

Simulationsstudien zur Entwicklung
des Übergangsstrahlungszählers
für das CBM-Experiment

Masterarbeit
am Institut für Kernphysik Frankfurt

dem Fachbereich Physik
der Goethe-Universität
Frankfurt am Main
vorgelegt von

Patrick Reichelt

Februar 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Hochenergie- und Schwerionenphysik	3
1.2	Dileptonen	5
1.3	CBM	6
2	Grundlagen	9
2.1	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	9
2.1.1	Energieverlust durch Ionisation	9
2.1.2	Energieverlust durch Emission von Photonen	10
2.2	Funktionsweise eines TRD	12
2.2.1	Radiator	12
2.2.2	MWPC	13
2.2.3	Gasgemisch	14
3	Simulationen eines einzelnen Detektors	17
3.1	Monte-Carlo Simulationen	17
3.1.1	Eingaben für die Simulation	17
3.1.2	Simulation von dE/dx	20
3.1.3	Simulation von TR	22
3.1.4	Ausgabe der Simulation	23
3.2	Elektron-Pion-Trennung mit einem einzelnen Detektor	23
3.3	Elektrostatische Simulationen	26
3.3.1	Detektorgeometrie	26
4	Messungen und Vergleich	31
4.1	Messungen mit Prototypen	31
4.2	Datenanalyse	33
4.3	Vergleich mit Simulationen	34
5	Simulation mehrerer Detektorlagen	37
5.1	Elektron-Pion-Trennung mit mehreren Detektorlagen	37
5.1.1	Summation der Detektorsignale	37
5.1.2	Verwendung der Binomialverteilung / Schwellenzähler	38
5.2	Optimierungsmöglichkeiten	42
5.2.1	Vergrößerung des Gasvolumens	42
5.2.2	Variation des Radiators	43
5.2.3	Variation der Anzahl der Lagen	46
5.3	Impulsabhängigkeit	46
5.4	Verwendung der Prototypenmessungen	47
6	Zusammenfassung und Fazit	49

Abstract

Das *Compressed Baryonic Matter* Experiment (CBM) wird im Rahmen der *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) entwickelt, um das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie vorwiegend im Bereich hoher Dichte ausgiebig zu studieren. Dazu sollen Kollisionen schwerer Ionen durchgeführt werden und die Reaktionsprodukte mit hoher Präzision in Teilchendetektoren gemessen und identifiziert werden. Eine wichtige Aufgabe besteht in der Unterscheidung von Elektronen und Pionen, zu der ein Übergangsstrahlungszähler (*Transition Radiation Detector*) beiträgt. Übergangsstrahlung wird im relevanten Impulsbereich dieser Teilchen nur von Elektronen emittiert und soll im Detektor registriert werden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung dieses Detektors auf Basis von Vieldrahtproportionalkammern (*Multiwire Proportional Chamber*) hauptsächlich anhand von Simulationen diskutiert, aber auch erste Testmessungen eines Prototypen vorgestellt. Der Schwerpunkt der Simulationen eines einzelnen Detektors liegt in der Untersuchung der Effizienz in Abhängigkeit seiner Dicke.

Der Übergangsstrahlungszähler für CBM wird aus mehreren Detektorlagen bestehen. Daher wird außerdem die Effizienz des Gesamtsystems analysiert, indem verschiedene Methoden zur Kombination der einzelnen Signale angewendet werden. Darüber hinaus wird die Effizienz des verfolgten Detektorkonzepts in Abhängigkeit des Radiators, der Anzahl der Detektorlagen, sowie des Teilchenimpulses präsentiert.

1 Einleitung

1.1 Hochenergie- und Schwerionenphysik

Einer der Forschungsschwerpunkte innerhalb der Hochenergiephysik ist die Erkundung des Phasendiagramms stark wechselwirkender Materie. Diese Materie besteht aus Quarks und Gluonen, welche die starke Ladung (Farbladung) tragen und somit über die starke Kraft wechselwirken können. Die Anziehung zwischen Quarks und Gluonen ist so stark, dass diese Teilchen unter allen bekannten natürlichen Bedingungen ausschließlich in gebundenen Zuständen, den Hadronen, auftreten. Diese Eigenschaft nennt man Farbeinschluss und die vorliegende Materieform *hadronische Materie*. Sie bildet einen gemischten Zustand gasförmiger (Nukleonen) und flüssiger (Atomkerne) Materie [CBM11]. Der gasförmige Anteil wird *Hadronengas* genannt. Es gibt jedoch theoretische sowie experimentelle Hinweise darauf, dass der Farbeinschluss bei hohen Temperaturen und/oder Dichten der Materie aufgehoben wird, wodurch Quarks und Gluonen als individuelle Teilchen existieren. Diese Phase stark wechselwirkender Materie wird *Quark-Gluon Plasma* genannt. [CBM05, Povh]

Die Untersuchung des Quark-Gluon Plasmas (QGP) sowie des Phasenübergangs zum Hadronengas verspricht ein tieferes Verständnis der *Quantenchromodynamik* (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung, und damit einhergehend auch der frühen Evolution des Universums. Denn dieses muss in den ersten Mikrosekunden nach seiner Entstehung heiß genug gewesen sein, um als Quark-Gluon Plasma vorzulegen zu haben. [Bart, Dah08]

Experimentell lässt sich dieser Zustand in hochenergetischen Schwerionenkollisionen an Teilchenbeschleunigern reproduzieren. Die ersten dazu geeigneten Experimente wurden 1986 gestartet, am Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA sowie am CERN in der Schweiz. Der Beschleuniger AGS am BNL liefert eine Strahlenergie von $14.5A$ GeV (14.5 GeV pro Nukleon) für leichte Ionen mit $A = 2Z$ und $11.5A$ GeV für Gold, während das SPS am CERN $200A$ GeV für leichte bzw. $158A$ GeV für Bleiionen erreicht. [Blu09]

Mit dem Streben nach höheren Kollisionsenergien entstand die nächste Beschleunigergeneration, bei der zwei gegenläufige Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden. Der erste Beschleuniger dieser Art ist der 2000 am BNL in Betrieb genommene RHIC. Die im Schwerpunktsystem der Kollision verfügbare Energie konnte von $\sqrt{s_{NN}} \approx 17$ GeV am SPS auf $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV am RHIC erhöht werden. 2010 wurden schließlich die ersten Schwerionenkollisionen am LHC am CERN bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV durchgeführt. Mit zunehmender Kollisionsenergie vergrößert sich das Volumen, in dem die kritische Energiedichte zur Bildung des Quark-Gluon Plasmas überschritten wird, und die Dauer dieses Zustandes verlängert sich. Allerdings bildet sich ein QGP erst, wenn das System ein thermisches Gleichgewicht erreicht hat. Dazu müssen die bei der Kollision erzeugten hochenergetischen Gluonen zunächst durch Streuprozesse im Medium thermalisiert werden. Die dazu nötige Formationszeit τ_0 ist abhängig von der Schwerpunktsenergie und liegt in der Größenordnung von 1 fm/ c . Die Bedingungen für ein thermisches Gleichgewicht gelten am LHC und am RHIC als erfüllt [Pbm03]. Bei der fortlaufenden Expansion des Systems

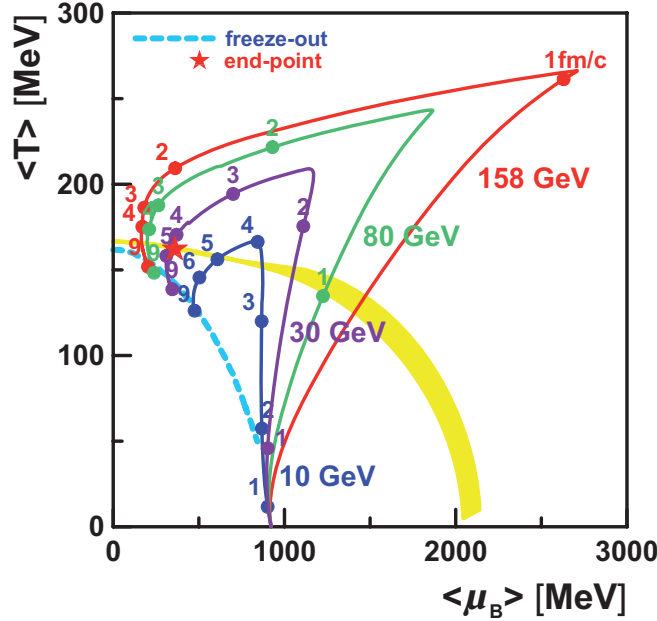


Abbildung 1.1: Verlauf einer Blei-Blei-Kollision im QCD Phasendiagramm für verschiedene Strahlenergien bis zur maximalen SPS-Energie [CBM05].

verringert sich dessen Dichte und Temperatur und bei Unterschreiten der kritischen Energiedichte hadronisiert das vorliegende Quark-Gluon Plasma. Ein späterer Übergang, ab dem keine inelastischen Kollisionen mehr stattfinden und somit die Teilchen feststehen, die im Detektor gemessen werden, wird chemischer *freeze-out* genannt. Die Analysen der Experimente an den erwähnten Beschleunigern (bis RHIC) zeigen, dass der *freeze-out* mit zunehmender Strahlenergie bei höherer Temperatur und geringerer Dichte (entsprechend einem niedrigeren baryochemischen Potential μ_B) stattfindet [Pbm03]. Dieses Ergebnis liefern auch Berechnungen nach einem hydrodynamischen Modell [Fri98], dargestellt in Abbildung 1.1, bei denen die Evolution von Schwerionenkollisionen im Phasendiagramm beschrieben wird [CBM05].

Gitter-QCD-Berechnungen ergeben, dass der Phasenübergang vom Quark-Gluon Plasma zur hadronischen Phase bei geringer Teilchendichte kontinuierlich ist (*cross-over*), während bei höherer Dichte ein Übergang erster Ordnung vorliegen soll [Fod04]. Dies bedingt die Existenz eines kritischen Punktes (*end-point*) zwischen diesen Übergängen, der ebenfalls in Abbildung 1.1 gezeigt ist¹. Ein *cross-over* ist aus experimenteller Sicht ungünstig, da keine abrupten Veränderungen der Systemparameter zu erwarten sind, was andernfalls auf einen Phasenübergang schließen ließe [Bart]. Besonders evident wird die Phasengrenze jedoch, wenn sie bei einer bestimmten Strahlenergie in der Umgebung des kritischen Punktes überschritten wird. Das würde zu nicht-statistischen Fluktuationen von Observablen führen. Dieser Kollisionsverlauf wird nach dem gezeigten Modell bei einer Strahlenergie von etwa $30A$ GeV erwartet [CBM05]. Auf der Suche nach dem kritischen Punkt werden an den Beschleunigern SPS und RHIC bereits Messungen bei diversen niedrigen Energien durchgeführt, doch so weit unterhalb ihrer Designenergie sind einerseits die Kollisionsraten sehr begrenzt, andererseits sind die Detektoren nicht darauf ausgelegt.

¹Der Verlauf des Phasenübergangs für $\mu_B > 0$ hängt von der Wahl der effektiven Quarkmassen in den Modellen ab. Es besteht dabei auch die Möglichkeit, dass der kritische Punkt verschwindet.

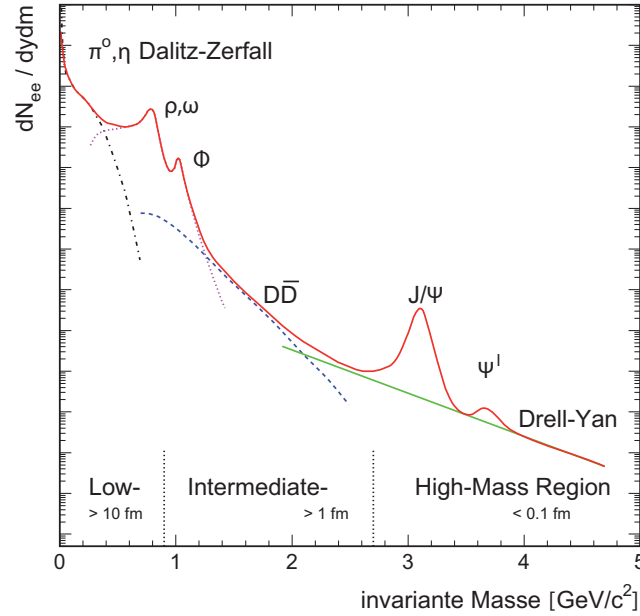


Abbildung 1.2: Schematisches invariante Masse-Spektrum von Leptonpaaren. Dargestellt sind die Beiträge verschiedener Teilchen, deren Zefälle jeweils charakteristisch zum Spektrum beitragen [Dah08].

Das *Compressed Baryonic Matter* Experiment (CBM) wird derzeit entwickelt, um den Teil hoher Dichte des Phasendiagramms ausgiebig zu studieren, der von den bisherigen Experimenten nur unzureichend erschlossen werden kann. Der dazu benötigte Teilchenbeschleuniger ist im Rahmen der *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR) als Erweiterung der GSI-Beschleunigeranlage geplant. Das SIS 300 soll eine Strahlenergie von bis zu $45A$ GeV für Ionen mit $A = 2Z$ bereitstellen [CBM05].

1.2 Dileptonen

Bei Schwerionenkollisionen in denen die Bildung eines Quark-Gluon Plasmas erwartet wird, sind zur Untersuchung des Selbigen besonders solche Sonden geeignet, die nicht mit den freien Farbladungen wechselwirken können. Dazu zählen Leptonen, deren elektromagnetische Wechselwirkung im QGP so gering ist, dass diese fast ungestört entweichen können. Die Erzeugung von Leptonpaaren („Dileptonen“) erfolgt in unterschiedlichen Prozessen und Stadien einer Kollision. Entsprechend der zur Verfügung stehenden Energie erwartet man in der frühen Phase die Produktion von Leptonpaaren mit hoher invarianter Masse und später mit geringer Masse. Ein schematisches Dileptonen-Spektrum ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Aufgetragen sind die Häufigkeiten verschiedener Beiträge als Funktion der invarianten Masse des Leptonpaares. Aus der frühen Phase der Kollision liefert Quark-Antiquark Annihilation, die zu einem geringen Bruchteil über die elektromagnetische Wechselwirkung erfolgt (*Drell-Yan*), mit hochenergetischen Leptonpaaren den massereichen Teil des Spektrums. Paare von Charm-Quarks ($c\bar{c}$) werden ebenfalls früh produziert und bilden entweder gemeinsam Quarkonia ($J/\psi, \psi'$), welche zu Leptonpaaren entsprechender invarianten Masse zerfallen können, oder sie hadronisieren separat zu *D*-Mesonen,

in deren schwachen Zerfällen ein geladenes Lepton emittiert werden kann. Letzteres führt im Dileptonen-Spektrum zu einem Kontinuum im mittleren Massenbereich. In beiden Fällen findet der Zerfall erst nach der Hadronisierung statt, doch beide Teilchensorten liefern auch Informationen aus der QGP-Phase.

Die in einer Kollision am zahlreichsten erzeugten Teilchen sind Pionen, da sie die leichtesten Hadronen sind. Neutrale Pionen zerfallen fast ausschließlich elektromagnetisch in zwei Photonen, doch wenn mindestens eins davon als virtuelles Photon emittiert wird, zerfällt dieses anschließend in ein Elektron-Positron-Paar. Dieser *Dalitz*-Zerfall bewirkt ein Kontinuum bei den niedrigsten invarianten Massen. Geladene Pionen hingegen haben eine so lange Lebensdauer ($c\tau_{\pi^\pm} \approx 8 \text{ m}$ [Pdg06]), dass sie typischerweise nicht vor ihrer Messung im Detektor zerfallen. Sie können jedoch in der hadronischen Phase paarweise annihilieren und dabei eines der Vektormesonen ρ , ω oder ϕ bilden, welches wiederum sehr schnell in ein Leptonpaar zerfällt. Das ρ hat eine Lebensdauer von nur $c\tau_\rho \approx 1.3 \text{ fm}$, weshalb sein Zerfall noch innerhalb des umgebenden hadronischen Mediums stattfindet. Entsprechend trägt das emittierte Leptonpaar Informationen aus diesem Stadium der Kollision. [Dah08]

In Experimenten am SPS und RHIC wird, verglichen mit den erwarteten Beiträgen der beschriebenen Effekte, eine erhöhte Zahl von Leptonpaaren unterhalb der ρ -Masse beobachtet [Dah08]. Ein Teil der Erhöhung kann darauf zurückgeführt werden, dass die Masse des ρ im Medium modifiziert wird, wodurch die zugehörige Dileptonverteilung verbreitert wird. Eine vollständige Erklärung ergibt sich jedoch erst, wenn zusätzlich eine thermische Emission von Leptonen vorausgesetzt wird [Dah08]. Beide Mechanismen liefern wertvolle Informationen über den vorliegenden Materiezustand.

1.3 CBM

Anhand der obigen Aufstellung wird deutlich, dass eine detaillierte Analyse von Leptonen ein präzises Verständnis der gesamten Evolution einer Schwerionenkollision verspricht, von initialen Streuprozessen bis hin zur hadronischen Phase. Da besonders Leptonpaare dabei von Interesse sind, aber ein großer kombinatorischer Untergrund durch nicht korrelierte Elektronen auftritt, ist eine präzise Impulsmessung der Teilchen wichtig, um die invarianten Massen fein aufzulösen [CBM05]. Ebenso bedeutend ist die zuverlässige Unterscheidung von Elektronen und Pionen gleichen Impulses, da letztere wie bereits erwähnt sehr häufig und langlebig sind und jede Fehlidentifikation eines Pions das Signal verunreinigt. Darüber hinaus wird bei CBM eine Kollisionsrate von bis zu 10^7 Ereignissen pro Sekunde angestrebt², um die verschiedenen seltenen Reaktionen zahlreich genug zu erzeugen [CBM05].

CBM, ein *Fixed Target* Experiment, wird diesen Anforderungen nach derzeitiger Planung [CBM11] mit folgendem Aufbau begegnen: Das *Target* befindet sich am Beginn der Öffnung eines supraleitenden Dipolmagneten, der die Trajektorien geladener Teilchen in horizontaler Richtung auffächert. Im Inneren des Magneten befinden sich außerdem der *Micro-Vertex Detector* (MVD) und das *Silicon Tracking System* (STS). Das STS ist der zentrale spurfindende Detektor, bestehend aus bis zu 8 Lagen Silizium-Streifenzählern. In Kombination mit dem Magneten soll er eine relative Impulsauflösung der Größenordnung 1 % erreichen. Der MVD dient der Rekonstruktion sekundärer Vertices aus den Zerfällen von *D*-Mesonen, deren Lebensdauern $c\tau_{D^0} = 123 \mu\text{m}$ und $c\tau_{D^\pm} = 314 \mu\text{m}$ betragen [CBM11]. Dazu soll er in

²Die Kollisionsrate im Schwerionenbetrieb des LHC beträgt 10^4 Ereignisse pro Sekunde [Ali08].

Strahlrichtung, also der dritten Dimension, eine Ortsauflösung von $(50 - 100) \mu\text{m}$ erreichen. Nach Austritt aus dem Magneten verlaufen die Teilchenbahnen geradlinig durch die folgenden Detektoren, die vorwiegend der Teilchenidentifikation dienen. Auf Elektronidentifikation und Pionunterdrückung spezialisiert sind der *Ring Imaging Cherenkov Detector* (RICH) und der *Transition Radiation Detector* (TRD). Beide Systeme ergänzen sich durch Ausnutzung des Cherenkov- bzw. Übergangsstrahlungseffektes, die sich für Elektronen und Pionen gleichen Impulses unterscheiden. Im Anschluss an den TRD befindet sich ein Detektor zur Flugzeitmessung (*Time Of Flight*, TOF) bestehend aus *Resistive Plate Chambers* (RPC), gefolgt von einem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) zur Messung von Photonen. [CBM11]

Eine weitere Anforderung an den TRD besteht darin, die Teilchenspuren des STS mit den Treffern in der TOF zu verbinden. Die dazu nötige mittlere Ortsauflösung hängt von der Spurdichte und der Anzahl der Detektorlagen ab und liegt in der Größenordnung von 1 mm. Der TRD wird aus bis zu 12 einzelnen Lagen dünner Gasdetektoren bestehen, die in drei Stationen zwischen STS und TOF angeordnet sind. Eine hohe Anzahl an Lagen begünstigt einerseits die Spurfindung, andererseits dient sie dem Ausgleich der geringen Dicke jedes einzelnen Detektors, welche durch die benötigte hohe Auslesegeschwindigkeit bedingt ist. Für die Elektron-Pion-Trennung des TRD gilt als Richtlinie, dass er Elektronen mit einer Effizienz von 90 % nachweisen und gleichzeitig die Anzahl der fehlidentifizierten Pionen um einen Faktor 100 unterdrücken soll. [CBM11]

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der am Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF) verfolgte Ansatz untersucht, die Anforderungen des CBM-TRD mit Violdrahtproportionalkammern zu erfüllen, die nicht viel dicker als etwa 1 cm sein sollen. Dazu wurden Simulationen entwickelt, mit denen sich die Elektron-Pion-Trennung eines solchen Detektors bestimmen lässt. Im folgenden Kapitel werden die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse sowie die Funktionsweise eines TRD beschrieben, bevor die für einen einzelnen TRD durchgeführten Simulationen in Kapitel 3 diskutiert werden.

Im IKF wurden nach Vorbild dieser Simulationen zwei Prototypen konstruiert und erste Testmessungen mit ihnen durchgeführt. Diese werden in Kapitel 4 vorgestellt und die Ergebnisse mit den Simulationen verglichen, wobei sich eine gute quantitative Übereinstimmung zeigt.

Weiterführende Simulationen, die einer ausgiebigen Studie der durch den gesamten CBM-TRD erreichbaren Pionunterdrückung dienen, werden in Kapitel 5 beschrieben. Dabei wird der Einfluss der Detektordicke, des Radiators und der Anzahl der Detektorlagen studiert, sowie die Impulsabhängigkeit der erreichbaren Pionunterdrückung dargestellt.

2 Grundlagen

Ein *Transition Radiation Detector* dient dem Nachweis und der Identifizierung geladener Teilchen. Zudem kann anhand der gemessenen Signale eine präzise Bestimmung des Durchflugsortes eines Teilchens durchgeführt werden. Die relevanten Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektor werden im ersten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben. Anschließend wird die Funktionsweise des TRD anhand wichtiger Komponenten erläutert.

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Die meisten Detektorkonzepte zum Nachweis elektrisch geladener Teilchen beruhen auf deren elektromagnetischer Wechselwirkung mit dem Material, wobei drei verschiedene Prozesse stattfinden können: Die Atome des Mediums können angeregt oder ionisiert werden, das eintreffende Teilchen kann Cherenkov-Licht emittieren, oder es kann Übergangsstrahlung erzeugen [Klei]. In jedem Fall verliert das Teilchen dabei Energie, die zumindest teilweise im aktiven Volumen des Detektors deponiert wird.

2.1.1 Energieverlust durch Ionisation

Der spezifische Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation und Anregung ist der dominante Prozess und wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben [Grup]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{E_{\text{kin}}^{\text{max}}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.1)$$

mit der Avogadrozahl N_A , dem klassischen Elektronenradius r_e und der Elektronenmasse m_e , der Ordnungs- und Massezahlen Z bzw. A des Mediums sowie dessen effektivem Ionisationspotential I und Dichteparameter δ .

$E_{\text{kin}}^{\text{max}}$ ist die maximale vom Teilchen an ein Hüllenelektron übertragbare kinetische Energie. Sie kann für alle Teilchen mit $m_0 \gg m_e$ und nicht zu große Energien $2\gamma m_e/m_0 \ll 1$ (entsprechend $p \ll 18 \text{ GeV}/c$ für Pionen) durch

$$E_{\text{kin}}^{\text{max}} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2.2)$$

angenähert werden. Der spezifische Energieverlust dE/dx hängt nur von der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ und der Ladung z des ionisierenden Teilchens ab, nicht jedoch von dessen Masse m_0 . Als Funktion der Geschwindigkeit fällt dE/dx zunächst wie $1/\beta^2$ ab, bis bei $\beta\gamma \approx 4$ ein breites Minimum erreicht wird. Teilchen mit entsprechender Geschwindigkeit werden *Minimum Ionizing Particles (MIPs)* genannt. Ab dem Minimum gilt $\beta \simeq 1$ und es folgt der relativistische Anstieg proportional zu $\ln(\beta^2\gamma^2) = 2\ln(\gamma)$. Er begründet sich in der relativistischen Expansion des transversalen Feldes des Teilchens.

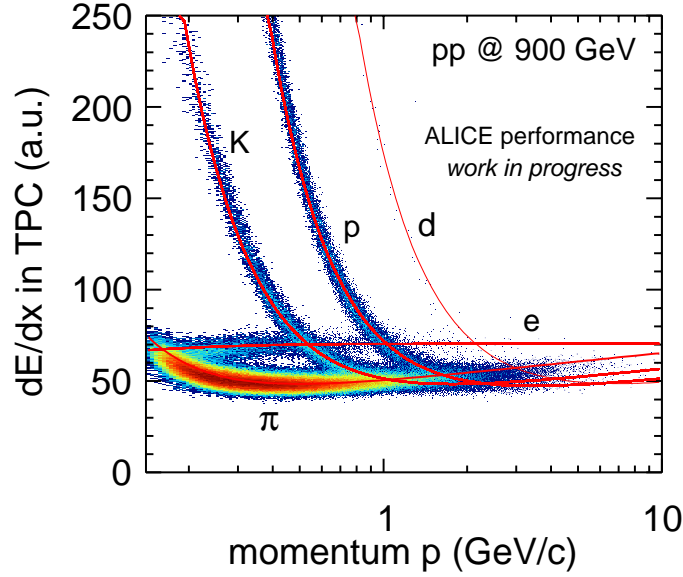


Abbildung 2.1: Spezifischer Energieverlust verschiedener Teilchen in der *Time Projection Chamber* des ALICE-Experiments [AliCo].

Mit zunehmender Reichweite des Feldes erhöht sich jedoch auch dessen Abschirmung durch die Elektronen des Mediums. Je höher dessen Dichte ist, desto früher saturiert der Energieverlust im sogenannten *Fermi-Plateau*. Dieser Effekt wird durch den Dichteparameter δ beschrieben. Bei Edelgasen beträgt der relativistische Anstieg 50 – 70 %, bei Festkörpern hingegen nur etwa 10 %. [Klei, Grup]

Häufig wird der Energieverlust der verschiedenen Teilchen in Gasdetektoren gemessen, die sich in einem Magnetfeld befinden. Dadurch kann gleichzeitig der Teilchenimpuls aus ihrer Bahnkrümmung bestimmt werden. Trägt man beide Größen gegeneinander auf, so erhält man einen Zusammenhang wie in Abbildung 2.1. Pionen sind bei etwa 0,55 GeV/c minimalionisierend - Kaonen, Protonen und Deuteronen jeweils erst bei höheren Impulsen. Der spezifische Energieverlust von Elektronen hat im dargestellten Impulsbereich bereits das Fermi-Plateau erreicht.

2.1.2 Energieverlust durch Emission von Photonen

Gemäß der Quantenelektrodynamik beruhen alle elektromagnetischen Prozesse auf dem Austausch von Photonen. Welches der drei eingangs erwähnten Phänomene eintritt, hängt von der Energie dieser Photonen und von der Dielektrizitätskonstanten des Mediums $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ ab, wobei $\epsilon_1 = n^2$ durch den Brechungsindex n bestimmt wird und ϵ_2 für die Absorption der Photonen verantwortlich ist. Die einzelnen Fälle werden durch das Photo-Absorptions-Ionisations-Modell [All80] beschrieben:

Der Emissionswinkel θ_C eines Photons der Energie $\hbar\omega \ll \gamma m_0 c^2$ zur Teilchenflugbahn ergibt sich aus der Viererimpuls-Erhaltung und der Dispersionsgleichung näherungsweise zu

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon}} = \frac{1}{v} \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (2.3)$$

Liegt die Photonenergie oberhalb der niedrigsten Anregungsenergie des Mediums ($\epsilon_2 > 0$), d.h. im *Absorptionsbereich* (ab etwa 2 eV), so können aufgrund des kom-

plexen ϵ nur virtuelle Photonen ausgetauscht werden, die zu Anregung oder bei genügender Energie zu Ionisation führen. Unterhalb der Anregungsenergie kann ein solcher Austausch nicht stattfinden ($\epsilon_2 = 0$), dort ist die Dielektrizitätskonstante also reell und zwar mit $\epsilon_1 > 1$. Gemäß (2.3) kann dann auch der Winkel θ_C reell werden, und zwar wenn sich ein Teilchen schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium bewegt ($v > c/\sqrt{\epsilon}$). Dies ermöglicht die Emission reeller Photonen - auch sichtbares Licht. Darum ist dies der *optische Bereich*; das Phänomen wird *Cherenkov-Effekt* genannt.

Der Energieverlust eines Teilchens durch Austausch eines virtuellen Photons reicht zwar mindestens bis zu Energien im MeV-Bereich, wird jedoch proportional zu $1/E^2$ unwahrscheinlicher (vgl. Abb. 3.5). Während $\epsilon_2 \rightarrow 0$ geht, wird also der Absorptionsbereich durch den *Röntgenbereich* abgelöst. In [Klei] wird dieser Übergang bei ≈ 5 keV angegeben. Dann ist ϵ wieder nahezu reell und die Emission reeller Photonen prinzipiell möglich. Allerdings ist $\epsilon_1 < 1$, d.h. die Schwellengeschwindigkeit für den Cherenkov-Effekt liegt bei $v > c$. Aus diesem Grund ist die Emission von Cherenkov-Strahlung innerhalb des Mediums nicht mehr möglich, doch wenn sich beim Übergang in ein anderes Medium die Dielektrizitätskonstante ändert, kann an der Grenzfläche sogenannte *Übergangsstrahlung* entstehen (*Transition Radiation, TR*). [Klei]

Das geladene Teilchen bildet beim Anflug auf die Grenzfläche zusammen mit seiner im Medium influenzierten Spiegelladung einen elektrischen Dipol. Die Feldstärke verändert sich bei der Annäherung, bis sie beim Eindringen verschwindet. Dieses zeitlich veränderliche Feld kann zur Emission eines Photons führen, dessen Energie im Röntgenbereich liegt.

Die Intensität der Strahlung, d.h. die Häufigkeit der Photonen im Frequenzintervall $d\omega$, ist gegeben durch [Klei]:

$$\frac{dn}{d\omega} \propto \frac{2\alpha}{\pi\omega} \ln\left(\frac{\gamma\omega_p}{\omega}\right) \quad (2.4)$$

mit der Feinstrukturkonstanten α und der Plasmafrequenz des Mediums ω_p . Die Wahrscheinlichkeit an einer einzelnen Grenzfläche ein Photon zu produzieren liegt in der Größenordnung von $\alpha = 1/137$ [Grup]. Während die Intensität der Strahlung nur mit $\ln \gamma$ ansteigt, erhöht sich der Energiefluss gemäß

$$S = \frac{1}{3}\alpha z^2 \hbar\omega_p \gamma \quad (2.5)$$

proportional zu γ . Ein Teilchen mit höherem Lorentzfaktor produziert also nur geringfügig mehr TR-Photonen, dafür im Mittel höherenergetische. Die Emissionsrichtung der Übergangsstrahlungsphotonen liegt auf einem engen Kegel um die Teilchenflugbahn, mit Öffnungswinkel $\theta = 1/\gamma$ [Grup].

Dass der Energieverlust eines Teilchens durch Übergangsstrahlung proportional zu dessen Energie ist (Gleichung (2.5)), macht dieses Phänomen für die Teilchenidentifizierung in der Hochenergiephysik besonders wertvoll. Die anderen dazu genutzten Prozesse, z.B. die Flugzeitmessung sowie die beschriebenen Energieverluste durch Ionisation und Cherenkov-Strahlung, hängen von der Teilchengeschwindigkeit v ab und sind daher für relativistische Teilchen ($\beta \rightarrow 1$) nur bedingt geeignet. [Grup]

Für eine ausreichende TR-Ausbeute sind aufgrund der geringen Produktionswahrscheinlichkeit mehrere hundert Übergänge nötig. Realisiert wird dies herkömmlich durch die periodische Anordnung von Folien und Luftspalten in einem sogenannten *Radiator*. Das Energiespektrum der TR-Photonen, die in einem solchen „regulären“

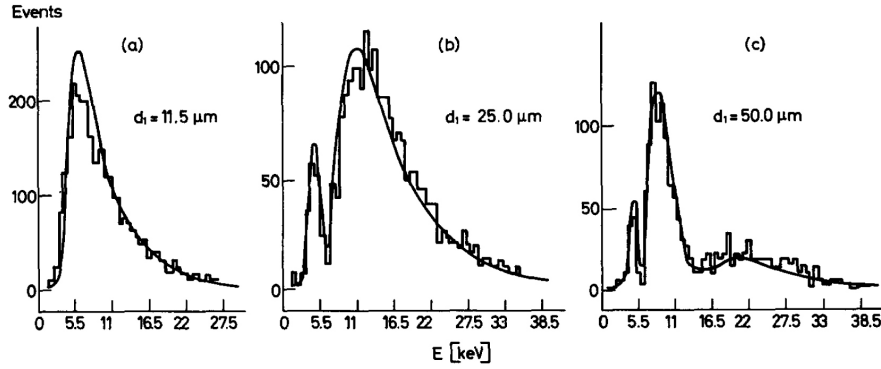


Abbildung 2.2: Energiespektren von TR-Photonen, produziert in Folien-Radiatoren verschiedener Foliendicken d_1 , zusammen mit Simulationen [Fab75].

Radiator entstehen und diesen erfolgreich verlassen, lässt sich mit einem theoretischen Modell beschreiben, das Interferenzeffekte berücksichtigt [Fab75]. Diese entstehen sowohl durch kohärente Überlagerungen der Strahlungsfelder an den beiden Oberflächen einer einzelnen Folie, als auch zwischen den verschiedenen Folien.

Gemessene TR-Spektren von drei Radiatoren, die sich im Wesentlichen durch ihre Foliendicke unterscheiden, sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Interferenzeffekte nehmen von a) nach c) deutlich zu und werden durch das Modell aus [Fab75] (glatte Linie) sehr gut beschrieben.

2.2 Funktionsweise eines TRD

In Streuexperimenten der Teilchenphysik dient ein *Transition Radiation Detector* hauptsächlich der Elektron-Pion-Trennung ab einem Impuls von etwa $1 \text{ GeV}/c$. Es wird ausgenutzt, dass Elektronen (und Positronen) die einzigen Teilchen sind, die bereits bei diesem Impuls hochrelativistisch sind ($\gamma \approx 2000$) und somit Übergangsstrahlung erzeugen können.

2.2.1 Radiator

Die Produktion der Übergangsstrahlung erfolgt beim Durchflug des Teilchens durch einen Radiator und wurde im vorangegangenen Abschnitt beschrieben. Die Energie der TR-Photonen liegt typischerweise im Bereich von $1 - 30 \text{ keV}$ (vgl. Abb. 2.2). Damit möglichst wenige dieser Photonen noch im Radiator absorbiert werden, verwendet man Materialien aus Elementen niedriger Ordnungszahl. Für die Absorption kommen Photo-Effekt und Compton-Effekt in Frage. Ersterer hat im relevanten Energiebereich noch den größeren Wirkungsquerschnitt, welcher dort durch die Born'sche Näherung

$$\sigma_{\text{photo}}^{\text{K}} = \left(\frac{32}{\epsilon^7} \right)^{1/2} \alpha^4 Z^5 \cdot \frac{8}{3} \pi r_e^2 \quad (2.6)$$

beschrieben wird. Hier ist $\epsilon = E_\gamma/m_e c^2$ die reduzierte Photonenergie [Grup].

Aufgrund der Proportionalität zur fünften Potenz der Ordnungszahl Z sind Folien aus Lithium ideal, es werden aber auch Kohlenstoff-Verbindungen wie Polypropylen (PP) verwendet.

In der Praxis ist nicht nur die Effizienz eines Radiators von Bedeutung, sondern

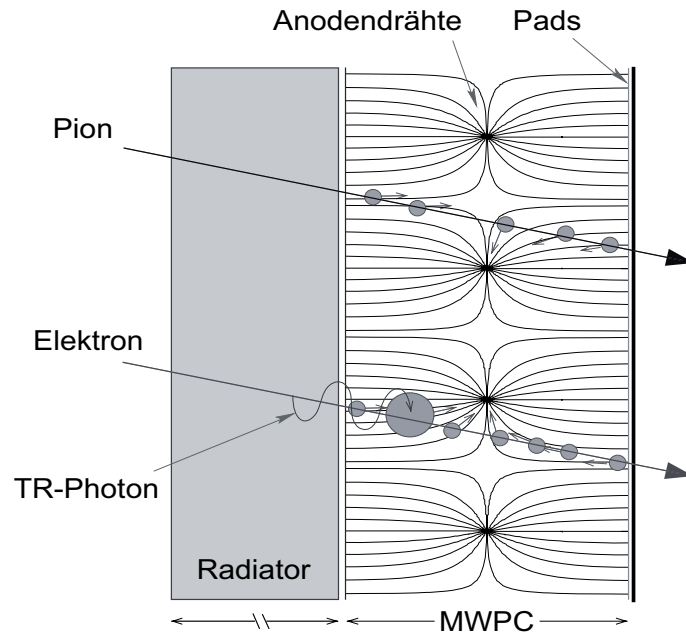


Abbildung 2.3: Aufbau und Funktion eines TRD auf Basis einer MWPC. Entlang der Teilchenspuren entstehen Ionisationscluster, das Elektron produziert zusätzlich ein TR-Photon, welches bei seiner Absorption einen großen Cluster erzeugt.

ebenso dessen Stabilität und Beständigkeit. Darum werden Konstruktionen aus Fasern bzw. Schaum mitunter bevorzugt [Ali01].

2.2.2 MWPC

Auf den Radiator folgt der eigentliche Detektor, der die emittierten Photonen nachweisen soll. Dafür eignen sich Gaszähler unterschiedlicher Art, mit denen man große Flächen abdecken kann bei einem gleichzeitig geringen Materialbudget. Ein typisches Beispiel für einen solchen Gasdetektor ist die *Vieldraht-Proportionalkammer* (*Multiwire Proportional Chamber, MWPC*), die sowohl für den ALICE-TRD verwendet wird, als auch für den CBM-TRD der primär verfolgte Ansatz ist [Ber09]. Sie besteht im einfachsten Fall aus zwei parallelen geerdeten Ebenen, die das Ein- und Austrittsfenster des Detektors bilden, und einer zentral dazwischen aufgespannten Drahtebene, an deren Anodendrähten ein positives Potential anliegt. Bei einer Ionisation des Gases werden die freigesetzten Elektronen von den Anodendrähten angezogen und das Potential ist so gewählt, dass es in der Nähe der Drähte eine Multiplikation der Ladungsträger im Proportionalbereich bewirkt. Dieser lawinenartige Prozess wird *Gasverstärkung* genannt. Aufgrund der Proportionalität kann aus der auf den Draht treffenden Ladung die im Detektor deponierte Energie rekonstruiert werden. Um eine zweidimensionale Ortsinformation zu erhalten, wird die Ladung an der zu diesem Zweck segmentierten Elektrode des Austrittsfensters gemessen, die mit der Auslese-Elektronik verbunden ist. Während des Verstärkungsprozesses bewegen sich die produzierten Elektronen schnell auf den Draht zu und influenzieren so eine zeitlich veränderliche Spiegelladung in den beiden Elektroden, in denen dadurch ein kurzes Signal erzeugt wird. Sobald die Elektronen vom Draht aufgenommen wurden, erzeugen die viel trägeren Ionen auf gleiche Weise ein langsames Signal. Die Signale verteilen sich im Fall der Ausleseelektrode auf mehrere

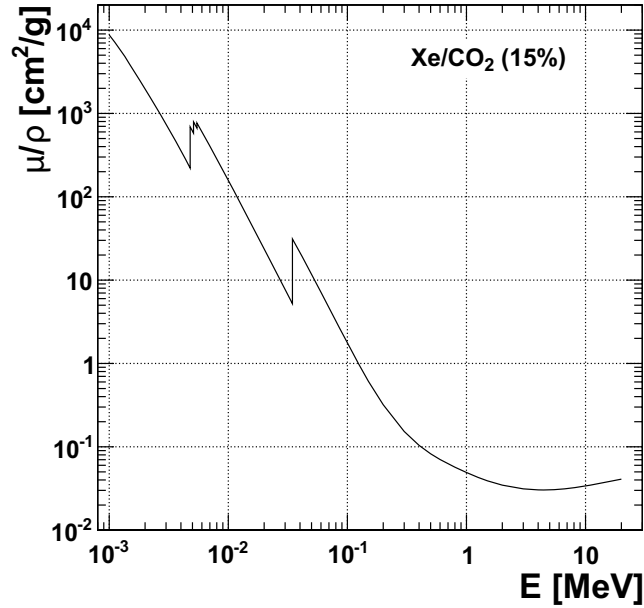


Abbildung 2.4: Massenabschwächungskoeffizient als Funktion der Photonenergie für das Gasgemisch Xe/CO₂(15%) (Werte aus [PdgXr]).

Segmente, *Pads* genannt, und ermöglichen durch Schwerpunktbildung eine präzise Bestimmung der Lawinenposition. [Blum]

Eine schematische Darstellung des beschriebenen TRD-Aufbaus mit elektrischen Feldlinien und Ionisationsclustern ist in Abbildung 2.3 gegeben.

2.2.3 Gasgemisch

Die Effizienz der Elektron-Pion-Trennung hängt unmittelbar vom Nachweis der durch ein Elektron produzierten TR-Photonen ab. Das Gas sollte daher - im genauen Gegensatz zum Radiator - aufgrund von Gleichung (2.6) ein möglichst hohes Z aufweisen. Das schwerste nicht-radioaktive Edelgas ist Xenon mit $Z = 54$. Der Vorteil von Edelgasen gegenüber molekularen Verbindungen ist, dass ein großer Teil der durch das ionisierende Teilchen deponierten Energie tatsächlich zu Ionisation führt, anstatt auf Molekulanregungen verteilt zu werden. Allerdings wird ein sogenanntes *Quenchergas*, z.B. CO₂, mit eben diesen Anregungsmöglichkeiten beigemischt, um sekundäre Photonen, die von angeregten Xe-Atomen emittiert werden, lokal zu absorbieren. Sonst könnten diese Photonen an einer anderen Stelle im Detektor, insbesondere an metallischen Oberflächen mit geringer Austrittsarbeit ein weiteres Elektron ausschlagen und einen unerwünschten Lawinenprozess auslösen. Sofern ein Xe-Atom höher angeregt ist als die Ionisationsenergie eines CO₂-Moleküls, kann es seine Energie auf dieses übertragen und dabei ionisieren. Dieser Prozess wird *Penning-Transfer* genannt und liefert einen Beitrag zur Gasverstärkung, da er lokal in der Lawine stattfindet [GarHp].

Die Absorption von Photonen in einem Medium lässt sich wie folgt beschreiben: Die Intensität I eines monoenergetischen Photonstrahls der Energie E nach Durchdringen eines Materials der Dicke d ist gegeben durch

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho}(E) \cdot \rho \cdot d}. \quad (2.7)$$

Sie ist abhängig vom Massenabschwächungskoeffizienten (*mass attenuation coefficient*) $\frac{\mu}{\rho}(E)$ des durchflogenen Materials, sowie von dessen Dichte ρ [Mil74]. Der Massenabschwächungskoeffizient von Xe/CO₂(15%) ist in Abbildung 2.4 gegen die Photonenergie E aufgetragen [PdgXr]. Der Verlauf wird bis zu $E \approx 300$ keV vom Photoeffekt dominiert und durch die L - sowie K -Schalen-Bindungsenergien von Xenon beeinflusst. Dann dominiert der Comptoneffekt und wird bei $E \approx 6$ MeV von der Paarbildung abgelöst. Da die Effekte unterschiedlich stark von Z abhängen, sind diese Bereiche materialabhängig [Grup]. Im Energiebereich der Übergangsstahlung ist nur der Photoeffekt relevant.

3 Simulationen eines einzelnen Detektors

In dem Maße, wie sich die experimentellen Gegebenheiten zwischen CBM und ALICE unterscheiden, wird sich auch der TRD für CBM vom ALICE-TRD unterscheiden. Aufgrund der voraussichtlich 1000-fach höheren Kollisionsrate bei CBM (10 MHz) ist die Geschwindigkeit des Detektors ein zentraler Aspekt. Vorausgesetzt der CBM-TRD wird aus MWPCs gebaut, werden diese wesentlich dünner sein als bei ALICE - voraussichtlich 1 bis 2 cm statt 3.7 cm. Zum Ausgleich der geringeren TR-Effizienz sind 9 bis 12 Detektorlagen geplant, anstelle der 6 bei ALICE.

Zur Studie der Effizienz eines Übergangsstrahlungsdetektors in Abhängigkeit der Dicke seiner Module (MWPCs) und der Anzahl der Lagen lassen sich Simulationen durchführen, die auf den relevanten physikalischen Prozessen basieren. In diesem Kapitel wird zunächst die Funktionsweise der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstellten Simulation beschrieben und deren Ergebnisse diskutiert. Anschließend werden elektrostatische Simulationen zu 1 cm dicken Detektoren vorgestellt.

3.1 Monte-Carlo Simulationen

Mit einer *Monte-Carlo* (MC) Simulation werden statistische Prozesse simuliert, indem für jedes einzelne Ereignis die zugrundeliegenden Effekte gemäß ihrer Wahrscheinlichkeit zufällig ausgewählt werden. Bei einer genügend großen Anzahl berechneter Ereignisse verschwinden die statistischen Schwankungen. Ein Ereignis (*Event*) bezeichnet hier den Durchflug eines Elektrons oder Pions durch den TRD und die zu bestimmende Größe ist die im Detektor deponierte Energie. In beiden Fällen wird dazu der Energieverlust durch Ionisation (im Folgenden nicht ganz präzise mit dE/dx bezeichnet) und für das Elektron zusätzlich die Emission und Absorption von Übergangsstrahlung simuliert.

3.1.1 Eingaben für die Simulation

Die Simulationen werden für je eine Million Elektronen und Pionen eines festen Impulses durchgeführt¹. Diese Anzahl bietet genügend Statistik zur zuverlässigen Bestimmung der Elektron-Pion-Trennung. Der wichtigste Parameter ist die Detektordicke, in ihrer Abhängigkeit wird die Elektron-Pion-Trennung des Detektors studiert. Diese ist außerdem vom Teilchenimpuls abhängig, welcher zwischen 1 und 10 GeV/c variiert wird. Als Gasgemisch wird durchweg Xe/CO₂(15%) mit einer Dichte von $4.955 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ verwendet. Diese Mischung wird bereits erfolgreich für den ALICE-TRD verwendet und so werden einige damit verbundene Simulationen und Messungen als Eingaben oder zu Vergleichen herangezogen.

Die zur Simulation der physikalischen Prozesse nötigen Eingaben werden in den

¹In realen Kollisionen werden deutlich mehr Pionen als Elektronen erzeugt und das Verhältnis variiert je nach Impulsbereich.

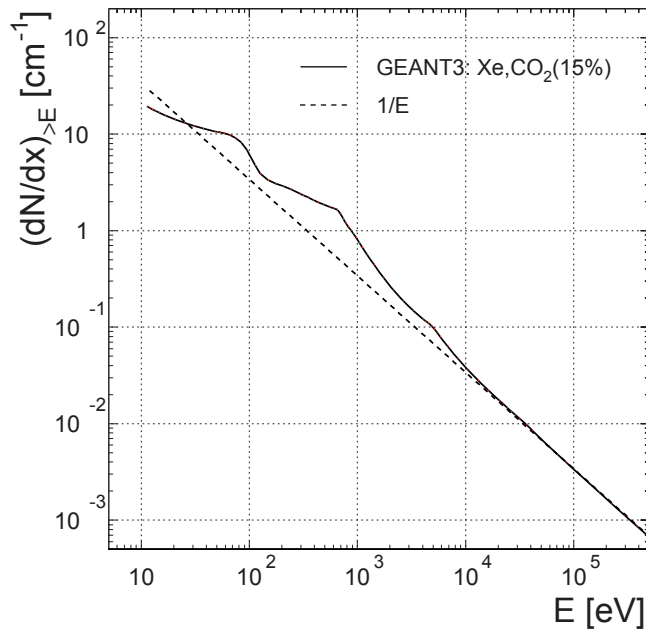


Abbildung 3.1: Integrales Spektrum des Energietransfers in primären Kollisionen eines MIP [And04].

beiden folgenden Absätzen beschrieben, sie bleiben für eine gesamte Simulationsreihe (Variation von Detektordicke und Teilchenimpuls) unverändert. Lediglich zur Untersuchung verschiedener Radiatoren wird der TR-Beitrag modifiziert.

Eingaben für dE/dx

Mikroskopisch gesehen resultiert der spezifische Energieverlust aus stochastisch verteilten „Stößen“ des ionisierenden Teilchens mit den Hüllenelektronen des Mediums. Der differentielle Wirkungsquerschnitt solcher Stöße pro Energieverlust des Teilchens, $d\sigma/dE$, ergibt sich aus dem Photo-Absorptions-Ionisations-Modell [Klei]. Die Bethe-Bloch-Gleichung ist eine Näherung daraus. In der Detektor-Simulationssoftware GEANT3 [Gea] ist das Modell implementiert und ermöglicht die Erstellung eines präzisen Energietransfer-Spektrums für das gewünschte Gasmisch. Dies wurde von Andronic et al. in [And04] für Xe/CO₂(15%) durchgeführt und das Spektrum in integraler Form gegeben, siehe Abbildung 3.1. Für jede Energie E ist die mittlere Anzahl der primären Elektronen aufgetragen, die von einem minimalionisierenden Teilchen (MIP) pro cm Flugstrecke ausgeschlagen werden und eine Energie $> E$ haben. Folglich bezeichnet der zum niedrigsten Energietransfer gehörige Wert von 19.3 die Gesamtzahl der erzeugten primären Elektronen, entsprechend der Anzahl primärer Kollisionen pro cm. Die Variation des spezifischen Energieverlustes mit der Teilchenenergie, die in Abschnitt 2.1.1 anhand der Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben wurde, wird auf eine energieabhängige Anzahl primärer Kollisionen pro Wegstrecke zurückgeführt. Der entsprechende Verlauf des mittleren Energieverlustes als Funktion von γ , normiert auf den eines MIP, ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Um ihre experimentellen Daten besser beschreiben zu können, verwenden Andronic et al. für ihre Simulationen ein modifiziertes Fermi-Plateau [And04].

Die in primären Kollisionen erzeugten Elektronen werden nach ihrer Freisetzung

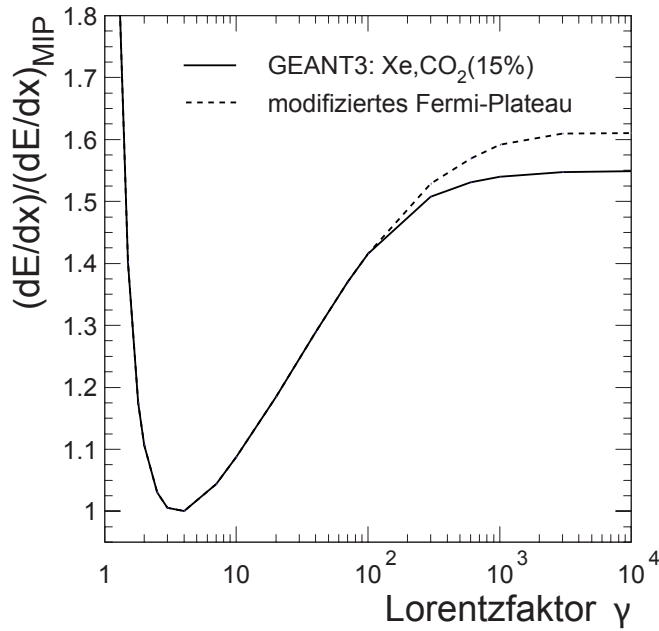


Abbildung 3.2: Mittlerer Energieverlust durch Ionisation, normiert auf den Wert minimalionisierender Teilchen [And04].

durch Vielfachstreuung im Gas abgebremst und ionisieren dabei weitere Gasatome, wodurch sich entlang der Flugbahn des zu messenden Teilchens lokale Ionisationscluster bilden (vgl. Abb. 2.3). Bei hohen Energietransfers werden die primären Elektronen auch als δ -Elektronen bezeichnet. Sie haben eine höhere Reichweite im Gas und können den Detektor teilweise verlassen (z.B. haben 10 keV-Elektronen in Xe/CO₂(15%) eine Reichweite von 0.52 mm [And04]). Durch entweichende δ -Elektronen kann ein geringer Unterschied zwischen dem Energieverlust des ionisierenden Teilchens und der im Detektor deponierten Energie entstehen, der allerdings nur in dem hochenergetischen Ausläufer der Energieverlustverteilung relevant ist.

Eingaben für TR

Der Radiator für den CBM-TRD wird ähnliche Anforderungen erfüllen müssen wie der des ALICE-TRD, für den ein Radiator aus Schaum und Fasern entwickelt wurde (*Sandwich*-Radiator) [Ali01]. Dessen Eigenschaften sollen den Simulationen im Rahmen dieser Arbeit als realistische Grundlage dienen. Um das Energiespektrum der in diesem Radiator produzierten TR-Photonen simulieren zu können, wurde das theoretische Modell aus [Fab75] in die Simulations- und Analysesoftware *AliRoot* [AliRo] implementiert, allerdings ohne die Kohärenz zwischen verschiedenen Folien, da Schaum und Fasern unregelmäßige Strukturen bilden. Der Sandwich-Radiator wird in AliRoot durch Folien aus 13 μm Polypropylen und Spalten aus 60 μm Luft parametrisiert. Zur Modellierung der vom Teilchenimpuls p abhängigen Photonausbeute des Radiators wird die passende Foliengahl zwischen 170 Folien für $p < 1.25 \text{ GeV}/c$ und 350 Folien für $p > 5.5 \text{ GeV}/c$ gewählt [AliTr].

Für eine bessere Übereinstimmung mit vorhandenen Messungen des Sandwich-Radiators [And06] wird die Foliendicke für Simulationen im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf 16 μm PP erhöht. Wird dann nur der TR-Anteil simuliert, d.h. die

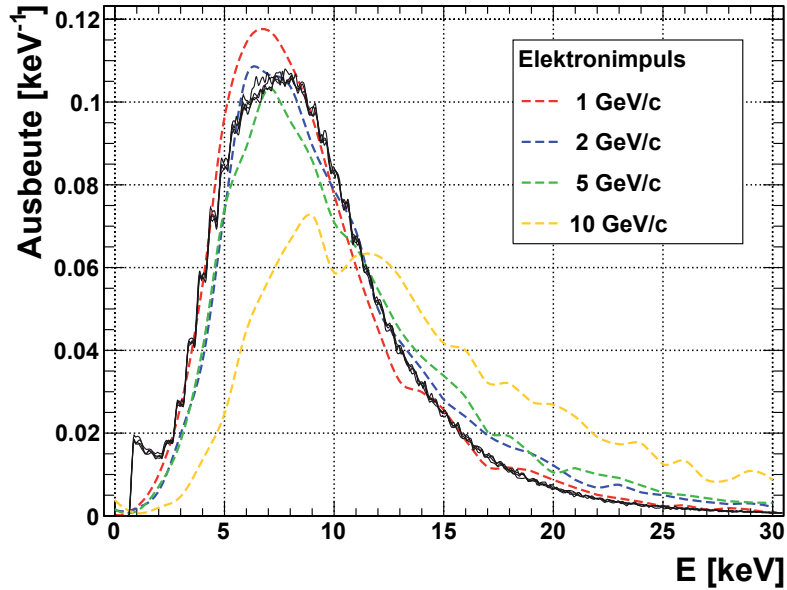


Abbildung 3.3: Detektierter Anteil von TR-Spektren des Sandwich-Radiators. Messung aus [And06] gestrichelt, Simulation im Rahmen dieser Arbeit durchgezogen.

Absorption der von diesem Radiator emittierten Photonen in einem dem ALICE-TRD entsprechenden Detektor (vgl. Abschnitt 3.1.3), so lassen sich die entstehenden Spektren direkt mit den Messungen vergleichen. In Abbildung 3.3 sind für verschiedene Impulse die gemessenen TR-Spektren [And06] gestrichelt und die simulierten durchgezogen dargestellt. Das zugrunde liegende theoretische Modell, das in der in AliRoot implementierten Form impulsunabhängige Spektren liefert, passt am besten zu den Messungen bei $1 - 2 \text{ GeV}/c$, kann jedoch die gemessene und aus Gleichung (2.5) erwartete Zunahme der hochenergetischen Photonen nicht beschreiben.

Die mittlere Anzahl der pro Elektron emittierten Photonen ist durch das Integral des mit AliRoot generierten TR-Spektrums gegeben und ist in Abbildung 3.4 als blau punktierte Linie gegen den Elektronenimpuls aufgetragen. Sie gibt den durch Gleichung (2.4) beschriebenen logarithmischen Verlauf wieder. Auch für diese Werte existieren Messungen mit dem ALICE-TRD [And06]. Sie werden in Abbildung 3.4 durch die grauen Quadrate repräsentiert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Übereinstimmung mit AliRoot überprüft, indem für jeden durch die Quadrate erfassten Impuls die Absorption der Photonen in einer ALICE-TRD-Kammer simuliert wurde. Demnach liegt die mittlere Anzahl detektierter Photonen (blau strichpunktirt) ca. 30% unterhalb der produzierten Anzahl und in der Nähe der Messungen. In der vorliegenden Arbeit wurde für eine optimale Modellierung des Sandwich-Radiators die Anzahl der produzierten Photonen so lange variiert, bis die Anzahl der detektierten Photonen genau zu den Messungen passte (rote Linie). Das Ergebnis zeigt die rot gestrichelte Linie.

3.1.2 Simulation von dE/dx

Die durch den spezifischen Energieverlust des Teilchens beim Durchfliegen des Gases deponierte Energie hängt von der Anzahl der Kollisionen und dem Energieübertrag in jeder einzelnen Kollision ab. Es wird angenommen, dass die Verteilung dieses

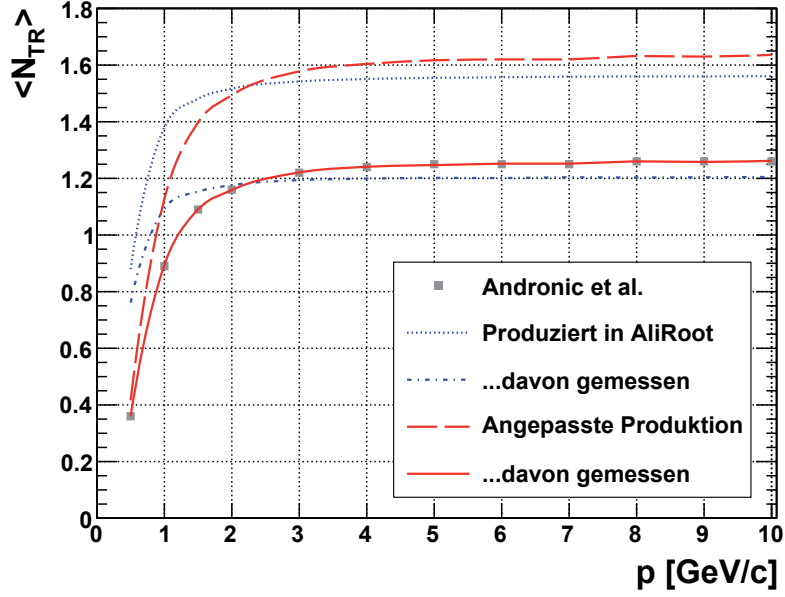


Abbildung 3.4: Simulationen der mittleren Anzahl produzierter sowie detektierter TR-Photonen pro Elektron. Aus den Spektren berechnet in blau, an Messungen angepasst in rot.

Energieübertrages unabhängig vom Impuls des Teilchens ist [And04]. Die Zunahme des Energieverlustes von Teilchen oberhalb des minimalionisierenden Falls wird entsprechend auf die Zunahme der primären Kollisionen zurückgeführt. Demnach wird die mittlere Anzahl primärer Kollisionen eines Teilchens mit Lorentzfaktor γ , der sich aus den gegebenen Größen Impuls p und Masse m über

$$\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m}\right)^2} \quad (3.1)$$

berechnen lässt, in einem Detektor der Dicke d bestimmt durch

$$N^{\text{prim}} = N_{\text{MIP}}^{\text{prim}} \cdot f(\gamma) \cdot d. \quad (3.2)$$

Es ist $N_{\text{MIP}}^{\text{prim}} = 19.3 \text{ cm}^{-1}$ die mittlere Anzahl der Kollisionen eines MIP in 1 cm Xe/CO₂(15%). Der Faktor $f(\gamma)$ wird aus der zum modifizierten Fermi-Plateau gehörigen Kurve aus Abbildung 3.2 bestimmt. Die tatsächliche Anzahl der Kollisionen in jedem einzelnen Ereignis wird entsprechend einer Poisson-Verteilung um den Mittelwert N^{prim} variiert.

Im zweiten Schritt wird jeder Kollision ein Energieübertrag zugeordnet. Das integrale Spektrum des Energietransfers (Abb. 3.1) muss dazu erst differenziert werden, um zu jedem Energieübertrag E die entsprechende Häufigkeit zu erhalten. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Verteilung ist im Wesentlichen proportional zu $1/E^2$, mit Beiträgen der Elektronen-Niveaus von Xenon². Entsprechend dieser Verteilung werden Zufallszahlen für den Energietransfer auf primäre Elektronen berechnet (*sampling*). Diese Energie wird in der Simulation vollständig als deponierte Energie gezählt, d.h. das mögliche Entweichen von δ -Elektronen aus dem Gasvolumen wird vernachlässigt.

²Die wellige Struktur ist nicht physikalischer Natur, sie entstand beim manuellen differenzieren.

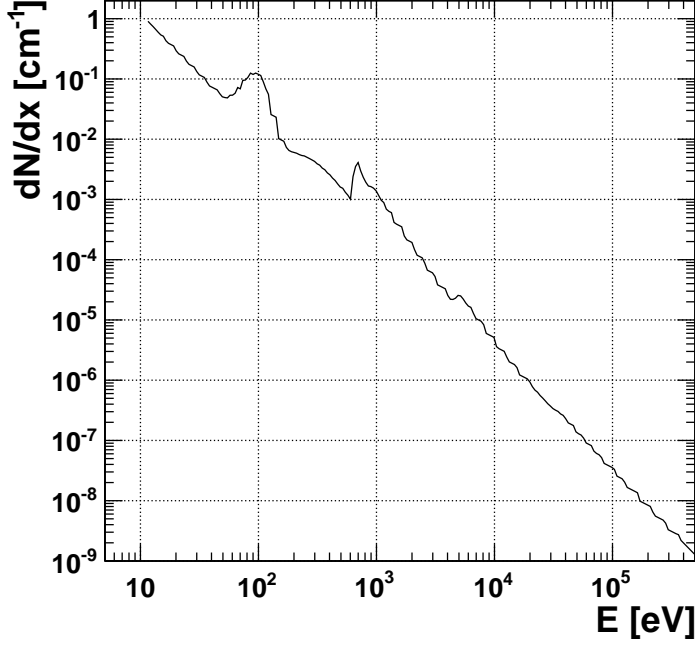


Abbildung 3.5: Differentielles Spektrum des Energietransfers in primären Kollisionen.

3.1.3 Simulation von TR

Im Fall der Übergangsstrahlung muss zwischen Erzeugung und Absorption unterschieden werden. Die von AliRoot generierten TR-Spektren liefern die Energieverteilung von Photonen beim Austritt aus dem Radiator - interne Absorption wird im verwendeten Formalismus durch Interferenzen implizit berücksichtigt.

Die ersten Schritte zur Simulation des Energiebeitrages durch TR-Photonen sind vergleichbar mit denen der dE/dx -Simulation: Die mittlere Anzahl der produzierten Photonen $\langle N_{\text{TR}}^{\text{prod}} \rangle$ ist durch die rot gestrichelte Linie in Abbildung 3.4 gegeben und die Anzahl der Photonen in jedem *Event* wird aus einer Poisson-Verteilung um diesen Mittelwert bestimmt. Die Energie jedes Photons wird dann aus dem TR-Spektrum gesampelt, das für den entsprechenden Teilchenimpuls mit AliRoot berechnet wurde (16 μm dicke Folien, sonst Standardwerte, vgl. Abschnitt 3.1.1).

Im dritten Schritt wird für jedes Photon die Absorptionswahrscheinlichkeit im Gasvolumen berechnet und durch eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 entschieden, ob das Photon absorbiert wird oder das aktive Volumen verlässt. Die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Photons der Energie E lässt sich durch Umschreiben von Gleichung (2.7) ausdrücken als

$$P_{\text{abs}}(d) = 1 - e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho d}. \quad (3.3)$$

Der Massenabschwächungskoeffizient μ/ρ wird aus Abbildung 2.4 bestimmt.

Bei den durchgeführten Simulationen ist jede Energiedeposition durch dE/dx oder TR gleichbedeutend mit der Messung dieser Energie. Die nicht 100-prozentige Effizienz des Nachweises erzeugter Ionisationscluster wird nicht berücksichtigt.

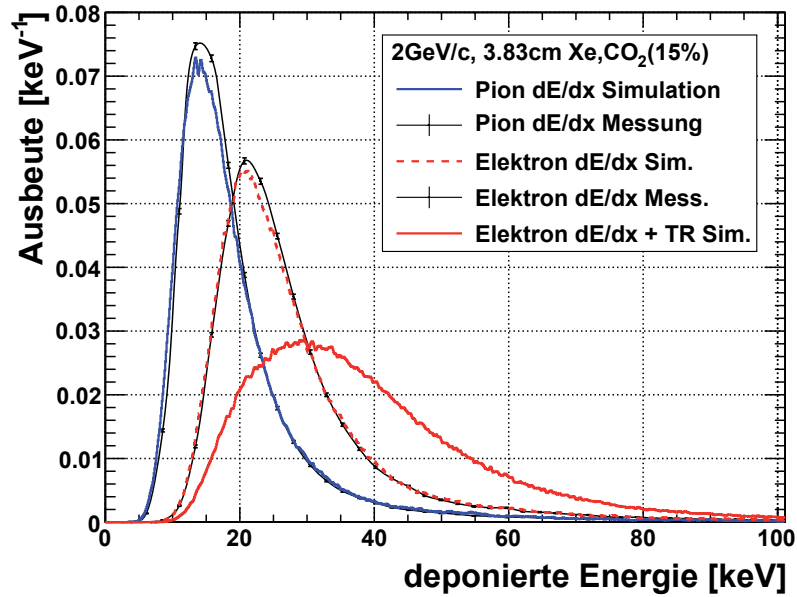


Abbildung 3.6: Verteilung der deponierten Energie von Elektronen und Pionen des Impulses $2 \text{ GeV}/c$ in einem 3.83 cm dicken $\text{Xe}/\text{CO}_2(15\%)$ -gefüllten Detektor.

3.1.4 Ausgabe der Simulation

Die Simulation liefert für Elektronen und Pionen je ein Spektrum der im Detektor deponierten Energien (*Energiespektrum*). Für Elektronen wird sowohl das reine dE/dx - sowie TR-Spektrum, als auch das totale Spektrum aufgezeichnet. So lässt sich das dE/dx -Signal beider Teilchensorten mit den Messungen vergleichen, die in [And04] mit einer ALICE-TRD-Kammer durchgeführt wurden. Durch einen bei diesen Messungen nicht senkrecht zur Detektorfront stehenden Eintrittswinkel des Teilchenstrahls beträgt die effektive Dicke der Kammer dort 3.83 cm . Eine entsprechende Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Daten, wie in Abbildung 3.6 dargestellt.

3.2 Elektron-Pion-Trennung mit einem einzelnen Detektor

Aus den Verteilungen der von Elektronen und Pionen produzierten Signale (durchgezogenes rotes und blaues Spektrum in Abbildung 3.6) lässt sich eine statistische Aussage über die durch den Detektor erreichbare Unterscheidung der Teilchensorten machen. Wollte man in diesem Beispiel Elektronen mit einer Effizienz von 70% als solche identifizieren, müsste man alle Signale oberhalb von $E \approx 28 \text{ keV}$ als Elektronensignale werten. Diese „Schwellenenergie“ ergibt sich, indem man das Energiespektrum der Elektronen von $E = \infty$ bis zu dem Punkt integriert, an dem 70% des Gesamtintegrals erreicht sind. Im gleichen Integrationsbereich liegen allerdings auch 14% aller Pionen, die in der Folge als Elektronen fehlidentifiziert werden. In Analogie zu der *Elektroneneffizienz* von in diesem Fall 70% wird dies als eine *Pioneneffizienz* von 14% bezeichnet, wobei in diesem Fall natürlich eine möglichst geringe „Effizienz“

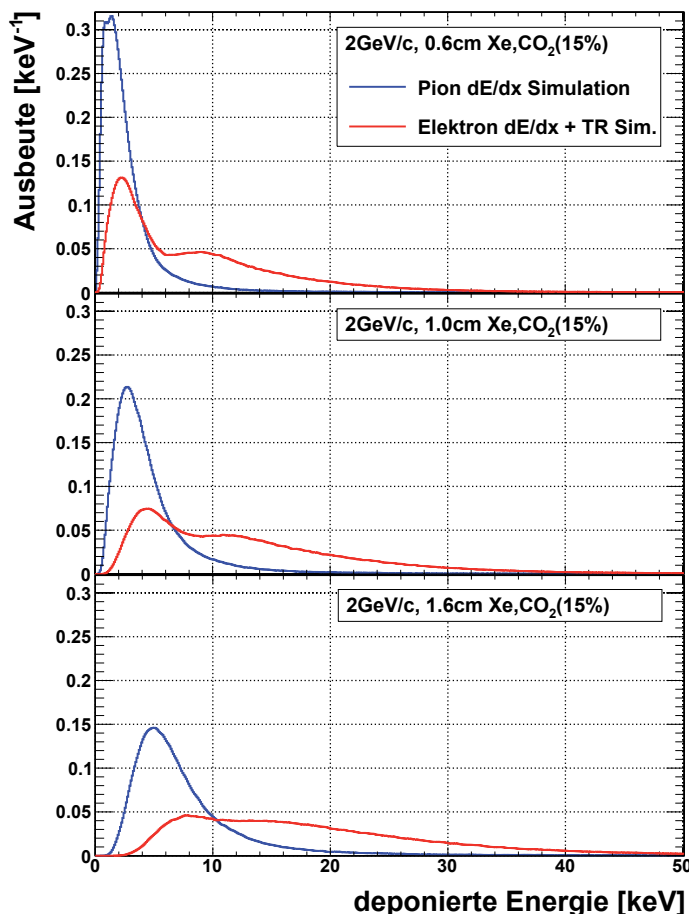


Abbildung 3.7: Energiespektren von Elektronen und Pionen des Impulses 2 GeV/c in Detektoren von 0.6 cm, 1.0 cm und 1.6 cm Dicke.

angestrebt wird³.

Energiespektren von dünneren Detektoren, die für CBM in Frage kommen, sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Bei dem 0.6 cm dicken Detektor fallen unter die oberen 70 % des Elektronspektrums, die bei 3.5 keV beginnen, 25 % aller Pionen. Bei 1.0 cm sind es 18 % oberhalb von 6.8 keV und bei 1.6 cm noch 15 % über 11.8 keV. Die geforderte Elektroneffizienz ist prinzipiell frei wählbar, steht aber immer im Kompromiss zur Pionunterdrückung. Die benötigten Eigenschaften des Detektorsystems hängen von der physikalischen Zielsetzung des jeweiligen Experimentes ab. Für die TRDs von ALICE sowie CBM gilt als Richtlinie eine Elektroneffizienz von 90 % bei gleichzeitiger Pionunterdrückung um einen Faktor 100, d.h. einer Pioneffizienz von 1 % [Ali01, CBM11]. Eine Verbesserung der Elektron-Pion-Trennung lässt sich in einem einzelnen Detektor typischerweise durch die Erhöhung seiner Dicke erreichen. Während Pionen im relevanten Impulsbereich noch fast minimalionisierend sind, befinden sich die Elektronen bereits auf dem Fermi-Plateau und haben somit eine höhere Kollisionsrate im Gas, die zu einem stärkeren Energieverlust führt. Das alleine reicht aber noch nicht für eine Verbesserung mit zunehmender Dicke, da es sich um einen konstanten Faktor handelt. Jedoch werden die statistischen Schwankungen des Energieverlustes immer geringer und somit die Energieverlust-

³Der Wert der Pioneffizienz ist unabhängig von der relativen Anzahl von Pionen zu Elektronen, da er sich auf die Gesamtzahl der Pionen bezieht. Er ist der Kehrwert der *Pionunterdrückung*. Die *Pion-Kontamination* hingegen bezeichnet den Prozentsatz von Pionen in einem Elektronsample und ist somit vom relativen Teilchenfluss abhängig.

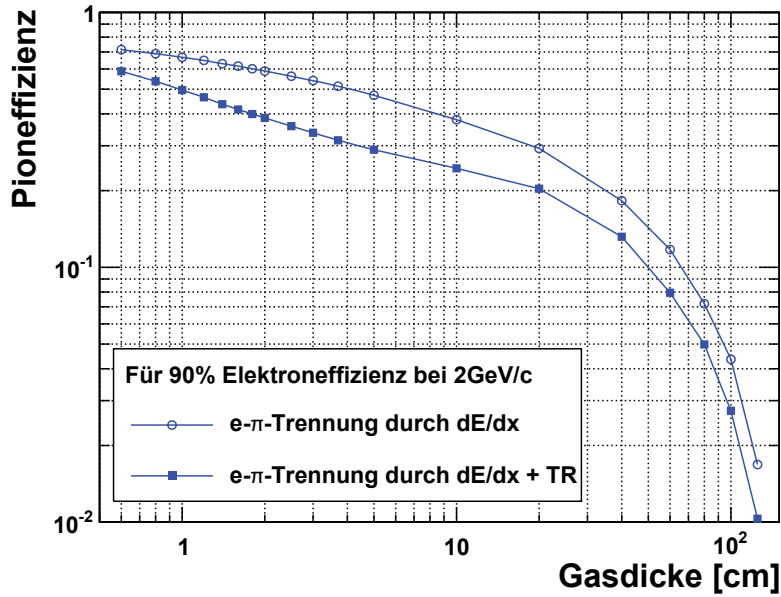


Abbildung 3.8: Pioneffizienz für 90 % Elektroneffizienz mit und ohne Berücksichtigung des Energiebeitrages von TR bei der Elektron-Pion-Trennung in Detektoren von 0.6 cm bis 125 cm Dicke.

verteilungen schmäler relativ zum Abstand ihrer Mittelwerte, d.h. sie trennen sich voneinander. Das führt dazu, dass allein durch den dE/dx -Beitrag mit zunehmender Detektordicke die Pionunterdrückung verbessert wird. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 3.8 durch die offenen Kreise verdeutlicht. Aufgetragen ist die Pioneffizienz für 90 % Elektroneffizienz als Funktion der Detektordicke. Der Beitrag von Übergangsstrahlung wird im Fall der gefüllten Quadrate berücksichtigt. Bei dünnen Detektoren nimmt die Verbesserung gegenüber dem reinen dE/dx -Fall mit jedem Millimeter zu, da ein immer größerer Teil der TR-Photonen absorbiert wird. Dieser Trend ist sichtbar bis zur Dicke des ALICE-TRD, dann kehrt er sich um und der Gewinn durch den TR-Beitrag verringert sich. Die Stagnation ist dadurch zu erklären, dass ab einer gewissen Detektordicke praktisch alle TR-Photonen absorbiert werden und somit der zusätzliche Energiebeitrag zur Trennung konstant bleibt. In dieser Tatsache liegt auch bereits der Grund für die Annäherung der Kurven, da der TR-Beitrag relativ zum dE/dx unbedeutender wird.

Ein einzelner Detektor müsste für eine Pionunterdrückung um den Faktor 100 bei 2 GeV/c laut Simulation eine Dicke von 125 cm haben. Aus dieser Darstellung wird aber auch deutlich, dass für Dicken im Bereich von 1 cm eine Elektroneffizienz von 90 % eine unrealistische Forderung ist. Der Grund dafür ist, dass die TR-Photonen vieler Elektronen nicht absorbiert werden und sich deren Signale somit kaum von denen der Pionen unterscheiden - zu sehen im niederenergetischen Teil der Elektronenspektren in Abbildung 3.7. Andererseits hebt sich der Teil des Spektrums, bei dem ein oder mehrere Photonen detektiert wurden, desto stärker von den Pionen ab, je dünner der Detektor ist. Das führt dazu, dass bei geeignet gewählter Elektroneffizienz dünne Detektoren eine geringere Pioneffizienz erreichen können als dickere. Ein Beispiel dafür, bei 55 % Elektroneffizienz, ist in Abbildung 3.9 gegeben. Zwischen 0.6 und 1.2 cm wird etwa ein Faktor von 3 gewonnen. In welchem Bereich dieser Gewinn am größten ist, hängt von der Wahl der Elektroneffizienz ab, die hier so getroffen wurde, dass der am Institut für Kernphysik Frankfurt verfolgte Ansatz mit

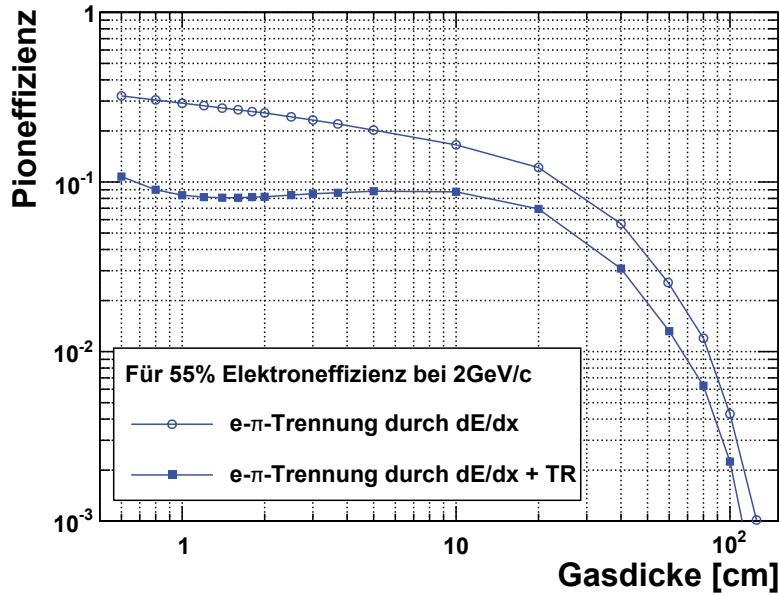


Abbildung 3.9: Pioneffizienz für 55 % Elektroneffizienz.

etwa 1 cm optimal davon profitiert (vgl. Kap. 5.1.2) und zugleich noch im Bereich des lokalen Minimums liegt. Um mit dünnen Detektoren eine gute Elektron-Pion-Trennung zu erreichen, muss die Anzahl der Detektorlagen erhöht werden. Mögliche Szenarien zur Kombination der einzelnen Detektorsignale werden in Kapitel 5 beschrieben.

3.3 Elektrostatische Simulationen

Ein Detektor der Dicke 1.0 cm, betrieben mit dem Gasgemisch Xe/CO₂(15%), soll nun als Grundlage für weitere Analysen dienen. Mit dem Ziel, Informationen über die Driftzeiten der Elektronen, d.h. die Auslesedauer des Detektors, sowie über dessen Gasverstärkung zu erlangen, werden im Folgenden elektrostatische Simulationen mit dem Programm *Garfield* [Gar] diskutiert.

3.3.1 Detektorgeometrie

Mit den gegebenen Randbedingungen eines 1.0 cm dicken Detektors und dem gewählten Gasgemisch fehlen zur Charakterisierung der Detektorgeometrie nur noch die Anodendrähte. Die seitliche Ausdehnung des Detektors wird in den Simulationen nicht berücksichtigt, sondern ausgehend von einer definierten Zelle periodisch fortgesetzt. Am IKF wurden für CBM zwei TRD-Prototypen der Größe 15 × 15 cm gebaut, die in Kapitel 4 näher beschrieben werden. In diesen Detektoren kommen goldbeschichtete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von 20 μm zum Einsatz, die auch im ALICE-TRD verbaut wurden. Der geringe Drahtdurchmesser ist von entscheidender Bedeutung für die Gasverstärkung des Detektors und wird in den Simulationen berücksichtigt.

Die Drähte werden in der zentralen Ebene zwischen Eintrittsfenster und Ausleseelektrode gespannt, der Abstand zwischen Drähten und *Pads* (*anode wire gap*) beträgt also 5 mm. Lediglich der Abstand der Anodendrähte zueinander (*anode wire pitch*) ist in gewissen Grenzen frei wählbar. Angestrebt wird ein möglichst geringer *pitch*, da

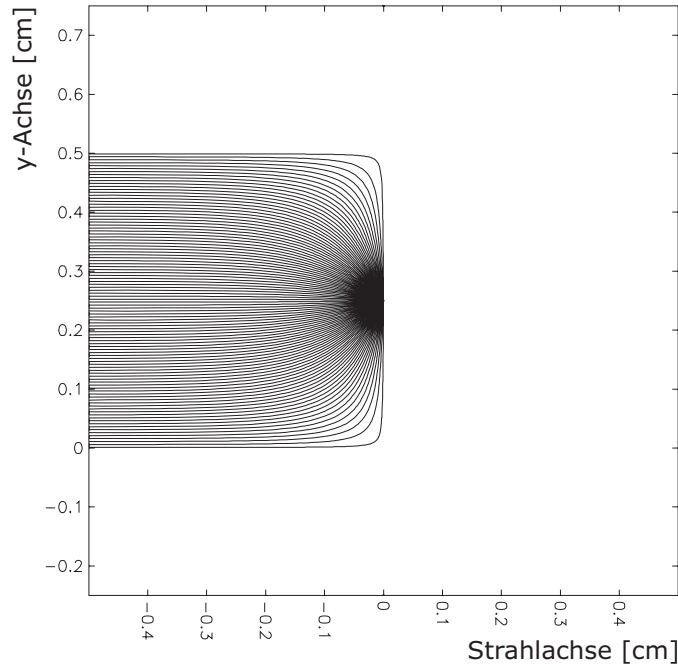


Abbildung 3.10: Schnitt durch einen TRD mit 5 mm Anodendrahtabstand. Dargestellt sind Driftlinien von Elektronen zu einem Anodendraht.

ein solcher die Uniformität der Driftzeiten begünstigt und gleichzeitig bei gegebener Gasverstärkung die deponierte Ladung pro Einheitslänge Draht minimiert. Letzteres ist insbesondere hinsichtlich der angestrebten hohen Raten in CBM von Bedeutung. Ein geringer *pitch* bewirkt jedoch auch eine starke gegenseitige Abschirmung der Felder der Drähte, weshalb für die nötige Gasverstärkung eine hohe Anodenspannung angelegt werden muss. Da sich durch diesen Umstand die Wahrscheinlichkeit eines Funkenüberschlags erhöht, welcher Drähte und Elektroden beschädigen kann, muss ein Kompromiss zwischen Uniformität und absoluter Gasverstärkung gewählt werden. Es werden nun die Fälle 5 mm und 2.5 mm betrachtet.

Drahtabstand 5 mm

Ein Anodendrahtabstand von 5 mm bewirkt eine gewisse Symmetrie, da er gleich dem Abstand der Drähte zu den Kathodenebenen ist. In Abbildung 3.10 sind in diesem Bereich 100 Spuren von Ionisationselektronen eingezeichnet, die vom Eintrittsfenster des Detektors zu dem Anodendraht im Zentrum der Graphik driften. Diese Spuren folgen dem Verlauf der elektrischen Feldlinien. Die nächsten Anodendrahte befinden sich bei $(0, -0.25)$ cm und $(0, 0.75)$ cm.

Die Driftzeiten entlang jeder dieser Spuren sind in Abbildung 3.11 gegen deren Startpunkt aufgetragen. Hier werden Anodenspannung sowie Eigenschaften des Gases relevant. Es gilt $V_A = 1800$ V und verwendet wird Xe/CO₂(15%) bei 300 K unter Normaldruck. Die Driftzeiten liegen zwischen $0.12 \mu\text{s}$ und $0.41 \mu\text{s}$, mit einem Mittelwert von $0.145 \mu\text{s}$.

Die Berechnung der Gaseigenschaften erfolgt durch das Programm *Magboltz* [Mag], welches durch Garfield aufgerufen wird. Für einen ausgewählten Bereich elektrischer Feldstärken werden die Driftgeschwindigkeit und Diffusionskoeffizienten von Elektronen sowie deren *Townsend*- und *Anlagerungskoeffizienten* berechnet. Außerdem

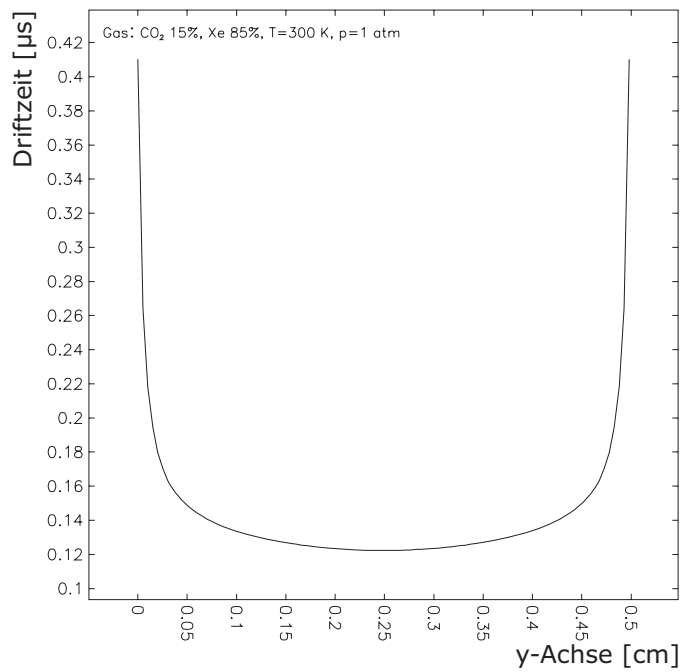


Abbildung 3.11: Driftzeiten von Elektronen als Funktion ihrer Startposition am Eintrittsfenster des Detektors. Der Anodendraht befindet sich bei $y = 0.25$ cm.

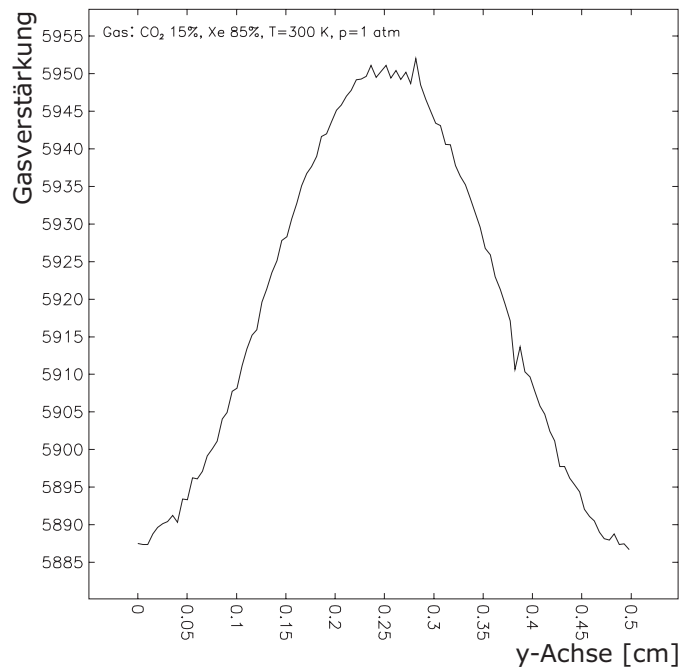


Abbildung 3.12: Gasverstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Startposition der Ionisationselektronen. Die mittlere Gasverstärkung beträgt $5919(\pm 0.5 \%)$.

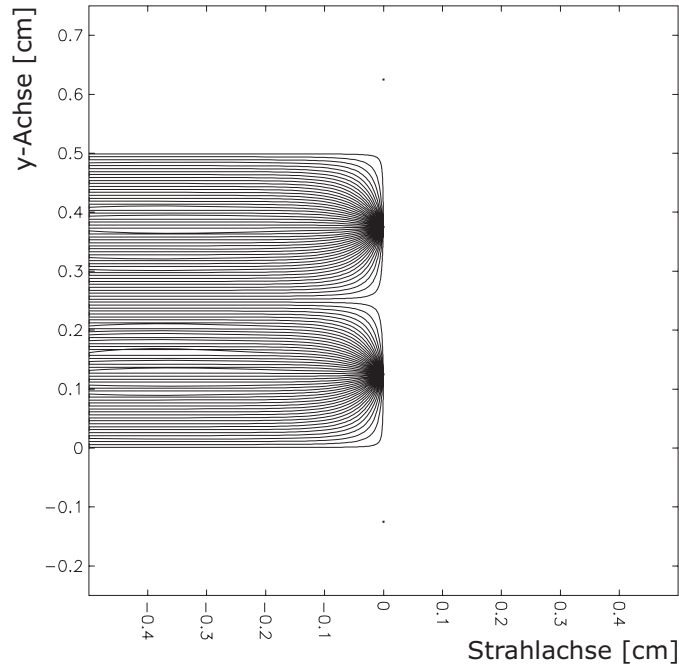


Abbildung 3.13: Schnitt durch einen TRD mit 2.5 mm Anodendrahtabstand.

werden die Anregungs- und Ionisationsraten der Gasmoleküle bestimmt. Der Townsend Koeffizient gibt die Anzahl der im Gasverstärkungsprozess neu gebildeten freien Elektronen pro Wegstrecke an. Durch dessen Integration über die Driftstrecke erhält man die zugehörige Gasverstärkung. In Abbildung 3.12 ist die Gasverstärkung für jeden Driftweg dargestellt. Ihr Mittelwert liegt bei 5919 mit einer Variation von $\pm 0.5\%$. Sie wurde numerisch aus den Townsend-Koeffizienten des Gases berechnet.

Drahtabstand 2.5 mm

Die Driftlinien zu dieser Drahtgeometrie sind in Abbildung 3.13 zu sehen. In diesem Fall wird eine deutlich höhere Anodenspannung von $V_A = 2400\text{ V}$ gewählt. Aus dem geringen Drahtabstand ergeben sich sehr homogene Driftzeiten, dargestellt in Abbildung 3.14, die im Bereich von $0.14\ \mu\text{s}$ bis $0.17\ \mu\text{s}$ liegen. Der Mittelwert liegt mit $0.146\ \mu\text{s}$ minimal höher als im anderen Fall. Die erzeugte Gasverstärkung beträgt $6437(\pm 2\%)$, siehe Abbildung 3.15, und ist damit etwas inhomogener als beim ersten Detektor. Diese Variationen sind allerdings geringer als die statistischen Schwankungen des Verstärkungsprozesses.

Beide Konfigurationen scheinen grundsätzlich geeignet zu sein, weshalb nach ihrem Vorbild zwei Prototypen konstruiert wurden, mit denen sich das nächste Kapitel befasst.

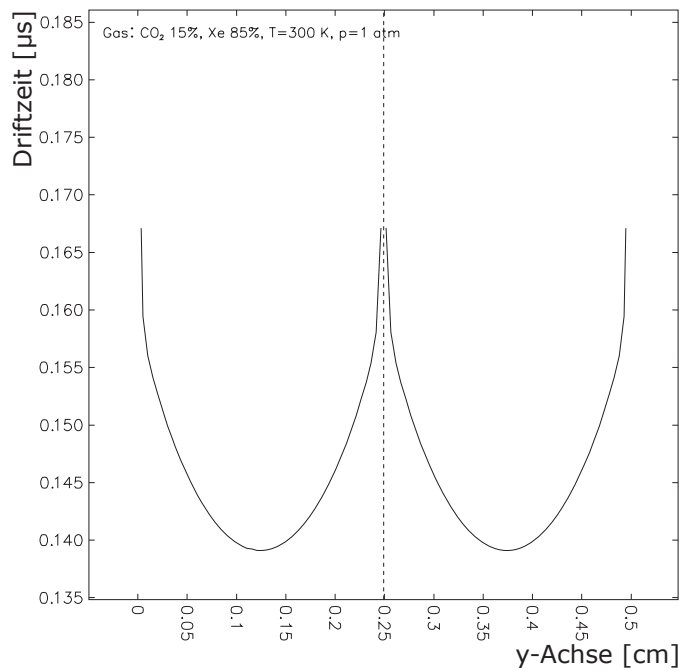


Abbildung 3.14: Driftzeiten von Elektronen als Funktion ihrer Startposition am Eintrittsfenster des Detektors. Die Anodendrähte befinden sich bei $y = 0.125$ cm und 0.375 cm.

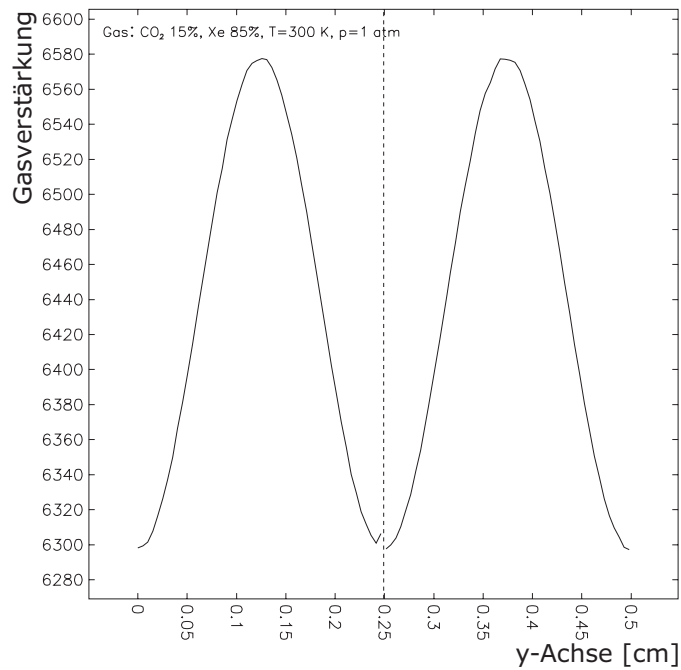


Abbildung 3.15: Gasverstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Startposition der Ionisationselektronen. Die mittlere Gasverstärkung beträgt $6437(\pm 2 \%)$.

4 Messungen und Vergleich

Am Institut für Kernphysik Frankfurt wird der Ansatz verfolgt, für CBM einen TRD ohne Driftbereich zu entwickeln. Dabei muss für die Detektordicke ein Kompromiss gefunden werden zwischen ausreichender Absorption von TR-Photonen und der Auslesegeschwindigkeit des Detektors. Die bisher beschriebenen Simulationen bieten die Möglichkeit, grundlegende Eigenschaften eines solchen Detektors abzuschätzen. Inwiefern damit die Anforderungen des Experiments erfüllt werden können, wird in Kapitel 5 diskutiert.

Zur genauen Studie eines neuen Detektors sind die Konstruktion sowie der Testbetrieb entsprechender Prototypen von großer Bedeutung. Dazu wurden am IKF zwei Kammern gebaut, mit jeweils 1 cm dickem Gasvolumen und einer aktiven Fläche von $(15 \times 15) \text{ cm}^2$. Die Ausleseelektrode ist in *Pads* der Größe $(5 \times 50) \text{ mm}^2$ unterteilt. Für die Anodendrähte werden goldbeschichtete Wolframdrähte mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ verwendet. Eine der Kammern (TRD #1) hat einen Draht-zu-Draht Abstand von 5 mm (wie beim ALICE-TRD), die andere (TRD #2) nur 2.5 mm. Es werden Radiatoren vom Typ des ALICE-Radiators verwendet, was eine optimale Vergleichbarkeit ermöglicht.

In diesem Kapitel werden Testmessungen mit diesen Detektoren beschrieben und die Ergebnisse mit den Simulationen verglichen. Die Ergebnisse der Messungen stammen aus einer ersten vorläufigen Analyse, die nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde [WY].

4.1 Messungen mit Prototypen

Im November 2010 fand eine Strahlzeit am CERN Proton Synchrotron (PS) statt, bei der mehrere Arbeitsgruppen ihre Prototypen des STS, RICH und TRD für CBM testen konnten. Am Experimentierplatz steht ein Sekundärteilchenstrahl zur Verfügung, der aus der Kollision des Protonstrahls des PS mit einem *Target* extrahiert wird. Der extrahierte Strahl besteht im Wesentlichen aus einer Mischung von Elektronen und Pionen. Er wird so umgelenkt, dass nur Teilchen eines bestimmten

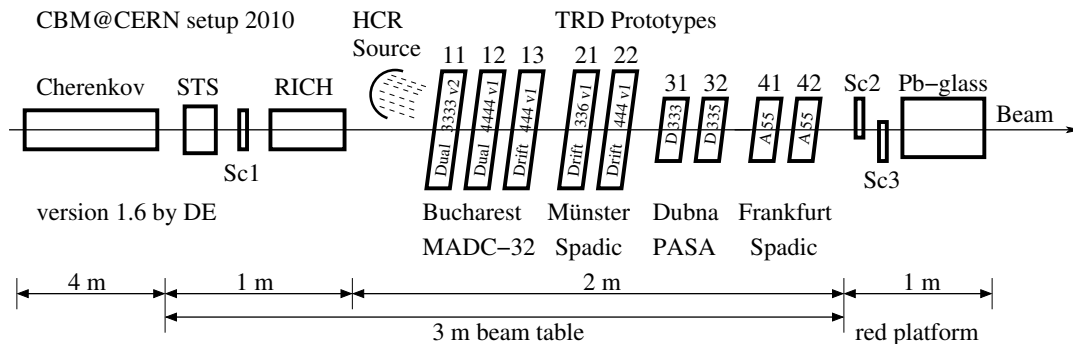


Abbildung 4.1: Anordnung der Prototypen und Triggerdetektoren während der Strahlzeit.

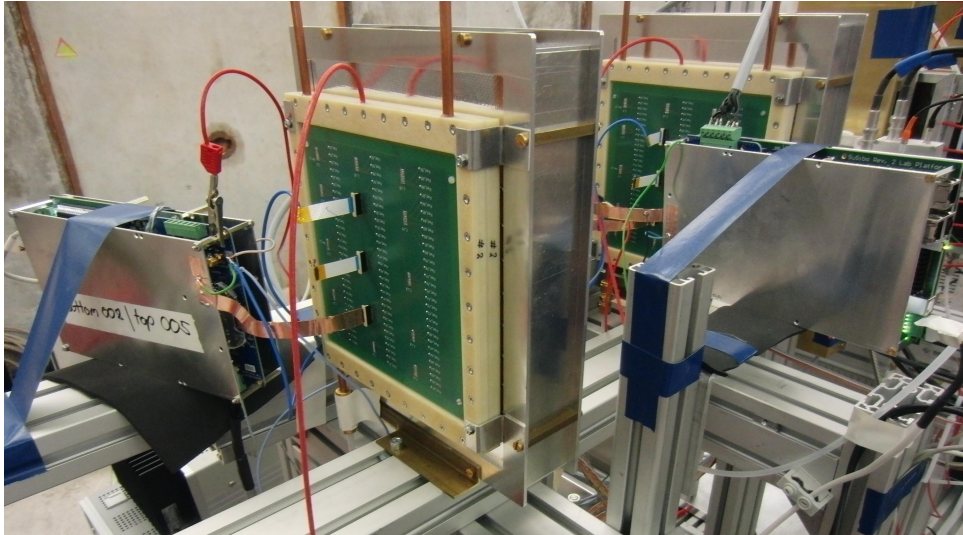


Abbildung 4.2: Aufbau der Detektoren am Experimentierplatz. Beschreibung siehe Text.

Impulse den Experimentierplatz erreichen, der verfügbare Impulsbereich beträgt $0.5 - 10 \text{ GeV}/c$. Ein Schema des gesamten Aufbaus ist in Abbildung 4.1 gegeben. Der Strahl durchquert zunächst einen Cherenkov-Detektor, bevor er durch die Prototypen fliegt und schließlich auf einen Bleiglas-Detektor trifft. Er passiert außerdem drei Szintillatoren, die als Signalgeber (*Trigger*) für eine Messung dienen. Als geeignete Triggereinstellung hat sich eine Koinzidenz von Sc1 und Pb-Glas erwiesen [CBM10]. Das Gasgemisch von $\text{Ar}/\text{CO}_2(20\%)$ und später $\text{Xe}/\text{CO}_2(20\%)$ floß in zwei parallelen Kreisläufen durch die TRDs, von Detektor 11 bis 22 sowie von 31 bis 42. Die Ausleseelektronik der Frankfurter TRDs besteht aus zwei am Lehrstuhl für Schaltungstechnik und Simulation der Universität Heidelberg entwickelten Platinen, dem *Spadic* (Vorverstärker und Analog-zu-Digital Konverter (ADC)) und dem *Susibo* (Auslesekontrollkarte mit USB-Interface) [Arm11]. Ein Spadic verfügt über 8 Auslesekanäle, die mit den *Pads* eines TRD über ein Flachbandkabel verbunden werden. Geplant war die Auslese von 16 *Pads* pro Detektor, doch der Betrieb von je 2 Spadics zeigte große Störsignale (*Noise*), die durch Außerbetriebnahme des zweiten Spadics signifikant reduziert werden konnten. Der Messaufbau ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Je ein Spadic und ein Susibo wurden in einem Metallgehäuse untergebracht, das für Abschirmung und Stabilität sorgt (ganz links, einmal verdeckt und rechts (nicht in Betrieb)). Die Spadics sind mit der grünen Ausleseelektrode der Kammern verbunden, von deren zentraler *Pad*-Reihe (vertikal) die untersten 8 aktiven *Pads* ausgelesen werden. Die Kammern sind an den Aluminiumrahmen der Radiatoren befestigt und der Strahl durchquert sie von rechts hinten nach links vorne.

Die Auslese der nach einem Teilchendurchflug in den *Pads* erzeugten Signale erfolgt in 45 Zeitintervallen zu je 40 ns. Der zeitliche Verlauf eines solchen Ereignisses ist beispielhaft in Abbildung 4.3 dargestellt. Die 8 Graphen zeigen die Signale je eines ausgelesenen Kanals. Neben dem deutlichen Signal der beiden *Pads*, auf die sich die influenzierte Ladung hauptsächlich aufgeteilt hat, ist in der linken Graphik in allen 8 Kanälen ein korreliertes Störsignal zu erkennen.

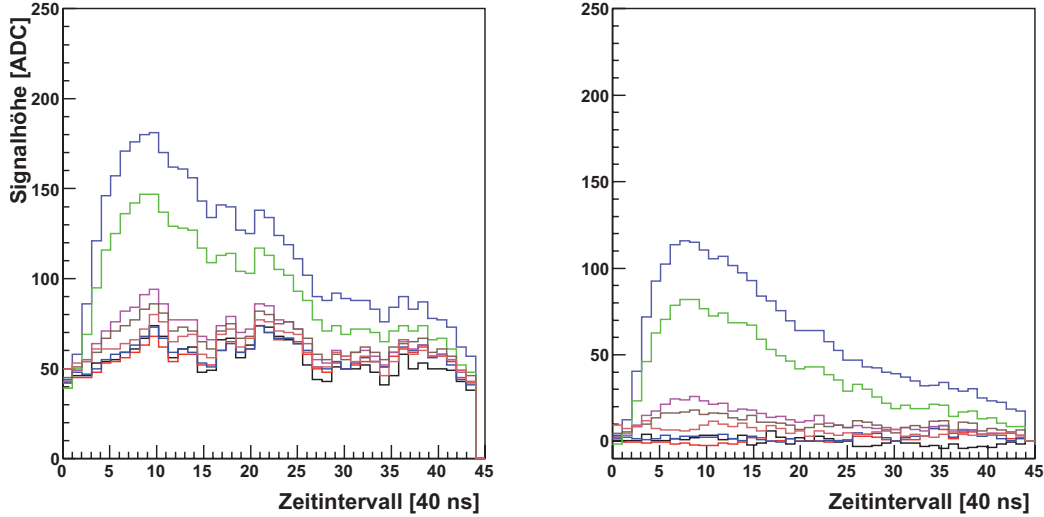


Abbildung 4.3: Zeitliche Darstellung eines Teilchensignals in 8 *Pads*. Links die aus-gelesenen Werte, rechts nach Abzug des Störsignals.

4.2 Datenanalyse

Ziel der Datenanalyse ist die Extraktion von Spektren der im Detektor deponierten Energie für Elektronen und Pionen. Dazu muss ein Ereignis eindeutig als einem Elektron oder Pion zugehörig identifiziert werden. Zudem muss jedes dieser Ereignisse um das korrelierte Störsignal (Rauschen) korrigiert und das reine Signal integriert werden. Dem ersten Schritt dienen der Cherenkov- und der Bleiglas-Detektor, in denen Elektronen und Pionen verschieden große Signale erzeugen. Cherenkovstrahlung wurde bereits in Kapitel 2.1.2 beschrieben, der Effekt ist bei Elektronen aufgrund ihrer höheren Geschwindigkeit β stärker als bei Pionen. Auch die Energiedeposition im Bleiglas-Kalorimeter ist bei Elektronen größer als bei Pionen. In Blei ist eine Strahlungslänge X_0 , die maßgeblich ist für die Ausdehnung eines rein elektromagnetischen Schauers wie bei Elektronen, um einen Faktor 30 kleiner als die nukleare Interaktionslänge λ_I , die für primär hadronisch wechselwirkende Teilchen relevant ist [PdgXr]. Die Länge des Kalorimeters von ca. 30 cm entspricht 20 – 30 Strahlungslängen, aber nur rund einer nuklearen Interaktionslänge. Ein Pion verliert also in diesem Detektor nur einen Bruchteil seiner Energie.

Werden beide Detektoren durch das *Triggern* eines Ereignisses ausgelesen und ihre Signale gegeneinander aufgetragen, so ergibt sich ein Zusammenhang wie in Abbildung 4.4. Man sieht eine starke Korrelation der beiden Detektorsignale, die genutzt wird, um Elektronen von Pionen zu unterscheiden. In der Analyse der Testmessungen [WY] wurden die in der folgenden Tabelle aufgeführten Schwellenwerte (*Cuts*) gewählt, die auch in Abbildung 4.4 eingezeichnet sind. Die *Cuts* gelten für einen Impuls von 5 GeV/c.

Teilchen	Cherenkov ADC	Bleiglas ADC
Elektron	> 850	> 2700
Pion	< 800	< 1200

Die Reduktion des Rauschens in jedem akzeptierten Ereignis erfolgt in einem iterativen Prozess. Zunächst wird der Mittelwert aus den beiden niedrigsten Kanälen gebildet und als Rauschen gewertet. So können Ereignisse mit bis zu 6 „getroffenen“

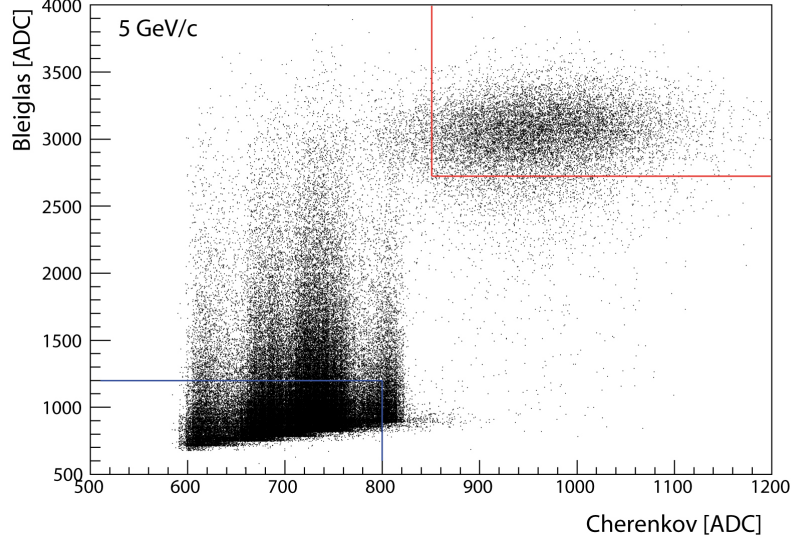


Abbildung 4.4: Teilchenidentifikation mit Cherenkov- und Bleiglas-Detektor. Elektronen werden oberhalb der roten Grenzen akzeptiert, Pionen unterhalb der blauen.

Pads richtig bewertet werden. Dann wird der nächst höhere Kanal bestimmt und wenn er nicht signifikant über dem Mittelwert der bisherigen liegt, so wird er in die Berechnung des Rauschens einbezogen und der Prozess wiederholt. Es werden maximal 4 Kanäle für das Rauschen verwendet, welches dann von allen Kanälen subtrahiert wird. Dann werden alle Kanäle anhand der ersten beiden Zeitintervalle (0, 1) auf ein gemeinsames Niveau verschoben. Ein nach dieser Methode bereinigtes Ereignis ist in Abbildung 4.3 rechts zu sehen. Ereignisse werden nur für die weitere Analyse verwendet, wenn die größte Signalthöhe im Bereich der Zeitintervalle 3 bis 19 liegt, was für ca. 90 % aller Ereignisse der Fall ist.

Aus der Summe der Signale S_i aller Kanäle i , deren Wert oberhalb einer Schwelle von 100 ADC-Werten liegt, wird das Gesamtsignal G , das der deponierten Energie entspricht, bestimmt:

$$G = \sum_{i=0}^7 S_i \cdot \Theta(S_i - 100) \quad (4.1)$$

$$\text{mit } S_i = \sum_{j=3}^{43} \text{ADC}_i(t_j). \quad (4.2)$$

Hier ist $\text{ADC}_i(t_j)$ die Signalthöhe des Kanals i im Zeitintervall t_j . Die Schwelle von 100 ADC-Werten wird zur Reduktion des Untergrundes verwendet. Zum gleichen Zweck werden die Grenzen für die Summation über die Zeitintervalle t_j angepasst. Aus den Gesamtsignalen aller Ereignisse werden die Energiespektren erstellt.

4.3 Vergleich mit Simulationen

Die aus den Messungen bestimmten Energiespektren haben im Gegensatz zu den simulierten zunächst keine bekannte Energieskalierung. Die Energieachse lässt sich durch Messungen mit radioaktiven Strahlern diskreter Energien kalibrieren. Da zum

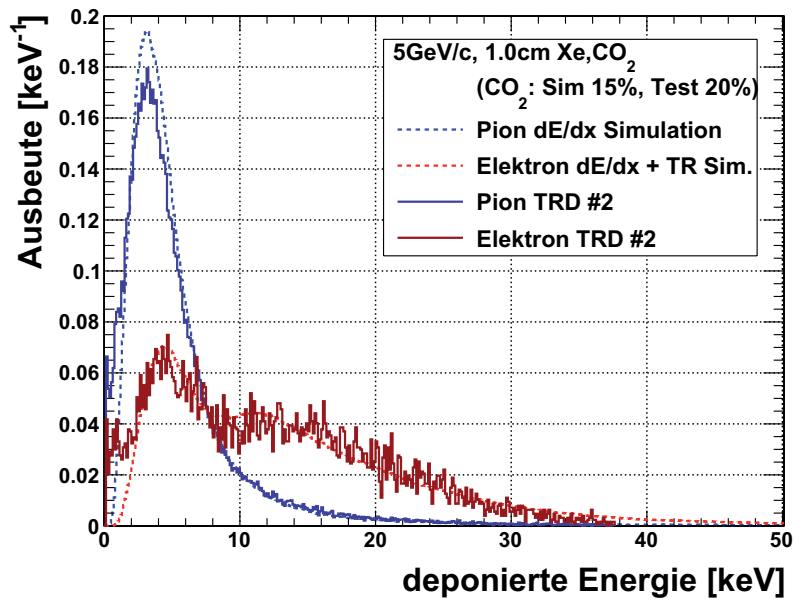
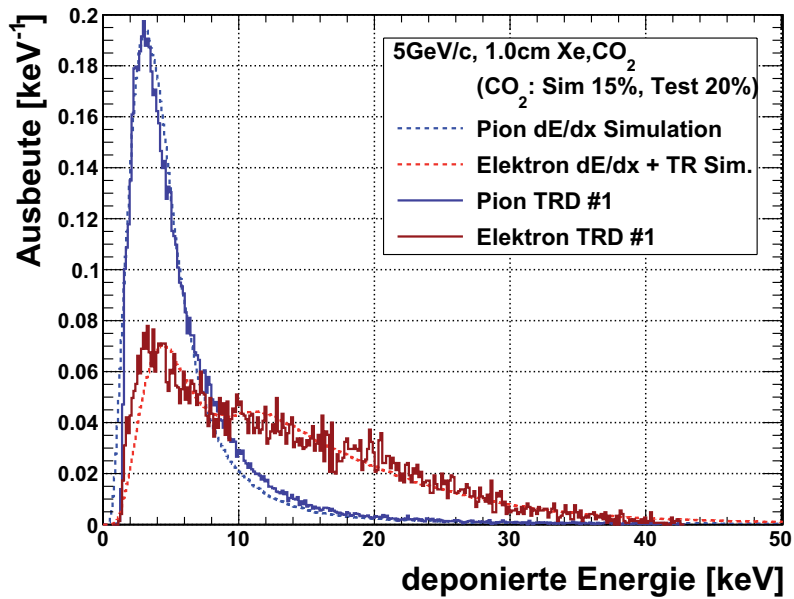


Abbildung 4.5: Vergleich zwischen Messung und Simulation bei einem Impuls von 5 GeV/c. Oben für TRD #1, unten für TRD #2. Zu beachten ist die leicht unterschiedliche Gasmischung zwischen Simulation und Messung. Die Energieachse der Messungen ist nicht kalibriert.

gegenwärtigen Zeitpunkt keine entsprechenden Messungen vorliegen, wird hier zum Vergleich der Spektren eine arbiträre Skalierung angewandt, die zu einer möglichst guten Übereinstimmung mit den Simulationen führt. Außerdem werden die Integrale aller Spektren auf einen gemeinsamen Wert normiert, insbesondere da die Anzahl gemessener Elektronen und Pionen stark differiert. Die Simulationen sind für beide Detektoren identisch und wurden mit Xe/CO₂(15%) durchgeführt, während für die Messungen Xe/CO₂(20%) verwendet wurde. Der Vergleich ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Für beide TRDs ergibt sich durch geeignete Skalierung der Energieachse eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Bei TRD #1 musste zusätzlich zur Skalierung eine Verschiebung des Nullpunktes vorgenommen

werden. Letzteres könnte auf eine inkorrekte Subtraktion des Rauschens zurückgeführt werden und muss näher untersucht werden. Es ist bemerkenswert, dass das Elektronspektrum von TRD #2 sogar die erwartete ausgeprägte Schulter durch TR-Absorption zeigt. Bei TRD #1 wird diese Schulter nicht deutlich, was auf einen grundlegenden Unterschied in der Effizienz hindeutet. Auch das theoretisch präzise beschreibbare dE/dx -Spektrum der Pionen stimmt in diesem Fall weniger gut mit den Simulationen überein. Insbesondere zeigt sich ein Überschuss im Bereich von 7 bis 15 keV, der die Frage aufwirft, ob hier Elektronen fehlidentifiziert wurden.

Derzeitige Aktivitäten am IKF bestehen in der weitergehenden Analyse der Daten zur besseren Beschreibung und Korrektur des Untergrundes und in der Auswertung der Messungen bei anderen Teilchenimpulsen.

Außerdem werden die Simulationen mit Garfield zum besseren Verständnis der Detektoren vertieft. Die nach aktuellen Simulationen (vgl. Kap. 3.3) erwarteten Gasverstärkungen und Driftzeiten in Xe/CO₂(20%) sind für eine Auswahl der während der Testmessungen verwendeten Anodenspannungen in der folgenden Tabelle aufgelistet.

Detektor	Anodenspannung [V]	Gasverstärkung	Driftzeit [μ s]
TRD #1	1800	5135	0.138
	1820	6015	0.137
	1840	7055	0.136
TRD #2	2400	5580	0.125
	2420	6290	0.125
	2440	7090	0.125

Zur Überprüfung der simulierten Gasverstärkung werden Messungen mit radioaktiven Strahlern vorbereitet.

Während der vorgestellten Messungen wurden $U_{A,\#1} = 1800$ V und $U_{A,\#2} = 2440$ V verwendet. TRD #1 wurde bei höherer Anodenspannung instabil. Die höhere Gasverstärkung kann ein Grund für die insgesamt besseren Signale von TRD #2 sein.

Abschließend soll ein quantitativer Vergleich zwischen der Simulation und den beiden Messungen gegeben werden: Bei einer Elektroneffizienz von 63.8 %¹, die für einen einzelnen 1.0 cm dünnen Detektor angemessen ist, ergibt die Simulation für 5 GeV/c eine Pioneffizienz von 14.4 %. Die Bestimmung dieses Wertes ist auch für die gemessenen Spektren eindeutig möglich - unabhängig von deren Energieachsenkalierung. Für TRD #1 ergibt sich eine Pioneffizienz von 21.4 % und für TRD #2 ein etwas besserer Wert von 18.3 %. Die gewählte Elektroneffizienz wird in der Simulation oberhalb einer Schwellenenergie von 8.6 keV erreicht und mit den in Abbildung 4.5 verwendeten Skalierungen für TRD #1 bei 8.0 keV und für TRD #2 bei 7.6 keV. Die Ursachen der nach der bisherigen Datenanalyse verbliebenen Abweichungen von den Simulationen sind noch nicht verstanden, man kann anhand der Spektren jedoch den Grund für die schlechtere Elektron-Pion-Trennung veranschaulichen: Bei TRD #1 liegt das Pionspektrum in dem zur Elektronidentifizierung verwendeten Bereich oberhalb der Erwartungen und bei TRD #2 könnte der Untergrund unterhalb von 2 keV der Grund für die Abweichung sein.

Welche Effizienz mit dem gesamten CBM-TRD, bestehend aus solchen Detektoren, auf Basis dieser Messungen erreicht werden könnte, wird am Ende des folgenden Kapitels beschrieben.

¹Die Herkunft dieses Wertes erklärt sich in Kapitel 5.1.2.

5 Simulation mehrerer Detektorlagen

Ein Übergangsstrahlungszähler besteht typischerweise aus einer Reihe dünner Einzel-detektoren, um pro Teilchen mehrfach Übergangsstrahlung erzeugen und absorbieren zu können und zur Bestimmung der Teilchenflugbahn beizutragen. In diesem Kapitel wird die Effizienz dieses Gesamtsystems im Hinblick auf die Elektron-Pion-Trennung diskutiert, wobei die Detektordicke, der Radiator, sowie die Anzahl der Lagen variiert werden.

Abschließend wird die Impulsabhängigkeit der Pioneffizienz dargestellt, sowie ein erneuter Vergleich zwischen Simulation und Messung angestellt, indem eine Extrapolation der experimentell erreichten Elektron-Pion-Trennung zu 12 Detektorlagen durchgeführt wird.

5.1 Elektron-Pion-Trennung mit mehreren Detektorlagen

Es gibt verschiedene Methoden, die Informationen mehrerer Detektoren gemeinsam zu nutzen, von denen hier zwei beschrieben werden. Im ersten Fall werden die Signale aller Lagen aufsummiert und anhand des Gesamtsignals die Elektron-Pion-Trennung nach dem Prinzip eines einzelnen Detektors durchgeführt. Im zweiten Fall wird in jeder Lage separat bestimmt, ob das Signal eher zu einem Pion oder Elektron passt und die Entscheidung basiert auf der Anzahl der Lagen, die ein Elektron identifiziert haben wollen. Alle Simulationen in diesem Abschnitt basieren auf 12 Detektorlagen und dem in Kapitel 3.1.1 parametrisierten Radiator.

5.1.1 Summation der Detektorsignale

Durch Summation der Signale, die ein Teilchen in jeder der n Detektorlagen produziert, werden die zugrundeliegenden Schwankungen reduziert. Für den Beitrag von dE/dx entspricht dies einem Detektor der n -fachen Dicke, der daraus entstehende Vorteil für die Elektron-Pion-Trennung wurde in Kapitel 3.2 beschrieben. Auch die Anzahl der absorbierten TR-Photonen mittelt sich auf diese Weise über alle n Lagen. Dies ist jedoch nicht unbedingt vorteilhaft, da besonders signifikante Elektronensignale somit verloren gehen. Entsprechend findet diese Methode in der Praxis keine Anwendung, sie soll hier lediglich dem Vergleich dienen.

Aus den Energiespektren der summierten Signale von 12 Detektoren gleicher Dicke wird für 90 % Elektroneffizienz die Pioneffizienz bestimmt. Diese *Gesamt-Pioneffizienz* ist für Detektordicken von 0.6 bis 5.0 cm in Abbildung 5.1 aufgetragen. Beispielsweise ließe sich mit 12 Lagen zu je 1.0 cm nach dieser Methode eine Gesamt-Pioneffizienz von 3.4 % erreichen. Eine Effizienz von 1 % wird erst mit einer Dicke von ca. 2.5 cm pro Lage erreicht.

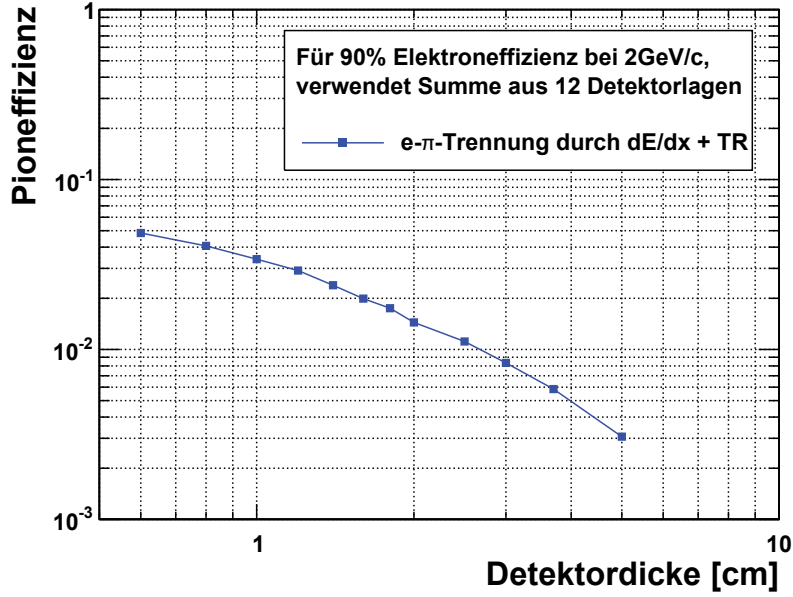


Abbildung 5.1: Gesamt-Pioneffizienz für 90 % Elektroneffizienz nach Summation über 12 Detektorlagen als Funktion der Dicke eines einzelnen Detektors.

5.1.2 Verwendung der Binomialverteilung / Schwellenzähler

In Kapitel 3.2 wurde beschrieben, dass dünne Detektoren eine gute Pionunterdrückung erreichen können, wenn die Elektroneffizienz nicht zu hoch gewählt wird - zu sehen in Abbildung 3.9. Die Schwellenenergie für ein akzeptiertes Elektronsignal liegt dann verhältnismäßig hoch. Folglich wird ein Elektron in den Lagen, in denen kein Photon absorbiert wird, typischerweise als Pion fehlidentifiziert. Um mit diesen Gegebenheiten eine *Gesamt-Elektroneffizienz* von 90 % zu erreichen, muss ein Elektron bereits als solches akzeptiert werden, sobald es in mindestens x der n Detektorlagen Signale oberhalb der Schwellenenergie produziert hat.

Die Wahrscheinlichkeit einer Binomialverteilung an der Stelle k ist gegeben durch

$$B(k|p, n) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}. \quad (5.1)$$

In diesem Fall beschreibt sie die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron zu identifizieren, das in genau k Detektorlagen ein Signal oberhalb der Schwellenenergie erzeugt. Dabei ist p die gewählte Elektroneffizienz in jeder der n Lagen, aus der sich die Schwellenenergie ergibt. Die Gesamt-Elektroneffizienz erhält man dann durch Summation der Wahrscheinlichkeiten für alle Fälle, in denen ein Elektron in mindestens x Lagen richtig identifiziert wurde:

$$P_e(x) = \sum_{k=x}^n B(k|p, n). \quad (5.2)$$

Die Gesamt-Elektroneffizienz eines Detektorsystems mit n Lagen hängt bei Verwendung dieses Prinzips daher zum einen von der Einzeleffizienz p und zum anderen von der Wahl der Mindestanzahl x richtig zugeordneter Signale ab. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Zu beachten ist, dass diese Verteilungen nicht

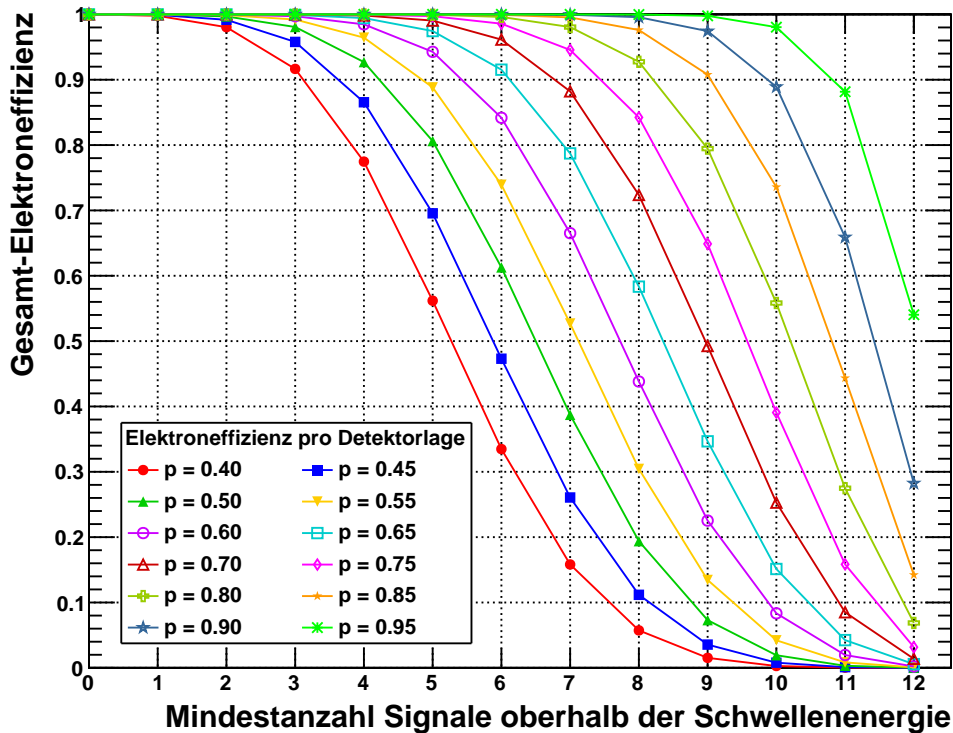


Abbildung 5.2: Gesamt-Elektroneffizienz $P_e(x)$ für 12 Detektorlagen als Funktion der Mindestanzahl an Lagen x , in denen ein Elektron richtig identifiziert wurde. Die verschiedenen Kurven gelten für die entsprechenden Einzeleffizienzen p .

von den Eigenschaften der Detektoren abhängen, sondern einem rein mathematischen Prinzip folgen. Sie können somit für alle Konfigurationen von 12 Detektoren herangezogen werden, bei denen für alle Detektoren die gleiche Effizienz p verlangt wird.

Soll nun mit dieser „Schwellenzähler-Methode“ eine Gesamt-Elektroneffizienz von 90 % erreicht werden, so gibt es dazu mehrere Möglichkeiten. Die Punkte, die diesem Wert am nächsten kommen, sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Für diese Wertepaare muss nun die Pioneffizienz bestimmt werden, wobei an dieser Stelle die physikalischen Eigenschaften der Detektoren relevant werden. Im Folgenden wird der Fall für Teilchen des Impulses 2 GeV/c und Detektoren der Dicke 1.0 cm mit Sandwich-Radiator behandelt.

Zunächst wird aus den Energiespektren eines einzelnen Detektors zu jeder Elek-

x	p	$P_e(x)$
3	0.40	91.7 %
5	0.55	88.8 %
6	0.65	91.5 %
7	0.70	88.2 %
9	0.85	90.8 %

Tabelle 5.1: Wertepaare von x und p , die eine Gesamt-Elektroneffizienz von ungefähr 90 % ergeben (vgl. Abb. 5.2).

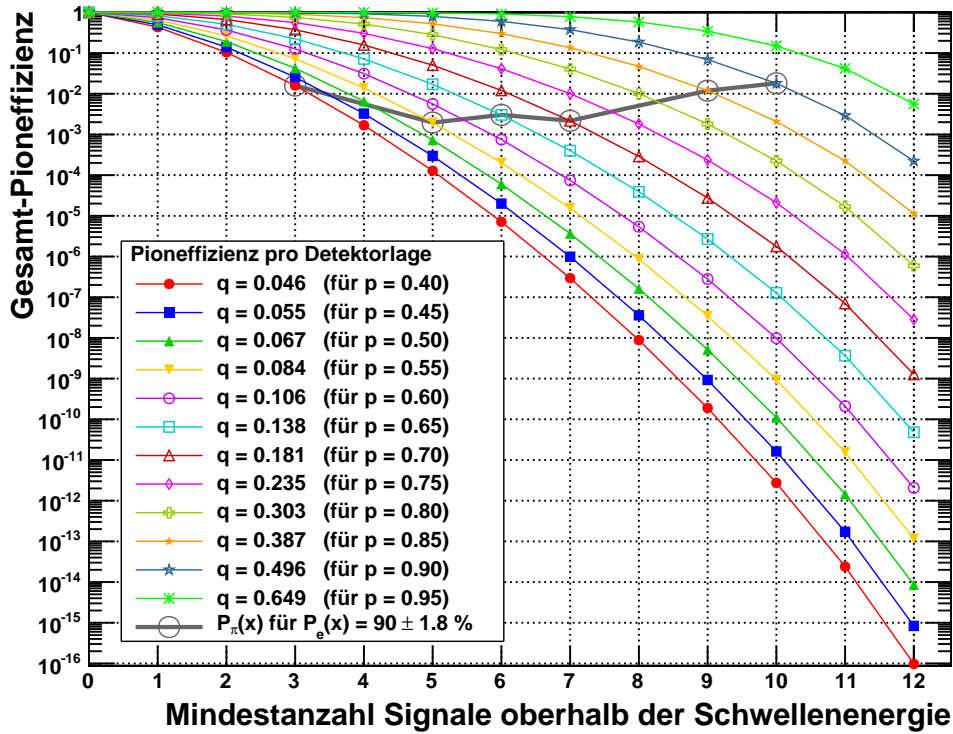


Abbildung 5.3: Gesamt-Pioneffizienz $P_\pi(x)$ für 12 Detektorlagen und verschiedene Elektroneffizienzen. Die q -Werte ergeben sich aus Spektren von Teilchen mit $2 \text{ GeV}/c$ in einem 1.0 cm dicken Detektor, es wird die Parametrisierung des Sandwich-Radiators verwendet.

troneffizienz p die entsprechende Pioneffizienz q bestimmt (vgl. Kap. 3.2). Dann kann durch Ersetzen von p durch q in den Gleichungen (5.1) und (5.2) die Gesamt-Pioneffizienz als Funktion von x berechnet werden. Die Verteilungen für Werte von q , welche zu den gezeigten Elektroneffizienzen p gehören, sind in Abbildung 5.3 aufgetragen¹. Die Gesamt-Pioneffizienzen $P_\pi(x)$ zu den Werten aus Tabelle 5.1 sind mit dem grauen Graphen unterlegt. Daraus ergibt sich die interessante Beobachtung, dass sich für $P_\pi(x)$ ein Minimum bei einer bestimmten Elektroneffizienz andeutet, das durch keine andere Kombination aus der Wahl der Effizienz p und der Mindestanzahl richtig identifizierter Elektronsignale x erreicht werden kann. Position und Wert dieses Minimums sind charakteristisch für die speziellen Detektoreigenschaften. Es lässt sich jedoch nur genau bestimmen, wenn für jedes x eine Kurve mit $P_e(x) = 0.9$ vorliegt. Die zugehörigen Werte für p lassen sich iterativ ermitteln. Für den gleichen Detektor werden dann die jeweiligen q -Werte bestimmt und erneut die Gesamt-Pioneffizienzen berechnet. In Abbildung 5.4 sind die Verteilungen der Elektroneffizienzen (oben) sowie der Pioneffizienzen zusammen mit dem Graphen für $P_e(x) = 0.9$ (unten) dargestellt. Die Pioneffizienzen einiger Werte sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Das Minimum der Gesamt-Pioneffizienz für 90 % Gesamt-Elektroneffizienz liegt bei $x = 6$ und hat den Wert $P_\pi(6) = 2.14 \cdot 10^{-3}$. Mit dieser Methode lässt sich also die Pionunterdrückung im Vergleich zur einfachen Summation, bei der $P_\pi = 3.4 \cdot 10^{-2}$ erreicht wird, um gut eine Größenordnung verbessern.

¹Zu beachten ist hier die logarithmische Skalierung. Da die Kurven auf der gleichen Formel wie jene der Elektroneffizienzen beruhen, haben sie einen vergleichbaren Verlauf.

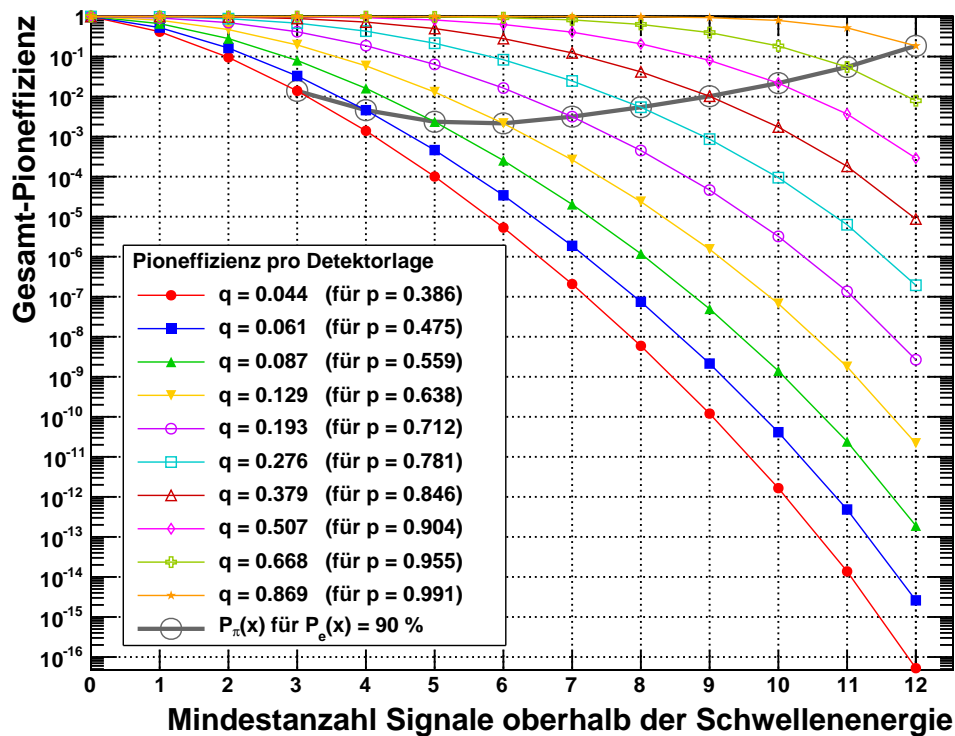
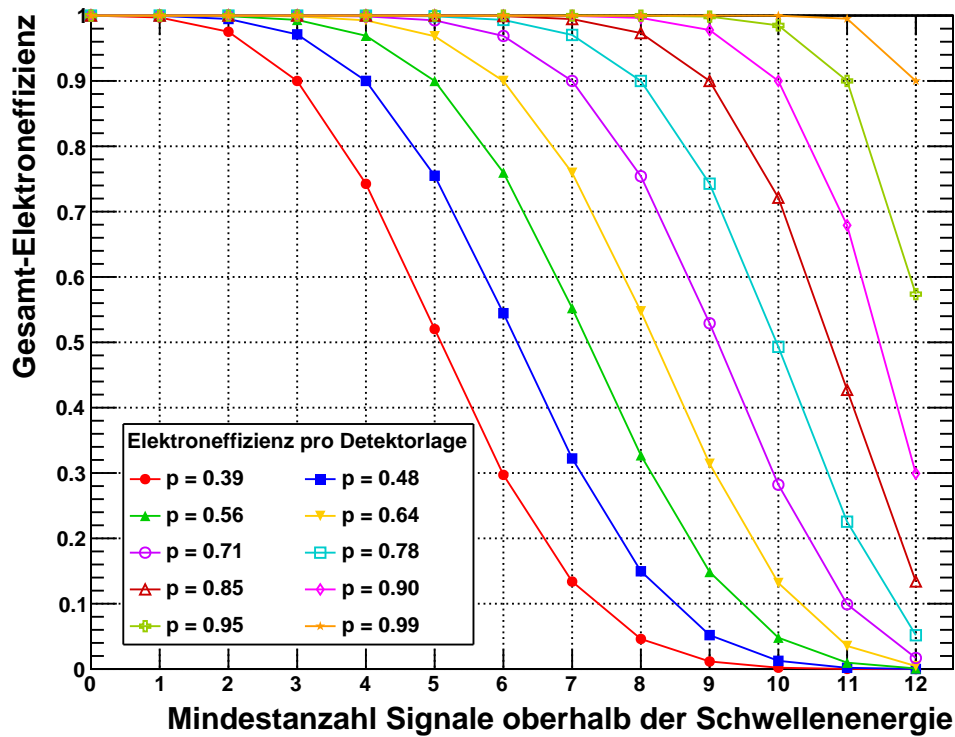


Abbildung 5.4: Neue Wahl der Elektroneffizienzen p , sodass sich für jedes x eine Gesamt-Elektroneffizienz von $P_e(x) = 0.9$ ergibt (oben). Zugehörige Gesamt-Pioneffizienz $P_\pi(x)$ (unten). Der graue Graph zeigt den Verlauf von $P_\pi(x)$ für $P_e(x) = 0.9$.

x	p	q	$P_\pi(x)$
3	0.475	0.044	$13.9 \cdot 10^{-3}$
5	0.559	0.087	$2.35 \cdot 10^{-3}$
6	0.638	0.129	$2.14 \cdot 10^{-3}$
7	0.712	0.193	$3.15 \cdot 10^{-3}$
9	0.846	0.379	$10.2 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2: Ausgewählte Werte der Pioneffizienz $P_\pi(x)$ für $P_e(x) = 0.9$ im Fall des 1.0 cm dicken Detektors.

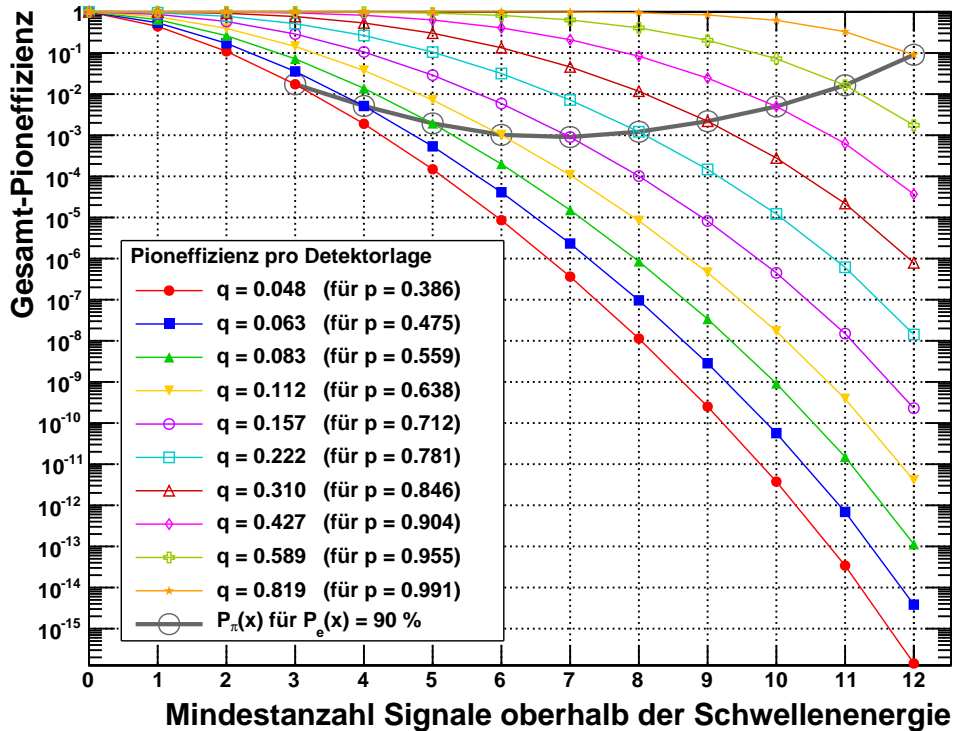


Abbildung 5.5: Gesamt-Pioneffizienz für 12 je 1.6 cm dicke Detektoren.

5.2 Optimierungsmöglichkeiten

Nachdem sich die Schwellenzähler-Methode als effizient erwiesen hat, sollen im Folgenden drei Optimierungsmöglichkeiten diskutiert werden. Erstens wird auf Basis dieser Methode erneut der Einfluss der Detektordicke untersucht. Zweitens werden die effektiven Eigenschaften des Radiators variiert, womit die mittlere Anzahl der emittierten Photonen sowie deren Energieverteilung gemeint ist. Drittens wird die Gesamteffizienz in Abhängigkeit der Anzahl der Detektorlagen dargestellt.

5.2.1 Vergrößerung des Gasvolumens

Der naheliegendste Ansatz zur Verbesserung der Elektron-Pion-Trennung eines TRD ist die Vergrößerung seiner Dicke. Dies hat jedoch einen bedeutenden Einfluss auf die elektrostatischen Eigenschaften und damit verbundene Größen wie Gasverstärkung und Driftzeit. Bei gleichbleibendem Abstand der Anodendrähte zueinander - um die Granularität des Detektors konstant zu halten - muss zum Erreichen der gleichen

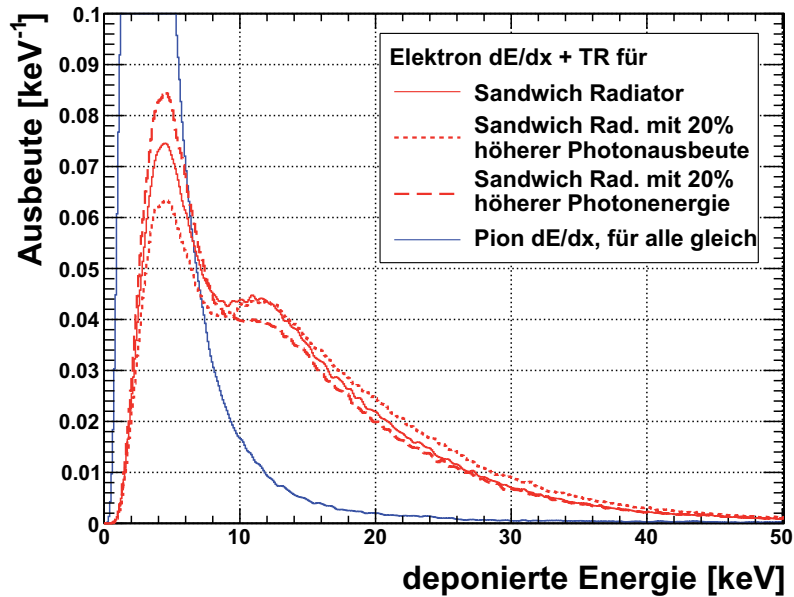


Abbildung 5.6: Elektronspektren für drei verschiedene Radiatoren. Eine erhöhte Photonanzahl vergrößert den TR-Beitrag des Spektrums, während höhere Photonenergien zu stärkeren Verlusten führen.

Gasverstärkung z.B. eine bedeutend höhere Anodenspannung angelegt werden oder ein separater Driftbereich erstellt werden. In jedem Fall erhöhen sich die Driftzeiten und die damit verbundene Auslesedauer des Detektors maßgeblich.

Zur Abschätzung der Verbesserung der Pionunterdrückung wird die im letzten Abschnitt beschriebene Analyse, weiterhin für $2 \text{ GeV}/c$, beispielhaft für einen 1.6 cm dicken Detektor wiederholt. Sie liefert einen Verlauf der Pioneffizienz, dessen Minimum bei $x = 7$ und $P_\pi(7) = 0.90 \cdot 10^{-3}$ liegt - siehe Abbildung 5.5. Die Pionunterdrückung erfährt also eine gute Verdoppelung gegenüber dem Fall mit 1.0 cm dicken Detektoren. Durch die Erhöhung der Detektordicke steigt die mittlere Anzahl der absorbierten Photonen pro Lage von 0.79 auf 0.94 und der deponierte Anteil der insgesamt verfügbaren Photonenergie beträgt 61% statt 48% . Das bedeutet in 60% mehr Gas werden 19% mehr Photonen absorbiert und dadurch aus dem vorliegenden TR-Spektrum 27% mehr Energie deponiert. Der Unterschied dieser Verhältnisse begründet sich in der mit der Eindringtiefe zunehmenden „Härte“ des TR-Spektrums, da Photonen niedriger Energie im Mittel früher im Gas absorbiert werden und sich dadurch der Energiemittelwert des übrigen Spektrums erhöht.

5.2.2 Variation des Radiators

Eine andere Möglichkeit, mehr Photonen pro Elektron zu absorbieren, besteht in der Produktion einer größeren Anzahl Photonen im Radiator. Ohne auf die notwendigen Veränderungen der Radiatordicke oder -zusammensetzung einzugehen, wird dieser Einfluss hier untersucht, indem der Eingabewert $\langle N_{\text{TR}}^{\text{prod}} \rangle$, die mittlere Anzahl pro Elektron produzierter Photonen, um 20% erhöht wird. Das resultierende Energiespektrum von Elektronen mit $2 \text{ GeV}/c$ im 1.0 cm dicken Detektor ist in Abbildung 5.6 als rot gepunktete Linie gezeigt. Zum Vergleich ist das Spektrum für die bisher verwendete Radiatorparametrisierung als durchgezogene Kurve unterlegt. Interessanterweise gleichen sich die beiden Kurven im Bereich von $10 - 15 \text{ keV}$.

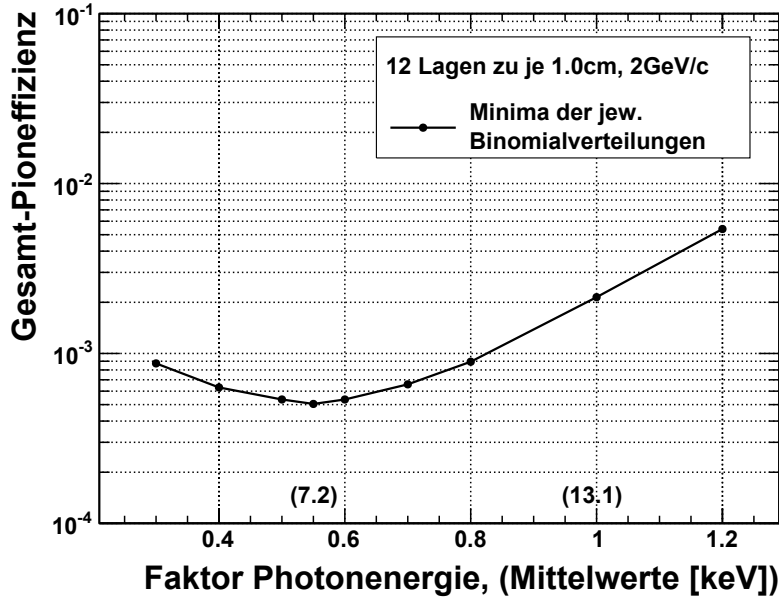


Abbildung 5.7: Gesamt-Pioneffizienz in Abhängigkeit der Energiemittelwerte der TR-Spektren.

Der Grund ist, dass die Anzahl *Events* mit genau einem detektierten Photon nahezu unverändert bleibt, da gleichviele *Events* von null Photonen hinzukommen, wie nach zwei oder mehr Photonen abgehen. Eine weitere Methode, 20 % mehr Energie bereitzustellen, besteht in der Erhöhung der Energie pro Photon. Allerdings ist der offensichtliche Nachteil dabei, dass diese Photonen mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit im Gas absorbiert werden, was zu einem schlechteren Elektronensignal mit kleinerem TR-Beitrag führt (gestrichelte Linie in Abbildung 5.6).

Wie stark der Einfluss dieser beiden Veränderungen auf die Gesamt-Pioneffizienz ist, wird in Abbildung 5.8 deutlich. Sie verbessert sich im ersten Fall (oben) um einen Faktor vier von $P_{\pi}(6) = 2.14 \cdot 10^{-3}$ auf $0.50 \cdot 10^{-3}$ und verschlechtert sich im zweiten Fall auf mehr als das Doppelte, wobei aufgrund der im Mittel deutlich schlechteren Elektronensignale sogar eine Detektorlage weniger oberhalb der Schwelle verlangt werden muss. Im Umkehrschluss erwartet man anhand dieser Beobachtung eine Verbesserung der Gesamt-Pioneffizienz für den Fall, dass die TR-Photonen eine niedrigere mittlere Energie haben. Zwar sinkt dadurch der Energieverlust des Elektrons im Radiator und somit die maximale durch Übergangsstrahlung deponierbare Energie, doch dieser Umstand wird durch die höhere Absorptionswahrscheinlichkeit der niederenergetischeren Photonen überkompensiert. Das eingangs verwendete TR-Spektrum hat einen Energiemittelwert von $\langle E_{TR} \rangle = 13.1$ keV und soll hier 100 % entsprechen. Die resultierenden Pioneffizienzen bei Verwendung von TR-Spektren mit geringerer mittlerer Energie sind zusammen mit den bereits diskutierten Werten in Abbildung 5.7 aufgetragen. Der beste Wert wird erreicht, wenn die Photonen nur 55 % der regulären Energie erhalten. Das entspricht einer mittleren Photonenergie von $\langle E_{TR} \rangle = 7.2$ keV und die erreichte Pioneffizienz beträgt $P_{\pi}(7) = 0.50 \cdot 10^{-3}$. Unterhalb von 55 % steigt die Pioneffizienz wieder an - die geringere Photonenergie kann nicht mehr durch die höhere Absorption kompensiert werden.

Ob die entsprechenden Anpassungen des TR-Spektrums in der Praxis erreicht werden können, und welche Modifikationen des Radiators dazu notwendig wären, wird in dieser Arbeit nicht untersucht.

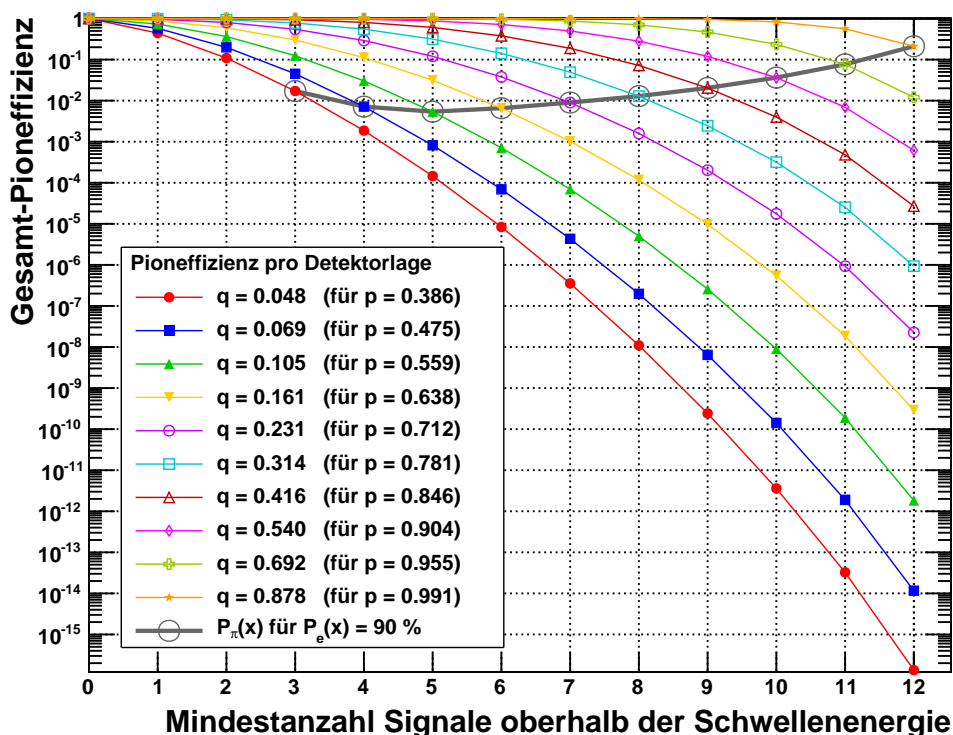
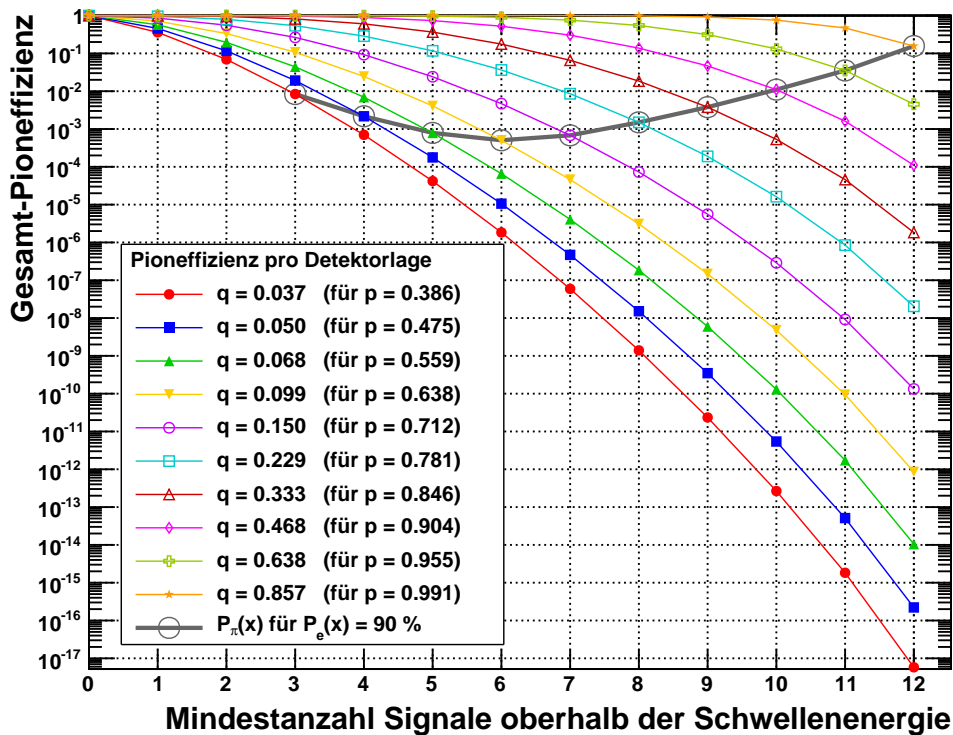


Abbildung 5.8: $P_\pi(x)$ für zwei modifizierte Radiatoren: Oben mit um 20 % erhöhter Photonproduktion, was die Pioneffizienz um das Vierfache auf $P_\pi(6) = 0.50 \cdot 10^{-3}$ verringert, unten mit um 20 % erhöhter Photonenergie, wodurch sich nur noch $P_\pi(5) = 5.40 \cdot 10^{-3}$ ergibt.

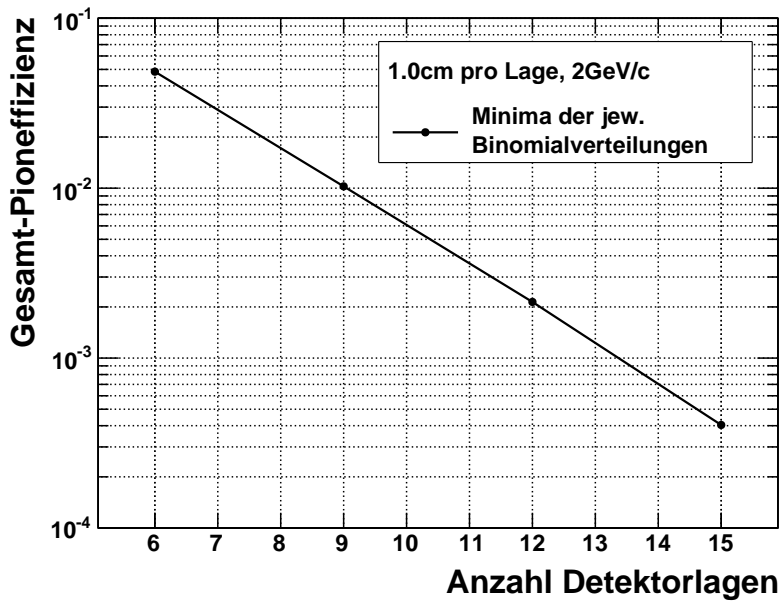


Abbildung 5.9: Gesamt-Pioneffizienz in Abhängigkeit der Anzahl der Detektorlagen.

5.2.3 Variation der Anzahl der Lagen

Die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen ergeben, dass durch die Verwendung von 12 Detektorlagen eine Pioneffizienz in der Größenordnung von 10^{-3} erreicht werden kann. Da die tatsächliche Anzahl der Lagen noch nicht feststeht, ist die Studie ihres Einflusses auf die Pioneffizienz von Interesse. Dazu werden für jede ausgewählte Anzahl, wie bereits für den Fall von 12 Lagen beschrieben und in Abbildung 5.4 dargestellt, zunächst diejenigen Elektroneffizienzen bestimmt, die eine Gesamt-Elektroneffizienz von 90 % ermöglichen. Dann werden die zugehörigen Pioneffizienzen bestimmt und daraus die Gesamt-Pioneffizienzen berechnet. Die beste der letzteren wird dann in den Graphen in Abbildung 5.9 aufgenommen. Die Analysen von 6 bis 15 Detektorlagen zeigen, dass die Pioneffizienz des Gesamtsystems durch zusätzliche Detektorlagen exponentiell verbessert wird.

5.3 Impulsabhängigkeit

Bisher wurden zu allen Analysen - mit Ausnahme derjenigen der Testmessungen - die Ergebnisse für einen Teilchenimpuls von $2 \text{ GeV}/c$ vorgestellt. Anhand der in dieser Arbeit entwickelten Standardkonfiguration von 12 Detektoren mit 1.0 cm Gasdicke und dem beschriebenen Sandwich-Radiator soll der Einfluss des Teilchenimpulses auf die Elektron-Pion-Trennung beispielhaft dargestellt werden. Die Ergebnisse der Analysen im Impulsbereich von 1 bis $10 \text{ GeV}/c$ sind in Abbildung 5.10 zusammengestellt. Der dargestellte Verlauf wird erwartet, da die Intensität von Übergangsstrahlung bei Elektronen mit Impulsen oberhalb von $2 \text{ GeV}/c$ nicht mehr signifikant zunimmt und diese bereits das Maximum ihres spezifischen Energieverlustes erreicht haben, während sich die Pionen im Bereich des relativistischen Anstieges ihres Energieverlustes befinden (vgl. Kap. 2.1.1 und 3.1.1).

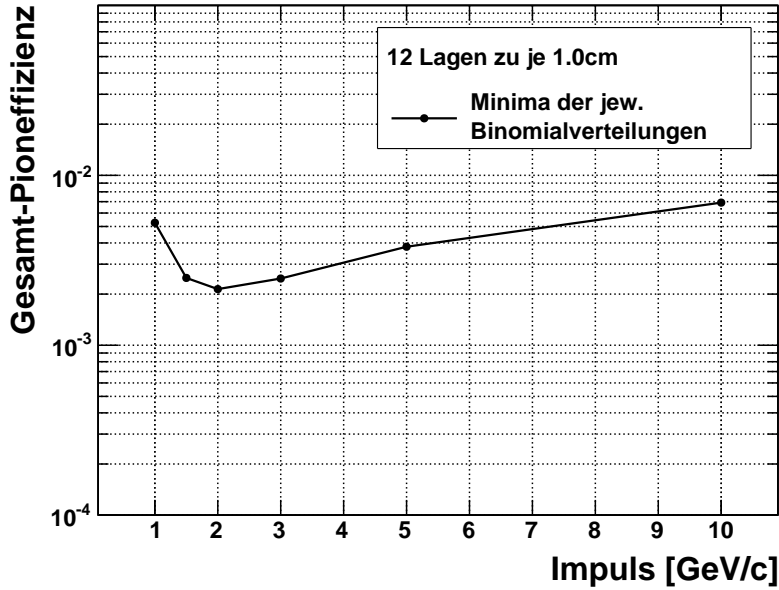


Abbildung 5.10: Gesamt-Pioneffizienz in Abhängigkeit des Teilchenimpulses.

5.4 Verwendung der Prototypenmessungen

Die Elektron-Pion-Trennung der beiden Prototypen ist trotz der qualitativ guten Übereinstimmung mit den Simulationen nach derzeitigem Stand der Datenanalyse noch etwas schlechter (vgl. Kap. 4.3). An dieser Stelle soll untersucht werden, wie stark sich dieser Unterschied auf ein System von 12 Lagen dieser Detektoren auswirkt. Dazu werden die gemessenen Spektren beider Prototypen der in diesem Kapitel beschriebenen Analyse unterzogen. Da zur Bestimmung der Pioneffizienzen q für jede der Elektroneffizienzen p nur die relativen Positionen der Pion- und Elektronspektren zueinander von Bedeutung sind, nicht aber deren absolute Positionen auf der Energieachse, ist diese Analyse auch für die unkalibrierten Messungen vollständig gültig. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Für 90 % Gesamt-Elektroneffizienz beträgt das Minimum der Gesamt-Pioneffizienz für TRD #1 (oben) $P_{\pi}(5) = 1.64$ % und für TRD #2 (unten) $P_{\pi}(5) = 0.82$ %. Es wird also jeweils bei einer Elektroneffizienz von 55.9 % pro Detektorlage erreicht.

Zu beachten ist, dass diesen Werten Messungen bei einem Impuls von 5 GeV/c zugrundeliegen. Die entsprechende in der Simulation erreichte Gesamt-Pioneffizienz lässt sich aus Abbildung 5.10 ablesen und beträgt $P_{\pi} = 0.38$ %. Damit kommt zumindest die Messung von TRD #2 relativ nah an die Simulation heran und beide Messungen belegen definitiv die grundsätzliche Eignung des am IKF verfolgten Detektorkonzepts für den CBM-TRD.

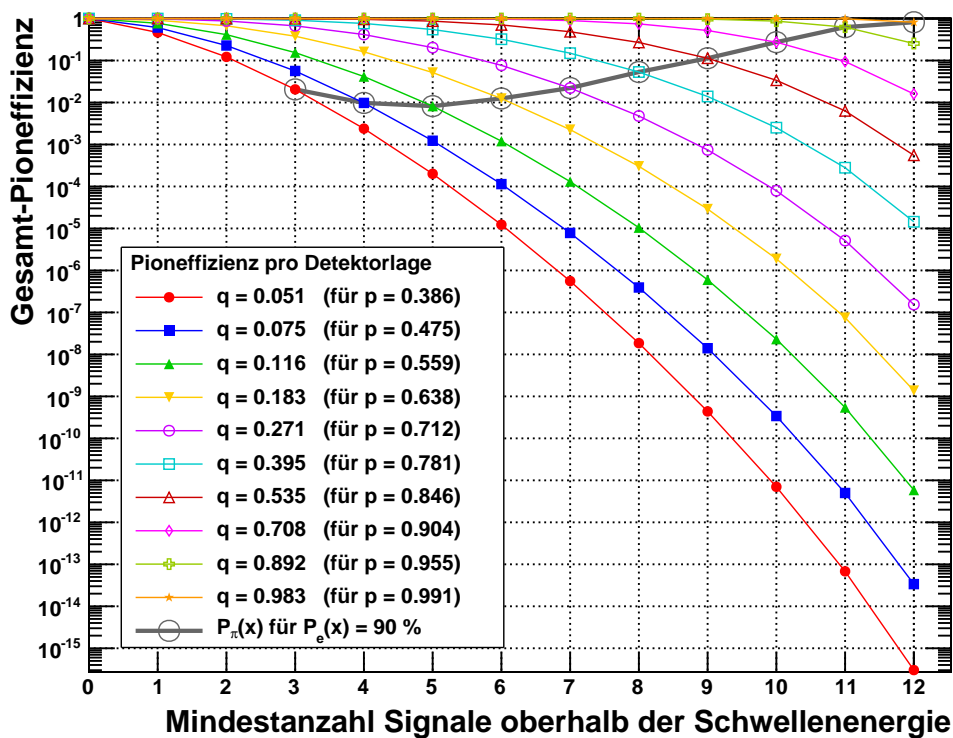
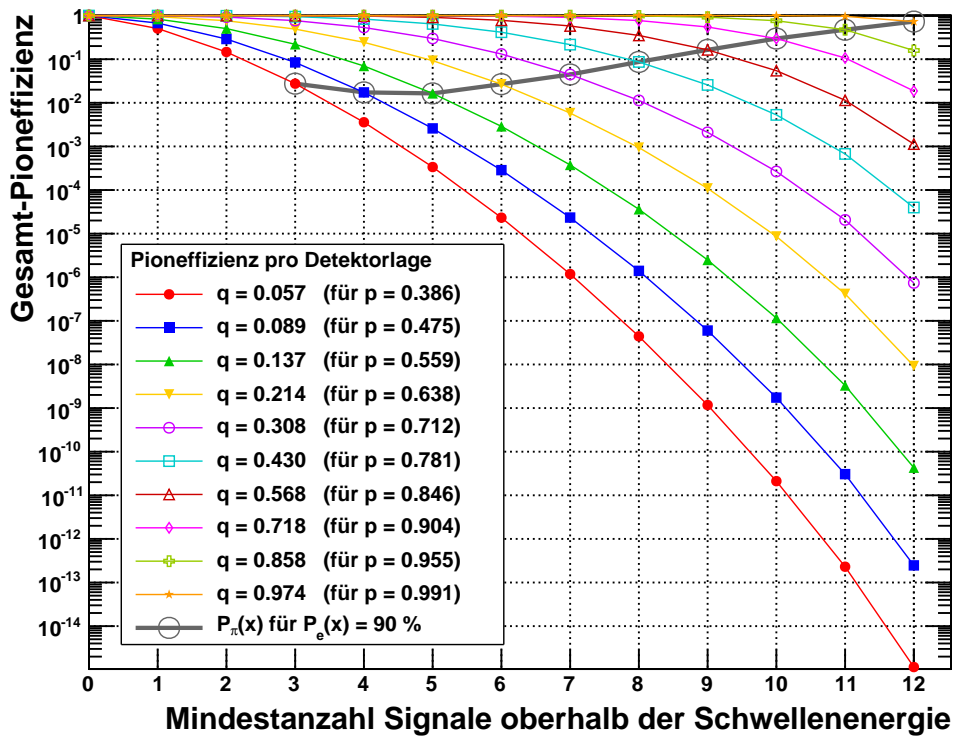


Abbildung 5.11: Gesamt-Pioneffizienz unter der Annahme von 12 Lagen des Prototypen TRD #1 (oben) bzw. TRD #2 (unten) auf Basis der Messungen bei 5 GeV/c. Es werden Werte von $P_\pi^{\#1}(5) = 1.64\%$ und $P_\pi^{\#2}(5) = 0.82\%$ erreicht.

6 Zusammenfassung und Fazit

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Simulationen zur Entwicklung des Übergangsstrahlungszählers für CBM durchgeführt, dessen wichtigste Aufgabe in der Unterscheidung von Elektronen und Pionen aus Schwerionenkollisionen liegt, welche im Rahmen des FAIR-Projekts geplant sind. Im relevanten Impulsbereich wird Übergangsstrahlung nur von Elektronen emittiert und soll im Detektor absorbiert werden.

Für die Elektron-Pion-Trennung des CBM-TRD gilt als Richtlinie, dass er bei einer Elektroneffizienz von 90 % eine Pionunterdrückung um einen Faktor 100 erreichen soll. Die in CBM angestrebte Kollisionsrate von bis zu 10 MHz erfordert außerdem eine hohe Auslesegeschwindigkeit des Detektors. Zur Erfüllung dieser Anforderungen wurde den Simulationen im Rahmen dieser Arbeit ein Detektorkonzept basierend auf dünnen Vieldrahtproportionalkammern zugrundegelegt.

Zur Studie der Elektron-Pion-Trennung wurde eine Simulation entwickelt, die den spezifischen Energieverlust von Elektronen und Pionen im Detektorgas sowie für Elektronen die Emission von Übergangsstrahlung im Radiator und deren Absorption im Gas simuliert. Die Eingaben für die Simulation basieren zugunsten einer realitätsnahen Studie auf Ergebnissen von Testmessungen mit ALICE-TRD-Kammern.

Die Analyse der simulierten Daten für verschiedene Detektordicken zeigte einerseits den erwarteten Trend einer besseren Elektron-Pion-Trennung mit zunehmender Dicke. Andererseits ergab sich die interessante Beobachtung, dass bei der Wahl von Elektroneffizienzen weit unter 90 % dünnere Detektoren eine stärkere Pionunterdrückung erreichen können als dickere. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass sich die Signale von Elektronen mit absorbierten TR-Photonen in dünnen Detektoren stärker von den Pionsignalen abheben als in dicken Detektoren.

Dieser Effekt gewinnt an Bedeutung bei der Übertragung der Eigenschaften eines einzelnen Detektors auf das Gesamtsystem des TRD, welches aus bis zu 12 Lagen dieser Detektoren bestehen soll. Dann ist nicht mehr die einzelne Elektroneffizienz relevant, sondern diejenige des Gesamtsystems - festgelegt auf das Ziel von 90 % - und die zugehörige Pionunterdrückung. Letztere hängt von der angewandten Analyse-methode ab und es stellte sich heraus, dass eine Schwellenzählermethode auf Basis der Binomialverteilung eine optimale Nutzung der guten Pionunterdrückung jedes einzelnen Detektors bei mittleren Elektroneffizienzen ermöglicht.

Mit dieser Methode konnte gezeigt werden, dass mit 12 Detektorlagen der Dicke 1.0 cm die Anforderungen des CBM-TRD hinsichtlich der Elektron-Pion-Trennung gut erfüllt werden können.

Der Bau von Prototypen dieser Detektoren am IKF wurde begleitet von elektrostatischen Simulationen im Rahmen dieser Arbeit, mit denen für eine gegebene Gasmischung grundlegende Eigenschaften wie die bei bestimmten Anodendrahtspannungen zu erwartenden Driftzeiten und Gasverstärkungen berechnet wurden.

Die beiden konstruierten Prototypen haben jeweils eine Dicke von 1.0 cm mit einer zentral aufgespannten Anodendrahtebene. Sie unterscheiden sich nur in den Ab-

ständen zwischen den Anodendrähten, die beim ersten Detektor 5 mm und beim zweiten 2.5 mm betragen. Zum Erreichen einer vergleichbaren Gasverstärkung ist im zweiten Fall eine deutlich höhere Anodenspannung nötig, aus der wiederum für die Driftzeiten ein ähnlicher Mittelwert folgt. Die Verteilung der Driftzeiten ist im zweiten Fall allerdings deutlich homogener.

Erste Messungen mit diesen Prototypen wurden durchgeführt und die Daten bereits teilweise analysiert. Diese befinden sich in guter Übereinstimmung mit den Simulationen, enthalten jedoch noch unerwartete Beiträge, die die Elektron-Pion-Trennung negativ beeinflussen.

Trotz dieses Umstandes können durch die analytische Kombination von 12 dieser Detektoren Pionunterdrückungen in der Größenordnung von 10^2 für eine Elektron-effizienz von 90 % erreicht werden. Diese Beobachtung belegt eindrucksvoll, dass die am IKF entwickelten Prototypen grundsätzlich für den CBM-TRD geeignet sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zusätzlich Optimierungsmöglichkeiten für die TRD-Kammern untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass vor allem die Verbesserung des Radiators einen großen Effekt auf die Elektron-Pion-Trennung haben kann. Dafür kommt sowohl die Erhöhung der mittleren Anzahl im Radiator produzierter Photonen in Frage, als auch die Anpassung der Energieverteilung der Photonen zugunsten eines niedrigeren Mittelwertes.

Der Ansatz, den CBM-TRD auf Basis dünner Vieldrahtproportionalkammern ohne Driftbereich zu entwickeln, wird am IKF weiterhin verfolgt und durch weiterführende Simulationen sowie Messungen mit vorhandenen und geplanten Prototypen optimiert.

Literaturverzeichnis

- [Ali01] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Transition Radiation Detector*, CERN/LHCC 2001-021 (2001).
- [Ali08] ALICE Collaboration, *ALICE Experiment at the CERN LHC*, CERN, ALICE Technical Paper I, (2008).
- [AliCo] ALICE Collaboration, interne Kommunikation.
- [AliRo] ALICE Collaboration, *The ALICE Off-line Project*.
<http://aliweb.cern.ch/Offline/>
- [AliTr] <http://aliceinfo.cern.ch/static/aliroot-pro/html/roothtml/src/AlITRDsimTR.cxx.html>
(Last generated: 2010-05-16 22:51)
- [All80] W. W. M. Allison & J. H. Cobb, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **30** (1980) 253.
- [And04] A. Andronic *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 519** (2004) 508.
- [And06] A. Andronic *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 558** (2006) 516.
- [Arm11] T. Armbruster *et al.*, *CBM TRD Readout with the SPADIC Amplifier / Digitizer Chip*, CBM Progress Report 2010, to be published. <http://www.spadic.uni-hd.de/>
- [Bart] J. Bartke, *Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics*, World Scientific (2009).
- [Ber09] C. Bergmann, *Development and Test of a Transition Radiation Detector Prototype for CBM @ FAIR*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, (2009).
- [Blu09] C. Blume, *Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions*, Kernphysik IV Vorlesung, Uni Frankfurt (2009).
- [Blum] W. Blum, W. Riegler & L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers, Second Edition*, Springer (2008).
- [CBM05] CBM Collaboration, *Compressed Baryonic Matter Experiment - Technical Status Report*, (2005).
- [CBM10] CBM Beamtime Logbook (Nov 2010).
<http://cbm-wiki.gsi.de/cgi-bin/view/Beamtime/LogBook>
- [CBM11] B. Friman *et al.*, *The CBM Physics Book*, Springer (2011).
http://gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/PhysicsBook.html

- [Dah08] T. Dahms, *Dilepton spectra in $p + p$ and $Au + Au$ collisions at RHIC*, Dissertation, Stony Brook University, (2008).
arXiv:0810.3040v1 [nucl-ex].
- [Fab75] C. W. Fabjan & W. Struczinski, Phys. Lett. **B 57** (1975) 483.
- [Fri98] B. Friman, W. Nörenberg, V. D. Toneev, Eur. Phys. J. **A 3** (1998) 165.
- [Fod04] Z. Fodor & S.D. Katz, JHEP **0404** (2004) 050.
arXiv:hep-lat/0402006v1.
- [Gar] R. Veenhof, *Garfield - simulation of gaseous detectors*, Version 9 (7.36), CERN Program Library W5050. <http://cern.ch/garfield/>
- [GarHp] Garfield Help Pages, *Penning-Transfers*.
<http://consult.cern.ch/writeup/garfield/help/>
- [Gea] GEANT 3.21 Package, CERN Program Library W5013.
- [Grup] C. Grupen & B. Shwartz, *Particle Detectors, Second Edition*, Cambridge University Press (2008).
- [Klei] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner (1992).
- [Mag] S. Biagi, *Magboltz*, Version 7.07.
- [Mil74] R. H. Millar & J. R. Greening, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. **7** (1974) 2332.
- [Pbm03] P. Braun-Munzinger, K. Redlich & J. Stachel, *Particle production in heavy ion collisions*, (2003). *Preprint* arXiv:nucl-th/0304013v1.
- [Pdg06] W.-M. Yao & Particle Data Group 2006, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** 1.
- [PdgXr] Particle Data Group, *Atomic Nuclear Properties*,
<http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties/>
The Center for X-Ray Optics, *X-Ray Database*,
http://henke.lbl.gov/optical_constants/
- [Povh] B. Povh *et al.*, *Teilchen und Kerne*, Springer (2009).
- [WY] W. Yu, Institut für Kernphysik Frankfurt, private Kommunikation.

Erklärung

(nach § 30 (11) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang)

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 die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den 25.02.2011

Patrick Reichelt

Danksagung

An dieser Stelle richte ich meinen ganz besonderen Dank an meinen Betreuer Prof. Dr. Harald Appelshäuser für die Ermöglichung dieser Masterarbeit. Vielen Dank ebenso für die gute Unterstützung während deren gesamten Verlaufes. Darüber hinaus danke ich ihm besonders für die Empfehlung meiner Teilnahme am Programm von H-QM.

Hiermit bedanke ich mich ebenfalls bei Prof. Dr. Joachim Stroth für die Zweitbegutachtung dieser Arbeit.

Für die vielen wertvollen Gespräche und die gute Zusammenarbeit danke ich oftmals Dr. Matthias Hartig, der diese Arbeit begleitet hat - vom Institutsalltag über *Collaboration Meetings* bis hin zur Teststrahlzeit am CERN. In diesem Zusammenhang danke ich auch besonders Dr. Weilin Yu für die Analyse der Daten sowie ihm und Pascal Dillenseger für die erfolgreiche Zusammenarbeit.

In Bezug auf den *Software*-basierten Teil dieser Arbeit danke ich allen Kollegen, die mir Informationen und Daten für meine Simulationen bereitgestellt haben oder bei Fragen zur Programmierung geholfen haben.

Meinen langjährigen Bürokollegen Moritz Pohl und Anna Bernhard, meiner Arbeitsgruppe und dem gesamten IKF bin ich für das angenehme Arbeitsklima dankbar. Gleiches gilt auch für die Kollegen des CBM-Experiments.

Für das Korrekturlesen des Hauptteils dieser Arbeit möchte ich mich noch einmal bei Dr. Matthias Hartig bedanken, sowie bei Dr. Christoph Baumann, der den einleitenden Teil korrekturgelesen hat. Für den Feinschliff bedanke ich mich noch einmal bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser.

Die Entstehung dieser Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne den starken persönlichen Rückhalt, den ich durch meine gesamte Familie erfahre und für den ich unendlich dankbar bin. Auch meinem Kommilitonen und ständigen Wegbegleiter Philipp Lüttig möchte ich für das harmonische Miteinander danken. Für die Kameradschaftlichkeit bei den verschiedensten Aktivitäten möchte ich außerdem vor allem Prof. Dr. Henner Büsching, Simone Schuchmann und Dr. Matthias Hartig danken. Prof. Dr. Henner Büsching bin ich überdies sehr dankbar für die Ermöglichung der Teilnahme an H-QM-Veranstaltungen und für die fortwährende Unterstützung in Bezug auf meine weitere Laufbahn als angehender Physiker.