

Funktionstests von CMS-Myon-Kammern

von

Christian Autermann

- Diplomarbeit in Physik -

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Mai 2002

angefertigt im

III. Physikalischen Institut A

Erstgutachter und Betreuer : Prof. Dr. T. Hebbeker
Zweitgutachter : Prof. Dr. M. Tonutti

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1	Die elementaren Teilchen und Kräfte	3
2.2	Beschreibung von Wechselwirkungen durch die Eichtheorie	5
2.2.1	Das Noethersche Theorem	5
2.2.2	Das Eichprinzip	6
2.2.3	Symmetrien der schwachen und starken Wechselwirkung	7
2.3	Der Higgs-Mechanismus	8
2.3.1	Spontane Brechung der Eichsymmetrie	8
2.3.2	Supersymmetrie	10
2.3.3	Simulation eines Higgs-Zerfalls mit PYTHIA	10
3	Der CMS-Detektor	15
3.1	Der geplante Beschleuniger LHC	15
3.2	Ein Querschnitt durch den CMS-Detektor	16
3.3	Das Myonsystem und die Aachener Myonkammern	20
3.3.1	Kathoden-Streifen-Kammern (CSC)	21
3.3.2	Widerstands-Platten-Kammern (RPC)	22
3.3.3	Driftkammern	23
3.4	Das Funktionsprinzip einer Driftzelle	25
4	Simulation mit GARFIELD	27
4.1	Änderung einer Feldverteilung durch Anwesenheit von Dielektrika	28
4.2	Feldverteilung in der CMS-Driftzelle	29
4.3	Der physikalische Vorgang und Simulation des Driftprozesses	31
4.3.1	Ionisation des Driftgases	31

4.3.2	Clusterbildung und erzeugte Ladungsmenge	32
4.3.3	Drift, Driftgeschwindigkeit von Elektronen	33
4.3.4	Diffusion der Elektronenwolke	35
4.3.5	Lawinenbildung, Townsend-Koeffizient	36
4.4	Driftlinien für verschiedene Zellen-Parameter	37
4.5	r-t-Relation und Driftzeitspektrum	41
5	Der Aachener Teststand	45
5.1	Die Testprozedur	46
5.2	Dichtigkeits-Prüfungen der Myonkammern mit $ArCO_2$	47
5.3	Funktionstest der Kammern durch kosmische Myonen	48
5.4	Verzerrtes Driftzeitspektrum durch Ausfall einer Elektrode	50
6	Test der Hochspannungsfestigkeit	53
6.1	Bestückung und Verkabelung der Superlagen	53
6.2	Kapazitätsbestimmung der Feldformungsstreifen	56
6.3	Aufbau des HV-Teststands	58
6.4	Die HV-Steuerungs-Software	61
6.5	Ergebnisse der Hochspannungstests	64
6.5.1	Verlauf einer typischen HV-Messung an einem Superlayer	65
6.5.2	Statistik bisheriger Hochspannungsmessungen	66
6.5.3	Überschläge in einem Superlayer	68
7	Erste CMS-Myonkammer im Teststrahl	71
7.1	Testaufbau in der Gamma Irradiation Facility	72
7.2	Einfluss des Untergrundes	73
8	Zusammenfassung	77

Kapitel 1

Einleitung

Die älteste aller Wissenschaften ist die Philosophie. Eng mit ihr verwandt ist die Physik, aus der im Laufe der Zeit viele weitere wissenschaftliche Zweige hervorgegangen sind. Schon die alten Griechen machten sich Gedanken um den Aufbau der Materie. So schlug Demokrit um 300 vor Christus vor, dass alle Materie aus kleinsten Bausteinen, den Atomen (atomos: griechisch, die Unteilbaren), besteht. Andere bedeutende Philosophen wie Platon und Aristoteles behaupteten, dass jede Materie aus vier Grundbausteinen aufgebaut sei: Wasser, Feuer, Luft und Erde. Diese Grundbausteine wurden durch verschiedenartig aufgebaute Grundformen dargestellt, aus Würfeln, Tetraedern, Oktaedern und Polyedern. Im Gegensatz zu heutigen Wissenschaftlern versuchten sie allerdings nicht, ihre theoretischen Vorhersagen, die in sich schlüssig gewesen sein mochten, durch Vergleiche mit der Wirklichkeit zu bestätigen oder zu widerlegen.

Die heutige Wissenschaft ist eine beobachtende. Spätestens seit Newton 1687 seine *principia mathematica* veröffentlichte, in der er die Bewegung von Körpern beschrieb, werden physikalische Vorhersagen durch experimentelle Beobachtungen bestätigt oder falsifiziert. Dabei sind viele Experimente nötig, um eine Theorie zu untermauern, aber nur eines, um sie zu stürzen. So kristallisierten sich im Laufe der Zeit viele wichtige Erkenntnisse aus einer noch größeren Menge von Ideen. Meilensteine auf dem Weg zu einer allumfassenden Theorie sind die Maxwellschen Gleichungen (1862), die Einsteinsche Relativitätstheorie (1915) und die Quantentheorie (1900). Gefunden ist die sogenannte "Weltformel" aber bis heute nicht. Im Verlauf des letzten Jahrhunderts hat sich jedoch das Verständnis des inneren Aufbaus der Materie stark verbessert. Rutherford entdeckte 1911, dass Atome aus Elektronen in der Hülle und positiv geladenen Kernen bestehen. Nach der Entdeckung der Kernbestandteile, des Protons und Neutrons, wurden bald in rascher Folge immer mehr neue Teilchen entdeckt. Im Jahr 1964 postulierten M. Gell-Mann und G. Zweig Quarks als die Bestandteile, aus denen Protonen, Neutronen und eine ganze Reihe weiterer Teilchen zusammengesetzt sind. Erst vor 7 Jahren wurde das letzte Teilchen dieser Teilchenfamilie, das top-Quark, am Fermilab bei einer unerwartet hohen Masse¹ von 175 GeV gefunden.

¹Das *Elektronen Volt [eV]* ist eine Energie-Einheit. Ein Elektron besitzt die kinetische Energie 1 eV, nachdem es von einer Potentialdifferenz von einem Volt beschleunigt wurde. In der Elementarteilchenphysik ist es üblich, das natürliche Einheitensystem mit $c = \hbar = 1$ zu benutzen. Damit hat dann die Masse die Einheit [eV].

Mit dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik, das in seinen Grundzügen auf S. L. Glashow, A. Salam und S. Weinberg zurückgeht, ist ein bisher äußerst erfolgreiches mathematisches Modell entwickelt worden. Viele Vorhersagen dieses Modells wurden experimentell bestätigt. Im folgenden Kapitel wird auf dieses Modell näher eingegangen. Einer der Eckpfeiler dieser Theorie, das Higgs-Teilchen, ist allerdings bislang noch nicht nachgewiesen worden. Um neben anderen offenen Fragen der Teilchenphysik die Existenz dieses Teilchens zu klären und es gegebenenfalls zu vermessen, ist in den vergangenen Jahren der Bau eines neuen Teilchenbeschleunigers vorangetrieben worden. Dieser *Large Hadron Collider (LHC)* wird am europäischen CERN² bei Genf gebaut. Der Beschleunigerring wird vier Strahlkreuzungspunkte besitzen, an denen verschiedene Experimente aufgebaut sind. Eines dieser Experimente ist CMS, für das das III. Physikalische Institut A der RWTH Aachen einen Teil der Myonkammern produziert.

Die vorliegende Arbeit setzt sich mit den Funktionstests nach der mechanischen Fertigstellung der Myonkammern auseinander. Zu diesen Tests gehören die Messung der Gasdichtigkeit, die Hochspannungsfestigkeit und die Auslese mit kosmischen Myonen. Es wurden zur Messung der Hochspannungsfestigkeit zwei Teststände aufgebaut, die diese in Luft als auch in dem Kammer-Gas $ArCO_2$ testen sowie zur Versorgung der Kammern mit Hochspannung dienen können. Dazu wurde unter Linux Software entwickelt, welche die HV-Tests vereinfacht und die Kammern vor Beschädigungen schützen kann. Die zur Verfügung stehende Hardware kann zwar einzelne Kanäle abschalten, falls diese zum Beispiel im Falle eines Überschlages erhöhten Strom zeigen, sie kann aber nicht Kanäle gruppieren und eine ganze Gruppe bei einem Überschlag abschalten. Dieses Verhalten ist aber notwendig, da die Driftzellen der getesteten Myonkammern jeweils drei verschiedene Elektroden besitzen, die nicht einfach einzeln abgeschaltet werden dürfen, ohne Beschädigungen zu riskieren.

In dieser Arbeit werden außerdem die Ergebnisse eines Teststrahl-Experimentes vorgestellt, mit dem die Verträglichkeit mit den am zukünftigen LHC erwarteten hohen Untergrundraten gemessen wurde. Ebenfalls soll anhand eines Simulationsprogrammes die Feld- und Driftlinienverteilung bestimmt und die sich daraus berechnbare Orts-Driftzeit-Relation mit den ersten Daten aus der Messung mit kosmischen Myonen verglichen werden.

²Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire

Kapitel 2

Das Standardmodell der Teilchenphysik

2.1 Die elementaren Teilchen und Kräfte

Seit Aristoteles begonnen hat, sich mit dem inneren Aufbau der Materie auseinanderzusetzen, hat die Anzahl der entdeckten Teilchen immer mehr zugenommen. Inzwischen sind einige hundert Teilchen bekannt. Dieser "Teilchen-Zoo" kann aber nicht elementar sein. Das Standardmodell bringt hier Ordnung, es kann alle bisher bekannten Teilchen auf 12 fermionische Elementarteilchen und weitere Austauschteilchen, die die Kräfte zwischen den Teilchen vermitteln, zurückführen [1]. Als Fermionen bezeichnet man Teilchen, die einen halbzahigen Spin¹ besitzen, während Teilchen mit ganzzahligem Spin Bosonen heißen. Alle Austauschteilchen sind Bosonen. Aus diesen wenigen fundamentalen Teilchen ist jede Materie aufgebaut. Die Fermionen lassen sich in zwei Gruppen, die Leptonen und die Quarks einteilen, die aus jeweils drei Generationen bestehen:

	Leptonen			
<i>Ladung</i> :	0	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
	-1			
		Quarks		
	$\frac{2}{3}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
	$-\frac{1}{3}$			

Tabelle 2.1: Die fermionischen Elementarteilchen

Atome sind aus Elektronen in der Hülle und Protonen bzw. Neutronen im Kern zusammengesetzt. Protonen und Neutronen bestehen wiederum aus u- und d-Quarks². In unserem Alltag begegnen wir also ausschließlich Elementarteilchen der ersten Generation. Erst bei genauerem Hinsehen lassen sich z.B. in der kosmischen Höhenstrahlung, in Kernreaktoren oder an Beschleunigern Teilchen anderer Generationen finden. Die höheren Generationen

¹Der Spin kann als eine Art Eigendrehimpuls veranschaulicht werden.

²Außer den Valenzquarks lassen sich in einem Nukleon auch virtuelle Seequarks und Gluonen finden, die für den Zusammenhalt des Nukleons sorgen.

könnten als energetisch angeregte Zustände verstanden werden. So besitzt z. B. das Myon μ die Eigenschaften des Elektrons e wie Ladung und Spin, unterscheidet sich aber in der Masse um das ca. 200-fache. Der direkte Zerfall $\mu \rightarrow e\gamma$, der analog zu den Atomen zeigen würde, dass Elektronen Anregungsniveaus besitzen, ist nie beobachtet worden. Es existiert also eine Elektronenzahl-Erhaltung.

Die in der Natur auftretenden Kräfte lassen sich auf vier fundamentale Wechselwirkungen zurückführen.

Wechselwirkung	Feldquant	el. Ladung	rel. Stärke	Reichweite
Gravitation	Graviton	0	10^{-36}	$1/r^2$
Elektromagnetische Ww	Photon γ	0	1	$1/r^2$
Schwache Ww	W^\pm, Z^0	$\pm 1, 0$	10^{-3}	kurz
Starke Ww	Gluon g_i	0	10^2	kurz

Tabelle 2.2: Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen, die relative Stärke wird bei Abständen $\approx 10^{-14}m$, Massen $m_{Proton} = 1.67262 \cdot 10^{-27}kg$ und der Elementarladung e verglichen

Gravitation Diese Kraft spielt nur in kosmischen Maßstäben eine Rolle. Sie ist verantwortlich für den Zusammenhalt von Planeten, Sternen und Galaxien. Sie nimmt eine Sonderstellung unter den Kräften ein, da sie in der Allgemeinen Relativitätstheorie auf die Krümmung des Raumes durch die Anwesenheit von Massen zurückgeführt werden kann. Das Graviton³, welches das Feldquant der Gravitationskraft wäre, ist bisher experimentell nicht beobachtet worden.

Elektromagnetische Kräfte sind um ein vielfaches stärker als die Gravitationskräfte. Sie spielt im kosmischen Maßstab dennoch keine Rolle, da makroskopische Objekte in der Regel elektrisch neutral sind. Sie ist aber für den Zusammenhalt der Moleküle und Atome und damit indirekt z.B. für die Reibungskraft verantwortlich. Die elektrischen und magnetischen Gesetzmäßigkeiten können seit dem 19. Jahrhundert durch die Maxwell'schen Gleichungen vollständig beschrieben werden. Inzwischen ist es gelungen, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur *elektroschwachen Wechselwirkung* zu vereinen. Das Photon γ ist das Austauscheteilchen der elektromagnetischen Kraft.

Schwache Wechselwirkung verursacht zum Beispiel den β -Zerfall radioaktiver Elemente. Trotz ihres Namens ist die schwache Kraft stärker als die Gravitationskraft. Ihre Reichweite ist aber auf Grund der massiven Austauscheteilchen W^\pm, Z^0 begrenzt. Dies folgt aus der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, nach der sich ein massives Teilchen für eine bestimmte Zeitdauer Δt Energie aus dem Vakuum für seine Erzeugung "borgen" kann. Da seine Geschwindigkeit nach oben durch die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c begrenzt ist, ist auch seine Reichweite begrenzt. Alle bekannten fundamentalen Fermionen wechselwirken schwach.

³Das Graviton muss ein Spin-2 Teilchen sein. Bis heute lässt sich eine Kraft solcher Art nur klassisch beschreiben.

2.2. BESCHREIBUNG VON WECHSELWIRKUNGEN DURCH DIE EICHTHEORIE

Starke Wechselwirkung sorgt für den Zusammenhalt der Nukleonen und indirekt für den Zusammenhalt des Atomkerns. Allgemein nennt man alle Teilchen, die eine starke Wechselwirkung eingehen können, Hadronen. Die Quarks gehören zu dieser Gruppe, die Leptonen nicht. Das zu dieser Wechselwirkung gehörige Austauscheteilchen ist das masselose Gluon. Die Reichweite der stärksten existierenden Kraft ist dennoch auf Grund der Selbstwechselwirkung der Gluonen untereinander stark begrenzt.

Auf der Skala der Elementarteilchen lassen sich die elementaren Kräfte durch Austausch von Feld-Bosonen beschreiben. Auf dieses Prinzip soll im nächsten Kapitel eingegangen werden.

2.2 Beschreibung von Wechselwirkungen durch die Eichtheorie

Im vorangegangenen Kapitel 2.1 sind die in der Natur auftretenden vier fundamentalen Kräfte eingeführt worden. Diese Wechselwirkungen lassen sich durch den Austausch der zugehörigen Feldquanten, den Bosonen, erklären. Die Eichtheorie ist ein mathematisch elegantes Verfahren, um diese Felder aus Symmetrien zu folgern. Diesem Prinzip liegt ein wichtiger Satz zu Grunde, der im nächsten Abschnitt 2.2.1 vorgestellt wird.

2.2.1 Das Noethersche Theorem

Die Mathematikerin E. Noether [2] zeigte 1917, dass, wenn die Lagrangefunktion $L(q_\alpha(t), \dot{q}_\alpha(t), t)$ eines physikalischen Systems invariant gegenüber einer 1-parametrischen Transformation $q_\alpha(t) \rightarrow q(t, s) = q_\alpha(t) + \eta_\alpha(t)s + O(s^2)$ ist, also eine globale Symmetrie besitzt, dann läßt sich daraus ein Erhaltungssatz ableiten. Es gilt für die *1. Variation des Wirkungsintegrals* [3]:

$$\frac{dW(s)}{ds} \Big|_{s=0} = \int_{t_1}^{t_2} \sum_{\alpha=1}^f \left(\frac{\partial L}{\partial q_\alpha} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_\alpha} \right) \eta_\alpha + \left[\sum_{\alpha=1}^f \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_\alpha} \eta_\alpha \right]_{t_1}^{t_2} = 0 \quad (2.1)$$

Damit folgt aus obiger Beziehung, dass die Größe

$$g = g(t_1) = g(t_2) = \sum_{\alpha=1}^f \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_\alpha}(t) \eta_\alpha(t) \quad (2.2)$$

für die Extremale $q_o(t)$, also für die tatsächliche Bewegung, eine Erhaltungsgröße ist. Ist zum Beispiel die Lagrangefunktion

$$L = \sum_{i=1}^N \frac{m_i}{2} \dot{\vec{x}}_i^2 - \frac{1}{2} \sum_{i,k=1, i \neq k}^N V(\vec{x}_i - \vec{x}_k) \quad (2.3)$$

invariant gegenüber der Translation $\vec{x}_i \rightarrow \vec{x}_i + s \vec{e}_a$, so ist die Noethersche Erhaltungsgröße:

$$g = g(t_1) = g(t_2) = \sum_{i=1}^N m_i \dot{x}_a^{(i)}, \quad \text{mit } a = 1, 2, 3 \quad (2.4)$$

Ist die Lagrangefunktion also symmetrisch bezüglich $s\vec{e}_a$, so ist der Impuls \vec{P}_a in dieser Richtung erhalten.

2.2.2 Das Eichprinzip

Nach heutigem Kenntnisstand lassen sich alle fundamentalen Wechselwirkungen durch Eichtheorien beschreiben. In diesem Kapitel soll, anhand der elektromagnetischen Wechselwirkung, das Konzept der lokalen Eichinvarianz beschrieben werden. Dieses Konzept geht auf H. Weyl zurück, der dies 1919 als Erster formulierte [4]. Eine Einführung in die Eichtheorie oder den Higgsmechanismus kann zum Beispiel aus [5] entnommen werden.

Die Dirac-Gleichung eines Spin-1/2 Teilchens im elektromagnetischen Feld A_μ lautet:

$$(i\gamma^\mu (\partial_\mu + iqA_\mu) - m) \psi = 0 \quad (2.5)$$

$$\text{mit } \gamma^\mu = (\beta, \beta\alpha^i) \quad i = 1, 2, 3$$

In der chiralen (oder Weyl-) Darstellung lauten die 4x4 Matrizen:

$$\alpha = \begin{pmatrix} -\sigma_i & 0 \\ 0 & \sigma_i \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_i : \text{Pauli-Matrizen} \quad (2.6)$$

In dieser Darstellung sind die α -Matrizen diagonal. Die Lösung der Dirac-Gleichung hängt allerdings nicht von der Darstellung ab.

Die Gleichung 2.5 ist invariant unter der Transformation $A^\mu \rightarrow A^\mu - \partial^\mu \chi(\vec{r})$. Das bedeutet, dass, wenn A^μ wie angegeben transformiert wird, dann läßt sich auch ein ψ' finden, das die obige Gleichung erfüllt. Diese Wellenfunktion ψ' findet man durch folgende lokale Phasentransformation:

$$\psi(\vec{r}) \rightarrow \psi'(\vec{r}) = e^{i\frac{q}{\hbar}\chi(\vec{r})}\psi(\vec{r}) \quad (2.7)$$

Die Phase hängt dabei vom Ort \vec{r} ab, dies wird als *lokale* Phasentransformation bezeichnet. Die Wellenfunktion ψ' ist also konsistent mit der Dirac-Gleichung 2.5 eines Teilchens im elektromagnetischen Feld bei gleichzeitiger Transformation des Feldes $A^\mu \rightarrow A^\mu - \partial^\mu \chi(\vec{r})$.

Führt man nun die gleiche lokale Phasentransformation für die Wellenfunktion $\psi(\vec{r})$ eines *freien* Teilchens durch, so ergibt sich, dass die transformierte Gleichung $\psi'(\vec{r})$ nicht mehr die Dirac-Gleichung eines freien Teilchens erfüllt!

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi'(\vec{r}) = -q\gamma^\mu \partial_\mu \chi(\vec{r}) \psi'(\vec{r}) \quad (2.8)$$

Fordert man aber, dass die Dirac-Gleichung invariant gegenüber der lokalen Phasentransformation 2.7 ist, so muss gleichzeitig ein Vektorfeld $A_\mu(\vec{r})$, das eine Eichtransformation $A'_\mu(\vec{r}) = A_\mu(\vec{r}) - \partial_\mu \chi(\vec{r})$ erfährt, eingeführt werden. Mit der kovarianten Ableitung $D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$ nimmt die Dirac-Gleichung folgende Form an:

$$(i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi(\vec{r}) = 0 \quad (2.9)$$

Durch die Forderung nach lokaler Phaseninvarianz ist also die Existenz des elektromagnetischen Feldes A_μ begründet.

2.2.3 Symmetrien der schwachen und starken Wechselwirkung

Anhand der elektromagnetischen Wechselwirkung ist im letzten Kapitel 2.2.2 gezeigt worden, dass die Existenz einer Symmetrie durch das Eichprinzip zu den Quanten des Feldes führt. In dem Beispiel handelt es sich um die $U(1)_{em}$ -Symmetrie und das Feldquant, das sogenannte Eichboson, ist das Photon.

Analog zu dieser Vorgehensweise gehen die anderen Eichbosonen aus entsprechenden Eichtransformationen hervor. Die zugrunde liegende Symmetrie ist im Fall der elektroschwachen Wechselwirkung die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Gruppe, im Fall der starken Wechselwirkung ist es die $SU(3)_C$ -Drehgruppe. Eine spezielle Darstellung der $SU(2)$ -Gruppe sind die drei Pauli-Matrizen. Eine Darstellung der $SU(3)$ -Gruppe, die Gell-Mann Matrizen, kann aus diesen Pauli-Matrizen konstruiert werden. Insgesamt besitzt diese Gruppe 8 Generatoren.

Um eine invariante Dirac-Gleichung beizubehalten, müssen 3 Vektorfelder W_i^μ auf Grund der $SU(2)$ -Symmetrie bzw. 8 Vektorfelder b_j^μ auf Grund der $SU(3)$ -Symmetrie eingeführt werden. Experimentelle Beobachtungen zeigen, dass der schwache Strom W_i^μ gleichstark, aber nur an linkshändige Fermionen koppelt. Die beiden geladenen Bosonen W_\pm^μ gehen aus der Linearkombination $W_\pm^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \mp iW_2^\mu)$ hervor. Das dritte geladene Boson-Feld W_3^μ entspricht einem neutralen Feld. Ein solches neutrales Boson, das nur an linkshändige Fermionen koppelt, ist aber nicht beobachtet worden, deshalb wird die schwache Eichgruppe um die Gruppe der schwachen Hyperladung $U(1)_Y$ erweitert, dessen zugehöriges Eichfeld B^μ ist. Durch Linearkombinationen aus W_3^μ und B^μ können zwei neutrale, an links- sowie rechtshändige Fermionen koppelnde Felder Z^0 und A^μ konstruiert werden.

$$Z^{0\mu} = -B^\mu \sin \theta_w + W_3^\mu \cos \theta_w \quad (2.10)$$

$$A^\mu = B^\mu \cos \theta_w + W_3^\mu \sin \theta_w \quad (2.11)$$

Der Parameter $\cos \theta_w$ ist der sogenannte schwache Mischungswinkel oder Weinberg-Winkel. A^μ ist das Photon-Feld, der Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die elektromagnetische Eichgruppe $U(1)_{em}$ ist also eine Untergruppe der elektroschwachen Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Feld	Symmetrie	Eichung	Eichbosonen
el.-mag.	$U(1)_{em}$	$A^\mu = A^\mu - q\partial^\mu\chi$	γ
schwach	$SU(2)_L$	$W_j^\mu = W_j^\mu - \partial^\mu\beta_j - g\epsilon_{ijk}\beta_k W_l^\mu; \quad j,k,l = 1,2,3$	W^\pm, W^3
stark	$SU(3)_C$	$b_j^\mu = b_j^\mu - \partial^\mu\beta_j - g_S f_{ijk}\beta_k b_l^\mu; \quad j,k,l = 1,\dots,8$	$g_{1..8}$

Tabelle 2.3: Eichtransformationen der drei fundamentalen Felder

Zusammengefasst hat die Dirac-Gleichung im Standard Modell eine $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ -Symmetrie. Pro Generator einer Gruppe folgt also durch Eichung ein Eichboson. Deshalb gibt es 1 elektromagnetisches Eichboson, das Photon, 3 schwache Eichbosonen W^\pm, Z^0 und 8 Gluonen, die Eichbosonen der starken Wechselwirkung.

Aus der asymmetrischen Kopplung der schwachen Kraft an links- und rechtshändige Fermionen resultiert die Paritätsverletzung dieser Wechselwirkung.

2.3 Der Higgs-Mechanismus

Die Massen der Elementarteilchen erstrecken sich über einen sehr großen Bereich. Die leichtesten Teilchen, die Leptonen, sind rund 10^2 bis 10^{11} mal leichter als das schwerste bisher bekannte Elementarteilchen, das top-Quark [6]. Dieser Unterschied ist um so erstaunlicher, wenn man bedenkt, dass das Standard Modell in seiner einfachsten Form verlangt, dass die Massen aller Elementarteilchen null sein müssen.

Eine elegante Lösung dieses Problems geht auf den Vorschlag von P. Higgs zurück. Danach existiert im gesamten Raum ein Hintergrundfeld, mit dem alle Teilchen wechselwirken. Je größer die Masse der Teilchen ist, desto stärker ist die Kopplung. Der Prozess, durch den die Elementarteilchen ihre Masse bekommen, kann zum Beispiel mit der Bewegung von Körpern in einer zähen Flüssigkeit verglichen werden, bei der die Reibung von der Größe der Körper abhängt.

Analog zu dem elektromagnetischen Feld, dessen Austauschteilchen das Photon ist, gibt es auch für das Higgsfeld ein entsprechendes Vektorboson, das Higgs-Boson. Die Entdeckung dieses fundamentalen Teilchens würde die Theorie bestätigen und damit die Masse aller Elementarteilchen erklären können.

2.3.1 Spontane Brechung der Eichsymmetrie

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, führt die Invarianz gegenüber lokalen Eichtransformationen direkt zu der Einführung neuer, sogenannter Eichfelder, welche die Wechselwirkung vermitteln. Diese Eichtheorien beschreiben die Dynamik aller heute bekannten Wechselwirkungen. Da ein Massenterm in der Wellengleichung die Eichinvarianz verletzen würde, müssen die Wechselwirkungen durch masselose Austauschteilchen übertragen werden. Dies ist jedoch bei der schwachen Wechselwirkung nicht erfüllt, denn die Träger dieser Kraft, die Vektorbosonen W^\pm , Z^0 , sind massiv. Die Higgs'sche Interpretation bietet einen Ausweg: Die Teilchen sind "an sich" masselos und erhalten erst durch spontane Symmetriebrechung einer Eichtheorie ihre Masse.

Die spontane Symmetriebrechung kann in der Feldtheorie durch die Einführung skalarer Felder in der Lagrange-Dichte realisiert werden.

$$L = (\partial^\nu \phi)(\partial_\nu \phi) - V(\phi) \tag{2.12}$$

Das zugehörige Higgs-Potential (Abbildung 2.3.1) hat die Form:

$$V(\phi) = -\mu^2 |\phi|^2 + \lambda^2 |\phi|^4 \quad \text{mit} \tag{2.13}$$

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \tag{2.14}$$

Das Higgspotential muss auf Grund der notwendigerweise existierenden Selbstwechselwirkung mindestens $|\phi|^3$ beinhalten. Damit $V(\phi)$ reell bleibt, benötigt man $|\phi|^4$. Das Potential mit seinen freien Parametern μ und λ hat die Form eines Mexikaner-Hutes oder Weinflaschenbodens.

Dies bewirkt, dass der Symmetriemittelpunkt ein labiles Gleichgewicht besitzt und der Grundzustand entartet ist. Das bedeutet, dass unendlich viele gleichenergetische Grundzustände $\phi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{2}\lambda} e^{i\delta}$ existieren, wobei δ ein beliebig wählbarer freier Parameter ist. Die globale Symmetrie wird spontan gebrochen.

2.3. DER HIGGS-MECHANISMUS

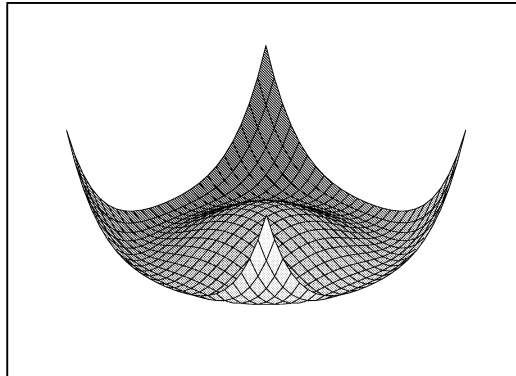


Abbildung 2.1: Higgspotential, $V(\phi) = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda^2|\phi|^4$

Eine Entwicklung um den Grundzustand, d.h. den Vakuumerwartungswert des Feldes $\phi_o(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{\mu}{\lambda} + \eta(x) + i\xi(x))$, liefert für das Higgspotential $V(\phi_o)$:

$$V(\phi) = \mu^2\eta^2 - \frac{1}{4}\frac{\mu^4}{\lambda^2} + O(\eta^3, \xi^3, \eta\xi^2, \eta^2\xi) \quad (2.15)$$

Unter Vernachlässigung der höheren Terme nimmt die Lagrangefunktion folgende Gestalt an:

$$L = \frac{1}{2}((\partial^\nu\eta)(\partial_\nu\eta) - 2\mu^2\eta^2) + \frac{1}{2}((\partial^\nu\xi)(\partial_\nu\xi)) + \dots \quad (2.16)$$

Diese Lagrangefunktion beschreibt zwei Teilchen. Durch Koeffizientenvergleich der Formel 2.16 mit der bekannten Lagrangefunktion 2.18 können ihre Massen bestimmt werden.

$$\text{Klein-Gordon-Gleichung:} \quad (\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} - m^2)\phi = 0 \quad (2.17)$$

$$\text{zugehörige Lagrangefunktion:} \quad L = \frac{1}{2}((\partial^\nu\phi)(\partial_\nu\phi) - m^2\phi^2) \quad (2.18)$$

Man findet ein massives Higgs-Teilchen der Masse $M_\eta = \sqrt{2}\mu$ und ein zusätzliches masseloses Teilchen mit $M_\xi = 0$. Dieses masselose Teilchen M_ξ ist das sogenannte Goldstone-Boson, das jedoch in der Natur nicht beobachtet wurde.

Besitzt die Lagrangefunktion eine exakte kontinuierliche Symmetrie, die der Grundzustand nicht hat, so tritt nach dem Satz von Goldstone ein masseloses Teilchen auf [5]. Der Higgs-mechanismus muss aber die massiven Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung⁴ W^\pm und Z^0 erklären können. Dies kann erreicht werden, in dem man die Eichinvarianz der Lagrangefunktion gegenüber lokalen Phasentransformationen ausnützt. Mit gleicher Vorgehensweise wie oben erhält man dann für die Lagrangedichte den Ausdruck:

$$L = \frac{1}{2}((\partial_\nu\eta)(\partial^\nu\eta) - 2\mu^2\eta^2) + \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 a^2}{4} (|W_\mu^+|^2 + |W_\mu^-|^2) + \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2 a^2}{4 \cos \theta_W} |Z_\mu|^2 \quad (2.19)$$

Durch Koeffizientenvergleich mit der Gleichung 2.18 erhält man analog zu oben die Massen der Feldquanten. Hier folgt also:

⁴Die starke Wechselwirkung mit der zugehörigen $SU(3)_C$ -Symmetriegruppe und die elektromagnetische Wechselwirkung mit $U(1)$ -Symmetrie machen keine Schwierigkeiten, da die Feldquanten dieser WW, das Gluon bzw. das Photon, nach heutigem Kenntnisstand keine Masse besitzen.

	theor. Masse	GeV (experimentell)
H	$m_{Higgs} = \sqrt{2}\mu$	>114
W^\pm	$m_W = \frac{1}{2}ga$	80.44
Z_o	$m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$	91.19

Tabelle 2.4: Massen der Eichbosonen

Der in der Lagrangedichte vorkommende Winkel $\cos\theta_W$ ist der sogenannte schwache Mischungswinkel oder Weinberg-Winkel, der das Verhältnis zwischen der W-Boson und der Z-Boson Masse beschreibt. Die Masse des Higgs-Bosons läßt sich in der Theorie nicht direkt berechnen, denn sie stellt einen freien Parameter dar, der experimentell zu bestimmen ist.

Vergleichbar mit diesem Vorgehen bei den Vektorbosonen lassen sich auch die Massen der Fermionen durch Yukawa-Kopplung des Higgs-Feldes erklären. Eine wichtige Erkenntnis ist dabei, dass das Higgs-Teilchen um so stärker koppelt, je größer die Masse des Fermions ist. Daraus folgen, in Abhängigkeit der tatsächlichen Higgs Masse, bevorzugte Zerfallskanäle.

2.3.2 Supersymmetrie

Die Theorie der Supersymmetrie wurde 1970 entwickelt, um einige Probleme des Standardmodells zu erklären. Dazu gehört zum Beispiel der große Unterschied der Skalen, auf der die elektroschwache und Gravitations-Kraft wirken; das Verhältnis $\frac{M_W}{M_P} \simeq 10^{-17}$ ist z.B. sehr klein. Eine Gültigkeitsgrenze des Standardmodells liegt auf Grund von theoretischen Überlegungen im Bereich der Plankmasse $m_P = 1.2 \cdot 10^{19} GeV$. Für viele Physiker ist SUSY die zukünftige Theorie, die als Erweiterung des Standardmodells Ungereimtheiten erklären kann. Eine Einführung zu SUSY ist z.B. in [7] zu finden.

In der Supersymmetrie gibt es zu jedem Teilchen einen supersymmetrischen Partner, der sich im Spin um $1/2$ unterscheidet. Zu jedem bisher bekannten Elementarteilchen muss sich also noch ein weiteres Teilchen finden lassen, dessen Masse teils erheblich größer sein muss, denn bis heute sind solche Teilchen noch nicht beobachtet worden. Alle Teilchen sind in Supermultipletts angeordnet. In jedem Supermultiplett befinden sich ein Boson und ein Fermion als Superpartner.

Der Higgsmechanismus nimmt in der Supersymmetrie eine etwas kompliziertere Form an. An Stelle eines Feldquants sind z.B. in der Minimal Supersymmetrischen Erweiterung des Standard Modells (MSSM) 5 Higgsbosonen notwendig.

2.3.3 Simulation eines Higgs-Zerfalls mit PYTHIA

PYTHIA ist ein Programm [8], das Kollisionen hochenergetischer Teilchen simulieren kann. Ereignisse, die in heutigen Beschleunigern tatsächlich erzeugt werden, lassen sich hier aus simulierten Zusammenstößen von Elektronen, Positronen, Protonen und anderen Teilchen künstlich generieren und die Ergebnisse untersuchen. Die zu Grunde liegenden physikalischen Gesetze, wie die der starken und schwachen Wechselwirkung, die Parton Verteilungen oder die Zerfallskanäle, beruhen auf den Ergebnissen früherer Experimente.

2.3. DER HIGGS-MECHANISMUS

Der Zerfall des Higgsbosons in 4 Leptonen ist auf Grund seiner sehr schönen Signatur ein Zerfallskanal, der eine einfache Entdeckung des Higgs und die Bestimmung seiner Masse erlaubt.

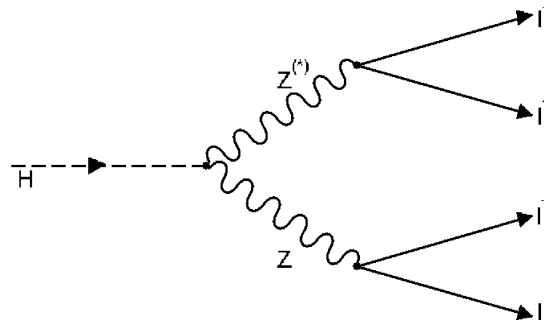
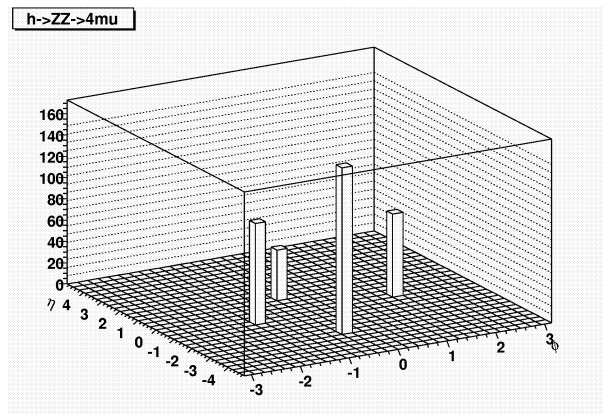
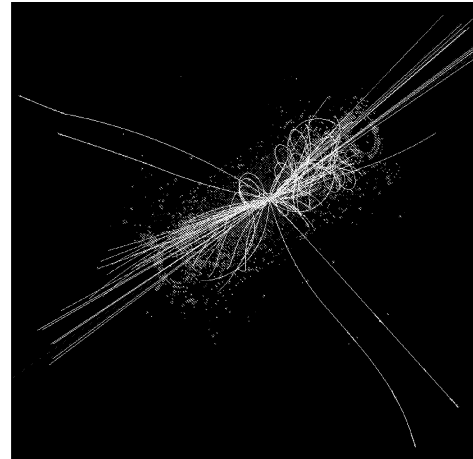


Abbildung 2.2: Higgs-Zerfall in 4 Leptonen

Als Lego-Plot bezeichnet man eine Darstellung einer Verteilung, die von zwei Variablen abhängt. Diese Variablen werden in sogenannte *Bins* unterteilt, die eine digitale Stufung des Diagramms erzeugen. Es werden künstlich Bereiche zusammengefasst, deren Inhalt addiert wird. Dies ist zum Beispiel dann sinnvoll, wenn die Energieverteilung von Bruchstücken nach einem Zerfall dargestellt werden soll. Das Erscheinungsbild des Diagramms führt zu seinem Namen Lego-Plot.



(a) Lego-Plot $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$



(b) Detektorsimulation CMS $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ [9]

Abbildung 2.3: Higgs-Zerfall in 4 Leptonen

Die Detektorsimulation 2.3(b) eines Higgszerfalls in vier Myonen stammt aus [9]. In dem Lego-Plot 2.3(a) ist die Energieverteilung der aus einem Higgszerfall $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ zurückbleibenden stabilen Teilchen in der η - ϕ -Ebene gezeigt. Dies und die folgenden Histogramme sind mit Root[10] erstellt worden. Die PYTHIA-Simulation benutzt zur Erzeugung des Higgs-Bosons, wie der zukünftige LHC-Beschleuniger, zwei Protonen von je 7 TeV. Die Prozesse mit der höchsten Erzeugungsrate sind die Fusionen zweier

2. DAS STANDARDMODELL DER TEILCHENPHYSIK

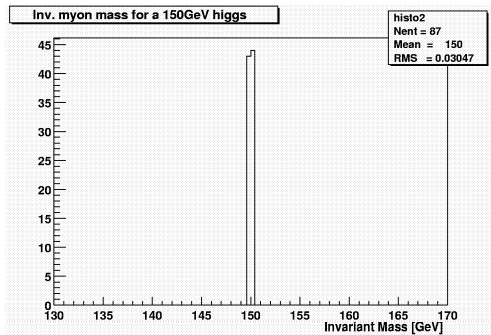
Gluonen, zweier W oder zweier Z Bosonen. Der anschließende Zerfall des Higgs mit der definierten Masse von hier $m_{Higgs} \equiv 300 GeV$ in den ZZ-Kanal wird erzwungen. Man bezeichnet η als Pseudorapidität, die ein Maß für den Winkel zur Strahlachse θ ist. ϕ ist der Azimutalwinkel.

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.20)$$

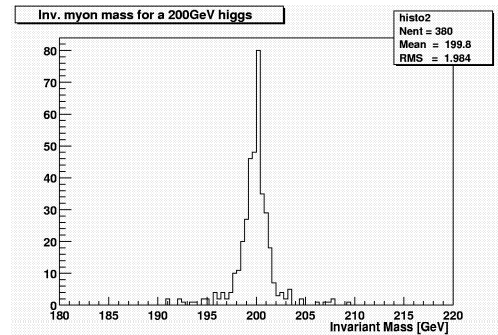
$$= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) \quad (2.21)$$

Dabei ist p der Betrag des Teilchenimpulses und $p_L = p_z$ die longitudinale Impulskomponente. Der Vorteil der Rapidität y ist, dass sie sich unter Lorentztransformationen additiv verhält $y = y' + \text{atanh}\beta$ und so Rapiditätsdifferenzen von der Wahl des Bezugssystems unabhängig sind. Im Grenzfall hoher Energien $E \approx p$ kann die Rapidität y durch die experimentell leichter zu bestimmende Pseudorapidität η beschrieben werden.

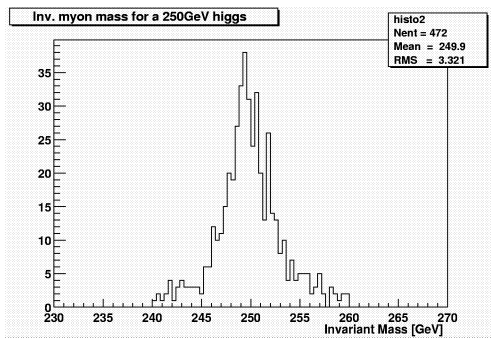
Im Experiment müssen aus der Kinematik der im Detektor beobachteten Teilchen die Eigenschaften des zu untersuchenden Teilchens errechnet werden. Die Masse des Higgs läßt sich in diesem Zerfallskanal leicht aus den Myonen bestimmen, denn die invariante Masse ist eine Erhaltungsgröße, die auch unabhängig von der Wahl des Bezugssystems



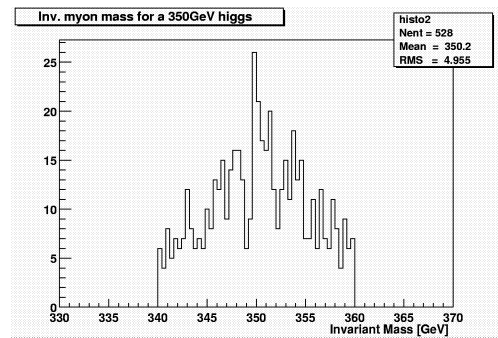
(a) 200 GeV



(b) 250 GeV



(c) 300 GeV



(d) 350 GeV

Abbildung 2.4: Invariante Myonen-Masse für verschiedene m_{Higgs}

2.3. DER HIGGS-MECHANISMUS

ist. PYTHIA kann die invariante Masse der vier Myonen bestimmen und damit ein Histogramm füllen. In Abhängigkeit der definierten Higgsmasse⁵ erhält man unterschiedliche Histogramme 2.4 der invarianten Masse, deren Maxima jedoch immer bei m_{Higgs} liegen. Es ist zu erkennen, dass die Zerfallsbreite $\Gamma(H)$ des Higgsbosons in Abhängigkeit der Higgs-Masse m_H zunimmt. Der Verlauf von $\Gamma(H)$ ist in Abbildung 2.5 dargestellt, die zugehörigen Daten sind [11] entnommen.

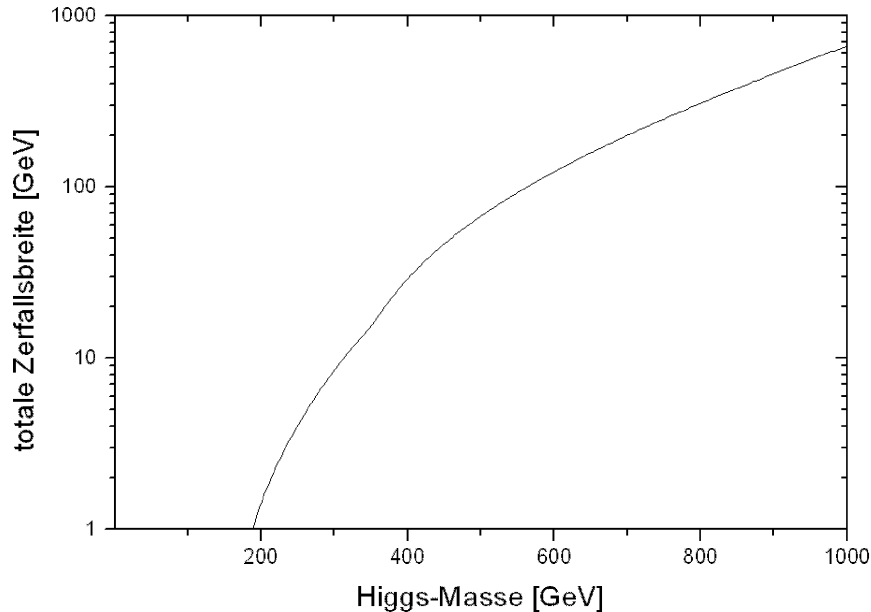


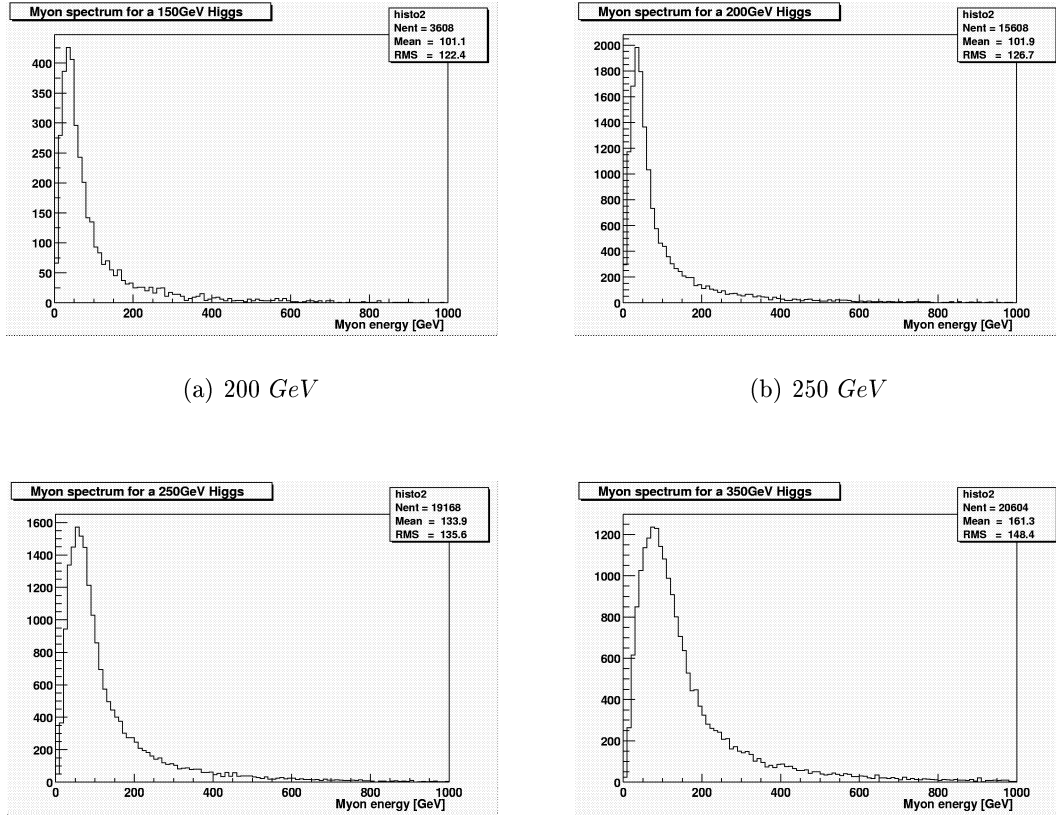
Abbildung 2.5: Totale Zerfallsbreite $\Gamma(H)$ in Abhängigkeit der Higgs-Masse m_H , aus [11]

Das Energie-Spektrum, Abbildung 2.6, der aus dem Higgszerfall stammenden Myonen, gibt einen Hinweis auf die später im Experiment zu erwartenden Teilchen-Energien. Diese können zwischen einigen wenigen GeV bis zu 1000 GeV variieren.

Myonen wechselwirken nur gering mit Materie, was zur Folge hat, dass sie ungehindert weite Strecken zurücklegen können. Von den nicht nachweisbaren Neutrinos abgesehen, sind sie die einzigen primären Teilchen, die den ganzen Detektor durchdringen können. Myonen sind also sehr gute Indikatoren für bestimmte Ereignisse. Um ein interessantes Ereignis mit Myonen zu registrieren, müssen die Myonen-Nachweisgeräte schnell präzise Informationen über die detektierten Myonen liefern. Diese Aufgabe kann von dem im Kapitel 3.3 vorgestellten Myonsystem des CMS-Detektors erfüllt werden.

⁵Die kinematischen Schnitte CKIN für die Higgsmasse sind bei allen Simulationen bei $m_{Higgs} \pm 10 GeV$. Deshalb ist das Spektrum in der Abb. 2.4(d) bei $350 \pm 10 GeV$ abgeschnitten.

2. DAS STANDARDMODELL DER TEILCHENPHYSIK



(a) 200 GeV

(b) 250 GeV

(c) 300 GeV

(d) 350 GeV

Abbildung 2.6: Spektrum der Myonen-Energie für verschiedene m_{Higgs}

Kapitel 3

Der CMS-Detektor

3.1 Der geplante Beschleuniger LHC

Der CMS-Detektor ist eines von vier Experimenten, die am zukünftigen **L**arge **H**adron **C**ollider (LHC) im CERN bei Genf installiert werden. Der LHC ist ein Proton-Proton Ring-Beschleuniger, der in dem alten, rund 27 km langen Tunnel des früheren **L**arge **E**lektron **P**ositron **C**olliders (LEP) eingebaut wird. Der Tunnel ist in der Luftbildaufnahme in Abb. 3.1 eingezeichnet. Es sind zwei Strahlrohre nötig, da die gleichgeladenen Protonstrahlen in gegenläufige Richtungen beschleunigt werden müssen. Ein Proton-Antiproton-Beschleuniger, wie am Fermilab, würde nur eine Strahlröhre benötigen, allerdings sind Antiprotonen nicht in ausreichender Menge verfügbar, um die Luminosität für die nötige Anzahl interessanter Ereignisse zu liefern. Im Vergleich zu LEP wird eine mehr als 80-mal höhere Schwerpunktsenergie $\sqrt{S} = 14$ TeV erreicht. Auch die Luminosität wird um 2 Größenordnungen auf $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erhöht und kompensiert so die kleiner werdenden Wirkungsquerschnitte bei wachsender Schwerpunktsenergie.

An die Strahlparameter werden hohe Anforderungen gestellt. Die einzelnen Teilchenpakete mit rund $1.1 \cdot 10^{11}$ Protonen durchlaufen in einem Abstand von 7.48 Metern die 27 km langen Strahlrohre, in denen sie von anfänglich 740 GeV pro Proton auf 7 TeV beschleunigt werden. Dies entspricht einer gespeicherten Energie von 350 MJ pro Strahl oder der Energie eines startenden Airbus A300. Der Teilchenstrom muß 10 Stunden lang innerhalb des 5.6 cm dicken Strahlrohres gehalten werden. Dazu werden supraleitende Spulen mit 8.33 Tesla Magnetfeldstärke eingesetzt. Da der Energieverlust der umlaufenden Teilchen der Masse m auf Grund von Synchrotronstrahlung proportional zu $1/m^4$ ist, wird im Gegensatz zu Elektronen-Ringbeschleunigern die erreichbare Strahlenergie nur durch den Durchmesser des Beschleunigerringes oder durch das Magnetfeld beschränkt. Mit kleiner werdendem Ringradius wird die Fliehkraft größer und wegen $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$ auch die benötigte Magnetfeldstärke. Der Radius und das Magnetfeld sind aus finanziellen bzw. technischen Gründen nach oben begrenzt.

Neben dem CMS-Experiment, auf das im folgenden Kapitel 3.2 näher eingegangen werden soll, werden drei weitere Experimente installiert. Im Ring gegenüber von CMS wird ein weiterer Universaldetektor, Atlas, errichtet. Das kleinere Experiment LHCb ist speziell für Präzisionsmessungen der CP-Verletzung in der B-Physik konzipiert. Das vierte Experiment Alice soll das sogenannte Quark-Gluon-Plasma näher untersuchen. Dazu werden anstelle



Abbildung 3.1: Luftbild des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN bei Genf [12]

von Protonen Bleikerne mit einer Schwerpunktsenergie von 5.5 TeV pro Nukleonpaar zur Kollision gebracht.

3.2 Ein Querschnitt durch den CMS-Detektor

Der Compact Myon Solenoid Detektor (CMS) ist als Universal Detektor konstruiert, der neue Physik in bis jetzt noch unerforschten Energiebereichen entdecken soll. Dazu ist es notwendig, dass viele unterschiedliche Teilchen über weite Energiebereiche zuverlässig erkannt und vermessen werden können. Da der LHC ein hadronischer Beschleuniger ist, der zudem eine sehr hohe Luminosität besitzt, muss mit hohen Untergrundraten gerechnet werden. Dies macht zum einen strahlensharte Komponenten notwendig und stellt zum anderen hohe Anforderungen an die Subdetektoren und Auswertungs elektronik. Es werden mehrere Triggerstufen benötigt, welche die anfallenden Datenmengen in Echtzeit reduzieren und so helfen, die größeren Subdetektoren mit vielen Kanälen, wie den inneren Silizium-Tracker, gezielt auszulesen.

Der CMS Detektor ist zylindersymmetrisch (s. Querschnitt in Abb. 3.3) aufgebaut, die Subdetektoren sind wie in einer Zwiebel angeordnet. In Längsrichtung ist er in fünf Räder unterteilt, wobei die äußeren auf Luftkissen ruhen und so Zugriff zu den inneren Elementen ermöglicht (Aufschnitt Abb. 3.2). Der Silizium-Pixel-Detektor umschließt die Strahlröhre, in dessen Mittelpunkt Protonen mit 40 MHz Rate kollidieren. Der Silizium-Tracker ist das

3.2. EIN QUERSCHNITT DURCH DEN CMS-DETEKTOR

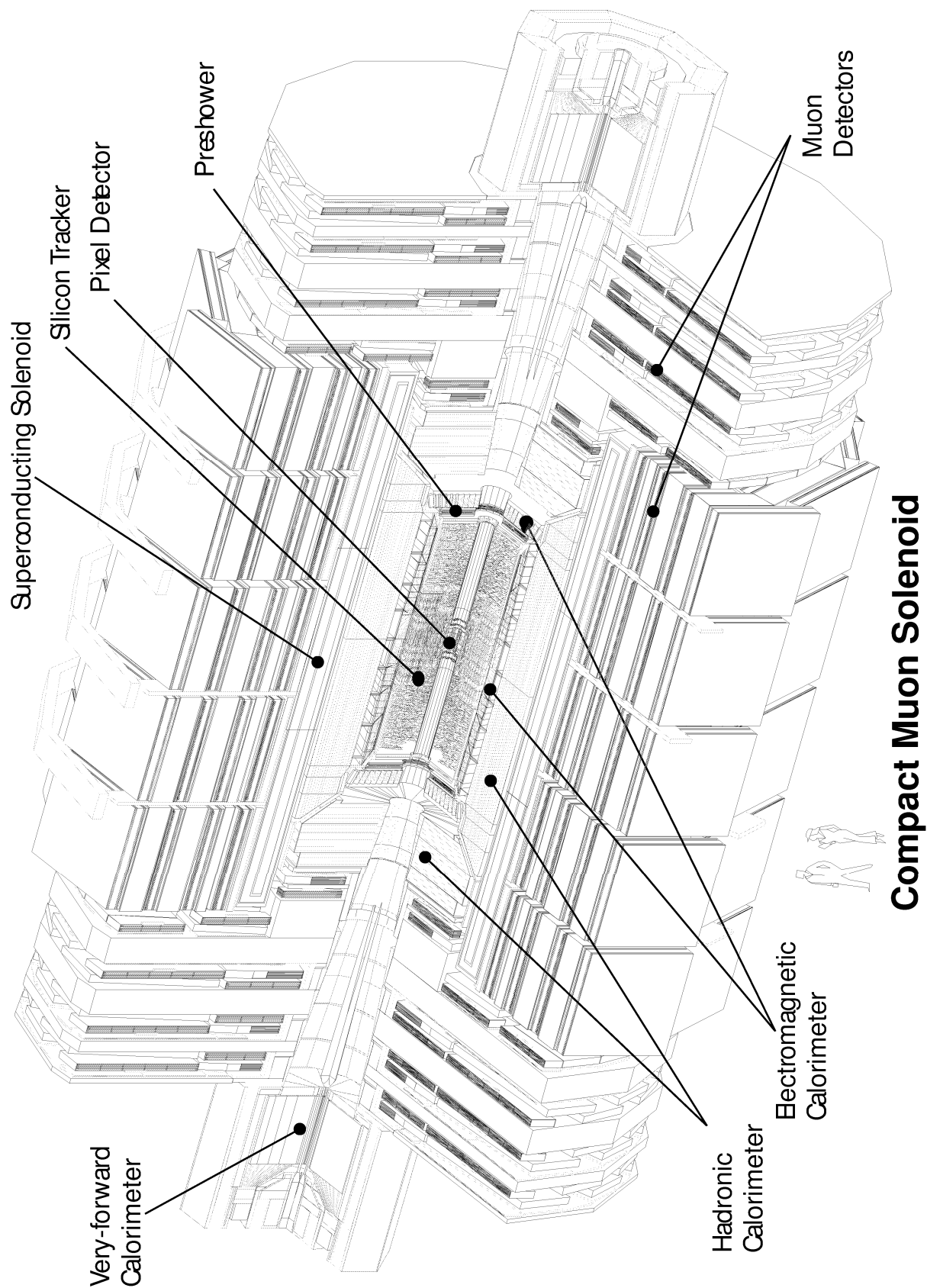


Abbildung 3.2: Der CMS-Detektor im Aufschnitt [12]

Kernstück des Detektors, der mit seinen 10^7 Kanälen den Löwenanteil der Spurauflösung der Reaktionsprodukte liefern kann. Dennoch benötigt der Tracker weitere Detektorsubsysteme, welche bei dem auftretenden hohen Teilchenstrom helfen, einzelne Teilchen zu identifizieren. Deshalb ist der Siliziumdetektor in Subdetektoren eingebettet, wie das elektromagnetische Kalorimeter, das aus massiven $PbWO_4$ Kristallen besteht. Dieses wiederum ist eingebettet in das hadronische Kalorimeter, in dem sich 50mm starke Kupfer- und 4mm dicke Szintillator-Schichten abwechseln.

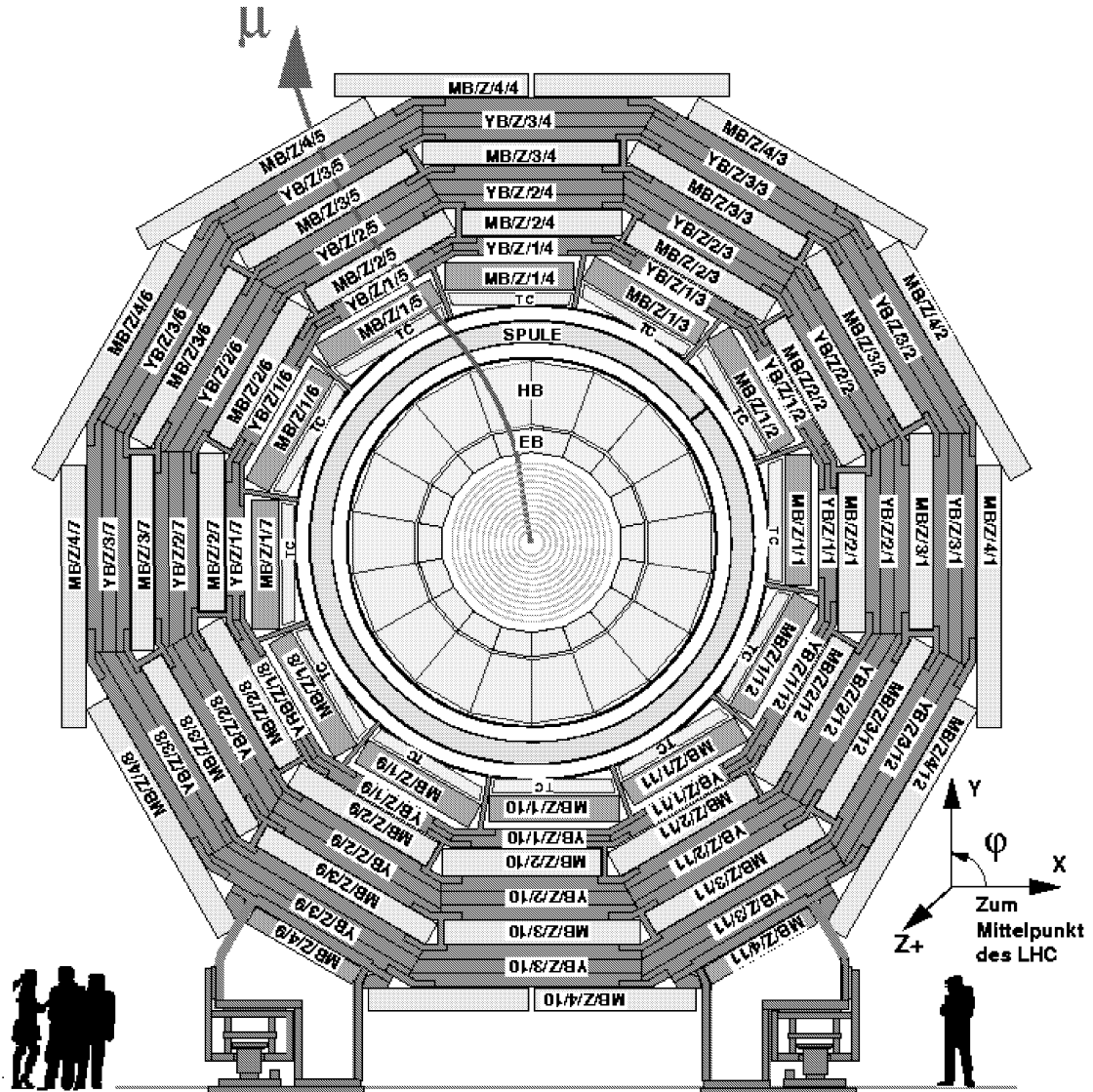
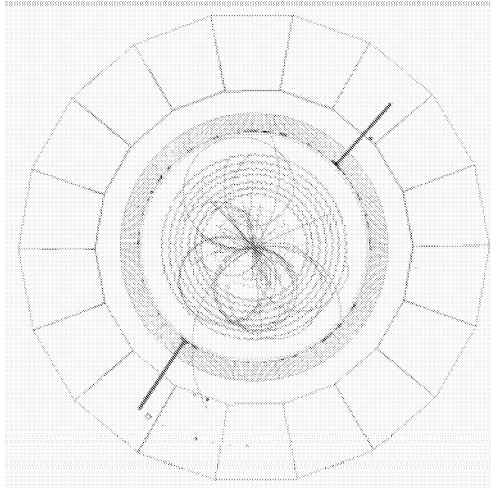


Abbildung 3.3: Der CMS-Detektor im Querschnitt, mit angedeuteter Myonspur [12]

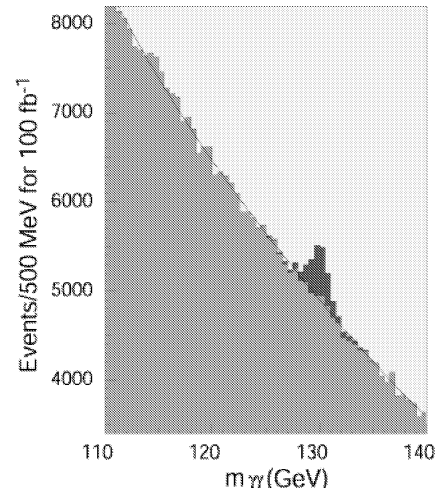
Die Kalorimeter messen die Energie der Reaktionsprodukte und liefern so einen wichtigen Beitrag zur Rekonstruktion der Zerfälle. Würde etwa die Higgsmasse 130 GeV betragen, so wäre ein idealer Zerfallskanal für den Nachweis des Higgsbosons der über eine virtuelle top-Schleife in zwei γ -Quanten. Dieser Zerfall besitzt eine sehr klare Signatur. Das elektromagnetische Kalorimeter bestimmt die Energie der Photonen mit hoher Genauigkeit, so

3.2. EIN QUERSCHNITT DURCH DEN CMS-DETEKTOR

lässt sich aus der invarianten Masse die Masse des Higgsbosons berechnen. In Abbildung 3.4 ist ein solcher Zerfall für ein Higgs mit $m_H = 130$ GeV simuliert [13]. Die zwei roten Peaks deuten die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie an, dies sind also die zwei γ -Quanten aus dem Higgszerfall.



(a) Simulation Detektor Ereignis [13]



(b) Erwartetes Signal [13]

Abbildung 3.4: Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ für $m_{Higgs} = 130$ GeV und $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) spielt eine wesentliche Rolle bei der Identifizierung und Vermessung hadronischer, also stark wechselwirkender Teilchen. Aus Zerfallsbruchstücken, wie Quarks und Gluonen, entstehen hadronische Schauer oder *Jets*, deren Richtung und Energie durch das hadronische Kalorimeter präzise bestimmt werden kann. Um durch fehlende Energie indirekt auch nicht wechselwirkende Teilchen wie die Neutrinos vermessen zu können, muß das HCAL eine gute Energieauflösung und eine geschlossene Raumwinkelabdeckung bis zu $|\eta| = 5$ besitzen. So kann es auch bei der Identifizierung von Elektronen, Photonen und Myonen helfen.

Der Siliziumtracker sowie die Kalorimeter sind in eine supraleitende Magnetspule¹ eingelassen, deren Magnetfeld im Inneren homogen ist und die Stärke von etwa 4 Tesla erreicht. Das Magnetfeld verläuft parallel zur Strahlröhre, so dass die im Beschleuniger umlaufenden Protonen nicht beeinflusst werden. Alle Teilchen, die eine radiale Impulskomponente besitzen, werden auf eine gekrümmte Bahn gezwungen, deren Krümmungsradius gemäß der Lorentzkraft von ihrer Ladung, Masse und Radialgeschwindigkeit abhängt. So lassen sich durch Spurdetektoren, die diesen Krümmungsradius messen können, Informationen über die Teilchenart und Impuls gewinnen. Aus diesem Grund ist auch das Myonsystem in massive Eisenjoche eingelassen, in denen das Magnetfeld "zurückgeführt" wird. Das Eisen ist magnetisch gesättigt, so dass auf die das Eisen durchquerenden Teilchen ein Feld von etwa 2 Tesla und damit die Lorentzkraft wirkt. Zwischen den Rückführjochen, also in den Myonkammern, ist das Magnetfeld nur gering, das Driftfeld der Myondriftkammern wird so nur wenig beeinflusst.

¹Die Form der Magnetspule ist ein Solenoid und Teil des Namens des CMS Detektors.

3.3 Das Myonsystem und die Aachener Myonkammern

Wie bereits im letzten Kapitel erwähnt, ist der Detektor aus fünf Rädern aufgebaut. Im Zentrum der Räder sind der Tracker, die Kalorimeter und die supraleitende Spule eingelassen. Die massiven Eisenräder sollen das Magnetfeld im Äußeren der Spule führen und dienen als Tragestruktur des Detektors und des Myonsystems. Wie in der Abbildung 3.5 zu erkennen ist, sind die Räder 12-Ecke, die aus jeweils drei Lagen Eisen bestehen. Zwischen diese Lagen werden die Myonkammern eingebaut.



Abbildung 3.5: Aufbau der Rückflusseisen-Räder in der CMS-Halle [12]

Die massiven Rückflusseisen sorgen dafür, dass in die Myonkammern nur geringe Magnetfelder eingestreut werden [13]. Die zur Impulsbestimmung notwendige Bahnkrümmung erfahren die Myonen im Eisen selbst. Vom Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors müssen die Teilchen eine sehr hohe Materiekonzentration durchqueren². Das hat zur Folge, dass als primäre Teilchen nur Myonen ab einer gewissen Energie und nicht nachweisbare Neutrinos das Myonsystem durchqueren. Der übrige Untergrund wird von Schauern verursacht, die durch Absorption hauptsächlich hadronischer Teilchen in den Kalorimetern entstehen. Die Untergrundteilchen sind im wesentlichen (sekundäre) Myonen und γ -Quanten. Insbesondere niederenergetische Myonen erleiden auf ihrem Weg durch

²Die massivsten Bestandteile des Detektors sind die Kalorimeter und die Rückflusseisen. Von innen nach außen durchdringen die Myonen etwa 52 cm $PbWO_4$, 105 cm Kupfer und 180 cm Eisen.

3.3. DAS MYONSYSTEM UND DIE AACHENER MYONKAMMERN

den Detektor eine Ablenkung von ihrer ursprünglichen Bahn durch Vielfachstreuung.

Das Myonsystem des CMS-Detektors verwendet drei unterschiedliche Technologien, die speziell an die jeweiligen Einsatzgebiete angepasst sind. In den beiden Endkappen werden Kathoden-Streifen-Kammern³ eingesetzt, in den Mantelflächen (barrel) Region sind es Driftkammern⁴. Widerstands-Platten-Kammern⁵ werden sowohl in die Endkappen als auch in die Mantelregion eingebaut. In den folgenden drei Unterkapiteln sollen die unterschiedlichen Eigenschaften der Myonkammern vorgestellt werden, bevor detailliert auf die *Myon Barrel Drift Tubes (MB1)* eingegangen wird, die in Aachen produziert werden und auf die sich alle im folgenden vorgestellten Messungen beziehen. Die Myondriftkammern der Barrelregion sind von innen nach außen durchnummeriert (MB1 - MB4). Am III. Physikalischen Institut A der RWTH in Aachen werden 60 Kammern des Typs MB1 und weitere 10 Sonderkammern vom Typ MB4 für den Bodenbereich des Detektors gebaut. Die Aachener Kammern sind in dem Detektorquerschnitt in Abbildung 3.3 in dunkelblau dargestellt. Die übrigen MB-Kammern werden von Ciemat, Madrid, Spanien (MB2) bzw. in Legnaro (MB3) und Bologna, Italien (MB4) hergestellt.

3.3.1 Kathoden-Streifen-Kammern (CSC)

In den Endkappenbereichen gibt es im Vergleich zur Mantelfläche des Detektors eine höhere Untergrundrate. Auch die Magnetfelder sind in diesem Bereich höher und inhomogener, sie variieren zwischen 1 und 3 Tesla. Unter diesen ungünstigen Verhältnissen liefern die CSCs hinreichend genaue Orts- und Zeitinformationen. In beide Endkappen sind vier Stationen eingebaut. Eine Station beinhaltet 6 Lagen. Die Kammern sind trapezförmig und konzentrisch um die Strahlröhre angeordnet. CSCs sind Vieldrahtproportionalkammern, deren Kathoden in einzelne Streifen unterteilt sind und senkrecht zu den gespannten Drähten radial von innen nach außen verlaufen. Die Breite der Streifen nimmt mit dem Radius zu.

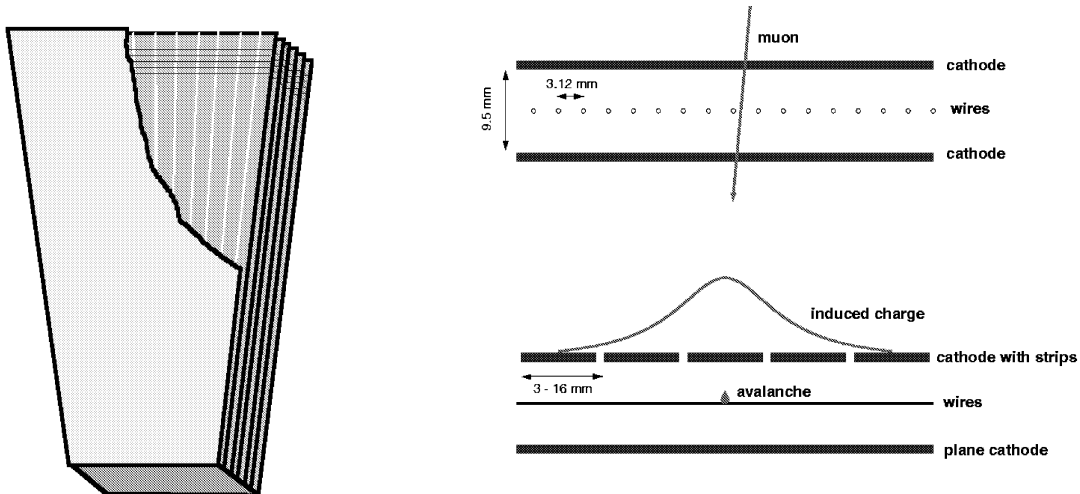


Abbildung 3.6: Funktionsprinzip einer Kathoden-Streifen-Kammer (CSC) [13]

³cathode strip chamber (CSC)

⁴drift tubes (DT)

⁵resistive plate chambers (RPC)

Durchdringt nun ein Teilchen die in Abbildung 3.6 skizzierte Kammer, so werden längs seiner Spur Gasmoleküle ionisiert. Die freigewordenen Elektronen driften zum Draht, gewinnen in seinem $1/r$ -Potential an Energie und ionisieren weitere Moleküle. Die Gasionen driften ihrerseits in Richtung Kathode. Es bildet sich eine Ladungswolke aus, die ein sehr genau bekanntes Profil $\Gamma(\lambda)$ besitzt [13]. Der qualitative Verlauf von $\Gamma(\lambda)$ ist in rot in der Abbildung 3.6 dargestellt,

$$\Gamma(\lambda) = K_1 \frac{1 - \tanh^2 K_2 \lambda}{1 + K_3 \tanh^2 K_2 \lambda}, \quad \text{mit } \lambda = \frac{x}{h} \quad (3.1)$$

wobei h der Anoden-Abstand ist und K_i bekannte Konstanten [13]. Der Abstand der Kathodenstreifen ist so angepasst, dass die oben beschriebene Ladungswolke auf mehrere Streifen trifft. Da sich aus der Höhe des Signals die Menge der auf der Kathode deponierten Ladung interpolieren lässt, kann man die Verteilung 3.1 an das Signal angleichen (*fitten*) und so die x -Koordinate etwa um einen Faktor 10 besser bestimmen, als die Kathodenbreite von 3-16 mm , je nach Kammertyp, zunächst vermuten lassen würde. Die Auflösung in ϕ -Richtung beträgt zwischen 75 μm und 150 μm . Die Drähte werden in 16-50 mm breiten Gruppen (5-16 Drähte) zusammengefasst. Diese Drahtgruppen werden alle 25ns in einem Ja/Nein-Modus ausgelesen, so dass die Auflösung der r -Koordinate von der Drahtgruppenbreite bestimmt ist und 16-50 mm beträgt. Der Abstand der Drähte nimmt nach außen zu, um die Anzahl der auszulesenden Kanäle zu reduzieren. Insgesamt besitzt das Endkappen-Myon-CSC-System 540 6-lagige Trapezkammern mit 210 816 Anoden- und 273 024 Kathoden-Kanälen [13].

3.3.2 Widerstands-Platten-Kammern (RPC)

Ein großer Vorteil von RPCs ist ihre geringe Dicke und schnelle Antwortzeit, die mit Szintillatoren vergleichbar ist. Die Ortsauflösung der Widerstands-Platten-Kammern ist gut genug, um den transversalen Impuls eines Myons zu messen. Dies macht diese Art Kam-

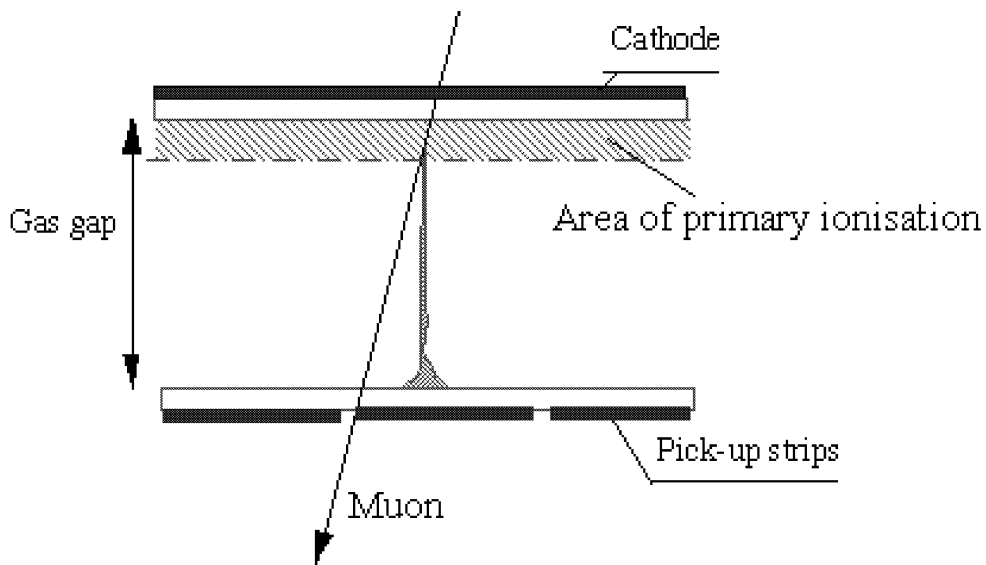


Abbildung 3.7: Funktionsprinzip einer Widerstands-Platten-Kammer (RPC) [13]

mern zu einem idealen Trigger, der Myonspur-Kandidaten und bunch-crossings⁶ identifizieren kann. Da sich diese Parallelplattenkammern kostengünstig produzieren lassen, werden sie im CMS Detektor sowohl in der Endkappe als auch in der Mantelfläche gemeinsam mit den CSCs und den Driftkammern eingesetzt.

Eine RPC besteht aus zwei parallel verlaufenden Platten aus Bakelit⁷, die einen hohen spezifischen elektrischen Widerstand von bis zu $10^{11} \Omega cm$ besitzen. Zwischen den etwa 2 mm entfernten Platten befindet sich Gas auf Basis von $C_2H_2F_4$ (95%) und einem 5% Anteil $i-C_4H_{10}$ [13]. Die äußere Oberfläche der Bakelitplatten ist mit Graphit beschichtet. Über diese Beschichtung werden die Platten auf der einen Seite mit positiver Hochspannung von etwa +10 kV versorgt bzw. auf der anderen Seite geerdet. Die Signalauslese der RPC geschieht durch Aluminiumstreifen auf der Anodenseite, die durch einen dünnen PET-Film von dem Graphit getrennt sind. Durchquert nun ein Teilchen die Kammer, so werden die längs seiner Spur im Gas entstandenen Elektronen in Richtung der Anode beschleunigt. Die Ladungswolke trifft schließlich auf das Bakelit und durchdringt dieses langsam bis zur Graphitanode. Dadurch wird auf den Aluminiumstreifen hinter dem Graphit eine Ladung induziert. Dieses Signal kann innerhalb weniger Nanosekunden ausgelesen werden. Die Zeitauflösung ist dabei im wesentlichen von der Driftstrecke im Gas, also vom Abstand der Bakelitplatten, bestimmt, während der Widerstand dieser Platten die Verträglichkeit mit den Teilchenfluss-Raten bestimmt. Diese Parameter müssen für den Einsatz der RPC am LHC optimiert werden. Insgesamt wird es 360 RPC-Stationen geben, in der Mantelregion durchquert ein Teilchen maximal sechs, in der Endkappenregion bis zu vier solcher RPC-Stationen. Je nach Einsatzort im CMS-Detektor besteht eine Station aus einer oder einer doppelten Lage der oben beschriebenen Struktur. Insgesamt wird das RPC-System 80 640 auszulesende Kanäle besitzen.

3.3.3 Driftkammern

Zwischen dem Rückfluß-Eisen in der Mantelflächenregion des CMS-Detektors ist das Magnetfeld und die erwartete Untergrundrate im Vergleich z.B. zur Endkappen-Region relativ gering. Dies schafft die Voraussetzungen für den Einsatz sogenannter Driftkammern, die viele Vorteile in sich vereinen. Driftkammern können einen großflächigen Bereich kostengünstig abdecken und präzise Spuren von Teilchen bestimmen. Die verwendeten Driftkammern bestehen aus drei sogenannten Superlagen oder **Superlayer** (SL) und einem Abstandshalter mit Bienenwaben-Struktur (Honeycomb), der auch zur Fixierung der Kammer dient. In Abbildung 3.8 ist der Querschnitt durch eine zwischen den Rückflussjochen befestigte Myonkammer dargestellt. In einer Superlage verlaufen alle Zellen parallel, d.h. ein SL kann nur eine Koordinate ϕ oder θ messen. Deshalb besteht eine komplette Driftkammer aus zwei ϕ - und einer θ -Superlage. Die zwei ϕ -Superlagen befinden sich außen an der Kammer, um durch Maximierung des Abstandes einen besseren "Hebelarm" zur p_t -Bestimmung zur Verfügung zu haben, denn diese Messung geschieht durch Bestimmung des Bahnkrümmungsradius. Die θ -Koordinate wird zur p_t -Bestimmung nicht benötigt, so dass in einer Kammer nur eine θ -Lage verwendet werden kann.

⁶Im CMS-Detektor kollidieren alle 25 ns Protonpakete. Diese Strahlkreuzungen werden *bunch crossings* genannt.

⁷phenoplastisches Harz

Eine Superlage besteht aus vier aufeinander geschichteten Einzellagen, die senkrecht zur Draht-Achse um jeweils eine halbe Zellenbreite zur nachfolgenden Lage verschoben sind. Durch diese Anordnung der Einzel- und Superlagen läßt sich die Spurauflösung optimieren. Wenn die Ortsauflösung einer einzelnen Zelle $250 \mu\text{m}$ betragen soll, so kann eine Gesamtauflösung von $100 \mu\text{m}$ pro Kammer garantiert werden, wenn pro Superlage mindestens drei Zellen getroffen werden. Ein im Wechselwirkungspunkt erzeugtes Myon wird im günstigsten Fall vier solcher Myonkammern durchqueren, mindestens aber drei. Das Myon-Barrel System deckt so einen Raumwinkelbereich von $|\eta| \leq 2.4$ bzw. $9.4^\circ \leq \theta \leq 170.6^\circ$ ab. Die gewünschte Auflösung von $100 \mu\text{m}$ pro Kammer und daraus folgend $250 \mu\text{m}$ pro Zelle stellt hohe Anforderungen an die Produktion dieser Kammern. So darf etwa die Positionierung der einzelnen Bauteile einer Zelle wie Kathode, Feldformungsstreifen oder Draht um nicht mehr als $100 \mu\text{m}$ vom Sollwert abweichen. Insbesondere die Lage des Drahtes muss genau bekannt sein.

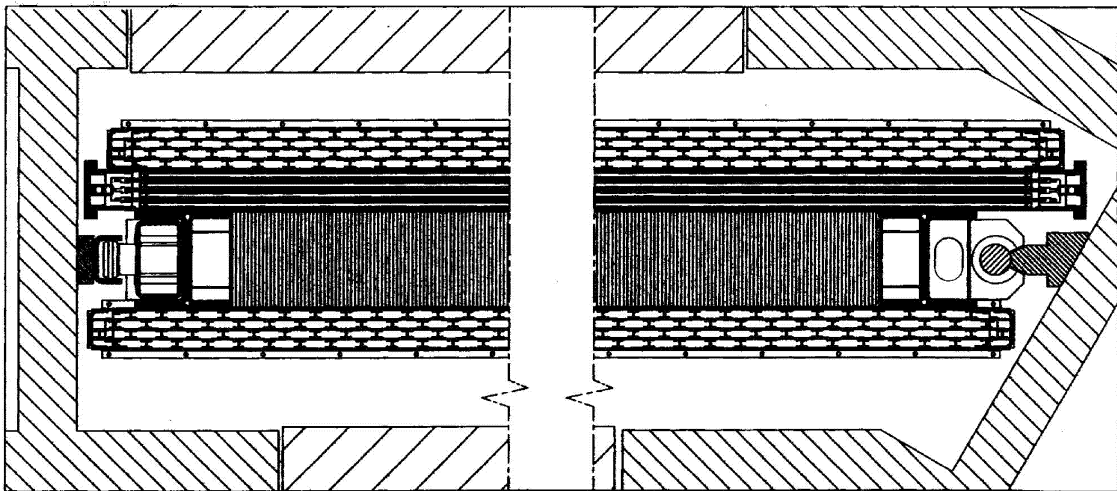


Abbildung 3.8: Schnitt durch eine Myon-Driftkammer im Eisenjoch [13]

Die Myonkammern sind in θ -Richtung 253.6 cm breit und variieren in ϕ -Richtung, je nach Station im Detektor (siehe Abbildung 3.3), zwischen 199 cm und 419 cm . Einige MB4-Kammern sind geteilt, um die Anoden Drähte nicht zu lang werden zu lassen. Alle Kammern sind 29 cm dick. Die Superlagen werden einzeln mit Hochspannung versorgt, die Signale werden auf der den HV-Anschlüssen gegenüberliegenden Seite ausgelesen. Auf diese Anordnung und die Elektronik, mit der die Superlagen bestückt werden, wird im Kapitel 5 näher eingegangen. Das gesamte Myonsystem kann als Subdetektor alleine eine Impulsauflösung $\frac{\Delta p_t}{p_t}$ von besser als 10% für ein Myon mit $p_t = 10 \text{ GeV}$ und besser als 35% für ein $p_t = 1 \text{ TeV}$ Myon erreichen. Eine einzelne Myonkammer besitzt zudem eine ausreichend gute Zeitauflösung von wenigen Nanosekunden, um eine eigenständige *bunch-crossing*-Identifikation vorzunehmen. Eine der wichtigsten Aufgaben des Myonsystems ist es allerdings, Myonspuren zu identifizieren und so gemeinsam mit den Daten des Trackers eine Analyse zu ermöglichen.

3.4 Das Funktionsprinzip einer Driftzelle

Die Zellen der CMS Myondriftkammern sind durch 2 mm starke Aluminiumwände voneinander getrennt. Dies erzeugt einen natürlichen Schutz z. B. vor gerissenen Drähten oder Überschlügen der Hochspannung. Jede Driftzelle arbeitet unabhängig von anderen, so dass zufällige Treffer von Zellen nur vereinzelt vorkommen. Eine zufällig durch Rauschen gebildete Spur, mit mindestens drei getroffenen Zellen, ist so extrem unwahrscheinlich.

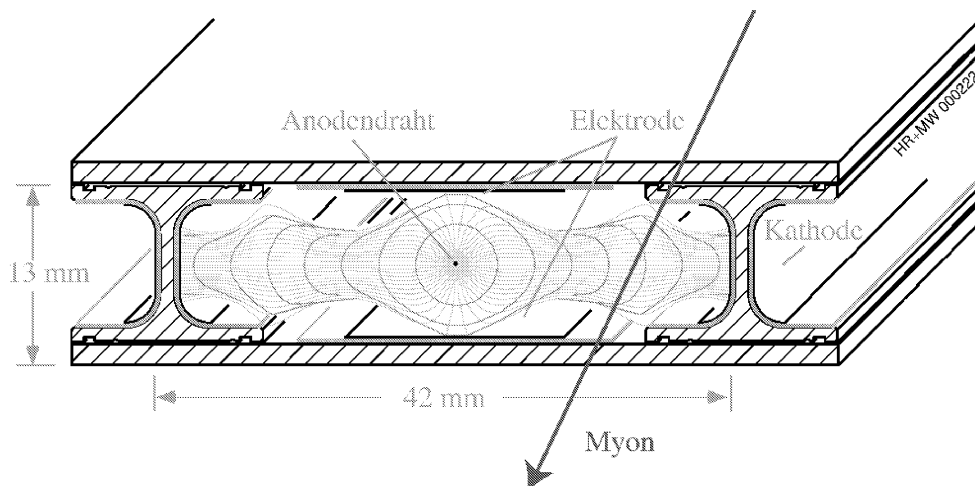


Abbildung 3.9: Querschnitt durch eine CMS-Driftzelle [31]

Die CMS-Driftzelle ist 4.2 cm breit, 1.1 cm hoch und je nach Station zwischen 2 und 4 Meter lang. In Abbildung 3.9 ist ein Querschnitt durch eine solche Zelle dargestellt. Die mit GARFIELD erstellten Driftlinien sind nachträglich eingefügt worden. Die Zelle besitzt zwei Kathoden, die aus dünnen Aluminiumstreifen bestehen und in die Innenflächen der I-Träger geklebt sind. Die I-Träger (oder: I-Beams) sind aus 2 mm starkem Aluminium gefertigt und durch eine Mylar-Folie von den Kathodenstreifen isoliert. Die Kathoden werden mit einer Spannung von etwa -1.2 kV betrieben. Der in der Zelle mittig gespannte Anodendraht wird auf eine Spannung von +3.6 kV aufgeladen. Dies ist im Vergleich zu anderen Driftkammern eine relativ hohe Spannungsdifferenz zwischen Kathode und Draht, die aber nötig ist, um eine hinreichend große Gasverstärkung zu erzielen. Zwischen der geerdeten Zellenwand und dem Draht befindet sich eine so genannte Feldformungs-Anode, die ebenfalls durch Mylar von der Zellenwand isoliert ist. Durch Variation der Spannung oder der Breite dieses Feldformungsstreifens läßt sich die Verteilung des elektrischen Feldes und der Driftlinien im Innern der Zelle beeinflussen. Hierauf wird mit Hilfe von mit GARFIELD erstellten Simulationen in Kapitel 4 ausführlicher eingegangen. Der Streifen wird mit +1.8 kV betrieben. Die Simulation mit GARFIELD wird zeigen, dass sich mit Hilfe des Feldformungsstreifens eine optimale Verteilung der Driftlinien in der CMS-Zelle erreichen läßt. Damit geht eine Verbesserung des Ansprechverhaltens der Zelle und eine Verbesserung der Auflösung der Zelle einher.

Durchquert ein Myon diese Driftzelle, die mit einem Argon-Kohlendioxid Gemisch (85:15) gefüllt ist, so werden Gasmoleküle ionisiert und die entstandenen freien Elektronen driften in Richtung Draht. In Draht-Nähe gewinnen sie durch das $\frac{1}{r}$ -Potential Energie und ionisieren so weitere Gasmoleküle. Es entsteht eine Ladungslawine, die im Draht das Signal

induziert. Die Orts-Driftzeit-Beziehung (r-t-Relation) ist über weite Bereiche der Zelle linear. Ist die r-t-Relation und der Zeitpunkt t_o , zu dem das Myon die Zelle durchquert hat, bekannt, so läßt sich aus dem Ankunftszeitpunkt des Signals präzise der Ort r des Teilchendurchganges berechnen. Die t_o -Bestimmung kann entweder extern durch einen Trigger wie der RPC oder im Aachener Teststand mit Szintillatoren erfolgen, oder durch Berechnung aus den Daten der Driftzellen selbst. Dies erfordert allerdings, dass genügend viele Zellen getroffen worden sind. Die Zeitauflösung einer einzelnen *Kammer* beträgt wenige Nanosekunden.

In Kapitel 4.3 werden ausführlich die in der Zelle ablaufenden Prozesse, vom Teilchendurchgang bis zur Entstehung des Signals, beschrieben.

Kapitel 4

Simulation mit GARFIELD

Das Simulationsprogramm GARFIELD [14] wird benutzt, um detaillierte Simulationen von zwei- und drei-dimensionalen Driftkammern zu erstellen. In der verwendeten Version 7.05 kann GARFIELD selbst nur statische zwei-dimensionale elektrische Feldverteilungen erstellen, in denen die zu untersuchende Geometrie durch Ebenen oder durch Drähte variablen Durchmessers nachgebildet werden. Dabei können dielektrische Komponenten *nicht* berücksichtigt werden. GARFIELD besitzt aber eine Schnittstelle, um eine von anderen Finite-Elemente Programmen, wie zum Beispiel MAXWELL [15], berechnete Feldverteilung einzulesen. So können auch Abläufe in komplizierten drei-dimensionalen Zellen, wie z.B. in GEMs¹, simuliert werden.

Die zu simulierende CMS-Driftzelle ist 4.2 cm breit, 1.1 cm hoch und über 200 cm tief. Die Feldverteilung in der Querschnittsfläche der Zelle ist unabhängig vom Ort des Querschnitts. So ist es unter Vernachlässigung der beiden Endkappen-Bereiche der Zelle zulässig, eine zwei-dimensionale Simulation in der Querschnittsebene zu berechnen. In dem folgenden Kapitel 4.1 soll der Einfluss des dielektrischen Mylars abgeschätzt werden, mit dem die Feldformungsanode und die Kathode von den geerdeten Zellenwänden elektrisch getrennt sind. Ändert das Dielektrikum Mylar die Feldverteilung in der Zelle nur geringfügig, so kann die Feldverteilung direkt mit GARFIELD berechnet werden, was viele praktische Vorteile bietet.

Die Erstellung einer Zellengeometrie in GARFIELD ist einfach. In der Programmiersprache Fortran lassen sich die zur Simulation verwendeten Drähte einfach positionieren, um so punktweise die Form der Kathoden und Anoden nachzuzeichnen. Die Drähte oder, bei zweidimensionalen Geometrien, Kreise, können zu Gruppen zusammengefasst werden, dem dann ein bestimmtes Potential zugewiesen wird. Um eine Simulation mit z.B. einer anderen Kathodenspannung zu berechnen, muss nur der Parameter der Kathodenspannung variiert und der Quelltext erneut von GARFIELD "kompiliert" werden. Externe Programme wie MAXWELL verwenden CAD-Zeichnungen, die in verschiedenen Layern gezeichnet werden müssen, die dann einem Potential entsprechen. Es können auch Skripte verwendet werden, um Parameter dynamisch zu verändern. Leider ist MAXWELL ein kommerzielles Programm, so dass weitere Einschränkungen entstehen.

Für die Simulationen der CMS-Driftzelle habe ich eine GARFIELD-Beispieldatei von M. Wegner verwendet, die ich variiert habe.

¹gas electron multiplier

4.1 Änderung einer Feldverteilung durch Anwesenheit von Dielektrika

In der CMS-Zelle befindet sich Mylar, das die Anode und Kathode von den geerdeten Flächen trennt (Abbildung 3.9). Das Mylar ist eine dielektrische Folie ($\epsilon_r = 3.5$), etwa $150 \mu\text{m}$ dick, mit einer Durchbruchspannung² von etwa $100\text{kV}/\text{mm}$ [16]. Um Kriechströme über die Mylaroberfläche zu verhindern, ist sie an allen Stellen breiter als der hierauf geklebte Aluminiumstreifen, der entweder mit $+1.8\text{kV}$ (Feldformungsstreifen) oder mit -1.2kV (Kathode) geladen ist. Vernachlässigt man in der GARFIELD-Simulation den Mylarstreifen, so wird das Potential bzw. elektrische Feld in dem Bereich, in dem das Mylar offen liegt, fehlerhaft berechnet. Dort wo das Dielektrikum nach innen, in das Zellinnere, von den geladenen Alu-Streifen abgeschirmt wird, tritt keine Veränderung ein. Hier ist das effektive Potential, das das Innere der Zelle "sieht", durch die Spannung der Anode bzw. Kathode gegeben. In dem Bereich, in dem sich das Mylar selbst befindet, wird das effektive elektrische Feld \vec{D} natürlich falsch berechnet werden. Dieser kleine Bereich ist aber für die Simulation der Driftlinien und Orts-Zeit-Relation uninteressant.

Es bleibt aber die Frage, in wie weit das existierende nicht abgeschirmte Stück Mylar, durch die induzierte dielektrische Verschiebung, das elektrische Potential und Feld in der Driftzelle verändert.

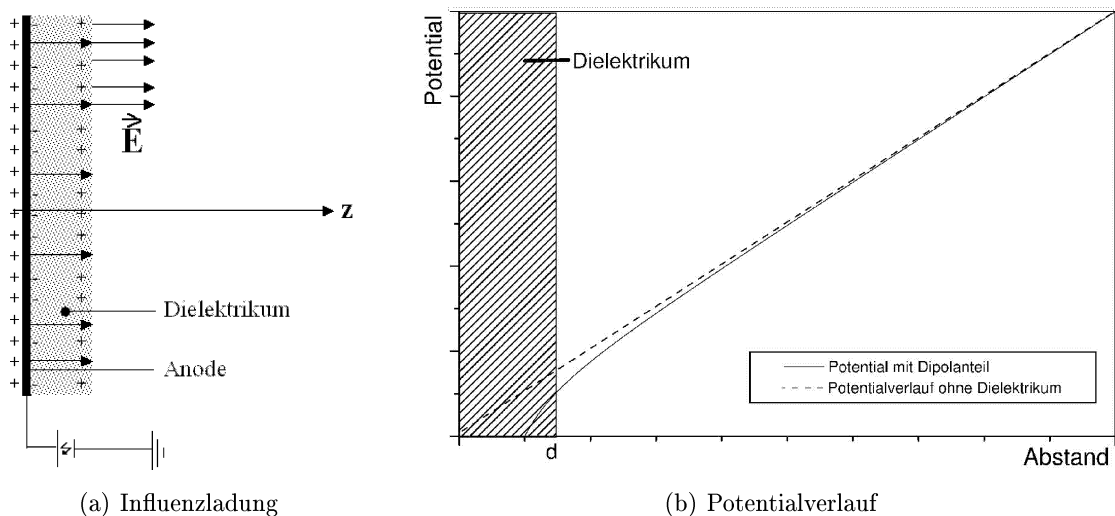


Abbildung 4.1: Dielektrikum vor einer geladenen Ebene

Vereinfacht man das Problem und betrachtet eine ausgedehnte geladene Ebene, so ist das Potential $\Phi(r) = -\vec{E}_0 \cdot \vec{r}$ und das elektrische Feld $\vec{E}_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{e}_z$ im Raum davor konstant. In der Driftzelle ist die dieser Ebene entsprechende Aluminiumplatte unter dem Dielektrikum nicht geladen, aber die Mylar-Folie ist trotzdem vom elektrischen Feld durchsetzt, das seinen Ursprung auf dem Feldformungsstreifen hat, vgl. mit Abbildung 4.2. Betrachtet

²Die Durchbruchspannung hängt nicht linear von der Dicke des Materials ab. Der Wert $100\text{kV}/\text{mm}$ für Mylar ist für eine Mylar-Dicke von $30\mu\text{m}$ gemessen und kann sich deshalb von dem tatsächlichen Wert für eine $150\mu\text{m}$ dicke Schicht leicht unterscheiden.

4.2. FELDDVERTEILUNG IN DER CMS-DRIFTZELLE

man nun die gleiche Ebene, die von einem Dielektrikum der Dicke d beschichtet ist, so erhält man:

$$\Phi(r) = -\vec{E}_o \cdot \vec{r} + \frac{\vec{P} \cdot \vec{r}}{r^3}, \quad \text{mit} \quad \vec{P} = \int \vec{r} \sigma_D(\vec{r}) d^3r \quad (4.1)$$

Dabei ist $\sigma_D(\vec{r})$ die Ladungsdichte auf dem Dielektrikum. Approximiert man, dass die Verschiebungsladung auf dem Dielektrikum $\pm q_v$ ist und sich im Abstand d auf den Oberflächen des Mylars befindet, so ergibt sich für das Dipolmoment $\vec{P} = q_v \vec{d}$ und für das Potential der dielektrisch beschichteten Ebene:

$$\Phi(r) = -E_o r + q_v \frac{d}{r^2} \quad (4.2)$$

Dabei ist r der Abstand zur Ebene. In Abbildung 4.1(b) sind die Potentiale der Ebene mit und ohne Dielektrikum qualitativ aufgetragen. Das additive Dipolpotential des Dielektrikums fällt mit r^{-2} ab, das elektrische Feld sogar mit r^{-3} . Die Änderung des für die Driftlinien wichtigen elektrischen Feldes ist also gering und für $r \gg d$ vernachlässigbar.

Man kann den Einfluss des Dielektrikums auch abschätzen, indem man annimmt, dass die verschobene Ladung q_v gleich der Ladung q_o der Platte ist (im Normalfall ist $q_v < q_o$). Dann "kompensieren sich", anschaulich gesprochen, die Ladungen an der Grenzfläche zwischen der geladenen Ebene und dem Mylar. Es bleibt effektiv für das Potential des Außenraumes nur die Ladung $q_v = q_o$ an der anderen Oberfläche des Dielektrikums. Dies ist aber identisch mit dem Fall einer um d verschobenen geladenen Ebene.

Zusammenfassend kann also der Einfluss dünner, dielektrischer Schichten auf das elektrische Feld im Außenraum, d.h. in der Driftzelle, vernachlässigt werden. Damit kann ohne große Fehler die Feldverteilung in der CMS Driftzelle direkt mit dem Simulationsprogramm GARFIELD berechnet werden, welches Dielektrika nicht berücksichtigen kann.

4.2 Feldverteilung in der CMS-Driftzelle

Die in der Abbildung 4.2 dargestellte Verteilung der Äquipotentiallinien des elektrischen

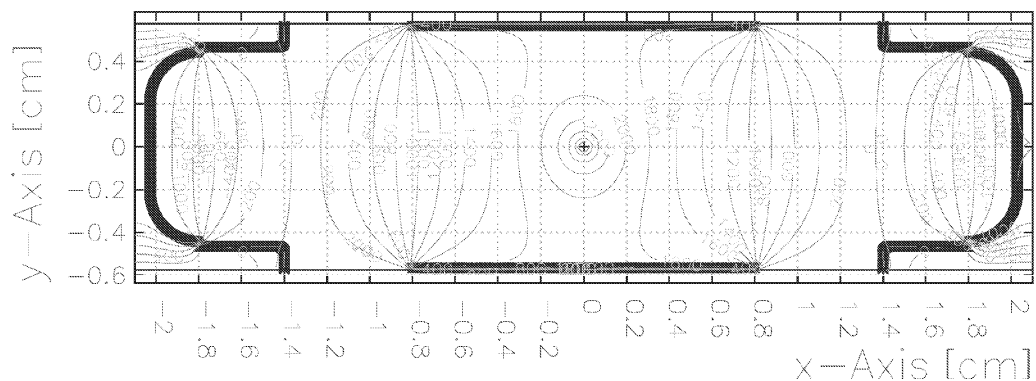


Abbildung 4.2: Äquipotential-Linien in der CMS-Zelle

Feldes in der CMS-Driftzelle sind mit den nominellen Spannungen für den Draht, die Feldformungsstreifen und die Kathode (+3.6kV/+1.8kV/-1.2kV) berechnet worden. Die Kreise, aus denen für die Simulation die metallischen Flächen der Zelle zusammengefügt wurden, sind durch braune Kreuze markiert. In allen benutzten Simulationen ist der Durchmesser dieser Kreise $20\mu\text{m}$ und der Abstand zweier Kreise beträgt $50\mu\text{m}$. Nur der Draht, der den Anodendraht simuliert, ist, wie der echte Draht, vom Durchmesser $50\mu\text{m}$. Durch diese Konstruktion wird das elektrische Feld in unmittelbarer Nähe der Flächen-Elektroden, insbesondere an den Ecken, verfälscht dargestellt, was aber zum einen für die Berechnung der Driftlinien im Innern der Zelle keine Rolle spielt, und zum anderen ist auch in Wirklichkeit die Oberfläche der Elektroden nicht gleichmäßig eben. An den Elektrodenkanten kann es, wie in der drei-dimensionalen Abbildung 4.3 dargestellt, zu Feldspitzen kommen. In der x-y-Ebene der Darstellung befindet sich die Driftzelle im Querschnitt. Auf

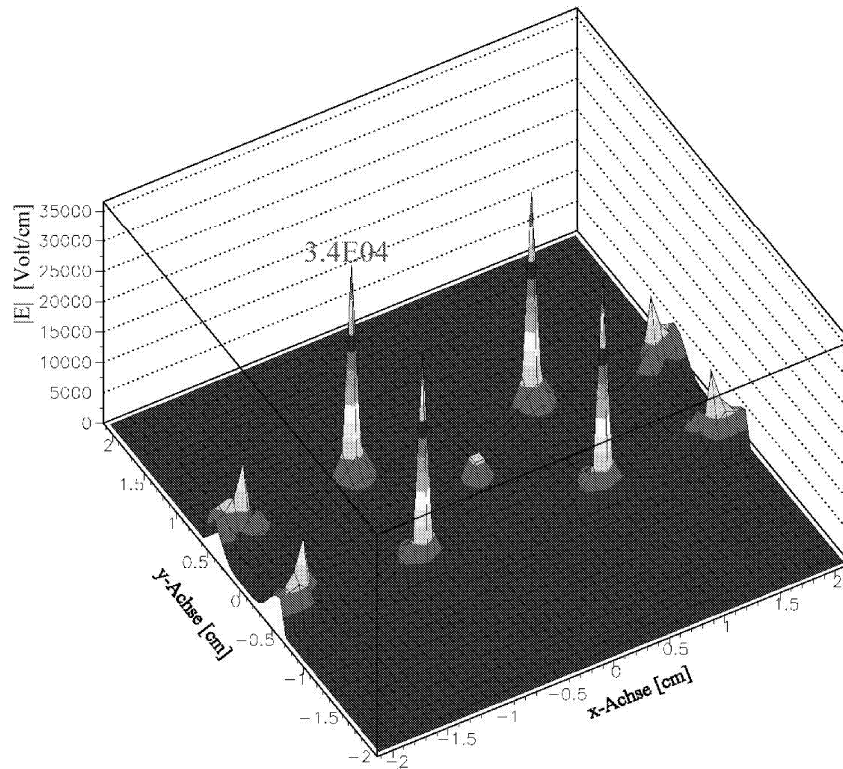


Abbildung 4.3: 3-dimensionale Darstellung der höchsten Potentialgradienten

der z-Achse ist der Betrag des elektrischen Feldes aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass im Vergleich zu dem Feld am Draht an den Rändern des Streifens und auch der Kathoden hohe Felder entstehen. Dies ist durch die scharfe Kante, die in der GARFIELD-Simulation mit Drähten vom Radius $10\mu\text{m}$ gebildet wird, begründet. Die Feldstärke an den Elektrodenkanten hängt in der Simulation von den verwendeten Drahtradien ab, in der Realität ist der Rundungsradius der Elektrodenstreifen nicht genau bekannt. In genau diesem Bereich befindet sich auch die isolierende Mylarschicht, die von GARFIELD nicht berücksichtigt werden kann. Deshalb kann die Darstellung 4.3 nur ein qualitatives Bild zeichnen, dennoch zeigt die hohe Feldstärke insbesondere an der Kante des Feldformungs-

4.3. DER PHYSIKALISCHE VORGANG UND SIMULATION DES DRIFTPROZESSES

streifens, dass es hier zu Überschlügen der Hochspannung kommen kann:

- Schmutz auf der eigentlich isolierenden Mylaroberfläche verursacht Kriechströme, diese können dann zu Überschlügen führen.
- Ist die Mylarschicht beschädigt, kann es zu Durchschlägen, direkt durch die Mylarschicht, kommen.

Das erste Problem kann in manchen Fällen durch Reinigung der Zelle beseitigt werden. Die Zellen der Myonkammern lassen sich auch nach der Produktion öffnen, reinigen und wieder verschließen³. Der zweite Fall kann bei den HV-Tests nicht von dem ersten unterschieden werden, läßt sich aber nicht durch Reinigung der Zelle beheben. In diesem Fall muß die betroffene Zelle deaktiviert werden.

4.3 Der physikalische Vorgang und Simulation des Driftprozesses

Durchquert ein Myon die Driftzelle, so laufen mehrere Prozesse ab, die im Folgenden näher erläutert werden sollen. Das Programm MAGBOLTZ [18] verwendet verschiedene Methoden, die diese Prozesse in der Simulation umsetzen. Die Ergebnisse werden dann an GARFIELD weitergeleitet.

4.3.1 Ionisation des Driftgases

Geladene Teilchen verlieren in Abhängigkeit ihrer relativistischen Geschwindigkeit β in Materie an Energie, in dem Atome angeregt oder ionisiert werden. Dieser Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A m_e c^2 r_e^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left(\ln \frac{\sqrt{2m_e c^2 E_{max}} \cdot \beta\gamma}{I} - \frac{\beta^2}{2} - \frac{\delta(\beta)}{2} \right) \quad (4.3)$$

mit

r_e	klassischer Elektronenradius ($2.817 \cdot 10^{-15}m$)
m_e	Elektronenmasse ($511keV$)
N_A	Avogadro-Konstante ($6.022 \cdot 10^{23}mol^{-1}$)
z	Ladung des ionisierenden Teilchens
Z	Ladungszahl der absorbierenden Atome
A	Massenzahl des Absorbermaterials
ρ	Dichte des Absorbermaterials
β	$= v/c$ Geschwindigkeit des Teilchens pro c
γ	$= 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ relativistischer Faktor

Die mittlere Anregungsenergie I hängt von den Atomen der Materie ab, durch die das ionisierende Teilchen fliegt. Der additive, sogenannte Fermi-Term $\delta(\beta)$, korrigiert den Energieverlust bei hohen Energien. Das Gas durchquerende Teilchen wird vornehmlich das äußere

³Dieses Verfahren wurde von A. Adolf entwickelt.

Hüllenelektron eines Gas-Atoms ionisieren oder durch Energieübertrag eines der inneren Elektronen auf ein höher energetisches Niveau heben und das Atom so anregen. Es kann allerdings vorkommen, dass, wenn dieser Energieübertrag hoch ist, eines der inneren Elektronen aus dem Atom herausgeschlagen wird. Diese δ -Elektronen besitzen genug Energie, um eine eigene Spur zu bilden, entlang der weitere Atome ionisiert werden. E_{max} ist die obere Grenze für den Energieübertrag.

4.3.2 Clusterbildung und erzeugte Ladungsmenge

Die entlang der Teilchenspur auf Grund des Energieverlustes gebildeten Elektronen- und Ionen-Paare werden unabhängig von anderen Ionisationspaaren erzeugt. Deshalb ist die Gesamtzahl ionisierter Paare Poisson-verteilt.

$$P(L/\lambda, k) = \frac{\left(\frac{L}{\lambda}\right)^k}{k!} \cdot e^{-\frac{L}{\lambda}} \quad (4.4)$$

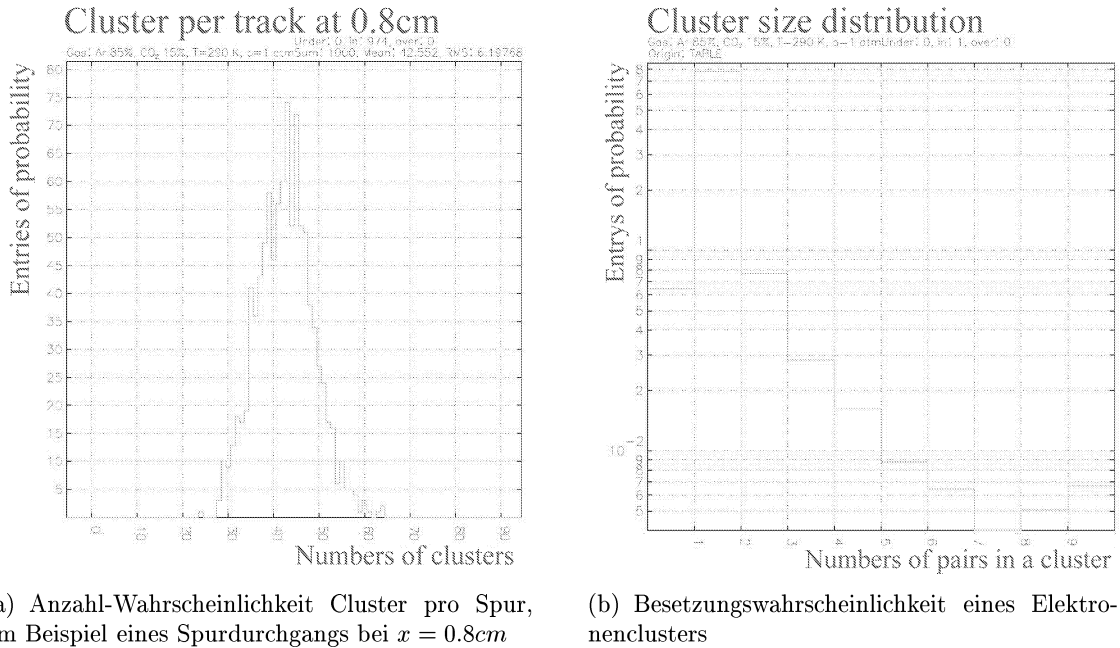
Die Poissonverteilung beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass in einem bestimmten Zeitabschnitt eine gegebene Anzahl von Ereignissen stattfindet. Die Voraussetzung, dass die Ereignisse unabhängig voneinander sind und die durchschnittliche Ereignis-Rate konstant ist, sind erfüllt. Die Verteilung 4.4 hängt von dem Quotienten aus Spurlänge L und mittlerer freier Weglänge λ ab. $P(L/\lambda, k)$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass eine Teilchenspur der Länge L eine Anzahl von k Elektronen-Ionen-Paaren enthält.

Die auf Grund des Teilchendurchganges entstandene Ladungsmenge ist also gut bekannt. Allerdings werden von diesen *Primärladungen* weitere Atome durch *sekundäre* Prozesse ionisiert. Elektronen oder Gasionen mit Energien oberhalb der Ionisationsenergie des jeweiligen Gases können Gasatome direkt ionisieren. Außerdem können durch inelastische Stöße Atome angeregt werden und auch so zu Ionisation führen. Das Primärelektron und die durch ein Primärelektron erzeugten Sekundärelektronen befinden sich in räumlicher Nähe zueinander. Diesen Raum nennt man auch *Cluster*.

Für die Simulation dieses Ionisationsvorganges ist nun die Verteilung dieser Elektronencluster, sowie die entstandene Ladungsmenge, interessant. Abbildung 4.4(a) zeigt die Wahrscheinlichkeit, für ein am Ort $x = 0.8\text{cm}$ senkrecht einfallendes Myon, eine gewisse Anzahl von Clustern bei nominellen Zellen-Spannungen zu finden. Für die Berechnung dieser Verteilungen werden von GARFIELD bzw. MAGBOLTZ Monte-Carlo-Verfahren eingesetzt. In Abbildung 4.4(b) ist die erwartete Ladungsverteilung pro Elektronencluster aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung bei zwei Ladungspaaren pro Cluster maximal wird und dann langsam abfällt. Die primären Ladungsträger ionisieren durchschnittlich zwei weitere Atome, am wahrscheinlichsten ein weiteres.

Die Gesamtzahl der Ion-Elektron-Paare hängt in erster Näherung linear von der mittleren Kernladungszahl ab, s. Bethe-Bloch-Formel 4.3. Krypton, Argon oder CO_2 sind Gase, mit denen u.a. eine gute Ansprechwahrscheinlichkeit der Spurkammer erreicht werden kann, da hier im Vergleich zu vielen anderen Gasen mehr Ionenpaare pro Spursegment gebildet werden. Bei dem in CMS verwendeten Driftgas Argon bzw. CO_2 sind dies jeweils etwa 90 Paare/cm. Auch die Auflösung einer Kammer hängt von der Gasmischung ab. Da die Auslese-Elektronik einen Puls erst ab einer bestimmten Schwelle registrieren kann, bestimmt möglicherweise nicht der erste am Draht ankommende Elektronencluster das Signal, sondern ein leicht verzögerter i -ter Cluster von einem etwas entfernten Punkt in

4.3. DER PHYSIKALISCHE VORGANG UND SIMULATION DES DRIFTPROZESSES



(a) Anzahl-Wahrscheinlichkeit Cluster pro Spur, am Beispiel eines Spurdurchgangs bei $x = 0.8\text{cm}$

(b) Besetzungswahrscheinlichkeit eines Elektronenclusters

Abbildung 4.4: Anzahl- und Besetzungswahrscheinlichkeit von Clustern

der Driftzelle. Dies führt zu einer ungenauen Bestimmung der tatsächlichen Driftzeit und so zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung. Das Driftgas muss möglichst viele Cluster pro Spurelement erzeugen, um eine genaue Ortsauflösung zu ermöglichen.

4.3.3 Drift, Driftgeschwindigkeit von Elektronen

Die erzeugten Elektronen driften wegen der hohen Potentialdifferenz zwischen Kathode und Draht (siehe Abbildung 4.2) in Draht-Richtung. Ihre Bewegung besteht auf mikroskopischer Ebene aus vielen elastischen Stößen mit Gasatomen und Molekülen einerseits und andererseits aus Beschleunigungsphasen auf Grund des elektrischen Feldes: $m_e \cdot a = eE$.

MAGBOLTZ kann die Driftgeschwindigkeit und die Diffusion von verschiedenen Gasmischungen in Abhängigkeit von der elektrischen und magnetischen Feldstärke (hier ist $\vec{B}=0$), dem Gasdruck und der Temperatur berechnen, in dem es die Boltzmannsche Transportgleichung durch Iterationsverfahren löst [18].

$$\frac{\partial}{\partial t}(nf) + \vec{\nabla}_{\vec{r}}(nf\vec{v}_{abs}) + \vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(nf \frac{e}{m_e} \vec{E} \right) + S = 0 \quad (4.5)$$

mit

\vec{v}_{abs}	absolute Geschwindigkeit des Elektrons
$n(\vec{r}, t)$	Dichte der freien Elektronen
$f(\vec{r}, \vec{v}, t)$	Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen
\vec{E}	elektrisches Feld
e	Elementarladung
m_e	Elektronenmasse
S	Stoßterm

Auf makroskopischer Skala ergibt sich eine konstante durchschnittliche Geschwindigkeit:

$$v_{Drift} = \left\langle \frac{1}{N v_{abs} \sigma(\epsilon)} \right\rangle \frac{eE}{m_e} = \tau \frac{eE}{m_e} \quad (4.6)$$

mit

- τ mittlere Zeit zwischen zwei Stößen
- $\sigma(\epsilon)$ Stoßwirkungsquerschnitt
- N Anzahl Gasatome pro Volumeneinheit

Da bei der späteren Analyse der Daten aus der CMS Driftzelle ein einfacher, möglichst linearer Zusammenhang zwischen dem Ort des Teilchendurchganges und der verstrichenen Driftzeit gewünscht ist, sollte die Driftgeschwindigkeit in der Zelle möglichst konstant sein. Mit der obigen Beziehung 4.6 ist dies gleichbedeutend mit einem möglichst homogenen Feld in der Driftzelle.

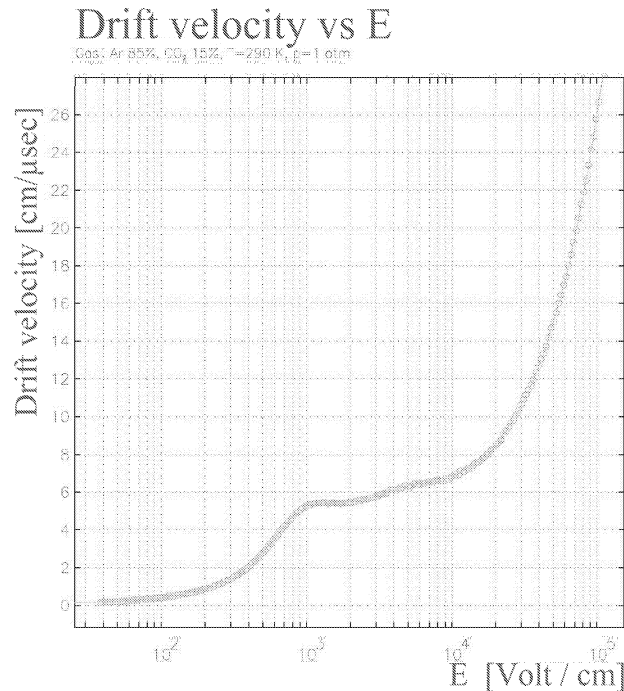


Abbildung 4.5: Elektronen-Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Feldstärke

Kleine Variationen der elektrischen Feldstärke sind in der Driftzelle jedoch nicht vermeidbar. Um dennoch eine möglichst lineare r-t-Relation zu bekommen, sollte die Geometrie der Zelle einerseits so angepasst sein, dass das elektrische Feld relativ homogen ist (Abbildung 4.2). Das Driftgas muss andererseits so ausgewählt sein, dass in dem verwendeten Bereich der elektrischen Feldstärken die Driftgeschwindigkeit konstant ist. In dem mit MAGBOLTZ [18] berechneten Diagramm 4.5 ist diese Relation zwischen der Feldstärke \vec{E} und der Driftgeschwindigkeit \vec{v} dargestellt. Man sieht, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in dem Gas Argon-Kohlendioxid in der Mischung 85:15 über eine Größenordnung hinweg $10^3 \dots 10^4 \left[\frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \right]$ nahezu konstant verläuft. Es ist also zu erwarten, dass sich

4.3. DER PHYSIKALISCHE VORGANG UND SIMULATION DES DRIFTPROZESSES

die Elektronen mit konstanter Geschwindigkeit durch die Zelle bewegen, bis sie sich in unmittelbarer Drahtnähe befinden. Das elektrische Feld wächst dort bis in die Größenordnung von 10^4 V/cm. Der Betrag des elektrischen Feldes in der übrigen Zelle ist etwa 2 kV/cm und liegt damit in der Mitte des Plateaus konstanter Driftgeschwindigkeit. Die r-t-Relation ist damit relativ unempfindlich gegen Variation des elektrischen Feldes.

4.3.4 Diffusion der Elektronenwolke

Die Driftelektronen treffen auf ihrem Weg zum Signaldraht auf Atome und Moleküle des Gases. Dabei verändert sich ihre Geschwindigkeit und Bewegungsrichtung. Dies bewirkt eine Aufweitung der driftenden Elektronenwolke. Die Elektronen eines Clusters werden schließlich um den Mittelpunkt gaußverteilt sein.

$$n(r, t) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^3 \cdot e^{-\frac{r^2}{4Dt}} \quad \text{mit} \quad \sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D \frac{x}{v_D}} \quad (4.7)$$

Dabei ist σ_x die Standardabweichung für eine Achse und D der Diffusionskoeffizient. Durch die Anwesenheit von elektrischen oder magnetischen Feldern wird die Aufweitung der Ladungswolke anisotrop. Man unterscheidet Diffusion in longitudinaler und transversaler Richtung. Die zwei entsprechenden Diffusionskoeffizienten sind in Abbildung 4.6 gegen das elektrische Feld aufgetragen.

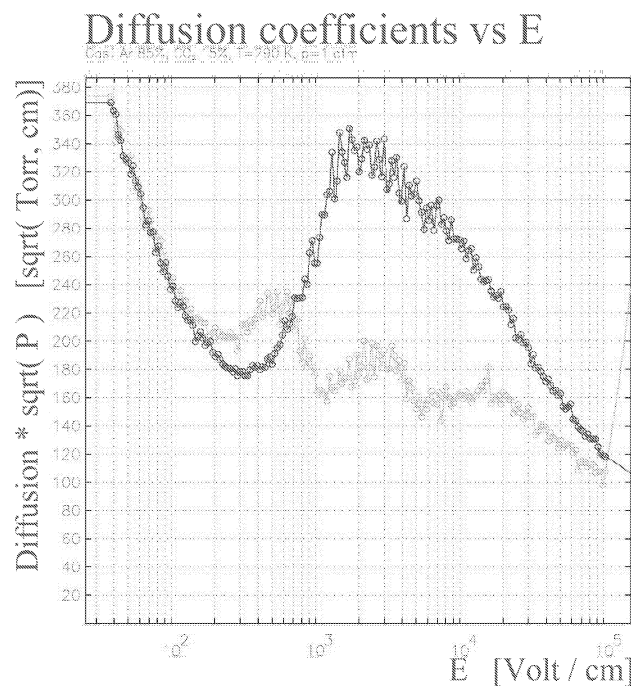


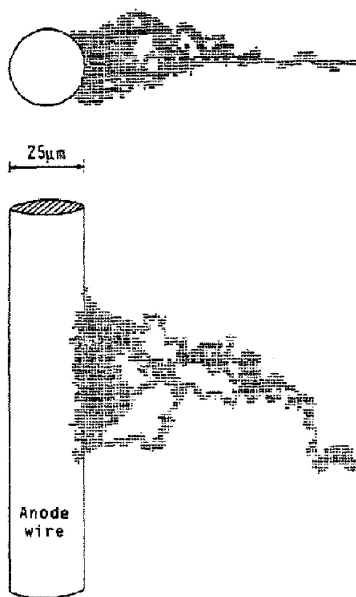
Abbildung 4.6: Longitudinaler (orange) und transversaler (violett) Diffusionskoeffizient

Im Besonderen ist die longitudinale Diffusion für die Auflösung der Driftzelle von Bedeutung, denn sie führt zu einer verschmierten Ankunftszeitverteilung der Elektronen und so zu einer Verschlechterung der Auflösung und einer Verbreiterung des Signals.

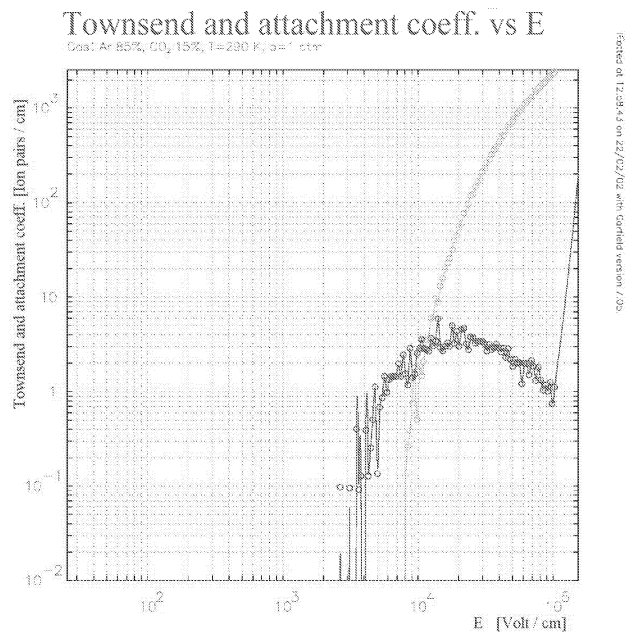
4.3.5 Lawinenbildung, Townsend-Koeffizient

Je dünner ein Draht ist, desto höher wird das Feld in seiner unmittelbaren Umgebung. Für den mit einer Spannung von $+3.6\text{kV}$ betriebenen $D = 50\mu\text{m}$ dicken Draht einer CMS-Kammer wächst die Feldstärke wegen $E(r) = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}$ bis in die Größenordnung von 10^4Volt/cm . Dabei ist σ die Ladungsdichte pro Drahtlänge. Die Elektronencluster werden in Drahtnähe stark beschleunigt und können durch ihre wachsende kinetische Energie immer mehr Ionenpaare erzeugen. Ein solche Ladungslawine ist in Abbildung 4.7(a) (aus [20]) dargestellt. Die Anzahl freier Ladungen wächst exponentiell an.

Der Gasverstärkungsfaktor $G = \frac{N}{N_0}$ ist durch das Verhältnis zwischen der Anzahl der Elektronen vor und nach der Gasverstärkung definiert. Für ein homogenes elektrisches Feld ergibt sich eine exponentiell vom Weg x abhängige Verstärkung $G = \cdot e^{\alpha x}$. Der sogenannte erste Townsend-Koeffizient α gibt an, wieviele Elektronen-Ionen Paare pro Einheitslänge entstehen. Für das Feld eines Drahtes hängt auch der Townsend Koeffizient von der elektrischen Feldstärke ab. Abbildung 4.7(b) ist das Ergebnis einer MAGBOLTZ Simulation für den Townsend-Koeffizienten $\alpha(E)$ (gelb).



(a) Monte-Carlo-Simulation einer Ladungslawine [20]



(b) Townsend Koeffizient (gelb), Elektron-Attachment

Abbildung 4.7: Lawinenbildung und Townsend-Koeffizient

Die Gasverstärkung eines inhomogenen Feldes berechnet sich nun durch Integration über den bekannten Koeffizienten $\alpha(E)$ [19]:

$$\begin{aligned}
 G(x) &= \exp\left(\int_{x_0}^x \alpha(\tilde{x}) d\tilde{x}\right) \\
 &= \exp\left(\int_{E_{min}}^{E(x)} \frac{\alpha(\tilde{E})}{d\tilde{E}/dx} d\tilde{E}\right)
 \end{aligned}$$

(4.8)

Erst die massive Verstärkung der Driftelektronen durch die Lawinenbildung am Draht macht den Nachweis eines Signals möglich. Dabei geschieht die Pulserzeugung jedoch nicht direkt durch die am Draht auftreffende Elektronenlawine, sondern wird durch den driftenden Elektronen- bzw. Ionenstrom induziert. Die Elektronen rekombinieren auf Grund ihrer hohen Mobilität schnell am Draht, während die Ionen langsam Richtung Kathode driften. Das Profil der Ionenwolke ist tropfenförmig, mit der Spitze in die Richtung, aus der ursprünglich die Driftelektronen kamen. Die Stärke des Induktionssignals ist proportional zur Änderung der potentiellen Energie der Ionen:

$$dW = q \frac{d\Phi(r)}{dr} dr \quad (4.9)$$

Neben dem exponentiellen Wachstum der Ladungsträger in der Lawine werden ebenfalls viele Gasatome durch Stöße angeregt die z.B. durch Aussendung von Photonen in ihren Grundzustand zurückfallen. Treffen diese Photonen auf die Kathode, so können dort durch den Photoeffekt Elektronen ausgelöst werden, die nun ihrerseits wieder zum Draht driften und so letztendlich ein kontinuierliches Signal erzeugen, das erst durch Zusammenbrechung der Hochspannung am Draht unterbrochen wird. Dieses Verhalten findet zum Beispiel in Geiger-Müller Zählrohren Verwendung. Es verursacht allerdings längere "Totzeiten", die in Driftkammern unerwünscht sind. Ein weiterer Nebeneffekt sind Alterungserscheinungen (aging), die so beschleunigt ablaufen. Durch Ionisation kann es zur Bildung von Radikalen kommen, die sich an Kathoden und Kammer-Drähten absetzen.

Um das Auslösen neuer Elektronen zu vermeiden, fügt man dem Driftgas sogenannte Löschgase (Quencher) hinzu. Diese Gase bestehen zumeist aus Molekülen mit mehreren Rotations- und Schwingungs-Freiheitsgraden, um in einem weiten Frequenzspektrum Photonen absorbieren zu können. Die Kettenreaktion wird so unterbrochen, weil die Photonen nicht mehr bis zur Kathode gelangen können. Die Energieabgabe erfolgt strahlungsfrei durch Stöße mit anderen Gasatomen. In der CMS-Driftzelle wird CO_2 als Quencher gas eingesetzt. Bestimmte Löschgase wie CF_4 , SF_6 oder Verunreinigungen wie Sauerstoff O_2 und Wasser H_2O haben die negative Eigenschaft, freie Elektronen zu binden (electron attachment). Dies führt zu einer Verringerung der Gasverstärkung und zu einer Verschlechterung der Kammerauflösung. In Abbildung 4.7(b) ist der zugehörige Elektronen-Attachment-Koeffizient (violett) dargestellt.

4.4 Driftlinien für verschiedene Zellen-Parameter

Das Design der Driftzelle der CMS-Myonkammer wurde in den letzten Jahren mehrmals verändert. Die ersten Versionen besaßen an Stelle einer Isolierung aus Mylar an den Kathoden Lexan-Profile, die U-förmig in die Zelle gebogen waren. Die Breite des Feldformungsstreifens, sowie des darunter liegenden Mylars, wurde verändert und letztlich wurde die ganze Zelle um 2 mm auf jetzt 4.2 cm vergrößert. Neben den Spannungen der 3 verschiedenen Anoden der Zelle habe ich in der Simulation auch die Breite des Feldformungsstreifens variiert. Um ein Ergebnis vorwegzunehmen: Der jetzige Aufbau der Zelle und die vorgeesehenen Spannungen +3.6kV/+1.8kV/-1.2/kV für Draht, Streifen und Kathode scheinen für die Driftlinien-Verteilung in der Zelle eine gute Kombination zu sein.

In GARFIELD ist es möglich, die Trajektorie der Spur vorzugeben. So läßt sich z.B. gezielt untersuchen, ob eine Verschlechterung der Auflösung bei geneigten Spuren auftritt. Üblicherweise legt man die Spur des Myons in unmittelbare Nähe der Kathode und erreicht so, dass in dem gesamten Volumen der Zelle die Driftlinien gezeichnet werden. Diese Darstellung, die so ein Ereignis detailliert beschreibt, kann allerdings nicht alle Driftlinien, die am Draht enden, darstellen. Dies sind aber genau die Linien, die schließlich zu einer ausreichenden Verstärkung und zu einem Signal führen. Um zu erreichen, dass alle am Draht endenden Linien dargestellt werden, erlaubt GARFIELD den *Trick*, statt driftender Elektronen driftende Positronen zu betrachten, d.h. die Richtung wird einfach umgekehrt, der übrige Bahnverlauf bleibt aber gleich. Legt man nun eine Spur durch den Signaldraht, so werden in der Zelle alle für senkrechte Teilcheneinfälle möglichen Driftlinien, die am Draht enden, dargestellt. In der Abbildung 4.8 sind diese beiden Darstellungen für die gleiche Zellgeometrie und für jeweils gleiche Potentiale (nominelle Spannungswerte: W+3.6kV/S+1.8kV/C-1.2kV) dargestellt.

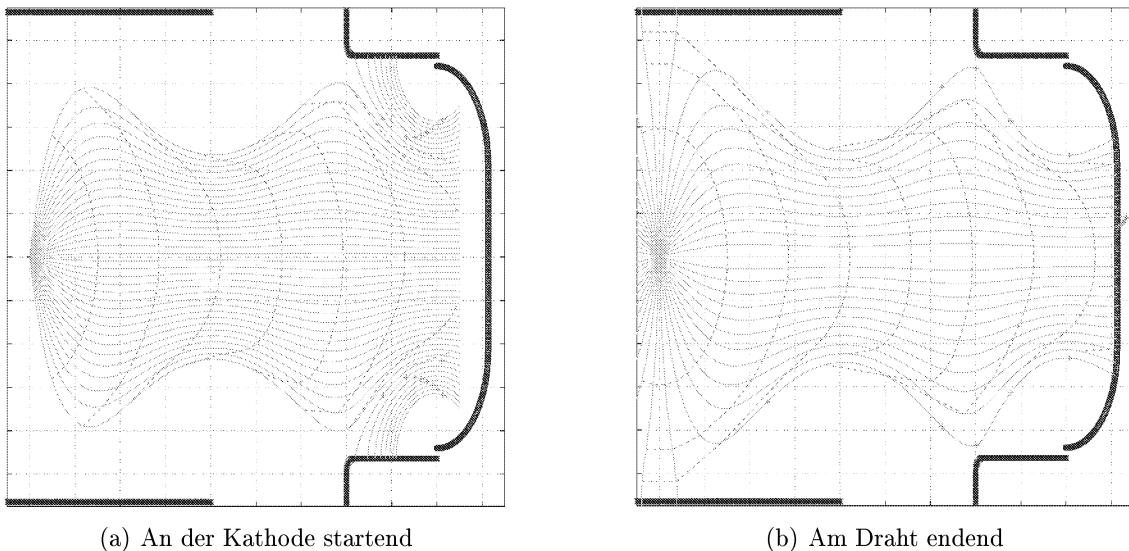
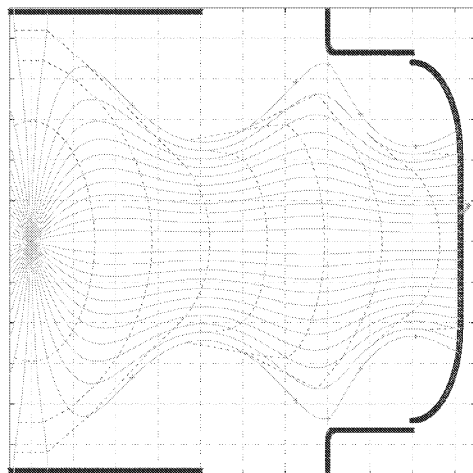


Abbildung 4.8: Unterschiedliche Darstellung der Driftlinien in der CMS-Zelle

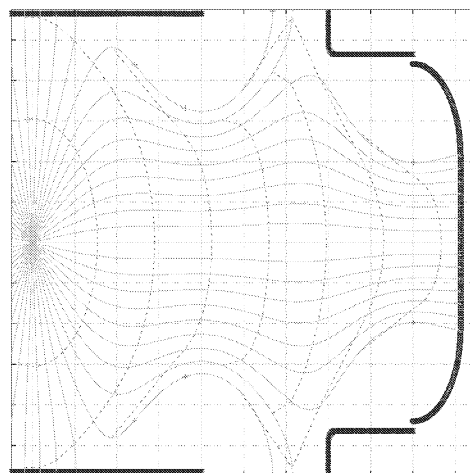
Zu sehen ist jeweils die rechte Hälfte des Querschnitts durch eine Driftzelle. Die linke Hälfte ist dazu spiegel-symmetrisch. Der Maßstab der y-Achse ist dabei doppelt so groß wie der der x-Achse. Die Anzahl der gezeichneten Driftlinien ist auf 50 gesetzt, sie werden isotrop in der Driftzelle verteilt.

In den Diagrammen auf den folgenden Seiten benutze ich die Darstellung aller am Draht endenden Driftlinien (wie in Abb. 4.8(b)). Diese Form bietet, außer dass alle signalbildenden Driftlinien gezeichnet werden, auch den Vorteil, dass der Verbleib der Gasionen dargestellt wird. Der Großteil der Ionen entsteht bei der Lawinenbildung in Drahtnähe, so dass sie zunächst zylinder-symmetrisch gleichmäßig um den Draht verteilt sind. Sie driften dann in entgegengesetzter Richtung zu den Elektronen im wesentlichen auf den gleichen Bahnen. Dort, wo die Driftlinien der Elektronen starten, treffen also die Gasionen auf die Zellenbegrenzung. Befindet sich an dem Ort der Zelle ein Isolator (Mylar), so kann es zur Ablagerung der Ionen kommen. Dies führt dann zunächst zu einer Veränderung des elektrischen Feldes und so zu einer Veränderung der r-t-Relation und im Laufe der Zeit

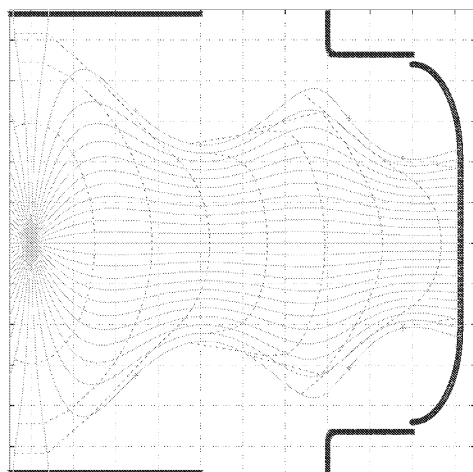
4.4. DRIFTLINIEN FÜR VERSCHIEDENE ZELLEN-PARAMETER



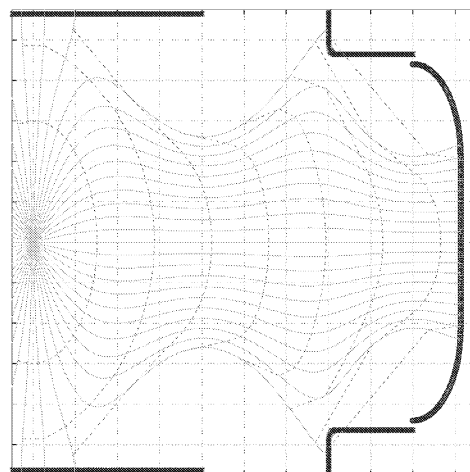
(a) $U_{Kathode} = -1200 \text{ Volt}$



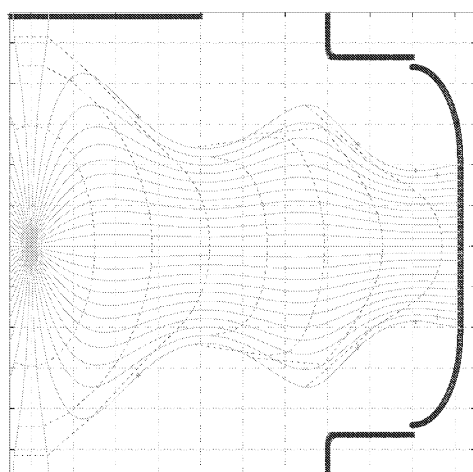
(b) $U_{Streifen} = +1200 \text{ Volt}$



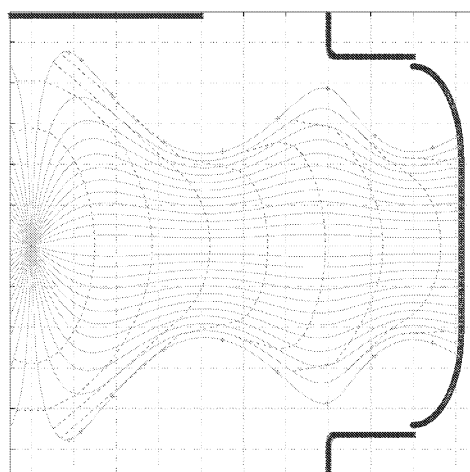
(c) $U_{Kathode} = -1400 \text{ Volt}$



(d) $U_{Streifen} = +1600 \text{ Volt}$



(e) $U_{Kathode} = -1600 \text{ Volt}$



(f) $U_{Streifen} = +2000 \text{ Volt}$

Abbildung 4.9: Driftlinien bei variiert Kathoden- und Streifenspannung
Die nicht veränderten Spannungen sind jeweils die nominellen Werte: +3.6kV am Draht, +1.8kV am Streifen und -1.2kV an der Kathode

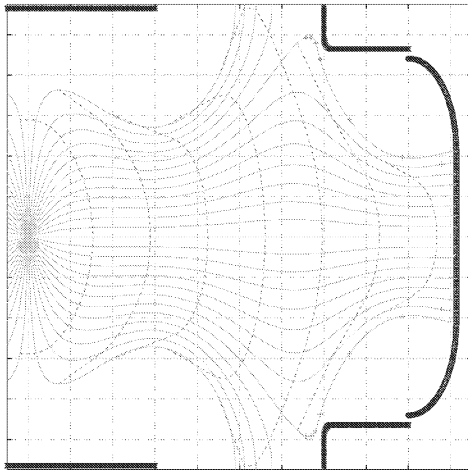
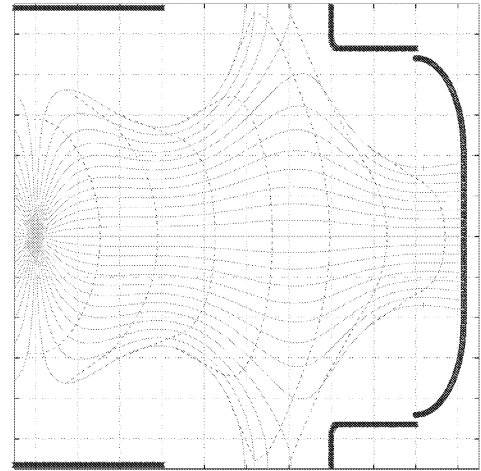
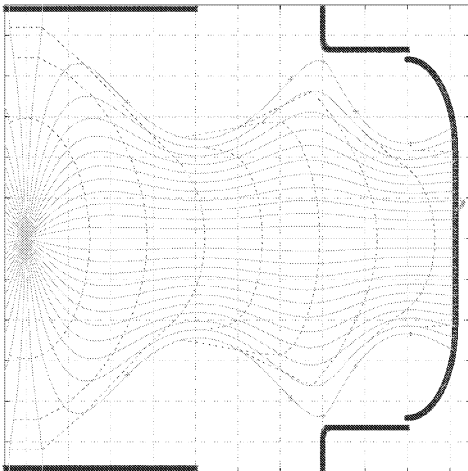
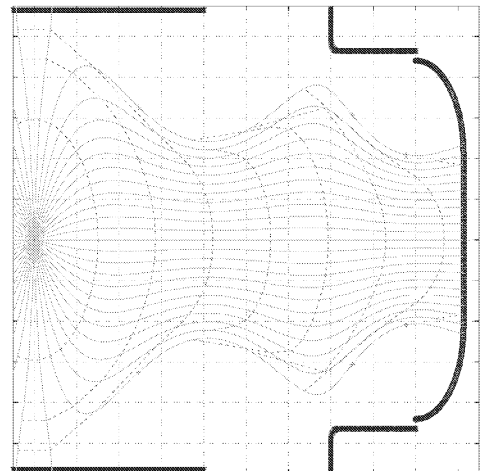
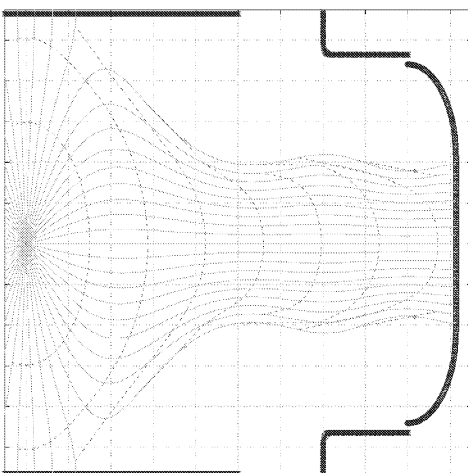
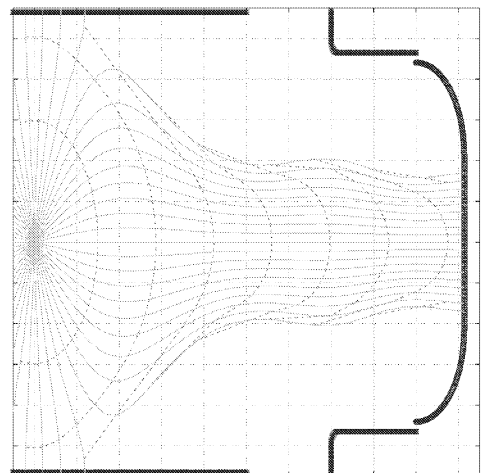
(a) Streifenbreite 12mm, $U_K = -1.2kV$ (b) Streifenbreite 12mm, $U_K = -1.4kV$ (c) Streifenbreite 16mm, $U_K = -1.2kV$ (d) Streifenbreite 16mm, $U_K = -1.4kV$ (e) Streifenbreite 20mm, $U_K = -1.2kV$ (f) Streifenbreite 20mm, $U_K = -1.4kV$

Abbildung 4.10: Driftlinien bei variiert Breite des Feldformungsstreifens
 In der linken Spalte sind alle Driftlinienplots mit $U_{Kathode} = -1.2kV$ und rechts mit $U_{Kathode} = -1.4kV$ berechnet worden. Die übrigen Spannungen sind immer $+3.6kV$ am Draht und $+1.8kV$ am Streifen.

zu Alterungserscheinungen. Die Leitfähigkeit des Mylars kann z.B. beeinflusst werden, so dass sich Kriechströme oder Überschläge bilden.

In den Abbildungen 4.9 sind die Driftlinien für verschiedene um die nominellen Werte variierte Kathoden- und Streifen-Spannungen dargestellt, in den Abbildungen 4.10 wurde die Breite des Feldformungsstreifens verändert. Der tatsächlich benutzte Wert $16mm$ ist in den mittleren zwei Diagrammen dargestellt. Es ist qualitativ zu erkennen, dass die Breite des Feldformungsstreifens großen Einfluss auf die Taille der Driftlinien hat, während die Spannung der Kathoden und Streifen die Verteilung eher "fine tuned". Um die optimalen Zellparameter zu finden, müssen verschiedene Bedingungen erfüllt werden :

- Die Driftlinien sollten möglichst an der Kathode beginnen, da die Gasionen am Anfangspunkt der Driftlinien auftreffen. Diese Auftreffpunkte sollten metallische Flächen sein, um einer Art von *aging* vorzubeugen.
- Die Taille aller Driftlinien sollte überall in der Zelle möglichst breit sein, um eine große Ausbeute an Primärelektronen zu ermöglichen. Wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, ist das Ansprechverhalten und die Auflösung der Driftzelle abhängig von der erzeugten Ladungsmenge.

Auch der Verlauf der Zeitisochronen der Driftgeschwindigkeit (gestrichelt) ist für die spätere Spuranalyse wichtig. Vergleicht man nun die Diagramme 4.10 miteinander, so findet man, dass die für die Driftlinienverteilung günstigste Streifenbreite $16mm$ beträgt, dies ist auch der tatsächliche Wert der CMS-Driftzelle. Für die ebenfalls wichtige Hochspannungsfestigkeit kann mit den GARFIELD-Simulationen keine optimale Streifenbreite bestimmt werden. In diesem Zusammenhang ist die kleinste, aber trotzdem gut funktionierende Spannung für die drei Anoden der Zelle interessant. Dies scheinen nach Betrachtung der Diagramme 4.9 die Werte $+3.6kV$ für den Draht, $+1.8kV$ für den Streifen und $-1.2kV$ bis $-1.4kV$ für die Kathode zu sein. Mit den Werten $W+3.6kV/S+1.8kV/C-1.2kV$ ist auch die erste Datennahme mit kosmischen Myonen gelaufen. Die Ergebnisse werden im folgenden Kapitel 4.5 mit der von Garfield berechneten r-t-Relation verglichen.

Breite des Feldformungsstreifens:	$\sim 16mm$
Kathodenspannung:	~ -1200 Volt
Streifenspannung:	$\sim +1800$ Volt
Drahtspannung:	$\sim +3600$ Volt

Tabelle 4.1: Günstigste Zellparameter nach Simulation mit GARFIELD

4.5 r-t-Relation und Driftzeitspektrum

Bei der Berechnung der Driftlinien in der Zelle fällt als Nebenprodukt auch die Zeit ab, welche die Driftelektronen von einem bestimmten Punkt der Zelle bis zum Draht benötigen. Diese von GARFIELD berechnete, sogenannte r-t-Relation ist in Abbildung 4.11(a) dargestellt. Die Beziehung ist auffallend linear, bis auf die unmittelbare Drahtnähe, in der die Kurve etwas abflacht. GARFIELD benutzt senkrecht einfallende Teilchen zur Erzeugung der Driftlinien und berechnet die r-t-Relation, indem auf das erste am Draht auftreffende

Elektron *getriggert* wird. In der Realität verhindert es die Vorverstärker-Schwelle, den direkten Anfang des Signals zu erkennen. Die tatsächliche r-t-Beziehung wird außerdem aus einer Vielzahl von Spuren berechnet, die alle unter verschiedenen Winkeln $\leq 15^\circ$ einfallen. In Abbildung 4.11(b) ist die Differenz zu einem absolut linearen Verlauf mit konstanter mittlerer Driftgeschwindigkeit dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass in Drahtnähe, also bei kleinen Zeiten, die Driftgeschwindigkeit größer als im Rest der Zelle ist. Der Verlauf der r-t-Relation ist hier flacher und weicht daher in Drahtnähe von einem linearen Verlauf ab.

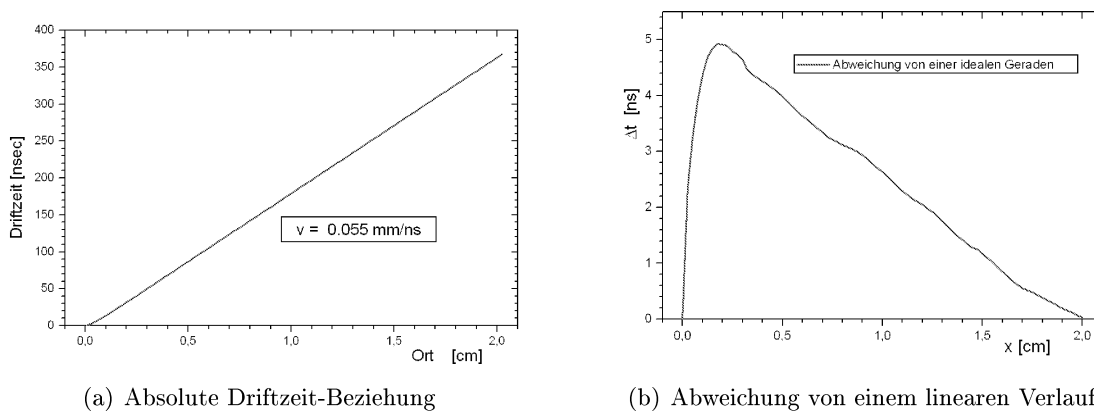


Abbildung 4.11: Mit GARFIELD berechnete r-t-Relation

Auf der x-Achse ist der Abstand vom Draht aufgetragen, auf der y-Achse die zugehörige Driftzeit. Ein Elektron benötigt vom äußersten Punkt der Zelle, also von der Kathode, etwa 370 Nanosekunden, um bis zum Signaldraht zu driften. Dies ist die maximale Driftzeit.

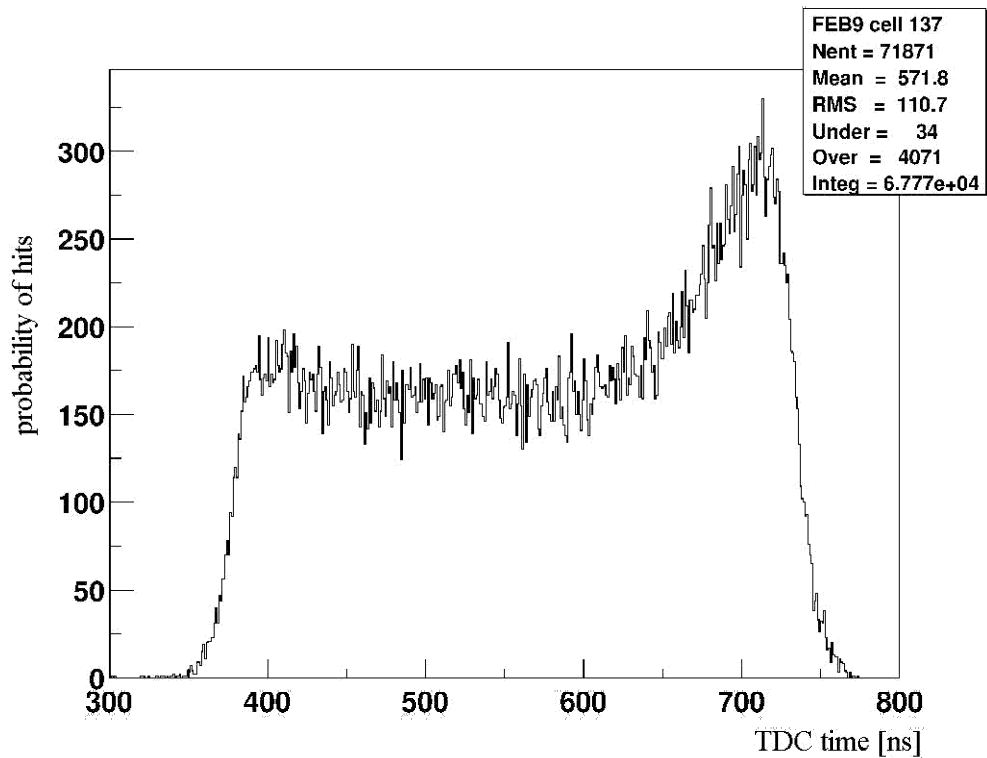
In dem Diagramm 4.12(a) auf der folgenden Seite ist ein Driftzeitspektrum [21] aus Rohdaten gezeigt, das im Verlauf eines Tages ($\sim 24h$) mit kosmischen Myonen aufgenommen wurde. Im Trigger wurden insgesamt 3902270 Treffer aufgezeichnet. Die verwendeten LeCroy TDC 2277 (Time-to-Digital Converter) wurden im Common-Stop-Modus betrieben, das bedeutet, dass das Spektrum von rechts nach links verläuft. Die Treffer in Drahtnähe, also mit kleinster Driftzeit, liegen im Diagramm rechts bei etwa $t = 740ns$, während die Treffer am entferntesten Punkt der Zelle, an der Kathode, bei etwa $t = 370ns$ liegen. Das Spektrum ist unkalibriert und bezieht sich auf *eine* Zelle (Nr.137) des Superlayer 15.

Aus dem Driftzeitspektrum kann die Orts-Driftzeit-Relation gewonnen werden. Voraussetzung für diese Methode ist, dass die Driftzelle gleichmäßig von Teilchen ausgeleuchtet wird. Dies ist bei kosmischen Myonen bis auf den äußersten Randbereich der Zelle, an der Kathode, gegeben. Dort verursachen schräg einfallende Spuren eine effektive leichte Änderung der Trefferdichte. Die r-t-Relation $x(t)$ lässt sich durch Integration des Driftzeitspektrums $\frac{dn}{dt}$ bestimmen:

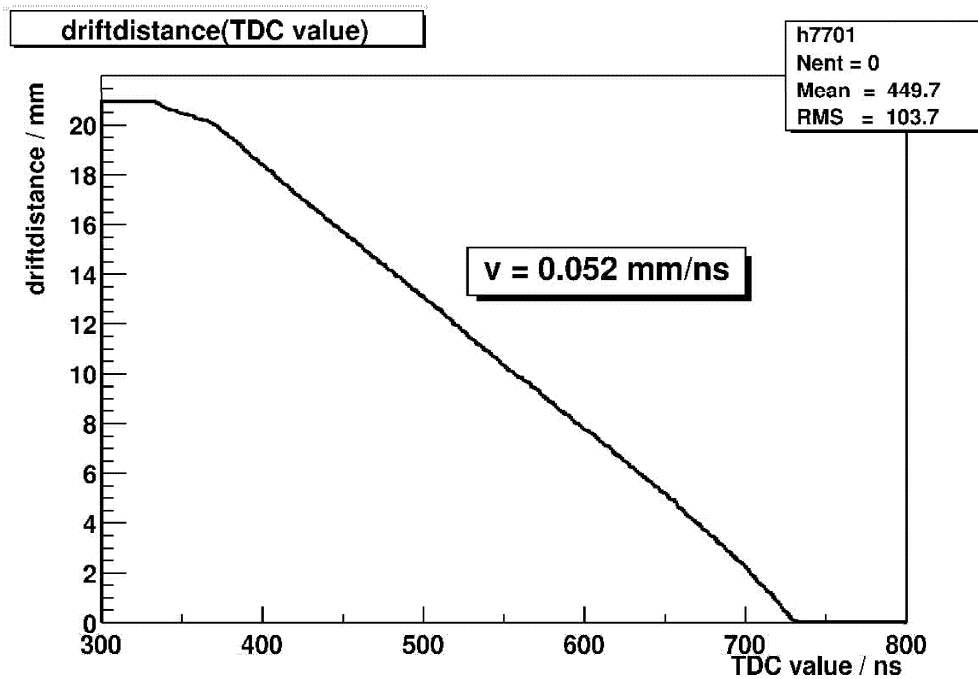
$$\begin{aligned} \int_{t_0}^t \frac{dn}{d\tilde{t}} d\tilde{t} &= \int_{t_0}^t \epsilon(x) \frac{dn}{dx} \frac{dx}{d\tilde{t}} d\tilde{t} \\ &= \epsilon(x) \frac{dn}{dx} \cdot x(t) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Effizienz $\epsilon(x)$ ist in der gesamten Driftzelle etwa 100%, vgl. Abbildung 5.3. Das in der

4.5. R-T-RELATION UND DRIFTZEITSPEKTRUM



(a) Driftzeitspektrum [21]



(b) Experimentell bestimmte r-t-Relation [22]

Abbildung 4.12: Experimentelle Ergebnisse mit kosmischen Myonen

Abbildung 4.12(a) gezeigte Driftzeitspektrum weist einen Anstieg bei hohen TDC-Zeiten, also bei kleinen Driftzeiten auf. Dies ist der Zellenbereich des Signaldrahtes. Da dieser Anstieg nicht auf eine höhere Effizienz der Zelle im Drahtbereich zurückgeführt werden kann, die Effizienz beträgt ja bereits durchschnittlich pro Zelle mehr als 99%, muss der Grund eine Änderung der Driftgeschwindigkeit in Drahtnähe sein. Nach der Formel 4.10 hängt die Driftgeschwindigkeit $v(t) = \frac{dx(t)}{dt}$ direkt von dem Driftzeitspektrum $\frac{dn}{dt}$ ab:

$$v(t) = \frac{x_{max}}{N_{ges}} \cdot \frac{dn(t)}{dt} \quad (4.11)$$

Dabei ist x_{max} die maximale effektive Breite der Zelle und N_{ges} die Gesamtzahl der Einträge im Driftzeitspektrum $\frac{dn}{dt}$. Das Driftzeitspektrum ist demnach in Zellregionen mit großer Driftgeschwindigkeit höher, als in Regionen mit kleinerer Geschwindigkeit. In Abbildung 4.13 ist die Driftgeschwindigkeitsverteilung $v(t) = \frac{dx(t)}{dt}$ dargestellt. Sie folgt qualitativ dem Verlauf nach Formel (4.11) des in Abbildung 4.12(a) dargestellten Driftzeit-spektrums. Zu berücksichtigen ist, dass im Driftzeitspektrum 4.12(a) die Driftzeiten von rechts nach links wachsen.

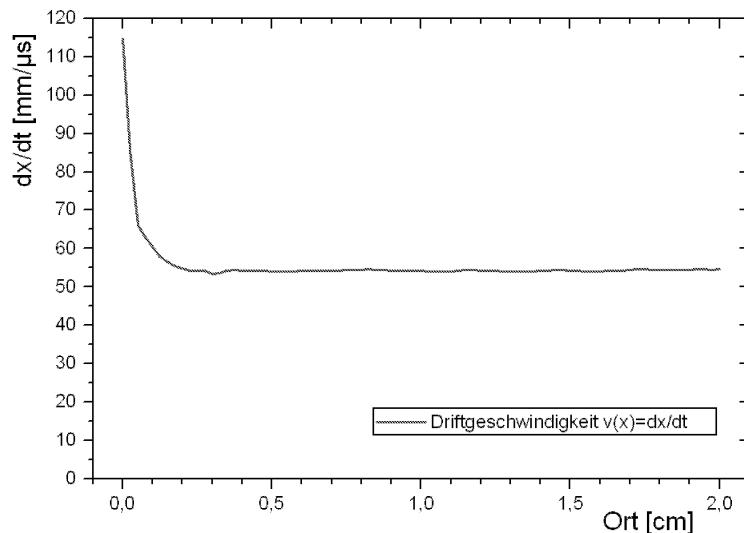


Abbildung 4.13: Mit GARFIELD simulierte Driftgeschwindigkeitsverteilung

In Abbildung 4.12(b) ist die aus den experimentellen Daten gewonnene Orts-Driftzeit-Relation [22] dargestellt. Der Verlauf der experimentellen Orts-Zeit-Relation ist weitgehend linear und knickt nur am Anfang und Ende leicht ab. Das Abknicken bei kleinen TDC-Zeiten, also im Bereich der Kathode, kann durch eine noch zu niedrige Statistik begründet sein. Das Abknicken bei großen TDC-Zeiten resultiert aus der Erhöhung der Driftgeschwindigkeit in Drahtnähe, vgl. Abb. 4.13. Die Breite der r-t-Relation beträgt etwa 370ns. Damit kann eine gute Übereinstimmung der GARFIELD-Simulation mit den gemessenen experimentellen Werten festgestellt werden.

Die Beziehung zwischen den gemessenen Driftzeiten und den gesuchten Ortskoordinaten, mit denen das Histogramm gefüllt wird, kann auch mit einem Algorithmus, der durch mehrere getroffene Zellen (mindestens drei) eine Spur fittet und die dafür unterstellte r-t-Relation durch Minimierung der Abweichungen optimiert, berechnet werden. Mit jeder Rekursion und jedem weiteren Ereignis wird dann die Genauigkeit erhöht.

Kapitel 5

Der Aachener Teststand

Drei fertige Superlayer und ein Abstandshalter werden zu einer Myonkammer zusammengefügt. Die Produktion der Superlayer geschieht schichtweise auf eigens dafür konstruierten Klebetischen. Dazu werden abwechselnd vorgefertigte Aluminiumplatten mit Feldformungsstreifen und I-Beam Schichten zusammengeklebt. Ist eine Lage bis auf die obere Aluminiumplatte fertiggestellt, so wird der Anodendraht, der in sogenannten Crimpblöcken¹ verankert ist, in die offenen Zellen eingelegt. An jeder offenen Lage werden mehrere Messungen durchgeführt, um Fertigungstoleranzen innerhalb der gewünschten Grenzen zu halten und z.B. für die spätere Datenanalyse die genaue Drahtposition rekonstruieren zu können [23].

Nachdem alle vier Lagen geklebt worden sind, wird die Superlage noch mit Rahmenelementen versehen, welche die Deckel an den noch offenen HV- und Front-End Seiten halten sollen. Im Anschluss an die mechanische Fertigstellung der Superlagen werden diese verschiedenen Funktionstests wie Gasdichtigkeit und Hochspannungsfestigkeit unterzogen, die schließlich mit der Auslese von kosmischen Myonen abgeschlossen werden. Diese Tests kontrollieren die Qualität der produzierten Myonkammern und sind wichtig, um die spätere mindestens 10-jährige Laufzeit garantieren zu können. Die Tests ermöglichen Vergleiche zwischen einzelnen Kammern und sichern so gleichbleibende Qualität.

In Abbildung 5.1 ist ein Überblick über die verschiedenen Geräte gegeben, mit denen diese Tests durchgeführt werden. Im Vordergrund ist auf einem fahrbaren Tisch der mobile HV-Teststand zu sehen, mit dem die HV-Festigkeit in Luft geprüft wird. Im Hintergrund links befindet sich der große Teststand, in dem bis zu drei Kammern gleichzeitig Platz finden. Auf dem in diesem Teststand liegenden SL ist ein kleines Druckmessgerät zu erkennen, mit dem die Gasdichtigkeit der Superlayer getestet werden kann. Der Teststand besitzt in seinem Dach und Boden jeweils eine Lage von Szintillatoren, die für den Test mit kosmischen Myonen (cosmic test) als Trigger eingesetzt werden. Im Hintergrund rechts befinden sich Elektronik-Racks mit der Triggerlogik, der Data-Acquisition (Datennahme) und einem weiteren Hochspannungsteststand. Dieser Teststand wird verwendet, um die Hochspannungsfestigkeit in $ArCO_2$ zu prüfen und Kammern während des abschließenden *Cosmic-Tests* mit Hochspannung zu versorgen.

¹Crimpen ist die engl. Bezeichnung für Klemmen. Der Draht wird bei diesem Verfahren in einen kleinen Metallblock, der einen Schlitz an der Oberseite besitzt, gepresst und verankert, ohne beschädigt zu werden.

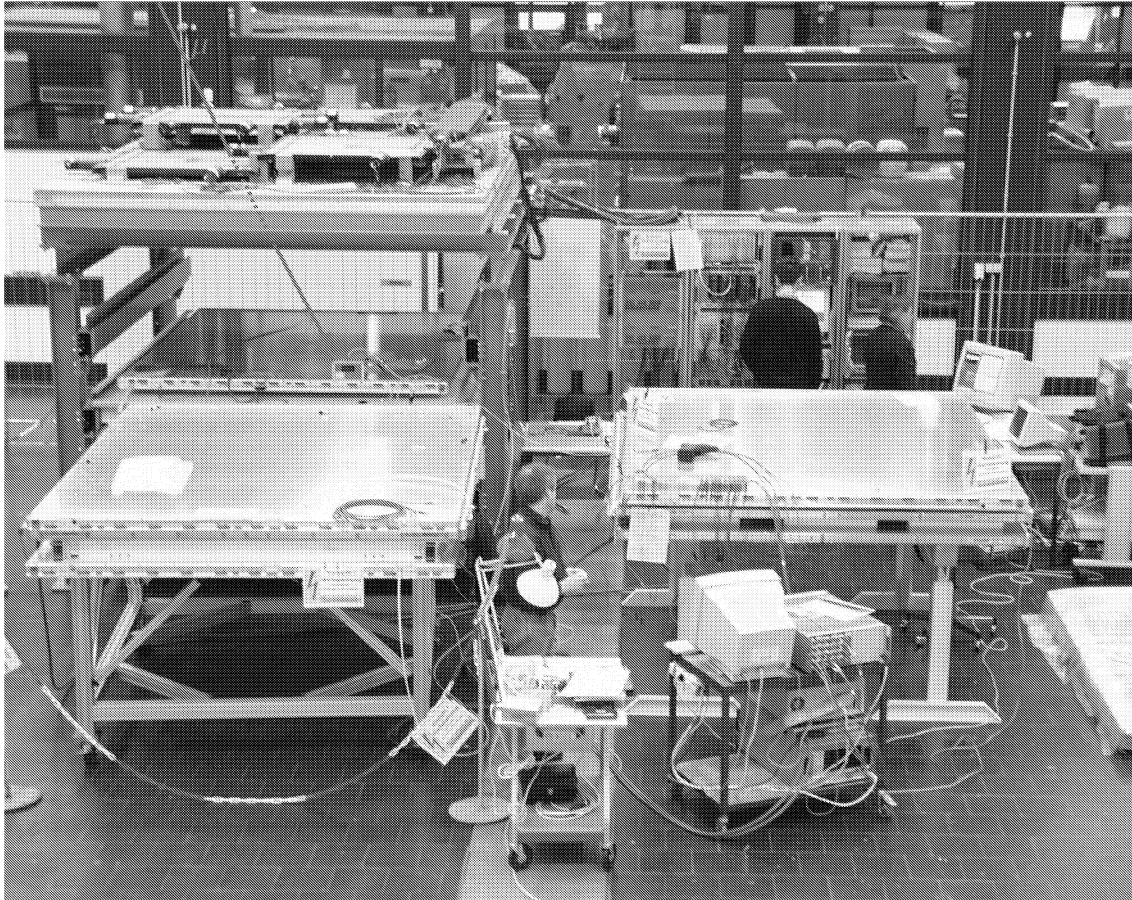


Abbildung 5.1: Überblick über den Aachener Teststand [24]

5.1 Die Testprozedur

Nach der mechanischen Produktion beginnt ein Testzyklus, der in fester Reihenfolge verläuft. Hat ein Superlayer den Zyklus beendet, so ist er voll funktionsfähig und wird erst dann mit anderen getesteten Superlayern zu einer Kammer zusammengeklebt.

1. Verkabelung der Feldformungstreifen und Kathoden an der HV-Seite
2. Sichtkontrolle
3. **Test** der Streifen und Kathoden mit Hochspannung, in Luft
4. Bestückung des SL an der HV-Seite mit HV-Verteiler-Platinen, über die die Drähte, Streifen und Kathoden mit Hochspannung versorgt werden
5. **Test** der Drähte, Streifen und Kathoden über die Platinen, mit Hochspannung, in Luft (siehe Kapitel 6)
6. Anbringen des Kabelbaumes, durch den die HV-Platinen mit zwei vielpoligen Steckern verbunden werden und der SL von außen mit HV versorgt werden kann

5.2. DICHTIGKEITS-PRÜFUNGEN DER MYONKAMMERN MIT $ArCO_2$

7. Bestücken mit Auslese-Elektronik (front-end-electronic) und **Test** dieser mit Testpulsen
8. Sichtkontrolle des Kabelbaumes, Verschließen der Deckel an HV- und Auslese-Seite
9. **Test** der Drähte, Streifen und Kathoden über die Versorgungsstecker, mit Hochspannung, in Luft
10. Spülen des Superlayers mit $ArCO_2$, ggf. Wiederholung des **Drucktests**, wenn andere Deckel verwendet wurden
11. **Test** der Drähte, Streifen und Kathoden über die Versorgungsstecker, mit Hochspannung, in $ArCO_2$
12. Versorgung des Superlayers mit HV in $ArCO_2$, **Auslese** und Auswertung von Daten durch **kosmische Myonen**

Da die Tests aufeinander aufbauen, kann erst nach erfolgreicher Beendigung eines Tests der folgende Punkt der Liste angegangen werden. Die Hochspannungsfestigkeit ist unerlässlich für die Funktion einer Myonkammer. Auf die dazu nötigen Testverfahren soll im folgenden Kapitel 6 detailliert eingegangen werden.

5.2 Dichtigkeits-Prüfungen der Myonkammern mit $ArCO_2$

Die Myonkammern sollen im späteren CMS Experiment in einem geschlossenen Gaskreislauf betrieben werden, in dem das $ArCO_2$ wiederverwendet wird. Da sich das Experiment etwa 100 Meter tief in einer Fels-Kaverne befindet, ist es wichtig, dass die Myonkammern kein Gas verlieren. Bei undichten Kammern kann Luftsauerstoff in die Kammer gelangen und das Driftgas verunreinigen. Der Luft-Sauerstoff fängt freie Elektronen ein, so dass die durch Teilchenspuren erzeugten Elektronen nicht mehr bis zur Anode gelangen können. Sauerstoff verändert außerdem die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, bei einer Verunreinigung von 1000ppm um etwa 10 Nanosekunden. Die Verunreinigung mit Sauerstoff muss deshalb unter 500ppm liegen [13].

Zur Überprüfung der Dichtigkeit setzt man dazu die Superlayer einzeln unter geringen Überdruck von etwa 20-50 mbar und misst den Druckabfall über einen Zeitraum von einigen Stunden. In erster Näherung ist der Druckabfall exponentiell, so dass sich mit der Formel 5.1 eine Zeitkonstante τ berechnen lässt, die ein Maß für diese Dichtigkeit ist.

$$\tau = \frac{t_i - t_o}{\ln \frac{P_o}{P_i}} \quad (5.1)$$

Der Anfangsdruck zur Zeit t_o ist P_o , der Druck nach $\Delta t = t_o - t_i$ Minuten ist P_i . In Tabelle 5.2 sind diese Zeitkonstanten für alle bisher gemessenen Superlayer aufgeführt [25]. Dabei sind P_o und P_i relative Drücke (zum Außen-Luftdruck).

Alle Superlayer erfüllen die Anforderung $\tau \geq 140$ min, teilweise sogar deutlich. Alle Messungen wurden mit jeweils einem HV- und einem FE-Deckel gemacht. Die Zeitkonstante τ wurde nach Gleichung 5.1 berechnet.

SI #	1	2	3	5	7	8	9
$\tau \text{ min}^{-1}$	140	670	260	440	1200	320	400
SI #	11	13	15	17	19	22	
$\tau \text{ min}^{-1}$	3500	6600	230	260	500	3000	

Tabelle 5.1: Gasdichtigkeitskonstanten bisher in $ArCo_2$ getesteter Superlayer [25] (Stand vom 1. Mai 2002)

5.3 Funktionstest der Kammern durch kosmische Myonen

Zum abschließenden Funktionstest der CMS Superlayer werden diese in das in Abbildung 5.1 gezeigte Testgestell eingebracht. In dem Dach und Boden dieses Gestells befindet sich jeweils eine Lage aus Plastik-Szintillatoren, die mit Hilfe einer Koinzidenzschaltung ein Triggersignal geben, wenn ein kosmisches Myon aus der Höhenstrahlung beide Szintillatorschichten – und damit auch die Myonkammern bzw. Superlayer – durchfliegt. Das Signal ist gegenüber dem echten Zeitpunkt des Teilchendurchgangs auf Grund der Laufzeiten in den Kabeln und der Triggerlogik um etwa 100 Nanosekunden verzögert.

Die Vorverstärker der CMS Superlayer lesen die über Kondensatoren aus der Kammer ausgekoppelten Signale aus. Auf den Vorverstärkerplatinen befindet sich ein Diskriminator mit elektronisch steuerbarer Schwelle. Die Ausgangssignale sind digitale LVDS-Pulse, die zur Zeit über einen LVDS/NIM-ECL Pegelumsetzer an LeCroy TDCs weitergeleitet werden. Die zukünftigen CAEN-TDC des CMS-Experimentes können die LVDS-Pulse direkt verarbeiten. Die LeCroy TDCs verfügen über einen Ringspeicher, der nach Eintreffen des Triggersignals ausgelesen wird. Dieser Modus wird *common stop* genannt. Trägt man die Differenzzeiten zwischen Trigger- und Kammersignal für viele Ereignisse in ein Histogramm, erhält man ein unkalibriertes Driftzeitspektrum, in dem die kurzen Driftzeiten, von Treffern in Drahtnähe, rechts bei hohen TDC Zeiten liegen und die maximale Driftzeit analog, links. Ein solches Driftzeitspektrum ist in Kapitel 4, Abbildung 4.12, dargestellt.

Die LeCroy-TDCs befinden sich in einem CAMAC-Rahmen und werden von einer HP-CPU in einem VME-Rahmen gesteuert, welche die Daten speichert, um diese weiter analysieren zu können. Es lassen sich einzelne Ereignisse rekonstruieren, in Abbildung 5.2 sind zwei Beispiele dargestellt. Zu sehen ist der Querschnitt durch einen Superlayer, in dem die getroffenen Zellen farbig markiert sind. Die Farbe repräsentiert die Anzahl der Treffer, grün bedeutet, dass die Zelle 1-mal innerhalb des TDC-Zeitfensters getroffen wurde. Die

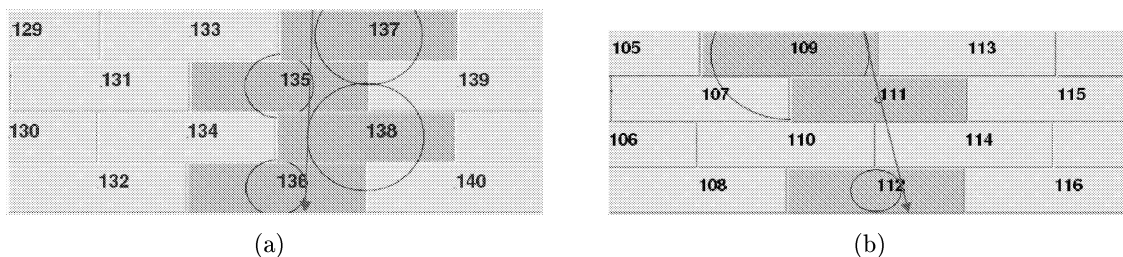


Abbildung 5.2: Zwei exemplarische Spuren durch getroffene Zellen eines Superlayers [22]

5.3. FUNKTIONSTEST DER KAMMERN DURCH KOSMISCHE MYONEN

gemessene und gespeicherte Zeitdifferenz zwischen Eingang des Trigger- und des Daten-Signals ist, unter Berücksichtigung der Laufzeiten in den Übertragungskabeln, ein Maß für die Driftzeit in der Zelle. Nimmt man nun an, dass die Driftzeit linear mit dem Ort in der Zelle korreliert ist, so ist der Abstand des Teilchendurchganges bestimmt. Der Radius der eingezeichneten Kreise ist ein Maß für die gemessene Driftzeit bzw. Abstand des Teilchendurchganges. Die Spur des Teilchens ist aber eindeutig erst dann bekannt, wenn mindestens drei Zellen getroffen worden sind. In Abbildung 5.2(b) ist zum Beispiel der Fall zu sehen, dass die Zelle 114 in der dritten Lage bei diesem Ereignis keine Zeitinformation und damit keinen Treffer erkannt hat. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass eine wirklich getroffene Zelle ein verwertbares Signal liefert, ist die Effizienz (engl. efficiency).

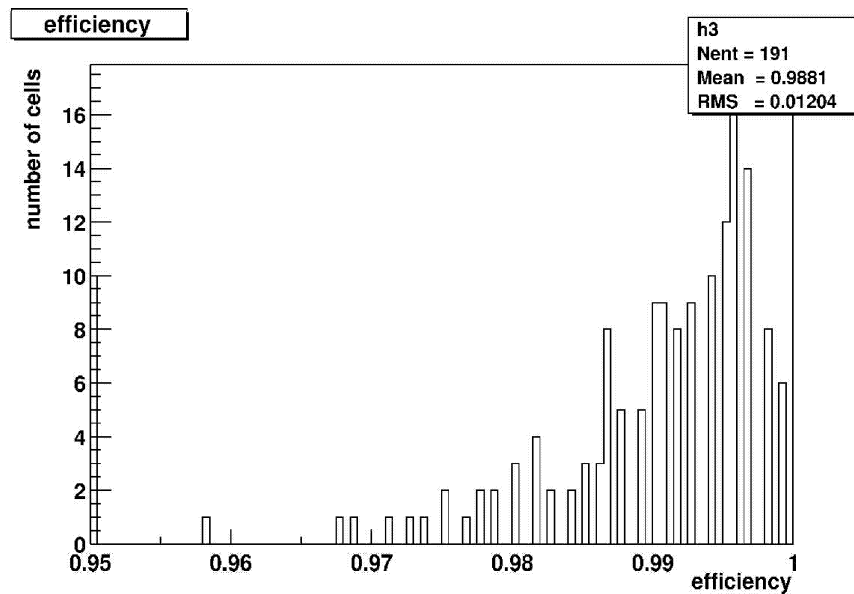


Abbildung 5.3: Effizienz (efficiency) von SL15 unter Standard-Bedingungen [22]

In Abbildung 5.3 (oben) ist die *efficiency* für einen typischen unter Normalbedingungen laufenden Superlayer zu sehen. Unten in Abbildung 5.4 ist die Abhängigkeit der Effizienz für eine bestimmte Gruppe von Zellen von der am Signaldraht anliegenden Hoch-

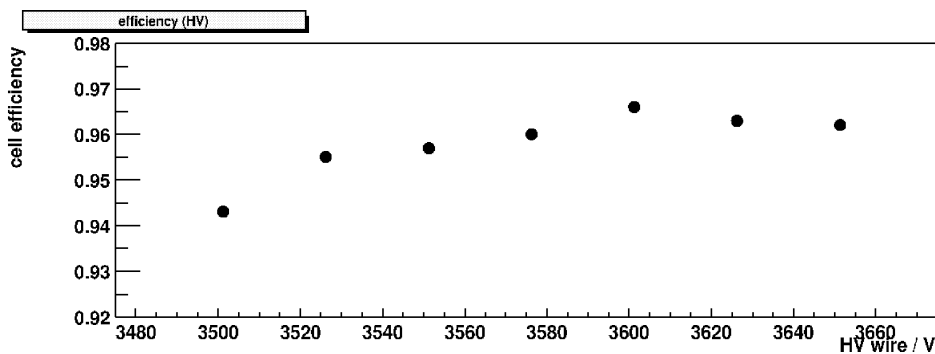


Abbildung 5.4: Efficiency in Abhängigkeit der el. Spannung am Signaldraht [22]

spannung und damit der Potentialdifferenz ΔV zwischen Draht und Feldformungsstreifen, dargestellt. Erwartungsgemäß sinkt diese bei Unterschreiten der nominellen Spannung von $V_{\text{Draht}} = +3.6\text{kV}$ bzw. $\Delta V = 1.8\text{kV}$. Bei steigender Anodenspannung oberhalb des Betriebswertes kann keine Effizienz-Zunahme mehr beobachtet werden. Das bedeutet, dass auch für die Effizienz die Spannung für Draht und Streifen von $+3.6\text{kV}$ und $+1.8\text{kV}$ gute Werte sind. Dies stimmt mit der GARFIELD-Simulation der CMS-Driftzelle (Kapitel 4) überein.

5.4 Verzerktes Driftzeitspektrum durch Ausfall einer Elektrode

Eine CMS-Driftzelle besitzt drei unterschiedliche Elektroden, den Signaldraht, die Feldformungsstreifen und die Kathoden. Bei Ausfall eines Drahtes kann die Zelle keine Signale mehr liefern. Fällt jedoch eine Streifenanode oder eine Kathode aus, so wird das elektrische Feld und dementsprechend auch das Driftzeitspektrum deformiert.

In Abbildung 5.5 sind mit GARFIELD simulierte Driftlinienverteilungen dargestellt, die bei Ausfall des oberen Feldformungsstreifens (Abb. 5.5(a)) bzw. bei Ausfall der rechten Kathode (Abb. 5.5(b)) entstehen. Es sind in beiden Diagrammen alle Driftlinien, die am Draht enden (40 Linien) und 25 Linien die an einer senkrechten Spur, in unmittelbarer Kathodennähe, starten dargestellt.

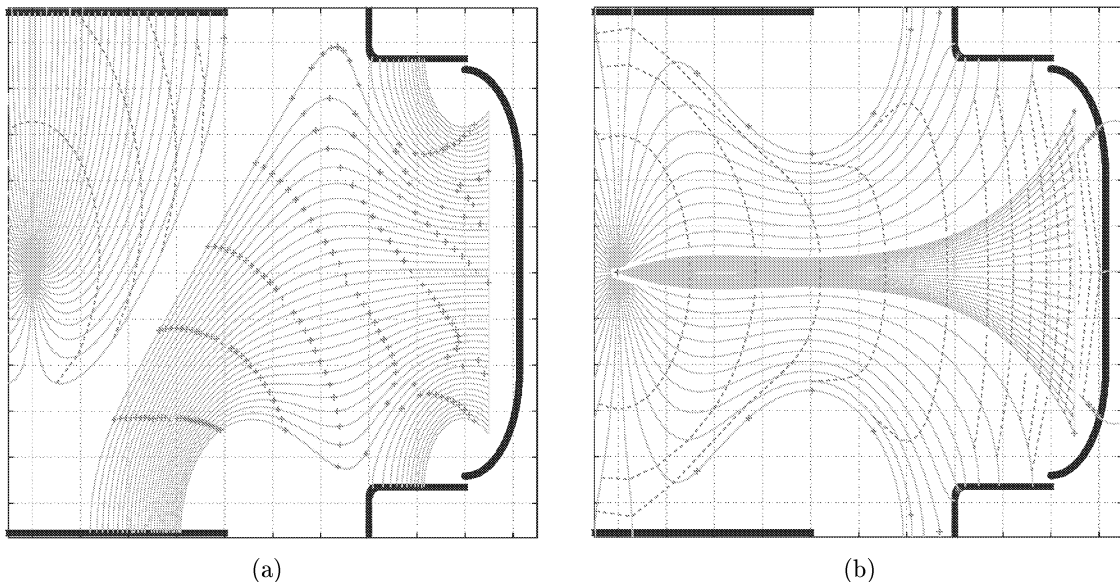


Abbildung 5.5: Driftlinien bei Ausfall einer Elektrode.

Fällt ein Feldformungsstreifen aus, so werden die Elektronen aus dem Bereich vor der Kathode von dem nicht ausgefallenen Streifen angezogen. Nur die Elektronen von Spuren, welche die Zelle im Abstand von weniger als etwa 1cm vom Draht durchqueren, können den Draht erreichen und ein Signal erzeugen. Dieses Verhalten wird auch von der in Abbildung 5.6 in blau dargestellten Kurve der r - t -Relation wiedergegeben, die bei einem Abstand

5.4. VERZERRTES DRIFTZEITSPEKTRUM DURCH AUSFALL EINER ELEKTRODE

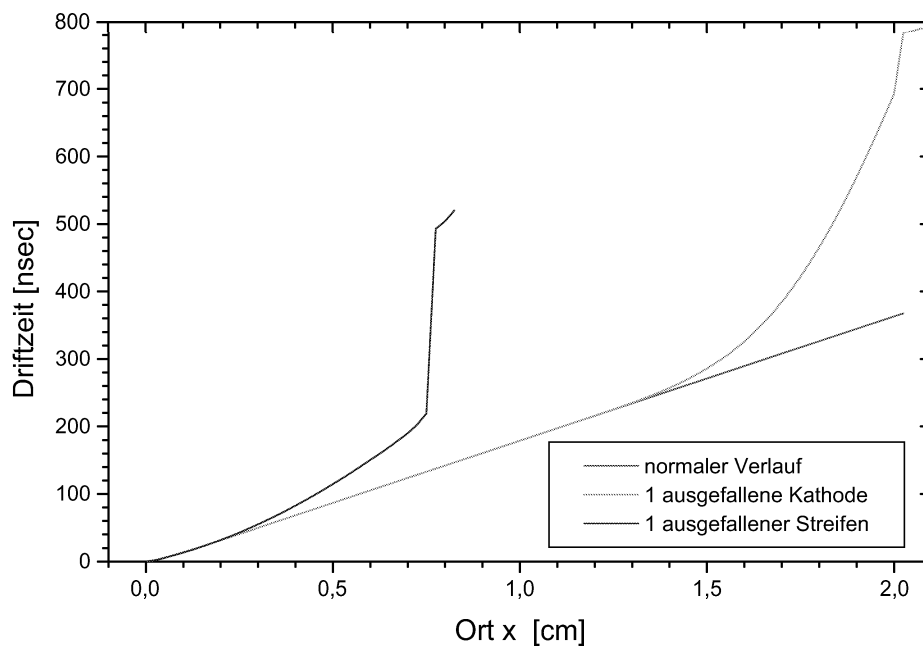


Abbildung 5.6: Vergleich r-t-Relation für verschiedene Bedingungen

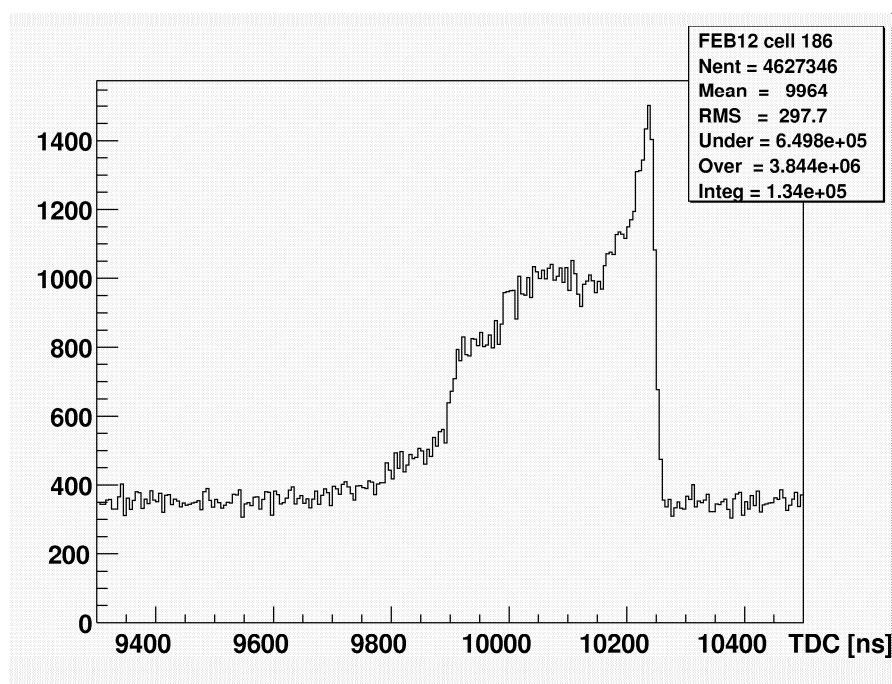


Abbildung 5.7: Deformiertes Driftzeitspektrum durch Ausfall einer Kathode

vom Draht von etwa 0.8cm abbricht. Zur Berechnung dieser Relation sind nur senkrechte Spuren verwendet worden.

Bei Ausfall einer Kathode wird die Taille der am Draht endenden Driftlinien stark aufgeweitet, da dann der gesamte Endbereich der Zelle das Potential null besitzt. In unmittelbarer Nähe der ausgefallenen Kathode sinkt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen stark, wie an den gestrichelten "Äquizeitlinien" in Abb. 5.5(b) zu erkennen ist. Dies hat zur Folge, dass die r-t-Relation bei Ausfall einer Kathode bei wachsenden Driftzeiten, also in Nähe der Kathode, steiler wird. Dieses Verhalten wird durch die in grün gezeichnete Kurve, in der r-t-Relation 5.6, dargestellt. Die rote Kurve ist die aus Kapitel 4.5 bekannte "normale" Orts-Driftzeit-Relation.

In Abbildung 5.7 ist ein Driftzeitspektrum aus unkalibrierten TDC-Daten dargestellt. Der TDC wurde im Common-Stop-Modus betrieben, so dass die Driftzeiten wieder von rechts nach links zu lesen sind. Durch Vergleich mit einem normalen Driftzeitspektrum (Abb. 4.12(a)) wird deutlich, dass sich für größere Driftzeiten, also für kleinere TDC-Zeiten, immer weniger Einträge in dem Histogramm finden. Durch Vergleich mit der von GARFIELD berechneten r-t-Relation (Abb. 5.6) wird deutlich, dass diese Einträge nach links, zu größeren Driftzeiten, verschoben sind. In dem Driftzeitspektrum ist links des eigentlichen Spektrums eine Häufung von Einträgen zu erkennen, die zu noch größeren Driftzeiten, also zu kleineren TDC-Zeiten abfällt. Diese Einträge stammen von Spuren, die auf der Seite der ausgefallenen Kathode die Zelle durchquert haben. Spuren welche die Driftzelle auf der Seite der funktionierenden Kathode durchqueren, erzeugen ein normales Driftzeitspektrum, das mit dem der fehlerhaften Seite überlagert wird. So läßt sich in dem Diagramm deutlich die Kante bei der maximalen Driftzeit von etwa $t = 370\text{ns}$ bzw. $t_{TDC} = 9900\text{ns}$ erkennen. Vergleicht man das deformierte Driftzeitspektrum 5.7 mit dem normalen Driftzeitspektrum aus Abbildung 4.12(a), so weichen diese je weiter man sich vom Draht entfernt, also in Richtung wachsender Driftzeiten, immer mehr voneinander ab. Dies resultiert aus der abweichenden, in Abbildung 5.6 dargestellten, Orts-Zeit-Relation für eine Zelle mit ausgefallener Kathode.

Kapitel 6

Test der Hochspannungsfestigkeit

6.1 Bestückung und Verkabelung der Superlagen

Um die Anzahl der benötigten HV-Kanäle zu reduzieren, sind jeweils 16 Streifen, 16 Kathoden und 8 Drähte zu einer Kanal-Gruppe zusammengefasst. Die Streifen und Kathoden werden dazu jeweils zu viert mit dünnen Teflon-Kabeln verbunden und an Hochspannungsplatinen angeschlossen, wie in den Abbildungen 6.3 und 6.1 dargestellt ist. Diese Platinen verbinden jeweils vier solcher Vierer-Gruppen zu einer Kanal-Gruppe. Alle Kanal-Gruppen werden dann durch einen Kabelbaum mit zwei vielpoligen Steckern verbunden. Ein Pin dieser Stecker versorgt eine Kanal-Gruppe. Die Stecker sind in den Superlayer-Deckel auf der HV-Seite eingeklebt, um einen gasdichten Verschluss zu ermöglichen. Ein solcher HV-Stecker versorgt jeweils zwei Lagen (Layer) eines Superlayers.

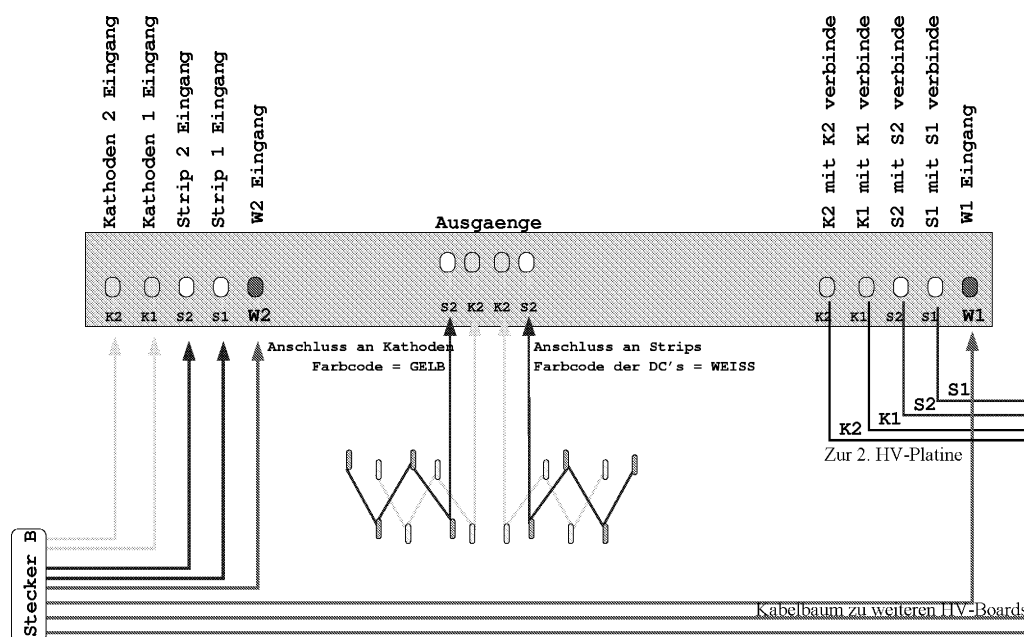


Abbildung 6.1: Verkabelungsschema einer HV-Platine [26]

Jeweils zwei nebeneinander liegende Platinen sind verbunden und versorgen zwei 16-Streifen-Gruppen, zwei 16-Kathoden-Gruppen und vier 8-Draht-Gruppen, also insgesamt 32 Zellen. Die HV-Platinen besitzen dementsprechend jeweils zwei *Eingänge* für Kathoden- und Streifen-Gruppen und vier *Eingänge* für die vier Draht-Gruppen.

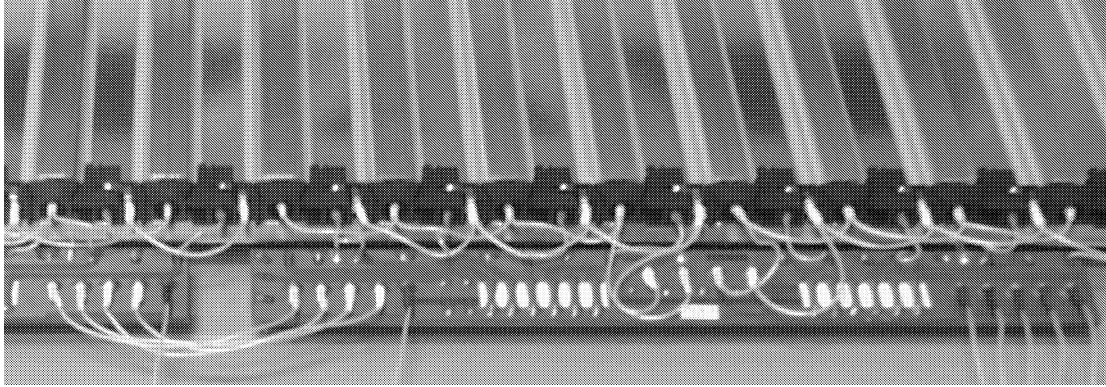


Abbildung 6.2: Photo einer verkabelten HV-Platine [24]

Die Drähte werden in kleinere 8-ter Gruppen zusammengefasst, Abbildung 6.3. Sie sind auf Grund ihres geringen Querschnitts und der hohen Spannungsdifferenz von +1.8kV zwischen Draht und Feldformungsstreifen empfindliche Bauteile der Zelle und besitzen deshalb während des Betriebs eine erhöhte Ausfallwahrscheinlichkeit. Da während des Betriebs nur eine Kanal-Gruppe ein- oder ausgeschaltet werden kann, wurde die Gruppierung auf acht Drähte reduziert. Zum anderen übertragen die Drähte das eigentliche Signal zu den Vorverstärkern. Rauscht nun ein Draht, so könnten die übrigen Drähte der Gruppe beeinflusst werden.

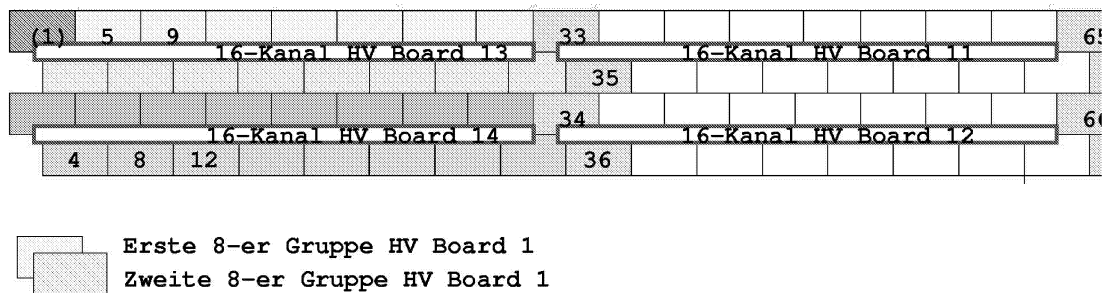


Abbildung 6.3: Verkabelung an der Hochspannungs-Seite [26]

Wichtig ist in diesem Zusammenhang, dass die über die Platine versorgten Kathoden-, Streifen- oder Drahtgruppen jeweils 16 bzw. 8 *nebeneinander* liegende Zellen versorgen. Der Grund für diese Anordnung ist, dass, wenn eine Spur eindeutig rekonstruiert werden soll, mindestens drei Zellen ein Signal liefern müssen, denn die Zeit- bzw. Ortsinformation einer Zelle besitzt eine Rechts-Links-Ambiguität (Zweideutigkeit). Würde eine Gruppe über zwei Lagen verteilt sein, so würde der Ausfall dieser Gruppe bedeuten, dass der Superlayer in diesem 16/2 bzw. 8/2 Zellen breiten Bereich blind ist. Im schlimmsten Fall

6.1. BESTÜCKUNG UND VERKABELUNG DER SUPERLAGEN

kann also ein Problem an einer Zelle zu dem Ausfall eines großen Bereichs eines Superlayers führen. Deshalb ist das Design der HV-Platine, wie beschrieben, verändert worden. In einer früheren Version bestand eine 8-ter Draht-Gruppe aus zwei untereinander liegenden Vierergruppen. Der Vorteil dieser Anordnung wäre während der Funktionstests eine einfachere Entdeckung fehlerhafter Zellen gewesen. Denn kommt es zu elektrischen Überschlüssen in der Zelle, so geschieht dies oft von einem Draht auf die zugehörige Kathode oder den Feldformungsstreifen. Ist die *Schnittmenge* zweier Draht- und Kathoden- oder Streifen-Gruppen klein, so kann die in Frage kommende Zelle schnell identifiziert werden.

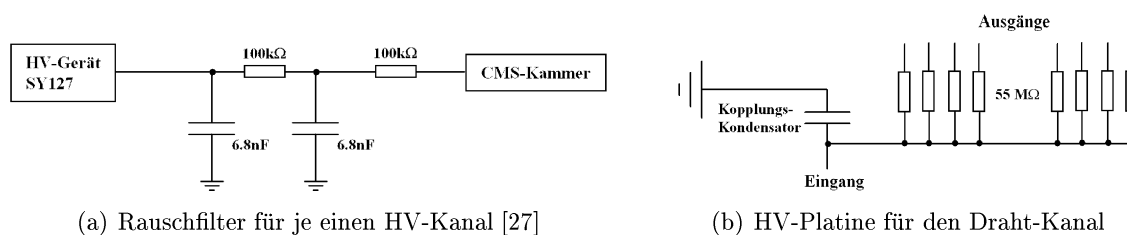


Abbildung 6.4: Schaltskizze zur HV-Versorgung

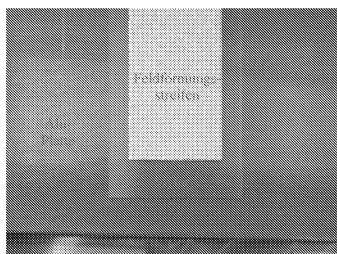
Alle Eingänge der HV-Verteiler-Platinen sind über einen Kondensator von 470pF zur Masse kurzgeschlossen, um Rauschen zu vermindern. Die *Ausgänge* der HV-Platine für Kathoden und Streifen sind einfach mit dem Eingang verbunden, während jeder einzelne Draht durch einen $55\text{M}\Omega$ Widerstand mit dem Eingang verbunden ist (Abbildung 6.4(b)). Der Widerstand trennt einzelne Drähte und verhindert so die oben angesprochenen störenden Einflüsse der Drähte untereinander.

Während des Betriebs der Kammer hat sich gezeigt, dass durch die HV-Platinen alleine das Rauschen des HV-Gerätes (CAEN SY127) nicht ausreichend abgeschirmt wird. Aus diesem Grund sind in die Kabelboxen, in denen jeweils ein SY127-HV-Kanal auf durchschnittlich 3 Pin-Kanäle des Kammersteckers aufgeteilt wird, Rauschfilter eingebaut worden, wie sie in Abbildung 6.4(a) dargestellt sind. Mit Hilfe dieser Filter können Störsignale erheblich reduziert bzw. verhindert werden.

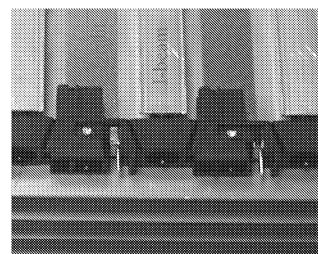
Der Anschluss der HV-Versorgungsdrähte an den Anodendraht (Abb. 6.5(c)) ist einfach, da der Draht haltende Crimpblock einen Anschluss-Pin besitzt. Die Kontakte zu der Kathode, die in die Innenfläche eines I-Trägers (engl. I-beam) geklebt ist (Abb. 6.5(a))



(a) Kathode im I-Beam



(b) Feldformungsstreifen



(c) Draht, gehalten durch Block

Abbildung 6.5: Die potentialtragenden Elemente einer Zelle [24]

oder zum Feldformungsstreifen (Abb. 6.5(b)), geschieht über eine Gabelfeder, die auf das Ende eines I-beams gesteckt oder zwischen die zwei Streifen einer Zelle geklemmt wird. Ein Streifenstecker versorgt dabei die zwei Feldformungsstreifen einer Zelle, während ein I-beam-Stecker jeweils eine Kathode zweier benachbarter Zellen versorgt. Die drei Bauteile einer CMS-Zelle sind in Abbildung 6.5 zu sehen. Gut zu erkennen ist, dass die eigentliche Kathode und die Feldformungsanode aus einer dünnen Aluminiumfolie besteht, die durch eine etwa $150\mu\text{m}$ dicke Schicht Mylar von der geerdeten Zellenwand – der Aluminiumplatte, bzw. des Aluminium I-Trägers – isoliert ist.

Das zur Isolierung verwendete Mylar, oder Polyterephthalsäureglykolester, ist ein Dielektrikum mit der Dielektrizitätszahl $\epsilon_r = 3.5$, einer Durchbruchspannung von $100\text{kV}/\text{mm}$ und einem spezifischen Widerstand $> 10^{15}\Omega\text{cm}$ [16].

6.2 Kapazitätsbestimmung der Feldformungsstreifen

Die Kathode und die Feldformungsstreifen-Anode verhalten sich wie ein Kondensator, wenn Spannung angelegt wird. Die Kapazität eines Plattenkondensators ist:

$$C = \epsilon_o \epsilon_r \frac{L \cdot b}{d} \quad (6.1)$$

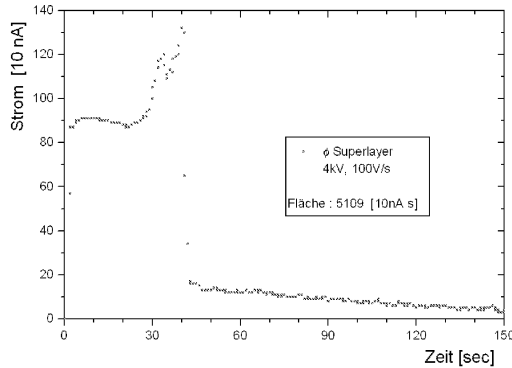
Der Abstand der Anode bzw. Kathode zur Zellenwand ist d , die Dicke der Mylarfolie. Die Feldformungsstreifen sind 1.6cm breit und 205cm bzw. 248cm lang, je nachdem, ob ϕ - oder θ -Superlayer. Dies entspricht einer theoretischen Kapazität von 6.77nF für ϕ -Superlayer und 8.19nF für θ -Superlayer.

Mit Hilfe des später in diesem Kapitel 6 vorgestellten HV-Messtandes und der HV-Steuerungssoftware läßt sich die Kapazität der Streifen auch messen. In Abbildung 6.6(a) ist eine typische Strom-Kurve dargestellt, die das HV-Programm während der Messung aufnimmt und speichert. In den ersten 40 Sekunden wird die Spannung mit einer konstanten Geschwindigkeit von $100\text{ Volt}/\text{sec}$ auf $+4\text{kV}$ hochgefahren. Während dieser Zeit ist der auf den Streifen fließende Strom zunächst relativ konstant, bis er bei einer Spannung von etwa 2.8kV bis 3kV sprunghaft wächst. Nachdem die endgültige Spannung erreicht ist, fällt der Strom schnell bis auf etwa 150nA ab. Im weiteren Verlauf der Messung sinkt der Reststrom langsam weiter. Wenn die Fläche unter der Stromkurve $Q = \int I(t)dt$ die insgesamt auf den Streifen geflossene Ladung ist, dann berechnet sich die Kapazität nach $C = \frac{Q}{U}$.

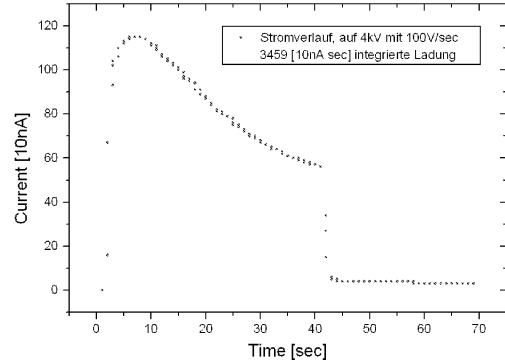
Der in der Abbildung 6.6(a) dargestellte Strom ist allerdings nicht ausschließlich ein Ladestrom eines Kondensators. Über die Mylaroberfläche (Abb. 6.5(b)) können Ladungen auf die Aluminiumplatte abfließen. Diese Oberflächenströme tragen nicht zur Aufladung des Streifens bei und verfälschen so die Berechnung der Streifenkapazität. Der spezifische Oberflächenwiderstand von Mylar beträgt $> 10^{15}\Omega\text{cm}$ [16]. Am Stromverlauf 6.6(a) ist aber deutlich zu erkennen, dass der effektive Mylarwiderstand von der Spannung abhängt und ab einer Streifen-Spannung von etwa 2.8kV - 3.0kV sinkt. Besonders an dem verbleibenden Reststrom von etwa 150nA und durch Vergleich mit dem Stromfluss an einem bekannten Kondensator mit ähnlich großer Kapazität (Abb. 6.6(b)) ist zu erkennen, dass der effektive Mylarwiderstand bei einer Spannung von 4kV und der vorliegenden Geometrie etwa $R = \frac{U}{I} = 3 \cdot 10^{10}\Omega$ beträgt. Reinigt man kurz vor der Messung den Feldformungsstreifen gründlich mit Alkohol, so lässt sich eine starke Reduzierung des Reststroms

6.2. KAPAZITÄTSBESTIMMUNG DER FELDFORMUNGSSTREIFEN

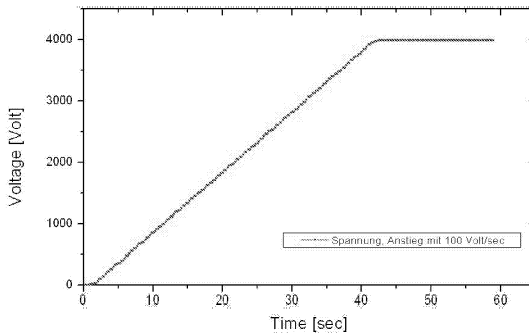
beobachten – in der Regel ist 100 Sekunden nach Erreichen der Maximalspannung der Reststrom unter die Messgenauigkeit von 10nA gefallen.



(a) Strommesskurve für $V_{Strip} = +4kV$ und $R_{up} = 100V/s$



(b) Stromverlauf für einen $6.2nF$ Kondensator



(c) Spannungsverlauf

Abbildung 6.6: Messung der Kapazität des Feldformungsstreifens

Der Verlauf der Stromkurve über den $6.2nF$ -Kondensator ist wie erwartet. Der Stärke des Stromabfalls während des Hochfahrens der Spannung hängt von der Hochfahrgeschwindigkeit ab. Bei sehr kleiner Geschwindigkeit ist $dQ \sim dt$ und der Strom I ist konstant, bei sehr hoher Geschwindigkeit, also bei plötzlichem Einschalten der Spannung, erhält man den bekannten Ladestrom $I(t) = I_o \cdot e^{-t/\tau}$ eines Kondensators.

Durch Vergleich der Messungen an dem Kondensator und dem Feldformungsstreifen wird deutlich, dass der Feldformungsstreifen keine reine Kapazität sein kann. Für eine genaue Messung der Kapazität mit dem Hochspannungsaufbau ist es also sinnvoll, den Streifen mit weniger als 2kV aufzuladen und nur die während des Hochfahrens der Spannung geflossene Ladung zu berücksichtigen.

An der Strom-Messung beim Aufladen des $6.2nF$ -Kondensators (Abb. 6.6(b)) ist zu erkennen, dass während des Hochfahrens der Spannung die Ströme durch das HV-Gerät SY127 systematisch zu hoch gemessen werden. Die mit $C = \frac{Q}{U}$ berechnete Kapazität ist mit $C = 8.6nF$ um einen Faktor 1.4 über dem mit einem Multimeter gemessenen Wert von $6.2 \pm 0.1nF$. Diese Abweichung in der Strommessung während des Hochfahrens der Spannung läßt sich auch durch externe Messgeräte verifizieren. Es ergibt sich eine Abweichung um einen Faktor $+1.45 \pm 0.1$. Diese Abweichung muß auch bei dem Betreiben der Superlayer berücksichtigt werden. Bei konstanter Spannung stimmt allerdings der vom SY127

gemessene Stromwert innerhalb der Messgenauigkeit mit den externen Werten überein.

	Theoretisch	Multimeter	HV-Programm
Kapazität ϕ -Superlayer	$6.77 \pm 0.4 nF$	$5.5 \pm 0.1 nF$	$5.6^{+0.1}_{-0.3} nF$
Kapazität θ -Superlayer	$8.19 \pm 0.5 nF$	$6.4 \pm 0.1 nF$	$6.2^{+0.1}_{-0.3} nF$
Verhältnis $\frac{C_\theta}{C_\phi}$	1.210 ± 0.14	1.16 ± 0.03	1.16 ± 0.03

Tabelle 6.1: Vergleich unterschiedlich bestimmter Streifenkapazitäten

In Tabelle 6.1 sind die gemessenen Werte mit den theoretisch bestimmten bzw. mit denen eines kapazitätsmessenden Multimeters verglichen. Die angegebenen Fehler beziehen sich auf eine Ungenauigkeit der Mylardicke von $\pm 10 \mu m$, einer Messgenauigkeit des Multimeters von $\pm 0.1 nF$ und der Strommessgenauigkeit des SY127 von $\pm 10 nA$. Die gemessenen Stromwerte des SY127 sind um den Faktor 1.45 nach unten korrigiert worden. Mit diesen Werten kann eine gute Übereinstimmung der Kapazitätswerte festgestellt werden. Nur die theoretischen Messwerte weichen nach oben ab, der Grund dürfte eine dickere Mylarschicht als angenommen sein, dies bewirkt eine Abnahme des theoretischen Wertes. Schätzt man den Oberflächenwiderstand des Mylars mit den oben bestimmten $3 \cdot 10^{10} \Omega$ ab, so erhält man eine Korrektur der Kapazität von etwa $\Delta C = \frac{\Delta Q}{U} = \frac{\Delta t}{2R} = 0.34 nF$ nach unten, wobei Δt die Zeitdauer des Hochfahrens der Spannung ist. Die Genauigkeit der Messung hängt also, bei einem nicht verschwindenden Streifenwiderstand, von der Geschwindigkeit des Hochfahrens ab.

Die nach Erreichen der Maximalspannung fließenden Ströme sind ein Maß für den Widerstand der isolierenden Schicht und damit ein Maß für die Verschmutzung, durch z.B. Staub, in der Zelle. In Kapitel 6.5.2 wird auf Restströme bei Messungen an fertigen Superlayern eingegangen und gezeigt, dass die Ausfallwahrscheinlichkeit einer Zelle durch Überschläge während der ersten Betriebsstunden in Gas ($ArCO_2$) mit dem Reststrom bei den Vortest-Messungen in Luft korreliert ist.

6.3 Aufbau des HV-Teststands

Die hohen Betriebsspannungen der CMS Driftzelle und die daraus resultierende Empfindlichkeit stellt hohe Anforderungen an das Hochspannungsgerät, mit dem die Kammern getestet und versorgt werden sollen.

- So wenig Zellen wie möglich sollten über einen HV-Kanal versorgt werden, dies ermöglicht eine einfache und schnelle Fehlersuche. Das HV-Gerät muss also viele Kanäle besitzen.
- Die Spannung muss mit einer definierten Geschwindigkeit auf den gewünschten Wert hochgefahren werden können, denn Hochspannung kann nicht einfach wie ein Lichtschalter ein- und ausgeschaltet werden. Der hohe auftretende Strom könnte die Bauteile beschädigen oder hohe Potentialdifferenzen könnten zu Überschlägen führen.
- Der fließende Strom muss während der gesamten Messung kontinuierlich gemessen und protokolliert werden, um Überschläge entdecken zu können.

6.3. AUFBAU DES HV-TESTSTANDS

- Wächst der Strom, zum Beispiel bei einem Überschlag, über eine bestimmte Grenze, so müssen der entsprechende Kanal *und* die Kanäle, welche die übrigen Anoden oder Kathoden der Zelle versorgen, abgeschaltet werden. D.h. fällt ein Feldformungsstreifen der Zelle x aus, so muss die HV-Steuerung dies erkennen und die Kathode und den Draht der Zelle x ebenfalls abschalten, da sonst die hohe Potentialdifferenz Überschläge auf den empfindlichen Draht verursachen könnte.
- Die Bedienung der HV-Steuerung sollte es erlauben, alle benutzten Kanäle gleichzeitig oder einzeln zu steuern.

Die aufgezählten Anforderungen können bedingt durch das Multikanal-Hochspannungsgerät SY127 von CAEN erfüllt werden [29]. Es besitzt 10 Einschubplätze für Hochspannungsmodule, die jeweils bis zu 4 einzeln steuerbare Kanäle besitzen. In Abbildung 6.7 ist ein solcher SY127-Rahmen und ein HV-Modul abgebildet. Die verwendeten Module verschiedener Baureihen haben eine maximale Ausgangsspannung von +4kV, +6kV bzw -4kV, eine Spannungsaufösung von 1 Volt und eine Stromaufösung von 10nA bzw. 100nA. Die Module mit der besseren Stromaufösung von 10nA werden in dem mobilen Teststand verwendet, mit dem die Superlayer zunächst in Luft vorgetestet werden. Durch die um den Faktor 10 bessere Auflösung und weil die Zellen während der Bestückung und der Vortests noch nicht über die HV-Platinen zu festen Gruppen zusammengefasst sind, können fehlerhafte Zellen durch erhöhte Restströme identifiziert werden. Im Kapitel 6.5 werden die Restströme aller bisher gemessenen Zellen diskutiert.

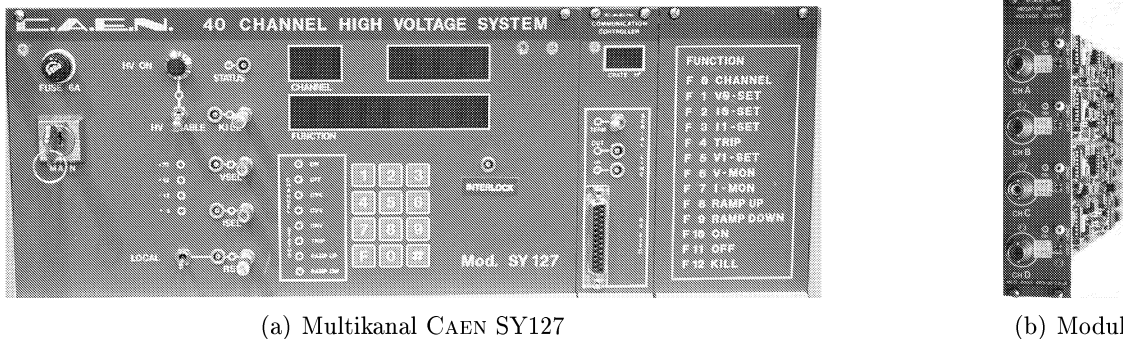


Abbildung 6.7: Zum Betrieb und Test verwendete Hochspannungsgeräte [24]

Das SY127 ist nicht in der Lage, eine Gruppe von Kanälen abzuschalten, wenn ein Kanal dieser Gruppe das gesetzte Stromlimit überschritten hat ("trippen"). Wie bereits erwähnt, ist dies aber zur Vermeidung von Schäden unbedingt erforderlich. Die Benutzerschnittstelle des SY127, eine Folientastatur auf der Frontseite (Abb. 6.7(a)), ist nicht für die Steuerung der Routinetests geeignet. Schließlich müssen im Verlauf von vier Jahren alle 210 in Aachen gebauten CMS-Superlayer jeweils mehrmals mit Hochspannung versorgt oder getestet werden.

Es wird also eine externe Steuerung des HV-Geräts benötigt. Das CAEN SY127 besitzt dazu zwei verschiedene Eingänge. Über diese Schnittstellen lassen sich alle Funktionen des Geräts von außen durch Software steuern, so können durch das Gerät nicht unterstützte Verhaltensweisen, wie das Abschalten von Kanalgruppen, "nachgerüstet" werden.

1. Die Serielle Schnittstelle RS232C kann direkt mit einem Computer verbunden werden und ermöglicht so eine einfache Steuerung des SY127. Ein großer Nachteil dieser Schnittstelle ist jedoch die Langsamkeit. Maximal können alle in einem SY127 Rahmen befindlichen 10 Module, also 40 Kanäle, ausgelesen werden. Ein Auslesezyklus eines Messwertes, wie der aktuellen Spannung oder des aktuell fließenden Stromes, für alle 40 Kanäle dauert etwa 10 Sekunden.
2. Die CAENET Schnittstelle ist eine serielle Hochgeschwindigkeitsverbindung die ein von CAEN geschütztes Protokoll verwendet. Die SY127-Geräte verfügen über einen Ein- und einen Ausgang (Lemo 00), über die bis zu 100 solcher HV-Geräte mit einander verbunden und gleichzeitig gesteuert werden können. Die CAENET Steuerungseinheiten sind für CAMAC- oder VME-Rahmen oder direkt als PC Interfacekarte erhältlich.

Neben dem HV-Training und dem Betrieb der CMS-Superlayer sollen durch die Hochspannungstests fehlerhafte Zellen aufgespürt werden. Fehlerhafte Zellen verursachen Überschläge, die die Auslese der Signale stören oder ein Bauteil der Zelle beschädigen können. Die Überschläge erfolgen innerhalb weniger Sekundenbruchteile, die fehlende Ladung wird danach innerhalb von wenigen Sekunden ersetzt. Das HV-Programm muss, um diese Überschläge entdecken zu können, Strom und Spannung jedes einzelnen Kanals mit einer möglichst hohen Frequenz, von zumindest etwa 1 Hz, auslesen können. Daraus folgt, dass die HV-Geräte über die CAENET-Schnittstelle betrieben werden müssen.

Zu Beginn meiner Diplomarbeit standen zwei Steuerungseinheiten für CAENET zur Verfügung, für VME und für CAMAC. Ich habe mich entschieden, für die Steuerung das CAMAC Interface C139 zu verwenden, da bereits ein aktueller Linux-Treiber für die CAMAC Steuerung zur Verfügung stand. Der Treiber ist von O. Streicher geschrieben und von M. Bontenackels mit SuSE Linux 7.3 verträglich gemacht worden. Ich habe das im folgenden Kapitel 6.9 beschriebene Programm so programmiert, dass ein einfacher Austausch des CAENET-Interface und des Treibers möglich sein sollte und so später z.B. eine CAENET PC-Karte verwendet werden kann.

Das SY127 wird von einem Linux-Programm gesteuert. Das Programm greift über einen CAMAC-Treiber und eine CAMAC-Interfacekarte auf das CAMAC-Modul DBCC [28] zu und steuert durch CAMAC-Befehle die CAENET-Interfacekarte C139. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 6.8 dargestellt.

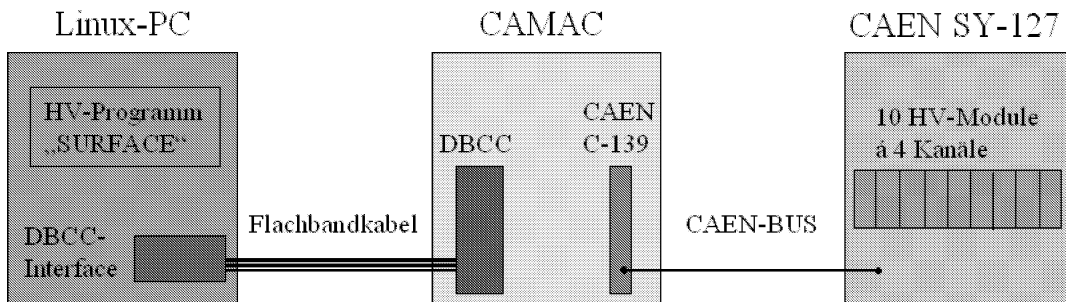


Abbildung 6.8: Schematischer Aufbau des HV-Teststands

6.4 Die HV-Steuerungs-Software

Das Steuerungsprogramm der Hochspannung ist unter der Linux-Entwicklungsumgebung KDEVELOP mit der Programmiersprache C++ geschrieben worden. Es gliedert sich im wesentlichen in vier Bereiche, die in dem Programmschema 6.9 in verschiedenen Farben dargestellt sind.

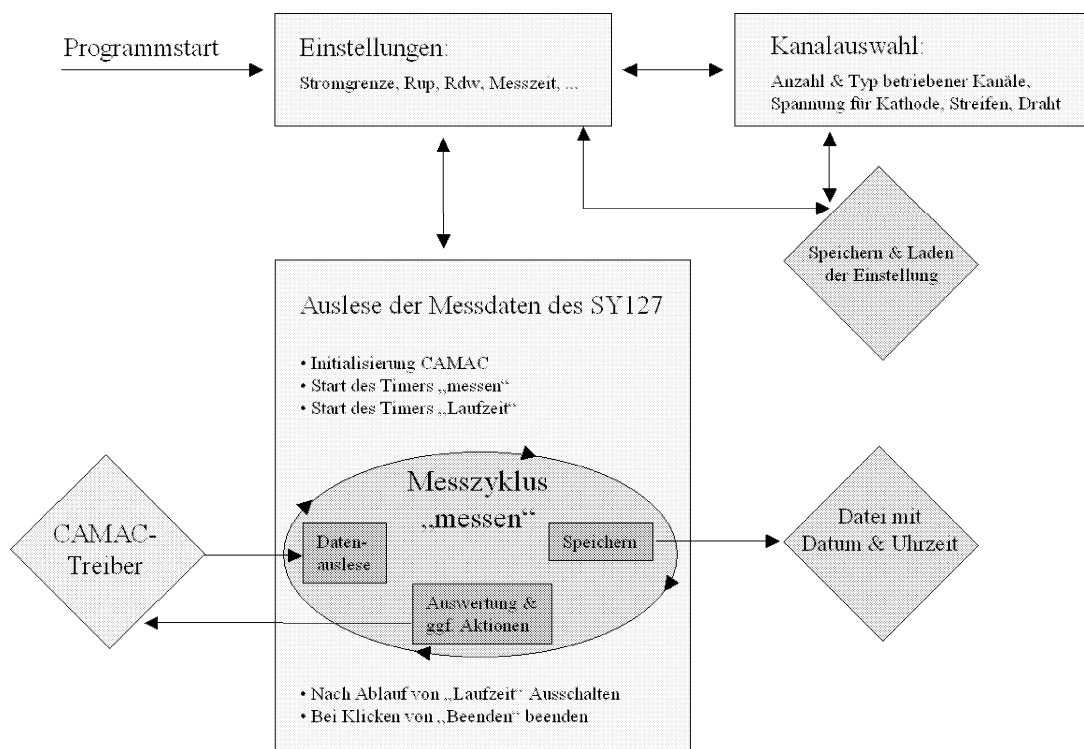
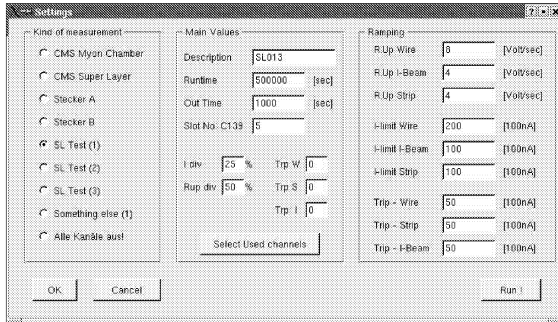


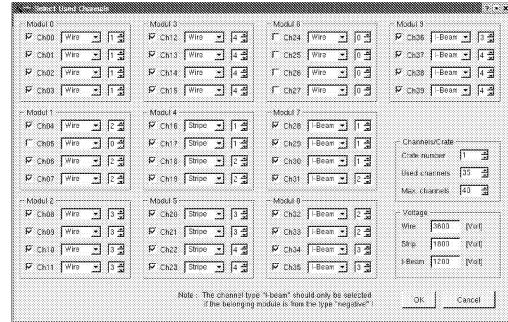
Abbildung 6.9: Schematischer Aufbau des HV-Messprogramms

1. Die Kommunikation mit dem CAMAC-Treiber wird von einer Header-Datei `camac.h` gesteuert. Die wichtigsten Methoden dieser "camac-Klasse" sind `SelectChannel(int channel)`, `set(int var, func)` und `get(int var, func)`. Mit diesen drei Befehlen lassen sich alle Funktionen des HV-Gerätes SY127 steuern.
2. Alle gemessenen Daten sowie alle Einstellungen werden von der Klasse `Einstellungen` in der Header-Datei `constants.h` verwaltet. Diese Klasse besitzt Methoden, welche die Einstellungen speichern und laden und die Messdaten sichern. Alle übrigen Methoden des HV-Programms können auf Datenfelder dieser Methode zugreifen, um die aktuellen Einstellungen oder die jüngsten Messdaten zu erfahren, ohne sich um die eigentliche Auslese kümmern zu müssen.
3. Die in dem Schema 6.9 gelb dargestellten Boxen kennzeichnen die Fenster, in denen Einstellungen vorgenommen oder die Messdaten angezeigt werden können. Die Fenster, die in Abbildung 6.10 abgebildet sind, wurden mit Hilfe des QT-Designers von TROLLTECH erstellt. Wegen dieser Oberfläche, die die Bedienung des Programms

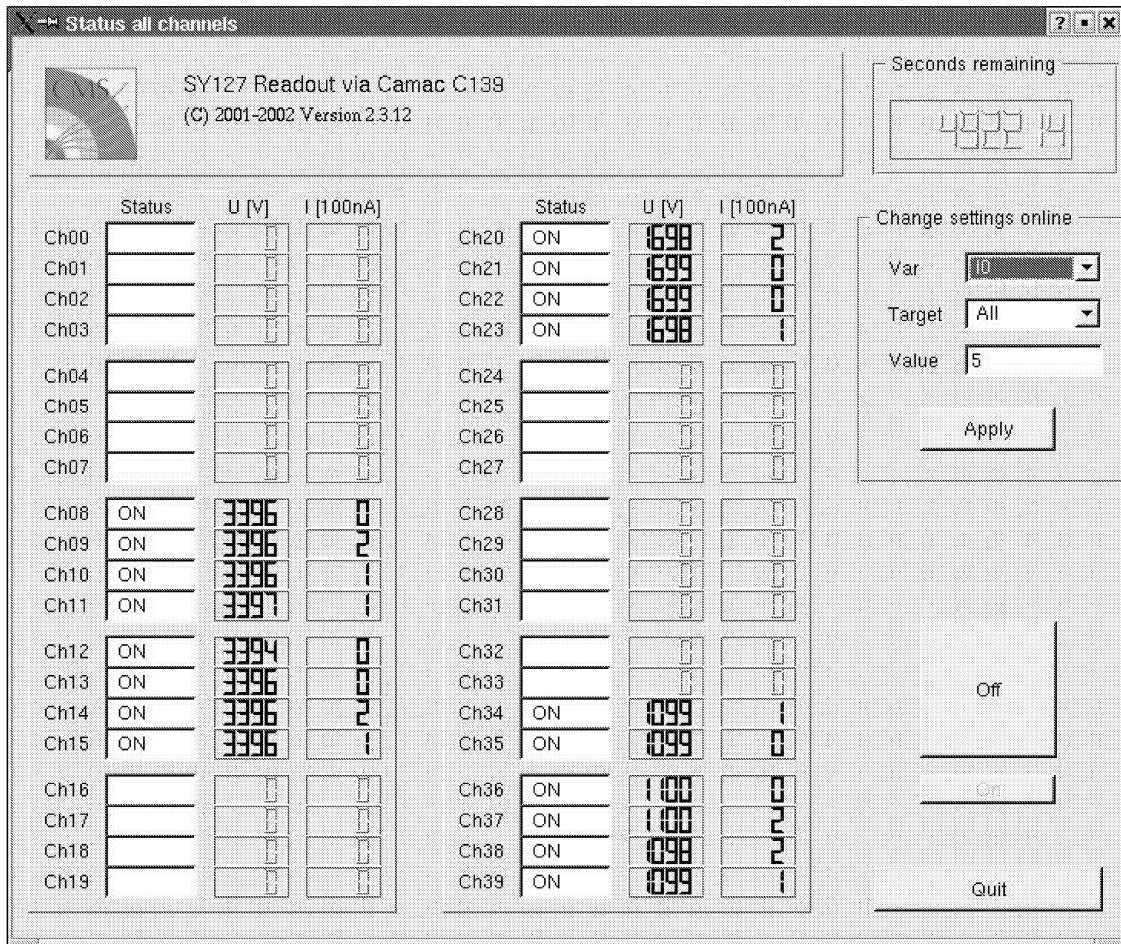
6. TEST DER HOCHSPANNUNGSFESTIGKEIT



(a) Einstellungen



(b) Kanal-Auswahl



(c) Datenauslese

Abbildung 6.10: Oberflächen des HV-Steuerungsprogrammes "SURFACE"

komfortabel und einfach zu bedienen macht, hat es den Namen SURFACE bekommen. Frühere Programmversionen liefen noch im Textmodus.

4. Der wichtigste Bereich des Programms ist die Steuerung der Auslese der Messdaten. In dem Programmschema ist die Auslese durch eine Ellipse dargestellt, die eine ständige Wiederholung symbolisieren soll. Die Funktion *messe* ist allerdings nicht in eine *do ... while()* Schleife eingebaut, sondern wird durch einen Timer gestartet, der mit einer bestimmten Frequenz aktiviert wird. Dies ist nötig, da es möglich sein muss, jederzeit Aktionen an der Oberfläche des Programms registrieren und bearbeiten zu können. Die Funktion *messe* enthält die eigentliche "Logik" des Programms, auf die im Folgenden näher eingegangen werden soll.

Das Programm kann alle Funktionen, die der Benutzer auch per Hand an der Folientastatur des SY127 auslösen kann, über CAMAC Befehle absetzen. Dazu muss zunächst mit *SelectChannel()* der Kanal oder eine Gruppe von Kanälen bestimmt werden. Mit *set(int var, func)* und *get(int var, func)* können dann Werte (*var*) geschrieben oder ausgelesen werden. Die Variable *func* kennzeichnet dabei den einzustellenden oder auszulesenden Kanalparameter.

V_{Mon}	aktuell am Ausgang anliegende Spannung
I_{Mon}	aktuell fließender Strom
V_0	Erste Soll-Spannung
V_1	Zweite Soll-Spannung
I_0	Erstes oberes Strom-Limit
I_1	Zweites oberes Strom-Limit
R_{up}	Geschwindigkeit, mit der die Spannung hochgefahren wird
R_{dw}	Geschwindigkeit, mit der die Spannung heruntergefahren wird
$Trip$	Trip-Zeit, in der ein getrippter Kanal abgeschaltet wird
$Status$	Status des Kanals, z.B.: On, Off, Rup, Rdw, Trip, OVC, ...
$Group$	Gruppenzugehörigkeit zu keiner, einer oder mehreren von 8 Gruppen

Tabelle 6.2: HV-Kanal Parameter (*func*)

Das CAEN SY127 erlaubt es, beliebig viele Kanäle in beliebiger Kombination in insgesamt acht Gruppen zusammenzufassen. Diese Gruppen können dann behandelt werden wie ein einzelner Kanal. Liest man z.B. V_0 für eine solche Gruppe aus, so liefert das SY127 die Spannungen der einzelnen Kanäle in der Reihenfolge, in der die Kanäle zu einer Gruppe zusammengefasst worden sind. Das Zusammenfassen aller benutzten Kanäle zu einer Auslesegruppe ist sinnvoll, da die Auslesefrequenz so stark erhöht werden kann. Es dauert etwa 50ms, einen Wert eines Kanals auszulesen, also dauert ein Messzyklus, in dem I_{Mon} , V_{Mon} und der $Status$ aller 40 Kanäle ausgelesen werden, etwa 6 Sekunden. Das Auslesen einer Gruppe von 40 Kanälen benötigt ca. 100ms, denn hier ist nur ein *SelectChannel()* und ein *get()* Befehl nötig. Ein Messzyklus für 40 benutzte Kanäle kann mit rund 3 Hz betrieben werden, dies ist zur Kontrolle des Stromes und zum Aufspüren von Überschlägen ausreichend.

Die zyklisch aufgerufene Funktion *messe()* liest zunächst V_{Mon} , I_{Mon} und den $Status$ aller benutzten Kanäle aus. Die Messwerte werden in einem Datenfeld der Klasse *Einstellungen* zwischengespeichert. Nachdem die Messwerte bekannt sind, müssen sie vom Programm wie folgt "verarbeitet" werden:

1. Umstellen der Anzeigen im Auslesefenster (siehe Abbildung 6.10(c)) auf die aktuellen Messwerte.
2. Speichern der aktuellen Messdaten in die Datei SY127<DATUM><Uhrzeit>.dat. Datum und Uhrzeit werden zu Beginn der Messung genommen.
3. Hat irgendein Kanal "Trip-Status", so werden alle Mitglieder der Zellengruppe, die diesen Kanal beinhaltet, abgeschaltet und der Zeitpunkt des Abschaltens gespeichert. Die Kanäle können in dem in Abbildung 6.10(b) dargestellten Auswahlfenster zu Zellengruppen zusammengefasst werden. Mit diesem gesteuerten Abschalten wird erreicht, dass eine Zelle immer komplett, d.h. mit Draht, Streifen und Kathode, betrieben wird.
4. Ist der gemessene Strom eines HV-Kanals höher als das im Einstellungsfenster (Abb. 6.10(a)) definierte Stromlimit I_{Limit} , so wird die Hochfahrgeschwindigkeit R_{up} für die Zellengruppe, deren Mitglied der betroffene Kanal ist, um den Prozentsatz $R_{up}div$ reduziert und die neue Stromgrenze für diese Zellengruppe um I_{div} angehoben. Diese "Software-Stromgrenze" sollte niedriger als I_0 sein. Überschreitet der Strom I_0 , so erhält der Kanal Trip-Status und bei dem nächsten *messe()* tritt der zuvor beschriebene Punkt 3 in Kraft.
5. Ist eine getrippte Zellengruppe (Punkt 3) *OutTime* Sekunden lang ausgeschaltet gewesen, so wird diese wieder eingeschaltet und beginnt, langsam hochzufahren.
6. Sind alle Kanäle einmal auf ihre Soll-Spannung hochgefahren, alle Statusanzeigen sind "On", dann beginnt die, die noch verbleibende Messzeit anzeigende, Uhr rückwärts zu laufen. Bei "0" werden alle Kanäle ausgeschaltet.

Während einer Messung ist es möglich, die zuvor eingestellten Werte online zu ändern. Die Änderungen können auf einzelne Kanäle oder auf bestimmte Gruppen von Kanälen bezogen werden. Die Anzahl dieser Gruppen ist leider durch das SY127 auf acht begrenzt, eine Gruppe muss, wie weiter oben beschrieben, alle benutzten Kanäle enthalten. Es hat sich als praktisch erwiesen, in weiteren Gruppen die Kathoden, die Streifen und alle Drähte zusammenzufassen, da die Spannung für diese Bauteile oft gleichzeitig geändert werden muss.

6.5 Ergebnisse der Hochspannungstests

Nachdem ein Superlayer die Vortests bestanden hat, d. h. Streifen- und Kathoden-Kanäle lassen sich in Luft auf +3.6kV bzw. -3.1kV hochfahren (der Draht bleibt dabei ausgeschaltet), beginnt der Testbetrieb ganzer Zellen. Zunächst wird der Superlayer in Luft langsam auf 3.9kV, 1.9kV und -1.9kV für Draht, Feldformungsstreifen und Kathode hochgefahren und möglichst über Nacht laufen gelassen. Hat der Superlayer diesen ersten Funktionstest bestanden, wird er mit dem Driftgas $ArCO_2$ gespült, um die Hochspannungsfestigkeit in diesem Gas zu überprüfen. Aus früheren Erfahrungen mit Driftkammern weiß man, dass die Hochspannungsfestigkeit in dem Gas $ArCO_2$ etwa um den Faktor 1.8 schlechter ist als in Luft [31].

Zur Überprüfung der Hochspannungsfestigkeit in Gas wird die Spannung stufenweise langsam erhöht. Die mittlere Verweildauer auf jeder Stufe sollte mindestens eine Stunde betragen. Die Stabilität der Hochspannung hängt z.B. von dem aktuellen Luftdruck bzw. Gasdruck und der Luftfeuchtigkeit ab. Den Abschluss der Testkaskade bildet eine Langzeitmessung über Nacht auf der höchsten Spannungsstufe.

Stufe	U_{Draht}	U_{Streifen}	U_{Kathode}
1	3200 V	1600 V	-1000 V
2	3300 V	1600 V	-1200 V
3	3600 V	1800 V	-1200 V
4	3600 V	1800 V	-1400 V
5	3700 V	1800 V	-1400 V

Tabelle 6.3: Stufen des Hochspannungstests in $ArCO_2$

Die Superlayer werden nach dem bestandenen Hochspannungstest in Gas noch weiter im Teststand unter Hochspannung betrieben, um mit kosmischen Myonen die generelle Funktionstüchtigkeit aller Komponenten zu prüfen, und um das Verhalten der einzelnen Zellen näher zu studieren. Die nominelle Betriebsspannung der CMS-Myonkammer entspricht der 3. Stufe des HV-Tests in Gas.

6.5.1 Verlauf einer typischen HV-Messung an einem Superlayer

In Abbildung 6.11 ist der typische Verlauf des Stromes während einer Hochspannungsmessung eines Superlayers zu sehen. Betrieben werden hier vier Drahtkanäle, zwei Streifen- und zwei Kathodenkanäle, dies entspricht zwei HV-Platinen oder 32 Zellen. In einer Kabelbox wird ein solcher Kanal auf zwei bis vier Pins des Superlayer-HV-Steckers aufgeteilt, die dann, wie in Kapitel 6.1 beschrieben, durch den Superlayer-Kabelbaum auf die HV-Platinen gelegt werden. Zwei der am Teststand verwendeten Kabelboxen erlauben die Deaktivierung beliebiger Pins des Superlayers, so kann eine genau so hohe Auflösung erreicht werden, als ob jeder Pin einzeln durch einen HV-Kanal versorgt würde. Der dargestellte Stromverlauf ist während einer Messung in Luft gemessen worden. In den ersten 50 Sekunden wird die Spannung gleichmäßig hochgefahren. Ist die endgültige Spannung erreicht, fällt der Strom schnell ab. In diesem Diagramm ist zu erkennen, dass der Stromfluss auf die Drähte, Streifen und Kathoden zu unterschiedlichen Zeitpunkten einsetzt, obwohl die Spannung gleichzeitig für alle Kanäle eingeschaltet und hochgefahren wurde. Dies liegt daran, dass die gezeigte Messung direkt im Anschluss an eine vorherige Messung gestartet wurde. Auf den Elektroden, insbesondere auf den Streifen, wird Ladung auch nach Abschalten der Spannung lange gespeichert. Der Vergleich mit Abbildung 6.6(a), in der der Stromverlauf bei einem einzelnen Streifen bis 4kV dargestellt ist, zeigt, dass sich die 16-Streifen-Gruppen ähnlich verhalten wie ein einzelner Streifen. Der Stromverlauf folgt in etwa dem in Abbildung 6.6(a) bis zum Zeitpunkt $t=20\text{sec}$, der der erreichten Spannung von 2kV entspricht. Die gemessenen Ströme sind auf Grund der unterschiedlichen Hochfahrgeschwindigkeiten nicht direkt vergleichbar.

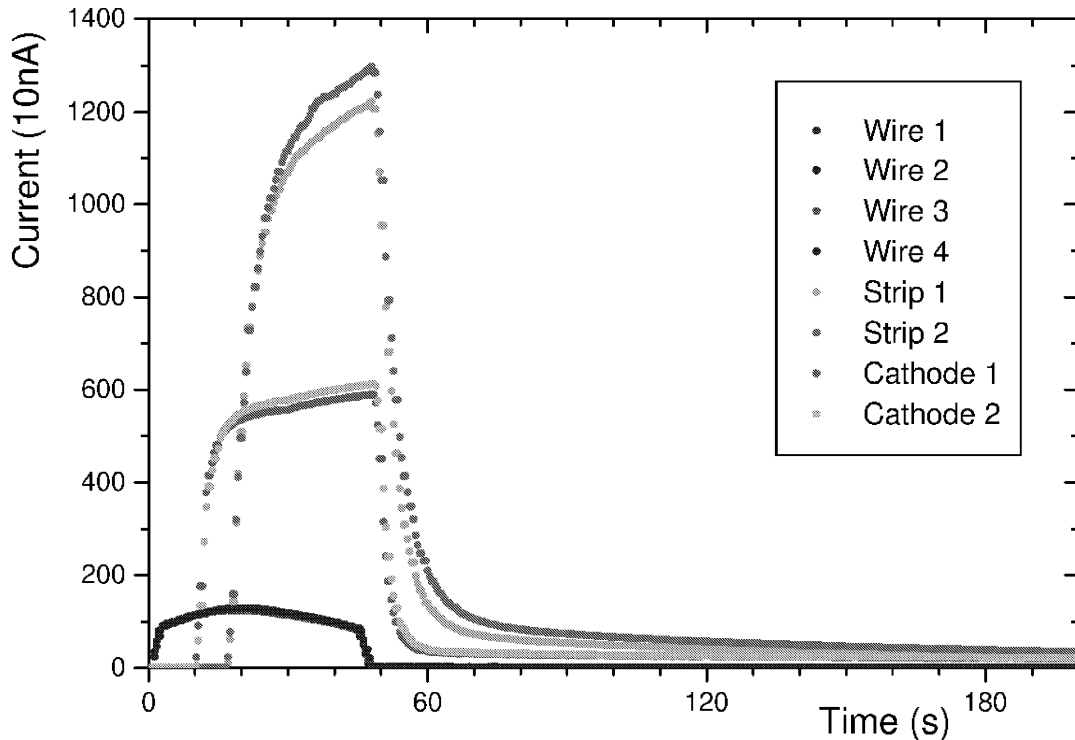


Abbildung 6.11: Stromverlauf während einer HV-Messung eines Superlayers

6.5.2 Statistik bisheriger Hochspannungsmessungen

Um Messungen vergleichen zu können, werden die nach 10 Minuten bei voller Spannung ($W+3.6kV/S+1.9kV/K-1.9kV$) in Luft gemessenen Restströme, für jeden HV-Kanal (16 Streifen, 16 Kathoden bzw. 8 Drähte) eines Superlayers, in Begleitprotokollen notiert. Diese Messungen müssen unter vergleichbaren Bedingungen gemacht werden. In Abbildung 6.12 sind die Messergebnisse der Streifen- und Kathodenkanäle der bis jetzt getesteten Superlayer dargestellt. Die Restströme der Drahtkanäle müssen bei jeder Messung nach 10 Minuten kleiner als 10nA, der Messgenauigkeit, sein.

Die in der Zelle nach Erreichen der maximalen Spannung fließenden Ströme sind ein Qualitätsmerkmal für die Isolierung der Elektroden. Ist die Oberfläche des Mylars verschmutzt, so kann sich ein Oberflächenstrom bilden, der entweder im Laufe der Zeit abnimmt oder aber anwächst und zu Problemen wie Überschlägen führt. Es muss sich also eine Stromgrenze angeben lassen, bis zu der ein Superlayer als in Ordnung gelten kann. Die Superlayer unterhalb dieser Schwelle können durch längeres Betreiben bei hohen Spannungen *trainiert* werden. Der fließende Oberflächenstrom "verbrennt" dabei nach und nach Verschmutzungen der Isolierung, welche die Ursache des Oberflächenstromes sind. Bei den Kanälen oberhalb der Grenze muss die problembehaftete Zelle (oder Zellen) gefunden und durch Säuberung repariert werden. Gelingt die Reparatur nicht, muss die Zelle deaktiviert werden. Das Angeben dieser sicheren Grenze ist schwierig, da es sowohl positive als auch negative Ausnahmen gibt. Bisläng (1. Mai 2002) sind 12 Superlayer in Luft und in $ArCO_2$ erfolgreich getestet bzw. repariert und getestet worden. Aus Abbildung 6.12 ist erkenn-

6.5. ERGEBNISSE DER HOCHSPANNUNGSTESTS

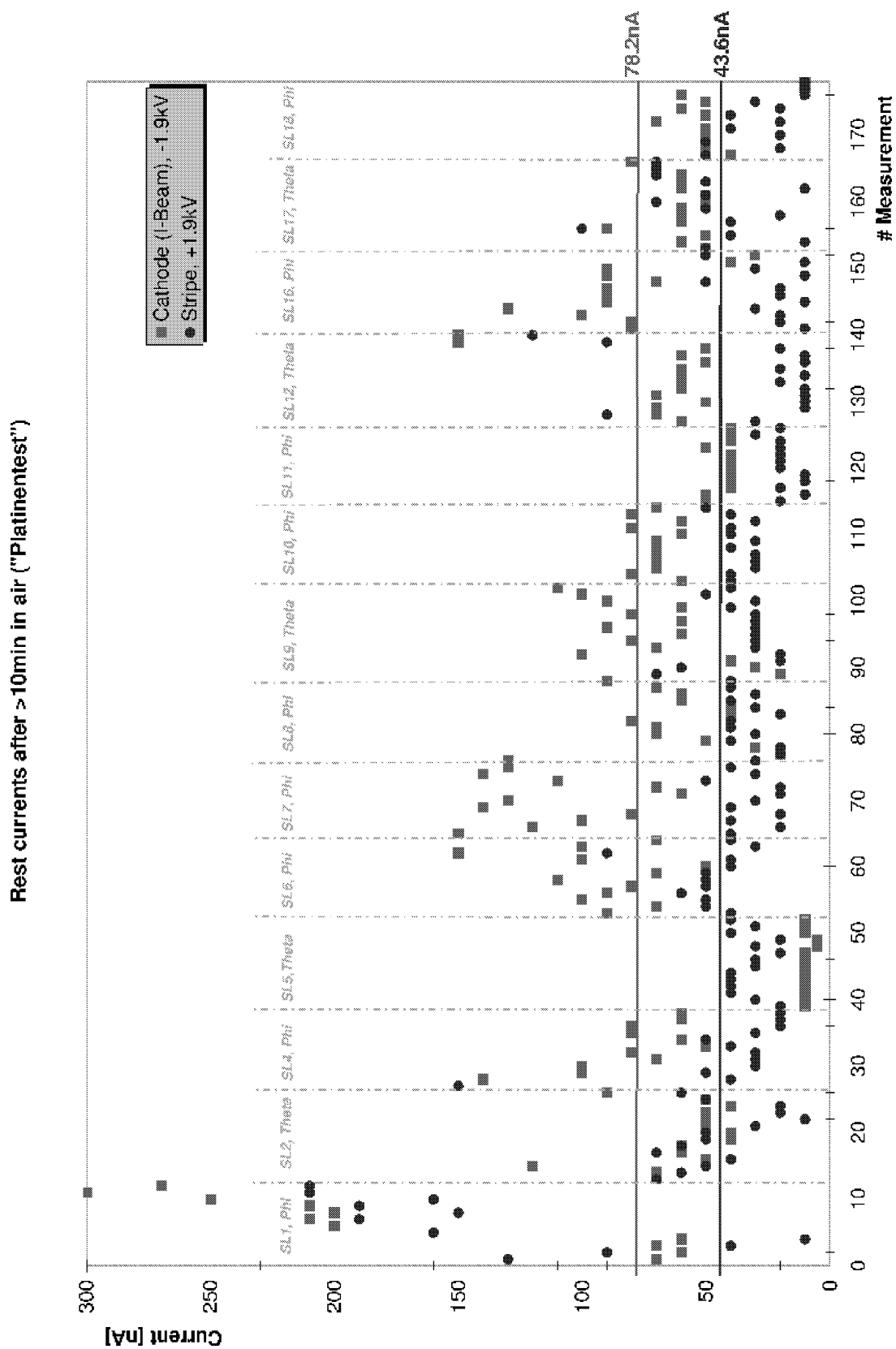


Abbildung 6.12: Statistik der Restströme nach 10 Minuten, aller bisher getesteten Superlayer

bar, dass die Reihenfolge der schlechtesten Superlayer in etwa SL001, SL007, SL012 und SL016 lautet. Bei Superlayer 001 und 007 traten bei dem Versuch, diese unter $ArCO_2$ zu betreiben, immer wieder Überschlüge auf, SL012 und SL016 ließen sich mit weniger Problemen unter Gas betreiben. Superlayer mit guten Reststromwerten wie SL017 oder SL018 ließen sich ohne Probleme in $ArCO_2$ testen. Dies deutet darauf hin, dass der kritische Reststromwert nach einem Betrieb von 10 Minuten in Luft im Bereich zwischen 100nA und 150nA liegt. Die Grenze ist allerdings fließend und noch keine Garantie für ein problemloses Betreiben des Superlayers in Gas.

Die Methode, Superlayer qualitativ durch ihre Restströme zu vergleichen, beruht auf der Vergleichbarkeit jeder einzelnen Messung. Dies ist nicht immer erfüllt. Die Superlayer lassen sich durch Betreiben trainieren. Muss also eine Messung mehrmals wiederholt werden, weil sich eine defekte Zelle in der zu messenden Gruppe befindet, werden die übrigen Zellen trainiert, und das Messergebnis des Reststroms verfälscht. Das Ergebnis ist, dass ein eigentlich schlechter Superlayer eine gute Reststromstatistik erhält. Superlayer 005 ist ein Beispiel für diesen Effekt. Insgesamt besitzt dieser SL die ungewöhnlich hohe Anzahl von 10 bereits deaktivierten Zellen, hat aber im Vergleich die besten Restströme. Noch ist dieser Superlayer nicht in Gas getestet worden.

Die Anforderung von weniger als 1% deaktivierter Zellen ist bisher gut erfüllt. In Tabelle 6.5.2 ist der aktuelle Status der bislang in Aachen getesteten Superlayer aufgeführt (Stand vom 1. Mai 2002).

Superlayer	001	002	003	004	005	006	007	008	009	010	011
Status	R	R	R	Luft	Luft	Luft	Ok	R	OK	R	Ok
Tote Zellen	0	0	0	0	10	1	2	1	1	0	0
Superlayer	012	013	014	015	016	017	018	019	020	021	022
Status	Ok	Ok	Ok	Ok	Ok	Ok	Luft	OK	R	Ok	Ok
Tote Zellen	1	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0

Tabelle 6.4: Aktueller Stand der Hochspannungsfestigkeitsmessungen an den CMS Superlayern. Ok $\hat{=}$ Abschließender Test in $ArCO_2$ bestanden, R $\hat{=}$ in Reparatur, Luft $\hat{=}$ Test in Luft bestanden. [26]

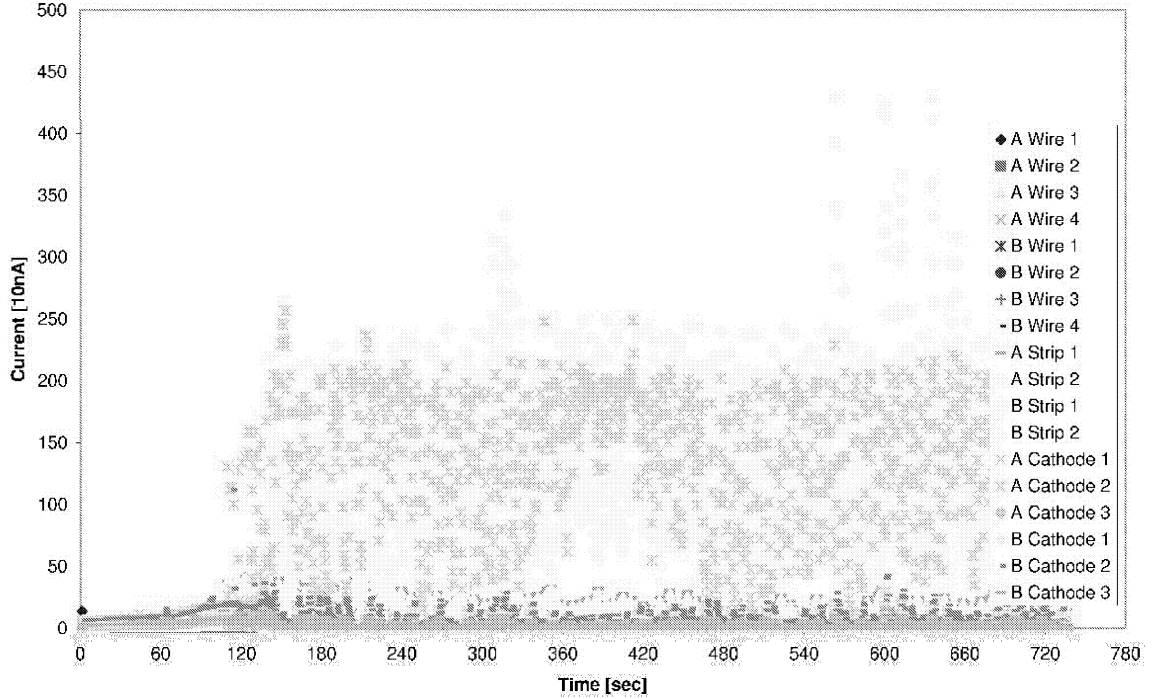
6.5.3 Überschlüge in einem Superlayer

In Abbildung 6.13 ist eine der ersten Messungen von SL007 in $ArCO_2$ dargestellt. Zu sehen sind viele Überschlüge an zwei Kanälen, dem 2. Streifen- und 2. Kathodenkanal. An dem 1. Streifenkanal treten ebenfalls Stromschwankungen mit einer Amplitude von bis zu $40 \cdot 100nA$ auf, die aber wegen der großen Skala in der Abbildung 6.13(a) nicht zu erkennen sind. Die Amplituden des funkenden Kathodenkanals und des 2. Streifenkanals sind nicht zeitlich korreliert, aber die Schwankungen des 1. Streifenkanals finden zur gleichen Zeit statt. Es ist also zu vermuten, dass in einer Zelle des 2. Kathoden- und 1. Streifenkanals Funken von einer Kathode auf einen Feldformungsstreifen überschlagen. In den Abbildungen 6.13(b) und 6.13(c) sind Histogramme dargestellt, die mit den gemessenen Strömen (nach Hochfahren der Spannung) des 2. Kathodenkanals und des 1. Streifenkanals gefüllt wurden. Da mit einer festen Frequenz gemessen wird und die Überschlüge zeitlich statistisch verteilt stattfinden, sind die gezeigten Verteilungen ein Maß

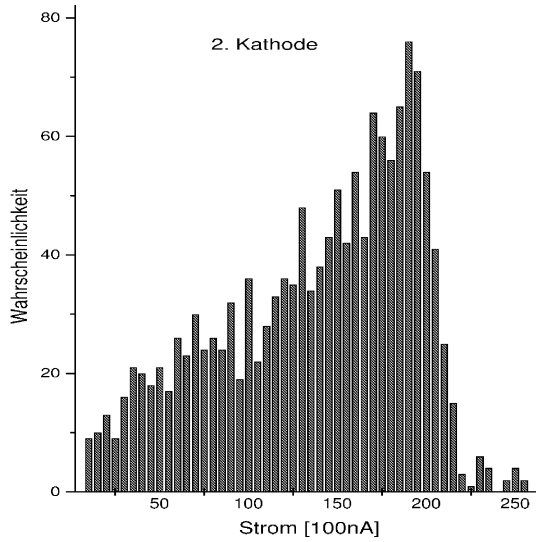
6.5. ERGEBNISSE DER HOCHSPANNUNGSTESTS

für den wahrscheinlichsten Stromwert. Es ist zu erkennen, dass der 1. Streifenkanal nur schwach rauscht. Der wahrscheinlichste Stromwert ist 0, die Amplituden der auftretenden Stromspitzen sind verglichen mit dem Strom auf dem 2. Kathodenkanal niedrig. Dort ist der wahrscheinlichste Strom etwa $200 \cdot 100nA$ und damit deutlich zu hoch. Nach einer solchen Messung werden die fehlerhaften Zellen gesucht und repariert.

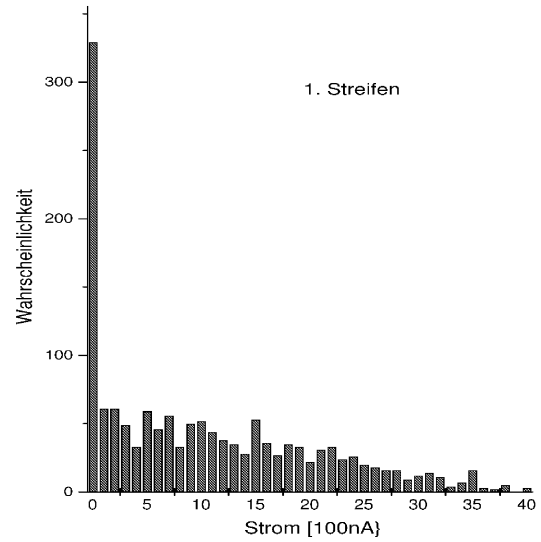
Ein Beispiel für Überschlüge in einem Superlayer



(a) Stromverlauf über 10 Minuten für alle Kanäle



(b) Stromhistogramm für 2. Kathodenkanal



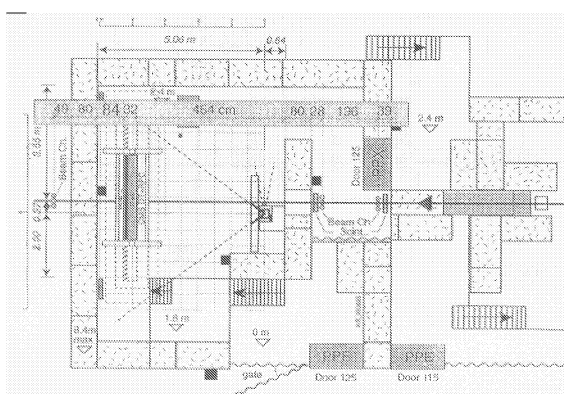
(c) Stromhistogramm für 1. Streifenkanal

Abbildung 6.13: Messung des SL007 am 10.12.2001 bei den Spannungen +1.8kV/+1.8kV/-1.8kV in $ArCO_2$

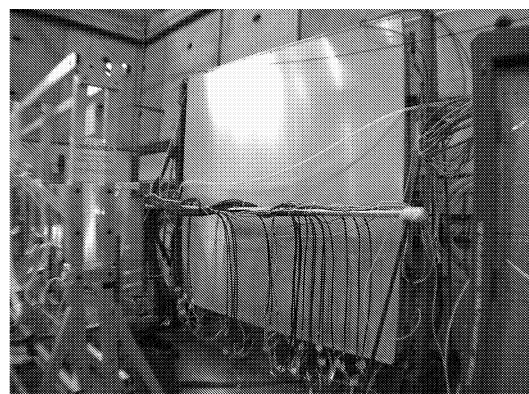
Kapitel 7

Erste CMS-Myonkammer im Teststrahl

Am zukünftigen Einsatzort der Myonkammern muss mit einer hohen Rate von Untergrund-Teilchen gerechnet werden. Der LHC ist ja ein hadronischer Beschleuniger, der zudem mit seiner erwarteten Schwerpunktsenergie von $\sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$ und einer Luminosität $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ alle bisherigen Beschleuniger übertreffen wird. Vorhersagen zur Stabilität von Detektoren, wie Myonkammern unter hohen Untergrundraten, können nur begrenzt durch Simulationen oder Einzeltests gemacht werden, wie nicht zuletzt Erfahrungen aus HERA-B lehren. Nachdem gezeigt worden ist, dass die CMS Driftzelle prinzipiell in der Lage ist, unter LHC-Bedingungen zu laufen [32], musste auch eine komplette Driftkammer den gleichen Testbedingungen unterzogen werden. Eine der ersten fertigen CMS-Kammern aus Madrid ist zu diesem Zweck zum CERN transportiert worden, wo sie im Oktober 2001 eine Woche lang getestet wurde. Ziel dieser Tests war es, den Einfluss des Untergrundes auf die Funktion der Kammer zu untersuchen und mögliche Beeinflussungen der RPC und der Driftkammer untereinander zu prüfen.



(a) Lageplan der GIF-Area [33]



(b) Kammer im Teststrahl [34]

Abbildung 7.1: Aufbau der CMS-Myonkammer im Teststrahl in der GIF-Area

7.1 Testaufbau in der Gamma Irradiation Facility

Die **Gamma Irradiation Facility** (GIF) ist ein Testbereich am CERN, in dem Detektoren und Elektronik bestrahlt werden können. So werden Alterungserscheinungen in relativ kurzer Zeit simuliert oder es werden Bedingungen geschaffen, wie sie während des Betriebs von Beschleunigern wie dem zukünftigen LHC auftreten. Gleichzeitig steht auch ein Myonenstrahl zur Verfügung, der, anders als kosmische Myonen, einen hohen Teilchenfluss in einem etwa $10 \times 10 \text{ cm}^2$ breiten Strahl liefern kann. In Abbildung 7.1(a) ist der Grundriss der GIF-Area dargestellt [33]. Von dem in dieser Abbildung rot markierten Punkt ist die in Abbildung 7.1(b) dargestellte spanische MB2-Myonkammer photographiert worden. In dem Grundriss ist die senkrecht stehende Myonkammer links angedeutet. Die Myonen durchqueren von rechts kommend die Kammer. Ebenfalls rechts ist die radioaktive Quelle angebracht, die mit einem $74^\circ \times 74^\circ$ Öffnungswinkel die vor ihr aufgebaute Kammer ganzflächig homogen bestrahlt.

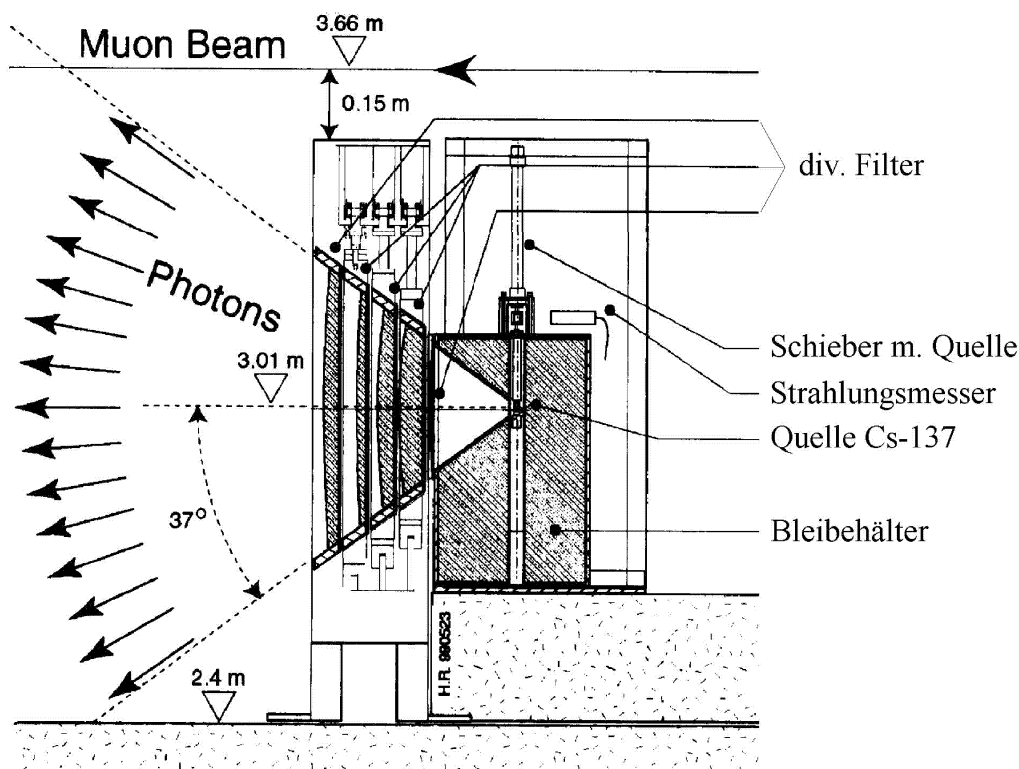


Abbildung 7.2: Vertikaler Schnitt durch die γ -Quelle und Filtersystem [33]

Die Quelle ist am unteren Ende eines Zylinderstabes befestigt, der vertikal bewegt werden kann. Er befindet sich in einem Bleibehälter, wie er in Abbildung 7.2 dargestellt ist. Damit aus diesem Behälter Strahlung austreten kann, muß der Stab in die gezeigte Position herausgefahren werden. Der Mechanismus, mit dem der Stab mit der Quelle bewegt wird, ist so konstruiert, dass bei einem Fehler, wie z.B. Stromausfall, der Stab selbständig durch die Schwerkraft in den Bleibehälter zurück fällt und so die Quelle "ausschaltet". Das radioaktive Material der Quelle ist das Isotop Cäsium 137, das eine Halbwertszeit von 30 Jahren besitzt. Im März 1997 ist die Stärke der Quelle mit 740 GBq gemessen worden. Bei

85% aller Zerfälle wird ein 662 keV Photon abgestrahlt, das mit einer Wahrscheinlichkeit zwischen 0.3% und 2% im Gas einer Driftzelle registriert wird [33].

Reguliert wird der Fluss der γ -Quanten durch ein Filter-System, welches sich vor der Quelle befindet. Die Intensität der Strahlung wird reduziert und, durch inelastische Streuung im Absorbermaterial, auch die Energie der Photonen. Die Filter sind konisch geformte Blei-Linsen, die an verschiebbaren Blenden befestigt sind. So kann der Absorptionsfaktor der Photonen in 17 Stufen zwischen 2 und 10 000 variiert werden. Der Absorptionsfaktor ist proportional zu der Absorptionsrate der primären 662 keV Photonen in den Bleifiltern. Zusätzlich zu diesen direkten Photonen erhält man ein Spektrum aus gestreuten Photonen. Simulationen und Kalibrationsmessungen [33] zeigen jedoch, dass die Trefferrate in der Kammer eng mit den Absorptionsfaktoren korreliert ist. Die Form der Bleilinsen ist zudem so gewählt, dass eine konstante Teilchenrate auf einer planaren Ebene erreicht werden kann. Ohne diese Winkelanpassung würde die Ebene konstanter Teilchenrate eine Kugeloberfläche sein.

Neben den γ -Photonen der Cäsium-Quelle zur Simulation des Untergrundes besitzt die Gamma Irradiation Facility auch einen Myonstrahl, der durch die X5-Strahlröhre von dem Super-Proton-Synchrotron kommt. Dort kollidieren 450 GeV Protonen mit einem ruhenden Beryllium-target (Ziel). Die entstehenden Hadronen und Elektronen werden nach ihrem Impuls selektiert und auf das etwa 650 m entfernte zweite *target* (X5) gelenkt. Dort entstehen je nach Impulsselektion vornehmlich Pionen und Kaonen, die durch die X5-Strahlröhre in die Experimentierzone gelenkt werden. Die GIF-Zone befindet sich am Ende dieses Strahls, abgeschirmt durch 2.4 m Eisen und 1.6 m Beton. Dies ist der sogenannte *Beam-Dump*. Diese Abschirmung können nur Myonen aus den Pion- und Kaon-Zerfällen durchdringen. Die Myonen kommen in 2.38 Sekunden langen *spills*, die sich alle 14.4 Sekunden wiederholen. Ein *spill* beinhaltet durchschnittlich 10^4 Myonen μ^- , die jeweils einen etwa 100 GeV Impuls besitzen. Die Querschnittsfläche des Myonstrahls beträgt in der GIF etwa $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

7.2 Einfluss des Untergrundes

Nach Aufbau der Myonkammer und anfänglichen Problemen mit der Gasversorgung konnte die nominelle Spannung von +3.6kV für die Draht-Kanäle, +1.8kV für die Streifen-Kanäle und -1.2kV für die Kathoden Kanäle hochgefahren werden. Die Testziele waren, die Einflüsse der RPC und der γ -Photonen in Abhängigkeit von den Spannungen der Myonkammer zu bestimmen.

In Bezug auf den Untergrund ist die Spannung der Anoden-Drähte besonders kritisch, da der γ -Quantenfluss das Driftgas ionisiert und so einen kontinuierlichen Strom auf den Draht induziert. Zu testende Parameter sind also die Stärke des Photonflusses, ausgedrückt durch den Absorptionsfaktor, die Betriebsspannung der RPC und die Spannung des Drahtes der Myonkammer. Außerdem wurden auch die Schwellenspannungen der Vorverstärker an der Myonkammer verändert, die aber genau wie die Spannung der RPC keinen Einfluss auf die Hochspannungsfestigkeit und Untergrund-Verträglichkeit der Myonkammer hat. Während einer Messung wurden jeweils 100 000 Myon-Ereignisse aufgezeichnet. Je nach Qualität des Strahles dauerte dies etwa 10-15 Minuten. Im Anschluss an eine Messung wurde ein Parameter verändert und erneut Daten genommen. Die Variation der RPC-

Spannung hat keinen Einfluss auf die Messdaten der Myonkammer, ermöglicht aber mehrere Messungen mit gleichen Myonkammer-Parametern. So lässt sich die Fehler-Statistik verbessern. Geht man von einem Messfehler des Stromes, der pro Anodendraht-Kanal fließt, von $5 \cdot [100nA]$ aus, so ist der Fehler des Durchschnitts $5 \cdot \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot 100nA$, wobei n die Anzahl der Messungen ist. Der Messfehler von $5 \cdot [100nA]$ ergibt sich aus der Messgenauigkeit¹ von $1 \cdot 100nA$ bis $2 \cdot 100nA$ und einer kontinuierlichen Stromschwankung der Kanäle auf Grund des Untergrundes. Durch Vergleich der zur Verfügung stehenden vier Drahtkanäle pro Superlayer kann der Fehler auf etwa $3 \cdot 100nA$ bis $5 \cdot 100nA$ geschätzt werden. Dies hängt auch von der Stärke des Absorptionsfilters der Quelle ab. Nach Setzen einer neuen Spannung oder eines neuen Absorptionsfaktors ist der zugehörige neue Stromwert erst nach einer gewissen Zeit von $\geq 2min$ abgelesen worden, damit sich der Wert stabilisiert hat. In Tabelle 7.2 sind die gemessenen Stromwerte pro Kanal und die zugehörigen Fehlertoleranzen eingetragen. Je vier Kanäle für Drähte, Streifen und Kathoden versorgen einen Superlayer, so dass ein Drahtkanal etwa 50 Drähte versorgt. Die Reihenfolge, in der die Myonen und Photonen die Myonkammer durchquert haben, ist SL1, Honeycomb, SL3, SL2, RPC.

Spannung	Quellen-Filter 100, Strom [100nA]			Quellen-Filter 50, Strom [100nA]		
	SL1	SL2	SL3	SL1	SL2	SL3
3500 V	$4,7 \pm 1,7$	$1,8 \pm 1,4$	$3,7 \pm 1,4$	$7,5 \pm 2,0$	$3,6 \pm 1,8$	$18,5 \pm 1,8$
3550 V	$7,5 \pm 1,7$	$3,7 \pm 1,4$	$5,4 \pm 1,4$	$10,2 \pm 2,0$	$6,0 \pm 1,8$	$8,6 \pm 1,8$
3575 V	$8,3 \pm 1,7$	$4,8 \pm 1,4$	$6,8 \pm 1,4$	$14,8 \pm 2,0$	$7,5 \pm 1,8$	$10,5 \pm 1,8$
3600 V	$11,3 \pm 2,0$	$5,6 \pm 1,8$	$8,5 \pm 1,8$	$18,3 \pm 2,0$	$11,9 \pm 1,8$	$14,3 \pm 1,8$
3625 V	$15,2 \pm 2,0$	$7,6 \pm 1,8$	$10,3 \pm 1,8$	$23,2 \pm 2,0$	$12,4 \pm 1,8$	$17,3 \pm 1,8$
3650 V	$16,1 \pm 2,0$	$9,3 \pm 1,8$	$14,3 \pm 1,8$	$25,6 \pm 1,7$	$14,4 \pm 1,4$	$19,7 \pm 1,4$

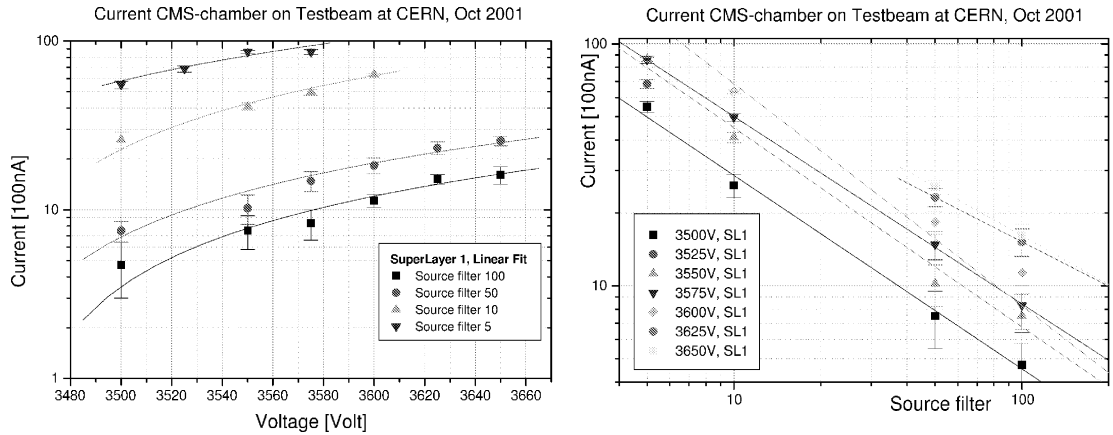
Spannung	Quellen-Filter 10, Strom [100nA]			Quellen-Filter 5, Strom [100nA]		
	SL1	SL2	SL3	SL1	SL2	SL3
3500 V	$26,0 \pm 2,9$	$14,3 \pm 1,8$	$18,5 \pm 1,8$	$55,0 \pm 2,9$	$32,5 \pm 2,5$	$41,0 \pm 2,5$
3525 V				$68,3 \pm 2,9$	$32,5 \pm 2,5$	$50,5 \pm 2,5$
3550 V	$41,0 \pm 2,0$	$22,0 \pm 1,8$	$28,9 \pm 1,8$	$86,3 \pm 1,7$	$52,3 \pm 1,4$	$65,6 \pm 1,4$
3575 V	$49,7 \pm 2,0$	$27,3 \pm 1,8$	$35,8 \pm 1,8$	$86,0 \pm 2,9$		
3600 V	$63,3 \pm 1,1$	$37,7 \pm 0,9$	$48,1 \pm 0,9$		$79,5 \pm 2,5$	$64,5 \pm 2,5$

Tabelle 7.1: Strom-Messdaten der CMS MB2-Kammer im Testbeam für je 50 Drähte. Aus Zeitgründen wurden bei kleineren Quellenfiltern weniger Messungen aufgenommen. Der vorderste SL1 ließ sich mit 3600V und bei Quellen-Filter 5 nicht mehr betreiben.

In den Abbildungen 7.3 sind die Strom-Messdaten graphisch dargestellt. Die oberen Diagramme zeigen den Strom in Abhängigkeit von der Spannung für verschiedene Filterstärken (links), bzw. von der Filterstärke für verschiedene Spannungen (rechts). Beide Diagramme beziehen sich auf den Superlayer 1. In den unteren beiden Diagrammen ist der Strom in denselben Abhängigkeiten dargestellt, aber jeweils für alle drei Superlayer. Es ist deutlich zu erkennen, dass je näher eine Lage an der γ -Quelle platziert war, um so größer ist der am Anoden-Draht fließende Strom. Dies war zu erwarten, da die Photonen in den Zellwänden teilweise gestreut oder absorbiert werden. Weiter ist zu beobachten, dass der

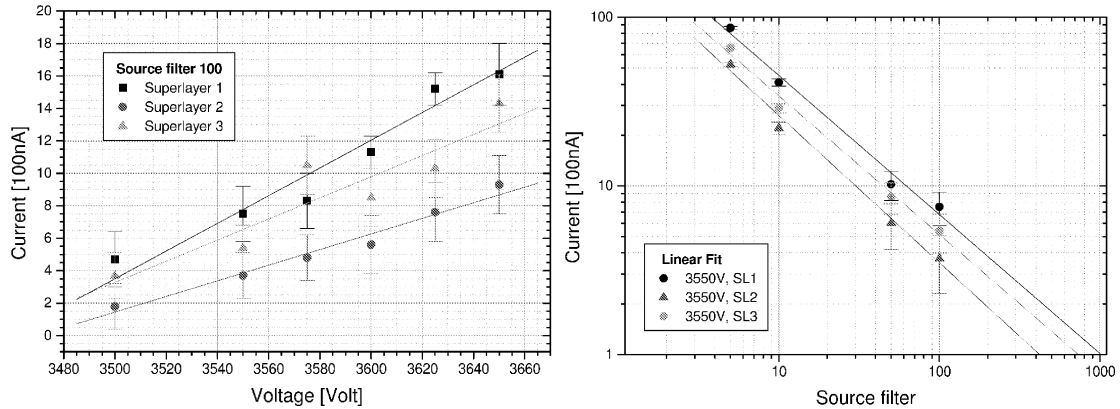
¹Die Stromauflösung der verwendeten CAEN SY127 HV-Module beträgt 100nA.

7.2. EINFLUSS DES UNTERGRUNDES



(a) Strom in Abhängigkeit der Spannung für den SL1 und verschiedene Filterstärken

(b) Strom in Abhängigkeit der Filterstärke für den SL1 und verschiedene Spannungen



(c) Strom in Abhängigkeit der Spannung für die Filterstärke 100 und alle Superlayer

(d) Strom in Abhängigkeit der Filterstärke für die Draht-Spannung 3.55kV und alle Superlayer

Abbildung 7.3: Strommessdaten der MB2-Kammer für je 50 Anodendrähte im Testbeam in Abhängigkeit der Spannung, der Quellenstärke und der Superlage

Strom linear sowohl mit der Spannung als auch mit der Photonen-Flussrate anwächst. Auch dieses Verhalten ist erwartet worden. Der am LHC erwartete Untergrund kann in der GIF-Area mit Absorptionsfiltern (engl. *Source filter*) zwischen 1000 und 100 simuliert werden. Sowohl die Strommessdaten als auch die hier nicht vorgestellten Messdaten der Myonkammer selbst zeigen allerdings deutlich, dass auch für deutlich höhere Raten ein sicheres Betreiben der Myonkammer möglich ist. Die in den Abbildungen 7.3 gemachten Fits sind linear. Auch die bei einem Absorptionsfaktor von 5 genommenen Daten liegen noch auf dieser Geraden. Kleinere Absorptionsfaktoren bzw. höhere Spannungen als bei Absorptionsfaktor 5 konnten nicht getestet werden, weil die Ströme sonst über die Grenze von $10\mu A$ pro HV-Kanal gewachsen wären.

Das Resultat dieses Testbeams ist also positiv: Es ist kein negativer Einfluss der RPC auf die Myonkammer oder umgekehrt festgestellt worden und das Verhalten der Kammer bei hohen Untergrundraten ist den Erwartungen gefolgt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Am zukünftigen *Compact-Muon-Solenoid* Detektor, des sich im Bau befindlichen LHC-Beschleunigers, wird ein großer Teil des Myonsystems aus Myon-Drift-Kammern bestehen. Die Kammern MB1, der inneren Schicht in der Mantelregion des Detektors, werden vom III. Physikalischen Institut A der RWTH Aachen hergestellt. Mit den Funktionstests an diesen Kammern beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

Mit dem Driftkammer-Simulationsprogramm GARFIELD ist eine Simulation der CMS-Driftzelle erstellt worden, um die elektrische Feldverteilung in der Zelle und die Abhängigkeit der Elektronen-Driftlinien von den Parametern der Zelle, wie Spannung der Elektroden und Breite des Feldformungsstreifens, zu berechnen. Der Vergleich der Simulationen zeigt, dass die bei dem Bau der Kammern verwendete Streifenbreite von 1.6cm ein guter Wert ist, um bei möglichst geringen Spannungen eine gute Nutzung der Zelle zu ermöglichen.

Zur Überprüfung der Hochspannungsfestigkeit der CMS-Kammern sind zwei Teststände aufgebaut und ist Software entwickelt worden. Das Programm SURFACE vereinfacht die Tests, in dem es ein benutzerfreundliches Interface bietet und sicherstellt, dass in einer Zelle keine zu hohe Potentialdifferenz durch Ausfall einer Elektrode, wie dem Feldformungsstreifen, auftritt. Parallel zum Test der Hochspannungsfestigkeit kann ein weiterer Superlayer mit Hochspannung versorgt werden, um in dem Myonteststand Daten mit kosmischen Myonen aufzunehmen.

Im Oktober 2001 ist in der *Gamma Irradiation Facility* im CERN bei Genf die erste fertige CMS-Myonkammer aus Madrid in einem Myonen-Teststrahl unter verschiedenen Untergrundbedingungen getestet worden, da am späteren Einsatzort der Myonkammern im CMS-Detektor mit einer hohen Untergrundrate zu rechnen ist. Die Messergebnisse des Testbeams zeigen, dass der Untergrund, von der erwarteten LHC-Größenordnung, handhabbar ist. Der am Anodendraht gemessene mittlere Strom wächst auf Grund der Ionisierung des Driftgases durch die Photonen mit der Quellenstärke, der Zusammenhang ist wie erwartet linear.

Die CMS-Myondriftkammern funktionieren wie erwartet. Bei den Hochspannungstests der in Aachen produzierten Myonkammern hat sich gezeigt, dass der nach Anlegen der Hochspannung verbleibende Reststrom ein Mass für die Fehlerhaftigkeit der Superlayer ist. Die Superlayer lassen sich durch längeres Betreiben *trainieren*, so dass die HV-Stabilität gewährleistet werden kann. Bei den inzwischen fertig getesteten Superlayern liegt die An-

zahl deaktivierter Zellen bei 1-2 Zellen pro Superlayer und damit unter dem geforderten Wert von 1% zufällig verteilter Zellen.

In nächster Zukunft soll der Hochspannungsteststand erweitert werden, um das Testverfahren weiter zu standardisieren und zu vereinfachen. Die Steuerung des HV-Gerätes SY127 über den CAMAC-Umweg kann man durch die CAEN PC-Interfacekarte A303A ersetzen. Dazu muß die Steuerungssoftware angepasst werden. Eine andere Möglichkeit bietet das CAEN HV-Gerät SY1527. Seit Anfang des Jahres ist ein OPC-Server erhältlich, mit dem das Gerät per Software gesteuert werden kann. Für das Prozesssteuerungssystem PVSS-2, mit dem später z.B. der CMS-Detektor betrieben werden soll, existieren bereits Applikationen, die über den OPC-Server eine Steuerung des SY1527 ermöglichen.

Bis mit dem CMS-Detektor ein Higgszerfall beobachtet werden kann, bleibt auf jeden Fall noch viel zu tun.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Frauenfelder, E.M. Henley "Teilchen und Kerne," subatomare Physik, 3. Aufl. Oldenbourg (1995)
- [2] E. Noether "Invariante Variationsprobleme," Nachr. d. König. Gesellsch. d. Wiss. zu Göttingen, Math-phys. Klasse, 235 - 257, (1918)
- [3] H. A. Kastrup "Theoretische Physik: Mechanik", Skript zur Vorlesung, (1994)
- [4] H. Weyl, "Eine neue Erweiterung der Relativitätstheorie", Ann. Phys. 59, 101 (1919)
- [5] P. Schmüser, "Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker," Lecture Notes in Physics, Vol 295, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1988)
- [6] Particle Data Book, Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C 15, 1-878 (2000)
- [7] K. Mueller "Webpage zur Supersymmetrie",
<http://www.physik.unizh.ch/people/kmueller/text/vorlesung/susy/susy.html>
- [8] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna "Pythia 6.2 Physics and Manual," CERN Program Library, Lund TP 01-21, August (2001)
- [9] L. Taylor "Simulated events in the CMS detector", Higgs > 4 muons (Higgs mass of 150 GeV), (2000),
Webpage: <http://pcbunn.cithec.caltech.edu/pics/pics.html>
- [10] "Root Users Guide v3.1b," An Object-Oriented Data Analysis Framework, CERN Program Library, (2001)
- [11] P. Wienemann, "Suche nach dem Higgs-Boson im Vier-Jet-Kanal mit dem L3-Detektor bei LEP", Dissertation, Aachen (2002)
- [12] CERN Webpage, Web Communications, ETT/WPE,
<http://user.web.cern.ch/user/Index/LHC.html>
- [13] "The Muon Project: Technical Design Report," CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3, (1997)
- [14] R. Veenhof, "Garfield - A drift-chamber simulation program", CERN program library W5050
- [15] Ansoft, "Maxwell - An Electromagnetic Field Simulator", www.ansoft.com

- [16] J. Kronjaeger, "Webpage on Electrical properties of Insulators",
<http://www.mathematik.uni-marburg.de/kronjaeg/hv/hv/tbl/prop.html>
- [17] A. J. Schwab "Begriffswelt der Feldtheorie 4. Aufl., Springer-Verlag, (1993)
- [18] S. F. Biagi, "Magboltz", CERN Program Library
- [19] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Driftchambers
Addison-Wesley, Menlo Park, (1987)
- [20] M. Matoba et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, 541, (1985)
- [21] M. Bontenackels, Persönliche Mitteilung
- [22] T. Hebbeker, Persönliche Mitteilung
- [23] S. Meyer, "Präzisionsmessungen an Myonkammern mit einer digitalen Kamera",
Diplomarbeit, Aachen, (2002)
- [24] E. Hermens, Photographien
- [25] M. Sowa, Persönliche Mitteilung
- [26] K. Hoepfner, "Webpage CMS Muon System in Aachen", Chamber Production &
Quality Control at Aachen, (2002)
http://www.physik.rwth-aachen.de/~hoepfner/cms_myon.html
- [27] G. Hilgers, Persönliche Mitteilung
- [28] J. Kremp "CamacLib - A library for CAMAC operation using the DBCC and PCCP",
Version 2.2, (1997)
- [29] "Mod. SY127 High Voltage System", CAEN, Users Manual, (1991)
- [30] "Mod. C139 - SY127 H.H.System CAMAC Controller", CAEN, Technical Informa-
tion Manual, (1991)
- [31] H. Reithler, Persönliche Mitteilung
- [32] M. Wegner, "Studien zum Verhalten von Myonkammern unter hohen Untergründen,"
Dissertation, PITHA 00/04, Aachen (2000)
- [33] H. Reithler et.al., "A facility for the test of large-area muon chambers at high rates",
Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research A, 452, 94-100, (2000)
- [34] E. Conti, Homepage Testbeam CERN 2001, <http://cms.pd.infn.it/testbeam/tb.html>

Abbildungsverzeichnis

2.1	Higgspotential, $V(\phi) = -\mu^2 \phi ^2 + \lambda^2 \phi ^4$	9
2.2	Higgs-Zerfall in 4 Leptonen	11
2.3	Higgs-Zerfall in 4 Leptonen	11
2.4	Invariante Myonen-Masse für verschiedene m_{Higgs}	12
2.5	Totale Zerfallsbreite $\Gamma(H)$ in Abhängigkeit der Higgs-Masse m_H , aus [11] .	13
2.6	Spektrum der Myonen-Energie für verschiedene m_{Higgs}	14
3.1	Luftbild des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN bei Genf [12]	16
3.2	Der CMS-Detektor im Aufschnitt [12]	17
3.3	Der CMS-Detektor im Querschnitt, mit angedeuteter Myonspur [12]	18
3.4	Zerfallskanal $H \rightarrow \gamma\gamma$ für $m_{Higgs} = 130$ GeV und $\mathcal{L} = 100fb^{-1}$	19
3.5	Aufbau der Rückflusseisen-Räder in der CMS-Halle [12]	20
3.6	Funktionsprinzip einer Kathoden-Streifen-Kammer (CSC) [13]	21
3.7	Funktionsprinzip einer Widerstands-Platten-Kammer (RPC) [13]	22
3.8	Schnitt durch eine Myon-Driftkammer im Eisenjoch [13]	24
3.9	Querschnitt durch eine CMS-Driftzelle [31]	25
4.1	Dielektrikum vor einer geladenen Ebene	28
4.2	Äquipotential-Linien in der CMS-Zelle	29
4.3	3-dimensionale Darstellung der höchsten Potentialgradienten	30
4.4	Anzahl- und Besetzungswahrscheinlichkeit von Clustern	33
4.5	Elektronen-Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Feldstärke	34
4.6	Longitudinaler (orange) und transversaler (violett) Diffusionskoeffizient . .	35
4.7	Lawinenbildung und Townsend-Koeffizient	36
4.8	Unterschiedliche Darstellung der Driftlinien in der CMS-Zelle	38
4.9	Driftlinien bei variiert Kathoden- und Streifenspannung	39

4.10	Driftlinien bei variiertter Breite des Feldformungsstreifens	40
4.11	Mit GARFIELD berechnete r-t-Relation	42
4.12	Experimentelle Ergebnisse mit kosmischen Myonen	43
4.13	Mit GARFIELD simulierte Driftgeschwindigkeitsverteilung	44
5.1	Überblick über den Aachener Teststand [24]	46
5.2	Zwei exemplarische Spuren durch getroffene Zellen eines Superlayers [22] . .	48
5.3	Effizienz (efficiency) von SL15 unter Standard-Bedingungen [22]	49
5.4	Efficiency in Abhängigkeit der el. Spannung am Signaldraht [22]	49
5.5	Driftlinien bei Ausfall einer Elektrode.	50
5.6	Vergleich r-t-Relation für verschiedene Bedingungen	51
5.7	Deformiertes Driftzeitspektrum durch Ausfall einer Kathode	51
6.1	Verkabelungsschema einer HV-Platine [26]	53
6.2	Photo einer verkabelten HV-Platine [24]	54
6.3	Verkabelung an der Hochspannungs-Seite [26]	54
6.4	Schaltskizze zur HV-Versorgung	55
6.5	Die potentialtragenden Elemente einer Zelle [24]	55
6.6	Messung der Kapazität des Feldformungsstreifens	57
6.7	Zum Betrieb und Test verwendete Hochspannungsgeräte [24]	59
6.8	Schematischer Aufbau des HV-Teststands	60
6.9	Schematischer Aufbau des HV-Messprogramms	61
6.10	Oberflächen des HV-Steuerungsprogrammes "SURFACE"	62
6.11	Stromverlauf während einer HV-Messung eines Superlayers	66
6.12	Statistik der Restströme nach 10 Minuten, aller bisher getesteten Superlayer	67
6.13	Messung des SL007 am 10.12.2001 bei den Spannungen +1.8kV/+1.8kV/- 1.8kV in $ArCO_2$	70
7.1	Aufbau der CMS-Myonkammer im Teststrahl in der GIF-Area	71
7.2	Vertikaler Schnitt durch die γ -Quelle und Filtersystem [33]	72
7.3	Strommessdaten der MB2-Kammer für je 50 Anodendrähte im Testbeam in Abhängigkeit der Spannung, der Quellenstärke und der Superlage	75

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. T. Hebbeker bedanken, der mir meine interessante und vielfältige Diplomarbeit am III. Physikalischen Institut A ermöglicht hat. Herrn Prof. Dr. M. Tonutti danke ich für die Vermittlung dieser Diplomarbeit und für die angenehme Zusammenarbeit beim Aufbau des Teststands. Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Betreuerin, Frau Dr. Kerstin Hoepfner, bedanken, die mir während der gesamten Zeit mit Rat und Tat zur Seite gestanden ist und nie die Nerven verlor, wenn z.B. das HV-Programm mal wieder nicht so wollte wie es sollte.

Bedanken möchte ich mich ebenfalls für die vielen verständnisbildenden Diskussionen mit Herrn Prof. Dr. A. Böhm, Herrn Dr. H. Reithler und Herrn Dr. Martin Wegner. Besonders durch die Hilfe von Martin Wegner habe ich schnell gelernt, dem Simulationsprogramm GARFIELD erste Ergebnisse zu entlocken.

Herrn Eduard Hermens danke ich für seine ständige Bereitschaft, "mal eben" ein Foto eines Aufbaus zu machen und Blanka Sobloher danke ich für die geopferte Zeit, um mir das Programm MAXWELL zu erklären.

Ganz undenkbar wäre die Arbeit ohne Unterstützung durch die Elektronik-Werkstatt gewesen. Hier möchte ich mich stellvertretend bei dem Werkstattleiter Herrn G. Hilgers, Herrn R. Lampe und Herrn F. Adamcyk für die freundliche Unterstützung und Zusammenarbeit bedanken.

Die angenehme Arbeitsatmosphäre geht vor allem auf meine Mit-Diplomanden Michael Sowa und Thomas Stapelberg und den Doktorand Michael Bontenackels zurück. Bei vielen Tests und Versuchsaufbauten haben wir uns gegenseitig geholfen. Besonders Michael Bontenackels danke ich für seine Hilfe bei dem Verständnis des CAMAC-Treibers und das Korrekturlesen dieser Arbeit. Bei dem Punkt gute Arbeitsatmosphäre darf ich nicht Herrn A. Adolf vergessen, dem ich für unsere vielen Gespräche und besonders für seine bildreichen Beschreibungen der Gefahren der Hochspannung danke.

Zum Schluss, aber nicht zuletzt, bedanke ich mich bei meinen Eltern für die – nicht nur moralische – Unterstützung während meines gesamten Studiums.