

Bildgebende Röntgendetektion mit Gasverstärkung durch Mikrostrukturen für Hochgeschwindigkeitsmessungen

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl.-Phys. André Orthen

eingereicht beim Fachbereich Physik
der Universität Siegen
Siegen 2004

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. A.H. Walenta
Prof. Dr. G. Zech

Datum der Disputation: 29.06.2004

Internetpublikation der Universitätsbibliothek Siegen: **urn:nbn:de:hbz:467-670**

Abstract

Many biological and technical applications at synchrotron radiation facilities require fast X-ray imaging detectors with good temporal and spatial resolution and large sensitive area. Motivated by the absence of commercially available detectors for these purposes, this thesis describes detailed studies of a novel gaseous single photon counter with gas amplification by micro pattern devices. In this respect, the suitability of MicroCAT and GEM micro structures, their combination and constellations of double- and triple-GEM stages is investigated for utilisation in high speed measurements, which usually demand high photon fluxes. Since the high rate capability of the detector is mainly limited by space charge effects and by dead time, the studies are focussed on the optimisation of the charge transfer behaviour and the signal lengths but also on the gas gain performance in different gas mixtures and pressures.

The truly two-dimensional determination of the event position is realised by an interpolating readout concept based on resistive charge division, providing a large sensitive area with only a few electronic channels at the same time. To fully exploit the asynchronous and parallel readout capability, a newly developed electronic preprocessing and readout system has specially been adapted to the interpolating readout concept, offering low dead times and a high readout speed owing to the use of a locally confined readout of the spatial and energy information.

The optimisation of the detector system, presented here, with respect to high speed measurements successfully leads to a flexible tool providing a time resolution of the order of 100 ns and a rate capability $> 10^6$ photons s^{-1} in diffraction peaks. The total rate capability amounts to more than $2 \cdot 10^5$ photons $cm^{-2} s^{-1}$ and is proportional to the sensitive area of the detector.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Zeitauflösende Einzelphotonendetektion von Röntgenquanten im Gasdetektor	5
2.1 Absorption von Röntgenquanten	6
2.2 Folgeprozesse nach dem Photoeffekt	9
2.3 Drift der primär erzeugten Ladung	11
2.4 Vervielfachung der primären Ladungsträger durch Gasverstärkung	11
2.5 Signalentwicklung	14
2.6 Einfluss von Raumladungen auf die Bildwiedergabe	15
2.7 Totzeit	18
2.8 Zeitauflösung	20
3. Prototypdetektor	23
3.1 Schematischer Aufbau	23
3.2 Gasverstärkungsmikrostrukturen	24
3.2.1 MicroCAT	24
3.2.2 GEM	26
3.2.3 Kombinationen von GEM mit anderen Mikrostrukturen	28
3.3 Auslesestruktur	28
3.3.1 Funktionsprinzip der Ortsbestimmung	28
3.3.2 Algorithmen zur Ortsrekonstruktion	29
3.3.3 Auslesestrukturtypen	31
3.3.4 Signaldiffusion	31
3.3.5 Das lokale Trigger-Konzept	33
3.4 Ausleseelektronik	34
3.4.1 Analogelektronik	34
3.4.2 Digitalelektronik	36
3.4.3 Datenfluss und -verarbeitung	37
4. Studium der Mikrostrukturen	39
4.1 Stabilität, Handhabbarkeit und Materialeigenschaften	39
4.2 Ladungstransfer	40
4.2.1 Elektronentransparenz	42
4.2.2 Ionenfeedback	46
4.3 Effektive Gasverstärkung	52
4.3.1 Bereich	52
4.3.2 Homogenität	59
4.4 Signalentwicklung	65
4.4.1 MicroCAT	66
4.4.2 GEM	67
4.5 Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse	75

5. Leistungsfähigkeit des bildgebenden Gesamtsystems	77
5.1 Dynamischer Bereich und Intensitätsauflösung	77
5.2 Elektronisch bedingte Totzeit	78
5.2.1 Transientenrekorder	78
5.2.2 Datenübertragung zum PC und Online-Prozessierung	78
5.3 Zeitauflösung	79
5.4 Statische Ortsmessungen	79
5.4.1 Homogene Beleuchtung	79
5.4.2 Inhomogene Beleuchtung	82
5.4.3 Hochratenmessungen	85
5.5 Diskussion des Hochratenverhaltens	87
6. Temperatursprung-Experiment an Lipidmembranen	91
6.1 Einleitung	91
6.2 Membranen	91
6.3 Material und Methoden	93
6.3.1 Probenpräparation	93
6.3.2 Messaufbau und Kleinwinkelstreuung	94
6.3.3 Datenanalyse	95
6.4 Ergebnisse und Diskussion	96
6.5 Bewertung des Experiments im Kontext des Detektors	99
7. Zusammenfassung und Ausblick	101
A. Ergänzungen zu Kapitel 2	107
B. Ergänzungen zu Kapitel 3	109
B.1 Anbringung der MicroCAT-Struktur	109
B.2 Formätzung der GEM-Strukturen	109
B.3 Analogelektronik	110
B.3.1 Vorverstärker	110
B.3.2 Shaper	110
C. Ergänzungen zu Kapitel 4	115
C.1 Ladungstransfer	115
C.1.1 Experimentelles Messverfahren	115
C.1.2 Simulationswerkzeuge	115
C.1.3 Ladungstransfer der MicroCAT-Strukturen	118
C.1.4 Optimierte MicroCAT-Struktur	128
C.1.5 Einfach-GEM	138
C.1.6 Kombination von optimiertem MCAT und GEM	146
C.1.7 Zweifach-GEM	155
C.1.8 Dreifach-GEM	159
C.2 Effektive Gasverstärkung	162
C.2.1 Bereich	162
C.2.2 Untersuchung diverser Stützkonzepte für MicroCAT-Strukturen	166
C.3 Signallängenmessung im Dreifach-GEM	167
C.4 Angabe von Variablen und Fitfunktionen	169
D. Ergänzungen zu Kapitel 6	171
D.1 Fette	171
D.2 Phospholipide	171
Literaturverzeichnis	173

1. Einleitung

Moderne Synchrotron-Strahlungsquellen der dritten Generation, wie beispielsweise ESRF in Grenoble oder ELETTRA in Trieste, haben sich in den vergangenen Jahren als Forschungszentren etabliert. Die erzeugte Synchrotronstrahlung zeichnet sich im Vergleich zur Strahlung aus herkömmlichen Röntgenröhren vor allem durch die sehr hohen Photonendichten aus mit einer enormen Brillanz der Strahlung, die Werte von bis zu 10^{20} Photonen $(\text{mm}^2 \text{mrad}^2 0.1\% \text{bw})^{-1}$ [1] erreichen kann. Die Qualität der Synchrotronstrahlung eröffnet daher neue Forschungswege in einer Vielzahl unterschiedlichster Experimente in allen möglichen Bereichen der Naturwissenschaften. Beispielsweise besteht großes Interesse an der Untersuchung von zeitlich sehr schnell ablaufenden Prozessen, wie z.B. Polymerisation, Deformation unter mechanischer Beanspruchung, Phasenübergänge in Materialwissenschaften [2] oder Verbrennungs- und Einspritzprozesse im Maschinenbau [3, 4]. Auch biologisch und chemisch interessante Experimente wie Phasenübergänge von Lipiden [5, 6], zeitaufgelöste Kristallographie [7–9] oder diffraktive Untersuchung von Muskelkontraktionen [10–13] werden durchgeführt.

Diese Hochgeschwindigkeitsexperimente stellen aber nicht nur besondere Ansprüche an die Strahlungsqualität, sondern auch an die Detektoren, mit denen die Synchrotronstrahlung nachgewiesen wird. Der seit dem Bau der ersten Synchrotrone bestehende Mangel an geeigneten Detektoren für die Verwendung in diesen Elektronenspeicherringen wird immer gravierender, da die Detektorentwicklung nicht in dem Maße voranschreitet wie die Leistungssteigerung der Synchrotrone. Deshalb sind häufig nicht die Strahlungsquellen, sondern die Detektoren der limitierende Faktor bei Synchrotronstrahlungsexperimenten.

Da es oftmals nicht möglich ist, den ablaufenden Prozess zu verlangsamen, wie z.B. durch schockgefrierende oder chemische Fixierung [8, 14], müssen die zum Photonennachweis in Hochgeschwindigkeitsexperimenten benötigten Detektoren die Fähigkeit besitzen, schnelle dynamische Prozesse im Milli-, Mikro- oder sogar Submikrosekundenbereich aufzulösen. Um den Bildkontrast, also die Intensitätsgenauigkeit, bei Messungen mit schneller Bildfolge zu erhöhen, kann eine mehrmalige Wiederholung des zu untersuchenden Prozesses erfolgen. Dadurch ist es möglich, auch mit ratenlimitierten Zählern eine relativ hohe Statistik und somit eine gute Intensitätsgenauigkeit mit hinreichend guter Zeitauflösung zu erzielen. Dies konnte z.B. bei mechanischen Hochgeschwindigkeitsaufnahmen demonstriert werden [15]. Bei empfindlichen, beispielsweise biologischen Proben ist jedoch aufgrund von hervorgerufenen Strahlenschäden die Anzahl der möglichen Wiederholungen stark eingeschränkt. In der Regel ist es besser, die Messung mit hoher Photonendichte und geringer Messdauer durchzuführen, da die Probe oftmals weniger durch direkte Strahlenschäden zerstört wird als vielmehr durch freie Radikale, die während der Bestrahlung gebildet werden und dann die Probe im Laufe der Zeit chemisch zersetzen [16]. Aus diesem Grunde wird in der praktischen Anwendung von einem zeitauflösenden Detektorsystem immer auch eine hohe Ratenverträglichkeit gefordert, um den einfallenden Photonendichte adäquat verarbeiten zu können.

Für viele Hochgeschwindigkeitsexperimente ist neben der Zeitauflösung des Detektors weiterhin eine großflächige zweidimensionale Bildgebung erforderlich oder wünschenswert mit einer Ortsauflösung, die in der Größenordnung der Strahlkollimation von typischerweise 100–200 μm Halbwertsbreite liegt. Für Diffraktionsmessungen werden zusätzlich ein dynamischer Bereich $> 10^6$ und eine gute Photonendichteeffizienz im typischen Energiebereich von 10–35 keV gefordert [17]. Die meisten der industriell erhältlichen Detektorsysteme sind allerdings nicht in der Lage, die aufgelisteten Anforderungen zufriedenstellend zu erfüllen; so weisen statische Detektoren wie Röntgenfilme oder Image Plates z.B. überhaupt keine Zeitauflösung auf.

Generell kann man Detektoren in integrierende Systeme und in Einzelphotonenzähler kategorisieren. Beide Kategorien werden im Folgenden kurz vorgestellt:

- Bei integrierenden Detektoren, wie beispielsweise auf Halbleiterbasis arbeitenden CCDs (charge coupled devices) oder photosensitiven Platten wie Image Plates oder Röntgenfilmen, wird eine

Größe gemessen, die sich als Funktion der Intensität der einfallenden Photonen ändert. Bei Halbleiterzählern handelt es sich z.B. bei dieser Größe um die Zahl der erzeugten Elektron/Loch-Paare. Diese Größe wird eine Zeit lang integriert, bevor man die gesammelte Information ausliest. In der Regel ist die maximale Sammelkapazität und somit die Integrationszeit nach oben hin begrenzt.

Die Messgenauigkeit der integrierten Größe wird maßgeblich von Rauschbeiträgen dominiert. Zunächst gibt es bei allen Detektoren den Beitrag des Quantenrauschens ΔQ_{QR} , der durch die Poissonstatistik beschrieben wird. Ein weiterer, intrinsischer Rauschbeitrag ΔQ_I wird bei integrierenden Systemen durch Fluktuationen der Energiedeposition im Detektor bestimmt. Bei realen Detektorsystemen treten zusätzlich weitere systembedingte und vom Eingangssignal unabhängige Rauschbeiträge ΔQ_S auf. Bei CCDs, die besonders häufig in Synchrotronmessstationen Verwendung finden und im Folgenden stellvertretend für integrierende Systeme vorgestellt werden, können die Hauptbeiträge des Systemrauschens mit Dunkelrauschen (dark noise) und mit Ausleserauschen (readout noise) identifiziert werden. Das Dunkelrauschen ist bei CCDs zumeist bedingt durch die statistische Anzahl an freien Ladungsträgern im Leitungsband (Schwänze der Fermiverteilung) und kann durch eine gute Kühlung des Halbleiters verringert werden. Das Ausleserauschen ist in erster Näherung proportional zur Auslesegeschwindigkeit und dominiert bei den meisten CCD-Systemen gegenüber dem Dunkelrauschen. Daher muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen einer möglichst hohen Auslesegeschwindigkeit und -rate, die die Zeitaufösung bestimmt, sowie einem akzeptablen Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR (signal-to-noise ratio).

Die Verwendung von integrierenden Systemen wird vorteilhafter, wenn das Gesamtrauschen $\Delta Q = (\Delta Q_{QR}^2 + \Delta Q_I^2 + \Delta Q_S^2)^{0.5}$ im Vergleich zur interessanten Messgröße Q vernachlässigbar wird. Bedingt durch das relativ hohe Systemrauschen ist dies bei CCDs der Fall für hohe Photonenraten pro Bildelement (Pixel). Als ein quantitatives Maß für die dem Bild durch den Detektionsprozess zugefügten Rauschanteile kann die DQE (detective quantum efficiency) herangezogen werden, die definiert ist als das Quadrat der Quotienten der Signal-zu-Rausch-Verhältnisse am Ausgang und am Eingang des Detektors. Bei kleinen Photonenraten ist der Einfluss des Rauschens groß und führt somit zu einem starken Abfall der DQE. Bei hohen Raten steigt die DQE an und konvergiert schließlich – bei Vernachlässigung des intrinsischen Rauschens – gegen den Wert der Photonennachweiswahrscheinlichkeit QE (Quanteneffizienz).

Die Dynamik von typischen CCD-Systemen, die limitiert wird durch das Rauschen einerseits und die begrenzte Sammelkapazität andererseits, liegt etwa in der Größenordnung von 10^4 – 10^5 [18]. Bei der Bereitstellung der Ortsinformation sind integrierende Systeme sehr inflexibel; im Prinzip können zweidimensionale Systeme nur als Pixeldetektoren realisiert werden, die entweder nur mit vielen elektronischen Kanälen schnell parallel oder aber langsam seriell ausgelesen werden können.

- Zählende Detektoren sind im Gegensatz zu integrierenden Systemen dafür ausgelegt, einzelne Photonen zu registrieren. Der Detektor entscheidet durchgängig, ob ein Photon gezählt wird oder nicht. Rauschbeiträge wie Dunkelrauschen sind bei einem Einzelphotonzähler nicht relevant, solange die Triggerschwelle für gezählte Ereignisse höher liegt als die Rauschschwelle. Jedoch muss jedes gezählte Ereignis direkt verarbeitet werden. Durch die Registrierung des Ereignisses – dazu zählen z.B. der Nachweis des Photons und die Auslese der Orts- und/oder Energieinformation – entsteht im Detektor eine Totzeit, in der weitere Ereignisse nicht oder nur bedingt erlaubt sind oder verarbeitet werden können. Der Grad der Einschränkung hängt von der Art des Detektors und insbesondere des Auslesesystems ab.

Die Rauschunempfindlichkeit von Einzelphotonzählern führt zu einer maximalen DQE bei kleinen Photonenraten, da das Rauschen am Ausgang nur vom Quantenrauschen bestimmt wird. Je höher die einfallende Rate wird und je weiter sich diese Rate dem Wert der inversen Totzeit nähert und schließlich überschreitet, desto weiter fällt die DQE ab und konvergiert schließlich für beliebige hohe Raten gegen null.

Die Dynamik des Einzelphotonzählers wird durch die Anzahl der fälschlicherweise durch Rauschen getriggerten Ereignisse und durch die inverse Totzeit beschränkt. Gute Einzelphotonzähler haben einen dynamischen Bereich $\gg 10^6$. Die Intensitätsauflösung wird in der Regel ausschließlich durch die Poisson-Statistik limitiert. Im Gegensatz zu integrierenden Detektoren lassen sich zählende

Systeme überaus flexibel mit allen möglichen Auslesekonzepten kombinieren; so sind nicht nur reine Pixelsysteme sondern auch geschickt interpolierende Auslesekonzepte möglich (s.u.).

Anhand des vorgestellten Verhaltens der integrierenden und zählenden Detektortypen kann man bereits eine erste Bewertung vornehmen: Um schnelle und hochzeitauflösende Detektoren zu entwickeln, benötigt man entweder integrierende Systeme mit sehr geringem Ausleserauschen, die eine schnelle Auslese ohne Verlust an Bildqualität ermöglichen, oder alternativ zählende Detektoren, die eine sehr hohe Ratenverträglichkeit mit geringer Totzeit besitzen.

Einen dieser beiden Auswege aus der „Detektor Krise“ zu realisieren, ist leider überhaupt nicht trivial. Obwohl bereits die Ausleserate von bestehenden CCD-Systemen mit Pixelauslese beschleunigt wurde (z.B. Ref. [19]), ist die Zeitauflösung dieser integrierenden Detektoren immer noch beschränkt auf ca. 1 ms. Bei den meisten der großflächigen Systeme, deren CCD-Sensor nur eine aktive Fläche in der Größenordnung einiger cm^2 besitzt, wird durch die Verwendung von größeren, phosphoreszierenden Schirmen mit einer Fläche von mehreren 10 oder 100 cm^2 in Verbindung mit einer Glasfaseroptik, die die Kopplung zum Sensor herstellt, die Zeitauflösung zusätzlich durch die Physik der Lichtemission im Fluoreszenzschirm auf den Millisekundenbereich beschränkt. Die DQE von diesen schnellen, großflächigen CCDs liegt dann maximal im Bereich von etwa 30 % [19]. Schnellere integrierende Systeme, die auf Prototypen von Pixelmatrixdetektoren (pixel array detectors, PADs) basieren, liefern zwar vielversprechende Zeitaufösungen, besitzen zur Zeit aber nur sehr kleine sensitive Flächen in der Größenordnung von 1 cm^2 [20, 21]. Bei den PADs werden die hohen Zeitaufösungen im μs -Bereich durch eine direkte Konvertierung der Photonen im Halbleitermaterial erreicht. Durch die begrenzte Dicke der Siliziumschicht von etwa $300 \mu\text{m}$ nimmt die Quanteneffizienz aber bei hohen Photonenenergien drastisch ab.

Zur Zeit sind Einzelphotonzähler die einzige Möglichkeit, schnelle bildgebende Röntgendetektoren mit Zeitaufösungen im Mikro- oder Submikrosekundenbereich zu realisieren. Zwar können PADs ebenfalls im zählenden Modus arbeiten [22], jedoch stellt, wie bei den integrierenden Pendanten, zur Zeit die Größe der sensitiven Fläche den beschränkenden Faktor dar. Alternativ zu Halbleiterzählern bieten sich Gasdetektoren an, die vom Effekt der Gasverstärkung profitieren. In der Vergangenheit wurde die Gasverstärkung oftmals mithilfe von Drähten erzeugt, wie z.B. bei Vieldrahtproportionalkammern (multi wire proportional chambers, MWPCs). Durch die langen Ionendriftzeiten ist aber in der Regel die Ratenverträglichkeit limitiert, so dass man bei diesen Typen oftmals nur eindimensionale Systeme findet, die die Positionsbestimmung z.B. über Verzögerungsleitungen (delay lines) vornehmen [23]. Das bereits erfolgreich in Synchrotronen eingesetzte zweidimensionale System RAPID (refined ADC per input detector) [24–26] arbeitet basierend auf Drähten, die einen Abstand von nur einigen $100 \mu\text{m}$ zu senkrecht angeordneten Kathodenstreifen haben (wire microgap) [27, 28]. Bedingt durch den geringen Abstand zwischen Anode und Kathode konnte so die Ratenverträglichkeit verglichen mit herkömmlichen Drahtkammern um etwa eine Größenordnung verbessert werden.

Aufgrund ihrer deutlichen Überlegenheit bezüglich der Hochratenverträglichkeit verglichen mit Drahtzählern bieten sich Detektoren mit Gasverstärkung durch Mikrostrukturen an (micro pattern gaseous detectors), die erstmals in Form von Mikrostreifendetektoren im Jahr 1988 eingeführt wurden [29]. Mittlerweile gibt es eine Vielzahl an diversen Mikrostrukturen; eine Übersicht findet man beispielsweise in den Referenzen [30, 31]. Mikrostrukturen wie micromegas (micro mesh gaseous structure) [32], GEM (gas electron multiplier) [33] oder MicroCAT (micro compteur à trous) [34] bieten durch sehr kurze Signale im ns- bis μs -Bereich und durch die Fähigkeit zur Erzeugung hoher Gasverstärkungen optimale Voraussetzungen für den Einsatz in schnellen Einzelphotonzählern. Weiterhin können viele Mikrostrukturen überaus flexibel mit diversen Auslesekonzepten kombiniert werden, mit denen sich eine zweidimensionale Bildgebung realisieren lässt.

Im Wesentlichen unterscheidet man zwei Typen zweidimensionaler Bildgebung in zählenden Detektoren: reine Pixelsysteme und interpolierende Konzepte. Bei reinen Pixelsystemen ist die Auslesestruktur in typischerweise quadratische Bildelemente (Pixel) unterteilt, wobei demjenigen Pixel das Ereignis zugeordnet wird, der den größten Ladungsbeitrag aufammelt bzw. dem Ladungsschwerpunkt am nächsten ist, oder dessen Signal oberhalb einer Schwelle liegt. Die Genauigkeit der Ortsbestimmung hängt dabei direkt von der Pixelgröße ab; i.A. besitzen die einzelnen Pixel eine Größe $< 1 \text{ mm}^2$. Der Trick von interpolierenden Systemen, bei denen die sensitive Fläche durch eine geschickte Anordnung von Auslesepunkten unterteilt wird, liegt darin, dass die Position wesentlich feiner bestimmt werden kann, als durch die Auslesekanäle vorgegeben ist. Dazu bedient man sich eines teilweise recht komplizierten Rekonstruk-

tionsverfahrens, das die Position des Ereignisses interpolativ bestimmt.

Reine Pixeldetektoren und interpolierende Systeme bieten sowohl einige Vor- als auch Nachteile. Generell besteht bei beiden Typen die Möglichkeit einer *asynchronen* und *parallelen* Auslese der Ereignisse, was die Grundlage der Bildgebung eines schnellen Detektors ist. Dabei bedeutet *asynchron*, dass man in der Lage ist, gezielt nur einzelne Kanäle (Pixel, Streifen etc.) auslesen zu können. Alle Kanäle können dabei *parallel* behandelt werden. Reine zählende Pixeldetektoren weisen eine sehr hohe Ratenverträglichkeit pro Bildelement bzw. pro Flächeneinheit auf. Weiterhin ist die zur Histogrammierung der Ereignisse benötigte Elektronik nicht besonders aufwendig und kein kompliziertes Rekonstruktionsverfahren ist nötig verglichen mit interpolierenden Systemen. Diese Vorteile müssen allerdings durch eine große Anzahl an elektronischen Kanälen erkauft werden, und somit sind großflächige, reine Pixeldetektoren mit asynchroner und paralleler Auslese aus Kostengründen nicht zu realisieren, und lediglich kleine Detektoren mit Größen von einigen cm^2 werden gebaut. Ein Beispiel hierfür ist ein schneller zweidimensionaler Pixeldetektor mit Gasverstärkung durch eine GEM-Struktur [35].

Demgegenüber bieten interpolierende Systeme große sensitive Flächen mit wenigen elektronischen Kanälen bei gleichzeitig äquivalenter oder sogar besserer Ortsauflösung verglichen mit reinen Pixeldetektoren. Die Positionsbestimmung bei interpolierenden Systemen verlangt allerdings nach einer relativ komplizierten Elektronik und/oder einer aufwendigen Ortsrekonstruktion. Weiterhin ist die Ratenverträglichkeit dieser Systeme eingeschränkt, da eine korrekte Ortsrekonstruktion erfordert, dass keine Mehrfachereignisse innerhalb der zur Rekonstruktion nötigen Auslesefläche auftreten.

Viele interpolierende Konzepte arbeiten mit einer zweidimensionalen Anordnung von sich kreuzenden Streifen oder Drähten (z.B. Ref. [36,37]). Als Beispiel für ein erfolgreich eingesetztes System sei wiederum der RAPID-Detektor mit einer aktiven Fläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ genannt [26]. In Ref. [38] wird die Kombination von einer GEM-Struktur mit einem Mikrostreifendetektor für digitale Radiographie unter hohem Xenon-Gasdruck beschrieben. Auch ein erster GEM-Prototypdetektor mit zweidimensionaler Auslese von Verzögerungsleitungen wurde getestet [39]. Generell bietet die Streifenauslese eine starke Reduktion der Anzahl elektronischer Kanäle. Auf der anderen Seite können aber Doppeldeutigkeiten bei gewissen Ereigniskonfigurationen auftreten, deren Auftrittshäufigkeit nur durch eine oder mehrere zusätzliche Lage(n) an Streifen eingeschränkt werden kann, wodurch der Rekonstruktionsprozess aber wieder komplizierter wird.

Ein alternatives, zweidimensional interpolierendes „Virtual Pixel“ (ViP) Konzept, das nicht auf einer Streifenauslese beruht sondern von einer Positionsbestimmung basierend auf resistiver Ladungstrennung Gebrauch macht, wurde im Jahr 1995 an der Universität Siegen entwickelt [40,41]. Im Gegensatz zur Streifenauslese treten keine Ambiguitäten auf. Gekoppelt wurde die damals $14 \times 14 \text{ mm}^2$ große Auslesestruktur, die in 7×7 quadratische Zellen mit einer Größe von je $2 \times 2 \text{ mm}^2$ unterteilt war, mit der im Jahr 1997 ebenfalls in Siegen neu eingeführten MicroCAT-Gasverstärkungsstruktur¹ [34,42]. Aufbauend auf dieser Ausleseeinheit wurde zunächst im Jahr 1998 eine größere Struktur mit einer Zellgröße von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ und somit vierfacher sensitiver Fläche [43] und dann im Jahr 2000 eine Struktur mit einer Zellgröße von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ und einer Gesamtfläche von $56 \times 56 \text{ mm}^2$ gebaut [44,45].

Anknüpfend an das bestehende Fundament des ViP-Konzepts ist es das Ziel der vorliegenden Arbeit, den Detektor weiterzuentwickeln und die physikalischen Grenzen des Gesamtkonzepts, bestehend aus Gasverstärkungsmikrostruktur, Auslesestruktur und -elektronik, vor dem Hintergrund von Hochraten- und Hochgeschwindigkeitsmessungen zu untersuchen. Dazu wird nicht nur die MicroCAT-Struktur genauer betrachtet und optimiert, sondern auch eine alternative Möglichkeit der Gasverstärkung durch (mehrere) GEM-Strukturen in Augenschein genommen. Ein besonderer Fokus wird dabei auf das Hochratenverhalten der Mikrostrukturen gelegt. Ebenso wird in Zusammenarbeit mit Hendrik Wagner und Sorin Martoiu die Limitierung der Auslesestruktur für Messungen mit schneller Bildfolge studiert [46] sowie ein neues elektronisches Auslesekonzept erarbeitet und umgesetzt [47]. Abschließend wird die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems, die in verschiedenen Labormessungen und mit diversen diffraktiven Streuproben getestet wird, vorgestellt und der erfolgreiche Einsatz in einem im Millisekundenbereich ablaufenden Temperatursprung-Experiment an Lipidmembranen an der österreichischen Messstation für Kleinwinkelstreuung (small angle X-ray scattering, SAXS) am Synchrotron ELETTRA präsentiert.

¹ Im Folgenden auch häufig als MCAT bezeichnet.

2. Zeitauflösende Einzelphotondetektion von Röntgenquanten im Gasdetektor

In diesem Kapitel werden die wichtigsten physikalischen Aspekte für einen zeit- und ortssensitiven Nachweis von Röntgenstrahlung näher theoretisch beleuchtet. Da eine hohe Zeitauflösung in der Regel eine hohe Ratenverträglichkeit des Detektors fordert, um eine ausreichende Anzahl von Photonen in einem Messintervall sammeln zu können, ist insbesondere das Hochratenverhalten von Interesse. Dieses wird durch Raumladungen einerseits und Totzeiteffekte, bedingt durch Signalüberlagerungen und die elektronische Auslese, andererseits limitiert.

Betrachtet man das generelle Funktionsprinzip eines zählenden Gasdetektors für Röntgenstrahlung, so kann man zwischen einem Konversions- und einem Gasverstärkungsraum unterscheiden, die beide in Abb. 2.1 schematisch für eine Parallelplattengeometrie dargestellt sind. Während der Konversionsraum zur Umwandlung der Photonen in primäre Elektron/Ion-Paare dient (Abschnitt 2.1–2.2), die durch ein elektrisches Driftfeld E_{Drift} getrennt werden (Abschnitt 2.3), wird die Zahl der freien Elektronen, die für die spätere Positionsbestimmung verwendet werden, im Gasverstärkungsraum um einen Faktor von typischerweise 10^3 – 10^4 vervielfacht (Abschnitt 2.4). Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Detektor-Konzept werden der Konversions- und der Verstärkungsraum durch eine Gasverstärkungsstruktur, deren Funktionsweise in Kap. 3 näher erläutert wird¹, voneinander abgegrenzt. Bei diesen Mikrostrukturen handelt es sich um dünne Folien, die mit Löchern durchsetzt sind. Die Ladungsträger können mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit durch die Löcher der Verstärkungsstruktur in den der Struktur gegenüberliegenden Bereich vorstoßen. Diese Transparenz für Elektronen und Ionen wird maßgeblich durch die Geometrie der Mikrostruktur, aber auch durch die elektrischen Felder im Konversions- und Verstärkungsbereich bestimmt.

Während der Konversionsraum aus Gründen der Photonennachweiseffizienz in der Regel eine große Tiefe von mehreren mm oder cm aufweist, findet die Gasverstärkung in örtlich sehr begrenzten Bereichen von typischerweise einigen zehn oder hundert μm statt. Wenn die bei dem Gasverstärkungsprozess erzeugten Ionen nicht von der Mikrostruktur abgefangen werden, driften sie zur Kathode und durchqueren dabei den gesamten Konversionsraum. Bedingt durch die langsame Driftgeschwindigkeit und die somit lange Verweildauer im Konversionsraum sind die Ionen die Quelle eines Raumladungsfeldes, das u.U. zu Bildverzerrungen, also zu systematischen Positionsveränderungen der primär erzeugten Elektronen, führen kann (Abschnitt 2.6). Die Größe der ionenbedingten Raumladung wird dabei maßgeblich von der Photonenrate und der Gasverstärkung bestimmt. Durch Erhöhung des elektrischen Feldes im Konversionsraum kann die Ionendriftgeschwindigkeit gesteigert werden; gleichzeitig wird dadurch aber auch der Anteil der Ionen, der die Löcher der Gasverstärkungsstruktur passiert und somit in den Konversionsraum gelangt, erhöht.

¹ In manchen Detektorgeometrien, z.B. bei Drahtzählern, sind die beiden Bereiche nicht räumlich voneinander getrennt. Das dargestellte Prinzip ist aber trotzdem auch auf diese Geometrie übertragbar.

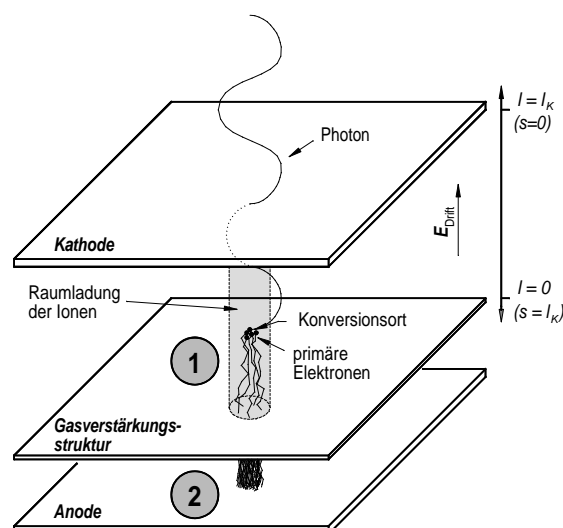


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines zählenden Gasdetektors für Röntgenstrahlung mit dem Konversionsraum (1) und dem Gasverstärkungsraum (2).

Gleichfalls wird die Zahl der Elektronen, die den Gasverstärkungsraum erreicht, verringert, was zu einem Absinken der effektiven Gasverstärkung führt (Abschnitt 4.2.1).

Es handelt sich also um eine komplizierte Interdependenz verschiedener Parameter, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird (Kap. 4), um einen optimalen Betriebszustand in Bezug auf Gasverstärkung, Signallängen und Raumladungseffekte zu erzielen.

2.1 Absorption von Röntgenquanten

Die Röntgenphotonen, die für Strukturuntersuchungen im Kleinwinkelbereich herangezogen werden, haben eine Wellenlänge in der Größenordnung von typischerweise 1 \AA . Dies entspricht einer Energie von $E_\gamma = 12.4 \text{ keV}$. Viele Experimente werden aber auch mit etwas niedrigeren oder etwas höheren Photonenenergien durchgeführt, z.B. 8, 16 oder 24 keV.

Da Photonen als elektrisch ungeladene Teilchen nicht direkt nachgewiesen werden können, muss zunächst eine Konversion in geladene Teilchen erfolgen. Dies geschieht zumeist in einem eigens für diesen Zweck vorgesehenen Konversionsraum innerhalb des Detektors (Abb. 2.1). Eine Wechselwirkung des Photons findet in dem Energiebereich bis zu einigen 10 keV fast ausschließlich mittels Photoeffekt statt, dessen Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} stark mit der Photonenenergie abfällt ($\sigma_{\text{Photo}} \propto E_\gamma^{-3.5}$) und mit der Kernladungszahl Z des Absorbermaterials ansteigt ($\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^5$) [48]. Im Falle eines Gasdetektors entsprechen die Gasatome, mit denen der Konversionsraum gefüllt ist, dem Absorbermaterial. Normalerweise verwendet man Edelgase wie Argon, Krypton oder Xenon, die sich durch niedrige Elektronegativität auszeichnen. Zusätzlich werden üblicherweise geringe Mengen (einige Volumenprozent) eines in der Regel mehratomigen Quenchgases wie z.B. Kohlendioxid oder Methan beigemischt (vgl. Abschnitt 2.4).

Die Intensität der einfallenden Photonen I_0 wird exponentiell geschwächt, so dass sich die Intensität $I(s)$ der noch nicht absorbierten Photonen nach einer durchlaufenen Wegstrecke s zu:

$$I(s) = I_0 e^{-\mu s} \quad (2.1)$$

ergibt. Der Massenabsorptionskoeffizient μ leitet sich aus dem dominierenden Photoeffekt-Wirkungsquerschnitt ab und ist proportional zur Dichte ρ des Absorbermaterials:

$$\mu \propto \rho \sigma_{\text{Photo}} \quad (2.2)$$

Aus den Beziehungen (2.1) und (2.2) folgt, dass der gesamte relative Anteil QE der im Detektor absorbierten Photonen neben der Kernladungszahl des Gases auch vom Gasdruck und von der maximalen Eindringtiefe der Photonen, also der Konversionsraumtiefe l_K , abhängt. Die Quanteneffizienz

$$\text{QE} = \frac{I_0 - I(s = l_K)}{I_0} \quad (2.3)$$

als Funktion der Photonenenergie für Gasdrücke zwischen 1 und 3 bar ist in Abb. 2.2 für drei typische Gasmischungen von Argon, Krypton und Xenon mit einem Zusatz von jeweils 10 % Kohlendioxid sowie für Xenon mit einem Zusatz von 30 % Kohlendioxid dargestellt. Für große Absorptionskoeffizienten μ bzw. kleine Photonenenergien konvergiert die Quanteneffizienz gegen eins, für kleine Werte von μ respektive hohe Photonenenergien gegen null.

Die Position der mittleren Eindringtiefe der Photonen in den Detektor bzw. des mittleren Photokonversionsorts $\langle l \rangle$ bestimmt sich unter Verwendung des exponentiellen Absorptionsgesetzes (2.1) wie folgt (genauere Rechnung s. Anhang A):

$$\langle l \rangle = \frac{\int_0^{l_K} dl l e^{-\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{-\mu l}} \quad (2.4)$$

Die Variable l beschreibt in diesem Fall nicht wie die Variable s in Gl. (2.1) den Abstand des Konversionsorts zur Driftkathode, sondern den Abstand zur Anode bzw. Gasverstärkungsstruktur (vgl. Abb. 2.1):

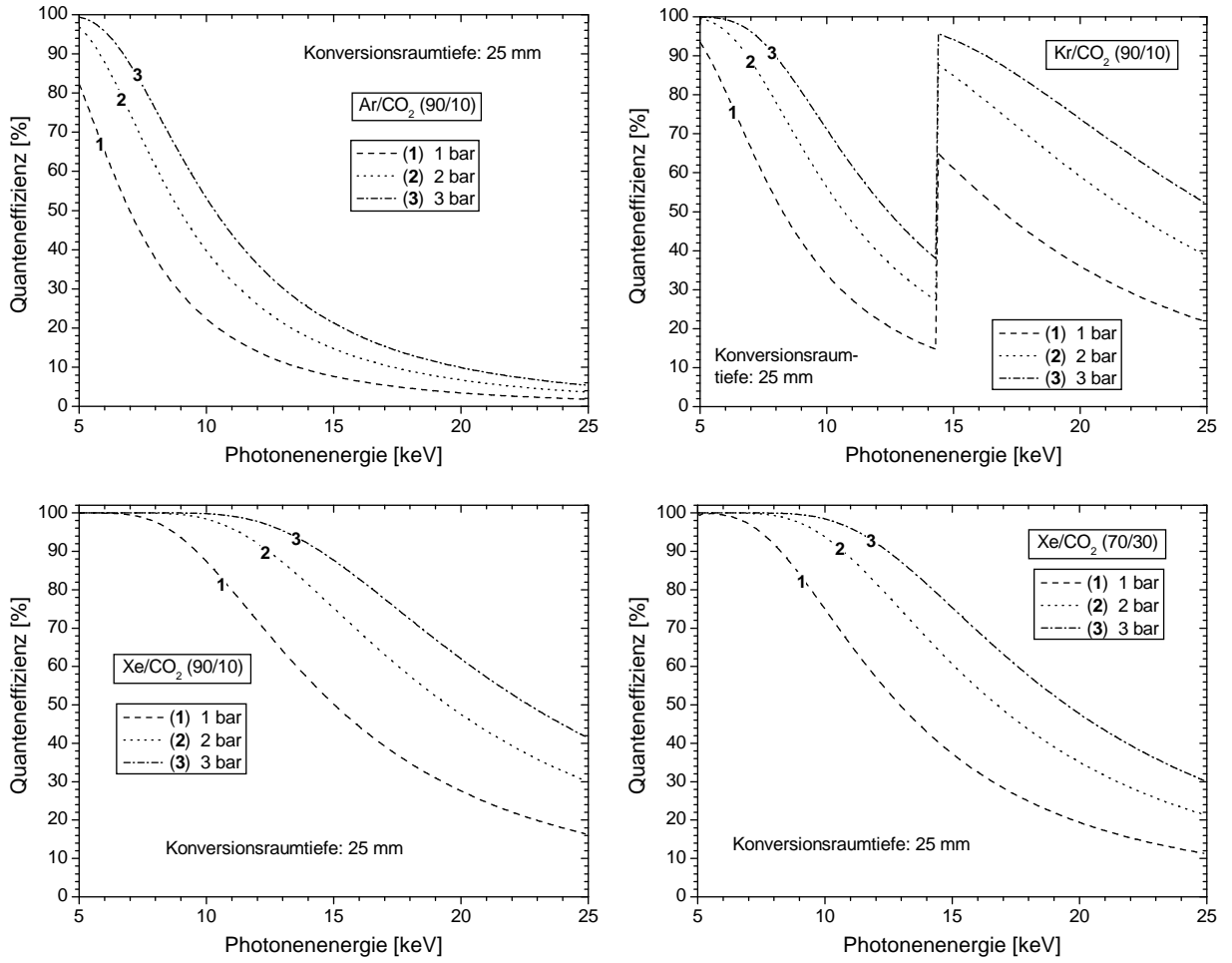


Abbildung 2.2: Quanteneffizienz als Funktion der Photonenergie in 1, 2 und 3 bar Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10) sowie Xe/CO₂ (70/30) bei einer Konversionsraumtiefe von $l_K = 25$ mm. Die Daten über den Absorptionskoeffizienten μ können z.B. aus Ref. [49] entnommen werden.

$l = l_K - s$. Abb. 2.3 zeigt eine graphische Darstellung von $\langle l \rangle$ als Funktion der Photonenergie bzw. des Gasdrucks in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10) für eine Konversionsraumtiefe von $l_K = 25$ mm. Bei kleinen Photonenergien bzw. großen Absorptionskoeffizienten konvertieren mehr Photonen in der Nähe des Eintrittsfensters, was gleichbedeutend ist mit einem Anstieg des Werts von $\langle l \rangle$. Im Grenzfall gilt:

$$\lim_{\mu \rightarrow \infty} \langle l \rangle = l_K . \quad (2.5)$$

Auf der anderen Seite rückt der Erwartungswert des Photokonversionsorts für kleine Absorptionskoeffizienten immer weiter in die Mitte des Konversionsraums, und es ergibt sich:

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \langle l \rangle = \frac{l_K}{2} . \quad (2.6)$$

Die Varianz σ_l^2 der Verteilungsfunktion $\exp(\mu l)$ der Photokonversionsorte bzgl. des Erwartungswerts $\langle l \rangle$

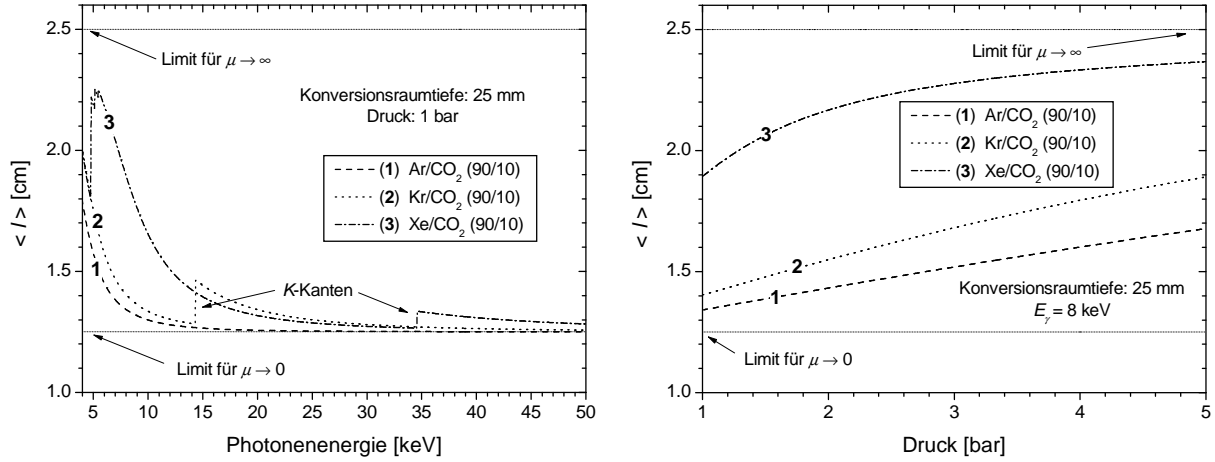


Abbildung 2.3: Mittlerer Photokonversionsort $\langle l \rangle$ als Funktion der Photonenenergie bei konstantem Druck von 1 bar (links) bzw. als Funktion des Drucks bei konstanter Photonenenergie von $E_\gamma = 8$ keV (rechts) in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10).

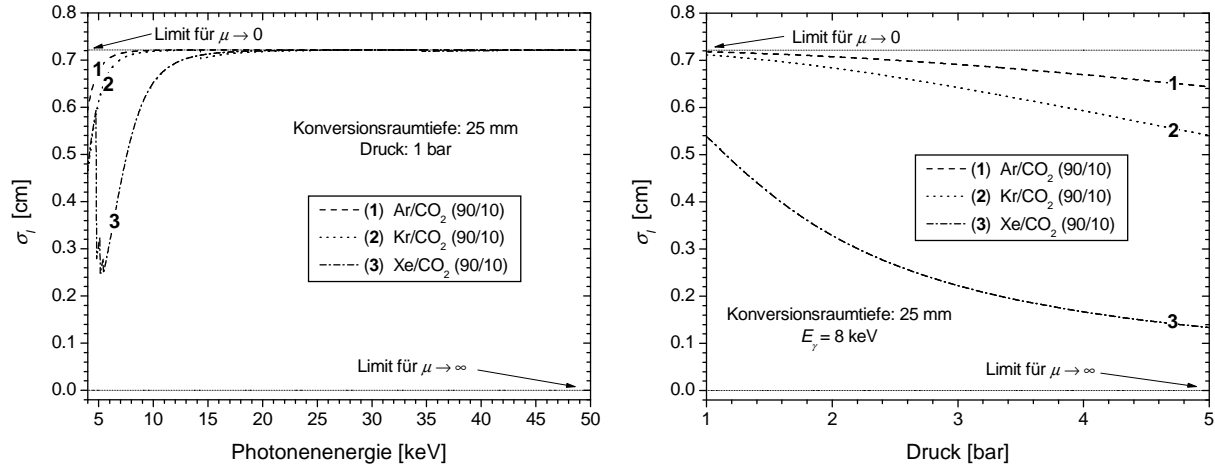


Abbildung 2.4: Breite der Photokonversionsortverteilung σ_l als Funktion der Photonenenergie bei konstantem Druck von 1 bar (links) bzw. als Funktion des Drucks bei konstanter Photonenenergie von $E_\gamma = 8$ keV (rechts) in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10).

berechnet sich wie folgt:

$$\sigma_l^2 = \frac{\int_0^{l_K} dl (l - \langle l \rangle)^2 e^{\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{\mu l}} . \quad (2.7)$$

Die analytische Lösung von Gl. (2.7) ist in Anhang A aufgezeigt. Abb. 2.4 zeigt eine graphische Darstellung des Verlaufs von σ_l als Funktion der Photonenenergie bzw. des Gasdrucks. Die Breite der Verteilung konvergiert ebenfalls für sehr kleine und sehr große Werte von μ :

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \sigma_l = \frac{l_K}{\sqrt{12}} , \quad (2.8)$$

$$\lim_{\mu \rightarrow \infty} \sigma_l = 0 . \quad (2.9)$$

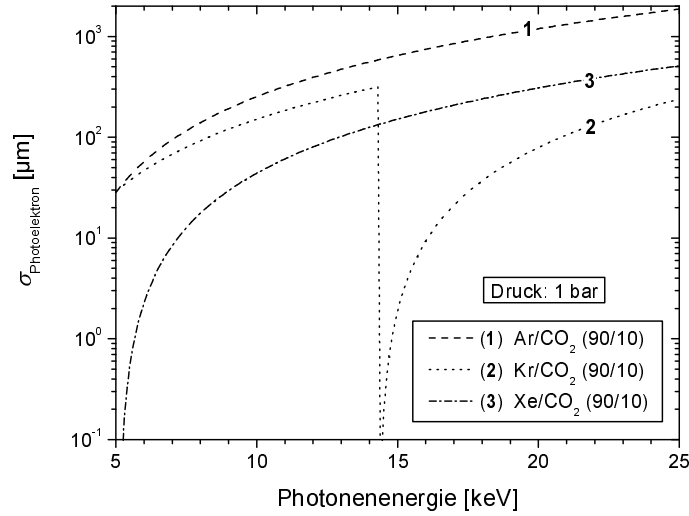


Abbildung 2.5: Mittlere projizierte Photoelektronenreichweite $\sigma_{\text{Photoelektron}}$ als Funktion der Photonenenergie in 1 bar Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10), berechnet nach Gl. (2.10).

Die bei nicht senkrechtem Photoneneinfall entstehende Parallaxe nimmt bei kleineren Absorptionskoeffizienten μ und somit größerer Breite der Konversionsortverteilung σ_l zu, da die Photonen tiefer in den Detektor eindringen können bevor sie konvertieren. Neben Druckerhöhung und Verwendung von Gasen mit möglichst hoher Kernladungszahl können auch andere Möglichkeiten in Betracht gezogen werden, um Parallaxeeffekte zu unterdrücken; darunter fallen beispielsweise eine sphärische Anordnung von Driftelektroden [50], eine spezielle Rekonfiguration des Driftfelds [51] oder die Verwendung einer dünnen photoempfindlichen Schicht, die als Photokonversionsmedium dient [52].

2.2 Folgeprozesse nach dem Photoeffekt

Das beim Photoeffekt erzeugte Elektron (Photoelektron) erhält die Energie $E_P = E_\gamma - E_B$, wenn E_γ die Photonenenergie und E_B die Bindungsenergie des am Photoeffekt beteiligten Orbitals des Gasatoms bezeichnen. Wenn die Photonenenergie ausreicht ($E_\gamma \geq E_K$), ist in der Regel $E_B = E_K$ die Bindungsenergie der Elektronen in der K -Schale, da dort der Photoeffekt-Wirkungsquerschnitt am größten ist.

Für unpolarisierte Photonen ist im für Diffraktionsmessungen üblichen Energiebereich bis zu einigen 10 keV die Wahrscheinlichkeit einer zur Photoneneinfallrichtung näherungsweise orthogonalen Emission der Photoelektronen maximal. Entlang seiner Flugbahn erzeugt das Photoelektron durch Ionisation weiterer Gasatome oder -moleküle zusätzliche Elektron/Ion-Paare und verliert dadurch seine Energie; die Reichweite des Photoelektrons ist somit beschränkt. Zusammen mit dem Photoelektron verschiebt sich auch der Schwerpunkt der erzeugten Ladungswolke. Dieser Effekt stellt in der Regel einen großen Beitrag zur Ortsauflösung des Detektors dar. Die Projektion der Photoelektronenreichweiteverteilung auf eine zur Photoneneinfallrichtung senkrechten Ebene kann näherungsweise durch eine zweidimensionale Gaußverteilung beschrieben werden mit einer im Energiebereich von etwa 3–30 keV gültigen, empirisch bestimmten Breite von [53]:

$$\sigma_{\text{Photoelektron}} = 1.5 \cdot 10^{-3} \frac{E_P^{1.75}}{\rho} \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2 \text{keV}^{1.75}} \cdot \quad (2.10)$$

Dabei bezeichnet ρ die Dichte des verwendeten Absorbermaterials. Abb. 2.5 zeigt eine graphische Darstellung der mittleren projizierten Photoelektronenreichweite in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10) bei Normaldruck. Deutlich sichtbar ist der Abfall der Photoelektronenreichweite in Krypton, wenn die Photonenenergie die Bindungsenergie der K -Elektronen bei etwa $E_{K\text{-Kr}} = 14.3$ keV erreicht. Im Allgemeinen ist in der Nähe oberhalb der Kanten die Photoelektronenreichweite für die Ortsauflösung nicht

Gas	Photonenenergie E_γ	Energie des Fluoreszenzphotons	Fluoreszenzausbeute [%]
Argon	$E_\gamma \geq 3.2$ keV	$E_{K\alpha} \approx 3.0$ keV	~ 12
Krypton	$E_\gamma < 14.3$ keV	$E_{L\alpha} \approx 1.6$ keV	~ 2.2
Krypton	$E_\gamma \geq 14.3$ keV	$E_{K\alpha} \approx 13$ keV	~ 64
Xenon	$E_\gamma < 34.6$ keV	$E_{L\alpha} \approx 4.1$ keV	~ 8.5
Xenon	$E_\gamma \geq 34.6$ keV	$E_{K\alpha} \approx 30$ keV	~ 89

Tabelle 2.1: Energie und Fluoreszenzausbeute des emittierten Fluoreszenzphotons in Argon, Krypton und Xenon bei verschiedenen Photonenergien (Daten aus Ref. [54]).

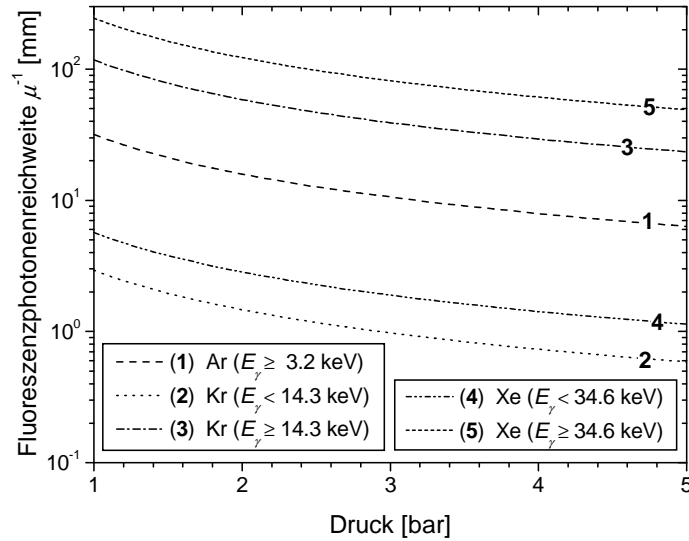


Abbildung 2.6: Fluoreszenzphotonenreichweite μ^{-1} als Funktion des Gasdrucks in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10) für verschiedene Photonenergien E_γ . Die Daten über den Absorptionskoeffizienten μ stammen aus Ref. [49].

mehr relevant. Die Verwendung von Xenon-basierten Gasmischungen bietet generell recht kleine Photoelektronenreichweiten. Bei Erhöhung des Gasdrucks p sinkt die Photoelektronenreichweite $\propto p^{-1}$.

Das durch den Photoeffekt ionisierte Atom regt sich durch Abgabe eines Fluoreszenzphotons oder eines Augerelektrons ab. Die Wahrscheinlichkeit zur Emission eines Photons (Fluoreszenzausbeute) steigt mit der Kernladungszahl Z des ionisierten Atoms, für K -Fluoreszenz näherungsweise $\propto Z^4/(Z^4 + Z_0^4)$ mit $Z_0 \approx 32$. Tab. 2.1 gibt die Fluoreszenzausbeute in Argon, Krypton und Xenon für verschiedene Photonenergien wieder. Besonders Xenon weist eine große Emissionswahrscheinlichkeit von Fluoreszenzphotonen nach dem primären Photoeffekt auf. Bei Argon dominiert die Aussendung von Augerelektronen. Während die Reichweite der Augerelektronen i.A. nur einen kleinen Beitrag zur Ortsauflösung liefert, der nur in der Nähe der Kanten relevant ist, an denen das Photoelektron eine vernachlässigbare Reichweite besitzt, ist der Einfluss von emittierten Fluoreszenzphotonen kritischer zu beurteilen. Die Reichweite der Fluoreszenzphotonen bei verschiedenen Gasdrücken ist dargestellt in Abb. 2.6. In Argon-Mischungen wie auch in Krypton und Xenon existiert bei Photonenergien jenseits der K -Bindungsenergie ($E_\gamma \geq E_K$) eine relativ große Wahrscheinlichkeit, dass das Fluoreszenzphoton entkommt. Falls das Photon dennoch mittels Photoeffekt konvertiert, führt dieses (zweite) Ereignis zu einem fast konstanten Untergrund, da die Konversionswahrscheinlichkeit im gesamten Detektor näherungsweise gleich ist. Im Gegensatz dazu kann es in Krypton- und Xenon-basierten Gasmischungen besonders bei Energien der einfallenden Photonen $E_\gamma < E_K$ durch die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit der L -Fluoreszenzphotonen zu künstlichen Doppelereignissen in direkter Nachbarschaft bzw. zu Positionsverwaschungen des eigentlichen Ereignisses kommen. Eine genauere Untersuchung dieses Effektes bleibt in dieser Arbeit aus, ist aber schon von anderen Gruppen durch Aufweichung der Punktspreizfunktion (point spread function, psf) beobachtet

worden (z.B. Ref. [55]).

2.3 Drift der primär erzeugten Ladung

Das Photoelektron und ein etwaig emittiertes Augerelektron ionisieren weitere Gasatome oder -moleküle in der näheren Umgebung und erzeugen so zusätzliche freie Elektronen. Die Gesamtzahl der erzeugten, primären Ladungsträger² pro Photon ist abhängig von der mittleren Energie W , die benötigt wird, um ein Elektron/Ion-Paar im Gas zu erzeugen. Dieser W -Wert berücksichtigt auch Anregungsprozesse von Gasatomen/-molekülen und ist deshalb größer als die Ionisierungsenergie der äußersten Hüllenelektronen. Typische W -Werte liegen bei 26 eV in Argon und bei 22 eV in Xenon [56].

Ein angelegtes elektrisches Feld im Konversionsraum verhindert zum einen, dass die erzeugten freien Elektronen und Ionen wieder rekombinieren und veranlasst zum anderen eine Drift der Ladungsträger. Dabei weitet sich die Wolke der primären Ladungsträger durch Diffusion auf. Die Diffusion D steigt wurzelförmig mit der zurückgelegten Driftstrecke l an:

$$D = D_0 \sqrt{l}, \quad (2.11)$$

wobei D_0 die Diffusion für eine Wegstreckeneinheit beschreibt. Da die Variable D_0 eine Funktion der Driftgeschwindigkeit ist, ist sie abhängig vom reduzierten Feld (E/p). Sie nimmt mit der Wurzel des Gasdrucks $\propto p^{-0.5}$ ab.

Die für die mittlere Diffusion der Elektronen maßgebliche gemittelte Größe $\langle \mathcal{L} \rangle$ mit $\mathcal{L} = \sqrt{l}$ lässt sich wie folgt berechnen:

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{\int_0^{l_K} dl \mathcal{L} e^{\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{\mu l}} = \frac{\int_0^{l_K} dl \sqrt{l} e^{\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{\mu l}}. \quad (2.12)$$

Diese Beziehung kann nicht analytisch sondern nur numerisch gelöst werden (vgl. Anhang A). Die errechneten Werte von $\langle \mathcal{L} \rangle$ für eine Konversionsraumtiefe von $l_K = 25$ mm sind in Abb. 2.7 als Funktion der Photonenenergie bzw. des Gasdrucks in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10) dargestellt. Auch der Wert von $\langle \mathcal{L} \rangle$ konvergiert für extrem kleine oder große Werte von μ :

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \langle \mathcal{L} \rangle = \frac{2}{3} \sqrt{l_K}, \quad (2.13)$$

$$\lim_{\mu \rightarrow \infty} \langle \mathcal{L} \rangle = \sqrt{l_K}. \quad (2.14)$$

Eine graphische Darstellung der Standardabweichung $\sigma_{\mathcal{L}}$ der Verteilung von \mathcal{L} (vgl. Anhang A) ist in Abb. 2.8 als Funktion der Photonenenergie und des Gasdrucks dargestellt. Ähnlich dem Wert von \mathcal{L} konvergiert auch $\sigma_{\mathcal{L}}$ für kleine und große Werte von μ gegen einen endlichen, konstanten Wert:

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} \sigma_{\mathcal{L}} = \sqrt{\frac{l_K}{18}}, \quad (2.15)$$

$$\lim_{\mu \rightarrow \infty} \sigma_{\mathcal{L}} = 0. \quad (2.16)$$

2.4 Vervielfachung der primären Ladungsträger durch Gasverstärkung

Die primär erzeugten Elektronen können in dem Energiebereich von einigen 10 keV ohne zusätzliche Vervielfachung nicht nachgewiesen werden. Deswegen bedient man sich des Mechanismus' der lawinenartigen Gasverstärkung: In einem hohen elektrischen Feld werden die Elektronen so weit beschleunigt,

² Als sekundäre Ladungsträger werden die beim Gasverstärkungsprozess erzeugten Ladungsträger bezeichnet (vgl. Abschnitt 2.4).

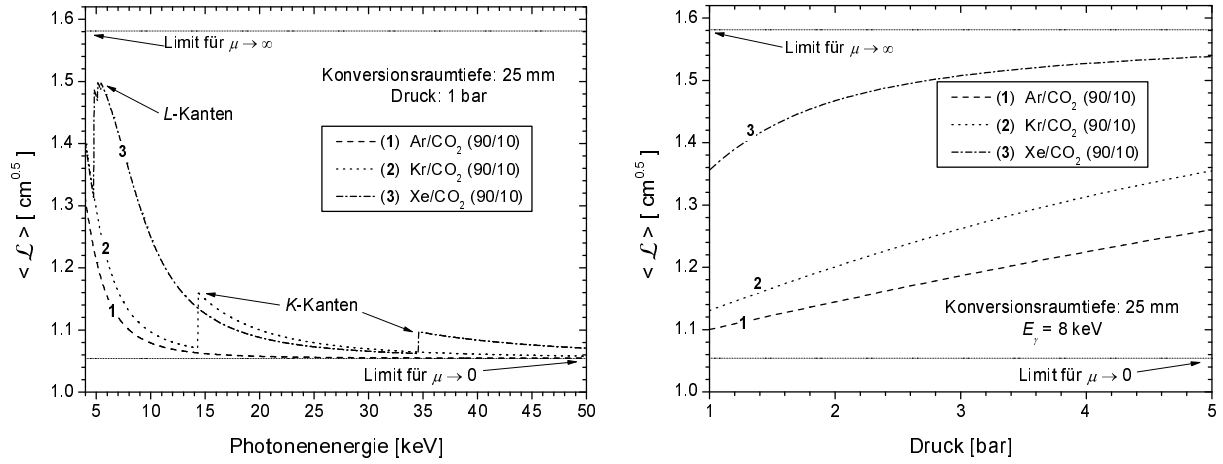


Abbildung 2.7: Gemittelte Größe $\langle \mathcal{L} \rangle$ als Funktion der Photonenergie bei konstantem Druck von 1 bar (links) bzw. als Funktion des Drucks bei konstanter Photonenergie von $E_\gamma = 8 \text{ keV}$ (rechts) in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10).

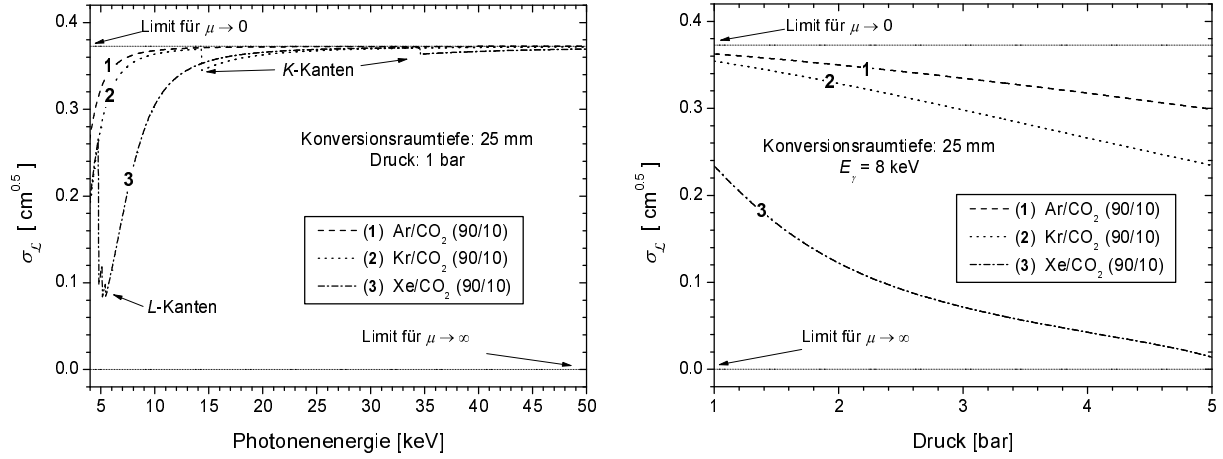


Abbildung 2.8: Standardabweichung $\sigma_{\mathcal{L}}$ der Verteilung von \mathcal{L} als Funktion der Photonenergie bei konstantem Druck von 1 bar (links) bzw. als Funktion des Drucks bei konstanter Photonenergie von $E_\gamma = 8 \text{ keV}$ (rechts) in Ar/CO₂, Kr/CO₂ und Xe/CO₂ (90/10).

bis deren Energie ausreicht um weitere Gasatome/-moleküle zu ionisieren. So entsteht ein exponentieller Anstieg der Anzahl freier Ladungsträger, der durch den ersten Townsend-Koeffizienten α beschrieben wird. Dabei ist α ein Maß für die mittlere Anzahl der erzeugten freien Elektronen pro Weegelement $d\mathbf{x}$. Der Gasverstärkungsfaktor G ergibt sich dann wie folgt:

$$G = \exp \left[\int d\mathbf{x} \alpha(\mathbf{E}(\mathbf{x}), p) \right]. \quad (2.17)$$

Das Integral erstreckt sich über die gesamte Wegstrecke der Elektronen. Die Gasverstärkung wird nicht nur sehr sensitiv vom elektrischen Feld $\mathbf{E}(\mathbf{x})$, sondern auch vom Gas und dessen Druck p beeinflusst. Man benötigt zur Gasverstärkung für höhere Gasdrücke auch höhere elektrische Felder. In der Regel muss das elektrische Feld auch groß sein bei Gasen mit hoher Elektronenzahl wie Xenon. Bei Verwendung von Edelgasen als Konversionsmedium wird typischerweise ein Zusatz eines Löschgases (quencher gas) von einigen Volumenprozent einer Molekülverbindung wie Kohlendioxid, Methan oder Isobuthan beigemischt, um den Gasverstärkungsprozess zu stabilisieren. Die Funktionsweise von Quenchern ist in diversen Lehrbüchern beschrieben (z.B. Referenzen [48, 57]).

Die bei der Lawinenbildung erzeugten Elektronen und positiv geladenen Ionen werden im elektrischen

Feld getrennt, wobei die Elektronen zur Anode und die Ionen zur Kathode wandern. Die recht schnellen Elektronen mit Driftgeschwindigkeiten von einigen $\text{cm}\mu\text{s}^{-1}$ sind in der Regel nach kurzer Zeit aufgesammelt, wobei die Sammelzeiten der typischerweise um einen Faktor 10^3 langsameren Ionen, die oft zusätzlich auch noch längere Strecken als die Elektronen zurücklegen müssen, sehr lang sind. Der Einfluss der besonders durch die Ionen bedingten Raumladung auf die Bildwiedergabe wird in Abschnitt 2.6 und die Signalentwicklung aufgrund der Ladungsbewegung in Abschnitt 2.5 behandelt.

Der Gasverstärkungsbereich ist nach oben hin in der Regel durch Entladungen innerhalb des Detektors beschränkt. Eine Beschränkung, die für alle Gasdetektoren gilt, ist das Raetherlimit [58]. Dieses Kriterium besagt, dass sich die Lawinen – bedingt durch zu hohe Raumladungsdichten – spontan zu vor- oder rückwärts propagierenden Streamern formen. Diese Streamerbildung tritt typischerweise bei Lawinengrößen von einigen 10^7 Elektron/Ion-Paaren auf. In der Literatur findet man viele Veröffentlichungen über die Streamerentwicklung, beispielsweise in Parallelplattenzählern (z.B. Referenzen [59, 60]) und in Drahtkammern (z.B. Referenzen [61, 62]).

Durch die kleinen Elektrodenabstände bei Mikrostrukturdetektoren folgt unmittelbar auf den Streamer in den meisten Fällen eine Entladung [63]; ein stabiler Betrieb in einem Streamer-Modus ist somit nicht möglich. Um das Raetherlimit zu erreichen, sind beim Nachweis von Röntgenphotonen im Energiebereich einiger 10 keV Verstärkungen von etwa 10^5 nötig. In der Tat kann dieser Bereich von einigen Mikrostrukturen und speziell ausgewählten Gasmischungen erreicht werden, z.B. mit micromegas [64] oder bei Kombination von GEMs mit anderen Mikrostrukturen. Oftmals treten Entladungen aber schon bei kleineren Verstärkungen als 10^5 bzw. kleineren Gesamtladungen als 10^7 Elektron/Ion-Paaren auf. In der Vergangenheit wurden viele Studien durchgeführt, in denen verschiedene Mikrostrukturen in Bezug auf deren Raten- und Verstärkungsbeschränkungen miteinander verglichen wurden. Dabei stellte sich heraus, dass sich die meisten Mikrostrukturen diesbezüglich sehr ähnlich verhalten [65–68]. Allgemein wird zwischen drei Durchbruchmechanismen unterschieden [68]:

1. Durchbruch bei stark ionisierenden Teilchen. Unter Beschuss mit stark ionisierender Strahlung, z.B. α -Teilchen oder Kernfragmenten, die einem enorm hohen Energieverlust pro Wegstrecke unterliegen, werden auch bei kleinen Verstärkungen schnell hohe Lawinengrößen und damit Regionen erreicht, die durch das Raetherlimit beschränkt sind. Dies stellt ein großes Problem für Strahlungsdetektoren in Hochenergiephysikexperimenten dar, da man zum Nachweis von schwach ionisierenden Teilchen wie Myonen eine Verstärkung von rund 10^3 benötigt, diese Verstärkung bei stark ionisierender Strahlung aber schon zum Durchbruch führen kann.
2. Spontaner Durchbruch in Abwesenheit von Strahlung oberhalb einer kritischen Spannung. Diese Art des Durchbruchs ist sehr stark geometrie- und positionsabhängig. Einen besonderen Einfluss darauf hat auch die herstellungsbedingte Qualität der Mikrostrukturen. Oftmals treten Entladungen an Spitzen oder in der Nähe von lokalen Defekten auf, ausgelöst z.B. von durch Feldemission freigesetzten Elektronen. In Anwesenheit von Dielektrika finden auch Entladungen entlang der Oberfläche des Nichtleiters auf. Offensichtlich wird die maximale Gasverstärkung des gesamten Detektors durch den schwächsten Bereich limitiert. Der spontane Durchbruch kann somit, je nach Mikrostruktur, schon bei geringen Potentialen bzw. Gasverstärkungen auftreten. Entscheidend beeinflusst wird das Auftreten von spontanen Entladungen auch durch die verwendete Gasmischung. So können nach Ref. [69] höhere Gasverstärkungen G mit Gasen erzielt werden, die eine große Verstärkungsänderung bei Veränderung der Spannung U , also einen großen Wert von $d(\ln G)/dU$, aufweisen. Dazu zählen z.B. auf Helium oder Neon basierende Gasmischungen mit geringem Quenchgasanteil.
3. Rateninduzierter Durchbruch. Bei allen Mikrostruktur-Detektoren wird das Verhalten beobachtet, dass die maximal erreichbare Gasverstärkung mit zunehmender Rate der einfallenden Teilchen abnimmt. Da diese Abnahme auch bei ganz kleinen Raten beobachtet wird, können Raumladungseffekte durch die produzierten Ionen ausgeschlossen werden, da die Ionendriftzeiten deutlich kürzer sind als die inverse Rate. Die Lawinenbildungen der einzelnen Ereignisse sind somit vollständig unabhängig voneinander. Zur Erklärung dieses Phänomens, das zur Zeit noch nicht (vollständig) verstanden ist, werden unterschiedliche Ansätze vorgeschlagen. Ein klassisches Modell beruht auf der Idee einer durch Ionen oder Photonen ausgelösten Rückkopplungsschleife, die zu nachfolgenden Entladungen führt [66]. Einer weiteren Idee folgend, könnten Entladungen auch durch explosionsartig freigesetzte Elektronen an der Kathode provoziert werden [69, 70]. Diese Freisetzung erfolgt

durch einen Malter-ähnlichen Effekt, nachdem sich in der Kathode eingeschlossene, kleine dielektrische Partikel durch eine Ionenbombardierung aufgeladen haben und anschließend einen Strahl von Elektronen emittieren. Wenn entsprechend viele Elektronen ausgestoßen werden, ist eine Entladung unvermeidlich.

Um sowohl hohe Gasverstärkungen als auch einen stabilen Betrieb zu erzielen, ist es in der Regel hilfreich, mehrere Mikrostrukturen, wenn möglich, miteinander zu kombinieren. Dadurch können die individuellen Strukturen bei kleineren Spannungen betrieben werden. Somit verringert sich das Risiko eines spontanen Durchbruchs, und auch stark ionisierende Teilchen können ohne Entladungen nachgewiesen werden, sogar bei höheren Verstärkungen als mit einfachen Mikrostrukturen [68]. Dieser Effekt ist zur Zeit auch noch nicht verstanden; man spricht in manchen Veröffentlichungen von einem spannungsabhängigen Raetherlimit, das höher ist für kleine Spannungen [68]. Ein alternativer Erklärungsversuch mit einer diffusionsbedingten Aufweitung der Ladungswolke durch die zusätzliche Mikrostruktur, die schließlich zu einer Verringerung der Ladungsdichte in der Lawine führen würde [66], wurde durch Messungen der Clustergröße (cluster size) widerlegt, da diese nur geringfügig bei Verwendung von kombinierten GEM-Strukturen expandierte [71].

Ein weiterer Effekt, der bei Mikrostrukturdetektoren beobachtet wird, ist die teilweise drastische Abnahme der maximal möglichen Gasverstärkung bei Druckerhöhung mit Gasmischungen, die auf Argon, Krypton oder Xenon basieren (z.B. Referenzen [72–74]). Auch dieses Verhalten ist nicht vollständig verstanden. Die Diskussion ist aber eng mit den oben beschriebenen Punkten verknüpft.

2.5 Signalentwicklung

Verglichen mit Drahtkammern, bei denen der Großteil der influenzierten Ladung durch die sehr langsame Drift der beim Gasverstärkungsprozess gebildeten Ionenwolke im $1/r$ -Feld der Drähte herrührt und deren Signale daher typischerweise eine Gesamtlänge von mehreren ms haben, bilden Mikrostrukturen – bedingt durch ihre Geometrie – in der Regel recht kurze Signale aus. Generell kann man zwar durch elektronische Signalformung (Shaping) die Signale, z.B. bei langen $1/r$ -Schwänzen bei Proportionalzählern, deutlich verkürzen. Dies ist aber bei gaußähnlichen oder rechteckförmigen Signalen nicht unbedingt empfehlenswert. Andererseits steht ein schnelles Shaping immer mit guter Ortsauflösung in Konkurrenz, da kurze Integrationszeiten oftmals ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zur Folge haben. Eine elegante Methode ist die Erzeugung möglichst kurzer intrinsischer Signale, wodurch ein Shaping unnötig wird. Da die Signale nur durch die Influenz der sich bewegenden Ladungsträger gebildet werden, liegt der Schlüssel zur Erzeugung kurzer Signale darin, die Ionendriftzeiten zu limitieren oder, wenn möglich, nur die Bewegung der sehr viel schnelleren Elektronen zur Signalbildung zu verwenden.

Eine allgemeine Möglichkeit, Signalformen in recht beliebigen Geometrien auszurechnen, findet sich z.B. in Ref. [75]. Von Bedeutung für diese Arbeit ist lediglich der einfache Fall einer Signalentwicklung in Parallelplattenanordnungen mit konstantem elektrischen Feld. In einer solchen Geometrie ist das von einem Ladungsträger influenzierte Stromsignal $i_0(t)$ rechteckig in der Zeit:

$$i_0(t) \propto \begin{cases} q \Theta(t) & \text{für } 0 \leq t \leq t_w, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.18)$$

Die Breite t_w der Boxfunktion beschreibt die Driftzeit des Ladungsträgers. Durchläuft ein Ladungsträger die gesamte Distanz d zwischen beiden Platten mit der im homogenen elektrischen Feld konstanten Driftgeschwindigkeit v , so ist die Driftzeit bzw. die Breite der Boxfunktion gegeben durch:

$$t_w = \frac{d}{v}. \quad (2.19)$$

In diesem Fall ist die gesamte influenzierte Ladung

$$q = \int_0^{t_w} dt i_0(t) = e \quad (2.20)$$

gleich der Elementarladung e . Eine höhere Anzahl von Ladungsträgern n , die örtlich deltaförmig verteilt sind, erzeugen ein entsprechend höheres Stromsignal, dessen Integral $q = ne$ ergibt. Die influenzierte Ladung ist proportional zur Driftstrecke des Ladungsträgers.

Bei räumlich nicht deltaförmig verteilten Ladungsträgern muss das rechteckige Stromsignal $i_0(t)$ mit der räumlichen Ladungsverteilung entsprechenden zeitlichen Verteilungsfunktion der Ladungsträger $\mathcal{T}(t)$ gefaltet werden, die üblicherweise einer Gaußfunktion entspricht:

$$i(t) = i_0(t) * \mathcal{T}(t) . \quad (2.21)$$

Die beim Nachweis von Photonen erzeugte Primärladung, bestehend aus einigen hundert Elektronen, wird beim Durchqueren des Konversionsraums durch longitudinale Diffusion aufgeweitet und zwar im Mittel $\propto \langle \mathcal{L} \rangle = \langle \sqrt{l} \rangle$ [vgl. Gl. (2.12)]. Da \mathcal{L} der Verteilungsfunktion $\exp(\mu l)$ folgt, folgt die Breite $\sigma_{\mathcal{T}}$ der zeitlichen Verschmierung $\mathcal{T}(t)$ derselben Verteilungsfunktion. Für den Erwartungswert der Breite $\langle \sigma_{\mathcal{T}} \rangle$ gilt:

$$\langle \sigma_{\mathcal{T}} \rangle = \frac{\sigma_{d0} \langle \mathcal{L} \rangle}{v_{e\text{-Konv}}} , \quad (2.22)$$

wobei $v_{e\text{-Konv}}$ die Elektronendriftgeschwindigkeit und σ_{d0} die longitudinale Diffusion für eine Elektronendrift von 1 cm im Konversionsraum bezeichnen. Die Standardabweichung der Breitenverteilung $\sigma_{\mathcal{T}}$ folgt der Streuung $\sigma_{\mathcal{L}}$ [Gl. (A.10)] von $\langle \mathcal{L} \rangle$:

$$\sigma_{\sigma_{\mathcal{T}}} = \frac{\sigma_{d0} \sigma_{\mathcal{L}}}{v_{e\text{-Konv}}} . \quad (2.23)$$

Die gaußförmige Verschmierung des Signals $\mathcal{T}(t)$ bestimmt in der Regel auch die Signalanstiegszeiten. Die mittlere Anstiegszeit $\langle \Delta t_{\text{Anstieg}} \rangle$ der Gaußfunktion $\mathcal{T}(t)$ mit mittlerer Breite $\langle \sigma_{\mathcal{T}} \rangle$ von 10 % auf 90 % des Maximalwerts berechnet sich wie folgt:

$$\langle \Delta t_{\text{Anstieg}} \rangle = \sqrt{2 \ln 10} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\ln 9}{\ln 10}} \right) \langle \sigma_{\mathcal{T}} \rangle \approx 1.69 \frac{\sigma_{d0} \langle \mathcal{L} \rangle}{v_{e\text{-Konv}}} . \quad (2.24)$$

Entsprechend der Streuung von $\langle \sigma_{\mathcal{T}} \rangle$ ist auch die Standardabweichung von $\langle \Delta t_{\text{Anstieg}} \rangle$ bestimmt:

$$\sigma_{\langle \Delta t_{\text{Anstieg}} \rangle} \approx 1.69 \sigma_{\sigma_{\mathcal{T}}} = 1.69 \frac{\sigma_{d0} \sigma_{\mathcal{L}}}{v_{e\text{-Konv}}} . \quad (2.25)$$

2.6 Einfluss von Raumladungen auf die Bildwiedergabe

Vor allem die bei der Gasverstärkung gebildete große Menge an langsam driftenden, positiv geladenen Ionen ist die Quelle eines Raumladungsfeldes, das die zur Positionsbestimmung genutzten Elektronen anzieht und somit ratenabhängige Bildverzerrungen verursachen kann. Die Auswirkungen der Raumladung sind umso schlimmer, je größer die Wegstrecke ist, die die Ionen zurücklegen müssen. Besonders betroffen davon sind z.B. große Driftkammern oder Zeit-Projektions-Kammern [76]. Die Bildung einer starken Raumladung tritt vornehmlich dann auf, wenn lokal konzentrierte Ladungen z.B. durch hohe lokale Photonenflüsse vorhanden sind. Aber auch bei mittleren Photonenflüssen und sehr hoher Gasverstärkung spielen oftmals Raumladungseffekte eine Rolle.

Ein einfaches Modell soll diesen Vorgang im Folgenden qualitativ veranschaulichen: Abb. 2.9 zeigt den Konversionsraum mit einer Anordnung von zwei entstehenden Raumladungskonzentrationen in einem Parallelplattenaufbau. Die oben befindliche Driftkathode sei mit einem negativen Potential versehen, die unten angeordnete Gasverstärkungsstruktur habe ein weniger negatives Potential. Der Potentialunterschied zwischen beiden Elektroden führt zu einem Driftfeld der Stärke E_{Drift} . Weiterhin wird angenommen, dass Photonen mit konstanter Rate, kollimiert und senkrecht von oben kommend, in den Detektor eintreten, wobei jedes Photon am unteren Rand der Driftkathode im Bereich der oberen Stirnfläche des Kegelstumpfs n freie, primäre Elektronen erzeugt. Wenn die Kollimation der Photonen ausreichend ist, wird der Radius r_i dieser Fläche bestimmt durch die Photoelektronenreichweite. Aufgrund des elektrischen Feldes werden die Elektronen senkrecht nach unten in Richtung der Verstärkungsstruktur driften.

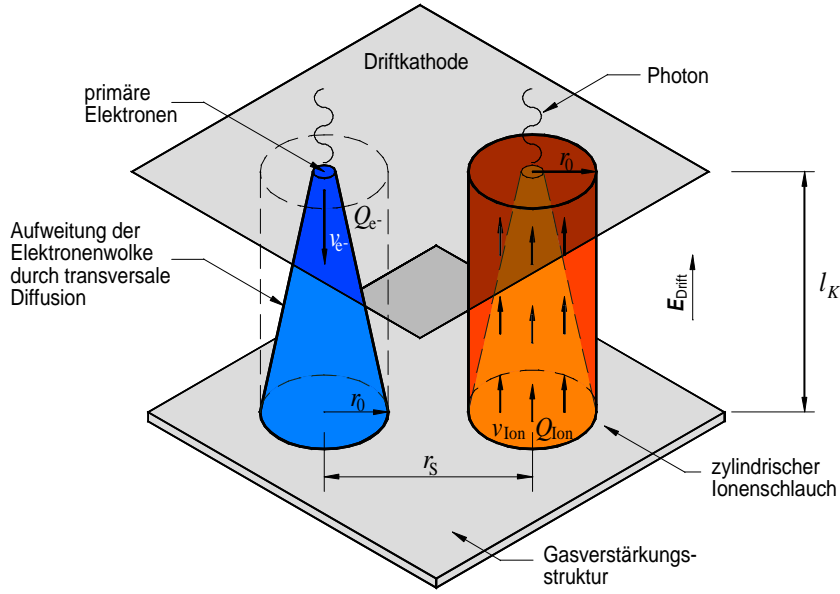


Abbildung 2.9: Einfaches Modell zur Abschätzung des Einflusses der durch Ionen erzeugten Raumladung auf die Bildwiedergabe.

Durch transversale Diffusion weitet sich die laterale Breite der Elektronenverteilung $\propto \sqrt{l_K}$ auf, wenn l_K die zurückgelegte Wegstrecke bezeichnet³. Am Ende der Driftstrecke betrage dann die laterale Ausdehnung der Elektronenwolke im Mittel $r_0 \gg r_i$. Der Schwerpunkt der Elektronenwolke soll die Position eines Ereignisses bestimmen.

Der Gasverstärkungsprozess soll nun inner- oder unterhalb der Verstärkungsstruktur stattfinden. Dabei vervielfacht sich die Anzahl der freien Elektronen um den Faktor G , und es wird gleichzeitig eine entsprechend große Menge positiv geladener Ionen erzeugt, von denen ein bestimmter Bruchteil δ zur Driftkathode wandert. Es wird sinnvollerweise davon ausgegangen, dass die Anzahl dieser Ionen deutlich größer ist als die Zahl der primären Elektronen bzw. Ionen $[(\delta G) \gg 1]$.

Da immer wieder neue Photonen in den Detektor eintreten, stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, und die zur Driftkathode wandernden Ionen bilden eine zylinderförmige Raumladungszone. Die Auswirkung dieser Raumladung sowohl auf die Elektronenverteilung, welche die Raumladung der Ionen durch den Gasverstärkungsprozess selbst erzeugt, als auch auf benachbarte Elektronenverteilungen soll im Folgenden qualitativ formuliert werden. Dazu wird zunächst das elektrische Feld berechnet, das von der Raumladung der Ionen hervorgerufen wird.

Die Gesamtladung der Ionen Q_{Ion} , die aus dem Gasverstärkungsbereich in den Konversionsraum strömt, ist proportional zur Anzahl der bei der Verstärkung gebildeten Ionen (Gn), wenn G den effektiven Verstärkungsfaktor und n die Anzahl der primär gebildeten Elektronen bezeichnen. Weiterhin steigt die Ladung mit der einfallenden Photonenrate R und der Zeitdauer τ_{Ion} , welche die Ionen benötigen, um von der Gasverstärkungsstruktur zur Driftkathode zu driften. Die Ionendriftzeit τ_{Ion} setzt sich aus der Driftstrecke l_K und der Driftgeschwindigkeit v_{Ion} zusammen, wobei letztere von der Mobilität μ_{Ion} , dem Druck p und dem Driftfeld im Konversionsraum E_{Drift} abhängt:

$$\tau_{\text{Ion}} = \frac{pl_K}{\mu_{\text{Ion}} E_{\text{Drift}}} . \quad (2.26)$$

Somit schreibt sich die Gesamtladung der Ionen als:

$$Q_{\text{Ion}} \approx \frac{\delta Gn e R p l_K}{\mu_{\text{Ion}} E_{\text{Drift}}} . \quad (2.27)$$

³ Der lineare Ansatz, der in Abb. 2.9 erkennbar ist und zu dem kegelförmigen Volumen führt, wird nur zur schematischen Darstellung verwendet.

Der Proportionalitätsfaktor, der mit δ bezeichnet wird, ist identisch mit dem in dieser Arbeit auftretenden Ionenfeedback der Gasverstärkungsmikrostrukturen und beschreibt den Bruchteil der Ionen, die tatsächlich den Konversionsraum durchqueren. Der Beitrag der primären Ionen, die gleichzeitig mit den primären Elektronen gebildet werden, spielt keine Rolle.

Mit Hilfe des Gauß'schen Satzes kann das elektrische Feld \mathbf{E} inner- und außerhalb der zylindrischen Raumladungszone berechnet werden:

$$\oint_{\partial V} d\mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V dV \rho_0 . \quad (2.28)$$

Die Ladungsdichte innerhalb des Zylinders wird als konstant angenommen zu:

$$\rho_0 = \frac{Q_{\text{Ion}}}{V} = \frac{Q_{\text{Ion}}}{\pi r_0^2 l_K} . \quad (2.29)$$

Die Integrale in Gl. (2.28) erstrecken sich über das eingeschlossene Volumen V bzw. über dessen Oberfläche, bezeichnet mit ∂V . Dabei sind die beiden Stirnflächen vernachlässigbar klein ($r_0 \ll l_K$). Das elektrische Feld erhält dadurch nur eine Komponente in radialer Richtung und errechnet sich zu:

$$E_r(r) = \begin{cases} \frac{Q_{\text{Ion}}}{2\pi \epsilon_0 l_K r_0^2} r & (r < r_0) , \\ \frac{Q_{\text{Ion}}}{2\pi \epsilon_0 l_K r} & (r \geq r_0) . \end{cases} \quad (2.30)$$

Dieses elektrische Feld bewirkt nun Verzerrungen in der Bildgebung dadurch, dass alle Elektronen in oder in der Nähe der Raumladungszone zur Symmetrieachse des Zylinders hingezogen werden. Für die Elektronen innerhalb des Zylinders, also für die Elektronen, die den Raumladungszyylinder der Ionen selbst hervorrufen, wird die primäre Ausdehnung r_0 eines beleuchteten Flecks scheinbar verkleinert. Der ursprüngliche Fleck schnürt sich zusammen und die psf wird scheinbar verbessert (dies konnte z.B. in Ref. [45] gezeigt werden). Im Gegensatz dazu werden aber auch Elektronen außerhalb des Zylinders angezogen, d.h. dass benachbarte Flecken aufeinander zu wandern und dabei eine Verzerrung Δr zu den ursprünglichen Positionen aufweisen, die wie folgt abgeschätzt werden kann:

$$\frac{\Delta r}{l_K} = \frac{v_e(E_r)}{v_e(E_{\text{Drift}})} . \quad (2.31)$$

Dabei bezeichnet $v_e(E_{\text{Drift}})$ bzw. $v_e(E_r)$ die Komponente der Elektronendriftgeschwindigkeit, die durch das konstante Driftfeld bzw. das zylindersymmetrische Raumladungsfeld hervorgerufen wird. Unter der Näherung einer linearen Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld ergibt sich für die Verzerrung:

$$\Delta r = \frac{E_r}{E_{\text{Drift}}} l_K \quad (2.32)$$

und somit

$$\Delta r \approx \frac{\delta G n e R p l_K}{\mu_{\text{Ion}} E_{\text{Drift}}^2} . \quad (2.33)$$

Um raumladungsbedingte Verzerrungen möglichst gering zu halten, sollte man zunächst versuchen, den Bruchteil δ der Ionen, die den gesamten Konversionsraum durchqueren, zu minimieren. Hohe Gasverstärkungen, hohe Photonenenergien, hohe Raten und lange Driftstrecken tragen zur Bildung von hohen Raumladungen bei. Eine Erhöhung des Gasdrucks verringert die Driftgeschwindigkeit der Ionen und vergrößert somit ebenfalls die Raumladung. Durch günstige Gasmischungen mit hoher Ionenmobilität und durch die Wahl hoher Driftfelder kann das Ausmaß der Verzerrungen durch Erhöhung der Ionendriftgeschwindigkeit verringert werden. Bei zu hohen Driftfeldern ($E_{\text{Drift}} \gtrsim 1\text{--}2 \text{ kV cm}^{-1}$) ist allerdings der für Gl. (2.32) verwendete lineare Ansatz zwischen Elektronendriftgeschwindigkeit und Driftfeld nicht mehr gültig. In diesem Falle kann die örtliche Verzerrung nur anhand von Gl. (2.31) und nicht mehr mittels Gl. (2.33) bestimmt werden.

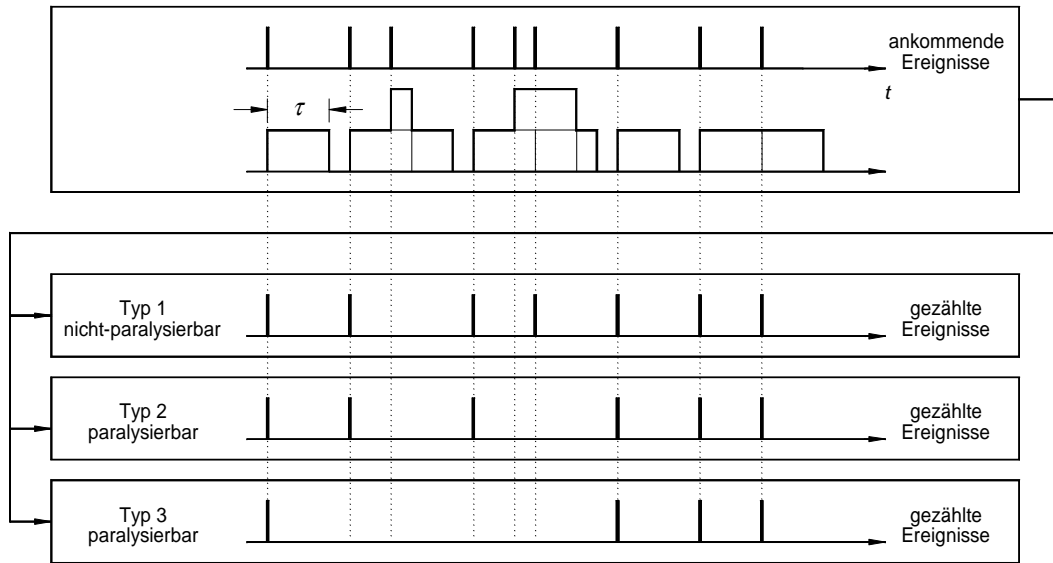


Abbildung 2.10: Klassifizierung von drei Totzeitsystemen (z.B. Ref. [77, 78]). Bei einer nicht-paralysierbaren Totzeit der Länge τ (Typ 1) impliziert ein Ereignis bei Zeitpunkt t , dass kein weiteres Ereignis im Intervall $[t, t + \tau]$ registriert werden kann. Bei paralysierbaren Totzeiten (Typ 2 und 3) verlängert sich die insensitive Zeit, wenn innerhalb der Totzeit ein weiteres Ereignis auftritt. In Typ 3 werden in einem solchen Fall alle sich überlagernden Ereignisse abgewiesen.

Das vorgestellte einfache Modell zur Abschätzung raumladungsbedingter Bildverzerrungen zeigt den Einfluss diverser Parameter wie Gasverstärkung, Driftfeld und Konversionsraumtiefe auf. Um genaue quantitative Aussagen treffen zu können, ist das Modell aber an vielen Stellen zu ungenau. Es wurde z.B. der Einfachheit halber davon ausgegangen, dass alle Photonen direkt hinter der Driftkathode konvertieren (Absorptionskoeffizient $\mu \rightarrow \infty$). Weiterhin wurde die Raumladungsverteilung der Ionen als zylinderförmig und die Raumladungsdichte innerhalb des Zylinders als konstant angenommen, was sicherlich nur in grober Näherung erfüllt ist. Zur Verfeinerung des Modells müsste auch der Zusammenhang zwischen der Elektronendriftgeschwindigkeit und dem elektrischen Feld, der durch zahlreiche Messungen gut bekannt ist, parametrisiert und anstelle des linearen Ansatzes in Gl. (2.31) verwendet werden.

2.7 Totzeit

Für zählende Detektoren, die gute Zeitauflösungen bieten und hohe Ratenverträglichkeiten aufweisen sollen, ist es essentiell, dass sie eine möglichst geringe Totzeit besitzen. Die Totzeit τ , bei der man zwischen paralysierbaren und nicht-paralysierbaren Typen unterscheidet (Abb. 2.10), wird hauptsächlich durch zwei Effekte beeinflusst:

1. **Signalbildung.** Die durch die Signalentwicklung hervorgerufene Totzeit ist in der Regel dem paralysierbaren Totzeittyp (Typ 2 oder Typ 3) zuzuordnen.

Bei interpolierenden Auslesesystemen kann ein Überlapp von einzelnen Signalen zu einer falschen Ereignisrekonstruktion führen. Aus diesem Grund sind alle sich überlagernden Signale zurückzuweisen. In der Regel ist diese Art der Totzeit (Typ 3) auf einen begrenzten Bereich des Detektors beschränkt, d.h. die Totzeit betrifft nur die dem Ereignis zugehörigen Auslesekanäle bzw. deren äquivalente Detektorfläche. Die Länge der Totzeit, die aus der Signalbildung resultiert, wird durch die relevante Signallänge nach einer etwaigen elektronischen Signalformung (Shaping) bestimmt. Diese Signalform kann beschrieben werden durch eine Faltung mehrerer Beiträge: der Stoßantwort der Analogelektronik, der von der Detektorgeometrie abhängigen Rohsignale (Abschnitt 2.5) sowie einer möglichen Stoßantwort der positionssensitiven Komponenten wie z.B. einer Signaldiffusion, die

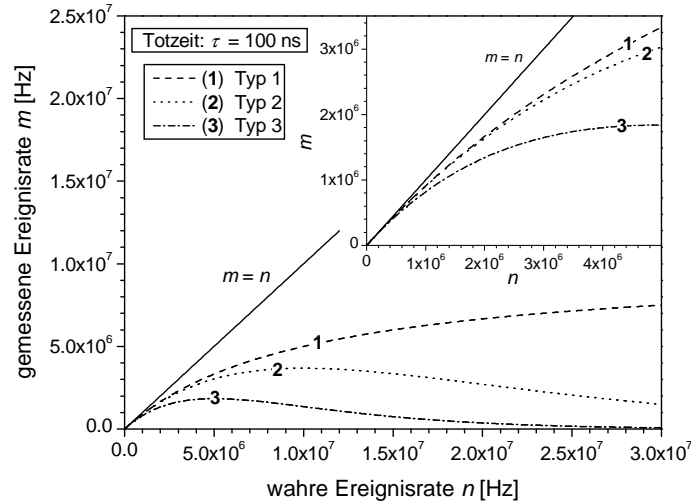


Abbildung 2.11: Zusammenhang zwischen gemessener Rate m und wahrer Rate n für die drei vorgestellten Totzeittypen mit einer Totzeit von $\tau = 100$ ns.

bei Verzögerungsleitungen oder bei der in dieser Arbeit verwendeten Auslesestruktur auftritt. Durch deren spezielle Beschaffenheit wird die Signalform wie in einem Tiefpass bzw. RC -Integratorglied zusätzlich aufgeweitet (vgl. Abschnitt 3.3.4 und Ref. [44, 46, 79]).

2. Ereignisauslese und -prozessierung. Die Zeit, die zur Aufbereitung eines Ereignisses benötigt wird, lässt sich normalerweise dem nicht-paralysierbaren Totzeittyp (Typ 1) zuordnen. Diese Zeit wird durch die Elektronik verursacht und liefert in der Regel einen von der oben beschriebenen Signalbildung unabhängigen Beitrag zur Gesamtdeadzeit.

Da sich Deadzeiten bei zählenden Systemen nicht vermeiden lassen, müssen die gemessenen Intensitäten nach der Messung korrigiert werden. Beschreibt τ die Deadzeit, n die wahre und m die gemessene Ereignisrate, so lassen sich die Zusammenhänge zwischen m und n wie folgt schreiben:

$$m(n, \tau) = \frac{n}{1 + n\tau} \quad (\text{nicht-paralysierbar, Typ 1 [77]}), \quad (2.34)$$

$$m(n, \tau) = n e^{-n\tau} \quad (\text{paralysierbar, Typ 2 [77]}), \quad (2.35)$$

$$m(n, \tau) = n e^{-2n\tau} \quad (\text{paralysierbar, Typ 3 [78]}). \quad (2.36)$$

Abb. 2.11 zeigt die graphische Darstellung des Zusammenhangs zwischen gemessener Rate m und wahrer Rate n für die drei vorgestellten Deadzeittypen bei einer Deadzeit von $\tau = 100$ ns. Man erkennt, dass die gezählte Ereignisrate m schon für einfallende Raten $n \ll \tau^{-1}$ deutlich von der wahren Rate n abweicht. Am kritischsten ist der für interpolierende Systeme geltende paralysierbare Fall (Typ 3). Während der Wert von m für den nicht-paralysierbaren Fall für große Raten n gegen τ^{-1} konvergiert, laufen beide paralysierbaren Typen gegen null. Die graphische Darstellung des Einflusses der Deadzeit auf das Verhältnis m/n (Abb. 2.12) betont nochmals, dass paralysierbare Deadzeiten einen deutlich stärkeren Abfall der gemessenen Intensität verursachen als der nicht-paralysierbare Deadzeittyp.

Um die gemessenen Intensitäten zu korrigieren, müssen die Beziehungen (2.34)–(2.36) nach n aufgelöst und mit der Messdauer T multipliziert werden. Analytisch ist dies nur für den nicht-paralysierbaren Fall möglich. Die beiden paralysierbaren Typen müssen iterativ korrigiert werden. Zusätzlich wird die Korrektur durch die Tatsache erschwert, dass die Funktion $m(n)$ ein Maximum durchläuft, d.h. dass jeder Wert von m (ausgenommen dem Maximum) zwei Werten von n entstammen kann.

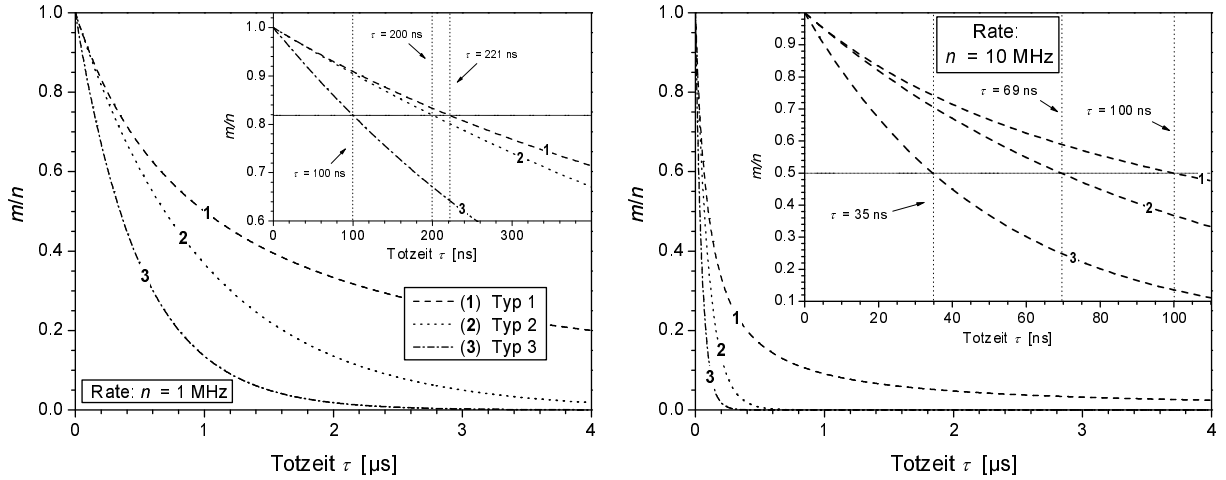


Abbildung 2.12: Einfluss der Totzeit auf das Verhältnis zwischen gemessener und einfallender Rate m/n für die drei vorgestellten Totzeittypen für eine einfallende Rate von 1 MHz (links) bzw. 10 MHz (rechts). In den kleinen Fenstern sind beispielhaft einige Totzeiten und die zugehörigen Verhältnisse m/n markiert.

Die vorgestellten Zusammenhänge zwischen gemessener und wahrer Rate gelten nur für detektierte Photonen, deren Emission der Poisson-Statistik folgt, d.h. die z.B. durch radioaktive Zerfälle produziert werden. Anders ist die Situation bei Synchrotronstrahlung, bei der die Photonen von im Ring umlaufenden Elektronen erzeugt werden, die in Paketen (bunches) zusammengefasst sind. Jedes Elektronenpaket erzeugt im Ablenkmagneten, im Wiggler oder Undulator eine große Menge an Photonen. Durch die einzelnen Elektronenpakete ergibt sich ein gepulster Photonenstrahl mit mittleren Pulsdauern in der Größenordnung einiger 10 ps und Pulsabständen, die den zeitlichen Abständen t_B der Elektronenpakete entsprechen. Die Totzeitkorrekturen werden dann komplizierter, wenn die Detektortotzeit in der Größenordnung der Pulsabstände liegt: $\tau \approx \mathcal{O}(t_B)$ [80]. Dieser Fall tritt in der Regel aber nur auf, wenn die Synchrotrone mit einzelnen Elektronenpaketen betrieben werden. Die Umlaufzeit liegt dann bei $t_B = 864$ ns für ELETTRA [81] und bei $t_B = 2816$ ns für ESRF [1]. Im kontinuierlichen Füllmodus (flat-fill beam) der Speicherringe befinden sich die Pulsabstände im Bereich von 2-3 ns und wirken sich nicht oder nur marginal auf die Totzeitkorrekturen aus.

2.8 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung eines Detektors ist ein Maß für die Fähigkeit, einen schnellen Vorgang als Funktion der Zeit zu untersuchen. Bei integrierenden Systemen, wie z.B. CCDs, ist die kontinuierliche Zeitauflösung in erster Linie durch die Ausleserate (frame rate) bestimmt, d.h. bei einer Ausleserate von beispielsweise $f_{\text{Auslese}} = 10$ Hz beträgt die Zeitauflösung maximal $\sigma_t = (\sqrt{12} f_{\text{Auslese}})^{-1} \approx 30$ ms. Die Zeitauflösung eines einzelnen Frames wird durch die Integrationszeit beschränkt. Man kann daher die Zeitauflösung von integrierenden Detektoren als gemessene Intensitätsverteilung pro Auslesezyklus bzw. Integrationszeit verstehen. Bei den recht langsamen Ausleseraten ist es wichtig, die Phasenlage zwischen Integration/Auslese und dem zeitlichen Prozess zu erfassen.

Da bei Einzelphotonzählern jedes Ereignis separat ausgelesen wird, besteht die Möglichkeit, zusammen mit der Orts- auch eine Zeitinformation zu speichern. Die Zeitauflösung, also die Genauigkeit, mit der das Photon mit einem Zeitstempel versehen wird, ist nicht unbedingt mit der Ausleserate verknüpft. Sie wird vielmehr durch andere physikalische Prozesse limitiert (s.u.) und ist der Zeitauflösung von integrierenden Systemen i.A. weit überlegen. Bei zählenden Detektoren kann man somit als Zeitauflösung die Genauigkeit interpretieren, mit der man den Ankunftszeitpunkt eines einzelnen Photons messen kann. Um aber bei einem sehr schnell ablaufenden Prozess eine Intensitätsverteilung mit einer bestimmten Genauigkeit zu messen, sind eine große Anzahl an gezählten Photonen nötig. Die effektive Zeitauflösung pro gemessener Intensitätsverteilung bei gegebener Genauigkeit ist bei Zählern also deutlich geringer als die Zeitauflösung pro Photon; die Phasenlage zwischen dem stattfindenden, zeitlich zu untersuchenden Prozess und dem

Messzeitpunkt der einzelnen Photonen wird durch die hohe Zeitauflösung pro Photon aber automatisch mit erfasst.

Zur Veranschaulichung der effektiven Zeitauflösung pro Intensitätsverteilung bei zählenden Detektoren sei ein kleines Zahlenbeispiel genannt: Man stelle sich einen Streureflex eines Kristalls vor, der nur für die Zeitdauer von 1 ms erscheint. Um innerhalb dieser Zeitperiode eine Intensitätsauflösung des gesamten Reflexes von 1 % zu erzielen, ist eine Photonenrate im Reflex von 10^7 Hz nötig. Eine Intensitätsgenauigkeit von 1 ‰ erfordert bereits eine Rate von 10^9 Hz pro Reflex, was selbst mit leistungsstarken Synchrotronen nur schwer zu erreichen ist. Die einzige Möglichkeit, eine solche Messung erfolgreich durchzuführen, liegt darin, den Vorgang zu wiederholen und den Prozess repetitiv aufzunehmen. Für die Messung des Streureflexes aus o.g. Beispiel würde eine Photonenrate von 1 MHz bei 10-facher (1000-facher) Wiederholung ausreichen, um eine Intensitätsgenauigkeit von 1 % (1 ‰) zu erzielen. Die Gesamtmessdauer verlängert sich entsprechend um den Faktor 10 (1000). Problematisch wird diese Methode, wenn die Gesamtmesszeit unrealistisch lang wird oder die Probe einer fortlaufenden Wiederholung nicht standhält. Prinzipiell sind möglichst hohe Photonenraten vorteilhafter: Zum einen verkürzt sich die Messzeit, zum anderen zersetzen sich empfindliche Proben oftmals eher durch gebildete freie Radikale als Funktion der Zeit als durch direkte Strahlenschäden. Die total absorbierte Strahlendosis ist sowieso in beiden Konfigurationen (kurze Messzeit, hohe Rate – lange Messzeit, geringe Rate) gleich.

Bei zählenden Gasdetektoren wird die Zeitauflösung für die Messung einzelner Photonen hauptsächlich durch folgende physikalische Gegebenheiten limitiert:

1. Verteilungsbreite der Zeiten zwischen Photonkonversion und Registrierung der zugehörigen Ladungswolke. Die mittlere Zeit $\langle t \rangle$ zwischen Konversion und Registrierung berechnet sich als Quotient aus der mittleren Driftlänge $\langle l \rangle$ [Gl. (2.4)] und der Elektronendriftgeschwindigkeit $v_{e\text{-Konv}}$ im Konversionsraum:

$$\langle t \rangle = \frac{\langle l \rangle}{v_{e\text{-Konv}}} . \quad (2.37)$$

Die Breite der Zeitverteilung bestimmt sich über die Breite der Verteilung der Konversionsortverteilung σ_l [Gl. (2.7)]:

$$\sigma_t = \frac{\sigma_l}{v_{e\text{-Konv}}} . \quad (2.38)$$

2. Streuung der mittleren Signalanstiegszeit, bedingt durch die Variation des Photokonversionsort. Dieser Punkt wurde bereits in Abschnitt 2.5 angesprochen. Die Breite der Anstiegszeitverteilung liegt bei typischen Konversionsraumtiefen von einigen 10 mm in der Größenordnung von $\sigma_{\sigma_T} \approx \mathcal{O}(1 \text{ ns})$ und ist in der Regel vernachlässigbar im Vergleich zur Streuung der Zeitverteilungen zwischen Konversion und Registrierung.
3. Streuung der Signalanstiegszeit durch unterschiedliche Signaldiffusion, abhängig von der Ereignisposition. Auch dieser Beitrag ist in der Regel gering (vgl. Abschnitt 3.3.4). Außerdem kann die Gesamtzeitauflösung nach erfolgter Ortsrekonstruktion daraufhin wieder korrigiert werden.

Alle weiteren möglichen Beiträge, z.B. der Elektronik, sind üblicherweise vernachlässigbar klein. Die Zeitauflösung des in dieser Arbeit betrachteten Detektors σ_t ist somit fast ausschließlich durch den erstgenannten Beitrag gegeben. Generell kann daher die Zeitauflösung durch Verringerung der Konversionsraumtiefe verbessert werden. Als obere Abschätzung der Zeitauflösung dient folgende Beziehung:

$$\sigma_t \leq \frac{l_K}{\sqrt{12} v_{e\text{-Konv}}} , \quad (2.39)$$

die sich durch Einsetzen von Gl. (2.8) in Gl. (2.38) ergibt.

3. Prototypdetektor

3.1 Schematischer Aufbau

Der schematische Aufbau des Detektors ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die Röntgenphotonen treten durch das 1 mm starke Kohlefaser-Eintrittsfenster und die sich dahinter befindliche Driftkathode, realisiert durch eine mit Graphit beschichtete Mylarfolie, in den Konversionsraum des Detektors ein, in dem das Photon in primäre Elektronen konvertiert. Das Eintrittsfenster beschränkt den Betrieb des Detektors auf Gasdrücke $\lesssim 3$ bar, obwohl das Aluminium-Druckgehäuse auch deutlich höheren Drücken standhält. Die Driftkathode erzeugt in Verbindung mit dem sich über die gesamte Tiefe des Konversionsraums erstreckenden Driftkäfig, bestehend aus einer regelmäßigen Anordnung von Edelstahlelektroden, ein homogenes elektrisches *Driftfeld*. Es stehen zwei verschiedene Driftkäfige zur Verfügung, die eine Konversionsraumtiefe von 20 bzw. 25 mm bereitstellen. In der Regel wird der größere Driftkäfig eingesetzt.

Auf dem Weg zur Anode dringen die vom Driftfeld geleiteten primären Elektronen in den Gasverstärkungsraum der Mikrostrukturen ein, bevor die vervielfachte Ladung auf die Anode trifft, die die

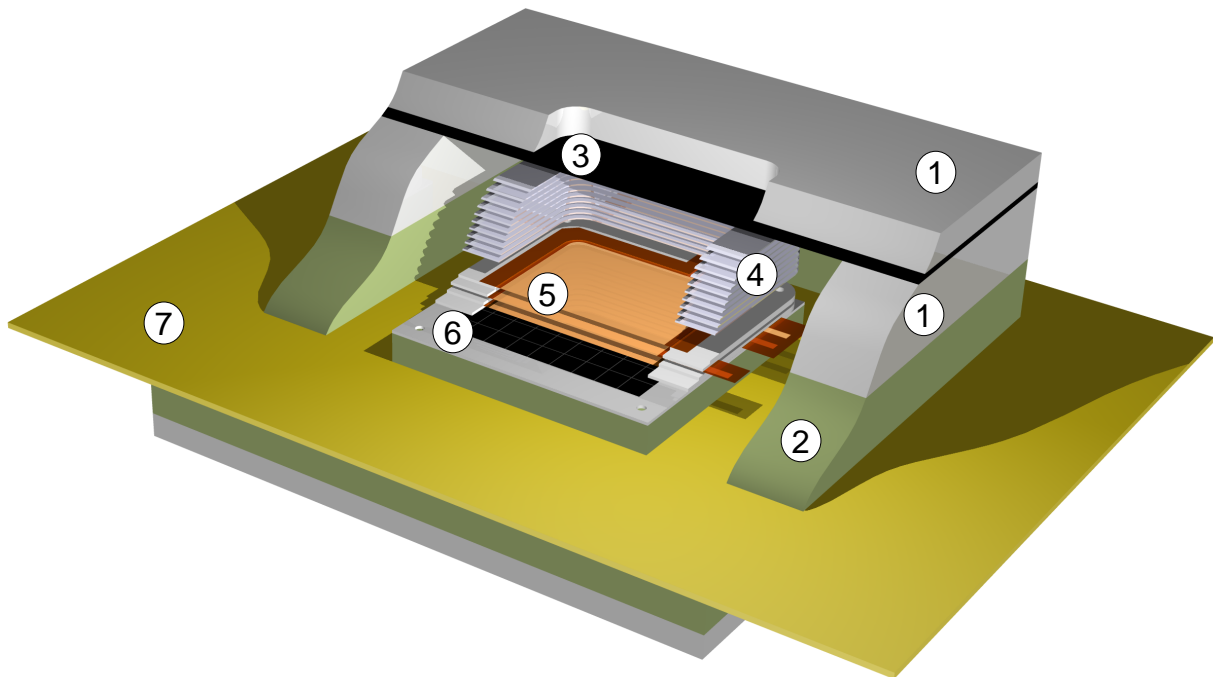


Abbildung 3.1: Schematischer Schnitt durch den Detektor: (1) Aluminium-Druckgehäuse, (2) Epoxyrahmen, (3) Kohlefaser-Eintrittsfenster mit sich darunter befindlicher Driftkathode, (4) Driftkäfig, (5) Gasverstärkungsmikrostruktur(en), (6) Auslesestruktur (Anode), (7) Ausleseplatine. An der Driftkathode wird typischerweise ein Potential von einigen -1000 V angelegt. Die niedrigste Elektrode des Driftkäfigs wird ebenfalls auf ein konstantes aber weniger negatives Potential gelegt; die übrigen Driftelektroden werden über eine Widerstandskette mit Spannung versorgt. Das dadurch entstehende homogene Driftfeld veranlasst die primär erzeugten Elektronen, nach unten zu wandern. Die Anode und die Gasverstärkungsstrukturen sind auf einem Sockel mit variabler Höhe befestigt, um immer eine konstante Tiefe des Konversionsraums zu garantieren.

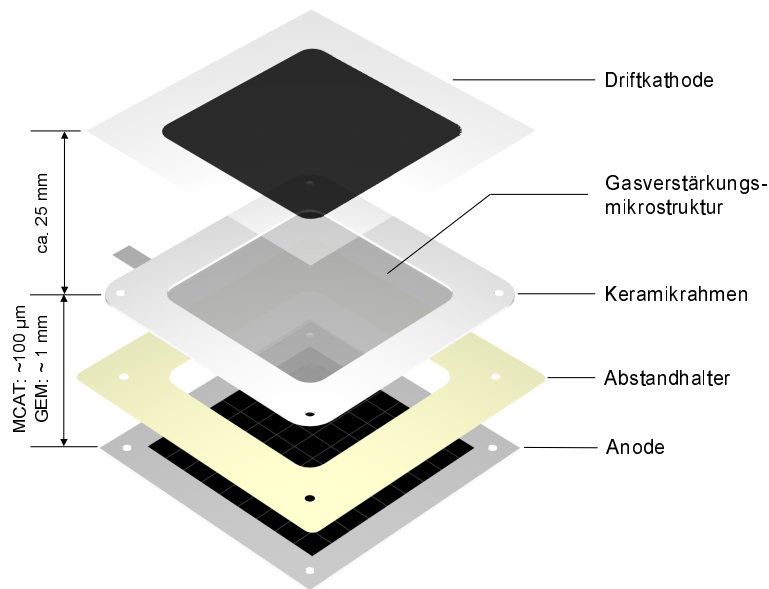


Abbildung 3.2: Schematischer innerer Detektoraufbau. Als Gasverstärkungsmikrostrukturen kommen entweder MicroCAT- oder GEM-Strukturen zum Einsatz (Abschnitt 3.2). Bei der Kombination von GEM und MicroCAT oder bei Zweifach- oder Dreifach-GEM-Konfigurationen werden die Mikrostrukturen im Abstand von etwa 2 mm übereinander gelegt.

unterste der Elektroden darstellt (Abb. 3.2). Als Anode wird bei allen Ortsmessungen eine resistive Auslesestruktur eingesetzt, deren Funktionsprinzip der interpolativen Ortsbestimmung in Abschnitt 3.3 genauer beschrieben wird. Für einige Messungen, bei denen keine Ortsinformation benötigt wird, wird alternativ eine einseitig mit Kupfer beschichtete Platine als Anode eingesetzt.

3.2 Gasverstärkungsmikrostrukturen

Zur Gasverstärkung der primär erzeugten Ladung werden Mikrostrukturen eingesetzt. Bereits früher wurde für diesen Zweck die MicroCAT-Struktur verwendet [34]. In dieser Arbeit wird eine ergänzende Betrachtung und Optimierung der MicroCAT-Struktur (Kap. 4 und Ref. [82, 83]) sowie die erstmalige Verwendung der GEM-Struktur und deren Kombination mit dem MicroCAT und weiteren GEMs in Verbindung mit dem resistiv interpolierenden Auslesekonzept [83–85] beschrieben.

3.2.1 MicroCAT

Bei den drei bereits vor dieser Arbeit existierenden MicroCAT-Gasverstärkungsstrukturen handelt es sich um 55–60 μm dicke Nickelfolien, die, je nach Typ, mit Löchern mit Durchmessern zwischen 45–116 μm und einem Lochraster zwischen 305–155 Löchern/Zoll durchsetzt sind (Abb. 3.3). Das ursprüngliche Einsatzgebiet dieser Strukturen findet sich im Bereich des (Rotations-)Siebdrucks. Hersteller dieser „Siebe“ ist die Firma Stork [86]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde mithilfe intensiver Mess- und Simulationsstudien (Anhang C.1.4 und Ref. [82, 83]) eine MicroCAT-Struktur mit optimierten Parametern entwickelt. Genaue technische Abmessungen der vier MicroCAT-Strukturen MCAT155, MCAT215, MCAT305 und des optimierten MCATs finden sich in Tab. 3.1.

Das für den Prozess der Gasverstärkung erforderliche hohe elektrische Feld von einigen 10 kV cm^{-1} (Abb. 3.4) wird beim Betrieb der MicroCAT-Struktur dadurch erzeugt, dass die Nickelfolie in einem sehr geringen Abstand (Anodenabstand) von nur wenigen 10 bis 100 μm über der Anode gespannt und zwischen beiden Elektroden eine Potentialdifferenz von einigen 100 V angelegt wird. Um den Gasverstärkungsraum zwischen den beiden Elektroden zu erreichen, in dem die Vervielfachung stattfindet, müssen die Elektronen die Löcher der MicroCAT-Struktur durchqueren. Dies stellt besondere Anforderungen an die elektrischen

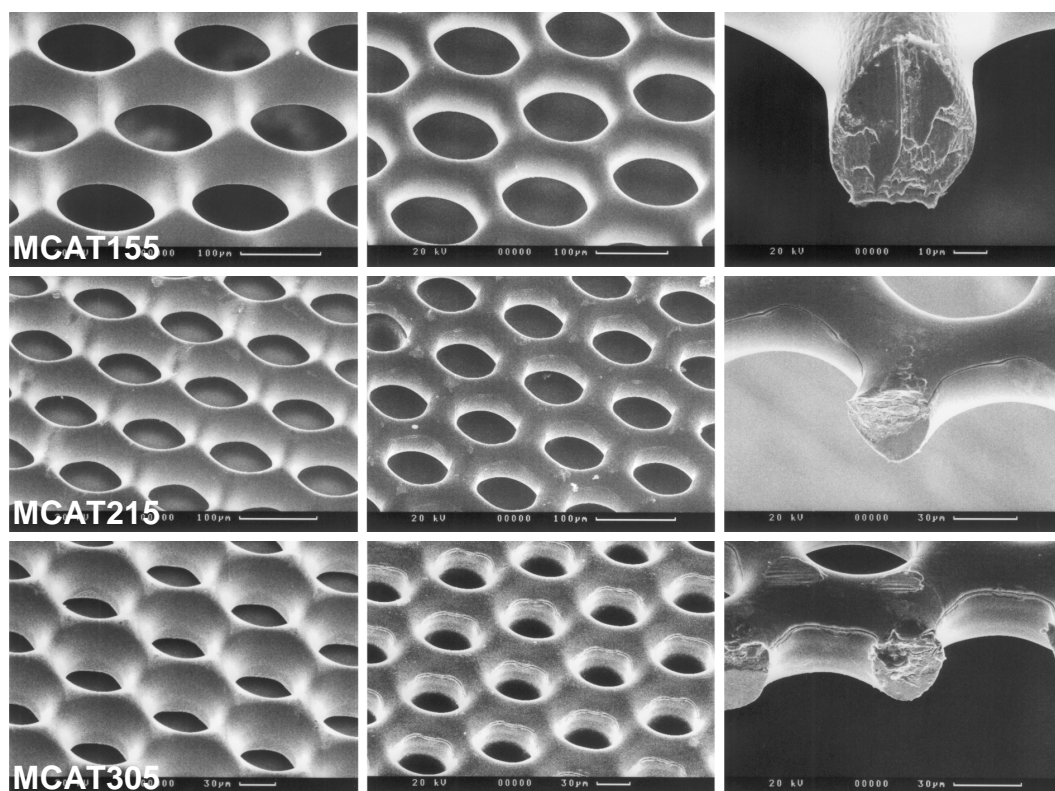


Abbildung 3.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der drei MicroCAT-Typen MCAT155, MCAT215 und MCAT305. Die Abbildungen zeigen die Oberseite (links), die Unterseite (Mitte) und einen Schnitt durch die MicroCAT-Strukturen (rechts). Eine Mikroskopaufnahme der optimierten MicroCAT-Struktur findet sich in Anhang C.1.4, Abb. C.32.

Typ	Löcher/Zoll	Lochabstand l	Lochdurchmesser h	Optische Transparenz	Dicke
MCAT155	155	164 μm	116 μm	45.4 %	60 μm
MCAT215	215	118 μm	79 μm	40.6 %	55 μm
MCAT305	305	83 μm	45 μm	26.5 %	55 μm
Optimierter MCAT	215	118 μm	78 μm	39.5 %	25 μm

Tabelle 3.1: Dimensionen der MicroCAT-Typen MCAT155, MCAT215, MCAT305 und des optimierten MCATs.

Felder bzw. die geometrischen Eigenschaften der MicroCAT-Struktur (Abschnitt 4.2). Bedingt durch transversale Diffusion im Konversionsraum dringen die Primärladungsträger in der Regel durch mehrere Löcher in den Verstärkungsraum ein. Eine schematische Darstellung einer Ein-Elektron-Lawine findet sich in Abb. 3.4.

Im Folgenden wird das Feld zwischen MicroCAT-Struktur und Anode als *Verstärkungsfeld* E_{MCAT} bezeichnet. Obwohl das Feld in diesem Bereich nicht konstant ist (vgl. Abb. 3.4), wird es in erster Näherung durch

$$|E_{\text{MCAT}}| = \left| \frac{U_{\text{MCAT}}}{d} \right| \quad (3.1)$$

approximiert. Dabei bezeichnen U_{MCAT} das angelegte Potential an der MicroCAT-Struktur und d den Abstand zwischen dem MicroCAT und der geerdeten Anode. Um eine über eine größere Fläche konstante Gasverstärkung zu erreichen, ist es unabdinglich, den Anodenabstand konstant zu halten. Dies wird auch

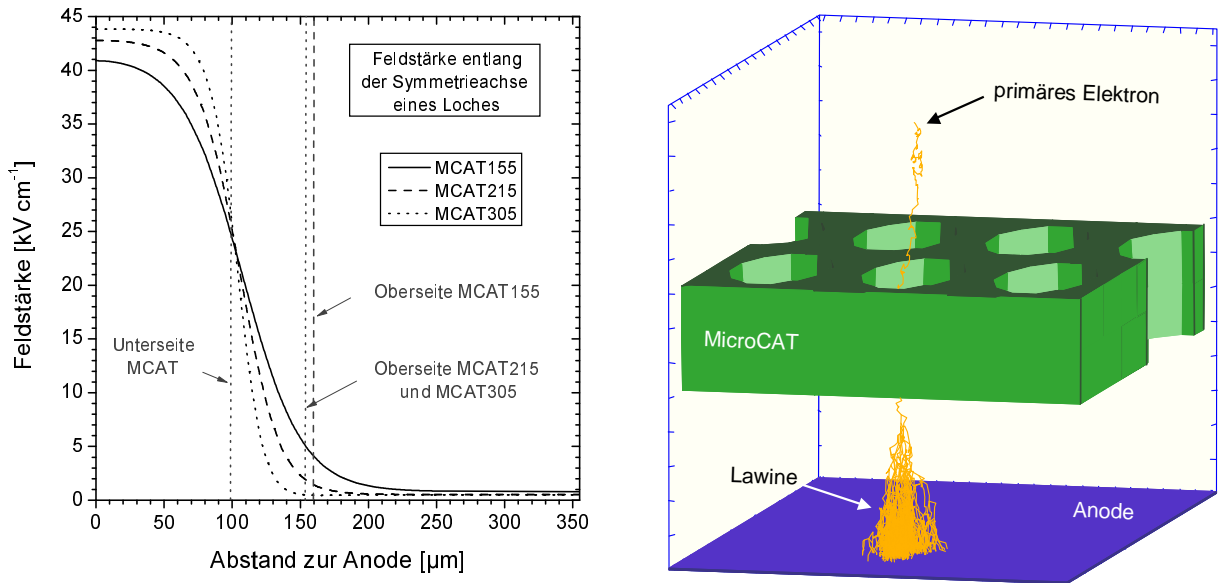


Abbildung 3.4: Feldstärke entlang der Symmetrieachse eines Loches in der MicroCAT-Geometrie mit einem Anodenabstand von $100\ \mu\text{m}$ und einer Potentialdifferenz zwischen MCAT und Anode von $450\ \text{V}$ (links) sowie schematische Darstellung einer Ein-Elektron-Lawine in diesem elektrischen Feld (rechts). Nähere Details über die Simulation finden sich in Abschnitt C.1.2.

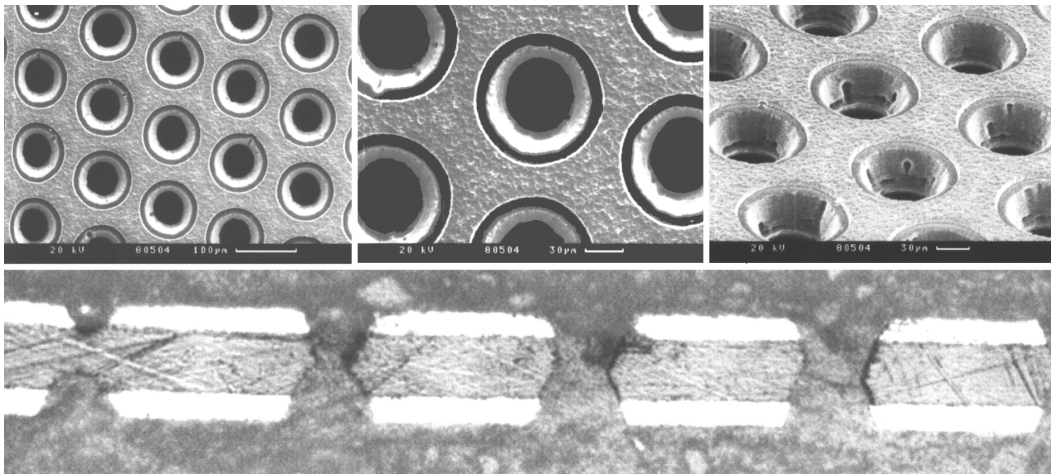


Abbildung 3.5: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen einer GEM-Struktur. Der vertikale Schnitt durch einen GEM mit Kupferschichtdicken von $15\ \mu\text{m}$ zeigt die doppel-konische Lochform [87].

anhand von Gl. (2.17) ersichtlich. Wenn keine zusätzliche Stützstruktur im sensitiven Bereich verwendet wird, ist eine planare Konfiguration am einfachsten zu realisieren (s. Anhang B.1).

3.2.2 GEM

Die GEM-Mikrostruktur wurde im Jahr 1997 von Fabio Sauli eingeführt [33]. Im Gegensatz zum MicroCAT, der vollständig aus Metall besteht, hat der GEM eine Sandwichstruktur, die aus drei Schichten von typischerweise $5\ \mu\text{m}$ Kupfer, $50\ \mu\text{m}$ Kapton und $5\ \mu\text{m}$ Kupfer besteht. Abb. 3.5 zeigt drei Rasterelektronenmikroskopaufnahmen sowie einen vertikalen Schnitt durch eine GEM-Struktur. Bedingt durch den Ätzzvorgang beim Herstellungsprozess ist die Lochform näherungsweise doppel-konisch. Die ungefähren Abmessungen der GEM-Struktur sind in Tab. 3.2 zusammengefasst. Die Löcher besitzen nicht alle eine

Löcher/Zoll	Lochabstand l	Lochdurchmesser oben/unten	Lochdurchmesser Mitte	Optische Transparenz	Dicke
181	140 μm	86 μm	48 μm	12 %	60 μm

Tabelle 3.2: Ungefähre Dimensionen der verwendeten GEM-Struktur.

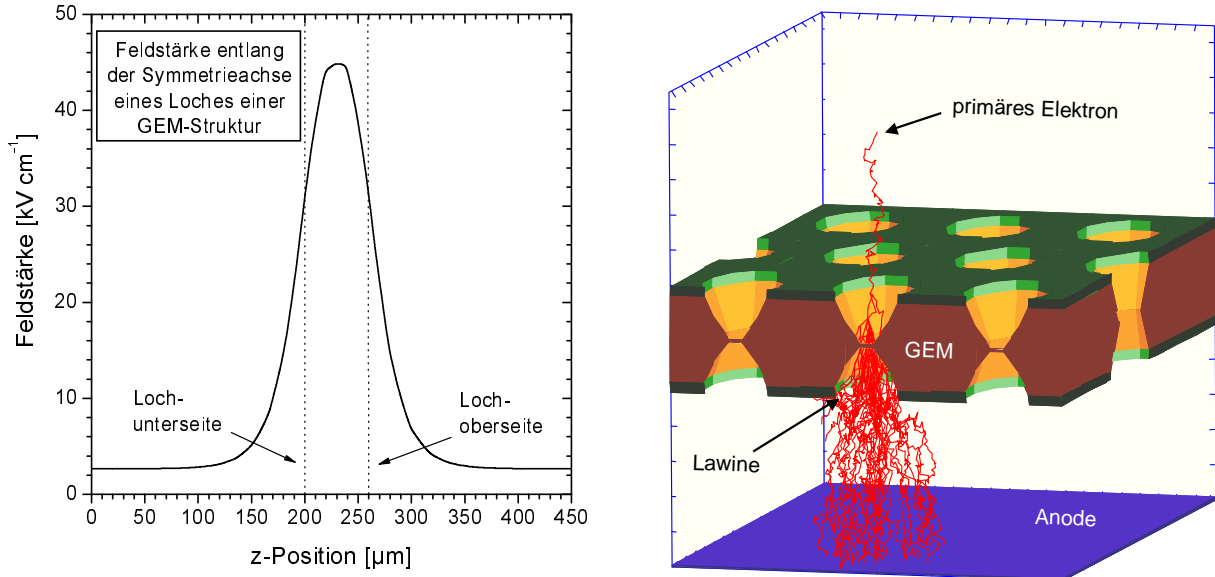


Abbildung 3.6: Feldstärke entlang der Symmetrieachse eines Loches einer GEM-Struktur mit einer Potentialdifferenz von 450 V zwischen oberer und unterer Elektrode (links) sowie schematische Darstellung einer Ein-Elektron-Lawine in diesem elektrischen Feld (rechts). Nähere Details über die Simulation finden sich in Abschnitt C.1.2.

identische Größe; die angegebenen Abmessungen sind daher über eine größere Anzahl von Löchern gemittelt worden. Da der Herstellungsprozess der GEM-Strukturen (Platinenfertigung am CERN [88]) im Laufe der Zeit sehr weit fortgeschritten ist, können auch großflächige GEMs mit Flächen von ca. $30 \times 30 \text{ cm}^2$ gefertigt werden [89]. GEM-Strukturen können in dieser Größe mittlerweile auch in großen Mengen industriell von der Firma 3M hergestellt werden [90]. Alle in dieser Arbeit verwendeten GEM-Folien stammen aus der CERN-Produktion und wurden uns freundlicherweise von der HERA-B Kollaboration überlassen. Vor dem Einbau muss jedoch zunächst eine Formätzung der GEM-Strukturen erfolgen (Anhang B.2).

Im Gegensatz zur MicroCAT-Struktur, die zur Gasverstärkung eine zweite, externe Elektrode benötigt, ist der GEM selbstständig dazu in der Lage, die primär erzeugten Elektronen zu vervielfachen. Dazu wird zwischen beiden Kupferschichten der GEM-Folie eine Potentialdifferenz von einigen 100 V angelegt. Erreichen die Elektronen den Verstärkungsbereich des sehr großen elektrischen Feldes im Loch selbst, tritt die Lawinenbildung ein (Abb. 3.6). Vergleichbar zur MicroCAT-Struktur bedingt die transversale Diffusion im Konversionsraum, dass in der Regel mehrere GEM-Löcher an der Gasverstärkung beteiligt sind.

Das elektrische Feld unterhalb einer GEM-Struktur wird, der Nomenklatur in der Literatur folgend, als *Transferfeld* E_{Trans} und das Feld unter dem untersten GEM bei Mehrfach-GEM-Konfigurationen als *Induktionsfeld* E_{Ind} bezeichnet.

Obwohl die Gasverstärkung selbst in der GEM-Geometrie nicht auf einen konstanten Abstand zu einer anderen Elektrode angewiesen ist, so wird dennoch das Ladungstransferverhalten und somit die *effektive* Gasverstärkung (Abschnitt 4.2) maßgeblich von den Feldern ober- und unterhalb der Mikrostruktur beeinflusst. Daher ist auch beim GEM auf eine möglichst parallele Anbringung zu benachbarten Elektroden zu achten.

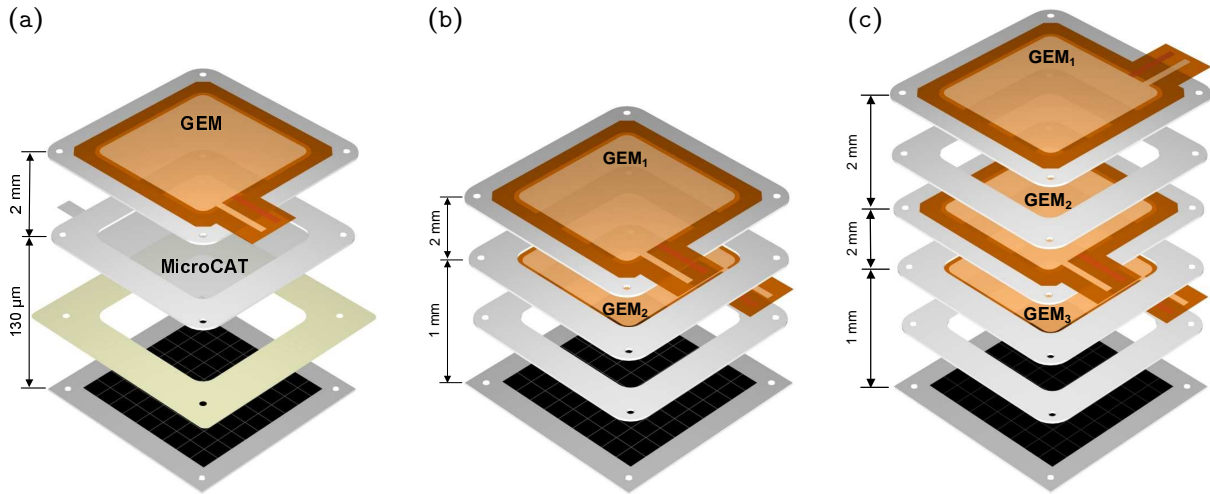


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Kombination von MicroCAT und GEM (a), der Zweifach- (b) und der Dreifach-GEM-Kombination (c).

3.2.3 Kombinationen von GEM mit anderen Mikrostrukturen

Für viele Anwendungen ist die Gasverstärkung von einzelnen Mikrostrukturen nicht ausreichend. Aus diesem Grunde liegt es nahe, verschiedene Strukturen gemeinsam in einer Kaskade anzuordnen. Für Kombinationen mit anderen Mikrostrukturen zeichnet sich der GEM durch seine besondere Flexibilität aus, da er ohne weitere Elektrode eigenständig zur Vorverstärkung betrieben werden kann.

In der Vergangenheit wurde der GEM mit verschiedenen Strukturen kombiniert, z.B. mit Mikrostreifenkammern (micro strip gas chambers, MSGCs) [38, 91–93], mit Rillenkammern (groove chambers) [94] oder mit micromegas-Strukturen [95]. GEM-Strukturen wurden aber auch erfolgreich untereinander zu Zweifach-GEMs [96], zu Dreifach-GEMs oder sogar zu Vierfach-GEMs [97, 98] angeordnet. Diese GEM-Kaskaden erreichen enorme Gasverstärkungen in der Größenordnung von 10^5 – 10^6 .

In dieser Arbeit wird die Kombination eines GEMs mit der optimierten MicroCAT-Struktur sowie Zweifach- und Dreifach-GEM-Konstellationen untersucht. Schematische Darstellungen des Aufbaus der einzelnen Kombinationen sowie die Bezeichnungen der Mikrostrukturen finden sich in Abb. 3.7. Bei Mehrfach-GEMs werden die einzelnen GEM-Strukturen zur Unterscheidung durchnummeriert. Dabei wird die oberste GEM-Struktur immer als GEM₁ bezeichnet.

3.3 Auslesestruktur

3.3.1 Funktionsprinzip der Ortsbestimmung

Die Ortsbestimmung im Detektor erfolgt über eine zweidimensional interpolierende Positionsrekonstruktion der gasverstärkten Ladungswolke mittels resistiver Ladungstrennung [40, 41, 79]. Dazu wird die sensitive Fläche durch eine hochohmige Schicht mit einer Oberflächenwiderstandsbelegung von $R1 = 10^2$ – 10^3 kΩ/□ repräsentiert. Die Idee der resistiven Ladungstrennung basiert darauf, dass sich die Elektronen der Ladungswolke auf die die Struktur durchsetzenden Ausleseknotten, die verglichen mit der hochohmigen Fläche einen sehr niedrigen Widerstand besitzen, verteilen. Dieser Vorgang ist vergleichbar mit der Ladungstrennung eines einfachen, eindimensionalen Widerstandsteilers, der an beiden Seiten ausgelesen wird. Durch eine regelmäßige Anordnung der Ausleseknotten – bei den in dieser Arbeit genutzten Auslesestrukturen wird eine rasterförmige Anordnung gewählt – kann man mithilfe eines geeigneten Rekonstruktionsalgorithmus den Schwerpunkt der eintreffenden Ladungswolke berechnen. Diese Position kann um 1 bis 2 Größenordnungen genauer bestimmt werden, als durch den Abstand der Ausleseknotten zueinander vorgegeben ist. Um die Ladungen daran zu hindern, sich zu weit über die sensitive Fläche und somit auf zu viele Auslesepunkte auszudehnen, werden die Knotten mit niederohmigen, schmalen Stegen mit einer Widerstandsbelegung von typischerweise $R2 = 1$ – 10 kΩ/□ (also $R2 \ll R1$) miteinander verbunden.

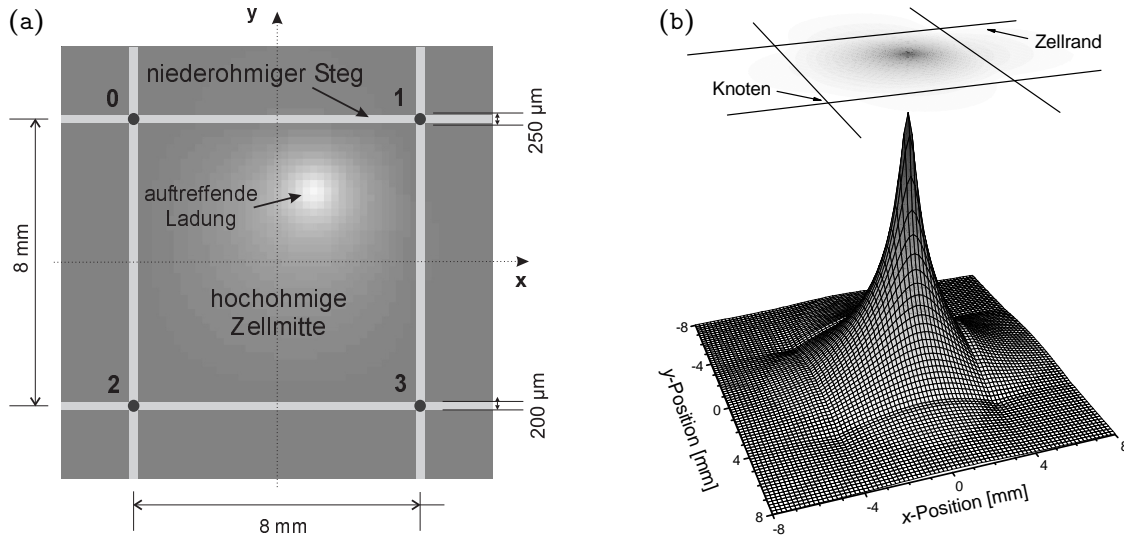


Abbildung 3.8: (a) Schematische Darstellung einer Zelle. Die auftreffende Ladung bewegt sich zu den Stegen (hellgraue Streifen) und zu den Ausleseknöten (schwarze Kreise an den Ecken der Zelle). (b) Potential, das durch die eintreffende Elektronenwolke auf der Auslesestruktur erzeugt wird. Gezeigt ist ein Ausschnitt mit einer vollständigen $8 \times 8 \text{ mm}^2$ -Zelle und Teilbereiche der direkten acht Nachbarzellen.

Die Auslesestruktur erhält dadurch eine Zellstruktur. Abb. 3.8 zeigt eine schematische Darstellung einer dieser Zellen. Man erkennt im Potentialverlauf, dass die Stege eine gewisse Abschirmwirkung besitzen, d.h. die Ladung tritt nur sehr schwach in die benachbarten Zellen ein. In der Regel wird mindestens 90% der Ladung von den vier Knöten einer Zelle aufgesammelt.

3.3.2 Algorithmen zur Ortsrekonstruktion

Mithilfe der an den Knöten gemessenen Ladungen kann die Position des Ereignisses rekonstruiert werden. Dazu benötigt man einen geeigneten Algorithmus, der den Ort in zwei Dimensionen mit den Ladungen verknüpft, die in die Knöten abfließen.

Es hat sich gezeigt, dass lineare Ansätze für den Rekonstruktionsalgorithmus am besten geeignet sind [46, 99]. Der 4-Knötten-Algorithmus verwendet die vier Knöten einer Zelle zur Ortsrekonstruktion:

$$x_4 = \frac{g}{2} \cdot \frac{(Q_2 + Q_5) - (Q_1 + Q_4)}{Q_{xy_4}} \quad \text{mit} \quad Q_{xy_4} = Q_1 + Q_2 + Q_4 + Q_5, \quad (3.2)$$

$$y_4 = \frac{g}{2} \cdot \frac{(Q_1 + Q_2) - (Q_4 + Q_5)}{Q_{xy_4}}.$$

Die Bezeichnung der Knöten geht aus Abb. 3.9 hervor. Die Zellgröße wird mit g bezeichnet. Die Werte von x_4 und y_4 liegen im Intervall $[-\frac{g}{2}, \frac{g}{2}]$. Der Ursprung des logischen Koordinatensystems liegt in der Zellmitte.

Alternativ können auch andere lineare Algorithmen verwendet werden, z.B. der 3-Knötten-Algorithmus, der rein knöttenbasiert ist – also nicht von einer Zellgeometrie ausgeht – und dessen Koordinatensprung am Knötten liegt ($x_3, y_3 \in [-\frac{g}{2}, \frac{g}{2}]$):

$$x_3 = g \cdot \frac{Q_5 - Q_3}{Q_{x_3}} \quad \text{mit} \quad Q_{x_3} = Q_3 + Q_4 + Q_5, \quad (3.3)$$

$$y_3 = g \cdot \frac{Q_1 - Q_7}{Q_{y_3}} \quad \text{mit} \quad Q_{y_3} = Q_1 + Q_4 + Q_7,$$

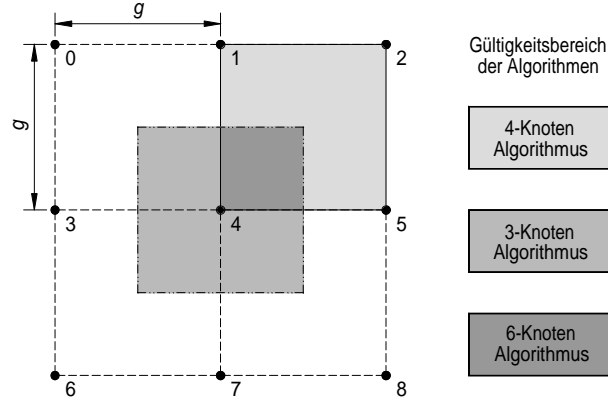


Abbildung 3.9: Bezeichnung der Knoten und Gültigkeitsbereich der angegebenen Algorithmen (3.2)–(3.4). Die Koordinatenrichtungen entsprechen den aus Abb. 3.8.

oder der 6-Knoten-Algorithmus ($x_6, y_6 \in [0, \frac{g}{2}]$):

$$x_6 = g \cdot \frac{(Q_2 + Q_5) - (Q_0 + Q_3)}{Q_{x_6}} \quad \text{mit} \quad Q_{x_6} = Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5, \quad (3.4)$$

$$y_6 = g \cdot \frac{(Q_1 + Q_2) - (Q_7 + Q_8)}{Q_{y_6}} \quad \text{mit} \quad Q_{y_6} = Q_1 + Q_2 + Q_4 + Q_5 + Q_7 + Q_8.$$

Die Beziehungen (3.3) und (3.4) sind nur gültig, wenn der Knoten 4 die maximale Ladung trägt.

Da der 4-Knoten-Algorithmus auf einer reinen Zellgeometrie basiert, die nur dann vollständig gegeben wäre, wenn die niederohmigen Stege eine unendlich gute Leitfähigkeit aufwiesen, treten Bildverzerrungen an den Zellrändern auf. Der 3- und der 6-Knoten-Algorithmus sind gut geeignet für eine Ortsrekonstruktion am Knoten bzw. am Steg; beide Algorithmen weisen aber große Bildverzerrungen in der Zellmitte auf. Der optimale Algorithmus, der eine nahezu verzerrungsfreie Bildwiedergabe ermöglicht, ist eine Mischung der drei vorgestellten Algorithmen:

$$x_{4/6/3} = a_x(x, y) x_4 + [1 - a_x(x, y)] (b_x(x, y) x_6 + [1 - b_x(x, y)] x_3), \quad (3.5)$$

$$y_{4/6/3} = a_y(x, y) y_4 + [1 - a_y(x, y)] (b_y(x, y) y_6 + (1 - b_y(x, y)) y_3).$$

Da die Mischungskoeffizienten a und b , die mithilfe eines Simulationsprogrammes errechnet werden [44, 79], nur als Funktion der a priori unbekanntenen wahren Ereignisposition (x, y) vorliegen, muss die rekonstruierte Position $(x_{4/6/3}, y_{4/6/3})$ iterativ berechnet werden. Die Positionsbestimmung mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus ist allerdings nur sinnvoll, wenn die Einzelpositionen x_i und y_i mit $i \in \{4, 6, 3\}$ nicht zu stark voneinander abweichen. Sind die Positionen zu stark unterschiedlich, so muss das Ereignis zurückgewiesen werden, da es sich vermutlich um ein Mehrfachereignis handelt. Dies wird durch folgende Bedingung ausgedrückt:

$$\begin{aligned} \Delta x &= |x_i - x_j| \\ \Delta y &= |y_i - y_j| \end{aligned} \quad \text{mit } i, j \in \{4, 6, 3\} \quad \begin{cases} \Delta x \leq c \wedge \Delta y \leq c & \text{Ereignis gezählt,} \\ \Delta x > c \vee \Delta y > c & \text{Ereignis zurückgewiesen.} \end{cases} \quad (3.6)$$

Die Konstante c wird dabei in Einheiten der Zellgröße g angegeben. Es hat sich gezeigt, dass ein Wert von $0.1 \leq c \leq 0.2$ sinnvoll ist [46].

Unter Verwendung des 4/6/3-Knoten-Algorithmus benötigt man zur optimalen Ortsrekonstruktion eines Ereignisses in einer Dimension die Ladungsinformation von 6 Knoten; allgemein werden für beide Dimensionen 8 Knoten verwendet. An die Rekonstruktion mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus schließt sich i.A. eine nicht-lineare zweidimensionale Koordinatentransformation an, um systematische Effekte zu korrigieren. Für eine detailliertere Betrachtung der Rekonstruktion sei auf die Referenzen [46, 99] verwiesen.

3.3.3 Auslesestrukturtypen

Die gesamte sensitive Fläche der in dieser Arbeit verwendeten Auslesestruktur beträgt $56 \times 56 \text{ mm}^2$. Dieser Bereich wird in 7×7 Zellen unterteilt, wobei eine Zelle eine Fläche von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ besitzt. Die 49 Zellen sind insgesamt von 8×8 Ausleseknoten umgeben. Jedem der 64 Ausleseknoten wird ein elektronischer Kanal zugeordnet. Um die Randbedingungen der äußersten sensitiven Zellen denen der inneren Zellen anzugleichen, ist ein weiterer Zellkranz vorgesehen, der nicht ausgelesen wird.

Die Auslesestrukturen werden auf Basis von zwei verschiedenen Substraten gefertigt: als Keramikstrukturen und als PCB-Strukturen (printed circuit board) auf FR4-Epoxy-Basis. Beide Substrate weisen Vor- und Nachteile auf, die im Folgenden kurz vorgestellt werden.

3.3.3.1 Keramikstrukturen

Auslesestrukturen, die auf Al_2O_3 basieren, zeichnen sich grundsätzlich durch eine sehr ebene Oberfläche aus. Eine typische Keramik, die als Träger für die Auslesestrukturen verwendet wird, weist eine Dicke von $(960 \pm 10) \mu\text{m}$ auf. Diese ausgewiesene Planarität ist insbesondere bei der Kombination mit der MicroCAT-Gasverstärkungsstruktur von Vorteil, da in diesem Falle die Homogenität der Gasverstärkung entscheidend von einem genauen Anodenabstand abhängt (Abschnitte 2.4 und 3.2.1). Da Keramikstrukturen generell hochvakuumgeeignet sind, zeigen sie keinerlei Ausgasungen. Dies ist besonders für Detektoren mit teuren Xenon-Gasmischungen vorteilhaft, da ein häufiger Gasaustausch entfällt und kein zusätzliches Gasnachreinigungssystem erforderlich ist. Ein weiterer Vorteil der Keramikträger ist die Möglichkeit der Verwendung der Dickschicht-Hybridtechnik, bei der die Widerstandslagen in Pastenform aufgetragen und im Ofen bei etwa 800°C gebrannt werden. Diese Technik wird in der Arbeitsgruppe seit Jahren erfolgreich eingesetzt, vorwiegend zum Bau von Hybridelektronik wie z.B. von Verstärkern.

Da Keramiken aber nicht wie herkömmliche Leiterplatten gebohrt werden können, müssen die Durchkontaktierungen, insbesondere an den Stellen der Ausleseknoten, mit einem Laser in die Strukturen geschossen werden. Die dabei entstehenden, relativ großen Löcher mit einem Durchmesser von $350\text{--}450 \mu\text{m}$ sind nachteilig zu bewerten, da rund um diese großen Unstetigkeitsstellen Bildverzerrungen auftreten [46]. Weiterhin ist ein Lagenaufbau, wie man ihn von klassischen Platinen her kennt, bei Keramiken deutlich eingeschränkt, da isolierende Schichten mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nur in beschränkten Dicken von maximal einigen $10 \mu\text{m}$ herstellen werden können [100]. Zusätzlich ist die Dielektrizitätskonstante einer Al_2O_3 -Keramik mit $\epsilon = 9.9 @ 1 \text{ MHz}$ sehr hoch, so dass sehr schnell hohe Kapazitäten entstehen, die zum einen die Signaldiffusion und das Rauschen erhöhen und zum anderen zu Verzerrungen bei der Puls wiedergabe der verwendeten Vorverstärker führen.

3.3.3.2 PCB-Strukturen

PCB-Trägerstrukturen, bestehend aus FR4-Epoxidharz, weisen eine recht niedrige Dielektrizitätskonstante von $\epsilon = 4.4 @ 1 \text{ MHz}$ auf. Die insgesamt geringere Kapazität führt zu einem schnelleren Antwortverhalten der Auslesestruktur verglichen mit Keramikstrukturen, was sie insbesondere für Hochratenanwendungen prädestiniert. Bedingt durch den verwendeten, sehr gut konfigurierbaren Multilagenaufbau weisen die gefertigten Trägerplatinen aber eine enorm schlechte Planarität auf, was eine Verwendung in Kombination mit MicroCAT-Strukturen ohne Stützstruktur ausschließt. Auch das spezielle Widerstandsmaterial für Epoxyträger ist schwieriger zu beschaffen, da es sich dabei (noch) nicht um eine Standardtechnologie handelt [101]. Die Brenntemperatur dieser Pasten liegt bei etwa 170°C . Durch die Verwendung von sehr kleinen Durchkontaktierungen (MicroVias) ergibt sich die Möglichkeit von räumlich sehr begrenzten Ausleseknoten mit einem Durchmesser von ca. $220 \mu\text{m}$. Dies führt insbesondere in der unmittelbaren Umgebung der Knoten zu einem deutlich verbesserten Rekonstruktionsverhalten im Vergleich zu Auslesestrukturen aus Keramik.

3.3.4 Signaldiffusion

Bedingt durch die hohe Kapazitäts- und Widerstandsbelegung verhält sich die Auslesestruktur wie ein integrierender RC -Tiefpassfilter. Da die Signale dispergieren, vergrößert sich deren Länge. Dieser Effekt ist in Abb. 3.10 anhand von Simulationsergebnissen der Antwort einer Keramik- bzw. PCB-Auslesestruktur

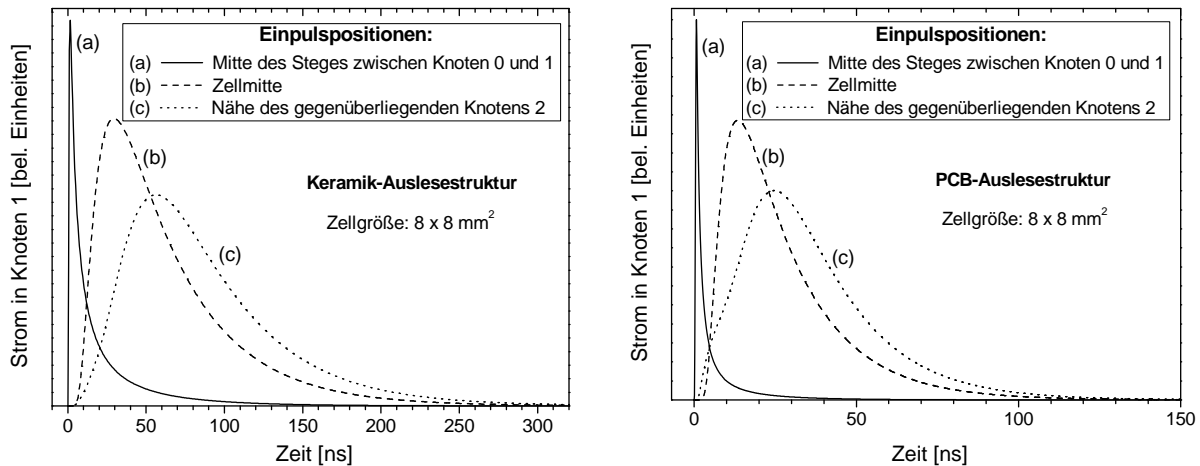


Abbildung 3.10: Simulation der Signaldiffusion eines δ -förmigen Eingangspulses auf einer Keramik- (links) und einer PCB-Auslesestruktur (rechts) an drei unterschiedlichen Einpulspositionen (die Bezeichnung der Knoten findet sich in Abb. 3.8). Die Ladungen werden an Knoten 1 ausgelesen. Da sich die absoluten Ströme relativ zueinander stark unterscheiden, wurden die Graphen beliebig skaliert, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen. Die für die Simulation verwendete Kapazitätsbelegung der Auslesestruktur impliziert eine Kombination mit einer GEM-Gasverstärkungsstruktur im Abstand von 1 mm zur Anode. Details zur Simulation finden sich in Ref. [46].

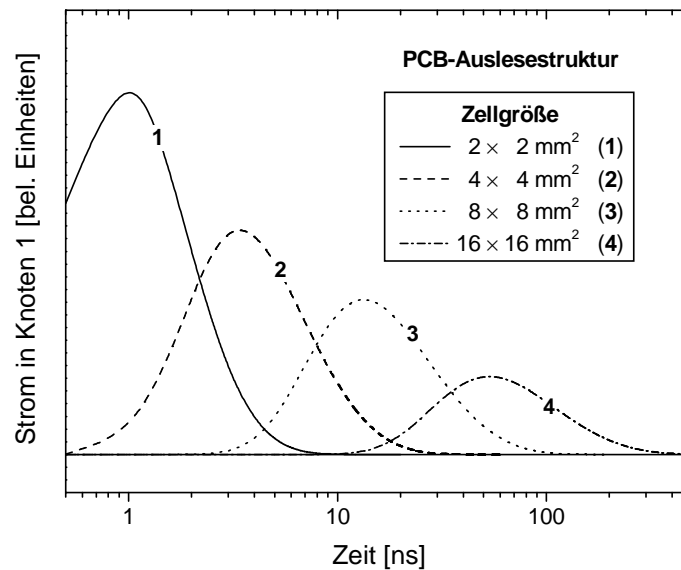


Abbildung 3.11: Simulation der Signaldiffusion eines δ -förmigen Eingangspulses in der Zellmitte einer PCB-Auslesestruktur bei unterschiedlichen Zellgrößen. Die Ströme wurden wieder beliebig skaliert. Die Signalformen entsprechen den der Position (b) in der Zellmitte aus Abb. 3.10.

auf einen kurzen Strompuls der Form $I(t) = \delta(t)$ an drei unterschiedlichen Einpulspositionen innerhalb einer Zelle dargestellt. Deutlich sichtbar ist die Zunahme der Diffusion bei Vergrößerung des Abstandes zwischen Einpuls- und Ausleseposition. Bedingt durch die hohe Kapazität dispergieren die Signale auf Keramiken deutlich stärker als auf PCB-Auslesestrukturen.

Weiterhin steigt die Signaldiffusion deutlich an, wenn die Zellgröße zunimmt (Abb. 3.11). Die Länge des δ -Puls-Antwortsignals, z.B. für eine Integration von 5–95% der Ladung, steigt dabei $\propto g^2$, wenn g die Kantenlänge der Zelle bezeichnet [46].

Durch die Positionsabhängigkeit der Signaldiffusion werden mit den Signalanstiegszeiten auch etwaige Triggerzeitpunkte beeinflusst. Abb. 3.12 zeigt die Simulationsergebnisse der Signalanstiegszeitverteilung

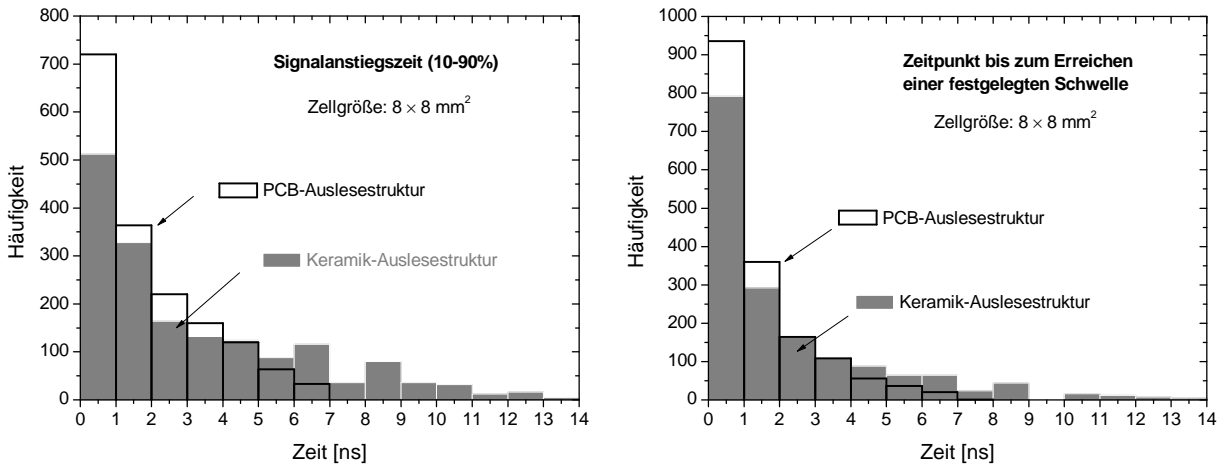


Abbildung 3.12: Histogramm der simulierten Signalanstiegszeiten (links) bzw. der Zeitpunkte bis zum Erreichen einer Schwelle eines δ -förmigen Eingangspulses an 1681 unterschiedlichen Positionen innerhalb einer Zelle einer Keramik- bzw. einer PCB-Auslesestruktur. Betrachtet wird immer der Knoten mit dem größten Signal, d.h. der dem Ereignis am nächsten ist.

Auslesestrukturtyp	Standardabweichung der Anstiegszeiten	Standardabweichung der Triggerzeitpunkte
Keramik	3.0 ns	2.5 ns
PCB	1.6 ns	1.3 ns

Tabelle 3.3: Standardabweichung der Signalanstiegszeit- und der Triggerzeitverteilung (Abb. 3.12) für δ -förmige Eingangspulse innerhalb einer Zelle einer Keramik- und PCB-Auslesestruktur.

eines δ -Eingangspulses an 1681 unterschiedlichen Positionen innerhalb einer Zelle. Im realen Betrieb wird ein Trigger in der Regel durch eine Überschreitung einer Schwelle erzeugt. Die Triggerschwelle für die in Abb. 3.12 gezeigte, rechte Verteilung wird (willkürlich) auf den halben Strommaximalwert für ein Ereignis in der Zellmitte gesetzt. Zusätzlich überlagert zur Verteilung der Signalanstiegszeiten ist in diesem Fall der Effekt des „Timewalks“, der die systematisch fehlerhafte Bestimmung der Phasenlage des Signals beschreibt (z.B. Ref. [102]). Die Verteilungsbreiten sind in Tab. 3.3 zusammengefasst. Da die Standardabweichungen in der Größenordnung von 1 ns sind, beeinflusst die Signaldiffusion auf der Auslesestruktur die Zeitauflösung des Detektors nicht maßgeblich (vgl. Abschnitt 2.8) und muss daher auch nicht korrigiert werden.

3.3.5 Das lokale Trigger-Konzept

Zum Initiieren der Auslese und der digitalen Weiterverarbeitung eines Ereignisses wird in einem Einzelphotonzähler ein Startsignal¹ benötigt. Die einfachste Art der Triggergenerierung basiert auf einem globalen Trigger, d.h. dass jedes Einzelereignis auf der gesamten sensitiven Fläche einen Trigger auslöst und daraufhin alle Kanäle parallel ausgelesen werden. Das Triggersignal für die synchrone, globale Auslese wird z.B. durch Diskrimination des Signals am MicroCAT bzw. an der Unterseite der untersten GEM-Struktur erzeugt.

Das globale Auslesekonzept stellt für jedes Ereignis überflüssigerweise die Ladungsinformation von allen 64 Ausleseknuten bereit, obwohl die Information von nur 8 Knoten absolut ausreichend ist, um ein Ereignis korrekt zu rekonstruieren. Deshalb werden unnötig viele Daten übertragen, was die Geschwindigkeit des Systems stark limitiert. Weiterhin können mehrere Ereignisse, die zeitlich überlagert in verschiedenen Gebieten des Detektors stattfinden, nicht simultan verarbeitet werden. Besonders bei einer weiteren Vergrößerung des Detektors werden somit viele Ereignisse bei Verwendung eines globalen

¹ Im Folgenden wird dieses Startsignal auch als Trigger bezeichnet.

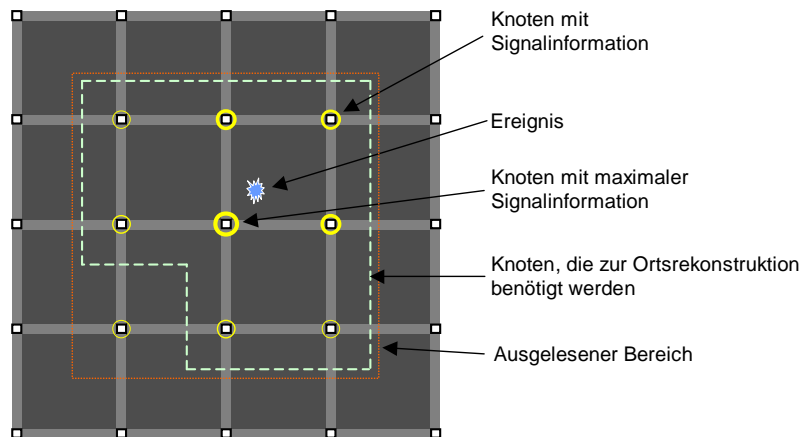


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der 8 Knoten, die Signalinformationen tragen. Der Knoten in der linken unteren Ecke trägt zwar keine benötigte Information, wird aber trotzdem ausgelesen.

Triggers nicht registriert.

Eine geschicktere, wenn auch aufwendigere Möglichkeit der Triggerung besteht darin, gezielt nur lokale Bereiche auszulesen, die die wichtigsten Informationen über ein Ereignis enthalten. Messungen und Simulationen haben gezeigt, dass die 8 zur Rekonstruktion notwendigen Knoten im Bereich des „Schwerpunkts“ den Knoten enthalten, der die maximale Signalinformation trägt. Daher ist es ausreichend, zur groben Lokalisierung eines Ereignisses den Knoten zu finden, der den maximalen Ladungsbetrag gesammelt hat, und die Ladungsinformation dieses und der Einfachheit halber der benachbarten 8 Knoten auszulesen (Abb. 3.13). Im Vergleich zum globalen Trigger sind nun nicht mehr alle 64 sondern nur noch 9 Kanäle pro Ereignis auszulesen, was einer äquivalenten Fläche von 2×2 Zellen entspricht.

Die Umsetzung dieses Konzepts erfordert, dass die Ladungsinformationen aller Knoten ständig auf Signale hin abgesucht werden. Außerdem müssen die einzelnen Kanäle mit den Nachbarn in Kontakt stehen, um den Knoten mit der maximalen Signalinformation zu ermitteln. Vordergründig dabei ist, dass die durch die elektronische Verarbeitung entstehende Totzeit möglichst gering ist (Abschnitt 2.7). Die Umsetzung auf elektronischer Ebene wird in Abschnitt 3.4.2 und eingehend in Ref. [47] beschrieben.

3.4 Ausleseelektronik

Ein Schema der verschiedenen Komponenten des gesamten elektronischen Auslesesystems ist in Abb. 3.14 dargestellt. Die Analogelektronik befindet sich in unmittelbarer Nähe zum Detektor im Messbereich, während die Digitalelektronik und die Hochspannungsversorgung, über etwa 10 m lange Kabel vom Detektor bzw. von der Analogelektronik getrennt, im Kontrollbereich platziert werden.

3.4.1 Analogelektronik

Für alle Ortsmessungen mit dem Detektorsystem werden 8 Hybride eines kombinierten 8-Kanal Vorverstärker/Shaper-Systems (preamplifier and shaper, PASH) verwendet, die an der Universität Siegen entwickelt wurden [103]. Die ladungsempfindlichen Vorverstärker besitzen eine Integrationszeit von etwa $1 \mu\text{s}$ in der ersten Verstärkungsstufe. Die Shapingzeit beträgt etwa 300 ns. Die Stoßantwort des Verstärkers/Shapers auf ein δ -förmiges Eingangssignal ist in Abb. 3.15 dargestellt.

Da die PASHs für einen Vieldrahtproportionalzähler gebaut wurden, sind sie nicht für die Verwendung mit Mikrostrukturen wie MicroCAT oder GEM optimiert. Durch die sehr kurzen, beinahe rechteckigen oder gaußförmigen Signale (Abschnitt 4.4) bieten sich Transimpedanzverstärker an, die ein verstärktes Spannungssignal proportional zum Eingangsstromsignal erzeugen. Die Stromintegration zur Ermittlung der Ladung für die Positionsbestimmung kann flexibel nach der Digitalisierung der Ströme (Abschnitt 3.4.2) vorgenommen werden. Weil klassische Transimpedanzverstärker ein relativ hohes Eigenrauschen

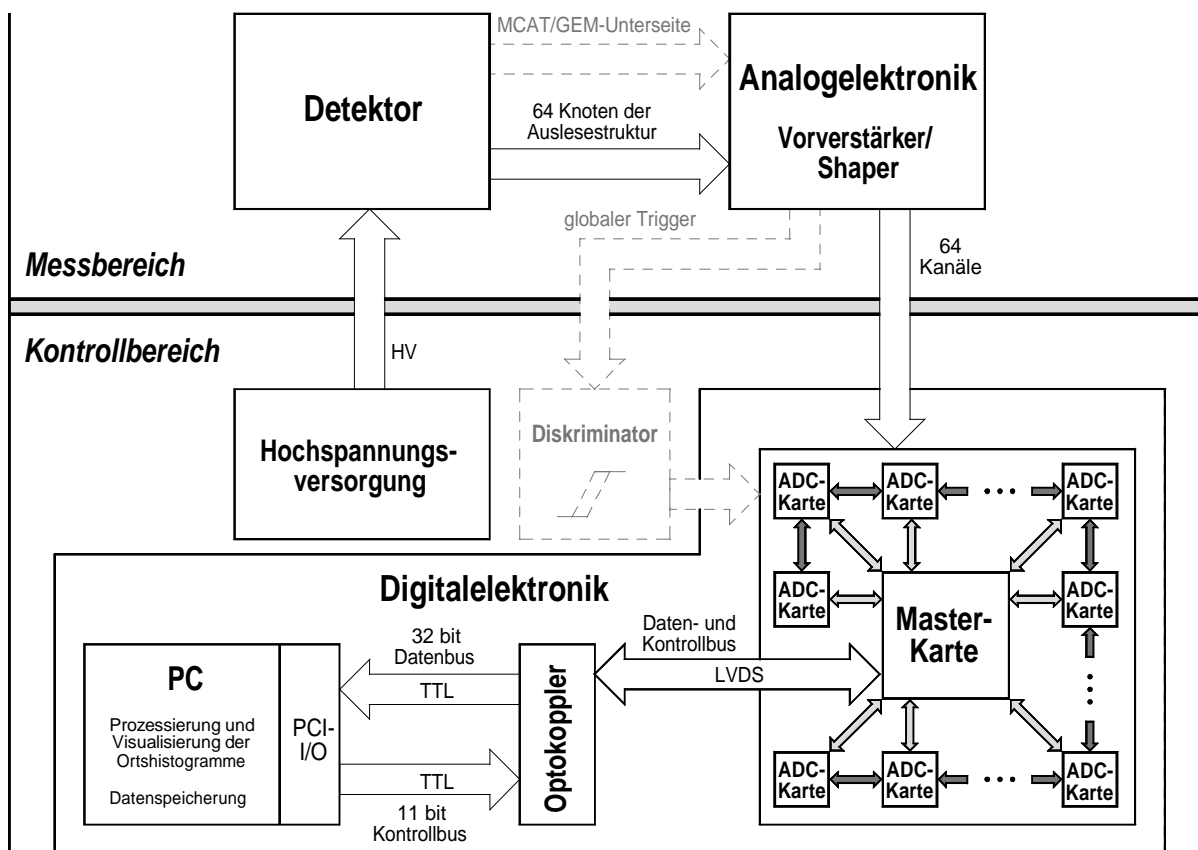


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der verschiedenen Komponenten des gesamten Auslesesystems.

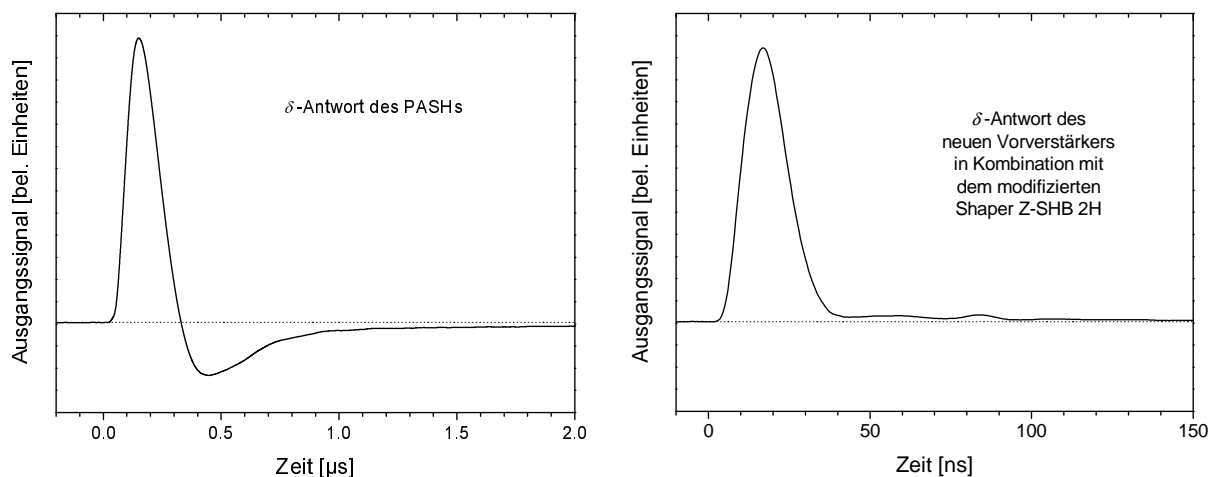


Abbildung 3.15: δ -Antwort des PASHs (links) und des neuen Vorverstärkers in Kombination mit dem modifizierten Shaper Z-SHB 2H (rechts).

aufweisen, wird aber ein etwas anderes Konzept verfolgt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein von einer anderen Arbeitsgruppe neu entwickelter, ladungsempfindlicher Vorverstärker [104], insbesondere in Hinblick auf die Zeitkonstante der Integration sowie auf die Ein- und Ausgangsstufe, leicht modifiziert. In Kombination mit einem bereits existierenden Shaper (Typ Z-SHB 2H) mit leicht veränderten Zeitkonstanten kann der Eingangsstrom in ein nahezu identisches, verstärktes Ausgangsspannungssignal umgewandelt

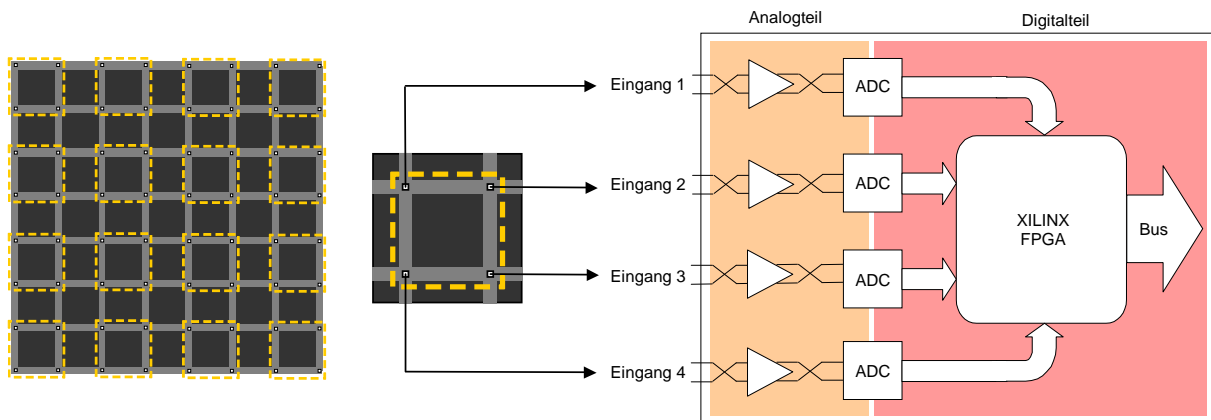


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung einer ADC-Karte und Verbindungsschema der Auslesestruktur mit der ADC-Elektronik.

werden. Bei diesem Vorverstärker handelt es sich noch um einen Prototypen, bei dem lediglich ein Kanal betrieben wurde (Abschnitt 4.4.2). Die Stoßantwort ist dargestellt in Abb. 3.15; weitere Details finden sich in Anhang B.3.

3.4.2 Digitalelektronik

Um das Konzept des lokalen Triggers umsetzen zu können, bedarf es einer komplett neuen digitalen Ausleseelektronik. Das alte System [105], bestehend aus 8 bit Analog-Digital-Wandlern (analog to digital converters, ADCs) konnte nicht weiter verwendet werden, da zum einen die Kapazitäten zur Vorprozessierung fehlten und zum anderen der dynamische Bereich zu gering war. Deshalb wurde auf eine Neuentwicklung mit einer flexiblen FPGA-Struktur zurückgegriffen [106, 107]. Die einzelnen ADC-Karten (schematische Darstellung in Abb. 3.16) besitzen je vier ADC-Kanäle mit einer maximalen Auflösung von 12 bit und können analoge Signale mit einer Frequenz von maximal 66 MHz digitalisieren. Das Herzstück jeder ADC-Karte ist ein Xilinx FPGA (field programmable gate array) Logikbaustein, der eine Kapazität von einigen 10^4 – 10^5 frei programmierbaren Gattern besitzt. Mithilfe einer speziellen Programmiersprache wie VHDL (very high speed hardware description language) kann dieser Logikbaustein programmiert werden und anschließend mathematische Operationen wie Additionen und Subtraktionen, aber auch komplexere Prozeduren wie z.B. die Integration des Signals oder das Suchen eines Maximums innerhalb mehrerer Größen ausführen. Da der Xilinx FPGA zu diversen Busstandards wie z.B. GTL+, SSTL3 etc. kompatibel ist, kann der Logikbaustein direkt mit dem Daten- oder Kontrollbus verbunden werden.

Um alle 64 Knoten der Auslesestruktur mit ADC-Kanälen zu verbinden, sind insgesamt 16 ADC-Karten nötig. Die Knoten werden nun so den Karten zugeordnet, dass jede Karte einer kompletten Zelle der Auslesestruktur entspricht (Abb. 3.16). Die 49 Zellen der Auslesestruktur teilen sich wie folgt auf: Es gibt 16 Zellen, deren Knoten genau einer ADC-Karte entsprechen, 24 Zellen, die sich Kanäle von zwei Karten teilen und 9 Zellen, deren Knoten auf je vier Karten verteilt sind.

Zur Auslese eines Ereignisses muss zunächst der Knoten bzw. der Kanal bestimmt werden, der das maximale Signal trägt (vgl. Abschnitt 3.3.5). Dazu ist es nötig, dass die Karten miteinander kommunizieren können. Aus diesem Grunde werden schnelle Direktverbindungen zwischen benachbarten ADC-Karten (point-to-point links) angebracht, mit deren Hilfe je 8 bit parallel übertragen werden können (Abb. 3.17). Wenn der Kanal mit dem maximalen Signaleintrag gefunden wurde, wird der korrespondierenden ADC-Karte die Verantwortung zum Einsammeln der Knoteninformationen der zusätzlich benötigten fünf Kanäle von benachbarten Karten übertragen, damit dieser Karte die vollständige Ereignisinformation zur Verfügung steht. Sind alle Informationen über die Direktverbindungen übertragen, kann diese Karte die Information über den 18 bit breiten Bus, auf den jede ADC-Karte Zugriff hat, der sogenannten Master-Karte übermittelt werden. Zusätzlich steht der Master-Karte eine 1 bit breite Direktverbindung zu jeder ADC-Karte zur Verfügung, die zur Selektierung der einzelnen Karten genutzt werden kann.

Die Master-Karte, die ebenfalls einen großen Xilinx-Logikbaustein sowie einen ADC-Kanal zur Di-

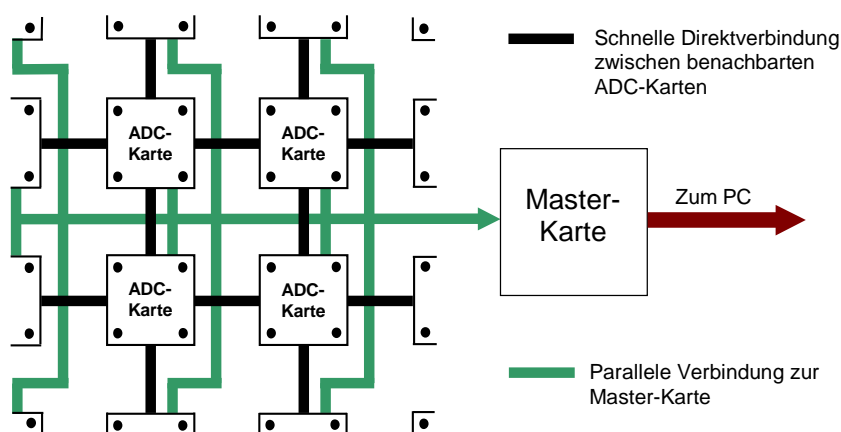


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung der Verbindungen zwischen den ADC-Karten. Benachbarte Karten werden über einen 8 bit breiten Bus direkt miteinander verbunden. Jede ADC-Karte ist außerdem an einen 18 bit breiten Gesamtbus angeschlossen, der die Verbindung zur Master-Karte herstellt. Die 1 bit breite Direktverbindung zwischen der Master-Karte und den einzelnen ADC-Karten ist nicht dargestellt.

gitalisierung eines externen Analogsignals enthält, wurde von dieser Arbeitsgruppe, basierend auf dem Layout einer ADC-Karte, entwickelt [47] und steuert die Datenübertragung zum PC, d.h. für jedes Ereignis werden Knotennummer des Kanals mit maximaler Signalinformation gefolgt von den 9 Kanaleinträgen an den PC übermittelt. Zusätzlich kann noch eine Zeitinformation – beispielsweise die eines ns-Zählers² oder eines externen Signals, das z.B. eine zeitliche Phaseninformation enthält – angehängt werden. Dies ermöglicht später bei der Ortsrekonstruktion die zeitliche Zuordnung der gezählten Ereignisse. Da die Genauigkeit des Zählers weit besser ist als die Zeitauflösung, die durch den Detektor gegeben ist (vgl. Abschnitt 2.8), wird die Gesamtzeitauflösung durch die Elektronik nicht beeinflusst.

Zur Verringerung von Störeinflüssen wird eine galvanische Trennung von PC und Ausleseelektronik mithilfe von Optokopplern vorgenommen. Die verwendeten Optokopplerkarten wurden von der Firma Silicon Software für ein anderes Projekt entwickelt [108] und an die speziellen Bedürfnisse angepasst. Zur Datenübertragung zwischen der Master-Karte und den Optokopplerkarten wird die differentielle Übertragungstechnologie LVDS eingesetzt, die auch große Kabellängen von mehreren 10 m zulässt. Somit besteht prinzipiell die Möglichkeit, die Digitalisierungseinheit und den PC zur Datenverarbeitung räumlich voneinander zu trennen.

Ein großer Vorteil des neuen digitalen Auslesekonzepts ist dessen Modularität. Wenn ein größeres System benötigt wird, kann das bestehende System einfach um weitere Karten und evtl. eine weitere Master-Karte ergänzt werden. Auf diese Weise sollte es möglich sein, auch großflächigere Detektoren zu realisieren. In einer späteren Version der Elektronik wäre es auch denkbar, dass die gesamte Ortsrekonstruktion inklusive der Orts- und Zeithistogrammierung bereits in der Master-Karte durchgeführt wird. Da in diesem Falle nur noch die (zeitlich sortierten) Ortshistogramme an den PC übermittelt werden müssten, würde dies den Datentransfer zum PC deutlich verringern. Genauere Informationen über das Auslesesystem sowie dessen konkrete Durchführung findet sich in der Arbeit von S. Martoiu [47].

3.4.3 Datenfluss und -verarbeitung

Die Knoten-, Ladungs- und Zeitinformation, die von der Master-Karte bereitgestellt werden, werden über eine PCI-Karte, Typ PCI-7200 der Firma Meilhaus, im PC eingelesen. Im DMA-Modus können damit theoretisch bis zu 12 MB s^{-1} gelesen werden; die gemessenen maximalen Übertragungsraten liegen allerdings eher im Bereich von etwa 8 MB s^{-1} . Während der Messung werden diese Daten verwendet, um

² Bei sehr hohen Raten und somit hoher Auslastung des Busses ist es notwendig, dass nicht nur die Master-Karte sondern auch die einzelnen ADC-Karten über synchronisierte ns-Zähler verfügen und die 9 Ladungen des Ereignisses zusammen mit der Zeitinformation an die Master-Karte übertragen. Dadurch werden mögliche Fehlzuweisungen der Zeitinformation zu den Ereignissen vermieden.

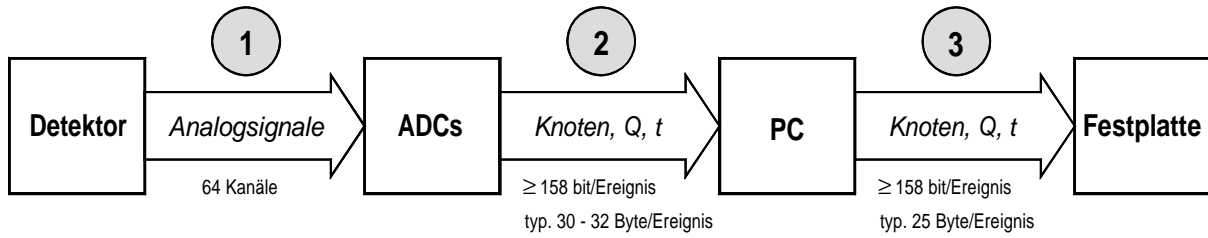


Abbildung 3.18: Übersicht über den Datenfluss für ein Ereignis. Der Datentransfer zwischen den einzelnen ADC-Karten bzw. zwischen den ADC-Karten und der Master-Karte ist nicht eingezeichnet.

einfach rekonstruierte Bilder „online“ darzustellen. Die Rohdaten können abgespeichert werden, um eine spätere, zeitaufwendigere Rekonstruktion der Ortshistogramme zu ermöglichen, bei der auch Zeitschnitte möglich sind.

Beitrag	Datenmenge [bit]
Knoten	6
Ladung Q	$9 \cdot 12 = 108$
Zeit t^*	12
Zeit t^\dagger	32
Gesamt	158

* Inhalt des ADCs auf der Master-Karte.
† Zeitinformation des ns-Zählers.

Tabelle 3.4: Zusammensetzung der übertragenen Dateninformation.

Der Datenfluss für ein Ereignis ist in Abb. 3.18 schematisch dargestellt. Zunächst werden alle 64 Auslesekanäle des Detektors in den Transientenrekordern digitalisiert. Über die Master-Karte werden nur noch die Information über den Knoten mit dem maximalen Signal, die 9 Ladungen Q sowie u.U. eine zusätzliche Zeitinformation t zum PC übermittelt. Dies stellt minimal einen Datenfluss von 158 bit pro Ereignis dar. Die Zusammensetzung dieses Datenstroms ist detailliert aufgeführt in Tab. 3.4. Da die einzelnen Beiträge nicht optimal zu 32 bit-Wörtern gepackt werden, beläuft sich der Datentransfer typischerweise auf 30–32 Byte pro Ereignis. Wird die Zeitinformation nicht übermittelt, reduziert sich die Datenmenge um 6 Byte auf 24–26 Byte pro Ereignis. Genau dieselbe minimale Datenmenge von 158 bit

pro Ereignis wird zur Sicherung der Daten auf der Festplatte benötigt. Da die Daten ein wenig besser gepackt werden, reichen in der Rohdatendatei 25 Byte pro Ereignis, inklusive der Zeitinformation.

Anhand der oben durchgeführten Betrachtungen kann man die Datenmenge errechnen, die bei Messungen mit hohen Raten übertragen werden muss (Tab. 3.5). Bereits bei Raten von etwa $2\text{--}3 \cdot 10^5$ Photonen s^{-1} ist das Limit der verwendeten PCI-Karte erreicht. Höhere Raten könnten z.Z. beispielsweise mit schnelleren Standards wie USB 2.0 oder FireWire erreicht werden.

Rate [Photonen s^{-1}]	Datenrate ADCs \rightarrow PC [MB s^{-1}]	
	einschl. Zeitinformation	ohne Zeitinformation
10^4	0.32	0.26
10^5	3.2	2.6
10^6	32	26

Tabelle 3.5: Maximale Datenrate zwischen der Master-Karte und dem PC bei unterschiedlichen Photonenraten.

4. Studium der Mikrostrukturen

Wie bereits in Kap. 2 umrissen, ist die Optimierung der Detektorparameter für einen Einsatz in Hochgeschwindigkeits- und Hochratenmessungen recht komplex, da viele Interdependenzen zwischen verschiedenen physikalischen Größen vorliegen. Untersucht werden in diesem Kapitel sowohl einzeln betriebene MicroCAT- und GEM-Strukturen, aber auch deren Kombination sowie Mehrfach-GEM-Konstellationen, die erhöhte Gasverstärkungen und/oder bessere Voraussetzungen für Hochratenmessungen durch die Bildung geringerer Raumladungen aufweisen. Von besonderem Interesse für die Untersuchungen ist daher das Ladungstransferverhalten der Mikrostrukturen, d.h. das Maß an Transparenz für Elektronen und Ionen (Abschnitt 4.2). Aber auch der Gasverstärkungsbereich bei verschiedenen Gasmischungen und Drücken (Abschnitt 4.3.1), die Homogenität der Verstärkung (Abschnitt 4.3.2) sowie die Signalentwicklung (Abschnitt 4.4) sind von großer Bedeutung für die Verwendung der Mikrostrukturen in zeitlich schnell ablaufenden Experimenten, bei denen hohe Photonenraten verwendet werden. Ziel der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Studien ist es, die optimale Detektorkonfiguration sowie die optimalen Betriebsparameter für eine hochzeitaufgelöste Detektion von Röntgenstrahlung zu ermitteln.

Da bei Messungen mit GEM-Strukturen ein zeit- und ratenabhängiges Verhalten auftritt, das in Abschnitt 4.3.2.2 näher beschrieben wird, werden alle Untersuchungen erst nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes vorgenommen.

4.1 Stabilität, Handhabbarkeit und Materialeigenschaften

Durch die vollständige Nickelkonstruktion handelt es sich bei der MicroCAT-Folie um eine sehr stabile Gasverstärkungsstruktur. Selbst bei sehr hohen Verstärkungsfeldern, die etwaige Entladungen hervorrufen, lassen sich an der Struktur außer eventuellen Schwärzungen keinerlei Beschädigungen feststellen. Treten die Entladungen jedoch in der direkten Nähe zu nichtleitenden Bereichen wie beispielsweise den Abstandhaltern (Abb. 3.2) auf, so können sich leitende Verbindungen zwischen der MicroCAT-Struktur und der durch das Dielektrikum getrennten Elektrode, z.B. der Anode, entlang der Oberfläche des Dielektrikums bilden, die dann zu Kurzschlüssen während des Betriebs führen können. Falls keine Stützstruktur im sensitiven Bereich verwendet wird, die mit der MicroCAT-Struktur fest verbunden ist (Anhang C.2.2), kann durch Auswechslung oder intensive Reinigung des Abstandhalters der Betrieb wieder fortgesetzt werden. Auch die Handhabung der MicroCAT-Folien selbst gestaltet sich als nicht besonders schwierig, da die Folien, bedingt durch eine Dicke von einigen 10 μm , recht stabil sind. Die Dicke erweist sich allerdings beim thermischen Spannen und nachfolgenden Ankleben auf den Keramikträger (Anhang B.1) als etwas hinderlich; dünnere Folien lassen sich besser spannen allerdings auch schlechter handhaben. Verglichen mit anderen Gasverstärkungsstrukturen, die nach dem gleichen Prinzip wie der MicroCAT arbeiten, wie beispielsweise micromegas, dessen Dicke von etwa 5 μm die Handhabung stark einschränkt, ist die Dicke der MicroCAT-Struktur aber zumindest bezüglich der Stabilität und der Handhabbarkeit nur von Vorteil. Bei Photonenenergien $E_\gamma > 8.3 \text{ keV}$ und einer Quanteneffizienz < 1 tritt K_α -Fluoreszenz des Nickels mit einer Energie von $E_{K_\alpha} \approx 7.5 \text{ keV}$ auf mit einer Wahrscheinlichkeit $\propto (1 - OT)$, wenn OT die optische Transparenz der MicroCAT-Struktur bezeichnet, die im Bereich von $\sim 40\%$ liegt (vgl. Tab. 3.1).

Bezüglich der Handhabbarkeit steht die 60 μm dicke GEM-Struktur dem MCAT in nichts nach. Lediglich die Formätzung, die bei der MicroCAT-Struktur entfällt, ist relativ zeitaufwendig (Anhang B.2). Deutlich problematischer ist allerdings die Stabilität beim Betrieb der GEM-Folie. Bedingt durch den relativ komplizierten Lagenaufbau mit eingebettetem Kapton-Substrat können zu starke Entladungen entweder größere Teile der Kupferflächen beschädigen oder einfach wegbrennen (Abb. 4.1) oder auch Kurzschlüsse zwischen oberer und unterer Kupferelektrode entlang eines Loches bilden. Letzteres macht die gesamte GEM-Struktur unbrauchbar, und sie muss ausgetauscht werden, um den Betrieb des Detek-

tors wieder aufnehmen zu können.

Besonders beim Anlegen der Potentiale muss immer darauf geachtet werden, dass die Betriebsspannung, also die Spannungsdifferenz zwischen beiden Elektroden, keine zu großen Werte annimmt. Da die Energie einer Entladung von der Kapazität der GEM-Struktur abhängt und linear mit der Fläche ansteigt, bietet es sich an, ab einer gewissen Größe eine Elektrode der GEM-Struktur in Sektoren zu unterteilen, um so die Kapazität der einzelnen Sektoren zu beschränken [63, 89]. Weiterhin ist besonders bei den GEM-Strukturen darauf zu achten, dass ein Schutzwiderstand R in Serie geschaltet wird, um den Strom, der bei Entladungen fließt, zu begrenzen. Prinzipiell sollte R so groß wie möglich gewählt werden, jedoch führt der Spannungsabfall über diesem Widerstand bei höheren Strömen – z.B. bei hohen Raten und/oder hohen Verstärkungen – zu einem Absinken des Potentials an der entsprechenden GEM-Elektrode und beeinflusst somit die Gasverstärkung. Je größer der Widerstand gewählt wird, desto höher ist der Spannungsabfall und die Verstärkungsänderung. Typische Schutzwiderstandswerte, die mit Photonenraten bis zu einigen 10 oder 100 MHz verträglich sind, sind $R = 10^5$ – $10^7 \Omega$. Vergleichbar mit der MicroCAT-Struktur findet man bei GEMs für Photonenenergien $E_\gamma \gtrsim 9 \text{ keV}$ ein Auftreten von Kupfer-Fluoreszenz bei $E_{K_\alpha} \approx 8 \text{ keV}$. Da die optische Transparenz von GEM-Strukturen mit $OT \approx 10\%$ (vgl. Tab. 3.2) geringer ist als die des MCATs ist die Wahrscheinlichkeit für Fluoreszenzstrahlung größer.

Da der Einsatz von GEM-Strukturen in Hochenergieexperimenten wie COMPASS (LHC, CERN) geplant ist, finden sich auch Publikationen, die die Alterung bei hohen Ladungsakkumulationen untersuchen, z.B. in Dreifach-GEM-Konstellationen [109] oder in Kombination mit micromegas [110]. Selbst bei akkumulierten Ladungen im Bereich $> 10 \text{ mC mm}^{-2}$ wird keine Leistungsminderung festgestellt.

4.2 Ladungstransfer

Da das Ladungstransferverhalten einen sehr wichtigen Aspekt zum Verständnis der Mikrostrukturen darstellt, bietet es einen guten Ausgangspunkt zur Optimierung der Strukturen selbst und deren Betriebsparameter. Unter dem Ladungstransfer versteht man, wie und in welchem Maße die erzeugten Elektronen und Ionen die Löcher der Verstärkungsstrukturen durchdringen und den Raum jenseits der Struktur erreichen können. Der Ladungstransfer wird in erster Linie dominiert durch die elektrostatischen Bedingungen, die wiederum eng verknüpft sind mit der Geometrie der Mikrostrukturen aber auch mit der Beschaffenheit des Detektors allgemein. Erst zweitrangig ist der Einfluss der verwendeten Gasmischung zu nennen, die die Driteigenschaften der Elektronen und Ionen bestimmt. Dabei spielt in erster Linie die transversale Diffusion eine Rolle, die vor allem für die Elektronen bedeutsam ist. Typische Werte für die transversale Elektronendiffusion in Gasen liegen bei $\sigma_{\text{Elektron}} \approx 200$ – $300 \mu\text{m cm}^{-0.5}$. Die transversale Diffusion der Ionen verläuft nach der Einstein-Relation proportional zur Wurzel aus der reziproken Driftgeschwindigkeit also auch proportional zur Wurzel aus der reziproken Feldstärke E : $\sigma_{\text{Ion}} \propto E^{-0.5}$. Da die Feldstärke in unmittelbarer Umgebung der Mikrostrukturen stark ansteigt (vgl. Abb. 3.4 und Abb. 3.6), spielt die Diffusion der Ionen dort nur eine untergeordnete Rolle.

Bezüglich des Ladungstrfers wäre es wünschenswert, dass sich die Mikrostrukturen absolut transparent gegenüber Elektronen verhalten, die vom Konversionsraum bzw. vom Raum oberhalb der Strukturen kommen, gleichzeitig aber „nichtdurchlässig“ für Ionen sind, die beispielsweise aus dem Gasverstärkungsbereich zur Kathode driften. Die Durchlässigkeit für Elektronen wird im Folgenden als *Elektronentransparenz* ε und für Ionen als *Ionenfeedback*¹ δ bezeichnet. Da sich Elektronen und Ionen als geladene Teilchen nicht völlig unterschiedlich verhalten, ist die Forderung einer 100%igen Elektronentransparenz bei gleichzeitig vollständiger Unterdrückung des Ionenfeedbacks nicht möglich. Dennoch besteht die Möglichkeit,

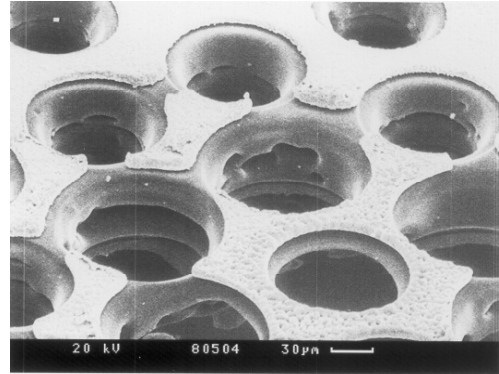


Abbildung 4.1: Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer durch Entladungen beschädigten Stelle einer GEM-Struktur [87].

¹ engl. *feedback* = Rückkopplung

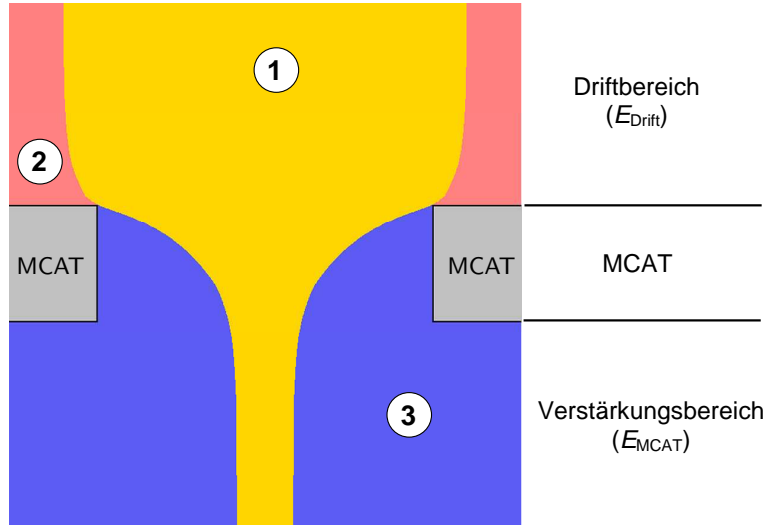


Abbildung 4.2: Skizze der Driftbereiche in einem vertikalen Schnitt durch eine MicroCAT-Struktur mit zylindrischen Löchern für $E_{\text{MCAT}} \gg E_{\text{Drift}}$.

durch eine bedachte Wahl der elektrischen Felder z.B. ober- und unterhalb der Mikrostruktur das Ladungstransferverhalten gezielt günstig zu beeinflussen.

Vernachlässigt man die Abhängigkeit des Ladungstransfers von sekundären Parametern wie z.B. der Elektronendiffusion im Gas, so spiegelt das Transparenzverhalten der MicroCAT-Struktur das Verhältnis des elektrischen Flusses wider, d.h. der Ladungstransfer ist nur vom Feldverhältnis $\eta_{\text{MCAT}} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{MCAT}}$ von Drift- und Gasverstärkungsfeld abhängig. Dabei wird das Verstärkungsfeld nach Gl. (3.1) vereinfacht definiert als der Quotient von angelegtem Potential U_{MCAT} und Abstand d zwischen MicroCAT und Anode. Die reine Abhängigkeit des Ladungstransfers von η_{MCAT} trifft umso genauer zu, je steiler der Übergang zwischen Drift- und Verstärkungsfeld ist (vgl. z.B. die Feldberechnung für die MCAT305-Struktur in Abb. 3.4). Da im realen Betrieb des Detektors sowohl das Verstärkungsfeld durch die gewünschte Gasverstärkung als auch der Anodenabstand in gewissen Grenzen beschränkt und somit nicht mehr frei wählbar sind, besteht also nur die Möglichkeit, durch Variation des Driftfelds das Verhältnis η_{MCAT} und somit den Ladungstransfer zu beeinflussen.

Insgesamt kann man in der MicroCAT-Geometrie die Driftbereiche der Ladungsträger in drei Gebiete unterteilen, die in Abb. 4.2 schematisch dargestellt sind. In Zone (1) führen die Feldlinien die Ladungen in den Raum auf der gegenüberliegenden Seite der MicroCAT-Struktur. In Zone (2), die im Prinzip nur für Elektronen relevant ist, enden die Driftlinien auf der MicroCAT-Struktur und führen somit zu einem Abfall der Elektronentransparenz. Im Bereich (3) treffen die positiv geladenen Ionen auf die Mikrostruktur, Elektronen gelangen zur Anode. Die Ladungsträger können durch Diffusion ihre Zone verlassen und in einen anderen Bereich gelangen, z.B. von Zone (1) nach Zone (2) oder auch umgekehrt.

Die funktionelle Abhängigkeit des Ladungstransferverhaltens der GEM-Struktur ist deutlich komplexer als beim MicroCAT, da der Ladungstransfer durch die kompliziertere Geometrie mit zwei unabhängigen Elektroden nicht mehr alleine vom Feldverhältnis $\eta_{\text{GEM}} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{Trans}}$ abhängt. Unter Vernachlässigung der Gasverstärkung und unter der Annahme, dass die Ladungsträger beim Durchqueren der Löcher homogen in der x, y -Ebene verteilt sind, hängt der Ladungstransfer – einer Aachener Arbeitsgruppe zufolge [111–113] – im Wesentlichen vom Verhältnis $\kappa_{\text{GEM}} = E_{\text{ext}}/E_{\text{Loch}}$ ab, wobei E_{ext} die externe Feldstärke (Driftfeld oder Transfer- bzw. Induktionsfeld) und E_{Loch} die mittlere Feldstärke im Loch selbst bezeichnet, die sich wie folgt parametrisieren lässt:

$$E_{\text{Loch}} = a \Delta U_{\text{GEM}} + b (E_{\text{Drift}} + E_{\text{Trans}}). \quad (4.1)$$

Die Parameter a und b werden von der Lochgeometrie bestimmt. Typische Werte sind $a \approx 140 \text{ cm}^{-1}$ und $b \approx 6.4 \cdot 10^{-2}$. Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, zeigen aber, dass die Annahmen der Aachener Gruppe zu grob sind und die Lawinenbildung keineswegs vernachlässigbar

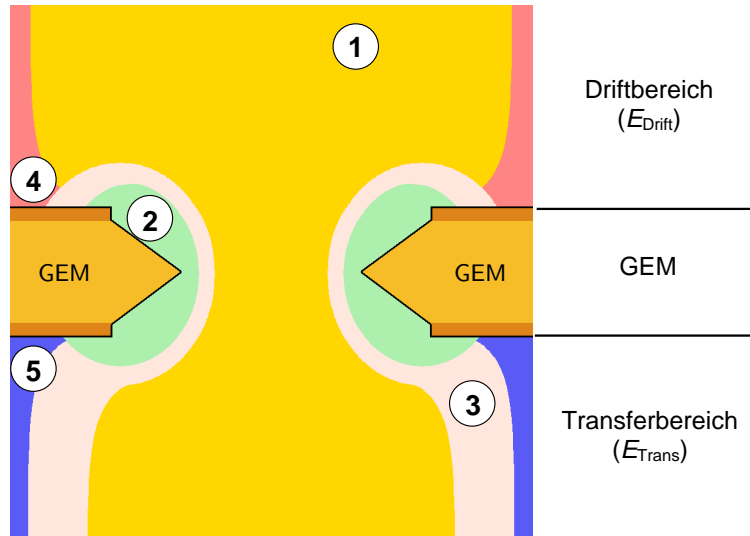


Abbildung 4.3: Skizze der Driftbereiche in einem vertikalen Schnitt durch eine GEM-Struktur für $E_{\text{Loch}} \gg E_{\text{ext}}$ und $E_{\text{Trans}} > E_{\text{Drift}}$.

ist und daher der Ladungstransfer nicht auf eine einfache funktionelle Abhängigkeit von κ_{GEM} reduziert werden kann.

In der GEM-Geometrie kann man fünf verschiedene Driftbereiche klassifizieren, die in Abb. 4.3 schematisch skizziert sind. Zone (1) führt zum Transfer der Ladungen in den der GEM-Struktur gegenüberliegenden Raum. Zone (2) veranlasst die Ladungen, zu einer der beiden GEM-Elektroden zu driften, d.h. Elektronen zu der unteren und Ionen zu der oberen Kupferfläche. Zone (3) ist für Elektronen (Ionen) transparent, für Ionen (Elektronen) jedoch nicht (die Klammern gelten für den Fall $E_{\text{Drift}} > E_{\text{Trans}}$). Die Bereiche (4) und (5), in denen die Elektronen direkt auf die obere und Ionen auf die untere GEM-Elektroden treffen, treten vor allem bei kleinen GEM-Spannungen oder sehr hohen externen Feldern auf.

Der Großteil der Simulationen und Messungen des Ladungstransfers findet sich in Anhang C oder in den Referenzen [82, 83]. Dort werden sehr intensive Ladungstransferuntersuchungen der individuellen Mikrostrukturen durchgeführt, um das Ladungstransferverhalten von Kombinationen mehrerer Strukturen verstehen zu können. In den folgenden Abschnitten werden lediglich die wichtigsten Resultate bezüglich der Elektronentransparenz und des Ionenfeedbacks zusammengefasst, die für die Entwicklung des Detektors maßgeblich sind. In den vorgestellten funktionellen Abhängigkeiten der Ladungstransfervariablen für GEM-Strukturen bleibt jeglicher Einfluss von Aufladungserscheinungen des nichtleitenden Kaptons unberücksichtigt. Die Aufladungseffekte können aber in manchen Situationen, z.B. bei großen Gesamtverstärkungen oder hohen Raten, einen bedeutenden Einfluss ausüben. Ein genaues Studium dieser Effekte ist allerdings sehr schwierig und wird hier nicht vorgenommen. Lediglich der Einfluss der Aufladungseffekte auf die Gasverstärkung wird in Abschnitt 4.3.2 näher untersucht.

4.2.1 Elektronentransparenz

Die Elektronentransparenz stellt in vielfacher Hinsicht einen wichtigen Parameter dar. Insbesondere für den Nachweis von einzelnen (Photo-) Elektronen (z.B. Ref. [114]) ist eine Elektronentransparenz $\varepsilon < 1$ gleichbedeutend mit dem Verlust von ganzen Ereignissen. Wenn eine größere primäre Ladung pro Ereignis zur Verfügung steht, stellt die Elektronentransparenz einen maßgeblichen Faktor zum Erreichen einer hohen effektiven Gasverstärkung dar, also derjenigen Verstärkung, die letztendlich den messbaren Effekt für die Auslese ausmacht. Für Detektoren mit Gasverstärkung durch Mikrostrukturen schreibt sich die effektive Gasverstärkung der primären Elektronen als Produkt der Elektronentransparenz(en) und dem

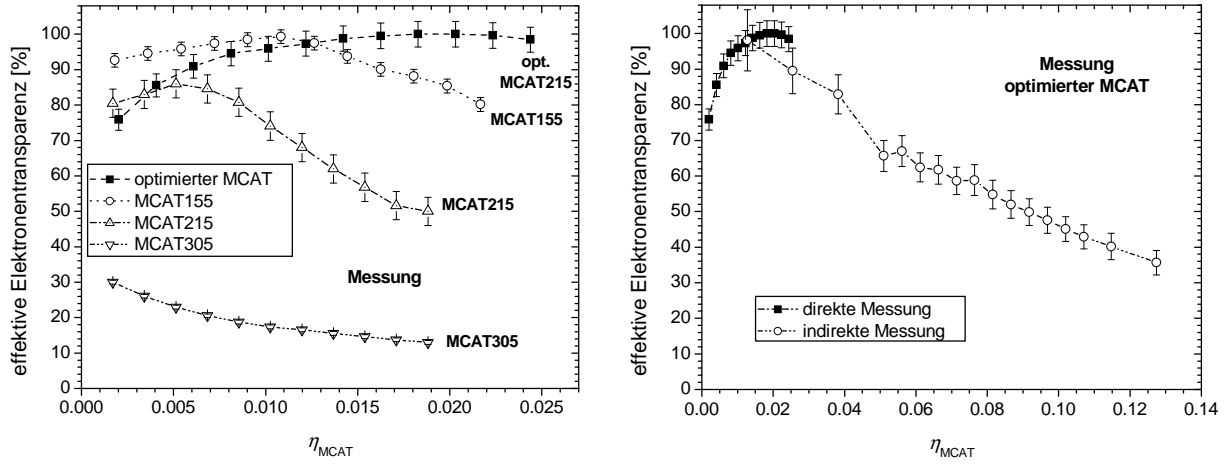


Abbildung 4.4: Links: Vergleich der gemessenen, effektiven Elektronentransparenzen von allen vier MicroCAT-Strukturen. Rechts: Elektronentransparenz, gemessen mit der optimierten MicroCAT-Struktur alleine (direkt) und in Kombination mit einer GEM-Struktur (indirekt).

tatsächlichen Verstärkungsfaktor G , in der Literatur auch als „*real gain*“ bezeichnet (z.B. Ref. [115]):

$$G_{\text{eff}} = \varepsilon G. \quad (4.2)$$

Wir bereits zu Beginn von Kap. 2 erwähnt, steht eine hohe Elektronentransparenz fast immer in Konkurrenz zu einem guten Hochratenverhalten: Um die Raumladung der Ionen im Konversionsbereich zu reduzieren, sind in der Regel hohe Driftfelder nötig (vgl. Abschnitt 2.6). Diese hohen Driftfelder verringern aber die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen durch die Löcher der Mikrostrukturen hindurchfinden. In den folgenden Abschnitten wird quantitativ untersucht, welchen Einfluss die elektrischen Felder auf die Elektronentransparenz ausüben.

4.2.1.1 MicroCAT

Abb. 4.4 zeigt den Vergleich der gemessenen, effektiven Elektronentransparenz aller vier MicroCAT-Typen als Funktion des Feldverhältnisses η_{MCAT} , wobei stets das Verstärkungsfeld E_{MCAT} konstant gehalten und das Driftfeld E_{Drift} variiert wird. Es wird deutlich, dass die neue, optimierte Mikrostruktur ein deutlich verbessertes Elektronentransferverhalten aufweist als die alten MicroCAT-Typen. Der Abfall bei kleinen Werten von η_{MCAT} wird durch Rekombination und Anlagerung bei kleinen Driftfeldern hervorgerufen und ist stark abhängig von der Reinheit des Gases. In Kombination mit einer GEM-Struktur konnte der Messbereich zu höheren Feldverhältnissen η_{MCAT} erweitert werden (Anhang C.1.6), was in der direkten Messung durch Entladungen an der Driftkathode durch zu hohe Spannungen nicht möglich war.

4.2.1.2 Einfach-GEM

Im Gegensatz zum MicroCAT kann man beim GEM nicht mehr von einer einzelnen Elektronentransparenz ε_{GEM} sprechen; vielmehr teilt sich die Durchlässigkeit für Elektronen in zwei Teile auf: der erste Bruchteil der Elektronen erreicht mit der Wahrscheinlichkeit $\varepsilon_{1-\text{GEM}}$ das Zentrum des Loches, also näherungsweise das Zentrum des Verstärkungsbereiches; der Bruchteil $(1 - \varepsilon_{1-\text{GEM}})$ der Elektronen trifft auf die obere Kupferelektrode des GEMs und geht somit für den Gasverstärkungsprozess verloren. Das zweite Teilungsverhältnis $\varepsilon_{2-\text{GEM}}$ beschreibt den Anteil der Elektronen, der aus der Lochmitte schließlich den Raum unterhalb des GEMs erreicht; der Bruchteil $(1 - \varepsilon_{2-\text{GEM}})$ trifft auf die untere Kupferelektrode und ist für die effektive Gasverstärkung nicht mehr von Belang. Die Gesamttransparenz kann in diesem Falle als das Produkt der beiden Teilungsverhältnisse definiert werden: $\varepsilon_{\text{GEM}} = \varepsilon_{1-\text{GEM}} \varepsilon_{2-\text{GEM}}$. Die erste der hier als Transparenzen eingeführten Variablen $\varepsilon_{1-\text{GEM}}$ wird in der Literatur auch häufig als Transfer- oder Sammeleffizienz (collection efficiency), die zweite $\varepsilon_{2-\text{GEM}}$ als Extraktionseffizienz (extraction efficiency) bezeichnet (z.B. in Ref. [111, 115]).

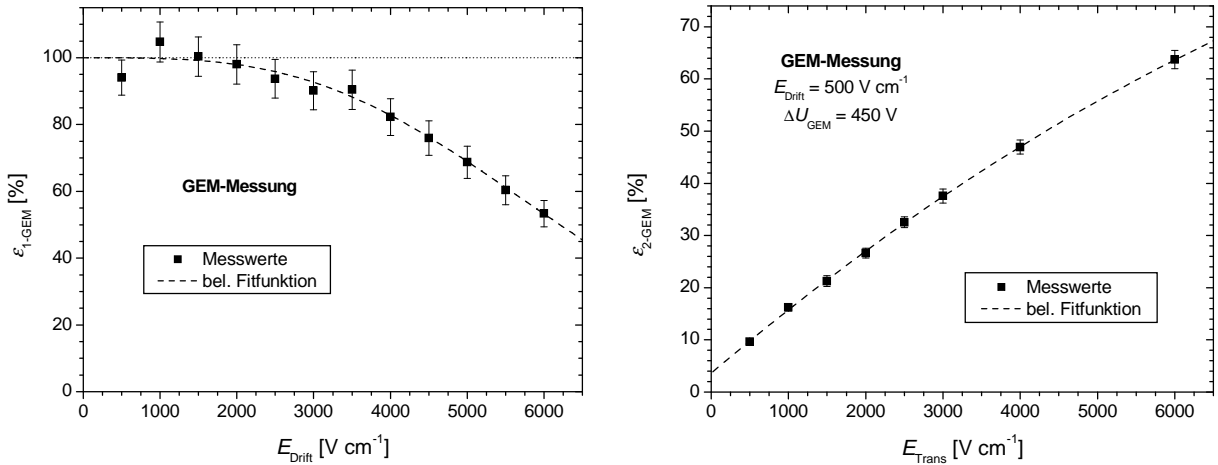


Abbildung 4.5: Links: Typischer Verlauf der Elektronentransparenz ε_{1-GEM} einer GEM-Struktur als Funktion des Driftfelds. Die gezeigte Messung wurde mit einer Zweifach-GEM-Konfiguration durchgeführt, in der das Transferfeld des oberen GEMs als eine Art Driftfeld des unteren fungiert und somit leicht Werte von $6\ kV\ cm^{-1}$ erreicht werden können. Rechts: Elektronentransparenz ε_{2-GEM} einer GEM-Struktur als Funktion des Transferfelds.

Nach intensiven Simulations- und Messstudien (Anhang C.1.5.1) stellt sich eine Abhängigkeit der Elektronentransparenzen ε_{1-GEM} und ε_{2-GEM} wie folgt heraus:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{1-GEM} &= \varepsilon_{1-GEM}(E_{Drift}, \Delta U_{GEM}, E_{Trans}) \approx \varepsilon_{1-GEM}(E_{Drift}), \\ \varepsilon_{2-GEM} &= \varepsilon_{2-GEM}(E_{Trans}, G_{GEM}, E_{Drift}) \approx \varepsilon_{2-GEM}(E_{Trans}).\end{aligned}\quad (4.3)$$

Die Parameter sind nach der Größe des Einflusses sortiert; die Transparenz ε_{2-GEM} ist beispielsweise in erster Linie eine Funktion des Transferfelds. Die Abhängigkeit von der Verstärkung G_{GEM} ist nur zweitrangig, der Einfluss des Driftfelds sogar noch geringer.

Für höhere Driftfelder wird die Transparenz ε_{1-GEM} kleiner; allerdings reicht das 100 %-Transparenz-plateau in der Regel bis zu Driftfeldern von $\sim 2\ kV\ cm^{-1}$. Abb. 4.5 zeigt einen typischen Verlauf von ε_{1-GEM} als Funktion des Driftfelds. Durch Erhöhung (Erniedrigung) der GEM-Spannung wird die gezeigte Kurve nach rechts (links) verschoben. Höhere Transferfelder bewirken einen marginalen Anstieg der Transparenz ε_{1-GEM} .

Die Elektronentransparenz ε_{2-GEM} weist über einen großen Feldbereich eine fast lineare Abhängigkeit vom Transferfeld auf (Abb. 4.5). Dabei ist der Wert von ε_{2-GEM} auch abhängig von der transversalen Elektronendiffusion bzw. von der Ausdehnung der Ladungslawine. Für kleinere GEM-Spannungen respektive Verstärkungen steigt der Wert von ε_{2-GEM} an. Das Driftfeld hat, überlagert vom hohen Verstärkungsfeld, nur einen geringen Einfluss. So senken hohe Driftfelder den Wert von ε_{2-GEM} leicht ab.

In der Regel kann man davon ausgehen, dass die Gesamttransparenz $\varepsilon_{GEM} = \varepsilon_{1-GEM} \varepsilon_{2-GEM}$ bei Driftfeldern $E_{Drift} \lesssim 2-3\ kV\ cm^{-1}$ in erster Linie durch das Transferfeld bestimmt wird (Abb. 4.6).

4.2.1.3 Kombination von optimiertem MicroCAT und GEM

Bei der Kombination von Mikrostrukturen wird als Gesamtelektronentransparenz ε_{total} das Produkt der Einzeltransparenzen verstanden. Für die Kombination von MicroCAT und GEM [Abb. 3.7 (a)] gilt:

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_{1-GEM} \varepsilon_{2-GEM} \varepsilon_{MCAT}\quad (4.4)$$

Die effektive Gasverstärkung ist dann proportional zu dieser Gesamttransparenz, die im Wesentlichen dem Verlauf von G_{eff} folgt. Unterschiede kommen dadurch zustande, dass nicht nur die Einzeltransparenzen sondern auch die Einzelverstärkungen von den Feldern abhängen.

Unter Zuhilfenahme der Untersuchungsergebnisse der einzelnen Strukturen kann das qualitative Verhalten von ε_{total} in Abhängigkeit vom MCAT-Verstärkungsfeld E_{MCAT} und vom Transferfeld E_{Trans} verstanden werden (Abb. 4.7). Hohe MCAT-Verstärkungs- und Transferfelder begünstigen eine hohe totale

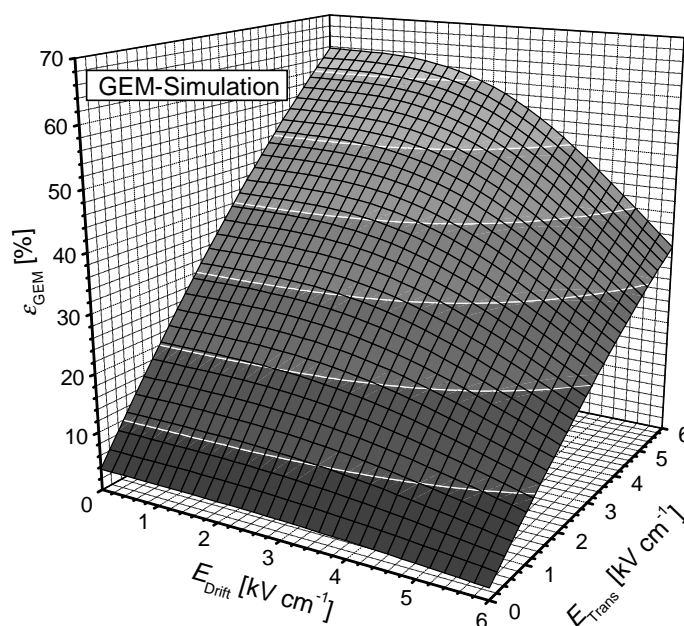


Abbildung 4.6: Typischer, simulierter Verlauf von $\varepsilon_{\text{GEM}} = \varepsilon_{1-\text{GEM}} \varepsilon_{2-\text{GEM}}$ für eine GEM-Struktur als Funktion von E_{Drift} und E_{Trans} .

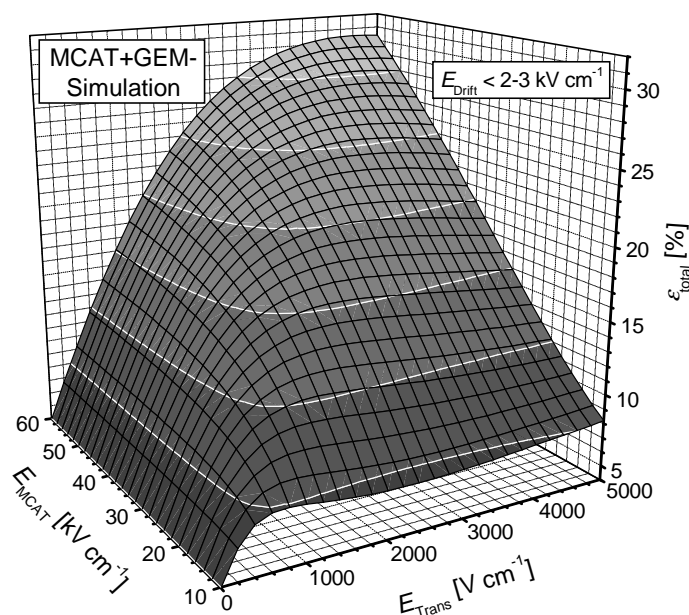


Abbildung 4.7: Darstellung von $\varepsilon_{\text{total}}$ für eine MCAT-GEM-Kombination als Funktion von E_{Trans} und E_{MCAT} für $E_{\text{Drift}} \lesssim 2-3 \text{ kV cm}^{-1}$. Bei höheren Driftfeldern führt der Faktor $\varepsilon_{1-\text{GEM}}(E_{\text{Drift}})$ zu einer Verringerung der Gesamttransparenz (Abb. 4.5).

Gesamtelektronentransparenz der MCAT-GEM-Kombination und somit hohe effektive Verstärkungen. Durch Erhöhung dieser Felder steigen auch die Verstärkungen von GEM und MicroCAT, sodass das Maximum der effektiven Gasverstärkung u.U. zu noch höheren Feldern rückt.

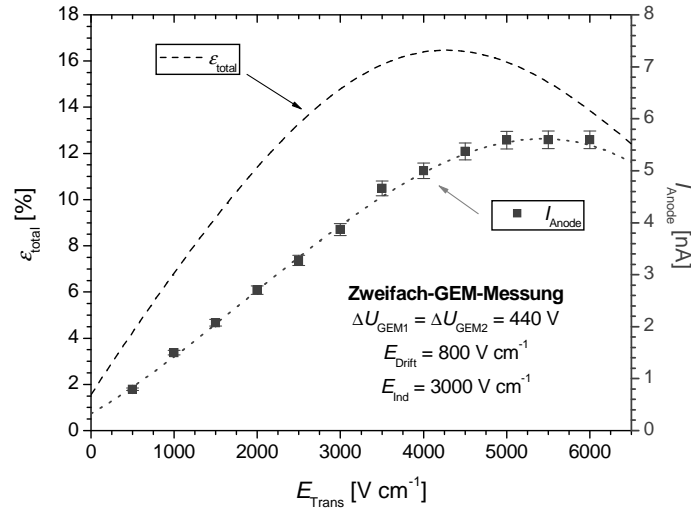


Abbildung 4.8: Darstellung von $\varepsilon_{\text{total}}$ für eine Zweifach-GEM-Konstellation als Funktion von E_{Trans} und Vergleich mit der Messung des Anodenstroms.

4.2.1.4 Zweifach-GEM

Die Gesamtelektronentransparenz $\varepsilon_{\text{total}}$ in der Zweifach-GEM-Kombination [Abb. 3.7 (b)] kann als Produkt der Einzeltransparenzen aufgefasst werden ($i \in \{1, 2\}$):

$$\varepsilon_{\text{total}} = \prod_i \varepsilon_{1\text{-GEM}_i} \varepsilon_{2\text{-GEM}_i} . \quad (4.5)$$

Bedingt durch die große Ausdehnung des 100%-Transparenzplateaus von $\varepsilon_{1\text{-GEM}_1}$ wird $\varepsilon_{\text{total}}$ aber nicht wesentlich vom Driftfeld für Werte $E_{\text{Drift}} \lesssim 2\text{--}3 \text{ kV cm}^{-1}$ beeinflusst. Die Gesamttransparenz steigt außerdem wegen der Proportionalität zu $\varepsilon_{2\text{-GEM}_2}$ (nahezu linear) mit dem Induktionsfeld an. Den kritischsten Einfluss auf die Gesamttransparenz zeigt das Transferfeld zwischen den beiden GEM-Strukturen (Abb. 4.8). Es wird ersichtlich, dass $\varepsilon_{\text{total}}$ ein Maximum bei einem Transferfeld von $E_{\text{Trans}} \approx 4\text{--}5 \text{ kV cm}^{-1}$ einnimmt, während der Anodenstrom im Vergleich bei etwas höheren Transferfeldern im Bereich zwischen $5\text{--}6 \text{ kV cm}^{-1}$ maximal wird. Der Unterschied kommt durch die ansteigende Verstärkung der einzelnen GEMs bei Erhöhung des Transferfeldes zustande.

4.2.1.5 Dreifach-GEM

Im Falle der Dreifach-GEM-Kombination [Abb. 3.7 (c)] wird die Gesamtelektronentransparenz, definiert nach Gl. (4.5) mit $i \in \{1, 2, 3\}$, hauptsächlich von den beiden Transferfeldern und dem Induktionsfeld bestimmt. Während letzteres den Gesamtelektronentransfer näherungsweise linear beeinflusst, ist die Abhängigkeit von den Transferfeldern komplizierter (Abb. 4.9). Bei den Simulationsrechnungen stellt sich ein Maximum bei Transferfeldern von $4\text{--}5 \text{ kV cm}^{-1}$ ein. Messungen des Anodenstroms (Abb. 4.10) zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf. Die exakte Position des Maximums der Gesamttransparenz bzw. des Anodenstroms wird zusätzlich sehr stark von den GEM-Spannungen sowie von der Gasmischung und dem Gasdruck beeinflusst. Der Anstieg des Anodenstroms bei sehr hohen Transferfeldern in Ar/CO₂ (70/30) ist durch einsetzende Parallelplattenverstärkung zwischen den GEMs bedingt.

4.2.2 Ionenfeedback

Ein großes Ionenfeedback ist gleichbedeutend mit einer großen Zahl an Ionen, die aus dem Gasverstärkungsbereich in den Konversionsraum zurückdriften. Diese langsam driftenden Ionen sind die Quelle eines Raumladungsfeldes, das besonders bei hohen Ereignisraten oder großen Drifträumen zu Verzerrungen in der Bildwiedergabe führen kann, die kaum korrigiert werden können (Abschnitt 5.4.3). MicroCAT-basierte

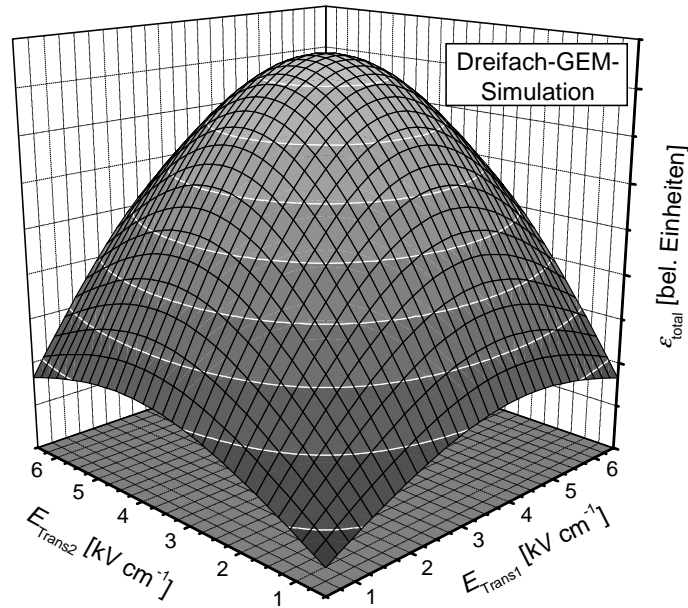


Abbildung 4.9: Qualitativer, errechneter Verlauf von ϵ_{total} für eine Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion der beiden Transferfelder E_{Trans1} und E_{Trans2} .

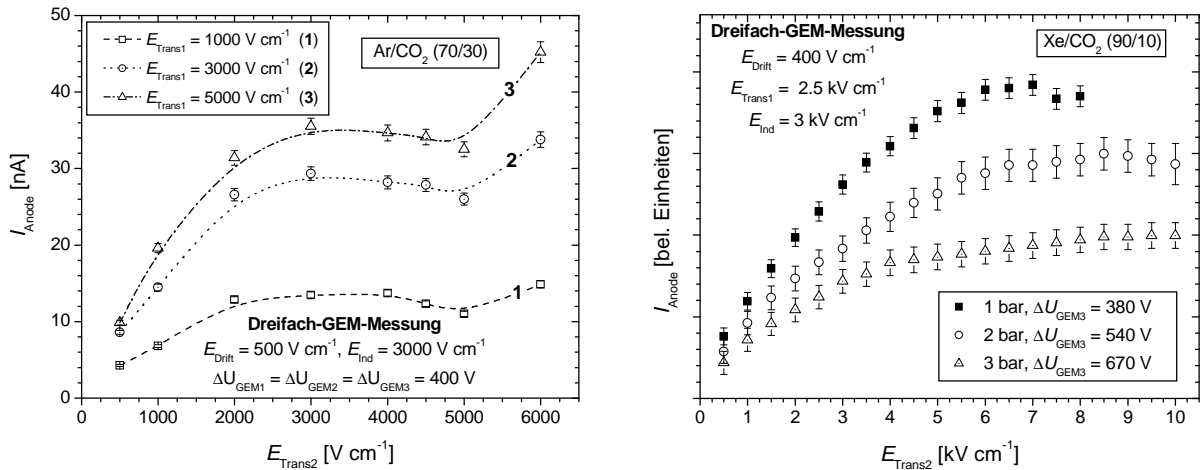


Abbildung 4.10: Messung des Anodenstroms I_{Anode} in einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Transferfelds E_{Trans2} bei drei verschiedenen Feldern E_{Trans1} in 1 bar Ar/CO_2 (70/30) (links) und für drei verschiedene Gasdrücke und GEM-Spannungen in Xe/CO_2 (90/10) (rechts).

Detektoren haben generell den Vorteil, dass ein Großteil der Ionen, die bei der Gasverstärkung gebildet werden, durch die gitterartige Metallstruktur daran gehindert, in den Konversionsraum zu gelangen. GEM-Strukturen hingegen weisen in der Regel ein größeres Ionenfeedback auf. Erst bei der Kombination mit dem MicroCAT oder bei Dreifach-GEM-Konstellationen erreicht man mit GEMs Gesamtionenfeedbacks $< 10\%$ bei Driftfeldern im Bereich von 1 kV cm^{-1} .

4.2.2.1 MicroCAT

Der Vergleich mit den Ionenfeedbackmessungen der alten MicroCAT-Typen (Abb. 4.11) zeigt, dass trotz des deutlich verbesserten Elektronentransfers das Ionenfeedback der optimierten Struktur deutlich besser ist als das des MCAT155 und nur wenig schlechter als das des MCAT215. Für die Messung wurde stets das

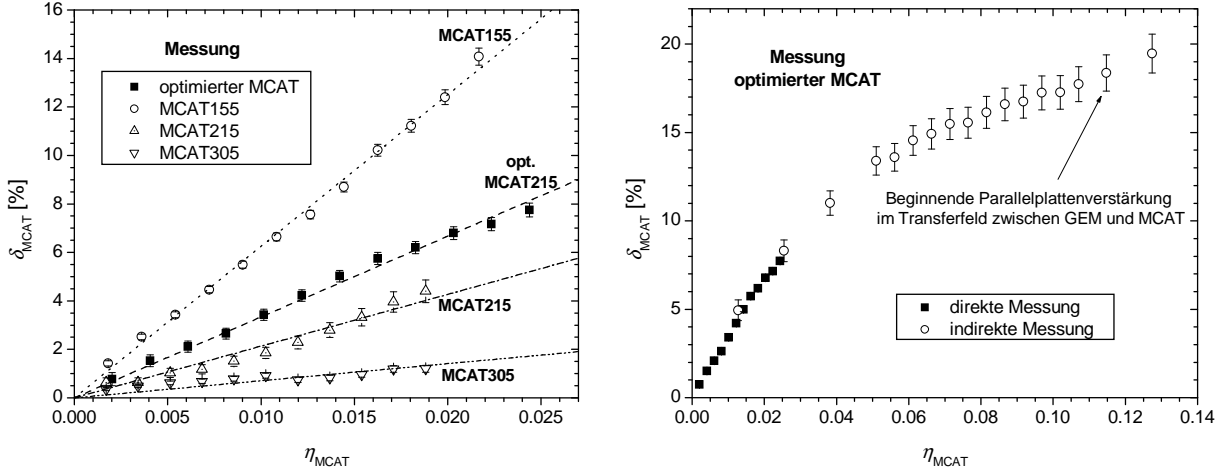


Abbildung 4.11: Links: Vergleich des gemessenen Ionenfeedbacks von allen vier MicroCAT-Strukturen. Rechts: Ionenfeedback, gemessen mit der optimierten MicroCAT-Struktur alleine (direkt) und in Kombination mit einer GEM-Struktur (indirekt).

Verstärkungsfeld E_{MCAT} konstant gehalten und das Driftfeld E_{Drift} variiert. Bis hin zu Feldverhältnissen $\eta_{\text{MCAT}} \approx 0,04$ ist ein linearer Anstieg des Ionenfeedbacks zu verzeichnen. Bei höheren Werten von η_{MCAT} flacht der Anstieg ab.

4.2.2.2 Einfach-GEM

Das Ionenfeedback teilt sich in der GEM-Geometrie ebenso wie die Elektronentransparenz in zwei Teile auf. Der erste Anteil $\delta_{1-\text{GEM}}$ ist maßgeblich für Ionen, die der GEM selbst durch die eigene Gasverstärkung bilden und dann zur Driftkathode gelangen. Die Startpositionen der Driftwege dieser Ionen werden durch die Elektronen bestimmt, die die jeweiligen Ionen bilden. Der zweite Anteil $\delta_{2-\text{GEM}}$ beschreibt den Bruchteil der Ionen, die unterhalb der GEM-Struktur – zum Beispiel durch darunter liegende Mikrostrukturen – gebildet werden und anschließend zur Driftkathode wandern. Diese Ionen laufen teilweise auf anderen Driftlinien, was sich in einem unterschiedlichen Verhalten von $\delta_{1-\text{GEM}}$ und $\delta_{2-\text{GEM}}$ manifestiert.

Das Ionenfeedback weist folgende, wiederum nach der Stärke des Einflusses geordnete funktionelle Abhängigkeiten auf:

$$\begin{aligned} \delta_{1-\text{GEM}} &= \delta_{1-\text{GEM}}(E_{\text{Drift}}, G_{\text{GEM}}, E_{\text{Trans}}) \approx \delta_{1-\text{GEM}}(E_{\text{Drift}}), \\ \delta_{2-\text{GEM}} &= \delta_{2-\text{GEM}}(E_{\text{Drift}}, E_{\text{Trans}}, \Delta U_{\text{GEM}}) \approx \delta_{2-\text{GEM}}(\eta_{\text{GEM}}). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die Variable η_{GEM} ist wie beim MicroCAT-Äquivalent η_{MCAT} als Verhältnis der elektrischen Felder ober- und unterhalb der Mikrostruktur definiert.

Der Wert von $\delta_{1-\text{GEM}}$ wird hauptsächlich durch das Driftfeld beeinflusst und steigt bei kleinen Driftfeldern nahezu linear mit steigendem Feld an (Abb. 4.12). Die Messwerte für höhere Driftfelder, bei denen der Anstieg schwächer als linear verläuft, stammen ausschließlich aus Zweifach-GEM-Messungen.

Das zweite Ionenfeedback $\delta_{2-\text{GEM}}$, das nur in Verbindung mit weiteren Gasverstärkungsstrukturen auftritt, ist näherungsweise nur eine Funktion des Feldverhältnisses η_{GEM} (Abb. 4.12). Der Anstieg verläuft für kleine Werte von η_{GEM} linear und wird immer geringer, je größer η_{GEM} wird.

4.2.2.3 Kombination von optimiertem MicroCAT und GEM

Vergleichbar zur Gesamtelektronentransparenz von kombinierten Mikrostrukturen wird ein Gesamtionenfeedback δ_{total} eingeführt, das als Quotient von Driftkathoden- und Anodenstrom definiert wird:

$$\delta_{\text{total}} = - \frac{I_{\text{Driftkathode}}}{I_{\text{Anode}}}. \quad (4.7)$$

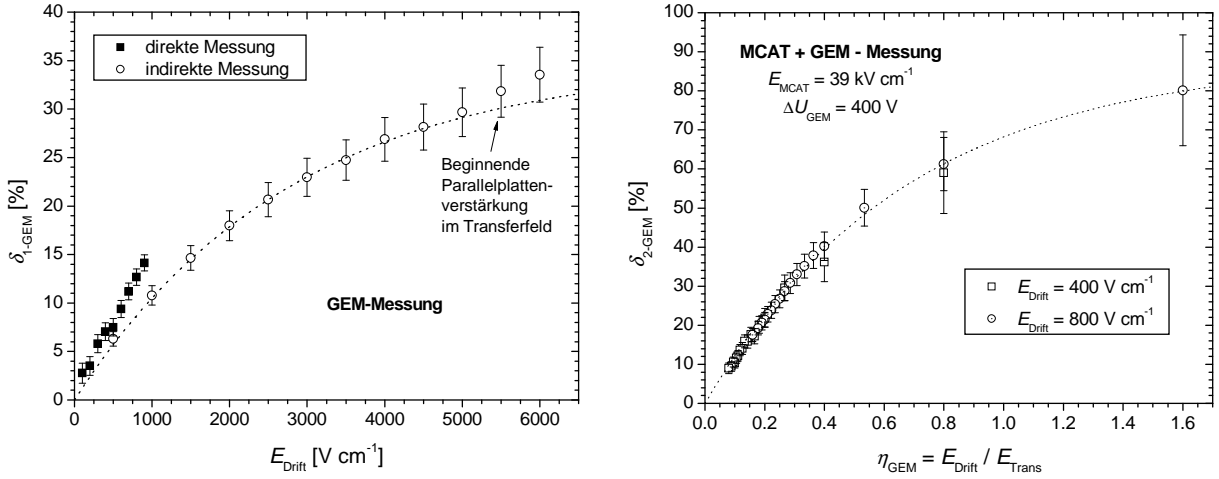


Abbildung 4.12: Links: Ionenfeedback $\delta_{1\text{-GEM}}$ einer GEM-Struktur als Funktion des Driftfelds. Rechts: Ionenfeedback $\delta_{2\text{-GEM}}$ einer GEM-Struktur als Funktion des Feldverhältnisses η_{GEM} .

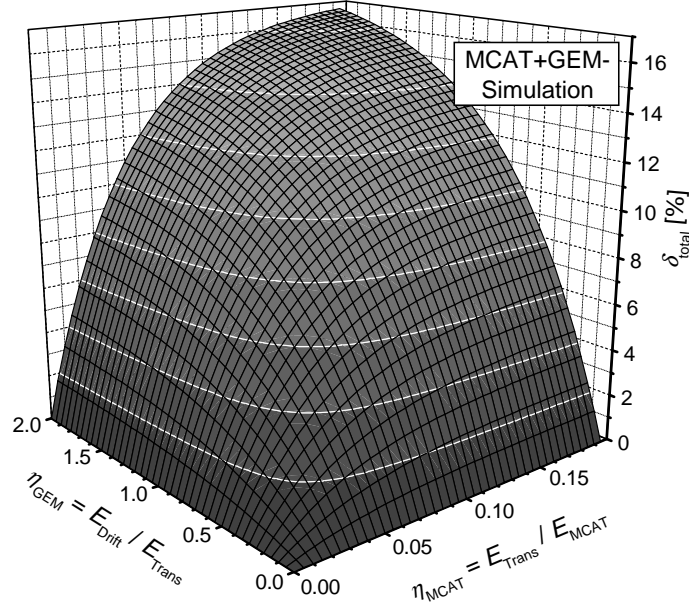


Abbildung 4.13: Darstellung des Gesamtionenfeedbacks $\delta_{\text{total}} = \delta_{\text{MCAT}} \delta_{2\text{-GEM}}$ einer MCAT-GEM-Kombination als Funktion von η_{GEM} und η_{MCAT} .

Das Gesamtionenfeedback ist im Fall der MCAT-GEM-Kombination näherungsweise gleich dem Produkt ($\delta_{\text{MCAT}} \delta_{2\text{-GEM}}$) [vgl. Gl. (C.38)]. Nach erfolgter Bestimmung der Einzelionenfeedbacks kann eine qualitative Beschreibung des Gesamtionenfeedbacks erfolgen (Abb. 4.13), die gut mit direkten Messungen übereinstimmt. Günstig sind in der Regel Transferfelder $E_{\text{Trans}} > 3 \text{ kV cm}^{-1}$, die zu einer recht guten Unterdrückung des Gesamtionenfeedbacks führen. Selbst bei recht hohen Driftfeldern im Bereich von $E_{\text{Drift}} \approx 1 \text{ kV cm}^{-1}$ können damit trotzdem Gesamtionenfeedbacks $< 6\%$ erreicht werden.

4.2.2.4 Zweifach-GEM

Die Definition des Gesamtionenfeedbacks δ_{total} einer Mehrfach-GEM-Kombination schließt sich der Definition des Gesamtionenfeedbacks der MicroCAT-GEM-Kombination nach Gl. (4.7) an. Da das Induktionsfeld nahezu keinen Einfluss auf die absolute Anzahl der zurückdriftenden Ionen hat, wohl aber auf die effektive Gasverstärkung und somit auf den Anodenstrom, verringert sich das Gesamtionenfeedback

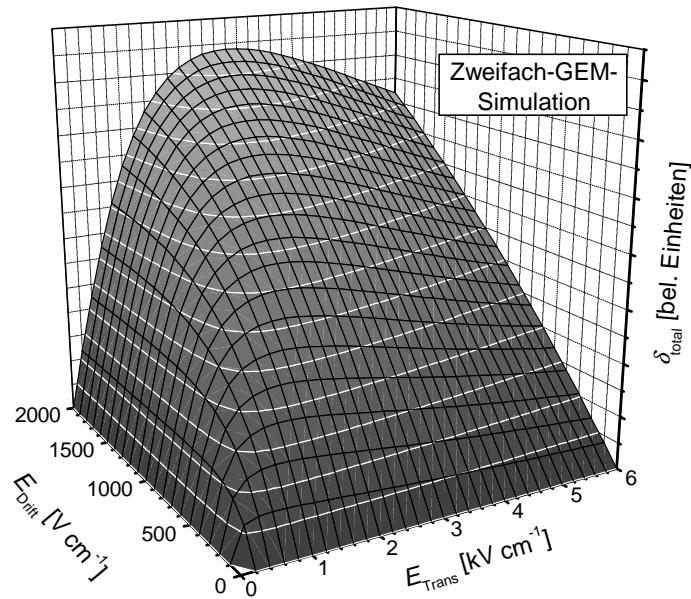


Abbildung 4.14: Qualitativer, errechneter Verlauf des Gesamtionenfeedbacks δ_{total} einer Zweifach-GEM-Konstellation als Funktion des Drift- und des Transferfelds.

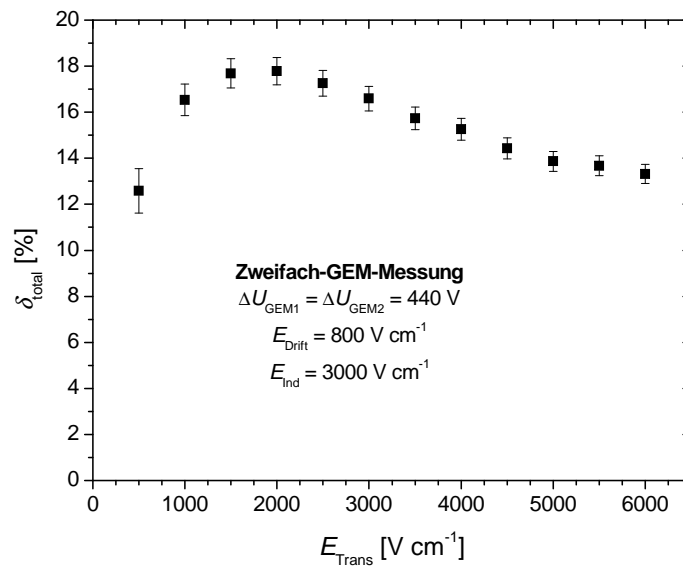


Abbildung 4.15: Messung des Gesamtionenfeedbacks δ_{total} einer Zweifach-GEM-Konstellation als Funktion des Transferfelds.

näherungsweise linear mit steigendem Induktionsfeld. Demgegenüber führen steigende Driftfelder zu einem nahezu linearen Anstieg des Ionenfeedbacks. Die Abhängigkeit vom Transferfeld ist komplizierter. Abb. 4.14 zeigt den qualitativen Verlauf von δ_{total} als Funktion des Drift- und des Transferfelds. Die Gültigkeit der gezeigten Darstellung ist allerdings auf Feldverhältnisse $E_{\text{Drift}}/E_{\text{Trans}} \lesssim 0.5$ beschränkt. Aus dem Verlauf von δ_{total} wird ersichtlich, dass hohe Transferfelder ein geringes Gesamtionenfeedback begünstigen. Dies wird auch von Messungen bestätigt (Abb. 4.15). Ganz kleine Transferfelder führen zwar auch zu einem geringen Gesamtionenfeedback, aber leider auch zu einer geringen Gesamtelektronentransparenz (Abb. 4.8) bzw. effektiven Gasverstärkung. Im Vergleich zur Kombination von MCAT und GEM weist die Zweifach-GEM-Konstellation ein deutlich höheres Gesamtionenfeedback von weit über 10% auf.

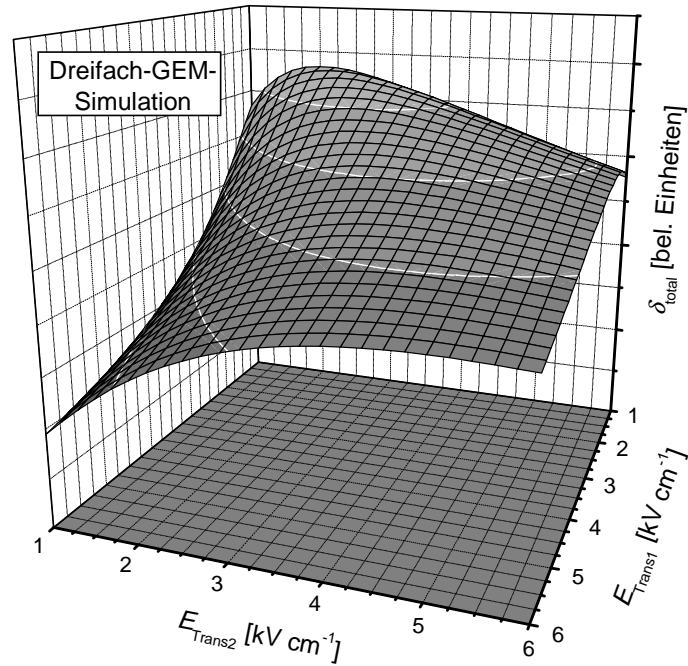


Abbildung 4.16: Qualitativer, errechneter Verlauf des Gesamtionenfeedbacks δ_{total} einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion der beiden Transferfelder.

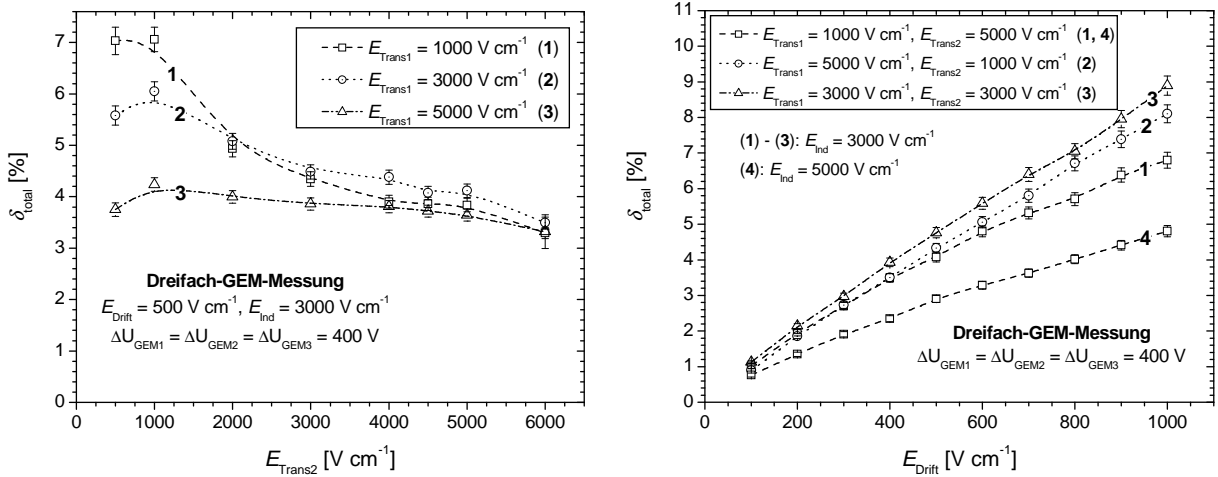


Abbildung 4.17: Messung des Gesamtionenfeedbacks δ_{total} einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Transferfelds $E_{\text{Trans}2}$ bei drei verschiedenen Transferfeldern $E_{\text{Trans}1}$ (links) und als Funktion des Driftfelds E_{Drift} bei drei verschiedenen Transferfeldkombinationen $E_{\text{Trans}1}$ und $E_{\text{Trans}2}$ (rechts).

4.2.2.5 Dreifach-GEM

Das Gesamtionenfeedback der Dreifach-GEM-Kombination δ_{total} wird ebenfalls nach Gl. (4.7) definiert. Der qualitative, errechnete Verlauf von δ_{total} als Funktion der beiden Transferfelder ist in Abb. 4.16 dargestellt. Der Verlauf der entsprechenden Messkurven (Abb. 4.17) ist recht ähnlich. Besonders hohe Werte für das zweite Transferfeld $E_{\text{Trans}2}$ reduzieren das Gesamtionenfeedback; dabei sollte das erste Transferfeld am besten klein gewählt werden ($E_{\text{Trans}1} \approx 1 \text{ kV cm}^{-1}$). Das Gesamtionenfeedback steigt linear mit dem Driftfeld und ist näherungsweise proportional zum reziproken Induktionsfeld.

Verglichen mit dem Ionenfeedback eines Zweifach-GEMs hat sich der Anteil der zurückdriftenden Ionen durch Hinzunahme einer weiteren GEM-Struktur mehr als halbiert und erreicht Werte von nur

einigen Prozent, sodass sogar darüber nachgedacht wird, eine Dreifach-GEM-Kombination für eine Zeit-Projektions-Kammer (Time-Projection-Chamber, TPC), die über sehr ausgedehnte Drifträume verfügt, im TESLA-Linearbeschleuniger zu verwenden [111].

4.3 Effektive Gasverstärkung

Die Aufgabe der Mikrostrukturen im Detektor ist es, eine zeitlich und räumlich möglichst konstante Vervielfachung der primär erzeugten Ladung zu garantieren. Wie in Abschnitt 4.2 bereits eingehend diskutiert wurde, setzt sich die effektive Gasverstärkung multiplikativ aus dem Produkt der wahren Einzelverstärkungen G und dem Produkt der Elektronentransparenzen ε zusammen:

$$G_{\text{eff}} = \prod \varepsilon \prod G . \quad (4.8)$$

Für eine einzelne MicroCAT-Struktur erstreckt sich das Produkt lediglich über $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ und G_{MCAT} , bei n GEM-Strukturen tauchen immer beide Elektronentransparenzen $\varepsilon_{1\text{-GEM}_x}$ und $\varepsilon_{2\text{-GEM}_x}$ auf ($x \in \{1, 2, \dots, n\}$). Alle im Folgenden aufgeführten Messungen beziehen sich auf die effektive Gasverstärkung G_{eff} . Als maximal erreichbare Verstärkung wird diejenige Verstärkung definiert, die mit einer Entladungsrate $\lesssim 1$ Entladung $(30\text{ s})^{-1}$ erzielt werden kann. Bei der Interpretation der Resultate muss berücksichtigt werden, dass dieses Kriterium relativ ungenau ist und die Ergebnisse mit entsprechend großen Fehlern versehen sind. Es wird abgeschätzt, dass der relative Fehler der gemessenen maximalen Verstärkung bis zu 20 % betragen kann. Es sei darauf hingewiesen, dass ein stabiler Betrieb über einen längeren Zeitraum nur mit einer geringeren Verstärkung möglich ist. Insgesamt wird die maximal mögliche Gasverstärkung immer durch die „schwächste“ Region limitiert, d.h. den Bereich der Mikrostruktur, in dem zuerst Entladungen auftreten, auch wenn andere Bereiche noch deutlich höhere Verstärkungen produzieren könnten. Das hat natürlich zur Folge, dass bei größeren aktiven Flächen die Wahrscheinlichkeit steigt, dass es Regionen gibt, die nur kleine Verstärkungen produzieren können und somit die maximal erreichbare Verstärkung mit zunehmender Fläche abnimmt.

Generell ist bei Mikrostrukturen die Gasverstärkung einigen Einschränkungen unterlegen, die vielfach bereits in der Literatur diskutiert aber teilweise noch nicht vollständig verstanden wurden. Darunter fallen beispielsweise Entladungen im Detektor und die Kriterien, die dazu führen, sowie der Abfall der maximal möglichen Verstärkung als Funktion der Rate und bei Erhöhung des Drucks in Argon-, Krypton- und Xenon-basierten Gasmischungen. Ansätze zur Erklärung dieser Phänomene wurden bereits in Abschnitt 2.4 vorgestellt. Hinzu kommen typenbezogene Beschränkungen, die abhängig sind von der Art und dem Aufbau der Mikrostrukturen. So kann die zeitliche Homogenität in Anwesenheit von Dielektrika beeinflusst werden. Eine konstante Verstärkung über eine ausgedehnte Fläche hinweg kann nur durch räumlich konstante Verstärkungsbedingungen, d.h. räumlich konstante elektrische Felder erzeugt werden.

4.3.1 Bereich

Wie in Abschnitt 3.2 bereits beschrieben wurde, ist das Verstärkungsprinzip von MicroCAT- und GEM-Strukturen unterschiedlich. Während bei den GEM-Strukturen die Verstärkung im Bereich der Löcher stattfindet, werden die Ladungsträger in der MicroCAT-Geometrie im Bereich zwischen MicroCAT und einer weiteren Elektrode – im Normalfall der Anode – vervielfacht. Dieser Abstand kann in der MicroCAT-Geometrie relativ frei gewählt werden, während bei den GEMs die Verstärkungsregion durch die Dicke des Kaptonmediums, die üblicherweise 50 μm beträgt, vorgegeben ist.

Durch die verschiedenen Arten der Lawinenerzeugung wird auch die Gasverstärkung durch unterschiedliche Beschränkungen limitiert. Bei den MicroCAT-Strukturen treten Entladungen häufig im Randbereich entlang des nichtleitenden Abstandshalters zur Anode auf. Man kann dabei wohl von Oberflächenentladungen ausgehen. Gelegentlich wurden auch Durchbrüche in der Mitte der MicroCAT-Struktur beobachtet. Mögliche Ursachen wurden bereits in Abschnitt 2.4 beschrieben. GEM-Strukturen sind generell sehr viel anfälliger für Entladungen. Dies liegt zum einen an der großen Menge dielektrischen Materials in der Nähe des Verstärkungsbereiches. Zum anderen finden sich entlang der Löcher – sehr viel häufiger als bei den MicroCAT-Strukturen – recht viele Metallspitzen, die zu hohen elektrischen Feldstärken führen.

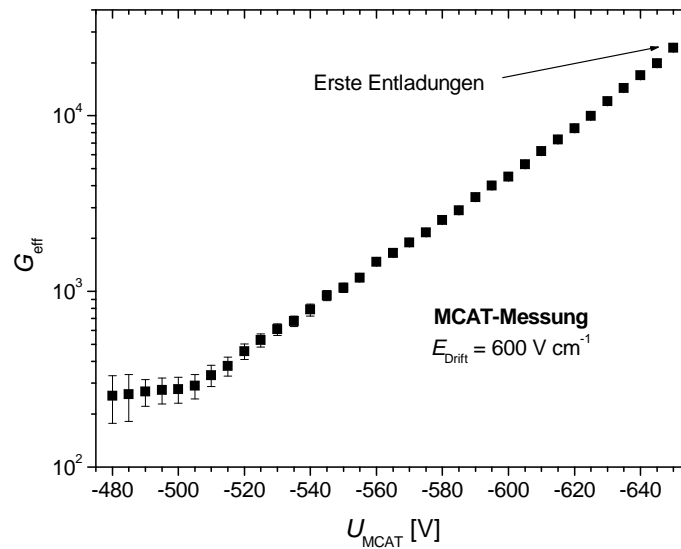


Abbildung 4.18: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} der optimierten MCAT-Struktur als Funktion der angelegten Spannung in 1 bar Ar/CO₂ (90/10). Der Anodenabstand beträgt 130 μm , das Driftfeld 600 V cm^{-1} . Die Messung wurde mit einem kollimierten Photonenstrahl einer Röntgenröhre mit Molybdän-Target (mittlere gemessene Energie $\langle E_{\gamma} \rangle \approx 13.4 \text{ keV}$) bei einer Rate von 9.5 kHz durchgeführt.

4.3.1.1 MicroCAT

Abb. 4.18 zeigt die mit der optimierten MicroCAT-Struktur gemessene, effektive Gasverstärkung als Funktion des angelegten Potentials. Die maximale Verstärkung, die bis zur ersten Entladung gemessen wurde, beträgt etwa $2 \cdot 10^4$. Gasverstärkungen in dieser Größenordnung wurden auch mit den anderen MicroCAT-Typen, teilweise bei veränderten Anodenabständen, allerdings für kleinere aktive Flächen und bei kleineren Photonenraten und kleinerer Energie respektive Gesamtlawinengröße gemessen [42]. Die gemessene, maximal erreichbare Gasverstärkung kann nach Aus- und anschließendem Wiedereinbau der MicroCAT-Struktur meist nur bedingt reproduziert werden. Dies weist auf einen starken Einfluss der Geometrie und des Dielektrikums am Rand hin. Messungen in anderen Gasen, z.B. in diversen Ar/Xe/CO₂-, Xe/CO₂- oder Kr/CO₂-Mischungen bei Normaldruck, zeigen eine Abnahme der maximalen Verstärkung für Gase mit hoher mittlerer Elektronenzahl [116]. Bei Raten von $10^5 \text{ Photonen s}^{-1}$ wurden in Xe/CO₂ (90/10) bei Normaldruck nur noch maximale Verstärkungen von etwa $5 \cdot 10^3$ erreicht. Auch die für Mikrostrukturen typische Abnahme der maximalen Gasverstärkung bei steigender Photonenrate wurde beobachtet [116]. Erklärungsansätze dieser Effekte finden sich in Abschnitt 2.4.

4.3.1.2 Einfach-GEM

Eine einzelne GEM-Folie ist nicht in der Lage, so hohe Verstärkungen wie eine MicroCAT-Struktur zu produzieren. Die Ergebnisse der effektiven Gasverstärkungsmessungen sind graphisch in Abb. 4.19 dargestellt. Trotz einer recht ähnlichen Gasmischung ist die maximale Verstärkung um mehr als eine Größenordnung kleiner als die einer MicroCAT-Struktur. Aus der Messung geht auch die Abnahme der maximalen Verstärkung bei Druckerhöhung hervor. Weitere Messungen der effektiven Gasverstärkung einer einzelnen GEM-Struktur in verschiedenen Gasmischungen finden sich in Anhang C.2.1.1.

Das bei dieser Messung verwendete Transferfeld von $E_{\text{Trans}} = 3.6 \text{ kV cm}^{-1}$ führt dazu, dass nur rund 35–45% der in den Löchern erzeugten Elektronen die Anode erreichen (vgl. Abb. 4.5). Durch Erhöhung des Transferfeldes kann dieser Anteil erhöht werden. Man sollte aber darauf achten, dass die Transferfelder nicht so hoch werden, dass eine Parallelplattenverstärkung zwischen der GEM-Unterseite und der sich darunter befindlichen Elektrode einsetzt. Dies führt in der Regel immer zu einem recht instabilen Gasverstärkungsprozess, bei dem es häufiger zu Entladungen kommt. Der Feldbereich, in dem die Parallelplattenverstärkung einsetzt, ist natürlich sehr stark gas- und druckabhängig und beginnt in

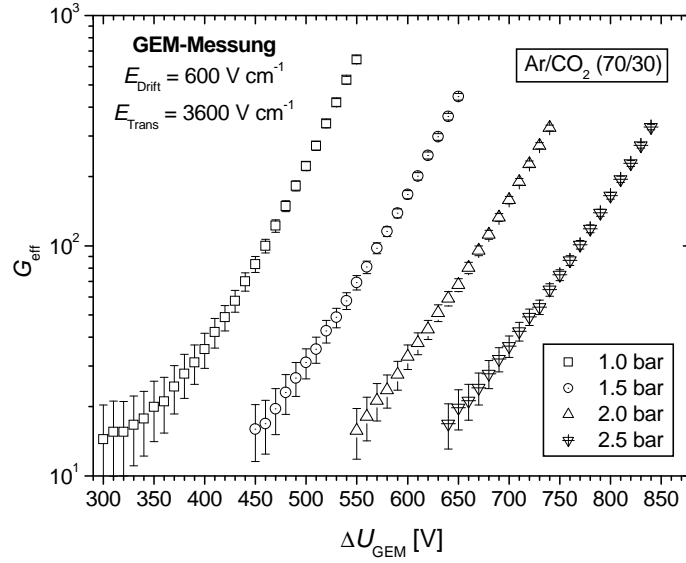


Abbildung 4.19: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} der GEM-Struktur als Funktion der GEM-Spannung in Ar/CO_2 (70/30) bei verschiedenen Gasdrücken. Das Driftfeld beträgt 600 V cm^{-1} , das Transferfeld 3600 V cm^{-1} . Die Messung wurde mit einer leicht kollimierten ^{55}Fe -Quelle bei einer gemessenen Rate von 18–24 kHz durchgeführt.

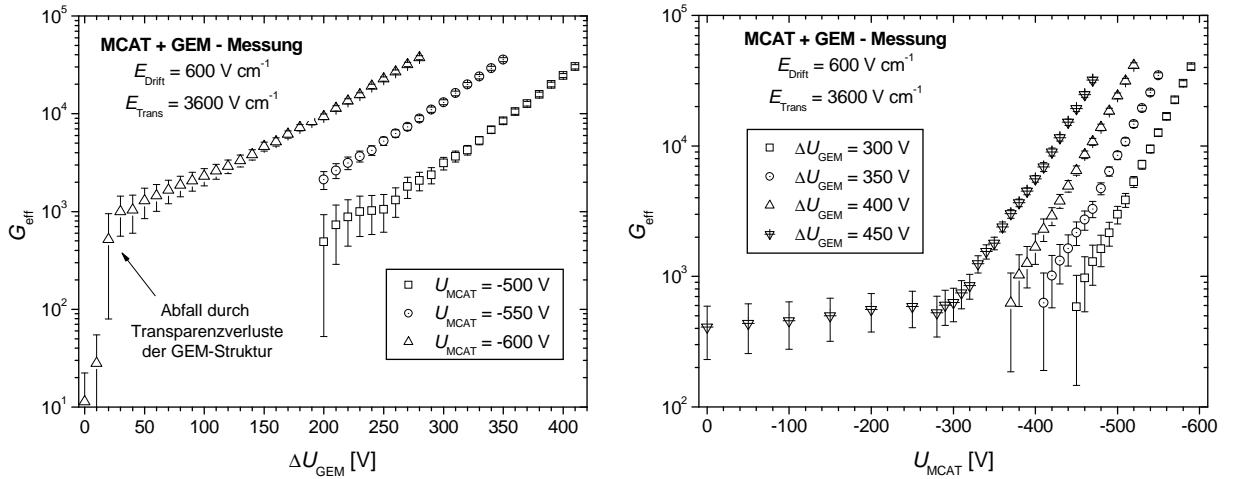


Abbildung 4.20: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} der Kombination von MicroCAT- und GEM-Struktur als Funktion der angelegten GEM-Spannung (links) bzw. MCAT-Spannung (rechts) in 1 bar Ar/CO_2 (90/10). Das Driftfeld beträgt 600 V cm^{-1} , das Transferfeld 3600 V cm^{-1} . Die Messung wurde mit einer leicht kollimierten ^{55}Fe -Quelle bei einer gemessenen Rate von 32 kHz durchgeführt.

der Regel für alle verwendeten Gasmischungen bei Normaldruck bei Feldern von $\gtrsim 5\text{--}6 \text{ kV cm}^{-1}$.

4.3.1.3 Kombination von optimiertem MicroCAT und GEM

Durch die zwei Verstärkungsschritte der MCAT-GEM-Kombination hat man die Möglichkeit, die beiden Strukturen in sicheren Spannungsbereichen zu betreiben und trotzdem eine hohe Gasverstärkung zu erzielen. Abb. 4.20 zeigt die Verstärkung als Funktion der GEM- bzw. MCAT-Spannung. Der starke Abfall der Gesamtverstärkung bei kleinen GEM-Spannungen ist durch einen Abfall der Transparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ bedingt. Das Erreichen eines Plateaus bei kleinen MicroCAT-Potentialen weist auf das Erreichen eines Grenzwerts von $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ für große Wert von $\eta_{\text{MCAT}} \gg 0.15$ hin.

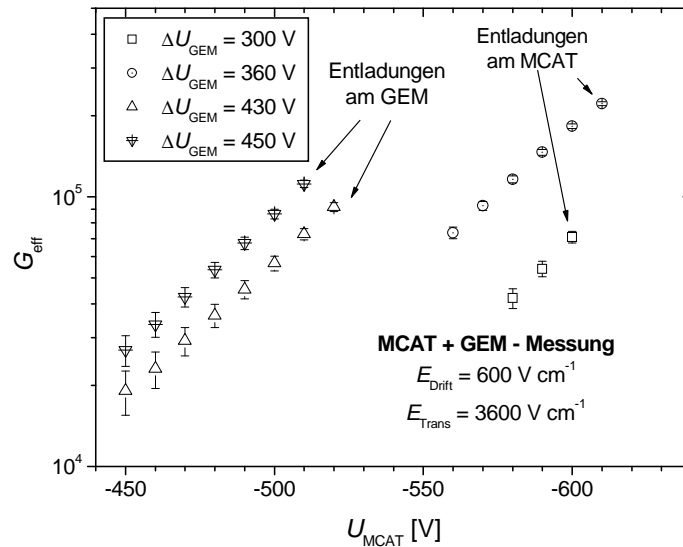


Abbildung 4.21: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} der Kombination von MicroCAT- und GEM-Struktur als Funktion der MCAT-Spannung in 1 bar Ar/CO₂ (90/10).

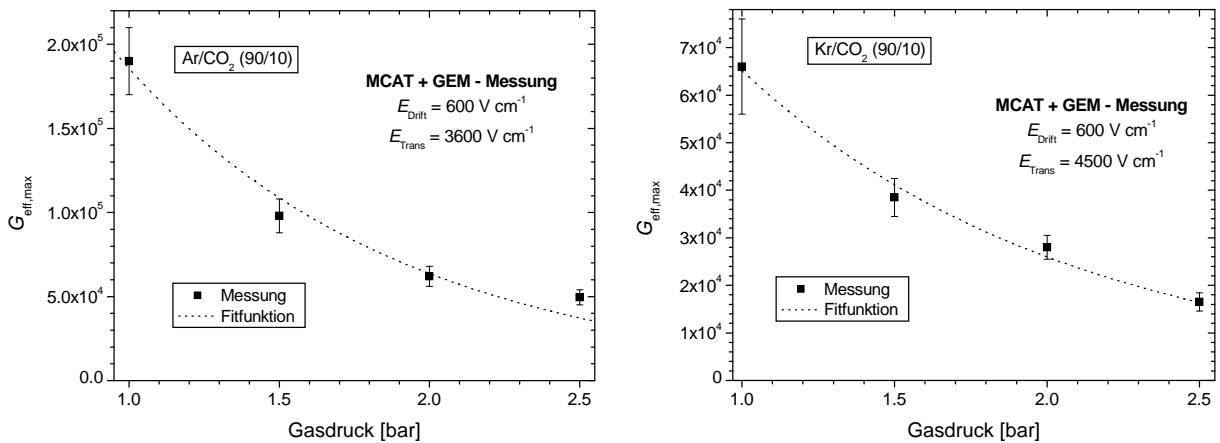


Abbildung 4.22: Messung der maximalen effektiven Gasverstärkung $G_{\text{eff,max}}$ der Kombination von MicroCAT- und GEM-Struktur als Funktion des Gasdrucks in Ar/CO₂ (90/10) (links) und in Kr/CO₂ (90/10) (rechts). Zur Beleuchtung wurde eine ⁵⁵Fe-Quelle bei Raten von 30–46 kHz verwendet.

Da der GEM viel fragiler ist als die MicroCAT-Struktur, bietet es sich generell an, dass der MCAT den größten Teil der Verstärkung produziert. Dies führt dazu, dass sich etwaige Entladungen nur im Bereich zwischen MicroCAT und Anode entwickeln. Dies ist allerdings problematisch für eine empfindliche Ausleselektronik, d.h. in dieser Konfiguration müssen z.B. die Vorverstärker auf jeden Fall mit einer Schutzschaltung versehen werden. Eine Entladung an der GEM-Struktur würde diesen Schutzmechanismus nicht zwingend erfordern. Auch sollte bei der Kombination von MicroCAT und GEM darauf geachtet werden, dass die Transferfelder nicht zu hoch sind, um eine Parallelplattenverstärkung zwischen den Mikrostrukturen auszuschließen.

Abb. 4.21 zeigt die maximal erreichbaren, effektiven Verstärkungen als Funktion des Potentials an der MicroCAT-Struktur für verschiedene GEM-Spannungen. Aus dem Graphen kann man entnehmen, dass maximal eine effektive Gesamtverstärkung von etwa 10^5 möglich ist. Dabei treten die Entladungen bei großen GEM-Spannungen am GEM, bei kleinen GEM-Spannungen an der MicroCAT-Struktur auf.

Ähnlich der Situation bei einzelnen Mikrostrukturen fällt auch die maximal erreichbare Verstärkung bei kombinierten Strukturen bei Druckerhöhung ab (Abb. 4.22). Zur Bestimmung dieser Werte wurde die

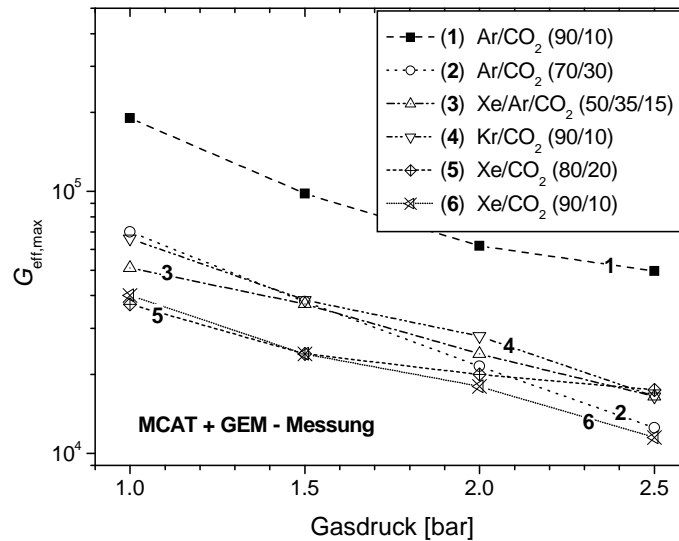


Abbildung 4.23: Gemessene effektive maximale Gasverstärkung $G_{\text{eff,max}}$ der Kombination von MicroCAT- und GEM-Struktur als Funktion des Drucks in verschiedenen Gasmischungen.

GEM-Spannung auf einen mittleren Bereich gesetzt und die MicroCAT-Spannung so lange erhöht, bis das gesetzte Kriterium von 1 Entladung $(30\text{ s})^{-1}$ erreicht wurde. Jeder Wert der maximalen Verstärkung wurde bei etwa vier verschiedenen GEM- und MCAT-Spannungen gemessen und anschließend gemittelt. Der Abfall der Maximalverstärkung als Funktion des Drucks hat nahezu eine exponentielle Form.

Die gemessenen Werte von $G_{\text{eff,max}}$ in diversen Gasmischungen sind in Abb. 4.23 dargestellt. Die größten Verstärkungen erzielt man in Ar/CO₂ (90/10). Erhöht man den Quenchgasanteil auf 30 %, so fällt die maximal erreichbare Verstärkung stark ab. Insgesamt scheint der relative Abfall von $G_{\text{eff,max}}$ bei allen getesteten Gasmischung ziemlich ähnlich zu verlaufen. Es sei nochmals erwähnt, dass diesen Ergebnissen nicht zu viel Bedeutung beigegeben werden sollte, da das Kriterium zur Bestimmung der maximalen Verstärkung recht willkürlich ist und die Entladungsrate zu einem gewissen Teil auch statistischen Fluktuationen unterliegt. Die daraus resultierenden, geschätzten relativen Fehler der Messwerte von $\pm 20\%$ sind der Übersichtlichkeit halber in den Graphen nicht eingezeichnet.

4.3.1.4 Mehrfach-GEM

Kombiniert man mehrere GEM-Strukturen miteinander, besteht nicht mehr die Möglichkeit, die Potentiale so zu verteilen, dass keine Entladungen an den sensiblen GEM-Strukturen auftreten, wie dies in der Kombination von MicroCAT und GEM der Fall ist. Vielmehr treten mögliche Entladungen nun direkt an den GEMs auf. Man kann aber durch eine geschickte Verteilung der GEM-Spannungen auf die einzelnen GEM-Strukturen die Auftrittswahrscheinlichkeit von Entladungen minimieren [63]. Es hat sich gezeigt, dass es günstiger ist, kaskadierte Potentiale anzulegen. Dabei sollten sich die Potentiale direkt benachbarter GEMs um etwa 10 % unterscheiden, wobei die erste (oberste) GEM-Struktur eine höhere Spannung als die darunterliegende Struktur besitzen sollte usw. [63]. Die oberste GEM-Struktur produziert somit die größte Einzelverstärkung, allerdings ist die Gesamtlawine an dieser Stelle im Detektor noch recht klein. Je größer die Lawine bei der Drift zur Anode wird, desto kleiner ist die zusätzliche Verstärkung der nächsten GEM-Struktur.

Im Gegensatz zur MicroCAT-Geometrie, bei der Durchbrüche immer zwischen MicroCAT und Anode stattfinden, kann man bei GEM-Strukturen zwei Durchbrucharten unterscheiden, nämlich lokalisierte und propagierende Entladungen [63]. Während der erste Typ im GEM fest lokalisiert ist, können propagierende Entladungen von einer Elektrode zur nächsten wandern. Um die Ausleseelektronik an der Anode zu schützen, sollte man natürlich vermeiden, dass sich propagierende Entladungen bilden, die die Anode erreichen. Es konnte gezeigt werden, dass Entladungen auch zwischen den GEM-Strukturen propagieren, selbst wenn kein oder sogar ein umgekehrtes Transferfeld zwischen beiden Strukturen angelegt wird [117].

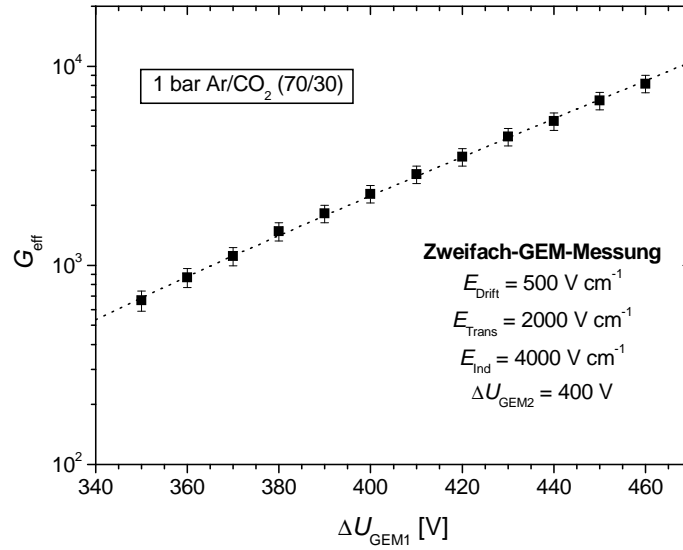


Abbildung 4.24: Gemessene effektive Verstärkung einer Zweifach-GEM-Konstellation als Funktion der Spannung am obersten GEM. Die Spannung der zweiten GEM-Struktur wurde konstant gehalten. Als Photonenquelle diente eine ^{55}Fe -Quelle mit einer Rate von 27 kHz.

Dies lässt auf einen photoneninduzierten Durchbruchmechanismus schließen [63]. Demgegenüber ist eine Propagation zur Anode stark vom Induktionsfeld abhängig. Es wurde gezeigt, dass die Gefahr eines solchen Durchbruchs stark für Induktionsfelder $\gtrsim 10 \text{ kV cm}^{-1}$ ansteigt [117]. Aber bereits bei kleineren Induktionsfeldern in der Ordnung von $5\text{--}6 \text{ kV cm}^{-1}$ gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit für Entladungen, die zur Anode propagieren [63]. Um Parallelplattenverstärkung zwischen den einzelnen GEM-Strukturen bzw. zwischen dem GEM und der Anode durch zu hohe Transfer- oder Induktionsfelder auszuschließen, sollten auch bei Mehrfach-GEM-Kombinationen diese Felder eine bestimmte Höhe nicht überschreiten (vgl. Abschnitt 4.3.1.2).

Abb. 4.24 zeigt die Gasverstärkung einer Zweifach-GEM-Kombination in Ar/CO₂ (70/30) bei Normaldruck. Maximal konnte hier eine Verstärkung von etwa $8 \cdot 10^3$ erreicht werden. Für die Bestimmung der effektiven Gasverstärkung der Dreifach-GEM-Kombination bei Gasdrücken bis zu 3 bar in verschiedenen Argon-, Krypton- und Xenon-basierten Gasmischungen werden die GEM-Spannungen – wie oben beschrieben – kaskadiert eingestellt, und zwar um $\pm 10\%$ rund um den „Referenzwert“ der Spannung am mittleren (zweiten) GEM: $\Delta U_{\text{GEM1}} = 1.1 \Delta U_{\text{GEM2}}$ bzw. $\Delta U_{\text{GEM3}} = 0.9 \Delta U_{\text{GEM2}}$. Die Gesamtspannung an allen drei GEM-Strukturen beträgt damit immer $3 \Delta U_{\text{GEM2}}$. Die Transferfelder werden auf 2.5 kV cm^{-1} und das Induktionsfeld auf 3 kV cm^{-1} gesetzt, um propagierende Entladungen auszuschließen und dennoch einen relativ hohen Elektronentransfer zu gewährleisten. Um genügend Spielraum für Spannungserhöhungen an den GEM-Strukturen zu haben und Durchschläge an der Driftkathode zu vermeiden, wird ein relativ kleines Driftfeld von nur 400 V cm^{-1} verwendet, obwohl bei dieser kleinen Driftfeldstärke Rekombination und Anlagerung im Allgemeinen vor allem bei höherem Druck und schweren Gasen noch nicht vernachlässigbar sind (Abb. 4.25). Abb. 4.26 zeigt exemplarisch die Verstärkung als Funktion der Spannung ΔU_{GEM2} in Kr/CO₂ (70/30) und Kr/CO₂ (90/10). Man erkennt die für Mikrostrukturen typische Abnahme der maximal möglichen Verstärkung mit zunehmendem Druck. Weitere Graphen finden sich in Anhang C.2.1.2. Die Ergebnisse aller Messungen der Maximalverstärkung als Funktion des Gasdrucks in den untersuchten Gasmischungen sind in Abb. 4.27 zusammengefasst. Es fällt auf, dass die Maximalverstärkung bei Normaldruck in allen untersuchten Gasmischungen recht ähnlich ist. Bei Druckerhöhung werden allerdings deutliche Unterschiede ersichtlich: Zum einen sinkt die Maximalverstärkung mit hohem Quenchgasanteil in Krypton- und Xenon-basierten Mischungen bei hohen Drücken extrem stark ab, so dass ein normaler Betrieb kaum noch möglich erscheint. Zum anderen ist der Abfall von $G_{\text{eff,max}}$ als Funktion des Drucks umso größer, je höher die mittlere Elektronenzahl der Gasatome ist, d.h. für Argon-Mischungen ist der Abfall am geringsten, für Xenon-basierte Gasmischungen

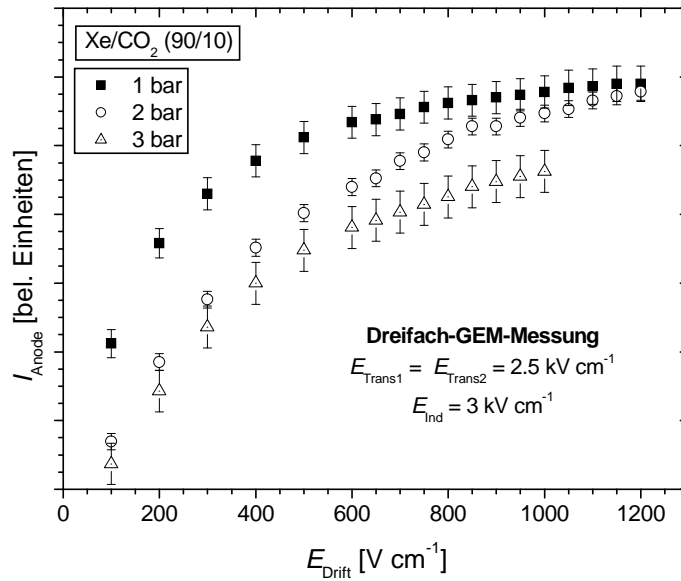


Abbildung 4.25: Gemessener Anodenstrom in einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Driftfelds bei verschiedenen Drücken von Xe/CO_2 (90/10).

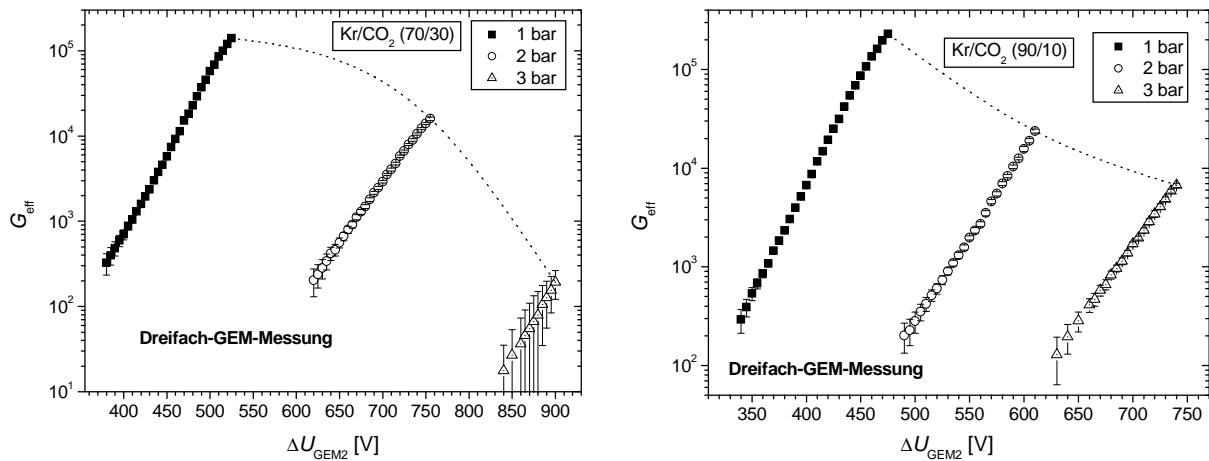


Abbildung 4.26: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} der Dreifach-GEM-Kombination als Funktion der Spannung ΔU_{GEM2} in Kr/CO_2 (70/30) (links) und Kr/CO_2 (90/10) (rechts). Die GEM-Spannungen der anderen beiden GEM-Strukturen werden, wie im Text beschrieben, proportional geändert. Zur Beleuchtung wurde eine ^{55}Fe -Quelle bei Raten zwischen 30 und 46 kHz verwendet.

am größten. Der Vergleich mit Dreifach-GEM-Messungen in reinen Edelgasen [118, 119] zeigt, dass man in Gasmischungen mit einem kleinen Quenchgasanteil von 10% eine höhere maximale Gasverstärkung erzielen kann als ohne Quenchgaszusatz. Quantitative Vergleiche mit Messungen anderer Gruppen sind aber nur unter Vorbehalt möglich, da die Messungen von $G_{\text{eff,max}}$ sehr stark von den experimentellen Bedingungen sowie von den GEM-Strukturen selbst abhängen.

4.3.1.5 Diskussion

Der grundsätzliche Trend der Abnahme der maximal möglichen Gasverstärkung bei Druckerhöhung, der auch bei anderen Detektoren mit Mikrostrukturen wie z.B. Mikrostreifenzählern beobachtet wird, gilt ebenfalls für MicroCAT- und GEM-Strukturen. Jedoch scheint sich ein leicht unterschiedliches Verhalten beider Mikrostrukturen herauszukristallisieren. Während sich bei Dreifach-GEM-Messungen heraus-

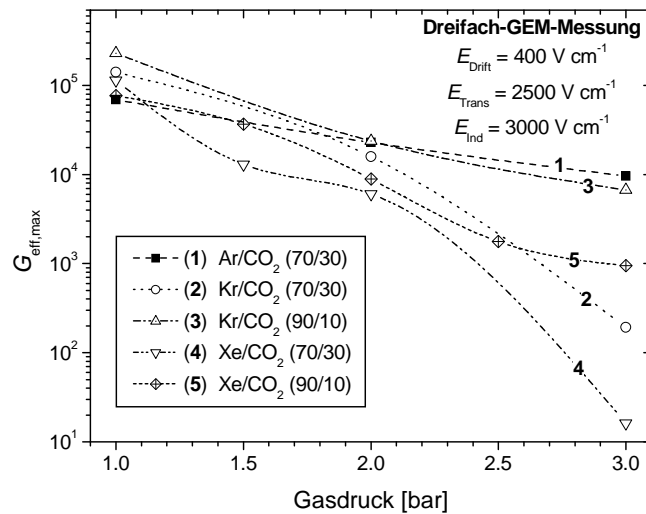


Abbildung 4.27: Gemessene, effektive Maximalverstärkung $G_{\text{eff,max}}$ der Dreifach-GEM-Kombination als Funktion des Drucks in verschiedenen Gasmischungen. Die abgeschätzten relativen Fehler von $\pm 20\%$ sind nicht eingezeichnet.

stellt, dass der relative Abfall von $G_{\text{eff,max}}$ mit zunehmendem Druck stärker ist für Gase mit hoher Elektronenzahl, scheint dieses Verhalten bei MicroCAT-Strukturen nicht so betont aufzutreten. Auch der prozentuale Anteil der Quenchgasbeimischung scheint je nach Mikrostruktur einen unterschiedlichen Einfluss auf die maximal mögliche Gasverstärkung auszuüben. Um das Gasverstärkungsverhalten vollständig zu verstehen, sind weitere systematische Untersuchungen nötig. Generell scheint es so zu sein, dass bei Druckerhöhung ein kleinerer relativer Quenchgasanteil einen stabileren Betrieb und somit höhere Gasverstärkungen zulässt. So wurde z.B. bei Vieldrahtproportionalzählern gezeigt, dass die Verschlechterung der Energieauflösung bei Druckerhöhung bis zu 30 bar gestoppt werden kann, wenn man den Löschgaseanteil von 10 % auf 2 % reduziert [120]. Wurde dieser Anteil jedoch noch weiter verringert, traten Entladungen im Detektor auf.

Diese Effekte deuten darauf hin, dass die Entwicklung eines stabilen Gasverstärkungsprozesses von UV-Photonen mitgetragen wird und somit empfindlich vom Löschgaseanteil abhängt. Bei Druckerhöhung und konstantem relativen Quenchgasanteil wird die mittlere freie Weglänge der UV-Photonen, die beim Gasverstärkungsprozess gebildet werden, immer geringer. Möglicherweise ist es wichtig, dass die Lawine durch die UV-Photonen aufgeweitet werden muss, damit die Raumladungsdichte nicht zu hoch wird. Die Reichweite der UV-Photonen scheint aber ein unterschiedliches Gewicht in MicroCAT- oder GEM-Geometrien zu haben; die beschriebenen Gasverstärkungsmessungen in der MicroCAT-Geometrie wurden bei Anodenabständen von 130 μm in kleineren elektrischen Feldern durchgeführt als in der GEM-Geometrie, in der die Vervielfachung in höheren Feldern aber kürzerer Distanz von etwa 50 μm stattfindet. Letzterer Fall ähnelt eher dem Zustand eines Drahtzählers, bei dem der größte Teil der Verstärkung in sehr geringer Distanz von nur einigen μm zum Draht produziert wird. Die dabei freigesetzten UV-Photonen können sich bei Drahtzählern aber nahezu isotrop ausdehnen, während sie bei GEM-Detektoren mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit von dem den Verstärkungsbereich umschließenden Kapton absorbiert werden. Bei GEMs findet also im Gegensatz zur MicroCAT-Geometrie eine zusätzliche „Löschung“ der Lawine statt, die eingeschränkt auch einen Betrieb mit reinen Edelgasen ohne Löschgasezusatz ermöglicht [74,121]. In Zukunft sind weitere systematische Untersuchungen, z.B. mit konstantem Partialdruck des Löschgasezusatzes bei Druckerhöhung, nötig, um zu neuen Erkenntnissen zu gelangen und das Verstärkungsverhalten der Mikrostrukturen bei Druckerhöhung genauer verstehen zu können.

4.3.2 Homogenität

Es ist nicht nur wichtig, dass die Mikrostrukturen ein bestimmtes Mindestmaß an Gasverstärkung produzieren, sondern dass diese Verstärkung auch räumlich und zeitlich möglichst homogen ist. Dabei muss

auch der Einfluss von hohen Raumladungen, die z.B. bei hohen Photonenraten auftreten, mit in Betracht gezogen werden. Inhomogene Verstärkungen manifestieren sich z.B. in einer zeit-, raten- oder ortsabhängigen Energieauflösung des Detektors. Bei räumlichen Verstärkungsvariationen wird in der Regel bei stark kollimierter Bestrahlung eine gute Energieauflösung erzielt, während sich die Energieauflösung bei globaler Beleuchtung – je nach Grad der Verstärkungsvariationen – verschlechtert. Die Abnahme der Energieauflösung wird genauso beobachtet als Funktion der Zeit bei zeitabhängiger Verstärkung und als Funktion der Rate bei ratenabhängiger Verstärkung.

Prinzipiell ist für positionssensitive und nicht energiesensitive Einzelphotonzähler eine räumlich und zeitlich homogene und ratenunabhängige Gasverstärkung nicht zwingend erforderlich, solange die Signale nicht unter die Triggerschwelle fallen, die entscheidet, ob ein Ereignis vorliegt oder nicht. Starke Unterschiede in der Gasverstärkung erfordern auf der anderen Seite aber eine hohe Dynamik in der Analog- und Digitalelektronik. Außerdem muss in Betracht gezogen werden, dass inhomogene Gasverstärkungen das Ortsrekonstruktions- und Ortsauflösungsverhalten des Detektors beeinflussen. Wenn die Gasverstärkung zeit- und rateninvariant ist, können aber dennoch energiesensitive Messungen erfolgen, wenn die örtlichen Verstärkungsvariationen korrigiert werden. Dies ist bei einer zeit- und ratenabhängigen Verstärkung nicht mehr ohne weiteres möglich.

Variationen in der Gasverstärkung können im Prinzip nur dadurch verursacht werden, dass entweder die Driftstrecken der Elektronen oder die Verstärkungsfelder lokal, zeitlich oder ratenabhängig unterschiedlich sind. Im Falle der MicroCAT-Struktur ist in erster Linie der räumlich nicht konstante Abstand zur Anode zu nennen, der das Verstärkungsfeld und den Driftweg der Elektronen und somit auch die Gasverstärkung beeinflusst. Im Falle der GEM-Struktur ändert sich im Wesentlichen nur das elektrische Feld, und zwar durch zeit- und ratenabhängige Aufladungseffekte des Kaptons; jedoch bedingen die durch Abstandsvariationen hervorgerufene Veränderungen in den Transfer- und Induktionsfeldern auch lokale Variationen im Elektronentransfer und somit in der effektiven Gasverstärkung. Örtliche Variationen der Lochgröße haben im Mittel keinen Effekt auf die Verstärkung.

4.3.2.1 Räumliche Homogenität

4.3.2.1.1 MicroCAT Die räumliche Homogenität stellt bei der MicroCAT-Struktur *den* einschränkenden Faktor dar. Da die Gasverstärkung exponentiell von der Driftstrecke der Elektronen im Verstärkungsfeld abhängt, führen schon kleine Variationen im Anodenabstand zu großen Änderungen in der lokalen Gasverstärkung [45]. Es ist daher nicht möglich, großflächige Detektoren ohne zusätzliche Stützstrukturen zu realisieren, die überall einen konstanten Anodenabstand gewährleisten; besonders bei PCB-Auslesestrukturen, die eine ausgesprochen schlechte Planarität aufweisen, ist ein Stützkonzept absolut notwendig.

An die Stützstruktur selbst sind einige Bedingungen geknüpft: Als erstes ist eine Höhen- bzw. Dicken-genauigkeit von einigen μm erforderlich, um die daraus resultierenden relativen Verstärkungsschwankungen auf Bereiche von einigen zehn Prozent zu limitieren [45]. Als nächstes muss die Stützstruktur eine gewisse Eigenstabilität besitzen und sich gut auf der Auslesestruktur oder der MicroCAT-Struktur² befestigen lassen. Dabei dürfen nicht zu große Bereiche der Auslesefläche abgedeckt werden, um möglichst keine insensitiven Sektionen zu erzeugen. Schließlich muss die Stützstruktur auch gewisse (di-)elektrische Eigenschaften aufweisen. Wenn die Oberflächenleitfähigkeit zu gering ist, drohen sich die Stützen aufzuladen; durch diese Raumladung können Bildverzerrungen verursacht oder Entladungen hervorgerufen werden. Ist die Leitfähigkeit zu hoch, so fließt ständig ein Strom zwischen Gasverstärkungs- und Auslesestruktur. Dieser Strom muss von der Hochspannungsversorgung bereitgestellt werden. Da der maximale Strom bei den in dieser Arbeit verwendeten Geräten auf den mA-Bereich limitiert ist, erfordert dies einen Widerstand zwischen MCAT und Anode von $\gtrsim 10^6 \Omega$.

Als Form der Stützelemente werden möglichst zylinderförmige Säulen vorgeschlagen [45], die auf den Ausleseknöten der Anode im Raster von 8 mm angebracht werden, da es sich bei den Knöten um Bereiche handelt, an denen keine Ortsinterpolation vorgenommen werden kann [46]. Damit keine Lücke zwischen den Stützen und der MicroCAT-Struktur entsteht, die Entladungen hervorrufen kann [45], sollte die Gasverstärkungsstruktur mit den einzelnen Elementen verklebt werden. Falls häufige Entladungen im Detektor auch bei sehr geringer Gasverstärkung auftreten, kann dies dadurch verursacht werden, dass

² Diese Variante wurde nicht getestet.

einzelne Elemente nicht korrekt mit der MicroCAT-Struktur verklebt wurden. Durch Entfernen und Erneuerung der MicroCAT-Struktur, die nur für eine einzige Klebung verwendet werden kann, lassen die Stützen in manchen Fällen einen neuen Versuch zu. Alle Tests der Stützkonzepte sind sehr zeitaufwendig und erfordern viel Geduld. Manchmal konnten Erfolge mit geringer Stützenanzahl erzielt werden; bei Erhöhung der Zahl der Stützelemente neigte der Detektor dann aber oft zu Entladungen, so dass das entsprechende Konzept meist nicht weiterverfolgt wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diverse Stützkonzepte auf ihre Eignung hin untersucht (s. Anhang C.2.2). Leider erwiesen sich alle getesteten Konzepte entweder als nicht brauchbar oder als nicht praktikabel. Wenn die MicroCAT-Struktur in großflächigen Detektoren Anwendung finden soll, muss auf diesem Gebiet noch einiges an Arbeit geleistet werden. Eine Alternative wären Versuche mit micromegas-Strukturen, bei denen bereits mehrere Stützkonzepte erfolgreich umgesetzt wurden. Ein solches Konzept besteht darin, die Stützstruktur zusammen mit der micromegas-Struktur in einem Ätzverfahren ähnlich dem Herstellungsverfahren der GEMs aus einer Sandwichstruktur von Kupfer und Kapton aus einem Stück herzustellen [122]. Damit können enorm gute Energieauflösungen erzielt werden, was auf eine ausgesprochen gute Verstärkungshomogenität hindeutet³. Es wurde auch eine Möglichkeit vorgestellt, ein isolierendes Gitter zwischen die micromegas-Struktur und die Anode zu legen [123]. Dies stellt eine kostengünstige Alternative dar, auch großflächige, $40 \times 40 \text{ cm}^2$ große Detektoren mit micromegas zu bauen. Durch die große Menge dielektrischen Materials werden aber deutlich kleinere Verstärkungen als mit einzelnen Stützelementen erzielt. Die Gasverstärkung ist dann vergleichbar mit der von einfachen GEM-Strukturen.

4.3.2.1.2 (Mehrfach-)GEM Die räumliche Homogenität der effektiven Gasverstärkung bei (Mehrfach-)GEM-Strukturen ist deutlich besser als die des MicroCATs ohne Stützkonzept und hauptsächlich nur durch lokale Unterschiede in der Elektronentransparenz begrenzt. Abb. 4.28 zeigt die gemessene relative Effektivverstärkung einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Ortes, gemessen mit einer PCB-Auslesestruktur bei homogener Beleuchtung nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes (vgl. Abschnitt 4.3.2.2). Man erkennt einen systematischen Anstieg der effektiven Verstärkung zur oberen rechten Ecke des Detektors. Dies lässt darauf schließen, dass die einzelnen GEM-Strukturen nicht absolut parallel im Detektor angebracht wurden und somit der Elektronentransfer im oberen rechten Bereich deutlich höher war als im unteren Bereich. Die erkennbaren dunkleren Bereiche in dem weißlich dargestellten Gebiet der höchsten Verstärkung (oben rechts) entsprechen örtlich den Bereichen rund um die Ausleseknotten und werden durch Dynamikbeschränkungen der Vorverstärker verursacht. Zusätzlich erkennt man im Bild kleine schwarze Flecken, die Bereichen entstammen, in denen eine der drei GEM-Strukturen lokal nicht in normaler Weise funktionierte. Dies kann dadurch bedingt sein, dass in diesen Gebieten Kupfer an einer der GEM-Elektroden fehlte oder bei der Formätzung mit entfernt wurde, so dass in den korrespondierenden Löchern keine Verstärkung mehr stattfinden konnte.

Insgesamt kommt man zu dem Ergebnis, dass die Mehrfach-GEM-Kombination allen auf MicroCAT-Strukturen basierenden Detektoren ohne ein adäquates Stützkonzept bezüglich der räumlichen Homogenität der Gasverstärkung sehr weit überlegen ist.

4.3.2.2 Zeit- und ratenabhängige Homogenität

4.3.2.2.1 MicroCAT Das zeit- und ratenabhängige Verhalten der Gasverstärkung von MicroCAT-Strukturen wurde bereits in den Referenzen [42, 45] genauer untersucht. Bei Messungen mit einer Kupferanode [42] zeigte sich ein nahezu zeit- und ratenunabhängiges Verhalten der Verstärkung, was durch erneute Messungen im Rahmen dieser Arbeit bestätigt werden konnte. Bei Verwendung einer resistiven Widerstandsauslesestruktur als Anode zeigte sich hingegen ein Abfall der Verstärkung als Funktion der Zeit und als Funktion der Rate [45]. Dies wurde einer Aufladung der in dem Widerstandsmaterial der Auslesestruktur enthaltenen Glaspartikel zugeschrieben [45].

4.3.2.2.2 (Mehrfach-)GEM Um das komplizierte Verhalten der GEM-Strukturen zu untersuchen, wird die Auslesestruktur gegen eine Kupferanode mit Flächen von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ bzw. $6 \times 6 \text{ cm}^2$ getauscht. Um

³ Es muss allerdings erwähnt werden, dass Sachverhalte in Publikationen dieser Arbeitsgruppen immer sehr beschönigend dargestellt werden.

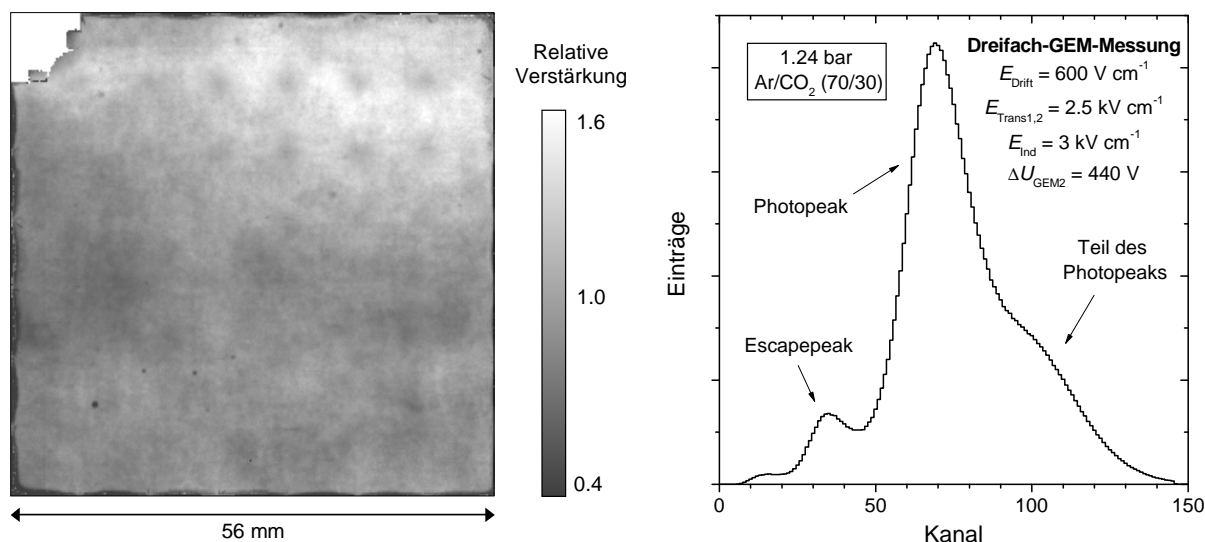


Abbildung 4.28: Links: Gemessene relative Effektivverstärkung einer Dreifach-GEM-Konstellation bei homogener Beleuchtung in 1.24 bar Ar/CO₂ (70/30). Die mittlere Verstärkung wurde auf 1 normiert. Die Standardabweichung beträgt $\sigma \approx 0.22$. Zur Beleuchtung wurde eine ⁵⁵Fe-Quelle im Abstand von ca. 20 cm vor dem Detektor platziert, die Photonenrate beträgt etwa 14 kHz. Drift-, Transfer- und Induktionsfeld wurden auf 600, 2500 bzw. 3000 V cm⁻¹ gesetzt. Der Ausleseknotten in der linken oberen Ecke wurde als globaler Triggerkanal verwendet und verursacht deshalb einen toten Bereich (vgl. Kap. 5). Rechts: Gleichzeitig gemessenes, zugehöriges Energiespektrum. Der rechte Bereich im Photopeak entspricht dem Bereich größter Verstärkung.

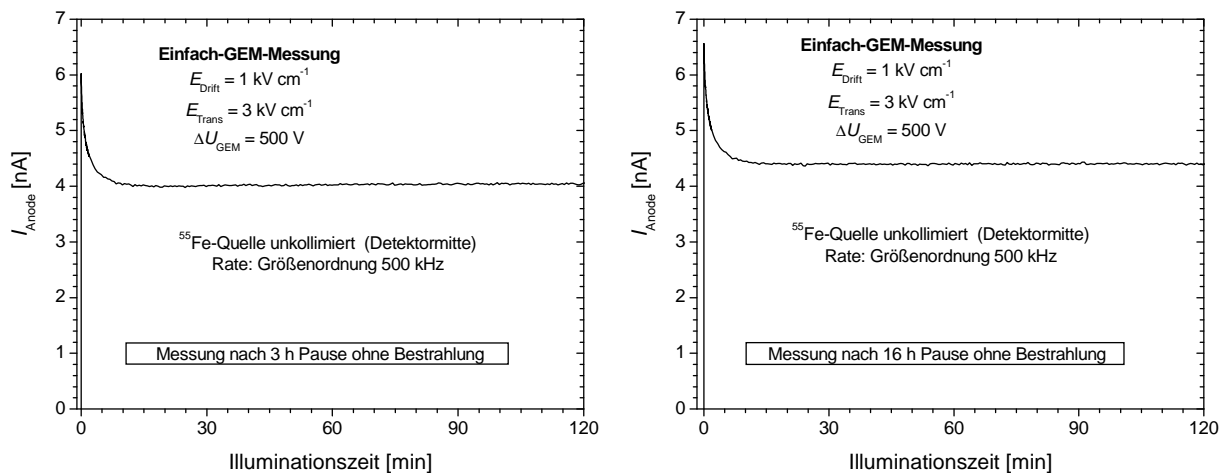


Abbildung 4.29: Anodenstrom als Funktion der Beleuchtungszeit in der Einfach-GEM-Konfiguration. Für die Messung wurde der Detektor zuvor 3 Stunden (links) bzw. 16 Stunden (rechts) nicht beleuchtet. Die Messung erfolgte in 1 bar Ar/CO₂ (70/30) mit einer ⁵⁵Fe-Quelle.

schnelle Änderungen in der Verstärkung sinnvoll aufzuzeichnen, wird das zur Strommessung verwendete DVM mit einem PC gekoppelt und automatisch ein- bzw. dreimal pro Sekunde ausgelesen.

Abb. 4.29 zeigt den Verlauf des Anodenstroms als Funktion der Zeit in einem Einfach-GEM-Aufbau mit der großflächigen Kupferanode, wobei der Detektor zuvor 3 bzw. 16 Stunden lang nicht beleuchtet wurde. Da die Rate aufgrund der geringen Verstärkung nicht gemessen werden konnte, kann nur der Anodenstrom und nicht die äquivalente Verstärkung angegeben werden. Nach einem sehr steilen Abfall stellt sich nach relativ kurzer Zeit von etwa 5 Minuten ein Gleichgewicht in der Verstärkung ein. Der Abfall ist höchstwahrscheinlich auf eine Aufladung des Kaptons zurückzuführen. Man erkennt fernerhin, dass der Abfall beider Kurven beinahe dieselbe Zeitkonstante besitzt. Da der prozentuale Abfall in der zweiten Messung noch ein bisschen stärker ist, kann vermutet werden, dass eine Relaxationszeit von 3

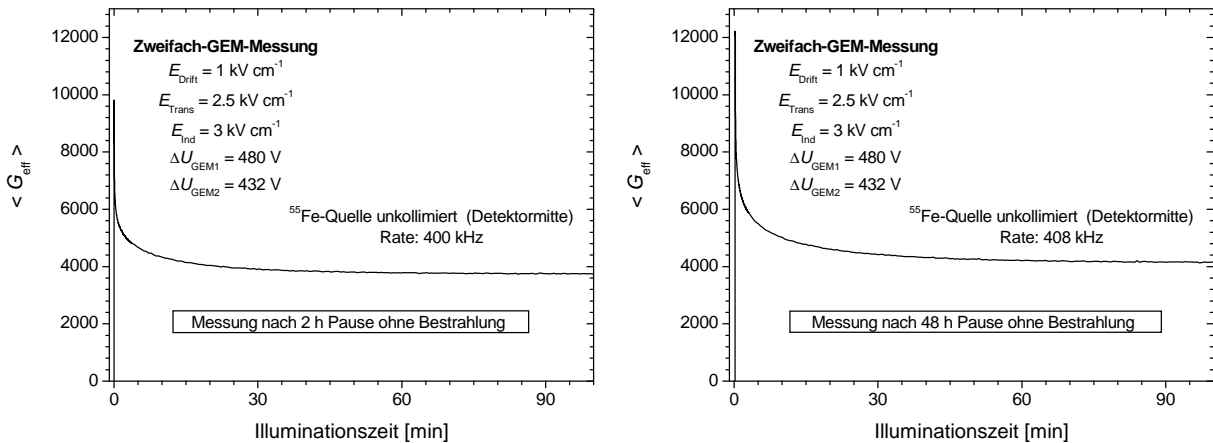


Abbildung 4.30: Räumlich gemittelte, effektive Gasverstärkung ($\langle G_{\text{eff}} \rangle$) als Funktion der Beleuchtungszeit in der Zweifach-GEM-Konfiguration. Für die Messung wurde der Detektor zuvor 2 Stunden (links) bzw. 48 Stunden (rechts) nicht beleuchtet. Die Messung erfolgte in 1 bar Ar/CO₂ (70/30) mit einer ⁵⁵Fe-Quelle.

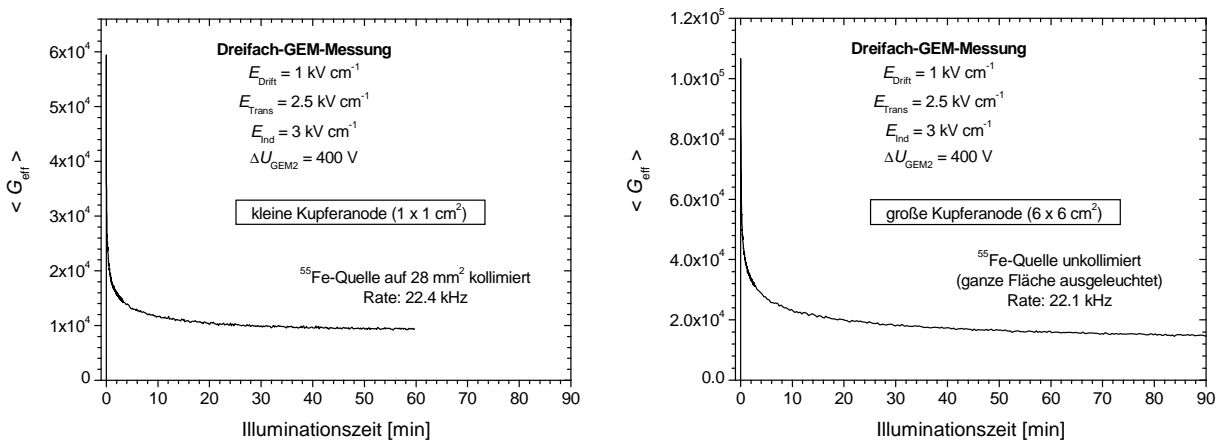


Abbildung 4.31: Räumlich gemittelte, effektive Gasverstärkung ($\langle G_{\text{eff}} \rangle$) als Funktion der Beleuchtungszeit in der Dreifach-GEM-Konfiguration. Die Messung erfolgte in 1 bar Ar/CO₂ (70/30) mit einer ⁵⁵Fe-Quelle und kleiner Kupferanode (links) und großer Kupferanode (rechts).

Stunden nicht ausreichend ist, um die vorhandene Aufladung des Kaptons vollständig abzubauen. Beide Messungen wurden mit identischen Detektorparametern durchgeführt. Trotzdem ist der Anodenstrom nach dem Erreichen eines Gleichgewichts bei beiden Messungen um $\sim 10\%$ verschieden. Das könnte evtl. daher rühren, dass die Quelle leicht unterschiedlich vor dem Detektor platziert wurde und somit die Rate und/oder die mittlere effektive Verstärkung voneinander abwichen. Aber auch Polarisierungseffekte des Kaptons, die die Verstärkung mit langen Zeitkonstanten beeinflussen, können als Erklärung herangezogen werden [124].

In der Zweifach-GEM-Konstellatation ergibt sich ein ähnliches Bild (Abb. 4.30). Wiederum zeigt sich ein beinahe identisches Verhalten beider Messungen, die sich nur dadurch unterscheiden, dass der Detektor zuvor 2 bzw. 48 Stunden nicht beleuchtet wurde. Wie im Falle der Einfach-GEM-Anordnung wird die Aufladung des Kaptons nicht innerhalb von 2 Stunden komplett abgebaut. Im Gegensatz zur Einfach-GEM-Konfiguration fällt die Verstärkung stärker ab. Der Abfall beträgt nahezu 50–70% im Vergleich zu 30–40% bei einer einzelnen GEM-Struktur. Bei Dreifach-GEM-Konfigurationen beträgt der Abfall der Verstärkung sogar 80–90% (Abb. 4.31). Bei höherem Photonenfluss wird ein Gleichgewichtszustand schneller erreicht.

Die Aufladung des Kaptons ist örtlich auf die Region der Beleuchtung begrenzt. Beleuchtet man direkt

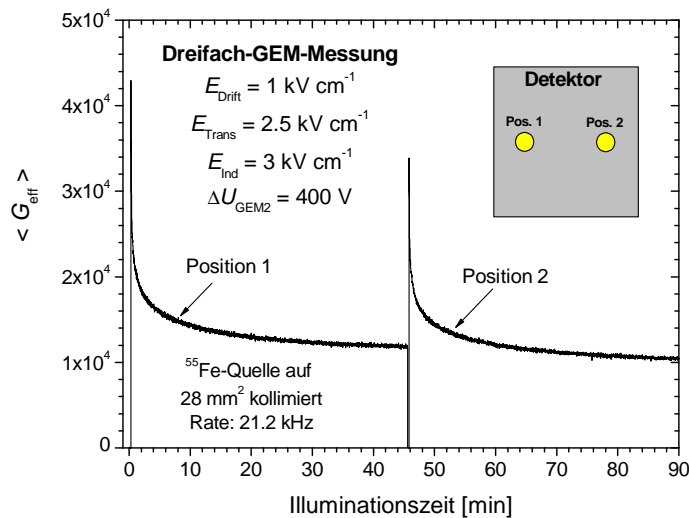


Abbildung 4.32: Räumlich gemittelte, effektive Gasverstärkung ($\langle G_{\text{eff}} \rangle$) als Funktion der Beleuchtungszeit in der Dreifach-GEM-Konfiguration. Die Messung erfolgte in 1 bar Ar/CO₂ (70/30) mit einer ⁵⁵Fe-Quelle und 6 × 6 cm² großer Kupferanode. Nach etwa 45 Minuten wurde die Quelle auf eine andere Region des Detektors gerichtet.

nacheinander zwei Bereiche im Detektor mit kollimierter Quelle, so tritt jedesmal wieder die typische Form des Gasverstärkungsabfalls als Funktion der Zeit auf (Abb. 4.32).

Der Abfall der Gasverstärkung ist nicht nur ein zeitlicher Effekt, sondern auch abhängig von der einfallenden Photonenrate. Um diesen Effekt zu untersuchen, wird der Detektor mit einer Dreifach-GEM-Konfiguration dicht vor einer Röntgenröhre mit Molybdän-Anode platziert. Der Strahl wird mit Bleibleenden auf rund 1 mm² kollimiert. Durch Erhöhung des Anodenstroms der Röntgenröhre wird die Rate verändert. Da der zeitabhängige Verstärkungsabfall jeder Messung überlagert ist, wird bei jeder gemessenen Rate der Verlauf der Gasverstärkungskurve für rund 5 Minuten aufgezeichnet. An den Kurvenverlauf wird eine exponentiell abfallende Funktion der Form $y(t) = y_0 + A \exp[-(t-t_0)/\tau]$ angepasst. Der Wert y_0 für beliebig große Zeiten ($t \rightarrow \infty$) wird schließlich als Verstärkung im Gleichgewichtszustand interpretiert. Abb. 4.33 zeigt die so bestimmte relative Effektivverstärkung als Funktion des Photonenflusses in 1 bar Ar/CO₂ (70/30). Man erkennt, dass der Verstärkungsabfall als Funktion des Photonenflusses steiler als exponentiell verläuft und dass die Änderung der Verstärkung in dem gemessenen Bereich fast eine Größenordnung erreicht. Der Verstärkungsabfall als Funktion des Ortes in einem Streubild einer Silberbehenate-Probe (Abschnitt 5.4.2.2.1) mit hoher lokaler Rate im Beugungsring (Abb. 4.34) beträgt $\sim 50\%$ in den Bereichen, in denen der Fluss etwa fünfzigmal höher ist als der Hintergrund.

Die in dieser Arbeit gemessene Abnahme der effektiven Gasverstärkung steht im Gegensatz zu manchen publizierten Messungen anderer Gruppen (z.B. Referenzen [124–126]), in denen die Verstärkung als Funktion der Zeit und Rate ansteigt. Diese Messungen wurden jedoch in anderen Umgebungen, z.B. mit einzelnen GEMs in Verbindung mit einer Vieldrahtproportional- oder Mikrostreifenkammer, durchgeführt. Durch Zugabe von kleinen Mengen H₂O konnte in Ref. [125] der ratenabhängige Verstärkungsanstieg vermieden werden. Die Probleme, die aus der Aufladung des Kaptons resultieren, konnten von einer Siegener Arbeitsgruppe durch eine Beschichtung der GEM-Struktur mit amorphem Kohlenstoff beseitigt werden [124]. Daher ist zu vermuten, dass auch in Zwei- oder Dreifach-GEM-Konstellationen keine zeit- und ratenabhängigen Effekte mehr zu beobachten sind. Die experimentelle Bestätigung dafür steht aber noch aus. Zur Vermeidung der Kaptonaufladung könnte eventuell auch die Verwendung von GEM-Strukturen mit zylindrischen Löchern in Betracht gezogen werden, die ein deutlich verbessertes Verstärkungsverhalten als Funktion der Zeit bzw. der Rate aufweisen sollen [126].

Da das zeit- und ratenabhängige Verhalten der GEM-Strukturen auch schon bei den Transparenz- und Verstärkungsmessungen auftrat, wurde bei allen durchgeführten GEM-Messungen stets so lange gewartet, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellte.

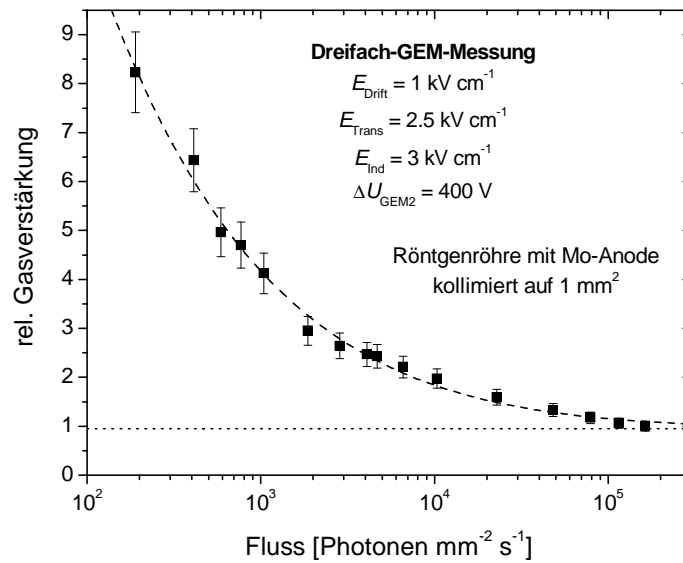


Abbildung 4.33: Relative effektive Gasverstärkung als Funktion der Photonennrate pro Fläche in der Dreifach-GEM-Konfiguration. Die Messung erfolgte in 1 bar Ar/CO₂ (70/30) mit einer Röntgenröhre mit Molybdän-Anode. Die gestrichelte Linie stellt eine beliebige Fitfunktion dar.

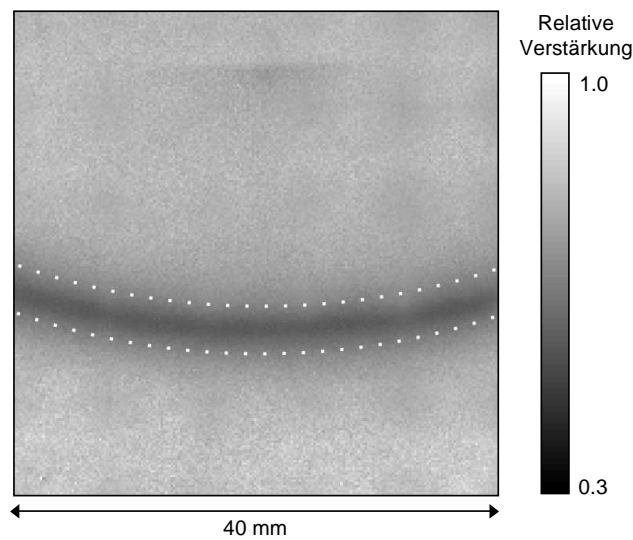


Abbildung 4.34: Gemessene relative Effektivverstärkung einer Dreifach-GEM-Konstellation bei lokalen Hochraten in 1.25 bar Xe/CO₂ (90/10). Die maximale Verstärkung wurde auf 1 normiert.

4.4 Signalentwicklung

Das Prinzip der Signalentwicklung beruht auf der Influenz von sich bewegenden Ladungsträgern (Abschnitt 2.5). Für Signale, die an der Anode, also der untersten Elektrode, gemessen werden, sind nur die Ladungsträgerbewegungen im Raum zwischen der Anode und der nächsthöheren Elektrode verantwortlich, da alle Bewegungen der Elektronen und Ionen oberhalb dieser Elektrode abgeschirmt werden.

Die Signalentwicklung bei MicroCAT- und GEM-Strukturen ist unterschiedlich, da der Gasverstärkungsprozess an unterschiedlichen Orten stattfindet: Während bei MicroCAT-Strukturen die Vervielfachung im für die Signalentwicklung bestimmenden Raum zwischen MCAT und Anode stattfindet, wird bei den GEM-Strukturen der größte Teil der Lawinenbildung von der unteren GEM-Elektrode abge-

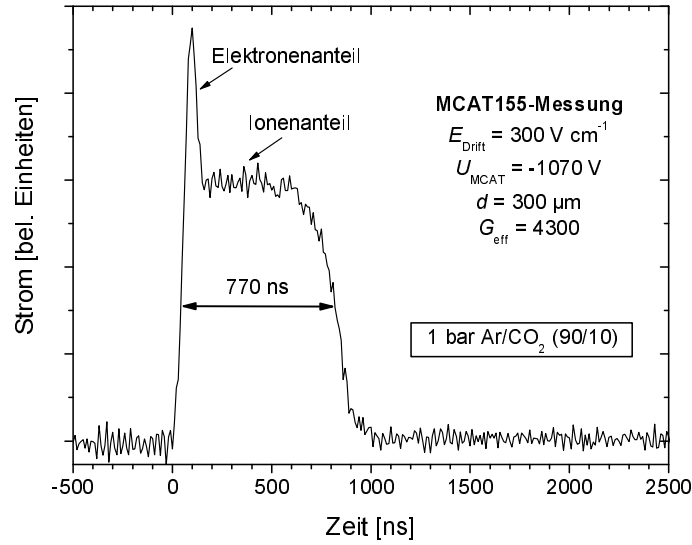


Abbildung 4.35: Gemessene Signalform einer MCAT155-Struktur bei einem Anodenabstand von ca. 300 μm , einer Spannung von $U_{\text{MCAT}} = -1070 \text{ V}$ und einem Driftfeld von 300 V cm^{-1} in 1 bar Ar/CO_2 (90/10). Die Länge des Konversionsraums beträgt 73 mm. Die Beleuchtung wurde mit einer ^{55}Fe -Quelle bei einer effektiven Gasverstärkung von 4300 vorgenommen. Die Messung wurde aus Ref. [42] entnommen.

schirmt. Dies hat zur Konsequenz, dass die MicroCAT-Signale hauptsächlich durch die Drift der bei der Gasverstärkung erzeugten Ionen gebildet werden, die den größten Teil der Strecke zwischen Anode und MicroCAT-Struktur zurücklegen; für GEM-Signale ist nur die Elektronenkomponente maßgeblich an der Signalentwicklung beteiligt.

4.4.1 MicroCAT

Abb. 4.35 zeigt eine typische Signalform in der MicroCAT-Geometrie. Deutlich erkennbar ist die Spitze, die von den schnellen Elektronen erzeugt wird, und das lange Ionenplateau. Bei großen Konversionsräumen, wie bei der vorgestellten Messung verwendet, wird die Signalanstiegszeit in erster Linie durch die longitudinale Elektronendiffusion im Konversionsraum limitiert [vgl. Gl. (2.21) und (2.22)]. Eine genaue Diskussion der MicroCAT-Signalentwicklung findet sich in Ref. [45]. Näherungsweise kann die Signallänge τ durch die Driftzeit der Ionen im Gasverstärkungsbereich abgeschätzt werden, die sich wie folgt berechnet:

$$\tau \approx \frac{p}{\mu_{\text{Ion}}} \int_0^d \frac{dz}{|E(z)|}. \quad (4.9)$$

Dabei beschreibt μ_{Ion} die als konstant angenommene Ionenmobilität, $E(z)$ das elektrische Feld im Gasverstärkungsraum, p den Gasdruck und d den Abstand zwischen Anode und Unterseite der MicroCAT-Struktur, der für die Signalentwicklung von Bedeutung ist. Für ein als konstant angenommenes Feld, definiert nach Gl. (3.1), vereinfacht sich Gl. (4.9) zu:

$$\tau = \frac{pd}{\mu_{\text{Ion}} |E|} = \frac{pd^2}{\mu_{\text{Ion}} |U_{\text{MCAT}}|}. \quad (4.10)$$

Tab. 4.1 zeigt die mit beiden Gleichungen berechneten Ionendriftzeiten τ bei einem Anodenabstand von $d = 100 \mu\text{m}$ für Verstärkungsfelder $E(z)$, die mit MAXWELL simuliert wurden (Abb. 3.4) bzw. für konstante Verstärkungsfelder. Es ergeben sich Abweichungen von bis zu 20 %.

Bei Erhöhung des Anodenabstands d muss die Feldstärke vergrößert werden, um die gleiche Gasverstärkung zu erzielen. Mithilfe einer möglichen Parametrisierung des Townsend-Koeffizienten [128] zeigt

MCAT-Typ	$\tau[E = E(z)]$ [ns]	$\tau(E = \text{const.})$ [ns]	Abweichung [%]
MCAT155	171	136	-20
MCAT215	158	136	-14
MCAT305	150	136	-9

Tabelle 4.1: Ionendriftzeiten τ für simulierte und konstante elektrische Felder im Gasverstärkungsraum in Ar/CO₂ (90/10) bei Normaldruck ($\mu_{\text{Ion}} = 1.64 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ bar V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [127]). Der Anodenabstand beträgt 100 μm , die MicroCAT-Spannung -450 V .

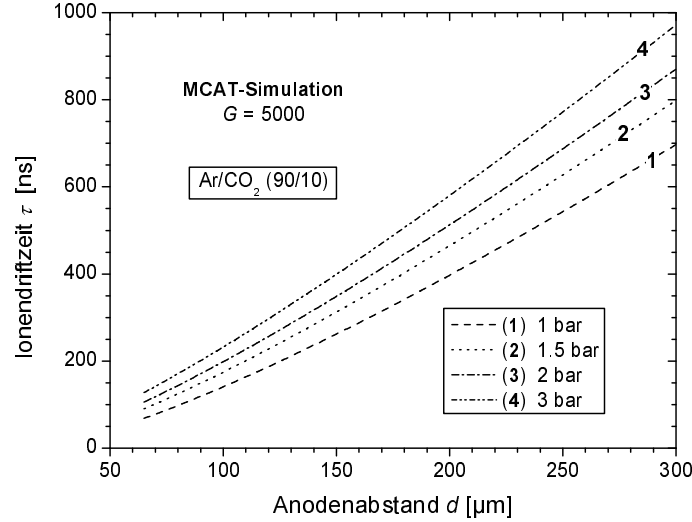


Abbildung 4.36: Simulierte Ionendriftzeit τ als Funktion des Anodenabstands in Ar/CO₂ (90/10) bei verschiedenen Gasdrücken (aus Ref. [45]). Die elektrischen Felder im Gasverstärkungsraum wurden entsprechend einer konstanten Gasverstärkung von $G = 5 \cdot 10^3$ ohne Berücksichtigung der z -Abhängigkeit berechnet.

sich, dass sich die Ionendriftzeit näherungsweise wie $\tau \propto (c_1 d + c_2 d^2)$ mit den Parametern c_1 und c_2 verhält [45]. Der Anstieg der Ionendriftzeiten ist somit stärker als linear. Das Verhalten der Ionendriftzeiten als Funktion des Anodenabstands bei unterschiedlichen Gasdrücken in Ar/CO₂ (90/10) ist in Abb. 4.36 dargestellt. Große Kathodenabstände sind also nicht geeignet, um kurze Signale zu erzeugen. Dieses Verhalten ist analog in anderen Gasen wie Krypton oder Xenon. Jedoch ist die Ionenmobilität in diesen Gasen z.T. um mehr als einen Faktor 2 geringer [129]; die Signale werden somit um den entsprechenden Faktor länger.

In Verbindung mit der resistiv interpolierenden Auslesestruktur sind zu geringe Anodenabstände aber auch nicht ratsam, da durch die geringe Distanz die Kapazitätsbelegung der Auslesestruktur und damit auch die Signaldiffusion ansteigt [44]. Abb. 4.37 zeigt eine grobe Abschätzung der Zeit, die für die Integration von 90 % der eingepulsten Ladung benötigt wird [46]. Demnach führen bei Auslesezellgrößen von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ Anodenabstände von rund 80–90 μm zu einer minimalen Signallänge. Sehr geringe Anodenabstände erweisen sich außerdem als nicht empfehlenswert, da Abstandsvariationen, die einen großen Einfluss auf die Homogenität der Gasverstärkung ausüben (Abschnitt 4.3.2.1), relativ gesehen stärker ins Gewicht fallen.

4.4.2 GEM

Da der Gasverstärkungsprozess und damit auch die Erzeugung der Ionen im Bereich der Löcher stattfindet, tragen die Ionen nicht merklich zur Signalentwicklung in reinen GEM-Geometrien bei. Statt dessen wird das Signal durch die schnelle Drift der Elektronen zwischen der Unterseite der (untersten) GEM-Struktur und der Auslesestruktur gebildet. Wie bereits in Abschnitt 2.5 beschrieben wurde, kann in solch einer Geometrie die Signalform durch die Faltung einer Box- und einer Gaußfunktion bestimmt

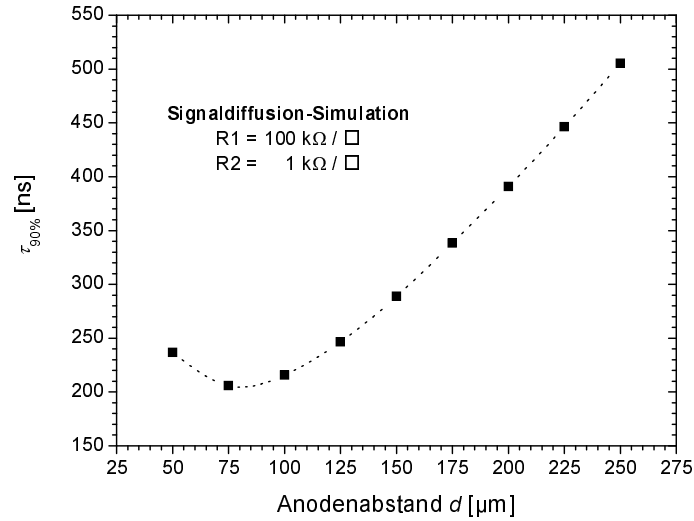


Abbildung 4.37: Integrationszeit τ , die für eine 90%ige Ladungsaufsammlung bei einer Keramik-Auslesestruktur mit Zellgrößen von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ in Kombination mit dem MicroCAT benötigt wird. Es werden nur Ereignisse in der Zellmitte betrachtet [46].

werden, wobei sich die Länge der Boxfunktion t_w nach Gl. (2.19) als Quotient aus Driftstrecke d und Elektronendriftgeschwindigkeit v_e zu

$$t_w = \frac{d}{v_e} \quad (4.11)$$

errechnet. Die Breite der Gaußfunktion ist im Wesentlichen durch Gl. (2.22) gegeben. Ob die Box- oder die Gaußfunktion den Hauptbeitrag zum gefalteten Signal in Form einer Errorfunktion $\text{erf}(t)$ darstellt, hängt von den Detektorparametern ab. Bei einer Konversionsraumtiefe von $l_K > 20 \text{ mm}$, einem Abstand zwischen GEM und Auslesestruktur von $d \approx 1 \text{ mm}$ und Gasen mit hoher Elektronendriftgeschwindigkeit wie Ar/CO₂, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, dominiert in der Regel der Beitrag der longitudinalen Elektronendiffusion, und die Signalform ist nahezu gaußförmig. Verringert man aber z.B. die Konversionsraumtiefe auf ein paar Millimeter, so überwiegt der rechteckförmige Beitrag [130].

Die Signale der GEM-Geometrie werden mit der Dreifach-GEM-Kombination gemessen, da die dort erreichbaren Gasverstärkungen ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis bieten. Es wird dabei von der Annahme ausgegangen, dass die einzelnen Verstärkungsschritte die Signalform nicht wesentlich beeinflussen. Zur Messung der Signalform wird eine $1 \times 1 \text{ cm}^2$ große Kupferanode verwendet. Die Beleuchtung erfolgt mit einer auf 12 mm^2 kollimierten ^{55}Fe -Quelle, die Photonen mit einer Rate von einigen 100 Hz emittiert. Der integrierende Vorverstärker und der Shaper, die für die Signallängenmessungen verwendet werden, sind in Anhang B.3 näher beschrieben. Die Antwort dieser beiden analogen Elektronikkomponenten auf eine δ -förmige Eingangsfunktion (Abb. 3.15) ist nahezu gaußförmig mit einer Halbwertsbreite von etwa 15 ns, die durch die Bandbreitenlimitierung bestimmt wird.

Obwohl viele Gasparameter, wie beispielsweise die Elektronendriftgeschwindigkeit, eine funktionelle Abhängigkeit vom reduzierten Feld (E/p) aufweisen, werden die Messungen auch bei Erhöhung des Drucks p im Allgemeinen mit konstanten Feldern durchgeführt. Drift-, Transfer- und Induktionsfeld werden standardmäßig auf 1, 2.5 bzw. 3 kV cm^{-1} gesetzt, um einen relativ großen Elektronentransfer zu gewährleisten. Die GEM-Spannungen werden so gewählt, dass die effektive Verstärkung etwa im Bereich zwischen $5 \cdot 10^3$ – 10^4 liegt. Wie in Abschnitt 4.3.1.4 beschrieben, werden die GEM-Spannungen kaskadiert eingestellt.

Abb. 4.38 zeigt zwei Signale, die bei unterschiedlichen Driftfeldern gemessen wurden. Deutlich sichtbar ist bei beiden Signalen der Gauß'sche Charakter, verursacht durch die dominierende longitudinale Elektronendiffusion im Konversionsraum. Während bei kleinen Driftfeldern Fluktuationen, wahrscheinlich bedingt durch die Diffusion selbst, deutlich zu erkennen sind, ist ein solches Verhalten bei hohen

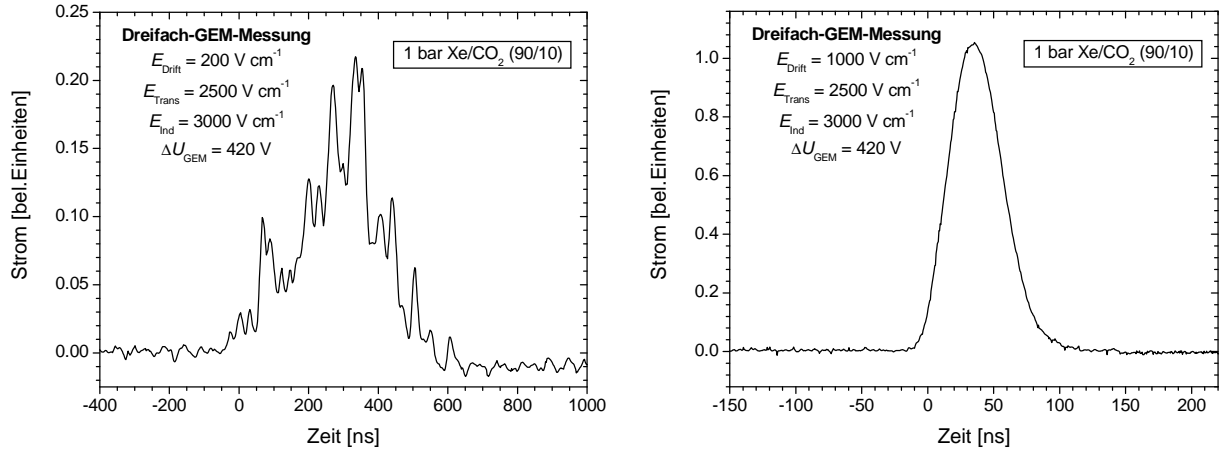


Abbildung 4.38: Gemessene Signalform bei einem kleinem Driftfeld von 200 V cm^{-1} (links) bzw. einem großem Driftfeld von 1 kV cm^{-1} (rechts) in $1 \text{ bar Xe/CO}_2 (90/10)$. Die Transferfelder und das Induktionsfeld betragen 2.5 bzw. 3 kV cm^{-1} .

Driftfeldern nicht mehr zu beobachten; die Signalform sieht sehr glatt aus. Erhöht man den Gasdruck, treten die Fluktuationen jedoch auch noch bei höheren Driftfeldern auf.

Die Halbwertsbreiten Δ (fwhm) der Signale werden mit einem digitalen Oszilloskop gemessen. Dabei wird etwa über 5–10 Signale gemittelt. Die tatsächliche Signalform berechnet sich aus der Entfaltung der gemessenen Signalform und der Stoßantwort der Elektronik auf einen δ -förmigen Eingangspuls. Wegen der näherungsweise Gauß'schen Signalform und der gaußförmigen Stoßantwort kann die wirkliche Signallänge Δ_{Signal} als Halbwertsbreite wie folgt berechnet werden:

$$\Delta_{\text{Signal}}^2 = \Delta_{\text{Signal-gemessen}}^2 - \Delta_{\delta\text{-Antwort-Elektronik}}^2 \quad (4.12)$$

Wenn das Signal einen merklichen rechteckigen Beitrag besitzt und somit die Signalform nicht mehr gaußförmig ist, ist Gl. (4.12) nicht mehr gültig. In der Regel kann aber bei der zur Messung verwendeten Detektorgeometrie davon ausgegangen werden, dass das Signal in diesem Fall so lang ist, dass der Einfluss der Elektronik vernachlässigbar wird ($\Delta_{\text{Signal-gemessen}} \gg \Delta_{\delta\text{-Antwort-Elektronik}}$), so dass die tatsächliche Signallänge gleich der gemessenen ist:

$$\Delta_{\text{Signal}} \approx \Delta_{\text{Signal-gemessen}} \quad (4.13)$$

Simulationsrechnungen zeigen, dass der Fehler durch Anwendung von Gl. (4.12) auf Ströme mit nicht vernachlässigbarem Anteil der Boxfunktion $\ll 10\%$ ist. Diese Fehlerbeiträge treten hauptsächlich bei größeren Gasdrücken auf.

Zusätzlich zu den Messungen werden Simulationen der Signallängen in $\text{Ar/CO}_2 (70/30)$ durchgeführt. Die dafür benötigten Daten über Elektronendriftgeschwindigkeit und -diffusion entstammen Messungen [131] bzw. Simulationsrechnungen mit MAGBOLTZ [132, 133].

4.4.2.1 Einfluss der GEM-Spannung

Die Messung der Signallängen als Funktion der GEM-Spannung (Abb. 4.39), die wegen der limitierten Dynamik der Elektronik nur in einem beschränkten Bereich vorgenommen werden konnte, bestätigt die Annahme, dass der Gasverstärkungsprozess an sich die Signalbildung nicht beeinflusst. Wird die Analogelektronik im Bereich eingeschränkter Linearität betrieben, z.B. bei zu großen Eingangssignalen, treten lediglich elektronisch bedingte Signalverzerrungen auf.

4.4.2.2 Einfluss des Induktionsfelds

Die Länge des rechteckigen Beitrags wird größer, wenn die Elektronen im Bereich zwischen unterster GEM-Struktur und Anode eine geringe Driftgeschwindigkeit haben [Gl. (4.11)]. Dies ist der Fall für kleine Induktionsfelder. Um die Form des Stroms zu simulieren, wird zunächst das elektrische Feld im 1 mm

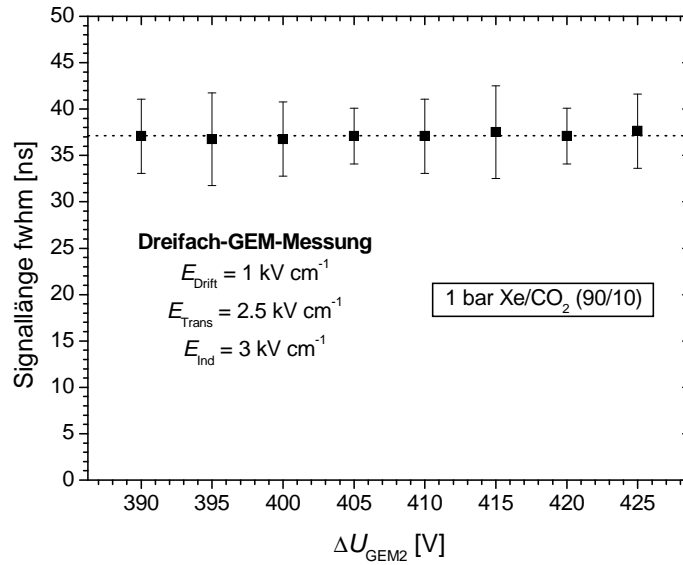


Abbildung 4.39: Gemessene Signallänge als Funktion der GEM-Spannung ΔU_{GEM2} in 1 bar Xe/CO₂ (90/10). Die übrigen GEM-Spannungen werden proportional geändert.

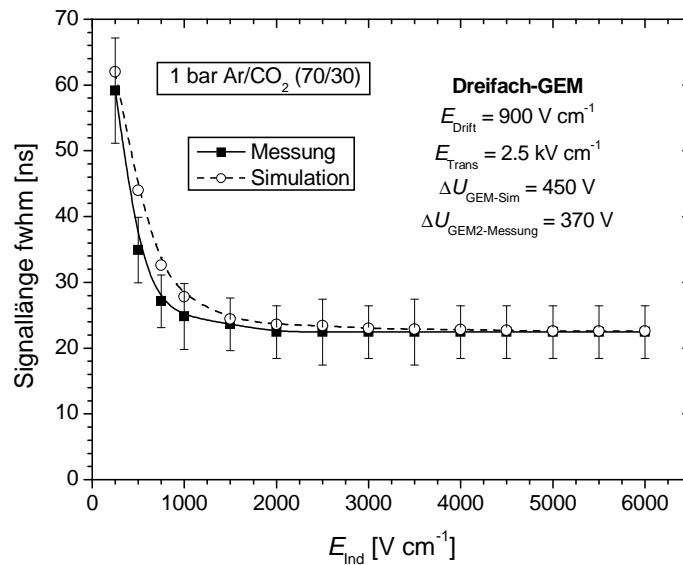


Abbildung 4.40: Vergleich von gemessenen und simulierten Signallängen als Funktion des Induktionsfelds in 1 bar Ar/CO₂ (70/30).

tiefen Induktionsraum mit MAXWELL berechnet. Mithilfe einer Parametrisierung der Elektronendriftgeschwindigkeit wird die mittlere Driftgeschwindigkeit und schließlich die Breite der Boxfunktion bestimmt. Die feldabhängige Elektronendriftgeschwindigkeit wird dabei mit MAGBOLTZ bis zu hohen elektrischen Feldern von 20 kV cm^{-1} für eine Elektronendrift entlang der Symmetrieachse eines Loches simuliert. Die schließlich gewonnene Boxfunktion wird mit einer Gaußfunktion, die nach Gl. (2.22) eine Breite entsprechend der Aufweichung durch die zeitliche Diffusion aufweist, gefaltet und die Halbwertsbreite bestimmt. Der Vergleich mit der Messung (Abb. 4.40) zeigt eine gute Übereinstimmung, besonders für Induktionsfelder $\geq 1 \text{ kV cm}^{-1}$. Bei Induktionsfeldern $> 2 \text{ kV cm}^{-1}$ ist das Signal größtenteils diffusionsdominiert.

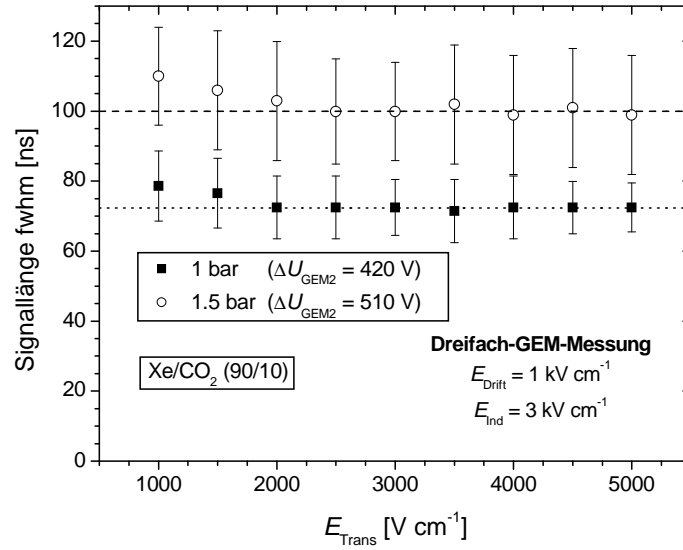


Abbildung 4.41: Gemessene Signallänge als Funktion der beiden Transferfelder in 1 und 1.5 bar Xe/CO₂ (90/10).

4.4.2.3 Einfluss der Transferfelder

Zur Untersuchung des Einflusses der zwei Transferfelder auf die Signallänge werden beide Felder gleichzeitig verändert. Die Ergebnisse der Messung in 1 und 1.5 bar Xe/CO₂ (90/10) sind in Abb. 4.41 dargestellt. Transferfelder $\lesssim 2 \text{ kV cm}^{-1}$ resultieren in einem leichten Anstieg der Signallänge. Dies ist durch einen Abfall der Driftgeschwindigkeit der Elektronen in den Transferregionen und mit dem einhergehenden Anstieg der zeitlichen Verschmierung durch die Diffusion zu erklären. Bei höheren Transferfeldern erreicht die Signallänge ein Plateau. Durch Druckerhöhung werden die Signale um etwa 25 % länger.

4.4.2.4 Einfluss des Driftfelds

Da die Signale bei der verwendeten Detektorkonfiguration zum großen Teil durch die zeitliche Diffusion der Elektronen im Konversionsraum geprägt werden, spielt das Driftfeld eine entscheidende Rolle für die Signallänge. Abb. 4.42 zeigt den Vergleich der gemessenen und simulierten Signallängen als Funktion des Driftfelds in 1 bar Ar/CO₂ (70/30). Die Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Signallängen bei Driftfeldern $\gtrsim 200 \text{ V cm}^{-1}$. Die Signallänge nimmt bis zu Driftfeldern von 1.1 kV cm^{-1} stetig ab. Höhere Driftfelder konnten nicht eingestellt werden, da Entladungen an der Driftkathode erfolgten. Die Messung der Signallängen bei kleinen Driftfeldern gestaltet sich schwierig, da sich zum einen die Fluktuationen der Diffusion störend bemerkbar machen (Abb. 4.38) und zum anderen die Signale durch Anlagerung und Rekombination der primären Elektronen ein kleineres Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufweisen. Daher ist der Fehler dieser Messwerte besonders hoch. Weitere gemessene Signallängen als Funktion des Driftfelds in anderen Gasmischungen sind in Anhang C.3 aufgeführt. Dabei sind die Kurvenverläufe bei allen Gasmischungen sehr ähnlich; die Signallänge nimmt mit Erhöhung des Driftfelds ab.

4.4.2.5 Einfluss des Gasdrucks

Die Signallängen sind als Funktion des Gasdrucks in allen untersuchten Gasmischungen bei einem festen Driftfeld von 1 kV cm^{-1} in Abb. 4.43 zusammengefasst. Generell werden die Signale bei Druckerhöhung und konstanten elektrischen Feldern länger. Dabei ist die relative Zunahme bei allen Gasmischungen ziemlich ähnlich. Die kürzesten Signale mit einer Halbwertsbreite von etwa 20–25 ns konnten in Ar/CO₂ (70/30) und Kr/CO₂ (90/10) bei Normaldruck gemessen werden.

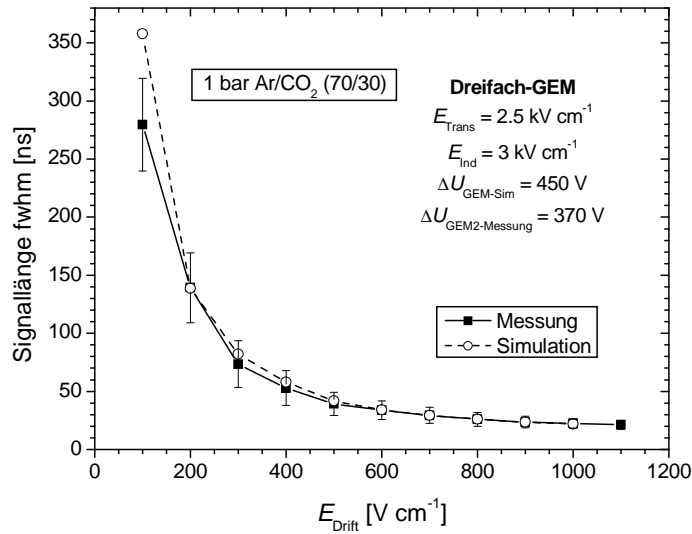


Abbildung 4.42: Vergleich von gemessenen und simulierten Signallängen als Funktion des Driftfelds in 1 bar Ar/CO₂ (70/30).

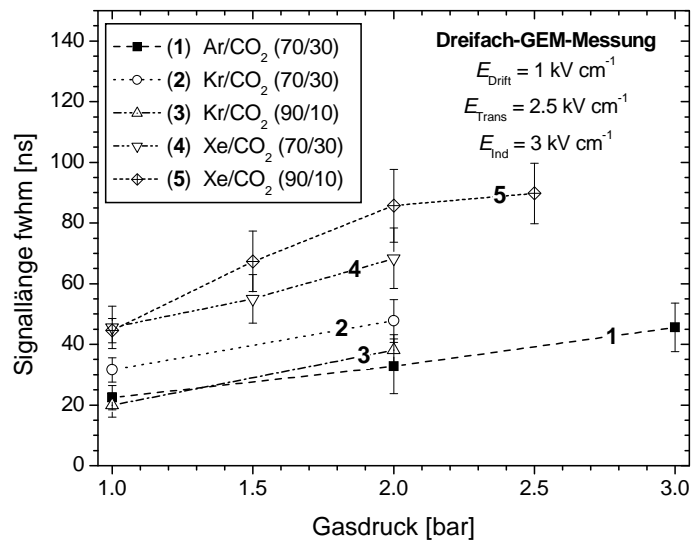


Abbildung 4.43: Gemessene Signallängen als Funktion des Gasdrucks in verschiedenen Gasmischungen bei konstanten elektrischen Feldern.

4.4.2.6 Diskussion

Die Breite der Boxfunktion t_w hängt neben dem Abstand d zwischen GEM und Anode lediglich von der Elektronendriftgeschwindigkeit $v_e = v_e(E/p)$ ab, die eine funktionelle Abhängigkeit vom reduzierten Feld (E/p) aufweist. Für die Größe von t_w ist das Induktionsfeld E_{Ind} ausschlaggebend. Bei Gasen, deren Driftgeschwindigkeit kontinuierlich bis hin zu hohen Feldern in der Größenordnung des Induktionsfelds E_{Ind} ansteigt, ist bei Druckerhöhung und konstantem Induktionsfeld zu erwarten, dass sich die Breite der Boxfunktion t_w vergrößert. Fällt die Driftgeschwindigkeit jedoch bereits bei kleineren reduzierten Feldern wieder ab, so kann die Boxfunktion bei Druckerhöhung und konstantem Induktionsfeld auch kürzer werden. Eine minimale Länge der Boxfunktion erreicht man bei maximalen Driftgeschwindigkeiten im Induktionsraum, also bei einem festen Wert von $(E_{\text{Ind}}/p)_0$, bei dem die Driftgeschwindigkeit maximal wird.

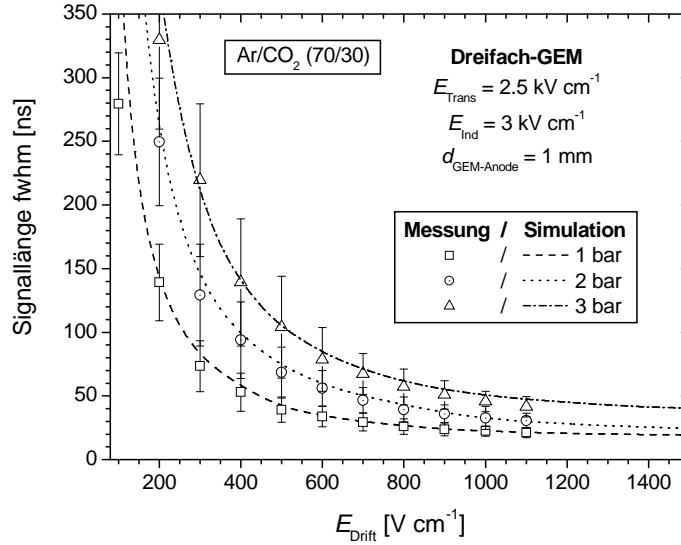


Abbildung 4.44: Vergleich von gemessenen und berechneten Signallängen als Funktion des Driftfelds in 1–3 bar Ar/CO₂ (70/30).

Gasdruck [bar]	E_{Drift} [V cm ⁻¹]	$\sigma_{\mathcal{T}}$ fwhm [ns]	E_{Ind} [V cm ⁻¹]	t_w [ns]
1.0	1400	10	1100	29
1.5	2100	8	1700	29
2.0	2800	7	2200	29
2.5	3500	7	2800	29
3.0	4200	6	3400	29

Tabelle 4.2: Simulationsergebnisse für eine optimale Wahl des Drift- und Induktionsfelds zum Erreichen einer minimalen zeitlichen Diffusion $\sigma_{\mathcal{T}}$ und einer minimalen Länge der Boxfunktion t_w in Xe/CO₂ (90/10) bei Gasdrücken zwischen 1–3 bar für einen willkürlich festgelegten Wert der gemittelten Größe $\langle \mathcal{L} \rangle = 1 \text{ cm}^{0.5}$ und einen Abstand zwischen GEM und Anode von $d = 1 \text{ mm}$.

Das Verhalten der zeitlichen Diffusion der primären Elektronen im Konversionsraum ist schwierig zu beschreiben. Auf der einen Seite gilt die Proportionalität der örtlichen, longitudinalen Diffusion ($\sigma_d p^{0.5}$) $\propto \sigma_{d0}$ mit $\sigma_{d0} = \sigma_{d0}(E/p)$. Es ist also eine funktionelle Abhängigkeit von (E_{Drift}/p) vorhanden; mit steigendem Druck wird die örtliche Diffusion σ_d aber auch $\propto p^{-0.5}$ kleiner. Gleichzeitig verändert sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und somit die zeitliche Breite der Diffusion $\sigma_{\mathcal{T}}$, die letztendlich für die Signallänge maßgeblich ist [Gl. (2.22)]. Eine generelle, triviale Beschreibung des Verhaltens von allen Gasen ist nicht möglich, da sowohl die Diffusion als auch die Elektronendriftgeschwindigkeit i.A. eine komplizierte Funktion des reduzierten elektrischen Feldes (E/p) darstellen. Für eine spezifische Gas Mischung kann aber unter Kenntnis von longitudinaler Diffusion und Driftgeschwindigkeit die Signallänge auch bei einem beliebigen Gasdruck berechnet werden. Abb. 4.44 zeigt den Vergleich zwischen Messung und Simulation der Signallängen in 1–3 bar Ar/CO₂ (70/30) als Funktion des Driftfelds. Die berechneten Signallängen stimmen sehr gut mit den Messergebnissen überein. Die Genauigkeit der Simulation ist natürlich auf eine genaue Kenntnis der Diffusion und Driftgeschwindigkeit der Elektronen angewiesen. Erweitert man die Signallängenberechnung zu noch höheren Gasdrücken (Abb. 4.45), so wird deutlich, dass für höhere Drücke auch höhere Driftfelder benötigt werden, um die Signallänge zu minimieren.

Bei genauer Kenntnis der Gasparameter kann man optimale Werte für die elektrischen Felder im Drift- und Induktionsraum angeben, die zu einer möglichst kleinen Signallänge führen. Da insbesondere für Xenon-Mischungen nur wenige Messwerte von Driftgeschwindigkeiten und Elektronendiffusion in der Literatur gefunden werden konnten, basiert die Rechnung (Tab. 4.2) auf simulierten Daten für eine Mischung von Xe/CO₂ (90/10) [133]. So ist es auch in Xe/CO₂-Mischungen möglich, Signallängen mit

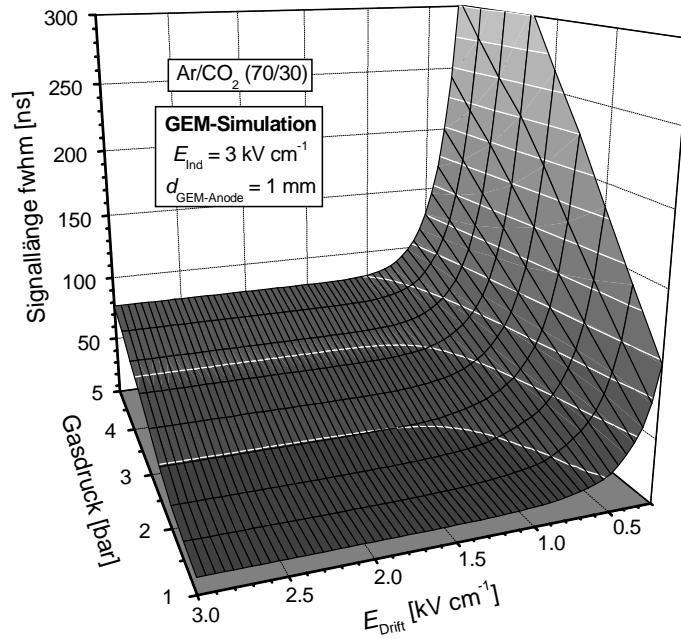


Abbildung 4.45: Simulierte Signallängen als Funktion des Driftfelds und des Gasdrucks in Ar/CO₂ (70/30) für ein konstantes Induktionsfeld und einen willkürlich festgelegten Wert der gemittelten Größe $\langle \mathcal{L} \rangle = 1 \text{ cm}^{0.5}$. Die weißen Linien entsprechen einer konstanten Signallänge im 25 ns-Raster.

Gasdruck [bar]	E_{Drift} [V cm ⁻¹]	$\sigma_{\mathcal{T}}$ fwhm [ns]	E_{Ind} [V cm ⁻¹]	t_w [ns]
1.0	2000	5	1700	21
1.5	3000	4	2600	21
2.0	4000	4	3400	21
2.5	5000	3	4300	21
3.0	6000	3	5100	21

Tabelle 4.3: Simulationsergebnisse für eine optimale Wahl des Drift- und Induktionsfelds zum Erreichen einer minimalen zeitlichen Diffusion $\sigma_{\mathcal{T}}$ und einer minimalen Länge der Boxfunktion t_w in Xe/CO₂/CF₄ (85/10/5) bei Gasdrücken zwischen 1–3 bar für einen Wert der gemittelten Größe $\langle \mathcal{L} \rangle = 1 \text{ cm}^{0.5}$ und einen Abstand zwischen GEM und Anode von $d = 1 \text{ mm}$.

Halbwertsbreiten von etwa 30 ns zu erreichen. Dafür sind aber recht hohe Driftfelder nötig. Im Gegensatz dazu sind die Induktionsfelder eher niedrig, da die Elektronendriftgeschwindigkeit laut den Simulationsergebnissen von MAGBOLTZ, bei etwa $1.1 \text{ kV cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ein Maximum aufweist. Eine Wahl der Felder nach dem Kriterium einer möglichst kurzen Signallänge führt u.U. zu einem ungünstigen Ladungstransfer.

Um die Signale noch weiter zu verkürzen, besteht die Möglichkeit, die Elektronendriftgeschwindigkeit durch die Beimischung eines kleinen Bruchteils von CF₄ zu erhöhen, wie in den Referenzen [134, 135] für Argon-basierte Mischungen gezeigt wird, und basierend auf Simulationsergebnissen auch für Xe/CO₂-Mischungen zutrifft [133]. Tab. 4.3 zeigt die minimalen Signallängen in verschiedenen Drücken von Xe/CO₂/CF₄ (85/10/5). Die Signale werden im Vergleich zu Xe/CO₂ (90/10) nochmals deutlich kürzer.

Einen zusätzlichen Gewinn kann die Verkürzung des Induktionsbereichs zwischen GEM und Anode bringen. Dadurch wird der Detektor aber wieder anfälliger für eine inhomogene effektive Verstärkung durch stärker hervortretende Variationen des Elektronentransfers bedingt durch Abstandsvariationen.

4.5 Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde der Ladungstransfer, die Gasverstärkungseigenschaften und die Signalbildung der Mikrostrukturen sowohl im Einzel- als auch im Kombinationsbetrieb studiert. Ein quantitativer Vergleich findet sich in Tab. 4.4. Anhand dieser Ergebnisse kann eine qualitative Bewertung vorgenommen werden (Tab. 4.5).

Kriterium	MicroCAT	GEM	MicroCAT+GEM	Zweifach-GEM	Dreifach-GEM
Ionenfeedback*	< 8 %	< 16 %	< 6 %	< 20 %	< 6 %
Eff. Gasverstärkung [†]	< $5 \cdot 10^3$	< $5 \cdot 10^2$	< $2 \cdot 10^4$	< $5 \cdot 10^3$	< $2 \cdot 10^4$
Signallänge* [†] (fwhm)	< 1 μ s	< 50 ns	< 1 μ s	< 50 ns	< 50 ns

* Typische Werte bei $E_{\text{Drift}} = 1 \text{ kV cm}^{-1}$.

[†] Typische Werte bei stabilem Betrieb in 1 bar Xe/CO₂ (90/10).

Tabelle 4.4: Quantitativer Vergleich der wesentlichen Kenngrößen der Mikrostrukturen bzw. deren Kombinationen.

Sowohl die MicroCAT- als auch die GEM-Strukturen weisen einzeln, aber auch kombiniert einige Vor- und Nachteile auf. Eine ganz klare Stärke des MicroCATs ist die große mechanische Stabilität und Robustheit. Mit einem Minimum an dielektrischem Material im Gasverstärkungsraum können in einer einzigen Verstärkungsstufe mittlere Gasverstärkungen erzielt werden. Durch Kombination mit einem GEM sind dann sehr große Verstärkungen möglich, die auch einen stabilen Betrieb bei Drücken bis ca. 3 bar in Xenon-basierten Gasmischungen erlauben. Der Anteil der rückdriftenden Ionen und somit das durch die Ionen hervorgerufene Raumladungsfeld im Konversionsraum kann besonders bei MicroCAT-Strukturen mit kleinen Löchern effektiv verringert werden. Die zur Reduzierung von raumladungsbedingten Verzerrungen nötigen großen Driftfelder führen aber, besonders bei MCATs mit kleinen Löchern, zu einem starken Abfall der Elektronentransparenz und somit der effektiven Gasverstärkung. Für die Verwendung von MicroCAT-Strukturen in großflächigen Detektoren ist allerdings ein Stützkonzept unvermeidbar. Trotz der elektrischen Eignung der blue spacer (Anhang C.2.2), die in Ref. [45] gezeigt wurde, konnte dieses Konzept leider nicht mit einer geforderten Höhengenaugigkeit von einigen μ m realisiert werden. Auch alternative Stützkonzepte mussten als nicht tauglich zurückgewiesen werden. Durch die mangelhafte räumliche Verstärkungshomogenität ohne Stützstrukturen ist der Verwendung der MicroCAT-Struktur, auch in Kombination mit dem GEM, eher negativ gegenüberzustehen.

Die Dreifach-GEM-Konstellation stellt im Prinzip die beste Möglichkeit zur Erzeugung von Gasverstärkung in dem vorgestellten Detektorsystem für Hochgeschwindigkeitsmessungen dar. Zwar ist die GEM-Struktur an sich nicht sonderlich robust, jedoch kann die Entladungswahrscheinlichkeit in einer Dreifach-Kombination sehr stark reduziert werden, wenn alle drei Strukturen in sicheren Spannungsbereichen betrieben werden können. Die effektiven Gesamtverstärkungen, die erzielt werden, liegen dabei beinahe in derselben Größenordnung wie die der MicroCAT-GEM-Kombination. Die bei Einfach- oder Zweifach-GEM-Anordnungen auftretenden großen Werte des Ionenfeedbacks können durch eine geschickte

Kriterium	MicroCAT	GEM	MicroCAT+GEM	Zweifach-GEM	Dreifach-GEM
Handhabbarkeit	+	+	+	+	+
Robustheit	++	o	o	o	o
Betriebsstabilität*	o	--	++	o	++
Ionenfeedback	o	-	+	-	+
Max. eff. Verstärkung	o	--	++	o	+
Räuml. Verstärkungshom.	--	+	--	+	o
Zeitl. Verstärkungshom.	++	o	o	-	-
Ratenab. Verstärkungshom.	++	o	o	-	-
Signallänge	-	++	-	++	++

* Bei einer Verstärkung von $5 \cdot 10^3$ in 1 bar Xe/CO₂ (90/10).

Tabelle 4.5: Qualitativer Vergleich der Mikrostrukturen bzw. deren Kombinationen. Bewertungsmaßstab: ++ sehr gut, + gut, o ausreichend, - mangelhaft, -- ungenügend.

Wahl der Felder bei Dreifach-GEMs auf Werte $< 6\%$ gedrückt werden. Im Gegensatz zu den MicroCAT-Strukturen führen hohe Driftfelder bis zu Werten von $2\text{--}3\text{ kV cm}^{-1}$ bei GEMs nur zu einem minimalen Abfall der Gesamtelektronentransparenz bzw. der effektiven Gasverstärkung; Bildverzerrungen können daher effizient verringert werden. Die räumliche Homogenität der Gasverstärkung ist auf jeden Fall ausreichend, um auch sehr großflächige Detektoren zu bauen. Es kann vermutet werden, dass das zeit- und ratenabhängige Verstärkungsverhalten durch Beschichtung der GEMs mit amorphem Kohlenstoff beseitigt werden kann [124]. Trotz des Verstärkungsabfalls sind normale, unbeschichtete GEM-Strukturen aber auch bei sehr hohen lokalen Raten noch funktionsfähig. Dies wurde z.B. bei lokalen Gammaraten von 10^9 Photonen $\text{mm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ überprüft [136]. Deutliche Vorteile verglichen mit MicroCAT-Detektoren bieten GEM-Strukturen aufgrund ihrer äußerst kurzen Signale mit Längen von nur einigen 10 ns. Dies prädestiniert sie für den Einsatz in Hochraten- und Hochgeschwindigkeitsmessungen.

Es soll aber nicht übersehen werden, dass die Kombination von MCAT und GEM durchaus in manchen physikalisch bestimmten Parametern der Dreifach-GEM-Kombination überlegen ist und nur durch die technische Realisierung der Stützstruktur limitiert wird. Falls es zukünftig gelingt, ein Stützkonzept für die MicroCAT-Struktur erfolgreich umzusetzen, so stellt die MCAT-GEM-Kombination trotz der großen Signallängen eine mögliche Alternative zur Dreifach-GEM-Kombination dar.

5. Leistungsfähigkeit des bildgebenden Gesamtsystems

Für das in den folgenden Abschnitten beschriebene Gesamtsystem, bestehend aus dem Detektor selbst sowie der Analog- und der Digitalelektronik, kommen ausschließlich Dreifach-GEM-Detektoren zum Einsatz. Drift-, Transfer- und Induktionsfelder werden standardmäßig auf 1, 2.5 bzw. 3 kV cm⁻¹ gesetzt.

Während einige Ortsmessungen im Labor in Siegen mit einer ⁵⁵Fe-Quelle ($E_\gamma = 5.9$ keV) oder mit einer Röntgenröhre mit Molybdän-Anode ($E_{K_\alpha} = 17.4$ keV) durchgeführt wurden, konnte der Detektor auch an der österreichischen Messstation für Kleinwinkelstreuung (SAXS-Beamline) [137–139] am Synchrotron ELETTRA in Trieste/Italien betrieben werden. Der dort zur Verfügung stehende monochromatische und stark kollimierte 8 keV-Photonenstrahl, der von einem Wiggler erzeugt wird, ist hervorragend für Streuexperimente im Kleinwinkelbereich geeignet. Für die verwendeten Photonenenergien von 5.9 bzw. 8 keV ist Xe/CO₂ (90/10) die favorisierte Gasmischung, obwohl durch die mit etwa 8%iger Wahrscheinlichkeit auftretenden Fluoreszenzphotonen (Abschnitt 2.2) einige Zweifachereignisse in direkt benachbarten Detektorzellen erwarten lassen, die bei der Aufbereitung der Ortshistogramme aussortiert werden müssen (Abschnitt 3.3.2). Der Gasdruck wird bei den meisten Messungen bei diesen niedrigen Energien auf etwa 1.2 bar festgelegt; dadurch erreicht man eine Quanteneffizienz von über 90% (Abb. 2.2). Die Messungen mit der Röntgenröhre werden anstatt mit der Xenon-Mischung mit 1.5–1.7 bar Kr/CO₂ (90/10) durchgeführt, um die Quanteneffizienz zu erhöhen, die Parallaxe zu unterdrücken und die Photoelektronenreichweite gering zu halten. Die hohe Fluoreszenzausbeute von 64% führt allerdings zu einem recht hohen Untergrund durch die künstliche Erzeugung von Zweifachereignissen. Bei Aussendung eines Fluoreszenzphotons ist die absorbierte Energie des eigentlich interessanten Ereignisses, die sich nur auf die Energie des Photoelektrons beschränkt (Abschnitt 2.2), mit ~ 3 keV recht gering, sodass große Gasverstärkungen benötigt werden.

Als Auslesestruktur wird bei nahezu allen Messungen eine PCB-Struktur verwendet. Die rekonstruierten Orte werden in einem 200 μm -Raster histogrammiert, d.h. die Pixelgröße in allen gezeigten Ortshistogrammen beträgt $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. Da der Aufbau der neuen digitalen Prototypelektronik noch recht störanfällig ist, wird bei allen Ortsmessungen eine hohe effektive Gasverstärkung im Bereich von 10^4 gewählt – bei der Verwendung von Krypton-Mischungen sogar noch um einen Faktor 2 höher –, um den relativen Einfluss von Störungen gering zu halten.

5.1 Dynamischer Bereich und Intensitätsauflösung

Der dynamische Bereich des Detektors wird beschränkt durch die Anzahl der fälschlicherweise durch Rauschen oder Störungen getriggerten Ereignisse und die maximal zählbaren Ereignisse pro Fläche und Zeit. Als Fläche muss man prinzipiell die Ausdehnung der psf heranziehen. Die Rate der Fehltrigger beträgt einige Ereignisse pro sensitiver Fläche von etwa 30 cm²; dieser Wert ist äquivalent zu einer Fehltrigger-rate $< 10^{-3}$ Ereignisse mm⁻² s⁻¹. Geht man pessimistischerweise von einer psf-Breite von 1 mm² aus, so beträgt die maximal messbare Rate $> 10^5$ Ereignisse mm⁻² s⁻¹ (vgl. Abschnitt 5.5). Der dynamische Bereich umfasst somit mehr als acht Größenordnungen. Durch die vernachlässigbare Fehltrigger-rate ist die Intensitätsauflösung nahezu nur Poisson-limitiert.

	Teststufe 1	Teststufe 2	Teststufe 3	Endgültige Version*
Triggertechnik	global, extern	global, intern	lokal	lokal
Triggersignal	GEM-Unterseite	zellintern	zellintern	zellintern
Aktive Zellen	49	49	41 [†]	49
Totzeit pro Ereignis [‡]	4 μ s	4 μ s	< 420 ns	< 300 ns
Signalerkennung [§]	nein	nein	ja	ja

* Geplante zukünftige Version; noch nicht getestet.

[†] Verlust von 8 Zellen bedingt durch den Ausfall (mindestens) einer Direktverbindung zwischen zwei ADC-Karten.

[‡] Berechneter Wert.

[§] Die Signalerkennung gibt Aufschluss darüber, ob eine Signalüberlagerung von mehreren Ereignissen vorliegt.

Tabelle 5.1: Charakterisierung der einzelnen Xilinx-Programmierungsstufen der neuen Digitalelektronik.

5.2 Elektronisch bedingte Totzeit

5.2.1 Transientenrekorder

Da die Umsetzung der lokalen Triggertechnik mit dem neuen digitalen Auslesesystem bis zum Termin der Strahlzeit am Synchrotron nicht fertiggestellt werden konnte, wurden die programmierbaren Xilinx-Bausteine auf den ADC-Karten und der Master-Karte bei allen Synchrotronexperimenten mit einer weniger komplexen Steuersoftware programmiert (Teststufe 1, Tab. 5.1), die lediglich einen Betrieb auf Basis eines globalen Triggers ermöglicht. Dazu wird ein ADC-Kanal, entsprechend einem Eckknoten der sensitiven Fläche, geopfert, um ein extern generiertes NIM-Signal abzutasten. Die von dem entsprechenden Ausleseknotten aufgesammelte Ladung kann dabei nicht zur Bildrekonstruktion verwendet werden. Daraus resultiert ein insensitiver Bereich, der einer Fläche von etwas mehr als einer halben Zelle entspricht. Das externe Triggersignal wird durch Diskrimination des Signals von der Unterseite der untersten GEM-Struktur gewonnen. Nach Erkennen des Triggers wird die Master-Karte kontaktiert, die die Verteilung des Triggers an alle übrigen Kanäle übernimmt. Nachdem alle ADC-Kanäle die Übertragung der Informationen über das Maximum in einem definierten Zeitfenster abgeschlossen haben, entscheidet die Master-Karte, welche neun Knoten die maßgebliche Signalinformation tragen und somit welche Daten zum PC geschickt werden. Die Totzeit, die durch die Auslese eines global getriggerten Ereignisses entsteht, beträgt etwa 4 μ s.

Mit einer erweiterten Programmierung der Xilinx-Bausteine (Teststufe 2, Tab. 5.1) sind die ADC-Karten nicht mehr auf ein externes Triggersignal angewiesen, sondern jeder Kanal kann selbst einen globalen Trigger durch Auswertung der Signalinformation generieren. Mit dieser Teststufe des globalen Triggers wurden die meisten der in den folgenden Abschnitten präsentierten Ortshistogramme im Labor aufgenommen.

Keine der beiden Ausführungen des globalen Triggers (Teststufe 1 und 2) ist in der Lage, Mehrfachereignisse zu erkennen und zu verwerfen. Die dazu notwendige besondere Signalerkennung [47] wird erst in der 3. Teststufe (Tab. 5.1) eingesetzt, in der auch die lokale Triggertechnik, wie in Abschnitt 3.4.2 beschrieben, vollständig umgesetzt wird. Da (mindestens) eine Direktverbindung zwischen zwei ADC-Karten defekt war, sind nur 41 der 49 Zellen funktionstüchtig. Die programmiertechnische Umsetzung des lokalen Triggers wurde auf einen sicheren Betrieb und nicht auf Geschwindigkeit optimiert. Die dadurch bedingte recht hohe Totzeit beläuft sich, Rechnungen zufolge, auf etwa 400 ns [47].

Die durch die Generierung des lokalen Triggers und die nachfolgende Auslese bedingte Totzeit sollte sich mit dem bestehenden System in der endgültigen Version (Tab. 5.1) nochmals deutlich auf einen Wert von schätzungsweise maximal 300 ns pro Ereignis verringern lassen. Dies kann durch eine Optimierung des Programmcodes sowie durch eine interne Erhöhung der Übertragungsfrequenzen erfolgen [47].

5.2.2 Datenübertragung zum PC und Online-Prozessierung

Die Geschwindigkeit der Datenübertragung zum PC über die verwendete Meilhaus-PCI-Karte ist auf eine Datenmenge von $\sim 8 \text{ MB s}^{-1}$ limitiert (Abschnitt 3.4.3). Für Messungen mit globalem Trigger stellt

dies keine ernsthafte Beschränkung der Leistungsfähigkeit dar. Bei Messungen mit lokalem Trigger (ab Teststufe 3) hingegen, bei denen pro Ereignis sechs 32 bit-Wörter, also 24 Byte übertragen werden¹, ist die maximal erreichbare Auslesefrequenz auf etwa $3 \cdot 10^5$ Ereignisse s^{-1} beschränkt.

Ein weiterer limitierender Faktor stellt bei dem vorhandenen System die Leistungsfähigkeit des PCs dar, durch dessen langsamen AMD-K6-Prozessor mit einer Taktfrequenz von 400 MHz sich die Online-Positionsbestimmung als Flaschenhals herausstellte. Die maximal erreichte, totale Rate wurde zu $\sim 7 \cdot 10^4$ Ereignisse s^{-1} gemessen. Dieser Wert ist allerdings stark abhängig von den Prozessierungsparametern, wie dem Rekonstruktionsalgorithmus oder der Größe der virtuellen Pixel.

5.3 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung des Detektors wird hauptsächlich durch die Varianz des Photokonversionsorts im Konversionsraum limitiert. Zur Abschätzung der Zeitauflösung des Gesamtsystems wird Gl. (2.39) herangezogen. Typische Driftgeschwindigkeiten in Xe/CO₂-Mischungen bei reduzierten elektrischen Feldern (E/p) im Bereich bis zu einigen $kV\text{ cm}^{-1}\text{ bar}^{-1}$ liegen bei maximal etwa $v_e \approx 3\text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$ [133, 140]. Für eine Konversionsraumtiefe von 25 mm ergibt sich somit eine Zeitauflösung von $\sigma_t < 240\text{ ns}$. Unter genauer Berücksichtigung der Breite der Photokonversionsortverteilung [Gl. (2.38)] bestimmt sich die Zeitauflösung auf etwa $\sigma_t \approx 160\text{ ns}$ bei einer Photonenenergie von 8 keV.

5.4 Statische Ortsmessungen

Um die Bildwiedergabe des Gesamtsystems zu untersuchen, werden Ortshistogramme sowohl mit homogener Beleuchtung als auch inhomogener Bestrahlung aufgenommen, die sich aus Blendenmessungen und Messungen mit diffraktiven Standardstreuproben im Kleinwinkelbereich (Silberbehenate und Rattenschwanzsehne) zusammensetzen.

5.4.1 Homogene Beleuchtung

Auftretende Bildverzerrungen manifestieren sich bei homogenen Beleuchtungen in örtlichen Variationen der Belegungsdichte, die stärker sind als durch die Poissonverteilung erwartet. Besonders bei den einfachen 4-Knoten-, 3-Knoten- und 6-Knoten-Algorithmen (Abschnitt 3.3.2) erwartet man, dass die Belegungsdichte in manchen Gebieten stark variiert.

Abb. 5.1 zeigt die gemessenen Ortshistogramme der inneren 5×5 Zellen einer mit einer ⁵⁵Fe-Quelle ($E_\gamma = 5.9\text{ keV}$) homogen beleuchteten PCB-Auslesestruktur, rekonstruiert mit dem 4-Knoten-, 3-Knoten- und 6-Knoten-Algorithmus. Die Messungen wurden mit einem Gasdruck von 1.3 bar Ar/CO₂ (70/30) durchgeführt. Summiert und renormiert man die Einträge pro Pixel jeder dieser Zellen, so erhält man die mittlere Belegungsdichte innerhalb einer Zelle (Abb. 5.2). Es wird deutlich, dass die Belegungsdichte – je nach Algorithmus – am Knoten, am Steg oder in der Zellmitte stark vom mittleren Wert eins abweicht.

Verwendet man zur Rekonstruktion der Ortshistogramme den 4/6/3-Knoten-Algorithmus (Abb. 5.3), so wird bereits der größte Teil der Bildverzerrungen beseitigt. Dennoch sind immer noch eine Erhöhung der mittleren Intensität am Knoten und ein leichter Abfall entlang der Stege und der Zellmitte festzustellen, die wahrscheinlich durch systematische Effekte wie elektronisches Übersprechen, Verstärkungsvariationen in der Elektronik, Variationen in den Oberflächenwiderständen der Auslesestruktur und in der Breite der niederohmigen Stege oder durch thermisches Widerstandsrauschen hervorgerufen werden. Zur weiteren Bildverbesserung wird daher als Korrektur eine zweidimensionale nicht-lineare Koordinatentransformation angebracht [46]. Für die Wahl der zweidimensionalen Korrekturfunktion, die punktsymmetrisch bezüglich des Zentrums einer Zelle ist, wird die gemittelte Belegungsdichte durch geeignete Funktionen angenähert [46]. Diese Korrektur wird im Folgenden als globale nicht-lineare Korrektur bezeichnet.

Nach Anwendung dieser globalen Korrektur (Abb. 5.4) weist das rekonstruierte Ortshistogramm eine homogenere Belegungsdichte auf, allerdings sind manche Randbereiche und Ausleseknöten der Zellen immer noch zu erkennen. Das kann zum einen dadurch erklärt werden, dass in diesen Bereichen die iterative Anwendung des 4/6/3-Knoten-Algorithmus' [vgl. Gl. (3.5)] ein schlechtes Konvergenzverhalten

¹ Der angegebene Wert beinhaltet nur die Knoten- und die Ladungsinformation ohne Übermittlung einer Zeitinformation.

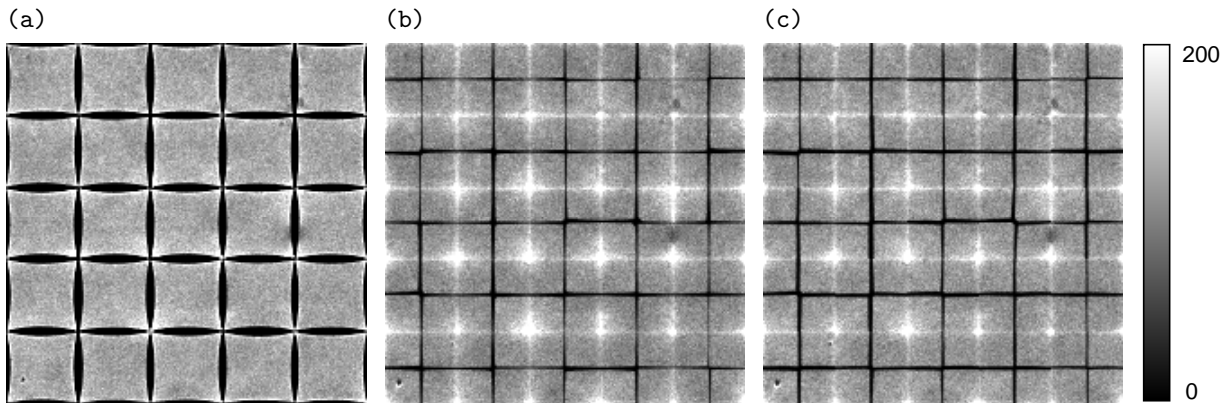


Abbildung 5.1: Ortshistogramme einer homogenen Beleuchtung einer PCB-Auslesestruktur, rekonstruiert mit (a) dem 4-Knoten-, (b) dem 3-Knoten- und (c) dem 6-Knoten-Algorithmus. Gezeigt sind die inneren 5×5 Zellen. Alle Bilder enthalten etwa $4.6 \cdot 10^6$ Photonen, die mittlere Photonenzahl pro Pixel beträgt etwa $N \approx 114$.

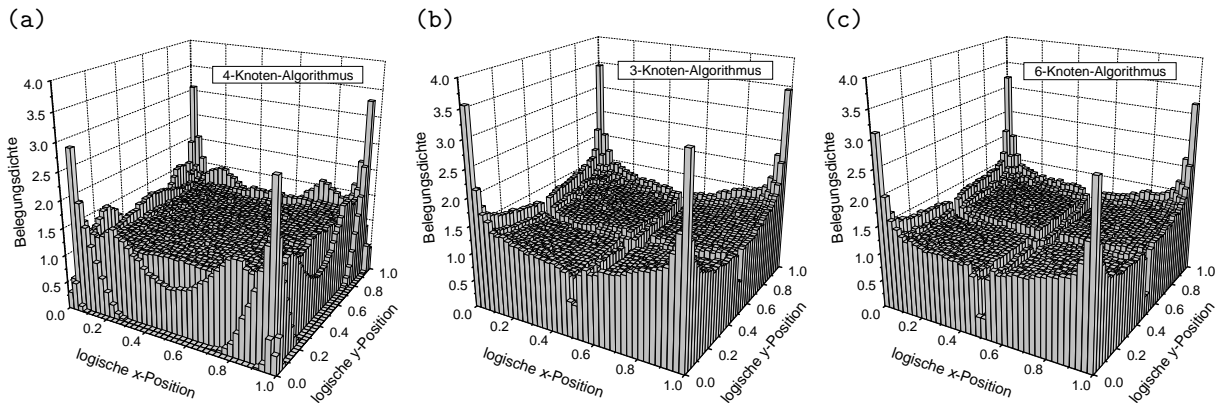


Abbildung 5.2: Mittlere Belegungsichte, gemittelt über 5×5 Zellen der PCB-Auslesestruktur, rekonstruiert mit (a) dem 4-Knoten-, (b) dem 3-Knoten- und (c) dem 6-Knoten-Algorithmus.

aufweist und zum anderen die globale Korrekturfunktion an diesen Stellen unzureichend ist. Weiterhin fällt auf, dass deutliche Unterschiede im Verhalten der einzelnen Zellen bzw. der elektronischen Kanäle vorliegen, was hauptsächlich durch systematische Fehlerquellen (s.o.) verursacht wird.

Um das unterschiedliche Zellverhalten zu korrigieren, können auch lokale nicht-lineare Korrekturen angebracht werden, d.h. die Korrekturfunktion wird für jede Zelle separat an die jeweilige Zellbelegungsichte angepasst und angewendet. Nach Anwendung der lokalen nicht-linearen Korrektur sind die Intensitäten im Ortshistogramm beinahe alle gleich, und die gemittelte Belegungsichte ist fast flach [46]. Die Erstellung der Korrekturmatriizen stellt aber einen sehr großen zeitlichen und rechnerischen Aufwand dar, weil die Konvergenz der Fitfunktionen bei zu wenigen Einträgen im Ortshistogramm oftmals nicht gegeben ist. Weiterhin wird bei dieser Anpassung a priori nicht die Stetigkeit der Belegungsichte respektive der Korrekturfunktion beim Übergang in benachbarte Zellen berücksichtigt, was zu Bildverzerrungen an den Zellrändern bei inhomogenen Beleuchtungen führt [46]. Daher wird in der Regel von dieser Korrektur abgesehen.

Trotz der durchgeführten Korrekturen gibt es Bereiche, die sich auffällig vom Rest unterscheiden. Der schwarze Punkt links unten im Ortshistogramm (in Abb. 5.4 markiert durch einen schwarzen Kreis) zeigt eine sehr geringe Intensität, da eine der GEM-Strukturen an dieser Stelle einen Defekt in der Kupferschicht aufwies. Der Bereich am Steg, der mit einer Ellipse markiert ist, wird sehr wahrscheinlich von einer irregulären Stegbreite bzw. einem unterbrochenen niederohmigen Steg verursacht [46]. Diese beiden Effekte treten bei allen folgenden Messungen mit dieser PCB-Struktur auf. Zusätzlich ist ein Bereich mit

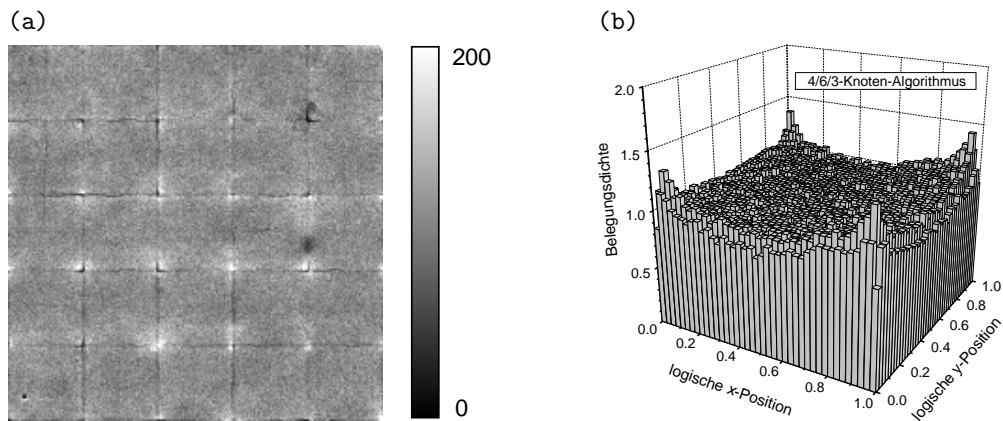


Abbildung 5.3: Ortshistogramm (a) und über 5×5 Zellen gemittelte Belegungsdichte (b) einer homogenen Beleuchtung einer PCB-Auslesestruktur, rekonstruiert mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus.

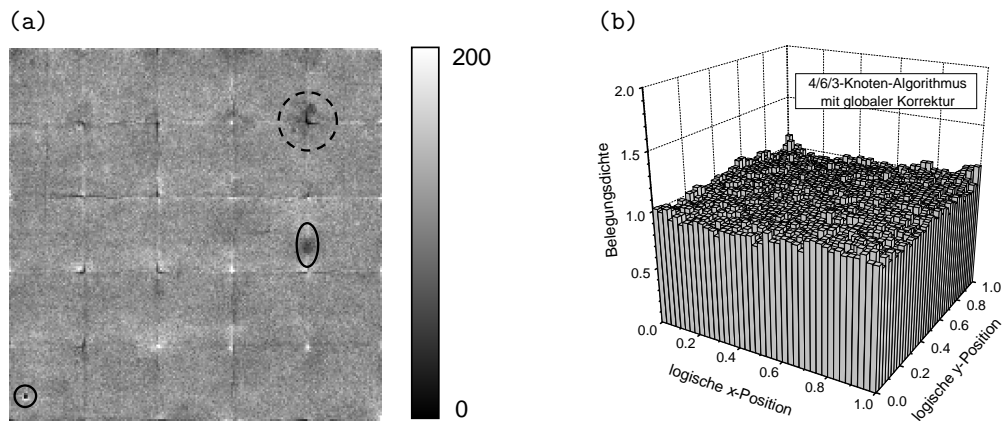


Abbildung 5.4: Ortshistogramm (a) und über 5×5 Zellen gemittelte Belegungsdichte (b) einer homogenen Beleuchtung einer PCB-Auslesestruktur, rekonstruiert mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus und nachfolgender globaler nicht-linearer Korrektur.

Verzerrungen rund um einen Knoten zu erkennen (markiert durch einen gestrichelten schwarzen Kreis). Diese Inhomogenitäten werden durch einen fehlerhaft arbeitenden elektronischen Kanal, vermutlich des Vorverstärkers, hervorgerufen. Da dieselbe Elektronik für alle Messungen, also auch mit der Keramik-Struktur, verwendet wird, treten Bildverzerrungen an dieser Stelle bei allen weiteren durchgeführten Ortsmessungen auf.

Um die Homogenität der Leerbilder quantitativ zu beschreiben, wird die Standardabweichung σ_N der mittleren Pixelintensität N verwendet. Die Werte von σ_N für eine Ortsrekonstruktion mit dem 4-Knoten-, dem 3-Knoten- und dem 6-Knoten-Algorithmus sowie mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus ohne Korrektur und mit globaler und lokaler nicht-linearer Korrektur sind in Tab. 5.2 für eine PCB- und eine Keramik-Auslesestruktur zusammengefasst. Gut erkennbar ist die starke Verbesserung der Homogenität bei Verwendung des 4/6/3-Knoten-Algorithmus. Die globale bzw. lokale nicht-lineare Korrektur bringt eine weitere Verbesserung. Besonders auffällig tritt der Unterschied zwischen PCB- und Keramik-Auslesestruktur hervor; letztere liefert durchweg schlechtere Standardabweichungen der mittleren Pixelintensität. Die Keramik-Auslesestruktur ist bezüglich der Bildwiedergabequalität der PCB-Struktur deutlich unterlegen. Eine nähere Betrachtung der Bildwiedergabe der Keramik-Auslesestruktur wird in Ref. [46] diskutiert.

Algorithmus	PCB- Auslesestruktur	Keramik- Auslesestruktur
	σ_N	σ_N
4-Knoten-Algorithmus	56.7	111
3-Knoten-Algorithmus	40.1	113
6-Knoten-Algorithmus	41.0	118
4/6/3-Knoten-Algorithmus	16.2	58.7
4/6/3-Knoten-Algorithmus mit globaler Korrektur	14.9	32.9
4/6/3-Knoten-Algorithmus mit lokalen Korrekturen*	13.6	— [†]
Poissonlimit	10.7	14

* Wird in der Regel nicht angewendet.

† Wurde nicht durchgeführt.

Tabelle 5.2: Standardabweichung σ_N der mittleren Pixelintensität N für eine homogene Beleuchtung einer PCB-Auslesestruktur ($N \approx 114$) und einer Keramik-Auslesestruktur ($N \approx 196$).

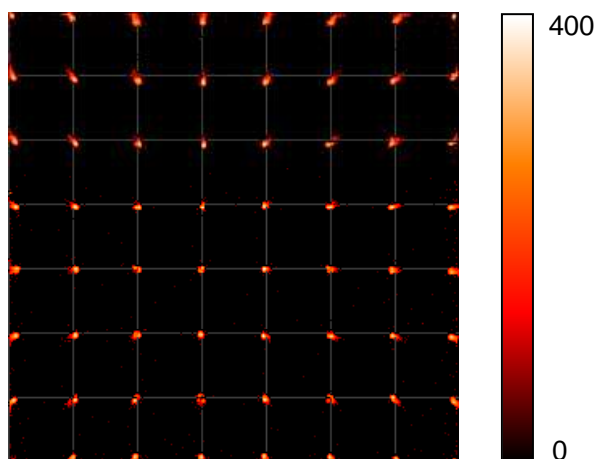


Abbildung 5.5: Ortshistogramm der Beleuchtung einer Lochblende in logarithmischer Darstellung, rekonstruiert mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus ohne globale Korrektur.

5.4.2 Inhomogene Beleuchtung

Durch die Betrachtungen der homogenen Beleuchtung im vorigen Abschnitt konnte demonstriert werden, dass die Bildwiedergabe bei der Ortsrekonstruktion mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus mit nachfolgender nicht-linearer Korrektur im Vergleich zur Verwendung von einfachen Algorithmen wie dem 4-Knoten- oder dem 3-Knoten-Algorithmus stark verbessert werden kann. Zur Untersuchung der Bildwiedergabe bei inhomogener Bestrahlung werden zwei Blenden- und zwei diffraktive Messungen vorgestellt. Alle Messungen bis auf eine Diffraktionsmessung werden mit einer PCB-Auslesestruktur durchgeführt.

5.4.2.1 Blendenmessungen

5.4.2.1.1 Lochblende Bei der Lochblende handelt es sich um ein 1 mm dickes Edelstahlblech, das mit 64 Löchern mit einem Durchmesser von 0.5 mm an den Positionen der Auslesestrukturen, im 8 mm-Raster, durchsetzt ist. Die Beleuchtung wird mit einer ^{55}Fe -Quelle vorgenommen, die im Abstand von etwa 30 cm vor der Blende und dem Detektor platziert wird. Das gemessene Ortshistogramm, rekonstruiert mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus, ist in Abb. 5.5 dargestellt. Durch den relativ kleinen Abstand zwischen Quelle und Detektor treten zum Rand der sensitiven Fläche Parallaxeeffekte auf, die im Bild deutlich zu erkennen sind. Anhand des in Abb. 5.5 dargestellten Rasters, das die Positionen der niederohmigen Stege bzw. der Zellränder markiert, wird ersichtlich, dass die Positionen der abgebildeten

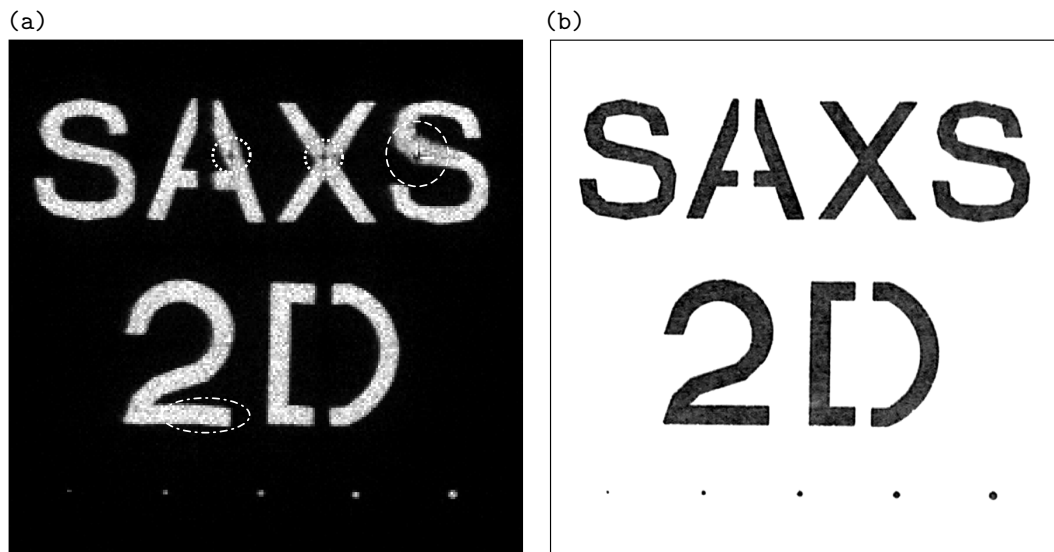


Abbildung 5.6: (a) Ortshistogramm der Beleuchtung der „SAXS 2D“-Blende und (b) Vergleich mit einer Photographie. Die Blende in (a) ist um $\sim 0.6^\circ$ geneigt. Dies wird z.B. in dem Pixelsprung an der Unterseite der „2“, markiert durch eine Ellipse, sichtbar. Die Größe beider dargestellten Bilder beträgt $4.4 \times 4.4 \text{ cm}^2$.

Löcher zum Rand des Detektors nicht exakt mit den wirklichen Positionen der Löcher in der Blende übereinstimmen. Diese Ortsverzerrungen sind hauptsächlich durch leicht inhomogene elektrische Felder im Konversionsraum, aber auch im Bereich zwischen und unterhalb der GEM-Struktur(en) bedingt. Die Transfer- und Induktionsbereiche sind besonders anfällig, da durch die geringen Abstände zwischen den Elektroden von 1–2 mm kleine Abstandsvariationen bereits große Feldinhomogenitäten hervorrufen, die zum einen den Ladungstransfer, zum anderen aber auch die Bildwiedergabe beeinflussen. Dies betont, dass auf eine möglichst parallele Anbringung der einzelnen Elektroden, insbesondere der GEM-Strukturen, zu achten ist.

5.4.2.1.2 Buchstabenblende Um die Wiedergabe von komplexeren Mustern zu untersuchen, wird mit Hilfe eines Lasers aus einer 1 mm dicken Edelstahlblende der Schriftzug „SAXS 2D“ ausgeschnitten. Zusätzlich werden fünf Löcher mit wachsendem Durchmesser von 280–680 μm in der Blende platziert. Die Durchmesser vergrößern sich von Loch zu Loch um 100 μm . Die Beleuchtung des Detektors erfolgt mit 6.4 keV-Photonen, die der Fluoreszenz einer Eisenstreuprobe im Synchrotronstrahl entstammen. Da der Abstand zwischen Streuer und Blende, die direkt vor dem Detektor angebracht wird, ungefähr 2.5 m beträgt, ist die entstehende Parallaxe relativ gering. Die Ortsrekonstruktion wird mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus mit nachfolgender globaler Korrektur vorgenommen. Zur Korrektur der noch verbleibenden, systematischen Bildrekonstruktionsfehler, wird eine weitere Korrektur durch eine Division mit einem normierten Leerbild (homogene Beleuchtung) vorgenommen. Da es bei einem gemessenen Leerbild immer noch Pixel gibt, die keinen Eintrag enthalten – z.B. verursacht durch den elektronischen Kanal, der den globalen Trigger generieren muss –, wird bei dem Leerbild in jedem Pixel ein Eintrag hinzuaddiert, das Leerbild normiert und die Division erst anschließend ausgeführt. Auf diese Weise wird eine Division durch null vermieden. Um optimale Ergebnisse bei der Leerbildkorrektur zu erzielen, sollte man das Leerbild möglichst kurz vor oder nach der Messung des zu korrigierenden Bildes aufnehmen. In dieser Arbeit wurde dies bei allen Korrekturen dieser Art leider nicht gemacht. Statt dessen wurde das Leerbild einige Stunden oder Tage früher oder später, teilweise auch mit anderen Photonenergien und Gasmischungen gemessen, was zu leichten Abstrichen in der Qualität der Bilder führt.

Abb. 5.6 zeigt das mit der „SAXS 2D“-Blende gemessene Ortshistogramm. Zum Vergleich ist auch eine optische Abbildung der Blende, die mit einer Standarddigitalkamera gegen das Sonnenlicht aufgenommen wurde, dargestellt. Es zeigt sich insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden Bildern, sowohl in den Buchstaben und Ziffern als auch in den kleinen Löchern. Durch die nicht-optimierte Leerbildkorrektur sind an manchen Stellen nach wie vor einige Relikte der Knoten und der niederohmi-

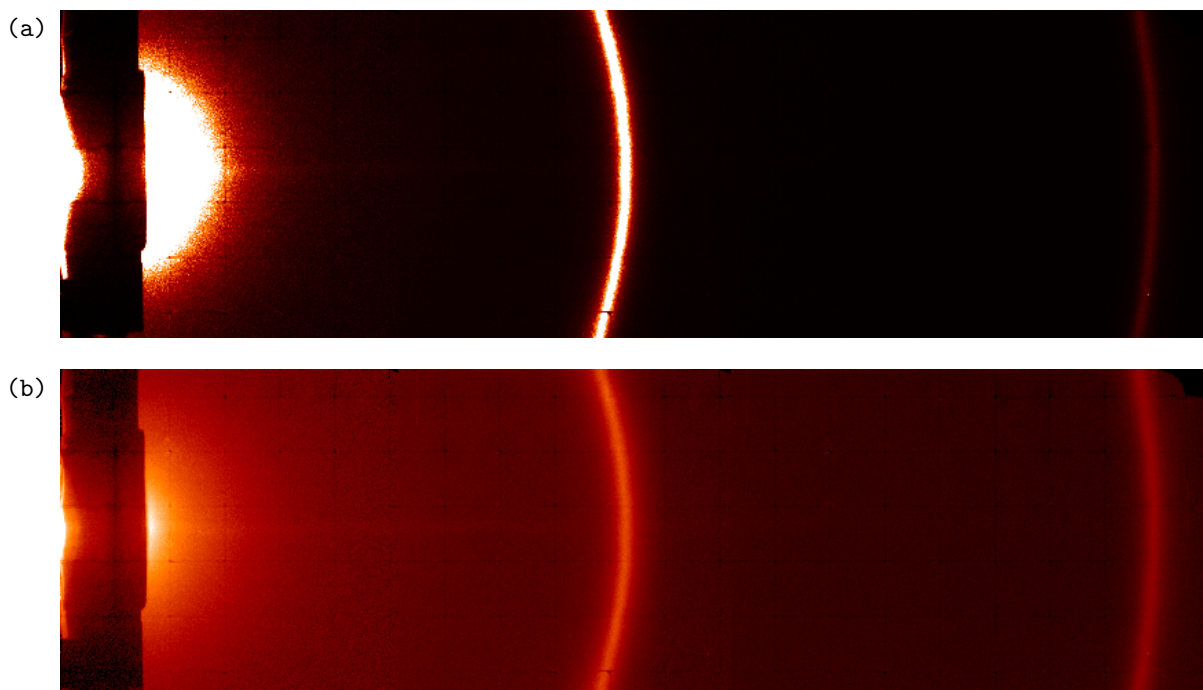


Abbildung 5.7: Diffraktionsbild von Silberbehenate (a) in linearer und (b) in logarithmischer Darstellung, zusammengesetzt aus 4 einzelnen Ortshistogrammen. Beide Bilder besitzen eine Größe von je $168 \times 48 \text{ mm}^2$.

gen Zellränder, markiert durch die gepunkteten, weißen Kreise, ersichtlich. Die Verzerrungen im zweiten „S“ (gestrichelter Kreis) können auf den nicht korrekt arbeitenden Elektronikkanal zurückgeführt werden (vgl. Abschnitt 5.4.1). Mithilfe der Abbildung des kleinsten Loches wird die Halbwertsbreite der Punkt-Spreiz-Funktion (point spread function, psf) zu etwa $\sigma_{\text{psf}} \approx 120 \mu\text{m}$ (fwhm) bestimmt [46].

5.4.2.2 Diffraktive Messungen mit Standardstreuproben im Kleinwinkelbereich

Die diffraktiven Messungen zweier Streuproben wurden an der SAXS-Beamline mit einer Photonenenergie von $E_\gamma = 8 \text{ keV}$ durchgeführt. Die Kameralänge, also der Abstand zwischen Probe und Eintrittsfenster des Detektors, beträgt bei beiden Messungen 2.5 m. Alle Bilder werden mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus mit globaler nicht-linearer Korrektur rekonstruiert und anschließend mit einem Leerbild korrigiert.

5.4.2.2.1 Silberbehenate Zur Kalibration und zur Ausrichtung des Detektors wird bei diffraktiven Messungen häufig der Pulverstreuer Silberbehenate mit der chemischen Formel $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{20}\text{-COOAg}$ verwendet. Das d -spacing beträgt $d_{001} = 58.38 \text{ \AA}$ [141]. Abb. 5.7 zeigt ein aus 4×1 Einzelmessungen zusammengesetztes Ortshistogramm.

5.4.2.2.2 Rattenschwanzsehne Die gemessene Beugungsstruktur einer Rattenschwanzsehne (rat tail tendon collagen, RTT) ist in Abb. 5.8 dargestellt. Die axiale Periodizität des Kollagens weist einen Ebenenabstand (d -spacing) von 670 \AA im natürlichen, feuchten Zustand und von 640 \AA im luftgetrockneten Zustand auf [142]. Mit Hilfe des ersten Beugungsringes von Silberbehenate (Abschnitt 5.4.2.2.1) wurde ein d -spacing von 645 \AA ermittelt. Im Intensitätsprofil kann man deutlich die einzelnen Beugungsordnungen bis hin zur 14. Ordnung erkennen. Anhand des Beugungsbildes wird die Kameralänge genauer bestimmt zu 2.53 m. Dies ist wichtig für die Auswertung des in Kap. 6 beschriebenen Temperatursprung-Experiments an Lipidmembranen.

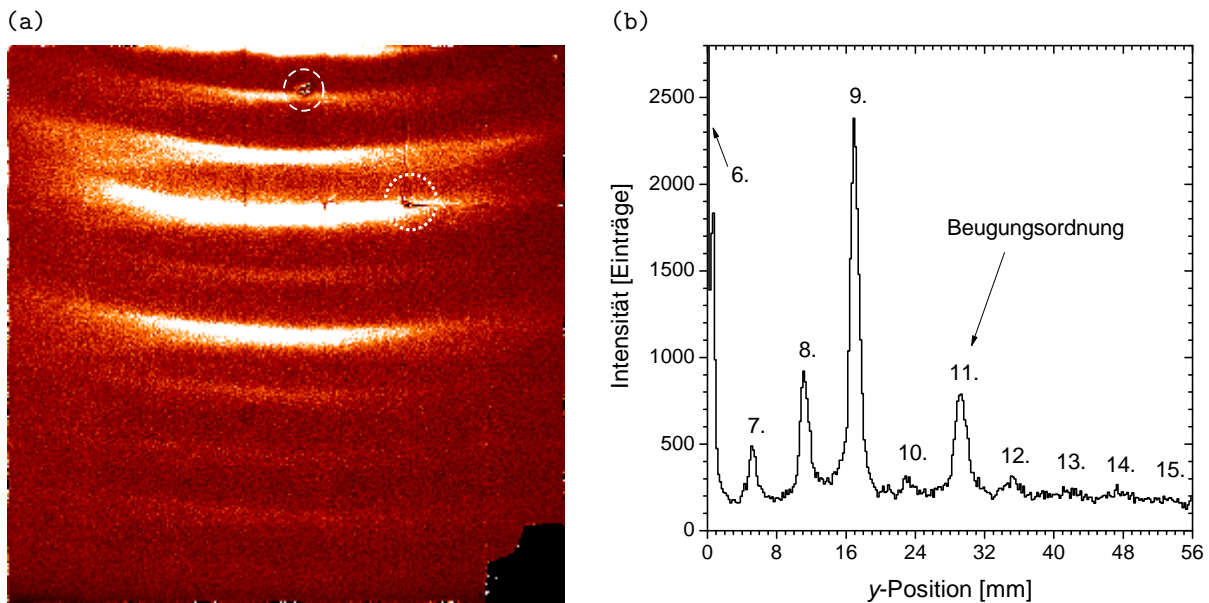


Abbildung 5.8: (a) Beugungsbild und (b) Intensitätsprofil einer Rattenschwanzsehne mit einem d -spacing von etwa 645 \AA , gemessen mit einer Keramik-Auslesestruktur. Der Ausleseknoten in der unteren rechten Ecke wurde als Kanal für den globalen Trigger verwendet und verursacht daher einen toten Bereich. Der durch einen gestrichelten Kreis markierte, verzernte Fleck in der zweiten sichtbaren Beugungsordnung, die eigentlich der siebten Ordnung entspricht, wird durch einen defekten Bereich in einer der GEM-Strukturen verursacht. Der gepunktete Kreis markiert den inkorrekt arbeitenden elektronischen Kanal. Um eine bessere Statistik zu erzielen, werden für das Profil über fünf Pixel in x -Richtung aufsummiert.

5.4.3 Hochratenmessungen

Zur Untersuchung von Bildverzerrungen bei hohen Photonennraten, verursacht durch Raumladungen oder Signalüberlagerungen, werden Blendenmessungen sowohl mit dem globalen Trigger (Teststufe 2) als auch mit dem lokalen Trigger (Teststufe 3) durchgeführt.

Als Photonquelle kommt die Röntgenröhre zum Einsatz. Um das relative Ionenfeedback gering zu halten, werden die Transferfelder und das Induktionsfeld auf $E_{\text{Trans}_1} = 1 \text{ kV cm}^{-1}$ und $E_{\text{Trans}_2} = E_{\text{Ind}} = 5 \text{ kV cm}^{-1}$ eingestellt (vgl. Abschnitt 4.2.2.5). Das Driftfeld beträgt bei allen Messungen $E_{\text{Drift}} = 900 \text{ V cm}^{-1}$. Höhere Driftfelder führten zu Entladungen an der Driftkathode. Da die GEM-Signale sehr kurz sind, ist die typische Signalform nach dem analogen Vorverstärker/Shaper (PASH) der Stoßantwort der Analogelektronik sehr ähnlich [vgl. linker Graph in Abb. 3.15 (a)]. Die geformten Signale besitzen einen deutlichen Unterschwinger. Dadurch überschreitet die Gesamtsignallänge einen Wert von $\sim 1 \mu\text{s}$. Alle dargestellten Ortshistogramme werden mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus ohne weitere globale Korrektur rekonstruiert.

5.4.3.1 Messungen mit dem globalen Trigger

Für die Hochratenmessungen mit dem globalen Trigger (Teststufe 2) wird der Detektor mit der „SAXS 2D“-Buchstabenblende abgedeckt, wobei der „SAXS“-Schriftzug mit einer Bleimaske ausgeblendet wird, sodass lediglich die Buchstaben „2D“ sowie die fünf Löcher beleuchtet werden. Abgesehen von den zwei äußersten Löchern findet die Beleuchtung innerhalb einer Fläche von 3×3 Auslesezellen statt.

Die Ortshistogramme der Buchstabenblende bei Photonennraten zwischen 44 kHz und 1.5 MHz sind in Abb. 5.9 dargestellt. Es werden zwei unterschiedliche Trends offensichtlich:

- Es treten Verwaschungen zwischen einzelnen Strukturen oder Objekten, z.B. im Bereich zwischen der „2“ und dem „D“ auf. Dieser Effekt wird durch Signalüberlagerungen und einer daraus resultierenden fehlerhaften Positionsbestimmung verursacht [46]. Dabei muss nochmals darauf hingewiesen werden, dass eine vernünftige Ortsrekonstruktion mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus

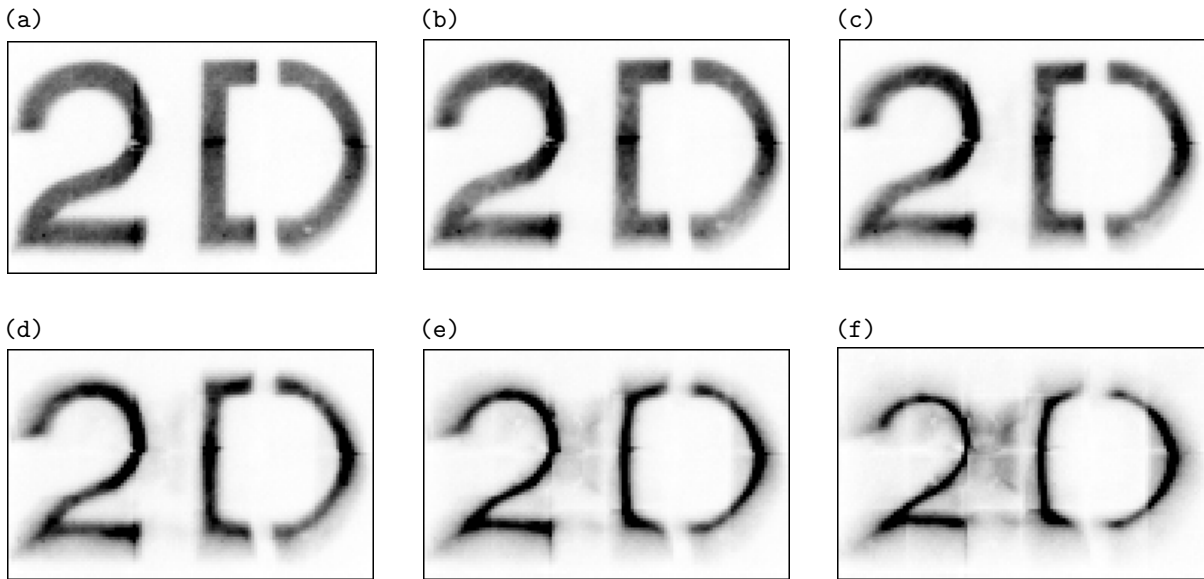


Abbildung 5.9: Ortshistogramme der teilweise abgedeckten „SAXS 2D“-Buchstabenblende, gemessen mit dem globalen Trigger. Dargestellt ist eine Fläche von etwa 3×2 Zellen. Die gemessenen Photonennraten betragen etwa (a) 44 kHz, (b) 93 kHz, (c) 185 kHz, (d) 370 kHz, (e) 750 kHz und (f) 1.5 MHz. Dunkle Farben entsprechen einer hohen Intensität.

gewisse Einschränkungen an die Einzelpositionen stellt, die mit dem 4-Knoten-, 6-Knoten- und 3-Knotenalgorithmus berechnet werden. In den gezeigten Ortshistogrammen werden alle Ereignisse zurückgewiesen, deren Einzelpositionen x_i und y_i mit $i \in \{4, 6, 3\}$ um mehr als 20 % der Zellgröße voneinander abweichen [vgl. Gl. (3.6) mit $c = 0.2$]. Dies führt dazu, dass bei Raten > 1 MHz mehr als 25 % der Ereignisse nicht gezählt werden. Ohne dieses zusätzliche Kriterium würden deutlich stärkere Verwaschungen auftreten. Reduziert man die maximale Abweichung auf $c < 0.1$, so wird das Ausmaß der Verschwimmungen deutlich geringer [46]. Dadurch tragen dann aber auch deutlich weniger Photonen zur Bildung des Ortshistogrammes bei.

- Bei hohen Raten werden Bildverzerrungen offenkundig, die durch Raumladungen hervorgerufen werden. Bereits bei Photonennraten $\gtrsim 200$ kHz treten erste, deutlichere Verzerrungen hervor, die sich darin manifestieren, dass sich Strukturen oder Objekte in ihrer Ausdehnung zum Schwerpunkt hin zusammenziehen. Dieser Effekt, der im nächsten Abschnitt etwas genauer untersucht wird, ist auch bei punktförmiger Beleuchtung zu beobachten [45].

5.4.3.2 Messungen mit dem lokalen Trigger

Um die Funktionalität des lokalen Triggers (Teststufe 3) bei niedrigen und hohen Raten zwischen 25 kHz und 1.9 MHz zu testen, werden Messungen mit einer Buchstabenblende, die den Schriftzug „LOCAL TRIGGER“ trägt, durchgeführt (Abb. 5.10). Die rekonstruierten Ortshistogramme zeigen bei niedrigen Raten keine besonderen Probleme auf, die durch die Elektronik verursacht werden. Das Verhalten bei höheren Raten ähnelt dem der Messungen mit dem globalen Trigger (Abb. 5.9). Allerdings treten nicht so starke Verwaschungen zwischen den einzelnen Buchstaben auf, was auf die erfolgreiche Signalerkennung und die damit einhergehende Mehrfach-Ereignis-Unterdrückung zurückzuführen ist.

Bei Photonennraten $\gtrsim 500$ kHz treten allerdings Fragmente im Ortshistogramm auf, die durch Totzeiteffekte der lokalen Triggertechnik hervorgerufen werden. Es handelt sich dabei aber nur um sehr geringe Intensitätsunterschiede, die nur in logarithmischer Darstellung der Ortshistogramme sichtbar werden (Abb. 5.11).

Zur genaueren Trennung von raumladungs- und signalüberlagerungsbedingten Ortsverzerrungen wird eine Messreihe bei konstanter Photonennrate von 670 kHz aber unterschiedlichen Gasverstärkungen durchgeführt (Abb. 5.12). Es wird erkennbar, dass die Bildverzerrungen bei Verringerung der Gasverstärkung

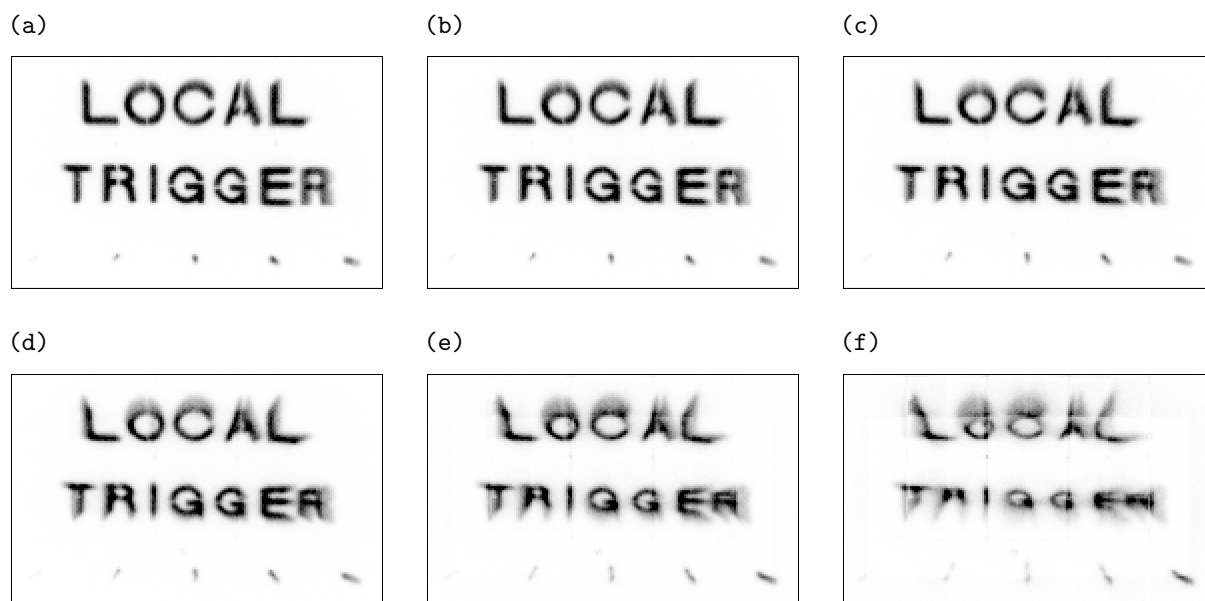


Abbildung 5.10: Ortshistogramme der „LOCAL TRIGGER“-Buchstabenblende, gemessen mit dem lokalen Trigger. Dargestellt ist eine Fläche von etwa $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$. Die gemessenen Photonennraten betragen etwa (a) 25 kHz, (b) 120 kHz, (c) 240 kHz, (d) 480 kHz, (e) 960 kHz und (f) 1.9 MHz. Dunkle Farben entsprechen einer hohen Intensität.

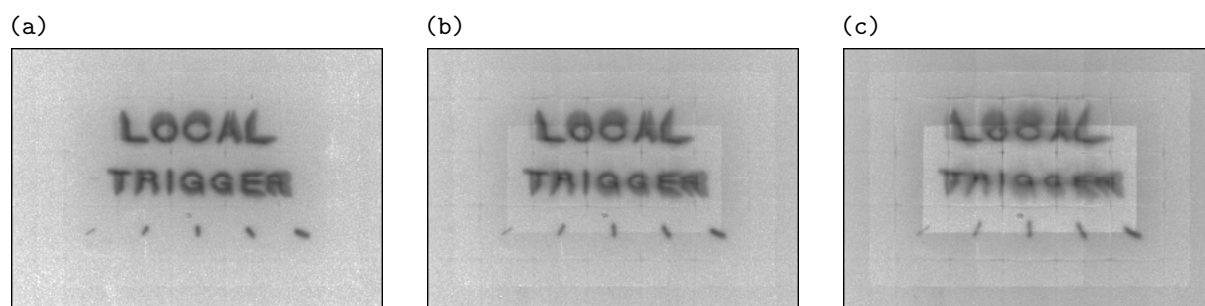


Abbildung 5.11: Logarithmische Darstellung von etwa 7×5 Zellen der Ortshistogramme der „LOCAL TRIGGER“-Buchstabenblende, gemessen mit dem lokalen Trigger. Die gemessenen Photonennraten betragen etwa (a) 480 kHz, (b) 960 kHz und (c) 1.9 MHz.

und der somit kleineren Raumladung deutlich reduziert werden. Durch die geringere Verstärkung treten aber andere Effekte wie Rauschen oder Störungen, die zum Aufweichen der Kanten führen, stärker in den Vordergrund.

5.5 Diskussion des Hochratenverhaltens

Das Hochratenverhalten des Gesamtsystems wird durch verschiedene physikalische Prozesse beeinflusst. Dazu zählen die Auswirkungen hoher Photonennraten auf die Gasverstärkung und deren Stabilität, der Einfluss hoher Raumladungsdichten auf die Bildwiedergabe sowie das Totzeitverhalten des gesamten Systems.

Bei Dreifach-GEM-Konstellationen tritt, wie bereits in Abschnitt 4.3.2.2 beschrieben, ein starker, örtlich begrenzter Abfall der Gasverstärkung bei hohen lokalen Raten auf. Abgesehen vom diesem Verstärkungsabfall können GEMs aber trotzdem mit Photonennraten $> 10^9 \text{ Photonen mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ betrieben werden [136]. Bei Detektoren mit MicroCAT-Strukturen konnte bei Messungen mit Photonennflüssen $> 10^7 \text{ Photonen mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, kollimiert auf eine Fläche $< 0.1 \text{ mm}^2$, gezeigt werden, dass keine ernsthafte

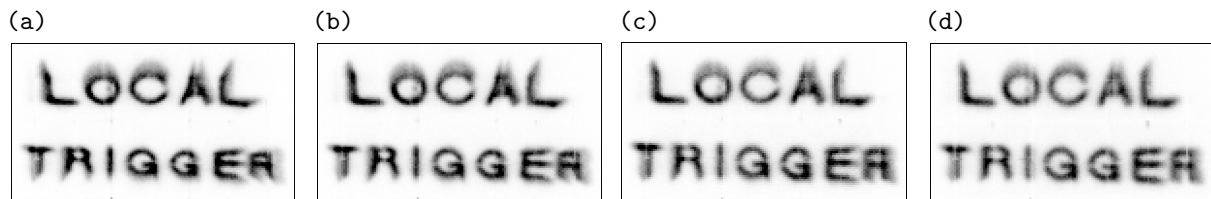


Abbildung 5.12: Ausschnitt aus den Ortshistogrammen der „LOCAL TRIGGER“-Buchstabenblende, gemessen mit dem lokalen Trigger bei einer Rate von 670 kHz bei unterschiedlichen Gasverstärkungen. Die relativen Verstärkungen betragen (a) 1.0, (b) ~ 0.7 , (c) ~ 0.5 und (d) ~ 0.3 .

Abnahme der Funktionalität, z.B. durch Streamerbildung bei zu hohen Raumladungsdichten, festzustellen ist [45], wie dies bei Drahtzählern der Fall sein kann.

Bei sehr hohen Photonenraten und gleichzeitig hoher Gasverstärkung treten Bildverzerrungen, die maßgeblich von Raumladungen hervorgerufen werden (Abb. 5.9–5.12), deutlich hervor. Bedingt durch die recht große Konversionsraumtiefe von 25 mm kann davon ausgegangen werden, dass, trotz der geringeren Gesamtladung verglichen mit der Ladung im kleinen Bereich zwischen der untersten und der mittleren GEM-Struktur, der Großteil ($\gg 80\%$) der Bildverzerrungen im Konversionsraum erzeugt wird, zumal das Driftfeld deutlich geringer ist als das entsprechende Transferfeld. Durch eine Erhöhung des Driftfelds kann das Maß der durch die Raumladung im Konversionsraum bedingten Bildverzerrung trotz eines ansteigenden Ionenfeedbacks verringert werden (Abschnitt 2.6). Bedingt durch die Detektorgeometrie konnte allerdings bei den durchgeführten Messungen kein höheres Driftfeld angelegt werden.

Zusätzlich kann der Einfluss der Raumladung auf die Bildwiedergabe durch eine Verringerung der Konversionsraumtiefe (vgl. Kap. 7) begrenzt werden. Dadurch erhöht sich auch die Zeitauflösung bis zu einem gewissen Grade. Weiterhin kann die Verwendung eines vierten GEMs, der als oberste Struktur als Ionenfänger dient und dabei nicht unbedingt im Verstärkungsmodus betrieben werden muss [143], zur Unterdrückung des Gesamtionenfeedbacks in Betracht gezogen werden. Ein Abfangen der Ionen durch ein spezielles Auffanggitter, das nach dem Durchgang eines Ereignisses durch Anlegen einer definierten Potentialverteilung den Großteil der Ionen abfängt [144], wäre zwar sehr effektiv, ist aber aufgrund der hohen Totzeiten in der Größenordnung von 10 μs nicht zu gebrauchen.

Falls, beispielsweise nach den oben beschriebenen Maßnahmen, der Bildverzerrungsbeitrag der Raumladungen zwischen den GEMs einen großen Beitrag liefert, sollte eventuell der Abstand zwischen den GEM-Strukturen, besonders zwischen dem untersten und dem mittleren GEM, z.B. auf 1 mm reduziert werden. Natürlich kann die gesamte Raumladung auch durch Verringerung der Gasverstärkung erfolgen. Dazu sollte die Elektronik aber resistenter gegen Störungen und äußere Einflüsse werden. Weiterhin wäre dafür auch eine Beschichtung der GEMs mit amorphem Kohlenstoff wünschenswert, um das ratenabhängige Verhalten der Gasverstärkung zu eliminieren [124].

Ein weiterer wichtiger Punkt bei der Betrachtung der Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems ist die Totzeit, die sich aus zwei Komponenten zusammensetzt (Abschnitt 2.7): der Signalfeldbildung sowie der Ereignisauslese und -prozessierung.

1. Signalfeldbildung. Die Signalform kann durch eine Faltung der Detektorrohrsignale mit der Stoßantwort der Auslesestruktur und mit der Stoßantwort des Verstärkers beschrieben werden.

Bei Verwendung der PASHs wird der Hauptbeitrag der durch die Signallänge bedingten Totzeit durch die Verstärker selbst bzw. durch deren ungünstige Signalformung verursacht. Erst in Kombination mit geeigneteren Vorverstärkern, wie der in Abschnitt 3.4.1 vorgestellten Kombination des neuen Vorverstärkers und des modifizierten Shapers, können die äußerst kurzen Detektorsignale der Dreifach-GEM-Konstellation, deren Halbwertsbreiten bei oben beschriebenen Detektorparametern etwa 40–60 ns betragen, ihre Vorteile zur Geltung bringen, da der Beitrag der Analogelektronik vernachlässigbar wird. Die Länge der GEM-Signale liegt in etwa in der gleichen Größenordnung wie die Signaldiffusion auf einer PCB-Auslesestruktur (Abb. 3.10). Die an den Ausleseknöten gemessene, von der Ereignisposition abhängige Signalform, die äquivalent ist zur Faltung der GEM-Signale mit der positionsabhängigen Antwortfunktion der Auslesestruktur, besitzt somit eine Halbwertsbreite im Bereich von ~ 70 ns, wobei die abfallende Flanke des Signals deutlich länger ist als die

ansteigende. Bedingt durch die höhere Kapazitätsbelegung ist die Signaldiffusion bei Keramik-Auslesestrukturen deutlich größer und macht in diesem Fall den Hauptteil des gemessenen Signals aus. Für PCB-Auslesestrukturen ist eine Signalintegrationszeit von max. 100 ns ausreichend, um eine gute Ortsauflösung zu erzielen, während bei Keramikauslesestrukturen die Integrationszeit größer gewählt werden sollte, z.B. 150–200 ns [46].

2. Ereignisauslese und -prozessierung. Im ersten Testprogramm der Digitalelektronik, die auf dem globalen Trigger basiert (Teststufe 1), beträgt die Totzeit für die Auslese eines Ereignisses 4 μ s. Totzeitbeiträge bei der Umsetzung des lokalen Triggers, bedingt durch die grobe Lokalisierung des Ereignisses und die nachfolgende Übermittlung der Ladungsinformation zum PC, belaufen sich auf etwa 400 ns pro Ereignis in Teststufe 3 [47]. Erst in der endgültigen Version sind Totzeiten < 300 ns zu erwarten.

Besonders kritisch ist die durch die Signalbildung hervorgebrachte Totzeitkomponente zu betrachten, da sie dem paralysierbaren Typ (Typ 3) zugeschrieben werden kann (Abschnitt 2.7). Durch den interpolativen Charakter der Ortsbestimmung muss sichergestellt sein, dass sich die Signale auf der Auslesestruktur nicht überlagern. Um eine fehlerfreie Ortsrekonstruktion zu garantieren, erzwingt ein Ereignis, je nach lokaler Position innerhalb der Zelle, eine tote Fläche von mindestens etwa 3×3 und höchstens etwa 4×4 Detektorzellen [46]; bedingt durch die Auslesegeometrie ist die tote Fläche zunächst nur in Zelleinheiten anzugeben. Durch die Verknüpfung der Zelleinheit mit der Zellgröße kann dann die äquivalente tote Fläche in Einheiten von z.B. mm^2 umgerechnet werden.

Aufgrund dieser Beschränkung kann die lokale Ratenverträglichkeit ermittelt werden: Für eine Signallänge respektive Integrationszeit von 100 ns beträgt der mittlere detektierbare Fluss etwa 10^6 Photonen (3×3 Zellen)⁻¹ mit ungefähr 18 % Totzeitverlusten, berechnet nach Gl. (2.36) für den paralysierbaren Totzeittyp (Typ 3). Dabei spielt es keine Rolle, ob die Photonen kollimiert oder unkollimiert innerhalb der Fläche von 3×3 Zellen auftreffen. Bei einer Zellgröße von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ ergibt sich somit ein mittlerer detektierbarer Fluss von etwa $2 \cdot 10^5$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Die globale Ratenverträglichkeit skaliert mit der Größe des Detektors. Da die lokale Ratenverträglichkeit durch den oben beschriebenen mittleren detektierbaren Fluss gegeben wird, kann die Ratenverträglichkeit über die gesamte Fläche durch das Produkt des mittleren detektierbaren Flusses und der Größe des Detektors beschrieben werden. Für den vorgestellten Detektor folgt daher theoretisch eine globale Ratenlimitierung durch die Auslesestruktur von etwa $5 \cdot 10^6$ Photonen s^{-1} . Dieser Wert kann aber z.Zt. mit dem Gesamtsystem trotz der lokalen Triggertechnik noch nicht erreicht werden. Das liegt zum einen an den PASHs mit ihrer ungünstigen Signalformung und zum anderen an der Limitierung der Datenübertragungsrate zum PC sowie der Online-Verarbeitungsgeschwindigkeit der Ortsinformationen.

Durch Änderung der Zellgröße kann die lokale Ratenverträglichkeit pro Fläche in gewissen Grenzen erhöht oder erniedrigt werden. Eine Vergrößerung der Zellen und somit der sensitiven Detektorfläche ist gleichbedeutend mit einem niedrigeren detektierbaren Fluss. Die Zellvergrößerung wird limitiert durch eine abnehmende Ortsauflösung und eine zunehmende Signaldiffusion, die zusätzlich die Ratenverträglichkeit einschränkt [46]. Durch Verkleinerung der Zellen gewinnt man an lokaler Ratenverträglichkeit pro Fläche und an besserer Ortsauflösung, allerdings unter dem Nachteil einer gleichzeitigen Verringerung der gesamten sensitiven Fläche. Zellgrößen $< 1 \times 1 \text{ mm}^2$ sind darüberhinaus nicht sinnvoll, da man nicht mehr von dem Vorteil von interpolierenden Systemen gegenüber reinen Pixeldetektoren profitieren kann, der durch eine aufwendige Elektronik und Positionsrekonstruktion erkauft wird.

Die nicht-paralysierbare Totzeit (Typ 1) von etwa 400 ns, bedingt durch die lokale Triggertechnik (Teststufe 3), verursacht etwas höhere Totzeitverluste als eine 100 ns lange paralysierbare Totzeit von Typ 3 (s.o.). Aus diesem Grunde liefert die Elektronik in dieser Konfiguration den Hauptbeitrag zur Gesamtzeit. Ähnlich der Totzeitkomponente der Auslesestruktur beschränkt sich auch die Totzeit der Elektronik auf eine kleinere Subfläche, die sich in der Regel über ein Flächenäquivalent von etwa 2×2 ADC-Karten erstreckt [47].

Die Totzeit der Digitalelektronik wird in erster Linie durch den Datenaustausch der einzelnen ADC-Karten über die je 8 Signalleitungen umfassenden Direktverbindungen, aber auch durch die beschränkte Breite des Gesamtbusses hervorgerufen. Leider konnte aus Mangel an Ein- und Ausgangskontakten der Xilinx-Bausteine keine höhere Breite der Direktverbindungen und des Busses realisiert werden. Dazu wären andere Xilinx-Typen nötig; in einem solchen Falle könnte die Totzeit theoretisch deutlich auf

schätzungsweise 100 ns verringert werden, da mehrere Operationen parallel ausgeführt werden können. Diese Optimierungsmöglichkeit ist in Kap. 7 detaillierter aufgeführt.

6. Temperatursprung-Experiment an Lipidmembranen

Das vorliegende Kapitel wurde in enger Zusammenarbeit mit Dr. Michael Rappolt (IBR Austria) und Hendrik Wagner erstellt und findet sich entsprechend auch in Ref. [46]. Es wird die erfolgreiche Verwendung des vorgestellten Gesamtsystems in einem zeitlich sehr schnell ablaufenden Temperatursprung-Experiment an Lipidmembranen demonstriert.

In Modellmembran-Systemen ist die lamellare flüssigkristalline L_α -Phase die biologisch bedeutsamste. Schnelle Temperatursprünge (T -Sprünge) innerhalb dieser speziellen Phase haben eine geordnete Zwischenstruktur aufgedeckt, bezeichnet als L_{α^*} , welche eine anomal kleine Gitterkonstante aufweist [145]. Für Lecithin-Systeme wurde diese Verjüngung der Gitterkonstanten einem Wasserdefizit unmittelbar nach dem T -Sprung zugeschrieben [146, 147]. In dem im Folgenden beschriebenen Experiment wird die nicht-lineare Anregung eines POPE¹-Lipid/Wasser-Systems untersucht, welches im Gegensatz zu Lecithin-Systemen über einen großen Temperaturbereich eine weitestgehend konstante Wasserkonzentration in der L_α -Phase aufweist [148]. Deshalb ist die Bildung der induzierten L_{α^*} -Phase in POPE nicht durch Wasserdiffusion behindert, und die Vermutung liegt nahe, dass die Formierung des Intermediats vielmehr durch eine Umlagerung des Wassers im Membranenstapel zustande kommt.

6.1 Einleitung

„Lipid“ (griech. *lipos* = Fett) ist ein allgemeiner Ausdruck für jede Art von organischen Molekülen, die sich in (unpolaren) organischen Lösungsmitteln gut lösen. In Wasser dagegen lassen sich Lipide nicht oder nur schlecht lösen, was auf einen Mangel an polarisierenden Atomen wie O, N, S oder P zurückzuführen ist. Bestimmte Lipide werden von den Zellen zum Aufbau von Membranen genutzt. Typische Membranlipide sind die Phospholipide. In Anhang D findet sich eine kurze Einführung in die allgemeine Thematik der Fette und der Phospholipide. Weiterführende Informationen, an denen sich die folgenden Abschnitte z.T. orientieren, finden sich in der Literatur (z.B. [149, 150]).

6.2 Membranen

Der zusammenhängende Teil der Membranstruktur besteht im Wesentlichen aus Phospholipiden, die sich wegen ihrer Amphiphilie in wässriger Umgebung spontan zu Doppelschichten organisieren (Abb. 6.1). Neben ihrer Funktion als Permeabilitätsbarriere dient die Membranstruktur auch als Lösungsmittel für wichtige Membranproteine. Diese Abgrenzungseigenschaften bieten sowohl einen mechanischen als auch einen chemischen Schutz gegen die Umgebung und sind die Voraussetzung für Konzentrationsunterschiede vieler Stoffe innerhalb und außerhalb von Zellen. Aufgrund der flüssigen Konsistenz der Lipiddoppelschicht können die Proteine parallel zur Oberfläche frei diffundieren, was den Membranen einen eher flüssigen Charakter zuweist. Diese Fluidität hängt von der Zusammensetzung der Lipide und der Umgebungstemperatur ab. Mit steigendem Anteil an ungesättigten Fettsäuren wächst die Fluidität der Membranen, da die Doppelbindungen aufgrund ihrer abgeknickten Ketten (vgl. Abb. D.3) eine Störung der semikristallinen Membranstruktur verursachen. Ein kleiner Anteil der Lipide ist an bestimmte Membranproteine gebunden und kann Einfluss auf deren Funktion nehmen. Die wichtigsten Eigenschaften der Biomembran sind im Modell des flüssigen Mosaiks von Singer und Nicholson zusammengefasst [151].

¹ Bei POPE handelt es sich um die Abkürzung für 1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin.

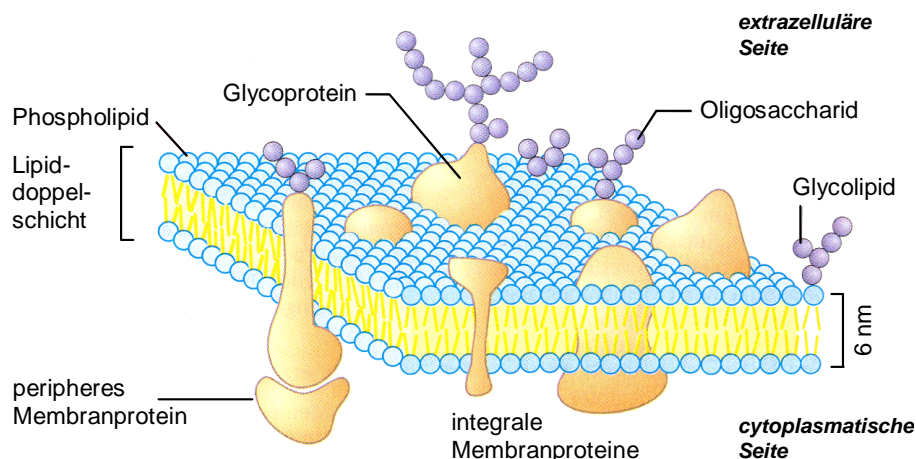


Abbildung 6.1: Ausschnitt aus einer Struktur einer Plasmamembran (aus Ref. [150]). Biologische Membranen bestehen im Wesentlichen aus einer kontinuierlichen, etwa $6 \text{ nm} = 60 \text{ \AA}$ dicken Doppelschicht von Lipidmolekülen, in die Proteine eingebettet sind. Einige Membranen enthalten zusätzlich noch Kohlenhydrate, die an die Lipide und Proteine gebunden sind.

Disziplin	Anwendung
Mathematik	Topologie von Minimalflächen in kubischen Phasen
Physik	Eigenschaften lyotroper Flüssigkristalle, Phasenübergänge
Chemie	Künstliche Photosynthese, Katalyse
Biophysik	Untersuchung biomimetischer Modell-Membranen
Medizin	Medikamenten-Entbindung und medizinische Diagnose

Tabelle 6.1: Einige Anwendungen von Phospholipiddispersionen in der Wissenschaft.

Künstliche Membransysteme, gebildet z.B. von aufgereinigten Phospholipiden, finden in der Wissenschaft auf verschiedenen Gebieten weiten Gebrauch. In Tab. 6.1 findet sich eine Auswahl von Anwendungen synthetischer Membransysteme, wobei besonders geschlossene, multilamellare Strukturen (Liposome) eine wichtige Rolle spielen [152]. In der Medizin zum Beispiel versucht man, Liposome als Träger für bestimmte Substanzen zu Therapie Zwecken im menschlichen Körper über die Blutbahn einzusetzen [153].

Wie oben erwähnt, neigen amphiphile Moleküle in wässriger Umgebung zur Selbstorganisation und bilden spontan übergeordnete Strukturen aus (Abb. 6.2). Dieser Hang der beteiligten Moleküle wird dadurch angetrieben, dass die Zwei-Komponenten-Systeme versuchen, den Zustand geringster freier molarer Energie zu erreichen („hydrophober Effekt“). Außerdem weisen die von Phospholipiden gebildeten Überstrukturen in Abhängigkeit von thermodynamischen Variablen (Druck p , Temperatur T etc.) einen ausgeprägten Polymorphismus auf [154]. So können sich in wässrigen Dispersionen z.B. lamellare (Abb. 6.3), hexagonale und kubische Strukturen formen. Im Wesentlichen werden diese verschiedenen Strukturen (Phasen) nach zwei grundlegenden Eigenschaften klassifiziert: erstens durch den entsprechenden Gittertyp der Überstruktur und zweitens durch die geschmolzene oder gestreckte Kettenkonformation. Die Kettenkonformation einer Kohlenwasserstoffkette ist durch die Winkel aller Kohlenstoff-Kohlenstoff-Bindungen entlang der Kette bestimmt. Liegt eine gerade Kohlenwasserstoffkette vor, so spricht man von einer gestreckten „all-trans“-Konformation, d.h. alle Kohlenstoff-Kohlenstoff-Bindungen liegen in der „trans“-Konformation vor. Ändert sich nur eine der Bindungen im Winkel um 120° , so ist die Kette geschmolzen, da eine der Bindungen jetzt in der „gauche“-Konformation vorliegt. Geschmolzene Kettenkonformationen führen stets zu einem Knick und somit zu einer effektiven Verkürzung in der Kette.

Die entsprechende Nomenklatur für Lipid/Wasser-Phasen ist von Luzzati eingeführt worden [155]. Der Gittertyp wird durch lateinische Großbuchstaben und die Kettenkonformation mit einem tiefgestellten griechischen Buchstaben bezeichnet. In dieser Arbeit sind ausschließlich lamellare Strukturen untersucht

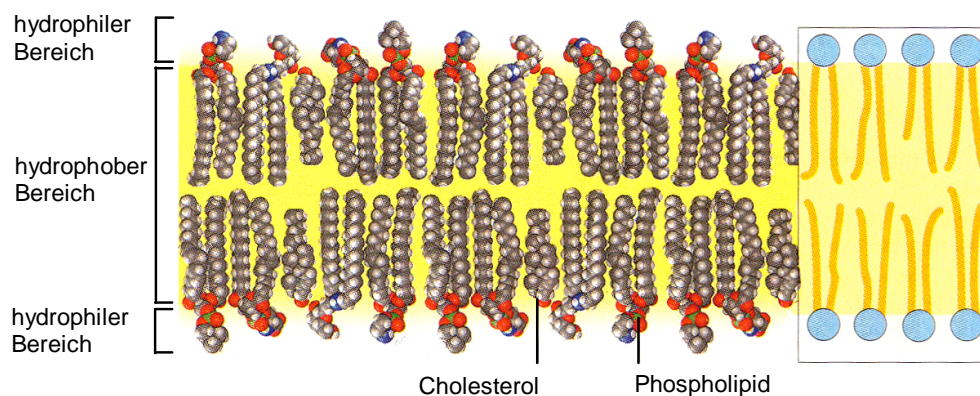


Abbildung 6.2: Spontane Selbstorganisation von Membranlipiden in wässriger Umgebung (aus Ref. [150]). Die polaren, hydrophilen „Kopfgruppen“ der Lipide sind dem Wasser zugewandt, während die unpolaren, hydrophoben Ketten der Fettsäure-Reste einen maximalen Abstand zum Wasser einnehmen.

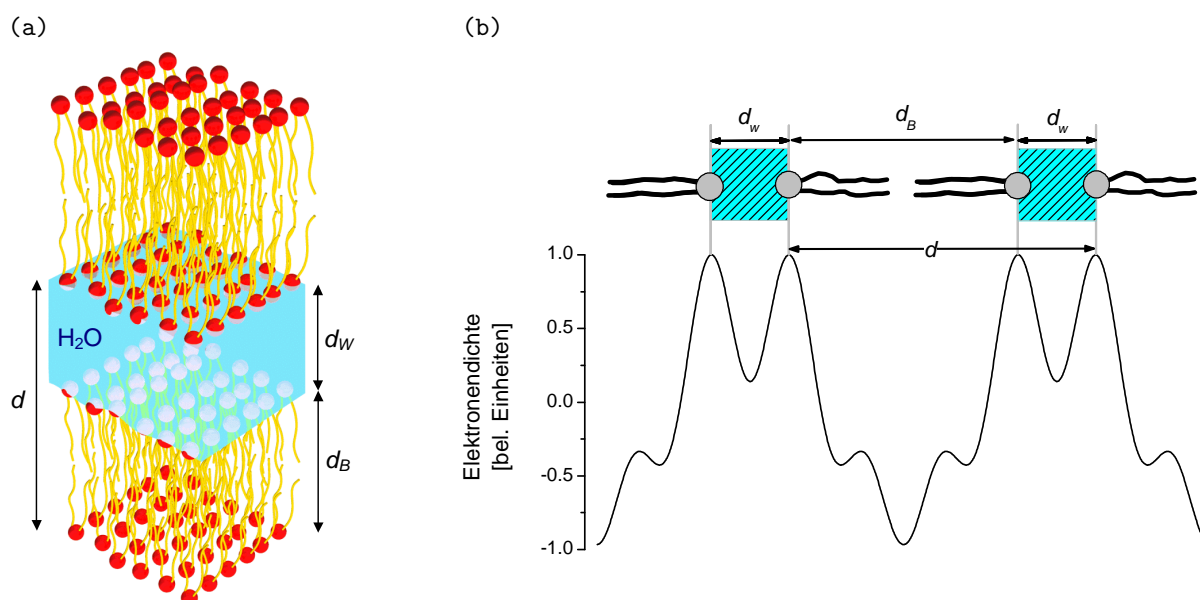


Abbildung 6.3: (a) Ausbildung einer flüssigen Phospholipidmembrane. Die Lipidschichten wiederholen sich periodisch im Abstand d , welcher typischerweise 50–150 Å beträgt. Die Elektronendichteverteilung der Phospholipidmoleküle (b) erreicht in den sehr polaren Kopfgruppen ihr Maximum, während sich in den abschließenden Methylgruppen der Fettsäure-Reste ein Elektronendichteminimum ausbildet. Die Lipidmembrandicke wird mit d_B , die Wasserschichtdicke mit d_W bezeichnet.

worden. Dies sind durchweg smektische Phasen [156]. In Tab. 6.2 sind alle diskutierten Phasen zusammengefasst.

6.3 Material und Methoden

6.3.1 Probenpräparation

1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin (POPE) wurde von Avanti Polar Lipids, Alabaster, AL (USA) bezogen (Reinheit > 99 %) und ohne weitere Aufreinigung verwendet. Für die Röntgendiffraktionsmessung wurden multilamellare Liposome hergestellt, indem 20 Gewichtsprozent Lipid in destilliertem und entionisiertem Wasser dispergiert wurden. Um eine vollständige Hydratation sicherzustellen, wurde die

Luzzati-Nomenklatur	Nomenklatur aus der Flüssigkristall-Physik	Beschreibung der Lipidphase
L_β	smektisch B_A	Gittertyp: eindimensional (lamellar) Kettenkonformation: gestreckt, ungeneigt (all-trans)
L_α	smektisch A	Gittertyp: eindimensional (lamellar) Kettenkonformation: geschmolzen (gauche)

Tabelle 6.2: Nomenklatur und Beschreibung der untersuchten Lipidphasen.

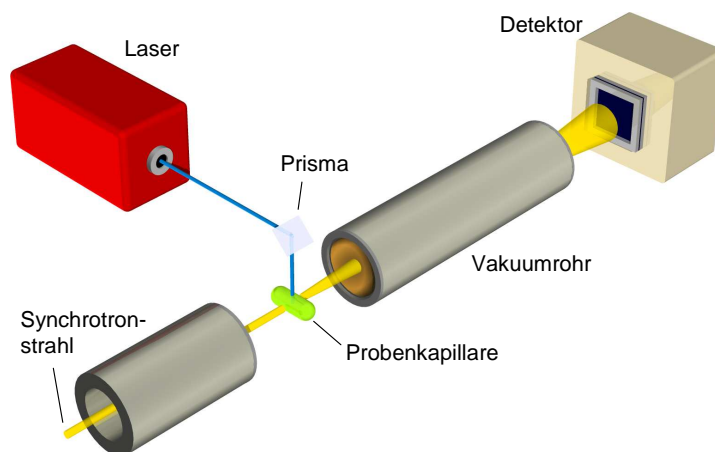


Abbildung 6.4: Schematischer Versuchsaufbau des T -Sprung-Experiments.

Lipid-Dispersion in flüssigem Stickstoff schockgefroren, anschließend 15 Minuten lang bis auf eine Endtemperatur von 50°C aufgetaut (entsprechend 26°C über dem Hauptphasenübergang von der Gelphase L_β zur flüssigkristallinen Phase L_α) und schließlich 2 Minuten lang kräftig geschüttelt. Für eine vollständige Ausheilung der Liposome wurde die oben aufgeführte Vorgehensweise sechsfach wiederholt. Vor und nach allen Experimenten wurde die Reinheit des Phospholipids durch Dünnschichtchromatographie überprüft.

6.3.2 Messaufbau und Kleinwinkelstreuung

Die Diffraktionsmuster wurden an der SAXS-Messstation am Synchrotron ELETTRA mit dem in Kap. 5 beschriebenen Detektorsystem aufgenommen. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 6.4 dargestellt. Die Winkelkalibration des Detektors wurde mit dem Diffraktionsbild der Rattenschwanz-Sehne (Abschnitt 5.4.2.2.2) durchgeführt. Für die Ortsmessung kommt eine Keramikauslesestruktur zum Einsatz. Die Bildrekonstruktion erfolgt mit dem 4/6/3-Knoten-Algorithmus mit globaler nicht-linearer Korrektur und anschließender Leerbildkorrektur. Die Lipid-Dispersion wurde in einer dünnwandigen Quartz-Kapillare mit einem Durchmesser von 1 mm vermessen. Da diese Kapillare in einer Stahlküvette fixiert wird, ist ein guter thermischer Kontakt zur Peltier-Heizeinheit garantiert (Anton Paar, Graz, Österreich). Die Temperatur wurde in der Probenhalterung in der unmittelbaren Umgebung der Kapillare mit einem Platin-Widerstandselement PT-100 gemessen. Vor jeder Belichtung der Probe wurde eine Zeitspanne von rund 10 Minuten abgewartet, damit sich ein thermisches Gleichgewicht bei der jeweilig gewählten Temperatur einstellen konnte.

Die Energie des Lasers mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1535 \text{ nm}$ wurde auf $(0.43 \pm 0.02) \text{ J}$ bzw. $(0.65 \pm 0.03) \text{ J}$ eingestellt, was zu einer gemittelten T -Sprung-Amplitude ΔT in der Probe von 3.0 bzw. 4.6°C führte (Tab. 6.3). Der Fehler der Temperatursprungamplitude ΔT ist hauptsächlich durch die schwer zu messende Energieabgabe innerhalb der Probe gegeben und gründet im Wesentlichen auf drei Ursachen:

1. Fehler bei der Bestimmung der Laserpulsenergie. Die Laserpulsenergie wurde mit Hilfe eines Bolometers gemessen. Dabei wird der Fehler zu $\pm 5\%$ abgeschätzt. Die Reproduzierbarkeit der Laser-

Lipid	gem. Laserenergie [J]	ΔT [°C]	T_{Start} [°C]	T_{Ende} [°C]	d_0 [Å]	Δd [Å]
POPE	0.43 ± 0.02	3.0 ± 0.5	30.0	33.0 ± 0.5	53.6	0.6 ± 0.1
POPE	0.65 ± 0.03	4.6 ± 0.7	30.0	34.6 ± 0.7	53.6	1.0 ± 0.1
POPE	0.65 ± 0.03	4.6 ± 0.7	35.0	39.6 ± 0.7	53.0	0.9 ± 0.1
SOPE*	1.15 ± 0.06	8.0 ± 1.2	33.0	41.0 ± 1.2	56.5	1.4 ± 0.1

* Daten aus Ref. [157].

Tabelle 6.3: Zusammenfassung der Ergebnisse des T -Sprung-Experiments. Alle Proben befanden sich bei der Starttemperatur T_{Start} in der flüssigkristallinen L_α -Phase im thermischen Gleichgewicht.

pulsenergie liegt innerhalb eines Fehlerbereichs von $\pm 2\%$.

2. Fehler, der durch die geometrischen Eigenschaften, also den experimentellen Aufbau, gegeben ist, z.B. die ungenaue Bestimmung der Fokusgröße des Lasers oder der Anteil des Laserlichts, das die Kapillare nicht trifft. Der dadurch entstehende Fehlerbeitrag wird zu $\pm 10\%$ abgeschätzt.
3. Fehlerhafte Abschätzung der Absorption der Laserstrahlung in der Probe (z.B. bedingt durch Ungenauigkeiten in der Wasserkonzentration in der Probe). Dieser Fehlerbeitrag wird auch zu $\pm 10\%$ abgeschätzt.

Die genannten drei Fehlerbeiträge werden quadratisch addiert, womit sich ein relativer Fehler der Sprungtemperatur von $\pm 15\%$ ergibt.

Ein Zyklus eines zeitaufgelösten Experiments besteht aus einer Serie von Zeitschnitten des aufgenommenen Beugungsbildes, wobei der Laser (Laserpulslänge: 2 ms) etwa 1 s nach dem Beginn der Datennahme getriggert wurde (Zeitdauer vom Trigger bis zum abgegebenen Laserpuls: zusätzlich 1 ms). Die maximale Zeitauflösung dieses Röntgenstreuexperimentes wurde im nachhinein auf 3 ms festgelegt, d.h. dass im minimalsten Fall Zeitschnitte mit 3 ms vorgenommen wurden. Die gesamte Bestrahlungszeit eines Zyklus' variierte von 10–30 s. Jedes Experiment wurde zehnmals wiederholt; dies entspricht zehn Zyklen; anschließend wurden die Einträge aller zehn Orthistogramme der Diffraktionsbilder aufsummiert.

6.3.3 Datenanalyse

Für die Analyse des Zeitverlaufs des d -Werts wird eine radiale Integration für jedes der zweidimensionalen Diffraktionsbilder durchgeführt. Anschließend werden die Diffraktionspeaks erster Ordnung mit einer Lorentzfunktion mittels der Maximum-Likelihood-Methode angefitet.

Die Elektronendichteprofile des 1-Stearoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamins (SOPE) in der L_α -Phase [157] wurden aus eindimensionalen Kleinwinkel-Diffraktionsbildern durch Standardverfahren gewonnen (z.B. Ref. [158]): Nachdem das Bild mit einem homogen beleuchteten Leerbild korrigiert wurde und der Hintergrundstreuanteil sowohl des Wassers als auch des Probenhalters subtrahiert wurde, sind alle Bragg-Reflexe mit Lorentzverteilungen gefittet worden. Alle Fits wurden mit dem Softwarepaket Origin 5.0 [159] durchgeführt. Danach wurde eine Lorentzkorrektur angewendet, wobei jede Intensität (Fläche des Reflexes) mit dem jeweiligen Quadrat des Wellenvektors s^2 multipliziert wurde (für eine genaue Beschreibung s. Ref. [160]). Die Quadratwurzel dieser korrigierten Peakintensitäten wurde am Ende benutzt, um die Formfaktoren F jedes einzelnen Peaks zu bestimmen. Das Elektronendichteprofil relativ zu der konstanten Elektronendichte des Wassers wurde mittels der Fourier-Analyse

$$\tilde{\rho}(\mathbf{x}) = \sum_{h \neq 0}^{h_{\max}} \pm F_h \cdot \cos(2\pi \mathbf{s}_h \cdot \mathbf{x}) \quad (6.1)$$

berechnet, wobei F_h die Amplitude des Peaks an der Position \mathbf{s}_h bezeichnet (h ist der Miller-Index). Für zentrosymmetrische Strukturen [deswegen nur Kosinus-Anteile in Gl. (6.1)], wie die hier vorliegenden lamellaren Phasen, ist der Phasenwinkel entweder 180° oder 0° , d.h. lediglich das Vorzeichen des Formfaktors F ist unbekannt [angedeutet durch das \pm in Gl. (6.1)]. Es wurde die Phasenkombination $(---)$, welche sich bereits für eine Vielzahl von verschiedenen Diacyl-Phosphatidylethanolamine (PE) bewährt hat [148, 158], in Gl. (6.1) eingesetzt.

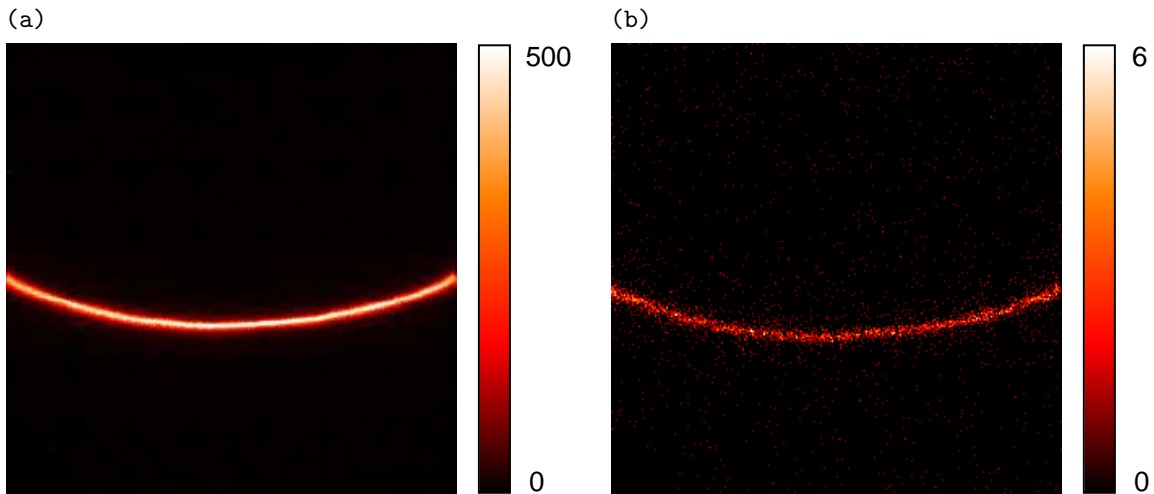


Abbildung 6.5: Gemessenes 2D-Diffraktionsbild von POPE in der flüssigkristallinen L_{α} -Phase vor dem Laserpuls (a) bei $T = 30^{\circ}\text{C}$ ($d = 53.6 \text{ \AA}$) und unmittelbar nach dem Laserpuls (b) bei $T = 34.6^{\circ}\text{C}$ ($d = 52.6 \text{ \AA}$), zehnfach aufgenommen und summiert zwischen 3 und 13 ms nach dem Lasertrigger. Die vollständige zeitliche Entwicklung des d -Werts wird in Abb. 6.7 (b) gezeigt. Die dargestellten Bilder haben eine Fläche von $56 \times 56 \text{ mm}^2$.

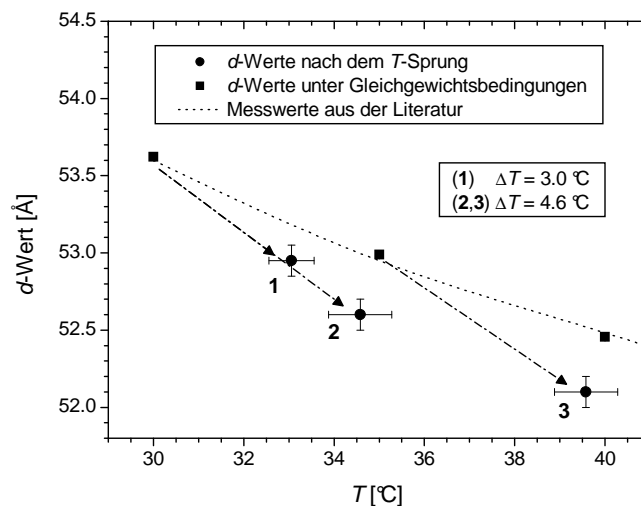


Abbildung 6.6: Minimale d -Werte nach dem T -Sprung. Zum Vergleich sind sowohl Messungen, die unter Gleichgewichtsbedingungen durchgeführt wurden, als auch Daten aus Ref. [148] mit dargestellt.

6.4 Ergebnisse und Diskussion

Abb. 6.5 zeigt zwei typische zweidimensionale Diffraktionsbilder der Bragg-Peaks erster Ordnung der L_{α} - bzw. der L_{α^*} -Phase. Bei genauer Betrachtung wird ersichtlich, dass das Gitter direkt nach dem T -Sprung schrumpft, und zwar um etwa 1 \AA . Zu einem gewissen Grade wird dieses Verhalten erwartet, da die Lipidketten mit zunehmender Temperatur mehr und mehr trans-gauche-Isomerisierungen (d.h. im Wesentlichen Rotationen in den Ketten um 120° , welche zu einem Abknicken der Ketten führen) durchlaufen, die zu einer effektiven Verkürzung der Lipidketten und damit zu einer Verjüngung der Lipiddoppelschicht führen. Dennoch wurde in allen Experimenten dieser Untersuchungsreihe festgestellt, dass der minimale d -Wert, welcher mit dem sehr schnellen Laser- T -Sprung induziert wurde, kleiner ist als der entsprechende d -Wert unter Gleichgewichtsbedingungen (Abb. 6.6). Dieser Sachverhalt wird auch in Abb. 6.7 deutlich: der minimale d -Wert liegt etwa $0.3\text{--}0.4 \text{ \AA}$ unterhalb des vom Gleichgewichtszustand her erwarteten Wertes. Im Folgenden wird der Frage nachgegangen, wodurch dieses anomale Schrumpfen des

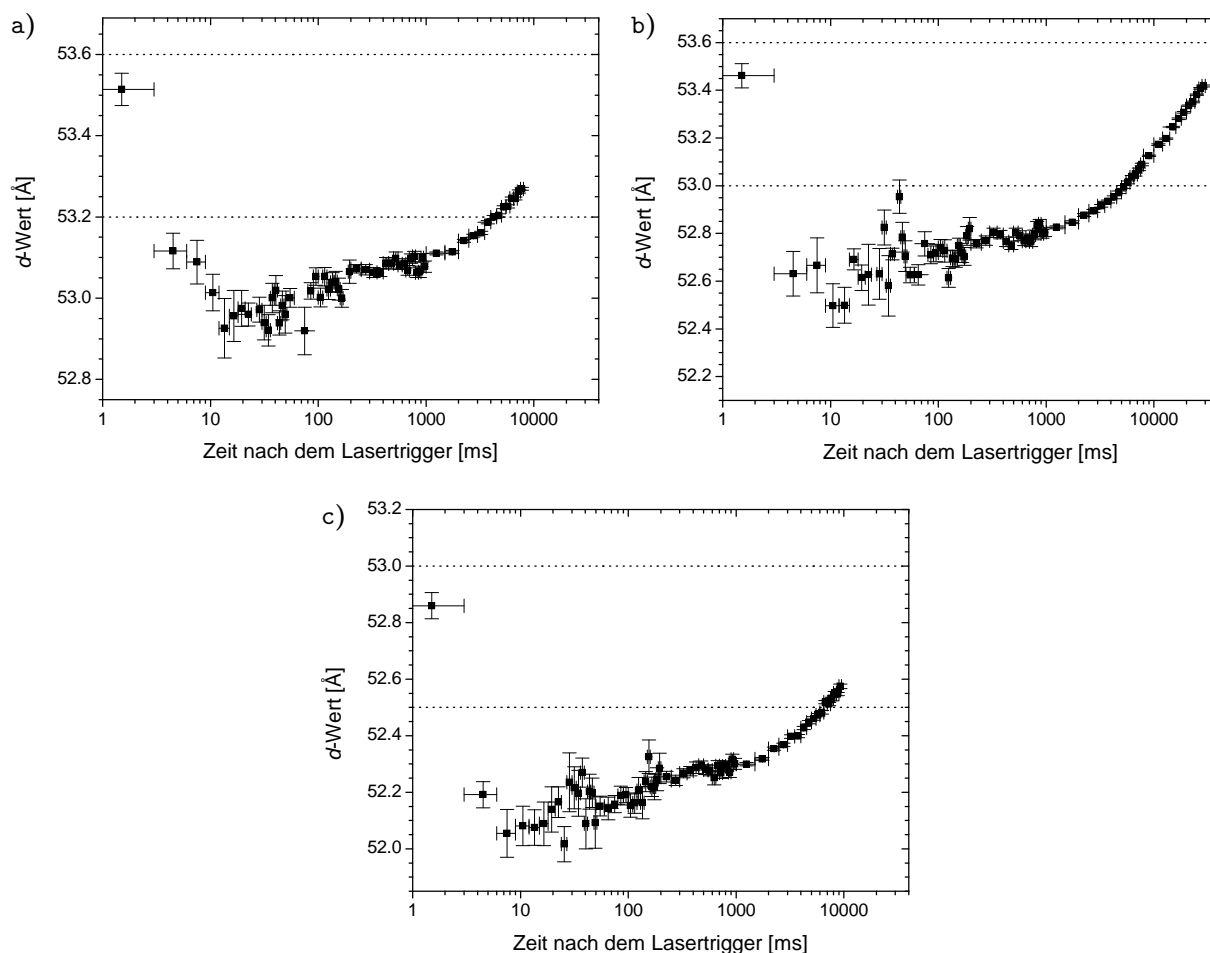


Abbildung 6.7: Zeitlicher Verlauf des d -Werts von POPE nach dem Lasertrigger für einen einzelnen T -Sprung von (a) 30°C nach 33°C , (b) 30°C nach 34.6°C und (c) 35°C nach 39.6°C (vgl. Tab. 6.3). Die horizontalen Fehlerbalken beschreiben die Breite des Zeitschnitts, während die senkrechten Fehlerbalken die Standardabweichung des d -Werts angeben. Die obere und die untere gepunktete Linie geben den anfänglichen d_0 -Wert und den am Ende vom Gleichgewichtszustand her erwarteten d -Wert an.

Gitters während der schnellen Nicht-Gleichgewichtsanregung durch den Infrarot-Laser verursacht wird.

Für Lecithin-Systeme konnte gezeigt werden, dass die Lipiddoppelschicht innerhalb der Messgenauigkeit auf den sehr schnellen Temperaturanstieg ohne jegliche Anomalie reagiert [147]. Beispielsweise ist die durch den T -Sprung induzierte Doppelschichtdicke d_B (Abb. 6.3) die gleiche, die man auch bei Systemen im Gleichgewichtszustand findet. Dieses Ergebnis wird zusätzlich durch die prompte Reaktion bestätigt, welche das flüssigkristalline Gitter aufweist. In allen bis jetzt veröffentlichten L_{α} - nach L_{α^*} -Phasenübergängen verändert sich das Gitter gleichzeitig zu der vom Laser deponierten Energie (nachzulesen z.B. in den Referenzen [145] und [147]). Dies wurde außerdem sehr schön für den Hauptphasenübergang von L_{β} nach L_{α} bei 24°C von POPE gezeigt [161]. Der Gel-Phasen-Abbau bzw. das flüssigkristalline Phasenwachstum findet gleichzeitig zum Aufheizprofil des 2 ms langen Laserpulses statt. Diese unverzögerte Reaktion wird auch in diesem Abschnitt bestätigt [Abb. 6.7 (b) und (c)]. Jedoch ist es bemerkenswert, dass das System für die kleinste Laserenergie [0.43 J, Abb. 6.7 (a)] langsamer zu reagieren scheint. Erst etwa 7 ms nach dem Ende des Laserpulses (das Ereignis des Laserblitzes fällt innerhalb des ersten Messpunktes), ist der minimale d -Wert von etwa 52.9 \AA erreicht. Allerdings ist dies ein Einzelereignis und weitere zukünftige systematische Untersuchungen werden notwendig sein, diese Ausnahme aufzuklären. Zunächst soll aber ausschließlich auf die strukturelle Umformung der Ereignisse und die damit verknüpfte Fragestellung nach der Ursache für das anomal dünne Gitter der angeregten L_{α^*} -Phase eingegangen werden.

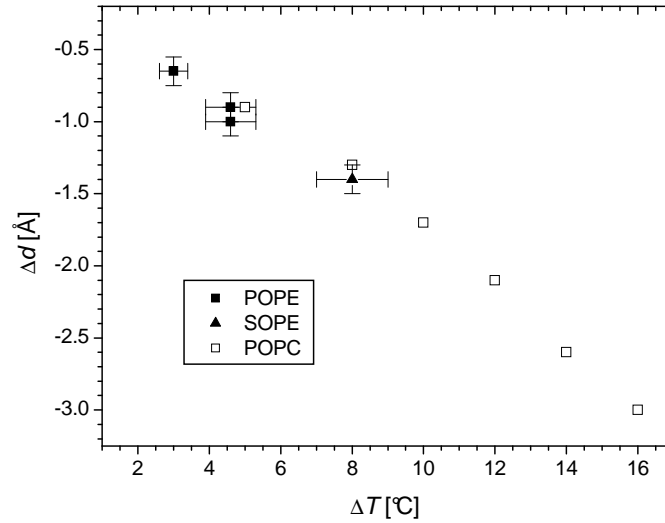


Abbildung 6.8: Maximale Verjüngung Δd des lamellaren Gitters in der flüssigkristallinen Phase nach der T -Sprung-Anregung von POPE (Messungen in dieser Arbeit), von SOPE [157] und von POPC [147].

In Abb. 6.8 ist die maximale Verkleinerung der Periodizität von POPE als Funktion der angelegten T -Sprung-Amplitude dargestellt. Außerdem wurden in diesem Graphen die Ergebnisse des SOPE-Experiments [157] sowie die Resultate einer Serie von Experimenten, die mit 1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylcholin (POPC [147]) durchgeführt wurden, hinzugefügt. Das weitestgehend lineare Verhalten des d -Werts kann vor dem Hintergrund verstanden werden, dass die Lipidmembranendicken d_B (vgl. Abb. 6.3) sowohl von POPE als auch von POPC über einen weiten Temperaturbereich einen etwa linearen Abfall aufweisen [147,148]. So kann die Doppelschichtkompression senkrecht zu ihrer Oberfläche (parallel zu den Lipidkettenachsen), welche von einer seitlichen Doppelschichtausdehnung begleitet wird, innerhalb eines beschränkten Temperaturintervalls mit Hilfe eines Modells für die Kohlenwasserstoffketten-Elastizität interpretiert werden, welches z.B. auch bei gummiähnlichen Strukturen Anwendung findet [147,155,162]. Es kann ein linearer thermischer Ausdehnungskoeffizient α der Doppelschicht mit der Dicke d_B definiert werden als:

$$\alpha = \frac{d_B(T) - d_{B0}}{d_{B0}(T - T_0)} \quad \text{oder} \quad d_B(T) = d_{B0} [1 + \alpha(T - T_0)] , \quad (6.2)$$

wobei d_{B0} den Referenz- d -Wert bei der Temperatur T_0 bezeichnet. Im Vergleich zu den sonst üblichen Ausdehnungskoeffizienten, z.B. von Metallen, ist α in diesem Falle negativ. In der Umgebung von $T_0 = 30^\circ\text{C}$ hat der Ausdehnungskoeffizient α für POPC einen Wert von etwa $-2.2 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ [147]. Für POPE ergibt sich ein Wert von $\alpha = -2.7 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$. Da sich beide Lipid-Systeme lediglich in der Kopf-Gruppe (PE- statt PC-Gruppe) unterscheiden, ist es nicht weiter überraschend, dass beide einen ähnlichen linearen Ausdehnungskoeffizienten in diesem Temperaturbereich aufweisen.

T [°C]	d [Å]	d_B [Å]	d_W [Å]
33.0	56.5	51.1	5.4
41.0	55.1	50.2	4.9

Tabelle 6.4: Strukturparameter der L_α - und der L_{α^*} -Phase von SOPE. Die Lipidschichtdicke d_B und die Interbilayer-Wasserdicke d_W wurden aus der Elektronendichteverteilung aus Abb. 6.9 bestimmt.

Um einen weiteren Einblick in die Natur des angelegten Intermediates L_{α^*} zu erhalten, wird dessen Elektronendichte bestimmt (Abb. 6.9). Die Aufteilung des d -Werts in hydrophoben und hydrophilen Regionen ist auf ein paar 0.1 Å genau, da vier Beugungsordnungen für beide Phasen gemessen wurden. Das Ausdünnen der Membranedoppelschicht in diesem T -Sprung Experiment beträgt $\Delta d_B = 0.9 \text{Å}$ (Tab. 6.4). Dieser Wert stimmt sehr gut mit der negativen Steigung der Doppelschichtdicke d_B von POPE [148] und vieler anderer PE's [158] in diesem Temperaturbereich überein, welche einen Wert von $\sim -0.11 \text{Å}/^\circ\text{C}$ aufweist. So sollte ein T -Sprung von 8°C eine Verjüngung des Gitters von 0.9Å bewirken. Fasst man die oben erwähnten Resultate zusammen,

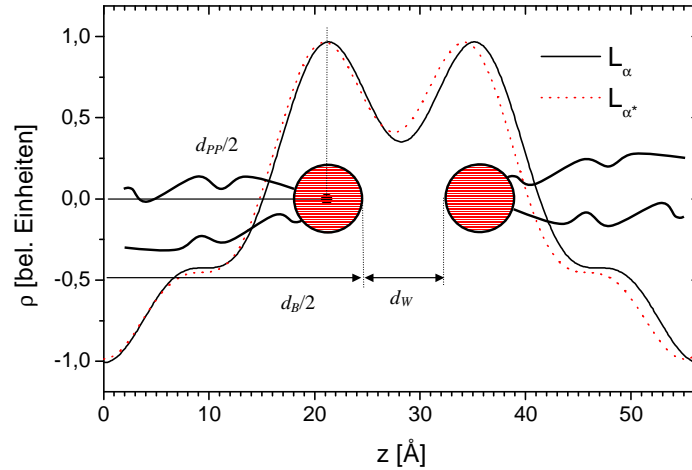


Abbildung 6.9: Verlauf der Elektronendichte der L_{α} - (durchgezogene Linie) und der L_{α^*} -Phase (gestrichelte Linie) von SOPE (Tab. 6.4). Die maximale Elektronendichte wird dem Zentrum der Phosphatgruppe des Lipidmoleküls zugeordnet. Demzufolge wird d_{PP} als der Abstand zwischen zwei Phosphatgruppen in der Membran definiert. Die Lipiddoppelschichtdicke d_B ist gegeben als d_{PP} plus dem Durchmesser einer Kopfgruppe, welche ungefähr 8 \AA beträgt ($d_B = d_{PP} + 8 \text{ \AA}$) [163]. Die Wasserschichtdicke wird zu $d_W = d - d_B$ gesetzt. Die Amplituden F_h , die für die Berechnung des Elektronendichteprofiles verwendet wurden [vgl. Gl. (6.1)], betragen für die L_{α} -Phase: $F_1 = -53$, $F_2 = -6$, $F_3 = 14$ und $F_4 = -23$ und für die L_{α^*} -Phase: $F_1 = -53$, $F_2 = -4$, $F_3 = 13$ und $F_4 = -22$.

so scheint es in der Tat auch für PE's so zu sein, dass die Membrane auf einen Temperatursprung mit demselben linearen thermischen Ausdehnungsverhalten reagiert wie unter Gleichgewichtsbedingungen.

Infolgedessen muss der anomal dünne d -Wert der L_{α^*} -Phase seine Ursache in einer anomal dünnen Wasserschicht der Dicke d_W haben. In der Tat verkleinert sich die Wasserschicht etwa um $\Delta d_W = 0.5 \text{ \AA}$. Dieser Wert ist um etwa 0.4 \AA größer als der vom Gleichgewichtszustand erwartete [148]. Ein Wasserdefizit unmittelbar nach dem Laserpuls vermag diese Diskrepanz nicht zu erklären, da das Wasservolumen pro Lipid in den untersuchten Temperaturintervallen praktisch unverändert bleibt [148]. Doch ist der Effekt klein und solch eine kleine zusätzliche Wasserschichtausdünnung würde plausibel sein, wenn sich die laterale Elastizität der Doppelschicht unter Nicht-Gleichgewichtsbedingungen nur leicht erhöht. In diesem Fall würde sich das vorhandene Wasser auf einer anomal großen Lipid/Wasser-Grenzschicht umverteilen. Ein weiteres mögliches Szenario von Neuansordnungen von Wassermolekülen während des L_{α} - nach L_{α^*} -Übergangs wäre gegeben, wenn sich kleine weitere Defekte bildeten, wie z.B. Wasserlinsen [145]. Zusätzlich zur Verfügung stehende Volumina für Wasser hätten schließlich eine anomale Ausdünnung der Wasserschichtdicke d_W zur Folge.

6.5 Bewertung des Experiments im Kontext des Detektors

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor konnte erfolgreich zur Untersuchung der angeregten L_{α^*} -Phase des POPE-Lipids verwendet werden. Dabei konnte die tatsächliche Zeitauflösung des Detektors, die sogar im Submikrosekundenbereich liegen sollte, gar nicht vollkommen ausgeschöpft werden. Für Messungen in diesem Zeitbereich sind aber sehr häufige Wiederholungen der Messung ($N \gg 10$) unabdingbar, und strahlenresistente und chemisch stabile Proben sowie ein automatisierter Ablauf des Experiments erforderlich.

Da das T -Sprung-Experiment nur mit der 1. Teststufe der Elektronik, also mit globalem Trigger, durchgeführt werden konnte, war es auch nicht nötig, bis zur Leistungsgrenze der Ratenverträglichkeit des Detektors zu gehen. Aus diesem Grund konnten raumladungs- und signalüberlagerungsbedingte Bildverzerrungen vermieden werden. Mit der 3. Teststufe oder sogar der endgültigen Version wären sicherlich höhere Photonennraten möglich gewesen, die noch feinere Zeitschnitte ermöglicht hätten; dies wäre besonders für die ersten Millisekunden nach dem Laserpuls interessant.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Im Zentrum dieser Arbeit stand die Entwicklung bzw. Weiterentwicklung eines Konzepts für einen großflächigen zweidimensional bildgebenden Detektor für Röntgenstrahlung mit hoher Ratenverträglichkeit und einer Zeitauflösung im μs -Bereich. Dies beinhaltete insbesondere die Auseinandersetzung mit den physikalischen Limitierungen verschiedener Aspekte.

Ausgehend von einem intensiven Studium der MicroCAT- und der GEM-Gasverstärkungsmikrostruktur konnte gezeigt werden, dass sich Dreifach-GEM-Kombinationen bestens für die Verwendung in schnellen Photonzählern eignen. Der Einsatz der (optimierten) MicroCAT-Struktur und der MicroCAT-GEM-Kombination musste in dieser Arbeit mangels eines geeigneten Stützkonzepts ausgeschlossen werden. Trotzdem ist der zukünftige Einsatz der MicroCAT-GEM-Kombination unter der Voraussetzung einer adäquaten Stützstruktur durchaus in Betracht zu ziehen. Einfache GEM-Strukturen wurden aufgrund der zu geringen Gasverstärkungen und Zweifach-GEM-Konstellationen wegen des zu hohen Ionenfeedbacks ausgeschlossen.

Dreifach-GEM-Kombinationen zeichnen sich vor allem aus durch:

- sehr hohe effektive Gasverstärkungen bei stabilem Betrieb.
- relativ homogene Verstärkungen auch über größere Flächen.
- moderate Ionenfeedbacks im Bereich einiger Prozent.
- sehr kurze Signale mit Halbwertsbreiten im Bereich einiger 10 ns.
- sehr gute Hochratenverträglichkeiten.

Nachteilig fiel die starke Zeit- und Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung auf, die zukünftig aber eventuell durch Beschichtung der GEM-Strukturen mit amorphem Kohlenstoff eliminiert werden kann.

Mit dem vorgestellten Dreifach-GEM-Detektor empfiehlt sich für einen Photonennachweis im Energiebereich von etwa 5–14 keV die Verwendung von Xenon-basierten Mischungen, wie z.B. Xe/CO₂ (90/10) oder Xe/CO₂/CF₄ (85/10/5), bei Gasdrücken zwischen 1.5–2 bar. Letztgenannte Gasmischung weist, Simulationen zufolge, hohe Elektronendriftgeschwindigkeiten auf; mit dieser Gasmischung wurden allerdings noch keine Messungen mit dem Detektor durchgeführt. Alternativ können auch Krypton-Mischungen eingesetzt werden, die vor allem im Energiefenster von 15–34 keV einen höheren Photoeffektwirkungsquerschnitt liefern.

Die Quanteneffizienz QE hängt neben der Gasmischung auch von der Konversionsraumtiefe ab. Bei einer gegebenen Photonenenergie kann für eine gewünschte Quanteneffizienz die nötige Konversionsraumtiefe berechnet werden. Abb. 7.1 zeigt die errechnete Konversionsraumtiefe als Funktion des Gasdrucks für Photonenenergien von 8 bzw. 12 keV in Kr/CO₂ (90/10) und Xe/CO₂ (90/10) zum Erreichen einer Quanteneffizienz von 90 %. Um eine Quanteneffizienz von 90 % (70 %) bei einer Photonenenergie von 8 keV in 2 bar Xe/CO₂ (90/10) zu erreichen, ist eine Konversionsraumtiefe von ~ 8 mm (~ 4 mm) nötig.

Trotz Abstrichen bei der Quanteneffizienz ist es aber in der Regel günstiger, die Konversionsraumtiefe aus mehreren Gründen zu beschränken. So wird z.B. die Zeitauflösung des Detektors verbessert und die Parallaxeeffekte werden geringer. Zusätzlich wird das Hochratenverhalten gleich in doppelter Hinsicht positiv beeinflusst: Zum einen werden raumladungsbedingte Ortsverzerrungen, die direkt proportional zur Konversionsraumtiefe l_K sind, verringert. Zum anderen wird durch den kürzeren Driftweg der Elektronen im Konversionsraum auch die gesamte longitudinale Diffusion der Elektronen geringer. Dies kann sich positiv auf die Signallänge auswirken.

Um die Elektronendiffusionsbeiträge im Transferbereich der GEMs zu verringern, können zusätzlich auch noch die Abstände zwischen den GEM-Strukturen von 2 mm auf etwa 1 mm verringert werden.

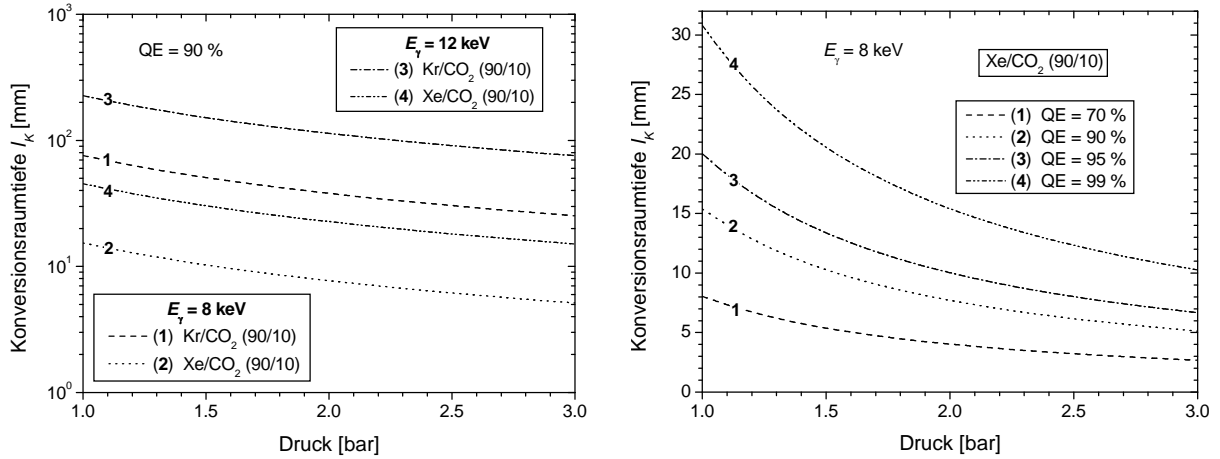


Abbildung 7.1: Errechnete Konversionsraumtiefe l_K als Funktion des Gasdrucks zum Erreichen einer Quanteneffizienz von 90 % für Photonenenergien von 8 bzw. 12 keV in Kr/CO₂ (90/10) und Xe/CO₂ (90/10) (links) und zum Erreichen einer Quanteneffizienz von 70, 90, 95 und 99 % für eine Photonenenergie von 8 keV in Xe/CO₂ (90/10) (rechts).

Durch eine Verkürzung der GEM-Abstände, die sich auch positiv auf raumladungsbedingte Bildverzerrungen in den Transferbereichen auswirken kann, treten allerdings wieder verstärkt räumliche Variationen in der effektiven Gasverstärkung auf, hervorgerufen durch betontere, örtliche Variationen des Elektronentransfers. Um dem Abhilfe zu schaffen, kann eine Stützstruktur, beispielsweise mittels einer 1 mm dicken Kaptonspirale wie in Ref. [89] beschrieben, zwischen den einzelnen GEMs eingesetzt werden. Im Vergleich zu Stützkonzepten für MicroCAT-Geometrien sollten keine Probleme während des Betriebs auftreten, da das elektrische Transfer- und/oder Induktionsfeld in der direkten Umgebung der Stützstruktur bei Mehrfach-GEM-Geometrien deutlich niedriger ist als das MCAT-Verstärkungsfeld. Eventuell ergibt sich aber ein Einfluss auf die Bildwiedergabe.

Besonders kritisch für die Signallänge ist der Abstand zwischen dem untersten GEM und der Auslesestruktur. Ohne Stützstruktur sollte aus o.g. Gründen aber von einer Verringerung des Abstandes $\lesssim 0.7\text{--}1\text{ mm}$ absehen werden. Besonders in Verbindung mit unebenen PCB-Auslesestrukturen ist die Verwendung einer Stützstruktur zu empfehlen.

Durch ihren dissipativen Charakter trägt die zur Ortsbestimmung verwendete Auslesestruktur zu einer Verlängerung der effektiven Signallängen bei. Zur Steigerung der Hochratenverträglichkeit ist es bei Betrachtung des Systems Dreifach-GEM/Auslesestruktur nicht sinnvoll, nur die Länge der durch die GEMs produzierten Signale zu reduzieren. Gleichzeitig muss auch die Signaldiffusion auf der Auslesestruktur verringert werden, die im Wesentlichen von der Oberflächenwiderstands- und Kapazitätsbelegung sowie von der Zellgröße abhängt. Die Widerstandsbelegung kann nicht als freier Parameter betrachtet werden, da sie in erster Linie anderen Aspekten unterliegt wie der Ortswiedergabe oder der Ortsauflösung [46]. Die Kapazitätsbelegung wird hauptsächlich durch die Geometrie der Auslesestruktur, d.h. die Distanz zu anderen Elektroden wie z.B. Masseflächen, bestimmt und ist ebenfalls nicht beliebig veränderbar [46]. Da die PCB-Auslesestrukturen den Keramikstrukturen in Bezug auf die Kapazitätsbelegung deutlich überlegen sind, bietet es sich an, nur noch PCB-Strukturen zu verwenden. Einzig die Zellgröße kann recht beliebig angepasst werden, um die Hochratenverträglichkeit des Detektors zu verbessern. Dabei beeinflusst dieser Parameter die Ratenverträglichkeit des Systems in zweifacher Hinsicht: Zunächst verhält sich die Signaldiffusion ungefähr $\propto g^2$, wobei g die Kantenlänge der Zelle beschreibt; kleine Zellen bieten demnach eine geringere Signaldiffusion als große Zellen. Zum anderen ist das Produkt aus mittlerem detektierbarem Photonenfluss und einem Flächenäquivalent von etwa 3×3 Auslezellen konstant, d.h. dass der mittlere detektierbare Fluss bei Halbierung der Kantenlänge g einen vierfachen Wert annehmen kann. Mit einer konstanten Anzahl an elektronischen Kanälen geht eine Verringerung der Zellgröße allerdings mit einer Verkleinerung der sensitiven Fläche einher. Aus diesem Grunde ist es natürlich nicht günstig, die Zellgröße so klein wie möglich zu wählen. Vielmehr bieten sich Zellgrößen an, bei denen der Beitrag der Signaldiffusion in etwa in der gleichen Größenordnung liegt wie die Länge der GEM-Signale. Dies ist

der Fall für Zellgrößen zwischen $4 \times 4 \text{ mm}^2$ und $8 \times 8 \text{ mm}^2$ [46].

Der Möglichkeit einer asynchronen und parallelen Auslese der Ladungsinformation eines Ereignisses folgend, konnte ein neues elektronisches Auslesekonzept entwickelt und umgesetzt werden, mit dessen Hilfe das Hochratenverhalten des Gesamtsystems entscheidend verbessert werden konnte. Die momentane Limitierung der Ausleserate wird durch die Datenübertragung zum PC sowie die Online-Prozessierung der Ortshistogramme bedingt. Diese Probleme können in Zukunft dadurch umgangen werden, dass die gesamte Ortsrekonstruktion innerhalb des Xilinx-Bausteins auf der Master-Karte durchgeführt wird. Dazu sind allerdings FPGA-Bausteine der neuesten Generation notwendig, die über schnelle integrierte Multiplikations- und Divisionseinheiten verfügen. Die Datenübertragung zum PC beinhaltet dann nur noch die (zeitlich sortierten) Ortshistogramme anstelle der z.Z. übermittelten Knoten-, Ladungs- und der Zeitinformationen.

Die Totzeit der Elektronik, bedingt durch die Generierung eines lokalen Triggers, wird momentan durch die geringe Anzahl an Direktverbindungen limitiert und beträgt etwa 400 ns pro Ereignis in der zuletzt getesteten Version (Teststufe 3). Durch Optimierung des VHDL-Programmcodes und durch eine Erhöhung der Datenübertragungsraten zwischen den einzelnen Karten sind mit dem existierenden System in der endgültigen Version Totzeiten von etwa 300 ns zu erwarten. Um die Totzeit in Zukunft weiter zu reduzieren, sollte das Layout der Elektronik leicht überarbeitet werden. Vordergründig ist dabei vor allem die Erhöhung der Anzahl der Direktverbindungen zwischen benachbarten ADC-Karten, bei der auch diagonale Nachbarn miteinander kommunizieren können, sowie eine Erhöhung der Breite des Gesamtbusses. Eine solche Überarbeitung setzt die Verwendung von anderen Xilinx-Bausteinen voraus, die über deutlich mehr Ein- und Ausgangskontakte verfügen als die z.Zt. eingesetzten Typen. Durch diese Maßnahmen sollte die Totzeit auf Werte im Bereich von etwa 100 ns pro Ereignis verringert werden können [47].

Ein weitere Verbesserung der Hochratenverträglichkeit des Gesamtsystems kann nur auf Kosten von deutlichen Verschlechterungen der Bildwiedergabe, d.h. durch Zunahme von Bildverzerrungen und eine Verschlechterung der Ortsauflösung, erfolgen. Dazu wäre es vorstellbar, die Positionsbestimmung mit dem 2-Knoten-Algorithmus [46], der nur je zwei Ladungsbeiträge in jeder Dimension, also insgesamt drei Ladungen zur zweidimensionalen Ortsrekonstruktion benötigt, durchzuführen. Dadurch würde für ein Ereignis zum einen der insensitive Bereich auf der Auslesestruktur und zum anderen die Totzeit der Elektronik geringer. Da die Ortshistogramme des 2-Knoten-Algorithmus aber die besagten Schwächen aufweisen, ist von dieser Art der Erhöhung der Hochratenverträglichkeit abzusehen.

Aufgrund der hohen Zeitauflösung des Detektors, die theoretisch etwa 200–300 ns beträgt, konnte ein im ms-Bereich stattfindender Temperatursprung an einem POPE-Lipid erfolgreich aufgelöst werden. Das T -Sprung-Experiment an der SAXS-Beamline führte zu der Induzierung einer L_{α^*} -Phase, die ausschließlich bei nicht-linearer Anregung, also im Nicht-Gleichgewichtszustand, existiert und nur von schnellen Detektoren wahrgenommen werden kann.

Anhand der aus dieser Arbeit und den Referenzen [46, 47] resultierenden Untersuchungsergebnisse können die Spezifikationen eines optimierten zukünftigen ViP-Detektors abgeleitet werden, die in Tab. 7.1 zusammen mit dem Vergleich zum aktuell existierenden ViP-Prototypsystem und dem RAPID-Detektor [25, 26] zusammengefasst sind. Da prinzipiell die größten, vor dieser Arbeit existierenden Probleme, wie z.B. das Erreichen einer homogenen Gasverstärkung über größere Flächen hinweg, die Entwicklung geeigneter Bildrekonstruktionsmethoden und ein adäquates elektronisches Auslesekonzept, gelöst sind, sollte eine Vergrößerung des Detektors auf eine Fläche von z.B. $20 \times 20 \text{ cm}^2$ durch eine Erhöhung der Kanalanzahl möglich sein. Die erreichbare Ratenverträglichkeit sollte dabei um mehr als eine Größenordnung über der des RAPID-Detektors liegen, der z.Z. immer noch ein State-of-the-art-Detektor unter den großflächigen gasbasierten Einzelphotonzählern ist. Auch bezüglich der Orts- und Zeitauflösung sollte der zukünftige ViP-Detektor dem RAPID deutlich überlegen sein. Für die tatsächliche Ausführung des großflächigen ViP-Detektors muss aber insbesondere auf elektronischem Gebiet noch einiges an Arbeit geleistet werden.

Die Anwendungsgebiete des vorgestellten Detektors gehen weit über den in dieser Arbeit beispielhaft gezeigten Einsatz in (zeitaufgelösten) Kleinwinkelstreuexperimenten hinaus. Es wäre durchaus denkbar, das ViP-System auch in der Proteinkristallographie, bei der hohe Intensitätsauflösungen gefordert sind, einzusetzen. Ebenso bietet sich der Einsatz in schnellen tomographischen Anwendungen an. Auch die Verwendung des ViP-Detektors für medizinisch motivierte Abbildungen, wie z.B. in der Mammographie, kommt in Frage.

	ViP-Prototyp	ViP (zukünftig)	RAPID
Detektortyp	Dreifach-GEM	Vierfach-GEM*	Drahtzähler
Aktive Fläche	$5.6 \times 5.6 \text{ cm}^2$	$20 \times 20 \text{ cm}^2$	$20 \times 20 \text{ cm}^2$
Zellanzahl	7×7	50×50	-
Zellgröße	$8 \times 8 \text{ mm}^2$	$4 \times 4 \text{ mm}^2$	-
Maximaler Spitzenfluss	$> 10^7 \text{ Phot. mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 10^7 \text{ Phot. mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 10^6 \text{ Phot. mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Mittlerer detektierbarer Fluss	$> 2 \cdot 10^5 \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 8 \cdot 10^5 \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$> 4 \cdot 10^4 \text{ Phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Globale Zählrate	$> 5 \cdot 10^6 \text{ Phot. s}^{-1\dagger}$	$> 3 \cdot 10^8 \text{ Phot. s}^{-1\dagger}$	$> 1.5 \cdot 10^7 \text{ Phot. s}^{-1\dagger}$
Gasdruck/-mischung	1.3 bar Xe/CO ₂	2 bar Xe/CO ₂ /CF ₄	Xe/Ar/CO ₂
Konversionsraumtiefe	25 mm	8 mm	15 mm
Quanteneffizienz @ 8 keV	> 95 %	90 %	70 %
Virtuelle Pixelzahl	$280 \times 280^{\S}$	$1000 \times 1000^{\S}$	1024×1024
Anzahl elektr. Kanäle	8×8	51×51	128×128
Rauschniveau	$\approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$\approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Ortsauflösung (fwhm)	$< 150 \mu\text{m}$	$< 100 \mu\text{m}$	$\approx 300 \mu\text{m}$
Zeitauflösung	$< 240 \text{ ns}^{\P}$	$< 60 \text{ ns}^{\P}$	$10 \text{ ms}^{\parallel}$
Energieauflösung @ 8 keV	Ausreich. z. Triggern	20 %**	20 %

* Die oberste GEM-Struktur dient als Ionenfänger.

† Mittlerer detektierbarer Fluss multipliziert mit der Detektorfläche (proportional durch das Detektordesign).

‡ Unabhängig von der Detektorgröße.

§ Typische Werte für eine Pixelgröße von $200 \times 200 \mu\text{m}^2$.

¶ Zeitauflösung pro Photon; limitiert durch Photokonversionsortverteilung.

|| Limitiert durch Speicherorganisation.

** Erwartet mit Beschichtung der GEMs mit amorphem Kohlenstoff.

Tabelle 7.1: Spezifikation des momentan existierenden und eines zukünftig möglichen ViP-Detektors und Vergleich zum RAPID-System [25, 26].

Anhang

A. Ergänzungen zu Kapitel 2

Die für die mittlere Diffusion der Elektronen maßgebliche gemittelte Größe $\langle \mathcal{L} \rangle = \langle \sqrt{l} \rangle$ mit $\mathcal{L} := \sqrt{l}$ berechnet sich als Erwartungswert unter der Verwendung der Wahrscheinlichkeitsdichte $f(l)$ nach folgender Gleichung:

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \langle \sqrt{l} \rangle = \frac{\int_0^{l_K} dl \sqrt{l} f(l)}{\int_0^{l_K} dl f(l)}. \quad (\text{A.1})$$

Die obere Integralgrenze wird dabei von der Tiefe des Konversionsraums l_K bestimmt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(l)$ hängt mit der Absorption der Photonen zusammen und ergibt sich zu:

$$f(l) = \frac{d}{dl} \left(1 - e^{-\mu(l_K - l)} \right) = -\mu e^{-\mu l_K} e^{\mu l}. \quad (\text{A.2})$$

Somit schreibt sich Gl. (A.1) als:

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{\int_0^{l_K} dl \sqrt{l} e^{\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{\mu l}}. \quad (\text{A.3})$$

Die Stammfunktion des Integrals im Nenner kann einfach bestimmt werden:

$$\int dl e^{\mu l} = \frac{1}{\mu} e^{\mu l} + \text{const.} \quad (\text{A.4})$$

Das Integral im Zähler hingegen kann nur unter Verwendung der numerisch zu berechnenden komplexen Errorfunktion $\text{Erfi}(l)$ zu

$$\int dl \sqrt{l} e^{\mu l} = \frac{\sqrt{l} e^{\mu l}}{\mu} - \frac{\sqrt{\pi} \text{Erfi}(\sqrt{\mu l})}{2\mu^{3/2}} + \text{const.} \quad (\text{A.5})$$

bestimmt werden [164]. Dabei ist die komplexe Errorfunktion definiert als

$$\text{Erfi}(z) = \frac{-2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^{iz} dt e^{-t^2}. \quad (\text{A.6})$$

Durch Einsetzen von (A.4)–(A.6) in (A.3) ergibt sich:

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{\sqrt{l_K} \exp(\mu l_K) - \frac{1}{2} \sqrt{\pi/\mu} \text{Erfi}(\sqrt{\mu l_K})}{\exp(\mu l_K) - 1} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \lim_{\mu \rightarrow 0} \langle \mathcal{L} \rangle = \frac{2}{3} \sqrt{l_K}, \\ \lim_{\mu \rightarrow \infty} \langle \mathcal{L} \rangle = \sqrt{l_K}. \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Die Berechnungen der mittleren Driftlänge $\langle l \rangle$ und der Größe $\langle l^2 \rangle$ verlaufen analog zu Gl. (A.1), können aber analytisch durchgeführt werden:

$$\langle l \rangle = \frac{\int_0^{l_K} dl l e^{\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{\mu l}} = \frac{\exp(\mu l_K)(\mu l_K - 1) + 1}{\mu(\exp(\mu l_K) - 1)} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \lim_{\mu \rightarrow 0} \langle l \rangle = \frac{l_K}{2}, \\ \lim_{\mu \rightarrow \infty} \langle l \rangle = l_K. \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

$$\langle l^2 \rangle = \frac{\int_0^{l_K} dl l^2 e^{\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{\mu l}} = \frac{\exp(\mu l_K)(2 - 2\mu l_K + l_K^2 \mu^2) - 2}{\mu^2(\exp(\mu l_K) - 1)}. \quad (\text{A.9})$$

Die Varianz $\sigma_{\mathcal{L}}^2$ der Verteilung von \mathcal{L} kann durch folgende Beziehung berechnet werden:

$$\sigma_{\mathcal{L}}^2 = \frac{\int_0^{l_K} dl (\sqrt{l} - \langle \mathcal{L} \rangle)^2 e^{\mu l}}{\int_0^{l_K} dl e^{\mu l}} = \langle l \rangle - \langle \mathcal{L} \rangle^2 \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \lim_{\mu \rightarrow 0} \sigma_{\mathcal{L}} = \sqrt{\frac{l_K}{18}}, \\ \lim_{\mu \rightarrow \infty} \sigma_{\mathcal{L}} = 0. \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

Analog berechnet sich die Varianz σ_l^2 zu:

$$\sigma_l^2 = \langle l^2 \rangle - \langle l \rangle^2 = \frac{1}{\mu^2} - \frac{l_K^2 \exp(\mu l_K)}{(\exp(\mu l_K) - 1)^2} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \lim_{\mu \rightarrow 0} \sigma_l = \frac{l_K}{\sqrt{12}}, \\ \lim_{\mu \rightarrow \infty} \sigma_l = 0. \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

B. Ergänzungen zu Kapitel 3

B.1 Anbringung der MicroCAT-Struktur

Zur Realisierung einer planaren, parallelen Anordnung von MicroCAT und Anode erweisen sich Keramikauslesestrukturen mit einer Planarität von etwa $\pm 10 \mu\text{m}$ über eine Fläche von 4 Zoll \times 4 Zoll als besonders gut geeignet. Um eine ähnliche Genauigkeit auch mit der Oberfläche der MicroCAT-Folie zu erreichen, werden ausschließlich Keramikrahmen als Halterungen verwendet, auf die die MicroCAT-Strukturen – thermisch vorgespannt – mittels Terokal-Kleber aufgebracht werden (Abb. B.1). Die MicroCAT-Struktur wird einfach mit einer Schere oder einem Skalpell in seine spätere Form geschnitten. Dabei ist darauf zu achten, dass sich keine Knicke oder Beulen in der MicroCAT-Struktur bilden. Der Keramikrahmen wird später dem Konversionsraum zugewandt und die sich auf der Unterseite des Rahmens befindliche MicroCAT-Struktur, nur durch einen Abstandhalter in Form einer zusätzlichen Folie getrennt, an der Anode befestigt (vgl. Abb. 3.2). Als Abstandhalter für den Randbereich wird eine Aramidfolie eingesetzt, die in unterschiedlichen Dicken erhältlich ist. Kapton hat sich als nicht empfehlenswert herausgestellt, da bei Verwendung dieses Materials als Abstandhalter auch ohne Bestrahlung des Detektors signalähnliche Mikroentladungen mit zum Teil sehr hoher Rate im Detektor festgestellt wurden. Da die Dicke der Kleberschicht, die MicroCAT und Keramikträgerrahmen verbindet, ebenfalls zum Abstand zur Anode beiträgt, ist es wichtig, diese Schicht so dünn und gleichmäßig wie möglich aufzutragen. Alle Angaben in dieser Arbeit bzgl. des Anodenabstands beziehen sich lediglich auf die Dicke der Folie im Randbereich und schließen die Kleberschichtdicke nicht ein.

B.2 Formätzung der GEM-Strukturen

Die verwendeten GEM-Folien sind ohne Randbereich. Um den GEM einbauen zu können, muss zunächst die aktive Fläche der GEM-Struktur festgelegt werden. Dies erfolgt durch Zurückätzen der Kupferschichten. Die Vorgehensweise ist dabei wie folgt: Zunächst wird auf den GEM beidseitig ein Festresist aufgetragen (Positivlack). Anschließend wird der GEM mit einer Maske entsprechend der gewünschten Form beidseitig belichtet. Nach dem Entwickeln der Lackschicht wird das Kupfer zunächst mit Kupfersulfat weggeätzt. Um mögliche Chromschichten (Haftvermittler) auf dem Polyimid zu entfernen, erfolgt ein zweiter Ätzvorgang mit Ammoniumcernitrat. Im Abschluss wird die Lackschicht mit Natronlauge entfernt, die Folien gründlich mit Wasser gespült und die GEM-Strukturen im Trockenschrank getrocknet.

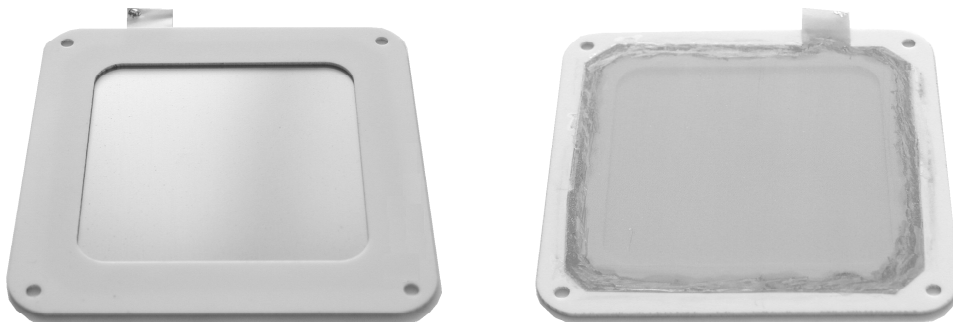


Abbildung B.1: Photos von beiden Seiten einer auf einen Keramikrahmen aufgeklebten MicroCAT-Struktur.

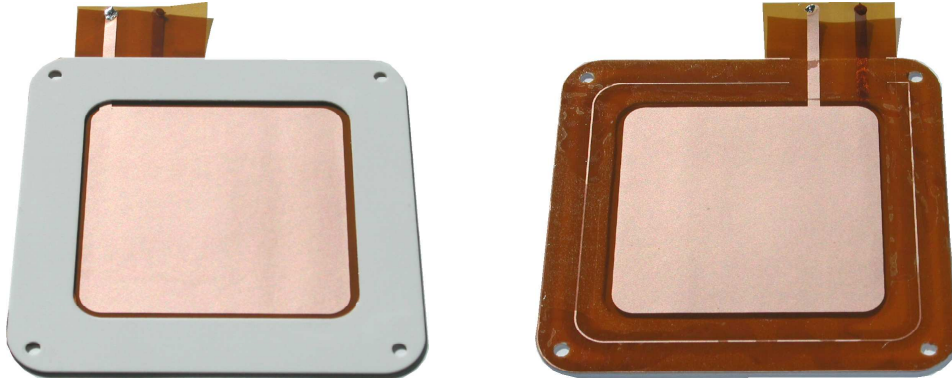


Abbildung B.2: Photos von beiden Seiten einer auf einen Keramikrahmen aufgeklebten, formgeätzten GEM-Struktur.

Bei der Ätzprozedur muss darauf geachtet werden, dass die Folie nicht geknickt oder zu stark gebogen wird. Nach dem Ätzvorgang kann der äußere Rand des freigelegten Kaptons mit einer normalen Schere zurecht geschnitten werden. Abb. B.2 zeigt eine auf einen Keramikrahmen aufgeklebte, zurückgeätzte und zurecht geschnittene GEM-Struktur. Es werden nur GEM-Folien eingesetzt, die einen Widerstand von $> 10^9 \Omega$ zwischen beiden Kupferelektroden aufweisen. GEMs mit niedrigerem Widerstand besitzen zu hohe Leckströme oder sind überhaupt nicht funktionstüchtig.

B.3 Analogelektronik

B.3.1 Vorverstärker

Das Schaltbild des leicht abgeänderten integrierenden Vorverstärkers, der für einen Siliziumdrift-detektor entwickelt wurde [104], findet sich in Abb. B.3. Im Vergleich zur ursprünglichen Version sind die Schutzschaltung am Eingang und ein differentieller Ausgangstreiber hinzugekommen sowie die Zeitkonstante der Integration von $\tau = 100 \mu\text{s}$ auf $\tau = 1 \mu\text{s}$ durch Ersetzen des Feedback-Widerstands von $R_f = 100 \text{ M}\Omega$ auf $R_f = 1 \text{ M}\Omega$ verändert worden. Die δ -Antwort des Verstärkers, simuliert mit SPICE, findet sich in Abb. B.4. Da sich Streukapazitäten nicht vollkommen vermeiden lassen, ist eine effektive Feedback-Kapazität von 1.5 pF realistisch, wenn der aufgelötete Kondensator eine Kapazität von 1 pF besitzt. Die Simulation der Verstärkung als Funktion der Frequenz ist dargestellt in Abb. B.5.

Auf eine Strombegrenzung am Eingang durch vorgeschaltete Schutzwiderstände wurde absichtlich verzichtet, um die Eingangsimpedanz (Abb. B.6) so gering wie möglich zu halten [46].

Die Umsetzung des Vorverstärkers soll mittels Hybridtechnik erfolgen. Da der Vorverstärker in seinem endgültigen Layout noch nicht vorlag, sind lediglich SPICE-Simulationsergebnisse dargestellt. Zur Zeit wird die erste Version eines acht Kanäle umfassenden Prototypenhybrids getestet [165]. Der Vorverstärker, der für Messungen in dieser Arbeit verwendet wurde, basiert auf einem 10 Kanal-Layout, das für eine andere Arbeitsgruppe angefertigt worden ist. Die oben aufgeführten Änderungen wurden lediglich an einem Kanal dieses Hybrids umgesetzt. Auf eine komplette Leistungsanalyse dieses Kanals wird aber verzichtet, da die endgültige Version mit ausgefeiltem Layout eine bessere Performance aufweisen sollte. Zur Zeit weicht die gemessene Signalanstiegszeit stark von der Simulation ab. Dies ist vermutlich auf eine zu hohe Streukapazität am Berührungspunkt des BFT92- und der zwei BFR93-Transistoren (vgl. Abb. B.3) zurückzuführen [165].

B.3.2 Shaper

Der Shaper Z-SHB 2H, dessen Schaltbild in Abb. B.7 dargestellt ist, wird an einer Stelle leicht modifiziert: Der Filterwiderstand R_{Filter} , der in der ursprünglichen Version durch ein $5 \text{ k}\Omega$ -Potentiometer realisiert wurde, wird durch ein $100 \text{ k}\Omega$ -Potentiometer ersetzt. Die Ergebnisse einer SPICE-Simulation der Antwort des Vorverstärkers in Kombination mit dem veränderten Shaper auf ein gaußförmiges Eingangssignal

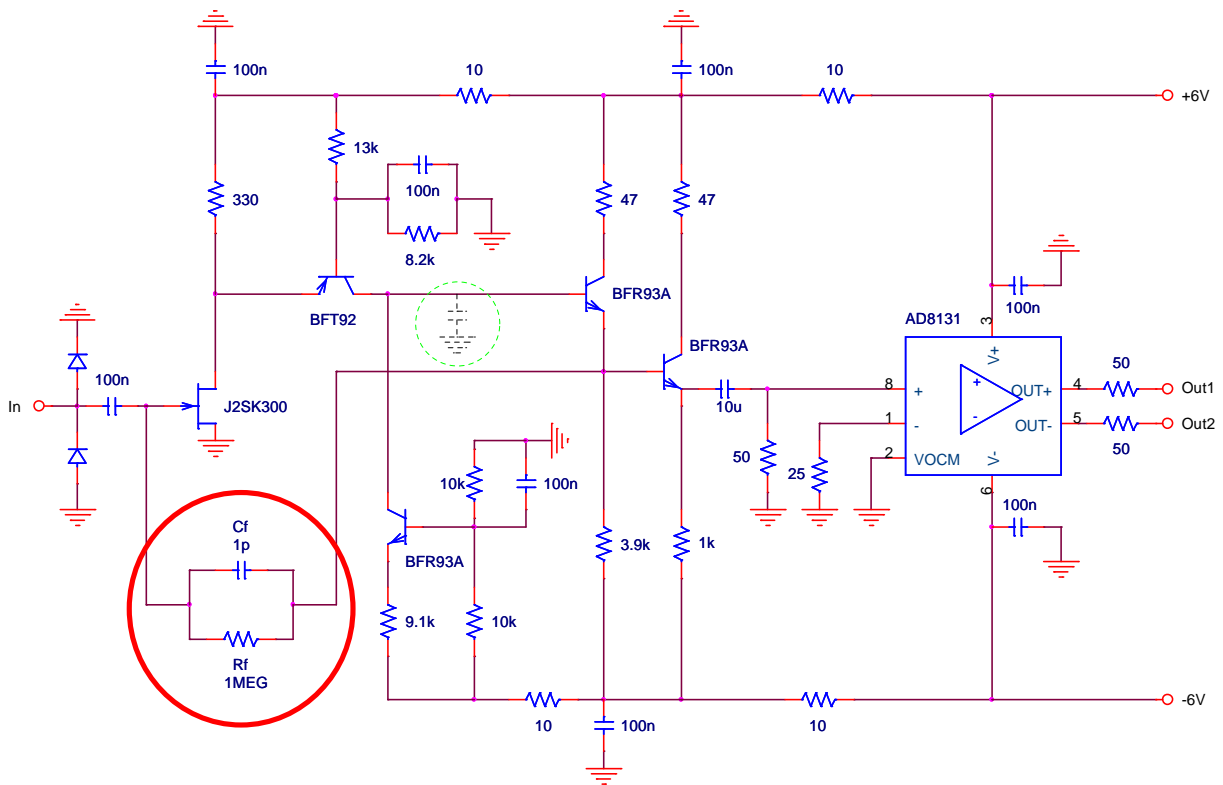


Abbildung B.3: Schaltbild des Vorverstärkers. Markiert sind der Feedbackwiderstand R_f und der -kondensator C_f , die die Integrationszeit bestimmen.

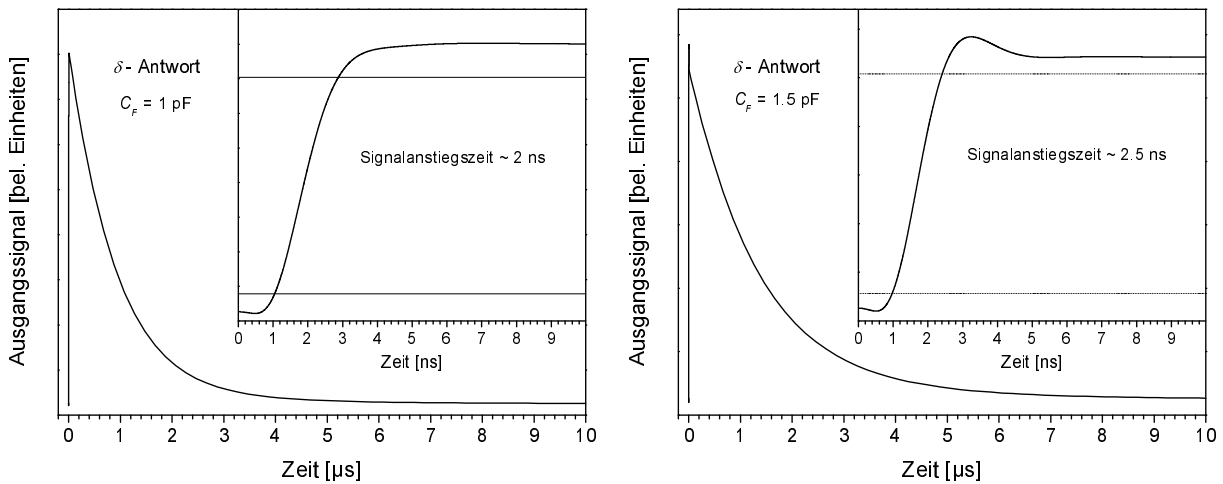


Abbildung B.4: SPICE-Simulation der δ -Antwort des Vorverstärkers mit einer Feedback-Kapazität von 1 bzw. 1.5 pF.

($\sigma = 20$ ns) ist in Abb. B.8 dargestellt. Für einen Filterwiderstand von $R_{Filter} = 30$ k Ω ergibt sich eine schöne, gaußförmige Signalform, die dem Eingangssignal entspricht. Lediglich der einige μ s lange Unterschwinger, der allerdings nur eine sehr geringe Amplitude aufweist, kann bei sehr hohen Raten zu einem Absinken der Baseline durch Signalüberlagerungen führen.

Die gemessene δ -Antwort des Vorverstärker/Shaper-Systems mit den angepassten Zeitkonstanten findet sich in Abb. 3.15 (b). Die Signalform ist näherungsweise gaußförmig mit einer Breite von ~ 15 ns (fwhm).

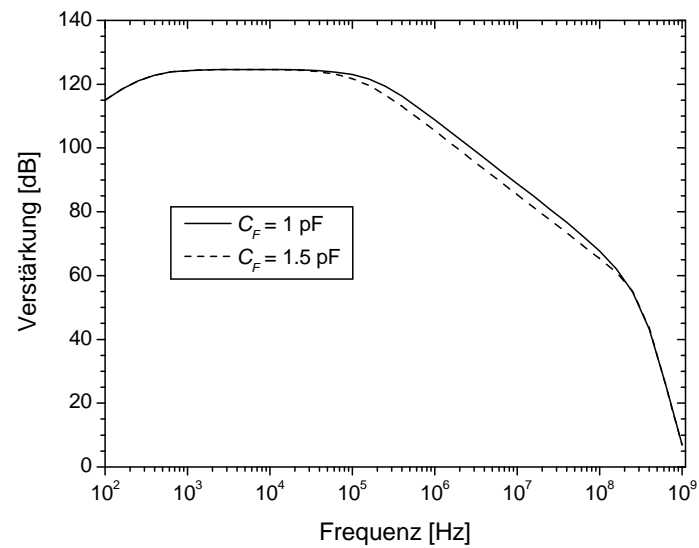


Abbildung B.5: SPICE-Simulation der Verstärkung als Funktion der Frequenz für eine Feedback-Kapazität von 1 bzw. 1.5 pF.

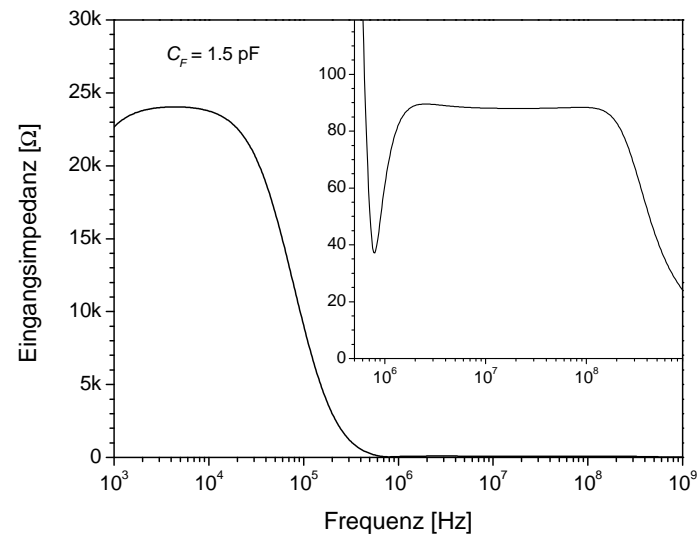


Abbildung B.6: SPICE-Simulation der Eingangsimpedanz als Funktion der Frequenz für eine Feedback-Kapazität von 1.5 pF.

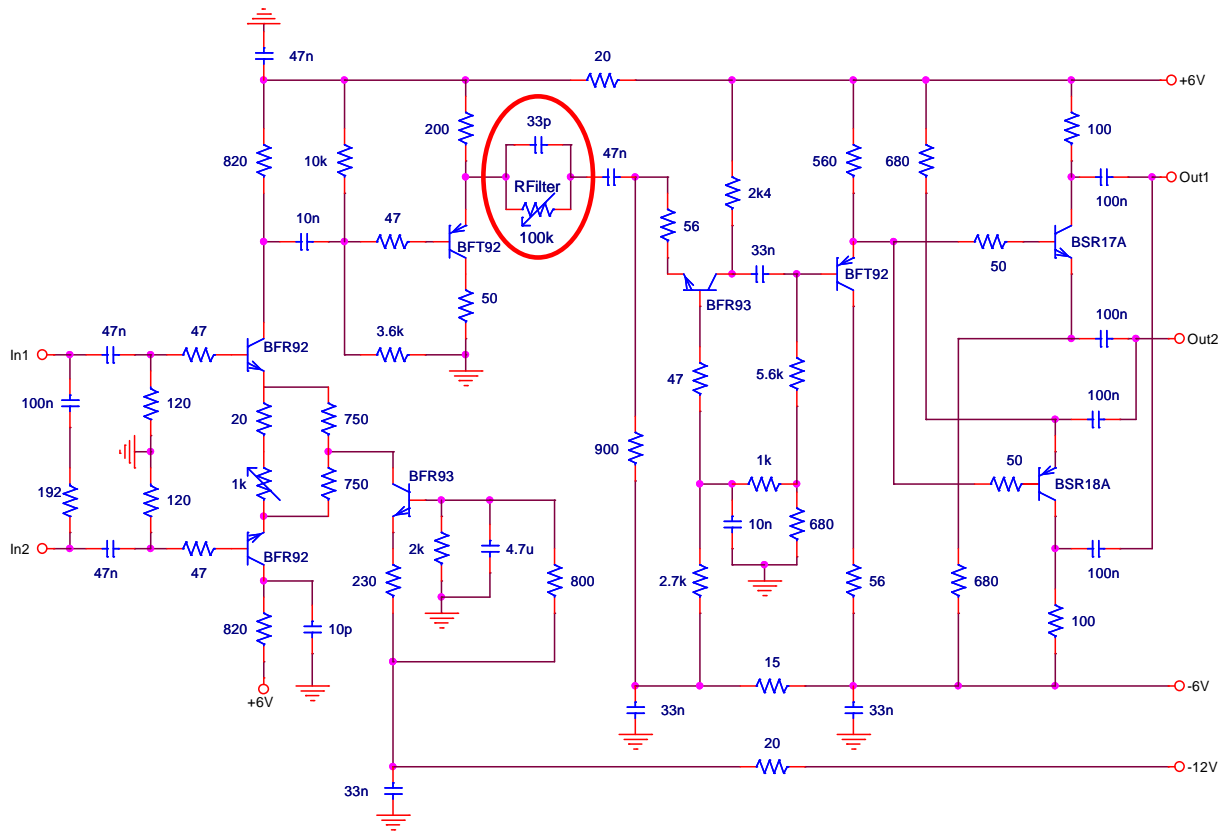


Abbildung B.7: Schaltbild des Shapers Z-SHB 2H.

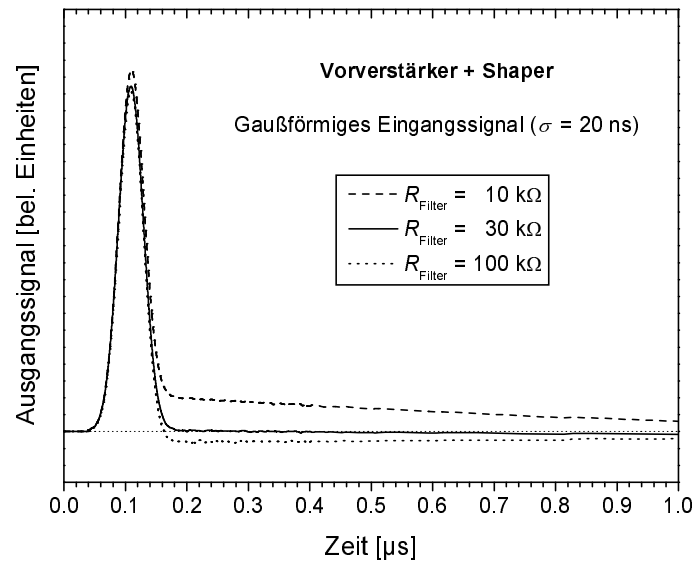


Abbildung B.8: SPICE-Simulation der Antwort des Vorverstärkers in Kombination mit dem veränderten Shaper auf ein gaußförmiges Eingangssignal ($\sigma = 20 \text{ ns}$) für drei Filterwiderstände R_{Filter} von 10, 30 und 100 k Ω . Die Feedback-Kapazität des Vorverstärkers für diese Simulation beträgt $C_f = 1.5 \text{ pF}$.

C. Ergänzungen zu Kapitel 4

C.1 Ladungstransfer

C.1.1 Experimentelles Messverfahren

Zur Messung des Ladungstransfers werden die Driftkathode und die Elektrode(n) der Gasverstärkungsstruktur(en) an Strommessgeräte angeschlossen, die eine Empfindlichkeit für Ströme im pA- oder nA-Bereich besitzen. Da besonders die Strommessung im pA-Bereich sehr anfällig für Leckströme ist, wird besonderer Wert auf den Versuchsaufbau gelegt: Die Platine, an der sich die Hochspannungsanschlüsse befinden, wird gut mit Aceton gereinigt, und die Filterkondensatoren, die zusammen mit dem Schutzwiderstand einen Tiefpass für die Hochspannung bilden, werden für diese Messungen aus dem Aufbau herausgenommen.

Die gemessenen Ströme sind mit dem Ladungstransfer und der Gasverstärkung, aber auch mit dem „einfallenden“ Strom I_0 verknüpft. Der einfallende Strom I_0 kann durch die Messung der Rate R im zählenden Modus des Detektors (bei entsprechend hoher Gasverstärkung) bestimmt werden und errechnet sich wie folgt:

$$I_0 = \frac{\langle E_\gamma \rangle}{W} R e. \quad (\text{C.1})$$

Dabei bezeichnen $\langle E_\gamma \rangle$ die mittlere Photonenenergie, W die mittlere Energie, die benötigt wird, um ein Elektron/Ion-Paar im Gas zu erzeugen und e die Elementarladung. Für die Messungen ist es sehr empfehlenswert, eine monoenergetische Photonenquelle, z.B. eine radioaktive Quelle, anstelle einer Röntgenröhre zu verwenden, da man bei dem kontinuierlichen Energiespektrum der Röhre a priori keine exakte Aussage über die mittlere Photonenenergie $\langle E_\gamma \rangle$ machen kann, die zur Bestimmung des einfallenden Stromes notwendig ist. Radioaktive Quellen wie beispielsweise ^{55}Fe bieten allerdings im Allgemeinen nur einen begrenzten Photonenfluss; das bedeutet, dass die gemessenen Ströme ohne Einsetzen der Gasverstärkung, also bei sehr geringen Verstärkungsfeldern, sehr klein sind und deren Messung sehr großen Schwankungen unterliegt.

C.1.2 Simulationswerkzeuge

C.1.2.1 MAXWELL

Zur Simulation des Ladungstransferverhaltens der MicroCAT- und GEM-Mikrostrukturen werden verschiedene Computerprogramme zu Hilfe genommen. Um die elektrischen Felder im Bereich der Gasverstärkungsstrukturen zu berechnen, wird das Programm MAXWELL verwendet [166]. Mit MAXWELL hat man die Möglichkeit, fast beliebige Geometrien zu zeichnen, den gezeichneten Strukturen gewisse Materialeigenschaften zuzuweisen, gezielt Potentiale anzulegen und das elektrostatische Verhalten der Struktur in der endgültigen Geometrie zu berechnen. Im Gegensatz zu älteren zweidimensionalen Feldsimulationen [34], die mithilfe des Programms ELFI [167] durchgeführt wurden, ist MAXWELL in der Lage, elektrische Felder für detailreiche, dreidimensionale Objekte zu errechnen.

Da es sich bei MAXWELL um ein rein numerisches Feldberechnungsprogramm handelt, ist es dringend erforderlich, den Rechenaufwand so gering wie möglich zu halten. Dies kann durch eine Beschränkung der Simulation auf die kleinstmögliche Basiszelle der Mikrostruktur erfolgen, weil man bei MAXWELL die Möglichkeit hat, Symmetrieebenen – die allerdings nicht punktsymmetrisch sein können – zu definieren. Die Basiszelle in der x, y -Ebene für hexagonale Lochanordnungen, die man sowohl in der MicroCAT- als auch in der GEM-Struktur findet, ist in Abb. C.1 dargestellt.

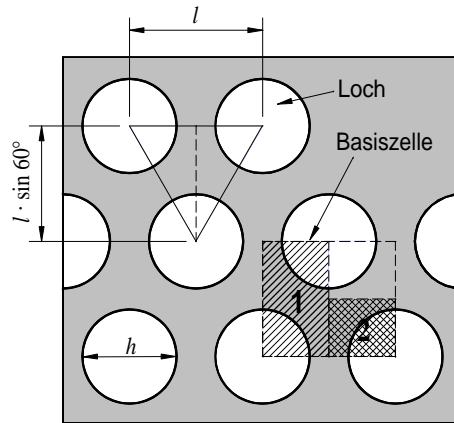


Abbildung C.1: Hexagonale Lochanordnung der MicroCAT- und GEM-Strukturen. Die einfach schraffierte Fläche (1) enthält die Basiszelle für die Feldsimulation, die doppelt schraffierte Fläche (2) die der Ladungstransfersimulationen.

Die Ausdehnung des Simulationsvolumens sollte auch in z -Richtung beschränkt sein. Für die MCAT-Geometrie ist der Bereich unterhalb der Gasverstärkungsstruktur durch den Abstand zur Anode – also den Bereich, in dem die Gasverstärkung stattfindet – definiert und wird in der Simulation auf einen Wert von $100\ \mu\text{m}$ festgelegt. Über der MicroCAT-Struktur ist ein Bereich mit einer Höhe von etwa $100\text{--}200\ \mu\text{m}$ ausreichend, da sich oberhalb dieses Abstands das elektrische Feld kaum noch ändert (vgl. Abb. 3.4). In der GEM-Geometrie werden die Bereiche ober- und unterhalb der GEM-Struktur jeweils auf $100\ \mu\text{m}$ beschränkt (vgl. Abb. 3.6). Die durch die Beschränkungen des Simulationsvolumens oberhalb der Mikrostrukturen hervorgerufenen Fehler in den Ladungstransfersimulationen werden vernachlässigt.

Um möglichst exakte Simulationsergebnisse zu erzielen, wird versucht, die wahre Geometrie der Körper (vgl. Abb. 3.3, Abb. 3.5, Tab. 3.1 und Tab. 3.2) so gut wie möglich zu approximieren. Dabei ist es z.B. wichtig, die sehr runde Form der Löcher im MicroCAT detailgetreu wiederzugeben. Abb. C.2 zeigt das in MAXWELL erstellte Modell der MCAT155-Struktur. Die Öffnung der Lochform weitet sich stetig nach oben und unten aus. Die dabei entstehende doppelt-konische Form wird zusätzlich stark abgerundet. Beide Seiten der MicroCAT-Struktur sind nicht äquivalent; die als Oberseite verwendete Seite der Mikrostruktur weist eine größere Lochöffnung auf als die Unterseite. Auch diese Eigenschaft wird in die Simulation miteinbezogen.

Die Umsetzung der GEM-Geometrie ist durch die relativ große Irregularität der Löcher schwieriger als bei den MicroCAT-Strukturen. Bei genauer Betrachtung der einzelnen Löcher und deren Profile (vgl. Abb. 3.5) fällt die große Variation der Geometrie ins Auge. Die meisten Löcher weisen eine nahezu doppelt-konische Form auf, manche Löcher sind aber schon beinahe einfach-konisch. Die Kupferkanten entlang der Löcher sind bei einigen Löchern gerade, bei anderen abgeschrägt. Da in der Literatur bereits viele Untersuchungen zum Verhalten unterschiedlicher GEM-Lochgeometrien durchgeführt wurden (z.B. Ref. [96, 111, 126, 143]), wird in dieser Arbeit lediglich eine Geometrie für Simulationen herangezogen (Abb. C.3).

Wenn nicht explizit anders beschrieben, werden alle Simulationen mit MicroCAT-Strukturen mit einem Anodenabstand (Abstand MicroCAT–Anode) von $100\ \mu\text{m}$, einem Potential von $U_{\text{MCAT}} = -450\ \text{V}$ an der MicroCAT-Struktur und einer geerdeten Anode ($U_{\text{Anode}} = 0\ \text{V}$) durchgeführt. Beim GEM beträgt die Potentialdifferenz zwischen oberer und unterer Kupferschicht in der Regel $\Delta U_{\text{GEM}} = 450\ \text{V}$.

C.1.2.2 GARFIELD

Nach dem Erstellen der dreidimensionalen Feld- und Potentialverteilungen können die entsprechend exportierten Daten mit dem Programm GARFIELD [168, 169] eingelesen werden, das, ursprünglich zur Simulation von Driftkammern entwickelt, in der Lage ist, die Drift von Elektronen und Ionen zu simulieren. Das in GARFIELD implementierte Simulationsprogramm MAGBOLTZ [132, 133] stellt relativ

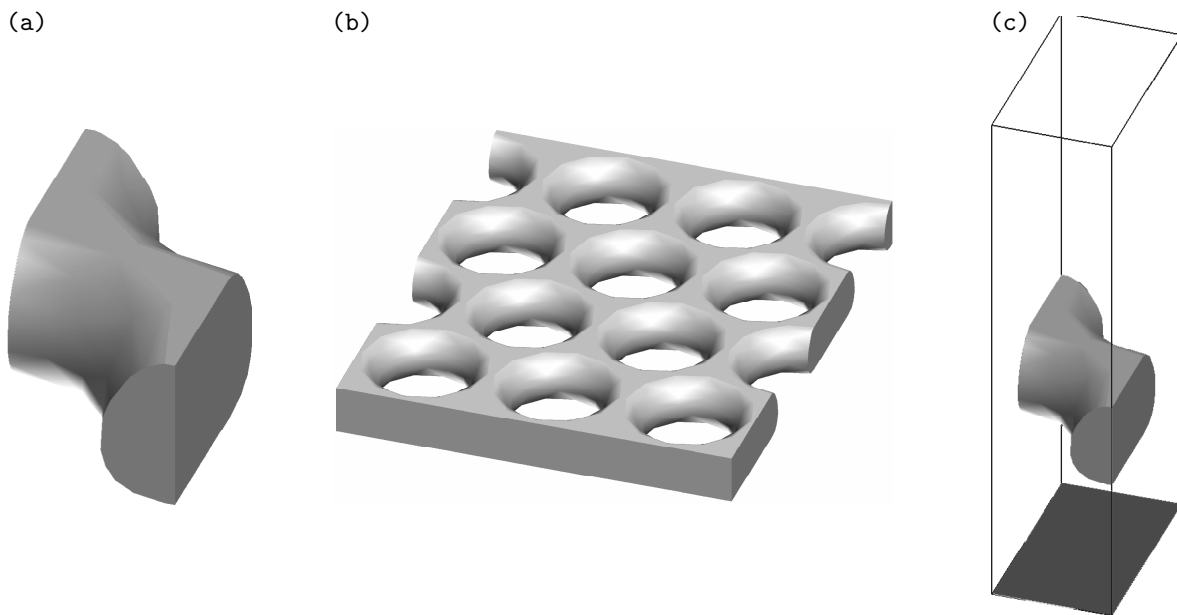


Abbildung C.2: Realisierung der MCAT155-Struktur in MAXWELL: (a) Modell der Basiszelle, (b) aus den Basiszellen zusammengesetzte MicroCAT-Struktur, (c) gesamtes Simulationsvolumen (hier mit einem Gasverstärkungsbereich unterhalb der MicroCAT-Struktur mit einer Tiefe von $100\ \mu\text{m}$ und einem Driftbereich oberhalb von $200\ \mu\text{m}$). Die etwas kantige Form der abgebildeten Strukturen liegt an der unzureichenden Darstellungsfähigkeit der Software.

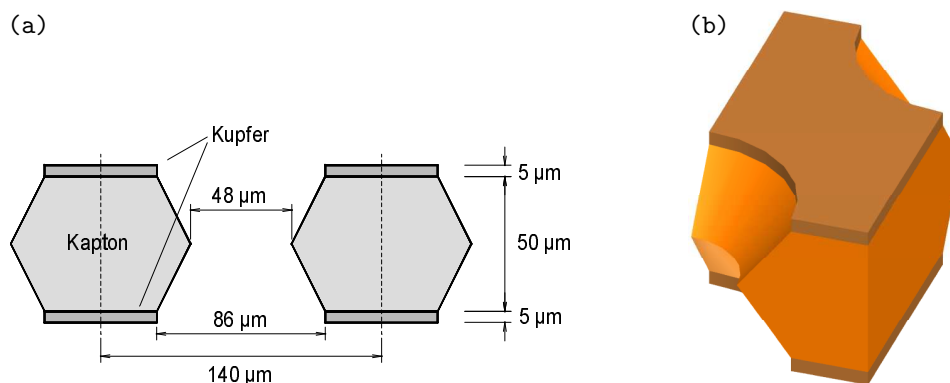


Abbildung C.3: (a) Schematischer Querschnitt des GEM-Modells und (b) Realisierung der GEM-Basiszelle in MAXWELL.

genaue Informationen über Diffusion und Driftgeschwindigkeiten von Ladungsträgern in diversen Gasmischungen zur Verfügung.

Die Simulation der Elektronentransparenz wird in der halben Basiszelle der Feldsimulation [vgl. doppelt schraffierte Fläche (2) in Abb. C.1] durchgeführt, was aus Symmetriegründen ausreichend ist. Die Startpositionen der driftenden Elektronen werden gleichverteilt am oberen Ende des Simulationsvolumens in einem Abstand von 100 bzw. $200\ \mu\text{m}$ zur Mikrostruktur gewürfelt. Insgesamt werden die Driftwege von 2000 einzelnen Elektronen betrachtet. Die Elektronentransparenz ε wird schließlich aus dem Verhältnis der Elektronen, die die Anode erreicht haben, und der Gesamtzahl Elektronen gebildet. Für die Simulation des Ionenfeedbacks werden analog die Driftlinien der Ionen untersucht. Lediglich die Startverteilung der Ionen ist unterschiedlich (Abschnitt C.1.3.2).

Die Berechnung der Driftlinien der Ladungsträger kann in GARFIELD auf zwei verschiedenen Wegen erfolgen: erstens mit der Runge-Kutta-Methode (RK) und zweitens mit der Monte-Carlo-Methode (MC). Beide Methoden sind iterativ, aber während bei der RK-Methode lediglich die freien Weglängen der

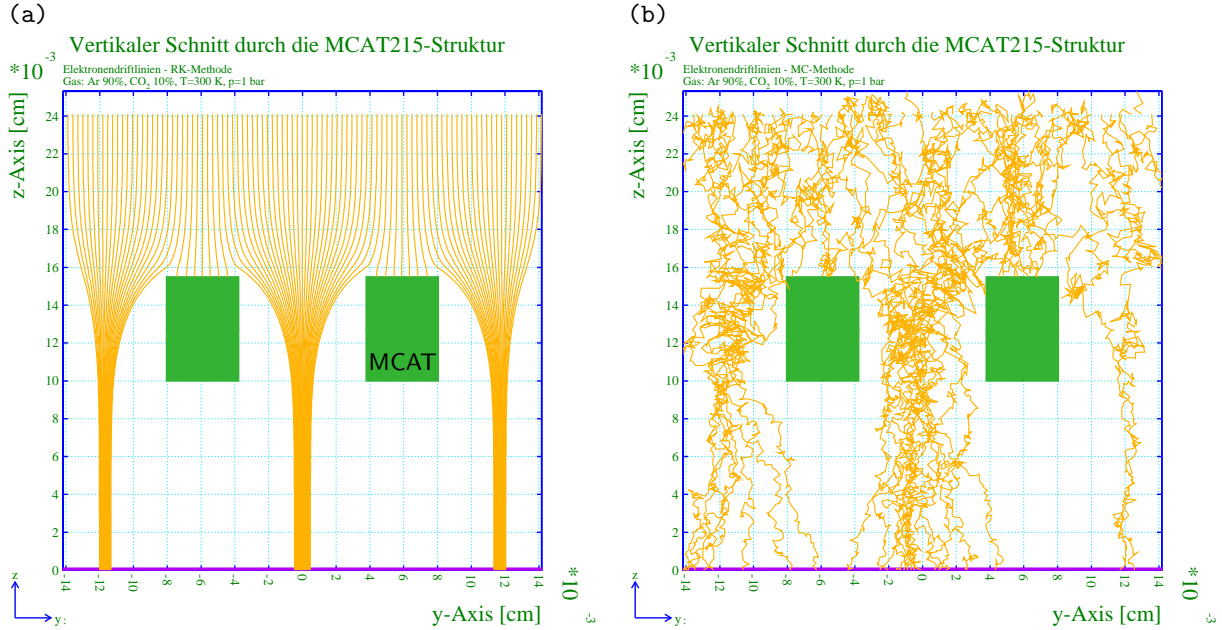


Abbildung C.4: Elektronendriftlinien, berechnet mit GARFIELD (a) nach der Runge-Kutta-Methode und (b) nach der Monte-Carlo-Methode. Die Bilder zeigen einen Schnitt durch eine MCAT215-Struktur mit zylindrischen Löchern. Die Elektronen driften von oben nach unten. Das Driffeld beträgt 500 V cm^{-1} .

Ladungsträger berücksichtigt werden, simuliert die MC-Methode auch die statistische Bewegung der Ladungsträger, bei der auch die Diffusion miteinbezogen wird. Beide Methoden sind schematisch für eine Elektronendrift in der MicroCAT-Geometrie in Abb. C.4 dargestellt. Da die Diffusion von Ionen bei hohen Feldstärken vernachlässigbar ist, reicht es, deren Driftlinien mit der Runge-Kutta-Methode zu berechnen (Abb. C.5). Die Dichte der Driftlinien in Abb. C.4 und Abb. C.5 ist willkürlich und hängt nicht mit den Feldstärkeverhältnissen zusammen.

Die Elektronen- und Ionendriftlinien in der GEM-Geometrie, berechnet nach der Runge-Kutta-Methode, sind in Abb. C.6 dargestellt. Für die gewählte Feldkonfiguration durchdringen alle Elektronen, die sich der GEM-Struktur von oben her nähern, die Löcher problemlos und erreichen den Raum unterhalb der Mikrostruktur. Zusätzlich gibt es aber auch Feldbereiche, in denen die Ladungsträger auf eine der beiden Elektroden gezogen werden; dabei wandern die Elektronen auf die Unter- und die Ionen auf die Oberseite des GEMs. Ohne Diffusion und sonstige Effekte, die bei der Lawinenbildung eine Rolle spielen, würden die von oben kommenden Elektronen diese Bereiche allerdings nicht erreichen.

Bei der Standard-Gasmischung für alle Driftsimulationen handelt es sich um Ar/CO₂ (90/10) bei einem Druck von 1 bar. Zur Simulation des Ladungstransfers wird die Gasverstärkung außer Acht gelassen. Es wird lediglich untersucht, ob der Ladungsträger vom Raum oberhalb (unterhalb) kommend in den Raum unterhalb (oberhalb) der Mikrostruktur eindringt.

C.1.3 Ladungstransfer der MicroCAT-Strukturen

Die Ströme an Driftkathode, MicroCAT-Struktur und Anode sind mit der Gasverstärkung G_{MCAT} , der Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$, dem Ionenfeedback δ_{MCAT} und dem einfallenden Strom I_0 [vgl. Gl. (C.1)] verknüpft:

$$I_{\text{Driftkathode}} = I_0 + \delta_{\text{MCAT}} \varepsilon_{\text{MCAT}} (G_{\text{MCAT}} - 1) I_0 \quad (\text{C.2})$$

$$I_{\text{MCAT}} = -(1 - \varepsilon_{\text{MCAT}}) I_0 + (1 - \delta_{\text{MCAT}}) \varepsilon_{\text{MCAT}} (G_{\text{MCAT}} - 1) I_0 \quad (\text{C.3})$$

$$I_{\text{Anode}} = -\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}} I_0 \quad (\text{C.4})$$

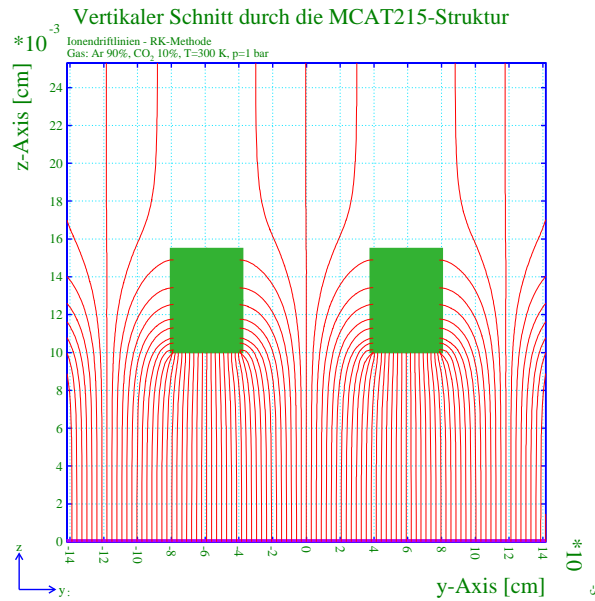


Abbildung C.5: Ionendriftlinien, berechnet mit GARFIELD nach der RK-Methode. Die Ionen driften von unten nach oben. Das Driftfeld beträgt 500 V cm^{-1} .

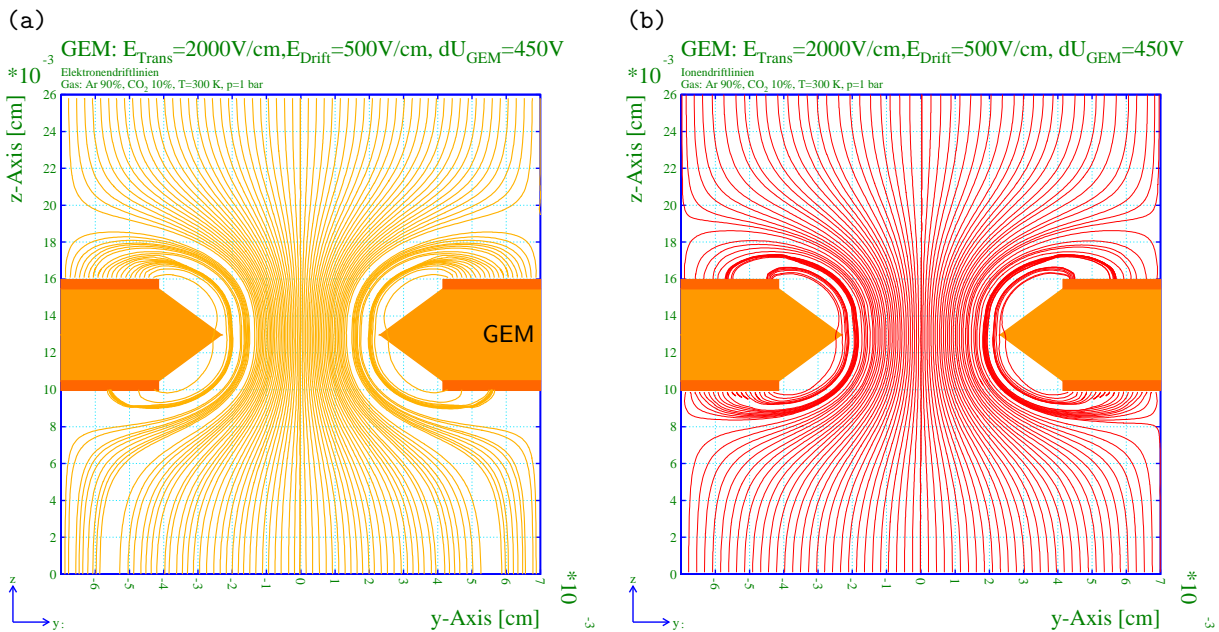


Abbildung C.6: (a) Elektronendriftlinien und (b) Ionendriftlinien in der GEM-Geometrie, berechnet nach der RK-Methode. Das Driftfeld beträgt 500 V cm^{-1} , das Transferfeld 2 kV cm^{-1} und die GEM-Spannung 450 V .

Da die Gleichungen (C.2)–(C.4) der Bedingung $I_{\text{Driftkathode}} + I_{\text{MCAT}} + I_{\text{Anode}} = 0$ unterliegen, sind nur zwei Beziehungen linear unabhängig und somit nur zwei der drei Unbekannten, z.B. δ_{MCAT} und das Produkt $(\epsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}})$, bestimmbar. Die Wahl zur Berechnung der Unbekannten wird so getroffen, da die Elektronentransparenz und der Gasverstärkungsprozess eng zusammenhängen und sich a priori auch nicht trennen lassen, zumindest wenn die Gasverstärkung merklich größer als 1 ist. Eine Trennung dieser beiden Variablen würde implizieren, dass der Verstärkungsprozess lokal von dem Verlust der primären Elektronen durch eine eingeschränkte Transparenz getrennt wäre, also dass die Lawinenbildung nicht

schon im Loch oder oberhalb der MicroCAT-Struktur einsetzt. Sekundäre Elektronen, die in genau diesen Bereichen gebildet werden und anschließend – bedingt durch elastische Stöße mit Gasatomen oder -molekülen – direkt zur Mikrostruktur gelangen oder zu Feldlinien, die auf der MicroCAT-Struktur enden, würden durch ihr Fehlen bei der Lawinenbildung die Größe der Vervielfachung bedeutend verringern. Die Verluste dieser Elektronen sind aber nicht im eigentlichen Sinne als Transparenzverluste zu verstehen. Um die gemessenen Transparenzen mit den simulierten Werte zu vergleichen, wird unter der Annahme, dass der Transparenzverlust von sekundär erzeugten Elektronen absolut vernachlässigbar ist, dennoch eine Trennung der Transparenz und der Verstärkung erzwungen. Wie diese Trennung erfolgt und inwiefern die Annahme die Ergebnisse beeinflusst, wird in Abschnitt C.1.3.1 diskutiert.

Eine alternative Betrachtung der experimentellen Elektronentransparenz ohne Anwesenheit von Gasverstärkung ($G_{\text{MCAT}} = 1$) würde eine Trennung von Transparenz und Verstärkung überflüssig machen. Jedoch würde eine solche Untersuchung einen sehr großen einfallenden Strom voraussetzen. Weiterhin müsste man mit sehr kleinen Feldern E_{MCAT} unterhalb der MicroCAT-Struktur arbeiten, und um das gleiche Feldverhältnis der Felder ober- und unterhalb der Mikrostruktur zu erzielen wie im normalen Betrieb mit Gasverstärkung, müsste auch das Driftfeld sehr kleine Werte annehmen. Dadurch träten wiederum andere Effekte wie Rekombination und Anlagerung oder eine starke Elektronendiffusion umso deutlicher in Erscheinung und würden die Resultate verfälschen.

Bei Verstärkungen $G_{\text{MCAT}} > 1$ errechnen sich $(\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}})$ und δ_{MCAT} wie folgt:

$$(\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}}) = -\frac{I_{\text{Anode}}}{I_0} \quad (\text{C.5})$$

$$\delta_{\text{MCAT}} = \frac{I_{\text{Driftkathode}} - I_0}{I_{\text{Anode}}} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}}}{\varepsilon_{\text{MCAT}}(G_{\text{MCAT}} - 1)} \quad (\text{C.6})$$

$$\approx \frac{I_{\text{Driftkathode}} - I_0}{I_{\text{Anode}}} \quad (\text{C.7})$$

$$\approx \frac{I_{\text{Driftkathode}}}{I_{\text{Anode}}} \quad (\text{C.8})$$

Für die Näherung in Gl. (C.7) wird die Annahme $(\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}}) \gg 1$ gemacht. Die Approximation (C.8) gilt, wenn $I_{\text{Driftkathode}} \gg I_0$.

C.1.3.1 Elektronentransparenz

Zunächst wird untersucht, ob die Simulation der Anforderung genügt, dass die Elektronentransparenz nur vom Feldverhältnis η_{MCAT} abhängt und inwieweit die Elektronendiffusion diese Abhängigkeit beeinflusst. Dazu wird sowohl das Potential an der MicroCAT-Struktur $U_{\text{MCAT}} = -450$ V als auch das Feldverhältnis $\eta_{\text{MCAT}} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{MCAT}} = 1/90$ konstant gehalten, gleichzeitig aber der Anodenabstand d und das Driftfeld E_{Drift} variiert. Die Ergebnisse der Simulation, dargestellt in Abb. C.7, sind konsistent mit der Erwartung einer alleinigen Abhängigkeit der Elektronentransparenz von η_{MCAT} . Es fällt auf, dass die nach der RK-Methode berechnete Elektronentransparenz deutlich höher ist als die nach der MC-Methode bestimmten Werte. Das ist auch zu erwarten, da viele Elektronen erst durch Stöße mit Gasatomen direkt auf die MicroCAT-Struktur gelangen oder auf Driftbahnen geraten, die auf dem MCAT enden.

Nicht nur die genaue Kenntnis der Elektronendiffusion sondern auch die Umsetzung der Mikrostruktur wirkt bestimmend auf die Ergebnisse der Simulation. Der Unterschied in der Lochgeometrie zwischen zylindrischen Löchern und einer möglichst wirklichkeitstreuen Modellierung der Geometrie ist in Abb. C.8 als Funktion von η_{MCAT} bzw. des Driftfelds E_{Drift} dargestellt. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass eine Struktur mit zylindrischen Löchern eine deutlich geringere Elektronentransparenz aufweist. Auch der Unterschied zwischen RK- und MC-Methode wird nochmals deutlich. Dreht man die Geometrie der originalgetreuen Lochform um, sodass die kleinere Öffnung (Unterseite) nach oben zeigt, ergeben sich etwas geringere Transparenzen. Für alle folgenden Simulationen werden immer die originalgetreuen Lochformen mit größerer Öffnung oben simuliert, wenn es nicht explizit anders erwähnt wird.

Die Form der Transparenzkurven für originalgetreue Löcher in Abb. C.8 kann folgendermaßen erklärt werden: Bei kleinen Feldverhältnissen ($\eta_{\text{MCAT}} \lesssim 0.014$) respektive Driftfeldern bildet die Elektronentransparenz ein Plateau aus, bei dem nahezu alle Elektronen vom Konversions- in den Verstärkungsraum

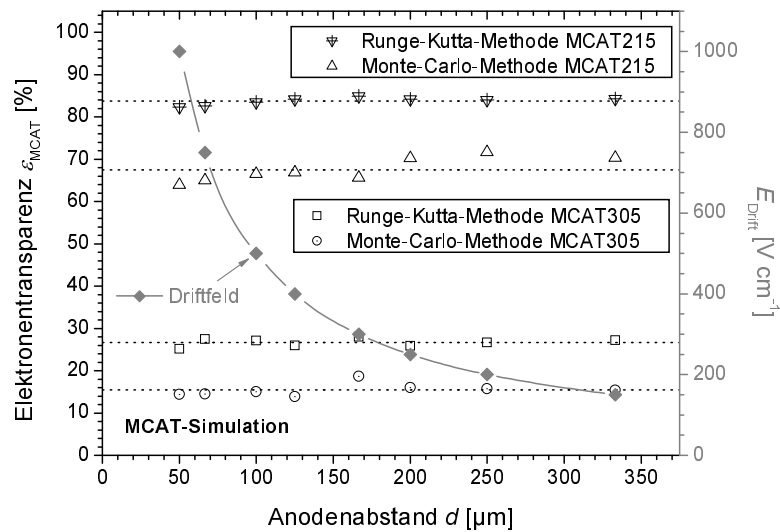


Abbildung C.7: Simulation der Elektronentransparenz der MCAT215- und der MCAT305-Struktur als Funktion des Anodenabstands d für ein konstantes Feldverhältnis $\eta_{\text{MCAT}} = |E_{\text{Drift}} (U_{\text{MCAT}}/d)^{-1}| = 1/90$. Die Transparenzen wurden sowohl mit der RK- als auch mit der MC-Methode bestimmt. Zusätzlich ist das Driftfeld, das benötigt wird, um die Konstanz von η_{MCAT} zu garantieren, für die jeweiligen Anodenabstände eingezeichnet.

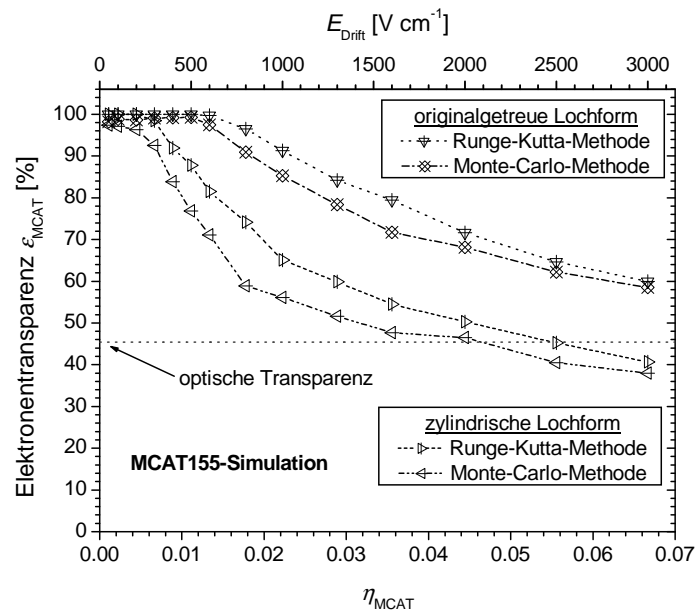


Abbildung C.8: Simulierte Elektronentransparenz für eine zylindrische (untere beiden Kurven) und eine möglichst originalgetreue Lochform (obere beiden Kurven) der MCAT155-Struktur als Funktion des Feldverhältnisses η_{MCAT} bzw. des Driftfelds E_{Drift} . Die Ergebnisse beider Simulationsmethoden (RK und MC) sind dargestellt.

gelangen. Mit steigendem Feldverhältnis η_{MCAT} wird der bündelnde Charakter der Löcher immer weniger stark ausgeprägt (Abb. C.9) und die Wahrscheinlichkeit erhöht sich, dass die Elektronen auf Driftlinien geraten, die nicht durch die Löcher der Struktur hindurchführen. Für sehr große Feldverhältnisse wird sogar die optische Transparenz der MicroCAT-Struktur unterschritten.

Um die Simulationsergebnisse mit den Messungen des Produkts ($\epsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}}$) vergleichen zu können, muss zunächst der Einfluss eines variablen Driftfelds auf die Gasverstärkung G_{MCAT} abgeschätzt

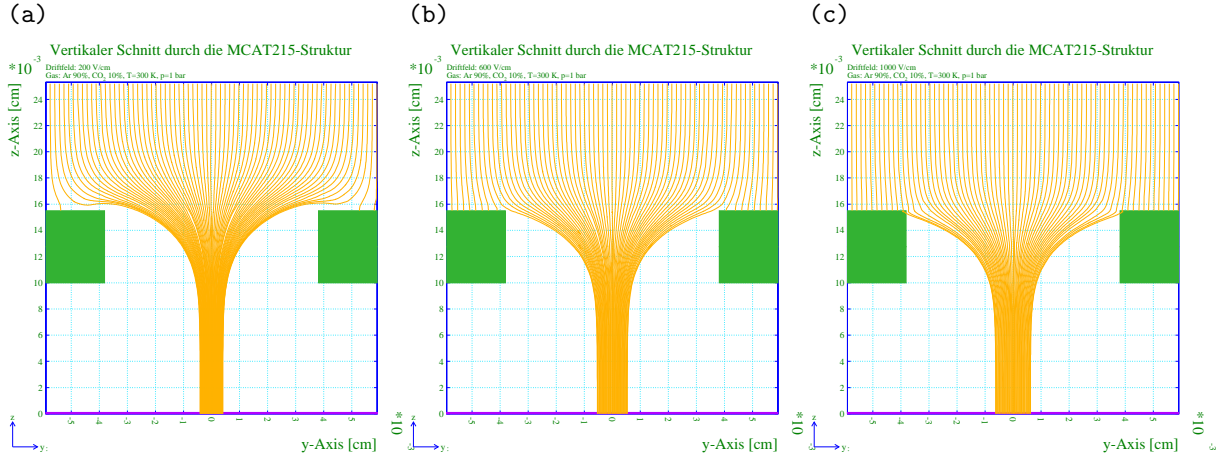


Abbildung C.9: RK-Driftliniensimulation zur Veranschaulichung der Aufweitung des Driftkanals durch die Löcher und der dadurch bedingte Verlust an Elektronentransparenz bei steigendem Driftfeld und somit steigendem Feldverhältnis von (a) $\eta_{\text{MCAT}} = 1/225$, (b) $\eta_{\text{MCAT}} = 1/75$ und (c) $\eta_{\text{MCAT}} = 1/45$.

werden. Dazu wird die Gasverstärkung eines entlang der Symmetrieachse eines Loches driftenden Elektrons mit GARFIELD für einen Driftfeldbereich zwischen $100 \text{ V cm}^{-1} \leq E_{\text{Drift}} \leq 3 \text{ kV cm}^{-1}$ errechnet. Da die absoluten Werte für die Gasverstärkung nicht mit der Messung vergleichbar sind, was wahrscheinlich einer fehlerhaften Parametrisierung des 1. Townsendkoeffizienten in GARFIELD zugeschrieben werden kann, wird nur die relative Änderung der Gasverstärkung betrachtet. Der sich ergebende Anstieg der Verstärkung von ca. 4% in dem untersuchten Driftfeldbereich kann vernachlässigt und die Gasverstärkung als konstant angenommen werden. Aus dem Produkt $(\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}})$ kann man unter dieser Annahme aber lediglich die relative Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT-rel}}$ als Funktion von η_{MCAT} bestimmen, indem man die Werte von $(\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}})$ durch einen angenommenen Wert von G_{MCAT} dividiert, da der genaue Wert von G_{MCAT} nicht bekannt ist.

Abb. C.10 zeigt die gemessenen Werte von $\varepsilon_{\text{MCAT-rel}}$ als Funktion von η_{MCAT} , wobei das Maximum der Funktion $(\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}})$ auf eins normiert wird. Vergleicht man den Kurvenverlauf zwischen Messung (Abb. C.10) und Simulation (Abb. C.8) so fällt der Abfall der gemessenen relativen Transparenz bei sehr kleinen Driftfeldern auf. Dieser Abfall ist allerdings nicht auf ein gestörtes Transparenzverhalten bei sehr kleinen Feldverhältnissen zurückzuführen; vielmehr handelt es sich dabei um einen Abfall der gemessenen Gesamtladung durch Rekombination (z.B. Ref. [170]) und Anlagerung im Konversionsraum. Diese Effekte treten vor allem bei kleinen Driftfeldern auf und sind abhängig von der Art und der Reinheit des verwendeten Gases. Bei einem zu hohen Sauerstoffgehalt im Gas lagern sich die Elektronen beispielsweise an die elektronegativen Atome des Sauerstoffs an und gehen der Gesamtladung bereits vor dem Verstärkungsprozess verloren. Zusätzlich überlagert ist der (geringe) Verstärkungsanstieg bei Erhöhung des Driftfelds, der unter der Annahme $G_{\text{MCAT}} = \text{const.}$ zu einer „künstlichen“ Erhöhung der relativen Elektronentransparenz bei hohen Driftfeldern führt. Da sich diese Effekte nicht einfach quantitativ beschreiben und deshalb von der gemessenen relativen Transparenz trennen lassen, handelt es sich bei der gemessenen relativen Transparenz um eine *effektive Elektronentransparenz*, welche die (sehr stark gasabhängigen) Effekte der Rekombination und Anlagerung sowie etwaige Verstärkungsänderungen mit einschließt. Der Begriff der effektiven Elektronentransparenz bezieht sich auf alle Elektronentransparenzmessungen. Es wird abgeschätzt, dass man in der Regel davon ausgehen kann, dass die Effekte der Rekombination und Anlagerung für reduzierte Driftfelder $(E_{\text{Drift}}/p) \gtrsim 300\text{--}600 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ vernachlässigbar werden.

Qualitativ weisen die Transparenzverläufe der Messung und der Simulation sehr große Ähnlichkeiten auf. Nach einem Plateau über einen relativ großen Bereich fallen die Transparenzkurven bei sehr ähnlichen Werten von η_{MCAT} ab. Bei Annahme einer hinreichenden Genauigkeit der Simulation, die ein Transparenzplateau bei rund 100% aufweist, kann davon ausgegangen werden, dass auch die gemessenen Werte der relativen Elektronentransparenz auf diesem Niveau anzusiedeln sind. Abb. C.11 zeigt den direkten Vergleich der Messung mit der Simulation als Funktion von η_{MCAT} , wobei der allgemein gültige

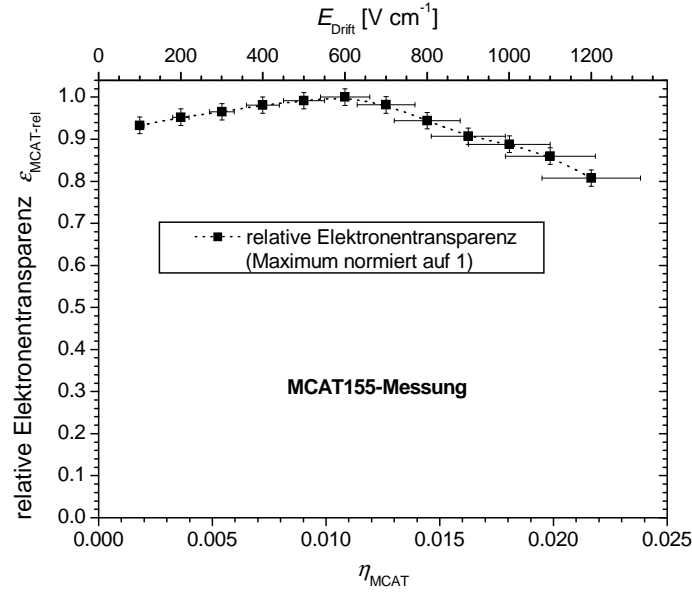


Abbildung C.10: Gemessene relative Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT-rel}}$ als Funktion von η_{MCAT} bzw. vom Driftfeld für eine MCAT155-Struktur, gemessen mit einer Photonenenergie von 5.9 keV, einem Gasdruck von 1 bar Ar/CO₂ (90/10), einer MCAT-Spannung von -720 V und einem Anodenabstand von $130 \mu\text{m}$.

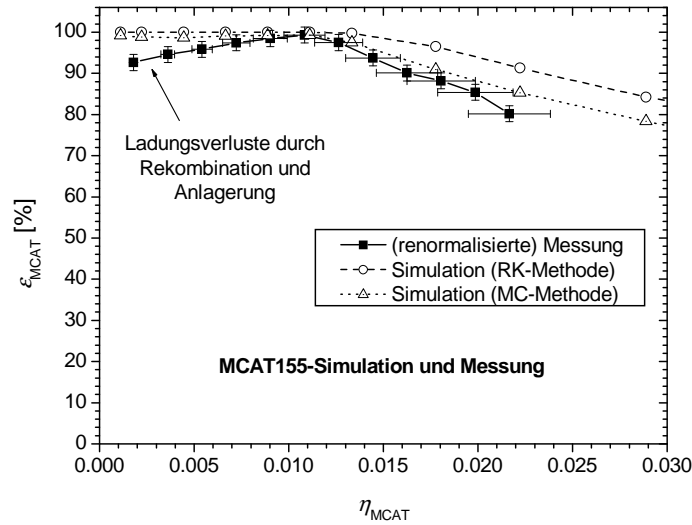


Abbildung C.11: Vergleich der (renormalisierten) Messung mit den Simulationsergebnissen der (effektiven) Elektronentransparenz für die MCAT155-Struktur als Funktion von η_{MCAT} .

ge Zusammenhang zwischen relativer und absoluter gemessener Effektivtransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT-abs}}$ wie folgt hergestellt wird:

$$\varepsilon_{\text{MCAT-abs}}(\eta_{\text{MCAT}}) = n \varepsilon_{\text{MCAT-rel}}(\eta_{\text{MCAT}}) . \quad (\text{C.9})$$

Für die MCAT155-Struktur kann $n = 1$ gewählt werden. Es wird ersichtlich, dass die Ergebnisse der RK-Methode die gemessenen Werte über einen großen Bereich von η_{MCAT} überschätzen. Die MC-Simulationskurve stimmt recht gut mit der Messung überein, obwohl der Abfall der gemessenen Transparenz systematisch steiler ist als der der Simulation. Da bei höheren Driftfeldern auch die Verstärkung leicht steigt (s.o.) und bei der Renormierung eine konstante Verstärkung angenommen wurde, würde unter Berück-

sichtigung der steigenden Verstärkung die gemessene Transparenz für hohe Driftfelder bzw. hohe Werte von η_{MCAT} eigentlich noch geringer ausfallen und somit die Abweichung zur Simulation noch größer werden. Der steilere Abfall kann aber möglicherweise auf die künstliche Trennung von $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ und G_{MCAT} zurückgeführt werden. Für höhere Driftfelder verschiebt sich der Startpunkt der Lawinenbildung leicht nach oben. Je früher die ersten sekundären Elektronen in der Lawine gebildet werden, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass diese Elektronen von der MicroCAT-Struktur abgefangen werden und nicht zur weiteren Lawinenbildung beitragen. Wenn allerdings die anfänglich gebildeten Elektronen zur weiteren Verstärkung nicht mehr zur Verfügung stehen, wird die Lawine im Ganzen sehr viel kleiner. Das hieße, dass sich die effektive Verstärkung bei großen Werten von η_{MCAT} verringern würde; bei Annahme einer konstanten Verstärkung wird die renormalisierte Transparenz somit unterschätzt.

Eine systematische Fehlerquelle der Messwerte ist der nicht sehr genau bekannte Anodenabstand. Der Fehler, der daraus für die Berechnung von η_{MCAT} resultiert, wird zu $\pm 10\%$ abgeschätzt. Bezüglich der Simulationsergebnisse sind als Fehlerquellen neben den Ungenauigkeiten bei der Modellierung der MicroCAT-Strukturen und einer zu groben numerischen Feldberechnung in MAXWELL auch eine inexacte Implementierung der Gasparameter und etwaige Mängel bei der Driftsimulation in GARFIELD zu nennen.

Das Problem der Renormierung [Gl. (C.9)] der gemessenen effektiven, relativen Elektronentransparenz tritt bei allen MicroCAT-Strukturen auf. Man kann aber a priori nicht davon ausgehen, dass ein eventuell gebildetes Transparenzplateau auch gleichzeitig einer 100%igen Transparenz entspricht, wie dies beispielsweise in Ref. [34] angenommen wurde. Eine Plateaubildung kann auch erfolgen, wenn sich ein Anstieg (kleiner werdende Rekombination und Anlagerung) und ein Abfall (sinkende Elektronentransparenz) gegenseitig kompensieren. In dieser Arbeit wird zur Renormierung der Elektronentransparenzen ein anderes Konzept verfolgt, das sehr eng mit den MC-Simulationsergebnissen verwoben ist und auf der Annahme beruht, dass Rekombination und Anlagerung in der für die Elektronentransparenzmessungen verwendeten Argon-Gasmischung bei einer Driftfeldstärke von $E_{\text{Drift}_0} \approx 300 \text{ V cm}^{-1}$ vernachlässigbar sind. Der Renormierungsfaktor n wird so berechnet, dass der relative Effektivtransparenzwert der Messung bei $\eta_{\text{MCAT}_0} = E_{\text{Drift}_0}/E_{\text{MCAT}}$ mit dem Wert der MC-Simulation übereinstimmt. Dabei wird der MC-Transparenzwert verwendet, da diese Art der Simulation als akkurater gewertet wird. Der Renormierungsfaktor n aus (C.9) berechnet sich damit generell wie folgt:

$$n = \frac{\varepsilon_{\text{MCAT-MC-Sim}}(\eta_{\text{MCAT}_0})}{\varepsilon_{\text{MCAT-rel}}(\eta_{\text{MCAT}_0})}. \quad (\text{C.10})$$

Der relative Fehler, der bei dieser Renormierung gemacht wird, wird auf $\pm 10\%$ abgeschätzt und ist in den dargestellten Fehlerbalken der Messwerte nicht enthalten.

Abb. C.12 zeigt den Vergleich zwischen Messung und Simulation für die MCAT215- bzw. MCAT305-Struktur. Die absolute, gemessene Transparenz wird bei einem Driftfeld von $E_{\text{Drift}_0} = 300 \text{ V cm}^{-1}$ auf 84.7% für die MCAT215-Struktur und auf 18.9% für die MCAT305-Struktur renormalisiert. Ein 100%-Plateau für die effektive, gemessene Elektronentransparenz ergibt sich somit bei keiner dieser beiden Mikrostrukturen.

Vergleicht man Ergebnisse der drei MicroCAT-Strukturen MCAT155, MCAT215 und MCAT305, so fällt der enorme Abfall der Transparenz bei kleiner Lochgröße auf. Besonders für Anwendungen, in denen schwere Gase wie Xenon nötig sind, sind hohe Driftfelder wegen einer starken Rekombination im Gas unumgänglich. Deshalb ist die MCAT305-Struktur für einen Röntgenphotonennachweis weniger geeignet. Für Einzelelektronendetektion wäre allenfalls der MCAT155 zu gebrauchen, wobei in diesem Falle auch mit sehr geringem Druck und leichten Gasen gearbeitet werden kann.

C.1.3.2 Ionenfeedback

Im Gegensatz zum Elektronentransfer, bei dem für die Transparenzbetrachtungen im Mittel davon ausgegangen werden kann, dass die maßgeblichen Elektronen gleichverteilt im Konversionsraum erzeugt werden, ist die Position der erzeugten Ionen in der Lawine abhängig von der Geometrie der MicroCAT-Struktur, von den elektrischen Feldern und der Verstärkung, vom Anodenabstand und vom verwendeten Gas. Dieses sehr komplexe Verhalten wird durch ein vereinfachtes Modell approximiert (Abb. C.13): Zunächst wird angenommen, dass alle Ionen kurz oberhalb der Anode gebildet werden, d.h. dass der gesamte Gasverstärkungsprozess erst kurz oberhalb der Anode stattfindet. Diese Näherung ist insofern berechtigt,

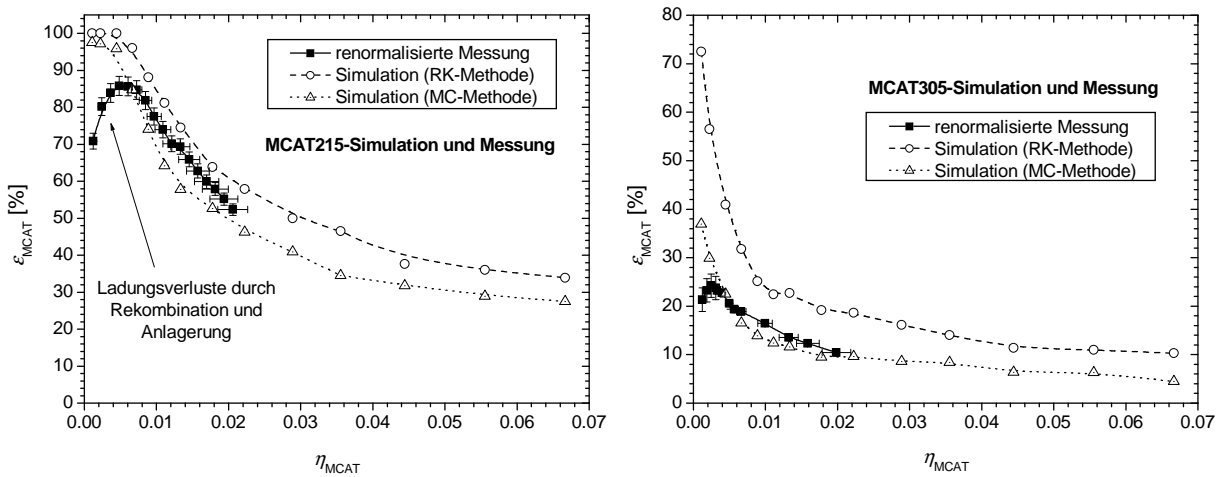


Abbildung C.12: Vergleich der Messergebnisse der absoluten effektiven Elektronentransparenz mit den Simulationsergebnissen für die MCAT215-Struktur (links) bzw. die MCAT305-Struktur (rechts).

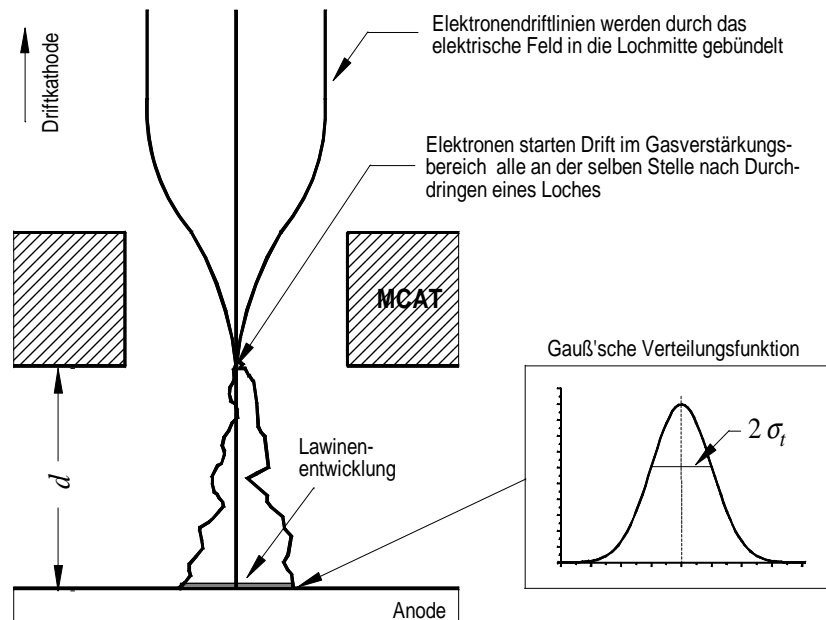


Abbildung C.13: Schematische Darstellung des vereinfachten Modells zur Ionenfeedbacksimulation in der MicroCAT-Geometrie mit Bündelung der Elektronen durch die Löcher.

da die Lawinenbildung ein exponentieller Prozess ist, bei dem der Großteil der Ladung erst im letzten Vervielfachungsschritt kurz vor der Anode gebildet wird. Die Verteilungsfunktion der Ionen in der x, y -Ebene (parallel zur Anode) wird nun durch die äquivalente Verteilungsfunktion der Elektronen gegeben, für die zwei Dinge maßgeblich sind: erstens die örtliche Verteilungsfunktion nach dem Durchgang durch die Löcher der MicroCAT-Struktur und zweitens die nachfolgende Aufweitung im Gasverstärkungsbereich. Die tatsächliche Verteilungsfunktion kurz oberhalb der Anode berechnet sich dann als Faltung dieser beiden Beiträge.

Nimmt man vereinfachend an, dass die Elektronen beim Durchqueren der Löcher alle auf den sich bündelnden RK-Driftlinien laufen (vgl. z.B. Abb. C.9), so sind die Positionen der Elektronen am unteren Rande der MicroCAT-Struktur näherungsweise alle im Zentrum des Loches und die Verteilungsfunktion an diesem Punkt entspricht einer örtlichen Deltafunktion $\delta(x)\delta(y)$. Die nachfolgende Drift zur Anode

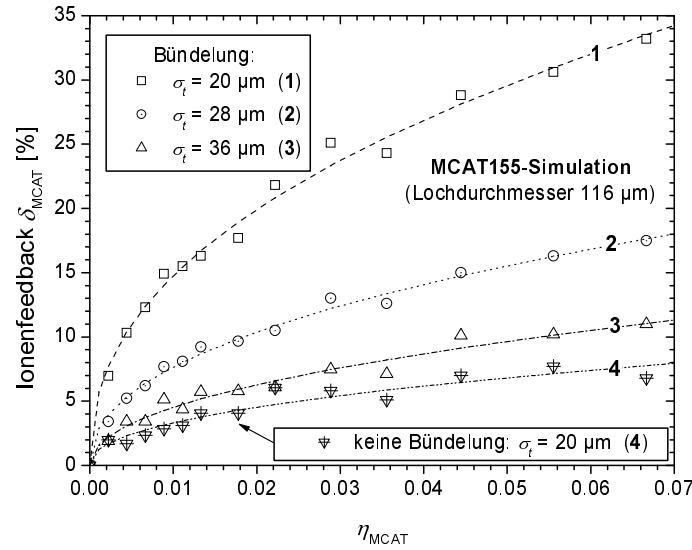


Abbildung C.14: Simulation des Ionenfeedbacks als Funktion des Feldverhältnisses η_{MCAT} für die MCAT155-Struktur, die die größten Löcher aufweist. Beide Modelle mit und ohne Bündelung der Elektronen wurden berechnet mit einer Ausdehnungen der Elektronenwolke von $\sigma_t = 20 \mu\text{m}$; zusätzlich wurde mithilfe des Modells, das die Bündelung durch die Löcher berücksichtigt, auch das Ionenfeedback für eine Elektronendiffusion von $\sigma_t = 28 \mu\text{m}$ und $\sigma_t = 36 \mu\text{m}$ berechnet.

im Abstand d lässt die laterale Position der Elektronen durch transversale Diffusion gaußförmig $\propto \sqrt{d}$ aufweichen. Nach diesem Modell ist die Verteilungsfunktion der Ionen durch die Faltung einer zweidimensionalen Delta- mit einer zweidimensionalen Gaußfunktion gegeben; die Startpositionen der Ionendriftlinien sind also gaußförmig um die Symmetrieachse des Loches mit einer Standardabweichung von $\sigma_t = \sigma_{t0} \sqrt{d}$ verteilt, wobei σ_{t0} die transversale Diffusion der Elektronen für eine Drift von 1 cm im hohen Verstärkungsfeld beschreibt.

Die Bündelung der Elektronen zu einer zweidimensionalen Delta-Funktion ist als ein Extremfall zu verstehen. Es kann auch ein komplementärer Extremfall konstruiert werden, bei dem die Elektronen überhaupt nicht durch die Löcher gebündelt werden. Dann schreibt sich die Startverteilung der Ionen als Faltung der Projektion des Loches auf die darunterliegende Anode mit der zweidimensionalen Gaußfunktion, die die Elektronendiffusion beschreibt. Beide Modelle berücksichtigen jedoch nicht, dass die Lawine in Wirklichkeit auf dem gesamten Weg zwischen MicroCAT und Anode gebildet wird. Weiterhin gehen die Modelle nur von einer Aufweitung der Elektronenwolke nach dem Durchdringen der Löcher durch Diffusion aus; obwohl man eine elektrostatische Abstoßung der einzelnen Ladungsträger für Lawinengrößen bis etwa 10^6 vernachlässigen kann [171], so kann die Elektronenwolke dennoch beispielsweise durch UV-Photonen, die in der Lawine gebildet werden, verbreitert werden. Da diese Prozesse quantitativ nicht gut bekannt sind, werden sie hier vernachlässigt.

Werte für die transversale Diffusion der Elektronen bei Feldstärken von einigen 10 kV cm^{-1} , wie sie im Gasverstärkungsraum herrschen, konnten in der Literatur nicht gefunden werden. Statt dessen wurden Werte des Monte-Carlo-Simulationsprogramms MAGBOLTZ verwendet, die sich auf $\sigma_{t0} \approx 150\text{--}200 \mu\text{m cm}^{-0.5}$ belaufen, obwohl es Hinweise darauf gibt, dass die Lawinen durch eine höhere Elektronentemperatur deutlich mehr aufgeweitet sein könnten [172]. Die Diffusion der Ionen selbst wird bis zu hohen Feldstärken im Bereich einiger 10 kV cm^{-1} gut durch die Einstein-Näherung beschrieben, die in guter Übereinstimmung mit den Messungen liegt [173]. Da die Ionendiffusion in elektrischen Feldern zwischen $40\text{--}60 \text{ kV cm}^{-1}$ im Bereich von $\sim 10 \mu\text{m cm}^{-0.5}$ liegt und somit sehr gering ist, werden die Ionendriftlinien, um Rechenzeit zu sparen, mithilfe der RK-Methode und nicht mit der MC-Methode berechnet.

Die Resultate der Ionenfeedbacksimulationen mit und ohne Bündelung der Elektronen durch die Löcher sind in Abb. C.14 dargestellt. Es zeigt sich, dass eine stark aufgeweitete Startverteilung der Ionen

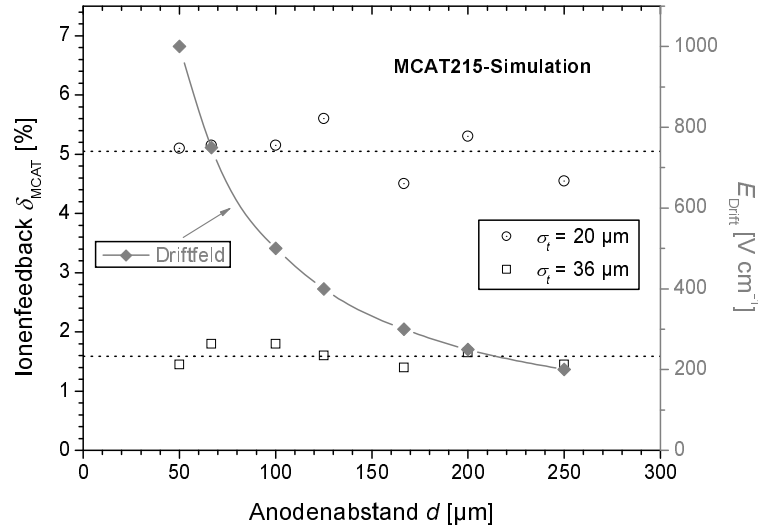


Abbildung C.15: Simulation des Ionenfeedbacks der MCAT215-Struktur als Funktion des Anodenabstands d für ein konstantes Feldverhältnis $\eta_{\text{MCAT}} = 1/90$ bei einer transversalen Elektronendiffusion von 20 und 36 μm mit einer Bündelung der Elektronen durch die Löcher.

– beispielsweise bei sehr großer transversaler Elektronendiffusion im Gasverstärkungsraum oder bei einer verschwindenden Bündelung der Elektronen durch die Löcher – sehr geringe Transparenzwerte für die Ionen zur Folge hat. Ist die Startverteilung stark um die Symmetrieachse der Löcher konzentriert – bei kleiner transversaler Elektronendiffusion im Gasverstärkungsraum in Kombination mit einem bündelnden Effekt der Löcher – wird das Ionenfeedback groß.

Für alle Vergleiche mit Messergebnissen und die später durchgeführte Optimierung der MicroCAT-Struktur wird das Ionenfeedback nur noch für gebündelte Elektronen mit nachfolgender Diffusion von $\sigma_t = 20 \mu\text{m}$ simuliert. Zum einen handelt es sich dabei in jedem Fall um eine obere Abschätzung des Ionenfeedbacks; zum anderen kann man davon ausgehen, dass dieses Modell bei MicroCAT-Strukturen mit kleineren Löchern präziser wird, da die Lochgröße ungefähr die gleiche Ausdehnung hat wie der Beitrag der Diffusion. Um die Übersichtlichkeit aller folgenden Ionenfeedback-Graphen zu erhöhen, wird die willkürliche Funktion $\delta_{\text{MCAT-fit}} = A \eta_{\text{MCAT}}^P$ ohne besondere physikalische Bedeutung an die simulierten Daten angepasst, wobei es sich bei A und P um Fitparameter handelt.

Ebenso wie bei der Simulation der Elektronentransparenz im vorigen Abschnitt wird zunächst das Ionenfeedback simuliert für ein konstantes Feldverhältnis $\eta_{\text{MCAT}} = 1/90$ und konstantes MicroCAT-Potential von $U_{\text{MCAT}} = -450 \text{ V}$ aber mit variierendem Anodenabstand und Driftfeld exemplarisch für eine MCAT215-Struktur für zwei feste, unterschiedliche transversale Elektronendiffusionen von 20 und 36 μm (Abb. C.15). Dabei wird die transversale Diffusion in diesem Falle als unabhängig vom Anodenabstand betrachtet. Wiederum bestätigt sich, dass der simulierte Ladungstransfer einzig eine Funktion von η_{MCAT} ist.

Das Ionenfeedback im realen Aufbau, das sich nach Gl. (C.7) über die Strommessung bestimmt, wird bei einem Gasdruck von 1 bar Ar/CO₂ (90/10), einem Anodenabstand von ca. 130 μm und einer Gasverstärkung von etwa 5000 gemessen. Zur Beleuchtung wird eine leicht kollimierte ⁵⁵Fe-Quelle verwendet. Die Ergebnisse sind in Abb. C.16 graphisch dargestellt. Grundsätzlich zeigt sich, dass große Löcher nicht nur sehr transparent für Elektronen, sondern auch für Ionen sind. So ist das Ionenfeedback der MCAT155-Struktur rund doppelt so groß wie das der MCAT215-Struktur. Wie bereits angenommen wurde, wird auch eine große Abweichung zwischen gemessenen und simulierten Daten für die MCAT155-Struktur mit einem Lochdurchmesser von 116 μm deutlich. Aber bereits mit den nur 79 μm großen Löchern der MCAT215-Struktur zeigt die Simulation eine recht gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Das Modell wird noch präziser für die kleinen Löcher der MCAT305-Struktur mit einem Durchmesser von nur 45 μm .

Mit diesem relativ einfachen Modell ist es somit möglich, das Ionenfeedback für MicroCAT-ähnliche

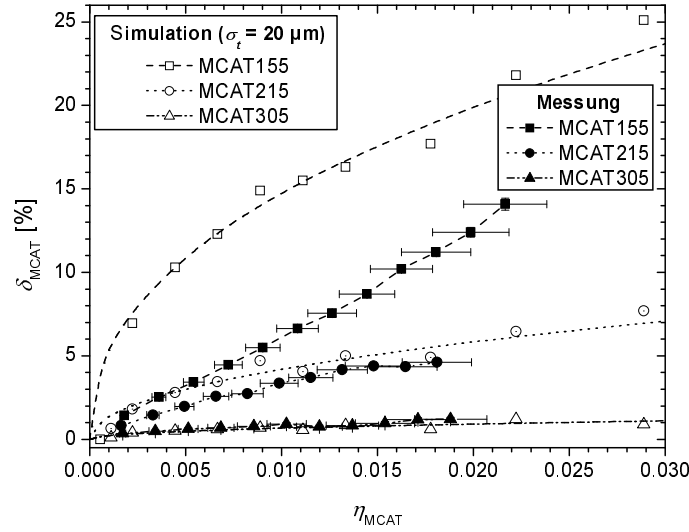


Abbildung C.16: Vergleich des gemessenen Ionenfeedbacks mit der Simulation für alle drei MicroCAT-Strukturen.

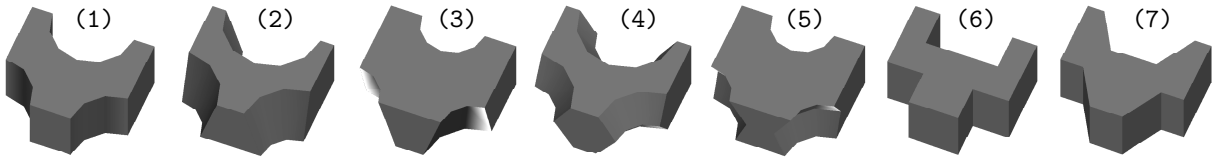


Abbildung C.17: Darstellung der doppelten Simulationsbasiszelle von allen sieben untersuchten Lochgeometrien. Die Lochformen sind (1) zylindrisch, (2) konisch mit großer Öffnung oben, (3) konisch mit großer Öffnung unten, (4) doppelt-konisch mit großer Öffnung oben/unten, (5) doppelt-konisch mit kleiner Öffnung oben/unten, (6) quadratisch und (7) sechseckig.

Strukturen mit Lochdurchmessern bis maximal $h_0 \approx 4\sigma_t = 80\ \mu\text{m}$ zu berechnen. Dies wird insbesondere bei der Modellierung einer optimierten MicroCAT-Struktur im nächsten Abschnitt eine große Rolle spielen.

C.1.4 Optimierte MicroCAT-Struktur

Aufbauend auf den Ergebnissen der Ladungstransferbetrachtungen der MCAT155-, MCAT215- und MCAT305-Strukturen wird nun eine systematische Optimierung der geometrischen Parameter der MicroCAT-Strukturen vorgenommen. Dabei werden unterschiedliche Lochformen untersucht und der Lochdurchmesser, die Lochdichte bzw. die optische Transparenz sowie die Dicke der Struktur variiert, um eine MicroCAT-ähnliche Struktur zu erhalten, die bezüglich Elektronentransparenz und Ionenfeedback ein optimiertes Verhalten aufweist. Wie bereits zu Beginn erwähnt, wird eine maximale Elektronentransparenz bei minimalem Ionenfeedback angestrebt.

C.1.4.1 Einfluss der Lochgeometrie

Die Lochform ist sicherlich ein wichtiger Parameter, der sowohl die Transparenz für Elektronen als auch für Ionen beeinflusst. Aus diesem Grunde wird das Ladungstransferverhalten von sieben verschiedenen Lochgeometrien (Abb. C.17) in hexagonaler Anordnung näher untersucht. Die Dimensionen der Löcher werden so gewählt, dass das Volumen – im Gegensatz zur optischen Transparenz – immer einen konstanten Wert von $\sim 2.7 \cdot 10^5\ \mu\text{m}^3$ besitzt, um eine nahezu identische mechanische Stabilität der Struktur zu gewährleisten. Weiterhin werden die Lochgeometrien nicht abgerundet wie im realistischen Modell für die bestehenden MicroCAT-Strukturen. Die Lochdichte wird auf 215 Löcher/Zoll gesetzt, die Dicke der

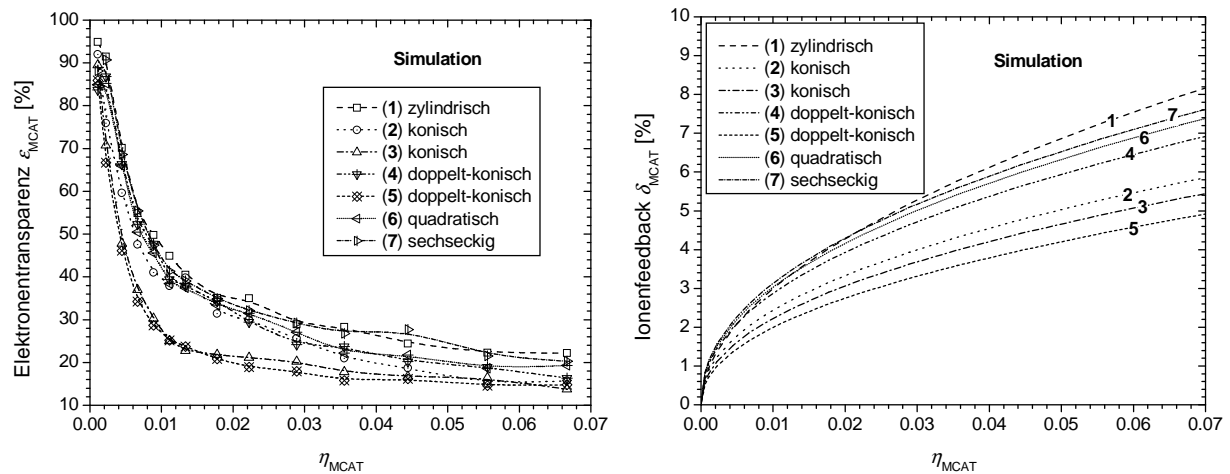


Abbildung C.18: Simulationsergebnisse der Elektronentransparenz (links) und des Ionenfeedbacks (rechts) als Funktion des Feldverhältnisses η_{MCAT} für alle sieben untersuchten Lochgeometrien.

Strukturen betragen $55 \mu\text{m}$.

Geometrie (1) ist eine zylindrische Lochform mit einem Durchmesser von $2r = 79 \mu\text{m}$ und einer offenen Fläche von 40.6 %. Die zweite und dritte Lochform ist einfach-konisch mit $2r_1 = 94.8 \mu\text{m}$, $2r_2 = 62.1 \mu\text{m}$ und einer optischen Transparenz von 25.1 % mit großer Öffnung oben (2) bzw. unten (3). Die nächsten zwei Lochformen (4) und (5) sind doppelt-konisch mit $2r_1 = 94.8 \mu\text{m}$, $2r_2 = 62.1 \mu\text{m}$ und einer optischen Transparenz von 25.1 %. Die quadratische Lochgeometrie (6) hat eine Kantenlänge von $l = 70 \mu\text{m}$ und somit eine offene Fläche von 40.5 %. Bei der letzten Lochgeometrie (7) handelt es sich um ein Loch mit sechseckiger Grundfläche mit einer Kantenlänge von $l = 43.5 \mu\text{m}$ und einer optischen Transparenz von 40.6 %.

Die Ergebnisse der Elektronentransparenz- und Ionenfeedbacksimulation sind in Abb. C.18 dargestellt. Generell weisen kleine, dem Konversionsraum zugewandte Lochöffnungen [Geometrien (3) und (5)] niedrigere Elektronentransparenzen auf als Lochgeometrien mit großen Öffnungen an der Oberseite. Die zylindrische Lochform (1) bietet die größte Elektronentransparenz, allerdings auch das größte Ionenfeedback. Quadratische (6) und sechseckige (7) Lochformen verhalten sich sehr ähnlich zur zylindrischen, da die optische Transparenz auch nahezu gleich ist. Als guten Kompromiss kann man die doppelt-konische Lochform (4) bezeichnen, die recht gute Elektronentransparenzen bei moderaten Ionenfeedbackwerten aufweist.

C.1.4.2 Dicke der Mikrostruktur

Neben der Lochform ist die Dicke der Gasverstärkungsstruktur ein weiterer, wesentlicher Parameter, der den Ladungstransfer beeinflusst. Dünne Folien weisen einen deutlich schnelleren Übergang von Drift- zu Gasverstärkungsfeld auf als dicke Strukturen. Deshalb werden sowohl Elektronen als auch Ionen bei dünnen Strukturen sehr stark in den jenseits der Mikrostruktur liegenden Raum hineingezogen. Dies bedeutet eine hohe Elektronentransparenz allerdings auch ein hohes Ionenfeedback. Um genauer zu studieren, wie die Dicke einer MicroCAT-ähnlichen Struktur das Ladungstransferverhalten beeinflusst, wird eine Simulationsreihe gestartet, in der die Dicke der Struktur zwischen $5\text{--}55 \mu\text{m}$ in $10 \mu\text{m}$ -Schritten kontinuierlich verändert wird. Die Lochform für die Struktur wird zylindrisch mit einer Lochdichte von 215 Löchern/Zoll und einem Lochdurchmesser von $79 \mu\text{m}$ gewählt, entsprechend einer optischen Transparenz von 40.6 %.

Abb. C.19 zeigt den Verlauf der Elektronentransparenz ϵ_{MCAT} als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} bei konstanter Dicke (links) und als Funktion der Dicke der Struktur bei konstantem η_{MCAT} . Sehr dünne Gasverstärkungsstrukturen bieten eine 100 %ige Elektronentransparenz über einen großen Feldverhältnissbereich. Bei zunehmender Dicke nimmt die Elektronentransparenz dann rasch ab. Für größere Werte von η_{MCAT} halbiert sich in etwa die Transparenz, wenn die Dicke der Struktur verdoppelt wird.

Der Verlauf des Ionenfeedbacks δ_{MCAT} sowie des Verhältnisses von $\epsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ als Funktion von

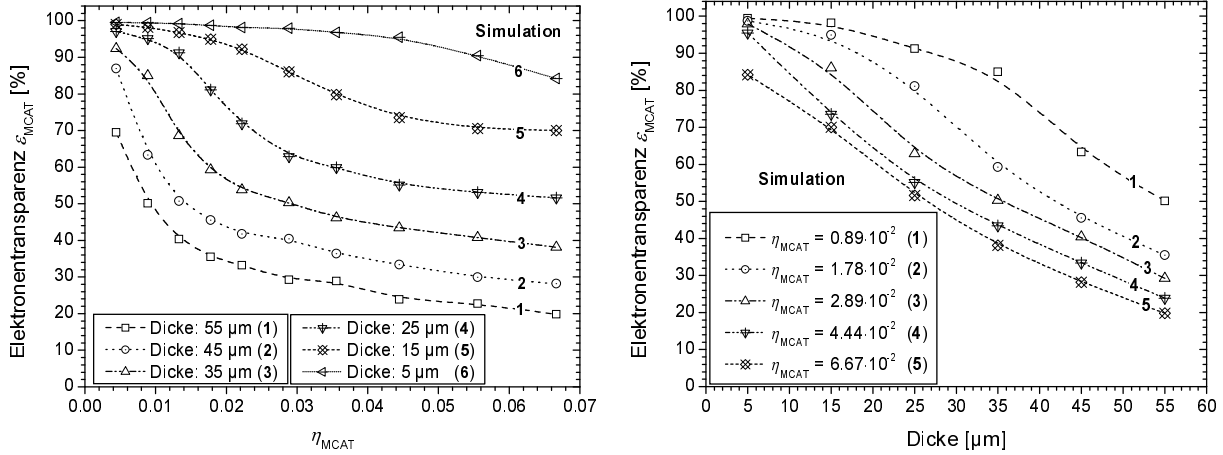


Abbildung C.19: Simulationsergebnisse der Elektronentransparenz als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} bei konstanter Dicke (links) und als Funktion der Dicke bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

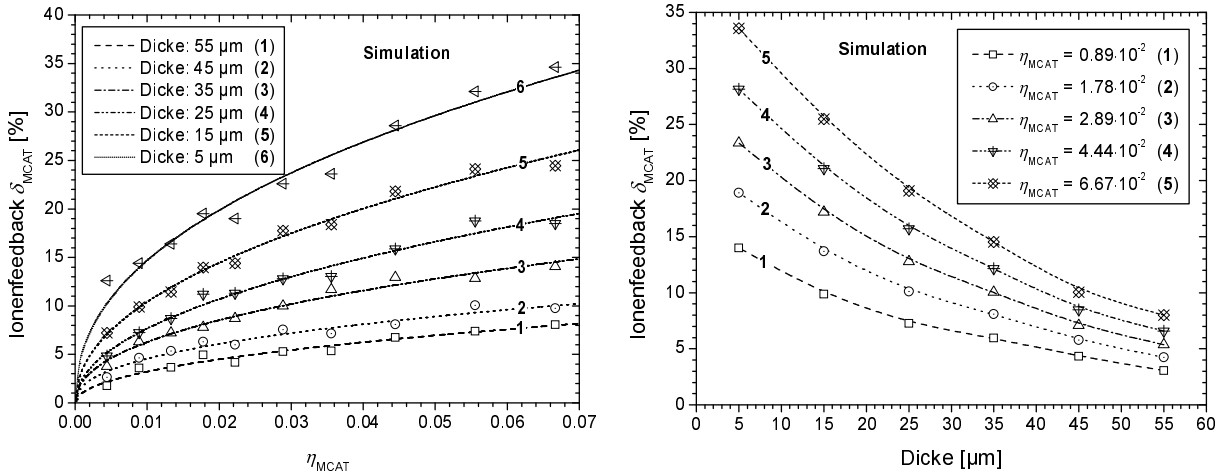


Abbildung C.20: Simulationsergebnisse des Ionenfeedbacks als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} bei konstanter Dicke (links) und als Funktion der Dicke bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

η_{MCAT} bei konstanter Dicke (links) und als Funktion der Dicke bei konstantem η_{MCAT} sind in Abb. C.20 bzw. Abb. C.21 dargestellt. Ähnlich wie die Transparenz für Elektronen wird auch die Durchlässigkeit für Ionen bei dünneren Gasverstärkungsstrukturen immer höher. Bei höheren Feldverhältnissen bleibt das Verhältnis von $\epsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ somit bei allen Dicken konstant. Für kleine Werte von η_{MCAT} nimmt sogar das Verhältnis von Elektronentransparenz und Ionenfeedback für dünner werdende Strukturen ab, weil die Elektronentransparenz bereits das maximal erreichbare 100 %-Plateau erklommen hat, das Ionenfeedback aber immer noch stetig zunimmt.

C.1.4.3 Einfluss von Lochdurchmesser, Lochdichte und optischer Transparenz

Diese drei Parameter sind über eine Gleichung miteinander gekoppelt:

$$\text{opt. Transparenz} = \left(\frac{\text{Löcher}}{2,54 \text{ cm}} \right)^2 \frac{\pi h^2}{4} \frac{1}{\sin 60^\circ} . \quad (\text{C.11})$$

Dabei bezeichnet h den Lochdurchmesser. Um eine systematische Untersuchung des Einflusses dieser Parameter auf den Ladungstransfer durchführen zu können, wird immer ein Parameter konstant gehalten, während die anderen beiden variiert werden. Ein Teil der sehr detailliert aufgeführten Informationen ist durch die Kopplung (C.11) redundant; nichtsdestotrotz sind der Vollständigkeit halber alle Simulationen

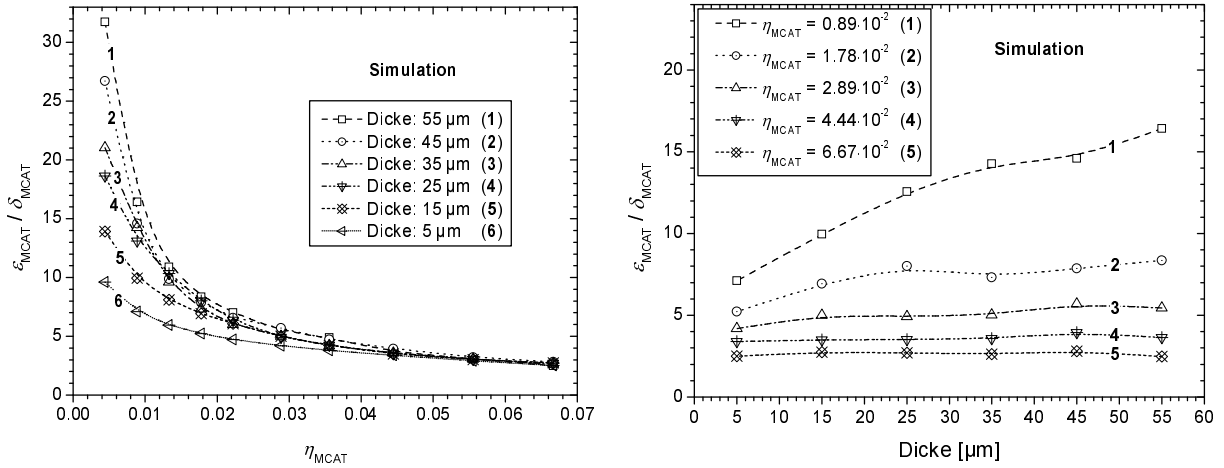


Abbildung C.21: Verhältnis von Elektronentransparenz zu Ionenfeedback $\varepsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} bei konstanter Dicke (links) und als Funktion der Dicke bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

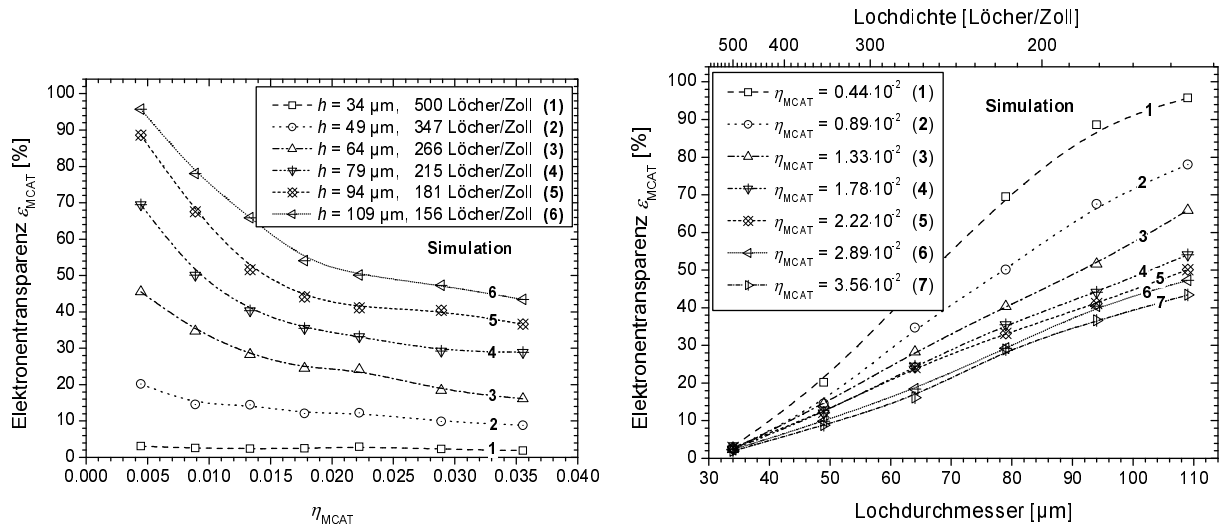


Abbildung C.22: Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ bei konstanter optischer Transparenz als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers bzw. der Lochdichte bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

dargestellt. Die Lochgeometrie wird in den folgenden Simulationen zylindrisch gewählt und die Dicke der Struktur auf einem Wert von 55 μm festgehalten.

C.1.4.3.1 Konstante optische Transparenz Bei konstanter optischer Transparenz von 40.6% werden die Lochdurchmesser in 15 μm -Schritten von 34–109 μm variiert. Dabei wird entsprechend die Lochdichte zwischen 500–156 Löchern/Zoll angepasst. Abb. C.22–C.24 zeigen die Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$, das Ionenfeedback δ_{MCAT} und das Verhältnis $\varepsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ als Funktion von η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers bzw. der Lochdichte (rechts).

C.1.4.3.2 Konstante Lochdichte Der Lochdurchmesser wird zwischen 34–109 μm in 15 μm -Schritten variiert, während die Lochdichte konstant 215 Löcher/Zoll beträgt. Somit ändert sich die optische Transparenz im Bereich von 7.5–77.2%. Die Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$, das Ionenfeedback δ_{MCAT} und das Verhältnis $\varepsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ als Funktion von η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers

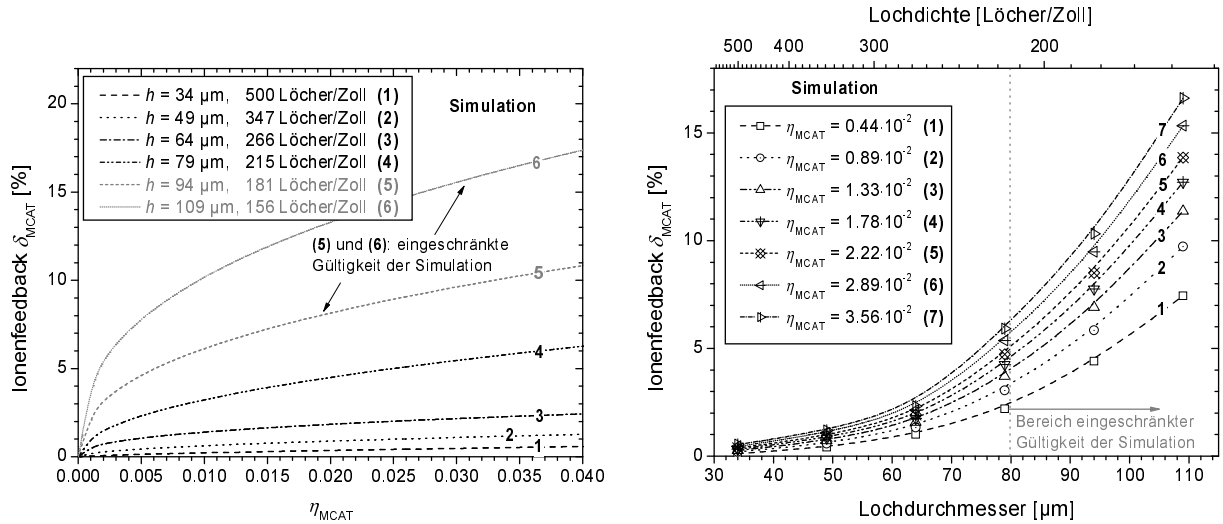


Abbildung C.23: Ionenfeedback δ_{MCAT} bei konstanter optischer Transparenz als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers bzw. der Lochdichte bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

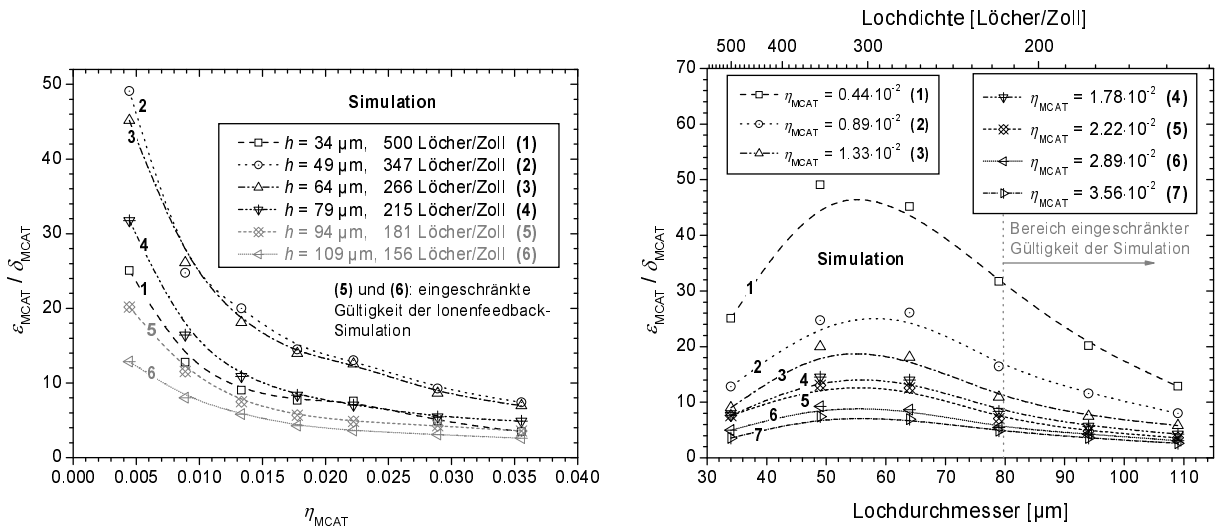


Abbildung C.24: Verhältnis $\epsilon_{\text{MCAT}} / \delta_{\text{MCAT}}$ von Elektronentransparenz und Ionenfeedback bei konstanter optischer Transparenz als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers bzw. der Lochdichte bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

bzw. der optischen Transparenz (rechts) sind in Abb. C.25–C.27 dargestellt.

C.1.4.3.3 Konstanter Lochdurchmesser Während der Lochdurchmesser $h = 79 \mu\text{m}$ konstant gehalten wird, werden sowohl die Lochdichte zwischen 125–305 Löchern/Zoll als auch die optische Transparenz zwischen 13,7–81,6% variiert. Die Elektronentransparenz ϵ_{MCAT} , das Ionenfeedback δ_{MCAT} und das Verhältnis $\epsilon_{\text{MCAT}} / \delta_{\text{MCAT}}$ als Funktion von η_{MCAT} (links) und als Funktion der optischen Transparenz bzw. des Quadrats der Lochdichte (rechts) sind in Abb. C.28–C.30 dargestellt.

C.1.4.4 Kriterien zur Modellierung

Die Wahl der Parameter für eine optimierte MicroCAT-Struktur, die eine maximale Elektronentransparenz bei minimalem Ionenfeedback aufweisen soll, unterliegt verschiedenen Gesichtspunkten. Zur genaue-

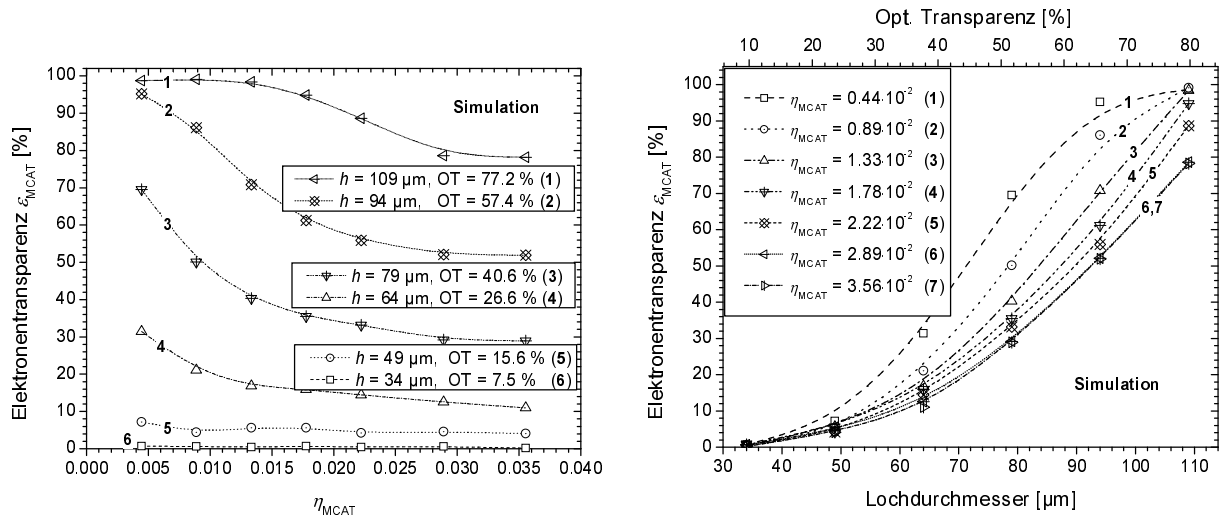


Abbildung C.25: Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ bei konstanter Lochdichte als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers bzw. der optischen Transparenz bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

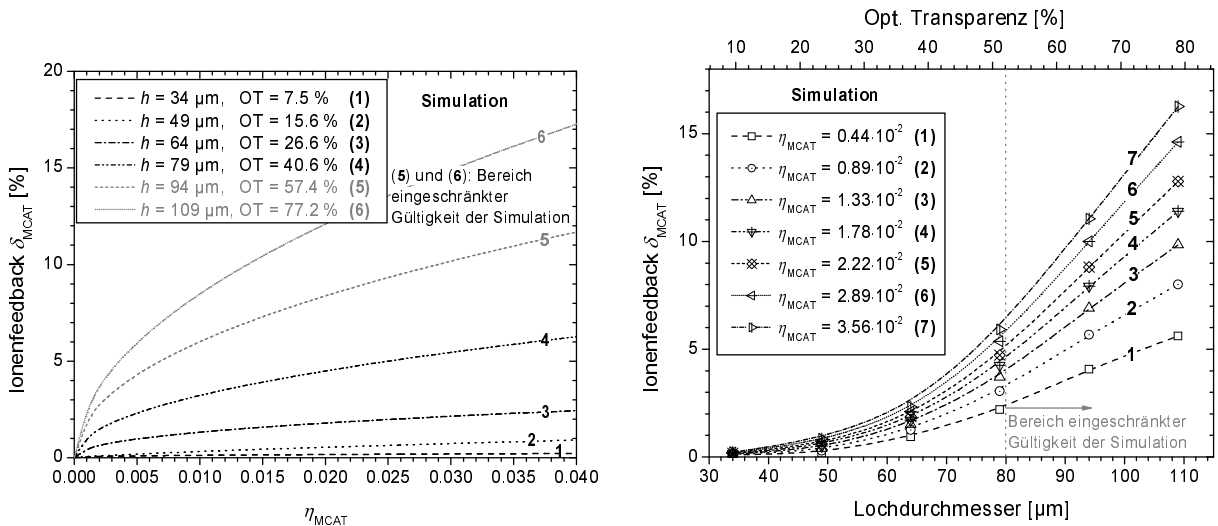


Abbildung C.26: Ionenfeedback δ_{MCAT} bei konstanter Lochdichte als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers bzw. der optischen Transparenz bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

ren Spezifizierung werden quantitative Betrachtungen über eine minimal zu erreichende Elektronentransparenz und ein maximal erlaubtes Ionenfeedback getätigt. Als weiteres Kriterium wird die mechanische Stabilität der neuen Struktur herangezogen.

Der Ladungstransfer ist natürlich sehr stark von der Wahl der elektrischen Felder, also insbesondere des Driftfelds, abhängig. Wie in Abschnitt 2.6 bereits diskutiert wurde, sind Raumladungen, die durch die zur Driftkathode am oberen Ende des Konversionsraums wandernden Ionen hervorgerufen werden, eine mögliche Ursache von Bildverzerrungen. Zur Unterdrückung dieses Effektes sind sehr hohe Driftfelder ratsam. Zu hohe Driftfelder führen aber zu einem starken Abfall der Elektronentransparenz und sind bei größeren Konversionsräumen außerdem technisch nicht einfach zu realisieren, da hohe negative Spannungen an der Driftkathode angelegt werden müssen, wobei es leicht zu Überschlügen kommen kann. Eine hohe Elektronentransparenz jedoch ist nötig, um eine große effektive Gasverstärkung zu erreichen,

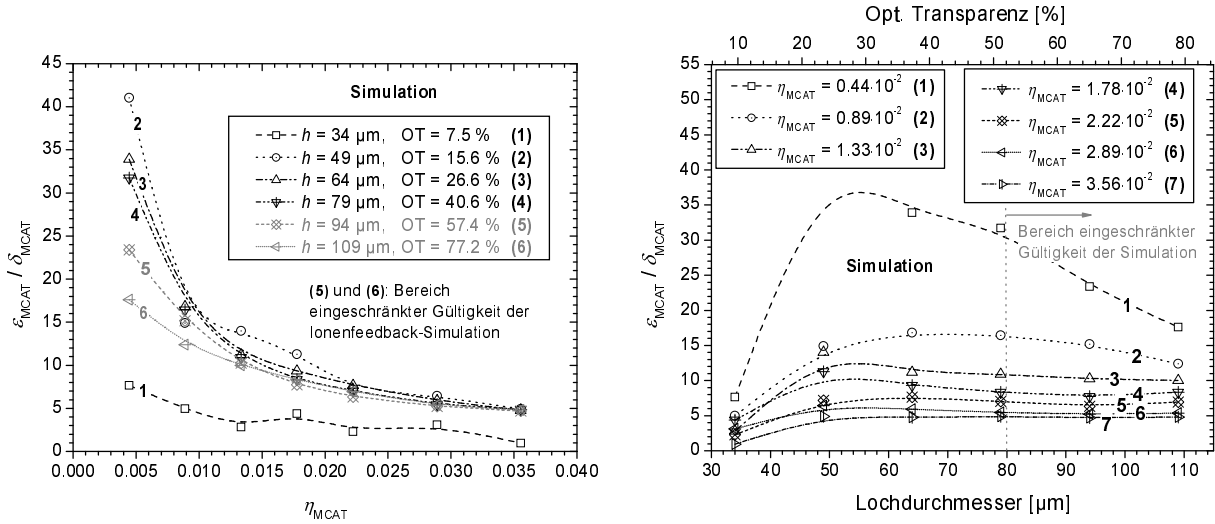


Abbildung C.27: Verhältnis $\epsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ von Elektronentransparenz und Ionenfeedback bei konstanter Lochdichte als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion des Lochdurchmessers bzw. der optischen Transparenz bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

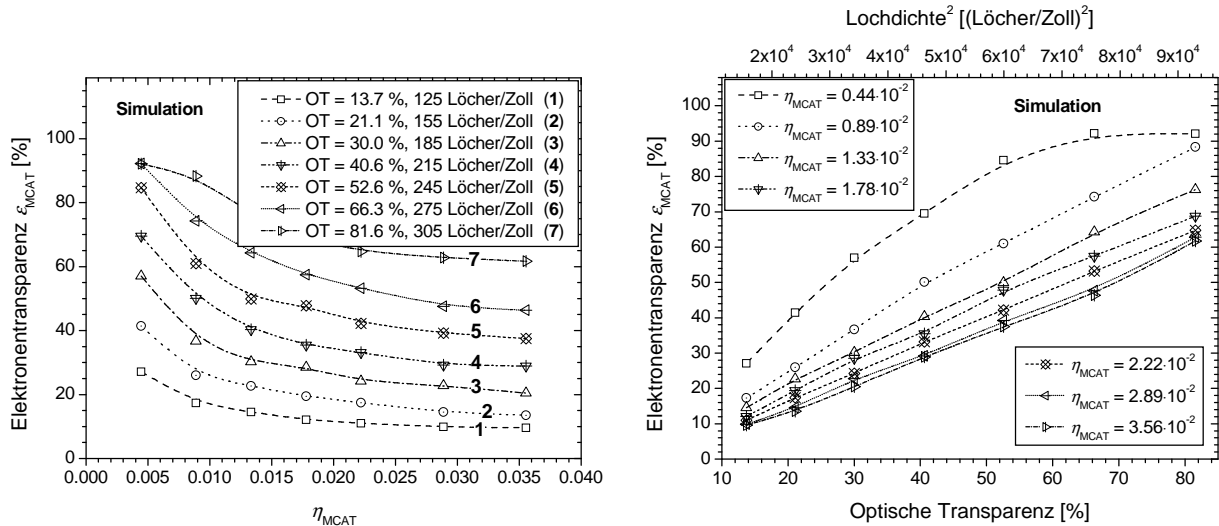


Abbildung C.28: Elektronentransparenz ϵ_{MCAT} bei konstantem Lochdurchmesser als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion der opt. Transparenz bzw. des Quadrats der Lochdichte bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

die man für eine akkurate Bildrekonstruktion benötigt. Deshalb wird als erstes Kriterium für eine optimierte Struktur eine Elektronentransparenz $\epsilon_{\text{MCAT}} \gtrsim 0.8$ für hohe Driftfelder respektive Feldverhältnisse $\eta_{\text{MCAT}} \approx 1-2 \cdot 10^{-2}$ festgelegt.

Um sich einen quantitativen Wert für das Ionenfeedback zu beschaffen, kann man das in Abschnitt 2.6 vorgestellte Modell verwenden. Die Gesamtladung der Ionen innerhalb der zylinderförmigen Raumladung wird in der MicroCAT-Geometrie durch Gl. (2.27) beschrieben. Als Gasverstärkung muss in diesem Fall die effektive MCAT-Verstärkung $G_{\text{eff}} = \epsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}}$ eingesetzt werden.

Man stelle sich nun eine Konfiguration mit zwei beleuchteten Punkten (spots) vor, von denen der eine durch eine hohe Photonenergie (hot spot) und der andere durch eine geringe Photonenergie (weak spot) gebildet wird. Geht man von einer moderaten Gasverstärkung $G_{\text{MCAT}} = 2000$, einer Rate im stark beleuchteten Punkt von $R = 10^6$ Hz, $n = 300$ primären Elektronen [entsprechend einer Photonenergie

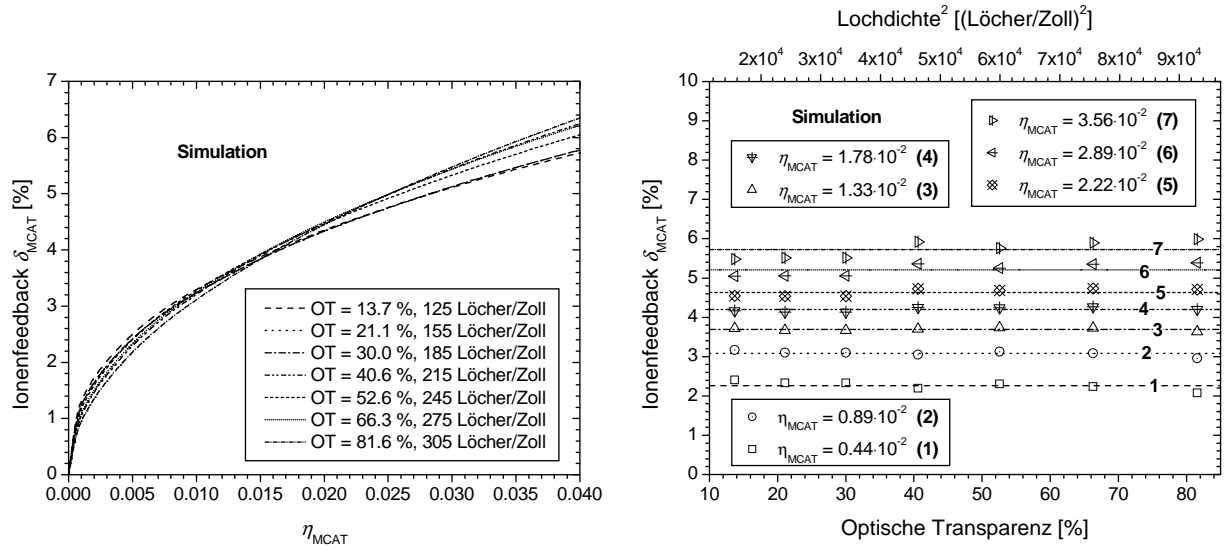


Abbildung C.29: Ionenfeedback δ_{MCAT} bei konstantem Lochdurchmesser als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion der opt. Transparenz bzw. des Quadrats der Lochdichte bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

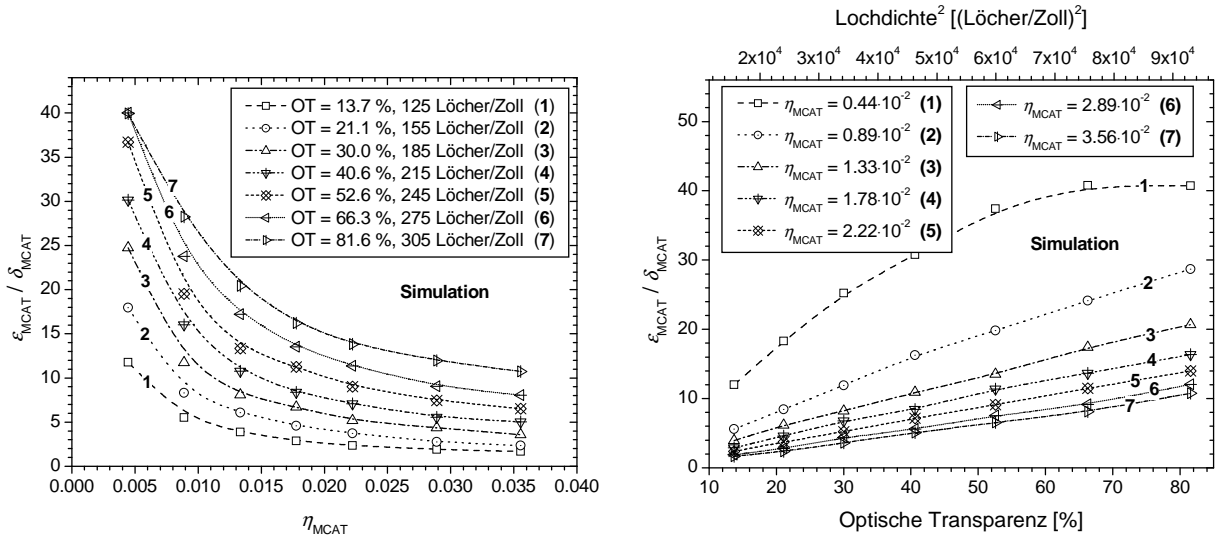


Abbildung C.30: Verhältnis $\epsilon_{\text{MCAT}} / \delta_{\text{MCAT}}$ von Elektronentransparenz und Ionenfeedback bei konstantem Lochdurchmesser als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} (links) und als Funktion der opt. Transparenz bzw. des Quadrats der Lochdichte bei konstantem η_{MCAT} (rechts).

von 8 keV in 1 bar Ar/CO₂ (90/10)], einer Ionenmobilität $\mu_{\text{Ion}} = 1.67 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ bar V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, einem Driftfeld von $E_{\text{Drift}} = 1 \text{ kV cm}^{-1}$ und einer Elektronentransparenz von $\epsilon_{\text{MCAT}} = 0.8$ aus, so errechnet sich das Verhältnis der Feldstärke der Raumladung, die innerhalb des stark beleuchteten Spots auftritt, und des Driftfelds zu $E_r(r)/E_{\text{Drift}} = 8.3 \cdot 10^{-4} \delta_{\text{MCAT}} (r[\text{m}])^{-1}$. Nimmt man weiterhin einen Abstand zum schwachen Spot von $r = r_s = 2 \text{ mm}$, eine Konversionsraumtiefe von $l = 10 \text{ mm}$ und eine maximalen Verzerrungen der Bildwiedergabe des schwach beleuchteten Flecks durch die Raumladung von $\Delta r = 200 \mu\text{m}$ an, so sollte das Ionenfeedback einen Wert von $\delta_{\text{MCAT-max}} = 5\%$ nicht überschreiten. Besonders bei höheren Drücken, langsameren Gasen und größeren Gasverstärkungen ist die obere Grenze des Ionenfeedbacks noch geringer zu wählen.

Die mechanische Stabilität, die das letzte Kriterium darstellt, wird in erster Linie durch die Dicke der MicroCAT-Struktur und durch die optische Transparenz, also die offene Fläche, beeinflusst. Deshalb

wird eine subjektive, minimale Dicke von etwa 20 μm angestrebt. Die maximal offene Fläche sollte nicht größer als $\sim 50\%$ sein.

C.1.4.5 Modellierung

Die Modellierung stellt durch die Vielzahl der sich gegenseitig beeinflussenden Parameter eine komplizierte Aufgabe dar. Zunächst spielt natürlich die Lochform eine wichtige Rolle, wobei man immer auch die technische Realisierbarkeit im Hinterkopf behalten sollte. Eine zylindrische, quadratische oder hexagonale Lochgeometrie weist eine maximale Elektronentransparenz, leider aber auch ein relativ großes Ionenfeedback auf. Deshalb scheint die doppelt-konische Lochform ein wenig besser geeignet. Die wirkliche Lochform einer bereits existierenden MicroCAT-Struktur ist einer doppelt-konischen Geometrie nicht unähnlich; lediglich die Ecken sind abgerundet, was dem Betriebsverhalten aber natürlich entgegenkommt, da Spitzen und scharfe Kanten immer hohe elektrische Felder zur Folge haben und somit Entladungen provozieren können. Somit scheint mit der Lochform der alten MicroCAT-Strukturen eine recht gute Geometrie gefunden zu sein.

Der nächste Parameter, den es zu optimieren gilt, ist die Dicke der Struktur. Wie aus Abb. C.19–C.21 ersichtlich, steigt – zumindest für hohe Werte von η_{MCAT} – sowohl die Elektronentransparenz als auch das Ionenfeedback nahezu linear mit der Reduzierung der Dicke; das Verhältnis $\varepsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ bleibt somit näherungsweise konstant. Eine Dickenverminderung von 55 μm auf 25 μm würde für ein Verhältnis $\eta_{\text{MCAT}} = 1.78 \cdot 10^{-2}$ etwa ein Anwachsen des Ladungstransfers von $\varepsilon_{\text{MCAT}} \approx 35\%$ auf $\varepsilon_{\text{MCAT}} \approx 82\%$ und $\delta_{\text{MCAT}} \approx 4\%$ auf $\delta_{\text{MCAT}} \approx 11\%$ bedeuten. Da für beinahe alle Simulationen immer eine Dicke von 55 μm vorausgesetzt wird, die spätere Dicke aber nur etwa 25 μm betragen sollte, wird für die folgenden Betrachtungen (mit der alten Dicke von 55 μm) die Erreichung einer Elektronentransparenz von etwa 40% und eines Ionenfeedbacks von etwa 2–3% angestrebt.

Die Parameter Lochdurchmesser, Lochdichte und optische Transparenz, die über Gl. (C.11) miteinander verknüpft sind, üben einen sehr starken Einfluss auf das Ladungstransferverhalten der MicroCAT-Struktur aus. Zur Festlegung einer guten Konfiguration müssen alle simulierten Ergebnisse berücksichtigt werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich der Verlauf der Kurven nicht oder nur geringfügig ändert, wenn die konstant gehaltene Größe einen etwas anderen Wert annimmt. Abb. C.24 und C.27 verdeutlichen, dass das Verhältnis $\varepsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ ein Maximum einnimmt für Lochdurchmesser im Bereich von (60 ± 10) μm . Nun führen kleine Lochdurchmesser ($\lesssim 70$ μm) aber leider zu einer sehr geringen Elektronentransparenz (vgl. Abb. C.22 und Abb. C.25). Durch eine Erhöhung der optischen Transparenz, also der Lochdichte, bei konstantem Lochdurchmesser kann die Elektronentransparenz aber deutlich erhöht werden, ohne das Ionenfeedback zu steigern (vgl. Abb. C.28–C.30). Wählt man also einen Lochdurchmesser von 70 μm kann man die optische Transparenz auf den Grenzwert von 50% durch Erhöhung der Lochdichte auf etwa 270 Löcher/Zoll vergrößern. Das sollte die Elektronentransparenz nochmals um einen Faktor 1.4–1.8 anheben.

Die Parameter für eine optimierte Struktur werden nochmals zusammengefasst:

- Lochform: zylindrisch oder doppelt-konisch, am besten mit abgerundeten Ecken (entsprechend der Form der bereits existierenden MicroCAT-Strukturen).
- Dicke der Struktur: (25 ± 5) μm .
- Lochdurchmesser: (70 ± 5) μm .
- Lochdichte: (270 ± 10) Löcher/Zoll.

Das Ladungstransferverhalten einer MicroCAT-Struktur mit den optimierten Parametern mit zylindrischen sowie mit abgerundeten Löchern ist in Abb. C.31 dargestellt. Man erkennt, dass die Vorgaben einer rund 80%igen Elektronentransparenz mit einem Ionenfeedback von 5% bei Werten von $\eta_{\text{MCAT}} = 1\text{--}2 \cdot 10^{-2}$ für zylindrische Löcher gut erfüllt sind. Bei den abgerundeten Löchern erhöht sich der Ladungstransfer, so dass die Vorgaben für das Ionenfeedback nicht ganz erreicht werden können. Dem kann man entgegenwirken, indem der Lochdurchmesser von 70 μm auf ca. 60–65 μm verkleinert wird.

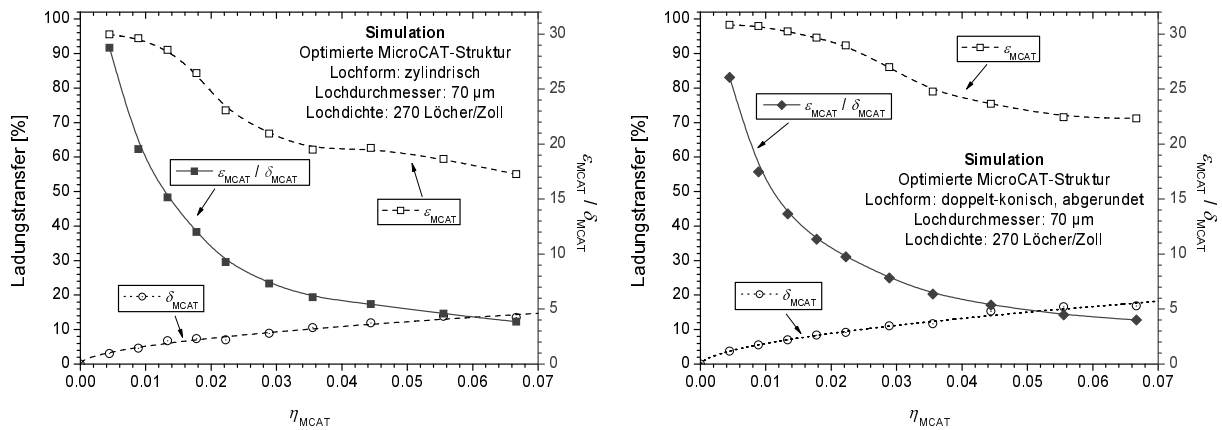


Abbildung C.31: Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$, Ionenfeedback δ_{MCAT} und Verhältnis von $\varepsilon_{\text{MCAT}}/\delta_{\text{MCAT}}$ als Funktion des Feldstärkeverhältnisses η_{MCAT} für zylindrische Löcher (links) und Löcher, die der Geometrie der bereits existierenden MicroCAT-Strukturen angepasst wurden (rechts).

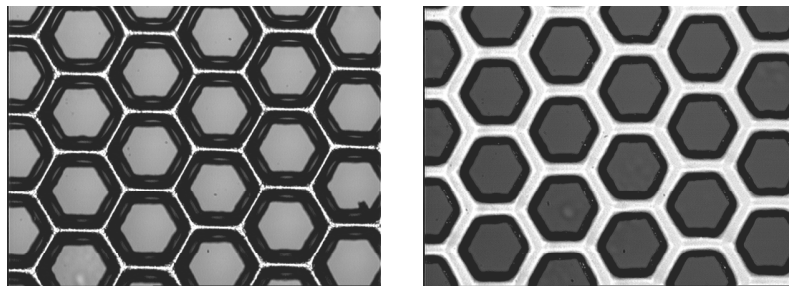


Abbildung C.32: Mikroskopaufnahme der Ober- und der Unterseite der neuen optimierten MicroCAT-Struktur.

C.1.4.6 Test der optimierten MicroCAT-Struktur

Mit den aus den simulierten Daten gewonnenen Erkenntnissen der optimierten Parameter konnte von der Firma Stork [86] eine neue MicroCAT-Struktur gefertigt werden, die jedoch, bedingt durch den Produktionsprozess, einige Abweichungen bzgl. der Parameter aufweist. Die Herstellung einer solchen Struktur läuft wie folgt ab [174]: Zunächst wird eine etwa $5\ \mu\text{m}$ dicke, aus Nickel bestehende Grundstruktur mit hexagonal angeordneten sechseckigen Löchern gefertigt. Auf dieses Gerüst wird dann durch elektrochemische Galvanisierung weiteres Nickel aufgetragen, bis die spätere, gewünschte Dicke erreicht wird. Um eine glatte Oberfläche ohne Spitzen zu erhalten, ist allerdings eine Dicke $< 25\ \mu\text{m}$ nicht realisierbar. Durch den Galvanisierungsprozess werden natürlich auch die Löcher kleiner und runder im Vergleich zur Gerüststruktur.

Da die Gerüststruktur in großen Mengen ausschließlich für die Herstellung der Rotamesh-Siebe gefertigt werden, die die Nachfolger der unter dem Namen HiMesh vertriebenen MCAT-Strukturen sind und eine deutlich größere Dicke von $80\text{--}120\ \mu\text{m}$ besitzen, und dort nur bestimmte Lochdichten (z.B. 135, 215 oder 305 Löcher/Zoll) mit bestimmten Lochdurchmessern verwendet werden, musste auf ein Gerüst mit 215 Löchern/Zoll anstelle der angestrebten 270 Löcher/Zoll ausgewichen werden. Die Galvanisierung wurde solange durchgeführt, bis eine Dicke von $25\ \mu\text{m}$ erreicht wurde. Abb. C.32 zeigt eine Mikroskopaufnahme der beiden Seiten der neuen Struktur. Durch die geringe Galvanisierungsschicht ist noch deutlich die hexagonale Lochform der Gerüststruktur zu erkennen. Die Parameter der optimierten Struktur sind in Tab. C.1 zusammengefasst.

Die Ergebnisse der Ladungstransfermessungen und der Vergleich zu den Simulationsergebnissen der realisierten, optimierten MicroCAT-Struktur sind in Abb. C.33 dargestellt. Ähnlich zur gemessenen Elektronentransparenz der MCAT155-Struktur wird ein leichter Anstieg der Verstärkung bei einer Driftfeld-

Typ	Löcher/Zoll	Lochabstand l	Lochdurchmesser h	Optische Transparenz	Dicke
Optimierter MCAT	215	118 μm	78 μm	39.5 %	25 μm
alter MCAT215	215	118 μm	79 μm	40.6 %	55 μm

Tabelle C.1: Dimensionen der optimierten MicroCAT-Struktur und Vergleich mit der alten MCAT215-Struktur.

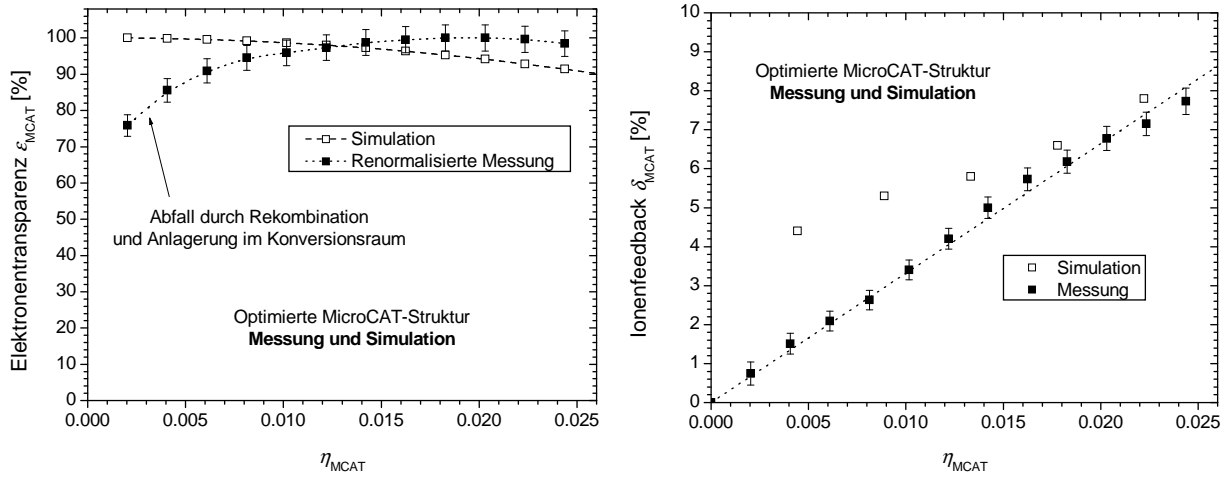


Abbildung C.33: Vergleich der gemessenen, absoluten effektiven Elektronentransparenz (links) bzw. des Ionenfeedbacks (rechts) mit den Ergebnissen der Simulation.

erhöhung ersichtlich, der von einem Abfall durch Rekombination und Anlagerung bei kleinen Driftfeldern überlagert wird. Das Maximum der gemessenen, effektiven Elektronentransparenz wird auf 1 normiert, da die Abweichung zur Simulation nur einige Prozent beträgt. Es zeigt sich, dass in dem betrachteten Bereich von η_{MCAT} – abgesehen von ganz kleinen Driftfeldern – eine effektive Elektronentransparenz von über 80 % erreicht wird; gleichzeitig beträgt das Ionenfeedback für $\eta_{\text{MCAT}} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ nur 5 %. Eine Messung über einen noch größeren Bereich von η_{MCAT} konnte nur in Kombination mit dem GEM durchgeführt werden (Abschnitt C.1.6).

Obwohl sich die aus den Simulationen bestimmten optimalen Parameter nicht vollständig haben realisieren lassen, ist das Ladungstransferverhalten dieser MicroCAT-Struktur deutlich besser als das der alten MicroCAT-Typen, wie der in Abb. C.34 dargestellte Vergleich zeigt. Während die effektive Elektronentransparenz deutlich größer ist als bei allen anderen MCAT-Typen, ist das Ionenfeedback der optimierten Struktur nur etwas höher als das der alten MCAT215-Struktur.

C.1.5 Einfach-GEM

Mit der in Abschnitt 4.2 eingeführten Nomenklatur schreiben sich die Strombeziehungen für eine Einfach-GEM-Anordnung wie folgt:

$$I_{\text{Driftkathode}} = I_0 + \delta_{1\text{-GEM}} \epsilon_{1\text{-GEM}} (G_{\text{GEM}} - 1) I_0 \quad (\text{C.12})$$

$$I_{\text{GEM-oben}} = -(1 - \epsilon_{1\text{-GEM}}) I_0 + (1 - \delta_{1\text{-GEM}}) \epsilon_{1\text{-GEM}} (G_{\text{GEM}} - 1) I_0 \quad (\text{C.13})$$

$$I_{\text{GEM-unten}} = -\epsilon_{1\text{-GEM}} (1 - \epsilon_{2\text{-GEM}}) G_{\text{GEM}} I_0 \quad (\text{C.14})$$

$$I_{\text{Anode}} = -\epsilon_{1\text{-GEM}} \epsilon_{2\text{-GEM}} G_{\text{GEM}} I_0 \quad (\text{C.15})$$

Ebenso wie in der MicroCAT-Geometrie unterliegen die Stromgleichungen (C.12)–(C.15) der Bedingung $\sum I = 0$; es handelt sich also nur um drei linear unabhängige Gleichungen. Daraus lassen sich die

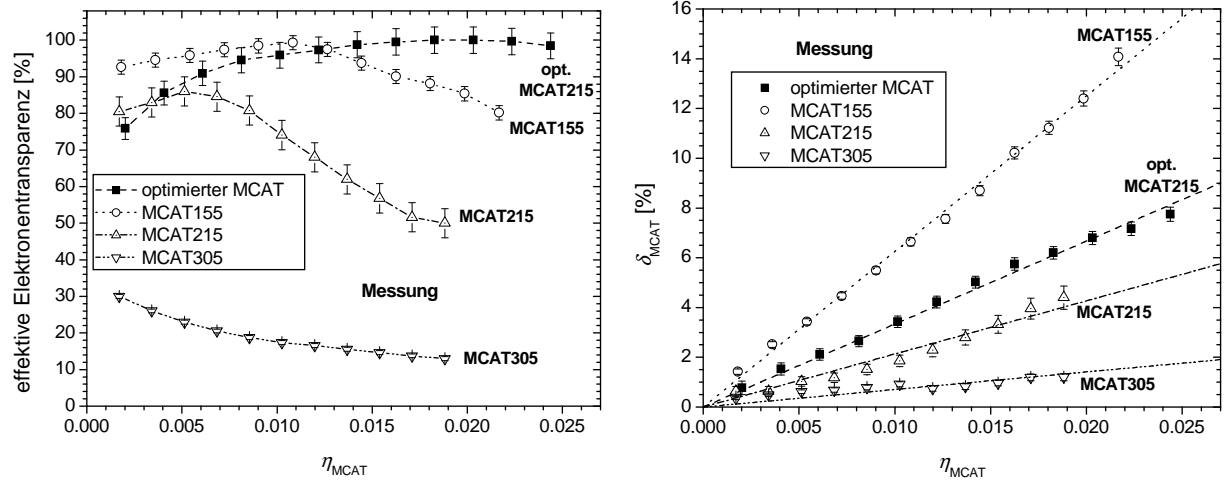


Abbildung C.34: Vergleich der gemessenen, effektiven Elektronentransparenzen (links) bzw. Ionenfeedbacks (rechts) von allen vier MicroCAT-Strukturen.

Unbekannten ($\varepsilon_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}$), $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ und $\delta_{1\text{-GEM}}$ berechnen:

$$(\varepsilon_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}) = -\frac{(I_{\text{GEM-unten}} + I_{\text{Anode}})}{I_0} \quad (\text{C.16})$$

$$\varepsilon_{2\text{-GEM}} = \frac{I_{\text{Anode}}}{I_{\text{GEM-unten}} + I_{\text{Anode}}} \quad (\text{C.17})$$

$$\delta_{1\text{-GEM}} \approx \frac{I_{\text{Driftkathode}} - I_0}{I_{\text{Driftkathode}} + I_{\text{GEM-oben}}} \quad (\text{C.18})$$

Gl. (C.18) gilt wieder nur unter der Näherung ($\varepsilon_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}$) $\gg 1$.

Analog zu den Betrachtungen der MicroCAT-Struktur ist auch in der GEM-Geometrie der Verstärkungsprozess eng mit den Elektronentransparenzen verknüpft. Im Folgenden wird der Einfachheit halber davon ausgegangen, dass die Lawinenbildung in der Nähe des Lochzentrums stattfindet. Das hat zur Folge, dass der Faktor $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ in den Strombeziehungen nur in Verbindung mit ($\varepsilon_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}$) auftritt, d.h. dass die Zahl der Elektronen, die einmal die Lochmitte erreicht haben, mit dem Faktor G_{GEM} verstärkt wird.

C.1.5.1 Elektronentransparenz

Zusätzlich zu den Messungen werden auch Feldsimulationen mit MAXWELL und Ladungstransfersimulationen mittels der MC-Methode mit GARFIELD durchgeführt. Diese Simulationen sind in erster Linie nur zum qualitativen Verständnis des Ladungstransfers gedacht. Um wirklich genaue quantitative Aussagen treffen zu können, müsste eine exaktere Modellierung der GEM-Geometrie sowie eine zusätzliche Betrachtung von Aufladungseffekten des Kaptons in den Löchern, die vernachlässigt wurden, erfolgen. Die absoluten Werte der Simulation sind also immer mit dem Fehler einer zu grob übersetzten Geometrie versehen. Dies wird im Folgenden nicht mehr explizit erwähnt. Als Standardparameter für die Simulationsreihen werden ein Driftfeld von $E_{\text{Drift}} = 500 \text{ V cm}^{-1}$, ein Transferfeld von $E_{\text{Trans}} = 2 \text{ kV cm}^{-1}$, eine GEM-Spannung von $\Delta U_{\text{GEM}} = 450 \text{ V}$ und eine Gasmischung von 1 bzw. 2.5 bar Ar/CO₂ (90/10) verwendet.

C.1.5.1.1 Verhalten des Produkts ($\varepsilon_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}$) Die beiden Graphen in Abb. C.35 zeigen die Simulationsergebnisse der Transparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ als Funktion des Driftfelds E_{Drift} bei konstantem Transferfeld E_{Trans} und konstanter GEM-Spannung ΔU_{GEM} . Für beide simulierten Gasdrücke von 1 und 2.5 bar ergibt sich bei Driftfeldern $\lesssim 2 \text{ kV cm}^{-1}$ eine 100%ige Elektronentransparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$, d.h. alle Elektronen, die sich dem GEM von oben her nähern, erreichen das Zentrum des Loches innerhalb der

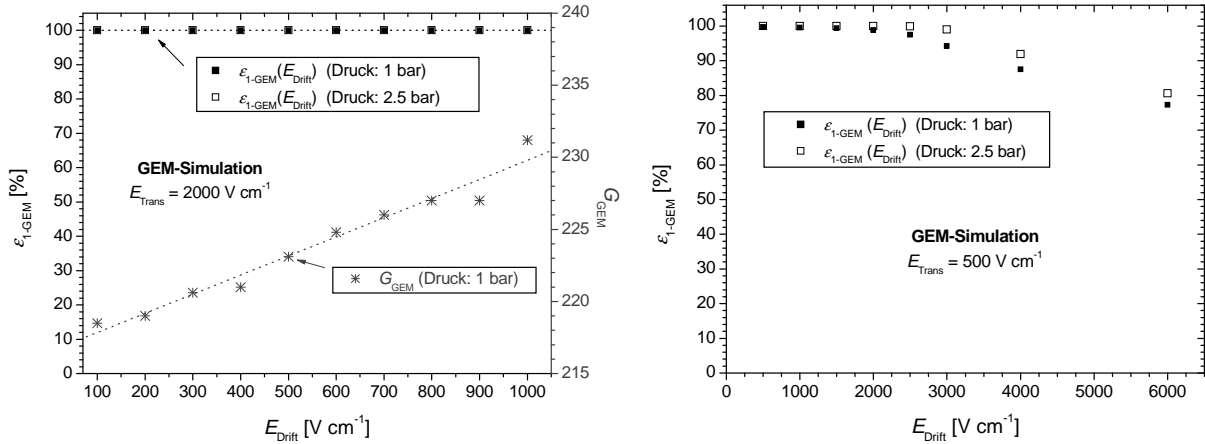


Abbildung C.35: Simulation der Transparenz ε_{1-GEM} und des Anstiegs der Gasverstärkung G_{GEM} als Funktion des Driftfelds.

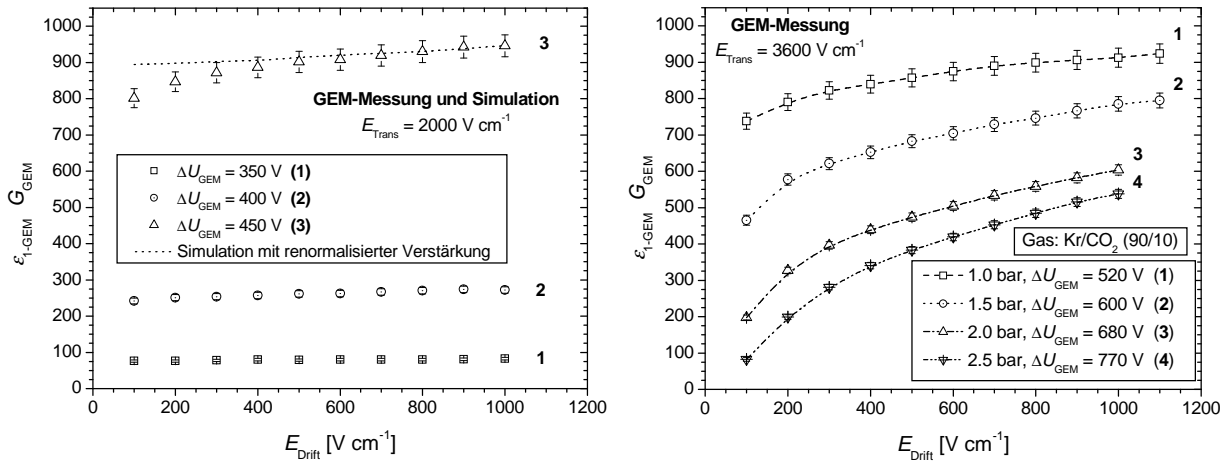


Abbildung C.36: Links: Messung des Produktes ($\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM}$) als Funktion des Driftfelds für drei GEM-Spannungen ΔU_{GEM} in 1 bar Ar/CO₂ (90/10) und Vergleich mit der Simulation. Rechts: Messung des Produktes ($\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM}$) als Funktion des Driftfelds in 1–2.5 bar Kr/CO₂ (90/10).

GEM-Struktur. Erst bei größeren Driftfeldern fällt ε_{1-GEM} langsam ab. Dabei wird für höhere Gasdrücke respektive kleinere Elektronendiffusionen eine höhere Elektronentransparenz erzielt. Zusätzlich wird der Einfluss des steigenden Driftfelds auf die Verstärkung G_{GEM} abgeschätzt, da durch steigende externe Felder auch die Feldstärke im Loch ansteigt [vgl. Gl. (4.1)]. Dazu wird mit GARFIELD die Verstärkung entlang einer Driftbahn durch die Symmetrieachse des Loches für Elektronen berechnet, die 100 μm oberhalb der GEM-Struktur starten. Da die berechneten absoluten Werte von G_{GEM} fehlerhaft sind – dies wurde auch von anderen Gruppen beobachtet [175, 176] –, wird lediglich die relative Änderung von G_{GEM} betrachtet. Im betrachteten Driftfeldbereich beträgt der relative Anstieg der Verstärkung ca. 5%. Die Messung (linker Graph in Abb. C.36) zeigt, dass der Verlauf von $(\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM})$ durch die Simulation recht gut wiedergegeben wird. Der Abfall der gemessenen Werte bei kleinen Driftfeldern kann wieder der Rekombination und Anlagerung zugeschrieben werden. Die stetige Steigung, die immer noch bei höheren Driftfeldern auftritt, bei denen Rekombination und Anlagerung vernachlässigbar sind, wird durch die höhere relative Verstärkung bedingt. Der Verlauf von $(\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM})$ ändert sich auch nicht bei anderen GEM-Spannungen, anderen Transferfeldern oder anderen Gasen. Der rechte Graph in Abb. C.36 zeigt den Verlauf von $(\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM})$ bei verschiedenen Gasdrücken. Es wird deutlich, dass die Effekte der Rekombination und Anlagerung als Funktion des Gasdrucks steigen und deutlich höhere Driftfelder nötig sind, bis diese Effekte vernachlässigbar werden. Im Vergleich zur Transparenz der MicroCAT-Strukturen ε_{MCAT} fällt auf, dass im untersuchten Driftfeldbereich kein Abfall von $(\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM})$ durch

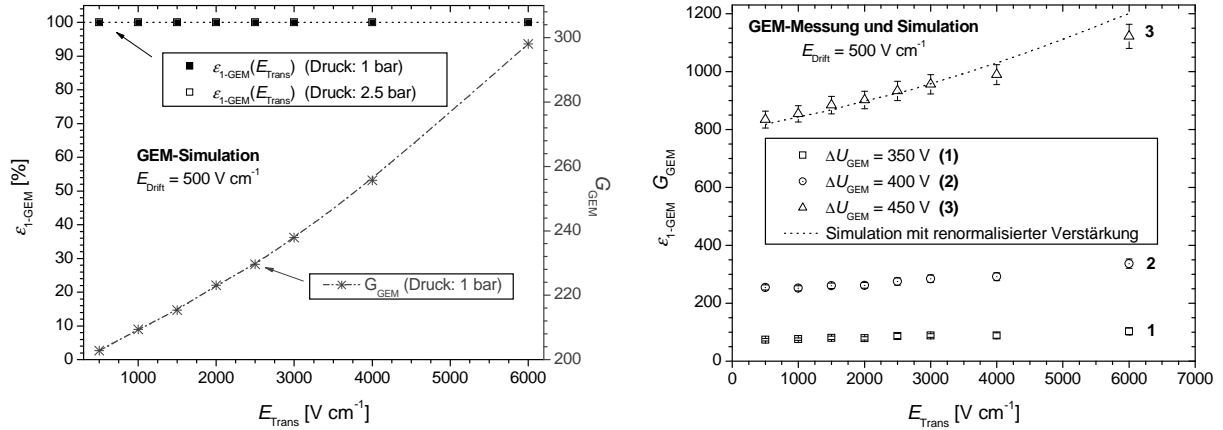


Abbildung C.37: Links: Simulation der Transparenz ε_{1-GEM} und des Anstiegs der Gasverstärkung G_{GEM} als Funktion des Transferfelds. Rechts: Messung des Produktes ($\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM}$) als Funktion des Transferfelds für drei GEM-Spannungen ΔU_{GEM} und Vergleich mit der Simulation.

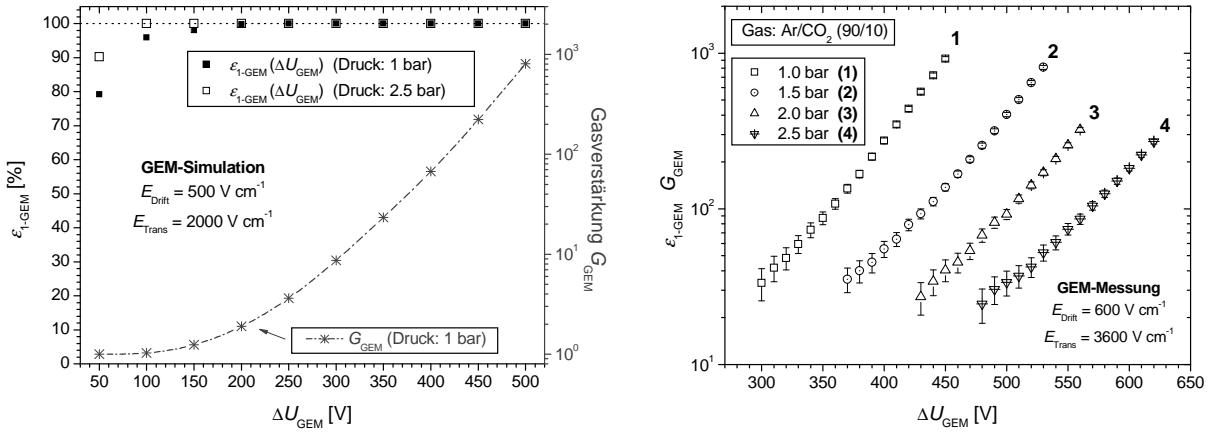


Abbildung C.38: Links: Simulation der Transparenz ε_{1-GEM} und des Anstiegs der Gasverstärkung G_{GEM} als Funktion der GEM-Spannung. Rechts: Messung des Produktes ($\varepsilon_{1-GEM} G_{GEM}$) als Funktion der GEM-Spannung in 1–2.5 bar Ar/CO₂ (90/10).

Transparenzverluste auftritt. Man kann wohl von einer 100%igen Elektronentransparenz ε_{1-GEM} ausgehen (Abb. C.35). Der Abfall der Transparenz ε_{1-GEM} bei sehr hohen Driftfeldern $E_{Drift} \gtrsim 2.5\ kV\ cm^{-1}$ konnte mit dem Einfach-GEM-Messaufbau nicht beobachtet werden, da nur Driftfelder bis $1.1\ kV\ cm^{-1}$ eingestellt werden konnten; dazu sei auf Messungen mit der Zweifach-GEM-Anordnung verwiesen (Abschnitt C.1.7).

Die Simulation des Einflusses des Transferfelds auf ε_{1-GEM} und G_{GEM} ist in Abb. C.37 dargestellt. Während sich die Transparenz ε_{1-GEM} nicht ändert, steigt die relative Gasverstärkung mit der Erhöhung des Transferfeldes an. Ab einer Feldstärke von $\gtrsim 5\ kV\ cm^{-1}$ beginnt die Gasverstärkung, sich auf den gesamten Bereich unterhalb der GEM-Struktur auszudehnen (Parallelplattenverstärkung). Der Vergleich mit den Messungen (rechter Graph in Abb. C.37) zeigt eine gute Übereinstimmung.

Die erwartete exponentielle Abhängigkeit der simulierten Gasverstärkung G_{GEM} von der GEM-Spannung ist im linken Graphen von Abb. C.38 dargestellt. Die Transparenz ε_{1-GEM} fällt bei ganz kleinen GEM-Spannungen ab, was darauf hindeutet, dass das Verstärkungsfeld selbst die Ladungsträger in gegenüberliegenden Bereich der GEM-Struktur hineinzieht. Wenn die Verstärkungsfelder klein sind, ist auch dieser „saugende“ Effekt klein, und somit verringert sich die Transparenz. Diese Simulation bestätigt qualitativ die Abhängigkeit der Transparenz ε_{1-GEM} von einer Größe wie $\kappa_{1-GEM} = E_{Drift}/E_{Loch}$: Kleine GEM-Spannungen entsprechen im Verhalten sehr hohen Driftfeldern; die Transparenz ε_{1-GEM} nimmt bei einer gewissen Größe des Verhältnisses von κ_{1-GEM} ab. Weiterhin kann man aus dem linken Graphen von Abb. C.38 entnehmen, dass in diesem Falle die Elektronendifusion einen nicht zu vernachlässigenden

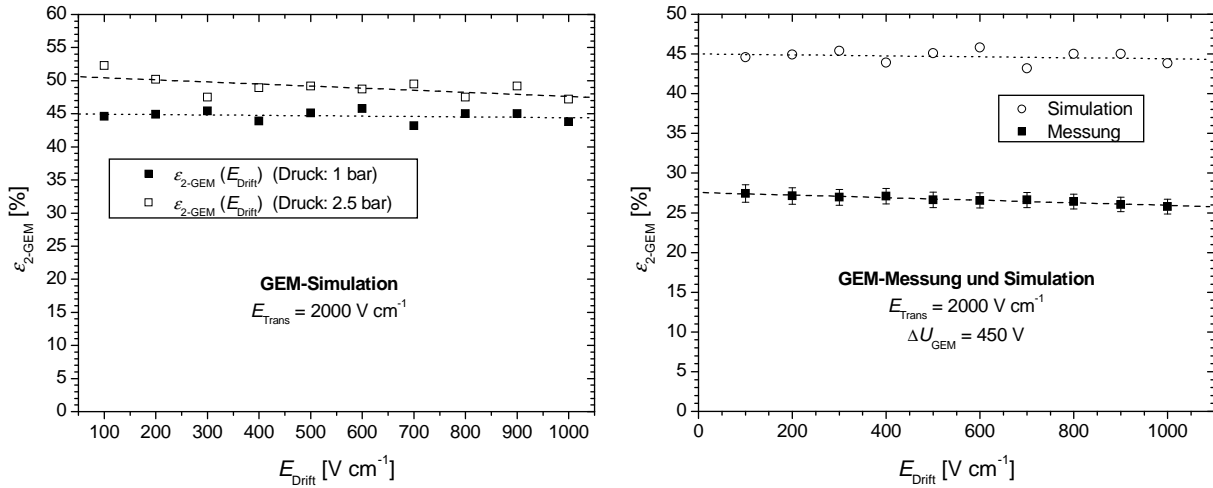


Abbildung C.39: Links: Simulation der Transparenz $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ als Funktion des Driftfelds. Die Geraden wurden durch lineare Regression bestimmt. Rechts: Messung von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ als Funktion des Driftfelds und Vergleich mit der Simulation.

Einfluss auf die Transparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ ausübt. Bei höherem Gasdruck verringert sich die Diffusion und die Transparenz wird größer (vgl. auch Abb. C.35). Die Messungen des Produkts ($\varepsilon_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}$), dargestellt im rechten Graphen von Abb. C.38, zeigt ebenfalls das typisch exponentielle Verhalten der Verstärkung als Funktion der GEM-Spannung. Im Vergleich zu den Simulationsergebnissen fallen wiederum die zu geringen Verstärkungswerte der Simulation auf.

Zusammenfassend lässt sich über die Transparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ folgendes sagen: Im untersuchten Driftfeldbereich $100 \text{ V cm}^{-1} \leq E_{\text{Drift}} \leq 1100 \text{ V cm}^{-1}$ und bei GEM-Spannungen $\Delta U_{\text{GEM}} \geq 300 \text{ V}$ ist eine nahezu 100%ige Wahrscheinlichkeit gegeben, dass die primären Elektronen in den Verstärkungsbereich gelangen. Bei sehr kleinen GEM-Spannungen oder entsprechend hohen Driftfeldern sagt die Simulation einen Einbruch der Transparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ voraus (dies wird in Abschnitt 4.3.1.3 und Abschnitt C.1.7.1 mit Messungen belegt). Es wird erwartet, dass hohe Transferfelder in der Regel einen hohen Elektronentransfer $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ begünstigen. Die Transparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ zeigt somit eine Abhängigkeit von einer Größe wie $\kappa_{1\text{-GEM}} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{Loch}}$. Jedoch ist auch die transversale Diffusion nicht völlig zu vernachlässigen. Die GEM-Verstärkung G_{GEM} hängt hauptsächlich von der angelegten Potentialdifferenz zwischen oberer und unterer GEM-Elektrode ab, wird aber auch durch das Drift- und Transferfeld beeinflusst. Dies liegt an der Abhängigkeit des Verstärkungsfelds im Loch von ΔU_{GEM} und von den externen Feldern E_{Drift} und E_{Trans} .

C.1.5.1.2 Verhalten von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ Die Simulationsergebnisse für $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ als Funktion des Driftfelds bei konstantem Transferfeld und konstanter GEM-Spannung für 1 und 2.5 bar Ar/CO₂ (90/10) sind im linken Graphen von Abb. C.39 dargestellt. Es wird erkennbar, dass der Einfluss des Driftfelds auf $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ recht gering ist. Für höhere Driftfelder verringert sich der Wert von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei höheren Driftfeldern die Driftkanäle der Elektronen, die durch das Loch hindurchführen [Zone (1) und (3) in Abb. 4.3] schmaler werden und die Elektronen durch Diffusion leichter in den Bereich gelangen können, der sie zwingt zur Unterseite der GEM-Struktur zu driften [Zone (2)]. Weiterhin fällt auf, dass das Niveau von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$, das erzielt wird, etwas kleiner als 50% ist, d.h. dass mehr als jedes zweite Elektron zur unteren Elektrode der GEM-Struktur driften und somit für einen Nachweis an der Auslesestruktur verloren geht. Bei einer Druckerhöhung erhöht sich der Wert von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ leicht, da die transversale Diffusion der Elektronen kleiner wird. Bereits hier zeigt sich, dass die Diffusion für $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ eine entscheidende Rolle spielt. Simulationen mit der RK-Methode ergeben immer einen konstanten Wert von $\varepsilon_{2\text{-GEM}} = 100\%$. Die Differenz kann also nur durch Elektronendiffusion zustande kommen.

Die Messung (rechter Graph in Abb. C.39) bestätigt den Trend der Simulation, zeigt aber auch, dass die gemessenen Transparenzwerte nochmals deutlich unterhalb der Simulationsergebnisse bei rund 27% angesiedelt sind. Diese starke Abweichung kann neben einer ungenauen Realisierung der GEM-Geometrie in der Simulation durch eine Unterschätzung der transversalen Elektronendiffusion in GARFIELD re-

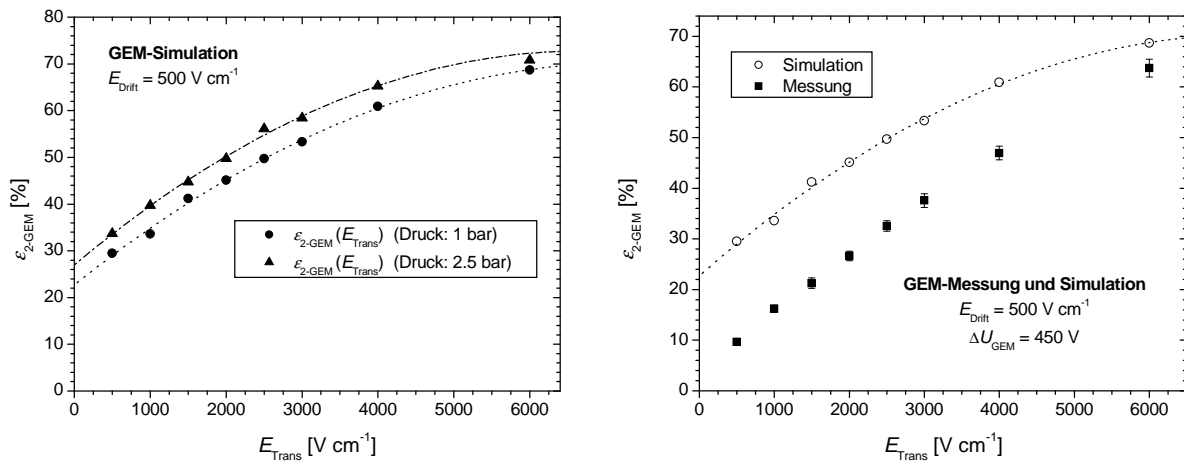


Abbildung C.40: Links: Simulation der Transparenz ε_{2-GEM} als Funktion des Transferfelds. Rechts: Messung von ε_{2-GEM} als Funktion des Transferfelds und Vergleich mit der Simulation.

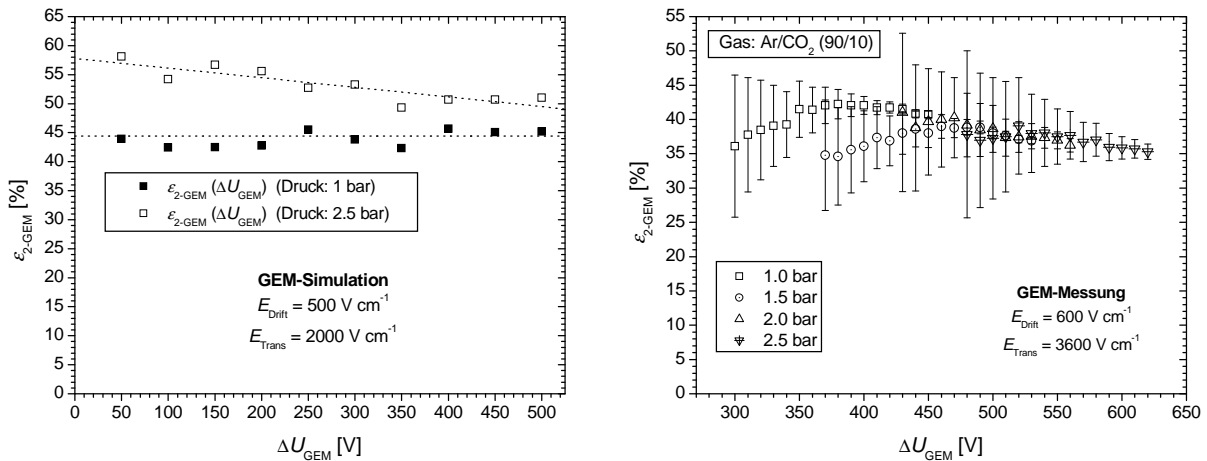


Abbildung C.41: Links: Simulation der Transparenz ε_{2-GEM} als Funktion der GEM-Spannung. Rechts: Messung von ε_{2-GEM} als Funktion der GEM-Spannung in 1–2.5 bar Ar/CO_2 (90/10).

spektive MAGBOLTZ in den sehr hohen elektrischen Feldern in den Löchern der GEM-Struktur erklärt werden. Zum anderen ist bei der Simulation der Elektronentransparenzen die Lawinenbildung nicht berücksichtigt worden. Zur wirklichen Trennung der Variablen ε_{1-GEM} und ε_{2-GEM} wurde ja davon ausgegangen, dass die Lawine in der Lochmitte genau im Zentrum der GEM-Struktur stattfindet. Dies ist, wie beispielsweise Abb. 3.6 zeigt, nur eine grobe Näherung. Weiterhin dehnt sich die Lawine auch durch UV-Photonen aus, so dass in Wirklichkeit viel mehr Elektronen von der Unterseite der GEM-Struktur aufgesammelt werden und somit der Wert für ε_{2-GEM} kleiner ist als die Simulation ohne Lawinenbildung vorhersagt.

Das Transferfeld übt einen sehr großen Einfluss auf ε_{2-GEM} aus. Die Ergebnisse der Simulation sind im linken Graphen von Abb. C.40 dargestellt. Große Transferfelder begünstigen einen hohen Wert von ε_{2-GEM} . Der Vergleich mit der Messung (rechter Graph in Abb. C.40) zeigt wiederum, dass die Simulation die Transparenz aus den schon oben genannten Gründen überschätzt. Ansonsten wird der nahezu lineare Anstieg von ε_{2-GEM} als Funktion des Transferfelds von der Simulation gut wiedergegeben.

Die Simulationsergebnisse von ε_{2-GEM} als Funktion der GEM-Spannung zeigen bei Normaldruck keine merkliche und bei leicht erhöhtem Gasdruck nur eine leichte Abhängigkeit von der GEM-Spannung (linker Graph in Abb. C.41). Auch bei den Messungen (rechter Graph in Abb. C.41 und Abb. C.42) tritt ein leicht abnehmender Trend von ε_{2-GEM} bei steigender GEM-Spannung zutage. Dabei wird auch deutlich, dass sich durch Erhöhung des Drucks, was gleichzeitig zu einer Minderung der Elektronendiffusion führt, der

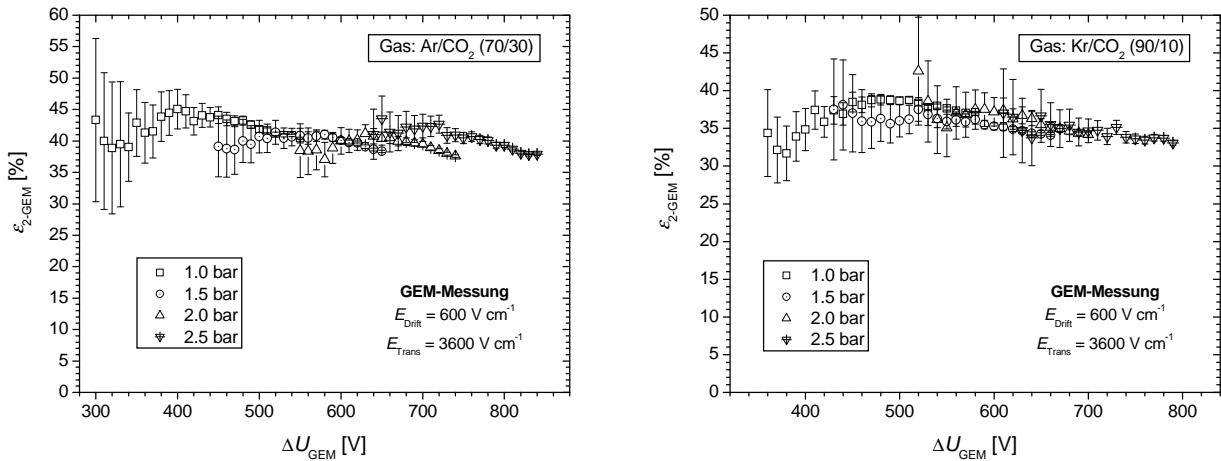


Abbildung C.42: Messung von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ als Funktion der GEM-Spannung in 1–2.5 bar Ar/CO₂ (70/30) und Kr/CO₂ (90/10).

Wert von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ bei identischer GEM-Spannung leicht erhöht. Der Graph lässt vermuten, dass $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ sehr stark von der Lawinengröße beeinflusst wird, da für große Verstärkungen der Wert von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ für alle vier gemessenen Gasdrücke einen nahezu identischen Wert annimmt. Bei größeren GEM-Spannungen und somit größerer Verstärkung und auch größerer lateraler Ausdehnung der Lawinen, werden deutlich mehr Elektronen von der unteren Elektrode der GEM-Struktur aufgesammelt. Messungen in weiteren Gasgemischungen, wie Xe/Ar/CO₂ (50/35/15), Xe/CO₂ (80/20) und Xe/CO₂ (90/10), zeigen ein entsprechendes Verhalten. Insgesamt variieren die Werte von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ bei großen Lawinenstärken in allen Gasen um rund $\pm 5\%$. Gasgemischungen mit höherer Elektronendiffusion weisen dabei etwas geringere Werte von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ auf.

Zusammengefasst zeigt sich, dass $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ hauptsächlich vom Transferfeld und von der transversalen Elektronendiffusion bzw. der Lawinengröße beeinflusst wird. Dabei begünstigen vor allem hohe Transferfelder den Elektronentransfer. Auch das Driftfeld hat einen marginalen Einfluss auf $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$; hohe Driftfelder führen zu einem leichten Abfall von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$.

C.1.5.2 Ionenfeedback

Da es sehr viel schwieriger ist, ein Modell für die Ionenrückdrift in der GEM-Geometrie zu entwickeln, wurde darauf verzichtet, das Ionenfeedback zu simulieren. Zwar gibt es generell in GARFIELD die Möglichkeit, die Lawinenbildung zu simulieren und dabei die Driftwege der Ionen zu verfolgen, jedoch ist diese Art der Simulation zum einen sehr zeitaufwendig, und zum anderen wurden in den vorigen Abschnitten schon etwaige Fehler bei der Parametrisierung des Townsendkoeffizienten sowie zu kleine Elektronendiffusionen in GARFIELD festgestellt. Deshalb werden im Folgenden nur Messergebnisse des Ionenfeedbacks präsentiert.

Abb. C.43 zeigt die Messergebnisse des Ionenfeedbacks $\delta_{1\text{-GEM}}$ als Funktion des Driftfelds bei konstantem Transferfeld und konstanter GEM-Spannung in 1–2.5 bar Kr/CO₂ (90/10). Man erkennt, vergleichbar den Messungen mit MicroCAT-Strukturen, einen nahezu linearen Anstieg des Ionenfeedbacks mit steigendem Driftfeld. Die Ionen werden bei höheren Driftfeldern stärker in den Konversionsraum gezogen. Eine Druckerhöhung, was in diesem Falle mit einer Verringerung der Diffusion einhergeht, übt keinen sichtlichen Einfluss auf die Stärke der Ionenrückdrift aus. Messergebnisse bei noch höheren Feldern oberhalb der GEM-Struktur finden sich in Abschnitt C.1.7.

Die Messergebnisse des Ionenfeedbacks $\delta_{1\text{-GEM}}$ als Funktion des Transferfelds bei konstantem Driftfeld (Abb. C.44) zeigen einen leichten Anstieg der Ionenrückdrift für größere Transferfelder. Daraus wird deutlich, dass die Ionenrückdrift – im Gegensatz zur MicroCAT-Geometrie – nicht eine Funktion des Verhältnisses η_{GEM} der elektrischen Felder ober- und unterhalb der Mikrostruktur ist. Aber auch eine reine Abhängigkeit von $\kappa_{1\text{-GEM}}$ wird dadurch ausgeschlossen, da man in diesem Falle für hohe Transferfelder einen leichten Rückgang von $\delta_{1\text{-GEM}}$ erwarten würde. Wie die Messungen jedoch zeigen, steigt

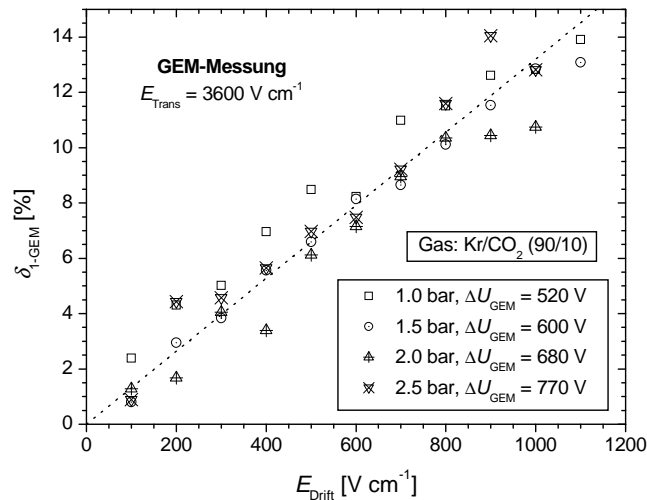


Abbildung C.43: Messung des Ionenfeedbacks $\delta_{1\text{-GEM}}$ als Funktion des Driftfelds in 1–2.5 bar Kr/CO₂ (90/10). Auf die relativ großen Fehlerbalken wurde verzichtet, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen.

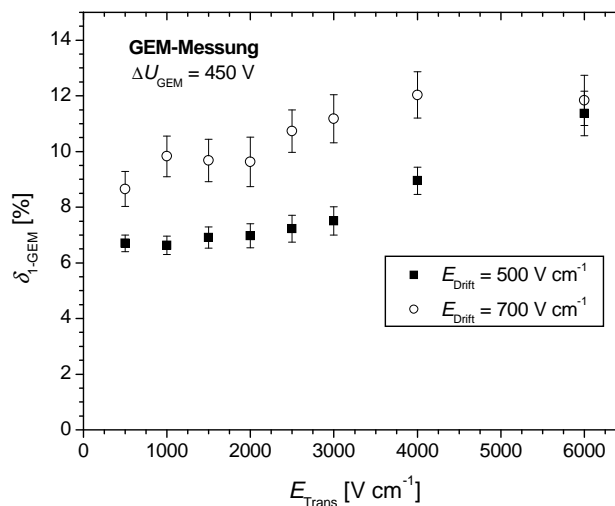


Abbildung C.44: Messung des Ionenfeedbacks $\delta_{1\text{-GEM}}$ als Funktion des Transferfelds für zwei verschiedene Driftfelder.

das Ionenfeedback mit steigendem Transferfeld. Mit höherem Transferfeld wird der Driftkanal für die die Ionen produzierenden Elektronen schmaler. Die Ionen werden eher in der Nähe der Symmetrieachse des Loches gebildet, was zu einem höheren Ionenfeedback führt.

Die Abhängigkeit des Ionenfeedbacks von der GEM-Spannung in Ar/CO₂ (90/10) und Ar/CO₂ (70/30) bei verschiedenen Gasdrücken ist in Abb. C.45 dargestellt. Es scheint, dass – vergleichbar mit der Elektronentransparenz $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ – der Anteil der rückdriftenden Ionen von der Gasverstärkung und somit von der Lawinengröße abhängt. Für kleine Verstärkungen werden schnell Werte von 20% überschritten. An den sehr großen Fehlerbalken sieht man allerdings auch, dass diese Messwerte mit großen Unsicherheiten behaftet sind, weil die gemessenen Ströme an der Driftkathode sehr klein sind und stark von Fluktuationen beeinflusst werden. Wenn davon ausgegangen wird, dass nur die Werte für $\delta_{1\text{-GEM}}$, die bei großen Gasverstärkungen ermittelt wurden, signifikant sind, so zeigt das Ionenfeedback bei konstanter Verstärkung fast keine Abhängigkeit von der GEM-Spannung. Dieses Ergebnis konnte auch durch Messungen mit Gasmischungen von Xe/Ar/CO₂ (50/35/15), Xe/CO₂ (80/20) und Xe/CO₂ (90/10) bestätigt werden. Der Wert des Ionenfeedbacks $\delta_{1\text{-GEM}}$ bei einem Driftfeld von 600 V cm⁻¹ liegt dabei ungefähr

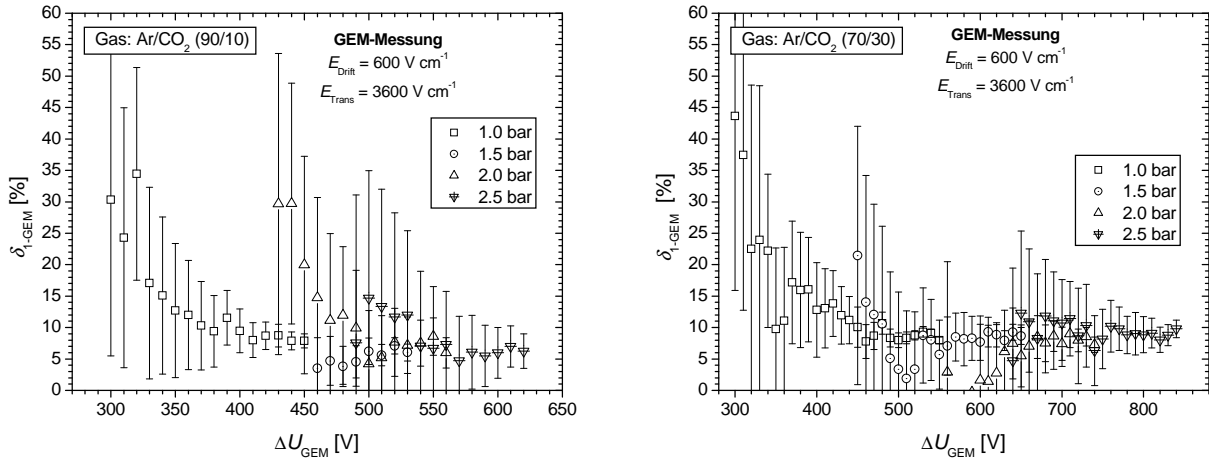


Abbildung C.45: Messung von δ_{1-GEM} als Funktion der GEM-Spannung in 1–2.5 bar Ar/CO₂ (90/10) und Ar/CO₂ (70/30).

zwischen 6–12 %.

Zusammengefasst stellt sich das Ionenfeedback δ_{1-GEM} in erster Linie als eine Funktion des Driftfelds dar und steigt im Feldbereich $E_{Drift} \lesssim 1.2 \text{ kV cm}^{-1}$ fast linear mit dem Driftfeld an. Sekundär beeinflusst wird der Anteil rückdriftender Ionen von der GEM-Verstärkung und vom Transferfeld.

C.1.6 Kombination von optimiertem MCAT und GEM

Die experimentelle Bestimmung des Ladungstransfers für die Kombinationen mehrerer Mikrostrukturen gestaltet sich schwierig, da anhand der wenigen messbaren Ströme die große Anzahl an Unbekannten nicht ermittelt werden kann. Auch eine Simulation des Ladungstransferverhaltens ist nicht möglich, da – um genaue Aussagen treffen zu können – gewisse Dimension, z.B. die Abstände zwischen den Strukturen, eingehalten und die daraus resultierenden Simulationsvolumina viel zu rechenintensiv behandelt werden müssen. Zur Auswertung wird aus diesem Grunde von den Untersuchungsergebnissen der individuellen Strukturen (Abschnitte C.1.3–C.1.5) Gebrauch gemacht.

Von den fünf Stromgleichungen, die sich aus der Kombination von GEM und MCAT ergeben, sind aus Ladungserhaltungsgründen nur vier linear unabhängig. Die Nomenklatur der einzelnen Größen schließt sich an die bislang eingeführte Namensgebung an. Das Feldverhältnis, das für den Ladungstransfer der MicroCAT-Struktur relevant ist, wird nun aus dem Quotienten von GEM-Transfer- und MCAT-Verstärkungsfeld gebildet: $\eta_{MCAT} = E_{Trans}/E_{MCAT}$. Um den Ladungstransfer korrekt zu beschreiben, wird nun zusätzlich die Größe δ_{2-GEM} verwendet, die den aus dem Gasverstärkungsbereich des MCATs driftenden Teil der Ionen bezeichnet, der letztendlich zur Driftkathode gelangt.

Die Strombeziehungen der MCAT-GEM-Kombination schreiben sich wie folgt:

$$I_{Driftkathode} = I_0 + \delta_{1-GEM} \varepsilon_{1-GEM} (G_{GEM} - 1) I_0 + \delta_{MCAT} \varepsilon_{MCAT} (G_{MCAT} - 1) \delta_{2-GEM} \varepsilon_{1-GEM} \varepsilon_{2-GEM} G_{GEM} I_0 \quad (C.19)$$

$$I_{GEM-oben} = -(1 - \varepsilon_{1-GEM}) I_0 + (1 - \delta_{1-GEM}) \varepsilon_{1-GEM} (G_{GEM} - 1) I_0 + \delta_{MCAT} \varepsilon_{MCAT} (G_{MCAT} - 1) (1 - \delta_{2-GEM}) \varepsilon_{1-GEM} \varepsilon_{2-GEM} G_{GEM} I_0 \quad (C.20)$$

$$I_{GEM-unten} = -\varepsilon_{1-GEM} (1 - \varepsilon_{2-GEM}) G_{GEM} I_0 \quad (C.21)$$

$$I_{MCAT} = [(1 - \delta_{MCAT}) \varepsilon_{MCAT} (G_{MCAT} - 1) - (1 - \varepsilon_{MCAT})] \cdot \varepsilon_{1-GEM} \varepsilon_{2-GEM} G_{GEM} I_0 \quad (C.22)$$

$$I_{Anode} = -\varepsilon_{MCAT} G_{MCAT} \varepsilon_{1-GEM} \varepsilon_{2-GEM} G_{GEM} I_0 \quad (C.23)$$

$$= -(I_{Driftkathode} + I_{GEM-oben} + I_{GEM-unten} + I_{MCAT}) \quad (C.24)$$

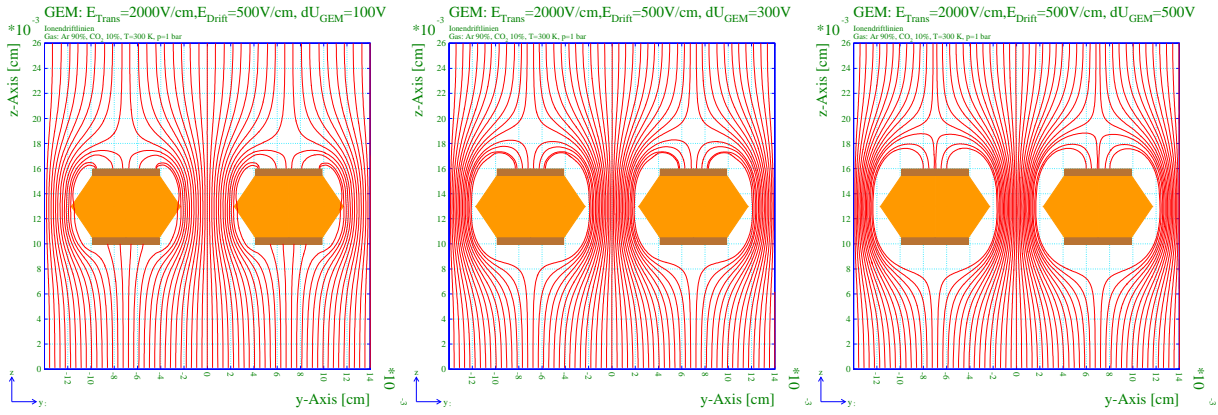


Abbildung C.46: Ionendriftsimulationen in der GEM-Geometrie für drei GEM-Spannungen von 100, 300 und 500 V bei konstantem Driftfeld von 500 V cm^{-1} und Transferfeld von 2000 V cm^{-1} .

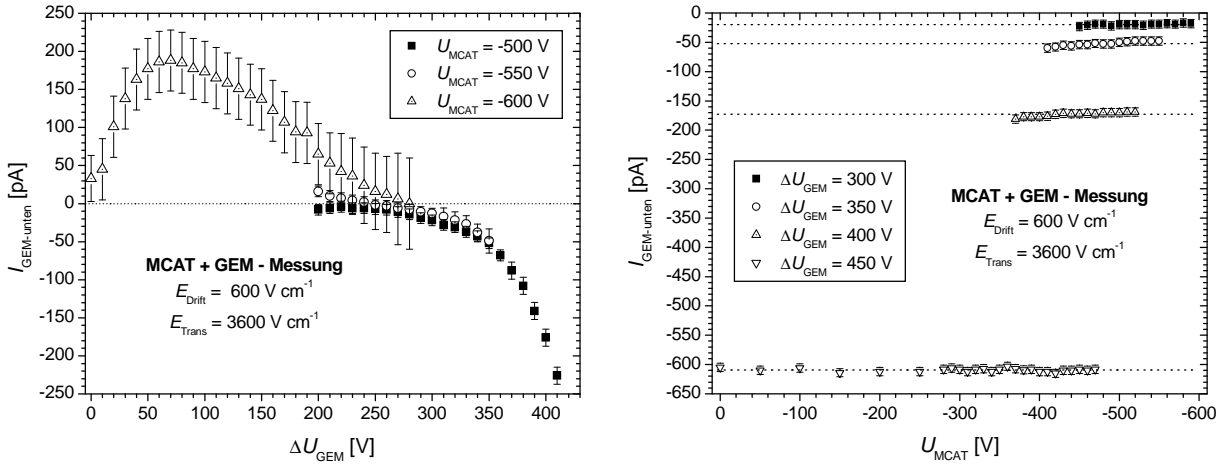


Abbildung C.47: Gemessener Strom $I_{\text{GEM-unten}}$ an der Unterseite der GEM-Struktur als Funktion der GEM-Spannung bei drei konstanten MCAT-Spannungen (links) und als Funktion der MCAT-Spannung bei vier konstanten GEM-Spannungen (rechts). Das Verhältnis zwischen Drift- und Transferfeld beträgt $\eta_{\text{GEM}} \approx 0.17$.

Grundlage dieser Gleichungen ist die Annahme, dass alle Ionen, die durch die Löcher der MicroCAT-Struktur in die Region zwischen den beiden Mikrostrukturen gelangen, entweder an die obere GEM-Elektrode oder aber zur Driftkathode driften. Diese Annahme erweist sich als sinnvoll für GEM-Spannungen $\Delta U_{\text{GEM}} \gtrsim 300 \text{ V}$ und Werte von $\eta_{\text{GEM}} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{Trans}} \gtrsim 0.15$, wie Ionendriftsimulationen (Abb. C.46) und Messungen des Stroms an der unteren GEM-Elektrode $I_{\text{GEM-unten}}$ (Abb. C.47) belegen. Bei kleinen GEM-Spannungen driften die Ionen auch an die Unterseite der GEM-Struktur. Dadurch wird der Strom dort positiv. Bei großen GEM-Spannungen ($> 300 \text{ V}$) tritt dies nicht mehr auf, auch wenn bei hohen MCAT-Spannungen viele Ionen unterhalb der GEM-Struktur produziert werden. Verringert man jedoch den Wert von η_{GEM} auf Werte $\lesssim 0.15$, können die Ionen trotz hoher GEM-Spannungen an die Unterseite der GEM-Struktur gelangen. Dies wird anhand von Simulationsergebnissen deutlich, dargestellt in Abb. C.48, die den Bruchteil β der Ionen zeigen, die an die untere GEM-Elektrode driften. Bei einem Wert von $\eta_{\text{GEM}} \approx 0.08$ und einer GEM-Spannung von 450 V driften bereits 15% der Ionen zur Unterseite der GEM-Struktur.

Unter der Annahme, dass $\epsilon_{1-\text{GEM}} = 1$, $(G_{\text{GEM}} - 1) \approx G_{\text{GEM}}$ und $(G_{\text{MCAT}} - 1) \approx G_{\text{MCAT}}$ können die

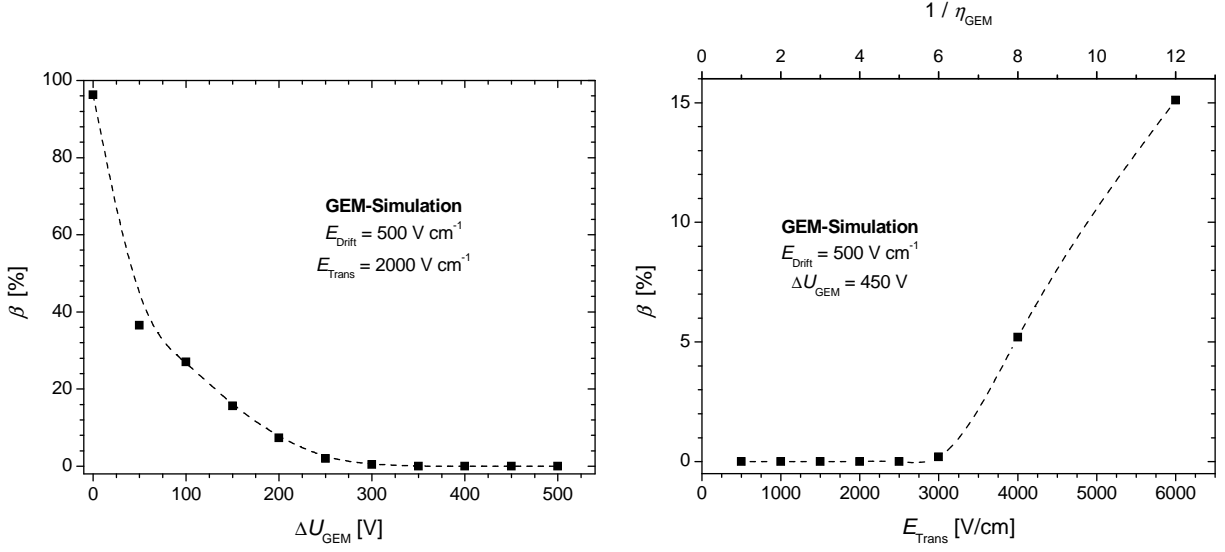


Abbildung C.48: Bruchteil β der Ionendriftlinien, die zur Unterseite der GEM-Struktur führen als Funktion der GEM-Spannung (links) und als Funktion des Transferfelds (rechts).

Verknüpfungen zwischen den Strömen und dem Ladungstransfer vereinfacht werden:

$$I_{\text{Driftkathode}} = (1 + \delta_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}} + \delta_{\text{MCAT}} \delta_{2\text{-GEM}} G_{\text{eff}}) I_0 \quad (\text{C.25})$$

$$I_{\text{GEM-oben}} = [(1 - \delta_{1\text{-GEM}}) G_{\text{GEM}} + \delta_{\text{MCAT}} (1 - \delta_{2\text{-GEM}}) G_{\text{eff}}] I_0 \quad (\text{C.26})$$

$$I_{\text{GEM-unten}} = -(1 - \varepsilon_{2\text{-GEM}}) G_{\text{GEM}} I_0 \quad (\text{C.27})$$

$$I_{\text{MCAT}} = [(1 - \delta_{\text{MCAT}}) G_{\text{eff}} - (1 - \varepsilon_{\text{MCAT}}) \varepsilon_{2\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}] I_0 \quad (\text{C.28})$$

$$I_{\text{Anode}} = -G_{\text{eff}} I_0 \quad (\text{C.29})$$

Dabei wird die effektive Gesamtverstärkung als

$$G_{\text{eff}} = \varepsilon_{2\text{-GEM}} G_{\text{GEM}} \varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}} \quad (\text{C.30})$$

definiert. Aus (C.25)–(C.29) können einige Unbekannte errechnet werden, z.B. G_{eff} , G_{GEM} , δ_{MCAT} und $\delta_{2\text{-GEM}}$ [um G_{GEM} berechnen zu können, wird die Kenntnis von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ (Abschnitt C.1.5.1.2) vorausgesetzt]:

$$G_{\text{eff}} = -\frac{I_{\text{Anode}}}{I_0} \quad (\text{C.31})$$

$$G_{\text{GEM}} = -\frac{I_{\text{GEM-unten}}}{(1 - \varepsilon_{2\text{-GEM}}) I_0} \quad (\text{C.32})$$

$$\delta_{\text{MCAT}} = \frac{1}{G_{\text{eff}}} \left(\frac{I_{\text{Driftkathode}} + I_{\text{GEM-oben}}}{I_0} - 1 - G_{\text{GEM}} \right) \quad (\text{C.33})$$

$$\delta_{2\text{-GEM}} = \frac{1}{\delta_{\text{MCAT}} G_{\text{eff}}} \left(\frac{I_{\text{Driftkathode}}}{I_0} - 1 - \delta_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}} \right) \quad (\text{C.34})$$

Zusätzlich wird eine totale Elektronentransparenz

$$\varepsilon_{\text{total}} = \varepsilon_{1\text{-GEM}} \varepsilon_{2\text{-GEM}} \varepsilon_{\text{MCAT}} \quad (\text{C.35})$$

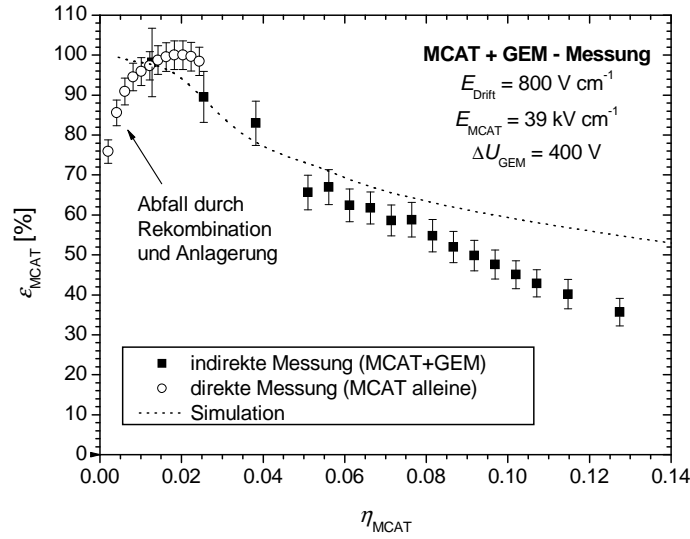


Abbildung C.49: Indirekte Messung der Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ als Funktion des Feldverhältnisses $\eta_{\text{MCAT}} = E_{\text{Trans}}/E_{\text{MCAT}}$ und Vergleich mit der direkten Messung und mit der Simulation.

und ein totales Ionenfeedback

$$\delta_{\text{total}} = -\frac{I_{\text{Driftkathode}}}{I_{\text{Anode}}} \quad (\text{C.36})$$

eingeführt. Durch Einsetzen von (C.25) und (C.29) in (C.36) erhält man:

$$\delta_{\text{total}} = \frac{1 + \delta_{1\text{-GEM}} G_{\text{GEM}} + \delta_{\text{MCAT}} \delta_{2\text{-GEM}} G_{\text{eff}}}{G_{\text{eff}}} \quad (\text{C.37})$$

$$\approx \delta_{\text{MCAT}} \delta_{2\text{-GEM}} \quad (\text{C.38})$$

Die Vereinfachung (C.38) gilt näherungsweise für $G_{\text{eff}} \gg G_{\text{GEM}} \gg 1$.

C.1.6.1 Elektronentransparenz

Da der GEM die oberste Gasverstärkungsstruktur ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Abhängigkeit der Elektronentransparenzen $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ und $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ durch den Betrieb der MicroCAT-Struktur nicht gestört wird. Ein vernünftiger Betrieb des GEMs setzt aber recht hohe Transferfelder voraus, welche die Elektronentransparenz der MicroCAT-Struktur herabsetzen. Da aus technischen Gründen die Transparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ ohne die Anwesenheit der GEM-Struktur nur bis zu Werten von $\eta_{\text{MCAT}} < 2.5 \cdot 10^{-2}$ untersucht werden konnte, wird nun die Elektronentransparenz der MicroCAT-Struktur für höhere Feldverhältnisse, die in Kombination mit dem GEM erreicht werden, bestimmt. Dafür werden sowohl $\varepsilon_{1\text{-GEM}} = 1$ als auch $\varepsilon_{2\text{-GEM}}(E_{\text{Trans}})$ des GEM als bekannt vorausgesetzt. Das Produkt ($\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}}$) wird dann nach Gl. (C.30) wie folgt berechnet:

$$\varepsilon_{\text{MCAT}} G_{\text{MCAT}} = \frac{G_{\text{eff}}}{\varepsilon_{1\text{-GEM}} \varepsilon_{2\text{-GEM}} G_{\text{GEM}}} \quad (\text{C.39})$$

Die effektive Gesamtverstärkung G_{eff} sowie die Verstärkung G_{GEM} werden nach den Gleichungen (C.31) bzw. (C.32) berechnet. Mit Hilfe der Transparenzsimulation (Abb. C.33) und wiederum unter der Annahme einer sich nicht ändernden Gasverstärkung als Funktion des Feldes oberhalb der MicroCAT-Struktur wird dann die Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ berechnet (Abb. C.49). Bei der „indirekten“ Transparenzmessung in Kombination mit dem GEM bleibt ein Abfall aufgrund von Rekombination und Anlagerung aus. Dies ist dadurch bedingt, dass diese Effekte hauptsächlich bei kleinen Driftfeldern im großen Konversionsraum auftreten; das Driftfeld wurde bei der hier beschriebenen Messung aber konstant auf

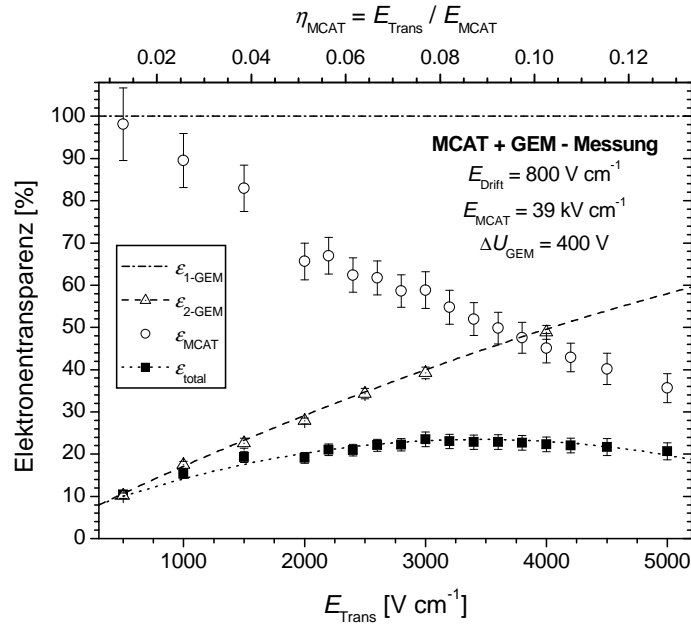


Abbildung C.50: Elektronentransparenzen $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$, $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$, $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ und Gesamttransparenz $\varepsilon_{\text{total}}$ als Funktion des Transferfelds bzw. des Feldverhältnisses η_{MCAT} . Die glatten Funktionen sind beliebige Fitfunktionen.

$E_{\text{Drift}} = 800 \text{ V cm}^{-1}$ gesetzt. In der Transferregion mit einer Tiefe von lediglich 2 mm bleiben Rekombination und Anlagerung aber auch bei kleinen Transferfeldern aus (der erste Messpunkt in Abb. C.49 entspricht einem Transferfeld von $E_{\text{Trans}} = 500 \text{ V cm}^{-1}$). Der Vergleich zur Simulation zeigt wiederum eine größer werdende Abweichung für höhere Feldverhältnisse η_{MCAT} . Dies wurde auch schon bei der Untersuchung der individuellen MicroCAT-Strukturen beobachtet und in Abschnitt C.1.3.1 diskutiert.

Mit der Kenntnis von $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ kann nun die Gesamttransparenz $\varepsilon_{\text{total}}$ nach Gl. (C.35) berechnet werden. Die Gesamttransparenz als Funktion des Transferfelds ist in Abb. C.50 dargestellt. Die Kurve der Gesamttransparenz bildet ein sehr breites Plateau aus, bei dem der absolute Wert jedoch immer $\lesssim 25\%$ ist. Da der Verlauf von $\varepsilon_{2\text{-GEM}}$ hauptsächlich nur von E_{Trans} abhängt, ist zu erwarten, dass die Gesamttransparenz bei höheren MCAT-Verstärkungsfeldern besser wird, da sich das Verhältnis von $\eta_{\text{MCAT}} = E_{\text{Trans}}/E_{\text{MCAT}}$ verkleinert und somit die Transparenzkurve $\varepsilon_{\text{MCAT}}$ leicht nach rechts gedehnt wird (Abb. C.51). Das Driftfeld sollte über einen weiten Bereich (bis ca. $2\text{--}3 \text{ kV cm}^{-1}$) keinen Einfluss auf die Gesamttransparenz ausüben, da die Transparenz $\varepsilon_{1\text{-GEM}}$ in diesem Bereich nahezu 100% beträgt und erst bei größeren Driftfeldern abfällt.

C.1.6.2 Ionenfeedback

Ähnlich zur Elektronentransparenz kann auch die Messung des Ionenfeedbacks der MicroCAT-Struktur in Kombination mit dem GEM zu großen Feldverhältnissen $\eta_{\text{MCAT}} = E_{\text{Trans}}/E_{\text{MCAT}}$ ausgedehnt werden. Die Bestimmung (Abb. C.52) erfolgt nach Gl. (C.33). Die Werte der „indirekten Messung“ mit der Kombination von MCAT und GEM stimmen sehr gut mit der „direkten Messung“ mit der MicroCAT-Struktur alleine überein. Weiterhin fällt auf, dass die Simulation für größere Werte von η_{MCAT} ebenfalls sehr gut mit den Messwerten übereinstimmt. Die beginnende Parallelplattenverstärkung zwischen GEM und MicroCAT führt bei sehr hohen Transferfeldern zu einem scheinbaren Anstieg des Ionenfeedbacks δ_{MCAT} .

Bei der Kombination des GEMs mit anderen Mikrostrukturen tritt auch die Variable $\delta_{2\text{-GEM}}$ auf, die das Ionenfeedback für Ionen beschreibt, die unterhalb der GEM-Struktur, z.B. wie hier vom MicroCAT, produziert werden. Im Gegensatz zu $\delta_{1\text{-GEM}}$ ist der simulative Zugang zu $\delta_{2\text{-GEM}}$ einfacher. Gemittelt über viele Löcher der MicroCAT- und der GEM-Struktur können gleichverteilte Startpositionen der Ionen unterhalb der GEM-Struktur angenommen werden. Dann werden – ähnlich der Ionenfeedbacksimulation

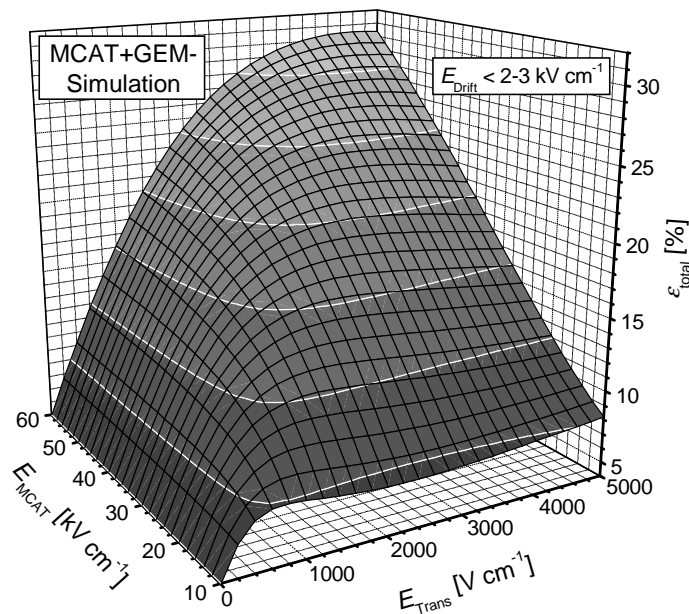


Abbildung C.51: Darstellung von $\varepsilon_{\text{total}}$, berechnet als Produkt ($\varepsilon_{2\text{-GEM}} \varepsilon_{\text{MCAT}}$), als Funktion von E_{Trans} und E_{MCAT} .

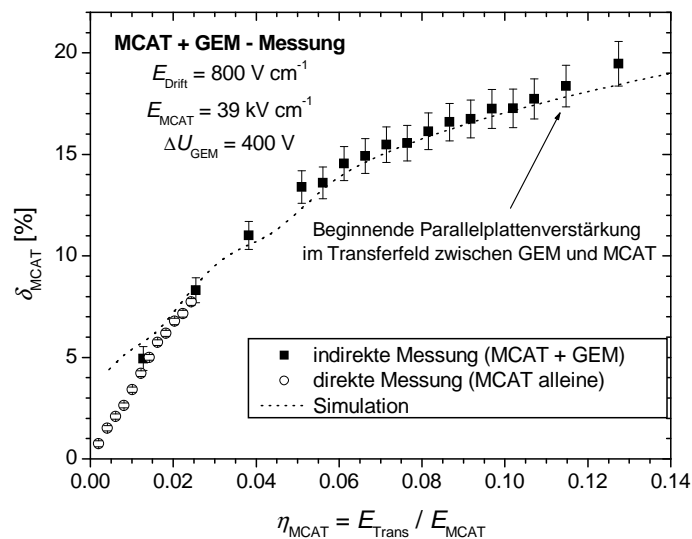


Abbildung C.52: Indirekte Messung des Ionenfeedbacks δ_{MCAT} als Funktion des Feldverhältnisses η_{MCAT} und Vergleich mit der direkten Messung und mit der Simulation.

der MicroCAT-Strukturen – die RK-Driftlinien der Ionen verfolgt. Abb. C.53 zeigt die Simulationsergebnisse von $\delta_{2\text{-GEM}}$ als Funktion des Drift- bzw. des Transferfelds. Es ergibt sich ein nahezu linearer Anstieg von $\delta_{2\text{-GEM}}$ als Funktion des Driftfelds. Steigende Transferfelder hingegen dämpfen das Ionenfeedback. Dieses Verhalten legt die Vermutung nahe, dass $\delta_{2\text{-GEM}}$ eine Funktion von η_{GEM} ist (Abb. C.54). Dies gilt für die Simulationsdaten aber nur in sehr grober Näherung. Erhöht man die GEM-Spannung, ist mit einem Anstieg von $\delta_{2\text{-GEM}}$ zu rechnen (Abb. C.55).

Die experimentelle Bestimmung der Variablen $\delta_{2\text{-GEM}}$ wird unter der Annahme vorgenommen, dass die Variable $\delta_{1\text{-GEM}}$, die das Ionenfeedback für Ionen aus der Verstärkungsregion des GEMs bezeichnet, bekannt ist und sich durch die Kombination mit dem MicroCAT nicht ändert; die Berechnung erfolgt

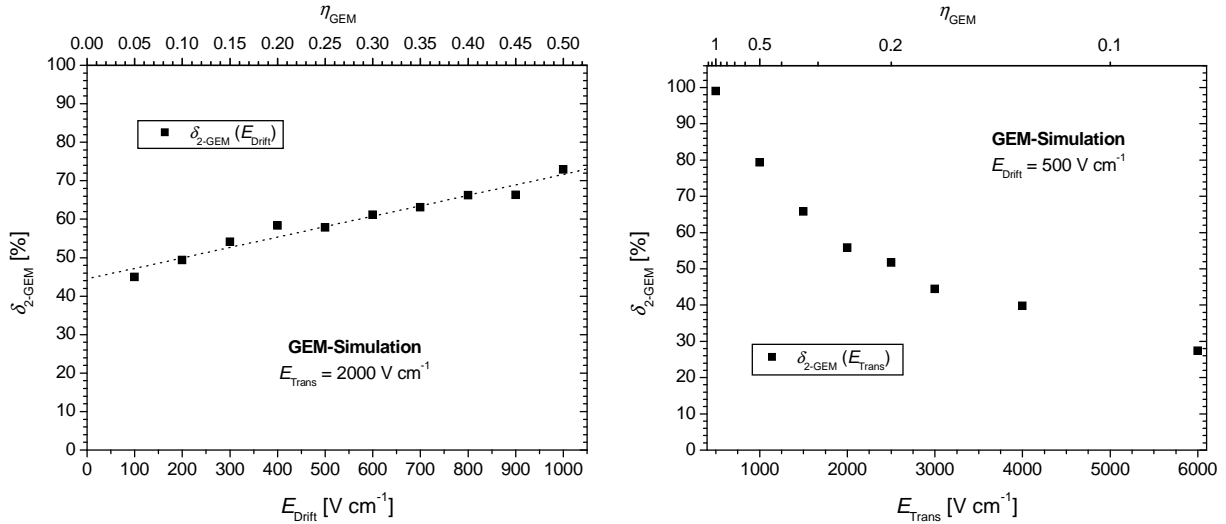


Abbildung C.53: Simulation des Ionenfeedbacks δ_{2-GEM} als Funktion des Driftfelds (links) bzw. der Transferfelds (rechts).

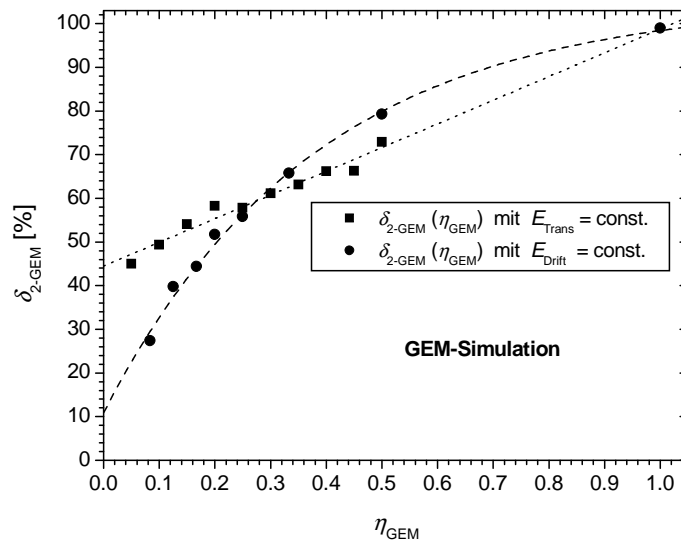


Abbildung C.54: Simulation des Ionenfeedbacks δ_{2-GEM} als Funktion von η_{GEM} , berechnet mit konstantem Driftfeld von 500 V cm^{-1} bzw. mit konstantem Transferfeld von 2 kV cm^{-1} .

nach Gl. (C.34). Die Messergebnisse sind im linken Graphen von Abb. C.56 für zwei verschiedene Driftfelder E_{Drift} zusammengefasst. Man erkennt eine starke Abhängigkeit sowohl vom Transfer- als auch vom Driftfeld. Der rechte Graph in Abb. C.56 verdeutlicht, dass sich das gemessene Ionenfeedback δ_{2-GEM} als bloße Funktion des Feldverhältnisses $\eta_{GEM} = E_{Drift}/E_{Trans}$ ausdrücken lässt. Dieses Ergebnis wird von der Simulation nicht ohne Einschränkungen unterstützt (s.o.) und mag auch nur über einen beschränkten Bereich der Felder gelten. Bei den hier vorgestellten Messungen ändert sich das Driftfeld nicht sehr stark. Es wäre denkbar, dass δ_{2-GEM} bei einem Drift- und Transferfeld von 2 kV cm^{-1} respektive $\eta_{GEM} = 1$ einen deutlich anderen Wert annimmt als den gemessenen Wert von $\sim 70\%$ bei $E_{Drift} < 1 \text{ kV cm}^{-1}$ (entnommen aus Abb. C.56).

Nichtsdestotrotz lässt sich das Verhalten von δ_{2-GEM} mit dem des Ionenfeedbacks δ_{MCAT} (Abb. C.52) vergleichen. Bedingt durch die unterschiedlichen Potentiale an oberer und unterer GEM-Elektrode, die das große Verstärkungsfeld im Loch erzeugen, werden die Ionen aber deutlich stärker in den Konversionsraum gezogen, als dies bei der MicroCAT-Struktur der Fall ist.

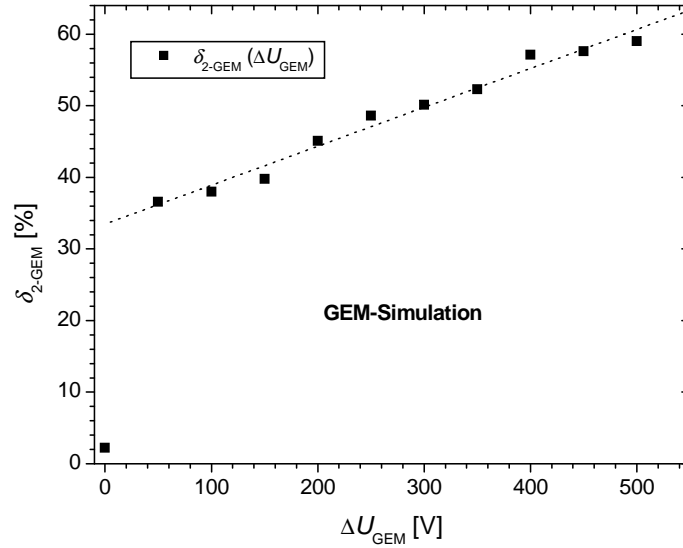


Abbildung C.55: Simulation des Ionenfeedbacks $\delta_{2\text{-GEM}}$ als Funktion der GEM-Spannung, berechnet mit konstantem Driftfeld von 500 V cm^{-1} und mit konstantem Transferfeld von 2 kV cm^{-1} .

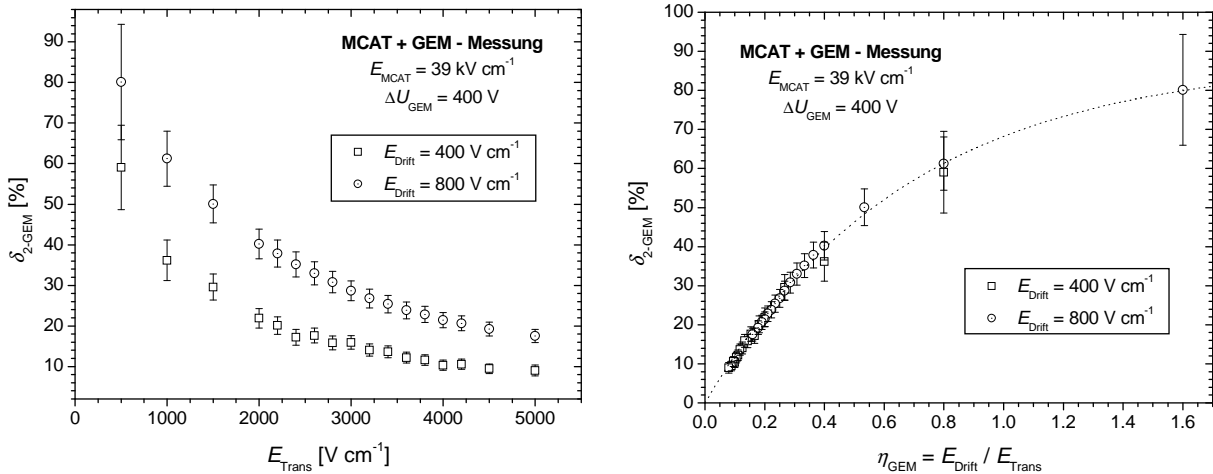


Abbildung C.56: Messung des Ionenfeedbacks $\delta_{2\text{-GEM}}$ als Funktion des Transferfelds (links) und als Funktion des Feldverhältnisses $\eta_{\text{GEM}} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{Trans}}$ (rechts). Zur Bestimmung von $\delta_{2\text{-GEM}}$ wurde für $\delta_{1\text{-GEM}}$ ein Wert von 10 % bei $E_{\text{Drift}} = 800 \text{ V cm}^{-1}$ bzw. von 5 % bei $E_{\text{Drift}} = 400 \text{ V cm}^{-1}$ eingesetzt.

Um ein Maß dafür zu bekommen, welcher Anteil der an der Anode gemessenen Ladung als positive Ionenladung an der Driftkathode gemessen wird, wird ein Gesamtionenfeedback δ_{total} nach Gl. (C.36) eingeführt. Die gemessenen Werte von δ_{total} als Funktion des Transferfelds für vier verschiedene Driftfelder sind in Abb. C.57 dargestellt. Den Messwerten kann man entnehmen, dass das Ionenfeedback δ_{total} für $\eta_{\text{GEM}} \approx 0.5$ maximal wird. Insbesondere hohe Transferfelder reduzieren das Ionenfeedback.

Da das Ionenfeedback δ_{total} näherungsweise eine Funktion zweier Variablen, nämlich η_{GEM} und η_{MCAT} ist, ist eine systematische Untersuchung schwierig. Um die Lage zu vereinfachen, wird auf die Ergebnisse der vorigen Abschnitte zurückgegriffen. Durch die Näherung $\delta_{\text{total}} \approx \delta_{\text{MCAT}} \delta_{2\text{-GEM}}$ [vgl. Gl. (C.38)] und die Kenntnis der Einzeltransparenzen δ_{MCAT} und $\delta_{2\text{-GEM}}$ kann das Ionenfeedback durch das Produkt dieser beiden Variablen beschrieben werden. Als Parametrisierung von δ_{MCAT} bzw. $\delta_{2\text{-GEM}}$ werden einfache Fitfunktionen zu Hilfe genommen, die die Kurvenverläufe gut beschreiben (vgl. Abschnitt C.4). Die Ergebnisse des Produkts sind in Abb. C.58 dargestellt. Der Vergleich mit der direkten Messung (Abb. C.57) zeigt eine recht gute Übereinstimmung des Kurvenverlaufs; das Maximum von δ_{total} wird gut wiederge-

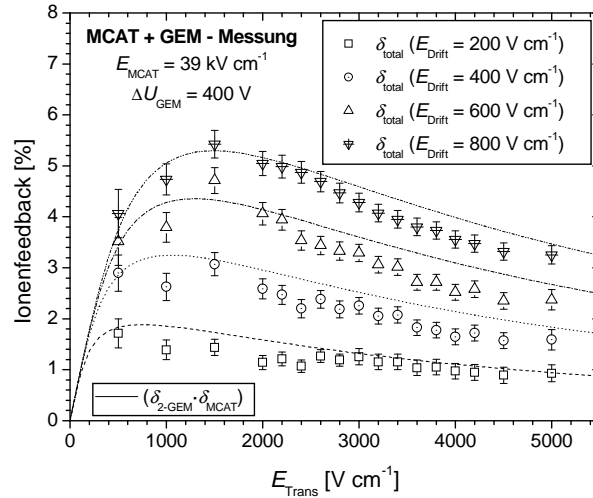


Abbildung C.57: Messung des Ionenfeedbacks δ_{total} als Funktion des Transferfelds und Vergleich mit den errechneten Werten von $(\delta_{2\text{-GEM}} \delta_{\text{MCAT}})$.

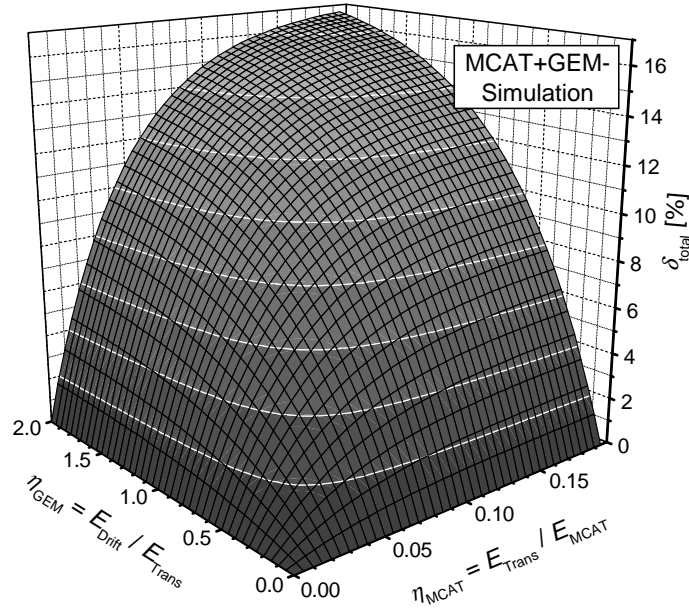


Abbildung C.58: Darstellung von δ_{total} , berechnet als Produkt $(\delta_{2\text{-GEM}} \delta_{\text{MCAT}})$, als Funktion von η_{GEM} und η_{MCAT} .

geben. Bei größeren Driftfeldern und gleichzeitig größeren Transferfeldern weicht die Rechnung allerdings systematisch leicht von den Messwerten ab. Abb. C.59 zeigt nochmals eindimensionale Schnitte aus δ_{total} als Funktion des Driftfelds (Transferfelds) bei konstantem Transferfeld (Driftfeld). Generell sorgen hohe Transferfelder $E_{\text{Trans}} > 3 \text{ kV cm}^{-1}$ für eine bessere Unterdrückung des Ionenfeedbacks. Bei der Betrachtung des Produktes $(\delta_{2\text{-GEM}} \delta_{\text{MCAT}})$ muss aber immer berücksichtigt werden, dass es sich hierbei nur um eine Näherung nach Gl. (C.38) handelt. Im Einzelfall muss geprüft werden, ob die Näherungsbedingung in ausreichendem Maße erfüllt ist.

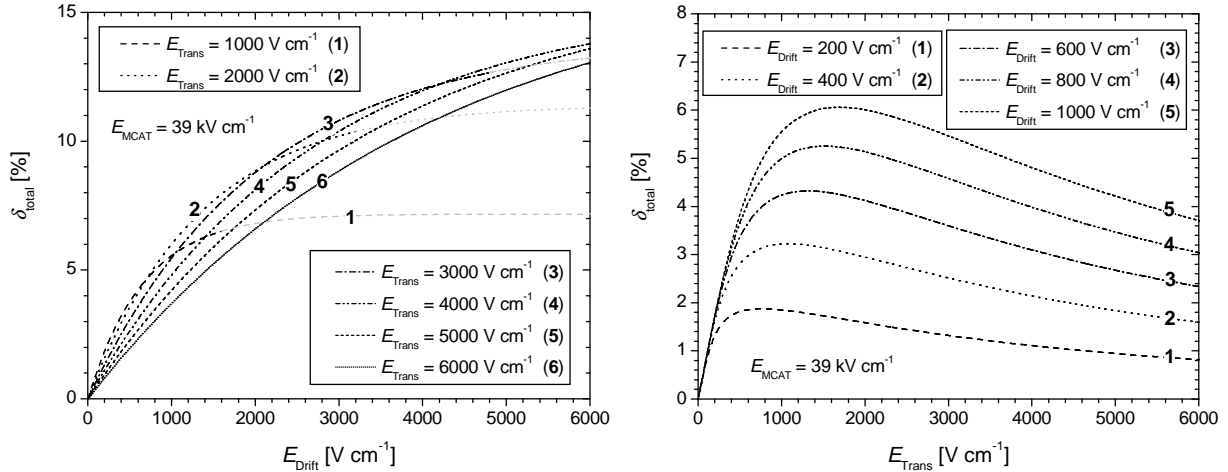


Abbildung C.59: Ionenfeedback δ_{total} als Funktion des Driftfelds bei sechs verschiedenen Transferfeldern (links) und als Funktion des Transferfelds bei fünf verschiedenen Driftfeldern (rechts). Die grau gezeichneten Linien liegen außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Fitfunktionen $\delta_{2\text{-GEM}}$ bzw. δ_{MCAT} .

C.1.7 Zweifach-GEM

Die Beschreibung des Ladungstransfers in der Zweifach-GEM-Geometrie gestaltet sich noch schwieriger als die Behandlung der MCAT-GEM-Kombination. Durch Mangel an Strommessgeräten konnten nicht mehr alle Ströme gemessen werden. Daher beschränkt sich die Messung auf die Ströme an Driftkathode und Anode, die wie folgt mit dem Ladungstransfer verknüpft sind:

$$I_{\text{Driftkathode}} = I_0 + \delta_{1\text{-GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_1} (G_{\text{GEM}_1} - 1) I_0 + \delta_{2\text{-GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_1} \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} \delta_{1\text{-GEM}_2} \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} (G_{\text{GEM}_2} - 1) I_0 \quad (\text{C.40})$$

$$I_{\text{Anode}} = -\varepsilon_{1\text{-GEM}_1} \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \varepsilon_{2\text{-GEM}_2} G_{\text{GEM}_2} I_0 \quad (\text{C.41})$$

Die Nomenklatur der Variablen schließt sich den vorherigen Abschnitten an. Die obere der beiden GEM-Strukturen wird als GEM_1 bezeichnet; der Ladungstransfer und die Verstärkung dieser Struktur wird also mit GEM_1 indiziert. Analog wird der untere GEM als GEM_2 bezeichnet.

Mit $\varepsilon_{1\text{-GEM}_1} = 1$, $(G_{\text{GEM}_1} - 1) \approx G_{\text{GEM}_1}$ und $(G_{\text{GEM}_2} - 1) \approx G_{\text{GEM}_2}$ und unter Verwendung der Beziehung

$$G_{\text{eff}} = \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \varepsilon_{2\text{-GEM}_2} G_{\text{GEM}_2} \quad (\text{C.42})$$

schreiben sich die Gleichungen (C.40) und (C.41) wie folgt:

$$I_{\text{Driftkathode}} = (1 + \delta_{1\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} + \delta_{1\text{-GEM}_2} \delta_{2\text{-GEM}_1} G_{\text{eff}} \varepsilon_{2\text{-GEM}_2}^{-1}) I_0 \quad (\text{C.43})$$

$$I_{\text{Anode}} = -G_{\text{eff}} I_0 \quad (\text{C.44})$$

Aufgelöst nach G_{eff} und $\delta_{\text{total}} = -I_{\text{Driftkathode}}/I_{\text{Anode}}$ ergibt sich:

$$G_{\text{eff}} = -\frac{I_{\text{Anode}}}{I_0} \quad (\text{C.45})$$

$$\delta_{\text{total}} = \frac{1 + \delta_{1\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} + \delta_{1\text{-GEM}_2} \delta_{2\text{-GEM}_1} G_{\text{eff}} \varepsilon_{2\text{-GEM}_2}^{-1}}{G_{\text{eff}}} \quad (\text{C.46})$$

Für die Bedingungen

$$\begin{aligned} 1. \quad & G_{\text{GEM}_1} > \delta_{1\text{-GEM}_1}^{-1} \\ 2. \quad & (\varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} \delta_{1\text{-GEM}_2} \delta_{2\text{-GEM}_1} \delta_{1\text{-GEM}_1}^{-1} G_{\text{GEM}_2}) \gg 1 \end{aligned} \quad (\text{C.47})$$

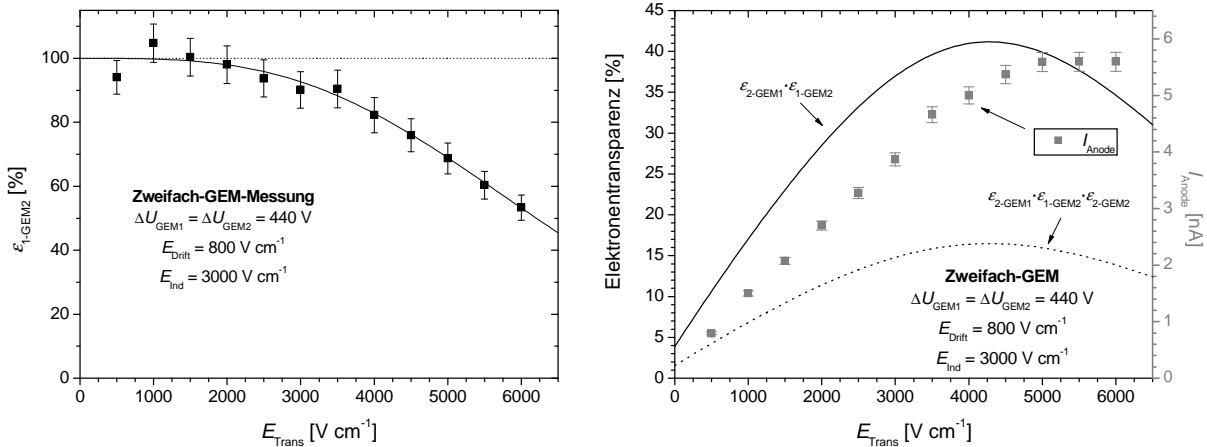


Abbildung C.60: Links: ε_{1-GEM_2} als Funktion des Transferfelds bei konstanten GEM-Spannungen. Die glatte Funktion ist eine beliebige Fit-Funktion. Rechts: Produkt ($\varepsilon_{2-GEM_1} \varepsilon_{1-GEM_2}$) und Anodenstrom I_{Anode} als Funktion des Transferfelds.

vereinfacht sich Gl. (C.46) zu:

$$\delta_{total} \approx \frac{\delta_{1-GEM_2} \delta_{2-GEM_1}}{\varepsilon_{2-GEM_2}}. \quad (C.48)$$

C.1.7.1 Elektronentransparenz

Die Gesamtelektronentransparenz lässt sich im Falle der Zweifach-GEM-Geometrie als Produkt der vier Einzeltransparenzen auffassen:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{total}(E_{Drift}, \Delta U_{GEM_1}, G_{GEM_1}, E_{Trans}, \Delta U_{GEM_2}, G_{GEM_2}, E_{Ind}) \\ = \varepsilon_{1-GEM_1}(E_{Drift}, \Delta U_{GEM_1}) \varepsilon_{2-GEM_1}(E_{Trans}, G_{GEM_1}) \\ \cdot \varepsilon_{1-GEM_2}(E_{Trans}, \Delta U_{GEM_2}) \varepsilon_{2-GEM_2}(E_{Ind}, G_{GEM_2}). \end{aligned} \quad (C.49)$$

Bezüglich der Abhängigkeiten der Einzeltransparenzen von den Feldern, Potentialen und Verstärkungen wurden die bereits in Abschnitt 4.2.1.2 eingeführten vereinfachten Annahmen übernommen. Für die gebräuchlichen Driftfelder bei dem in dieser Arbeit getesteten Detektor kann man davon ausgehen, dass für den ersten Faktor $\varepsilon_{1-GEM_1} = 1$ gilt. Der Verlauf der Funktion ε_{2-GEM_x} wurde bereits in Abschnitt C.1.5.1.2 bestimmt. Was noch benötigt wird, ist allerdings der Faktor $\varepsilon_{1-GEM_2}(E_{Trans}, \Delta U_{GEM_2})$; diese Transparenz wird, ähnlich der der MicroCAT-Struktur, für höhere Felder oberhalb der Mikrostruktur abfallen; dies würde im Übrigen auch für ε_{1-GEM_1} erwartet, wenn man hinreichend hohe Driftfelder anlegt (vgl. Abb. C.35). Eine Abschätzung der Funktion $\varepsilon_{1-GEM_2}(E_{Trans})$ für eine konstante GEM-Spannung von $\Delta U_{GEM_2} = 440\ V$ wird wie folgt vorgenommen: Der gemessene Anodenstrom wird auf die Verluste durch ε_{2-GEM_2} [Parametrisierung (C.69)] und auf die Verstärkungsänderung durch die Erhöhung des Transferfeldes [Parametrisierung (C.73)] korrigiert. Anschließend wird die Funktion (etwas willkürlich) für kleine Transferfelder auf 1 renormalisiert (Abb. C.60). Dem Transferfeld wird also ein besonderes Gewicht beigemessen: Zum einen steigt ε_{2-GEM_1} an, zum anderen fällt aber ε_{1-GEM_2} ab mit steigendem Transferfeld. Das Produkt aus beiden Funktionen ist im rechten Graphen in Abb. C.60 dargestellt. Die maximale Transparenz wird bei einem Transferfeld von rund $E_{Trans} \approx 4\text{--}5\ kV\ cm^{-1}$ erwartet. Im Vergleich steigt der gemessene Anodenstrom noch weiter an; dies ist auf die steigende Verstärkung bei höheren Transferfeldern zu erklären (auf genau diesen Effekt wurde ja zuvor korrigiert). Zur Berechnung der Gesamttransparenz ε_{total} muss zusätzlich noch der letzte Faktor ε_{2-GEM_2} in Gl. (C.49), der eine Funktion des Induktionsfelds ist, berücksichtigt werden. Da es sich dabei um eine monoton steigende Funktion handelt, rufen große Induktionsfelder große Gesamttransparenzen hervor. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass die Gesamttransparenz nicht direkt gemessen werden konnte. Durch das Zurückgreifen auf viele Variablen, die in einem leicht veränderten Aufbau gemessen wurden, ist das Abschätzen des Fehlers schwierig. Einen

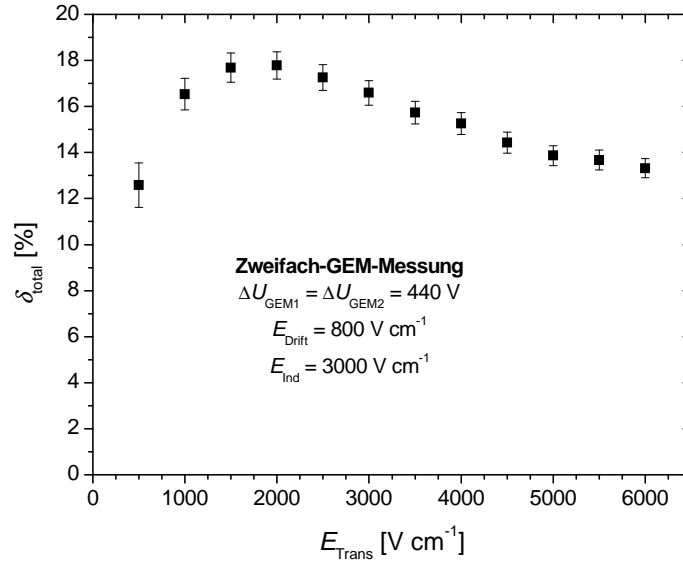


Abbildung C.61: Messung des Ionenfeedbacks δ_{total} als Funktion des Transferfelds.

besonderen Einfluss auf den Fehler übt auch der Abstand zwischen den einzelnen Elektroden aus. Durch Abstandsvariationen wird die Größe des Transfer- und des Induktionsfelds stark beeinflusst.

C.1.7.2 Ionenfeedback

Deutlich interessanter als die Elektronentransparenz ist die Abhängigkeit des Gesamtionenfeedbacks von den elektrischen Feldern. Für das Gesamtionenfeedback [Gl. (C.46)] ist ebenfalls das Transferfeld von großer Bedeutung. Während durch die Abhängigkeit von $\delta_{1-\text{GEM}_1}$ und $\delta_{2-\text{GEM}_1}$ vom Driftfeld E_{Drift} bzw. vom Feldverhältnis $\eta_{\text{GEM}_1} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{Trans}}$ das Gesamtionenfeedback näherungsweise linear mit steigendem Driftfeld anwächst, ist die Bedeutung von E_{Trans} komplizierter, da nicht nur das Ionenfeedback sondern auch die effektive Gesamtverstärkung durch dieses Feld stark beeinflusst wird. Abb. C.61 zeigt die Messergebnisse des totalen Ionenfeedbacks δ_{total} , berechnet nach Gl. (C.46). Nach einem schnellen Anstieg wird bei Transferfeldern von etwa $E_{\text{Trans}} \approx 2 \text{ kV cm}^{-1}$ ein Maximum erreicht. Danach folgt ein Abfall bis hin zu Transferfeldern im Bereich von 5–6 kV cm^{-1} .

Im Folgenden soll nun eine Abschätzung des Einflusses der Felder auf die Größe δ_{total} erfolgen. Um generelle Aussagen über den Kurvenverlauf bei anderen Drift- und Transferfeldern machen zu können, ist eine Kenntnis von $\delta_{1-\text{GEM}_2}$ bis zu hohen Transferfeldern nötig. Wiederum besteht nun das Problem, dass man diese Größe nicht direkt messen kann. Aus diesem Grunde wird durch Umformen von Gl. (C.48) und Einsetzen einer Parametrisierung von $\delta_{2-\text{GEM}_1}$, gemessen in Abschnitt C.1.6.2, die Größe $\delta_{1-\text{GEM}_2}$ als Funktion des Transferfelds für ein festes Induktionsfeld von $E_{\text{Ind}} = 3 \text{ kV cm}^{-1}$ berechnet:

$$\delta_{1-\text{GEM}_2} = \frac{\delta_{\text{total}} \varepsilon_{2-\text{GEM}_2}}{\delta_{2-\text{GEM}_1}}. \quad (\text{C.50})$$

Der Wert für $\varepsilon_{2-\text{GEM}_2} = 0.4$ wird aus der Parametrisierung (C.69) übernommen. Das Resultat ist graphisch in Abb. C.62 dargestellt. Im Vergleich mit der direkten Messung mit einer einfachen GEM-Struktur fällt auf, dass der nun gemessene Wert für $\delta_{1-\text{GEM}_x}$ zu klein ist. Dafür kann zum einen eine Überschätzung von $\delta_{2-\text{GEM}_1}$, aber auch eine fehlerhafte Parametrisierung von $\varepsilon_{2-\text{GEM}_2}$ verantwortlich sein. Dennoch wird das Ergebnis verwendet, um zumindest eine grobe Abschätzung des Verhaltens von δ_{total} in Abhängigkeit der Drift- und Transferfelder durchführen zu können (Abb. C.63). Analog zur MCAT-GEM-Kombination rückt das Maximum des Ionenfeedbacks bei höheren Driftfeldern auch zu höheren Transferfeldern. Prinzipiell sind immer sehr hohe Transferfelder nötig, um den Anteil der in den Konversionsraum driftenden Ionen möglichst gering zu halten. Allerdings führen Transferfelder ab einer gewissen Schwelle – z.B. ca.

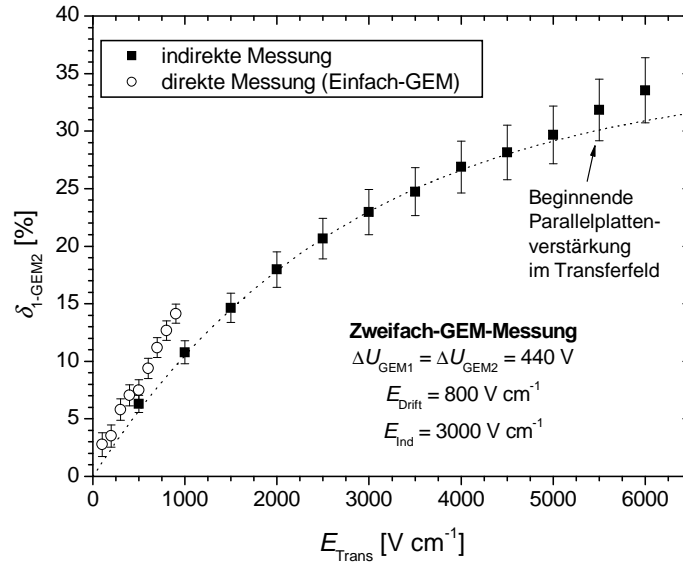


Abbildung C.62: Berechnung des Ionenfeedbacks δ_{1-GEM_2} als Funktion des Transferfelds und Vergleich mit den direkt gemessenen Werten von δ_{1-GEM} in einer Einfach-GEM-Konfiguration.

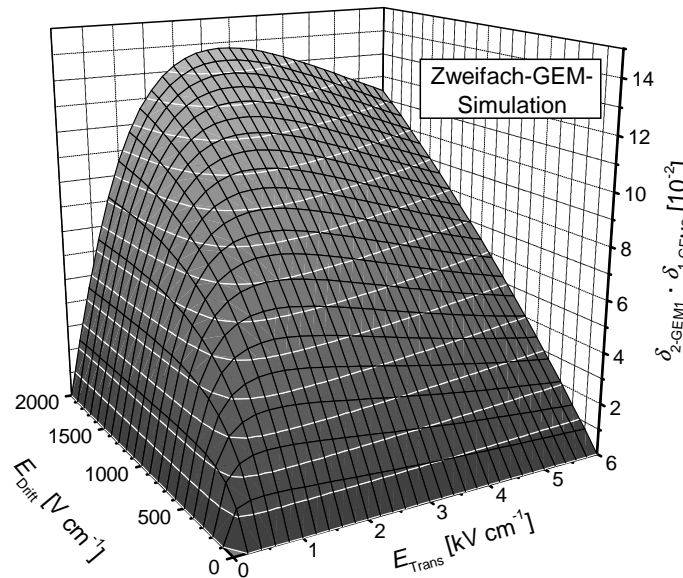


Abbildung C.63: Berechnung des Produktes ($\delta_{2-GEM_1} \delta_{1-GEM_2}$) als Funktion des Drift- und des Transferfelds.

6 kV cm^{-1} in Ar/CO_2 (90/10) – zu Parallelplattenverstärkung zwischen den GEMs. Dadurch wird ein stabiler Detektorbetrieb sehr stark eingeschränkt.

Die Näherung $\delta_{\text{total}} \propto (\delta_{1-GEM_2} \delta_{2-GEM_1})$ wurde unter zwei Bedingungen aufgestellt [Gl. (C.47)]. Die erste Bedingung, $G_{GEM_1} > \delta_{1-GEM_1}^{-1}$, ist für typische GEM-Verstärkungen von $G_{GEM} \gtrsim 50$ eigentlich immer erfüllt. Die zweite Bedingung stellt eine größere Einschränkung dar. Abb. C.64 zeigt den graphischen Verlauf von $\alpha = \varepsilon_{1-GEM_2} \varepsilon_{2-GEM_1} \delta_{1-GEM_2} \delta_{2-GEM_1} \delta_{1-GEM_1}^{-1}$ als Funktion vom Drift- und Transferfeld. Die Bedingung $\alpha G_{GEM_2} \gg 1$ ist entweder nur für sehr hohe Verstärkungen G_{GEM_2} oder für größere Werte von α erfüllt. Somit sind die berechneten Werte für δ_{total} (Abb. C.63) bei kleinen Transfer- und großen Driftfeldern nur eingeschränkt gültig.

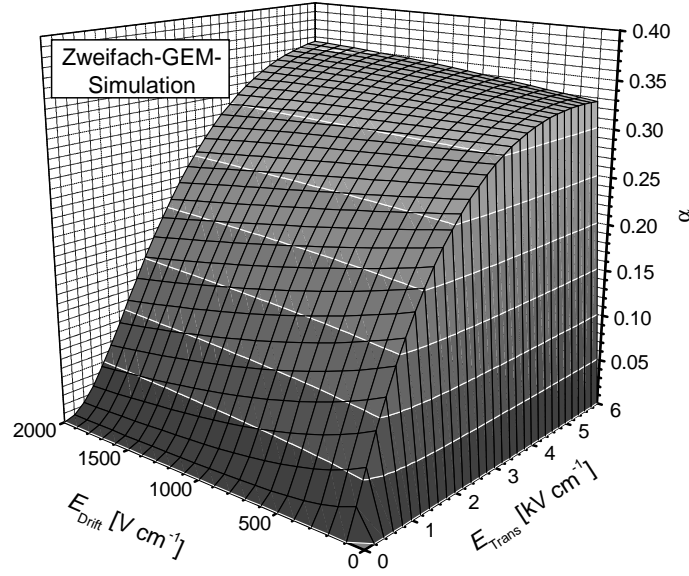


Abbildung C.64: Berechnung von $\alpha = \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} \delta_{1\text{-GEM}_2} \delta_{2\text{-GEM}_1} \delta_{1\text{-GEM}_1}^{-1}$ als Funktion des Drift- und des Transferfelds.

C.1.8 Dreifach-GEM

Eine systematische Auswertung der Strombeziehungen für die Dreifach-GEM-Geometrie ist nur unter sehr hohem Aufwand möglich. Im Prinzip werden auch keine neuen Abhängigkeiten des Ladungstransfers der individuellen Mikrostrukturen erwartet. Besonders Einzelbetrachtungen der Elektronentransparenz werden in diesem Abschnitt nicht mehr durchgeführt. Vielmehr werden viele der bereits diskutierten Ergebnisse der Einzel- oder Zweifach-GEM-Geometrie verwendet, um das Verhalten des Dreifach-GEMs zu erklären, die Messergebnisse zu erläutern und eine durchdachte Wahl der elektrischen Felder in Bezug auf einen optimierten Ladungstransfer zu treffen.

Gleichsam den oben beschriebenen Überlegungen zum Zweifach-GEM können auch die Beziehungen zwischen dem Ladungstransfer und den Strömen an Driftkathode und Anode für den Dreifach-GEM aufgestellt werden:

$$I_{\text{Driftkathode}} \approx \left(1 + \delta_{1\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} + \delta_{2\text{-GEM}_1} \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \delta_{1\text{-GEM}_2} G_{\text{GEM}_2} + \delta_{2\text{-GEM}_1} \delta_{2\text{-GEM}_2} \delta_{1\text{-GEM}_3} \varepsilon_{2\text{-GEM}_3}^{-1} G_{\text{eff}} \right) I_0 \quad (\text{C.51})$$

$$I_{\text{Anode}} = -G_{\text{eff}} I_0 \quad (\text{C.52})$$

Die effektive Verstärkung G_{eff} , die totale Elektronentransparenz $\varepsilon_{\text{total}}$ und das totale Ionenfeedback δ_{total} werden wie folgt definiert:

$$G_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{total}} \prod_{i=1}^3 G_{\text{GEM}_i} \quad (\text{C.53})$$

$$\varepsilon_{\text{total}} = \prod_{i=1}^3 \varepsilon_{1\text{-GEM}_i} \varepsilon_{2\text{-GEM}_i} \quad (\text{C.54})$$

$$\delta_{\text{total}} = -\frac{I_{\text{Driftkathode}}}{I_{\text{Anode}}} \quad (\text{C.55})$$

Aus (C.51)–(C.55) folgt:

$$G_{\text{eff}} = -\frac{I_{\text{Anode}}}{I_0} \quad (\text{C.56})$$

$$\delta_{\text{total}} = \frac{1}{G_{\text{eff}}} \left(1 + \delta_{1\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} + \delta_{2\text{-GEM}_1} \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} G_{\text{GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \delta_{1\text{-GEM}_2} G_{\text{GEM}_2} \right. \\ \left. + \delta_{2\text{-GEM}_1} \delta_{2\text{-GEM}_2} \delta_{1\text{-GEM}_3} \varepsilon_{2\text{-GEM}_3}^{-1} G_{\text{eff}} \right) \quad (\text{C.57})$$

Für die Bedingungen

1. $G_{\text{GEM}_1} > \delta_{1\text{-GEM}_1}^{-1}$
2. $(\delta_{2\text{-GEM}_1} \varepsilon_{2\text{-GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \delta_{1\text{-GEM}_2} \delta_{1\text{-GEM}_1}^{-1} G_{\text{GEM}_2}) \gg 1$
3. $(\delta_{2\text{-GEM}_2} \varepsilon_{2\text{-GEM}_2} \varepsilon_{1\text{-GEM}_3} \delta_{1\text{-GEM}_3} \delta_{1\text{-GEM}_2}^{-1} G_{\text{GEM}_3}) \gg 1$

(C.58)

vereinfacht sich Gl. (C.57) zu:

$$\delta_{\text{total}} \approx \frac{\delta_{2\text{-GEM}_1} \delta_{2\text{-GEM}_2} \delta_{1\text{-GEM}_3}}{\varepsilon_{2\text{-GEM}_3}}. \quad (\text{C.59})$$

C.1.8.1 Elektronentransparenz

Die Gesamtelektronentransparenz setzt sich nach Gl. (C.54) multiplikativ aus den Einzeltransparenzen der drei GEMs zusammen. Die Abhängigkeiten der Einzeltransparenzen wurden bereits in den Abschnitten C.1.5–C.1.7 diskutiert. Genaue quantitative Aussagen über die Gesamttransparenz können aber nur gemacht werden, wenn hinreichend gute Parametrisierungen der Einzeltransparenzen vorhanden wären, die sämtliche Randbedingungen, d.h. die genaue Abhängigkeit von den elektrischen Feldern, den GEM-Spannungen und den Gasparametern, mitberücksichtigen.

Generell wird die Elektronentransparenz in der Dreifach-GEM-Geometrie durch die vier elektrischen Felder E_{Drift} , E_{Trans_1} , E_{Trans_2} und E_{Ind} beeinflusst. Der Einfluss des Driftfelds auf die Gesamttransparenz ist allerdings im Bereich von $0 < E_{\text{Drift}} < 2\text{--}3 \text{ kV cm}^{-1}$ absolut zu vernachlässigen, da die oberste GEM-Struktur bei üblichen Betriebsspannungen eine Transparenz von $\varepsilon_{1\text{-GEM}_1}(E_{\text{Drift}}) \approx 1$ aufweist. Ein steigendes Induktionsfeld E_{Ind} unterhalb der untersten der drei GEM-Strukturen führt zu einem Anstieg der Gesamttransparenz proportional zu $\varepsilon_{2\text{-GEM}_3}(E_{\text{Ind}})$ (vgl. Abb. C.40). Den kritischsten Einfluss auf den Elektronentransfer üben die beiden Transferfelder aus, zum einen auf $\varepsilon_{2\text{-GEM}_1}(E_{\text{Trans}_1})$ und $\varepsilon_{1\text{-GEM}_2}(E_{\text{Trans}_1})$ und zum anderen auf $\varepsilon_{2\text{-GEM}_2}(E_{\text{Trans}_2})$ und $\varepsilon_{1\text{-GEM}_3}(E_{\text{Trans}_2})$. Abb. C.65 zeigt schematisch den Verlauf des Produktes $(\varepsilon_{2\text{-GEM}_1} \varepsilon_{1\text{-GEM}_2} \varepsilon_{2\text{-GEM}_2} \varepsilon_{1\text{-GEM}_3})$. Ähnlich wie bei der Zweifach-GEM-Konfiguration erwartet man einen maximalen Elektronentransfer bei Transferfeldern im Bereich zwischen $4\text{--}5 \text{ kV cm}^{-1}$.

Um die Gesamtelektronentransparenz experimentell zu untersuchen, wird der Anodenstrom betrachtet. Nach den Beziehungen (C.52)–(C.54) ist dieser Strom direkt proportional zu $\varepsilon_{\text{total}}$. Allerdings fließt auch der Einfluss der steigenden Verstärkung bei höheren Feldern direkt mit ein. Die gemessenen Anodenströme als Funktion des zweiten Transferfelds E_{Trans_2} bei drei verschiedenen Werten von E_{Trans_1} sind im linken Graphen in Abb. C.66 dargestellt. Es stellt sich ein Maximum ein, jedoch bei einem etwas kleineren Transferfeld E_{Trans_2} als erwartet. Dies könnte daran liegen, dass in Wahrheit der Abstand zwischen der zweiten und dritten GEM-Struktur kleiner und folglich das elektrische Feld größer war als hier beschrieben. Der sehr starke Anstieg bei einem Feld von $E_{\text{Trans}_2} = 6 \text{ kV cm}^{-1}$ ist auf die beginnende Parallelplattenverstärkung zwischen GEM₂ und GEM₃ zurückzuführen. Bis hin zu hohen Transferfeldern $E_{\text{Trans}_1} = 5 \text{ kV cm}^{-1}$ steigt der Anodenstrom an, was auf eine steigende Gesamttransparenz hindeutet. Wenn man von den in Abschnitt 4.2.1.2 beschriebenen, funktionellen Abhängigkeiten der Elektronentransparenzen ausgeht, wird man erwarten, dass sich die beiden Transferfelder außerdem symmetrisch gegenüber Vertauschung verhalten, d.h. dass die Gesamttransparenz – und somit auch der Anodenstrom – bei gegebenen Transferfeldern gleich der Gesamttransparenz bei vertauschten Transferfeldern sein sollte. Dies ist jedoch nicht ganz der Fall. Dies unterstreicht nochmals, dass es sich bei den stark vereinfachten funktionellen Abhängigkeiten um Näherungen handelt, die z.T. recht grob sind. Es zeigt sich, dass hohe

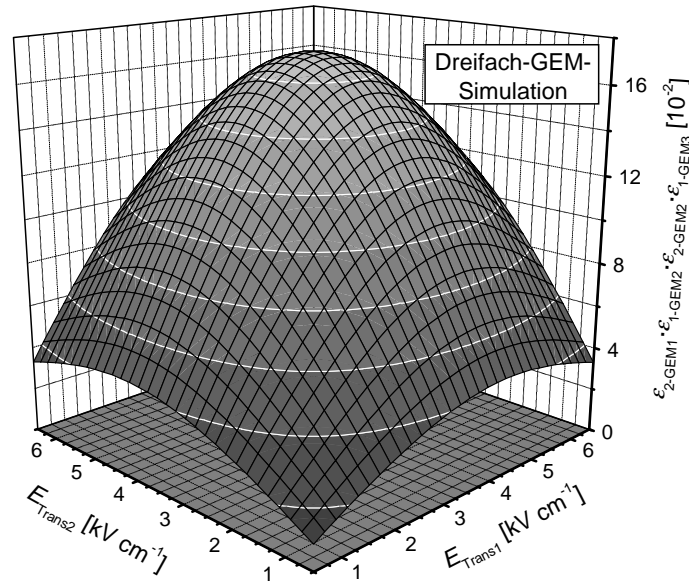


Abbildung C.65: Berechnung des Produktes $(\varepsilon_{2-GEM_1} \varepsilon_{1-GEM_2} \varepsilon_{2-GEM_2} \varepsilon_{1-GEM_3})$ als Funktion der Transferfelder E_{Trans_1} und E_{Trans_2} .

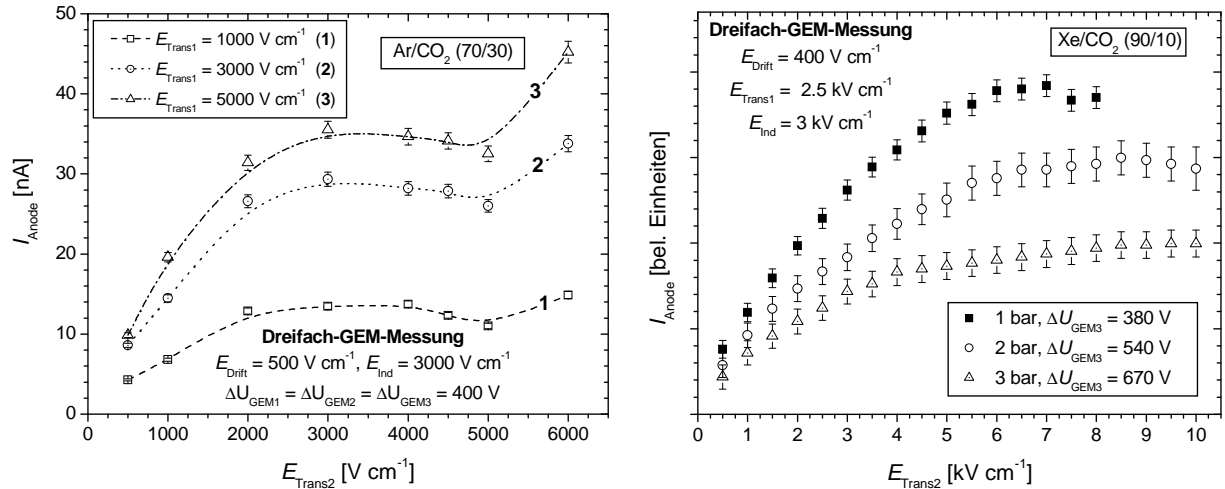


Abbildung C.66: Messung des Anodenstroms I_{Anode} als Funktion des Transferfelds E_{Trans_2} bei drei verschiedenen Feldern E_{Trans_1} (links) und für drei verschiedene Gasdrücke und GEM-Spannungen (rechts).

Felder E_{Trans_1} zwischen dem ersten und zweiten GEM bevorzugt werden sollten. Erhöht man die Spannung an der untersten GEM-Struktur, so steigt dessen Transparenz ε_{1-GEM_3} bei festem Wert von E_{Trans_2} . Deshalb rückt das Maximum des gemessenen Anodenstroms bei höheren GEM-Spannungen zu höheren Transferfeldern (rechter Graph in Abb. C.66).

C.1.8.2 Ionenfeedback

Analog zu den Betrachtungen der Gesamtelektronentransparenz sind auch für das Ionenfeedback keine genauen quantitativen Aussagen möglich. Allerdings kann wieder eine qualitative Beschreibung erfolgen, die besonders den Einfluss der Transferfelder näher untersucht.

Nach Gl. (C.57) und unter der Näherung (C.58) ist das Gesamtionenfeedback δ_{total} nach Gl. (C.59) proportional zum Produkt $[\delta_{2-GEM_1}(\eta_{GEM_1}) \delta_{2-GEM_2}(\eta_{GEM_2}) \delta_{1-GEM_3}(E_{Trans_2})]$. Die Abhängigkeit vom Driftfeld steckt dabei nur im ersten Faktor δ_{2-GEM_1} ; es wird daher erwartet, dass das Gesamtionenfeed-

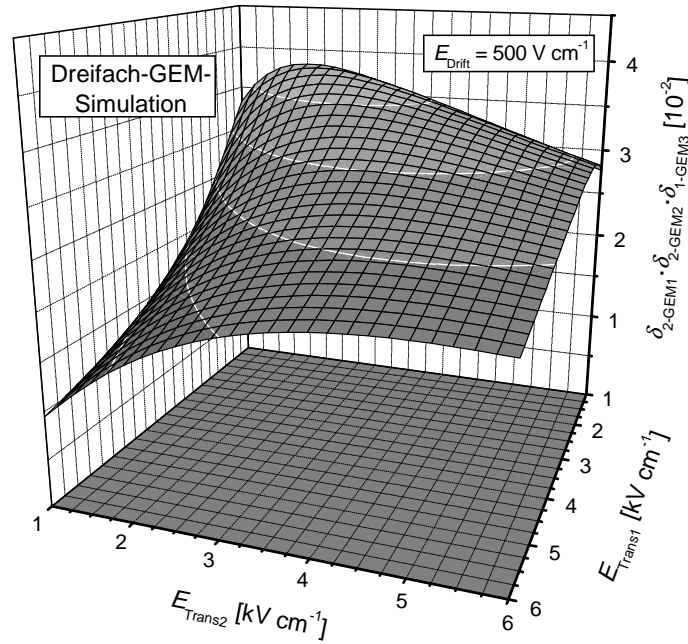


Abbildung C.67: Berechnung des Produktes ($\delta_{2-GEM1} \delta_{2-GEM2} \delta_{1-GEM3}$), das proportional zum totalen Ionenfeedback δ_{total} ist, als Funktion der Transferfelder E_{Trans1} und E_{Trans2} .

back für kleinere Driftfelder linear mit dem Driftfeld anwächst. Die beiden Transferfelder haben, ähnlich wie bei der Gesamtelektronentransparenz, einen erheblichen Einfluss auf die Ionenrückdrift zur Driftkathode. Aus diesem Grund wird das Produkt aus den drei einzelnen Faktoren, die in Abschnitt C.4 in parametrisierter Form vorliegen, als Funktion der Transferfelder bei festem Driftfeld untersucht. Die Darstellung des Produkts ist in Abb. C.67 abgebildet. Für ganz kleine Transferfelder E_{Trans1} und E_{Trans2} ist das Ionenfeedback δ_{total} zunächst klein, steigt dann bei etwas größeren Feldern an und erreicht ein Maximum. Für hohe Transferfelder wird das Ionenfeedback wieder kleiner.

Die Messung des totalen Ionenfeedbacks δ_{total} (Abb. C.68) bestätigt die vorhergesagte Abhängigkeit von den Transferfeldern. Jedoch stimmen lediglich der Verlauf zwischen Rechnung und Messung überein, die absoluten Zahlenwerte – die Werte der Simulation müssen noch durch ε_{2-GEM3} geteilt werden – weichen voneinander ab. Dies ist vor allem durch die zu ungenaue oder fehlerbehaftete Parametrisierung der Einzelfaktoren bedingt, aus denen sich das Gesamtionenfeedback errechnet. Ein weiterer Fehler kommt durch die Vernachlässigung von Termen durch die Näherung in Gl. (C.58) zustande.

Der nahezu lineare Anstieg mit steigendem Driftfeld wird von der Messung des totalen Ionenfeedbacks als Funktion des Driftfelds bestätigt (Abb. C.69). Um das totale Ionenfeedback δ_{total} , also den Betrag des Verhältnisses $I_{Driftkathode}/I_{Anode}$ noch weiter zu reduzieren, kann durch eine Erhöhung des Induktionsfelds der Anodenstrom vergrößert und somit der relative Anteil der zurückdriftenden Ionen verkleinert werden.

C.2 Effektive Gasverstärkung

C.2.1 Bereich

C.2.1.1 Einfach-GEM

Die Graphen in Abb. C.70–C.72 enthalten die Resultate der gemessenen effektiven Gasverstärkung einer einzelnen GEM-Struktur $G_{eff} = \varepsilon_{1-GEM} \varepsilon_{2-GEM} G_{GEM}$ als Funktion der GEM-Spannung in verschiedenen Gasmischungen und -drücken. Die Messungen wurden mit einem Driftfeld von 600 V cm^{-1} ($\varepsilon_{1-GEM} = 1$) und einem Transferfeld von 3600 V cm^{-1} ($\varepsilon_{2-GEM} = 0.35\text{--}0.45$) durchgeführt.

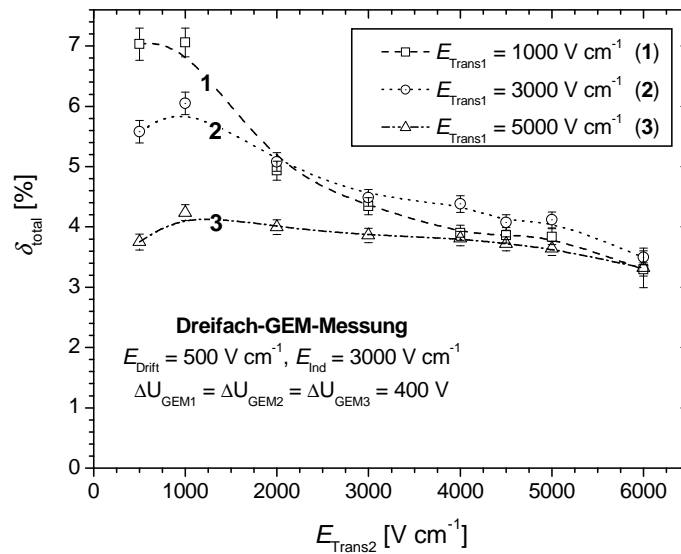


Abbildung C.68: Messung des totalen Ionenfeedbacks δ_{total} als Funktion des Transferfelds E_{Trans2} bei drei verschiedenen Transferfeldern E_{Trans1} .

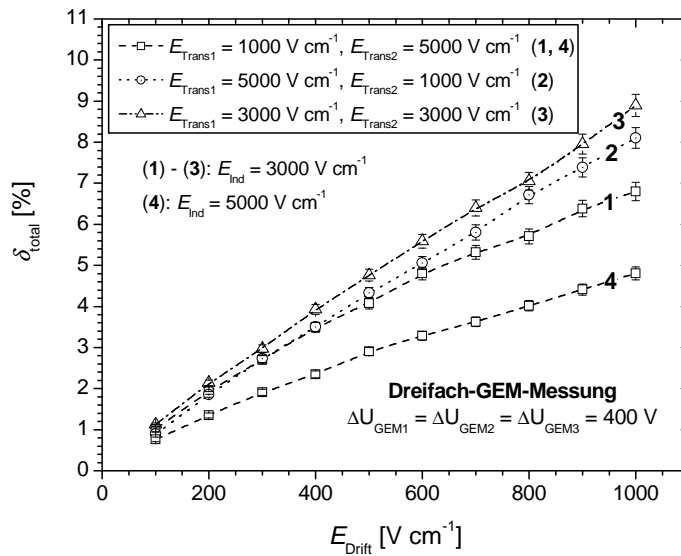


Abbildung C.69: Messung des totalen Ionenfeedbacks δ_{total} als Funktion des Driftfelds E_{Drift} bei drei verschiedenen Transferfeldkombinationen von E_{Trans1} und E_{Trans2} .

C.2.1.2 Dreifach-GEM

Die Graphen in Abb. C.73–C.75 enthalten die Ergebnisse der Gasverstärkungsmessungen der Dreifach-GEM-Konfiguration als Funktion der Spannung ΔU_{GEM2} in verschiedenen Gasmischungen und -drücken. Die Spannungen an den anderen beiden GEM-Strukturen sind 10 % höher bzw. niedriger und werden immer proportional angepasst. Das Driftfeld beträgt bei allen Messungen 400 V cm^{-1} , die beiden Transferfelder 2.5 kV cm^{-1} und das Induktionsfeld 3 kV cm^{-1} .

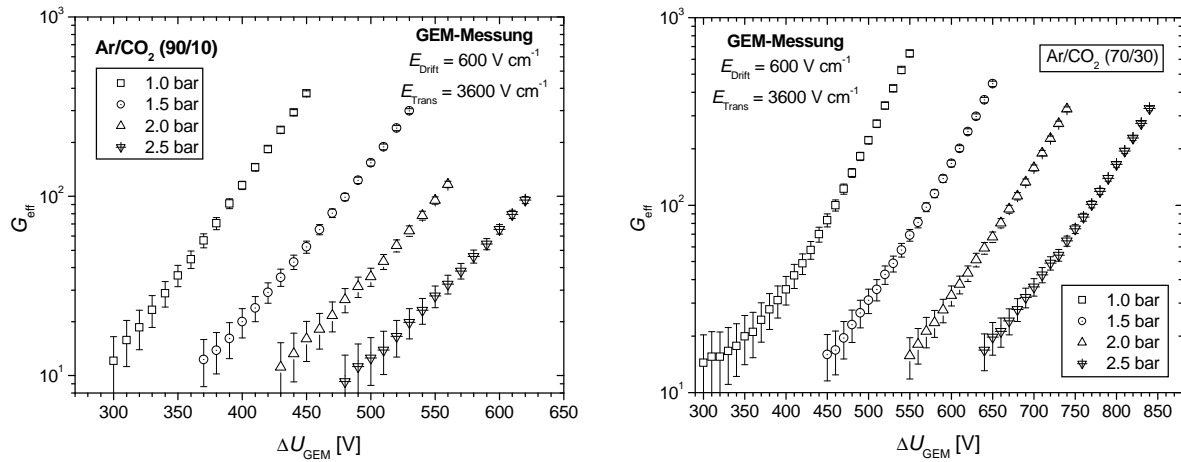


Abbildung C.70: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} einer einfachen GEM-Struktur als Funktion der GEM-Spannung in 1–2.5 bar Ar/CO₂ (90/10) (links) und Ar/CO₂ (70/30) (rechts) bei gemessenen Photonennraten von 18–25 kHz.

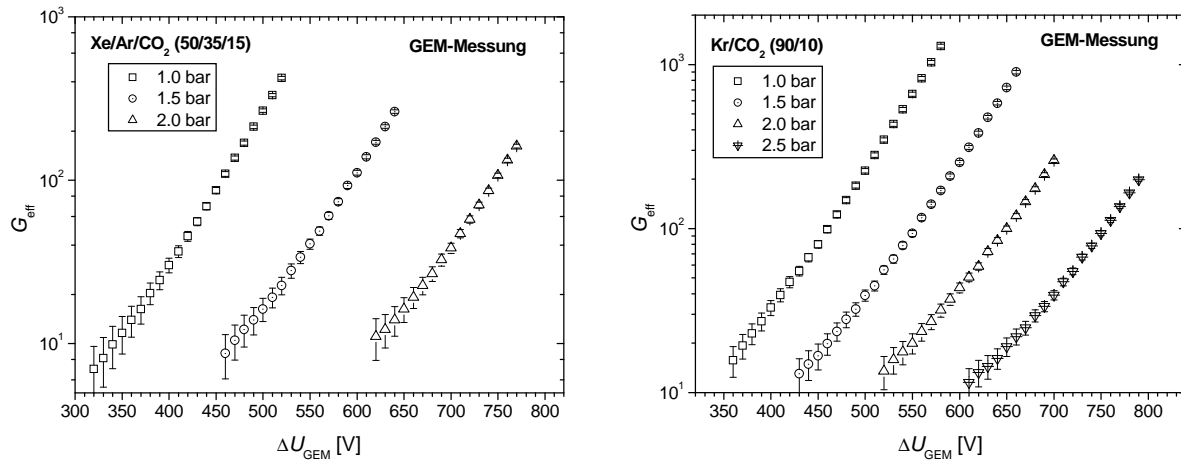


Abbildung C.71: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} einer einfachen GEM-Struktur als Funktion der GEM-Spannung in 1–2 bar Xe/Ar/CO₂ (50/35/15) (links) und in 1–2.5 bar Kr/CO₂ (90/10) (rechts) bei gemessenen Photonennraten von 37–45 kHz.

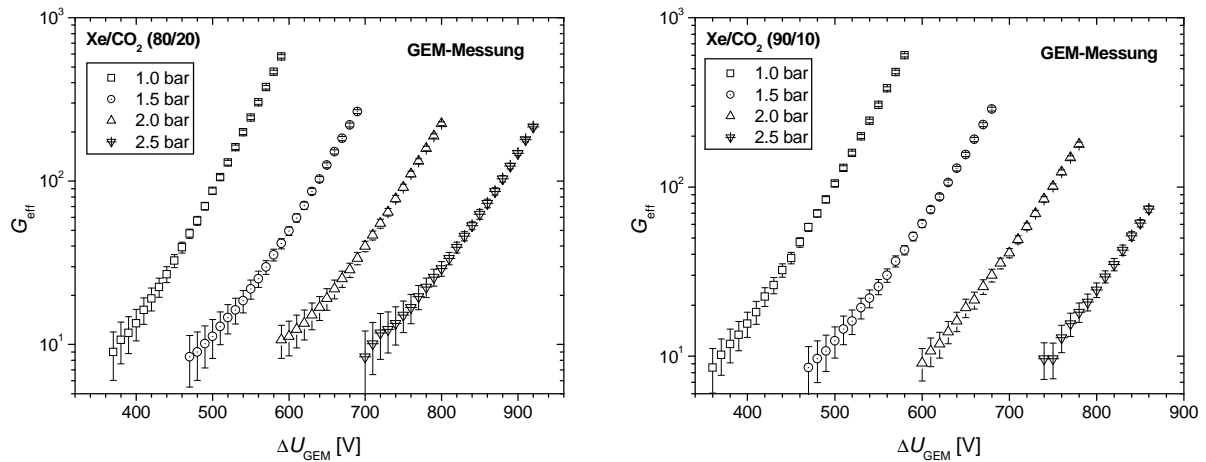


Abbildung C.72: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} einer einfachen GEM-Struktur als Funktion der GEM-Spannung in 1–2.5 bar Xe/CO₂ (80/20) (links) und Xe/CO₂ (90/10) (rechts) bei gemessenen Photonennraten von 40–45 kHz.

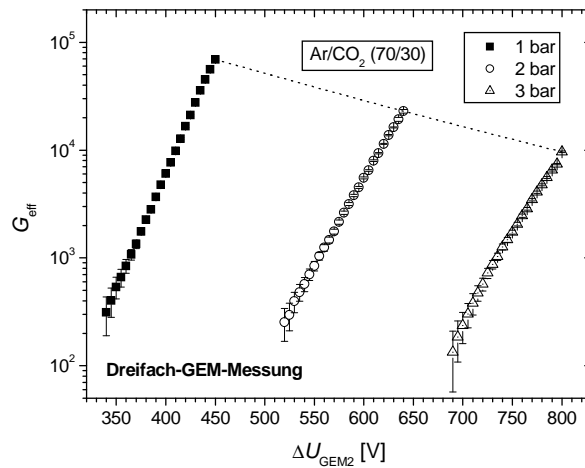


Abbildung C.73: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} einer Dreifach-GEM-Kombination als Funktion der GEM-Spannung ΔU_{GEM2} in 1–3 bar Ar/CO₂ (70/30) bei gemessenen Photonennraten von 27–39 kHz.

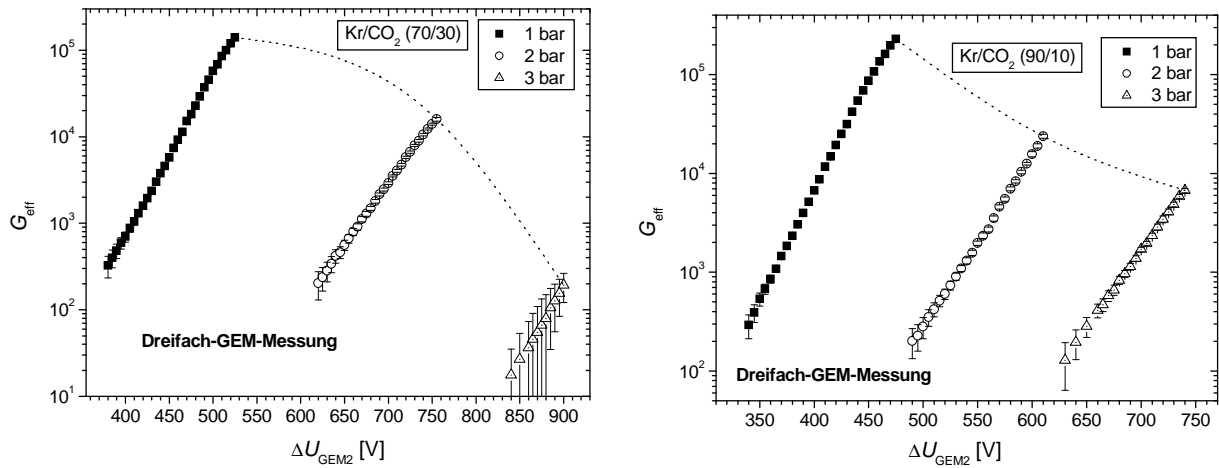


Abbildung C.74: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} einer Dreifach-GEM-Kombination als Funktion der GEM-Spannung ΔU_{GEM2} in 1–3 bar Kr/CO₂ (70/30) (links) und Kr/CO₂ (90/10) (rechts) bei gemessenen Photonennraten von 32–40 kHz.

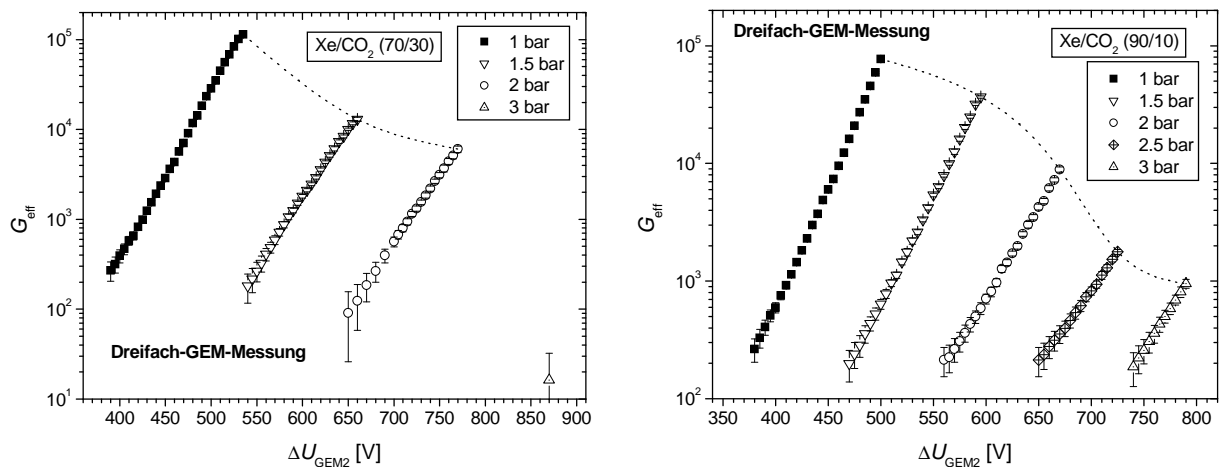


Abbildung C.75: Messung der effektiven Gasverstärkung G_{eff} einer Dreifach-GEM-Kombination als Funktion der GEM-Spannung ΔU_{GEM2} in 1–3 bar Xe/CO₂ (70/30) (links) und Xe/CO₂ (90/10) (rechts) bei gemessenen Photonennraten von 34–40 kHz.

C.2.2 Untersuchung diverser Stützkonzepte für MicroCAT-Strukturen

Auf der Suche nach geeigneten Stützstrukturkonzepten für Keramikauslesestrukturen wurden die folgenden Möglichkeiten getestet:

1. „Blue-Spacers“ [45]. Die Stützen werden iterativ mittels Dickschicht hybridtechnik auf die Keramikauslesestrukturen aufgebracht. Dazu werden zwei unterschiedliche Siebe verwendet: ein Standardsieb und ein spezielles Sieb zum Druck von dickeren Schichten (Fa. Koenen GmbH, Ottobrunn). Als Material wird eine glasartige Paste verwendet (Dielektrizitätspaste 5704, Fa. Dupont, Bad Homburg). Um eine Höhe von ca. 150 μm zu erreichen, wird die Paste ungefähr zwölf- bis sechzehnmal aufgebracht und bis zu viermal gebrannt. Durch das häufige Brennen verändern sich allerdings die Widerstandswerte der Auslesestruktur drastisch und somit auch die Bildwiedergabeeigenschaften. Da die Brenntemperatur bei etwa 800°C liegt, eignen sich die Blue-Spacers nur bei Keramiks substraten; die Kombination mit PCB-Strukturen scheidet aus. Die Form eines Stützelements ähnelt einem Sandhaufen; die Höhe variiert dabei sehr stark, so dass nur eine unzureichende Verstärkungshomogenität erreicht werden kann. Das glasartige Material eignet sich hervorragend für den Betrieb in den großen elektrischen Feldern und hohen Raumladungen im Verstärkungsbereich [45]. Nachdem die einzelnen Elemente manuell nachbearbeitet wurden, konnte zwar eine relativ homogene Höhe der einzelnen Elemente, aber kein stabiler Betrieb mehr erzielt werden. Das manuelle Herunterschleifen der einzelnen Stützelemente ist außerdem sehr zeitaufwendig und für großflächige Detektoren von einigen 10 \times 10 cm^2 nicht durchführbar [177].

Fazit: Die Blue-Spacers eignen sich nicht, da sich die Eigenschaften der Auslesestruktur durch das Anbringen der Stützen und die damit verbundene hohe Anzahl an Brennvorgängen unvorhersagbar verändern. Außerdem sind die Höhenschwankungen der Stützen im unbearbeiteten Zustand zu groß. Im geschliffenen Zustand konnte kein stabiler Betrieb mehr erzielt werden.

2. *Variante der Blue-Spacers.* Das Glasmaterial wird nicht mittels Siebdruck sondern mit einem Dispenser aufgebracht. Damit können deutlich höhere Schichten bei nur einmaligem Brennen erzielt werden, wodurch sich die Widerstandswerte der Auslesestruktur nicht so stark ändern. Durch die stark unterschiedlichen Höhen muss auf jeden Fall ein anschließendes Abschleifen erfolgen. Dabei stellte sich heraus, dass viele der Stützelemente innen hohl sind. Dies führt im Betrieb zur Funkenbildung. Versuche, die Luft innerhalb der Stützen mit einer Vakuumlöcke herauszuziehen, schlugen fehl.

Fazit: Die Variante mit dem Aufbringen der Glaspaste 5704 mit dem Dispenser ist ungeeignet, da die Stützelemente nicht massiv sondern innen hohl sind.

3. *Plexiglasspacer.* Zylinderförmige Stützelemente aus Plexiglas werden von der Fa. MicroTEC, Duisburg, einzeln an den vorgesehenen Punkten auf der Auslesestruktur angebracht [178]. Die vorgegeben Höhen von 75, 100, 125 und 150 μm wurden mit einer Präzision von $\pm 3 \mu\text{m}$ erreicht. Beim Betrieb zeigten sich aber sehr häufige Entladungen in der Nähe der Stützelemente, so dass nur Verstärkungen $< 10^3$ erreicht werden konnten. Dies wird dem zu hohen Oberflächenwiderstand des Plexiglasmaterials zugeschrieben.

Fazit: Plexiglas ist als Material für Stützelemente leider nicht geeignet, obwohl die zylinderförmigen Stützen die sonstigen Kriterien sehr gut erfüllt haben.

4. *Lötstopplack.* In der Platinenfertigung wird eine 100 μm dicke Lötstopplackschicht auf die Auslesestrukturen aufgetragen, anschließend belichtet und so zylinderförmige Stützelemente gefertigt. Leider stellte sich die Höhe als zu ungenau heraus. Weiterhin war der Halt der Stützen auf der Auslesestruktur mangelhaft, so dass die MicroCAT-Struktur nicht angeklebt werden konnte.

Fazit: Durch mangelhaften Halt der Stützelemente aus Lötstopplack auf der Auslesestruktur ist dieses Konzept nicht geeignet.

5. *Glaslot-Aerosil-Spacer.* Eine Spezialglaslotpaste (Schott Electronic Packaging GmbH, Landshut), die normalerweise zur glasartigen Verbindung von verschiedenen Lagen verwendet wird, wird mit quarzartigem SiO_2 -Aerosil verdickt und mit einem Dispenser auf die Auslesestruktur aufgebracht.

Der Vorteil des Glaslots im Vergleich zur Paste 5704 liegt in der niedrigeren Brenntemperatur von 480°C, welche die Widerstandswerte der Keramikauslesestrukturen nahezu unbeeinflusst lässt; eine Verwendung in Kombination mit PCB-Strukturen ist aber immer noch nicht möglich. Durch die Verdickung mit dem Aerosil reicht ein einmaliges Auftragen aus, um Höhen von ca. 100–200 µm zu erzielen. Durch die sehr stark unterschiedlichen Höhen ist ein Abschleifen der einzelnen Elemente unvermeidlich. Leider verhindert die pulverige innere Konsistenz der Stützen das Erreichen einer großen Genauigkeit; teilweise brechen die Stützen beim Abschleifen auch ab [177].

Fazit: Die Glaslot-Aerosil-Spacer sind durch ihre Konsistenz nicht geeignet. Dadurch konnte auch kein Betrieb mit MicroCAT-Strukturen getestet werden.

6. *Glasscheiben oder -kugeln.* Der Idee folgend, Glasstückchen mittels Glaslot an der Auslesestruktur zu befestigen, wurden zum einen kleine, etwa $700 \times 700 \mu\text{m}^2$ messende und 150 µm dicke Glasstückchen und zum anderen plattgedrückte Glaskügelchen mit einer Höhe von etwa 125 µm auf der Auslesestruktur platziert. Der Test mit wenigen Stützelementen verlief zunächst positiv, bei der Erweiterung auf 64 Stützen traten aber heftige Entladungen im Detektor auf.

Fazit: Obwohl zunächst erfolversprechend, konnte dieses Konzept aufgrund der starken Funkneigung nicht erfolgreich umgesetzt werden.

C.3 Signallängenmessung im Dreifach-GEM

Die Ergebnisse der Signallängenmessung in der Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Driftfelds sind in Abb. C.76–C.78 dargestellt. Beide Transferfelder betragen 2.5 kV cm^{-1} , das Induktionsfeld 3 kV cm^{-1} .

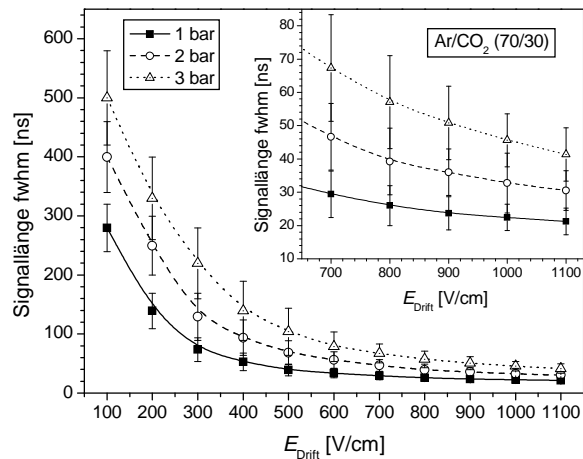


Abbildung C.76: Messung der Signallänge in einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Driftfelds in 1–3 bar Ar/CO₂ (70/30).

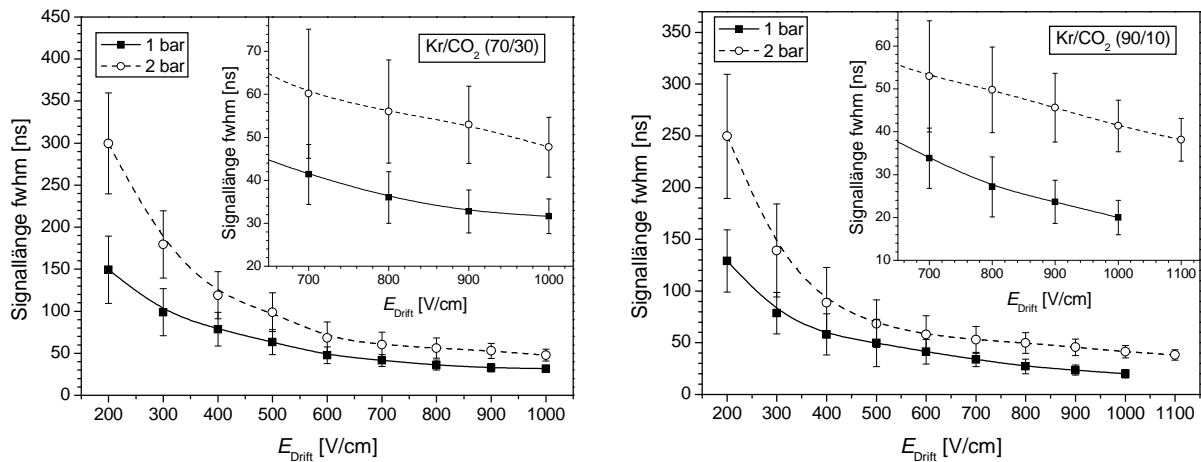


Abbildung C.77: Messung der Signallänge in einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Driftfelds in 1–2 bar Kr/CO₂ (70/30) (links) und Kr/CO₂ (90/10) (rechts).

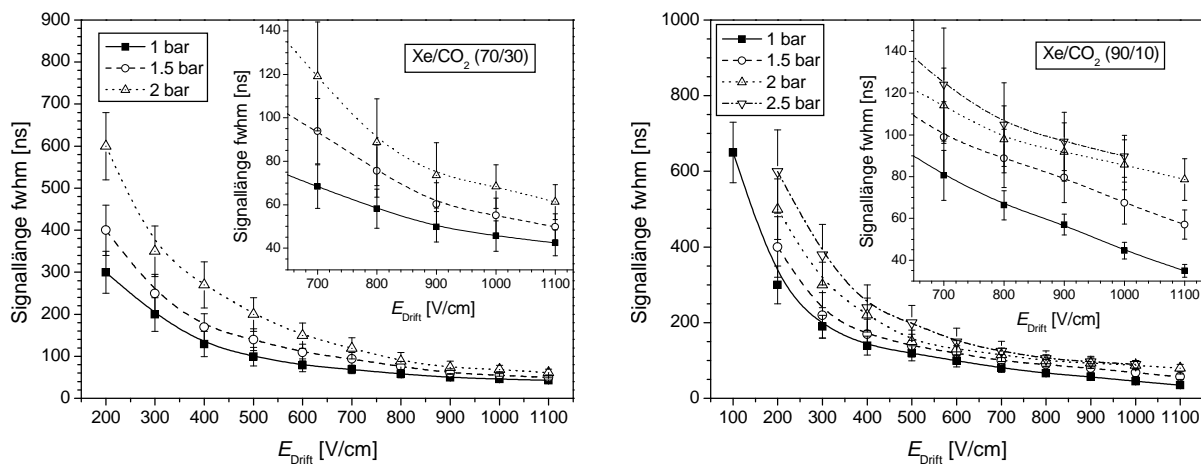


Abbildung C.78: Messung der Signallänge in einer Dreifach-GEM-Konstellation als Funktion des Driftfelds in 1–2 bar Xe/CO₂ (70/30) (links) und in 1–2.5 bar Xe/CO₂ (90/10).

C.4 Angabe von Variablen und Fitfunktionen

In Tab. C.2 und Tab. C.3 sind die verwendeten Variablen nochmals aufgelistet.

Variable	Bedeutung
U_{MCAT}	Angelegtes Potential an der MicroCAT-Struktur
ΔU_{GEM}	Angelegte Potentialdifferenz zwischen Ober- und Unterseite der GEM-Struktur
ΔU_{GEM_x}	Angelegte Potentialdifferenz zwischen Ober- und Unterseite der x -ten GEM-Struktur
E_{Drift}	Driftfeld im Konversionsraum
E_{MCAT}	Verstärkungsfeld unterhalb der MicroCAT-Struktur
E_{Trans}	Transferfeld unterhalb der GEM-Struktur
E_{Trans_x}	Transferfeld unterhalb der x -ten GEM-Struktur
E_{Ind}	Induktionsfeld unterhalb der untersten GEM-Struktur ($=E_{\text{Trans}}$ für Einfach-GEMs)
E_{Loch}	Mittlere Feldstärke im Zentrum des GEM-Loches
η_{MCAT}	Verhältnis der Felder ober- und unterhalb der MicroCAT-Struktur
η_{GEM}	Verhältnis der Felder ober- und unterhalb der GEM-Struktur
η_{GEM_x}	Verhältnis der Felder ober- und unterhalb der x -ten GEM-Struktur
κ_{GEM}	Verhältnis eines ext. Feldes (E_{Drift} oder E_{Trans}) zur mittleren Feldstärke im GEM-Loch
$\kappa_{1\text{-GEM}}$	Verhältnis des Driftfeldes E_{Drift} zur mittleren Feldstärke im GEM-Loch E_{Loch}
$\kappa_{2\text{-GEM}}$	Verhältnis des Transferfeldes E_{Trans} zur mittleren Feldstärke im GEM-Loch E_{Loch}

Tabelle C.2: Deklaration der Variablennamen für Potentiale, Felder und Feldverhältnisse.

Variable	Bedeutung
$\varepsilon_{\text{MCAT}}$	Elektronentransparenz der MicroCAT-Struktur (Elektronen durchqueren Löcher der MicroCAT-Struktur)
$\varepsilon_{1\text{-GEM}}$	1. Elektronentransparenz der GEM-Struktur (Elektronen erreichen Verstärkungsbereich in den Zentren der GEM-Löcher)
$\varepsilon_{2\text{-GEM}}$	2. Elektronentransparenz der GEM-Struktur (Elektronen verlassen GEM-Löcher und erreichen Transfer-/Induktionsbereich)
$\varepsilon_{1\text{-GEM}_x}$	1. Elektronentransparenz der x -ten GEM-Struktur
$\varepsilon_{2\text{-GEM}_x}$	2. Elektronentransparenz der x -ten GEM-Struktur
δ_{MCAT}	Ionenfeedback der MicroCAT-Struktur (Ionen durchqueren Löcher der MicroCAT-Struktur)
$\delta_{1\text{-GEM}}$	1. Ionenfeedback der GEM-Struktur (Transparenz für Ionen aus „eigener“ Verstärkung in den Löchern)
$\delta_{2\text{-GEM}}$	2. Ionenfeedback der GEM-Struktur (Transparenz für Ionen, die unterhalb des GEMs gebildet werden)
$\delta_{1\text{-GEM}_x}$	1. Ionenfeedback der x -ten GEM-Struktur
$\delta_{2\text{-GEM}_x}$	2. Ionenfeedback der x -ten GEM-Struktur
G_{MCAT}	Gasverstärkung der MicroCAT-Struktur
G_{GEM}	Gasverstärkung der GEM-Struktur
G_{GEM_x}	Gasverstärkung der x -ten GEM-Struktur

Tabelle C.3: Deklaration der Variablennamen für Ladungstransfer und Gasverstärkung.

Das mittlere Feld im GEM-Loch kann wie folgt approximiert werden [111–113]:

$$E_{\text{Loch}} = a \Delta U_{\text{GEM}} + b (E_{\text{Drift}} + E_{\text{Trans}}). \quad (\text{C.60})$$

Die Feldverhältnisse η (vgl. Tab. C.3) sind wie folgt definiert:

$$\eta_{\text{MCAT}} = \begin{cases} E_{\text{Drift}}/E_{\text{MCAT}} & \text{MCAT alleine} \\ E_{\text{Trans}}/E_{\text{MCAT}} & \text{GEM + MCAT} \end{cases} \quad (\text{C.61})$$

$$\eta_{\text{GEM}_1} = E_{\text{Drift}}/E_{\text{Trans}} \quad (\text{C.62})$$

$$\eta_{\text{GEM}_2} = \begin{cases} E_{\text{Trans}}/E_{\text{Ind}} & \text{Zweifach-GEM} \\ E_{\text{Trans}_1}/E_{\text{Trans}_2} & \text{Dreifach-GEM} \end{cases} \quad (\text{C.63})$$

$$\eta_{\text{GEM}_3} = E_{\text{Trans}_2}/E_{\text{Ind}} \quad (\text{C.64})$$

$$\kappa_{1\text{-GEM}} = \frac{E_{\text{Drift}}}{E_{\text{Loch}}} = \frac{E_{\text{Drift}}}{a \Delta U_{\text{GEM}} + b (E_{\text{Drift}} + E_{\text{Trans}})} \quad (\text{C.65})$$

$$\kappa_{2\text{-GEM}} = \frac{E_{\text{Trans}}}{E_{\text{Loch}}} = \frac{E_{\text{Trans}}}{a \Delta U_{\text{GEM}} + b (E_{\text{Drift}} + E_{\text{Trans}})} \quad (\text{C.66})$$

Der Ladungstransfer kann in definierten Feld- bzw. Feldverhältnissbereichen durch folgende Fitfunktionen approximiert werden:

$$\varepsilon_{\text{opt.MCAT}}(\eta_{\text{MCAT}}) = 0.11 + \frac{0.89}{1 + (\eta_{\text{MCAT}}/0.077)^{1.76}} \quad \text{für } 0 \leq \eta_{\text{MCAT}} \lesssim 0.15 \quad (\text{C.67})$$

$$\varepsilon_{1\text{-GEM}}(E_{\text{Drift}}) = -0.22 + \frac{1.22}{1 + (E_{\text{Drift}}[\text{V cm}^{-1}]/6936)^{3.28}} \quad \text{für } 0 \leq E_{\text{Drift}} \lesssim 10 \text{ kV cm}^{-1} \quad (\text{C.68})$$

$$\varepsilon_{2\text{-GEM}}(E_{\text{Trans}}) = 0.039 + 1.38 \cdot 10^{-4} E_{\text{Trans}}[\text{V cm}^{-1}] - \frac{6.0 \cdot 10^{-9} E_{\text{Trans}}^2[\text{V}^2 \text{ cm}^{-2}]}{6.0 \cdot 10^{-9} E_{\text{Trans}}^2[\text{V}^2 \text{ cm}^{-2}]} \quad \text{für } 0 \leq E_{\text{Trans}} \leq 6 \text{ kV cm}^{-1} \quad (\text{C.69})$$

$$\delta_{\text{MCAT}}(\eta_{\text{MCAT}}) = 0.20 \left[1 - \exp\left(-\frac{\eta_{\text{MCAT}}}{0.049}\right) \right] \quad \text{für } 0 \leq \eta_{\text{MCAT}} \leq 0.14 \quad (\text{C.70})$$

$$\delta_{1\text{-GEM}}(E_{\text{Trans}}) = 0.35 \left[1 - \exp\left(-\frac{E_{\text{Trans}}[\text{V cm}^{-1}]}{2800}\right) \right] \quad \text{für } 0 \leq E_{\text{Trans}} \leq 6 \text{ kV cm}^{-1} \quad (\text{C.71})$$

$$\delta_{2\text{-GEM}}(\eta_{\text{GEM}}) = 0.88 \left[1 - \exp\left(-\frac{\eta_{\text{GEM}}}{0.67}\right) \right] \quad \text{für } 0 \leq \eta_{\text{GEM}} \leq 1.6 \quad (\text{C.72})$$

$$G_{\text{rel-GEM}}(E_{\text{Trans}}) = \frac{1}{815} \left(815 + 4.0 \cdot 10^{-2} E_{\text{Trans}}[\text{V cm}^{-1}] + 1.6 \cdot 10^{-6} E_{\text{Trans}}^2[\text{V}^2 \text{ cm}^{-2}] \right) \quad \text{für } 0 \leq E_{\text{Trans}} \leq 6 \text{ kV cm}^{-1} \quad (\text{C.73})$$

D. Ergänzungen zu Kapitel 6

Die folgenden zwei Abschnitte lehnen sich eng an Ref. [150] an und finden sich auch in Ref. [46] wieder.

D.1 Fette

Fette sind Ester des dreiwertigen Alkohols Glycerol mit drei Fettsäuren. Häufig wird anstatt Glycerol auch der Ausdruck Glycerin (Propantriol) verwendet. Unter Fettsäuren sind hier Carbonsäuren (funktionelle Gruppe: COOH) mit langer Kohlenwasserstoff-Kette (etwa ab 4 C-Atomen) zu verstehen. In Abb. D.1 ist der prinzipielle Aufbau eines Fettmoleküls zu erkennen. Die drei Fettsäuren können sich sowohl in ihrer Kettenlänge als auch in der Zahl ihrer Doppelbindungen unterscheiden, woraus eine große Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten für einzelne Fettmoleküle resultiert. Da die Kohlenstoffatome des Glycerols sowohl in Fetten als auch in Phospholipiden nicht äquivalent sind, gibt man häufig zur Unterscheidung der einzelnen C-Atome in Fetten und Phospholipiden *sn*-Ziffern („stereo-specific numbering“) von eins bis drei an, um so z.B. den Acyl-Rest am jeweiligen C-Atom zu charakterisieren.

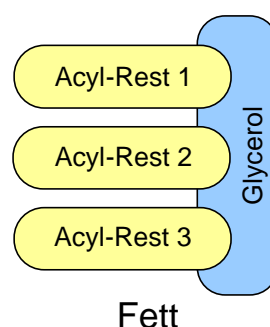


Abbildung D.1: Schematischer Aufbau eines Fettes (Triacylglycerol). Die drei Fettsäuren sind alle mit dem Glycerol verestert und als „Acyl-Rest“ gekennzeichnet.

D.2 Phospholipide

Im Gegensatz zu den Fetten, die vorwiegend nur intrazellulär in Fetttröpfchenform vorkommen, bilden die Phospholipide den Hauptbestandteil an biologischen Membranen. Phospholipide bestehen, ähnlich wie die Fette, aus Glycerol und Fettsäure-Resten. Allerdings ist der dritte Fettsäure-Rest (*sn*-C-3) durch einen Phosphorsäure-Rest, der mit der Hydroxy-Gruppe (OH-Gruppe) des Glycerols verestert ist, ersetzt (Abb. D.2). Die Phosphorsäure wiederum kann mit der Hydroxy-Gruppe eines Aminoalkohols verestert sein. Anstelle des Aminoalkohols können auch Veresterungen mit Zuckeralkoholen (*myo*-Inositol) auftreten, welche aber an dieser Stelle nicht weiter betrachtet werden. Handelt es sich bei dem Aminoalkohol um Ethanolamin, so spricht man bei den sich ergebenden Lipiden von *Phosphatidyl-Ethanolaminen* (PE) (auch Cephaline genannt). Die sich unter der Kombination mit Cholin ergebenden *Phosphatidyl-Choline* (PC) sind auch unter dem Namen Lecithine bekannt, welche die häufigsten Phospholipide in Membranen darstellen. Die Phospholipide sind zur Hälfte aufgrund der langen Kohlenstoffketten der Fettsäure-Reste hydrophob (wasserabstoßend) und zur anderen Hälfte aufgrund der Ladungen an der Kopfgruppe polar und somit hydrophil (wasserliebend), aber insgesamt elektrisch neutral, da sie Ion und Gegen-Ion in sich vereinigen. Dieser amphiphile Charakter der Phospholipide ist verantwortlich für deren Selbstorganisation zu Lipiddoppelschichten (Membranen) in Lipid-Wasser-Systemen.

Die in dieser Arbeit auftretenden Phospholipide sind das 1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin (POPE), das 1-Stearoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylethanolamin (SOPE) und das 1-Palmitoyl-2-Oleoyl-*sn*-Phosphatidylcholin (POPC). Dabei bezeichnen die ersten beiden Bestandteile des Namens die beiden mit dem Glycerol veresterten Fettsäuren. Der Rest des Namens bildet, wie oben beschrieben, die „Kopfgruppe“ des Lipids. In Tab. D.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der in den drei Lipiden auftretenden Fettsäuren zusammengefasst. Abb. D.3 zeigt beispielhaft die Struktur eines PE's.

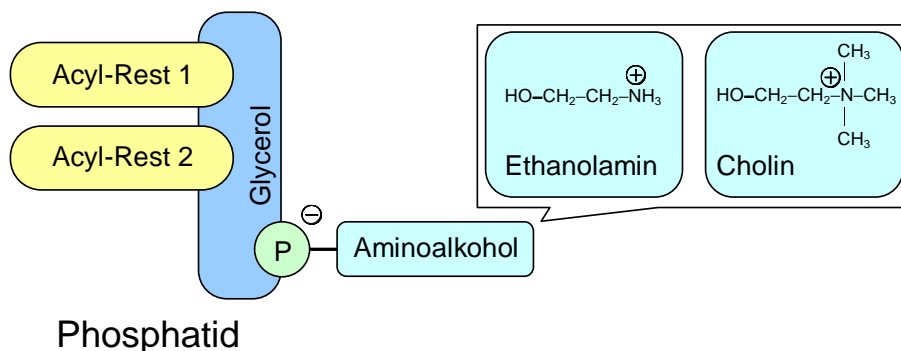


Abbildung D.2: Die membranständigen Phospholipide bestehen aus drei Komponenten: ausgehend von einem Glycerol-„Rückgrat“ schließen sich daran auf der einen Seite zwei Fettsäureketten und auf der anderen Seite eine „Kopfgruppe“ an, die aus einer Phosphat-Gruppe und einem Aminoalkohol besteht. Die Phosphat-Gruppe und die Aminoalkohole, wie z.B. Ethanolamin und Cholin, tragen dabei eine negative bzw. positive Ladung.

Trivialname	Struktur	Schmelzpunkt [°C]
Palmitinsäure (16 C-Atome)	$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{14}\text{COOH}$	62.9
Stearinsäure (18 C-Atome)	$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{16}\text{COOH}$	69.6
Ölsäure (18 C-Atome)	$\text{CH}_3(\text{CH}_2)_7\text{CH}=\text{CH}(\text{CH}_2)_7\text{COOH}$	13.4

Tabelle D.1: Eigenschaften der in den untersuchten Phospholipiden auftretenden Fettsäuren. Zu den gesättigten Fettsäuren gehören die Palmitin- und die Stearinsäure, deren Kohlenwasserstoff-Ketten durchweg gestreckt sind. Die Ölsäure als ein Vertreter der ungesättigten Fettsäuren weist am neunten C-Atom eine Doppelbindung auf, welche an dieser Stelle zu einem Abknicken der Kette führt (vgl. Abb. D.3). Ungesättigte Fettsäuren haben aufgrund dieser schlechteren Packungseigenschaften in der Gel-Phase einen niedrigeren Schmelzpunkt (Hauptübergangstemperatur).

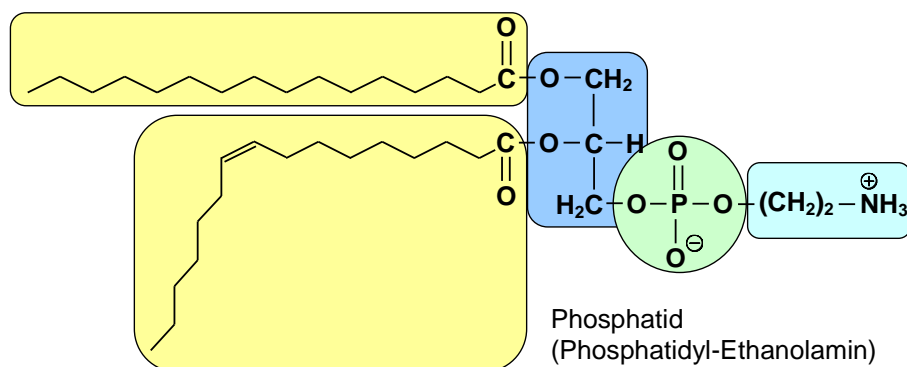


Abbildung D.3: Molekulare Struktur eines Phosphatidylethanolamins (PE) mit einem gesättigten und einem ungesättigten Fettsäure-Rest. Die einzelnen Bestandteile des Moleküls sind mit denen aus Abb. D.2 zu vergleichen.

Literaturverzeichnis

- [1] ESRF – European Synchrotron Radiation Facility.
URL <http://www.esrf.fr/Accelerators/Performance/>
- [2] D. Clery. Shining a bright light on materials. *Science* **277** (1997) 1213–1253.
- [3] A. G. MacPhee, M. W. Tate, C. F. Powell, Y. Yue, M. J. Renzi, A. Ercan, S. Narayanan, E. Fontes, J. Walther, J. Schaller, S. M. Gruner, J. Wang. X-ray Imaging of Shock Waves Generated by High-Pressure Fuel Sprays. *Science* **295** (2002) 1261–1263.
- [4] W. Cai, C. F. Powell, Y. Yue, S. Narayanan, J. Wang, M. W. Tate, M. J. Renzi, A. Ercan, E. Fontes, S. M. Gruner. Quantitative analysis of highly transient fuel sprays by time-resolved x-radiography. *Appl. Phys. Lett.* **83** (8) (2003) 1671–1673.
- [5] G. Rapp, Microsecond and millisecond time-resolved X-ray diffraction experiments on biological samples and its implications on detectors, in: A. H. Walenta (Ed.), Proceedings of the European Workshop on X-Ray Detectors for Synchrotron Radiation Sources, Aussois, France, September 30–October 4, 1991, pp. 72–75.
- [6] J. Seddon, R. H. Templer, Lipid polymorphism of lipid-water systems, in: R. Lipowsky, E. Sackmann (Eds.), Handbook of biological physics – Structure and dynamics of membranes, Vol. 1, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, North-Holland, 1995, pp. 97–160.
- [7] B. L. Stoddard. New results using Laue diffraction and time-resolved crystallography. *Curr. Opin. Struct. Biol.* **8** (1998) 612–618.
- [8] K. Moffat. Time-Resolved Crystallography. *Acta Cryst.* **A54** (1998) 833–841.
- [9] K. Moffat. Time-Resolved Biochemical Crystallography: A Mechanistic Perspective. *Chem. Rev.* **101** (2001) 1569–1581.
- [10] J. M. Squire, J. J. Harford, M. W. K. Chew, J. Barry. Millisecond molecular events in dynamic biological systems recorded using fast area detectors: current achievements and future needs. *Nucl. Instr. and Meth.* **A310** (1991) 349–353.
- [11] K. Wakabayashi, Y. Amemiya, Progress in X-ray synchrotron diffraction studies of muscle contraction, in: S. Ebashi, M. Koch, E. Rubenstein (Eds.), Handbook on Synchrotron Radiation, Vol. 4, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, North-Holland, 1991, pp. 597–678.
- [12] K. C. Holmes, M. A. Geeves. The structural basis of muscle contraction. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **B355** (2000) 419–431.
- [13] G. Piazzesi, M. Reconditi, M. Linari, L. Lucii, Y. B. Sun, T. Narayanan, P. Boesecke, V. Lombardi, M. Irving. Mechanism of force generation by myosin heads in skeletal muscle. *Nature* **415** (6872) (2002) 659–662.
- [14] D. W. J. Cruickshank, J. R. Helliwell, L. N. Johnson, K. Moffat, S. D. Phillips, Time-Resolved Macromolecular Crystallography – Proceedings of a Royal Society Discussion Meeting, Oxford University Press and The Royal Society, 1992.

- [15] A. Sarvestani, N. Sauer, C. Strietzel, H. J. Besch, A. Orthen, N. Pavel, A. H. Walenta, R. H. Menk. Microsecond time-resolved 2D X-ray imaging. *Nucl. Instr. and Meth.* **A465** (2001) 354–364.
- [16] S. Bernstorff, Sincrotrone Trieste, persönliche Mitteilung (2003).
- [17] A. H. Walenta, X-ray detectors for synchrotron radiation, in: A. H. Walenta (Ed.), Proceedings of the European Workshop on X-Ray Detectors for Synchrotron Radiation Sources, Aussois, France, September 30–October 4, 1991, pp. 284–289.
- [18] M. Kocsis. The status of gas-filled detector developments at a third generation synchrotron source (ESRF). *Nucl. Instr. and Meth.* **A471** (2001) 103–108.
- [19] S. V. Tipnis, V. V. Nagarkar, V. Gaysinskiy, S. R. Miller, I. Shestakova. High-Speed X-ray Imaging Camera for Time-Resolved Diffraction Studies. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49** (5) (2002) 2415–2419.
- [20] G. Rossi, M. Renzi, E. F. Eikenberry, M. W. Tate, D. Bilderback, E. Fontes, R. Wixted, S. Barana, S. M. Gruner. Tests of a prototype pixel array detector for microsecond time-resolved X-ray diffraction. *J. Synchrotron Rad.* **6** (6) (1999) 1096–1105.
- [21] M. J. Renzi, M. W. Tate, A. Ercan, S. M. Gruner, E. Fontes, C. F. Powell, A. G. MacPhee, S. Narayanan, J. Wang, Y. Yue, R. Cuenca. Pixel array detectors for time resolved radiography. *Rev. Sci. Instrum.* **73** (3) (2002) 1621–1624.
- [22] P. Datte, A. Birkbeck, E. Beuville, N. Endres, F. Druillolle, L. Luo, J. Millaud, N.-H. Xuong. Status of the digital pixel array detector for protein crystallography. *Nucl. Instr. and Meth.* **A421** (1999) 576–590.
- [23] A. Gabriel. Position sensitive x-ray detector. *Rev. Sci. Instrum.* **48** (1977) 1303–1305.
- [24] R. Lewis. Multiwire Gas Proportional Counters: Decrepit Antiques or Classic Performers? *J. Synchrotron Rad.* **1** (1) (1994) 43–53.
- [25] R. A. Lewis, W. I. Helsby, A. O. Jones, C. J. Hall, B. Parker, J. Sheldon, P. Clifford, M. Hillen, I. Sumner, N. S. Fore, R. W. M. Jones, K. M. Roberts. The “RAPID” high rate large area X-ray detector system. *Nucl. Instr. and Meth.* **A392** (1997) 32–41.
- [26] R. A. Lewis, A. Berry, C. J. Hall, W. I. Helsby, B. T. Parker. The RAPID detector system – first user data. *Nucl. Instr. and Meth.* **A454** (2000) 165–172.
- [27] R. A. Lewis, N. S. Fore, W. Helsby, C. Hall, B. Parker, I. Sumner, J. S. Worgan, C. Budtz-Jorgensen. High counting rate x-ray detectors for synchrotron radiation application (invited). *Rev. Sci. Instrum.* **63** (1) (1991) 642–647.
- [28] C. Hall, R. A. Lewis, B. Parker, J. Sheldon, N. S. Fore, W. Helsby, A. Jones. Microgap Multiwire Chambers. *Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.)* **44** (1995) 242–245.
- [29] A. Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instr. and Meth.* **A263** (1988) 351–359.
- [30] F. Sauli, A. Sharma. Micropattern gaseous detectors. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49** (1) (1999) 341–388.
- [31] F. D. van den Berg, Gas-filled micro-patterned radiation detectors, Delft University Press, Delft, Niederlande, 2000.
- [32] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert, G. Charpak. MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Instr. and Meth.* **A376** (1996) 29–35.
- [33] F. Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A386** (1997) 531–534.

- [34] A. Sarvestani, H. J. Besch, M. Junk, W. Meißner, N. Sauer, R. Stiehler, A. H. Walenta, R. H. Menk. Study and application of hole structures as gas gain devices for two dimensional high rate X-ray detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A410** (1998) 238–258.
- [35] R. Bellazzini, A. Brez, G. Gariano, L. Latronico, N. Lumb, G. Spandre, M. M. Massai, S. Reale, D. Pacella, G. Pizzicaroli, L. Gaballieri, M. Leigheb. Ultrafast soft x-ray two-dimensional plasma imaging system based on gas electron multiplier detector with pixel readout. *Rev. Sci. Instrum.* **72** (2) (2001) 1372–1378.
- [36] A. Bressan, R. De Oliveira, A. Gandi, J.-C. Labbé, L. Ropelewski, F. Sauli, D. Mörmann, T. Müller, H. J. Simonis. Two-dimensional readout of GEM detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A425** (1999) 254–261.
- [37] S. Bachmann, S. Kappler, B. Ketzer, T. Müller, L. Ropelewski, F. Sauli, E. Schulte. High rate X-ray imaging using multi-GEM detectors with a novel readout design. *Nucl. Instr. and Meth.* **A478** (2002) 104–108.
- [38] M. Li, M. S. Dixit, P. Johns. Photon-counting digital radiography using high-pressure xenon filled detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A471** (2001) 215–221.
- [39] G. P. Guedes, A. Breskin, R. Chechik, D. Vartsky, D. Bar, A. F. Barbosa, P. R. B. Marinho. Two-dimensional GEM imaging detector with delay-line readout. *Nucl. Instr. and Meth.* **A513** (2003) 473–483.
- [40] M. Junk, Untersuchung und Entwicklung einer asynchronen interpolierenden Pixelauslese für Gas-Mikrostreifenzähler, Diplomarbeit, Universität Siegen (1995).
- [41] H. J. Besch, M. Junk, W. Meißner, A. Sarvestani, R. Stiehler, A. H. Walenta. An interpolating 2D pixel readout structure for synchrotron X-ray diffraction in protein crystallography. *Nucl. Instr. and Meth.* **A392** (1997) 244–248.
- [42] A. Sarvestani, Detektoroptimierung für die Proteinkristallographie – Simulationsstudien und Entwicklung eines neuartigen Prototyps, Dissertation, Universität Siegen (1998).
- [43] A. Sarvestani, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H.-J. Besch, R. H. Menk, A. Orthen, N. Pavel, M. Rappolt, N. Sauer, A. H. Walenta. Biological X-ray diffraction measurements with a novel two-dimensional gaseous pixel detector. *J. Synchrotron Rad.* **6** (5) (1999) 985–994.
- [44] H. Wagner, Einfluß der dissipativen Fläche der Widerstandsschicht auf zweidimensionale Ortsmessung im MicroCAT-Detektor, Diplomarbeit, Universität Siegen (2000).
- [45] A. Orthen, Entwicklung und Test eines großflächigen MCAT-Detektors mit Stützstruktur, Diplomarbeit, Universität Siegen (2000).
- [46] H. Wagner, Vielzellenwiderstandsauslese für zweidimensionale Röntgenabbildungen – Optimierung der Abbildungseigenschaften bei Anwendungen mit schneller Bildfolge, Dissertation (in Vorbereitung), Universität Siegen (2004).
- [47] S. Martoiu, Masterarbeit (in Vorbereitung), Universität Siegen (2004).
- [48] C. Grupen, Teilchendetektoren, Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1993.
- [49] XCOM: Photon Cross Sections Database.
URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [50] R. Kahn, R. Fourme, R. Bosshard, V. Saintagne. An area-detector diffractometer for the collection of high resolution and multiwavelength anomalous diffraction data in macromolecular crystallography. *Nucl. Instr. and Meth.* **A246** (1986) 596–603.
- [51] P. Rehak, G. C. Smith, B. Yu. A Method for Reduction of Parallax Broadening in Gas-Based Position Sensitive Detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **44** (3) (1997) 651–655.

- [52] A. Breskin. New trends in radiation imaging: CsI-based gaseous detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A367** (1995) 326–331.
- [53] E. Hell, Entwicklung einer Hochratendriftkammer für Digitale Subtraktions Angiographie – Reichweitenmessungen von Photoelektronen im Energiebereich von 3 keV bis 30 keV, Dissertation, Universität Siegen (1988).
- [54] CSRRI – Center for Synchrotron Radiation Research and Instrumentation.
URL <http://www.csrri.iit.edu/mucal.html>
- [55] M. Niebuhr, A. Gabriel, M. H. J. Koch. Analysis of fluorescence effects in a position-sensitive gas detector using a time-stamp time-to-digital converter. *Nucl. Instr. and Meth.* **A510** (2003) 309–317.
- [56] A. Sharma. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. *SLAC-JOURNAL-ICFA* **16** (1998) 1–19.
URL <http://www.slac.stanford.edu/pubs/icfa/summer98/paper3/paper3a.html>
- [57] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, B. G. Teubner, Stuttgart, 1992.
- [58] H. Raether, Electron avalanches and breakdown in gases, Butterworth, London, 1964.
- [59] P. Fonte, V. Peskov, F. Sauli. Feedback and breakdown in parallel-plate chambers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A305** (1991) 91–110.
- [60] P. Fonte. A model of breakdown in parallel-plate detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **43** (1996) 2135–2146.
- [61] G. Battistoni, P. Campana, V. Chiarella, U. Denni, B. Dettorre-Piazzoli, E. Iarocci, G. Mannocchi, G. Nicoletti, P. Picchi. Electrodeless plastic streamer tubes. *Nucl. Instr. and Meth.* **217** (1983) 433.
- [62] F. E. Taylor. A model of the limited streamer mechanism. *Nucl. Instr. and Meth.* **A289** (1990) 283–293.
- [63] S. Bachmann, A. Bressan, M. Capeáns, M. Deutel, S. Kappler, B. Ketzer, A. Polouektov, L. Ropelewski, F. Sauli, E. Schulte, L. Shekhtman, A. Sokolov. Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM). *Nucl. Instr. and Meth.* **A479** (2002) 294–308.
- [64] G. Barouch, A. Bay, S. Bouchigny, G. Charpak, J. Derré, F. Didierjean, J.-C. Faivre, Y. Giomataris, C. Kochowski, F. Kunne, J.-M. Le Goff, F. Lehar, Y. Lemoigne, S. Loucatos, J.-C. Lugol, A. Magnon, J.-P. Perroud, S. K. Platchkov, G. Puill, P. Rebourgeard, D. Thers, H. Zacccone, B. Mayer, Y. Terrien. Development of a fast gaseous detector: ‘Micromegas’. *Nucl. Instr. and Meth.* **A423** (1999) 32–48.
- [65] P. Fonte, V. Peskov, B. D. Ramsey. A study of breakdown limits in microstrip gas counters with preamplification structures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A416** (1998) 23–31.
- [66] P. Fonte, V. Peskov, B. D. Ramsey. Rate and gain limitations of MSGCs and MGCs combined with GEM and other preamplification structures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 405–409.
- [67] Y. Ivaniouchenkov, P. Fonte, V. Peskov, B. D. Ramsey. Breakdown limit studies in high-rate gaseous detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A422** (1999) 300–304.
- [68] A. Bressan, M. Hoch, P. Pagano, L. Ropelewski, F. Sauli, S. Biagi, A. Buzulutskov, M. Gruwé, G. De Lentdecker, D. Mörmann, A. Sharma. High rate behavior and discharge limits in micro-pattern detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A424** (1999) 321–342.
- [69] V. Peskov, P. Fonte, M. Danielsson, C. Iacobaeus, J. Ostling, M. Wallmark. The Study and Optimization of New Micropattern Gaseous Detectors for High-Rate Applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **48** (4) (2001) 1070–1074.

- [70] C. Iacobaeus, M. Danielsson, P. Fonte, T. Francke, J. Ostling, V. Peskov. Sporadic Electron Jets From Cathodes – The Main Breakdown-Trigging Mechanism in Gaseous Detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **49** (4) (2002) 1622–1628.
- [71] A. Bressan, J.-C. Labbé, P. Pagano, L. Ropelewski, F. Sauli. Beam tests of the gas electron multiplier. *Nucl. Instr. and Meth.* **A425** (1999) 262–276.
- [72] L. Shekhtman, F. Angelini, R. Bellazzini, A. Brez, M. M. Massai, G. Spandre, M. R. Torquati, Performance of the gas microstrip chamber at high pressure, in: A. H. Walenta (Ed.), Proceedings of the European Workshop on X-Ray Detectors for Synchrotron Radiation Sources, Aussois, France, September 30–October 4, 1991, pp. 96–101.
- [73] F. A. F. Fraga, M. M. F. R. Fraga, R. F. Marques, L. M. S. Margato, J. R. Gonçalo, A. J. P. L. Policarpo, C. W. E. van Eijk, R. W. Hollander, J. van der Marel. Performance of microstrip and microgap gas detectors at high pressure. *Nucl. Instr. and Meth.* **A392** (1997) 135–139.
- [74] A. Bondar, A. Buzulutskov, F. Sauli, L. Shekhtman. High- and low-pressure operation of the gas electron multiplier. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 418–422.
- [75] V. Radeka. Low-Noise Techniques in Detectors. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 217–277.
- [76] D. Friedrich, G. Melchart, B. Sadoulet, F. Sauli. Positive ion effects in large-volume drift chambers. *Nucl. Instr. and Meth.* **158** (1979) 81–88.
- [77] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, John Wiley & Sons, New York, 1979.
- [78] D. F. Yu, J. A. Fessler. Mean and variance of single photon counting with deadtime. *Phys. Med. Biol.* **45** (2000) 2043–2056.
- [79] H. Wagner, H. J. Besch, R. H. Menk, A. Orthen, A. Sarvestani, A. H. Walenta, H. Walliser. On the dynamic two-dimensional charge diffusion of the interpolating readout structure employed in the MicroCAT detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A482** (2002) 334–346.
- [80] J. E. Bateman. The effect of beam time structure on counting detectors in SRS experiments. *J. Synchrotron Rad.* **7** (2000) 307–312.
- [81] ELETTRA Synchrotron Light Laboratory.
URL <http://www.elettra.trieste.it/accelerator/parameters.html>
- [82] A. Orthen, H. Wagner, H. J. Besch, R. H. Menk, A. H. Walenta. Charge transfer considerations of MicroCAT-based detector systems. *Nucl. Instr. and Meth.* **A492** (2002) 160–177.
- [83] A. Orthen, H. Wagner, H. J. Besch, R. H. Menk, A. H. Walenta, U. Werthenbach. Investigation of the performance of an optimised MicroCAT, a GEM and their combination by simulations and current measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **A500** (2003) 163–177.
- [84] A. Orthen, H. Wagner, H. J. Besch, S. Martoiu, R. H. Menk, A. H. Walenta, U. Werthenbach. Gas gain and signal length measurements with a triple-GEM at different pressures of Ar-, Kr- and Xe-based gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A512** (2003) 476–487.
- [85] A. Orthen, H. Wagner, S. Martoiu, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H. J. Besch, R. H. Menk, K. Nurdan, M. Rappolt, A. H. Walenta, U. Werthenbach. Development of a two-dimensional virtual pixel X-ray imaging detector for time-resolved structure research. *J. Synchrotron Rad.* **11** (2004) 177–186.
- [86] Stork – Stork Screens B. V., Business Unit Rotaform, Boxmeer, Niederlande.
URL <http://www.stork.com>
- [87] Freundlicherweise zur Verfügung gestellt von Dr. U. Werthenbach (2003).
- [88] A. Gandi, R. de Oliveira, Werkstatt für Platinenfertigung, CERN.
URL <http://est-div-dem.web.cern.ch/est-div-dem/services/production/>

- [89] S. Bachmann, A. Bressan, A. Placci, L. Ropelewski, F. Sauli. Development and test of large size GEM detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **47** (2000) 1412–1415.
- [90] P. S. Barbeau, J. I. Collar, J. D. Geissinger, J. Miyamoto, I. Shipsey, R. Yang. A First Mass Production of Gas Electron Multipliers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A515** (2003) 439–445.
- [91] Y. Benhammou, J. M. Brom, J. C. Fontaine, D. Huss, F. Jeanneau, A. Lounis, I. Ripp-Baudot, A. Zghiche. Comparative studies of MSGC and MSGC-GEM detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 400–404.
- [92] O. Baruth, S. Keller, U. Werthenbach, G. Zech, T. Zeuner. Sparks in MSGC and GEM detectors and a robust alternative. *Nucl. Instr. and Meth.* **A454** (2000) 272–275.
- [93] Y. Bagaturia, O. Baruth, H. B. Dreis, F. Eisele, I. Gorbunov, S. Gradl, W. Gradl, S. Hausmann, M. Hildebrandt, T. Hott, S. Keller, C. Krauss, B. Lomonosov, M. Negodaev, C. Richter, P. Robmann, B. Schmidt, U. Straumann, P. Truöl, S. Visbeck, T. Walter, C. Werner, U. Werthenbach, G. Zech, T. Zeuner, M. Ziegler. Studies of aging and HV break down problems during development and operation of MSGC and GEM detectors for the Inner Tracking System of HERA-B. *Nucl. Instr. and Meth.* **A490** (2002) 223–242.
- [94] I. Reichwein, U. Werthenbach, G. Zech. Properties of Groove Chambers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A487** (2002) 308–313.
- [95] S. Kane, J. May, J. Miyamoto, I. Shipsey, A study of micromegas with preamplification with a single GEM, in: Proceedings for the International conference on advanced technology and particle physics, Villa Olmo, Como, Italy, Oct. 15–19, 2001, submitted to Nucl. Phys. B.
- [96] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma, D. Mörmann. Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier. *Nucl. Instr. and Meth.* **A438** (1999) 376–408.
- [97] A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, L. Shekhtman. Further studies of the GEM photomultiplier. *Nucl. Instr. and Meth.* **A442** (2000) 68–73.
- [98] A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, L. Shekhtman. The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A443** (2000) 164–180.
- [99] H. Wagner, A. Orthen, H. J. Besch, S. Martoiu, R. H. Menk, A. H. Walenta, U. Werthenbach. On image reconstruction with the two-dimensional interpolating resistive readout structure of the Virtual Pixel detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A523** (2004) 287–301.
- [100] D. Junge, Universität Siegen, persönliche Mitteilung (2002).
- [101] Hans J. Michael GmbH, Produktinformation über Asahi Carbon-Widerstandspasten.
- [102] N. Sauer, Materialuntersuchung mit Positronen, Dissertation, Universität Siegen (2001).
- [103] E. K. Neuser, Ein abbildender energieselektiver Vieldrahtproportionalzähler für den harten Röntgenbereich, Dissertation, Universität Siegen (1998).
- [104] T. Çonka Nurdan, K. Nurdan, A. H. Walenta, H.-J. Besch, C. Fiorini, B. Freisleben, N. A. Pavel. Silicon drift detector readout electronics for a Compton camera. *Nucl. Instr. and Meth.* **A523** (2004) 435–440.
- [105] R. Stiehler, M. Adamek, H. J. Besch, M. Junk, G. Menzel, E. Neuser, W. Meißner, N. Pavel, A. Sarvestani, N. Sauer, S. Volkov, A. H. Walenta. A transient recorder system for applications in high-rate detector systems. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 711–714.
- [106] K. Nurdan, T. Çonka Nurdan, H.-J. Besch, B. Freisleben, N. A. Pavel, A. H. Walenta. FPGA-based data acquisition system for a Compton camera. *Nucl. Instr. and Meth.* **A510** (2003) 122–125.
- [107] K. Nurdan, Dissertation (in Vorbereitung), Universität Siegen (2004).

- [108] R. Stiehler, Konzeption, Entwicklung und Aufbau einer FADC-basierten Ausleseelektronik für das MAGIC-Teleskop, Dissertation, Universität Siegen (2001).
- [109] M. C. Altunbas, K. Dehmelt, S. Kappler, B. Ketzer, L. Ropelewski, F. Sauli, F. Simon. Aging measurements with the Gas Electron Multiplier (GEM). *Nucl. Instr. and Meth.* **A515** (2003) 249–254.
- [110] S. Kane, J. May, J. Miyamoto, I. Shipsey. An aging study of a MICROMEAS with GEM preamplification. *Nucl. Instr. and Meth.* **A515** (2003) 261–265.
- [111] M. Killenberg, S. Lotze, J. Mnich, S. Roth, R. Schulte, B. Sobloher, W. Struczinski, M. Tonutti. Modelling and measurement of charge transfer in multiple GEM structures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A498** (2003) 369–383.
- [112] S. Lotze, Aufbau eines Teststandes und Messungen zum Betrieb einer TPC mit GEMs, Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2001).
- [113] B. Sobloher, Simulationsstudien zu GEM-Folien für die Auslese einer TPC, Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2002).
- [114] G. Garty, A. Beskin, R. Chechik, E. Shefer. Single photoelectron detection with a low-pressure gas electron multiplier coupled to a CsI photocathode. *Nucl. Instr. and Meth.* **A433** (1999) 476–481.
- [115] C. Richter, A. Breskin, R. Chechik, D. Mörmann, G. Garty, A. Sharma. On the efficient electron transfer through GEM. *Nucl. Instr. and Meth.* **A478** (2002) 538–558.
- [116] A. Sarvestani, H. J. Besch, R. H. Menk, N. Pavel, N. Sauer, C. Strietzel, A. H. Walenta. Study of the high rate performance of the MicroCAT detector. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **78** (1999) 431–437.
- [117] M. Wallmark, A. Brahme, D. Danielsson, P. Fonte, C. Iacobaeus, V. Peskov, J. Östling. Operating range of a gas electron multiplier for portal imaging. *Nucl. Instr. and Meth.* **A471** (2001) 151–155.
- [118] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman. High pressure operation of the triple-GEM detector in pure Ne, Ar and Xe. *Nucl. Instr. and Meth.* **A481** (2002) 200–203.
- [119] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, V. Snopkov, A. Vasiljev. Triple GEM operation in compressed He and Kr. *Nucl. Instr. and Meth.* **A493** (2002) 8–15.
- [120] T. G. Feige, Untersuchung systematischer Effekte auf die Energieauflösung in abbildenden Hochdruckzählern, Diplomarbeit, Universität Siegen (1995).
- [121] A. Bressan, A. Buzulutskov, L. Ropelewski, F. Sauli, L. Shekhtman. High gain operation of GEM in pure argon. *Nucl. Instr. and Meth.* **A423** (1999) 119–124.
- [122] A. Delbart, R. De Oliveira, J. Derré, Y. Giomataris, F. Jeanneau, Y. Papadopoulos, P. Reborgeard. New developments of Micromegas detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A461** (2001) 84–87.
- [123] D. Bernard, H. Delagrangé, D. G. d’Enterria, M. Le Guay, G. Martínez, M. J. Mora, P. Pichot, D. Roy, Y. Schutz, A. Gandi, R. de Oliveira. An insulating grid spacer for large-area MICROMEAS chambers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A481** (2002) 144–148.
- [124] S. Beirle, U. Werthenbach, G. Zech, T. Zeuner. Carbon coated gas electron multipliers. *Nucl. Instr. and Meth.* **A423** (1999) 297–302.
- [125] R. Bouclier, W. Dominik, M. Hoch, J.-C. Labbé, G. Million, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma, G. Manzin. New observations with the gas electron multiplier (GEM). *Nucl. Instr. and Meth.* **A396** (1997) 50–66.

- [126] J. Benlloch, A. Bressan, M. Capeáns, M. Gruwé, M. Hoch, J. C. Labbé, A. Placci, L. Ropelewski, F. Sauli. Further developments and beam tests of the gas electron multiplier (GEM). *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 410–417.
- [127] G. Schultz, Thesis, University of Strasbourg (1976), in: J. Fehlmann, G. Viertel (Eds.), *Compilation of Data for Drift Chamber Operation*, ETH Zürich, 1983, p. 36.
- [128] A. Zastawny. Standardization of gas amplification description in proportional counters. *Nucl. Instr. and Meth.* **A385** (1997) 239–242.
- [129] P. Knüfermann, Messung von Ionenbeweglichkeiten in Gasmischungen, Diplomarbeit, Universität Siegen (1996).
- [130] G. P. Guedes, A. Breskin, R. Chechik, D. Mörmann. Effects on the induction-gap parameters on the signal in a double-GEM detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A497** (2003) 305–313.
- [131] C. M. Ma, et al., MIT Technical Report 129 (1982), in: J. Fehlmann, G. Viertel (Eds.), *Compilation of Data for Drift Chamber Operation*, ETH Zürich, 1983, p. 78.
- [132] S. F. Biagi. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nucl. Instr. and Meth.* **A421** (1999) 234–240.
- [133] Magboltz, CERN Transport of Electrons in Gas Mixtures Computation Programme written by S.F. Biagi, Version 2 (2000).
- [134] J. Va’vra, P. Coyle, J. Kadyk, J. Wise. Measurements of electron drift parameters for helium and CF₄-based gases. *Nucl. Instr. and Meth.* **A324** (1993) 113–126.
- [135] T. Zhao, S. H. Chen, J. Hersch. A study of electron drift velocity in Ar-CO₂ and Ar-CO₂-CF₄ gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A340** (1994) 485–490.
- [136] J. Ostling, A. Brahme, M. Danielsson, T. Francke, C. Jacobaeus, P. Peskov. Study of Hole-Type Gas Multiplication Structures for Portal Imaging and Other High Count Rate Applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** (4) (2003) 809–819.
- [137] H. Amenitsch, M. Rappolt, M. Kriechbaum, H. Mio, P. Laggner, S. Bernstorff. First performance assessment of the small-angle X-ray scattering beamline at ELETTRA. *J. Synchrotron Rad.* **5** (3) (1998) 506–508.
- [138] S. Bernstorff, H. Amenitsch, P. Laggner. High-Throughput Asymmetric Double-Crystal Monochromator of the SAXS Beamline at ELETTRA. *J. Synchrotron Rad.* **5** (4) (1998) 1215–1221.
- [139] SAXS Beamline, ELETTRA, Trieste.
URL <http://www.elettra.trieste.it/experiments/beamlines/saxs/index.html>
- [140] A. Peisert, F. Sauli. Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation. *CERN* **84–08**.
- [141] T. N. Blanton, T. C. Huang, H. Toraya, C. R. Hubbard, S. B. Robie, D. Louër, H. E. Göbel, G. Will, R. Gilles, T. Raftery. JCPDS – International Centre for Diffraction Data round robin study of silver behenate. A possible low-angle X-ray diffraction calibration standard. *Powder Diffraction* **10** (2) (1995) 91–95.
- [142] A. Bigi, N. Roveri, Fibre Diffraction: Collagen, in: S. Ebashi, M. Koch, E. Rubenstein (Eds.), *Handbook on Synchrotron Radiation*, Vol. 4, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, North-Holland, 1991, pp. 199–239.
- [143] F. Sauli, S. Kappler, L. Ropelewski. Electron Collection and Ion Feedback in GEM-Based Detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** (2003) 803–808.
- [144] D. Mörmann, A. Breskin, R. Chechik, D. Bloch. Evaluation and reduction of ion back-flow in multi-GEM detectors. *Nucl. Instr. and Meth.* **A516** (2004) 315–326.

- [145] P. Laggner, H. Amenitsch, M. Kriechbaum, G. Pabst, M. Rappolt. Trapping of short-lived intermediates in phospholipid phase transitions: the L_{α^*} -Phase. *Faraday Discuss.* **111** (1998) 31–40.
- [146] M. Rappolt, G. Pabst, G. Rapp, M. Kriechbaum, H. Amenitsch, C. Krenn, S. Bernstorff, P. Laggner. New evidence for gel-liquid crystalline phase coexistence in the ripple phase of phosphatidylcholines. *Eur. Biophys. J.* **29** (2000) 125–133.
- [147] G. Pabst, M. Rappolt, H. Amenitsch, S. Bernstorff, P. Laggner. X-ray kinematography of temperature-jump relaxation probes the elastic properties of fluid bilayers. *Langmuir* **16** (2000) 8994–9001.
- [148] M. Rappolt, A. Hickel, F. Bringezu, K. Lohner. Mechanism of the Lamellar/Inverse Hexagonal Phase Transition Examined by High Resolution X-Ray Diffraction. *Biophys. J.* **84** (5) (2003) 3111–3122.
- [149] J. M. Berg, J. L. Tymoczko, L. Stryer, Biochemie, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 2003.
- [150] J. Koolman, K. H. Röhm, Taschenbuch der Biochemie, Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1998.
- [151] S. J. Singer, G. L. Nicholson. The fluid mosaic model of the structure of cell membranes. *Science* **175** (1972) 720–731.
- [152] D. D. Lasic, Liposomes: from physics to applications, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam – North Holland, 1993.
- [153] H. Kleinig, P. Sitte, Zellbiologie, Gustav Fischer, 1992.
- [154] G. Cevc, D. Marsh, Phospholipid bilayers. Physical principles and models, Wiley, New York, 1987.
- [155] V. Luzzati, X-ray diffraction studies of lipid-water systems, in: D. Chapman (Ed.), Biological membranes, Academic Press, New York, 1968, pp. 71–123.
- [156] L. Bergmann, C. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik: Vielteilchen-Systeme, Vol. 5, Walter de Gruyter, Berlin, 1992.
- [157] G. Pabst, M. Rappolt, H. Amenitsch, S. Bernstorff, P. Laggner. Non-equilibrium response-kinetics of phospholipid bilayers in the biologically relevant L_{α} -phase: a real-time, real-space movie. *ELETTRA News* **29**.
URL <http://www.elettra.trieste.it/science/elettranews/index.html>
- [158] P. E. Harper, D. A. Mannock, R. N. A. H. Lewis, R. N. McElhaney, S. Gruner. X-ray diffraction of some phosphatidylethanolamine and inverted lamellar and inverted hexagonal phases. *Biophys. J.* **81** (2001) 2693–2706.
- [159] Origin, Microcal Software, Northampton, MA, USA.
- [160] B. E. Warren, X-ray diffraction, Addison Wesley Publishing Company, Reading, 1969, Dover reprint (1990).
- [161] G. Rapp, R. S. Goody. Light as a trigger for time-resolved structural experiments on muscle, lipids, p21 and bacteriorhodopsin. *J. Appl. Cryst.* **24** (5) (1991) 857–865.
- [162] A. Seelig, J. Seelig. The dynamic structure of fatty acyl chains in a phospholipid bilayer measured by deuterium magnetic resonance. *Biochemistry* **13** (1974) 4839–4845.
- [163] J. Katsaras, K. R. Jeffrey, D. S.-C. Yang, R. M. Epand. Direct evidence for the partial dehydration of the phosphatidylethanolamine bilayers on approaching the hexagonal phase. *Biochemistry* **32** (1993) 10700–10707.

- [164] Mathematica 3.0, Wolfram Research, Champaign, IL, USA.
URL <http://www.wolfram.com>
- [165] D. Gebauer, Universität Siegen, persönliche Mitteilung (2004).
- [166] Maxwell 3D Field Simulator Version 5.0.04, Ansoft Corporation, Pittsburgh, PA USA (2001).
- [167] S. Schmidt, U. Werthenbach, G. Zech. Simulation of electrostatic properties and gas amplification in microstrip gas chambers and comparison with measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **A344** (1994) 558–570.
- [168] R. Veenhof. GARFIELD, recent developments. *Nucl. Instr. and Meth.* **A419** (1998) 726–730.
- [169] Garfield, CERN Wire Chamber Field and Transport Computation Program written by R. Veenhof, Version 7.05 (2001).
- [170] M. Wagener, Signalfuktuationen durch Raumladung und Rekombination in einer Ionisationskammer mit Frischgitter, Diplomarbeit, Universität Siegen (1992).
- [171] H. Hess, Der elektrische Durchschlag in Gasen, Vieweg, Berlin, 1976.
- [172] H. Okuno, J. Fischer, V. Radeka, A. H. Walenta. Azimuthal spread of the avalanche in proportional chambers. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **26** (1) (1979) 160–163.
- [173] R. N. Varney, H. Helm, E. Alge, H. Störi, W. Lindinger. Transverse diffusion of Ar⁺ and Ar²⁺ in Ar at 298 K. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **14** (1981) 1695–1705.
- [174] T. van de Mortel, Entwicklungsingenieur Stork Screens, persönliche Mitteilungen (2001).
- [175] V. Tikhonov, R. Veenhof. GEM simulation methods development. *Nucl. Instr. and Meth.* **A478** (2002) 452–459.
- [176] G. Bencivenni, W. Bonivento, A. Cardini, P. De Simone, C. Deplano, F. Murtas, D. Pinci, M. Poli-Lener, D. Raspino. A comparison between GEM-based detector simulation and experimental measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **A494** (2002) 233–235.
- [177] R. Neumann, Mechanische Werkstatt, Universität Siegen, persönliche Mitteilung (2001).
- [178] R. Götzen, Fa. MicroTEC, Duisburg, persönliche Mitteilung (2001).

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. A.H. Walenta für die Themenstellung dieser Arbeit und Herrn Dr. H.J. Besch, der mit zahlreichen Hilfestellungen und Anregungen entscheidend zu dieser Arbeit beigetragen hat.

Einen ganz besonderen Dank möchte ich Herrn Dipl.-Phys. H. Wagner für das hervorragende Arbeitsklima und die ausgezeichnete Zusammenarbeit während der vergangenen Jahre aussprechen. Ein Großteil dieser Arbeit entstand in enger, gemeinsamer Kollaboration. Dabei sind vor allem seine Diskussionsbereitschaft, seine unermüdliche Geduld bei dem Test diverser Stützkonzepte sowie seine Mitarbeit an sämtlichen Messungen, sowohl im Labor als auch am Synchrotron, zu nennen. Ebenso bin ich Herrn Dipl.-Phys.-Ing. S. Martoiu sehr dankbar für seine Unterstützung und seinen engagierten Einsatz, durch den die lokale Triggertechnik, die einen Teil dieser Arbeit darstellt, erfolgreich realisiert werden konnte.

Herrn Dr. U. Werthenbach danke ich herzlich für viele wertvolle Tipps und die intensive Unterstützung bei der Weiterentwicklung des Detektors, insbesondere bei der Fertigung der GEM-Strukturen. Mein Dank gilt ebenso dem Experten auf dem Gebiet der Physik der Lipide, Herrn Dr. M. Rappolt, der einen großen Beitrag zu der zeitaufgelösten Messung und deren Interpretation geleistet hat. Des Weiteren möchte ich Frau Dipl.-Phys. T. Çonka-Nurdan und Herrn Dipl.-Ing. K. Nurdan für deren Unterstützung auf vielseitigen Gebieten, besonders der Analog- und Digitalelektronik, meinen Dank aussprechen. Den Professoren Dr. G. Zech und Dr. H. Walliser danke ich für ihre Diskussions- und Hilfsbereitschaft. Ebenfalls danke ich Herrn Dr.-Ing. R. Stiehler für seine Hilfestellungen bzgl. des alten elektronischen Auslesesystems und Herrn G. Vâlceanu für seine Unterstützung bei der Simulationen der Analogelektronik.

Weiterhin bin ich Herrn Dr. R.H. Menk, Frau Dr. S. Bernstorff und Herrn Dr. H. Amenitsch für ihren Support der zahlreichen Strahlzeiten an der SAXS-Beamline am Synchrotron ELETTRA (Trieste, Italien) zu Dank verpflichtet.

Einen großen Dank möchte ich auch den Mitarbeitern des Hybridlabors, insbesondere Herrn D. Junge, sowie der mechanischen Werkstatt, insbesondere Herrn O. Meyer und Herrn R. Neumann aussprechen, die maßgeblich am Aufbau des Detektors bzw. der Elektronik beteiligt waren.

Ich möchte Herrn Dipl.-Phys. W. Fürnkranz, Herrn Dr. R. Langer und Frau A. Brombach stellvertretend für alle Mitglieder und ehemaligen Mitglieder der Arbeitsgruppe Detektorphysik an der Universität Siegen dafür danken, dass sie stets ein gutes Arbeitsklima und eine sehr freundliche Atmosphäre geschaffen haben.

Ein ganz besonders Dankeschön möchte ich an meine Familie und meine Freundin I. Pfeifer richten, die mich stets nach Kräften unterstützt haben und somit ebenfalls einen großen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Publikationsliste

- A. Sarvestani, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H.J. Besch, R.H. Menk, A. Orthen, N. Pavel, M. Rappolt, N. Sauer, A.H. Walenta. Biological X-ray diffraction measurements with a novel two-dimensional gaseous pixel detector. *J. Synchrotron Rad.* **6** (5) (1999) 985–994.
- R.H. Menk, A. Sarvestani, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H.J. Besch, A. Orthen, N. Pavel, M. Rappolt, N. Sauer, A.H. Walenta. Novel detector systems for time resolved SAXS experiments. *J. Appl. Cryst.* **33** (2000) 778–781.
- A. Sarvestani, N. Sauer, C. Strietzel, H.J. Besch, A. Orthen, N. Pavel, A.H. Walenta, R.H. Menk. Microsecond time-resolved 2D X-ray imaging. *Nucl. Instr. and Meth.* **A465** (2001) 354–364.
- A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A. Sarvestani, A.H. Walenta, H. Walliser. Recent progress with the MicroCAT gaseous imaging detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A478** (2002) 200–204.
- H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A. Orthen, A. Sarvestani, A.H. Walenta, H. Walliser. On the dynamic two-dimensional charge diffusion of the interpolating readout structure employed in the MicroCAT detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A482** (2002) 334–346.
- A. Orthen, A. H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A.H. Walenta. Charge transfer considerations of MicroCAT-based detector systems. *Nucl. Instr. and Meth.* **A492** (2002) 160–177.
- A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. Investigation of the performance of an optimised MicroCAT, a GEM and their combination by simulations and current measurements. *Nucl. Instr. and Meth.* **A500** (2003) 163–177.
- H. Wagner, A. Orthen, H.J. Besch, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. On the improvement of a flexibly applicable gaseous 2D MicroCAT detector for highly time-resolved X-ray imaging. *Nucl. Instr. and Meth.* **A510** (2003) 145–149.
- A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, S. Martoiu, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. Gas gain and signal length measurements with a triple-GEM at different pressures of Ar-, Kr- and Xe-based gas mixtures. *Nucl. Instr. and Meth.* **A512** (2003) 476–487.
- A. Orthen, H. Wagner, S. Martoiu, H. Amenitsch, S. Bernstorff, H.J. Besch, R.H. Menk, K. Nurdan, M. Rappolt, A.H. Walenta, U. Werthenbach. Development of a two-dimensional virtual pixel X-ray imaging detector for time-resolved structure research. *J. Synchrotron Rad.* **11** (2004) 177–186.
- H. Wagner, A. Orthen, H.J. Besch, S. Martoiu, R.H. Menk, A.H. Walenta, U. Werthenbach. On image reconstruction with the two-dimensional interpolating resistive readout structure of the Virtual Pixel detector. *Nucl. Instr. and Meth.* **A523** (2004) 287–301.