.1.	Lichtlecks . . . . .	71
6.1.1.	Der Lichtleckfinder . . . . .	72
6.2.	Bestimmung des Arbeitspunkts . . . . .	73
6.2.1.	Implementation des HV-Scans . . . . .	74
6.2.2.	Das DIM-Protokoll . . . . .	74
6.2.3.	Das Programm zur Datenerfassung . . . . .	75
6.2.4.	Durchgeführte Messungen . . . . .	76
6.3.	Bestimmung von $T_0$ . . . . .	77
6.3.1.	Implementation der $T_0$ -Korrektur des LAS-Trigger . . . . .	78
6.3.2.	Sprünge des Auslösezeitpunkts . . . . .	81
6.3.3.	Weitere Tätigkeiten zur Inbetriebnahme . . . . .	82
<b>7.</b>	<b>COMPASSonline - Online-Qualitäts-Monitoring</b>	<b>85</b>
7.1.	Der Aufbau des online Monitorings . . . . .	85
7.2.	Prinzip des Datenfluss und Analyse . . . . .	86
7.3.	Webfrontend des Masterknotens . . . . .	86
7.3.1.	Der Runbrowser . . . . .	87
7.3.2.	Die Scaler Übersicht . . . . .	87
7.3.3.	Die Darstellung der ermittelten $T_0$ -Werte . . . . .	88
7.3.4.	Zukünftige Erweiterungen . . . . .	88

*Inhaltsverzeichnis*

<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>91</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>93</b>
A.1. Hodoskopeffizienzen 2015 . . . . .	94
A.2. Triggereffizienzen 2015 . . . . .	97
A.3. Technische Zeichnungen Outer Trigger 2016/2017 . . . . .	101
A.4. Technische Zeichnung Photomultiplierhalterung für HO04 . . . . .	104
<b>B. Danksagung</b>	<b>109</b>

# 1. Einleitung

Nukleonen bestehen aus Quarks, die über die starke Wechselwirkung zusammen gehalten werden. Zugang zu der Substruktur der Nukleonen erhält man über die Tiefinelastische Streuung von Leptonen am Nukleon. Das einfachste Modell zur Beschreibung der Substruktur des Nukleons ist das naive Partonmodell. Dabei besteht das Nukleon aus drei Valenzquarks. Diese bestimmen die additive Quantenzahlen des Nukleons. Die drei Valenzquarks sind dabei durch Gluonen gebunden, den Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung. Die Gluonen erzeugen Quark-Antiquark-Paare, die als See-Quarks bezeichnet werden. Zunächst wurde angenommen, dass der Spin der Nukleon sich nur aus dem Beitrag der Quarks zusammensetzt, dies konnte bereits ende der 80er Jahre durch das EMC<sup>1</sup>-Experiment am CERN<sup>2</sup> widerlegt werden [1]. Es stellte sich heraus, dass die Quarks nur einen kleinen Beitrag zum Spin des Nukleons beitragen. Der restliche Anteil des Spins kommen durch den Beitrag der Gluonen und des Bahndrehimpulses zustande.

Die Beschreibung des Partonbeitrags zum Spin erfolgt über die polarisierten Partonverteilungsfunktionen (PDF). Dabei zeigen die Experimente von CERN, DESY<sup>3</sup> und SLAC<sup>4</sup>, dass der Beitrag der Valenz- und See-Quarks nicht ausreicht, um den Gesamtspin des Nukleons zu erklären. Es stellt sich dabei die Frage, welchen Anteil der Gluonenspin und die Bahndrehimpulse von Quarks und Gluonen am Gesamtspin haben. Einen Zugang zur Beschreibung des Anteils der durch die Quarks hervorgerufen wird, liefern die Generalisierten Parton Verteilungsfunkten (GPDs). Diese liefern im Gegensatz zu den PDFs, welche nur Aussagen über die longitudinale Impulsverteilung der Quarks im Nukleon treffen, auch Informationen über die transversale Nukleonstruktur.

Einer der zentralen Punkte des COMPASS-II Messprogramms umfasst die Messung dieser GPDs. Diese lassen sich über die Messung der tief-virtuellen Compton-Streuung (DVCS) bestimmen. Diese Messungen werden im Jahr 2016 und 2017 mithilfe eines Myonstrahls, der auf ein Flüssigwasserstofftarget geschossen wird, durchgeführt. Informationen über die Struktur des Nukleons kann man auch aus Drell-Yan-Reaktionen (DY) gewinnen, die die Umkehrreaktion zur tiefinelastischen Streuung darstellen. Dabei werden in Hadron-Hadron Wechselwirkungen Leptonenpaare erzeugt. Im COMPASS-II werden mit Pionstrahl und polarisierten Ammoniak-Target die azimuthale Verteilungen des produzierten Leptonpaares vermessen. Daraus können die sogenannten transversalimpulsabhängigen Partonverteilungsfunktionen (TMDs) ex-

---

<sup>1</sup>European Muon Collaboration

<sup>2</sup>Conseil européen pour la recherche nucléaire

<sup>3</sup>Deutsche Elektronen-Synchrotron

<sup>4</sup>SLAC National Accelerator Laboratory

## 1. Einleitung

trahiert werden und mit Messungen der polarisierten Tiefinelastischen Streuung verglichen werden. Damit wird die Universalität der Partonverteilungsfunktionen überprüft.

Sowohl DVCS- als auch DY-Reaktionen stellen nur einen kleinen Anteil an dem totalen Wechselwirkungsquerschnitt dar. Dabei ist die Messung von der Qualität des Triggersystems maßgeblich abhängig. Die folgende Arbeit beschäftigt sich mit dem COMPASS-Trigger-System und der Überprüfung der Komponenten.

Die Überprüfung der Komponente war notwendig, da viele der Trigger-Detektoren seit 2002 bei COMPASS im Betrieb sind und teilweise sogar schon in den Vorgänger-Experimenten benutzt wurden. Durch das Alter traten immer wieder Ausfälle einzelner Komponenten auf, was nicht zur Stabilität der Datennahme beigetragen hat. Durch zwei längere Aufenthalte am CERN am Anfang meiner Bearbeitungszeit und zum Beginn der Strahlzeit 2017, konnte die Hardware des COMPASS-Triggers von mir untersucht werden. Dabei wurden in einigen wenigen Kanälen grundsätzliche Defekte von Photomultiplier und Basen festgestellt die erfolgreich behoben werden konnten. Ein größeres Problem waren Lichtlecks, die so gut wie alle Hodoskope betrafen. Daher wurde eine neue Methode zur Lichtlecksuche entwickelt. Bei der Analyse der Dunkelraten fielen zum Teil falsch eingestellte Versorgungsspannungen auf. Untersuchungen in Mainz führten dazu, dass es möglich war den Arbeitspunkt der Szintillationszähler genauer zu bestimmen. Dies konnte zum Beginn der Strahlzeit 2017 umgesetzt werden. Nach Beendigung der Reparaturen war ich maßgeblich an der Kalibrierung und Inbetriebnahme des Triggers beteiligt.

In der Zeit in Mainz beschäftigte ich mich mit der Analyse der Effizienzen und der Bestimmung der  $T_0$  der Detektoren. Um die dabei nicht verstandenen Effekte näher zu analysieren wurden Untersuchungen an der Rekonstruktionssoftware, die bei COMPASS eingesetzt wird, durchgeführt. Hierbei wurde klar, dass wir einige Kalibrierungsparameter nicht mehr nur pro Jahr bestimmen müssen sondern teilweise auf einer Run für Run Basis. Dies mündete in den Beginn der Entwicklung eines neuen online-Überwachungssystem für den COMPASS-Trigger.

Im erste Kapitel wird kurz die physikalischen Messmethoden von COMPASS dargestellt und eine Übersicht über den Spektrometeraufbau gegeben. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Neuerungen für die DVCS-Datennahme und die Komponenten, welche zur Bestimmung der Effizienzen notwendig sind, gelegt. Da in allen Triggersystemen Photomultiplier zur Auslese eingesetzt werden, beschreibt das nächste Kapitel die Eigenschaften von Photomultipliern und ihre Charakterisierung mithilfe des Teststandes in Mainz. Kapitel 4 widmet sich der Effizienzbestimmung. In Kapitel 5 werden die Modifikationen des Triggersystems für die DVCS-Datennahme näher beschrieben. Die letzten beiden Kapitel beinhalten die Beschreibung der Inbetriebnahme des Triggersystems nach der jährlichen Winterpause sowie eine Beschreibung der Implementierung des neuen Online-Überwachungssystems "COMPASSonline".

## 2. Das COMPASS-Experiment

### 2.1. Messmethoden bei COMPASS

Die Substruktur von Teilchen kann mit Streuexperimenten untersucht werden. Dies erfolgt im Fall von Nukleonen durch die Streuung von punktförmigen Teilchen (Leptonen). Die Auflösung, mit der das Nukleon untersucht wird, hängt von der Energie des Leptons, bzw. des Impulsübertrags bei der Wechselwirkung mit dem Nukleon ab. Beschrieben wird dieser Prozess durch den Wirkungsquerschnitt, dieser ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer Streuung. Die Streuung an punktförmigen bzw. ausgedehnten Teilchen ist genauer in den Referenzen [2] beschrieben.

#### 2.1.1. Tiefinelastische Streuung (DIS)

Als tiefinelastisch bezeichnet man Streuungen, bei denen die Energie die auf das Nukleon übertragen wird, über der Anregungsenergie der Nukleonenresonanzen liegt. Der Prozess lässt sich wie folgt zusammenfassen:

$$l(k) + N(P) \rightarrow l'(k') + X(P_X). \quad (2.1)$$

Im Ausgangskanal der Streuung wird man nach der Reaktion nicht das Nukleon, sondern ein Hadronschauer ( $X(P_X)$ ) beobachtet (Abbildung 2.1). Der Prozess kann mit Hilfe von drei Messungen untersucht werden. Der inklusiven DIS, bei der nur das gestreute Myon nachgewiesen wird, der semi-inklusive DIS (SIDIS), bei der zusätzlich mindestens ein Hadron im Ausgangskanal nachgewiesen wird und der exklusiven Messung bei der alle Teilchen im Ausgangskanal gemessen werden. Der Prozess ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Bei der Streuung zweier geladener Teilchen wird die Wechselwirkung, in führender Ordnung Quantenelektrodynamik (QED), durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben. Hierbei nutzt man die kinematischen Größen, die im Folgendem kurz beschrieben werden.

Eine der Größen ist dabei das Quadrat des Viererimpulsübertrags ( $q^2$ ), der die Differenz des Lepton-Impuls vor und nach der Streuung bezeichnet ( $k'$ ). Üblicherweise verwendet man das negative Impulsübertragsquadrat:

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2. \quad (2.2)$$

Der Energieübertrag durch das virtuelle Photon lässt sich dabei folgendermaßen ausdrücken:

## 2. Das COMPASS-Experiment

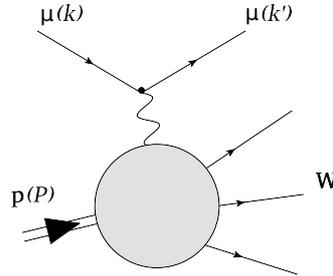


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines DIS-Prozesses, wie er beim COMPASS-Experiment durchgeführt wird. Ein Myon ( $\mu$ ) mit dem Viererimpuls  $k$  wird an einem Proton mit dem Viererimpuls  $P$  gestreut.

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M}. \quad (2.3)$$

Hierbei ist  $P = (E', p)$  der Viererimpuls und  $M$  die Masse des Streuzentrums. Im Ruhesystem gilt  $\nu = E - E'$ .

Mithilfe der dimensionsbehafteten Größen  $Q^2$  und  $\nu$  kann man die Variable  $x_{Bj}$  einführen, die auch als Bjorken'sche Skalenvariable bezeichnet wird:

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \stackrel{lab.}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (2.4)$$

Außerdem kann man zur Strahlenergie  $E$  relativen Energieübertrag  $y$  einführen:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \text{ mit } 0 < y < 1. \quad (2.5)$$

Die invariante Masse des hadronischen Endzustands ist:

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2. \quad (2.6)$$

Im Fall der elastischen Streuung ist  $M = W$ , so dass folgt:

$$1 = \frac{Q^2}{2M\nu} = x_{Bj}. \quad (2.7)$$

Für die inelastische Streuung gilt  $M < W$ , so dass  $x_{Bj}$  ( $0 < x_{Bj} < 1$ ) als ein Maß für die Inelastizität der Streuung interpretiert werden kann

### 2.1.2. DVCS

Einen kleinen Anteil an dem totalen Wirkungsquerschnitt hat die tiefinelastische Compton-Streuung (DVCS). Sie beschreibt die Streuung eines Leptons an einem Nukleon mit einem realen Photon im Ausgangskanal, bei der das Nukleon erhalten bleibt.

$$l + N \rightarrow l' + N' + \gamma. \quad (2.8)$$

## 2. Das COMPASS-Experiment

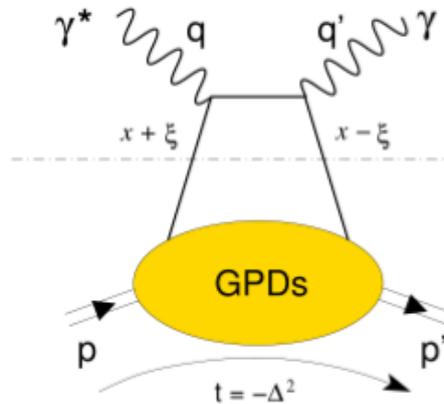


Abbildung 2.2.: Darstellung des DVCS-Prozess wie er bei COMPASS gemessen wird. Das virtuelle Photon  $\gamma^*$  mit dem Viererimpuls  $q$  wird von einem Quark des Nukleons absorbiert worauf ein reelles Photon  $\gamma$  mit dem Viererimpuls  $q'$  emittiert wird.  $p$  und  $p'$  stellen den Impuls des Nukleons vor und nach der Streuung dar.

Der Prozess kann wie in Abbildung 2.2 zu sehen durch die folgende kinematischen Variablen beschrieben werden:

- $x$  - der mittlere longitudinale Impulsbruchteil des getroffenen Quarks
- $\xi$  - der longitudinale Impulsbruchteil des Impulsübertrags  $\xi = \frac{x_B}{2-x_B}$
- $t$  - die Mandelstam-Variable die das Quadrat des Vierimpuls zwischen ein- und auslaufendem Nukleon beschreibt.
- $Q^2$  der Viererimpulsübertrag durch das virtuelle Photon.

### 2.1.3. Drell-Yan

Beim Drell-Yan-Prozess (DY) handelt es sich um einen Hadron-Hadron-Wechselwirkung. Bei der Wechselwirkung der beiden Hadronen im Eingangskanal kann es zu einer Quark-Antiquark-Annihilation in ein virtuelles Photon mit einer darauffolgender Leptonpaarbildung (Abbildung 2.3) kommen.

Dreht man das Reaktionsdiagramme um  $90^\circ$ , so entspricht dies dem Prozess der tiefinelastischen Streuung. Der Drell-Yan-Prozess ist durch das Leptonenpaar im Endzustand charakterisiert. Über die Messung der Winkelverteilung der Leptonen erhält man Zugriff auf die Struktur des Nukleons über die kinematischen Variablen:

## 2. Das COMPASS-Experiment

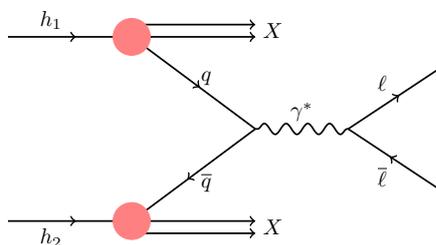


Abbildung 2.3.: Darstellung des Drell-Yan-Prozess. Annihilation eines Quark/Antiquark in zwei Leptonen und einen Hadronischen Endzustand.

$P_{a(b)}$	Viererimpuls des Strahl- (Target-) Hadrons
$l(l')$	Viererimpuls des Leptonen (Antileptonen)
$q = l + l'$	Viererimpuls des virtuellen Photons
$S$	Vierervektor der Targetpolarisation
$s = (P_a + P_b)^2$	Gesamtes Massenschwerpunkts-Quadrat
$X_F = x_a - x_b$	Longitudinaler Impulsanteil der Feynman Variable
$M_{\mu\mu}^2 = Q^2 = q^2 = s x_a x_b$	Das invariante Massenquadrat der Leptonenpaars
$k_{T a(b)}$	Transversale Impulskomponente der Quarks
$q_T = P_T = k_{T a} + k_{T b}$	Transversale Impulskomponente des virtuellen Photons

## 2.2. Das COMPASS Spektrometer

Das COMPASS-Experiment ist ein Fixed-Target-Experiment an der M2<sup>1</sup>-Strahlführung des SPS<sup>2</sup> am CERN. Durch den Beschuss eines Beryllium Targetes mit 400 GeV Protonen wird ein sekundärer Hadronen Strahl bestehend aus Kaon, Pion und Protonen erzeugt. Durch den paritätsverletzenden Zerfall der Kaonen und Pionen wird der tertiäre zu 80% polarisierter Myonstrahl erzeugt. Durch den tertiären Strahl wird der Phasenraum vergrößert was zu 30% Haloanteil des Strahls führt.

Ziel des Experiments ist die Untersuchung der Hadronstruktur mit einem polarisiertem hochenergetischen Myon- oder unpolarisiertem Hadronstrahl. Der Impuls der ankommenden Strahlteilchen kann durch die Beam Momentum Station (BMS) vermessen werden. Der Strahl wird an einem Target gestreut und die Produkte des Streuprozess in dem nachfolgendem zweistufige Vorwärtsspektrometer nachgewiesen (Abbildung 2.4). Jede Stufe des Spektrometers ist um einen Spektromettermagneten (SM1 und SM2) gruppiert. In der ersten Stufe (LAS<sup>3</sup>) können Teilchen mit großem Streuwinkel von bis zu  $\pm 180$  mrad nachgewiesen und in der zweiten Stufe (SAS<sup>4</sup>) werden Teilchen

<sup>1</sup>Myon Strahlführung des SPS in der North-Area des CERNs

<sup>2</sup>SPS - Super Proton Synchrotron

<sup>3</sup>Large Angle Spectrometer

<sup>4</sup>Small Angle Spectrometer

## 2. Das COMPASS-Experiment

mit kleinem Streuwinkel ( $<30$  mrad) und großem Impuls nachgewiesen. Jede Stufe enthält verschiedene Spurdetektoren z.B. Scifis<sup>5</sup>, GEM<sup>6</sup>, DC<sup>7</sup>, Straws<sup>8</sup>, MWPC<sup>9</sup>, Microegas<sup>10</sup> und mindesten ein hadronisches und ein elektromagnetisches Kalorimeter. Eine Besonderheit der ersten Stufe ist der RICH<sup>11</sup>-Detektor, der zur Teilchenidentifikation genutzt wird. Jede Stufe beinhaltet außerdem ein Myon-Filter der zur Identifikation der Myonen genutzt wird. Dabei handelt es sich um einen Absorber aus Eisen und Beton, der von Spurdetektoren umgeben ist, die sogenannten Myonwände 1 und 2. Diese Detektoren basieren ähnlich wie die STRAW-Detektoren aus mehreren Lagen Driftröhren [3]. Vervollständigt wird das Experiment durch ein Triggersystem aus Szintillatorrhodoskope im SAS und LAS und einem Veto-System vor dem Target. Der zweistufige Aufbau des Spektrometers ermöglicht im gesamten Impulsbereich eine Impulsauflösung besser als 1%. Die Positionen der Detektoren werden im Spektrometer-

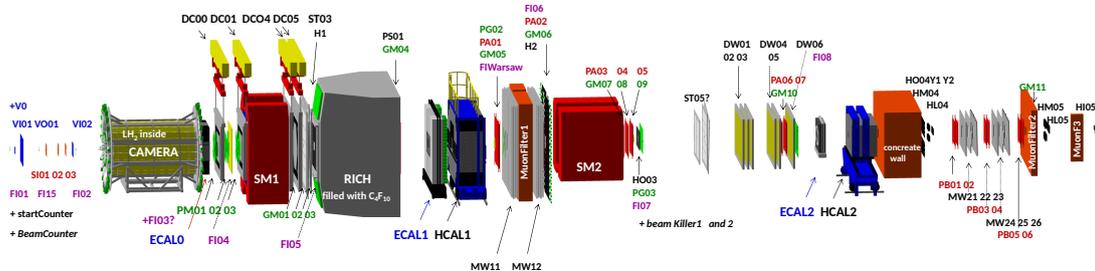


Abbildung 2.4.: Aufbau des COMPASS-II Spektrometers für die Myon-Datennahme 2017. [4]

koordinatensystem angegeben. Dabei läuft die Z-Achse entlang der Strahlachse mit dem Strahl. Der Nullpunkt sitzt dabei im Targetbereich. Die X-Achse ist die horizontale, die Y-Achse die vertikale Orientierung der senkrechten Ebene zur Strahlachse. Detektoren, mit negativen Y-Positionen, werden auch nach dem sich gegenüberliegenden Gebirgszügen mit dem Kürzel Saleve<sup>12</sup> und Detektoren, mit positiven Y-Positionen, mit dem Kürzel Jura<sup>13</sup> bezeichnet.

Für die verschiedenen Messprogramme muss vor allem der Targetbereich angepasst werde, was im folgendem beschrieben wird.

<sup>5</sup>SciFi - Scintillierende Fasern Detektoren

<sup>6</sup>GEM - Gas Electron Multiplier

<sup>7</sup>DC - Drift Chamber

<sup>8</sup>Straws - Proportionalzählrohren mit kleinem Durchmesser

<sup>9</sup>MWPC - MultiWire Proportional Chamber

<sup>10</sup>MicroMegas - Micro-MESH Gaseous Structure

<sup>11</sup>RICH - Ring Imaging Cherenkov Detektor

<sup>12</sup>Mont Salève ist ein im Département Haute-Savoie in Frankreich gelegener Berg

<sup>13</sup>Gebirgszug im Grenzgebiet zwischen Frankreich und Schweiz

## 2. Das COMPASS-Experiment

### 2.2.1. Aufbau für Drell-Yan

Der Aufbau der ersten Spektrometerhälfte für die Messung des Drell-Yan-Prozess ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Hierbei wird ein polarisiertes Protontarget ( $NH_3$ ) eingesetzt. Die Messung wird bei sehr hohen Strahlintensitäten durchgeführt, daher wird der verbleibende Strahl sowie die erzeugten Hadronen in einem Absorber direkt hinter dem Target vernichtet. Um den kleinen Anteil an DY-Ereignissen aus dem großen

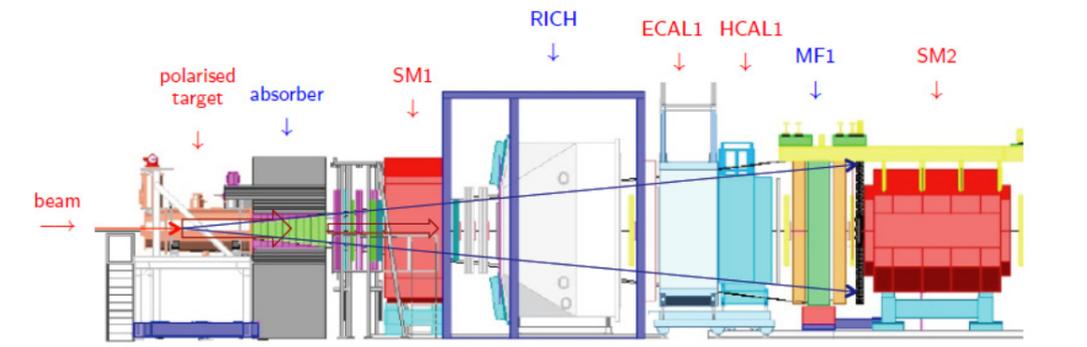


Abbildung 2.5.: Aufbau der ersten Stufe des COMPASS-Spektrometers für die Drell-Yan Datennahme [5].

Untergrund herauszufiltern, muss auf die Dileptonenpaare getriggert werden. Dazu sind die Triggerhodoskope bei diesem Aufbau symmetrisch um den nicht abgelenkten Strahl platziert, um die gleiche Akzeptanz für positiven und negativ geladenen Myonen zu erhalten.

Die Identifikation der Strahlteilchen erfolgt über zwei CEDAR<sup>14</sup>-Detektoren in der Strahlführung. Für den Pion-Strahl werden die BMS-Detektoren nicht genutzt, da sie zu viel Material in den Strahl einbringen würden. Eine genauere Beschreibung des Aufbaus des Spektrometers für die Drell-Yan-Datennahme kann in [6] und [5] gefunden werden.

### 2.2.2. Aufbau für DVCS

Der Aufbau des Spektrometers für die DVCS-Messung ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Bei der Messung mit Myonstrahl wird mit dem Triggersystem das gestreute Strahlmyon nachgewiesen. Daher sind die Detektoren entlang des abgelenkten Myonstrahls ausgerichtet. Wird die Ladung des Strahls geändert, so wird das Magnetfeld der Spektrometermagnete ebenfalls umgedreht, damit die gestreuten Strahlteilchen weiterhin in die gleiche Richtung abgelenkt werden. Bei der DVCS-Messung wird ein 2,5 m langes flüssig Wasserstofftarget verwendet. Die DVCS-Messung erfolgt als exclusive Messung, dabei wird neben dem gestreuten Myon das reelle Photon in den elektromagnetischen Kalorimetern und das Rückstossproton in einem Rückstossprotonendetektor (CAMERA), der das Target umgibt, nachgewiesen. Hinter dem Target und der CAMERA

<sup>14</sup>Cherenkov differential counter with aromatic ring focus

## 2. Das COMPASS-Experiment

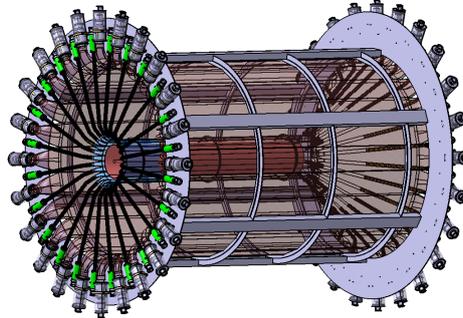


Abbildung 2.6.: Darstellung des CAMERA-Detektors. Zu sehen sind die zwei konzentrischen angeordneten Ringen aus Szintillatorstreifen. Diese werden über Lichtleiter und Photomultiplier beidseitig ausgelesen [8]

befindet sich ein zusätzliches elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL0 [7]) um Photonen unter großem Streuwinkel nachzuweisen.

### 2.2.3. Der Rückstossprotodetektor (CAMERA)

Der CAMERA-Detektor besteht aus zwei konzentrische angeordneten Ringen aus Szintillatorstreifen (Abbildung 2.6), mit denen das Rückstossproton durch die Flugzeitmessung (ToF) identifiziert wird. Beide Ringe bestehen aus je 24 Szintillatoren. Der äußere Ring B hat dabei eine Dicke von 5 cm und einer Länge von 360 cm, bei einem Abstand von 110 cm zum Zentrum. Der innere Ring A besteht aus 4 mm dicken und 275 cm lange Streifen. Dieser ist mit einem Radius von 25 cm um das Target angeordnet. Insgesamt hat der Detektor eine Länge von rund 400 cm und kann Rückstoßprotonen in einem Winkelbereich von  $60^\circ$  -  $90^\circ$  nachweisen.

Die Zeitauflösung für die Flugzeitmessung beträgt dabei 125 ps. Durch den Materialbelag der Targetzelle lassen sich nur Protonen ab einem Impuls von 260 MeV/c nachweisen.

### 2.2.4. Kalorimeter

In jeder Spektrometerstufe befindet sich ein hadronisches und ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Messung der Energie von Hadronen bzw. Elektronen und Photonen. In der ersten Stufe gibt es seit 2016 zusätzlich ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL0), direkt hinter dem Targetbereich, das Photonen mit großem Streuwinkel abdeckt. Die beiden elektromagnetischen Kalorimeter ECAL1 und ECAL2 bestehen aus homogenem Bleiglas Blöcken, in denen Teilchen aufgrund des Photoeffekts und Paarbildung ihre Energie verlieren. Das Cherenkov Licht der Schauerelektronen wird mithilfe von Photomultipliern ausgelesen. 2008 wurden die zentralen Module des ECAL2 durch Sandwichkalorimetermodule ersetzt, die aus abwechselnden Lagen aus Blei und Plastikszintillator bestehen (Shashlik-Module). Jedes der elektromagne-

## 2. Das COMPASS-Experiment

Kalorimeter	Aktive Fläche cm <sup>2</sup>	Kanäle	Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$
ECAL0	220 x 220	2700	$0,08 \pm 0,02 \sqrt{\frac{\text{GeV}}{E}}$
ECAL1	397 x 286	1476	$0,08 \pm 0,02 \sqrt{\frac{\text{GeV}}{E}}$
ECAL2	245 x 184	3072	$0,06 \pm 0,02 \sqrt{\frac{\text{GeV}}{E}}$
HCAL1	420 x 300	480	$0,56 \pm 0,08 \sqrt{\frac{\text{GeV}}{E}}$
HCAL2	440 x 220	216	$0,66 \pm 0,05 \sqrt{\frac{\text{GeV}}{E}}$

Tabelle 2.1.: Elektromagnetische und hadronische Kalorimeter im COMPASS-II Spektrometer Aufbau 2016/2017 [3], [7].

tischen Kalorimeter hat eine Tiefe, die etwa 16 Strahlungslängen entspricht. Die hadronischen Kalorimeter HCAL1 und HCAL2 sind Sampling-Kalorimeter mit alternierenden Lagen aus Eisen und Plastikszintillator, die über Photomultiplier ausgelesen werden. Hadronen interagieren in den Eisenlagen und bilden Schauer, welche in den Szintillatoren nachgewiesen werden. Dadurch das die hadronische Interaktionslänge wesentlich länger ist als die elektromagnetische Strahlungslänge, ist die Materialbelegung der hadronischen Kalorimeter größer als die der elektromagnetischen. Deshalb werden die hadronischen Kalorimeter direkt hinter den elektromagnetischen platziert. Dadurch fängt die Schauerbildung der Hadronen bereits in den elektromagnetischen Kalorimetern an. Dies erhöht die mögliche Schauerlänge.

### 2.2.4.1. Das neue elektromagnetische Kalorimeter ECAL0

Um große Photonenwinkel abzudecken wurde für das DVCS Programm 2016/2017 ein neues elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL0) entwickelt. Dies vergrößert den zugängliche  $x_B$  Bereich [5, p.99] und unterdrückt den  $\pi^0$  Hintergrund in der Analyse. Hierfür wurden neue Sandwich-Kalorimetermodule entwickelt, mit denen die gesamte Frontfläche des Rückstossprotonendetektors (CAMERA) von 220x220 cm<sup>2</sup> mit einem 50x50 cm<sup>2</sup> Loch in der Mitte abgedeckt werden kann. Das Loch entspricht dabei der Akzeptanz des ECAL1. Da für das neue Kalorimeter in der ersten Spektrometerhälfte nur wenig Platz direkt hinter der CAMERA und vor dem ersten Spektrometern magnet vorhanden ist, müssen die neuen Kalorimetermodule entsprechend Kompakt gebaut sein. Da die Lichtauslese im Streufeld des ersten Spektrometern magnet erfolgt, gestaltet sich die Auslese mithilfe von Photomultipliern, die sensitiv auf das Magnetfeld sind, schwierig. Deshalb wurden Multipixel-Avalanche-Photodioden (MAPD) verwendet. Jedes der 300 12 x 12 cm<sup>2</sup> großen Schaschlik Module besteht aus 109 Ebenen aus 0,8 mm dicken Bleiplatten und 1,5 mm dicken Plastikszintillator. Jedes Modul ist in 3x3 Szintillatoren mit je 4 cm Kantenlänge aufgeteilt. Die Seitenflächen sind zur optischen Isolation weiß lackiert. Jede dieser Zellen wird über eine Wellenlängenschiebefaser (WLS) einzeln ausgelesen. Die Tiefe des Kalorimeterblocks beträgt 25 cm, was 15 Strahlungslängen entspricht. Da der Verstärkungsfaktor der MAPDs temperatu-

## 2. Das COMPASS-Experiment

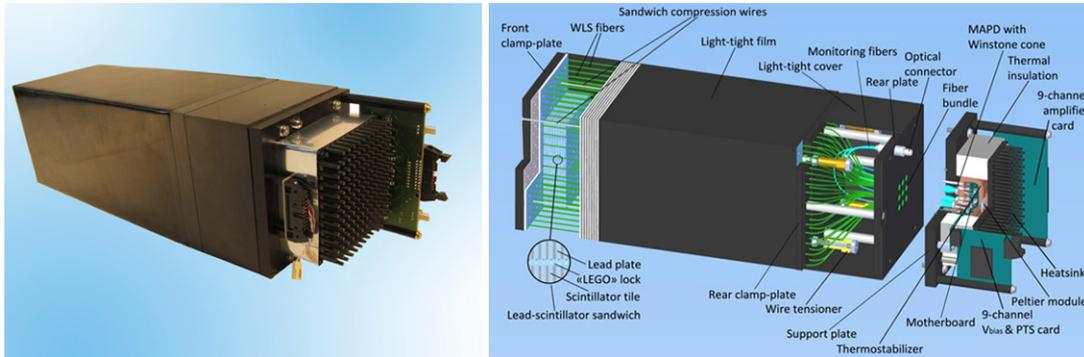


Abbildung 2.7.: links: Zusammengebautes ECAL0 Modul es sind die Anschlüsse an den Systembus und die Kühlkörper der Peltierelemente zu sehen. rechts: schematische Darstellung des Aufbaus eines ECAL0 Moduls [7].

abhängig ist, wird der gesamte Detektor bei einer konstanten Temperatur von 15 °C betrieben.

### 2.2.4.2. Die hadronischen Kalorimeter (HCAL)

Für das Compass-II Experiment werden zwei hadronische Kalorimeter verwendet, HCAL1 und HCAL2. Diese dienen zum Nachweis von Hadronen über ihre deponierte Energie. Aus den so gewonnenen Signalen kann auch ein Hadron-Trigger generiert werden. Bei beiden handelt es sich um Eisen-Szintillator-Sandwich-Kalorimetern, die über Wellenlängenschiefefaser und Photomultiplier ausgelesen werden. Das HCAL1 besteht aus 480 15x15 cm<sup>2</sup> großen Modulen und deckt große Winkel von 50-150 mrad ab (siehe Abbildung 2.8). HCAL2 besteht aus 216 20x20 cm<sup>2</sup> großen Modulen und deckt den Winkelbereich von 5-50 mrad ab (siehe Abbildung 2.9). Beide besitzen eine Tiefe von 5 Interaktionslängen ( $\lambda_0$ ) auf und haben im Zentrum ein Loch. Das Loch im HCAL1 entspricht der Akzeptanz der zweiten Spektrometerstufe. Die Ausgangssignale weisen eine Länge von 40 ns auf mit einer Anstiegszeit von 10 ns. Die Photomultiplier werden einzeln und in Gruppen über Sample Analog Digital Wandler (SADC) ausgelesen. Für die Bildung des Kalorimeter-Triggersignals (CALO) erfolgt die Gruppierung von vier Photomultipliern über eine Summierung der Analogen Signale direkt am Detektor. Die Signale von jeweils vier 2x2 Blöcken werden über Twisted-Pair Kabel in den Ausleseraum geleitet, wo diese zu verschiedenen 16er Blöcken zusammengefasst. Die Gruppierung erfolgt in mehreren überlappenden Ebenen pro Kalorimeter. Diese 16er Blöcke werden zusätzlich über TDCs ausgelesen.

Die Größe einer Triggerzelle mit 4x4 Photomultipliern entspricht etwa der transversalen Schauerausdehnung eines Hadrons. Hadronenschauer werden von Myonen dabei durch eine Energieschwelle unterschieden. Die Gruppenbildung und Generierung des Triggersignals wird in Abschnitt 2.2.5.3 beschrieben.

## 2. Das COMPASS-Experiment

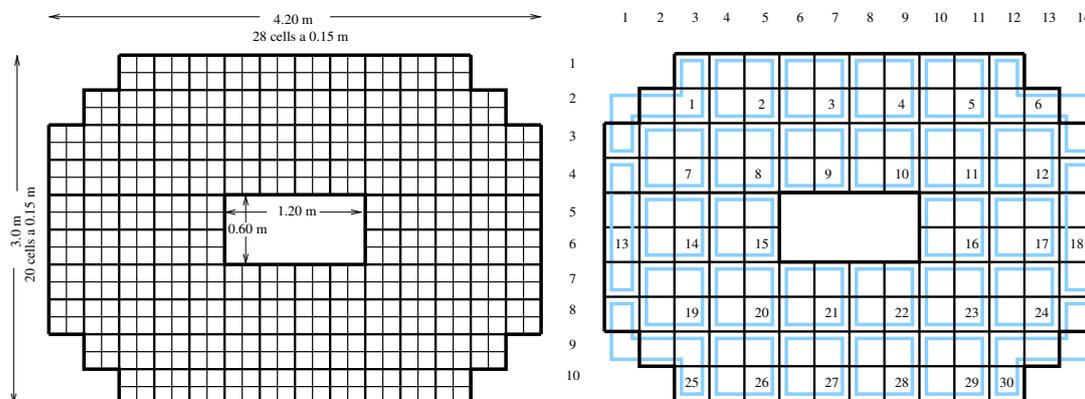


Abbildung 2.8.: Aufbau von HCAL1. Auf der linken Seite ist die Aufteilung des Kalorimeters in die einzelnen Photomultiplierauslesekanäle gezeigt. Auf der rechten Seite sind in schwarz die am Detektor summierten 2x2 Blöcke dargestellt und in Blau die Gruppierung der Auslese in je vier 2x2 Blöcke über ein Achtpoliges Twisted-Pair Kabel [9].

### 2.2.5. Das Triggersystem

Bei einer Strahlintensität von etwa  $3.8 \cdot 10^8$  Myonen pro Spill und einer Ereignisgröße von ca. 100 kb ist es offensichtlich, dass nicht alle Ereignisse aufgezeichnet werden können. Deshalb wird ein Triggersystem verwendet, das für die Analyse interessante Ereignisse selektieren kann. Die Länge der Auslesepuffern in den Detektorauslesemodulen (Frontends) beschränkt die Zeit, die das Triggersystem für die Entscheidung zur Verfügung hat, ob das Ereignis aufgezeichnet wird oder nicht. Diese sogenannte Triggerlatenz liegt in der Größenordnung von  $3 \mu\text{s}$ . Unterschiedliche Triggersysteme können für das Triggersignal, dass die Datenaufnahme auslöst, kombiniert werden. Die Triggerentscheidung wird über das Trigger Controll System (TCS [10]) zurück an die Detektorauslese gesendet. (siehe Abbildung 2.24)

Das TCS<sup>15</sup>-Signal besteht aus zwei Datenkanälen, die mit dem Zeitmultiplexverfahren unidirektional über ein Glasfasersystem an die Detektorauslesen verteilt werden. Über Kanal A wird eine 1 Bit breite Triggerinformation übertragen. Dies ermöglicht die Verteilung der Triggerinformation mit einer festen Latenz und einer geringen Totzeit. Über Kanal B werden alle anderen Informationen wie Event-Nummer, Spill-Nummer und Steuersignale, wie zum Beispiel Beginn des Spills (BOS) und Ende des Spills (EOS), übertragen. Letztendlich wird auch das globale Zeitsignal des Experiments aus dem Phasensignal des Datenstroms von den einzelnen Detektorauslesemodulen extrahiert. Damit haben alle Auslesemodule die gleiche Referenzzeit.

<sup>15</sup>TCS-Trigger Controll System

## 2. Das COMPASS-Experiment

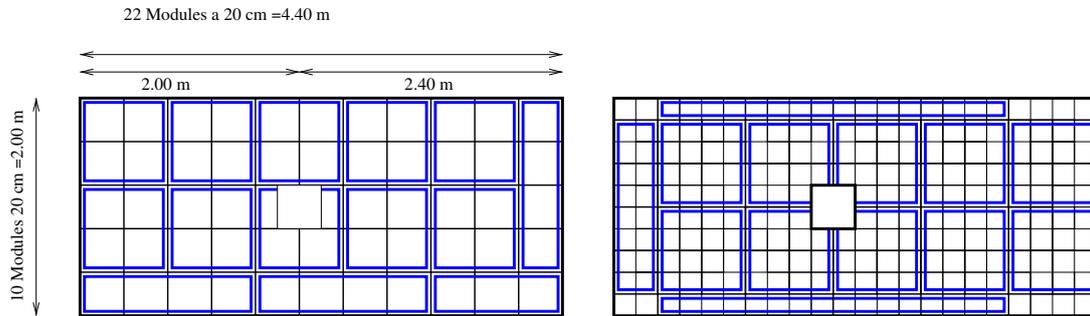


Abbildung 2.9.: Darstellung der Aufteilung des HCAL2 Hodoskops in die einzelnen 2x2 (rechte Seite) und 4x4 (linke Seite) Blöcke. In Blau sind die Gruppen an Kanälen dargestellt, die über ein Twisted-Pair Kabel ausgelesen werden [9].

### 2.2.5.1. Myonentrigger

Eine große Akzeptanz in  $Q^2$  und  $y$  (Abbildung 2.10) für gestreute Myonen wird durch insgesamt vier verschiedene Hodoskopsysteme sichergestellt. Die Unterteilung des Myonentriggers in verschiedene Subsysteme ermöglicht die Anpassung des Designs der Hodoskope an die Ratenbedingungen in den verschiedenen kinematischen Regionen [5, p. 84]:

- **Ladder** (HL04,HL05): kleine  $Q^2$  und hohe  $y$
- **Middle** (HM04Y, HM05Y): kleine  $Q^2$  und alle  $y$
- **Outer** (HO03,HO04): mittlere  $Q^2$  und alle  $y$
- **LAS** (HG01,HG02): hohe  $Q^2$

Jedes dieser Triggersysteme besteht aus zwei Hodoskopen, die aus Plastiksintillatoren bestehen und mit Photomultipliern ausgelesen werden. Mindestens eines der Hodoskope befindet sich hinter einem Absorber ( $\mu$ -Filter) (Abbildung 2.11). Diese Art der Platzierung dient der Myonidentifikation. Eine Besonderheit gibt es beim Outer und LAS System, bei denen der hintere Detektor in zwei Hälften geteilt ist. Dies hat den Vorteil, dass die Länge der Szintillatoren und dadurch ihre Abschwächlänge nicht zu groß wird und im Fall der LAS-Hodoskope ist eine Dilepton-Messung während des Drell-Yan-Messprogramms möglich ist. Dabei werden Treffer in beiden Hälften des Hodoskops gefordert. Die Positionierung der Trigger-Hodoskope im Experiment ist in Abbildung 2.11 dargestellt.

Es werden zwei Methoden zur Identifikation des gestreuten Myons benutzt:

### Vertikales Target Pointing

Beim vertikalem Target Pointing (Abbildung 2.12 links) sind die Streifen der Hodoskope horizontal ausgerichtet. Hierdurch kann der Winkel in der Y-Z-Ebene gemessen

## 2. Das COMPASS-Experiment

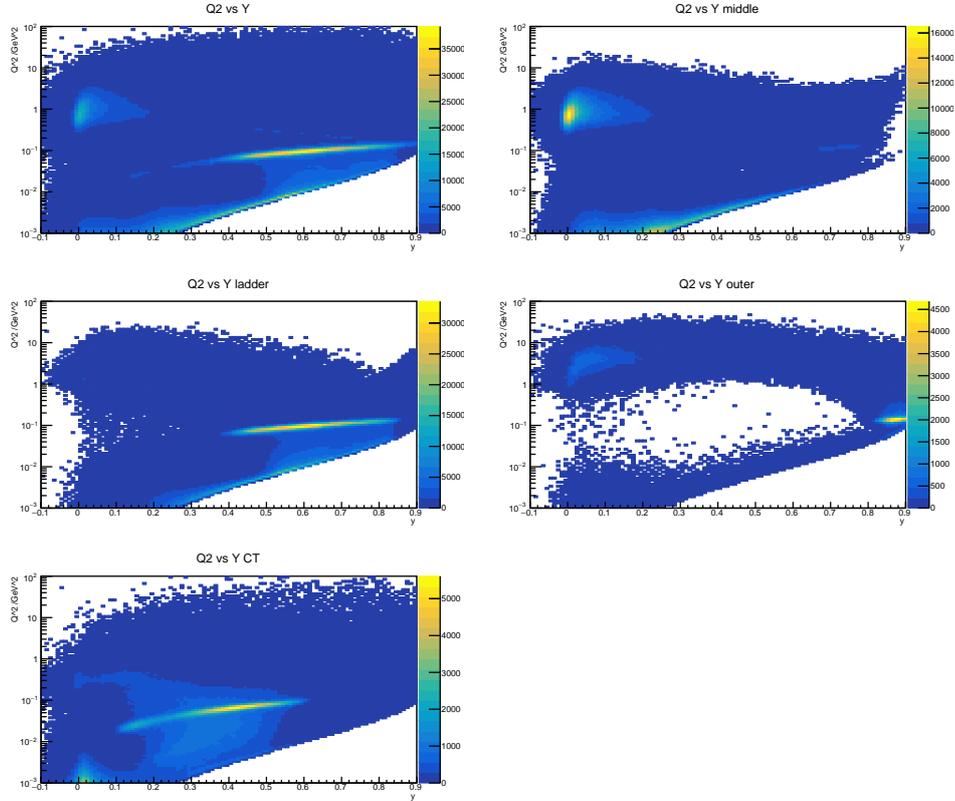


Abbildung 2.10.:  $Q^2$  gegen  $y$  Verteilung für Myonen die in den unterschiedlichen Triggersysteme am COMPASS-II Experiment bei der Datennahme 2017 aufgenommen wurden. Oben links für alle Triggersysteme. Die anderen Histogramme zeigen die Ereignisse für die einzelnen Triggersysteme (Middle:MT, Ladder:LT, Outer:OT, CALO:CT).

werden. In dieser Ebene werden die Teilchen nicht durch die Spektromettermagneten abgelenkt. Deshalb kann die Trajektorie des in zwei Hodoskopebenen gemessenen Teilchen zum Target zurückextrapoliert werden und so geprüft werden, ob das Teilchen aus der Targetregion stammt. Diese Methode wird von dem Middle, Outer und LAS Triggersystem genutzt.

### Energieverlust

Für kleine Streuwinkel, kann die Targetpointingmethode nicht angewendet werden. Deshalb wird für die Triggersysteme nahe am Strahl die Energieverlustmethode genutzt (Abbildung 2.12 rechts). Beim Energieverlusttrigger sind die Hodoskopstreifen vertikal angeordnet. Die Ablenkung wird in der X-Z-Ebene gemessen und durch die Dipolmagneten des Spektrometers beeinflusst. Durch die Messung der Ablenkung des Teilchens im Magnetfeld kann der Energieverlust des Teilchens bestimmt werden.

## 2. Das COMPASS-Experiment

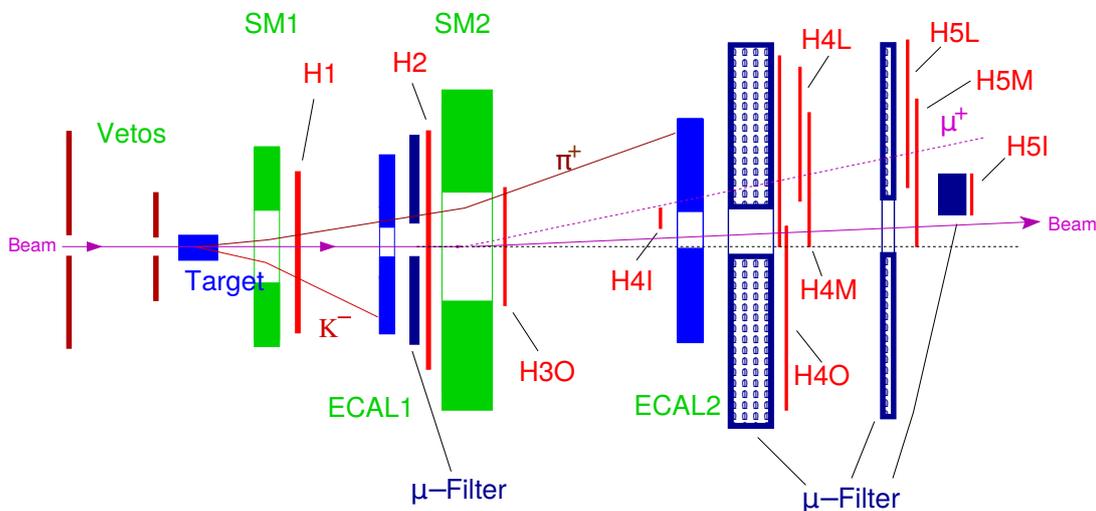


Abbildung 2.11.: Positionen der Triggerhodoskope und Hadronfilter im COMPASS-II Spektrometer. Für die DVCS Messung ist der Inner Trigger (HI4,HI5) nicht aktiv. Für die Drell-Yan Messung sind die Hodoskope HG01,HG02,HOO3,HOO4,HM4Y,HM5Y aktiv und zur Strahlachse verschoben [3].

Durch die Messung können Teilchen mit hohem Energieverlust und kleinem Impulsübertrag  $Q^2$  gemessen werden. Diese Methode wird bei dem Ladder-Trigger und den vertikalen Elementen des Middle-Triggers angewandt.

Insgesamt besteht das Hodoskoptriggersystem aus 16 Hodoskopen mit insgesamt 418 Szintillatorstreifen. Die Beschreibung der einzelnen Hodoskope kann [3] und [12] entnommen werden.

### 2.2.5.2. Auslese der Hodoskope und Trigger Elektronik

Die Auslese der Szintillatorstreifen in den Hodoskopen erfolgt beidseitig über Photomultiplier. Die Analogsignale der Photomultiplier werden über Koaxialkabel vom Strahlbereich in den Raum der Triggenerauslese geleitet. Die Kabellänge verschiedener Hodoskope ist dabei so gewählt, dass die Laufzeit eines Myonssignals, das beide Detektoren eines Triggersystems durchflogen hat, bei der Ankunft in der Triggenerauslese gleich groß ist.

### Diskriminatoren

In der Triggenerauslese werden die ankommenden Signale diskriminiert und über einen Meantimer verarbeitet (siehe Abbildung 2.13). Das Zeitsignal des Meantimers ist unabhängig von dem Ort des Durchtritts. Je 32 Meantimer-Module mit jeweils

## 2. Das COMPASS-Experiment

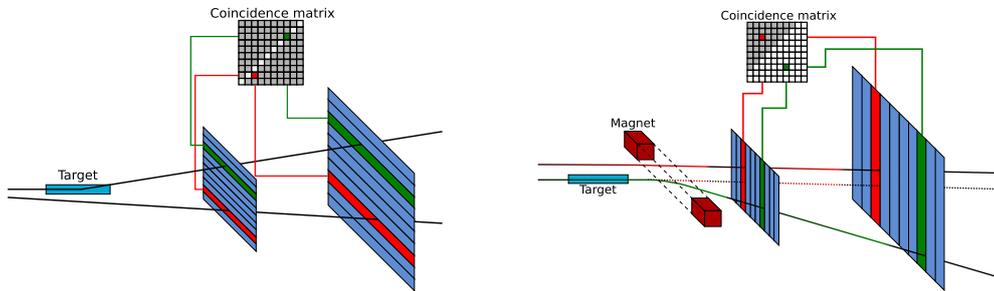


Abbildung 2.12.: Links: Targetpointing Methode. Rechts: Energieverlust Methode - Ein gestreutes Myon, das in beiden Hodoskopen kompatibel mit der Triggermatrix erkannt wurde, erzeugt einen Trigger am Ausgangskanal der Matrix [11].

zwei CFD<sup>16</sup>-Diskriminatoren von ORSAY [13, p6] befinden sich auf einem VME<sup>17</sup>-Diskriminatoreinschub. Dies ermöglicht die Kompakte doppelseitige Auslese eines Hodoskop mit 32 Streifen (64 Photomultiplier) über ein VME-Modul. Die Schwellenwerte der einzelnen Diskriminatoren sind per VME programmierbar. Jedes Modul liefert als Ausgang jeweils einmal das diskriminierte Signal der einzelnen Photomultiplier, sowie auch dreimal das Signal der Meantimer mit LVDS<sup>18</sup>-Signalpegel.

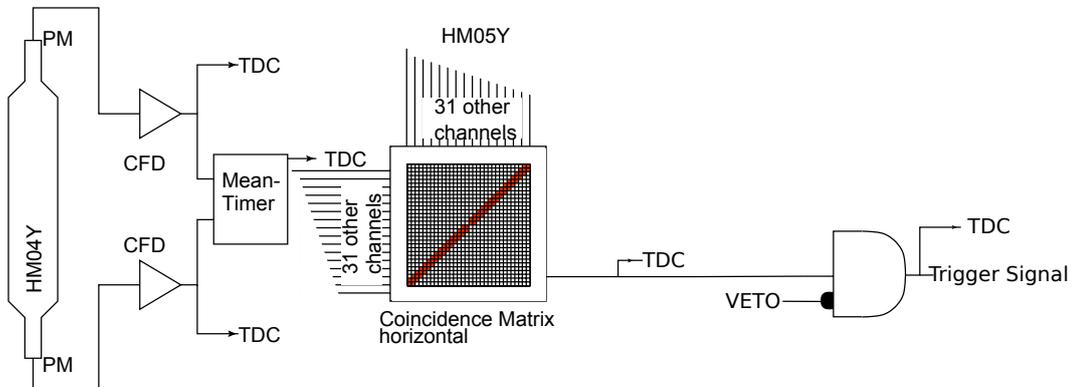


Abbildung 2.13.: Signalverlauf der Triggerelektronik gezeigt an einem doppelausgelesenen Streifen [3].

<sup>16</sup>CFD - Constant Fraction Discriminator

<sup>17</sup>VMEbus - Versa Module Eurocard Bussystem

<sup>18</sup>LVDS - Low Voltage Differential Signaling (LVDS) Schnittstellen-Standard

## 2. Das COMPASS-Experiment

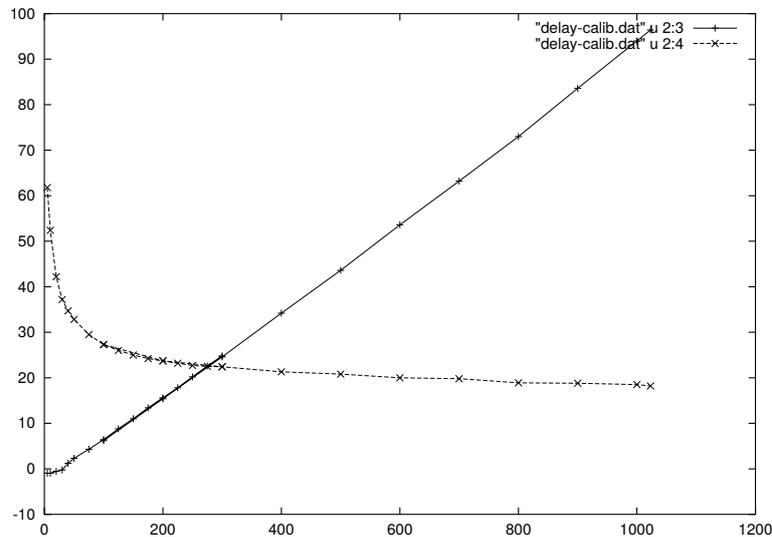


Abbildung 2.14.: Durchgezogene Kurve: Meantimer Ausgangszeitverzögerung (in ns), gestrichelte Kurve: Breite des Meantimer Ausgangssignals (in ns), Die X-Achse stellt den einstellbaren Meantimerparameter über die 1024 DAC Stufen da. Volle Aussteuerung entspricht dabei 3,3 V [13].

### Meantimer

Das erste Signale das den Meantimer erreicht lädt einen Kondensator mit einem konstanten Strom. Trifft das zweite Signal ein, wird der Ladestrom verdoppelt. Die Ladung des Kondensators wird mit einem Komparator gegen eine Externe Spannung abgeglichen. Übersteigt die Kondesatorladung die externe Spannung wird das Ausgangssignal generiert. Abhängig von der eingestellten Schwelle lässt sich die Verzögerung und die Breite des Ausgangssignal einstellen (siehe Abbildung 2.14), wobei beide Parameter voneinander abhängen und sich über einen DAC<sup>19</sup> einstellen lassen. Typischerweise ist das Ausgangssignal 25 ns breit. Bei DAC-Werten unter 170 nimmt die Signalbreite des Ausgangssignal nicht linear zu.

Die Diskriminatorexgänge der 64 einzelnen Photomultiplier und die 32 Kanäle der Meantimerer werden durch TDCs ausgelesen. Zur Generierung des Triggersignalsx werden die Meantimersignale von zwei Hodoskopen, die zu einem Trigger-Subsystems gehören, als Zeile und Spalte auf eine Triggermatrix gegeben.

### Triggermatrix

Die Triggermatrix ermöglicht die Schaltung von Koinzidenzen zwischen verschiedenen Streifenkombinationen. Hierzu existiert innerhalb der Matrixchips eine Matrix aus 32x32 UND-Gattern (Pixel), die unabhängig voneinander geschaltet werden können. (Abbildung 2.15) Wählt man eine Diagonale als Matrix, so ist man sensitiv auf Teil-

<sup>19</sup>DAC - Digital Analog Wandler

## 2. Das COMPASS-Experiment

chenspuren die ihren Ursprung in der Targetregion haben. Durch die Wahl der Matrix als Dreieck können Ereignisse identifiziert werden, die mit dem Target unter einem bestimmten Ernergiverlust interagiert haben. Durch beide Methoden werden HALO Myonen erfolgreich unterdrückt. Da es essentiell ist, dass die Signale der verschiedenen Detektoren gleichzeitig an den einzelnen Pixeln des Matrixchips ankommen, ist jeder Kanal der Matrix mit einer Verzögerungseinheit ausgestattet. Diese ermöglichen das Verzögerung der Signale von bis zu 8 ns zueinander. Das Ausgangssignale der Matrix hat eine Länge von 2 ns.

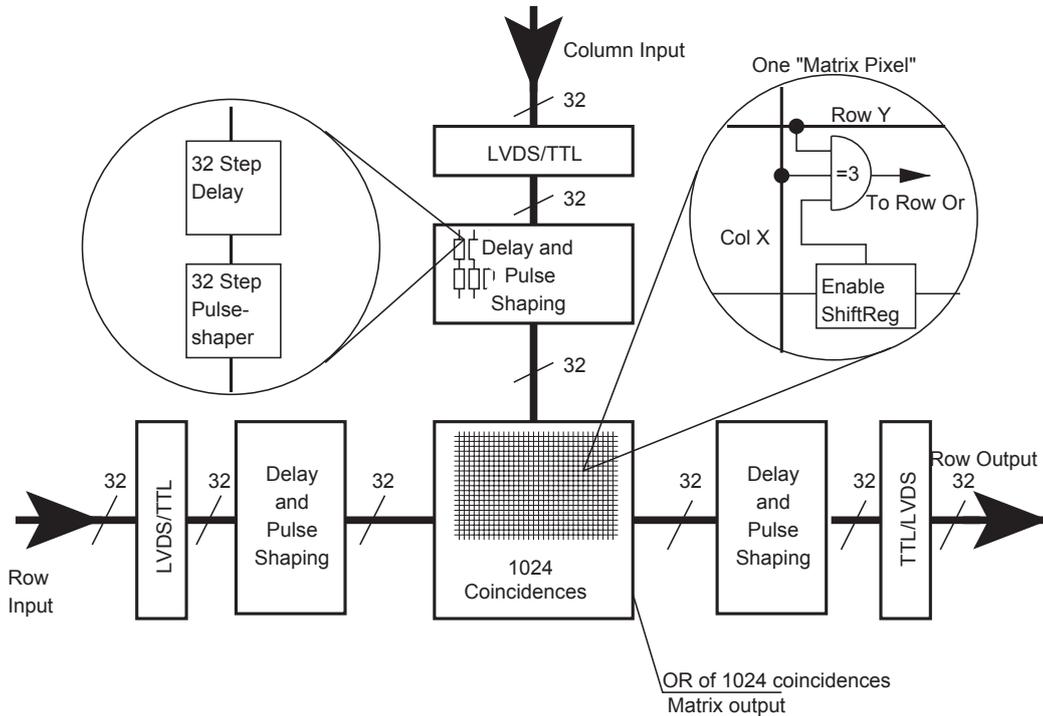


Abbildung 2.15.: Schematischer Aufbau einer Triggermatrix. [3].

Um die Funktion der Matrix und die Notwendigkeit der Verzögerung genauer zu verdeutlichen wird im folgenden ein Ereignis genauer betrachtet. Sei  $t_{h4}$  der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs durch einen Streifen  $Y_{h4}$  des ersten Hodoskop, so ist  $t_{h5} = \Delta T + t_{h4}$  der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs durch einen Streifen  $Y_{h5}$  des zweiten Hodoskop. Hierbei ist  $\Delta T$  die Flugzeit der Myonen zwischen dem ersten und zweiten Detektor. Diese sollte jedoch schon durch längere Signalleitungen am ersten Hodoskop kompensiert sein.

Zusätzlich ist der Nachweisprozess im Szintillator intrinsisch mit einem Zeitjitter  $\sigma_s(Y)$  behaftet. Die PMTs haben abhängig von der Hochspannung eine Verzögerungszeit  $d_{PMT}$  und einen weiteren Zeitjitter  $\sigma_{PMT}$ . Die einstellbare Verzögerung im Diskriminator soll  $d_{dis}$  sein und  $d_{mat}$  die Verzögerung der Matrix.

Damit lässt sich die Zeit zwischen dem Durchtritt durch das Hodoskop und der An-

## 2. Das COMPASS-Experiment

kunft des Signals im Matrixpixel bestimmen. Mit  $d_{co}$  ist dabei die Verzögerung zwischen Verzögerungschip und der Koinzidenzeinheit die sich aufgrund der unterschiedlichen Signallaufzeiten innerhalb der Matrix-Platine ergibt. Man kann nun alle auftretenden Verzögerungen als  $T$  zusammenfassen und mithilfe der Matrixverzögerung  $d_{mat}$  korrigieren:

- Erstes Hodoskop:

$$T_{h4}(Y_{h4}) + d_{mat}(Y_{h4}) = t_{h4} + d_{pmt}(Y_{h4}) + d_{dis}(Y_{h4}) + d_{co}(Y_{h4})$$

- Zweites Hodoskop:

$$T_{h5}(Y_{h5}) + d_{mat}(Y_{h5}) = t_{h5} + d_{pmt}(Y_{h5}) + d_{dis}(Y_{h5}) + d_{co}(Y_{h5})$$

Fast man alle auftretenden Verzögerungen außer die einstellbare Matrixverzögerung als  $T$  zusammen so lässt sich die Bedingung für das feuern eines Pixels folgendermaßen beschreiben:

$$| T_{h5}(Y_{h5}) + d_{mat}(Y_{h5}) - T_{h4}(Y_{h4}) + d_{mat}(Y_{h4}) | < t_{matrixgate} \quad (2.9)$$

$t_{matrixgate}$  ist dabei die Matrixkoinzidenzlänge, die in einem Bereich zwischen 0 bis 8 ns in 32 Schritten eingestellt werden kann. Als Ausgang der Triggermatrix gibt es ein ODER aller Matrixpixel und ein ODER pro Spalte der Matrix (siehe Abbildung 2.15).

Das ODER-Signal der gesamten Matrix wird als nächstes über eine Antikoinzidenz mit dem Signal der Veto Detektoren verknüpft.

### 2.2.5.3. VETO System

Da eine Eigenschaft des Myon-Strahls bei COMPASS der hohe HALO-Anteil ist wird ein VETO-System benötigt, um solche Halo-Ereignisse, die nicht mit dem Target interagiert haben, abzulehnen. Das Veto System besteht aus 8 Szintillationszählern, die sich vor dem Target befinden. Die Szintillationszähler sind segmentiert und besitzen ein zentrales Loch in der Mitte, um den Strahl passieren zu lassen. Bis auf den äußersten Zähler (Veto-Outer-1) werden alle Szintillatoren einseitig ausgelesen.

Der genaue Aufbau der VETO Detektoren ist in [3], [14] beschrieben.

Zusätzlich zu dem Hodoskop Triggersystem existieren verschiedene Kalibrierungs Trigger, die im folgenden kurz beschrieben werden:

#### Inner-Veto-Trigger

Um Detektorstudien nahe am Strahl durchführen zu können wird ein Trigger benötigt der eine homogene Ausleuchtung dieser Systeme ermöglicht. Dazu wird eine ODER-Verknüpfung der beiden Veto-Detektoren Veto-Inner 1 und Veto-Inner 2 verwendet. Dabei ist das Triggersignal nicht mit den restlichen Vetosignalen verknüpft.

## 2. Das COMPASS-Experiment

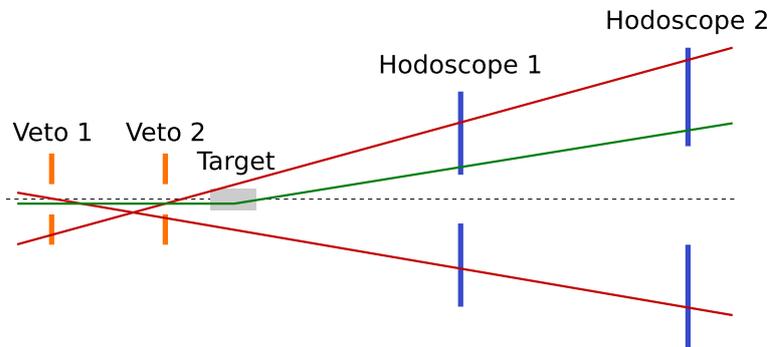


Abbildung 2.16.: Prinzip des VETO-Systems. Die Roten Linien stellen Myonen da die keine Wechselwirkung mit dem Target hatten und von den Veto Detektoren erfasst wurden. Die grüne Linie stellt ein gestreutes Ereignis da [11].

### Halo-Trigger

Der Halo-Trigger dient der Kalibrierung von großflächigen Detektoren wie der Drahtkammern und Kalorimetern. Dafür werden Myonen aus dem Strahlhalo genutzt. Dies wird durch eine einfache Koinzidenz aller Streifen der beiden Hälften des HO04 (Outer-Triggersystem) und der beiden Hälften des HG02 (LAS-Triggersystem) erreicht. Der Halo-Trigger wird nicht mit dem Vetosignal verknüpft.

### Strahl-Trigger

Der Strahl-Trigger erzeugt ein Signal, wenn in den beiden szintillierende Faserhodoskope FI01 und FI02 im Targetbereich ein zeitlich korrelierter Treffer stattgefunden hat. Diese beiden Detektoren befinden sich direkt im Strahl mit einer aktiven Fläche von  $39,4 \times 39,4 \text{ mm}^2$  und registrieren somit die Strahlteilchen. Die Detektoren haben dazu je sechs Ausgänge, die Gruppen von Fasern zusammenfassen. Die so summierten Ausgänge der beiden Ebenen werden über ein UND-Verknüpfung miteinander verschaltet und bilden so das Strahl-Triggersignal. Die Antikoinzidenz mit dem Vetosignal unterdrückt die Kontamination des Triggersignals mit strahlfernen Myonen.

### ECAL0-Trigger

Der ECAL0 Trigger dient der Kalibrierung des ECAL0, dazu wird ein Interaktion des Strahlteilchens gefordert. Mit einer kleine Szintillatorscheibe mit 2 cm Durchmesser (Beamkiller), die sich direkt hinter dem Spektrometernagnet SM1 befindet geprüft, ob bei einem nachgewiesenem Ereignis im ECAL0 eine Interaktion mit dem Target vorlag.

Dazu wird ein Signal im ECAL0 generiert sobald eine gewisse Energieschwelle überschritten ist. Dieses Signal wird über ein Koaxialleitung zu der restlichen Elektronik in den Ausleseraum geschickt. Hier wird eine Grundlinienkorrektur vorgenommen und

## 2. Das COMPASS-Experiment

die Koinzidenz mit dem Beamkillersignal bestimmt. Hierdurch erhält man nur Ereignisse die wirklich eine Interaktion im Target hatten welches durch das Fehlen des Strahlteilchens im Beamkiller nachgewiesen wird.

### Zufalls-Trigger

Es existieren zwei verschiedene Zufalls-Trigger. Diese werden für Detektorstudien und die Flussbestimmung genutzt. Der eine Trigger nutzt einen Quasi-Zufallsgenerator, der über das Rauschen eines Widerstands realisiert ist. Der andere nutzt einen echten Zufallsgenerator, der über die koinzidente Messung der beiden Annihilationphotonen aus dem  $\beta^+$ -Zerfall von  $^{22}\text{Na}$  gebildet wird [3], [15]. Der Zufalls-Trigger stellt neben dem Kalorimeter- und Strahl-Trigger einen von den Hodoskopen unabhängigen Trigger da und kann so als Test-Trigger genutzt werden.

### Kalorimeter Trigger

Der Kalorimeter Trigger spielt in der späteren Betrachtung der Hodoskopeffizienzen eine wichtige Rolle. Er dient als unabhängige Referenz um die Funktion der Hodoskoptrigger zu testen. Dies ist möglich, da man nicht auf das gestreute Myon, sondern auf Hadron im Ausgangskanal der tiefinelastischen Streuung trigger, dass seine Energie in den Kalorimetern deponiert. Damit hat man eine unabhängige Referenz an Ereignissen bei denen man das Hadron nachgewiesen hat und aus diesen Informationen das Myon rekonstruieren kann.

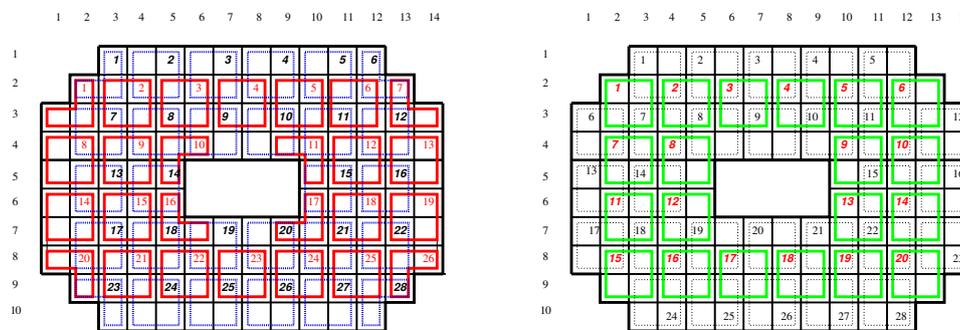


Abbildung 2.17.: Anordnung der vier HCAL1 Ebenen: Blau = Ebene 1, Rot = Ebene 2, Schwarz = Ebene 3 und Grün = Ebene 4. Die Nummerierung gibt die Nummer der Zellen an wobei die fehlenden Zellen am Randbereich und im Lochbereich nicht mitgezählt werden [9].

Um auf Ereignisse triggern zu können die ein Hadron im Ausgangskanal haben, kann innerhalb eines Kalorimeters nach einem Cluster an deponierter Energie gesucht werden, der eine transversale Ausdehnung von mehreren 10 cm (Größenordnung der Interaktionslänge von Hadronen) aufweist. Ein Myon deponiert dahingegen seine Energie entlang der Flugbahn und kann so von einem hadronischen Schauer anhand seiner kleineren transversalen Ausdehnung unterschieden werden. Da die Zellengröße durch

## 2. Das COMPASS-Experiment

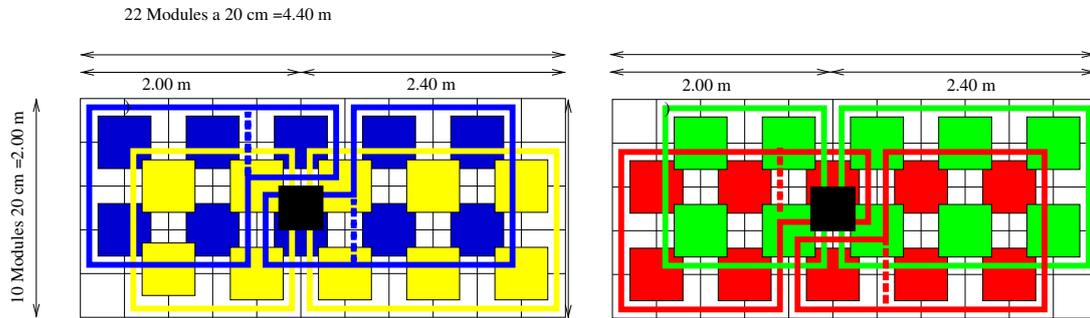


Abbildung 2.18.: Anordnung der vier HCAL2 Ebenen: Blau = Ebene 1, Gelb = Ebene 2, Grün = Ebene 3 und Schwarz = Ebene 4 [9].

den Aufbau des Kalorimeters bereits festgelegt ist kann diese Bedingung nicht verwendet werden um Hadron-Ereignisse von Myonen-Ereignissen zu trennen. Daher wird pro Zelle des Kalorimeters auf den Energieverlust der Hadronen getriggert. Die Energieablage des minimalionisierenden (MIPS) Myons von 1,8 GeV innerhalb einer Zelle dient dabei als Richtwert. Um die Kontamination mit Myonen möglichst gering zu halten wird die Schwelle auf 5,4 GeV festgelegt. Dies entspricht der dreifachen Energieablage eines MIPS.

Um Hadronenschauer nachweisen zu können, deren transversale Ausdehnung etwa 4 Zellen entspricht werden alle möglichen Kombinationen von benachbarte 2x2 Zellen für die Analyse des Energieablags gebildet. Das Summen-Signal der 2x2 Zellen wird durch Abzweigen von 5% des Photomultiplier-Signals der vier Photomultiplier, die diese Zelle darstellen, gebildet. Immer vier solcher 2x2 Gruppen werden über ein 25 m langes Twisted-Pair Kabel differentiell in den Ausleseraum geleitet. Die Verkabelung in die einzelnen Splittergruppen ist in Abbildung 2.8 und 2.9 gezeigt. Im Ausleseraum werden aus den Vierergruppen die einzelnen 16er-Gruppen zusammengesetzt. Die möglichen Kombinationen werden in Ebenen Zusammengefasst wobei die Kombination der einzelnen Ebenen immer um eine 2x2-Gruppe verschoben sind. Hierzu wird das Signal vervielfältigt und über eine passive Verteilermatrix den einzelnen 16er-Zellen der Ebenen zugeordnet (siehe Abbildung 2.20).

Die einzelnen Ebenen generiert man, indem man die 4x4 Zellen um jeweils eine logische Zelle (2x2 Block) gegeneinander verschiebt. Die zweite Ebene erhält man indem man die erste Ebene eine logische Zelle nach rechts und eine nach unten verschiebt. Die dritte Ebene wird durch das Verschieben der zweiten Ebene um eine logische Zelle nach oben generiert. Die vierte Ebene entspricht der dritten Ebene, die um eine logische Zelle nach rechts verschoben wird (Siehe Abbildung 2.17 und 2.18). Das Signal jeder 16er-Zelle wird über zwei Diskriminatoren mit unterschiedlicher Schwelle diskriminiert und einer Multiplizitätseinheit zugeführt, in der festgestellt werden kann, wie viele 4x4 Zellen pro Ebene gefeuert haben. Die acht Ebenen der beiden Kalorimeter und deren 16 Diskriminatorausgangssignale werden für den CALO-Trigger mit einem ODER verknüpft und in Antikoinzidenz mit dem VETO-Signal verknüpft. Das so generierte

## 2. Das COMPASS-Experiment

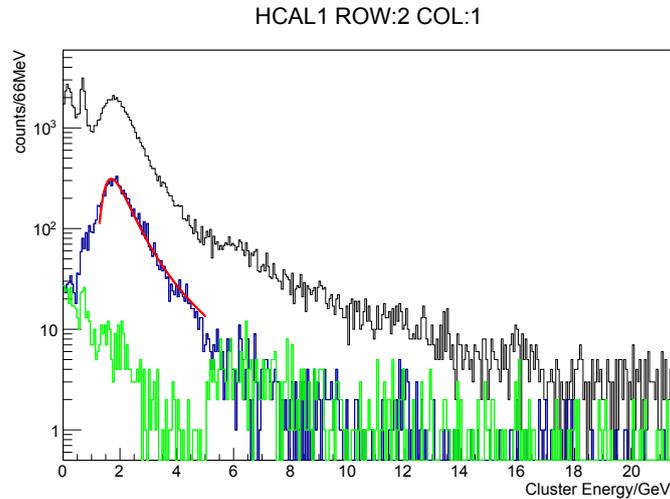


Abbildung 2.19.: Ereignisse die vom SADC des HCAL1 Kalorimeters die für die 16er-Zelle in Reihe 2, Spalte 1 aufgenommen wurden. In Schwarz alle Ereignisse ohne Bedingung auf den Trigger. In Blau mit der Bedingung das der HALO-Trigger gefeuert hat, hierdurch selektiert man aus dem gesamten Spektrum die Halo-Myonen die vom Kalorimeter aufgenommen wurden. In Grün mit der Bedingung das der Kalorimetertrigger gefeuert hat.

Triggersignal wird wie die Myonentrigger über den Prescaler an den TCS-Controller weitergegeben.

Zur Überwachung der Funktion des Kalorimetertriggers gibt es an verschiedenen Stellen Monitoring Funktionen. So werden die 4x4 Zellen der Ebenen einzeln und jede Ebene als gesamtes mit einem TDC ausgelesen.

## 2. Das COMPASS-Experiment

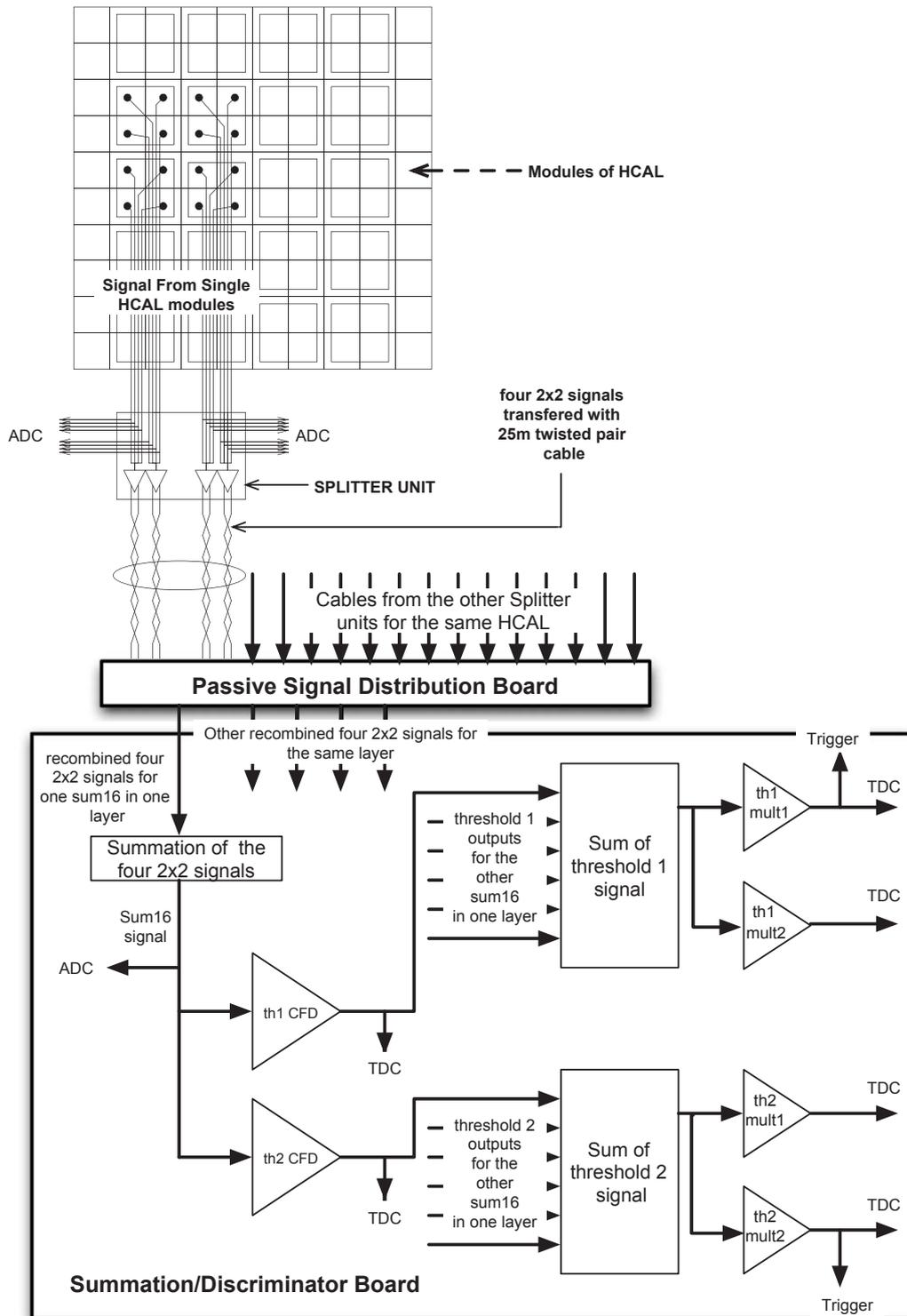


Abbildung 2.20.: Schematischer Aufbau des Kalorimeter Triggers vom Detektor bis zum Ausgang der Summations/Diskriminator Platinen [9].

## 2. Das COMPASS-Experiment

Hierdurch lässt sich das Zeitlicheverhalten der Kalorimeter überwachen. Abbildung 2.21 zeigt die Korrelation des Zeitpunkts der Triggerauslöse gegen den Zeitpunkt der Zellauslöse für 5 Zellen des HCAL2. In der oberen Reihe ist die Korrelation für die zweite Schwelle gezeigt. Das Spektrum ist nach unten hin scharf Angeschnitten. Dies ist ein Zeichen das diese Ebenen den Trigger generiert. Die untere Reihe zeigt die Schwelle 1 die in der gezeigten Konfiguration nicht zu dem Triggersignal beiträgt. Hier sind die Spektren nach unten hin nicht angeschnitten, es gibt Ereignisse die vor dem eigentlichen Triggerzeitpunkt dieser Ebene kommen.

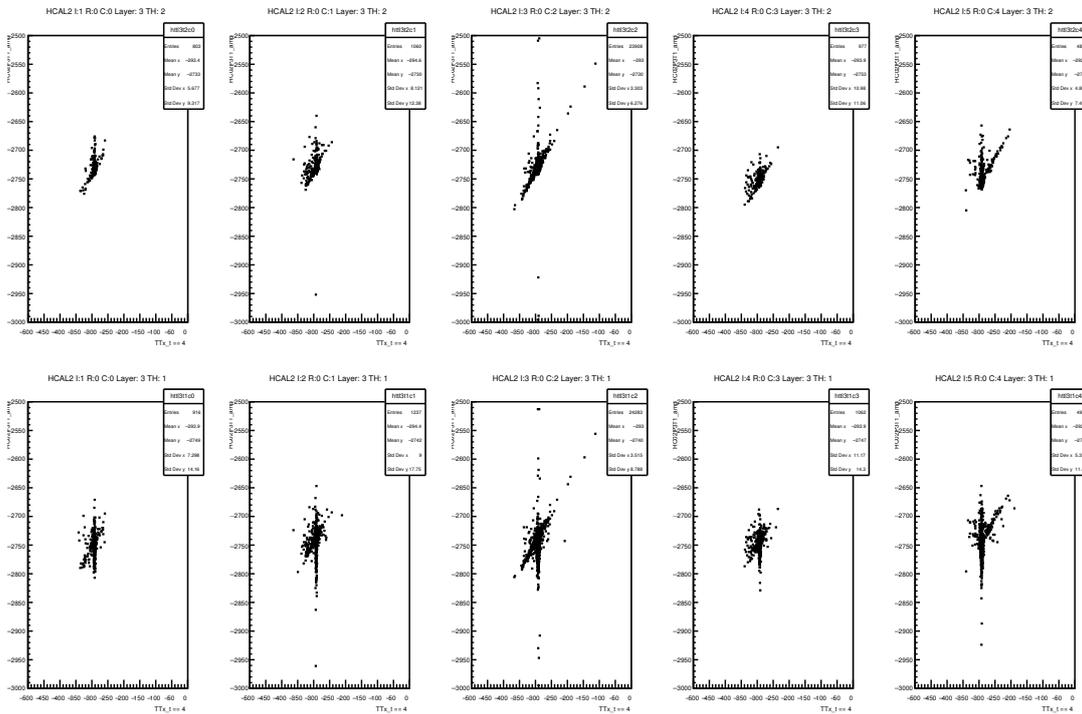


Abbildung 2.21.: Trigger Auslösezeit gegen die Auslösezeit der Zelle Obere Reihe HCAL2 - Ebene 3 - Schwelle 2 - Zellen 1-5 untere Reihe HCAL2 - Ebene 3 - Schwelle 1 - Zelle 1-5. Anhand der scharfen Begrenzung der Korrelationsfunktion für den zweiten Schwelle lässt sich erkennen welche Zellen mit welcher Schwelle an der Bildung des Triggers beteiligt sind.

Da bei der Drell-Yan-Datennahme alle an der Reaktion beteiligten Hadronen im Ausgangskanal durch den für ein Drell-Yan-Experiment typischen Absorber ausgefiltert werden [6]. Daher setzt man die Schwellen des Kalorimetertriggers herunter, um auf Myonen sensitiv zu sein. Dadurch kann die Effizienz der Hodoskope im Drell-Yan-Aufbau während der Datennahme mit dem Pion-Strahl oder in einer dedizierten Datennahme mit Myon-Strahl mit dem CALO-Trigger überwacht werden. Durch die Messung mit Myonenstrahl lässt sich die Einzelmyonentrigger Effizienz bestimmen

## 2. Das COMPASS-Experiment

(Abschnitt 4.1).

Jede der 16er Zellen wird durch einen ADC ausgelesen Abbildung 2.19 Zeigt das ADC-Spektrum SADC des HCAL1 Kalorimeters die für die 16er-Zelle in Reihe 2, Spalte 1 aufgenommen wurden. In Schwarz alle Ereignisse ohne Bedingung auf den Trigger. In Blau mit der Bedingung das der HALO-Trigger gefeuert hat, hierdurch selektiert man aus dem gesamten Spektrum die Halo-Myonen die vom Kalorimeter aufgenommen wurden. In Grün mit der Bedingung das der Kalorimetertrigger gefeuert hat. Man sieht das einsetzen der Diskriminator Schwelle bei 5 GeV. Die verbleibenden Ereignisse unterhalb der Diskriminatorschwelle stammen aus Ereignissen bei denen die dargestellte Zelle nicht für den Trigger selbst verantwortlich war. In Rot die Anpassung des Myon-Peaks durch eine Landau Verteilung. Der wahrscheinlichste Energieverlust liegt bei 1,8 GeV

Durch die Verwendung der SADC-Auslese der einzelnen Photomultiplier lassen sich weitere Informationen zu den Zellen gewinnen. So kann man sich die Korrelation zwischen der ADC-Auslese einer 4x4 Zelle gegen die künstlich aufsummierten einzelnen Photomultipliersignale der Zellen betrachten. Die Korrelation ist in Abbildung 2.22 für einen 4x4 Zelle im HCAL1 gezeigt. Man erkennt eine Nichtlinearität bei größeren Werten . Das so erstellte Summensignal der 4x4 Zelle hat einen größeren Auslesewert als die die direkte SADC-Auslese der 4x4-Zelle bei dem selben Ereignis. Dies kommt durch Fehler bei der Summierung der Einzelsignale zustande.

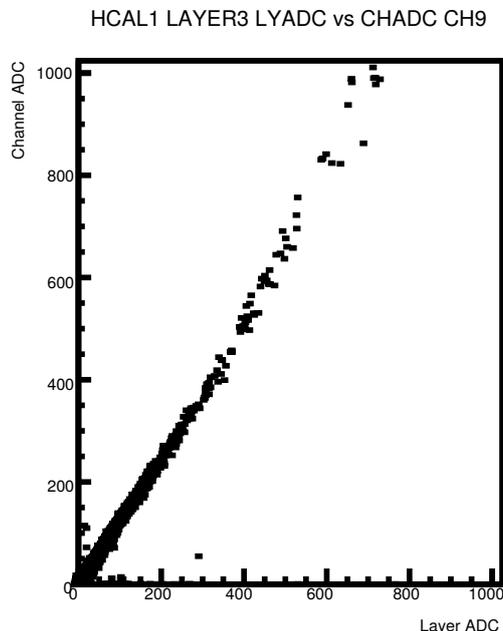


Abbildung 2.22.: Korrelationsfunktion der SADC-Auslese der Zelle 9 in Ebene 3 des HCAL1-Triggers gegen Summe der Signale der einzelnen Photomultiplier.

## 2. Das COMPASS-Experiment

Für die korrekte Funktion des Kalorimetertriggers ist es wichtig, dass die Photomultiplier die eine 16er-Zelle bilden die gleiche Auslösezeit haben. Ist dies nicht der Fall so können einzelnen Photomultiplier einer Zelle nicht zum Triggersignal beitragen und es wird eine Mehrfachpeak Struktur im TDC-Spektrum des Zellen-TDCs und damit auch im Triggersignal sichtbar.

Obwohl die 4x4 Zelle die kleinste Struktur ist, über die man zeitliche Informationen mithilfe der TDC Auslese erhält, kann man aus den Daten auch das zeitliche Verhalten der einzelnen Photomultiplier extrahieren. Hierzu verwendet man die SADC-Einträge der Einzelphotomultiplier einer 4x4-Zelle, wenn ein TDC-Eintrag für diese Zelle vorliegt. Zusätzlich fordert man für die einzelnen Photomultiplier, die diese Zelle bilden, die Multiplizität 1. Dadurch ist die Zuordnung zwischen dem Summen-TDC der 4x4-Zelle und dem Photomultiplier, der dieses Signal dominiert, eindeutig. Haben mehrere Photomultiplier innerhalb einer 4x4-Zelle gefeuert, so kann man dem Einzelphotomultiplier mit dem höchsten aufgenommenen ADC-Wert den Zeitwert der 4x4-Zelle zuordnen. Dies funktioniert jedoch nur, wenn die zeitliche Auslösedifferenz der Photomultiplier in einer 4x4-Zelle erfolgreich kompensiert wurde. Daher ist für die grundsätzliche Funktionsprüfung des Timings eine Multiplizität von 1 notwendig. In Abbildung 2.23 ist das Ergebnis einer solchen Selektion für eine Zelle des HCAL1 dargestellt. Die oberen 16 Histogramme stellen die aus dem TDC-Summensignal extrahierten Zeitspektren der einzelnen Photomultiplier da. In der unteren Reihe sieht man von links nach rechts das Summenspektrum des TDCs, die Multiplizitätsverteilung der Zellen (rot = SADC Multiplizität, blau = TDC Multiplizität) und schliesslich das aus den Einzelspektren zusammengesetzte Zeitspektrum der Zelle, einmal als gestapeltes und einmal als ungestapeltes Histogramm. Die Beiträge der einzelnen Photomultiplier sind hierbei farblich codiert. Man erkennt, dass für diese Zelle der Zeitliche Versatz der einzelnen Photomultiplier erfolgreich ausgeglichen ist.

Bisher wurden Ebene 3 und 4 mit hoher Schwelle für den CALO-Trigger und Ebene 1-4 mit hoher Schwelle und Multiplizität 1 sowie Ebene 1-2 mit niedriger Schwelle jedoch mit Multiplizität 2 für die semiinklusive Hodoskoptrigger verwendet. Da für DVCS und DY keine semiinklusive Trigger genutzt werden zur Zeit nur die Ebene 3 und 4 mit einstellbaren Schwellwert je nach Messprogramm genutzt.

## 2. Das COMPASS-Experiment

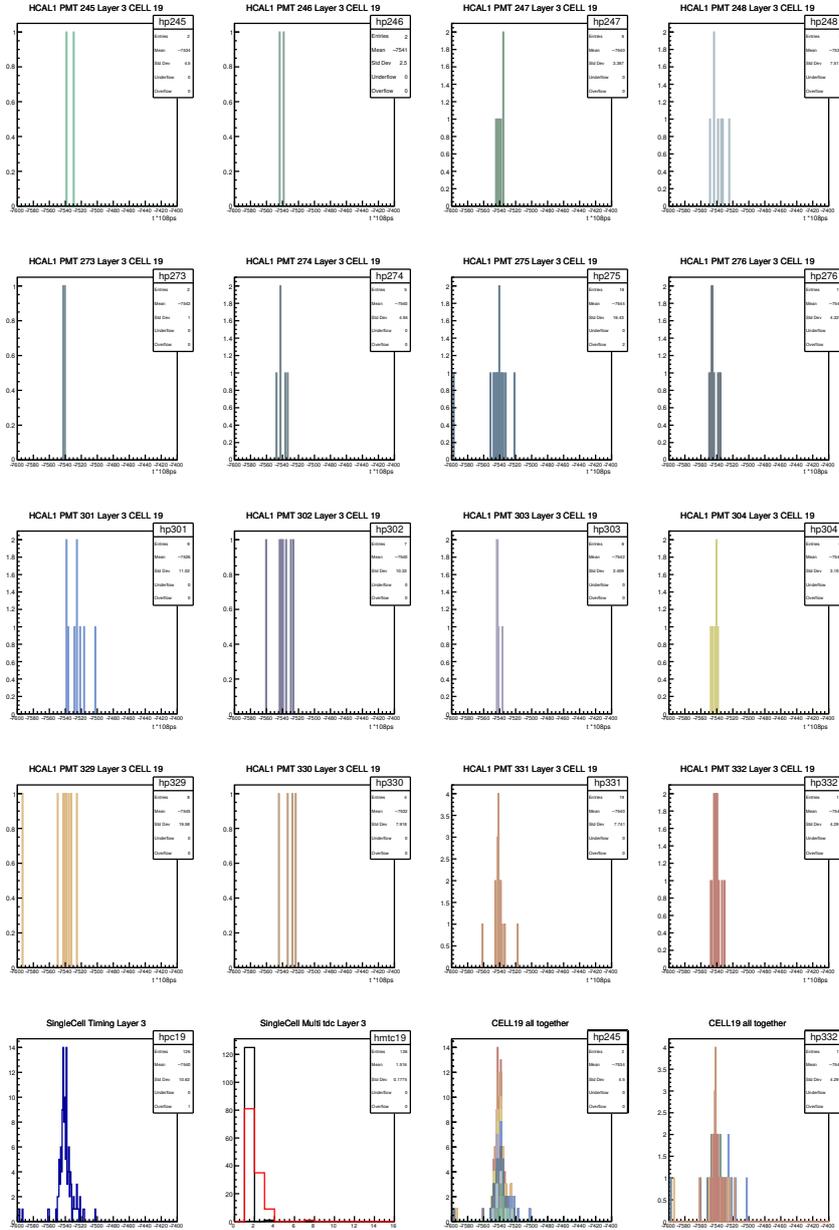


Abbildung 2.23.: Die oberen 16 Histogramme stellen die aus dem TDC-Summensignal extrahierten Zeitspektren der einzelnen Photomultiplier dar. In der unteren Reihe sieht man von links nach rechts das TDC-Summenspektrum, die Multiplizitätsverteilung der Zellen (rot = SADC Multiplizität, blau = TDC Multiplizität) und schließlich das aus den Einzelspektren zusammengesetzte Zeitspektrum der Zelle, einmal als gestapeltes und einmal als ungestapeltes Histogramm. Die Beiträge der einzelnen Photomultiplier sind hierbei Farblisch codiert.



## 2. Das COMPASS-Experiment

eignissen aus den unsortierten Roh-Daten (Eventbuilder). Hierbei werden die empfangenen Detektordaten umsortiert, auf Plausibilität geprüft und auf Ereignisbasis gruppiert. Das so generierte vollständige Ereignis wird dann über ein weiteres S-Link-Netzwerk an die acht Ausleserechner (ReadoutEngine) weitergeleitet. Ein S-Link-FPGA-Switch, sorgt dafür, dass jeder Ausleserechner auf jedes DMC zugreifen kann. Jeder Ausleserechner ist mit einer PCIe-Spillover Karte ausgestattet. Die so empfangenen Daten werden per DMA<sup>25</sup> in den Arbeitsspeicher des Computers geladen und im DATE-Format<sup>26</sup> lokal auf Festplatte zwischengespeichert, bevor sie über Ethernet auf CASTOR<sup>27</sup>, das Zentrale Speichersystem des CERNs, übertragen werden. Zur Verwaltung des einzelnen Komponenten existiert ein weiteres Ethernet-Netzwerk.

### 2.4. Ereignis Rekonstruktion

Die Rekonstruktion der aufgenommenen Daten erfolgt über das Softwarepaket CORAL<sup>28</sup>. Im ersten Schritt werden von den Detektoren aufgenommenen Rohdaten auf Ereignisbasis in eine baumartige Datenstruktur (ROOT Tree) dekodiert und anhand Kalibrierungsparameter korrigiert. Im nächsten Schritt wird unter Zuhilfenahme der Magnetfeldinformationen, den Geometrien sowie der Positionen der einzelnen Detektoren die Rekonstruktion der Teilchentrajektorien, der Wechselwirkungspunkte und des Impulses durchgeführt. Auch die Teilchenidentifikation (PID) wird dabei durchgeführt.

Die so erzeugte Rekonstruktion der physikalischen Abläufe, wird in sogenannten mDST<sup>29</sup>-Dateien in eine ROOT-Tree-Datenstruktur geschrieben, welche mit dem "Physics Analysis Software Tool" (PHAST) weiter verarbeitet werden können.

#### 2.4.1. Rekonstruktion der Teilchentrajektorie

Das Spektrometer wird in fünf Stufen unterteilt in denen die Teilchenbahn einer Geraden entspricht da kein Magnetfeld durchflogen wird. Die Grenze der Zonen sind das Target, die beiden Spektrometermagneten und der Myonfilter 2. In diesen Zonen werden über Mustererkennung Gruppierungen (Cluster) von Treffern innerhalb der Detektoren gesucht. Zur Erstellung der Teilchenbahnen wird in den Zonen erst über eine Projektion der verschiedenen Ebenen der Detektoren (X,Y,U,V), nach mögliche Kombination von Hits in den Detektoren gesucht.

Für jede Kombination einer möglichen Trajektorie wird dann ein Pfad mit einer gewissen Breite gebildet. Die Breite ist durch die Ortsauflösung der Detektoren gegeben. Die möglichen Trajektorien in den Projektionen werden kombiniert, um die Teilchenbahnen im dreidimensionalen Raum zu finden. Um die Zeit zu minimieren, die benötigt

---

<sup>25</sup>Direct Memory Access

<sup>26</sup>Softwarepaket zur Datenaufnahme entwickelt vom ALICE Experiment [? ]

<sup>27</sup>CASTORSSDSAD

<sup>28</sup>COMPASS Reconstruction and Analysis

<sup>29</sup>Mini Data Summary Tapes

## 2. Das COMPASS-Experiment

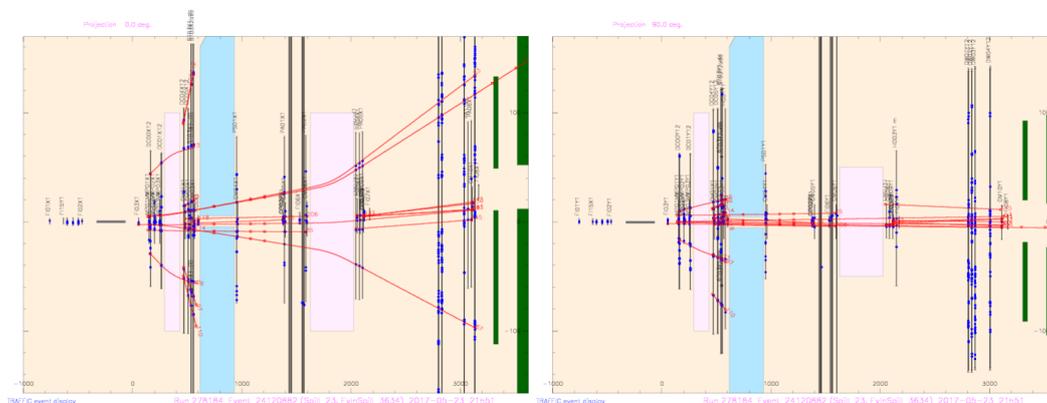


Abbildung 2.25.: Interessantes Ereigniss mit Myonstrahl mit mehreren auslaufenden Spuren. Links in der Aufsicht, rechts in der Seitenansicht.

wird, um die Anpassungen in 3D zu berechnen, werden die aus den Daten extrahierten Teilchenbahnen der einzelnen Zonen mit einer Bibliothek aller möglichen Teilchenbahnen verglichen. In einem zweiten Schritt werden die Teilchenbahnen der einzelnen Zonen zu einer Bahn durch das gesamte Spektrometer kombiniert. Dazu werden gerade Segmente von benachbarten Zonen über einen Fit miteinander verknüpft. Die Wahl der erlaubten Trajektorien wird über die  $\chi^2$  Methode festgelegt. Kombinationen mit großem  $\chi^2$  oder Kombinationen, die Segmente enthalten, die schon in früheren Anpassungen die als "gut" befunden wurden und damit schon für einen Trajektorie benutzt wurden, werden nicht verwendet. Im letzten Schritt wird die Magnetfeldinformationen und die Detektorbeschreibung genutzt, um die Teilchentrajektorie durch das gesamte Spektrometer und dessen Impuls zu bestimmen. Dies erfolgt über zwei Kalman Anpassungen [18], [19]. Eine der Anpassungen startet dabei beim ersten gemessenen Position die andere an der zuletzt gemessenen Position.

### 2.4.2. Rekonstruktion von Wechselwirkungspunkten

Bei der Rekonstruktion von Wechselwirkungspunkten wird zwischen zwei Arten unterschieden. Die primären Vertices haben ein einlaufendes Teilchen (Myon) und eine oder mehrere auslaufenden Teilchen, deren Teilchenspuren aus dem Vertex kommen. Als sekundäre Wechselwirkungspunkte werden Vertices ohne einlaufendes Teilchen, jedoch mit zwei entgegengesetzten geladenen auslaufenden Teilchen bezeichnet, die aus dem Zerfall von neutralen Teilchen stammen.

Die primären Wechselwirkungspunkte sind die Punkte der größten Annäherung zwischen einer einlaufenden Teilchenspur die von dem Strahlspektrometer rekonstruiert wurde, und den auslaufenden Teilchenspuren. Teilchenspuren, die zu weit von diesem Punkt entfernt liegen werden nicht in die weiteren Verlauf der Analyse mit einbezogen. Danach werden über eine inverse Kalmananpassung die Teilchenspuren aussortiert, die einen zu großen Beitrag zur  $\chi^2$  liefern und die Kalmananpassung wiederholt. Bei

## 2. Das COMPASS-Experiment

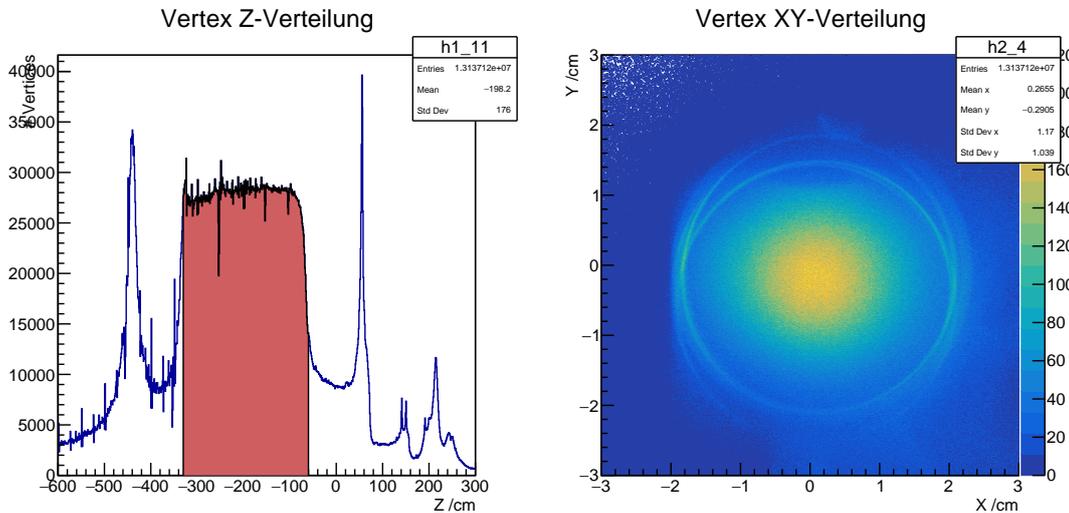


Abbildung 2.26.: Auf der linken Seite: Z-Vertex Verteilung aller rekonstruierten Vertices mit auslaufendem Myon. Der Z-Vertex Schnitt für 2016 ist in Rot eingetragen. Auf der rechten Seite: die XY-Verteilung dieser Vertices. In der Mitte sieht man das Wasserstofftarget umgeben von der Targethülle aus Kapton mit 4 cm Durchmesser. Die Mehrfachstruktur der Ringe kommt durch Durchhängen der Targethülle zustande. Die Daten stammen aus der Periode 9 der Datennahme von 2016.

Ereignissen mit mehr als einer rekonstruierten einlaufenden Teilchenspur wird die Rekonstruktion zuerst mit einem einlaufendem Teilchen durchgeführt. Danach wird die Analyse wiederholt, wobei schon verwendeten Teilchenspuren ausgeschlossen werden.

Die sekundären Wechselwirkungspunkte werden durch die Kombination von allen möglichen Teilchenbahnen, von Teilchen mit unterschiedlicher Ladungen gefunden. Auch hier wird eine Kalmananpassung verwendet um die beiden Teilchenspuren mit der besten Übereinstimmung am möglichen Wechselwirkungspunkt zu finden. Es können dabei auch mehrere sekundäre Vertices auftreten. Die Teilchenbahnen können dabei zu mehreren sekundären Wechselwirkungspunkten als auch zum primären Wechselwirkungspunkt zugeordnet werden. Die Verteilungen der Vertices entlang der Z-Achse ist in Abbildung 2.26 links gezeigt. Man erkennt die 2,5 m lange Targetzelle die in Rot gekennzeichnet ist. Die schmalen Häufungen an Vertices vorher und nach der Targetzelle kommen durch Wechselwirkung in den Detektoren des Strahlspektrometers zustande. Die Verteilung in der XY-Ebene ist in der Abbildung 2.26 rechts zu sehen. Als Kreis mit einem Radius von 2 cm ist die Kaptonhülle des Targets zu sehen. Die Mehrfachstruktur der Ringe kommt durch ein Durchhängen der Targethülle zustande. Die Häufung im Mittelpunkt sind die Interaktionen des Strahls mit dem flüssig Wasserstoff-Target.

### 2.4.3. Myonidentifikation

Die Myonidentifikation (MyonID) erfolgt über verschiedene Wege je nachdem welches Triggersystem das Ereignis ausgelöst hat. Da die Myonidentifikation bei der Effizienzbestimmung eine maßgebliche Rolle spielt, wird hier detaillierter auf die verwendeten Algorithmen eingegangen. Die Funktionsweise wurde aus dem CORAL Quellcode extrahiert.

In CORAL existieren zur Zeit zwei Implementierungen zur Myonidentifikation (MyonID). Die erste Funktion `muIDinMW1()` wird bei der Vertex-Rekonstruktion genutzt, da hier fälschlich identifizierte Myon zu hohen Abweichungen bei der Bestimmung der Vertices führen würden. Die zweite Funktion `PID_doMuonID()` wird bei der Bestimmung der Teilchenart nach der Spurrekonstruktion genutzt.

#### Funktion: `PID_doMuonID()`

Die Funktion dient zur Identifikation des gestreuten Myonen. Dabei werden Kandidaten wie nicht gestreute Strahlteilchen, Myonen die das Magnetjoch durchflogen haben, Myonen mit fehlender Impulsmessung und mit sehr kleinem Impuls ( $<1$  GeV/c) unterdrückt. Es wird auch geprüft, ob das gestreute Myon die gleiche Ladung aufweist, wie das einlaufende.

Dazu wird geprüft, ob eine Mindestmenge von Strahlungslängen durchflogen wurde. Ein Schnitt auf mehr als 30 Strahlungslängen würde Myonkandidaten unterdrücken, die den Ladder oder Middle-Trigger auslösen könnten. So weist der erste Myonfilter nur 25 Strahlungslängen auf und einige der Myonen durchfliegen nur diesen, da der zweite Myonfilter nicht die gesamte Akzeptanz der Hodoskope abdeckt. Daher wurde ein Schnitt von kleiner 15 Strahlungslängen gewählt um die Effizienz der Myonidentifikation zu erhöhen und die Vergleichbarkeit mit der Monte-Carlo-Simulation zu gewährleisten. Ein Schnitt auf höhere Strahlungslängen oder auch auf den Targetbereich kann problemlos in späteren Analyseschritten erfolgen und wird nicht von CORAL bei der Myonidentifikation durchgeführt.

Zusätzlich wird überprüft, ob sich das Ereignis innerhalb der Akzeptanz der Hodoskope befindet und mit dem Trigger, der das Ereignis ausgelöst hat, kompatibel ist. Es wird auch geprüft, ob die Treffer in den Hodoskopen kompatibel mit der Triggermatrix sind.

Die Implementation hat einen inhärenten Nachteil, da sie nur eine Ja/Nein-Antwort liefert. Betrachtet man ein Ereignis, das nur im CALO-Trigger nachgewiesen wurde und eine fälschliche Koinzidenz in den Hodoskopen hat, so besteht das aus den Kalorimeterinformationen rekonstruierte Myon nicht den MyonID-Test und wird so nicht als Myon klassifiziert.

#### 2.4.3.1. Spezielle Behandlung von CALO und LAS:

Die Klasse der reinen großen  $Q^2$  Ereignisse beinhaltet nur reine CALO- und LAS-Ereignisse oder eine Kombination aus beiden. "Rein" heißt hierbei, dass keine Infor-

## 2. Das COMPASS-Experiment

mationen der anderen Hodoskoptrigger vorliegen, wobei Informationen unabhängiger Trigger wie Strahl- und Zufalls-Trigger verwendbar sind. Für diese Ereignisse ist der vorher gewählte Strahlungslängen-Schnitt von 15 zu klein, was zu vielen Scheinspuren führt. Daher wird der Schnitt auf 74 Strahlungslängen vergrößert. Ausgenommen sind Teilchen die auch den Myonfilter<sup>3</sup> durchflogen haben, der sich direkt vor dem letztem Triggerhodoskop (HI5) am Ende des Spektrometers befindet. In diesem Fall werden mindestens 65 Strahlungslängen gefordert.

### **Funktion mulDinMW1()**

Bei dieser Identifikationsmethode werden Informationen der ersten Myonwänden MA genutzt. MA01 beschreibt dabei den Teil des Detektors, der sich vor dem Absorber befindet und MA02 der Teil der sich nach dem Absorber befindet. Für die Rekonstruktion werden unterschiedliche Vorselektionen getroffen, je nachdem ob es sich um ein gestreuten Myonen aus der tiefinelastischen Streuung handelt oder um ein Dimyonen aus der Paarproduktion im Drell-Yan Prozess. Für den Dimyionfall werden Spuren ohne Impulsmessung oder einem Impuls von kleiner kleiner 1 GeV abgelehnt. Bei einem Schnitt auf die Strahlladung würde der entgegengesetzt geladene Teil des Myonenpaars nicht als Myon identifizieren werden. Bei der Messung gestreuter Myonen wird zusätzlich die Strahlladung geprüft. Zusätzlich wird überprüft, ob eine Spur hinter Myonwand A gemessen wurde und ein Schnitt auf 30 Strahlungslängen gemacht. Treffer in der Myonwand A führen nicht zwangsläufig zur Identifikation eines Teilchens als Myon, da Teilchen den ersten Myonabsorber auch nur teilweise im Randbereichen durchflogen haben können. Keine Identifikation findet statt, wenn in einer der beiden Teile der Myonwand A weniger als 5 Treffer nachgewiesen wurde. Ausnahmen stellen Teilchen dar, die einen Impuls von mehr als 25 GeV haben. Diese werden akzeptiert, wenn sie mehr als 5 Treffer in MA01 und mehr als 3 Treffer in MA02 aufweisen.

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

Photomultiplier (PMTs) sind Elektronenröhren, welche einfallendes Licht in einen messbaren Strom wandeln. Sie werden in der Hochenergiephysik meist in Zusammenhang mit der Auslese von Szintillatoren genutzt, finden aber auch Anwendung beim Nachweis von geringen Lichtstärken, wie beim Cherenkov-Prozess oder bei dem Nachweis der Anregung von Atomspektren.

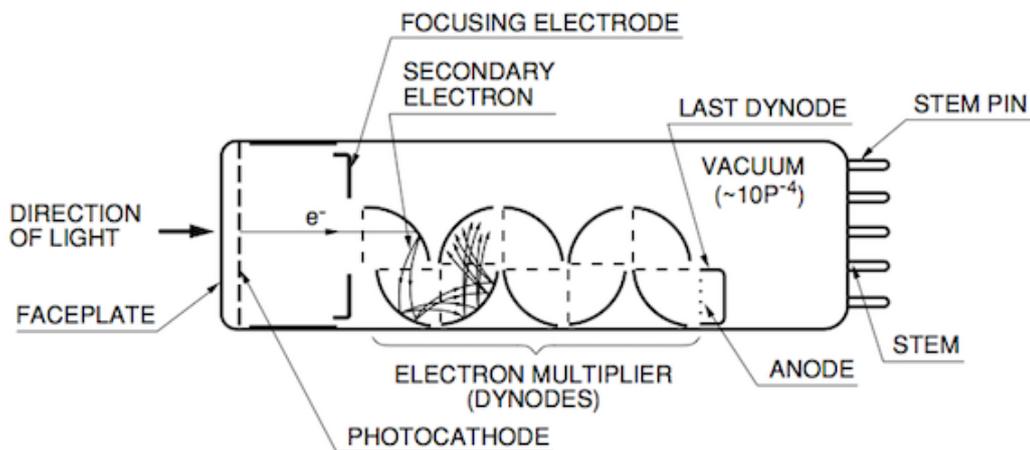


Abbildung 3.1.: Aufbau eines Photomultipliers [20]

#### 3.1. Aufbau eines Photomultipliers

Abbildung 3.1 zeigt den prinzipielle Aufbau eines Photomultipliers. Er besteht typischerweise aus einer Kathode aus photosensitivem Material, in dem Photonen über den Photoeffekt in Elektronen umgewandelt werden, gefolgt von einem Elektronenfokussierungssystem. Der fokussierte Elektronenstrahl wird in der Beschleunigersektion über Dynoden verstärkt und schließlich auf die Anode geleitet, von der das Photomultipliersignal abgeleitet werden kann. Für den Betrieb legt man von der Kathode über die Dynoden zur Anode ein stetig steigendes elektrisches Potential an, um die Elektronen immer wieder zu beschleunigen. Der Anschluss eines Photomultipliers erfolgt entweder direkt über eine feste Verdrahtung oder über einen steckbaren Sockel.

Der Verstärkungsfaktor eines Photomultiplier ergibt sich aus der Anzahl der Dynoden und dem sekundären Emissionsfaktor  $\delta$ , wobei sich der sekundären Emissionsfaktor aus einer Konstante  $K$ , der Spannung der Dynoden  $V$  und einem Parameter  $d$ , der

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

von der Struktur und dem Material der Dynoden abhängt (typischerweise 0,7 bis 0,8) ergibt:

$$\delta = KV^d. \quad (3.1)$$

Nimmt man an, dass die Spannungsdifferenz zwischen aufeinanderfolgenden Dynoden gleich sind, so ergibt sich eine Gesamtverstärkung  $G$  des Photomultipliers mit  $n$  Dynoden von:

$$G = \delta^n = (KV^d)^n. \quad (3.2)$$

Aus (3.2) lässt sich die Änderung des Verstärkungsfaktors, bei Änderung der Versorgungsspannung ableiten:

$$\frac{\Delta G}{G} = n \frac{dV^d}{V^d}. \quad (3.3)$$

Um eine Abweichung des Verstärkungsfaktors auf 10% zu beschränken, darf sich die Versorgungsspannung bei einem Photomultiplier mit 10 Dynoden um maximal 0,1% ändern.

### 3.2. Spannungsteiler für Photomultiplier

Für den Betrieb von gebräuchlichen Photomultipliern muss eine Spannung von 500 V bis 3000 V zwischen der Anode (P) und Kathode (K) angelegt werden mit einem entsprechendem Spannungsgradienten zwischen den fokussierenden Elementen und den Dynoden. Da ein Photomultiplier aus mehreren Dynoden und elektrostatischen Elementen besteht, ist es nicht sinnvoll die benötigten Spannungen über mehrere Spannungsquellen herzustellen. Stattdessen nutzt man einen Spannungsteiler, um die Hochspannung auf die verschiedenen Elemente aufzuteilen (siehe Abbildung 3.2). Hierzu können Widerstände oder auch Zehnerdioden genutzt werden.

Der Strom  $I_b$  durch den Spannungsteiler ergibt sich aus der Versorgungsspannung  $U$  und der Summe der Widerstände  $R_n$ :

$$I_b = \frac{U}{\Sigma R_n} \quad (3.4)$$

Werden Zehnerdioden genutzt, so muss von der Versorgungsspannung noch die Summe der generierten Spannungen der Zehnerdioden ( $U_{D_{zn}}$ ) abgezogen werden:

$$I_b = \frac{U - \Sigma U_{D_{zn}}}{\Sigma R_n} \quad (3.5)$$

Die Kondensatoren im parallelem Betrieb zu den Zehnerdioden dienen der Rauschunterdrückung der Dioden. Das Rauschen der Dioden führt zu Problemen. Wenn der

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

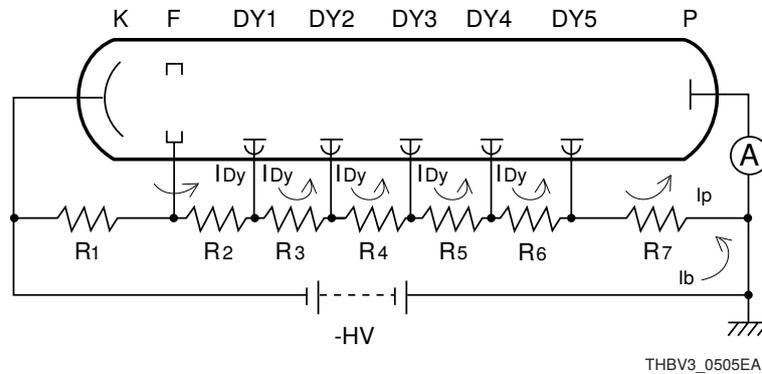


Abbildung 3.2.: Standardanschaltung eines Spannungsteiler für Photomultiplier [20, S.100]

Strom durch diese zu gering ist, führt dies zu einer Verschlechterung des Signal-Rauschabstands des Photomultipliersignals.

Normalerweise legt man die Anode auf Erdpotential und die Kathode auf eine hohe negative Spannung. Dies ermöglicht den direkten Anschluss von Auslesegeräten an die Anode des Photomultipliers. Befestigt man einen so betriebenen Photomultiplier mit einem geerdeten Halter und bringt eine geerdete magnetische Abschirmung in direktem Kontakt an, so werden Elektronen zu diesem hin beschleunigt und erzeugen Szintillation im Glas. Legt man eine positive Hochspannung an die Anode, so hat man dieses Problem nicht, man muss jedoch sein Signal aus der positiven Hochspannung per Kondensator Auskoppeln und verliert die Möglichkeit einer Gleichstrommessung. Für Impulszählungen hat man des weiteren das Problem, dass sich die Grundlinie verschiebt.

Wie in Abbildung 3.2 ersichtlich ist, fließt der Photostrom  $I_p$  entgegengesetzt zum Teilerstrom  $I_b$ . Dies führt dazu, dass sich das Spannungsteilerverhältnis über die restlichen Dynoden verändert, was zu Änderungen in dem Signalantwortverhalten des Photomultipliers führt. Um nichtlineare Effekte zu vermeiden, sollte der Photostrom auf  $1/50$  des Teilerstroms begrenzt sein. Eine Erhöhung des Teilerstroms führt jedoch auch zu einer Erhöhung der Betriebstemperatur, was wiederum zu einer Erhöhung des Rauschen des Photomultipliers führt. Durch das Anbringen von Stützkondensatoren an den letzten Dynodenstufen können diese elektrische Ladung im Moment der Signalformung und Kapazität zur Kompensation des Spannungsabfalls bei hohen Photoströmen zur Verfügung stellen (Abbildung 3.3). Eine weitere Möglichkeit die Pulslinearität bei höheren Strömen zu optimieren, stellt die Erhöhung des Spannungsgradienten an den letzten Dynodenstufen zu dar. Der erhöhte Widerstand führt jedoch zu kleineren Signalhöhen, welche über den Verstärkungsfaktor ausgeglichen werden müssen.

Die Spannungsverteilung zwischen der Kathode, der Fokuseringselektrode und den ersten Dynodenstufen bestimmt maßgeblich die Photoelektronsammeleffizienz. Des weiteren wird die Zeitauflösung, die Kathodenlinierartität und die Energieauflösung

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

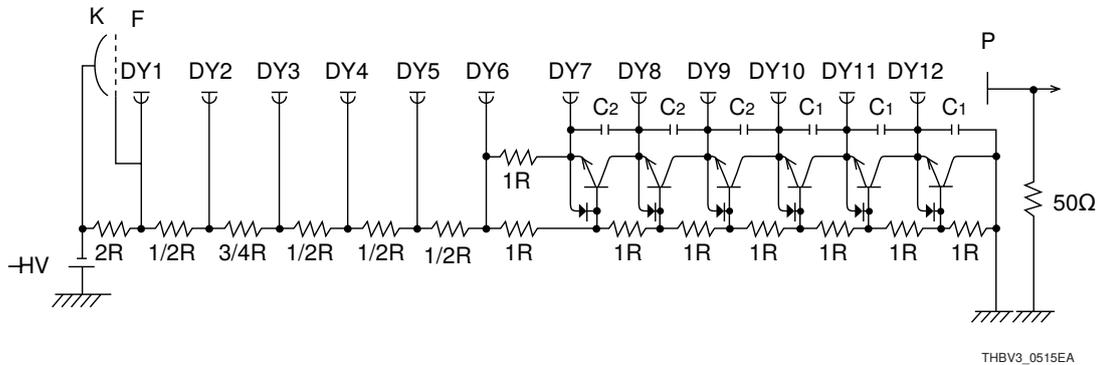


Abbildung 3.3.: Hybrid-Spannungsteiler für Photomultiplier. Die Dynoden 1-6 werden über ein Widerstandsspannungsteilernetzwerk versorgt. Die Dynoden 7-12 werden über Transistoren versorgt, die mit Stützkondensatoren und Dioden gepuffert werden. [20, S.108].

beeinflusst. Auch das Verhalten des Photomultipliers beim Einsatz im Magnetfeld wird beeinflusst.

Bei Zähl Anwendung mit hohen Raten treten Linearitätsprobleme am Ausgang auf. Dieses Problem kann man durch die Benutzung von Transistoren als Spannungsquelle an den Dynoden des Photomultipliers umgehen.

### 3.3. Dunkelspektrum

Auch beim Betrieb eines Photomultipliers in kompletter Dunkelheit fließt ein kleiner Strom, der sogenannte Dunkelstrom. Der Dunkelstrom erhöht sich mit steigender Spannung. Abbildung 3.4 zeigt einen typischen Verlauf des Dunkelstroms gegen die Versorgungsspannung. Dieser lässt sich in drei Bereiche unterteilen (Abbildung 3.4): Die Niederspannungsregion a, die von Leckströmen dominiert ist, die Mittelspannungsregion b, die von thermischer Emission dominiert ist, und eine Hochspannungsregion c, die von Feldemission und Szintillation dominiert ist. Der Photomultiplier sollte in Region b betrieben werden, da dort das beste Signal-Rauschverhältnis vorliegt. Wird ein Photomultiplier Umgebungslicht ausgesetzt, so erhöht sich der Dunkelstrom und kehrt nach 1-2 h wieder zu seinem ursprünglichen Wert zurück. Wird die Photokathode einem zu hohen Lichtstrom ausgesetzt, so treten irreparable Schäden auf.

Diese basieren auf folgenden Effekten:

- Thermische Emission:  
Wie in [20, S.30] beschrieben, besteht die Photokathode und die Dynoden aus Materialien mit sehr geringer Austrittsarbeit. Dies ermöglicht sogar die spontane Emission von Elektronen bei Raumtemperatur.

Eine Untersuchung dieses Effekts [21] zeigt folgendem Zusammenhang:

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

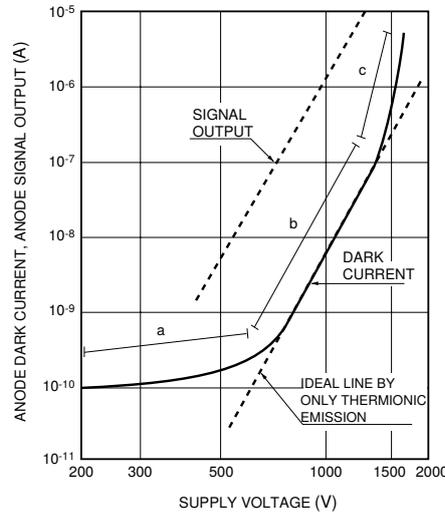


Abbildung 3.4.: Typische Verteilung des Dunkelstrom gegen Versorgungsspannung eines Photomultipliers [20, S.81]

$$i_s = AT^{5/4} \exp(-e\psi/KT), \quad (3.6)$$

wobei  $\psi$  die Arbeitsfunktion ist,  $e$  die Elektronenladung,  $K$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Absolute Temperatur und  $A$  eine Konstante.

Der Anteil der thermischen Emission hängt von der Arbeitsfunktion  $\psi$  und der Absoluten Temperatur  $T$  ab. Besonders Elektronen, die in der Photokathode und in den ersten Dynoden emittiert werden, werden durch die restlichen Dynoden verstärkt und tragen besonders zum Rauschen bei. Die Steigung der Kurve im Bereich  $b$  von Abbildung 3.4 entspricht der Steigung der Verstärkung gegen die Spannungsversorgung und ermöglicht so die Ermittlung des Verstärkungsfaktors aus dem Dunkelratenspektrum.

- Ohmscher Leckstrom

Durch die hohe Betriebsspannung von 500 V bis 3000 V treten Leckströme zwischen der Anode und den anderen Elektroden in der Röhre und/oder zwischen Pins des Sockels auf. Es muss auf eine gute Isolation der Komponenten geachtet werden. Die Größe des Leckstroms ist abhängig von dem verwendeten Isolatormaterial und der Höhe der Spannungsversorgung:

Leckstrom  $I = \text{Spannungsversorgung (U) / Isolationswiderstand (R)}$ .

Da der Leckstrom im Gegensatz zur thermischen Emission nicht vom Verstärkungsfaktor, abhängt liefert er insbesondere bei niedrigen Versorgungsspannungen den dominanten Beitrag. Auch Verunreinigungen auf dem Glasmantel oder am Sockel können zu erhöhten Leckströmen führen.

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

- **Photostrom** - erzeugt durch Szintillation des Glasmantels  
Elektronen, die von ihrer vorgegebenen Trajektorie abweichen und nicht zum Ausgangssignal beitragen, nennt man Streuelektronen. Diese können beim Durchdringen des Glasmantels zur Szintillation führen, deren Licht zu einem Dunkelimpuls führt. Durch den Betrieb eines Photomultipliers mit negativem Kathodenpotential in einem geerdeten Gehäuse wird das Auftreten von Streuelektronen begünstigt. Durch das Anlegen des Kathodenpotentials am Gehäuse kann man die Elektronen zurück auf ihre Bahn fokussieren, es besteht dann jedoch Lebensgefahr beim Berühren des Gehäuses.
- **Feldemission**  
Wird ein Photomultiplier mit zu hoher Spannung betrieben, so kann eine Elektronenemission aufgrund der hohen Feldstärken zwischen den Dynoden auftreten. Wird dieser Bereich erreicht, so steigt der Dunkelstrom abrupt an (Bereich c). Dieses Verhalten reduziert die Lebenszeit eines Photomultipliers drastisch. Aus Sicherheitsgründen wird von den Herstellern ein dauerhafter Betrieb 20-30% unter der im Datenblatt angegebenen maximalen Versorgungsspannung empfohlen.
- **Ionisation des Restgases**  
Das Innere eines Photomultipliers wird auf ein Vakuum von  $10^{-6}$  bis  $10^{-5}$  pa evakuiert. Die verbleibenden Restgasmoleküle können jedoch durch die Kollision mit Elektronen ionisiert werden. Die so entstandenen positiven Ionen werden zu den Dynoden oder der Photokathode beschleunigt und schlagen beim Auftreffen eine große Anzahl von Elektronen aus. Das so entstandene Störsignal kann von dem normalen Signal normalerweise nicht unterschieden werden und tritt kurze Zeit nach dem normalen Signal auf. Dieses Signal wird auch als Nachimpuls bezeichnet.
- **Hintergrundereignisse**  
Hintergrundereignisse entstehen durch kosmische Strahlung, dem Zerfall von Isotopen ( $^{40}\text{K}$ ) im Glasmantel und Gammastrahlung der Umgebung. Hierdurch erhält man einen Signalhintergrund, der vom normalen Signal nicht unterscheidbar ist.

### 3.4. Magnetische Abschirmung

Nach [22] wird der Schirmfaktor  $S$  als das Verhältnis zwischen der äußeren Störfeldstärke  $H_S$  und der inneren Restfeldstärke  $H_i$  bezeichnet

$$S = \frac{H_S}{H_i} \quad (3.7)$$

Die statische Schirmwirkung eines langen Zylinders mit dem Durchmesser  $D$  der Wanddicke  $d$  und der relativen Permeabilität  $\mu_r$  gegenüber eines senkrecht einfallenden Magnetfelds ergibt sich zu:

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

$$S_q = \frac{\mu_r d}{D} + 1 \quad (3.8)$$

Für Feldkomponenten, die längs der Achse einfallen, ist die Schirmwirkung zusätzlich von dem Verhältnis der Länge  $L$  zu dem Durchmesser  $D$  des Zylinders abhängig:

$$S_i = \frac{4N(S_q - 1)}{1 + \frac{D}{2L}} + 1 \quad (3.9)$$

Dieser Zusammenhang gilt nur für beidseitig geschlossene Zylinder.

Weichmagnetische Werkstoffe zeigen einen mehr oder minder ausgeprägte Abhängigkeit der Permeabilität von der magnetischen Feldstärke bzw. von der Induktion im Material. Bei kleinen Feldstärken mit einer Aussteuerung von bis zu  $4 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$  kann mit der Permeabilität  $\mu_r$  gerechnet werden. Wie sich zeigt, gibt es bei einer bestimmten Feldstärke ein Maximum. Da meist aber die Schwankungen der Störfeldamplitude sehr groß sind, nutzt man bei der Berechnung des Schirmfaktors für  $\mu_r$  nicht die maximale Permeabilität, sondern einen Wert, der sicherheitshalber deutlich unterhalb der Maximalpermeabilität liegt.

#### 3.4.1. Hystereseeinfluss

Ferromagnetische Werkstoffe unterliegen dem Hysterese-Effekt. Bei diesem Effekt hängt die veränderliche Ausgangsgröße eines physikalischen Systems nicht allein von den aktuellen Eingangsgrößen ab, sondern auch von der Verlaufsgeschichte.

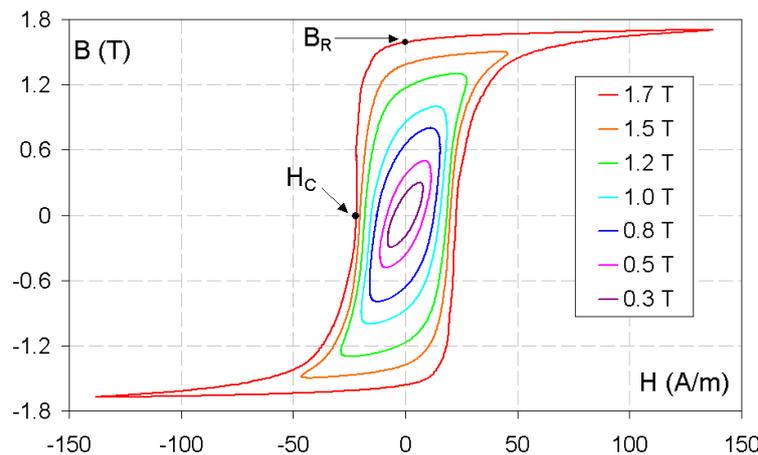


Abbildung 3.5.: Hysteresekurve eines Weicheisenblechs. Remanenz  $B_r$   $H_C$  magnetische Koerzitivfeldstärke. [23]

Erhöht man die magnetische Feldstärke  $H$  in einem vorher nicht magnetisierten ferromagnetischen Stoff, so erhöht sich in dessen Umgebung die magnetische Flussdichte

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

B. Verringert man die Feldstärke wieder auf 0, bleibt die magnetische Flussdichte auf einem Wert ungleich 0 stehen (siehe Abbildung 3.5).

Der magnetische Stoff behält eine gewisse Restmagnetisierung, die sogenannte Remanenz. Bei magnetischen Abschirmungen hängt die wirksame Permeabilität deshalb von dem Arbeitspunkt auf der Hystereseschleife ab. Dieser Effekt macht sich bei der Abschirmung von statischen Feldern bemerkbar. Durch das Anlegen eines großen Wechselfelds mit abklingender Amplitude (Endwert 0) kann die Remanenz abgebaut werden und der Arbeitspunkt der Schirmung in der Hystereseschleife liegt wieder bei Null.

#### 3.4.2. Mehrfachabschirmung

Um große Schirmfaktoren bei geringem Materialeinsatz zu erreichen, bietet es sich an Mehrfachabschirmungen zu verwenden. Für einen Doppelzylinder im Querfeld berechnet sich der Schirmfaktor  $S_D$  aus dem Schirmfaktor, der beiden Einzelabschirmungen  $S_{01}$  und  $S_{02}$  ab.

$$S_D = S_{01} \cdot S_{02} \cdot \left[1 - \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2\right] + S_{01} + S_{02} + 1 \text{ mit } D_1 > D_2 \quad (3.10)$$

### 3.5. Charakterisierung von Photomultipliern

Beim COMPASS-Experiment werden verschiedene Photomultiplier unterschiedlichen Alters, eingesetzt um die Hodoskope auszulesen. Daher wurden der vorhandene Teststand zur Vermessung von Szintillatorstreifen erweitert, um auch die Funktionsweise von Photomultiplier zu testen. Hierzu wurde das bestehende System durch ein vorhandenes LED-Kalibrierungssystem, erweitert um Photomultipliern mit bekannten Signalen zu testen. Außerdem wurde die DAQ um eine sogenannte BUSY-Logik erweitert, um Auslesefehler während der Datenaufnahme, die durch die Totzeit der verwendeten Komponenten bedingt sind, entgegenzuwirken. Zur Parametrisierung und Funktionsprüfung der Photomultiplier wurden verschiedene Messungen durchgeführt.

#### 3.5.1. Der Teststand

Der bestehende Teststand zur Charakterisierung von Szintillatorzählern mithilfe von kosmischen Myonen bzw. radioaktiven Präparaten [6] wurde um die Möglichkeit erweitert, Lichtpulse über ein LED-Pulsersystem in die Photomultiplier einzuspeisen. Hierfür wurde ein bereits bestehendes System, welches als Protoyp für die Überwachung des COMPASS-Triggers entwickelt wurde, benutzt [24]: Es ermöglicht das Pulsen von LEDs mit definierter Lichtmenge. Hierzu ist eine Schaltung notwendig, die das Schalten des LED-Stroms im Nanosekundenbereich ermöglicht und hierbei auch den optoelektronischen Wirkungsgrad der LEDs kompensiert. Desweiteren weist die Schaltung ein zeitlich stabiles Verhalten auf damit die eingespeisten Signale immer die gleiche Anzahl von Photonen erzeugen.

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

#### Der LED-Pulser

Das System basiert auf einer Treiberplatine als NIM-Modul-Standard, die 32-LVDS Signale über LVPECL<sup>1</sup>-Treiberbausteine puffert und auf jeweils vier differenzielle Signale auf einer RJ45-Buchse übersetzt. Der LED-Treiberbaustein sitzt auf einer separaten Platine, die über ein CAT6-Netzwerkkabel angeschlossen werden kann. So kann die Treiberplatine am Detektor befestigt werden und über CAT6-Leitungen mit dem Ausleseraum verbunden werden.

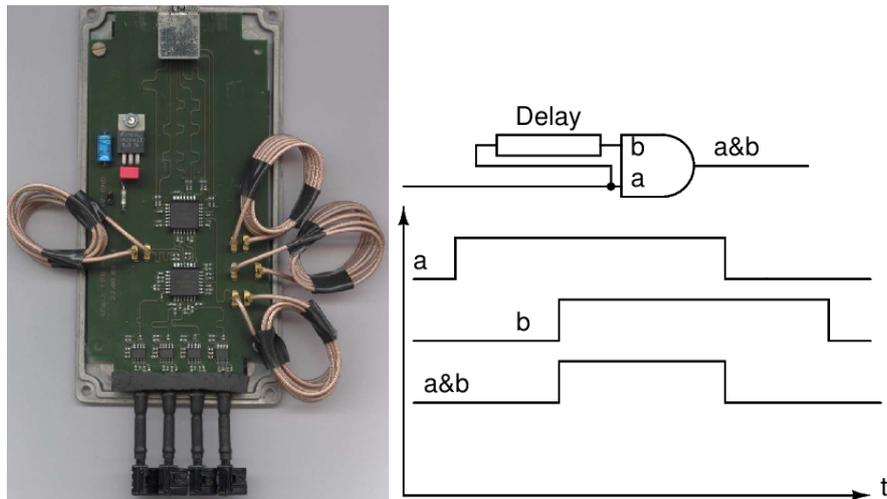


Abbildung 3.6.: Links: Aufnahme der LED-Pulser Platine. Rechts: Signalformung des NIM-PECL-Treibers [24].

Über die Verwendung eines speziellen LED-Treiberbausteins [REC MC10110] wird das LVDS-Signal empfangen und über eine Pulsformeinheit in ein optimiertes (Anstiegszeit, Abfallzeit und Pulsform) Signal für die LEDs umgewandelt. Der Schaltkreis weist eine Temperaturkompensation sowie eine variable Arbeitsfrequenz auf. Er verarbeitet Pulsbreiten von 1-3 ns und Pulsfrequenzen bis zu 10 Mhz. Als LED werden NICHIA NSPB500S [25] verwendet, deren Spektrum der Empfindlichkeit der Photomultiplier entspricht. Auf der Pulseinheit befindet sich zudem eine Schaltung, die 4 ns des Eingangssignals abschneidet. Dies ist notwendig um eine größere Flexibilität bei der Signalerzeugung zu erreichen; es können so auch Frequenzquellen benutzt werden, die keine Signalbreiten unter 4 ns erzeugen können. Die Funktion der Schaltung ist in Abbildung 3.6 (rechts) gezeigt.

Der Aufbau der Datennahme ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Die Auslese wird über einen Puls-Generator getriggert. Das Eingangssignal des Pulsgenerators wird mithilfe eines Funktionsgenerators erzeugt. Der Ausgang wird über ein 1 zu 64 NIM-LVDS-FanOut vervielfältigt und über die LVPECL-Pegelkonverter den LED-Treibern zugeführt. Nach [24] entspricht ein Eingangssignal von etwa 6,0 ns der Lichtmenge, die

1

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

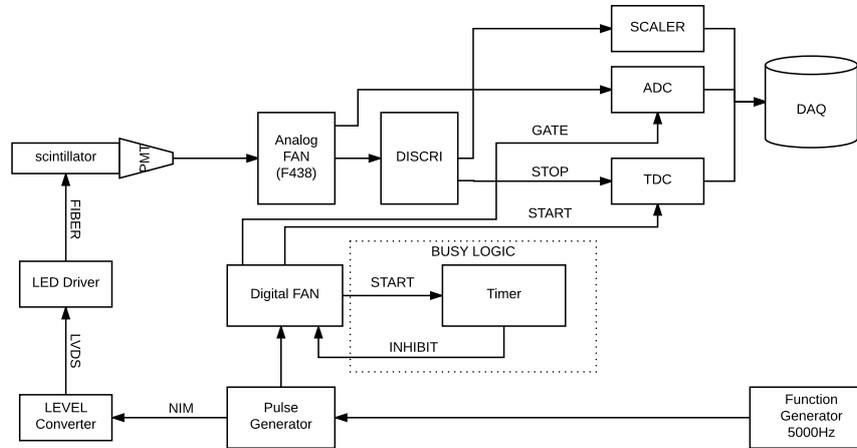


Abbildung 3.7.: Aufbau der Datennahme für Messungen mit dem LED-Pulser-System.

ein Myon als MIPS in einem 1,5 cm dicken Streifen erzeugt. Des weiteren wird das Ausgangssignal des Pulsgenerators über ein Digitales Fan-Out vervielfältigt und dient als Startsignal der TDC-Auslese und als Gate der ADC-Auslese. Über einen SCALER wird die Frequenz des Signals parallel zur Messung erfasst. Das Licht des LED-Pulsers wird über eine Glasfaser in den Szintillator vor dem Lichtleiter eingespeist. Bei doppelseitiger Auslese der Szintillatorstreifen sieht der nahe Photomultiplier das direkte Licht und der entfernte Photomultiplier nur den reflektierten Anteil gedämpft durch die Abschwächlänge des Szintillators.

Die Signale der Photomultiplier werden über ein analoges Fan-Out vervielfältigt und zum einem verzögert dem ADC zugeführt, zum anderen über einen Flankendiskriminator diskriminiert und über einen SCALER sowie TDC vermessen.

Das Ergebnis xsd Vermessung eines Photomultipliers bei verschiedenen Betriebsspannungen ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Aus diesen Daten lassen sich verschiedene Rückschlüsse auf das Verhalten des Photomultipliers führen die im Folgenden näher beschrieben sind:

#### 3.5.1.1. Zeitliche Auflösung

Zur Bestimmung der zeitlichen Auflösung wird das Zeitspektrum des Photomultipliers gegen den generierten Triggerzeitpunkt mit einem TDC vermessen und über eine Gaußanpassung analysiert (Abbildung 3.8 links). Die Varianz der zeitlichen Verteilung gibt die mit den Zeitjitter des Triggers gefaltete Zeitauflösung des Photomultipliers. Die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Versorgungsspannung ist in Abbildung 3.8 (rechts) gezeigt. .

Es lässt sich ein Minimum von 80 ps bei 1500 V erkennen. Dieser Wert liegt am Anfang des Plateaus für LED-Signale mit 2,0 ns Breite (Vergleiche Abbildung 3.10 unausgefüllte blaue Dreiecke).

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

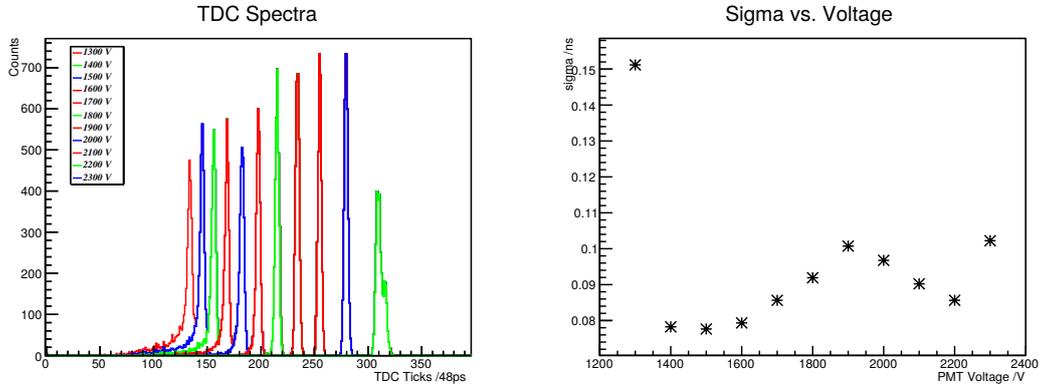


Abbildung 3.8.: Ergebnisse der Zeitverteilung der Signale eines EMI 9813kb Photomultipliers mithilfe des LED-Pulsersystem bei verschiedenen Hochspannungen.

Ein schadhafter Photomultiplier zeigt eine schlechte zeitliche Korrelation zwischen Detektion des Lichtpulses und Erzeugung des Ausgangssignals. Die Zeit, die dabei vergeht wird, Transitzeit genannt

Die Änderung der Transitzeit kann durch folgenden Formel angenähert werden [26][8.14]:

$$\Delta t = -\sqrt{\frac{2m_e W}{e^2 E^2}} \quad (3.11)$$

Dabei ist  $m_e$  die Elektronenmasse,  $e$  die Ladung eines Elektrons,  $W$  die Energiekomponente senkrecht zur Kathode und  $E$  die elektrische Feldstärke. Sie bestimmt die Zeitauflösung des Photomultipliers.

#### 3.5.1.2. Bestimmung der Transitzeit in Abhängigkeit der Versorgungsspannung

Zur Bestimmung der Zeitabhängigkeit der Transitzeit von der Versorgungsspannung wird die Verzögerung zwischen generiertem LED-Puls und dem generierten elektrischen Puls des detektierten Photonenpulses im Photomultiplier bei verschiedenen Hochspannungen vermessen. Die Ergebnisse einer solchen Messung für einen EMI 9813kb Photomultiplier[27] sind in Abbildung 3.9 gezeigt. Es zeigt sich ein exponentieller Zusammenhang zwischen höherer Versorgungsspannung und niedriger Transitzeit. Aus der Anpassung ergibt sich eine Änderung der Transitzeit von ungefähr  $-800 \frac{\text{ps}}{100\text{V}}$ . Für die verwendeten Photomultiplier am Experiment lässt sich als Faustregel ableiten das man pro 100 V Versorgungsspannung-Erhöhung die Transitzeit um 1 ns verringert.

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

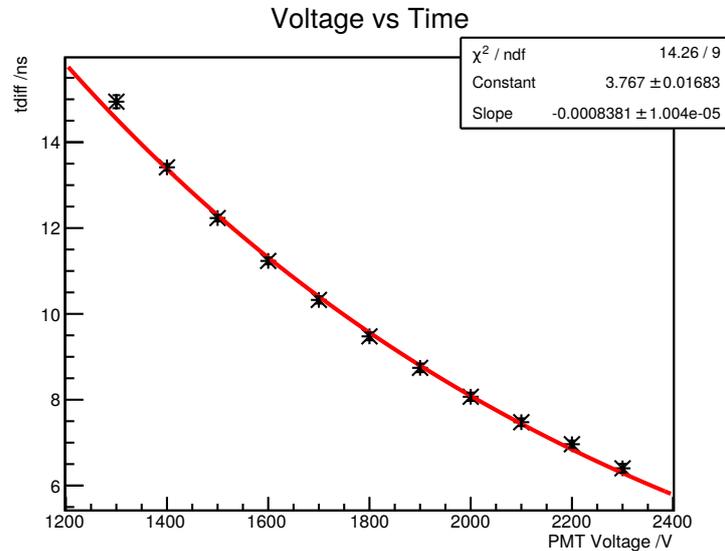


Abbildung 3.9.: Abhängigkeit der Transitzeit von der Versorgungsspannung des Photomultiplier für ein EMI 9813KB Photomultiplier.

#### 3.5.2. Bestimmung des Arbeitspunkts

Bei der Bestimmung des Arbeitspunkts wird, wie in Abbildung 3.10 gezeigt, die Zählrate nach dem Diskriminator in Abhängigkeit der Betriebsspannung des Photomultipliers vermessen. Die Spannung des Photomultipliers kann hierbei über die USB<sup>2</sup>-Schnittstelle von dem DAQ-Rechner aus eingestellt werden. Dies ermöglicht das automatische Aufnehmen von Messsequenzen mit Wartephasen zwischen den Messungen mit unterschiedlicher Spannung, um dem Photomultiplier das Anpassen an die neuen Betriebsbedingungen zu ermöglichen. Das in [6] beschriebene Programm zur Datenaufnahme wurde dazu um Funktionen zur Aufnahme von Parametersequenzen und Ansteuerung der Hochspannungsversorgung erweitert. Zudem wurde ein Run-Logbuch System eingeführt, um auch einen späteren Zugriff auf Messungen desselben Photomultipliers zu ermöglichen.

Man erwartet ein Plateau, bei dem die Änderungen der Versorgungsspannung bzw. Änderung des Verstärkungsfaktors nur minimale Änderungen der Zählrate hervorrufen. Die Herkunft dieses Plateaus wird in Kapitel 3.5.2.1 beschrieben. Man erkennt, dass mit zunehmender Lichtmenge, die über die Impulsbreite eingestellt wird, das Plateau immer früher mit einer steileren Flanke einsetzt. Bis zu einer gewissen Spannung gleichen sich hierbei die Kurven der Dunkelrate (ausgefüllte Punkte) und die Kurve der Raten mit verschiedenen langen LED-Signal (unausgefüllte Dreiecke). Beim Vergleich der ausgefüllten Dreiecke (Photomultiplier, der das direkte Licht sieht) und der unausgefüllten Dreiecke (Photomultiplier, der nur das reflektierte Licht sieht) setzt sich auch hier der Trend fort. Die Lichtmenge bestimmt die Länge des Plateaus. In-

<sup>2</sup>USB - Universal Serial Bus

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

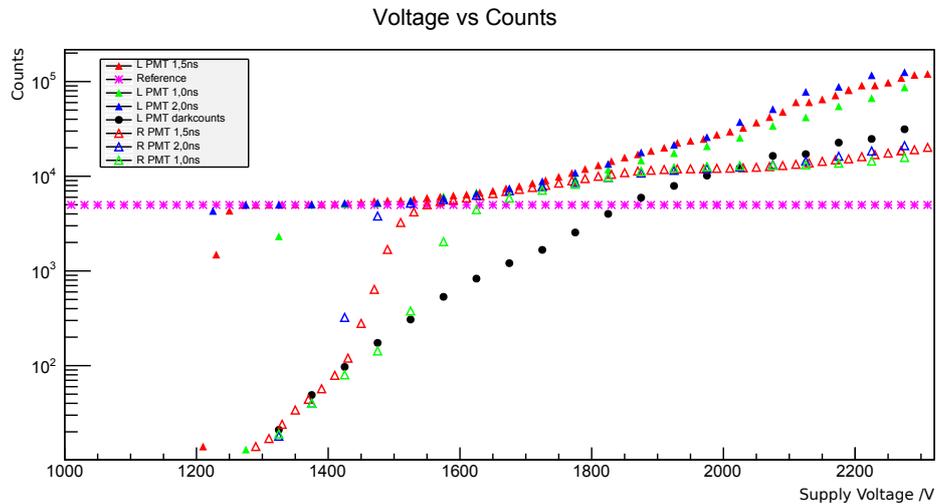


Abbildung 3.10.: Arbeitspunktmessung eines EMI 9813kb Photomultipliers mithilfe eines 5 kHz Signals. Die ausgefüllten Symbole gehören zu dem Photomultiplier der das direkte Signal sieht, die unausgefüllten Symbole zum fernen Photomultiplier. In Lila ist das Referenzsignal des LED-Pulser dargestellt. Die Schwarzen Kreise entsprechen der Dunkelrate des Photomultiplier/Szintillatorsystems ohne aktive Einspeisung von LED-Pulsen.

nerhalb des Plateaus liegen alle Raten oberhalb der Referenzmessung (violett). Der Abknickpunkt des Plateaus in das Rauschen des Photomultipliers ist bei beiden Photomultipliern etwa am selben Punkt. Das Verhalten im Rauschen ist jedoch Eigenschaft des Photomultipliers, sodass sich nur die Rauschspektren des gleichen Photomultipliers bei verschiedenen Lichtmengen ähneln.

Der Arbeitspunkt der Photomultiplier liegt optimalerweise in der Mitte des ersten Plateaus, bei dem die Zählrate die Referenzrate übersteigt. Die Lichtmenge am Photomultiplier bestimmt die Breite und den Einsatzpunkt des Plateau. Bei beiden Photomultipliern sieht man bei ca. 2000 V ein zweites, nicht so ausgeprägtes Plateau. Dieses rührt aus dem reflektiertem Anteil an der entfernten Seite des Szintillators. Ist der Verstärkungsfaktor groß genug, so werden diese Ereignisse als zweites Plateau in der Verteilung sichtbar. Es zeigt sich das mit Minimierung der Reflektion durch bessere Ankopplung des Photomultiplier an den Szintillator die Zählrate des zweiten Plateaus minimieren lässt. Nach Untersuchungen des ADC-Spektrums des CAMERA Detektors [28, Abbildung 6.4] zeigen die verwendeten Szintillatoren einen ähnlichen Effekt der zu einem zweiten Peak im ADC-Spektrum führt.

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

#### 3.5.2.1. Die Herkunft des Plateaus

Obwohl das Plateau dem eines Geigerzählers sehr ähnlich sieht, ist dessen Ursprung sowohl von intrinsischen und extrinsische Faktoren abhängig:

- Dem Spektrum der einfallenden Strahlung und dem Antwortverhalten des Szintillators
- Der Verstärkungs-Spannungszusammenhang des Photomultipliers
- Der eingestellten Schwelle des Diskriminators

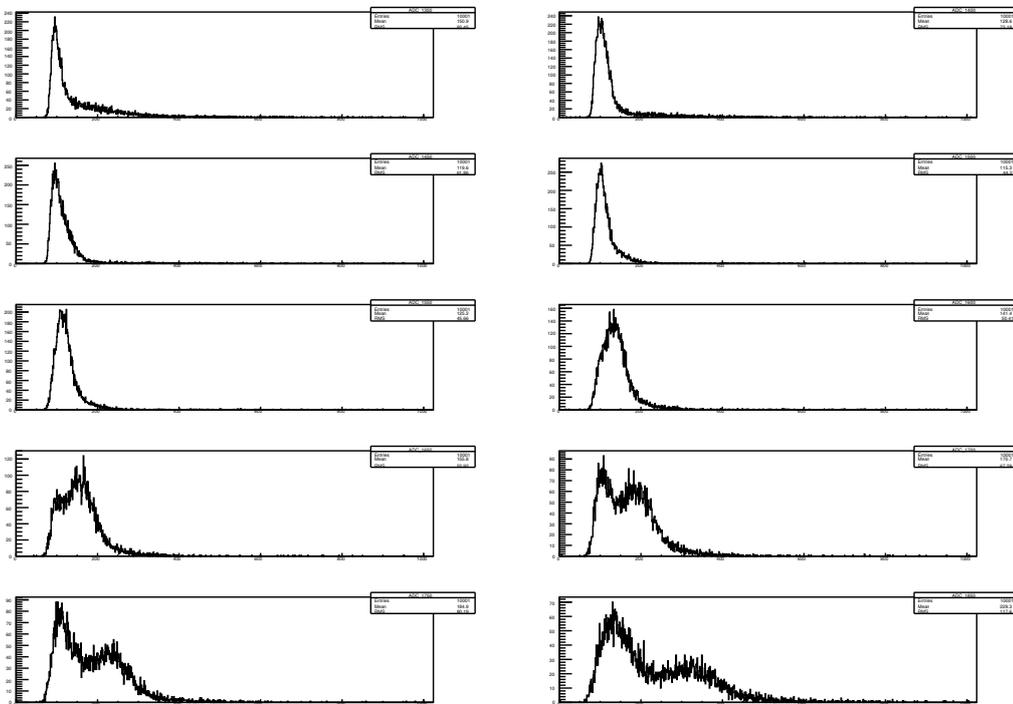


Abbildung 3.11.: Spektrum eines  $^{207}\text{Bi}$  Präparats aufgenommen mithilfe eines BC408 Plastiksintillators und einem 1 Zoll XP2900 Photomultipliers [29] bei verschiedenen Spannungen. Mit zunehmender Spannung wird das Energiespektrum des Bismuth Präparats immer weiter gestreckt und wandert schließlich aus dem Rauschpeak raus. Das Rauschspektrum ist durch die Diskriminatorschwelle angeschnitten und zeigt daher einen abgeschnittenen Exponentialverlauf.

Daher ändert sich die Form des Zählraten-Spannungs-Zusammenhangs eines Photomultipliers in Abhängigkeit von externen Begebenheiten wie der genutzten Strahlungsquelle und dem verwendeten Szintillator sowie dessen Ankopplung. Daher ist es wichtig, das Plateau mit der letztendlich zu messenden Strahlungsart und

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

dem verwendeten Szintillationszähler zu bestimmen. Jeder Punkt der Plateaukurve entspricht dem Integralen Anteil des Energiespektrums, welches sich oberhalb einer gewissen Diskriminatorschwelle befindet [26]. Um den Aufbau des Plateau näher zu verstehen muss man sich das Energiespektrum der einfallenden Strahlung mit der eingetragener Diskriminatorschwelle in Abhängigkeit der Versorgungsspannung anschauen (Abbildung 3.11). Bei niedriger Versorgungsspannung und damit bedingtem niedrigem Verstärkungsfaktor des Photomultipliers befindet sich das gesamte Spektrum unterhalb der Diskriminatorschwelle, man erkennt dass nur ein Teil des Rauschen in Form einer e-Funktion die Rate erzeugt. Mit steigender Versorgungsspannung wird das Spektrum des Photomultipliers immer weiter gestreckt und immer mehr Signal des Präparats liegen über der Diskriminatorschwelle und werden von Zähler registriert.

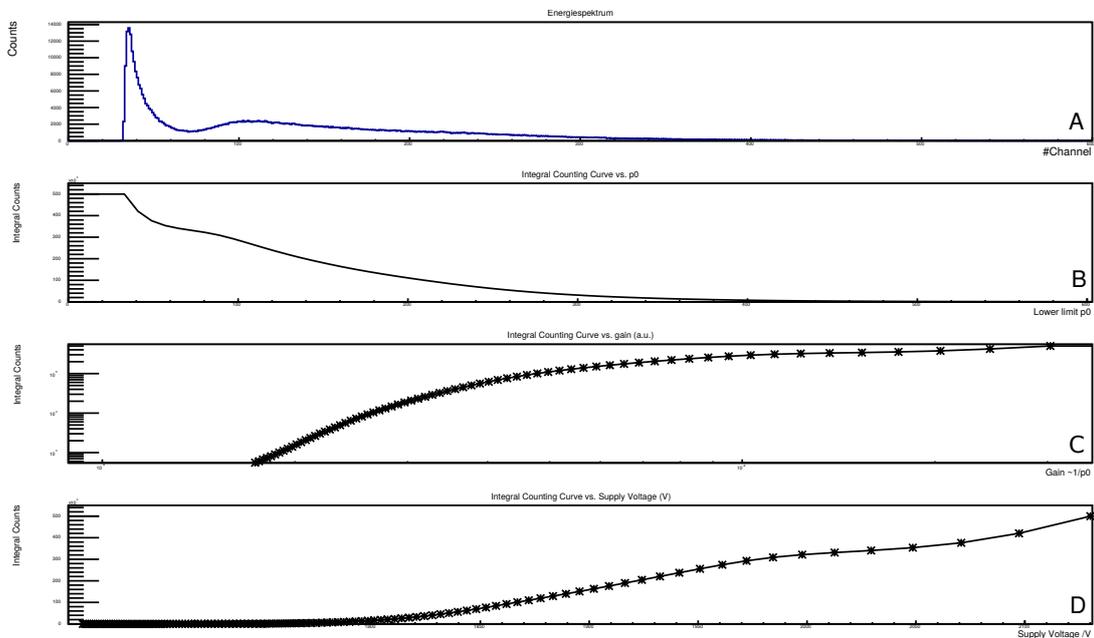


Abbildung 3.12.: Berechnung der Plateaukurve aus dem Energiespektrum. Von oben nach unten: Energiespektrum eines Myonensignals, Verteilung des Integrierten Spektrums mit verschiedenen unteren Schwellen, Umrechnung in willkürliche Einheiten der Verstärkung, Plateaukurve nach Umrechnung der Verstärkung in einheiten der Versorgungsspannung des Photomultipliers.

Um die Plateaufunktion zu bestimmen, betrachten wir das Integral der Pulshöhenverteilung des Differentialen Energiespektrums  $Sp(x)$  (Abbildung 3.12-A) eines Myonensignals (kosmisch), dass mit einem langem Plastikszintillator aufgenommen wurde. Man erkennt auf der linken Seite das Rauschen des Photomultipliers und rechts davon das Myonensignal. Integriert man nun das Spektrum von verschiedenen unteren Grenze  $p_0$  bis zum Ende, erhält man die in Abbildung 3.12-B gezeigt Verteilung des

### 3. Eigenschaften von Photomultipliern

Integrierten Spektrums.

$$I(p_0) = \int_{p_0} Sp(x) dx \quad (3.12)$$

Zur Umrechnung in Einheiten der Verstärkung nutzt man aus, dass die Verstärkung invers mit der Schwelle  $p_0$  zusammenhängt.

$$\text{gain} = \text{const} \cdot \frac{1}{p_0} \quad (3.13)$$

Somit ergibt sich eine Plateaukurve in Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors (Abbildung 3.12-C). Zum Umrechnen in eine Spannung benötigt man den vorher gemessenen Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Versorgungsspannung. Damit lässt sich der inverse Verstärkungsfaktor in eine Spannung umrechnen (Abbildung 3.12-D). Es ergibt sich der typische Plateauverlauf. Dadurch dass das Rauschspektrum in der Energieverteilung durch den Diskriminator angeschnitten ist, ist die Steigung nach dem Plateau nicht stark ausgeprägt. Die Arbeitsspannung wird auf die Mitte des Plateaus festgelegt.

Der Vergleich von Plateaus verschiedener Photomultiplier fällt aufgrund von Unterschieden in der spannungsabhängigen Verstärkungskurve schwer. Ebenso verändert Art und Geometrie des verwendeten Szintillators die Form des Plateaus. Auch wenn bei der Auslese mit verschiedenen Photomultipliern der gleiche Szintillator genutzt wird ergeben sich Unterschiede durch die verwendeten Lichtleiter, die individuelle Verklebung der Szintillatorstirnflächen an dem Lichtleiter sowie die Ankopplung des Photomultipliers an den Lichtleiter. Ebenso spielt der Auftreffort der Strahlung entlang des Szintillators sowie die dadurch bedingte Abschwächung der Signalhöhe innerhalb des Szintillators eine maßgebliche Rolle.

## 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

Durch die Bestimmung von Hodoskop- und Triggereffizienzen lassen sich Probleme am Detektor und in der Elektronik aufzeigen. Hierfür werden jedoch die Teilchen-trajektorien benötigt, wozu die Rohdaten rekonstruiert werden müssen. Durch die Rekonstruktion fließen auch die korrekte Behandlung der Triggerdaten in der Datenaufnahme und bei der Rekonstruktion (Geometrie, Treffer-Zuordnung, Myonidentifikation) in die Effizienzen mit ein. Die Hodoskop- und Triggereffizienzen werden für die Monte-Carlo-Simulation zur Akzeptanzbestimmung und für die Qualitätskontrolle der gesammelten Daten benötigt.

### 4.1. Bestimmung der Effizienzen

Zur Bestimmung der Effizienzen wird ein von den Hodoskopen unabhängiger Trigger benötigt. Wie in Abschnitt 2.2.5 beschrieben wurde, ist der CALO-Trigger ein geeignetes System. Alternativ ließen sich jedoch auch der Strahl-Trigger oder der Zufalls-Trigger als völlig unabhängige Triggersystem verwenden.

Die Effizienzen setzen sich wie folgt zusammen:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{hodoskop}} \cdot \epsilon_{\text{trigger}}. \quad (4.1)$$

Die Hodoskopeffizienz  $\epsilon_{\text{hodoskop}}$  setzt sich aus der Effizienz des Detektors, der Elektronik und der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für inklusive CALO-Ereignisse zusammen. Die Triggereffizienz  $\epsilon_{\text{trigger}}$  beinhaltet die Effizienz der Matrixelektronik und der eingestellten Matrixparameter.

Zur Bestimmung der Effizienzen werden alle aufgenommenen CALO-Ereignisse genutzt. Auf die Gesamtdaten werden je nach Physikprogramm Schnitte auf das Targetvolumen und unterschiedliche Teilchenparameter wie Impuls und Strahlungslängen angewendet, sowie Bedingungen an die Spurmessung gestellt. Damit sollen alle Ereignisse herausgefiltert werden, bei denen ein gestreutes Myon aus den aufgenommenen Daten rekonstruiert werden konnte, obwohl ein Hadron den CALO-Trigger ausgelöst hat. Der CALO-Trigger ist gegenüber den Myonentriggern künstlich um 6 ns verzögert, damit die bessere Zeitinformation der Triggerhodoskope die zeitliche Verteilung der Ereignisaufnahme für normal Physikereignisse bestimmt.

Die Trajektorien der so gefundenen gestreuten Myonen werden zu den Z-Positionen der Hodoskope extrapoliert und es wird geprüft, ob der Detektor zeitgleich einen Treffer verzeichnet hat. Zusätzlich wird geprüft, ob die Spur in der geometrischen Akzeptanz der Hodoskope, beziehungsweise des Triggersystems liegt. Je nachdem, ob es

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

eine durch Kalorimeterdaten rekonstruierte Spur gibt, einen Treffer im Detektor oder die Triggermatrix des zu testenden Triggersystems ein Signal gegeben hat, wird die X,Y-Position der rekonstruierten Spur an der Z-Position der Detektoren in getrennte Histogramme geschrieben. Da die Position des Teilchendurchtritts durch die rekonstruierten Daten bestimmt wird und durch die Mehrfachstreuung im durchflogenen Materials beeinflusst ist, kann die so ermittelte Position des Treffers von der realen Position abweichen. Besonders bei dem Durchflug des Targets, der Kalorimeter und den Myonenfiltern tritt Mehrfachstreuung auf.

Die Hodoskopeffizienz  $\epsilon_{hodo}$  ist gegeben durch:

$$\epsilon_{hodo} = \frac{\# \text{ Extrapolierte Spuren mit Treffer}}{\# \text{ Extrapolierte Spuren}} \quad (4.2)$$

Mithilfe der Triggerinformation lässt sich auch die orts aufgelöste Triggereffizienz bestimmen:

$$\epsilon_{trigger} = \frac{\# \text{ Extrapolierte Spuren mit Treffer und Trigger}}{\# \text{ Extrapolierte Spuren mit Treffer}} \quad (4.3)$$

#### **Für Drell-Yan-Daten werden folgende Schnitte angewendet:**

- Der CALO-Trigger muss gefeuert haben.
- Ereignis mit Vertex im Targetvolumen oder Absorber.
- Der Impuls des Teilchens muss größer als  $10 \text{ GeV}/c^2$  sein.
- Das Teilchen muss mindestens 30 Strahlungslängen durchflogen haben.
- Für den LAS-Trigger werden keine Ereignisse genommen, die ihren ersten Messpunkt nach  $Z=600 \text{ cm}$  haben.
- Außer beim LAS-Trigger muss einen Messpunkt nach  $Z=4000 \text{ cm}$  vorliegen.
- Für die Teilchenspur (außer die des LAS-Triggers) müssen mindestens 6 Treffer in den Myonwänden vorliegen.

#### **Für DVCS-Daten werden folgende Schnitte angewendet:**

- Der CALO-Trigger muss gefeuert haben.
- Der beste primäre Wechselwirkungspunkt (Best Primary Vertex) mit einlaufendem und auslaufendem Myon wird ausgewählt.
- Es muss eine Impulsmessung für die einlaufende und auslaufende Spur vorliegen.
- Wechselwirkungspunkt muss innerhalb des Targetvolumens liegen.
- Auslaufendes Teilchen muss als gestreutes Myon identifiziert werden.

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

- Der Impuls des Teilchens muss größer als  $40 \text{ GeV}/c^2$  sein.
- Das Teilchen muss mindestens 15 Strahlungslängen durchflogen haben.
- Das Ereignis muss ein  $Q^2 > 0,1 (\text{GeV}/c)^2$  haben.
- Für den LAS-Trigger werden keine Ereignisse genommen, die ihren ersten Messpunkt nach  $Z=600 \text{ cm}$  haben.
- Außer beim LAS-Trigger muss einen Messpunkt nach  $Z=4000 \text{ cm}$  vorliegen.
- Für die Teilchenspur (außer die des LAS-Triggers) müssen mindestens 6 Ereignisse in den Myonwänden vorliegen.

Bei der Bestimmung der Trigger-Effizienzen wird für beide Arten der Datennahme die gleiche Prozedur verwendet. Hierbei muss die Triggerlogik bei der Selektion der Ereignisse berücksichtigt werden. Dies geschieht zum einen über die Selektion aller Ereignisse, die zum Beispiel im Fall des Outer-Triggers im vorderen Hodoskop (HO03) und eine der beiden Hälften des hinteren Hodoskops (HO04Y1/Y2) detektiert wurden. Zum anderen wird überprüft, ob das Teilchen eine erlaubte Streifenkombination des Triggers durchflogen hat (aktiver Pixel in der Triggermatrix). Das so erhaltene Sample wird mit allen Ereignissen verglichen, die diese Bedingungen erfüllen und außerdem das entsprechende Trigger-Bit ausgelöst haben.

## 4.2. Beobachtung bei den Spurverteilungen

Bei der Bestimmung der Hodoskopeffizienzen treten verschiedene Effekte bei den Spurverteilungen der extrapolierten Kalorimeter-Spuren auf. Es werden sowohl Drell-Yan- als auch DVCS-Daten besprochen. Der Unterschied hierbei ist, dass die Schwelle des Kalorimeter-Triggers unterscheidet. Für DVCS wird auf Hadronen getriggert und für DY auf Myonen.

### 4.2.1. Rekonstruktionseffizienz des CALO-Triggers

In Abbildung 4.1 sind die rekonstruierten extrapolierten Spuren aus dem Jahr 2016 an der Z-Position des HO03 zu sehen. Es ist bekannt, dass aufgrund eines Verkablungsfehlers der Streifen 10 des Hodoskops eine Ineffizienz aufweist. Diese Ineffizienz des Hodoskops sollte nicht in den extrapolierten Spuren für Ereignisse mit CALO-Trigger sichtbar sein. Dennoch sieht man eindeutig einen Einbruch der Rate (Abbildung 4.1). Dieser Effekt stammt aus der Rekonstruktion. Eigentlich sollte die Rekonstruktionseffizienz von Myonen für Ereignisse mit Hodoskop-Trigger die gleiche sein wie bei Ereignissen mit CALO-Trigger. Doch wie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben gibt es Unterschiede bei der Behandlung zwischen reinen CALO-Trigger-Ereignissen und Ereignissen mit Hodoskop- und CALO-Trigger bei der Identifikation der Myonen. Der CALO-Trigger ist künstlich in der Datenaufnahme um  $6,0 \text{ ns}$  verzögert, damit bei Physik-Ereignissen immer die zeitliche Information der Hodoskop-Trigger für

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

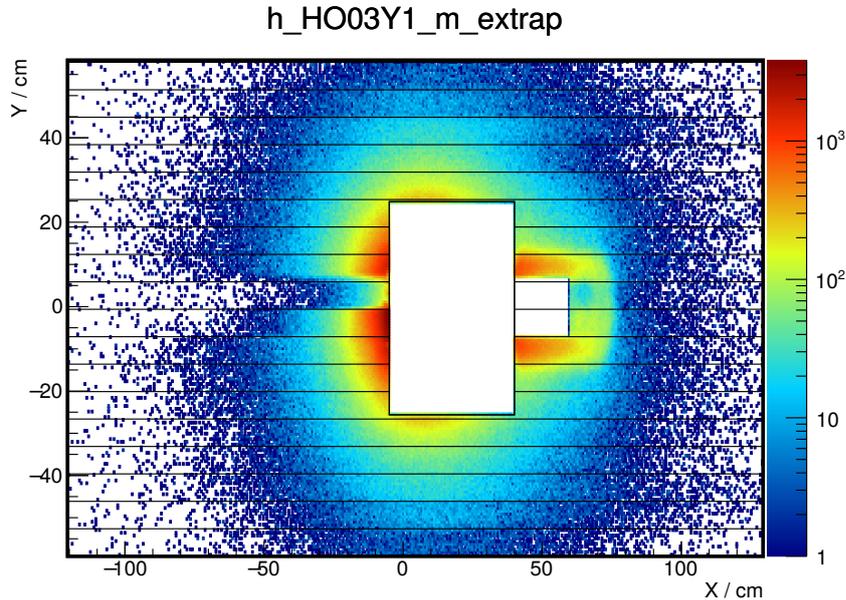


Abbildung 4.1.: Rekonstruierte CALO-Ereignisse an der Z-Position von HO03Y1 (Outer-Trigger) aus dem Jahr 2016.

das gestreute Myon verwendet wird. Dies bedeutet, dass auch für CALO-Trigger-Ereignisse Treffer und zeitlichen Informationen der Hodoskope in der normalen Physikrekonstruktion verwendet werden. Die unterschiedlichen Behandlungen der aufgenommenen Daten führt dazu, dass sich keine quantitativen Ergebnisse aus den Hodoskopeffizienzen ableiten lassen, da nicht alle Spuren, die das Hodoskop auslösen können, rekonstruiert werden. Dennoch lässt sich an den vorhandenen Daten, die über die normale Physikrekonstruktion erstellt werden qualitative Aussagen über defekte Streifen treffen, die in der Rekonstruktion nicht verwendet werden. Für eine quantitative Analyse muss sichergestellt werden, dass Hodoskop-Trigger-Ereignisse die gleiche Rekonstruktionswahrscheinlichkeit aufweisen wie Ereignisse, die nur von dem CALO-Trigger registriert wurden. Dafür müssen die Daten mit einer angepassten Version der Rekonstruktionssoftware CORAL erneut produziert werden.

#### 4.2.2. Verteilung der extrapolierten CALO-Trigger-Spuren

Die Abbildung 4.2 links zeigt extrapolierte Spuren der Kalorimeter im Myonbetrieb (DY). Es ist eindeutig die Zellenstruktur der Kalorimeter durch die unterschiedlichen Raten der einzelnen Trigger-Zellen sichtbar. Zudem sind zwischen den einzelnen Zellen Akzeptanzlöcher vorhanden, in denen die Myonen im Randbereich zu wenig Energie im Szintillatoren der Kalorimeter deponieren. Abbildung 4.2 rechts zeigt die Verteilung im normalen Hadronbetrieb des CALO-Triggers während der DVCS-Datennahme. Hier

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

ist keine Struktur des Kalorimeters erkennbar. Die transversale Schauergröße der Hadronen ist so groß, dass keine Randeffekte an den Zellengrenzen sichtbar werden.

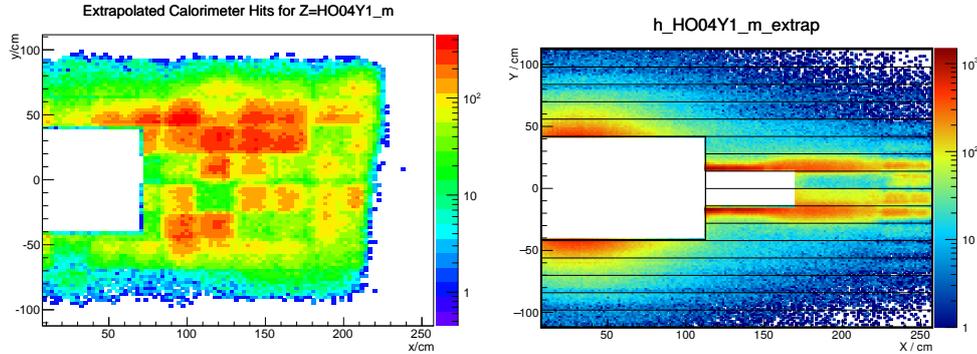


Abbildung 4.2.: Extrapolierte Kalorimeter Spuren an der Z-Position von HO04Y1 (Outer-Trigger). Links für Drell-Yan Daten, rechts für DVCS-Daten.

#### 4.2.3. Einfluss des Myonwand-Schnitts

Aufgrund der Vielfachstreuung von Myonen im Experiment, die nur global bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden, treten bei der Bestimmung der Strahlungslängen, die ein Teilchen durchflogen hat, Fehler auf; insbesondere wenn die Spur nahe an den Kanten der Myonfilter oder Kalorimeter verläuft. Dies führt zur Fehlidentifikation von Myonen. Durch die Bedingung, dass es mindestens 6 Treffer in den verschiedenen Ebenen der beiden Myonenwände gegeben hat, kann man diese falsch rekonstruierten Myonen erfolgreich unterdrücken; dies ist in Abbildung 4.3 zu sehen. In der oberen Reihe ist die Trefferverteilung, sowie die sich daraus ergebende Effizienz ohne den Myonwand-Schnitt, in der unteren Reihe ist die Verteilung mit angewandtem Schnitt gezeigt. Es zeigt sich, dass der Effizienzabfall in den Randbereichen falsch identifizierten Myonen zuzuschreiben ist. Die verbleibende Effizienzverteilung wird flach.

#### 4.2.4. Beobachtungen am HG01-Hodoskop

Schaut man sich die Effizienz des vorderen Hodoskops (HG01Y1) des LAS-Triggers an (Abbildung 4.4), so sieht man im Lochbereich (mitte) zwischen den einzelnen Streifen ineffiziente Stellen. Das HG01-Hodoskop besteht aus horizontalen Streifen die in Gruppen zusammengefasst sind. Beim Bau des LAS-Triggersystems war die Anforderung, dass durch das neue Hodoskop direkt hinter dem dem Spektrometermagnet SM1 und vor dem RICH-Detektor (Siehe Abbildung 2.4) möglichst wenig Material in die Akzeptanzbereich des RICH-Detektors eingebracht wird um die Teilchenidentifikation nicht zu beeinflussen. Daher besteht das HG01-Hodoskop aus dünnen Szintillatorstreifen mit einer Dicke von 1 cm und 250 cm Länge. Durch die Platzbeschränkung konnte die Streifen nicht mit Überlapp zueinander montiert werden. Die mittlere Sektion ist

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

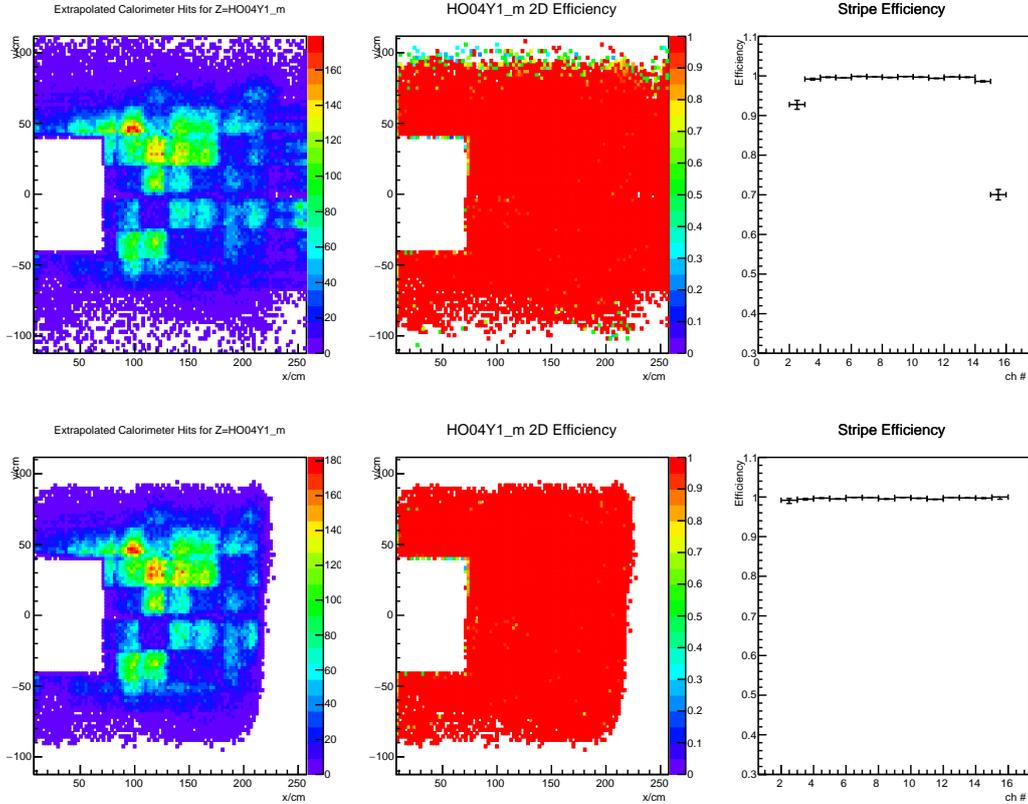


Abbildung 4.3.: Die Abbildungen zeigen von links nach rechts an der Z-Position des HO04 die Verteilung der extrapolierten Kalorimeterspuren, die Effizienz des HO04Y1-Hodoskops als 2-dimensionale Darstellung und die streifenweise Effizienz. Dabei ist oben die Verteilung ohne Myonwandschnitt und unten mit Myonwandschnitt gezeigt.

im Lochbereich mit Luftlichtleitern ausgestattet um die inaktive Fläche mit möglichst wenig Materialbelag zu erzeugen. Das gesamte Hodoskop wird durch Rohacell-Platten zusammen gehalten. Seit dem Einbau im Jahr 2010 und den durchgeführten Umbauarbeiten an der Lochsektion des Hodoskops im Jahre 2015 [30], hat die Konstruktion nachgegeben was zu einer vertikalen Wölbung des gesamten Hodoskops von 2-5 cm führt. Daher sitzen die einzelnen Szintillatorstreifen nicht mehr mit ihren Seitenflächen plan aufeinander, sondern weisen einen Spalt zwischen den Szintillatoren auf. Damit reicht das Szintillatormaterial nicht mehr aus um ein Myon in diesem Bereich zu detektieren. Dies spiegelt sich als Ineffizienz in den Hodoskopeffizienzen zwischen den einzelnen Streifen wieder. Eine Korrektur, ohne das Einfügen von weiterem Material, kann nur durch den kompletten Neubau des Hodoskops, der für die Datennahme 2021 vorgesehen ist, erfolgen.

Die Ineffizienz an der unteren Kante des Loches rührt aus einer mangelnden Beschrei-

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

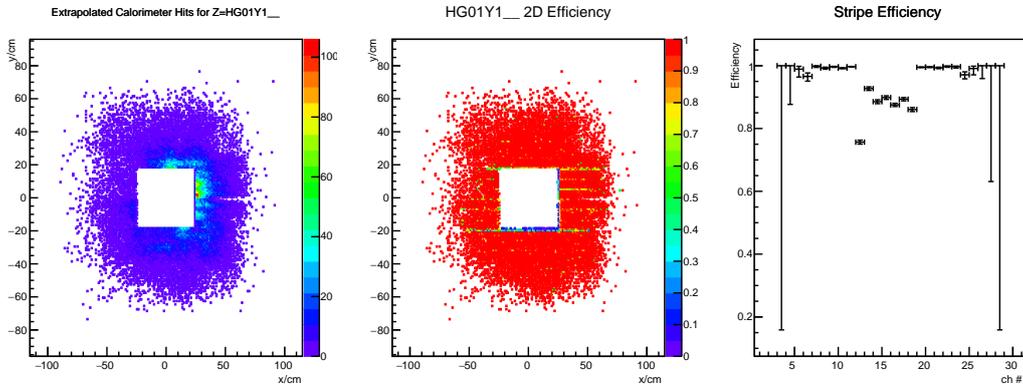


Abbildung 4.4.: Hodoskop-Effizienzen des HG01Y1-Hodoksops (LAS-Trigger) im Jahr 2015.

bung der Detektorgeometrie. Zur Beseitigung dieses Rekonstruktionsartefakts muss die Detektorbeschreibung weiter verbessert werden.

#### 4.3. Trigger-Effizienzen

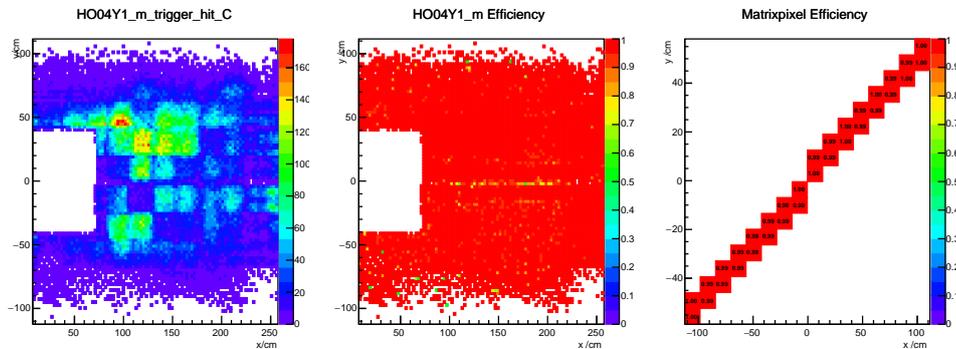


Abbildung 4.5.: Von links nach rechts: Extrapolierte Kalorimeterspuren der Drell-Yan-Daten mit Trefferbedingung im HO03-Hodoksops und einer der beiden Hälften des HO04-Hodoksops des Outer-Triggers, Triggereffizienzen des Outer-Trigger projiziert auf die aktive Fläche des HO04Y1-Hodoksops, Outer-Trigger-Matrixeffizienz - beschnitten auf die aktiven Pixel.

Abbildung 4.5 zeigt im rechten Histogramm die Triggereffizienzen des Outer-Triggers, links davon die Triggereffizienzen, projiziert auf die Ebene des HO04Y1-Hodoksops. In der Mitte ist ein leichte Ineffizienz zu sehen; dies ist bedingt durch die vertikale Ausrichtung der beiden Hodoskope zueinander. Dadurch, dass die Triggermatrix für

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

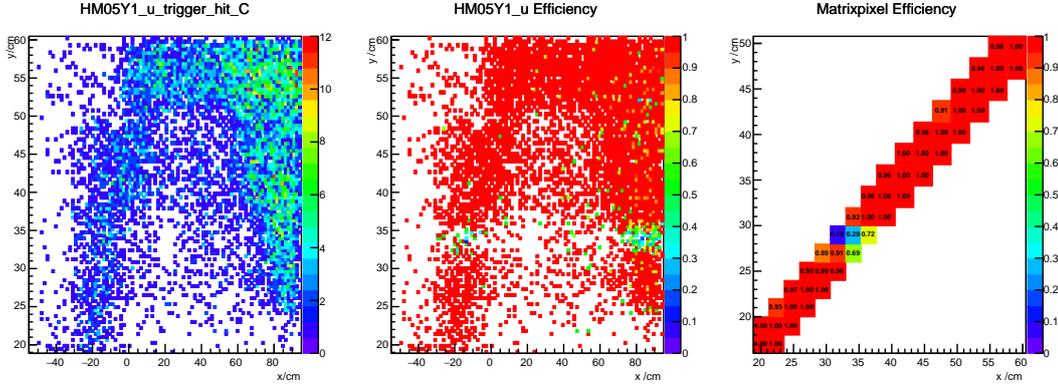


Abbildung 4.6.: Von links nach rechts: Extrapolierte Kalorimeterspuren mit Trefferbedingung in mindestens zwei Hodoskopen eines Triggersystems, Triggereffizienzen des Middle-Up-Triggers projiziert auf die aktive Fläche des HM05Y1-Hodoskops, Mitter-Trigger-Matrixeffizienz - beschnitten auf die aktiven Pixel

die mittleren Elemente nur einen Pixel breit ist, führt eine minimale Abweichung in der vertikalen Ausrichtung der beiden Hodoskope zu einer falschen Streifenkombination, die nicht über die Matrix abgedeckt ist. Ein fehlender Streifen zeigt sich in der Darstellung der Triggermatrix als fehlende Zeile oder Spalte (Abbildung 4.6 Zeile 7). Ineffizienzen entlang von Zeilen oder Spalten, bei denen nur einzelne Pixel Ineffizienz sind (Abbildung 4.6 Spalte 7), stammen von Timing Problemen. Dabei sind die entsprechenden Streifen der beiden Hodoskope nur für einige Kombinationen der aktiven Matrix in Koinzidenz (Abbildung 4.6 Spalte 7, Zeile 8 - 92% Effizienz) für die Kombination mit einem anderen Streifen (Abbildung 4.6 Spalte 7, Zeile 6) ist nur eine teilweise Koinzidenz der Signale erreicht (69% Effizienz).

#### 4.4. Die Hodoskop- und Triggereffizienzen für Drell-Yan

Die Hodoskop- und Triggereffizienzen für alle Systeme, die während der Drell-Yan Datennahme aktiv waren befinden sich im Anhang. Sie wurden mit dedizierten Myon-Runs während der Drell-Yan-Datennahme aufgenommen. Es zeigt sich, dass bis auf wenige Ausnahmen alle Streifen der Hodoskope eine Effizienz von über 97% aufweisen. Bei den Hodoskopereffizienzen des LAS-Triggers erkennt man die mangelnde Beschreibung des Lochbereichs. Bei den beiden Hälften des HG02 sieht man im Überlapp-Bereich der beiden Hodoskope ein Artefakt aus der Rekonstruktion. Bei der Rekonstruktion der Daten erfolgt die Zuordnung eines Treffers im Überlapp-Bereich nur zu einer der beiden Hodoskophälften, obwohl beide den Treffer gesehen haben. Hier muss die Rekonstruktionssoftware nachgebessert werden.

Auch die Trigger-Matrix-Effizienzen des Middle- und Outer-Systems weisen eine hohe Effizienz der aktiven Pixel auf. Einzig in der Trigger-Matrix des Middle-Up-Triggers

#### 4. Effizienzen des COMPASS-Triggers

zeigt sich ein Problem bei zwei Streifenkombinationen, die im vorigen Kapitel erklärt wurden. Durch die falsche Behandlung des LAS-Triggers die in Kapitel 6.3.1 beschrieben ist, gibt es Problem bei der Zuordnung der LAS-Hodoskop-Treffern zu dem LAS-Triggerbit, dies spiegelt sich in starken Ineffizienzen des Triggersystems wieder. Daher müssen die LAS-Trigger-Effizienzen nach einer erneuten Rekonstruktion mit den in Kapitel 6.3.1 beschrieben änderungen erneut Analysiert werden. Dies konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr erfolgen.

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

Durch den Einsatz eines langem Wasserstofftargets für die DVCS-Messung 2016/2017 hat sich der Targetmittelpunkt verschoben. Daher wurden Simulationen durchgeführt um die Auswirkung der neuen Position auf das Targetpointing der Triggersysteme zu untersuchen. Ursprünglich wurde die Geometrie und Streifenbreiten der Hodoskope für ein Target bei  $Z=0$  cm entwickelt. Das neue Target ist jedoch um  $Z=-195$  cm zentriert. Die Aufteilung der Triggersysteme und Streifenbreite bis 2012 ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Es ist der innere Bereich des Outer-Triggers dargestellt. Man erkennt zwei fehlende Streifen in der Mitte des Outer-Hodoskop sowie die inaktive Fläche, für die Akzeptanz des Middle- und Ladder-Triggers sowie den Strahl-durchtritt.

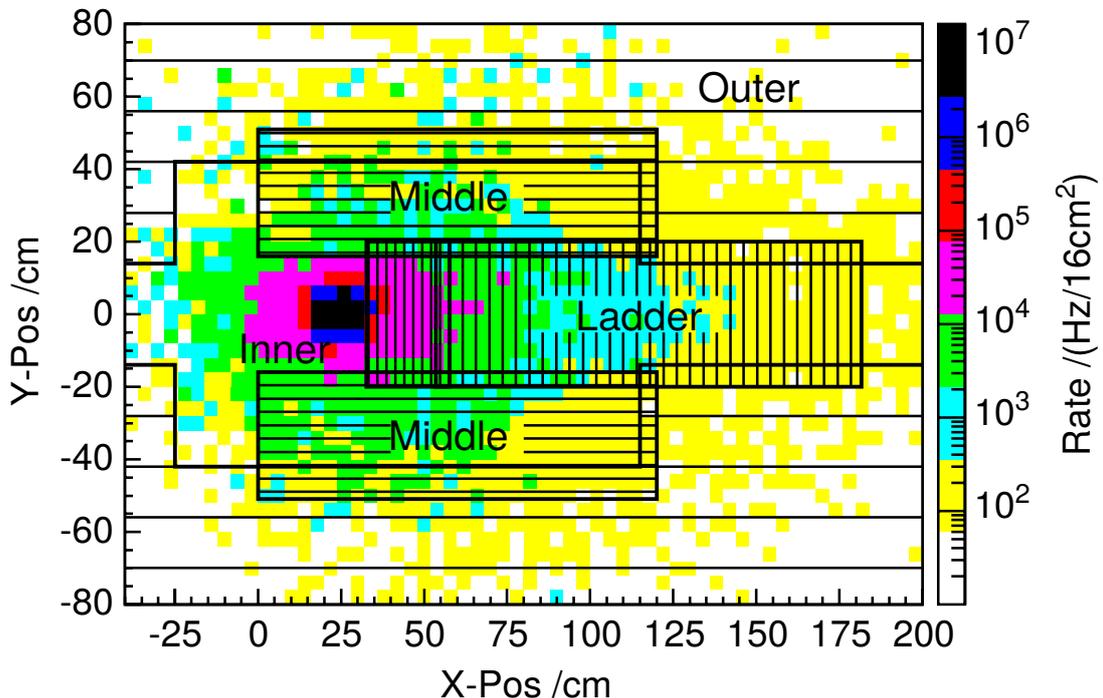


Abbildung 5.1.: Darstellung der Akzeptanz der einzelnen COMPASS-Triggersysteme im Jahr 2012 [3].

Neben der Überprüfung des Target-Pointings dient die Monte-Carlo-Simulation zur Optimierung der Detektorgeometrie des Triggersystems auf Ereignisse mit  $Q^2 >$

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

$1(\text{GeV}/c)^2$ . Dazu wurde eine 2012 gemessene Strahlverteilung genutzt, um mithilfe von TGeant[31] und HEPGen++<sup>1</sup> den DVCS-Prozess zu simulieren. Auf der Länge des Flüssigwassertargets wurden Vertices generiert und die auslaufenden Myonen durch das Magnetfeld der beiden Spektrometernagnete (SM1 und SM2) und die Materialbelegung der Detektoren extrapoliert und Treffer in den Hodoskopen generiert. Außerdem wurde der logische Aufbau des Triggersystems implementiert. Für diese Simulation wurden die aktiven Flächen der Hodoskope vergrößert um alle Ereignisse mit  $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$  nachweisen zu können. Aus diesen Ergebnissen wurden verbesserte Geometrien, Positionen und Matrixeinstellungen abgeleitet.

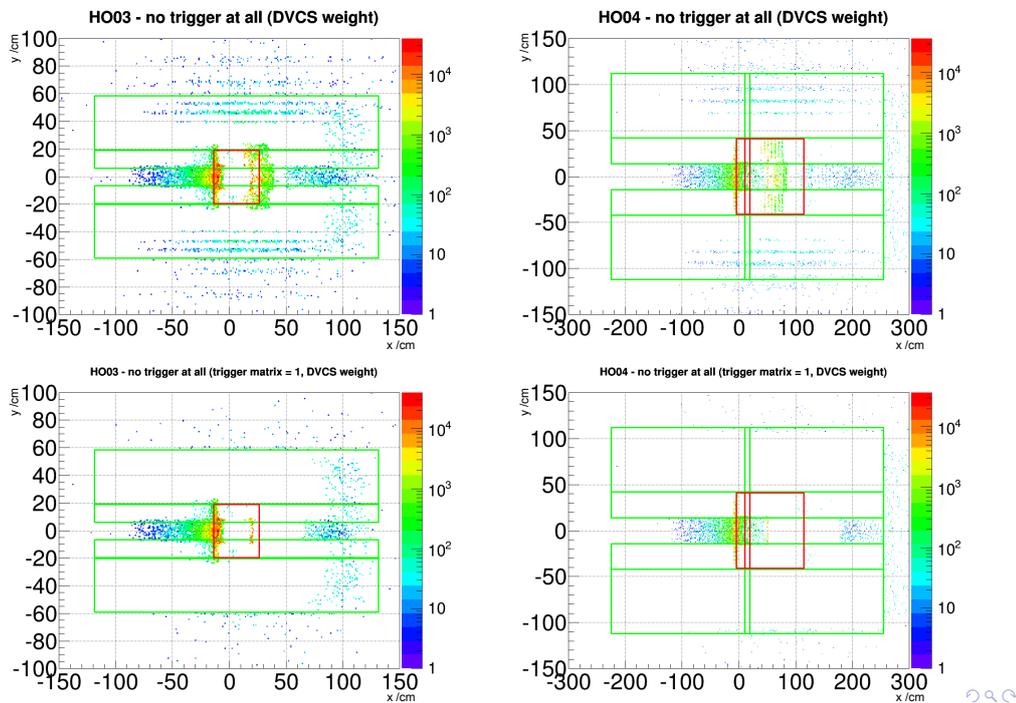


Abbildung 5.2.: Darstellung der nicht vom Outer-Triggersystem erfassten Ereignisse an der Z-Position von HO03 (linke Spalte) und HO04 (rechte Spalte). In der oberen Reihe sind die Ergebnisse mit der konkreten Triggermatrix von 2012 gezeigt. In der unteren Reihe sind alle Elemente der Triggermatrix eingeschaltet.

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 5.2 gezeigt. Es sind Treffer an der Z-Position von HO03 bzw. HO04 eingetragen, die mit der Konfiguration von 2012 und der neuen Targetposition keinen Trigger auslösen würden. In der oberen Reihe ist dabei die konkrete Triggermatrix berücksichtigt, in der unteren Reihe sind alle Elemente der Triggermatrix eingeschaltet. Man sieht zwei Effekte: Erstens den Verlust von Ereignissen zwischen den einzelnen Streifen des Hodoskops. Dieser stammt aus der

<sup>1</sup>Hard Exclusive Production GENERator in C++

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

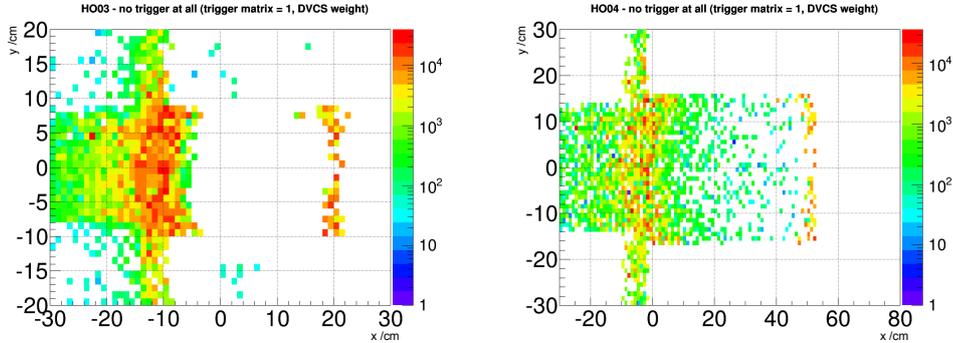


Abbildung 5.3.: Vergrößerung des Lochbereichs, der nicht vom Outer-Trigger erfassten Ereignisse. Links für HO03, rechts für HO04.

nun nicht mehr optimalen Streifenbreite und lässt sich nur über die Neukonstruktion der Hodoskope oder das Anschalten von weiteren Matrixpixeln beheben. Wobei das Anschalten von weiteren Matrixpixeln auch die Rate des Triggers erhöhen würde. Zweitens den Verlust von Ereignissen durch die bisher nicht vorhandenen Streifen in HO03 und HO04Y2. Zudem weisen die beiden Streifen oberhalb und unterhalb der beiden fehlenden Streifen eine zu kurze Länge auf, sodass weitere Ereignisse verloren gehen (Vergleiche alter Aufbau in Abbildung 5.1).

Zoomt man in den Zentralbereich der Hodoskope (Abbildung 5.3), so sieht man bei HO03 bei 20 cm und bei HO04 bei 50 cm eine Häufung von  $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$  Ereignissen. Diese Ereignisse können durch den Ladder-Trigger abgedeckt werden, wenn man die Ladder-Hodoskope um 2-3 cm auf den Strahl zu schiebt.

### 5.1. Änderungen am HO03

Um die Ereignisse aus Abbildung 5.3 zu erfassen, muss der Lochbereich der Outertriggerhodoskope umgebaut werden. Zum Zeitpunkt des Umbaus bestand das erste Hodoskop des Outer-Trigger-Systems (HO03) aus 18 Szintillatorstreifen (BC408 [32]) mit einer Größe von  $1,0 \times 7,0 \times 250,0 \text{ cm}^3$ , welche beidseitig von zwei 2-Zoll-Photomultipliern (EMI9813KB [27]) über gebogene Lichtleiter ausgelesen werden. Die sechs zentralen Streifen haben im Lochbereich ein 40 cm breites Acrylglasstück eingeklebt, das als inaktive Fläche dient. Diese inaktive Fläche entspricht dem Loch im HO04 in der DY-Konfiguration. Für DVCS trifft der Myonstrahl das HO03-Loch, sodass für die beiden zentralen Streifen kein Acrylglas genutzt werden kann, sondern Luftlichtleiter verwendet werden müssen. Der übrige inaktive Bereich, der keine Entsprechung im HO04 hat, wird weiterhin durch Acrylglas realisiert. Um alle Ereignisse mit  $X < -5 \text{ cm}$  zu erfassen, wird die linke Grenze der inaktiven Fläche auf  $-5 \text{ cm}$  erweitert. Es ergibt sich damit eine neue Lochbreite von 45,0 cm. Außer bei den beiden mittleren Streifen die eine Lochbreite von 65 cm aufweisen und somit der Aussparung in HO04 für

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

die Akzeptanz des Ladder-Triggers entspricht. Die ersten 25 cm dieser Streifen werden als Luftlichtleiter ausgeführt. Der Luftlichtleiter wird aus 3M-ESR-Daylight-Folie [33] realisiert.

Zur Herstellung des Luftlichtleiters ist die Form des Szintillators mit einem  $250 \frac{\text{g}}{\text{m}^2}$  starkem Karton nachgebildet. Die Innenfläche des Kartons ist mit der selbstklebenden, reflektierenden Folie (3M ESR-Daylight) beklebt und die rechteckige Form des Kartons mit schwarzem PVC-Klebeband stabilisiert. Danach wird auf der einen Seite der Szintillator und auf der anderen Seite der Acrylglaslichtleiter mit polierter Frontfläche eingeführt. Der Kartoneinschub ist mit Kapton-Klebeband mit den in aluminisiertem Mylar eingeschlagenen Szintillatoren verklebt und mit schwarzer Folie lichtdicht verpackt.

Die umgesetzte Geometrie ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Der rote Rahmen zeigt den Bereich der inaktiven Fläche und der schwarze die äußere Begrenzung des Hodoskops an.

### 5.2. Änderungen am HO04

Das Hodoskop HO04 stellt den zweiten Teil des Outer-Triggers dar. Es besteht aus zwei Hälften mit je 16x 15 cm hohen Streifen aus BC408-Szintillatormaterial mit einer Stärke von 1,5 cm und unterschiedlicher Länge. Die längsten Streifen sind dabei 250,0 cm lang. Die beiden Hodoskophälften sind mit einem Überlapp von 15 cm in der Mitte montiert. Hieraus ergibt sich eine Gesamtbreite des HO04 Systems von 485,0 cm, bei einer Höhe von 230,0 cm. Die Streifen werden beidseitig über Fischschwanzlichtleiter mit 2-Zoll-Photomultipliern ausgelesen. Die sechs zentralen Streifen weisen eine kürzere Länge auf um eine inaktive Fläche für den Strahldurchtritt und die Akzeptanz der anderen Triggersysteme zu berücksichtigen. Die eine Hälfte (HO04Y1 - Jura) hat in der Mitte zwei nur 90 cm lange Streifen, da dieser Bereich schon von den Ladder-Hodoskopen abgedeckt wird. Oberhalb und unterhalb folgen jeweils zwei weitere 145 cm lange Streifen, hier wird der freie Bereich bereits von dem Middle-Trigger abgedeckt. Für die andere Hälfte (HO04Y2 - Saleve) sieht man in 5.3, dass die vorhandenen Streifen um etwa 10 cm verlängert werden müssen. Zusätzlich sollen die beiden fehlenden Streifen ergänzt werden. Aus der in Abbildung 5.5 dargestellten projizierten Strahlverteilung erkennt man, dass sich zwischen dem Ende der Szintillatoren bei  $X=0$  cm und der  $3\sigma$  Grenze der Strahlverteilung nur etwa 170 mm befinden. Dieser Platz reicht für die bisher verwendete Auslese mit Lichtleiter und 2-Zoll Photomultiplier nicht aus.

Bei der neuen Auslese der mittleren Streifen wurde der Lichtleiter und der 2-Zoll-Photomultiplier durch drei 1-Zoll-Photomultiplier vom Typ Photonis XP2900 [29] mit 98 mm Länge ausgetauscht (Vgl. Tabelle 5.2), die auch schon in anderen Hodoskopen des Triggersystems verwendet werden. Für diesen Photomultiplier-Typ wurden von der A2-Kollaboration in Mainz ein Spannungsteiler auf einer flexiblen Platine entwickelt und uns zur Verfügung gestellt [34]. Die flexible Platine ermöglicht das Platzieren der Spannungsteiler parallel zum Photomultiplier und damit das Einhalten eines Sicher-

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

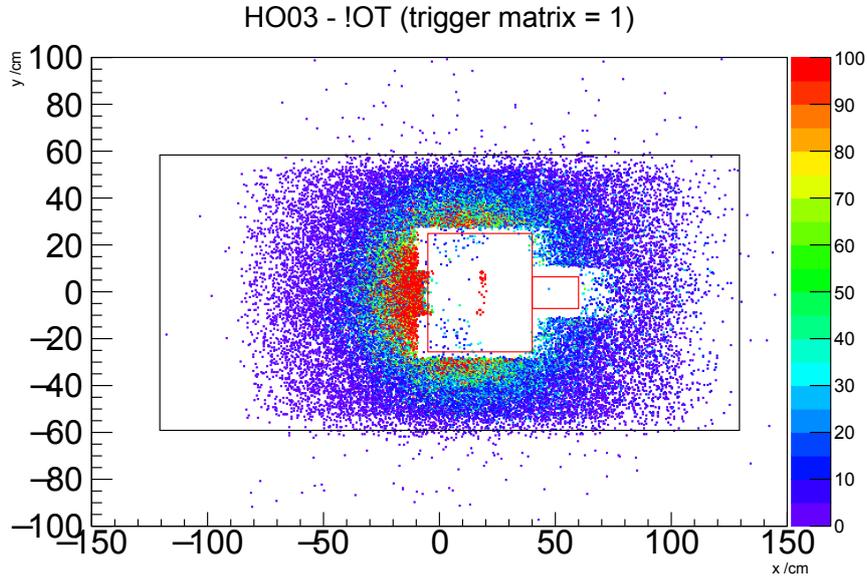


Abbildung 5.4.: Darstellung der Ereignisse an der Z-Position von HO03, die von keinem der anderen Triggersysteme abgedeckt werden. In Rot ist die äußere Begrenzung der inaktiven Fläche dargestellt; der schwarze Rahmen stellt die äußere Begrenzung des Hodoskops dar.

heitsabstands zum Strahl. Sieht man sich die Verteilung in Abbildung 5.3 genauer an, so sieht man, dass es weiterhin einige  $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$  Ereignisse gibt, die sich ellip-senförmig um die Strahlachse anordnen. Durch die kürzere Auslese und den Abfall des Strahlprofils zu den Seiten hin, war es möglich die Stirnfläche des Szintillators gestuft zu gestalten. Jede dieser Stufen weist eine Höhe von 2,5 cm und eine Breite von 5,0 cm auf. Abbildung 5.5 zeigt das endgültige Profil der beiden mittleren Streifen und deren Abstand zur  $3\sigma$ -Umgebung des Strahls.

	EMI 9813kb [27]	Photonis XP2900 [29]	Einheit
Durchmesser	52,3	28,5	mm
Länge	$186,5 \pm 3$	$98 \pm 2$	mm
Anzahl Dynoden	14	10	
Aktive Fläche	46	22	mm
Maximale Sensitivität @	370	420	nm
Verstärkungsfaktor	70	9.1	$10^6$
Rise Time	2	1,9	ns
Transistion Time	46	23	ns
Transition Spread Time	2,0	0,8	ns

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

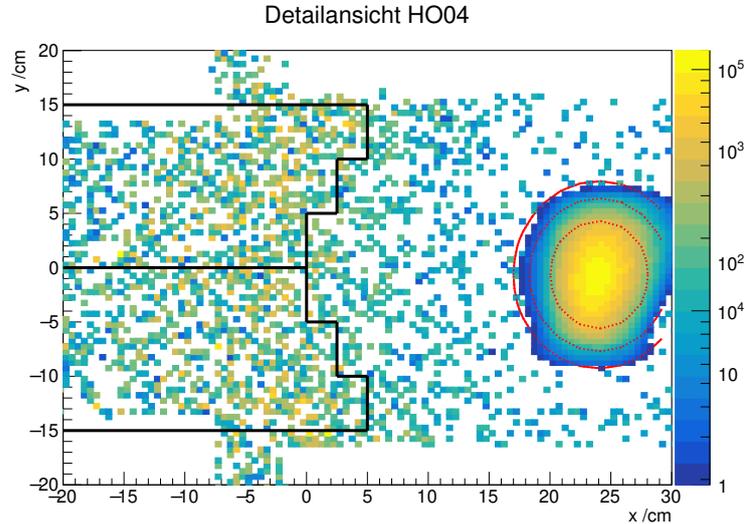


Abbildung 5.5.: Gestreute DVCS-Myonen und Strahlverteilung im gleichem Koordinatensystem, jedoch mit nicht normierten Raten. In Schwarz sieht man die Kontur der Szintillatorstreifen. In Rot die  $3\sigma$ -Umgebungen der Strahlverteilung.

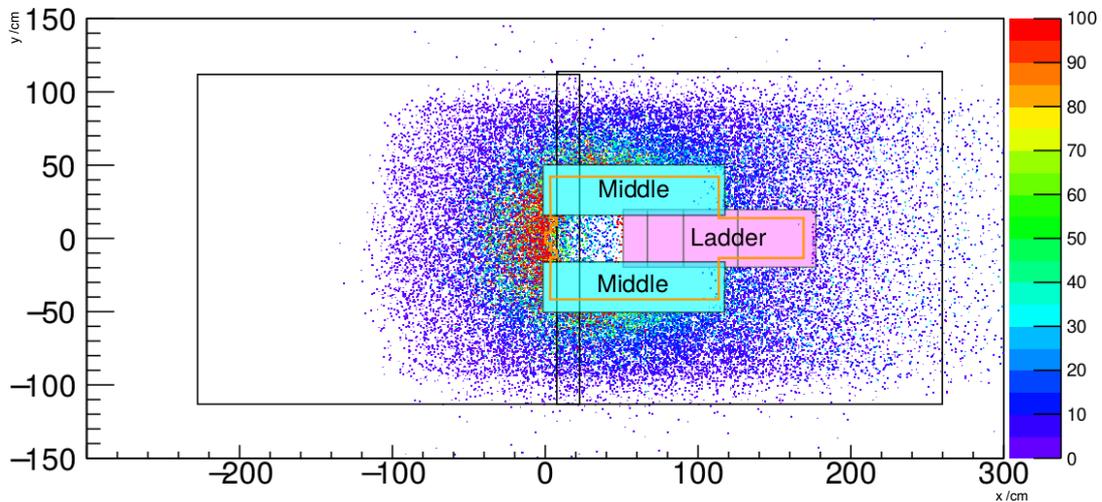


Abbildung 5.6.: Darstellung der Ereignisse an der Z-Position von HO04, die von keinem der anderen Triggersysteme abgedeckt wird. In Türkies ist die Akzeptanz des Middle-Triggers eingezeichnet, in Rosa die Akzeptanz des Ladder-Trigger. In Orange sind die Umrise der inaktiven Zone der neuen Geometrie des HO04 dargestellt. In Schwarz die Äußere Begrenzung der beiden Hodoskophälften.

### 5.2.1. Photomultiplierhalterung

Als Material für die Photomultiplierhalterung wurde PVC-Kunststoff gewählt. Jeder Photomultiplier befindet sich dabei in einem 50x20mm großem PVC-Block mit 36 mm Längsloch, welche in verschiedenen Positionen zueinander montiert werden können. Ein zentrales Loch mit 36 mm Durchmesser auf der Längsseite ermöglicht die Montage des 29 mm breiten Photomultipliers mit  $\mu$ -Metallabschirmung in Form eines aufgerollten, dreilagig 0,5 mm dicken Blechs. Da die Szintillatoren mit Über-

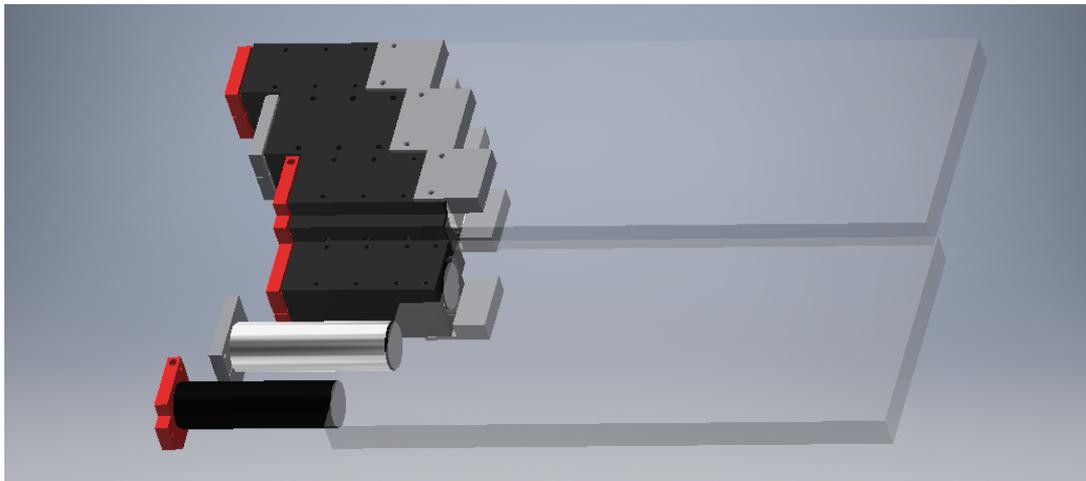


Abbildung 5.7.: 3D-Modell der Stufenauslese. Am unteren Szintillator ist erst der Photomultiplier mit seiner Halterung zu sehen, danach folgt die Halterung inklusive  $\mu$ -Metall-Abschirmung und schließlich mit PVC-Gehäuse. Am oberen Szintillator sind drei komplett montierte Halterungen und ihre Stufenklemmung am Szintillator zu sehen.

lapp zueinander montiert werden müssen, erhalten die beiden äußeren PVC-Blöcke eine Abstufung, damit die Halterung in der Überlappregion maximal 2 mm breiter als das Szintillatormaterial ist. So ist die Montage mit Überlapp auch mit der neuen Auslese möglich. Der Photomultiplier wird über den Sockel gehalten, der in eine PVC-Halterung geklemmt ist. Diese stellen mithilfe von zwei bzw. drei Federn den Anpressdruck am Szintillator sicher.

Der gesamte Block der drei Photomultiplier wird über 2 mm starke Alubleche mit PVC-Backen an den Szintillator geklemmt. Um die mechanischen Belastung des Szintillators zu minimieren, befindet sich zwischen den PVC-Backen und dem Szintillator Moosgummi. Der Übergang zwischen der Stirnfläche des Photomultipliers und des Szintillators wird ohne Lichtleiter realisiert. Die technischen Zeichnungen der Halterung befinden sich im Anhang.

Da zur Auslese der beiden mittleren Streifen jeweils nur ein Kanal existiert, werden die Signale der drei einzelnen Photomultiplier analog summiert. Dies erfolgt bereits am Detektor mithilfe eines Lecroy F428 100 Mhz- Analogsummierers in NIM-Bauweise

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

[35]. Das so summierte Signal wird nun in den Ausleseraum weitergeleitet, wo es von der Triggerlogik als normaler einzelner Kanal behandelt wird (Abbildung 5.8).

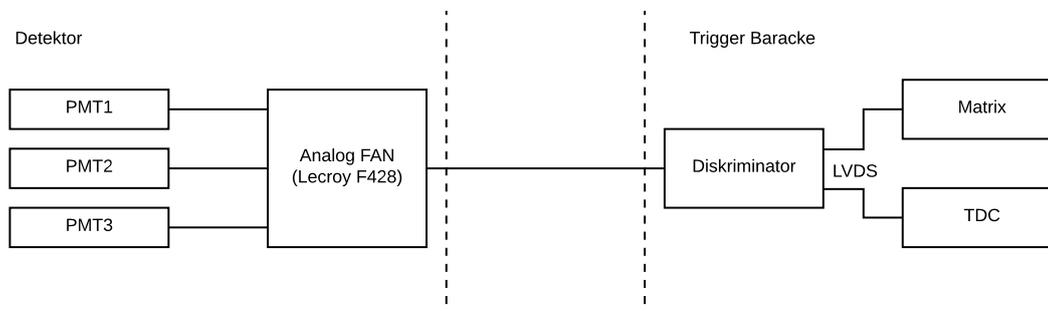


Abbildung 5.8.: Analoge Summierung und Signalauswertung der Stufenauslese mit drei Photomultipliern.

### 5.3. Scaler-Auslese

Zur Überwachung der Zählrate der Photomultiplier und zur Bestimmung der Arbeitspunkte wurden parallel zu den vorhandenen TDCs die Einzelausgänge der Diskriminatorkarten auch auf Scaler gelegt. Hierfür wurden F1-Scalerkarten, die von der Universität Freiburg für das CATCH-System entwickelt wurden, verwendet. Da die Diskriminatorkarten nur jeweils für 32-Kanäle einen Ausgang für die einzelnen Photomultiplier zur Verfügung stellt, muss dieses Signal gespalten werden. Dies wurde durch die Verwendung von 32-Kanal-LVDS-Splitttern, die ebenfalls von der Universität Freiburg entwickelt wurden, erreicht. Der LVDS-Splitter wurde als Aufsteckplatine entwickelt, was das direkte Aufstecken des Splitters auf den Eingang eines CATCH-Moduls und den Anschluss des benachbarten CATCH-Moduls über ein kurzes 68-poliges LVDS-Kabel ermöglicht. Die Signallaufzeit über die beiden verschiedenen Ausgänge der Splitterkarten beträgt 2,0 ns für Jout1 und 2,6 ns für Jout2. Die Belegung der Stecker ist in [24, Abbildung 5.8 in Referenz] gezeigt. So ist die Laufzeitverschiebung bei den Kanälen, die über einen Splitter geführt werden, so gering, dass das TDC-Fenster nicht verschoben werden muss. Es müssen jedoch die Trigger-Matrixen entsprechend neu eingestellt werden und die  $T_0$ -Zeiten müssen korrigiert werden (siehe Abschnitt 6.3).

#### 5.3.1. LVDS-Splitterkarten

Die Aufgabe der Splitterkarten besteht darin, die 32-LVDS Signale, die am Ausgang des Diskriminatorboards anliegen, mit möglichst kleiner zeitlicher Unschärfe auf je einen CATCH-F1-TDC [36] und ein CATCH-F1-SCALER [37] aufzuteilen. Eine passive Aufteilung der Signale ist nicht möglich, da sich durch Reflektionen die Zeitaufösung wesentlich verschlechtern und die Signalhöhe durch die Aufteilung auf die zwei 100 Ohm Widerstände in den TDC-/Scalerkarten halbiert würde.

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme



Abbildung 5.9.: Aufnahme während der Montage der Photomultiplier am Stufensstreifen. In Rot sieht man die Klemmung der PMT-Sockel. In Schwarz sieht man die verschiebbaren Photomultipliergehäuse aus PVC, die mit Moosgummipuffern an den Szintillator geklemmt sind. Die Spannungsteilerplatten sind noch nicht auf dem Photomultipliergehäuse montiert. Der Szintillator ist zur besseren Lichtausbeute mit aluminisiertem Mylar eingeschlagen und zum Schutz vor eventuell austretenden Chemikalien aus dem Moosgummi im Klemmbereich mit Kapton-Klebeband abgeklebt.

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

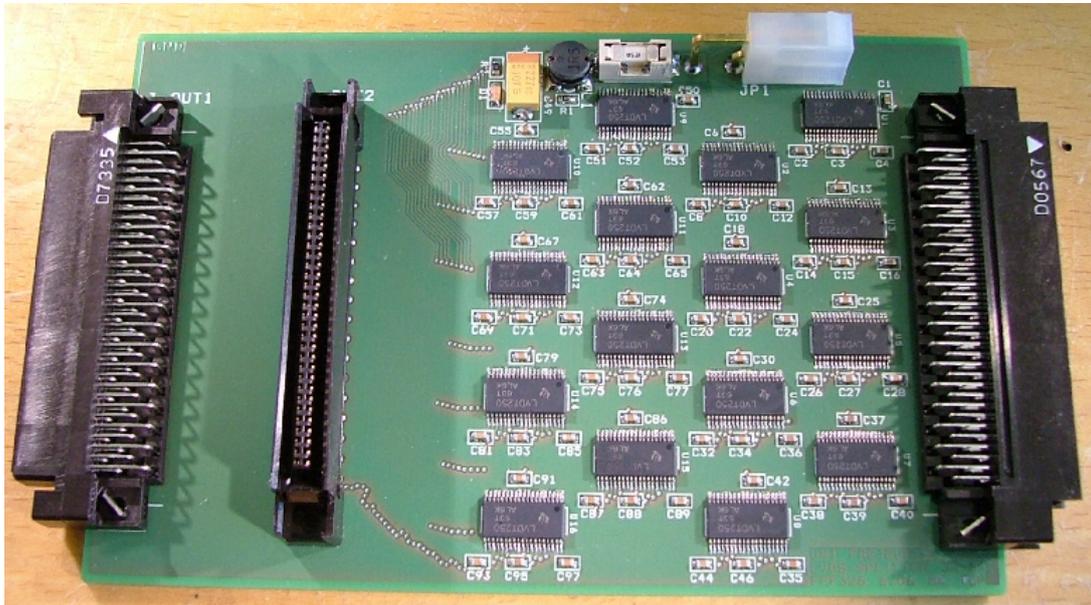


Abbildung 5.10.: Die LVDS-Splitter Platine mit den Abmessungen von  $74 \times 110 \text{ mm}^2$  [15].

Um die aktive Aufteilung umzusetzen, wurde ein Kreuzschienenverteiler (SN65LVDT250 [15]) verwendet. Dieser besitzt jeweils vier differentielle Ein- und Ausgänge, die sich über sogenannte SELECT-Pins frei miteinander verschalten lassen. Der Zeitjitter zwischen Eingangs- und Ausgangssignal beträgt nach Herstellerangaben 60 ps. Zum Splitten der 32 Signale werden 16 Chips benötigt, die jeweils zwei Eingänge auf vier Ausgänge geschaltet haben. Die Chips enthalten intern die Terminierung der LVDS-Leitungen auf 100 Ohm. Die Abmessungen der Platine sind so gewählt, dass diese über einen 68-poligen Stecker direkt auf das CATCH-Modul aufgesteckt werden können. Dies führt dazu, dass aus Platzgründen kein Spannungsteiler auf der Platine platziert werden kann, sondern die Versorgungsspannung in Form von 3,3 V bei 2 A extern zugeführt werden muss. Die Abbildung 5.10 zeigt die fertig aufgebaute LVDS-Splitter Platine.

### 5.3.2. Aufbau der Spannungsversorgung

Für den Betrieb von bis zu 12 Scalerkarten wurde von mir ein externes 3,3 V Netzteil entwickelt. Nach Herstellerangaben benötigen die verwendeten Kreuzmatrixchips eine Versorgungsspannung von 3,0 V bis 3,6 V. Ein Splittermodul benötigt einen maximalen Strom von 2 A [15]. Daher wurde als Basis für die Spannungsversorgung ein 35 A Netzteil der Firma Meanwell verwendet. Der Spannungsausgang des Netzteils wird auf zwölf 2-polige Lemo-Stecker verteilt, welche jeweils über eine 3 A flinke Sicherung abgesichert sind. Die korrekte Funktion wird pro Kanal über eine LED angezeigt. Zur Spannungsstabilisierung befindet sich an jedem LEMO-Stecker ein  $1000 \mu\text{F}$  Kondensa-

## 5. Modifikationen der Triggersysteme für die DVCS-Datennahme

tor. Das Netzteil befindet sich in einem 19 Zoll Gehäuse mit einer Höheneinheit. Dies ermöglicht die Montage im RACK neben dem VME-Crate der Diskriminatoren. Der Anschluss der LVDS-Splitter ist über  $2 \times 2,5 \text{ mm}^2$  Kupferkabel realisiert. Die Spannung des Netzteils wurde auf 3,6 V eingestellt um Spannungsverluste über die bis zu 3 m langen Anschlussleitungen zu kompensieren.

### 5.3.3. Umsetzung

Es wurden insgesamt 10 Scaler-Module mit entsprechenden Splitter zur Überwachung der Outer- und Ladder-Trigger-Hodoskope installiert. Hierzu wurden im Ausleseraum zwei weitere CATCH-Karten installiert und die vorhandenen TDCs so umgruppiert, dass eine SCALER-Karte nach Möglichkeit immer links von einer TDC-Karte sitzt. Die Splitterkarten können so direkt aufgesteckt werden und mit kurzen 68-poligen LVDS-Kabeln zum benachbarten CATCH-Modul verbunden werden. Die Zuordnung der SCALER zu den entsprechenden Kanälen in der Datenauslese erfolgt nach folgendem Schema:

- SCHO03Y1s, SCHO03Y1j
- SCHO04Y1s, SCHO04Y1j
- SCHO04Y2s, SCHO04Y2j
- SCHL4X1\_u, SCHL4X1\_d
- SCHL5X1\_u, SCHL5X1\_d

Die Zuordnung zu Detektoren und Kanälen wurde dabei schon anhand der Detektorverkabelung korrigiert. So enthalten die von der Dekodierung erstellten Histogramme die Zählraten der einzelnen Streifen in einer geordneten Reihenfolge. Gleichzeitig werden am Ende jedes Spills die integrierten Zählraten pro Spill und Kanal in eine MySQL-Datenbank<sup>2</sup> geschrieben. Dies ermöglicht die Überwachung der ungetriggerten Zählraten der Photomultiplier direkt nach jedem Spill.

---

<sup>2</sup>Structured Query Language, eine Datenbanksprache

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

Jedes Jahr nach der Winterabschaltung des CERN-Beschleunigerkomplexes muss der COMPASS-Trigger in Betrieb genommen werden. Dies erfolgt zunächst durch das Einschalten aller notwendigen Elektronik sowie Hochfahren der Hochspannung der Photomultiplier ohne aktiven Strahl in der Halle. Schon mit diesen Bedingungen kann nach fehlerhaften Komponenten gesucht werden. Ein defekter Spannungsteiler oder Photomultiplier zeigt sich durch erhöhte Dunkelraten. Sobald der Beschleunigerkomplex den Strahl in die Halle schalten kann, können Untersuchungen mithilfe des Strahls, wie die Bestimmung des Arbeitspunkts der einzelnen Photomultiplier, durchgeführt werden. Mit Hilfe des endgültigen Strahls erfolgt die Kalibrierung des Triggersystems wie das Bestimmen der Triggermatrixverzögerungen. Nach dem Einstellen der Parameter der Triggermatrizen können die so festgelegten Parameter, wie  $T_0$  der einzelnen Kanäle, für die Rekonstruktion der Daten bestimmt werden. Im Folgenden sollen einige Aspekte der Inbetriebnahme, die von mir maßgeblich durchgeführt worden sind, beschrieben werden.

### 6.1. Lichtlecks

Bei den Stahlvorbereitungen für die DVCS-Datenaufnahme fiel auf, dass besonders die Veto-Hodoskope und das Outer-Triggersystem hohe Raten, auch ohne Strahl, zeigten. Abbildung 6.1 (linke Seite) illustriert dieses Verhalten für das Hodoskop HO04Y1S. Die Daten wurden ohne Strahl mithilfe des Random-Triggers aufgenommen. Das Licht in der Experimentierhalle war zeitgleich an. Die Lichtlecks beeinflussen die Datennahme negativ durch eine größere Totzeit der betroffenen Streifen bzw. durch falsche Koinzidenzen in der Matrix. Abbildung 6.1 (rechts) zeigt das Verhalten des Detektors nach Beseitigung der gefundenen Lichtlecks. Es zeigt sich, dass vor allem in den Streifen 8, 9 und 11 die Dunkelrate erheblich reduziert werden konnte.

Die Suchen nach den Lichtlecks hat sich in der Vergangenheit als schwierig erwiesen [6]: Zu einem waren die Hodoskope nur mit einer TDC-Auslese ausgestattet, zum anderen gab es keine direkte Rückmeldung beim Absuchen der Szintillatorstreifen mithilfe von externen Lichtquellen. Deshalb wurde eine neue Methode zur akustischen Suche von Lichtlecks entwickelt.

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

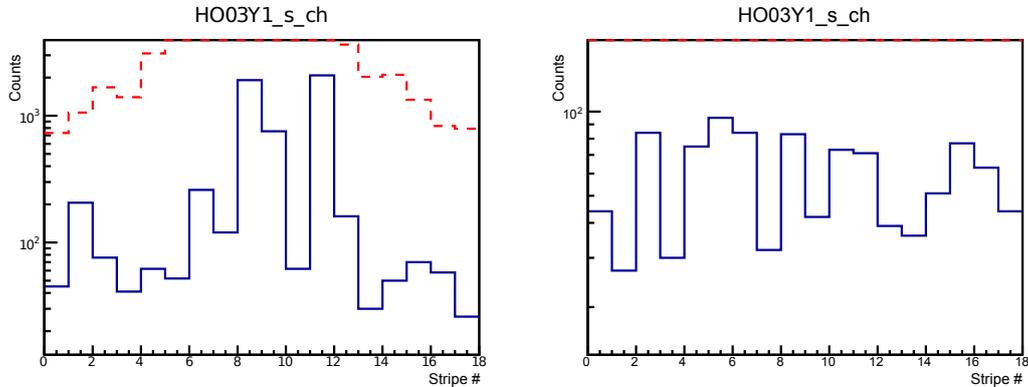


Abbildung 6.1.: Linke Seite: Ratenverteilung der TDCs des HO04Y1S ohne Strahl mit Random-Trigger gemessen. Rechte Seite: Ratenverteilung der TDCs des HO04Y1S nach dem aufsuchen der Lichtlecks ohne Strahl mit Random-Trigger gemessen. Beide Histogramme enthalten in etwa die gleiche Anzahl von Random-Triggern.

### 6.1.1. Der Lichtleckfinder

Der Lichtleckfinder basiert darauf, dass Licht von mehreren blauen LEDs mit einer Rechtecksignal von 1 kHz moduliert werden. Tastet man mit diesem Licht die Verpackung eines Szintillators ab, so tritt das modulierte Licht im Fall eines Lichtlecks in den Szintillator ein und wird über den Photomultiplier verstärkt. Das so in den Streifen eingekoppelte Signal kann über einen Audioverstärker und einen Lautsprecher akustisch wiedergegeben werden (siehe Abbildung 6.2). Damit können auch klein-



Abbildung 6.2.: Prinzip des akustischen Lichtleckfinders. Blaues Licht, welches mit einem Rechtecksignal von 1 kHz moduliert ist, tritt durch Löcher in der Verpackung in den Szintillator ein und wird durch den Photomultiplier in ein elektrisches Signal umgewandelt, dessen 1 kHz Modulation mit einem Lautsprecher wiedergegeben werden kann.

ste Lichtlecks unabhängig von der Umgebungsbeleuchtung akustisch ermittelt werden. Mit einem angeschlossenen Lautsprecher ist es sogar möglich, ohne modulierte Lichtquelle, anhand des Ruhegeräusches eines Photomultipliers abzuschätzen, ob ein

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

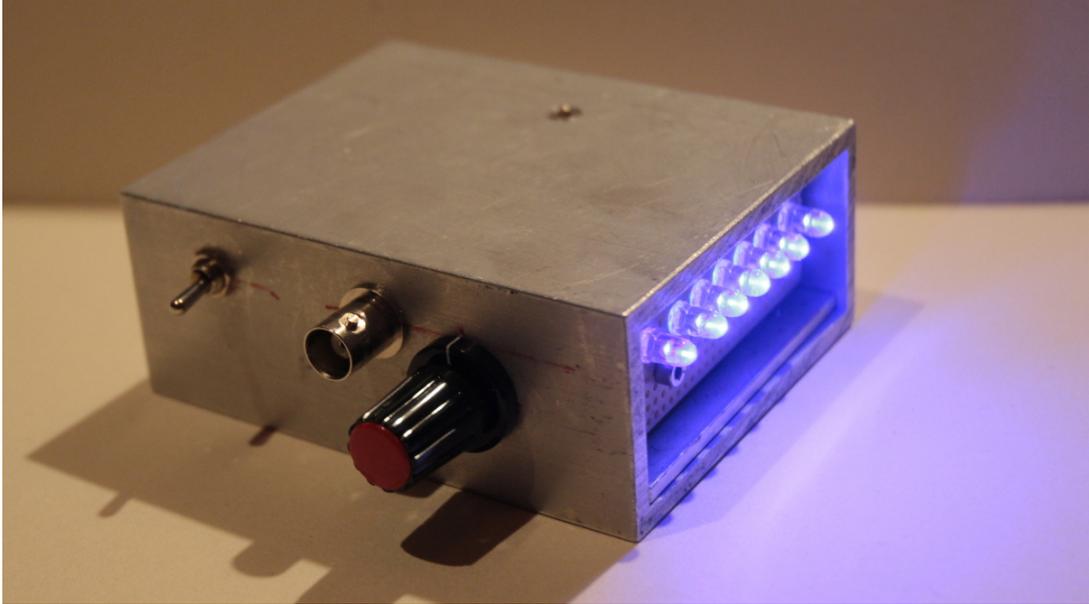


Abbildung 6.3.: Der mobile akustische Lichtleckfinder als Handeinheit.

Lichtleck oder ein Problem mit dem Photomultiplier vorliegt. Bei einem schadhafte Photomultiplier oder Lichtleck hört man ein konstantes Rauschen. Liegt kein Lichtleck vor und befindet sich der Photomultiplier auf seinem Arbeitspunkt hört man das "knacken" der kosmischen Myonen mit einer Rate proportional zur Detektorfläche. Er basiert auf einem NE555-Timerbaustein[38], über dessen externe Beschaltung mit Widerständen und Kondensatoren die Frequenz des Ausgangssignals, sowie das Tastverhältnis eingestellt werden kann. Die Verwendung eines Potentiometers als ermöglicht das Einstellen der Ausgangsfrequenz. Der Lichtleckfinder wird über einen 9 V-Block-Batterie betrieben. Das Ausgangssignal des Timerbausteins wird auf insgesamt 7 blaue LEDs gegeben. Als LEDs wurde der Nachfolger der schon in dem LED-Kalibrierungssystem (siehe Kapitel 5 [24]) verwendeten LEDs von Nichia ( NSPB500 [25]) verwendet. Deren Peakwellenlänge von 470 nm liegt in dem Erfassungsbereich der verwendeten Photomultiplier. Ein handelsüblicher mobiler Lautsprecher wird zur Wiedergabe der akustischen Signale genutzt. Dieser kann auch ohne Impedanzanpassung an den BNC-Ausgang der Photomultiplierbase angeschlossen werden. Die Umsetzung des Lichtleckfinder ist in Abbildung 6.3 gezeigt. An der Vorderseite befindet sich der An-/Aus-Schalter, ein BNC Ausgang zur Ausgabe des Signals mit 9 V Ausgangsspannung und der Regler zum einstellen der Frequenz.

### 6.2. Bestimmung des Arbeitspunkts

Da der Verstärkungsfaktor eines Photomultiplier und damit die Höhe des Ausgangssignal von der angelegten Versorgungsspannung abhängt, muss für eine spezifische

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

Messung die optimale Spannung ermittelt werden um das Signal-Rausch-Verhältniss zu optimieren. Für die meisten Anwendungen lohnt es sich, nahe an den empfohlenen Einstellungen des Herstellers zu bleiben. Dennoch kann es bei bestimmten Umständen notwendig sein die Versorgungsspannung eines Photomultipliers zu erhöhen oder zu erniedrigen, um entweder das Rauschen zu reduzieren.

### 6.2.1. Implementation des HV-Scans

Die Ansteuerung der Netzteile und die Überwachung der Betriebsparameter erfolgt über die COMPASS Digital Slow Control (DCS<sup>1</sup>). Zur Kommunikation mit den einzelnen verwendeten Hardwarekomponenten wird die SLIC-Paket des CERNs genutzt, welches eine Treiberbibliothek für die gängig genutzte Hardware darstellt. Zur Ansteuerung der verschiedene Komponenten wird ein kommerzielles SCADA<sup>2</sup>-System (PVSS) von Siemens verwendet. Die Kommunikation zwischen dem PVSS und dem SLIC-Server erfolgt mithilfe des DIM-Protokolls. Die Nutzung des DIM-Protokolls ermöglicht auch das Setzen von Parametern über externe Programme, sobald die entsprechenden Parameter im SLIC-Server freigeschaltet sind.

Die Raten der Photomultiplier können zum Teil über fest installierten SCALER erfasst werden, oder wenn das nicht der Fall ist, wird das entsprechende System aus dem Trigger genommen und direkt auf einen separaten SCALER verdrahtet.

### 6.2.2. Das DIM-Protokoll

Das DIM<sup>3</sup>-Protokoll wurde als verteiltes Informationsverwaltungssystem für das DELPHI<sup>4</sup>-Experiment am CERN entwickelt [39]. Wie auch viele andere Kommunikationssysteme basiert es auf dem CLIENT/SERVER-Paradigma, welches jedoch um ein DNS-System (DIM Name Server) erweitert wurde.

DIM wurde entwickelt um folgende Ziele zu erfüllen:

- Effektive Kommunikation
  - Asynchrone Kommunikation - keine kontinuierliche Abfrage auf regulärer Basis ist für das Erkennen von Änderungen notwendig - Registrierte Prozesse werden benachrichtigt, wenn Änderungen auftreten.
  - 1 zu N Kommunikation. - es können sich mehrere Prozesse auf eine Information registrieren
- Transparenz
  - Unabhängig davon, wo ein Prozess innerhalb eines Netzwerks läuft, haben alle anderen Prozesse Zugriff auf ihn. Dadurch wird eine Ortsunabhängigkeit der

<sup>1</sup><https://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/dcs/intro.html>

<sup>2</sup>SCADA - Supervisory Control and Data Acquisition

<sup>3</sup>Distributed Information Management

<sup>4</sup>DELPHI - Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

Kommunikation sichergestellt. Des Weiteren ist es möglich, Prozesse von einer Maschine auf eine andere zu transferieren. Hierdurch wird Ausfallsicherheit und Lastverteilung sichergestellt.

- Reliabilität und Robustheit:  
DIM liefert Mechanismen zur automatischen Wiederherstellung von definierten Zuständen nach Fehlersituationen und ermöglicht das dynamische Migrieren von Prozessen zwischen Maschinen.

Die fundamentale Komponente innerhalb eines DIM-Systems ist der Service, er dient dazu Daten von beliebiger Größe und Typ vom Server an einen Client zu übertragen. Üblicherweise wird beim Kommunikationsaufbau ein Service vom Client am Server registriert und Daten werden periodisch oder bei Änderung vom Server an den Client geliefert.

Die Erweiterung der klassischen CLIENT/SERVER-Architektur um Namensauflösung ermöglicht die Kommunikation zwischen Server und Client ohne ihre direkten Adressen zu wissen. Der DNS-Server verwaltet eine Liste aller laufenden Server und Services. Beim Verbindungsaufbau fragt der Client, ob der gewünschte Service verfügbar ist. Ist dies der Fall, teilt der DNS-Server dem Client die Adresse des Servers mit, der den Service anbietet. Der Austausch der Daten geschieht direkt zwischen dem Server und dem Client ohne Beteiligung des DNS-Servers. Tritt ein Fehler während der Kommunikation auf oder ist der Service unter einer anderen Adresse erreichbar, informiert der DNS-Server den Client und sorgt dafür, dass eine neue Verbindung aufgebaut wird.

Die DIM-Bibliothek die vom CERN zur Verfügung gestellt wird, enthält neben Schnittstellen für C/C++ und Python auch die Software DID - Distributed Information Display - um die DIM-Netzwerkinfrastruktur zu überwachen. Es wird eine Liste aller Server, Service und der dort registrierten Clients angezeigt.

### 6.2.3. Das Programm zur Datenerfassung

Um dem Arbeitspunkt von einem Hodoskop oder von Gruppen von Hodoskopern gemeinsam und parallel zu anderen Kalibrierungstätigkeiten am Spektrometer zu erfassen, wurde ein Programm entwickelt, das die Datenaufnahme und das Einstellen der Hochspannung übernimmt. Über Parameter lässt sich einstellen, wie viele Spannungsschritte durchgeführt werden sollen und wie viele Spills gemessen werden sollen. Zudem lässt sich eine Anzahl an Wartespills angeben, die nach einer Änderung der Hochspannung abgewartet werden, um den Photomultipliern Gelegenheit zu geben, sich an die neuen Betriebsparameter anzupassen. Das Programm empfängt dazu über das DIM-Protokoll von der DAQ Informationen zum aktuellen Run-Nummer) und zum aktuellen Spill-Nummer. Welche Hochspannung im welchen Spill und Run aktiv war wird in eine XML<sup>5</sup>-Datei geschrieben. Anhand dieser Informationen können mit ei-

<sup>5</sup>XML - Extensible Markup Language

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

nem weiteren Programm zur Analyse der aufgenommenen Arbeitspunkte die Zählraten der einzelnen Photomultiplier aus der MySQL-Datenbank entnommen und dargestellt werden.

Dadurch, dass die Messung über mehrere Runs hinweg möglich ist, kann sie parallel zu anderen Tätigkeiten durchgeführt werden, solange kein Trigger mit den betreffenden Hodoskopen aktiv ist. Auch der seit 2017 eingeführte Trockenlauf-Modus der DAQ (Dry-Run), bei dem keine Daten erfasst werden, wird erkannt und es wird so lange gewartet, bis ein normaler Run, gestartet wird bevor die Messung fortgesetzt wird. Die Ergebnisse einer solchen Messung für einen Streifen im HO04Y1 sind in Abbildung 6.4 dargestellt.

Die Quellen des Programms sowie die Abhängigkeiten liegen auf dem Onlineverzeichnis<sup>6</sup> des Experiments und können somit auf allen Computern des COMPASS-Experiment Netzwerk ausgeführt werden.

### 6.2.4. Durchgeführte Messungen

Bei der Inbetriebnahme des Triggersystems 2017 wurde eine Arbeitspunktsbestimmung der folgenden Systeme durchgeführt:

- VETO-System (VInner1,VInner2,VOuter,Vbeamline,Vup,Vdown)
- Middle-System (HM4Xu/d,HM5Xu/d)
- Outer-System (HO03,HO04Y1,HO04Y2)
- LAS-Trigger (HG01,HG02Y1,HG02Y2)
- HI5 des nicht mehr verwendeten Inner-Triggers  
(weiterhin verwendet zur Myonidentifikation)
- Beamkiller (BK1)

Der Ladder-Trigger (HL4,HL5) und die vier horizontalen Hodoskope des Middle-Triggers konnten nicht getestet werden, da deren Hochspannung nicht über die DCS zugänglich sind und das verwendete LeCroy-Hochspannungsnetzteil [40] keine Strombegrenzung hat, was im Fehlerfall (z.B. falsch angefahrene Spannung) zur Zerstörung der Photomultiplier führen würde. Anhand der so aufgenommenen Ratenpektren wurden neue Arbeitspunkte der Photomultiplier eingestellt. Der Arbeitspunkt wird dazu auf die Mitte des Plateaus gelegt. Abbildung 6.4 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung für den 12. Streifen des HO04Y1 Hodoskops. Es wurden immer für 3 Spills bei einer Spannung gemessen, nach dem Umschalten der Hochspannung auf den nächst höheren Wert wird zwei Spills abgewartet, bevor die nächste Messung durchgeführt wird. Die Spill länge beträgt dabei 2x 5s in einem Zyklus von 40s. In Rot ist dabei die Plateaukurve des Jura-Photomultipliers und in Blau die Kurve des Saleve-Photomultipliers abgebildet. Man erkennt, dass beide Photomultiplier von

<sup>6</sup>[/online/detector/trigger/scripts/dimHV/](https://online/detector/trigger/scripts/dimHV/)

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

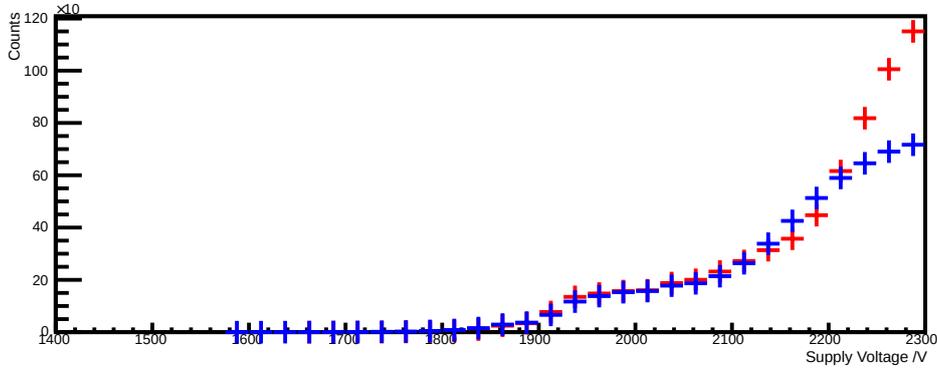


Abbildung 6.4.: Arbeitspunktbestimmung für den 12. Streifen im HO4Y1 Hodoskop. In Rot für den Jura-Photomultiplier und in Blau für den Saleve-Photomultiplier.

der Anschlagverhalten her sich sehr ähnlich sind. Der Mittelpunkt des Plateaus liegt bei 2050 V. Bei höheren Spannungen zeigt vor allem der Jura-Photomultiplier einen grösseren Rauschanteil.

### 6.3. Bestimmung von $T_0$

Zur Rekonstruktion der Daten ist es notwendig, die Detektor- und Kanalabhängigen Laufzeiten der Signale bis zu den TDCs auszugleichen. Wie in Abschnitt 2.2.5 diskutiert wurde, muss hierfür das  $T_0$  der Signale bestimmt werden, also die individuelle Verzögerung jedes Kanals zwischen Auslösen des Triggers und Auslesen des TDCs. Hierzu wird das Zeitspektrum der einzelnen Detektoren aus den Rohdaten extrahiert und für jeden Kanal aufgetragen (Abbildung 6.5 links). Für jeden einzelnen Kanal ergeben sich zeitliche Verteilungen, die über eine Gaußfunktion mit Untergrund angepasst werden können:

$$A_1 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x - x_1}{\sigma}\right)^2 + c_0 + c_1 \cdot (x - x_1) \quad (6.1)$$

In Abbildung 6.5 sieht man auf der linken Seite die unkorrigierten Zeitspektren für die verschiedenen Kanäle des HM04Y1 Hodoskops des Middle-Triggers. Es zeigt sich, dass die Rate von unten nach oben in jedem Streifen abnimmt und das Maximum der Verteilungen um  $-2867 \text{ TDC} - \text{Ticks} (/108 \text{ ps})$  liegt. projiziert man das Spektrum jedes einzelnen Kanals, erhält man eine gaußförmige Verteilung (Abbildung 6.6 rechts) die sich mit (6.1) beschreiben lässt. Der Mittelwert der angepassten Gauss-Verteilung entspricht dem gesuchten  $T_0$ . Die um dieses  $T_0$  korrigierten Zeitspektren sind auf der rechten Seite in Abbildung 6.5 gezeigt. Es zeigt sich, dass der Versatz pro Kanal erfolgreich ausgeglichen werden konnte und die neuen Verteilung um den Nullpunkt der Messung zentriert sind.

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

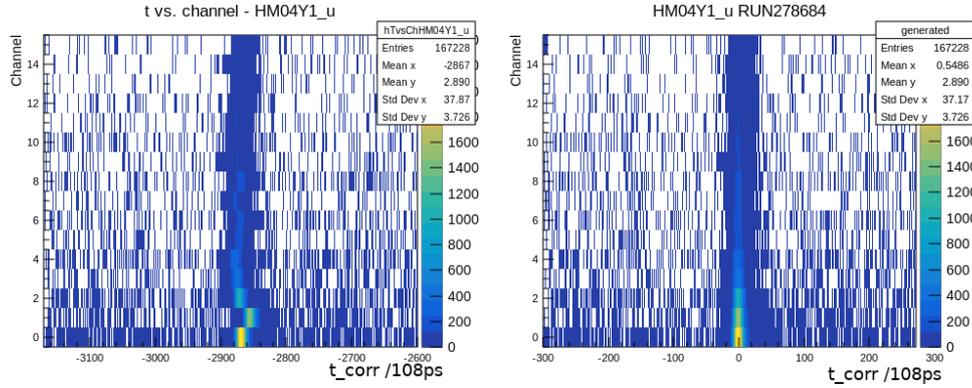


Abbildung 6.5.: Die linke Seite zeigt die unkorrigierten Aufnahmezeitpunkte der TDCs für die einzelnen Hodoskopkanäle im HM04Y1 (Middle-Trigger). Die rechte Seite zeigt die, durch die Anpassungen auf 0 korrigierten, Verteilungen für die einzelnen Kanäle.

Die so gewonnen Daten werden in einer MySQL-Datenbank gespeichert und dienen bei der Rekonstruktion als Referenz. Zur Überwachung kann man sich die Projektion aller Kanäle pro Spill anschauen (Abbildung 6.6) und so die zeitliche Änderung der Zeitspektren pro Spill überwachen.

### 6.3.1. Implementation der $T_0$ -Korrektur des LAS-Trigger

Der LAS-Trigger wurde 2010 neu am Experiment installiert [12]. Dabei wurden nicht die in Abschnitt 2.2.5.2 beschriebenen, Triggermatrizen benutzt, sondern es erfolgte eine Neuentwicklung der Triggermatrix auf FPGA-Basis mithilfe des GANDALF-Systems. Die Implementierung der Koinzidenzmatrix und des Meantimers dieses neuen Systems ist in den Referenzen [12] und [41] beschrieben. Als Diskriminatoren werden VME-Module der Firma CAEN verwendet (V812 [42]). Der Nachteil dieses Systems ist, dass der Meantimer nur auf dem FPGA generiert wird bevor die Koinzidenz in der Matrix geprüft wird. Dadurch kann kein Meantimerwert durch TDCs aufgenommen werden. Nach erfolgreicher Generierung eines Triggers liegen für die Rekonstruktion nur die TDC-Werte der einzelnen Photomultiplier vor.

Daher wird die Meantime künstlich bei der Rekonstruktion für die Hodoskope des LAS-Triggersystems gebildet:

$$T_m = \sum_n \frac{T_{\text{pmt}} - T_0_{\text{pmt}}}{n}. \quad (6.2)$$

Es wird dabei der Mittelwert über alle Einträge der beiden Photomultiplier eines Streifens genommen und jeder einzelne Wert mit dem  $T_0$  des entsprechenden Photomultipliers korrigiert. Aufgrund der hohen Totzeit der verwendeten CAEN-Diskriminatoren

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

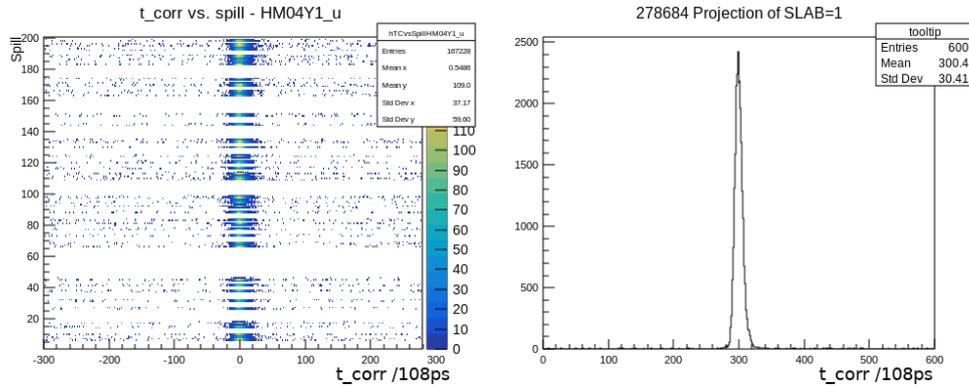


Abbildung 6.6.: Auf der linken Seite ist die  $T_0$ -Verteilung gegen die Spillnummer aufgetragen. Auf der rechten Seite sieht man die Zeitverteilung eines Kanals mit dem passenden Gauß-Fit. Dadurch dass nicht alle Daten dekodiert wurden existieren Lücken in der Auftragung gegen die Spill-Nummer.

(150 ns) liegen pro Photomultiplier und Ereignis nur ein Eintrag vor, was das Bilden der Summe über alle Einträge zulässt. Schaut man sich die  $T_0$  für die einzelnen Pho-

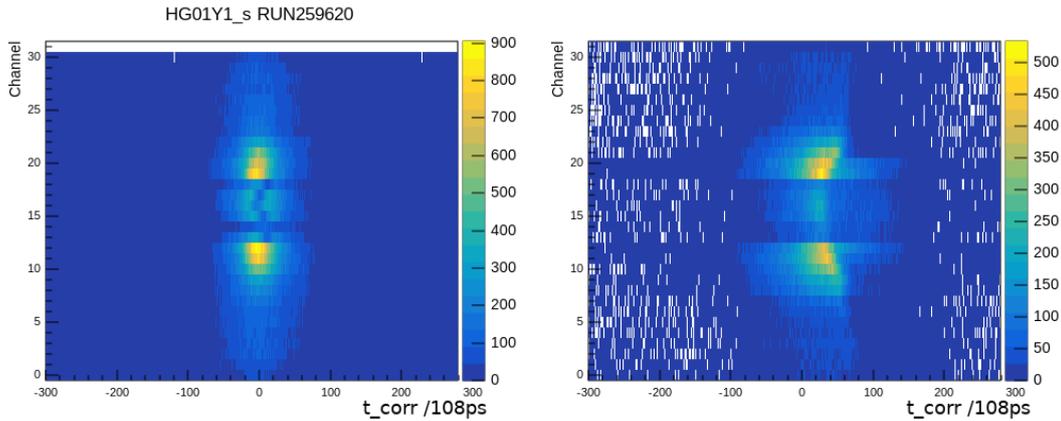


Abbildung 6.7.: Zeitliche Verteilung der einzelnen Kanäle des HG01 Hodoskops (links) und des HG02Y2 Hodoskops (rechts).

tomultiplier des LAS-Triggersystems an (6.7), so erkennt man, dass für die äußeren Kanäle des HG01-Hodoskops die Anpassung mithilfe von Formel 6.1 noch erfolgreich ist (siehe Abbildung 6.7), für die mittleren Kanäle jedoch nicht. Hier tritt aufgrund des verwendeten Luftlichtleiters eine Doppelpeakstruktur auf (siehe Abbildung 6.9). Der Luftlichtleiter hat dabei einen ähnlichen Aufbau, wie der in Kapitel 5.1 für das HO03 Hodoskop beschrieben (Vgl. [30]).

Durch die Analyse der Einzelphotomultiplierspektren erhält man keine vom Ort un-

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

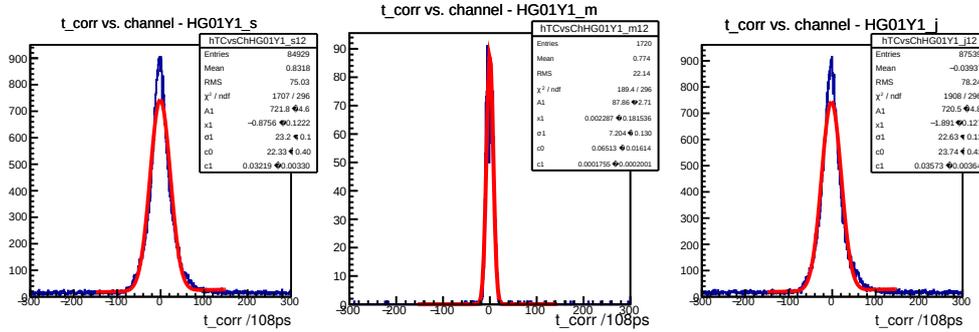


Abbildung 6.8.: Von links nach rechts: Zeitverteilung für den Jura-Photomultiplier, den künstlich berechneten Meantimer und für den Saleve-Photomultiplier des 12. Streifens in dem LAS-Triggerhodoskop HG01Y1.

abhängige Verteilung, daher stellt sich die inaktive Fläche des Streifens als Senke innerhalb der eigentlichen Gauss-Verteilung dar.

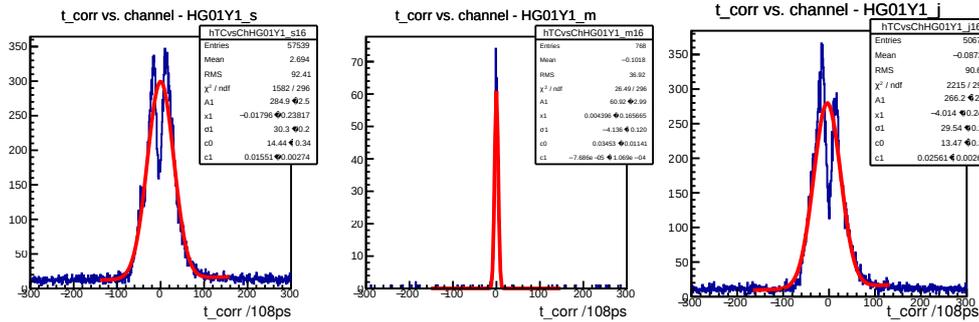


Abbildung 6.9.: Von links nach rechts: Zeitverteilung für den Jura-Photomultiplier, den künstlich berechneten Meantimer und für den Saleve-Photomultiplier des 16. Streifens in dem LAS-Triggerhodoskop HG01Y1.

Betrachtet man die  $T_0$ -Verteilung für eine Seite des HG02Y2-Hodoskops in Abbildung 6.7, so sieht man, dass für alle Streifen das Maximum der Verteilung vom Nullpunkt abweicht. Betrachtet man die Verteilung eines einzelnen Kanals (Abbildung 6.10), so wird der Grund deutlich: Im Vergleich zum HG01-Hodoskop ist das HG02-Hodoskop in zwei Teile unterteilt. Somit sind die einzelnen Hälften des Hodoskops nicht um den Strahlmittelpunkt zentriert und man sieht in der Zeitverteilung die positionsabhängige Laufzeit der Signale bis zu den Photomultipliern. Dadurch ergibt sich eine Verteilung, die einer Landau-Funktion ähnelt, die jedoch durch Anpassung mit einer Gauß-Funktion nicht richtig beschrieben wird. Dieses Problem kann umgangen werden, indem bei der Bestimmung der  $T_0$  der künstliche Meantimer gebildet wird. Die

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

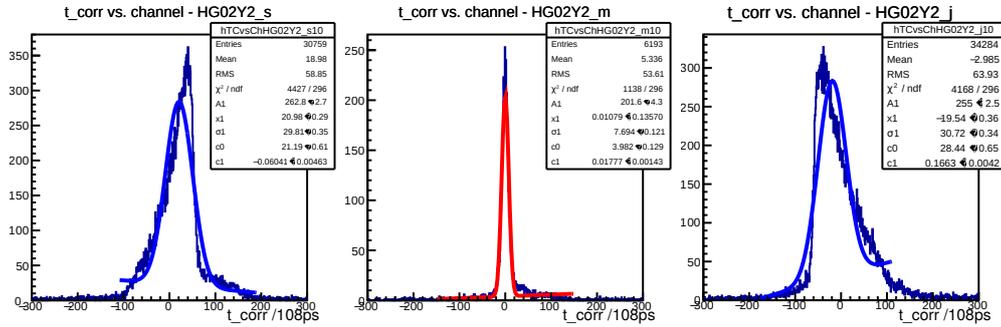


Abbildung 6.10.: Von links nach rechts: Zeitverteilung für den Jura-Photomultiplier, den künstlich berechneten Meantimer und für den Saleve-Photomultiplier des 10. Streifens in dem LAS-Triggerhodoskop (HG02Y2). Die Blaue Farbe der Anpassung zeigt, dass die Anpassung nicht funktioniert hat.

Rekonstruktionssoftware CORAL muss dabei so abgeändert werden, dass sie für das LAS-System nicht mehr jeden einzelnen Photomultiplier mit seinem  $T_0$ -Wert korrigiert wird, sondern erst den Meantimer der beiden Photomultiplier bildet und dann dieser Mittelwert um den  $T_0$ -Wert des künstlichen Meantimers korrigiert wird (Formel 6.3).

$$T_m = \left( \frac{\sum_n T_{\text{pmt}}}{n} \right) - T_{0m} \quad (6.3)$$

Die Ergebnisse der Meantimerbildung und  $T_0$ -Anpassung der einzelnen Kanäle zeigen die mittleren Histogramme in Abbildung 6.8, 6.9 und 6.10. Die Reduktion der Rate der Meantimer im Vergleich zu den Einzelphotomultipliern kommt dadurch zustande, dass bei Bildung der Meantimer ein Treffer in beiden Photomultipliern eines Streifens gefordert wird. Dieser muss zudem innerhalb des dargestellten Zeitfensters liegen. Abbildung 6.11 zeigt die erfolgreich korrigierten Meantimerspektren.

Die Zeitspektren der Detektoren konnten so erfolgreich auf den Nullpunkt der Messung geschoben werden.

### 6.3.2. Sprünge des Auslösezeitpunkts

Bei der Bestimmung der  $T_0$  für die Hodoskope des LAS-Triggers für verschiedenen Zeitpunkte innerhalb der Datennahme im Jahr 2016 hat sich gezeigt, dass, wie in Abbildung 6.12 zu sehen, es Sprünge bei einigen Photomultiplierkanälen gibt, die mit der Verwendung von  $\mu^+$ - und  $\mu^-$ -Strahlen korreliert sind.

Es ist vor allem das Hodoskop HG01 betroffen, da es sich in unmittelbarer Nähe zu den Spektrometern befindet. Beim Wechseln der Strahlungspolarität wird auch die Polarität der Spektrometern geändert um Strahlpartikel immer in die gleiche Richtung abzulenken. Dadurch lag die Vermutung nahe, dass eine nicht

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

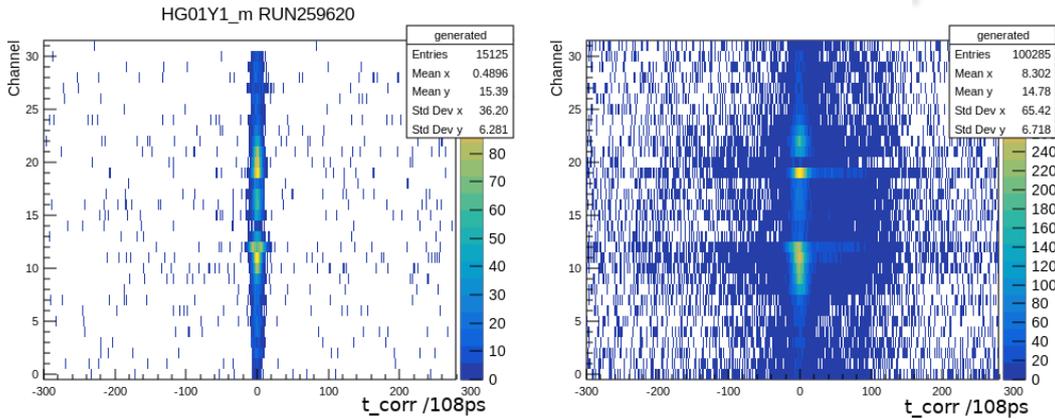


Abbildung 6.11.: Zeitliche Verteilung der künstlich erzeugten Meantimer des HG01-Hodoskops (links) und des HG02Y2-Hodoskops (rechts)

ausreichende magnetische Abschirmung der HG01-Photomultiplier für das Sprungverhalten verantwortlich ist. Außerdem sind nur einige Kanäle betroffen. Das Beispiel in Abbildung 6.12 zeigt, dass für diesen Streifen nur der Photomultiplier auf der Jura-Seite betroffen ist. Das Sprungverhalten propagiert jedoch auch in den Meantimer. Es gibt jedoch auch andere Streifen, wo beide Photomultiplier oder auch keiner betroffen ist.

Für die Datennahme 2017 wurde versucht, die magnetische Abschirmung der betroffenen Photomultiplier zu verbessern. Dazu wurde bei angeschalteten Spektrometermagneten die Abschirmwirkung der Weicheisenrohre und  $\mu$ -Metall Abschirmung mithilfe einer Hall-Sonde getestet und bei Bedarf die  $\mu$ -Metall-Abschirmung gewechselt. Einige der  $\mu$ -Metall Abschirmungen zeigten Knicke im Blech, welche die Eigenschaften der Abschirmung zerstören. Zudem wurde die Position der  $\mu$ -Metall-Hülsen so wie deren elektrische Isolation gegen die Weicheisenabschirmung überprüft. Für die Daten, die 2016 aufgenommen wurden, muss eine Run-weise Analyse und Korrektur der aufgenommenen Daten durchgeführt werden. Ein System, das die kontinuierliche Analyse und Überwachung der  $T_0$  ermöglicht, wird in Kapitel 7 beschrieben.

### 6.3.3. Weitere Tätigkeiten zur Inbetriebnahme

Neben den hier genannten Punkten, wurden noch weitere Tätigkeiten zur Inbetriebnahme des Triggers im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

So wurde die Isolation und korrekte Erdung aller Photomultiplier geprüft um das Einschleifen von Störungen in der Ausleseelektronik zu verhindern. Am Experiment sind zwei getrennte Erdungssysteme vorhanden, einmal die Experiment-Erde, an die alle metallischen Strukturen der Infrastruktur angeschlossen sind, und die der Sicherheit bei Arbeiten an den Systemen gilt, und zum anderen die Elektronik-Erde, an der die Detektorauslesen sowie die Elektronik in den Ausleseräumen angeschlossen sind. Die

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

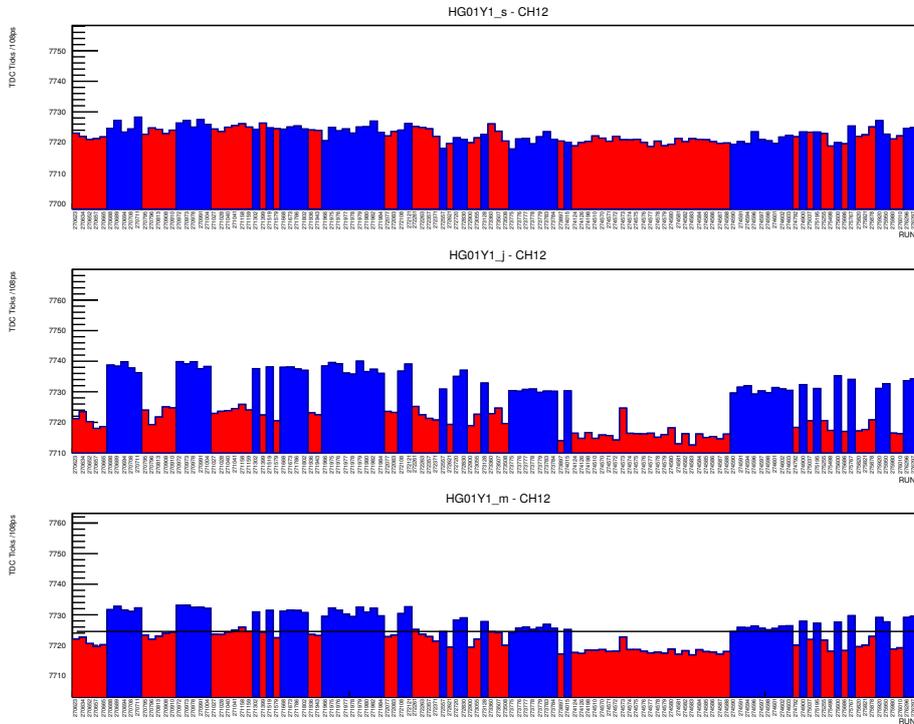


Abbildung 6.12.: Polaritätsabhängige Sprünge des Antwortverhalten der Photomultiplier für den 12. Streifen des HG01Y1 (LAS-Trigger) im Zeitraum der Datennahme 2016. Von oben nach unten: Saleve Photomultiplier, Jura Photomultiplier, künstlich erzeugter Meantimer. Die schwarze Linie im unterem Histogramm gibt den Mittelwert aller Runs an.

beiden Erdungssysteme sind voneinander getrennt, um möglichst wenig Rauschen auf der Elektronik zu haben. Bei der Überprüfung der Isolation wurde sichergestellt, dass die Rahmen der Hodoskope korrekt mit der Experiment-Erde verbunden sind, die Weicheisen-Abschirmung jedoch mit Kapton gegen die Rahmen isoliert sind um ein Vermischen der Experiment-Erde und der Elektronik-Erde zu verhindern. Die Erdung der Photomultiplierbasen erfolgt dabei über den Schirm der Signal und Spannungskabel.

Bei der Analyse der Effizienz ergaben sich Diskrepanzen zwischen der Beschreibung der Detektoren und den rekonstruierten Spuren in den Ebenen der Detektoren. Daher wurde die Position und Geometrie der Hodoskope manuell und mithilfe der Vermessungsgruppe des CERNs überprüft und die gewonnen Erkenntnisse in die Geometriedatei<sup>7</sup> des Experiments übernommen. Dadurch konnte eine bessere Vergleichbarkeit zwischen rekonstruierten Daten und Monte-Carlo-Daten erreicht werden. Durch die in Kapitel 3 gewonnen Ergebnisse konnten mehrere defekte Basen vor allem in den Middle- und Ladder-Systemen repariert werden. Durch die installierten Scaler konn-

<sup>7</sup>detectors.dat beinhaltet alle Positionen und Geometrien der Detektoren im Experiment

## 6. Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers

ten außerdem einige Photomultiplier ermittelt werden, die sich zwar im getriggerten TDC-Spektrum unauffällig verhalten, jedoch in den SCALER-Spektren sehr hohe Dunkelraten aufweisen.

Nachdem alle Arbeiten an der Hardware der Hodoskope durchgeführt wurden und die neuen Hochspannungen gesetzt wurden, wurde die Triggermatrizen kalibriert. Hierzu wird das Spektrometer mit den endgültigen Strahlbedingungen betrieben. Die Matrix-Verzögerung eines Hodoskops wird dabei auf die Mitte des möglichen Bereichs festgesetzt und die Verzögerung des anderen Hodoskops wird pro Spill um einen Tick (250 ps) verschoben. Damit erhält man pro aktiven Pixel der Matrix ein Ratenhistogramm gegen die eingestellte Verzögerung, das eine Trapezfunktion aufweist, wenn beide Kanäle gleichzeitig das UND-Glied des Pixels erreichen. Die Verzögerung der Eingangskanäle wird auf den Mittelpunkt des Trapez festgelegt. Danach werden normale Physikdaten mit diesen neuen Einstellungen aufgenommen und die Verzögerung der einzelnen Matrixpixel gegenüber einem Referenzsystem (BMS oder SciFi) überprüft. Nach Abschluss dieser Arbeiten ist die Inbetriebnahme des COMPASS-Triggers beendet und die Physikdatennahme kann beginnen.

## 7. COMPASSonline - Online-Qualitäts-Monitoring

Um Analysen durchzuführen die über die Möglichkeiten von COOOL hinausgehen wurde ein System entwickelt, dass einen Teil des Echtzeitdatenstrom der Datenaufnahme dekodiert um danach Run bzw. Spillweise Informationen wie das  $T_0$  der Detektoren zu extrahieren. Die Darstellung der Ergebnisse und Rohdaten erfolgt dabei über eine Webseite, die auf dem Python-Framework Django<sup>1</sup> basiert. Die Daten werden dort inventarisiert und visualisiert. Als Basis für das System konnte bereits vorhandene Hardware genutzt werden.

### 7.1. Der Aufbau des online Monitorings

Das System besteht aus drei Komponenten: Dem Masterknoten (pcco0n02) auf dem das Webinterface läuft und der sich um das Aufzeichnen des Datenstroms kümmert. Dem Speichersystem pccosto auf dem der Datenstrom abgespeichert wird und die acht Rechner des Computation-Blade (pccoqa01-08), welche die Analyse der Daten übernehmen (Abbildung 7.1).

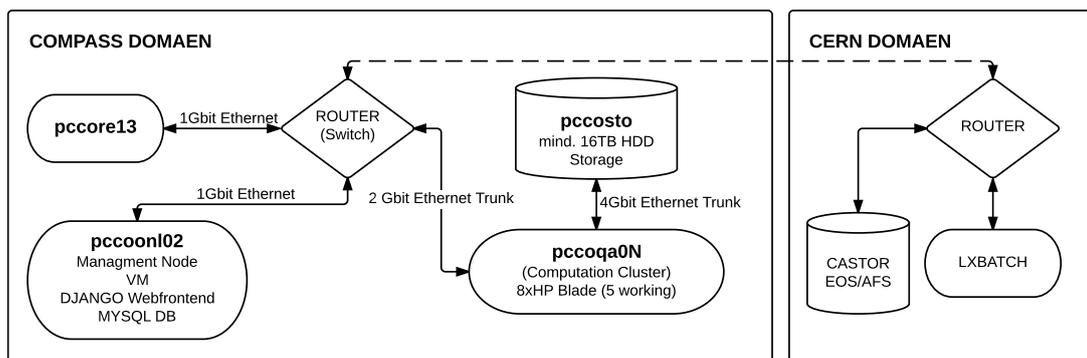


Abbildung 7.1.: Schematischer Netzwerkaufbau des COMPASSonline Analysesystems, unterteilt in COMPASS-Domäne und CERN-Domäne.

Das gesamte System befindet sich in der COMPASS-Experiment-Netzwerk-Domäne<sup>2</sup> und ermöglicht so den direkten Zugriff auf die Auslesecomputer des Experiments

<sup>1</sup>Django - <https://www.djangoproject.com/>

<sup>2</sup>Domäne - Gruppe zusammengehörender Computer.

## 7. COMPASSonline - Online-Qualitäts-Monitoring

(pccore11-14). Über eine 10 GBit Anbindung in die CERN-Domäne ist auch der Zugriff auf die CERN Datenserver "CASTOR" und den CERN-Computation-Cluster "lxbatch" möglich.

### 7.2. Prinzip des Datenfluss und Analyse

Der Masterknoten empfängt kontinuierlich von der Datenauslese über einen Variante des COOL Programms ohne Grafische Benutzeroberfläche (BCOOL) pro Auslesecomputer 1% der Daten. Somit können ohne Umstellung des Monitoringverhältniss innerhalb der Datenaufnahme das Mitschreiben von 1% des gesamten Datenstroms erreicht werden. Die Daten werden dekodiert und auf dem Speichersystem abgelegt. Nach Ende des Runs werden die so erzeugten CDR-Dateien in einer MySQL Datenbank registriert. Der Masterknoten überprüft minütlich, ob neue Daten zur Analyse vorliegen. Ist dies der Fall, werden die Daten analysiert, indem die Analysescripts (ROOT Macros) auf den Datensatz angewendet werden. Dies geschieht auf dem Computation-Cluster. Dazu ist ein HTCondor<sup>3</sup> System auf dem Computation-Cluster aufgesetzt, um das verteilte Analysieren der Daten auf den einzelnen Rechnern zu ermöglichen. Der Masterknoten stellt dabei auch den Verwaltungsknoten (Central Manager) des HTCondor-Clusters dar. HTCondor ist ein Batch-System zum parallelen Rechnen. Dies ermöglicht das Ausführen von ROOT-Macros<sup>4</sup> oder auch der Rekonstruktionssoftware CORAL und der Monte-Carlo-Simulation TGeant auf dem Computation-Cluster. Über ROOT-Makros können aus den dekodierten Rohdaten in nahezu Echtzeit Parameter wie die  $T_0$ -Werte der einzelnen Detektorkanäle, Run für Run, generiert werden. Auch die weitere Analyse wie die Effizienzbestimmung anhand der Rohdaten oder die Funktionsüberprüfung der Kalorimeterfunktion können so in Echtzeit auf Run-Basis erstellt werden, wobei die Effizienzbestimmung das Vorhandensein von Kalibrierungs- und Alignmentdaten voraussetzt. Die Ergebnisse der einzelnen Analysen werden in einer Verzeichnisstruktur für jeden Run abgelegt. Die so erstellten Dateien werden auch innerhalb der lokalen Datei-Datenbank registriert und können über das Webinterface des Master-Knotens betrachtet werden.

### 7.3. Webfrontend des Masterknotens

Zur Betrachtung der analysierten Daten existiert ein Webfrontend auf Basis von Django. Django ist ein in Python geschriebenes quelloffenes Webframework, das einem Model-View-Presenter-Schema folgt. Es besitzt Anbindung sowohl an die lokale Datenbanken des COMPASSonline-Systems als auch an die globale Experimentdatenbank, in der von der Datenaufnahme und dem Logbuch pro Run und pro Spill Daten abgelegt werden. Dies ermöglicht auch die Echtzeitvisualisierung der pro Spill in die Datenbank geschriebenen SCALER-Werte, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben ist. Über

---

<sup>3</sup>HTCondor - <https://research.cs.wisc.edu/htcondor/>

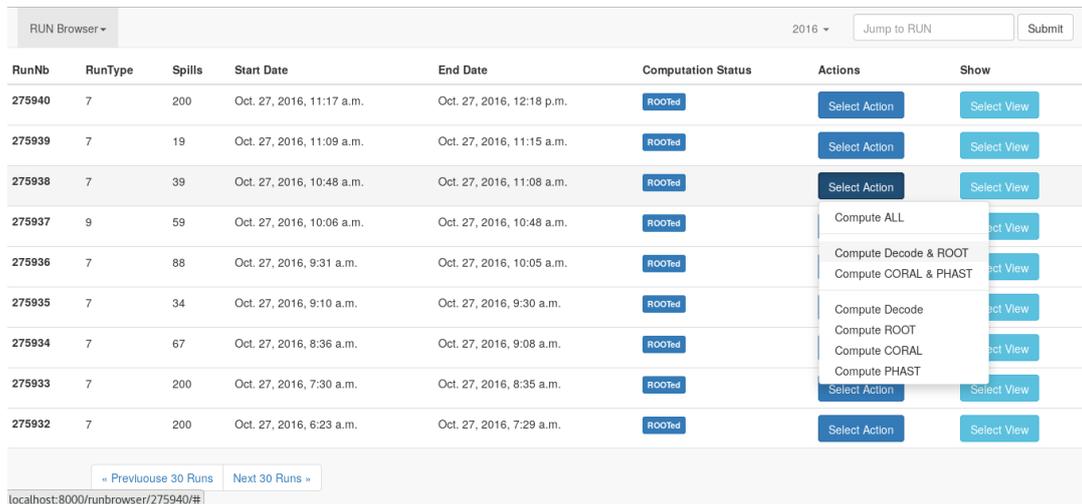
<sup>4</sup>ROOT - C/C++ Analyse Framework des CERNs für Hochenergiephysikdaten.

## 7. COMPASSonline - Online-Qualitäts-Monitoring

die Verwendung von jsROOT<sup>5</sup> kann man interaktiv Histogramme aus ROOT Dateien darstellen. Durch Kombination mit dem Python-Framework Jupyter<sup>6</sup> ermöglicht eine Echtzeitanalyse der Daten, wie das Durchführen von Anpassungen oder das Projizieren von Datenbereichen.

### 7.3.1. Der Runbrowser

Der Runbrowser 7.2 ermöglicht den Zugriff auf Informationen zu den Runs aus den Datenbanken des Experiments und der lokalen COMPASSonline Datenbank. Hierdurch können die Informationen zu den Runs mit den Informationen zu den einzelnen Dateien, die bei der Analyse entstanden sind, verknüpft werden. Durch die Filterung nach Run-Nummer oder nach bestimmten Kriterien wie den durchgeführten Analysen auf den Daten lassen sich die erzeugten Ergebnisse einfach einsehen. Außerdem ist das



RunNb	RunType	Spills	Start Date	End Date	Computation Status	Actions	Show
275940	7	200	Oct. 27, 2016, 11:17 a.m.	Oct. 27, 2016, 12:18 p.m.	ROOTed	Select Action	Select View
275939	7	19	Oct. 27, 2016, 11:09 a.m.	Oct. 27, 2016, 11:15 a.m.	ROOTed	Select Action	Select View
275938	7	39	Oct. 27, 2016, 10:48 a.m.	Oct. 27, 2016, 11:08 a.m.	ROOTed	Select Action	Select View
275937	9	59	Oct. 27, 2016, 10:06 a.m.	Oct. 27, 2016, 10:48 a.m.	ROOTed	Compute ALL Compute Decode & ROOT Compute CORAL & PHAST	Select View
275936	7	88	Oct. 27, 2016, 9:31 a.m.	Oct. 27, 2016, 10:05 a.m.	ROOTed	Compute Decode Compute ROOT	Select View
275935	7	34	Oct. 27, 2016, 9:10 a.m.	Oct. 27, 2016, 9:30 a.m.	ROOTed	Compute CORAL Compute PHAST	Select View
275934	7	67	Oct. 27, 2016, 8:36 a.m.	Oct. 27, 2016, 9:08 a.m.	ROOTed	Select Action	Select View
275933	7	200	Oct. 27, 2016, 7:30 a.m.	Oct. 27, 2016, 8:35 a.m.	ROOTed	Select Action	Select View
275932	7	200	Oct. 27, 2016, 6:23 a.m.	Oct. 27, 2016, 7:29 a.m.	ROOTed	Select Action	Select View

Abbildung 7.2.: Selektion und Visualisierung der Run-Daten aus der Experimentdatenbank und der COMPASSonline Datenbank.

reproduzieren der Daten-Analysen über das Webfrontend per klick möglich.

### 7.3.2. Die Scaler Übersicht

Die Zählerwerte werden der DAQ-Datenbank entnommen und visualisiert Hierbei kann ausgewählt werden, ob man sich die Daten pro Spill pro Run oder pro Periode anschauen will. In Abbildung 7.3 ist die Darstellung im Webfrontend für einen Run in der Übersicht des gesamten Detektors gezeigt. Oben sieht man nebeneinander die Zählraten für die Jura (grün) und Saleve (rot) Seite. Darunter befindet sich die Übersicht für alle Zählraten der Photomultiplier in Abhängigkeit des Spills.

<sup>5</sup>jsROOT - <https://root.cern.ch/js/>

<sup>6</sup>Project Jupyter - <http://jupyter.org/>

## 7. COMPASSonline - Online-Qualitäts-Monitoring

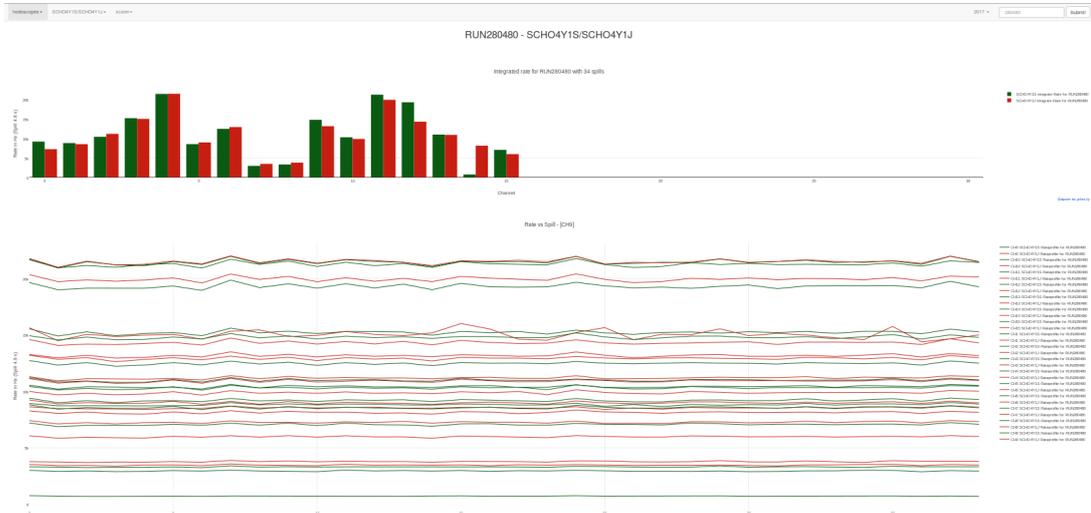


Abbildung 7.3.: Visualisierung der Zählraten des HO04Y1 Hodoskops für einen Run.

Eine erweiterte Darstellung ermöglicht das Einlesen des durch das Arbeitspunktprogramms (Kapitel 6.2.3) erzeugten XML-Dateien und so das Analysieren von spezialisierten Datenaufnahmen wie der Arbeitspunktsbestimmung.

### 7.3.3. Die Darstellung der ermittelten $T_0$ -Werte

Das COMPASSonline System bestimmt wie in 6.3 beschrieben für jeden Run  $T_0$  der einzelnen Kanäle der Hodoskope. In Abbildung 7.4 ist das Ergebnis einer solchen Analyse sichtbar. In der oberen Reihe werden die unkorrigierten (links) und korrigierten Zeitspektren (rechts) angezeigt. Links unten befindet sich die Darstellung der Projektion aller  $T_0$  des Detektors gegen die Spill-Nummer. Rechts unten lassen sich zur Kontrolle die Spektren der korrigierten Zeitverteilung Kanal für Kanal Projizieren. Dazu führt man mit der Maus einfach über die Einzelnen Kanäle des korrigierten Zeitspektrums und erhält dynamisch die Projektion dieses Kanals.

Eine andere Darstellung ermöglicht die Visualisierung der ermittelten  $T_0$  über einen längeren Zeitraum (Periode, Jahr). In Abbildung 7.5 sind die dekodierten Daten für das Jahr 2016 für das HO03 Hodoskop dargestellt. Es lässt sich ein Sprung in den  $T_0$  besonders für den fünften Kanal erkennen. Dieser stammt von der Anpassung der Hochspannung für diesen Kanal. Wie in Kapitel 3.5.1.2 beschrieben wurde, ändert sich die Transitzeit eines Photomultipliers mit Versorgungsspannung, was hier sichtbar wird.

### 7.3.4. Zukünftige Erweiterungen

Bis jetzt ist nur die Analyse der dekodierten Daten möglich. Im nächsten Schritt sollen die aufgenommenen Daten auch rekonstruiert werden um mit den 1% der aufgenommenen

7. COMPASSonline - Online-Qualitäts-Monitoring

RUN278600 - HO03Y1\_m

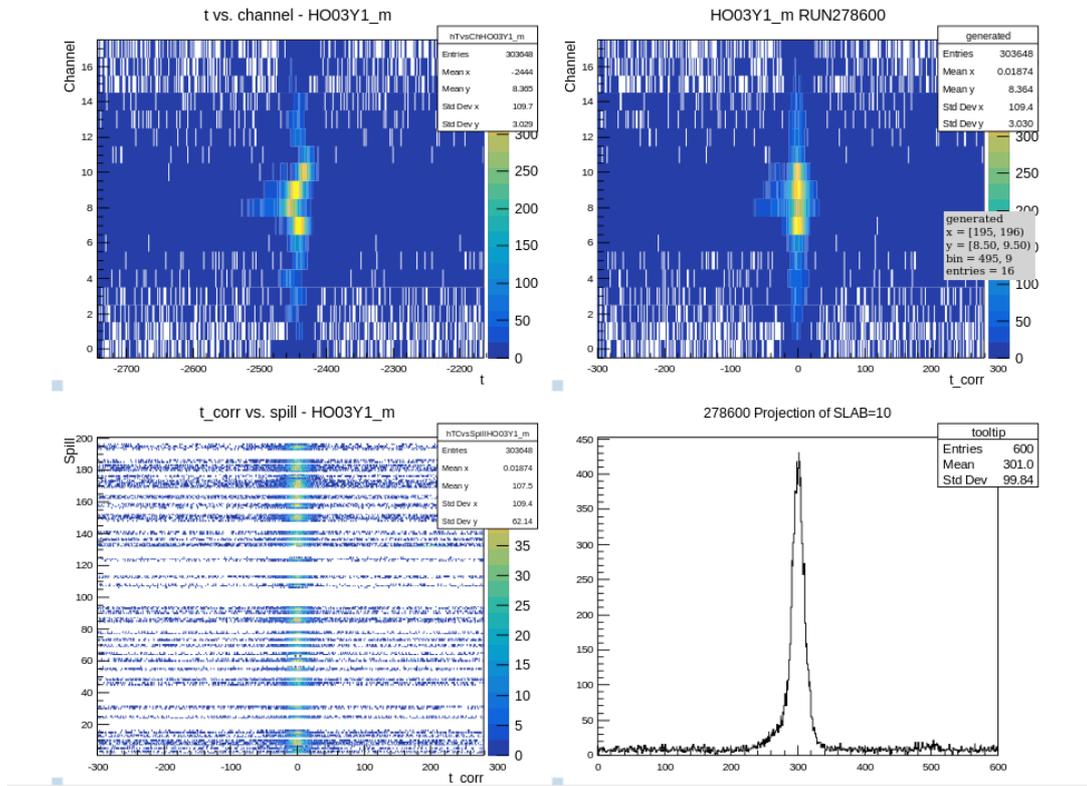


Abbildung 7.4.: Visualisierung der  $T_0$ -Werte des HO03Y1 Hodoskops für einen Run.

Daten zumindest Periodenweise Effizienzen erstellen zu können. Für die Rekonstruktion der Rohdaten muss BCOOL modifiziert werden, um neben dem Dekodierten Datenstrom auch die empfangen Rohdaten abzuspeichern. Mithilfe dieser Rohdaten kann die Rekonstruktion mit CORAL vorgenommen werden. Dafür ist allerdings das zeitnahe Vorhandensein von Kalibrations- und Alignment-Daten für alle Detektoren essentiell. Des weiteren ist geplant, die erzeugten Ergebnisse in ein Versionsverwaltungssystem abzulegen. Damit können auch verschiedene Versionen der Analyse (z.B. unterschiedliche angewandte Korrekturen) miteinander verglichen werden.

7. COMPASSonline - Online-Qualitäts-Monitoring

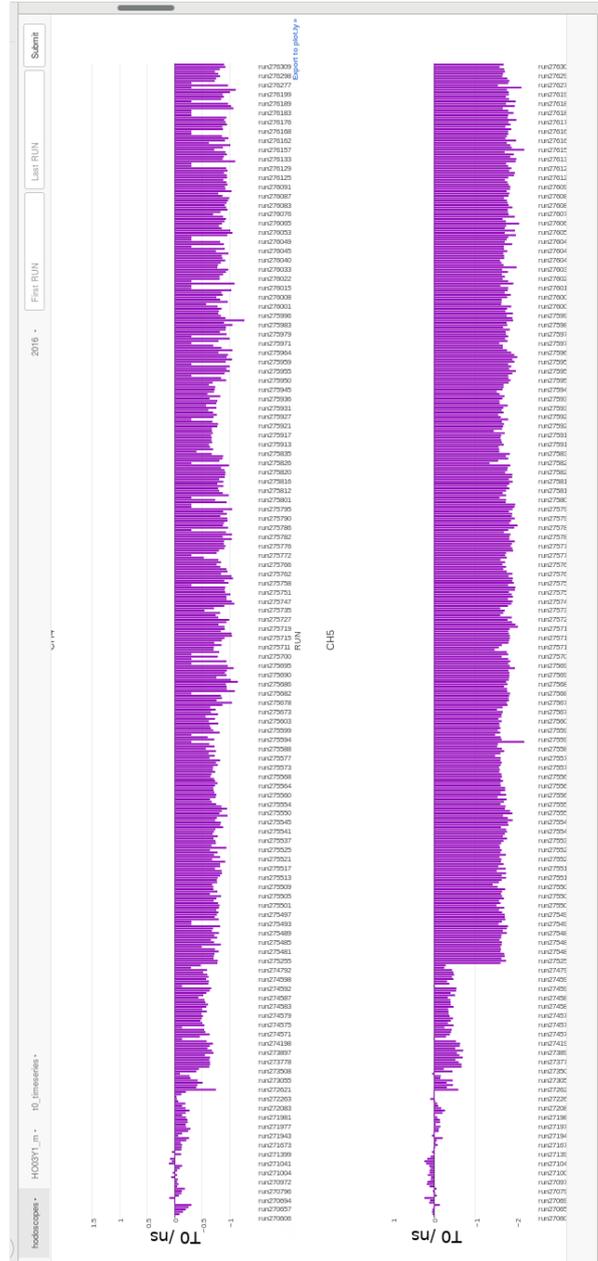


Abbildung 7.5.: Zeitlich Übersicht der ermittelten  $T_0$ s für HO03 Kanal 5 pro Run für die Datenaufnahme 2016. Ab Run 274599 gibt es einen Sprung von 2 ns der aus der Anpassung der Hochspannung diese Kanal herrührt.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Das COMPASS-II-Experiment untersucht die Struktur von Nukleonen. Dazu wurden in den vergangenen Jahren Messungen mit Myon- und Pionstrahl durchgeführt um DVCS- und Drell-Yan-Reaktionen zu vermessen. In beiden Fällen trägt der Wirkungsquerschnitt der Reaktion nur einen kleinen Teil zum totalen Wirkungsquerschnitt bei. Daher ist es essentiell, dass die zu untersuchende Reaktion über ein Triggersystem selektiert wird. Hierfür muss sichergestellt werden, dass sowohl die eingesetzten Detektoren als auch die Triggerelektronik einwandfrei funktionieren, um eine möglichst hohe Nachweiseffizienz zu erreichen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Qualitätsanalyse und Instandsetzung des COMPASS-Triggersystems. Hierzu wurde die gesamte Signalverarbeitungskette des Systems überprüft und für die Datennahme 2017 kalibriert. Angefangen wurde mit der korrekten Funktion der Hodoskope, bei denen die Erdung sowie grundsätzliche Funktion aller Photomultiplier getestet wurden. Defekte Kanäle aus den vergangenen Jahren konnten erfolgreich repariert werden. Hierzu wurden Messungen zur Charakterisierung von Photomultipliern am Teststand in Mainz durchgeführt und die gewonnenen Erfahrungen am Experiment umgesetzt. Zur Feststellung der Lichtdichtigkeit der einzelnen Elemente wurde eine akustische Methode zur Lichtleckfindung entwickelt, mit der erfolgreich bestehende Lichtlecks, die aus dem Altern der Folien, in der die Szintillatoren eingepackt sind, beseitigt werden konnten. Des weiteren wurde eine Methode entwickelt, um den Arbeitspunkt der Photomultiplier im Experiment zu vermessen. Hierzu wurde die bestehende Auslese der Hodoskope um eine SCALER-Auslese erweitert und erfolgreich in die Datennahme integriert. Zum Vermessen der Arbeitspunkte wurde ein Programm entwickelt, mit dem es möglich ist parallel zu anderen Kalibrierungstätigkeiten am Spektrometer die entsprechenden Zählratenkurven in Abhängigkeit der Versorgungsspannung für die Detektoren aufzunehmen. Nachdem sichergestellt wurde, dass die Detektorelektronik aller Hodoskop- und Veto-Detektoren funktioniert, wurde mit der Kalibrierung des Triggers fortgefahren. Dazu wurden die Verzögerungen der Triggermatrizen eingestellt und deren korrekte Funktion getestet. Nach der endgültigen Einstellung der Triggermatrizen konnten die  $T_0$ -Zeiten der einzelnen Detektorelemente bestimmt werden. Durch die Verwendung eines FPGA-Systems als Triggermatrix im LAS-Trigger musste eine neue Behandlung der  $T_0$ -Korrektur implementiert werden. Bei der Analyse der zeitlichen Stabilität der Photomultiplier fiel auf, dass das erste Hodoskop des LAS-Triggers (HG01Y1) Sprünge im zeitlichen Verhalten von  $T_0$  aufweist, die mit der Polarität der Spektrometernagneten korreliert sind. Für die Datennahme 2017 wurde daher die magnetische Abschirmung der Photomultiplier verbessert. Für

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

die bereits 2016 aufgenommenen Daten kann allerdings nur eine polaritätsabhängige Korrektur der  $T_0$ -Werte vorgenommen werden. Daher wurde das COMPASSonline System entwickelt mit dem sich Parameter wie die  $T_0$ -Werte der Detektoren Run für Run bestimmen lassen. Dadurch kann die zeitliche Stabilität der Detektoren überwacht werden.

Für die DVCS-Messung wurde das Outer-Triggersystem modifiziert, um eine größere Akzeptanz für  $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$  Ereignisse zu erhalten und die Auswirkungen der neuen Targetposition zu prüfen. Aufgrund von Simulationsergebnissen aus Freiburg, wurden dazu in den Hodoskopen die beiden mittleren Streifen ergänzt und die Lochgeometrie angepasst. Für das HO04-System wurde außerdem eine Stufenauslese mit drei Photomultipliern entwickelt, die eine Platzierung der beiden Streifen nahe am Strahl ermöglicht.

Durch die Bestimmung der Hodoskop- und Triggereffizienzen wurde die Überprüfung des Triggersystems weitergeführt. Hierfür wurden sowohl Drell-Yan- als auch DVCS-Daten analysiert und die aufgetretenen Effekte beschrieben. Es konnte gezeigt werden, dass es Unterschiede bei der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Ereignissen gibt, je nachdem ob die Information über ein Ereignis von einem Hodoskop-Trigger oder von dem Kalorimeter-Trigger stammen. Außerdem treten Probleme bei der Myonidentifikation durch die unterschiedliche Behandlung der einzelnen Systeme auf. Dies führt dazu, dass mit der jetzigen Rekonstruktionsmethode keine quantitative Analyse der Effizienzen erfolgen kann. Es können nur qualitative Aussagen getroffen werden ob Streifen grundsätzlich funktionieren oder erhebliche Ineffizienzen aufweisen. Da vor allem in der Drell-Yan-Messungen Strukturen der Kalorimeter in den rekonstruierten Daten sichtbar sind, wurden Methoden gezeigt mit denen sich die Funktion der einzelnen Trigger-Ebenen des Kalorimeter-Triggers überprüfen lassen.

Für die Zukunft sollte die Behandlung der Kalorimetertrigger in der Rekonstruktion für die Bestimmung der Effizienzen angepasst werden. Zudem besteht Optimierungsbedarf am Kalorimetertrigger für den Betrieb mit der Myon-Schwelle während der geplanten Drell-Yan-Datennahme 2018. Das COMPASSonline System befindet sich im Anfangsstadium der Implementation. Die Grundsätzliche Funktion zur Analyse von dekodierten Daten ist gegeben. In Zukunft sollte das System jedoch um die Fähigkeit der Echtzeitrekonstruktion der Daten erweitert werden, was eine Analyse der Effizienzen nach der Datennahme ermöglichen würde, sobald hinreichend genaue Alignment- und Kalibrierungsdaten vorliegen.

## **A. Anhang**

## A.1. Hodoskopeffizienzen 2015

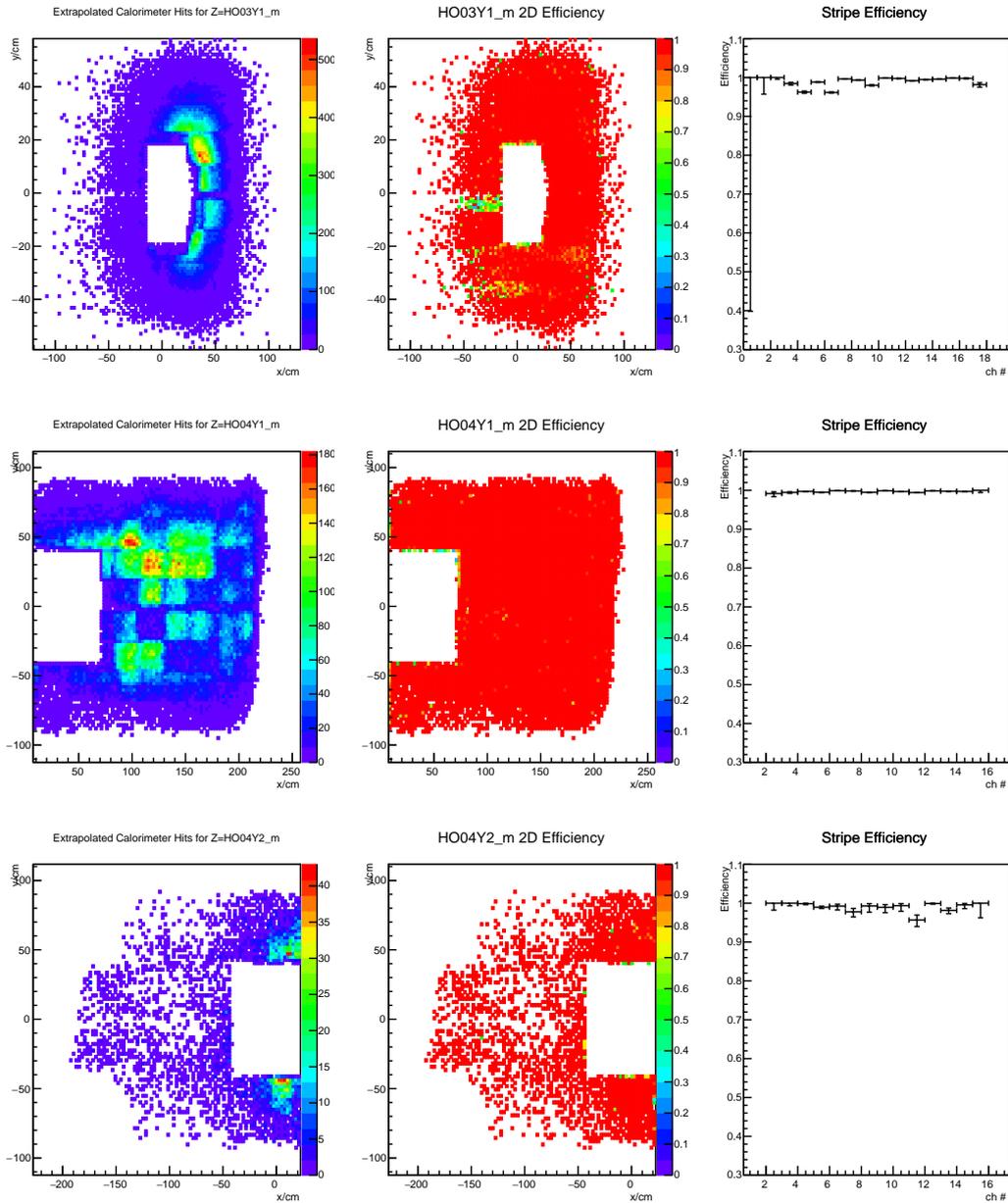


Abbildung A.1.: Outer Hodoskopeffizienzen Drell-Yan 2015 P6T2

## A. Anhang

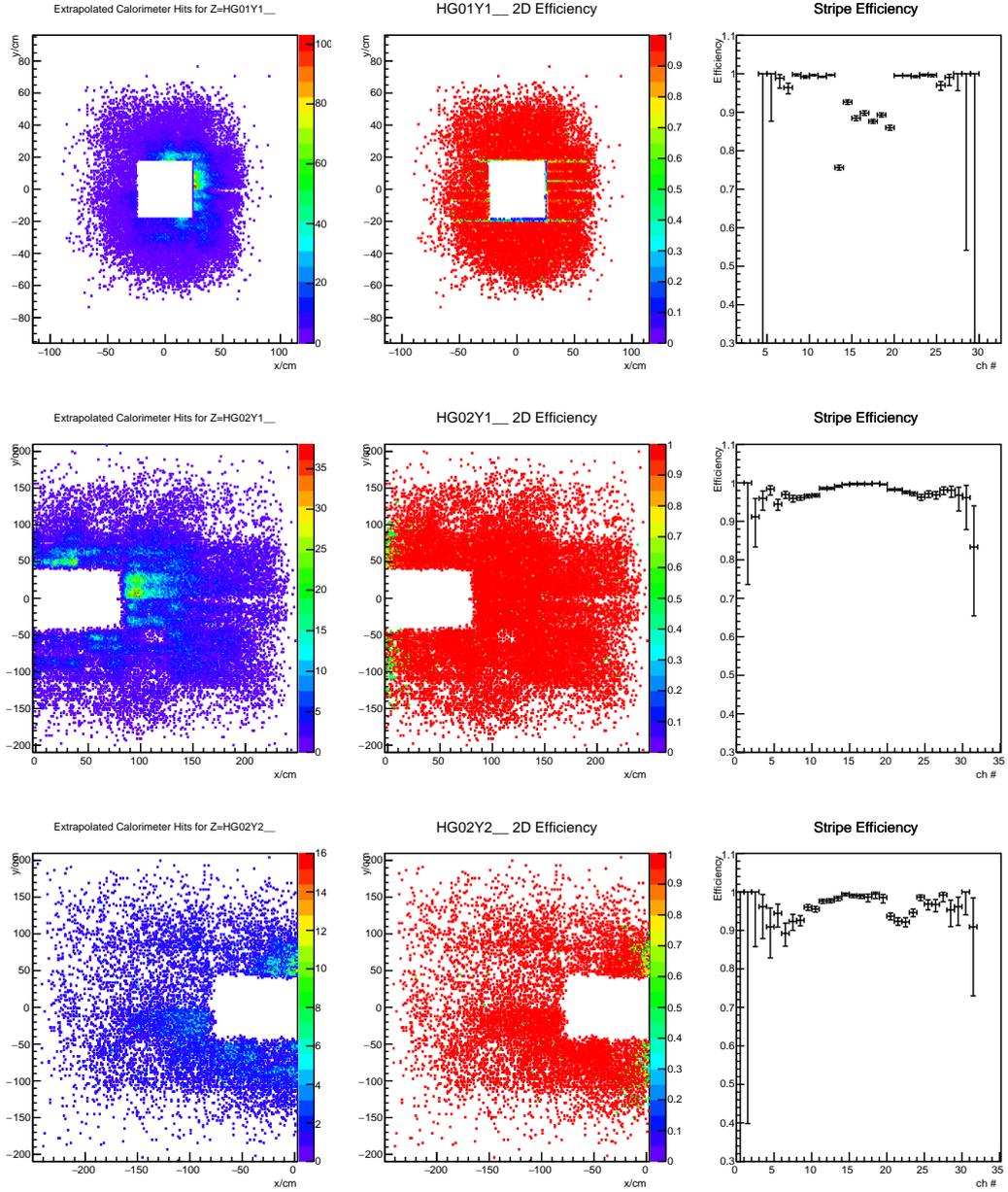
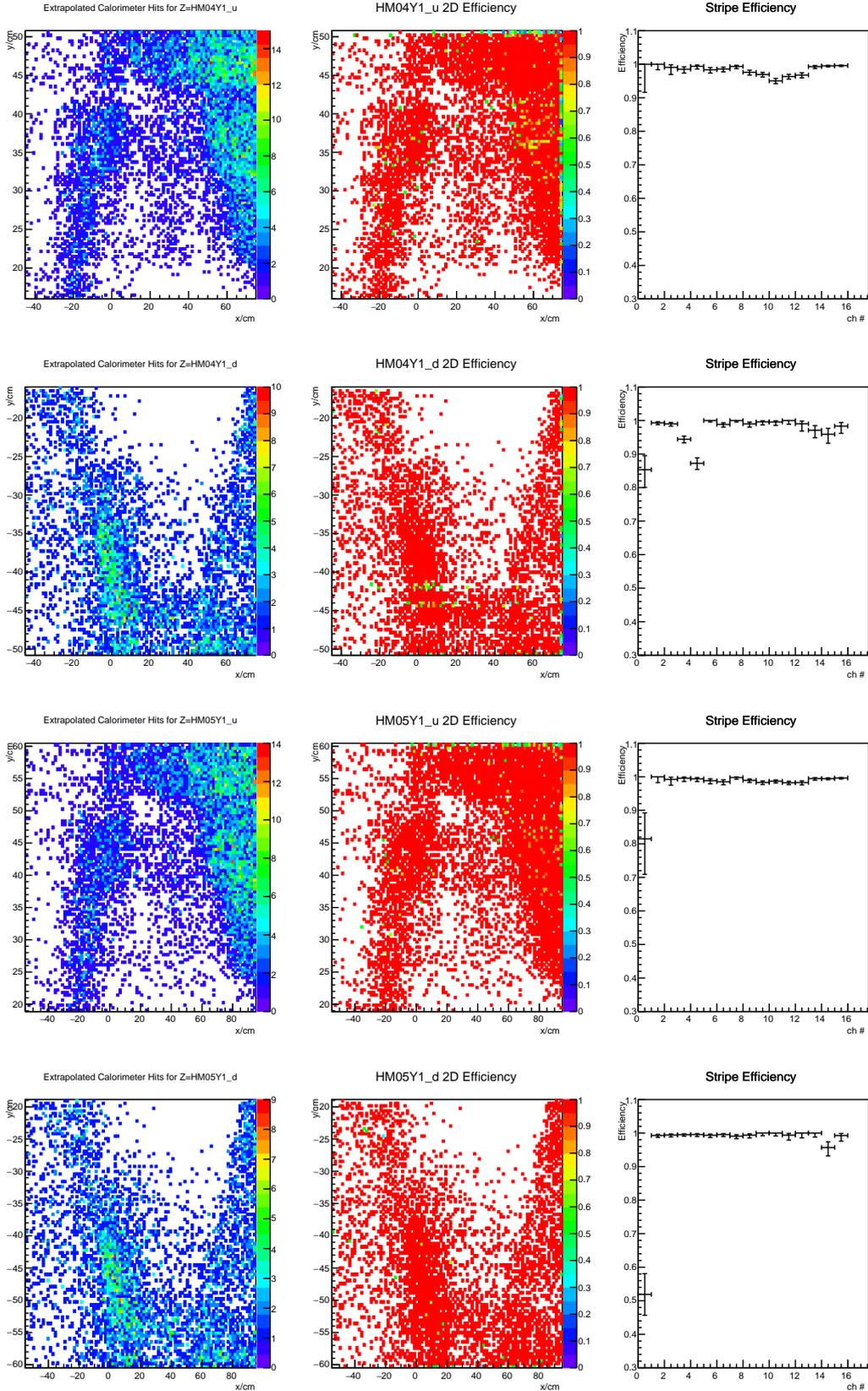


Abbildung A.2.: LAS Hodoskopeffizienzen Drell-Yan 2015 P6T2

## A. Anhang



## A.2. Triggereffizienzen 2015

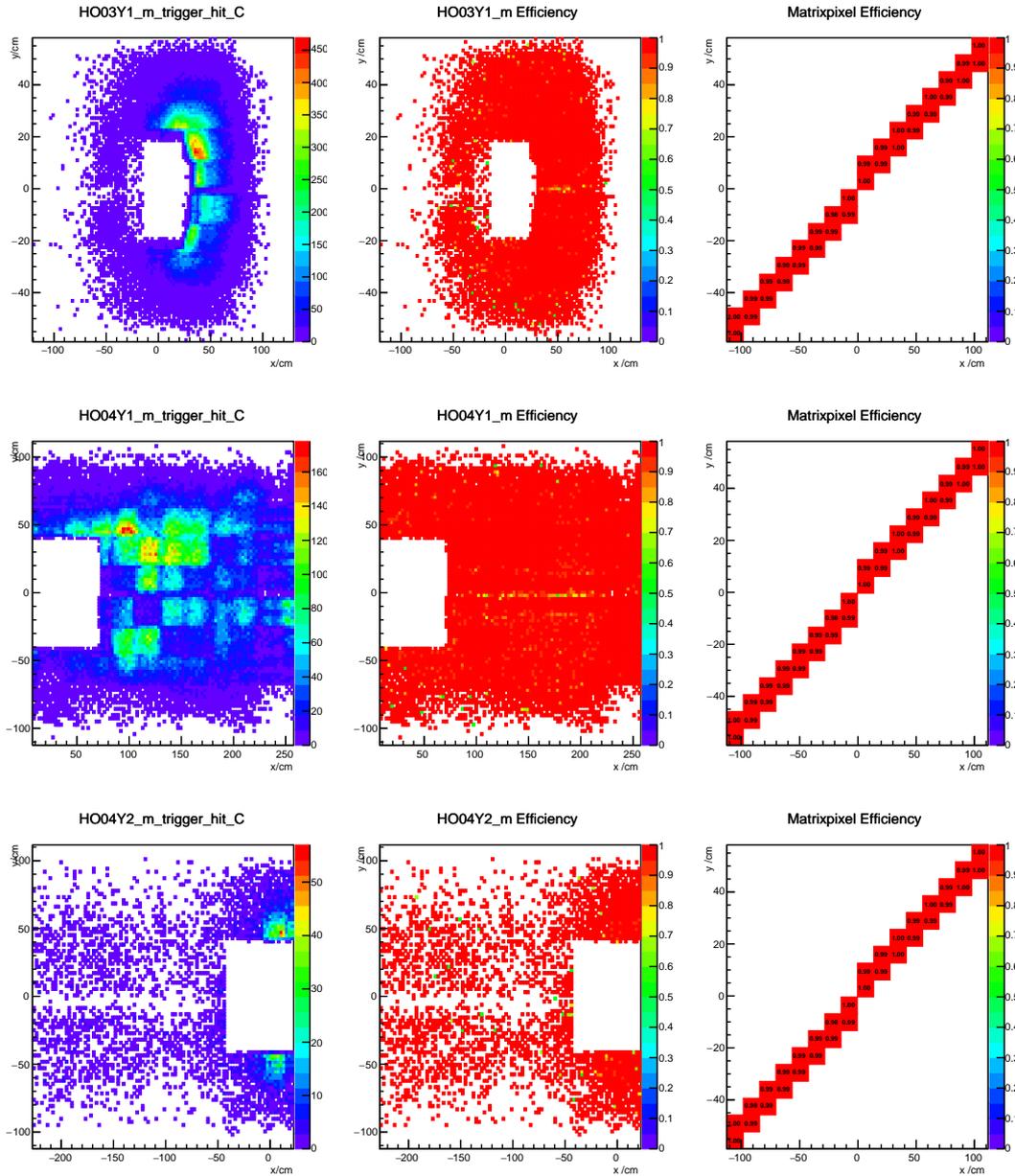


Abbildung A.4.: Outer Triggereffizienzen Drell-Yan 2015 P6T2

## A. Anhang

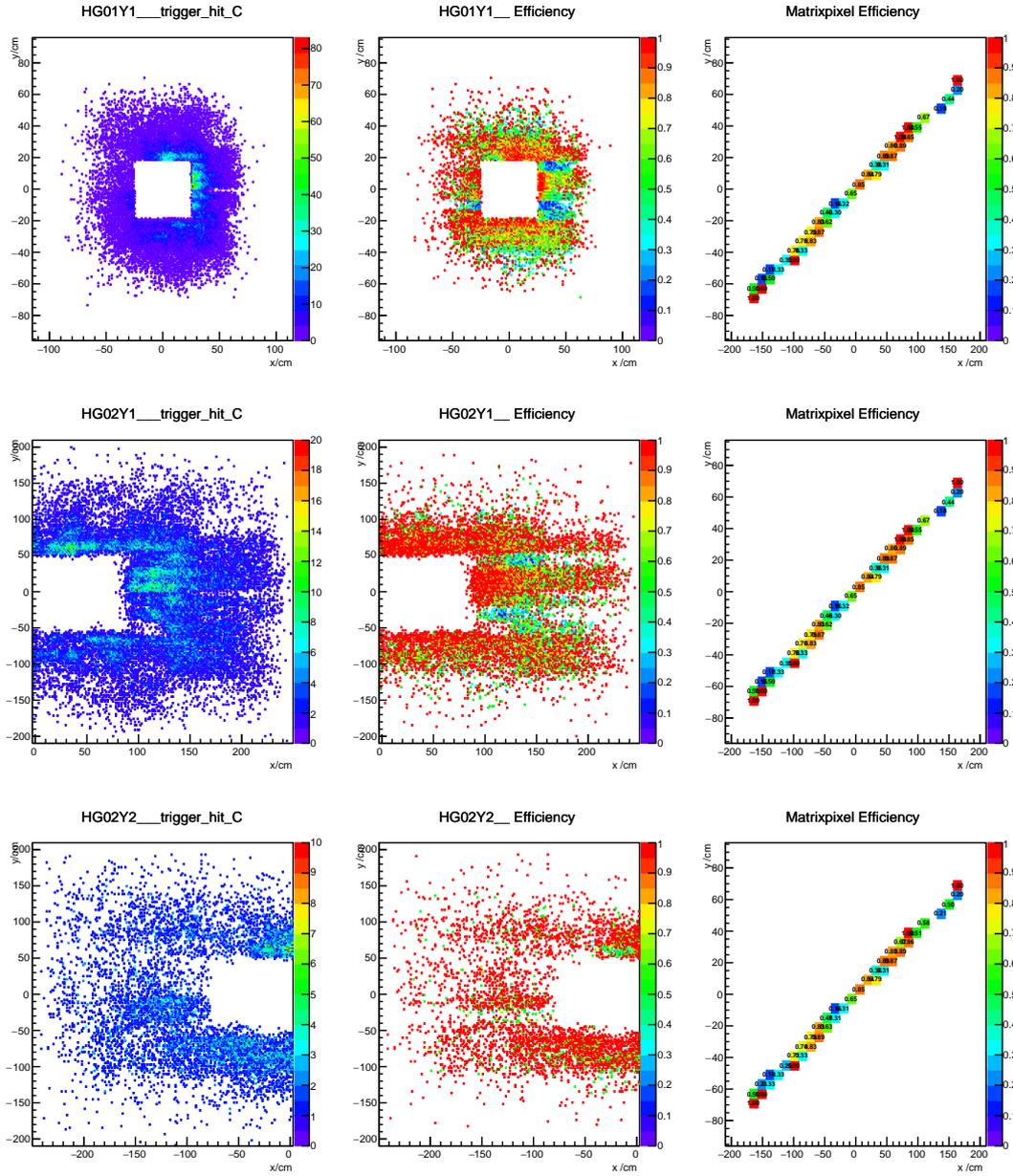
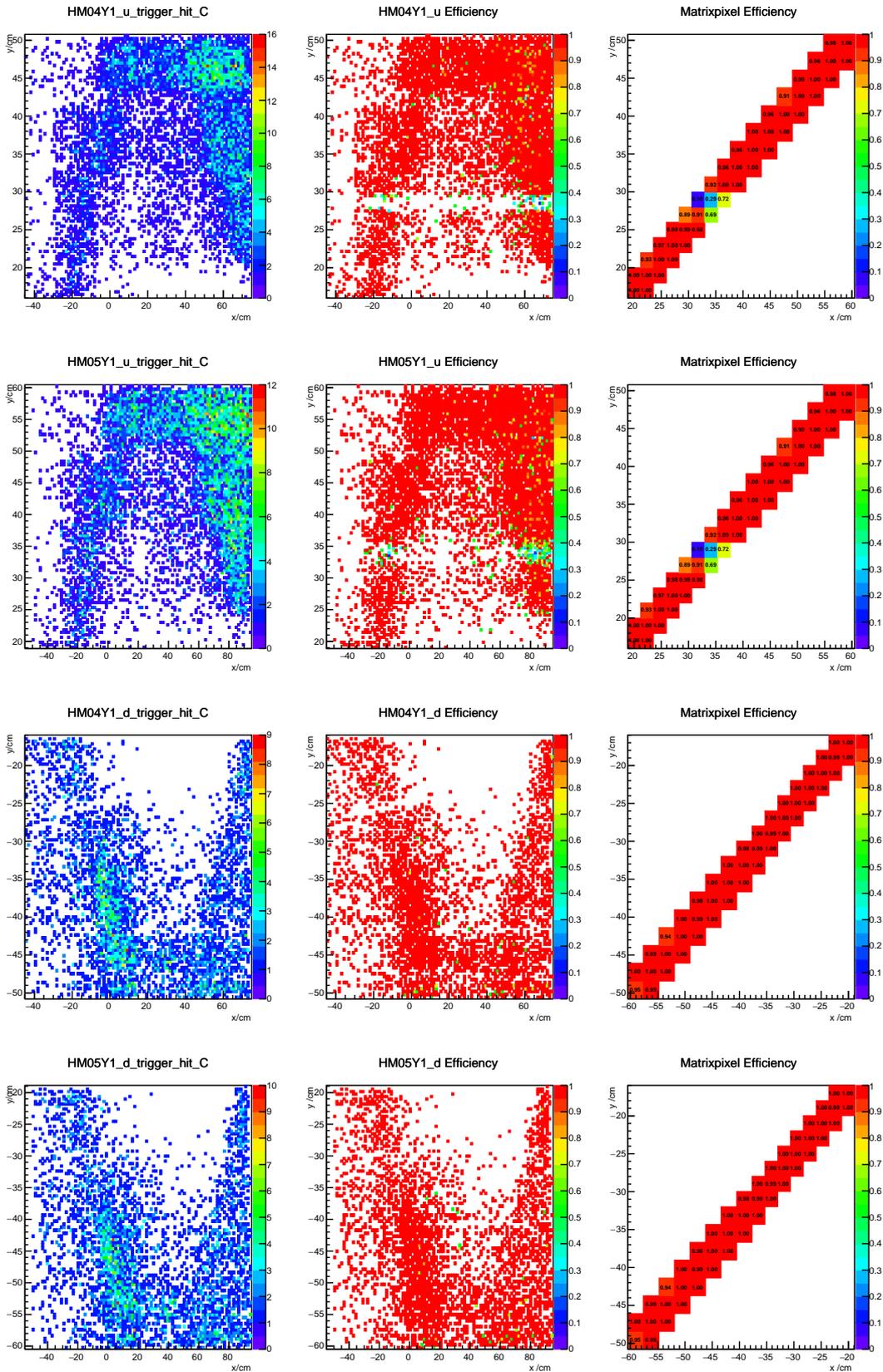


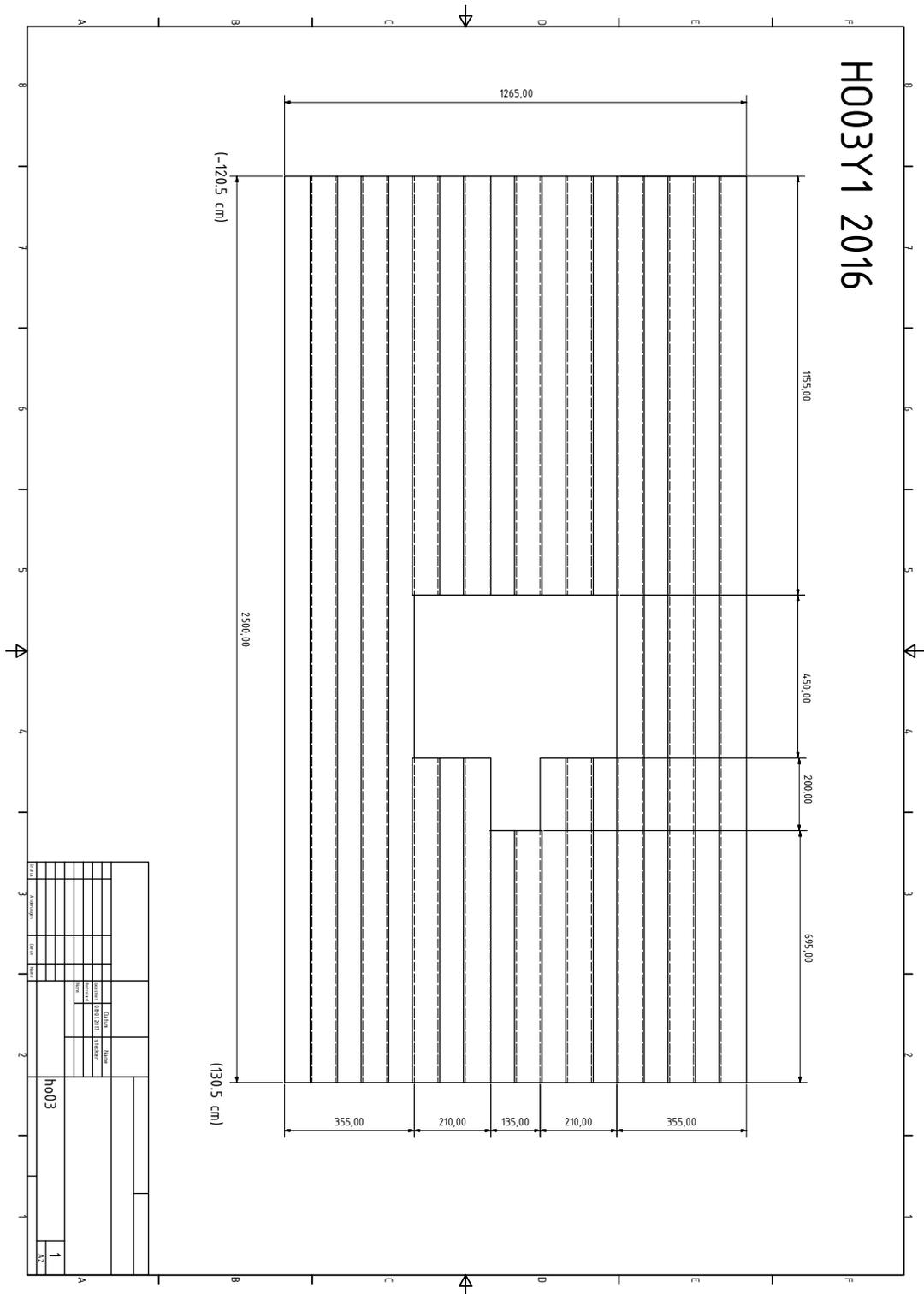
Abbildung A.5.: LAS Triggereffizienzen Drell-Yan 2015 P6T2

# A. Anhang



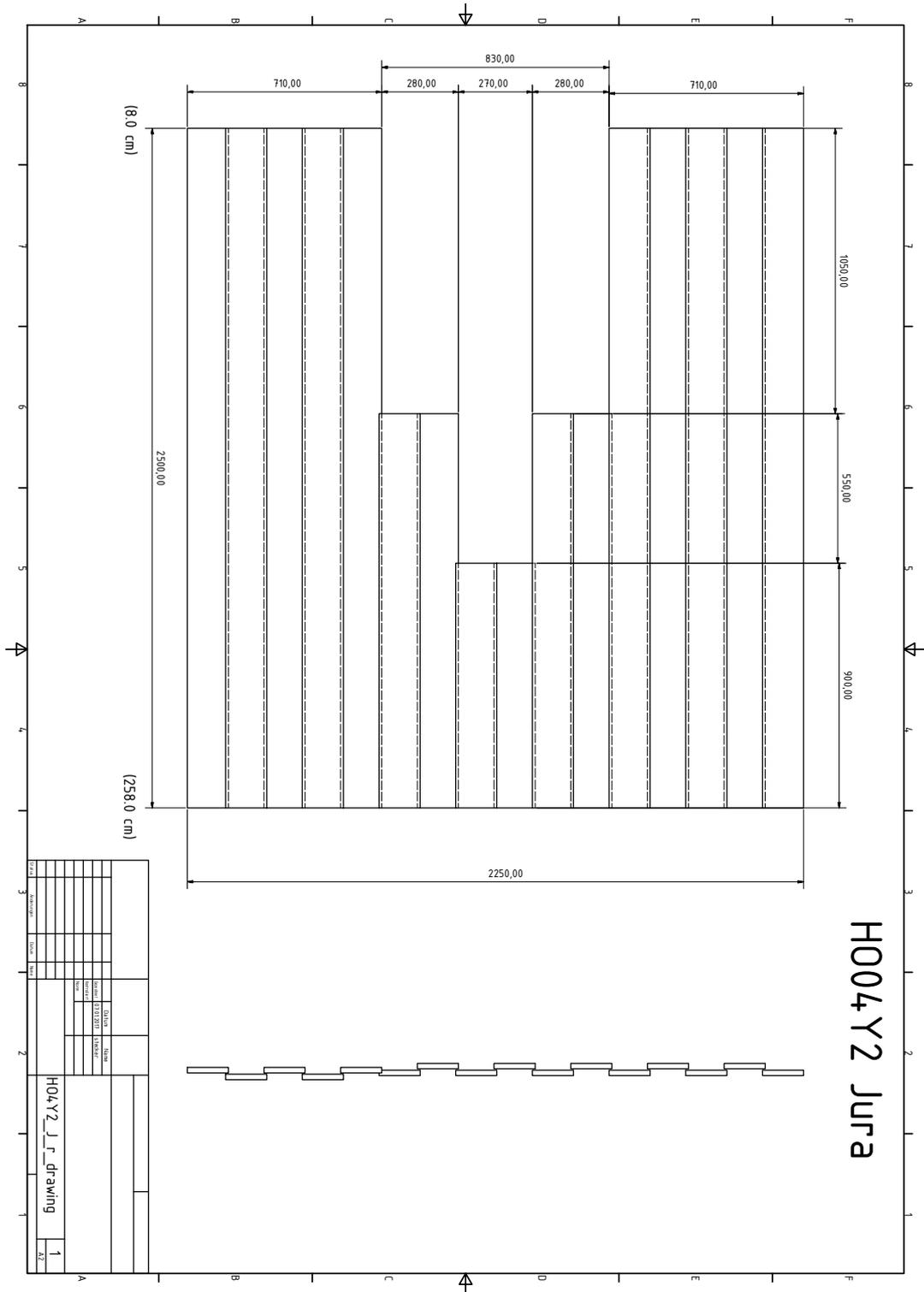
## *A. Anhang*

A.3. Technische Zeichnungen Outer Trigger 2016/2017



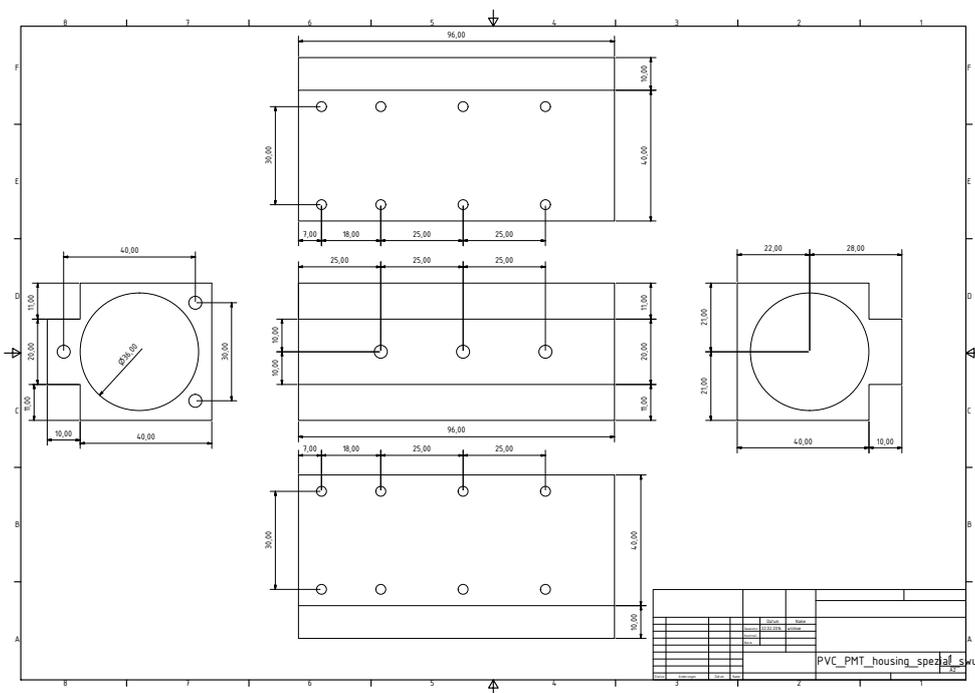
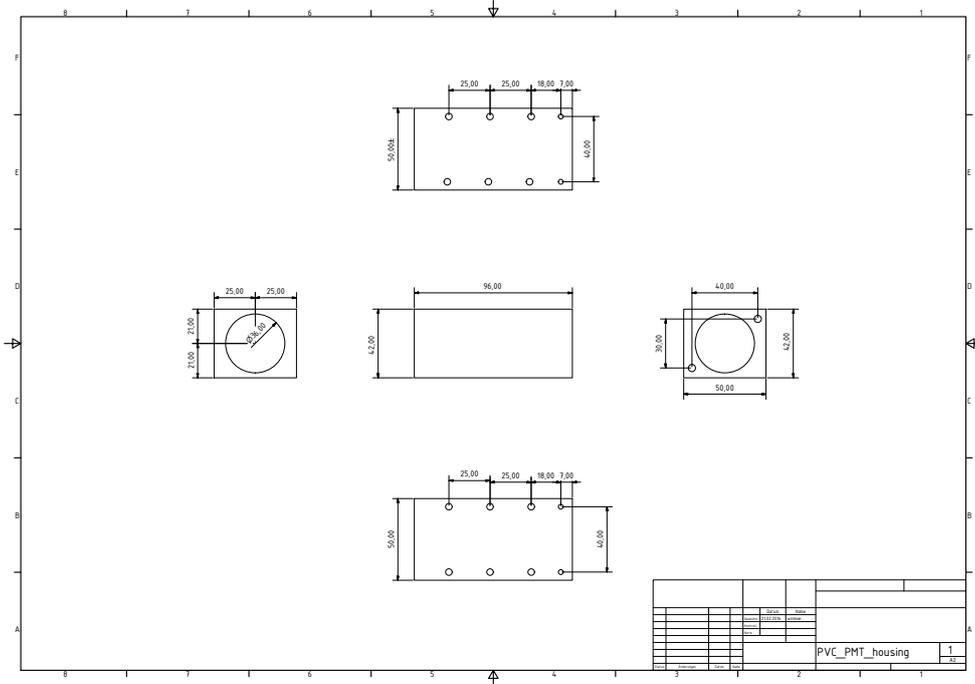


A. Anhang

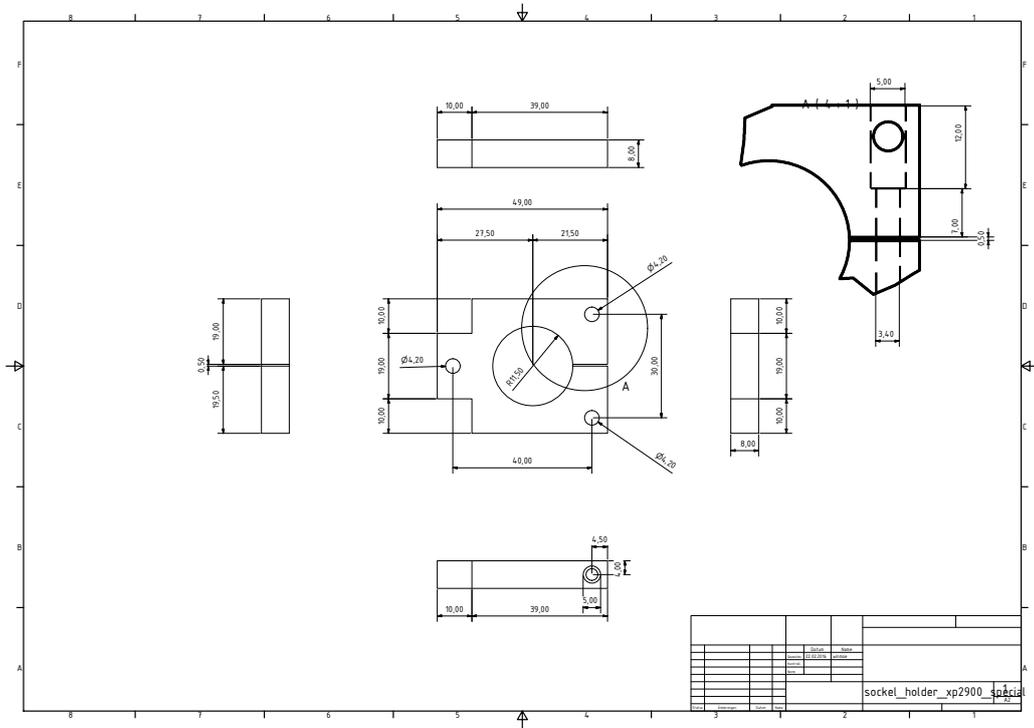
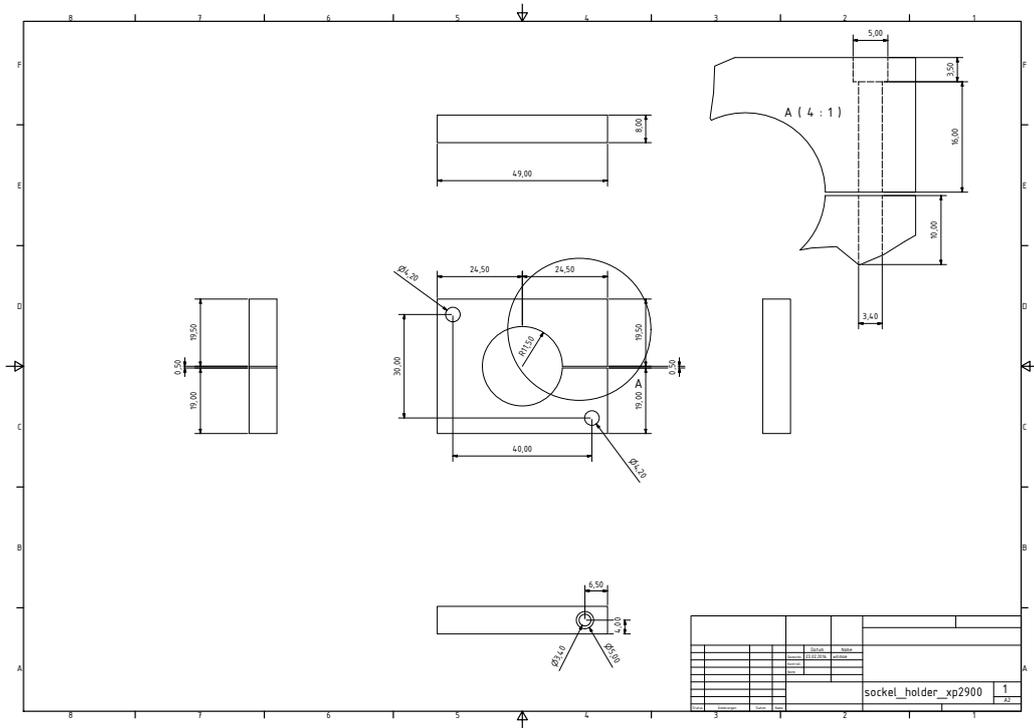


A. Anhang

A.4. Technische Zeichnung Photomultiplierhalterung für HO04



A. Anhang



## Literaturverzeichnis

- [1] S. Kullander, Nucl. Phys. **A518**, 262 (1990).
- [2] M. Burkardt, C. A. Miller, and W.-D. Nowak, Reports on Progress in Physics **73**, 016201 (2010), URL <http://stacks.iop.org/0034-4885/73/i=1/a=016201>.
- [3] C. Bernet, A. Bravar, J. Hannappel, D. Harrach, R. Hermann, E. Kabuß, F. Klein, A. Korzenev, M. Leberig, M. Ostrick, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **550**, 217 (2005), ISSN 0168-9002, URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205012568>.
- [4] T. Szameitat and C. Regali, Tech. Rep., Universität Freiburg (2015), URL <http://na58-project-tgeant.web.cern.ch/content/visualisation-complete-setup>.
- [5] F. Gautheron, C. Heß, J. Koivuniemi, W. Meyer, G. Reicherz, J. Bisplinghoff, D. Eversheim, F. Hinterberger, R. Jahn, R. Joosten, et al. (COMPASS Collaboration), Tech. Rep. CERN-SPSC-2010-014. SPSC-P-340, CERN, Geneva (2010), URL <https://cds.cern.ch/record/1265628>.
- [6] B. Veit, *Umbau des Compass Triggers fuer Drell-Yan - Universität Mainz* (2015).
- [7] M. Dziewiecki and A. et al., Journal of Physics: Conference Series **587** (2015).
- [8] F. Bradamante (COMPASS), Nucl. Phys. **A622**, 50C (1997), [,255(1997)].
- [9] H. et al.. D. v, Tech. Rep., CERN (2006), URL <http://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/trigger/muon-trigger/HCAL.ps.gz>.
- [10] B. Grube, Ph.D. thesis, Munich, Tech. U. (2006), URL [http://inspirehep.net/record/1231227/files/2006\\_phd\\_grube.pdf](http://inspirehep.net/record/1231227/files/2006_phd_grube.pdf).
- [11] M. Wilfert, Ph.D. thesis, Johannes Gutenberg University (2017).
- [12] N. du Fresne, et al., *Technical Summary Of The Large Angle Spectrometer Trigger* (2011), internal note.
- [13] J. Barth et al., *Compass Trigger Electronic Documentations* (2003), internal Note.
- [14] R. Panknin, *Bau und Installation eines neuen Veto-Detektors am COMPASS-Experiment am CERN* (2006).

# Literaturverzeichnis

- [15] H. Wollny, Ph.D. thesis, Universität Freiburg (März 2006).
- [16] F. Herrmann, Ph.D. thesis, Freiburg U. (2011), URL <http://wwwhad.physik.uni-freiburg.de/arbeiten/theses/herrmann.pdf>.
- [17] M. Bodlak, V. Frolov, V. Jary, S. Huber, I. Konorov, D. Levit, J. Novy, R. Salac, M. Virius, and S. Paul, *J. Phys. Conf. Ser.* **513**, 012029 (2014), 1310.1308.
- [18] R. Fruhwirth, *Nucl. Instrum. Meth.* **A262**, 444 (1987).
- [19] E. J. Wolin and L. L. Ho, *Nucl. Instrum. Meth.* **A329**, 493 (1993).
- [20] Hamamatsu, *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications* (2007).
- [21] R. L. Bell, *Negative electron affinity devices* (Clarendon Press Oxford, 1973).
- [22] Sekels, *Magnetische Abschirmungen* (2012).
- [23] *Koerzitivfeldstärke*, URL <https://de.wikipedia.org/wiki/Koerzitivfeldst%C3%A4rke>.
- [24] R. Hermann, *Development of a LED pulser system for the calibration of the trigger in the COMPASS experiment* (2004).
- [25] *Specifications for Nichia NSPB500 BLUE LED - Datasheet* (2002), URL <https://www.led-tech.de/produkt-pdf/nichia/5mm/NSPB500S.pdf>.
- [26] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (1994).
- [27] ET Enterprises, *photomultiplier 9813B series data sheet* (2016), URL <https://my.et-enterprises.com/pdf/9813B.pdf>.
- [28] T. Szameita, Ph.D. thesis, Universität Freiburg (2012).
- [29] Photonis, *XP2900 - A standard fast, low voltage, 10-stage, 29mm Photomultiplier Tube Datasheet* (1992), URL <http://www.hzcphotonics.com/products/XP2900.pdf>.
- [30] A. Duedder, Ph.D. thesis, Mainz U. (2012), URL [http://inspirehep.net/record/1296671/files/693080290\\_2012\\_bac\\_duedder.pdf](http://inspirehep.net/record/1296671/files/693080290_2012_bac_duedder.pdf).
- [31] T. Szameitat, *Entwicklung einer Monte-Carlo-Simulation für das COMPASS-II-Experiment* (2012), URL [http://wwwhad.physik.uni-freiburg.de/arbeiten/diplomarbeiten/szameitat\\_tobias\\_diplom.pdf](http://wwwhad.physik.uni-freiburg.de/arbeiten/diplomarbeiten/szameitat_tobias_diplom.pdf).
- [32] Saint-Gobain, *BC408 Premium Plastic Scintillators - Datasheet* (2016), URL <http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-bc400-404-408-412-416-data-sheet.pdf>.
- [33] 3M, *Daylight Foil Datasheet* (2012).

# Literaturverzeichnis

- [34] K. Grimm, *Aufbau eines Lichtauslesesystems für ein Bleifluorid-Kalorimeter zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung* (2002).
- [35] Lecroy, *428F QUAD LINEAR FAN-IN/FAN-OUT Datasheet* (1995), URL <http://teledynelecroy.com/lrs/dsheets/428.htm>.
- [36] H. Fischer, J. Franz, A. Grünemaier, F. H. Heinsius, L. Hennig, K. C. Königsmann, M. Niebuhr, T. Schmidt, H. Schmitt, and H. J. Urban, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* **461**, 507 (2001), comments: 5 pages, 2 figures, Presented at 8th Pisa Meeting on Advanced Detector: Frontier Detectors for Frontier Physics, La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 21-25 May 2000, URL <https://cds.cern.ch/record/472556>.
- [37] *CATCH Mezzanine Cards - Electronic developments for COMPASS at Freiburg* (2017), URL <http://hpfr03.physik.uni-freiburg.de/projects/compass/electronics/mezzanine.html>.
- [38] T. Instruments, *xx555 precious timer - Datasheet* (1992), URL <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/ne555.pdf>.
- [39] C. Gaspa, *The DELPHI Experiment Control System - DIM* (1992).
- [40] Lecroy, *Lecroy 1440 HV Power System Handbook* (1994), URL [https://userweb.jlab.org/~brads/Manuals/Hardware/LeCroy/1440\\_2132/1440.htm](https://userweb.jlab.org/~brads/Manuals/Hardware/LeCroy/1440_2132/1440.htm).
- [41] J. Bieling, *Entwicklung eines ungetakteten 64-Kanal-Meantimers und einer Ko-inzidenzschaltung auf einem FPGA* (November 2010).
- [42] CAEN, *V812 - 16 Channel Constant Fraction Discriminator - Datasheet* (2011), URL <http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=7715>.

## B. Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere bei meiner Betreuerin Prof. Eva-Maria Kabuß die es mir ermöglicht hat meine Fähigkeiten am COMPASS-Experiment einzubringen.

Mein Dank geht auch an die jetzigen und ehemaligen Mitglieder der COMPASS-Mainz Gruppe: Nicolas Du Fresne, Johannes Giarra, Malte Wilfert, Johannes Bernhard und Nicolas Pierre die mir in Mainz und Genf immer mit Rat und Tat, egal zur welcher Uhrzeit, zur Seite standen.

Ein besonderer Dank geht auch an Jens Barth, unseren Triggerkollegen aus Bonn, mit dem ich viele Stunde beim Kalibrieren des Spektrometers verbracht hatte und dessen Wissen über die Vergangenheit des Triggersystem mir immer weitergeholfen hat.

Außerdem danke ich der gesamten COMPASS-Kollaboration für die Chance aktiv am Spektrometer mitzuwirken und das Vertrauen im Rahmen meiner Masterarbeit als Detektor-Experte für den Trigger und als Weekly-Koordinator für das gesamte Experiment verantwortlich zu sein.

Nicht zu vergessen sind meine Mitbewohner Claudius, Thomas und Stephan die mich in den stressigen Stunden des Zusammenschreiben unterstützt haben und auch in der restlichen Zeit für vergnügliche Stunden gesorgt haben. Außerdem Danke ich Ulrike die mir bei der Korrektur der Arbeit sehr geholfen hat.

Es bleiben hier noch viele Namen meiner Freunde unerwähnt, mit denen ich endlose Stunden über Physik und die Welt diskutiert habe und deren Liste hier leider viel zu lang wäre.

Letztendlich gilt mein besonderer Dank meinen Eltern und meiner Familie, welche mich während meines Studiums immer unterstützt haben.