

# Aufbau einer Messeinrichtung zur Bestimmung des Myonenflusses bei COMPASS

Sebastian Trippel



---

FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG

---



# Aufbau einer Messeinrichtung zur Bestimmung des Myonenflusses bei COMPASS

**Diplomarbeit**  
vorgelegt  
von  
**Sebastian Trippel**

Fakultät für Mathematik und Physik  
Albert-Ludwigs-Universität  
Freiburg im Breisgau

März 2005



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die tiefinelastische Streuung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Das COMPASS-Experiment</b>	<b>11</b>
3.1	Der Strahl . . . . .	11
3.2	Die Polarisierung des Strahls . . . . .	12
3.3	Das polarisierte Target . . . . .	13
3.4	Der COMPASS-Detektor . . . . .	14
3.5	Die szintillierenden Faserhodoskope . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Das Auslese-System</b>	<b>21</b>
4.1	Die TDC-CMC . . . . .	22
4.2	Die Scaler-CMC . . . . .	23
4.2.1	Das Prinzip des Zählers . . . . .	23
4.2.2	Der Johnson-Counter . . . . .	24
4.2.3	Gate- und Datenverzögerung . . . . .	26
4.2.4	Die Programmierung des Zählers . . . . .	26
4.2.5	Die Datenstruktur . . . . .	27
4.2.6	Die Genauigkeit des Zählers . . . . .	28
4.2.7	Die Einstellung der Verzögerung . . . . .	29
4.3	Das 1-64 NIM-LVDS Verteilerboard . . . . .	30
4.3.1	Die Entwicklung des Moduls . . . . .	32
4.3.2	Der Test des Verteilermoduls . . . . .	33
4.3.3	Ergebnisse . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Die Zufalls-Generatoren</b>	<b>39</b>
5.1	Der Zufalls-Generator mit der radioaktiven Quelle . . . . .	39
5.2	Der Zufalls-Generator mittels einer Zener-Diode . . . . .	42
5.3	Die Zufälligkeit der beiden Zufalls-Generatoren . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Bestimmung des Myonen-Flusses</b>	<b>51</b>
6.1	Fluss-Bestimmung mit Zufallsgeneratoren . . . . .	51
6.2	Die Selektion der Spuren . . . . .	52

---

6.2.1	Das Zeitfenster . . . . .	52
6.2.2	Die Selektion der Spuren im Target . . . . .	52
6.2.3	Einteilung der Spuren in den szintillierenden Fasern . . . . .	53
6.3	Bestimmung des Myonen-Flusses mit Hilfe des Zufalls-Generators (radioaktive Quelle) und FI02 . . . . .	54
6.4	Bestimmung des Myonen-Flusses mit Hilfe des elektronischen Zufalls-Generators und FI02 . . . . .	60
6.5	Die Totzeit bei der Bestimmung der Rate mit Hilfe der Zähler . . . . .	64
6.6	Bestimmung des Myonen-Flusses und des Verhältnisses bei unterschiedlicher Auswahl von Spuren . . . . .	68
6.7	Verhältnisse verschiedener Zähler . . . . .	72
6.8	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	74
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>75</b>
<b>A</b>	<b>Abbildungen zu Kapitel 6</b>	<b>77</b>
<b>B</b>	<b>Schaltpläne und Abbildungen</b>	<b>81</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>95</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>97</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Eines der wichtigen Ziele der Physik ist es, den Aufbau von Materie anhand ihrer Konstituenten und Wechselwirkungen zu verstehen. Dabei ist man bei der Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie zu immer kleineren Konstituenten vorgedrungen. Heute geht man davon aus, dass es zwei Arten von fundamentalen Bausteinen gibt, die Leptonen und die Quarks. Mit Hilfe von Streuexperimenten wurde gezeigt, dass deren räumliche Ausdehnung kleiner als  $10^{-18}$  m ist. Des Weiteren sind die Quarks und Leptonen Fermionen, d.h. sie tragen den Spin  $1/2$ . In Bezug auf die Wechselwirkungen geht man heute davon aus, dass es vier fundamentale Wechselwirkungen gibt, auf denen alle physikalischen Phänomene beruhen. Diese sind die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Die Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Vektorbosonen, d.h. Teilchen mit Spin 1, vermittelt.

Die meisten Teilchenphysik-Experimente werden heutzutage an Beschleunigern durchgeführt. Die Suche nach den Elementarteilchen treibt die Physiker dabei zu immer höheren Energien und Strahlintensitäten. Seit den späten 60er Jahren wird die sogenannte tiefinelastische Streuung betrieben. Dabei werden die als strukturlos angenommenen Leptonen an Nukleonen gestreut, um Aufschluss über die Eigenschaften und die Struktur der Nukleonen zu erhalten. Die Physik hat in diesem Bereich in den letzten 35 Jahren große Fortschritte verbuchen können. Ein immer noch ungelöstes Problem jedoch ist die Frage, wie sich der Gesamtspin des Nukleons mit Hilfe seiner Konstituenten beschreiben lässt. Der Gesamtspin des Nukleons setzt sich folgendermaßen zusammen [1]:

$$\frac{1}{2} = \frac{S_N}{\hbar} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnen  $\Delta\Sigma$  die Beiträge der Quarks,  $\Delta G$  die Beiträge der Gluonen,  $L_q$  die Beiträge durch den Bahndrehimpuls der Quarks und  $L_g$  die Beiträge durch die Bahndrehimpulse der Gluonen. Die naive Annahme, die Quarks trügen den Gesamtspin  $1/2$  des Nukleons, ist unter anderem vom SLAC-, SMC- und HERMES-Experiment widerlegt worden. Die Messungen für  $\Delta\Sigma$  ergaben bei HERMES einen Wert von  $0,30 \pm 0,04 \pm 0,09$  [2]. Ungeklärt sind bisher die Beiträge der Gluonen und der Bahndrehimpulse am Gesamtspin.

Bei COMPASS handelt es sich um ein Experiment mit wahlweise leptonischem oder hadronischem Teilchenstrahl am SPS\* (CERN) [3]. Dabei steht COMPASS als Abkürzung für *Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*. Der Strahl trifft auf ein ruhendes Target. Im bisher durchgeführten Teil des Experiments wurden polarisierte Myonen mit einer Energie von 160 GeV an einem polarisierten  ${}^6\text{LiD}$ -Target gestreut. Hauptziel des COMPASS-Experiments ist es, den Beitrag der Gluonen  $\Delta G$  am Gesamtspin des Nukleons zu bestimmen. Dazu bedient man sich der Studie von Photon-Gluon-Fusionsprozessen, in welchen ein virtuelles Photon mit einem Gluon des Nukleons über die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares wechselwirkt. Als Signatur des Photon-Gluon-Fusionsprozesses werden sowohl charmhaltige Mesonen (open charm) als auch Hadronen mit großem transversalem Impuls verwendet. Die Gluon-Polarisation  $\Delta G/G$  wird aus den Asymmetrien der Zählraten dieser Prozesse bei paralleler bzw. antiparalleler Spineinstellung von Strahl und Target bestimmt.

Weitere Ziele des COMPASS-Experiments sind die Bestimmung der flavour-spezifischen Quark-Verteilungsfunktionen  $\Delta q(x)$ , die Bestimmung der transversalen Spin-Verteilungsfunktion  $\Delta_T q(x)$ , die Bestimmung der spinabhängigen Fragmentation  $\Delta D^A_q$  sowie die Bestimmung inklusiver und semiinklusive Wirkungsquerschnitte.

In der Arbeit wird die Bestimmung des Myonen-Flusses bei COMPASS beschrieben. Dieser wird zur Bestimmung der inklusiven und semiinklusive Wirkungsquerschnitte benötigt. In Kapitel 2 wird auf die tiefinelastische Streuung und den Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitten und dem Fluss eingegangen. Kapitel 3 beschreibt das COMPASS-Spektrometer. Auf die Detektoren, die zur Bestimmung des Flusses verwendet wurden, wird genauer eingegangen. Kapitel 4 beschreibt das Auslese-System bei COMPASS. Darin wird genauer auf ein Zähler-Modul eingegangen, da dieses im Rahmen der Diplomarbeit programmiert und für die Bestimmung des Flusses verwendet wurde. Des Weiteren wird auf die Entwicklung und den Bau eines NIM-LVDS 1-64 Verteilermoduls eingegangen. Dieses wird verwendet, um Teile der Hardware bei COMPASS auf ihre Fehlerfreiheit zu testen. Kapitel 5 beschäftigt sich mit den zufällig verteilten Triggern (Random-Trigger), die mit Hilfe von zwei Zufalls-Generatoren erzeugt wurden. Diese werden auf die Zufälligkeit der erzeugten Pulse untersucht und verglichen. Die Random-Trigger wurden verwendet um den Fluss der Myonen bei COMPASS zu bestimmen (Kapitel 6). Hier wird auf verschiedene Methoden eingegangen, mit denen der Fluss bestimmt werden kann. Des weiteren wird ein Gewichtungsfaktor angegeben, mit dem die in den szintillierenden Faserhodoskopen gemessene Rate zur Bestimmung des Teilchenflusses bei physikalischen Triggern gewichtet werden muss.

---

\*Super Proton Synchrotron



## Kapitel 2

# Die tiefinelastische Streuung

In einem Fixed-Target-Streuexperiment wird ein Teilchenstrahl auf ein zu untersuchendes ruhendes Objekt, das Target, geschossen. Dabei kann es zu Reaktionen zwischen den Strahlteilchen und den Targetteilchen kommen. Beim COMPASS-Experiment handelt es sich dabei um einen Teilchenstrahl, bestehend aus polarisierten Myonen  $\vec{l}$ , und um ein Target aus polarisierten Nukleonen  $\vec{N}$

$$\vec{l} + \vec{N} \rightarrow l' + X. \quad (2.1)$$

$l'$  steht für das gestreute Lepton und  $X$  für den hadronischen Endzustand, in welchen das Nukleon übergeht. Von einer tiefinelastischen Streuung spricht man, wenn  $(Q^2 \gg M^2)$  und  $(W^2 \gg M^2)$  gilt [9]. Dabei ist  $Q^2$  der negative quadratische Viererimpulsübertrag des virtuellen Photons ( $Q^2 = -q^2$ ),  $M$  ist die Masse des Nukleons und  $W$  die Masse des hadronischen Endzustandes. Es wurde, wie auch im Folgenden,  $c = 1$  gesetzt.

Die in Streuexperimenten gemessenen Reaktionsraten sowie die Energie- und Winkelverteilung der Reaktionsprodukte liefern sowohl Informationen über die Form des Wechselwirkungspotentials als auch über dessen Kopplungsstärke. Eine wichtige Größe ist hierbei der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion zwischen Strahl- und Targetteilchen ist. In der Praxis wird jedoch meist nicht die Gesamtzahl aller Reaktionen gemessen, sondern nur ein Teil davon. Ist der Detektor auch in der Lage die Energie des gestreuten Teilchens zu messen, so kann man den sogenannten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt bestimmen. Dieser ist gegeben durch [4]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{dN}{d\Omega}. \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $\mathcal{L}$  die Luminosität, die gegeben ist durch  $\mathcal{L} = \dot{N}_a \cdot n_b \cdot d$ . Sie ist gleich dem Produkt aus der Zahl der einfallenden Strahlteilchen pro Zeiteinheit  $\dot{N}_a$ , der Dichte der Targetteilchen im Streumaterial  $n_b$  und der Länge  $d$  des Targets.  $N$  ist die Anzahl der Teilchen pro Zeiteinheit mit einer Energie im Energieintervall  $(E', E' + dE')$ , die in den Raumwinkel  $d\Omega$  gestreut werden. Beobachtet man nach dem Streuprozess nur das gestreute Lepton, so spricht man von einer inklusiven Messung.

Man kann also den Wirkungsquerschnitt experimentell aus der Reaktionsrate bestimmen. Wie aber lässt sich nun der Wirkungsquerschnitt theoretisch berechnen, um damit

einen Zugang zur Wechselwirkung zwischen den Teilchen und der Kopplungsstärke zu erhalten? Diese Verbindung ist durch Fermis Goldene Regel für Streuprozesse gegeben. Sie enthält erstens das Übergangsmatrixelement des Prozesses und zweitens die Dichte der möglichen Endzustände. Bei Impulsüberträgen mit  $Q^2 \geq 1\text{GeV}^2$  kann die Lepton-Nukleon-Streuung in guter Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons zwischen Lepton und Nukleon beschrieben werden. In Abb. 2.1 ist der Graph für einen solchen Prozess dargestellt. Das Lepton habe dabei den Viererimpuls  $k$ , einen Spinvektor  $\vec{s}$  und die Energie  $E$ . Das Proton hat einen Spinvektor  $\vec{\lambda}$  und einen Viererimpuls  $P$ . Nach dem Streuprozess sei das Lepton um den Winkel  $\Theta$  abgelenkt und besitze den Vierervektor  $k'$  und die Energie  $E'$ . Die Viererimpulse der aus der Fragmentation entstandenen Hadronen werden durch  $p_1 \dots p_N$  bezeichnet. Der Viererimpulsübertrag des virtuellen Photons ist  $q$ .

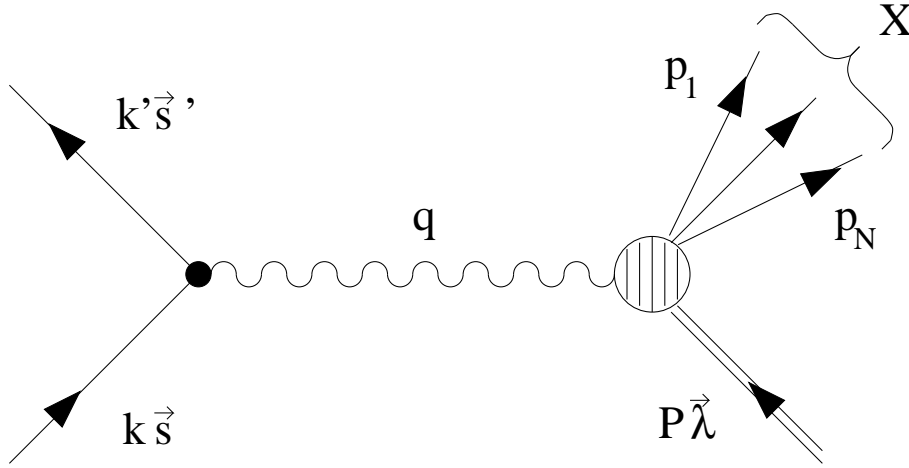


Abbildung 2.1: Graph für die Streuung eines Myons am Nukleon.

Die Goldene Regel für diesen Streuprozess lautet [5]

$$d\sigma = \frac{1}{4[(k \cdot P)^2 - (mM)^2]^{1/2}} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2E'} \left( \prod_{n=1}^N \frac{d^3 \vec{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n} \right) |\mathcal{A}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(k + P - k' - \sum_{j=1}^N p_j) \quad (2.3)$$

wobei  $m$  die Ruhemasse des Myons,  $M$  die Ruhemasse des Protons,  $E'$  die Energie des gestreuten Myons,  $p_j = (E_j, \vec{p}_j)$  der Viererimpuls des Teilchens  $j$  im hadronischen Endzustand mit Masse  $m_j$  und mit der Energie  $E_j = \sqrt{m_j^2 + \vec{p}_j^2}$  und  $\mathcal{A}$  die Übergangsamplitude, auch Streuamplitude genannt, ist. Falls sich das Target-Nukleon in Ruhe befindet, ergibt sich für den Vorfaktor bei großen Strahlenergien unter Vernachlässigung der Myonenmasse

$$\frac{1}{4[(k \cdot P)^2 - (mM)^2]^{1/2}} = \frac{1}{(2E)(2M)}. \quad (2.4)$$

Die Streuamplitude für einen Endzustand ist gegeben durch [6]

$$\mathcal{A} = |\langle f | A | i \rangle|$$

$$= (-ie)^2 \left( \frac{-g^{\mu\nu}}{q^2} \right) \langle k' s' | j_l^\mu(0) | k, s \rangle \langle X \lambda' | j_h^\nu(0) | P \lambda \rangle \quad (2.5)$$

wobei  $s, s', \lambda$  und  $\lambda'$  die Polarisation des ein- und auslaufenden Myons sowie des Nukleons im Anfangs- und Endzustand ist.  $j_l^\nu(0)$  und  $j_h^\nu(0)$  bezeichnen die leptonischen und hadronischen Stromoperatoren. Zusätzlich wurde die Einsteinsche Summenkonvention verwendet, d.h es wird über doppelt vorkommende Indizes summiert. Den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man also durch Quadrieren von  $\mathcal{A}$  und Multiplikation mit dem Phasenraum-Faktor. Bei inklusiven Wirkungsquerschnitten werden die hadronischen Endzustände nicht gemessen. Des Weiteren ist der Spin des auslaufenden Myons nicht bekannt. Deshalb muß über alle hadronischen Endzustände  $X$  summiert, über alle Impulse im hadronischen Endzustand  $(\vec{p})_1, (\vec{p})_2, \dots, (\vec{p})_N$  integriert und über alle Spin-Einstellungen  $s'$  des auslaufenden Myons und  $\lambda'$  der hadronischen Endzustände summiert werden. Damit ergibt sich für den inklusiven Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{(2\pi)^4}{(2E)(2M)} \cdot \frac{d^3 \vec{k}'}{(2\pi)^3 (2E')} \cdot \frac{1}{4} \times \\ &\sum_X \sum_{s', \lambda'} \int \prod_{n=1}^N \frac{d^3 \vec{p}_n}{(2\pi)^3 (2E_n)} \cdot \frac{e^4}{Q^4} \cdot \delta^4 \left( k + P - k' - \sum_{j=1}^N p_j \right) \times \\ &\langle k, s | j_l^\mu(0) | k', s' \rangle \langle k', s' | j_l^\nu(0) | k, s \rangle \langle P, \lambda | j_{\mu h}(0) | X, \lambda' \rangle \langle X, \lambda' | j_{\nu h}(0) | P, \lambda \rangle \quad (2.6) \end{aligned}$$

wobei  $Q^2 = -q^2$  ist. Der Faktor  $1/4$  entsteht durch die Mittelung der Spineinstellungen der Hadronen und Leptonen im Endzustand. Definiert man den leptonischen und hadronischen Tensor durch

$$L^{\mu\nu} = \sum_{s'} \langle k, s | j_l^\mu(0) | k', s' \rangle \langle k', s' | j_l^\nu(0) | k, s \rangle \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \frac{(2\pi)^3}{2M} \sum_X \sum_{\lambda'} \int \prod_{n=1}^X \frac{d^3 \vec{p}_n}{(2\pi)^3 (2E_n)} \cdot \delta^4 \left( k + P - k' - \sum_{j=1}^N p_j \right) \times \\ &\langle P, \lambda | j_{\mu h}(0) | X, \lambda' \rangle \langle X, \lambda' | j_{\nu h}(0) | P, \lambda \rangle \quad (2.8) \end{aligned}$$

so lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Relation  $d^3 \vec{k}' = E'^2 dE' d\Omega$  schreiben als

$$\frac{d^2 \sigma}{dE' d\Omega} = \frac{e^4}{16\pi^2 Q^4} \left( \frac{E'}{E} \right) L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} . \quad (2.9)$$

Der leptonische Tensor kann im Rahmen der QED berechnet werden und ergibt sich zu [7]

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(kk' - m^2) + i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha q^\beta) \\ &= L_{\mu\nu}^S + L_{\mu\nu}^A \quad (2.10) \end{aligned}$$

wobei  $L_{\mu\nu}^S$  und  $L_{\mu\nu}^A$  für den symmetrischen und antisymmetrischen Teil des leptonischen Tensors stehen. Die Minkowski-Metrik ist  $g_{\mu\nu}$ , und  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$  ist der total antisymmetrische Tensor.

Der hadronische Tensor kann jedoch nicht theoretisch berechnet werden, da es sich beim Nukleon nicht mehr um ein Punktteilchen, sondern um ein zusammengesetztes System handelt. Ein allgemeiner Ansatz und zusätzliche Berücksichtigung von Parität, Hermizität, Invarianz unter Zeitumkehr, Translationsinvarianz und Stromerhaltung ergibt für den hadronischen Tensor  $W_{\mu\nu}$  die Form [7]

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \frac{1}{M} F_1 \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{1}{M} \frac{F_2}{P \cdot q} \left( P_\mu - \frac{P \cdot q q_\mu}{q^2} \right) \left( P_\nu - \frac{P \cdot q q_\nu}{q^2} \right) \\ &+ \frac{i g_1}{P \cdot q} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} q^\lambda s^\sigma + \frac{i g_2}{(P \cdot q)^2} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} q^\lambda (P \cdot q s^\sigma - s \cdot q P^\sigma) \\ &= W_{\mu\nu}^S + W_{\mu\nu}^A \end{aligned} \quad (2.11)$$

mit den vier Strukturfunktionen  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $g_1$  und  $g_2$ .  $W_{\mu\nu}^S$  und  $W_{\mu\nu}^A$  stehen für den symmetrischen und den antisymmetrischen Teil des hadronischen Tensors. Damit ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, da sich bei der Kontraktion eines symmetrischen mit einem antisymmetrischen Tensors 0 ergibt,

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{e^4}{16\pi^2 Q^4} \left( \frac{E'}{E} \right) \left( L^{\mu\nu(S)} W_{\mu\nu}^{(S)} - L^{\mu\nu(A)} W_{\mu\nu}^{(A)} \right). \quad (2.12)$$

Der Wirkungsquerschnitt kann in neue Koordinaten umgeschrieben und in drei Komponenten, einen spinunabhängigen  $d^3\bar{\sigma}$  und zwei spinabhängige  $d^3\sigma_{\parallel}$  und  $d^3\sigma_{\perp}$  Wirkungsquerschnitte zerlegt werden [8]:

$$\frac{d^3\sigma}{dxdy d\varphi} = \frac{d^3\bar{\sigma}}{dxdy d\varphi} - H_l \cos \beta \frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dxdy d\varphi} - H_l \sin \beta \cos \varphi \frac{d^3\sigma_{\perp}}{dxdy d\varphi} \quad (2.13)$$

mit

$$\frac{d^3\bar{\sigma}}{dxdy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[ \frac{y}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{1}{2xy} \left( 1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.14)$$

$$\frac{d^3\sigma_{\parallel}}{dxdy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[ \left( 1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) g_1(x, Q^2) - \frac{y\gamma^2}{2} g_2(x, Q^2) \right] \quad (2.15)$$

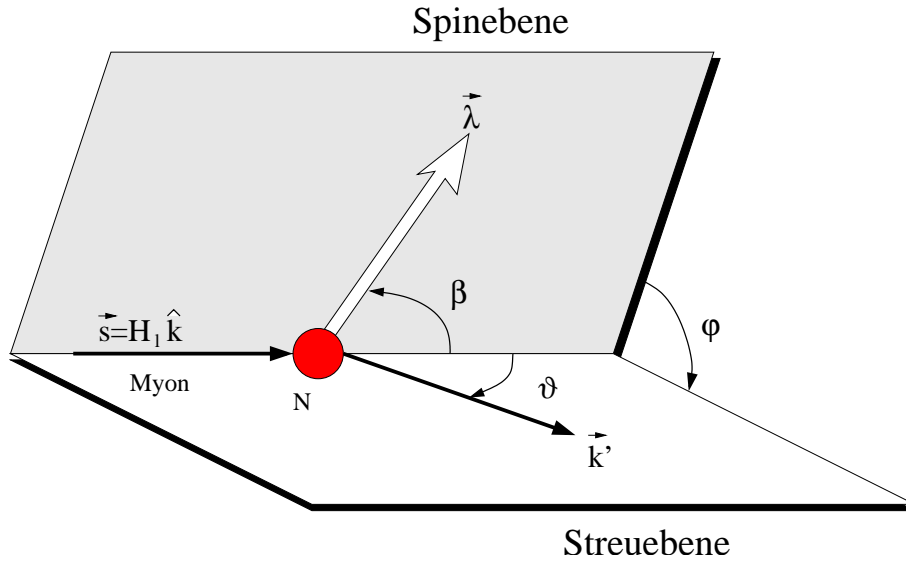
$$\frac{d^3\sigma_{\perp}}{dxdy d\varphi} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} \left[ \gamma \sqrt{1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4}} \left( \frac{y}{2} g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2) \right) \right] \quad (2.16)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.17)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{\nu}{E} \quad (2.18)$$

$$\gamma^2 = \frac{2Mx}{Ey}. \quad (2.19)$$

Die Winkel  $\varphi$ ,  $\vartheta$  und  $\beta$  sind in Abb. 2.2 definiert.  $\alpha$  ist die sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.  $H_l$  ist die Helizität des Myons, d.h. bei longitudinal polarisierten Teilchen ist  $H_l = \pm 1$ .

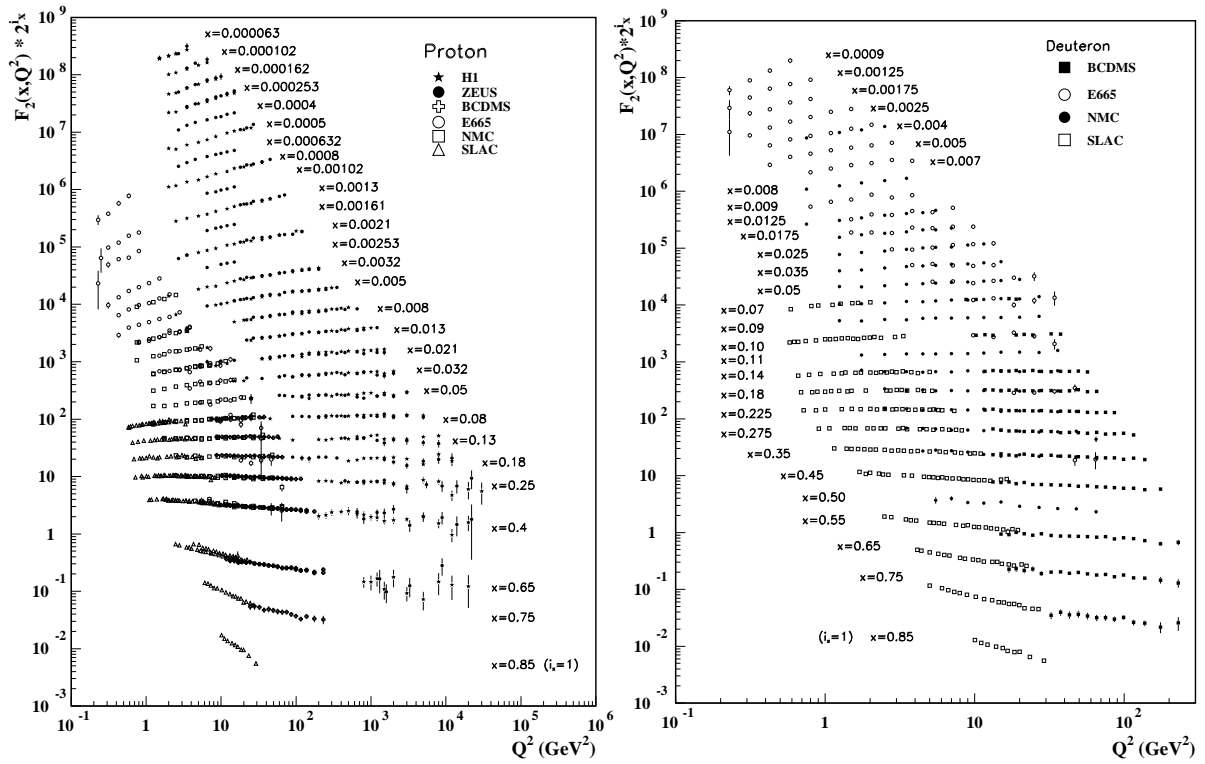


**Abbildung 2.2:** Zur Definition der in Gleichung (2.13) verwendeten Winkel  $\varphi$ ,  $\vartheta$  und  $\beta$ . Die Spinvektoren des Myons und der Targets definieren die Spinebene. Die Streuebene wird durch die Impulsvektoren des einlaufenden und auslaufenden Myons definiert.

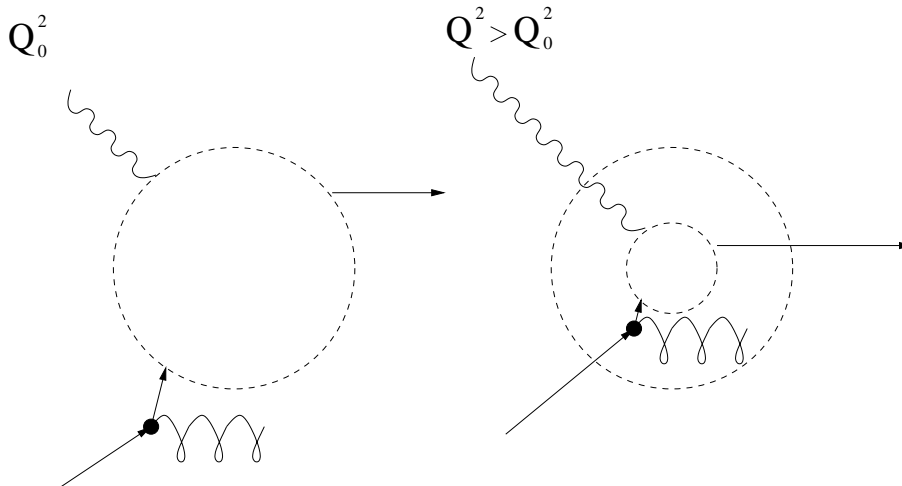
Will man die beiden Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  bestimmen, so kann man die Summe zweier Wirkungsquerschnitte mit entgegengesetzten Spineinstellungen berechnen.

$$\left| \frac{d^3 \sigma^{\uparrow\uparrow}}{dx dy d\varphi} + \frac{d^3 \sigma^{\uparrow\downarrow}}{dx dy d\varphi} \right| = \frac{8\alpha^2}{Q^2} \left[ \frac{y}{2} F_1(x, Q^2) + \frac{1}{2xy} \left( 1 - y - \frac{y^2 \gamma^2}{4} \right) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (2.20)$$

Durch Messungen hat sich gezeigt, dass oberhalb von 2 GeV die Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  bei einem mittleren Wert von  $x \simeq 0,2$  nur noch schwach von  $Q^2$  abhängen. In Abb. 2.3 ist die experimentell gemessene Abhängigkeit von  $F_2$  bei jeweils festen Werten von  $x$  als Funktion von  $Q^2$  aufgetragen [9]. Man kann erkennen, dass die Strukturfunktion bei kleinen Werten von  $x$  mit  $Q^2$  leicht ansteigt, bei großen  $x$  jedoch mit  $Q^2$  leicht abfällt. Dieses Verhalten der Strukturfunktion wird auch als Skalenbrechung bezeichnet. Diese Skalenbrechung rührt jedoch nicht von einer endlichen Ausdehnung der Quarks her, sondern kann im Rahmen der QCD verstanden werden. Das Auflösungsvermögen in der tiefinelastischen Streuung ist proportional zu  $1/\sqrt{Q^2}$ , das heißt, mit wachsendem  $Q^2$  werden immer mehr Partonen im Nucleon aufgelöst (Abb. 2.4). Damit teilen sich mit wachsendem  $Q^2$  immer mehr Partonen den Impuls des Nucleons, und dadurch nimmt der mittlere Impulsanteil der einzelnen Partonen ab. Für die Strukturfunktionen bedeutet dies, dass sie mit wachsendem  $Q^2$  bei kleinem  $x$  ansteigen. Bei großem  $x$  fallen die Strukturfunktionen mit steigendem  $Q^2$  ab.



**Abbildung 2.3:** Gesammelte Daten zur Strukturfunktion  $F_2$  für das Proton (links) und das Deuteron (rechts). Aufgetragen ist jeweils die Strukturfunktion  $F_2$  als Funktion von  $Q^2$  bei verschiedenen Werten von  $x$ .



**Abbildung 2.4:** Zur Veranschaulichung des Skalenverhaltens. Mit steigendem  $Q^2$  wächst die Anzahl der Partonen, die im Nukleon aufgelöst werden können.

Vergleicht man den tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt mit dem Wirkungsquerschnitt für punktförmige Teilchen, so erhält man die sogenannte Callan-Gross-Relation, welche die beiden Strukturfunktionen miteinander verknüpft [5].

$$F_2(x) = 2xF_1(x) . \quad (2.21)$$

Damit erhält man für den inklusiven Wirkungsquerschnitt durch Einsetzen der Callan-Gross-Relation in Gleichung (2.20)

$$\left| \frac{d^3\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dx dy d\varphi} + \frac{d^3\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dx dy d\varphi} \right| = \frac{8\alpha^2}{Q^2} F_1(x) \left[ \frac{y}{2} + \frac{1}{y} \left( 1 - y - \frac{y^2\gamma^2}{4} \right) \right] . \quad (2.22)$$

Bei COMPASS werden sowohl inklusive als auch semiinklusive Wirkungsquerschnitte bestimmt [10]. Bei den semiinklusive Wirkungsquerschnitten wird zusätzlich zum gestreuten Myon ein Hadron im Endzustand nachgewiesen [11]. Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten lassen sich dann Informationen über die Struktur der Nukleonen gewinnen. Die Wirkungsquerschnitte sind umgekehrt proportional zur Luminosität  $\mathcal{L}$  (Gleichung (2.2)). Die Luminosität  $\mathcal{L}$  ist wiederum proportional zum Fluss  $\Phi$  der Strahlteilchen  $\mathcal{L} \propto \Phi$ . Um die inklusiven wie auch die semiinklusive Wirkungsquerschnitte bei COMPASS bestimmen zu können, ist es deshalb notwendig den Fluss der Strahlteilchen zu vermessen.





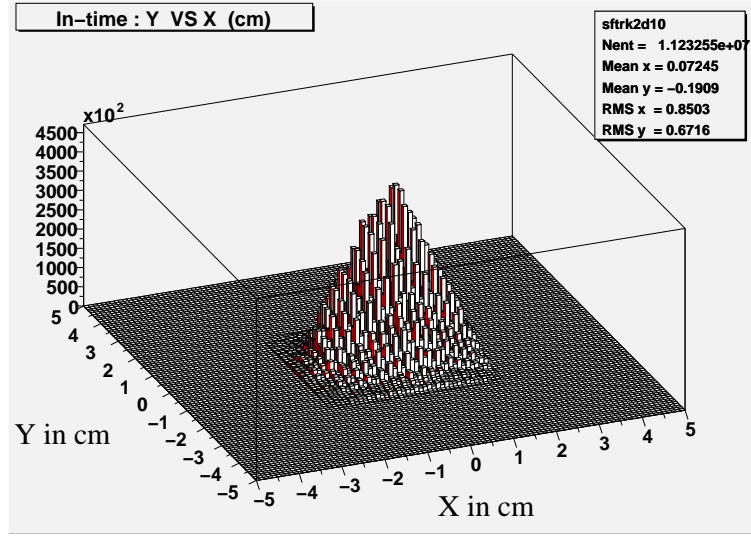
## Kapitel 3

# Das COMPASS-Experiment

Bei COMPASS handelt es sich um ein Hochenergie-Experiment mit einem ruhenden Target am Super Proton Synchrotron (SPS) am CERN. Hauptziel des Experiments ist die Bestimmung von  $\Delta G/G$ , des Beitrags der Gluonen am Gesamtspin des Nukleons. Des Weiteren sollen die flavour-spezifischen polarisierten Quark-Verteilungsfunktionen  $\Delta q(x)$ , die transversale Spin-Verteilungsfunktion  $\Delta_T q(x)$  und die spin-abhängige Fragmentation  $\Delta D^A_q$  bestimmt werden. Zusätzlich wurde Ende 2004 der Strahl von Myonen auf Hadronen umgestellt um die Polarisierbarkeit von Pionen mit Hilfe des Primakoff-Effekts zu vermessen.

### 3.1 Der Strahl

Als Teilchenstrahl wird ein Strahl von polarisierten Myonen verwendet. Diese haben eine Energie von 160 GeV und entstehen beim Zerfall von Pionen und Kaonen. Um diese Pionen und Kaonen zu erzeugen, wird ein Protonenstrahl mit der Energie von bis zu 400 GeV auf ein 50 cm langes Berylliumtarget gerichtet. Die bei der Streuung der Protonen am Berylliumtarget entstehenden Hadronen, größtenteils Pionen und ein kleiner Anteil Kaonen [15], werden in einem Dipolmagneten abgelenkt und Teilchen mit einem mittleren Impuls von 172 GeV [13] durch Kollimatoren ausgewählt. Auf der danach anschließenden Flugstrecke von ca. 600 m zerfallen etwa 5 % der Pionen und Kaonen zu Myonen und den dazugehörigen Myon-Neutrinos ( $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ). Die so entstandenen Myonen werden durch einen Berylliumabsorber von den restlichen Hadronen getrennt, und durch Dipolmagnete wird ein mittlerer Myonimpuls von 160 GeV selektiert. Der so erhaltene Myonenstrahl hat eine mittlere Strahlintensität von  $4 \cdot 10^7$  Teilchen pro Sekunde und kommt in sogenannten Cycles. Ein Cycle hat eine Wiederholrate von 16,8 Sekunden, wobei während 4,8 Sekunden der Strahl vorhanden ist. Nach diesen 4,8 Sekunden kommen 12 Sekunden Pause. Der Strahl ist fokussiert und hat eine Gesamtbreite auf halber Höhe der Verteilung von  $d_x = 16$  mm in x-Richtung (horizontal) und von  $d_y = 14$  mm in y-Richtung (vertikal) [14]). Dabei stehen x und y senkrecht auf der Flugrichtung z der Myonen. Abb. 3.1 zeigt das Strahlprofil, gemessen vom szintillierenden Faserhodoskop FI02 direkt vor dem COMPASS-Target.



**Abbildung 3.1:** Strahlprofil, gemessen vom szintillierenden Faserhodoskop FI02 (die Graphik wurde entnommen aus [14]).

### 3.2 Die Polarisation des Strahls

Die Polarisation der Myonen kommt durch eine Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung zu Stande, der Paritäts-Verletzung. Reaktionen der schwachen Wechselwirkung sind also nicht spiegelsymmetrisch. Beim Zerfall des Pions bzw. Kaons in ein Myon und ein Myon-Neutrino ist der Spin der beiden Zerfallsteilchen entgegengerichtet, da kein Bahndrehimpuls entstehen kann und die Pionen und Kaonen Spin 0 Teilchen sind. Da die Neutrinos eine sehr kleine Masse haben, ist ihre Helizität festgelegt und beträgt  $H = -1$ . Daraus folgt, dass die Helizität der Myonen  $-1$  sein muß (siehe Abb. 3.2).

Die Abstrahlung der beiden Zerfallsprodukte erfolgt im Ruhesystem des Pions und Kaons isotrop. Der Winkel  $\Theta$  bestimmt damit auch den Impuls des Myons nach der Transformation ins Laborsystem. Da sowohl die Energie als auch die Polarisation der Myonen nach der Transformation ins Laborsystem von  $\Theta$  abhängen [12]

$$P_\mu = \pm \frac{m_{\pi,K}^2 + (1 - 2E_{\pi,K}/E_\mu)m_\mu^2}{m_{\pi,K}^2 - m_\mu^2} \quad (3.1)$$

ist es möglich, eine Polarisation des Strahls durch geeignete Wahl der Pion-, Kaon- und Myonenenergie zu erhalten. Hierbei sind  $E_i$  und  $m_i$  die Energie und die Masse der Teilchens  $i$ . Das  $-$  Zeichen steht für positive, das  $+$  Zeichen für negativ geladene Myonen. Bei einer Pion-Energie von ca.  $E_\pi = 177$  GeV und einer Myonenenergie von ca.  $E_\mu = 160$  GeV erhält man für COMPASS einen Polarisationsgrad von ca.  $-0,78$ . Myonen, die aus dem Zerfall von Kaonen entstehen, besitzen einen höheren Polarisationsgrad von  $-0,99$  für  $E_\mu/E_K = 0,91$ . Der Strahl besteht jedoch nur zu ca. 1% aus diesen Myonen. Eine Simulation der

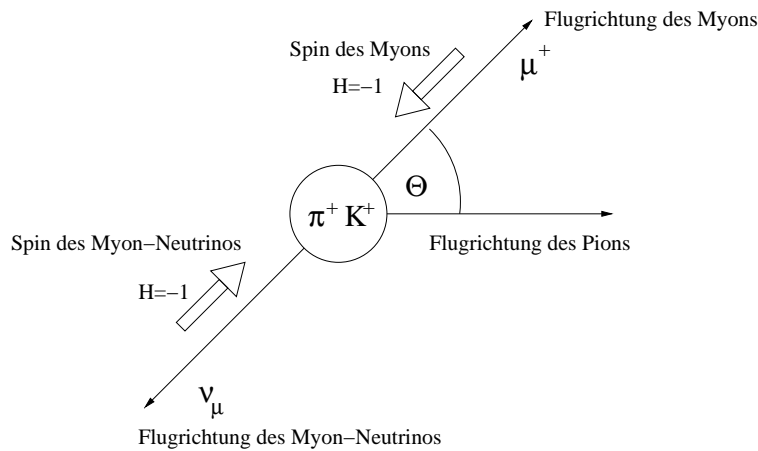


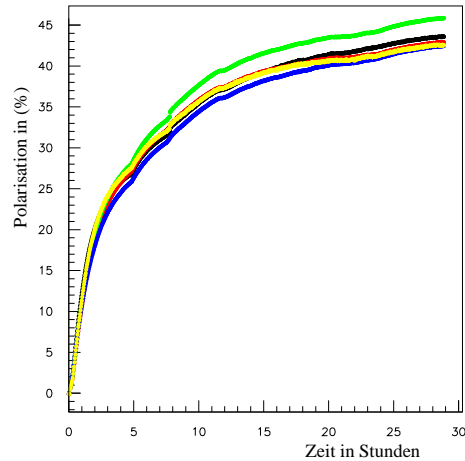
Abbildung 3.2: Zerfall des Pions bzw. Kaons in ein Myon und ein Neutrino.

Polarisation des Strahls ergab einen mittleren Wert für den Polarisationsgrad von  $-0,75 \pm 0,004$  [15].

### 3.3 Das polarisierte Target

Zur Bestimmung der Gluon-Polarisation  $\Delta G$  wird sowohl ein polarisierter Teilchenstrahl, als auch ein polarisiertes Target benötigt. Um eine höhere Luminosität zu erhalten, wird ein Festkörpertarget eingesetzt. Als Material wird  ${}^6\text{LiD}$  verwendet [16]. Der Kern des  ${}^6\text{Li}$  kann dabei als ein gebundenes System, bestehend aus einem  $\alpha$ -Teilchen und einem Deuteron betrachtet werden. Das  $\alpha$ -Teilchen ist ein Spin 0 Teilchen und kann deshalb nicht polarisiert werden. Da die unpolarisierten Anteile bei der Bestimmung der Asymmetrie verschwinden, handelt es sich somit effektiv um ein Deuterium-Target. Um eine hohe Targetpolarisation zu erreichen und diese auch beizubehalten, muß das Target gekühlt werden. Dazu wird ein  ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$  Mischungskryostat verwendet. Das Target wird mittels dynamischer Kernpolarisation (DNP) bei einer Temperatur von 200-300 mK polarisiert [17]. Das Target befindet sich dabei in einem Magneten der Feldstärke 2,5 Tesla. Dieses Feld wird von einem supraleitenden Solenoiden erzeugt und bewirkt, dass die Elektronen und Nukleonen des Targets polarisiert sind. Der Polarisationsgrad der Nukleonen liegt jedoch nur bei etwa 0,5%, wohingegen der der Elektronen bei ca. 99,8% liegt. Durch Einstrahlung eines Mikrowellenfeldes mit passender Frequenz ( $\omega_e \pm \omega_p$ ) erreicht man Übergänge, bei denen der Spin des Elektrons auf den Spin des Kerns übertragen wird. Nach einer gewissen Zeit wird das Elektron wieder durch das äußere Feld polarisiert. Diese Zeit ist kleiner als die Relaxionszeit der Nukleonen, und damit dienen diese Elektronen wieder als Quelle für die Polarisation von Nukleonen. Ist dann die gewünschte Nukleonpolarisation erreicht, so kann man das Mikrowellenfeld abschalten. Daraufhin wird das Target auf ca. 55 mK herabgekühlt. Bei diesen Temperaturen sind die Spineinstellungen dann „eingefroren“. Abb. 3.3

zeigt die Polarisation des  ${}^6\text{LiD}$  Targets (gemessen 2001) als Funktion der Zeit.



**Abbildung 3.3:** Entwicklung der Polarisation des Targets als Funktion der Zeit (verschiedene Messungen überlagert).

Das Target besteht aus zwei Hälften, die entgegengesetzt polarisiert werden. Jede Target-Zelle ist 60 cm lang und der Zwischenraum beträgt 10 cm (Abb. 3.4). Die Polarisation der einzelnen Targetzellen wird etwa dreimal täglich umgekehrt, um falsche Asymmetrien durch zeitliche Fluktuationen in der Spektrometer-Effizienz und leichte Unterschiede in der Menge des Target-Materials in den zwei Zellen auszugleichen.

### 3.4 Der COMPASS-Detektor

Der Detektor-Aufbau ist in Abb. 3.5 dargestellt. Im vorderen Teil des Detektors werden Teilchen nachgewiesen, die kleine Impulse besitzen oder in einen großen Winkel gestreut werden [18]. Der hintere Teil detektiert die Teilchen, die unter einem kleineren Winkel aus dem Target heraustreten oder große Impulse haben. Zur Impulsbestimmung werden 2 Spektrometernagnete (SM1 und SM2) verwendet mit einer Ablenkungsstärke  $\int B \cdot dl$  von ca. 1 Tm und 4,4 Tm. Da der Ablenkungswinkel der Teilchen im Magnetfeld vom Impuls der Teilchen abhängt, ist der Magnet mit der kleineren Feldstärke stromaufwärts aufgebaut, um dort die Teilchen mit einem kleineren Impuls aufzutrennen. Der Detektor ist nicht symmetrisch zur  $z$ -Achse (gestrichelte Linie), da auch die Myonen durch die Magnete abgelenkt werden. Zur Teilchenidentifikation werden mehrere Detektoren verwendet, ein ringabbildender Cherenkov-Detektor (RICH), elektromagnetische Kalorimeter, Hadronkalorimeter, Driftrohre, Iarocci-Tubes und Myon-Wände. Die Spur-Detektoren unterteilen sich sowohl in solche mit kleiner Fläche (SAT) als auch in solche mit großer Fläche (LAT). Von den kleinflächigen Detektoren sind die Silizium-Detektoren und szintillierende Faserhodoskope im Strahl aufgestellt. Die Mikromegas und die GEM-Detektoren sind nahe am Strahl positioniert. Die großflächigen Detektoren, Driftkammern, Driftröhrchen-Detektoren und Vieldraht-Proportionalkammern decken die Flächen etwas weiter entfernt vom Strahl ab.

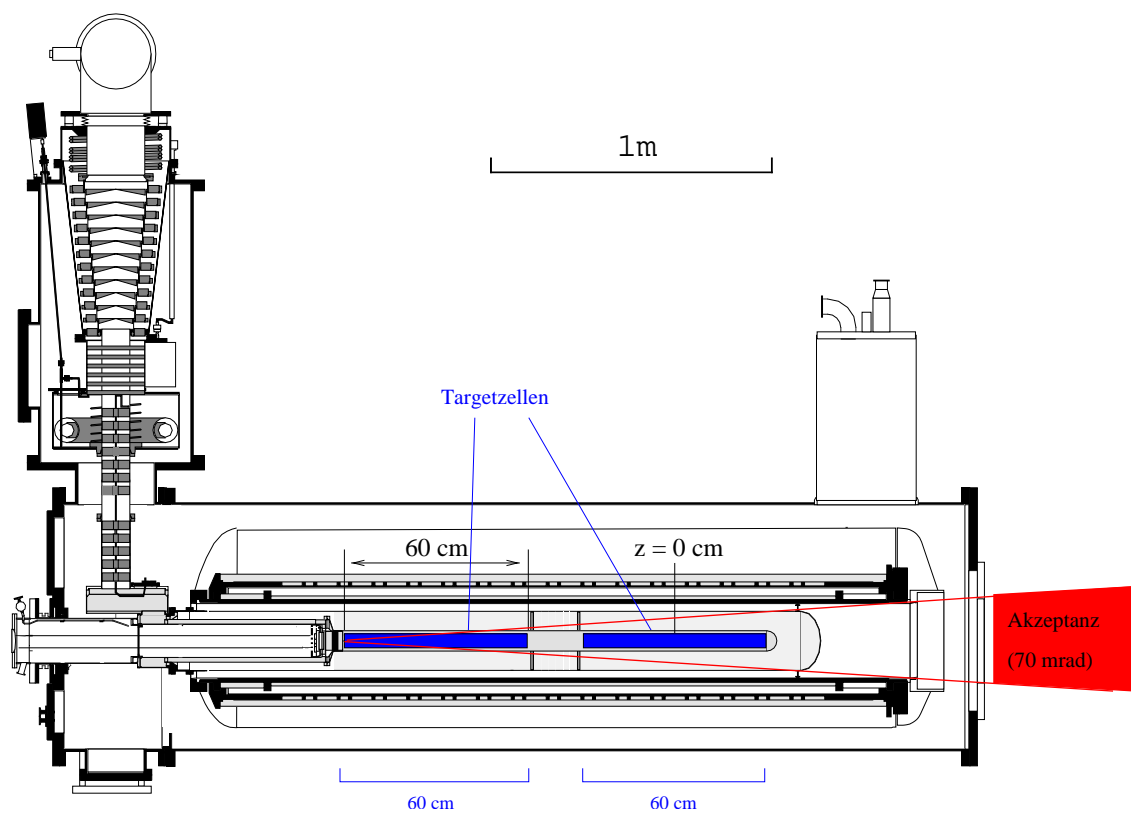


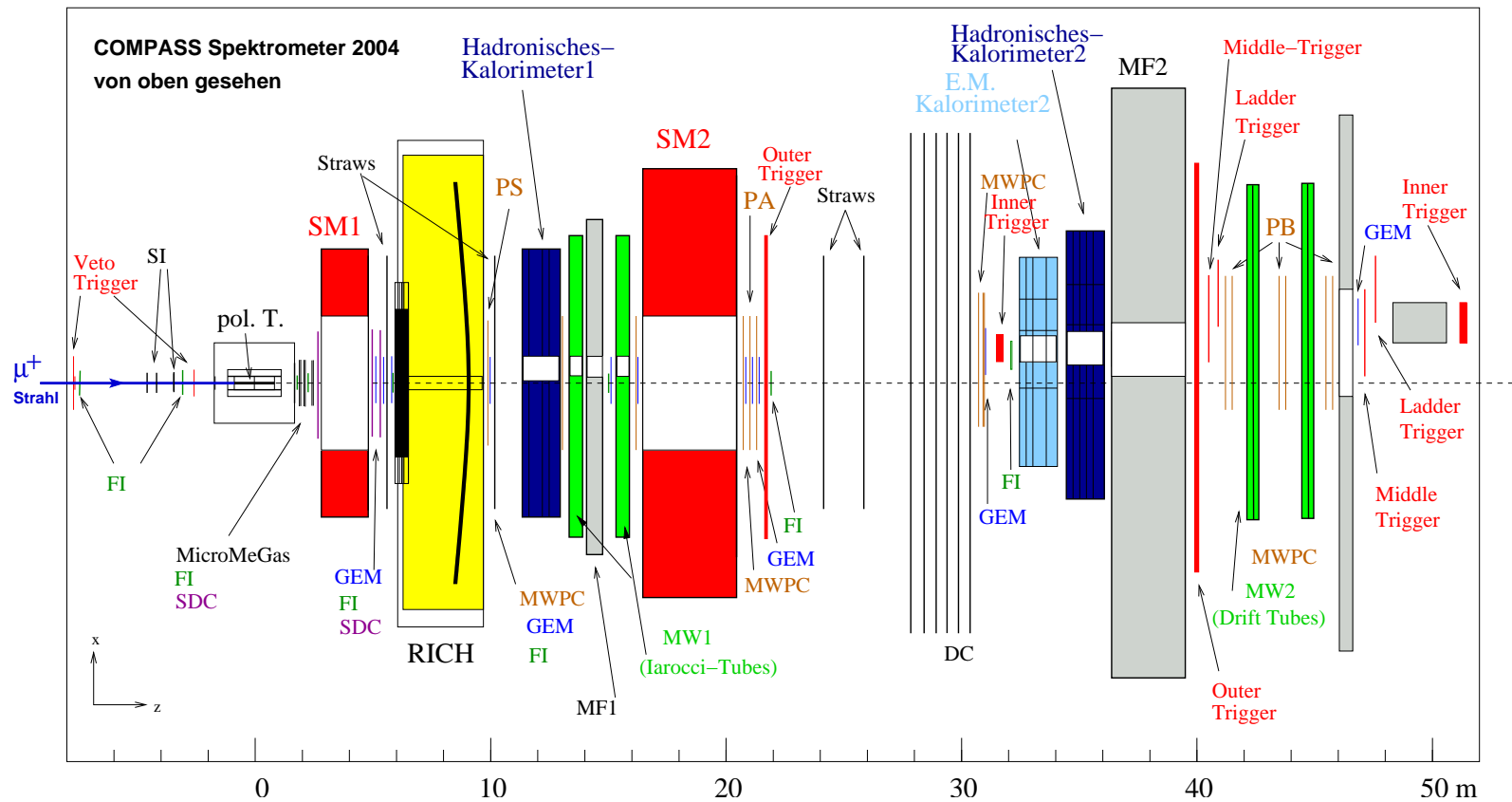
Abbildung 3.4: Das polarisierte Target.

Die hohe Datenrate bei COMPASS erfordert eine Auswahl der interessanten Ereignisse bereits auf einer sehr frühen Stufe der Auslese. Die Einträge der Detektoren werden auf den Frontend-Karten zwischengespeichert. Die Entscheidung, ob ein physikalisches Ereignis stattgefunden hat und ob der Auslese-Mechanismus ausgelöst werden soll, wird vom Trigger-System getroffen. Dabei ist der Nachweis des gestreuten Myons von Interesse. Die Myonen werden mit Hilfe von Hodoskopen nachgewiesen, die hauptsächlich hinter den Myon-Wänden stehen. Diese Detektoren unterteilen sich in die sogenannten inner, ladder, middle und outer Trigger. Die Myonen, die in den verschiedenen Detektoren nachgewiesen werden, unterscheiden sich in der Energie, die sie während des Streuprozesses verloren haben, und damit gehören sie zu unterschiedlichen physikalischen Prozessen. Des Weiteren werden die Hadronkalorimeter 1 und 2 verwendet, um Ereignisse mit Hadron-Kandidaten auszuwählen. Zusätzlich werden Veto-Hodoskope eingesetzt. Die Vetohodoskope stehen vor dem Target und haben die Aufgabe sicherzustellen, dass das nachgewiesene Myon nicht aus dem Halo (Myonen, die sich nicht innerhalb des Strahls befinden) kommt.

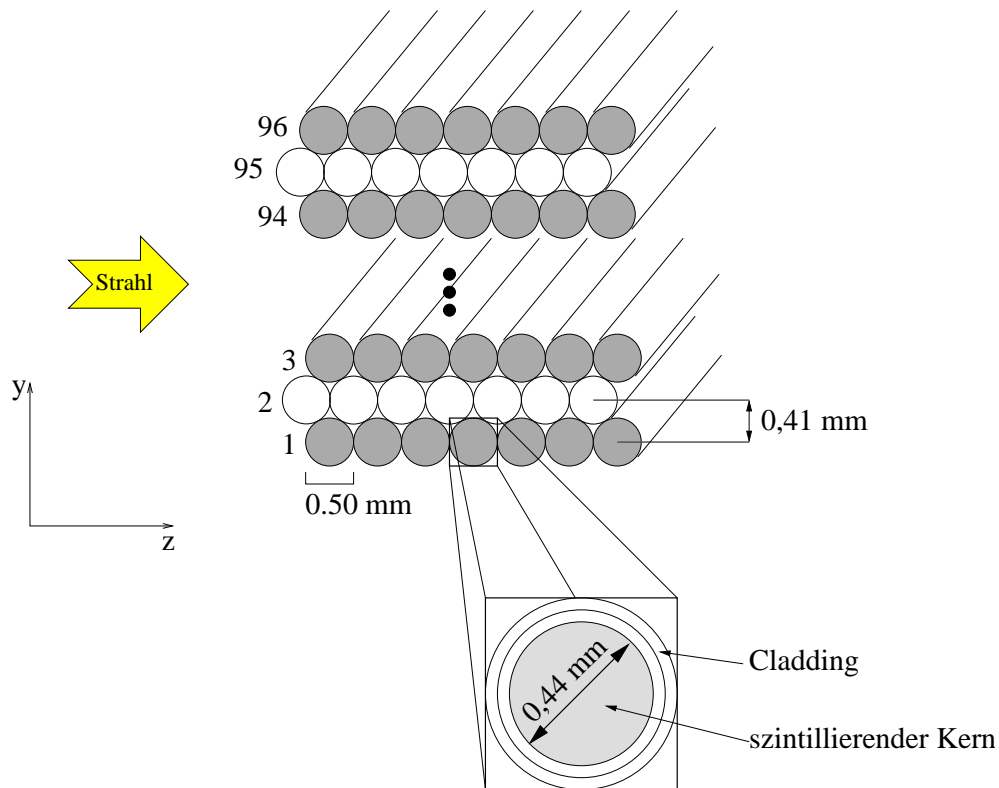
### 3.5 Die szintillierenden Faserhodoskope

Zur Messung der Strahlteilchen werden zur Zeit acht szintillierende Faserhodoskope bei COMPASS verwendet. Fünf von diesen bestehen aus zwei Ebenen, die restlichen bestehen aus jeweils drei Ebenen. Die ersten zwei Hodoskope FI01 und FI02 sind vor dem polarisierten Target, die Hodoskope FI03, FI04, FI05, FI06, FI07 und FI08 sind hinter dem Target positioniert. Zusammen mit den Beam Momentum Stations (BMS) werden sie zur Bestimmung des Impulses der einfliegenden Myonen verwendet. Dabei wird mit Hilfe der Beam Momentum Stations der Betrag des Impulses und mit den szintillierenden Faserhodoskopen die Richtung des Impulses der Strahlteilchen bestimmt. Zur Bestimmung der Luminosität werden die szintillierenden Faserhodoskope FI01 und FI02 verwendet. Diese haben jeweils zwei Projektionsebenen, eine X- und eine Y-Ebene. In der Y-Ebene verlaufen die Fasern waagrecht und in der X-Ebene senkrecht. Jede Ebene besteht aus 96 Schichten zu 7 Fasern (Abb. 3.6). Jede dieser Fasern hat einen Durchmesser von 0,5 mm und der Abstand zwischen den Lagen beträgt 0,41 mm. Die aktive Fläche beider Detektoren beträgt  $(39,4 \times 39,4) \text{ mm}^2$ . Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Myons liegt zwischen 97% (hohe Strahl-Rate) und 100% (niedrige Strahl-Rate) [20]. Die Zeitauflösung ergibt sich zu 370 ps und die Ortsauflösung beträgt  $150 \mu\text{m}$ . Die Z-Koordinate der Y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02 ist  $-288,4 \text{ cm}$ , die des szintillierenden Faserhodoskops FI01 ist  $-758,4 \text{ cm}$  (Abb. 3.7).

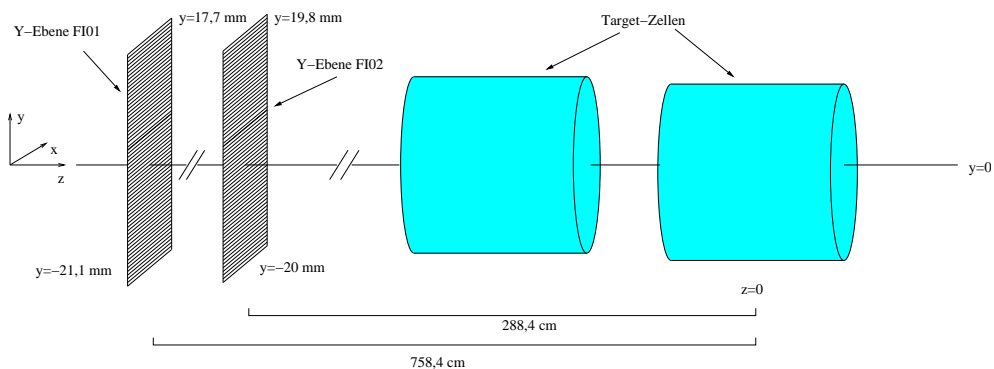
Die szintillierenden Fasern bestehen aus einem szintillierenden Kern (Core), der von einer äußeren Schicht (Cladding) umgeben ist. Die Dicke des Cladding beträgt ca. 10% des Faserdurchmessers und besteht aus ein oder zwei Schichten mit abgestuften Brechungsindizes. Der Kern besteht aus Polystyren, dem ein organisches Szintillatormaterial beigemischt ist. Beim Durchgang von ionisierender Strahlung durch den Kern werden schwach gebundene Elektronensysteme angeregt, die unter Emission von Szintillationslicht im UV-Bereich wieder in den Grundzustand übergehen. Da die Empfindlichkeit gängiger Photomultiplier in einem anderen spektralen Bereich liegt, werden den Fasern eine geringe Menge von Wellen-



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung des COMPASS-Detektors. Der Myonenstrahl verläuft entlang der positiven z-Achse. Das polarisierte Target ist auf der linken Seite dargestellt (pol. T). Der Detektor besteht aus zwei Stufen, die durch die Spektrometermagnete SM1 und SM2 abgetrennt werden. Im Bereich links von SM2 werden Teilchen die einen kleinem Impuls besitzen oder in einen großen Winkel gestreut werden detektiert. Im Bereich rechts von SM2 werden Teilchen mit großem Impuls oder mit kleinem Austrittswinkel aus dem Target nachgewiesen. Die zur Spurrekonstruktion verwendeten Detektoren beinhalten szintillierende Faserhodoskope (FI), Silizium-Streifen-Detektoren (SI), Micromega-Detektoren (MM), GEM-Detektoren (GEM), Driftkammern (SDC, DC), Vieldraht-Proportionalkammern (PS, PA, PB) und Driftröhrchen-Detektoren (Straws). Zur Identifikation der Teilchen werden ein ringabbildender Cherenkov-Detektor (RICH), elektromagnetische Kalorimeter, Hadronkalorimeter, Driftrohre, Iarocci-Tubes und Myon-Wände (MF) verwendet. Des Weiteren sind die Detektoren zum Generieren der Trigger (Veto-Trigger, Inner-Trigger, Outer-Trigger, Middle-Trigger, Ladder-Trigger) eingezeichnet.



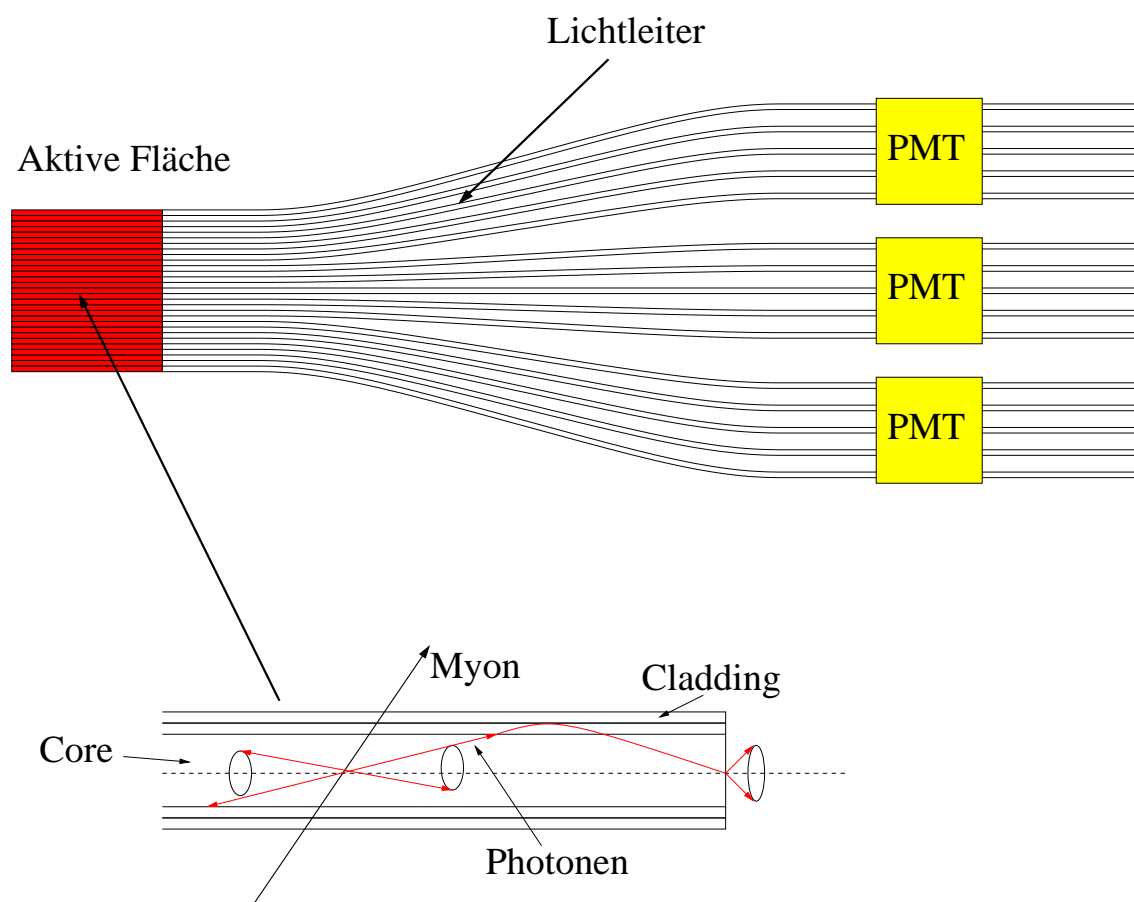
**Abbildung 3.6:** Schematische Struktur der szintillierenden Faserhodoskope. Abgebildet sind 96 Lagen, die aus Fasern bestehen. Zur Definition des Claddings sowie des szintillierenden Kerns ist eine Faser vergrößert dargestellt. Die Strahlteilchen durchqueren das Hodoskop in Richtung der positiven z-Achse.



**Abbildung 3.7:** Abgebildet sind die Y-Ebenen der szintillierenden Faserhodoskope FI01 und FI02 sowie die beiden Target-Zellen. Die Abbildung ist in y-Richtung maßstabsgetreu. Die Z-Koordinate der Y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02 ist  $-288,4$  cm, die des szintillierenden Faserhodoskops FI01 ist  $-758,4$  cm. Des Weiteren sind die Mittelpunkte der ersten und letzten Faser der Hodoskope in y-Richtung angegeben.



längenschiebern beigemischt. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass sie das Szintillatorlicht absorbieren und außerhalb des Absorptionsbereichs des Szintillators emittieren. Das Cladding besteht aus Polymethylmethacrylat (PMMA). Die Brechungsindizes von Core und Cladding sind so angepasst, dass der größte Teil des auf die Grenzflächen (zwischen Cladding und Core) treffenden Lichts durch Totalreflektion in der Faser bleibt. Das Auslesen der Fasern erfolgt mittels Lichtleitern und Photomultipliern (Abb. 3.8). Die Signale der Photomultiplier werden auf Diskriminatoren gegeben, die mit Hilfe der TDC- und Scaler-CMCs ausgelesen werden. Auf die Beschreibung der TDC- und Scaler-CMCs wird im folgenden Kapitel eingegangen.



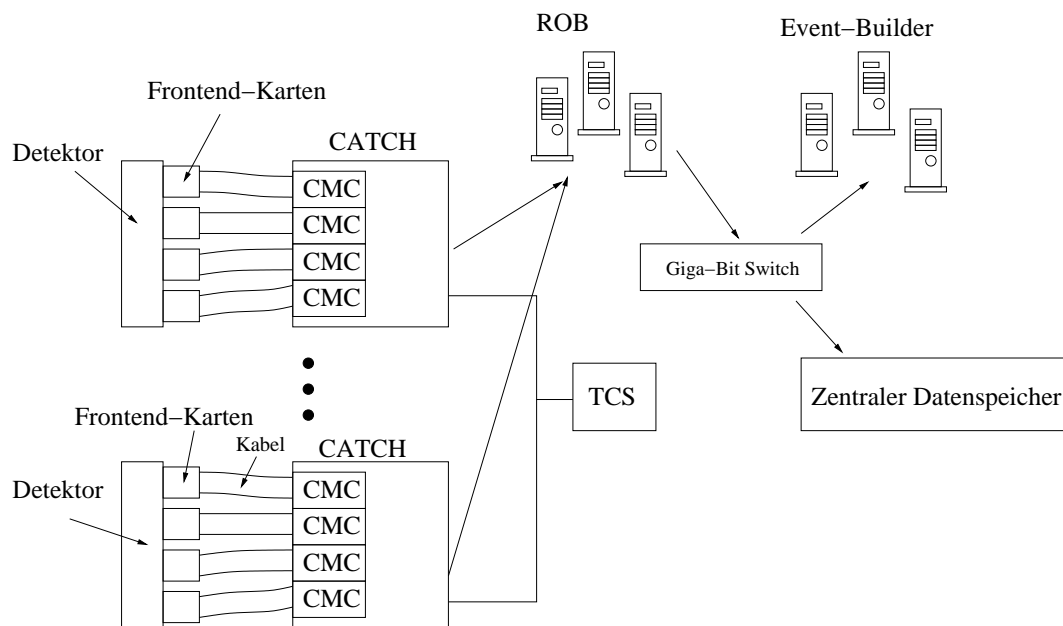
**Abbildung 3.8:** Schematischer Aufbau eines szintillierenden Faserhodoskops. Zu erkennen sind Photomultiplier (PMT), Lichtleiter, die aktive Fläche sowie ein Ausschnitt einer Faser der aktiven Fläche. Beim Durchgang eines Myons durch das Szintillatormaterial der Faser entsteht Szintillatorlicht, das an der Grenzfläche zwischen Szintillatormaterial und Cladding total reflektiert wird.



# Kapitel 4

## Das Auslese-System

Um einer möglichen Erweiterung des Detektors gerecht zu werden, wurde bei COMPASS darauf geachtet, die Elektronik für die Auslese des Experiments möglichst flexibel zu halten [21]. Der Weg der Daten vom Detektor bis zur Datennahme ist in Abb. 4.1 skizziert.



**Abbildung 4.1:** Abgebildet ist die schematische Darstellung des Auslese-Systems bei COMPASS.

Auf der linken Seite sind die Detektoren abgebildet. Direkt an diesen Detektoren werden ihre Einträge durch die sogenannten Frontend-Karten digitalisiert und zwischengespeichert. In der Zwischenzeit wird in der Trigger-Logik entschieden, ob ein physikalisch gewünschtes Ereignis stattgefunden hat. Falls dies der Fall ist, wird im Trigger-Kontroll-System ein Trigger generiert und an die Frontend-Karten übermittelt. Auf den Frontend-Karten werden nun nur die Einträge der Detektoren ausgewählt, die zeitlich mit einem Trigger

korreliert sind und in einem vom Detektor abhängigen Zeitfenster aufgezeichnet wurden. Damit ist es möglich, bei der Datennahme die Hintergrundrate und damit auch die gesamte Datenrate zu reduzieren. Die Daten werden über Aufsteckkarten an das CATCH (COMPASS Accumulate, Transfer and Control Hardware) weitergeleitet. Das CATCH erhält sowohl die Daten der Detektoren als auch die Signale vom Trigger-Kontrollsystem (TCS). Jedem Trigger-Signal wird durch das Trigger-Kontrollsystem eine Ereignisnummer und ein Ereignistyp zugeordnet. Diese Daten werden zusammen mit der Nummer des Spills synchron zur globalen Clock an die CATCH-Module übermittelt. Des Weiteren wird durch das Trigger-Kontrollsystem die globale Clock von 38,88 MHz, das globale Reset-Signal zum Zurücksetzen der Ausleseelektronik, sowie Signale, die den Anfang (BOS) als auch das Ende des Spills (EOS) markieren, zur Verfügung gestellt.

Das CATCH dient nicht nur als Schnittstelle zwischen dem Trigger-Kontroll-System und den Detektoren, sondern wird auch zur Vereinheitlichung der Daten verwendet. Unter der Vereinheitlichung der Daten versteht man, dass alle Daten, wenn sie einmal das CATCH erreicht haben, gleich behandelt werden, unabhängig von welchem Detektor sie ursprünglich gekommen sind. Um dabei den unterschiedlichen Anforderungen der verschiedenen Detektoren gerecht zu werden, kann das CATCH mit verschiedenen Aufsteckkarten bestückt werden. Diese sind die TDC-CMCs, Scaler-CMCs, HOTLink-CMCs und die HOTFibre-CMCs. Die TDC-CMCs werden zum Messen von Zeitdifferenzen zwischen zwei Signalen eingesetzt. Auf den Scaler-CMCs befinden sich je 32 Zähler, die zum Zählen von Signalen verwendet werden und totzeitfrei ausgelesen werden können. Die HOTLink-CMCs und HOTFibre-CMCs werden benötigt, um Front-End-Karten auszulesen, auf denen sich nicht nur Diskriminatoren, sondern auch TDCs (Time-To-Digital-Converter) oder ADCs (Analog-Digital-Converter) befinden. Diese Front-End-Karten liefern ganze Datenworte. Um die Datenworte an das CATCH zu übermitteln, befinden sich auf den Front-End-Karten HOTLink-Sender-Chips. Auf den CMCs befinden sich jeweils 4 HOTLink-Empfänger-Chips. Die Übertragung der Daten kann entweder mit S-UTP 600MHz Kabeln (HOTLink-CMCs) oder optischen Fasern (HOTFibre-CMCs) erfolgen. Auf die TDC-CMC und die Scaler-CMC wird in Kapitel 4.1 und 4.2 näher eingegangen. Die CATCH-Module können mit einer maximalen Rate von 160 MByte pro Sekunde ausgelesen werden. Die Daten werden dabei über S-Link-Kabel zu den Read-Out-Buffern weitergeleitet. Die Eventbuilder gruppieren die Daten der Read-Out-Buffer zu sogenannten Events und schicken die Daten an den zentralen Datenspeicher.

## 4.1 Die TDC-CMC

Die TDC-CMC ist eine Karte, die zum Messen von Zeitdifferenzen zwischen zwei Signalen verwendet wird. Dabei stehen die Abkürzungen TDC für Time-To-Digital-Converter und CMC für Common Mezzanine Card. Auf der TDC-CMC befinden sich vier  $\mathcal{F}1$  Time-To-Digital-Converter-Chips, die an der Universität Freiburg entwickelt wurden und totzeitfrei ausgelesen werden können. Der  $\mathcal{F}1$  Chip kann in drei verschiedenen Modi betrieben werden [22]. Im hochauflösenden Modus beträgt die Auflösung 60 ps, und pro Chip können vier Eingangskanäle ausgelesen werden. Dabei beträgt die Auflösung von Doppelpulsen ca.

20 ns. Im Standard-Modus können pro Chip acht Kanäle mit einer Auflösung von 160 ps ausgelesen werden. Im Latch-Modus hat der  $\mathcal{F}1$  Chip eine Auflösung von ca. 5 ns, wobei jeweils vier Kanäle durch ein logisches Oder zu einem Kanal zusammengefasst werden. Damit ist es möglich, im Latch-Modus mit einem  $\mathcal{F}1$  Chip 32 Kanäle auszulesen. Detektoren mit großen Raten wie die szintillierenden Fasern, Beam Momentum Stations und Triggerhodoskope werden bei COMPASS mit Hilfe der TDC-CMC ausgelesen. Dabei übernimmt die TDC-CMC die Daten von den Frontend-Karten, die Vorverstärker und Diskriminatoren enthalten und direkt an den Detektoren montiert sind (Abb. 4.1). Als Eingangspegel können sowohl LVDS- als auch LVPECL-Signale verwendet werden.

## 4.2 Die Scaler-CMC

Die Scaler-CMC ist ein Modul, das 32 Zähler enthält und eigens für das COMPASS-Experiment entwickelt worden ist [23]. Ihr Herzstück besteht aus einem programmierbaren Chip, einem FPGA (Field Programmable Gate Array). Wie bei der TDC-CMC befinden sich auch hier jeweils vier CMCs auf einem CATCH, und für die Eingangssignale kann sowohl LVDS als auch LVPECL verwendet werden. Bei COMPASS werden Detektoren wie die szintillierenden Faserhodoskope von den Scaler-CMCs ausgelesen. Dabei erhält die Scaler-CMC ihre Daten von den Frontend-Karten mittels Twisted-Pair-Kabeln. Pro Scaler-CMC können 32 Kanäle ausgelesen bzw. gezählt werden. Die einzelnen Zähler werden bei jedem Trigger ausgelesen, wobei der zeitliche Abstand zwischen zwei Triggern mindestens 50ns betragen muss. Das Besondere an der Scaler-CMC ist einerseits die hohe Rate (250 MHz), mit der die Zähler betrieben werden können, andererseits die Eigenschaft der totzeitfreien Auslese. Zusätzlich wurden weitere Einrichtungen im Design des Zählers implementiert. Diese beinhalten die Möglichkeit einer Gate-Funktion um die Totzeit des Datennahme-Systems bei COMPASS bei der Bestimmung der Rate zu berücksichtigen. Des Weiteren können die Daten auf der Scaler-CMC verzögert werden, um die durch die Größe des Experiments und durch die Elektronik bedingte verspätete Ankunft des Triggers an der Scaler-CMC zu berücksichtigen. Außerdem gibt es noch die Möglichkeit der Auslese des sogenannten Detektor-Patterns, d.h. einer Liste der Eingangskanäle, die ein Signal vom Detektor bekommen haben.

### 4.2.1 Das Prinzip des Zählers

Das Problem bei herkömmlichen Zählern ist die Auslese. Üblicherweise wird beim Leszugriff der Wert des Zählers in ein weiteres Register geschrieben um ihn von dort aus weiterverarbeiten zu können. Dies hat jedoch den Nachteil, dass unter Umständen ein Auslesesignal gleichzeitig zum Hochzählen des Zählers kommen kann. Da nicht alle Flip-Flops im Zähler gleichzeitig schalten, kann somit ein falscher Wert an das Register übergeben werden. Dieser Fehler kann bei einem binären Zähler im schlimmsten Fall  $2^N$  betragen, wobei N die Tiefe des Zählers in Bits bedeutet. Dieses Problem soll folgendes Beispiel nochmals verdeutlichen. Ein drei Bit tiefer binärer Zähler sei im Zustand 011. Bei der nächsten Signal-Flanke schaltet der Zähler schrittweise auf 100, indem zuerst das erste Bit von 1 auf 0 (010), dann das zweite Bit von 1 auf 0 (000) und dann das dritte Bit von 0 auf

1 (100) geschaltet wird. Kommt das Signal zur Auslese des Zählers zu einem Zeitpunkt, an dem das zweite Bit schon geschaltet, das dritte Bit jedoch noch nicht geschaltet ist, so liest man 000 statt 100 aus. Im Dezimalsystem bedeutet das, dass man eine 0 anstatt einer 8 ausliest. Der Fehler durch die Auslese beträgt somit  $2^3 = 8$ . Des Weiteren zeigt dieses Beispiel auch, dass bei großen Zählern, d.h. bei Zählern mit einer großen Anzahl von Bits  $N$ , die Zeit, die der Zähler bei einer Erhöhung benötigt um alle Bits zu schalten, größer ist als bei kleinen Zählern. Um dieses Problem zu umgehen, wurden beim Design der Scaler-CMC ein Zähler und ein 32 Bit tiefer Addierer hintereinander geschaltet. Dabei ist der Zähler ein kleiner, 4 Bit tiefer, schneller Vorzähler, der mit dem Johnson-Code (Kap. 4.2.2) versehen ist. Eine weitere Möglichkeit wäre, den Zähler für den Zeitpunkt der Auslese anzuhalten. Dadurch kann der Fall, dass Bits falsch ausgelesen werden, nicht mehr eintreten. Der Nachteil bei dieser Methode besteht jedoch darin, dass der Zähler während des Zeitintervalls der Auslese nicht mehr weiterzählt und man bedingt durch die Auslese eine Totzeit erhält.

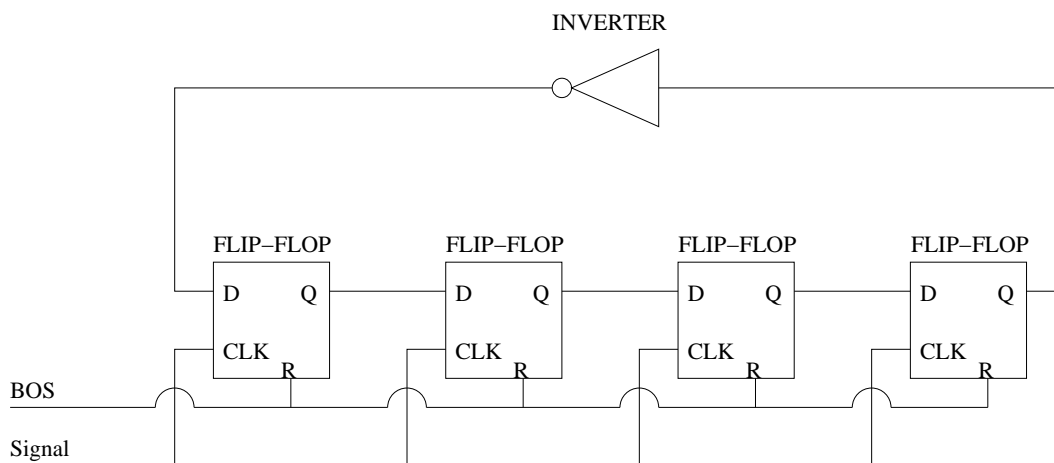
#### 4.2.2 Der Johnson-Counter

Für den Vorzähler wurde ein 4-Bit tiefer Johnson-Counter verwendet (siehe Abb. 4.2). Er besteht im Falle der Scaler-CMC aus 4 Flip-Flops, einem Inverter und einem externen Signal-Eingang. Bei einer steigenden Signal-Flanke wird der Zustand, der an den Datenpins D der Flip-Flops anliegt, an die Ausgänge Q übergeben. Die Ausgänge Q bleiben in diesem Zustand, bis die nächste Signal-Flanke am CLK-Eingang der Flip-Flops anliegt und wiederum die Zustände der Ausgänge Q durch die Zustände der Eingänge D überschrieben werden. Damit der Johnson-Counter zu Beginn in einem definierten Zustand ist, müssen die Flip-Flops initialisiert werden. Hierfür dient im Experiment das BOS-Signal, das den Zähler auf 0 setzt. Der zum Johnson-Counter gehörige Code ist in Tabelle 4.1 abgebildet. In der 1. Spalte befinden sich Dezimalzahlen, wohingegen in der zweiten der dazugehörige Johnson-Code abgebildet ist. Bei jedem Hit im Detektor wird der Johnson-Counter somit um eins erhöht und braucht 8 Signale für einen Umlauf. Außerdem sieht man an der Darstellung des Johnson-Codes, dass sich beim Übergang jeder Zahl zu der ihr folgenden immer nur ein Bit ändert. Damit ergibt sich ein maximaler Fehler beim Auslesen des Johnson-Counters von  $\pm 1$ . Das Auslesen des Vorzählers erfolgt bei jeder Clock-Flanke, und der Zählerstand wird an ein Ausleseregister übermittelt. Ab hier erfolgt die weitere Verarbeitung der Daten synchron zur Clock (siehe Kap. 4.2.3). Damit ist gewährleistet, dass obiger Fall, d.h. das falsche Auslesen mehrerer Bits zum Zeitpunkt des Triggers, nicht eintreten kann, sofern die Zeit, die der Addierer benötigt, um alle Bits zu schalten, kleiner als  $1/\text{Clock-Frequenz}$  ist. Die Frequenz der Clock beträgt 38,88 MHz. Dies ist ausreichend um zwischen zwei Clock-Flanken alle Bits des 32 Bit tiefen Addierers zu schalten. Durch die Frequenz der Clock ist auch die maximale Rate  $R_{Max}$  gegeben, in der der Zähler betrieben werden kann, denn der Vorzähler sollte zwischen zwei Clock-Flanken nicht mehr als 7 mal erhöht werden.

$$R_{Max} = \frac{7}{25,7\text{ns}} = 272,4\text{MHz} \quad (4.1)$$

Dezimal-Code	Johnson-Code
0	0000
1	1000
2	1100
3	1110
4	1111
5	0111
6	0011
7	0001

**Tabelle 4.1:** Abgebildet sind die Zahlen von 0 bis 7 einerseits im Dezimalsystem (linke Spalte) und andererseits die dazugehörigen Bit-Muster des Johnson-Codes (rechte Spalte).



**Abbildung 4.2:** Das schematische Design des Johnson-Counters. Abgebildet sind 4 Flip-Flops, ein Inverter und zwei Eingangssignale (BOS und Signal). Bei einer steigenden Flanke des Signals wird bei jedem der Flip-Flops der Wert, der an den Dateneingängen D anliegt, an die Datenausgänge Q übergeben. Die Ausgänge der Flip-Flops bleiben in diesem stationären Zustand, bis eine nächste steigende Flanke des Signals am CLK-Eingang anliegt, worauf wiederum die Werte der Eingänge D an die Ausgänge Q übergeben werden.

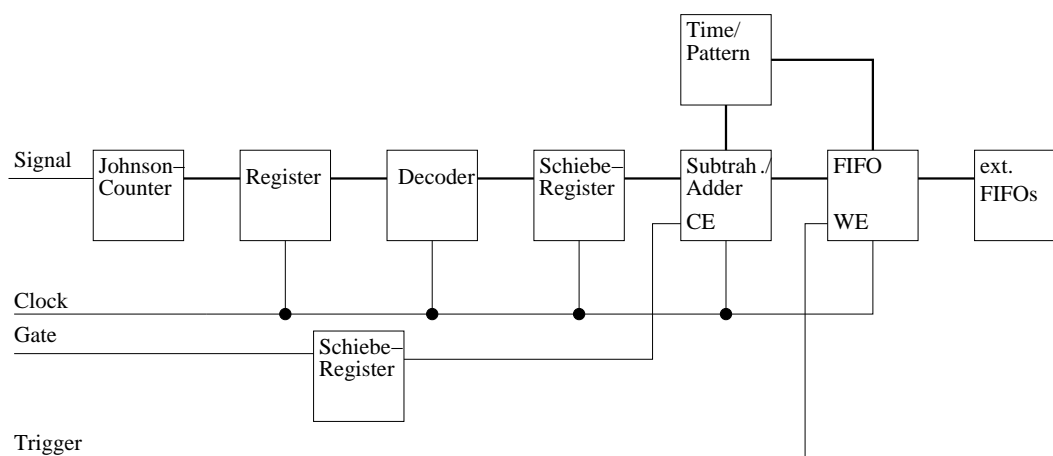
### 4.2.3 Gate- und Datenverzögerung

Der gesamte Zählmechanismus für einen Zähler der Scaler-CMC ist in Abb. 4.3 dargestellt. Die einzelnen Bestandteile des Zählers werden durch Quadrate symbolisiert. Das erste Quadrat von links symbolisiert den Johnson-Counter. Der Zählerstand des Johnson-Counters wird bei jeder Clock-Flanke in das darauffolgende Register geschrieben. Der Wert des Registers wird bei der nächsten Clock-Flanke dekodiert, d.h. der Johnson-Code aus Tabelle 4.1 wird in einen binären Zahlen-Code umgewandelt. Nach dem Decoder wird der Wert in ein 120 Stufen tiefes programmierbares Schieberegister geschrieben, mit dem eine Datenverzögerung erreicht werden kann. Da bei COMPASS der Trigger ca. 800 ns nach den Daten an der Scaler-CMC anliegt, ist es möglich durch geeignete Wahl der Tiefe des Schieberegisters die Triggerverzögerung auszugleichen. Nach dem Schieberegister gilt es, die Differenz der Werte des Vorzählers an zwei aufeinanderfolgenden Clock-Flanken zu bestimmen. Dies wird mit einem Subtrahierer erreicht. Beim nächsten Clocktakt wird diese Differenz zum alten Wert im Hauptzähler addiert. Hier lässt sich auch sehr leicht die Gate-Funktion und die Auslese des Detektor-Patterns implementieren. Für die Gate-Funktion bewirkt dies, dass der Zähler nur dann die Differenz zum alten Zählerstand addiert, wenn kein Gate-Signal am CE-Eingang anliegt. Um das Detektor-Pattern zu erhalten kann ebenfalls die Differenz verwendet werden. Ist diese ungleich Null, so bedeutet dies, dass in den letzten 25 ns mindestens ein Teilchen in dem für den konkreten Zähler zugeordneten Bereich des Detektors nachgewiesen wurde. Die Auslese des Addierers und des Detektor-Patterns erfolgt wiederum synchron zur Clock, wobei das Auslesesignal durch den Trigger gegeben wird, der am WE-Eingang (write-enable-Eingang) des FIFOs anliegt. Dabei steht FIFO für „first in - first out“ und bedeutet, dass die Daten, die als erstes ins FIFO geschrieben werden, auch als erstes wieder herausgegeben werden. Zusätzlich wird hier die Anzahl der Clock-Takte zwischen dem Zeitpunkt des BOS-Signals und dem Zeitpunkt des Triggers ausgegeben. Dadurch lässt sich mit Hilfe der Clock-Frequenz von 38,88 MHz die Zeitdifferenz zwischen BOS-Signal und Trigger bestimmen. Zählerstand, Detektor-Pattern und Anzahl der Clock-Takte werden in ein im FPGA implementiertes, 16 Worte tiefes FIFO geschrieben. Dort werden die Daten zwischengespeichert und zu einem späteren Zeitpunkt an externe FIFOs übergeben, die wiederum vom CATCH ausgelesen werden.

### 4.2.4 Die Programmierung des Zählers

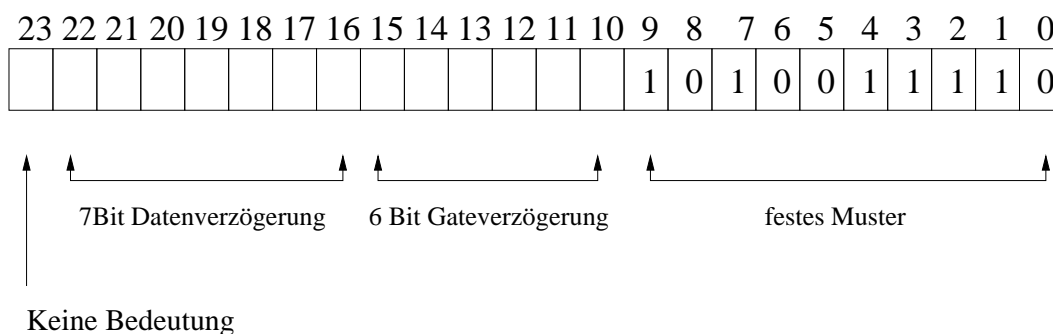
Die Einstellung der Trigger- und der Gate-Verzögerung erfolgt mittels einer seriellen Programmierung. Dabei wird vom CATCH ein Datenwort von 24 Bit mit einer Frequenz von 9,72 MHz an die Scaler-CMC übergeben. Diese seriellen Daten werden im FPGA zu parallelen Daten umgewandelt und in Register geschrieben. Diese Register bestimmen die Tiefe der beiden Schieberegister für die Trigger- und Gateverzögerung. Die Bedeutung der 24 Bits ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die ersten 10 Bit von rechts sind Kontrolldaten für den FPGA. Wenn diese Daten erkannt werden, gilt die Programmierung als gelungen. Falls ein Fehler bei der Datenübertragung geschehen ist, wenn also eines oder mehrere dieser 10 Bit falsch gesetzt wurden, so beginnt die LED L zu blinken. Bit 10 bis 15 enthalten die Länge des Schieberegisters für die Gateverzögerung, Bit 16 bis 22 die Länge des Schieberegisters





**Abbildung 4.3:** Abgebildet ist das Prinzip des Zählers. Die Quadrate symbolisieren die einzelnen Bestandteile des Zählmechanismus. Signal, CLK, Gate und Trigger stehen für die verschiedenen Datenleitungen.

für die Datenverzögerung. Bit 23 hat keine Bedeutung. Zur Kontrolle, ob die Bits für die Daten- und Gate-Verzögerung das richtige Datenwort beinhalten, wird LED I verwendet. Hier werden die Bits 23 bis 10 der Reihe nach angezeigt. Langes Aufblinken der LED bedeutet eine 1, kurzes eine 0. Nachdem alle Bits durchlaufen wurden, wird eine längere Pause generiert, in der die LED nicht blinkt. Nach dieser Pause werden die einzelnen Bits wieder der Reihe nach angezeigt.

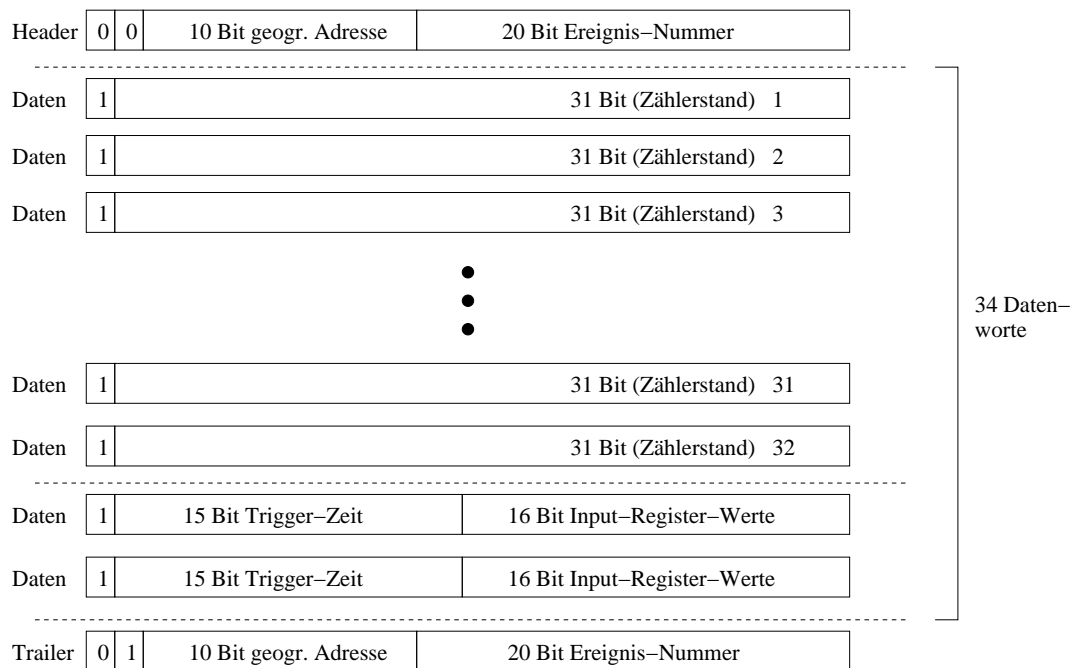


**Abbildung 4.4:** Interpretation des 24-Bit-Datenwortes.

### 4.2.5 Die Datenstruktur

Damit die Zähler-Daten später richtig interpretiert werden können, müssen die Datenworte in einem festen Format ausgegeben werden. Abb. 4.5 zeigt die Struktur des Formats.

Jedes Datenwort besteht aus 32 Bit und wird seriell an das äußere FIFO übergeben. Begonnen wird die Datenübermittlung mit einem Header-Wort. Gekennzeichnet ist dieses Wort dadurch, dass die ersten beiden Bits, von links gesehen, Null sind. Nach diesen beiden Bits



**Abbildung 4.5:** Die Datenstruktur, die von der Scaler-CMC generiert und an ein externes FIFO übergeben wird.

kommen 10 Bits mit der geographischen Adresse und danach 20 Bits mit der Ereignisnummer. Nach dem Header-Wort werden 32 Datenwörter mit den Zählerständen ausgegeben. Diese sind dadurch gekennzeichnet, dass das *Most Significant Bit* (MSB) Eins ist. Das *Most Significant Bit* ist dasjenige, welches bei der Darstellung im Binärsystem ganz links steht. Nach den Zählerständen kommen zwei Wörter, die sowohl die Zeit, als auch das Pattern des auszulesenden Detektors zum Zeitpunkt des Triggers angeben. Das *Most Significant Bit* dieser beiden Wörter ist ebenfalls durch eine Eins gekennzeichnet. Nach dem MSB kommen jeweils 15 Bit, die die Zeit des Triggers in Clock-Takten enthalten. Die letzten 16 Bits geben jeweils das Pattern an, wobei im ersten Datenwort das Pattern für die Kanäle 1 bis 16, im zweiten Datenwort das Pattern der Kanäle 17 bis 32 stehen. Als letztes Datenwort wird der sogenannte Trailer übermittelt, der durch eine Null im ersten und eine Eins im zweiten Bit gekennzeichnet ist. Wie beim Header sind die darauffolgenden 10 Bits die geographische Adresse, gefolgt von 20 Bit, die für die Ereignis-Nummer zur Verfügung stehen.

#### 4.2.6 Die Genauigkeit des Zählers

Die Genauigkeit des Zählers ist einerseits gegeben durch den Fehler beim Auslesen des Johnson-Counters ( $\pm 1$ ) und andererseits durch die Frequenz der Clock, die die Auslese des Johnson-Counters triggert. Diese Clock hat eine Frequenz von 38,88 MHz, d.h. der maximale Fehler bei einer mittleren Rate von  $R$  Ereignissen pro Sekunde in einer Zone eines Detektors, die einem Zähler zugeordnet wird, beträgt:

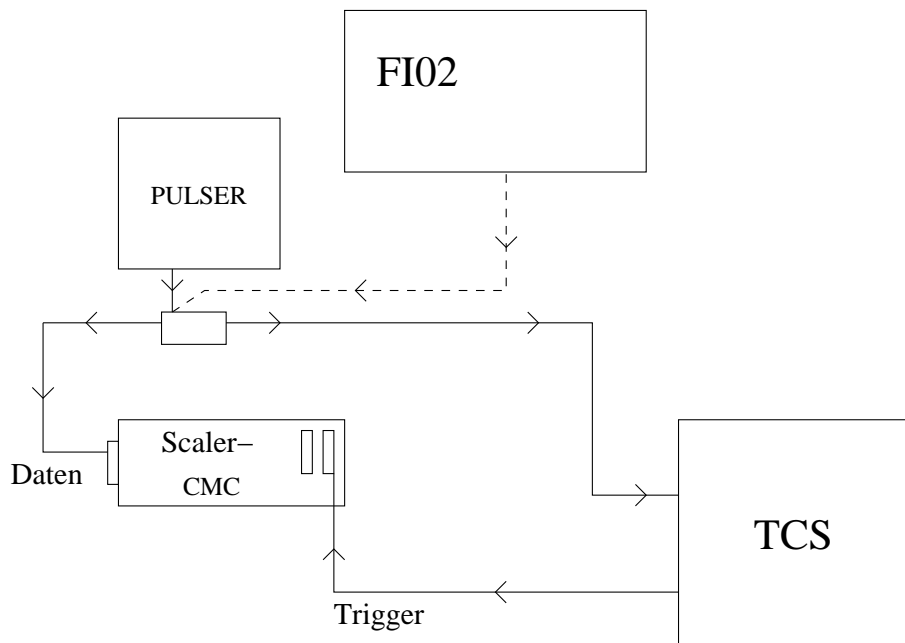
$$\text{Fehler} = \pm \frac{R}{38,88\text{MHz}} \quad (4.2)$$

Für das COMPASS Experiment bedeutet dies einen Fehler von  $\pm 0,5$  bei einer maximalen Rate von  $2 \cdot 10^7$  Myonen pro Sekunde pro Zähler. Dies bedeutet, dass der gesamte Fehler bei jedem Auslesen maximal ( $\pm 1$ ) beträgt. Man könnte jetzt dazu geneigt sein zu denken, dass der Fehler folglich am Ende eines Spills von 4 Sekunden bei einer mittleren Triggerrate von 10 kHz  $\pm 40000$  beträgt. Dies ist jedoch nicht der Fall, da sich der obige Fehler von  $\pm 1$  nur auf den ausgelesenen Zählerstand bezieht, nicht jedoch auf den internen Zählerstand im Zähler selbst. Dieser interne Zählerstand aber ist von der Auslese unabhängig, und deswegen beträgt der Fehler bei jedem Trigger unabhängig vom Auslesezeitpunkt  $\pm 1$ .

#### 4.2.7 Die Einstellung der Verzögerung

Zum Einstellen der Daten- und Gateverzögerung der Scaler-CMC wurde ein Pulser verwendet. Dieser wurde genau an der Stelle im Experiment eingebaut, an der sich die Signale des szintillierenden Faserhodoskops FI02 aufteilen. Die Pulse werden von dort aus einerseits zum TCS-System, andererseits zur Scaler-CMC geleitet. In Abb. 4.6 ist dies schematisch dargestellt. Die Scaler-CMC soll so eingestellt werden, dass sowohl das Gate als auch die Daten zum richtigen Zeitpunkt in Bezug auf den Trigger an der CMC anliegen. Dazu wurde bei gleichzeitiger Datennahme sowohl die Verzögerung des Gates als auch die Triggerverzögerung schrittweise durchgeföhren. Betrachtet man das Detektor-Pattern, kann man erkennen, dass für eine bestimmte Einstellung der Datenverzögerung die entsprechenden Bits logisch 1, sonst logisch 0 sind. Dies ist die gewünschte Einstellung für die Datenverzögerung, denn dann ist gewährleistet, dass der Trigger und die Daten zum selben Zeitpunkt am FIFO des Zählers anliegen. Für die Gateverzögerung fährt man analog fort. Beim Betrachten der Daten ist eine Schwelle zu beobachten, die sich folgendermaßen erklären lässt (siehe auch Abb. 4.7): Wenn die Verzögerung des Gate-Signals zu kurz ist, liegt das Signal zu früh an. Aus diesem Grunde werden dann keine Zählerstände an das FIFO übergeben. Entsprechendes gilt für eine zu lange Verzögerung des Gate-Signals. Hier werden die Zählerstände immer an das FIFO übergeben. Die richtige Einstellung erhält man, wenn man die Gate-Verzögerung auf einen Wert in der Nähe der beobachteten Schwelle setzt, so dass die Daten immer an das FIFO übergeben werden.

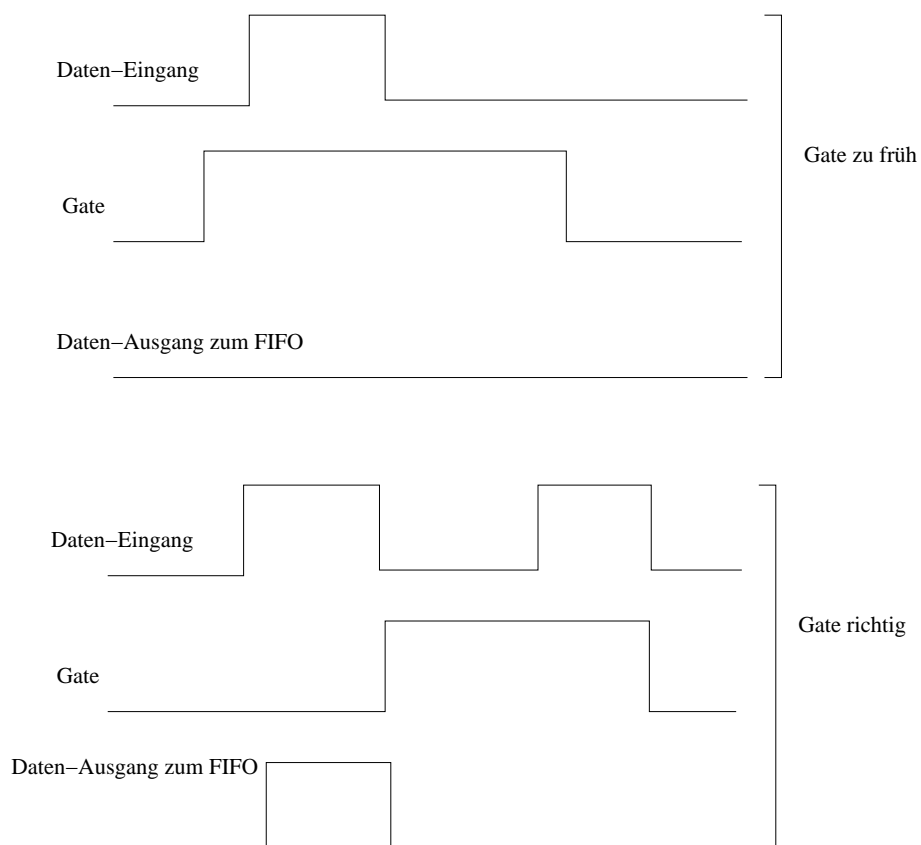
Als Ergebnis der Messung ergab sich für die Gate-Verzögerung ein Wert von 875 ns und für die Datenverzögerung ein Wert von 850 ns.



**Abbildung 4.6:** Kalibrierung des Zählers: Abgebildet ist der Aufbau zur Einstellung der Daten- und Gateverzögerung. Die gestrichelte Linie symbolisiert die Verbindung zwischen dem szintillierenden Faserhodoskop FI02 und der Stelle, an der das Signal im Experiment aufgeteilt und zum einen zur Scaler-CMC, zum anderen zum Trigger-Kontrollsystem (TCS) geleitet wird.

### 4.3 Das 1-64 NIM-LVDS Verteilerboard

Zur besseren Bestimmung der Trigger-Zeit bei COMPASS und zum Testen der Scaler- und TDC-CMCs ist das Verteilerboard entwickelt worden. Dieses Modul wandelt ein NIM-Eingangssignal in 64 LVDS-Ausgangssignale um (zur Definition der Signal-Pegel siehe Kap.(4.3.1)). Diese Ausgangssignale können auf die Eingänge der Scaler- und TDC-CMCs gegeben werden. Die Bestimmung der Trigger-Zeit bei COMPASS erfolgt mittels der TDC-CMCs. Um den statistischen Fehler, der durch den Versatz zwischen verschiedenen Kanälen und dem Time-Jitter der Pulse gegeben ist, zu verringern, wird das Signal aufgeteilt und von mehreren  $\mathcal{F}1$ -Chips vermessen. Der Time-Jitter ist definiert durch die zeitliche Streuung der gemessenen Puls-Zeiten. Aus diesen Zeiten wird der Mittelwert und der Fehler bestimmt. Das Aufspalten des Signals erfolgt im Augenblick bei COMPASS in mehreren Schritten. Das ursprüngliche Signal, das vom Trigger generiert wird, ist im NIM-Standard gegeben. Dieses wird durch einen Pegel-Wandler in TTL-Signale umgewandelt. Die TTL-Signale werden in einer 1-to-64 TTL to LVPECL Fanout-Einheit in 64 Kanäle aufgeteilt und in LVPECL-Signale umgewandelt. Die Signale werden auf die TDC-CMCs gegeben. Durch das häufige Wandeln der Signal-Pegel und durch das Durchlaufen mehrerer NIM-Einschubmodule ergibt sich ein großer Time-Jitter sowie ein großer zeitlicher Versatz zwischen den einzelnen Kanälen am Ausgang der 1-to-64 TTL to LVPECL Fanout-Einheit [34]. Damit ergibt sich ein großer Fehler bei der Bestimmung der Zeit. Um dies zu verbessern



**Abbildung 4.7:** Abgebildet sind zwei Fälle für die Einstellung des Gates. In der oberen Einstellung kommt das Gate-Signal zu früh. Dies bedeutet, dass keine Zählerstände an das FIFO übergeben werden, obwohl ein Eingangssignal angelegen hat. In der unteren Einstellung ist die Verzögerung des Gate-Signals richtig eingestellt. Der Zählerstand wird an das FIFO übergeben. Während des Experiments werden zusätzliche Eingangssignale innerhalb der Zeit, in der das Gate logisch 1 ist, nicht gezählt, um die Totzeit der Datennahme zu berücksichtigen (zweiter Eingangspuls in der unteren Einstellung).

wurde das Verteilermodul gebaut. Die Vorgaben für die Planung des Moduls waren, dass dieses Modul NIM-Signale als Eingangssignale akzeptieren sollte. Diese sollen auf dem Modul in 64 differentielle LVDS-Signale umgewandelt werden. Dabei soll der zeitliche Versatz am Ausgang des Moduls zwischen verschiedenen Kanälen kleiner als 300 ps sein. Des Weiteren soll es möglich sein, gerade und ungerade Ausgangskanäle freischalten oder sperren zu können. Diese Eigenschaft ist notwendig, um die Scaler- und TDC-CMCs testen zu können. Dadurch ist es möglich gerade oder ungerade Kanäle der CMCs zu testen. Gibt man auf eine CMC z.B. nur Signale auf geraden Kanälen und erhält man beim Auswerten der Daten auch Signale auf den ungeraden Kanälen, so befindet sich ein Kurzschluss auf dem Modul. Dies liegt an den Chips, die auf den CMCs verwendet wurden. Meist liegen gerade und ungerade Kanäle auf benachbarten Beinchen der Chips. Hier ist möglich, dass sich zwischen zwei Beinchen zu viel Lötzinn befindet und damit ein Kontakt zwischen beiden hergestellt wird. Des Weiteren kann das Verteilerboard verwendet werden um die unterschiedlichen Laufzeiten auf den TDC-CMCs, bei deren Entwicklung nicht auf Signallaufzeiten geachtet wurde, zu vermessen. Im Folgenden soll die Entwicklung des Moduls und das Testen des Moduls beschrieben werden. Die Schaltpläne befinden sich in Anhang B.

### 4.3.1 Die Entwicklung des Moduls

Die Anforderungen bei der Entwicklung des Moduls waren einerseits der geringe zeitliche Versatz kleiner 300 ps der Ausgangspulse, andererseits die Umwandlung vom NIM-Pegel auf LVDS. In Tabelle (4.2) sind die Pegel für NIM, ECL, LVPECL, LVTTL und LVDS dargestellt.

	NIM	ECL	LVPECL	LVTTL	LVDS
Logisch 1	-14 mA bis -18 mA	-1,75 V	2,4 V	$\geq 2,4$ V	$\geq 1,2$ V
Logisch 0	-1 mA bis 1 mA	-0,9 V	1,6 V	$\leq 0,5$ V	$\leq 0,8$ V

**Tabelle 4.2:** Zur Definition der logischen Pegel. Abgebildet sind die Werte des Stroms in mA für logisch 1 und logisch 0 beim NIM-Standard sowie die Spannungen in V für logisch 1 und logisch 0 für den ECL-, LVPECL-, LVTTL- und LVDS-Standard.

Da es keine Chips zur Umwandlung von NIM in LVDS gibt, erfolgt die Umwandlung in mehreren Schritten. Abb. 4.8 zeigt das Blockschaltbild des Verteilermoduls. Zuerst werden die NIM-Signale am Eingang (TRG., ENA GER. und ENA UNGER.) mit Hilfe eines Transistors in ECL-Signale umgewandelt. Diese werden durch einen Chip (MC100LVEL90) in LVPECL-Signale umgewandelt, welche wiederum vor den Ausgangs-Steckern (MAX9154) in LVDS-Signale umgewandelt werden. Die Vervielfältigung des Eingangssignals in 64 Ausgangssignale erfolgt in 2 Stufen. Zuerst wird das Signal acht mal vervielfältigt (MC100LVE111). Diese Signale müssen jeweils nochmals auf acht weitere Chips gegeben werden, die jeweils das Signal nochmals acht mal vervielfältigen. Hierbei ergab sich das Problem, dass der zeitliche Versatz an den Ausgängen zwischen diesen 8 Chips (MAX9154) im ungünstigsten Fall 1,2 ns beträgt. Dieses übersteigt die Vorgabe von 300 ps bei weitem. Der zeitliche

Versatz zwischen Kanälen auf dem Chip selbst beträgt maximal 60 ps. Das Problem wurde gelöst, indem programmierbare Verzögerungsleitungen (SY89295U) verwendet wurden. Diese können in 10 ps-Schritten durchgeföhren werden und wurden jeweils vor die acht Verteilerchips (MAX9154) eingebaut. Damit lässt sich der zeitliche Versatz von 1, 2 ns ausgleichen. Die Programmierung der Verzögerungsleitungen erfolgt durch einen CPLD (Complex Programmable Logic Device), der im Design des Moduls implementiert wurde. Dieser setzt die Verzögerung der Verzögerungs-Chips alle 5 Sekunden. Des Weiteren muss darauf geachtet werden, dass die Datenleitungen zwischen den acht Verteilerchips zum Stecker in etwa gleich lang sind, um Laufzeitunterschiede der Signale auf verschiedenen Kanälen zu vermeiden.

### 4.3.2 Der Test des Verteilermoduls

Die Tests des Verteilermoduls waren erfolgreich. Im CPLD ließ sich das Design zum Steuern des Moduls implementieren. Die geraden und ungeraden Kanäle lassen sich durch Signale auf die entsprechenden NIM-Buchsen durchschalten oder sperren. Dabei werden die Kanäle gesperrt, wenn an den Eingängen logisch 1 anliegt. Damit wird erreicht, dass die Kanäle nicht gesperrt sind, wenn die Eingangsbuchsen offen gelassen werden. Durch den CPLD werden die Einstellungen der Verzögerungs-Chips auf dem Modul gesetzt. Dies geschieht alle 5 Sekunden. Dabei muss natürlich getestet werden, ob durch das Setzen der Verzögerung Pulse verloren gehen. Dazu wurden für den Test die Verzögerungs-Chips alle 8 ms neu programmiert. Durch einen Pulser wurden Pulse mit einer Frequenz von 80 MHz generiert. Diese wurden zum einen direkt auf einen HEX-Scaler gegeben, zum anderen auf das Verteilermodul. Ein Ausgang des Verteilermoduls wurde ebenfalls auf den HEX-Scaler gegeben. Damit zählt der HEX-Scaler zum einen die generierten Pulse, zum anderen die Pulse am Ausgang des Verteilermoduls. Der Hex-Scaler wurde gestartet und nach 100 Sekunden automatisch gestoppt. Dabei konnten bis auf  $\pm 1$  keine Unterschiede in der Anzahl der generierten Pulse und der Ausgangspulse erkannt werden. Damit ist sichergestellt, dass die Datenleitungen der Verzögerungs-Chips während des Programmiervorgangs nicht gesperrt sind. Ein weiterer Test war die maximale Frequenz, mit der das Verteilermodul betrieben werden kann. Dazu wurde ebenfalls ein Pulser verwendet. Der verwendete Pulser hatte eine maximale Frequenz von 160 MHz. Es konnten keine Probleme bei dieser Frequenz auf dem Modul beobachtet werden. Um das Übersprechen zwischen verschiedenen Kanälen zu bestimmen, wurden die geraden Kanäle gesperrt und die Signale mit Hilfe einer differentiellen Probe auf den geraden Kanälen vermessen. Bei der Messung konnte kein Übersprechen von den ungeraden Kanälen auf die geraden Kanäle erkannt werden. Um die Verzögerungen auf dem Verteilermodul einzustellen, wurden die TDC-CMCs verwendet, mit denen die relativen Zeiten der Ausgangssignale vermessen wurden. Der Test-Aufbau ist in Abb. 4.9 und Abb. 4.10 dargestellt. Zu erkennen ist schematisch der Aufbau für zwei Messungen. In beiden Abbildungen sind jeweils das Verteilermodul, das CATCH mit 2 TDCs (TDC 1 und TDC 2) und 2 Kabel (K1 und K2) zu erkennen. Der Unterschied zwischen den Messungen besteht darin, dass die Kabel an den Ausgangssteckern des Verteilermoduls vertauscht wurden.

In Messung 1 ist die Zeit, die ein Puls benötigt um vom NIM-Eingang des Verteiler-

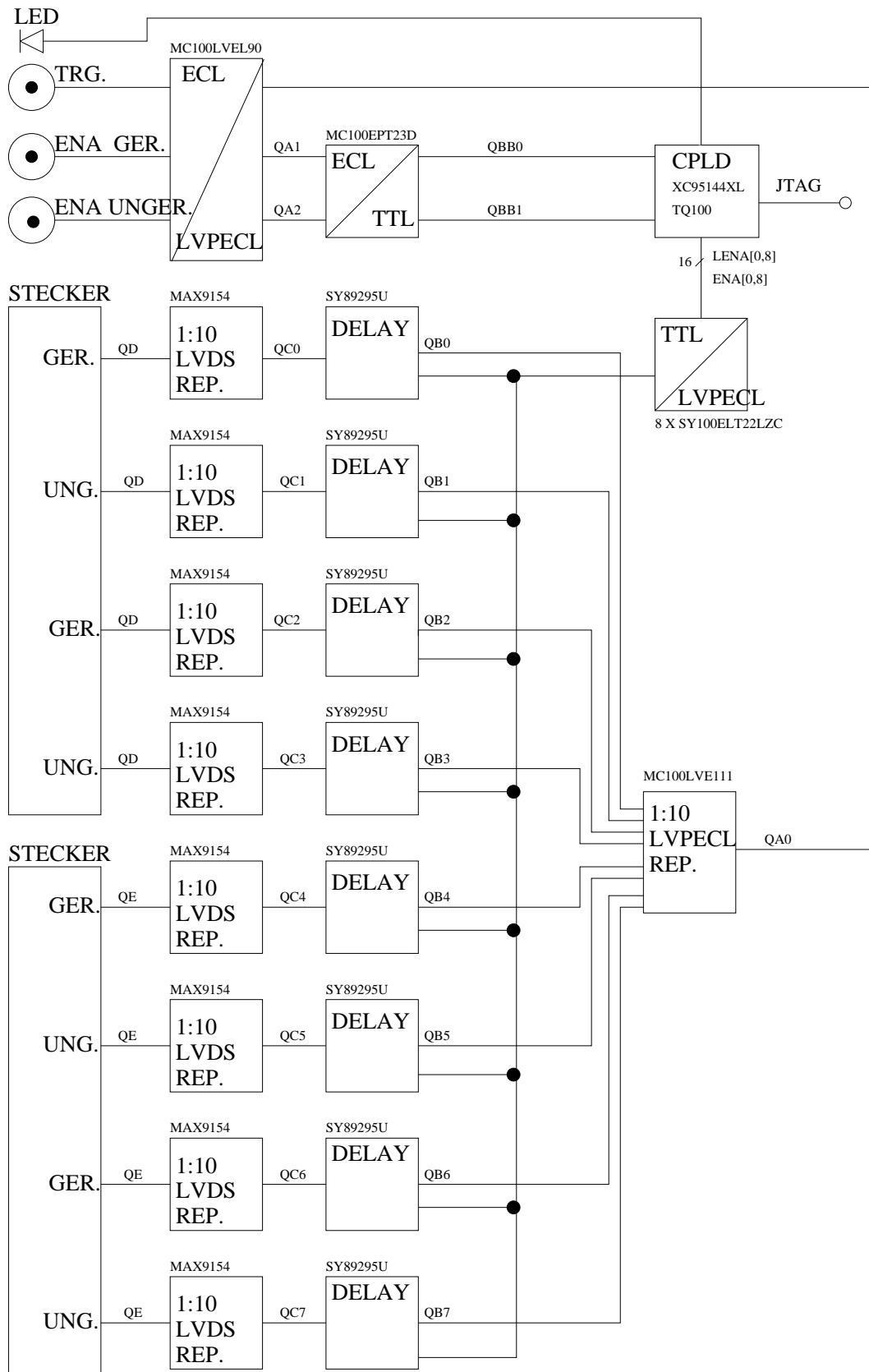
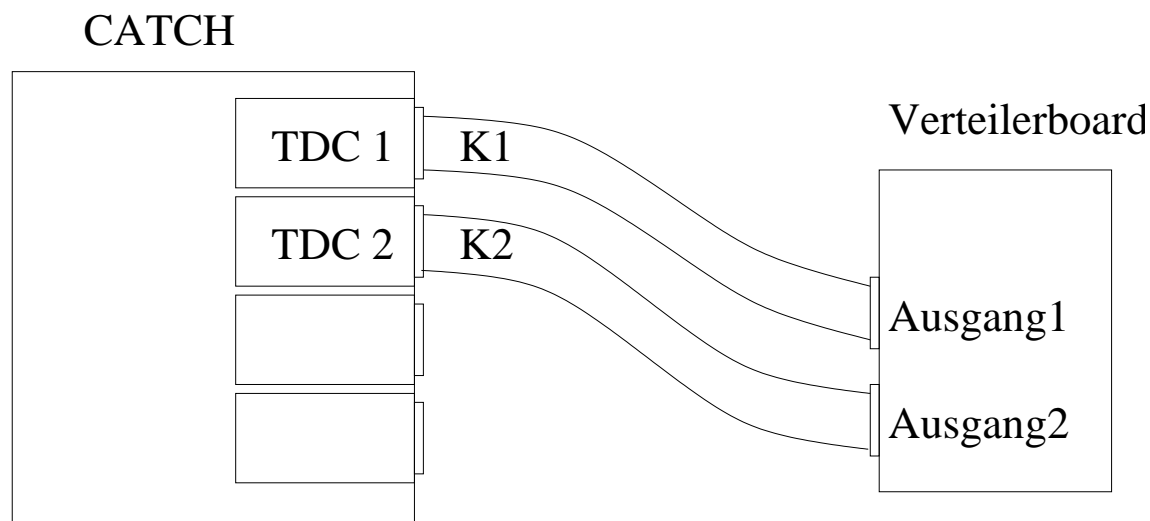
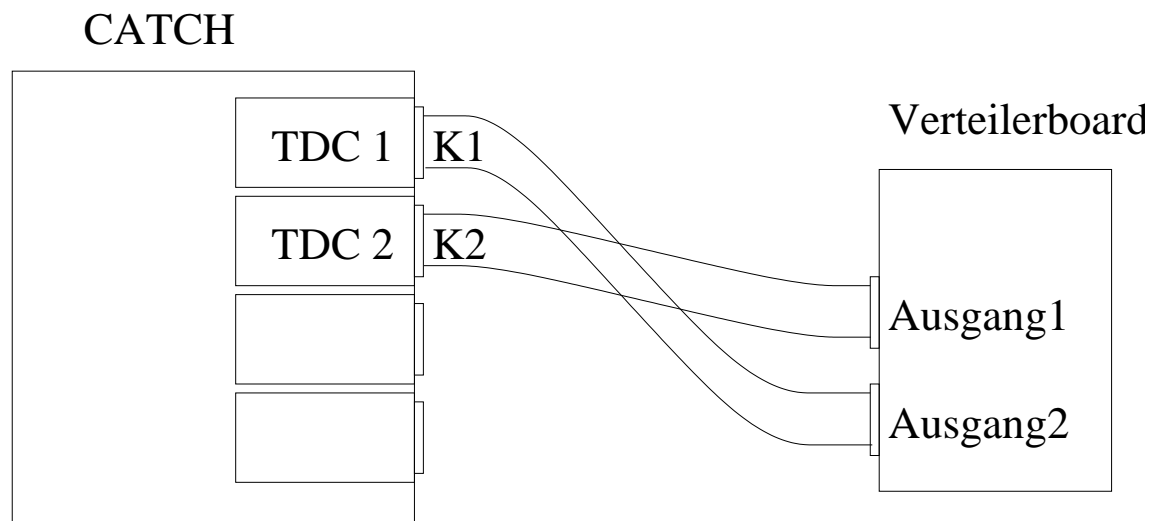


Abbildung 4.8: Das Blockschaftbild des Verteilermoduls.





**Abbildung 4.9:** Abgebildet ist der Aufbau zur Vermessung der Zeitdifferenzen der Pulse der verschiedenen Kanäle der Ausgänge des Verteilermoduls. Zu erkennen ist das CATCH, auf dem zwei TDC-CMCs (TDC 1 und TDC 2) montiert sind. Diese sind über die Kabel (K1 und K2) mit den Ausgängen des Verteilermoduls verbunden.



**Abbildung 4.10:** Abgebildet ist der Aufbau zur Vermessung der Zeitdifferenzen der Pulse der verschiedenen Kanäle der Ausgänge des Verteilermoduls. Zu erkennen ist das CATCH, auf dem zwei TDC-CMCs (TDC 1 und TDC 2) montiert sind. Diese sind über die Kabel (K1 und K2) mit den Ausgängen des Verteilermoduls verbunden. Der Unterschied zu Abb 4.9 besteht darin, dass die Kabel an den Ausgängen des Verteilermoduls getauscht wurden.

moduls auf die TDC-CMC 1 zu gelangen, gegeben durch

$$t_{1i} = t_{TDC1i} + t_{K1i} + t_{A1i} \quad (4.3)$$

Dabei ist  $t_{TDCij}$  die Zeit, die das Signal vom Eingang der i-ten TDC im j-ten Kanal benötigt, bis es vom F1-Chip gemessen wird,  $t_{Kij}$  die Zeit, die das Signal benötigt das i-te Kabel im j-ten Kanal zu durchlaufen und  $t_{Aij}$  die Zeit, die das Signal auf dem Verteilermodul benötigt, bis es am Ausgang i auf Kanal j angekommen ist.

Ebenso ist die Zeit, die der Puls benötigt um vom NIM-Eingang des Verteilermoduls auf die TDC-CMC 2 zu gelangen, gegeben durch

$$t_{2j} = t_{TDC2j} + t_{K2j} + t_{A2j} \quad (4.4)$$

Für Messung 2 ergibt sich analog die Zeit, die das Signal benötigt um vom NIM-Eingang zum F1-Chip der TDC-CMC 1 zu gelangen zu:

$$t_{1i} = t_{TDC1i} + t_{K1i} + t_{A2i} \quad (4.5)$$

Die Zeit, die das Signal benötigt um vom NIM-Eingang zum F1-Chip der TDC-CMC 2 zu gelangen, ist durch

$$t_{2j} = t_{TDC2j} + t_{K2j} + t_{A1j} \quad (4.6)$$

gegeben. Mit Hilfe der TDC-CMCs können Zeitdifferenzen zwischen den Kanälen i und j auf zwei unterschiedlichen TDC-CMCs gemessen werden. Für die Messung 1 ergibt sich:

$$\Delta t_{1ij} = t_{TDC1i} - t_{TDC2j} + t_{K1i} - t_{K2j} + t_{A1i} - t_{A2j} \quad (4.7)$$

Dabei steht  $\Delta t_{ijk}$  für den Zeitunterschied für Messung i zwischen dem j-ten Kanal auf der TDC-CMC 1 und dem k-ten Kanal auf der TDC-CMC 2.

Analog ergibt sich für die Messung 2:

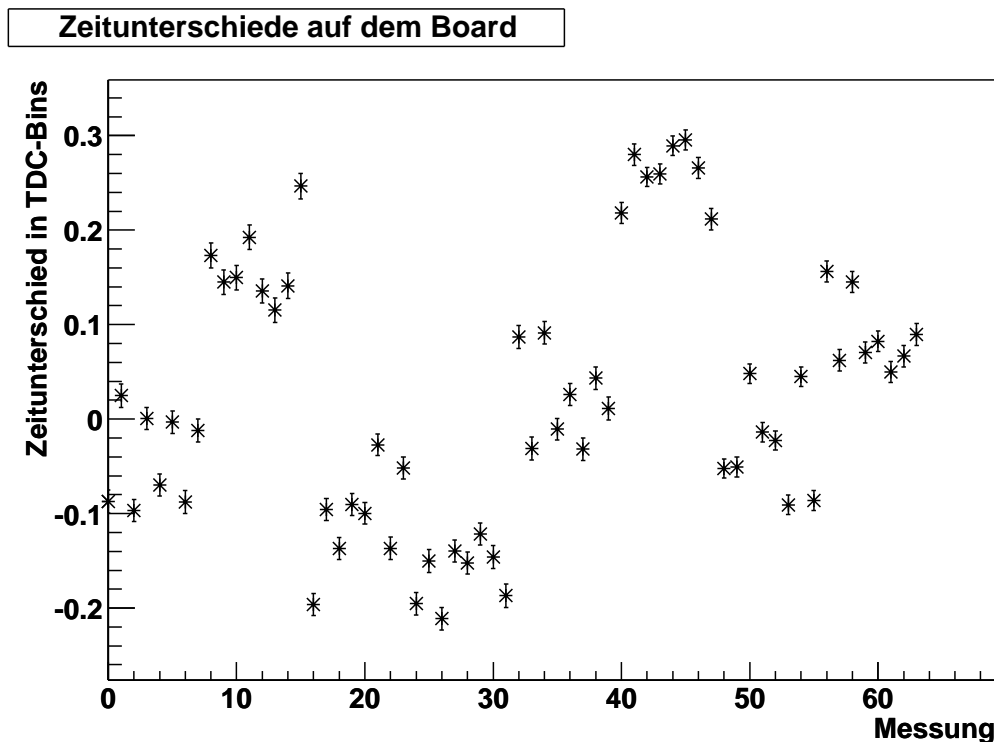
$$\Delta t_{2ij} = t_{TDC1i} - t_{TDC2j} + t_{K1i} - t_{K2j} + t_{A2i} - t_{A1j} \quad (4.8)$$

Subtrahiert man  $\Delta t_{1ij}$  von  $\Delta t_{2ij}$ , so erhält man:

$$\Delta t_{ij} = \Delta t_{1ij} - \Delta t_{2ij} = 2 \cdot (t_{A1i} - t_{A2j}) \quad (4.9)$$

Die Zeitdifferenzen, die durch die unterschiedlichen Kabellängen und die verschiedenen TDCs gegeben sind, kürzen sich folglich heraus, und es bleiben nur die Zeitunterschiede der Signale zwischen dem i-ten Kanal am Ausgang 1 und dem j-ten Kanal am Ausgang 2 des Verteilermoduls. Auf diese Weise ist es jedoch nur möglich Kanäle zwischen verschiedenen Ausgangssteckern zu vergleichen, da die Kanäle auf einem Kabel selbst nicht getauscht werden können. Abb. 4.11 zeigt das Ergebnis für  $\Delta t_{ij}$ . Auf der x-Achse stehen Zahlen von 0 bis 63. Auf der y-Achse ist der Zeitunterschied in TDC-Bins (120 ps pro Bin) angegeben. Die Fehler der einzelnen Werte sind die Fehler des Mittelwertes. Die y-Werte zu den Zahlen von 0 bis 31 entsprechen  $\Delta t_{0j}$  mit  $0 \leq j \leq 31$ . Das bedeutet, dass hier der Zeitunterschied

zwischen Kanal 0 am Ausgang 1 und allen Kanälen am Ausgang 2 bestimmt wurde. Die Werte zu den Zahlen 32 bis 63 entsprechen  $\Delta t_{i0}$  mit  $0 \leq i \leq 31$ . Hier wurde die Zeit der Pulse zwischen Kanal 0 am Ausgang 2 und allen Kanälen des Ausgangs 1 verglichen.

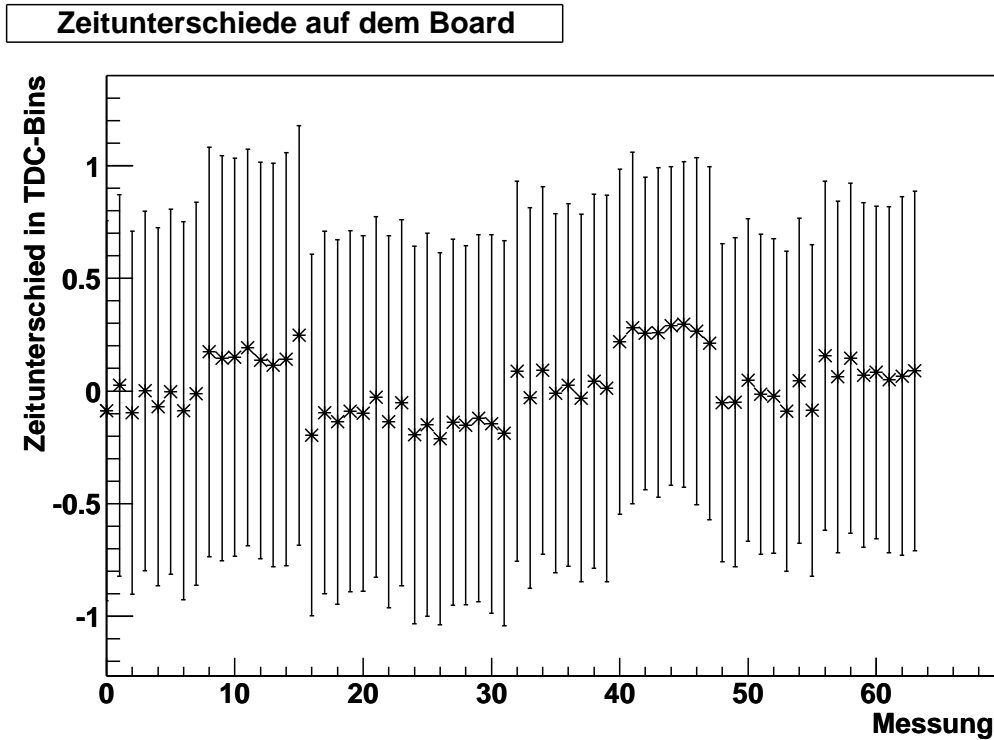


**Abbildung 4.11:** Abgebildet sind die Zeitunterschiede an den Ausgängen des Verteilermoduls. Die Zeitunterschiede zu den Werten 0 bis 31 entsprechen den Zeitunterschieden zwischen Kanal 0 des Ausgangs 1 und den Kanälen 0 bis 31 des Ausgangs 2. Die Zeitunterschiede zu den Werten 32 bis 63 entsprechen den Zeitunterschieden zwischen Kanal 0 des Ausgangs 2 und den Kanälen 0 bis 31 des Ausgangs 1. Der Fehler der Messungen ist der Fehler des Mittelwertes.

Auf diese Weise lassen sich auch die Kanäle eines Ausgangs untereinander vergleichen. Der maximale Zeitunterschied auf dem Modul beträgt somit  $2 * \Delta t_{Max}$ , wobei  $\Delta t_{Max}$  der Betrag des größten Zeitunterschieds zwischen zwei Ausgängen ist. Aus der Graphik ist zu erkennen, dass der maximale Zeitunterschied auf dem Modul ca.  $2 * 0,3 = 0,6$  TDC-Bins ist. Dies entspricht einem Zeitunterschied von ca. 70 ps. Damit ist gezeigt, dass der zeitliche Versatz unterhalb der vorgegebenen 300 ps liegt.

Der Time-Jitter kann aus der Standardabweichung der Zeitdifferenzen bestimmt werden (siehe Abb. 4.12). Hier ist die gleiche Messung wie in Abb. 4.11 dargestellt mit dem Unterschied, dass für die Fehler die Standardabweichung der einzelnen Werte eingetragen wurden. Diese Standardabweichung beträgt für alle Zeitdifferenzen etwa 0,8 TDC-Bins. Da bei der Bestimmung der Zeitdifferenzen 12 verschiedene Zeiten eingehen (vgl. Gleichungen (4.7), (4.8) und (4.9)), muss diese Zahl durch  $\sqrt{12}$  dividiert werden, wenn man davon ausgeht, dass der Jitter für alle Kanäle gleich ist. Damit erhält man einen Time-Jitter von

0,25 TDC-Bins, was einer Zeit von ca. 30 ps entspricht.



**Abbildung 4.12:** Abgebildet sind die Zeitunterschiede an den Ausgängen des Verteilermoduls. Die Zeitunterschiede zu den Werten 0 bis 31 entsprechen den Zeitunterschieden zwischen Kanal 0 des Ausgangs 1 und den Kanälen 0 bis 31 des Ausgangs 2. Die Zeitunterschiede zu den Werten 32 bis 63 entsprechen den Zeitunterschieden zwischen Kanal 0 des Ausgangs 2 und den Kanälen 0 bis 31 des Ausgangs 1. Der eingezeichnete Fehler der einzelnen Messungen ist die Standardabweichung, die zur Bestimmung des Time-Jitters verwendet wird.

### 4.3.3 Ergebnisse

Das Verteilermodul wurde gebaut und getestet. Es akzeptiert NIM-Signale als Eingangssignale und wandelt diese in 64 LVDS-Signale um. Dabei können gerade oder ungerade Kanäle durch NIM-Signale auf den entsprechenden Eingangs-Buchsen freigeschaltet oder gesperrt werden. Die maximale Frequenz, mit der das Modul betrieben werden kann, ist größer 160 MHz. Der zeitliche Versatz am Ausgang zwischen verschiedenen Kanälen ist 70 ps und der Time-Jitter beträgt ca. 30 ps. Damit erfüllt das Board die Vorgaben und kann am COMPASS Experiment eingesetzt werden.

# Kapitel 5

## Die Zufalls-Generatoren

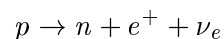
Um die Rate der Myonen bei COMPASS zu bestimmen wurden zufällige Trigger verwendet. Diese werden mit Hilfe von Zufalls-Generatoren erzeugt. Dabei handelt es sich einerseits um einen Zufalls-Generator, dessen Pulse mit Hilfe des Zerfalls einer radioaktiven Quelle, andererseits um einen Zufalls-Generator, dessen Pulse elektronisch generiert werden. In den folgenden Kapiteln wird genauer auf Eigenschaften dieser beiden Generatoren eingegangen. Des Weiteren werden sie auf die Zufälligkeit ihrer erzeugten Pulse untersucht und miteinander verglichen.

### 5.1 Der Zufalls-Generator mit der radioaktiven Quelle

Der Aufbau des Zufalls-Generators, dessen Pulse mit Hilfe einer radioaktiven Quelle erzeugt werden, besteht aus einer radioaktiven Quelle, aus zwei Plastik-Szintillatoren und zwei Photomultipliern [28]. Als Quelle wurde  $^{22}\text{Na}$  mit einer Stärke von 50 Becquerel verwendet. Abbildung 5.1 zeigt den Aufbau des Zufalls-Generators. Zu erkennen ist das zylinderförmige Gehäuse, welches an die Rückwand eines NIM-Crates befestigt wurde. Die radioaktive Quelle sowie die Szintillatoren befinden sich im silbernen und bräunlichen Teil des Zylinders. In den schwarzen Bereichen ist der Spannungsteiler der Photomultiplier untergebracht.

In Abb. 5.2 ist der gesamte Aufbau von der radioaktiven Quelle bis hin zum Trigger-Kontroll-System (TCS) schematisch dargestellt. Abgebildet ist der Zufalls-Generator, die Spannungsversorgung (HV), die Elektronik zur Verarbeitung der Pulse sowie der Tunnel zwischen Gebäude 892 am CERN, in dessen Keller sich der Aufbau des Zufalls-Generators befindet, und dem Gebäude 888, in welchem das Experiment lokalisiert ist. Der Grund für das Aufstellen des Zufalls-Generators im Gebäude 892 wird später erläutert.

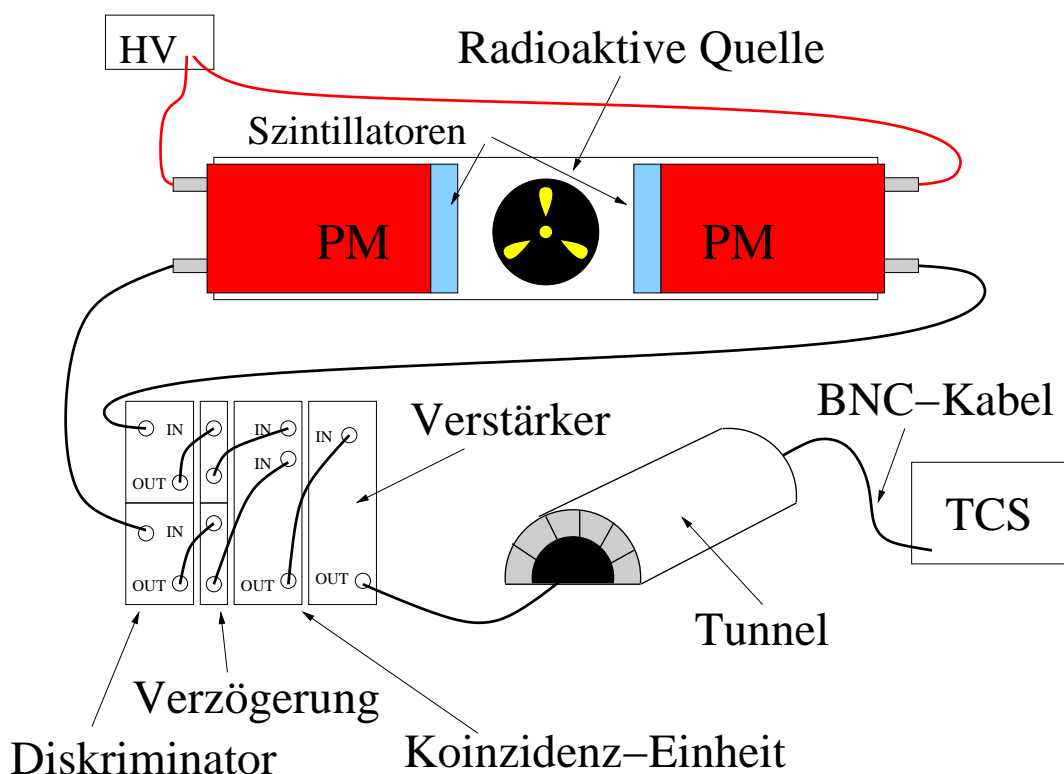
Im Folgenden soll an Hand dieser Abbildung das Generieren zufälliger Trigger im Trigger-Kontroll-System erläutert werden. Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei der radioaktiven Quelle um  $^{22}\text{Na}$ , d.h. um einen  $\beta^+$  Strahler. Beim Zerfall eines Protons im Kern des  $^{22}\text{Na}$  entsteht ein Neutron, ein Positron und ein Elektron-Neutrino.





**Abbildung 5.1:** Abgebildet ist das Gehäuse des Zufalls-Generators und der Photomultiplier (Zylinder), befestigt an der Rückwand eines NIM-Crates.

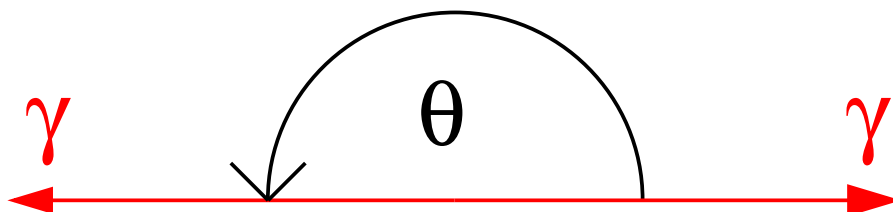
Ein so entstandenes Positron hat eine Energie von  $1 - 2$  MeV und wird im Material abgebremst. Das abgebremste Positron kann zusammen mit einem Hüllen-Elektron des  $^{22}\text{Na}$  ein Positronium bilden. Das Parapositronium (Gesamtspin  $S = 0$ ) hat eine mittlere Lebensdauer von  $1,25 \cdot 10^{-10}$  s und zerfällt in 2 Photonen. Beide Photonen haben eine Energie von 511 keV und werden in einem Winkel  $\theta$  von 180 Grad emittiert (Abb. 5.3). Die Photonen deponieren ihre Energie im Szintillatormaterial, und es entsteht Szintillatorlicht. Das Licht wird in den Photomultipliern zu Spannungssignalen umgewandelt, welche einem Diskriminator zugeführt werden. Die vom Diskriminator erzeugten Pulse durchlaufen ein Verzögerungsmodul und werden auf eine Koinzidenz-Einheit gegeben. Diese generiert einen Ausgangs-Puls, wenn an ihren Eingängen gleichzeitig ein Signal anliegt. Das heißt, wenn die Verzögerungsmodule richtig eingestellt sind und beide Photonen der Elektron-Positron-Vernichtung in den Photomultipliern nachgewiesen werden, so erhält man am Ausgang der Koinzidenz-Einheit einen Puls. Um die richtige Einstellung der beiden Verzögerungsleitungen zu erhalten, wurde eine Verzögerungsleitung auf einem festen Wert gehalten, gleich-



**Abbildung 5.2:** Schematische Darstellung des Zufalls-Generators. Abgebildet ist der Aufbau des Zufalls-Generators (bestehend aus einer radioaktiven Quelle, dem Szintillatormaterial und zwei Photomultipliern), die Spannungsversorgung (HV), die Module zur Aufbereitung des Signals und Generierung des Triggers (Diskriminatoren, Verzögerungsleitungen, Koinzidenz und Verstärker), der Tunnel zwischen dem Gebäude 892, in welchem sich der Zufalls-Generator, und dem Gebäude 888 am CERN, in welchem sich das Experiment und das Trigger-Kontroll-System (TCS) befinden.

zeitig die Verzögerung der zweiten variiert und für die verschiedenen Einstellungen die Ausgangsrate nach der Koinzidenz bestimmt. Trägt man die mittlere Ausgangsrate über der eingestellten Verzögerung auf, so erhält man ein Plateau, auf welchem die mittlere Rate ca. 700 Hz beträgt. Außerhalb dieses Plateaus sinkt die Rate sehr rasch auf Null ab. Für die Einstellung der Verzögerung wählt man einen Wert in der Mitte des Plateaus. Der Aufwand, zwei Photomultiplier zu betreiben und deren Signale auf eine Koinzidenz zu geben, ist deshalb notwendig, um die Möglichkeit zu verringern, dass z.B. Myonen aus dem Strahl oder andere radioaktive Quellen Trigger auslösen. Vor allem bei den Strahlteilchen hätte dies zur Folge, dass der Trigger nicht mehr unabhängig vom Fluss der Myonen wäre. Da dieser jedoch bestimmt werden soll, ist dies unerwünscht. Deshalb ist der Zufalls-Generator auch möglichst weit vom Strahl der Myonen entfernt zu betreiben. Im konkreten Fall bedeutet dies, dass der Zufalls-Generator ca. 500 m von der Target-Halle entfernt aufgestellt wurde. Um die Rate der zufälligen Koinzidenzen abzuschätzen, muss die Pulsbreite an den Eingängen der Koinzidenz-Einheit betrachtet werden. Diese beträgt für beide Eingänge ca. 12 ns. Bei einer mittleren Rate von ca. 5 kHz der einzelnen Photomultiplier ergibt sich die

Rate der zufälligen Koinzidenzen zu  $1 \cdot 10^{-4}$  Hz und ist somit vernachlässigbar. Die Verbindung zwischen Zufalls-Generator und TCS wird mit Hilfe eines BNC-Kabels hergestellt. Da die Signale eine sehr große Wegstrecke zurücklegen müssen, wurden sie zuerst verstärkt und dann durch den Tunnel dem Experiment zugeführt.



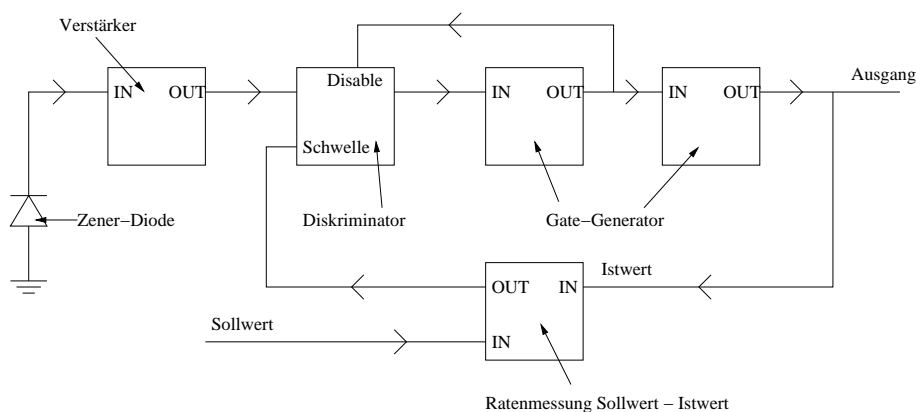
**Abbildung 5.3:** Abgebildet sind die Flugrichtungen zweier Photonen (Pfeile), die durch die Vernichtung des Parapositroniums entstehen. Der Winkel, unter dem die Photonen emittiert werden, beträgt  $180^\circ$ .

## 5.2 Der Zufalls-Generator mittels einer Zener-Diode

Als Rauschquelle dient bei einem Zufalls-Generator dieses Typs eine Zener-Diode, die in Sperrrichtung betrieben wird [24]. Ab einem bestimmten Spannungswert (Zenerspannung) wird die Zener-Diode niederohmig, und der Strom  $I_z$  in Sperrrichtung nimmt schlagartig zu [25]. Für den Zufalls-Generator ist sowohl die niedrige Ausgangsimpedanz, als auch das sonst unerwünschte weitgehend weiße Spannungsrauschen von Interesse. Die Ausgangsimpedanz mit den parasitären Kapazitäten wirkt in der Schaltung als Tiefpass. Damit bedeutet eine kleinere Ausgangsimpedanz eine größere obere Grenze für die Frequenz  $f$ . Abbildung 5.4 zeigt das Blockschaltbild des elektronischen Zufalls-Generators. Als Quelle für die Zufalls-Pulse wird das Spannungsrauschen der Zener-Diode verwendet. Die Spannungsschwankungen werden verstärkt und einem Diskriminator zugeführt, dessen Schwelle regelbar ist. Die Pulse des Diskriminators werden auf einen nicht nachtriggerbaren Gate-Generator gegeben, welcher nur Pulsfolgen mit Intervallzeiten größer 50 ns passieren lässt. Der Gate-Generator besteht im konkreten Fall aus einem Chip, der aus einer steigenden Flanke eines Pulses einen Puls mit einer definierten Breite generiert (siehe Abb. 5.5). Abgebildet sind exemplarisch zwei Eingangs-Pulse und zwei Ausgangs-Pulse. Der obere Ausgangs-Puls entspricht einem Puls, der durch einen nicht nachtriggerbaren Gate-Generator erzeugt wird. Man kann erkennen, dass die steigende Flanke des zweiten Eingangspulses nicht vom Puls-Generator berücksichtigt wird. Der untere Ausgangspuls entspricht einem Gate-Generator, der nachtriggerbar ist. Die steigende Flanke des ersten und des zweiten Eingangspulses werden berücksichtigt und überlagern sich am Ausgang. Während der Zeit, in der das Gate-Signal gesetzt ist, wird zusätzlich der Diskriminator



gesperrt, um dadurch eine Pulspause größer 5 ns zu erhalten. Die Pulspause ist gegeben durch die Laufzeiten der Signale und die Schaltzeiten des Diskriminators und des Gate-Generators. Das so entstandene Gate-Signal wird nochmals auf einen zweiten Gate-Generator gegeben, der konstante Ausgangspulsbreiten von ca. 40 ns generiert. Damit ist eine Pulspause größer 15 ns gewährleistet. Das Signal wird anschließend mit Hilfe eines Differenzenverstärkers in NIM-Signale konvertiert.

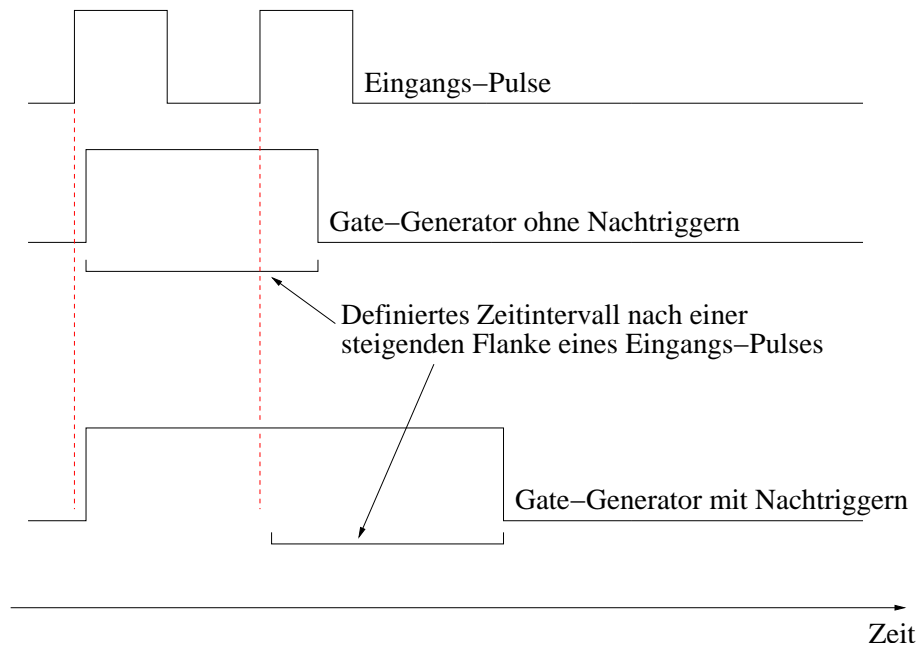


**Abbildung 5.4:** Blockschaltbild des elektronischen Zufalls-Generators. Abgebildet ist die Zener-Diode, der Verstärker, der Diskriminator, die Gate-Generatoren sowie die Elektronik zum Nachregeln der Rate.

Mit Hilfe der Diskriminatorschwelle ist es möglich, die Frequenz des Zufalls-Generators zu variieren. Dabei ist jedoch das Verhältnis von Pulsrate zu Schwellenwert nicht konstant, da das Verhalten der Rauschquelle sowie das Verhalten des Diskriminators einerseits von der Temperatur und dem Alter der Bauteile abhängen, andererseits sogar von Bauteil zu Bauteil des selben Typs variieren kann. Deshalb wird die Schwelle laufend elektronisch nachkorrigiert. Dabei wird die vom Zufalls-Generator erzeugte mittlere Pulsrate gemessen und vom eingestellten Sollwert subtrahiert. Diese Abweichung wird einem Integralregler zugeführt, der die Diskriminatorschwelle in Richtung des Sollwertes nachsteuert. Durch die konstante Ausgangspulsbreite von 40 ns und die minimale Pulspause von ca. 15 ns ist die maximale Frequenz gegeben, mit der der Zufalls-Generator betrieben werden kann. Diese beträgt  $1,8 \cdot 10^7$  Hz.

### 5.3 Die Zufälligkeit der beiden Zufalls-Generatoren

In diesem Kapitel werden die beiden Zufalls-Generatoren auf die Zufälligkeit ihrer Pulse untersucht. Dabei wurden zur Untersuchung dieselben Daten-Files verwendet wie zur Bestimmung des Flusses in Kap. 6. Für den Zufalls-Generator, dessen Pulse mit Hilfe einer radioaktiven Quelle erzeugt wurden, bedeutet dies Run 41331 aus den Daten von 2004. Für den Zufalls-Generator, dessen Pulse mittels einer Zener-Diode generiert werden, ist dies Run 35525 aus dem Jahr 2004. Aus den Rohdaten wurden mit Hilfe von



**Abbildung 5.5:** Zur Funktionsweise eines Gate-Generators. In der oberen Zeile sind zwei Pulse abgebildet. Durch deren steigende Flanken wird ein Gate-Signal von definierter Länge generiert (Zeile zwei und drei). Zeile zwei zeigt einen Puls, der von einem nicht nachtrIGGERbaren Gate-Generator erzeugt wurde, Zeile drei einen Puls eines nachtrIGGERbaren Gate-Generators.

CORAL\* [31] die Zeitpunkte der Trigger extrahiert. Dabei wird zur Bestimmung der Zeit die Scaler-Information verwendet. Diese beinhaltet (siehe auch Kap. 4.2.3) die Anzahl der Clock-Takte vom Zeitpunkt des BOS-Signals bis zum Zeitpunkt des Triggers. Die Clock hat eine Frequenz von 38,88 MHz, und damit ergibt sich die Zeit  $t_{Trigger}$  eines Triggers im Spill zu:

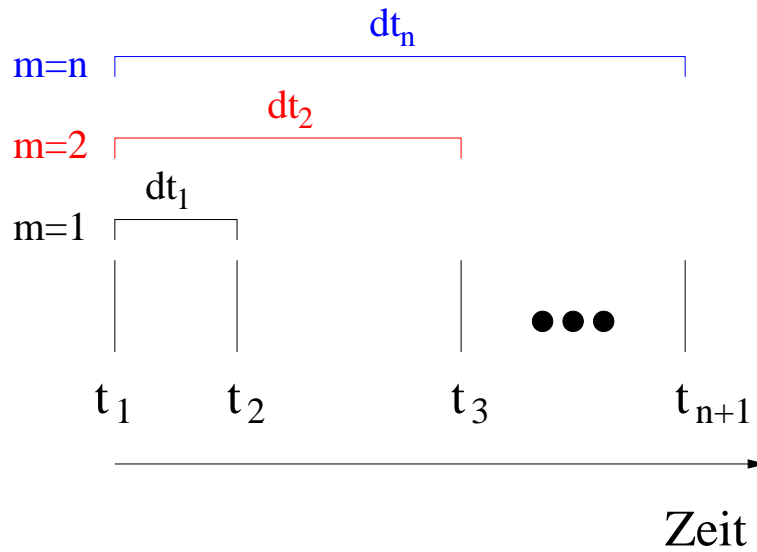
$$t_{Trigger} = \frac{N_{Clock-Takte}}{38,88\text{MHz}} \quad (5.1)$$

Die Clock-Frequenz bestimmt auch den maximalen Fehler in der Zeitbestimmung. Dieser beträgt 25,72 ns. Um die Zufalls-Generatoren auf ihre Zufälligkeit zu untersuchen, kann sowohl die Verteilung der Zeitdifferenzen aufeinanderfolgender Pulse, als auch die Zeitdifferenzen, die durch Zeitintervalle zwischen einem Puls und dem  $m$ -ten darauf folgenden Puls definiert sind, verwendet werden. Abb. 5.6 stellt die Definition dieser Zeitintervalle in Abhängigkeit von  $m$  schematisch dar. Die x-Achse bezeichne die Zeit. Die senkrechten Striche stellen die einzelnen Zeitpunkte  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  und  $t_{n+1}$  der generierten Pulse dar. Das Zeitintervall  $dt_n$  zu  $m = n$  ist durch die Zeitdifferenz zwischen  $t_{n+1}$  und  $t_1$  definiert.

Werden in einem Zufalls-Generator die Pulse zufällig erzeugt, so ist die Wahrscheinlichkeit, nach einem Puls den  $m$ -ten darauf folgenden Puls im Zeitintervall  $(t, dt)$  zu generieren, durch  $q_m(t)dt$  gegeben. Dabei ist  $q_m(t)$  eine Wahrscheinlichkeitsdichte und wird durch

---

\* **CO**mpass **R**econstruction and **ANaL**ysis



**Abbildung 5.6:** Zur Definition der Zeitintervalle in Abhängigkeit von  $m$ . Abgebildet sind die Zeit-Achse, die Zeitpunkte  $t_1, t_2, t_3$  und  $t_{n+1}$  der generierten Pulse (senkrechte Striche) und die zu  $m$  gleich 1, 2 und  $n$  gehörenden Zeitintervalle.

folgende Funktion beschrieben [26]:

$$q_m(t) = r \frac{(rt)^{m-1} e^{-rt}}{(m-1)!} \quad (5.2)$$

Die Bedeutung von  $r$  ist die mittlere Eingangsrate. Um die beiden Zufalls-Generatoren auf dieses Verhalten hin zu untersuchen, wurden Histogramme zu verschiedenen Werten von  $m$  erstellt. Die mittlere Rate  $r$  ergibt sich aus der Anzahl der generierten Trigger, dividiert durch die Messdauer  $T$ .

$$r = \frac{N_{Trigger}}{T} \quad (5.3)$$

Die Histogramme sind jedoch im Gegensatz zur Wahrscheinlichkeitsdichte (Gleichung (5.2)) nicht auf 1 normiert. Die Fläche  $A$  unter den Histogrammen ergibt sich aus der Anzahl der Einträge, multipliziert mit der Breite der Bins. Im Falle des Zufalls-Generators, dessen Pulse mit einer radioaktiven Quelle erzeugt werden, beträgt die Bin-Breite  $5 \cdot 10^{-6}$  Sekunden. Um die Totzeit der Datennahme zu berücksichtigen, muss die Fläche unter der theoretischen Kurve gewichtet werden. Die Wahrscheinlichkeitsdichte (5.2) ist, wie bereits erwähnt, auf 1 normiert. Das heißt, es gilt:

$$1 = \int_0^{\infty} r \frac{(rt)^{m-1} e^{-rt}}{(m-1)!} dt \quad (5.4)$$

Liegt eine Totzeit  $t_0$  vor, so muss die untere Integralgrenze durch den Wert der Totzeit ersetzt werden. Die Fläche innerhalb der neuen Grenzen ergibt sich zu:

$$A'_m(t_0) = \int_{t_0}^{\infty} r \frac{(rt)^{m-1} e^{-rt}}{(m-1)!} dt$$

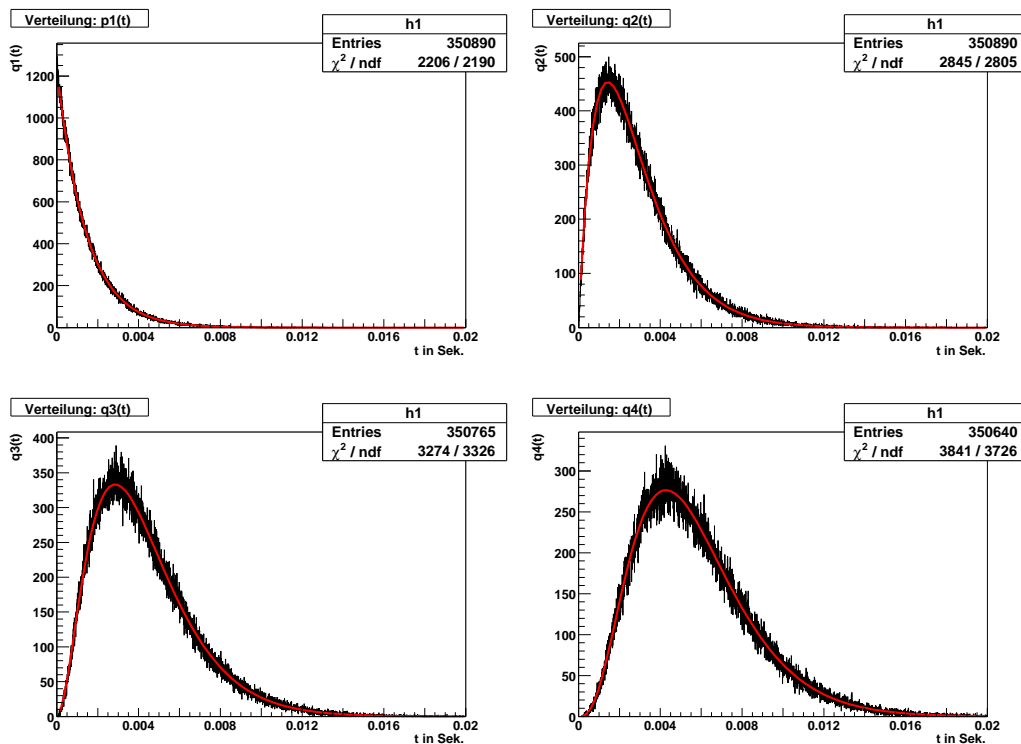
$$= e^{-rt_0} \sum_{n=0}^{m-1} \frac{(rt_0)^n}{n!}$$

Es gilt  $0 \leq A'_m(t_0) \leq 1$  und damit ist die normierte theoretische Kurve  $F_m(t)$  für die Histogramme durch

$$F_m(t) = \frac{A}{A'_m(t_0)} r \frac{(rt)^{m-1} e^{-rt}}{(m-1)!} \quad (5.5)$$

gegeben.

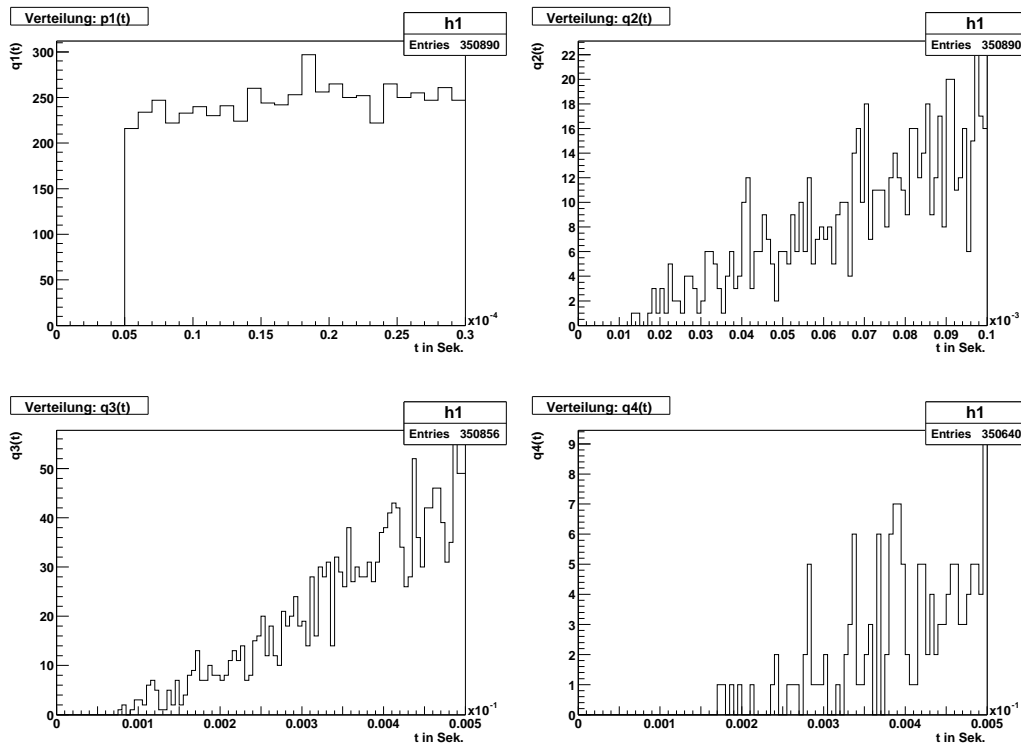
Abb. 5.7 zeigt die Histogramme für  $m$  gleich 1, 2, 3 und 4 für den Zufalls-Generator, dessen Pulse mit Hilfe einer radioaktiven Quelle erzeugt wurden. Die rote Linie ist die theoretische Kurve  $F_m(t)$  für einen idealen Zufalls-Generator mit einer mittleren Frequenz von  $702 \pm 1$  Hz.



**Abbildung 5.7:** Abgebildet sind die Verteilungsfunktionen  $q_m(t)$  für den Zufalls-Generator, dessen Pulse mit Hilfe einer radioaktiven Quelle erzeugt wurden, für verschiedene Werte von  $m$ . Dabei sind die Graphen für  $m = 1$  links oben, für  $m = 2$  rechts oben, für  $m = 3$  links unten und  $m = 4$  rechts unten angeordnet.

Auf den x-Achsen ist  $t$  in Einheiten von Sekunden aufgetragen. Die Totzeit der Datennahme für  $m = 1$  beträgt  $t_0 = 5 \cdot 10^{-6}$  Sekunden. Abb. 5.8 links oben zeigt den vergrößerten Bereich des Histogramms für  $m = 1$  und  $0 \leq t \leq 0.3 \cdot 10^{-4}$ . Es sind keine Einträge für  $t \leq 5 \cdot 10^{-6}$  zu erkennen. Für die Normierung  $A'_m(t_0)$  der Kurve ergibt sich somit ein Wert von 0,996. Das reduzierte  $\chi^2$  ist 2206/2190. Die Totzeit der Datennahme für  $m = 2$  ergibt sich zu  $t_0 = 10^{-5}$  Sekunden (Abb. 5.8 rechts oben). Dies ist zweimal die Totzeit zu

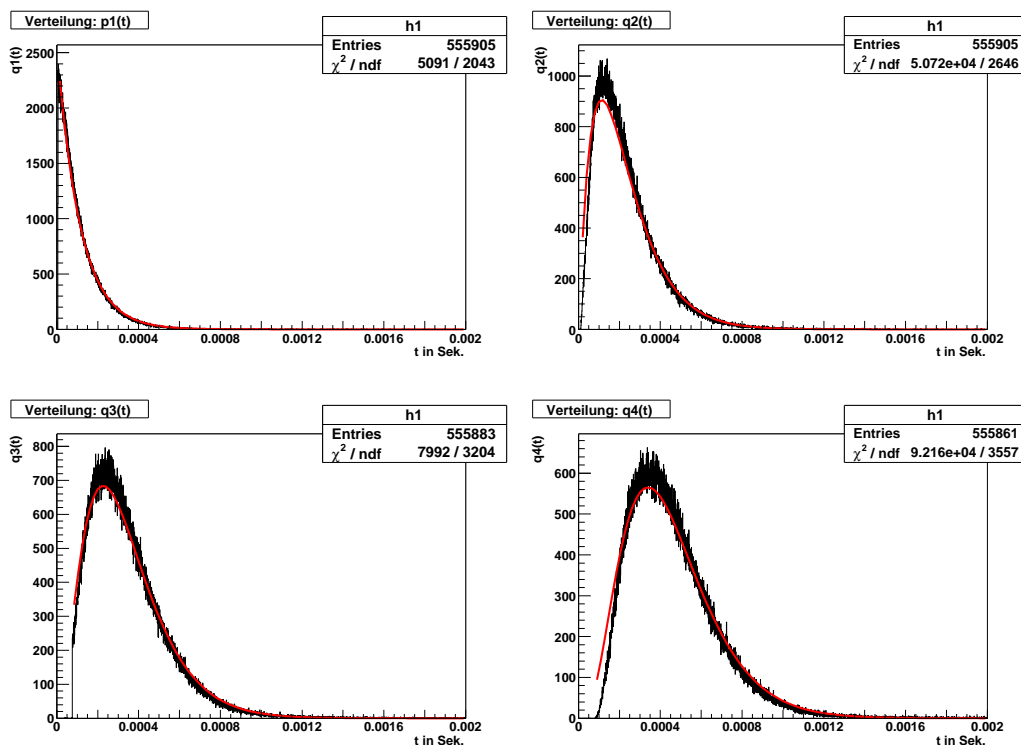
$m = 1$ . Der Abbruch des Histogramms ist hier nicht deutlich zu erkennen. Dies liegt zum einen an der geringen Statistik in diesem Bereich des Histogramms, zum anderen an der niedrigen Rate von 702 Hz. Für die Normierung  $A'_m(t_0)$  der Kurve ergibt sich ein Wert von 1. Das reduzierte  $\chi^2$  beträgt 2845/2805. Die Totzeit der Datennahme für  $m = 3$  ergibt sich zu  $t = 7.5 \cdot 10^{-5}$  Sekunden (Abb. 5.8 links unten). Wiederum ist die Totzeit nicht scharf erkennbar. Diese ist nicht dreimal die Totzeit zu  $m = 1$  und das liegt daran, dass während der Datennahme nicht mehr als 3 Trigger in einem Zeitintervall von  $t = 7.5 \cdot 10^{-5}$  Sekunden generiert werden dürfen. Auch hier ist der Wert der Normierung  $A'_m(t_0)$  gleich 1 und somit vernachlässigbar. Das reduzierte  $\chi^2$  ergibt sich zu 3274/3326. Für  $m = 4$  ergibt sich theoretisch eine Totzeit von  $t = 8 \cdot 10^{-5}$  (Abb. 5.8 rechts unten), die jedoch wiederum durch die zu geringe Statistik und die niedrige Rate von 702 Hz nicht zu erkennen ist. Für  $A'_m(t_0)$  ergibt sich ein Wert von 1. Das reduzierte  $\chi^2$  im Fall  $m = 4$  ist 3841/3726. Damit liegen die einzelnen  $\chi^2$ -Werte zu den verschiedenen  $m$ -Werten in der Nähe von 1 und somit ist gezeigt, dass die Trigger zufällig und durch die radioaktive Quelle generiert wurden.



**Abbildung 5.8:** Ausschnitt der Verteilungsfunktion für  $m = 1$  (links oben),  $m = 2$  (rechts oben),  $m = 3$  (links unten) und  $m = 4$  (rechts unten) des Zufalls-Generators mit der radioaktiven Quelle. Zu erkennen ist die Totzeit der Datennahme.

Abb. 5.9 zeigt die entsprechenden Histogramme für den Zufalls-Generator, dessen Pulse mittels des Spannungsrauschens einer Zener-Diode generiert wurden. Die Rate  $r$ , die Fläche unter dem Histogramm  $A$  und der Normierungsfaktor  $A'_m(t_0)$  wurden analog zum obigen Zufalls-Generator bestimmt. Für die Rate ergab sich ein Wert zu  $r = 8824 \pm 11$  Hz. Die

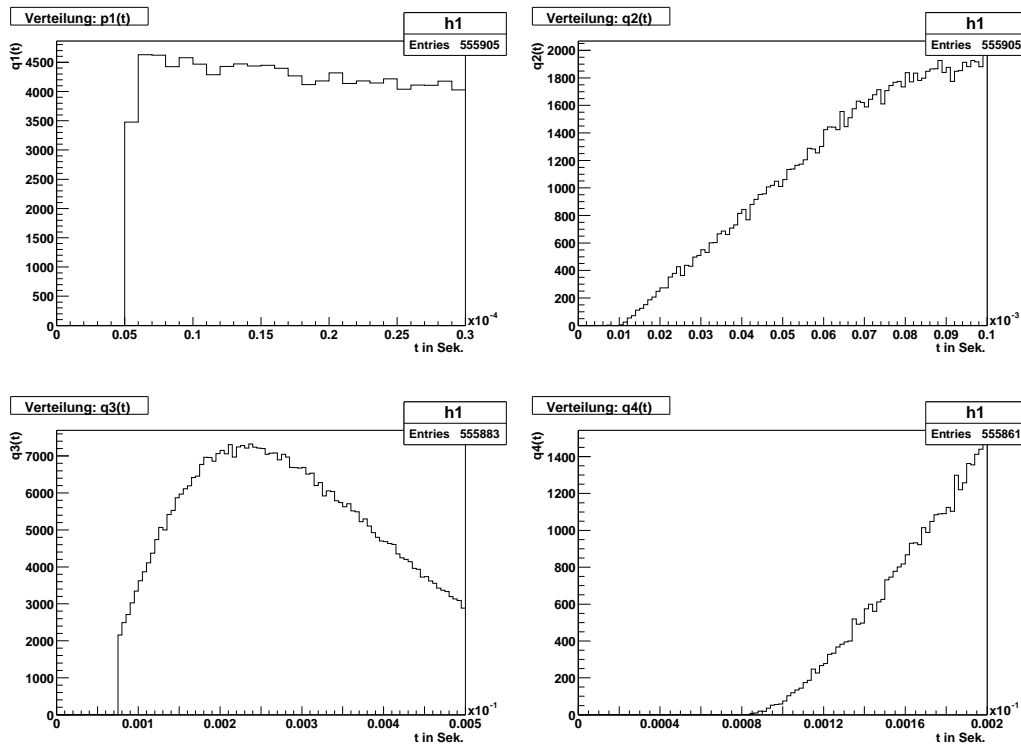
Binbreite beträgt  $t = 5 \cdot 10^{-7}$  Sekunden.



**Abbildung 5.9:** Abgebildet sind die Verteilungsfunktion  $q_m(t)$  für den Zufalls-Generator, dessen Pulse mit Hilfe einer Zener-Diode erzeugt wurden (für verschiedene Werte von  $m$ ). Dabei sind die Graphen für  $m = 1$  links oben, für  $m = 2$  rechts oben, für  $m = 3$  links unten und  $m = 4$  rechts unten angeordnet.

Durch die höhere mittlere Rate und die größere Statistik macht sich im Falle des elektronischen Zufalls-Generators die Totzeit stärker bemerkbar. Dies ist auch an Abb. 5.10 zu erkennen. Für  $m = 1$  ergibt sich auch hier wiederum eine Totzeit von  $t = 5 \cdot 10^{-6}$  Sekunden (Abb. 5.10 links oben). Damit ist gezeigt, dass die Totzeit unabhängig vom Zufalls-Generator ist und nur von der Datennahme herrührt. Für die Normierung der theoretischen Kurve ergibt sich ein Wert von  $A'_m(t_0) = 0,96$ . Damit ist die Totzeit nicht mehr vernachlässigbar und die theoretische Kurve muss mit dem Kehrwert dieses Betrages gewichtet werden. Das reduzierte  $\chi^2$  ergibt sich für  $m = 1$  zu  $5091/2043$ . Für  $m = 2$  ergibt sich wiederum eine Totzeit von  $t = 10^{-5}$  Sekunden (Abb. 5.10 rechts oben). Der Normierungsfaktor der theoretischen Kurve ergibt sich damit zu  $A'_m(t_0) = 0,996$ . Das reduzierte  $\chi^2$  ergibt sich zu  $5,072 \cdot 10^4 / 2646$ . Für  $m = 3$  ist die Totzeit  $t_0 = 7,5 \cdot 10^{-5}$  Sekunden (Abb. 5.10 links unten). Hier ist die Totzeit sehr gut erkennbar. Diese ist nicht dreimal die Totzeit zu  $m = 1$  und das liegt daran, dass während der Datennahme nicht mehr als 3 Trigger in einem Zeitintervall von  $t = 7,5 \cdot 10^{-5}$  Sekunden generiert werden dürfen. Für die Normierung  $A'_m(t_0)$  ergibt sich, durch die große Totzeit bedingt, ein Wert von  $A'_m(t_0) = 0,97$ , der berücksichtigt werden muss. Das reduzierte  $\chi^2$  ergibt sich für diesen Fall zu  $7992/3204$ . Für  $m = 4$  ergibt sich eine theoretische Totzeit von  $t = 8 \cdot 10^{-5}$ , die jedoch wiederum,

bedingt durch die eine geringe Statistik, nicht zu sehen ist. Der Normierungsfaktor ergibt sich zu  $A'_m(t_0) = 0,994$  und das reduzierte  $\chi^2$  zu  $9,216 \cdot 10^4/3557$ . Zu erkennen ist, dass das reduzierte  $\chi^2$  für die ungeraden Werte  $m = 1$  und  $m = 3$  besser ist als für die geraden Werte  $m = 2$  und  $m = 4$ . Es ist jedoch noch nicht gelungen dieses Verhalten zu erklären. Das relativ große reduzierte  $\chi^2$  für die verschiedenen Werte von  $m$  zeigt, dass die Verteilung der Pulse des elektronischen Zufalls-Generators nicht der theoretischen Erwartung zufällig erzeugter Pulse entsprechen.



**Abbildung 5.10:** Ausschnitt der Verteilungsfunktion für  $m = 1$  (links oben),  $m = 2$  (rechts oben),  $m = 3$  (links unten) und  $m = 4$  (rechts unten) des elektronischen Zufalls-Generators. Zu erkennen ist die Totzeit der Datennahme.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für beide Zufalls-Generatoren Daten zur Untersuchung der Zufälligkeit genommen und ausgewertet wurden. Innerhalb des statistischen Fehlers entspricht die Verteilung, unter Berücksichtigung der Totzeit des Datennahme-Systems, beim Zufalls-Generator mit der radioaktiven Quelle der theoretischen Erwartung. Für den elektronischen Zufalls-Generator ist dies jedoch nicht der Fall. Im nächsten Kapitel wird untersucht, ob sich im Fall des elektronischen Zufalls-Generators die Tatsache der nicht zufälligen Erzeugung der Pulse negativ auf die Bestimmung des Myonenflusses auswirkt.





## Kapitel 6

# Die Bestimmung des Myonen-Flusses bei COMPASS

### 6.1 Bestimmung des Flusses mit Hilfe eines Zufalls-Generators

Die Bestimmung des Myonen-Flusses durch das COMPASS-Target wurde mit Hilfe von zufällig verteilten Triggern, die durch Zufalls-Generatoren (Kap. 5) erzeugt wurden, durchgeführt [28]. Für jedes Ereignis, das mit diesem Trigger aufgezeichnet wurde, werden die Strahlteilchen und deren Spuren in einem Zeitfenster von  $\pm 10$  ns rekonstruiert und es wird verlangt, dass die Spuren der Strahlteilchen das Target durchqueren. Die rekonstruierte Rate  $R_{Spur}$  im Target ist durch folgende Formel gegeben:

$$R_{Spur} = \frac{\text{Anzahl der rekonstruierten Myonen im Target}}{\text{Anzahl der Trigger} \cdot \text{Breite des Zeitfensters} \cdot \text{Effizienz}} \quad (6.1)$$

Die Effizienz berücksichtigt die Tatsache, dass nicht alle Strahlteilchen rekonstruiert werden. Bei COMPASS beträgt der Wert der Effizienz  $\epsilon = 0,96 \pm 0,01$  für Strahlteilchen, deren Spuren durch das Target gehen [27].

Zusätzlich kann die Rate mit Hilfe der szintillierenden Faserhodoskope, die im Strahl stehen und deren Raten  $R_{Scaler}$  mit Scaler-CMCs gemessen werden, bestimmt werden. Da diese jedoch auch Strahlteilchen zählen, deren Spuren nicht durch das Target gehen, und da die Diskriminatoren und das 16-fache logische Oder vor den Scaler-CMCs eine Totzeit besitzen, ist diese Rate  $R_{Scaler}$  ungleich der Rate  $R_{Spur}$ . Zur Bestimmung der Rate  $R_{Scaler}$  werden die Zähler bei jedem Trigger ausgelesen und mit dem Wert der Zähler beim vorhergehenden Trigger verglichen. Die mittlere Rate  $R_{Scaler}$  zwischen den Zeiten  $t_1$  und  $t_2$  ergibt sich aus:

$$R_{Scaler} = \frac{\text{Zählerwert}(t_2) - \text{Zählerwert}(t_1)}{t_2 - t_1} \quad (6.2)$$

Mit Hilfe der Zählerraten kann man auch bei physikalischen Triggern den Fluss  $\Phi$  durch das Target bestimmen. Dazu errechnet man die Rate der Myonen mit Hilfe der Zähler analog zum Fall mit Random-Trigger nach Gleichung (6.2). Die Bestimmung des Flusses mit der Spur-Methode ist bei physikalischen Triggern nicht möglich, da Trigger und Stahl

korreliert sind. Aus der Rate  $R_{Scaler}$ , die mittels der Zähler und der Rate  $R_{Spur}$ , die durch die Rekonstruktion von Spuren bestimmt wurde, lässt sich im Fall des Random-Triggers das Verhältnis  $A$  der Raten bilden.

$$A = \frac{R_{Spur}}{R_{Scaler}} \quad (6.3)$$

Somit ist es möglich, die wahre Rate aus der Rate  $R_{Scaler}$  bei physikalischen Triggern durch Multiplikation mit  $A$  zu bestimmen. Damit erhält man den Fluss der Teilchen bei physikalischen Triggern durch das Target.

$$R_{Spur} = R_{Scaler} \cdot A \quad (6.4)$$

In den folgenden Kapiteln wird auf die Analyse des Flusses näher eingegangen. Zur Analyse der Daten wurde CORAL\* verwendet [31]. Im Falle des Zufalls-Generators, dessen Pulse mittels einer radioaktiven Quelle erzeugt wurden, wurden die Daten-Files von Run 41331 aus den Daten von 2004 benutzt. Für den elektronischen Zufalls-Generator wurde Run 35525 aus dem Jahr 2004 untersucht.

## 6.2 Die Selektion der Spuren

### 6.2.1 Das Zeitfenster

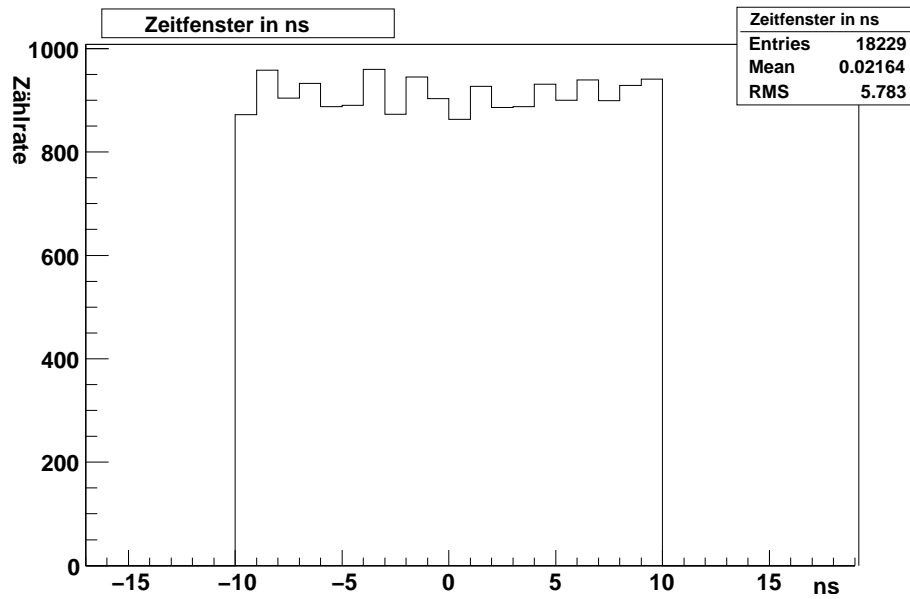
Um die Rate  $R_{Spur}$  der rekonstruierten Myonen zu extrahieren, wurden, wie bereits erwähnt, Spuren in einem Zeitfenster um den Trigger rekonstruiert. Dieses Zeitfenster beträgt bei der Standard-Strahl-Rekonstruktion, wie sie bei der Analyse verwendet wird,  $\pm 2, 1$  ns. Um eine größere Statistik zu erhalten, wurde dieses Zeitfenster auf  $\pm 10$  ns vergrößert. Dabei muß natürlich gewährleistet sein, dass die Effizienz der Spurrekonstruktion innerhalb des gesetzten Fensters gleich groß ist. Abb. 6.1 zeigt die zeitliche Verteilung der rekonstruierten Myonen-Spuren. Auf der x-Achse ist die Spur-Zeit (Track-Time) der rekonstruierten Strahlteilchen bezüglich der Trigger-Zeit aufgetragen. Die y-Achse gibt die Zählrate an. Man kann erkennen, dass die Verteilung konstant und an den Zeitpunkten  $\pm 10$  ns scharf abgeschnitten ist.

### 6.2.2 Die Selektion der Spuren im Target

Bei den rekonstruierten Spuren wird verlangt, dass diese das Target durchqueren. Dabei wurden die gleichen Bedingungen verwendet, wie sie bei der Analyse der 2003-Daten benutzt wurden, da die Untersuchungen zur Targetposition 2004 noch nicht abgeschlossen sind. In Abb. 6.2 ist das Target schematisch dargestellt. Die obere Graphik zeigt die Sicht auf eine Target-Zelle in Strahlrichtung (z-Achse). Zu erkennen ist der zylinderförmige Mantel mit Radius  $r$  der Target-Zelle, in dem sich das Target-Material ( ${}^6\text{LiD}$ ) befindet. Das Target-Material füllt jedoch nicht das gesamte Target-Zellenvolumen aus. Man verlangt für die Spuren  $\Delta y \leq 1$  cm. Damit versucht man zu berücksichtigen, dass das Targetmaterial zu Boden sinkt und deshalb der obere Teil der Targetzelle ungefüllt ist. Der

---

\* **CO**mpass **R**econstruction and **AN**aLysis

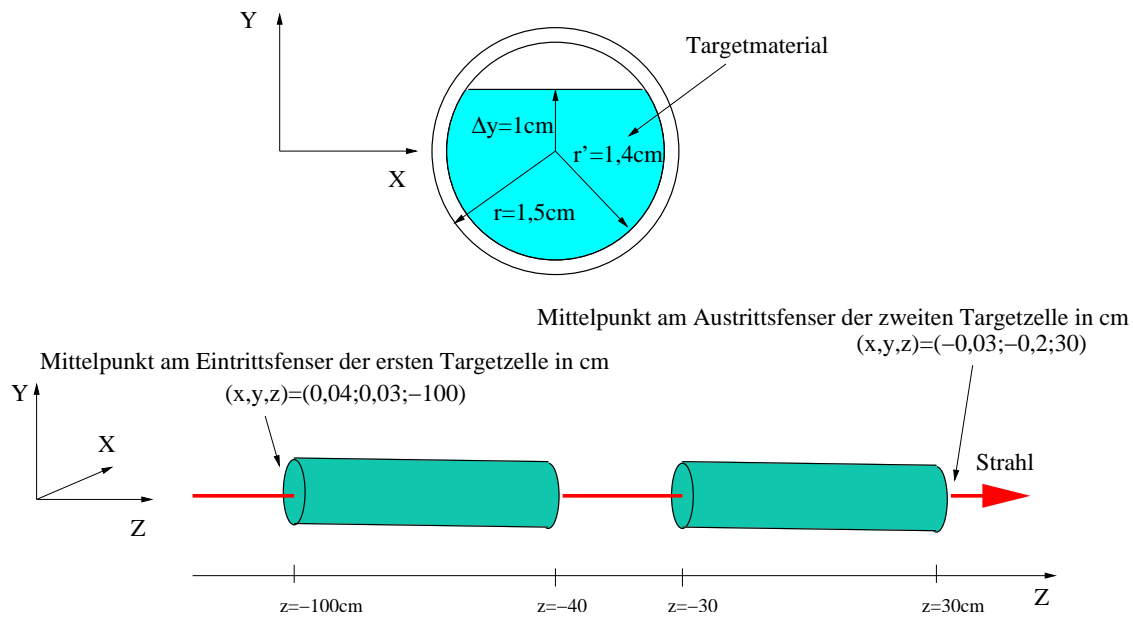


**Abbildung 6.1:** Das Zeitfenster um den Trigger, in welchem die Spuren der Myonen rekonstruiert werden. Aufgetragen ist der Zeitpunkt der Spuren in ns gegenüber dem Trigger zum Zeitpunkt 0.

Radius des Targets ist  $r = 1,5$  cm. Um sicherzustellen, dass sich die rekonstruierten Vertizes im Target befinden, wird zusätzlich verlangt, dass die Spuren einen Abstand  $r'$  kleiner als 1,4 cm zum Target-Mittelpunkt haben. Des Weiteren befindet sich der Mittelpunkt des Targets nicht bei  $x = y = 0$ . Dies ist in der unteren Graphik von Abb. 6.2 schematisch dargestellt. An der Stelle  $z = -100$  cm ist der Mittelpunkt der Target-Zelle durch  $(x, y, z) = (0,04; 0,03; -100)$  cm gegeben. An der Stelle  $z = 30$  cm beträgt der Mittelpunkt  $(x, y, z) = (-0,03; -0,2; 30)$  cm. Daran ist zu erkennen, dass das Target nicht exakt parallel zur  $z$ -Achse steht. Es gelten Teilchen als akzeptiert, deren Spuren einen Schnittpunkt mit beiden Flächen der Target-Zellen, unter Berücksichtigung der Füllhöhe, an den Stellen ( $z = -100$  cm) und ( $z = 30$ ) aufweisen.

### 6.2.3 Einteilung der Spuren in den szintillierenden Fasern

Zur Bestimmung der Rate  $R_{Scaler}$  mit Hilfe der Zähler wurde die  $y$ -Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02 verwendet. Die  $y$ -Ebene besteht aus 96 Lagen von Fasern, wobei 16 Fasern durch ein logisches Oder einem Zähler auf der Scaler-CMC zugeführt werden. Damit wird die  $Y$ -Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02 in 6 Bereiche mit je einem Zähler pro Bereich unterteilt. Zur späteren Identifikation werden Zone 1 die Fasern 1 bis 16 ( $-20 \text{ mm} \leq y < -13,5 \text{ mm}$ ), Zone 2 die Fasern 17 bis 32 ( $-13,5 \text{ mm} \leq y < -6,9 \text{ mm}$ ), Zone 3 die Fasern 33 bis 48 ( $-6,9 \text{ mm} \leq y < 0,4 \text{ mm}$ ), Zone 4 die Fasern 49 bis 64 ( $0,4 \text{ mm} \leq y < 6,1 \text{ mm}$ ), Zone 5 die Fasern 65 bis 80 ( $6,1 \text{ mm} \leq y < 12,6 \text{ mm}$ ) und Zone 6 die Fasern 81 bis 96 ( $12,6 \text{ mm} \leq y \leq 18,7 \text{ mm}$ ) zugeordnet. Abb. 6.3 zeigt schematisch das szintillierende Faserhodoskop FI02 sowie die beiden Target-Zellen. Zu erkennen ist die Einteilung des szintillierenden Faserhodoskops in die entsprechenden Zonen. In  $y$ -Richtung



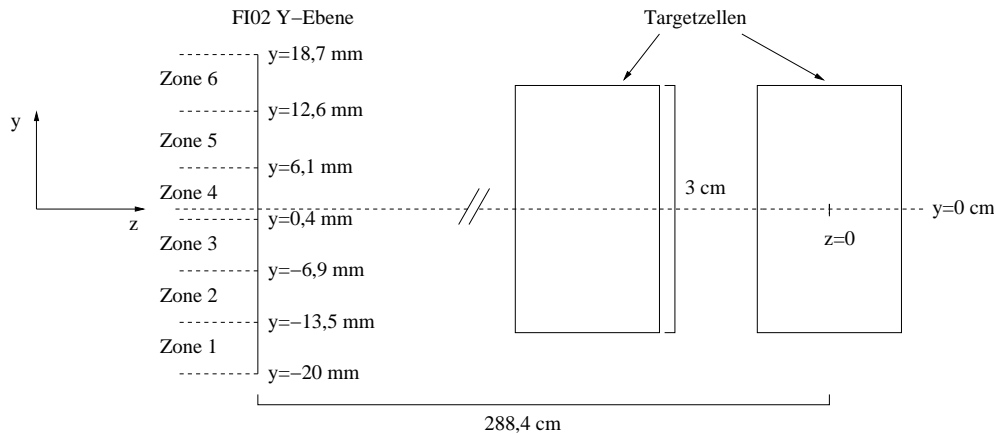
**Abbildung 6.2:** Zur Definition der Target-Position im Jahr 2003. Abgebildet ist das Target in der x-y-Ebene (obere Graphik) sowie die beiden Target-Zellen (untere Graphik).

ist das Target und das szintillierende Faserhodoskop maßstabsgetreu dargestellt. Die z-Richtung ist nicht maßstabsgetreu abgebildet. Die Rate  $R_{Spur}$  kann nun positionsabhängig bestimmt werden. Damit ist es möglich die Verhältnisse  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  auch für die einzelnen Zonen des Detektors anzugeben.

### 6.3 Bestimmung des Myonen-Flusses mit Hilfe des Zufalls-Generators (radioaktive Quelle) und FI02

Abb. 6.4 zeigt die Rate  $R_{Scaler}$ , wie sie mit Hilfe des szintillierenden Faserhodoskops FI02 in Abhängigkeit der Spill-Zeit bestimmt wurde. Die Informationen über die Zählerstände und die Zeit im Spill wurden der Scaler-CMC SC02P2sf entnommen. Dies ist die Scaler-CMC, die auch bei der Analyse in PHAST verwendet wird. Als Gate-Signal liegt  $V_{tot}$  d.h. die Summe aller Veto-Signale an. Die Totzeit der Datennahme wird bei dieser Scaler-CMC nicht berücksichtigt. Auf der x-Achse ist die Spill-Zeit in Sekunden angegeben, die y-Achse gibt die Rate an. Die Zeit-Achse wurde in 30 Bins unterteilt. Die mittlere Rate zwischen zwei Triggern wurde nach Gleichung (6.2) bestimmt. Aus diesen Raten wurde für jedes Bin der Mittelwert und der Fehler des Mittelwerts errechnet.

Abb. 6.5 zeigt den Fluss  $R_{Spur}$  der Myonen durch das Target. Wiederum ist die Rate über der Zeit im Spill aufgetragen. Die Zeit-Achse ist in 30 Bins unterteilt. Für jedes der Bins wurde die mittlere Rate  $R_{Spur}$  nach Gleichung (6.1) bestimmt. Des Weiteren wurden nur Strahlteilchen berücksichtigt, deren Spur durch das Target geht. Das Zeitfenster beträgt 20 ns (siehe Abb. 6.1) und der Wert für die Effizienz  $\epsilon$  ist  $0,96 \pm 0,01$  [27].



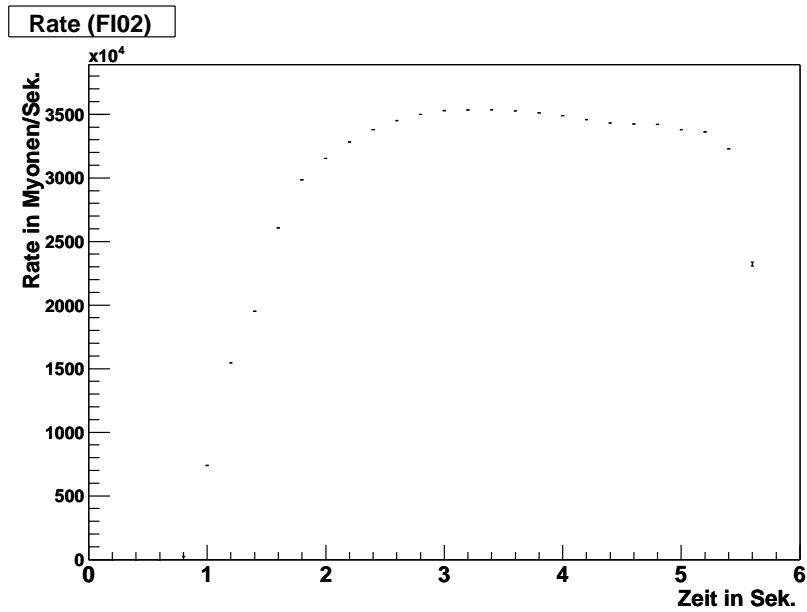
**Abbildung 6.3:** Zur Definition der Einteilung des szintillierenden Faserhodoskops FI02 in die entsprechenden Zonen. Abgebildet ist das szintillierende Faserhodoskop sowie die beiden Target-Zellen. In y-Richtung ist die Abbildung maßstabsgetreu, in z-Richtung ist die Darstellung nicht maßstabsgetreu.

An den Abbildungen 6.4 und 6.5 ist deutlich die Struktur der Spills zu erkennen. Der Spill fängt bei 0,8 Sekunden an. In den darauffolgenden 1,7 Sek. steigt die Rate der Myonen an und erreicht ein Plateau (zwischen 2,5 und 5,6 Sekunden), auf der sie näherungsweise konstant ist. Bei 5,6 Sek. fällt die Rate wieder auf 0 ab. Danach wird eine Spill-Pause zwischen 5,6 und 16,8 Sekunden generiert, in denen keine Strahlteilchen am Experiment ankommen. Die Spill-Pause zwischen 6 und 16,8 Sekunden ist in der Abbildung nicht dargestellt. Man erkennt zum einen, dass die Rate durch Spur-Rekonstruktion (Abb. 6.5) kleiner ist als die Rate der Zähler (Abb. 6.4). Außerdem sind die statistischen Fehler erheblich größer. Der Unterschied in der Rate lässt sich folgendermaßen begründen:

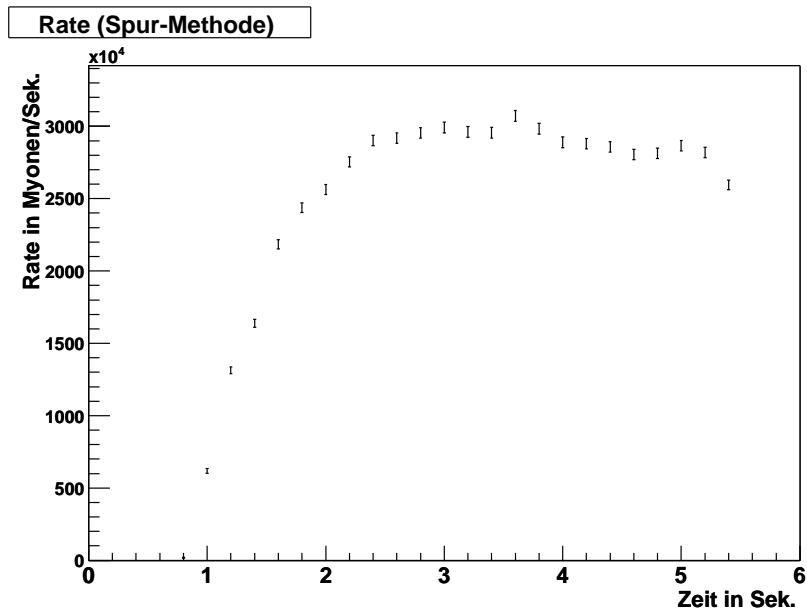
Da bei der Bestimmung der Rate durch Rekonstruktion von Spuren die Randbedingung eingeht, dass nur Strahlteilchen akzeptiert werden, deren Spur durch das Target geht, ist die Zahl der Myonen in Gleichung (6.1) kleiner. Für die szintillierenden Fasern ist es unerheblich, ob die Myonen durch das Target fliegen oder nicht. Zusätzlich zählen sie auch Teilchen aus dem sogenannten Halo, d.h. Teilchen, die sich nicht innerhalb des Strahls befinden. Ein weiterer Grund für den Unterschied in der Rate ist, dass durch die Diskriminatoren und das 16-fache logische Oder bei den Zählern eine Totzeit vorhanden ist. Deshalb ist die Rate  $R_{Spur}$  ungleich der Rate  $R_{Scaler}$ . Die größeren Fehlerbalken der Rate  $R_{Spur}$  ergeben sich durch die kleinere Statistik. Sie wurden nach folgender Formel für jedes Bin bestimmt:

$$\sigma_{Rate} = \frac{\sqrt{\text{Anzahl der Myonen im Bin}}}{(\text{Anzahl der Trigger im Bin}) \cdot 20 \cdot 10^{-9} \cdot \epsilon} \cdot \frac{1}{s} \quad (6.5)$$

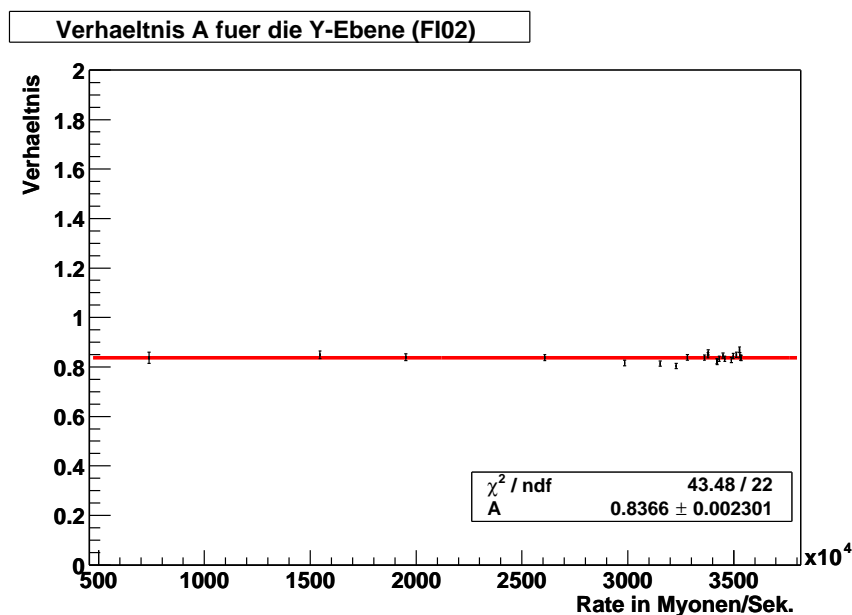
Nach Gleichung (6.3) lässt sich das Verhältnis  $A$  beider Methoden gewinnen. Abb. 6.6 zeigt das Verhältnis  $A$  der Raten  $R_{Spur}$  zu  $R_{Scaler}$  für die Y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02. Aufgetragen ist das Verhältnis in Abhängigkeit von der Rate  $R_{Scaler}$ . Es ist keine Abhängigkeit des Verhältnisses von der Rate erkennbar. Für das Verhältnis der Raten, die durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 (SC02P2sf) und durch Spur-Rekonstruktion bestimmt wurden, ergibt sich ein Wert von  $0,837 \pm 0,002_{stat}$ .



**Abbildung 6.4:** Abgebildet ist die Rate  $R_{Scaler}$ , die mit Hilfe des szintillierenden Faserhodoskops FI02 (SC02P2sf) bestimmt wurde als Funktion der Zeit im Spill. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt. Als Zufalls-Generator wurde der Generator mit der radioaktiven Quelle verwendet.



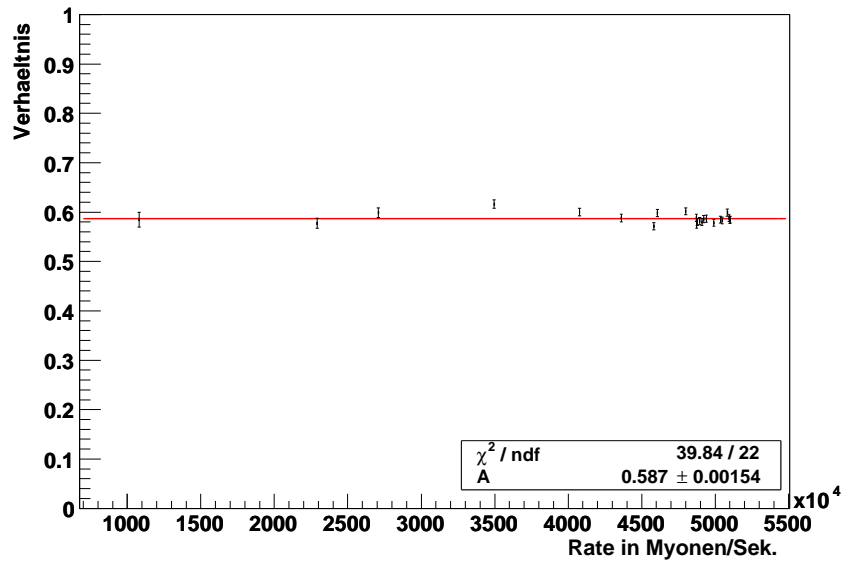
**Abbildung 6.5:** Abgebildet ist die Rate  $R_{Spur}$ , die durch Rekonstruktion von Spuren unter der Bedingung, dass die Spuren durch das Target gehen, bestimmt wurde. Die Rate ist aufgetragen als Funktion der Zeit im Spill. Als Zufalls-Generator wurde der Generator mit der radioaktiven Quelle verwendet.



**Abbildung 6.6:** Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  für das szintillierende Faserhodoskop FI02 (SC02P2sf). Als Random-Trigger wurde der Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle verwendet. Aufgetragen ist das Verhältnis  $A$  als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$ . Aus den rekonstruierten Spuren wurden die ausgewählt, die durch das Target gehen. Des Weiteren wurde als Gate-Signal  $V_{tot}$  verwendet.

Um abzuschätzen, wie lange das Veto-Signal  $V_{tot}$  als Gate am Zähler anliegt, kann SC02P1sf betrachtet werden. An diesem Zähler ist kein Gate-Signal angelegt. Abb. 6.7 zeigt das Verhältnis  $A$  der Raten  $R_{Spur}$  zu  $R_{Scaler}$  für diesen Fall. Hier ergibt sich für das Verhältnis  $A$  ein Wert von  $0,587 \pm 0,002_{\text{stat}}$ . Im Vergleich zu Abb. 6.6 kann man erkennen, dass das Verhältnis  $A$  um ca. 30% kleiner ist. Dieser Effekt kommt durch das Veto-Signal zu Stande. Die Zähler zählen also ca. 30% weniger Strahlteilchen, wenn das Veto-Signal  $V_{tot}$  anliegt.

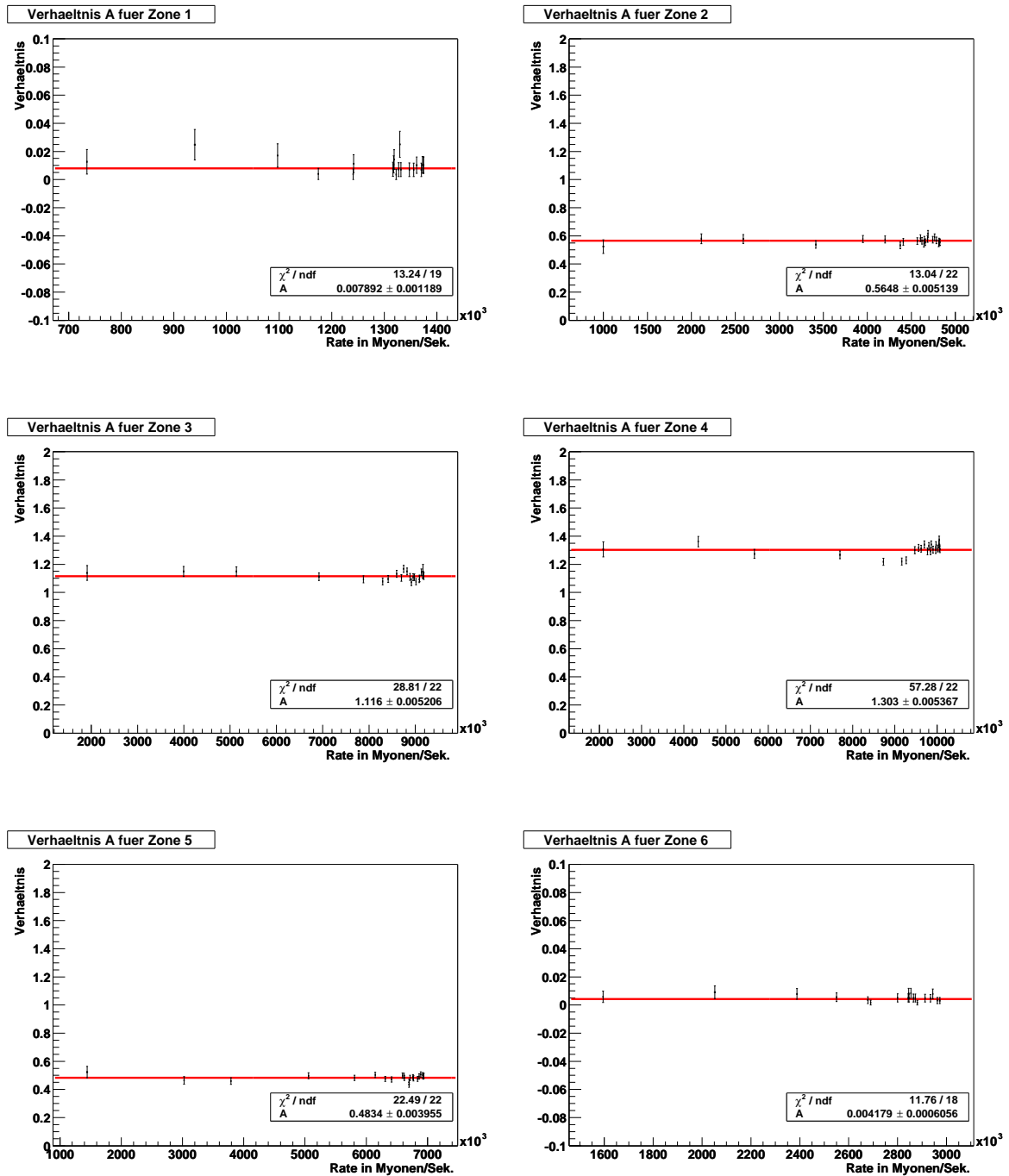
Abb. 6.8 zeigt das Verhältnis  $R_{Spur}$  zu  $R_{Scaler}$  in den Zonen 1, 2, 3, 4, 5 und 6. Aufgetragen ist jeweils das Verhältnis  $A$  in Abhängigkeit der Rate  $R_{Scaler}$ . Der Fehler für die Verhältnisse wurde mittels Fehlerfortpflanzung bestimmt. Man erkennt auch in den einzelnen Zonen keine Ratenabhängigkeit. Daher wurde in jeder Zone eine Konstante den Daten angepasst. In Tabelle 6.1 sind die den Daten angepassten Konstanten  $A$  und deren statistische Fehler für die verschiedenen Zonen angegeben. In den äußeren Zonen (Zone 1 und 6) ist ein sehr kleines Verhältnis  $A$  zu erkennen. Die relativ kleinen Werte entstehen dadurch, dass diese Zonen am weitesten vom Strahlzentrum entfernt positioniert sind. Damit durchquert ein Großteil der Myonen in diesem Bereich nicht das Target. In den Zonen 2 und 5 ist das Verhältnis größer, da sich diese Bereiche näher am Strahl befinden als Zone 1 und 6. Zone 3 und 4 sind direkt im Strahl positioniert. Deshalb ergibt sich in diesen beiden Zonen das größte Verhältnis. Aus allen Abbildungen kann man entnehmen, dass eine ratenabhängige Totzeit der Diskriminatoren und des 16-fachen logischen Oder der einzelnen Zonen innerhalb der Fehler nicht erkennbar ist. Eine ratenabhängige Totzeit



**Abbildung 6.7:** Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  für das szintillierende Faserhodoskop FI02 (SC02P1sf). Aufgetragen ist das Verhältnis  $A$  als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$ . Als Randbedingung wurde gewählt, dass die Spuren durch das Target gehen. Als Random-Trigger wurde der Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle verwendet. Am Zähler ist kein Gate-Signal angeschlossen.

würde sich dadurch bemerkbar machen, dass das Verhältnis zu kleineren Raten hin abnehmen müsste. Das ratenabhängige Verhältnis in den einzelnen Zonen ist jedoch immer mit einer Konstanten verträglich.





**Abbildung 6.8:** Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  in den Zonen 1, 2, 3, 4, 5 und 6 des szintillierenden Faserhodoskops FI02 (SC02P2sf) unter der Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen. Aufgetragen ist jeweils das Verhältnis  $A$  als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$ . Die Skalen in den Zonen 1 und 6 gehen von  $-0,1$  bis  $+0,1$ , die Skalen in den restlichen Graphen von  $0$  bis  $2$ . Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt. Als Random-Trigger wurde der Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle verwendet.

Zone	$A$
1	$0,008 \pm 0,001$
2	$0,565 \pm 0,005$
3	$1,116 \pm 0,005$
4	$1,303 \pm 0,005$
5	$0,483 \pm 0,004$
6	$0,004 \pm 0,001$

**Tabelle 6.1:** Zusammengestellt sind die aus den Daten angepassten Werte und Fehler für die Konstante  $A$  in den verschiedenen Zonen des szintillierenden Faserhodoskops FI02 (SC02P2sf). Als Random-Trigger wurde der Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle verwendet. Bei der Rekonstruktion der Spuren wurden nur diejenigen Spuren verwendet, die auch durch das Target gehen. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt.

## 6.4 Bestimmung des Myonen-Flusses mit Hilfe des elektronischen Zufalls-Generators und FI02

In diesem Kapitel werden ebenso wie in Kap. 6.3 der Myonen-Fluss und das Verhältnis  $A$  für das szintillierende Faserhodoskop FI02 bestimmt (SC02P2sf). Als Random-Trigger dient jedoch im Unterschied zu Kap. 6.3 der elektronische Zufalls-Generator. Abb. 6.9 zeigt die gesamte Rate  $R_{Scaler}$ , wie sie mit Hilfe des szintillierenden Faserhodoskops FI02 bestimmt wurde, in Abhängigkeit der Spill-Zeit. Abb. 6.10 zeigt den Fluss  $R_{Spur}$  der Myonen durch das Target in Abhängigkeit der Spill-Zeit. Auf der x-Achse ist jeweils die Zeit in Sekunden angegeben. Des Weiteren wurden die Zeit-Achsen in 30 Bins unterteilt. An den Abbildungen 6.9 und 6.10 ist wiederum deutlich die Struktur der Spills zu erkennen.

Abb. 6.11 zeigt das Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  für die y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02. Wiederum sind innerhalb der Fehler keine ratenabhängigen Totzeit-Effekte der Diskriminatoren und des 16-fachen Oders zu erkennen. Für das Verhältnis der Raten, die mit Hilfe des elektronischen Zufalls-Generators durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 (SC02P2sf) und durch Spur-Rekonstruktion bestimmt wurden, ergibt sich ein Wert von  $0,880 \pm 0,002_{stat}$ .

In Tabelle 6.2 sind die den Daten angepassten Konstanten  $A$  für die verschiedenen Zonen angegeben. Die entsprechenden Graphen befinden sich in Abb. 6.12. Ebenso wie in Kap. 6.3 kann man erkennen, dass die Verhältnisse in Richtung des Strahlmittelpunktes (Zone 3 und Zone 4) zunehmen.

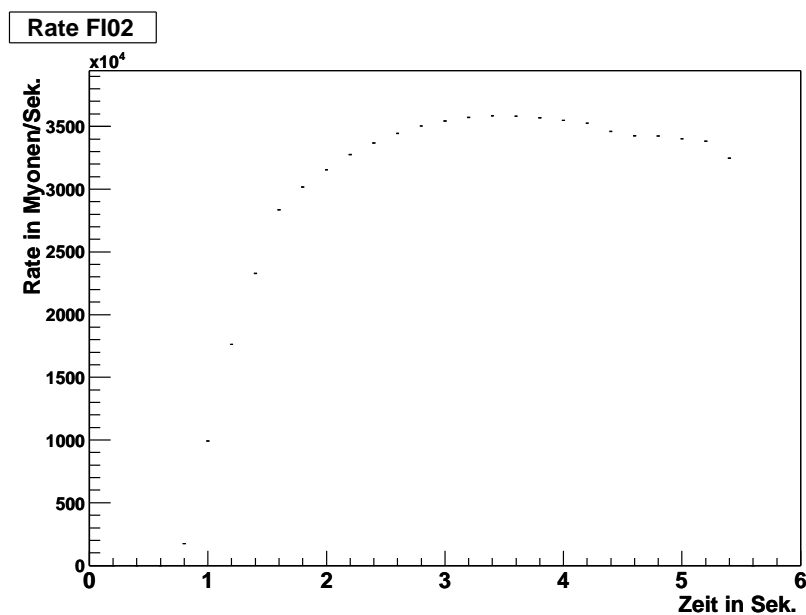


Abbildung 6.9: Abgebildet ist die Rate  $R_{Scaler}$ , die mit Hilfe des szintillierenden Faserhodoskops FI02 (SC02P2sf) bestimmt wurde, als Funktion der Zeit im Spill. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt. Als Random-Trigger wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet.

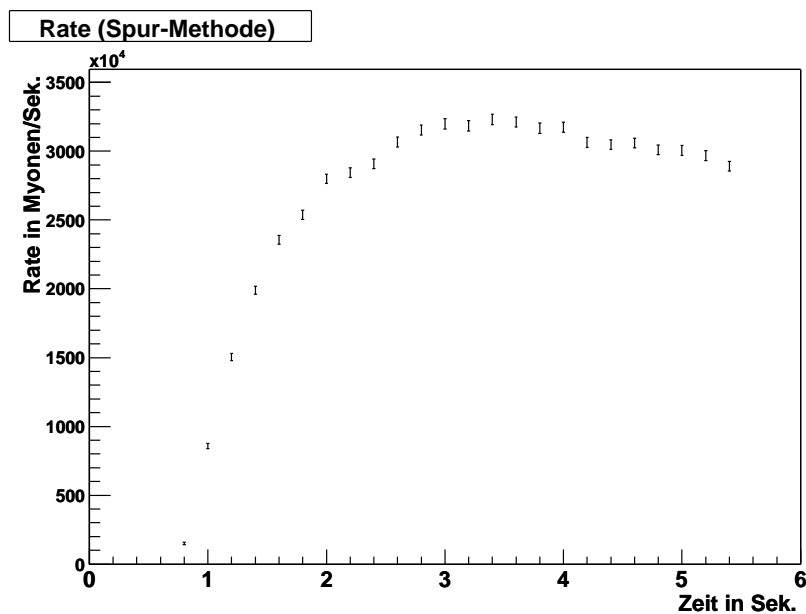
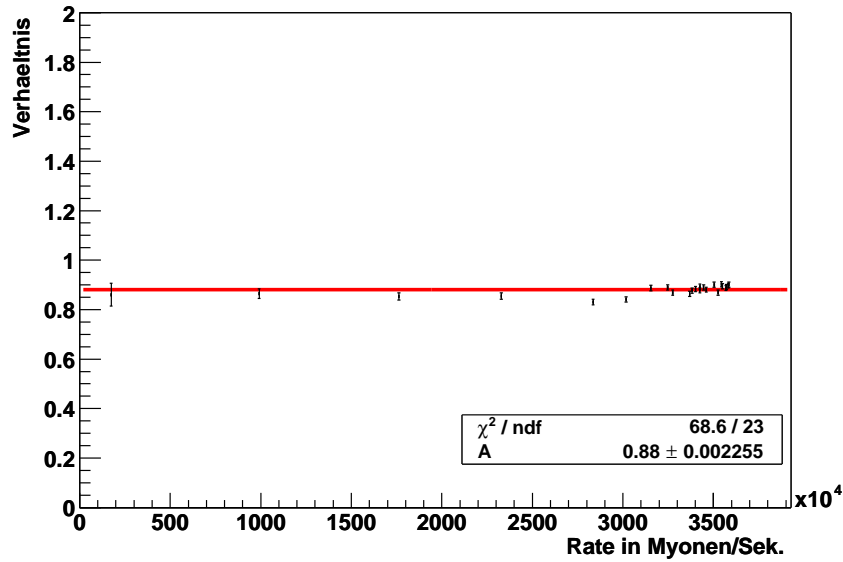


Abbildung 6.10: Abgebildet ist die Rate  $R_{Spur}$ , die durch Rekonstruktion von Spuren unter der Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen bestimmt wurde. Die Rate ist aufgetragen als Funktion der Zeit im Spill. Als Random-Trigger wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet.



**Abbildung 6.11:** Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  für das szintillierende Faserhodoskop FI02 (SC02P2sf). Das Verhältnis  $A$  ist als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$  aufgetragen. Es wurden nur Spuren verwendet, die durch das Target gehen. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt. Als Random-Trigger wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet.

Zone	$A$
1	$0,007 \pm 0,001$
2	$0,571 \pm 0,005$
3	$1,132 \pm 0,005$
4	$1,339 \pm 0,005$
5	$0,534 \pm 0,004$
6	$0,007 \pm 0,001$

**Tabelle 6.2:** Zusammengestellt sind die aus den Daten angepassten Werte und Fehler für die Konstante  $A$  in den verschiedenen Zonen des szintillierenden Faserhodoskops FI02 (SC02P2sf). Als Random-Trigger wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet und es wurde nur Strahlteilchen akzeptiert, die durch das Target fliegen. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt.

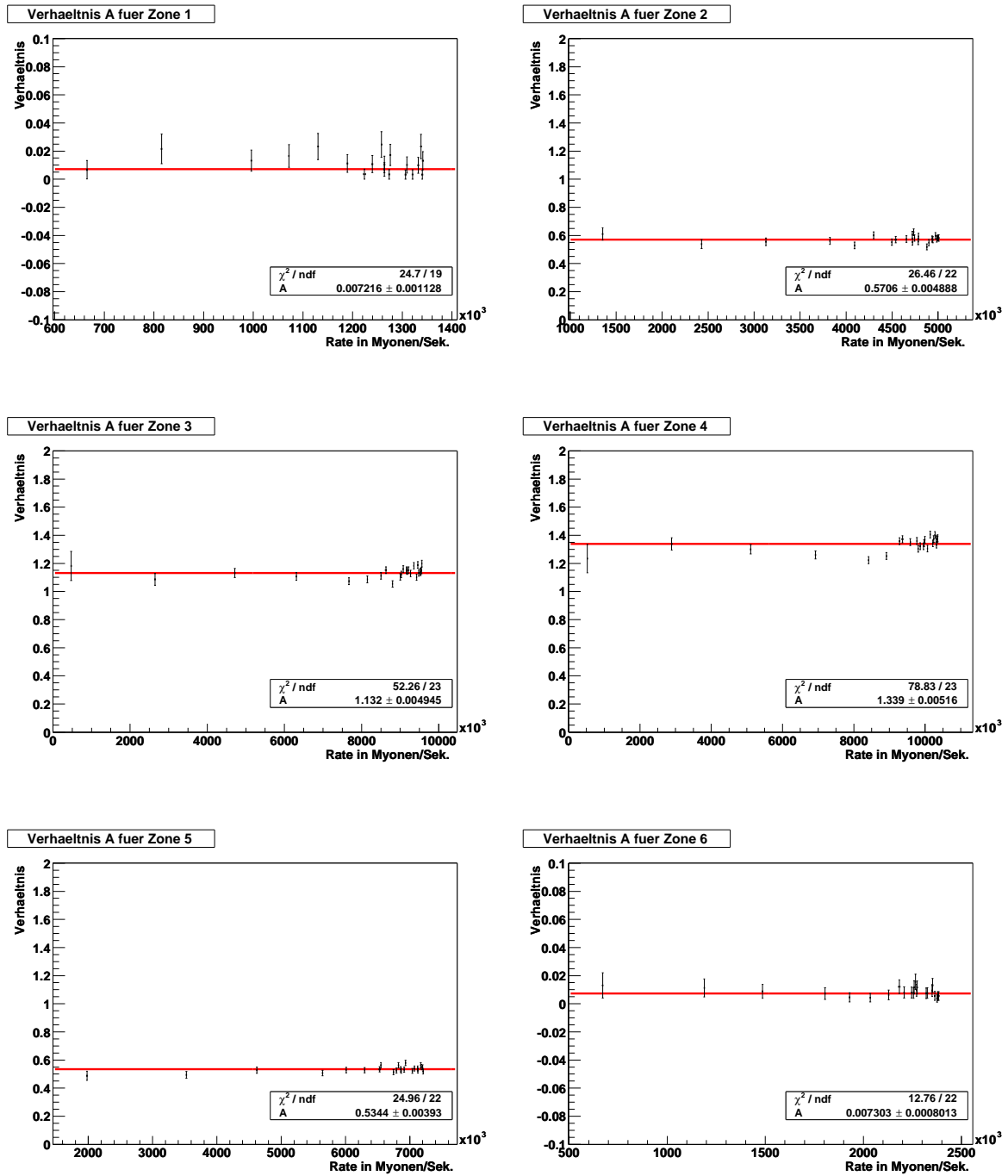


Abbildung 6.12: Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  in den Zonen 1, 2, 3, 4, 5 und 6 des szintillierenden Faserhodoskops FI02 (SC02P2sf) unter der Bedingung, dass die Strahlteichen durch das Target fliegen. Das Verhältnis  $A$  ist aufgetragen als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$ . Als Random-Trigger wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt.

## 6.5 Die Totzeit bei der Bestimmung der Rate mit Hilfe der Zähler

Durch die Diskriminatoren und das 16-fache logische Oder, das die Fasern der einzelnen Zonen der szintillierenden Faserhodoskope zusammenfasst, ergibt sich für die Zähler eine Totzeit. Die Totzeit, die durch das 16-fache logische Oder und die Diskriminatoren gegeben ist, ist leider nicht genau bekannt. Messungen haben gezeigt, dass die Totzeit zwischen 13 und 20 ns liegt [29]. Die Totzeit für die Rate soll im Folgenden abgeschätzt werden (dazu siehe auch [30]). Die Totzeit eines Detektors sei durch  $\tau$  gegeben. Das heißt, es werden nur Signale ausgelesen, deren zeitlicher Abstand größer als  $\tau$  ist. Die Rate der Teilchen, die durch den Detektor fliegen, sei  $m$ . Des Weiteren sei die zeitliche Verteilung der Teilchen beim Durchfliegen des Detektors zufällig. Die Teilchen lösen im Detektor Signale aus. Damit wird angenommen, dass die Signale im Detektor zeitlich zufällig verteilt sind. Die Verteilung der Zeitintervalle zwischen zwei Signalen ist gegeben durch

$$P(t) = m \cdot e^{-mt} . \quad (6.6)$$

Das heißt  $P(t)dt$  ist die Wahrscheinlichkeit, das zweite Signal im Zeitintervall  $(t, t + dt)$  zu messen. Die Wahrscheinlichkeit, dass  $t$  größer  $\tau$  ist, ist gegeben durch

$$P(t > \tau) = m \int_{\tau}^{\infty} e^{-mt} dt = e^{-m\tau} . \quad (6.7)$$

Die Anzahl der beobachteten Einträge  $k$  im Detektor in einem Zeitintervall  $T$  ist somit nur ein Bruchteil der wahren Anzahl von Ereignissen  $mT$  und ist gegeben durch

$$k = mT e^{-m\tau} . \quad (6.8)$$

Damit ergibt sich für die mittlere Rate  $R$  im Zeitintervall  $T$

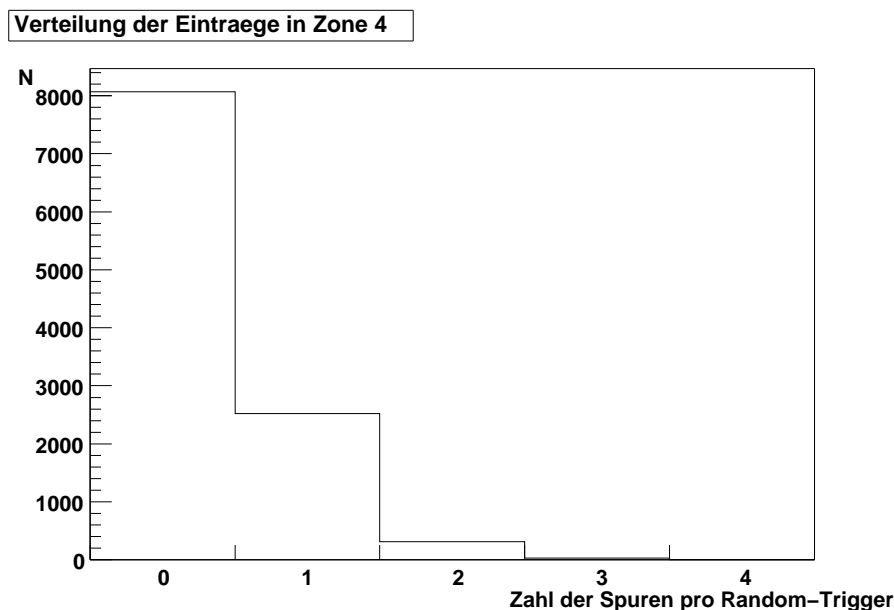
$$R = \frac{k}{T} = m e^{-m\tau} . \quad (6.9)$$

Diese Gleichung muss nach der tatsächlichen Rate  $m$  aufgelöst werden, was leider nur numerisch möglich ist.

Im Fall für das szintillierende Faserhodoskop FI02 bei COMPASS müssen die einzelnen Zonen betrachtet werden, da diese durch ein 16-faches logisches Oder zusammengefasst und auf einen Zähler gegeben werden. Die Annahme lautet, dass die Strahlteilchen in einem Zeitintervall  $T$  zeitlich zufällig verteilt durch den Detektor fliegen. Dazu wird exemplarisch das Verhalten an Zone 4 untersucht. Die tatsächliche Rate  $m$  kann nicht analytisch bestimmt werden. Man kann jedoch für die erwartete Totzeit folgende Abschätzung machen: Der maximale Wert der Rate ergibt sich in etwa zu  $2 \cdot 10^7$  Myonen pro Sekunde pro Zähler. Für diesen Wert ergibt sich bei einer Totzeit  $\tau$  von 13 ns nach Formel (6.9) ein Wert für die gemessene Rate von  $1,5 \cdot 10^7$  Teilchen pro Sekunde. Die prozentuale Abweichung durch die Totzeit beträgt somit 25%. Am Anfang des Spills ist die Rate noch nicht so groß und kann durch  $2 \cdot 10^6$  Myonen pro Sekunde abgeschätzt werden. Hier ergibt sich der Wert

für die gemessene Rate bei einer Totzeit  $\tau$  von 13 ns zu  $1,95 \cdot 10^6$ , das heißt die prozentuale Änderung beträgt 2,5%. Dieses Verhalten sollte sich auch bei der Bestimmung der Verhältnisse  $R_{Spur}$  zu  $R_{Scaler}$  bemerkbar machen. Das heißt, bei kleinen Raten sollte das Verhältnis mindestens um 20% kleiner sein als bei großen Raten. Dieses Verhalten kann jedoch nicht beobachtet werden, da das Verhältnis  $R_{Spur}$  zu  $R_{Scaler}$  innerhalb der Fehler als konstant bestimmt wurde. Dies kann als ein Hinweis darauf gedeutet werden, dass die Strahlteilchen nicht zeitlich zufällig verteilt durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 fliegen.

Diese Vermutung soll durch eine weitere Untersuchung gestützt werden, bei der versucht wird, die Abnahme der Zählrate durch die Totzeit des 16-fachen Oders vor den Zählern mit Hilfe von rekonstruierten Spuren zu bestimmen. Abb. 6.13 zeigt in einem Histogramm die Anzahl der Spuren pro Ereignis, die durch die Zone 4 des szintillierenden Faserhodoskops FI02 innerhalb eines Zeitfensters von  $\pm 10$  ns um den zufälligen Triggerzeitpunkt gehen. Zu erkennen ist zum einen, dass in den meisten Fällen kein Teilchen durch diese Zone des Detektors fliegt, und zum anderen, dass es auch Ereignisse gibt, in denen mehrere Strahlteilchen durch diese Zone fliegen. Diese machen ca. 10% der Fälle aus, in denen ein Strahlteilchen rekonstruiert wurde. Da der Zähler durch ein 16-Faches Oder mit der Zone 4 des szintillierenden Faserhodoskops verbunden ist, zählt er in einem solchen Ereignis statt der wahren Anzahl von Teilchen nur ein einziges Teilchen.

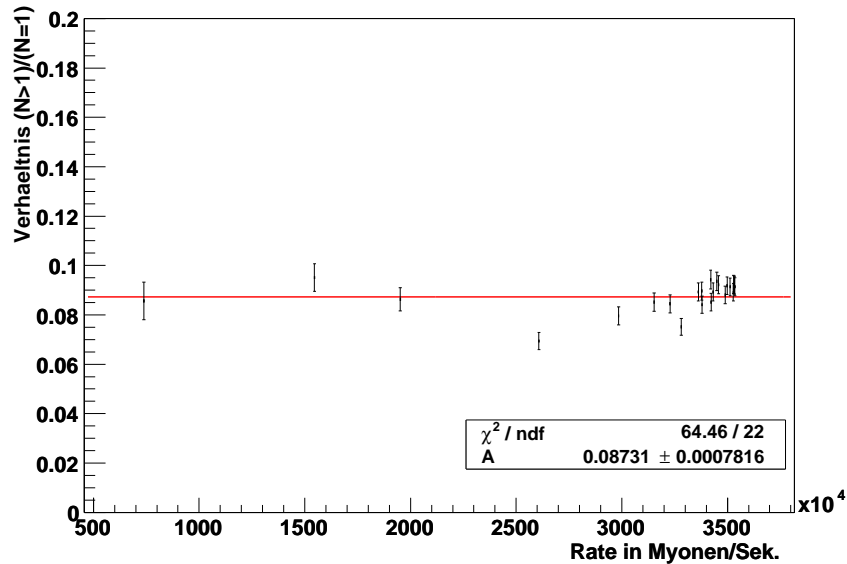


**Abbildung 6.13:** Abgebildet ist ein Histogramm, das die Anzahl der rekonstruierten Spuren pro Ereignis in der Zone 4 des szintillierenden Faserhodoskops FI02 innerhalb eines Zeitfensters von  $\pm 10$  ns um den zufälligen Triggerzeitpunkt darstellt. Zu erkennen ist, dass in den meisten Fällen kein Strahlteilchen rekonstruiert wurde. Zusätzlich kann erkannt werden, dass die Anzahl der Ereignisse, in denen mehr als ein Strahlteilchen rekonstruiert wurde, etwa 10% der Gesamtzahl aller Ereignisse ist.

Es ist nun interessant dieses Verhalten in Abhängigkeit der Rate zu betrachten. Abb. 6.14



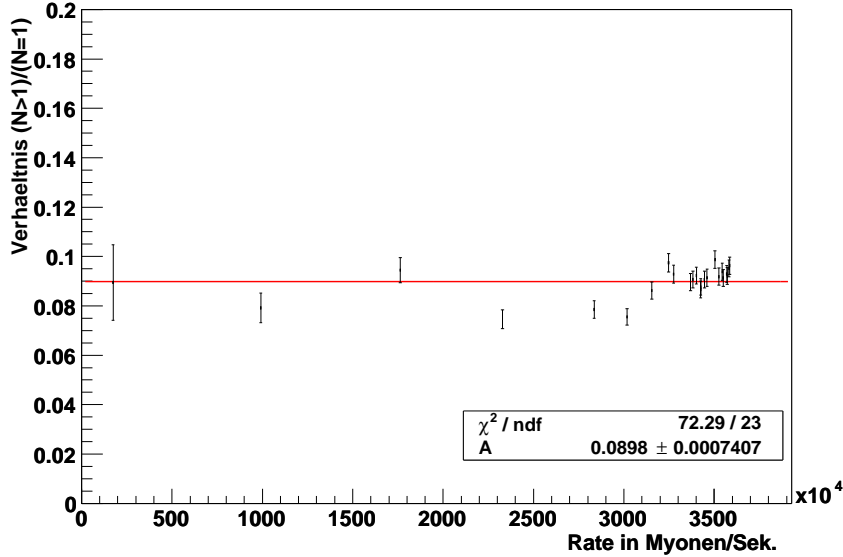




**Abbildung 6.15:** Die Abbildung zeigt das Verhältnis der Anzahl von Ereignissen, innerhalb eines Zeitfensters von  $\pm 10$  ns um den zufälligen Triggerzeitpunkt, mit mehr als einem Eintrag zu der Anzahl der Ereignisse mit nur einem Eintrag als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$  für die gesamte Y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02. Innerhalb der Fehler ist keine Abhängigkeit des Verhältnisses von der Rate zu erkennen. Als Zufalls-Generator wurde der Generator mit radioaktiver Quelle verwendet. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$  (SC02P2sf). Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt.

der Ereignisse mit nur einem Eintrag als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$  für die gesamte Y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02. Im Unterschied zu Abb. 6.15 wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet. Wiederum ist keine Abhängigkeit von der Rate zu erkennen. Die untere Grenze für die Totzeit ergibt sich ebenfalls zu ca. 9%.

Wichtig für die Analyse in PHAST ist, dass innerhalb der Fehler keine ratenabhängige Totzeit erkennbar ist. Somit kann ein globales Verhältnis  $A$  zur Bestimmung des Flusses aus der Rate  $R_{Scaler}$  in PHAST verwendet werden.

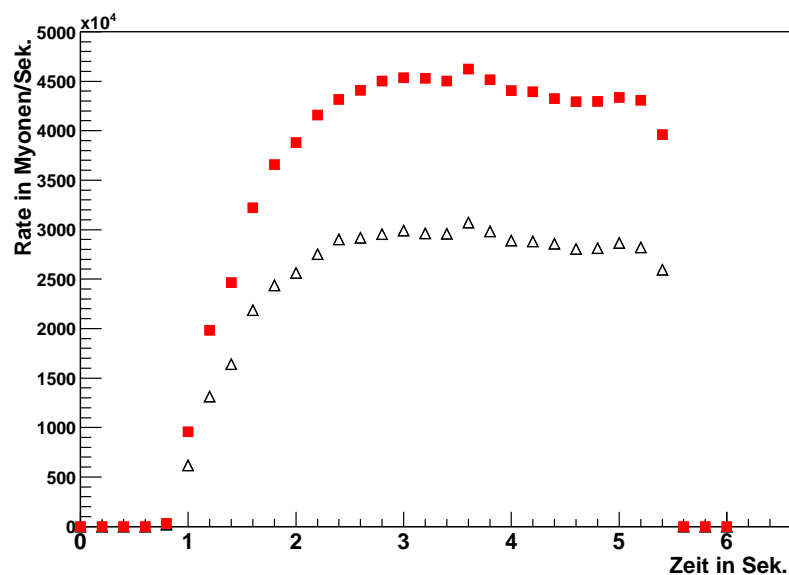


**Abbildung 6.16:** Die Abbildung zeigt das Verhältnis der Anzahl von Ereignissen, innerhalb eines Zeitfensters von  $\pm 10$  ns um den zufälligen Triggerzeitpunkt, mit mehr als einem Eintrag zu der Anzahl der Ereignisse mit nur einem Eintrag als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$  für die gesamte Y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02. Innerhalb der Fehler ist keine Abhängigkeit des Verhältnisses von der Rate zu erkennen. Es wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$  (SC02P2sf). Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt.

## 6.6 Bestimmung des Myonen-Flusses und des Verhältnisses bei unterschiedlicher Auswahl von Spuren

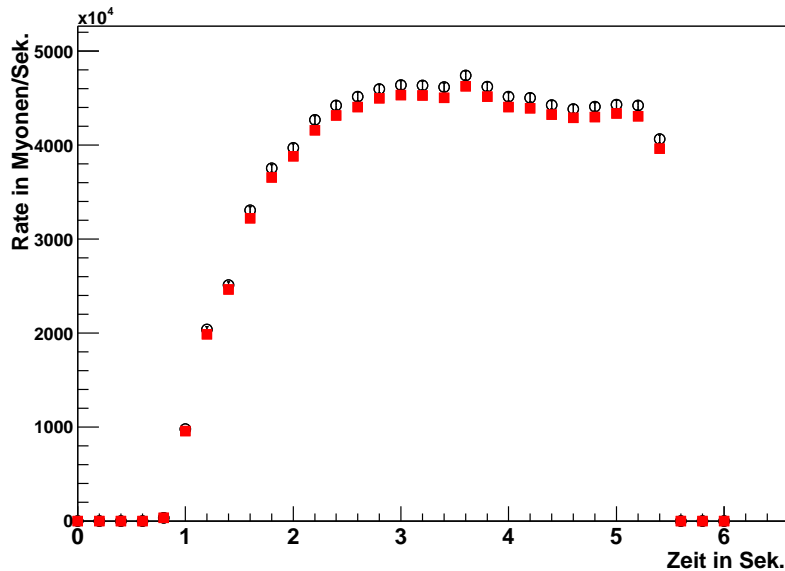
Es ist interessant das Verhalten der Raten und der Verhältnisse  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  ohne die Randbedingungen zu betrachten, dass die Spuren durch das Target oder durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 gehen. Damit lassen sich die Effekte, die durch diese zusätzlichen Bedingungen entstehen, besser verstehen. Die folgenden Abbildungen beziehen sich auf die Messung, die mit Hilfe des Zufalls-Generators (radioaktive Quelle) gemacht wurde. Die Plots zu den Messungen mit dem elektronischen Zufalls-Generator befinden sich im Anhang A. Abb. 6.17 zeigt die Rate  $R_{Spur}$  in Abhängigkeit der Spill-Zeit. Dabei stehen die Dreiecke für die Rate, deren Spuren durch das Target und durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 gehen. Die Quadrate zeigen die Rate der Strahlteilchen an, die durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 fliegen. Hier wurden auch Spuren akzeptiert, die nicht durch das Target gehen. Zu erkennen ist, dass die Rate in diesem Fall höher ist. Dies kann dadurch erklärt werden, dass nicht alle Strahlteilchen durch das Target fliegen.

Abb. 6.18 zeigt die Rate, wie sie mit Hilfe der Rekonstruktion von Spuren bestimmt wurde für den Fall, dass nur Spuren akzeptiert wurden, die durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 gehen (Dreiecke), und dem Fall, dass alle Spuren (Kreise) akzeptiert wurden. Es ist wiederum eine leichte Erhöhung der Rate für den Fall, dass alle Spuren



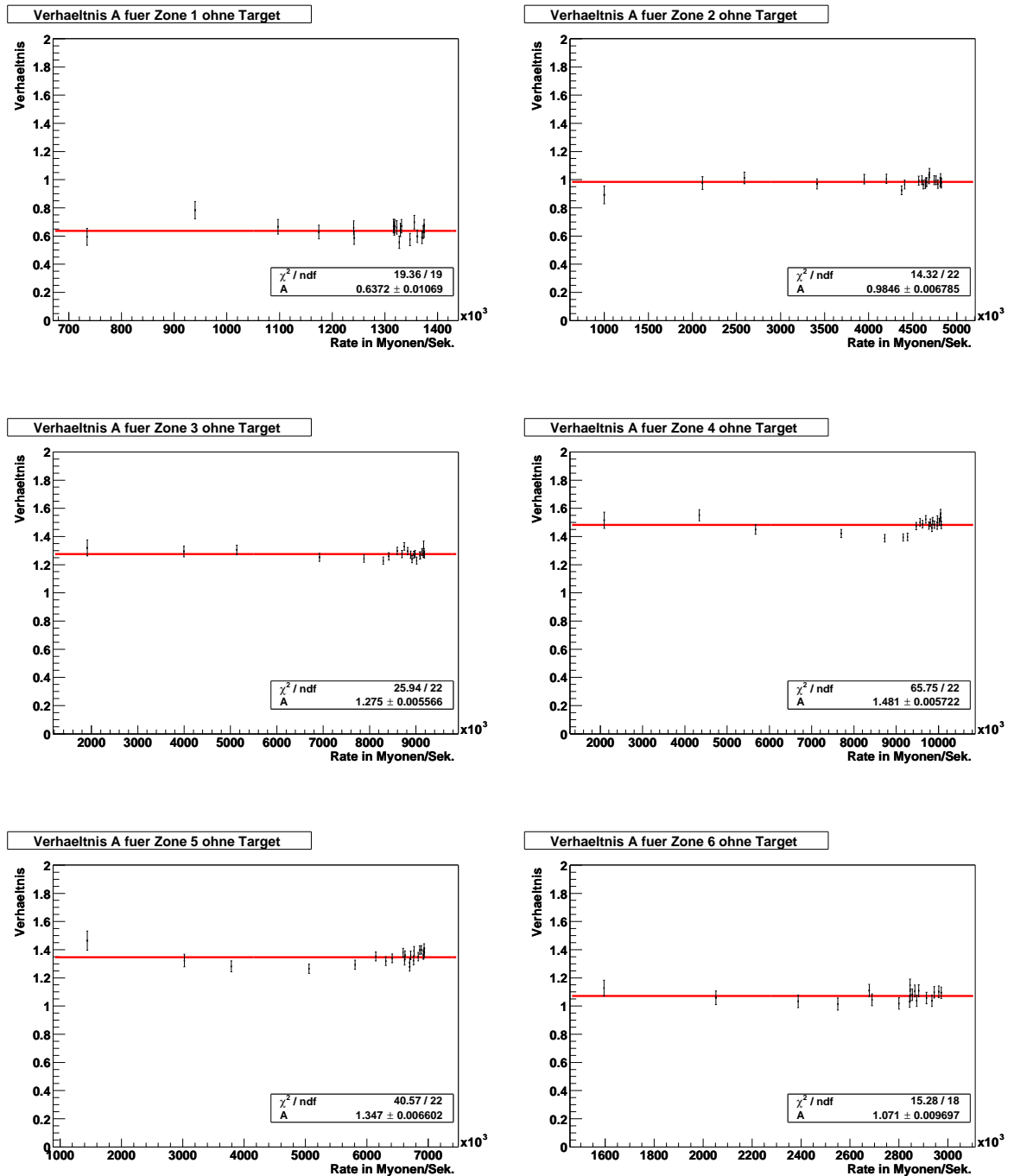
**Abbildung 6.17:** Abgebildet ist die Rate  $R_{Spur}$ , die durch Rekonstruktion von Spuren bestimmt wurde, mit der Bedingung (Dreiecke) und ohne die Bedingung (Quadrate), dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen. Die Raten sind aufgetragen als Funktion der Zeit im Spill. Zu erkennen ist, dass die Rate im Fall ohne die Bedingung größer ist als im Fall mit Bedingung. Als Zufalls-Generator wurde der Generator mit der radioaktiven Quelle verwendet.

akzeptiert wurden, zu erkennen. Daraus kann gefolgert werden, dass es auch Spuren von rekonstruierten Myonen gibt, die nicht durch das szintillierende Faserhodoskop FI02 gehen.



**Abbildung 6.18:** Abgebildet ist die Rate  $R_{Spur}$ , die durch Rekonstruktion von Spuren bestimmt wurde, mit der Bedingung (Dreiecke) und ohne die Bedingung (Kreise), dass die Strahlteilchen durch das szintillierende Faserhodoskop fliegen. Es wurde in beiden Fällen nicht verlangt, dass die Spuren durch das Target gehen. Die Raten sind aufgetragen als Funktion der Zeit im Spill. Als Zufalls-Generator wurde der Generator mit der radioaktiven Quelle verwendet.

Abb. 6.19 zeigt die Verhältnisse in den verschiedenen Zonen ohne die Randbedingung, dass die Spuren durch das Target gehen. Des Weiteren wurde eine Konstante  $A$  den Daten angepasst. Tabelle 6.3 zeigt sowohl die aus den Daten bestimmten Werte  $A$  für den Fall, dass die Spuren durch das Target gehen, als auch für den Fall ohne diese Bedingung für die einzelnen Zonen des szintillierenden Faserhodoskops FI02. Vergleicht man die Verhältnisse  $A$  mit den Verhältnissen, bei denen die Spuren durch das Target gehen, so zeigt sich, dass die Werte  $A$  für den Fall ohne die zusätzliche Bedingung, dass die Strahlteilchen das Target durchqueren, größer sind. Dies macht sich vor allem in den äußeren Zonen bemerkbar, denn hier gibt es sehr viele Myonen, die nicht durch das Target fliegen. In den Zonen 3 und 4 ist der Unterschied in den Verhältnissen nicht so groß, da die meisten Teilchen, die durch diese Zonen fliegen, auch das Target durchqueren. Des Weiteren kann man an den Verhältnissen ohne die Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen, erkennen, dass die Effizienz  $\epsilon$  zur Rekonstruktion der Myonen keine Konstante ist. In den äußeren Zonen ist die Effizienz, ein Teilchen zu rekonstruieren, schlechter als in den inneren Zonen, da hier die Verhältnisse stark von 1 abweichen. Der Wert von  $0,96 \pm 0,01$  für die Effizienz  $\epsilon$  gilt somit nur für Teilchen, deren Spuren durch das Target gehen.



**Abbildung 6.19:** Verhältnis der Rate  $R_{Spur}$  zu  $R_{Scaler}$  in den Zonen 1, 2, 3, 4, 5 und 6 des szintillierenden Faserhodoskops FI02 (SC02P2sf) ohne die Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen. Als Random-Trigger wurde der Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle verwendet. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$  (SC02P2sf). Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt.

Zone	Verhältnis $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$ , ohne die Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen.	Verhältnis $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$ , mit der Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen.
1	$0,637 \pm 0,011$	$0,008 \pm 0,001$
2	$0,98 \pm 0,01$	$0,565 \pm 0,005$
3	$1,275 \pm 0,006$	$1,116 \pm 0,005$
4	$1,481 \pm 0,006$	$1,303 \pm 0,005$
5	$1,347 \pm 0,007$	$0,483 \pm 0,004$
6	$1,071 \pm 0,010$	$0,004 \pm 0,001$

**Tabelle 6.3:** Vergleich der Verhältnisse  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  mit und ohne die Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen, für das szintillierende Faserhodoskop FI02. In der ersten Spalte sind die Zonen des Detektors eingetragen. Die zweite Spalte enthält die Werte für das Verhältnis  $A$  ohne die Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen. Die Verhältnisse in Spalte drei sind mit der zusätzlichen Bedingung, dass die Spuren der Strahlteilchen durch das Target gehen bestimmt worden. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$  (SC02P2sf). Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt.

## 6.7 Die Verhältnisse $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$ für die anderen Zähler des szintillierenden Faserhodoskops FI02

In diesem Kapitel werden die Verhältnisse  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  für die verschiedenen Zähler angegeben, mit denen die Y-Ebene des szintillierenden Faserhodoskops FI02 ausgelesen wird. In Tabelle 6.4 sind die verschiedenen Scaler-CMCs mit ihren jeweiligen Gate-Signalen und den Verhältnissen  $A$  aufgetragen. Die Ergebnisse für die beiden Zufalls-Generatoren sind innerhalb der systematischen Fehler miteinander verträglich, daher wurde der Mittelwert aus beiden Messungen gebildet (zum systematischen Fehler siehe Kap. 6.8). Für die Zähler, die auch die Totzeit der Datennahme als Gate-Signal haben, wurde zusätzlich berücksichtigt, dass die mittlere Triggerrate bei physikalischen Triggern ca. 10 kHz beträgt. Die Totzeit  $\tau$  der Datennahme ist  $5 \cdot 10^{-6}$  Sekunden (siehe Kap. 5.3). Die Rate  $R_{DAQ}$  der Zähler, die die Totzeit der Datennahme berücksichtigen, ergibt sich aus der Rate  $R$  der Zähler, die die Totzeit nicht berücksichtigen, zu [30]:

$$R_{DAQ} = R \cdot e^{-R_{Trigger}\tau} \quad (6.10)$$

Dabei ist  $R_{Trigger}$  die mittlere Rate der Trigger. Die Rate  $R_{phys}$  bei physikalischen Triggern ergibt sich somit aus der Rate  $R_{Rand}$  bei Random-Triggern zu:

$$\begin{aligned} R_{phys} &= R_{Rand} \frac{e^{-R_{phys}\tau}}{e^{-R_{Rand}\tau}} \\ &= R_{Rand} \cdot f \end{aligned} \quad (6.11)$$

Dabei ist  $f = e^{-R_{phys}\tau}/e^{-R_{Rand}\tau}$  der Korrekturfaktor für die Totzeit der Datennahme. Die Triggerrate beim Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle beträgt 700 Hz. Somit ergibt sich für den Korrekturfaktor  $f$  ein Wert von 0,955. Die Triggerrate beim elektronischen

Zufalls-Generator beträgt 8800 Hz, damit ist der Korrekturfaktor  $f = 0,99$ . Bei der Bestimmung der Verhältnisse  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  in Tabelle 6.4 für die Zähler, die die Totzeit der Datennahme berücksichtigen, wurden die gemessenen Raten  $R_{Scaler}$  mit den entsprechenden Korrekturfaktoren multipliziert.

Scaler-CMC	Gate-Signal	Verhältnis
SC02P1sf	-	$0,597 \pm 0,001_{stat.} \pm 0,025_{sys.}$
SC02P2sf	$V_{tot}$	$0,859 \pm 0,002_{stat.} \pm 0,025_{sys.}$
SC02P3sf	$V_{prime}$	$0,823 \pm 0,002_{stat.} \pm 0,025_{sys.}$
SC02P4sf	$V_{tot}$ & DAQ	$0,893 \pm 0,002_{stat.} \pm 0,025_{sys.}$
SC02P5sf	$V_{prime}$ & DAQ	$0,797 \pm 0,002_{stat.} \pm 0,025_{sys.}$
SC02P6sf	DAQ	$0,637 \pm 0,001_{stat.} \pm 0,025_{sys.}$

**Tabelle 6.4:** Verhältnisse der Scaler-CMCs, die die Y-Ebene des szintillierende Faserhodoskop FI02 auslesen. In der ersten Spalte sind die Scaler-CMCs eingetragen. In der zweiten Spalte befinden sich die Signale, die als Gate-Signal an den jeweiligen Scaler-CMCs anliegen. In der dritten Zeile sind die Verhältnisse  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  dargestellt (zum systematischen Fehler siehe Kap. 6.8). Bei allen Verhältnissen  $A$  sind die Mittelwerte aus der Messung mit dem Zufalls-Generator (radioaktiver Quelle) und der Messung mit dem elektronischen Zufalls-Generator angegeben. Bei den Zählern, die auch die Totzeit der Datennahme als Gate-Signal haben, wurde zusätzlich berücksichtigt, dass die Triggerrate bei physikalischen Triggern ca. 10 kHz beträgt.

## 6.8 Diskussion der Ergebnisse

Es hat sich gezeigt, dass das szintillierende Faserhodoskop FI02 geeignet ist zur Bestimmung des Flusses und des Verhältnisses  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$ , das aus der Rate der Spuren im Target und der Rate der Zähler bestimmt wurde. Im Fall des elektronischen Zufalls-Generators ergibt sich ein Wert für  $A$  von  $0,880 \pm 0,002_{\text{stat.}} \pm 0,025_{\text{sys.}}$ . Dabei stehen die Abkürzungen stat. und sys. für den systematischen bzw. statistischen Fehler. Der systematische Fehler wurde aus dem Fehler der Effizienz zur Rekonstruktion der Strahlteilchen  $\epsilon = 0,96 \pm 0,01$  [27] und dem Fehler in der Effizienz des szintillierenden Faserhodoskops  $\epsilon_{Scaler} = 0,97 \pm 0,015$  [20] abgeschätzt. Da die beiden Fehler korreliert sind wurde der systematische Fehler als lineare Summe der beiden Werte abgeschätzt und ergibt sich somit zu  $0,025$ . Für das Verhältnis  $A$  der Messung mit dem Zufalls-Generator dessen Pulse mit Hilfe der radioaktiven Quelle generiert wurden ergab sich Wert von  $A = 0,837 \pm 0,002_{\text{stat.}} \pm 0,025_{\text{sys.}}$ . Die beiden Verhältnisse unterscheiden sich somit um 5%. Um diesen Unterschied zu erklären wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt. Zum einen konnte festgestellt werden, dass die mittlere Rate  $R_{Spur}$  bei der Messung mit dem elektronischen Zufalls-Generator um ca. 8% größer war als die mittlere Rate  $R_{Spur}$ , die mit Hilfe des Zufalls-Generators mit radioaktiver Quelle bestimmt wurde. Im Gegensatz dazu hat sich die mittlere Rate  $R_{Scaler}$  nur um 3% erhöht. Aus diesem Grund wurde versucht die Totzeit der Diskriminatoren und der 16-fachen logischen Oder vor den Zählern zu bestimmen. Hier ergab sich für die Totzeit bei der Bestimmung Rate  $R_{Scaler}$ , sowohl beim elektronischen, als auch beim Zufallsgenerator mit radioaktiver Quelle, eine untere Schranke von 9% (Kap. 6.5). Dieser Wert ist unabhängig von der Rate  $R_{Scaler}$  der Zähler und damit kann hierdurch der Unterschied von 5% nicht erklärt werden. Des Weiteren wurde untersucht ob bei der zweiten Messung Zähler defekt waren. Es wurde festgestellt, dass alle Zähler funktioniert haben, und damit ist es nicht möglich den Unterschied von 5% durch defekte Zähler zu erklären.

Die beiden Ergebnisse sind innerhalb der systematischen Fehler miteinander verträglich. Als Mittelwert ergibt sich ein Wert von  $A = 0,859 \pm 0,002_{\text{stat.}} \pm 0,025_{\text{sys.}}$ . Dieser Wert kann bei der Analyse in PHAST verwendet werden, um den wahren Fluss, der mit Hilfe der Zähler bestimmt wird, zu gewichten.

Um den Fluss für die Zukunft noch besser zu verstehen, wäre es von Interesse einige Änderungen am experimentellen Aufbau vorzunehmen. Diese beinhalten eine bessere Kenntnis über die Position des Targets im Jahr 2004. Dazu kann die Vertex-Rekonstruktion bei physikalischen Triggern herangezogen werden. Da die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung eines Strahlteilchens im Target-Material ungleich der Wahrscheinlichkeit außerhalb des Target-Materials ist, kann anhand der Vertex-Verteilung die Position des Targets bestimmt werden. Des Weiteren müssten die Lagen der szintillierenden Fasern einzeln ausgelesen, d.h einzeln auf einen Zähler der Scaler-CMC gegeben werden. Dadurch wäre es möglich die Effekte der Totzeit des 16-fachen Oders besser zu verstehen.



## Kapitel 7

# Zusammenfassung

Hauptziel des COMPASS-Experiments ist die Bestimmung des Beitrages der Gluonen  $\Delta G$  zum Spin des Nukleons. Weitere Ziele sind die Bestimmung der flavour-spezifischen Quark-Verteilungsfunktionen  $\Delta q(x)$ , die Bestimmung der transversalen Spin-Verteilungsfunktion  $\Delta_T q(x)$ , die Bestimmung der spinabhängigen Fragmentation  $\Delta D^{\Lambda}_q$  sowie die Bestimmung inklusiver und semiinklusive Wirkungsquerschnitte. Zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes ist es nötig, den Fluss der Strahlteilchen zu kennen. In dieser Arbeit wurde der Aufbau einer Messeinrichtung zur Bestimmung des Myonenflusses bei COMPASS beschrieben. Für das COMPASS-Datennahme-System wurde zu diesem Zweck die Scaler-CMC programmiert und eingestellt. Diese wird verwendet um Strahlteilchen, die durch die szintillierenden Faserhodoskope fliegen, zu zählen. Des Weiteren wurde ein Zufalls-Generator gebaut, dessen Pulse mit Hilfe einer radioaktiven Quelle erzeugt werden. Der Zufalls-Generator wurde auf die Zufälligkeit seiner Pulse untersucht und mit dem elektronischen Zufalls-Generator, der bis zum dortigen Zeitpunkt beim Experiment eingesetzt wurde, verglichen. Dabei hat sich gezeigt, dass die Puls-Verteilung des Zufalls-Generators mit radioaktiver Quelle, im Gegensatz zum elektronischen Zufalls-Generator, innerhalb des statistischen Fehlers der theoretischen Erwartung entspricht. Die Zufalls-Generatoren wurden verwendet um Trigger am Experiment zu generieren. Damit war es möglich, sowohl den Fluss der rekonstruierten Strahlteilchen, als auch den Fluss mit Hilfe der szintillierenden Faserhodoskope zu bestimmen. Bei physikalischen Triggern ist die Bestimmung des Flusses durch die Rekonstruktion von Strahlteilchen nicht möglich, da Trigger und Strahl korreliert sind. Die Rate der Strahlteilchen muss somit bei physikalischen Triggern mit Hilfe der szintillierenden Faserhodoskope bestimmt werden. Diese messen jedoch auch Strahlteilchen, deren Spur nicht durch das Target gehen. Damit ist es nötig, die mit den szintillierenden Fasern bestimmte Rate zu gewichten. Mit dem Verhältnis der Raten  $R_{Spur}/R_{Scaler}$ , die mit Hilfe des Random-Triggers bestimmt wurden, ist dies nun möglich. Zur Bestimmung des Verhältnisses wurde das szintillierende Faserhodoskop FI02 verwendet. Es konnte innerhalb der systematischen Fehler kein Unterschied im Verhältnis  $R_{Spur}/R_{Scaler}$  zwischen dem elektronischen Zufalls-Generator und dem Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle erkannt werden. Des Weiteren ist innerhalb des statistischen Fehlers keine Ratenabhängigkeit der Totzeit zu erkennen. Als mittlerer Wert  $A$  des Verhältnisses zur Gewichtung des Flusses bei physikalischen Triggern wurde im Fall der Scaler-CMC SC02P2sf ein Wert von  $A = R_{Spur}/R_{Scaler} = 0,859 \pm 0,002_{\text{stat.}} \pm 0,025_{\text{sys.}}$  bestimmt.



Anhang A

Abbildungen zu Kapitel 6

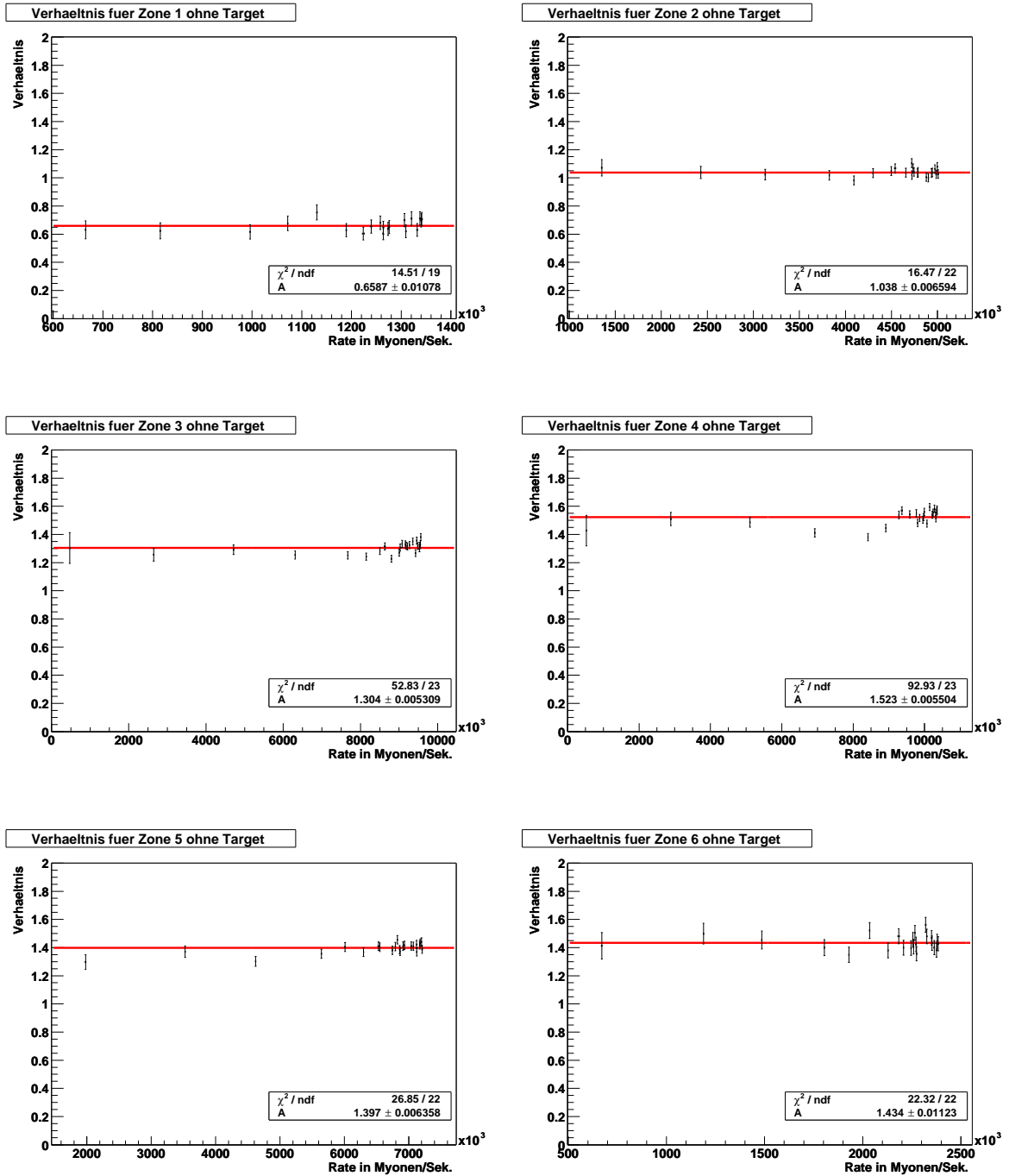
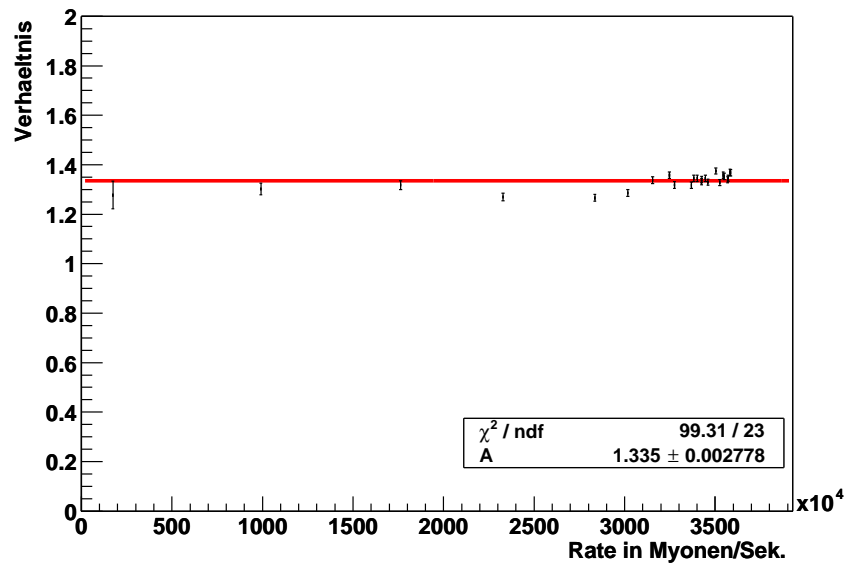


Abbildung A.1: Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  der Raten in den Zonen des szintillierenden Faserhodoskops FI02 ohne die zusätzliche Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen. Als Random-Trigger wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet.



**Abbildung A.2:** Verhältnis  $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$  für das szintillierende Faserhodoskop FI02 (SC02P2sf) ohne die zusätzliche Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen. Das Verhältnis  $A$  ist als Funktion der Rate  $R_{Scaler}$  aufgetragen. Das Gate-Signal bei diesen Zählern ist  $V_{tot}$ . Die Totzeit der Datennahme wird durch das Gate nicht berücksichtigt. Als Random-Trigger wurde der elektronische Zufalls-Generator verwendet.



## Anhang B

# Schaltpläne und Abbildungen

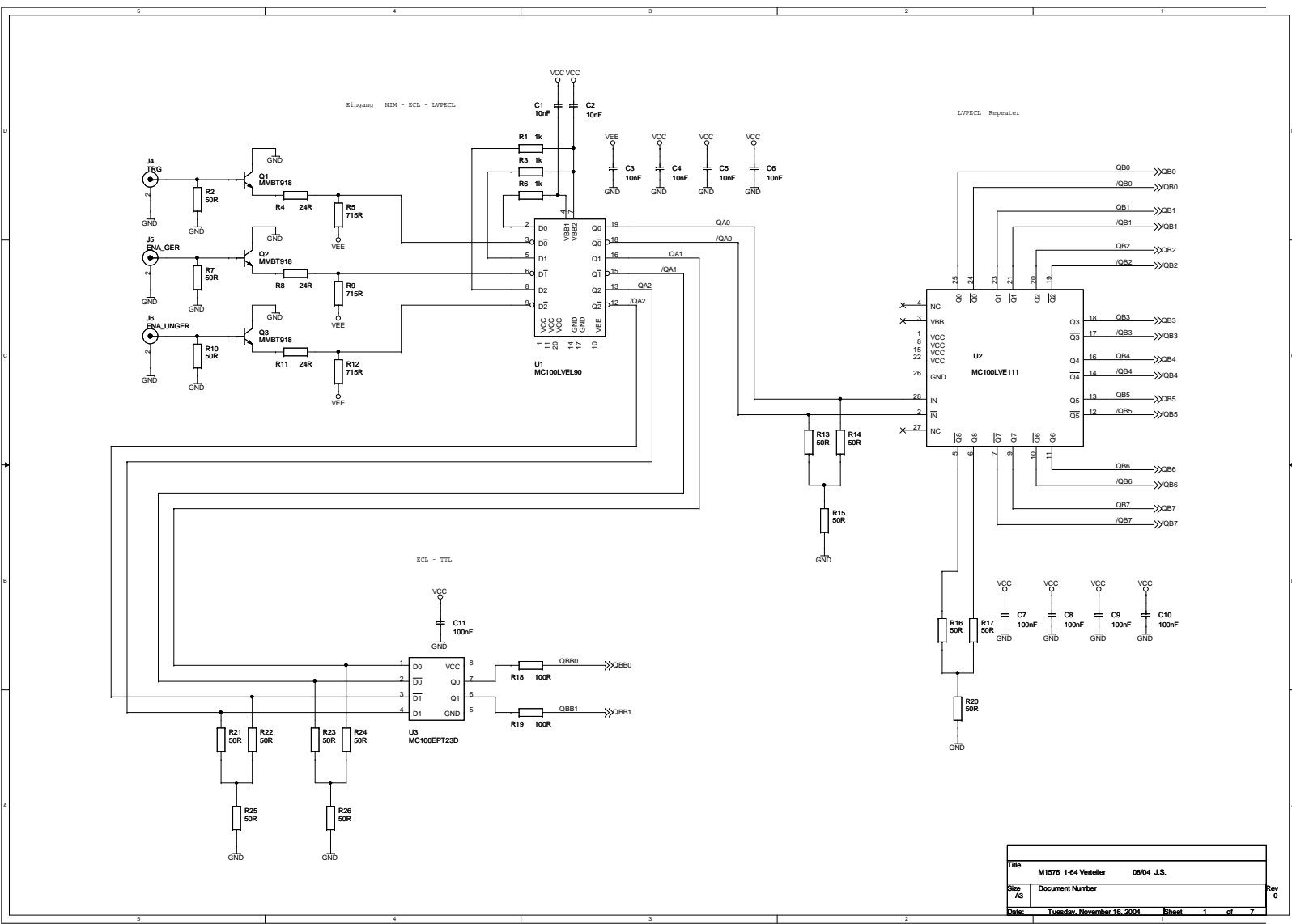
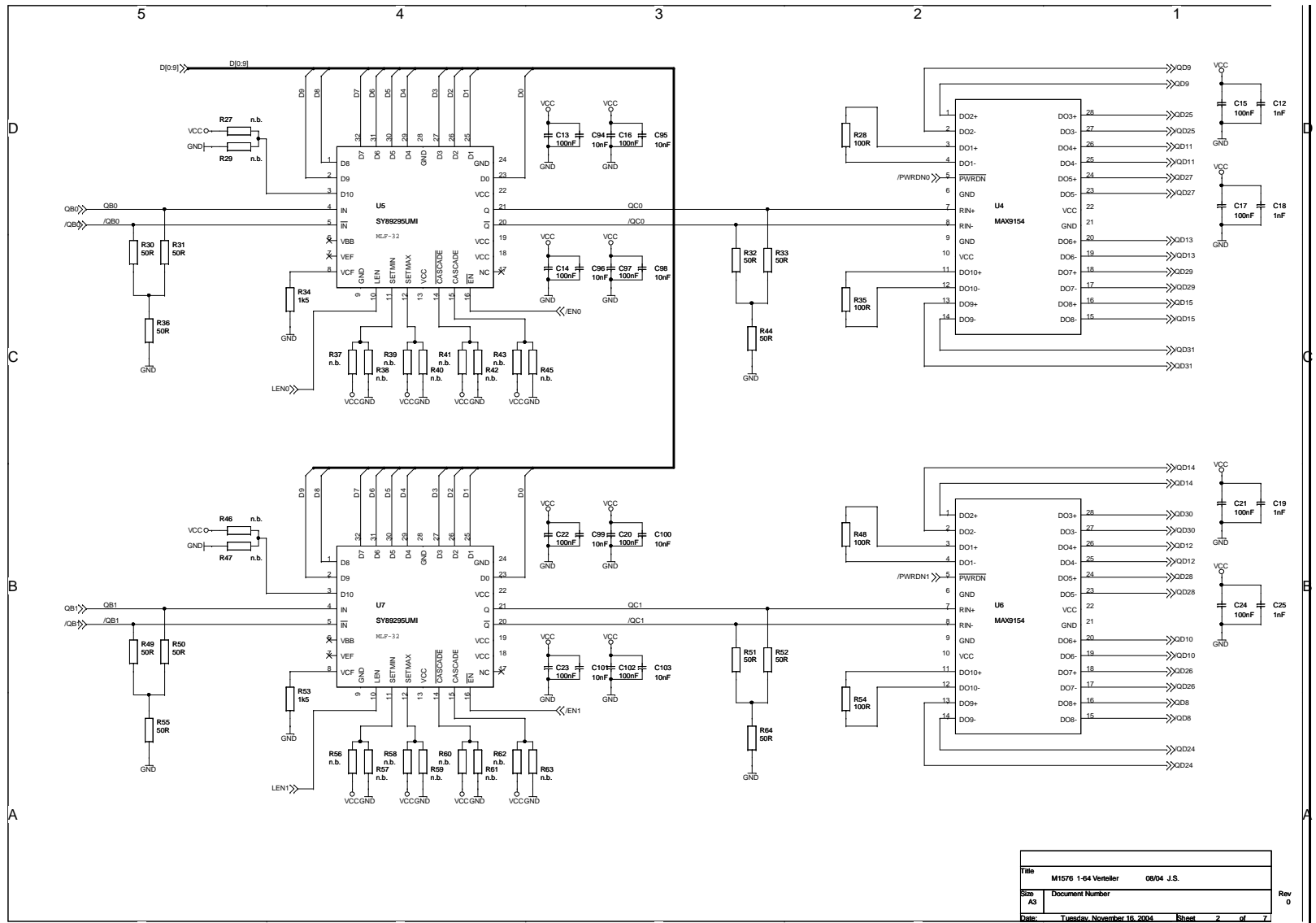


Abbildung B.1: Schaltplan Seite 1 (NIM-LVDS 1-64 Verteilermodule PPF 323).



Abbildung B.2: Schaltplan Seite 2 (NIM-LVDS 1-64 Verteilermodule FPF 323).



Title	M1576 1-64 Verteiler	08/04 J.S.
Size	A3	
Date:	Tuesday, November 16, 2004	Sheet 2 of 7

Rev 0

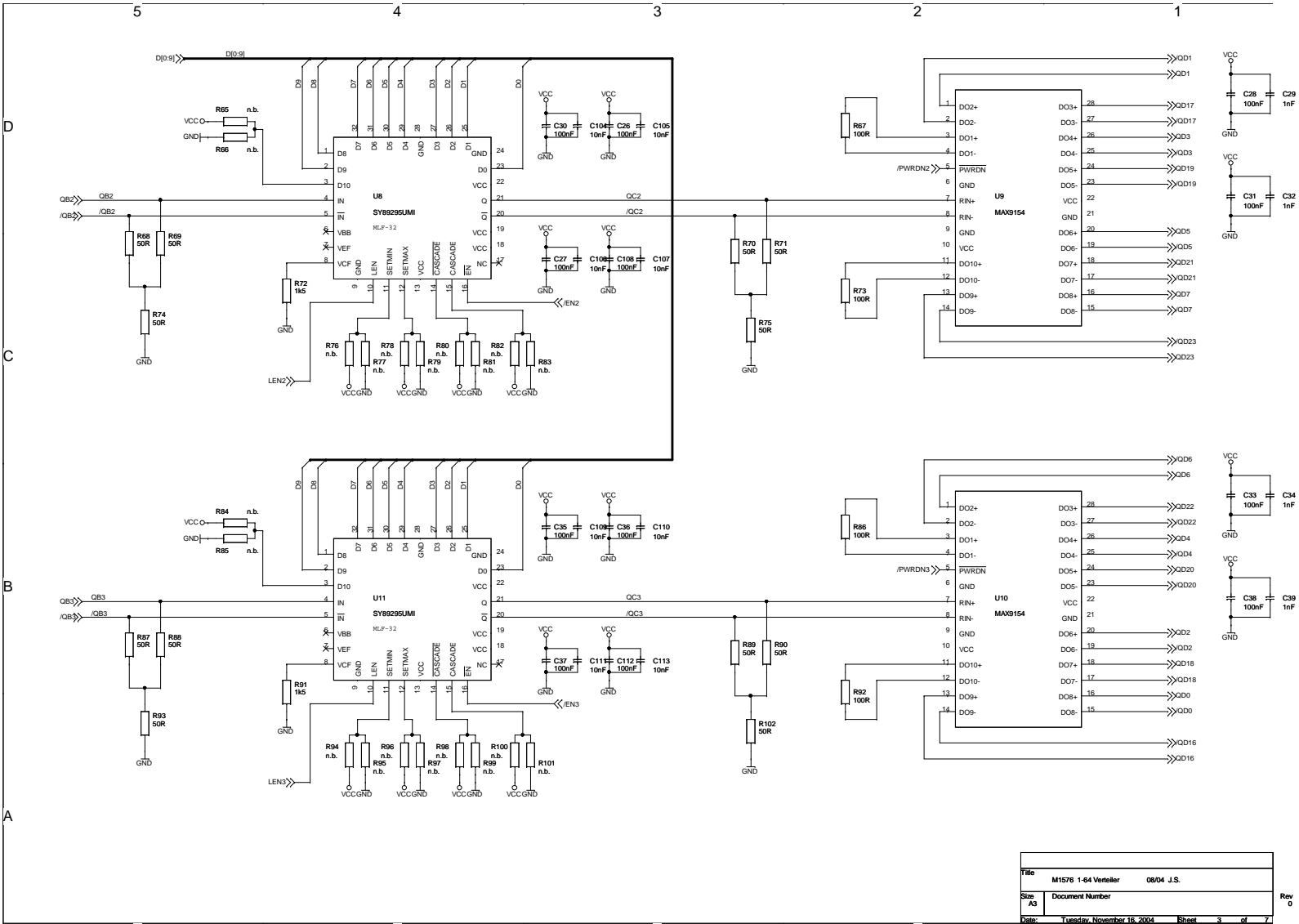
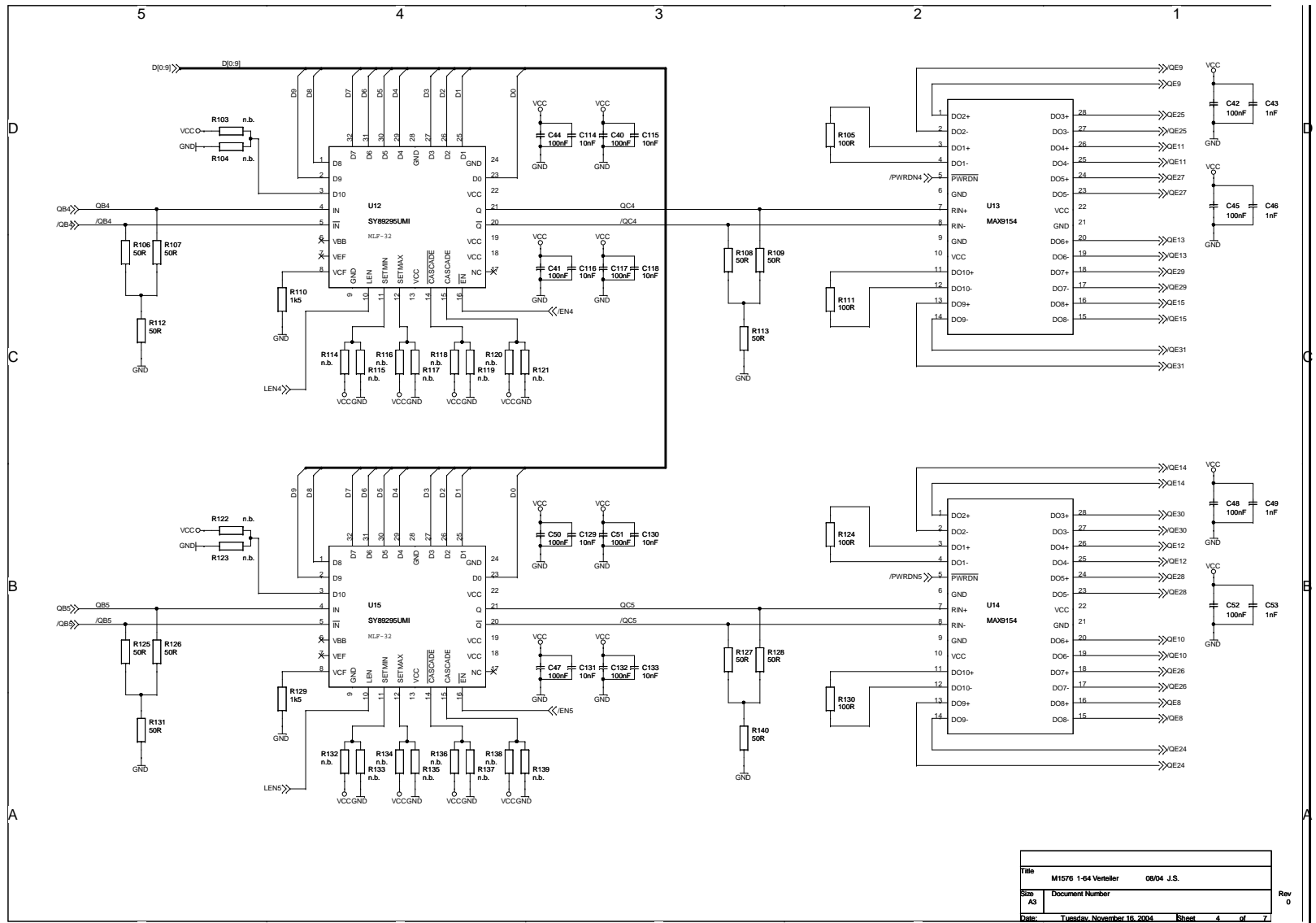


Abbildung B.3: Schaltplan Seite 3 (NIM-LVDS 1-64 Verteilermodule FPF 323).

Titel		M1576 1-64 Verteiler	08/04 J.S.
Size	AS	Document Number	
Date:	Tuesday, November 16, 2004	Sheet	3 of 7

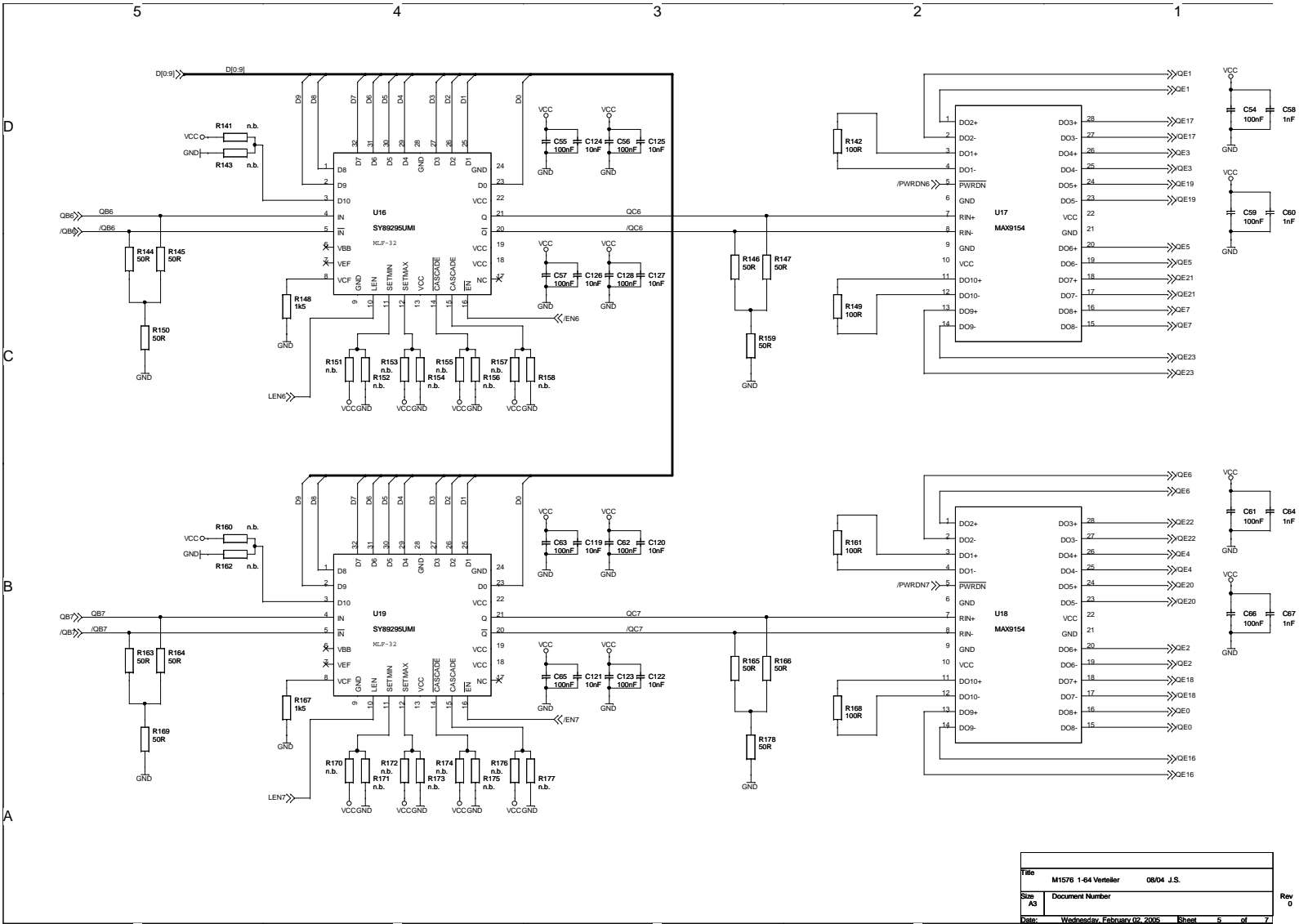
Rev 0

Abbildung B.4: Schaltplan Seite 4 (NIM-LVDS 1-64 Verteilermodul FPF 323).



Title		M1576 1-64 Verteiler	08/04 J.S.
Size	Document Number		
Date:	Tuesday, November 16, 2004	Sheet	4 of 7

Rev 0

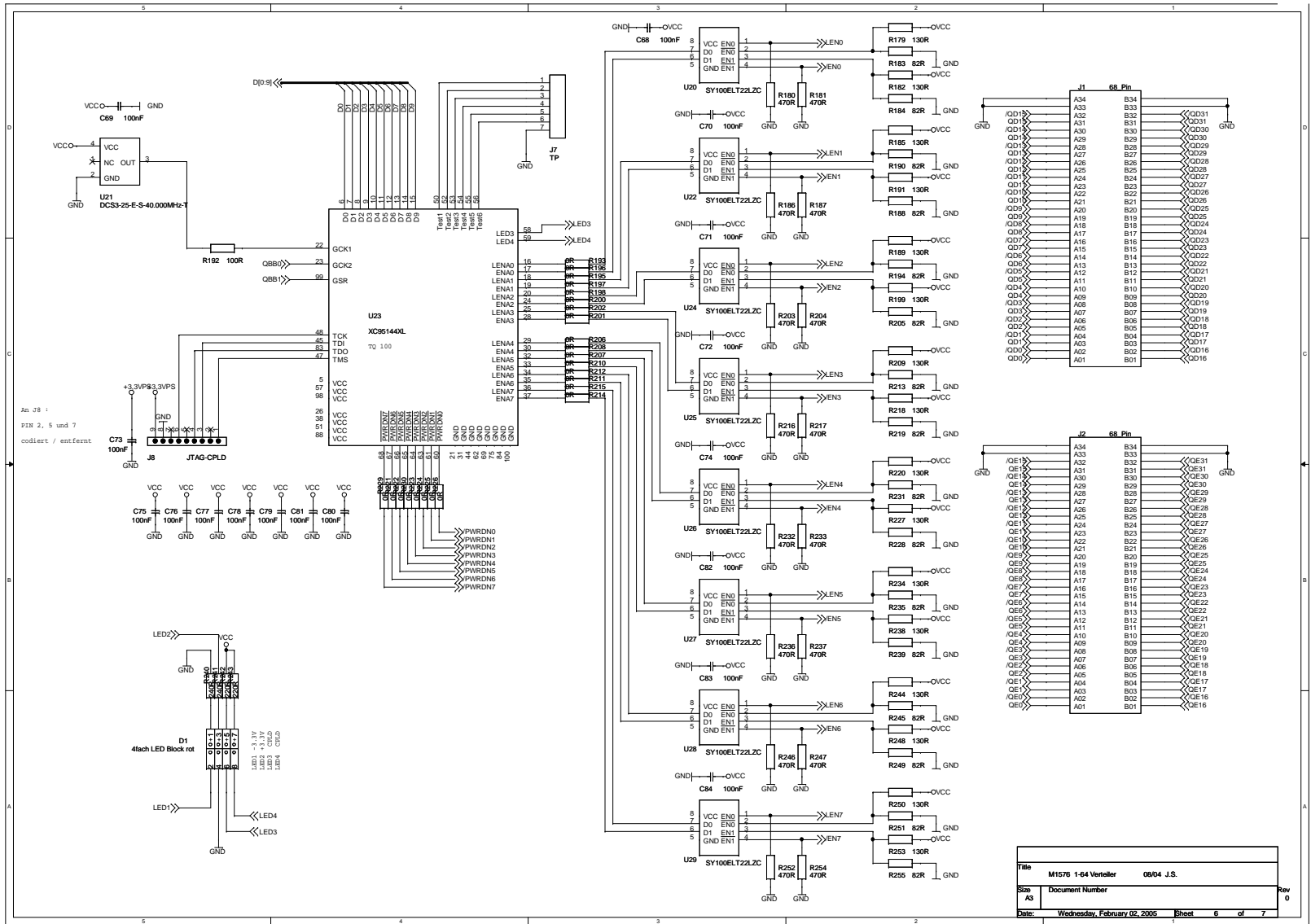


Title		M1576 1-64 Viterbi	08/04 J.S.
Size	AS	Document Number	
Date:	Wednesday, February 02, 2005	Sheet	5 of 7

Rev 0

Abbildung B.5: Schaltplan Seite 5 (NIM-LVDS 1-64 Verteilermodul FPF 323).

Abbildung B.6: Schaltplan Seite 6 (NIM-LVDS 1-64 Verteilermodule PPF 323).



Titel	M1576 1-64 Verteiler	0804 J.S.
Size	AS	Document Number
Date:	Wednesday, February 02, 2005	Sheet 6 of 7

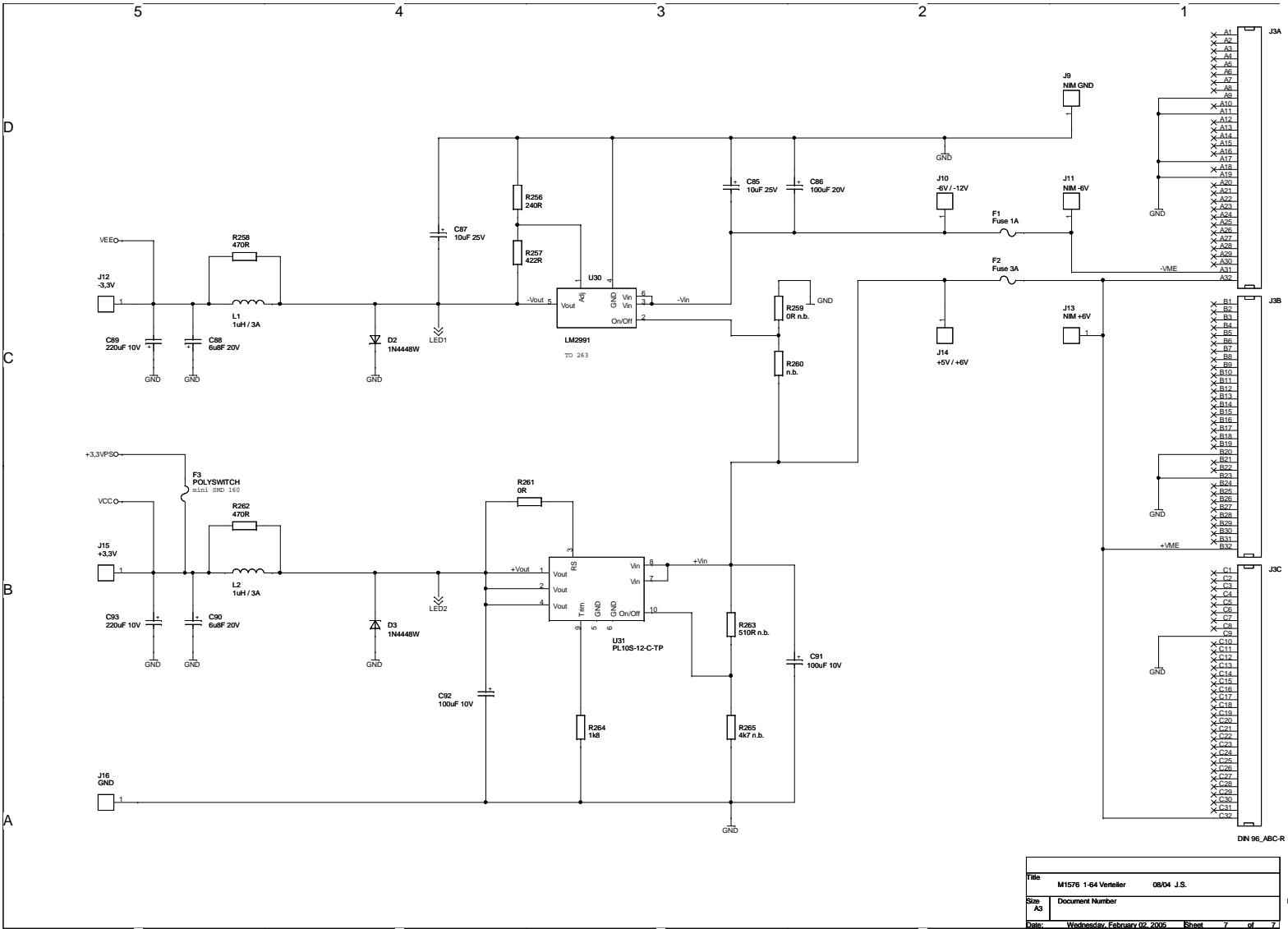


Abbildung B.7: Schaltplan Seite 7 (NIM-LVDS 1-64 Verteilermodul FPF 323).

Title		M1576 1-64 Verteiler	08/04 J.S.
Size	AS Document Number		
Date:	Wednesday, February 02, 2005	Sheet	7 of 7

Rev 0



**Abbildung B.8:** Die Abbildung zeigt das NIM-LVDS 1-64 Verteilermodul von der Seite für den NIM-Einschub.



**Abbildung B.9:** Die Abbildung zeigt das NIM-LVDS 1-64 Verteilermodul für den VME-Einschub von der Seite.





**Abbildung B.10:** Die Abbildung zeigt das NIM-LVDS 1-64 Verteilermodul für den NIM Einschub von vorne. Zu erkennen sind die Buchsen für die Eingangssignale (NIM-IN, EVEN-, ODD-NIM-ENABLE) sowie die Stecker für die 64 Ausgangssignale (LVDS-OUT 0:31 und LVDS-OUT 32:63).



**Abbildung B.11:** Die Abbildung zeigt das NIM-LVDS 1-64 Verteilermodul für den VME Einschub von vorne. Zu erkennen sind die Buchsen für die Eingangssignale (NIM-IN, EVEN-, ODD-NIM-ENABLE) sowie die Stecker für die 64 Ausgangssignale (LVDS-OUT 0:31 und LVDS-OUT 32:63).

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Graph für die Streuung eines Myons am Nukleon . . . . .	4
2.2	Definition der Spin- und Streuebene . . . . .	7
2.3	Daten zur Strukturfunktion $F_2$ . . . . .	8
2.4	Veranschaulichung des Skalenverhaltens . . . . .	8
3.1	Strahlprofil . . . . .	12
3.2	Zerfall des Pions bzw. Kaons in ein Myon und ein Neutrino. . . . .	13
3.3	Entwicklung der Polarisierung des Targets . . . . .	14
3.4	Das polarisierte Target. . . . .	15
3.5	Der COMPASS-Detektor . . . . .	17
3.6	szintillierende Fasern . . . . .	18
3.7	Position der FI01 und FI02 . . . . .	18
3.8	Auslese der szintillierenden Fasern . . . . .	19
4.1	Das Auslese-System bei COMPASS . . . . .	21
4.2	Schematische Darstellung des Johnson-Counters . . . . .	25
4.3	Der Zählmechanismus . . . . .	27
4.4	Interpretation der Datenworte . . . . .	27
4.5	Die Datenstruktur der Scaler-CMC . . . . .	28
4.6	Kalibrierung des Zählers . . . . .	30
4.7	Richtige Gate-Einstellung . . . . .	31
4.8	Das Blockschaltbild des Verteilermoduls. . . . .	34
4.9	Testaufbau 1 zum Vermessen der Ausgangspulse . . . . .	35
4.10	Testaufbau 2 zum Vermessen der Ausgangspulse . . . . .	35
4.11	Zeitunterschiede auf dem Verteilermodul . . . . .	37
4.12	Time-Jitter auf dem Verteilermodul . . . . .	38
5.1	Photo des Zufalls-Generators . . . . .	40
5.2	Schematische Darstellung des Zufalls-Generators . . . . .	41
5.3	Elektron-Positron-Vernichtung . . . . .	42
5.4	Blockschaltbild des elektronischen Zufalls-Generators. . . . .	43
5.5	Ausgangspulse eines Gate-Generators . . . . .	44
5.6	Definition der Zeitintervalle zu $m$ . . . . .	45
5.7	Verteilungen des Zufalls-Generators mit radioaktiver Quelle . . . . .	46

5.8	Totzeit des Zufalls-Generators mit radioaktiver Quelle . . . . .	47
5.9	Verteilungen des elektronischen Zufalls-Generators . . . . .	48
5.10	Totzeit des elektrischen Zufalls-Generators . . . . .	49
6.1	Histogramm zur Spur-Zeit (Zeitfenster $\pm 10$ ns) . . . . .	53
6.2	Target-Position 2003 . . . . .	54
6.3	Einteilung der FI02 in Zonen . . . . .	55
6.4	Zähler-Rate in der FI02 (SC02P2sf, Zufalls-Generator mit rad. Quelle) . . .	56
6.5	Spur-Rate durch das Target(SC02P2sf, Zufalls-Generator mit rad. Quelle) .	56
6.6	Verhältnis für FI02 (SC02P2sf, Zufalls-Generator mit rad. Quelle) . . . . .	57
6.7	Verhältnis für FI02 (SC02P1sf, Zufalls-Generator mit rad. Quelle) . . . . .	58
6.8	Verhältnis der Raten in den Zonen der FI02 (SC02P2sf, Zufalls-Generator mit rad. Quelle) . . . . .	59
6.9	Zähler-Rate in der FI02 (SC02P2sf, elektronischer Zufalls-Generator) . . . .	61
6.10	Spur-Rate durch das Target (SC02P2sf, elektronischer Zufalls-Generator) . .	61
6.11	Verhältnis für FI02 (SC02P2sf, elektronischer Zufalls-Generator) . . . . .	62
6.12	Verhältnis der Raten in den Zonen der FI02 (SC02P2sf, elektronischer Zufalls- Generator) . . . . .	63
6.13	Histogramm zur Anzahl der rekonstruierten Spuren . . . . .	65
6.14	die Totzeit der FI02 in Zone 4 . . . . .	66
6.15	die Totzeit der FI02 (Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle) . . . . .	67
6.16	die Totzeit der FI02 (el. Zufalls-Generator) . . . . .	68
6.17	Vergleich der Raten $R_{Spur}$ in FI02 mit und ohne der Bedingung, dass die Teilchen durch das Target fliegen. . . . .	69
6.18	Vergleich der Raten $R_{Spur}$ mit der Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen, und der Rate $R_{Spur}$ ohne zusätzliche Bedingung. . . . .	70
6.19	Verhältnis $A = R_{Spur}/R_{Scaler}$ der Raten in den Zonen der FI02 ohne die Be- dingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen (Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle) . . . . .	71
A.1	Verhältnis in den Zonen der FI02 ohne die zusätzliche Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen (SC02P2sf, el. Zufalls-Generator) . .	78
A.2	Verhältnis für FI02 ohne zusätzliche Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen (SC02P2sf, elektronischer Zufalls-Generator) . . . .	79
B.1	Schaltplan Seite 1 . . . . .	82
B.2	Schaltplan Seite 2 . . . . .	83
B.3	Schaltplan Seite 3 . . . . .	84
B.4	Schaltplan Seite 4 . . . . .	85
B.5	Schaltplan Seite 5 . . . . .	86
B.6	Schaltplan Seite 6 . . . . .	87
B.7	Schaltplan Seite 7 . . . . .	88
B.8	Verteilermodul Bild 1 . . . . .	89
B.9	Verteilermodul Bild 2 . . . . .	90

---

B.10 Verteilerm modul Bild 3 . . . . .	91
B.11 Verteilerm modul Bild 4 . . . . .	92



# Tabellenverzeichnis

4.1	Der Johnson-Code . . . . .	25
4.2	Definition der Logischen Pegel . . . . .	32
6.1	Verhältnisse der Zonen für FI02 (Zufalls-Generator mit radioaktiver Quelle)	60
6.2	Verhältnisse der Zonen für FI02 (elektronischer Zufalls-Generator) . . . . .	62
6.3	Vergleich des Verhältnisse $A = R_{Spur}/R_{Scater}$ mit und ohne die Bedingung, dass die Strahlteilchen durch das Target fliegen . . . . .	72
6.4	Tabelle der Verhältnisse aller Scaler-CMCs für FI02 . . . . .	73





# Literaturverzeichnis

- [1] R. L. Jaffe and A. Manohar. The  $g_1$  Problem: Deep Inelastic Electron Scattering and the Spin of the Proton, Nucl. Phys. B337, 509 (1990).
- [2] K.Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. B464, 123 (1999).
- [3] COMPASS Proposal, CERN/SPSLC 96-14 (1996).
- [4] Povh *et al.*, Teilchen und Kerne, 4.Auflage, Springer (1996).
- [5] D. Griffiths, Introduction to Elementary Particle Physics, Wiley (1987).
- [6] T. Pussieux, R. Windmolders, Note SMC-93/16 (1993).
- [7] A.V.Manohar, An Introduction To Spin Dependent Deep Inelastic Scattering, (1992).
- [8] G.K.Mallot The Spin Structure of the Nucleon, Habilitationsschrift zur Erlangung der venia legendi, Univ. Mainz (1996).
- [9] PDG, Particle Physics Booklet, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B529, 1 (2004).
- [10] D. Matthiä, Measurement of Cross Sections and Asymmetries in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering, Diplomarbeit Univ. Freiburg (2005).
- [11] F. Halzen, A. D. Martin, Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, Wiley (1984).
- [12] D. Adams *et al.*, Spin structure of the proton from polarized inclusive deep-inelastic muon-proton scattering, Phys. Ref. D56, 5330 (1997).
- [13] COMPASS Logbook, <http://wwwcompass2.cern.ch/runLogbook/dirphp/>, Comment 8677.
- [14] T. Schmidt, A Common Readout Driver for the COMPASS Experiment, Ph.D. theses, Univ. Freiburg (2002).
- [15] M. v. Hodenberg, A First Reconstruction of COMPASS Data, Diplomarbeit Univ. Freiburg (2002).
- [16] J. Ball *et al.*, First results of the large COMPASS  $^6\text{LiD}$  polarized target, Nucl. Inst. A498, 101 (2003).

- [17] N. Doshita *et al.*, Performance of the COMPASS polarized target dilution refrigerator, Nucl. Inst. A526, 138 (2004).
- [18] G.K. Mallot, The COMPASS Spectrometer at CERN, NIM A581, 121 (2004).
- [19] M. D. Leberig, Das COMPASS-Triggersystem zur Messung des Gluonbeitrages  $\Delta G$  zum Protonspin, Doktorarbeit, Univ. Mainz (2002).
- [20] A. Teufel, Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment, Doktorarbeit, Friedrich-Alexander-Univ. Erlangen-Nürnberg, Juli (2003).
- [21] H. Fischer *et al.*, The COMPASS Data Acquisition System, IEEE Trans. Nucl. 49, 443 (2002).
- [22] H. Fischer *et al.*, Implementation of the Dead-Time Free F1 TDC in the COMPASS Detector Readout, Nucl. Inst. A461, 507 (2001).
- [23] M. Niebuhr, Entwicklung eines 250-MHz-Zählers mit totzeitfreier Auslese für das COMPASS-Experiment, Diplomarbeit, Univ. Freiburg (2000).
- [24] Eigenbau des Physikalischen Instituts Freiburg, SPILL/NOISE-SIMULATOR FPF-321B.
- [25] J.Worch, Persönliche Mitteilung.
- [26] A. C. Melissinos, Experiments In Modern Physics, Academic Press (1966).
- [27] M. v. Hodenberg, Persönliche Mitteilung.
- [28] R.P.Mount, The Measurement Of Intense Particle Beams, Nuclear Instruments and Methods 187 401 (1981).
- [29] J. Hannappel, Persönliche Mitteilung.
- [30] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Edition Springer (1994).
- [31] B. Gobbo, CORAL Internetseite, <http://coral.web.cern.ch/coral/>.
- [32] S. Gerassimov, PHAST Internetseite, <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/index.html>.
- [33] A. Kral, T. Liska, COMPASS: New hadron run in the view of COOL, Czech Technical Univ. Praha, <http://cbernet.home.cern.ch/cbernet/Cool/>.
- [34] F.H. Heinsius, Persönliche Mitteilung.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlichst bei allen bedanken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt und im weiteren Sinne zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle bedanke ich mich bei meinem Betreuer, Dr. Fritz-Herbert Heinsius, für die Vergabe des Themas und seine tatkräftige Unterstützung während dieser Arbeit. Es hat mir sehr viel Freude bereitet, an diesem Thema zu arbeiten. An nächster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Kay Königsmann und Dr. Horst Fischer bedanken, durch deren Anregungen und konstruktive Kritik ich sehr vieles über das COMPASS-Experiment und die Arbeitsweise in der Physik gelernt habe. Des Weiteren bedanke ich mich bei Dr. Christian Schill für die Unterstützung bei der Programmierung der FPGAs und CPLDs für die Hardware bei COMPASS und dass er als ständiger Ansprechpartner zur Verfügung stand. Bedanken möchte ich mich auch bei Sonja Hedicke, Martin von Hodenberg und Dr. Eric Weise, die mir bei der Auswertung der Daten zur Bestimmung des Flusses bei COMPASS geholfen haben. Dank sei auch Jürgen Worch gesagt, der mir bei der Entwicklung der Schaltpläne stets zur Verfügung stand. Außerdem sei der Elektronik-Werkstatt gedankt. Besonderer Dank gilt Jürgen Saborowski für dessen Umsetzung der Schaltpläne und den Bau des Verteilermoduls. Bedanken möchte ich mich auch bei all denen, die für mich Korrektur gelesen haben, insbesondere bei Dr. Jürgen Franz.

Ganz besonderer Dank gilt natürlich meinen Eltern, Wolfgang und Ursula Trippel, sowie meiner Freundin Jana Ebner, ohne die diese Arbeit sicherlich niemals zu Stande gekommen wäre.



# Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbstständig verfasst worden, und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet.

Sebastian Trippel, März 2005