

Stabilitätsmessungen einer Vieldraht-Proportionalkammer am SPS

BACHELORARBEIT

AM INSTITUT FÜR KERNPHYSIK FRANKFURT

VORGELEGT VON

PATRICK MICHAEL SCHNEIDER

FACHBEREICH PHYSIK
DER GOETHE-UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

MAI 2017

ERSTGUTACHTER: PROF. DR. C. BLUME
ZWEITGUTACHTER: DR. H. SCHULDES

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Die Starke Wechselwirkung	5
2.3	Das Quark-Gluon-Plasma	7
3	Das CBM-Experiment	9
3.1	FAIR	9
3.2	Aufbau des CBM-Experiments	10
4	Der Transition-Radiation-Detektor	13
4.1	Erzeugung und Detektion von Übergangsstrahlung	13
4.2	Die Frankfurter MWPCs	15
4.3	Elektronik	16
4.3.1	Hochspannung	16
4.3.2	Pad-Plane	17
5	Analyse der Daten	19
5.1	Auswahl des Analysebereichs	20
5.2	Dunkelstrom	21
5.3	Abhängigkeit der Stromstärke von der Position des HV-Kanals	23
5.4	Zeitliches Auflösungsvermögen der HV-Messung	25
5.5	Auswirkungen der Teilchenrate auf das Verhalten der Hochspannung	27
5.6	Stabilität des TRD bei variierenden Hitraten	30
6	Zusammenfassung und Ausblick	33
	Literaturverzeichnis	35

1 Einleitung

Die Erforschung hadronischer Materie in Beschleunigerexperimenten, wie z.B. am LHC (Large Hadron Collider) des CERN (Schweiz) oder RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) in Brookhaven (USA), hat gezeigt, dass diese bei extrem hohen Temperaturen und Dichten einen Phasenübergang durchläuft und in einen Zustand übergeht, der als Quark-Gluon-Plasma (nachfolgend auch "QGP") bezeichnet wird. Die Bestandteile der Materie, "Quarks" genannt, welche unter Normalbedingungen nur in gebundener Form auftreten, wie etwa in Protonen und Neutronen, haben in diesem Zustand ihre Bindung verloren und liegen damit in einer ähnlichen Art und Weise vor, wie nur einige Sekundenbruchteile nach dem Urknall.

Die weitere Untersuchung des QGP ist ein großer Bestandteil der Forschung in der heutigen Kernphysik und soll unter anderem in der an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) geplanten Anlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) durchgeführt werden. Teil dieser Anlage ist das CBM-Experiment (Compressed Baryonic Matter), welches Aufschluss über das Verhalten des QGP bei hohen baryonischen Dichten liefern soll. Anhaltspunkte hierfür liefern z.B. Elektronen und Pionen aus Zerfällen von Teilchen welche durch Rekombination der Quarks bei Abkühlung des QGP entstehen. Zur Detektion dieser Elektronen und Pionen, sowie zu deren Unterscheidung, wird beim CBM-Experiment unter anderem ein TRD (Transition Radiation Detektor) benutzt. Mit Hilfe dieses Detektors kann Übergangsstrahlung (Transition Radiation) detektiert werden, welche beim Durchqueren hochrelativistischer geladener Teilchen (wie beispielsweise die oben genannten Elektronen und Pionen) von Materialien mit unterschiedlicher Permittivität entsteht.

Ein von der Arbeitsgruppe von Prof. C. Blume am IKF der Goethe-Universität Frankfurt entworfener Prototyp des TRD wurde im November und Dezember 2015 am CERN-SPS hinsichtlich seiner Stabilität bei hohen Teilchenraten getestet.

Die folgende Arbeit gibt zunächst einen Einblick in das Standardmodell der Teilchenphysik, in die starke Wechselwirkung sowie in das Modell des Quark-Gluon-Plasmas. Anschließend wird der Aufbau des CBM-Experiments und die Funktionsweisen der einzelnen Detektoren erläutert. Das darauf folgende Kapitel befasst sich explizit mit dem TRD des CBM-Experiments, auf den sich der Hauptteil der in dieser Arbeit präsentierten Messungen sowie deren Auswertung bezieht. Die Analyse und Auswertung der Messungen werden im darauf folgenden Kapitel dargestellt. Zuletzt findet eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf eine alternative Detektorarchitektur sowie auf weitere geplante Tests des TRDs statt.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im Laufe der Geschichte wurden immer neue und präzisere Modelle entwickelt, um die Materie, aus der unser Universum aufgebaut ist, zu beschreiben. So war bis Mitte des 20. Jahrhunderts der Stand der Dinge, dass Materie aus Atomen mit einer Hülle aus Elektronen und einem Kern aus Protonen und Neutronen besteht und es sich bei diesen Teilchen um Elementarteilchen handelt, d.h. die grundlegenden, nicht weiter teilbaren Bestandteile der Materie. Die Elementarteilchen wurden durch zahlreiche, in Experimenten entdeckte, weitere Teilchen, wie Pionen, Myonen und Neutrinos ergänzt. Hinzu kam die Erkenntnis, dass Unterschiede in der Art und Weise wie bestimmte Teilchen mit anderen Teilchen wechselwirken auftreten. Ein erster Versuch eine Ordnung in den immer größer werdenden „Teilchenzoo“ zu bringen war die Unterteilung der Teilchen in Hadronen und Leptonen.

Als Hadronen werden Teilchen bezeichnet, welche auch stark wechselwirken können, wie z.B. Protonen, Neutronen und Pionen, wohingegen Leptonen, wie Elektronen und Myonen, nur schwach und elektromagnetisch wechselwirken. Heute ist bekannt, dass hadronische Materie aus noch kleineren Teilchen, den Quarks, besteht. Zusammen mit den Leptonen, drei der vier bis heute bekannten Wechselwirkungen und deren Austauschteilchen, sowie dem Higgs-Boson, bilden die Quarks das Standardmodell der Teilchenphysik. Eine schematische Darstellung dieses Modells beinhaltet Abb. 2.1.

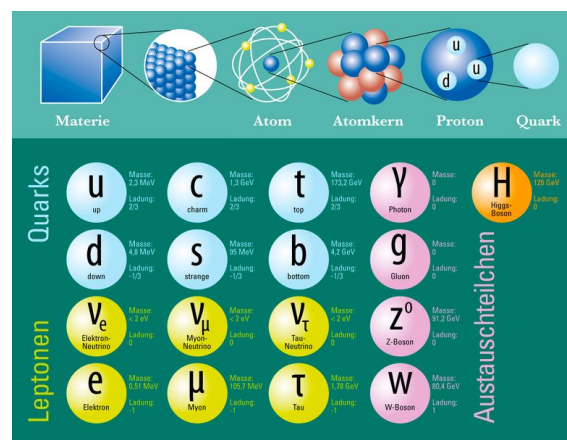


Abbildung 2.1: Oben: Schematische Darstellung des Aufbaus der Materie. Unten: Die Bestandteile des Standardmodells der Teilchenphysik: Quarks (Blau), Leptonen (Gelb), Austauschteilchen (Rosa), Higgs-Boson (Orange) [1]

Bis heute sind sechs verschiedene Quarksorten bekannt, die im Standardmodell anhand ihrer Ruhemasse in drei Generationen unterteilt werden. In der ersten Generation befinden sich die leichten up- und down-Quarks, aus denen der Großteil der sichtbaren Materie aufgebaut ist. Zur zweiten Generation zählen charm- und strange-Quarks und zur dritten Generation top- und bottom-Quarks. Die elektrische Ladung von up-, charm- und top-Quarks beträgt $\frac{2}{3} e$, während down-, strange- und bottom-Quarks eine elektrische Ladung von $-\frac{1}{3} e$ besitzen. Der Unterschied zwischen den elektrischen Ladungen der Quarks in einer Quark-Generation entspricht damit der Elementarladung e . Jede Quarksorte besitzt zudem ein Antiquark mit entgegengesetzter Ladung. Da alle Quarks einen Spin von $\frac{1}{2}$ besitzen, handelt es sich bei ihnen außerdem um Fermionen.

Da Nukleonen im wesentlichen aus drei Quarks, den sogenannten *Valenzquarks*, bestehen, lassen sich einige ihrer quantenmechanischen Eigenschaften direkt von den Eigenschaften dieser Quarks ableiten. So ergibt sich beispielsweise die elektrische Ladung des Protons, das aus zwei up- und einem down-Quark besteht, zu genau der Elementarladung ($\frac{2}{3} e + \frac{2}{3} e - \frac{1}{2} e = e$). Probleme bereiten hierbei allerdings die Nukleonenmassen und -impulse, die nicht allein auf die Impulse und Massen der Valenzquarks zurückzuführen sind. Man geht deswegen von weiteren *Seequarks* (virtuelle Quark-Antiquark-Paare) innerhalb der Nukleonen aus, die sich durch Vakuumfluktuationen bilden können und zur Gesamtmasse und -impuls des Nukleons beitragen. Bei den Gluonen handelt es sich um die Austauschteilchen der starken Kraft, welche zwischen den Quarks vermittelt wird (siehe Abschnitt: 2.2) [2].

Die Leptonen sind im Standardmodell durch Elektronen, Myonen und Tauonen, sowie deren entsprechende Neutrinos vertreten. Außerdem besitzt jedes Lepton ein Antiteilchen. Auch die Leptonen werden im Standardmodell in die drei Generationen unterteilt, in die auch die Quarks eingeordnet werden. Einer Generation wird dabei eines der geladenen Teilchen sowie sein zugehöriges Neutrino zugeordnet. Allen Leptonen außer den Neutrinos ist ihre elektrische Ladung von $-e$, der Elementarladung gemein. Neutrinos hingegen besitzen keine Ladung und wechselwirken daher nur sehr selten mit Materie. Außerdem besitzen die Neutrinos des Standardmodells keine Masse. Es wurde jedoch festgestellt, dass Neutrinos eine Masse > 0 besitzen müssen, da sie sich in andere Neutrinosorten umwandeln können (*Neutrinooszillation*), was ohne das Vorhandensein einer Neutrinomasse nicht möglich wäre.

Da auch Leptonen, genau wie auch die Quarks, einen halbzahligen Spin aufweisen, gehören sie ebenfalls zu den Fermionen.

Die vier heute bekannten Wechselwirkungen (WW) sind die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke WW. Da die Gravitation allerdings so schwach ist, dass sie im atomaren und subatomaren Bereich keine Rolle spielt, ist sie die einzige, die nicht im Standardmodell berücksichtigt wird. Die übrigen WW sind im Standardmodell durch ihre Austauschbosonen vertreten, welche die jeweilige WW vermitteln. Diese sind, für die elektromagnetische WW die masselosen Photonen, für die schwache WW Z_0 , W^+

und W^- -Bosonen, welche mit $91 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ (Z_0) bzw. $80 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ (W^+ und W^-) eine sehr hohe Masse im Vergleich zu den meisten anderen Teilchen des Standardmodells aufweisen sowie die masselosen Gluonen für die starke WW [3].

Das bereits in den 1960er Jahren im Rahmen des Higgs-Mechanismus postulierte Higgs-Boson stellt die Anregung des Higgs-Feldes dar. Durch die Kopplung der Teilchen des Standardmodells an dieses Feld wird ihnen, ausgenommen dem Photon, eine Ruhemasse verliehen. Photonen erhalten aufgrund einer spontanen Symmetriebrechung keine Masse durch das Higgs-Feld. Mit einem Gesamtdrehimpuls von 0 ist es außerdem das einzige skalare Teilchen des Standardmodells. Im Jahr 2012 wurde auf einer Pressekonferenz des CERN bekannt gegeben, dass in mehreren Experimenten Hinweise auf ein neues skalares Boson gefunden wurden, wobei es sich um das Higgs-Boson handeln könnte [4].

Der bisherige Stand der Analysen lässt darauf schließen, dass es sich bei dem gefundenen Boson um das Standardmodell-Higgs-Boson handelt, wie es in den 1960er Jahren von Robert Brout, François Englert und Peter Higgs postuliert wurde [5] [6]. Es bestehen allerdings Vorhersagen, die weitere Higgs-Bosonen postulieren, welche Eigenschaften aufweisen könnten, die auf eine Physik außerhalb des Standardmodells schließen lassen, wie z.B. das Vorhandensein einer Supersymmetrie [7].

2.2 Die Starke Wechselwirkung

Die bereits angesprochene starke WW, welche durch die Gluonen vermittelt wird, ist verantwortlich für die Bindungen von Quarks in Hadronen und von Nukleonen im Kern. Sie besitzt, wie auch die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung, eine eigene Ladung, welche „Farbladung“ oder auch *Farbe* genannt wird. Die der starken WW zugrundeliegende Feldtheorie ist die Quantenchromodynamik (QCD), entsprechend der Quantenelektrodynamik für die elektromagnetische WW. Die Farbladung wurde im Rahmen der Beschreibung der Δ^{++} Resonanz eingeführt, die aus drei up-Quarks besteht, welche sich alle im selben Quantenzustand befinden. Da dies jedoch eine Verletzung des Pauli-Prinzips darstellt, wurde die Farbladung als eine den Quarks und Gluonen eigene Quantenzahl eingeführt. Den drei up-Quarks der Δ^{++} Resonanz konnte nun jeweils eine der drei Konstituenten der Farbladung, rot, blau oder grün zugeordnet werden, sodass sich diese wieder in unterschiedlichen Quantenzuständen befinden. Jede Farbe hat außerdem eine entsprechende Antifarbe, antirot, antiblau oder antigrün, welche den Antiquarks zugeordnet wird. Auch Gluonen tragen eine Linearkombination aus Farbe und Antifarbe, wodurch sie über die starke WW mit den Quarks und anderen Gluonen wechselwirken können. Theoretisch sind damit gebundene Zustände aus Gluonen, auch Glueballs genannt, möglich. Hierzu wurden unter anderem am LEAR (Low Energy Antiproton Ring) des CERN bereits einige Kandidaten gefunden [8].

Eine weitere Besonderheit der starken Wechselwirkung stellt die Farbneutralität von Baryonen und Mesonen dar, welche auch als *Confinement* bezeichnet wird. Baryonen sind

genau dann farbneutral, wenn alle drei Farben durch die Quarks vertreten sind, da beim Zusammenbringen der drei Farbflavour die Farbe neutralisiert wird. Bei Antibaryonen wird die Farbneutralität entsprechend durch das Vorhandensein der drei Antifarben erreicht. Auch die Kombination von Farbe und Antifarbe eines Flavours resultiert in Farbneutralität, was gerade bei Mesonen der Fall ist, welche aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen. Tatsächlich wurden bis heute entsprechend des Confinements keine freien Farbladungen beobachtet [9].

Eine Erklärung hierfür liefert die Kopplungskonstante der starken WW, welche die Stärke der Bindung von Quarks und/oder Gluonen bei verschiedenen Impulsüberträgen Q^2 angibt.

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - n_q) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist n_q die Anzahl der an der Kopplung beteiligten Quarksorten und Λ ein freier Parameter, der aus dem Vergleich von QCD-Vorhersagen und experimentellen Daten bestimmt wird und $\Lambda \approx 250 \text{ MeV}/c$ beträgt.

Da die Abhängigkeit invers logarithmisch ist, nimmt die Kopplungsstärke zu kleinen Impulsüberträgen hin zu, was nach der de-Broglie-Wellenlängenbeziehung großen Wellenlängen bzw. großen Abständen zwischen den an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen, etwa zwei Quarks, entspricht. Damit unterscheidet sich die starke WW deutlich von der elektroschwachen WW, bei der die Anziehung zwischen den Teilchen mit deren Abstand zueinander abnimmt.

Hier eine etwas genauere Beschreibung:

Da Quarks, wie bereits angesprochen, von virtuellen Gluonen umgeben sind, die selbst Farbe tragen, kann die effektive Farbladung nach außen hin durch die Farbe der Gluonen verstärkt werden. Dieses *Anti-Screening* (Anti-Abschirmen) bewirkt, dass Quarks stärker aneinander koppeln, bzw. stärker gebunden sind. Diese Bindung wird bei Abständen von wenigen Fermi so groß, dass Quarks in Hadronen eingeschlossen werden.

Um die Quarks voneinander zu trennen, würde mit steigendem Abstand immer mehr Energie benötigt werden. Zur vollständigen Trennung wäre damit theoretisch unendlich viel Energie nötig. Die aufgebrachte Energie reicht jedoch irgendwann aus, um ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, wobei das Quark, das abgetrennt werden soll, mit dem neu erzeugten Antiquark zu einem Meson kombiniert und damit wieder gebunden vorliegt. Der Versuch, Quarks voneinander zu trennen, resultiert also immer in der Erzeugung neuer, gebundener Zustände [10].

Umgekehrt nimmt die Kopplung zu kleinen Abständen und Impulsüberträgen hin ab, da die effektive Farbladung von den virtuellen Gluonen nach außen hin abgeschirmt wird. Für die Annäherung $Q^2 \rightarrow \infty$ wird die Kopplung schließlich so schwach, dass sich die Quarks quasi frei bewegen können. Dieser Grenzfall, der das Verhalten der Quarks innerhalb von Hadronen gut beschreibt, wird deswegen *asymptotische Freiheit* genannt [11].

2.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Die Trennung von Quarks und Gluonen ist allerdings, entgegen des Phänomens des Confinements, nicht vollständig unmöglich. Bei hohen Temperaturen und Dichten geht Materie in einen Zustand über, in dem Quarks und Gluonen ungebunden vorliegen, ähnlich dem Übergang eines Stoffes in einen anderen Aggregatzustand.

Dieser sehr kurzlebige Zustand wird *Quark-Gluon-Plasma* genannt und kann experimentell in Beschleunigeranlagen in hochenergetischen Schwerionenkollisionen erzeugt werden.

Der Zustandsübergang kann sowohl durch das Erreichen einer kritischen Nukleonendichte, als auch einer kritischen Temperatur herbeigeführt werden. Durch die Erhöhung der Nukleonendichte beginnen sich die Positionen mehrerer Nukleonen zu überlappen, sodass nicht mehr zwischen einzelnen Nukleonen unterschieden werden kann. Da sich damit auch die Quarks keinem bestimmten Nukleon mehr zuordnen lassen, liegen diese damit quasi ungebunden vor. Andererseits ist es möglich diesen Zustand durch eine Erhöhung der Temperatur der Materie zu erreichen. Die Erhöhung der Temperatur bis auf einen kritischen Wert resultiert in einer Erhöhung der Hadronendichte. Auch hier kommt es bei einer kritischen Hadronendichte zum Überlapp der Positionen der Quarks und Gluonen. Der auf beide Wege erreichbare Zustand quasi-freier, ungebundener Quarks und Gluonen, wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet.

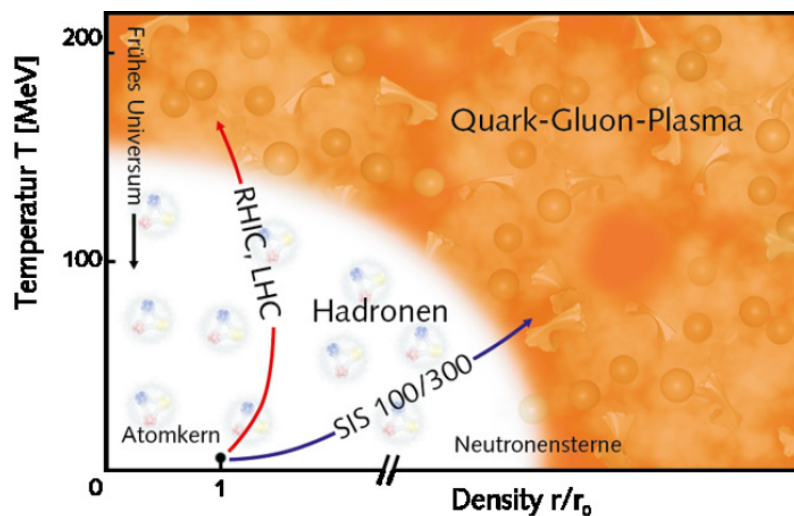


Abbildung 2.2: Das Phasendiagramm hadronischer Materie. Während RHIC und LHC das QGP bei hohen Temperaturen und niedrigen netto Baryondichten untersuchen (Pfeil mit Kennzeichnung „RHIC, LHC“), soll das QGP durch den SIS300 an der GSI in Darmstadt bei moderaten Temperaturen und Baryondichten erzeugt werden (Pfeil mit Kennzeichnung „SIS 100/300“) [12].

An den Beschleunigeranlagen RHIC und LHC wird durch die Kollision von Hadronen mit extrem hohen Energien ein sehr heißes QGP erzeugt. In dieser Form des QGPs liegen Teilchen und Antiteilchen in annähernd gleicher Menge vor, sodass die Netto-Baryondichte

gering ist. Diese Form des QGPs ähnelt mit seinen Eigenschaften stark dem Zustand der Materie in den ersten Sekundenbruchteilen des Universums. Zu diesem Zeitpunkt war dieses nämlich noch so heiß und dicht, dass es nach heutigen Annahmen als QGP vorgelegen haben könnte, bevor sich Quarks und Gluonen aufgrund weiterer Ausdehnung und Abkühlung des Universums zu Hadronen zusammenschlossen. Die Untersuchung des QGP kann deswegen Rückschlüsse auf die Entstehung des Universums liefern.

Anders soll an der am Helmholtzzentrum für Schwerionenphysik GSI geplanten Facility for Antiproton and Ion Research FAIR der Zustand des QGP bei niedrigen Temperaturen aber hohen Netto-Baryondichten erreicht werden. Zudem wird auch die Suche nach exotischen Formen der Materie in den Experimenten am FAIR eine zentrale Rolle spielen [13].

Da der Zustand des QGP auf Zeitskalen von etwa 10^{-23} Sekunden auftritt und damit eine extrem kurzlebige Lebensdauer aufweist, kann er nicht direkt beobachtet werden. Rückschlüsse über die Beschaffenheit und die Eigenschaften des QGP werden erst durch die Analyse der Sekundärteilchen möglich, die beim Zerfall des QGP entstehen. Durch die asymptotische Freiheit und die damit verbundenen hohen Dichten und Temperaturen entsteht innerhalb des QGP ein innerer Druck, sodass Quarks und Gluonen expandieren. Die dadurch frei werdende Energie geht dabei in die Rekombination von Quarks und Gluonen zu neuen hadronischen Teilchen über.

Bei der Rekombination der Quarks- und Gluonen zu gebundenen Zuständen werden vorwiegend viele niederenergetische Teilchen, statt weniger Teilchen mit hohen Energien erzeugt. Viele dieser Teilchen sind nicht stabil und zerfallen sofort durch die Emission von Elektronen, Myonen oder Photonen. Da diese nicht stark wechselwirken, tragen sie quasi unverzerrte Informationen aus dem QGP mit sich, sodass sich durch die Analyse der Zerfallsprodukte Rückschlüsse über die bei der Hadronisierung entstandenen Teilchen und über das QGP selbst ableiten lassen [14].

Eines der Experimente, die sich mit dieser Aufgabe beschäftigen wird, ist das CBM-Experiment.

3 Das CBM-Experiment

3.1 FAIR

Am 04. Oktober 2010 wurde der internationale Vertrag geschlossen, die bereits am Helmholtzzentrum für Schwerionenphysik in Darmstadt befindliche Infrastruktur aus Beschleunigeranlagen und Experimenten in einem Großprojekt durch die Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) zu erweitern [15].

Das FAIR-Projekt wird nicht nur mehrere Experimente aus den Bereichen Atomphysik, Kernphysik, Biophysik und Festkörperphysik umfassen, sondern auch insgesamt acht Ringbeschleuniger unterschiedlicher Größe beinhalten, aus denen die Experimente ihre Teilchen beziehen.

Den Hauptbeschleuniger des FAIR stellt in der ersten Betriebsphase der Ringbeschleuniger *Schwerionen-Synchrotron* (SIS100) mit einem Umfang von etwa 1000 m dar. Er wird durch die bereits an der GSI vorhandenen Beschleuniger UNILAC und SIS 18 mit Ionen und Antiprotonen gespeist und kann diese auf Energien von bis zu 14 AGeV im Fall von Ionen und Protonen auf bis zu $\sqrt{s_{NN}} = 29$ GeV zu beschleunigen. Ein späteres Upgrade wird den SIS100 durch den leistungsstärkeren SIS300 Ringbeschleuniger ergänzen mit dem Strahlenergien von Protonen von bis zu $\sqrt{s_{NN}} = 90$ GeV erreicht werden können. Durch den später geplanten Parallelbetrieb beider Synchrotrons können außerdem gleichzeitig mehrere Experimente mit unterschiedlichen Ionensorten versorgt werden. Die Bezeichnungen "SIS100" und "SIS300" verweisen auf die maximal erreichten magnetischen Steifigkeiten von 100 Tm (SIS100) bzw. 300 Tm (SIS300) [16]. Für weitere Informationen zum FAIR-Projekt siehe FAIR Webpage www.fair-center.de.

Beide Synchrotrons werden eine sehr hohe Strahlenqualität hinsichtlich der Strahlintensität und der Energieschärfe erreichen. Im Fall der Strahlintensität geht man sogar von einer Erhöhung um das bis zu 10.000-fache der Intensität der aktuellen Beschleunigeranlagen des GSI aus. In den angepeilten Energiebereichen werden in Kern-Kern-Kollisionen sowohl die maximale Verdichtung von Kernmaterie, als auch die höchste relative Produktionsrate von hadronischer Materie mit strange-Quarks erwartet. Außerdem werden die Energieschwellen zur Produktion von charm-Quarks überschritten, was die Erzeugung von Charmoniumzuständen, wie dem J/Ψ ermöglicht [17]. Das J/Ψ stellt zudem eine der mit dem größten Interesse erwarteten Sonden des CBM-Experiments dar, auf das im folgenden Abschnitt näher eingegangen werden soll.

3.2 Aufbau des CBM-Experiments

Eines der ersten, an der FAIR-Anlage geplanten, betriebsfähigen Experimente stellt das Compressed Baryonic Matter Experiment dar. Hierbei handelt es sich um ein fixed-target Experiment, mit dem das Phasendiagramm der QCD (*Quantenchromodynamik*) weiter untersucht werden soll. Im Speziellen liegen hierbei die Hauptaugenmerke auf der Untersuchung des Phasenübergangs hadronischer Materie zum QGP bei hohen baryo-chemischen Potentialen und moderaten Temperaturen, der Suche nach dem kritischen Punkt im Phasendiagramm der QCD und deren Zustandsgleichung, sowie dem chiralen Phasenübergang und der Herkunft der Massen hadronischer Materie. Das CBM-Experiment wird hierzu Teilchen aus Proton-Proton-, Proton-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen analysieren. In diesen Kollisionen werden u.a. leichte, in Dileptonen-Paare zerfallende Vektor-Mesonen, aber auch seltene Sonden aus charm- und strange-Quarks, wie Charmonium und Open-Charm, sowie (multi-)strange Hyperonen erwartet. Da Dileptonen nur schwach wechselwirken liefern sie unverzerrte Informationen über das frühe Stadium des hauptsächlich stark wechselwirkenden QGP. Für eine aussagekräftige Analyse sind sehr hohe Interaktionsraten in den Kollisionen erforderlich, was die Anforderung einer hohen Messrate an die eingesetzten Detektoren stellt. Im CBM-Experiment werden zur Teilchenidentifizierung und zur Rekonstruktion der Teilchenspuren und deren Vertices eine Reihe von schnellen und strahlungsresistenten Detektoren eingesetzt. Eine weitere Besonderheit des CBM-Experiments stellen seine zwei unterschiedlichen Betriebsversionen dar. Diese sind jeweils für die Detektion von Myonen bzw. Elektronen optimiert und werden durch unterschiedliche Kombinationen der vorhandenen Detektoren und Messsysteme realisiert [18][19].

Auf die beiden Betriebsversionen sowie auf die eingesetzten Detektoren, die schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt sind, soll im Folgenden näher eingegangen werden.

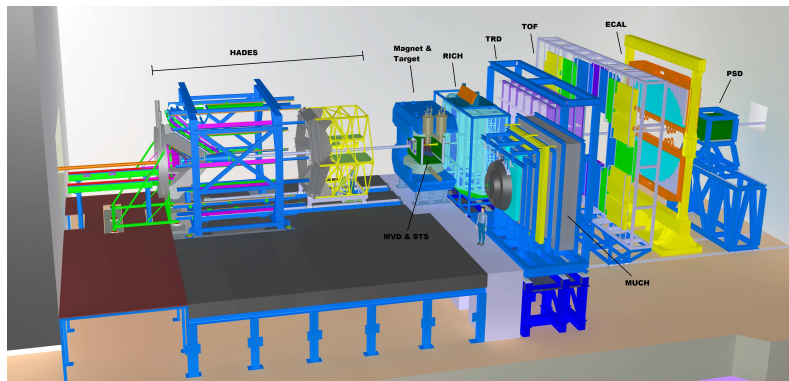


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Detektoren des CBM-Experiments (rechts) zusammen mit dem HADES-Experiment (links) [16].

Das bereits an der GSI stationierte HADES-Experiment wird im Rahmen des Baus der FAIR-Anlage von seinem jetzigen Standort verlegt und wird sich mit dem CBM-Experiment eine der Experimentierhallen teilen (Abb. 3.1). Die beiden Experimente sollen dabei allerdings unabhängig voneinander und nicht gleichzeitig betrieben werden.

Protonen und Schwerionen, die im SIS100/300 beschleunigt und im CBM-Experiment zur Kollision gebracht werden, durchqueren zunächst das Strahlrohr durch das HADES-Experiment bis sie auf das Target treffen. Sowohl in der Myonen- als auch in der Elektronen-Konfiguration des CBM-Experiments, ist dieses von einem supraleitenden Dipolmagnet umgeben, welcher aus einem Eisenjoch und kreisförmig angeordneten, mit Flüssighelium gekühlten, supraleitenden Spulen aus Niob-Titan und Kupfer besteht. Der Magnet besitzt zudem eine $140 \times 260 \text{ cm}^2$ große Öffnung und eine magnetische Steifigkeit von 1 Tm. Aufgabe des Magneten ist es, die geladenen Teilchen aus den Kollisionen abzulenken, sodass die Messung des für jedes Teilchen charakteristischen Transversalimpulses ermöglicht wird.

Innerhalb des Magneten befinden sich außerdem ein *Micro-Vertex-Detektor* (MVD) und ein *Silicon-Tracking-System* (STS). Der MVD besteht aus vier Lagen Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS), die eingesetzt werden um die Vertices von Zerfallsprodukten nahe dem Target zu bestimmen. Da er für besonders gute Ortsauflösungen konzipiert ist, wird er hauptsächlich für die Identifizierung der Zerfallsprodukte von Open-Charm eingesetzt.

Das STS stellt im CBM-Experiment den Haupt-Trackingdetektor dar, der sich in einem Abstand von 5 bis 20 cm hinter dem Target befindet. Es wird außerdem zur Impulsbestimmung geladener Teilchen durch Messung ihrer Ablenkung im Dipolfeld verwendet. Hierzu werden insgesamt acht Lagen aus Silizium-Streifen-Detektoren eingesetzt [19].

Wird das CBM-Experiment in der Elektronen-Konfiguration betrieben, kommt unmittelbar hinter dem Magneten ein *Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor* (RICH) zum Einsatz. Die Aufgabe dieses Detektors ist die Identifizierung von Elektron-Positron-Paaren aus Zerfällen leichter Vektormesonen anhand deren emittierter Cherenkov Strahlung. Diese wird emittiert, wenn sich ein geladenes Teilchen mit Über-Lichtgeschwindigkeit durch ein Medium bewegt. Im Fall des im CBM-Experiment eingesetzten Detektors handelt es sich hierbei um ein CO_2 Gasgemisch [20].

Für den Betrieb in der Myonen-Konfiguration wird der RICH-Detektor durch mehrere *Muon-Chambers* (MUCH) ausgetauscht. Durch diese ist der Nachweis von *Charmonium* (gebundene Charm-Anticharm-Zustände) und leichten Vektormesonen über deren Zerfall in Myonen-Paare möglich. Da in den Kollisionen vor allem Myonen mit niedrigen Impulsen erzeugt werden, wird statt eines großen Absorbers zur Impulsbestimmung eine konische Anordnung aus Schichten mehrerer kleiner Eisen-Absorber verwendet zwischen denen sich Gasdetektoren zur Flugbahnbestimmung befinden. Somit wird zusätzlich gewährleistet, dass alle anderen Teilchen in den ersten Absorberschichten gestoppt werden und nur Myonen, die nur eine geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie besitzen, in der letzten Absorberschicht detektiert werden [21].

Der *Transition-Radiation-Detector* (TRD), der sich hinter MUCH bzw. RICH befindet, nutzt zur Identifizierung von geladenen Teilchen Übergangsstrahlung (siehe Abschnitt 4.1). Der TRD besteht aus mehreren Lagen Xe/CO_2 betriebenen Multiwire-Proportional-Chambers (MWPCs). Für SIS100 wird der TRD sowohl im Elektronen- als auch im

Myonen-Setup zunächst mit vier hintereinanderliegenden Detektorlagen in Betrieb gehen. Für die Nutzung am SIS300 wird die Konfiguration im Elektronen-Setup auf zehn Lagen erweitert. Dabei ist in beiden Setups jede zweite Lage um 90° zur vorherigen Lage gedreht, um eine bessere Ortsauflösung zu erreichen.

Als Hadronen-Detektor wird sowohl in der Elektronen- als auch in der Myonen-Konfiguration hinter dem TRD ein *Time-Of-Flight-Detektor* (TOF) eingesetzt, durch den die Identifizierung von Hadronen über deren Massenbestimmung mit Hilfe einer Flugzeitmessung bei bekanntem Impuls ermöglicht wird.

Der einzige Detektor, der nur in der Elektronen-Konfiguration zum Einsatz kommt, ist das *elektromagnetische Kalorimeter* (ECAL). Es besteht aus mehreren Blei- und Szintillatorlagen, die in ihrem Abstand zum Target variabel sind, und wird zur Messung von direkten Photonen (Photonen aus Prozessen innerhalb des QGP) und Photonen aus Zerfällen leichter Vektormesonen, anhand deren im Kalorimeter deponierten Energie, genutzt.

Das CBM-Experiment wird durch einen *Particle-Spectator-Detector* (PSD) komplettiert, der sich in direkter Linie zum Target am Ende der Detektor-Konfiguration befindet. Dessen Aufgabe ist die Messung der Zentralität und der Reaktionsebene der Kollisionen durch die Detektion der Nukleonen, die nicht an der Kollision beteiligt waren (Spectator-Nukleonen). Hierzu werden, wie beim ECAL mehrere Blei-Szintillatoren eingesetzt [19].

4 Der Transition-Radiation-Detektor

4.1 Erzeugung und Detektion von Übergangsstrahlung

In einem Transition-Radiation-Detektor wird zur Identifizierung von geladenen Teilchen das Phänomen der Übergangsstrahlung genutzt. Diese entsteht, wenn sich geladene Teilchen durch mehrere aufeinanderfolgende Schichten unterschiedlicher Permittivität bewegen. Beim Durchlaufen der Schichten wird die umliegende Materie polarisiert. Ebenso induziert ein geladenes Teilchen bei der Annäherung an eine neue Schicht eine Spiegelladung in dieser. Das Resultat ist ein Dipol mit einer, aufgrund der Teilchen-, bzw. Ladungsbewegung zeitlich veränderlichen Feldstärke, der aus der Ladung der polarisierten Materie und der Spiegelladung zusammengesetzt ist. Beim Erreichen der Grenzfläche findet eine teilweise Annihilation der Ladung und der Spiegelladung statt, wodurch das Dipolfeld zusammenbricht und Übergangsstrahlung in Form von Photonen (TR-Photonen) emittiert wird. Die Energie der Übergangsstrahlung W entspricht dabei pro Raumwinkelement $d\Omega$ und Frequenzintervall $d\omega$ der eines Dipols:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\hbar\alpha v^2}{\pi^2 c^2} \sin^2 \theta. \quad (4.1)$$

Dabei sind \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, $\alpha = 1/137$ die elektromagnetische Kopplungskonstante, v die Geschwindigkeit des Teilchens, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und θ der Abstrahlwinkel.

Durch Integration über Ω und ω kann die pro Übergang abgestrahlte Energie der TR-Photonen abgeleitet werden:

$$W = \frac{z^2 \alpha}{3} \gamma \omega_p, \quad (4.2)$$

mit der Plasmafrequenz ω_p des Mediums hinter der Grenzfläche. Die Energien der erzeugten Photonen liegen im Bereich von 10 - 20 keV und damit im Bereich von harter Röntgenstrahlung.

Die abgestrahlte Energie ist also direkt proportional zum Gamma-Faktor γ der Übergangsstrahlung erzeugenden Teilchen

$$\gamma = \frac{E_{kin}}{m_0}. \quad (4.3)$$

Bei gleichem Impuls ist deshalb die Produktion von Übergangsphotonen durch leichte Teilchen im Vergleich zu schwereren Teilchen begünstigt. Im Fall von Elektronen wird dabei ein

etwa um den Faktor 300 höherer Gamma-Faktor als bei Pionen gleicher Geschwindigkeit und damit eine wesentlich höhere Photonenausbeute erreicht. Übergangsstrahlungsdetektoren können daher eingesetzt werden, um Pionen, die in Flugzeitmessungen bei gleichem Impuls den Elektronen sehr ähneln, von eben diesen zu unterscheiden. Da die Photonenausbeute an einer einzelnen Grenzschicht sehr gering ist, werden für Übergangsstrahlungsdetektoren Materialien mit vielen Übergängen (Radiatoren), wie z.B. mehrere Folienlagen, Fasern oder Schäume, verwendet. Durch den Einsatz mehrerer Grenzschichten steigt allerdings die Wahrscheinlichkeit, dass ein im Radiator erzeugtes Photon vom Radiatormaterial absorbiert wird. Der charakteristische Effekt für Röntgenstrahlung ist hierfür der Photoeffekt. Im Bereich von 10 - 20 keV ist der Absorptionskoeffizient des Photoeffekts proportional zu $Z^{3,5}$, wobei Z die Ordnungszahl des verwendeten Materials ist. Als Radiatoren werden deswegen vorzugsweise Materialien mit niedriger Ordnungszahl verwendet, wie z.B. Folien aus Polyethylen [22].

Zur Detektion der TR-Photonen wird eine gasgefüllte MWPC (*Multi-Wire-Proportional-Chamber*) eingesetzt. Sie besteht im Wesentlichen aus zwei Kathodenebenen, zwischen denen in einem Abstand von wenigen Millimetern parallel mehrere dünne Drähte in einer Ebene gespannt sind. Trifft ein im Radiator erzeugtes Photon auf ein Atom der Gas Mischung, kann es dieses ionisieren, sofern seine Energie dazu ausreicht (*Primärionisation*). An die Anodendrähte wird eine Hochspannung angelegt, sodass eine sofortige Ladungstrennung des erzeugten Elektron-Ionenpaares stattfindet, wobei das (Primär-)Elektron zu den Anodendrähten und das Ion zu einer der Kathodenebenen beschleunigt wird. Beim Durchlaufen des elektrischen Feldes nehmen die so erzeugten Elektronen Energie auf und können auf dem Weg zur Kathodenebene weitere Atome ionisieren (*Sekundärionisation*). Dieser Vorgang wird *Gasverstärkung* genannt und tritt besonders häufig in der Nähe der Anodendrähte auf, da dort das elektrische Feld E am stärksten ($E > 10^5$ V/cm) und dadurch der Energiegewinn der Elektronen am höchsten ist. In diesem Bereich kann ein einziges Primärelektron mehrere Ionisationen durchführen und die dadurch entstehenden Sekundärelektronen können ebenfalls weitere Atome ionisieren, wodurch eine Elektronenlawine entsteht, die sich ebenfalls auf die Anodendrähte zubewegt. Die Ladung des Primärelektrons wird durch die so erzeugten Sekundärelektronen um einen Faktor $10^3 - 10^4$ verstärkt. Die von der Elektronenlawine auf den Anodendrähten induzierte Ladung wird gesammelt und erzeugt einen Ladungsimpuls, der proportional zur Anzahl der Elektronen ist, jedoch nur einen kleinen Teil zum Gesamtstrom beiträgt, da er aufgrund der schnellen Elektronen nur sehr kurz andauert. Der Hauptteil entsteht durch die Bildladungen, die von den langsameren Ionen während ihrer Bewegung zur Kathodenebene auf den Anodendrähten influenziert werden [23]. Durch die Messung der Ladung wird die Bestimmung der im Detektor deponierten Energie möglich, da diese direkt proportional zur Ladung auf den Anodendrähten ist.

Die Elektronen und Ionen einer Ladungslawine influenzieren während des Durchquerens der Kammer zusätzlich einen Ladungsimpuls auf den Kathodenebenen. Da die Ladungsla-

wine eine räumliche Verteilung besitzt, ist die Gesamtladung der Lawine auf den Kathoden ausgeschmiert. Durch die Unterteilung der Austrittskathode in mehrere Segmente (Pads) wird eine zweidimensionale Ortsbestimmung der Ladungslawine möglich, indem die Position des Maximums der Ladungsverteilung auf den Pads ermittelt wird.

4.2 Die Frankfurter MWPCs

Für den Übergangsstrahlungsdetektor des CBM-Experiments werden zur Zeit mehrere Prototypen von Arbeitsgruppen aus Frankfurt, Münster und Bukarest entwickelt und getestet. Die Anforderung an eine möglichst schnell auslesbare MWPC spiegelt sich in einer speziellen Bauform und den verwendeten Bauteilen wieder, auf die im Folgenden näher eingegangen werden soll.

Für die Verwendung eines Folienradiator sind in der Regel mehrere hundert Folien nötig, um ausreichend viele Übergänge zur Erzeugung von Übergangsstrahlung bereitzustellen. Die Montage solcher Radiatoren ist zudem äußerst komplex und zeitaufwändig und dementsprechend mit hohen Anschaffungskosten verbunden. Als Alternative werden deswegen für die Frankfurter MWPCs ein etwa 10 cm dicker Radiatoren aus Polyethylen-Folienschaum verwendet.

Direkt hinter dem Radiator befindet sich eine Mylar-Folie, welche das Eintrittsfenster der TR-Photonen in die MWPC darstellt. Außerdem dient die Mylar-Folie als vorderseitige Gas-Abdichtung der Kammer. Um auch niederenergetische Übergangsstrahlung messen zu können, muss die Folie zudem sowohl möglichst dünn sein, sodass niederenergetische Strahlung nicht von ihr absorbiert wird, als auch eine hohe Formfestigkeit aufweisen, um Verformungen aufgrund innerer und/oder äußerer Druck- und Temperaturschwankungen entgegenzuwirken. Auf der Innenseite der Kammer ist die Mylar-Folie mit einer Aluminiumschicht bedampft, um die Folie als eine der Kathoden der Kammer verwenden zu können. Aluminium ist hierfür besonders gut geeignet, da es sich leicht aufdampfen lässt und zudem eine geringe Strahlungslänge besitzt, sodass die TR-Photonen die Aluminiumschicht möglichst ungestört passieren können [24].

Durch einen Abstandshalter vom Eintrittsfenster getrennt, befindet sich hinter der Mylar-Folie, in einem Abstand von 4 mm, die Ebene der Anodendrähte. Diese besteht aus alternierenden, vergoldeten Wolfram- sowie Kupfer-Beryllium-Drähten mit einem Durchmesser von 20 bzw. 80 μm . Die Anoden-Drahtebene ist außerdem in 13 Segmente unterteilt, die jeweils einen eigenen Hochspannungsanschluss besitzen (Abbildung 4.1). Im Folgenden werden diese Segmente auch als *HV-Kanäle* bezeichnet. Die 13 HV-Kanäle der in dieser Arbeit betrachteten MWPC werden zudem mit den Kanalnummern 300 bis 312 bezeichnet. Als Zählgase eignen sich vor allem Edelgase, wie Xenon und Argon, da sie eine abgeschlossene Schalenstruktur aufweisen und damit nicht mit Primär- und/oder Sekundärelektronen rekombinieren. Dem Edelgas wird außerdem ein weiteres Gas beigemischt, welches die Aufgabe besitzt Photonen zu stoppen. Hierzu eignen sich Gase mit hoher Ordnungszahl,

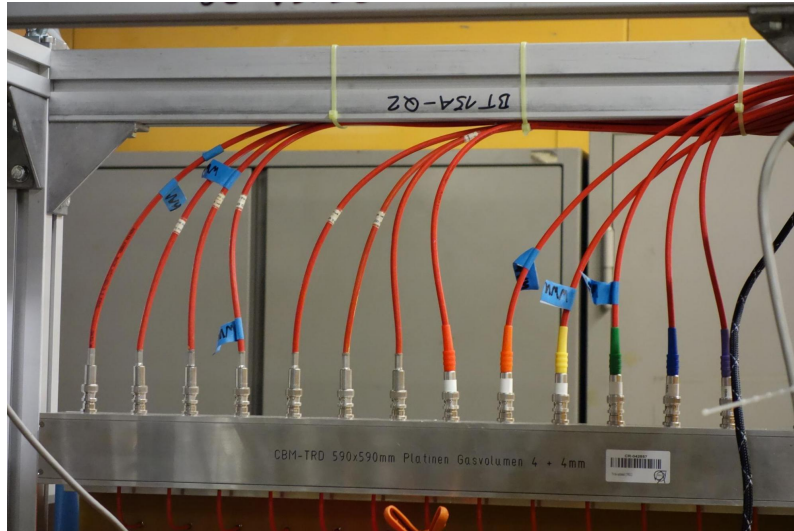


Abbildung 4.1: Hochspannungsversorgung der Anodensegmente des Frankfurter TRD-Prototypen (Bild: Roether 2015).

wie beispielsweise Kohlenwasserstoffe, die ihre Anregungsenergie hauptsächlich über nicht radiative Prozesse wieder abgeben. Die beigemischten Gase werden deshalb, in Anlehnung an ihre Hauptaufgabe, als *Quenching-Gase* bezeichnet. Als Detektorgas wird in der Frankfurter Kammer eine Gasmischung aus 85% Xe (Zählgas) und 15% CO₂ (Quenching-Gas) verwendet, da Xenon einen hohen Absorptionsquerschnitt für TR-Photonen besitzt.

Da die ionisierten Xe-Atome das Feld der Anodendrähte abschirmen und damit die Driftgeschwindigkeit der erzeugten Elektronen senken, wird das Gasvolumen zudem klein gehalten um diesen Effekt einzudämmen und den daraus resultierenden erhöhten Auslesezeiten entgegenzuwirken.

Ein $59 \times 59 \text{ cm}^2$ großer Aluminiumrahmen bildet zusammen mit einer Honeycomb-Carbon-Faser-Struktur, die auf die segmentierte Kathode (Pad-Plane) geklebt ist, das Backpanel, welches maßgeblich für die Stabilität der Kammer sorgt. Je 2×16 dieser Pads können über ein Flachbandkabel an der Rückseite der MWPC von einem SPADIC Chip ausgelesen werden (siehe Abschnitt 4.3.2) [19].

4.3 Elektronik

4.3.1 Hochspannung

Zur Bereitstellung und Überwachung der Hochspannung wurden bei Tests des Prototypen ISEG HV-Module in einem WIENER Baugruppenträger verwendet. Die gemessenen Spannungen und Stromstärken der 13 HV-Kanäle werden zunächst digitalisiert und in einen Zwischenspeicher eingelesen. Die Messwerte werden anschließend von einem DAQ-Rechner (Data Acquisition), je nach Rechenlast, etwa alle 60 ms ausgelesen, mit einem sogenannten *Timestamp*, der die Zeitinformationen des Timeslices enthält, versehen und in einer Datei

gespeichert. Mit dem verwendeten ISEG HV-Modul (Abbildung 4.2) sind kontinuierliche Strommessungen mit einer Genauigkeit von 100 Picoampere möglich.

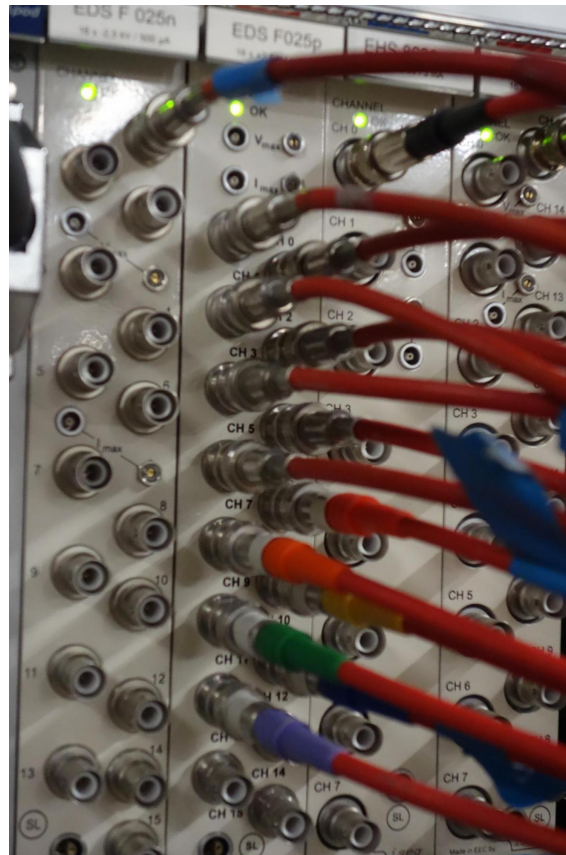


Abbildung 4.2: ISEG HV-Modul (Bezeichnung: EDS F025p) mit angeschlossenen Koaxialkabeln zur Hochspannungsversorgung der 13 Anodensegmente (Bild: Roether 2015).

4.3.2 Pad-Plane

Die Auslese der Pad-Ebene erfolgt durch einen SPADIC v1.0 (*Self triggered Pulse Amplification and Digitization ASIC*) Chip. Ein einzelner SPADIC stellt 32 Kanäle bereit und ermöglicht damit die Auslese einer Untergruppe der Pad-Ebene mit je 2 Pad-Reihen à 16 Pads. Sobald die induzierte Ladung auf einem Pad einen bestimmten Schwellenwert überschreitet, wird die Auslese dieses Pads getriggert (*Self-Triggered*) und das Signal durch den SPADIC ausgelesen und digitalisiert. Da die deponierte Ladung eines Hits aber eine räumliche Verteilung aufweist und nicht auf einem Punkt lokalisiert ist, befindet sich ein Teil der Gesamtladung des Hits auch auf den benachbarten Pads. Im Fall eines auftretenden Triggers wird deshalb auch die Ladung der benachbarten Pads des getriggerten Pads in der selben Pad-Reihe ausgelesen. Diese werden als *Neighbour-Triggered* bezeichnet. Alle pro Hit auf diese Weise getriggerten Pads und deren jeweilige Ladung werden anschließend an einen DAQ-Rechner gesendet, welcher diese zu einem Cluster zusammenfügt. In der Regel treten dabei hauptsächlich 3- und 4-Pad-Cluster auf.

Cluster Typ 3 (Single Hit) - Ein solcher Cluster besteht aus einem getriggerten Pad sowie dessen beiden benachbarten Neighbour-Triggered Pads.

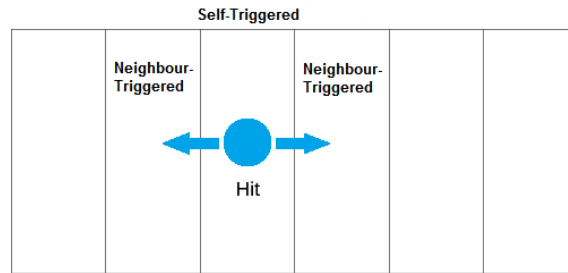


Abbildung 4.3: Cluster Typ 3. Dieser setzt sich aus dem durch den Hit getriggerten Pad sowie aus dessen beiden benachbarten Neighbour-Triggered Pads zusammen.

Cluster Typ 4 - Cluster des Typs 4 treten immer dann auf, wenn zwei benachbarte Pads zur gleichen Zeit einen Self-Trigger aufweisen. Dies kann sowohl durch 2 unabhängig voneinander auf der Pad-Plane auftreffende Hits, als auch durch einen einzelnen Hit, dessen Ladungsverteilung auf den Pads so breit ist, dass 2 nebeneinander liegende Pads gleichzeitig getriggert werden, auftreten. Da auch die jeweiligen Nachbarn der beiden Self-Triggered Pads ausgelesen werden, wird der Hit als 4 Pad Cluster ausgegeben. Das Maximum der Ladungsverteilung befindet sich dann genau zwischen den beiden ursprünglich getriggerten Pads.

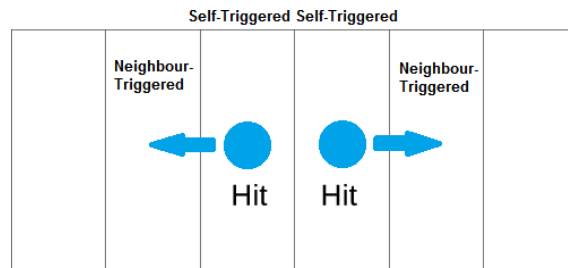


Abbildung 4.4: Cluster Typ 4. Dieser setzt sich aus den beiden Self-Triggered Pads, sowie aus deren beiden benachbarten Neighbour-Triggered Pads zusammen.

5 Analyse der Daten

Der TRD wird im späteren Einsatz im CBM-Experiment hohen Teilchenraten ausgesetzt sein und muss unter diesen Bedingungen eine stabile Datenaufnahme gewährleisten. Zur Untersuchung des Verhaltens des TRD Prototypen und seiner Ausleseelektronik bei hohen Teilchenraten wurde ein Detektortest während einer Teststrahlzeit am CERN-SPS im November und Dezember 2015 durchgeführt.

Beim *SPS* (Super Proton Synchrotron) handelt es sich um einen Ringbeschleuniger im Beschleunigersystem des CERN, der einerseits als Vorbeschleuniger für den LHC (Large Hadron Collider) eingesetzt wird, andererseits aber auch Experimente der North Area des CERN mit Protonen und Schwerionen versorgt. Am SPS werden Energien von bis zu 450 GeV bei Protonen und 158 GeV¹ bei Bleiionen erreicht [25].

Das SPS stellte für den Detektortest des TRD einen 30 GeV Bleiionen-Strahl bereit. Als Target wurde eine 1-4 mm dicke Bleiplatte verwendet. Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau der Testanordnung. Der Frankfurter TRD befindet sich hierbei, zusammen mit einem TRD-Prototypen des IKP Münster, an Position 4.

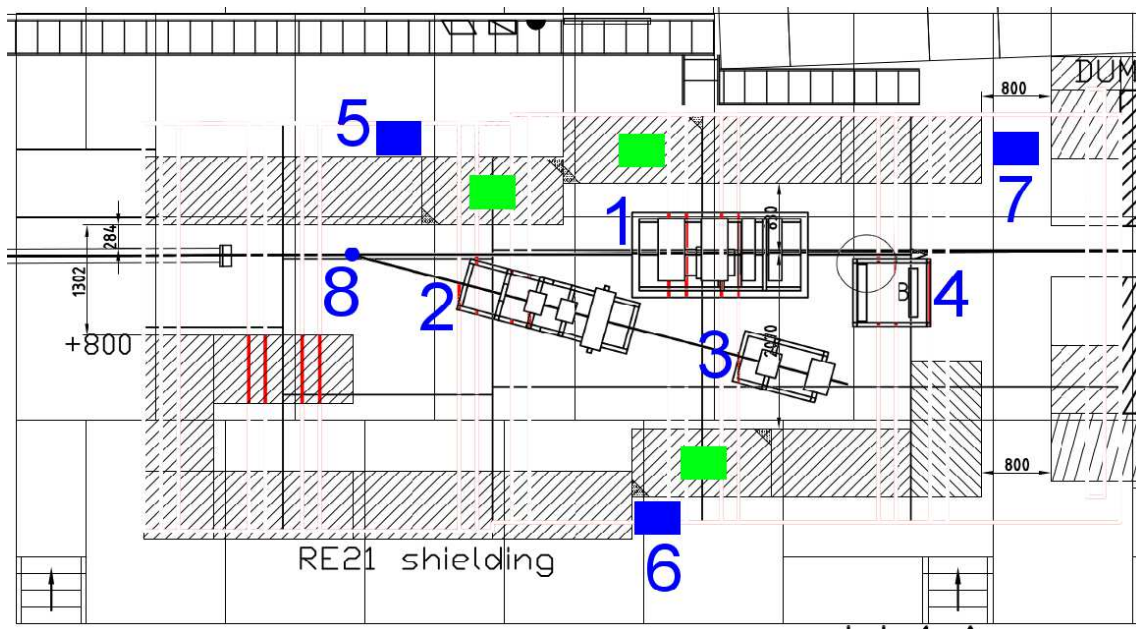


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der Testanordnung im Cave am CERN-SPS/T2-H4, Nov./Dez. 2015. Der Frankfurter TRD befindet sich, zusammen mit dem TRD des IKP Münster, an Position 4 [26].

¹Hier: Energie pro Nukleon

Auf die Verwendung eines Radiators wurde während der Strahlzeit verzichtet, da dieser nur zur Erzeugung von Übergangsstrahlung und der damit verbundenen Teilchenidentifizierung dient, welche während dieser Strahlzeit nicht untersucht werden sollte. Die in der Schwerionenkollision produzierten geladenen Teilchen erzeugen somit nur über die Ionisation der Gasatome ein Signal im Detektor. Der Detektor wurde während der Strahlzeit mit einer Argon/CO₂ Gas Mischung betrieben, da kein Xenon-Gas vorhanden war. Die Auslese der Anodendrähte sowie der Pad-Plane, erfolgte durch die bereits in Abschnitt 4.3.2 beschriebene SPADIC- und ISEG-Auslesehardware. Die an den Anodendrähten anliegende Hochspannung wurde während der Strahlzeit zwischen 1350 V und 1600 V variiert (Abbildung 5.2), um den TRD hinsichtlich von Gassaturationseffekten und der Stabilität der Hochspannung unter verschiedenen Spannungseinstellungen zu untersuchen.

Die folgende Analyse befasst sich mit den Hochspannungsmessungen der Anodendrähte, welche mit Hilfe des ISEG HV-Moduls durchgeführt wurden. Im weiteren Verlauf wird eine zeitliche Korrelation dieser Daten mit den vom SPADIC aufgezeichneten Hits auf der Pad-Plane des TRDs durchgeführt, um das Verhalten der Hochspannung bei variierenden Hitraten zu untersuchen. Zur Analyse und Aufbereitung der Daten wurde das CBM-ROOT-Framework verwendet.

5.1 Auswahl des Analysebereichs

Zunächst soll anhand des zeitlichen Verlaufs der Anodenspannung ein Zeitbereich festgelegt werden, der zur weiteren Analyse genutzt wird. Anforderungen an diesen sind eine möglichst lange konstant vorliegende Spannung sowie ausreichend viele aufgezeichnete Strommesswerte, die sich der Spill-Struktur des SPS zuweisen lassen können. Hierfür eignen sich die Zeiträume vom 28.11.2015 7:00 Uhr bis 17:00 Uhr (in Abbildung 5.2 rot markiert) und 30.11.2015 22:00 Uhr bis 01.12.2015 5:00 Uhr (in Abbildung 5.2 grün markiert).

Die Bereiche weisen mit 1400 V im ersten (rot) und 1450 V im zweiten Bereich (grün) Spannungen auf, mit denen der TRD später auch im CBM Experiment betrieben werden soll.

Der Großteil der weiteren Analyse wird sich auf den Bereich mit 1450 V beschränken, da in diesem, im Vergleich zum ersten Bereich, höhere Stromstärken auftreten, was die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Saturationseffekten und deren mögliche Analyse erhöht. In einzelnen Fällen wird wiederum auf die komplette Strahlzeit zurückgegriffen, um weitere Aspekte der Hochspannungsmessungen aufzugreifen.

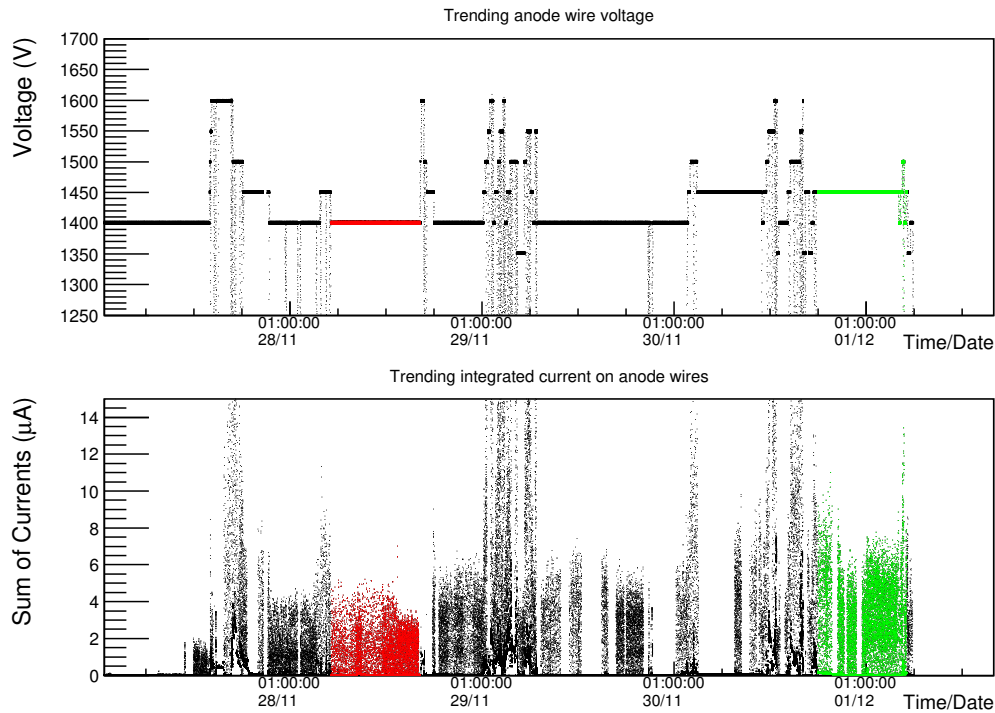


Abbildung 5.2: Zeitlicher Verlauf der an den Anodendrähten gemessenen Spannungen und Ströme. Beim Stromverlauf handelt es sich um den über alle HV-Kanäle integrierten Gesamtstrom in der Kammer in μA . Die zur weiteren Analyse ausgewählten Bereiche wurden rot und grün markiert (s.o.)

5.2 Dunkelstrom

Bei der Analyse der Stromverläufe der einzelnen HV-Kanäle fällt auf, dass diese Signaturen aufweisen, welche sich nicht eindeutig der Spill-Struktur des SPS zuordnen lassen können. In Abbildung 5.3 ist dies beispielsweise bei den Kanälen 302 und 304 an den breiten Signaturen im Stromstärkebereich (Current) unterhalb von $0.1 \mu\text{A}$ zu erkennen.

Bei diesen Signaturen handelt es sich um sogenannte *Dunkelströme*, die an den Anodendrähten gemessen werden, sich jedoch nicht der ionisierenden Strahlung zuordnen lassen, sondern andere Ursachen, wie beispielsweise Verunreinigungen auf den Drähten, haben können. Da diese Dunkelstrom für die weitere Analyse unerwünscht sind, müssen sie aus den bestehenden Daten herauskorrigiert werden. Hierbei sind zwei Aspekte der Dunkelströme von Vorteil: Zum einen weisen Dunkelströme im Vergleich zur restlichen, mit dem TRD gemessenen, Ladung nur geringe Stromstärken auf, zum anderen treten diese auch dann auf, wenn keine Ladung durch ionisierende Strahlung im Detektorgas frei wird. Integriert man die einzelnen Stromstärken aller HV-Kanäle zu einer Gesamtstromstärke, dann sollten sich die Dunkelstrom-Signaturen deutlich von den höheren, aus der ionisierenden Strahlung herrührenden, Stromstärken unterscheiden lassen.

Wie erwartet ist die Dunkelstrom-Signatur in der Abbildung 5.4 am unteren Rand des Stromstärkebereichs an der ausgeprägten Struktur erkennbar, während die restliche La-

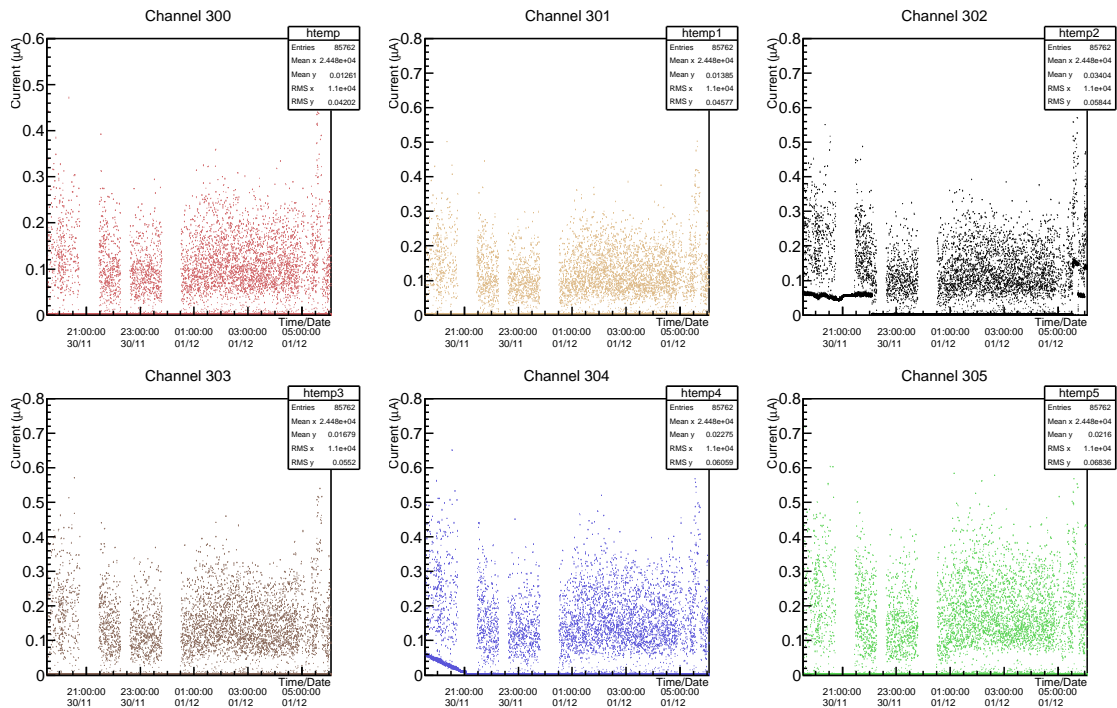


Abbildung 5.3: Zeitliche Stromverläufe der HV-Kanäle 300 - 305. Die Kanäle 302 und 304 weisen deutliche Dunkelstrom-Signaturen im unteren Stromstärkebereich auf.

Sum of currents : Time - Dark Currents

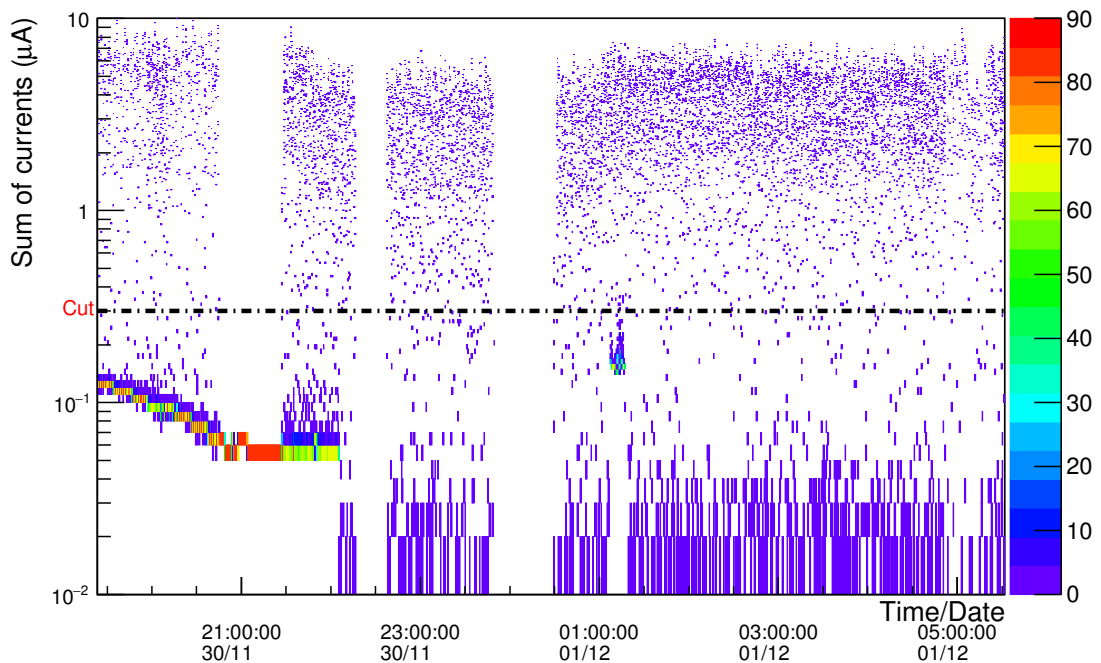


Abbildung 5.4: Zeitlicher Verlauf der integrierten Gesamtstromstärke aller HV-Kanäle im Bereich bis $10 \mu\text{A}$ mit auftretenden Dunkelstrom-Signaturen, logarithmische Darstellung der y-Achse. z-Achse: Häufigkeit der auftretenden Stromstärke.

dung auch bei weit höheren Stromstärken auftritt. Somit lassen sich die Dunkelströme mit Hilfe einer Selektion unterhalb von $0,3 \mu\text{A}$ (schwarze Linie in Abbildung 5.4) effektiv aus den physikalisch relevanten Daten entfernen. Hierbei gehen zwar auch einige der physikalisch relevanten Ladungen verloren, jedoch sind diese für die Analyse von Sättigungseffekten vernachlässigbar, da sie nur eine geringe Stromstärke aufweisen. In den folgenden Plots wird die verwendete Selektion als Nebenbedingung für die dargestellten Daten verwendet, sofern diese sich auf den 1450 V Spannungsbereich beziehen.

Die in Abbildung 5.5 dargestellten Stromverläufe der einzelnen HV-Kanäle weisen nach der Anwendung der Selektion nur noch minimale Dunkelstrom-Signaturen auf. Ein noch höherer Schnitt würde allerdings zu viele relevante Messwerte aus der Analyse entfernen.

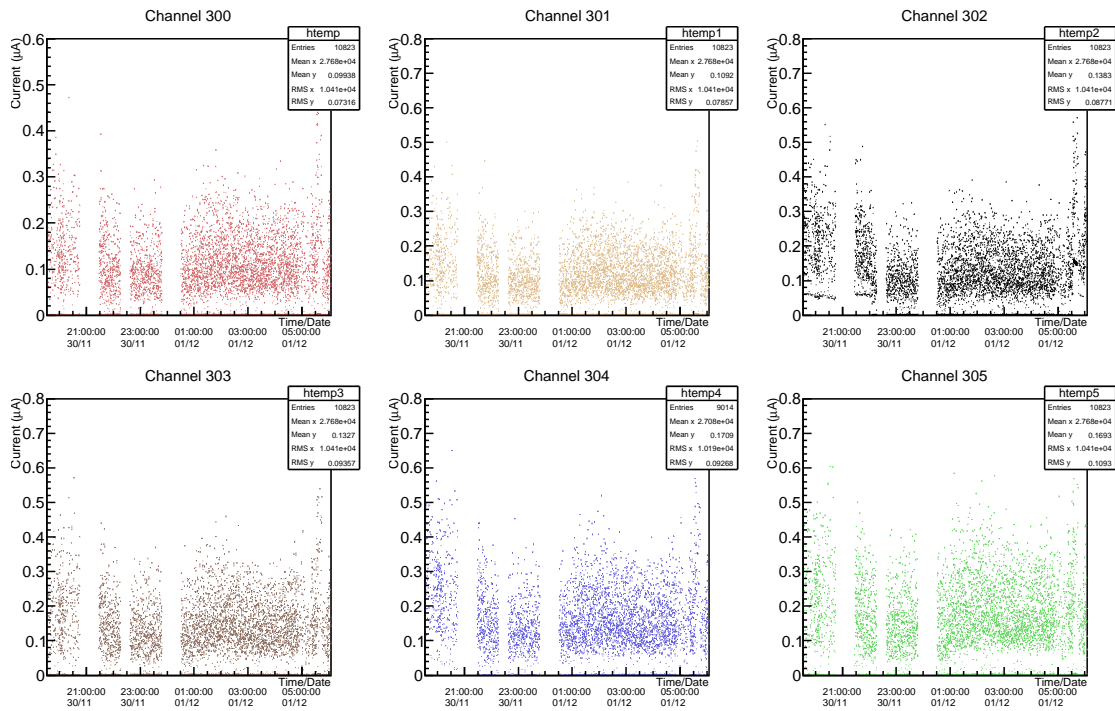


Abbildung 5.5: Zeitlicher Stromverlauf der HV-Kanäle 300 - 305. Der Hauptteil der Dunkelstrom-Signaturen wurde durch den Schnitt $< 0,3 \mu\text{A}$ entfernt.

5.3 Abhängigkeit der Stromstärke von der Position des HV-Kanals

Wie in Abbildung 5.1 zu erkennen ist, wurde der TRD unmittelbar neben der Strahl-Ebene platziert. Da während der Teststrahlzeit, anders als im finalen CBM Aufbau, kein Magnet zur Ablenkung der nach der Kollision entstandenen Sekundärteilchen verwendet wurde, besitzt deren Winkelverteilung ein stark ausgeprägtes Maximum in Vorwärtsrichtung, welches zu größeren Winkeln hin abnimmt. Die Dichte der Sekundärteilchen nimmt also hinter dem Target ebenfalls mit zunehmendem Abstand horizontal vom ursprünglichen Strahl-

mittelpunkt ab. Da die an einem einzelnen Anodendraht des TRD gemessene Stromstärke proportional zur Anzahl der ionisierenden Teilchen pro Zeiteinheit ist, sollten die auftretenden Stromstärken auf den HV-Kanälen mit zunehmendem Abstand zum Strahlmittelpunkt abnehmen. Während der Teststrahlzeit wurde der Frankfurter TRD so ausgerichtet, dass sich der HV-Kanal mit der Bezeichnung „300“ am weitesten vom Strahlmittelpunkt entfernt befand, dementsprechend sollten bei diesem Kanal die geringsten Stromstärken auftreten. Bis zum Kanal 312, der sich am nächsten zum Strahlmittelpunkt befand, sollte die Stromstärke auf ein Maximum ansteigen. Eine Analyse der auftretenden Stromstärken und deren Mittelwerte bei unterschiedlichen Spannungseinstellungen während der gesamten Teststrahlzeit bestätigt diese Vermutung (Abbildungen 5.6 und 5.7).

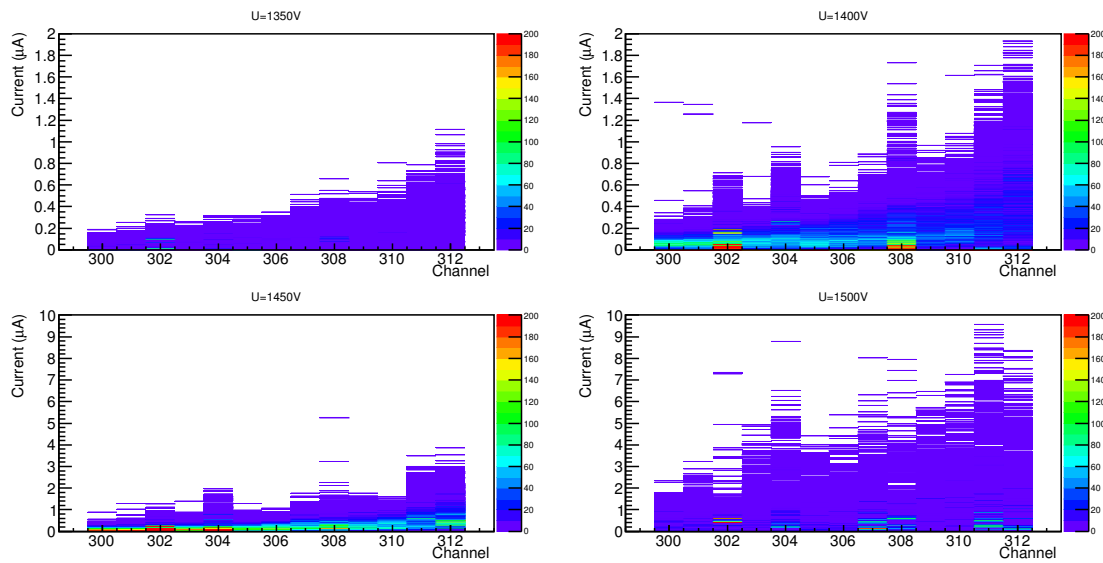


Abbildung 5.6: Stromstärken der HV-Kanäle 300 bis 312 bei Anodenspannungen zwischen 1350 V und 1500 V.

Erwartungsgemäß steigen die auftretenden Stromstärken ebenfalls mit der Spannung. Dieses Verhalten konnte bei Spannungen von 1550 V und 1600 V allerdings nicht nachvollzogen werden, da bei diesen Spannungseinstellungen nicht ausreichend viele Messwerte vorhanden sind (siehe dazu Abbildung 5.2).

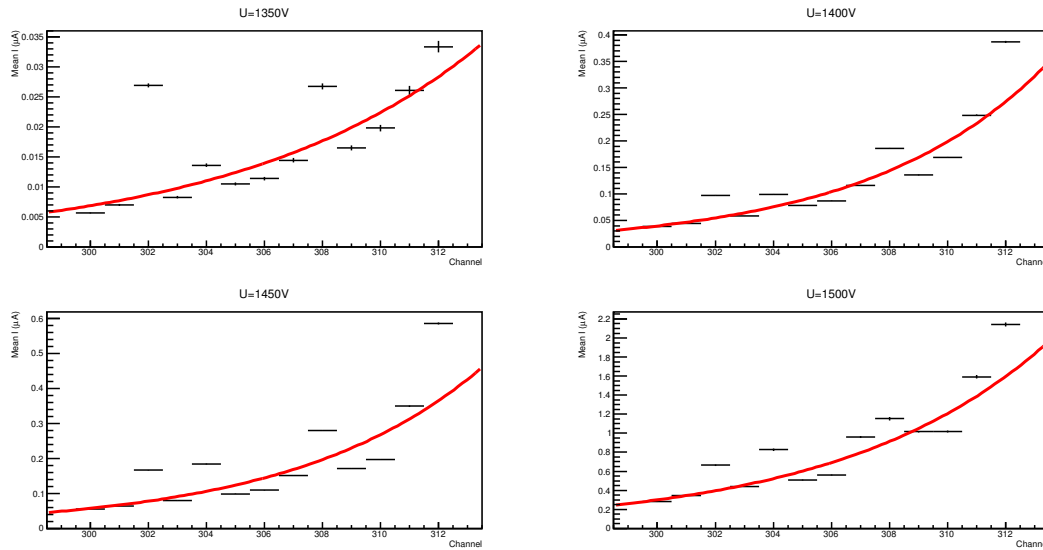


Abbildung 5.7: Mittlere Stromstärke pro HV-Kanal bei Anodenspannungen zwischen 1350 V und 1500 V. Die Abhängigkeit der Stromstärke vom Abstand zum Strahlmittelpunkt folgt einem exponentiellen Verlauf.

5.4 Zeitliches Auflösungsvermögen der HV-Messung

Der vom SPS bereitgestellte Bleiionen-Strahl hat keine kontinuierliche Form, sondern ist in 216 Pakete (*Bunches*) aufgeteilt. Diese Bunches werden zusammen in einem sogenannten Spill aus dem SPS extrahiert. Ein solcher Spill besitzt bei annähernd Lichtgeschwindigkeit eine zeitliche Länge von 4,8 - 9,6 Sekunden. Zwischen zwei Spills befindet sich jeweils ein Abstand von 14 - 48 Sekunden. Länge und Abstand sind jeweils davon abhängig, wie viele Experimente am SPS und/oder LHC gerade eine Versorgung mit Schwerionen benötigen [25].

Trifft ein Spill auf das Blei-Target finden eine große Zahl von Schwerionen-Kollisionen statt, bei der eine Vielzahl von ionisierenden Teilchen entsteht. Anhand der durch diese Teilchen im TRD deponierten Ladung ist, durch eine Analyse des zeitlichen Verlaufs der Stromstärke an den Anodendrähten, eine Rekonstruktion der Spills möglich. Ein Spill lässt sich in diesem Verlauf anhand eines Peaks erkennen. Abbildung 5.8 zeigt, dass der TRD in Kombination mit dem ISEG HV-Modul eine gute Auflösung der Spill-Struktur des SPS ermöglicht.

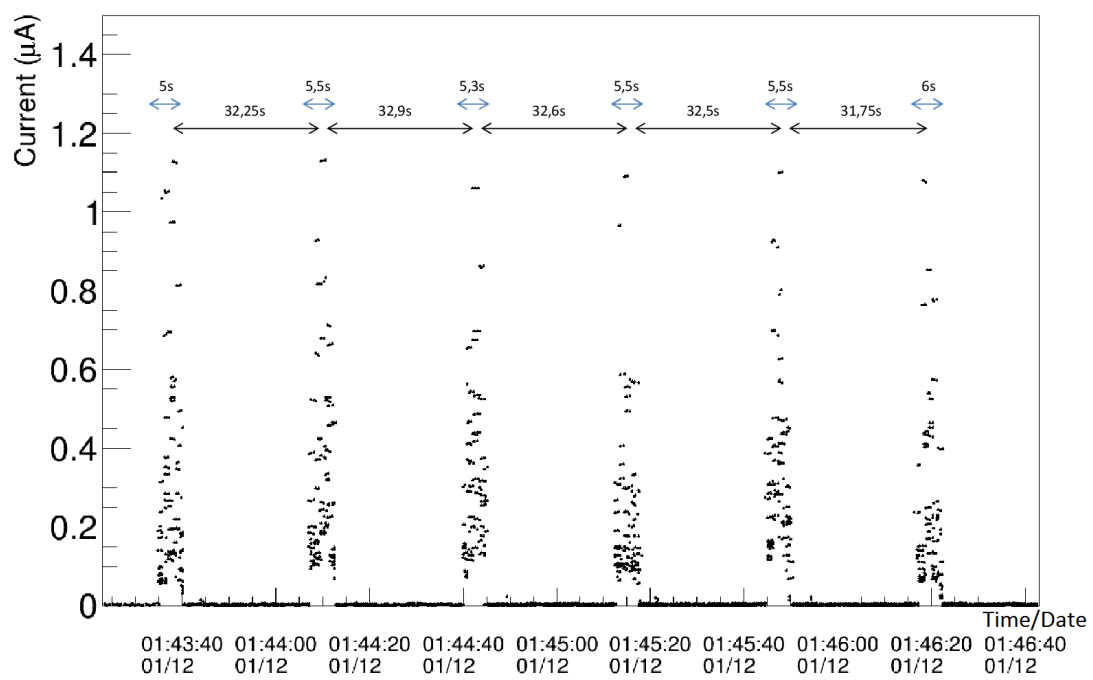


Abbildung 5.8: Analyse der Spill-Struktur des SPS, gemessen über die Ströme an den Anodendrähten. Länge und Abstand zwischen zwei Spills stimmen mit den offiziellen Angaben der SPS-Spildauer überein (vgl. Angaben im oberen Teil des Bildes mit [25]).

5.5 Auswirkungen der Teilchenrate auf das Verhalten der Hochspannung

Um das Verhalten der Hochspannung bei unterschiedlich hohen Teilchenraten zu untersuchen, müssen die zeitlichen Verläufe der Gesamtstromstärke und die der vom SPADIC aufgezeichneten Anzahl an Hits korreliert werden. Diese Korrelation soll in dem in Abschnitt 5.1 gewählten Zeitabschnitt der Strahlzeit durchgeführt und analysiert werden.

Hierzu muss zunächst der zeitliche Verlauf der Hitrate erstellt werden. Anders als bei der Aufzeichnung der Strom- und Spannungswerte wurde die Auslese der Pad-Plane und der damit verbundenen Aufzeichnung der Hits während der Strahlzeit nicht kontinuierlich vorgenommen, sondern in mehreren, zeitlich nicht zusammenhängenden, Messungen (Runs) unterschiedlicher Dauer durchgeführt. Zu jedem Run werden dabei lediglich der Zeitpunkt der Anforderung des Runs, sowie der Zeitpunkt an dem er beendet wurde aufgezeichnet. Hierbei besteht allerdings ein Zeitversatz zwischen dem Zeitpunkt der Anforderung des Runs und dem wahren Zeitpunkt der Aufzeichnung der Messdaten, da die eigentliche Aufzeichnung der Daten erst nach der Anforderung des Runs manuell gestartet werden kann. Die genaue Kenntnis, zu welchem Zeitpunkt welche Anzahl an Hits vom SPADIC gemessen wurde, ist deswegen zunächst nicht vorhanden. Hinzu kommt außerdem, dass die beiden Zeitpunkte nur auf Sekunden und nicht, wie bei den Hochspannungsmessungen, auf Millisekunden genau sind.

Die Aufzeichnung der Informationen eines einzelnen Hits, d.h. die getriggerten Pads und deren zugehörige Ladung werden innerhalb einer Datenstruktur gespeichert. Diese sogenannten Microslices besitzen eine festgelegte Länge, welche 12500 Takten des Systems entsprechen. Im Mittel beträgt dieser Systemtakt $\frac{10}{175}$ MHz, welcher allerdings je nach Auslastung des Systems Schwankungen unterliegen kann. Die Länge eines Microslices beträgt damit im Mittel 0,71 Nanosekunden. Im weiteren Verlauf der Aufzeichnung werden immer 100 zeitlich zusammenhängende Microslices zu einem Timeslice zusammengeführt. Ein Timeslice enthält somit die Anzahl aller getriggerten Pads sowie deren zugehörige Ladung über einen Zeitraum von etwa 71 Millisekunden (= Länge von 100 Microslices), je nach Auslastung des Systems.

Angefangen beim letzten Timeslice eines Runs, von dem die Zeitinformationen bekannt sind, wird nun rückwirkend jedem vorhergehenden Timeslice des selben Runs ein Timestamp zugeordnet, indem vom letzten Timestamp fortlaufend ein entsprechendes Vielfaches der mittleren Timeslice-Länge abgezogen wird. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis alle Timeslices eines Runs mit einem Timestamp versehen wurden.

Durch die Extraktion der Cluster aus den Timeslices, welche durch den sogenannten *Clusterizer* auf dem DAQ-Rechner ausgeführt wird, kann somit ein zeitlicher Verlauf der Hits erstellt werden, da die Cluster den realen Hits auf der Pad-Plane entsprechen.

Eine Analyse dieses Verlaufs zeigt, dass dieser, genau wie beim Verlauf der Gesamtstromstärke, eine Spill-Struktur aufweist, was plausibel erscheint, da nur dann Teilchen

auf die Pad-Plane auftreffen, wenn zuvor eine Kollision am Target stattgefunden hat (Abbildung 5.9).

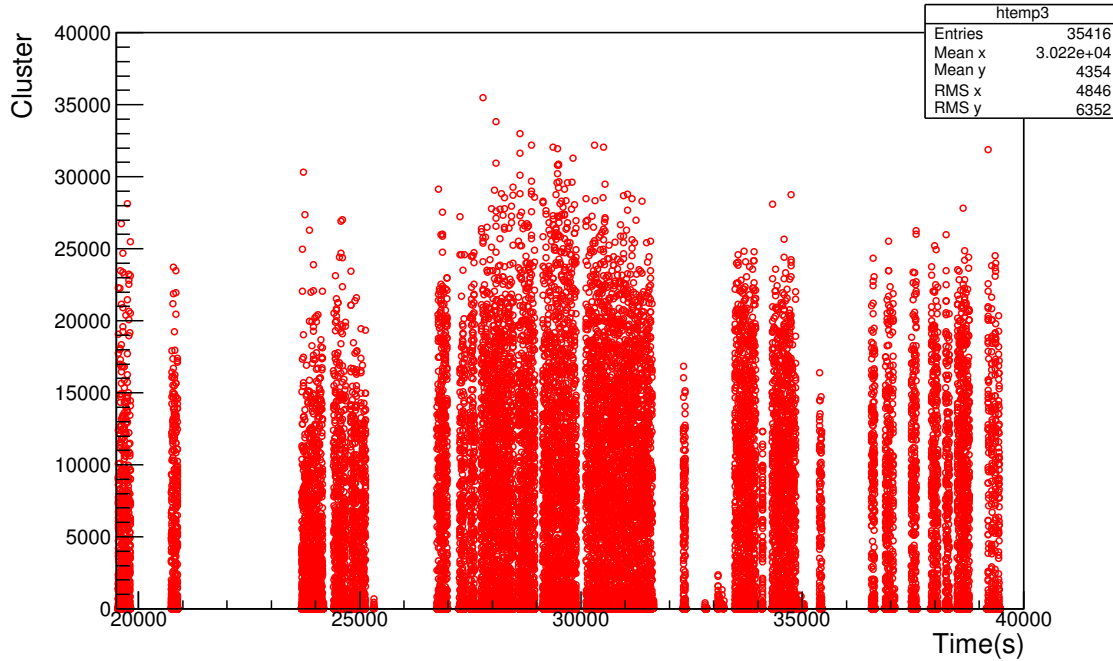


Abbildung 5.9: Zeitlicher Verlauf der Anzahl der Cluster bei einer Anodenspannung von 1450 V.

Auf den ersten Blick erscheint die durchschnittliche Anzahl der Cluster von 4354 (Angabe „Mean y“ in Abbildung 5.9) sehr gering. Der Grund hierfür liegt allerdings in der Spill-Struktur des SPS, da diese längere Phasen aufweist, in denen keine Kollisionen stattfinden, als Phasen, in denen Kollisionen möglich sind (siehe Abschnitt 5.4).

Zwei mögliche Probleme der Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Clusterrate bestehen darin, dass die Timestamps innerhalb eines Runs von den realen Messzeitpunkten abweichen können: Wie bereits angesprochen, sind die Timestamps eines Runs zum einen von dessen Stopzeitpunkt abhängig, welcher nur auf Sekunden genau bestimmbar ist. Damit können die Timestamps um bis zu 999 Millisekunden von den realen Messzeitpunkten verschoben sein. Zum anderen können, wie ebenfalls angesprochen, Schwankungen im Systemtakt auftreten, welcher die Dauer eines Microslices definiert, sodass im weiteren Verlauf die Länge eines Timeslices nicht genau 71 Millisekunden beträgt. Der Versuch, die zeitlichen Verläufe der Stromstärke sowie der Cluster zu korrelieren (Abbildung 5.10), bestätigt diese Vermutung.

Zu erkennen ist, dass die über die Stromstärke bestimmten Positionen der Spills deutlich von den Positionen der über die Anzahl der Cluster definierten Spills abweichen. Um eine korrekte zeitliche Korrelation zu erreichen, ist deshalb eine Anpassung der Dauer der Timeslices mit Hilfe eines Korrekturfaktors notwendig, sodass die Positionen der Spills

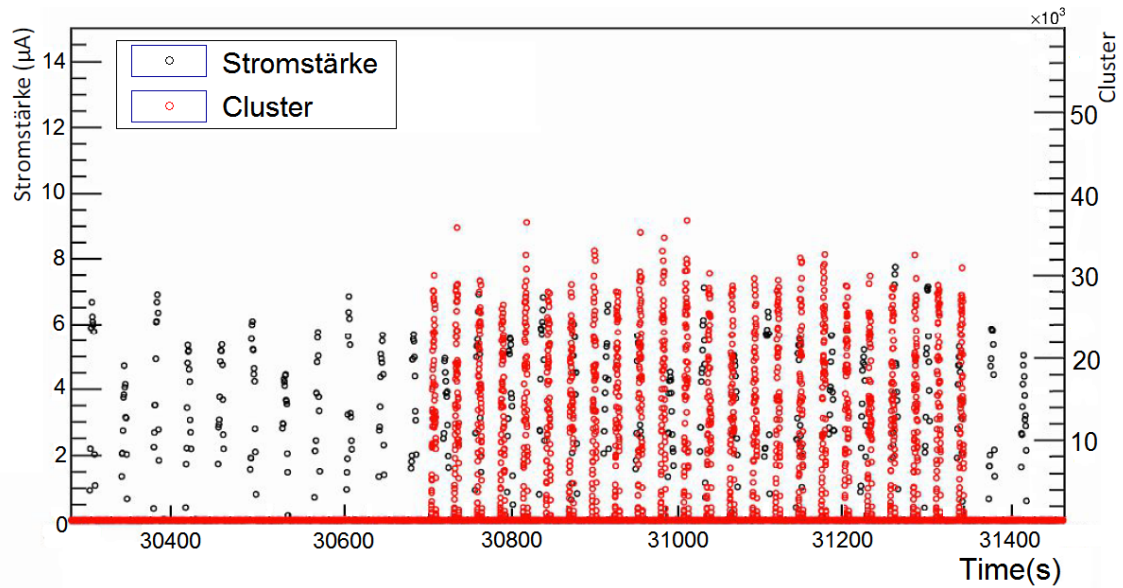


Abbildung 5.10: Korrelation der zeitlichen Verläufe von Stromstärke und Clustern ohne Anpassung der Timeslicedauer.

in beiden Verläufen miteinander übereinstimmen. Hierzu wurden in dem in Abbildung 5.10 dargestellten Zeitbereich die jeweils mittleren Abstände zwischen zwei Spills beider Verläufe bestimmt. Als Referenzpunkt der Position eines Spills wurde dabei die Position seines jeweiligen Maximums gewählt. Das Verhältnis dieser mittleren Abstände stellt dann den Korrekturfaktor der Timeslice-Länge dar. Dieser Vorgang wurde mehrmals iteriert, um die Genauigkeit des Korrekturfaktors zu erhöhen, da die Bestimmung der Position der Maxima der Spills abgeschätzt wurde. Auf diese Weise ergibt sich ein Korrekturfaktor von 1,398 der mittleren Timeslice-Länge, sodass diese nun 99,29 Millisekunden beträgt. Das Ergebnis der Korrektur ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Wie zu erkennen ist, stimmen jetzt die Positionen der Spills beider Verläufe miteinander überein, sodass eine zeitliche Korrelation von Stromstärke und Hits ermöglicht wird.

Im analysierten Zeitbereich treten Cluster bis zu 36000 Einträgen pro Timeslice auf, wie in Abbildung 5.9 zu erkennen ist. Dies entspricht bei einer angepassten Timeslice-Länge von 99,29 ms einer Hitrate von 362574 Hits pro Sekunde.

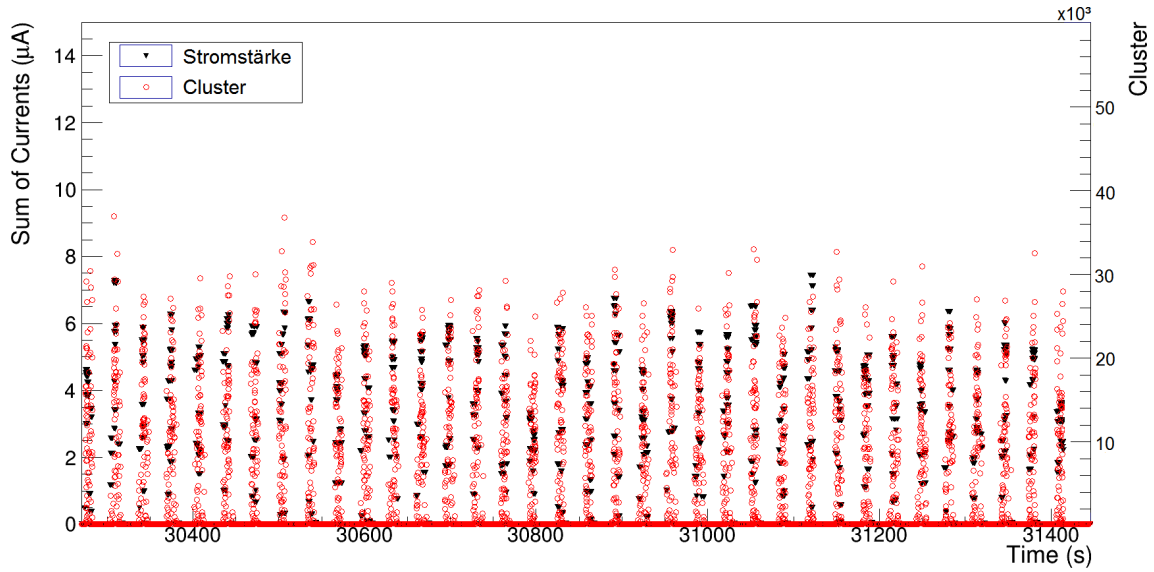


Abbildung 5.11: Korrelation der zeitlichen Verläufe von Stromstärke und Clustern nach Anpassung der Timeslicedauer.

5.6 Stabilität des TRD bei variierenden Hitraten

Im späteren Einsatz des TRD im CBM-Experiment werden Hitraten von bis zu 100 kHz/cm^2 erwartet [27]. Unter diesen Bedingungen muss eine stabile Hochspannungsversorgung des TRD gewährleistet sein, um dessen verlässlichen Betrieb zu ermöglichen. Ist diese nicht gegeben, kann es zu starken Abweichungen in der Messgenauigkeit des TRD kommen, oder sogar zu Beschädigungen des Detektors, etwa wenn die an den Anodendrähten induzierte Ladung nicht schnell genug von der Hochspannung weitergeleitet wird.

Die Analyse der zeitlichen Korrelation der Stromstärke und Hits bzw. der Cluster soll deswegen Aufschluss über die Stabilität des TRD bei variierenden Hitraten liefern. Wie bereits erwähnt, sollten hierbei umso höhere Stromstärken auftreten, je mehr Hits auf der Pad-Plane auftreten. Mögliche Sättigungseffekte würden sich dem entsprechend in einer starken Abweichung in der Abhängigkeit der Stromstärke von der Anzahl der Cluster bemerkbar machen.

Die Betrachtung der Korrelation in Abbildung 5.12 liefert zunächst keinen Beweis für die eben getroffene Annahme zur Abhängigkeit von Stromstärke und Clustern, sondern weist starke Fluktuationen auf. Der wahrscheinlichste Grund hierfür ist, dass, wie bereits angenommen, einige Spills im Verlauf der Cluster nach der Anpassung der Timeslice-Länge nicht zu ihren entsprechenden Partnern im Verlauf der Stromstärke passen.

Unter dieser Annahme wurden Einträge mit Clustern unterhalb von 80 Einträgen entfernt, da bei einer so geringen Teilchenzahl die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Sättigungseffekten als vernachlässigbar gering erachtet werden kann. Auf diese Weise wurden auch unphysikalische Stromstärken bei keinerlei Auftreten von Clustern herauskorrigiert, die aus zeitlich nicht übereinstimmenden Spills in den beiden Verläufen herrühren könnten.

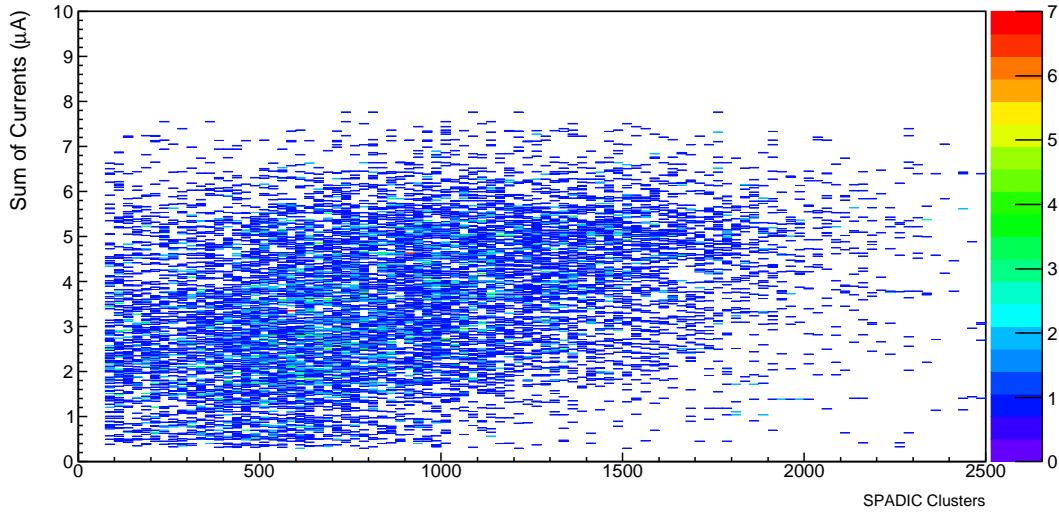


Abbildung 5.12: Korrelation der Gesamtstromstärke und der Anzahl der Cluster

Schließlich wurde die Zahl der Cluster mit Hilfe der angepassten Timeslice-Länge (99,29 ms) auf eine Sekunde und anhand der Fläche eines Pad-Plane-Pads ($3,97 \text{ cm}^2$) auf einen Quadratzentimeter normiert, sodass sich eine Hitrate pro Quadratzentimeter Detektorfläche ergibt. Diese sollte weiterhin eine direkte Abhängigkeit von der Stromstärke aufweisen.

Um nun eine Aussage über ebenjene Abhängigkeit zu erhalten, wurde mit Hilfe des ROOT-Frameworks ein TProfile des angepassten Korrelations-Histogramms erstellt (Abbildung 5.13). Dieses unterteilt im Falle eben jenes Histogramms den gesamten Bereich der Cluster in mehrere gleichgroße Abschnitte und bildet in jedem Abschnitt den Mittelwert der Gesamtstromstärke. Die Anzahl der Abschnitte wurde dabei auf 100 festgelegt.

Zu erkennen ist, dass die Gesamtstromstärke in guter Näherung eine lineare Abhängigkeit von der durchschnittlichen Hitrate pro cm^2 aufweist. Eine Saturierung, die sich in einer Abweichung vom linearen Verhalten bemerkbar machen würde, ist demnach im betrachteten Bereich nicht zu erkennen. Im oberen Bereich der Hitrate ist hierbei schon an den deutlich breiteren Fehlerbalken zu sehen, dass für die Bildung eines Mittelwerts, der mit der linearen Abhängigkeit übereinstimmt, zu wenig Statistik vorhanden ist.

Die Verteilung der Gesamtstromstärke folgt unter der Annahme einer linearen Abhängigkeit in etwa der Funktion 4.1:

$$\text{Gesamtstromstärke}(\text{Hitrate}) = 0.0011 (\pm 0,0002) \text{ Hitrate} + 2.6709 (\pm 0,2126) \quad (5.1)$$

Bei einer im CBM-Experiment zu erwartenden Hitrate pro cm^2 von etwa 100 kHz/cm^2 würden damit Gesamtstromstärken um 110 Mikroampere auftreten.

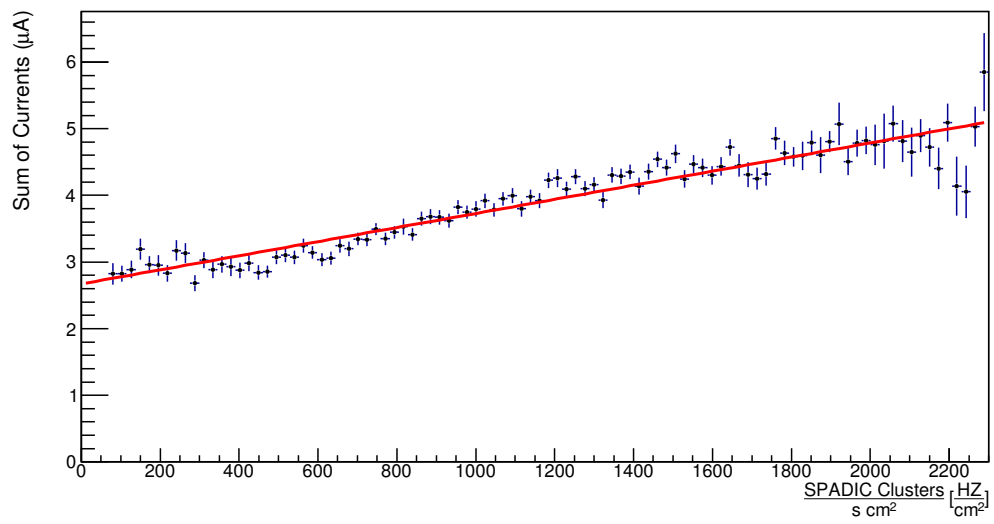


Abbildung 5.13: Gesamtstromstärke in Abhängigkeit der durchschnittlichen Hitrate pro cm^2 . Zur Erstellung des dem Diagramm zugrundeliegenden TProfile wird die Korrelation in Abbildung 5.12 in 100 Abschnitte unterteilt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde das Verhalten der Hochspannungsversorgung des Frankfurter TRD-Prototypen bei Hitraten bis $2,3 \text{ kHz/cm}^2$ untersucht. Hierfür wurde zunächst aus den während der Teststrahlzeit am CERN-SPS im November und Dezember 2015 gemessenen Hochspannungsdaten die räumliche Verteilung der Stromstärken der 13 Auslesekanäle sowie der integrierten Gesamtstromstärke bestimmt. Anschließend wurde ein Zeitbereich aus der Teststrahlzeit mit einer konstanten Spannung von 1450 V zur weiteren Analyse ausgewählt. Da in diesem Bereich in den Verläufen der Stromstärke Dunkelstrom-Signaturen auftraten, wurden diese zunächst mit Hilfe eines Cuts bei einer Gesamtstromstärke $> 0.3 \mu\text{A}$ aus den zu analysierenden Daten herauskorrigiert.

Im Folgenden wurde die Abhängigkeit der Stromstärke der einzelnen Kanäle von deren Abstand zum Strahlmittelpunkt analysiert und mit Messwerten aus anderen Spannungseinstellungen verglichen. Dabei stieg bei allen Korrelationen die Stromstärke mit zunehmendem Abstand des Kanals vom Strahlmittelpunkt exponentiell an. Lediglich die Korrelationen mit Spannungseinstellungen von 1550 V und 1600 V konnten nicht überprüft werden, weil hierzu zu wenige Messwerte zur Verfügung standen.

Bei der Untersuchung einzelner Spills im 1450 V Spannungsbereich fällt weiterhin auf, dass der TRD in Kombination mit dem ISEG HV-Modul eine sehr gute zeitliche Auflösung von einigen Millisekunden bei Strom- und Spannungsmessungen ermöglicht.

Zur Analyse des Verhaltens der auf der Pad-Plane gemessenen Hitrate und zur Bestimmung ihrer zeitlichen Korrelation mit der Gesamtstromstärke mussten die in Timeslices gespeicherten Messwerte zunächst manuell mit Timestamps versehen werden. Dies war notwendig, da die Messung der Hitrate im Vergleich zur Messung der Stromstärke und der Spannung nicht kontinuierlich durchgeführt wurde, sondern in mehreren einzelnen, zeitlich nicht zusammenhängenden, Runs aufgezeichnet wurde. Anschließend konnte ein zeitlicher Verlauf der Hitrate erstellt werden. Im analysierten Zeitbereich treten in der gesamten Kammer Hitraten von bis zu 362574 Hits pro Sekunde auf. Da die Zeitinformationen der Timeslices manuell eingetragen wurden entspricht dieser Verlauf allerdings möglicherweise nicht dem realen zeitlichen Verlauf der Hitrate. Die Annahme, dass sich nach der Korrektur ausreichend viele Spills an den richtigen Positionen befinden, konnte durch die spätere Korrelation der Hitrate und der Gesamtstromstärke verifiziert werden.

Diese Korrelation zeigt, dass eine lineare Abhängigkeit zwischen der Hitrate und der Gesamtstromstärke besteht. Es konnten weiterhin keine Saturationseffekte beobachtet werden. Für die im CBM-Experiment angepeilte Hitrate von bis zu 100 kHz/cm^2 ergibt sich

nach der linearen Abhängigkeit ein Gesamtstrom pro Kammer von ca. 100 Mikroampere. In weiteren Tests der Frankfurter MWPC muss daher überprüft werden, ob die Kammer bei diesen Hitraten und Stromstärken weiterhin einen stabilen Betrieb ermöglicht.

Es wurden bereits neue Prototypen der Frankfurter MWPC entwickelt, die im Vergleich zu den bei der Teststrahlzeit im November und Dezember 2015 eingesetzten Kammern mehrere Updates erhalten haben. So wurde beispielsweise die Anzahl der HV-Kanäle auf einen Kanal reduziert. Weiterhin wurde der Frankfurter MWPC ein Driftbereich von 5 mm Länge hinzugefügt, der die Wahrscheinlichkeit der Absorption der Übergangsstrahlung im Gasvolumen erhöht.

Der TRD wurde mit diesen Erweiterungen bereits im Dezember 2016 erneut am CERN-SPS getestet. Die gesammelten Messwerte werden zur Zeit analysiert und ausgewertet. Eine weitere Teststrahlzeit ist für den August 2017 am Deutschen Elektron-Synchrotron DESY in Hamburg geplant, bei der das Verhalten des TRD bei direkter Bestrahlung mit Elektronen und dem Einsatz eines Polyethylen-Folienschaum-Radiators untersucht werden soll.

Literaturverzeichnis

- [1] https://www.mpp.mpg.de/fileadmin/_processed_/4/9/csm_standardmodell_screen_DE_bb9541a562.jpg. [Online; zuletzt abgerufen: 30.04.2017].
- [2] Prof C. Blume. *Kerne und Teilchen 1*. Goethe-Universität Frankfurt, 2014. Vorlesungsskript.
- [3] Prof C. Blume. *Kerne und Teilchen 2*. Goethe-Universität Frankfurt, 2015. Vorlesungsskript.
- [4] *Update on the search for the Higgs boson at CERN*, 2012. Pressekonferenz.
- [5] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [6] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, 1964.
- [7] Florencia Canelli. Recent results from Higgs boson physics at the LHC. *PoS, ICHEP2016:014*, 2016.
- [8] Claude Amsler and Frank E. Close. Is $f_0(1500)$ a scalar glueball? *Phys. Rev.*, D53:295–311, 1996.
- [9] http://erlangen.physicsmasterclasses.org/sm_et/sm_et_qua3.html. [Online; zuletzt abgerufen: 30.04.2017].
- [10] http://erlangen.physicsmasterclasses.org/sm_et/sm_et_qua2.html. [Online; zuletzt abgerufen: 30.04.2017].
- [11] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag GmbH, sixth edition, 2004.
- [12] http://www.fair-center.de/uploads/pics/sci_hadronic_matter_01.jpg. [Online; zuletzt abgerufen: 23.04.2017].
- [13] Stefan Stohl. CBM – Suche im Quark-Gluon-Plasma. *Welt der Physik Online*, 2010.
- [14] J. Rafelski J. Letessier. *Hadrons and Quark-Gluon-Plasma*. Cambridge University Press, 2002.

- [15] <http://www.fair-center.de/de/oeffentlichkeit/was-ist-fair.html>. [Online; zuletzt abgerufen: 23.04.2017].
- [16] <http://www.fair-center.de/>. [Online; zuletzt abgerufen: 23.04.2017].
- [17] Norbert Angert et. al. *Von den Grundbausteinen... zur komplexen Materie*. Gesellschaft für Schwerionenforschung, Oktober/November 2001.
- [18] Walter F. Henning et. al. *FAIR CDR - An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons*. Gesellschaft für Schwerionenforschung, November 2001.
- [19] The TRD Working Group. *The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR*. Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2016. Technical Design Report for the CBM.
- [20] The RICH Working Group. *Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Cherenkov Detector*. Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2013. Technical Design Report for the CBM.
- [21] The MUCH TDR Working Group. *Muon Chambers (MuCh)*. Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2013. Technical Design Report for the CBM.
- [22] Hermann Kolanoski and Norbert Wermes. *Teilchendetektoren*. Springer, 2016.
- [23] Prof C. Blume. *Kerne und Teilchen 2*. Physik der Teilchendetektoren, 2016. Vorlesungsskript.
- [24] Persönliches Gespräch mit F. Roether, 2017.
- [25] Edda Gschwendtner. Overview on CERN Test Beam Facilities and Plans for Tests for Non-Collider Experiments, Präsentation für New Opportunities in the Physics Landscape at CERN, 13.Mai 2009.
- [26] P. Kähler et. al. C. Bergmann. *Combined MWPC prototype test of Münster and Frankfurt using SPADICv1.0 data taking at CERN-SPS/T2-H4 in 2015*. Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2015. CBM Progress Report.
- [27] P. Senger. *Status of the CBM experiment at FAIR*. Gesellschaft für Schwerionenforschung, 2010.

Danksagung

- Zuerst möchte ich mich bei Professor Christoph Blume für die Möglichkeit diese Arbeit am IKF schreiben zu können bedanken. Christoph hatte immer ein offenes Ohr für Fragen und hat mir sehr bei der Koordination dieser Arbeit geholfen. Außerdem möchte ich mich bei Ihm für die Ermöglichung des CERN Aufenthalts 2015 und der Teilnahme an der DPG Tagung 2017 bedanken.
- Weiterhin möchte ich mich bei meiner Arbeitsgruppe für die positive Atmosphäre und das freundliche Arbeitsklima bedanken. Im Speziellen danke ich hierbei Florian Roether und Etienne Bechtel, die mir mit Rat und Tat bei Fragen zum Root-Framework und dem TRD unterstützt hat. Außerdem möchte ich meinen Bürokollegen Susanne Glässel und Marcel Raabe für ihre moralische Unterstützung und als zuverlässige Ansprechpartner bedanken. Auch Dennis Spicker möchte ich für den ein oder anderen Kniff bei der Programmierung in ROOT und LATEX danken.
- Ein ganz besonderer Dank gilt Julian Book, der mir als mein Betreuer während einem Großteil meiner Arbeit im Institut tatkräftig zur Seite stand und der mir so einige Flausen beim Programmieren ausgetrieben hat.
- Auch bedanken möchte ich mich bei Heidi Schuldes, für die Korrektur und das Lektorat meiner Bachelorarbeit, dafür, dass Sie sich als Zweitgutachterin zur Verfügung gestellt hat und dafür, dass man immer zu Ihr kommen kann wenn man mal eine Frage hat.
- Außerdem möchte ich mich bei meinen Freunden Tillmann Deselaers und Florian Spitzfaden für die Motivation und die ein oder andere Ablenkung während des Studiums und speziell während dieser Arbeit.
- Ganz liebe Grüße und ein zwei riesengroße „Dankeschön“ gehen an Philipp Kähler und Martin Kohn vom IKP Münster, die mir mehrmals bei der Lösung von Problemen mit der Realisierung der Ausleselogik des TRD in ROOT geholfen.
- Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für die seelische und moralische Unterstützung während meines gesamten Studiums bedanken, ohne die diese Bachelorarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Erklärung

nach § 28 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Patrick Michael Schneider, Frankfurt am Main, den 31. Mai 2017