

**Entwicklungsstudien für den ILC :  
Messungen und Simulationen für eine  
Zeit-Projektionskammer mit GEM-Technologie**

**Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
von der Fakultät für Physik  
der Universität Karlsruhe (TH)**

genehmigte

**DISSERTATION**

**von Bernhard Ledermann  
aus Schwetzingen**

Tag der mündlichen Prüfung: 10.11.2006

Referent: Prof. Dr. Thomas Müller, Institut für Experimentelle Kernphysik

Korreferent: Prof. Dr. Wim de Boer, Institut für Experimentelle Kernphysik



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Das Standardmodell und offene Fragen der Teilchenphysik . . . . .	1
1.2	Wozu braucht man den <i>International Linear Collider</i> ? . . . . .	4
1.3	Der <i>International Linear Collider (ILC)</i> . . . . .	5
1.3.1	Der ILC-Beschleuniger . . . . .	6
1.3.2	Der ILC-Detektor . . . . .	7
1.3.3	Die ILC-Zeit-Projektionskammer als Spurdetektor . . . . .	8
1.4	Ziel dieser Arbeit . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen gasgefüllter Detektoren</b>	<b>11</b>
2.1	Wechselwirkungen von Teilchen in Materie . . . . .	11
2.1.1	Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie . . . . .	11
2.1.2	Wechselwirkung von Photonen mit Materie . . . . .	16
2.2	Verhalten freier Ladungsträger in Gasen . . . . .	18
2.2.1	Drift und Diffusion in elektrischen und magnetischen Feldern . . . . .	18
2.2.2	Elektronenvervielfältigung in Gasen - Gasverstärkung . . . . .	21
2.2.3	Verluste während der Drift - Attachment . . . . .	23
2.2.4	Zählgase und Löschgase . . . . .	23
2.2.5	Konsequenzen von Gasverunreinigungen und Feldinhomogenitäten . . . . .	24
2.2.6	Anforderungen an die Gasmischung in TPCs . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Funktionsprinzipien von Zeit-Projektionskammern und GEM-Folien</b>	<b>27</b>
3.1	Das Prinzip der Zeit-Projektionskammer . . . . .	27
3.1.1	Zeit-Projektionskammern mit Drähten . . . . .	29
3.1.2	Gating beim ILC . . . . .	32
3.1.3	Vorzüge von TPCs als Spurdetektor . . . . .	32
3.2	Das Prinzip von GEM-Folien . . . . .	33
3.2.1	Aufbau und Funktionsweise . . . . .	33
3.2.2	Untersuchungen zur Funktionalität von GEMs . . . . .	35
3.3	Zeit-Projektionskammern mit GEM-Technologie . . . . .	38
3.3.1	Aufbau einer GEM-TPC . . . . .	38
3.3.2	Vorzüge von GEM-TPCs . . . . .	39
3.4	Klassifizierung eines HEP-Spurdetektors . . . . .	40
3.4.1	Ortsauflösung . . . . .	41
3.4.2	Impulsauflösung . . . . .	46
3.4.3	Energieauflösung bei geringer Energiedeposition . . . . .	47
3.4.4	Energieauflösung bei vollständiger Energiedeposition . . . . .	50
3.4.5	Anforderungen an die TPC am ILC . . . . .	50

<b>4</b>	<b>Der Karlsruher TPC-Prototyp und dessen Elektronik</b>	<b>53</b>
4.1	Mechanischer Aufbau des Prototypen . . . . .	53
4.1.1	Der Driftzylinder . . . . .	54
4.1.2	Die Kathodenplatte . . . . .	56
4.1.3	Die Anodenplatte . . . . .	56
4.2	Die Auslese-Elektronik . . . . .	60
4.2.1	Die CAMAC-Elektronik . . . . .	60
4.2.2	Die STAR-Elektronik . . . . .	64
4.3	Infrastruktur . . . . .	69
4.3.1	Mechanische Trägerstrukturen . . . . .	70
4.3.2	Spannungsversorgung . . . . .	70
4.3.3	Gassystem . . . . .	71
4.3.4	Sensoren und Messgeräte . . . . .	73
4.4	Betrachtete Pad-Geometrien . . . . .	74
4.4.1	Theoretische Betrachtungen zum Einfluss der Pad-Geometrie . . . . .	74
4.4.2	In Messungen verwendete Pad-Geometrien . . . . .	75
4.4.3	Zusätzlich simulierte Geometrien . . . . .	76
4.5	Benutzte Gasmischungen . . . . .	78
4.5.1	Signale der $^{55}Fe$ -Quelle und der $^{90}Sr$ -Quelle in Argon-Gasmischungen . . . . .	78
<b>5</b>	<b>TPCRAT: Rekonstruktions- und Analysesoftware - Methoden der Datenverarbeitung</b>	<b>83</b>
5.1	Erklärung der benutzten Begrifflichkeiten . . . . .	83
5.2	Rekonstruktions-Modus des TPCRAT-Paketes . . . . .	84
5.2.1	Struktur der Rekonstruktionssoftware . . . . .	84
5.2.2	Das benutzte Koordinatensystem . . . . .	85
5.2.3	Flags - Behandlung nicht korrekt funktionierender Auslese-Kanäle . . . . .	86
5.2.4	Bestimmung von Pedestal und Rauschen . . . . .	86
5.2.5	ClusterFinder - Zuordnung von Signalen zu Clustern . . . . .	88
5.2.6	Bestimmung der Cluster-Eigenschaften . . . . .	88
5.2.7	TrackFinder - Zuordnung von Clustern zu Tracks . . . . .	89
5.2.8	Ereignis-Darstellung im Rekonstruktions-Modus . . . . .	90
5.2.9	Ergebnis-Speicherung des Rekonstruktions-Modus . . . . .	91
5.3	Analyse-Modus des TPCRAT-Paketes . . . . .	92
5.3.1	Korrekturen zur COG- und RMS-Bestimmung von Clustern . . . . .	93
5.3.2	Cuts - Mögliche Schnitte auf die Daten . . . . .	97
5.3.3	Bestimmung der Track-Parameter . . . . .	98
5.3.4	Gasverstärkungsfaktor und Signal/Rauschen-Verhältnis . . . . .	98
5.3.5	Histogramms - Darstellungsmöglichkeiten der Parameter . . . . .	99
5.3.6	Diffusion - Bestimmung der Diffusionskoeffizienten . . . . .	99
5.3.7	Residuals - Bestimmung der Ortsauflösung . . . . .	100
5.3.8	Efficiency - Bestimmung der Padreihen-Effizienz . . . . .	101
5.3.9	Energy - Bestimmung der Energieauflösung . . . . .	102
5.3.10	Distortions - Spurkrümmungen aufgrund von Raumladungen . . . . .	102
5.4	Zusammenfassung zur Datenauswertung . . . . .	103

<b>6</b>	<b>TPCSUM: Das MonteCarlo-Simulationspaket</b>	<b>105</b>
6.1	Festlegung von Run-, Event- and Track-Parametern . . . . .	105
6.2	Durchgang ionisierender Teilchen - Berechnung der Trajektorien . . . . .	108
6.3	Verteilung der Elektronen entlang der Spur . . . . .	109
6.3.1	Freie Weglänge des ionisierenden Teilchens . . . . .	109
6.3.2	Cluster-Formung entlang der Trajektorie . . . . .	109
6.3.3	Zusätzliche Flugstrecke von $\delta$ -Elektronen . . . . .	110
6.3.4	Resultierende Prozedur der Elektronen-Positionierung . . . . .	113
6.4	Diffusions-Prozesse der driftenden Elektronen . . . . .	114
6.5	Prozesse in Zusammenhang mit den GEM-Folien . . . . .	115
6.5.1	Zuordnung der Elektronen zu den GEM-Löchern . . . . .	115
6.5.2	Verstärkung der Elektronen in den GEMs . . . . .	115
6.5.3	Aufweitung unterhalb der GEMs . . . . .	116
6.6	Zuordnung der Elektronen zu den Pads . . . . .	116
6.7	Signalformung durch die Vorverstärker . . . . .	116
6.8	Veranschaulichung der Simulations-Schritte . . . . .	117
6.9	Resultierende Cluster- und Track-Eigenschaften . . . . .	119
6.10	Zusammenfassung zur MonteCarlo-Simulation . . . . .	122
<b>7</b>	<b>Das experimentelle Programm - Beschreibung der Teststände</b>	<b>125</b>
7.1	Messungen im Labor . . . . .	125
7.1.1	Ladungs- und Driftgeschwindigkeitsmessungen mit radioaktiven Quellen (KA-Fe / KA-Sr) . . . . .	125
7.1.2	Messungen kosmischer Teilchen in Karlsruhe (KA-Co) . . . . .	129
7.2	Messungen mit Teilchenstrahlen . . . . .	132
7.2.1	Messungen am Teilchenstrahl ohne Magnetfeld (CERN-B) . . . . .	132
7.2.2	Messungen am Teilchenstrahl mit Magnetfeld (DESY-B) - Studien zur Optimierung der Pad-Geometrie . . . . .	140
7.3	Messungen mit der ILC-Konfiguration (DESY-M) . . . . .	146
7.4	Übersicht über die Teststand-Eigenschaften . . . . .	153
<b>8</b>	<b>Ergebnisse der Messungen</b>	<b>155</b>
8.1	Kontrollmessungen zur Funktionalität der Aufbauten . . . . .	155
8.1.1	Driftgeschwindigkeitsmessungen . . . . .	155
8.1.2	Messungen der Diffusionskoeffizienten . . . . .	157
8.2	Ergebnisse zur Einzelspur-Ortsauflösung . . . . .	159
8.2.1	Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis . . . . .	159
8.2.2	Weitere wichtige Abhängigkeiten . . . . .	164
8.2.3	Ortsauflösung für verschiedene Driftdistanzen . . . . .	167
8.2.4	Ortsauflösung bei geneigten Spuren . . . . .	175
8.2.5	Einfluss von Magnetfeldern . . . . .	180
8.2.6	Ortsauflösung bei verschiedenen Abtastraten . . . . .	182
8.2.7	Ortsauflösung verschiedener Pad-Strukturen . . . . .	183
8.3	Ergebnisse zur Energieauflösung . . . . .	185
8.3.1	Energieauflösung bei der Konversion von Photonen . . . . .	185
8.3.2	Energieauflösung von Ionisationsspuren . . . . .	186
8.4	Ergebnisse zur Padreihen-Effizienz . . . . .	188

8.5 Raumladungen - Fehlerabschätzung zum Ionenrückfluss . . . . .	191
<b>9 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>197</b>
<b>A Parameter verschiedener Gasmischungen</b>	<b>201</b>
<b>B Das Datennahme-Format der STAR-Elektronik</b>	<b>205</b>
<b>C Benutzte Abkürzungen und Begriffe</b>	<b>207</b>

# 1 Einführung

*If the Universe is the Answer,  
What is the Question?*

Leon. M. Lederman

## 1.1 Das Standardmodell und offene Fragen der Teilchenphysik

Nach dem Wissen heutiger Zeit werden die fundamentalen Teilchen der Materie und ihrer Wechselwirkungen am besten durch das sogenannte Standardmodell (SM) der Teilchenphysik beschrieben. Entwickelt in den Jahren 1970 bis 1973 handelt es sich dabei um eine Eichtheorie, welche die Quantenfeldtheorie der elektroschwachen und starken Wechselwirkung zusammenfasst und mit der Quantenmechanik und der speziellen Relativitätstheorie vereinbar ist.

Gemäß dieser Theorie besteht die gewöhnliche Materie aus nicht mehr als 12 fundamentalen Teilchen, die Fermionen mit Spin  $1/2$  sind. Diese Teilchen können in Leptonen und Quarks unterteilt werden, die jeweils aus drei Generationen bestehen. Die entsprechenden Teilchen der jeweiligen Generation (z.B.  $e$ ,  $\mu$  und  $\tau$ ) haben gleiche Quantenzahlen, aber unterschiedliche Massen, wobei die erste Generation die leichtesten und die dritte Generation die schwersten Teilchen beinhaltet. Die herkömmliche Materie jedoch ist nur aus u- und d-Quarks, also der ersten Quark-Generation, und Elektronen aufgebaut, da die schweren Teilchen aus den höheren Generationen in die leichteren Teilchen aus den unteren Generationen zerfallen. Die beiden Quark-Sorten bilden die Protonen und Neutronen der Atomkerne, während die Elektronen sich in den Atomhüllen befinden und die Atome vervollständigen. Eine detaillierte Liste der Teilchen des Standardmodells und ihrer Eigenschaften ist in Abb. 1.1a) enthalten.

Die Wechselwirkungen, die durch das Standardmodell beschrieben werden können, sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft. Die vierte der bis heute bekannten Kräfte ist die Gravitation, die durch die Allgemeine Relativitätstheorie (ART) beschrieben wird. Diese Kraft wird durch das Standardmodell nicht beschrieben, kann aber auf mikroskopischer Skala vernachlässigt werden, da ihre Stärke um Größenordnungen kleiner ist, als die anderen Kräfte. Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden von der jeweiligen Kraft durch sogenannte Austausch-Bosonen übertragen, die als Bosonen einen Spin 1 tragen (siehe Abb. 1.1b). Nicht alle Kräfte haben eine Wirkung auf alle Teilchen. Während die Gravitation und die schwache Kraft an alle Teilchensorten koppeln, wechselwirken die Gluonen der starken Kraft nur mit den Quarks, und die Photonen, die Vermittler der elektromagnetischen Kraft, nur mit geladenen Teilchen (siehe Abb. 1.1c).

Aufgrund des *Confinements* der starken Wechselwirkung kommen Quarks niemals einzeln vor, vielmehr sind sie in Gruppen von zwei oder drei Quarks gebunden. Baryonen, zu denen auch die oben genannten Protonen und Neutronen gehören, bestehen entweder aus drei Quarks oder drei Antiquarks, während Mesonen aus einem Paar von Quark und Antiquark aufgebaut ist (siehe Abb. 1.1d) und e).

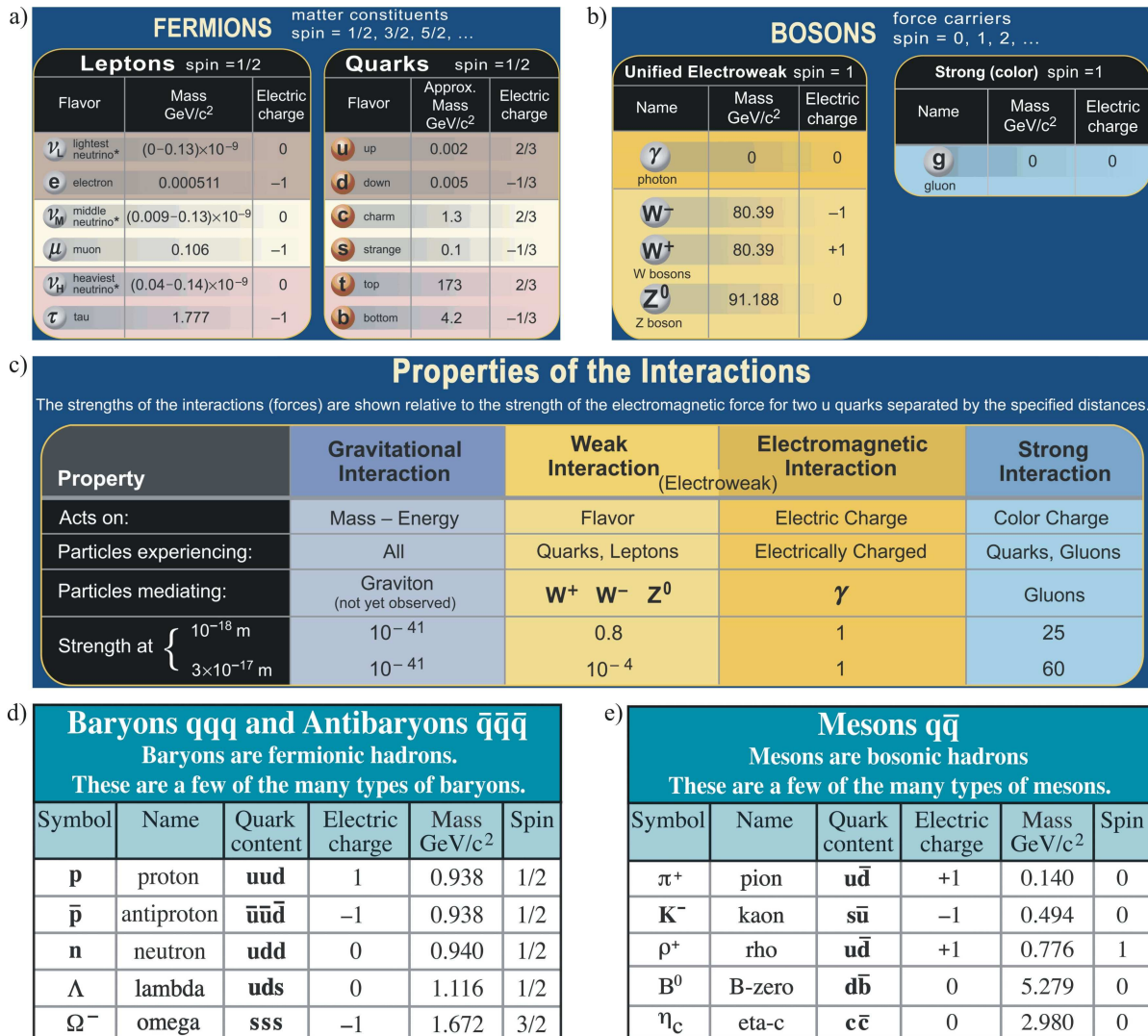


Abbildung 1.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik (englisch) [Co06m].

Auch die schwache Wechselwirkung weist eine Besonderheit auf: sie wirkt nur auf linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen. Die Händigkeit (auch Helizität genannt) ist dabei definiert als das Vorzeichen des Skalarprodukts von Impuls- und Spinrichtung; positiv bedeutet rechtshändig und negativ linkshändig.

Die Masse der Teilchen ist im Standardmodell keine grundlegende Eigenschaft, sondern entsteht durch den sogenannten Higgs-Mechanismus. Das damit einhergehende Higgs-Teilchen ist ein skalares Teilchen mit Spin 0. Es wurde experimentell jedoch noch nicht nachgewiesen. Die Erwartungen für die Masse des Higgs-Teilchens liegen im Bereich von 117 bis 251 GeV.

Weitere Information zum Standardmodell und deren Charakteristik kann in den Fachbüchern der Teilchenphysik (z.B. [Ha84b],[Gr87b]) nachgelesen werden.

Die Theorie des Standardmodells ist eine der am besten verifizierten Theorien der Physik und bis zum heutigen Tag konnten noch keine experimentellen Widersprüche zum Standard-



modell gefunden worden. Trotzdem ist sie keine vollständige Theorie, da es noch einige offene Fragen und Probleme gibt, die noch nicht gelöst sind:

- Das Standardmodell hat 18 freie Parameter und 7 weitere bei Einbeziehung von Neutrinomassen. Kann diese Zahl vermindert werden?
- Warum existieren genau drei Generationen von Leptonen und Quarks?
- Kann die Gravitation in das Modell integriert und alle vier Kräfte zu einer fundamentalen Wechselwirkung vereinigt werden?
- Was erklärt die Gleichheit von Elektronen- und Protonenladung?
- Wodurch entstand die Materie-Antimaterie-Asymmetrie des Universums?
- Warum benötigt der Higgs-Mechanismus eine spontane Symmetriebrechung? Gibt es einen alternativen Weg zur Erzeugung der Massen?
- Hierarchie-Problem: Warum ist die Skala der schwachen Wechselwirkung so klein verglichen mit einer möglichen Vereinheitlichungsskala ( $M_W \approx 10^{-17} M_{Planck}$ )?
- Feineinstellungsproblem: Das Standardmodell ist sehr sensibel auf den verwendeten Parametersatz. Um Unendlichkeiten zu vermeiden, müssen deren Werte sehr gut aufeinander abgestimmt sein, wodurch die Welt unwahrscheinlich erscheint.

Um die aufgeworfenen Fragen beantworten zu können, wurde eine Reihe von alternativen Theorien entwickelt. Vielversprechende Theorien für eine Erweiterung oder als Ersatz des Standard-Modells sind z.B. ‘Supersymmetrie’, ‘String-Theorie’ und ‘Extra-Dimensionen’. In einer supersymmetrischen Welt wäre beispielsweise das oben erwähnte Feineinstellungsproblem nicht vorhanden, da sich Beiträge von Teilchen und supersymmetrischem Partner in der Regel aufheben.

Auf experimenteller Seite wird ebenfalls ein großer Aufwand betrieben, um einige der oben beschriebenen Fragen zu beantworten und Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells zu finden. Momentan wird am CERN<sup>1</sup> ein neuer Ringbeschleuniger namens *Large Hadron Collider* (LHC) konstruiert, dessen Start im nächsten Jahr (2007) geplant ist. Der Beschleuniger bringt jeweils zwei Teilchenpakete aus Protonen zur Kollision. Durch die hohe Schwerpunktsenergie von bis zu  $14\text{ TeV}$  wird der LHC schon jetzt als Entdeckungsmaschine bezeichnet. Es wird erwartet, dass das Higgs-Teilchen oder ein alternativer Mechanismus zur Massenerzeugung nachgewiesen werden kann. Außerdem erhofft man sich, Beweise für neue Physik von Erweiterungstheorien zum Standardmodell, wie z.B. supersymmetrische Teilchen zu finden.

Parallel laufen jedoch ebenfalls Entwicklungsarbeiten zu einem komplementären zukünftigen Beschleuniger. Der *International Linear Collider* (ILC) soll ab dem Jahr 2015 Elektronen und Positronen mit einer Schwerpunktsenergie von 500 bis evtl.  $1000\text{ GeV}$  zur Kollision bringen und ist damit hervorragend für Präzisionsmessungen des Standard-Modells und potentieller neuer Physik geeignet.

---

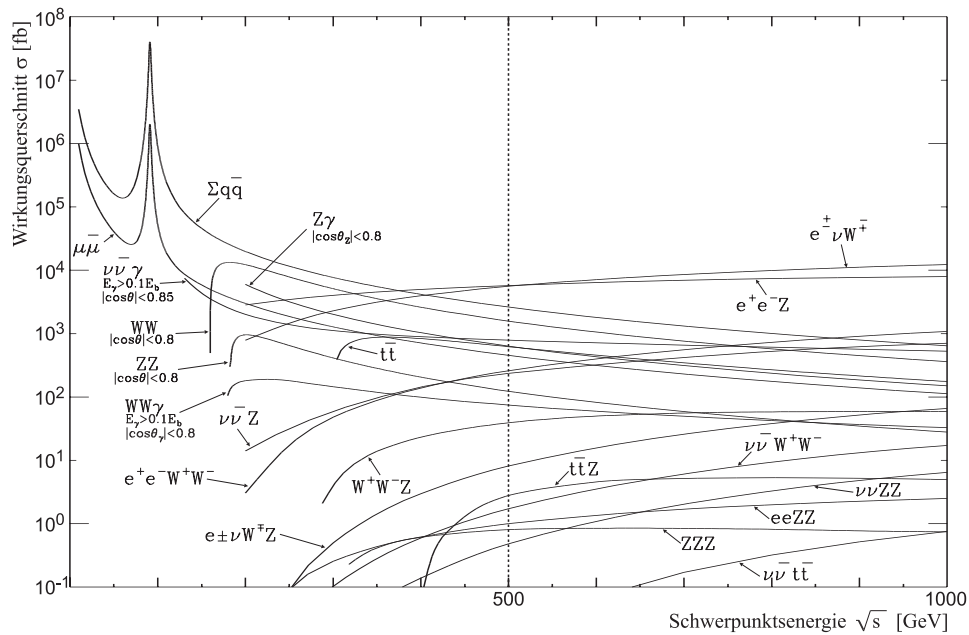
<sup>1</sup>CERN: *Conseil Européen* (bzw. jetzt *Organisation Européenne*) *pour la Recherche Nucléaire*, Genf (Schweiz)

## 1.2 Wozu braucht man den International Linear Collider?

Der ILC als Elektron-Positron-Linearbeschleuniger hat einige entscheidende Vorteile gegenüber einem Hadron-Collider, die sehr präzise Messungen des Standardmodells und neuer Physik ermöglichen [Ag01p], [Am01p]:

- Ein Elektron-Positron-Collider liefert einen klar definierten Anfangszustand:
  - Elektron und Positron haben keine Unterstruktur. Alle Prozesse haben somit einen klar definierten Anfangszustand mit bekannten Quantenzahlen.
  - Die Gesamtenergie und der Gesamtimpuls sind bekannt, mit einer messbaren Verschmierung von *Initial State Radiation* (ISR) und Beamstrahlung.
  - Es handelt sich zumeist um präzise berechenbare elektroschwache Wechselwirkungen: Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der zugrunde liegenden Prozesse des Standardmodells sind prinzipiell als bekannt anzusehen und zumeist bis zu 1% Genauigkeit berechnet. Sie können somit Erweiterungsmodellen als Basiswerte dienen.
- Als Folge sind präzise Messungen möglich:
  - Spin und andere Quantenzahlen neuer Teilchen können eindeutig bestimmt werden. Am LHC hingegen kann es vorkommen, dass neue Teilchen entdeckt, aber nicht vollständig mit allen Quantenzahlen definiert werden.
  - Die Genauigkeit der W-Masse kann auf  $< 6 \text{ MeV}$  verbessert werden.
  - Im Giga-Z-Modus können beispielsweise der schwache Mischungswinkel  $\sin^2\theta_W$  und die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s(M_Z^2)$  deutlich genauer bestimmt werden
  - Die Genauigkeit der top-Masse kann auf  $< 30 \text{ MeV}$ , die der Zerfallsbreite auf  $< 2\%$  verbessert werden.
  - Potentieller Higgs-Sektor: Die Higgs-Masse könnte mit einer Genauigkeit  $< 50 \text{ MeV}$ , die Higgs-Selbstkopplung (oder auch trilineare Higgs-Kopplung) mit einer Genauigkeit  $< 20\%$  bestimmt werden. Spin, CP-Eigenwerte und top-Yukawa-Kopplung zum Higgs sind messbar.
- Flexibilität des Elektron-Positron-Linearbeschleunigers:
  - Die mögliche Polarisation von Elektronen- und Positronenspin erlaubt selektive Unterdrückung des Untergrunds, eine Separation von überlappenden Signalen und Messung von paritätsverletzenden Kopplungen
  - Die Schwerpunktsenergie kann leicht variiert werden, um eventuelle Messreihen zu optimieren, so ist z.B. etwa die starke Kopplungskonstante über einen Bereich von 91 bis 1000 GeV messbar
- Der ILC hat mit bis zu  $1 \text{ TeV}$  den passenden Energiebereich:
  - Alle interessanten Prozesse - sowohl des Standardmodells als auch exotischer Modelle - liegen innerhalb von 3 Größenordnungen (siehe Abb. 1.2). Dadurch hat das jeweils betrachtete Signal eine hohe Produktionsrate und damit einhergehend ein hohes Signal/Untergrund-Verhältnis. Dies steht in starkem Gegensatz zu der Sachlage in Hadron-Collidern, bei denen die interessanten Signale typischerweise nur einen sehr geringen Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt haben.

- Bis  $1\text{ TeV}$  muss das Problem der Massengenerierung gelöst werden, da sonst fast alle favorisierten Modelle der Teilchenphysik in Erklärungsnot kommen. Das bedeutet, dass der ILC genau diesen Mechanismus, bevorzugt den Higgs-Mechanismus, exakt vermessen kann.
- Auch Teilchen neuer Physik, z.B. supersymmetrische Teilchen, liegen nach den gängigen Theorien im Bereich bis  $1\text{ TeV}$
- Was passiert, wenn der LHC nichts entdeckt?
  - Präzisionsmessungen können bei Einbeziehung virtueller Teilchen hoher Masse in die Feynman-Graphen auch bei Schwerpunktsenergien unterhalb der Massen neuer Teilchen Aussagen über deren Existenz und Eigenschaften ermöglichen.
  - Ein Elektron-Positron-Collider ist für Teilchenphysiker unumgänglich, da das Problem des Scheiterns des Standardmodells gelöst werden müsste. Und falls es danach immernoch keine Antworten gibt, müsste man - frei nach Leon M. Lederman - vielleicht die Fragen überdenken.



**Abbildung 1.2:** Wirkungsquerschnitte für eine Vielzahl interessanter Prozesse am ILC [Am01p].

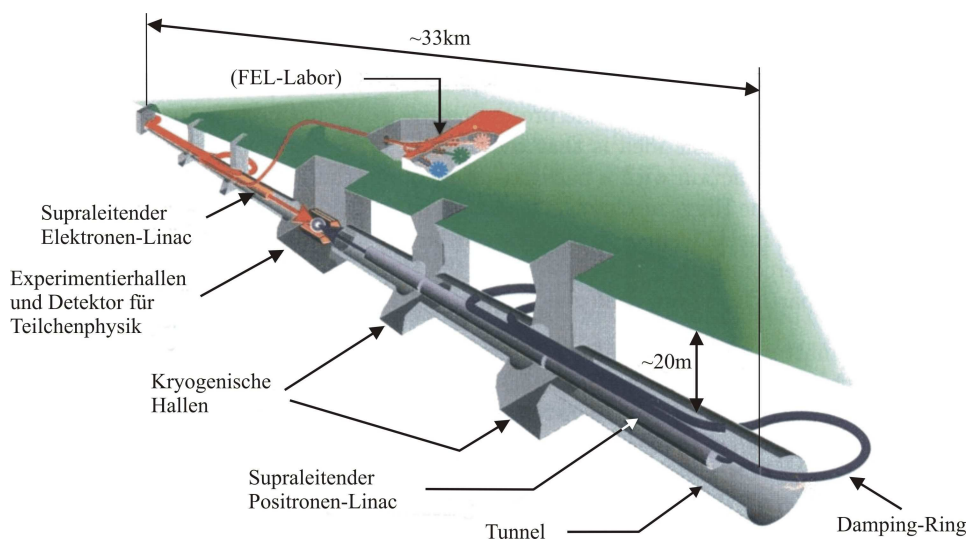
### 1.3 Der International Linear Collider

Um die gerade erwähnten Vorteile nutzen zu können, ist es wichtig, die Kinematik der bei den Kollision entstehenden Teilchen, d.h. ihre Viererimpulse  $(E, \vec{p})$ , zu kennen, was sehr hohe Anforderungen an Kalometrie und Spurdetektion stellt. Da die Signatur neuer Physik, wie der Supersymmetrie, mit der Messung fehlender Energie verbunden ist, ist eine nahezu vollständige Raumabdeckung (Hermizität) des Detektorsystems von entscheidender Bedeutung. Zusätzlich

sollte bei der Spurrekonstruktion so wenig Material wie möglich eingesetzt werden, um die Beeinflussung der Impulsauflösung durch Vielfachstreuung zu minimieren. Da die Strahlenbelastung des Detektors durch den ILC-Beschleuniger um Größenordnungen geringer ist als beim Hadron-Collider LHC, ist der Einsatz einer Zeit-Projektionskammer als zentralem Spurdetektor möglich und wird aus den oben genannten Gründen bevorzugt.

In diesem Kapitel werden nun der Beschleuniger, der Detektor und im speziellen die Zeit-Projektionskammer des ILC-Projekts beschrieben. Dabei wird auf den *Technical Design Report* (TDR) vom ehemaligen TESLA-Projekt ([An01p],[Al01p\_1]) zurückgegriffen, da für den ILC noch kein eigenständiger TDR besteht.

### 1.3.1 Der ILC-Beschleuniger



**Abbildung 1.3:** Schematischer Überblick über den ILC-Beschleuniger [An01p].

Nach [An01p] ist der Beschleuniger darauf ausgelegt,  $e^+e^-$ -Kollisionen<sup>2</sup> mit einer Schwerpunktsenergie von 500 bzw. in einem *Upgrade* von 800 GeV zu liefern. Um die geplante Gesamtlänge von 33 km garantieren zu können, sind hohe Ansprüche an die Beschleunigungskavitäten gestellt, die von den aktuell verfügbaren supraleitenden Kavitäten mit einem Beschleunigungsgradienten von bis zu 35 MV/m erfüllt werden können. Bei Ausnutzung supraleitender Technologie können die Kavitäten mit einer vergleichsweise geringen Frequenz von 1.3 GHz betrieben werden.

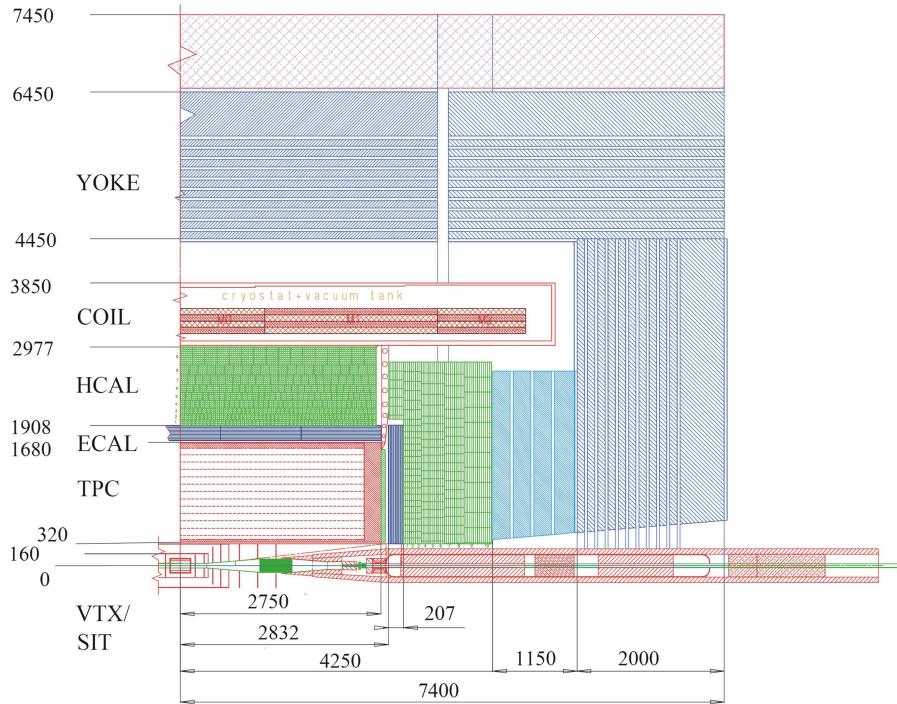
Die Design-Luminosität des Beschleunigers liegt bei  $3 \cdot 10^{34} / (cm^2 s)$ . Die Struktur des Strahles wird durch Folgen von Teilchenpaketen (*Trains*) mit einer Wiederholrate von 5 Hz bestimmt. Jeder *Train* hat jedoch nur eine Länge von etwa 950  $\mu s$  und ist aus 2820 Teilchenpaketen (*Bunches*) mit einem zeitlichen Abstand von 337 ns aufgebaut. Jedes Teilchenpaket enthält  $2 \cdot 10^{10}$  Teilchen, die am Wechselwirkungspunkt auf einer Fläche von 553 nm in X- und 5 nm in Y-Richtung aufeinandertreffen.

---

<sup>2</sup>Alternative Operationsmoden sind  $e\gamma$ - und  $\gamma\gamma$ -Kollisionen

### 1.3.2 Der ILC-Detektor

In [Al01p\_1] wird das geplante Detektorsystem beschrieben, das im Wesentlichen durch die hohen Anforderungen an die Impulsauflösung von  $\delta(1/p_{trans}) \leq 5 \cdot 10^{-5} (GeV/c)^{-1}$  und an die Energieauflösung von  $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{0.3}{\sqrt{E/GeV}}$  motiviert ist. Der Aufbau des Detektors ist in Abb. 1.4 dargestellt und wird im Folgenden kurz von außen nach innen beschrieben.



**Abbildung 1.4:** Schematischer Schnitt durch einen Quadranten des ILC-Detektors [Al01p\_1].

Das Myonsystem repräsentiert den äußersten Bereich des Detektors und ist teilweise in das Rückführjoch (YOKE) des 4 T-Magneten eingearbeitet. Neben der Myonendetektion soll es auch zur Kalometrie weitreichiger Hadronen (*Tail Catcher*) benutzt werden. Es besteht aus RPCs (*Resistive Plate Chambers*) und bedeckt eine aktive Fläche von  $7000 m^2$ . Die Energieauflösung wird mit  $\frac{\Delta E}{E} = 0.2 + \frac{1.35}{\sqrt{E/GeV}}$  angegeben.

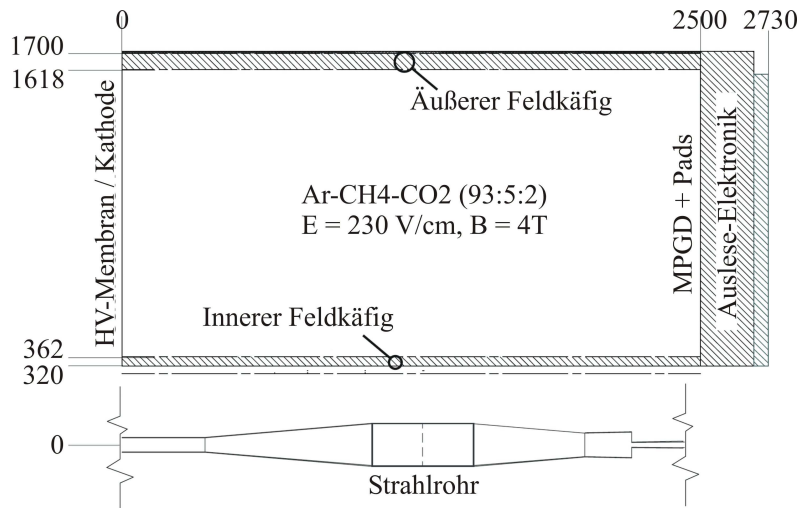
Das solenoide 4 T-Magnetfeld wird durch eine supraleitende Spule (COIL) mit NbTi-Technologie erzeugt. Die Homogenität des Feldes wird mit  $< 1\%$  angegeben. Um die Impulsauflösung zu optimieren und das inaktive Material innerhalb von Spurkammer und Kalorimetern zu minimieren, liegen die beiden Detektorsysteme innerhalb der Spule.

Von beiden Kalorimetersystemen wird eine hohe dreidimensionale Granularität verlangt. Die geforderte Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters (HCAL) von  $\frac{\Delta E}{E} = 0.04 + \frac{0.5}{\sqrt{E/GeV}}$  kann durch die beiden folgenden Optionen erfüllt werden: Ein Eisen/Szintillations-Kalorimeter mit hoher transversaler und longitudinaler Segmentierung oder ein vollständig digitales Kalorimeter mit Abbildungsfähigkeiten, dessen aktive Ebenen aus Gasedektoren bestehen. Auch für das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) mit einer geforderten Energieauflösung von  $\frac{\Delta E}{E} = 0.01 + \frac{0.1}{\sqrt{E/GeV}}$  gibt es zwei Optionen: Ein auf Wolfram-Absorbern basierendes Kalori-

meter mit Siliziumdioden als Ausleseflächen oder die sogenannte Schaschlik-Anordnung. Zwei weitere Kalorimeterundersysteme sind vorgesehen: Für die Abdeckung der Neigungswinkel  $83.1$  bis  $27.5 \text{ mrad}$  ein Niederwinkeltrigger und ein Luminositätskalorimeter, das ein schnelles Luminositätsveto für die extremen Vorwärtsstreuungswinkel zwischen  $4.6$  bis  $27.5 \text{ mrad}$  liefert.

Das zentrale Spurrekonstruktionssystem besteht im Wesentlichen aus vier Komponenten: Als zentraler Spurdetektor ist eine Zeit-Projektionskammer (TPC) mit einer Länge von  $L = 2 \cdot 273 \text{ cm}$ , einem äußerem Radius von  $r = 170 \text{ cm}$  und näherungsweise 200 Spurpunkten geplant, für die eine Impulsauflösung von  $\delta(1/p_{\text{trans}}) \leq 2 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}$  und eine Energieauflösung von  $\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} < 5\%$  erreicht werden soll. Innerhalb der TPC liegt ein Silizium-Spursystem (SIT) mit einer gewünschten Ortsauflösung  $< 10 \mu\text{m}$ , wodurch die Impulsauflösung um  $30\%$  verbessert werden kann. In einem Abstand von  $1.5$  bis  $6 \text{ cm}$  von der Strahlröhre liegt ein vielschichtiger Silizium-Pixel-Vertexdetektor (VTX), der eine Auflösung des Stoßparameters (*impact parameter*) von  $\Delta(IP_{r\phi z}) < 5 \mu\text{m} + \frac{10 \mu\text{m}}{p/(\text{GeV}/c) \cdot \sin^3/2\theta}$  liefern soll. Schließlich befindet sich ein präziser Vorwärtsdetektor hinter den Endplatten der TPC.

### 1.3.3 Die ILC-Zeit-Projektionskammer als Spurdetektor



**Abbildung 1.5:** Schematischer Schnitt durch einen Quadranten der Zeit-Projektionskammer [Ka04t].

Das Physik-Programm des ILC stellt hohe Ansprüche an den zentralen Spurdetektor. Neben einer exzellenten Impulsauflösung und einer guten Vielspursparation, soll er auch die Identifikation von Teilchen ermöglichen - und das mit möglichst geringer Materialdichte. Eine Zeit-Projektionskammer ist optimal geeignet, diese Anforderungen zu erfüllen. Neben einer sehr hohen Granularität liefert sie die Möglichkeit einer präzisen Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$ .

Abb. 1.5 zeigt eine schematische Darstellung der TPC gemäß [Al01p\_1]. Mit einer aktiven Länge von  $L = 2 \cdot 250 \text{ cm}$ , einem inneren Radius von  $R_i = 36.2 \text{ cm}$  und einem äußeren Radius von  $R_o = 161.8 \text{ cm}$  umfasst sie ein aktives Volumen von etwa  $38 \text{ m}^3$ . Als Auslese-Pads sind momentan  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  große Pads vorgesehen, die in  $6 \text{ mm}$  breiten Padreihen konzentrisch angeordnet sind. Insgesamt bieten die beiden Endkappen Platz für 1.2 Millionen dieser Pads.

Der Detektor soll mit einer Gasmischung von  $Ar:CH_4:CO_2$ -93:5:2 betrieben werden. Das Gasgemisch hat bei einem Driftfeld von  $240\text{ V/cm}$  eine Driftgeschwindigkeit von  $4.56\text{ cm}/\mu\text{s}$ . Damit ergeben sich akzeptable Hochspannungen an der HV-Membran von  $\approx 60\text{ kV}$  und Zeiten zum vollständigen Absaugen (*Clearing*) der Elektronen von  $\approx 55\ \mu\text{s}$ . Durch die relativ geringe Menge an Methan ( $CH_4$ ) hat die Gasmischung nur geringe Löschgaseigenschaften, weswegen zusätzlich noch ein Anteil  $CO_2$  hinzugefügt wird. Der niedrige Methan-Anteil verringert jedoch den Wirkungsquerschnitt für Neutronen, die einen bedeutenden Untergrund am ILC darstellen. Außerdem gilt ein Gas mit einem Anteil von 5% Methan noch als unbrennbar, was die Einhaltung der Sicherheitsvorschriften während des Experiments erleichtert. Einen noch geringeren Neutronenwirkungsquerschnitt, höhere Driftgeschwindigkeit und geringere Diffusionskoeffizienten liefert das Löschgas  $CF_4$ . Wegen der alternden und ätzenden Eigenschaften des Gases wird es im Moment jedoch nicht bevorzugt.

Die spezifischen Anforderungen an die Zeit-Projektionskammer des ILC werden in Kapitel 3.4.5 dieser Arbeit gesondert aufgezählt, da sie von großer Relevanz für die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse sind.

Infolge der Paketstruktur des Beschleunigerstrahls werden die Spuren mehrerer Ereignisse im Driftvolumen überlagert, wodurch eine hohe Anforderung an die Auflösung in der transversalen und in der projizierten, longitudinalen Richtung gestellt ist. Um die hohen Ereignisraten bewältigen zu können, wird eine neuartige TPC-Auslese mit MPGDs (*Micro Pattern Gas Detectors*) geplant. Aussichtsreiche Kandidaten für deren Realisierung am ILC sind beispielsweise *Micromegas* [Ch96p] oder *GEM-Folien* [Sa97p].

## 1.4 Ziel dieser Arbeit

Mit dieser Arbeit wird ein Beitrag zur Entwicklung einer Zeit-Projektionskammer geleistet, bei der die Gasverstärkung über sogenannte GEM-Folien erfolgt. Wie oben beschrieben ist ein derartiger Detektor eine vielversprechende Option für den Spurdetektor des geplanten Hochenergiephysik-Projekts ILC. Für vielfältige Studien zu Orts- und Energieauflösung, sowie zur Padreihen-Effizienz wurde ein TPC-Prototyp entwickelt, durch dessen flexiblen und akkuraten Aufbau die Möglichkeit besteht, unterschiedliche Gesichtspunkte von Zeit-Projektionskammern an verschiedenen Testständen zu beleuchten. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus des Prototypen wird in Kapitel 4 gegeben. Die Erkenntnisse aus mehreren Studien in Magnetfeldern und Teilchenstrahlen werden in den Kapiteln 7 und 8 beschrieben. Die Auswertung der resultierenden Daten erfolgt durch eine speziell für die Anforderungen des TPC-Prototypen entwickelten Software mit dem Namen TPCRAT, deren Beschreibung in Kapitel 5 erfolgt. Es soll gezeigt werden, dass der Detektor die Anforderungen, die an ihn gestellt werden, erfüllen kann. Die zitierten Anforderungswerte stammen dabei vom ehemaligen TESLA-Projekt ([An01p],[Ag01p],[Al01p\_1]), da für den ILC noch kein eigenständiger *Technical Design Report* besteht, der prinzipielle Aufbau der beiden Projekte jedoch übereinstimmt. Zur Stützung und zum tieferen Verständnis der durch die Messungen gewonnenen Erkenntnisse und zur Bearbeitung weiterer Fragestellungen wurde eine Simulationssoftware namens TPCSUM entwickelt, die in Kapitel 6 vorgestellt wird. In Kapitel 8 wird schließlich gezeigt, worauf geachtet werden muss, um die jeweils optimalen Ergebnisse zu erzielen, und dass die Anforderungen des TESLA-TDR [Al01p\_1] erfüllt werden können.





## 2 Physikalische Grundlagen gasgefüllter Detektoren

Das Wissen um die Vorgänge innerhalb eines Gasdetektors ist essentiell für das Verständnis dieser Arbeit. Gerade das Simulationsprogramm TPCSUM (Kapitel 6) und die Ergebnisse zur Ortsauflösung (Kapitel 8.2) lassen sich nur überblicken, wenn die Wechselwirkungen von Teilchen in Materie und das weitere Verhalten der freigesetzten Ladungsträger bekannt sind. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel die wichtigsten Gaseigenschaften erläutert, die zur Funktionsweise des Spurdetektors beitragen.

### 2.1 Wechselwirkungen von Teilchen in Materie

Durchqueren geladene oder ungeladene Teilchen ein Gasvolumen, so kommt es zu Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und der sie umgebenden Materie. Hauptanliegen des Detektorbaus ist es, aus den auftretenden Wechselwirkungen den Impuls und die Energie des Teilchens zu bestimmen, um somit das Teilchen identifizieren zu können. Für jede Teilchenart gibt es bestimmte Wechselwirkungen, die vorrangig auftreten, und somit auch ganz spezielle Detektorprinzipien.

Geladene Teilchen, wie z.B. Elektronen, Myonen oder Protonen, wechselwirken mit der sie umgebenden Materie größtenteils elektromagnetisch durch Anregung und Ionisation. Sie geben ihre Energie in einer großen Anzahl einzelner Prozesse entlang ihres Weges ab, sodass ihre Spur leicht rekonstruiert werden kann. Der Prozess der Bremsstrahlung, bei der das geladene Teilchen einen Großteil seiner Energie auf einen Schlag abgibt, ist für den Betrieb eines Spurdetektors eher unerwünscht, für das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) jedoch der Hauptprozess.

Ungeladene Teilchen hingegen müssen ihre Energie erst auf geladene Teilchen übertragen, ehe sie nachgewiesen werden können. So geben Photonen ihre Energie durch Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung an Elektronen ab, die dann detektiert werden können. Neutronen hingegen können nur über Streuung am Atomkern oder über Kernreaktionen nachgewiesen werden.

In diesem Kapitel sind die Prozesse, die für den Nachweis von geladenen Teilchen und Photonen von Bedeutung sind, beschrieben. Ausführlichere Erläuterungen finden sich in verschiedenen Fachbüchern der Teilchenphysik, wie z.B. [Gr96b],[K192b].

#### 2.1.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie

Geladene Teilchen verlieren ihre Energie in Materie auf vielfältige Weise. Neben Bremsstrahlung, Cerenkovstrahlung und Übergangsstrahlung sind es vor allem Anregung und Ionisation von Atomen und Molekülen, bei denen ein Teilchen seine Energie abgibt. Da die beiden letztgenannten Vorgänge den Hauptbeitrag der Signale in einer TPC liefern, wird der Prozess der Anregung und Ionisation in diesem Kapitel ausführlich diskutiert. Um die Abgrenzung zum Haupteffekt im elektromagnetischen Kalorimeter klarzustellen, folgt ein kurzes Kapitel über Bremsstrahlung

und eine Erläuterung über deren Auswirkung auf den prinzipiellen Aufbau der beiden Detektorteile.

### Energieverlust geladener Teilchen durch Anregung und Ionisation

Bei der Anregung von Molekülen wird ein Elektron des Moleküls auf ein höheres Energieniveau angehoben, beim Rückfall in ein niedrigeres Niveau wird ein  $\gamma$ -Quant ausgesandt, das über lichtempfindliche Materialien (Szintillatoren) nachgewiesen werden kann. Für den Energieverlust in Materie ist die Ionisation der Moleküle entlang der Flugbahn allerdings bedeutender. Hierbei gibt das Teilchen so viel Energie an das Elektron ab, dass dieses ganz aus dem Molekülverband herausgeschlagen wird. Das entstandene freie Elektron hat dann meist selbst auch noch genügend Energie, um weitere Moleküle zu ionisieren. So entstehen lokale Ansammlungen freier Elektronen und Ionen, die normalerweise sehr schnell rekombinieren würden. Um die Rekombination zu verhindern, wird ein elektrisches Feld angelegt, das die Ladungsträger trennt und an die jeweilige Elektrode leitet. Dort werden die Ladungsträger aufgesammelt, wodurch ein elektrisches Signal erzeugt wird, das gemessen werden kann.

Die Spur des Teilchens ist umso deutlicher zu erkennen, je mehr Energie es pro Wegstrecke abgibt. Ein Maß für den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke für geladene Teilchen liefert die Bethe-Bloch-Formel:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{ion} = \frac{c^2 e^4 N_A}{4\pi\epsilon_0^2 m_e} \cdot \frac{z^2 Z \rho}{\beta^2 A} \left[ -\beta^2 + \ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I_0}\right) - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

Dabei sind  $z$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$  und  $\gamma = (1 + \beta^2)^{-1/2}$  Ladungszahl, relativistische Geschwindigkeit und relativistischer Faktor des einfallenden Teilchens.  $Z$ ,  $A$ ,  $\rho$  und  $I_0 = 16 \cdot Z^{0.9} eV$  (für  $Z > 1$ ) sind Kernladungszahl, Nukleonenzahl, Dichte und Ionisationskonstante des verwendeten Absorbermaterials.  $N_A$  ist die Avogadro-Konstante,  $\delta$  die Dichtekorrektur,  $m_e = 511 keV/c^2$  die Ruhemasse des Elektrons; eine Abhängigkeit von der Masse  $m_i$  des einfallenden Teilchens existiert nicht.

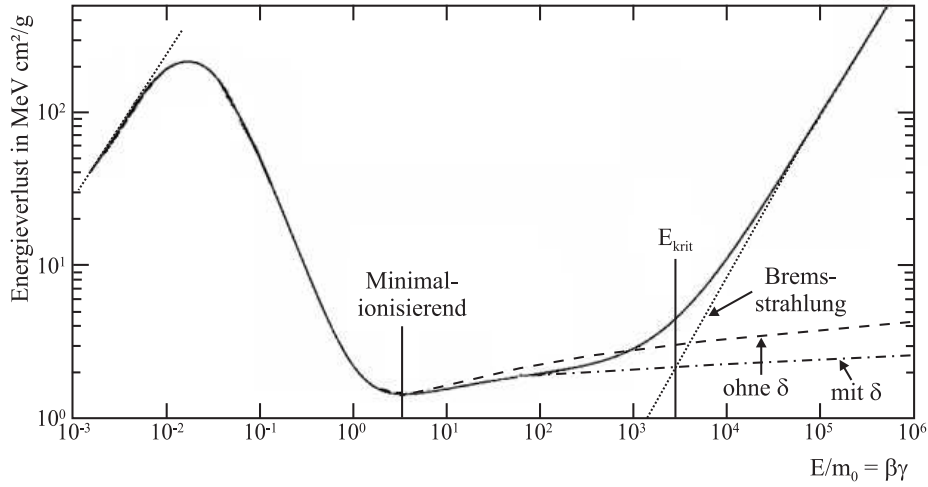
Um eine Unabhängigkeit von den jeweiligen Materialeigenschaften zu erhalten und somit verschiedene Experimente vergleichen zu können, wird die Bethe-Bloch-Formel meist dichtenormiert angegeben. Dabei setzt man  $X = \rho \cdot x$  und erhält dann den Ausdruck  $-dE/dX$ , der in den Einheiten  $MeV cm^2/g$  angegeben wird.

Der Verlauf der Kurve ist in Abb. 2.1 beispielhaft für Myonen in Kupfer dargestellt. Bei geringen Energien hat die Kurve einen Abfall, der proportional zu  $1/\beta$  verläuft und schließlich bei etwa der dreifachen Ruhemasse ( $3m_0 c^2$ ) in einem Minimum endet. Teilchen dieser Energie nennt man minimal ionisierende Teilchen (*Minimum Ionizing Particles*, MIPs). Der Energieverlust für diese Teilchen beträgt näherungsweise:

$$-\frac{dE}{dX} \approx 2 \cdot \frac{MeV cm^2}{g} \quad (2.2)$$

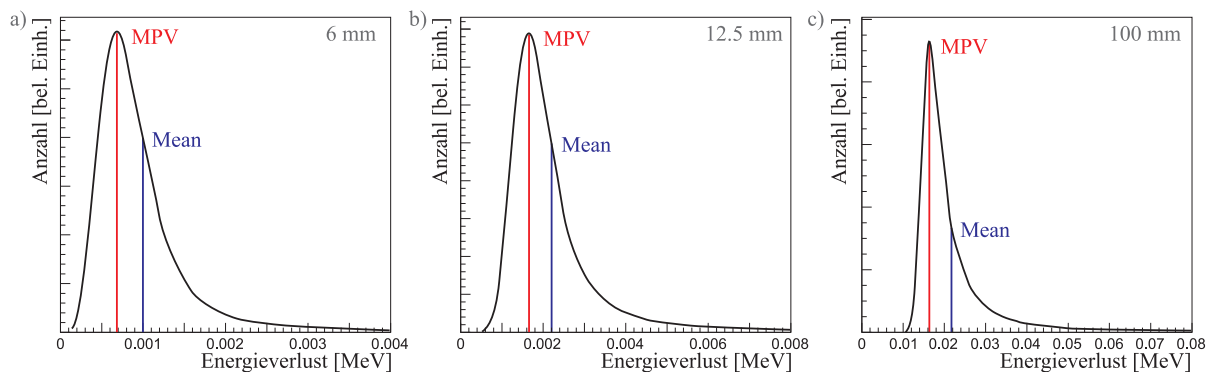
Bei höheren Energien schließt sich ein Bereich logarithmischen Anstiegs an, der aufgrund der Dichtekorrektur im sog. Fermi-Plateau endet, bis der Beitrag der Bremsstrahlung den Kurvenverlauf bestimmt.

Wie bereits erwähnt, gibt die Bethe-Bloch-Formel nur den mittleren Energieverlust des Teilchens pro Absorberdicke an, nicht aber dessen Verteilungsfunktion. Diese wird für sehr dünne Absorber durch eine Landau-Verteilungsfunktion beschrieben. In Abb. 2.2 ist die Energieverlust-Verteilung für verschiedene Absorberdicken von TDR-Gas ( $Ar:CH_4:CO_2-93:5:2$ , siehe Kapitel



**Abbildung 2.1:** Darstellung des Energieverlustes für Myonen in Kupfer: Die durchgezogene Linie stellt den totalen Energieverlust dar, die gestrichelte Linie zeigt den Energieverlust durch Ionisation, wie er durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird, ohne und die Strich-Punkt-Linie mit Dichtekorrekur. Die gepunktete Linie stellt den Energieverlust durch die Bremsstrahlung dar [We02b].

4.5) dargestellt. Man sieht einerseits, dass die Landau-Verteilung für größere Absorberdicken immer schmaler wird und allmählich in eine Gauß-Verteilung übergeht, andererseits erkennt man einen deutlichen Unterschied zwischen dem von der Bethe-Bloch-Gleichung berechneten Mittelwert und dem Ort des Maximums der Verteilung (*Most Probable Value*, MPV). Der Schwanz der Landau-Verteilung zu höheren Energien entsteht einerseits durch statistische Fluktuationen in der mittleren Flugstrecke, die das ionisierende Teilchen bis zur nächsten Kollision zurücklegt, andererseits auch durch sogenannte  $\delta$ -Elektronen, die bei den eben genannten Kollisionen soviel Energie erhalten, dass sie ihrerseits noch einige Atome ionisieren können.



**Abbildung 2.2:** Energieverlust-Verteilungen für MIPs in TDR-Gas verschiedener Dicke: a) 6 mm b) 12.5 mm und c) 100 mm. Man sieht, dass die Landau-Verteilung mit vergrößerter Absorberdicke zusehends schmaler wird und in eine Gauß-Verteilung übergeht. Man unterscheidet bei Landau-Verteilungen zwischen dem wahrscheinlichsten Wert MPV und dem Mittelwert Mean.

Man unterscheidet zwischen den direkt durch das Teilchen erzeugten Primärelektronen  $N_c$  und den Sekundärelektronen, die von den Primärelektronen durch weitere Stöße erzeugt werden, falls deren kinetische Energie dazu ausreicht. Die Gesamtzahl  $N_{tot}$  der erzeugten freien Elektronen lässt sich berechnen durch:

$$N_{tot} = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.3)$$

Dabei ist  $\Delta E$  der Energieverlust des Teilchens im Absorber und  $W$  die benötigte mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares. Dieser  $W$ -Wert eines Stoffes ist immer größer als seine Ionisierungsenergie, da ein Teil der deponierten Energie durch Anregung der Moleküle als niederenergetische Photonen verloren geht.

In Tabelle 2.1 sind die Kenngrößen einiger der in dieser Arbeit verwendeten Gase aufgeführt. Eine detaillierte Erklärung der zugehörigen physikalischen Prozesse, speziell zum Unterschied zwischen der Zahl der insgesamt erzeugten Elektronen  $n_{tot} = N_{tot}/l$  pro Wegstrecke  $l$  des ionisierenden Teilchens und der Zahl  $n_c = N_c/l$  der Primärelektronen pro Wegstrecke  $l$ , findet sich in Kapitel 6.3 bei der Beschreibung des Simulationsprogramms TPCSUM.

Gas	Z	A	$\rho$	$\frac{dE}{dx}$	W	$n_c$	$n_{tot}$	$X_0$	$\sigma_n$
		in $\frac{g}{mol}$	in $10^{-3} \frac{g}{cm^3}$	in $\frac{keV}{cm}$	in eV	in $\frac{1}{cm}$	in $\frac{1}{cm}$	in m	in barn
Ar	18	39.95	1.66	2.44	26	29	94	110	0.683
CO <sub>2</sub>	22	44.01	1.86	3.01	33	34	91	183	14.015
CH <sub>4</sub>	10	16.04	0.67	1.48	28	16	53	646	333.631

**Tabelle 2.1:** Eigenschaften der Gase Ar, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>: Angegeben sind Kernladungszahl  $Z$ ; molekulare Masse  $A$ ; Dichte  $\rho$  bei 1 atm und 294 K; Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  eines MIP in dem Gas; mittlere Energie  $W$ , um ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen; Anzahl primärer Elektronen  $n_c$  und Anzahl insgesamt freigesetzter Elektronen  $n_{tot}$ , die von einem MIP pro Weglänge erzeugt werden; Strahlungslänge  $X_0$  und Wirkungsquerschnitt  $\sigma_n$  mit Neutronen geringer Energie. [Kl92b],[Gr99p]

### Energieverlust geladener Teilchen durch Bremsstrahlung

In Abb. 2.1, die den Energieverlust geladener Teilchen in Materie skizziert, ist erkennbar, dass ab einer kritischen Energie  $E_{krit}$  der Anteil des Energieverlustes durch die Bremsstrahlung sehr groß wird. Für höhere Teilchenenergien wird der Energieverlust des Teilchens fast ausschließlich durch deren logarithmischen Anstieg beschrieben. Für Elektronen und Myonen in Gasen findet man den Wert der kritischen Energie in [Eu00b] als:

$$E_{krit}(e^-) = \frac{710 MeV}{Z + 0.92} \quad E_{krit}(\mu^-) = \frac{7980 GeV}{(Z + 2.03)^{0.879}} \quad (2.4)$$

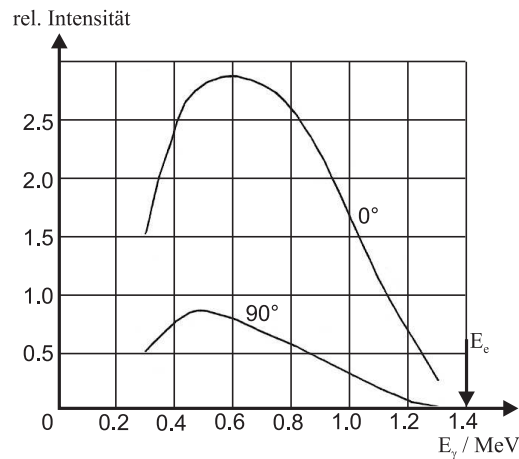
Der Energieverlust durch die Bremsstrahlung hat eine vollkommen andere Signatur als der durch die Ionisation. Während bei der Ionisation die Energie in kleinsten Mengen abgegeben wird, ist

jeder Bremsstrahlungsprozess mit einem starken Energieverlust verbunden. In Abb. 2.3 ist zu erkennen, dass ein Teilchen in einem einzigen Prozess fast seine vollständige Energie auf das Bremsstrahlungsphoton abgeben kann.

Die Abstrahlung des Photons ist eine Folge der Abbremsung des geladenen Teilchens in dem Coulombfeld eines Kernes. Der Energieverlust kann hier beschrieben werden durch [Gr96b]:

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{rad} = 4\alpha \cdot N_A \cdot \rho \cdot \frac{Z(Z+1)}{A} \cdot z^2 \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cdot E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.5)$$

Hierbei ist  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante,  $N_A$  die Avogadro-Konstante,  $Z$ ,  $A$  und  $\rho$  Ladungszahl, Massenzahl und Dichte des Absorbermaterials,  $E$ ,  $z$  und  $m$  Energie, Ladung und Masse des abgebremsten Teilchens.



**Abbildung 2.3:** Der Energieverlust geladener Teilchen durch Bremsstrahlung ist für die meisten der Bremsstrahlungsprozesse sehr hoch. Die Verteilung des Energieverlustes eines 1.4 MeV Elektrons zeigt, dass sogar ein fast vollständiger Energieverlust des Teilchens während eines einzigen Prozesses möglich ist [Sc03b].

Hervorzuheben ist in dieser Formel die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Energie  $E$  des Teilchens. Durch den individuellen hohen Energieverlust eines Prozesses ist die Bremsstrahlung in Kombination mit Paarbildung (Gleichung 2.13) des entstehenden Photons sehr gut dazu geeignet, in einem Kalorimeter eine vollständige Energiedeposition des Teilchens zu bewirken. Dies funktioniert vor allem bei dichten Materialien mit einem hohen  $Z$ . Für moderne Kalorimeter wird hierbei meist Bleiglas benutzt. Im Gegensatz dazu ist in der Spurkammer eine solche Kaskade mit hohem Energieverlust gänzlich unerwünscht, da dies eine Verschlechterung der Ortsauflösung des Detektors mit sich bringt (siehe Kapitel 3.4.1). Deswegen werden in Spurkammern meist Materialien mit geringer Dichte und kleinem  $Z$  eingesetzt; vor allem leichte Edelgase erfüllen diese Aufgabe exzellent.

An der oben beschriebenen Formel 2.5 ist auch deutlich zu erkennen, warum Elektronen im ECAL abgebremst werden und Myonen nicht. Die quadratische Abhängigkeit des Nenners von der Masse  $m$  des durchfliegenden Teilchens vermindert den Energieverlust von Myonen gegenüber Elektronen um den Faktor  $\left( \frac{105.7 \text{ MeV}}{0.511 \text{ MeV}} \right)^2 = 42.8 \cdot 10^3$ .

### 2.1.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Ungeladene Teilchen können nicht direkt nachgewiesen werden. Sie müssen zunächst ihre Energie auf geladene Teilchen übertragen, bevor sie detektiert werden können. Bei Photonen geschieht dies über elektromagnetische Wechselwirkungen. Dabei sind drei verschiedene Prozesse möglich: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung. Hierbei wird das Elektron entweder vollständig absorbiert oder unter großem Winkel zur bisherigen Flugbahn abgelenkt. Während geladene Teilchen entlang ihrer gesamten Flugbahn freie Ladungsträger erzeugen, gibt das Photon seine gesamte Energie in einem einzigen Prozess ab und erzeugt dort eine Anhäufung freier Ladungsträger. Eine Reichweite von Photonen in Materie anzugeben, macht keinen Sinn, da Absorption und Streuung statistische Prozesse sind. Betrachtet man jedoch einen Photonenstrahl der Intensität  $I_0$ , so lässt sich die Intensität des Strahls in der Tiefe  $l$  des umgebenden Absorbermaterials angeben:

$$I(l) = I_0 \cdot e^{-l/\lambda} = I_0 \cdot e^{-\mu_{tot}\rho x} = I_0 \cdot e^{-\mu_{tot}X} \quad (2.6)$$

Dabei ist  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge, also die Strecke, nach der die Intensität des Photonenstrahls auf den Wert  $I_0/e$  abgesunken ist. Bei den meisten Prozessen wird aber der totale Absorptionskoeffizient  $\mu_{tot}$  angegeben. Er setzt sich zusammen aus den Absorptionskoeffizienten der drei oben erwähnten Wechselwirkungsprozesse. Diese sind energieabhängig, da sie die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse enthalten:

$$\mu_{tot} = \mu_{Photo} + \mu_{Compton} + \mu_{Paar} \quad (2.7)$$

$$\mu_i = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_i \quad (2.8)$$

Dabei sind  $\mu_i$  und  $\sigma_i$  Absorptionskoeffizient und Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Prozesses mit  $i = Photo, Compton, Paar$  oder  $tot$ .  $N_A$  ist die Avogadro-Konstante,  $A$  die molare Masse des Absorbermaterials.

Welcher der drei Prozesse den dominanten Anteil am totalen Absorptionskoeffizienten liefert, hängt sehr stark von der Energie des einfallenden Photons ab. In den Abb. 2.4a) und b) sind die Abhängigkeiten der Absorptionskoeffizienten der einzelnen Prozesse von der Energie und der Kernladungszahl dargestellt.

Da in dieser Arbeit vor allem Mischungen mehrerer Gase verwendet werden, ist eine Erweiterung der Berechnungen auf Gasgemische nötig. Man erhält aus dem Gewichtsanteil  $p_i$  der verschiedenen beitragenden Gase und deren totalen Absorptionsquerschnitten  $\mu_{tot,i}$  gemäß [Sa77p]:

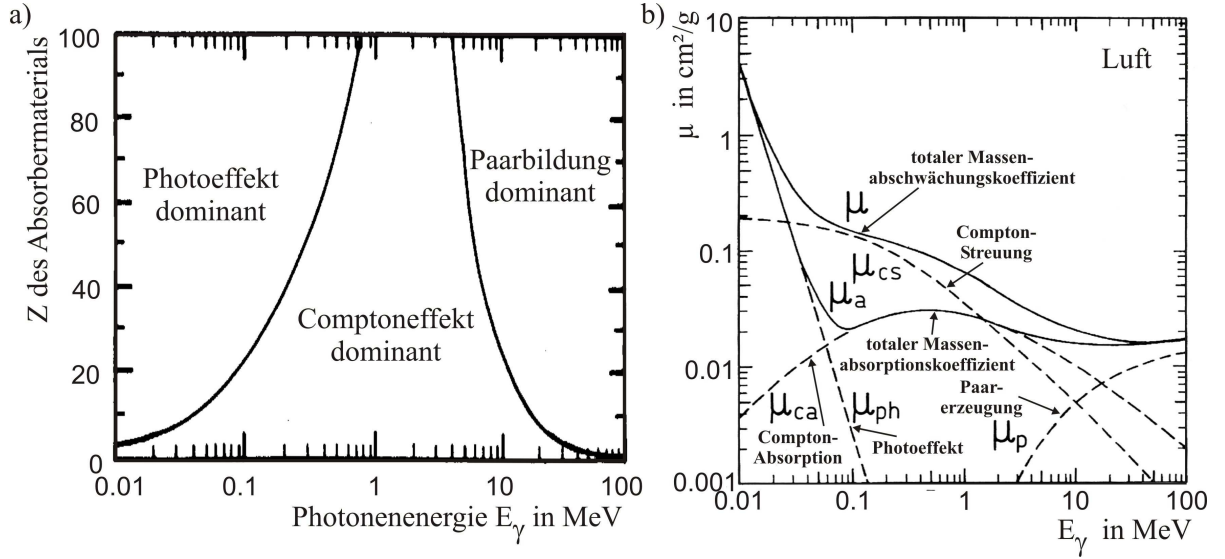
$$\mu_{tot,Gemisch} = \sum_i p_i \cdot \mu_{tot,i} \quad (2.9)$$

#### Photoeffekt

Treten Photonen mit einer Energie von unter  $100 \text{ keV}$  in Wechselwirkung mit einem Absorbermaterial, so geschieht das meist über den Prozess des Photoeffekts. Hierbei wird das Photon absorbiert und gibt seine gesamte Energie an ein Elektron ab, das dadurch aus dem Molekülverband befreit wird. Die kinetische Energie des Elektrons  $E_{kin}$  nach dem Stoß ist die Energie des einfallenden Photons  $h\nu$  vermindert um die Bindungsenergie  $E_B$  des Elektrons:

$$E_{kin} = h\nu - E_B \quad (2.10)$$

Da der Impulserhaltungssatz und der Energieerhaltungssatz gleichzeitig erfüllt sein müssen, kann dies nur in Kernnähe geschehen. Der beteiligte Atomkern nimmt einen Teil des Impulses auf.



**Abbildung 2.4:** a) Abhängigkeit des vorherrschenden Prozesses bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie von der Kernladungszahl  $Z$  und der Photonenenergie  $E_\gamma$ . b) Abhängigkeit der einzelnen Absorptionskoeffizienten und des totalen Absorptionskoeffizienten von der Photonenenergie in Luft. [Gr96b]

Deshalb sind es vor allem die inneren Schalen (besonders die K-Schale), die zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Für den nichtrelativistischen Fall lässt sich der Wirkungsquerschnitt berechnen durch [Gr96b]:

$$\sigma_{Photo} = \begin{cases} \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \sigma_{Th}^e \alpha^4 \cdot Z^5 & (\epsilon_K < \epsilon < 1) \\ \frac{1}{\epsilon} \cdot 4\pi r_e^2 \alpha^4 \cdot Z^5 & (\epsilon > 1) \end{cases} \quad (2.11)$$

Dabei ist  $\epsilon = E_\gamma/(m_e c^2)$  die reduzierte Photonenenergie,  $\epsilon_K = E_B^K/(m_e c^2)$  die reduzierte K-Schalen-Bindungsenergie,  $r_e = \sqrt{e^2/(m_e c^2)}$  der klassische Elektronenradius,  $\alpha$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante,  $\sigma_{Th}^e = \frac{8}{3}\pi \cdot r_e^2$  der Thomson-Wirkungsquerschnitt und  $Z$  die Kernladungszahl des Absorbermaterials.

### Comptoneffekt

Wird die Bindungsenergie des Elektrons gegenüber der Photonenenergie vernachlässigbar klein, so ist der Comptoneffekt der vorherrschende Prozess unter den möglichen Wechselwirkungen. Dies geschieht bei Photonenenergien von etwa  $100 \text{ keV} < E_\gamma < 10 \text{ MeV}$ . Hierbei stößt das Photon elastisch mit einem quasifreien Elektron und überträgt diesem einen Teil seiner Energie und seines Impulses. Über Energie- und Impulserhaltung lässt sich die kinetische Energie  $E_{kin}$  des Elektrons nach dem Stoß berechnen:

$$E_{kin} = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \cdot \frac{\epsilon \cdot (1 - \cos \Theta)}{1 + \epsilon \cdot (1 - \cos \Theta)} \quad (2.12)$$

$E_\gamma$  und  $E_{\gamma'}$  sind hierbei die Energie des einfallenden bzw. des gestreuten Photons,  $\epsilon = E_\gamma/(m_e c^2)$  die reduzierte Photonenenergie und  $\Theta$  der Winkel, unter dem das Photon gestreut wird.

### Paarbildung

Bei noch höheren Photonenenergien ( $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ ) tritt vermehrt der Prozess der Paarerzeugung auf, bei dem das hochenergetische Photon in ein Elektron-Positron-Paar zerstrahlt. Wegen Impuls- und Energieerhaltung ist dies wieder nur im Coulombfeld eines Kernes möglich. Bezieht man den Rückstoß des Kernes in die Berechnung mit ein, so erhält man als Bedingung für die Minimalenergie dieses Prozesses:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 \cdot \left(1 + \frac{m_e}{m_{\text{Kern}}}\right) \quad (2.13)$$

Es ist  $E_\gamma$  die Photonenenergie,  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$  die Ruheenergie von Elektron und Positron und  $m_{\text{Kern}}$  die Masse des Atomkerns, in dessen Coulombfeld der Prozess stattfindet.

## 2.2 Verhalten freier Ladungsträger in Gasen

Um gute Detektoreigenschaften - wie ein hohes Signal/Rauschen-Verhältnis und gute Orts- und Energieauflösung - zu erreichen, muss die gesamte Ladung, die im aktiven Volumen des Detektors erzeugt wird, gesammelt werden. Dazu müssen Elektronen und Ionen voneinander getrennt werden, sodass sie nicht rekombinieren können. Dies erreicht man durch das Anlegen eines elektrischen Feldes. Elektronen und Ionen driften dabei in entgegengesetzter Richtung entlang der Feldlinien. Bei dieser Bewegung sind sie auch noch einer Diffusionsbewegung unterworfen, die sich sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Richtung auswirkt.

Ladungsverluste treten auf, falls Elektronen mit den Detektorwänden wechselwirken oder auf Moleküle mit hoher Elektronenaffinität treffen. Diese elektronegativen Moleküle sind in der Lage, Elektronen einzufangen, wodurch die Ladungssammlungseffizienz verschlechtert wird. Deshalb ist die Auswahl des im Detektor verwendeten Gases von entscheidender Bedeutung.

Um gewünschte Gaseigenschaften zu erhalten, werden beim Bau von Gasdetektoren meist Gasmischungen benutzt. In dieser Arbeit sind dies vor allem Argon-Methan-Gemische. Dabei wird Argon als sogenanntes Zählgas, Methan als Löschgas verwendet. Welche physikalischen Eigenschaften der Gase dabei zugrunde liegen, soll im Folgenden erklärt werden.

### 2.2.1 Drift und Diffusion in elektrischen und magnetischen Feldern

#### Diffusion ohne elektrische oder magnetische Felder

Betrachtet man die Elektronen und Ionen, die durch Ionisation der Gasatome bei der Wechselwirkung mit hochenergetischen Teilchen hervorgerufen werden, so nehmen diese ohne Beeinflussung durch elektrische oder magnetische Felder nach nur wenigen Stößen eine thermische Energieverteilung an, die sich durch die Maxwell-Verteilung beschreiben lässt [Ge95b]:

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} \cdot v^2 e^{-mv^2/2kT} \quad (2.14)$$

Dabei sind  $v$  und  $m$  Geschwindigkeit und Masse des jeweiligen Teilchens,  $k$  ist die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur des Gases.

Falls die Elektronen nicht sofort wieder mit den Ionen rekombinieren, beginnen sie sich statistisch von ihrer Position zu entfernen. Diese Bewegung lässt sich als Diffusionsprozess gemäß



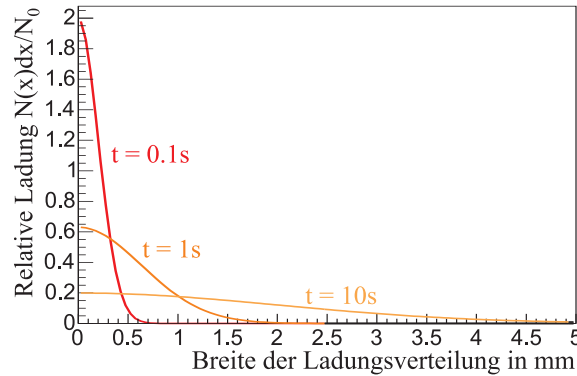
[Ge95b] durch das 2. Ficksche Gesetz beschreiben:

$$\left(\frac{\partial N(\vec{x}, t)}{\partial t}\right) = D \cdot \left(\frac{\partial^2 N(\vec{x}, t)}{\partial \vec{x}^2}\right) \quad (2.15)$$

Als Lösung für eine zu Beginn punktförmige Gesamtladung  $N_0$  am Ort  $\vec{x} = 0$  findet man für Diffusion in  $n$  Dimensionen die folgende Gauß-Verteilung:

$$N(\vec{x}, t) = \frac{N_0}{(\sqrt{2\pi} \cdot \sigma(t))^n} \exp\left(-\frac{\vec{x}^2}{2 \cdot \sigma(t)^2}\right) \quad \text{mit} \quad \sigma(t) = \sqrt{2Dt} \quad (2.16)$$

Dabei ist  $N(\vec{x}, t)$  die Ladung am Ort  $\vec{x}$  zum Zeitpunkt  $t$  und  $\sigma(t)$  die Breite der Verteilung. In Abb. 2.5 ist die Gauß-Verteilung einer Ladungswolke zu mehreren Zeiten dargestellt.



**Abbildung 2.5:** Örtliche Verteilung von Ionen in Luft mit  $D = 2\text{mm}^2/\text{s}$  zu verschiedenen Zeiten durch Diffusion ohne elektrisches oder magnetisches Feld.

### Drift in einem elektrischen Feld

Durch das elektrische Feld wirkt auf die Ladungsträger eine Kraft, die sie immer weiter beschleunigt. Aufgrund von Stößen mit den neutralen Gasatomen werden die Ladungsträger wieder abgebremst, sodass die Ladungsträger sehr schnell ihre maximale Driftgeschwindigkeit erreichen, mit der sie sich dann relativ konstant durch das Gasvolumen bewegen. Die Geschwindigkeit der Ionen ist dabei viel geringer als die der Elektronen. Dies liegt einerseits an ihrer deutlich größeren Masse, weswegen sie schwächer beschleunigt werden ( $F = m \cdot a$ ), andererseits auch an ihrer größeren räumlichen Ausdehnung, die ihre Stoßwahrscheinlichkeit erhöht. Die Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_{drift}$  der Ladungsträger lässt sich aus dem angelegten elektrischen Feld  $\vec{E}$  wie folgt berechnen:

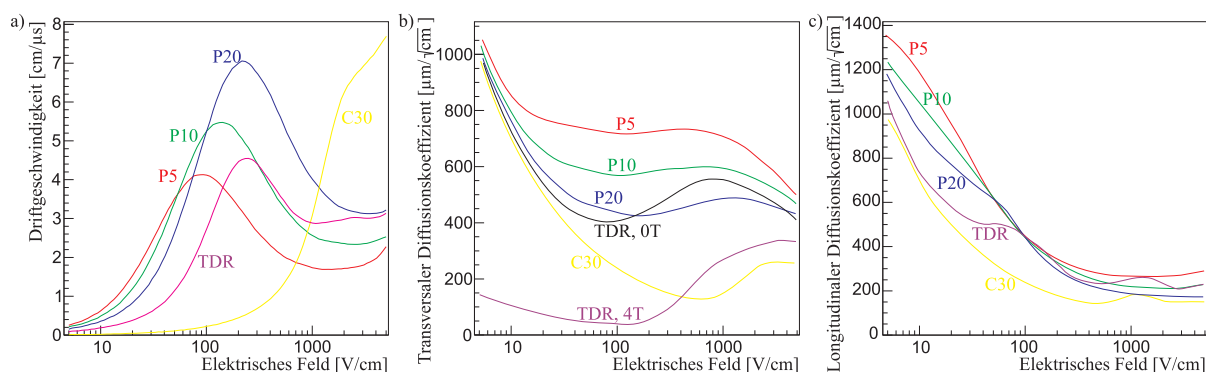
$$\vec{v}_{drift} = \mu \vec{E} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (2.17)$$

Dabei ist  $\mu$  die Beweglichkeit der jeweiligen Ladungsträger,  $p$  der Druck des Gases und  $p_0 = 1013\text{mbar}$  der Normaldruck als Referenz.

Für Ionen ist die Beweglichkeit  $\mu_I$  dabei konstant. Sie ist nur abhängig davon, welche Ionen sich in welchem Gasgemisch befinden. Für Argon-Ionen, die sich in reinem Argon bewegen, erhält man beispielhaft bei  $E = 1000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  [K192b]:

$$\mu(\text{Ar}^+ \text{ in Ar}) = 1.7 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad \Rightarrow \quad v_{\text{drift}}(\text{Ar}^+ \text{ in Ar}) = 1.7 \frac{\text{cm}}{\text{ms}}$$

Für Elektronen ist die Beweglichkeit  $\mu_e$  nicht nur von der Gasmischung abhängig, sondern zusätzlich noch von dem reduzierten elektrischen Feld  $E/p$ , was darin begründet liegt, dass die Wellenlängen der Elektronen in der gleichen Größenordnung wie die der Elektronschalen der Gasatome liegen und dadurch komplexe quantenmechanische Prozesse wie der Ramsauer-Effekt [Ra21p] auftreten können. Deshalb müssen die Driftgeschwindigkeiten entweder experimentell bestimmt oder durch spezielle Computerprogramme, wie z.B. Garfield [Ve01m] simuliert werden. Als Beispiel sind die simulierten Driftgeschwindigkeiten der in dieser Arbeit verwendeten Gasmischungen in Abb. 2.6a) dargestellt.



**Abbildung 2.6:** Garfield-Simulation [Ve01m] von a) Driftgeschwindigkeit, b) transversalem und c) longitudinalem Diffusionskoeffizienten für die in dieser Arbeit verwendeten Gase. Dabei steht P5 für  $\text{Ar}:\text{CH}_4$ -95:5, P10 für  $\text{Ar}:\text{CH}_4$ -90:10, P20 für  $\text{Ar}:\text{CH}_4$ -80:20, TDR für  $\text{Ar}:\text{CH}_4:\text{CO}_2$ -93:5:2 und C30 für  $\text{Ar}:\text{CO}_2$ -70:30. In a) sieht man, dass einige der Gase ein Driftgeschwindigkeits-Plateau aufweisen. Während Driftgeschwindigkeiten und longitudinale Diffusionskoeffizienten unabhängig vom magnetischen Feld sind, erkennt man in b) beim TDR-Gas eine deutliche Verringerung des transversalen Diffusionskoeffizienten bei angelegtem Magnetfeld.

### Diffusion während der Drift im elektrischen Feld

Von großem Interesse in dieser Arbeit ist die Entwicklung der Diffusionskoeffizienten bei angelegtem elektrischen Feld. Dabei unterscheidet man zwischen longitudinaler Diffusion in Richtung der übergeordneten Bewegung im elektrischen Feld und transversaler Diffusion senkrecht dazu. Diese können in besonderen Fällen höchst unterschiedlich sein. Zur Vereinfachung der Diffusionsgleichungen werden die Diffusionskoeffizienten umdefiniert, sodass die Diffusionsbreiten als Funktion der Driftstrecke  $z_{\text{drift}}$  angegeben werden. Für die Breiten der jeweiligen Verteilung unterscheidet man deshalb:

$$\sigma_{\text{trans}} = D_{\text{trans}} \cdot \sqrt{z_{\text{drift}}} \quad \left( = \sqrt{2D_T \frac{z_{\text{drift}}}{v_{\text{drift}}}} \right) \quad (2.18)$$

$$\sigma_{\text{long}} = D_{\text{long}} \cdot \sqrt{z_{\text{drift}}} \quad \left( = \sqrt{2D_L \frac{z_{\text{drift}}}{v_{\text{drift}}}} \right) \quad (2.19)$$

Dabei sind  $D_{trans}$  und  $D_{long}$  der transversale bzw. der longitudinale Diffusionskoeffizient;  $\sigma_{trans}$  und  $\sigma_{long}$  sind die zugehörigen Breiten der jeweiligen gaußförmigen Verteilungsfunktion. Beide Diffusionskoeffizienten sind wieder schwer theoretisch zu beschreiben, lassen sich aber wieder mit Garfield [Ve01m] numerisch berechnen. Beispiele für simulierte Diffusionskoeffizienten finden sich in Abb. 2.6b) und c).

Diese natürliche Verbreiterung der Ladungswolke ist im Allgemeinen sehr nachteilig für die Ortsauflösung des Detektors (siehe dazu Kapitel 3.4.1). Deshalb ist es wünschenswert, Gase zu benutzen, deren Diffusionskoeffizienten möglichst klein sind.

### Diffusion in elektrischem und magnetischem Feld

Der transversale Diffusionskoeffizient kann zusätzlich noch verkleinert werden, indem man ein Magnetfeld parallel zur Driftbewegung anlegt. Durch die Lorentz-Kraft  $\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$  werden durch Diffusionsprozesse entstandene Geschwindigkeitskomponenten, die senkrecht zum Magnetfeld und somit senkrecht zur Driftrichtung stehen, so abgelenkt, dass das Teilchen auf eine helixförmige Bahn gezwungen wird. Dadurch wird der transversale Diffusionskoeffizient  $D_{trans}$  im Magnetfeld  $B$  reduziert und berechnet sich wie folgt [Kl92b]:

$$D_{trans}(B) = D_{trans}(B=0) \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.20)$$

$\omega = \frac{e}{m} \cdot B$  ist hierbei die Zyklotronfrequenz und  $\tau$  die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Der longitudinale Diffusionskoeffizient bleibt von einem Magnetfeld, das parallel zum elektrischen Feld liegt, unbeeinflusst. Eine ausführliche Diskussion zum Einfluss magnetischer Felder auf Diffusionskoeffizienten findet sich in [We00t] und [Kl92b].

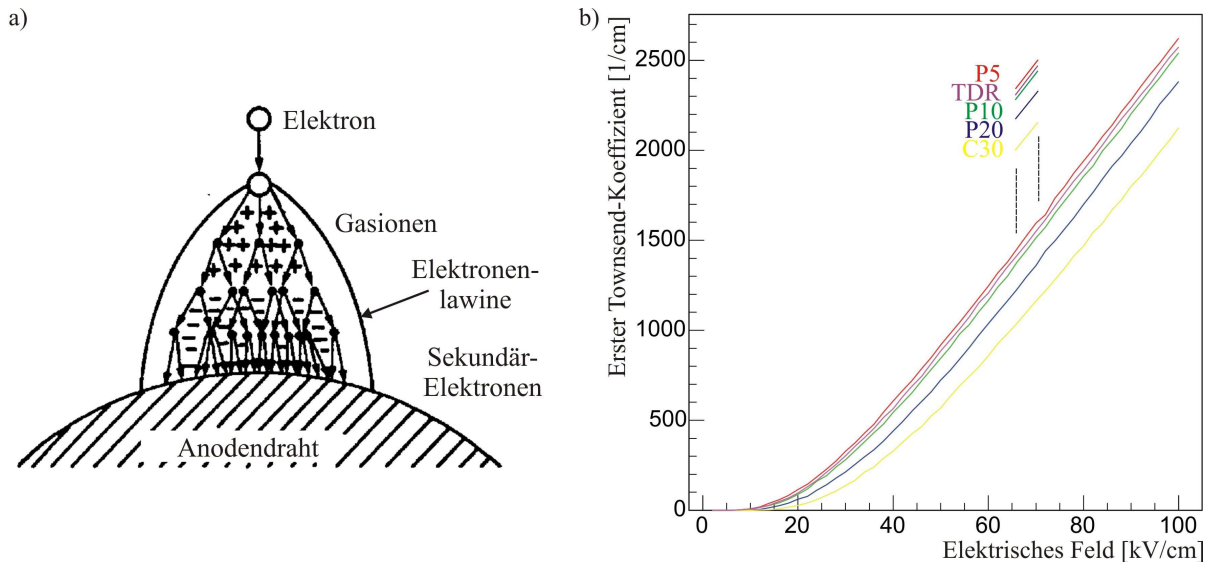
Durch Anwendung eines starken Magnetfeldes können somit in einer TPC als Spurdetektor zwei positive Einflüsse auf die Verhaltensweise des Detektors erfolgen: Zum einen wird überhaupt eine Impulsmessung der hochenergetischen Teilchen ermöglicht, indem wie in Kapitel 3.4.2 beschrieben durch die Lorentz-Kraft eine Krümmung der Teilchen-Trajektorie hervorgerufen wird, zum anderen wird aufgrund geringerer Diffusionskoeffizienten die Präzision der Impulsbestimmung durch eine bessere Ortsauflösung erhöht (siehe Kapitel 3.4.1 und 3.4.2).

Die Driftgeschwindigkeit  $v_{drift}$  und die Diffusionskoeffizienten  $D_{trans}$  und  $D_{long}$  hängen nicht nur von elektrischem und magnetischem Feld, Temperatur und Druck ab, sondern variieren auch stark für verschiedene Gasmischungen. Deshalb ist es eine der wesentlichen Aufgaben in der TPC-Entwicklung, das passende Gasgemisch zu finden. In Kapitel 2.2.6 sind die wesentlichen Entscheidungspunkte nochmals aufgezählt, im Anhang A wird eine ausführliche Darstellung von Gasparametern vielversprechender Gase aufgeführt.

#### 2.2.2 Elektronenvervielfältigung in Gasen - Gasverstärkung

Die beim Teilchendurchgang entstandenen Elektron-Ion-Paare können ohne Verstärkung nur sehr schwer nachgewiesen werden. Der an den Elektroden entstehende Stromfluss ist in diesem Fall sehr klein, und man benötigt sehr feine Messgeräte, um ihn nachzuweisen. In Gasdetektoren kann jedoch eine interne Signalverstärkung erreicht werden, da stark beschleunigte Elektronen in der Lage sind, ihrerseits Gasatome zu ionisieren und so Sekundärelektronen zu erzeugen. Setzt sich dieser Prozess weiter fort, so kommt es zu einer Lawinenbildung der Elektronen. Dieser Vorgang wird Gasverstärkung genannt, die durch den Gasverstärkungsfaktor  $G$  (*Gain*) charakterisiert wird. In Abb. 2.7a) ist die Ausbreitung einer solchen Lawine skizziert. Dabei wird

ein elektrisches Feld betrachtet, dessen Feldlinien an einem sogenannten Anodendraht (siehe hierzu Kapitel 3.1.1) enden und die dadurch in der Nähe des Drahtes deutlich dichter werden. Das erhöhte elektrische Feld in der Nähe des Drahtes ermöglicht dabei die Gasverstärkung.



**Abbildung 2.7:** a) Schematische Darstellung der Gasverstärkung von Elektronen an einem Anodendraht und Ausbildung einer Elektronenlawine [Gr96b]. b) Garfield-Simulation [Ve01m] von Townsend-Koeffizienten der in dieser Arbeit verwendeten Gase. Diese unterscheiden sich kaum für alle auf Argon basierende Gasmischungen und sind außerdem unabhängig vom magnetischen Feld.

Die Zahl der Elektron-Ion-Paare, die durch ein Elektron pro Längeneinheit erzeugt werden, bezeichnet man als den ersten Townsend-Koeffizienten  $\alpha$ . Für die Anzahl  $N(x)$  der Elektronen am Ort  $x$  gilt somit bei konstantem  $\alpha$ :

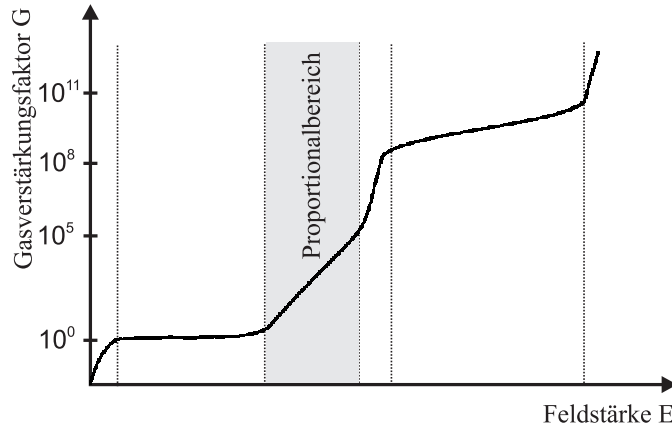
$$\frac{dN(x)}{dx} = \alpha \cdot N(x) \quad (2.21)$$

$$\Rightarrow N(x) = N(x_0) \cdot e^{\alpha x} \quad (2.22)$$

In Abb. 2.7b) sind simulierte Townsend-Koeffizienten verschiedener Gasmischungen dargestellt. Man erkennt die starke Abhängigkeit der Townsend-Koeffizienten vom elektrischen Feld und ebenso eine geringe Abhängigkeit von der Gasmischung, was sich durch die unterschiedliche mittlere freie Weglänge  $\lambda_{mean}$  zwischen zwei Kollisionen erklären lässt. Dies ist meist gekoppelt mit einer Abhängigkeit von der aktuellen Position des Elektrons. Der Gasverstärkungsfaktor  $G$  lässt sich somit durch eine geringe Modifikation aus der obigen Formel ermitteln:

$$G = \frac{N(x)}{N(x_0)} = \exp\left(\int_{x_0}^x \alpha(x') dx'\right) \quad (2.23)$$

Die Abhängigkeit des Gasverstärkungsfaktors von der elektrischen Feldstärke (Abb. 2.8) lässt sich in verschiedene Bereiche unterteilen. In Bezug auf eine vernünftige Gasverstärkung in Zeitprojektionskammern ist hierbei nur der Proportionalbereich von Interesse. In diesem Bereich werden typische Verstärkungen von  $10^4$  bis  $10^5$  bei einigen  $10 \frac{kV}{cm}$  erreicht, wobei dies wieder stark von der benutzten Gasmischung abhängt.



**Abbildung 2.8:** *Abhängigkeit der Gasverstärkung  $G$  von der elektrischen Feldstärke  $E$ . Für die Signalverstärkung einer TPC ist nur der Proportionalbereich von Interesse, der Verstärkungen von  $10^4$  bis  $10^5$  liefert. [Sc03b]*

### 2.2.3 Verluste während der Drift - Attachment

Die Affinität der Gasatome oder -moleküle zu Elektronen wird durch den Attachment-Koeffizienten  $\nu$  beschrieben. Dieser ist definiert als das Inverse der mittleren Driftstrecke, bis sich das Elektron an eines der Gasatome bindet und dadurch für die Messung verloren geht, oder anders ausgedrückt, wenn von  $N_0$  Elektronen nur noch  $N(1/\nu) = N_0/e$  Elektronen ungebunden bleiben:

$$N(z_{drift}) = N_0 \cdot e^{-\nu z_{drift}} \quad (2.24)$$

Vor allem Sauerstoff-Moleküle ( $O_2$ ), die eine starke Affinität zu Elektronen haben und mit diesen  $O_4^-$ -Moleküle bilden, und Wasser ( $H_2O$ ) mit einem ähnlichen Effekt sind deshalb äußerst problematisch, weswegen auf eine hohe Reinheit des benutzten Gasgemisches geachtet werden sollte. Für die meisten in dieser Arbeit vorgestellten Messungen ist der Verlust durch Attachment jedoch unerheblich ( $\nu \approx 0$ ) und wird deshalb nicht weiter betrachtet.

### 2.2.4 Zählgase und Löschgase

Als Zählgase bezeichnet man Gase, die den Umwandlungsprozess der einfallenden Strahlung in Elektron-Ion-Paare begünstigen. Sie sollten zum einen die übertragene Energie in Form von Ionisation abgeben, denn bei Anregung von Atomen und anschließender Aussendung von Photonen ist die Verlustrate entstehender Teilchen viel größer. Zudem sollten sie eine geringe Elektronenaffinität besitzen, damit möglichst wenige der erzeugten Elektronen wieder eingefangen werden. Da Edelgase nur abgeschlossene Schalen besitzen und deshalb fast nur ionisiert werden können, und sie außerdem eine geringe Elektronegativität aufweisen, sind sie bevorzugte Zählgase. Aufgrund seines geringen Preises wird meist Argon als Zählgas benutzt.

Bei Argon und anderen Zählgasen treten allerdings noch andere Effekte auf. Das erste Anregungsniveau von Argon liegt bei  $11.6 \text{ eV}$ , wodurch die Abregungsphotonen genug Energie besitzen, um aus den Elektroden Elektronen herauszuschlagen oder auch um an einer entfernten Stelle im Detektor Gasmoleküle zu ionisieren. Dadurch würde es einerseits zu Lawinenbildungen an Orten kommen, die nicht von dem einfallenden Teilchen durchquert wurden, andererseits

könnte es auch Dauerentladungen in der Kammer hervorrufen. Sowohl Orts- als auch Energieauflösung des Detektors würden dadurch um Größenordnungen verschlechtert.

Um diesem Problem Abhilfe zu schaffen, wird dem Zählgas noch ein sogenanntes Löschgas hinzugefügt, das in der Lage sein muss, die entstehenden Photonen sofort nach deren Emission zu absorbieren. Besonders geeignet als Löschgas sind mehratomige, organische Moleküle, die durch ihre große Anzahl von Rotations- und Vibrationsfreiheitsgraden in der Lage sind, diese niederenergetischen Photonen aufzunehmen. Hierbei kommen vor allem Methan ( $CH_4$ ) und Ethan ( $C_2H_6$ ), aber auch Kohlenstoffdioxid ( $CO_2$ ) zur Anwendung.

### 2.2.5 Konsequenzen von Gasverunreinigungen und Feldinhomogenitäten

In Kapitel 2.2.3 wurde bereits erwähnt, dass Gasverunreinigungen durch Wasser und Sauerstoff zu einem Verlust der Primärladung führen können. Jedoch ist dies nicht der einzige Effekt, der durch Gasverunreinigungen auftreten kann. In [Le02t] wurde der Einfluss von Wasser und Sauerstoff in der Kammer in Bezug auf die Driftgeschwindigkeit des Gasgemisches getestet. Dabei wurde festgestellt, dass sich diese selbst durch geringe Verunreinigungen sehr stark verändern kann. Bei einer Verunreinigung von  $500 \text{ ppm}^1$  Wasser lagen die Variationen in der Driftgeschwindigkeit bei bis zu 8%. Auch Diffusion und Verstärkungsverhalten sind recht sensitiv auf geringe Gasverunreinigungen. Als Abhilfe muss zum einen auf hohe Reinheit des benutzten Gasgemisches geachtet werden, zum anderen können Verunreinigungen durch Ausgasungsvorgänge in der Kammer und Aufnahme von Wasser und Sauerstoff während der Gaszuführung durch eine Erhöhung des Gasflusses verringert werden. Dabei ist wiederum darauf zu achten, dass mit dem erhöhten Gasfluss auch eine Erhöhung des Druckes in der Kammer (siehe Kapitel 4.3.3) verbunden ist, der ebenso einen Einfluss auf die Gaseigenschaften hat (siehe hierzu unter anderem Kapitel 2.2.1).

Auch durch Feldinhomogenitäten kann das Verhalten des Detektors gerade im Hinblick auf die Ortsauflösung beeinflusst werden. Durch Variationen in der Driftgeschwindigkeit und eine Driftrichtung, die stark von der geplanten Driftrichtung senkrecht zur Auslesefläche abweicht, ist eine Verschlechterung sowohl der transversalen als auch der longitudinalen Ortsauflösung vorprogrammiert. Jedoch kann der Effekt verringert werden, wenn das elektrische Feld in der Kammer so gewählt wird, dass die Kammer in einem Driftgeschwindigkeitsplateau (siehe Abb. 2.6a) betrieben wird, wodurch kleine Schwankungen im elektrischen Feld einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen haben.

### 2.2.6 Anforderungen an die Gasmischung in TPCs

Für einen optimalen Betrieb eines Gasdetektors und insbesondere einer Zeit-Projektionskammer ist es wichtig, dass die Gaseigenschaften auf die Anforderungen des Experimentes abgestimmt sind. Als Zusammenfassung der vorherigen Unterkapitel lassen sich die wichtigsten Anforderungen an das Gasgemisch wie folgt formulieren:

- Man benötigt ein Zählgas, das schon bei moderaten elektrischen Feldern einen großen Townsend-Koeffizienten  $\alpha$  besitzt. Es sollte eine nicht sehr hohe Ionisierungsenergie  $W$  besitzen und nicht sehr teuer sein. Hier bietet sich das Edelgas Argon an.
- Ebenso benötigt man ein Löschgas, das durch viele Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade eine Dauerentladung in der Kammer verhindert.

---

<sup>1</sup>ppm = parts per million = 1 Millionstel

- Um die Auslese-Zeit des Detektors zu verringern und eine hohe Teilchendichte (*Occupancy*) im Driftvolumen zu vermeiden, sollte das gewählte Gasgemisch eine hohe Driftgeschwindigkeit  $v_{drift}$  haben.
- Ein Plateau im Driftgeschwindigkeitsprofil des Gasgemisches ist hilfreich, um geringe Inhomogenitäten des elektrischen Feldes zu kompensieren.
- Der Attachment-Koeffizient, der die Affinität zur Elektron-Aufnahme beschreibt, sollte klein sein, um Verluste der Primärelektronen zu vermeiden.
- Geringe Diffusionskoeffizienten in magnetischen Feldern (z.B.  $B = 4T$ ), sowohl transversal als auch longitudinal, sind von sehr großer Bedeutung, da die Ortsauflösung des Detektors direkt mit diesen gekoppelt ist.
- Die oben genannten Eigenschaften des Gasgemisches sollten schon bei geringen elektrischen Feldern erreicht werden, um Hochspannungsprobleme an der Kathode und dem Feldkäfig zu vermeiden.
- Die Zahl der vom ionisierenden Teilchen erzeugten Elektronen pro Wegstrecke (sowohl  $n_{tot}$  als auch  $n_c$ , siehe dazu Kapitel 2.1.1 und 3.4.1) sollte möglichst groß sein, da auch dieser Wert direkt in die Ortsauflösung eingeht.
- Es sollte ein Gas gewählt werden, das im geringe Anfälligkeit für Polymerisation durch Strahlung (*Aging*), Entladungen (*Discharges*) und Neutroneneinfang besitzt.

Typische TPC-Gasgemische bestehen aus  $Ar$ ,  $CH_4$  und  $CO_2$ . Im TESLA-TDR [A101p\_1] wird eine Gasmischung bevorzugt, die in dieser Arbeit als TDR-Gas bezeichnet wird:  $Ar:CH_4:CO_2$ -93:5:2. Im Anhang A sind die Gas-Daten von einigen Gasen und Gasgemischen dargestellt.





# 3 Funktionsprinzipien von Zeit-Projektionskammern und GEM-Folien

Um die hochgesteckten Ziele des *International Linear Collider* (ILC) verwirklichen zu können, bedarf es neben einem leistungstarken Beschleuniger ebenso eines exzellenten Detektors. Gerade der Spurdetektor, für den beim ILC eine Zeit-Projektionskammer (*Time Projection Chamber*, TPC) geplant ist, hat dabei einen großen Stellenwert. In diesem Kapitel soll die Funktionsweise einer Zeit-Projektionskammer, sowie die der GEM-Folien beschrieben werden. Zusätzlich werden noch die Eigenschaften beschrieben, nach denen ein Hochenergiephysik-Spurdetektor bewertet wird.

## 3.1 Das Prinzip der Zeit-Projektionskammer

Das Prinzip der Zeit-Projektionskammer (*Time Projection Chamber*, TPC) wurde in den 70er-Jahren von D. R. Nygren [Ny75p] entwickelt und wird heutzutage als einer der am weitesten entwickelten Gasdetektortypen in einer Vielzahl von Hochenergie-Experimenten eingesetzt. Durch die Möglichkeit, eine dreidimensionale Darstellung der Teilchenspur gemeinsam mit dem spezifischen Energieverlust  $dE/dx$  zu erhalten, sind Zeit-Projektionskammern bestens als HEP-Spurdetektoren geeignet. Abb. 3.1 und 3.2 versuchen anhand einer Draht-TPC und der Karlsruher GEM-TPC, das Funktionsprinzip von Zeit-Projektionskammern schematisch darzustellen. Eine TPC besteht aus einem meist zylinderförmigen, gasgefüllten Driftvolumen und zwei an den Stirnseiten angebrachten Endkappen, auf denen sich die Auslesestruktur und die zugehörige Elektronik befinden. In Zeit-Projektionskammern von Beschleunigerexperimenten trennt meist eine Hochspannungsmembran, die auf negativem Potential liegt, die Kammer in zwei spiegelsymmetrische Teile. Bei der Karlsruher TPC als Prototyp-Detektor (Abb. 3.2) ist dies nicht der Fall; dort schließt die Kathode die Kammer auf der einen Seite ab. Das Nullpotential befindet sich in der Höhe der Ausleseplatten, sodass ein elektrisches Feld entsteht, das die Elektronen auf diese Platten zubewegt. Durch den Feldkäfig wird die Homogenität des elektrischen Feldes im Kammervolumen verbessert. Er besteht aus Ringen, deren Potential durch eine Widerstandskette entsprechend des gewünschten elektrischen Feldes gewählt wird.

In der TPC von Beschleunigerexperimenten gibt es entlang der Zylinderachse eine zylinderförmige Aussparung im Driftkörper, die das Strahlrohr und den Vertexdetektor enthält. Bei einer Teilchenkollision entstehen hochenergetische Teilchen, die das Driftvolumen durchqueren und gemäß Kapitel 2.1 das Gas ionisieren. In der Karlsruher TPC geschieht die Ionisation durch von außen kommende, hochenergetische Teilchen. Die entstehenden Elektron-Ion-Paare werden durch das elektrische Feld getrennt. Während die Ionen langsam zur Kathode driften und dort neutralisiert werden, driften die Elektronen in Richtung der Ausleseplatte, wo sie verstärkt werden und deren Signale von einer positionssensitiven Auslese-Elektronik aufgenommen werden. Dadurch erhält man die zweidimensionale Projektion der Teilchenspur auf der Auslesestruktur.

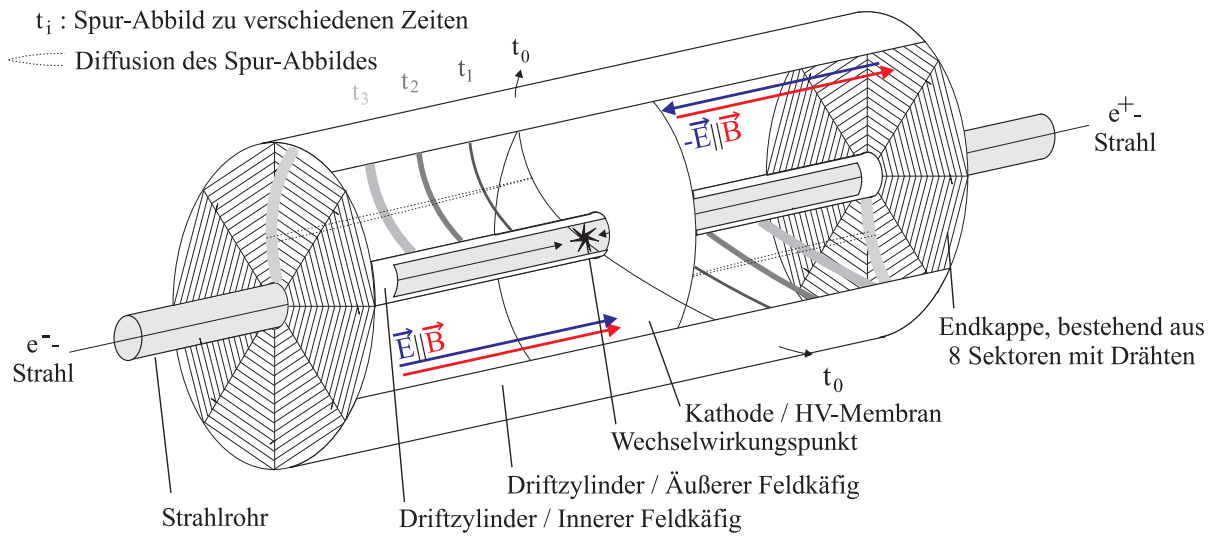


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer Draht-TPC [Ka05t].

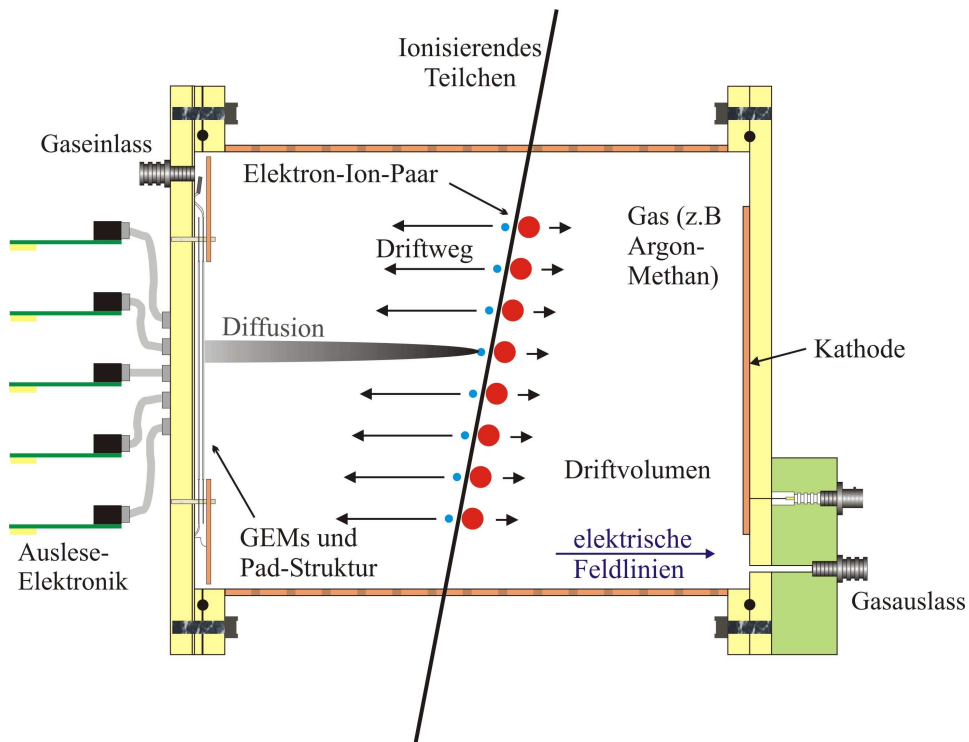


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Karlsruher GEM-TPC.

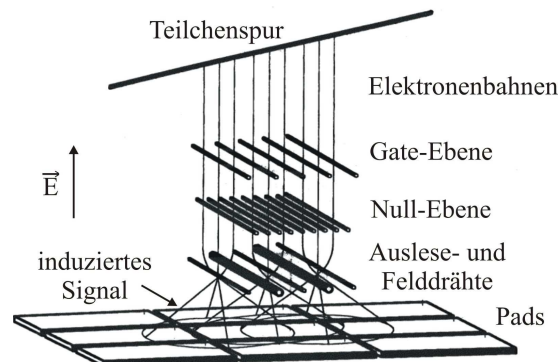
Um die volle dreidimensionale Information der Teilchenspur zu erhalten, muss die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im benutzten Gas bekannt sein und die Driftzeit der einzelnen Elektronenwolken gemessen werden. Der Startzeitpunkt der Drift kann dabei entweder durch

den Kollisionszeitpunkt der Teilchen im Beschleuniger oder durch einen externen schnellen Detektor, wie z.B. einen Szintillator, bestimmt werden. Die ionisierenden Teilchen fliegen dabei mit annähernd Lichtgeschwindigkeit, sodass der Startzeitpunkt für alle Spurpunkte des Teilchens der gleiche ist. Zusammen mit der Ankunftszeit der Elektronenwolke an der Ausleseplatte kann nun die Driftstrecke berechnet werden.

### 3.1.1 Zeit-Projektionskammern mit Drähten

In den vergangenen Jahrzehnten wurden meist Zeit-Projektionskammern mit einer Verstärkungsstufe aus Drähten, sogenannte Vieldrahtproportionalkammern (*Multi Wire Proportional Chambers*, MWPCs) benutzt. Diese beinhalten mehrere Lagen von Drähten, die, wie in den Abb. 3.1 und 3.3 angedeutet, in der  $R$ - $\Phi$ -Ebene aufgespannt werden.

Die erste Ebene ist die Gate-Ebene, deren Wirkungsweise in einem der folgenden Unterkapitel beschrieben wird. Unter der Gate-Ebene befindet sich die Null-Ebene. Die dünnen Drähte der Null-Ebene liegen auf geringerem Potential als die Auslesedrähte, damit die Elektronen ungehindert die Auslesedrähte erreichen können. Aufgabe der Null-Ebene ist es, die Induktionssignale der herannahenden Elektronenwolken abzuschirmen, sodass diese nicht auf den Auslesestrukturen beobachtbar sind. Dadurch werden die Signale auf den Auslesedrähten und -pads auf die tatsächliche Ankunft der Elektronen reduziert.



**Abbildung 3.3:** Aufbau des Gasverstärkungsbereiches in einer Draht-TPC. Die Funktion der einzelnen Draht-Ebenen ist im Text beschrieben [Sc93t].

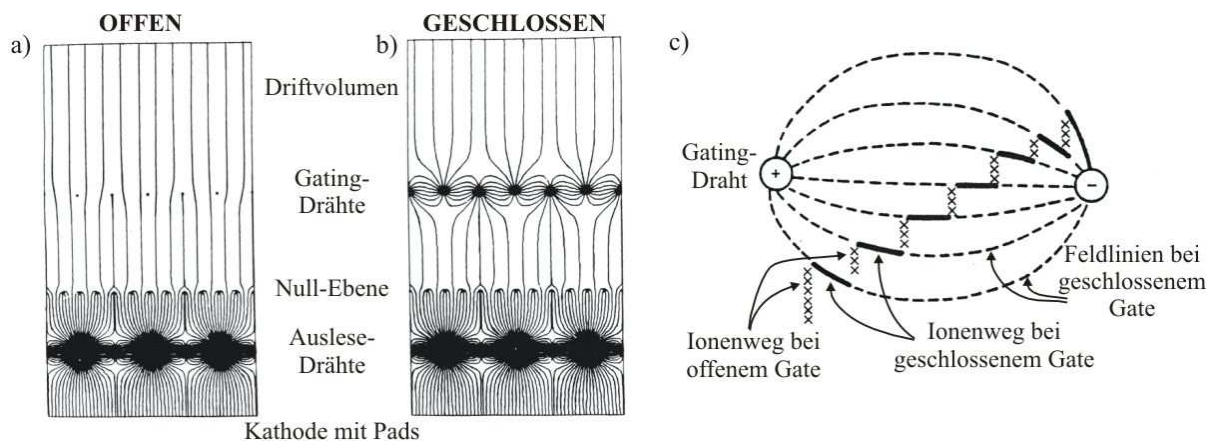
Damit das Feld im Bereich der Auslesedrähte gleichmäßiger geformt wird, sind in der Ebene, in der sich die Auslesedrähte befinden, zusätzlich die wesentlich dickeren Felddrähte gespannt. Diese liegen auf einem niedrigeren Potential als die Auslesedrähte, an denen auf diese Weise alle ankommenden Elektronen gesammelt werden können.

Die an den Auslesedrähten gesammelten Elektronen erzeugen sowohl dort als auch an den induktiv mit den Drähten gekoppelten Pads Spannungsimpulse (siehe Abb. 3.3). Die Auslesedrähte werden dabei wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben zur Gasverstärkung eingesetzt.

In den Zeit-Projektionskammern der Beschleunigerexperimente wird parallel zum elektrischen Feld ein Magnetfeld angelegt. Dies hat zwei positive Effekte auf die Verhaltensweise der Kammer. Zum einen lenkt das Magnetfeld geladene relativistische Teilchen kreisbogenförmig ab, wodurch man den Impuls dieser Teilchen bestimmen kann. Auf die wesentlich langsameren, in Feldrichtung driftenden Elektronen in der Kammer hat das Magnetfeld den in Kapitel

2.2.1 beschriebenen Effekt: Die Elektronen werden während der Diffusionsbewegung auf helixförmige Bahnen gezwungen, wodurch der transversale Diffusionskoeffizient stark vermindert wird und der Elektronen-Cluster weniger stark auseinanderdiffundiert. Auf diese Weise kann das Auflösungsvermögen der Kammer deutlich verbessert werden. So werden in den auf die Auslesefläche projizierten Dimensionen Auflösungen von etwa  $100\ \mu\text{m}$  erreicht. Die Auflösungen für die Driftrichtung liegen bei etwa  $0.2$  bis  $1\ \text{mm}$ .

Zeit-Projektionskammern kamen bereits in mehreren Collider-Experimenten zur Anwendung. In Tabelle 3.1 sind die Daten einiger Experimente wie DELPHI, ALEPH oder STAR angegeben. Zum Vergleich enthält die Tabelle auch die Daten der geplanten Zeit-Projektionskammer für TESLA bzw. den ILC.



**Abbildung 3.4:** Lösung des Ionenrückfluss-Problems durch Gating [Bl95m],[De90p] a) Bei geöffnetem Gate werden die Ladungsträger bei der Drift nicht beeinflusst. b) Bei geschlossenem Gate werden die driftenden Ladungsträger abgesaugt. Deshalb sollte dies nur während Ereignis-Totzeiten erfolgen. c) Die driftenden Ionen landen meist erst nach mehreren Gatezyklen an den Drähten und werden dort neutralisiert.

#### Lösung des Ionenrückfluss-Problems in Drahtkammern

Die bei der Gasverstärkung entstandenen Ionen wandern im Vergleich zu den Elektronen sehr langsam in Richtung der Kathode. Würde man sie nicht neutralisieren, befände sich eine Raumladungswolke für längere Zeit im Driftraum der Elektronen und würde das elektrische Feld verzerren. Außerdem könnten sie entgegenkommende Elektronen einfangen und so die Ladungssammlungseffizienz vermindern. Aus diesem Grund sollte der Ionenrückfluss kontrolliert werden und nur in etwa für so viele Ionen eine Rückdrift möglich sein, wie auch Ionen bei der Primärionisation entstehen.

Um das Driften der Ionen in den Driftraum zu verhindern, gibt es in Zeit-Projektionskammern die Gate-Ebene, die durch eine zeitlich wechselnde Spannung verhindern soll, dass die Ionen den Auslesebereich verlassen. Bei offenem Gate (Abb. 3.4a) liegen alle Drähte der Gate-Ebene auf dem Potential, das dem Driftfeld entspricht, wodurch sie sowohl für Elektronen, als auch für Ionen durchlässig ist. Bei geschlossenem Gate wird das Potential jedes zweiten Drahtes gegenüber der offenen Stellung angehoben bzw. abgesenkt (Abb. 3.4b). In dieser Einstellung laufen die Feldlinien immer von einem Draht der Gate-Ebene zu einem benachbarten. Sowohl

	$z_{\text{drift}}^{\text{max}}$ in m	$R_i,$ $R_o$ in m	Gas- mischung in %	B in T	# Drähte	# Pads H/W <sub>pad</sub> in mm	$\sigma_{\text{trans}}^{\text{sr}}$ $\sigma_{\text{long}}^{\text{sr}}$ in $\mu\text{m}$	$\frac{\sigma_{\text{P}_{\text{trans}}^2}}{P_{\text{trans}}^2}$ in $\left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^{-1}$
<b>PEP-4</b>	1.0	20, 100	Ar : 80 CH <sub>4</sub> : 20	1.3	2196	13824 7 / 7.5	150 160	0.009
<b>Triumpf</b>	0.345	15, 50	Ar : 80 CH <sub>4</sub> : 20	0.85	144	7632 19 / 6	180	0.04
<b>TOPAZ</b>	1.22	30, 127	Ar : 90 CH <sub>4</sub> : 10	1.0	2800	8192 12 / 10	200 300	0.015
<b>ALEPH</b>	2.2	31, 180	Ar : 91 CH <sub>4</sub> : 9	1.5	6336	41004 30 / 6	170 740	0.0012
<b>DELPHI</b>	1.3	32, 116	Ar : 80 CH <sub>4</sub> : 20	1.2	2304	20160 8 / 7	180 900	0.005
<b>STAR</b>	2.1	50, 100	Ar : 90 CH <sub>4</sub> : 10	0.5	8208	42000 12 / 3.35	350 800	0.02
<b>TESLA/ ILC</b>	2.5	36, 162	Ar : 93 CH <sub>4</sub> : 5 CO <sub>2</sub> : 2	4.0	GEMs, Micro- megas	$1.5 \cdot 10^6$ 6 / 2	70 500	0.0002

**Tabelle 3.1:** Vergleich der TESLA/ILC-TPC mit anderen Zeit-Projektionskammern existierender oder bereits beendeter Experimente: Angegeben sind die maximale Driftlänge  $z_{\text{drift}}^{\text{max}}$ , innerer und äußerer Radius des Driftzylinders ( $R_i$  und  $R_o$ ), die benutzte Gasmischung, das Magnetfeld  $B$ , die Zahl der Auslesedrähte, Zahl und Abmessungen der Auslese-Pads, erreichte Ortsauflösungen  $\sigma_{\text{trans}}^{\text{sr}}$  und  $\sigma_{\text{long}}^{\text{sr}}$  und die erreichte Impulsauflösung  $\frac{\sigma_{\text{P}_{\text{trans}}^2}}{P_{\text{trans}}^2}$ . Die TESLA/ILC-TPC soll mit GEMs (oder alternativ Micromegas [Ch96p]) betrieben werden. Die Anzahl der Pads und die Stärke des Magnetfelds werden dabei gegenüber bisherigen Zeit-Projektionskammern deutlich erhöht [Ka05t],[Fl02t].

Elektronen als auch Ionen werden dadurch abgesaugt.

In Beschleunigerexperimenten kann durch passenden Einsatz der Gate-Ebene der Ionenrückfluss auf 1 %o vermindert werden. Dazu wird das Gate kurz vor der Ankunft der Teilchenpakete im Wechselwirkungspunkt geöffnet. Die übrigen Detektorkomponenten entscheiden nun, ob das Ereignis weiter beobachtet werden soll. Falls das Ereignis als unbrauchbar befunden wird, wird die Gate-Ebene geschlossen und die Daten des Ereignisses verworfen. Wird das Ereignis jedoch weiter beobachtet, schließt sich das Gate erst nach der Zeit, die Elektronen zur Durchquerung der gesamten Kammer benötigen. Da sowohl Elektronen als auch Ionen bei geschlossenem Gate abgesaugt werden, ist darauf zu achten, dass zu Zeitpunkten interessanter Ereignisse das Gate

geöffnet ist und zu den Zeiten, in denen keine Ereignisse stattfinden, das Gate geschlossen ist, da sonst gerade die herandriftenden Elektronen sofort abgesaugt würden.

Die Ionen werden bei diesem Vorgang nicht sofort von der Gate-Ebene neutralisiert. Vielmehr benötigen sie aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeit mehrere Gate-Zyklen, bevor sie einen Draht der Gate-Ebene erreichen. Ihr dabei zurückgelegter Weg ist in Abb. 3.4c) dargestellt.

#### 3.1.2 Gating beim ILC

Die oben beschriebene Gating-Methode wurde bei den meisten in der Vergangenheit benutzten Zeit-Projektionskammern erfolgreich angewendet, da die Zeiten geschlossenen Gates ausreichend lange sein konnten. Beim ILC wird laut TESLA-TDR [An01p] ein Zusammentreffen der Teilchenpakete (*bunch crossing*) alle  $337\text{ ns}$  erwartet, was ein Schließen des Gates nach jedem der *bunch crossings* unmöglich macht. Jedoch besteht ein *train* aus 2820 *bunches* und dauert  $950\ \mu\text{s}$ . Während dieser Zeit driftet ein Ion nur ca.  $0.5\text{ s}$ , wodurch das Gating innerhalb der danach folgenden Totzeit von  $199\text{ ms}$  möglich wäre. Da ein kontinuierlicher Betrieb des Detektors jedoch erwünscht ist und auch die während des *trains* angesammelte Raumladung die folgenden Messungen beeinflussen könnte, werden neue Methoden zur Gasverstärkung wie GEMs [Sa97p] oder Micromegas [Ch96p], die eine intrinsische Unterdrückung des Ionenrückflusses bieten (siehe Kapitel 3.2), angedacht.

#### 3.1.3 Vorzüge von TPCs als Spurdetektor

Um aufzuzeigen, warum eine Zeit-Projektionskammer als Spurdetektor für den ILC geplant ist, werden an dieser Stelle die Vorzüge der Zeit-Projektionskammer gegenüber anderen Spurdetektoren aufgezählt. Die dabei verwendeten Zahlen stammen aus dem TESLA-TDR [Al01p\_1].

- Mit TPCs erreicht man eine sehr gute Impulsauflösung von  $\frac{\sigma_{p_{\text{trans}}}}{p_{\text{trans}}} = 1.5 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{GeV}}$  in einem  $4T$ -Magnetfeld, ermöglicht durch:
  - Exzellente Ortsauflösung in transversaler ( $70\text{--}190\ \mu\text{m}$ ) und longitudinaler ( $\approx 500\ \mu\text{m}$ ) Richtung.
  - Eine hohe Zahl von Spurpunkten ( $\approx 200$ ).
  - Geringe Mehrfachstreuung aufgrund der geringen Materialdichte (nur etwa 3% der Strahlungslänge  $X_0$ ).
- Optimale Möglichkeiten während der Rekonstruktion der Teilchenspur durch:
  - Hohe Effizienz der Teilchenrekonstruktion, ebenfalls durch die hohe Zahl an Spurpunkten ermöglicht.
  - Die echt 3-dimensionale Auslese verringert Zweideutigkeiten während der Rekonstruktion der Teilchenspuren.
  - Gute Zwei-Spurseparation von  $\approx 2\text{ mm}$  in transversaler Richtung.
  - Durch die komplette Ausfüllung des Volumens mit Gas ist fast eine  $4\pi$ -Abdeckung des Detektors möglich.
- Großer Beitrag zur Teilchenidentifikation durch Bestimmung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  mit einer Genauigkeit von  $\approx 4.3\%$ .
- Die gesamte Funktionalität des Detektors ist stabilisiert gegenüber einer Vielzahl von Problemen, ermöglicht durch:

- Exzellente Granularität: Mit 1.5 Millionen Kanälen bei einer Digitalisierungsrate von  $100\text{ MHz}$  erhält man mehr als  $10^9$  sogenannte Voxels (Raumpunkte) von der Auslese-Elektronik.
- Homogenität des Detektors durch eine den Detektor langsam durchströmende, klar definierte Gasmischung.

Jedoch haben Zeit-Projektionskammern auch Nachteile gegenüber anderen Detektortypen, nämlich den bereits genannten Ionenrückfluss und die vergleichsweise lange Driftzeit der Elektronen, wodurch sich mehrere Ereignisse gleichzeitig im Driftvolumen befinden können.

## 3.2 Das Prinzip von GEM-Folien

Im Jahre 1996 entwickelte Fabio Sauli die GEM<sup>1</sup>-Folien. Anfangs sollten sie nur als Vorverstärker für Mikrostreifengasdetektoren (MSGC<sup>2</sup>) dienen [Sa97p]. Sehr bald wurde jedoch die Verstärkung groß genug, sodass die GEM-Folien als einzige Gasverstärkungsstufe eingesetzt werden konnten. Bringt man zwei bis drei dieser Folien hintereinander an, so erreichen sie gemeinsam die für Zeit-Projektionskammern erforderliche Gasverstärkung von  $A = 10^3$  bis  $10^4$  und können zusätzlich den schädlichen Ionenrückfluss fast vollständig verhindern. Heutzutage ist die GEM-Technologie in der Hochenergiephysik etabliert und wird in zahlreichen Experimenten erfolgreich eingesetzt.

In diesem Kapitel sollen der Aufbau und die Funktionsweise von GEM-Folien beschrieben werden, gefolgt von der detaillierten Erläuterung einiger Eigenschaften, sowie problematischer Fragestellungen zu der Funktionalität von GEM-Folien.

### 3.2.1 Aufbau und Funktionsweise

Der prinzipielle Aufbau der GEM-Folien ist recht einfach. Sie bestehen aus einer  $50\ \mu\text{m}$  dicken Kaptonfolie (isolierendes Material), das beidseitig mit einer dünnen Kupferschicht (einige  $\mu\text{m}$ ) bedeckt ist. Durch diese Folie sind in sehr kleinen Abständen Löcher geätzt. Legt man nun zwischen die obere und die untere Kupferschicht eine Spannung von 300 bis 400 V, so entstehen in den GEM-Löchern sehr starke elektrische Felder, die in einem Gasmilieu eine Elektronenvervielfältigung hervorrufen können. Wie in Abb. 3.5 zu erkennen, werden die herandriftenden Elektronen von den Feldlinien fast vollständig in die GEM-Löcher geleitet. Dort erfahren sie in dem starken elektrischen Feld die bereits beschriebene Gasverstärkung (siehe Kapitel 2.2.2) und verlassen die GEM dann in das darunter liegende Gasvolumen. Als nächsten Schritt können sie dann entweder von einer anderen GEM aufgenommen werden oder auf einer Pad-Auslesestruktur landen, von der ihr Signal durch eine ladungsempfindliche Auslese-Elektronik aufgenommen wird.

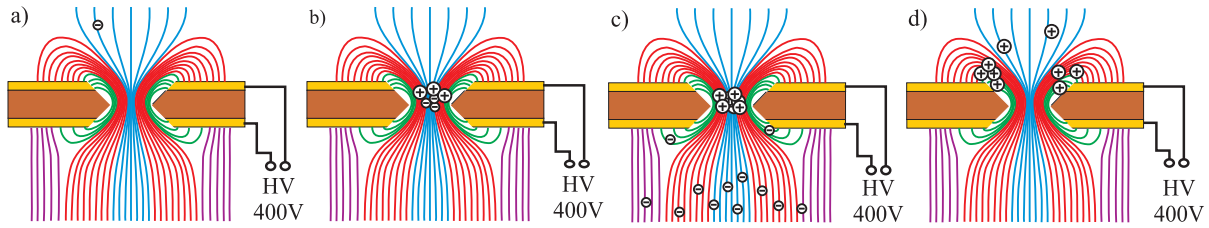
### Gasverstärkung in GEMs

Der Gasverstärkungsfaktor (*Gain*)  $G$  kann für eine einzelne GEM Werte von  $10^1$  bis  $10^3$  annehmen, höhere Gasverstärkungen werden durch Hintereinanderschalten mehrerer GEMs erreicht. In Abb. 3.6a) ist die exponentielle Abhängigkeit der Gasverstärkung einer Doppel-GEM-Struktur von der Summe der angelegten GEM-Spannungen dargestellt. Detaillierte Erklärungen zur Signalformung, über potentielle Elektronenverluste und Herausforderungen bei der Konzeption von GEM-Detektoren finden sich in [Ka04t].

---

<sup>1</sup>Gas Electron Multiplier

<sup>2</sup>Micro Strip Gas Counter

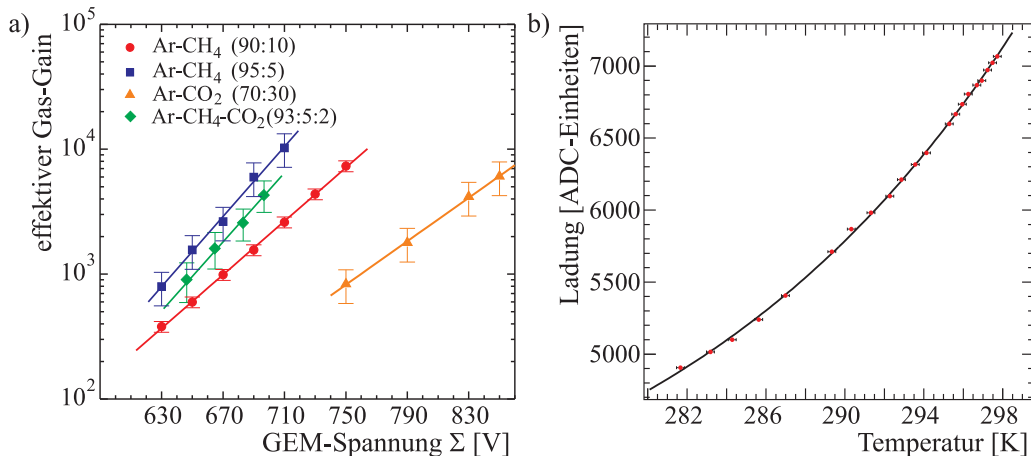


**Abbildung 3.5:** Die Feldlinienkonfiguration in einer GEM und das Prinzip der Gasverstärkung und der Unterdrückung des Ionenrückflusses: a) Ein Elektron wird entlang der Feldlinien in ein GEM-Loch geleitet. b) Die Gasverstärkung findet in der Mitte des GEM-Lochs statt. c) Die Elektronen werden in das unter der GEM befindliche Gasvolumen entlassen, d) während ein großer Teil der rückdriftenden Ionen an der Oberseite der GEM neutralisiert wird [Ka05t].

Abb. 3.6b) zeigt die Temperaturabhängigkeit der Gasverstärkung nach [Le02t] und [Ka05t], in denen für die Gasmischung P10 ( $Ar:CH_4$ -90:10) die exponentielle Abhängigkeit des Gasverstärkungsfaktors  $G$  von der Temperatur  $T$  dargestellt ist:  $G \propto e^{\frac{T-295 K}{35.5 K}}$ . Es folgt also eine Verdopplung der Gasverstärkung alle  $24.6 K$  bei diesem Gas, womit klar ist, dass Temperatureffekte einen großen Einfluss auf die Signalstärke haben und nicht vernachlässigt werden können. Die oben beschriebene Funktion bzw. eine vergleichbare für das entsprechende Gas kann jedoch benutzt werden, um Temperatureffekte aus der effektiven Gasverstärkung herauszurechnen.

Es existiert ebenfalls eine Abhängigkeit des Gasverstärkungsfaktors  $G$  vom Gasdruck  $p$  der Form  $G \propto e^{1/p}$  [Al01p\_2]. Somit gilt insgesamt:

$$G \propto e^{T \cdot E/p} \quad (3.1)$$

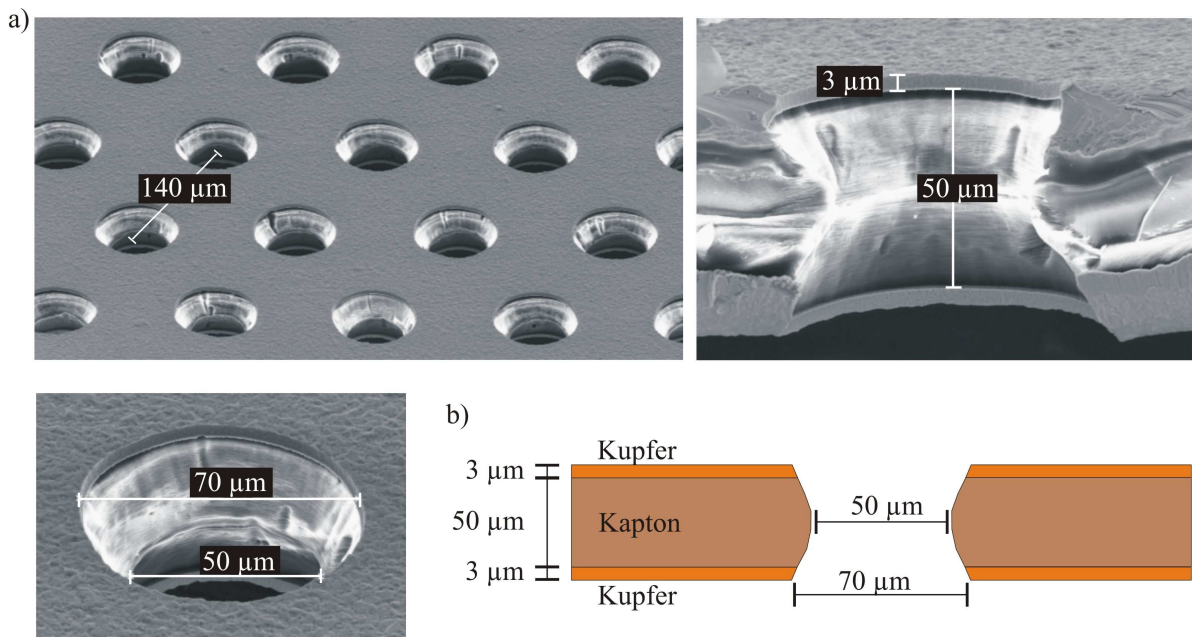


**Abbildung 3.6:** Gasverstärkung in GEM-Folien - exponentielle Abhängigkeit von a) angelegter Spannung [Ka04t] und b) Temperatur [Ka05t].



### Klassifizierung von GEMs

GEMs werden nach Art, Abstand und Breite ihrer Löcher klassifiziert. Man unterscheidet hierbei die Anordnung der Löcher (quadratisch oder hexagonal), den Abstand  $p$  der Lochmittelpunkte, den Durchmesser  $D$  der Löcher in der Kupferschicht, den Durchmesser  $d$  der Löcher in der Kaptonfolie und die Form der Löcher in Seitenansicht (z.B. konisch oder zylindrisch).



**Abbildung 3.7:** a) Bilder einer Standard-GEM mit einem Elektronen-Mikroskop [Ka04t]. b) Schematische Zeichnung einer Standard-GEM mit der Dimensionierung der einzelnen Bestandteile.

Eine Optimierung der GEM-Geometrie bezüglich Funktionalität und Herstellungsprozess resultierte letztendlich in einer sogenannten Standard-GEM mit einer hexagonalen Anordnung von doppelt-konisch geformten Löchern und den folgenden Parametern:

$$\text{Standard-GEM: } 140/70/50 \quad \Rightarrow \quad p = 140 \mu\text{m}, \quad D = 70 \mu\text{m}, \quad d = 50 \mu\text{m} \quad (3.2)$$

In Abb. 3.7 ist die Struktur einer Standard-GEM und deren Klassifizierungsparameter veranschaulicht. Zum genauen Produktionsprozess einer Standard-GEM empfiehlt es sich, in [Ho98t] nachzulesen.

### 3.2.2 Untersuchungen zur Funktionalität von GEMs

In vielen Anwendungen haben GEMs bereits eine Vielzahl von positiven Eigenschaften bewiesen. Eine hervorstechende Eigenschaft von GEM-Detektoren ist die elektrische Isolation der Gasverstärkungsstufe und der Auslesestruktur und damit die Möglichkeit, beide getrennt optimieren zu können. Dies ermöglicht eine große Variationsvielfalt in der Wahl der Auslesegeometrie, wie z.B. standardisierte Pads, Doppellagen aus langen Streifen mit geringem Streifenabstand (*Pitch*) [Co96p] oder auch Silizium-Pixelsensoren [Be04p, Co04p] zur Sammlung der aus den GEMs entlassenen Elektronen.

In den folgenden Unterkapiteln werden weitere Eigenschaften der GEM-Folien, die einen großen Einfluss auf deren Funktionalität haben können, näher beleuchtet.

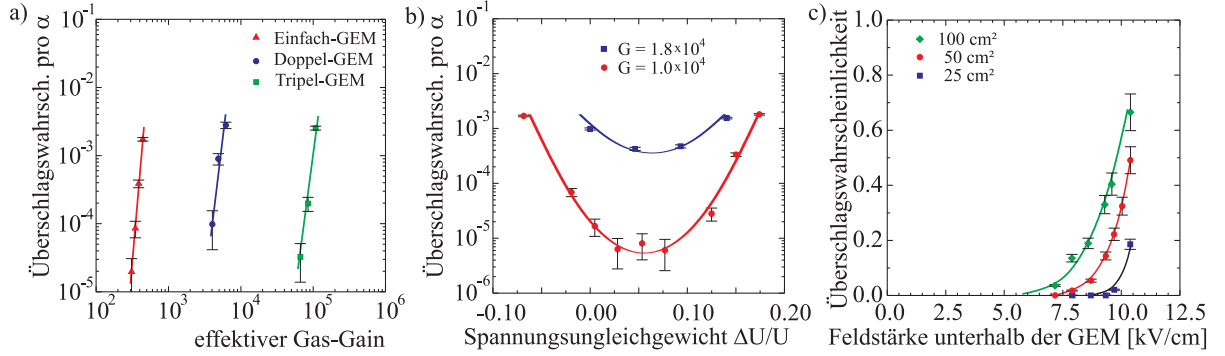
#### Stabilität gegenüber GEM-Entladungen (Discharges)

Ein wichtiger Punkt während der Konzipierung eines Detektors ist dessen elektrische Stabilität und Zuverlässigkeit im Betrieb. So wäre ein zeitlicher Ausfall einer GEM durch Gasentladungen, oder gar deren Verlust, äußerst unerwünscht und sehr problematisch, falls ein Austausch nur durch Demontage des gesamten Detektors möglich ist. Entladungen der GEM können vorkommen, wenn im Detektor eine hohe Teilchendichte herrscht oder wenn ein stark-ionisierendes Teilchen eine große Ladungsmenge an einem Ort deponiert und so durch die erhöhte Ladungsdichte in einem GEM-Loch und die lawinenartige Gasverstärkung eine vollkommene Entladung der GEM-Folien verursacht. Während der Totzeit von einigen *ms* bis zur Wiederaufladung der GEM kann der betroffene Sektor nicht weiter zur Spurrekonstruktion benutzt werden. Außerdem kann während dieser Zeit die bereits erwähnte Unterdrückung des Ionenrückflusses nicht stattfinden, wodurch Ionen in den Driftbereich gelangen können, was zu einer Verschlechterung der Detektoreffizienz führt. Noch schlimmer ist, wenn durch die Entladung oder einen Überschlag auf die Auslesefläche entweder die GEM oder die Elektronik permanent geschädigt wird.

Aus diesem Grund wurden bereits Studien zur Stabilität von GEMs gegenüber Gasentladungen durchgeführt [Ba02p, Ka04t], in denen die  $\alpha$ -Strahlung einer  $^{243}\text{Am}$ -Quelle benutzt wurde, um große Ladungsmengen zu erzeugen und so eventuell Entladungen hervorzurufen, die durch Ladungsmessung auf der Auslesefläche detektiert werden können. In Abb. 3.8a) ist die Wahrscheinlichkeit einer Entladung pro  $\alpha$ -Teilchen über dem effektiven Gain für bis zu drei kaskadierende GEMs aufgetragen. Klar ersichtlich ist die verringerte Wahrscheinlichkeit für einen Doppel- oder Tripel-GEM-Aufbau, da hier die an jeder GEM abfallende Spannung bei gleicher Gesamtverstärkung deutlich verringert ist. Abb. 3.8b) zeigt für einen Doppel-GEM-Aufbau die Abhängigkeit der Durchschlagswahrscheinlichkeit als Funktion des Spannungsungleichgewichtes zwischen oberer und unterer GEM, wobei  $\Delta U = U_{oben} - U_{unten}$  ist. Ein Minimum ist ersichtlich für einen Wert von  $\Delta U/U_{oben} = 5$  bis  $7\%$ , was bedeutet, dass an die obere GEM, die direkt ans Driftvolumen grenzt, eine leicht höhere Spannung angelegt werden sollte als an die untere GEM. In Abb. 3.8c) ist die Wahrscheinlichkeit dargestellt, dass eine Entladung durch das elektrische Feld unterhalb der GEM induziert wird und eventuell auch auf die Auslesefläche durchschlägt. Wie erwartet wird die Überschlagswahrscheinlichkeit erhöht, wenn das elektrische Feld unter der GEM gesteigert wird oder wenn die Fläche der GEM vergrößert und somit die gespeicherte Ladung erhöht wird.

#### Alterung von GEMs (Aging)

Die Schädigung des Detektors und dessen Leistungsfähigkeit durch den Betrieb wird als Alterung oder *Aging* bezeichnet. Die zugrundeliegenden physikalischen und chemischen Prozesse sind meist unklar oder schwer theoretisch zu formulieren. Bei Gasdetektoren unterscheidet man zwischen einer direkten Zerstörung der Elektroden, z.B. durch Überschläge (s.o.), und der Ablagerung von isolierendem Material auf den Elektroden, wozu vor allem das Löschgas, Gasverunreinigungen und ausgasendes Detektormaterial beitragen können. In [Al01p.2] und [Ka04t] wurden sogenannte Aging-Tests mit einer akkumulierten Ladung von  $11.7\text{ mC/mm}^2$  in  $\text{Ar:CO}_2$ -Mischungen durchgeführt und hierbei keine Verluste bei der Ladungssammlung entdeckt. Bei geeigneter Wahl des Gases und einer ausreichenden Reinheit des Gassystems sollten bei GEM-Detektoren keine



**Abbildung 3.8:** Abhängigkeit der GEM-Entladungswahrscheinlichkeit a) vom effektiven Gas-Gain für Einfach-, Doppel- und Tripel-GEM-Aufbau, b) vom Spannungsungleichgewicht  $\Delta U/U$  in einem Doppel-GEM-Aufbau für zwei verschiedene Gasverstärkungen und c) von der Feldstärke unterhalb der GEM für verschiedene GEM-Oberflächen [Ka04t].

derartigen Probleme zu erwarten sein.

### Elektronische Transparenz und Ionenrückfluss

Die optische Transparenz  $\tau$  einer GEM-Folie lässt sich wie folgt berechnen:

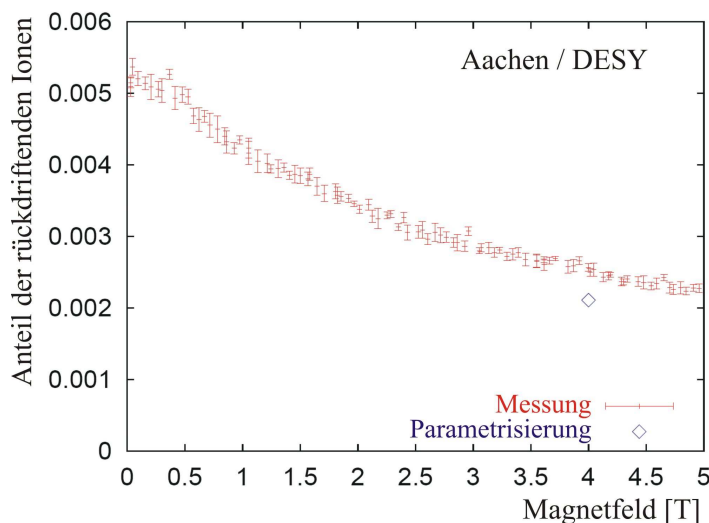
$$\tau = \frac{\pi D^2}{2\sqrt{3} \cdot p^2} \quad (3.3)$$

Für die Benutzung von GEM-Folien in Zeit-Projektionskammern ist jedoch die elektrische Transparenz der GEM-Folien viel bedeutender. Sie ist wie die optische Transparenz abhängig von den geometrischen Größen, aber auch von den elektrischen Feldern oberhalb und unterhalb der GEM-Folie, sowie von den Feldern in den Löchern. Simulationen zeigen, dass die Transparenz für Elektronen steigt, wenn das Feld oberhalb der GEM kleiner gewählt wird als das Feld unterhalb der GEM (Abb. 3.5). Zu erkennen ist das daran, dass in dieser Anordnung weniger Feldlinien aus dem Driftraum an der oberen Kupferschicht enden. Die Transparenz für rückdriftende Ionen jedoch ist in der gleichen Konfiguration deutlich verringert, was man daran sieht, dass ein großer Teil der von unten kommenden Feldlinien auf der Oberseite der GEM endet. Und gerade diese intrinsische Unterdrückung der Ionenrückdrift ist einer der großen Vorteile der GEM-Verstärkung. Der effektive Ionenrückfluss  $F$  berechnet sich wie folgt:

$$F = \frac{\text{Ionen, die ins Gasvolumen oberhalb der GEM entlassen werden}}{\text{Elektronen, die ins Gasvolumen unterhalb der GEM entlassen werden}} = \frac{I_{\text{Kathode}}}{I_{\text{Anode}}} \quad (3.4)$$

Der Wert von  $F$  hängt von sehr vielen Parametern ab, wie den elektrischen Feldern in, ober- und unterhalb der GEM, aber auch von Loch-Geometrie, Gasmischung und magnetischen Feldern. Genaue Betrachtungen zur Elektronensammeleffizienz der GEM und zur Ionenrückdrift finden sich in [Ka04t], [Lu01t] und in [Lo06t].

In [Lo06t] wird eine mögliche Konfiguration der elektrischen Felder in Tripel-GEM-Strukturen zur Minimierung des Ionenrückflusses vorgeschlagen. Der Gain in der untersten GEM sollte am größten gewählt werden, da die dabei erzeugten Ionen noch zwei GEMs oberhalb durchwandern müssen und so die optimale Möglichkeit zu deren Neutralisation gegeben ist. Der Gain der



**Abbildung 3.9:** Effektiver Ionenrückfluss im Magnetfeld bei einem Tripel-GEM-Aufbau mit den im Text beschriebenen optimalen Einstellungen für Minimierung des Ionenrückflusses [Lo06t].

beiden oberen GEMs hingegen hat nur einen geringen Einfluss, da die Zahl der hier erzeugten Ionen klein ist gegenüber den insgesamt erzeugten Elektron-Ion-Paaren. Für die elektrischen Felder zwischen den GEMs wurde ermittelt, dass das Feld zwischen der mittleren und der unteren GEM (*Transferfeld 2*) klein und die Felder zwischen der oberen und der mittleren (*Transferfeld 1*) und unterhalb der unteren GEM (*Induktionsfeld*) möglichst groß gewählt werden sollten. In Abb. 3.9 ist zu sehen, dass damit ein effektiver Ionenrückfluss von  $F = 2\%$  bei einem Magnetfeld von  $B = 4\text{ T}$  erreicht werden kann.

Die Folgerungen zur Verbesserung der Detektorfunktionalität durch Unterdrückung des Ionenrückflusses stehen in starkem Gegensatz zu den für die Gasentladung gefundenen. Je nach Ansprüchen des Detektors muss daher die Feldkonfiguration individuell optimiert werden. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden die GEM-Spannungen meist im Hinblick auf Überschlagsfestigkeit gewählt, um einen stabilen Betrieb zu garantieren.

### 3.3 Zeit-Projektionskammern mit GEM-Technologie

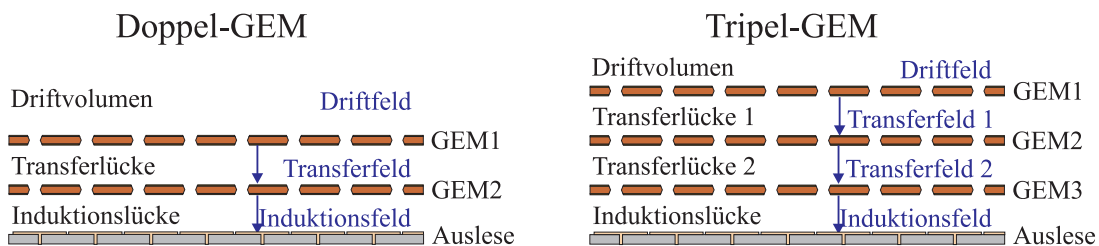
Eine vielversprechende Weiterentwicklung der Zeit-Projektionskammer wurde in den letzten Jahren durch Benutzung der in Kapitel 3.2 beschriebenen GEM-Folien als Gasverstärkungsstufe vorgenommen. Da diese Arbeit mit dem Ziel durchgeführt wurde, die verbesserten Fähigkeiten solcher GEM-TPCs aufzuzeigen und zu quantifizieren, sollen in diesem Kapitel der prinzipielle Aufbau einer GEM-TPC, die Veränderungen im Vergleich zu herkömmlichen TPCs und die zu erwartenden Vorteile des neuen Detektortyps dargestellt werden.

#### 3.3.1 Aufbau einer GEM-TPC

Der Aufbau einer GEM-TPC unterscheidet sich kaum von dem einer herkömmlichen TPC. Anstelle der Drähte werden jedoch die GEMs parallel zur Auslesefläche gespannt. Diese befinden sich im Normalfall wenige Millimeter oberhalb der Auslesefläche und sollten den gesamten akti-

ven Bereich der Kammer abdecken. Drähte zur Feldformung oder zum Gaten werden ebenfalls nicht benötigt, da durch die GEMs die Aufgaben all dieser Drahtebenen intrinsisch erfüllt werden können.

### Konvention der Namensgebung in GEM-Verstärkungsstufen



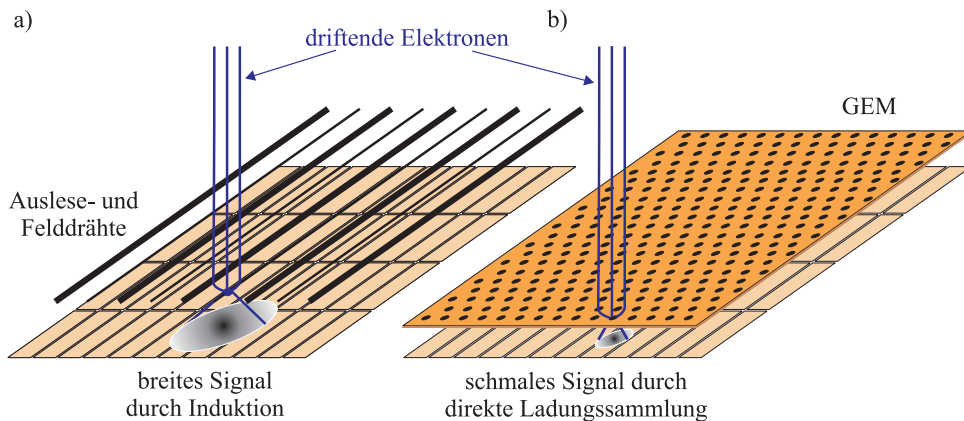
**Abbildung 3.10:** Nomenklatur innerhalb einer Doppel- bzw. Tripel-GEM-Struktur. Die Namensgebung wird von der Seite aus durchnummeriert, von der die Elektronen aus dem Driftbereich ankommen.

Wie bereits mehrfach erwähnt, ist bei dem Aufbau einer TPC mit GEM-Folien als Gasverstärkungsstufe zu erwarten, dass mehrere kaskadierende GEMs zur Gasverstärkung benutzt werden. Zum einen kann man so den erwünschten Gain der Gasverstärkung erreichen ohne einzelne GEMs zu stark zu belasten und Überschläge und Entladungen zu provozieren. Zum anderen ist man so in der Lage, durch die Mehrfachstruktur die elektrischen Felder in der Anordnung so zu wählen, dass die entsprechenden Eigenschaften auf z.B. Minimierung des Ionenrückflusses optimiert werden können. Deswegen soll an dieser Stelle die Nomenklatur der Felder und der GEMs in einer Doppel- bzw. Tripel-GEM-Struktur durch Abb. 3.10 angegeben werden. Dabei erfolgt die Numerierung der GEMs in der Reihenfolge, in der die aus dem Driftvolumen ankommenden Elektronen auf die GEMs treffen. Die elektrischen Felder zwischen zwei GEMs werden Transferfelder genannt, das Feld zwischen unterster GEM und Auslesestruktur heißt Induktionsfeld, da während der Drift der Elektronen in diesem Bereich das Signal auf den Pads induziert wird. Für Anordnungen mit mehr als drei GEMs kann die Nomenklatur entsprechend fortgesetzt werden.

### 3.3.2 Vorzüge von GEM-TPCs

Im Vergleich zu konventionellen TPCs mit Drahtauslese bietet eine GEM-TPC folgende Vorteile:

- Einer der hervorstechendsten Vorteile der Benutzung von GEM-Folien in Zeit-Projektionskammern liegt in der Tatsache, dass GEM-Anordnung und Auslesestruktur nicht direkt miteinander korreliert sind und daher unabhängig voneinander optimiert werden können.
- Durch die intrinsische Unterdrückung des Ionenflusses ist der Einbau und Einsatz von Gating-Drähten unnötig, und der Detektor kann im kontinuierlichen Betrieb arbeiten.
- Der Einsatz von GEM-Folien verbessert die Feldformung innerhalb der Gasverstärkungsstufe und ermöglicht eine verbesserte Ortsauflösung und Spurtrennung in transversaler Richtung:
  - Der geringe Abstand der GEM-Löcher erhöht die Granularität in der Projektion auf die Auslesestruktur um etwa eine Größenordnung.



**Abbildung 3.11:** Vergleich der Signalerzeugung bei GEMs und Drähten: Bei Draht-TPCs wird das Signal von den Ausleседrähnten auf die Pads induziert, wodurch die Signale deutlich breiter sind als bei GEM-TPCs, bei denen das Signal durch direkte Ladungssammlung der gasverstärkten Elektronen erzeugt wird [Ka05t].

- Ebenfalls durch den geringen Abstand der Löcher sind elektrische Feldlinien bis etwa  $100\ \mu\text{m}$  oberhalb und unterhalb der GEM parallel. Dadurch treten nur sehr geringere Beeinflussungen durch  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekte auf, die gerade bei Draht-TPCs zu einer Verschlechterung der transversalen Ortsauflösung geführt haben.
- Die GEM-Anordnung zeigt keine Vorzugsrichtung, wie es bei den gespannten Drähten der Fall ist. Dadurch wird eine Verschlechterung der transversalen Ortsauflösung durch Spuren, deren Richtung nicht senkrecht zur Drahttrichtung zeigt, vermieden.
- Das Signal der GEM-TPC ist deutlich schmaler als das einer Draht-TPC, da das Signal im Wesentlichen durch Ladungssammlung und nicht durch Induktion auf den Pads erzeugt wird (siehe Abb. 3.11). Diese Signalverschmälerung ermöglicht eine deutlich verbesserte Doppelspur-Trennung in transversaler Richtung.
- Auch in longitudinaler Richtung ist eine Verbesserung der Ortsauflösung zu erwarten, da das Signal keinen langen Schwanz durch die langsame Bewegung der bei der Gasverstärkung entstandenen Ionen aufweist. Im Falle der GEMs ist der zurückgelegte Weg der Ionen deutlich kürzer und der Einfluss auf die Signalformung durch die untere Elektrode der untersten GEM abgeschirmt. Die Auflösung wird dadurch im Wesentlichen durch die longitudinale Diffusion und die Geschwindigkeit der Auslese bestimmt.

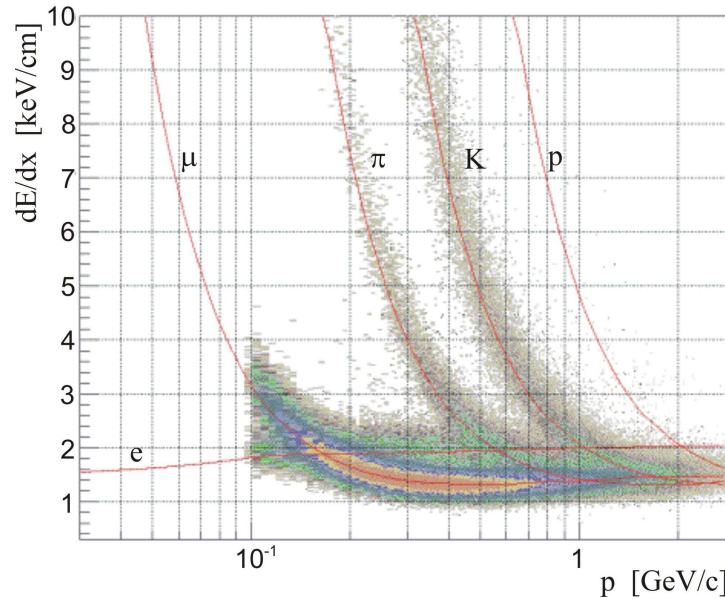
Trotz alledem bleiben noch viele offene Fragen, die geklärt werden müssen, wenn sich die GEM-Technologie in Verbindung mit Zeit-Projektionskammern etablieren will. Einige der Aspekte wurden bereits in Kapitel 3.2 beschrieben, andere betreffen vor allem die Ortsauflösung des Detektors und sollen in dieser Arbeit studiert werden.

## 3.4 Klassifizierung eines HEP-Spurdetektors

Die Güte eines Spurdetektors in Experimenten der Hochenergiephysik (HEP) wird im Wesentlichen charakterisiert durch seine Energie- und Impulsauflösung. Mit Energieauflösung ist in diesem Fall die Genauigkeit der Messung des Energieverlustes pro Wegstrecke  $dE/dx$  durch

Ionisation (siehe Bethe-Bloch-Formel, Kapitel 2.1.1) gemeint. Die Auftragung des Energieverlustes über dem Impuls (nicht über  $\gamma$  wie in Kapitel 2.1.1) ermöglicht eine Identifizierung der Teilchensorte (siehe Abb. 3.12).

Da die Impulsauflösung sehr stark abhängig ist von der Ortsauflösung des Detektors und da die Untersuchung der Ortsauflösung einen großen Teil dieser Arbeit umfasst, wird diese in diesem Kapitel zuerst beschrieben, gefolgt von einer kurzen Herleitung der Impuls- und der Energieauflösung. Am Ende werden die Vorgaben, die für den ILC erreicht werden müssen, erläutert.



**Abbildung 3.12:** Teilchenidentifizierung durch den Energieverlust über Ionisation. Dies ist eine Auftragung des Energieverlustes nach Bethe-Bloch (siehe Kapitel 2.1.1) über dem Impuls. In dieser Auftragung unterscheiden sich die Teilchensorten voneinander und können bei einer geeigneten Auflösung der Messparameter oft eindeutig bestimmt werden. Das Bild stammt vom STAR-Experiment (Brookhaven, USA).

### 3.4.1 Ortsauflösung

In diesem Kapitel sollen theoretische Betrachtungen zur Ortsauflösung vorgenommen werden. Technische Details während der Datenauswertung finden sich in Kapitel 5.3.7, Messergebnisse in Kapitel 8.2.

#### Absolutes theoretisches Limit

Die Ortsauflösung eines Einzelpunktes ist definiert als die Genauigkeit, mit der die Ortskoordinaten dieses Spurpunktes angegeben werden können. Sie ist hauptsächlich bestimmt durch die Zahl der Elektronen  $N_e$ , die zur Bestimmung des Punktes beigetragen haben, und der Gaußschen Breite  $\sigma$ , über die die Elektronen verteilt sind. Man unterscheidet zwischen der longitudinalen Ortsauflösung in Richtung der Feldlinien und der transversalen Ortsauflösung senkrecht zu diesen. Das absolute theoretische Limit der Ortsauflösung  $\sigma_{trans, long}^{sr}$  unter Idealbedingungen sei

somit definiert durch:

$$\sigma_{trans,long}^{sr} = \frac{\sigma_{trans,long}}{\sqrt{N_e}} = \frac{D_{trans,long}}{\sqrt{N_e}} \cdot \sqrt{z_{drift}} \quad (3.5)$$

Hierbei ist die Ortsauflösung  $\sigma^{sr}$  (*sr* steht für das englische *spatial resolution*) nicht zu verwechseln mit der in Kapitel 2.2.1 beschriebenen Cluster-Breite  $\sigma$ . Die Zahl der beitragenden Elektronen wird aus der Pad-Höhe  $H_{pad}$  und der Zahl der Elektronen pro Wegstrecke  $n_{tot}$  (siehe Kapitel 2.1.1) berechnet:  $N_e = n_{tot} \cdot H_{pad}$ . Es existieren jedoch einige Effekte, die indirekt über die effektive Zahl der beitragenden Elektronen oder direkt die mögliche Ortsauflösung limitieren (siehe [Bl93b] und [Ca04p]).

#### Die effektive Elektronenzahl $N_{eff}$

Ein limitierender Effekt für die Ortsauflösung ist, dass nicht alle Elektronen in vollem Umfang zur Bestimmung der Cluster-Position beitragen. Da die während des Ionisationsvorganges erzeugte Punktdichte entlang der Spur (siehe Kapitel 2.1.1) nicht durch die Gesamtzahl der erzeugten Elektronen  $n_{tot}$ , sondern durch die Zahl der primären Elektronen  $n_c$  bestimmt wird, ist es in erster Näherung gerechtfertigt, die effektive Elektronenzahl wie folgt zu modifizieren:  $N_{eff}^0 = n_c \cdot H_{pad}$ . Es folgt also für die theoretisch mögliche Ortsauflösung:

$$\sigma_{trans,long}^{sr} = \frac{D_{trans,long}}{\sqrt{N_{eff}}} \cdot \sqrt{z_{drift}} \quad (3.6)$$

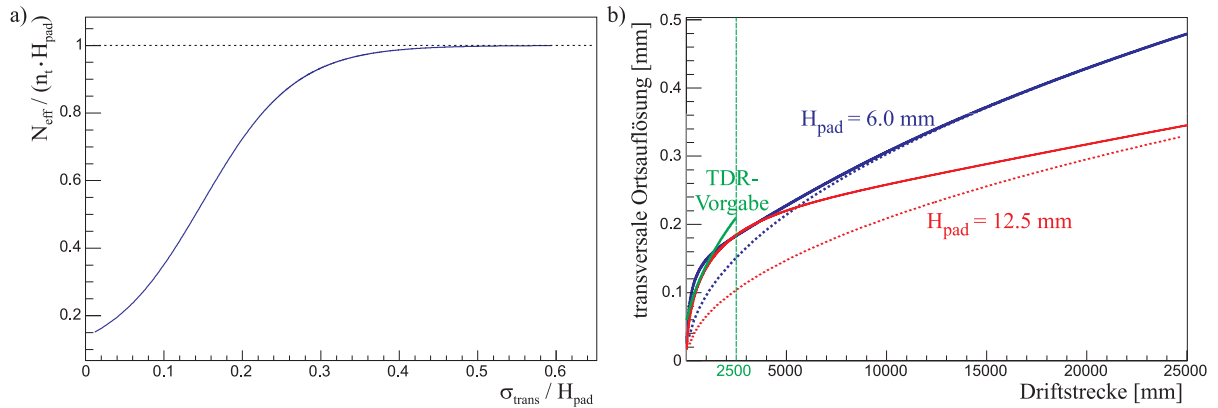
Dabei geht man davon aus, dass sekundär erzeugte Elektronen, die nahezu am gleichen Ort wie das Primär- und alle anderen Sekundärteilchen erzeugt werden, keinen Einfluss auf die Ortsauflösung haben. Dies gilt jedoch nur, solange die Teilchen beieinander bleiben. Durch starke Diffusion kann dieses Kollektiv jedoch auseinanderfallen, speziell wenn Elektronen, die am gleichen Ort erzeugt wurden, auf verschiedenen Pad-Reihen der Auslesestruktur zur Signalgebung beitragen, also wenn gilt:  $\sigma_{trans} = D_{trans} \cdot \sqrt{z_{drift}} \approx H_{pad}$ . Für sehr starke Diffusion sollte die effektive Elektronenzahl dann wieder übergehen in  $N_{eff} = n_{tot} \cdot H_{pad}$ . In Abb. 3.13 ist neben der Entwicklung der effektiven Elektronenzahl in Abhängigkeit des Quotienten  $\sigma_{trans}/H_{pad}$  auch dessen theoretischer Einfluss auf die transversale Ortsauflösung  $\sigma_{trans}^{sr}$  graphisch dargestellt. Da bisher nur Messungen für Draht-TPCs durchgeführt wurden, dort aber noch weitere Effekte auftreten (siehe [Bl93b]), wurde an dieser Stelle für  $N_{eff}$  eine Funktion benutzt, die das Verhalten näherungsweise beschreiben sollte. Genauere Messungen hierzu sind ein Teil dieser Arbeit und werden in Kapitel 8.2.3 dargestellt.

#### Effekte durch geneigte Spuren

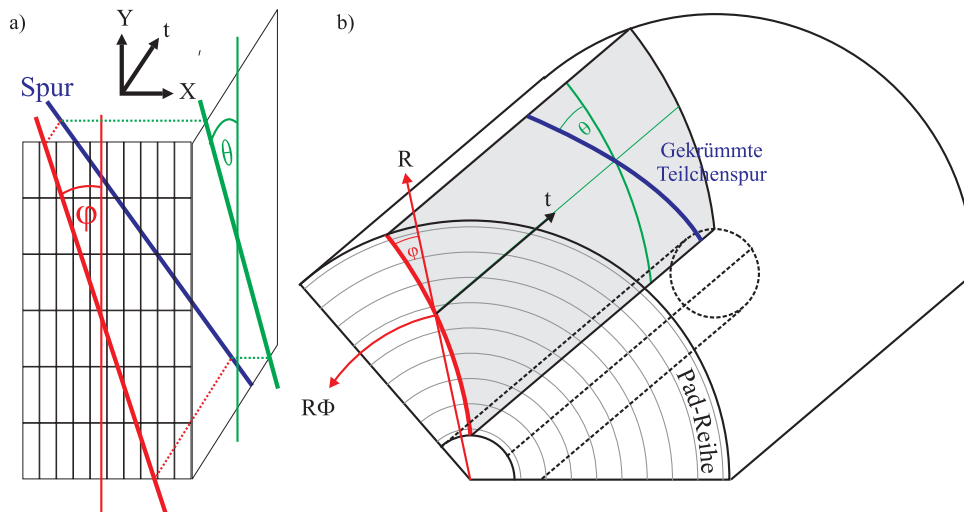
Eine starke Verschlechterung der Auflösung tritt auf, wenn die Spuren eine Neigung gegenüber der Vorzugsrichtung (Y-Richtung) haben. Einen Einfluss haben hierbei die Inklinationen  $\varphi$  der Spuren in der XY-Projektion und  $\theta$  in der ZY-Projektion, wobei in einer radialorientierten Auslesestruktur die Y-Richtung durch die Radialrichtung  $R$  und die X-Richtung durch die Tangentialrichtung  $R\Phi$  ersetzt wird. In Abb. 3.14 sind für beide Fälle die Definitionen der Inklinationen dargestellt. Im Folgenden wird die weitere Erklärung der Modifikationen nur noch für den Fall der transversalen Ortsauflösung vorgeführt und auf die longitudinale Ortsauflösung übertragen.

Auf der einen Seite wird die Zahl der effektiven Elektronenzahl pro Pad-Reihe erhöht, und zwar um den Faktor  $1/(\cos\varphi \cos\theta)$ ; man erhält also  $N_{eff}(\varphi, \theta) = N_{eff}^0/(\cos\varphi \cos\theta)$ . Auf





**Abbildung 3.13:** a) Die effektive Elektronenzahl als Beitrag zur Ortsauflösung. Für starke Diffusion steigt der Wert an, bis er im Grenzwert  $N_{eff}^0 = n_{tot} \cdot H_{pad}$  erreicht. b) Die transversale Ortsauflösung unter dem Einfluss der variablen Ortsauflösung in Abhängigkeit der Driftstrecke für die zwei in dieser Arbeit verwendeten Pad-Höhen, gemeinsam mit deren absoluten theoretischen Limit (gestrichelte Linien). Im Bereich des geplanten ILC-Detektors ( $z_{drift} < 250$  cm) ist der theoretische Unterschied der beiden nicht sehr groß. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Kurve für die ILC-Vorgaben laut TESLA-TDR [Al01p\_1], die im Wesentlichen eingehalten werden können.



**Abbildung 3.14:** Projektionen der Teilchenspur für a) eine quadratische und b) eine radialorientierte Auslesestruktur. Die Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  sind in die Bilder eingetragen.

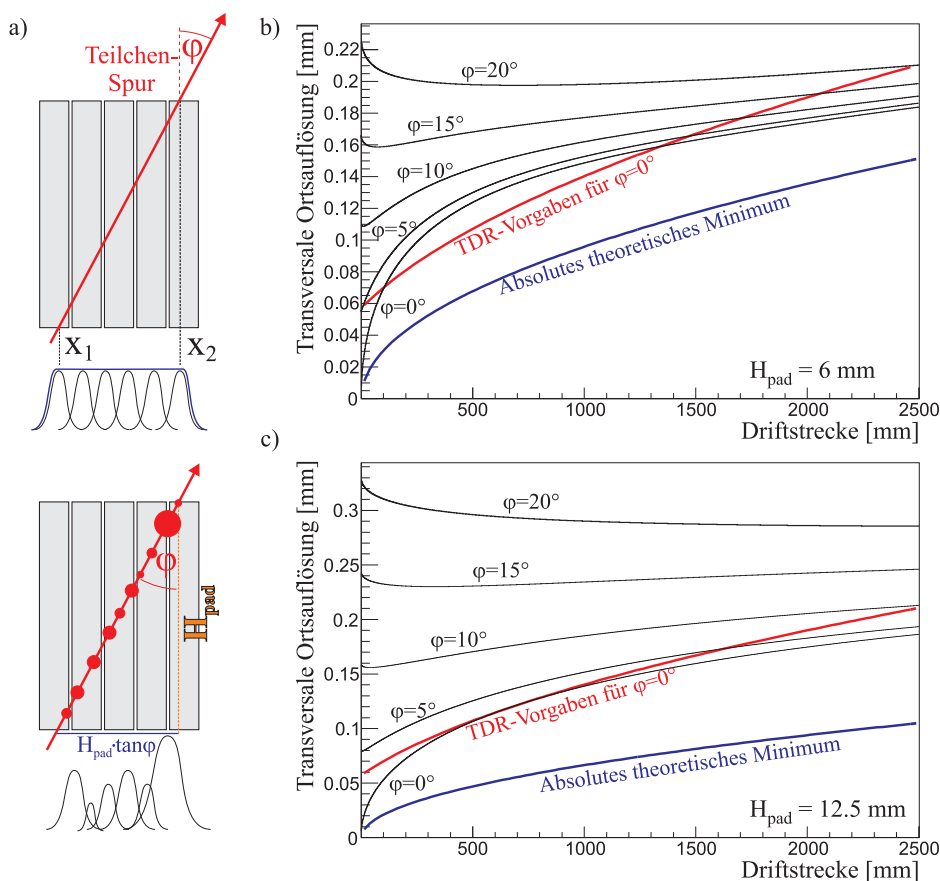
der anderen Seite wird die Ortsauflösung jedoch dadurch verschlechtert, dass die unregelmäßige Elektronenverteilung entlang der Spur eine fehlerhafte Spurpunkt-Bestimmung zur Folge haben kann (siehe Abb. 3.15a). Die Ungenauigkeit innerhalb einer Breite von  $H_{pad} \cdot \tan \varphi$  hat zur Folge, dass die Ungenauigkeit der Cluster-Position durch die Diffusion für die Ortsauflösung noch durch

den Term  $(H_{pad} \cdot \tan \varphi) / \sqrt{12}$  erweitert werden muss:

$$(\sigma_{trans}^{sr})^2 = \frac{D_{trans}^2 \cdot z_{drift}}{N_{eff}(\varphi, \theta)} + \frac{H_{pad}^2}{12 \cdot N_{eff}^*(\varphi, \theta)} \cdot \tan^2 \varphi \quad (3.7)$$

$$(\sigma_{long}^{sr})^2 = \frac{D_{long}^2 \cdot z_{drift}}{N_{eff}(\varphi, \theta)} + \frac{H_{pad}^2}{12 \cdot N_{eff}^*(\varphi, \theta)} \cdot \tan^2 \theta \quad (3.8)$$

Bei den angegebenen Gleichungen ist eventuell zwischen den Werten  $N_{eff}$  und  $N_{eff}^*$  zu unterscheiden. In Abb. 3.15b) und c) ist für  $N_{eff} = N_{eff}^*$  der Einfluss des Effekts auf die transversale Ortsauflösung dargestellt. Für verschiedene Inklinationen  $\varphi$  ist die Ortsauflösung über der Driftstrecke aufgetragen. Man erkennt die starke Abhängigkeit von  $\varphi$  vor allem für lange Pads mit großer Pad-Höhe  $H_{pad}$ .



**Abbildung 3.15:** a) Der Effekt geneigter Spuren auf die Ortsauflösung beruht auf einer Unbestimmtheit des Spurpunktes entlang der Breite  $H_{pad} \cdot \tan \varphi$ , da die Cluster-Position durch die unregelmäßige Elektronenverteilung entlang der Spur deutlich von der Position der eigentlichen Spur abweichen kann. Gezeigt ist oben der Fall einer Gleichverteilung der Ladung entlang der Spur und unten eine realistischere Verteilung mit unterschiedlich großen Elektronen-Clustern [Ka05t]. b) Hier ein Bild der Auflösung verschiedener  $\varphi$  über der Driftstrecke für 12.5 mm. c) Hier ein Bild der Auflösung verschiedener  $\varphi$  über der Driftstrecke für 6 mm.

### Limitierung durch die Pad-Breite

Ein weiterer Effekt in Bezug auf die transversale Ortsauflösung steht in Zusammenhang mit der Breite der Pads  $W_{pads}$  und kann einen sehr starken Einfluss auf die Ortsauflösung haben. Wenn die Cluster-Breite im Vergleich zur Pad-Breite so klein ist, dass nur ein Pad getroffen wird, so verschlechtert sich die Ortsauflösung auf den Wert  $\sigma_{trans}^{sr}(1 \text{ Pad}) = W_{pad}/\sqrt{12}$ . Mit steigender Cluster-Breite verringert sich dieser Effekt und wird vernachlässigbar, wenn eine größere Zahl von Pads getroffen wird. Eine Quantifizierung dieses Effektes für typische Cluster-Breiten ist schwierig, jedoch bleibt festzuhalten, dass dieser Effekt nicht wie die oben beschriebenen Effekte von der primären Cluster-Breite abhängt, sondern von der absoluten Cluster-Breite auf den Pads, die z.B. durch den Gasverstärkungsbereich künstlich verbreitert werden kann.

### Der Beitrag durch das Rauschverhalten der Elektronik

Der Einfluss des elektronischen Rauschens durch die Auslese-Elektronik auf die Ortsauflösung ist vor allem bei geringer Gasverstärkung sehr bedeutend. Ist die Signalstärke nur in der Größenordnung des Rauschens, so divergiert die Ortsauflösung. Wird die Gasverstärkung erhöht, so konvergiert die Ortsauflösung gegen den oben berechneten Wert. Der genaue Verlauf der Ortsauflösung in Abhängigkeit der Signalstärke und des Rauschens ist eine der Aufgaben dieser Arbeit und wird in Kapitel 8.2.1 beschrieben.

### Der Beitrag der GEM-Gasverstärkungsstufe

Die Gasverstärkungsstufe liefert mehrere Beiträge zur theoretischen Ortsauflösung: Der erste Beitrag kommt von der zusätzlichen Verbreiterung des Signals nach jeder GEM-Verstärkung durch Diffusion:

$$\sigma_{trans,long}^{sr,gap} = \frac{D_{trans,long}^{gap}}{\sqrt{N_{eff} \cdot G}} \cdot \sqrt{z_{gap}} \quad (3.9)$$

Der Beitrag zur transversalen Ortsauflösung unterhalb der ersten GEM berechnet sich beispielhaft mit  $D_{trans}^{gap} = 10 \cdot D_{trans}$ , einer Verstärkung  $G = 80$  und  $z_{gap} = 2 \text{ mm} = \frac{1}{500} \cdot z_{drift}$  zu  $\sigma_{trans}^{sr,gap} = \frac{1}{20} \cdot \sigma_{trans}^{sr}$ . Damit ist der Beitrag gerade bei quadratischer Addition der Einzelbeiträge mit einem Anteil von nur 1.25% von geringer Bedeutung und bestenfalls bei kleinen Gasverstärkungen von Interesse. Der Beitrag unterhalb aller weiteren GEMs wird durch einen deutlich höheren Gasverstärkungsfaktor  $G$  in jedem Fall verschwindend klein.

Der zweite Beitrag ist ebenfalls mit der Gasverstärkung verknüpft und wird benutzt, um den Beitrag des elektronischen Rauschens (s.o.) zu verringern.

Der dritte Beitrag ist ebenfalls nur dazu gedacht, einen der anderen Beiträge zu unterdrücken, und zwar den der Limitierung durch die Pad-Breite. Durch die Diffusion in der Gasverstärkungsstufe wird eine künstliche Cluster-Verbreiterung erzeugt, die den oben beschriebenen Effekt kompensieren kann. Gerade ein großer Abstand zwischen unterster GEM und Ausseplatte (*induction gap*), der keinen negativen Einfluss mehr durch die Diffusion hat, kann sich sehr positiv auf die Ortsauflösung auswirken. Näheres zu diesem Thema wird in Kapitel 5.3.1 dargestellt.

### 3.4.2 Impulsauflösung

Nach den eingehenden Betrachtungen zur Ortsauflösung eines Detektors, wird nun die Größe behandelt, die von physikalischer Relevanz für die Teilchenphysik ist, und zwar die Impulsauflösung. In einem angelegten Magnetfeld  $\vec{B} = (0, 0, B)$  kann der transversale Anteil des Impulses geladener Teilchen bestimmt werden. Die Trajektorie geladener Teilchen in Projektion senkrecht zum Magnetfeld wird durch die Lorentzkraft  $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}$  auf eine Kreisbahn gezwungen, der Transversalimpuls  $p_{trans}$  berechnet sich aus dem Radius  $r$  dieser Kreisbahn durch:

$$p_{trans} = qBr \quad (3.10)$$

#### Berechnung der Impulsauflösung nach der Sagitta-Methode

Zur Berechnung der Genauigkeit des berechneten Transversalimpulses  $p_{trans}$  ist die sogenannte Sagitta-Methode sehr nützlich, die gerade bei Spuren mit großem Impuls, sprich mit geringer Krümmung sehr gut funktioniert. Die Sagitta  $s$  ist wie in Abb. 3.16 dargestellt definiert:

$$s = r - r \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (3.11)$$

Als Näherung für Ablenkwinkel  $\alpha \approx 90^\circ$  erhält man mit der Länge  $L$  der ungekrümmten Teilchenspur:  $s = r \frac{\alpha^2}{8}$ , ebenso  $\alpha = \frac{L}{r}$ . Damit erhält man für die Impulsauflösung  $\sigma_{p_{trans}}$ :

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}} = \frac{\sigma_r}{r} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{8 p_{trans} \sigma_s}{qBL^2} \quad (3.12)$$

Der Fehler  $\sigma_s$  aus der Sagitta-Methode hat zwei Hauptanteile: den Beitrag der Vielfachstreuung und den Beitrag der Ortsauflösung, die sich quadratisch addieren. Andere Beiträge wie der Einfluss von Feldinhomogenitäten lassen sich bei guter Planung und sorgfältigem Zusammenbau des Detektors meist vernachlässigen.

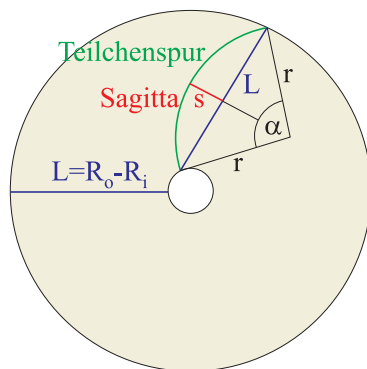


Abbildung 3.16: Impulsauflösung nach der Sagitta-Methode

#### Der Beitrag der Vielfachstreuung zur Impulsauflösung

Wird durch einen Stoßprozess sehr viel Energie auf ein Atom des Mediums übertragen, so hat dies auch eine leichte Richtungsänderung des ionisierenden Teilchens zur Folge. Dies kann durch eine Modifikation des Ablenkwinkels  $\alpha$  beschrieben werden, wobei sich der Hauptbeitrag zur

Impulsauflösung durch Vielfachstreuung (*multiple scattering, ms*) nach [We02b] wie folgt beschreiben lässt:

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}} \Big|_{ms} = \frac{13.6 \cdot 10^{-3}}{0.3BL\beta} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \left( 1 + 0.038 \ln \left( \frac{L}{X_0} \right) \right) \quad (3.13)$$

Diese Formel gilt für  $B$  in  $T$ ,  $L$  und Strahlungslänge  $X_0$  in  $m$ .

### Der Beitrag der Ortsauflösung zur Impulsauflösung

Der Einfluss der Ortsauflösung auf die Impulsauflösung lässt sich mit der Gluckstern-Gleichung beschreiben [Gl63p]. Diese liefert den Zusammenhang zwischen der Ortsauflösung  $\sigma_{trans}$  und dem Fehler der Sagitta  $\sigma_s$  für eine Spur von  $N$  Messpunkten:

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot \frac{\sigma_{trans}}{8} \quad (3.14)$$

Dadurch erhält man als Beitrag der Ortsauflösung zur Impulsauflösung Folgendes:

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}^2} \Big|_{sr} = \sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot \frac{\sigma_{trans}}{0.3BL^2} \quad (3.15)$$

Diese Formel gilt für  $B$  in  $T$ ,  $L$  in  $m$  und  $p_{trans}$  in  $GeV/c$ . Zu beachten ist hierbei, dass  $p_{trans}$  im Nenner quadratisch vorkommt, d.h. dass die Impulsauflösung für diesen Beitrag vom Transversalimpuls abhängt.

### Experimentelle Bestimmung der Impulsauflösung

Allgemein lässt sich die Impulsauflösung experimentell aus der Breite  $\sigma_\kappa$  der Verteilung der Spurkrümmung  $\kappa$  ermitteln:

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}^2} \Big|_{exp} = \frac{eB\sigma_r}{(eBr)^2} = \frac{1}{eB} \frac{\sigma_r}{r^2} = \frac{\sigma_\kappa}{eB} \quad (3.16)$$

#### 3.4.3 Energieauflösung bei geringer Energiedeposition

Wie bereits erwähnt ist zu einer Teilchenidentifikation und -separation neben der Kenntnis des Impulses noch die des Energieverlustes pro Wegstrecke  $dE/dx$  des ionisierenden Teilchens notwendig.

Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, folgt der Energieverlust ionisierender Teilchen für dünne Absorberdicken einer Landau-Verteilung. Der Schwanz der Verteilung für große Energiedeposition, erzeugt durch Fluktuationen der Flugstrecke und der Zahl der erzeugten Elektronen via  $\delta$ -Elektronen, beeinflusst stark die Genauigkeit einer Energiemessung. Als Ausweg wird eine Methode benutzt, die nur einen bestimmten Anteil der  $N$  Segmente der Energiemessung zur Bestimmung von  $dE/dx$  benutzt, und zwar die Methode des “*truncated mean*”.

#### Die “truncated mean” - Methode

Es werden ein oberer Schnitt  $c_{upper}$  und ein unterer Schnitt  $c_{lower}$  definiert. Bei der Summation der pro Pad-Reihe deponierten Energie, werden dann die Pad-Reihen ausgelassen, deren Werte

relativ gesehen entweder zu den  $c_{lower}$  kleinsten oder zu den  $(1 - c_{upper})$  größten Energiedepositionen gehören. Die übrigen Werte  $E_{pad}$  der Pad-Reihen werden dann addiert und durch die Summe der benutzten Pad-Längen  $H_{pad}$ , korrigiert durch die jeweiligen Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$ , dividiert:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\sum_{c_{lower}}^{c_{upper}} E_{pad}}{\sum_{c_{lower}}^{c_{upper}} H_{pad} / (\cos \varphi_{pad} \cos \theta_{pad})} \quad (3.17)$$

Die Energieauflösung, die man damit erreichen kann, ist nach [Al80p] wie folgt von der Zahl der Segmente  $N$  und den Segmentlängen  $l = H_{pad} / (\cos \varphi \cos \theta)$  abhängig:

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = \frac{0.96}{2.35} \cdot N^{-0.46} \cdot l^{-0.32} \quad (3.18)$$

$l$  wird dabei in  $cm$  angegeben. Bei vorgegebener Gesamtlänge  $L = N \cdot l$  erhält man somit als Wert der Energieauflösung in Abhängigkeit der Segmentlänge  $l$ :

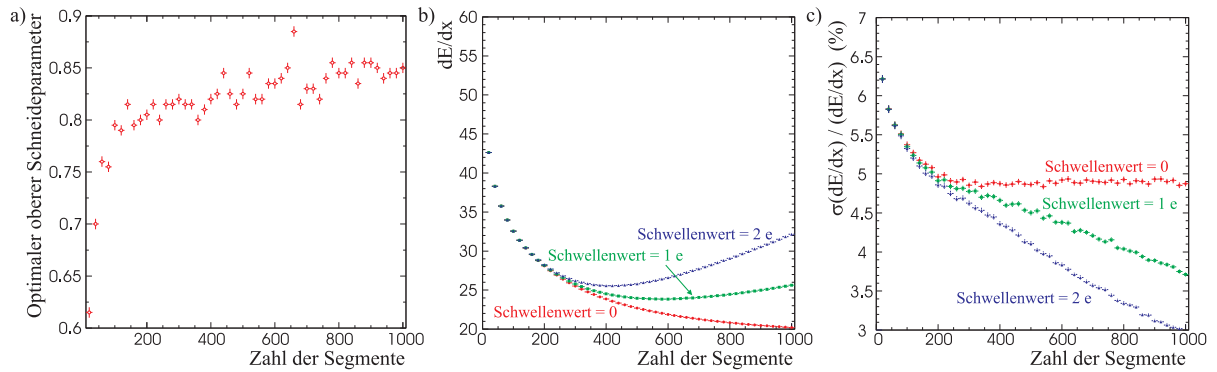
$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = \frac{0.96}{2.35 L^{0.46}} \cdot l^{0.14} \quad (3.19)$$

Das bedeutet, dass die Energieauflösung immer besser wird, je kleiner man die Segmente wählt. Jedoch bestehen noch weitere Beeinflussungen des messbaren Energieverlustes, die im nächsten Unterkapitel beschrieben werden.

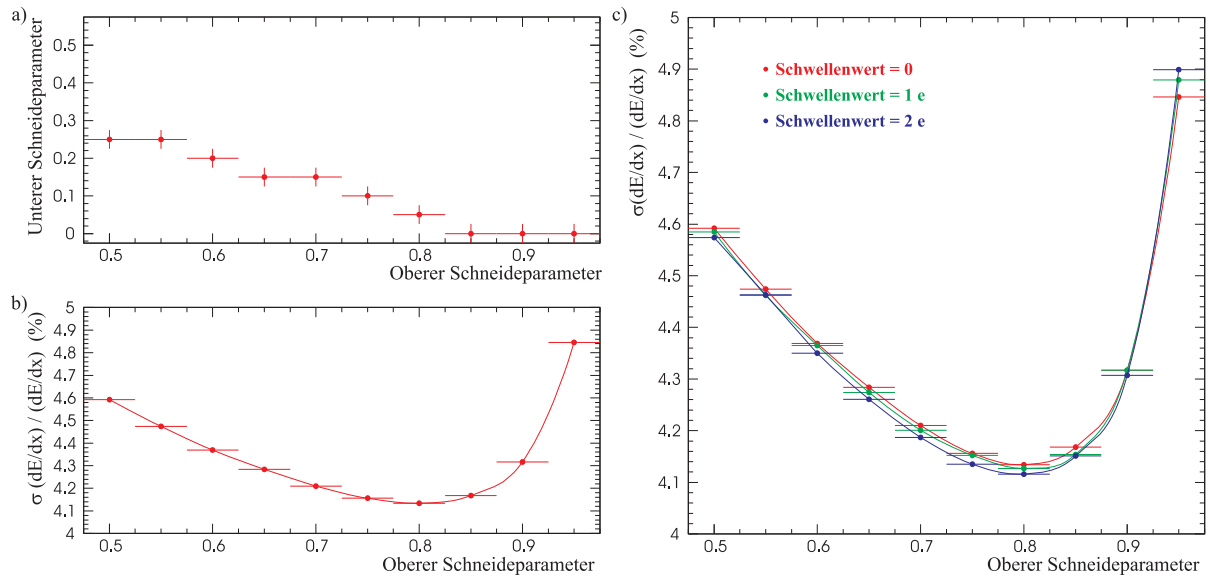
#### **Einfluss der Schnitte, der Zahl der Segmente $N$ und des Rauschens**

Betrachtet man eine TPC, wie sie laut dem TESLA-TDR [Al01p\_1] vorgesehen ist, so erhält man aus der Differenz des äußeren Radius  $R_o$  und des inneren Radius  $R_i$  der Kammer die Flugstrecke  $L$  senkrecht aus dem Wechselwirkungspunkt wegfliegender Teilchen (mit  $\theta = 0$ ):  $L = R_o - R_i = 161.8 \text{ cm} - 36.2 \text{ cm} = 125.6 \text{ cm}$ . Hält man diesen Wert konstant, variiert aber die Zahl der Segmente  $N$  und somit die Segmentlänge  $l$ , sodass  $L = N \cdot l$  gilt, so erhält man nach [Gr01p] bei Nichtanwenden des unteren Schneideparameters  $c_{lower}$  für den optimalen oberen Schneideparameter  $c_{upper}$  im Hinblick auf die Energieauflösung das in Abb. 3.17a) dargestellte Schaubild. Man sieht, dass optimale Werte von  $c_{upper}$  bei Werten zwischen 0.8 und 0.85 liegen. In den Abb. 3.17b) und c) sind der Energieverlust  $dE/dx$  und dessen Auflösung für einen oberen Schneideparameter  $c_{upper} = 0.7$  in Abhängigkeit des Rauschens dargestellt. Dabei wurde der Schwellenwert (*Threshold*) der Elektronik jeweils so gelegt, dass pro Segment mehr als die jeweilige Zahl von ankommenden Primärelektronen erreicht werden muss. Außerdem wurden nur die Segmente aufaddiert, die auch ein Signal aufweisen. Dadurch erhält man ein interessantes Ergebnis: Sowohl der gemessene Energieverlust, als auch dessen Auflösung verbessern sich für höhere Werte von  $N$  und höhere Schwellenwerte. Jedoch ist eine Stabilität der Messung bei veränderlichem Schwellenwert der Elektronik, d.h. bei Schwankungen des Rauschens, ab einem Wert von  $N = 250$  nicht mehr gegeben. Deshalb ist es sinnvoll, diesen Wert nicht zu überschreiten. Im TESLA-TDR wurden deshalb  $N \approx 210$  und  $l = 0.6 \text{ cm}$  für die Pad-Abmessungen vorgeschlagen.

Hält man nun die Segmentlänge  $l = 0.6 \text{ cm}$  fest und macht weitere Untersuchungen für einen unteren Schnittparameter  $c_{lower}$ , so erhält man nach Abb. 3.18a) den auf Energieauflösung optimierten unteren Schnittparameter  $c_{lower}$  in Abhängigkeit des oberen Schnittparameters. Abb. 3.18b) zeigt dann die zugehörige optimale Energieauflösung in Abhängigkeit von  $c_{upper}$ , bei der folgende optimale Schnittparameter ersichtlich werden:  $c_{upper} = 0.8$  und  $c_{lower} = 0.05$ .



**Abbildung 3.17:** a) Optimaler oberer Schneideparameter  $c_{upper}$  als Funktion der Zahl der Segmente  $N$  bei  $c_{lower} = 0$ . b) Energieverlust pro Wegstrecke  $dE/dx$  als Funktion von  $N$  und Schwellenwert. c) Energieauflösung als Funktion von  $N$  und Schwellenwert. In b) und c) ist jeweils eine Verbesserung für höhere Werte von  $N$  und höhere Schwellenwerte erkennbar. Jedoch ist eine Stabilität bei Schwankungen des Rauschens nicht gewährleistet. Es sollte also ein Wert von  $N < 250$  gewählt werden [Gr01p].



**Abbildung 3.18:** a) Optimaler unterer Schneideparameter  $c_{lower}$  als Funktion des oberen Schneideparameters  $c_{upper}$ . b) Der zugehörige Wert der optimierten Energieauflösung als Funktion von  $c_{upper}$ . c) zeigt die relative Unabhängigkeit der Energieauflösung von dem Schwellenwert der Elektronik bei Anwendung der optimalen Schnitte [Gr01p].

Abb. 3.18c) schließlich zeigt, dass die gewählten Einstellungen gegenüber Einstellungen des Schwellenwertes unempfindlich sind.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass aus der Sicht der Energieauflösung eine Pad-Höhe von  $H_{pad} = 6 \text{ mm}$  optimal erscheint. Für ein tieferes Verständnis der hier beschriebenen Zusammenhänge empfiehlt es sich, [Gr01p] zu studieren. Die Energieauflösung kleinerer Detek-

toren und die mögliche Extrapolierbarkeit auf einen Detektor wie die ILC-TPC ist ebenso ein sehr interessantes Thema und gehört zu den Aufgaben dieser Arbeit (siehe Kapitel 8.3).

### 3.4.4 Energieauflösung bei vollständiger Energiedeposition

Eine leicht abweichende Definition der Energieauflösung ergibt sich, wenn die vollständige Energie des Teilchens innerhalb des Detektors deponiert wird. Dies ist z.B. bei Photonen der Fall, wenn diese per Photoeffekt innerhalb der Kammer konvertieren. Die Energieauflösung in einem solchen Fall ergibt sich aus Messung einer großen Zahl von Ereignissen mit gleichen Voraussetzungen. Aus der Verteilung der gemessenen Energie lässt sich aus der Position  $E$  und der Gaußschen Breite  $\sigma_E$  des Peaks die Energieauflösung  $\sigma_E/E$  berechnen. Die natürliche Energieauflösung für den Fall der Konversion von Photonen lässt sich durch die Zahl der beim Prozess erzeugten Elektronen  $N_{tot}$  und den sogenannten Fano-Faktor  $F$  [Fa47p] beschreiben:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_{tot}}} = \sqrt{\frac{F \cdot W}{E_{tot}}} \quad (3.20)$$

Dabei entspricht  $E_{tot}$  der gesamten bei dem Prozess deponierten Energie und  $W$  der mittleren Energie, die benötigt wird, um ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen (siehe Tabelle 2.1). Der Fano-Faktor für Argon hat beispielsweise den Wert  $F = 0.2$ . Die natürliche Energieauflösung der Reaktion wird aber von der Energieauflösung des Detektors überlagert.

### 3.4.5 Anforderungen an die TPC am ILC

Das anspruchsvolle Physik-Programm, das mit dem ILC durchgeführt werden soll, stellt hohe Ansprüche an sämtliche Detektor-Komponenten. Damit sich die TPC als Spurdetektor bewähren kann, muss sie in der Lage sein, den an sie gestellten Anforderungen zu genügen. Die Anforderungen sind im TESLA-TDR [Al01p\_1] aufgeführt. Im Folgenden werden diese mit dem Index ILC,req (von englisch *requirement*) bezeichnet. Desweiteren werden in diesem Kapitel die theoretischen Werte aufgeführt, die nach den Betrachtungen aus den vorherigen Kapiteln für eine TPC mit den Abmessungen der ILC-TPC laut TESLA-TDR möglich sind. Dabei werden die Werte  $B = 4T$ ,  $L = R_o - R_i = 1.256m$ ,  $N = 200$ , und  $X_0 = 124m$  benutzt und die berechneten Werte mit dem Index ILC,theo versehen. Ebenso wird der in dieser Arbeit benutzte Karlsruher TPC-Prototyp (siehe Kapitel 4) aufgeführt und mit dem Index KA,theo versehen. Die benutzten Werte sind hierbei  $B = 4T$ ,  $L = 0.1m$ ,  $N = 8$ ,  $H_{pad} = 12.5mm$ , und  $X_0 = 124m$ .

### Anforderungen an die Impulsauflösung

Bei der Anforderung an die Impulsauflösung wird die Kammer in zwei Bereiche gegliedert. Im ersten Bereich mit  $\cos(90 - \theta) < 0.75$  haben noch alle Spuren die Möglichkeit, die volle Zahl an Spurpunkten zu erzeugen, während für den Bereich mit flachen Spuren, in dem die Spuren eine verminderte Zahl an Spurpunkten erzeugen, nur ein Orientierungswert für  $\cos(90 - \theta) \approx 0.90$  gegeben wird. Zu beachten ist bei diesen Angaben, dass die Definitionen von  $\theta$  in dieser Arbeit und im TESLA-TDR unterschiedlich gewählt wurden. Bei der Berechnung der theoretischen Werte wurden für die ILC-TPC eine Ortsauflösung  $\sigma_{trans} = 2 \cdot 10^{-4}m$  (für  $2m$  Driftstrecke) und für die Karlsruher TPC  $\sigma_{trans} = 0.9 \cdot 10^{-4}m$  (für  $0.23m$  Driftstrecke) benutzt:

$$\left. \frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}} \right|_{\text{ILC,req}} (\cos(90 - \theta) < 0.75) = 1.4 \cdot 10^{-4} (GeV/c)^{-1} \quad (3.21)$$



$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}^2} \Big|_{\text{ILC,req}} (\cos(90 - \theta) \approx 0.90) = 3.2 \cdot 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (3.22)$$

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}^2} \Big|_{\text{ILC,theo,sr}} = 2 \cdot 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (3.23)$$

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}} \Big|_{\text{ILC,theo,ms}} = 7.5 \cdot 10^{-4} \quad (3.24)$$

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}^2} \Big|_{\text{KA,theo,sr}} (\sigma_{trans} = 2 \cdot 10^{-4} \text{m}) = 5.8 \cdot 10^{-2} (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (3.25)$$

$$\frac{\sigma_{p_{trans}}}{p_{trans}} \Big|_{\text{KA,theo,ms}} (\sigma_{trans} = 0.9 \cdot 10^{-4} \text{m}) = 1.7 \cdot 10^{-3} \quad (3.26)$$

Für typische Teilchenenergien zwischen 2 und 20 GeV liegen theoretische und erwartete Werte für den ILC in der gleichen Größenordnung.

### Anforderung an die Ortsauflösung

Die erwartete Impulsauflösung ist zum Teil durch die Ortsauflösung bestimmt. Deswegen folgen hierdurch Anforderungen an die Ortsauflösung, die von der TPC erfüllt werden müssen:

	$z_{drift} = 10 \text{ cm}$	$z_{drift} = 200 \text{ cm}$
$\sigma_{trans}  _{\text{ILC,req}}$	70 $\mu\text{m}$	190 $\mu\text{m}$
$\sigma_{trans}  _{\text{ILC,theo}}$	70 $\mu\text{m}$	170 $\mu\text{m}$
$\sigma_{trans}  _{\text{KA,theo}}$	50 $\mu\text{m}$	175 $\mu\text{m}$
$\sigma_{long}  _{\text{ILC,req}}$	600 $\mu\text{m}$	1000 $\mu\text{m}$
$\sigma_{long}  _{\text{ILC,theo}}$	120 $\mu\text{m}$	540 $\mu\text{m}$
$\sigma_{long}  _{\text{KA,theo}}$	80 $\mu\text{m}$	370 $\mu\text{m}$

### Anforderung an die Vielspursparation

Die Vielspursparation ist der Abstand zweier Spuren, ab dem die Ortsauflösung der einzelnen Spuren merklich beeinflusst wird bzw. ab dem die Cluster der beiden Spuren nicht mehr separiert werden können. An dieser Stelle werden die Anforderungen aus dem TESLA-TDR zitiert:

$$\sigma_{multi,trans} |_{\text{ILC,req}} < 2.3 \text{ mm} \quad (3.27)$$

$$\sigma_{multi,long} |_{\text{ILC,req}} < 10 \text{ mm} \quad (3.28)$$

### Anforderung an die Energieauflösung

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \Big|_{\text{ILC,req}} = 4.3 \% \quad (3.29)$$

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \Big|_{\text{ILC,theo}} = 4.1 \% \quad (3.30)$$

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \Big|_{\text{KA,theo}} = 14.6 \% \quad (3.31)$$

#### Anforderung an die Pion-Kaon-Separation

Die Separation von Pionen und Kaonen ist eines der Kriterien zur Bewertung eines Detektors, in der die Separationsstärke als Quotient aus der Differenz der Energiedeposition der beiden Teilchen und der Energieauflösung definiert ist:

$$\text{separation power} = \frac{dE/dx(\pi^{+/-}) - dE/dx(K^{+/-})}{\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}} \quad (3.32)$$

Auf die theoretische und experimentelle Separierbarkeit der Teilchen soll hier nicht detailliert eingegangen werden, da diese nicht Bestandteil dieser Arbeit sind. Der Vollständigkeit halber seien die Anforderungen des TESLA-TDR jedoch hier erwähnt:

$$\text{separation power}(\pi^{+/-}, K^{+/-}, 2 \text{ GeV} < E < 20 \text{ GeV}) > 2\sigma \quad (3.33)$$

#### Anforderung an die Strahlungslänge der TPC

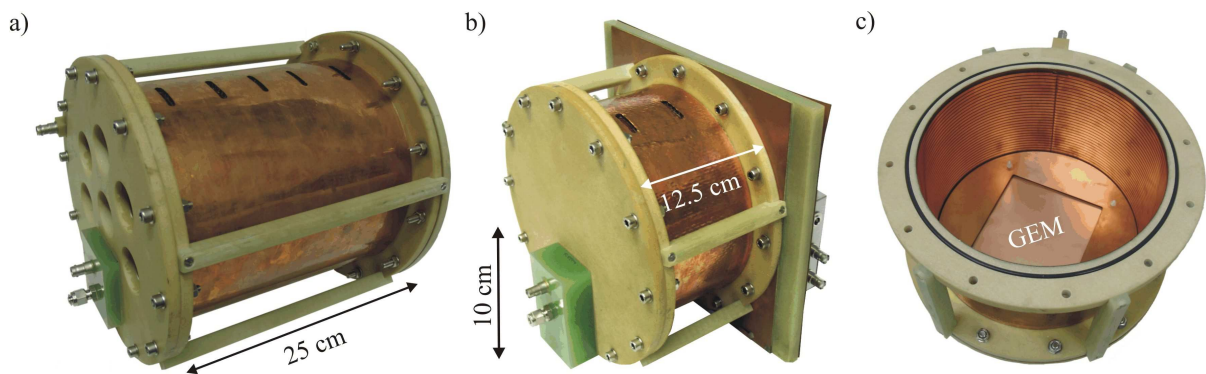
Ein essentieller Punkt bei der Konstruktion der ILC-TPC liegt in der Minimierung der Strahlungslänge  $X_{rad}$  der TPC, die sich durch Vielfachstreuung und ähnliche Effekte negativ auf die Funktionalität der TPC auswirken kann. Die maximal erlaubte Strahlungslänge der gesamten TPC, die aus den Anteilen der Zylinderwand und des Gases zusammengesetzt ist und auch realistisch durch den geplanten Aufbau erfüllbar scheint, wird wie folgt angegeben:

$$X_{rad}|_{ILC,req} < 3\% X_0 \quad (3.34)$$

## 4 Der Karlsruher TPC-Prototyp und dessen Elektronik

Im Rahmen des TESLA-Projektes, der Vorstudie des zukünftigen Linearbeschleunigers ILC, wurde im Jahre 2002 in Karlsruhe ein TPC-Prototyp konstruiert, um die Tauglichkeit des Prinzips der Zeit-Projektionskammer mit GEM-Technologie als Spurdetektor für HEP-Experimente zu bestätigen. Eine ausführliche Beschreibung der Konstruktion der Kammer wurde bereits in [Le02t], [Ka04p\_1] und [Ka05t] gegeben. An dieser Stelle erfolgt eine kurze Zusammenfassung des Aufbaus des Detektors.

### 4.1 Mechanischer Aufbau des Prototypen



**Abbildung 4.1:** Photographien von der TPC a) mit dem langen Driftzylinder, b) mit dem kurzen Driftzylinder und der Streifenauslese und c) der geöffneten Kammer mit Blick auf den Auslesebereich. Man sieht die oberste GEM, die Feldkorrekturplatte, aber auch die Streifenanordnung des Feldkäfigs.

Der Detektor wurde unter den Gesichtspunkten konzipiert, robust genug zu sein, um mehrere Ortswechsel und auch nicht standardmäßige Messungen überstehen zu können, aber gleichzeitig flexibel genug zu sein, um für den jeweiligen Einsatz optimal modifizierbar zu sein. Das Design besteht aus drei grundlegenden Komponenten - dem Driftzylinder, der Kathodenplatte und der Anodenplatte. Die beiden Platten schließen als sogenannte Endkappen das Gasvolumen an den Stirnseiten ab und tragen die Elektroden, durch die das elektrische Feld hauptsächlich bestimmt wird. Die Anodenplatte ist ebenfalls Träger des GEM-Aufbaus und der Auslesestruktur. Für jede der drei Komponenten wurden mehrere Varianten hergestellt, optimiert für den jeweiligen Einsatz. Abb. 4.1 zeigt eine Auswahl der benutzten Kammern, die aus verschiedenen Komponenten zusammengesetzt wurden.

Beim Bau der Komponenten wurden vor allem Erfahrungen von anderen Experimenten und

Studien mit Gasdetektoren und GEM-Technologie wie dem COMPASS-Experiment ([Co96p], [Al01p\_2], [Ka04t]) eingebracht, um bei der Wahl der Materialien Ausgas-Effekte oder Gasverluste, im Betrieb Erhitzung des Gases oder ähnliche Probleme zu vermeiden. Die Komponenten, die in Kontakt mit dem Gasgemisch kommen, bestehen demnach ausschließlich aus Kupfer, Kapton und Glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK), deren Tauglichkeit in Gasdetektoren bereits erprobt und bestätigt wurde. Auch Dichtungsringe und Kleber wurden nach Ausgas-Kriterien ausgewählt. Die Karlsruher TPC wurde bereits in mehreren Messungen (siehe Kapitel 7) erfolgreich benutzt und deshalb für Studien zu einer GEM-TPC für das PANDA-Experiment [Pa05p] nachgebaut.

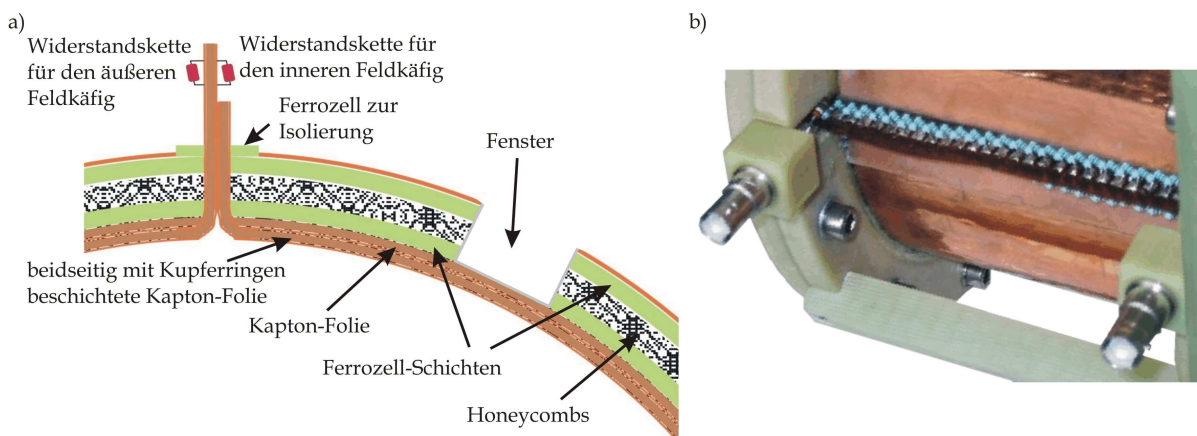
#### 4.1.1 Der Driftzylinder

Der Driftzylinder, der das Gasvolumen umfasst und für die elektrische Feldformung zuständig ist, gibt die Länge der TPC vor. Es wurden zwei zylindrische Driftkörper von unterschiedlicher Länge hergestellt, wobei der kürzere einsetzbar ist für Messungen mit hohen elektrischen Feldern und der längere für Messungen mit längeren Driftstrecken. Die Abmessungen der beiden Driftzylinder sind die folgenden:

Benennung	Länge	innerer $\varnothing$	äußerer $\varnothing$	Volumen	max. Drift-Feld
Kurzer Driftzylinder	12.5 cm	20 cm	26 cm	3.9 l	900 V/cm
Langer Driftzylinder	25 cm	20 cm	26 cm	7.8 l	450 V/cm

Hauptgesichtspunkte, die während der Konstruktion des Driftzylinders zu beachten waren, sind Gasdichtigkeit und Überschlagsfestigkeit für Spannungen bis 12.5 kV. Deshalb wurde ein Aufbau gewählt, der in Abb. 4.2a) dargestellt und von innen nach außen wie folgt zusammengesetzt ist:

**Feldkäfig:** Der Feldkäfig ist eine beidseitig mit Kupfer-Streifen beschichtete Kapton-Folie (125  $\mu\text{m}$  Kapton und je 18  $\mu\text{m}$  Kupfer). Die Folie ist so gebogen und verklebt, dass die Streifen je einen geschlossenen Ring bilden. Sowohl die äußeren als auch die inneren Ringe sind von außen



**Abbildung 4.2:** a) zeigt eine schematische Darstellung des Driftzylinders und dessen Komponenten. In b) ist eine Photographie der doppelten Widerstandskette des Feldkäfigs abgebildet.

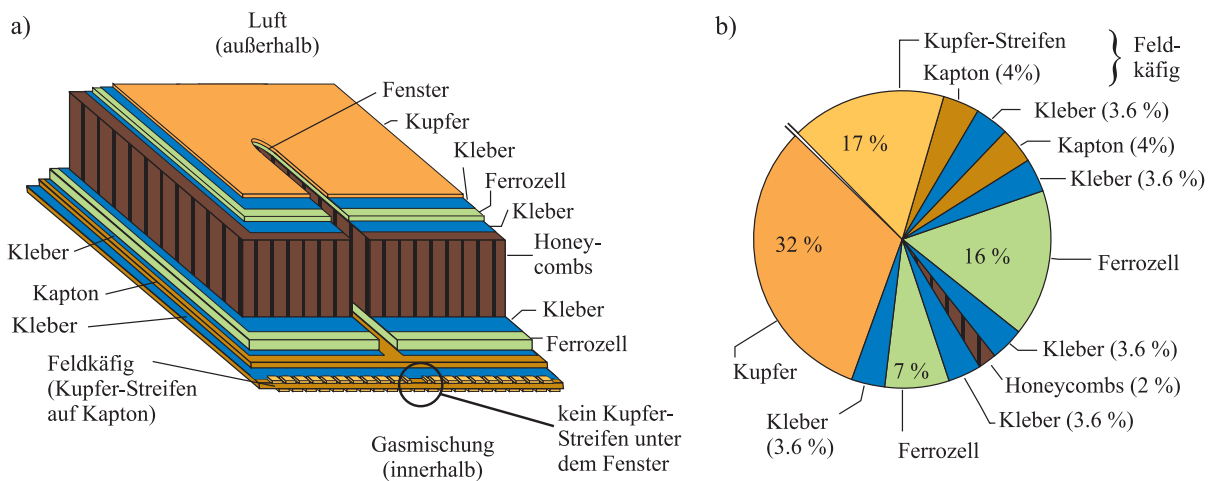
kontaktiert und untereinander mit  $10\text{ M}\Omega$ -Widerständen (Typ MBB 0207, Genauigkeit  $< 1\%$ , [Bc00m]) verbunden. Eine Photographie der Widerstandskette ist in Abb. 4.2b) zu sehen. Eine Kontaktierung innerhalb der Kammer würde Feldverzerrungen, ungleichmässige Erwärmung der Gasmischung und Ausgasen der Widerstände innerhalb der Kammer hervorrufen und ist deshalb zu vermeiden. Durch die versetzte Anordnung der  $3\text{ mm}$  breiten Streifen bei  $4\text{ mm}$  Abstand erhält man für den doppelten Feldkäfig einen Gesamtwiderstand des Driftzylinders von  $294.5 \pm 0.6\text{ M}\Omega$ . Die Homogenität des elektrischen Feldes innerhalb der Kammer ist ausreichend gewährleistet, da nach [Bl93b] die Inhomogenitäten des Feldes bereits  $6\text{ mm}$  innerhalb der Kammer kleiner als  $0.1\%$  sind.

**Elektrische Isolation:** Es folgt eine  $125\text{ }\mu\text{m}$  dicke Kapton-Folie, die den Feldkäfig vor Überschlügen nach außen schützen soll.

**Mechanische Stabilität:** Zur Stabilität der Außenwand der Kammer und zur weiteren elektrischen Isolation folgen weitere Schichten aus  $350\text{ }\mu\text{m}$  Ferrozell,  $3\text{ mm}$  wabenförmigem *Honeycomb* und weiteren  $150\text{ }\mu\text{m}$  Ferrozell.

**Elektrische Abschirmung:** Als äußerste Lage wurde eine  $50\text{ }\mu\text{m}$  dicke Kupferfolie aufgeklebt, um das Erdungspotential zu definieren und den Detektor vor elektrischer Einstrahlung abzuschirmen.

**Gesamte Strahlungsdichte:** Beim Bau des Driftzylinders ist auch auf geringe Materialdichte zu achten, um eine Einstrahlung von außen auch mit niederenergetischer Strahlung zu ermöglichen. In Abb. 4.3a) ist noch einmal ein Ausschnitt des Driftzylinders dargestellt, während Abb. 4.3b) den jeweiligen Anteil der Schicht an der gesamten Materialdichte des Zylinders angibt.



**Abbildung 4.3:** a) Schematische Darstellung des Driftzylinderquerschnittes und b) die zugehörigen Anteile an der gesamten Strahlungsdichte von  $1.1\% X_0$  [Ka05t].

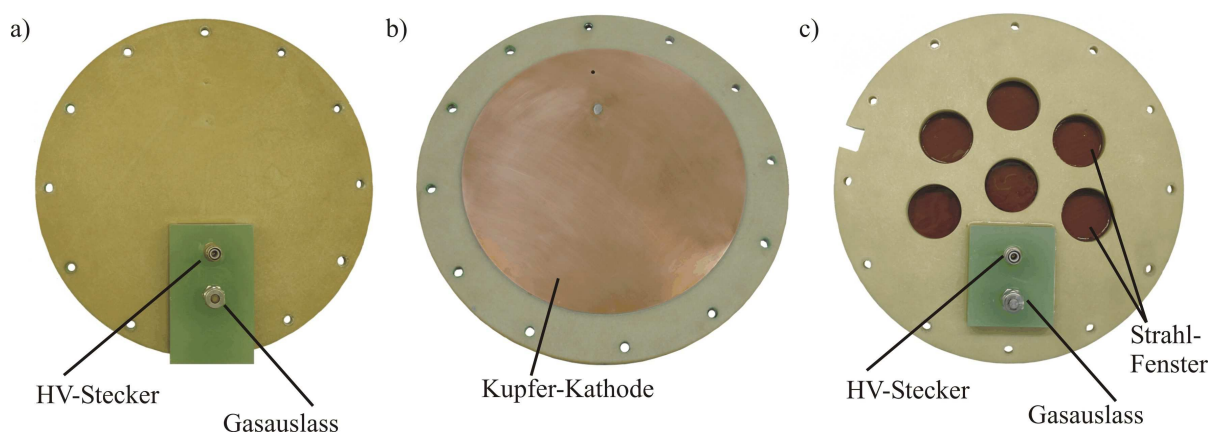
Man erhält so eine Gesamt-Strahlungsdichte von  $1.1\%$  der Strahlungslänge  $X_0$ , die aber durch mehrere Fenster ( $30\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ , angedeutet in Abb. 4.3a) an mehreren Stellen des Driftzylinders deutlich geringer ist, da dort die Schichten zur mechanischen Stabilität und zur elektrischen Abschirmung weggelassen wurden. An diesen Stellen erhält man etwa nur ein Drittel der vorherigen Materialdichte. Die Positionen der Fenster sind die folgenden:

	Fenster-Positionen				
Langer Driftzylinder	3.9 cm	8.3 cm	12.5 cm	16.3 cm	21.1 cm
Kurzer Driftzylinder	3.9 cm	8.3 cm			

### 4.1.2 Die Kathodenplatte

An der Elektrode der Kathodenplatte liegt das höchste elektrische Potential des Systems, weshalb bei dem Bau der Kathodenplatte vor allem auf elektrische Isolation der Kathode geachtet wurde. Ein ebenso wichtiger Punkt ist die Sicherstellung einer planaren Oberfläche, da sonst Feldinhomogenitäten in der gesamten Kammer die Folge wären. Unter diesen Bedingungen wurden zwei Kathodenplatten im Wesentlichen aus Stesalit, Kapton und Kupfer hergestellt:

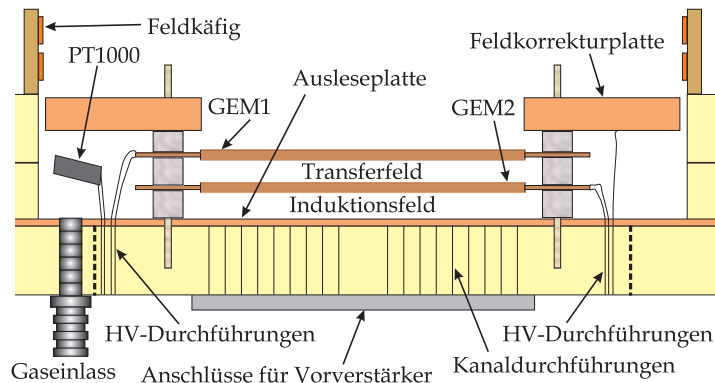
- Standard-Kathodenplatte: Hier wurde eine  $300\ \mu\text{m}$  dicke, polierte Kupferplatte auf eine etwa  $1\ \text{cm}$  dicke Stesalit-Platte geklebt. Diese Platte ist optimiert auf elektrische Isolation und Planarität.
- Kathodenplatte mit Einstrahl-Fenstern: In dieser Variante wurden in die Stesalit-Platte 6 runde Fenster mit  $4\ \text{cm}$  Durchmesser eingebracht. Um eine elektrische Isolation weiterhin zu gewähren, wurde auf die Stesalit-Platte nicht direkt das Kupfer geklebt, sondern eine  $50\ \mu\text{m}$  dicke Kapton-Folie, auf der sich die  $3\ \mu\text{m}$  dicke Kupfer-Elektrode befindet. Die Überschlagsfestigkeit und Planarität ist durch das Einfügen der Fenster nicht mehr hundertprozentig gegeben, jedoch wurde diese Kathodenplatte für den Einsatz mit radioaktiven Quellen optimiert und hat an den Fenstern eine Gesamt-Strahlungsdichte von  $0.04\ \% X_0$ .



**Abbildung 4.4:** Die Kathodenplatten: a) zeigt die Außenseite der Standard-Kathodenplatte, b) deren Innenseite mit der Kupfer-Kathode. c) zeigt die Außenseite der Kathodenplatte mit Einstrahl-Fenstern.

### 4.1.3 Die Anodenplatte

Die Anodenplatte dient hauptsächlich als Träger des Gasverstärkungs- und Auslesebereiches. Für die verschiedenen Anodenplatten, die bisher hergestellt wurden, ist der in Abb. 4.5 dargestellte Aufbau im Wesentlichen identisch. Eine Feldkorrekturplatte, die fast bis zum Rand



**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung des GEM-Auslesebereiches: Die eingezeichneten Elemente sind dabei in allen vorgestellten Varianten der Ausleseplatte vorhanden. Im Wesentlichen unterscheiden diese sich nur durch die Form der Auslesestruktur und die verwendete Elektronik.

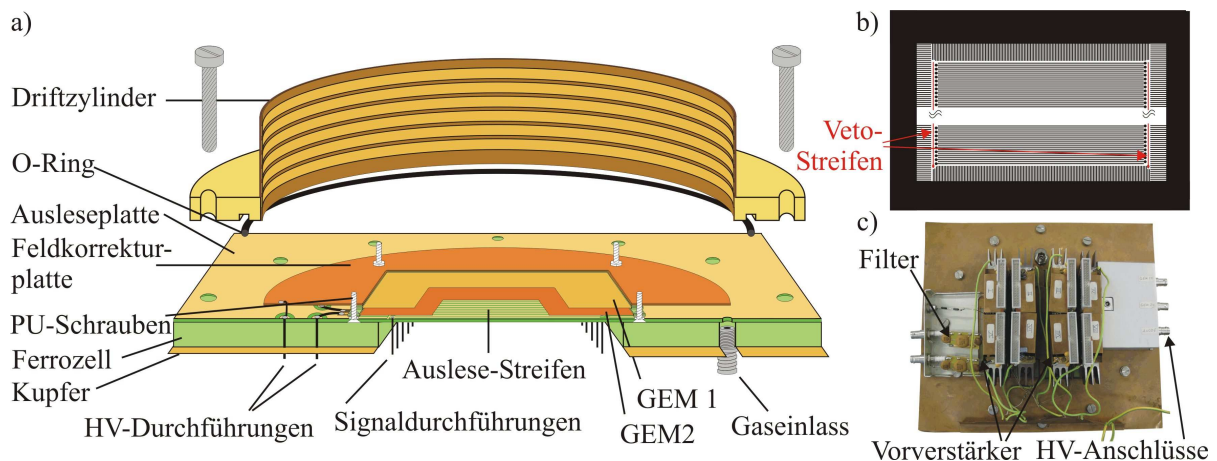
des Driftzylinders reicht, schützt das elektrische Feld der Kammer vor Verzerrungen in der Höhe des GEM-Aufbaus, für den in der Platte eine etwa  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  große Öffnung eingebracht wurde. Knapp unterhalb der Feldkorrekturplatte liegen die GEMs, die durch die Transferlücke voneinander und durch die Induktionslücke von der Auslese getrennt sind. Die Abstände des bisher beschriebenen Aufbaus werden dabei durch Teflon-Abstandshalter definiert, deren Position wiederum durch PU-Schrauben, die in der Anodenplatte eingeklebt sind, festgelegt wird. Der Aufbau der Auslesestruktur unterscheidet sich bei den hergestellten Varianten erheblich, da deren Einsatz deutlich unterschiedlichen Zielsetzungen galt:

Benennung	Pitch/Größe	Elektronik	Einsatzorte
Streifenauslese	$600 \mu\text{m}$	CAMAC	KA-Sr, KA-Fe
Schmale Pads	$1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$	STAR	KA-Co, CERN-B, DESY-M, DESY-B
Flexible Pads	eff. $2 \times 6 \text{ mm}$	STAR	DESY-M, DESY-B

Dabei haben die Einsatzorte folgende Bedeutung: KA-Sr, KA-Fe bedeuten Messungen in Karlsruhe mit einer  $^{90}\text{Sr}$ - bzw. einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, wobei  $^{90}\text{Sr}$  ein  $\beta$ -Strahler und  $^{55}\text{Fe}$  ein  $\gamma$ -Strahler ist (siehe dazu Kapitel 4.5.1). KA-Co bedeutet Messungen mit kosmischer Strahlung in Karlsruhe, CERN-B Messungen am CERN in einem Teilchenstrahl, DESY-M und DESY-B bezeichnen Messungen am DESY in einem starken Magnetfeld mit kosmischen Teilchen bzw. in einem  $1 \text{ T}$ -Magnetfeld und einem Teilchenstrahl. Eine detaillierte Beschreibung der Versuchsaufbauten findet sich in Kapitel 7. In den folgenden Unterkapiteln werden die verschiedenen Auslesestrukturen detaillierter beschrieben.

### Die Anodenplatte der Streifenauslese

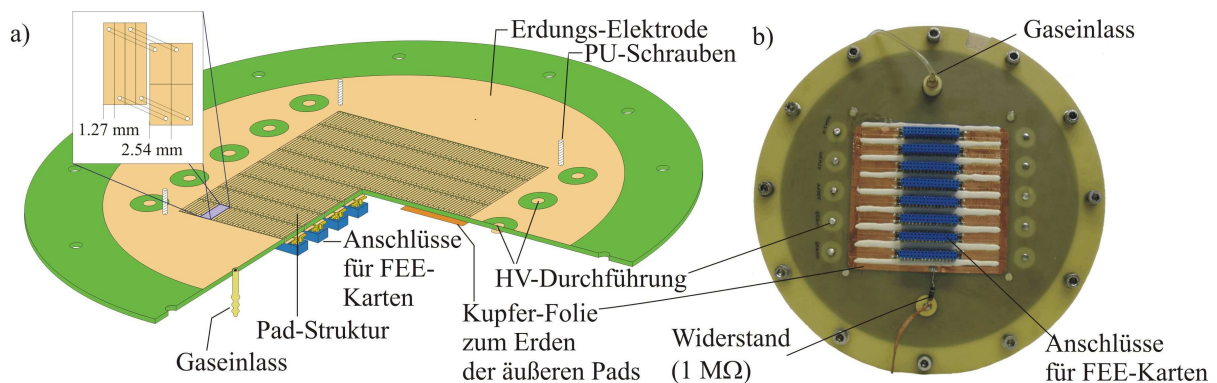
Diese Auslesestruktur wurde wie oben bereits erwähnt für Anwendungen mit der CAMAC-Elektronik (siehe Kapitel 4.2.1) konzipiert. Da die Elektronik zu langsam ist, um eine zeitliche Auflösung der Signale aufzuzeichnen und längliche Streifen zur Auslese benutzt werden, kann nur eine eindimensionale Information der Teilchentrajektorie aufgenommen werden. Die 126



**Abbildung 4.6:** Die Anodenplatte der Streifenauslese: a) Schematische Darstellung, b) Platine mit Auslese- und Veto-Streifen, c) Photographie der Platine von der Unterseite mit Blick auf die Vorverstärker der CAMAC-Elektronik [Ka05t].

Auslestreifen haben dabei eine Breite von  $450\ \mu\text{m}$  und einen Pitch (Abstand) von  $600\ \mu\text{m}$ . An den Stirnseiten der Ausleseflächen befinden sich zwei Veto-Streifen, die verhindern sollen, dass unvollständige Signale aufgenommen werden. Verstärkt wird die Auslesestruktur durch eine  $1\ \text{cm}$  dicke Stesalit-Platte, auf die zum weiteren Abschirmen des elektronischen Rauschens eine  $500\ \mu\text{m}$  dicke Kupferplatte montiert ist. In Abb. 4.6 sind einige Ansichten der Ausleseplatte dargestellt.

#### Die Anodenplatte der Pad-Auslese mit schmalen Pads



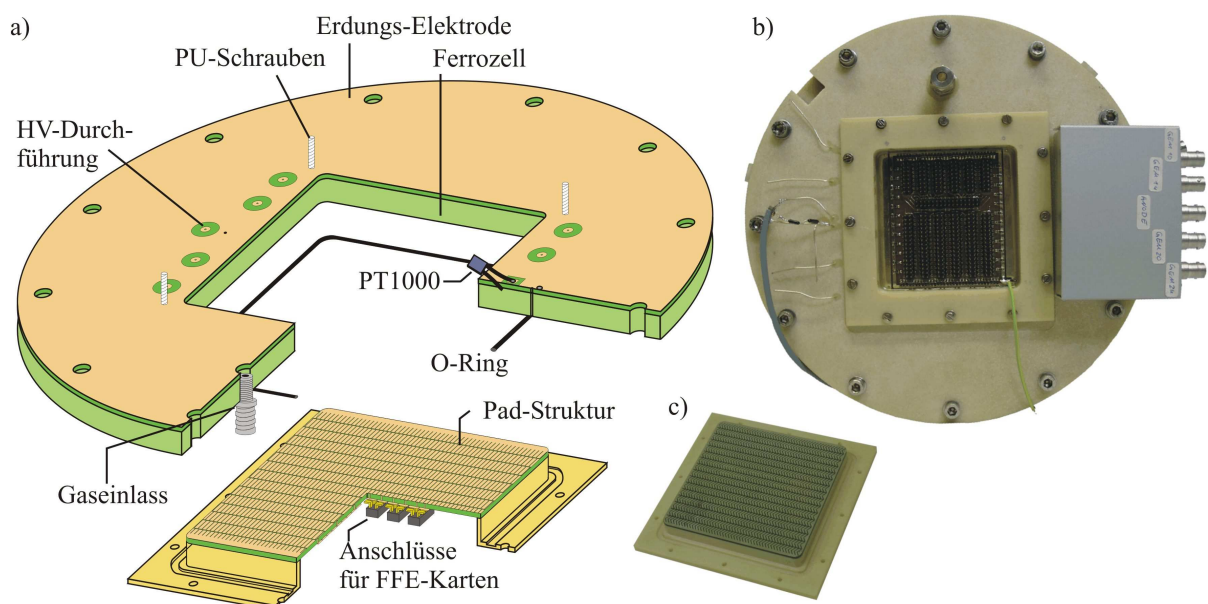
**Abbildung 4.7:** Die Anodenplatte der Pad-Auslese mit schmalen Pads ( $1.27 \times 12.5\ \text{mm}^2$ ): a) Schematische Darstellung, b) Photographie der Platine von der Unterseite mit Blick auf die Anschlüsse für die FEE-Karten der STAR-Elektronik [Ka05t].

Diese Anodenplatte wurde konzipiert als Standard-Anodenplatte für den Einsatz der Kammer mit der STAR-Elektronik und wurde aus diesem Grund bei den Messungen KA-Co, CERN-B, DESY-M und DESY-B benutzt. Eine  $1.6\ \text{mm}$  dicke Glasfaser-Platte dient als Träger der



Pad-Struktur, die aus  $1.17 \times 12.4 \text{ mm}^2$  großen, goldbeschichteten Kupfer-Pads besteht. Durch den Abstand von  $100 \mu\text{m}$  zwischen den Pads ergeben sich für diese Auslesestruktur effektiv  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  große Pads, die in 8 Reihen und 32 Spalten angeordnet sind. Die 256 Pads werden durch Verbindungen innerhalb der Platine auf die Stecker für die FEE-Karten der STAR-Elektronik adaptiert (siehe kleines Bild in Abb. 4.7a), die äußeren Pads durch  $1 \text{ M}\Omega$ -Widerstände mit der Erdung verbunden, um die Auslese-Pads von möglichen Zusatz-Signalen auf diesen Erdungs-Pads abzuschirmen.

### Die Anodenplatte der Pad-Auslese mit flexiblen Einsätzen



**Abbildung 4.8:** Die Anodenplatte der Pad-Auslese mit flexiblen Padstruktur-Einsätzen (meist eff.  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ): a) Schematische Darstellung, b) Photographie der Platte von der Unterseite mit Blick auf die Anschlüsse für die FEE-Karten der STAR-Elektronik, c) Photographie eines der Padstruktur-Einsätze mit Chevron-Pads [Ka05t].

Um Studien zur Verbesserung der Ortsauflösung durch die Pad-Geometrie durchführen zu können, wurde eine Anodenplatte hergestellt, bei der die Pad-Struktur in einem schnellen Verfahren ausgetauscht werden kann, ohne dabei weitere Komponenten des Detektors entfernen zu müssen. Abb. 4.8a) zeigt eine schematische Darstellung der Anodenplatte, Abb. 4.8b) einen der Padstruktur-Einsätze von der Oberseite und c) von der Unterseite zusammen mit der Anodenplatte. Unterhalb der GEMs ist in der Platte eine  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  große Aussparung gelassen, in die der gewünschte Einsatz eingesetzt und mittels Schrauben an der Anodenplatte befestigt werden kann.

Die Pad-Geometrien umfassen dabei meist 12 Zeilen und 30 Spalten, deren Pads um eine Vergleichbarkeit zu erreichen eine effektive Größe von  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  haben. Die verschiedenen Pad-Geometrien, die während Messungen in DESY-M und DESY-B benutzt wurden, sind in Kapitel 4.4 angegeben. Die umliegenden Pads wurden wiederum durch  $1 \text{ M}\Omega$ -Widerstände mit der Erdung verbunden, um sie so von den Auslese-Pads zu isolieren.

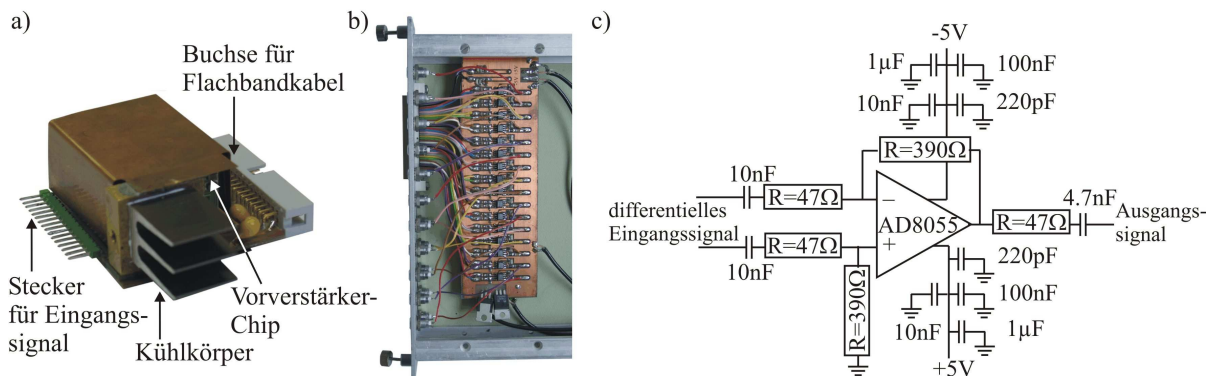
## 4.2 Die Auslese-Elektronik

Um die Elektronen, die durch das Gasvolumen gedriftet sind und in den GEMs verstärkt wurden, nachweisen zu können, benötigt man eine sogenannte Auslese-Elektronik. Während dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Elektroniksysteme benutzt. Das eine System wurde im Wesentlichen aus herkömmlichen und selbsterstellten Elektronikmodulen hergestellt und vor allem benutzt, um die intrinsischen Eigenschaften des Detektors zu untersuchen. Diese Elektronik basiert auf der Auslese von CAMAC-Modulen und wird deshalb CAMAC-Elektronik genannt. Das zweite Elektroniksystem besteht aus überzähligen Bestandteilen der Auslese-Elektronik des STAR-Experimentes in Brookhaven und wird deshalb STAR-Elektronik genannt. Mit ihr ist es möglich, Spurrekonstruktionen von Teilchen durchzuführen, weshalb in den meisten der in dieser Arbeit veröffentlichten Studien mit dieser Elektronik gearbeitet wurde.

### 4.2.1 Die CAMAC-Elektronik

Die nach der Konstruktion der Kammer zuerst benutzte Auslese-Elektronik basiert auf einer Datennahme mit Modulen, die über das Crate-System CAMAC (*Computer Automated Measurement And Control* [Le87b]) versorgt und ausgelesen werden konnten. Insgesamt kann die Elektronik 128 Kanäle verarbeiten, jedoch ohne zeitliche Information der Signale, weshalb mit ihr nur Driftgeschwindigkeits-, Diffusions- und Energiemessungen vorgenommen wurden. An dieser Stelle sollen die Bestandteile der Elektronik und deren Charakteristik beschrieben werden, eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Le02t] und [Ka05t].

### Verstärkungselemente der CAMAC-Elektronik



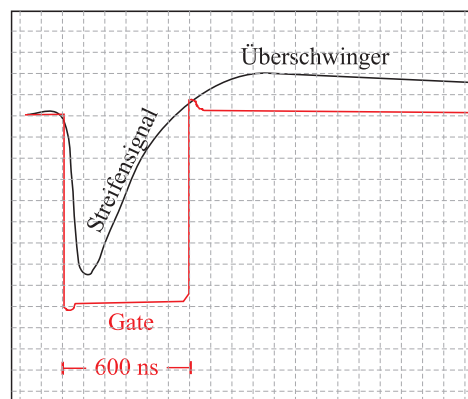
**Abbildung 4.9:** Verstärkungselemente der CAMAC-Elektronik: a) zeigt einen Vorverstärker für 16 Kanäle, dessen Verstärker-Chips von den ALEPH-Vorverstärkern entnommen wurden. b) und c) zeigen eine Photographie und eine schematische Ansicht der Verstärkermodule, für je wieder 16 Kanäle [Ka05t].

Die benutzten Vorverstärker stammen von der TPC des LEP-Experimentes ALEPH am CERN [B195m]. Um eine erhöhte Packdichte der Vorverstärker-Chips zu ermöglichen, wurden diese, wie in Abb. 4.9a) dargestellt, neu arrangiert. Es wurde darauf geachtet, dass die hohe Energiedissipation der Chips durch einen Kühlkörper abgeführt wird. Die Vorverstärkersignale

werden über verdrehte Kabel (*twisted-pair*) zu den Verstärkermusername geleitet. Diese führen das differentielle Signal jedes der 16 Kanäle eines Vorverstärkers zusammen und verstärken es sogleich um den Faktor 8. Abb. 4.9 b) und c) zeigen eine Photographie und eine Schaltskizze eines Verstärker-Modules.

### CAMAC-ADCs - Ladungsmessung mit CAMAC-Modulen

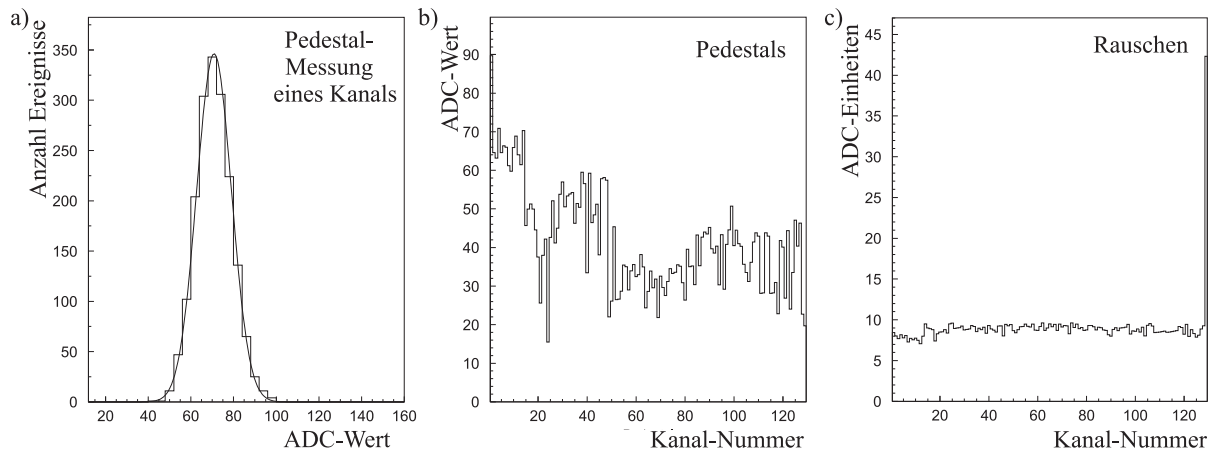
Ein typischer Messaufbau der Ladungsmessung mit der CAMAC-Elektronik ist in Kapitel 7.1.1 beschrieben, die Signalform ist jedoch bei Elektronenmessung immer gleich. Die von den Verstärkermusername kommenden Signale werden auf CAMAC-ADCs (*Analog Digital Converter*, LeCroy 2249W) gegeben, wo sie digitalisiert werden. Da die Signale der ALEPH-Vorverstärker für das Signal einer Draht-TPC konzipiert wurden, sind sie darauf ausgelegt, das Zusatz-Signal der Ionenbewegung auszugleichen, was in dem Fall einer GEM-TPC zu einem positiven Überschwinger führt, wie es in Abb. 4.10 deutlich zu erkennen ist. Um eine Beeinflussung der Messungen durch den Überschwinger zu vermeiden, sollte der Integrationszeitraum der ADCs durch ein sogenanntes Gate eingeschränkt werden, der die Ladungsintegration auf den Anteil des negativen Signales einschränkt.



**Abbildung 4.10:** *Signalform der CAMAC-ADCs: Der positive Überschwinger durch die ALEPH-Vorverstärker ist deutlich zu erkennen. Deshalb wird ein Gate verwendet, um nur den negativen Anteil des Signals aufzunehmen.*

In Probemessungen ohne Signale auf den Vorverstärkern und mit Zufalls-Trigger wurden die Pedestals und das Rauschen der Kanäle aufgenommen. Das Pedestal stellt dabei die Basislinie eines Auslesekanals und das Rauschen die Schwankungen um diesen Wert dar, falls der Kanal kein "echtes" Signal enthält. In Abb. 4.11a) ist die Pedestalmessung eines Kanales dargestellt. Aus dem Mittelwert der Verteilung erhält man das Pedestal, und aus deren Gaußscher Breite das Rauschen des Kanales. In Abb. 4.11b) und c) sind die Pedestals und das Rauschen aller 128 Kanäle dargestellt.

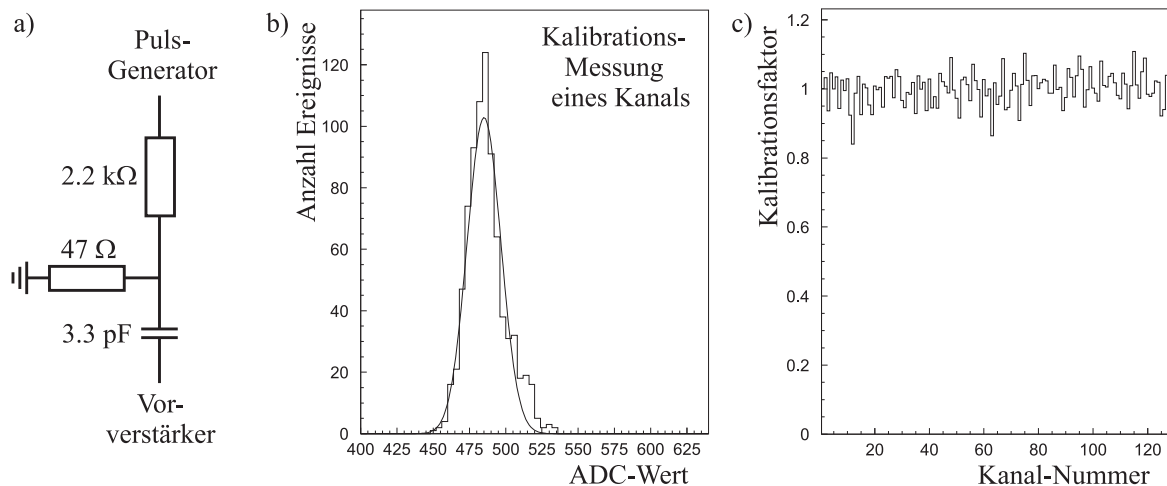
Ebenso wurde eine relative Kalibration der einzelnen Kanäle durchgeführt. Mit einem Puls-generator wurden Pulse mit einer Anstiegszeit von  $50\text{ ns}$  und einer Abfallszeit von  $500\text{ }\mu\text{s}$  erzeugt. Diese wurden über die in Abb. 4.12a) dargestellte Schaltung auf die einzelnen Kanäle gegeben. Der Puls wurde dabei so angepasst, dass die Signale auf den einzelnen Kanälen (siehe Abb. 4.12b) in etwa den Elektronensignalen in einer TPC entsprechen. Die berechneten Kalibrationsfaktoren sind in Abb. 4.12c) dargestellt. Die Schwankungen sind recht gering, wurden aber



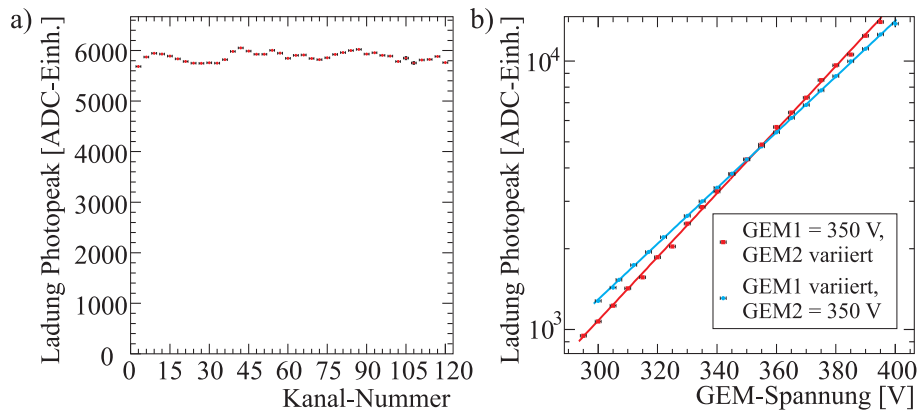
**Abbildung 4.11:** Pedestal und Rauschen der CAMAC-ADCs: a) zeigt die Verteilung der Messwerte eines Kanals ohne externe Signale. Position und Breite der Verteilung geben das Pedestal und das Rauschen des Kanals an. In b) und c) sind die Pedestals und das Rauschen für alle 128 Kanäle der CAMAC-Elektronik angegeben.

dennoch bei sämtlichen Messungen berücksichtigt.

Abb. 4.13a) zeigt die Homogenität der Signalstärke innerhalb des Auslesebereiches anhand von Messungen mit einer Eisenquelle. In Abb. 4.13b) ist zu erkennen, dass die GEM-Verstärkung das erwartete exponentielle Verhalten besitzt.



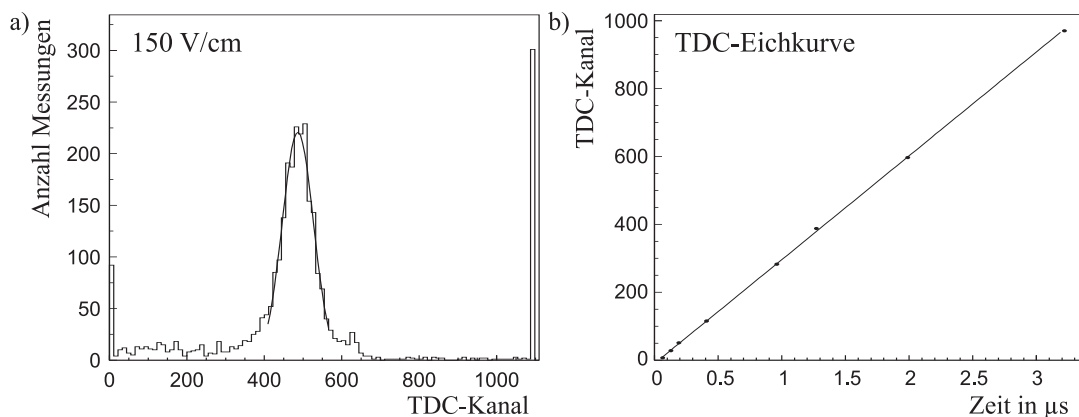
**Abbildung 4.12:** Kalibration der CAMAC-ADCs: In a) ist die zur Kalibration benutzte Schaltung dargestellt, b) zeigt die Kalibrationsmessung eines Kanals und c) die berechneten Kalibrationsfaktoren der einzelnen Kanäle.



**Abbildung 4.13:** a) Bei Messungen mit der Eisenquelle erhält man eine gute Homogenität der Ladung für alle Kanäle. b) zeigt das erwartete exponentielle Verhalten der gemessenen Ladung als Funktion der GEM-Spannung.

### CAMAC-TDCs - Zeitmessung mit der CAMAC-Elektronik

Driftzeitmessungen können mithilfe eines TDCs (*Time Digital Converters*, Lecroy 2228), ebenfalls ein CAMAC-Modul, durchgeführt werden. Dazu stehen einige Szintillatoren bereit, deren Signale als Eingangssignal des TDCs benutzt werden. Das Ausgangssignal kommt meist von der GEM, nachdem es von einem Vorverstärker (Ortec 142B) verstärkt wurde. Der CAMAC-TDC wurde mit Kabeln bekannter Verzögerung geeicht. Die Signalform eines TDC-Kanals einer Driftzeitmessung und die Eichkurve finden sich in Abb. 4.14. Ein typischer Messaufbau zur Driftzeitmessung mit der CAMAC-Elektronik ist in Kapitel 7.1.1 beschrieben.



**Abbildung 4.14:** a) Typische Signalverteilung und b) Eichkurve des CAMAC-TDCs.

### NIM-Module

Als Verstärker und Diskriminatoren stehen zahlreiche NIM-Module (*Nuclear Instrument Module* [Le87b]) zur Verfügung, die an den entsprechenden Stellen eingesetzt werden können. Dabei

handelt es sich um LeCroy 612A als Verstärker für Trigger-Signale des Szintillators und Ortec 142B als Vorverstärker und Ortec 474 als weiteren Verstärker und Signalformer für das GEM-Signal. Die Diskriminatoren sind beispielsweise vom Typ der Quad-Diskriminatoren LeCroy 821. Weiterhin existiert ein Gate-Generator LeCroy 222 für zwei Kanäle und ein Koinzidenz-Modul LeCroy 465.

#### 4.2.2 Die STAR-Elektronik

Um eine Zeitinformation innerhalb der TPC-Signale und so ein dreidimensionales Abbild einer Teilchenspur zu erhalten, ist eine schnellere Auslese-Elektronik nötig. Für Hochenergiephysik-Experimente wird die Auslese-Elektronik im Normalfall auf deren Ansprüche maßgeschneidert. Teile einer solchen Elektronik für das STAR-Experiment in Brookhaven wurden im Jahre 2002 verfügbar. Die STAR-Elektronik der Karlsruher ILC-TPC-Gruppe ist in Abb. 4.15 dargestellt und umfasst 320 Kanäle.

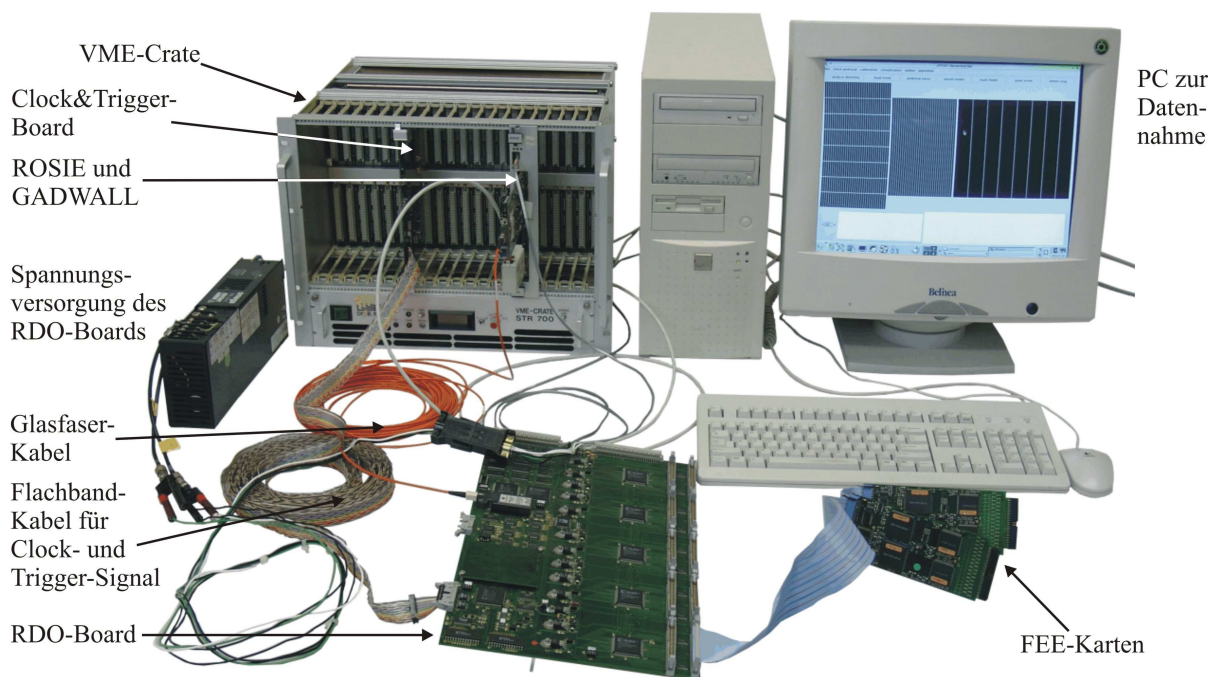


Abbildung 4.15: Überblick über die Bestandteile der STAR-Elektronik.

#### Die Ausleseketten der STAR-Elektronik

Die Ausleseketten der STAR-Elektronik umfasst im Wesentlichen sechs Bestandteile, die in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben werden (siehe Abb. 4.16): FEE-Karten und RDO-Board sind Standardkomponenten des STAR-Experimentes [An03p], ROSIE und Gadwall als Komponenten eines VME-Modules wurden in Berkeley zum Testen von Prototypen der STAR-Elektronik hergestellt, das VME-Modul Clock&Trigger-Board wurde von der Universität Montreal (Kanada) speziell für die ILC-TPC-Studien hergestellt. Zur Auslestesteuerung und Datenspeicherung wurde ein handelsüblicher PC mit Linux-Betriebssystem benutzt.

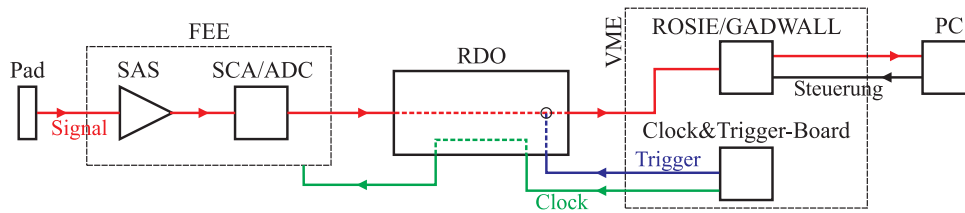


Abbildung 4.16: Schematischer Überblick des Datenflusses der STAR-Elektronik.

### Die FEE-Karten

Die Karten der Front-End-Elektronik (FEE-Karten) werden entweder direkt oder über Flachbandkabel mit den Auslese-Flächen verbunden. Sie sind Träger der SAS-Chips und der SCA/ADC-Chips. Der SAS-Chip (*STAR Amplifier and Shaper*) verstärkt das Signal mit  $16\text{ mV/pC}$ , formt das Signal und führt eine Unterdrückung des Überschwingers durch die Ionendrift bei Draht-TPCs durch. Diese Signalformung führt im Falle einer GEM-TPC zu einer Anstiegszeit von  $150\text{ ns}$  und einer pseudo-gaußschen Breite von  $180\text{ ns}$ , was eine potentielle Verschlechterung der Zweispur-Separation bedeuten kann. Der SCA/ADC-Chip enthält einen Kondensator-Speicher mit 512 Kanälen und einen ADC zur Digitalisierung des Eingangssignales mit einer Auflösung von  $12\text{ bit}$ . Zur Verbesserung der Linearität wird der digitalisierte Wert mit einer limitierten Auflösung von  $10\text{ bit}$  abgespeichert.

Da die Signale einer Draht-TPC ein positives Induktionssignal hervorrufen und daher für die ADCs niedere Pedestals gewählt wurden, mussten die FEE-Karten für das negative Signal der GEM-TPC modifiziert werden. Durch den Tausch eines Widerstands auf den FEE-Karten wurden die Pedestals bei einer ersten Modifikation auf einen Wert von  $\approx 300$  ADC-Einheiten eingestellt, was einer effektiven Speichertiefe von  $\approx 8\text{ bit}$  entspricht. Um die Pedestals variabel einstellen zu können, wurde an der Universität Victoria (Kanada) eine zweite Modifikation der FEE-Karten durchgeführt, wonach die Pedestals auf Werte von  $\approx 700$  ADC-Einheiten eingestellt wurden.

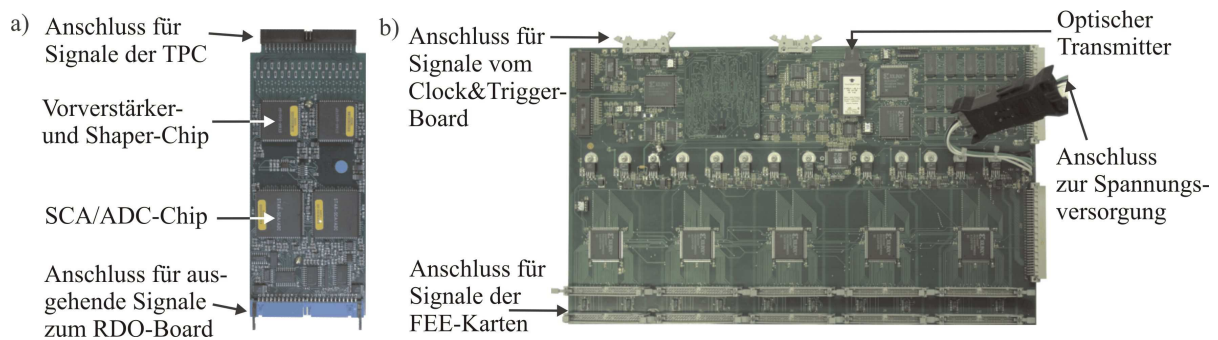
Von den insgesamt 320 Auslese-Kanälen trägt jede der 10 FEE-Karten 32 Kanäle. Zwei der FEE-Karten hatten jedoch je 16 Kanäle mit Fehlfunktionen, weshalb für die meisten Studien nur 8 FEE-Karten eingesetzt wurden.

### Das RDO-Board

Das ReadOut-Board kann bis zu 20 FEE-Karten gleichzeitig auslesen und ist das Verbindungsglied zu den VME-Modulen. In diesem Aufbau ist es für die Spannungsversorgung der FEE-Karten, für die Weiterleitung des Triggers zu den FEE-Karten und für Kommunikation und Datenaustausch mit dem ROSIE-Board zuständig. Die Datenübertragung zum Datenspeicher des ROSIE-Boards erfolgt über ein Glasfaserkabel mit  $1.2\text{ GHz}$ .

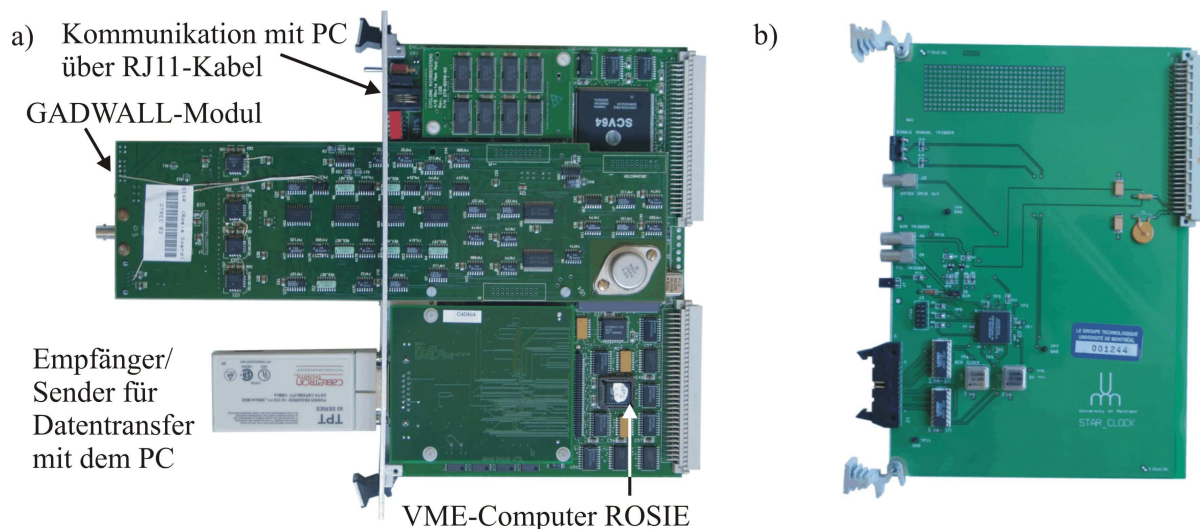
### ROSIE und GADWALL

In Abb. 4.18a) sieht man das VME-Board, das den VME-Computer ROSIE und das exponierte GADWALL-Modul trägt. Über die optische Verbindung der GADWALL werden die TPC-Daten empfangen und im ROSIE-Speicher abgelegt. Dabei werden, angeregt durch ein Trigger-Signal, immer alle 511 möglichen TimeSlices (Zeitschritte) aller 36 maximal steuerbaren FEE-Karten



**Abbildung 4.17:** Photographie von a) einer FEE-Karte und b) des RDO-Boards der STAR-Elektronik.

abgespeichert. Die Kommunikation mit dem PC erfolgt über eine RS232-Verbindung und wird dazu benutzt, um ein C-Programm namens “readevts.c” zu starten, das die weitere Verarbeitung der Daten steuert und in der Zwischenzeit weitere Trigger-Signale unterdrückt. Über eine 10 Mbit-Ethernet-Verbindung werden die prozessierten Daten im Binär-Code an den Computer übertragen. Auf diese Weise konnte eine Datennahme-Frequenz von maximal 4.2 Hz erreicht werden. Eine detaillierte Beschreibung der Datennahme findet sich in Anhang Kapitel B.



**Abbildung 4.18:** a) Das VME-Board mit ROSIE und GADWALL. b) Das Clock&Trigger-Board.

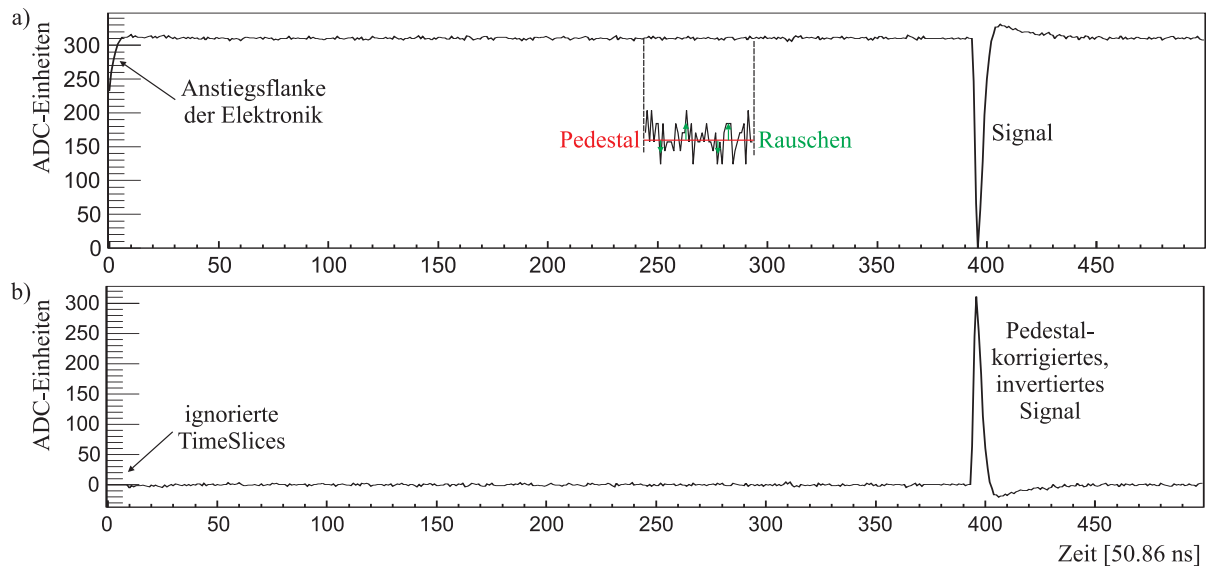
### Clock&Trigger-Board

Ein weiteres VME-Modul ist in Abb. 4.18b) zu sehen. Das Clock&Trigger-Board versorgt, wie der Name schon sagt, über ein verdrehtes Kabel (*twisted pair*) das RDO-Board mit dem Trigger und der Clock. Der Trigger kann über ein externes NIM-Signal eingekoppelt oder als 1 Hz-Signal vom VME-Board selbst erzeugt werden und startet den Datentransfer der Daten vom RDO-Board zur GADWALL. Die Clock ist die Abtastrate, mit der die Daten eines Ereignisses digitalisiert



werden. Diese kann durch Austauschen eines Oszillators auf dem Clock&Trigger-Board zwischen 10 und 40 MHz variiert werden. Die meisten Messungen wurden jedoch mit einer Abtastrate von 19.66 MHz vorgenommen, was einer Länge der TimeSlices von ca. 50.86 ns entspricht.

### Charakteristiken der STAR-Elektronik



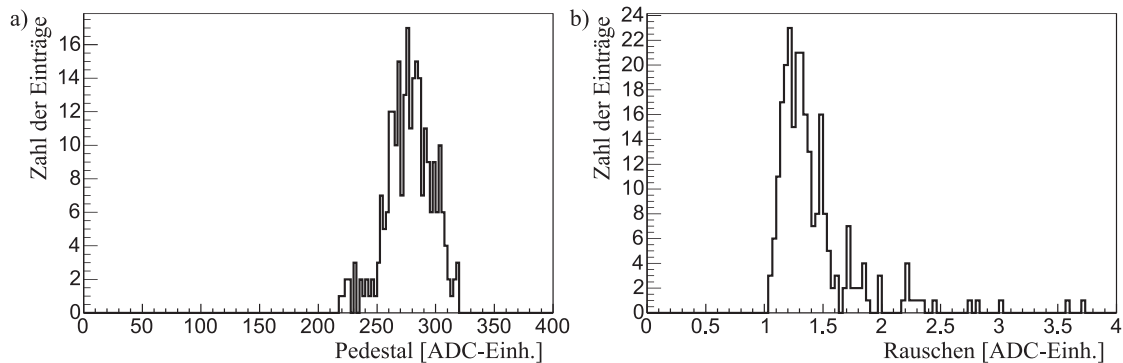
**Abbildung 4.19:** Signalform der STAR-Elektronik a) vor und b) nach der Signalprozessierung. Dargestellt sind auch die Begrifflichkeiten des Pedestals und des Rauschens.

Ein typisches Signal eines Kanals der TPC mit der STAR-Elektronik ist in Abb. 4.19a) dargestellt. Der negative Puls durch die Elektronenankunft zeigt wie zuvor erwähnt ein pseudo-gaußförmiges Verhalten, mit einem anschließenden Überschwinger. An der Höhe des Pedestals von  $\approx 310$  ADC-Einheiten sieht man, dass das Signal vor der 2. Modifikation der FEE-Karten aufgenommen wurde. Wegen der Anstiegsflanke zu Beginn einer jeden Messung muss bei der Datenprozessierung eine Zahl von etwa 8 TimeSlices ignoriert werden. Das Rauschen des Kanals ist definiert als die Gaußsche Breite der Schwankungen um das Pedestal. Die Signalprozessierung ist in Kapitel 5.2 beschrieben, sie berechnet Pedestal und Rauschen, subtrahiert das Pedestal und invertiert das Signal. Als Ergebnis erhält man das in Abb. 4.19b) dargestellte Signal.

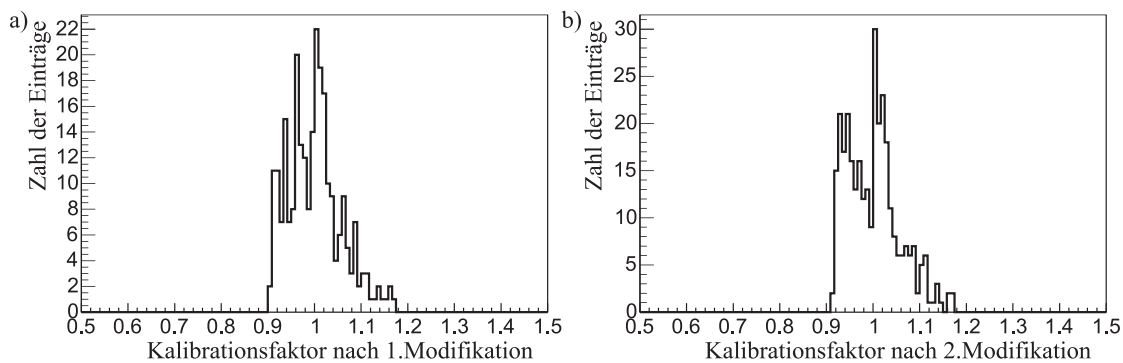
Pedestals und Rauschen werden in jedem Ereignis für jeden Kanal neu bestimmt, da immer genug TimeSlices ohne TPC-Signal vorhanden sind, um eine Berechnung durchführen zu können. In Abb. 4.20 ist die typische Verteilung der Pedestals und des Rauschens aller Kanäle dargestellt.

Eine relative Kalibration der Kanäle durch Testpulse wurde analog zu der Kalibration der CAMAC-Elektronik durchgeführt. In Abb. 4.21 sind die so erhaltenen Kalibrationsfaktoren für die Kanäle nach der 1. und nach der 2. Modifikation der FEE-Karten dargestellt. Die Verteilung der Kalibrationsfaktoren ist recht breit, deshalb müssen diese bei allen Messungen berücksichtigt werden.

Zur Identifizierung gebrochener Durchführungen zwischen Pad-Fläche und FEE-Kontaktierung wurde eine Methode entwickelt, bei der auf die GEMs ein kurzer Strompuls gegeben wird, der über Induktion auch Signale auf den Pads erzeugt. In Abb. 4.22a) ist die relative Stärke



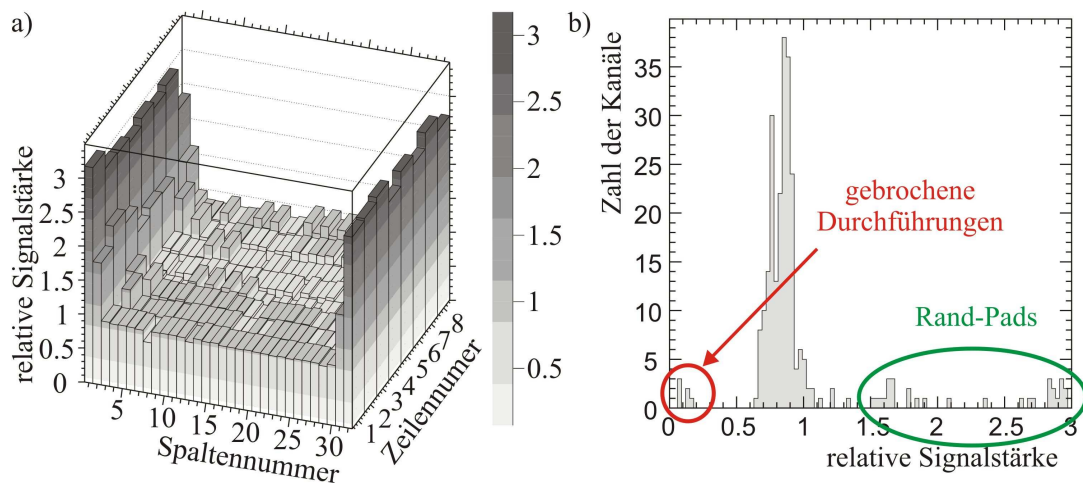
**Abbildung 4.20:** Verteilung a) der Pedestals und b) des Rauschens aller Kanäle der STAR-Elektronik.



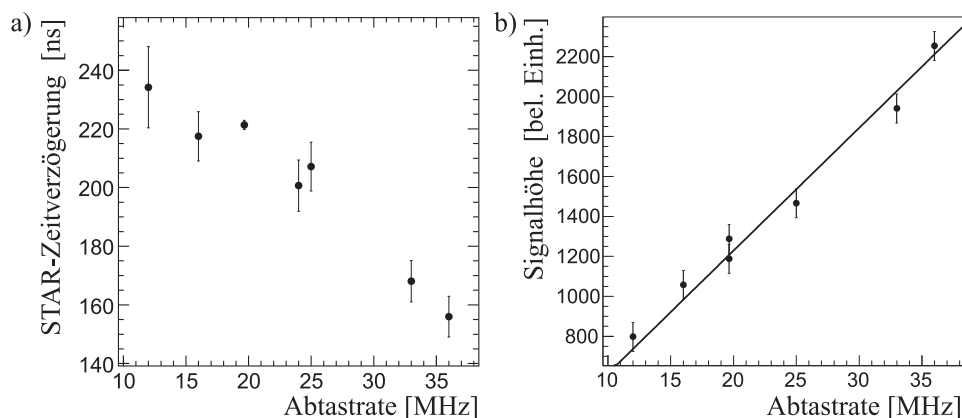
**Abbildung 4.21:** Kalibrationsfaktoren der Kanäle der STAR-Elektronik a) nach der ersten und b) nach der zweiten Modifikation.

des induzierten Signals auf den Pads über Pad-Reihe und Pad-Spalte aufgetragen. Man erkennt, dass die Rand-Pads durch ein Übersprechen (*Cross-Talk*) von den Metall-Flächen außerhalb der aktiven Zone erhöhte Signale haben. Zu sehen ist dies auch in der Verteilung der relativen Signale auf den Pads in Abb. 4.22b) an den deutlich erhöhten Werten. In Abb. 4.22b) sieht man aber auch Kanäle mit sehr geringer relativer Signalstärke, die dadurch als fehlerhaft kenntlich gemacht werden können und bei der Spurrekonstruktion eventuell ignoriert werden müssen (siehe Kapitel 5.2 über die Flags).

In Abb. 4.23a) ist der Einfluss der Abtastfrequenz auf die zeitliche Verzögerung der STAR-Datennahme gegenüber dem Trigger-Signal nach Abzug der Laufzeitunterschiede dargestellt. Diese müssen als Korrekturen in der Daten-Auswertung berücksichtigt werden. Abb. 4.23b) zeigt die Abhängigkeit der integrierten Ladung des Signals von der Abtastfrequenz. Es ist klar zu erkennen, dass eine Veränderung der Abtastrate auch deren Gesamtladung verändert, dass also der angegebene ADC-Wert nicht die Integration über einen TimeSlice, sondern den aktuellen Wert darstellt.



**Abbildung 4.22:** Identifizierung nicht funktionierender Kanäle der STAR-Elektronik: a) Darstellung der relativen Signalstärken auf den Pads, bei denen die Rand-Pads ein erhöhtes Signal zeigen. b) zeigt die Verteilung der Signalstärken, man erkennt deutlich die Rand-Pads, aber auch Kanäle mit gebrochenen Durchführungen. [Ka05t]

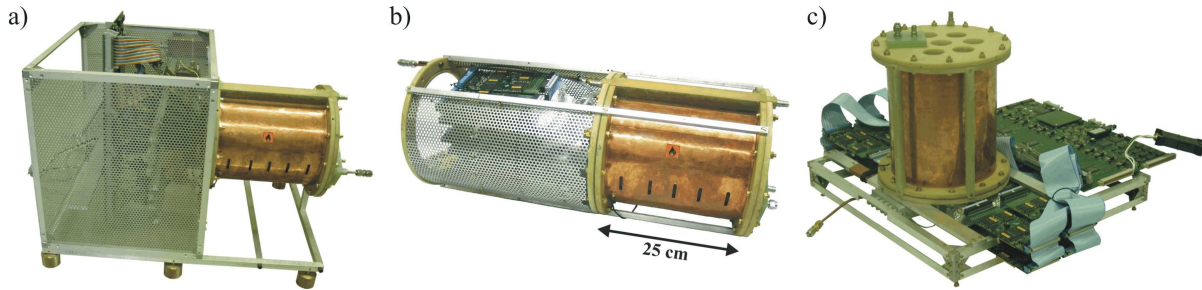


**Abbildung 4.23:** a) Abhängigkeit der Zeitverzögerung der STAR-Elektronik von der Abtastrate. Die Werte müssen als Korrekturen bei der Datenauswertung berücksichtigt werden. b) Abhängigkeit der Signalthöhe der STAR-Kanäle von der Abtastrate. Die Linearität der Abhängigkeit lässt sich dadurch erklären, dass der jeweilige ADC-Wert nicht einen integrierten Wert über den entsprechenden Zeitraum eines TimeSlices, sondern dessen aktuellen Wert darstellt.

## 4.3 Infrastruktur

Um den Betrieb der Kammer in den verschiedenen Messumgebungen zu gewährleisten, erfordert es mechanischer Stabilität und weiterer Komponenten im Gesamtaufbau, wie z.B. der Spannungsversorgung und eines adäquaten Gassystems. Außerdem sollten zur Vergleichbarkeit der Daten die Umgebungsbedingungen aufgezeichnet werden.

### 4.3.1 Mechanische Trägerstrukturen



**Abbildung 4.24:** Trägerstrukturen der Karlsruher TPC: a) Standard-Trägerstruktur für den Einsatz in KA-Co und CERN-B. b) Zylindrische Trägerstruktur für den Einsatz in DESY-M. c) Flache Trägerstruktur für den Einsatz in DESY-B.

Die mechanische Stabilität der Kammer an den verschiedenen Testständen wird durch mehrere Trägerstrukturen gewährleistet, an denen Kammer und Elektronik befestigt werden können. Bei den Messungen mit der CAMAC-Elektronik wurde eine Standfestigkeit der Kammer bereits durch die quadratische Anodenplatte der Streifenauslese erreicht. Bei den Messungen mit der STAR-Elektronik waren jedoch meist kompliziertere Trägerstrukturen nötig, deren Aluminium-Stangen zugleich als Haupterdungspunkt und zur Wärmeabführung für die Auslese-Elektronik dienen. Folgende Trägerstrukturen existieren bereits (siehe auch Abb. 4.24):

Benennung	Kabellänge zu FEE	Einsatzorte
Standard-Trägerstruktur	0 cm	KA-Co, CERN-B
Zylindrische Trägerstruktur	0 bzw. $\approx 10$ cm	DESY-M
Flache Trägerstruktur	$\approx 15$ cm	DESY-B

Dabei wurde die Standard-Trägerstruktur im Hinblick auf Flexibilität und Minimierung des elektronischen Rauschens konzipiert, sodass ein direkter Anschluss der FEE-Karten an die Stecker der Anodenplatte möglich ist. Die zylindrische Trägerstruktur wurde gefertigt, um eine Einpassung in die 28 cm große Öffnung des Solenoid-Magneten am DESY zu ermöglichen. Die senkrechte Einpassung der Kammer in die Öffnung des Dipol-Magneten am DESY-Teststrahl erforderte die Konstruktion der flachen Trägerstruktur.

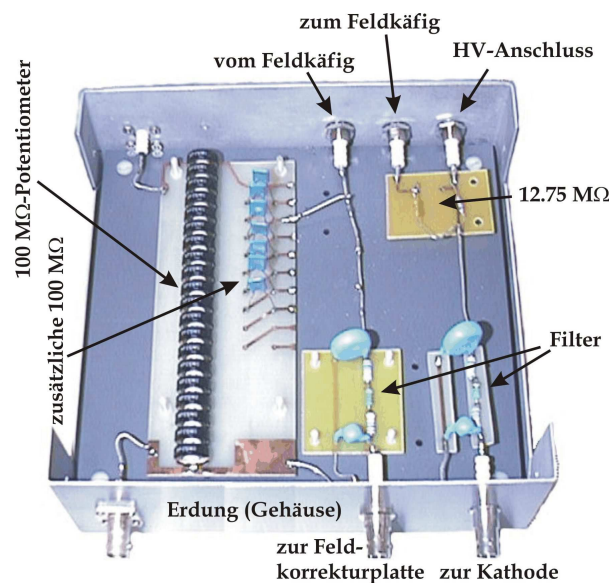
### 4.3.2 Spannungsversorgung

#### Die Versorgungsgeräte

Als Hauptspannungsversorgung sowohl für Hoch- als auch für Niederspannungen wird ein CAEN SY527 [Ca97m] benutzt, das Hochspannungen bis  $-6000$  V bei maximal  $200 \mu A$  und Niederspannungen bis  $12$  V bei maximal  $1.5$  A liefern kann. Das CAEN SY527 kann über eine RS232-Verbindung von einem PC aus gesteuert werden. Falls die gewünschten Hochspannungen die Maximalspannung des CAEN SY527 überschreiten, kann alternativ ein FUG HCN 14-12500 benutzt werden, das eine maximale Hochspannung von  $-12.5$  kV liefern kann.

Durch das CAEN SY527 wird jede GEM-Elektrode einzeln angesteuert, wobei darauf geachtet wird, dass immer ein  $10\text{ M}\Omega$ -Schutzwiderstand zwischen Spannungsversorgung und GEM-Elektrode platziert ist, um die GEM bei einer Entladung nicht zu gefährden. Die Kathode, der Feldkäfig und die Feldkorrekturplatte werden durch eine einzige Hochspannungsleitung entweder des CAEN SY527 oder des FUG HCN 14-12500 versorgt, wobei eine Spannungsteilerschaltung die jeweiligen Spannungen festlegt.

### Die Spannungsteilerschaltung



**Abbildung 4.25:** Die Spannungsteilerschaltung für die Hochspannungsversorgung der Kammer. Eingestellt werden nur die vom HV-Anschluss kommende Spannung  $U_{cathode}$  und der bis einige  $100\text{ MeV}$  regelbare Widerstand  $R_{fcp-ground}$ .

Eine etwa  $20 \times 18,5\text{ cm}^2$  große Aluminium-Box dient zur Steuerung der an Kathode, Feldkäfig und Feldkorrekturplatte gelegten Spannungen. Dabei können bei gegebenen GEM-Spannungen und gewünschtem Driftfeld sämtliche Spannungen angepasst werden, indem man die Kathodenspannung  $U_{cathode}$  und den Widerstand  $R_{fcp-ground}$  zwischen Feldkorrekturplatte und Erdung einstellt. Der genaue Widerstand  $R_{fcp-ground}$  wird durch eine Zehn-Punkt-Messung der zugehörigen Strom-Spannungskennlinie bestimmt. In Abb. 4.25 ist die Box, die den Spannungsteiler enthält, dargestellt. Der HV-Anschluss des Hochspannungsgerätes wird zum einen auf die Kathode, zum anderen über einen passenden Widerstand auf die Widerstandskette des Feldkäfigs gegeben. Der Feldkäfig bringt einen weiteren Widerstand von  $294,5\text{ M}\Omega$ , nach dem die Spannung wieder an die Spannungsteiler-Box gelangt, wo sie sowohl mit der Feldkorrekturplatte als auch über den regelbaren Widerstand  $R_{fcp-ground}$  zur Erdung verbunden wird.

### 4.3.3 Gassystem

Wie bereits in Kapitel 2.2.5 beschrieben, können Gasverunreinigungen einen großen Einfluss auf die Funktionalität eines Gasetektors haben. In [Le02t] wurden einige Studien hierzu durch-

geführt und folgende Kriterien eines sauberen Gassystems bestimmt:

- Gasleitungen zur Zu- und Abführung sollten aus rostfreiem Stahl oder zumindest aus Kupfer hergestellt sein, da vor allem PVC- und Silikon-Schläuche Wasser und Sauerstoff aus der umgebenden Luft ziehen.
- Desweiteren sollte ein Oxisorber direkt vor dem Gaseintritt in die Kammer plaziert werden, um einen zusätzlichen Säuberungseffekt zu erzielen.
- Um verunreinigtes Gas schneller aus der Kammer zu entfernen, empfiehlt es sich, zusätzlich den Gasfluss durch die Kammer zu erhöhen, bei der Karlsruher TPC sollte in etwa ein Wert von mindestens  $80 \text{ cm}^3/\text{min}$  eingehalten werden.

### Das permanente Gassystem in Karlsruhe

In dem Karlsruher TPC-Labor am Forschungszentrum Karlsruhe wurde ein permanentes Gassystem aufgebaut, bei dem alle Gasleitungen aus rostfreiem Stahl bestehen. Zur Mischung des gewünschten Gasgemisches wird ein Gasflussmeter mit Steuerelement der Firma MKS (Type 1194A [Mk97m\_1], Type 247D [Mk97m\_2]) benutzt. In der Regel ist der Gasfluss auf  $80 \text{ cm}^3/\text{min}$  eingestellt und ein Oxisorber der Firma Messer-Griesheim GmbH [Me00m] eingebaut. Um eine Verunreinigung des Gases von der Auslass-Seite zu verhindern, hat die Abgasleitung hinter der Kammer eine Länge von  $15 \text{ m}$  und wird durch einen Silikon-Bubbler abgeschlossen. Eine schematische Darstellung des Gassystems findet sich in Abb. 4.26.

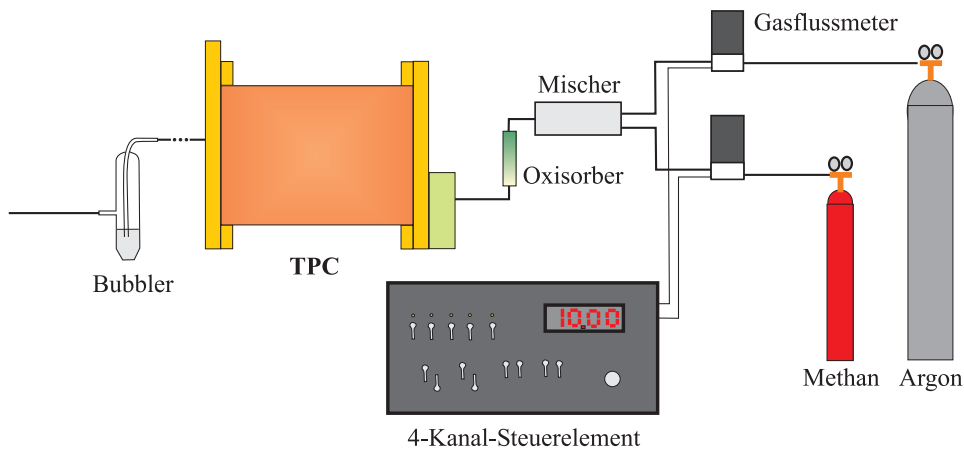


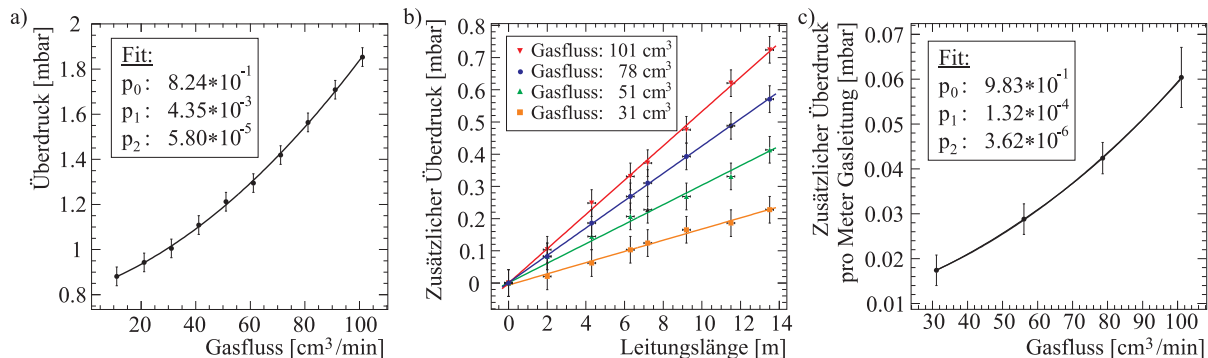
Abbildung 4.26: Schematische Darstellung des permanenten Gassystems in Karlsruhe.

### Mobiles Gassystem bei auswärtigen Messungen

Für die jeweiligen Messungen an CERN und DESY musste ein mobiles Gassystem verfügbar sein, dessen Ansprüche an die Sauberkeit der Gasmischungen nicht viel geringer sind als die an das permanente Gassystem. Dazu wurden jeweils etwa  $20 \text{ m}$  lange, leicht biegbare Kupferrohre für die Zu- und Abführung der Gasmischung an dem jeweiligen Messort installiert und vor Beginn der Messungen für mehrere Tage gespült. Die benutzten Gasgemische wurden aus vorgemischten Gasflaschen bezogen, deren Gasfluss mit einem Flussmeter (Fischer&Porter Präzisions-Messrohr FP 1/8-05 G-5/81) geregelt wurde. Dabei wurde meist ein Fluss von über  $200 \text{ cm}^3/\text{min}$  gewählt,

um eventuelle Gasverunreinigungen sofort wieder herauszuspülen. In der Gaszuführung befand sich wieder ein Oxisorber, als Abschluss des Gasauslasses meist ein Silikon-Bubbler.

### Abhängigkeit des Gasdruckes von Gasfluss und Leitungslänge



**Abbildung 4.27:** Abhängigkeit des Gasdruckes von Gasfluss und Leitungslänge. In a) lässt sich aufgrund von Staudruck ( $\propto v^2$ ) und Hagen-Poiseuille-Gesetz ( $\propto v$ ) eine parabolische Funktion anpassen. In b) sieht man den vom Hagen-Poiseuille-Gesetz erwarteten linearen Anstieg des Gasdruckes über der Leitungslänge. In c) ist dann der zusätzliche Überdruck pro Meter Zusatzleitung für die verschiedenen Gasflüsse angegeben, mit wiederum einem parabolischen Verlauf.

Mit dem in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Gasdrucksensor wurden Messungen zur Abhängigkeit des Gasdruckes von dem Gasfluss in den Leitungen und zusätzlichen Leitungsrohrstücken durchgeführt. Die benutzten Stahlrohre hatten dabei einen inneren Durchmesser von 4 mm. In Abb. 4.27a) ist die Abhängigkeit des Überdruckes vom Gasfluss bei dem Gasgemisch  $Ar:CH_4-90:10$  (P10) angegeben. Der Gasfluss  $\dot{V}$  ist proportional zur Geschwindigkeit  $v$  des Gases:  $v = \dot{V}/A$ , wobei  $A$  der Leitungsquerschnitt ist. Ein wichtiger Anteil des Überdruckes  $\Delta p$  in der Kammer ist durch das Gesetz von Hagen-Poiseuille zu erklären, bei dem nach [Ge95b] folgendes gilt:  $\Delta p \propto l \cdot \dot{V} \propto l \cdot v$ . Hier ist  $l$  die Länge des verwendeten Rohres. Neben diesem zu  $v$  proportionalen Anteil, gibt es bei dem Gesamtüberdruck noch den Anteil des Staudruckes, der  $\propto v^2$  ist, weshalb man insgesamt eine parabolische Funktion anpassen kann. Die Aussagekraft der Parameter für etwa die Dichte des Gases oder dessen Viskosität ist aufgrund der Komplexität des Gesamtsystem jedoch fraglich. Abb. 4.27b) zeigt die Abhängigkeit des Überdruckes von der Länge  $l$  zusätzlicher Rohre: man sieht den erwarteten linearen Anstieg für sämtliche Einstellungen des Gasflusses. Aus den Steigungen der jeweiligen Geraden erhält man dann die in Abb. 4.27c) dargestellte Abhängigkeit des Überdruckes pro Meter zusätzlicher Leitung, und auch ist wieder das oben beschriebene parabolische Verhalten erkennbar.

#### 4.3.4 Sensoren und Messgeräte

Die Messung von Umgebungsbedingungen der aufgenommenen Daten ist bisweilen von großer Wichtigkeit. So können Temperatur- und Druckmessungen benutzt werden, um gegebenenfalls Gain- oder Driftgeschwindigkeitskorrekturen durchzuführen. Die Sensoren werden dabei von der Niederspannungsversorgung des CAEN SY527 mit einer zeitlich stabilen hochpräzisen Niederspannung versorgt. Messungen des elektrischen Stromes in einer Zuleitung können dazu benutzt

werden, um Überschläge in GEMs nachzuweisen oder um den Ionenrückfluss einer Messreihe zu berechnen (siehe Kapitel 8.5). Die Daten der hier benutzten Sensoren und der Strommonitore konnten mit einer PC-gestützten I/O-Karte (BMC-Messsysteme PC20TR [Bm99m]) digitalisiert und in einer Computer-Datei gespeichert werden.

### Drucksensoren

Zur Messung des atmosphärischen Drucks in der Umgebung des Detektors wurde ein Motorola MPX 4115A [Mo01m] benutzt, der mit einem maximalen Fehler von 1.5 % und einer Empfindlichkeit von  $45 \text{ mV/kPa}$  für dessen analoges Ausgangssignal spezifiziert ist. Die Messung des Drucks in den Gasleitungen erfolgt durch einen Prazisionsdruckwandler (Sensortech nics 142SDC30A-PCB [Se03m]). Der Drucksensor wurde dabei parallel in die Gasleitung hinter der Kammer eingebracht und kann entweder den absoluten Druck oder den Relativdruck zur Umgebung angeben.

### Temperatursensoren

Die Umgebungstemperatur wurde durch einen monolithischen Temperatursensor (Analog Devices AD22103 [An95m]) aufgenommen, dessen Fehlertoleranz mit einem Wert von  $0.75 \text{ K}$  angegeben wird. Die Gastemperatur innerhalb der Kammer unterhalb der GEMs wird durch einen temperaturabhängigen Platinwiderstand, einen PT1000 (Heraeus sensor M-FK 1020, Güteklasse B) gemessen. Bei einer Kombination mit einem Vergleichs-Präzisionswiderstand erhält man dabei eine Genauigkeit von etwa  $0.7 \text{ K}$  [Ka05t].

### Strommonitore

In die Zuleitungen aller GEMs und der Kathode wurden zur Messung des fließenden Stroms hochsensible Strommonitore (CUMO V3.0 [Be99m]) mit einer Genauigkeit von  $0.02 \text{ nA}$  eingebaut. Die Ausgabe der Strommessung erfolgt bei den CUMOs über eine integrierte Anzeige, aber auch über ein analoges Spannungssignal, das mittels der oben beschriebenen I/O-Karte von einem PC mit maximal  $2 \text{ kHz}$  aufgenommen werden konnte.

## 4.4 Betrachtete Pad-Geometrien

Bei den in Kapitel 7 beschriebenen Messungen wurden verschiedene Pad-Geometrien benutzt. Anfangs wurde mit langen, schmalen Pads mit den Abmessungen  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  gearbeitet. Um jedoch auf die Vorgaben des TESLA-TDR [Al01p\_1] einzugehen, wurden ebenfalls  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  große Pads entwickelt. Bei Messungen der transversalen Ortsauflösung wurde jedoch klar, dass bei normalen  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -Pads Probleme mit den schmalen Cluster-Breiten im Magnetfeld auftreten können (siehe Kapitel 3.4.1). Deswegen wurden Messungen mit veränderten Pad-Geometrien durchgeführt, bei denen die Ladungsaufteilung unter den Pads einer Pad-Reihe und damit die Ortsauflösung verbessert werden sollte.

### 4.4.1 Theoretische Betrachtungen zum Einfluss der Pad-Geometrie

In Kapitel 3.4 wurde bereits der Einfluss der Pad-Geometrie auf die Orts- und Energieauflösung diskutiert, die wesentlichen Ergebnisse seien hier nochmals zusammengefasst.



- Beeinflussung der Ortsauflösung:
  - Die Pad-Höhe  $H_{pad}$  sorgt für die primäre Elektronenstatistik und geht somit direkt in die maximal mögliche Ortsauflösung ein. Als Näherung gilt:  $\sigma^{sr} \propto 1/\sqrt{H_{pad}}$
  - Die Pad-Breite  $W_{pad}$  hat auf die maximal mögliche Ortsauflösung keinen direkten Einfluss, jedoch verschlechtert sich die Möglichkeit der Cluster-Rekonstruktion mit erhöhtem Verhältnis zwischen  $W_{pad}$  und Cluster-Breite  $\sigma_{trans}$ , was im Extremfall zu einer Auflösung von  $\sigma_{trans}^{sr} = W_{pad}/\sqrt{12}$  führt.
  - Die Pad-Form führt zu einer veränderten Ladungsaufteilung, der Einfluss auf die Ortsauflösung ist jedoch nicht einfach zu beschreiben und wird in Kapitel 8.2.7 untersucht.
- Beeinflussung der Energieauflösung:
  - Die Pad-Höhe  $H_{pad}$  hat bei gleichbleibender Gesamtausdehnung des Auslesebereiches einen starken Einfluss auf die Energieauflösung. Die Stabilität gegenüber Schwankungen des Pad-Rauschens legt einen Optimalwert der Pad-Höhe von  $H_{pad} \approx 6\text{ mm}$  fest.
  - Die Pad-Breite hat in Zusammenhang mit dem Signal/Rauschen-Verhältnis einen geringen Einfluss auf die Energieauflösung, der aber in dem möglichen Spielraum der Pad-Breiten für den ILC-Detektor kaum eine Rolle spielt.
  - Die Pad-Form sollte ebenfalls nur einen geringen Einfluss auf die Energieauflösung haben, explizite Studien hierzu wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

#### 4.4.2 In Messungen verwendete Pad-Geometrien

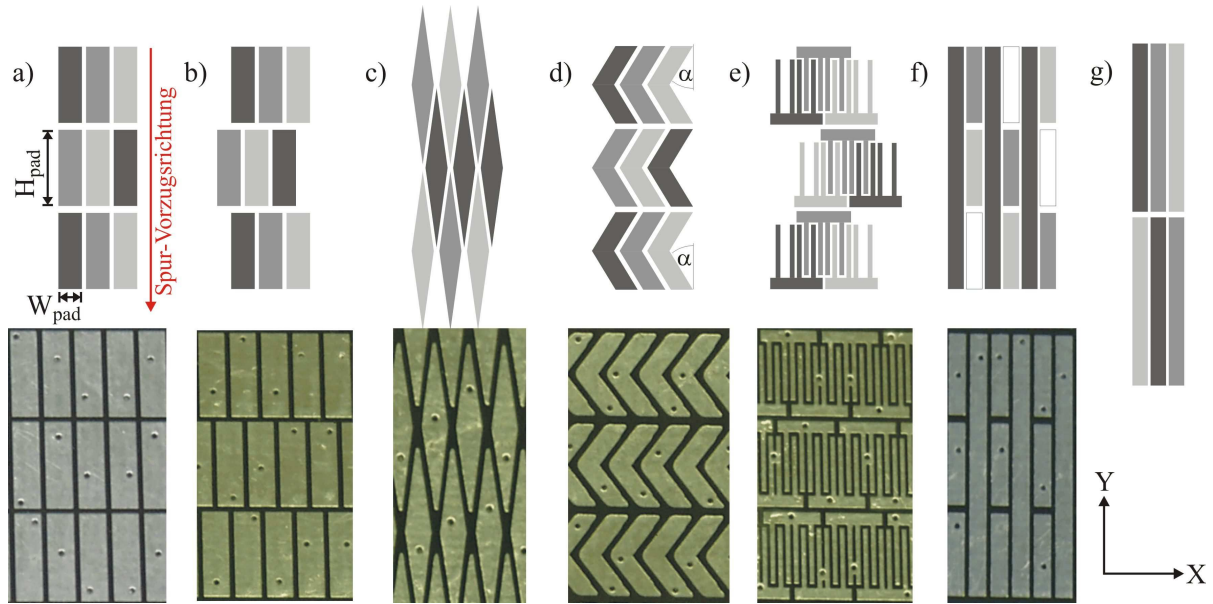
##### Pads mit den Abmessungen $1.27 \times 12.5\text{ mm}^2$

Die standardmäßig benutzte Anodenplatte mit den schmalen Pads enthält 8 Pad-Reihen mit je 32 Pads, die regelmäßig angeordnet sind (siehe Abb. 4.28g). Die Abmessungen entsprechen nicht den Vorgaben des TESLA-TDR, sie sind mit  $1.27 \times 12.5\text{ mm}^2$  deutlich schmaler und länger als die vorgeschlagenen  $2 \times 6\text{ mm}^2$ -Pads.

##### Pads mit den Abmessungen $2 \times 6\text{ mm}^2$

Für Studien der Ortsauflösung wurden zusammen mit der Anodenplatte mit flexiblen Einsätzen mehrere passende Einsätze mit verschiedenen Pad-Geometrien hergestellt. Die meisten Geometrien bestehen dabei aus 12 Reihen mit je 30 Pads, von denen aufgrund der nur 320 STAR-Auslesekanäle einige gemeinsam kontaktiert werden mussten. Folgende Pad-Geometrien mit einer effektiven Pad-Fläche von  $2 \times 6\text{ mm}^2$  wurden in den Studien am DESY (DESY-M und DESY-B) benutzt:

- **Normal:** Regelmäßig angeordnete rechteckige Pads (Abb. 4.28a).
- **Staggered:** Rechteckige Pads, bei denen die Pad-Reihen abwechselnd versetzt angeordnet sind (Abb. 4.28b). Eine ähnliche versetzte Anordnung der Pad-Reihen lässt sich bei einer kreisförmigen Anordnung der Pad-Reihen am ILC-Detektor kaum verhindern.
- **Diamonds:** Rautenförmige Pads, bei denen die Pad-Reihen geometriebedingt abwechselnd versetzt angeordnet sind (Abb. 4.28c).



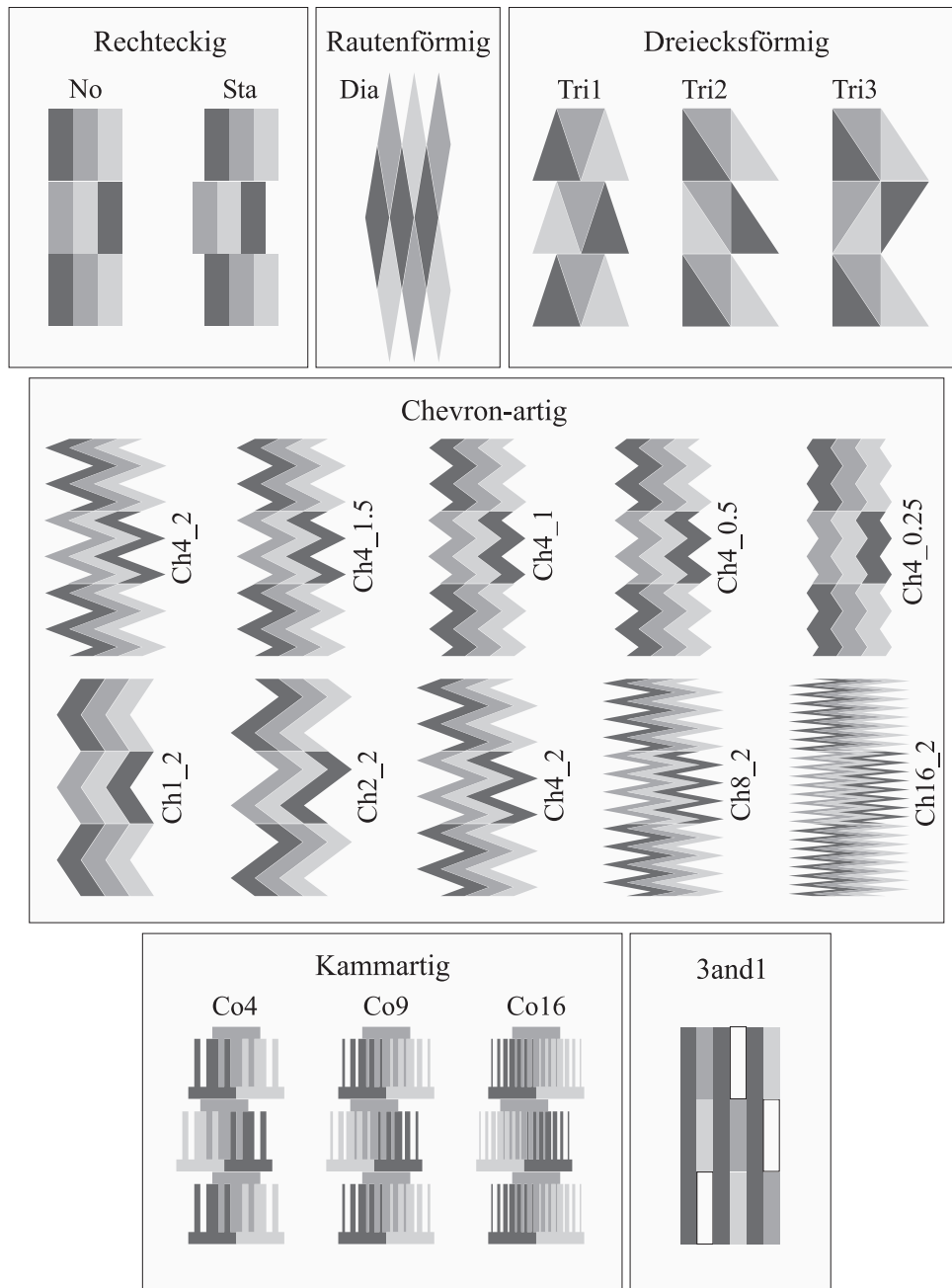
**Abbildung 4.28:** Schematische und photographische Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten Pad-Geometrien: a) Normal, b) Staggered, c) Diamonds, d) Chevrons, e) Combs und f) Sand1 (alle mit einer effektiven Fläche von  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ). g) zeigt die Pads, die zu Beginn standardmäßig benutzt wurden und eine Fläche von  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  aufweisen.

- **Chevrons:** Pads, bei denen die Pad-Mitte in Richtung des Nachbar-Pads ragt, um die Ladungsaufteilung zu verbessern. Der Versatz in der Pad-Mitte beträgt in diesem Fall  $2 \text{ mm}$ , die Anordnung der Pad-Reihen ist nicht versetzt (Abb. 4.28d).
- **Combs:** Kammartige Pads, bei denen die Pads von oben und unten ineinander greifen. Dabei hat jedes Pad 4 Kamm-Finger. (Abb. 4.28e).
- **Sand1:** Pad-Geometrie bei der abwechselnd ein langes Pad und drei kurze Pads angeordnet sind. auf diese Weise lässt sich bei Beibehaltung der Gesamtzahl der Pads die Breite der Pads auf  $1.33 \text{ mm}$  verringern (Abb. 4.28f).

#### 4.4.3 Zusätzlich simulierte Geometrien

Für systematische Studien der Pad-Geometrien wurden in die MonteCarlo-Simulation TPCSUM (siehe Kapitel 6) weitere Pad-Strukturen integriert. Die Möglichkeit, die Pad-Breite zu variieren, ist dabei standardmäßig in der TPCSUM-Software (Kapitel 6) enthalten. Aus diesem Grund wurden vor allem mit der Staggered-Geometrie Studien mit einer Pad-Höhe von  $H_{pad} = 6 \text{ mm}$  und Pad-Breiten von  $W_{pad} = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$  und  $2.5 \text{ mm}$  durchgeführt.

Zusätzlich können noch unterschiedliche Formen der Pads implementiert werden. Gerade bei den chevron- und den kammartigen Pads, sind zahlreiche Variationen möglich, die einen Einfluss auf die Ortsauflösung haben können. Bei den chevronartigen Pads lässt sich sowohl der Versatz als auch die Zahl der Chevron-Zacken variieren. Für die Ortsauflösungsstudien wurden Chevrons mit 1, 2, 4, 8 und 16 Zacken mit einem beidseitigen Versatz von  $2 \text{ mm}$  und für die Chevrons mit 4 Zacken weitere Varianten mit einem beidseitigen Versatz von  $0.25, 0.5, 1, 1.5$  und  $2 \text{ mm}$  simuliert. Bei den kammartigen Pads kann die Anzahl der ineinandergreifenden Finger



**Abbildung 4.29:** Schematische Darstellung der im TPCSUM simulierten Pad-Geometrien: Bereits bekannt sind die rechteckigen Pads in den Geometrien Normal und Staggered sowie die rautenförmigen Pads, bei den dreiecksförmigen Pads wurden drei neue Anordnungen eingeführt. Die obere Reihe der chevronartigen Pads beinhaltet Chevrons mit 4 Zacken und einem Versatz von 4, 3, 2 bzw. 1 mm, die untere Reihe Chevrons mit einem Versatz von 2 mm und 1, 2, 4, 8 bzw. 16 Zacken. Bei den kammartigen Pads gibt es Combs mit 4, 9 bzw. 16 Zacken. Wiederum bereits bekannt ist die 3and1-Geometrie.

zusammen mit deren Breite variiert werden. Es wurden kammartige Pads mit 4, 9 und 16 Kammfingern simuliert. Als komplett neue Variation wurden in die Simulation noch dreiecksförmige Pads in verschiedener Anordnung eingebaut.

Eine schematische Darstellung aller simulierten Pad-Geometrien ist in Abb. 4.29 enthalten.

## 4.5 Benutzte Gasmischungen

Im Laufe dieser Arbeit wurde mit diversen Gasmischungen gearbeitet, von denen alle auf dem Zählgas Argon basieren. Für die verschiedenen Gasmischungen werden Abkürzungen benutzt. TDR steht dabei für das im TESLA-TDR [Al01p\_1] vorgeschlagene Gas, Px steht für Argon-Methan-Mischungen mit einem Methan-Anteil von  $x$  Prozent und Cx für Argon-Kohlenstoffdioxid-Mischungen mit einem Kohlenstoffdioxid-Anteil von  $x$  Prozent. Es wurden demgemäß folgende Gasmischungen benutzt:

Abkürzung	Gasmischung
TDR	$Ar:CO_2:CH_4-93:2:5$
P5	$Ar:CH_4-95:5$
P10	$Ar:CH_4-90:10$
P20	$Ar:CH_4-80:20$
C30	$Ar:CO_2-70:30$

Bei den genannten Angaben handelt es sich um Volumenprozent. Benötigt man wie in Gleichung 2.9 die Gewichtsanteile  $p_i$  der Gase, so erhält man diese durch Gewichtung der Volumenanteile  $v_i$  mit der summierten Massenzahl  $\Sigma A$  der Gasmoleküle:

$$p_i = \frac{v_i \cdot (\Sigma A)_i}{\sum_i v_i \cdot (\Sigma A)_i} \quad (4.1)$$

Beispielhaft erhält man für P10 mit  $v_{Ar} = 0.9$ ,  $v_{CH_4} = 0.1$ ,  $(\Sigma A)_{Ar} = 40$  und  $(\Sigma A)_{CH_4} = 12 + 4 \cdot 1 = 16$  Gewichtsanteile von  $p_{Ar} = 95.745$  und  $p_{CH_4} = 4.255$ .

Details über die Gaseigenschaften der benutzten Gasmischungen sind in der Beschreibung der Messaufbauten in Kapitel 7 enthalten. Weitere Informationen zu Gaseigenschaften finden sich in Anhang A.

Die Ionisationsstatistiken der Gasmischungen durch MIPs liegen alle mit  $\approx 92 e/cm$  in einer ähnlichen Größenordnung, da der Hauptanteil der Gasmischungen Argon ist. Die Teilchenstrahlen an CERN und DESY sowie die kosmischen Teilchen entsprechen in ihrer Ionisationsstatistik in etwa MIPs. Bei einigen Messungen wurden aber auch  $^{90}Sr$ - und  $^{55}Fe$ -Quellen benutzt, deren Signale in den benutzten Argon-Mischungen im folgenden Unterkapitel beschrieben werden sollen.

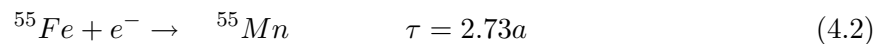
### 4.5.1 Signale der $^{55}Fe$ -Quelle und der $^{90}Sr$ -Quelle in Argon-Gasmischungen

#### Signale einer $^{55}Fe$ -Quelle in Argon-Gasmischungen

Zum Testen und Eichen von Detektoren benutzt man normalerweise bekannte Kernzerfälle mit charakteristischen Spektren. Häufig verwendete Isotope sind z.B.  $^{60}Co$ ,  $^{137}Cs$ ,  $^{22}Na$  und  $^{55}Fe$ .

Wegen der leichten Zugänglichkeit und der hohen Rate an hochenergetischen Photonen wurde für den Karlsruher Prototyp meist mit  $^{55}\text{Fe}$  gearbeitet. Ein Vorteil dieser Quelle ist, dass die Photonen monoenergetisch sind, und dass Photonen auf einen Schlag ihre gesamte Energie an einem quasi-punktförmigen Ort abgeben.

Das instabile Eisenisotop  $^{55}\text{Fe}$  geht durch *Elektroneneinfang* aus der K-Schale (Termschema siehe Abb. 4.30a) in das stabile  $^{55}\text{Mn}$  über [Pf95m]:



Das entstehende  $^{55}\text{Mn}$  ist danach angeregt, da die K-Schale des Atoms erst einmal unbesetzt ist. Die K-Schale wird jedoch sofort aus höheren Schalen aufgefüllt. Die wichtigsten Übergänge sind hierbei diejenigen, in denen die K-Schale aus der L-Schale aufgefüllt wird [Eu00b],[Pf95m]:

$$\begin{aligned} K_{\alpha_1} : E_K - E_{L_{III}} &= 5.90 \text{ keV} & \text{Anteil: } 24.4 \% \\ K_{\alpha_2} : E_K - E_{L_{II}} &= 5.89 \text{ keV} \\ K_{\beta_1} : E_K - E_{M_{III}} &= 6.49 \text{ keV} & \text{Anteil: } 2.86 \% \end{aligned}$$

Die am häufigsten auftretenden Photonen sind somit die mit  $5.9 \text{ keV}$ .

Will man diese Photonen nun mit einem Gasdetektor nachweisen, so ist es wichtig, die Prozesse zu kennen, die ein Photon von  $5.9 \text{ keV}$  in dem jeweiligen Gas hervorruft. Benutzt man Argon als Zählgas, so sind folgende die wichtigsten Prozesse [Mo99t]:

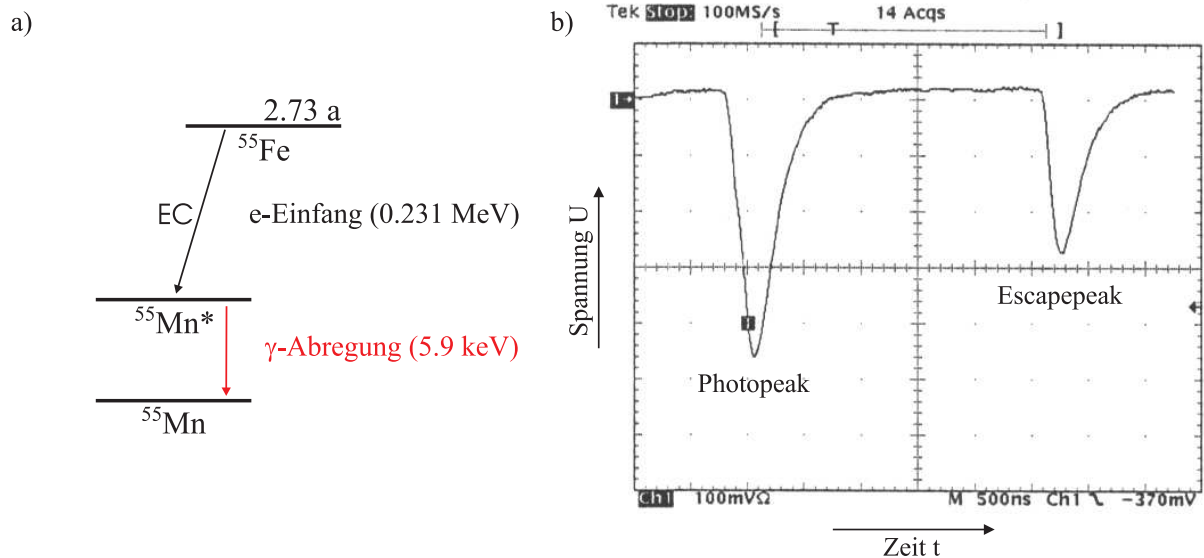
- |   |                                |
|---|--------------------------------|
| 1. Photoeffekt mit K-Schalen-Elektronen : | $W_{kin} = 2.7 \text{ keV}$    |
| Auger-Effekt :                            | $W_{kin} = 3.2 \text{ keV}$    |
| Wahrscheinlichkeit :                      | 80 %                           |
| 2. Photoeffekt mit K-Schalen-Elektronen : | $W_{kin} = 2.7 \text{ keV}$    |
| K-L Fluoreszenz :                         | $W_{\gamma} = 2.9 \text{ keV}$ |
| L-M Fluoreszenz :                         | $W_{\gamma} = 0.3 \text{ keV}$ |
| Wahrscheinlichkeit :                      | 16 %                           |
| 3. Photoeffekt mit L-Schalen-Elektronen : | $W_{kin} = 5.6 \text{ keV}$    |
| L-M Fluoreszenz :                         | $W_{\gamma} = 0.3 \text{ keV}$ |
| Wahrscheinlichkeit :                      | 4 %                            |

Die jeweils entstandenen Photoelektronen geben ihre kinetische Energie durch Ionisation sehr schnell an weitere Elektronen ab und können deswegen detektiert werden. Auch die Photonen der L-M Fluoreszenz können detektiert werden, da sie in den in dieser Arbeit benutzten Argon-Gasmischungen nur eine geringe Absorptionslänge haben und ihre Energie auf Elektronen übertragen wird. Das Photon aus der K-L Fluoreszenz ist höherenergetisch und hat eine größere Absorptionslänge. Je nach Detektorgröße kann es entweder aus dem Detektor entkommen und dann nicht mehr nachgewiesen werden oder es konvertiert an einer entfernten Stelle des Detektors und erzeugt so ein ungewolltes Ereignis.

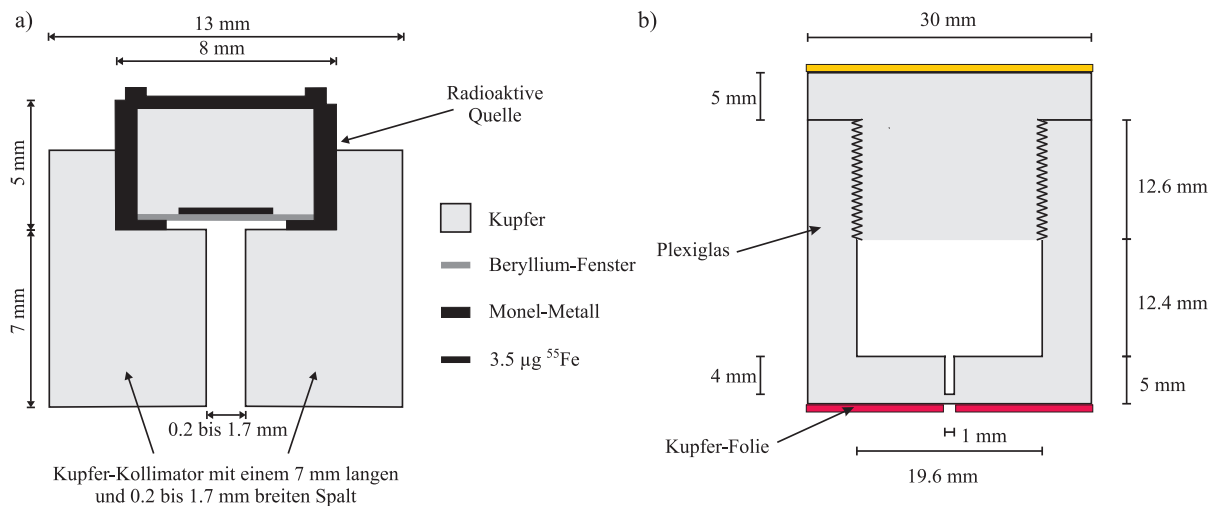
Deshalb kann man zu etwa 84 % die volle Energie von  $5.9 \text{ keV}$  nachweisen (*Photopeak*), zu 16 % erhält man eine Energie von nur  $3 \text{ keV}$  (*Escapepeak*). In Abb. 4.30b) sieht man, wie die beiden Ereignisse auf einem Oszilloskop aussehen.

### Die benutzte $^{55}\text{Fe}$ -Quelle und ihr Kollimator

Die in den Versuchen benutzte radioaktive Eisenquelle ist ein  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat der Firma Amersham mit der Kennung X.330. Gekauft wurde die Quelle im Jahre 1997 mit einer Aktivität von



**Abbildung 4.30:** a) Termschema des Zerfalls von  $^{55}\text{Fe}$ : Durch Elektroneneinfang geht  $^{55}\text{Fe}$  in  $^{55}\text{Mn}$  über. Das entstandene  $^{55}\text{Mn}$ -Atom ist angeregt und strahlt beim Abregen ein Photon mit der Energie 5.9 keV ab. [Mo99t]. b) Oszilloskop-Bild zweier Ereignisse einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, die zufällig kurz nacheinander stattfanden. Zu sehen sind der größere Photopeak mit der vollen Energie und der kleinere Escape-Peak mit der um ein Escape-Photon verminderten Energie.



**Abbildung 4.31:** Die Kollimatoren a) der  $^{55}\text{Fe}$ - und b) der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle

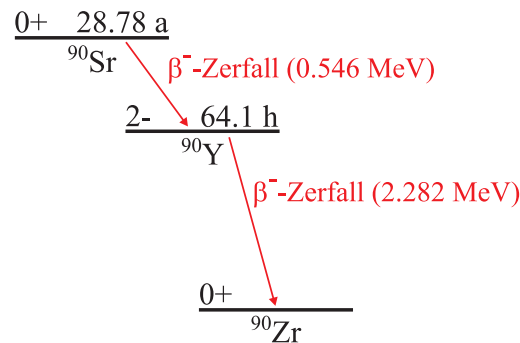
740 MBq, diese ist aber zum Zeitpunkt der Messungen schon unter den Wert von 200 MBq abgeklungen. Die Abmessungen der Quelle sind in Abb. 4.31a) dargestellt.

Zur Abschwächung der Rate, vor allem aber, um einen definierten Abstand zwischen dem Konvertierungsort der Photonen und der GEM1 zu haben, wurde ein Kollimator benutzt. Dabei

handelt es sich um einen  $1.3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$  großen Kupferblock, in dessen Mitte ein  $3\text{ mm}$  tiefes Loch gebohrt wurde, in das die Quelle eingesetzt wird. Dieser Kupferblock lässt sich aus mehreren Blockhälften zusammensetzen, die sich in der Öffnung zwischen ihrer Unterseite und dem Ort der Quelle unterscheiden. Diese Öffnungen sind  $6\text{ mm}$  lang und haben eine Breite von wahlweise  $0, 0.2, 0.5, 0.7$  oder  $1.0\text{ mm}$ . Somit kann die Kollimatoröffnung zwischen  $0.2$  und  $1.7\text{ mm}$  Breite gewählt werden.

### Signale einer $^{90}\text{Sr}$ -Quelle in Argon-Gasmischungen

$^{90}\text{Sr}$  geht in einem  $\beta$ -Zerfall in das nur kurzlebige  $^{90}\text{Y}$  über, das in einem zweiten  $\beta$ -Zerfall zu dem stabilen  $^{90}\text{Zr}$  führt (Energien:  $0.546\text{ MeV}$  und  $2.282\text{ MeV}$ , siehe Abb. 4.32). Die Ionisationsstatistik ist näherungsweise mit der von MIPs identisch, jedoch ist die Stabilität der Flugbahn nicht mit der Flugbahn hochenergetischer Teilchen vergleichbar. Die nicht geradlinigen Spuren sind demnach nicht für Studien zur Ortsauflösung geeignet. Jedoch ist eine  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle mit ihrer hohen Rate exzellent geeignet für Driftzeitmessungen, in denen sowohl ein Signal in dem Gasvolumen der Kammer, als auch ein Signal im Szintillator erzeugt werden muss.



**Abbildung 4.32:** Termschema des Zerfalls von  $^{90}\text{Sr}$ : Der Zerfall beinhaltet zwei Übergänge, bei denen je ein  $\beta$ -Teilchen ausgesendet wird.

### Die benutzte $^{90}\text{Sr}$ -Quelle und ihr Kollimator

Das radioaktive  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat befindet sich in einem Plexiglas-Behälter, dessen Abmessungen in Abb. 4.31b) angegeben sind. Der Behälter dient vor allem zur zugriffssicheren Aufbewahrung, um eine Inkorporation des radioaktiven Präparats zu verhindern. Seine Kollimatoreigenschaften sind nur beschränkt, was aber bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen unproblematisch ist, da die Messungen mit  $^{90}\text{Sr}$  Koinzidenzmessungen sind, d.h. dass die Teilchenspuren durch eine gleichzeitige Szintillatormessung festgestellt werden.





# 5 TPCRAT: Rekonstruktions- und Analysesoftware - Methoden der Datenverarbeitung

Der Prozess der Datenahme und -analyse mit dem TPC-Prototypen und der STAR-Elektronik ist ein komplexer Prozess, der in drei wesentliche Schritte eingeteilt werden kann, die vor, während und nach der jeweiligen Messung durchgeführt werden müssen:

- Vor den Messungen: Konstruktion oder Modifikation der Trägerstruktur für die TPC und die Auslese-Elektronik zur Anpassung an die geometrischen Randbedingungen der Teststände. Die während dieses Schrittes entstandenen Trägerstrukturen sind in Kapitel 4.3.1 beschrieben, die Teststände, in denen sie benutzt wurden, in Kapitel 7. Dieses Kapitel enthält auch die Intentionen, die zur jeweiligen Wahl von Gasgemisch, elektrischem und magnetischem Feld etc. der Messungen geführt haben.
- Während der Messungen: Benutzung eines geeigneten Datennahme-Systems. Das verwendete DAQ-Programm, das für diesen Schritt benutzt wird, trägt den Namen “readevents()” und wird in Anhang B beschrieben. Weitere kleinere Programme helfen bei der Berechnung und korrekten Einstellung von Spannungen und Widerständen am TPC-Prototypen.
- Nach den Messungen: Rekonstruktion und Analyse der genommenen Daten. In diesem Schritt wird das sogenannte TPCRAT (*TPC Reconstruction and Analysis Tool*) benutzt, ein Programm, das in der Programmiersprache C++ entwickelt wurde. Dieses Programm und seine komplexe Struktur sollen in diesem Kapitel beschrieben werden.

Für eine detaillierte Auswertung der gemessenen oder simulierten Daten muss eine stabile Rekonstruktion der Spuren und danach eine genaue und spezifisch auf die jeweilige Fragestellung zugeschnittene Analyse der Daten durchgeführt werden. Dies führt zu einer natürlichen Aufteilung innerhalb des Datenauswertungsprozesses, nämlich in einen Rekonstruktions- und in einen Analyse-Teil. In diesem Kapitel folgt die Beschreibung des TPCRAT-Programmpaketes, nachdem eine kurze Einführung in die Begrifflichkeiten, die für das Verständnis der Datenauswertung wichtig sind, gegeben wird.

## 5.1 Erklärung der benutzten Begrifflichkeiten

- *Run*: Ein *Run* beinhaltet eine große Zahl an Ereignissen (*Events*), die alle unter den gleichen Bedingungen aufgenommen werden.
- *Event*: Ein *Event* ist ein Datensatz von allen *Pads* und einer gegebenen Zahl von *TimeSlices* (max. 511). Das *Event* beinhaltet im Normalfall die Information von einem oder mehreren *Tracks*, die die TPC durchquert haben.

- *Track*: Ein *Track* ist die Trajektorie und Ladungsinformation von einem die Kammer durchquerenden Teilchen. Er besteht aus mehreren *Clustern*, pro Pad-Reihe (*Row*) jedoch maximal einem.
- *Cluster*: Ein *Cluster* ist das Signal einer Pad-Reihe, das dem *Track* zugeordnet ist. Normalerweise besteht ein *Cluster* aus Signalen auf mehreren *Pads* und mehreren *TimeSlices*. Diese Definition eines *Clusters* sollte nicht verwechselt werden mit der in Kapitel 6.3 beschriebenen Elektronenverteilung entlang der Teilchentrajektorie.
- *Row, Column*: Die Pad-Struktur ist aufgebaut aus Reihen (*Rows*) und Spalten (*Columns*).
- *Pad, TimeSlice*: Ein *Pad* ist die Ladungssammlungsfläche, die benutzt wird, um die herandriftenen Elektronen zu sammeln. Die gesammelte Ladung ist verteilt über mehrere Zeitschritte *TimeSlices*, die die Zeitentwicklung des Signals beschreiben, wie sie durch die Signalformung der STAR-Elektronik zustande kommt.
- *Voxel*: Ein *Voxel* (vom englischen *volumetric pixel*) ist ein Raumpunkt der Kammer, beschrieben durch ein *Pad* und einen *TimeSlice*.
- *Gain*: Der *Gain* ist die effektive Verstärkung eines Elektrons durch die Gesamtheit des Gasverstärkungsbereiches aus 2 oder 3 GEMs. Er liegt in der Größenordnung der Werte  $5 \cdot 10^2$  bis  $1 \cdot 10^4$ .

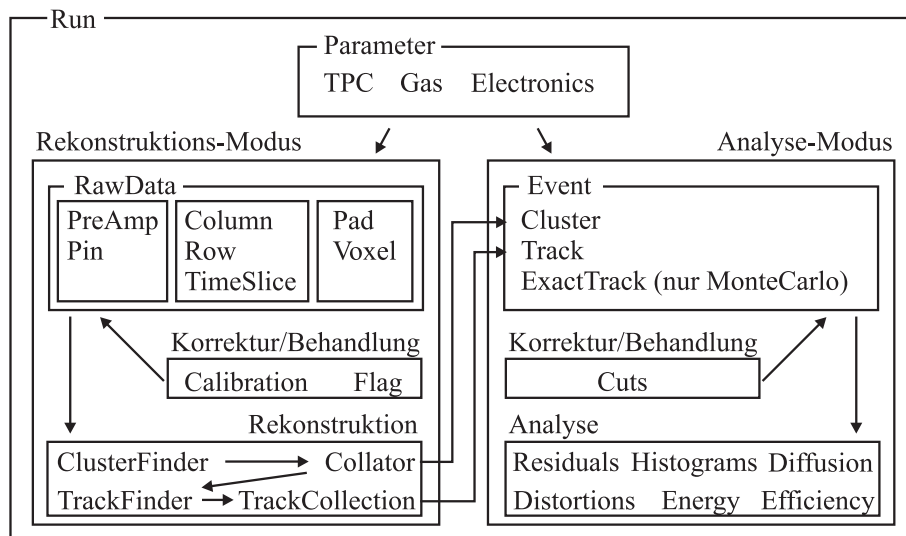


Abbildung 5.1: Übersicht über die Programm-Struktur des TPCRAT-Paketes.

## 5.2 Rekonstruktions-Modus des TPCRAT-Paketes

### 5.2.1 Struktur der Rekonstruktionssoftware

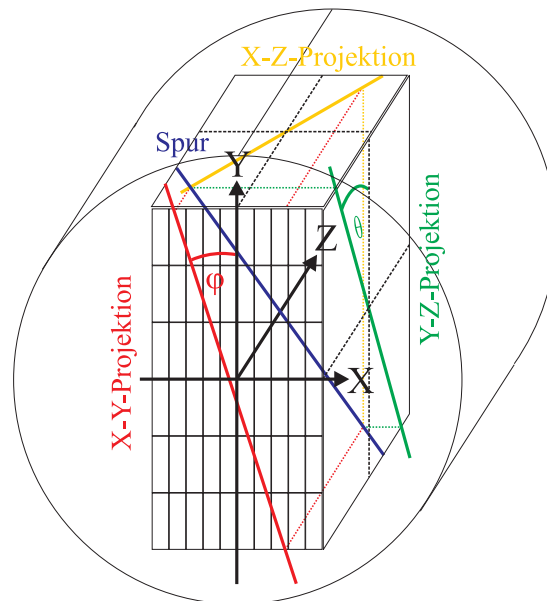
Das gesamte TPCRAT-Paket ist in der objektorientierten Programmiersprache  $C^{++}$  geschrieben und in verschiedene Klassen unterteilt. An dieser Stelle sollen die Klassen der Rekonstruktionssoftware und ihre Funktionalität beschrieben und die grundlegenden verwendeten Algorithmen

in den folgenden Unterkapiteln diskutiert werden. Eine kurze graphische Darstellung der Klassen findet sich im linken Teil von Abb. 5.1:

- *Run*: Die Klasse *Run* ist die Container-Klasse aller anderen Klassen sowohl für den Rekonstruktions- als auch für den Analyse-Modus. Für den Rekonstruktions-Modus bietet es die Ein- und Ausgabe-Funktionen der Rohdaten und der prozessierten Daten, sowie den graphischen Modus, der mithilfe des ROOT-Frameworks [An04m] in C<sup>++</sup> implementiert wurde.
- *Rawdata*: Diese Klasse beinhaltet die Information eines *Events*, ermöglicht die Kalibration der Kanäle und sogenannte *Flag*-Korrekturen und führt *Cluster*- und *TrackFinder* aus.
- *PreAmp*, *Pin*, *Voxel*, *Pad*: Diese Klassen werden benutzt, um eine Verbindung der eingelesenen Daten, deren Struktur auf Vorverstärkern (*Preamplifiern*) und den *Pins* auf den Vorverstärkern beruht, zu der Auslesestruktur, bestehend aus *Pads*, herzustellen. Die Informationen des jeweiligen *TimeSlice*, vor allem die ADC-Werte, werden dann als sogenanntes *Voxel* gespeichert.
- *Flag*: Auslese-Kanäle, die nicht korrekt funktionieren, werden einer gesonderten Behandlung unterzogen. Weiteres hierzu findet sich in Kapitel 5.2.3.
- *Calibration*: Führt die Kalibration der Auslese-Kanäle durch. Die unterschiedlichen Kalibrationsmethoden wurden bereits in Kapitel 4.2.2 beschrieben. Diese Klasse wendet die berechneten Kalibrationsfaktoren auf die einzelnen Kanäle an.
- *Gas*: Enthält und verwaltet die Gaseigenschaften, die für die Spur-Rekonstruktion wichtig sind.
- *TPC*: Enthält und verwaltet die TPC-Eigenschaften, die für die Spur-Rekonstruktion wichtig sind. Außerdem liefert diese Klasse die Berechnungen für die graphische Darstellung der rekonstruierten Spuren.
- *Electronics*: Enthält und verwaltet die Elektronik-Eigenschaften, die für die Spur-Rekonstruktion wichtig sind.
- *ClusterFinder*, *Collator*: Der *ClusterFinder* ermittelt aus den Signalen der einzelnen *Pads* die möglichen *Cluster* einer Pad-Reihe. Diese werden dann vorerst in der Klasse *Collator* gespeichert, um dort die Cluster-Eigenschaften, wie Position und Breite, zu ermitteln.
- *TrackFinder*, *TrackCollection*: Der *TrackFinder* versucht die *Cluster* (genauer *Collator*) zu Spuren zuzuordnen, die dann vorerst in der Klasse *TrackCollection* gespeichert werden, in der ebenfalls die Spurparameter bestimmt werden können.

### 5.2.2 Das benutzte Koordinatensystem

Für einen großen Teil der Erklärungen in den folgenden Unterkapiteln ist es notwendig, sich über das Koordinatensystem und die benannten Winkel im Klaren zu sein. Eine graphische Darstellung des benutzten Koordinatensystems findet sich in Abb. 5.2. Der Koordinatenursprung befindet sich im Zentrum der Auslesestruktur, sodass X- und Y-Werte sowohl positiv als auch negativ, Werte in Z-Richtung nur positiv sein können. Die X-Achse ist dabei parallel zu den einzelnen Pad-Reihen, die Y-Achse parallel zu den Spalten und die Z-Achse entsprechend senkrecht zu den beiden anderen Achsen gewählt. In der Abbildung sind auch die Projektionen einer Spur auf die einzelnen Seitenflächen dargestellt. Der Winkel  $\varphi$  ist dabei die Neigung in der X-Y-Projektion gegenüber der Y-Achse, der Winkel  $\theta$  ist die Neigung in der Y-Z-Projektion ebenfalls gegenüber



**Abbildung 5.2:** Erklärung des Koordinatensystems und der für die Analyse benutzten Winkel

der Y-Achse, die in unserem Fall der Teilchendurchgänge eine Vorzugsrichtung darstellt, da alle Teilchen im Optimalfall auf sämtlichen Pad-Reihen Signale erzeugen sollen.

### 5.2.3 Flags - Behandlung nicht korrekt funktionierender Auslese-Kanäle

Es ist für einige der Messaufbauten nicht zu verhindern, dass eine kleine Anzahl von Kanälen nicht korrekt funktioniert. Die Gründe hierfür sind die folgenden:

- Gebrochene Signal-Durchführungen zwischen Pad-Oberseite und Steckverbindung zur FEE-Karte
- Ausgefallene Chips auf den FEE-Karten
- Kanäle mit dauerhaften Zusatz-Signalen oder Pedestal-Schwankungen

Ein Großteil der Signale auf diesen Kanälen kann rekonstruiert werden, z.B. durch Substitution des Wertes durch den Mittelwert der Nachbar-Pads oder durch Nichtbeachtung der Zusatz-Signale. Aber die Signale auf einigen der Kanäle müssen komplett ignoriert werden, wenn es sich z.B. um Rand-Pads handelt, oder wenn auch das Nachbar-Pad fehlerhaft ist. Alle diese Kanäle erhalten ein sogenanntes *Flag*, in dem die Art des Fehlers und der Behandlung abgespeichert wird, und zwar in einer *Flag*-Liste, die für jeden Run separat erstellt wird. Eine elegante Methode zum Auffinden der schlechten Kanäle ist in Kapitel 4.2.2 beschrieben.

### 5.2.4 Bestimmung von Pedestal und Rauschen

Als Pedestal bezeichnet man den Mittelwert der Verteilung der ADC-Werte eines Kanals und als Rauschen die Gaußsche Breite  $\sigma$  der Verteilung, die die Schwankungen der ADC-Werte um dieses Pedestal beschreiben. Allerdings müssen bei beiden Verteilungen "echte" Signale, die definitionsgemäß mehr als  $3 \cdot \sigma$  von dem Pedestal abweichen, herausgeschnitten werden. Somit ist

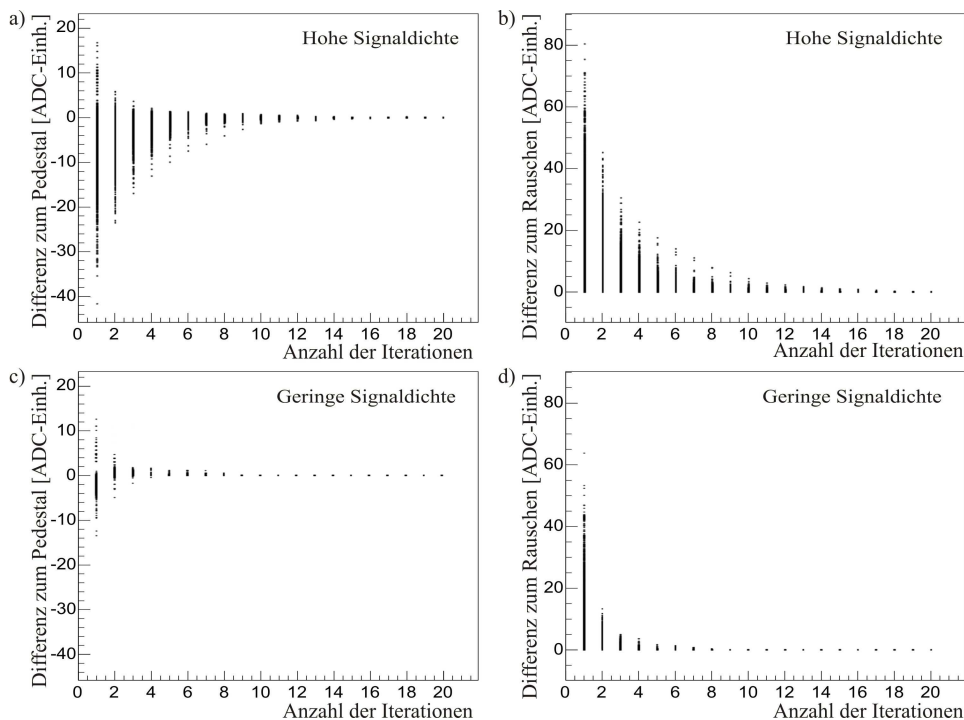
die Bestimmung von Pedestal und Rauschen ein iterativer Prozess. Wie bereits in Kapitel 4.2.2 dargestellt, haben ADC-Werte, wie sie von der modifizierten STAR-Elektronik geliefert werden, ein Pedestal von etwa 300 (bzw. 800 nach der zweiten Modifikation) und weisen Signale in negativer Richtung auf. Deshalb wurden die Startwerte von Pedestal und Rauschen (*Pad Noise*) für deren exakte Bestimmung wie folgt gewählt:  $ped_{start} = 4096$  and  $noise_{start} = 9999$ . Die iterativ veränderten Werte von Pedestal ( $ped_{new}$ ), Rauschen ( $noise_{new}$ ) und benutzten ADC-Werten ( $val$ ) werden wie folgt ermittelt:

$$ped_{new} = \frac{\sum_{ts, val[ts] > 3 \cdot noise} val[ts]}{\sum_{ts, val[ts] > 3 \cdot noise} 1} \quad (5.1)$$

$$val[ts] = val[ts] - ped_{new} \quad (5.2)$$

$$noise_{new} = \sqrt{\frac{\sum_{ts, val[ts] > 3 \cdot noise} val[ts]^2}{\sum_{ts, val[ts] > 3 \cdot noise} 1}} \quad (5.3)$$

$ts$  wird hierbei als Zähler für die TimeSlices benutzt.



**Abbildung 5.3:** Iterationswerte bei der Bestimmung von Pedestal und Rauschen: Gezeigt sind die Differenzen zu den endgültigen Werten in Abhängigkeit von der Zahl der Iterationsschritte für einen Run mit hoher und einen Run mit geringer Signaldichte.

Abb. 5.3 zeigt die Abhängigkeit der Pedestals und des Rauschens von der Anzahl der Iterationen während deren Bestimmung. Als ausreichend für die Genauigkeit und verträglich für die Rechenzeit wurden somit 9 Iterationen der Bestimmung von Pedestal und Rauschen bei Runs

mit geringer Signaldichte festgelegt. Bei Runs mit hoher Signaldichte muss ggf. eine höhere Zahl an Iterationen benutzt werden.

Alternativ können Pedestal und Rauschen auch in dedizierten Runs bestimmt werden und dann für alle Messungen benutzt werden. Hierbei ermöglicht ein Zufalls-Trigger, dass die Events meist keine Signale enthalten. Jedoch wurde beim Vergleich verschiedener Runs festgestellt, dass es auch innerhalb kurzer Zeit zu Pedestal-Verschiebungen kommen kann, sodass in diesem Fall eine Bestimmung der beiden Parameter Event für Event bevorzugt werden muss und somit auch bei der Auswertung aller Daten benutzt wurde. In Abb. 4.20 wurden bereits beispielhaft die Verteilungen von Pedestal und Rauschen für beliebige Runs nach der ersten Modifikation dargestellt.

### 5.2.5 ClusterFinder - Zuordnung von Signalen zu Clustern

Die Rekonstruktion der Trajektorie von Teilchen, die das aktive Volumen der Kammer durchqueren, ist die Hauptaufgabe im Rekonstruktions-Modus des TPCRAT-Paketes. Hierbei erscheint es sinnvoll, die Ladung innerhalb einer Pad-Reihe zu identifizieren und den Begriff des Clusters einzuführen. Ein Cluster ist definiert als das Signal mehrerer Pads und TimeSlices, das in X- und in Z-Richtung mehr oder weniger gaußförmig verteilt ist (siehe dazu auch Abb. 5.4). Zur Bestimmung dieser Cluster werden für jede Pad-Reihe zuerst sogenannte *Seeds* gesucht, also Voxel, die die folgenden Anforderungen erfüllen:

- ADC-Wert des Voxels größer als  $5 \cdot \sigma$  des Rauschens
- ADC-Werte von benachbarten Voxels in der Umgebung typischer Cluster-Breiten sind geringer, sodass das *Seed*-Voxel ein lokales Maximum ist

Die benachbarten Voxels werden dann zum Cluster (Klasse *Collator*) hinzugefügt, wenn ihr ADC-Wert  $3 \cdot \sigma$  des Rauschens übersteigt. So entsteht schließlich ein Cluster, bestehend aus vielen Voxels von mehreren Pads und mehreren TimeSlices.

### 5.2.6 Bestimmung der Cluster-Eigenschaften

Nachdem der *ClusterFinder* einen Cluster identifiziert hat, werden dessen Eigenschaften präzise bestimmt. Für jeden Cluster wird dessen Position  $X_c$  durch Schwerpunktsbestimmung (*Center of Gravity*, COG) aller beitragenden Signale der Pad-Spalten (*col*) in X-Richtung und die Position  $Z_c$  durch die sogenannte *HitMerge*-Methode, die sich an einer Methode gemäß [Ha88t] orientiert, in Z-Richtung bestimmt. Die Breite  $W_{x,c}$  und  $W_{z,c}$  des Clusters wird für beide Richtungen durch das *Root Mean Square* (RMS) bestimmt. Alternativ wird an Cluster-Position und -Breite eine Gauß-Funktion in transversaler Richtung und eine Landau-Funktion in longitudinaler Richtung angepasst, wobei die Fit-Methode des bereits eingeführten ROOT-Frameworks verwendet wird. Ebenso wird die Gesamtladung  $Q_c$  des Clusters über alle beitragenden Voxels aufsummiert und das Cluster-Rauschen  $N_c$  (*Cluster Noise*) durch simple Fehlerfortpflanzung des Pad-Rauschens ermittelt:

$$X_c = \frac{\sum_i^{all\ voxels} val[i] \cdot col}{\sum_i^{all\ voxels} val[i]} \quad (5.4)$$

$$Z_c = \frac{\sum_{ts} \left( \sum_i^{all\ pads} val[i, ts] - \sum_i^{all\ pads} val[i, ts - 1] \right) \cdot ts}{\sum_{ts} \left( \sum_i^{all\ pads} val[i, ts] - \sum_i^{all\ pads} val[i, ts - 1] \right)} \quad (5.5)$$

$$W_{x,c} = \sqrt{\frac{\sum_i^{all\ voxels} (col - x_c)^2 \cdot val[i] - \left( \sum_i^{all\ voxels} (col - x_c) \cdot val[i] \right)^2}{\sum_i^{all\ voxels} val[i]}} \quad (5.6)$$

$$W_{z,c} = \sqrt{\frac{\sum_i^{all\ voxels} (ts - z_c)^2 \cdot val[i] - \left( \sum_i^{all\ voxels} (ts - z_c) \cdot val[i] \right)^2}{\sum_i^{all\ voxels} val[i]}} \quad (5.7)$$

$$Q_c = \sum_i^{all\ voxels} val[i] \quad (5.8)$$

$$N_c = \sqrt{\sum_i^{all\ voxels} (noise[i])^2} \quad (5.9)$$

Zusätzlich werden noch viele weitere Eigenschaften des Clusters bestimmt, wie z.B. die Zahl der Voxel, aus dem der Cluster besteht, die Zahl der Kanäle, die den maximalen Wert der Elektronik überschritten haben (*Overshoot*), u.a.

Erfüllt ein Cluster nicht typische Cluster-Eigenschaften für diesen Run in Bezug auf z.B. Cluster-Breite oder Signal-Form, so wird er nachträglich vor dem Start des *TrackFinders* verworfen.

### 5.2.7 TrackFinder - Zuordnung von Clustern zu Tracks

Nachdem der *ClusterFinder* alle in einem Event enthaltenen Cluster identifiziert und diese in einer Instanz der Klasse *Collator* abgespeichert hat, gilt es nun, die gefundenen Cluster den zugehörigen Teilchenspuren zuzuordnen und damit Tracks festzulegen. Während der Suche nach den Tracks werden diese vorläufig in Instanzen der Klasse *TrackCollection* gespeichert, solange bis verifiziert wurde, dass es sich bei der Ansammlung an Clustern tatsächlich um einen realen Track handelt.

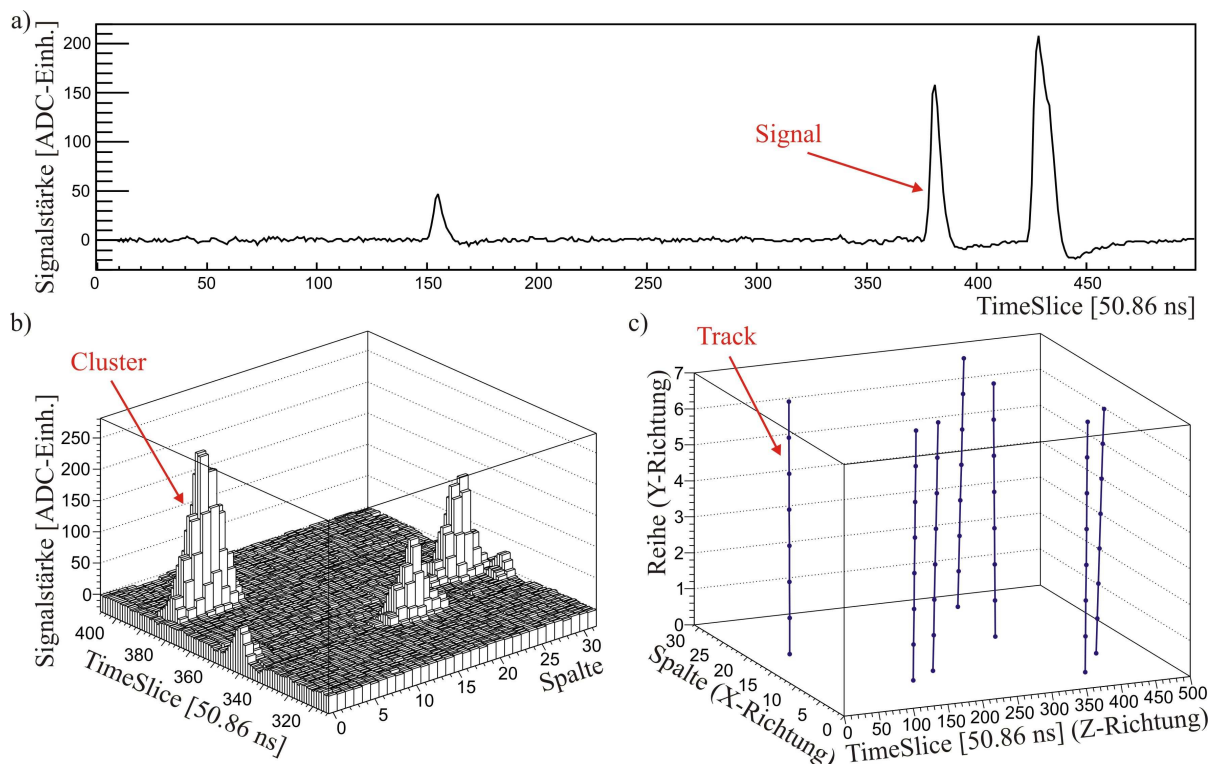
Die Bestimmung der Tracks aus den Clustern basiert auf einer kombinatorischen Methode, in der aus der untersten und der obersten Reihe je ein Cluster ausgewählt werden. Mit diesen wird eine lineare Anpassung des Tracks vorgenommen. Dann werden iterativ weitere Cluster wie folgt hinzugefügt:

- Suche nach einem Cluster in einer weiteren Pad-Reihe
- Füge den Cluster zum Track hinzu, wenn sein Abstand zum Track geringer als  $4 \cdot \sigma$  der für diesen Run typischen Cluster-Breite ist.
- Berechne die Track-Parameter neu, wahlweise durch eine lineare oder eine parabolische Anpassung

Während dieses Prozesses kann es durchaus auftreten, dass mehrere Cluster einer Pad-Reihe das  $4 \cdot \sigma$ -Kriterium erfüllen, oder dass mehrere Tracks den selben Cluster einer Pad-Reihe zu sich hinzufügen wollen. In diesen Fällen wird dann immer der resultierende Track bevorzugt, der das geringere  $\chi^2$  der Anpassung liefert (zur Definition des  $\chi^2$  siehe Kapitel 8.2.2).

Falls ein Track am Ende der Suche nicht mindestens aus 4 Clustern besteht, wird er verworfen.

### 5.2.8 Ereignis-Darstellung im Rekonstruktions-Modus



**Abbildung 5.4:** a) Zeitentwicklung eines Pads, b) Ausschnitt aus der Zeitentwicklung einer Pad-Reihe, c) 3D-Darstellung eines Events.

Im Rekonstruktions-Modus des TPCRAT-Paketes ist es möglich auch Schaubilder einzelner Events darzustellen. So kann das Event als 3D-Darstellung oder in all seinen Projektionen dargestellt werden. Dabei wird auch die Form der Auslese-Pads anschaulich dargestellt. Außerdem kann die Zeit-Entwicklung einer gesamten Pad-Reihe oder eines einzelnen Pads dargestellt werden. Beispielhaft werden im Folgenden die Darstellungsarten eines beliebigen Events des Runs mit dem Run-Bezeichner CERN-B-P5-13cm- $U_{GEM}$  im Teilchenstrahl am CERN (siehe Kapitel 7.2.1) vorgeführt.

#### Zeit-Entwicklungen

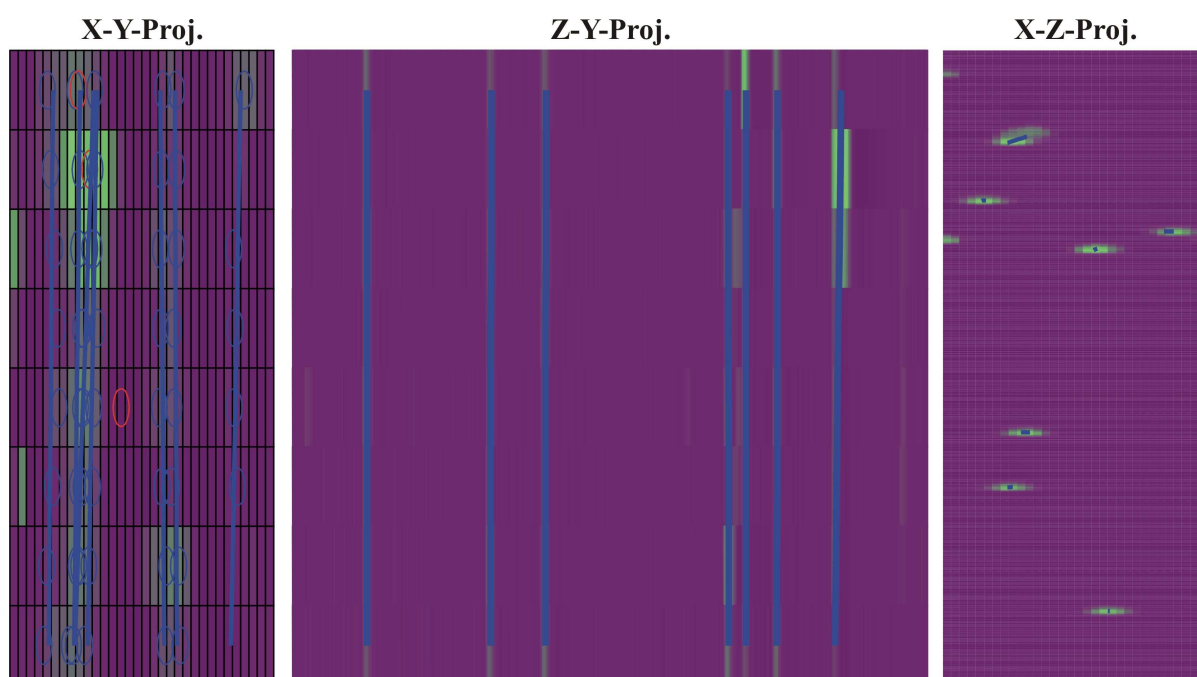
Abb. 5.4a) enthält die Zeit-Entwicklung eines Pads und Abb. 5.4b) einen Ausschnitt aus der Zeitentwicklung einer Pad-Reihe. In dem Ausschnitt der Zeit-Entwicklung der Pad-Reihe sind die



Cluster, die auf dieser Pad-Reihe zu finden sind, sehr gut zu erkennen. In der Zeit-Entwicklung des einzelnen Pads sieht man, dass das Pad von mehreren Teilchendurchgängen Signale enthält.

### Ereignis-Projektionen

In Abb. 5.4c) ist eine 3D-Darstellung des Events enthalten. Man erkennt klar die Parallelität der Tracks in Y-Richtung, die die Herkunft des Events von einem Run in einem Teilchenstrahl erklärt. Abb. 5.5 enthält die Projektionen desselben Events auf die 3 Seitenflächen des aktiven Volumens der TPC, von denen eine Fläche die Auslese-Fläche mit der Pad-Struktur ist. Hier wird die Parallelität der Tracks in Y-Richtung noch deutlicher herausgestellt. Rot dargestellt sind Cluster, die keinem Track zugeordnet werden konnten.



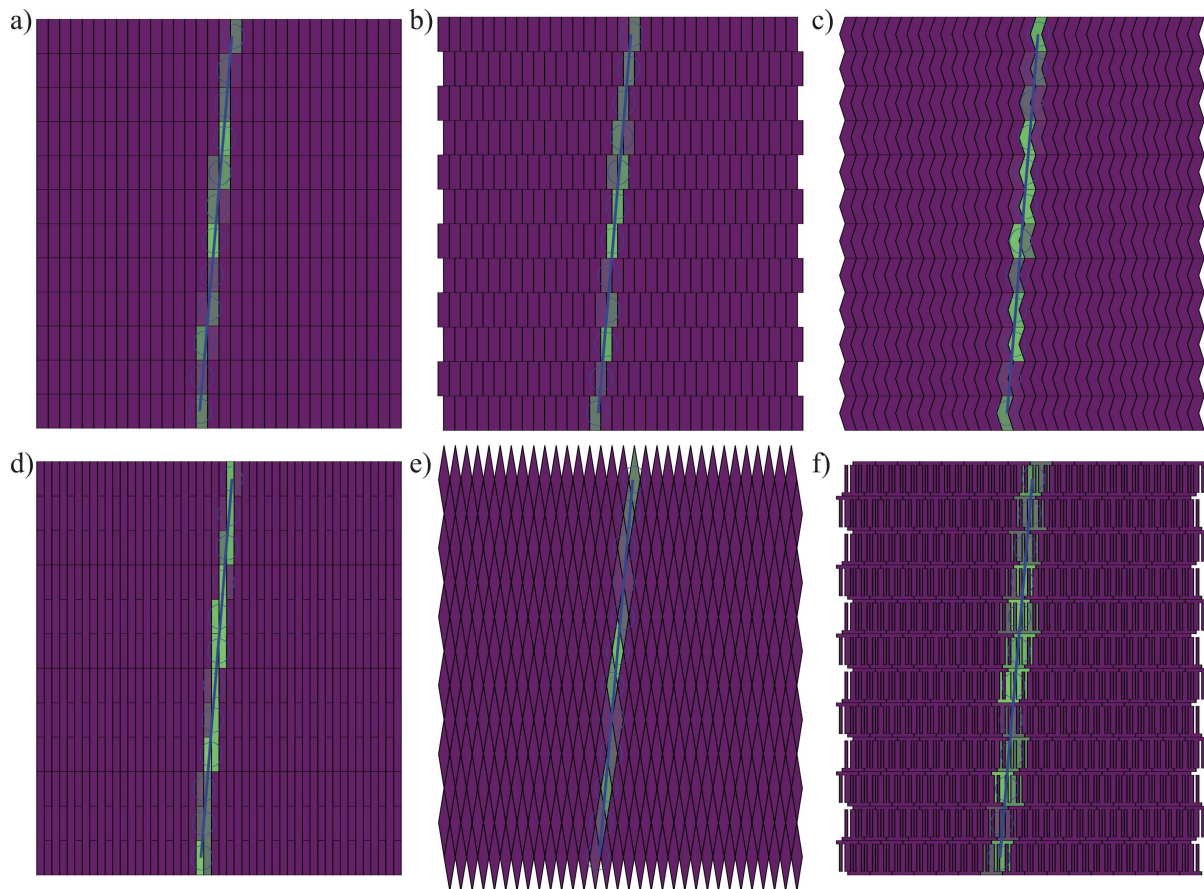
**Abbildung 5.5:** Die 3 Projektionen eines Events im Rekonstruktions-Modus des TPCRAT.

### Verschiedene Pad-Geometrien

In Abb. 5.6 ist die Projektion eines simulierten Events auf die Auslese-Fläche beispielhaft für 6 alternative Pad-Strukturen, die in Messungen und Simulationen benutzt wurden, dargestellt. Weitere Pad-Strukturen, die hier nicht abgebildet sind, aber in Simulationen für verschiedene Studien benutzt wurden, sind in Kapitel 4.4 beschrieben.

#### 5.2.9 Ergebnis-Speicherung des Rekonstruktions-Modus

Das Abspeichern der Resultate erfolgt in dem sogenannten .baf-Format. Zur besseren Einsicht der Ergebnisse ist die Datei in normalem ASCII-Code verfasst. Gespeichert werden die Anzahl der Events und die benutzte Elektronen-Driftgeschwindigkeit. Es folgen für jedes Event



**Abbildung 5.6:** *XY-Projektion eines Events für alternative Pad-Strukturen. Hierbei handelt es sich um ein simuliertes Event, das für die sechs Pad-Strukturen a) Normal b) Staggered, c) Chevrons, d) 3and1, e) Diamonds und f) Combs berechnet wurde.*

die Event-Parameter und darin für alle Cluster und Tracks deren wichtigste Eigenschaften. In Kapitel 5.3.5 werden diese Eigenschaften nochmals aufgegriffen und graphisch dargestellt.

Durch das Abspeichern der Ergebnisse der Event-Rekonstruktion ist es möglich, die Datenanalyse getrennt von der Rekonstruktion vorzunehmen, sodass mehrere Analysen unter unterschiedlichen Aspekten und auch an verschiedenen Tagen durchgeführt werden können, ohne dass eine erneute Event-Rekonstruktion erfolgen muss.

### 5.3 Analyse-Modus des TPCRAT-Paketes

Der Analyse-Modus des TPCRAT greift auf das .baf-Format zurück, um die Parameter von Clustern und Tracks der Rekonstruktion zu erhalten. Alternativ können die Ergebnisse der Rekonstruktion auch direkt in den Analyse-Modus übertragen oder auch andere Datenformate eingelesen werden.

## Struktur der Analysesoftware

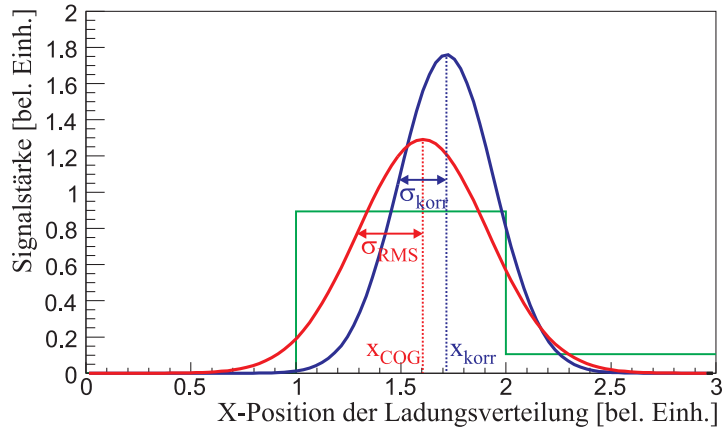
An dieser Stelle soll wiederum eine kurze Erklärung der im Analyse-Modus verwendeten Klassen erfolgen, wobei genauere Beschreibungen in den Unterkapiteln erfolgen. Eine kurze graphische Darstellung der Klassen findet sich im rechten Teil von Abb. 5.1:

- *Run*: Auch im Analyse-Modus dient die Klasse *Run* als Container-Klasse aller anderen Klassen. Für den Analyse-Modus bietet es die Einlese-Funktion der bereits rekonstruierten Daten, sowie den graphischen Modus, der für die einzelnen Analyse-Schwerpunkte benötigt wird.
- *Event*: Beinhaltet die Eigenschaften eines Events, aber auch Zeiger auf die Cluster und Tracks, die in diesem Event rekonstruiert wurden.
- *Cluster*: Enthält die Eigenschaften der in den Events gefundenen Cluster.
- *Track*: Enthält die Eigenschaften der in den Events gefundenen Tracks, Zeiger auf die zu dem Track gehörenden Cluster und die Funktionen zur Berechnung sämtlicher Track-Eigenschaften.
- *ExactTrack*: In den Instanzen dieser Klasse werden die exakten Parameter von bekannten Tracks abgespeichert, was natürlich nur im Falle simulierter Daten möglich ist.
- *TPC*: Auch für die Analyse ist der genaue Aufbau der TPC und die Struktur der Auslese-Geometrie von Bedeutung.
- *Cuts*: Die Klasse *Cuts* stellt mögliche Schnitte auf die Benutzung von Clustern und Tracks für die Analyse zur Verfügung und wendet diese Schnitte dann an, indem die entsprechenden Cluster und Tracks von der Analyse ausgenommen werden. Eine detaillierte Beschreibung der möglichen Schnitte ist in Kapitel 5.3.2 enthalten.
- *Histograms, Residuals, Diffusion, Efficiency, Energy, Distortions*: Diese Klassen enthalten die Funktionen und Ergebnisse, die für die Einzelanalysen notwendig sind. *Histograms* stellt dabei sämtliche Parameter von Events, Clustern und Tracks graphisch dar, *Residuals* berechnet die Ortsauflösung, *Diffusion* die Diffusionskoeffizienten, *Efficiency* die Padreihen-Effizienz, *Energy* die Energieauflösung und *Distortions* stellt Spurverzerrungen durch Raumladung dar und versucht diese zu quantifizieren. Die einzelnen Analyse-Moden werden in den Kapiteln 5.3.5 bis 5.3.10 ausführlich beschrieben.

### 5.3.1 Korrekturen zur COG- und RMS-Bestimmung von Clustern

Für einige der Analyse-Verfahren ist eine korrekte Bestimmung der exakten Position und der exakten Breite essentiell. So ist logischerweise die Bestimmung der transversalen Ortsauflösung aus den Residuen der Cluster zu den Tracks (siehe Kapitel 5.3.7) fehleranfällig auf falsche Positionsbestimmung in X-Richtung, ebenso wie die Bestimmung der transversalen Diffusionskoeffizienten (siehe Kapitel 5.3.6) sensibel auf fehlerhafte Cluster-Breiten in X-Richtung reagiert.

Beispielhaft soll hier eine Ladungsverteilung eines Clusters gezeigt werden, dessen Position und Breite durch die Methoden COG und RMS sehr ungenau bestimmt wird. In Abb. 5.7 sieht man in blau die eigentliche Ladungsverteilung, die durch Position  $x_{korr}$  und Breite  $\sigma_{korr}$  bestimmt ist. In grün dargestellt ist die quantisierte Ladungsverteilung, wie sie auf den Pads zu messen ist und in rot schließlich sieht man die Ladungsverteilung wie sie von den Methoden COG und RMS rekonstruiert wird. Die Position  $x_{COG}$  und die Breite  $\sigma_{RMS}$  unterscheiden sich gerade bei Clustern, die nur wenige Pads treffen, sehr stark von den eigentlichen Werten.

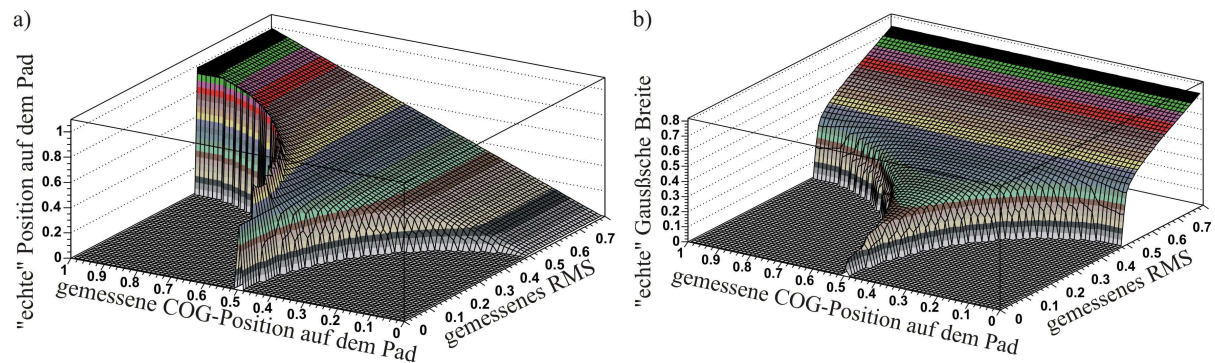


**Abbildung 5.7:** Beispielhafte Ladungsverteilung bei fehlerhafter COG- und RMS-Bestimmung: Die Position  $x_{COG}$  und die Breite  $\sigma_{RMS}$  der rekonstruierten Gauß-Verteilung unterscheiden sich deutlich von der Position  $x_{korr}$  und der Breite  $\sigma_{korr}$  der vorgegebenen Gauß-Verteilung.

Für die nötigen Korrekturen wurden im Verlaufe dieser Arbeit zwei Methoden entwickelt: Die Methode der direkten Korrektur und die Methode der Korrektur durch den verbleibenden Track. Da die Korrekturen im Wesentlichen nur von der Cluster- und der Pad-Breite abhängen, sind alle folgenden Positions- und Breitenangaben in Einheiten der Pad-Breite.

### Die Methode der direkten Korrektur von COG und RMS

Diese Methode nutzt die Tatsache der eindeutigen Zuordnung zwischen  $(x_{COG}, \sigma_{RMS})$  und  $(x_{korr}, \sigma_{korr})$  aus. Dazu wurden in einem separaten C-Programm der relevante Bereich von  $(x_{korr}, \sigma_{korr})$  abgefahren und die rekonstruierten Werte  $(x_{COG}, \sigma_{RMS})$  aufgenommen. Als Folge erhält man eine Zuordnungstabelle, die in Abb. 5.8 graphisch dargestellt ist. Die Zuordnungstabelle wird benutzt, um jeden Cluster eines Runs vor der Analyse zu korrigieren.



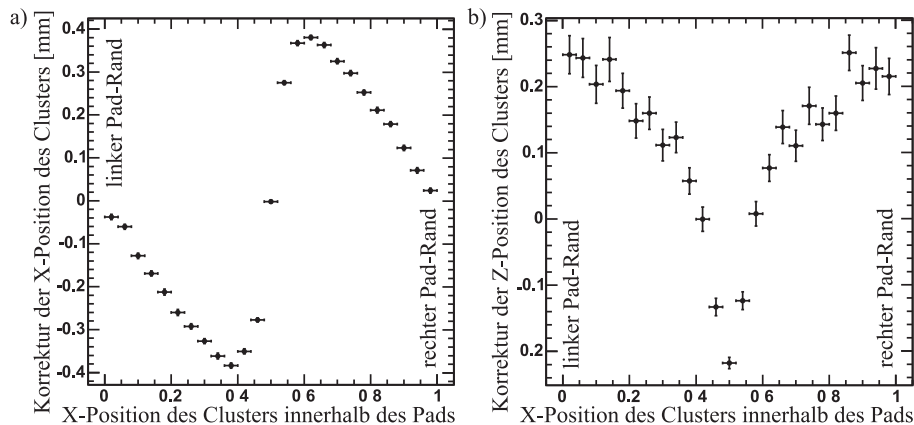
**Abbildung 5.8:** Graphische Darstellung der Zuordnungstabelle zwischen den gemessenen Werten  $(x_{COG}, \sigma_{RMS})$  und den korrekten Werten  $(x_{korr}, \sigma_{korr})$ :

In Abb. 5.8b) sieht man auch, dass die Korrektur problematisch wird, wenn die "echte" Cluster-Breite unter einem Wert von  $0.32 \cdot W_{pad}$  liegt. In diesem Bereich fällt die Kurve sehr stark

ab, sodass theoretisch nur bei einem sehr hohen Signal/Rauschen-Verhältnis eine Zuordnung möglich ist. In der Praxis wird dies selbst unter dieser Voraussetzung aufgrund der Fluktuation durch die geringe Primärstatistik der Ladung nicht möglich sein.

### Die Methode der Korrektur durch den verbleibenden Track

Diese Methode kann nur bei den in dieser Arbeit durchgeführten Studien, jedoch nicht an einem späteren Detektor mit einmaligen Ereignissen benutzt werden, da sie die Gesamtheit aller Tracks eines Runs zur Korrektur verwendet. Die Methode wurde detailliert bereits in [Le06p],[Ka05p\_2] dargestellt und ist verwandt mit der oben beschriebenen Methode.



**Abbildung 5.9:** a) Mit der Methode der Korrektur durch den verbleibenden Track erhält man aus der Gesamtheit der Spuren die Korrekturwerte für die X-Position des Clusters, abhängig von dessen rekonstruiertem Ort auf dem Pad. Die nahe des Pad-Zentrums rekonstruierten Cluster werden somit Richtung Pad-Rand korrigiert. b) Interessanterweise kann man mit dieser Methode je nach Rekonstruktionsverfahren auch Korrekturen an der Z-Position des Clusters anbringen.

Bei der Korrektur wird für jeden Track unter Auslassung eines Clusters die Position eben dieses Clusters mit der berechneten Track-Position in der Pad-Reihe des Clusters verglichen. Dieser Schritt wird für alle Cluster des Tracks und alle Tracks des Runs durchgeführt und die berechneten Differenzwerte für eine bestimmte Anzahl von X-Positionen auf dem Pad histogrammiert. Der Wert 0 bedeutet dabei, dass der Cluster am linken Rand des Pads rekonstruiert wurde, der Wert 1 bezeichnet den rechten Rand und der Wert 0.5 die Pad-Mitte. Das Pad wird somit in mehrere Stücke unterteilt und für jedes Teilstück eine mittlere Verschiebung bestimmt, die als Korrekturwert für Cluster an dieser Pad-Position benutzt werden kann. Auf diese Art können alle Positionen der Track-Cluster korrigiert werden. Da nicht der einzelne Cluster, sondern die Gesamtheit des Runs zur Korrektur benutzt wurde, ist diese Korrektur erlaubt und liefert vergleichbare Werte wie die Methode der direkten Korrektur von COG und RMS, nur dass in diesem Fall ausschließlich die Position des Clusters korrigiert werden kann und die Annahme ungefähr gleicher Cluster-Breiten dafür sorgt, dass diese Methode überhaupt möglich ist. Die Korrekturen sind umso stärker, je schmaler die Cluster-Breite im Vergleich zur Pad-Breite ist und je geringer das Signal/Rauschen-Verhältnis ist. Eine ausführlichere Diskussion über Form und Stärke der Korrekturen für verschiedene Pad-Strukturen findet sich in [Ka05t].

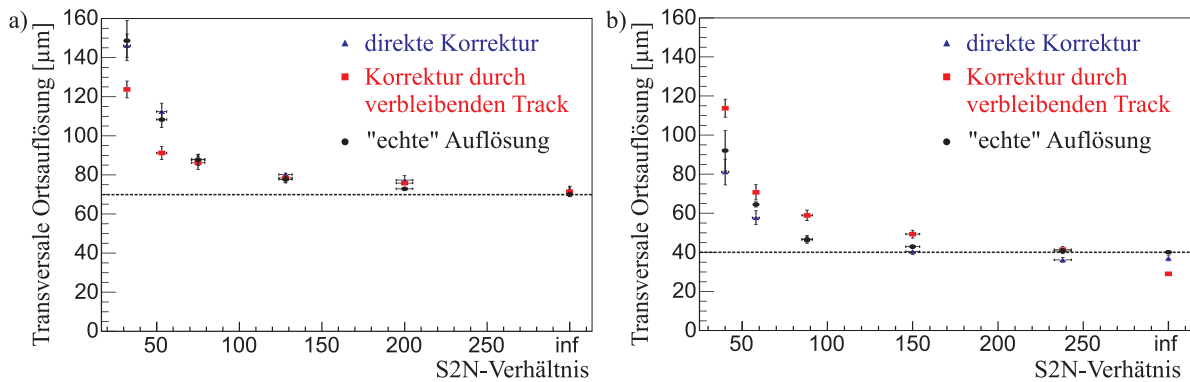
Ein interessanter Punkt ist, dass diese Methode ebenfalls bei schmalen Clustern versagt,

wenn die Cluster-Breite einen Wert von einem Drittel der Pad-Breite unterschreitet.

### Vergleich der Ergebnisse nach der Korrektur mit den Erwartungen

Die Auswirkungen der COG-Korrektur sieht man eindrucksvoll am Beispiel der Berechnung der transversalen Residuen (siehe Kapitel 5.3.7). In Abb. 5.13a) und b) ist der Unterschied zwischen den Residuenverteilung ohne und mit Korrektur deutlich zu erkennen. Der Einfluss der RMS-Korrektur auf die Diffusionskoeffizienten (siehe unten) ist hingegen gering, die Koeffizienten sind ohne Korrektur nur etwas kleiner, da die Korrektur mit steigender Breite geringer wird.

An dieser Stelle soll der Einfluss der Korrekturen auf die transversalen Ortsauflösungen simulierter Daten mit schmalen Cluster-Breiten dargestellt werden. Abb. 5.10 zeigt einen Vergleich zwischen der von der Simulation erwarteten Ortsauflösung und den Ortsauflösungen, die man bei Korrektur mit den beiden beschriebenen Methoden erreicht. Die gewählten Beispiel-Runs wurden für normal angeordnete rechteckige Pads der Breite  $1.27\text{ mm}$  simuliert, bei denen die erwartete optimale Ortsauflösung bei  $70\text{ bzw }40\text{ }\mu\text{m}$  liegt. Für den Run mit  $70\text{ }\mu\text{m}$  Auflösung - wie auch für alle Runs mit höherer erwarteter Auflösung - zeigt sich eine gute Übereinstimmung, speziell mit der Methode der direkten Korrektur. Bei beiden Methoden kommt es bei kleinen Ortsauflösungen zu einer Überschätzung der Ortsauflösung, jedoch stärker für die Methode durch den verbleibenden Track. Grund hierfür ist, dass sämtliche Korrekturen in diesem Fall dazu tendieren, die Cluster und damit die Spuren stark Richtung Pad-Rand zu korrigieren und damit auch die Residuen zu stauchen.



**Abbildung 5.10:** Vergleich beider Methoden zur COG-Korrektur mit simulierten Daten: Gezeigt sind Runs mit einer erwarteten Ortsauflösung von a)  $70\text{ }\mu\text{m}$  und b)  $40\text{ }\mu\text{m}$ . Aufgetragen sind die berechneten Ortsauflösungen für verschiedene Werte des Signal/Rauschen-Verhältnisses (S2N). Die Übereinstimmung speziell der Methode der direkten Korrektur mit den von der Simulation erwarteten Ergebnissen ist recht gut. Es kommt jedoch zu einer leichten Überschätzung der Ortsauflösung bei sehr schmalen Clustern.

Bei den Staggered-Pads ist der gezeigte Effekt etwas geringer, da durch die versetzte Anordnung der Pads eine Verschiebung des gesamten Tracks durch die oben beschriebene einseitige Verschiebung der Cluster nicht möglich ist.

### Folgerungen aus der COG-Korrektur

Die Erfahrung hat gezeigt, dass gerade bei der Bestimmung der Ortsauflösung die Methode von COG und RMS bei Positions- und Breitenbestimmung von Clustern gegenüber einer Funktionsanpassung zu bevorzugen ist, wobei die oben erwähnten Korrekturen der Werte notwendig sind. Die erzielten Ergebnisse sind gerade bei Anwendung der Methode der direkten COG- und RMS-Korrektur deutlich stabiler und besser als bei einer standardmäßigen Fit-Methode.

Die Ergebniskorrektur durch die Methode der direkten Korrektur könnte noch weiter verbessert werden, indem man die Korrekturen für alle Inklinationen  $\varphi$  und Signal/Rauschen-Verhältnisse separat berechnet. Da die erzielten Ergebnisse der Korrektur aber bereits sehr gut mit den Erwartungen übereinstimmen, wurde bei fast allen hier veröffentlichten Messungen die erwähnte Korrektur-Methode angewendet.

Als bedeutende Tatsache im Hinblick auf die Konzeption der Gasverstärkungsstufe eines Detektors gilt die Feststellung, dass eine zuverlässige Korrektur von Position und Breite des Clusters nur dann möglich ist, wenn die "echte" Cluster-Breite mindestens ein Drittel der Pad-Breite misst. Also muss gelten:

$$\sigma_{trans} > 1/3 \cdot W_{pad} \quad (5.10)$$

In allen anderen Fällen erleidet die transversale Ortsauflösung eine deutliche Verschlechterung, bis hin zu einem Wert von  $W_{pad}/\sqrt{12}$  (siehe dazu Kapitel 3.4.1).

### 5.3.2 Cuts - Mögliche Schnitte auf die Daten

An die Events, Cluster und Tracks lassen sich mittels der Klasse *Cuts* Schnitte an die Datenmenge anbringen. Prinzipiell sind alle Einschränkungen möglich, die folgenden sind jedoch meist die relevanten Einschränkungen bei den Analysen, wobei in drei Gruppen von Einschränkungen eingeteilt werden muss.

Die Gruppeneinteilung lässt sich am besten am Beispiel der Analyse zur Ortsauflösung erklären. Die erste Gruppe von Einschränkungen beinhaltet die Schnitte, die für die Analyse essentiell sind, da die Schnitte die Datenmenge bestimmen, die analysiert werden soll, wie z.B.:

- Oberer und unterer Schnitt auf die Driftdistanz  $z_{drift}$
- Oberer und unterer Schnitt auf die Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$

Die zweite Gruppe beinhaltet Schnitte, die helfen sollen, die Ergebnisse der Analyse zu stabilisieren, ohne deren Werte zu beeinflussen, da die Schnitte nicht den betrachteten Cluster, sondern dessen zugehörigen Track beeinflussen. Als Beispiele:

- Unterer Schnitt auf die Anzahl der Cluster eines Tracks
- Angabe der benutzten Pad-Reihen bei der Track-Bestimmung
- Oberer und unterer Schnitt auf die Anzahl der getroffenen Pads der Track-Cluster
- Oberer Schnitt auf das reduzierte  $\chi^2$  bei der Track-Bestimmung (siehe unten)
- Angabe der benutzten Pad-Reihen bei der Analyse (siehe unten)
- Auslassen von Clustern, von denen mindestens ein Pad im "Overshoot" ist, also den dynamischen Bereich des ADC verlässt (siehe unten)

Die dritte Gruppe umfasst Schnitte, die sehr wohl einen Einfluss auf die Ergebnisse der Analysen haben, aber nur für Studien zu deren Einfluss benutzt werden, wie z.B.:

- Oberer und unterer Schnitt auf die X-Position des Clusters innerhalb des Pads
- Oberer und unterer Schnitt auf das Signal/Rauschen-Verhältnis des Clusters
- Oberer und unterer Schnitt auf die Anzahl der getroffenen Pads des zu testenden Clusters

Anzumerken ist, dass die letzten drei erwähnten Schnitte der zweiten Gruppe trotz Unabhängigkeit vom zu testenden Cluster einen Einfluss auf die Ortsauflösung haben. Der Einfluss des Schnittes auf das reduzierte  $\chi^2$  wird in Kapitel 8.2.2 genauer dargestellt. Der Einfluss der Pad-Reihen wird in Kapitel 5.3.7 betrachtet, der Schnitt auf "Overshoot"-Cluster verbessert logischerweise die Ortsauflösung und ist selbstverständlich legitim.

### 5.3.3 Bestimmung der Track-Parameter

Nachdem sämtliche Schnitte auf Tracks, deren Cluster und zu testende Cluster durchgeführt wurden, müssen sämtliche Spureigenschaften neu berechnet werden. Dabei werden folgende Eigenschaften bestimmt:

- Die Parameter einer linearen oder quadratischen Anpassung und die darin enthaltenen Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  für den gesamten Track
- Für jeden zu testenden Cluster die Parameter einer linearen oder quadratischen Anpassung und die darin enthaltenen Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  für den Track ohne den zu testenden Cluster.
- Die Anzahl der benutzten Cluster

Die Anpassung erfolgt an folgende Funktion:

$$\begin{pmatrix} x_t \\ y_t \\ z_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ 0 \\ P_4 \end{pmatrix} + y_t \cdot \begin{pmatrix} P_2 \\ 1 \\ P_5 \end{pmatrix} + y_t^2 \cdot \begin{pmatrix} P_3 \\ 0 \\ P_6 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Für den Fall der linearen Anpassung gilt:  $P_3 = P_6 = 0$ . Die Inklination erhält man wie folgt:  $\varphi = -\arctan(P_2)$  und  $\theta = -\arctan(P_5)$ .  $P_3$  und  $P_6$  beschreiben die Krümmung in X- und Z-Richtung ( $P_3 = \frac{1}{2r_x}$ ,  $P_6 = \frac{1}{2r_z}$ ;  $r_i$ : Krümmungsradius).

### 5.3.4 Gasverstärkungsfaktor und Signal/Rauschen-Verhältnis

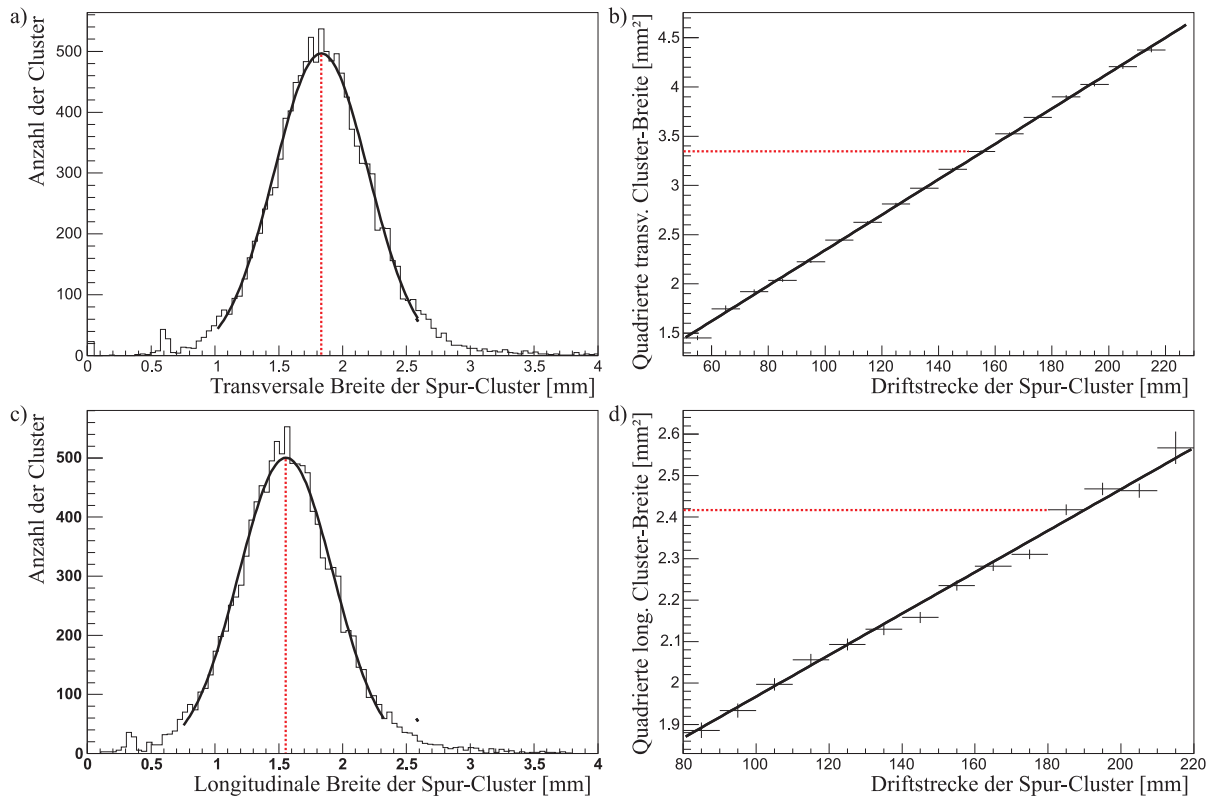
Für jeden Cluster wird noch der Gasverstärkungsfaktor (Gain) und sein Signal/Rauschen-Verhältnis bestimmt. In Kapitel 5.2.6 wurden bereits die Cluster-Eigenschaften, im speziellen die Gesamtladung  $Q_c$  und das Rauschen  $N_c$  des Clusters, bestimmt. Den Gasverstärkungsfaktor erhält man aus der Gesamtladung des Clusters multipliziert mit einem Faktor 4. Diese Kalibration des Gain wurde in [Ka04t] durchgeführt und mit einem Fehler von 10% abgeschätzt. Das Signal/Rauschen-Verhältnis  $S2N_c$  erhält man aus dem Quotient von Gesamtladung und Rauschen des Clusters:  $S2N_c = Q_c/N_c$ . Die einem Run zugeordneten Werte von Gain und  $S2N_c$  sind die Maximalwerte der Verteilungen der Cluster-Werte, die man am besten durch die Anpassung einer Landau-Funktion erhält. Beispielhaft sind die Verteilungen in den beschriebenen Testständen aus Kapitel 7 enthalten (siehe z.B. Abb. 7.13).



### 5.3.5 Histograms - Darstellungsmöglichkeiten der Parameter

Die Klasse *Histograms* hat Zugriff auf alle Eigenschaften der Events, Tracks, Cluster und Track-Cluster des Runs. Der Unterschied zwischen Cluster und Track-Cluster besteht in der Tatsache, dass ein Track-Cluster einem Track zugeordnet ist. Im Optimalfall wäre somit jeder Cluster ein Track-Cluster, im Realfall ergeben sich aber manchmal auch Cluster durch lokal überhöhtes Rauschen oder Cluster, die bei der Rekonstruktion keinem Track zugeordnet werden können. Mit dem Root-Framework ist die Klasse *Histograms* in der Lage beliebige Eigenschaften in Histogramme zu füllen und deren Verteilungen graphisch darzustellen. Dazu besteht die Möglichkeit, eine Anpassung an die Verteilungen durchzuführen, wie etwa durch eine Gauß- oder Landau-Funktion. Die meisten der in Kapitel 7 dargestellten Histogramme sind mit der Klasse *Histograms* entstanden.

### 5.3.6 Diffusion - Bestimmung der Diffusionskoeffizienten



**Abbildung 5.11:** Bestimmung der Diffusionskoeffizienten im TPCRAT-Paket: a) zeigt eine Verteilung der Cluster-Breite durch Anpassung einer Gauß-Funktion für eine bestimmte Drift-distanz. Der quadrierte Maximalwert der Verteilung wird in b) zusammen mit den quadrierten Werten für weitere Drift-distanzen eingetragen. Aus Steigung und Achsenabschnitt der Auftragung lässt sich der transversale Diffusionskoeffizient und der Offset der Cluster-Breite bestimmen. c) und d) zeigen den analogen Fall für die longitudinale Richtung. In diesem Fall wurden die longitudinalen Cluster-Breiten durch Anpassung einer Landau-Funktion bestimmt.

Die Berechnung der Diffusionskoeffizienten ( $D_{trans}, D_{long}$ ) erfolgt durch die Klasse *Diffusion*.

In Kapitel 2.2.1 wurde der Vorgang der Diffusion bereits ausführlich beschrieben, die wesentliche Formel zu deren Beschreibung sei nochmals wiederholt:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + D^2 \cdot z_{drift}} \quad (5.12)$$

Bei quadrierter Auftragung des Mittelwertes in der Verteilung der Cluster-Breite  $\sigma$  über der Driftdistanz  $z_{drift}$  erhält man aus dem Achsenabschnitt den Offset  $\sigma_0$  der Cluster-Breite, bestimmt durch die Gasverstärkungsstufe bzw. die Signalformung der Vorverstärker, und aus der Steigung den Diffusionskoeffizienten  $D$ . Die Auftragung kann getrennt für die transversale und die longitudinale Richtung vorgenommen werden (siehe Abb. 5.11).

### 5.3.7 Residuals - Bestimmung der Ortsauflösung

Die transversalen und longitudinalen Residuen sind definiert als die X- und Z-Komponenten des Abstandsvektors  $\vec{d}$  zwischen Track-Cluster und Track (siehe Abb. 5.12a). Die Verteilung der jeweiligen Residuen  $d_x$  bzw.  $d_z$  aller Track-Cluster eines Runs ist im Wesentlichen gaußförmig. Die Breite der Verteilung wird als Ortsauflösung bezeichnet.

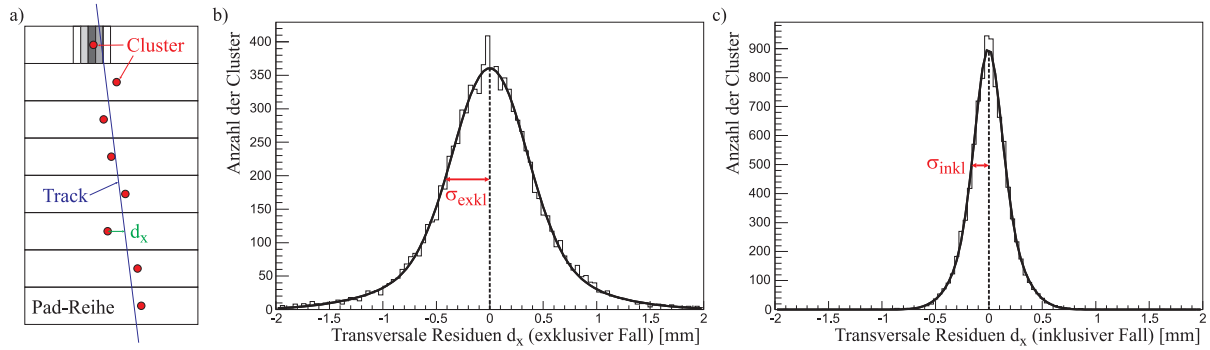
Da in unserem Fall die Teilchenspuren nicht exakt bekannt sind, sondern wie die Ortsauflösung von den Track-Clustern bestimmt werden, muss die eben gegebene Definition modifiziert werden. Dabei hat sich eine Methode bewährt, die als “Geometric Mean”-Methode bezeichnet wird und in [Ca04p] beschrieben ist. Bei dieser Methode unterscheidet man zwischen der Bestimmung der Track-Parameter unter Einbeziehung des zu testenden Track-Clusters (inklusive) und der Bestimmung der Track-Parameter unter Auslassung des zu testenden Track-Clusters (exklusive) (siehe Abb. 5.12b) und c). Für die beiden Fälle ergeben sich unterschiedliche Residuen, die im inklusiven Fall kleiner ausfallen als im exklusiven. Es hat sich gezeigt, dass sich die echte Ortsauflösung  $\sigma^{sr}$  aus der Breite  $\sigma_{excl}$  der Residuenverteilung im exklusiven Fall und der Breite  $\sigma_{incl}$  der Residuenverteilung im inklusiven Fall wie folgt berechnen lässt:

$$\sigma^{sr} = \sqrt{\sigma_{excl} \cdot \sigma_{incl}} \quad (5.13)$$

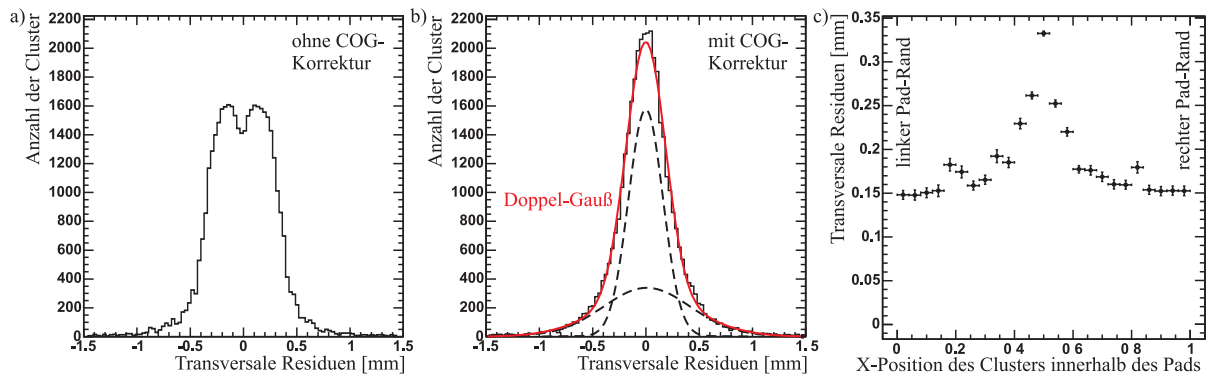
Es konnte in [Ka05t] bereits gezeigt werden, dass die “Geometric Mean”-Methode zusammen mit einer parabolischen Regression bei der Berechnung der Ortsauflösung eine Genauigkeit von ca. 1‰ liefert.

Meist ist die Verteilung der Residuen nicht gaußförmig, sondern wird besser durch eine Doppel-Gauß-Funktion beschrieben (siehe Abb. 5.13b). Dies ist unter anderem durch einen Effekt zu verstehen, der mit der oben beschriebenen Korrektur des COG der Cluster-Position zusammen hängt. Abb. 5.13 zeigt für den Fall extrem schmaler Cluster eine Residuenverteilung ohne und mit der Korrektur. Die Doppelspitzen-Struktur in der Verteilung ohne Korrektur ist ebenso ersichtlich wie die Verringerung der Breite in der Verteilung mit Korrektur. In Abb. 5.13c) schließlich ist die berechnete Residuenbreite über der Position des Clusters innerhalb des Pads aufgetragen. Die deutlich unterschiedlichen Werte für Cluster in der Pad-Mitte und am Pad-Rand sorgen dafür, dass die Residuenverteilung eine Überlagerung verschiedener Anteile ist, die sich recht gut durch eine Doppel-Gauß-Funktion anpassen lässt. Die Werte für  $\sigma_{excl}$  und  $\sigma_{incl}$  erhält man durch Gewichtung der Breiten der beiden Gauß-Funktionen mit deren Anteil an der Gesamtfläche. Die Verteilung der longitudinalen Residuen über der Pad-Position ist flach, jedoch bietet sich auch hier oft an, eine Doppel-Gauß-Funktion anzupassen.

Eine weitere interessante Tatsache ist, dass eine Erhöhung der transversalen Residuen für die oberste und die unterste Pad-Reihe zu einer deutlichen Verschlechterung der Ortsauflösung



**Abbildung 5.12:** Definition der Residuen und der Ortsauflösung: a) Die transversalen Residuen  $d_x$  sind definiert als die X-Komponente des Vektors zwischen Cluster und Track. b) zeigt die Verteilung der Residuen im exklusiven Fall und c) die schmalere Verteilung im inklusiven Fall.

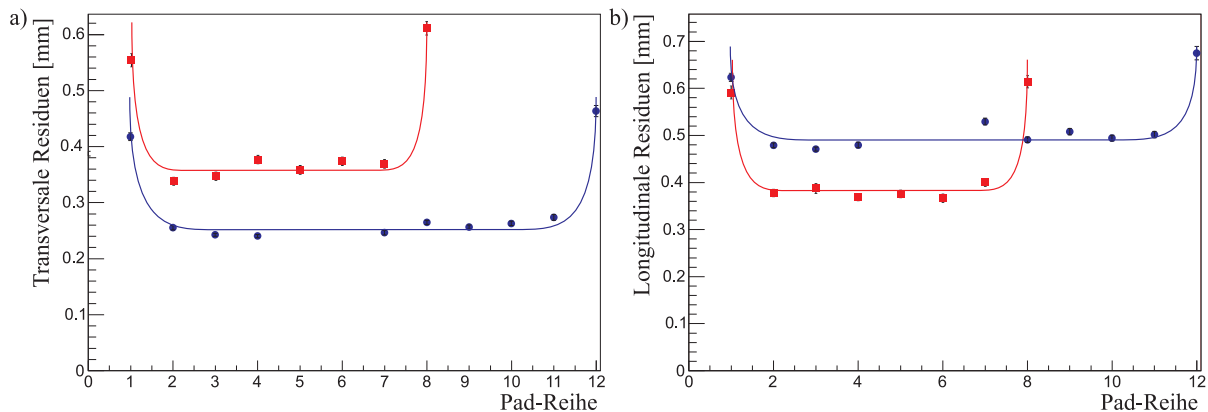


**Abbildung 5.13:** Folgen der COG-Korrekturen für die transversalen Residuen: a) und b) zeigen die transversalen Residuen ohne und mit COG-Korrektur für den exklusiven Fall. c) zeigt die Residuen in Abhängigkeit der Cluster-Position innerhalb des Pads. Die unterschiedlichen Werte zwischen Pad-Mitte und Pad-Rand legen nahe, dass die Verteilung in b) nicht durch eine einfache Gauß-Funktion angepasst werden kann.

dieser Pad-Reihen führt (siehe Abb. 5.14). Der Grund ist eine ungenauere Bestimmung des Tracks durch das Fehlen einer Pad-Reihe direkt ober- oder unterhalb dieser Reihen, da die Nachbarreihen den größten Einfluss auf die Bestimmung des Tracks in einer bestimmten Reihe haben. Da es sich immer nur um die äußersten Pad-Reihen handelt und diese in einem großen Detektor einen sehr geringen Beitrag zur Spur liefern, wurden die beiden Pad-Reihen bei unseren Analysen zur Ortsauflösung einfach ignoriert und nur die Werte der übrigen Pad-Reihen benutzt.

### 5.3.8 Efficiency - Bestimmung der Padreihen-Effizienz

Bei der Bestimmung der Padreihen-Effizienz  $\nu$  werden der oberste und der unterste Spurpunkt aus der XY-Projektion des Tracks genommen und alle Pad-Reihen dazwischen auf das Vorhandensein eines Ladungs-Clusters untersucht. Dabei wird eine Toleranz des vierfachen Wertes der



**Abbildung 5.14:** Residuen auf den verschiedenen Pad-Reihen für a) transversale und b) longitudinale Residuen von beliebigen Runs mit 8 bzw. 12 Pad-Reihen. Die Residuen auf den obersten und untersten Pad-Reihen sind jeweils deutlich erhöht. Bei den Messungen mit 12 Pad-Reihen wurden die 5. und 6. Pad-Reihe aufgrund einer ungenügenden Zahl von Auslese-Kanälen nur unvollständig kontaktiert und werden deshalb von der Analyse ausgenommen.

Ortsauflösung auf die X- und Z-Position des Clusters gewährt. Für jede Reihe zwischen dem obersten und untersten Spurpunkt werden die Residuen, also die Komponenten  $d_x$  und  $d_z$  des Distanzvektors zwischen Track-Cluster und zugehörigem Track, bestimmt und untersucht, ob gilt:

$$\exists \text{ Cluster} \quad (5.14)$$

$$d_x < 4 \cdot \sigma_{trans}^{sr} \quad (5.15)$$

$$d_z < 4 \cdot \sigma_{long}^{sr} \quad (5.16)$$

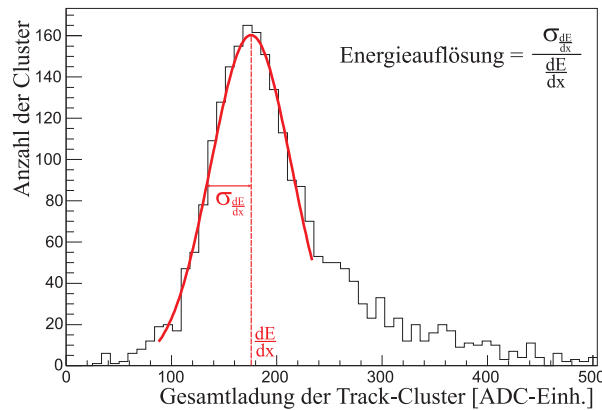
Am Schluss wird die Zahl der gefundenen Cluster durch die Zahl der untersuchten Pad-Reihen geteilt und das Ergebnis als Padreihen-Effizienz bezeichnet. Die intrinsisch durch die Gauß-Verteilung gegebene optimale Effizienz hat bei der  $4\sigma$ -Einschränkung einen Wert von  $\nu_{opt} = 99.99\%$ , also sollte eine Beschränkung der Effizienz fast ausschließlich durch die Statistik der Primärelektronen und das Pad-Rauschen hervorgerufen werden.

### 5.3.9 Energy - Bestimmung der Energieauflösung

Die Klasse *Energy* führt die Berechnung der Energieauflösung  $\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}$  durch. Wie in Kapitel 3.4.3 beschrieben, ist die Energieauflösung der Quotient zwischen dem Mittelwert und der Breite der Verteilung des Energieverlustes pro Pad-Reihe, also der Cluster-Ladung. Dabei werden aufgrund der geringen Statistik bei nur 8 oder 12 Pad-Reihen keine expliziten Schnitte auf Ausreißer der Energieverteilung gemacht. In unserem Fall wird die Energieauflösung durch die Anpassung einer Gauß-Funktion bestimmt und eine Aussortierung der Ladungsdepositionen von  $\delta$ -Elektronen durch geschickte Wahl der Fit-Grenzen vorgenommen (siehe Abb. 5.15).

### 5.3.10 Distortions - Spurkrümmungen aufgrund von Raumladungen

Die Klasse *Distortions* benutzt die parabolische Anpassung der Tracks (siehe Kapitel 5.3.3), um deren Krümmungen zu berechnen. Durch Auftragung der Krümmung in der X-Y-Projektion



**Abbildung 5.15:** Die Bestimmung der Energieauflösung erfolgt durch die Anpassung einer Gauß-Funktion an die Ladungsverteilung der Track-Cluster. Die Fit-Grenzen werden dabei so gewählt, dass erhöhte Ladungsdepositionen von  $\delta$ -Elektronen abgeschnitten werden.

über der X-Position der Tracks lässt sich vor allem für die Messungen in CERN-B zeigen, dass die Krümmungen von Raumladungen innerhalb des Detektorvolumens hervorgerufen werden. Wie in Kapitel 8.5 gezeigt, lässt sich durch Vergleich mit einfachen Simulationen auch eine Quantifizierung der Raumladungen durchführen.

## 5.4 Zusammenfassung zur Datenauswertung

Mit dem TPCRAT-Paket wurde ein sehr flexibles Programm zur Analyse von Mess- und Simulationsdaten erstellt. Es ist in der Lage, Teilchenspuren jeglicher Breite und Inklination, auch bei hoher Teilchendichte zu rekonstruieren. Bei der Analyse der Datenspuren können schnell beliebige Schnitte an sämtliche Parameter der Spuren und Cluster angewendet werden. Auf diese Weise sind Analysen mit verschiedenartiger Problemstellung durchführbar. Vorgefertigte Analysealgorithmen werden für die Bestimmung der Ortsauflösung, der Effizienz, der Energieauflösung und der Diffusionskoeffizienten zur Verfügung gestellt.

Durch die Aufteilung der Datenauswertung in den Rekonstruktions- und den Analyse-Modus und die Abspeicherung aller relevanten Parameter in Konfigurationsdateien können die Analysen schnell und teilweise automatisiert durchgeführt werden.



## 6 TPCSUM: Das MonteCarlo-Simulationspaket

Um Aussagen zur Wahl der charakteristischen Parameter einer TPC, wie die benutzte Gasmischung oder Form und Breite der Auslese-Pads, machen zu können, wurde eine MonteCarlo-Simulation namens TPCSUM entwickelt. Durch eine solche Simulation kann der aufwändige Prozess des Aufbaus und der Durchführung von Messungen vermieden und ausführliche Studien zu verschiedenen Fragestellungen betrieben werden. Natürlich ist zu deren Zuverlässigkeit ein genaues Verständnis der Prozesse, die während des Durchgangs eines ionisierenden Teilchens und der Drift der entstandenen Elektronen vor sich gehen, unverzichtbar. Ein MonteCarlo-Programm verwendet die Verteilungsfunktionen eben dieser Prozesse, um Zufallszahlen zu generieren, die den jeweiligen Einzel-Prozess beschreiben sollen. Dabei wird der Zufallsgenerator des am CERN entwickelten Root-Paketes [An04m] benutzt. Am Ende eines jeden Ereignisses (oder auch Events) werden die Informationen der auf den Pads auftreffenden Elektronen so verarbeitet, dass das resultierende Datenformat mit dem realer Datensätze (siehe Anhang B) identisch ist und somit mit der gleichen Rekonstruktions- und Analysesoftware (siehe Kapitel 5) ausgewertet werden kann.

In diesem Kapitel sollen die für die MonteCarlo-Simulation benutzten Verteilungen und deren Herkunft, sowie der komplette Programmablauf beschrieben werden. Eine kurzer graphischer Überblick über die einzelnen Schritte der Simulation und deren Chronologie kann Abb. 6.1 entnommen werden. Am Ende des Kapitels werden noch Vergleiche zwischen den Resultaten simulierter und realer Datensätze aufgeführt.

### 6.1 Festlegung von Run-, Event- and Track-Parametern

Ein wichtiger Punkt während der Programmierung einer Simulationssoftware ist die Gewährleistung der Flexibilität des Programms, um alle gewünschten Studien durchführen zu können. Um dies zu ermöglichen, werden die Einstellungen der wichtigen Parameter für jeden Run in einer Konfigurations-Datei (dem *ConfigFile*) gespeichert. Dabei können die Parameter für Run, Event und Track (für die Begrifflichkeiten siehe Kapitel 5.1) wie folgt beschrieben werden.

#### Mögliche Einstellungen der Run-Parameter

Die folgenden Parameter können unabhängig für jeden Run bestimmt werden:

- Die Zahl der Events, die während des Runs generiert werden
- Eine sogenannte Zeitreduktion (*TimeReduction*), die benötigt wird um Rechenzeit zu sparen. Wenn der Wert der Zeitreduktion auf den Wert 50 gesetzt wird, so werden nur 2% der Elektronen nach der letzten GEM weiterverfolgt und am Ende der Simulation dem entsprechenden Pad zugeordnet. Die Ladung dieses Elektrons wird dann mit dem Faktor 50 multipliziert, damit die Gesamtladung den korrekten Wert erhält. Eine Beeinflussung

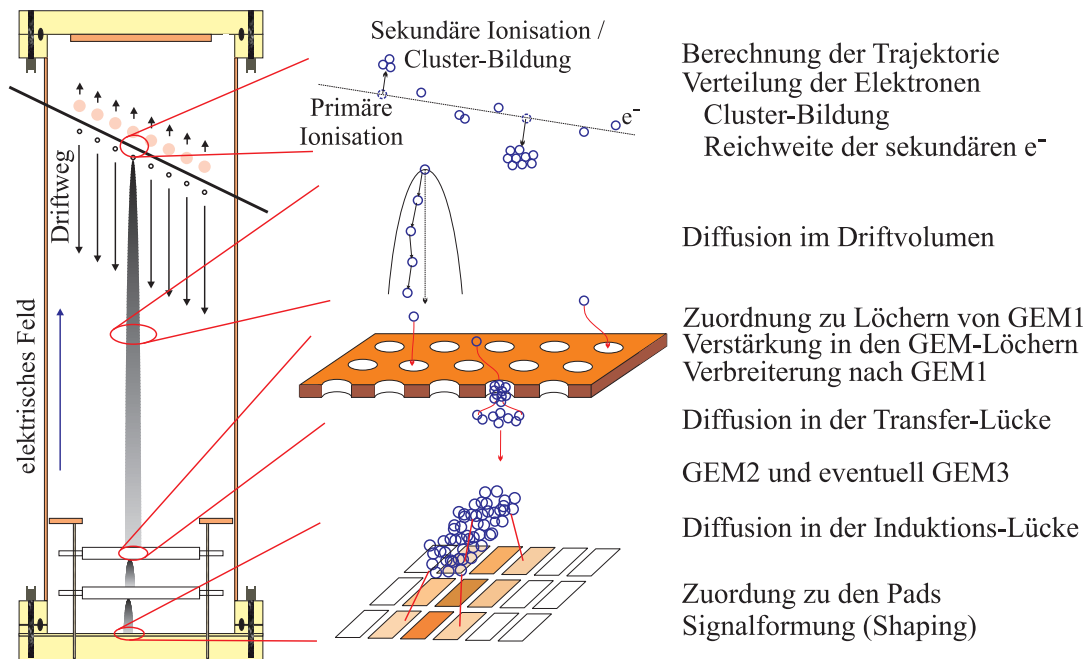


Abbildung 6.1: Graphischer Überblick über die Schritte der MonteCarlo-Simulation

der Messergebnisse ist gemäß Teststudien erst ab einem Wert von etwa 100 zu erwarten, für die Simulation wurde ein Maximalwert von 50 benutzt (siehe Abb. 6.2).

- Es können die Einstellungen der verschiedenen Setups aus Kapitel 7 gewählt werden. Alternativ können Gasmischung, elektrisches und magnetisches Feld gewählt werden. Als Folge werden verschiedene Werte von Driftgeschwindigkeit, Diffusionskoeffizienten, Gasdichte, usw. für die Simulation benutzt.

### Mögliche Einstellungen der TPC-Parameter

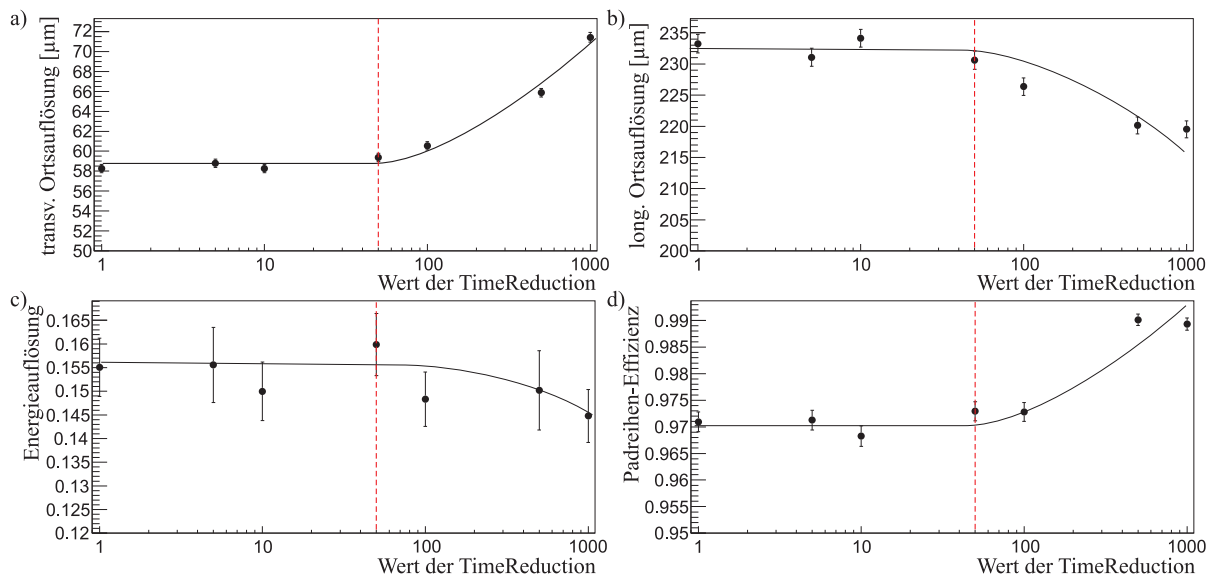
Die folgenden TPC-Parameter können unabhängig für jeden Run bestimmt werden:

- Die Zahl der Reihen und Spalten der Auslese-Geometrie
- Höhe und Breite der benutzten Pads
- Die verschiedenen Pad-Geometrien (alle Geometrien aus Kapitel 4.4 sind möglich) können für einen direkten Vergleich für jedes Event parallel simuliert werden.
- Die Länge der TPC
- Größe der GEMs, Abstand und Anordnung der GEM-Löcher
- Ausdehnung der Transferlücken und der Induktionslücke
- Abtast-Frequenz (*ClockFrequency*) der benutzten Elektronik

### Mögliche Einstellungen der Event-Parameter

Als Event-abhängiger Parameter kann nur der folgende gewählt werden:





**Abbildung 6.2:** Einfluss der Zeitreduktion auf die Ergebnisse eines beispielhaften Runs: Gezeigt sind transversale und longitudinale Ortsauflösung, sowie Energieauflösung und Padreihen-Effizienz in Abhängigkeit des Parameters *TimeReduction*. Man sieht eine Veränderung der Ergebnisse erst ab einem Wert der *TimeReduction* von etwa 100, zur Sicherheit wurde bei den Simulationen der Wert von 50 nie überschritten.

- Zahl der Tracks pro Event

Die Zahl der Zeitschritte (*TimeSlices*) wird automatisch durch die Länge der TPC und die gewählte Driftgeschwindigkeit berechnet.

### Mögliche Einstellungen der Track-Parameter

Eine graphische Übersicht der Track-Parameter ist in Abb. 5.2 dargestellt.

Die Tracks können wahlweise mit gradliniger oder gekrümmter Trajektorie erstellt werden. Als Parameter werden folgende benötigt, wobei  $Rndm(x_{width})$  als ein MonteCarlo gewürfelter Wert der jeweiligen Verteilung (hier entweder Gauß-Verteilung mit Breite  $x_{width}$  oder flache Verteilung zwischen  $-x_{width}$  und  $x_{width}$ ) zu verstehen ist:

- Mittelwert  $x_{mean}$  und Breite  $x_{width}$  einer entweder gaußförmigen oder flachen Verteilung in X-Richtung für  $y_0 = 0 \Rightarrow x_0 = x_{mean} + Rndm(x_{width})$
- Mittelwert  $z_{mean}$  und Breite  $z_{width}$  einer entweder gaußförmigen oder flachen Verteilung in Z-Richtung für  $y_0 = 0 \Rightarrow z_0 = z_{mean} + Rndm(z_{width})$
- Mittelwert  $\varphi_{mean}$  und Breite  $\varphi_{width}$  einer entweder gaußförmigen oder flachen Verteilung für die Neigung/Inklination in der Y-X-Ebene für  $y_0 = 0 \Rightarrow \varphi_0 = \varphi_{mean} + Rndm(\varphi_{width})$
- Mittelwert  $\theta_{mean}$  und Breite  $\theta_{width}$  einer entweder gaußförmigen oder flachen Verteilung für die Neigung/Inklination in der Y-Z-Ebene für  $y_0 = 0 \Rightarrow \theta_0 = \theta_{mean} + Rndm(\theta_{width})$
- Im Fall von gekrümmten Tracks: Mittelwert  $r_{mean}$  und Breite  $r_{width}$  einer wahlweise gaußförmigen oder flachen Verteilung des Radius  $r$  der Trajektorie  $\Rightarrow r = r_{mean} + Rndm(r_{width})$

### Besonderheiten der Simulation

Alle Prozesse der Simulation können wahlweise ein- oder ausgeschaltet werden, wobei sie bei Nichtbenutzung durch entsprechende Standard-Funktionen ersetzt werden, um eine konsistente Fortsetzung des Programms sicherzustellen.

Die Simulationssoftware ermöglicht auch die graphische Darstellung einer Reihe von Test-Ausgaben, die zur Fehlerbehebung, aber auch zur Analyse der jeweiligen Effekte (siehe unten) benutzt werden können.

## 6.2 Durchgang ionisierender Teilchen - Berechnung der Trajektorien

Das Koordinatensystem für die Bestimmung der Trajektorien ist wie folgt gesetzt (siehe Abb. 5.2): Der Achsenursprung liegt in der Mitte der Pad-Struktur, die X-Achse zeigt in Richtung der kurzen Pad-Seite, die Y-Achse in Richtung der langen Pad-Seite und die Z-Achse entgegengesetzt zur Driftrichtung der Elektronen. Die Inklination  $\varphi$  ist die Neigung in der Y-X-Ebene und die Inklination  $\theta$  die Neigung in der Y-Z-Ebene.

Am Beginn der Simulation eines Events muss jeder Track, der das Kammervolumen durchquert, parametrisiert werden. Dies geschieht auf leicht unterschiedliche Weise für die beiden Fälle geradliniger und gekrümmter Tracks.

Für den Fall geradliniger Tracks wird angenommen, dass die Projektionen aller Tracks die oberste und die unterste Reihe der Pad-Struktur durchqueren. In diesem Fall wird die Trajektorie durch die folgende Gleichung mit Parameter  $\Delta y$  und durch die Koordinaten des obersten Spurpunktes  $\vec{x}_{top}$  und des untersten Spurpunktes  $\vec{x}_{bottom}$  beschrieben:

$$\vec{x}(\Delta y) = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} + \Delta y \cdot \begin{pmatrix} \tan(\varphi_0) \\ 1 \\ \tan(\theta_0) \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

$$\vec{x}_{top} = \vec{x}\left(\frac{GEMSize}{2} + 1 \text{ cm}\right) \quad (6.2)$$

$$\vec{x}_{bottom} = \vec{x}\left(-\frac{GEMSize}{2} - 1 \text{ cm}\right) \quad (6.3)$$

Für den Fall gekrümmter Tracks gilt die Annahme, dass alle Tracks in das aktive Volumen eintreten und es auch wieder verlassen. Tracks, die durch vollständige Kreise innerhalb der aktiven Fläche beschrieben werden, sind zu verwerfen. In diesem Fall wird die Trajektorie durch folgende vom Parameter  $s$  abhängige Funktion und durch die entsprechenden Parameter  $s_{top}$  des obersten und  $s_{bottom}$  des untersten Spurpunktes beschrieben:

$$\vec{x}(s) = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r \cdot \cos(\omega s - \varphi_0) - r \cdot \cos(\varphi_0) \\ r \cdot \sin(\omega s - \varphi_0) + r \cdot \sin(\varphi_0) \\ v_z \cdot s \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

$$s_{top} \quad , \quad s_{bottom} \quad (6.5)$$

Die Parameter  $s_{top}$  und  $s_{bottom}$  erhält man durch Durchfahren des Parameters  $s$  bei der Suche nach den Punkten, an denen die Trajektorie den aktiven Bereich verlässt ( $fabs(x(s) \text{ bzw. } y(s)) > \frac{GEMSize}{2} + 1 \text{ cm}$ ). Der Parameter  $s$  wurde so gewählt, dass er exakt die Bogenlänge der Trajektorie repräsentiert. Die benutzten Pseudo-Geschwindigkeiten definieren sich durch  $v_{xy} = \sqrt{\tan^2(\varphi_0) + 1}$  und  $v_z = \tan(\theta_0)$  und die benutzte Pseudo-Kreisfrequenz durch  $\omega = v_{xy}/r$ .

## 6.3 Verteilung der Elektronen entlang der Spur

Die korrekte Positionierung der Elektronen entlang der Spur des ionisierenden Teilchens ist ein sehr komplexer, aber auch entscheidender Prozess in dieser Simulation. Er lässt sich im Wesentlichen durch die Verteilungsfunktionen der folgenden drei Prozesse beschreiben:

- Die freie Weglänge der ionisierenden Teilchen bis zur nächsten Kollision und zum nächsten Ionisationsprozess.
- Die Zahl der Elektronen, die bei einem Ionisationsprozess entstehen, wenn die Energie, die dem primären Elektron mitgegeben wird, ausreicht, um weitere Ionisationsprozesse durch erneute Kollisionen zu ermöglichen. Die entstehende Anhäufung von sekundären Elektronen wird dabei als Cluster bezeichnet, sehr hochenergetische primäre Elektronen mit einer großen Anzahl von sekundären Teilchen im Cluster heißen  $\delta$ -Elektronen.
- Die Flugstrecke, die von den  $\delta$ -Elektronen zurückgelegt wird und die Charakteristik ihrer Ionisationsspur.

Zur Vereinfachung der Simulation werden alle ionisierenden Teilchen, die die Kammer durchqueren, wie MIPs behandelt.

### 6.3.1 Freie Weglänge des ionisierenden Teilchens

Die Funktion, die die Verteilung  $P(\lambda)$  der freien Weglänge  $\lambda$  der minimal ionisierenden Teilchen in Gas beschreibt, ist gegeben durch:

$$P(\lambda) = \frac{1}{\lambda_{mean}} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda}{\lambda_{mean}}\right) \quad (6.6)$$

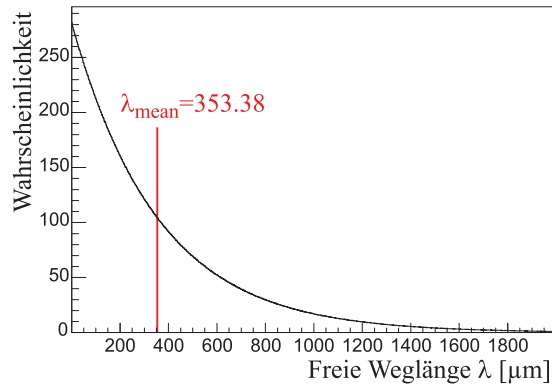
An dieser Stelle gibt es zwei Methoden, um die Werte der mittleren freien Weglänge  $\lambda_{mean}$  für Argon,  $CH_4$  und  $CO_2$  zu bestimmen:

- Man kann die inversen Werte der mittleren Zahl an Clustern pro Wegstrecke  $n_c$  für das jeweilige Gas (siehe Tabelle 2.1) verwenden. Die Werte für die drei Gase wären dann:  $\lambda_{mean}(Ar) = 344.8 \mu m$ ,  $\lambda_{mean}(CH_4) = 625.0 \mu m$ ,  $\lambda_{mean}(CO_2) = 294.1 \mu m$
- Die in dieser Arbeit benutzte Methode jedoch berechnet  $\lambda_{mean}$  durch Verwendung der Verteilung der insgesamt erzeugten Elektronen  $N_e$  pro Ionisationsprozess (siehe nächstes Unterkapitel) und einer Anpassung der mittleren freien Weglänge bis genau der Wert der mittleren Zahl an Elektronen pro Wegstrecke  $n_{tot}$  (siehe Tabelle 2.1) erreicht wird. Die Werte, die man auf diese Weise erhält und die in dem Simulations-Programm benutzt werden, sind die folgenden:  $\lambda_{mean}(Ar) = 356.38 \mu m$ ,  $\lambda_{mean}(CH_4) = 425.0 \mu m$ ,  $\lambda_{mean}(CO_2) = 259.0 \mu m$

Durch eine proportionale Gewichtung der inversen Werte dieser Gase können die Werte für verschiedene Gasmischungen ermittelt werden, da  $n_c$  über normale Proportionalität gewichtet wird (siehe [Sa77p], Seite 9). Die in der Simulation benutzten Werte von  $\lambda_{mean}$  für die verschiedenen Gase und Gasmischungen können Tabelle 6.1 entnommen werden, eine beispielhafte Verteilungsfunktion für Argon ist in Abb. 6.3 graphisch dargestellt.

### 6.3.2 Cluster-Formung entlang der Trajektorie

Die Form der Elektronen-Cluster entlang der Track-Trajektorie ist ein recht komplexer Prozess, der in detaillierter Form in Kapitel 1.1.2 von [Bl93b] erörtert wird. Für diese Simulation wurde ein vereinfachtes Modell gewählt, das im Folgenden beschrieben werden soll.



**Abbildung 6.3:** Verteilung der freien Weglänge  $\lambda$  des ionisierenden Teilchens im Falle von Argon mit  $\lambda_{mean} = 353.38 \mu m$ .

Gas	Ar	CH <sub>4</sub>	CO <sub>2</sub>	P5	P10	TDR	C30
$\lambda_{mean}$ in $\mu m$	353.38	425.0	295.0	359.3	362.23	357.78	335.44

**Tabelle 6.1:** Mittlere freie Weglänge von MIPs für die Gase und Gasmischungen, die in der MonteCarlo-Simulation benutzt werden.

Wie bereits erwähnt reicht die Energie, die beim Ionisationsprozess auf die primären Elektronen übertragen wird, oft aus, um weitere Elektronen, sogenannte Sekundärelektronen, zu erzeugen. Als Konsequenz erhält man örtlich begrenzte Elektronen-Cluster. Die Zahl der bei einem Ionisationsprozess insgesamt erzeugten Elektronen  $N_e$  folgt einer Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(N_e)$ , deren Einträge für verschiedene Gase in Tabelle 6.2 und Abb. 6.4 zu finden sind.

Die Cluster-Verteilungen für Gasmischungen können durch eine einfache proportionale Gewichtung der zugehörigen Cluster-Wahrscheinlichkeiten berechnet werden und sind ebenfalls in Tabelle 6.2 enthalten.

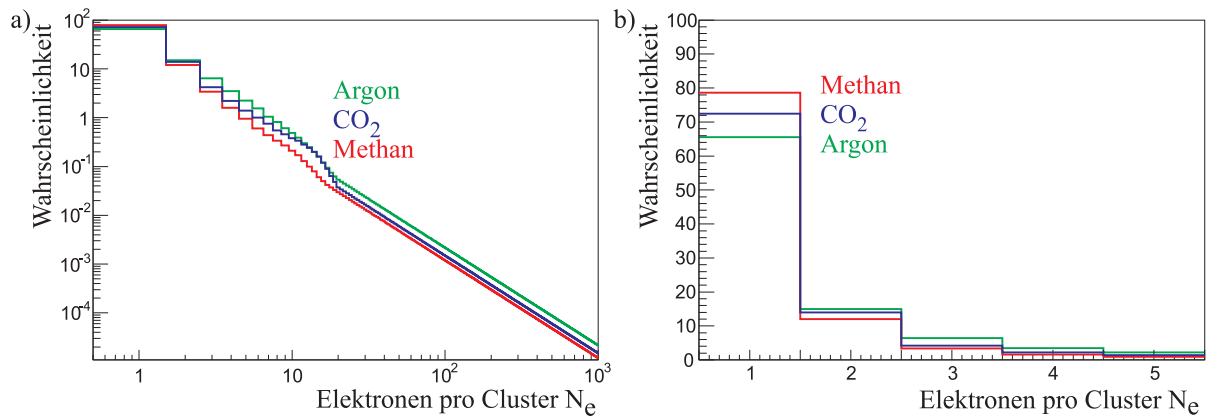
### 6.3.3 Zusätzliche Flugstrecke von $\delta$ -Elektronen

Primäre Elektronen, deren Energie ausreicht, um weitere Atome zu ionisieren, werden  $\delta$ -Elektronen genannt. Eine ausführliche Beschreibung von  $\delta$ -Elektronen ist in [Sa77p] und [Bl93b] zu finden.

$\delta$ -Elektronen werden meist senkrecht zu der Trajektorie des ionisierenden Teilchens emittiert, wobei der größte Teil der Sekundärionisation am Ende ihres zusätzlichen Flugwegs stattfindet, was durch die Bethe-Bloch-Formel (siehe Kapitel 2.1.1) und die Existenz des Bragg-Peaks erklärt werden kann. Deshalb kam in dieser Arbeit folgende Näherung zur Anwendung: Alle Elektronen werden senkrecht zur aktuellen Track-Richtung emittiert, und alle Sekundärelektronen werden auf einem Punkt am Ende der zusätzlichen Flugstrecke  $d_\delta$  des primären Elektrons lokalisiert. Es werden keine Ionisationsprozesse während des Flugs des  $\delta$ -Elektrons und keine Ablenkung in der Flugrichtung zugelassen. Trotzdem ist diese Mittelung als guter Näherungsprozess

Gas	Ar	CH <sub>4</sub>	CO <sub>2</sub>	P5	P10	TDR	C30
$N_e$	$P(N_e)$	$P(N_e)$	$P(N_e)$	$P(N_e)$	$P(N_e)$	$P(N_e)$	$P(N_e)$
1	65.6	78.6	72.5	66.25	66.9	66.388	67.67
2	15	12	14	14.85	14.7	14.83	14.7
3	6.4	3.4	4.2	6.25	6.1	6.206	5.74
4	3.5	1.6	2.2	3.405	3.31	3.379	3.11
5	2.25	0.95	1.4	2.185	2.12	2.168	1.995
6	1.55	0.6	1	1.5025	1.455	1.4915	1.385
7	1.05	0.44	0.75	1.0195	0.989	1.0135	0.96
8	0.81	0.34	0.55	0.7865	0.763	0.7813	0.732
9	0.61	0.27	0.46	0.593	0.576	0.59	0.565
10	0.49	0.21	0.38	0.476	0.462	0.4738	0.457
11	0.39	0.17	0.34	0.379	0.368	0.378	0.375
12	0.3	0.13	0.28	0.2915	0.283	0.2911	0.294
13	0.25	0.1	0.24	0.2425	0.235	0.2423	0.247
14	0.2	0.08	0.2	0.194	0.188	0.194	0.2
15	0.16	0.06	0.16	0.155	0.15	0.155	0.16
16	0.12	0.05	0.12	0.1165	0.113	0.1165	0.12
17	0.095	0.042	0.09	0.09235	0.0897	0.09225	0.0935
18	0.075	0.037	0.064	0.0731	0.0712	0.07288	0.0717
19	0.063	0.033	0.048	0.0615	0.06	0.0612	0.0585
$\geq 20$	$21.6/N_e^2$	$11.9/N_e^2$	$14.9/N_e^2$	$21.115/N_e^2$	$20.63/N_e^2$	$20.981/N_e^2$	$19.59/N_e^2$

**Tabelle 6.2:** Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Zahl der bei einem Ionisationsprozess insgesamt erzeugten Elektronen  $N_e$  für verschiedene Gase und Gasmischungen [Bl93b].

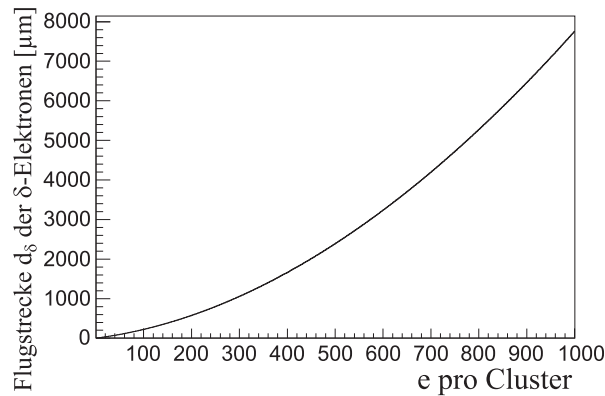


**Abbildung 6.4:** Graphische Darstellung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Zahl der bei einem Ionisationsprozess insgesamt erzeugten Elektronen  $N_e$  für Argon, Methan und Kohlenstoffdioxid: a) zeigt eine logarithmische Darstellung bis in den Bereich von 1000 Elektronen, b) eine lineare Darstellung für einen begrenzten Bereich bis 5 Elektronen.

anzusehen. Der zusätzliche Weg der  $\delta$ -Elektronen lässt sich durch folgende Formel berechnen (siehe [Bl93b], Kapitel 1.1.4):

$$d_\delta = 0.537 \cdot N_e \cdot W \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \left( 1 - \frac{0.9815}{1 + 3.123 \cdot N_e \cdot W} \right) \quad (6.7)$$

$N_e$  ist dabei die oben beschriebene Zahl der Elektronen, die in diesem Cluster insgesamt erzeugt wird.  $W$  ist die mittlere Energie, die benötigt wird, um ein Elektron-Ion-Paar zu erzeugen (in  $MeV$ ).  $\rho$  ist die Dichte des benutzten Gases (in  $\frac{g}{cm^3}$ ). Der Wert von  $d_\delta$  hat dann die Dimension  $cm$ . Die Zuordnung zwischen zusätzlicher Flugstrecke  $d_\delta$  und der Zahl  $N_e$  der Elektronen ist für Argon in Abb. 6.5 dargestellt.



**Abbildung 6.5:** Zusätzliche Flugstrecke der Primärelektronen in Abhängigkeit von der Gesamtzahl der beim Ionisationsprozess erzeugten Elektronen  $N_e$ .  $N_e$  beinhaltet das primäre Elektron und die sekundär erzeugten Elektronen während dessen zusätzlicher Flugstrecke.

Der Richtungsvektor der zusätzlichen Flugstrecke  $\vec{e}_\delta$  der Primärelektronen kann durch den aktuellen Richtungsvektor  $\vec{v}_\parallel$  des ionisierenden Teilchens und durch zwei Vektoren  $\vec{v}_{\perp 1/2}$ , die senkrecht zueinander und zu  $\vec{v}_\parallel$  stehen, berechnet werden. Dabei wird  $\vec{v}_\parallel$  für die beiden Fälle gerader (*straight*) und gekrümmter (*curved*) Tracks unterschiedlich berechnet:

$$\vec{v}_{\parallel, straight} = \begin{pmatrix} \tan(\varphi_0) \\ 1 \\ \tan(\theta_0) \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

$$\vec{v}_{\parallel, curved} = \begin{pmatrix} -\omega r \cdot \sin(\omega s + \varphi_0) \\ \omega r \cdot \cos(\omega s + \varphi_0) \\ v_z \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

$$\vec{v}_{\perp 1} = \frac{1}{|\vec{v}_\parallel|} \cdot \begin{pmatrix} v_{\parallel, y} \\ -v_{\parallel, x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.10)$$

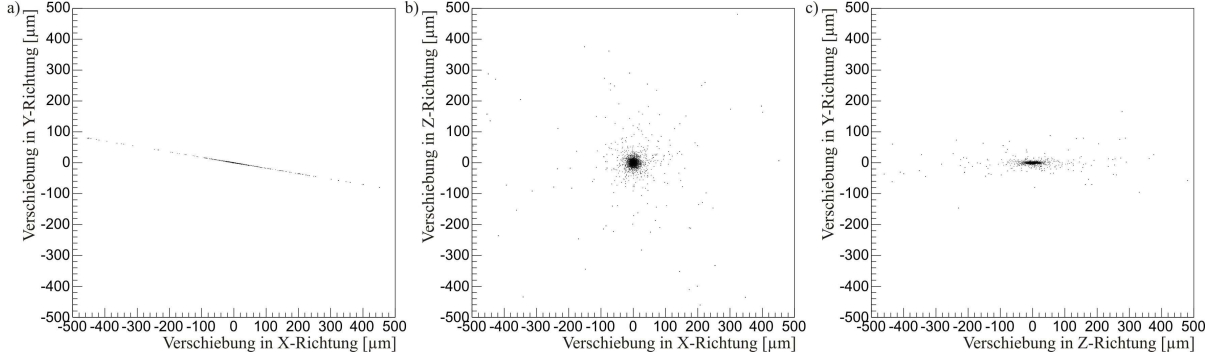
$$\vec{v}_{\perp 2} = \frac{\vec{v}_\parallel \times \vec{v}_{\perp 1}}{|\vec{v}_\parallel \times \vec{v}_{\perp 1}|} \quad (6.11)$$

Der Zusatzweg  $\vec{d}_\delta$  berechnet sich somit mit einem zufällig zwischen 0 und  $2\pi$  gewürfelten Winkel

$\alpha_\delta$ :

$$\vec{d}_\delta = d_\delta \cdot \vec{e}_\delta = d_\delta \cdot \begin{pmatrix} \cos(\alpha_\delta) \cdot v_{\perp 1,x} + \sin(\alpha_\delta) \cdot v_{\perp 2,x} \\ \cos(\alpha_\delta) \cdot v_{\perp 1,y} + \sin(\alpha_\delta) \cdot v_{\perp 2,y} \\ \cos(\alpha_\delta) \cdot v_{\perp 1,z} + \sin(\alpha_\delta) \cdot v_{\perp 2,z} \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

Abb. 6.6 zeigt anschaulich die Verschiebungen der  $\delta$ -Elektronen für einen geneigten Track in den Projektionen auf die Koordinatenflächen.



**Abbildung 6.6:** Verschiebung der  $\delta$ -Elektronen durch den zusätzlichen Flugweg in den Projektionen. Gezeigt ist die Verteilung für eine große Zahl von Tracks mit den Inklinationen  $\varphi = 10^\circ$  und  $\theta = 0^\circ$ . Das hier benutzte Beispiel ist aufgrund der notwendigen Erhöhung der Statistik nicht mit den restlichen Beispiel-Abbildungen kompatibel.

In einem in Z-Richtung orientierten Magnetfeld wird die zusätzliche Bewegung der  $\delta$ -Elektronen in X- und Y-Richtung helixförmig aufgedreht und somit unterdrückt. Der Unterdrückungsfaktor wurde zur Vereinfachung für die Simulation bei  $B = 4T$  auf Null gesetzt, sodass nur noch die Z-Komponente beachtet werden musste.

### 6.3.4 Resultierende Prozedur der Elektronen-Positionierung

Die folgenden Schritte müssen für jeden Cluster, der von einer Kollision des ionisierenden Teilchens mit den Gasatomen herrührt, durchgeführt werden:

- Generiere die Flugstrecke bis zum nächsten Kollisionspunkt durch Ermitteln eines Zufallswertes aus der Verteilung der freien Weglänge  $\lambda$ .
- Benutze die jeweilige Parametrisierung der geradlinigen oder gekrümmten Spur, um die Koordinaten des nächsten Kollisionspunktes zu bestimmen.
- Bestimme die Zahl der Elektronen, die durch die Kollision und sekundäre Ionisation entstehen durch Würfeln einer Zufallszahl aus der Verteilung der Elektronen  $N_e$  pro Cluster.
- Generiere einen Zufallswinkel  $\alpha_\delta$  zwischen 0 und  $2\pi$  und berechne die zusätzliche Flugstrecke  $d_\delta$  des Primärelektrons. Unter Beachtung der senkrechten Emission des Elektrons kann so der Ort ermittelt werden, an dem alle Elektronen des Clusters positioniert werden. Hierbei ist zu beachten, dass in starken magnetischen Feldern alle zusätzlichen Wege senkrecht zum Magnetfeld aufgewickelt werden und somit vernachlässigt werden können. Nur der Anteil in Richtung des Magnetfeldes muss beachtet werden.
- Wiederhole alle vorherigen Schritte, bis der Track das aktive Volumen verlässt.

## 6.4 Diffusions-Prozesse der driftenden Elektronen

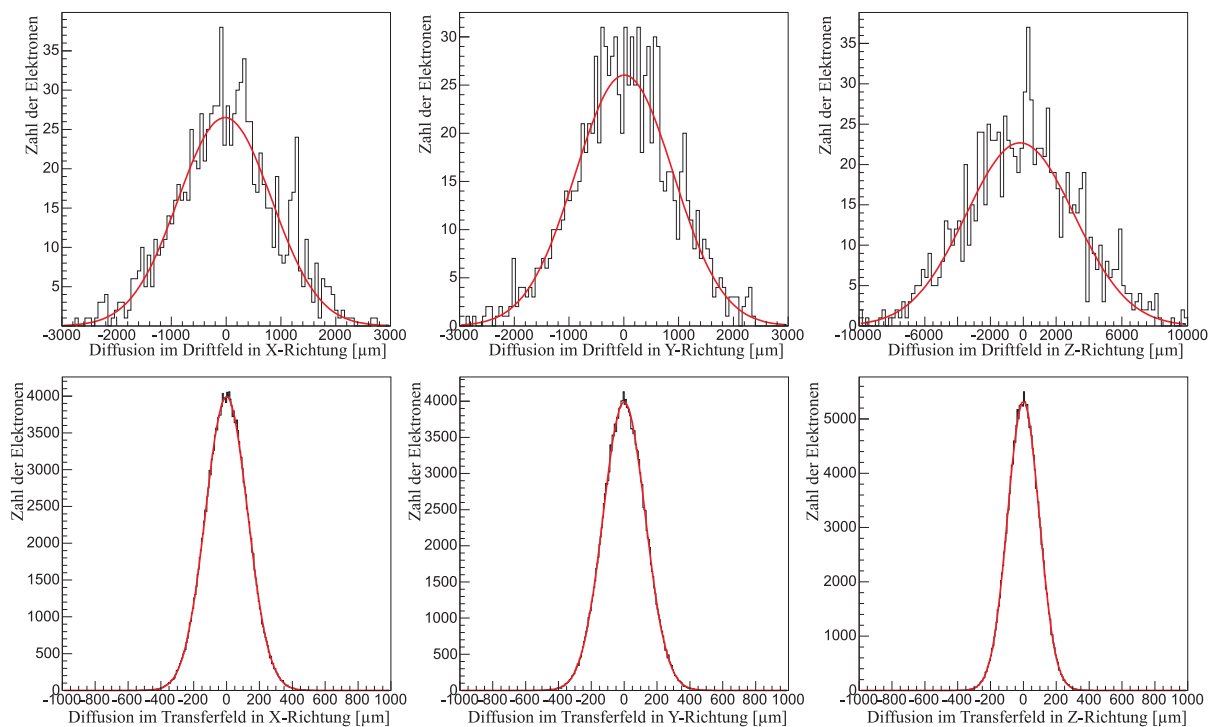
Während ihrer Drift entlang der elektrischen Feldlinien bewegen sich die Elektronen durch einen Diffusionsprozess von ihrer vorgegebenen Bahn weg, wie bereits ausführlich in Kapitel 2.2.1 erläutert wurde. Vor allem die Drift im Driftvolumen, aber auch die in den Transferlücken (*transfer gap*) und in der Induktionslücke (*induction gap*) hat einen großen Einfluss auf die Eigenschaften einer TPC.

Aus Kapitel 2.2.1 erhält man die allgemein gültigen Formeln für das Diffusionsverhalten der Elektronen:

$$\Delta d_{x,y} = Rndm(D_{trans}) \cdot \sqrt{z_{drift}} \quad (6.13)$$

$$\Delta d_z = Rndm(D_{long}) \cdot \sqrt{z_{drift}} \quad (6.14)$$

$z_{drift}$  ist hierbei die in Driftrichtung Z zurückgelegte Driftstrecke, während der die Diffusion stattfindet.  $Rndm(D_{trans, long})$  ist ein Zufallswert aus einer gaußförmigen Verteilung mit Breite  $D_{trans, long}$  (den Diffusionskoeffizienten). Mit  $\Delta d_{x,y,z}$  erhält man die resultierende Verschiebung des einzelnen Elektrons gegenüber seiner Position ohne Diffusion in der jeweiligen Richtung. In Abb. 6.7 sind die Komponenten der Verschiebung durch Diffusion für einen Track im Driftbereich und in der Induktionslücke dargestellt. Die ermittelten Diffusionskoeffizienten durch einen Gauß-Fit stimmen im Rahmen der Statistik mit den vorgegebenen Werten überein.



**Abbildung 6.7:** Diffusion in Drift- und Transferfeld: Durch die Gasverstärkung ist die Statistik im Transferfeld deutlich erhöht. In beiden Fällen stimmen die berechneten Diffusionskoeffizienten im Rahmen der Statistik mit den von der Simulation vorgegebenen Werten überein.



## 6.5 Prozesse in Zusammenhang mit den GEM-Folien

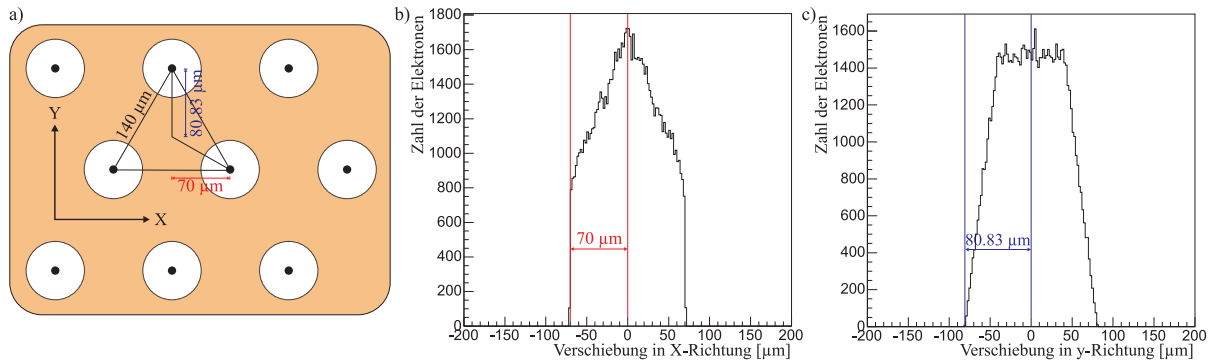
Nach der Diffusion im Driftfeld und in den Transferfeldern landen die Elektronen auf einer GEM, wo mehrere Prozesse nacheinander in der Simulation durchgeführt werden:

- Durch das sehr starke elektrische Feld in den GEM-Löchern führen fast alle Feldlinien oberhalb der GEM auch in deren Löcher. Damit gelangen ebenfalls fast alle Elektronen in eines der GEM-Löcher.
- Im GEM-Loch erfolgt die Gasverstärkung aufgrund weiterer Ionisation der Gas-Moleküle durch die Elektronen.
- Unterhalb der GEM weiten sich die Feldlinien wieder auf, weswegen auch die Elektronenwolken einer Aufweitung unterliegen.

Bei den Prozessen, die in Bezug zur GEM zu setzen sind, werden Verluste der Elektronen durch nicht optimale Elektronensammel- und Elektronenextraktionseffizienz vernachlässigt, da deren Einfluss nur von geringer Bedeutung ist.

### 6.5.1 Zuordnung der Elektronen zu den GEM-Löchern

In der MonteCarlo-Simulation kann die GEM-Größe und die Verteilung der Löcher beliebig ausgewählt werden, jedoch wurde standardmäßig eine hexagonale Anordnung der Löcher mit einem Abstand von  $p = 140 \mu\text{m}$  benutzt. Jedes ankommende Elektron wird dabei demjenigen GEM-Loch zugeordnet, dessen Position die kürzeste Distanz zur Position des Elektrons hat. Die Anordnung der GEM-Löcher ist in Abb. 6.8a) dargestellt. Aus der Geometrie der Anordnung lassen sich die Verteilungsfunktionen für die Verschiebungen der Elektronen in X- und Y-Richtung herleiten. In Abb. 6.8b) und c) sind diese Verteilungen dargestellt.

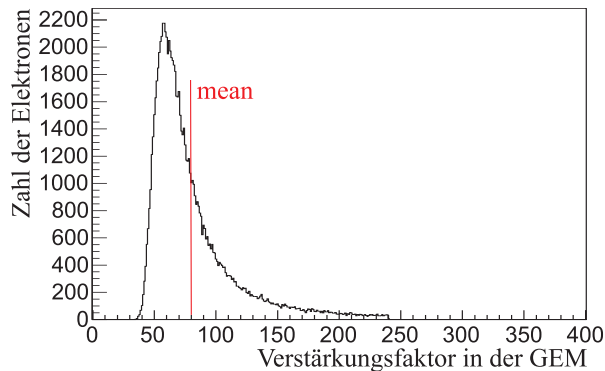


**Abbildung 6.8:** Variation der Elektronen-Position beim Eintritt in eines der GEM-Löcher: a) zeigt schematisch die neue Positionierung der Elektronen in einem der GEM-Löcher und ebenfalls die maximal mögliche Verschiebung in X- und Y-Richtung, deren Verteilungen in b) und c) dargestellt sind.

### 6.5.2 Verstärkung der Elektronen in den GEMs

Für die Verteilung der Werte des Verstärkungsfaktors der GEMs wurden mehrere Verteilungsfunktionen ausprobiert. Da der Einfluss der Form der Verteilung vor allem auf die Ortsauflösung

nur gering war, wurde eine landauförmige Verteilung für die Verstärkungsfaktoren in der GEM gewählt, bei der zur Sicherheit vor statistischen Ausreißern ein Maximalwert eingeführt wurde. Die benutzte Verteilungsfunktion für einen mittleren Gasverstärkungsfaktor von 80 in der GEM ist in Abb. 6.9 dargestellt.



**Abbildung 6.9:** Verstärkung der Elektronen in der GEM: Als Verteilungsfunktion wurde eine Landau-Funktion gewählt, in diesem Fall mit einer mittleren Gasverstärkung (mean) von 80.

### 6.5.3 Aufweitung unterhalb der GEMs

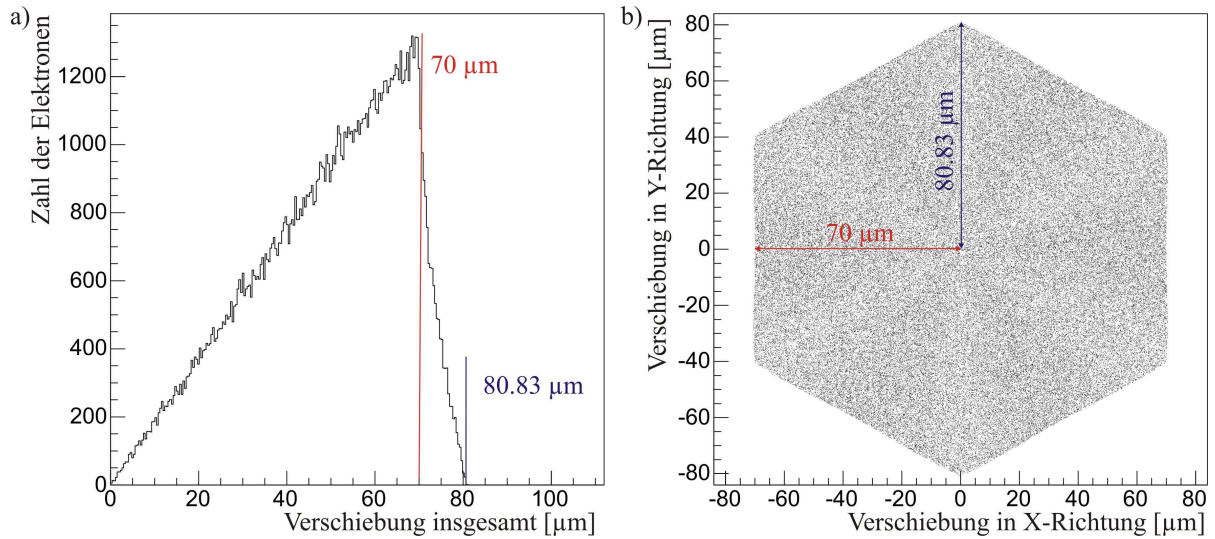
Unterhalb einer GEM weiten sich durch die Konfiguration der elektrischen Felder die Feldlinien wieder auf. Da die Elektronen den Feldlinien folgen, werden auch Elektronenwolken unterhalb der GEM aufgeweitet. Die mögliche Verschiebung der Elektronen durch diesen Prozess wird durch die hexagonale Anordnung der GEM-Löcher bestimmt. Abb. 6.10a) zeigt den Betrag der Verschiebung der Elektronen. Der Winkel, unter dem die Elektronen verschoben werden, wird zwischen 0 und  $2\pi$  gewürfelt, sodass die in Abb. 6.10b) abgebildete zweidimensionale Verteilung der Elektronenverschiebung resultiert.

## 6.6 Zuordnung der Elektronen zu den Pads

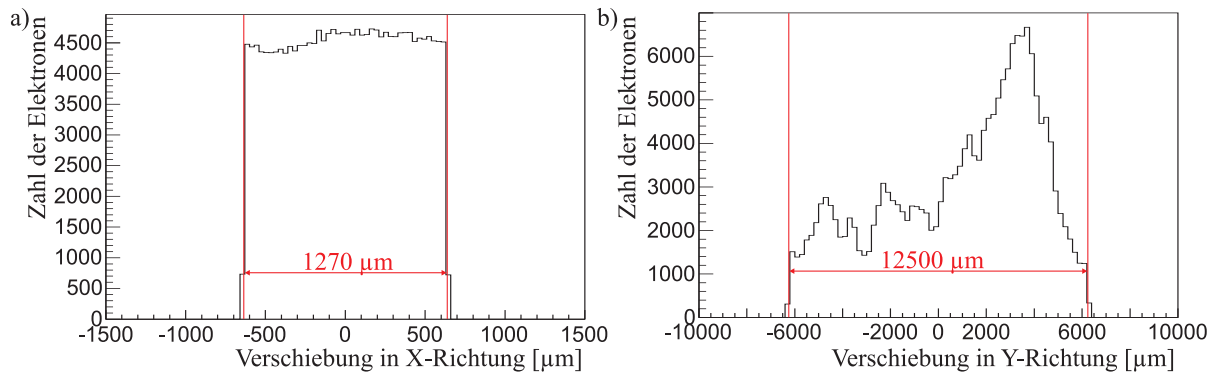
Nachdem die Elektronen durch die Transferlücke gedriftet sind, erreichen sie die Pad-Struktur. In der Simulation werden die Elektronen auf den Mittelpunkt desjenigen Pads gesetzt, auf dessen Fläche sie landen. Die Verschiebung der Elektronen durch diesen Prozess ist für komplexe Geometrien recht unübersichtlich, für die normalen rechteckigen  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ -großen Pads aber einfach zu bestimmen und in Abb. 6.11 dargestellt. In der Auftragung der Verschiebung in Y-Richtung ist die Verteilung nicht flach. Der Grund hierfür ist die Cluster-Bildung während der Ionisation des Gases (siehe Kapitel 6.3.2).

## 6.7 Signalformung durch die Vorverstärker

Nachdem sämtliche Elektronen den Pads zugeordnet und die Gesamtladung auf den Pads bestimmt wurde, wird die Signalformung der STAR-Vorverstärker simuliert. Zur Formung des Signals wird eine landauförmige Funktion herangezogen, deren Verteilung beispielhaft für eine Abtastrate von  $19.66 \text{ MHz}$  in Abb. 6.12 dargestellt ist. Um Verschiebungen der Z-Position des



**Abbildung 6.10:** Variation der Elektronen-Position beim Austritt aus der GEM durch Aufweitung entlang der Feldlinien: a) zeigt die Länge der Verschiebung und b) die resultierende zweidimensionale Verteilung auf der hexagonalen Fläche.



**Abbildung 6.11:** Variation der Elektronen-Position durch Zuordnung zu den normalen rechteckigen Pads mit einer Größe von  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ .

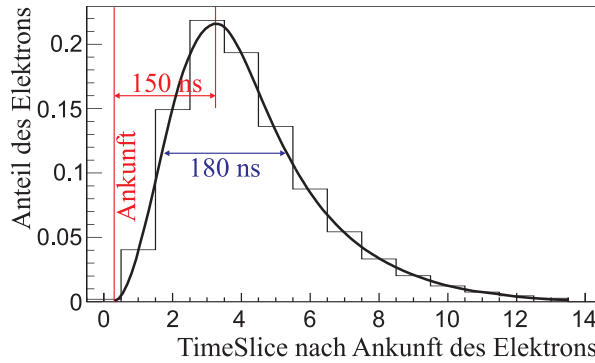
Clusters zu vermeiden, wurde jedes Elektron einzeln dieser Verteilung unterzogen, sodass ein Anteil des Elektrons auf den nächfolgenden TimeSlices registriert wird.

Am Ende werden die Signale auf den Pads in dem Datenformat ausgegeben, in dem sie mit der TPCRAT-Software eingelesen werden können.

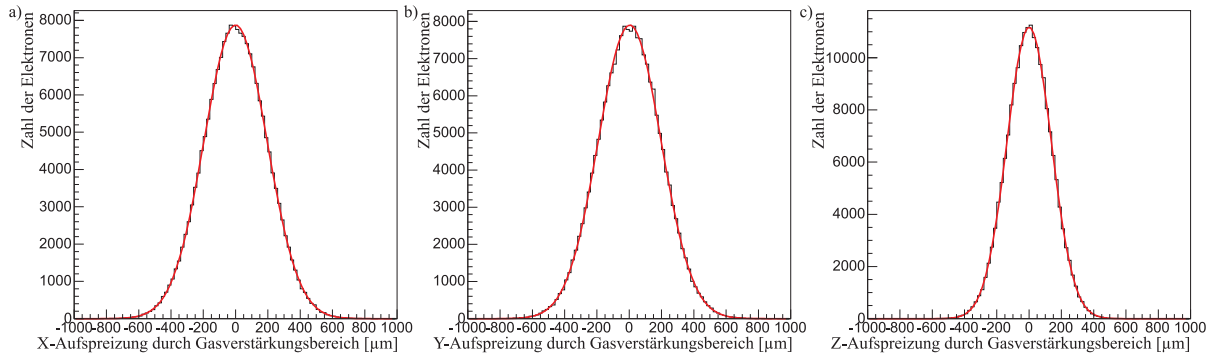
## 6.8 Veranschaulichung der Simulations-Schritte

Zur weiteren Veranschaulichung der beschriebenen Prozesse werden im Folgenden noch weitere Verteilungsfunktionen gezeigt:

Die Gesamtaufspreizung der Elektronen durch die Gasverstärkungsstufe, die die Vorgänge aller GEMs sowie die Diffusion in Transfer- und Induktionslücke enthält, ist in Abb. 6.13 darge-



**Abbildung 6.12:** Variation der Elektronen-Position durch die Signalformung der Vorverstärker am Beispiel eines beliebigen Elektrons für eine Abtastrate von 19.66 MHz (1 TimeSlice = 50.86 ns).



**Abbildung 6.13:** Variation der Elektronen-Position durch die gesamte Gasverstärkungsstufe in X- Y- und Z-Richtung. Zu erkennen ist für alle drei Raumrichtungen ein perfekt gaußförmiges Verhalten.

stellt. Man erkennt für alle drei Raumrichtungen ein perfekt gaußförmiges Verhalten. Die Breite der Verteilungen  $\sigma_{i,exp}$  stimmen sehr exakt mit den theoretischen Erwartungen  $\sigma_{i,theo}$  überein, für das gewählte Beispiel erhält man:

$$\sigma_{x,theo} = \sqrt{\sigma_{x,transfer}^2 + \sigma_{x,induction}^2 + 4 \cdot \sigma_{x,GEM}^2} \quad (6.15)$$

$$= \sqrt{125.254^2 + 128.13^2 + 4 \cdot \frac{140}{\sqrt{12}} \mu m} = 196.57 \mu m \quad (6.16)$$

$$\sigma_{x,exp} = 195.117 \mu m \quad (6.17)$$

$$\sigma_{y,theo} = \sqrt{\sigma_{y,transfer}^2 + \sigma_{y,induction}^2 + 4 \cdot \sigma_{y,GEM}^2} \quad (6.18)$$

$$= \sqrt{124.406^2 + 128.197^2 + 4 \cdot \frac{140}{\sqrt{12}} \mu m} = 196.07 \mu m \quad (6.19)$$

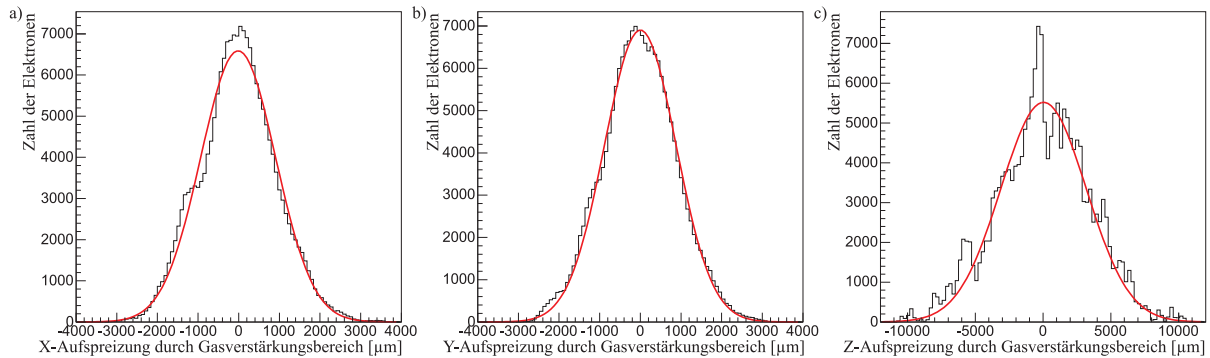
$$\sigma_{y,exp} = 194.343 \mu m \quad (6.20)$$

$$\sigma_{z,theo} = \sqrt{\sigma_{z,transfer}^2 + \sigma_{z,induction}^2} \quad (6.21)$$

$$= \sqrt{98.0^2 + 95.977^2} \mu m = 137.17 \mu m \quad (6.22)$$

$$\sigma_{z,exp} = 137.521 \mu m \quad (6.23)$$

Dabei muss in X- und Y- Richtung vier Mal der Anteil einer GEM genommen werden, da jeweils oberhalb und unterhalb der beiden GEMs eine Unbestimmtheit der Koordinaten von  $140 \mu m$  besteht; in Z-Richtung ist dies nicht der Fall. Die Werte von Transfer- und Induktionslücke wurden einer Gaußschen Anpassung an deren Verteilungen entnommen.



**Abbildung 6.14:** Variation der Elektronen-Position durch die gesamte Simulation: Die Verteilungen der Aufspreizung sind in allen drei Raumrichtungen nicht perfekt gaußförmig.

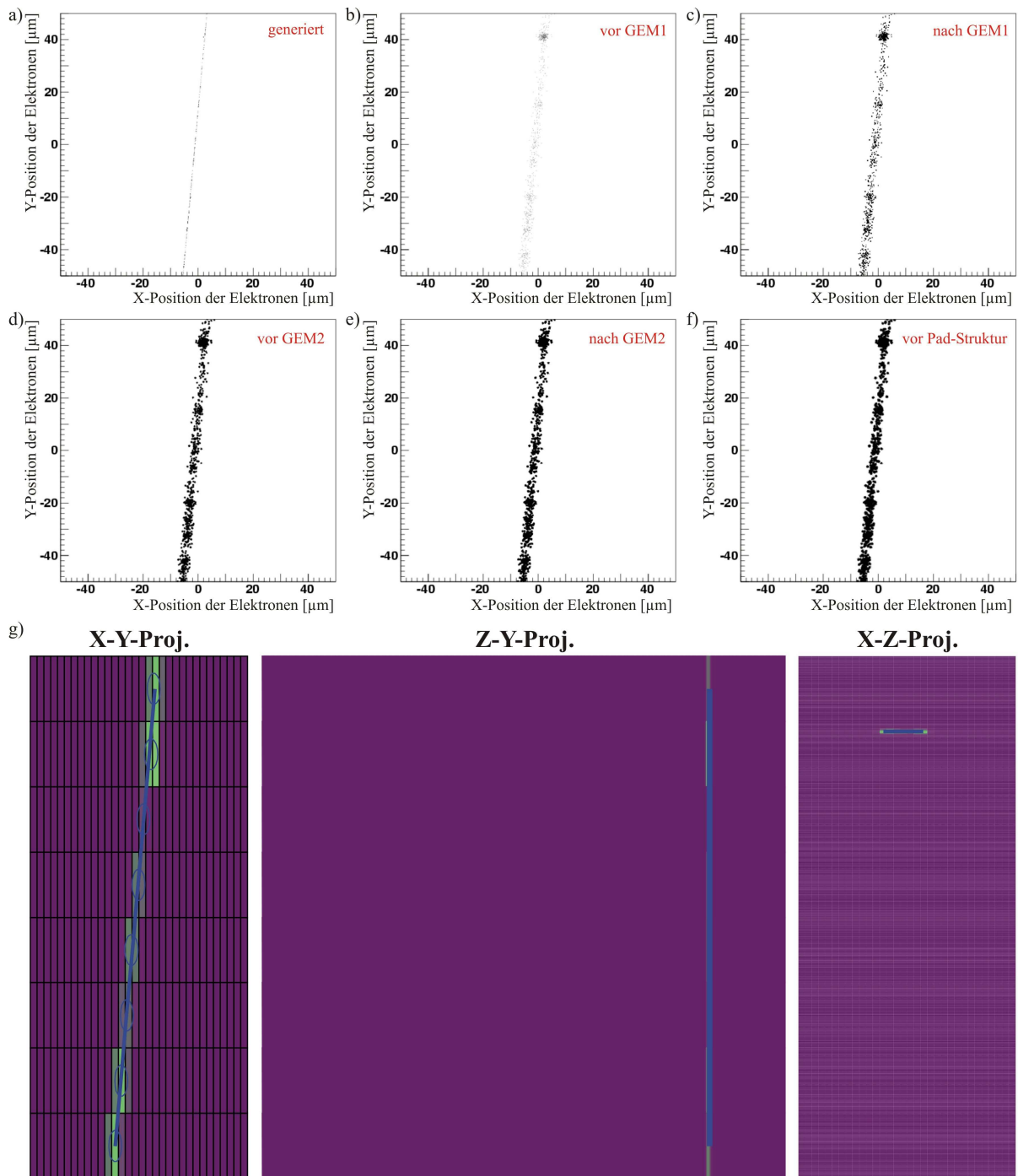
Die Gesamtaufspreizung der Elektronen während der Simulation, die zusätzlich zur Gasverstärkungsstufe noch die Aufspreizung der Elektronen durch die Diffusion im Driftfeld beinhaltet, ist in Abb. 6.14 dargestellt. Hier haben die Verteilungen ein nicht perfekt gaußförmiges Verhalten, das von den vergleichbar starken Verschiebungen der Diffusion im Driftfeld herrührt, deren geringe Statistik einen starken Einfluss auf die Gesamtaufspreizung hat.

Abb. 6.15 zeigt nochmals die Elektronen-Verteilung in der X-Y-Projektion an mehreren Stellen der Simulation und schließlich die Spur in der Ereignis-Darstellung des TPCRAT.

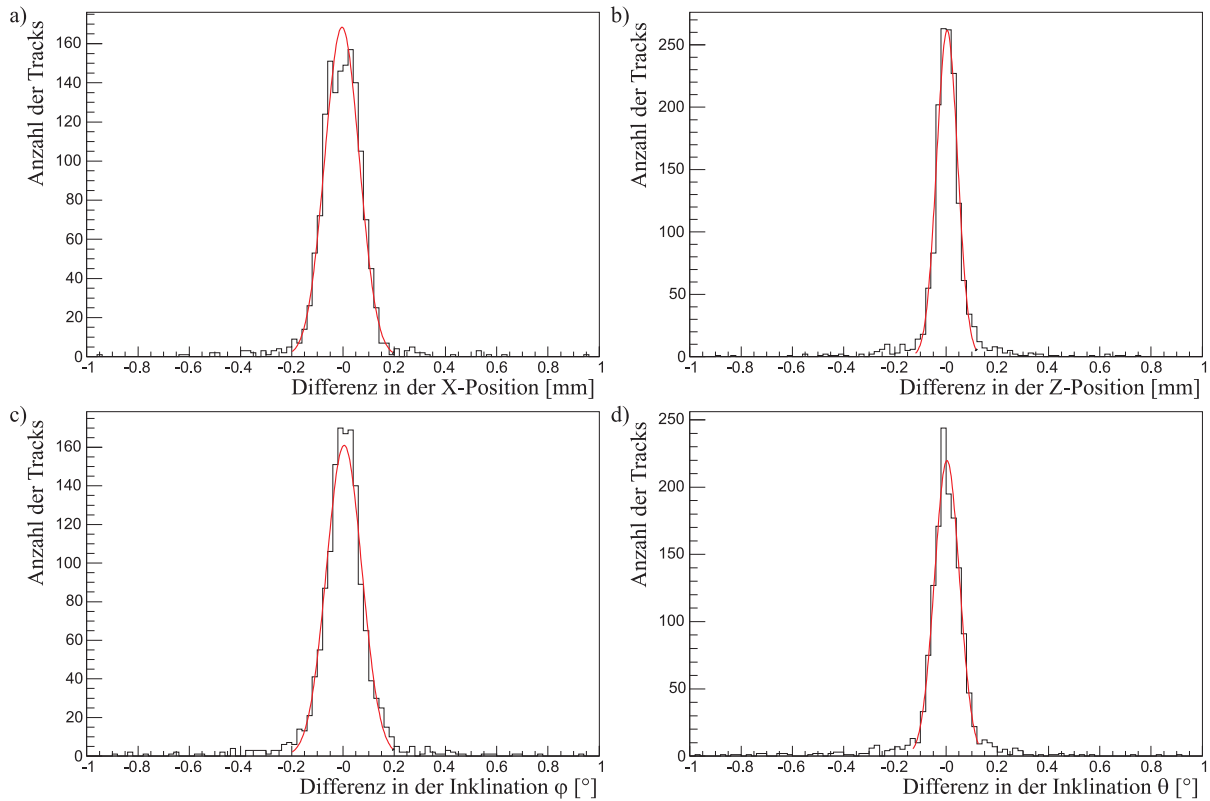
## 6.9 Resultierende Cluster- und Track-Eigenschaften - Vergleich zu Realdatensätzen

### Sicherstellung der korrekten Trajektorienberechnung

Bei den Algorithmen zur Berechnung der Teilchentrajektorien können leicht Fehler auftreten, die die Ergebnisse einer Daten-Auswertung nichtig machen. Deshalb muss eine Kontrolle der simulierten Daten erfolgen. Dies geschieht am besten durch Vergleich der Trajektorien der rekonstruierten Tracks mit den theoretischen Trajektorien der Simulation. Abb. 6.16 zeigt die Differenzwerte von vorgegebenen und rekonstruierten Parametern der Teilchenspuren für einen Run, der CERN-B-C30-7cm imitieren soll. Die Differenzen der Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  sind ebenso gering, wie die Differenzen der X- und Z-Positionen des Tracks an der Stelle  $y=0$  (in der Mitte der Pad-Reihen). Für simulierte Runs entspricht die Breite der Verteilung für die Differenzwerte der X- und Z-Position exakt den Werten der transversalen bzw. longitudinalen Ortsauflösung.



**Abbildung 6.15:** Positionierung der Elektronen in der XY-Projektion a) direkt nach der Positionierung der Primärelektronen, b) nach deren Drift, c) direkt unterhalb der ersten GEM nach der ersten Gasverstärkung, d) nach der Drift im Transferfeld, e) direkt unterhalb der zweiten GEM nach der zweiten Gasverstärkung und f) nach der Drift im Induktionsfeld, direkt oberhalb der Pad-Struktur. g) Ereignis-Darstellung des benutzten Beispiels durch TPCRAT.



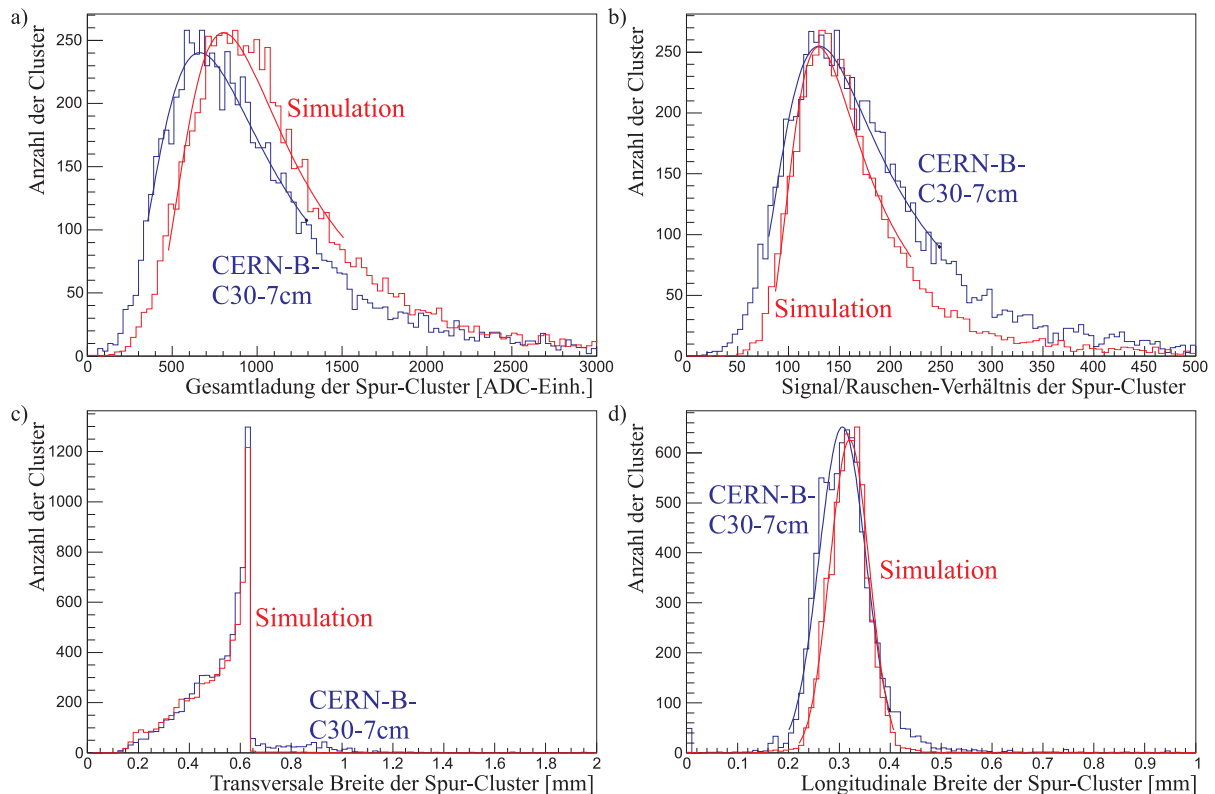
**Abbildung 6.16:** Differenzwerte von Track-Parametern von CERN-B-C30-7cm und der zugehörigen Simulation.

### Vergleich bei geringer Diffusion

Abb. 6.17 zeigt die Vergleiche wesentlicher Parameter des Runs CERN-B-C30-7cm mit der zugehörigen Simulation. Die Verteilungen der Cluster-Ladung (Abb. 6.17a) stimmen für Simulation und Messung nicht überein. Grund ist, dass das Rauschen nachträglich so hinzugefügt wird, dass die Verteilungen des Signal/Rauschen-Verhältnisses übereinstimmen (Abb. 6.17b). Die Verteilung der Simulation ist jedoch schmäler, was von einer schärferen Verteilung des Pad-Rauschens in der Simulation und der unklaren Verteilung der Gasverstärkungswerte herrührt. Abb. 6.17c) und d) zeigen die Verteilungen der Cluster-Breite, die in transversaler Richtung sehr gut und in longitudinaler Richtung befriedigend übereinstimmen. In longitudinaler Richtung ist die Cluster-Breite außerdem von der exakten Form der Signalformung abhängig. Nicht gezeigt sind Ergebnisse der berechneten Werte von Ortsauflösung, Effizienz und Energieauflösung, die Werte stimmen in den Fehlertoleranzen mit den gemessenen Werten überein.

### Vergleich bei starker Diffusion

Abb. 6.18 zeigt die Vergleiche wesentlicher Parameter eines Runs der Messreihe CERN-B-P5-13cm-UGEM mit der zugehörigen Simulation. Die Verteilungen der Cluster-Ladung (Abb. 6.18a) stimmen für Simulation und Messung aus dem oben beschriebenen Grund nicht überein. Die Verteilung des Signal/Rauschen-Verhältnisses ist wiederum etwas schmäler in der Simulation



**Abbildung 6.17:** Vergleich wesentlicher Parameter des Runs CERN-B-C30-7cm mit der zugehörigen Simulation.

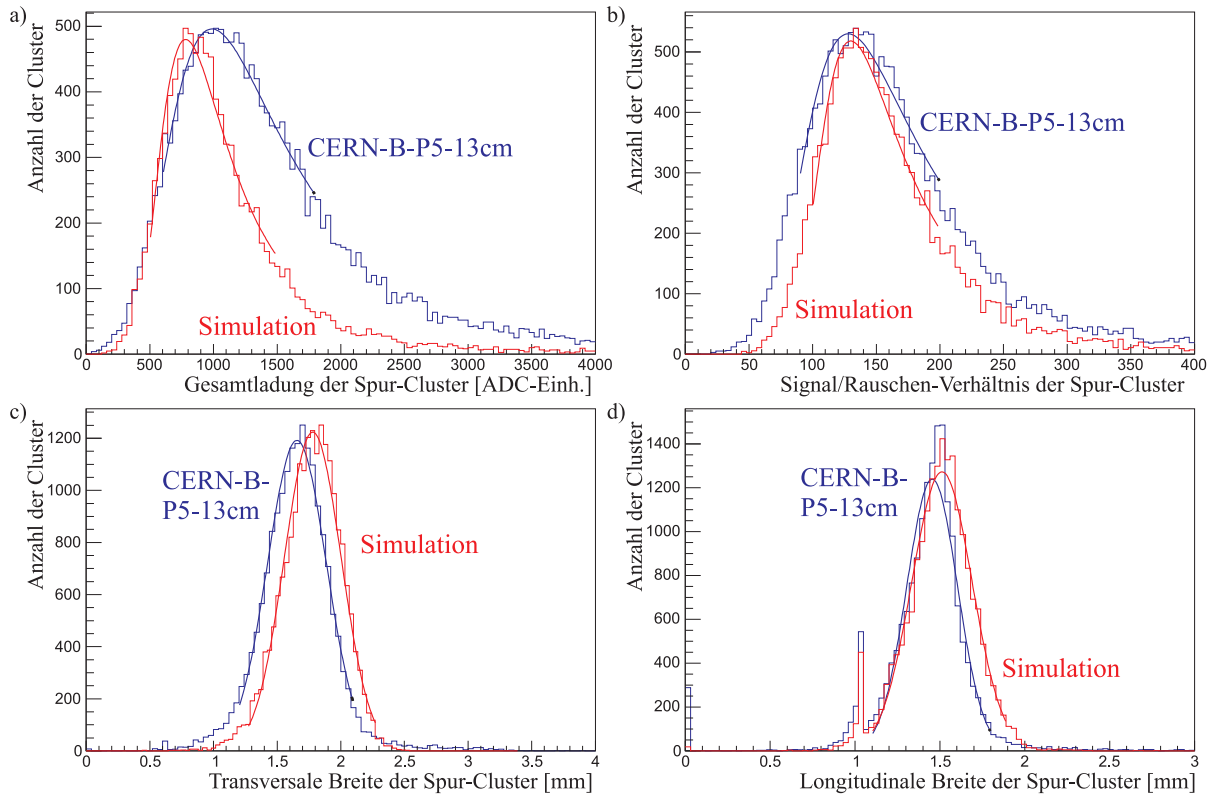
(Abb. 6.18b). Abb. 6.18c) und d) zeigen die Verteilungen der Cluster-Breite, deren Mittelwert in beiden Richtungen bei der Simulation leicht erhöht ist. Die berechneten Werte von Effizienz und Energieauflösung stimmen wieder innerhalb der Fehlertoleranzen mit den gemessenen Werten überein. Die Werte der Ortsauflösung sind in der Simulation um etwa 10 % höher als die der Messungen, was mit der erhöhten Cluster-Breite zusammenhängt. Da diese Cluster-Breiten im zukünftigen ILC-Detektor wohl nicht erreicht werden, kann man davon ausgehen, dass die Ergebnisse der Simulation im relevanten Bereich eine Genauigkeit von 5 % erzielen und somit aussagekräftig sind.

## 6.10 Zusammenfassung zur MonteCarlo-Simulation

Das MonteCarlo-Simulationsprogramm TPCSUM ist durch seine Flexibilität in der Lage, zur Bearbeitung vielfältiger Fragestellungen beizutragen. Die in das Simulationsprogramm eingebauten physikalischen Prozesse sind gut verstanden und detailliert in das Programm eingebracht worden. Sämtliche Algorithmen wurden getestet und deren Wirkung graphisch dargestellt. Bei Prozessen, deren Verteilungsfunktionen unklar waren, wurden mehrere Varianten ausprobiert und deren Einfluss auf die Ergebnisse betrachtet. Für einige Prozesse konnten vereinfachte Algorithmen benutzt werden, da deren Einfluss auf die Simulationsergebnisse nur gering ist.

Der Vergleich mit realen Datensätzen zeigt eine hervorragende Übereinstimmung und bestä-





**Abbildung 6.18:** Vergleich wesentlicher Parameter des Runs CERN-B-P5-13cm mit der zugehörigen Simulation.

tigt die Funktionstüchtigkeit der Simulation. Das MonteCarlo-Simulationsprogramm kann somit für systematische Studien benutzt werden, von denen zuverlässige Ergebnisse zu erwarten sind.

Für Vergleichsstudien wurden für sämtliche Teststände aus Kapitel 7 einige der Messreihen imitiert. Außerdem wurden Simulationen zu einzelnen Gesichtspunkten wie Abhängigkeit der Ortsauflösung von Pad-Geometrie oder Abtastfrequenz durchgeführt. Drei ausführliche Simulationen wurden erstellt, um als Vergleichsdatensatz für alle Messungen und als Vorhersage für den zukünftigen ILC-Detektor zu dienen:

Bennennung	TESLA-TDR-1.27	TESLA-TDR-2.0	TESLA-TDR-2.0-3GEMs
Gas (Magnetfeld)	TDR (4 T)	TDR (4 T)	TDR (4 T)
Pad-Geometrie	$1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$	$2 \times 6 \text{ mm}^2$	$2 \times 6 \text{ mm}^2$
Zahl der Pad-Reihen	8	16	16
Zahl der GEMs (Abstände)	2 (2 mm, 2 mm)	2 (2 mm, 2 mm)	3 (2 mm, 2 mm, 10 mm)
Driftdistanzen	30 bis 25000 mm	30 bis 25000 mm	30 bis 2500 mm
Inklination $\varphi$	$0^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ, 10^\circ$	$0^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ, 10^\circ$	$0^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ, 10^\circ$

Alle Simulationen wurden für TDR-Gas bei 4T durchgeführt, die Pad-Geometrien waren norma-

le angeordnete Pads der Größe  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  bzw. Staggered-Pads der Größe  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ . Die Simulation TESLA-TDR-2.0-3GEMs wurde erstellt, um eine künstliche Cluster-Verbreiterung durch die Gasverstärkungsstufe zu erzeugen, und um eine eventuell nötige Erhöhung der Gasverstärkung ohne Gefährdung der GEMs zu ermöglichen. Dabei wurde eine dritte GEM eingefügt und die Länge der Induktionslücke, also der Abstand zwischen unterster GEM und Auslesefläche, auf  $10 \text{ mm}$  gesetzt. Die Verstärkung der obersten GEM wird mit einem Mittelwert von 15 recht gering gehalten, da diese Konfiguration für eine Verminderung der Ionenrückdrift gewählt werden könnte, auch wenn diese Einstellung durch die Diffusion in der ersten Transferlücke eine geringe Verschlechterung der Ortsauflösung mit sich bringt.

# 7 Das experimentelle Programm - Beschreibung der Teststände

Nach der erfolgreichen Herstellung des TPC-Prototypen und ersten Tests zur Bestätigung der Funktionsfähigkeit wurde der Detektor in verschiedenen Messumgebungen betrieben. Ziel waren Messungen von Detektoreigenschaften in Abhängigkeit der spezifischen experimentellen Gegebenheiten, aber vor allem die Beantwortung der Fragen nach Erfüllung der Anforderungen, die in Kapitel 3.4 und im TESLA-TDR [A101p\_1] definiert wurden. Nachdem Kammer, Elektronik und Infrastruktur bereits in Kapitel 4 beschrieben wurden, soll in diesem Kapitel der Schwerpunkt auf die Teststände, ihre Besonderheiten und ihre Bedeutung im zeitlichen Kontext gelegt werden. Eine Zusammenfassung aller Messreihen und der dabei gewählten experimentellen Randbedingungen wird in Kapitel 7.4 gegeben.

## 7.1 Messungen im Labor

### 7.1.1 Ladungs- und Driftgeschwindigkeitsmessungen mit radioaktiven Quellen (KA-Fe / KA-Sr)

Bei den ersten Testmessungen in Karlsruhe mit radioaktiven Quellen wurde der TPC-Prototyp mit der Anodenplatte der Streifenauslese (siehe Kapitel 4.1.3) bestückt und die Datennahme mit der CAMAC-Elektronik vorgenommen. Dabei wurden Ladungsmessungen zur Bestimmung von Diffusionskoeffizienten und Energieauflösung mit  $^{55}\text{Fe}$  und Driftzeitmessungen zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit mit  $^{90}\text{Sr}$  durchgeführt. Zuerst soll jedoch ein allgemeiner Überblick über diesen Karlsruher Teststand gegeben werden.

#### Allgemeiner Messaufbau

In Abb. 7.1 ist der Aufbau für die Messungen mit den radioaktiven Quellen  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{55}\text{Fe}$  dargestellt. Auf der linken Seite sind Spannungsversorgung, Strommessgeräte, Verstärkermodule, Verzögerungskabel und das CAMAC-Crate mit den ADC- und TDC-Modulen zu sehen. Auf der rechten Seite befinden sich der Gasmischer, die Spannungsversorgung für Szintillatoren, ein NIM-Crate für die Trigger-Elektronik und ein PC zur Datennahme. In der Mitte sitzt auf einer Aluminium-Trägerstruktur die Kammer mit der Anodenplatte mit Streifenauslese.

#### Ladungsmessungen mit $^{55}\text{Fe}$

Abb. 7.2 zeigt eine schematische Beschreibung der Ladungsmessung mit der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, deren  $\gamma$ -Strahlung durch einen Kollimator senkrecht in die Kammer gelangt und dort konvertiert. Die Elektronen des punktförmigen Signals driften daraufhin zur Auslesestruktur, erfahren dabei eine Diffusion, werden dann gasverstärkt und auf den Streifen der Streifenauslese gesammelt. Das Signal wird am Ende von der CAMAC-Elektronik aufgenommen. Über die Vorverstärker und die Verstärkermodule werden die Signale anschließend über  $64\text{ ns}$ -Verzögerungskabel auf

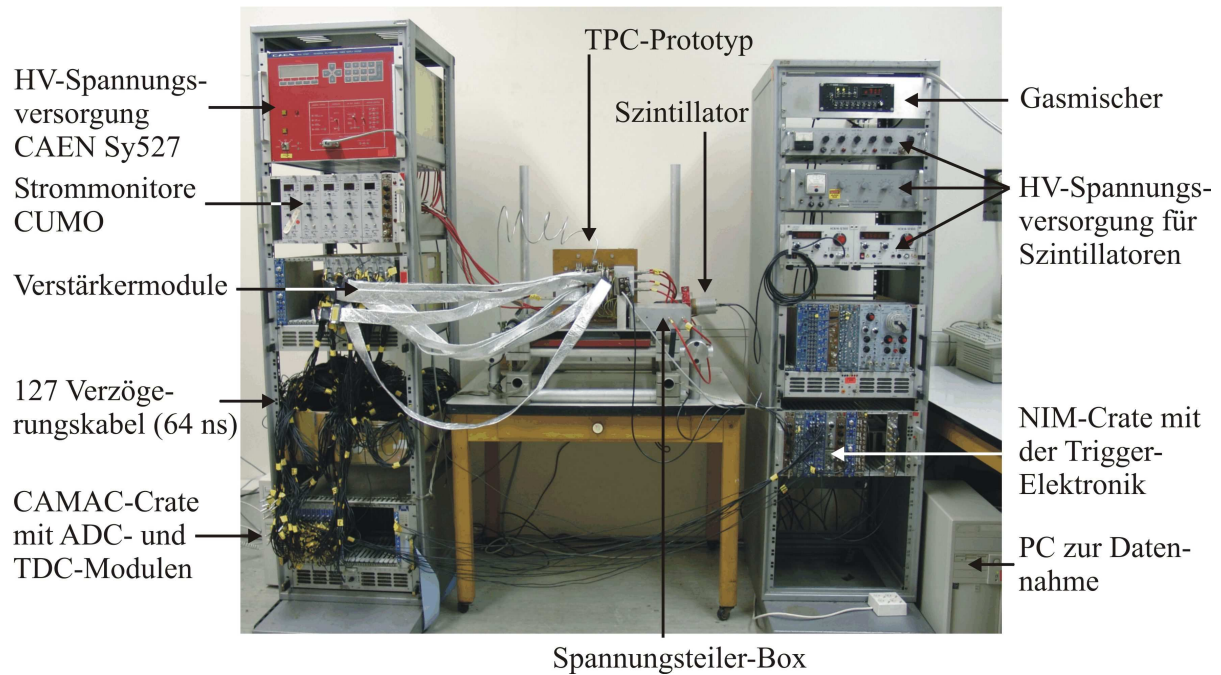


Abbildung 7.1: Messaufbau in Karlsruhe (KA-Sr und KA-Fe). Zu sehen sind auf der linken und der rechten Seite die Elektronik und in der Mitte der TPC-Prototyp.

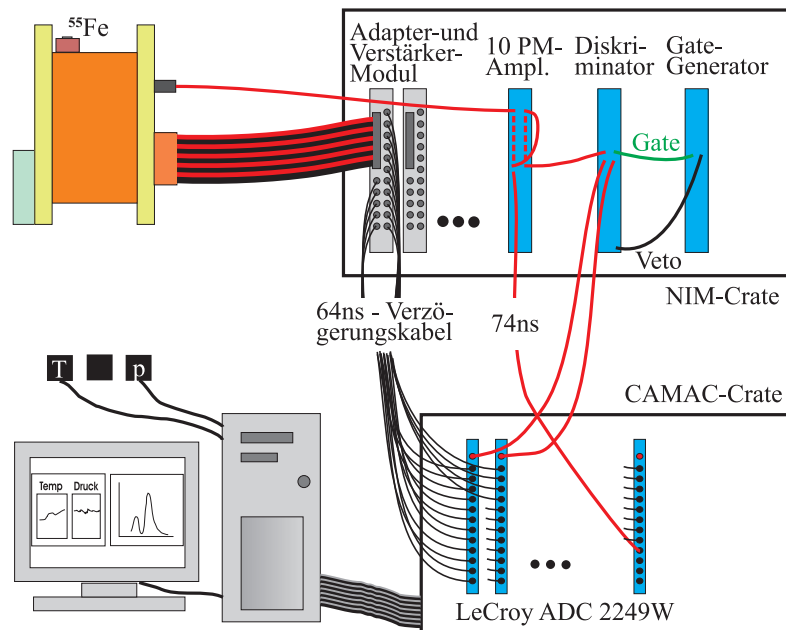
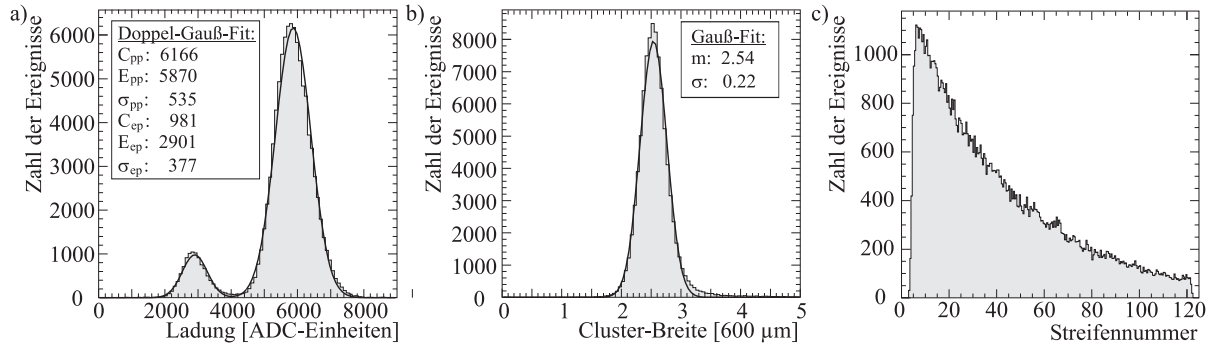


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung der Ladungsmessung für KA-Fe, eine Beschreibung erfolgt im Text.

die CAMAC-ADCs gegeben. Die Startsignale des Gates zur Ladungssammlung werden durch das GEM-Signal erzeugt, die Breite des Gates wurde mit  $600\text{ ns}$  genau so gewählt, dass der positive Anteil des Signals von der Ladungssammlung im ADC nicht erfasst wird. Die digitalen Werte der Ladung jedes Streifens werden dann von einem PC aufgenommen und ausgewertet. Die Auswertung erfolgt analog Kapitel 5.2 über eine simple Anpassung einer Gaußfunktion an die Streifensignale. Über die in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Veto-Streifen werden unvollständige Signale herausgefiltert.



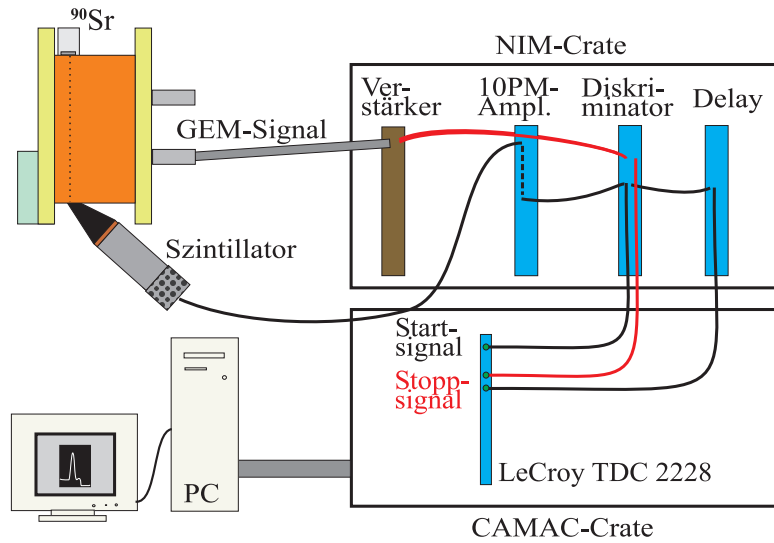
**Abbildung 7.3:** Typische Signale der CAMAC-ADCs. In a) sind Photo- und Escapepeak des Eisenspektrums zu erkennen, in b) die Verteilung der Cluster-Breite und in c) der exponentielle Abfall der Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen mit größerer Flugstrecke.

Abb. 7.3a) und b) zeigen typische Verteilungen für Gesamtladung und Breite der aufgenommenen Cluster auf den Streifen. Die Verteilung der Ladung der einzelnen Events ist durch die in Kapitel 4.5.1 beschriebenen Photo- und Escapepeaks zu erklären. Durch die Anpassung einer Doppel-Gaußfunktion an die Kurve können Position und Breite der beiden Peaks bestimmt und über deren Verhältnis die Energieauflösung  $\Delta E/E$  berechnet werden. Die Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilung der Cluster-Breite kann bei Messungen mit verschiedenen Driftstrecken zur Berechnung der transversalen Diffusionskoeffizienten benutzt werden. In Abb. 7.3c) sieht man die Verteilung der Anzahl der Ereignisse über der Streifennummer, die exponentiell abfällt, da die Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen mit größerer Flugstrecke abnimmt (Lambert-Beersches Gesetz) und die Streifen senkrecht zur Flugrichtung der Photonen positioniert sind.

Bei den durchgeführten Messungen wurde meist der lange Driftzylinder benutzt.

### Driftgeschwindigkeitsmessungen mit $^{90}\text{Sr}$

Abb. 7.4 zeigt eine schematische Beschreibung der Driftzeitmessung mit der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle, die als  $\beta$ -Strahler sowohl eine Teilchenspür innerhalb des Gasvolumens als auch ein Signal im unter der Kammer befindlichen Szintillator erzeugen kann. Durch einen Kollimator wird der Teilchenstrahl der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle fokussiert, sodass die Teilchen im Wesentlichen nur senkrecht durch die Kammer und den Szintillator fliegen. Die vom  $\beta$ -Teilchen erzeugten Elektronen driften zu GEM1, werden dort gasverstärkt und driften weiter zu GEM2, wo sie während der Gasverstärkung einen starken Strompuls hervorrufen. Das Szintillatorsignal wird als Startzeitpunkt der TDC-Messung benutzt. Den Stoppzeitpunkt liefert das Signal auf GEM2. Nach Korrekturen durch Kabelverzögerungen und die veränderte Driftgeschwindigkeit zwischen den beiden GEMs kann über die bekannte



**Abbildung 7.4:** Schematische Darstellung der Driftzeitmessung für KA-Sr, eine Beschreibung erfolgt im Text.

Driftstrecke  $z_{drift}$ , die man aus der Position der Fenster im Driftzylinder (siehe Kapitel 4.1.1) erhält, die Driftgeschwindigkeit  $v_{drift}$  berechnet werden:  $v_{drift} = z_{drift}/t_{drift}$ .

Bei den durchgeführten Messungen wurde meist der kurze Driftzylinder benutzt, da oft hohe Feldstärken in der Driftregion erwünscht waren.

### Durchgeführte Studien für KA-Fe und KA-Sr

Es wurden folgende Messungen durchgeführt:

Name der Studie	Varierte Größen	Messgrößen
KA-Fe- $z_{drift}$ - $U_{GEM}$	$z_{drift}$ und $U_{GEM}$	$\sigma_E/E$
KA-Fe- $z_{drift}$ - $E_{drift}$	$z_{drift}$ und $E_{drift}$	$\sigma_E/E$ , $D_{trans}$
KA-Sr- $z_{drift}$ - $E_{drift}$	$z_{drift}$ und $E_{drift}$	$v_{drift}$

### Generelle Einstellungen:

Standardmäßiges Driftfeld: 135 V/cm für P10, 220 V/cm für P20 (jeweils das Driftgeschwindigkeits-Plateau);

Standardmäßige GEM-Spannungen:  $U_{GEM1} = 350 \text{ V}$ ,  $U_{GEM2} = 360 \text{ V}$ ;

Transferlücke: 2 mm; Transferfeld: 2500 V/cm;

Induktionslücke: 2 mm; Induktionsfeld: 3500 V/cm;

**KA-Fe- $z_{drift}$ - $U_{GEM}$ :** Es wurden Messungen mit der Eisenquelle für die Driftstrecken  $z_{drift} = 3.9/8.3/12.5/16.3/21.1 \text{ cm}$  durchgeführt und dabei jeweils die GEM-Spannungen der oberen GEM1 zwischen 300 und 410 V variiert. Gemessen wurde die Energieauflösung  $\sigma_E/E$ . Benutzte Gasmischung: P10

**KA-Fe- $z_{drift}$ - $E_{drift}$ :** Es wurden Messungen mit der Eisenquelle für die Driftstrecken  $z_{drift} = 3.9/8.3/12.5/16.3/21.1 \text{ cm}$  durchgeführt und dabei jeweils die Driftfelder zwischen 30 und

420 V/cm variiert. Gemessen wurden die Energieauflösung  $\sigma_E/E$  und transversale Diffusionskoeffizienten  $D_{trans}$ . Benutzte Gasmischung: P10

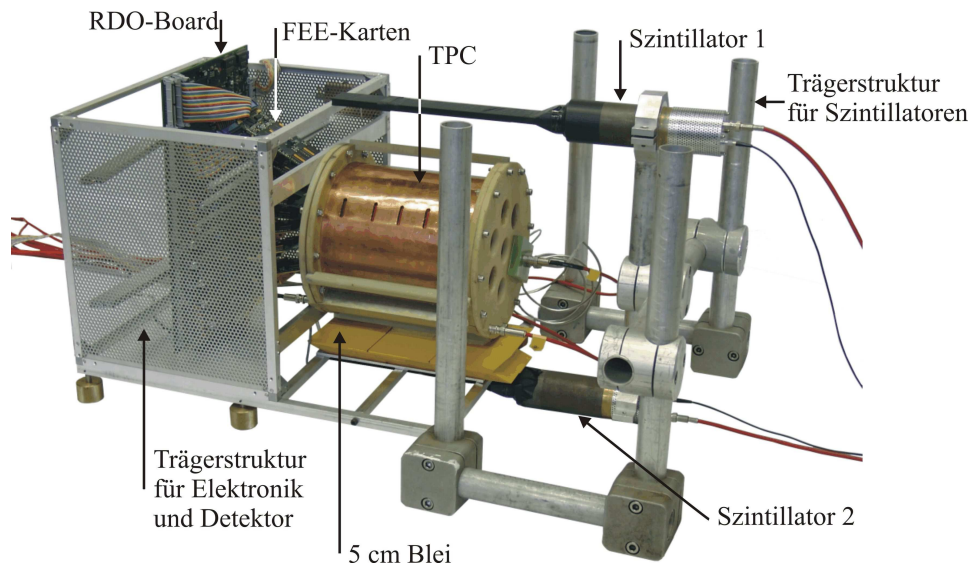
**KA-Sr-z<sub>drift</sub>-E<sub>drift</sub>**: Es wurden Messungen mit der Strontiumquelle für die Driftstrecken  $z_{drift} = 3.9$  und  $8.3$  cm durchgeführt und dabei jeweils die Driftfelder zwischen 30 und 890 V/cm variiert. Gemessen wurde die Driftgeschwindigkeit  $v_{drift}$ . Benutzte Gasmischungen: P10, P20

### 7.1.2 Messungen kosmischer Teilchen in Karlsruhe (KA-Co)

Nach erfolgreicher Installation und Programmierung der STAR-Elektronik zur Auslese der auf den Pad-Strukturen des Prototyps gesammelten Ladung, wurde am Forschungszentrum Karlsruhe ein Teststand zur Messung kosmischer Teilchen aufgebaut.

Die in Karlsruhe benutzten Gase P10 und P5 haben, wenn die Kammer wie in diesem Fall nicht im Magnetfeld betrieben wird, sehr große transversale Diffusionskoeffizienten von  $D_{trans}(P5) = 725 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  und  $D_{trans}(P10) = 493 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ . Dadurch ist die erwartete Ortsauflösung sehr stark durch die Diffusion limitiert. Die gemessenen Ortsauflösungen dieses Messaufbaus haben somit keine direkte Relevanz für den im Magnetfeld betriebenen zukünftigen ILC-Detektor. Die Messungen der kosmischen Teilchen in Karlsruhe wurden durchgeführt, um die Auslese-Kette zu testen und prinzipielle Aussagen zu GEM-TPCs tätigen zu können.

#### Aufbau des Karlsruher Teststandes



**Abbildung 7.5:** Messaufbau in Karlsruhe für kosmische Strahlung (KA-Co).

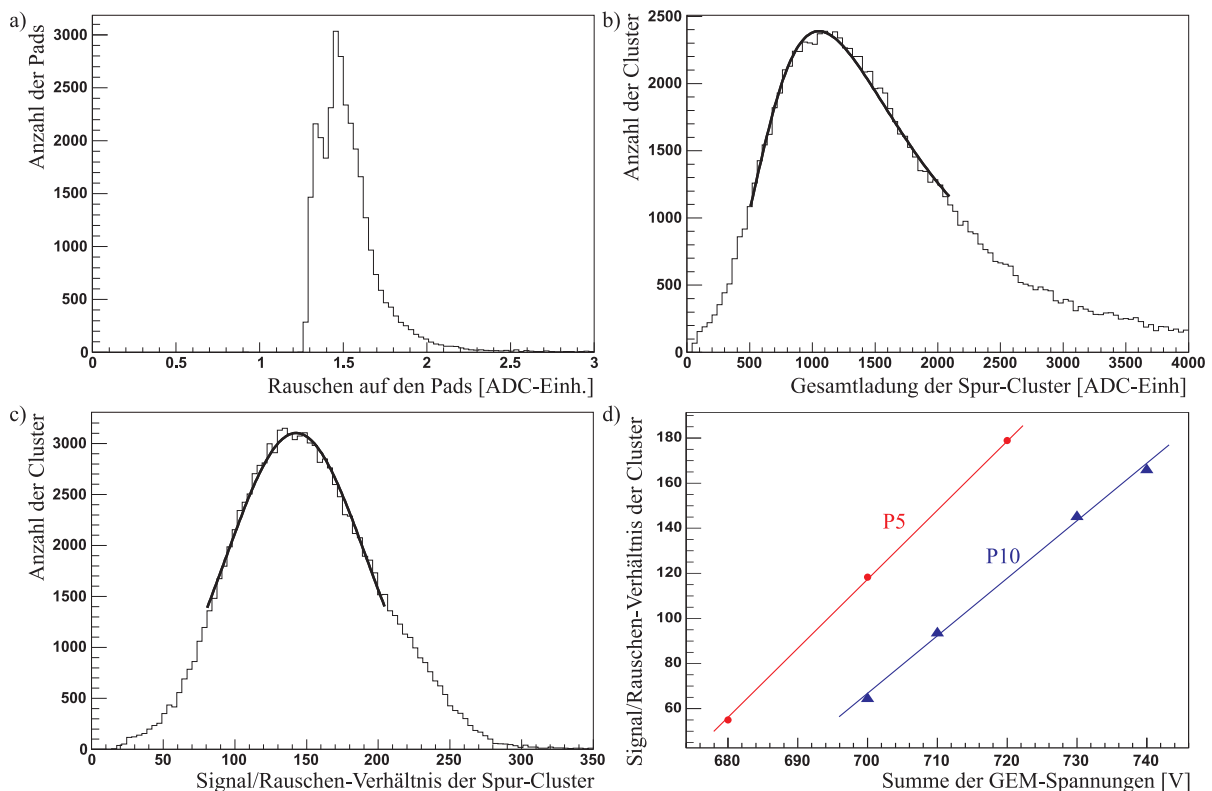
In Karlsruhe wurde die TPC mit der in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Anode der Pad-Auslese mit den schmalen Pads bestückt und auf der in Kapitel 4.3.1 beschriebenen Standard-Trägerstruktur befestigt.

Um den Zeitpunkt der Teilchendurchgänge von kosmischen Myonen durch den TPC-Prototypen zu erhalten, wurde neben der Kammer und der Elektronik auch noch ein Trigger-Teleskop, bestehend aus zwei Szintillator-Platten und den zugehörigen Photomultipliern (Valvo XP 2020), an einer Trägerstruktur befestigt. Die aktive Fläche der Szintillatoren beträgt je  $4 \times 31 \text{ cm}^2$ , ihre

Position wurde auf 15 cm oberhalb bzw. 15 cm unterhalb des Driftvolumens der TPC festgelegt, jedoch so, dass die durch die Szintillatoren ausgewählten Spuren, in etwa die Längsachse des Driftzylinders passieren mussten. Zwischen Driftvolumen und unterem Szintillator wurde noch eine 5 cm dicke Bleischicht eingebracht, um niederenergetische Teilchen herauszufiltern, sodass bei der Datennahme nur noch hochenergetische Teilchen mit sehr geraden Spuren aufgenommen wurden. Mit dieser Anordnung und einer Koinzidenz von oberem und unterem Szintillator als Trigger-Signal, das an das Clock&Trigger-Board gesendet wird und die Datennahme je eines einzelnen Events startet, konnte eine Rate von effektiv 1.3 rekonstruierten Spuren pro Minute erreicht werden.

Es wurden Messungen sowohl mit P5 ( $Ar:CH_4-95:5$ ), als auch mit P10 ( $Ar:CH_4-90:10$ ) durchgeführt. Dabei wurde das elektrische Feld in der Kammer so gewählt, dass jeweils auf dem Driftgeschwindigkeits-Plateau gemessen wurde, also bei 135 V/cm für P10 und bei 90 V/cm für P5. In beiden Fällen wurde das Transferfeld auf 2.5 kV/cm und das Induktionsfeld auf 3.5 kV/cm gesetzt, bei je 2 mm Abstand der GEMs bzw. zwischen unterer GEM und Auslese-Platte.

### Signalstärke und Rauschen

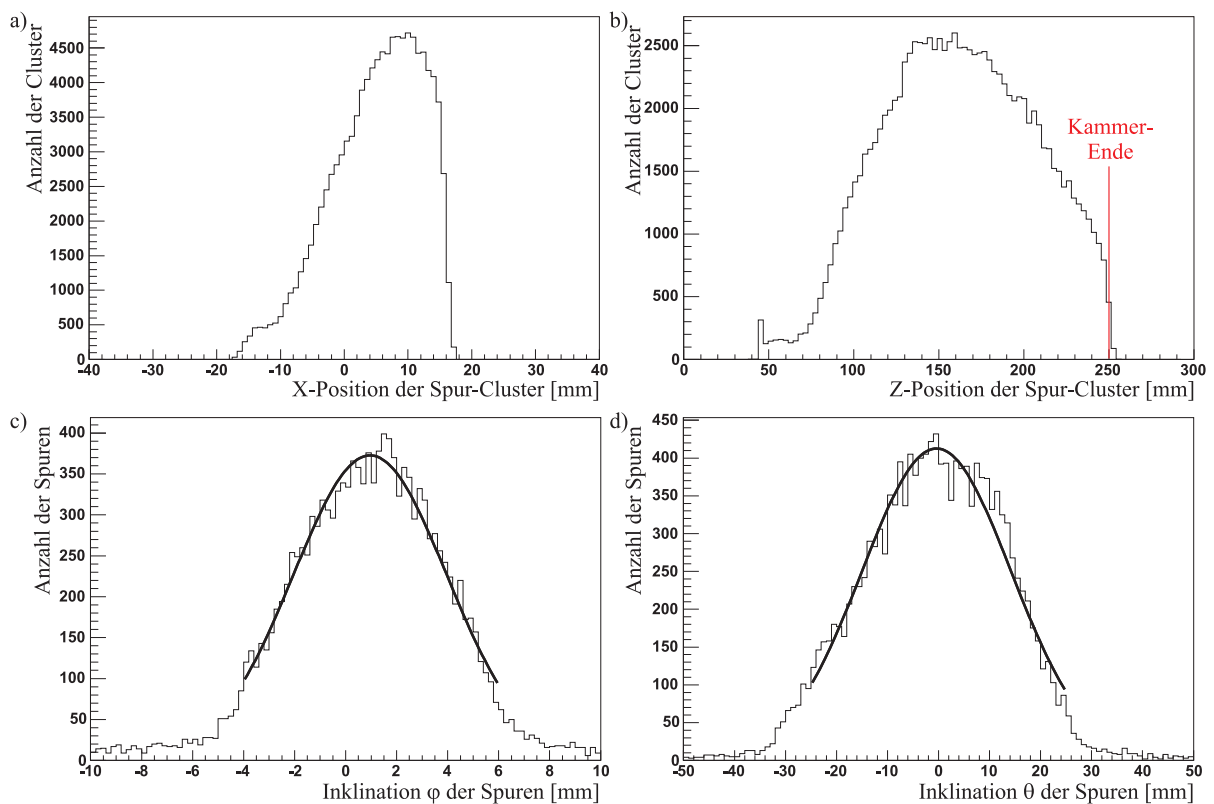


**Abbildung 7.6:** Signalstärke und Rauschen bei den Messungen für KA-Co: Gezeigt sind die Verteilungen a) des Rauschens auf den Pads, b) der Gesamtladung der Spur-Cluster und c) deren Signal/Rauschen-Verhältnis für eine der Messungen mit P10. d) zeigt für alle durchgeführten Messungen eine Auftragung des Signal/Rauschen-Verhältnisses über der Summe der GEM-Spannungen.



Durch den gewählten Aufbau aus Standard-Trägerstruktur und TPC war es möglich, die FEE-Karten direkt an den an der Rückseite der Pad-Struktur befindlichen Steckern zu befestigen, wodurch das elektronische Rauschen der Pads gering gehalten werden konnte (siehe Abb. 7.6a). Abb. 7.6b) zeigt die landauförmige Verteilung der Gesamtladung der Spur-Cluster, während das in Abb. 7.6c) dargestellte Signal/Rauschen-Verhältnis in diesem Falle eher einer gaußförmigen Verteilung folgt. Zur Bestimmung des Signal/Rauschen-Verhältnisses wurde die in Kapitel 5.3.4 beschriebene Methode benutzt. In Abb. 7.6d) sind schließlich die jeweiligen Maxima in der Verteilung des Signal/Rauschen-Verhältnisses aller Messungen dargestellt.

### Eigenschaften von Spuren und Spur-Clustern



**Abbildung 7.7:** Cluster- und Spurpositionen bei den Messungen für KA-Co: Gezeigt sind die Verteilungen a) der X-Position, b) der Z-Position der Spur-Cluster, c) der Inklination  $\varphi$  und d) der Inklination  $\theta$  der rekonstruierten Spuren. Man erkennt an der Breite der Verteilungen, dass es sich um Messungen mit kosmischen Teilchen handelt.

In den Abb. 7.7a) bis d) sind die Eigenschaften der aufgenommenen Spuren gezeigt. Da die Spuren durch kosmische Teilchen erzeugt wurden, gibt es sowohl für die Koordinaten X und Z der Spur-Cluster, als auch für die Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  der Spuren an der Stelle  $y = 0$  (für die Erklärung der genannten Parameter, siehe Abb. 5.2) breite Verteilungen, die sich aus einer Faltung der Myonenverteilung mit den Szintillator-Positionen ergeben. Man sieht an den Verteilungen, dass die Ausrichtung der Szintillatoren vor den Messungen nicht exakt an die Kammermitte angepasst wurde. In Abb. 7.7b) ist ebenso die Länge der benutzten Kammer von

25 cm zu erkennen, da an dieser Stelle die Verteilung abrupt abbricht. Dies spricht für eine korrekte Einstellung der Driftgeschwindigkeit und somit für eine gute Reinheit des benutzten Gases.

### Durchgeführte Studien für KA-Co

Es wurden folgende Messungen durchgeführt:

Name der Studie	Variierte Größen	Messgrößen
KA-Co-P10- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
KA-Co-P5- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$

#### Generelle Einstellungen:

Driftfeld: 135 V/cm für P10, 90 V/cm für P5 (jeweils das Driftgeschwindigkeits-Plateau);

Transferlücke: 2 mm; Transferfeld: 2500 V/cm;

Induktionslücke: 2 mm; Induktionsfeld: 3500 V/cm;

**KA-Co-P10- $U_{GEM}$  und KA-Co-P5- $U_{GEM}$ :** Es wurden Messungen mit kosmischen Teilchen durchgeführt, damit erhält man automatisch Messwerte für verschiedene Driftstrecken, sowie für verschiedene Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$ . Die Messungen wurden jeweils für verschiedene GEM-Spannungen  $U_{GEM1}$  und  $U_{GEM2}$  durchgeführt, wobei als Messergebnisse transversale und longitudinale Diffusionskoeffizienten, Energieauflösung und transversale und longitudinale Ortsauflösung, sowie die Padreihen-Effizienz bestimmt wurden. Benutzte Gasmischungen: P5, P10  
Zu beachten ist, dass die Ionisationscharakteristik der kosmischen Teilchen untereinander unterschiedlich ist, d.h. dass vor allem auch deren berechnete Ortsauflösung voneinander abweichen. Daher werden unter anderem diese Messungen in Kapitel 8.2.1 dazu benutzt, um die unterschiedliche Ortsauflösung in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses innerhalb eines Runs zu erklären.

Eine Tabelle der Gaseigenschaften der benutzten Gasmischungen findet sich in Kapitel 7.4.

## 7.2 Messungen mit Teilchenstrahlen

Kosmische Teilchen sind nur bedingt geeignet, um systematische Studien zur Ortsauflösung durchzuführen, da sie breite Verteilungen in der Energie und der Flugrichtung aufweisen. Außerdem ist die Rate der kosmischen Teilchen gering, sodass für eine ausreichende Statistik meist Tage oder Wochen gewartet werden muss. Deutlich größere Teilchenraten liefern Teilchenstrahlen, und sie sind auch besser geeignet im Hinblick auf die Flugrichtung, deren Genauigkeit  $< 1^\circ$  eingestellt werden kann, und auf die Teilchenenergie, die meist scharf definiert ist.

### 7.2.1 Messungen am Teilchenstrahl ohne Magnetfeld (CERN-B)

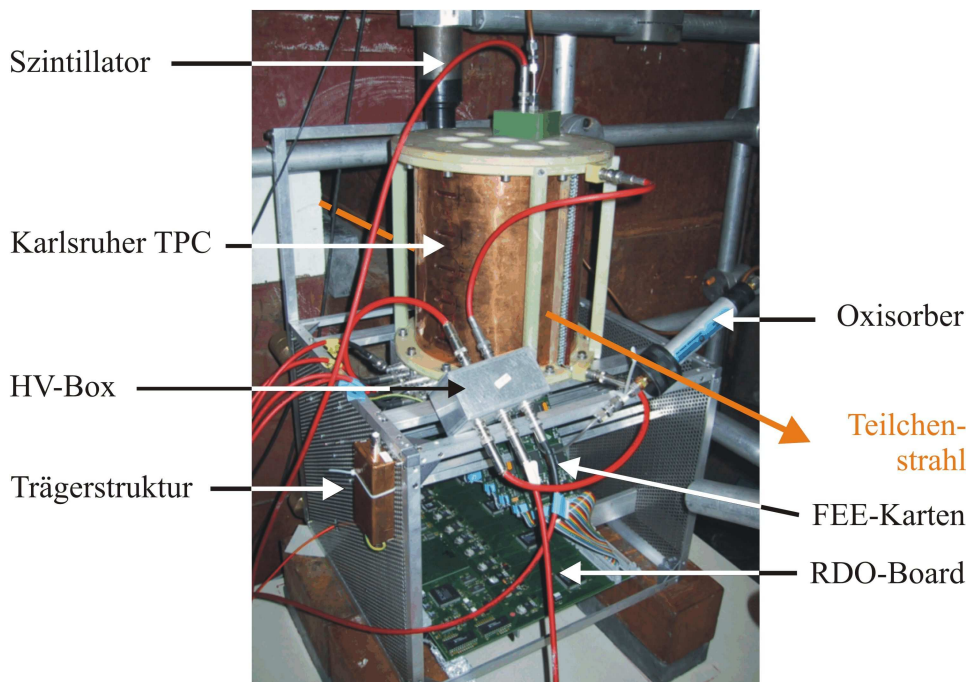
Um die gerade genannten Vorteile eines Teilchenstrahls nutzen zu können, wurden Studien am Proton-Synchrotron (PS) des CERN durchgeführt. Innerhalb kurzer Zeit konnten dort viele Spuren mit der gleichen Orientierung und der gleichen Ionisationscharakteristik aufgenommen werden. Auf diese Weise konnten bei hohen Teilchenraten die Zuverlässigkeit der Rekonstruktionssoftware getestet und Messungen zur Ortsauflösung mit verschiedenen Gasen und somit verschiedenen Diffusionskoeffizienten durchgeführt werden. Durch die hohen Teilchenraten konnte

ebenso die Ionenrückdrift und deren Problematik im Hinblick auf Spurverzerrungen studiert werden.

### Experimenteller Aufbau des Teststandes am CERN

Am Proton-Synchrotron (PS) werden Protonen auf  $24 \text{ GeV}/c^2$  beschleunigt und an mehreren Experimentierbereichen auf sogenannte Targets geschossen, wo durch hadronische Wechselwirkungen Sekundärteilchen erzeugt werden. Diese werden nach deren Impuls und Ladung aussortiert und in den Experimentierhallen zur Verfügung gestellt. Da das PS mehrere Experimentierhallen beliefern muss, stehen im Normalfall pro Experimentierhalle Teilchenpakete (Spills) mit einer Rate von  $1/16 \text{ Hz}$  zur Verfügung. Die Struktur eines Spills im PS, die ähnlich der Struktur der Sekundärteilchen in den Experimentierhallen ist, ist in Abb. 7.10a) dargestellt. Die Länge eines Spills beträgt etwa  $550 \text{ ms}$ , man erkennt deutlich eine periodische Unterstruktur des Spills.

Der Detektor wurde am CERN in zwei verschiedenen Messaufenthalten in den Experimentierbereichen T7 und T11 des PS betrieben. In T7 wurden dabei Protonen und Pionen mit  $9 \text{ GeV}/c^2$  und in T11 Pionen und Elektronen mit  $3 \text{ GeV}/c^2$  benutzt, um die in Kapitel 7.2.1 beschriebenen Runs durchzuführen. Ein Bild des Aufbaus der Kammer im Teilchenstrahl in T7



**Abbildung 7.8:** Photographie des Messaufbaus am CERN (CERN-B).

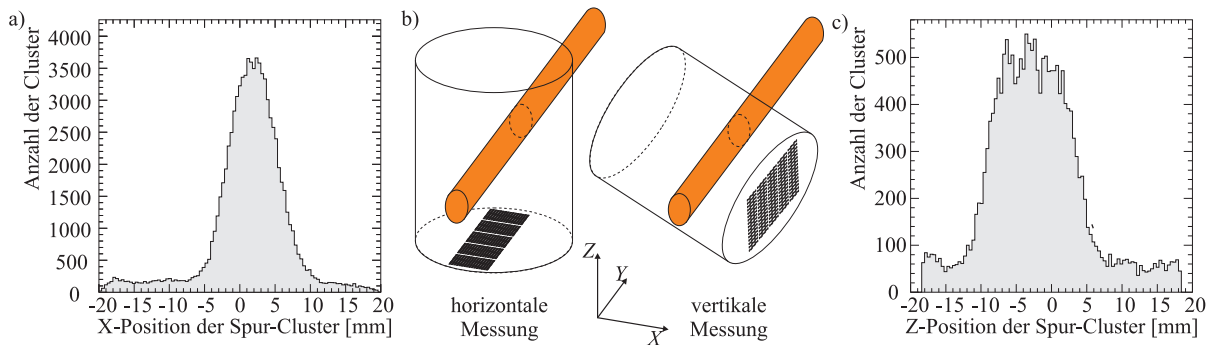
ist in Abb. 7.8 zu sehen. Dabei wurde die Standard-Trägerstruktur senkrecht gestellt, um den Teilchenstrahl in der gewünschten Richtung durch die Kammer zu leiten. Dazu wurden im Normalfall beide Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  näherungsweise auf Null eingestellt. Jedoch wurden auch Messungen mit geneigten Spuren durchgeführt. Die FEE-Karten konnten direkt an den Steckern der Auslesestruktur befestigt werden, sodass das elektronische Rauschen gering gehalten werden konnte.

### Triggern der Datennahme

Für die Triggerung der Datennahme wurden verschiedene Varianten ausprobiert. Vom PS-Beschleuniger wurde ein sogenannter Maschinentrigger zur Verfügung gestellt, zusätzlich wurde eine Koinzidenz von zwei Szintillatoren mit geringer Querschnittsfläche ( $4.5 \times 19 \text{ cm}^2$  und  $7.3 \times 3 \text{ cm}^2$ ) senkrecht zueinander installiert. Wegen der zu dieser Zeit nicht optimierten Ausleserate konnte pro Spill nur ein Ereignis aufgenommen werden, weswegen zumindest der Zeitpunkt der Triggerung optimal einzustellen war. Aus diesem Grund wurde der Trigger zumeist aus einer Koinzidenz des Maschinentriggers und des Signals der Szintillatoren innerhalb von  $80 \text{ ms}$  während des Spill-Maximums gewählt. Für Tests der Spurkrümmung durch rückdriftende Ionen (siehe Kapitel 8.5) wurden auch andere Triggereinstellungen ausprobiert. Um die Zahl der aufgenommenen Teilchen zu maximieren, wurde mit 500 TimeSlices fast deren maximal mögliche Zahl aufgenommen. Dabei ist die gemessene Zeitinformation nur korrekt für das getriggerte Teilchen, während bei allen anderen Teilchen davon auszugehen ist, dass sie ebenfalls aus der gleichen Drifthöhe der Kammer gestartet waren (siehe Abb. 7.11a). Die Genauigkeit dieser Driftstrecke ist direkt gekoppelt mit der Breite des Teilchenstrahls in der Z-Richtung.

### Die Spill-Struktur des Teilchenstrahls

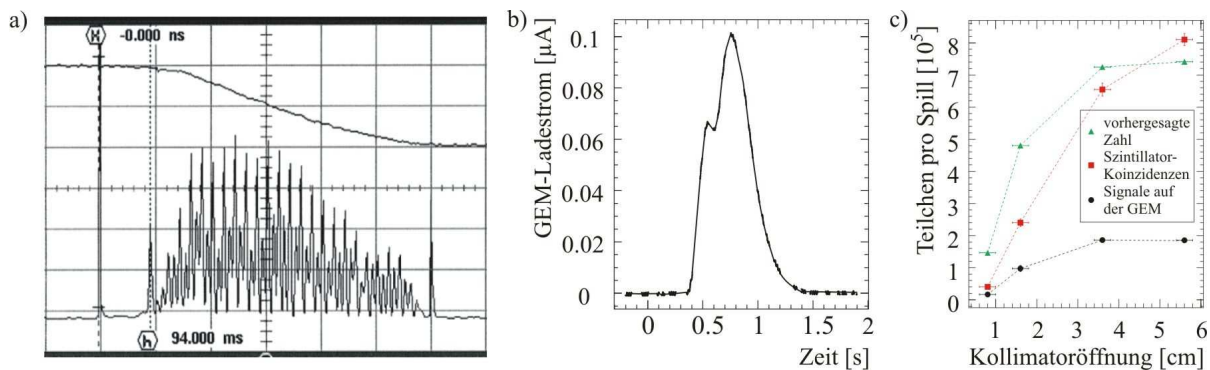
Um die Breite des Spills in der X- und Z-Dimension aufzunehmen, wurden dedizierte Messungen gemacht, wie sie in Abb. 7.9b) schematisch dargestellt sind. Dabei konnte die Breite in der X-Dimension im normalen Messaufbau gemessen werden, während die Kammer für die Messung der Breite in der Z-Dimension um  $90^\circ$  gekippt werden musste. Die Breite wurde dann jeweils über die Verteilung der Spuren vieler Ereignisse ermittelt. Die Einstellung der Strahlbreite erfolgt in den beiden Dimensionen durch zwei getrennte Kollimatoren, mit deren Hilfe die Strahlausdehnungen ( $X_{\text{Breite}}$  und  $Z_{\text{Breite}}$ ) für die Messungen wie folgt eingestellt wurden:  $3 \times 5.5 \text{ mm}^2$  für T7 und  $8.5 \times 8.5 \text{ mm}^2$  für T11 (Angaben in gaußschen Breiten  $\sigma$ ).



**Abbildung 7.9:** Strahlausdehnungen am CERN für T7. In b) ist die Messmethode für die beiden Raumrichtungen dargestellt, deren Messergebnisse in a) und c) zu sehen sind.

Die zeitliche Auflösung des Protonen-Spills, die der Auflösung in Y-Richtung in der TPC-Nomenklatur entspricht (siehe Abb. 7.9b), wurde nach Angaben des PS durch Abb. 7.10a) beschrieben. Die Sekundärteilchen sollten eine ähnliche zeitliche Struktur aufweisen. Dies konnte durch Messung des Ladestroms an der unteren GEM während eines Spills in etwa nachgewiesen werden (siehe Abb. 7.10b). Durch das große RC-Glied in der GEM-Schaltung wird jedoch die Unterstruktur des Spills geglättet und die Gesamtkurve deutlich verlängert.

Auch die Teilchenrate wurde bestimmt und mit den vom PS gelieferten Werten verglichen. Die Teilchenrate konnte durch die beiden variablen Kollimatoren zur Einstellung der Strahlbreite reguliert werden. Es kamen zwei Methoden bei der Messung der Teilchenrate zur Anwendung. In der einen Methode wurden die Teilchen durch eine Koinzidenz zweier großer Szintillatoren gezählt, in der anderen wurden die Signale auf der unteren GEM gezählt, wobei bei dieser Methode durch das große RC-Glied mehrere Signale als ein Signal gemessen werden und Signale verloren gehen können. Als Messergebnis ergab sich für T7 ein Wert von  $40800 \pm 300$  Teilchen pro Spill mit der Szintillatormessung und ein etwas verminderter Wert von  $\approx 36000$  Teilchen pro Spill für die Messungen mit der GEM. In T11 wurden ausführlichere Messungen durchgeführt, die in Abb. 7.10c) dargestellt sind. Die Zahl der mit den Szintillatoren gemessenen Teilchen stimmt dabei mit der vom PS gelieferten Zahl sehr gut überein. Die Zahl der von der GEM gemessenen Teilchen ist durch den oben beschriebenen Effekt vermindert, jedoch ist eine Proportionalität zur vorgegebenen Zahl auszumachen. Als Standard-Einstellung für die Kollimatoröffnung wurde ein Wert von  $1.2\text{ cm}$  für beide Dimensionen benutzt.

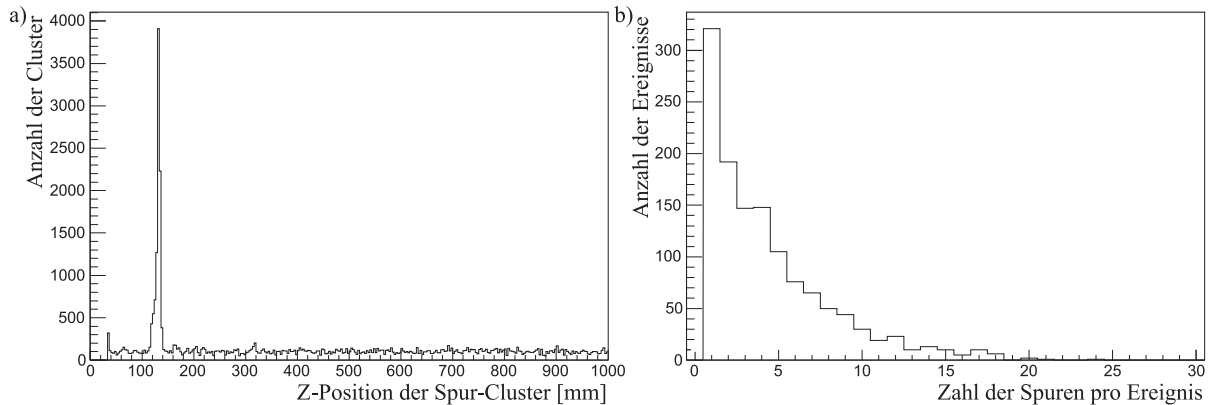


**Abbildung 7.10:** Zeitliche Struktur des Teilchenstrahles am CERN: a) zeigt die Spill-Struktur des Protonenstrahl am PS. In b) ist eine Messung des Ladestroms an der unteren GEM dargestellt, der einer geglätteten Spillstruktur entsprechen sollte. c) zeigt den Vergleich von Messungen der Teilchenrate mit den vom PS gelieferten Werten.

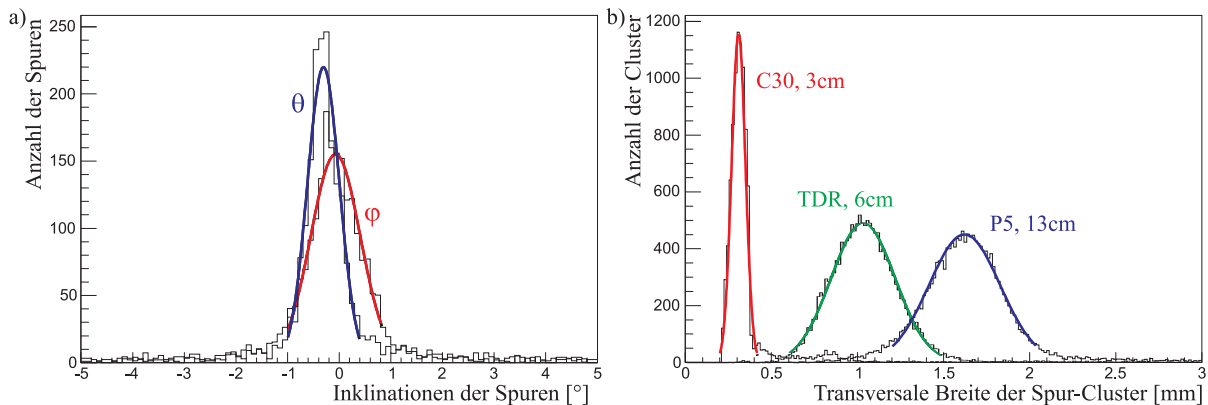
### Eigenschaften von Spuren und Spur-Clustern

Durch die hohe Teilchenrate am CERN-PS erhält man oft mehrere Spuren pro Event, wie beispielhaft für einen Run mit  $13\text{ cm}$  Driftstrecke in 7.11b) dargestellt ist. Die Breite der Spur-Verteilung in X- und Z-Richtung wurde bereits in Abb. 7.9 gezeigt, die sehr schmalen Verteilungen für die Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  sieht man in Abb. 7.12a). Wie in dem dargestellten Beispiel gut zu erkennen, können die Inklinationen für die Messungen sehr genau eingestellt werden.

Bei den Messungen am CERN wurden drei verschiedene Gasmischungen benutzt, deren Gaseigenschaften sich deutlich voneinander unterscheiden. Gerade die unterschiedlichen transversalen Diffusionskoeffizienten führen zu unterschiedlichen transversalen Cluster-Breiten (siehe Abb. 7.12b), aber auch andere Gaseigenschaften haben Einfluss auf die Messungen, so konnten Studien mit C30 ( $Ar:CO_2-70:30$ ) aufgrund der geringen Driftgeschwindigkeit der Elektronen nur bis zu einer maximalen Driftstrecke von  $14.25\text{ cm}$  in T7 und  $17.75\text{ cm}$  in T11 durchgeführt werden.



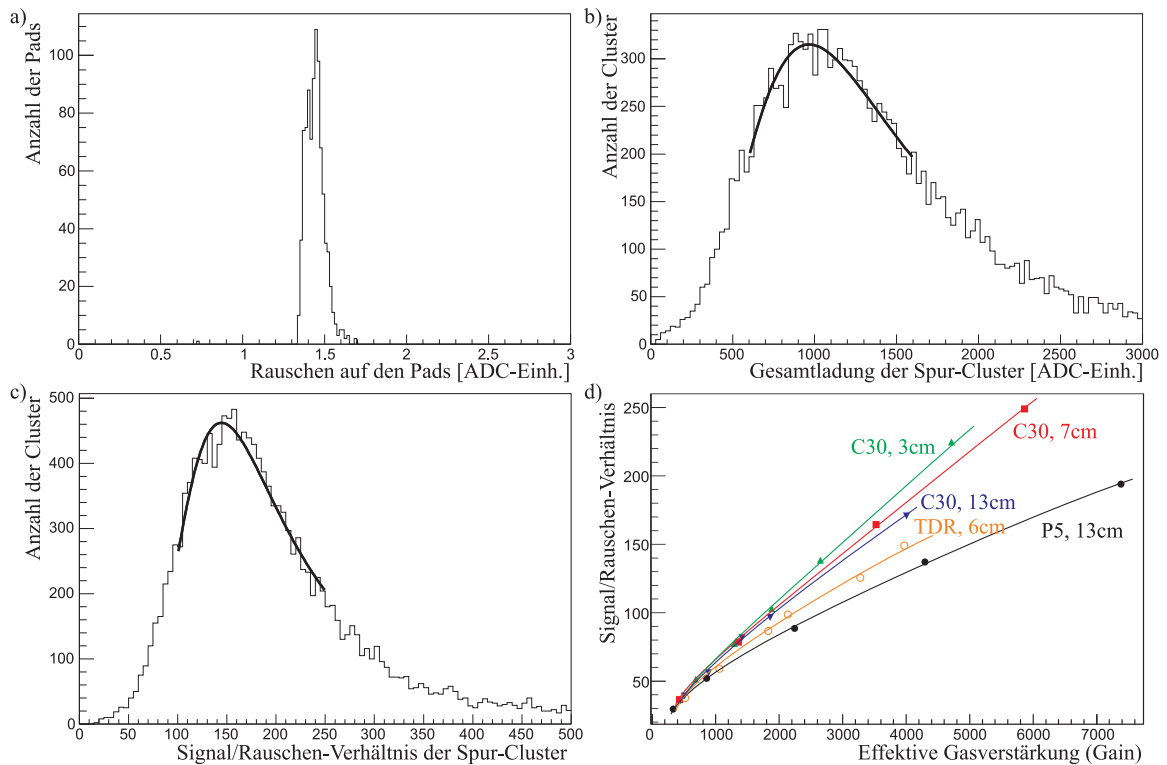
**Abbildung 7.11:** a) Rekonstruierte Driftstrecke der Spur-Cluster. Der hervorstechende Peak entspricht der wahren Driftstrecke, alle weiteren Cluster gehören zu Spuren, die zufällig vom gleichen Ereignis aufgenommen wurden, aber eigentlich die gleiche Strecke gedriftet sind. b) zeigt die Zahl der Spuren pro Ereignis, wodurch klar wird, dass in a) nicht auf alle gemessenen Spuren auch getriggert wurde.



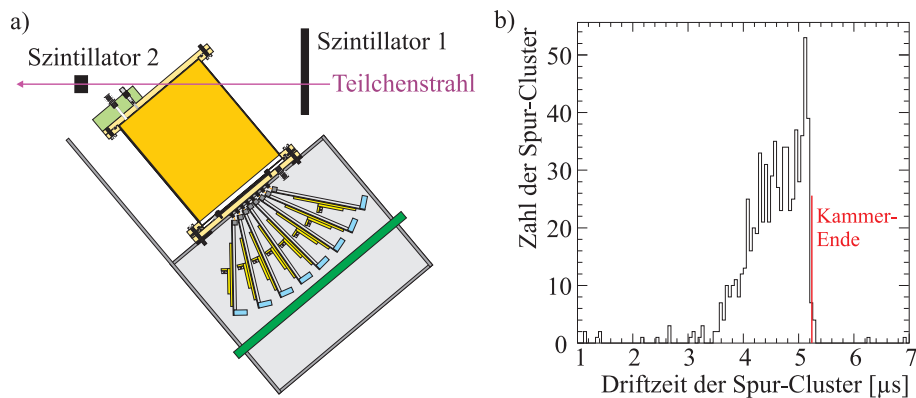
**Abbildung 7.12:** a) zeigt die Inklinationen der Spuren für einen Run mit dem Gasgemisch P5 bei einer Driftstrecke von 12 cm. In b) sieht man die unterschiedlichen Cluster-Breiten der Messungen mit unterschiedlichen Gasmischungen.

### Signalstärke und Rauschen

Abb. 7.13a) zeigt das typische Rauschen der Pads bei den Messungen am CERN, in b) und c) sieht man typische Verteilungen der Gesamtladung von Spur-Clustern und deren Signal/Rauschen-Verhältnisse. In Abb. 7.13d) sind dann die Werte der Maxima der beiden Verteilungen für verschiedene Gase und Driftstrecken gegeneinander aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass das Signal/Rauschen-Verhältnis nicht unbegrenzt linear mit der Gasverstärkung ansteigt und dass bei Messungen mit geringer transversaler Cluster-Breite hohe Signal/Rauschen-Verhältnisse schon bei geringeren Gasverstärkungen erreicht werden.



**Abbildung 7.13:** Signalstärke und Rauschen bei den Messungen für CERN-B: Gezeigt sind die Verteilungen a) des Rauschens auf den Pads, b) der Gesamtladung der Spur-Cluster und c) deren Signal/Rauschen-Verhältnis für eine der Messungen mit mit TDR-Gas bei 6 cm. d) zeigt für alle durchgeführten Messungen eine Auftragung des Signal/Rauschen-Verhältnisses über der effektiven Gasverstärkung.

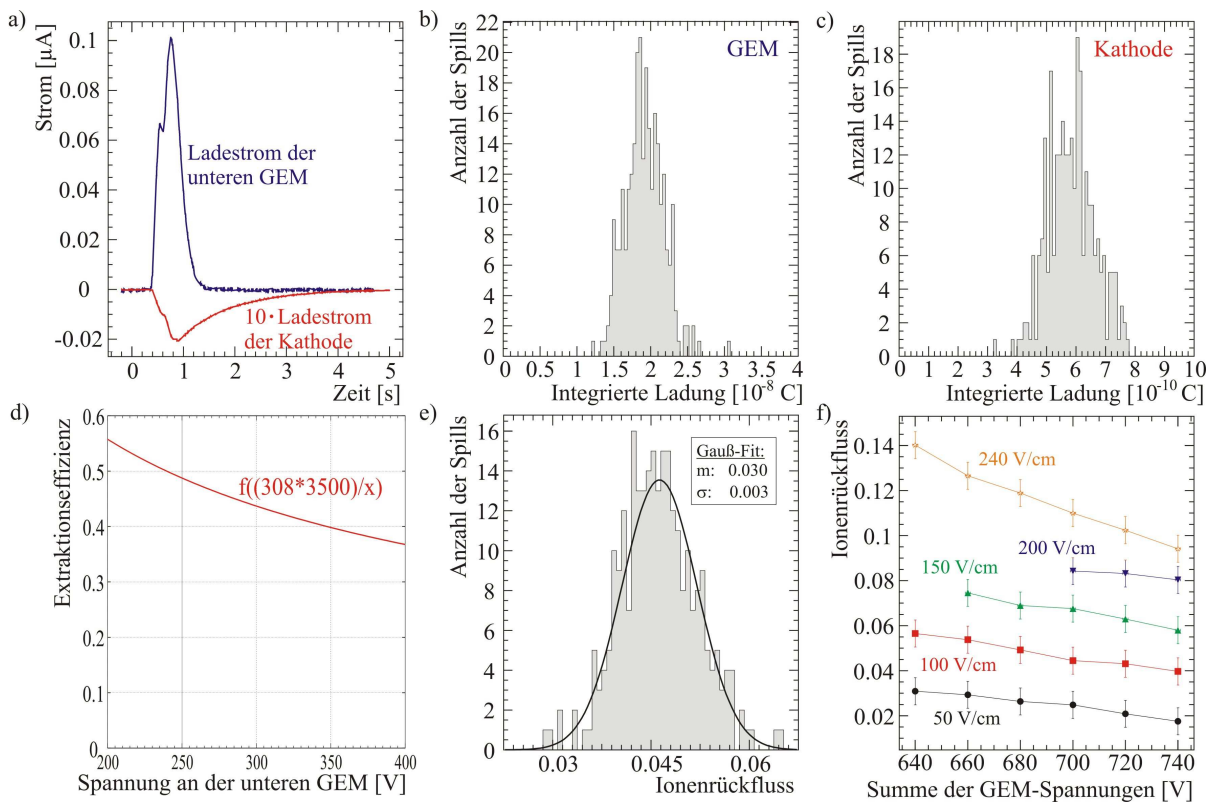


**Abbildung 7.14:** Driftzeitmessungen in CERN-B: a) zeigt die Messmethode, bei der die Teilchenstrahlen durch die Kathodenplatte geschossen werden. b) Bei der Datenauswertung sieht man dann im Driftzeitspektrum einen abrupten Abfall, mit dem sich die Driftgeschwindigkeit berechnen lässt.

### Driftgeschwindigkeitsmessungen am CERN

Im Teilchenstrahl am CERN wurden auch Driftgeschwindigkeiten gemessen, der Messaufbau hierzu ist recht einfach. In Abb. 7.14a) ist die Methode kurz angedeutet. Durch schräg einfallende Teilchenstrahlen erhält man bei Messungen Signale von verschiedenen Driftdistanzen. Gehen die Teilchenstrahlen durch die Kathodenplatte, fällt jedoch das Spektrum der Driftzeiten der Spur-Cluster an einem Punkt rapide ab (siehe 7.14b). Durch die Kenntnis der maximalen Driftstrecke von 25 cm und die Messung der Driftzeit, lässt sich die Driftgeschwindigkeit der Gasgemische sehr exakt berechnen.

### Messungen des Ionenrückflusses am CERN



**Abbildung 7.15:** Messungen des Ionenrückflusses in CERN-B: a) zeigt die Ladeströme der unteren GEM und der Kathode, b) und c) die Verteilung deren integrierter Ladung, d) eine Korrekturfunktion für die Berechnung der Ladung auf den Pads aus der Ladung an der GEM, e) die Verteilung des berechneten Ionenrückflusses einer Messung und f) schließlich den Ionenrückfluss mehrerer Messungen [Ka05t].

Auch Messungen des Ionenrückflusses wurden durchgeführt, um quantitative Aussagen über den Einfluss von Raumladungen im Driftfeld der Elektronen machen zu können. Aufgrund der hohen Teilchenrate des PS-Strahls und der Tatsache, dass der GEM-Aufbau der Kammer während der Messungen nicht auf Unterdrückung der Ionenrückdrift optimiert war, sind die erzeugten Raumladungen stark genug, um eine Beeinflussung der Elektronendrift hervor-



zurufen. Abb. 7.15a) zeigt den von den Strommessgeräten CUMOs gemessenen Ladestrom der Unterseite der unteren GEM und der Kathodenplatte während eines Spills. Die Kathode zeigt ein deutlich verzögertes Verhalten aufgrund des höheren RC-Gliedes. Die integrierte Gesamtladung auf der GEM und der Kathode sind davon jedoch unabhängig und deshalb für eine große Zahl von Spills in Abb. 7.15b) und c) dargestellt. Die Werte der beiden unterscheiden sich dabei um fast zwei Größenordnungen, weshalb der berechnete Ionenrückfluss nach Gleichung 3.4 im Bereich von einigen Prozent liegt. Der Strom an der Anode kann dabei durch den Ladestrom der unteren GEM anhand von Abb. 7.15d) berechnet werden. Abb. 7.15e) zeigt schließlich den berechneten Ionenrückfluss  $F$  für eine Messung mit P5-Gas, bei dem ein Wert von  $F = 4.5 \pm 0.5\%$  ermittelt wurde. Diese Messung wurde unter Standard-Bedingungen im P5-Gas, und mit den GEM-Spannungen  $U_{GEM1} = 340\text{ V}$  und  $U_{GEM2} = 330\text{ V}$  durchgeführt. Bei einer Veränderung des Ungleichgewichtes der GEM-Spannungen erhält man leicht abweichende Werte für den Ionenrückfluss:  $U_{GEM1} = 320\text{ V}, U_{GEM2} = 350\text{ V} \Rightarrow F = 4.2 \pm 0.6\%$  und  $U_{GEM1} = 350\text{ V}, U_{GEM2} = 320\text{ V} \Rightarrow F = 5.5 \pm 0.7\%$ . Deutlich zu erkennen ist der in Kapitel 3.2.2 beschriebene Effekt des erhöhten Ionenrückflusses bei Erhöhung des Ungleichgewichtes der GEM-Spannungen zugunsten der oberen GEM1. In Abb. 7.15f) sind die Ionenrückflussmessungen für TDR-Gas unter Standard-Bedingungen für verschiedene GEM-Spannungen mit einem Ungleichgewicht von  $10\text{ V}$  zugunsten der oberen GEM1 dargestellt. Man erkennt eine Verringerung des Ionenrückflusses für erhöhte GEM-Spannungen und geringeres Driftfeld. Die berechneten Werte für den Ionenrückfluss liegen bei diesen nicht auf dessen Unterdrückung optimierten Messungen in der Größenordnung von mehreren Prozent. Durch den nichtoptimierten Ionenrückfluss, die hohen Teilchenraten am PS und die damit verbundenen hohen Raumladungen konnten Messungen zur Beeinflussung der rekonstruierten Spuren durchgeführt werden.

### Durchgeführte Studien für CERN-B

#### Generelle Einstellungen:

Driftfeld:  $90\text{ V/cm}$  für P5 in T7,  $250\text{ V/cm}$  für C30 in T7,  $310\text{ V/cm}$  für C30 in T11 und  $240\text{ V/cm}$  für TDR in T11;

Transferlücke:  $2\text{ mm}$ ; Transferfeld:  $2500\text{ V/cm}$ ;

Induktionslücke:  $2\text{ mm}$ ; Induktionsfeld:  $3500\text{ V/cm}$ ;

#### Durchgeführte Messungen:

Name der Studie	Varierte Größen	Messgrößen
<b>CERN T7</b>		
CERN-B-C30-7cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-P5- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-P5-13cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-P5- $\varphi$	$\varphi$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-P5-Momentum	<i>Teilchenimpuls</i>	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$

Name der Studie	Varierte Größen	Messgrößen
<b>CERN T11</b>		
CERN-B-C30- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-C30-3cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-C30-13cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-TDR- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
CERN-B-TDR-6cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$

**CERN-B-Messungen:** Es wurden Messungen mit einem gerichteten Pionen-Strahl durchgeführt, damit sind die Verteilungen in den Ortskoordinaten und Inklinationen klar definiert. Es wurden Messungen mit verschiedenen GEM-Spannungen  $U_{GEM1}$  und  $U_{GEM2}$ , mit verschiedenen Driftstrecken und verschiedenen Inklinationen  $\varphi$  durchgeführt. Als Messergebnisse wurden Diffusionskoeffizienten, Energieauflösung und Ortsauflösung, sowie die Padreihen-Effizienz bestimmt. Eine weitere Messreihe beinhaltet Studien zum Einfluss des Teilchenimpulses (Momentum). Benutzte Gasmischungen: P5, TDR, C30

Eine Tabelle der Gaseigenschaften der benutzten Gasmischungen findet sich in Kapitel 7.4.

### 7.2.2 Messungen am Teilchenstrahl mit Magnetfeld (DESY-B) - Studien zur Optimierung der Pad-Geometrie

Da Studien in einem Teilchenstrahl und einem Magnetfeld die beste Möglichkeit für intensive Studien zu Aussagen über die Ortsauflösung in der ILC-TPC bieten, wurden Studien in einem Positronenstrahl des DESY durchgeführt, bei denen zusätzlich ein Dipolmagnet mit einem Magnetfeld von maximal  $1 T$  zur Verfügung stand (siehe Abb. 7.16). Durch die hohe Ereignisrate am DESY-Teilchenstrahl wurde die Möglichkeit gegeben, das Ortsauflösungsverhalten verschiedener Pad-Geometrien zu studieren.

#### Aufbau des Teststandes im DESY-Teststrahl

Die Messungen wurden in der Teilchenstrahllinie 24 des DESY durchgeführt, deren Eigenschaften in [Me03m] nachzulesen sind. Abb. 7.17a) zeigt den prinzipiellen Aufbau der Strahlerzeugung an Linie 24. Im Synchrotron DESY II wird in den Elektron-Positron-Speicherring eine Kohlefaser eingebracht, über die durch Bremsstrahlung Photonen erzeugt werden, die dann auf eine  $3 mm$  dicke Aluminium-Platte treffen, wo sie über Paarbildung konvertieren. Von den entstehenden Elektron-Positron-Paaren werden dann Elektronen und Positronen durch einen Dipolmagneten getrennt. In dem Fall von Linie 24 werden dann die Positronen durch einen Kollimator und ein Magnetfeld nach ihrer Energie aussortiert, sodass eine Einstellung der Positronenergien zwischen  $0.5$  und  $3 GeV$  möglich ist. In den hier vorgestellten Studien wurden jedoch immer Positronen mit einer Energie von  $2.6 GeV$  ausgewählt (Der nominell eingestellte Wert von  $5.2 GeV$  entspricht der Energie des Photons, also der summierten Energie des Elektron-Positron-Paares). Bei dieser Energie war die Teilchendichte innerhalb eines Spills so gering, dass meist nur das Positron aufgezeichnet wurde, auf das getriggert wurde (siehe Abb. 7.17b). Das Triggern erfolgte durch

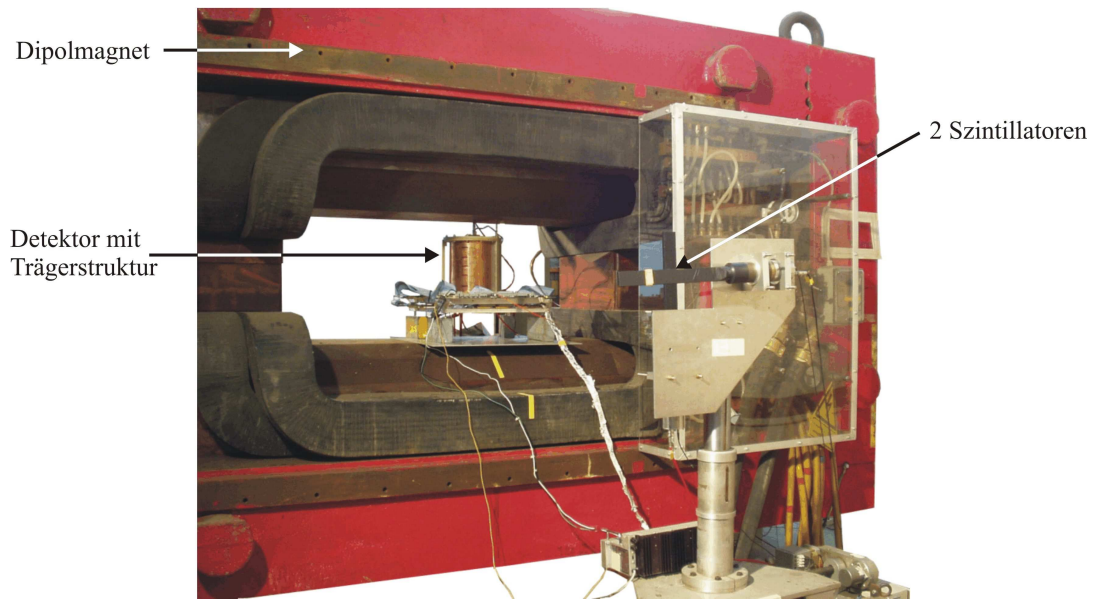


Abbildung 7.16: Photographie des Messaufbaus am DESY-Teilchenstrahl.

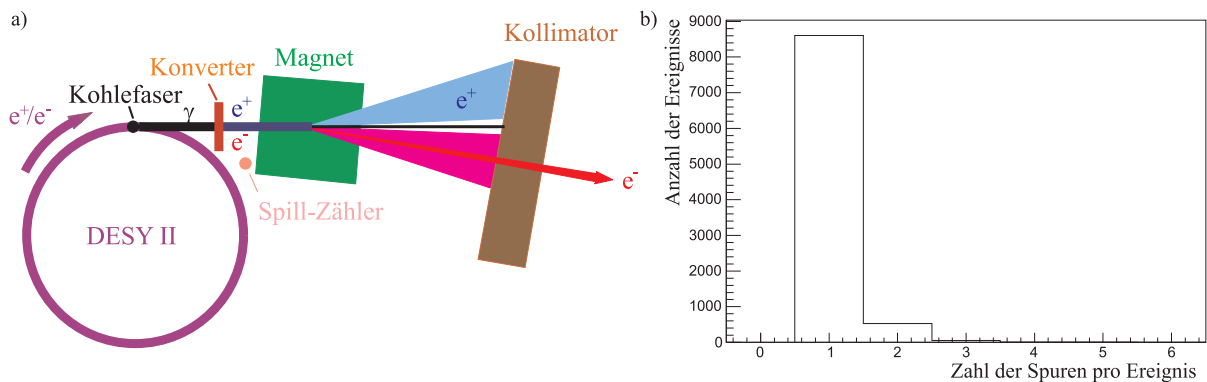


Abbildung 7.17: a) Schematische Darstellung der Strahlerzeugung am DESY II [Me03m]. b) Zahl der Positronen-Spuren pro Ereignis; meist wurde nur eine Teilchenspur aufgezeichnet.

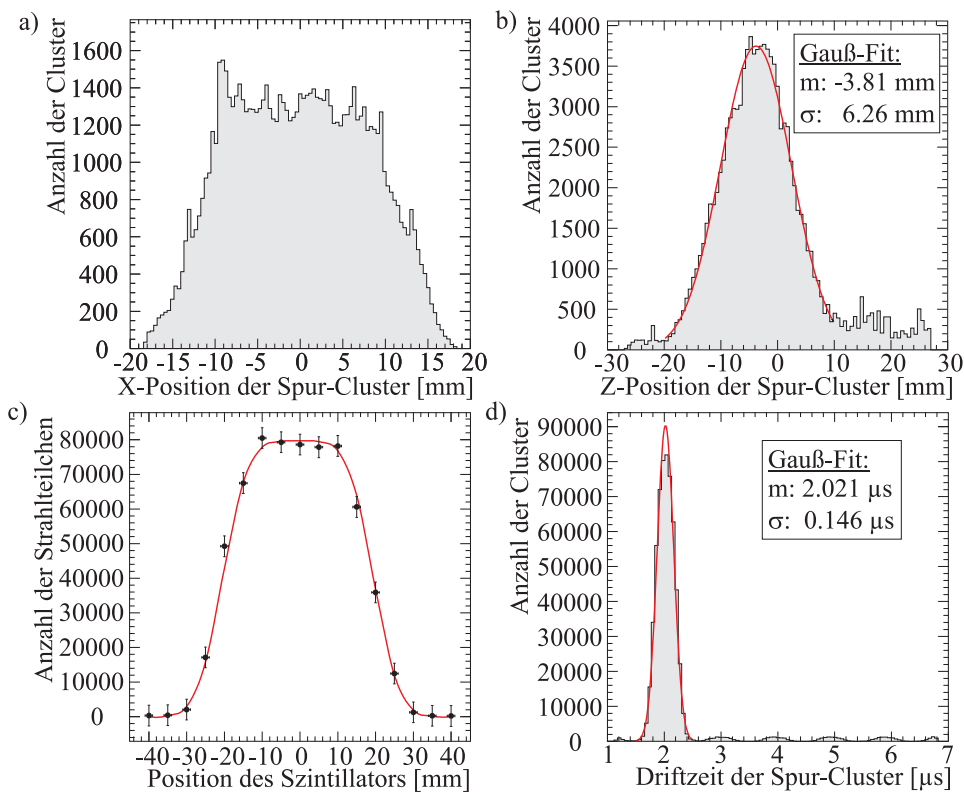
zwei Szintillatoren mit einer Querschnittsfläche von  $4 \times 31 \text{ cm}^2$ , die senkrecht zueinander vor der Kammer aufgestellt wurden.

### Die Struktur des Teilchenstrahls

Die Ausdehnung des Strahles in X-Richtung wurde durch die Verteilung der Teilchenspuren auf der Auslesestruktur gemessen. Man sieht in Abb. 7.18a), dass der Strahl in dieser Richtung eine Gaußsche Breite von etwa  $1 \text{ cm}$  hatte. Für die Z-Richtung wurden drei verschiedene Messungen zur Bestimmung der Strahlbreite durchgeführt. In Abb. 7.18b) bis d) erkennt man, dass die Ergebnisse aller 3 Messreihen - durch direkte Messung durch die Auslesestruktur nach  $90^\circ$ -Drehung der Kammer, durch ein Abtasten mit einem  $4 \text{ cm}$  breiten Szintillator und durch die Messung

über die Zeit-Auflösung der STAR-Elektronik bei einer Driftgeschwindigkeit von  $3.67 \text{ cm}/\mu\text{s}$  - mit etwa  $0.6 \text{ cm}$  Gaußscher Breite vergleichbare Ergebnisse aufweisen. Die Strahlausdehnung wird somit mit  $1 \times 0.6 \text{ cm}^2$  angegeben.

In Abb. 7.18d) sieht man ebenso die zeitliche Struktur des Teilchenstrahles. Die Wiederkehr eines kleinen Peaks jede  $\mu\text{s}$  zeigt die Unterstruktur des Teilchenstrahles, die durch die Wiederholrate der Teilchenpakete im DESY II von  $1 \text{ MHz}$  zu erklären ist. Die geringe Höhe der zusätzlichen Peaks lässt darauf schließen, dass in den meisten Ereignissen nur eine einzige Teilchenspuraufgenommen wurde (siehe auch Abb. 7.17b). Durch die recht geringe Strahlintensität sind Spurverzerrungen durch rückdriftende Ionen nicht zu erwarten, jedoch war die hohe Wiederholrate von  $3 \text{ Hz}$  der Teilchenpakete ideal an die Auslesegeschwindigkeit der STAR-Elektronik angepasst, sodass mit dieser Rate Studien mit sehr hoher Statistik möglich waren.

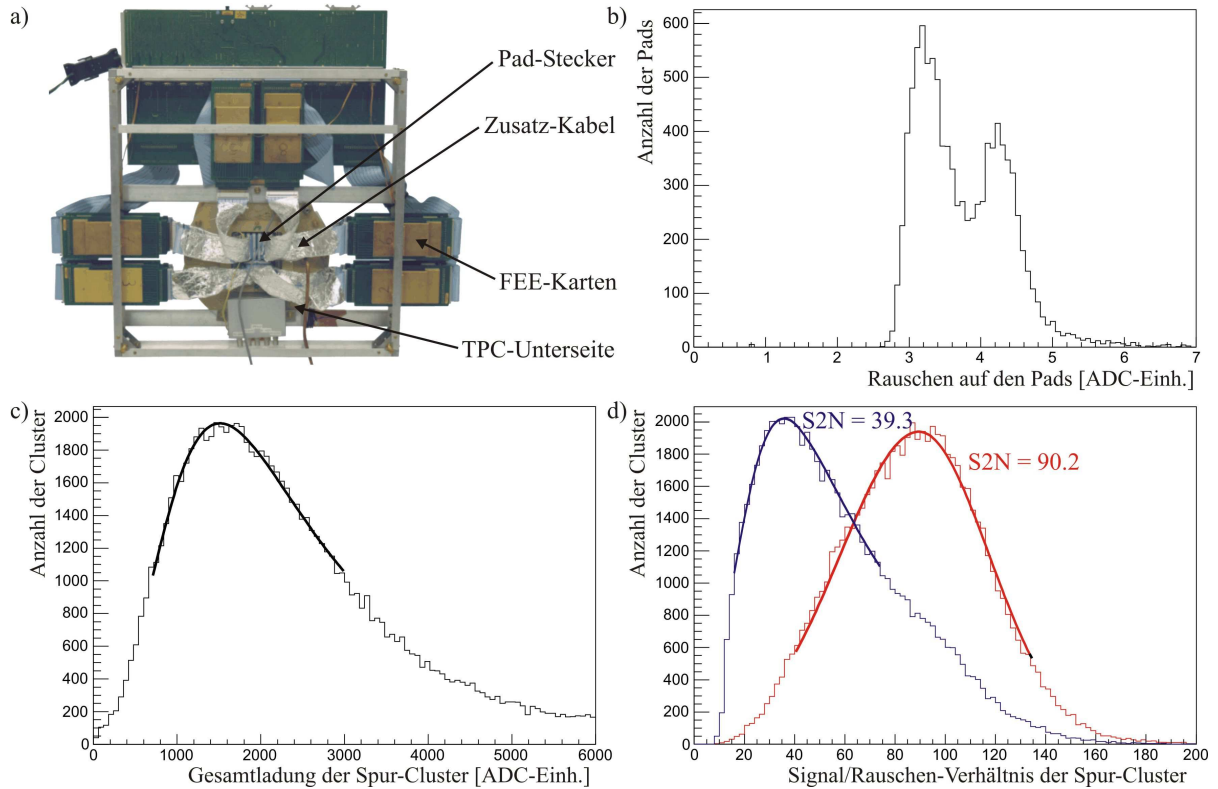


**Abbildung 7.18:** Messung der Strahlbreite am DESY-Teilchenstrahl: a) zeigt die Breite des Teilchenstrahles in  $X$ -Richtung. b) bis d) zeigen die Breite des Strahles in  $Z$ -Richtung. In d) erkennt man zusätzlich noch die zeitliche Unterstruktur des Strahles mit einer Wiederholrate der Teilchenpakete von  $1 \text{ MHz}$ .

### Dipolmagnet und passende Trägerstruktur

In Abb. 7.16 ist der benutzte Dipolmagnet mit einem Magnetfeld von maximal  $1 \text{ T}$  zu sehen. Da die Öffnung des Magneten mit einer Höhe von  $55 \text{ cm}$  recht klein war und der Detektor aufgrund der Feldkonfiguration senkrecht im Magneten stehen musste, wurde die speziell für diese Messungen konzipierte flache Trägerstruktur benutzt. Die Inhomogenitäten des Magnetfeldes

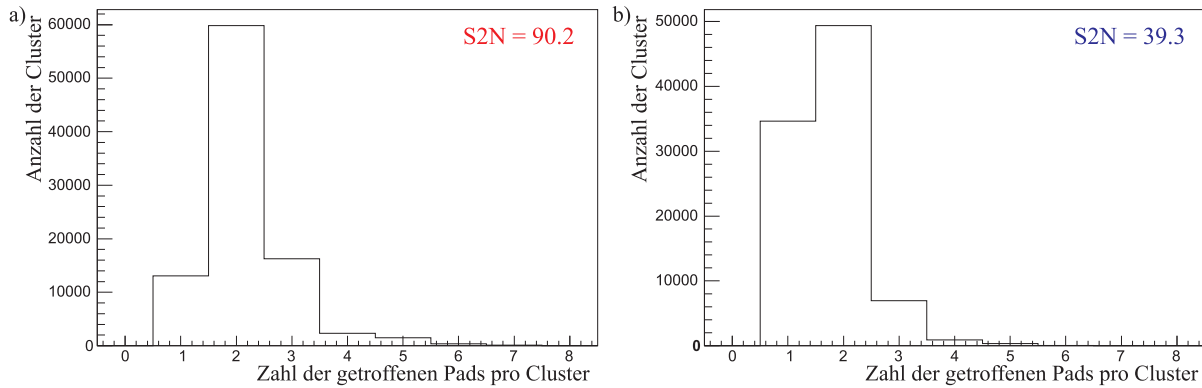
im Bereich des Detektorvolumens wurden mit einer Hall-Sonde getestet und können in diesem Bereich mit  $< 5\%$  angegeben werden. Bei allen Detektorkomponenten wurde wiederum darauf geachtet, dass keine ferromagnetischen Materialien verbaut wurden.



**Abbildung 7.19:** *Signalstärke und Rauschen bei den Messungen am DESY-Teilchenstrahl: a) zeigt die TPC mit der flachen Trägerstruktur, bei der die FEE-Karten über  $\approx 15\text{ cm}$  lange Verbindungskabel mit den Pads verbunden wurden. Eine Folge ist das in b) dargestellt erhöhte Rauschen auf den Pads. c) und d) zeigen die Verteilungen der Gesamtladung und des Signal/Rauschen-Verhältnisses der Spur-Cluster.*

### Signalstärke und Rauschen

Abb. 7.19a) zeigt nochmals die benutzte flache Trägerstruktur von der Unterseite. Deutlich zu erkennen sind die ca.  $15\text{ cm}$  langen Verbindungskabel zwischen FEE-Karten und den Verbindungssteckern an der Rückseite der Pad-Fläche. Diese verursachen ein erhöhtes Rauschen auf den Pads (siehe Abb. 7.19b), dessen Höhe aufgrund der unterschiedlichen Länge der einzelnen Verbindungskabel für verschiedene Pads unterschiedlich ist. Abb. 7.19c) zeigt eine typische landauförmige Verteilung für die Gesamtladung der Spur-Cluster, Abb. 7.19d) das Signal/Rauschen-Verhältnis bei verschiedenen Gasverstärkungen. Man sieht, dass sich die bei geringen Werten landauförmige Verteilung in eine gaußförmige Verteilung verändert. Grund hierfür ist die zunehmende Zahl von Pads, die den dynamischen Bereich des ADCs überschreiten, und somit nicht die Ladung anzeigen, die tatsächlich auf ihnen deponiert wurde.



**Abbildung 7.20:** Problematik der schmalen Cluster am DESY-Teilchenstrahl: Gezeigt sind die Verteilungen der Zahl der getroffenen Pads pro Spur-Cluster. Für geringe Signal/Rauschen-Verhältnisse ist der Anteil der Cluster mit nur einem getroffenen Pad nicht unerheblich.

### Eigenschaften von Spuren und Spur-Clustern

Die aufgenommenen Messreihen wurden ausgelegt, um die Verhältnisse im ILC-Detektor so gut wie möglich zu simulieren. Als Gasmischung wurde P5 benutzt, das bei einem Magnetfeld von  $1\text{ T}$  und dem benutzten elektrischen Feld von  $61\text{ V/cm}$  Diffusionskoeffizienten von  $D_{trans} = 118\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  und  $D_{long} = 550\text{ }\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$  besitzt. Damit sind die Cluster-Breiten mit denen der TDR-Mischung bei  $4\text{ T}$  vergleichbar, wenn die Driftstrecken in etwa 2.75 mal so groß sind für die transversale und 3.85 mal so groß sind für die longitudinale Richtung (siehe dazu Gleichung 7.1). Aus diesem Grund sind die gemessenen transversalen Cluster-Breiten so schmal, dass häufig nur ein oder zwei Pads pro Cluster getroffen werden. In Abb. 7.20a) ist die Verteilung der Zahl der getroffenen Pads pro Spur-Cluster mit einem hohen Signal/Rauschen-Verhältnis und in Abb. 7.20b) mit einem moderaten Signal/Rauschen-Verhältnis dargestellt. Man erkennt, dass selbst die Verteilung mit dem hohen Signal/Rauschen-Verhältnis sich als problematisch hinsichtlich der Ortsauflösung erweisen kann, und dass auf jeden Fall die in Kapitel 5.3.1 beschriebenen Korrekturen der Cluster-Position durchgeführt werden müssen.

Die Verteilungen der Spur-Cluster in X- und Z-Richtung wurden bereits in Abb. 7.18 dargestellt, die Verteilungen für die Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  finden sich in Abb. 7.21. Durch den fokussierten Teilchenstrahl erhält man für all diese Parameter schmale Verteilungen, die systematische Studien ermöglichen.

### Durchgeführte Studien für DESY-B

#### Generelle Einstellungen:

Benutzte Gasmischung: P5

Driftfeld:  $61\text{ V/cm}$  (nicht auf dem Driftgeschwindigkeits-Plateau!);

Transferlücke:  $2\text{ mm}$ ; Transferfeld:  $2500\text{ V/cm}$ ;

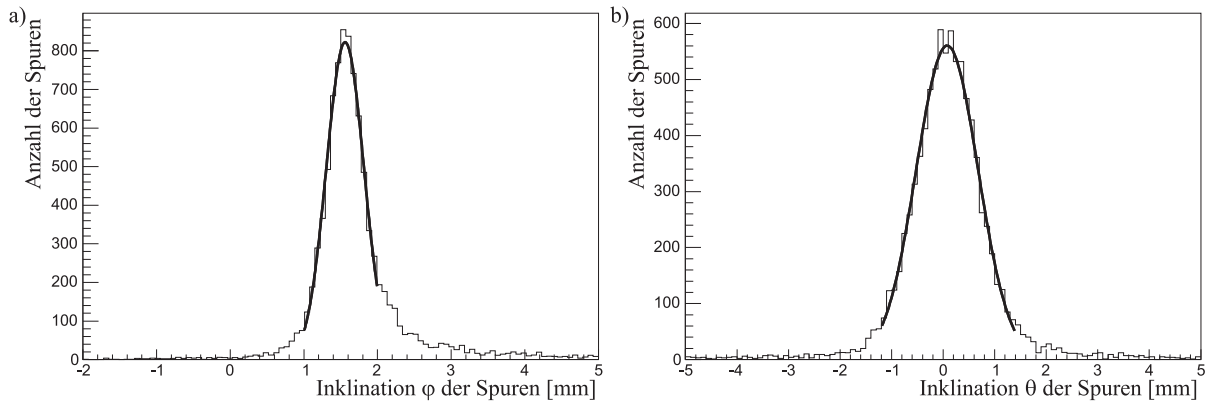
Induktionslücke:  $2\text{ mm}$ ; Induktionsfeld:  $3500\text{ V/cm}$ ;

#### Durchgeführte Messungen:

Name der Studie	Varierte Größen	Messgrößen
DESY-B-P5-1T-Small-17cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Normal-7.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Normal-17.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Normal-7.5cm- $\varphi$	$\varphi$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Normal-7.5cm-Clock	Clock	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Normal- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Staggered-7.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Staggered-17.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Staggered-7.5cm- $\varphi$	$\varphi$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Staggered-7.5cm-Clock	Clock	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Staggered- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Combs-7.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Combs-17.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Combs-7.5cm- $\varphi$	$\varphi$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Combs- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-3and1-7.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-3and1-17.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-3and1-7.5cm- $\varphi$	$\varphi$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-3and1- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Chevrons-7.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Chevrons-17.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Chevrons-7.5cm- $\varphi$	$\varphi$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Chevrons- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Diamonds-7.5cm- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Diamonds-7.5cm- $\varphi$	$\varphi$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-B-P5-1T-Diamonds- $z_{drift}$	$z_{drift}$	$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$

**DESY-B-Small-Messungen:** Bei den ersten Testmessungen wurden die schmalen Pads ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ) benutzt. Es wurde eine Messreihe mit variierenden GEM-Spannungen  $U_{GEM1}$  und  $U_{GEM2}$  bei einer Driftstrecke von  $17 \text{ cm}$  durchgeführt. Wie bei allen Messungen wurden die Daten auf transversale und longitudinale Ortsauflösung, sowie Energieauflösung und Padreihen-Effizienz ausgewertet.

**DESY-B-Normal-Messungen:** Hierbei handelt es sich um Messungen mit den  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -



**Abbildung 7.21:** Die Inklinationen der Spuren am DESY-Teilchenstrahl weisen sehr schmale Verteilungen auf.

breiten rechteckigen Pads in der normalen Anordnung. Es wurden Messreihen mit variierenden GEM-Spannungen  $U_{GEM1}$  und  $U_{GEM2}$  bei den Driftstrecken von  $7.5\text{ cm}$  und  $17.5\text{ cm}$  durchgeführt. Bei  $7.5\text{ cm}$  wurden Messreihen mit unterschiedlichen Inklinationen  $\varphi$  bzw. unterschiedlicher Clock durchgeführt. Eine weitere Messreihe beinhaltet Messungen bei verschiedenen Driftstrecken  $z_{drift}$ .

**DESY-B-Staggered-Messungen:** Hierbei handelt es sich um Messungen mit den  $2 \times 6\text{ mm}^2$ -breiten rechteckigen Pads in der abwechselnd versetzten Anordnung. Die Messreihen liefen analog zu denen in DESY-B-Normal.

**DESY-B-Combs-Messungen:** Hierbei handelt es sich um Messungen mit den  $2 \times 6\text{ mm}^2$ -breiten Pads mit kammartiger Form (siehe Kapitel 4.4.2). Die Messreihen liefen analog zu denen in DESY-B-Normal.

**DESY-B-3and1-Messungen:** Hierbei handelt es sich um Messungen mit den  $2 \times 6\text{ mm}^2$ -breiten Pads mit verschälerten, teilweise längeren Pads (siehe Kapitel 4.4.2). Die Messreihen liefen analog zu denen in DESY-B-Normal.

**DESY-B-Chevrons-Messungen:** Hierbei handelt es sich um Messungen mit den  $2 \times 6\text{ mm}^2$ -breiten Pads mit der Chevron-Form (siehe Kapitel 4.4.2). Die Messreihen liefen analog zu denen in DESY-B-Normal.

**DESY-B-Diamonds-Messungen:** Hierbei handelt es sich um Messungen mit den  $2 \times 6\text{ mm}^2$ -breiten Pads mit der Rauten-Form (siehe Kapitel 4.4.2). Die Messreihen liefen analog zu denen in DESY-B-Normal.

Eine Tabelle der Gaseigenschaften der benutzten Gasmischungen findet sich in Kapitel 7.4.

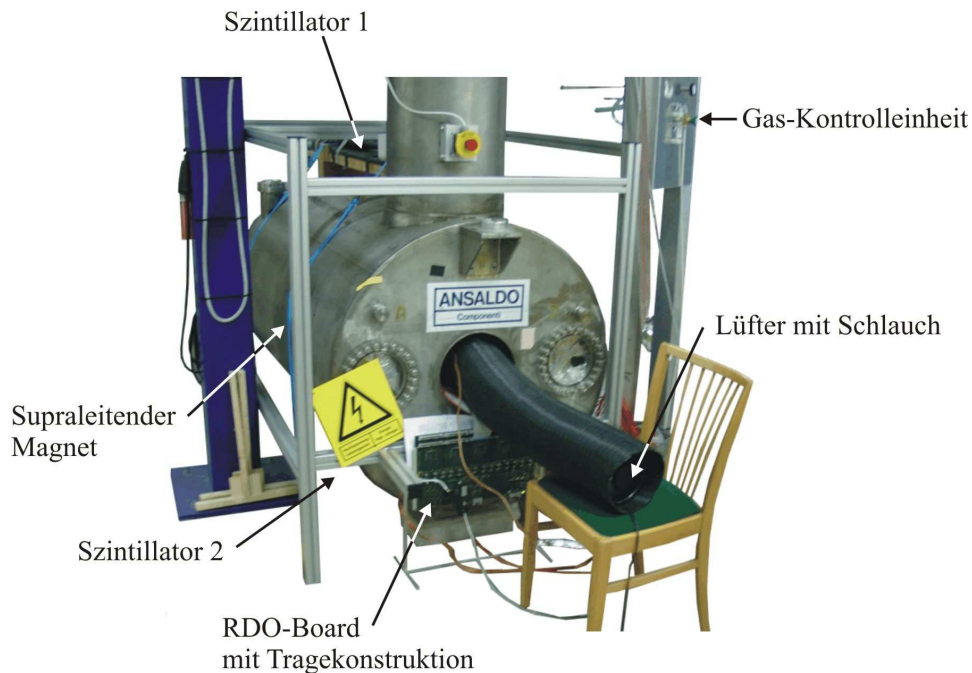
### 7.3 Messungen mit der ILC-Konfiguration (DESY-M)

Da die ILC-TPC in einem starken Magnetfeld betrieben werden soll, war eine der nächsten Aufgaben, die es zu klären galt, wie sich der Karlsruher Prototyp in einem Messaufbau verhält, der zu der vom TESLA-TDR [Al01p\_1] vorgesehenen Konfiguration äquivalent ist. Diese sieht ein Magnetfeld von  $B = 4\text{ T}$  parallel zum elektrischen Driftfeld und die Benutzung des TDR-Gases ( $Ar:CO_2:CH_4$ -93:2:5) vor. Es galt zu klären, ob es neben dem die Ortsauflösung begünstigenden Effekt der verminderten Diffusion auch negative Effekte gibt, wie etwa eine Verringerung der



Elektronensammeleffizienz der GEMs durch eine Interaktion von elektrischen und magnetischen Feldern. Dazu wurde ein Teststand am DESY in Hamburg aufgebaut, bei dem die Kammer mit dem TDR-Gas in einem supraleitenden Magneten betrieben wurde. Es konnte gezeigt werden, dass keine ernsthaften Beeinträchtigungen der Funktionalität der Kammer auftraten, weswegen die gemessenen Daten im Wesentlichen zu Ortsauflösungsstudien verwendet werden konnten.

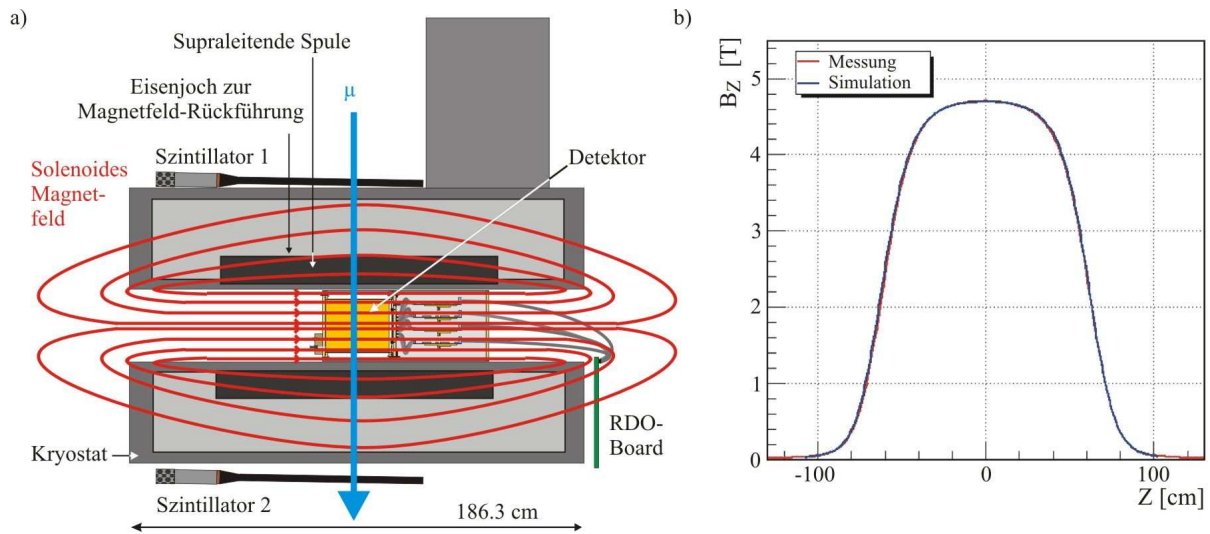
### Aufbau des Teststandes im DESY-Magneten



**Abbildung 7.22:** Photographie des Messaufbaus am DESY-Magnet.

Der benutzte Magnet am DESY ist ein ehemaliger Kompensatormagnet des ZEUS-Experiments und erzeugt ein solenoides Magnetfeld mit einer Magnetfeldstärke von maximal  $5.5 T$ . Die Länge der Metallummantelung beträgt  $1.86 m$ , der Durchmesser der Bohrlochöffnung jedoch nur  $28 cm$ , weswegen die Karlsruher TPC mit ihren  $26 cm$  Durchmesser ideal geeignet ist für Messungen in diesem Magneten. Eine Photographie des Messaufbaus ist in Abb. 7.22 zu sehen, eine schematische Darstellung in Abb. 7.23a). Bei den Messungen wurde die TPC im Zentrum des Magneten plziert, um die maximale Homogenität des Magnetfeldes sicherzustellen (siehe Abb. 7.23b). Diese Einstellung, in der das Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld liegt, entspricht, wie bereits erwähnt, der Konfiguration in der künftigen ILC-TPC.

Sämtliche Messungen wurden mit kosmischen Teilchen durchgeführt. Der Durchflugzeitpunkt wurde durch eine Koinzidenzschaltung zweier großer Szintillatoren ( $108 \times 17 cm^2$ ) oberhalb und unterhalb des Magneten bestimmt. Dies führt wegen des großen Abstands der Szintillatoren zu einer geringen Winkelakzeptanz und somit zu einer recht geringen Triggerrate von  $\approx 0.7 Hz$ . Die Zahl der Ereignisse mit Spuren innerhalb des aktiven Volumens der Kammer ist jedoch nochmals deutlich geringer, weshalb eine effektive Rate von Ereignissen mit Teilchenspuren von  $\approx 1/40 Hz$  erreicht wurde. Dies limitiert natürlich stark die Statistik einzelner Studien, gerade



**Abbildung 7.23:** a) Schematische Darstellung des DESY-Magneten. b) Homogenität des Magnetfeldes entlang der Z-Achse [Fl04m]. Die Homogenität in der Magnetfeldmitte ist für die nur 25 cm lange Kammer ausreichend.

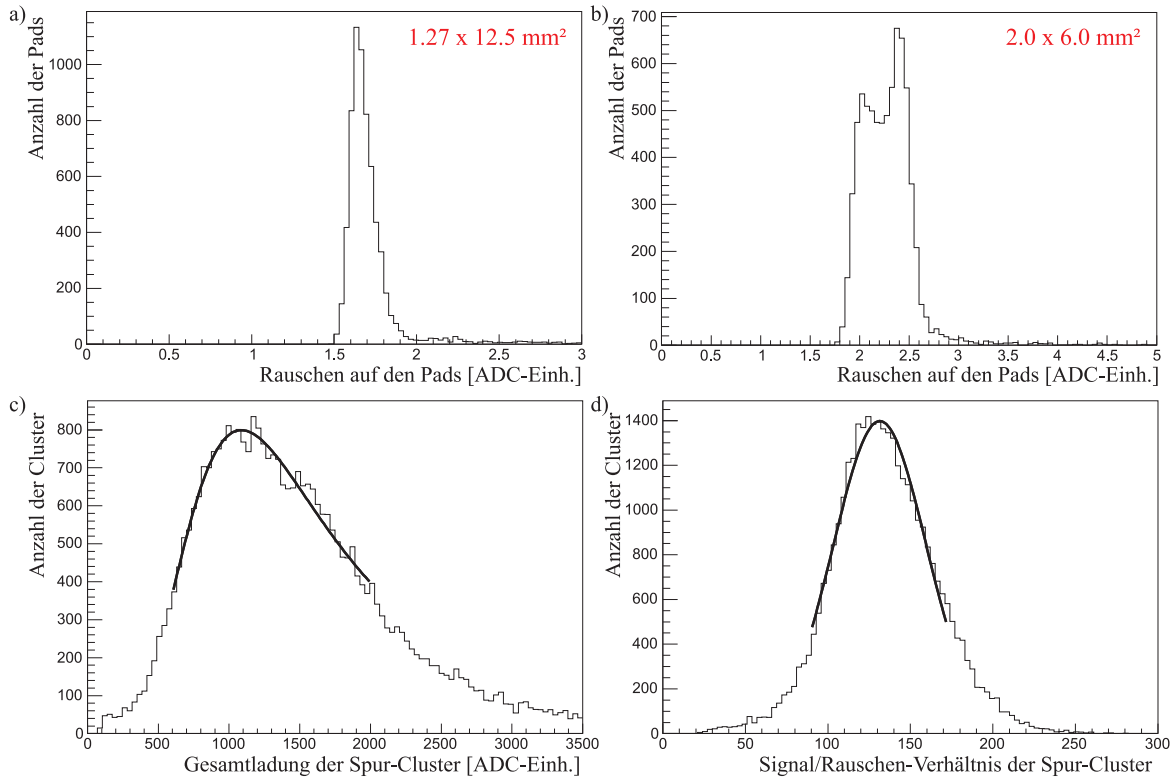
bei Messungen mit kosmischen Teilchen, die zusätzlich variierende Inklinationen aufweisen.

Die Kammer und die FEE-Karten wurden an der speziell für diese Messungen konstruierten zylindrischen Trägerstruktur befestigt. Dabei konnten die FEE-Karten bei den Messungen mit den  $1,27 \times 12,5 \text{ mm}^2$  großen Pads direkt in die passenden Stecker an der Pad-Struktur befestigt werden. Bei den Messungen mit den  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads konnten sie aufgrund der erhöhten Zahl an FEE-Karten nur über etwa 10 cm lange Kabel mit den Steckern der Pad-Flächen verbunden werden, was sich durch ein erhöhtes elektronisches Rauschen bemerkbar macht. Durch die Abschirmung des zylindrischen Gitters der Trägerstruktur konnte das Rauschen jedoch insgesamt recht gering gehalten werden. Zwischen den FEE-Karten und dem RDO-Board, das sich außerhalb des Magneten befindet, liegen in jedem Fall  $\approx 80 \text{ cm}$  lange Flachbandkabel. Dies kann aufgrund der geringen Signalstärke der Signale der FEE-Karten zu sogenannten "Bitflips" führen, die durch die Rekonstruktionssoftware jedoch meist korrigiert werden konnten.

Um eine starke Aufheizung des Volumens im Magnet-Bohrloch zu verhindern, wurde ein starker Lüfter während der Messungen direkt vor der Bohrlochöffnung platziert. Natürlich wurde bei der Wahl der in der Kammer verbauten Komponenten darauf geachtet, dass keine ferromagnetischen Materialien benutzt wurden, da dies zu einer Gefährdung von Menschen, Kammer und Elektronik führen könnte.

### Signalstärke und Rauschen

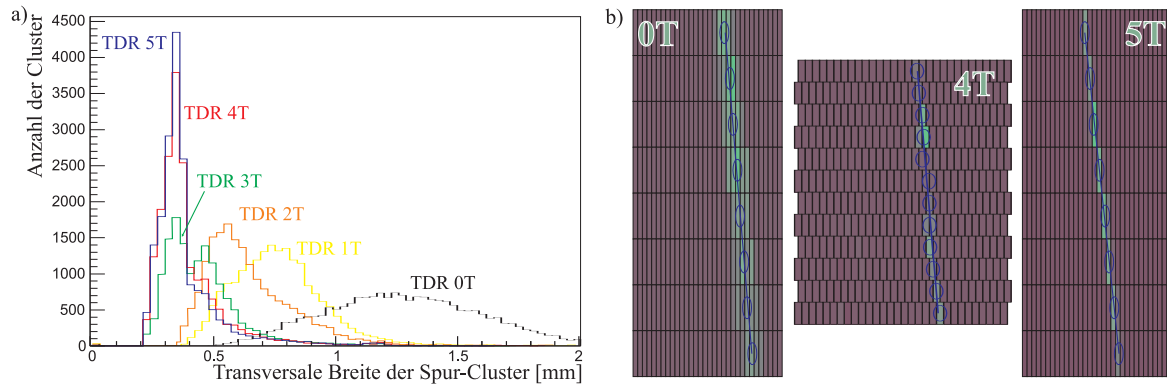
Durch das oben erwähnte Zusatzkabel zwischen FEE-Karten und Pad-Steckern ist das Rauschen auf den 2 mm breiten Pads deutlich höher als auf den schmalen Pads (siehe Abb. 7.24a) und b). Die Gesamtladung der Cluster zeigt wie erwartet ein landauförmiges Verhalten, die Verteilung des Signal/Rauschen-Verhältnisses ist wie bei den anderen Messungen mit kosmischer Strahlung (KA-Co) in etwa gaußförmig (siehe Abb. 7.24c) und d).



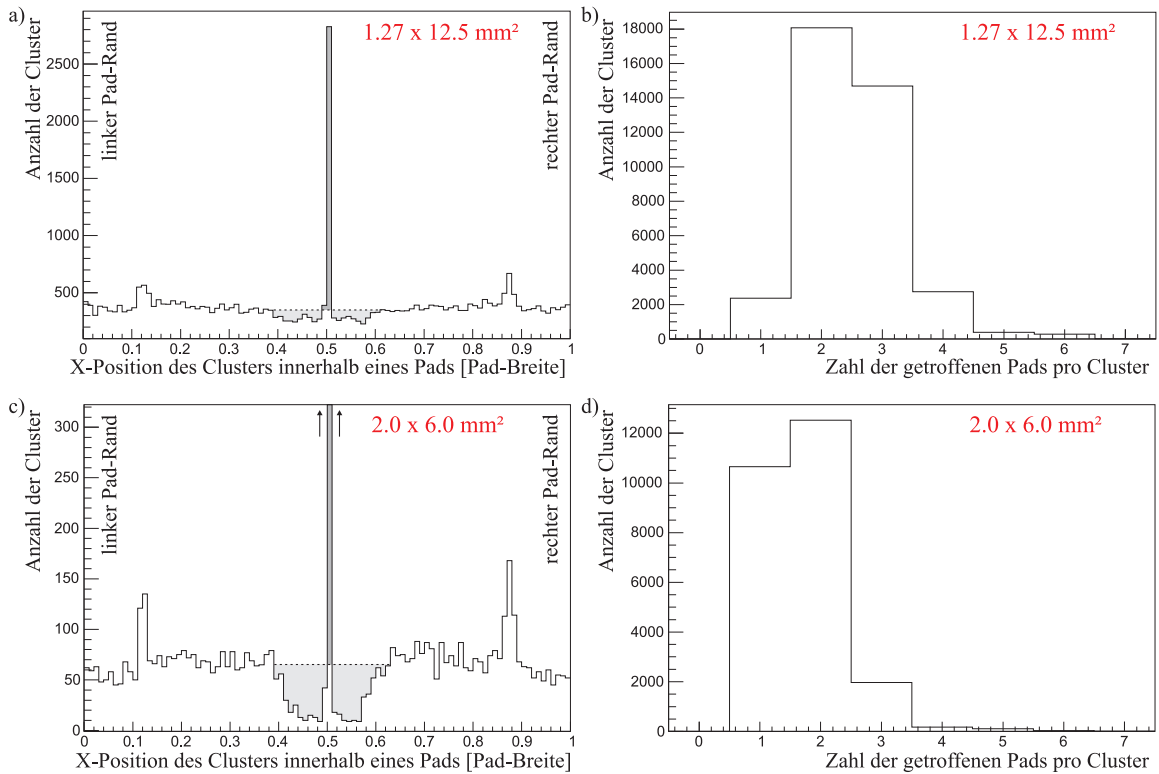
**Abbildung 7.24:** Signalstärke und Rauschen bei den Messungen am DESY-Magnet: Gezeigt sind die Verteilungen des Rauschens auf den Pads a) für die  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen Pads und b) für die  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads, bei denen zusätzliche Kabel zwischen Pads und FEE-Karten benötigt wurden. c) und d) zeigen die Verteilungen der Gesamtladung und des Signal/Rauschen-Verhältnisses der Spur-Cluster.

### Eigenschaften von Spuren und Spur-Clustern

Durch das Magnetfeld in der Kammer werden, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, die Spur-Cluster deutlich verschmälert. In Abb. 7.25a) ist die Cluster-Breite für die Messungen mit den  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen Pads dargestellt und in Abb. 7.25b) die Folge für die Spur-Projektion auf die Auslese-Ebene für verschiedene Magnetfelder und Pad-Geometrien. Die Verschmälерung der Spuren ist deutlich zu erkennen, ebenso die Tatsache, dass bei hohen Magnetfeldern oft nur ein Pad getroffen wird. Deutlicher sieht man diesen Effekt in den Abb. 7.26a) und c), in denen die Cluster-Position bezüglich des zugehörigen Pads dargestellt ist. Dabei bedeutet der Wert 0, dass sich der Cluster am linken Rand des Pads, der Wert 1, dass er sich am rechten Rand des Pads und der Wert 0.5, dass er sich in der Mitte des Pads befindet. Man sieht gerade für die breiteren Pads eine sehr starke Erhöhung in der Mitte des Pads, erzeugt durch Cluster, die nur auf einem Pad ein Signal besitzen. Die Erhöhung beim Wert 0.5 wird durch eine Absenkung bei Werten in der Nähe der Pad-Mitte kompensiert, da Cluster an diesen Stellen meist nur auf einem Pad ein Signal erzeugen und somit auf der Pad-Mitte rekonstruiert werden. Verdeutlicht wird dies durch die Abb. 7.26b) und d), in denen ein nicht unerheblicher Anteil an Clustern nur aus einem getroffenen Pad besteht. Eine Folge ist, dass auch schon bei moderaten Gasverstärkungen für einige Pads der dynamische Bereich der ADCs überschritten wird, d.h. dass diese Pads im



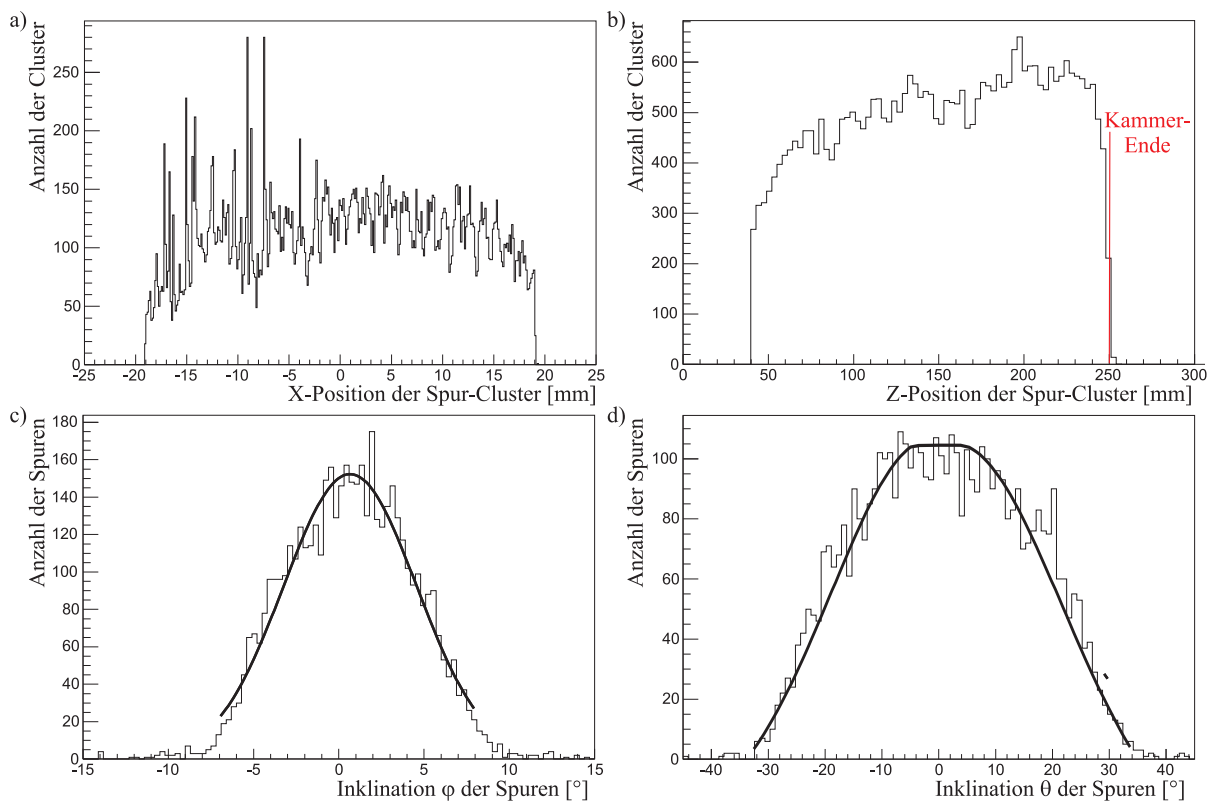
**Abbildung 7.25:** a) Verteilungen der transversalen Cluster-Breite der Spur-Cluster bei unterschiedlichen Magnetfeldern. b) zeigt den Effekt der schmäleren Cluster-Breiten in Magnetfeldern anhand der X-Y-Projektionen einiger Events für verschiedene Pad-Geometrien.



**Abbildung 7.26:** Problematik der schmalen Cluster am DESY-Magneten bei  $B = 4 \text{ T}$ : a) und c) zeigen die relative Position der Spur-Cluster innerhalb der Pads. Man erkennt deutlich die Versetzung eines Teiles der Cluster in die Pad-Mitte, falls diese mit nur einem beitragenden Pad rekonstruiert werden. b) und d) verdeutlichen dies durch eine nicht geringe Zahl an Clustern, die nur ein Pad treffen. Bei den  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads ist der Effekt erwartungsgemäß deutlich stärker.

“Overshoot” sind und den Maximalwert des ADCs annehmen.

In Abb. 7.27a) bis d) sind die Eigenschaften der aufgenommenen Spuren gezeigt. Da die Spuren durch kosmische Teilchen erzeugt wurden, gibt es sowohl für die Koordinaten X und Z der Spur-Cluster, als auch für die Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  der Spuren an der Stelle  $y = 0$  (für die Erklärung der genannten Parameter, siehe Abb. 5.2) breite Verteilungen, die sich aus einer Faltung der Myonenverteilung mit den Szintillator-Positionen ergeben. Aus den Verteilungen ist zu ersehen, dass die Ausrichtung der Szintillatoren bei den Messungen exakt an die Kammermitte angepasst wurde. In Abb. 7.27a) sieht man noch ansatzweise Erhöhungen an den Pad-Mittelpunkten, die durch Abb. 7.26a) zu erklären sind. In der linken Hälfte der Pad-Fläche scheinen jedoch eine Anzahl von schlecht funktionierenden Pads dafür zu sorgen, dass der Effekt kaum noch zu erkennen ist. Aus Abb. 7.27b) lässt sich die Länge der benutzten Kammer von 25 cm erkennen, da an dieser Stelle die Verteilung abrupt abbricht. Dies spricht für eine korrekte Einstellung der Driftgeschwindigkeit und somit für eine gute Reinheit des benutzten Gases.



**Abbildung 7.27:** Position und Inklinationen der Spuren am DESY-Magnet am Beispiel der  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen Pads. Wie erwartet sind dies breite Verteilungen in allen Parametern.

### Durchgeführte Studien für DESY-M

Sämtliche Messungen wurden mit dem TDR-Gas durchgeführt. Um Einflüsse des Magnetfeldes zu studieren, wurde die Möglichkeit des Magneten, das Magnetfeld zwischen 0 und 5.5 T zu variieren, ausgenutzt und Studien bei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt, wobei der Fokus auf den Messungen bei 4 T lag. Wie bereits erwähnt, wurden etliche Messungen mit den

schmalen Pads ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ) durchgeführt, aber auch einige mit den  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads, speziell mit den Geometrien Staggered, Combs und 3and1.

**Generelle Einstellungen:**

Benutzte Gasmischung: TDR  
 Driftfeld:  $240 \text{ V/cm}$  (Driftgeschwindigkeits-Plateau);  
 Transferlücke:  $2 \text{ mm}$ ; Transferfeld:  $2500 \text{ V/cm}$ ;  
 Induktionslücke:  $2 \text{ mm}$ ; Induktionsfeld:  $3500 \text{ V/cm}$ ;

**Durchgeführte Messungen:**

Name der Studie	Variierte Größen	Messgrößen
DESY-M-TDR-0T	-	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-M-TDR-1T	-	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-M-TDR-2T	-	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-M-TDR-3T	-	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-M-TDR-4T- $U_{GEM}$	$U_{GEMs}$	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-M-TDR-5T	-	$D_{trans}, D_{long}, \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx}, \sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}, \nu$
DESY-M-TDR-4T- $\varphi$	$\varphi$	$\sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}$
DESY-M-TDR-4T-Clock	Clock	$\sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}$
DESY-M-TDR-4T-Staggered	-	$\sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}$
DESY-M-TDR-4T-Combs	-	$\sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}$
DESY-M-TDR-4T-3and1	-	$\sigma_{trans}^{sr}, \sigma_{long}^{sr}$

**DESY-M-Messungen:** Es wurden Messungen mit kosmischen Teilchen durchgeführt, damit erhält man automatisch Messwerte für verschiedene Driftstrecken, sowie für verschiedene Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$ . Die meisten Messungen wurden aufgrund der geringen Statistik ohne Variation von Parametern durchgeführt. Bei 4T wurde jedoch jeweils eine Messreihe mit variierenden GEM-Spannungen  $U_{GEM1}$  und  $U_{GEM2}$ , mit variierender Clock (= Abtastrate der Digitalisierung) bzw. mit variierender Inklination  $\varphi$  durchgeführt. Letzteres stellt den Versuch dar, die Rate bei größeren Inklinationen zu erhöhen. Als Hauptmessergebnisse galten transversale und longitudinale Ortsauflösung, aber auch die Energieauflösung, Diffusionskoeffizienten und die Padreihen-Effizienz wurden bestimmt.

Die meisten Messungen, gerade die Messungen mit den breiteren Pads, konnten nicht bei ausreichender Gasverstärkung durchgeführt werden, sodass die Ergebnisse hinsichtlich der Ortsauflösung bei Weitem nicht die Optimalwerte repräsentieren.

Eine Tabelle der Gaseigenschaften der benutzten Gasmischungen findet sich in Kapitel 7.4.

## 7.4 Übersicht über die Teststand-Eigenschaften

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Teststände wurden nach den Kriterien ausgewählt, eine möglichst große Bandbreite der wichtigen Parameter einer GEM-TPC abzudecken. Das Hauptaugenmerk der Studien lag klar auf der transversalen und longitudinalen Ortsauflösung. Einer der wichtigen Parameter ist in diesem Zusammenhang die Driftdistanz. Um eine Vergleichbarkeit unterschiedlicher Messungen und eine Extrapolation auf die ILC-TPC zu ermöglichen, wird an dieser Stelle der Begriff der äquivalenten Driftdistanz eingeführt. Die äquivalente Driftdistanz  $z^{eq}$  ist die Driftstrecke im TDR-Gas bei  $4T$ , bei der die primäre Cluster-Breite gleich groß ist wie die Cluster-Breite in unseren Messungen bei der gemessenen Driftstrecke  $z_{drift}$ , also:

$$z_{trans/long}^{eq} = z_{drift} \cdot \frac{(D_{trans/long}^{akt})^2}{(D_{trans/long}^{TDR,4T})^2} \quad (7.1)$$

Dabei sind  $D_{trans/long}^{akt}$  und  $D_{trans/long}^{TDR,4T}$  die Diffusionskoeffizienten des aktuell benutzten Gases bzw. des TDR-Gases bei  $4T$ . Die beiden Werte von  $z_{trans}^{eq}$  und  $z_{long}^{eq}$  können sich demnach stark voneinander unterscheiden.

Die benutzten Gasmischungen der verschiedenen Teststände decken einen großen Bereich von  $z^{eq}$  ab. Gerade im transversalen Fall liegen die Messungen von KA-Co-P5 mit beispielsweise  $z_{trans}^{eq} \approx 24.1 \text{ m}$  weit außerhalb der für die ILC-TPC relevanten Driftstrecken, eröffnen jedoch interessante Einsichten zur Theorie der Ortsauflösung. Es folgt eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der in den Testständen benutzten Gasmischungen, mit deren Hilfe sich auch die äquivalenten Driftdistanzen berechnen lassen:

7 Das experimentelle Programm - Beschreibung der Teststände

---

Messreihe	Gas	$E_{\text{drift}}$ [V/cm]	$v_{\text{drift}}$ [cm/ $\mu$ s]	$D_{\text{trans}}$ [ $\mu$ m/ $\sqrt{\text{cm}}$ ]	$D_{\text{long}}$ [ $\mu$ m/ $\sqrt{\text{cm}}$ ]	Pad- Strukturen
TESLA-TDR	TDR	240	4.56	71.2	280.0	???
KA-Co	P5	90	4.12	725.0	460.0	Small
	P10	135	5.49	570.1	380.7	
CERN-B-T7	P5	90	4.12	725.0	460.0	Small
	C30	250	0.56	158.8	162.8	
CERN-B-T11	C30	310	0.70	145.0	154.0	Small
	TDR	240	4.56	455.0	280.0	
DESY-M	TDR-0 T	240	4.56	455.0	280.0	Small Staggered Combs 3and1
	TDR-1 T			200.0		
	TDR-2 T			130.9		
	TDR-3 T			88.9		
	TDR-4 T			71.2		
	TDR-5 T			58.7		
DESY-B	P5	61.0	3.80	118.0	550.0	Small Normal Staggered Combs Chevrons Diamonds 3and1



## 8 Ergebnisse der Messungen

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der Messungen aus Kapitel 7 diskutiert. Die gemessenen Driftgeschwindigkeiten und Diffusionskoeffizienten werden dabei zuerst aufgeführt und zur Kontrolle der einzelnen Messaufbauten verwendet. Danach folgt eine ausführliche Diskussion der Ortsauflösungsstudien, bei der die Daten unter anderem durch eine Extrapolation auf TDR-Driftdistanzen im Hinblick auf deren Aussagekraft für den ILC analysiert werden. Die Darstellung der Studien zur Energieauflösung und zur Padreihen-Effizienz könnte analog zu der Darstellung der Ortsauflösungsstudien erfolgen. Da die inneren Zusammenhänge bei der Berechnung von Energieauflösung und Padreihen-Effizienz jedoch nicht ganz so komplex sind, wird deren Analyse in einer deutlich verkürzten Variante dargestellt. Am Ende dieses Kapitels werden die Spurverzerrungen durch die Raumladungen rückdriftender Ionen betrachtet und die Beeinträchtigung der Spurrekonstruktion für die zukünftige ILC-TPC abgeschätzt. Die Ergebnisse der Messungen werden dabei meist von den in Kapitel 6.10 aufgeführten Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs gestützt.

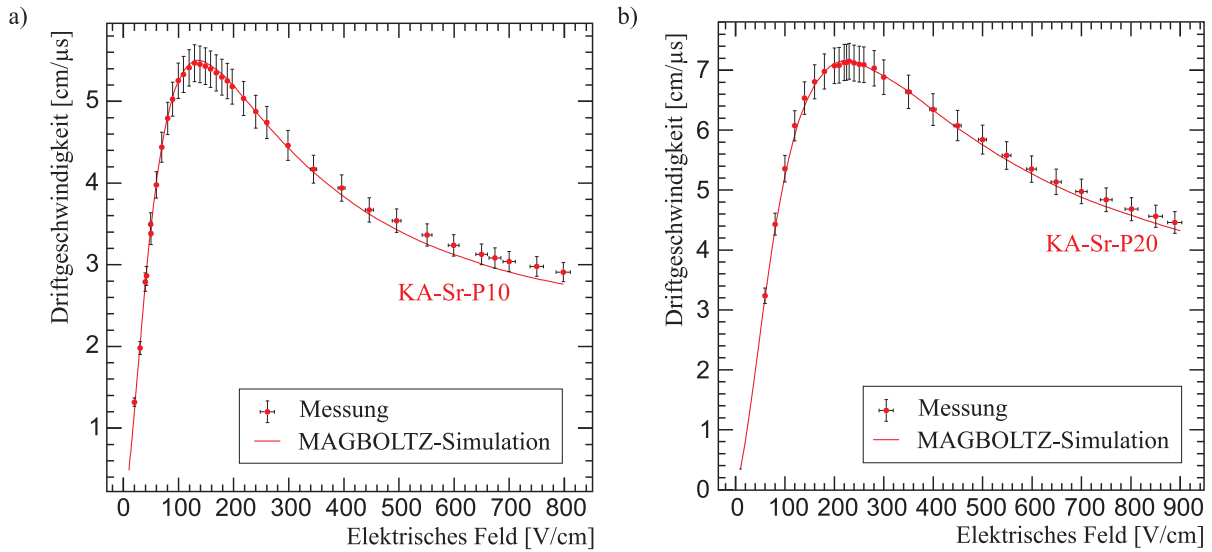
### 8.1 Kontrollmessungen zur Funktionalität der Aufbauten

Die korrekte Funktionalität des TPC-Prototypen und die Homogenität des elektrischen Feldes über das gesamte aktive Volumen wurden bereits in [Le02t] beschrieben und sind beispielsweise in Kapitel 8.3.1 bei der Berechnung der Energieauflösung erkennbar. Um zu zeigen, dass bei den beschriebenen Messreihen auch die Gasreinheit gegeben war, wurden an fast allen Testständen Messungen der Driftgeschwindigkeit und der Diffusionskoeffizienten der Elektronen im Driftvolumen durchgeführt, da diese Parameter sehr sensibel auf Gasverunreinigungen reagieren.

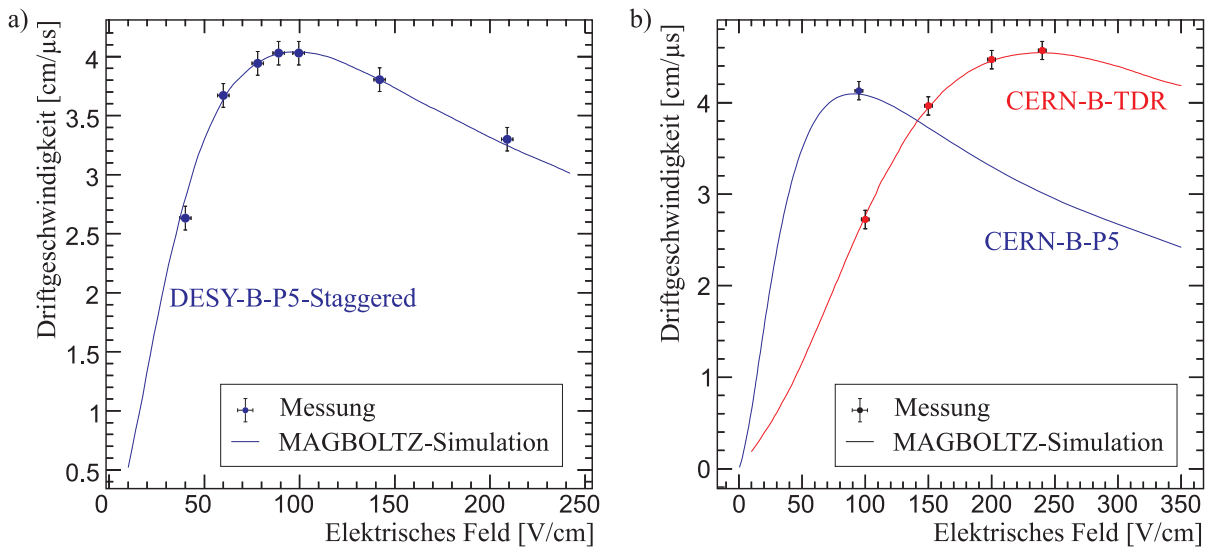
#### 8.1.1 Driftgeschwindigkeitsmessungen

Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeiten am Teststand KA-Sr mit der CAMAC-Elektronik wurde in Kapitel 7.1.1 beschrieben. Abb. 8.1 zeigt deren Ergebnisse als Funktion des elektrischen Feldes für die Gasmischungen P10 und P20. Gezeigt sind auch die Ergebnisse einer Simulation mit Garfield [Ve01m] bzw. dessen Schnittstelle zum Gassimulationsprogramm *MagBoltz*. Simulation und Messwerte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Die Berechnung der Driftgeschwindigkeiten bei Messungen mit der STAR-Elektronik erfolgte über Bestimmung der Abfallkante im Driftzeitspektrum (siehe z.B. Abb.7.7b), 7.14 und 7.27). Abb. 8.2 zeigt die Ergebnisse der Driftgeschwindigkeitsbestimmung über dem elektrischen Feld für die Teststände DESY-B und CERN-B. Im Falle der Messreihe DESY-B-Staggered wurden die Messwerte mit einer *MagBoltz*-Simulation der Gasmischung P5 mit einem Anteil von 150 ppm Wasser ( $H_2O$ ) verglichen und eine gute Übereinstimmung gefunden. Bei den Messungen in CERN-B wurden für zwei Messreihen die Driftgeschwindigkeiten bestimmt. Die Übereinstimmungen mit den jeweiligen Simulationen sind ebenfalls hervorragend. Für die Messreihe CERN-B-C30 konnte aufgrund der geringen Driftgeschwindigkeit kein Wert vom Driftzeitspektrum des



**Abbildung 8.1:** Driftgeschwindigkeitsmessungen am Teststand KA-Sr: Gezeigt sind die gemessenen Driftgeschwindigkeiten über dem elektrischen Feld a) mit der Gasmischung P10 und b) mit der Gasmischung P20. Messung und MagBoltz-Simulation stimmen sehr gut überein.

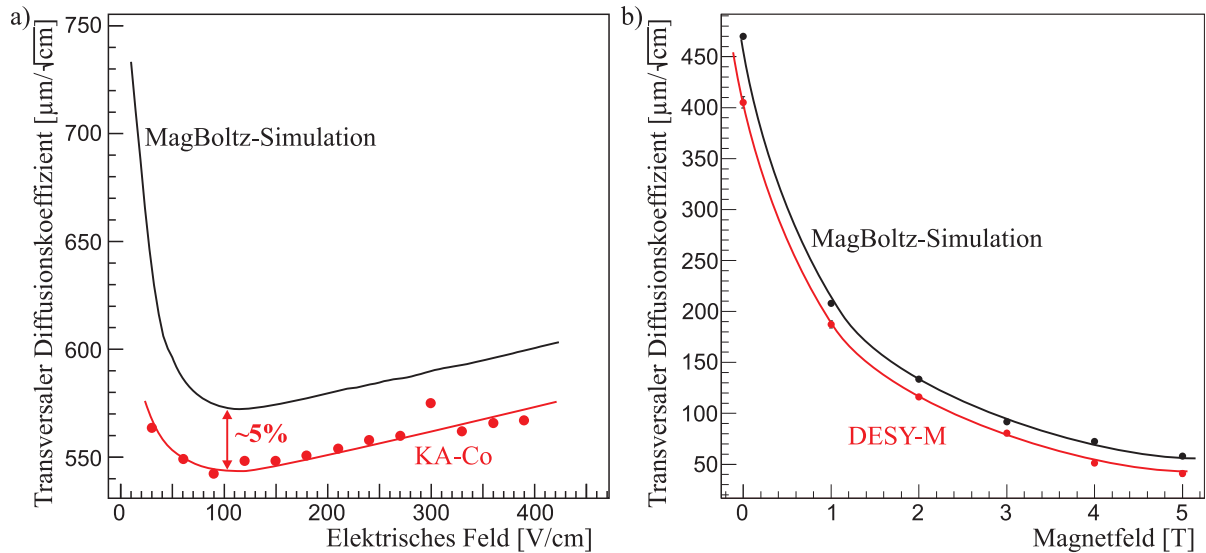


**Abbildung 8.2:** Driftgeschwindigkeitsmessungen an den Testständen DESY-B und CERN-B: Gezeigt sind die gemessenen Driftgeschwindigkeiten über dem elektrischen Feld a) für die Messreihen DESY-B-P5-Staggered und b) CERN-B-TDR und CERN-B-P5. Messung und MagBoltz-Simulation stimmen jeweils sehr gut überein.

Kammerendes genommen werden, da die Maximalzahl der aufnehmbaren TimeSlices auf 511 begrenzt ist. Nicht gezeigt ist der Messwert der Driftgeschwindigkeit der Messreihe DESY-M-TDR bei einem elektrischen Feld von 240 V/cm. Aber auch hier stimmt die Messung mit einem Wert von 4.56 cm/μs sehr gut mit der zugehörigen MagBoltz-Simulation überein.

Somit zeigen sämtliche Messergebnisse zur Driftgeschwindigkeit eine hervorragende Übereinstimmung mit den erwarteten Werten von MagBoltz-Simulationen. Die Driftgeschwindigkeitsstudien bezeugen die exzellente Qualität der benutzten Gasmischungen und lassen aussagekräftige Studien zur Ortsauflösung erwarten.

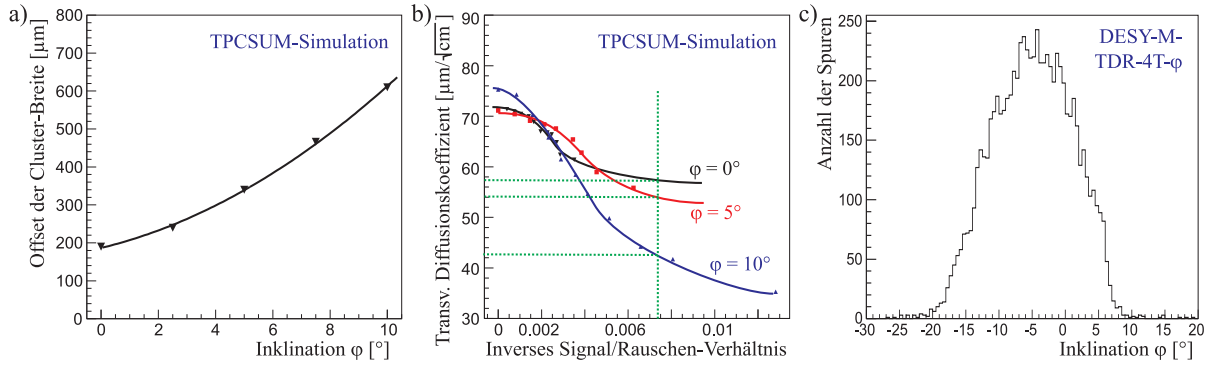
### 8.1.2 Messungen der Diffusionskoeffizienten



**Abbildung 8.3:** Berechnete Diffusionskoeffizienten an den Testständen KA-Co und DESY-M. Gemessene Werte liegen stets einige Prozent unter den Werten der MagBoltz-Simulation

Der Algorithmus zur Berechnung der Diffusionskoeffizienten wurde bereits in Kapitel 5.3.6 beschrieben. Die theoretische Werte der Diffusionskoeffizienten lassen sich wiederum mit der MagBoltz-Schnittstelle des Garfield-Simulationsprogrammes [Ve01m] bestimmen. Experimentelle Werte liegen jedoch stets unter den theoretisch erwarteten Werten. Der Unterschied liegt zwischen 5 und 30% der Simulationen. Beispielhaft zeigt Abb. 8.3 die gemessenen transversalen Diffusionskoeffizienten für die Messungen KA-Co und DESY-M. Die Messwerte in KA-Co wurden mit dem Gas P10 ohne Magnetfeld genommen. Die Messwerte liegen unabhängig vom elektrischen Feld etwa 5% unterhalb der Simulationen. Die Diffusionskoeffizienten in DESY-M wurden für verschiedenen Magnetfelder bestimmt. In diesem Fall liegen die berechneten transversalen Diffusionskoeffizienten auch deutlich unter den Simulationen. Für den longitudinalen Fall erhält man ähnliche Ergebnisse.

Abb. 8.4 versucht eine Erklärung für die verminderten Diffusionskoeffizienten der experimentellen Daten zu geben. Danach ist die fehlerhafte Berechnung der Diffusionskoeffizienten eine Folge von dem nicht zu verhindernden endlichen Signal/Rauschen-Verhältnis und der Breite der Verteilung der Inklination  $\varphi$ . Die Erklärung erfolgt anhand des Beispiels DESY-M-TDR-4T- $\varphi$ , das aufgrund der erhöhten Statistik ausgewählt wurde und eine Asymmetrie im Spektrum der Inklination  $\varphi$  der Teilchenspuren aufweist (siehe Abb. 8.4c). Es wurde eine passende Simulation mit dem MonteCarlo-Simulationsprogramm TPCSUM erstellt, bei dem die Diffusionskoeffizienten für verschiedene Inklinationen  $\varphi$  und unterschiedliche Signal/Rauschen-Verhältnisse berechnet wurden. Der von der Simulation vorgegebene Diffusionskoeffizient lag bei



**Abbildung 8.4:** Erklärung der verminderten Diffusionskoeffizienten am Beispiel der Messung DESY-M-TDR-4T- $\varphi$  und entsprechenden Simulationsergebnissen: a) zeigt den Offset der Cluster-Breite bei der Bestimmung der Diffusionskoeffizienten aus den Simulationsdaten in Abhängigkeit der Inklination  $\varphi$ , b) die berechneten Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit des inversen Signal/Rauschen-Verhältnisses für verschiedene Inklinationen. c) zeigt schließlich die Verteilung der Inklination  $\varphi$  des benutzten experimentellen Datensatzes DESY-M-TDR-4T- $\varphi$ .

$D_{trans} = 71.2 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ . Abb. 8.4a) zeigt den Offset der transversalen Cluster-Breite, den man bei der Berechnung der transversalen Diffusionskoeffizienten erhält, in Abhängigkeit der Inklination  $\varphi$ . Dieser Offset ist logischerweise sehr stark von der Inklination der Spuren abhängig, da geneigte Tracks intrinsisch breitere Cluster auf den Pad-Reihen besitzen. Die Abhängigkeit vom Signal/Rauschen-Verhältnis ist hier relativ gering. Abb. 8.4b) zeigt die Abhängigkeit der transversalen Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit des inversen Signal/Rauschen-Verhältnisses für unterschiedliche Werte der Inklination  $\varphi$ . Versucht man nun, die Simulationsergebnisse auf die experimentellen Daten zu übertragen, so muss das Spektrum der Verteilung der Inklination  $\varphi$  der experimentellen Daten so gut wie möglich imitiert werden. Nimmt man die Cluster-Verteilung auf den Pad-Reihen als gaußförmig mit der Breite  $\sigma$  an und versucht, die Cluster-Verteilung der experimentellen Daten aus den Simulationswerten zusammensetzen, so kann man folgende Näherung für die Addition von Gaußverteilungen benutzen:

$$\sigma_{tot} = \frac{\sum n(\varphi) \cdot \sigma(\varphi)^2}{\sum n(\varphi) \cdot \sigma(\varphi)} \quad (8.1)$$

Dabei gibt  $n(\varphi)$  die Zahl der Tracks mit Inklination  $\varphi$  und  $\sigma(\varphi)$  die zugehörige transversale Cluster-Breite an. Nimmt man nun den Wert des Signal/Rauschen-Verhältnisses der Messung DESY-M-TDR-4T- $\varphi$  von  $S2N = 135$  und addiert die entsprechenden Gauß-Breiten auf diese Weise unabhängig für Offset  $\sigma_0$  und Diffusionskoeffizient  $D_{trans}$ , so erhält man als überlagerte Simulationswerte:

$$\sigma_0^{simu} = 483 \mu\text{m}; \quad D_{trans}^{simu} = 52.6 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \quad (8.2)$$

Der Vergleich zu den experimentellen Werten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung:

$$\sigma_0^{exp} = 487.62 \mu\text{m}; \quad D_{trans}^{exp} = 51.15 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \quad (8.3)$$

Auch eine Simulation, bei der die Verteilung der Inklination und das passende Signal/Rauschen-Verhältnis direkt verarbeitet werden, liefert ein vergleichbares Ergebnis:

$$\sigma_0^{direct} = 478.2 \mu\text{m}; \quad D_{trans}^{direct} = 53.1 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \quad (8.4)$$

Es bleibt also festzuhalten, dass eine experimentelle Bestimmung der Diffusionskoeffizienten fast immer niedrigere Werte liefert als von MagBoltz-Simulationen zu erwarten ist. Der Mechanismus, der dafür verantwortlich ist, ist prinzipiell verstanden, jedoch ist der Vergleich der Diffusionskoeffizienten von Messungen mit Erwartungswerten nicht geeignet, um z.B. die Gasreinheit eines Teststandes zu überprüfen.

## 8.2 Ergebnisse zur Einzelspur-Ortsauflösung

Die Ortsauflösung ist einer der Punkte, nach dem ein Spurdetektor bewertet wird. Deshalb lag bei den in dieser Arbeit durchgeführten Studien der Schwerpunkt der Analysen auf der Ortsauflösung, speziell auf der transversalen Ortsauflösung. In diesem Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der Messungen und Analysen hinsichtlich Abhängigkeiten der Ortsauflösung von Inklinationen oder Driftdistanz gezeigt. Ebenso werden die Einflüsse veränderter Pad-Geometrien und Abtastraten der Elektronik behandelt. Zuvor werden jedoch grundsätzliche Abhängigkeiten der Ortsauflösung beschrieben, die beachtet werden müssen, damit man bei jeder Messung die optimale Ortsauflösung erhalten kann, ohne dabei unerlaubte Schnitte durchzuführen. Die in diesem Kapitel aufgeführten Bezeichnungen für experimentelle und simulierte Messreihen und deren Zuordnung sind den Kapiteln 7 und 6.10 zu entnehmen. Bei den Messergebnissen sind meist die statistischen Fehler angegeben. Über systematische Fehler wird keine Aussage getätigt, da diese meist schwer zu quantifizieren sind. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass der Einfluss systematischer Fehler geringer als 10 % ist.

### 8.2.1 Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis

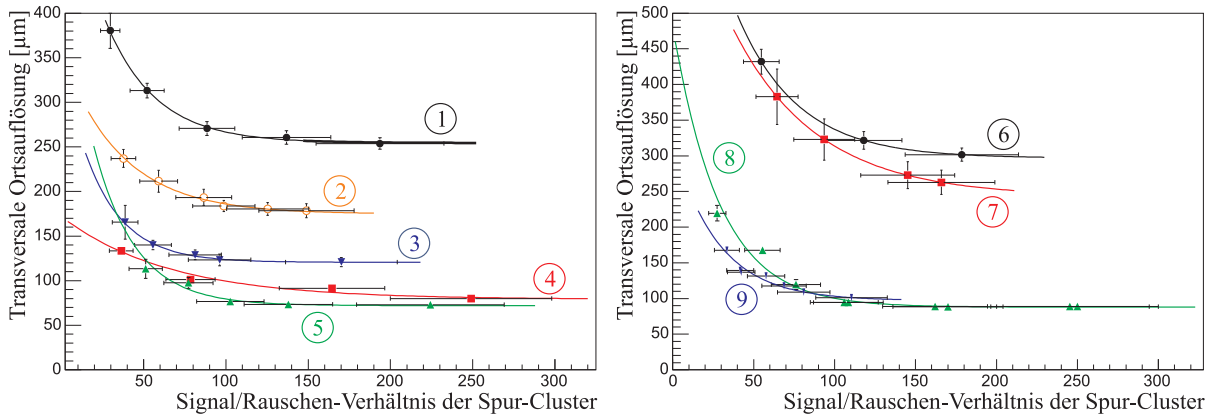
Das elektronische Rauschen der einzelnen Kanäle der Auslese ist meist durch die Versuchsanordnung vorgegeben. Jedoch kann man das Rauschen durch zusätzliche Abschirmung und Vermeidung von Signallaufwegen vor der Signalverstärkung deutlich verringern. Einfacher lässt sich das Signal/Rauschen-Verhältnis der Spur-Cluster beeinflussen, indem man die Gasverstärkung des Detektors verändert. Dies geschieht durch Variation der Spannungen an den GEMs (siehe Kapitel 3.2.1). Die in dieser Arbeit benutzte Definition des Signal/Rauschen-Verhältnisses ist durch den Maximalwert der Signal/Rauschen-Verteilung der Spur-Cluster gegeben (siehe Kapitel 5.3.4). Der prinzipielle Befund, dass sich die Ortsauflösung bei Erhöhung der Gasverstärkung verbessert, soll im Folgenden quantifiziert werden.

#### Transversale Ortsauflösung

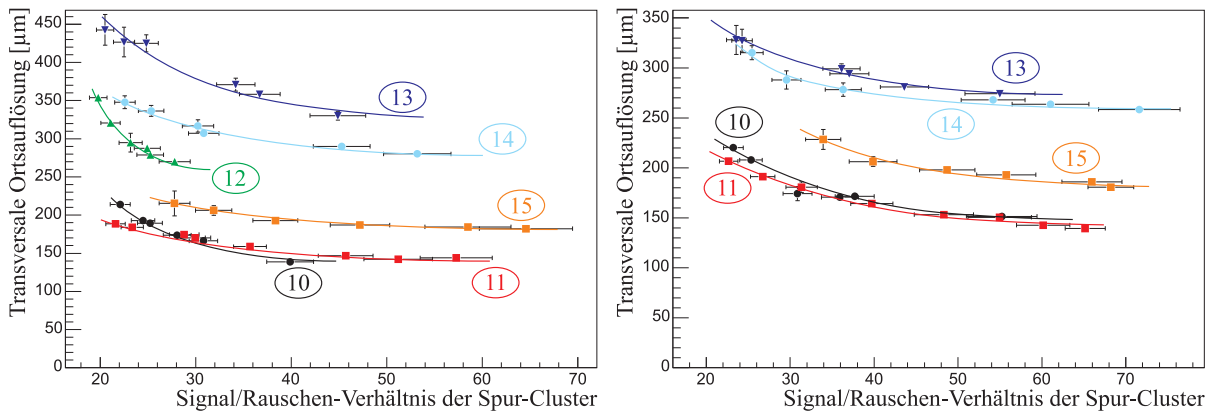
Für sämtliche Messungen, die im Verlauf dieser Arbeit durchgeführt wurden und bei denen die GEM-Spannungen variiert worden sind, sind die gemessenen transversalen Ortsauflösungen über dem jeweiligen Signal/Rauschen-Verhältnis aufgetragen. Die Kurven für die Messreihen konnten dabei am besten durch eine exponentielle Annäherung an deren Optimalwert angepasst werden (siehe Abb. 8.5 und 8.6). Meist war der Messpunkt mit dem höchsten Signal/Rauschen-Verhältnis quasi identisch mit dem extrapolierten Optimalwert.

#### Longitudinale Ortsauflösung

Für die longitudinalen Ortsauflösungen wurden analoge Analysen durchgeführt (siehe Abb. 8.7 und 8.8). Da die longitudinale Ortsauflösung nicht der Schwerpunkt der Messungen waren, ist für

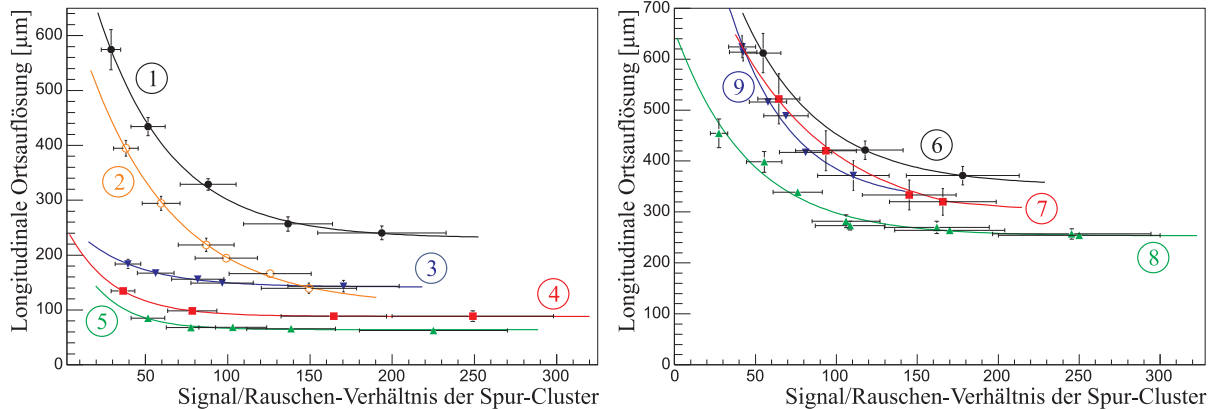


**Abbildung 8.5:** Abhängigkeit der transversalen Ortsauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis für Messungen mit  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ -Pads. Die Buchstaben stehen für die in Kapitel 7 beschriebenen Messreihen: (1) CERN-B-P5-13cm- $U_{GEM}$ , (2) CERN-B-TDR-6cm- $U_{GEM}$ , (3) CERN-B-C30-13cm- $U_{GEM}$ , (4) CERN-B-C30-7cm- $U_{GEM}$ , (5) CERN-B-C30-3cm- $U_{GEM}$ , (6) KA-Co-P5- $U_{GEM}$ , (7) KA-Co-P10- $U_{GEM}$ , (8) DESY-M-TDR-AT- $U_{GEM}$  und (9) DESY-B-P5-1T-Small-17cm- $U_{GEM}$ . Bei allen Messreihen ist die asymptotische Annäherung an den Optimalwert der transversalen Ortsauflösung zu erkennen.

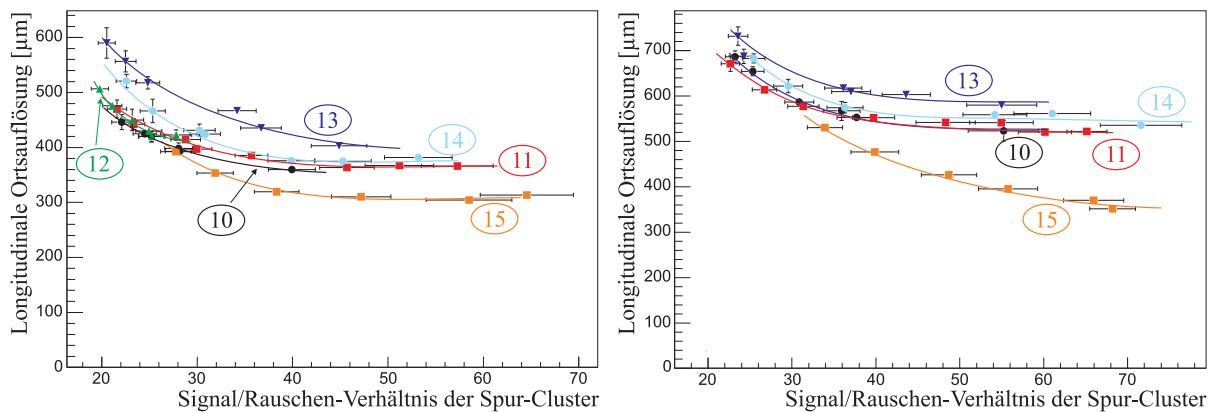


**Abbildung 8.6:** Abhängigkeit der transversalen Ortsauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis für Messungen in DESY-B mit  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -Pads bei den Driftstrecken 7.5 cm und 17.5 cm. Die Buchstaben stehen für die in Kapitel 7 beschriebenen Messreihen: (10) DESY-B-P5-1T-Normal- $U_{GEM}$ , (11) DESY-B-P5-1T-Staggered- $U_{GEM}$ , (12) DESY-B-P5-1T-Diamonds- $U_{GEM}$ , (13) DESY-B-P5-1T-Combs- $U_{GEM}$ , (14) DESY-B-P5-1T-Chevrons- $U_{GEM}$  und (15) DESY-B-P5-1T-3and1- $U_{GEM}$ . Auch hier ist die asymptotische Annäherung an den Optimalwert der transversalen Ortsauflösung zu erkennen.

einige der Messreihen selbst beim höchsten Signal/Rauschen-Verhältnis offensichtlich noch nicht der Optimalwert erreicht. Die Anpassung der Kurven erfolgte analog zu der der transversalen Ortsauflösung.



**Abbildung 8.7:** Abhängigkeit der longitudinalen Ortsauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis für Messungen mit  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ -Pads. Die Zahlen stehen für die in Abb. 8.5 genannten Messreihen. Auch hier ist bei allen Messreihen die asymptotische Annäherung an den Optimalwert der longitudinalen Ortsauflösung zu erkennen.

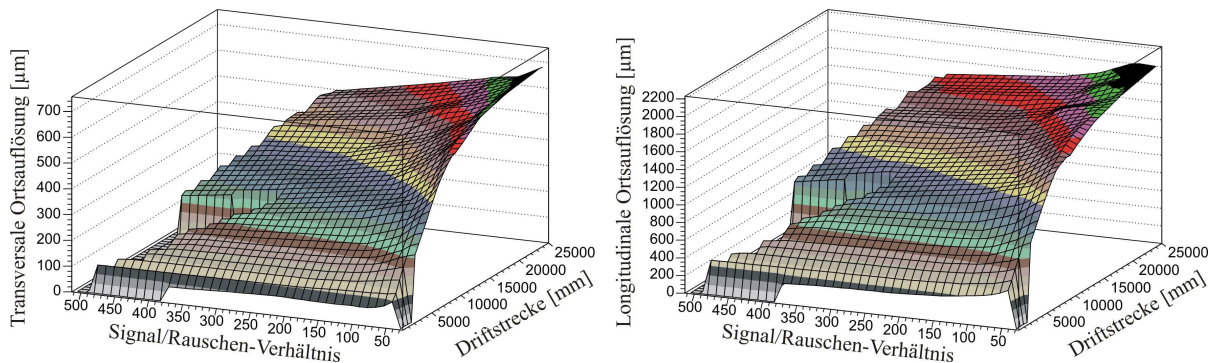


**Abbildung 8.8:** Abhängigkeit der longitudinalen Ortsauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis für Messungen in DESY-B mit  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -Pads bei den Driftstrecken 7.5 cm und 17.5 cm. Die Zahlen stehen für die in Abb. 8.6 genannten Messreihen. Auch hier ist bei allen Messreihen die asymptotische Annäherung an den Optimalwert der longitudinalen Ortsauflösung zu erkennen.

### Die asymptotische Annäherung an den Optimalwert der Ortsauflösung

Da das asymptotische Verhalten der Ortsauflösung für die verschiedenen Messreihen recht unterschiedlich ist, wurden gezielte Studien durchgeführt, die diese Unterschiede klären sollten. Da die Statistik von 9 oder 10 Messreihen recht gering ist und die Zahl der Messpunkte gerade im Bereich der Optimalwertes oft nicht ausreichend ist, wurde dabei auf simulierte Daten zurückgegriffen. In Abb. 8.9 sind beispielhaft die berechneten Ortsauflösungen der Simulation TESLA-TDR-1.27 (siehe dazu Kapitel 6.10) für  $\varphi = 0^\circ$  über Driftdistanz und Signal/Rauschen-Verhältnis dargestellt. Zu erkennen ist einerseits das typische asymptotische Verhalten der Ortsauflösung in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses, aber auch das erwartete wurzelförmige Verhalten der Ortsauflösung in Abhängigkeit der Driftdistanz (siehe dazu Kapitel

8.2.3). Die Auftragung für die 2 mm breiten Pads weist die gleiche grundlegende Form auf und ist deswegen nicht zusätzlich dargestellt.



**Abbildung 8.9:** Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis und der Driftdistanz: Die Kurven von transversaler und longitudinaler Auflösung sind ähnlich. Man sieht für alle Driftdistanzen das asymptotische Verhalten der Ortsauflösung in Abhängigkeit des S/N. Außerdem ist die wurzelförmige Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftdistanz erkennbar.

Das asymptotische Verhalten scheint für verschiedene Driftdistanzen unterschiedlich zu sein. Aus diesem Grund werden zwei charakterisierende Werte TSR110 und LSR110 des Signal/Rauschen-Verhältnisses eingeführt, bei denen die transversale bzw. die longitudinale Ortsauflösung einen Wert von 110 % des erreichbaren Optimalwertes ohne Rauschen erreicht. Die berechneten Werte von TSR110 und LSR110 sind für die beiden Simulationen TESLA-TDR-1.27 und TESLA-TDR-2.0 für  $\varphi = 0^\circ$  in Abb. 8.10 über der Cluster-Breite dargestellt.

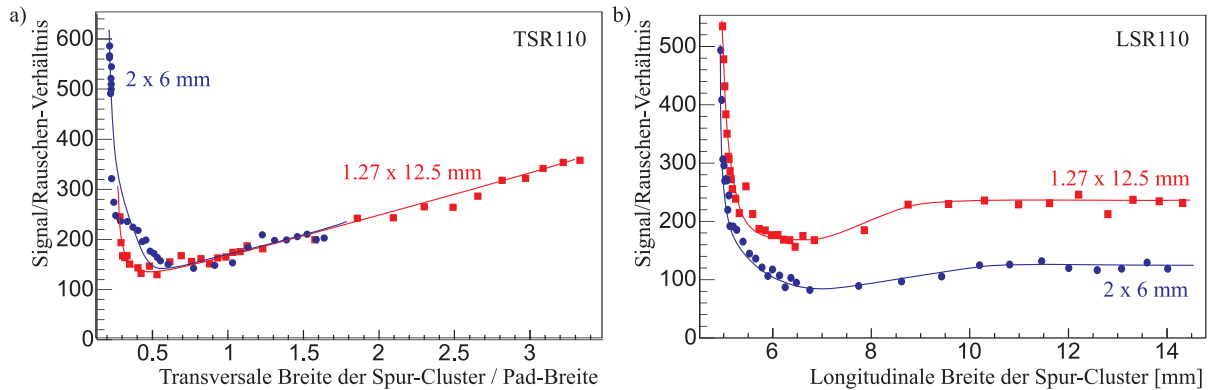
In Abb. 8.10a) wurden die Werte von TSR110 über der transversalen Cluster-Breite, normiert auf die Pad-Breite, aufgetragen. Auf diese Weise können die beiden Simulationen mit den verschiedenen Pad-Breiten miteinander verglichen werden. Die Kurven der beiden Simulationen haben in etwa den gleichen Verlauf. Für die kürzeren Pads ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) bedeutet dies gegenüber den längeren Pads ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ) jedoch bei gleichem Rauschen auf den Kanälen eine Erhöhung der Gasverstärkung um den Faktor  $12.5/6 \approx 2.1$ , um die gleiche Annäherung an den Optimalwert zu erreichen. Zu erkennen ist ebenfalls eine Erhöhung des Wertes TSR110 ab Cluster-Breiten, die kleiner als ein Drittel der Pad-Breite sind.

Die Werte von LSR110 sind in Abb. 8.10b) direkt über der longitudinalen Cluster-Breite aufgetragen, da hier ein ähnlicher Effekt nicht zu erwarten ist. Trotzdem liefert die Abbildung ein interessantes Ergebnis: Die Werte von TESLA-TDR-1.27 liegen etwa um den Faktor 2 über den Werten von TESLA-TDR-2.0, was bei der unterschiedlichen Statistik der Primärelektronen den Schluss zulässt, dass eine Annäherung an den Optimalwert der longitudinalen Ortsauflösung für die beiden Geometrien bei der gleichen Gasverstärkung erreicht wird.

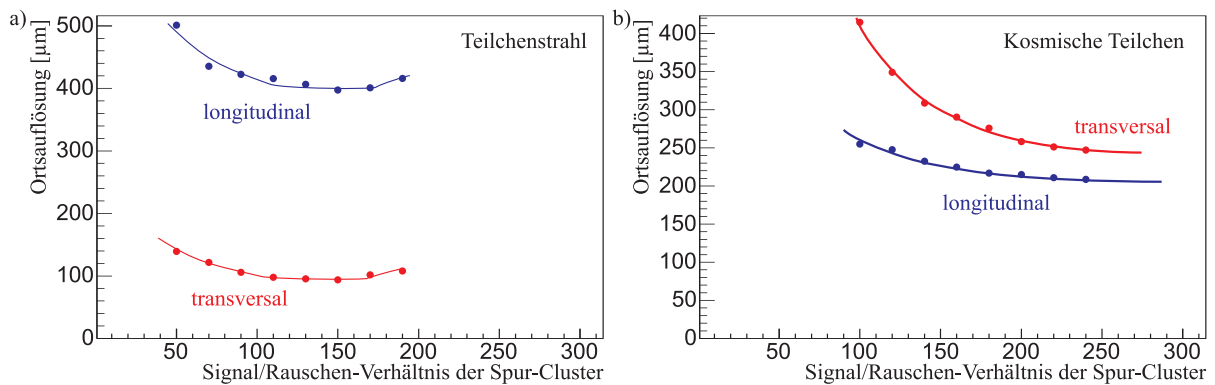
### Verhalten innerhalb eines Runs

Auch innerhalb eines Runs sind Cluster mit unterschiedlichem Signal/Rauschen-Verhältnis vorhanden, da deren Verteilung meist recht breit ist. In den Abb. 8.11a) und b) sind die erreichten Ortsauflösungen für zwei verschiedene Runs eingetragen. Es handelt sich jeweils um den Run mit der größten Gasverstärkung aus den Messreihen DESY-B-P5-1T-Small-17cm- $U_{GEM}$  und KA-Co-P10- $U_{GEM}$ , also einen Run in einem Teilchenstrahl und einen mit kosmischen Teilchen.





**Abbildung 8.10:** Die asymptotische Annäherung an den Optimalwert der Ortsauflösung lässt sich gut durch die Werte  $TSR_{110}$  und  $LSR_{110}$  (siehe Text) beschreiben: In a) sieht man ein analoges Verhalten für verschiedene Pad-Breiten. In b) ist ein Unterschied von einem Faktor 2 zwischen den  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen und den  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads zu erkennen.



**Abbildung 8.11:** Abhängigkeit der Ortsauflösung vom  $S/N$  innerhalb eines Runs für a) einen Run im Teilchenstrahl und b) einen Run mit kosmischen Teilchen. Eine Erklärung für die Kurvenform wird im Text gegeben.

Die Form der Kurve ist für den transversalen und den longitudinalen Fall jeweils gleich, jedoch nicht für die beiden Runs.

Im Fall des Teilchenstrahles (Abb. 8.11a) handelt es sich um eine große Zahl gleichartiger Teilchen mit gleichartiger Ionisationsstatistik. Die Verschlechterung der Ortsauflösung für geringeres Signal/Rauschen-Verhältnis kommt von der Fluktuation in der Gasverstärkung, ist aber kein starker Effekt. Ebenfalls eine Verschlechterung der Ortsauflösung erhält man für ein höheres Signal/Rauschen-Verhältnis, das einerseits von “Overshoot”-Kanälen, andererseits von dem stärker werdenden Einfluss von  $\delta$ -Elektronen, die einen Versatz gegenüber der Spur-Trajektorie besitzen, herrührt (siehe Kapitel 6.3.3). Ein Schnitt auf das Signal/Rauschen-Verhältnis der Spur-Cluster scheint hier jedoch kaum angebracht und wird bei keiner der Messreihen im Teilchenstrahl angewendet.

In Falle der kosmischen Teilchen (Abb. 8.11b) handelt es sich um verschiedenartige Teilchen eines energetischen Spektrums mit unterschiedlicher Ionisationsstatistik. Die oben beschriebenen

Effekte werden hier von einem Effekt überlagert, dass niederenergetische Teilchen eine nicht so perfekt vorgegebene Spur beschreiben, weshalb die Ortsauflösung dadurch limitiert wird. Da bei der Bestimmung der Ortsauflösung von perfekt beschriebenen Trajektorien ausgegangen wird, ist es in diesem Fall gerechtfertigt, Schnitte auf ein hohes Signal/Rauschen-Verhältnis der Spur-Cluster zu machen. Bei den Messungen KA-Co wurden diese auch angewendet.

### Signal/Rauschen-Verhältnis in den folgenden Messungen

Bei allen im Folgenden gezeigten Ergebnissen wurde darauf geachtet, dass die Werte der Ortsauflösung im Bereich des möglichen Optimalwertes liegen, jedoch wurden keine Extrapolationen auf diese Optimalwerte vorgenommen. Die aufgeführten Ergebnisse entstammen somit nicht der Funktionsanpassung, sondern sind durch echte Messungen gestützt.

#### 8.2.2 Weitere wichtige Abhängigkeiten

Einige der folgenden Betrachtungen wurden bereits in Kapitel 3.4.1 diskutiert und werden kurz wiederholt, andere sind Ergebnisse der in Kapitel 7 vorgestellten Messungen.

#### Abhängigkeit vom reduzierten $\chi^2$ der rekonstruierten Spur

Das reduzierte  $\chi^2$  eines Tracks ist wie folgt definiert:

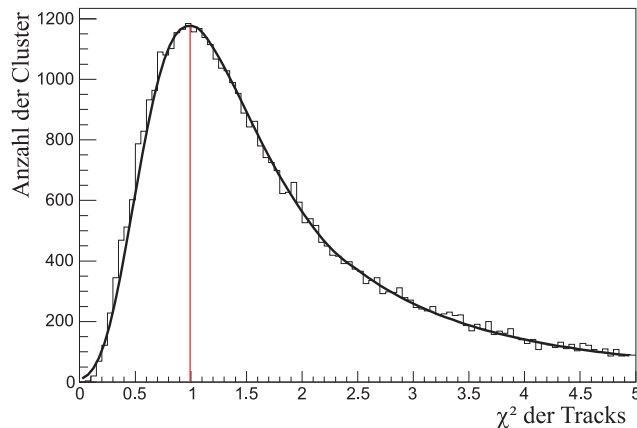
$$\chi^2 = \frac{\sum_{\text{all clusters}} \left[ \left( \frac{d_x}{\sigma_{trans}^{sr}} \right)^2 + \left( \frac{d_z}{\sigma_{long}^{sr}} \right)^2 \right]}{2 \cdot (N_p - c)} \quad (8.5)$$

Dabei sind  $d_x$  und  $d_z$  die Projektionen des Abstandsvektors zwischen Track-Cluster und Track,  $\sigma_{trans}^{sr}$  und  $\sigma_{long}^{sr}$  die berechneten Ortsauflösungen und  $N_p$  die Zahl der Track-Cluster. Die Konstante  $c$  ist entweder  $c = 2$  im Falle einer linearen oder  $c = 3$  im Falle einer parabolischen Anpassung des Tracks. Der Nenner im reduzierten  $\chi^2$  stellt dabei die Zahl der Freiheitsgrade des Tracks dar.

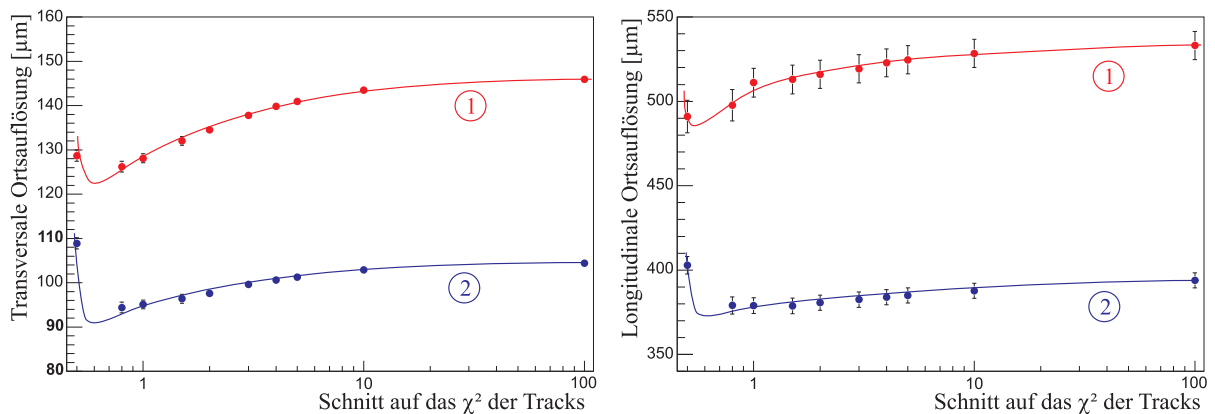
In Abb. 8.12 ist die Verteilung des reduzierten  $\chi^2$  der Tracks eines Runs dargestellt, die bei korrekter Bestimmung der Ortsauflösungswerte seinen Maximalwert bei  $\chi^2 = 1$  hat. Durch iterative Schnitte auf das reduzierte  $\chi^2$  und anschließende Neuberechnung der Ortsauflösung kann deren Wert optimiert werden.

Abb. 8.13 zeigt die Abhängigkeit der berechneten Ortsauflösung vom Schnitt auf das reduzierte  $\chi^2$  für zwei verschiedene Runs. Man sieht eine leichte Verbesserung der Ortsauflösungswerte bei härteren Schnitten. Eigentlich sollte ein solcher Schnitt erlaubt sein, da die Beeinflussung nur auf die betrachteten Tracks und nicht auf deren Track-Cluster wirkt. Jedoch erfolgt durch den Schnitt eine Auswahl derjenigen Tracks, deren Cluster eine gute Ladungsaufteilung auf den Pad-Reihen besitzen, und dadurch eine leichte systematische Beeinflussung der Ortsauflösung. Gerade bei Tracks mit schmalen Clustern (Beispiel (1) aus Abb. 8.13) ist der Einfluss des Schnittes erheblich, aber eventuell auch gerechtfertigt, wenn die optimale Ortsauflösung nach künstlicher Cluster-Verbreiterung in der Gasverstärkungsstufe bestimmt werden soll.

Bei der iterativen Einschränkung der Tracks durch den Schnitt auf das reduzierte  $\chi^2$  sollte kein Wert  $\chi^2 < 1$  gewählt werden, da die Analyse dadurch instabil wird. Bei allen hier gezeigten Analysen wurden Schnitte von  $\chi^2 = 5$  angelegt.



**Abbildung 8.12:** Typische Verteilung des reduzierten  $\chi^2$  der Tracks innerhalb eines Runs: Liegt das Maximum der Verteilung bei dem Wert 1, wurden transversale und longitudinale Ortsauflösung korrekt bestimmt. Gezeigt ist das reduzierte  $\chi^2$  der Tracks des Runs mit dem höchsten S2N von DESY-B-P5-1T-Staggered-17.5cm-UGEM.



**Abbildung 8.13:** Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Schnitt auf das reduzierte  $\chi^2$  der Tracks: Grundsätzlich verbessert sich die Auflösung bei einem härteren Schnitt auf  $\chi^2$ , bis bei Werten von  $\chi^2 < 1$  die Analyse instabil wird und spätestens ab  $\chi^2 < 0.5$  wieder ansteigt. Gezeigt sind die Runs mit dem höchsten S2N von (1) DESY-B-P5-1T-Staggered-17.5cm-UGEM ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) und (2) DESY-B-P5-1T-Small-17cm-UGEM ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ).

### Abhängigkeit von der Pad-Position der Spur-Cluster

Der Effekt, der hier erklärt werden soll, wurde bereits in den Kapiteln 5.3.1 und 5.3.7 bei der Korrektur der COG-Position der Cluster beschrieben. Die Verteilung der transversalen Ortsauflösung hat im Falle schmaler Cluster die gleiche Form wie die der in Abb. 5.13c) gezeigten transversalen Residuen. Ortsauflösungen von Spur-Clustern am Pad-Rand sind also besser als in der Pad-Mitte. Bei der Impulsbestimmung der Tracks am zukünftigen Experiment braucht jedoch keine Selektion der Cluster bezüglich deren Position erfolgen. Gibt man deren positionsbezogene Ortsauflösung als Positionsfehler an die Spur-Anpassung mit, so sollte die Anpassung

automatisch die besser bestimmten Cluster-Positionen stärker berücksichtigen.

Schnitte auf die Position der Cluster innerhalb der Pads sind eigentlich nicht erlaubt, jedoch werden für die Messungen mit  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  Pads nur Cluster mit mindestens zwei getroffenen Pads benutzt. Damit wird also der große Peak in der Pad-Mitte (siehe z.B. Abb. 7.26c) herausgeschnitten. Bei Einbeziehung aller Cluster entspricht die bestimmte Auflösung durch die ungeschickte Wahl von Pad-Breite zu Cluster-Breite nicht der optimalen Auflösung, weshalb die benutzte Auswertung als Annäherung an diese zu sehen ist.

Ansonsten kann dieser Effekt durch eine künstliche Cluster-Verbreiterung mithilfe der Gasverstärkungsstufe deutlich vermindert werden.

### **Einfluss der GEM-Verstärkung und der Diffusion zwischen den GEMs**

Die Beeinflussung der Ortsauflösung durch die Diffusion in den Transferlücken und der Induktionslücke liegt bei den während dieser Arbeit vorgenommenen Messungen wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben nur im Bereich weniger Promille. Wird die oberste GEM jedoch zur Unterdrückung des Ionenrückflusses nur bei geringer Gasverstärkung benutzt, sollte der Beitrag durch die Diffusion in der ersten Transferlücke durchaus mitberücksichtigt werden.

### **Einfluss von $\delta$ -Elektronen**

Da  $\delta$ -Elektronen zum Spektrum der Ionisation gehören, ist es gerechtfertigt, diese in die Analysen miteinzubeziehen. Aufgrund der geringen Statistik ist ihr Beitrag zur Ortsauflösung recht gering. Falls sie dennoch weggeschnitten werden, darf dies nur anhand einer größeren Cluster-Breite - nicht anhand des großen Abstands zum Track - geschehen, da sonst ein direkter, unerlaubter Eingriff in die Bestimmung der Ortsauflösung geschehen würde. In den hier vorgestellten Studien werden derartige Schnitte nicht vorgenommen.

### **Einfluss der Residuen-Statistik**

Die Residuen-Statistik und das Binning (die Einteilung) des benutzten Histogramms zur Funktionsanpassung haben folgenden Einfluss auf die Bestimmung der Ortsauflösung:

- Tragen nur wenige Bins des Histogramms einen wesentlichen Anteil der Residuen-Statistik, so tritt ein ähnlicher Effekt ein, wie er bei der RMS-Bestimmung der Cluster-Breite in Kapitel 5.3.1 durch Abb. 5.8b) beschrieben wird. Die Breite der Residuen-Verteilung kann nur ungenau bestimmt werden und wird meist unterschätzt.
- Bei zu geringer Residuen-Statistik erhält man bei korrekter Anwendung der Fit-Methoden einen großen Fehler in der Berechnung der Residuenbreite, der im Bereich der Breite selbst liegen kann.

Es muss deshalb auf feines Binning und ausreichende Statistik geachtet werden, sonst ist die Genauigkeit der bestimmten Ortsauflösung fast aussagemäßig. In den gezeigten Analysen sind die statistischen Fehler der Ortsauflösung in den Schaubildern dargestellt. Sind diese nicht zu erkennen, sind sie kleiner als die Ausdehnung der dargestellten Punkte.

### **Einfluss der Cluster-Bildung der Elektronen**

Da durch die in den Kapiteln 3.4.1 und 6.3 beschriebenen Effekte nicht alle Elektronen, die beim Teilchendurchgang erzeugt werden, gleich stark zur Ortsauflösung beitragen, ist nicht zu

erwarten, dass immer das absolute theoretische Limit der Ortsauflösung erreicht werden kann. Vielmehr ist zu erwarten, dass eine von der Driftdistanz abhängige effektive Elektronenzahl  $N_{eff}$  die maximal mögliche Ortsauflösung bestimmt.

### 8.2.3 Ortsauflösung für verschiedene Driftdistanzen

#### Gemessene Ortsauflösung für die $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ -Pads

In den Abb. 8.14a) und b), sowie 8.15a) und b) ist die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftdistanz für die Messreihen mit den schmalen Pads ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ) dargestellt. Es handelt sich um folgende Messreihen:

- |  |  |
|--|--|
| (1) CERN-B-P5- $z_{drift}$ ( $S2N = 88 \dots 75$ )   | (5) DESY-M-TDR-4T ( $S2N = 125 \dots 92$ ) |
| (2) CERN-B-C30- $z_{drift}$ ( $S2N = 150 \dots 93$ ) | (6) KA-Co-P10 ( $S2N = 165$ )              |
| (3) CERN-B-C30-7cm ( $S2N = 164$ )                   | (7) KA-Co-P5 ( $S2N = 180$ )               |
| (4) CERN-B-TDR- $z_{drift}$ ( $S2N = 100 \dots 97$ ) | (8) DESY-B-P5-1T-Small-17cm ( $S2N = 81$ ) |

Die erste Zahl in Klammern gibt jeweils den S2N-Wert für die kürzeste, der zweite Wert für die längste Driftstrecke der jeweiligen Messreihe an. Es handelt sich somit um Runs mit moderatem Signal/Rauschen-Verhältnis, der Schnitt auf die Inklinationen liegt bei  $|\varphi| < 2^\circ$  für die transversale und  $|\theta| < 2^\circ$  für die longitudinale Ortsauflösung. Die gezeigten Werte für die Ortsauflösung entsprechen somit nicht ganz den Optimalwerten für die jeweiligen Driftdistanzen.

Bei allen Messreihen ist die Verschlechterung der Ortsauflösung bei größeren Driftdistanzen durch Diffusion erkennbar. Bei den Messreihen (2) und (5) sieht man für die transversale Ortsauflösung zusätzlich noch den Effekt der sehr schmalen Cluster-Breiten, der für kurze Driftstrecken ebenfalls zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung führt (siehe Kapitel 3.4.1).

#### Gemessene Ortsauflösung für die $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -Pads

In den Abb. 8.16a) und b), sowie 8.17a) und b) ist die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Driftdistanz für die Messreihen mit den breiten Pads ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) dargestellt. Es handelt sich um die folgenden Messreihen, bei denen unterschiedliche Pad-Strukturen getestet wurden:

- (10) DESY-B-P5-1T-Normal- $U_{GEM}$  ( $S2N = 58 \dots 29$ )
- (11) DESY-B-P5-1T-Staggered- $U_{GEM}$  ( $S2N = 51 \dots 41$ )
- (12) DESY-B-P5-1T-Diamonds- $U_{GEM}$  ( $S2N = 31 \dots 30$ )
- (13) DESY-B-P5-1T-Combs- $U_{GEM}$  ( $S2N = 60 \dots 34$ )
- (14) DESY-B-P5-1T-Chevrons- $U_{GEM}$  ( $S2N = 32 \dots 29$ )
- (15) DESY-B-P5-1T-3and1- $U_{GEM}$  ( $S2N = 59 \dots 38$ ).

Die erste Zahl in Klammern gibt wieder den S2N-Wert für die kürzeste, der zweite Wert für die längste Driftstrecke der jeweiligen Messreihe an. Die gemessenen Werte liegen damit trotz Nichtauswertung von Clustern mit nur einem getroffenen Pad deutlich unter den Optimalwerten. Der Schnitt auf die Inklinationen liegt bei  $|\varphi| < 2^\circ$  für die transversale und  $|\theta| < 2^\circ$  für die longitudinale Ortsauflösung.

Bei den ausgewerteten Pad-Geometrien fällt auf, dass die Werte der normalen rechteckigen Pads - die Pad-Geometrien Normal und Staggered - deutlich unter den Werten der anderen

Geometrien liegen. Als einzige Pad-Geometrie übertrifft die Geometrie 3and1 im Falle der longitudinalen Ortsauflösung die beiden genannten Geometrien. Die Abhängigkeit der Auflösung von der Driftdistanz ist für die meisten Pad-Geometrien recht unregelmäßig, für die beiden Geometrien Normal und Staggered jedoch wie erwartet mehr oder weniger wurzelförmig. Der Effekt der sehr schmalen Cluster-Breiten ist für geringe Driftdistanzen ebenfalls gut zu erkennen. Im Falle der Geometrie Normal führt dies in Kombination mit der COG-Korrektur (Kapitel 5.3.1) zu einer starken Überschätzung der Ortsauflösung.

### Extrapolation auf ILC-Driftdistanzen

Der Versuch, die Ergebnisse aller Ortsauflösungsstudien zusammenzufassen, führte bereits in Kapitel 7.4 zur Einführung der äquivalenten Driftdistanzen  $z_{trans}^{eq}$  und  $z_{long}^{eq}$  (Gleichung 7.1), bei der die primären Cluster-Breiten im TDR-Gas bei  $4T$  für die Driftdistanz  $z^{eq}$  den primären Cluster-Breiten im jeweiligen Gas für die gemessene Driftdistanz  $z_{drift}$  entsprechen.

In Abb. 8.14c) wurde diese Extrapolation der transversalen Ortsauflösung für die schmalen Pads vorgenommen. Da alle Werte auf einer Kurve liegen, scheint die Auftragung aussagekräftig für einen Detektor mit größeren Driftstrecken zu sein. Die äquivalenten Driftstrecken liegen mit Werten bis  $25\text{ m}$  deutlich über den zu erwartenden Driftstrecken des ILC. Bei so hohen Driftstrecken scheint die Auflösung in etwa deren absolutes theoretisches Limit zu erreichen. In Abb. 8.14d) ist nochmals der relevante Bereich der Messungen für  $z_{trans}^{eq} < 2.5\text{ m}$  gemeinsam mit den im TESLA-TDR [A101p\_1] definierten Vorgaben aufgetragen. Da die Vorgaben nur durch zwei Werte bei  $10\text{ cm}$  und  $200\text{ cm}$  bestimmt sind, ist deren Einhaltung durch die gemessenen Ortsauflösungen im Wesentlichen erfüllt. Abb. 8.14e) zeigt das analoge Bild für die Simulation TESLA-TDR-1.27 (siehe Kapitel 6.10) einmal ohne und einmal mit geringem zugefügtem elektronischen Rauschen. Die Form der rauschbehafteten Simulation spiegelt recht gut die experimentellen Daten wieder.

Abb. 8.15c) zeigt die Extrapolation der gemessenen longitudinalen Ortsauflösungen auf die äquivalenten Driftdistanzen am ILC für die schmalen Pads. Die Werte liegen ebenfalls wieder alle auf einer Kurve. Der abgedeckte Bereich der longitudinalen äquivalenten Driftdistanz beträgt nur etwa  $70\text{ cm}$ . In Abb. 8.15d) sind die Messergebnisse nochmals gemeinsam mit den Ergebnissen der Simulation TESLA-TDR-1.27 einmal ohne elektronischem Rauschen und einmal mit einem geringen, aber konstanten Pad-Rauschen dargestellt. Die experimentellen Werte und die Werte der rauschbehafteten Simulation stimmen im Bereich bis  $70\text{ cm}$  in etwa überein. Sämtliche Werte liegen deutlich unter den TDR-Vorgaben.

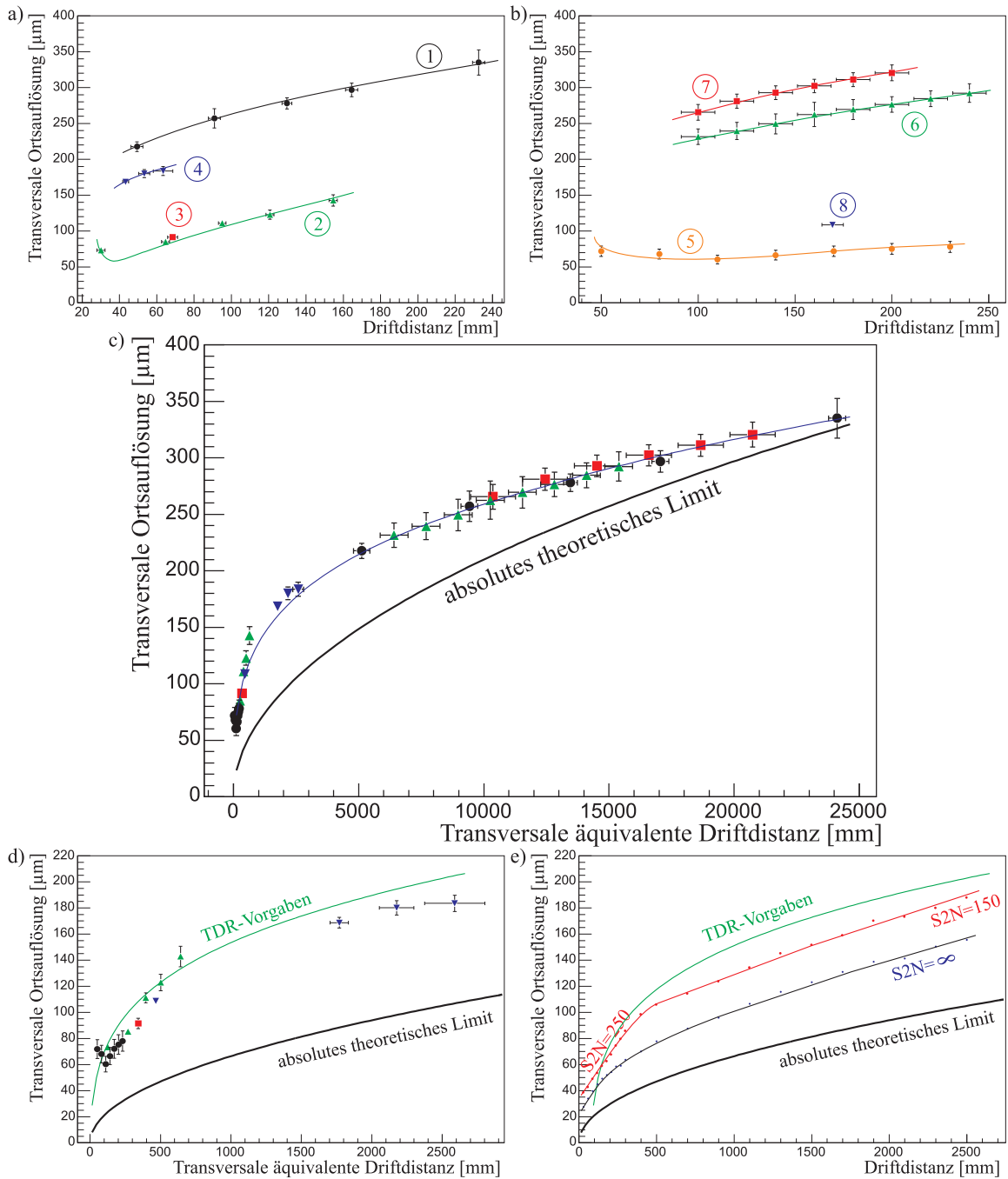
In Abb. 8.16c) ist die Extrapolation der gemessenen transversalen Ortsauflösung der Pad-Geometrien Normal und Staggered des Teststandes DESY-B dargestellt. Eingetragen sind ebenfalls die Ergebnisse der Messreihe DESY-M-TDR- $4T$ -Staggered und die der Simulation TESLA-TDR-2.0 ohne und mit geringem Pad-Rauschen. Die Messergebnisse liegen trotz geringeren S2N-Werten im Bereich der Simulationsergebnisse. Grund hierfür ist, dass bei den Messungen nur Cluster mit mindestens zwei getroffenen Pads ausgewertet wurden, wodurch die Ortsauflösung deutlich verbessert wird und die Werte in den Bereich der optimalen rauschfreien Ergebnisse gedrückt werden. Der Beeinflussung der transversalen Ortsauflösung durch die schmalen Cluster-Breiten und die Verschlechterung für geringe Driftdistanzen ist eklatant. Abb. 8.16d) zeigt deshalb die Ergebnisse der Simulation TESLA-TDR-2.0-3GEMs, bei der die Cluster-Breiten durch die dritte GEM und eine große Induktionslücke von  $10\text{ mm}$  künstlich verbreitert werden. Die Ortsauflösung bei kurzen Driftstrecken ist deutlich verbessert und die TDR-Vorgaben können

so auch bei moderatem Signal/Rauschen-Verhältnis erreicht werden.

Abb. 8.17c) zeigt die analoge Extrapolation für die longitudinale Ortsauflösung. Die Ergebnisse der Simulationen TESLA-TDR-2.0 (Abb. 8.17c) und TESLA-TDR-2.0-3GEMs (Abb. 8.17d) unterscheiden sich kaum voneinander. Die Übereinstimmung der Messergebnisse mit den Ergebnissen der rauschbehafteten Simulation legt den Schluss nahe, dass die TDR-Vorgaben leicht erreicht werden können.

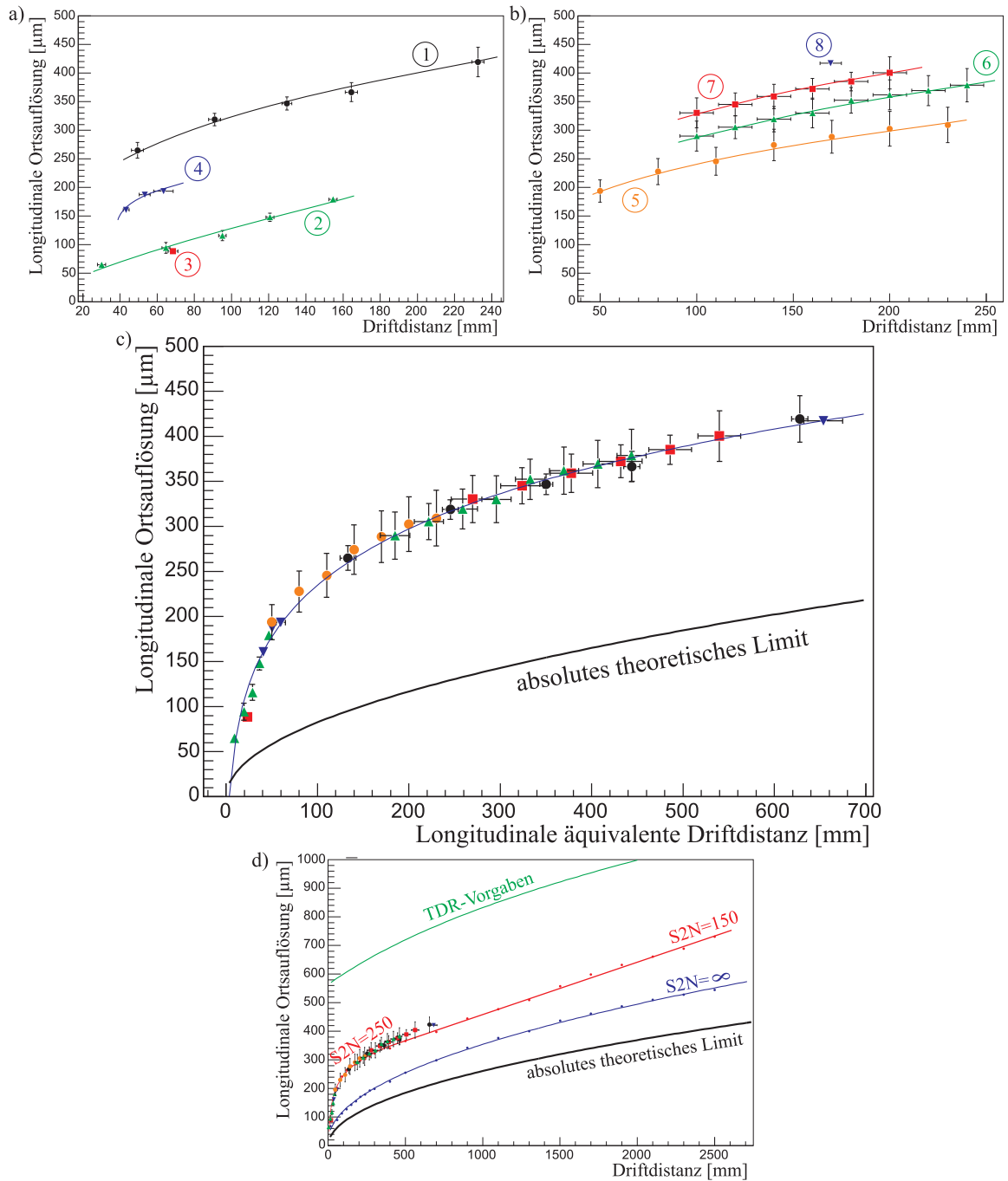
### Die effektive Elektronenzahl $N_{\text{eff}}$

In Gleichung 3.6 wurde die effektive Elektronenzahl  $N_{\text{eff}}$  definiert, die eine Zahl von Primärelektronen angibt, die effektiv zur Ortsauflösung beitragen. Diese effektive Elektronenzahl ist für den longitudinalen und den transversalen Fall zu unterscheiden. In Abb. 8.18 ist für beide Fälle  $N_{\text{eff}}$  über der jeweiligen äquivalenten Driftdistanz aufgetragen. Für den Bereich  $z^{eq} < 2.5 m$  scheinen sowohl Messungen, als auch Simulation zu zeigen, dass ein Wert von  $N_{\text{eff}}/N_e = 0.5$  kaum überschritten wird. Interessanterweise ist bei den Messergebnissen im Falle der schmalen Pads sowie für die Simulationen TESLA-TDR-1.27 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs mit geringem Rauschen der Verlauf der longitudinalen und der transversalen effektiven Elektronenzahl fast identisch. Der Grund hierfür ist klar: Die effektive Elektronenzahl wird erweitert, wenn ein Elektron eines Elektronen-Clusters von einer Pad-Reihe in eine andere Pad-Reihe diffundiert und dort eigenständig zur Ortsauflösung beiträgt. Diese Diffusion in Y-Richtung wird durch den transversalen Diffusionskoeffizienten beschrieben, ist aber für den transversalen und den longitudinalen Fall identisch, da diese durch die Drift in X- bzw. Z-Richtung definiert werden.

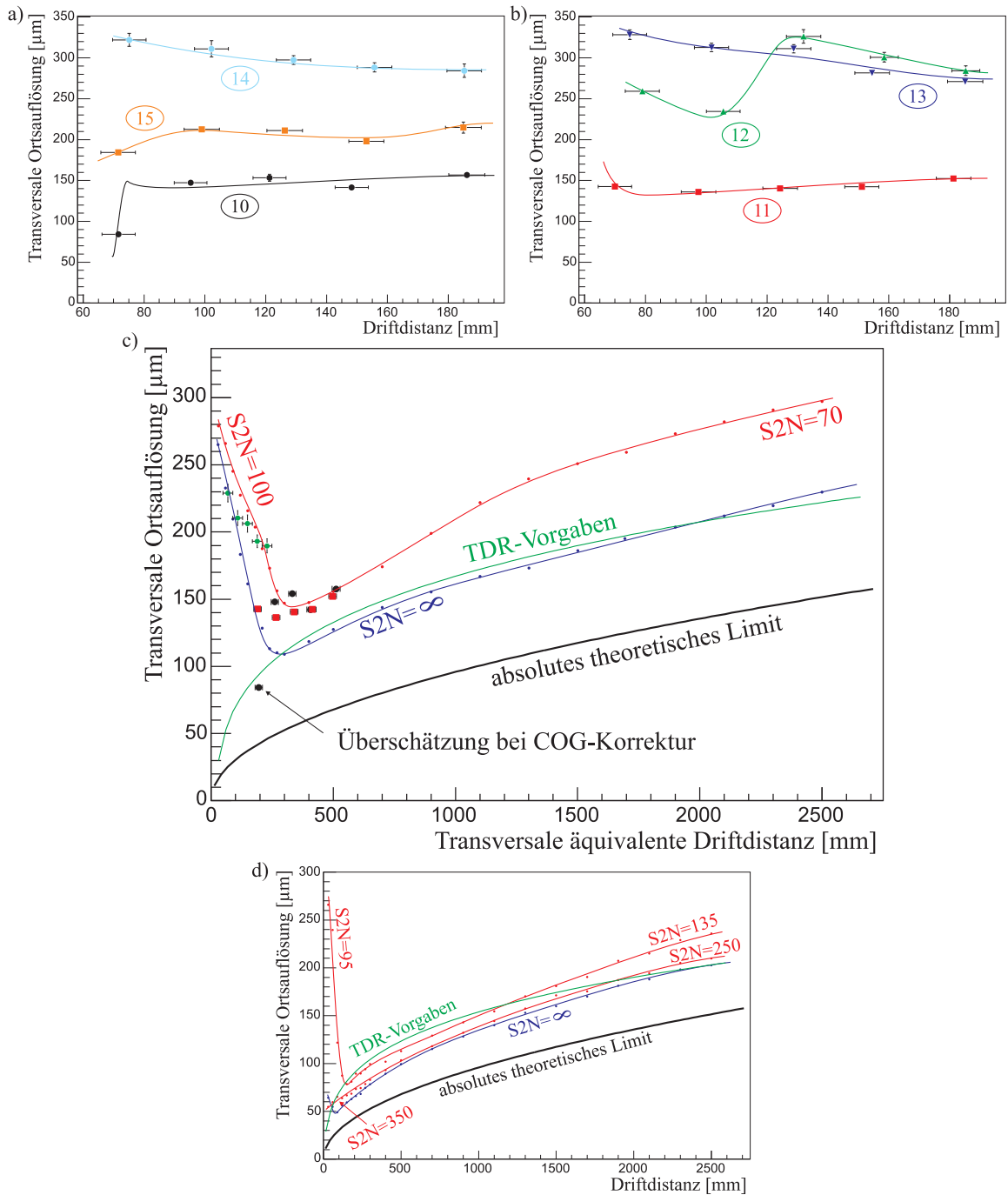


**Abbildung 8.14:** *Transversale Ortsauflösung für die Pads der Größe  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ : a,b) Abhängigkeit von der Driftdistanz für die im Text beschriebenen Runs mit den schmalen Pads. c) Extrapolation der gemessenen transversalen Ortsauflösungen auf Driftdistanzen am zukünftigen ILC-Detektor mit TDR-Gas bei  $4T$ . d) Extrapolation der transversalen Ortsauflösung für den Bereich  $z_{\text{trans}}^{eq} < 2.5 \text{ m}$ . Die gemessenen Werte erfüllen die Vorgaben bzw. Anforderungen des TESLA-TDR [Al01p\_1]. e) zeigt die analogen Werte der Simulation TESLA-TDR-1.27 einmal ohne Rauschen und einmal mit einem geringen, aber konstanten Pad-Rauschen ( $S2N = 250 \dots 150$ ). Letzteres spiegelt den Verlauf der experimentellen Werte wider.*

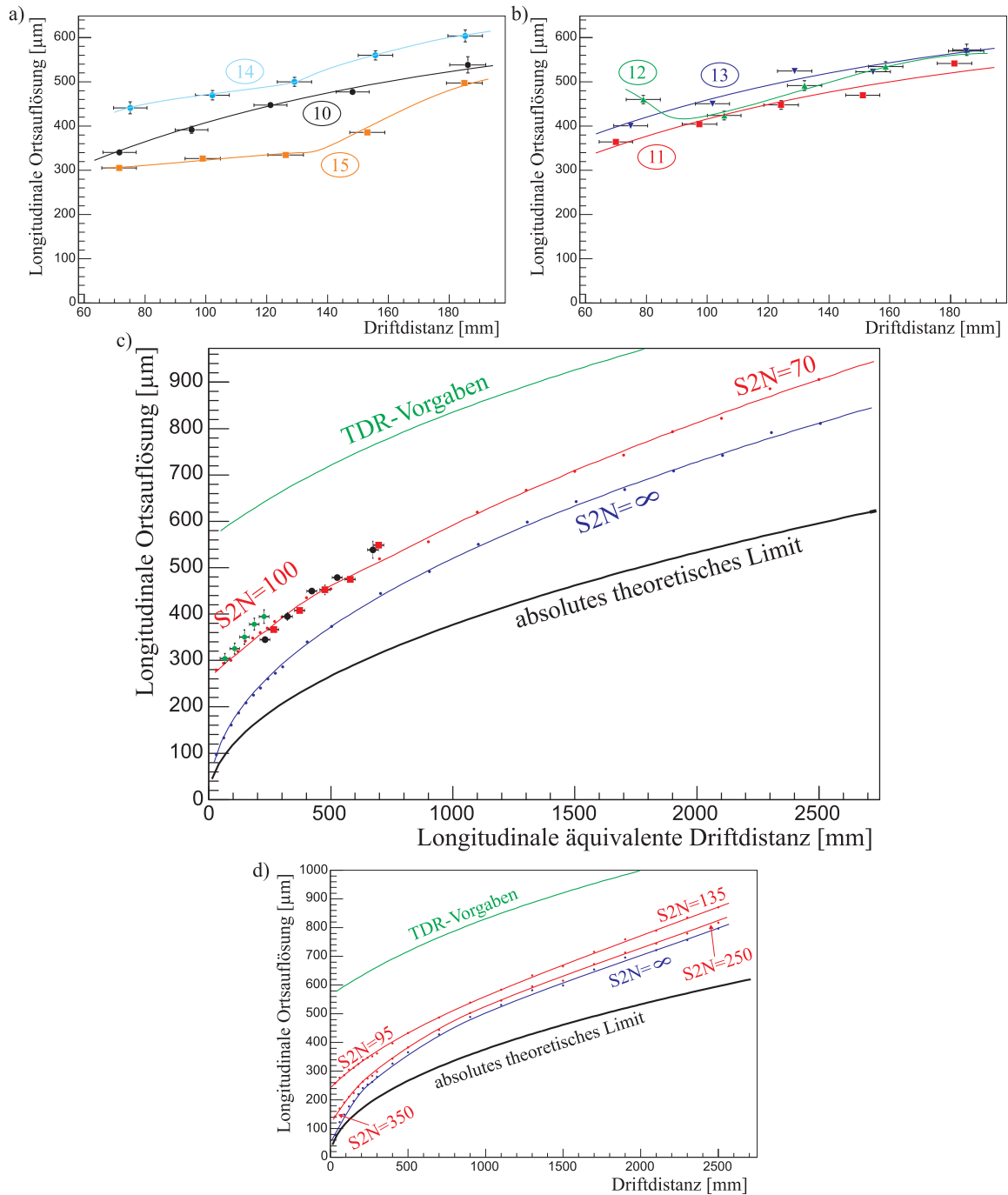




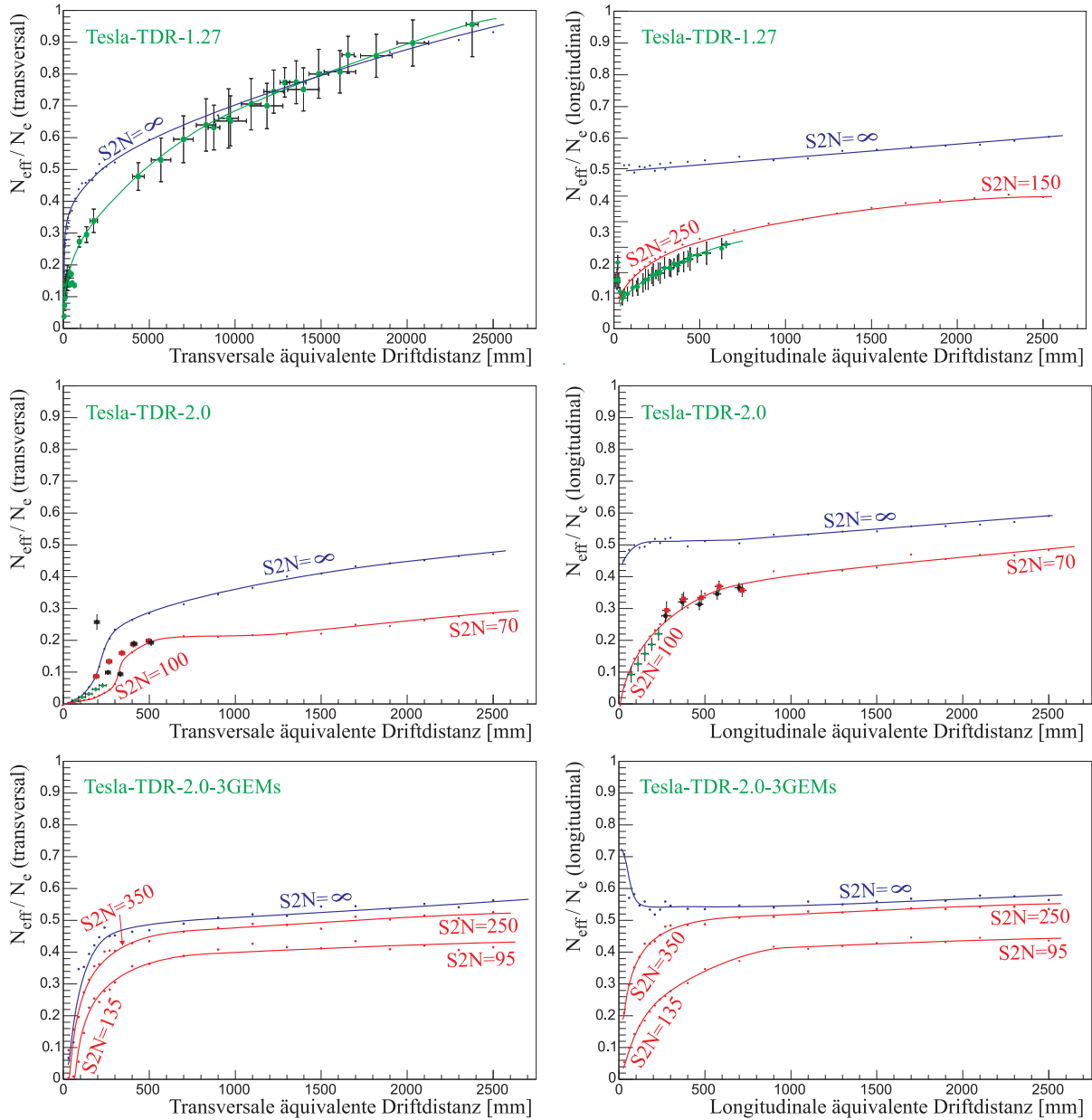
**Abbildung 8.15:** Longitudinale Ortsauflösung für die Pads der Größe  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ : a,b) Abhängigkeit von der Driftdistanz für die im Text beschriebenen Runs mit den schmalen Pads. c) Extrapolation der gemessenen longitudinalen Ortsauflösungen auf Driftdistanzen am zukünftigen ILC-Detektor mit TDR-Gas bei  $4T$ . d) zeigt nochmals die Extrapolation sowie die Werte der Simulation TESLA-TDR-1.27 für den Bereich  $z_{\text{trans}}^{\text{eq}} < 2.5 \text{ m}$ . Die Ergebnisse der Simulation sind einmal ohne Rauschen und einmal mit einem geringen, aber konstanten Pad-Rauschen ( $S2N = 250 \dots 150$ ) dargestellt. Letzteres spiegelt den Verlauf der experimentellen Werte wider. Die Werte liegen deutlich unter den Vorgaben bzw. Anforderungen des TESLA-TDR [A101p\_1].



**Abbildung 8.16:** Transversale Ortsauflösung für die Pads der Größe  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ : a, b) Abhängigkeit von der Driftdistanz für die im Text beschriebenen Runs mit verschiedenen Pad-Geometrien. c) Extrapolation der gemessenen transversalen Ortsauflösungen auf Driftdistanzen am zukünftigen ILC-Detektor mit TDR-Gas bei 4T für die beiden Pad-Geometrien Normal und Staggered und die Messung DESY-M-TDR-4T-Staggered, zusammen mit den analogen Werten der Simulation TESLA-TDR-2.0 einmal ohne Rauschen und einmal mit einem geringen, aber konstanten Pad-Rauschen ( $S2N = 100 \dots 70$ ). d) zeigt die transversale Ortsauflösung der Simulation TESLA-TDR-2.0-3GEMs mit unterschiedlichem hinzugefügten Pad-Rauschen.



**Abbildung 8.17:** Longitudinale Ortsauflösung für die Pads der Größe  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ : a, b) Abhängigkeit von der Driftdistanz für die im Text beschriebenen Runs mit verschiedenen Pad-Geometrien. c) Extrapolation der gemessenen longitudinalen Ortsauflösungen auf Driftdistanzen am zukünftigen ILC-Detektor mit TDR-Gas bei 4T für die beiden Pad-Geometrien Normal und Staggered und die Messung DESY-M-TDR-4T-Staggered. Gezeigt sind ebenfalls die Ergebnisse der Simulation TESLA-TDR-2.0 einmal ohne Rauschen und einmal mit einem geringen, aber konstanten Pad-Rauschen ( $S2N = 100 \dots 70$ ) für den Bereich  $z_{\text{trans}}^{\text{eq}} < 2.5 \text{ m}$ . d) zeigt die longitudinale Ortsauflösung der Simulation TESLA-TDR-2.0-3GEMs mit unterschiedlichem hinzugefügten Pad-Rauschen.



**Abbildung 8.18:** Effektive Elektronenzahl  $N_{\text{eff}}$  für die Bestimmung der transversalen und der longitudinalen Ortsauflösung für die Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs zusammen mit den gemessenen Werten, normiert auf die Gesamtzahl der erzeugten Elektronen  $N_e$  pro Pad-Reihe. Bei den Simulationen sind die Werte der effektiven Elektronenzahl für den Fall ohne und mit geringem elektronischen Rauschen eingezeichnet.

## 8.2.4 Ortsauflösung bei geneigten Spuren

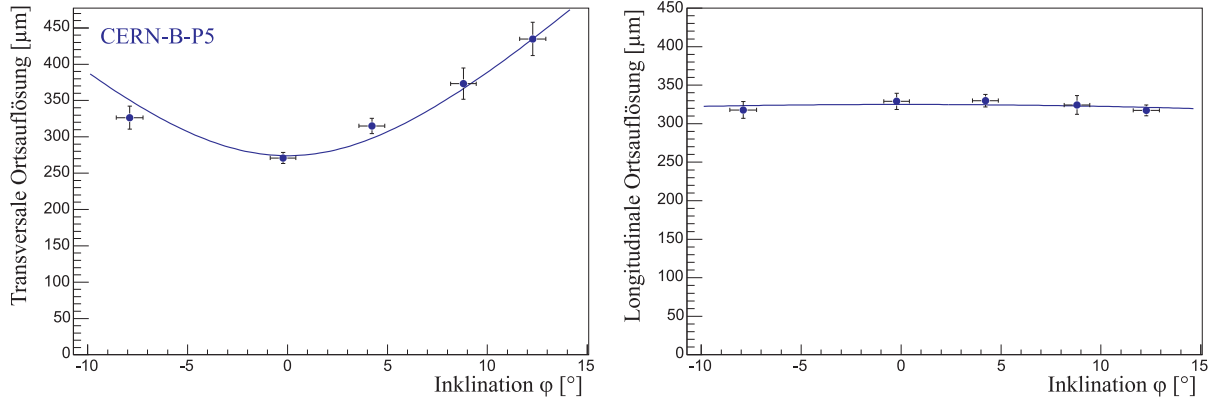
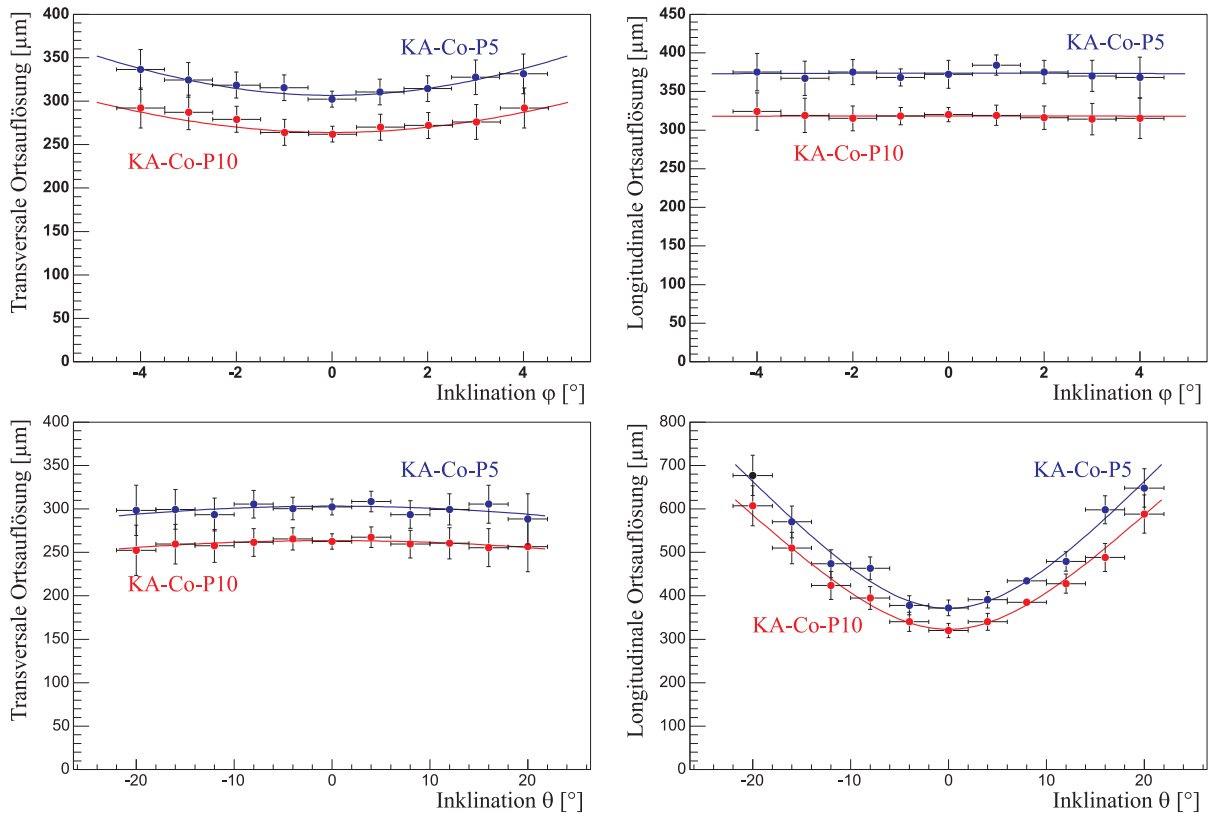
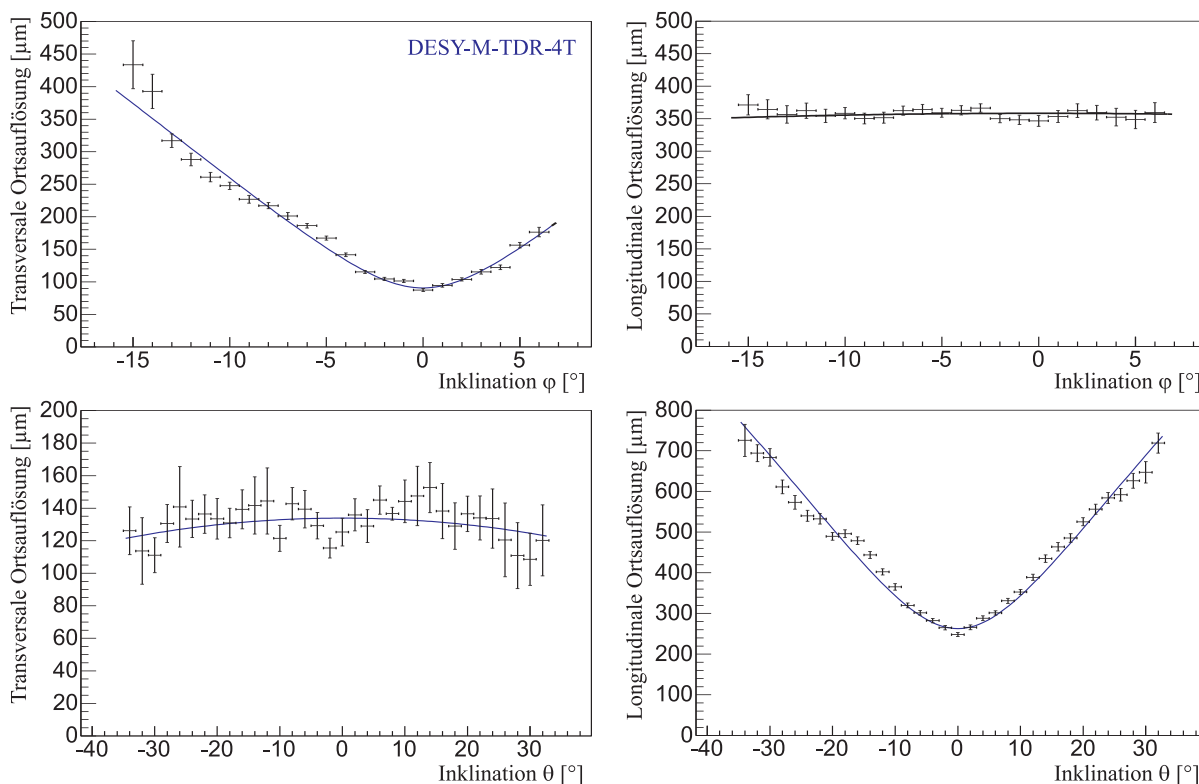
Abbildung 8.19: Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklination  $\varphi$  für CERN-B-P5.

Abbildung 8.20: Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklinationen für KA-Co-P5 und KA-Co-P10.

Ein weiterer Schwerpunkt der durchgeführten Studien betraf den Einfluss von den Inklinationen  $\varphi$  und  $\theta$  auf die transversale und longitudinale Ortsauflösung. Die Theorie hierzu wurde



**Abbildung 8.21:** Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklinationen für DESY-M-TDR-4T.

durch die Gleichungen 3.7 und 3.8 beschrieben, die an dieser Stelle leicht modifiziert nochmals wiederholt wird:

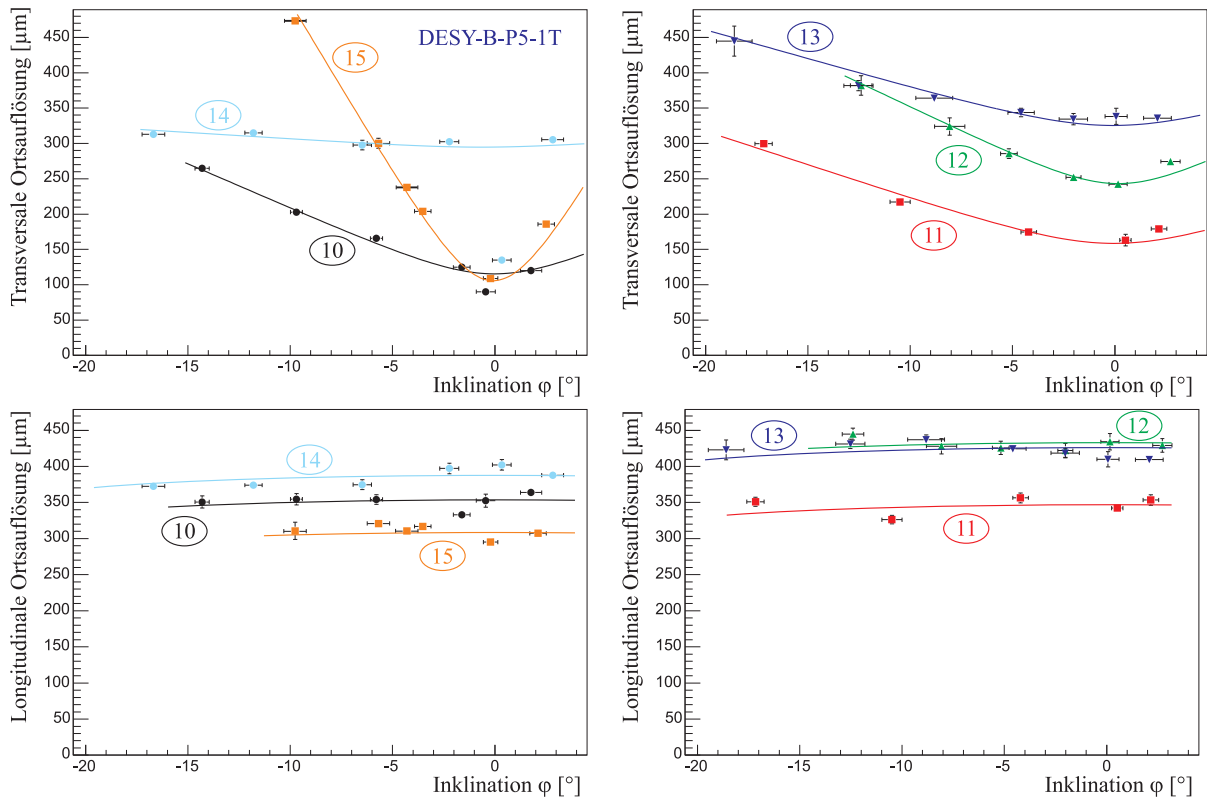
$$(\sigma_{trans}^{sr}(\varphi))^2 = \frac{D_{trans}^2 \cdot z_{drift}}{N_{eff}} \cdot \cos(\varphi) + \frac{H_{pad}^2}{12 \cdot N_{eff}^*} \cdot \sin(\varphi) \tan(\varphi) \quad (8.6)$$

$$(\sigma_{trans}^{sr}(\theta))^2 = \frac{D_{trans}^2 \cdot z_{drift}}{N_{eff}} \cdot \cos(\theta) \quad (8.7)$$

$$(\sigma_{long}^{sr}(\varphi))^2 = \frac{D_{long}^2 \cdot z_{drift}}{N_{eff}} \cdot \cos(\varphi) \quad (8.8)$$

$$(\sigma_{long}^{sr}(\theta))^2 = \frac{D_{long}^2 \cdot z_{drift}}{N_{eff}} \cdot \cos(\theta) + \frac{H_{pad}^2}{12 \cdot N_{eff}^*} \cdot \sin(\theta) \tan(\theta) \quad (8.9)$$

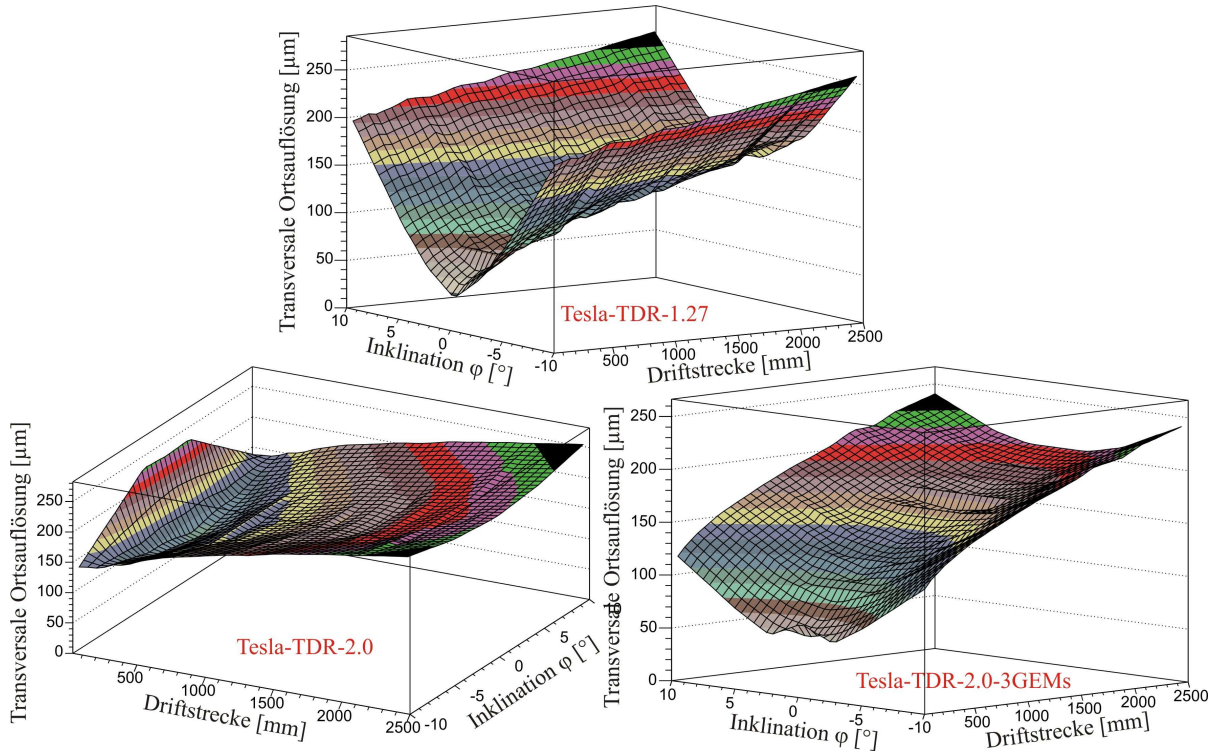
In den Abb. 8.19, 8.20 und 8.21 sind die gemessenen Ortsauflösungen mehrerer Messreihen mit den schmalen Pads über den Inklinationen aufgetragen, in Abb. 8.22 die gemessenen Ortsauflösungen über der Inklination  $\varphi$  für die verschiedenen Pad-Geometrien mit der effektiven Größe von  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ . Bei den verschiedenen Geometrien ist wieder zu erkennen, dass die Ergebnisse für keine der alternativen Pad-Geometrien mit den Geometrien Staggered und Normal vergleichbar ist. Bei der Geometrie Normal gilt für die gemessenen Werte jedoch, dass die Messergebnisse aufgrund der geringen Driftdistanz und der COG-Korrektur (siehe Kapitel 5.3.1) speziell für geringe Inklinationen leicht überschätzt werden. Die berechneten Werte der transversalen Ortsauflösung für die Geometrie Chevron sind fast unabhängig von der Inklination der Spuren,



**Abbildung 8.22:** Ortsauflösung in Abhängigkeit der Inklination  $\varphi$  für DESY-B-P5-1T. Die Bezeichnungen der verschiedenen Messreihen sind analog zu den in Kapitel 8.2.3 angegebenen Messreihen.

was vermuten lässt, dass die gerade erwähnte COG-Korrektur durch den verbleibenden Track bei dieser Geometrie nur schlecht funktioniert. Zusätzlich sind in Abb. 8.23 für die drei Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs die transversalen Ortsauflösungen über der Driftdistanz und der Inklination  $\varphi$  dargestellt. Zu erkennen ist bei der Simulation TESLA-TDR-1.27 eine deutliche Verschlechterung der transversalen Ortsauflösung für größere Inklinationen  $\varphi$ , für die beiden anderen Simulationen ist diese Verschlechterung deutlich geringer. Bei der Simulation TESLA-TDR-2.0 sieht man für geringe Driftdistanzen sogar eine Verbesserung der transversalen Ortsauflösung, hervorgerufen durch eine Verbreiterung der sehr schmalen Cluster und man erhält einen negativen Wert für  $N_{eff}^*$ . Für TESLA-TDR-2.0-3GEMs verschwindet dieser Effekt gemeinsam mit der Verschlechterung der Ortsauflösung für geringe Driftdistanzen.

An sämtliche Messreihen wurde die jeweils passende der vier oben angegebenen Funktionen aus den Gleichungen 8.6 bis 8.9 angepasst. Als freie Parameter der Funktionen erhält man die bereits bekannte effektive Elektronenzahl  $N_{eff}$ , die in etwa die gleichen Werte liefert wie bei der Berechnung im vorangegangenen Kapitel, und die effektive Elektronenzahl  $N_{eff}^*$  für geneigte Spuren.



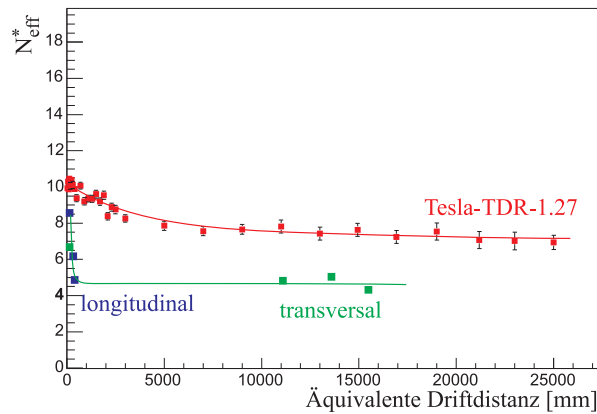
**Abbildung 8.23:** *Transversale Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklination  $\varphi$  und der Driftstrecke für die Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs: Für TESLA-TDR-1.27 sieht man eine deutliche Verschlechterung der transversalen Ortsauflösung für größere Inklinationen  $\varphi$ , für TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs dagegen nur eine geringere Verschlechterung. Im Fall von TESLA-TDR-2.0 sieht man für geringe Driftdistanzen sogar eine Verbesserung der transversalen Ortsauflösung, man erhält folglich einen negativen Wert für  $N_{eff}^*$ . Für TESLA-TDR-2.0-3GEMs tritt dieser Effekt nicht auf.*

### Die effektive Elektronenzahl $N_{eff}^*$ für geneigte Spuren

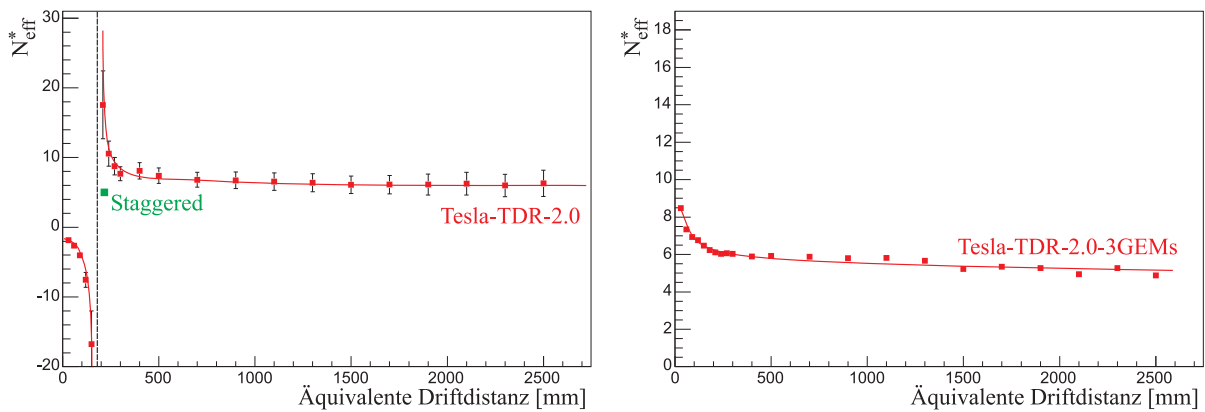
Für die schmalen Pads liegen die Werte für  $N_{eff}^*$ , die man aus den Abb. 8.19, 8.20 und 8.21 wie oben beschrieben erhält, zwischen  $N_{eff}^* = 4$  und  $N_{eff}^* = 8.5$ . In Abb. 8.24 sind die Messwerte über der jeweiligen äquivalenten Driftdistanz für den transversalen und longitudinalen Fall eingetragen. In der gleichen Abbildung befinden sich die berechneten Werte von  $N_{eff}^*$  für die Simulation TESLA-TDR-1.27 ohne elektronischem Rauschen, die meist im Bereich zwischen  $N_{eff}^* = 7$  und  $N_{eff}^* = 10$  liegen. Bei der Simulation sind die berechneten Werte jedoch relativ unabhängig vom Rauschen. Die Werte von  $N_{eff}^*$  weichen zwischen Simulation und Messungen deutlich voneinander ab. In dem Driftbereich, der für den ILC interessant ist ( $z^{eq} < 2.5 m$ ), scheinen Werte von  $N_{eff}^* = 5$  oder  $N_{eff}^* = 6$  für den Fall der schmalen Pads realistisch.

Für die verschiedenen Geometrien der effektiven Größe von  $2 \times 6 mm^2$  erhält man sehr unterschiedliche Werte zwischen  $N_{eff}^* = 0.37$  (3and1) und  $N_{eff}^* = 25.5$  (Chevrans). Interessante Werte liefern jedoch nur die beiden Geometrien, deren Ortsauflösung die besten Werte aufweisen, nämlich die Geometrien Staggered und Normal. Für die Geometrie Staggered wurde ein Wert von  $N_{eff}^* = 4.75$  und für die Geometrie Normal ein Wert von  $N_{eff}^* = 3.1$  bestimmt. Bei der Geo-





**Abbildung 8.24:** Die effektive Elektronenzahl  $N_{eff}^*$  für geneigte Spuren in Abhängigkeit von der Driftdistanz für die  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ -großen Pads: Simulation und Messwerte weichen recht stark voneinander ab. Die generelle Tendenz ist jedoch ähnlich. Für die schmalen Pads wären Werte von  $N_{eff}^* = 5$  oder  $N_{eff}^* = 6$  am ILC zu erwarten.



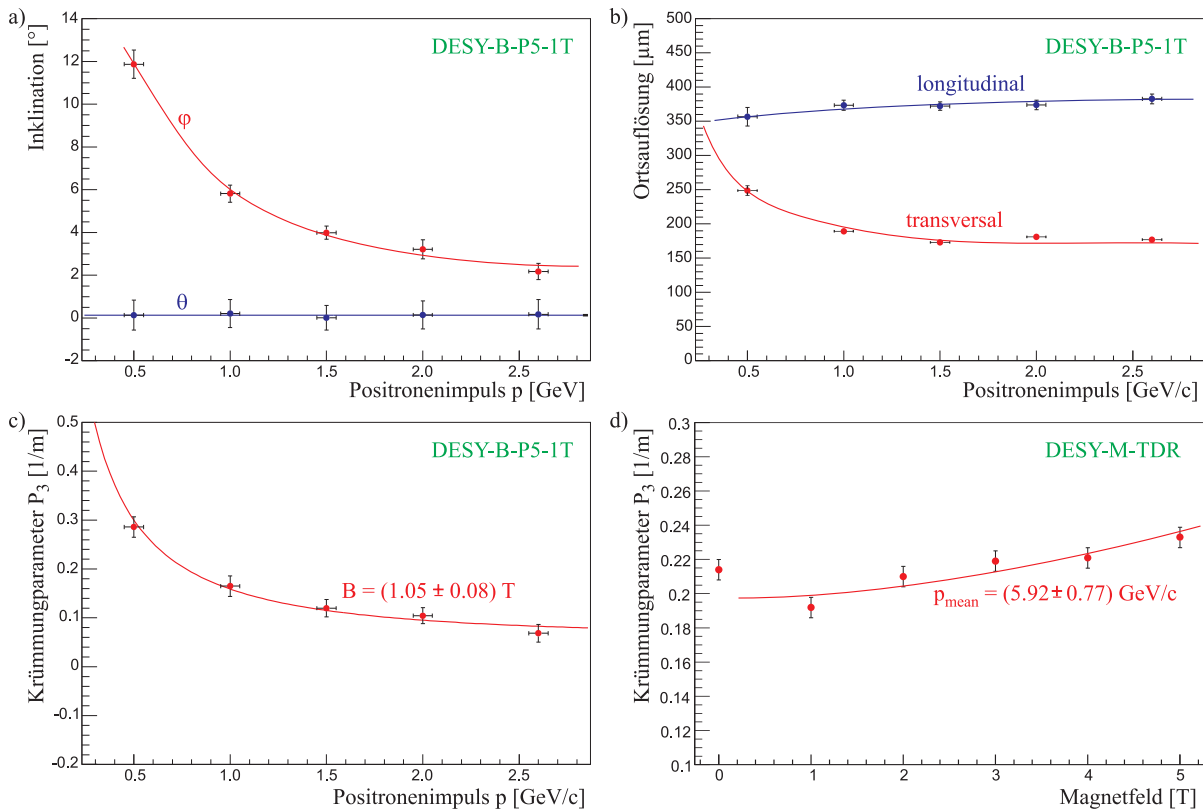
**Abbildung 8.25:** Die effektive Elektronenzahl  $N_{eff}^*$  für geneigte Spuren in Abhängigkeit von der Driftdistanz für die  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -großen Pads: Als Messwert ist hier nur das Ergebnis der Messung CERN-B-P5-1T-Staggered eingetragen, da bei der Messreihe CERN-B-P5-1T-Normal unkorrekte Werte berechnet werden. Simulation und Messwerte weichen wiederum recht stark voneinander ab. Für die  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -großen Pads scheinen Werte von  $N_{eff}^* = 5$  am ILC realistisch.

metrie Normal wurden die Messungen bei einer sehr kurzen Driftdistanz durchgeführt, wodurch vor allem bei geringer Inklination  $\varphi$  durch die geringen Cluster-Breiten im Zusammenspiel mit der COG-Korrektur die Werte der transversalen Ortsauflösung überschätzt werden. Dadurch ist auch der berechnete Wert von  $N_{eff}^*$  nur ungenau bestimmt. Aus diesem Grund wurde als einziger relevanter Wert von  $N_{eff}^*$  der Wert der Geometrie Staggered in Abb. 8.25a) zusammen mit den berechneten Werten der Simulation TESLA-TDR-2.0 eingetragen. Die Werte von  $N_{eff}^*$  aus der Simulation (wiederum ohne Rauschen) weisen für kurze Driftdistanzen negative Werte auf, die erst ab einer Driftdistanz von  $z^{eq} \approx 18 \text{ cm}$  in den positiven Bereich übergehen und in

der Sättigung einen Wert von  $N_{eff}^* = 6$  annehmen. Der eingetragene Messwert von DESY-B-P5-1T-*Staggered* liegt deutlich unter den simulierten Werten. In Abb. 8.25b) sind die Werte von  $N_{eff}^*$  von der Simulation TESLA-TDR-2.0-3GEMs über der äquivalenten Driftdistanz aufgetragen. Die Werte entsprechen den Werten der Simulation TESLA-TDR-2.0 verschoben um etwa 20 cm der Driftstrecke. Der Bereich der negativen Werte von  $N_{eff}^*$  wird somit vermieden. Für die zukünftige ILC-TPC scheinen Werte von  $N_{eff}^* = 5$  für den Fall der Geometrie *Staggered* realistisch.

### 8.2.5 Einfluss von Magnetfeldern

Ist das Magnetfeld in den Daten erkennbar?



**Abbildung 8.26:** Betrachtungen zur Spurkrümmung im Magnetfeld: a) zeigt die Inklinationen in Abhängigkeit vom Positronenimpuls für die Messreihe DESY-B-P5-1T-Momentum. Die erhöhten Inklinationen  $\varphi$  für geringe Impulse machen sich in b) bei der Berechnung der Ortsauflösung bemerkbar. c) zeigt den Krümmungsparameter  $P_3$  über dem Positronenimpuls, womit das Magnetfeld bestimmt werden kann. In d) sind für Messungen in DESY-M die Krümmungsparameter  $P_3$  über dem jeweiligen Magnetfeld aufgetragen. Hier lässt sich der mittlere Impuls der kosmischen Teilchen extrahieren.

Ein angelegtes Magnetfeld hat zwei positive Einflüsse auf das Verhalten einer TPC. Der Einfluss durch die verminderte transversale Diffusion macht sich in der transversalen Ortsauflösung bemerkbar und ist in Kapitel 8.1.2 und 8.2.5 beschrieben. Der zweite Effekt ist die Krümmung

der geladener Teilchen im Magnetfeld (siehe Gleichung 3.10). Es gilt zu klären, ob der Effekt der Spurkrümmung in einem kleinen TPC-Prototypen sichtbar ist und ob dies zusätzlich die Ortsauflösung beeinflusst.

In Abb. 8.26a) sind die Inklinationen der Tracks für die Messreihe DESY-B-P5-1T-Momentum über dem Impuls  $p$  der hochenergetischen Positronen aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass die Inkliniation  $\varphi$  deutlich für verschiedene Positronenimpulse variiert, die Inkliniation  $\theta$  jedoch konstant bleibt. In Abb. 8.26b) sind die zugehörigen berechneten Ortsauflösungen dargestellt. Sowohl transversale als auch longitudinale Ortsauflösung verhalten sich so, wie man es von Spuren mit Inkliniation  $\varphi > 0$  erwartet (siehe Kapitel 8.2.4).

Der Grund für die erhöhte Inkliniation bei geringen Positronenimpulsen liegt in der stärkeren Krümmung von deren Teilchenspuren durch das Magnetfeld, bevor die Teilchen in das Volumen des Prototypen eintreten. In Abb. 8.26c) ist die Breite der etwa gaußförmigen Verteilung des Krümmungsparameters  $P_3$  (siehe Kapitel 5.3.3) über dem Positronenimpuls dargestellt. Geht man davon aus, dass die Krümmung aus einem konstanten Anteil  $P_{const}$  und einem Anteil, der vom Magnetfeld  $B$  herrührt, besteht und dass die Anteile sich quadratisch addieren, so erhält man folgende Anpassungsfunktion für die Messpunkte:

$$P_3 = \sqrt{P_{const}^2 + \frac{B^2}{(2p)^2}} \quad (8.10)$$

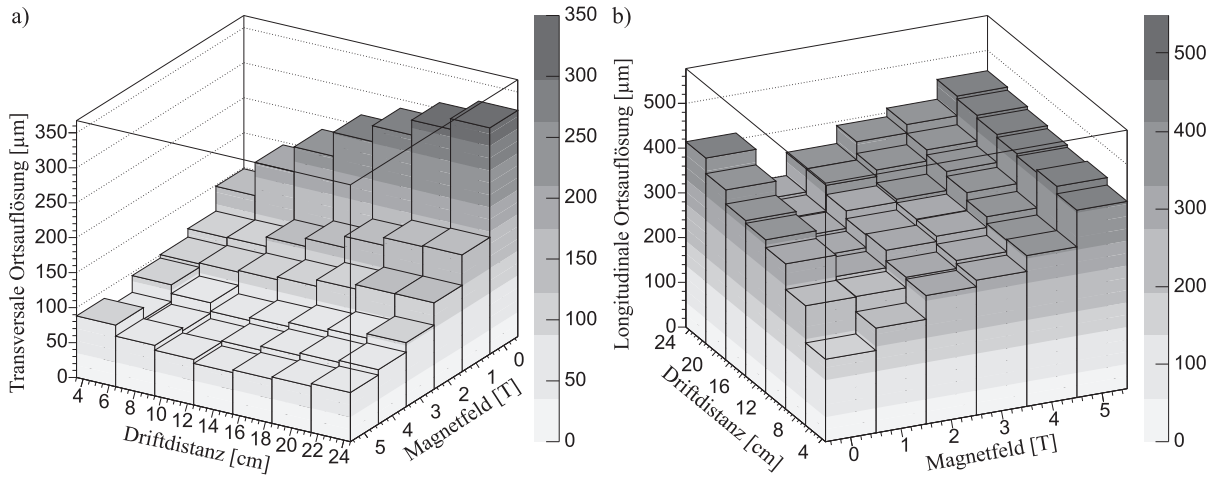
Die Anpassung liefert  $P_{const} = (5.19 \pm 1.27) \cdot 10^{-2}/m$  und  $B = (1.05 \pm 0.08) T$ . Der Wert des Magnetfeldes stimmt innerhalb der Messungenauigkeit mit dem eingestellten Magnetfeld von  $B = 1 T$  überein. Systematische Fehler, die auch einen großen Einfluss auf die Krümmungen haben können, wurden nicht berücksichtigt.

In Abb. 8.26d) ist für die Messungen DESY-M-TDR die Breite der etwa gaußförmigen Verteilung des Krümmungsparameters  $P_3$  über dem eingestellten Magnetfeld aufgetragen. Die Vergrößerung der Krümmungsparameter für größere Magnetfelder lässt sich ebenfalls durch Gleichung 8.10 beschreiben. Es wird wieder davon ausgegangen, dass die Krümmung einen konstanten Anteil enthält, der bei der Anpassung mit  $P_{const} = (1.98 \pm 0.05) \cdot 10^{-1}/m$  bestimmt wird. Für den mittleren Impuls der kosmischen Teilchen erhält man  $p_{mean} = (5.92 \pm 0.77) GeV/c$ . Teilchen mit geringerer Energie haben bei  $4 T$  einen Krümmungsradius von  $r < 5 m$ . Da alle Teilchen senkrecht über und unter der Kammer durch die Szintillatoren getriggert werden, werden Teilchen mit einem Impuls von  $p < p_{mean}$  durch das Magnetfeld um das aktive Volumen des Prototypen herumgekrümmt und deshalb nicht aufgenommen. Im Fall ohne Magnetfeld durchqueren auch diese niederenergetischen Teilchen den Prototypen und verbreitern so die Verteilung des Krümmungsparameters  $P_3$ .

### Ortsauflösung bei verschiedenen Magnetfeldern

In Abb. 8.27 sind die gemessenen Ortsauflösungen für die Messungen bei unterschiedlichem Magnetfeld in DESY-M gezeigt. Es wurde für die Bestimmung der transversalen Ortsauflösung nur Inklinationen  $|\varphi| < 2^\circ$  und für die Bestimmung der longitudinalen Ortsauflösung nur Inklinationen  $|\theta| < 2^\circ$  zugelassen. Abb. 8.27a) zeigt das typische Verhalten der transversalen Ortsauflösung für Gase mit unterschiedlichem Diffusionskoeffizienten. Da das Signal/Rauschen-Verhältnis bei den Messungen zu gering gewählt wurde, stimmen die Werte nicht ganz mit den Ergebnissen in Kapitel 8.2.3 überein. Die prinzipielle Tendenz entspricht jedoch den dort getätigten Aussagen.

Analoges gilt für die Ergebnisse der longitudinalen Ortsauflösung (Abb. 8.27b). Da der longitudinale Diffusionskoeffizient vom Magnetfeld nicht beeinflusst wird, sind keine unterschiedlichen



**Abbildung 8.27:** Ortsauflösung in Abhängigkeit des Magnetfelds für DESY-M: Eine Deutung erfolgt im Text.

Ergebnisse für die longitudinale Ortsauflösung zu erwarten. Eine Abweichung für die geringen Driftdistanzen ist jedoch zu erkennen. Eine Erklärung für den Effekt könnte eine Beeinflussung der longitudinalen Ortsauflösung durch die schmalen transversalen Cluster-Breiten sein. Für Driftdistanzen  $z_{drift} = z^{eq} > 25 \text{ cm}$  dürfte der Effekt jedoch kleiner werden und kaum noch eine Rolle spielen.

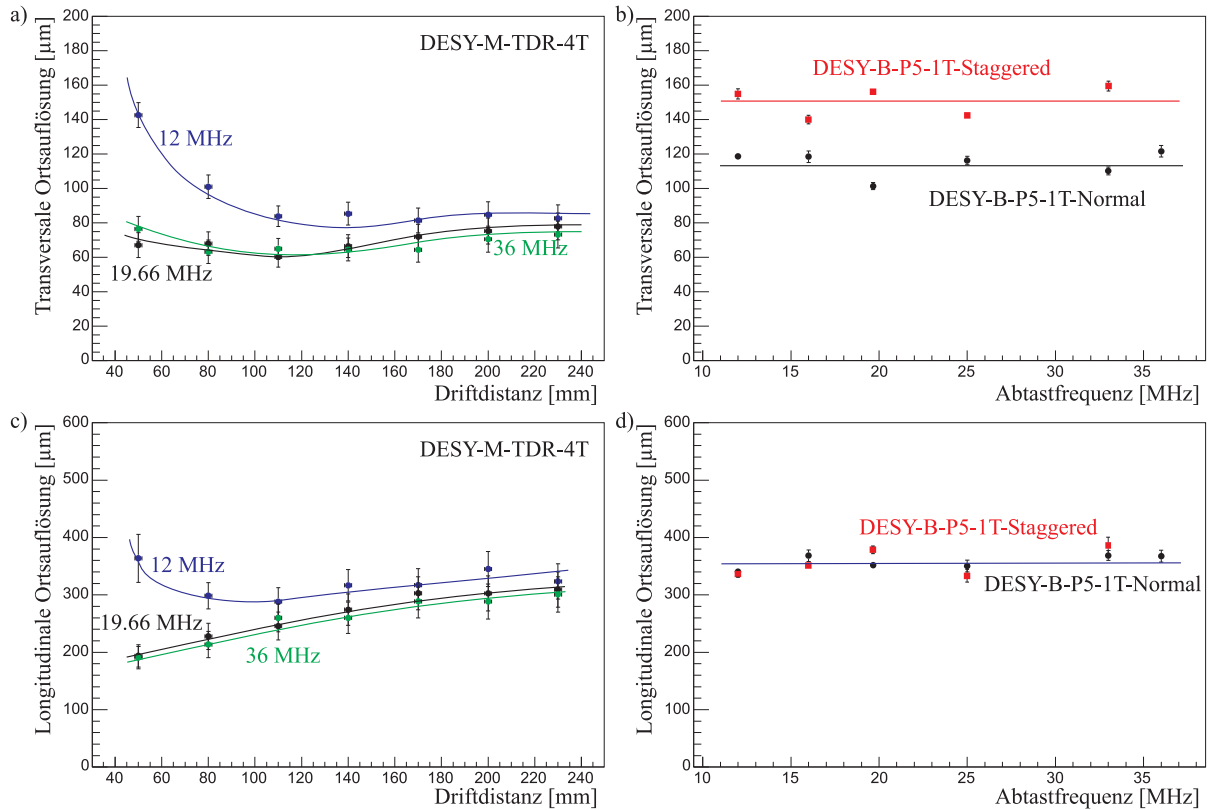
### 8.2.6 Ortsauflösung bei verschiedenen Abtastraten

In den Testständen DESY-M und DESY-B wurden Messungen zum Einfluss der Abtastrate der Elektronik auf die Ortsauflösungen, einmal mit den  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ -großen Pads für verschiedene Driftstrecken  $5 \text{ cm} < z_{drift} < 23 \text{ cm}$  und einmal mit den  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -großen Pads der Geometrien Staggered und Normal für die Driftstrecken  $z_{drift} = 7.2 \text{ cm}$  ( $z_{trans}^{eq} = 19.5 \text{ cm}$ ;  $z_{long}^{eq} = 27.4 \text{ cm}$ ), durchgeführt.

Bei den Messungen der verschiedenen Messreihen in DESY-M (Abb. 8.28a) und c) ist für geringe Driftdistanzen eine Verschlechterung sowohl der transversalen als auch der longitudinalen Ortsauflösung für geringe Abtastraten zu erkennen. Die Messergebnisse in DESY-B (Abb. 8.28b) und d) sind stabil gegenüber Veränderung der Abtastrate. Die unterschiedlichen Werte der transversalen Ortsauflösung für die Geometrien Staggered und Normal wurden bereits in Kapitel 8.2.3 erörtert. Die äquivalenten Driftdistanzen liegen bei den Messungen in DESY-B in einem Bereich, in dem bei den Messungen in DESY-M auch nur geringe Abweichungen auftreten.

Die Begründung für die Verschlechterung der Ortsauflösung bei geringeren Abtastraten ist folgende: Geringere Abtastraten bedeuten eine Erhöhung der Länge der TimeSlices. Für sehr geringe Driftdistanzen tritt somit ein Effekt auf, bei dem die geringen longitudinalen Cluster-Breiten in den Bereich der Länge der TimeSlices kommt und somit aufgrund der Unbestimmtheit innerhalb eines TimeSlices die longitudinale Ortsauflösung verschlechtert wird (analog zum Effekt in transversaler Richtung aus Kapitel 3.4.1). Die Beeinflussung der transversalen Ortsauflösung durch den genannten Effekt ist eigentlich nicht zu erwarten, wird jedoch beobachtet.

Da der Effekt nur bei sehr geringen äquivalenten Driftdistanzen und nur für geringe Abtastraten auftritt, ist der Effekt für die zukünftige ILC-TPC nicht entscheidend und sollte durch



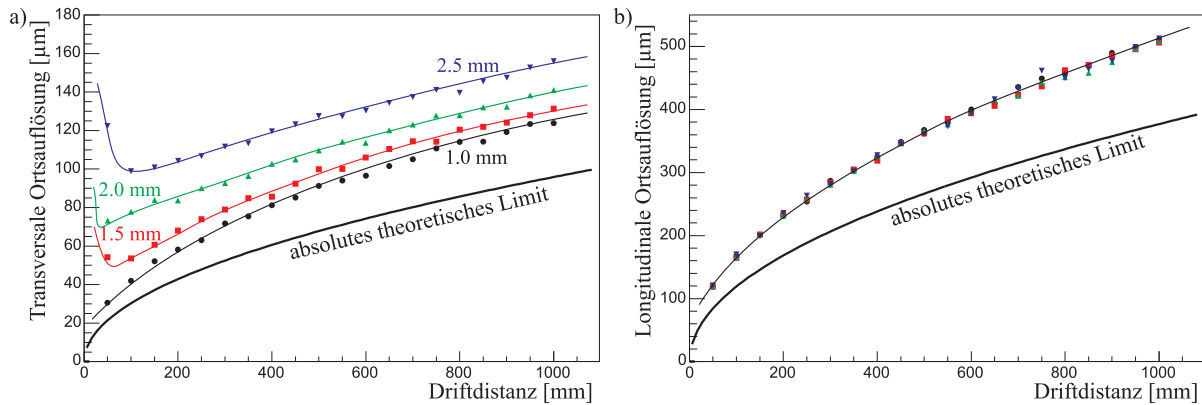
**Abbildung 8.28:** Ortsauflösung in Abhängigkeit der Abtastrate für *DESY-M-TDR-4T* und *DESY-B-P5-1T-Staggered* bzw. *DESY-B-P5-1T-Normal*: a) und c) zeigen, dass nur für sehr kurze Driftdistanzen eine Verschlechterung der Ortsauflösung für geringe Abtastraten erfolgt. In b) und d) sind die Ergebnisse der Messergebnisse stabil gegenüber der Abtastrate. Die äquivalenten Driftdistanzen sind hier deutlich höher als die Driftdistanzen, für die in a) und c) Unterschiede auftreten.

Abtastraten von mehr als  $25\text{ MHz}$  bei einer Signalformung mit  $180\text{ ns}$  Breite kaum Einfluss auf die Ortsauflösung haben. Falls die Signalformung der Elektronik eine geringere Breite haben soll, muss deren Abtastrate dementsprechend erhöht werden.

### 8.2.7 Ortsauflösung verschiedener Pad-Strukturen

In Abb. 8.29 ist aufgezeigt, wie sich die transversale Ortsauflösung in Abhängigkeit der Pad-Breite für die Pad-Geometrie *Staggered* verhält, falls die Cluster eine ungenügende Breite für die  $2\text{ mm}$  breiten Pads aufweisen. Die Spuren wurden ohne Inklination simuliert, elektronisches Rauschen wurde nicht hinzugefügt.

Es wurde bereits gezeigt, dass die Verschlechterung der transversalen Ortsauflösung bei den  $2\text{ mm}$  breiten Pads durch eine Verbreiterung der Cluster in der Verstärkungsstufe verhindert werden kann. In diesem Kapitel soll die Idee, die transversale Ortsauflösung für kurze Distanzen durch eine Veränderung der Pad-Geometrie zu verbessern, verfolgt werden. Dabei wird meist versucht, die Aufteilung des Signales auf die Pads zu verbessern. Wird etwa bei der normalen Pad-Geometrie von einem Cluster nur ein Pad stark und ein weiteres Pad sehr schwach getrof-



**Abbildung 8.29:** Ortsauflösung für die Pad-Breiten 2.5, 2.0, 1.5 und 1.0 mm, anhand von Simulationsdaten: a) Bei der transversalen Ortsauflösung erkennt man eine deutliche Abhängigkeit speziell für kurze Driftdistanzen. b) Die longitudinale Ortsauflösung ist unbeeinflusst von der Pad-Breite. Gezeigt sind jeweils die Optimalwerte ohne hinzugefügtem Rauschen.

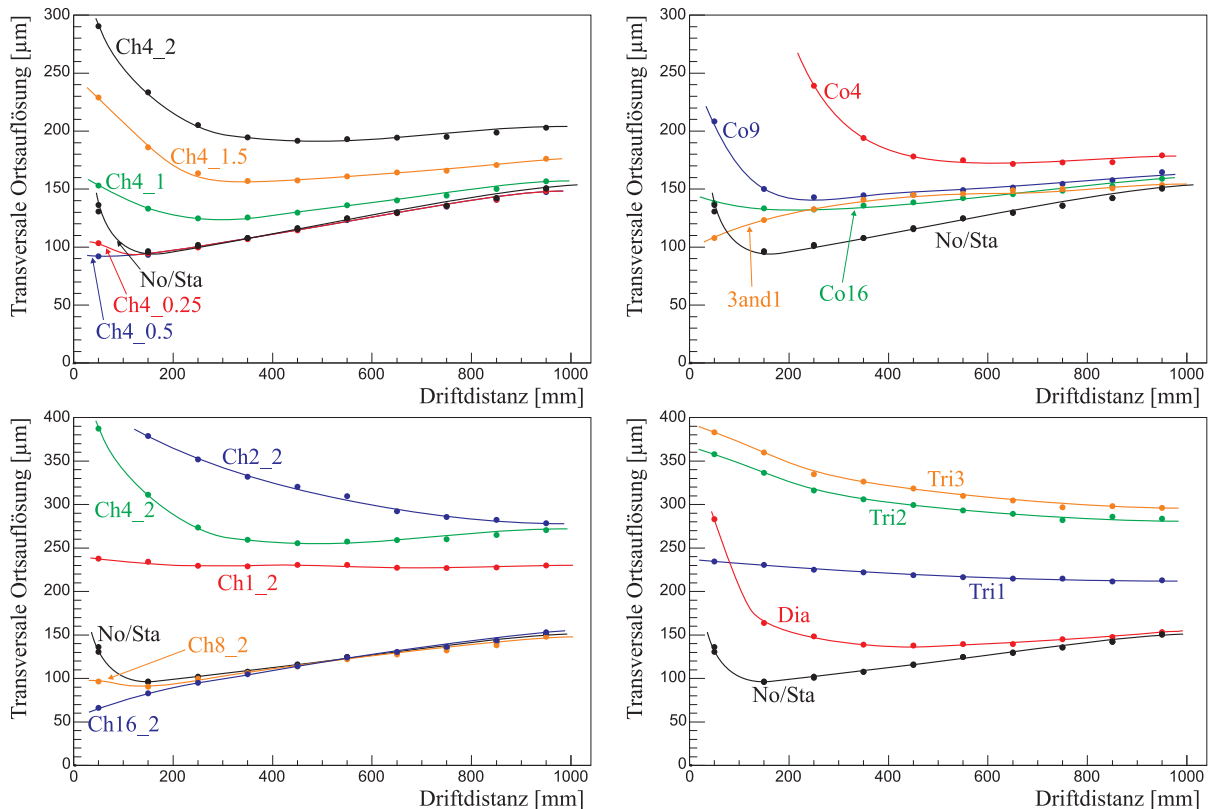
fen und dadurch die Ortsauflösung limitiert, so trifft der identische Cluster bei den anderen Geometrien definitionsgemäß mehrere Pads. Da die direkte Korrektur der COG-Position der Cluster (siehe Kapitel 5.3.1) teilweise sehr aufwändige Berechnungen mit sich bringen würde, wird für die gezeigten Analysen die einfacher anwendbare Variante der Korrektur durch den verbleibenden Track verwendet.

Ausgangspunkt der in diesem Abschnitt aufgeführten Simulationen sind die Einstellungen der Simulation TESLA-TDR-2.0, wobei an dieser Stelle die Spurinformatoren für unterschiedliche Pad-Geometrien (siehe Kapitel 4.4.3) berechnet wurden. Sämtliche angegebene Werte der Ortsauflösung simulierter Daten sind die Optimalwerte ohne hinzugefügtem Rauschen. Das Signal/Rauschen-Verhältnis würde unter der verbesserten Ladungsaufteilung unkonventioneller Pad-Strukturen leiden, da mehrere Pads zum Gesamtrauschen beitragen und dadurch das Cluster-Rauschen erhöht wird. Dadurch wäre für das gleiche Signal/Rauschen-Verhältnis eine höhere Gasverstärkung notwendig, was nicht unbedingt wünschenswert wäre, für eine verbesserte Ortsauflösung aber in Kauf genommen werden könnte.

Es wurde in den vorangegangenen Unterkapiteln bereits gezeigt, dass von den experimentell ausgetesteten Pad-Geometrien die Geometrien Staggered und Normal, d.h. die rechteckigen Pads, das beste Verhalten bezüglich der Ortsauflösung gezeigt haben. An dieser Stelle sollen weitere systematische Studien mittels Simulationen diese Aussage stützen.

Zur Verhinderung einer Überschätzung der Ortsauflösung für kurze Driftdistanzen bei nicht versetzt angeordneten Geometrien, wurden die Spuren mit einer Inklination von  $\varphi = 2.5^\circ$  simuliert.

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 8.30 dargestellt. Man erkennt, dass keine der alternativen Geometrien eine deutlich verbesserte transversale Ortsauflösung gegenüber den herkömmlichen Geometrien Staggered und Normal zeigt. Selbst die Geometrie 3and1, die schmalere Pads besitzt, zeigt für kurze Driftdistanzen ein schlechteres Verhalten. Die Ortsauflösung der chevron- und gabelförmigen Pads verbessert sich, je näher ihre Form sich der rechteckigen Geometrie annähert. Deshalb haben beispielsweise die Chevrons mit geringer Einbuchtung und die mit einer hohen Zahl an Zacken nahezu die gleiche Ortsauflösung wie die rechteckigen Pads.



**Abbildung 8.30:** *Transversale Ortsauflösung für verschiedene Geometrien (für die Bezeichner siehe Abb. 4.29). Die Ergebnisse stammen aus einer Simulation analog zu TESLA-TDR-2.0 mit einer Inklination von  $\varphi = 2.5^\circ$ . Alle Ergebnisse sind ohne hinzugefügtem elektronischen Rauschen. Keine der alternativen Geometrien zeigt eine erwähnenswert bessere Ortsauflösung als die herkömmlichen Geometrien Normal und Staggered.*

Die geringe Verbesserung für kurze Driftdistanzen liegt bei weitem nicht in dem Bereich, den man durch schmalere Pads oder eine künstliche Cluster-Verbreiterung erreichen kann.

Vergleichbare Ergebnisse wurden bereits in [Ka05p\_2] und [Ka05p\_3] präsentiert.

## 8.3 Ergebnisse zur Energieauflösung

### 8.3.1 Energieauflösung bei der Konversion von Photonen

Bei den in Kapitel 7.1.1 beschriebenen Messungen mit der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle wurde die Energiedeposition der Photonen aufgenommen und speziell die Energieauflösung des Photopeaks aus Position und Breite der Ladungsverteilung der Photonkonversionen bestimmt. In Abb. 8.31 sind die Ergebnisse der Messungen von KA-Fe eingetragen. Abb. 8.31a) zeigt die relative Konstanz der Energieauflösung über alle Streifen der Auslesestruktur, Abb. 8.31b) die Konstanz gegenüber elektrischem Feld und Driftdistanz. In Abb. 8.31c) ist die Energieauflösung über der Spannung an der oberen GEM1 bei konstanter Spannung auf GEM2 aufgetragen. Für hohe Spannungen geht die Energieauflösung in eine Sättigung bei etwa 8.8%. Die theoretisch erwarteten Werte

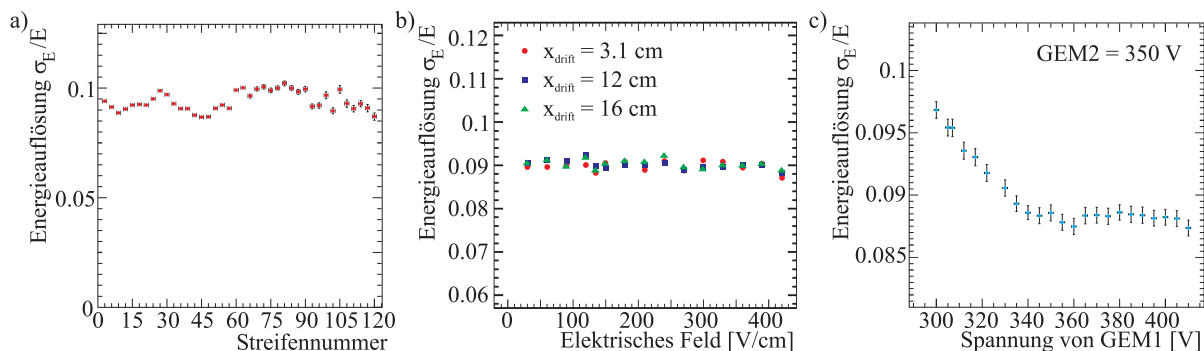


Abbildung 8.31: Energieauflösung in KA-Fe mit Photonen.

liegen mit  $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F \cdot W}{E_{\text{tot}}}} = \sqrt{\frac{0.21 \cdot 26.2 \text{ eV}}{5.9 \text{ keV}}} = 3.05\%$  deutlich unter den gemessenen Werten. Grund hierfür sind u.a. Fluktuationen in der Gasverstärkung.

### 8.3.2 Energieauflösung von Ionisationsspuren

Die Messungen in den Testständen KA-Co, CERN-B, DESY-M und DESY-B wurden entweder mit kosmischen Teilchen oder mit Teilchenstrahlen erzeugt, die wie MIPs (siehe Kapitel 2.1.1) behandelt werden können. Der Algorithmus, der zur Datenauswertung benutzt wurde, ist in Kapitel 5.3.9 beschrieben, Details zum Verständnis der Energieauflösung in Kapitel 3.4.3. In Gleichung 3.18 wurde eine Formel für die optimale Energieauflösung ionisierender Teilchen angegeben, nach der folgende Optimalwerte der Energieauflösung für Pad-Geometrien aus Messung und Simulation erreicht werden:

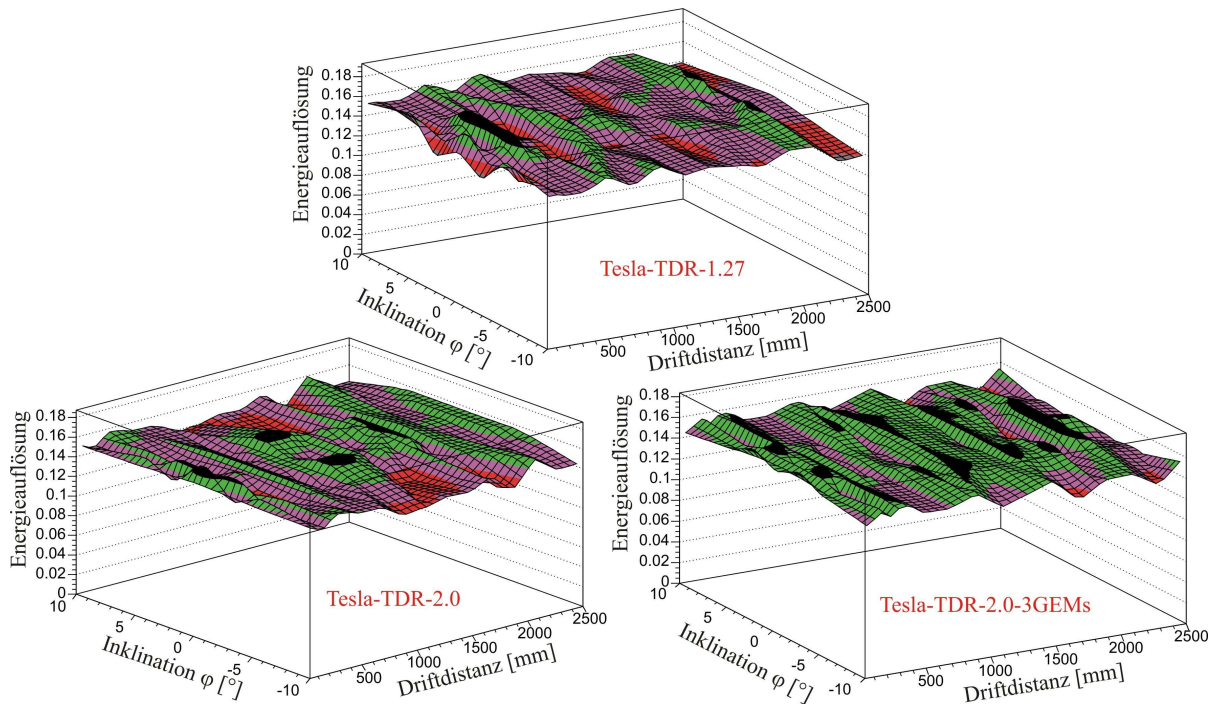
- Small ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ):  $N = 8$ ,  $l = 1.25 \Rightarrow \left. \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \right|_{\text{opt}} = 14.6\%$
- Staggered (Messung):  $N = 10$  (2 ignorierte Reihen!),  $l = 0.6 \Rightarrow \left. \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \right|_{\text{opt}} = 16.7\%$
- Staggered (Simulation):  $N = 16$ ,  $l = 0.6 \Rightarrow \left. \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \right|_{\text{opt}} = 13.4\%$

Die Optimalwerte sind dabei selbstverständlich unabhängig von der Breite der eingesetzten Pads.

### Unabhängigkeit der Energieauflösung von Inklination und Driftdistanz

Die Auswertung der Energieauflösung erfolgt in verkürzter Form. Als erster Schritt, der zur Vereinfachung der Analyse dient, wird deshalb gezeigt, dass die Optimalwerte der Energieauflösung unabhängig von Inklination und Driftdistanz sind. Dies geschieht durch die Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs, deren Ergebnisse in Abb. 8.32 dargestellt sind. Dabei handelt es sich um die Optimalwerte der Energieauflösung ohne hinzugefügtem Rauschen. Die Optimalwerte sind für alle Inklinationen  $\varphi$  und Driftdistanzen im Bereich der oben mit Gleichung 3.18 berechneten Werte. Somit bleibt als wichtigster Parameter bei der Bestimmung der Energieauflösung das Signal/Rauschen-Verhältnis der Spur-Cluster.





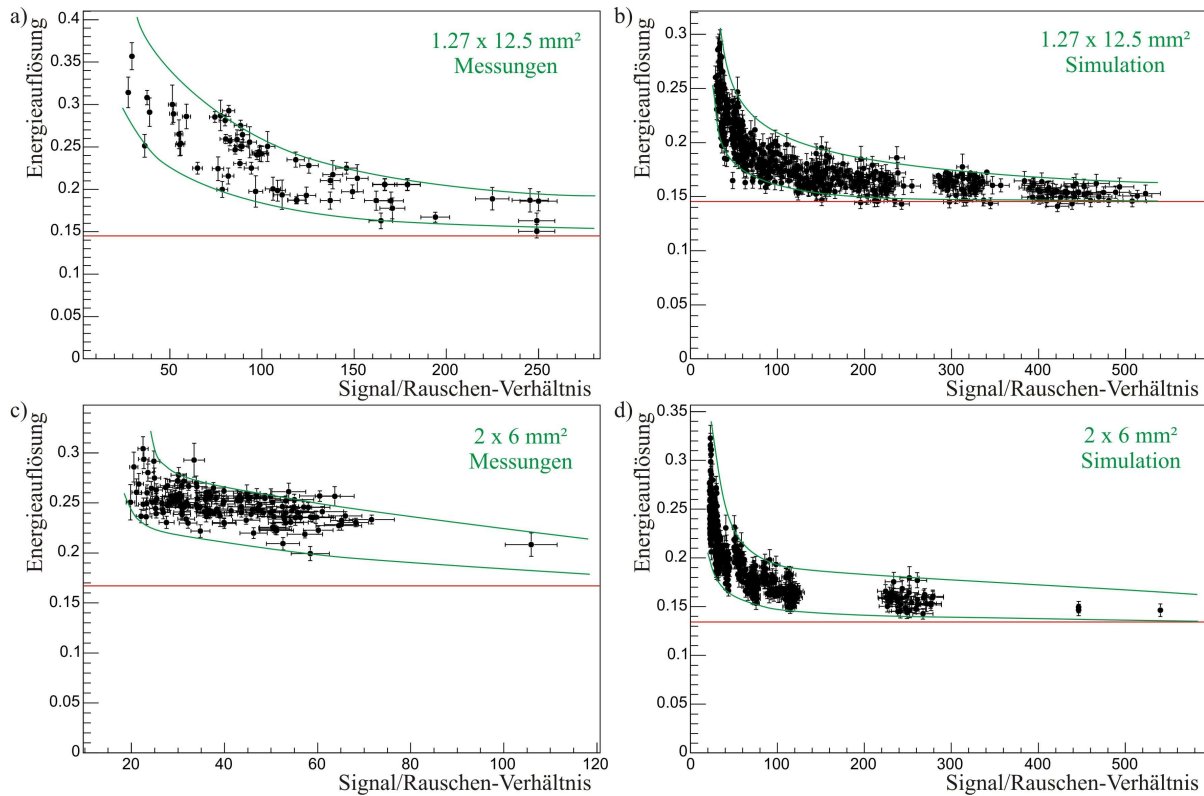
**Abbildung 8.32:** Die Energieauflösung der drei Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs zeigt eine Unabhängigkeit gegenüber der Inklination  $\varphi$  und der Driftdistanz. Gezeigt sind die Optimalwerte der Energieauflösung für die Simulationen ohne elektronischem Rauschen. Diese Optimalwerte entsprechen ungefähr den oben berechneten Optimalwerten nach Gleichung 3.18.

### Abhängigkeit der Energieauflösung vom Signal/Rauschen-Verhältnis

Da die Optimalwerte der Energieauflösung gemäß Simulationsergebnissen unabhängig von Driftdistanz und Inklination zu sein scheinen, werden im Folgenden sämtliche Messungen bei unterschiedlicher Driftdistanz und Inklination gleichbehandelt. Darum sind in Abb. 8.33a) für alle in Kapitel 7 beschriebenen Messungen die berechneten Werte der Energieauflösung gemeinsam über dem Signal/Rauschen-Verhältnis aufgetragen. In Abb. 8.33b) ist das analoge Bild für die Simulation TESLA-TDR-1.27 dargestellt. Jeweils dargestellt ist auch das zu erwartende Optimum von 14.6 %. Klar ersichtlich ist jedoch, dass dieses Optimum nur für einen geringen Teil der Messreihen erreicht wird und dass das nötige Signal/Rauschen-Verhältnis etwa 300 oder 400 sein muss. Damit ist die Forderung der Energieauflösung an das Signal/Rauschen-Verhältnis stärker als die der Ortsauflösung, wo ein Signal/Rauschen-Verhältnis von etwa 200 ausreichend ist, um sich dem Optimalwert anzunähern (siehe Kapitel 8.2.1).

Abb. 8.33c) und d) zeigen die Messergebnisse der Energieauflösung für die verschiedenen Pad-Geometrien mit der effektiven Fläche von  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ . Auch hier zeigen Simulation und Messwerte ein ähnliches Verhalten. Die Optimalwerte der Energieauflösung sind aufgrund unterschiedlicher Anzahl benutzter Pad-Reihen verschieden. Auch hier sollte ein relativ hohes Signal/Rauschen-Verhältnis von etwa 300 bis 400 eingehalten werden, damit die Energieauflösung nahezu den Optimalwert erreicht.

Um zu klären, ob ein ähnliches Verhalten bei längeren Teilchenspuren zu erwarten ist und

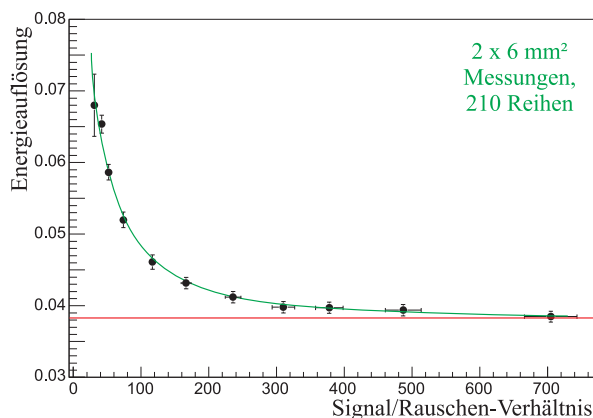


**Abbildung 8.33:** Energieauflösung in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses für a) Messungen mit den Pads der Größe  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ , b) die Simulation TESLA-TDR-1.27, c) Messungen mit den Pads der Größe  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  und d) die Simulation TESLA-TDR-2.0. Für c) und d) ist zum erreichbaren Optimalwert zu bemerken, dass in der Simulation 16, bei den Messungen nur 10 Pad-Reihen zur Bestimmung der Energieauflösung benutzt wurden.

ob an der zukünftigen ILC-TPC eine hohe Gasverstärkung nötig ist, um die gewünschte Energieauflösung zu erreichen, wurde eine zusätzliche Simulation mit Teilchenspuren der Länge  $126 \text{ cm}$  gestartet und die Energieauflösung bestimmt. Dabei wurden die in Kapitel 3.4.3 beschriebenen Schnitte von  $c_{upper} = 0.8$  und  $c_{lower} = 0.05$  angewendet, da sich in diesem Fall die Energieauflösung gegenüber dem Fall ohne Schnitte um etwa den Faktor zwei verbessert. Als Optimalwert ist nach Gleichung 3.18 mit  $N = 210$  und  $l = 0.6 \text{ cm}$  ein Wert von  $\left. \frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \right|_{opt} = 4.11 \%$  zu erwarten. Der erreichte Optimalwert der Simulation ohne hinzugefügtem elektronischen Rauschen liegt nach Abb. 8.34 mit  $3.83 \%$  noch leicht unter dem theoretischen Wert. Man sieht jedoch deutlich, dass auch hier ein hohes Signal/Rauschen-Verhältnis von mindestens 300 benötigt wird, um eine Annäherung an den Optimalwert zu erreichen.

## 8.4 Ergebnisse zur Padreihen-Effizienz

Von den in Kapitel 7 beschriebenen Messungen wurde auch die Padreihen-Effizienz  $\nu$  bestimmt, die den Anteil der Pad-Reihen beschreibt, auf denen Ladungs-Cluster nachgewiesen werden können. Der Algorithmus zur Bestimmung der Padreihen-Effizienz wurde bereits in Kapitel



**Abbildung 8.34:** Energieauflösung in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses für 210 Pad-Reihen mit Staggered-Pads ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) für eine zu TESLA-TDR-2.0 analoge Simulation.

5.3.8 beschrieben. Eine theoretische Quantifizierung der Erwartungen lässt sich jedoch nicht leicht angeben. Bei Annahme einer Poisson-Statistik der Primärionisation liegt die theoretisch erreichbare maximale Padreihen-Effizienz bei  $\nu_{theo} = (1 - e^{-N_{tot}}) \approx 1$  bei  $N_{tot} = n_{tot} \cdot H_{pad}$  (siehe Kapitel 2.1). Es ist jedoch klar, dass außer der Zahl der zum Cluster beitragenden Elektronen auch das Signal/Rauschen-Verhältnis eine wesentliche Rolle spielt.

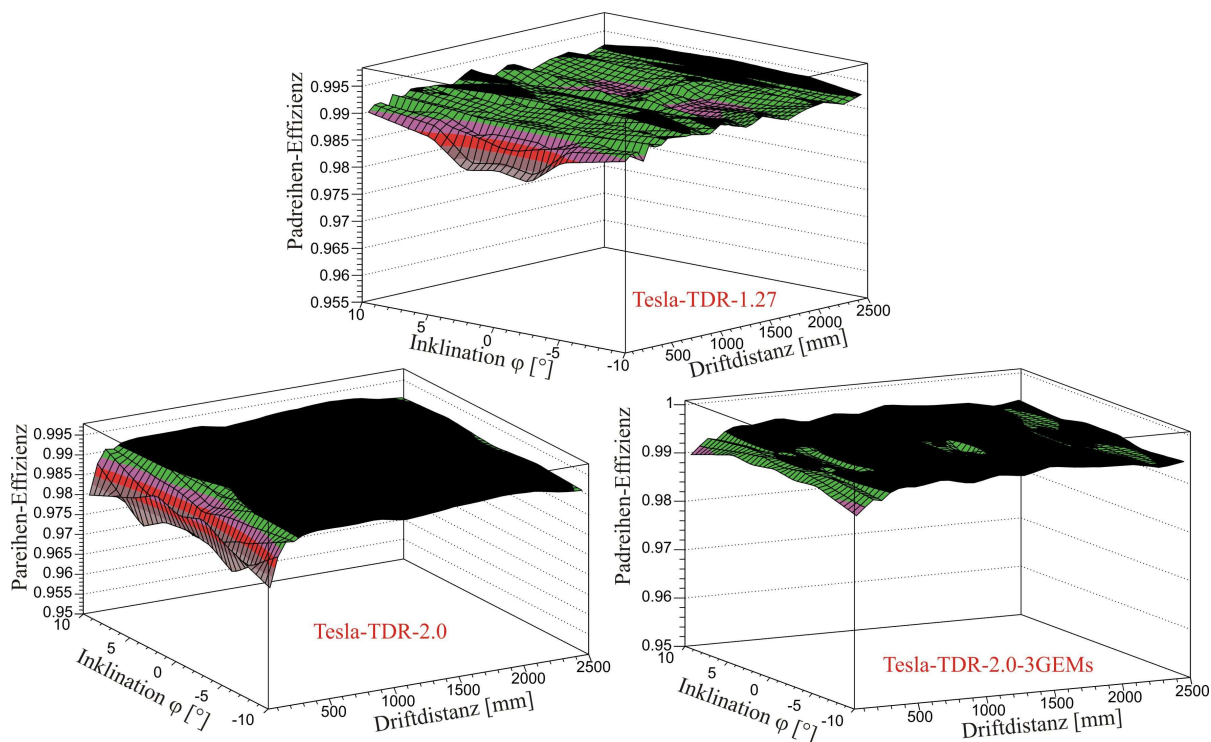
#### Unabhängigkeit der Padreihen-Effizienz von Inklination und Driftdistanz

Zur Vereinfachung der Analyse wird zuerst gezeigt, dass die Optimalwerte der Padreihen-Effizienz unabhängig von Inklination und Driftdistanz sind. In Abb. 8.35 sind die Ergebnisse der Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs über der Driftdistanz und der Inklination  $\varphi$  dargestellt. Dabei handelt es sich um die Optimalwerte der Padreihen-Effizienz ohne hinzugefügtem Rauschen, die für die Simulation TESLA-TDR-1.27 bei  $\nu_{simu,1.27} = 99.0\%$ , für die Simulationen TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs bei  $\nu_{simu,2.0} = 99.3\%$  liegen. Interessanterweise ist der Optimalwert bei den kürzeren Pads besser als bei den längeren, was nahelegt, dass auch die Pad-Breite einen Einfluss auf die Padreihen-Effizienz hat.

Für sehr kurze Driftdistanzen sind die Optimalwerte etwas geringer als für die restlichen Driftdistanzen, also in dem Bereich, in dem auch die Ortsauflösung schlechter wird, weil die Cluster-Breiten sehr klein sind und die Cluster-Positionen in die Pad-Mitte gedrängt werden (siehe Kapitel 5.3.1). Als Folge liegen die Cluster-Positionen häufiger außerhalb der  $4\sigma$ -Toleranz bei der Effizienz-Bestimmung (siehe Kapitel 5.3.8).

#### Abhängigkeit der Padreihen-Effizienz vom Signal/Rauschen-Verhältnis

Da die Optimalwerte der Padreihen-Effizienz nach den oben gezeigten Ergebnissen der Simulationen unabhängig von Driftdistanz und Inklination sind, werden im Folgenden sämtliche Messungen bei unterschiedlicher Driftdistanz und Inklination gleichbehandelt. Darum sind in Abb. 8.36a) die berechneten Werte der Padreihen-Effizienz für alle in Kapitel 7 beschriebenen Messungen gemeinsam über dem Signal/Rauschen-Verhältnis aufgetragen. In Abb. 8.36b) ist das analoge Bild für die Simulation TESLA-TDR-1.27 dargestellt. Jeweils dargestellt ist auch das

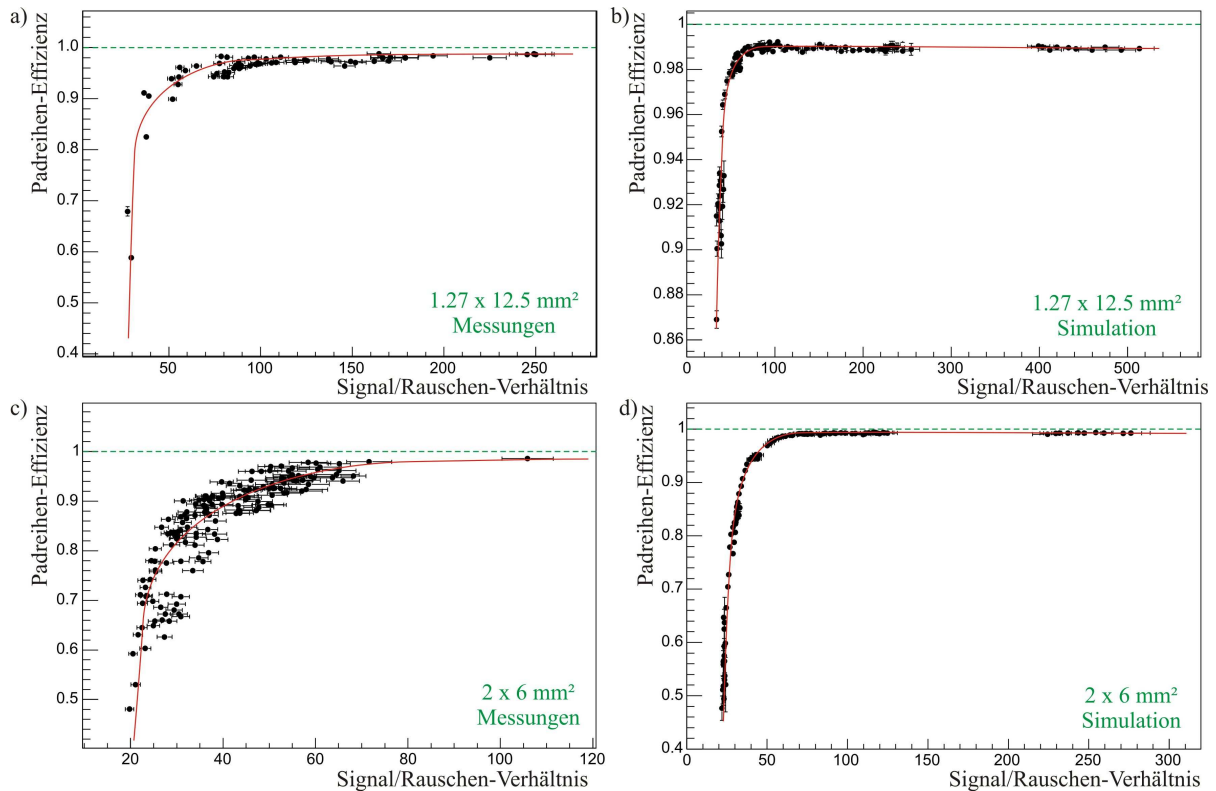


**Abbildung 8.35:** Die Padreihen-Effizienz der drei Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA-TDR-2.0-3GEMs zeigt eine Unabhängigkeit gegenüber der Inklination  $\varphi$  und der Driftdistanz. Gezeigt sind die Optimalwerte der Padreihen-Effizienz für die Simulationen ohne elektronischem Rauschen. Nur für sehr geringe Driftdistanzen zeigen sich Abweichungen.

absolute Optimum der Padreihen-Effizienz von 100%. Es ist jedoch klar zu erkennen, dass dieses Optimum für kein Signal/Rauschen-Verhältnis erreicht werden kann. Eine Annäherung an den erreichten Optimalwert der Padreihen-Effizienz von  $\nu_{opt,1.27} = 99.0\%$  erhält man bereits für ein recht moderates Signal/Rauschen-Verhältnis von etwa 100 oder 150. Diese Forderung an das Signal/Rauschen-Verhältnis ist somit deutlich schwächer als die an die Orts- und Energieauflösung.

Abb. 8.36c) und d) zeigen die Messergebnisse der Padreihen-Effizienz für die verschiedenen Pad-Geometrien mit der effektiven Fläche von  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ . Auch hier zeigen Simulation und Messwerte ein ähnliches Verhalten. Die Optimalwerte der Padreihen-Effizienz von etwa  $\nu_{opt,2.0} = 99.3\%$  werden auch hier ab einem moderaten Signal/Rauschen-Verhältnis von etwa 100 erreicht.

Eine Abhängigkeit von der Länge der Teilchenspuren und somit der Zahl der benutzten Pad-Reihen wie im Fall der Energieauflösung ist nicht zu erwarten. Deshalb sind die Ergebnisse von Simulationen und Messungen für die  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ -großen Pads trotz unterschiedlicher Zahl benutzter Pad-Reihen identisch.

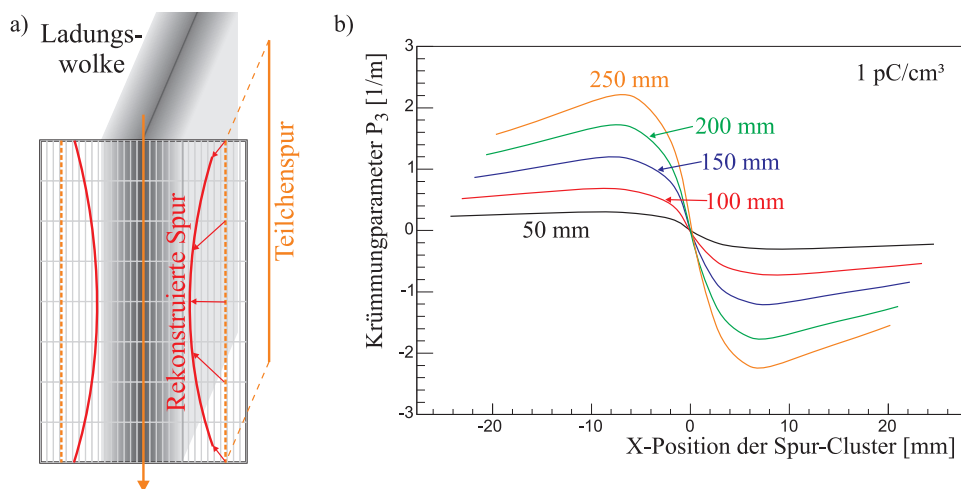


**Abbildung 8.36:** Padreihen-Effizienz in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses für a) Messungen mit den Pads der Größe  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ , b) die Simulation TESLA-TDR-1.27, c) Messungen mit den Pads der Größe  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  und d) die Simulation TESLA-TDR-2.0.

## 8.5 Raumladungen - Fehlerabschätzung zum Ionenrückfluss

### Beeinflussung der rekonstruierten Spuren durch Raumladungen für den Prototypen in einem Teilchenstrahl

Bei einigen Messreihen in CERN-B wurden starke Krümmungen der Teilchenspuren festgestellt. Die Begründung der Krümmungsradien von teilweise  $r < 0.25 \text{ m}$  bei Messungen ohne Magnetfeld liegt in diesem Fall an der Raumladung im aktiven Volumen der TPC. Da die Messungen nicht auf Verhinderung des Ionenrückflusses (siehe Kapitel 3.2.2), sondern auf Stabilität des kontinuierlichen Betriebs optimiert waren, wurde eine sehr große Zahl von Ionen aus dem Gasverstärkungsbereich der GEMs in das Driftvolumen entlassen. Die rückdriftenden Ionen haben eine geringe Driftgeschwindigkeit und beeinflussen das elektrische Feld im aktiven Volumen. In Abb. 8.37a) ist der Effekt graphisch dargestellt. Die Teilchen des Strahls gehen meist senkrecht durch das TPC-Volumen, die erzeugten Elektronen driften zu den GEMs, die Ionen aus der Gasverstärkung den gleichen Weg zurück ins Driftvolumen. Dadurch bildet sich eine Raumladungswolke aus Ionen aus, wie sie in Abb. 8.37a) dargestellt ist. Ihr Querschnitt ist durch Form und Ausdehnung des Teilchenstrahls definiert. Die erzeugten Elektronen nachfolgender Teilchenspuren, die nicht die Mitte der Ladungswolke durchqueren, werden durch die Ladungswolke abgelenkt. Elektronen, die von den mittleren Pad-Reihen aufgenommen werden, erfahren



**Abbildung 8.37:** a) Graphische Darstellung der Entstehung der gemessenen Spurkrümmung durch die Raumladungswolke. b) Berechnete Spurkrümmungen aus der numerischen Simulation für verschiedene Driftstrecken und eine Raumladung von  $1 \text{ pC/cm}^3$ .

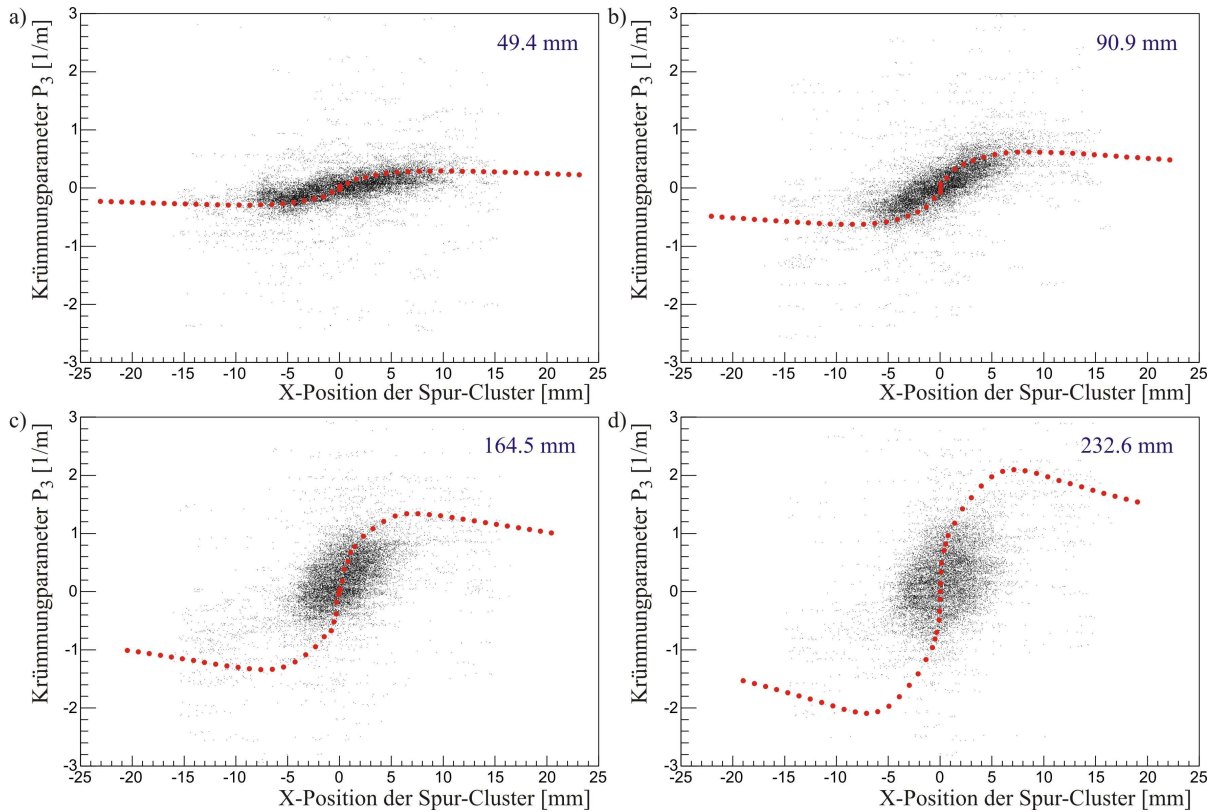
dabei eine stärkere Ablenkung als Elektronen der oberen und unteren Pad-Reihen. Auf diese Weise entsteht die Krümmung der rekonstruierten Teilchenspur.

Um den Effekt zu imitieren, wurde ein einfaches Simulationsprogramm erstellt, bei dem die Elektronen den Feldlinien des elektrischen Feldes, das aus dem eigentlichen Feld der TPC und dem der Raumladung aufgebaut ist, folgen. Die Simulation wurde dabei mit einer dreiecksförmigen Verteilung der Raumladung mit einer Gesamtbreite von  $1 \text{ cm}$  durchgeführt, die auf diese Weise recht gut den CERN-Teilchenstrahl simuliert. Die mittlere Raumladung in diesem Bereich liegt in dem gezeigten Beispiel bei  $1 \text{ pC/cm}^3$ . In Abb. 8.37b) ist für das Simulationsbeispiel der gemessene Krümmungsparameter  $P_3$  (siehe Kapitel 5.3.3) über der gemessenen X-Position der Spur-Cluster für unterschiedliche Driftstrecken aufgetragen.

Die hohen Teilchenraten am CERN-Teilchenstrahl rufen bisweilen Raumladungen bis zu mehreren  $\text{pC/cm}^3$  hervor. Eine detaillierte Behandlung der entstehenden Effekte findet sich in [Ka05p\_1]. Bei der hier vorgestellten Messreihe wurde eine Raumladungsdichte von etwa  $1 \text{ pC/cm}^3$  erreicht, was sich recht leicht aus Teilchenzahl, Ionenrückfluss und Ionendriftgeschwindigkeit berechnen lässt. Abb. 8.38 zeigt die gemessenen Krümmungsradien in Abhängigkeit der X-Position der Spur-Cluster für die Messreihe CERN-B-P5- $z_{drift}$  und damit für unterschiedliche Driftstrecken. Eingetragen sind in rot auch die erwarteten Werte der Simulation, die recht gut mit den Messwerten übereinstimmen.

### Beeinflussung der rekonstruierten Spuren durch Raumladungen für ein realistisches Modell der ILC-TPC

Die oben beschriebenen Spurkrümmungen sind nicht relevant für die zukünftige TPC am *International Linear Collider*. In erster Linie sind nicht hohe Raumladungsdichten problematisch, sondern deren Gradienten. In einem realistischen Modell der ILC-TPC unterscheidet sich die Verteilung der Raumladung deutlich von der des Prototypen im CERN-Teilchenstrahl. Hierzu



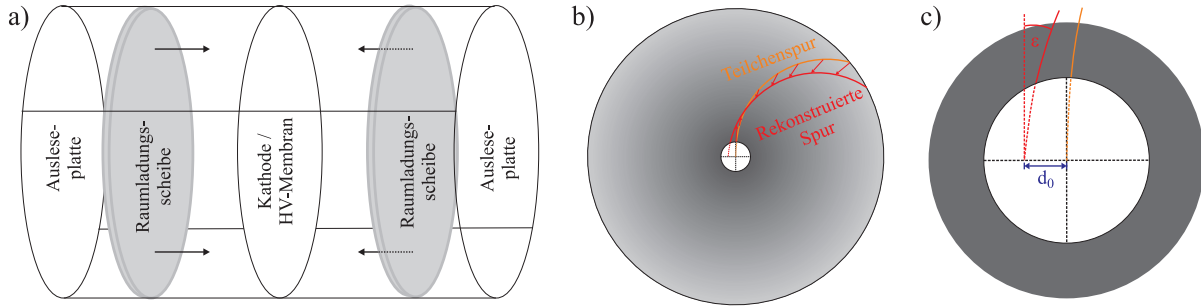
**Abbildung 8.38:** Gemessene Spurkrümmungen der Messreihe CERN-B-P5-zdrift zusammen mit den Erwartungen der numerischen Simulation bei einer Raumladungsdichte von  $1 \text{ pC/cm}^3$ .

ein paar Fakten aus dem TESLA-TDR [An01p]:

Der zeitliche Abstand zwischen den Kollisionen zweier Teilchenpakete (*Bunches*) liegt bei  $337 \text{ ns}$ . Bei 2820 aufeinanderfolgenden *Bunches* in einem *Train* erhält man als Dauer eines Trains  $2820 \cdot 337 \text{ ns} = 0.95 \text{ ms}$ . Bei einer Zahl von 5 Trains pro Sekunde liegt die Pause zwischen zwei *Trains* bei  $199 \text{ ms}$ . Da die Zeit zum vollständigen Absaugen der Elektronen aus dem TPC-Volumen  $250 \text{ cm}/(4.56 \text{ cm}/\mu\text{s}) \approx 55 \mu\text{s}$  beträgt, liegt die Gesamtzeit der Ladungssammlung eines *Trains* bei  $0.95 \text{ ms} + 55 \mu\text{s} = 1 \text{ ms}$ . Mit der Zeit zum vollständigen Absaugen der Ionen aus dem TPC-Volumen von  $250 \text{ cm}/(1.7 \text{ cm/ms}) \approx 147 \text{ ms}$  lässt sich zeigen, dass sämtliche Ionen des einen *Trains* bis zum nächsten *Train* das TPC-Volumen wieder verlassen. Die Driftstrecke der Ionen während eines *Trains* ist  $1.7 \text{ cm/ms} \cdot 1 \text{ ms} = 1.7 \text{ cm}$ . Die Ladungswolke ist somit eine Scheibe der Dicke  $1.7 \text{ cm}$ .

Prinzipiell ist also eine Beeinflussung der Teilchentrajektorie nur innerhalb eines *Trains* zu erwarten, während sich die Ladungsscheibe oberhalb der obersten GEM entwickelt. Da die zu erwartenden Spurverzerrungen damit zeitabhängig sind und für verschiedene Dicken der Ladungsscheibe berechnet werden müssten, wird an dieser eine Variation der TESLA-Angaben betrachtet. Und zwar betrachtet das benutzte Modell den Fall, dass die Pause zwischen zwei *Trains* kleiner gewählt wird, sodass die Elektronen einer Teilchentrajektorie eine Ladungsscheibe durchqueren müssen. Die numerische Simulation, die analog zu der oben beschriebenen erfolgt, ignoriert dabei die Raumladung des eigenen *Trains* oberhalb der GEMs. Start- und Endpo-

sition der Elektronendrift liegen somit außerhalb der Reichweite der Beeinflussung durch die Raumladung.



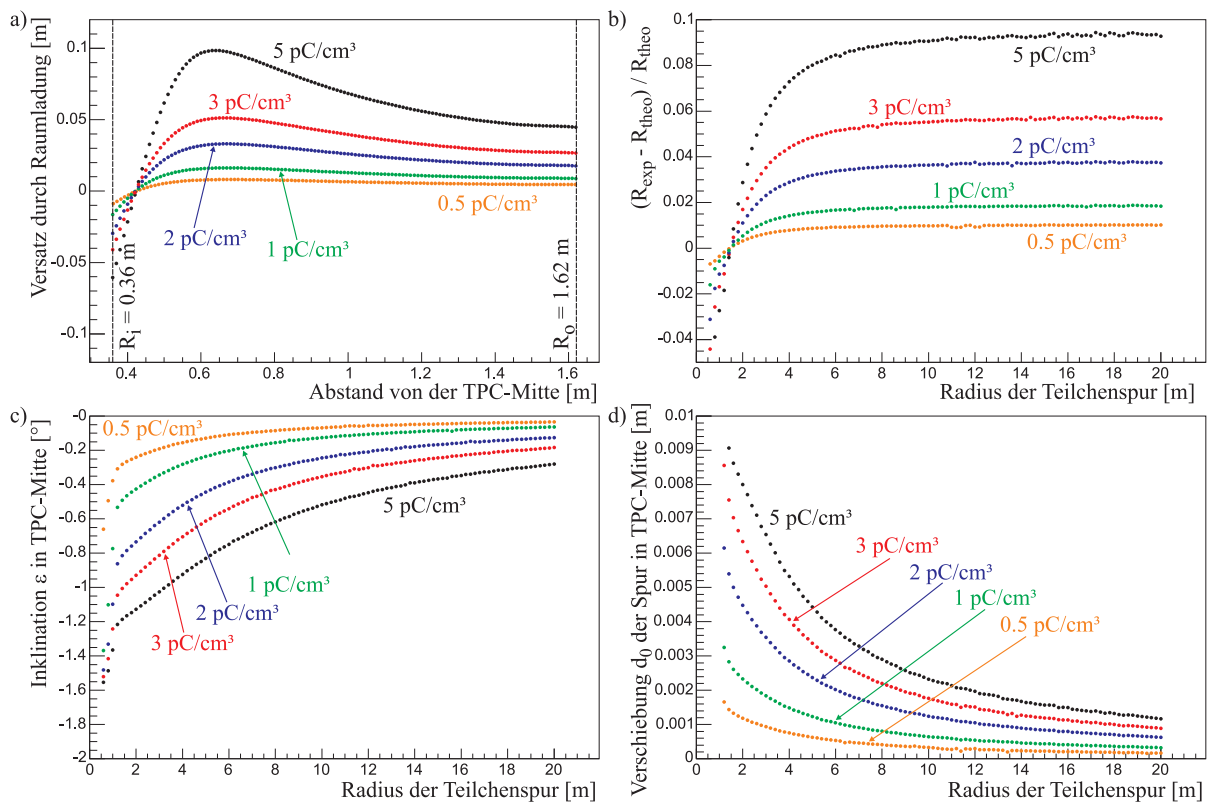
**Abbildung 8.39:** a) Graphische Darstellung der Raumladungsscheiben, die sich durch die TPC bewegen. b) Aufsicht auf die Ladungsscheibe mit radial abfallender Raumladungsdichte und die Konsequenz für die Rekonstruktion einer rekonstruierten Teilchenspur. c) Vergrößerung des innersten Bereichs der Aufsicht mit der Inklination  $\epsilon$  und dem Versatz  $d_0$  der rekonstruierten Spur.

In der Simulation wird eine Raumladungsscheibe der Dicke  $2\text{ cm}$  angenommen, deren Ladungsverteilung in tangentialer Richtung als homogen angenommen wird und in radialer Richtung mit  $1/r$  abfällt. Es wird somit eine Gleichverteilung der Spuren in alle Raumrichtungen angenommen, Spuren mit hoher Rapidität, die nicht den vollständigen Radius der TPC abgedeckt hatten, wurden zur Vereinfachung des Modells ignoriert. In Abb. 8.40 ist die Beeinflussung der Teilchentrajektorie mithilfe aussagekräftiger Parameter für verschiedene mittlere Raumladungsdichten dargestellt. Abb. 8.40a) zeigt den radialen Versatz zwischen der Elektronenposition bei der Ionisation und der Position auf der Auslesefläche in Abhängigkeit des Abstandes des Elektrons zum Zentrum der TPC. In Abb. 8.40b) ist der Unterschied der Krümmungsradien  $R_{theo}$  der ursprünglichen und  $R_{exp}$  der rekonstruierten Teilchentrajektorie über dem Krümmungsradius  $R_{theo}$  dargestellt. Die Abb. 8.40c) und d) zeigen die Abhängigkeit der Inklination  $\epsilon$  und des Versatzes  $d_0$  (zu deren Definition siehe Abb. 8.39c) von dem Krümmungsradius  $R_{theo}$ .

Die Beeinflussung der Teilchentrajektorien ist somit je nach Raumladungsdichte durchaus bedeutsam. Zu beachten ist, dass die Spurverzerrungen nicht nur den berechneten Impuls gekrümmter Spuren beeinflusst, sondern durch Verkürzung der Gesamtpurlänge auch den berechneten spezifischen Energieverlust. Die Verteilung der Raumladungsdichte ist jedoch berechenbar, und die Positionenschiebungen der Elektronen dadurch korrigierbar. Die Ergebnisse des hier gezeigten einfachen Modells sind jedoch nicht zur Korrektur der Teilchentrajektorie gedacht. Vielmehr soll ein Gefühl für die Größenordnung des Effekts gegeben werden, um die Wichtigkeit eventueller Korrekturen zu unterstreichen.

Die Beeinflussung der Teilchentrajektorie durch die Raumladung des aktuellen *Trains* kann nur schwer durch Gating-Drähte verhindert werden, da während eines *Trains* eine kontinuierliche Datennahme gewährleistet werden sollte. Stattdessen sollte versucht werden, die Konfiguration der elektrischen Felder im GEM-Aufbau so zu wählen, dass der Ionenrückfluss intrinsisch verringert wird (siehe Kapitel 3.2.2). Eventuell hervorgerufene Verzerrungen müssten dennoch korrigiert werden.





**Abbildung 8.40:** Beeinflussung der Teilchentrajektorie durch eine Raumladungsscheibe am ILC anhand von Parametern, die die Position der Elektronen und die Teilchentrajektorie beschreiben. Die dargestellten Werte wurden für verschiedene Raumladungsdichten anhand einer numerischen Simulation bestimmt.



## 9 Zusammenfassung und Ausblick

Eine Zeit-Projektionskammer (TPC) mit GEM-Technologie ist hervorragend geeignet für eine präzise Spurrekonstruktion, wie sie am zukünftigen Linearbeschleuniger-Projekt ILC (*International Linear Collider*) benötigt wird. Da mit sehr geringer Materialdichte zusätzlich noch eine exzellente Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  vorgenommen wird, ist eine zuverlässige Teilchenidentifikation möglich. Aus diesem Grund ist die GEM-TPC ein aussichtsreicher Kandidat für den Einsatz als zentralem Spurdetektor am ILC.

Um das hohe Potential dieses neuartigen Detektortyps ausschöpfen zu können, ist ein großer Entwicklungsaufwand unerlässlich. Ein wesentlicher Punkt ist die Optimierung des GEM-Aufbaus, der in erster Linie für die Signalverstärkung zuständig ist. Durch die intrinsischen Eigenschaften des GEM-Aufbaus und der Einzel-GEMs ist zusätzlich eine Verringerung von  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekten, sowie eine Beeinflussung des schädlichen Ionenrückflusses und der transversalen Ortsauflösung möglich. Die Optimierung des GEM-Aufbaus, bei der auch die elektrische Stabilität der GEMs beachtet werden muss, ist direkt gekoppelt mit der Wahl des verwendeten Gases und der benutzten Pad-Geometrie.

Für Studien an einer Zeit-Projektionskammer mit GEM-Technologie wurde in Karlsruhe ein 25 cm langer Prototyp entwickelt und hergestellt. Der Prototyp wurde mit einem Doppel-GEM-Aufbau und einer feinstrukturierten Auslesefläche, zumeist eine Pad-Struktur mit Pads der Größe  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  oder  $2 \times 6 \text{ mm}^2$ , versehen. Die exzellente Homogenität des elektrischen Feldes und die Gasdichtigkeit des Driftzylinders konnten in ersten Messungen mit einer auf CAMAC-Modulen basierenden Elektronik bestätigt werden.

Für Studien zur Spurrekonstruktion wurde der Detektor mit einer modifizierten Auslese-Elektronik des STAR-Experimentes bestückt. Für die Auswertung der genommenen Daten wurde die speziell zugeschnittene Rekonstruktions- und Analysesoftware TPCRAT entwickelt. Außerdem wurde eine auf MonteCarlo basierende Simulationssoftware TPCSUM erstellt, mit deren Hilfe weitergehende Studien durchgeführt werden konnten.

Die hohe Flexibilität des Prototypen ermöglichte zahlreiche Messreihen an unterschiedlichen Orten mit verschiedenen Zielsetzungen. Zu Beginn wurden Messungen mit kosmischen Teilchen im Labor in Karlsruhe durchgeführt, um die Zuverlässigkeit von Elektronik und Software zu testen. Es folgten Messungen in Teilchenstrahlen, bei denen durch die hohe Statistik von quasi-identischen Teilchen, gezielte Studien vorgenommen werden konnten. Am PS-Teilchenstrahl des CERN erfolgten Messreihen mit unterschiedlichen Gasmischungen, um Aussagen über einen großen Bereich primärer transversaler Cluster-Breiten tätigen zu können. Bei den Studien am DESY-Teilchenstrahl wurde zusätzlich ein 1 T-Magnetfeld benutzt, um bei geringer primärer Cluster-Breite den Einfluss unterschiedlicher Pad-Geometrien testen zu können. Schließlich wurde noch eine Messreihe mit der ILC-Konfiguration durchgeführt, d.h. es wurde das TDR-Gas verwendet und kosmische Teilchen in einem Magnetfeld von 4 T parallel zum Driftfeld aufgenommen.

Testmessungen zum korrekten Aufbau der Teststände zeigten eine exzellente Übereinstimmung der Driftgeschwindigkeiten von Messungen und Magboltz-Simulationen, wodurch vor allem

die Zusammensetzung und damit die Reinheit des Gasgemisches bestätigt werden konnte. Es zeigte sich, dass die Messung von Diffusionskoeffizienten hingegen für Tests der Gasreinheit ungeeignet ist, da diese sehr stark von Cluster- und Pad-Breite sowie Signal/Rauschen-Verhältnis abhängen.

Für die transversale Ortsauflösung konnte mit Einführung der äquivalenten Driftdistanz eine Extrapolation der Messdaten auf die Driftstrecken der geplanten ILC-TPC vorgenommen werden. Für Datensätze mit kurzer äquivalenter Driftstrecke musste eine Korrektur der Koordinaten, die man über die Schwerpunktmethode (COG) erhält, vorgenommen werden. Für die Korrektur wurden zwei äquivalente Methoden vorgestellt, die im Verlaufe dieser Arbeit entwickelt wurden. In [Al01p\_1] wird eine transversale Ortsauflösung von 70 (bzw. 190)  $\mu\text{m}$  für 10 (bzw. 200)  $\text{cm}$  Driftstrecke gefordert. Mit den  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen Pads wurde eine transversale Ortsauflösung von 60 (175)  $\mu\text{m}$  für 10 (200)  $\text{cm}$  äquivalenter Driftstrecke erreicht. Bei dem nicht-optimierten GEM-Aufbau mit den  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads wurde für Driftstrecken von 20 bis 50  $\text{cm}$  eine transversale Ortsauflösung von 140  $\mu\text{m}$  erreicht. Mit der unten beschriebenen Konfiguration des GEM-Verstärkungsbereichs ist nach Simulationsstudien eine transversale Ortsauflösung von 65 (190)  $\mu\text{m}$  für 10 (200)  $\text{cm}$  Driftstrecke realisierbar.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass alternative Pad-Strukturen keine verbesserten Ergebnisse hinsichtlich transversaler Ortsauflösung liefern und dass diese sich im optimalen Fall den Werten der normalen rechteckigen Pads annähern.

Die erwartete Verschlechterung der transversalen Ortsauflösung in Abhängigkeit der Inklination  $\varphi$  wurde bestätigt. Es wurde eine effektive Elektronenzahl  $N_{eff}^* \approx 6$  für die meisten Messungen gefunden. Damit ist folgende transversale Ortsauflösung für die ILC-TPC zu erwarten:

	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 5^\circ$	$\varphi = 10^\circ$	$\varphi = 20^\circ$
$z_{drift} = 10 \text{ cm}$	65 $\mu\text{m}$	90 $\mu\text{m}$	140 $\mu\text{m}$	255 $\mu\text{m}$
$z_{drift} = 200 \text{ cm}$	190 $\mu\text{m}$	200 $\mu\text{m}$	225 $\mu\text{m}$	310 $\mu\text{m}$

Die longitudinale Ortsauflösung zeigt geringere Abhängigkeiten. Auch für sie konnten durch Einführung der äquivalenten Driftdistanz Aussagen für die ILC-TPC gemacht werden: Die geforderte longitudinale Ortsauflösung von 600 (1000)  $\mu\text{m}$  für 10 (200)  $\text{cm}$  Driftstrecke konnte von den beiden Pad-Größen deutlich übertroffen werden: 230 (640)  $\mu\text{m}$  für die  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen und 200 (720)  $\mu\text{m}$  für die  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads (extrapoliert auf die unten beschriebene optimale Konfiguration).

Bei der Berechnung der Padreihen-Effizienz konnte bereits für ein recht geringes Signal/Rauschen-Verhältnis von etwa 100 der Optimalwert erreicht werden: 99.0% für die  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen und 99.3% für die  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads.

Die Ergebnisse der Energieauflösung lagen für die  $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$  großen Pads Werte bei etwa 15% und für die  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Pads bei etwa 20%. Für einen simulierten Run mit ILC-Abmessungen ( $l = 6 \text{ mm}$ ,  $N = 210$ ) wurden Werte  $< 4\%$  erreicht. Dies erfüllt die Anforderungen aus [Al01p\_1]. Eine Annäherung an den Optimalwert wurde jedoch bei Messungen und Simulationen erst bei einem Signal/Rauschen-Verhältnis von etwa 300 bis 400 erreicht, was verglichen mit der Ortsauflösung und der Padreihen-Effizienz die höchste Anforderung an die Gasverstärkung stellt.

Der Einfluss von Raumladungen durch rückdriftende Ionen wurde für den Fall des ILC diskutiert und mit einer Simulation quantifiziert. Die Beeinflussung der Elektronen während

---

der Drift kann erheblich sein und sogar im Bereich einiger  $cm$  liegen. Die Spurverzerrungen sind prinzipiell korrigier- bzw. kalibrierbar, sollten aber auf jeden Fall berücksichtigt werden. Eine Optimierung der Feldkonfiguration des GEM-Aufbaus im Hinblick auf Minimierung des Ionenrückflusses ist deswegen dringend erforderlich. Diese kann jedoch getrennt von den hier vorgeführten Studien erfolgen, da die beeinflussenden Faktoren vor allem die elektrischen Felder im oberen Teil des Tripel-GEM-Aufbaus umfassen.

Als Ergebnis dieser Arbeit wird folgende Konfiguration des GEM-Aufbaus vorgeschlagen: Die benutzte Pad-Struktur soll aus normalen rechteckigen Pads der Größe  $2 \times 6 \text{ mm}^2$  bestehen, deren Pad-Reihen automatisch eine versetzte Anordnung besitzen. Es wird eine Tripel-GEM-Struktur benötigt, um eine ausreichende Gasverstärkung liefern und eine künstliche Verbreiterung der Cluster hervorrufen zu können. Das Signal/Rauschen-Verhältnis sollte einen Mindestwert von 300 nicht unterschreiten. Für die beiden Transferlücken wird eine Dicke von  $2 \text{ mm}$  und ein Feld von  $2500 \text{ V/cm}$ , für die Induktionslücke eine Dicke von  $10 \text{ mm}$  und ein Feld von  $3500 \text{ V/cm}$  vorgeschlagen, da in der Induktionslücke die künstliche Cluster-Verbreiterung erfolgen soll. Das verwendete Gas sollte ein Driftgeschwindigkeitsmaximum mit einem nicht zu geringen Wert bei einem Driftfeld  $< 300 \text{ V/cm}$  besitzen. Die Diffusionskoeffizienten sollten im Driftfeld geringe und im Induktionsfeld große Werte aufweisen. Außerdem sollte das Gas als unbrennbar gelten. Prinzipiell ist das TDR-Gas dafür gut geeignet, P5 wäre in dieser Hinsicht sogar zu bevorzugen. Noch bessere Eigenschaften zeigt in dieser Beziehung das Löschgas  $CF_4$ , dessen Einsatz gegebenenfalls nochmals überdacht werden sollte.

Eine weitere Aufgabe wird es sein, den vorgeschlagenen GEM-Aufbau zu verwirklichen und die aus den Messergebnissen und den Simulationen gefolgerten Aussagen zu bestätigen. Im Moment laufen die Planungen für einen großen Prototypen, der am DESY betrieben werden soll. Mit diesem sollen Einflüsse getestet werden, die nicht mit kleinen Prototypen bearbeitet werden können, wie die Stabilität der GEMs bei größerer Flächenabdeckung. Bei dem Bau des Prototypen werden die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse eingebracht. Es steht die Entscheidung an, welche der beiden Technologien - GEMs oder MicroMegas - in der ILC-TPC zum Einsatz kommen soll. Für das nächste Jahr (2007) ist der *Conceptual Design Report* des ILC geplant, in dem die Vorteile der jeweiligen Technologie diskutiert werden.



# A Parameter verschiedener Gasmischungen

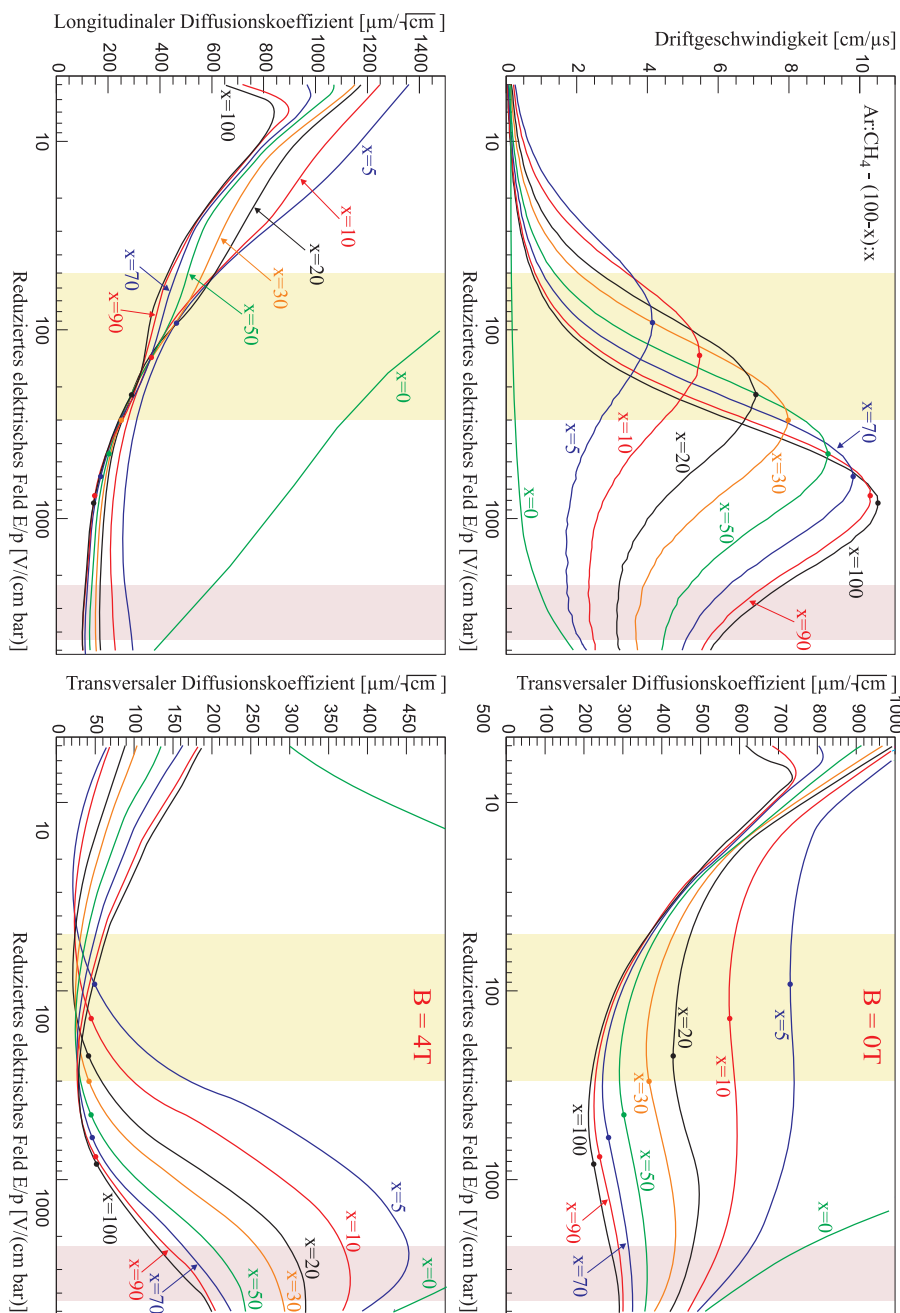


Abbildung A.1: Gasparameter für Ar-CH<sub>4</sub>-Mischungen [Ve01m].

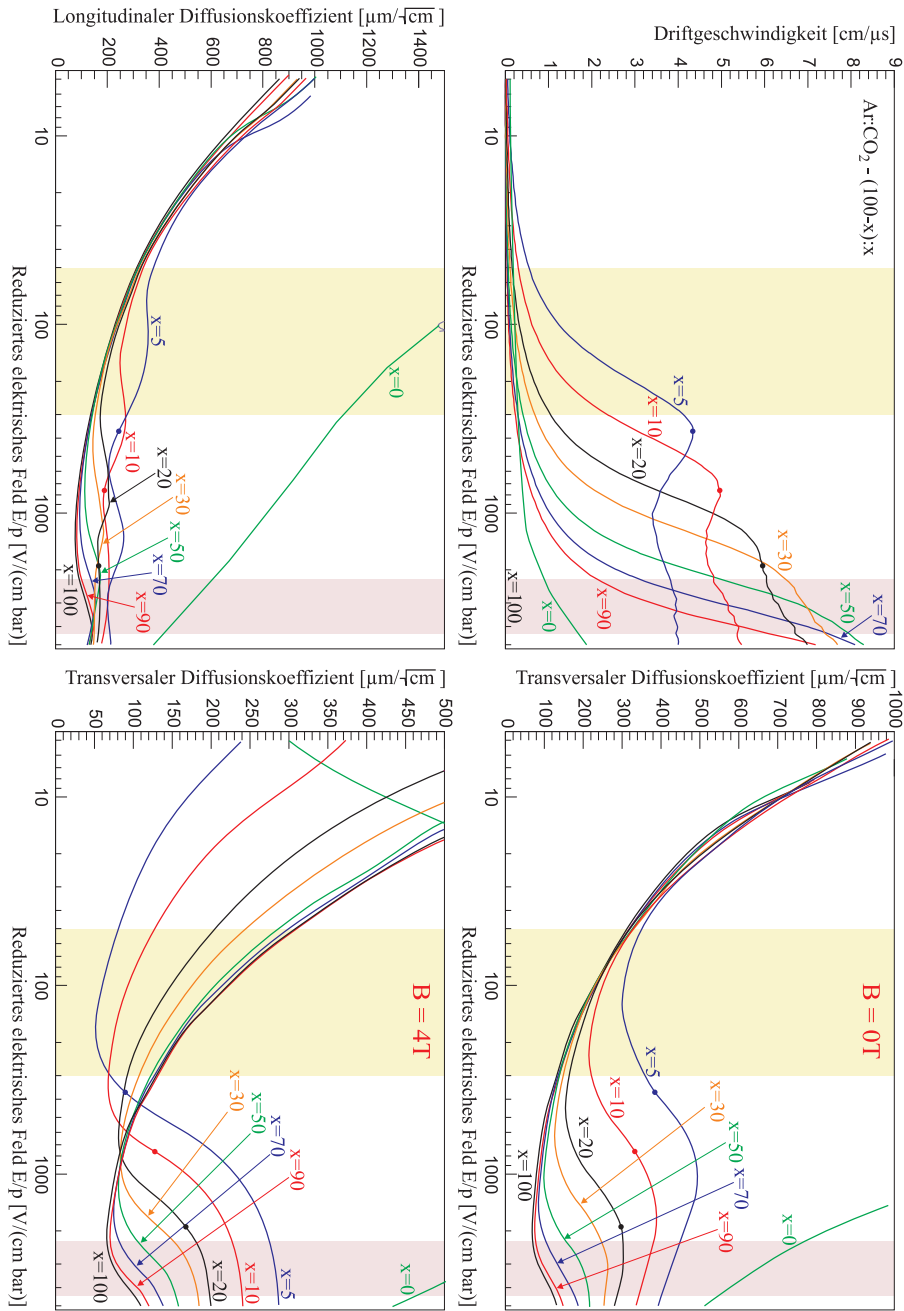


Abbildung A.2: Gasparameter für Ar-CO<sub>2</sub>-Mischungen [Ve01m].

Dargestellt sind die Driftgeschwindigkeit, der longitudinale Diffusionskoeffizient und der transversale Diffusionskoeffizient für Magnetfelder von 0 bzw. 4 T (parallel zum elektrischen Feld). Bis auf die Driftgeschwindigkeit von Ar:DME-50:50 wurden sämtliche Werte durch Garfield [Ve01m] simuliert. Eingezeichnet sind die Bereiche des elektrischen Feldes, die für das Driftvolumen (grünlich, 50 bis 300 V/cm) und Transfer- bzw. Induktionslücke (rosa, 2200 bis 4300 V/cm) vernünftig sind. Ebenso sind bei Kurven, die für die Driftgeschwindigkeit ein Plateau aufweisen, die zugehörigen Werte der Diffusionskoeffizienten markiert.



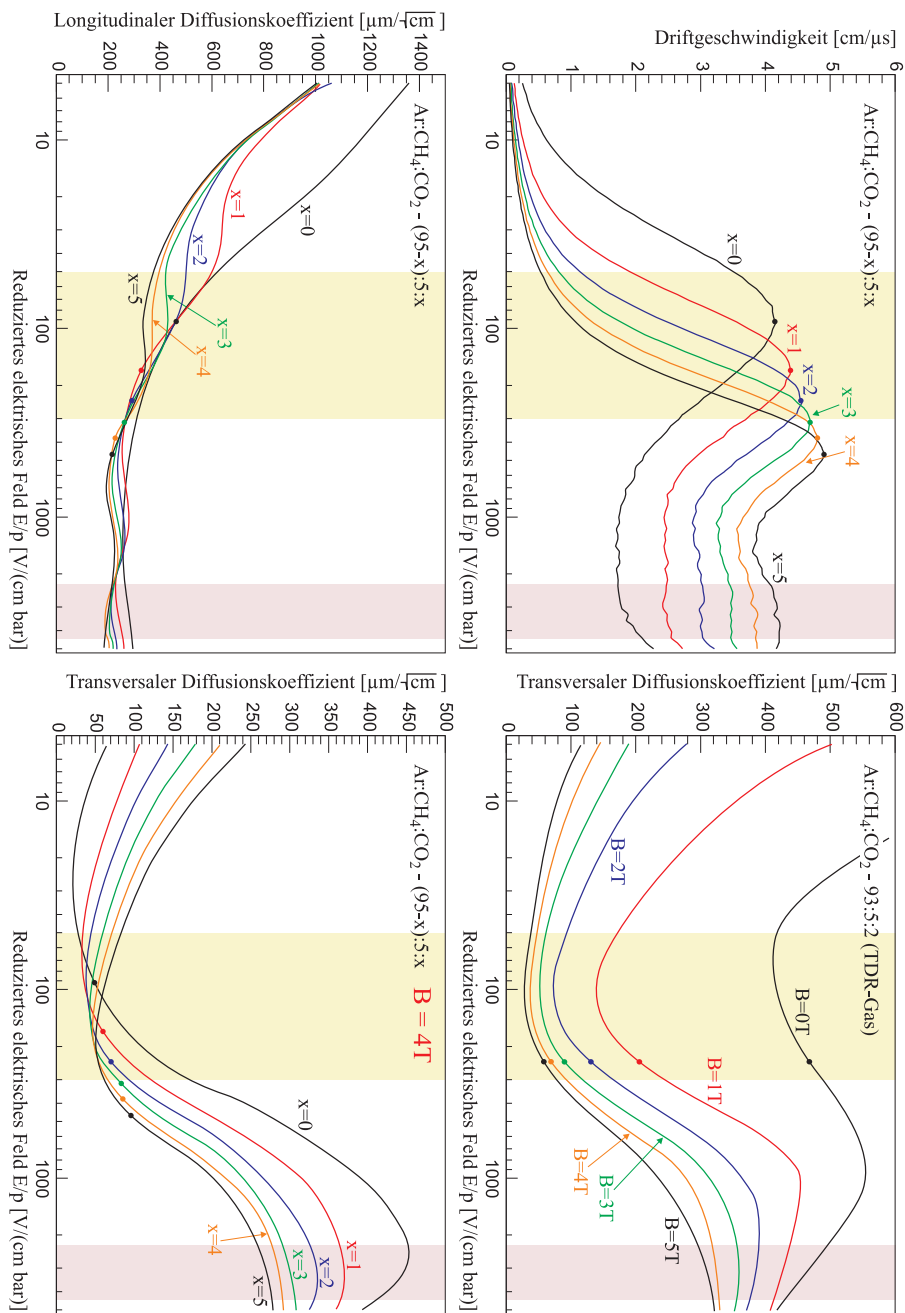


Abbildung A.3: Gasparameter für Ar-CH<sub>4</sub>-CO<sub>2</sub>-Mischungen [Ve01m].

Nicht dargestellt sind Attachment- und Townsend-Koeffizienten. Wichtig ist hierbei das Ergebnis, dass die Gasmischungen Ar-CO<sub>2</sub>:90:10, Kr-CH<sub>4</sub>:90:10, He-CH<sub>4</sub>:90:10, Ne-CH<sub>4</sub>:90:10 nichtverschwindende und Ar-CF<sub>4</sub>:90:10 sogar große Attachment-Koeffizienten im Bereich von Transfer- und Induktionsfeld aufweisen.

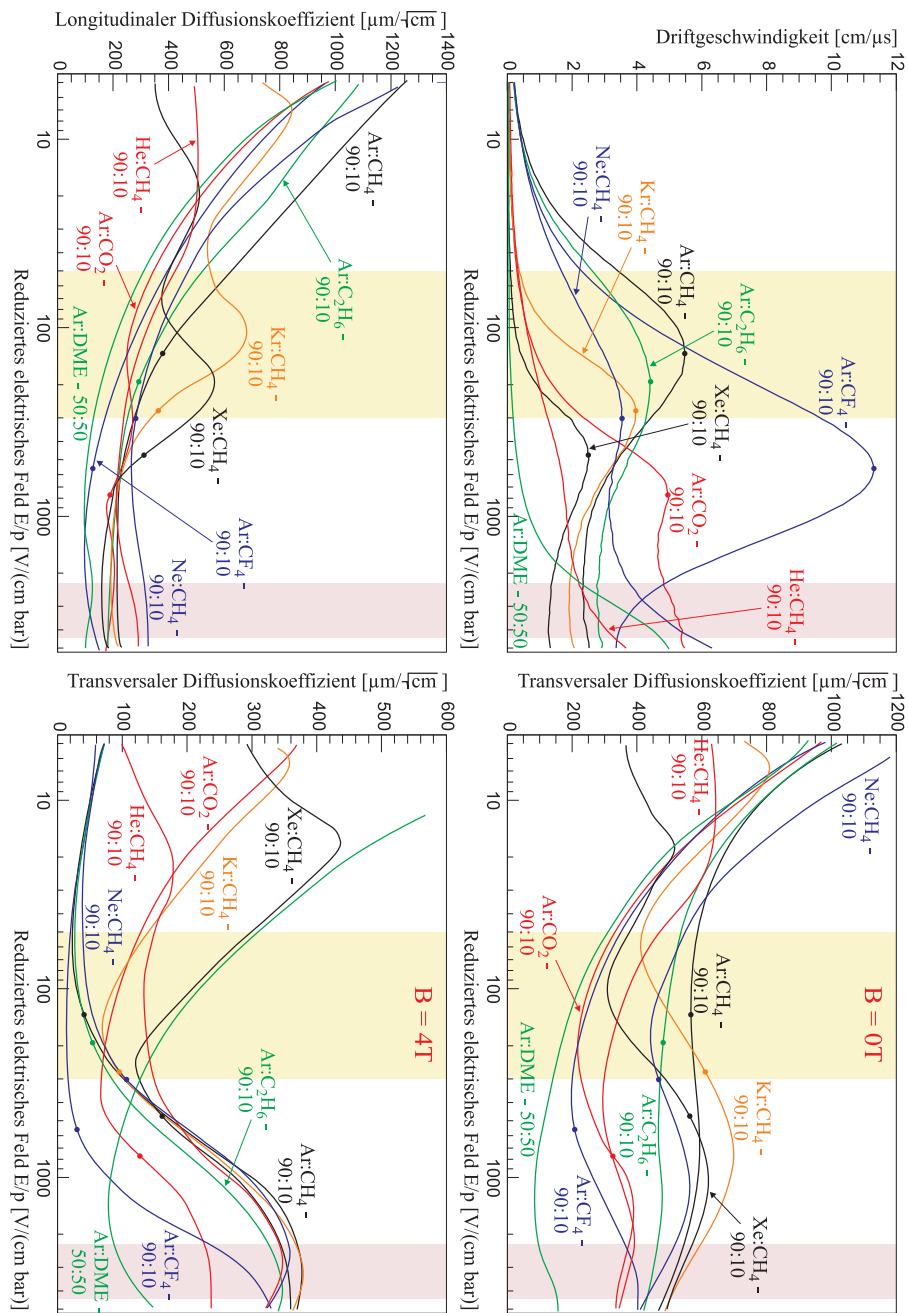


Abbildung A.4: Gasparameter für sonstige Gasmischungen [Ve01m]. Die Driftgeschwindigkeit von Ar:DME-50:50 stammt von [Gl06m].

# B Das Datennahme-Format der STAR-Elektronik

## Die Datenstruktur im Rosie-Speicher

Die Datenauslese der STAR-Elektronik basiert auf einer 10bit-Datenspeichertiefe der ADC-Werte, die in 16bit-Words (= 2 Bytes) abgespeichert werden. Das *Lower Byte* beinhaltet Werte zwischen 0 und 255 ( $2^0$  bis  $2^7$ ), während das *Higher Byte* zusätzliche Werte von 256 ( $2^8$ ) und 512 ( $2^9$ ) liefern kann. Die anderen 6 Bits des *Higher Bytes* verbleiben ungenutzt. Nachdem das Trigger-Signal die Auslese der FEE-Karten ausgelöst hat, werden die Daten vom RDO-Board zum Rosie-Board gesendet, wo sie im Speicher der zugehörigen Festplatte wie folgt gespeichert werden: (siehe Abb. B.1a):

- Der Datenkopf (*Header*) besteht aus 2048 *Words* (von 16 Bits)
- Es folgen 511 Blöcke von 1152 *Words* für jeden TimeSlice des Datenvolumens. Das impliziert, dass der Speicherplatz für jeden TimeSlice Platz für 36 FEE-Karten mit je 32 Pins bietet.
- Jeder TimeSlice ist unterteilt in 16 Blöcke, von denen jeder mit der Pin-Nummer der *Sets* korreliert ist, wobei *Set* die technische Bezeichnung für eine Pin-Reihe der FEE-Karten ist.
- Jeder dieser Pin-Blöcke besteht dann aus 72 Untergruppen, namentlich die 2 Pin-Reihen (= *Sets*) der 36 möglichen FEE-Karten.
- Diese Untergruppen schließlich bestehen aus den oben erwähnten 2 Bytes, die den 10bit-ADC-Wert jedes Einzelkanals bilden.

## Datennahme - Besonderheiten

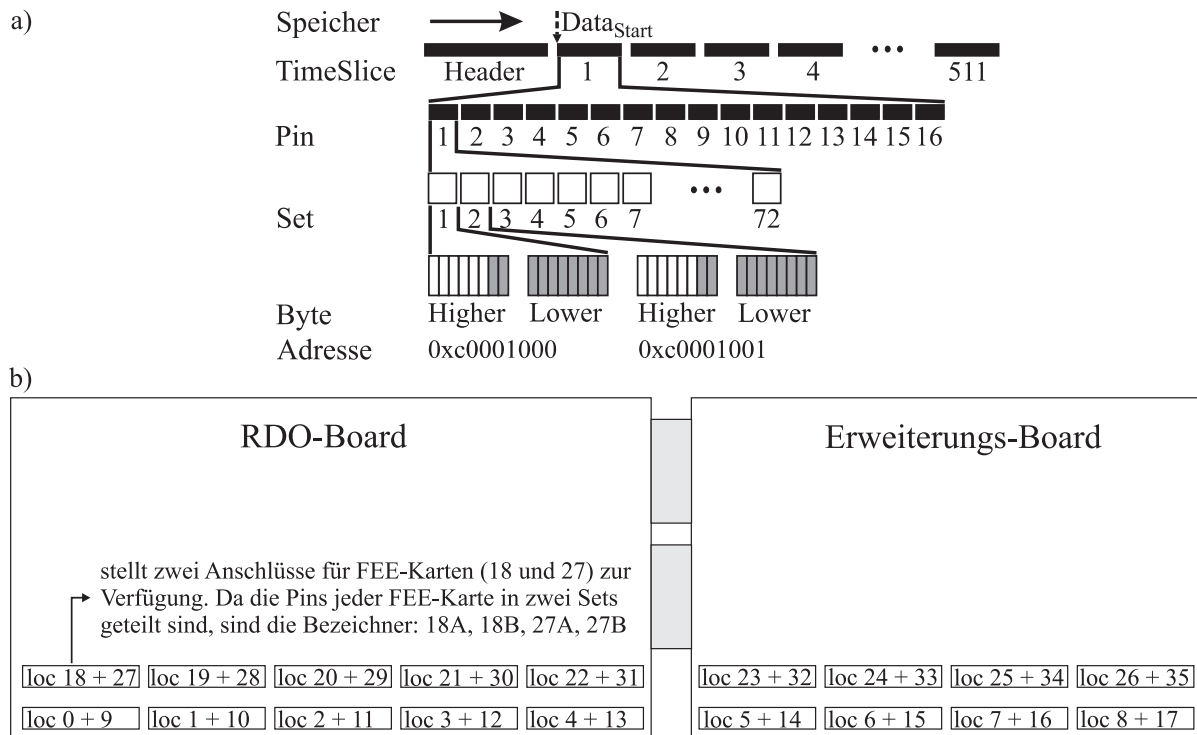
Die Zuordnung zwischen Set-Bezeichner auf dem RDO-Board und der entsprechenden Position im Rosie-Speicher ist nicht trivial, aber kann durch folgenden Vektor ausgedrückt werden (siehe dazu auch Abb. B.1b):

$$\text{allocation}[72] = \{0, 21, 1, 22, 2, 23, 3, 36, 4, 37, 5, 38, 18, 39, 19, 40, 20, 41, 54, 9, 55, 10, 56, 11, 57, \\ 24, 58, 25, 59, 26, 6, 27, 7, 28, 8, 29, 42, 63, 43, 64, 44, 65, 45, 12, 46, 13, 47, 14, 60, \\ 15, 61, 16, 62, 17, 30, 51, 31, 52, 32, 53, 33, 66, 34, 67, 35, 68, 48, 69, 49, 70, 50, 71\}$$

Hier ist die Reihenfolge der Set-Bezeichner 0A, 0B, 1A, 1B, usw., sodass z.B. 1B dem Wert 22 im Rosie-Speicher entspricht.

Da der Datennahme-Aufbau an verschiedenen Testständen mit unterschiedlicher Anordnung der FEE-Karten erfolgen kann, wird ein weiterer Vektor zur Zuordnung der benutzten FEE-Karten zum entsprechenden Anschluss am RDO-Board eingeführt, z.B.:

$$\text{feused}[8] = \{27, 18, 28, 19, 29, 20, 22, 31\}$$



**Abbildung B.1:** a) Die Struktur des Speichers auf der Festplatte des ROSIE-Boards basiert auf 16 bit-Words (Higher Byte und Lower Byte), die zusammen den ADC-Wert eines Auslesekanals repräsentieren. b) Die Anschlüsse der FEE-Karten am RDO-Board können anhand des Vektors allocation dem jeweiligen Speicherort des ROSIE-Boards zugeordnet werden.

Die Position  $n05$  im Speicher kann nun wie folgt berechnet werden:

$$n05 = (\text{unsigned short int}^*) \text{Data}_{\text{Start}} + \text{timeslice} \cdot 1152 + \text{pin} \cdot 72 + \text{allocation}[\text{feused}[i] \cdot 2]$$

für Set A der benutzten FEE-Karten (Pins 0 bis 15)

$$n05 = (\text{unsigned short int}^*) \text{Data}_{\text{Start}} + \text{timeslice} \cdot 1152 + \text{pin} \cdot 72 + \text{allocation}[\text{feused}[i] \cdot 2 + 1]$$

für Set B der benutzten FEE-Karten (Pins 16 bis 31)

### Resultierendes Rohdaten-Format

Zu Beginn dieser Arbeit wurde ein Daten-Format, namens .cpt, eingeführt, bei dem jeder 2 byte-ADC-Wert als 2 byte-Char ausgegeben wird. Da bei der hier vorliegenden Datenübertragung eine Datenkompression der effizienteste Weg zur Erhöhung der Datennahmegeschwindigkeit ist, wurde das Daten-Format .zpt entwickelt, das 5 Char-Bytes benutzt, um 4 ADC-Werte zu beschreiben, die wie oben beschrieben effektiv nur aus je 10 Bit bestehen. Anfangs wurden auch die Simulationsdaten im .cpt-Format ausgegeben. Zur Verringerung der Belastung von Speichermedien wurde später das Format .simuX entwickelt, das rauschunterdrückt nur Pads und TimeSlices herschreibt, die wirklich ein Signal enthalten. Dabei werden pro nichtverschwindendem ADC-Wert insgesamt 7 Bytes ausgegeben, 2 für das benutzte Pad, 3 für den TimeSlice und weitere 2 für den eigentlichen ADC-Wert.

## C Benutzte Abkürzungen und Begriffe

- ADC / TDC:** Der *Analog Digital Converter* wandelt ein analoges Ladungssignal, der *Time Digital Converter* den zeitlichen Abstand zweier Spannungsimpulse in einen digitalen Wert um
- CAMAC/STAR-Elektronik:** Bezeichnung der in dieser Arbeit verwendeten Auslese-Elektroniksysteme, siehe Kapitel 4.2
- COG / RMS:** *Center of Gravity* ist eine Schwerpunktmethode zur Positionsbestimmung, *Root Mean Square* eine Methode zur Bestimmung der (gaußschen) Breite einer Verteilung, siehe Kapitel 5.2.6
- CUMO:** Hochsensibles Strommessgerät, siehe Kapitel 4.3.4
- ECAL:** Elektromagnetische Kalorimeter, meist Subdetektor eines HEP-Detektors, zur Energiemessung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen
- FEE / RDO / ROSIE / GADWALL** Bezeichnungen von Bestandteilen der STAR-Elektronik
- Fit:** Anpassung einer Verteilung von Punkten durch eine Funktion mit freien Parametern
- Gain:** Der effektive Gasverstärkungsfaktor durch die GEM-Verstärkungsstufe, siehe Kapitel 2.2.2
- Gate / Gating:** Methode zur Verhinderung des Ionenrückflusses in Draht-TPCs, siehe Kapitel 3.1.1
- GEM:** *Gas Electron Multiplier*, Folien zur Verstärkung elektronischer Signale in Gasen, siehe Kapitel 3.2
- GFK / PU / PVC:** Glasfaserverstärkter Kunststoff / Polyurethan / Polyvinylchlorid
- HEP:** Hochenergiephysik, Betrachtung von Teilchen mit Energien im Bereich einiger  $GeV/c^2$  bzw.  $TeV/c^2$
- ILC / TESLA:** *International Linear Collider* (ehemals TESLA), ein zukünftiges Beschleuniger-Experiment der Hochenergiephysik, siehe Kapitel 1.3
- KA-Fe / KA-Sr / KA-Co / CERN-B / DESY-M / DESY-B:** Bezeichnung der in dieser Arbeit verwendeten Teststände, siehe Kapitel 7
- Mean / MPV:** Mean bezeichnet meist den Mittelwert, *Most Probable Value* den wahrscheinlichsten Wert (mit dem höchsten Funktionswert) einer Verteilung
- MIP:** *Minimum Ionizing Particle*, minimal ionisierendes Teilchen nach der Bethe-Bloch-Formel, siehe Kapitel 2.1.1

**Overshoot:** Bezeichnung für den Zustand eines ADC-Kanals, dessen Ladungssammlung den maximalen ADC-Wert überschritten hat

**P5 / P10 / P20 / C30:**  $Px$  steht für Argon-Methan-Gasmischungen mit einem Methan-Anteil von  $x$  Prozent,  $Cx$  für Argon-Kohlenstoffdioxid-Gasmischungen mit einem Kohlenstoffdioxid-Anteil von  $x$  Prozent, siehe Kapitel 4.5

**Pedestal / Rauschen:** Basiswert / Schwankungen eines ADC-Kanals ohne Signal

**Pitch:** Abstand der Mittelpunkte z.B. zweier Streifen oder Pads einer Auslesestruktur

**Run / Event / Track / Cluster / Pad / TimeSlice / Voxel:** siehe Kapitel 5.1

**S2N:** *Signal to Noise*, Signal/Rauschen-Verhältnis, siehe Kapitel 5.3.4

**Small / Normal / Staggered / Diamonds / Chevrons / Combs / 3and1:** Bezeichnungen für die in dieser Arbeit verwendeten Pad-Geometrien, siehe Kapitel 4.4

**TDR:** *Technical Design Report*, Beschreibung der Technischen Konzeption z.B. des TESLA-Projektes. Hier ebenso: Das TDR-Gas ist die im TESLA-TDR [A101p\_1] vorgeschlagene Gasmischung  $Ar:CO_2:CH_4$ -93:2:5

**TESLA-TDR-1.27 / TESLA-TDR-2.0 / TESLA-TDR-2.0-3GEMs:** Bezeichnung der in dieser Arbeit verwendeten großen Simulationen, siehe Kapitel 6.10

**TPC:** *Time Projection Chamber*, Zeit-Projektionskammer, ein Gasdetektortyp, siehe Kapitel 3.1. In dieser Arbeit wird unterschieden zwischen einer herkömmlichen Draht-TPC, die Drähte zur Gasverstärkung benutzt, und einer GEM-TPC mit GEM-Folien zur Gasverstärkung

**TPCRAT:** Im Laufe dieser Arbeit entstandenes Software-Paket zur Auswertung der mit der STAR-Elektronik genommenen Daten, siehe Kapitel 5

**TPCSUM:** Im Laufe dieser Arbeit entstandenes Software-Paket zur Simulation der physikalischen Vorgänge in einer GEM-TPC mittels der MonteCarlo-Methode, siehe Kapitel 6

**Trigger:** Das Trigger-Signal wird dazu benutzt, einen weiteren Vorgang wie die Ladungsmessung einer Auslese-Elektronik zu starten

**tsr / lsr / sr:** (*transverse/longitudinal*) *spatial resolution*, Index zur Bezeichnung der Ortsauflösung

**TSR110 / LSR110:** Werte zur Beschreibung der asymptotischen Annäherung an den Optimalwert der Ortsauflösung, siehe Kapitel 8.2.1

**VME / NIM:** Crate-System zur Spannungsversorgung passender Elektronik-Module

# Danksagung

Nun möchte ich noch allen Personen danken, ohne deren Mitwirken diese Arbeit formal und inhaltlich nicht dieselbe wäre:

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Thomas Müller, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, die während meiner Diplomarbeit begonnene Arbeit zu einem runden Abschluss zu bringen. Es hat mir sehr viel Freude gemacht, den TPC-Prototypen bei den diversen Messungen in Aktion zu sehen.

Herrn Prof. Wim de Boer danke ich für die Leitung der TESLA-Aktivitäten in Karlsruhe und für die Übernahme des Korreferats.

Ich danke Herrn Dr. Peter Blüm und Herrn Dr. Hans-Jürgen Simonis für die ständige Unterstützung in jeglicher Hinsicht während meiner Zeit in Karlsruhe.

Meinen ehemaligen Kollegen der TESLA-Gruppe Dr. Jochen Kaminski und Dr. Steffen Kappler danke ich für die exzellente Zusammenarbeit und den gemeinsamen Spaß während zahlreicher Messaufenthalte.

Für die Unterstützung während der Messaufenthalte am CERN danke ich Herrn Dr. Fabio Sauli und Herrn Dr. Michael Hauschild und während der Aufenthalte am DESY der gesamten FLC-Gruppe.

Ich danke den Mitgliedern der ILC-TPC-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit, herauszuheben Dr. Mike Ronan ( † Okt. 2006 ), der uns die STAR-Elektronik für unsere Arbeit zur Verfügung stellte und sich stets interessiert und hilfsbereit zeigte (*We will certainly miss him*).

Ein Dankeschön geht an die Mitglieder und ehemaligen Mitglieder des IEKP für viele kleine Tipps und fruchtbare Diskussionen, im speziellen an Dr. Hannes Bol, Dr. Achim Denig, Dr. Guido Dirkes, Dr. Manuel Fahrner, Stefan Heier, Dr. Levin Jungermann, Dr. Stefan Müller und Andreas Sabellek, und an das gesamte Institut für die allzeit gute Stimmung bei uns draußen im Forschungszentrum.

Dr. Achim Denig danke ich zusätzlich für die Durchführung des Doktorandenseminars und die damit gekoppelte Vorbereitung auf eine ‘gewisse’ Prüfung.

Herrn Tobias Barvich gilt ein herzlicher Dank für die Übernahme technischer Arbeiten jeder Art und seinen oft sehr kurzfristigen, persönlichen Einsatz.

Frau Edeltraud Haas, Herrn Sven Fuchs und Frau Brigitte Schulz danke ich für die Bewältigung der administrativen Angelegenheiten.

Ich danke meinen Eltern, die bei der Korrektur dieser Arbeit wieder mal viel persönlichen Einsatz für die Verwirklichung meiner Pläne gezeigt haben.

Und das ganz spezielle ‘Dankeschön’ geht an meine Paola, die während der Zeit meiner Doktorarbeit meine Frau geworden ist und den alltäglichen Rückhalt in meinem Leben darstellt.

Nochmals DANKE, Pfirt Euch, Servus und Baba !





# Literaturverzeichnis

## [A] Fachbücher der Physik

- [Bl93b] W. Blum, L. Rolandi, *"Particle Detection with Drift Chambers"*, Springer-Verlag, 1993
- [Eu00b] The European Physical Journal C: *"Review of Particle Physics"*, Springer-Verlag, Vol. 15, Number 1-4, 2000, online: <http://pdg.lbl.gov> (2006)
- [Ge95b] C. Gerthsen, H. Vogel, *"Gerthsen Physik"*, Springer-Verlag, 1997
- [Gr87b] D. Griffiths, *"Introduction to Elementary Particles"*, John Wiley & Sons, 1987
- [Gr96b] C. Grupen, *"Teilchendetektoren"*, BI Wissenschaftsverlag, 1993
- [Ha84b] F. Halzen and A. Martin, *"Quarks and Leptons"*, John Wiley & Sons, 1984
- [Kl92b] K. Kleinknecht, *"Detektoren für Teilchenstrahlung"*, Teubner, 1992
- [Le87b] W. R. Leo, *"Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments"*, Springer-Verlag, 1987
- [Sc03b] F. K. Schmidt, *"Einführung in das Kernphysikalische Praktikum"*, Ausgabe März 2003, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe
- [We02b] E. J. Weinberg, *"Physical Review D, Particles and Fields"*, Volume 66, The American Physical Society, 2002

## [B] Veröffentlichungen

- [Ag01p] J. A. Aguilar-Saavedra et al., *"TESLA Technical Design Report, Part III: Physics at an  $e^+e^-$  Linear Collider"*, online: [http://tesla.desy.de/new\\_pages/TDR\\_CD](http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD)
- [Al01p\_1] G. Alexander et al., *"TESLA Technical Design Report, Part IV: A Detector for TESLA"*, online: [http://tesla.desy.de/new\\_pages/TDR\\_CD](http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD)
- [Al01p\_2] M. C. Altunbas et al., *"Aging measurements with the Gas Electron Multiplier (GEM)"*, Nucl. Instr. Meth. A515: 249-254, 2003
- [Al80p] W. W. M. Allison, J. H. Cobb, *"Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss"*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30: 253-298, 1980
- [Am01p] American Linear Collider Working Group, *"Linear Collider Physics Resource Book for Snowmass 2001"*, LC-REV-2001-074-US, 2001
- [An01p] J. Andruszkow et al., *"TESLA Technical Design Report, Part II: The Accelerator"*, online: [http://tesla.desy.de/new\\_pages/TDR\\_CD](http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD)

- [An03p] M. Anderson et al., "*The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC*", Nucl. Instr. Meth. A499: 659-678, 2003
- [Ba02p] S. Bachmann et al., "*Discharge Studies and Prevention in the Gas Electron Multiplier (GEM)*", Nucl. Instr. Meth. A479: 294-308, 2002
- [Be04p] R. Bellazzini et al., "*Reading a GEM with a VLSI pixel ASIC used as a direct charge collecting anode*", Nucl. Instr. Meth. A535: 477-484, 2004
- [Ca04p] R. K. Carnegie et al., "*Resolution studies of cosmic ray tracks in a TPC with GEM readout*", Nucl. Instr. Meth. A538: 372-383, 2005
- [Ch96p] G. Charpak et al., "*MICROMEGAS: A high granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments*", Nucl. Instr. Meth. A376: 29-35, 1996
- [Co04p] P. Colas et al., "*The readout of a GEM- or Micromegas-equipped TPC by means of the Medipix2 CMOS sensor as direct anode*", Nucl. Instr. Meth. A535: 517-522, 2004
- [Co96p] The COMPASS Collaboration, "*COMPASS: A proposal for a COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*", CERN-SPSLC-96-14, CERN-SPSLC-P-297, pp.185, 1996
- [De90p] D. Decamp et al., "*ALEPH: A Detector for Electron-Positron Annihilation at LEP*", Nucl. Instr. Meth. A294: 121-178, 1990
- [Fa47p] U. Fano, "*Ionization yield of rations. II. the fluctuations of the number of ions*", Phys. Rev. 72: 26-29, 1947
- [Gl63p] R. L. Gluckstern, "*Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors*", Nucl. Instr. Meth. A24: 381-389, 1963
- [Gr01p] M. Gruwe, "*Studies of  $dE/dx$  capabilities of a TPC for the future Linear Collider TESLA*", LC-DET-2001-043, 2001
- [Gr99p] M. Gruwe, "*Gas studies for the TPC of a detector for the future Linear Collider TESLA*", LC-DET-1999-003, 1999
- [Ka04p\_1] S. Kappler, B. Ledermann et al., "*Design and Construction of a GEM-TPC Prototype for R&D Purposes*", IEEE Trans. Nucl. Sci. 51: 1524-1528, 2004
- [Ka04p\_2] S. Kappler, B. Ledermann et al., "*A GEM-TPC Prototype with Low-Noise Highly Integrated Front-End Electronics for Linear Collider Studies*", IEEE Trans. Nucl. Sci. 51: 1039-1043, 2004
- [Ka05p\_1] J. Kaminski, B. Ledermann et al. "*Influence of high charge densities on the tracking performance of a TPC*", IEKP-KA/2005-10
- [Ka05p\_2] J. Kaminski, B. Ledermann et al. "*Study of Various Anode Pad Readout Geometries in a GEM-TPC*", IEEE Trans. Nucl. Sci. 52: 2900-2906, 2005
- [Ka05p\_3] J. Kaminski, B. Ledermann et al. "*Optimization of the Readout Pad Geometry for a Gem-based Time Projection Chamber*", Proceedings of the 9th ICATPP Conference (Como), Oct 2005

- [Le06p] B. Ledermann et al., "*Studies with a GEM-TPC Prototype for the ILC: Dependencies of Spatial Resolution for Short Drift Distances in a 4T Magnetic Field*", accepted by IEEE Trans. Nucl. Sci., 2006
- [Ny75p] D.R. Nygren, "*The Time Projection Chamber: A new  $4\pi$  Detector for Charged Particles*", Proceedings of the Pep Summer Study, pp. 58-78, Berkeley 1975
- [Pa05p] The PANDA Collaboration, "*Technical Progress Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons*", 2005, online: [http://www-panda.gsi.de/db/papersDB/PC19-050217\\_panda\\_tpr.pdf](http://www-panda.gsi.de/db/papersDB/PC19-050217_panda_tpr.pdf)
- [Ra21p] Carl Ramsauer, "*Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen*", Annalen der Physik 64: 513-540, 1921
- [Sa77p] F. Sauli, "*Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*", CERN-77-09, 1977
- [Sa97p] F. Sauli, "*GEM: A new Concept for Electron Amplification in Gas Detectors*", Nucl. Instr. Meth. A386: 531-534, 1997

## [C] **Diplom- und Doktorarbeiten**

- [Fl02t] D. B. Flierl, "*Two Pion Correlations at the STAR Experiment*", Dissertation an der Johann Wolfgang Goethe - Universität Frankfurt (Main), 2002
- [Ha88t] M. Hauschild, "*Kalibration der zentralen Jetkammer des OPAL-Detektors mit UV-Laserstrahlen: Methoden und Ergebnisse am Jetkammer-Prototypen (FSP)*", Dissertation an der Rheinischen Friedrich Wilhelms - Universität Bonn, 1988
- [Ho98t] M. Hoch, "*Development of Fast Tracking Detectors: Micro Strip Gas Chamber and Gas Electron Multiplier*", Dissertation an der Technischen Universität Wien, 1998
- [Ka04t] S. Kappler, "*Higgs Search Studies in the Channel  $t\bar{t}H$  with the CMS Detector at the LHC and Development of a GEM-based TPC Readout for Future Collider Experiments*", Dissertation an der Universität Karlsruhe (TH), IEKP-KA/2004-17, 2004
- [Ka05t] J. Kaminski, "*Developing Studies for a Time Projection Chamber at the International Linear Collider (ILC)*", Dissertation an der Universität Karlsruhe (TH), IEKP-KA/2005-15, 2005
- [Le02t] B. Ledermann, "*Prototyp-Entwicklung einer Zeit-Projektions-Kammer mit GEM-Folien für den TESLA-Detektor*", Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe (TH), IEKP-KA/2002-12, 2002
- [Lo06t] S. Lotse, "*Ion Backdrift Minimisation in a GEM-Based TPC Readout*", Dissertation an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2006
- [Lu01t] T. Lux, "*Bau und Test einer Mini-TPC mit GEM-Auslese zur Messung des Ionenrückflusses*", Diplomarbeit an der Universität Hamburg, DESY-THESIS-2001-047, 2001

- [Mo99t] D. Mörmann, "Entwicklung eines hochauflösenden Spurdetektors mit zweidimensionaler Ortsbestimmung", Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe (TH), IEKP-KA/99-14, 1999
- [Sc93t] S. Schönfelder, "Optimierung der Auflösung einer Spurdriftkammer (TPC)", Diplomarbeit an der Technischen Universität München, 1993
- [We00t] T. Weiler, "Erprobung von GEM-Detektoren in starken Magnetfeldern", Diplomarbeit an der Universität Karlsruhe (TH), IEKP-KA/2000-3, 2000

## [D] Technische Beschreibungen und Handbücher

- [An04m] I. Antcheva et al., "ROOT - An Object-Oriented Data Analysis Framework, Version 4.02", Software, 2004, online: <http://root.cern.ch>
- [An95m] Analog Devices, "3.3V Supply Voltage Output Temperature Sensor with Signal Conditioning - AD22103", Rev. 0, 1995, online: [http://www.analog.com/UploadedFiles/Data\\_Sheets/AD22103.pdf](http://www.analog.com/UploadedFiles/Data_Sheets/AD22103.pdf)
- [Bc00m] BCcomponents, "MBA 0204, MBB 0207, MBE 0414 - Professional Leaded Resistors", Data Sheet, 2000, online: <http://www.vishay.com/docs/28723/mba0204.pdf>
- [Be99m] F. Beißel, "CUMO - HV Current Monitor, Revision V 3.0", Handbuch, III. Physikalisches Institut RWTH Aachen, 1999
- [Bl95m] W. Blum et al., "Aleph Handbook, Chapter V: The Time Projection Chamber", Handbuch, 1995, online: <http://aleph.web.cern.ch/aleph/handbook>
- [Bm99m] BMC Messsysteme GmbH, "PC16 / PC20TR / P1000NV", Datenblatt, 1999, online: <http://www.bmcm.de/ger/pr-pc20-p1000.html>
- [Ca97m] C.A.E.N., "Technical Information Manual - Mod. SY 527 - Universal Multichannel Power Supply System", User Note Version 3.26, 1997, online: <http://www.caen.it>
- [Co06m] Contemporary Physics Education Project CPEP, "Standard Model of Fundamental Particles and Interactions", 2006, online: <http://www.cpepweb.org>
- [Fl04m] FLC Gruppe, "Magnet with 5 Tesla in the Cryogenics Hall", Beschreibung, 2004, online: <http://www-flc.desy.de/tpc/projects/magnet5>
- [Gl06m] The GLAST Collaboration, "PIXIE: the Pixel Imager Experiment", Gas Properties, 2006, online: <http://glast.pi.infn.it/pixie/gases.html>
- [Me00m] Messer, "Gase hoher Reinheit 2000, Kapitel 7", Katalog, 2000, online: [http://www.messer.sk/downloads/KATALOG\\_plynovDE.pdf](http://www.messer.sk/downloads/KATALOG_plynovDE.pdf)
- [Me03m] N. Meyners, "Test Beams at DESY", online: <http://adweb.desy.de/~testbeam>
- [Mk97m\_1] MKS Instruments, "MKS Type 1179A and 2179A Mass-Flo Controller and Mass-Flo Meter", Data Sheet, 1997, online: <http://www.mksinstruments.com>

- [Mk97m\_2] MKS Instruments, "*MKS Type 247D Four Channel Readout*", Data Sheet, 1997, online: <http://www.mksinstruments.com>
- [Mo01m] Motorola Semiconductors, "*MPX4115A, MPXA4115A Series - Integrated Silicon Pressure Sensor for Manifold Absolute Pressure, Altimeter or Barometer Applications On-Chip Signal Conditioned Temperature Compensated and Calibrated*", Data Sheet, 2001, online: <http://www.freescale.com>
- [Pf95m] G. Pfennig et al., "*Karlsruher Nuklidkarte, 6. Auflage*", Forschungszentrum Karlsruhe (ISBN 3-921879-18-3), 1995
- [Se03m] Sensortronics, "*140SC...-PCB / 420SC...-PCB Series - Signal conditioned precision pressure transducers*", Data Sheet, 2003, online: <http://www.sensortronics.com/download/140-420sc-pcb-002.pdf>
- [Ve01m] R. Veenhof, "*GARFIELD, a drift-chamber simulation program, Version 7.08*", Software, 2001, online: <http://consult.cern.ch/writeup/garfield>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Standardmodell der Teilchenphysik (englisch) . . . . .	2
1.2	Wirkungsquerschnitte für eine Vielzahl interessanter Prozesse am ILC . . . . .	5
1.3	Schematischer Überblick über den ILC-Beschleuniger . . . . .	6
1.4	Schematischer Schnitt durch den ILC-Detektor . . . . .	7
1.5	Schematischer Schnitt durch die ILC-TPC . . . . .	8
2.1	Bethe-Bloch-Formel für Myonen in Kupfer . . . . .	13
2.2	Energieverlust-Verteilungen für verschiedene Absorberdicken in TDR-Gas . . . . .	13
2.3	Energieverlust geladener Teilchen durch Bremsstrahlung . . . . .	15
2.4	Energieabhängigkeit der Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie . . . . .	17
2.5	Diffusion von Ionen in Luft . . . . .	19
2.6	Garfield-Simulation von Driftgeschwindigkeit und Diffusionskoeffizienten für die in dieser Arbeit benutzten Gase . . . . .	20
2.7	Schematische Darstellung der Gasverstärkung und Garfield-Simulation von Townsend-Koeffizienten . . . . .	22
2.8	Abhängigkeit der Gasverstärkung vom elektrischen Feld . . . . .	23
3.1	Schematische Darstellung einer Draht-TPC . . . . .	28
3.2	Schematische Darstellung der Karlsruher GEM-TPC . . . . .	28
3.3	Aufbau des Gasverstärkungsbereiches in einer Draht-TPC . . . . .	29
3.4	Lösung des Ionenrückfluss-Problems durch Gating . . . . .	30
3.5	Feldlinien in einer GEM und Gasverstärkungsprinzip . . . . .	34
3.6	Gasverstärkung in GEM-Folien - Abhängigkeit von angelegter Spannung und Temperatur . . . . .	34
3.7	Klassifizierungsparameter einer Standard-GEM . . . . .	35
3.8	Abhängigkeiten der GEM-Entladungswahrscheinlichkeit . . . . .	37
3.9	Optimaler effektiver Ionenrückfluss im Magnetfeld . . . . .	38
3.10	Nomenklatur innerhalb einer Mehrfach-GEM-Struktur . . . . .	39
3.11	Vergleich der Signalerzeugung bei GEMs und Drähten . . . . .	40
3.12	Teilchenidentifizierung durch den Energieverlust über Ionisation . . . . .	41
3.13	Die effektive Elektronenzahl als Beitrag zur Ortsauflösung . . . . .	43
3.14	Projektionen der Teilchenspur für eine quadratische und eine radialorientierte Auslesestruktur . . . . .	43
3.15	Effekt geneigter Spuren auf die Ortsauflösung . . . . .	44
3.16	Impulsauflösung nach der Sagitta-Methode . . . . .	46
3.17	Energieauflösung für verschiedene Parameter I . . . . .	49
3.18	Energieauflösung für verschiedene Parameter II . . . . .	49
4.1	Photographien der Karlsruher TPC . . . . .	53
4.2	Aufbau des Driftzylinders und Photographie der Widerstandskette . . . . .	54

4.3	Detaillierte Strahlungsdichte des Driftzylinders . . . . .	55
4.4	Die Kathodenplatten . . . . .	56
4.5	Aufbau des GEM-Auslesebereiches . . . . .	57
4.6	Die Anodenplatte der Streifenauslese . . . . .	58
4.7	Die Anodenplatte der Pad-Auslese mit schmalen Pads . . . . .	58
4.8	Die Anodenplatte der Pad-Auslese mit flexiblen Padstruktur-Einsätzen . . . . .	59
4.9	Verstärkungselemente der CAMAC-Elektronik . . . . .	60
4.10	Signalform der CAMAC-ADCs . . . . .	61
4.11	Pedestal und Rauschen der CAMAC-ADCs . . . . .	62
4.12	Kalibration der CAMAC-ADCs . . . . .	62
4.13	Homogenität der Ladung auf den CAMAC-ADCs . . . . .	63
4.14	Signal und Eichkurve des CAMAC-TDCs . . . . .	63
4.15	Überblick über die STAR-Elektronik . . . . .	64
4.16	Schematischer Überblick des Datenflusses der STAR-Elektronik . . . . .	65
4.17	STAR-Elektronik: FEE-Karte und RDO-Board . . . . .	66
4.18	STAR-Elektronik: ROSIE-Board und Clock&Trigger-Board . . . . .	66
4.19	STAR-Elektronik: Signalform und -prozessierung . . . . .	67
4.20	STAR-Elektronik: Verteilung der Pedestals und des Rauschens . . . . .	68
4.21	STAR-Elektronik: Kalibrationsfaktoren nach der ersten und der zweiten Modifikation . . . . .	68
4.22	STAR-Elektronik: Identifizierung nicht funktionierender Kanäle . . . . .	69
4.23	STAR-Elektronik: Abhängigkeiten von der Abtastrate . . . . .	69
4.24	Trägerstrukturen der Karlsruher TPC . . . . .	70
4.25	Die Spannungsteilerschaltung für die Hochspannungsversorgung der Kammer . . . . .	71
4.26	Das permanente Gassystem in Karlsruhe . . . . .	72
4.27	Abhängigkeit des Gasdruckes von Gasfluss und Leitungslänge . . . . .	73
4.28	Schematische und photographische Darstellung der in dieser Arbeit benutzten Pad-Geometrien . . . . .	76
4.29	Schematische Darstellung der im TPCSUM simulierten Pad-Geometrien . . . . .	77
4.30	Termschema des Zerfalls von $^{55}Fe$ und Oszilloskop-Bild von Photo- und Escape-Peak . . . . .	80
4.31	Die Kollimatoren der $^{55}Fe$ - und der $^{90}Sr$ -Quelle . . . . .	80
4.32	Termschema des Zerfalls von $^{90}Sr$ . . . . .	81
5.1	Übersicht über die Programm-Struktur des TPCRAT-Paketes . . . . .	84
5.2	Erklärung des Koordinatensystems und der für die Analyse benutzten Winkel . . . . .	86
5.3	Iterationswerte bei der Bestimmung von Pedestal und Rauschen . . . . .	87
5.4	Zeitentwicklung von Pad und Pad-Reihe, 3D-Darstellung eines Events im Rekonstruktions-Modus des TPCRAT . . . . .	90
5.5	Die 3 Projektionen eines Events im Rekonstruktions-Modus des TPCRAT . . . . .	91
5.6	XY-Projektion eines Events für alternative Pad-Strukturen . . . . .	92
5.7	Beispielhafte Ladungsverteilung bei fehlerhafter COG- und RMS-Bestimmung . . . . .	94
5.8	Graphische Darstellung der Zuordnungstabelle zwischen den gemessenen Werten ( $x_{COG}, \sigma_{RMS}$ ) und den korrekten Werten ( $x_{korr}, \sigma_{korr}$ ) . . . . .	94
5.9	Korrekturen nach der Methode der Korrektur durch den verbleibenden Track . . . . .	95
5.10	Vergleich beider Methoden zur COG-Korrektur mit simulierten Daten . . . . .	96
5.11	Bestimmung der Diffusionskoeffizienten im TPCRAT-Paket . . . . .	99



5.12	Definition der Residuen und der Ortsauflösung . . . . .	101
5.13	Folgen der COG-Korrekturen für die transversalen Residuen . . . . .	101
5.14	Residuen auf den verschiedenen Pad-Reihen . . . . .	102
5.15	Bestimmung der Energieauflösung im TPCRAT . . . . .	103
6.1	Graphischer Überblick über die Schritte der MonteCarlo-Simulation . . . . .	106
6.2	Einfluss der Zeitreduktion auf die Ergebnisse eines beispielhaften Runs . . . . .	107
6.3	Verteilung der freien Weglänge $\lambda$ des ionisierenden Teilchens im Falle von Argon . . . . .	110
6.4	Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Zahl der bei einem Ionisationsprozess insgesamt erzeugten Elektronen $N_e$ . . . . .	111
6.5	Zusätzliche Flugstrecke der Primärelektronen in Abhängigkeit von der Gesamtzahl der beim Ionisationsprozess erzeugten Elektronen $N_e$ . . . . .	112
6.6	Verschiebung der $\delta$ -Elektronen in den Projektionen . . . . .	113
6.7	Diffusion in Drift- und Transferfeld . . . . .	114
6.8	Variation der Elektronen-Position beim Eintritt in die GEM . . . . .	115
6.9	Verstärkung der Elektronen in der GEM . . . . .	116
6.10	Variation der Elektronen-Position beim Austritt aus der GEM . . . . .	117
6.11	Variation der Elektronen-Position durch Zuordnung zu den Pads . . . . .	117
6.12	Variation der Elektronen-Position durch die Signalformung der Vorverstärker . . . . .	118
6.13	Variation der Elektronen-Position durch die Gasverstärkungsstufe . . . . .	118
6.14	Variation der Elektronen-Position durch die gesamte Simulation . . . . .	119
6.15	Positionierung der Elektronen während der Simulationsschritte und Ereignis-Darstellung des benutzten Beispiels durch TPCRAT . . . . .	120
6.16	Differenzwerte von Track-Parametern von CERN-B-C30-7cm und der zugehörigen Simulation . . . . .	121
6.17	Vergleich wesentlicher Parameter von CERN-B-C30-7cm und der zugehörigen Simulation . . . . .	122
6.18	Vergleich wesentlicher Parameter von CERN-B-P5-13cm und der zugehörigen Simulation . . . . .	123
7.1	Messaufbau in Karlsruhe (KA-Sr und KA-Fe) . . . . .	126
7.2	Schematische Darstellung der Ladungsmessung für KA-Fe . . . . .	126
7.3	Typische Signale der CAMAC-ADCs . . . . .	127
7.4	Schematische Darstellung der Driftzeitmessung für KA-Sr . . . . .	128
7.5	Messaufbau in Karlsruhe für kosmische Strahlung (KA-Co) . . . . .	129
7.6	Signalstärke und Rauschen bei den Messungen für KA-Co . . . . .	130
7.7	Cluster- und Spurpositionen bei den Messungen für KA-Co . . . . .	131
7.8	Photographie des Messaufbaus am CERN (CERN-B) . . . . .	133
7.9	Strahlausdehnungen am CERN . . . . .	134
7.10	Zeitliche Struktur des Teilchenstrahles am CERN . . . . .	135
7.11	Rekonstruierte Driftstrecke und Zahl der Spuren pro Ereignis für CERN-B . . . . .	136
7.12	Inklinationen der Spuren und Breite der Spur-Cluster für CERN-B . . . . .	136
7.13	Signalstärke und Rauschen bei den Messungen für CERN-B . . . . .	137
7.14	Driftzeitmessungen in CERN-B . . . . .	137
7.15	Messungen des Ionenrückflusses in CERN-B . . . . .	138
7.16	Photographie des Messaufbaus am DESY-Teilchenstrahl (DESY-B) . . . . .	141
7.17	Schematische Darstellung der Strahlerzeugung am DESY II . . . . .	141

7.18	Messung der Strahlbreite am DESY-Teilchenstrahl . . . . .	142
7.19	Signalstärke und Rauschen bei den Messungen am DESY-Teilchenstrahl . . . . .	143
7.20	Problematik der schmalen Cluster am DESY-Teilchenstrahl . . . . .	144
7.21	Inklinationen der Spuren am DESY-Teilchenstrahl . . . . .	146
7.22	Photographie des Messaufbaus am DESY-Magnet (DESY-M) . . . . .	147
7.23	Schematische Darstellung des DESY-Magneten und Homogenität des Magnetfeldes	148
7.24	Signalstärke und Rauschen bei den Messungen am DESY-Magnet . . . . .	149
7.25	Breite der Spur-Cluster für verschiedene Magnetfelder für DESY-M . . . . .	150
7.26	Problematik der schmalen Cluster am DESY-Magneten bei $B = 4T$ . . . . .	150
7.27	Position und Inklinationen der Spuren am DESY-Magnet . . . . .	151
8.1	Driftgeschwindigkeitsmessungen für KA-Sr . . . . .	156
8.2	Driftgeschwindigkeitsmessungen für DESY-B und CERN-B . . . . .	156
8.3	Berechnete Diffusionskoeffizienten für KA-Co und DESY-M . . . . .	157
8.4	Erklärung der verminderten Diffusionskoeffizienten . . . . .	158
8.5	Abhängigkeit der transversalen Ortsauflösung vom S2N ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	160
8.6	Abhängigkeit der transversalen Ortsauflösung vom S2N ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	160
8.7	Abhängigkeit der longitudinalen Ortsauflösung vom S2N ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	161
8.8	Abhängigkeit der longitudinalen Ortsauflösung vom S2N ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	161
8.9	Abhängigkeit der transversalen und longitudinalen Ortsauflösung von der Drift- distanz und vom S2N für simulierte Daten . . . . .	162
8.10	Asymptotische Annäherung an den Optimalwert der Ortsauflösung mit simulierten Daten (TSR110 und LSR110) . . . . .	163
8.11	Abhängigkeit der Ortsauflösung vom S2N innerhalb eines Runs . . . . .	163
8.12	Verteilung des reduzierten $\chi^2$ der Tracks innerhalb eines Runs . . . . .	165
8.13	Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Schnitt auf das reduzierte $\chi^2$ der Tracks . . . . .	165
8.14	Transversale Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftdistanz ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ )	170
8.15	Longitudinale Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftdistanz ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ )	171
8.16	Transversale Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftdistanz ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	172
8.17	Longitudinale Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Driftdistanz ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	173
8.18	Effektive Elektronenzahl für die Bestimmung der transversalen und der longitu- dinalen Ortsauflösung . . . . .	174
8.19	Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklination $\varphi$ für CERN-B-P5 . . . . .	175
8.20	Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklinationen für KA-Co . . . . .	175
8.21	Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklinationen für DESY-M-TDR-4T . . . . .	176
8.22	Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklination $\varphi$ für DESY-B-P5-1T . . . . .	177
8.23	Transversale Ortsauflösungen in Abhängigkeit der Inklination $\varphi$ und der Drift- strecke für die Simulationen TESLA-TDR-1.27, TESLA-TDR-2.0 und TESLA- TDR-2.0-3GEMs . . . . .	178
8.24	Die effektive Elektronenzahl $N_{eff}^*$ für geneigte Spuren ( $1.27 \times 12.5 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	179
8.25	Die effektive Elektronenzahl $N_{eff}^*$ für geneigte Spuren ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ ) . . . . .	179
8.26	Betrachtungen zur Spurkrümmung im Magnetfeld . . . . .	180
8.27	Ortsauflösung in Abhängigkeit des Magnetfelds für DESY-M . . . . .	182
8.28	Ortsauflösung in Abhängigkeit der Abtastrate für DESY-M-TDR-4T und DESY- B-P5-1T . . . . .	183
8.29	Ortsauflösung bei unterschiedlicher Pad-Breite (Simulation) . . . . .	184
8.30	Transversale Ortsauflösung für verschiedene Pad-Geometrien (Simulation) . . . . .	185

8.31	Energieauflösung in KA-Fe mit Photonen . . . . .	186
8.32	Energieauflösung in Abhängigkeit von Inklination und Driftdistanz . . . . .	187
8.33	Energieauflösung in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses . . . . .	188
8.34	Energieauflösung in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses ( $2 \times 6 \text{ mm}^2$ , 210 Reihen) . . . . .	189
8.35	Padreihen-Effizienz in Abhängigkeit von Inklination und Driftdistanz . . . . .	190
8.36	Padreihen-Effizienz in Abhängigkeit des Signal/Rauschen-Verhältnisses . . . . .	191
8.37	Beschreibung der Spurkrümmungen mit dem Prototypen in CERN-B . . . . .	192
8.38	Gemessene Spurkrümmungen in CERN-B . . . . .	193
8.39	Beschreibung der Spurverzerrungen für die ILC-TPC . . . . .	194
8.40	Beeinflussung der Teilchentrajektorie durch Raumladungen am ILC . . . . .	195
A.1	Gasparameter für $Ar-CH_4$ -Mischungen . . . . .	201
A.2	Gasparameter für $Ar-CO_2$ -Mischungen . . . . .	202
A.3	Gasparameter für $Ar-CH_4-CO_2$ -Mischungen . . . . .	203
A.4	Gasparameter für sonstige Gasmischungen . . . . .	204
B.1	Struktur des Speichers der ROSIE-Board-Festplatte und Zuordnung zu den FEE- Karten des RDO-Boards . . . . .	206



# Tabellenverzeichnis

Kapitel 2: . . . . .	11
2.1 Eigenschaften der Gase $Ar, CO_2, CH_4$ . . . . .	14
Kapitel 3: . . . . .	27
3.1 Vergleich der TESLA-TPC mit anderen Zeit-Projektionskammern . . . . .	31
Anforderungen an die Ortsauflösung der TESLA/ILC-TPC . . . . .	51
Kapitel 4: . . . . .	53
Driftzylinder der Karlsruher TPC . . . . .	54
Strahlungsfenster im Driftzylinder der Karlsruher TPC . . . . .	56
Anodenplatten der Karlsruher TPC . . . . .	57
Trägerstrukturen für die Karlsruher TPC und die STAR-Elektronik . . . . .	70
Abkürzungen der in dieser Arbeit benutzten Gasmischungen . . . . .	78
Kapitel 6: . . . . .	105
6.1 Mittlere freie Weglänge von MIPs in Gasen und Gasmischungen . . . . .	110
6.2 Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Zahl der bei einem Ionisationsprozess insgesamt erzeugten Elektronen $N_e$ . . . . .	111
Ausführliche Simulationen des TPCSUM . . . . .	123
Kapitel 7: . . . . .	125
Studien für KA-Fe und KA-Sr . . . . .	128
Studien für KA-Co . . . . .	132
Studien für CERN-B-T7 . . . . .	139
Studien für CERN-B-T11 . . . . .	140
Studien für DESY-B . . . . .	145
Studien für DESY-M . . . . .	152
Zusammenfassung aller Studien . . . . .	154
Kapitel 9: . . . . .	197
Zusammenfassung zur transversalen Ortsauflösung . . . . .	198