Die hinteren HERMES-Driftkammern und ihr Einfluß auf systematische Fehler von Asymmetriemessungen

von

Wolfgang Andreas Lachnit

Physikalisches Institut
der
Friedrich – Alexander – Universität
Erlangen – Nürnberg

Die hinteren HERMES-Driftkammern
und ihr Einfluß auf systematische Fehler von Asymmetriemessungen

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Wolfgang Andreas Lachnit
aus
Tübingen

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:	30. März 1998
Vorsitzender der Promotionskommission:	Prof. Dr. D. Kölzow
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. K. Rith
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. W. Eyrich

In jedem Stadium … hatte er gewußt, oder zu wissen geglaubt, wo in dem fensterlosen Gebilde er sich befand. Vielleicht lag das an geringfügigen Unterschieden im Luftdruck. … Dieser Raum hier lag viele Meter unter der Erde, im tiefsten Teil des Gebäudes … Zimmer 101.

(G. Orwell, *1984.*)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Auf der Suche nach den Grundbausteinen der Materie spielen Streuexperimente eine herausragende Rolle. Durch sie wurden bereits die Atomkerne entdeckt und deren Aufbau aus Neutronen und Protonen. Bei derartigen Messungen stieß man auf einen ganzen „Teilchenzoo“, der sich im Standardmodell auf jeweils drei Familien an Quarks und Leptonen zurückführen läßt. Eine wichtige Bestätigung für dieses Modell war es, daß im Jahr 1995 das schwerste vorhergesagte Quark, das top-Quark, nachgewiesen wurde.

Wenn man im Streuprozeß außerdem die Spins der streuenden Teilchen betrachtet, so sind weitere grundlegende Messungen möglich. Ein Beispiel sind die Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron $g_1^p(x_{Bj}, Q^2)$ und $g_1^n(x_{Bj}, Q^2)$, die man in tiefinelastischer Lepton-Nukleon-Streuung messen kann. Die kinematischen Variablen x_{Bj} und Q^2 lassen sich als Maß für die Inelastizität des betrachteten Streuereignisses interpretieren bzw. als Maß für die auflösbare Längenskala.

Aus den Spinstrukturfunktionen kann man Rückschlüsse darauf ziehen, aus welchen Beiträgen sich der Spin der Nukleonen zusammensetzt. Dazu kann man die Ellis-Jaffe-Summenregel verwenden, durch die die über x_{Bj} integrierten Spinstrukturfunktionen mit Ergebnissen aus Hyperonenzerfällen in Beziehung gesetzt werden. Auf diese Weise erhielt die European Muon Collaboration (EMC) 1987 das Ergebnis, daß der Beitrag der Quarkspins zum Spin des Nukleons klein ist und der Beitrag der Spins von strange See-Quarks negativ ist. Da dies im Gegensatz zu der Vorstellung steht, daß sich der Spin der Nukleonen ausschließlich aus den Spins der drei Konstituentenquarks zusammensetzt, sorgte dieses Ergebnis für Aufsehen. Man sprach sogar von einer „Spinkrise“.

Ein weiteres Beispiel für die Bedeutung der Spinstrukturfunktionen ist die Bjørken-Summenregel, die eine Aussage über die Differenz der Integrale von Proton- und Neutron-Spinstrukturfunktion macht. Diese Summenregel ist von fundamentaler Wichtigkeit, da sie aus den Annahmen der Quantenchromodynamik unmittelbar hergeleitet werden kann. Richard Feynman schreibt über sie: „Its verification, or failure, would have a most decisive effect on the direction of future high-energy theoretical physics“ [Fey 72]. Alle bisherigen Messungen stehen in Einklang mit dieser Regel.

Im HERMES-Experiment werden diese Summenregeln gemessen, indem polarisierte Elektronen an einem Gastarget tiefinelastisch gestreut werden. Als Target werden polarisierte Wasserstoff-, Deuterium- oder Helium-3–Atome verwendet, so daß sich die Beiträge der Protonen und Neutronen trennen lassen. In den Jahren 1996/97 wurden Messungen an einem Wasserstoff-Target durchgeführt, während im Jahr 1995 mit einem ^{3}He-Target Daten genommen wurden.

Aus diesen Daten wurde die Wirkungsquerschnitt-Asymmetrie bestimmt und die Spinstrukturfunktion g_1^{n} des Neutrons berechnet. Die Asymmetrien werden aus Zählratendifferenzen gewonnen, die verglichen mit den absoluten Zählraten sehr klein sind. Dementsprechend muß der systematische Fehler all der Größen besonders gering sein, die zur Messung der Zählraten benötigt werden. Vor allem Zeitabhängigkeiten sind dabei von großer Bedeutung, da die einzelnen Spinzustände bei HERMES nacheinander gemessen werden und schon kleine Instabilitäten die Ergebnisse beeinflussen können.

Eine kritische Komponente sind diejenigen Detektoren, die zum Auffinden der Teilchenspuren benötigt werden: die Driftkammern vor und hinter dem Spektrometermagneten. Vier der hinteren Driftkammern wurden in Erlangen gefertigt. Ihr Aufbau sowie ihre Eigenschaften und Betriebsparameter werden im zweiten Teil dieser Arbeit detailliert untersucht und hinsichtlich ihrer Auswirkungen diskutiert.

Der ersten Teil der Arbeit gibt ein Beispiel dafür, wie sich Eigenschaften des HERMES-Detektors auf den Fehler von Asymmetriemessungen auswirken können. Dazu werden die Daten des Jahres 1995 untersucht, dem ersten Jahr der Datennahme. Sie weisen Fluktuationen auf, die von apparativen Effekten hervorgerufen werden. Die beobachteten Fluktuationen werden quantifiziert und auf ihren Beitrag zum Fehler der Asymmetrie hin untersucht. Ihre Herkunft wird eingegrenzt und der Beitrag der Driftkammern im Detail untersucht. Dabei zeigt es sich, daß insbesondere die hinteren Driftkammern nur in vernachlässigbarer Weise zum Fehler der Ergebnisse beitragen.

Teil I

Asymmetriemessungen im HERMES-Experiment

Kapitel 1

Das HERMES-Experiment

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg (Abbildung 1.1) wurde im Jahr 1994 das HERMES-Experiment aufgebaut. Polarisierte Elektronen des Speicherrings HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage), werden dort tiefinelastisch an polarisierten Gastargets gestreut und in einem Spektrometer nachgewiesen. Auf diese Weise gewinnt man neue Erkenntnisse über die Spin-Struktur des Nukleons.

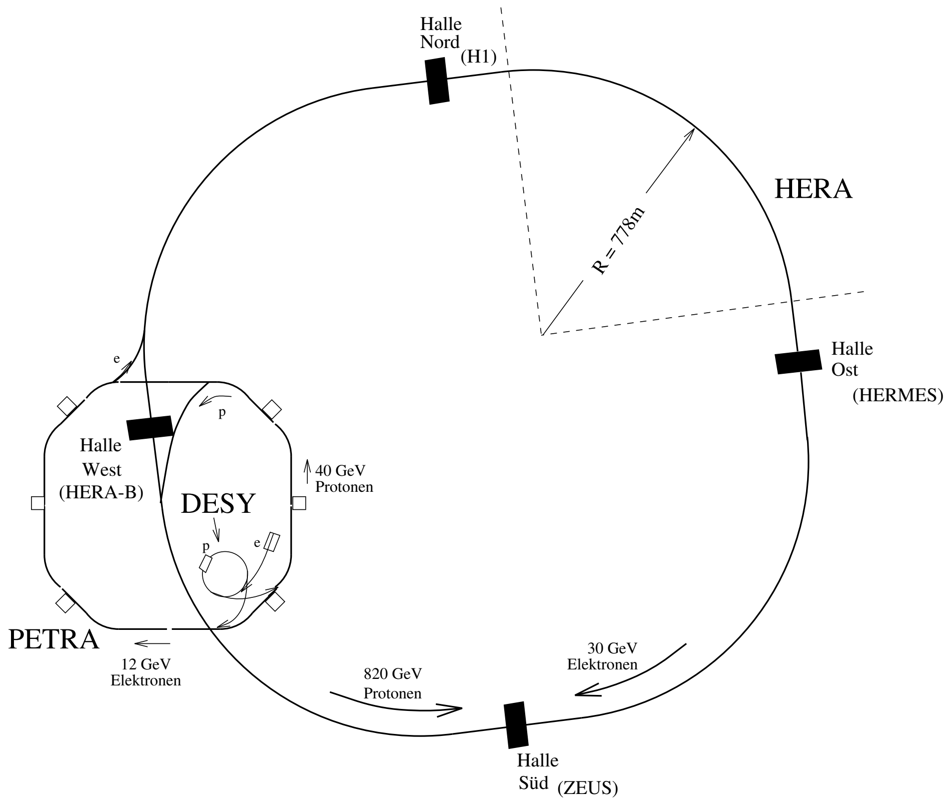


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger PETRA und DESY. Das HERMES-Experiment befindet sich in der Halle Ost.

HERA ist ein Speicherring, bei dem die Struktur des Protons untersucht wird, indem Elektronen[1] und Protonen bei einer Energie von 27.5 bzw. 820 GeV zur Kollision gebracht werden und die Streuprodukte von den Experimenten ZEUS und H1 nachgewiesen werden. Zwei wei-

[1] Aus technischen Gründen wurden in HERA mit Positronen höhere Ströme und zuverlässigere Strahlbedingungen erreicht als mit Elektronen. Daher wurde HERA seit dem Jahr 1995 mit Positronen betrieben. Für das Jahr 1998 sind wieder Elektronen vorgesehen. Unabhängig davon bezeichnen wir in diesem Zusammenhang die bei HERA gespeicherten Leptonen als 'Elektronen'

tere Experimente nutzen jeweils nur einen der beiden Teilchenstrahlen von HERA, um an einem ruhenden Target zu streuen. Während das Experiment HERA-B den Protonenstrahl verwendet, um in Proton-Proton-Kollisionen nach b-Oszillationen zu suchen, verwendet HERMES nur den Elektronenstrahl. Um HERMES zu ermöglichen, mußte der HERA-Elektronenstrahl polarisiert werden.

1.1 Der polarisierte Strahl

Der Elektronenstrahl polarisiert sich selber durch den Sokolov-Ternov-Effekt [Sok 64]. Beim Abstrahlen von Synchrotronstrahlung im Dipolfeld der Ablenkmagnete kann der Spin der Elektronen umklappen. Dieser Prozeß weist eine Asymmetrie von 92.4% auf. Die Richtung des magnetischen Moments in Richtung des Dipolfelds wird bevorzugt, und es ergibt sich eine maximale Polarisation von $\frac{8}{5\sqrt{3}} \backsimeq 0.924$, die sich nach einem Exponentialgesetz aufbaut. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß überhaupt ein Spinflip auftritt, ist allerdings um 10 Größenordnungen geringer als die Wahrscheinlichkeit für Abstrahlung von Synchrotronlicht. Daher müssen depolarisierende Resonanzen sorgfältig reduziert werden, indem die Magnete exakt ausgerichtet und die Sollbahn der Elektronen optimiert wird. Die verbleibenden depolarisierenden Effekte erhöhen die Wahrscheinlichkeit für Spinflips, so daß sich die Polarisation schneller aufbaut, aber geringere Maximalwerte erreicht. Polarisationswerte bis zu 70% konnten erreicht werden, im Routinebetrieb lagen die Werte bei 40-65%, die aufgrund der Strahlenergie von 27.5 GeV und den depolarisierenden Effekten mit einer Zeitkonstante von etwa 20 min erreicht wurden.

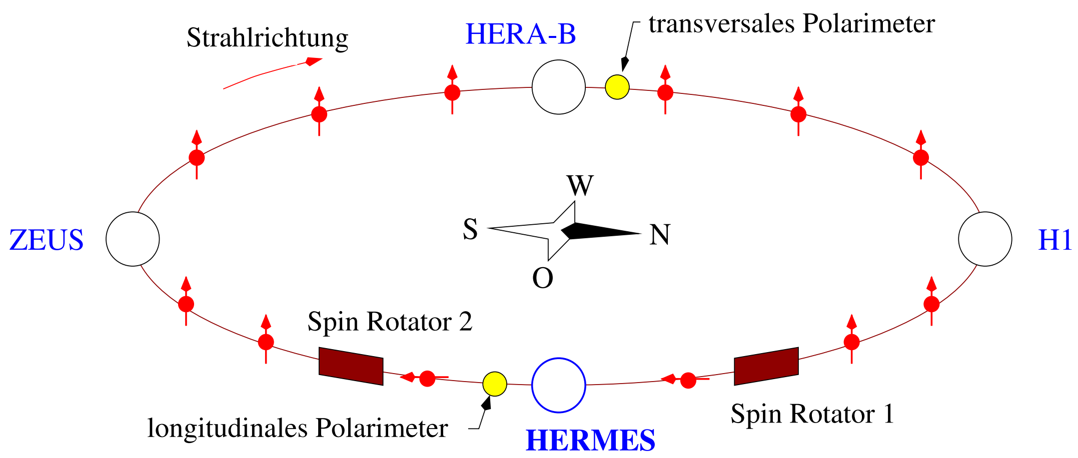


Abbildung 1.2: Prinzipskizze des HERA-Rings und der Spinrotatoren.

Auf diese Weise entsteht ein transversal polarisierter Elektronenstrahl. Um einen longitudinal polarisierten Strahl zu erzeugen, wie ihn HERMES benötigt, werden Spinrotatoren verwendet. Dies ist eine Anordnung von Magneten, die durch einen geeigneten horizontalen und vertikalen Versatz des Elektronenstrahls bewirken, daß der Elektronenspin aus der transversalen in die horizontale Richtung präzediert. Nach dem Durchqueren des HERMES-Experiments wird die Richtung der Polarisation wieder zurückgedreht. Das Prinzip dieser Anordnung ist in Abbildung 1.2 skizziert.

Die Spinrotatoren sind so präzise eingestellt, daß auch beim ersten Betrieb von HERA mit Rotatoren dieselben hohen Polarisationswerte gemessen werden konnten, wie es ohne Rotatoren der Fall ist (Abbildung 1.3). HERA ist weltweit der einzige Speicherring, an dem ein Experiment die Selbstpolarisation nutzt.

Die Polarisation des Strahls wird mittels Comptonstreuung von Laserlicht am Elektronenstrahl gemessen. Dazu befindet sich in der HERA-Halle West ein Polarimeter, das in einem Abschnitt des Speicherrings mißt, in dem die Elektronen transversal polarisiert sind. Da die Polarisation im ganzen Ring gleich groß ist, entspricht diese Messung einer Polarisationsmessung im Bereich longitudinalen Spins. Ein weiteres Polarimeter, das nahe dem HERMES-Experiment die longitudinale Polarisation direkt mißt, nahm 1997 den Routinebetrieb auf. Der statistische Fehler des transversalen Polarimeters beträgt für eine einminütigen Einzelmessung je nach Untergrundverhältnissen etwa 1–2%, der relative systematische Fehler betrug 1995 aufgrund von Unsicherheiten in der Kalibration 5.4%.

1.2 Das polarisierte Target

Bei HERMES wird ein Gastarget verwendet, mit dem Messungen an Wasserstoff, Deuterium und Helium-3 durchgeführt werden können. Messungen am Neutron können also sowohl am ^{3}He durchgeführt werden, bei dem sich die Spins der Protonen weitgehend kompensieren und das in guter Näherung als effektives Neutrontarget angesehen werden kann, als auch an Deuterium, wobei man durch Subtraktion der Protonmessungen auf das Neutron rückschließen kann. Durch diese doppelte Messung können Unsicherheiten durch Kernkorrekturen minimiert werden. 1995 wurden die Messungen mit dem ^{3}He-Target begonnen, seit 1996 wird an Wasserstoff gemessen. Beiden Targets ist gemein, daß eine Speicherzelle verwendet wird.

1.2.1 Die Target–Speicherzelle

Die Verwendung einer Speicherzelle ist besonders wichtig für das HERMES-Experiment. Die Intensität polarisierter Quellen reicht nämlich nicht aus, um mit 'Jet-Targets' zu arbeiten, bei denen die Elektronen an einem Atomstrahl streuen. Die Dichte des Targets kann aber um zwei Größenordnungen gesteigert werden, wenn die Atome an den Wänden einer Speicherzelle stoßen und wiederholt den Elektronenstrahl durchqueren. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 1.4 zu sehen. Die Speicherzelle ist 40 cm lang und weist einen elliptischen Querschnitt von 9.8×29.0 mm auf [DS 97].

Um die thermische Bewegung der Atome zu verlangsamen und die Dichte in die Speicherzelle zu maximieren, wird sie für ^{3}He auf typischerweise 25 K gekühlt. Eine Aufheizung der Speicherzelle durch Hochfrequenzfelder ('wake fields'), die vom durchlaufenden Elektronenstrahl erzeugt werden, wird durch eine spezielle hochfrequenztaugliche Verbindung zwischen

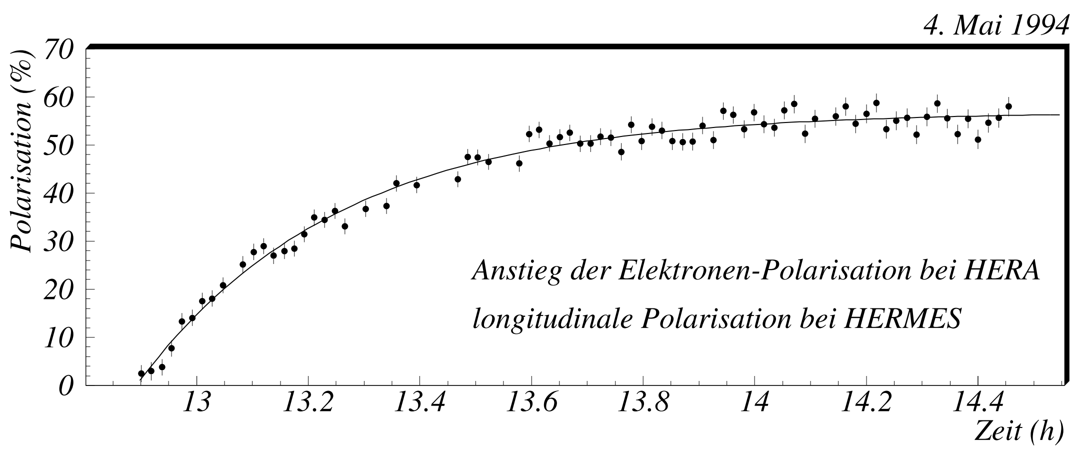


Abbildung 1.3: Mittlere Polarisation der Elektronen im HERA-Speicherring als Funktion der Zeit [Bar 95].

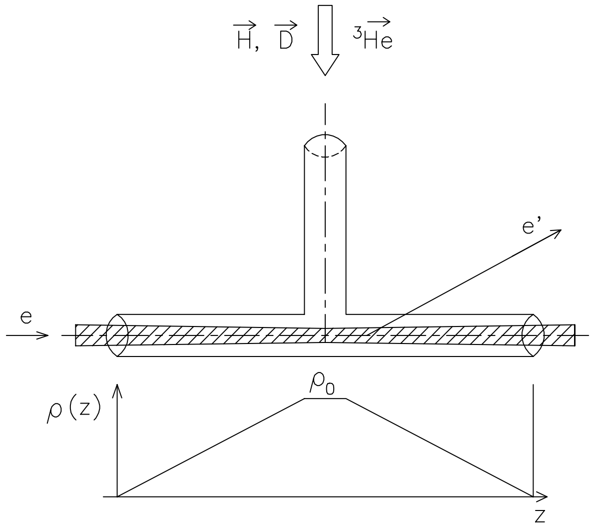


Abbildung 1.4: Schemazeichnung der Target-Speicherzelle, durch die der Elektronenstrahl fliegt (schraffiert). Darunter die Dichteverteilung des Target-Gases.

der Targetzelle und dem Strahlrohr aus einem Titangitter 'wake field suppressor', verhindert. Diese Speicherzelle befindet sich innerhalb einer Targetkammer, die dem Druckunterschied zwischen der Außenluft und dem Vakuum des Elektronenrings standhält, dennoch ein nur 300 μm dünnes Austrittsfenster aus Edelstahl enthält, damit der Impuls der gestreuten Teilchen möglichst wenig durch Vielfachstreuung verschmiert wird. Aus demselben Grund ist die Targetzelle aus 125 μm dünnem Aluminium gefertigt. Ferner wird Untergrund, der durch Streuung von Synchrotronstrahlung an der Targetzelle entstehen kann, durch eine Kombination aus einem festen und zwei beweglichen Kollimatoren minimiert.

1.2.2 Die polarisierte ^{3}He-Quelle

Der Aufbau des ^{3}He-Targets ist in Abbildung 1.5 zu sehen: Helium strömt von rechts in die Pumpzelle, in der es polarisiert wird. Dazu wird ein kleiner Teil der Atome durch eine Gasentladung in einen metastabilen Zustand angeregt, in dem sie durch Laserlicht der Wellenlänge 1083 nm polarisiert werden. Durch Spinaustauschstöße mit den anderen Heliumatomen werden auch diese polarisiert. Das so polarisierte Helium strömt durch eine Kapillare in die Speicherzelle. Je länger die mittlere Verweildauer der Atome in dieser Pumpzelle ist, desto höher ist die Polarisation. Um die Targetflächendichte von $3.3 \cdot 10^{14}$ Atome/cm^2 zu erreichen, ist ein Fluß von ca. $2 \cdot 10^{17}$ Atome/s nötig, wodurch die Polarisation auf 50-60% beschränkt wird. Die mittlere Polarisation während der Datennahme lag bei 46%, der relative Fehler betrug 5%.

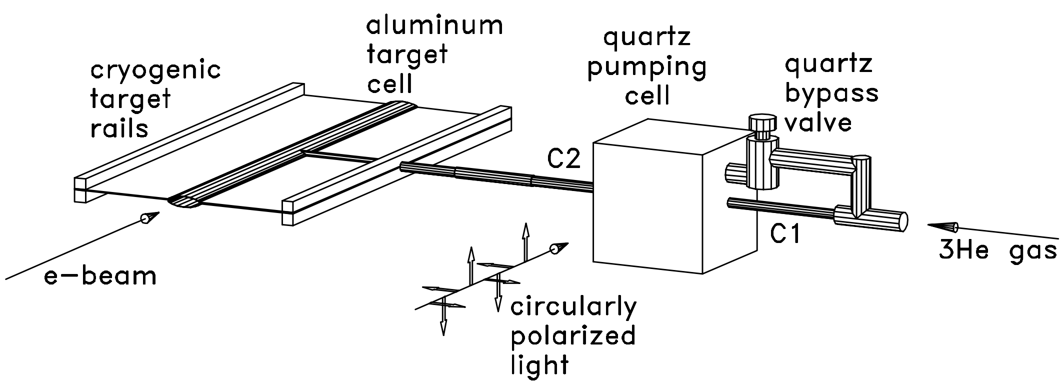


Abbildung 1.5: Schemazeichnung des ^{3}He-Targets.

Sowohl die Pumpzelle als auch die Speicherzelle befinden sich in einem longitudinalen magnetischen Haltefeld von 3.2–3.3 mT. Inhomogenitäten des Feldes können dazu führen, daß die Polarisation durch Präzession der Spins mit der Zeit abnimmt. Daher werden die Inhomogenitäten z.B. dadurch gering gehalten, daß es eine eigene Spule dafür gibt, das Streufeld des Spektrometermagneten zu kompensieren. In der Pumpzelle wird die Polarisation gemessen, indem die Polarisation der Heliumlinie bestimmt wird, die durch eine Hochfrequenzentladung erzeugt wird. Die Polarisation wird außerdem direkt in der Targetzelle von dem 'target optical monitor' gemessen. Er registriert die Photonen, die vom Helium in der Speicherzelle bei Anregung durch den Elektronenstrahl emittiert werden.

1.3 Das Spektrometer

Der HERMES-Detektor ist ein offenes Spektrometer, dessen Dipol-Magnet ein integriertes Magnetfeld von 1.3 Tm liefert. Da sich HERMES im Gegensatz zu vielen anderen Experimenten mit ruhendem Target ('fixed target') an einem Speicherring befindet, müssen beide Strahlrohre des HERA-Rings durch das HERMES-Experiment hindurchgeführt werden. Insbesondere der Elektronstrahl muß dabei gegen das Magnetfeld des Spektrometermagneten abgeschirmt werden. Dies geschieht durch eine Korrekturspule und eine Eisenplatte, die Spule und Strahlrohr umgibt und die Septumplatte genannt wird. Diese Platte teilt das Experiment in eine obere und untere Hälfte auf. Diese Teilung setzt sich in den Detektorkomponenten fort, die für die obere und untere Hälfte jeweils identisch aufgebaut sind und sich nur in ihrer Montage unterscheiden. Die einzelnen Komponenten sind in Abbildung 1.6 zu sehen.

Links in Abbildung 1.6, im Nullpunkt des angegebenen Koordinatensystems, befindet sich die Speicherzelle. Die Detektorkomponenten sind umso größer, je weiter sie von ihr entfernt sind, so daß sich in x-Richtung (horizontal) ein Öffnungswinkel von $-170\ldots170$ mrad ergibt, in y-Richtung (vertikal) ein Öffnungswinkel von $\pm 40 \cdots \pm 150$ mrad. Damit Teilchen bis hinunter zu 2 GeV nicht durch das Magnetfeld aus der Akzeptanz des Detektors hinaus abgelenkt werden, weist das Spektrometer hinter dem Magneten den größeren Öffnungswinkel von ± 278 mrad auf. Insgesamt erhält man für den Streuwinkel θ eine Akzeptanz von 40 mrad$< \theta <$ 220 mrad.

1.3.1 Spurdefinierende Detektoren

HERMES verfügte 1995 über die folgenden Drift- und Proportionalkammern:

Vertexkammern VCs. Diese Kammern wurden in der neuen Technologie der Mikrostreifen-Gaszähler gebaut. Sie dienen dazu, möglichst nahe am Wechselwirkungspunkt der Streuereignisse Spurpunkte zu bestimmen.

Vordere Driftkammern FC1, FC2. Dies ist ein Paar von zwei Driftkammern, das direkt vor dem Spektrometermagneten montiert ist. Ihre Konstruktion ist einer Verkleinerung der hinteren Driftkammern sehr ähnlich.

Magnetkammern MC1 … MC3. Hierbei handelt es sich um Proportionalkammern, die innerhalb des Magneten betrieben werden. Sie waren ursprünglich dafür vorgesehen, bei der Rekonstruktion von Ereignissen mit hoher Multiplizität die Zuordnung der vorderen und hinteren Teilspuren zu verbessern. Tatsächlich werden sie vor allem dazu verwendet, niederenergetischen Hadronen nachzuweisen, deren Bahn so stark gekrümmt ist, daß sie höchstens in BC1/2 ein Signal erzeugen.

Hintere Driftkammern BC1 … BC4. Diese Kammern sind als Paare BC1/2 und BC3/4 direkt hinter dem Magneten bzw. etwa 2 m hinter dem Magneten installiert.

Die BC1/2-Driftkammern wurden am Physikalischen Institut in Erlangen gefertigt. Ihre Eigenschaften werden im zweiten Teil der Arbeit ausführlich besprochen.

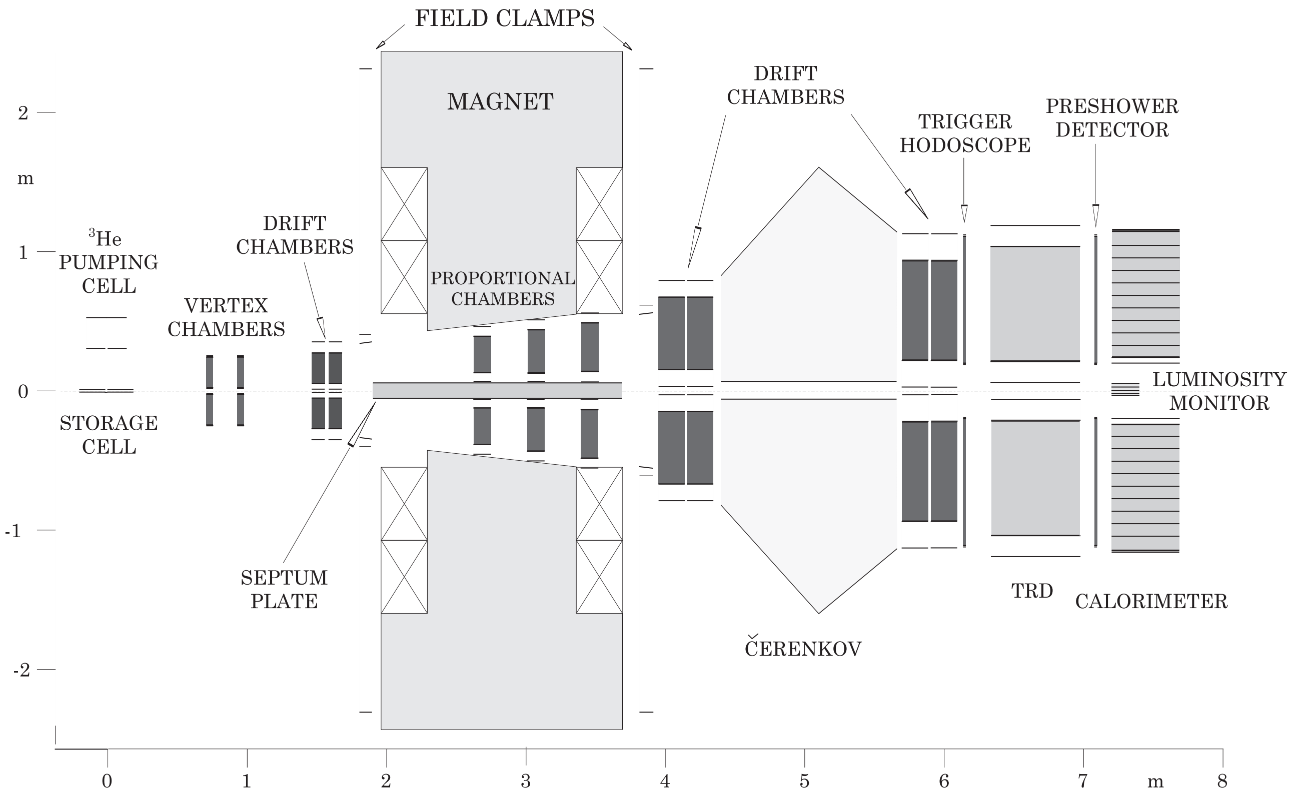


Abbildung 1.6: Schematische Seitenansicht des HERMES-Spektrometers (Stand 1995). Die spurdefinierenden Detektoren sind dunkel eingefärbt.

Im Jahr 1997 wurden zusätzlich die Drift-Vertexkammern in Betrieb genommen, die die Rekonstruktion in der vorderen Spektrometerhälfte weiter verbessern sollen. Auslöser waren Probleme mit der Ausleseelektronik der VCs im Jahre 1995, die dazu führten, daß die Daten der VCs für die Analyse nicht verwendet wurden. Dieser Ausfall führte dazu, daß die projektierte Redundanz bei der Spurfindung im vorderen Teil des Detektors nicht gewährleistet war und sich daraus an die Frontkammern schärfere Anforderungen ergaben, wie sie in Kapitel 5 besprochen werden.

1.3.2 Detektoren zur Teilchenidentifizierung

Die folgenden Komponenten des HERMES-Detektor werden verwendet, um zur Teilchenidentifikation beizutragen:

Schwellen-Čerenkov-Zähler. In diesem Detektor durchqueren die Teilchen ein Gasvolumen, in dem sie je nach ihrer Geschwindigkeit Čerenkov-Licht aussenden. Im Jahre 1995 war der Detektor mit Stickstoff gefüllt, in dem Pionen ab 5.7 GeV ein Signal erzeugen. Bei den zur Verfügung stehenden Energien erzeugen schwere Hadronen kein Signal, wohl aber Positronen. Seit 1996 wird eine Gasmischung mit höherem Brechungsindex verwendet, so daß Pionen und Kaonen im Energiebereich von 4 bis 12 GeV voneinander getrennt werden können. Ab 1998 wird ein ringabbildender Čerenkov-Zähler mit zwei Radiatormaterialien die Separation von Pionen und Kaonen und Protonen bzw. Antiprotonen im ganzen Energiebereich ermöglichen [Cis 97].

Übergangsstrahlungs-Detektor. In diesem Detektor befindet sich ein Radiator aus Polyethylen/Polypropylen-Fasern. Durchqueren Elektronen die zahlreichen Sprünge des optischen Brechungsindex am Übergang zwischen den Fasern und dem umgebenden Gas, so senden sie Röntgenlicht aus. Die Intensität dieser Strahlung, die mit einer dahinterliegenden Proportionalkammer gemessen wird, ist proportional zum Lorentzfaktor $\gamma = E/mc^2$, so daß zwischen Elektronen und Pionen unterschieden werden kann. Sechs hintereinanderliegende solche Anordnungen bilden den Übergangsstrahlungs-Detektor ('transition radiation detector, TRD').

Hodoskop. Eine erste Wand aus Plastikszintillatoren dient vor allem dazu, hochenergetische Photonen im Trigger zu unterdrücken. Außerdem wird sie zur Flugzeitmessung verwendet, wodurch niederenergetische Hadronen wie z.B. Protonen identifiziert werden können. Eine weitere Szintillatorwand befindet sich hinter einer 11 mm dicken Bleiplatte (*preshower*). Aufgrund der unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten des Aufschauerns ergeben sich im Mittel verschiedene Signalhöhen für Elektronen und Hadronen.

Kalorimeter. Die relative Energieauflösung des Bleiglaskalorimeters beträgt $\sigma(E) = 1.5\% + 5.1\%/\sqrt{E\,[GeV]}$. Bei einer Impulsauflösung von 1 bis 2% kann die Energie von Teilchen bekannter Masse somit genauer aus dem Impuls bestimmt werden. Umgekehrt wird das Verhältnis E/p zur Teilchenidentifikation verwendet.
Desweiteren werden mit dem Kalorimeter Photonen nachgewiesen, die vom Zerfall kurzlebiger Teilchen stammen oder aus Strahlungsprozessen.

Die Signale aller dieser Detektoren werden verwendet, um zwischen Elektronen und anderen Teilchen zu unterscheiden. Dazu wurde für jeden Detektor aus Testmessungen und Modellrechnungen eine Wahrscheinlichkeitsfunktion ermittelt, die jedem möglichen Signal die Wahrscheinlichkeit zuordnet, daß es von einem Elektron erzeugt wurde. Das Produkt der Wahrscheinlichkeiten aller zur Verfügung stehender Detektoren wird verwendet, um die bestmögliche Teilchenidentifizierung zu erhalten.

1.3.3 Trigger-Erzeugung

Wenn beide Hodoskope ein Signal produzieren, Energie im Kalorimeter deponiert ist und ein Elektronenpaket das Target durchquert hat ('HERA-Clock-Signal'), dann ist die Möglichkeit gegeben, daß tatsächlich tiefinelastische Streuung im Target stattgefunden hat. In diesem Fall wird ein '*Trigger*' generiert, also ein Signal, welches veranlaßt, daß die Information aller Detektorkomponenten vollständig ausgelesen und abgespeichert wird. Die 1995 geforderte Mindestenergie im Kalorimeter betrug 3.5 GeV und die Triggerrate betrug typischerweise um die 50 Hz. Die Triggerbedingungen können aber auch vom Untergrund des Protonstrahls ausgelöst werden, da das Zeitfenster der Elektronenpakete zeitlich nicht weit genug vom Zeitfenster der Protonen entfernt ist. Aus diesem Grund wurde im Jahr 1996 ein weiterer Szintillationszähler vor dem Magneten installiert.

Eine weitere Detektorkomponente ist der Luminositätsmonitor, der sich zwischen den beiden Kalorimeterhälften nahe am Strahlrohr befindet. Er mißt die Bhabha-Streuung der Positronen des Strahls an den Hüllenelektronen der Targetatome, indem Elektron und Positron in Koinzidenz nachgewiesen werden. Aufgrund der Akzeptanzverhältnisse sind absoluten Messungen der Luminosität mit größeren Fehlern behaftet als die Relativwerte. Die so bestimmte relative Luminosität werden wir in den späteren Kapiteln zur Berechnung der normierten Zählraten verwenden.

Einen Eindruck von dem tatsächlichen Aufbau des HERMES-Experiments bekommt man in Abbildung 1.7. In dieser Abbildung sind neben den Detektoren auch Teile des 'Detector Support System' und des Gestells eingezeichnet, an dem die Verkabelung des Detektors befestigt wurde. Desweiteren sind die Detektorplattform, die Targetplattform und Teile der Abschirmung zu sehen. Diesem Bild liegt das sogenannte 3D-Model zugrunde, eine Datenbank, mit deren Hilfe die komplette Planung des Experimentaufbaus durchgeführt wurde und durch deren Hilfe auf die Herstellung maßstäblicher Modelle verzichtet werden konnte.

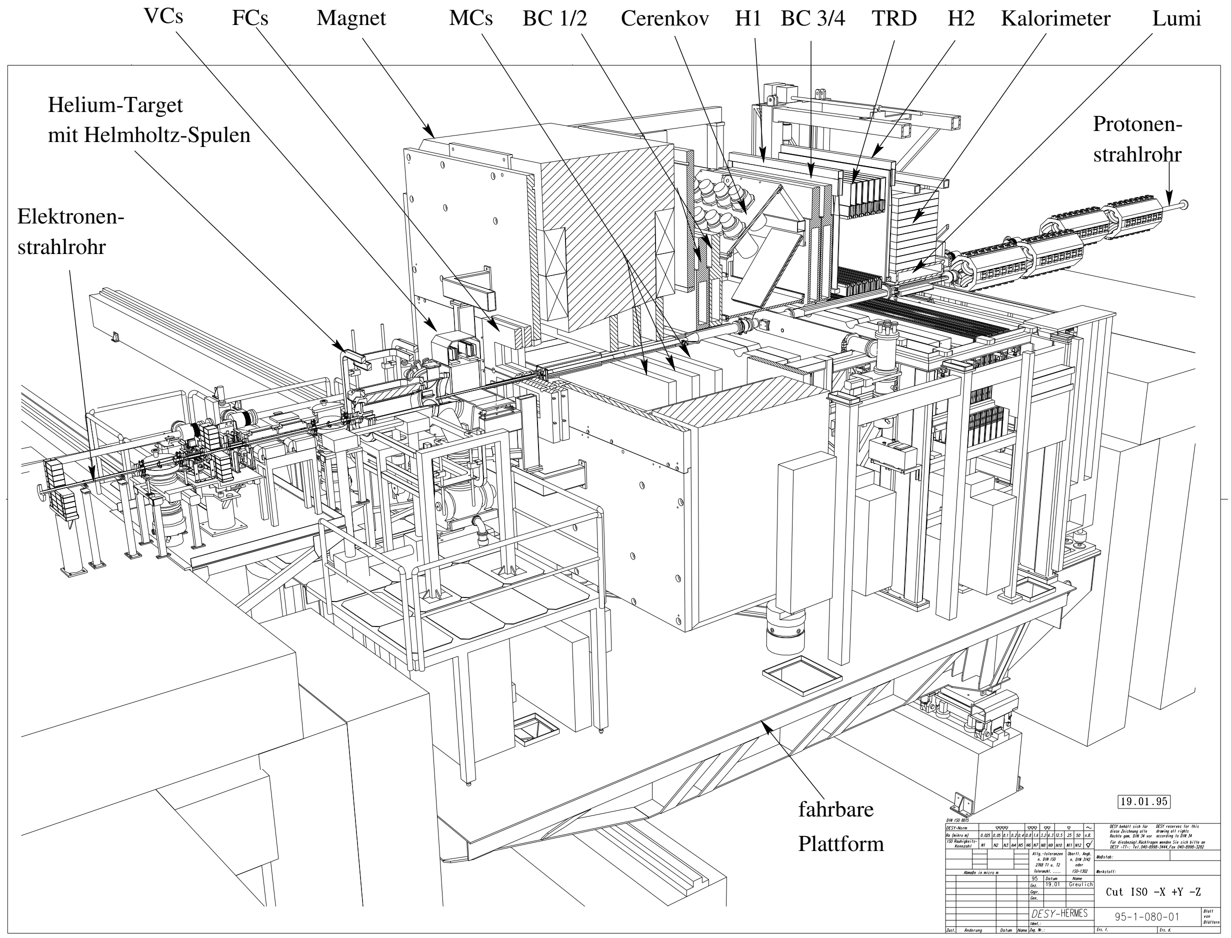


Abbildung 1.7: 3D–Modell–Zeichnung des HERMES-Spektrometers.

Kapitel 2

Asymmetrien, Strukturfunktionen und Summenregeln

2.1 Kinematische Variablen

Der Feynmangraph niedrigster Ordnung der tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung ist in Abbildung 2.1 zu sehen: ein Lepton l, das den Viererimpuls $\mathbf{k}$ trägt, und ein Nukleon N mit Viererimpuls $\mathbf{P}$ werden aneinander gestreut. Dabei wird ein virtuelle Photon γ ausgetauscht, das den Viererimpuls $\mathbf{q}$ auf das Nukleon überträgt. Während das Lepton als gestreutes Lepton l' mit Viererimpuls $\mathbf{k}'$ ausläuft, wird das Nukleon durch den Streuprozeß zerstört und fragmentiert in einen Endzustand X, der aus n_X Hadronen besteht. Um den Streuprozeß unabhängig vom Bezugssystem zu beschreiben, definiert man die folgenden lorentzinvarianten Größen:

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2, \tag{2.1}$$

$$\nu = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{M} = \frac{Q^2+W^2-M^2}{2M}, \tag{2.2}$$

$$s = (\mathbf{P}+\mathbf{k})^2, \tag{2.3}$$

$$W^2 = \mathbf{P}_X{}^2 = (\mathbf{P}+\mathbf{q})^2. \tag{2.4}$$

Man nennt $\mathbf{q}$ den *Viererimpuls-Übertrag*, ν den *Energieübertrag*, $\sqrt{s}$ die *Schwerpunktsenergie* und W die *invariante Masse* des hadronischen Endzustands. Der Zusammenhang mit den Meßgrößen im Laborsystem ergibt sich für ein stationäres Target bei Vernachlässigung der Elek-

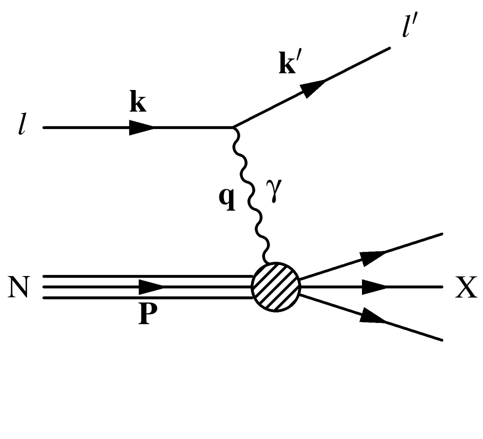


Abbildung 2.1: Feynmangraph tiefinelastischer Lepton–Nukleon–Streuung. Die Kinematik ist durch die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen und des gestreuten Leptons vollständig bestimmt.

tronruhemasse zu

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \tag{2.5}$$

$$\nu = E - E', \tag{2.6}$$

$$s = 2ME + M^2, \tag{2.7}$$

$$W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2. \tag{2.8}$$

Dabei ist E die Strahlenergie, E' die Energie des gestreuten Teilchens, θ der Streuwinkel und M die Masse des Nukleons, für die konventionsgemäß die Protonmasse verwendet wird. Ferner definiert man die dimensionslosen Skalenvariablen

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}, \tag{2.9}$$

$$y = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}. \tag{2.10}$$

Der Bruchteil der Energie, den das Lepton an das Nukleon abgibt, wird von y beschrieben. Die Bjørkensche Skalenvariable x_{Bj} ist ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses. Der Grenzfall $x_{Bj} = 1$ ist die elastische Streuung, bei der das Nukleon nicht zerstört wird. Da der hadronische Endzustand nicht leichter als das Nukleon sein kann, also $W^2 \geq M^2$ gilt, und außerdem $Q^2 > 0$ und $x_{Bj} > 0$, folgt aus Gleichung 2.8

$$0 < x_{Bj} \leq 1.$$

Für y ergibt sich ebenfalls

$$0 < y \leq 1.$$

2.2 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

In erster Ordnung QED beschreibt man den tiefinelastischen Streuprozeß mit dem Photon-Propagator $\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2+i\varepsilon}$ und den leptonischen bzw. hadronischen Strömen j_l^μ und j_h^μ. Für das Übergangsmatrixelement des Streuprozesses ergibt sich mit dem Grenzübergang $\varepsilon \to 0$ und $-ie$ als der Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung

$$i\mathcal{M}_{fi} = (-ie)^2 \left(\frac{-i\,g_{\mu\nu}}{\mathbf{q}^2}\right) \langle \mathbf{k}' |\, j_l^\mu \,|\mathbf{k},\mathbf{s_l}\rangle \langle X |\, j_h^\nu \,|\mathbf{p},\mathbf{s_h}\rangle\,. \tag{2.11}$$

Die auftretenden Viererimpulse wurden im letzten Abschnitt eingeführt und $\mathbf{s_l}$ und $\mathbf{s_h}$ sind die Spinvierervektoren von Lepton und Nukleon im Anfangszustand. Um auf den Wirkungsquerschnitt zu kommen, muß man einen Phasenraumfaktor beachten sowie über alle hadronischen Endzustände X und die Spins der auslaufenden Teilchen summieren. Drückt man ferner e^2 durch die Feinstrukturkonstante α aus, so erhält man

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{MQ^4}\frac{E'}{E} L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \tag{2.12}$$

Dabei sind $L^{\mu\nu}$ und $W^{\mu\nu}$ der leptonische bzw. hadronische Tensor, die die Summation über alle Zustände enthalten und somit die Abstrahlung des virtuellen Photons vom Lepton bzw. seine Absorption durch das Nukleon beschreiben.

Der leptonische Tensor beschreibt nur punktförmige Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ und kann innerhalb der QED aus

$$L_{\mu\nu} = \sum_{\text{Spin'}} \langle \mathbf{k}' | \gamma_\mu | \mathbf{k}, \mathbf{s_l} \rangle \langle \mathbf{k}, \mathbf{s_l} | \gamma_\mu | \mathbf{k}' \rangle \tag{2.13}$$

exakt berechnet werden. Für den hadronischen Tensor läßt sich aufgrund der geforderten Eichinvarianz und Paritätserhaltung eine allgemeine Form herleiten, bei der $W_{\mu\nu}$ durch vier reelle Strukturfunktionen parametrisiert ist:

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^{\text{sym}} + W_{\mu\nu}^{\text{asym}} \tag{2.14}$$

mit

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{\text{sym}} &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{\mathbf{q}^2} \right) F_1 + \left(P_\mu - \frac{M\nu}{\mathbf{q}^2} q_\mu \right) \left(P^\nu - \frac{M\nu}{\mathbf{q}^2} q_\nu \right) \frac{F_2}{M\nu} \\ W_{\mu\nu}^{\text{asym}} &= -i\varepsilon_{\mu\nu\sigma\tau} \frac{q^\sigma}{M\nu} \left(S^\tau (g_1 + g_2) - P^\tau \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{S}}{M\nu} g_2 \right), \end{aligned} \tag{2.15}$$

wobei $\mathbf{S}$ der Spinvektor des Nukleons ist. Ebenso zerlegt man auch den leptonischen Tensor in einen symmetrischen und einen asymmetrischen Teil. Die asymmetrischen Anteile beider Tensoren verschwinden, wenn man den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt berechnet, indem man über die Spins der einlaufenden Teilchen mittelt:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} = \frac{e^4}{2\pi Q^2} \left(\frac{y}{2} F_1 + \frac{1}{2xy} (1 - y - \frac{y^2}{4} \gamma^2) F_2 \right). \tag{2.16}$$

Dabei gilt $\gamma = \sqrt{Q^2}/\nu$. Für die Streuung an einem ruhenden Nukleon kann man diesen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Variablen des Ruhesystems ausdrücken:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}E'} &= \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right|_{\text{Ruth}} \left(2\frac{F_1}{M} \sin^2\frac{\theta}{2} + \frac{F_2}{\nu} \cos^2\frac{\theta}{2} \right) \\ &= \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right|_{\text{Mott}} \left(2\,\frac{F_1}{M} \tan^2\frac{\theta}{2} + \frac{F_2}{E - E'} \right), \end{aligned} \tag{2.17}$$

wobei

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right|_{\text{Ruth}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad \text{und} \qquad \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right|_{\text{Mott}} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \cos^2\frac{\theta}{2}. \tag{2.18}$$

Die Strukturfunktionen beschreiben also die Abweichung der beobachteten Streuung von einer Streuung an einem strukturlosen punktförmigen Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen.

Um die asymmetrischen Strukturfunktionen zu erhalten, bildet man die Differenz der Wirkungsquerschnitte zweier entgegengesetzter Orientierungen des Targetspins:

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}^2\Delta\sigma(\alpha)}{\mathrm{d}^2x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}\phi} &= \frac{\mathrm{d}^2\sigma(\alpha) - \mathrm{d}^2\sigma(\alpha+\pi)}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}\phi} \\ &= \frac{e^4}{4\pi Q^2} \left(\cos\alpha \left\{ \left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2}{4}\gamma^2 \right) g_1(x,Q^2) - \frac{y}{2}\gamma^2 g_2(x,Q^2) \right\} \right. \\ &\qquad \left. -\gamma \sin\alpha \cos\phi \sqrt{1 - y - \frac{y^2}{4}\gamma^2} \left(\frac{y}{2} g_1(x,Q^2) + g_2(x,Q^2) \right) \right). \end{aligned} \tag{2.19}$$

Hier treten zwei weitere Winkel auf, deren Definition im Ruhesystem des Nukleons in Abbildung 2.2 veranschaulicht ist: α ist der Winkel zwischen der Richtung des Leptonstrahls und dem Spin des Nukleons, ϕ ist der Azimutwinkel des Nukleonspins zur Streuebene.

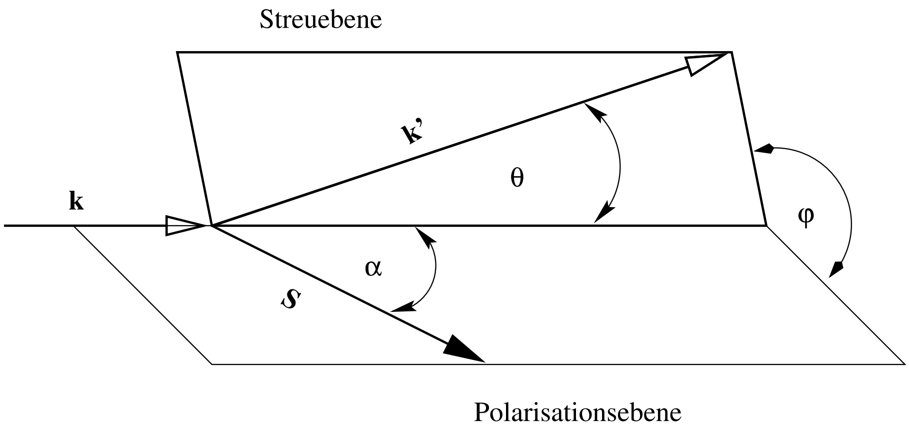


Abbildung 2.2: Winkeldefinitionen für polarisierte tiefinelastische Streuung: θ ist der Streuwinkel, φ die Neigung der Streuebene gegen die Polarisationsebene, α der Winkel zwischen dem Spin des einlaufenden Teilchens und seiner Flugrichtung.

2.2.1 Interpretation im Quark-Parton-Modell

In diesem Modell sind die Quarks näherungsweise punktförmige Konstituenten und werden mit den Partonen identifiziert. Für die Streuung an punktförmigen Objekten hängen die Strukturfunktionen nicht von Q^2 ab. Während erste Messungen diese Unabhängigkeit von Q^2 bestätigten, sind in genaueren Messungen vor allem für große oder sehr kleine x_{Bj} Abweichungen zu sehen. Im Quark-Parton-Modell verwendet man ein Bezugssystem, in dem die Impulse groß gegen die Massen und Transversalimpulse sind ('infinite momentum frame'). Die Skalenvariable x_{Bj} kann dann als der Bruchteil des Nukleonimpulses interpretiert werden, den das gestreute Quark trägt. Dazu führt man den Bjørken-Grenzübergang durch:

$$\lim_{Bj} Q^2 \to \infty \qquad \lim_{Bj} \nu \to \infty \qquad x_{Bj} = \text{ const.} \tag{2.20}$$

Führt man die Impulsverteilungen $q_f(x)$ für Quarks des Flavor f ein, dann gilt

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2 q_f(x), \tag{2.21}$$

$$F_2(x) = x\sum_f e_f^2 q_f(x), \tag{2.22}$$

wobei über alle Flavors summiert wird und e_f die Ladung des Quarks mit Flavor f in Einheiten der Elementarladung ist.

Für die polarisierten Strukturfunktionen definiert man die Quarkdichten $q_f^{\pm}(x)$, die für Quarks des Flavor f die Wahrscheinlichkeit einer Spinausrichtung parallel $(+)$ bzw. antiparallel $(-)$ zum Spin des Nukleons angeben:

$$g_1(x) = \sum_f \frac{e_f^2}{2}\left(q_f^+(x) + \bar{q}_f^+(x) - q_f^-(x) - \bar{q}_f^-(x)\right), \tag{2.23}$$

$$g_2(x) = 0. \tag{2.24}$$

Auch hierbei berücksichtigt die Summation Quarks und Antiquarks aller im Nukleon relevanten Flavors und vernachlässigt die schweren Quarks c, b und t. Die Quarkspinverteilungen im Nukleon definiert man als $\delta q_f(x) = q_f^+(x) - q_f^-(x)$, für die man als weitere Vereinfachung auch

$\delta f = \delta q_f$ schreibt. Die explizite Darstellung der Spinstrukturfunktion $g_1^n(x)$ des Neutrons erhält man unter der Annahme der Isospin-Invarianz $\delta d^p(x) = \delta u^n(x)$ als

$$\begin{aligned} g_1^n(x) &= \frac{1}{2}\left(\frac{1}{9}\delta u(x) + \frac{4}{9}\delta d(x) + \frac{1}{9}\delta s(x)\right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{9}\delta \bar{u}(x) + \frac{4}{9}\delta \bar{d}(x) + \frac{1}{9}\delta \bar{s}(x)\right). \end{aligned} \tag{2.25}$$

Von der Näherung des Quark-Parton-Modells kann man kleine Abweichungen messen, die von der Quantenchromodynamik beschrieben werden. So zeigt F_2 Abweichungen vom Skalenverhalten $F_2(x,Q^2) \equiv F_2(x)$. Insbesondere ist der Quotient aus $F_2(x_{Bj},Q^2)$ und $F_1(x_{Bj},Q^2)$ nicht mehr identisch $2x_{Bj}$.

2.3 Summenregeln

Die QCD kann über x_{Bj}-Abhängigkeiten der Strukturfunktionen keine Aussagen machen, wohl aber über die Q^2-Abhängigkeit und die Integrale der Strukturfunktionen. Dazu definiert man das n-te Moment als

$$M_n(f) = \int_0^1 x^{(n-1)} f(x)\,dx, \tag{2.26}$$

und erste Moment von $g_1^{\mathrm{n,p}}$ als $\Gamma_1^{n,p} = M_1(g_1^{\mathrm{n,p}})$.

2.3.1 Bjørken-Summenregel

Die Bjørken-Summenregel wurde ursprünglich aus der SU(6)-Stromalgebra hergeleitet [Bjø 66]. Sie verbindet die ersten Momente der Strukturfunktionen $g_1^{\mathrm{p,n}}$ von Proton und Neutron mit dem Verhältnis der Axial- und Vektorkopplungskonstante des Neutron-β-Zerfalls:

$$\mathrm{BJ}(Q^2) = \Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}\left|\frac{g_A}{g_V}\right| \cdot \left(1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - \frac{43}{12}\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 + O(\alpha_s^3)\right) \tag{2.27}$$

Durch die QCD-Korrekturen wird die Bjørken-Summe $\mathrm{BJ}(Q^2)$ zu einer Funktion der Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung und somit zu einer Funktion von Q^2. Ohne QCD-Korrekturen ist $\mathrm{BJ}= 0.21$, für alle bisher berechneten Ordnungen gilt $\mathrm{BJ}(10\mathrm{GeV}^2) = 0.187 \pm 0.003$ mit $\alpha_s(10\mathrm{GeV}^2) = 0.24 \pm 0.03$. Da sich die Bjørken-Summenregel aus der Stromalgebra herleiten läßt und als fundamental angesehen wird, kann man Messungen von $\mathrm{BJ}(Q^2)$ als Messung der starken Kopplungskonstante α_s betrachten bzw. als Überprüfung der QCD-Korrekturen.

2.3.2 Ellis-Jaffe-Summenregeln

Die Spinanteile der einzelnen Quark-Flavors im Nukleon definiert man als

$$\Delta q_f = \int_0^1 \left(\delta q_f(x) + \delta \bar{q}_f(x)\right) dx. \tag{2.28}$$

Indem man $SU(3)_{\mathrm{flavor}}$ verwendet und QCD-Korrekturen vernachlässigt, lassen sich ersten Momente von $g_1^{\mathrm{p,n}}$ zu den Axialladungen in Beziehung setzen:

$$\Gamma_1^{p(n)} = \frac{1}{12}\left(\pm a_3 + \frac{a_8}{3}\right) + \frac{1}{9}a_0, \tag{2.29}$$

wobei

$$a_3 = F + D = \Delta u - \Delta d \tag{2.30}$$

$$a_8 = F - D = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s \tag{2.31}$$

$$a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s = \Delta\Sigma \tag{2.32}$$

Dabei bezeichnet $\Delta\Sigma$ den Beitrag aller Quarks zum Nukleonspin. Fordert man, daß die s-Quarks zum Gesamtspin nicht beitragen, so ergibt sich $a_0 = a_8$. Zusammen mit den Werten für F und D aus Neutron- und Hyperonzerfällen ergeben sich die Ellis-Jaffe-Summenregeln zu

$$\Gamma_1^p \overset{\text{EJ}}{=} \frac{1}{18}(9F - D) \overset{\text{exp}}{=} 0.185 \tag{2.33}$$

$$\Gamma_1^n \overset{\text{EJ}}{=} \frac{1}{18}(6F - 4D) \overset{\text{exp}}{=} -0.024\,. \tag{2.34}$$

Im Jahr 1987 ergab eine Messung der EMC-Kollaboration den Wert von $\Gamma_1^p = (0.123 \pm 0.013 \pm 0.019)$, was signifikant von der Vorhersage abwich und eine Abschätzung des Gesamtbeitrags $\Delta\Sigma$ der Quarks zum Nukleon erlaubte, die mit Null verträglich war [EMC 88]. Dies führte zur sogenannten Spinkrise. Mit QCD-Korrekturen wird der vorhergesagte Wert etwas kleiner:

$$\Gamma_1^p = 0.169 \qquad \Gamma_1^n = -0.043 \qquad \text{für} \qquad Q^2 = 3GeV^2\,. \tag{2.35}$$

Die Verletzung der Ellis-Jaffe-Summenregel ist mit QCD-Korrekturen zwar geringer, aber nach wie vor vorhanden. Ihre Interpretation ist allerdigs noch mit Unsicherheiten verbunden, da je nach dem verwendeten Renormierungsschema, mit dem die Infrarotdivergenz weicher Gluonen vermieden wird, der Spin der Gluonen Beiträge zu dieser Abweichung liefert, wie es beispielsweise im Adler-Bardeen-Schema der Fall ist [AB 69, BFR 95].

2.4 Bestimmung von g_1^n aus Asymmetrien

Um die polarisierte Strukturfunktion $g_1^n(x)$ zu bestimmen, wird der Wirkungsquerschnitt für parallele $\uparrow\Uparrow$ und antiparallele Spineinstellung $\uparrow\Downarrow$ von Nukleon und Lepton mit einem longitudinal polarisiertem Strahl gemessen. Aus diesen Wirkungsquerschnitten ergibt sich

$$A_{||}(x) = \frac{\sigma^{\uparrow\Downarrow}(x) - \sigma^{\uparrow\Uparrow}(x)}{\sigma^{\uparrow\Downarrow}(x) + \sigma^{\uparrow\Uparrow}(x)}. \tag{2.36}$$

Für $g_2^n(x)$ verwendet man ebenfalls einen longitudinal polarisiertem Strahl, aber ein transversal polarisiertes Target, und berechnet aus den so gemessenen Wirkungsquerschnitten

$$A_{\perp}(x) = \frac{\sigma^{\uparrow\Leftarrow}(x) - \sigma^{\uparrow\Rightarrow}(x)}{\sigma^{\uparrow\Leftarrow}(x) + \sigma^{\uparrow\Rightarrow}(x)}. \tag{2.37}$$

Bei der Messung wird die Orientierung des Targetspins wiederholt um 180° umgeschaltet. Die experimentell bestimmten Asymmetrien der Wirkungsquerschnitte $A_{||}$ und $A_{\perp}$ kann man zu den Asymmetrien A_1 und A_2 des ausgetauschten virtuellen Photons in Beziehung setzen:

$$A_{||} = D \cdot (A_1 + \eta \cdot A_2), \tag{2.38}$$

$$A_{\perp} = d \cdot (A_2 - \xi \cdot A_1). \tag{2.39}$$

Im Grenzfall sehr hoher Energien ($E \gg m_e$, $Q^2 \ll \nu^2$) sind die kinematischen Faktoren definiert als

$$D = \frac{y(2-y)}{y^2+2(1-y)(1-R)}, \tag{2.40}$$

$$d = D\sqrt{\frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon}}, \tag{2.41}$$

$$\varepsilon = \frac{1-y}{1-y+y^2/2}, \tag{2.42}$$

$$\eta = \frac{2\gamma(1-y)}{2-y}, \tag{2.43}$$

$$\xi = \eta\frac{1+\varepsilon}{2\varepsilon}, \tag{2.44}$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{Q^2}}{\nu}. \tag{2.45}$$

Virtuelle Photonen können im Gegensatz zu reellen sowohl longitudinal als auch transversal polarisiert sein. Der Grad der transversalen Polarisation wird von ε angegeben. Die vom virtuellen Photon übertragene Polarisation wird im Bjørken-Grenzfall durch die Depolarisationsfaktoren D und d beschrieben. Bei deren Berechnung geht das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für longitudinal und transversal polarisierte virtuelle Photonen ein: $R = \sigma_L/\sigma_T$. R kann aus den unpolarisierten Strukturfunktionen und der Kinematik berechnet werden:

$$R(x,Q^2) = \frac{F_2(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)}(1+\gamma^2) - 1. \tag{2.46}$$

Die Spinstrukturfunktionen g_1 und g_2 berechnet man aus den Relationen:

$$A_1 = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1}, \tag{2.47}$$

$$A_2 = \gamma\frac{g_1+g_2}{F_1}. \tag{2.48}$$

Da g_2 klein und in Gleichung 2.47 mit einem Faktor γ^2 unterdrückt ist, verwenden wir die Näherung $g_1 \backsimeq A_1F_1$. Die Asymmetrie A_2 ist ebenfalls klein und so kann Gleichung 2.38 durch $A_\parallel = DA_1$ approximiert werden. Insgesamt erhält man

$$g_1 \backsimeq \frac{A_\parallel}{D}\cdot\frac{F_2^n}{2x(1+R)}. \tag{2.49}$$

Für die HERMES-Analyse wurde eine auf SLAC Messungen beruhende Parametrisierung der Funktion R verwendet [Whi 90] und für F_2^n eine Parametrisierung nach [NMC 95].

2.4.1 Korrektur auf zeitabhängige Luminosität und Polarisation

Bei der experimentellen Bestimmung der Asymmetrie muß man die Detektorakzeptanz $\mathcal{A}$, die Strahl- und Targetpolarisationen p_b und p_t sowie die Luminosität L miteinbeziehen. Mit der Beziehung $\mathrm{d}N = \mathcal{A}L\sigma\mathrm{d}t$ und den Abkürzungen $+ = \uparrow\Downarrow$ und $- = \uparrow\Uparrow$ erhält man aus Gleichung 2.36 das Gleichungssystem für die experimentellen Zählraten N^+ und N^-

$$N^+ = \int_+ \mathcal{A}L\sigma^{unpol}\left(1+A_\parallel p_b p_t\right)\mathrm{d}t, \tag{2.50}$$

$$N^- = \int_- \mathcal{A}L\sigma^{unpol}\left(1-A_\parallel p_b p_t\right)\mathrm{d}t. \tag{2.51}$$

Für eine zeitunabhängige Akzeptanz folgt daraus

$$A_{\parallel} = \frac{N^+L^- - N^-L^+}{N^+L_p^- + N^-L_p^+}, \tag{2.52}$$

$$\text{wobei} \qquad L^{\pm} = \int_{\pm} L\,\mathrm{d}t \quad \text{und} \quad L_p^{\pm} = \int_{\pm} L p_t p_b\,\mathrm{d}t\,.$$

Dabei bezeichnet die Schreibweise $\int_{\pm} \mathrm{d}t$ die Integration über alle Meßzeiten, zu denen ein Spinzustand $+$ bzw. $-$ eingestellt war.

Auf diese Weise kann man $A_{\parallel}$ bestimmen, das nach obiger Näherung über den Depolarisationsfaktor direkt mit A_1 verknüpft ist:

$$A_1 \backsimeq \frac{A_{\parallel}}{D}. \tag{2.53}$$

2.4.2 Kernkorrektur

Mit Gleichungen 2.52 und 2.53 kann $A_1^{^3\mathrm{He}}$ aus den gemessenen Zählraten bestimmt werden. Um aus dieser Größe die Neutronasymmetrie A_1^{n} zu berechnen, muß man eine Korrektur auf den Einfluß der beiden Protonen im ^{3}He durchführen. Da im ^{3}He-Kern der S-Zustand dominiert, heben sich die Spins der Protonen in erster Näherung auf und liefern einen unpolarisierten Beitrag, der die Asymmetrie um einen Faktor drei verkleinert. Bei genauerer Betrachtung findet man eine Beimischung anderer Zustände, vor allem eines D-Zustands, zur ^{3}He-Wellenfunktion. Für die Anteile $P_n^{^3\mathrm{He}}$ und $P_p^{^3\mathrm{He}}$, mit denen das Neutron bzw die Protonen zur Polarisation des Heliums beitragen, findet man [Cio 93]:

$$P_n^{^3\mathrm{He}} = 0.86 \pm 0.02, \qquad P_p^{^3\mathrm{He}} = -0.028 \pm 0.004. \tag{2.54}$$

Setzt man die unpolarisierten Strukturfunktionen $F_2^{p,n}$ von Proton und Neutron sowie die Asymmetrie A_1^{p} des Protons als bekannt voraus, dann kann man aus der Helium-Asymmetrie die des Neutrons berechnen:

$$A_1^n \;=\; \frac{A_1^{^3\mathrm{He}} - 2\frac{F_2^p}{2F_2^p+F_2^n} P_p^{^3\mathrm{He}} A_1^p}{\frac{F_2^n}{2F_2^p+F_2^n} P_n^{^3\mathrm{He}}}. \tag{2.55}$$

Im folgenden beschäftigen wir uns mit der praktischen Extraktion der Asymmetrie und den damit verbundenen Fehlern.

Kapitel 3

Extraktion der Asymmetrie $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$

In der HERMES-Analyse wird zuerst die Asymmetrie $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ bestimmt, die dann in die Spinstrukturfunktion g_1^{n} umgerechnet wird. Während bei der Bestimmung von $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ nur Fehler der HERMES-Messungen eingehen, gehen bei der Berechnung von g_1^{n} weitere Unsicherheiten mit ein, die von den HERMES-Messungen unabhängig sind. Das liegt daran, daß zur Bestimmung von g_1^{n} unter anderem die Strukturfunktionen F_2 und R verwendet werden, die beide fehlerbehaftet sind. Daher werden die Fehler der HERMES-Messungen auf der Stufe der Asymmetrie analysiert und erst in einem weiteren Schritt auf g_1^{n} umgerechnet.

3.1 Verwendete Größen

3.1.1 Zeitskalen

In die Formel 2.52 zur Berechnung der Asymmetrie gehen die Integrale über die Luminosität bzw. das Produkt aus Luminosität und Polarisationen ein. Diese Werte können nur in gewissen kürzesten Zeitabständen gemessen werden. Die bei HERMES verwendete kleinste Zeiteinheit wird ein Burst genannt und beträgt in der Regel 10 s.

Eine Gruppe von Bursts, die vom Datennahmesystem (*Data Aquisition DAQ*) gemeinsam abgespeichert wird, heißt „Run". Die Dauer eines Runs wird dadurch begrenzt, daß seine Datengröße eine bestimmte Obergrenze nicht überschreiten soll. Daher wird die Länge eines Runs stark von der Datenrate und den Untergrundraten bestimmt. Vom Standpunkt der Datenanalyse ist ein Run daher eine willkürlich schwankende Zeiteinheit, deren Verwendung möglichst vermieden wird.

Bei HERMES wird der Spinzustand der Targets regelmäßig umgekehrt, so daß abwechselnd an den Zuständen + und – gemessen wird. Für das 1995 verwendete ^{3}He-Target betrug der Zeitraum zwischen zwei Richtungsänderungen (*Spinflips*) des Spins 10 min.

Die größte verwendete Zeitskala ist die einer Füllung des HERA-Speicherrings, *Fill* genannt. Beim Betrieb von HERA wechseln Perioden einander ab, bei denen die Maschine mit Teilchen gefüllt wird und diese beschleunigt werden bzw. Teilchen im Ring gespeichert sind. Dabei wurden 1995 anfängliche Elektronströme von über 30 mA erreicht, die mit der Zeit abfallen. Typische Dauern einer HERA-Füllung liegen zwischen wenigen Stunden und einem halben Tag, die Zeiten zwischen zwei solchen Füllungen („Fills") können zwischen einigen Stunden und mehreren Tagen betragen.

Wieviele Spuren, Bursts, Runs und Fills für die Analyse verwendet wurden, ist in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Zwischen den einzelnen Zeilen und Spalten der Tabelle kann kein konstantes Verhältnis bestehen, wie man sich am Beispiel der Spinflips klar machen kann: die

Einheit	Erklärung	Anzahl 1995	typ. Dauer	enthaltene DIS-Elektronen
Fill	HERA-Positron-Füllung	60	1 bis 10 Stunden	4000 – 40,000
Run	Gruppe von gemeinsam gespeicherten Daten	1600	8 – 15 min	450
Spin-Einstellung	Periode zwischen zwei Target-Spinflips	$2 * 840$	10 min	800
Burst	kleinste Einheit des Datennahmesystems	70.000	10 s	15 – 25

Tabelle 3.1: Menge der verwendeter Daten in verschiedenen Einheiten.

Orientierung des Targetspins wird stets nach 10 min gewechselt. Also werden 60 Bursts in diesem Zeitraum aufgezeichnet. Nicht alle 60 Bursts können aber für die Datenanalyse verwendet werden, da Daten mit undefiniertem Targetzustand verworfen werden. Da noch weitere Schnitte auf die Datenqualität einzelne Bursts aussondern, beträgt beispielsweise das Verhältnis zwischen der Anzahl der verwendeten Bursts und der verwendeten Spinzustände nicht 60, sondern 42. Da die Datenauswahl für die obere und untere Detektorhälfte getrennt durchgeführt wurde, ergeben sich leicht unterschiedliche Werte. In der Tabelle sind Mittelwerte aufgelistet. Exakte Auflistungen finden sich in [Fer 97].

3.1.2 Luminosität

Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist als Produkt von Targetdichte und Strahlstrom definiert. Ihre Bestimmung wird in [Ben 98] beschrieben. Zur Berechnung der Zählraten im Detektor muß diese Größe korrigiert werden:

$$L = \mathcal{L} \cdot \mathcal{C}_{\text{DAQ}} \cdot \mathcal{C}_{\text{PID}} \cdot \mathcal{C}_{\text{rc}}. \tag{3.1}$$

Dabei bedeuten die einzelnen Faktoren:

$\mathcal{C}_{\text{DAQ}}$. Dieser Faktor korrigiert auf Einflüsse des Datennahmesystems:

- auf Burstlängen, die von den nominellen 10 s abweichen;
- auf Totzeiteffekte, die bei hohen Triggerraten oder erhöhter Datenmenge pro Ereignis auftreten.

Bursts werden für die Analyse nicht verwendet, wenn $\mathcal{C}_{\text{DAQ}} > 2$. Schärfere Grenzen wurden untersucht, aber ein Einfluß auf die gemessene Asymmetrie konnte nicht festgestellt werden [g1n 97].

$\mathcal{C}_{\text{PID}}$. Dieser Faktor korrigiert auf Instabilitäten der Teilchenidentifizierung.
Da nur Daten für die Analyse verwendet wurden, in denen die Detektoren zur Teilchenidentifikation hinreichend effizient arbeiteten, würde dieser Faktor $\mathcal{C}_{\text{PID}} \equiv 1$ gesetzt [Kai 97].

$\mathcal{C}_{\text{rc}}$. Dieser Faktor korrigiert auf die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion eines Ereignisses. Diese Korrektur wird in Kapitel 5 diskutiert. Aufgrund der dort dargestellten Ergebnisse wurde $\mathcal{C}_{\text{rc}} \equiv 1$ gesetzt.

Die verwendete korrigierte Luminosität berechnet sich also für jeden Burst zu $L_i = \mathcal{L}_i \cdot \mathcal{C}_{\text{DAQ}i}$.

3.2 Methoden der Extraktion

3.2.1 Zusammenfassen aller Daten

Die benötigten integrierten Zählraten, Luminositäten und polarisationsgewichten Luminositäten werden bestimmt, indem man die einzelnen Werte derjenigen Bursts aufaddiert, für die der Spinzustand + bzw. − eingestellt war:

$$\begin{aligned} N^{\pm} &= \sum_{i\in\{\pm\}} N_i \\ L^{\pm} &= \sum_{i\in\{\pm\}} L_i \\ L_p^{\pm} &= \sum_{i\in\{\pm\}} L_i \cdot p_{t\,i} \cdot p_{b\,i}\ . \end{aligned} \tag{3.2}$$

Für die Asymmetrie $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$, die wir mit A abkürzen, ergibt sich dann

$$A = \frac{N^+L^- - N^-L^+}{N^+L_p^- + N^-L_p^+}\,. \tag{3.3}$$

Wir haben oben ein zeitkonstantes Verhalten des Experiments durch $\mathcal{C}_{\mathrm{PID}} \equiv \mathcal{C}_{\mathrm{rc}} \equiv 1$ angenommen. In der Praxis treten jedoch kleine Veränderungen in den Daten verschiedener HERA-Füllungen auf. Um zeitabhängige Korrekturfaktoren zu vermeiden, wird eine andere Form der Extraktion der Asymmetrie verwendet.

3.2.2 Mittelung über Fill-Asymmetrien

Bei dieser Methode wird die Asymmetrie für jede HERA-Füllung getrennt berechnet und dann der Mittelwert aller dieser Fill-Asymmetrien gebildet. Auf diese Weise wird die Asymmetrie nicht von Veränderungen beeinflußt, die sich zwischen den einzelnen Füllungen im Spektrometer, im Target oder in den Strahlbedingungen ergeben. Da diese Pausen gegenüber der Länge der Fills oft sehr groß sind, wird der Fehler auf diese Weise deutlich reduziert.

Die Asymmetrie eines einzelnen Fills berechnet sich wie oben nach nach Formeln 3.2 und 3.3, nur daß die Summation anstelle über alle Bursts des Jahres über die Bursts des betrachteten Fills auszuführen ist. Zur Berechnung des Jahresmittelwertes werden diese Fill-Asymmetrien fehlergewichtet gemittelt:

$$\bar{A} = \underbrace{\frac{1}{\sum_{f\in Fills} 1/stat^2(A_f)}}_{\frac{1}{\Sigma}} \cdot \sum_{f\in Fills} \frac{A_f}{stat^2(A_f)}. \tag{3.4}$$

Den Normierungsfaktor kürzen wir im folgenden mit $\frac{1}{\Sigma}$ ab. Für die Gewichtung werden die statistischen Fehler $stat(A_f)$ der Fills verwendet. Man berechnet sie durch Fortpflanzen der statistischen Fehler $\sqrt{N_f^{\pm}}$ der Zählraten zu

$$stat(A_f) = \frac{L_f^+ L_{p\,f}^- + L_f^- L_{p\,f}^+}{(N_f^+ L_{p\,f}^- + N_f^- L_{p\,f}^+)^2} \cdot \sqrt{N_f^+ \cdot N_f^- \cdot (N_f^+ + N_f^-)}\,. \tag{3.5}$$

Der systematische Fehler wird in die Gewichtung nicht miteinbezogen.

3.2.3 Prinzipieller Unterschied zwischen den Methoden

Der fehlergewichtete Mittelwert weicht leicht von dem Ergebnis ab, das man durch Zusammenfassen aller Meßdaten erhält. Das kann man am Beispiel der Mittelung zweier Zählratenasymmetrien einfach nachrechnen: Seien $A_a = \frac{N_a^+ - N_a^-}{N_a^+ + N_a^-}$ und $A_b = \frac{N_b^+ - N_b^-}{N_b^+ + N_b^-}$ Asymmetrien, die aus zwei Messungen (a) und (b) bestimmt werden und seien $N_{a,b} = N_{a,b}^+ + N_{a,b}^-$ die jeweilige Summe der nachgewiesenen „Ereignisse“, dann ergibt sich durch Zusammenfassen aller „Meßdaten“ $\bar{A} = \frac{(N_a^+ + N_b^+) - (N_a^- + N_b^-)}{(N_a^+ + N_b^+) + (N_a^- + N_b^-)} = \frac{1}{N_a + N_b}(N_a A_a + N_b A_b)$. Berechnet man hingegen den fehlergewichteten Mittelwert, so ergibt sich ein Ausdruck derselben Struktur, bei dem die Gewichtungen $N_i, i \in \{a,b\}$ anders sind

$$N_i \to \frac{N_i}{1 - A_i^2} \,. \tag{3.6}$$

Da die gemessenen ^{3}He-Asymmetrien typischerweise bei Werten kleiner 0.02 liegen, unterscheiden sich die Gewichtungsfaktoren um weniger als $4 \cdot 10^{-4}$. Der systematische Unterschied zwischen den Ergebnissen beider Methoden kann daher vernachlässigt werden.

3.3 Vergleich der Fehler beider Methoden

Außer in diesem vernachlässigbaren Detail unterscheiden sich die beiden Methoden darin, wie empfindlich sie auf Fluktuationen im Detektor reagieren. Mit Fluktuationen bezeichnen wir Abweichungen vom Idealfall, daß die Zählraten nur von der Luminosität und der Spineinstellung abhängen. In diesem idealisierten Fall kann man für beide Spinzustände + und − eine konstante normierte Zählrate (engl. *yield*) definieren:

$$Y^\pm = \frac{N^\pm}{L^\pm} \,. \tag{3.7}$$

In der Praxis weist diese normierte Zählrate kleine Schwankungen der Breite δY auf. Bei einer Anzahl von J Messungen ergibt sich für Y eine Unsicherheit von $\Delta(Y) = \delta Y/\sqrt{J}$. Da die Datennahmeperioden meist nur Stunden dauern, dazwischen aber sehr viel längere Perioden liegen können, vermutet man intuitiv, daß solche Fluktuationen während der einzelnen Fills kleiner sind als übers ganze Jahr betrachtet. Daraus folgt, daß in die Methode gemittelter Fill-Asymmetrien ein kleinerer Fehler eingeht, als wenn man alle Daten des Jahres zusammenfaßt. Um diese Vermutung zu bestätigen, leiten wir in diesem Abschnitt die benötigten Formeln her. Im nächsten Kapitel werden dann verschiedene Methoden diskutiert, mit denen sich der Fluktuationsfehler bestimmen läßt.

3.3.1 Methode zusammengefaßter Daten

Um den Fehler durch Fluktuationen zu berechnen, schreiben wir die Asymmetrie aus Gleichung 3.3 als Funktion der normierten Zählraten

$$A = \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ p^- + Y^- p^+} \qquad \text{mit} \qquad p^\pm = \frac{L_p^\pm}{L^\pm} \,. \tag{3.8}$$

Aus der Größe der Fluktuationen $\delta Y^\pm$ während der jeweiligen Spinzustände berechnet sich der Fehler der Asymmetrie zu

$$\delta A = \frac{p^+ + p^-}{(Y^+ p^- + Y^- p^+)^2} \left(Y^- \, \delta Y^+ \oplus Y^+ \delta Y^- \right) \,. \tag{3.9}$$

Für näherungsweise konstante Polarisationen und kleine Asymmetrien läßt sich diese Formel vereinfachen. Für die Polarisationen schreiben wir

$$p^{\pm} = \frac{\sum_{i\in\{\pm\}} L_i p_{bi} p_{ti}}{\sum_{i\in\{\pm\}} L_i} \backsimeq \bar{p}_b \bar{p}_t \,,$$

wobei $\bar{p}_b$ und $\bar{p}_t$ die mittleren Werte der Strahl- und Targetpolarisation sind. Für die normierten Zählraten verwenden wir die Schreibweise $Y = \frac{1}{2}(Y^+ + Y^-)$ und nähern $Y^2 \backsimeq Y^+Y^-$. Für den Fehler der Asymmetrie folgt dann

$$\delta A \backsimeq \frac{1}{2\,\bar{p}_t \bar{p}_b} \left(\frac{\delta Y^+}{Y^+} \oplus \frac{\delta Y^-}{Y^-} \right). \tag{3.10}$$

Nimmt man darüberhinaus an, daß die Fehler in beiden Spinzuständen gleich groß sind, so gilt $\delta Y^+ = \delta Y^- = \delta Y$ und damit

$$\delta A \backsimeq \frac{1}{\sqrt{2}\,\bar{p}_t \bar{p}_b} \frac{\delta Y}{Y} \,. \tag{3.11}$$

Dabei bezeichnet δ die Streuung der jeweiligen Größe, während wir für den Fehler der Messung Δ verwenden:

$$\Delta(A) \backsimeq \frac{1}{\sqrt{2}\,\bar{p}_t \bar{p}_b} \frac{1}{\sqrt{J}} \cdot \frac{\delta Y}{Y} \,. \tag{3.12}$$

Dabei ist J die Anzahl aller Messungen während des Jahres.

3.3.2 Methode gemittelter Fill-Asymmetrien

Für die Asymmetrien der einzelnen Fills und ihre Fehler gelten dieselben Formeln wie im letzten Absatz, nur daß $N^{\pm}$, $L^{\pm}$ und $L_p^{\pm}$ aus Summation von Bursts berechnet werden, die jeweils zum selben Fill gehören. Für den Fehler des gewichteten Jahresmittelwertes muß man die Fehler der einzelnen Fills fortpflanzen:

$$\delta\bar{A} = \frac{\partial \bar{A}}{\partial Y_1^+} \delta Y_1^+ \oplus \frac{\partial \bar{A}}{\partial Y_1^-} \delta Y_1^- \oplus \frac{\partial \bar{A}}{\partial Y_2^+} \delta Y_2^+ \oplus \cdots \oplus \frac{\partial \bar{A}}{\partial Y_F^-} \delta Y_F^- \,. \tag{3.13}$$

Für die Ableitung der gemittelten Asymmetrie gilt

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial Y_f^{\pm}} = \frac{1}{\Sigma} \left(\frac{1}{stat^2(A_f)} \frac{\partial A_f}{\partial Y_f^{\pm}} - \frac{2}{stat^3(A_f)} \frac{\partial stat(A_f)}{\partial Y_f^{\pm}} A_f \right). \tag{3.14}$$

Der rechte Term dieses Ausdrucks stammt daher, daß Fehler in den Zählraten die Gewichtung der Asymmetrien der einzelnen Fills verschieben. Dieser Beitrag zum Fehler ist vernachlässigbar klein. Um das zu zeigen, verwenden wir wieder die Näherung kleiner Asymmetrien, für die $\partial A/\partial Y^{\pm} \backsimeq \pm 1/2\bar{p}_b\bar{p}_t Y$ gilt und somit $\partial stat(A)/\partial Y^{\pm} = -stat(A)/4Y$. Daraus folgt

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial Y_f^{\pm}} \backsimeq \frac{1}{\Sigma} \frac{1}{stat^2(A_f)} \frac{1}{2Y} \left(\frac{1}{\bar{p}_b \bar{p}_t} - A_f \right). \tag{3.15}$$

Für kleine Asymmetrien ist es eine gute Näherung, A_f gegenüber $1/\bar{p}_b\bar{p}_t$ zu vernachlässigen. Damit vereinfacht sich Gleichung 3.14 zu

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial Y_f^{\pm}} = \frac{1}{\Sigma} \frac{1}{stat^2(A_f)} \frac{\partial A}{\partial Y_f^{\pm}} \,. \tag{3.16}$$

Für den Fehler der gemittelten Asymmetrie ergibt sich damit

$$\delta\bar{A} = \frac{1}{\Sigma}\sqrt{\sum_{f\in Fills}\frac{1}{stat^4(A)}\left(\delta A_f\right)^2}\,. \tag{3.17}$$

Um von der Streuung der Werte zum Fehler der Meßdaten des ganzen Jahres zu gelangen, verwenden wir wiederum die Näherung kleiner Asymmetrien und nicht zu stark variierender Polaristionen und erhalten äquivalent zu Gleichung 3.12

$$\Delta(\bar{A}) = \frac{1}{2\bar{p}_b\bar{p}_t}\,c_l\,\left(\overline{\left(\frac{\delta Y_f^+}{Y^+}\right)}\oplus\overline{\left(\frac{\delta Y_f^-}{Y^-}\right)}\right) \tag{3.18}$$

$$\text{mit}\quad \overline{\left(\frac{\delta Y_f^\pm}{Y^\pm}\right)} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{f\in Fills}1/J_f\,stat^4(A)}}\sqrt{\sum_{f\in Fills}\frac{1}{J_f\,stat^4(A)}\left(\frac{\delta Y_f^+}{Y^+}\right)^2} \tag{3.19}$$

$$\text{und}\qquad c_l = \frac{\sqrt{\sum_{f\in Fills}1/J_f\,stat^4(A)}}{\sum_{f\in Fills}1/stat^2(A)}\,. \tag{3.20}$$

Dabei wurde der Vorfaktor in Zeile 3.19 so gewählt, daß sich der mittlere relative Fehler von $Y^\pm$ aus der Mittelung der quadrierten $Y_f^\pm$ ergibt, wobei Gewichtungsfaktoren $\sqrt{J_f}\,stat^2(A_f)$ verwendet werden und J_f die Anzahl der Messungen im Fill f bezeichnet. Diese Art der Mittelung wird im nächsten Kapitel standardmäßig verwendet.

3.3.3 Ergebnis

Mit der Näherung, daß die Fluktuationen für alle Fills und für beide Spinzustände gleich groß sind, vereinfacht sich Gleichung 3.18 auf

$$\Delta(\bar{A}) \backsimeq \frac{1}{\sqrt{2}\bar{p}_b\bar{p}_t}\,c_l\,\frac{\delta Y_{\bar{f}}}{Y_{\bar{f}}}. \tag{3.21}$$

Im Falle vergleichbar großer Fills vereinfacht sich der Statistikfaktor auf $c_l \backsimeq 1/\sqrt{J}$. Durch Vergleich mit Formel 3.12 sieht man, daß sich der Fehler der Asymmetrie für beide Methoden der Asymmetrieberechnung nur in einem Faktor unterscheidet: im einen Fall gehen die Fluktuationen $\delta Y/Y$ des ganzen Jahres ein, im anderen nur die Fluktuationen $\delta Y_{\bar{f}}/Y_{\bar{f}}$, die während der einzelnen HERA-Füllungen auftreten. Daß der letztere Fahler deutlich kleiner ist als der erstere, wird im nächsten Kapitel gezeigt. Das bedeutet, daß diese näherungsweise Abschätzung der Fehler eine der beide Methoden der Asymmetrieberechnung als die genauere auszeichnet, und zwar die Methode gemittelter Fill-Asymmetrien.

Kapitel 4

Fehlerbeitrag des Detektors

Die experimentelle Asymmetrie $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ wird für die obere und untere Spektrometerhälfte getrennt berechnet. Dabei stehen jeweils ca. 1.2 Millionen tiefinelastisch gestreute Positronen für die Analyse zur Verfügung, wenn man die Schnitte auf die Datenqualität anwendet, die in Kapitel 6 diskutiert werden. Für diesen Datensatz erhält man die Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$, die in Abbildung 4.1 gegen x_{Bj} aufgetragen ist. Der Mittelwert über x_{Bj} beträgt 0.0075 bei einem gesamten statistischen Fehler von ± 0.0025.

Die gemessene Asymmetrie kommt bei einer mittleren Strahl- und Targetpolarisation von $\bar{p}_b \cdot \bar{p}_t \backsimeq 0.25$ durch eine Differenz von 2250 Ereignissen pro Detektorhälfte zwischen den beiden Spinzuständen zustande. Bei einer mittleren Zählrate von 1.9 Hz entspricht diese Differenz einer Meßzeit von 20 Minuten. Daran sieht man, wie wichtig es für die Genauigkeit der Messungen ist, daß für keinen Spinzustand zu viele oder zu wenige Teilchen nachgewiesen werden. Eine solche Situation kann zum Beispiel dadurch eintreten, daß die Nachweiseffizienz des Detektors nicht vollkommen zeitstabil ist, sondern kleine Fluktuationen auftreten. Solche Effekte werden in diesem Kapitel quantifiziert.

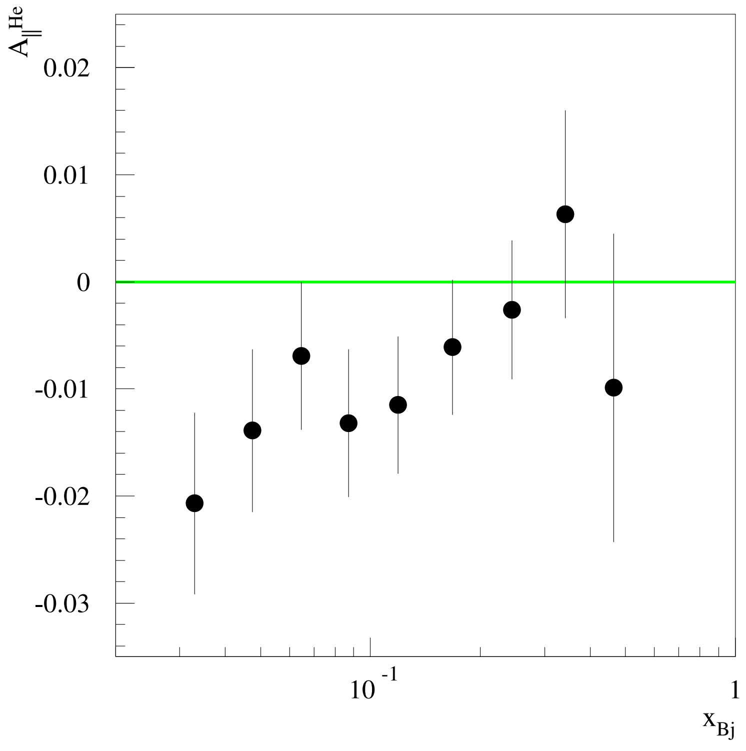


Abbildung 4.1: Die Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ als Funktion von x_{Bj}

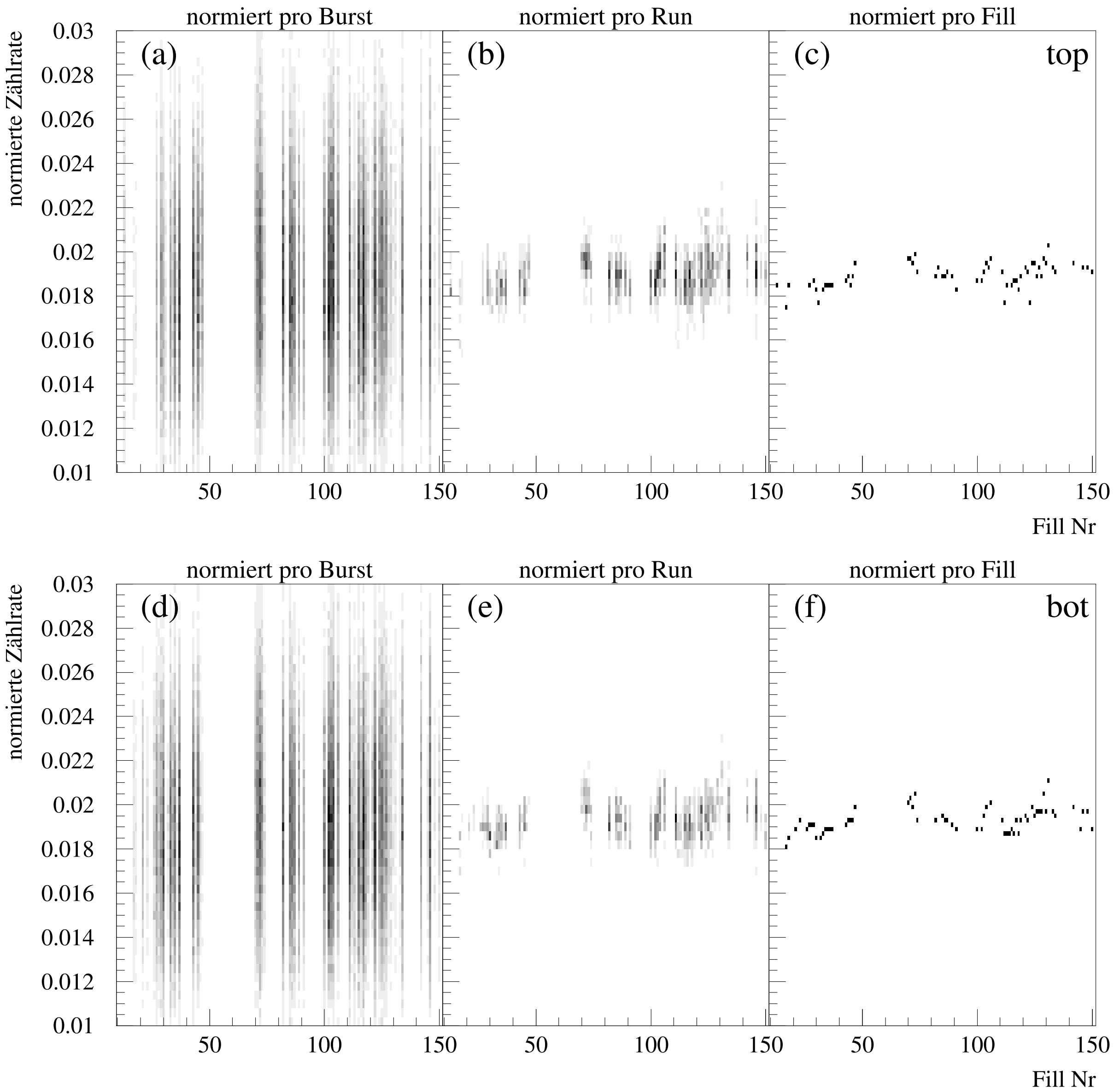


Abbildung 4.2: Die normierten Zählraten für obere und untere Detektorhälfte vs. Fillnummer. Der Grauwert gibt die Anzahl der Einträge an.

Als Fluktuationsfehler wurden im letzten Kapitel alle solchen Schwankungen der normierten Zählrate $Y = N/L$ bezeichnet, die sich nicht statistisch erklären lassen, sondern zur Beschreibung des tatsächlich beobachteten Fehlers quadratisch zum statistischen Fehler addiert werden. Ein Gefühl für die Größenordnung solcher Effekte erhält man durch Betrachten der Rohdaten, die in Abbildung 4.2 gezeigt werden. In dieser Abbildung sind die normierten Zählraten des ersten Jahres der HERMES-Datennahme für die obere (a-c) und die untere Detektorhälfte (d–f) gegen die Fill-Nummer aufgetragen.

In den Teilbildern (a,d) wurden die Zählraten für jeden Burst einzeln normiert. Da ein Burst im Mittel lediglich 19 Ereignisse enthält, beträgt der relative statistische Fehler fast 25% und überdeckt alle Systematiken. Für die anderen Teilbilder wurden daher mehrere Bursts zu einer Gruppe zusammengefaßt. Eine Gruppe $G_j(r)$ besteht im allgemeinen aus r aufeinanderfolgenden Bursts. Die normierte Zählrate berechnet sich dann aus der Anzahl der Spuren N_i im Burst i

und der zugehörigen korrigierten Luminosität L_i zu

$$N_j(r) = \sum_{i \in G_j(r)} N_i, \qquad L_j(r) = \sum_{i \in G_j(r)} L_i, \qquad Y_j(r) = N_j(r)/L_j(r). \tag{4.1}$$

In den Abbildungen 4.2 (b,e) und (c,f) wurden jeweils alle Bursts eines Runs bzw. eines Fills zusammengefaßt, so daß die Fluktuationen nicht mehr von den statistischen Fehlern verdeckt werden. An dieser Definition der Gruppen ist allerdings unschön, daß die Anzahl r der Bursts pro Gruppe für jede Gruppe einen anderen Wert annimmt und der statistische Fehler der einzelnen Gruppen sehr unterschiedliche Werte annehmen kann. Um zu einem möglichst einheitlichen statistischen Fehler zu kommen, mit dem sich die Fluktuationen mittels $\mathit{fluct}(Y) = \mathit{RMS}(Y) \ominus \mathit{stat}(Y)$ genauer berechnen lassen, definieren wir die Gruppen in anderer Weise.

Definition der Gruppen Jeweils r Bursts eines Fills werden zu einer Gruppe $G_j(r)$, $j \in \{1 \dots J(r)\}$ zusammengefaßt. Die Anzahl der Gruppen hängt vom 'rebinning-factor' r und der Anzahl I_f der Bursts im Fill f ab:

$$J(r) = \sum_{f \in \mathit{Fills}} \mathrm{int}\left(\frac{I_f(r)}{r}\right). \tag{4.2}$$

Bei der Bildung der Gruppen wird darauf geachtet, daß nur Bursts desselben Fills in dieselbe Gruppe gefüllt werden. Da alle Gruppen aus exakt r Bursts bestehen, müssen in der Regel pro Fill einige Bursts weggelassen werden. Daher wird die Anzahl der pro Fill benutzten Bursts zu einer Größe, die ebenfalls vom 'rebinning-factor' r abhängt, wie es in obiger Formel durch die Schreibweise $I(r)$ deutlich gemacht wird. Den Anteil benutzter Bursts definieren wir durch

$$i_{\text{used}}(r) = \frac{r \cdot J(r)}{\#\mathit{bursts}}. \tag{4.3}$$

Bei mehr als 100 Bursts pro Gruppe müssen sogar ganze Fills weggelassen werden, da der Schnitt auf eine Mindestdatenmenge pro Fill nur wenigstens 200 Bursts garantiert und mindestens zwei Gruppen zur Berechnung eines *RMS*-Fehlers benötigt werden. Daher wird auch ein f_{used} definiert als der Anteil der Fills, der zur Suche nach Fluktuationen verwendet werden kann, an der Anzahl der Fills, die für die Asymmetriemessung verwendet wird.

4.1 Die Fit-Methode

Bei dieser Methode zur Quantifizierung des Fluktuationsfehlers betrachten wir den *RMS*-Fehler der normierten Zählraten in Abhängigkeit des 'rebinning-factors' r. Mit zunehmendem r nimmt die mittlere Anzahl von Spuren $\bar{N}(r)$ in einer Gruppe in guter Näherung wie $r\bar{N}(1)$ zu. Der relative statistische Fehler fällt daher proportional zu $1/\sqrt{r}$ ab. Der bestimmte *RMS*-Fehler fällt ebenfalls mit $1/\sqrt{r}$ ab, solange sich keine Fluktuationsfehler durch Abweichungen von diesem Verhalten bemerkbar machen. Mögliche Abhängigkeiten dieses Fluktuationsfehlers von r vernachlässigen wir vorerst und erhalten mit dem Ansatz $\mathit{RMS}(Y(r)) = \mathit{stat}(r) \oplus \mathit{fluct}(r)$ die folgende Funktion, die wir an die *RMS*-Werte anpassen, um den Fluktuationsfehler zu bestimmen:

$$\sigma_{RMS}(r) = \sqrt{\frac{const}{N(r)} + \sigma^2_{fluct}}, \tag{4.4}$$

Mit σ bezeichnen wir generell die relativen Fehler der normierten Zählraten, also z.B. $\sigma_{RMS} = RMS(Y(r))/\bar{Y}(r)$. Dabei steht $\bar{Y}(r)$ für die mittlere Zählrate, die sich beim Zusammenfassen von r Bursts ergibt. Bei der Bildung dieses Mittelwertes gewichten wir die einzelnen Bursts mit der Luminosität, da dies die genaueste Möglichkeit ist, um alle Streuereignisse gleich stark zu gewichten. Wie bei der Berechnung der Asymmetrie gehen die Gewichtungsfaktoren quadratisch ein:

$$\bar{Y} = \frac{1}{\sum_j L_j^2} \sum_{j=1}^{J} L_j^2 Y_J = \frac{1}{\sum_j L_j^2} \sum_{j=1}^{J} N_j L_j \,. \tag{4.5}$$

Ebenso definieren wir die mittlere Anzahl an Ereignissen einer Gruppe zu

$$\bar{N} = \frac{1}{\sum_j L_j^2} \sum_j N_j L_j^2 \,. \tag{4.6}$$

Dieselbe Gewichtung wird auch für die quadratischen Abweichungen vom Mittelwert verwendet:

$$RMS^2(Y) = \frac{1}{\sum_j L_j^2} \frac{J}{J-1} \sum_j L_j^2 \left(\bar{Y} - Y_j\right)^2 \,. \tag{4.7}$$

Für den relativen *RMS*-Fehler ergibt sich somit

$$\sigma_{RMS} = \sqrt{\frac{J}{J-1} \left(\frac{\sum_j N_j^2 \sum_j L_j^2}{\left(\sum_j N_j L_j\right)^2} - 1 \right)} \,. \tag{4.8}$$

Dieser Fehler ist mit dem statistischen Fehler einer einzelnen Gruppe von Bursts zu vergleichen. Äquivalent zum *RMS*-Fehler definieren wir ihn durch die luminositätsgewichtete Mittelung der statistischen Fehler $\sqrt{N_j}/L_j$ und erhalten

$$\sigma_{stat} = \frac{\sum_j \sqrt{N_j} L_j}{\sum_j N_j L_j} \,. \tag{4.9}$$

Dadurch werden der statistische und der *RMS*-Fehler auf dieselbe Weise definiert. Das ist notwendig, wenn im nächsten Abschnitt der Fluktuationsfehler durch quadratische Subtraktion dieser beiden Fehler berechnet wird.

In diesem Abschnitt hier ist es hingegen ausreichend, die einfachere Definition $1/\sqrt{\bar{N}(r)}$ zu verwenden, wie es durch Verwendung von $stat \sim const/r$ in der Fit-Funktion 4.4 bereits eingeführt wurde. Um diese Funktion an die Daten anzupassen, benötigt man die zu den Datenpunkten gehörigen Fehler. Für die Genauigkeit eines *RMS*-Fehlers, der aus n Einträgen berechnet worden ist, verwendet man $\frac{RMS}{\sqrt{2n}}$, in diesem Falle also

$$\Delta(\sigma_{RMS}) = \frac{\sigma_{RMS}}{\sqrt{J(r)}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \oplus \sigma_{RMS} \right). \tag{4.10}$$

Die mit dieser Genauigkeit bestimmten relativen *RMS*-Fehler der normierten Zählraten sowie die relativen statistischen Fehler sind in Abbildung 4.3(a) gegen die mittlere Anzahl $\bar{N}$ an Spuren in einer Gruppe aufgetragen. Wieviele Bursts zur Bildung dieser Gruppen miteinander kombiniert wurden, gibt r in der jeweils oberen Skala an. Da die normierten Zählraten für obere und untere Detektorhälfte leicht voneinander abweichen, sind zu gleichem r gehörende *RMS*-Punkte seitlich gegeneinander versetzt.

Da alle Datengruppen aus exakt gleich vielen Bursts desselben Fills bestehen, müssen beim Bilden von Gruppen im allgemeinen überzählige Bursts weggelassen werden. Der Anteil benutzter Daten ist im Abbildungsteil (b) aufgetragen.

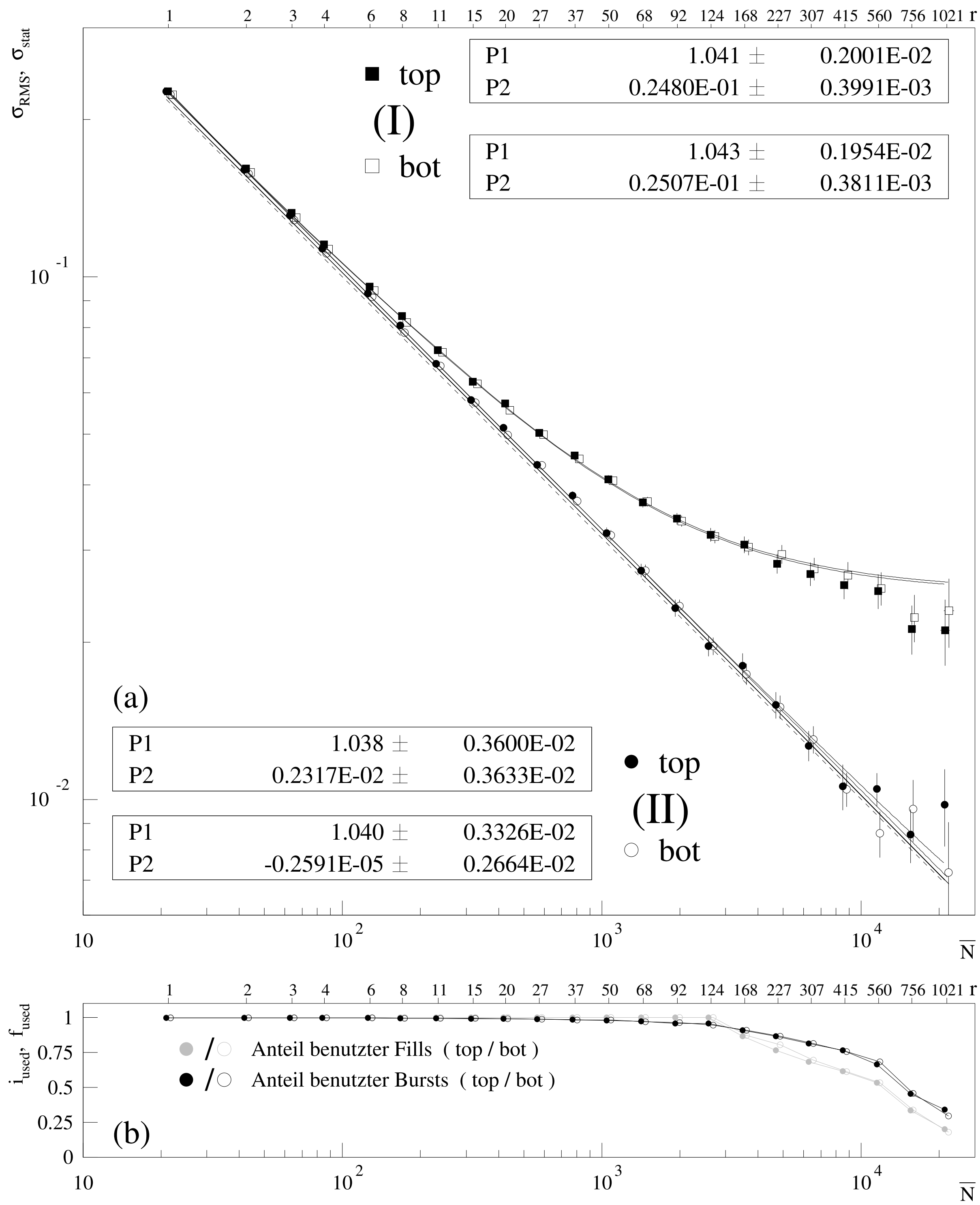


Abbildung 4.3:
(a) Abfall der Fehler der normierten Zählraten mit der Anzahl $\bar{N}$ der Spuren pro Gruppe. Zur Bildung der Gruppen wurden jeweils r Bursts zusammengefaßt (obere Skala).
Die statistischen Fehler σ_{stat} sind als exakt gerade diagonale Linie eingezeichnet ($1/\sqrt{\bar{N}}$ als gestrichelte Linie, Definition 4.9 als durchgezogene Linie); die *RMS*-Fehler σ_{RMS} sind je nach Rechenmethode (I) oder (II) als Quadrate bzw. Kreise aufgetragen. Durch Anpassen der Funktion 4.4 an die Punkte kommen die vier nach rechts abknickenden Kurven zustande. Diese Abweichung vom rein statistischen Verhalten deutet auf systematische Effekte in den Daten hin (Fluktuationen). Der Parameter p2 entspricht σ_{fluct}; p1 entspricht $const/\bar{N}$.
(b) relative Anzahl der Bursts bzw. Fills, die für diese Berechnung verwendet wurden.

4.1.1 Methode (I) — Jahresmittelwert $\sigma_{fluct}^{(95)}$

Wenn die Summierung über j in den oben angegebenen Formeln über alle Daten des Jahres läuft, dann erhält man die *RMS*-Werte für die obere und untere Detektorhälfte, die in Abbildung 4.3 als offene bzw. ausgefüllte Quadrate eingetragen sind. Diese Punkte weichen deutlich vom statistischen Verhalten ab, das der geraden diagonalen Linie entspricht. Die Abweichung wird durch einen Fit nach Formel 4.4 quantifiziert, wobei die Fluktuationen durch die r-unabhängige Größe $p2 = \sigma_{fluct}$ beschrieben werden. So erhält man

$$\boxed{\sigma_{fluct}^{(95)} = 2.5\% \pm 0.05\%}. \tag{4.11}$$

Die hochgestellte Jahreszahl gibt an, daß die Summation über alle Daten des ganzen Jahres ausgeführt wurde und daher auch diejenigen Sprünge in den Zählraten berücksichtigt, die zwischen einzelnen HERA-Füllungen liegen. Diese Berechnungsweise bezeichnen wir als *Methode (I)*. Dieser Fehler geht in die Bestimmung der Asymmetrie dann ein, wenn die Methode zusammengefaßter Daten bei der Extraktion verwendet wird.

4.1.2 Methode (II) — mittlere Fluktuation pro Fill $\sigma_{fluct}^{\overline{fill}}$

Verwendet man die Methode gemittelter Fill-Asymmetrien, um $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ zu berechnen, so tragen lediglich diejenigen Zählratenfluktuationen zum Fehler bei, die innerhalb der einzelnen HERA-Füllungen auftraten. Um ein Maß dafür zu erhalten, kann man dieselben Formeln wie oben benutzen, nur daß die Summationen für die Daten jedes Fills getrennt ausgeführt werden. Da bei der Bildung von Gruppen vermieden wurde, Bursts aus verschiedenen Fills zueinander zu gruppieren, kann für diese Rechnung sogar exakt derselbe Datensatz verwendet werden wie für Methode (I). So erhält man statistische Fehler und *RMS*-Fehler für jeden einzelnen Fill. Durch Bildung von Mittelwerten werden Jahresmittelwerte gebildet. Diese Mittelwerte sind in Abbildung 4.3 als runde Punkte eingetragenen und mit *Methode (II)* bezeichnet. Dieser gemittelte *RMS*-Fehler ist innerhalb der Genauigkeit der Methode mit Null verträglich

$$\boxed{\sigma_{fluct}^{\overline{fill}} \lessapprox 0.4\%}. \tag{4.12}$$

Solche arithmetisch gemittelte Fehler machen allerdings nur eine Aussage über das Verhalten des Detektors, während sie zur Berechnung des Fehlers von $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ ungeeignet sind.

4.1.3 Methode (IIa) — quadratisch addierte Fluktuationen pro Fill σ_{fluct}

Zur Berechnung des Fehlers von $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ muß man die Fehler der einzelnen Fills quadratisch fortpflanzen, was zu der Form der Mittelwertbildung führt, die in Gleichung 3.19 eingeführt wurde. Eine solche Definition hat die praktische Eigenschaft, daß die gemittelten Ergebnisse ebenso quadratisch addiert werden können, wie die ursprünglichen Werte, sich also auch der gemittelte Fluktuationsfehler durch quadratische Subtraktion von statistischem und *RMS*-Fehler ermitteln läßt. Ergebnisse einer solchen quadratischen Mittelung sind in Abbildung 4.4 als runde Symbole aufgetragen. Diese *RMS*-Fehler weichen vom rein statistischen Fehler deutlich stärker ab als die nach Methode (II) arithmetisch gemittelten *RMS*-Fehler in der vorigen Abbildung 4.3. Das liegt daran, daß die quadratische Addition der Fehler auf große Werte ('Ausreißer') besonders empfindlich ist. Der Fluktuationsfehler, der sich für gemittelte Fill-Asymmetrien auf diese Weise — *Methode (IIa)* — berechnet, beträgt

$$\boxed{\sigma_{fluct} = 0.6\% \pm 0.2\%}. \tag{4.13}$$

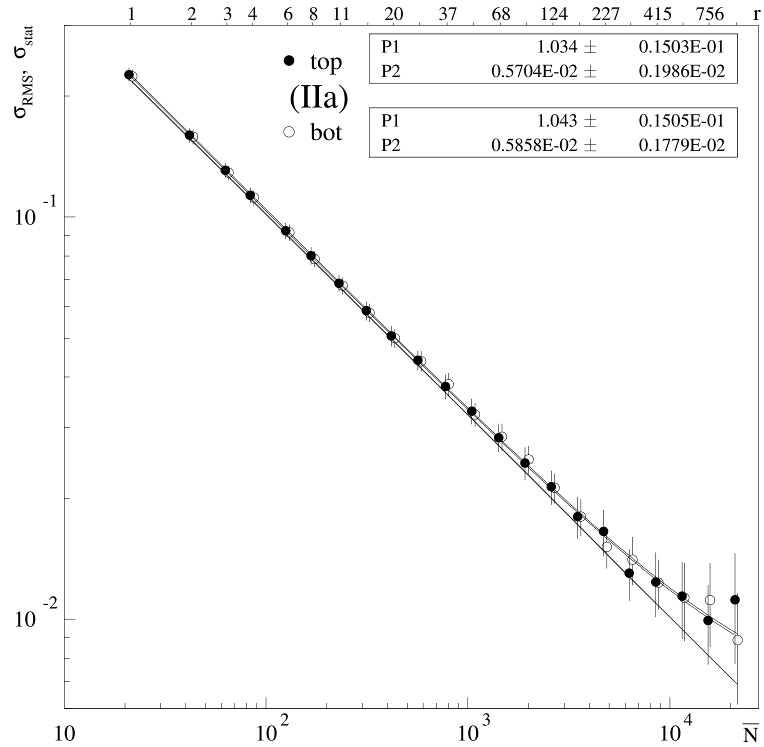


Abbildung 4.4: Fluktuationsfehler nach der Fit-Methode (IIa). Aufgetragen sind der statistische und der *RMS*-Fehler gegen die mittlere Anzahl an Spuren in einer Gruppe.

4.1.4 Umrechnung des Zählratenfehlers in den Fehler der Asymmetrie

In welchem Maß die Streuung der normierten Zählraten zu einem Fehler der gesamten Asymmetriemessung führt, hängt davon ab, wie oft die Einzelmessungen wiederholt werden, wobei sich die Fluktuationen herausmitteln. Eine einzelne Messung der Zählrate wird dabei durch die Zeit zwischen zwei Spinflips festgelegt. Fluktuationen auf der Zeitskala der Spinflips wirken sich auf die Asymmetriemessung nämlich besonders stark aus. Dahingegen mitteln sich Fluktuationen, die deutlich schneller sind als die Zeit zwischen zwei Spinflips, schon während der Messung eines einzelnen Spinzustandes heraus; Fluktuationen hingegen, die langsam sind gegen die Zeit zwischen dem Umschalten der Spineinstellungen, enthalten einen Anteil, der wie eine Konstante wirkt, und dieser kürzt sich bei der Berechnung der Asymmetrie heraus.

Die Periode beim Schalten der Spinzustände beträgt zwei mal die Dauer einer Spinmessung, also zwei mal 10 min. Innerhalb von 20 min können bis zu 120 Bursts liegen. Im Mittel liegen aber lediglich 85 verwendete Bursts in einer solchen Periode, was an den Schnitten auf die Datenqualität liegt. Die Anzahl der Messungen beträgt damit

$$J = \frac{\#\text{bursts}}{85} \backsimeq 820\,. \tag{4.14}$$

Zusammen mit den mittleren Polarisationen $\bar{p}_t\ \bar{p}_b = 0.55 \cdot 0.46 = 0.25$ folgt somit aus Gleichung 3.12

$$\mathit{fluct}(A) \backsimeq \frac{1}{\sqrt{2}\bar{p}_t\bar{p}_b}\,\frac{1}{\sqrt{J}}\,\sigma_{\mathit{fluct}} \backsimeq 0.1\,\sigma_{\mathit{fluct}}\,. \tag{4.15}$$

Die mittleren Polarisationen und die Menge der im Jahre 1995 genommenen Daten führen also dazu, daß der absolute Fluktuationsfehler der Asymmetrie aus dem Wert des relativen Fluktuationsfehlers der normierten Zählraten durch eine Kommaverschiebung hervorgeht. Streng genommen hängt diese Umrechnung noch davon ab, nach welcher Methode die Asymmetrie bestimmt wurde, also ob Gleichung 3.12 oder 3.21 angewendet werden muß. Es zeigt sich jedoch, daß sich die unterschiedlichen statistischen Fehler der einzelnen Fills nicht allzusehr auswirken und die Unterschiede zwischen beiden Gleichungen somit vernachlässigt werden können, der Korrekturfaktor c_l aus Gleichung 3.21 in guter Näherung $c_l \simeq 1/\sqrt{J}$ gesetzt werden kann.

Mit dieser Formel kann man also sowohl den Jahresmittelwert der Zählratenfluktuationen von 2.5% (Methode I) als auch den quadratischen Mittelwert von 0.6% (Methode IIa) in einen Fehler der Asymmetriemessung umrechnen:

$$\begin{aligned} \mathit{fluct}^{(95)}(\bar{A}) &\simeq 0.0025 \\ \mathit{fluct}(\bar{A}) &\simeq 0.00056\,. \end{aligned}$$

In den nächsten Abschnitten wird der Fluktuationsfehler der Asymmetrie mit weniger Näherungen und somit deutlich präziser bestimmt. Dennoch ist festzuhalten, daß die Methode gemittelter Fill-Asymmetrien bei der Berechnung von A_1^{p} einen mehr als vierfach geringeren Fehler liefert als die Methode zusammengefaßter Daten.

4.1.5 Ergebnisse der Fit-Methode

Mit der Fit-Methode läßt sich also einfach zeigen, daß es Fluktuationen in den Daten gibt, die übers Jahr betrachtet 2.5% ausmachen. Der Mittelwert für Fluktuationen innerhalb einzelner Fills ist mit Null verträglich. Die Fehlerfortpflanzung der Fluktuationsfehler der einzelnen Fills ergibt einen Wert, der über vier mal kleiner ist als der übers Jahr betrachtete Fehler: 0.6%. Dies ist der Grund, warum in der HERMES-Analyse der 1995er Daten die Asymmetrien zunächst für jeden Fill einzeln bestimmt und dann fehlergewichtet gemittelt werden.

4.2 Methode asymmetriekorrigierter Fehlerdifferenzen

Bei der Bestimmung der Zählraten-Fluktuationsfehler mit der Fit-Methode wurden zwei Näherungen gemacht, die zu stark vereinfachend sind: die Abhängigkeit der Größe der Fluktuationen von der betrachteten Zeitskala wurde ebenso vernachlässigt wie Spinabhängigkeiten.

Zeitskalenabhängigkeit Wenn der Fluktuationsfehler völlig unabhängig von der betrachteten Zeitskala ist, so gilt die bisherige Annahme $\mathit{RMS}(r) = \mathit{stat}(r) \oplus \mathit{fluct}$ exakt. Kleine Abweichungen davon sind bereits in Abbildung 4.3 zu sehen. Bei großen rebinning-Faktoren r lassen sich diese Abweichungen darauf zurückführen, daß durch das Zusammenfassen der Daten auf kürzeren Zeitskalen auftretende Fluktuationen herausgemittelt werden und außerdem immer weniger Fills benutzbar sind; die Abweichungen bei kleinen r sind aber nicht so einfach von der Hand zu weisen. Zwar unterscheiden sich der statistische Fehler stat (Gleichung 4.9) und der statistische Fehler $1/\sqrt{N}$, der in der Fit-Funktion der Einfachheit halber angenommen wurde, um etwa 2% voneinander, aber dadurch können nicht die 4% Abweichung erklärt werden, die der Fit-Parameter $P1$ in den Abbildungen 4.3 und 4.4 jeweils beschreibt. Während diese Art Abweichungen bisher stillschweigend ignoriert wurden, werden sie nun dadurch berücksichtigt, daß der Fluktuationsfehler nicht mehr durch einen Fit bestimmt wird, sondern als Mittelwert der $\mathit{fluct}(r) = \mathit{RMS}(r) \ominus \mathit{stat}(r)$ über den relevanten Bereich des Rebinning-Faktors r.

Spinabhängigkeit Die normierten Zählraten weichen je nach Spineinstellung um etwa ± 0.004 von ihrem Mittelwert ab. Bei Fluktuationen im Bereich eines halben Prozents ist dies nicht vernachlässigbar und wird nun berücksichtigt, indem die Fluktuationen für beide Spinzustände getrennt berechnet und dann quadratisch addiert werden. Dazu verwenden wir dieselben Formeln wie oben, nur daß die Messungen für jeden der beiden Spinzustände $+$ und $-$ als

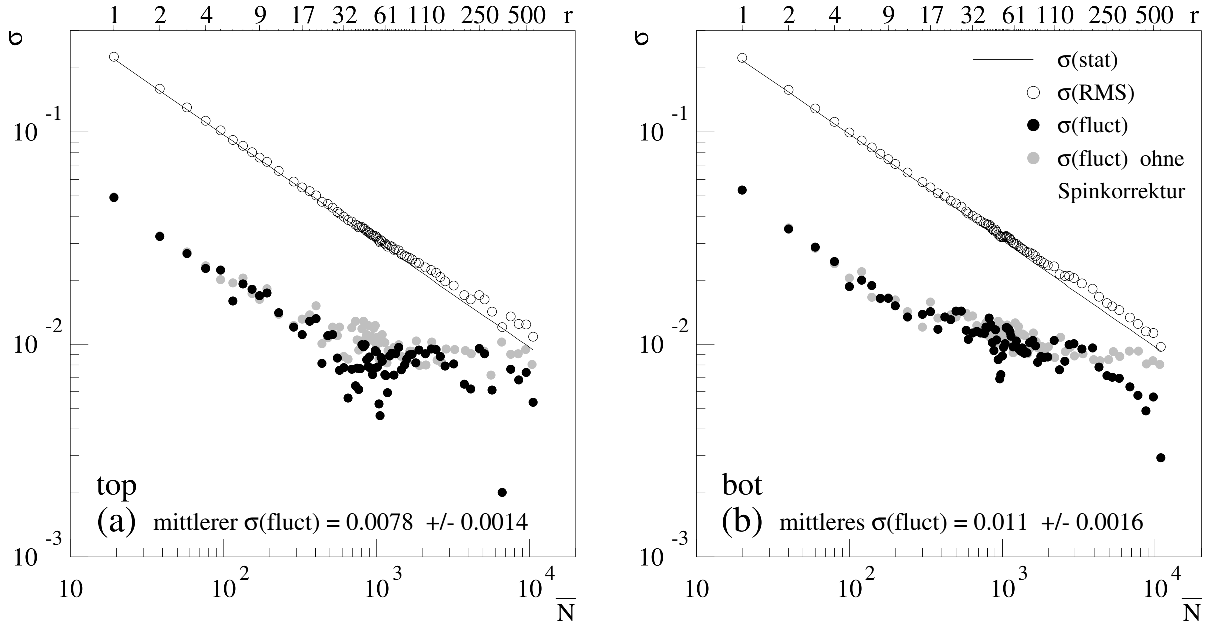


Abbildung 4.5: Asymmetriekorrigierter Fluktuations-Fehler der normierten Zählraten für (a) obere und (b) untere Detektorhälfte. Aufgetragen sind der statistische relative Fehler, der *RMS*-Fehler und der daraus berechnete Fluktuationsfehler als Funktion der mittleren Anzahl von Spuren pro Gruppe.

getrennte Datensätze behandelt werden:

$$\sigma_{fluct}(r,\pm) = \sqrt{\bar{\sigma}^2_{RMS}(r,\pm) - \bar{\sigma}^2_{stat}(r,\pm)}\,. \tag{4.16}$$

Der Mittelwert über beide Spinzustände wird analog zu Gleichung 3.10 definiert:

$$\sigma_{fluct}(r) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\sigma^2_{fluct}(r,+) + \sigma^2_{fluct}(r,-)}\,. \tag{4.17}$$

Dieser Fluktuationsfehler ist in Abbildung 4.5 gegen den 'rebinning-factor' r bzw. die mittlere Anzahl an Spuren in einer Gruppe aufgetragen, wobei dunkle Punkte verwendet wurden. Die Mittelwerte der *RMS*-Fehler und die gemittelten statistischen Fehler, aus denen der Fluktuationsfehler berechnet wird, sind als offene Punkte bzw. als Linie eingezeichnet. Zum Vergleich sind ferner diejenigen Fluktuationsfehler als graue Punkte eingetragen, die man berechnet, wenn die Spinzustände nicht getrennt berechnet werden und die Asymmetrie wie ein Fluktuationsfehler behandelt wird. Durch quadratische Subtraktion der grauen und schwarzen Punkte erhält man Werte, die mit den gemessenen Asymmetrien im Rahmen der Fehler übereinstimmen, was als Bestätigung der Methode aufgefaßt werden kann.

Um einen Fluktuationsfehler zu bestimmen, der unabhängig vom rebinning-Faktor ist, werden die Werte über den Bereich $r \in 30\ldots60$ gemittelt. Dies entspricht der Dauer, die die Messungen einer Spineinstellung in den allermeisten Fällen dauerte. Der über diesen r-Bereich gemittelte Wert des Fluktuationsfehlers ist in Abbildung 4.5 als Zahl angegeben. Man sieht, daß der im unteren Detektorteil auftretende Fluktuationsfehler deutlich größer ist als der Fehler in der oberen Detektorhälfte. Rechnet man diese Werte wie in Gleichung 4.15 in einen Fehler der experimentellen Asymmetrie $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}$ um, so erhält man

$$\boxed{\begin{array}{lcl} fluct(Y,top) = 0.008 & \rightarrow & fluct(A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}},top) = 0.0008 \\ fluct(Y,bot) = 0.011 & \rightarrow & fluct(A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}},bot) = 0.0011 \end{array}}\,. \tag{4.18}$$

Diese Werte belaufen sich auf etwa 30% bzw 42% des statistischen Fehlers. Dieser Fehler ist beinahe doppelt so groß wie der Fehler, der mit der Fit-Methode abgeschätzt wird, da bei dieser Methode auch die Parallelverschiebung der *RMS*-Punkte gegen die σ_{stat}-Kurve berücksichtigt wird. Daß der Fehler verglichen mit der Fit-Methode dadurch verkleinert wird, daß die Messungen der beiden Spineinstellungen getrennt behandelt werden, ist dem gegenüber nur von untergeordneter Bedeutung.

4.3 Kovarianz-Methode

Abschließend wird eine dritte Methode dargestellt, die noch weniger Näherungen benötigt. Während im letzten Abschnitt der Fluktuationsfehler der normierten Zählraten mit bestmöglicher Genauigkeit ermittelt wurde, war die Umrechnung in den Fehler der Asymmetrie nach wie vor mit der schlechten Annahme aus Gleichung 3.15 verknüpft, daß die Polarisationen näherungsweise konstant sind. Außerdem wurde bisher stets implizit angenommen, daß die aufeinanderfolgenden Messungen unabhängig sind. Dies ist aber nicht der Fall, wie das Vorhandensein von Fluktuationen zeigt.

Um Korrelationen einzuführen, betrachten wir zwei hintereinander durchgeführte Messungen mit zwei verschiedenen Spinzuständen als unabhängige Messungen zweier verschiedener Größen. Wenn die Zählraten beider Messungen durch eine Fluktuation z.B. vergrößert wird, so ist das eine Korrelation, die sich dadurch bemerkbar macht, daß beide Messungen gleichzeitig dieselbe Abweichung vom Mittelwert zeigen. Um dies berechnen zu können, bestimmen wir die Kovarianz zwischen beiden Meßgrößen als Maß für solche Korrelationen zwischen Fluktuationen und Spinflips und ermitteln so die tatsächliche Auswirkung der Fluktuationsfehler auf die Messung von Asymmetrie und Strukturfunktion.

4.3.1 Definition

Allgemein gilt für den Fehler δu einer Größe u, die von zwei Variablen x und y abhängt

$$(\delta u)^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 VAR(x) + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 VAR(y) + 2\frac{\partial f}{\partial x}\frac{\partial f}{\partial y} COV(x,y), \tag{4.19}$$

$$COV(x,y) = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(x_i-\bar{x})\cdot(y_i-\bar{y}) = \frac{1}{n-1}\left(\sum_{i=1}^{n} x_i y_i - n\bar{x}\bar{y}\right). \tag{4.20}$$

Die Kovarianz ist so definiert, daß $COV(x,x) = VAR(x)$ gilt und daß $COV(x,y) = 0$ gleichbedeutend damit ist, daß die betrachteten Variablen x und y statistisch unabhängig sind. Endliche Werte der Kovarianz bedeuten also, daß eine Korrelation oder Antikorrelation vorliegt. Der bisherige Ansatz 3.13, nach dem nur die Fehler der einzelnen Messungen quadratisch addiert werden, wird nun um einen Kovarianzterm erweitert:

$$\delta\bar{A} = \frac{1}{\sum_f 1/stat^2(A_f)}\sqrt{\sum_f \frac{1}{stat^4(A_j)}\left(\delta A_f\right)^2}$$

$$\delta A_f = \sqrt{\left(\frac{\partial A_f}{\partial Y_f^+}\Delta Y_f^+\right)^2 + \left(\frac{\partial A_f}{\partial Y_f^-}\Delta Y_f^-\right)^2 + 2*\left(\frac{\partial A_f}{\partial Y_f^+}\frac{\partial A_f}{\partial Y_f^-}\right) COV(Y_f^+,Y_f^-)}. \tag{4.21}$$

Um den Fehler der Asymmetrie in möglichst nachvollziehbaren Schritten zu berechnen, wurden bisher mittlere Fluktuationen der Zählraten berechnet. In diesem Abschnitt wird auf solche vereinfachende Zwischenschritte verzichtet. So erhält man den absoluten Fehler der Asymmetrie, ohne erst den Umweg über einen gemittelten Fehler der normierten Zählraten zu gehen. Die benötigten *RMS*- und statistischen Fehler pro Fill, $RMS(Y_f)$ und $stat(Y_f)$, berechnen sich wie im letzten Abschnitt gemäß den Gleichungen 4.8 und 4.9. Mit ihnen ersetzt man ΔY_f und erhält $RMS(A)$ und $stat(A)$.

Zur Berechnung der einzelnen Kovarianzen $COV(Y_f^+, Y_f^-)$ muß man festlegen, wie die Gruppen von Bursts Y_j^+ und Y_j^- zu Paaren zusammengefaßt werden. Da die beiden betrachteten Spinzustände bei HERMES abwechselnd gemessen werden, ist es eine naheliegende Möglichkeit, jeweils alle Bursts aus zwei aufeinanderfolgende Messungen unterschiedlichen Spinzustands zusammen zu betrachten. Da man die Bursts eines Spinzustandes + aber stets mit dem darauffolgenden Zustand − oder dem vorausgegangenen Zustand − kombinieren kann, ergeben sich zwei verschiedene Definitionen. In beiden Fällen kann es vorkommen, daß Messung einzelner Spinzustände am Anfang oder Ende eines Fills weggelassen werden müssen. Da keine dieser Kombinationen (Y_j^+, Y_j^-) und (Y_j^-, Y_j^+) gegenüber der anderen ausgezeichnet ist, sich die Ergebnisse aber unterscheiden können, berechnen wir die Kovarianzen jeweils aus beiden Datensätzen $(+-)$ und $(-+)$. Das Endergebnis definieren wir als den Mittelwert beider Berechnungen, den systematischen Fehler $\delta_s \mathit{fluct}(A)$ dieser Methode als *RMS*-Fehler der beiden Berechnungen:

$$\mathit{fluct}(A) = \frac{1}{2}\left(\mathit{fluct}^{+-}(A) + \mathit{fluct}^{-+}(A)\right) \tag{4.22}$$

$$\delta_s \mathit{fluct}(A) = \left(\mathit{fluct}^{+-}(A)\right)^2 + \left(\mathit{fluct}^{-+}(A)\right)^2 - 2\,(\mathit{fluct}(A))^2. \tag{4.23}$$

Durch den zusätzlichen Kovarianzterm bei der Berechnung des Fluktuationsfehlers nach Gleichung 4.19 kann sich der Fehler deutlich verringern. Dies ist beispielsweise dann der Fall, wenn bei langsamer Drift der Detektorsignale die Abweichungen der Zählraten beider Spinzustände von ihrem Mittelwert jeweils dasselbe Vorzeichen haben und die Kovarianz somit eine positive Größe ist. Das Produkt der Ableitungen ist negativ, so daß der Kovarianzterm ebenfalls negativ wird. Im Falle einer Antikorrelation, wie sie von schnellen Sprüngen im Detektorverhalten verursacht werden kann, vergrößert die Kovarianz den Fluktuationsfehler. Die Beeinflussung des Fehlers durch die Kovarianz verdeutlichen wir anhand eines Zahlenbeispiels.

4.3.2 Zahlenbeispiel für die Verwendung der Kovarianz

In diesem Beispiel generierten wir „Meßwerte“ für genau einen Fill, wobei die Polarisationen jeweils eins betragen, die Zählraten auf eins normiert sind und der statistische Fehler vernachlässigbar ist. Die bisherigen Formeln vereinfachen sich zu

$$\begin{aligned}
A &= \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ + Y^-} \qquad \text{und} \qquad \frac{\partial A}{\partial Y^\pm} = \frac{Y^\pm}{2}, \\
RMS^{\pm\mp}(A) &= \frac{1}{2} Y^+ \cdot RMS^{\pm\mp}(Y^+) \oplus \frac{1}{2} Y^- \cdot RMS^{\pm\mp}(Y^-), \\
COV^{\pm\mp}(A) &= \frac{1}{2} Y^+ Y^- \cdot COV^{\pm\mp}(Y^+, Y^-) \\
\mathit{fluct}^{\pm\mp}(A) &= \sqrt{(RMS^{\pm\mp}(A))^2 - COV^{\pm\mp}(A)} \\
\mathit{fluct}(A) &= \frac{1}{2}\left(\mathit{fluct}^{+-}(A) + \mathit{fluct}^{-+}(A)\right).
\end{aligned} \tag{4.24}$$

Dabei bezeichnen $(+-)$ und $(-+)$ wieder die beiden unterschiedlichen verwendeten Datensätze. Für das Beispiel wählen wir eine Asymmetrie von 10%. Die entsprechenden Zählraten sind in Abbildung 4.6(a) für 20 aufeinanderfolgende „Messungen“ aufgetragen. Eine Zeiteinheit der

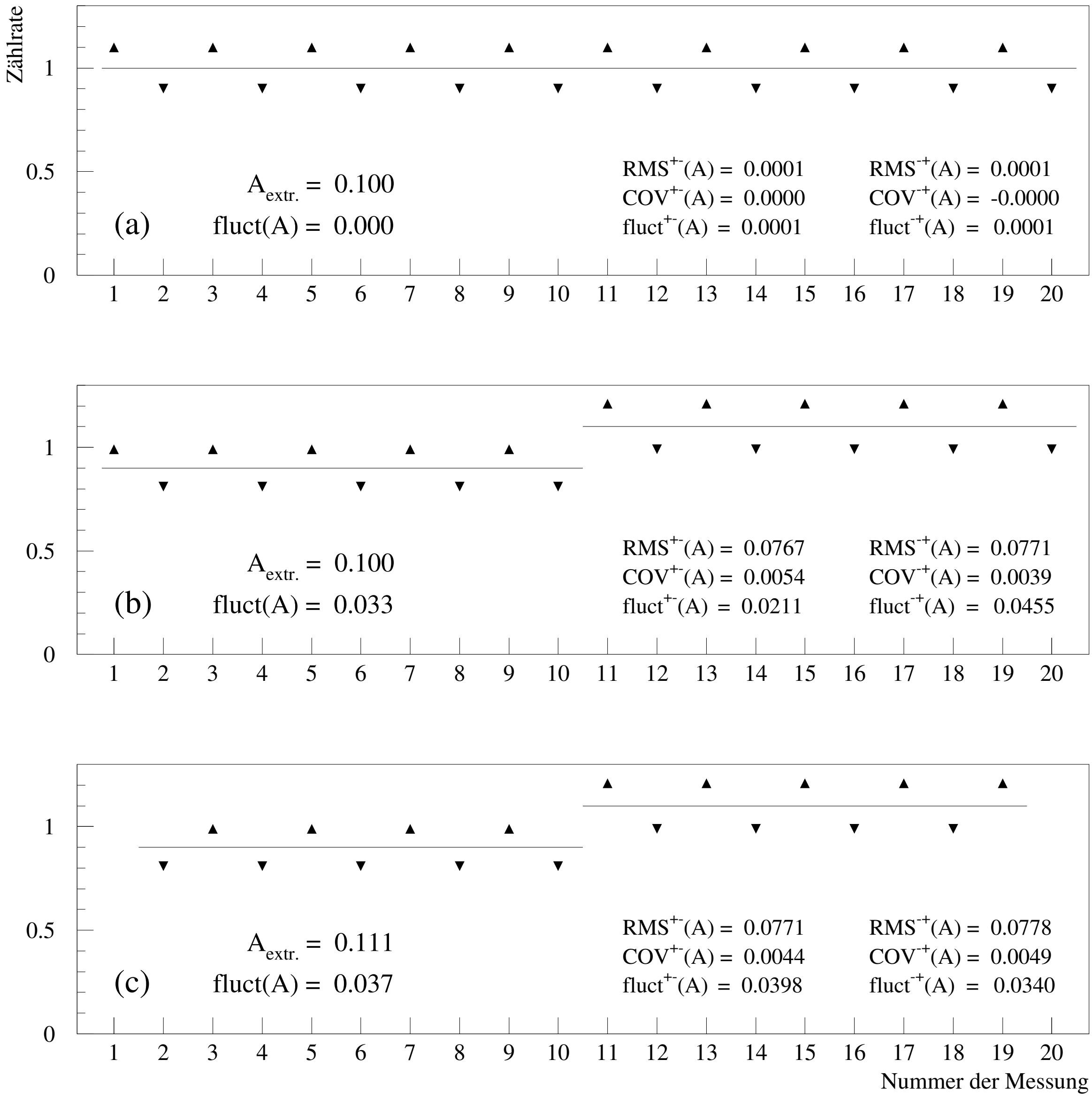


Abbildung 4.6: Zahlenbeispiel für die Verwendung der Kovarianz bei der Bestimmung des Fluktuationsfehlers *fluct*(A) der Asymmetrie A. Aufgetragen sind die (generierten) normierten Zählraten gegen die Nummer der Messung (vergl. Text).

Meßdauer entspricht jeweils einem Spinzustand. Die Punkte dieser „Messungen“ sind je nach Spinzustand mit verschiedenen Symbolen bezeichnet. Die Zählrate bei verschwindender Asymmetrie ist durch die Linie angedeutet. In den Abbildungen 4.6(b) und (c) ist diesen Punkten eine Störung überlagert, die die Meßreihe in zwei Perioden unterteilt. Dabei werden die Raten der ersten Meßperiode auf 90% abgesenkt, in der zweiten um 10% erhöht. In (c) sind dieselben Daten aufgetragen wie in (b), wobei aber der erste und der letzte Meßpunkt weggelassen wurden, wie es im Fall eines Schnittes auf die Datenqualität vorkommen kann. Für alle drei Abbildungsteile wurde zum Generieren der Punkte dieselbe Asymmetrie verwendet. Die Asymmetrien $A_{\mathrm{extr.}}$, die man aus solchen Meßpunkten extrahiert, sind jeweils angegeben, ebenso der extrahierte Fluktuationsfehler mit Kovarianzkorrektur *fluct*(A); des weiteren aufgeführt sind die *RMS*-Fehler und Kovarianzterme sowie die resultierenden Fluktuationsfehler für beide Definitionen $(+-)$ und $(-+)$ der Berechnung.

Ohne Fluktuation (Abbildungsteil (a)) extrahiert man die verwendete Asymmetrie und erhält Fehler, die von Rundungsfehlern herrühren. Im Falle einer Fluktuation kann es sein, daß sie sich wie in Abbildungsteil (b) auf beide Spinzustände gleich auswirkt und sich vollständig herausmittelt oder aber wie in Abbildungsteil (c) die Asymmetriebestimmung beeinflußt. In diesem Fall liegt der bestimmte Wert bei 11% und weicht damit innerhalb des berechneten Fluktuationsfehlers von dem Wert ab, der zum Generieren der Daten verwendet wurde.

Des weiteren sind in den einzelnen Abbildungsteilen die jeweiligen Fluktuationsfehler ohne Kovarianzkorrektur angegeben. Da die statistischen Fehler Null betragen, sind diese Fehler gleich den *RMS*-Fehlern. Sie sind in diesem Beispiel mehr als doppelt so groß wie die korrigierten Werte. Man sieht ferner, daß die *RMS*-Fehler weniger vom verwendeten Datensatz $(+-)$ oder $(-+)$ abhängen als die berechneten Kovarianzen. In Teil (b) betragen die Abweichungen zwischen $\mathit{fluct}^{+-}(A)$ und $\mathit{fluct}^{-+}(A)$ mehr als einen Faktor zwei, so daß die Berechnung für beide Datensätze und die abschließende Mittelwertbildung in diesem Beispiel wichtig ist.

Für dieses Zahlenbeispiel wurden Werte verwendet, die sich einfach nachrechnen und gut grafisch darstellen lassen. Für typische HERMES-Messungen sind die Asymmetrien etwa 40 mal kleiner als im Beispiel, die Fluktuationen etwa 20-fach kleiner. Die Anzahl an Spinflips pro Fill ist mit den Daten vom Jahr 1995 allerdings vergleichbar: fast ein Drittel der für die Analyse verwendeten Fills enthält genausoviele oder weniger Messungen einzelner Spinzustände wie dieses Beispiel.

4.3.3 Anwendung auf die Daten

Wendet man Gleichung 4.21 auf die Daten des Jahres 1995 an, so berechnet man für die obere und untere Detektorhälfte Fehler von $\mathit{fluct}(A)_{top} = 0.00124$ und $\mathit{fluct}(A)_{bottom} = 0.00151$. Dabei ist bereits berücksichtigt, daß der Kovarianzterm den Fehler verringert, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist.

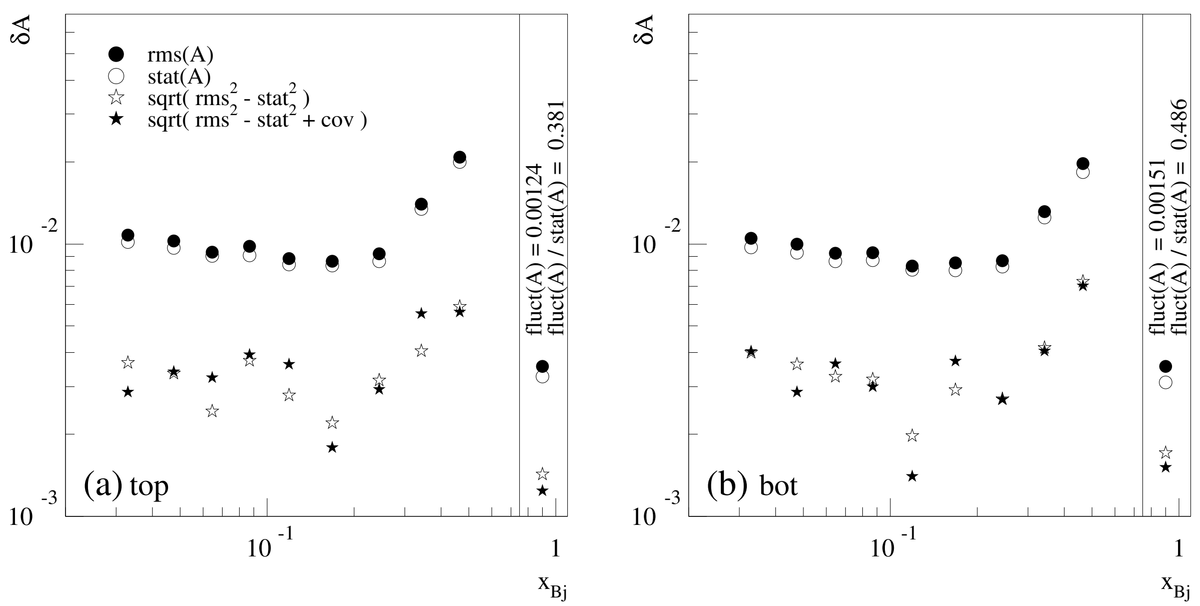


Abbildung 4.7: *RMS*-Fehler, statistischer Fehler und Fluktuationsfehler der experimentellen Asymmetrie $A_{\|}^{^3He}$ in x_{Bj}-Bins. Ganz rechts ist der Mittelwert aller x_{Bj}-Bins aufgetragen.

In dieser Abbildung sind die Fehler der Asymmetrie gegen x_{Bj} aufgetragen. Durch die senkrechte Linie wird der Punkt abgehoben, den man aus allen Daten ohne Unterteilung in einzelne x_{Bj}-Intervalle berechnet. Die runden Symbole bezeichnen die *RMS*- und statistischen Fehler, die Sterne die Fluktuationsfehler, wie man sie mit und ohne Berücksichtigung der Kovarianzterme ermittelt. Die Kovarianzterme verringern den Fluktuationsfehler des x_{Bj}-Mittelwertes für beide Detektorhälften um etwa denselben Betrag. Die beiden Hälften unterscheiden sich aber darin, daß der Fehler des unteren Detektors deutlich größer ist als der des oberen. Dieser Unterschied entspricht dem Ergebnis des vorigen Abschnitts (Gleichung 4.18); die Absolutwerte der Fehler sind allerdings größer.

Diese Berechnung nach der Kovarianzmethode enthält die wenigsten Näherungen und zeigt die beste Übereinstimmung im Vergleich mit den Ergebnissen von [Neu 97]. Dort wird angegeben, daß die Fluktuationen dadurch beschrieben werden können, daß der statistische Fehler um 7.6% bzw. 16.9% vergrößert wird. Diese Angaben entsprechen Fluktuationsfehlern, die sich in der oberen bzw. unteren Detektorhälfte auf 39.7% bzw. 60.5% des statistischen Fehlers belaufen. Dies stimmt mit den hier berechneten Werten von 40% bzw 50% etwa überein. Diese Beschreibung des Fluktuationsfehlers als Bruchteil des statistischen Fehlers wird im folgenden weiterhin verwendet, da der Fluktuationsfehler eine statistische Eigenschaft hat: er mittelt sich bei wiederholten Messungen heraus.

Desweiteren fällt in der Abbildung 4.7 auf, daß das Verhältnis der x_{Bj}-abhängigen Fluktuationsfehler zum statistischen Fehler als konstant betrachtet werden kann, und zwar im Mittel 0.35 für beide Detektorhälften. Dieses Verhältnis weicht also von dem Wert ab, den man bei Mittelung über x_{Bj} erhält. Das kann dadurch erklärt werden, daß die Fluktuationen im Detektor nicht unabhängig sind für die einzelnen x_{Bj}-bins. Mögliche Korrelationen zwischen oberer und unterer Detektorhälfte wurden nicht untersucht. Daher ist nicht klar, ob die Fehler beider Hälften quadratisch addiert oder gemittelt werden müssen, um einen Gesamtfehler zu erhalten. Im folgenden wird daher der schlechtere beider Werte verwendet, nämlich 50%, und nicht die gut 30%, die sich für vollkommen unabhängige Detektorhälften ergäben.

Kapitel 5

Fehlerbeitrag der Spurrekonstruktion

Um die Ortskoordinaten eines Streuereignisses zu erhalten, müssen einzelne Punkte zu Spuren kombiniert werden. Die Ortsauflösung der Spur geht im HERMES-Spektrometer direkt in die Impulsauflösung ein. Daher wurden bei der Datenanalyse die Unterteilung in x_{Bj}gerade so gewählt, daß die Wahrscheinlichkeit minimal ist, daß Ereignisse aufgrund der endlichen Impulsauflösung einem falschen x_{Bj}-Bin zugeordnet werden [Fer 97].

5.1 Rekonstruktions- und Roheffizienzen

Eine andere Fehlermöglichkeit besteht darin, daß die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion von Ereignissen nicht zeitlich konstant ist. Um dies zu untersuchen, benötigt man die Wahrscheinlichkeiten dafür, daß die einzelnen Detektoren (*Ebenen*) bei Teilchendurchgang Signale erzeugen, sowie Information darüber, wie das Rekonstruktionprogramm HRC auf fehlende Spurpunkte reagiert. Letztere findet sich in Abbildung 5.1. Dort ist die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion einer Spur in Abhängigkeit von der mittleren Effizienz der Einzeldetektoren angegeben. Die einzelnen Linien entsprechen verschiedenen Einstellungen von HRC. Die erste Ziffer gibt an, wieviele Spurpunkte in einer Projektion des verwendeten Koordinatensystems höchstens fehlen dürfen, ohne daß der Rekonstruktionsversuch abgebrochen wird. Die

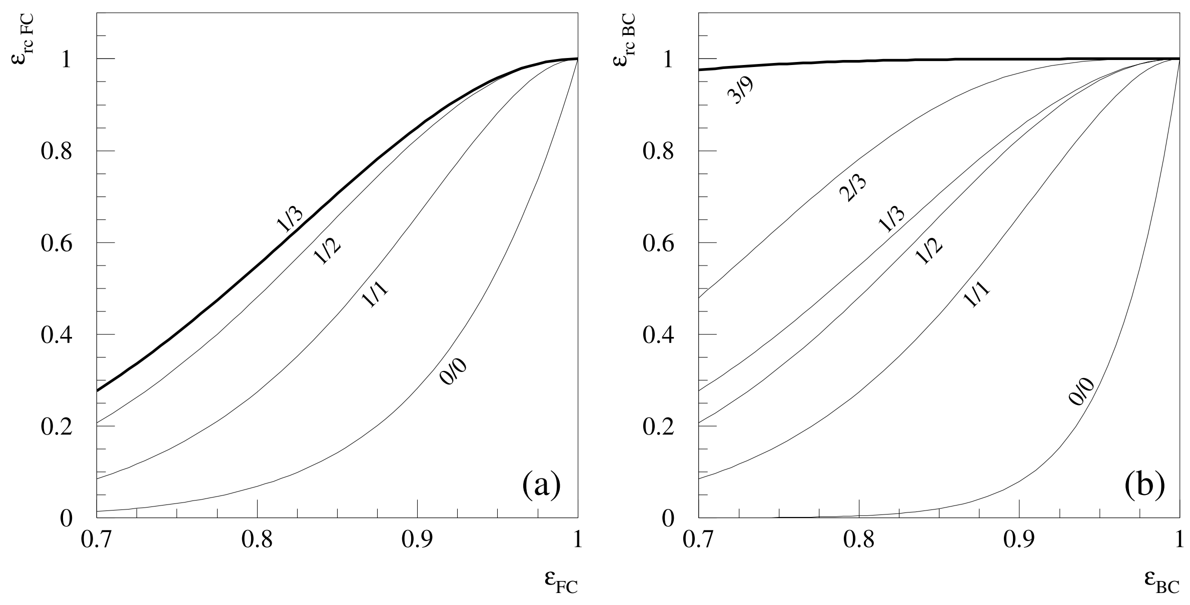


Abbildung 5.1: Rekonstruktionseffizienzen vs. Roheffizienzen für (a) FCs und (b) BCs.

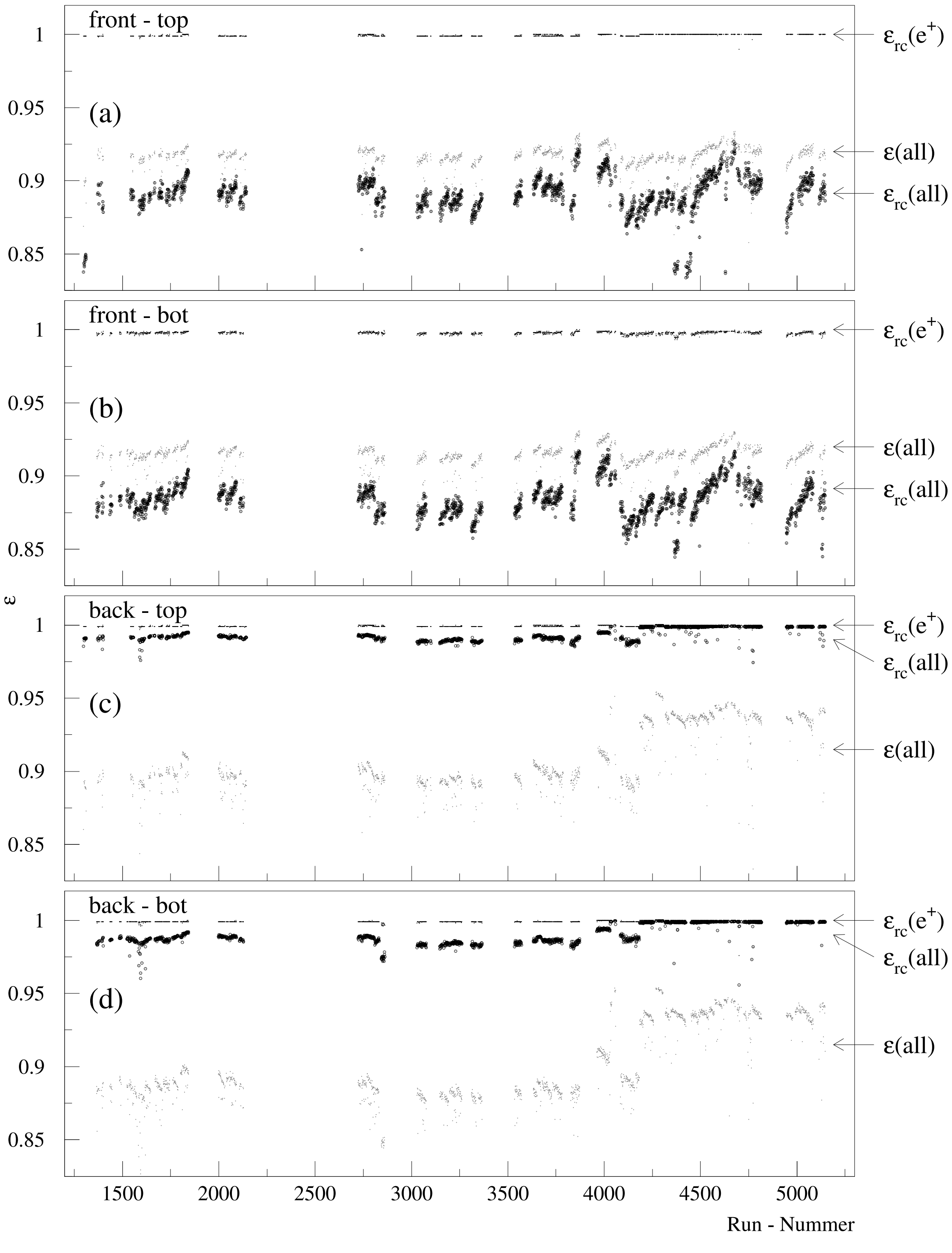


Abbildung 5.2: Zeitabhängigkeit der Effizienzen: aufgetragen sind die Roheffizienzen $\varepsilon(all)$ sowie die Rekonstruktionseffizienzen $\varepsilon_{rc}(all)$ und $\varepsilon_{rc}(e^+)$ gegen die Run-Nummer. Die Daten in (a) bis (d) stammen von den verschiedenen Teilen des Detektors. Zum Fehler von $g_1{}^n$ trägt nur die nahezu konstante Elektronen-Rekonstruktionseffizienz $\varepsilon_{rc}(e^+)$ bei.

zweite gibt die Anzahl der Punkte an, die der ganzen Spur im Maximalfall fehlen dürfen. Für den vorderen Spektrometerteil standen 1995 12 funktionierende Detektorebenen zur Verfügung, im hinteren Teil 24. Die verwendeten Einstellungen des Rekonstruktionsprogramms waren 1/3 bzw. 3/9. Die zugehörigen Linien sind in der Abbildung dick eingezeichnet.

Aufgrund der größeren Anzahl zur Verfügung stehender Ebenen im hinteren Spektrometerteil konnte dort eine Einstellung verwendet werden, die auch dann noch jedes Ereignis findet, wenn die Effektivität der Kammern auf Werte bis zu 80% reduziert ist. Derselbe Mittelwert im vorderen Bereich würde hingegen zu Spureffizienzen von unter 60% führen. Daher sind die Anforderungen an die FC-Driftkammern deutlich größer als an die BCs. Diese Ungleichgewicht liegt daran, daß die Vertexkammern wegen Probleme mit der Ausleseelektronik nicht zur Spurrekonstruktion verwendet wurden.

Der Unterschied zwischen Roheffizienz und Rekonstruktionseffizienz wird in Abbildung 5.2 besonders deutlich. In dieser Abbildung ist die Entwicklung der verschiedenen Effizienzen im Laufe des Jahres zu sehen. Die vier Teile der Abbildung entsprechen der Einteilung des Detektors in die obere und untere Hälfte bzw. den Teil vor und hinter dem Spektrometermagneten. Als Zeiteinheit wird die Run-Nummer verwendet. Lücken kommen dadurch zustande, daß sie betroffenen Daten aus verschiedenen Gründen nicht zur Extraktion einer Asymmetrie verwendet wurden.

Die hellgrauen Punkte geben die Werte der mittleren Roheffizienz der Einzelebenen an, wie sie aus den Daten routinemäßig bestimmt wird. Sie sind mit $\varepsilon(all)$ bezeichnet, da bei den Spuren, die zur Bestimmung der Effizienz verwendet werden, kein Schnitt auf eine bestimmte Teilchensorte gemacht wird. Diese Roheffizienz liegt für alle FCs und BCs im Mittel bei etwa 90%. Mit den Ergebnissen, die in der vorigen Abbildung gezeigt wurden, kann man daraus die Rekonstruktionseffizienzen $\varepsilon_{rc}(all)$ berechnen. Für die FCs liegen die resultierenden Werte unterhalb der Werte der Roheffizienzen. Die dort vorhandenen Zeitabhängigkeiten sind in den Spureffizienzen noch ausgeprägter vorhanden. Im hinteren Teil des Spektrometers hingegen folgen aus der mittleren Effizienz um die 90% Rekonstruktionseffizienzen von $\varepsilon_{rc}(all) \backsimeq 99\%$, deren Streuung bei unter einem halben Prozent liegt.

Der Fehler, der in die Berechnung der Asymmetrie eingeht, ist allerdings nochmals deutlich kleiner, da die Effizienzen für Elektronen deutlich größer sind als der Mittelwert für alle Teilchen. Das liegt daran, daß die ausgewählten Elektronen aufgrund des größeren Lorentzfaktors mehr Energie in den Detektoren deponieren und somit effektiver nachgewiesen werden. Die Nachweiseffizienz für diese Elektronen $\varepsilon_{rc}(e^+)$ liegt bei 0.9994 ± 0.0007 für die BCs und bei 0.998 ± 0.001 für die vordere Hälfte. Der Beitrag zum Fluktuationsfehler des vorigen Kapitels ist damit für die BCs verschwindend gering. Bei Fluktuationen der normierten Zählraten von etwa 1%, wie sie in Abschnitt 4.2 berechnet werden, kann der absolute Fehler der FC-Rekonstruktionseffizienzen lediglich ein Achtel bis ein Zehntel des gesamten Fluktuationsfehlers ausmachen.

5.2 Verbesserungen

5.2.1 Optimierung der Betriebsparameter

In Abbildung 5.2 erkennt man in den Roheffizienzen der BCs etwa bei Run-Nummer 4200 einen Sprung, der durch die Optimierung der Arbeitsparameter zustande kam: Die Anhebung der Hochspannung verschiebt die Amplitudenverteilung zu größeren Werten hin, so daß mehr Signale größer sind als die eingestellte Schwelle. Außerdem wurden die Schwellen abgesenkt. Beide Anpassungen vergrößern die Effizienz.

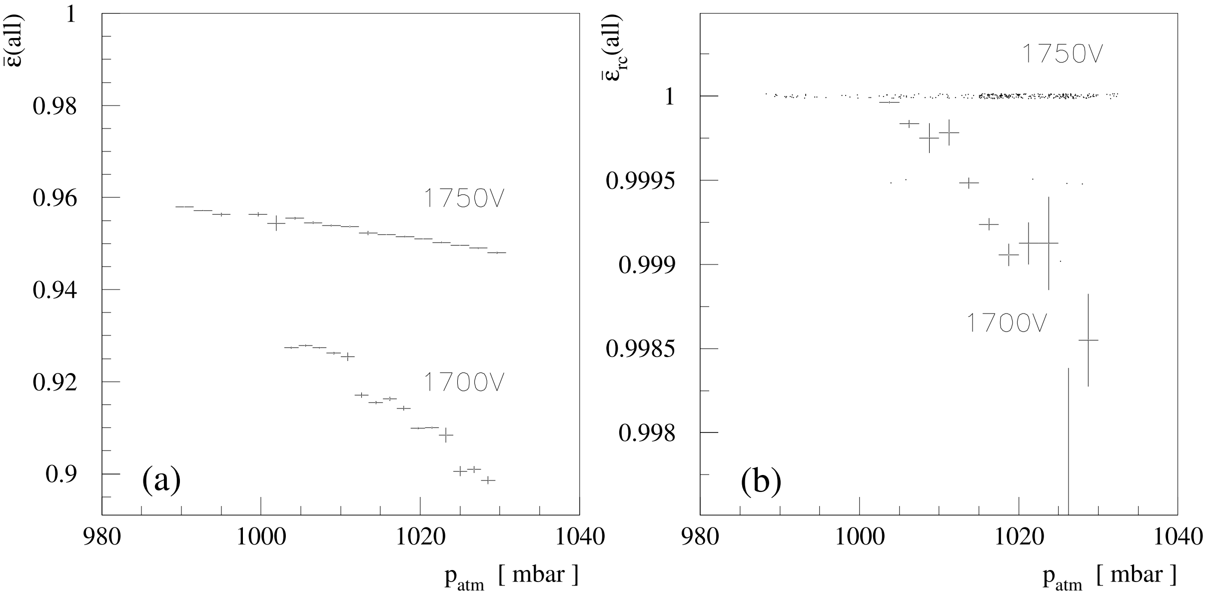


Abbildung 5.3: Effizienz der BCs in Abhängigkeit vom Luftdruck für verschiedene Hochspannungswerte der Driftkammern;
(a) Roheffizienz für alle Teilchensorten; (b) Rekonstruktionseffizienz für Positronen;

5.2.2 Luftdruckabhängigkeiten und dynamische Hochspannungsregulierung

Der größte Teil der noch verbleibenden Effizienzschwenkungen in Abbildung 5.2 läßt sich mit dem Luftdruck korrelieren. Die mittlere Effizienz bei gegebenem Luftdruck ist in Abbildung 5.3 für verschiedene Hochspannungen aufgetragen. Da nur eine Untermenge der in Abbildung 5.2 gezeigten Daten aufgetragen ist, ergeben sich in dieser Abbildung leicht verschiedene Mittelwerte. Die Effizienz ist umso geringer, je größere Werte der Luftdruck annimmt. So ein Verhalten erwartet man, da die Gasverstärkung mit zunehmender Teilchenzahldichte abfällt (Abschnitt 7.3). Dieses Verhalten wurde an den BCs durch analoge Auslese eines Signaldrahtes demonstriert.

Um solche Schwankungen zu vermeiden, gibt es seit Mitte 1996 eine 'dynamische Hochspannungskontrolle' [Mei 98]. Dieses Computerprogramm liest mehrmals pro Minute den Wert einer Druckdose, die den Luftdruck mißt, und stellt einen dementsprechenden Wert für die Hochspannung der BCs ein. Zur Berechnung dieses Wertes wird eine Parametrisierung aus [Arm 88] verwendet. Bei Variationen im Luftdruck von ± 30 *mbar* wird der Hochspannungswert um ± 20 V angepaßt. Für 1013 mbar wurde ein Wert von 1770 V gewählt. Dadurch wird die Zeitstabilität der Effizienzen um mehr als einen Faktor zwei verbessert [Ber 98].

5.2.3 Anfang der Runs

In den bisherigen Auftragungen wurde stets über viele aufeinanderfolgende Bursts gemittelt, z.B. alle Bursts eines Runs — wie in Abbildung 5.2. Zeitabhängigkeiten, die innerhalb einzelner Runs auftreten, können auf diese Weise nicht erkannt werden. Solche Abhängigkeiten sind in Abbildung 5.4 zu sehen. In dieser Abbildung wurden die alle-Teilchen-Rekonstruktionseffizienzen aller Runs eines Fill so gemittelt, daß jeder n-te Bursts eines Runs mit dem n-ten Burst anderer Runs gemittelt werde.

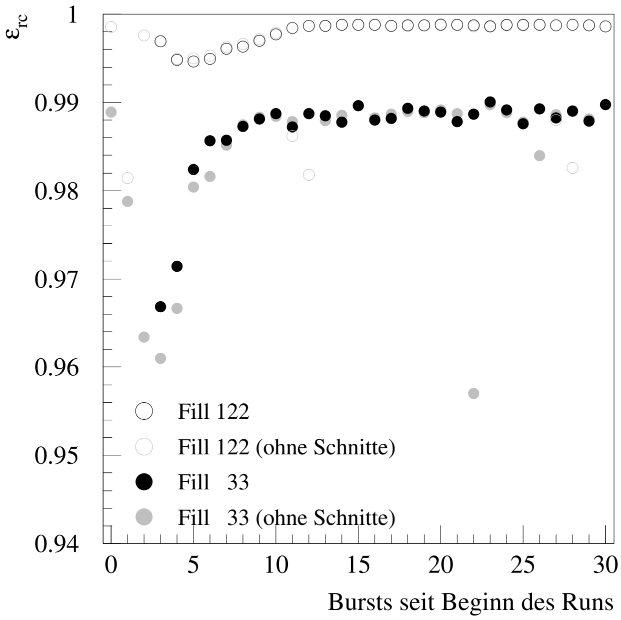


Abbildung 5.4: Rekonstruktionseffizienz pro Burst in hinteren Detektorteil als Funktion der Burst-Nummer. Der erste Burst eines Runs wird mit 1 bezeichnet, der zweite mit 2, etc.

Die so bestimmten Effizienzen werden gegen n aufgetragen. Man sieht, daß die jeweils ersten Bursts eines Runs eine systematisch verringerte Effektivität aufweisen. Die offenen und ausgefüllten Punkte bezeichne Daten zweier verschiedener HERA-Füllungen, während der unterschiedliche Hochspannungen eingestellt waren, so daß sich der Plateauwert sowie die anfänglichen Abweichungen unterschieden. Die Grau eingezeichneten Punkte wurden durch Mitteln über alle gemessenen Bursts der jeweiligen Fills erhalten, während die dunklen Punkte nur die Bursts berücksichtigen, aus denen die Asymmetrie bestimmt wird. Die einzelnen Schnitte sind in Abschnitt 6.1 aufgelistet. Insbesondere werden die ersten drei Burst verworfen, obwohl bei den BC im Mittel die ersten dreizehn Bursts vom Wechsel der Runs betroffen sind.

Die Ursache für die Einbrüche zu Beginn der Runs war ein mittlerweile behobenes Problem mit dem 'slow control'-Programm, das die Schwellen der BCs bei jedem Run-Beginn neu setzt und das zu langsam arbeitete und bis zu zwei Minuten für die 48 Schwellen benötigte. Als Resultat davon tritt, wenn man stets die ersten zehn verwendeten Bursts als betroffen ansieht, eine durchschnittlich 0.7% geringere Effektivität in 17.5% der Daten auf. In diesem betroffenen Teil der Daten werden beide Spinzustände etwa 4500 mal gemessen, ein Spinzustand ('+') aber etwa 150 mal öfters. Geht man davon aus, daß sich der Fehler von 0.7% nur bei diesen 150 Bursts nicht herausmittelt, so ergibt sich bei den 70.000 verwendeten Bursts ein Asymmetriefehler von 0.000015. Dies ist vernachlässigbar klein. Der für die Zählratenasymmetrie relevante Fehler der Elektroneffizienzen ist außerdem um ein Vielfaches kleiner, wie oben gezeigt wurde.

5.2.4 Korrekturfaktoren

Die Rekonstruktionseffizienzen, die man für jeden Burst berechnen kann, kann man als Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_{rc}$ für die Zählraten bzw. für die korrigierte Luminosität verwenden. Dabei tritt aber das Problem der geringen Statistik auf, da pro Burst nur durchschnittlich 65 Teilchen aller Sorte zur Verfügung stehen. Für eine Roheffizienz von 90% ergibt sich aus der Binominialverteilung ein Fehler in der Bestimmung der Effektivität einer einzelnen Ebene von

$$\delta\varepsilon_{FC-Ebene}(all) = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{n}} = 0.037\,. \tag{5.1}$$

Wenn alle 12 FC-Ebenen denselben Fehler aufweisen, so ergibt sich für die mittlere Effizienz ein Fehler von $\Delta\varepsilon_{FC} = 0.01$. Um daraus den Fehler der Rekonstruktionseffizienz zu berechnen, benötigen wir die Ableitung des Zusammenhangs zwischen der mittleren Roheffizienz und der Rekonstruktionseffizienz, der am Anfang des Abschnitts in Abbildung 5.1 aufgetragen ist. Die Steigung der für die FCs relevanten 1/3-Kurve beträgt bei $\varepsilon \backsimeq 90\%$ etwa zwei. Damit erhält man einen Fehler der FC-Rekonstruktionseffizienz von

$$\Delta\varepsilon_{rc} = \frac{\partial\varepsilon_{rc}}{\partial\varepsilon}\,\delta\varepsilon_{FC-Ebene}(all) \backsimeq 0.02\,. \tag{5.2}$$

Da man solche Korrekturen in der Absicht erzeugt, eine Fluktuation von etwa 0.01 zu korrigieren, ist ein burstweise bestimmter Korrekturfaktor zu ungenau. Für Elektronen-Korrekturfaktoren ist das Problem der ungenügenden Statistik noch größer und man muß über viele Bursts mitteln. Dahingegen sind die Zeitabhängigkeiten für Elektronen, die wegkorrigiert werden sollen, sehr klein. Trotz der aufgezeigten Probleme wurde daher auf die Verwendung von Korrekturfaktoren verzichtet, da rein auf Burstbasis berechnete Korrekturfaktoren die Genauigkeit der Analyse also zwangsläufig verschlechtern.

Kapitel 6

Auswirkungen des Fluktuationsfehlers

Um den Fehler durch Fluktuationen so weit wie möglich zu reduzieren, war eine detaillierte Studie aller Detektorkomponenten notwendig [g1n 97]. Innerhalb der europäischen Analysegruppe wurden dabei Kriterien für die Auswahl der verwendeten Daten entwickelt, wie sie hier vorgestellt werden.

6.1 Datenauswahl

Im Jahr 1995 wurden während 150 HERA-Füllungen Daten genommen. Aufgrund der Logbucheintragungen konnte eine Vorauswahl durchgeführt werden, welche dieser Fills für die Analyse verwendet werden. Darüber hinaus wurden nur solche Füllungen verwendet, bei denen die Datenmenge auch nach allen weiteren Schnitten eine gewisse Mindestgröße aufweist und eventuelle Lücken innerhalb der Daten nicht zu groß sind. Für die obere und untere Detektorhälfte werden daher zum Teil verschiedene Fills verwendet. Die einzelnen Bedingungen sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

$$\text{Fill} \in \text{Vorauswahl} \tag{6.1}$$

$$\text{gute Bursts pro Fill und Spinzustand} > 100 \tag{6.2}$$

$$\frac{\#\text{schlechte Bursts}}{\#\text{alle Bursts}} \leq .60 \tag{6.3}$$

$$\frac{\#\text{Gruppen schlechter Bursts}}{\#\text{alle Bursts}} \leq .10 \tag{6.4}$$

Tabelle 6.1: Kriterien für die Verwendung einzelner Fills.

Die weiteren Schnitte auf die Datenqualität werden auf der Basis von einzelnen Bursts durchgeführt, der 10 s–Einheiten der HERMES-Daten. Bursts werden verworfen, wenn sie während des Umschalten des Targetspins genommen wurden oder beim Wechsel zwischen den Runs. Ferner wird gefordert, daß nur Bursts verwendet werden, für die verschiedene Kenngrößen nahe genug bei ihren Sollwerten liegen. Die verwendeten Größen sind die Korrektur c_{DAQ} auf die Totzeit des Datennahmesystems, der Strahlstrom I_{Strahl}, die Koinzidenzrate der Luminositätsmessung R_{Lumi}, die Targetdichte ρ_t, die Target- und Strahlpolarisation p_t und p_b sowie die Rekonstruktionseffizienzen in der vorderen und hinteren Spektrometerhälfte $\varepsilon_{\text{rc}}(FC)$ und $\varepsilon(BC)$. Die verwendeten Werte sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

$$\text{Burst} \notin \text{Umklappen des Targetspins} \tag{6.5}$$
$$\text{Burst} \notin \text{erste drei oder letzter Burst eines Runs} \tag{6.6}$$
$$c_{\text{DAQ}} < 2 \tag{6.7}$$
$$8mA < I_{\text{Strahl}} < 30mA \tag{6.8}$$
$$40\,Hz < R_{\text{Lumi}} < 210\,Hz \tag{6.9}$$
$$0.85\;10^{15}\frac{\#\text{nucl}}{cm^2} < \rho_t < 1.4\;10^{15}\frac{\#\text{nucl}}{cm^2} \tag{6.10}$$
$$30\% < p_t < 60\% \tag{6.11}$$
$$40\% < p_b < 70\% \tag{6.12}$$
$$\varepsilon_{rc}(BC) > 94\% \tag{6.13}$$
$$\varepsilon_{rc}(FC) > 80\% \tag{6.14}$$

Tabelle 6.2: Kriterien für die Verwendung einzelner Bursts.

Um ${g_1}^{\text{n}}$ zu bestimmen, ist es wichtig, daß nur die Elektronen verwendet werden, da sonst die Asymmetrien der anderen gestreuten Teilchen zum Fehler beitragen. Die Größe dieser Asymmetrie des Untergrundes und ihres Beitrags zur ${g_1}^{\text{n}}$-Messung findet sich beispielsweise in [Fer 97]. Die Identifikation der Positronen geschieht durch die Schnitte, die in Tabelle 6.3 aufgelistet sind. Dabei tauchen die Größen pid_i auf, die als Produkte von Wahrscheinlichkeitsdichten definiert sind. Welche Detektoren in die Bildung des jeweiligen Produkts eingehen, ist in Tabelle 6.4 aufgelistet. Die Größe pid_4 wurde allerdings nicht verwendet, sondern eine Kombination von pid_3 bzw. pid_2 mit den Daten des Übergangsstrahlungsdetektors TRD.

$$\text{pid}_3 + 0.31 \cdot \text{TRD} > 5.48 \tag{6.15}$$
$$\text{pid}_3 > 0 \tag{6.16}$$
$$\text{pid}_2 + 0.51 \cdot \text{TRD} > 9.00 \tag{6.17}$$

Tabelle 6.3: Identifikation von Elektronen.

verwendete Detektoren	Bezeichnung
Kalorimeter, Preshower, Čerenkov, TRD	pid_4
Kalorimeter, Preshower, Čerenkov	pid_3
Kalorimeter, Preshower	pid_2

Tabelle 6.4: Definitionen der Größen pid_i.

Weitere Schnitte, die auf einzelne Spuren angewendet werden, sind in Tabelle 6.5 aufgelistet. Sie gewährleisten, daß die Streuung als tiefinelastisch bezeichnet werden kann, daß der Wirkungsquerschnitt nicht durch Resonanzen des Nukleons überhöht ist und die Energie des gestreuten Elektrons oberhalb der Schwelle des Kalorimeters liegt. Ferner wird die geometrische Anforderung gestellt, daß die rekonstruierte Spur auf die gasgefüllte Region der Targetzelle zeigt und der Streuwinkel innerhalb der Akzeptanz des Detektors liegt.

$Q^2 > 1\ GeV^2$	(6.18)
$W^2 > 4\ GeV^2$	(6.19)
$y < 0.85$	(6.20)
$\lvert z_{\text{vertex}} \rvert < 30\ cm$	(6.21)
$d_{\text{vertex}} < 0.75\ cm$	(6.22)
$\theta_y > 0.04$	(6.23)

Tabelle 6.5: Kriterien für die Verwendung einzelner Spuren.

6.2 Auswirkungen auf die Bestimmung von g_1^n, A_1^n und Γ_1^n

6.2.1 Asymmetrie A_1^n und Spinstrukturfunktion g_1^n

In Kapitel 4.3 wurde der Fluktuationsfehler von $A_\parallel^{^3He}$ in Abhängigkeit von x_{Bj} bestimmt. Für jedes einzelne x_{Bj}-Bin stehen etwa 10 mal weniger Daten zur Verfügung als bei Mittelung über x_{Bj}, wodurch die Genauigkeit eingeschränkt ist, mit der sich der Fluktuationsfehler für die einzelnen x_{Bj}-Bins bestimmen läßt. Im Rahmen dieser Genauigkeit weist der Verlauf des Fluktuationsfehlers dieselbe x_{Bj}-Abhängigkeit auf wie der statistische Fehler. Pflanzt man diese Fehler fort, so erhält man die Fluktuationsfehler von A_1^n und g_1^n, wie sie in den Abbildungen 6.1 und 6.2 eingetragen sind. Bei dieser Berechnung der Fehler wurde die Näherung gemacht, daß die Spins der Protonen im ^{3}He-Kern nicht zum Spin des ^{3}He beitragen.

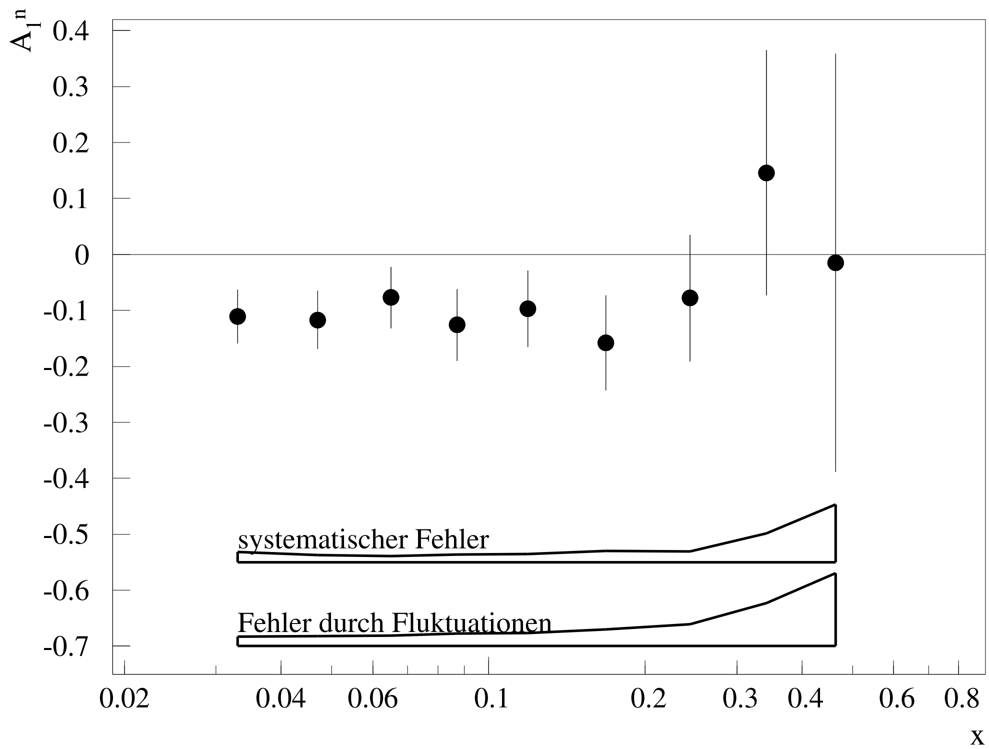


Abbildung 6.1: Die Asymmetrie A_1^n mit statistischem Fehler (Fehlerbalken), systematischem Fehler (oberes Band) und Fluktuationsfehler (unteres Band).

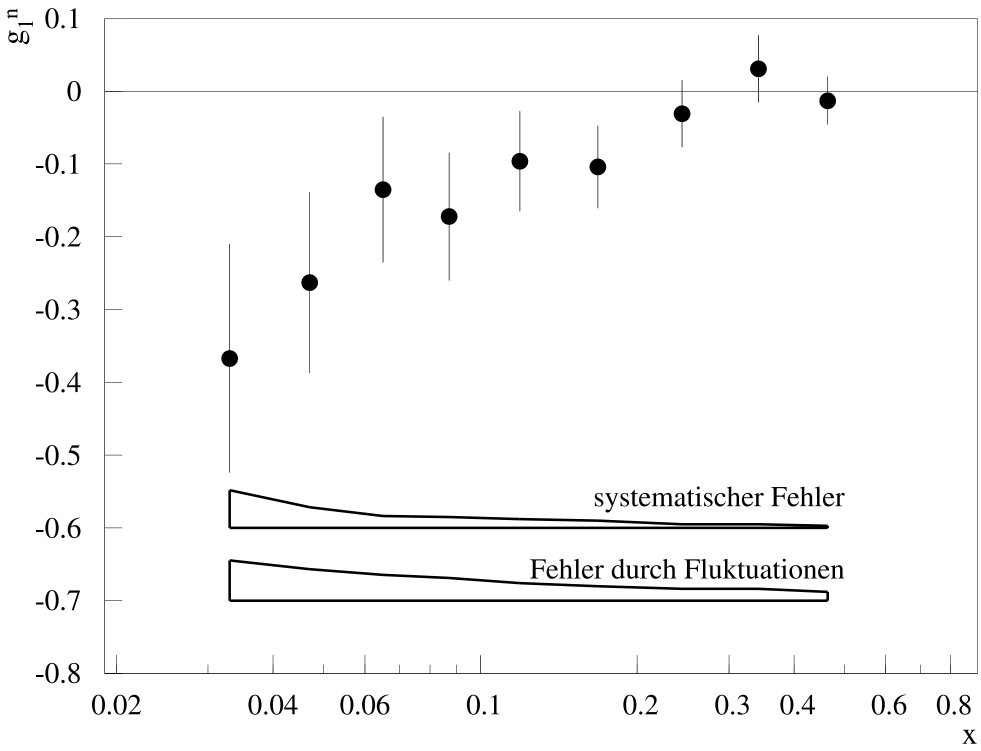


Abbildung 6.2: Die Strukturfunktion $g_1{}^n$ mit statistischem Fehler (Fehlerbalken), systematischem Fehler (oberes Band) und Fluktuationsfehler (unteres Band).

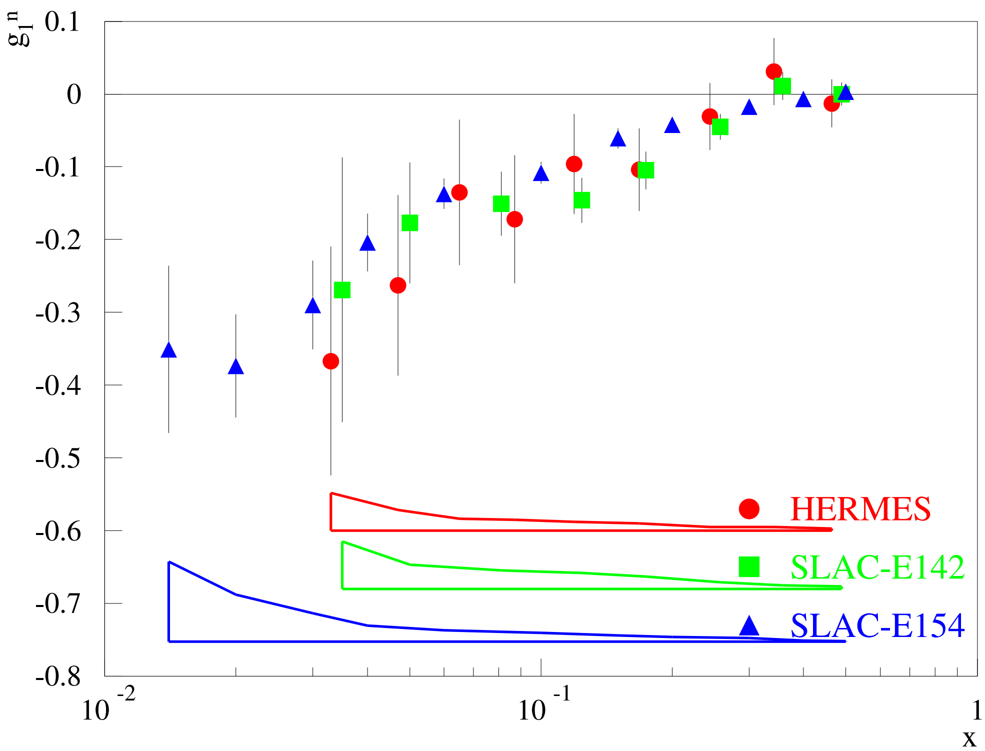


Abbildung 6.3: Vergleich verschiedener Messungen von $g_1{}^n$.

Zur Berechnung der Asymmetrie $A_1{}^{\rm n}$ und der Strukturfunktion $g_1{}^{\rm n}$, die in den Abbildungen 6.1 und 6.2 zu sehen sind, wurden diejenigen Näherungen und Parametrisierungen von Strukturfunktionen verwendet, die in Abschnitt 2.4 angegeben wurden. Außerdem wurden Strahlungskorrekturen verwendet [Ryc 96], die Asymmetrie der wenigen Teilchen berücksichtigt, die fälschlicherweise als Elektronen identifiziert werden, als auch darauf korrigiert, daß die Elektronen aufgrund von Vielfachstreuung abgelenkt werden und so ein geringfügig falsches x_{Bj} gemessen wird [Fer 97].

Die systematischen Fehler sind in den Abbildungen unterhalb der Werte als Band eingetragen. Sie werden von den systematischen Fehlern der Polarisationsmessungen von Strahl und Target dominiert. Lediglich für die zwei größten x_{Bj}-Werte dominiert der Fehler, der von der Vernachlässigung von $A_2{}^{\rm n}$ herrührt [Fer 97]. Der Fluktuationsfehler ist in den Abbildungen 6.1 und 6.2 als zweites Band eingetragen. Man erkennt, daß er etwas größer ist als der systematische Fehler.

Wenn man die Variationsbreite der Fluktuationen als konstant annimmt, dann weist der Fluktuationsfehler statistisches Verhalten auf. Er wird nämlich immer kleiner, je häufiger man die einzelnen Spinzustände mißt. An dieser Stelle geht also die Anzahl der Spinflips entscheidend ein, wie man an den Formeln sieht, mit denen wir den Fluktuationsfehler der normierten Zählraten in einen Fehler von $A_\parallel^{^3\rm He}$ umgerechnet haben (z.B. Gleichungen 3.20 und 3.21). Obwohl der Fluktuationsfehler systematischer Herkunft ist, wirkt er sich wie ein statistischer Fehler aus. In der Veröffentlichung [Her 97] wurde der Fluktuationsfehler daher quadratisch zum statistischen Fehler addiert.

Die Spinstrukturfunktion $g_1{}^{\rm n}$, wie sie veröffentlicht wurde, ist in Abbildung 6.3 zusammen mit den Ergebnissen der SLAC-Experimente zu sehen. E-154 ist das Nachfolgeexperiment von E-142, das seine Daten einige Monate nach den HERMES-Ergebnissen veröffentlichte [E154 97].

6.2.2 Ellis-Jaffe-Summenregel

Um auf den Wert des Integrals $\Gamma_1{}^{\rm n}(Q_0^2)$ zu gelangen, muß man die Werte der Strukturfunktion vom gemessenen Q^2-Wert zu einem für alle x_{Bj}-Bins gleichen $Q_0^2 = 2.5\,GeV^2$ hin extrapolieren. Dazu wurde die Annahme verwendet, daß die Asymmetrie $A_1{}^{\rm n}$ näherungsweise unabhängig von Q^2 ist:

$$g_1{}^{\rm n}(x, Q_0^2) = \frac{F_2(x, Q_0^2)}{2x(1 + R(x, Q_0^2))} A_1(x).$$

Damit läßt sich das Integral über $g_1{}^{\rm n}$ für alle x_{Bj}-Werte berechnen, die mit dem HERMES-Detektor in statistisch ausreichender Weise experimentell zugänglich sind:

$$\int_{0.023}^{0.6} g_1{}^{\rm n}(x, Q_0^2)\, dx = -0.034 \pm 0.0011\,(stat) \pm 0.0006\,(fluct) \pm 0.0005\,(syst)\,. \qquad (6.24)$$

Um das Integral über den ganzen x_{Bj}-Bereich zu erhalten, ist man auf Extrapolationen angewiesen. Für $x_{Bj} \in [0.6, 1]$ ist die Extrapolation unkritisch. Durch Vergleich zweier Berechnungen, nämlich der Erwartung $A_1{}^{\rm n} \to 1$ für große x_{Bj} [Far73/77] bzw. einer Parametrisierung von [Sch 88], erhält man $\int_{0.6}^1 g_1{}^{\rm n}\, dx = 0.002 \pm 0.003$. Für $x_{Bj} \in [0, 0.23]$ gibt es hingegen keine klare Vorhersage. Mit einer Regge-Parametrisierung $g_1{}^{\rm n} \propto x^{-\alpha}$ [EK 88] wurden Fits an die Daten unterhalb von $x_{Bj} \leq 0.1$ mit $\alpha \in -0.5 \ldots 1$ durchgeführt, woraus sich ein Wert von $\int_0^{0.023} g_1{}^{\rm n}\, dx = -0.005 \pm 0.005$ ergibt, dem ein Fehler von 100% zugewiesen wurde. Insgesamt ergibt sich

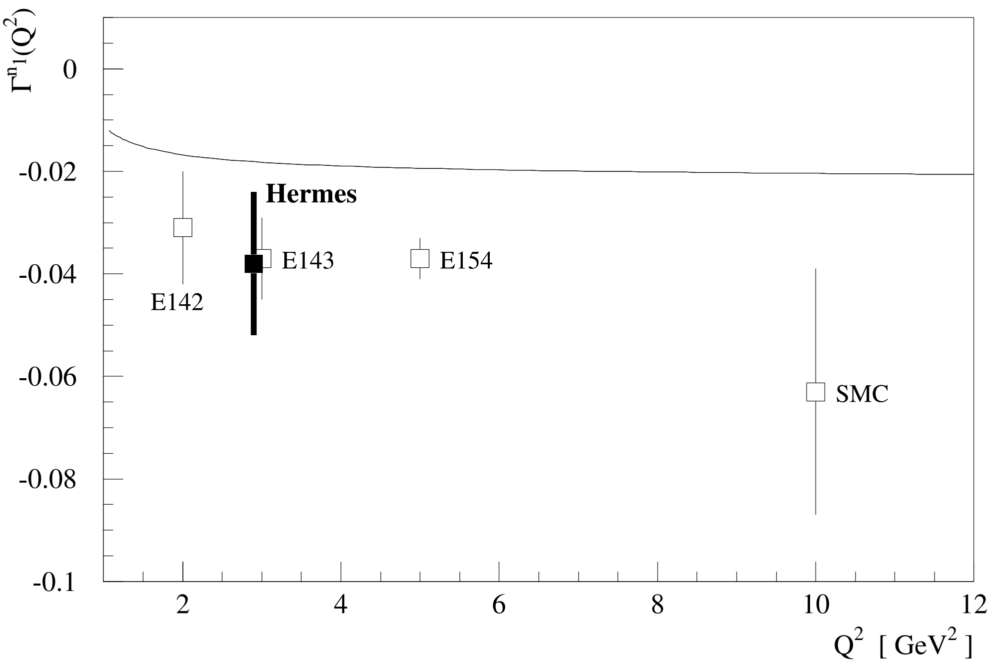


Abbildung 6.4: Verschiedene Messungen des Ellis-Jaffe-Integrals beim Q^2 der jeweiligen Messung. Die Linie gibt den Wert an, der von der Summenregel unter Berücksichtigung von QCD-Korrekturen vorausgesagt wird.

durch die Extrapolation eine Verschiebung des gemessenen Wertes um $\Delta\Gamma_1{}^n\,(extrapol) = 0.003 \pm 0.006$. Der resultierende Wert von

$$\Gamma_1{}^n(2.5\,GeV^2) = -0.037 \pm 0.015 \tag{6.25}$$

ist in Abbildung 6.4 zusammen mit den Ergebnissen der anderen Experimente aufgetragen. Alle Experimente messen einen Wert, der deutlich kleiner ist als die Vorhersage der Ellis-Jaffe-Summenregel, die als Linie eingezeichnet ist.

Der Fehler der HERMES-Messung von $\Gamma_1{}^n$ wurde durch quadratische Summation aller vier Fehler berechnet. An dieser Stelle ist es daher nicht von Belang, ob man den Fluktuationsfehler als als statistischen oder systematischen Fehler interpretiert. Ohne den Fluktuationsfehler würde sich die Genauigkeit des physikalischen Ergebnisses von ± 0.015 auf ± 0.0135 verbessern. Da dies keine gravierende Verbesserung darstellt, kann man festhalten, daß die HERMES-Ergebnisse trotz verschiedener Detailprobleme mit dem Detektor im ersten Jahr der Datennahme praktisch nicht von solchen Fluktuationen beeinträchtigt werden.

Teil II

Die hinteren Driftkammern (BCs)

Kapitel 7

Funktionsweise von Driftkammern

Driftkammern werden seit fast 30 Jahren verwendet, um Teilchenspuren zu messen. Ihre Funktionsweise wird in etlichen Lehrbüchern zur Detektorphysik behandelt. Für die HERMES-Driftkammern relevante Beschreibungen finden sich z.B. in [Neu 97] und [FS 96].

Die grundlegende Idee ist, daß geladene Teilchen beim Durchgang durch Gase Elektron-Ionen-Paare erzeugen. Durch eine angelegte Hochspannung driften die Elektronen zu einem dünnen Anodendraht, an dem das Feld so hoch ist, daß Gasverstärkung einsetzt und ein gut meßbares elektrisches Signal entsteht. Ein solcher Draht wird daher Signaldraht genannt. Aus der Zeitdifferenz zwischen der Entstehung des Signals und dem auf andere Weise bestimmten Zeitpunkt des Teilchendurchgangs kann der Ort auf Bruchteile von Millimetern genau bestimmt werden.

7.1 Ionisation

7.1.1 Energiedeposition

Beim Durchgang eines schnellen geladenen Teilchens durch Materie finden Wechselwirkungen statt, bei der das Teilchen Energie abgibt. Handelt es sich um ein Teilchen, das deutlich schwerer als ein Elektron ist, so gilt die Bethe-Bloch-Formel für den Energieverlust dE des Teilchens in einer Materieschicht der Dicke dx. dE/dx fällt mit der Geschwindigkeit v des Teilchens wie $1/v^2$ ab, bis bei $\beta\gamma = \frac{v}{c}\frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \simeq 4$ ein Minimum auftritt. Teilchen dieses Impulses nennt man minimalionisierend. Mit zunehmender Geschwindigkeit steigt der Energieverlust mit einem logarithmischen Term langsam wieder an und erreicht für hochrelativistische Teilchen einen Plateau-Bereich, der bei etwa dem 1.5-fachen des Wertes im Minimum liegt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 7.1 zu sehen, in der Meßergebnisse der Opal-Jetkammer aufgetragen sind [Blu 93]. Zur Beschreibung des Energieverlusts von Elektronen muß die Bethe-Bloch-Formel modifiziert werden (vergl. z.B. [Gru 93]).

Verteilungen der Impulse, wie sie im Jahre 1995 mit dem HERMES-Detektor gemessen wurden, sind in Abbildung 7.2 zu sehen. Durch Vergleich mit Abbildung 7.1 erkennt man, daß Elektronen in diesem Impulsbereich etwa 15% mehr Energie als Pionen und etwa 25% mehr Energie als Kaonen deponieren. Elektronen erzeugen also die meisten Ladungen im Gas, was zu größeren Signalen und somit besserer Ortsauflösung und besserer Nachweiseffizienz führt, als es für die anderen Teilchensorten der Fall ist.

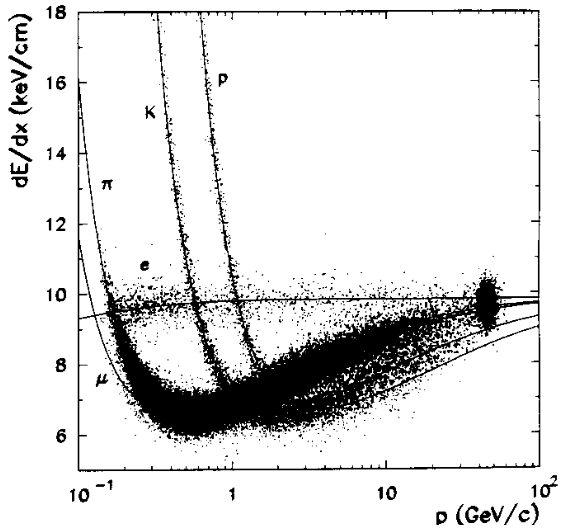


Abbildung 7.1: Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls [Blu 93].

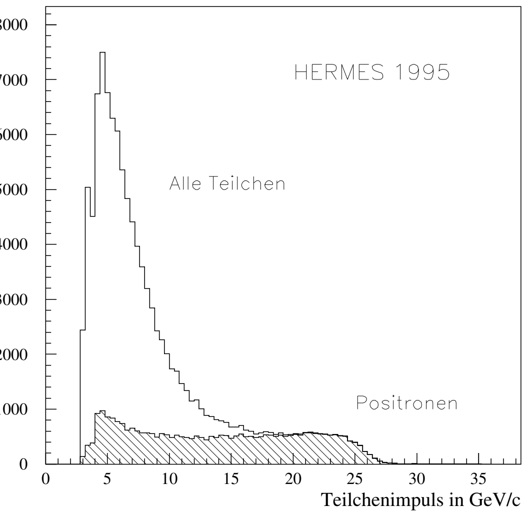


Abbildung 7.2: Verteilung der Impulse der bei HERMES nachgewiesenen Positronen bzw. aller nachgewiesene Teilchen [Neu 97]

Betrachtet man anstelle der Mittelwerte den Energieverlust jedes einzelnes Teilchens, so ergeben sich Verteilungen, wie sie in Abbildung 7.3 gezeigt sind. Je nach Schichtdicke und Dichte des betrachteten Materials ergeben sich Landauverteilungen, die Verteilung von Blunck-Leisegang oder die von Ermilova et al. Letztere beschreibt Daten, die der Situation der BCs sehr ähnlich ist. Hervorzuheben ist dabei der Ausläufer zu kleinen Energien hin, der für Ineffektivitäten der Kammern verantwortlich ist.

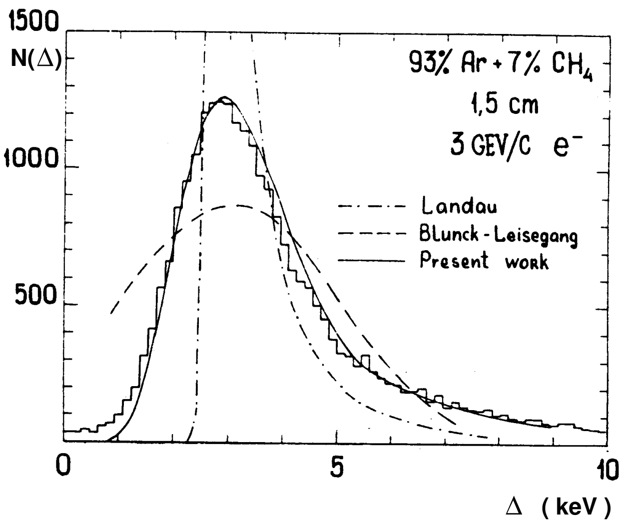


Abbildung 7.3: Energieverlust-Verteilung für 3 GeV/c–Elektronen in 1.5 cm Argon-Methan (93/7) [Erm 77].

7.1.2 Ionisation und Bildung von Clustern

Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Driftzelle wird Energie deponiert, die proportional ist zu der Anzahl an Ionen-Elektron-Paare, die im Zählgas gebildet werden. Die mittlere Anzahl Ionen-Elektron-Paaren pro Schichtdicke ist in Abbildung 7.4 gegen die mittlere Kernladungszahl aufgetragen. Da das Gas der BCs zu 90% aus Argon besteht, erwartet man in der 1.5 cm dicken Driftzelle im Mittel ca. 140 Ionen-Elektron-Paare.

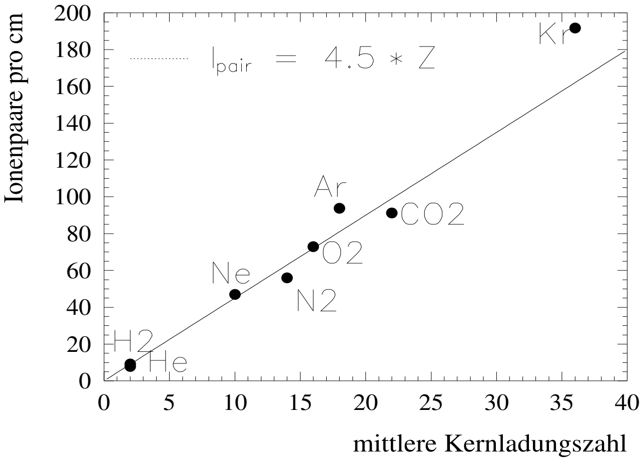


Abbildung 7.4: Mittlere Anzahl der Ionen-Elektron-Paare, die in einer Schichtdicke von 1 cm gebildet werden, aufgetragen als Funktion der mittleren Kernladungszahl des Detektorgases. [Sau 77].

Diese Ladungen sind längs der Flugbahn des Teilchens in der Driftzelle verteilt, allerdings nicht gleichmäßig, sondern in sogenannten Clustern. Das liegt daran, daß das Teilchen bei seiner Wechselwirkung mit dem Gas oft so viel Energie überträgt, daß die getroffenen Teilchen weitere Ionisation auslösen können. Ist der Ort dieser sekundären Ionisation von der Flugbahn des Teilchens deutlich entfernt, so spricht man aus historischen Gründen von Delta-Elektronen. In der Mehrzahl der Fälle entstehen die sekundären Ladungen jedoch in einem Abstand voneinander, der von der Driftkammer nicht aufgelöst werden kann. Daher spricht man von Clustern. Für Argon erreicht die wahrscheinlichste Clustergröße den Wert eins und die mittlere Clustergröße etwa den Wert zwei [Fis 91].

Die Abstände zwischen den Clustern stellen eine prinzipielle Beschränkung der Ortsauflösung dar. Je nachdem, ob das erste am Signaldraht eintreffende Elektron zur Zeitmessung verwendet wird, oder ob die Vorverstärkerelektronik erst bei größeren Signalen eine Zeitmarke generiert, ergeben sich unterschiedliche Beiträge zur Ortsauflösung. Man kann aber zeigen, daß dieser Beitrag unter normalen Umständen klein gegen die tatsächliche Auflösung der BCs sind. [Has 95]. Auf weitere mögliche Einflüsse der Clusterverteilungen gehen wir in Kapitel 10 ein.

7.2 Drift

Die Bewegung der Elektronen in Richtung des Signaldrahtes kann man aus zwei Komponenten bestehend betrachten: aus einer Bewegung auf den Signaldraht zu und einer überlagerten thermischen Bewegung, die zu einer Vergrößerung der Abstände zwischen den einzelnen Elektronen eines Clusters führt.

7.2.1 Diffusion

Diese Verschmierung der Cluster nimmt mit zunehmender Driftzeit zu. Dem entspricht ein größer Abstand x zwischen dem Signaldraht und dem Ort, an dem die Ladung entstanden ist. Für die Vergrößerung der Elektronenwolke schreibt man mit dem Diffusionskoeffizienten D und der ortsabhängigen Driftgeschwindigkeit $v_D(x)$: $\sigma(x) = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2Dx/v_D(x)}$. In die Ortsauflösung geht hauptsächlich die longitudinale Komponente σ_L ein. Je mehr Elektronen verwendet werden, um die Ankunftszeit am Signaldraht zu definieren, desto kleiner wird der Beitrag zur Ortsauflösung: [Sau 77]

$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{\sigma_L}{2 \ln n_c} \sum_{i=k}^{n_c} \frac{1}{i^2} \,.$$

Dabei ist n_c die Anzahl der Elektronen im Cluster und k die Anzahl der Elektronen, die benötigt wird, um die Schwelle der Vorverstärkerelektronik zu überschreiten. Für die BCs beträgt $\sigma_L = 130 \ldots 200\ \mu$m und der Beitrag zur Ortsauflösung beträgt selbst für $k = 1$ weniger als 60 μm für Driftwege bis 7.5 mm [Has 95].

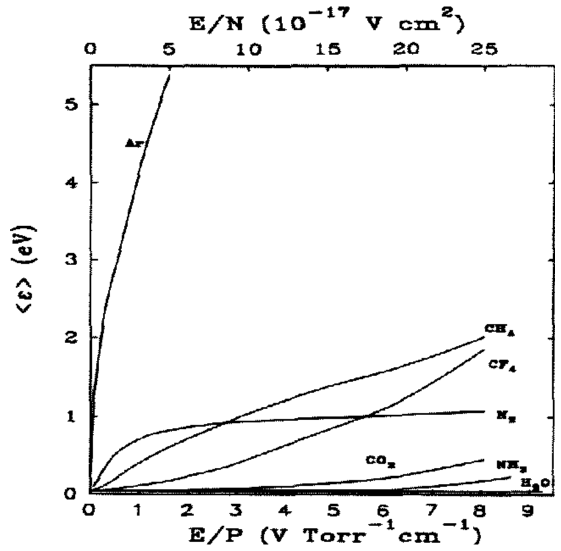


Abbildung 7.5: Mittlere Energie der driftenden Elektronen als Funktion der reduzierten Feldstärke.

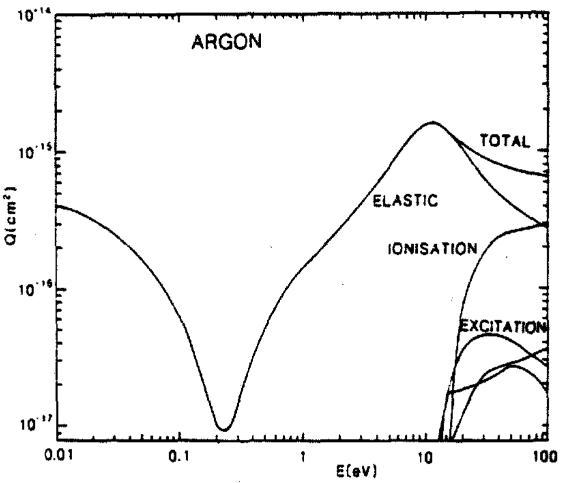


Abbildung 7.6: Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße zwischen Elektronen und Argon-Atomen [Bia 89].

7.2.2 Driftgeschwindigkeit

Bereits mit einfachen Modellvorstellungen läßt sich verstehen, wie die Geschwindigkeit zustande kommt, mit der sich die Elektronen auf den Signaldraht zu bewegen [Chr 79]: die Elektronen werden durch das elektrische Feld E in Richtung des Drahtes beschleunigt, bis sie mit einem Atom des Driftgases kollidieren und ihre Geschwindigkeit in Richtung des Drahtes im Mittel auf Null absinkt. Für einen Wirkungsquerschnitt σ und eine Gasdichte N ergibt sich für die freie Weglänge der Elektronen $1/N\sigma$. Auf dieser Strecke werden die Elektronen vom elektrischen Feld E bis auf eine Geschwindigkeit $v = eE/m_e \cdot t_f$ beschleunigt. Die mittlere Geschwindigkeit des Elektrons beträgt dann $\bar{v} = 1/2\, v$. Drückt man die mittlere Zeit t_f zwischen zwei Stößen durch $t_f = 1/v_D N\sigma$ aus, so ergibt sich für die mittlere Driftgeschwindigkeit v_D

$$v_D = \frac{1}{N\sigma}\frac{1}{2\bar{v}}\frac{eE}{m_e} = \frac{e}{2m_e}\frac{E}{N}\frac{1}{\sigma\,\bar{v}}. \tag{7.1}$$

Da die Teilchenzahldichte N dem Luftdruck p_{atm} proportional ist, führt man die Größe E/p_{atm}, die als reduzierte elektrische Feldstärke bezeichnet wird, ein. Schreibt man die mittlere Geschwindigkeit als Funktion der mittleren Energie der Elektronen $\varepsilon = \frac{1}{2}m_e\bar{v}^2 + \frac{3}{2}kT$, so ergibt sich

$$v_D \sim \frac{1}{\langle\sigma\rangle\sqrt{\langle\varepsilon\rangle}}. \tag{7.2}$$

Je kleiner die mittlere Energie $\langle\varepsilon\rangle$ ist, desto größer ist also die Driftgeschwindigkeit. Dabei ist $\langle\varepsilon\rangle$ eine Funktion der reduzierten Feldstärke, wie Abbildung 7.5 für verschiedene Gassorten zeigt. Die Feldstärken, die in der BC-Driftzelle im Bereich der Drift auftreten, liegen im Bereich von etwa 0.1 … 1 V/cm/Torr. In diesem Bereich ist die mittlere Energie der Elektronen

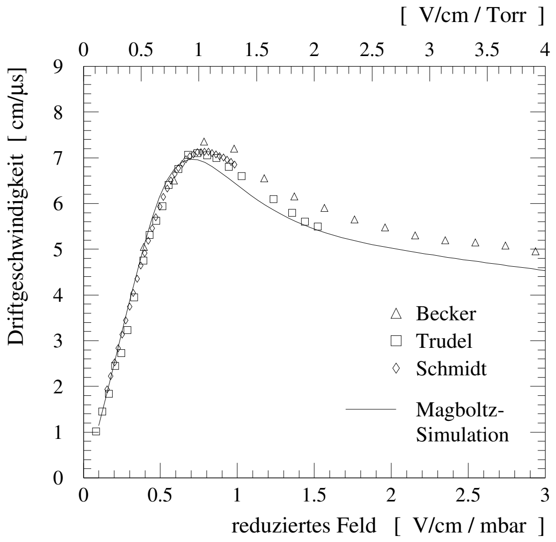


Abbildung 7.7: Mittlere Driftgeschwindigkeit von Elektronen in der Gasmischung Ar/CO_2/CF_4(90/5/5) (nach [FS 96]).

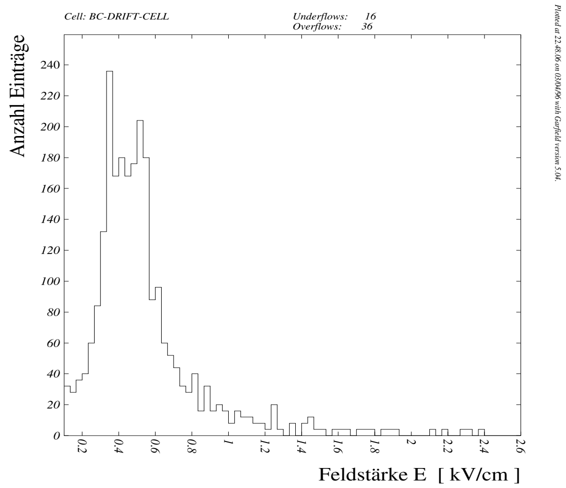


Abbildung 7.8: Häufigkeit der Feldstärken in der BC-Driftzelle für eine Hochspannung von -1750 V [FS 96].

in Argon ca. zehnmal größer als in den anderen gezeigten Gasen. Daher läßt sich die Driftgeschwindigkeit in einem auf Argon basierten Driftgas deutlich steigern, wenn Gase mit geringem $\langle \varepsilon \rangle$ beigemischt werden, sogenannte kalte Gase.

Der wesentliche Unterschied zwischen Argon und den anderen aufgetragenen Gasen besteht darin, daß die aus Molekülen bestehenden Gase durch Anregung von Vibrationen und Rotationen Energie absorbieren können, während das Edelgas Argon im betrachteten Energiebereich nur über elastische Stöße wechselwirken kann. Der Wirkungsquerschnitt für Argon ist in Abbildung 7.6 als Funktion der Energie der Elektronen aufgetragen. Er weist ein ausgeprägtes Minimum auf, das sogenannte Ramsauer-Minimum, wie es für viele Gase der Fall ist und sich quantenmechanisch berechnen läßt. Der steile Abfall des Wirkungsquerschnitts zwischen 10 und 0.25 eV hat zur Folge, daß in diesem Bereich eine kleinere mittlere Elektronenenergie einen kleineren mittleren Wirkungsquerschnitt zur Folge hat, wodurch die Driftgeschwindigkeit ebenfalls erhöht wird.

In den HERMES-Driftkammern wird eine Gasmischung verwendet, die zu 90% aus Argon und zu jeweils 5% CO_2 und CF_4 besteht. Die Driftgeschwindigkeit dieser Mischung ist in Abbildung 7.7 als Funktion der reduzierten Feldstärke aufgetragen. Da die HERMES-Driftkammern bei Atmosphärendruck betrieben werden, kann man die reduzierte Feldstärke aus der Feldstärke berechnen, indem man durch p_{atm} dividiert. Welche Feldstärke in der Driftzelle der BCs wie häufig auftritt, ist in Abbildung 7.8 zu sehen.

7.3 Signalentstehung

Mit abnehmender Entfernung vom Signaldraht nimmt das elektrische Feld zu, das auf die Elektronen wirkt. Wenn das Feld so groß ist, daß den Elektronen zwischen zwei Stößen im Mittel so viel Energie übertragen wird, daß sie weitere Gasatome ionisieren können, so entsteht eine Lawine von Ladungsträgern, und Gasverstärkung setzt ein. Die Anzahl der Elektronen wird dabei typischerweise um einen Faktor 10^4 bis 10^6 vergrößert, so daß die Signale groß genug sind, um von den Verstärkern gemessen werden zu können.

Ab welcher Feldstärke Lawinenbildung einsetzt, hängt von der verwendeten Gasmischung ab. Diese Eigenschaft des Driftgases parametrisiert man mit dem sogenannten ersten Townsend-

Koeffizienten α, der angibt, wieviele weitere Ionenpaare pro Wegstecke erzeugt werden. Der mit der Teilchenzahldichte normalisierte Townsend-Koeffizient verschiedener Gasmischungen ist in Abbildung 7.9 als Funktion der reduzierten Feldstärke aufgetragen. Unter Standardbedingungen entspricht $\alpha/N = 1$ einer Ionisation nach 370 μm.

In Abbildung 7.9 sieht man außerdem, daß sowohl für reines CF_4 als auch für das Ar-CF_4-Gemisch negative Werte auftreten , was einer Absorption der Elektronen entspricht ('electron attachment'). Dadurch wird die Gasverstärkung behindert. Durch Beimischen von CO_2 verschwinden diese negativen Werte des Townsend-Koeffizienten.

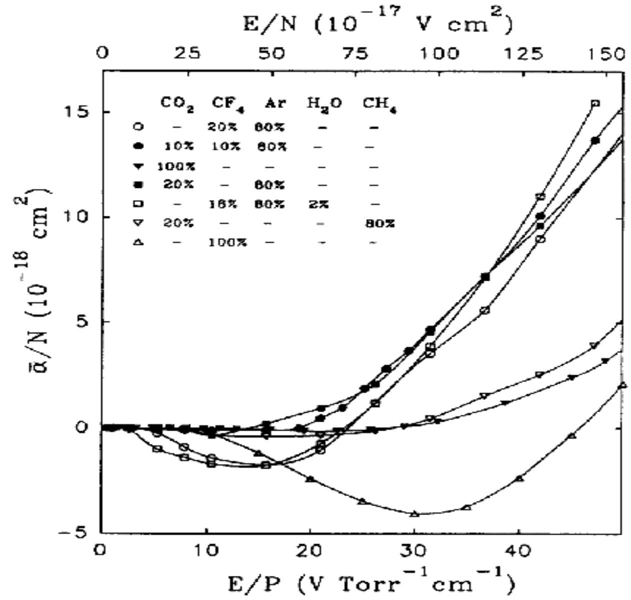


Abbildung 7.9: Townsend-Koeffizienten verschiedener Gasmischungen [Chr 91].

In der Lawine entstehen auch Photonen, deren Energie hoch genug ist, daß sie wiederum ionisierend wirken können. Damit sich die Lawine nicht über die ganze Driftzelle ausbreitet, muß die verwendete Gasmischung Gase enthalten, die einen hohen Wirkungsquerschnitt für Photonen haben. Dies sind wiederum molekulare Gase, die durch Rotations- und Vibrationsanregungen Photonen absorbieren. Solche Gase werden als *Quencher* bezeichnet.

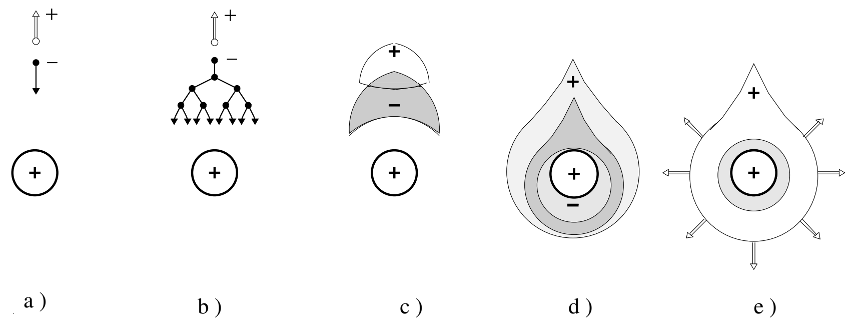


Abbildung 7.10: Prinzipskizze der Lawinenbildung in der Gasverstärkung.

Die zeitliche Entwicklung einer Lawine wird in Abbildung 7.10 veranschaulicht. Der Entstehungsbereich der Lawine (a,b) liegt typischerweise 30-100 μm vom Draht entfernt. Die Elektronen, die in dieser Lawine entstehen, erreichen den Signaldraht sehr schnell, während die Mobilität der Ionen sehr viel geringer ist und sie vergleichsweise lange brauchen, um den Weg durch fast die ganze Driftzelle zurückzulegen (Abbildung 7.10 d,e). Dabei durchlaufen sie eine sehr viel größere Potentialdifferenz als die Elektronen, so daß der größte Teil des Signals, das an den Signaldrähten gemessen wird, auf Influenz der Ionen zurückzuführen ist.

Kapitel 8

Aufbau der BCs

8.1 Mechanischer Aufbau

Die Driftzellen der BCs werden von jeweils zwei Kathodenfolien und Kathodendrähten gebildet, die in etwa gleichem Abstand um den Signaldraht angeordnet sind. Abmessungen und Materialien sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

Abbildung 8.1 zeigt einen schematischen Querschnitt durch zwei Reihen ('Ebenen') von Driftzellen, die um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt sind. Durch diesen Versatz ('staggering') kann bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren leichter zwischen der tatsächlichen Spur und anderen möglichen Kombinationen der Meßpunkte unterschieden werden. Solche falschen Kombinationen ('Geisterspuren') kann es geben, da für jeden Draht nur der küzeste Abstand zur Spur gemessen wird. In Abbildung 8.1 wird dies dadurch angedeutet, daß Kreise eben dieses Radius' um die Driftzellen geschlagen sind.

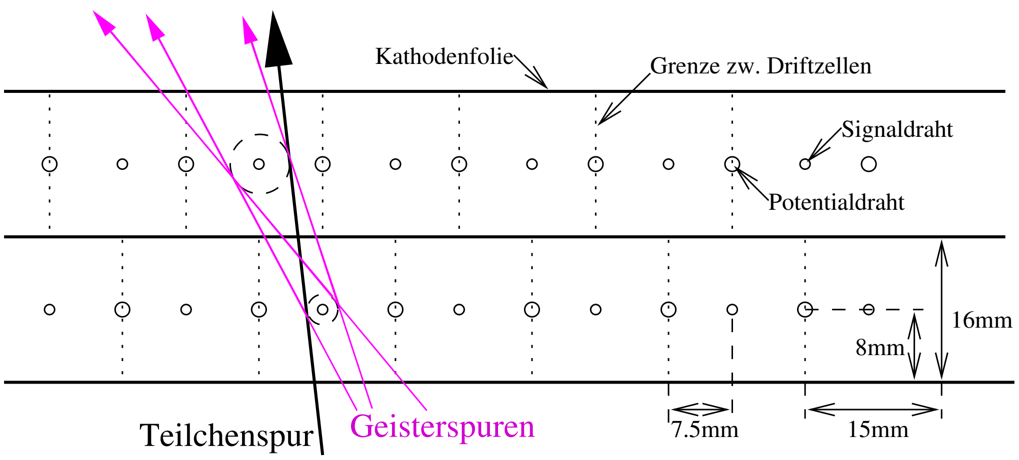


Abbildung 8.1: Schemazeichnung des Aufbaus der BC-Driftzellen; Der dunkle Pfeil steht für eine Teilchenspur, die grauen Pfeile zeigen verschiedene Möglichkeiten der Spurrekonstruktion.

Um die Spuren im Raum auch bei hoher Multiplizität sicher rekonstruieren zu können und dabei eine möglichst gute Impulsauflösung zu gewährleisten, werden die Spurpunkte in der Ebene senkrecht zur Strahlachse von Drähten gemessen, die um ± 30 Grad gegeneinander gedreht sind. Die zugehörigen Koordinaten werden mit x, u und v bezeichnet. Der Aufbau eines BC-Moduls aus solchen Drahtebenen und dazwischenliegenden Folienebenen wird in Abbildung 8.2 gezeigt. An den Stellen, an denen sich die Drähte bzw. der graphitierte Teil der der Folien befindet, sind Ausschnitte in den Rahmen vorhanden. Da alle Drähte, insbesondere auch

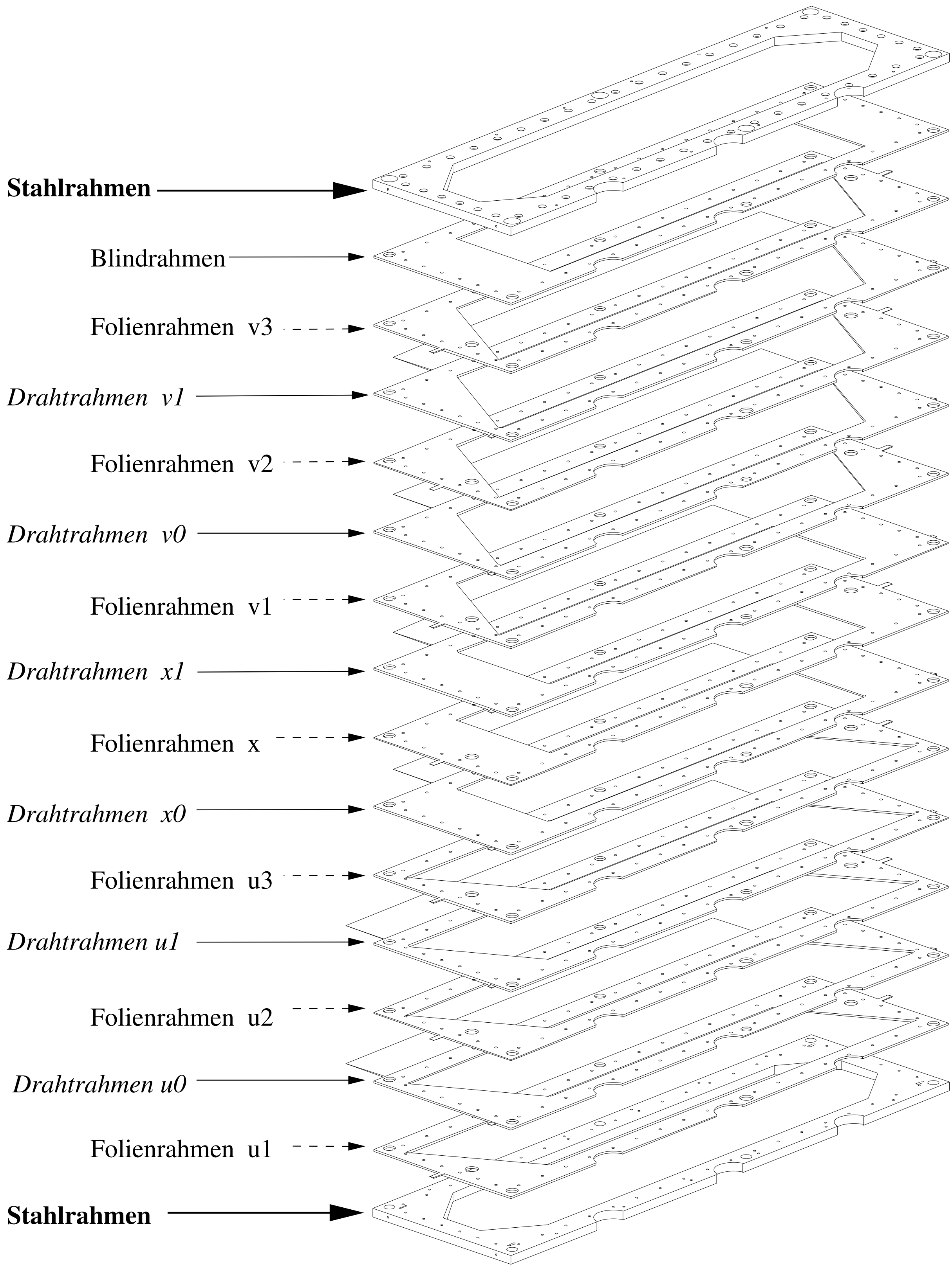


Abbildung 8.2: Modularer Aufbau eines BC-Moduls aus Draht- und Folienebenen.

Signaldrähte	Durchmesser Material Spannung	25.4 μm Wolfram, vergoldet, ultrafinish mit 40 g-Gewicht
Potentialdrähte	Durchmesser Material Spannung	127 μm Kupfer-Beryllium, vergoldet, ultrafinish mit 160 g-Gewicht
Potentialfolie	Dicke Material	25 μm graphitierte Kaptonfolie
Abmessungen	Drahtabstand Folienabstand	jeweils 1.5 cm 1.6 cm vergl. Abb. 8.1
Betriebs- parameter	Hochspannung Gas	typ. -1750 V Ar(90%)CO_2(5%)CF_4(5%)

Tabelle 8.1: Daten der BC-Driftzelle.

die Drähte am Rande der Akzeptanz gleich lang sind, sind diese Ausschnitte trapezförmig. So wird erreicht, daß alle Drähte an den langen Seiten der Rahmen enden, also keine Ausleseelektronik an den kurzen Seiten der Kammern montiert werden muß.

Eine Besonderheit der Folienebenen ist in Abbildung 8.3 zu sehen: um auch bei hohen Strömen den Spannungsabfall auf den Folien möglichst klein zu halten, befinden sich am Rande der Akzeptanz unter der Graphitierung dünne Kupferfolien von 5 mm Breite. Sie sind rings um den Rand der Graphitierung angebracht und untereinander verlötet.

Zwischen den einzelnen Rahmen befinden sich Gasdichtungsschnüre aus Neopren, die eine Länge von jeweils 2.75 m haben. Damit diese Dichtungen nicht auf den Zuleitungen der Signaldrähte aufliegen und an den Seitenkanten der Leitungen Undichtigkeiten entstehen, sind die Platinen mit den Zuleitungen im Kunststoffrahmen versenkt eingeklebt. Diese Konstruktion ist in Abbildung 8.4 zu sehen. Die Zuleitungen, die aus dem Inneren der Kammer zur Ausleseelektronik führen, befinden sich auf 'Platine 2', der sogenannten 'fanout'-Platine. Sie ist mit einem Stück glasfaserverstärkten Kunststoffs (GFK) überklebt, auf dem die Gasdichtung aufliegt. Die Struktur, die in der Fotografie zu sehen ist, kommt vom Aufbau des GFKs, stellt also insbesondere keine Oberflächenrauhigkeit dar.

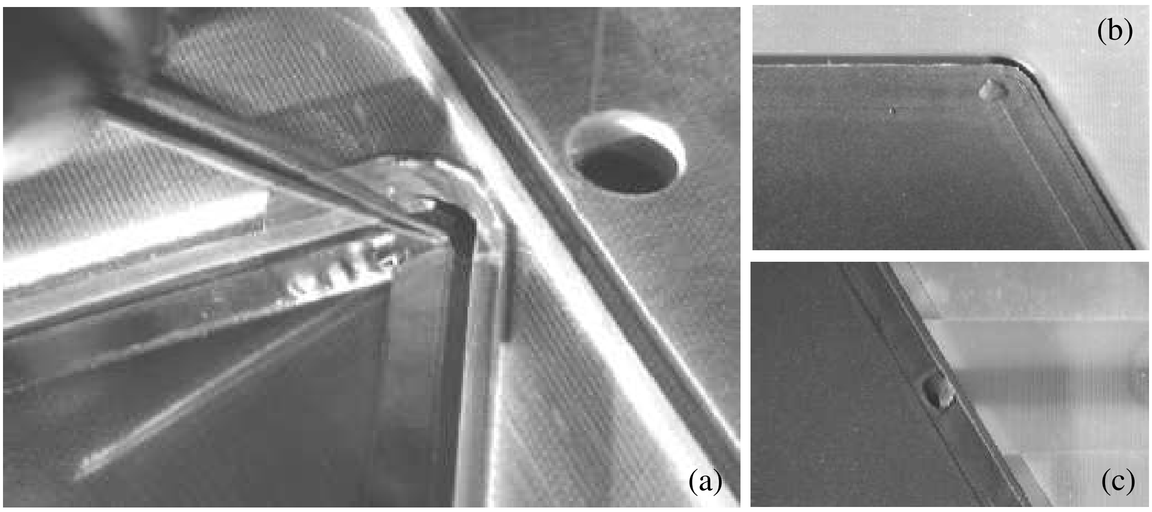


Abbildung 8.3: Details der Folienrahmen: (a) vor dem Graphitieren werden Kupferfolien von 5 mm Breite auf die Mylarfolien geklebt und verlötet; (b) Rand der Graphitierung; (c) Verlötung der Hochspannungszuführung, die in den Rahmen eingeklebt ist.

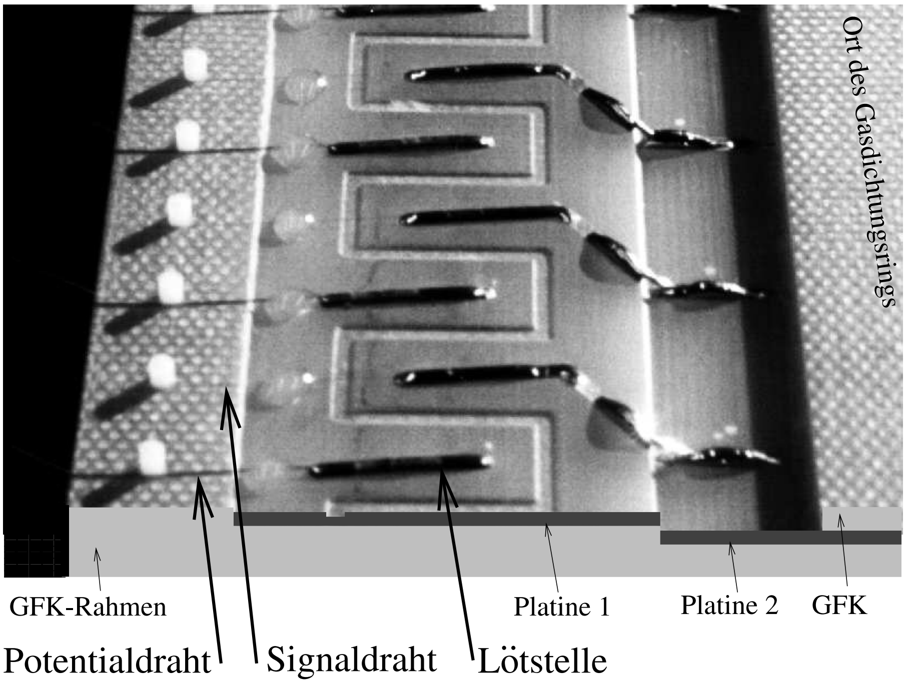


Abbildung 8.4: Befestigung und Positionierung der Signal- und Potentialdrähte.

Darüber hinaus ist in Abbildung 8.4 die Befestigung der Drähte durch Lötstellen und Epoxydharztropfen zu sehen. Um Rauschen durch Leckströme zwischen den Lötstellen zu vermeiden, befindet sich auf 'Platine 1' eine mäanderförmige Ausfräsung, durch die jede eventuell verbliebene Verunreinigung vom Herstellungsprozeß der Platine oder von Fingerabdrücken entfernt ist.

Desweiteren erkennt man in Abbildung 8.4 die Positionsstifte, die den Ort der Drähte präzise definieren. Bei der Berechnung der Positionen der Bohrlöcher für diese Stifte wurde berücksichtigt, daß die Drähte pro Rahmen eine Kraft von etwa 240 N ausüben, wodurch die Rahmen verformt werden. Die tatsächlichen Positionen der Drähte wurden mit einem Drahtmeßsystem kontrolliert, wobei die mittleren Abweichungen von den Sollpositionen bei nur 30 μm lagen [Gut 94].

Eine Gesamtansicht zweier Driftkammern vom Typus BC1/2 ist in Abbildung 8.5 zu sehen. Ihre Anordnung entspricht der im HERMES-Experiment oberhalb bzw. unterhalb der Strahlrohre. Obere und untere Kammern sind identisch gebaut und gehen durch Drehung um die Elektron-Strahlachse auseinander hervor. Für die Strahlrohre sind Ausschnitte in den Kammern erforderlich. Um die erforderliche Stabilität dennoch zu gewährleisten, sind die äußeren Rahmen aus 4 cm dickem massivem Edelstahlrahmen hergestellt. In das HERMES-Experiment installiert haben die Kammern nur eine geringe Entfernung zum Spektrometermagneten. Daher wurden die Stahlrahmen aus antimagnetischem Edelstahl gefertigt. Weitere wichtige Daten der BCs sind in Tabelle 8.2 aufgelistet.

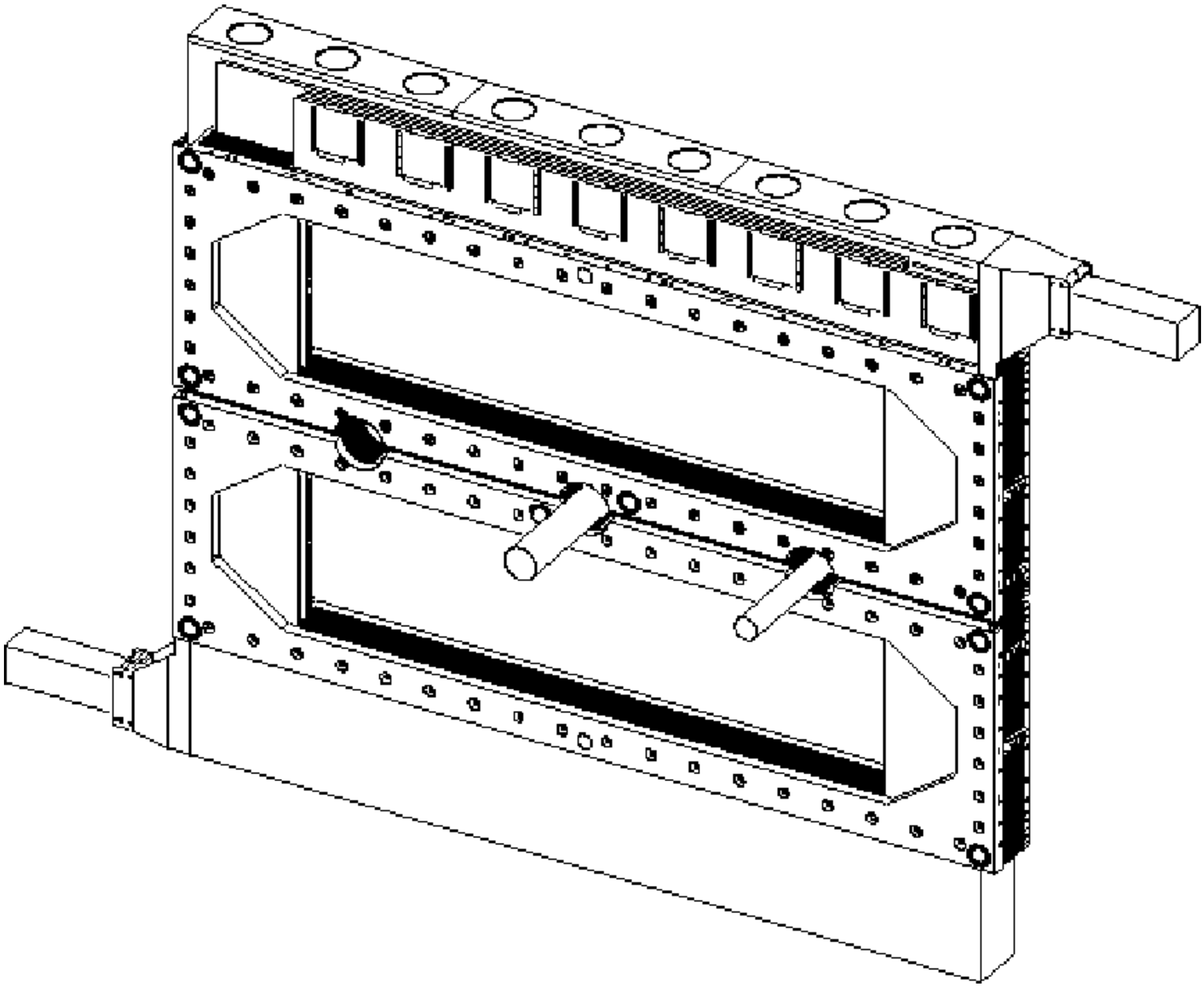


Abbildung 8.5: Anordnung der BC1/2-Driftkammern im Hermes-Experiment.

<table>
<tr><th></th><th colspan="2">BC1/2</th><th colspan="2">BC3/4</th></tr>
<tr><td>aktive Fläche</td><td colspan="2">1860 mm × 520 mm</td><td colspan="2">2880 mm × 710 mm</td></tr>
<tr><td>Länge der Drähte</td><td>x,x’
530 mm</td><td>u,u’,v,v’
612 mm</td><td>x,x’
720 mm</td><td>u,u’,v,v’
831 mm</td></tr>
<tr><td># Signaldrähte pro Ebene</td><td colspan="2">128</td><td colspan="2">192</td></tr>
<tr><td># Signaldrähte pro Modul</td><td colspan="2">768</td><td colspan="2">1152</td></tr>
<tr><td rowspan="2"># Signaldrähte insgesamt</td><td colspan="2">3072</td><td colspan="2">4508</td></tr>
<tr><td colspan="4">7680</td></tr>
</table>

Tabelle 8.2: Dimensionen der BCs.

8.2 Signalauskopplung

Eine Driftzelle der BCs besteht aus einem 50 bis 80 cm langen Draht, dessen Abstand zu Potentialdrähten und -folien lediglich 7.5 bzw. 8 mm beträgt. Daher kann man eine solche Driftzelle als einen Hohlleiter betrachten, in dessen Inneren ein Signal entsteht und sich längs seiner Achse in beide Richtungen ausbreitet. Ein unverzerrtes Signal kann man genau dann messen, wenn der Wellenleiter an beiden Enden mit einem Widerstand abgeschlossen ist, der seinem Wellenwiderstand entspricht. An einem Ende handelt es sich dabei um den Eingangswiderstand der Elektronik, am anderen Ende um einen ohmschen Widerstand. Diese idealtypische Anordnung ist in Abbildung 8.6(a) schematisch abgebildet.

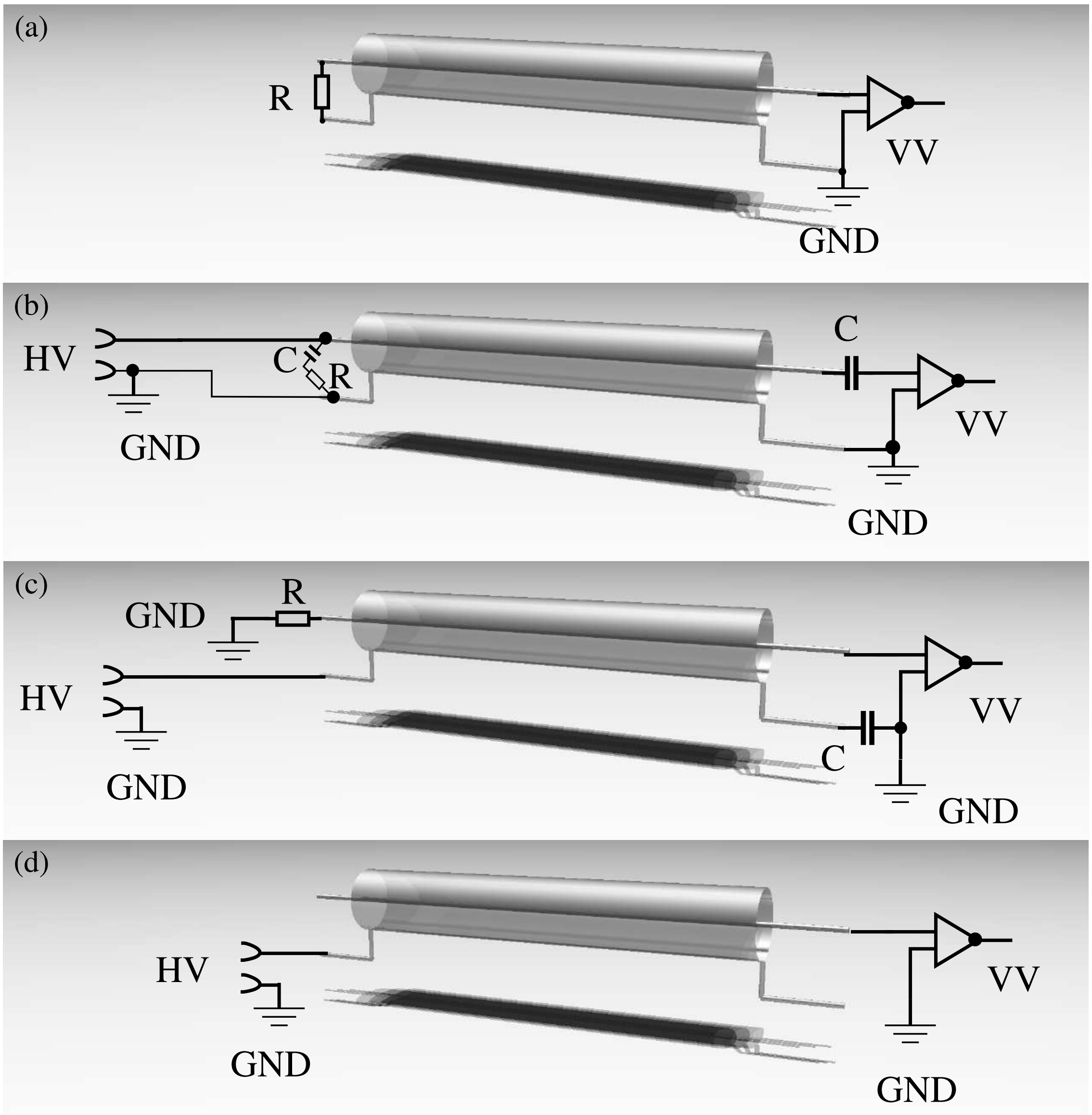


Abbildung 8.6: Schematische Darstellung verschiedener Konzepte der Erdung, Hochspannungszuführung und Signalauskopplung aus der Driftzelle:
(a) ideale, aber unmögliche Konfiguration;
(b) 'straw chamber'-ähnliche Konfiguration für positive Hochspannung;
(c) BC-ähnliche Konfiguration (negative Hochspannung);
(d) BC-ähnliche Konfiguration ohne passive Bauteile.

8.2.1 Von der idealen zur realen Driftzelle

In Abbildung 8.6(b) wurden zusätzlich Kondensatoren eingefügt, um das Anlegen von Hochspannung zu ermöglichen. Diese Form der Erdung und Signalauskopplung kommt obigem Idealtyp am nächsten und wird in guter Näherung in den sogenannten 'straw chambers' realisiert. Vor allem aus mechanischen Gründen orientiert sich das Design der BCs nicht an diesem Konzept. Um einen aktiven Bereich der Kammern bis nahe an das Strahlrohr heran zu erhalten, steht am Ende der Driftzellen nur wenig Platz zur Verfügung, der aber gerade für Hochspannungskomponenten wichtig ist.

Diese Probleme vereinfachen sich, wenn man zu Hochspannung negativer Polarität übergeht und eine Beschaltung verwendet, wie sie in Abbildung 8.6(c) zu sehen ist. Am platzkritischen hinteren Ende der Driftzelle ist jetzt nur noch ein Widerstand nötig, der auch nicht auf Hochspannung liegt. Allerdings hat man es nun mit drei Punkten zu tun, die eine gemeinsame Erde darstellen sollen. Sie sind in der Abbildung mit 'GND' bezeichnet.

Die mechanisch einfachste Lösung besteht darin, die Erdungspunkte der Vorverstärker und der Hochspannungszuführung durch den Stahlrahmen elektrisch gut miteinander zu verbinden, auf den Abschlußwiderstand aber zu verzichten. Da vor allem der Anfang der Signale Information über die Driftzeit enthält, sollte es nämlich nicht stören, wenn späteren Teilen der Pulse Reflexionen überlagert sind und dadurch Verformungen der Signale auftreten. Auch der Kondensator zwischen Außenleiter und Vorverstärker wurde weggelassen. Er ist automatisch dadurch vorhanden, daß die Potentialfolien eine recht große Kapazität untereinander haben, so daß die kapazitive Erdung über die benachbarten Ebenen und die Fensterfolien stattfindet. Dadurch erhält man eine Konfiguration, die auf Ausfälle einzelner Komponenten besonders unanfällig ist. Außerdem gibt es Erfahrungswerte, daß sich das Weglasen des Kondensators an dieser Stelle sogar positiv auswirkt [Mil]. Durch solche Überlegungen kommt das Schema zustande, das die Auskopplung der Signale aus der Driftzelle in die Vorverstärkerelektronik hinein beschreibt und das in Abbildung 8.6(d) dargestellt ist.

8.2.2 Erdung

Zwischen den Vorverstärkern, der Hochspannungszuführung und den Fensterfolien muß also eine sehr gute elektrische Verbindung hergestellt werden. Dies geschieht über den Stahlrahmen und über die Anbauteile, die zum Großteil in Abbildung 8.7 zu sehen sind. Man erkennt ein BC1/2-Modul, das von etlichen Messingteilen und der Stahlkonstruktion zur Halterung der Kammern eingerahmt ist. Die Messingplatte rechts unten in der Abbildung stellt die Verbindung zwischen dem Stahlrahmen, den aluminisierten Fensterfolien und den Teilen der Hochspannungszuführung dar. Wie wichtig eine solche flächige Erdung an dieser Stelle ist, konnte an einem Prototypen unter Strahlbedingungen gezeigt werden.

Links unten in Abbildung 8.7 sieht man Bleche, die den Faradaykäfig um die Kammer nach unten abschließen. Den wesentlichen Teil des Faradaykäfig bilden aber die aluminisierten Mylarfolien, die die Ein- und Austrittsfenster der BCs bilden. Der Herstellungsprozeß, bei dem die Mylarfolien auf die Stahlrahmen geklebt werden, ist in Abbildung 8.8 zu sehen. Die überstehenden Folienteile werden umgefaltet und dazu benutzt, die Kontaktierung zum Stahlrahmen optimal zu gestalten. Dies ist notwendig, da der verwendete Klebstoff eine Isolierschicht darstellt und nicht klar ist, ob die Kapazität zwischen Stahlrahmen und Folie alleine ausreichend ist. Dieser Teil der Folie wird zwischen dem Stahlrahmen und dem Seitenblech aus Abbildung 8.7 eingeklemmt bzw. unter den Messingschienen, die in in Abbildung 8.9 in der Vergrößerung rechts unten dargestellt sind.

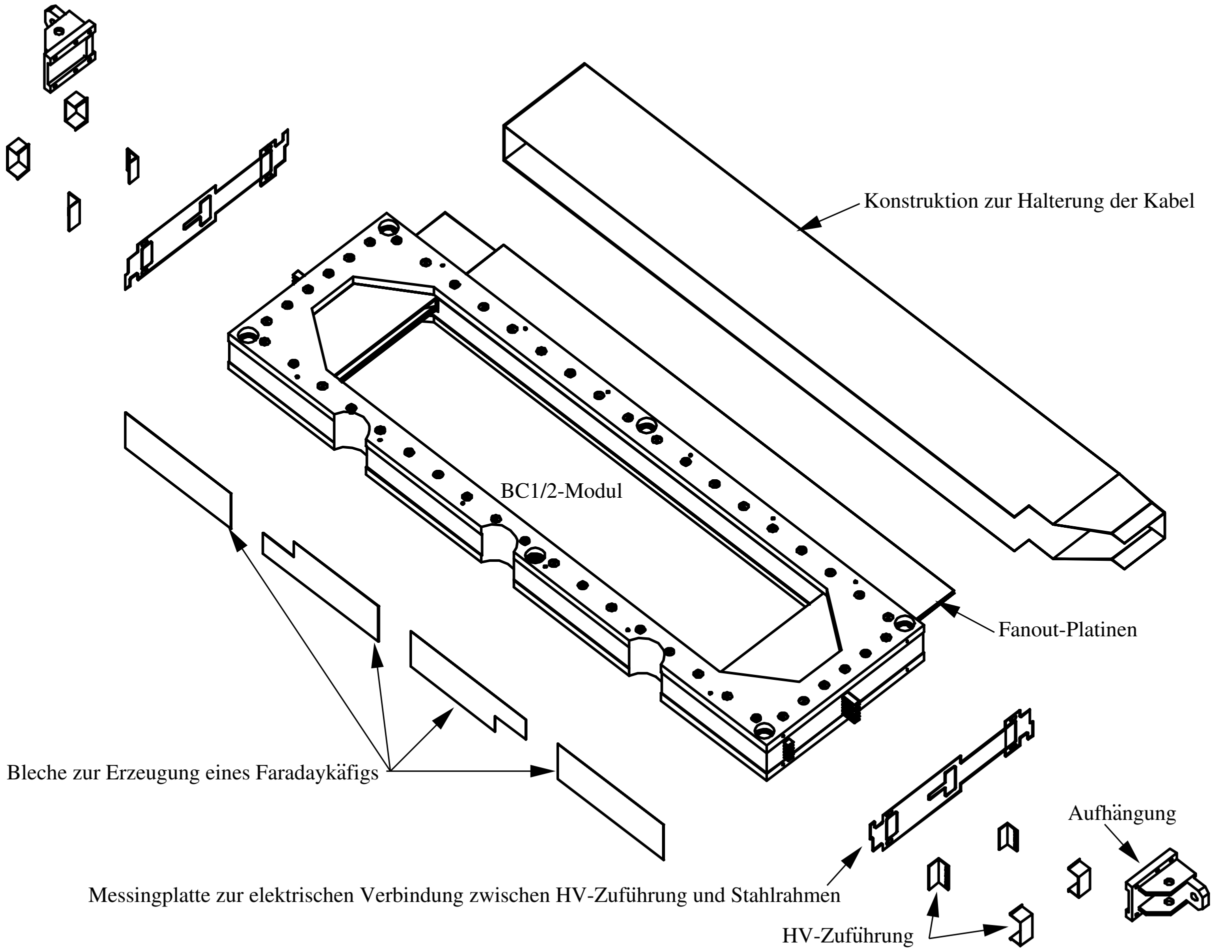


Abbildung 8.7: Konstruktionen zur Erdung und Hochfrequenz-Abschirmung [Ber 95].

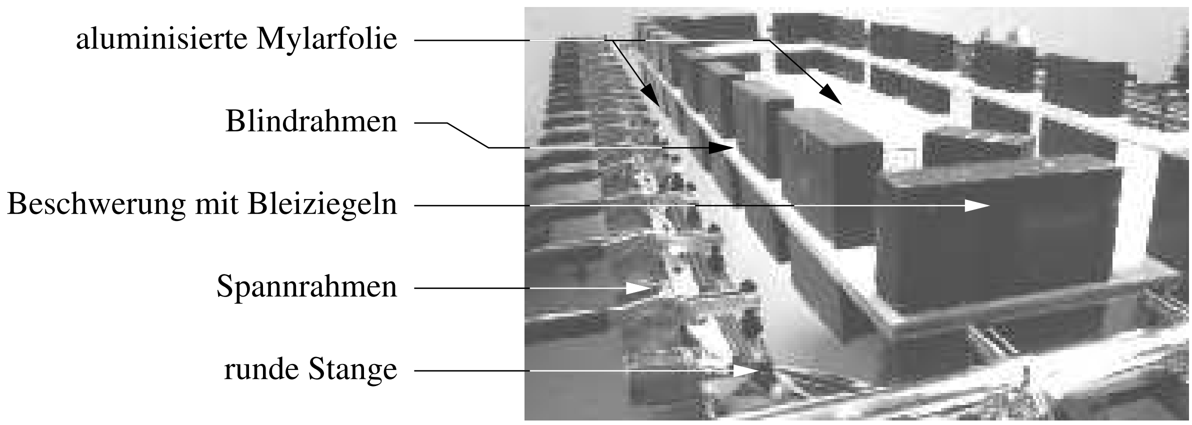


Abbildung 8.8: Die aluminisierte Mylarfolie beim Aufkleben auf den Stahlrahmen.

In Abbildung 8.9 ist ein Querschnitt durch die Kammer dargestellt. Unten sieht man einen Teil der GFK-Rahmen und der Stahlrahmen. Auf diese sind die Messingschienen montiert, die sowohl den Kontakt zu beiden Seiten der Mylarfolie hergestellt als auch zu den Messingplatten die in der Mitte der Abbildung zu sehen sind. Über eine Reihe von Kupfer-Beryllium-Federn sind die mit den 'fanout'-Platinen und der Vorverstärkerelektronik verbunden. Diese flächige elektrische Verbindung zwischen Stahlrahmen und den Vorverstärkerkarten ist besonders wichtig, da sich ohne sie die Elektronik nicht in einer Weise betreiben läßt, in der sie Signale der Kammer verstärken kann.

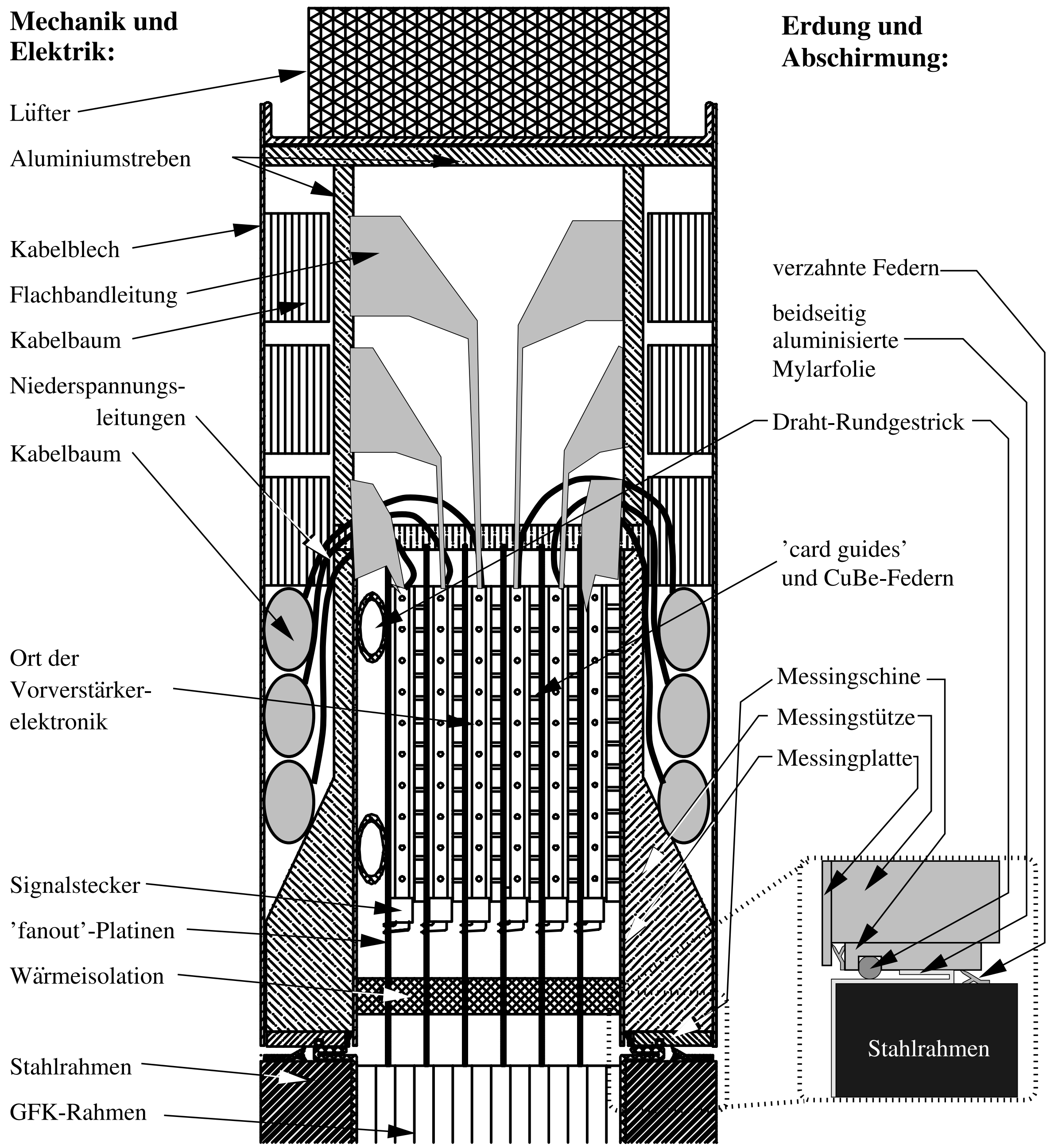


Abbildung 8.9: Querschnitt durch die Aufbauten der BCs, in denen die Vorverstärkerelektronik untergebracht ist.

Zwischen den Metallteilen wird ein optimaler Kontakt hergestellt, indem zwischen ihnen sogenannte verzahnte Federn angebracht wurden, die sich durch die Oxydschichten auf den Oberflächen graben. Dies ist besonders bei der Kontaktierung des Stahlrahmens wichtig. An allen Übergängen wurde die elektrochemische Spannungsreihe beachtet, so daß keine elektrochemische Korrosion die Kontakte altern läßt [Bav 94]. Zur Kontaktierung der Mylarfolie wird hingegen ein Draht-Rundgestrick verwendet, damit die Aluminisierung nicht beschädigt wird und dennoch eine möglichst großflächige gute Verbindung hergestellt wird. Eine Auflistung spezieller Erdungsmaterialien findet sich in Anhang A.2.

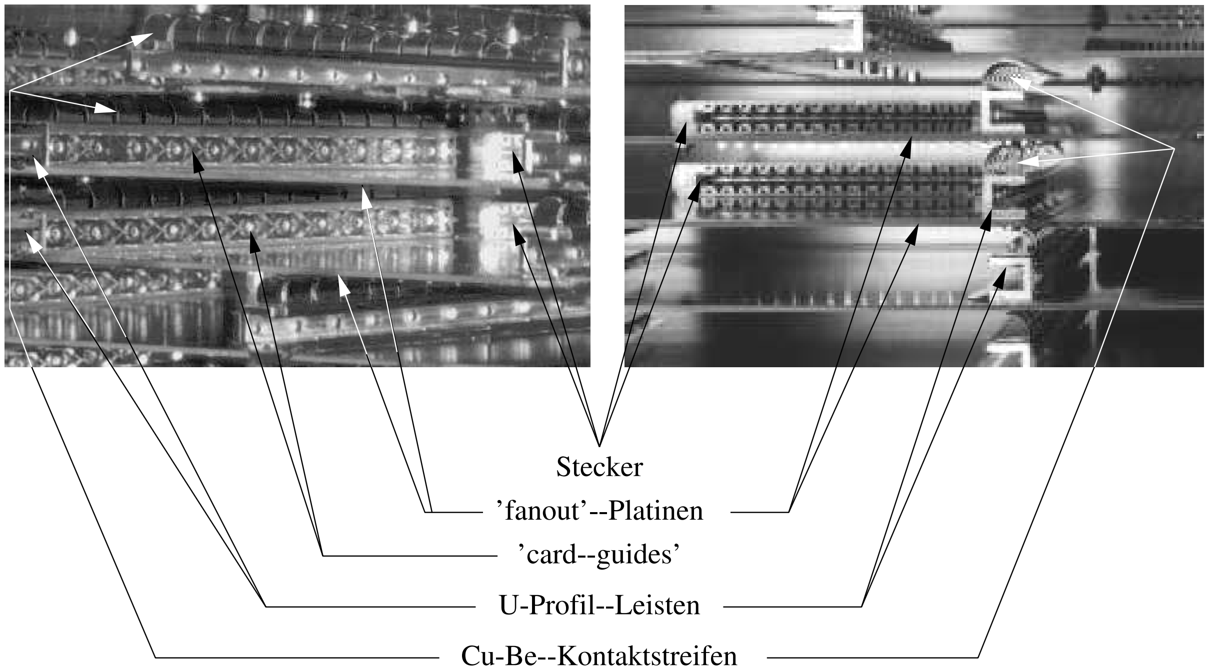


Abbildung 8.10: Erdung der Vorverstärker und Verbindung der 'fanout'-Platinen.

Um zu gewährleisten, daß die Kammer notfalls einfach auseinandergebaut und wieder zusammengesetzt werden kann, ohne daß sich die Hochfrequenzeigenschaften dabei verändern, wurden bei der Kontaktierung an keiner Stelle leitenden Klebebänder oder Klebstoffe verwendet, sondern eine Vielzahl von Detaillösungen. Dazu zählt die Verwendung von Federn aus Kupfer-Beryllium zur Kontaktierung der 'fanout'-Platinen untereinander, bei der nicht einmal Schrauben verwendet werden. Der Aufbau ist in Abbildung 8.10 zu sehen. Die Perspektive ergibt sich, wenn man den Deckel mit den Lüftern (vergl. Abb. 8.9) abnimmt und die Vorverstärkerkarten herausnimmt, so daß man auf die Stecker sieht, auf denen die Signale aus der Kammer ankommen. Man sieht jeweils zwei Stecker übereinander, die zu Ebenen gehören, die jeweils um eine halbe Driftzellenbreite gegeneinander versetzt sind. Rechts und links der Stecker sind U-Profil-Leisten an den Fanoutplatinen verlötet. An diesen Leisten sind zwei Typen von Kupfer-Beryllium-Federn befestigt: die 'card-guides' zur flächigen Kontaktierung der Vorverstärker und die Kontaktstreifen zur Verbindung der einzelnen Ebenen untereinander. Auch von dieser Art der Erdung konnte in Testexperiment-Messungen gezeigt werden, daß sie den stabilen Betrieb der Vorverstärker ganz erheblich verbessert.

8.2.3 Wellenwiderstand

Im Abschnitt 8.2 über die Signalauskopplung wurde die Driftzelle als Hohlleiter betrachtet und dabei stillschweigend vorausgesetzt, daß der Eingangswiderstand des Vorverstärkers dem Wellenwiderstand des Hohlleiters angepaßt ist (Abbildung 8.6). Andernfalls treten Reflexionen auf, wie im nächsten Kapitel ausgeführt wird. Für eine optimale Anpassung der Widerstände ist es nötig, daß der Wellenwiderstand der Zuleitung von der Driftzelle zum Vorverstärker denselben Wert hat wie die Driftzelle. Eine Skizze dieser Zuleitungen ist in Abbildung 8.11 zu sehen.

Da das Rauschen eines Vorverstärkers zunimmt, wenn eine Kapazität an seinem Eingang angeschlossen ist, wurden solche Kapazitäten dadurch minimiert, daß es keine Masseebene unter den Zuleitungen gibt. Dadurch ist der Wellenwiderstand einer Zuleitungen aber vor allem durch den Abstand zu den benachbarten Zuleitungen gegeben. Da sich dieser Abstand an etli-

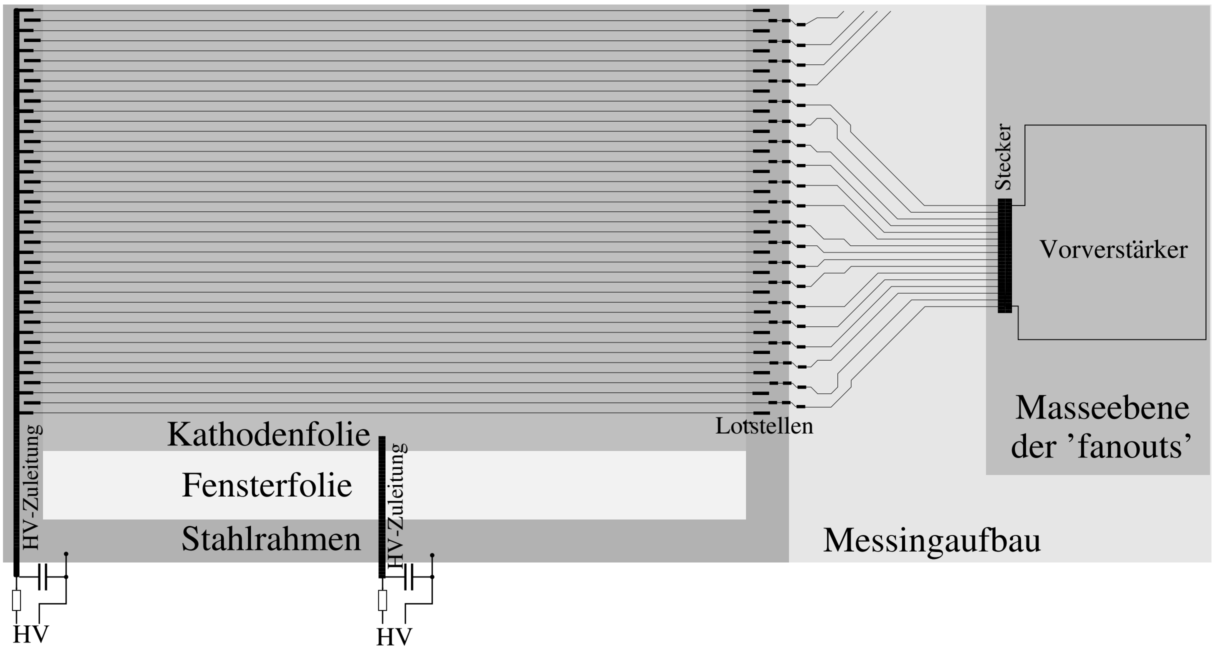


Abbildung 8.11: Schemazeichnung der Teile der Driftkammern, die für die Signale das Erdpotential definieren. Ein entsprechendes Foto findet sich im Anhang in Abbildung A.2.

chen Stellen verändert, muß man davon ausgehen, daß der Wellenwiderstand Sprünge aufweist und eine ideale Anpassung somit unmöglich ist. Ein besseres Design hätte sicherlich darin bestanden, dünne Masseleitungen in einem nicht zu kleinem konstanten Abstand zu verwenden [Mil].

8.2.4 Resonanzfrequenzen

Ein möglicher Nachteil des verwendeten Erdungsschema besteht darin, daß die fehlenden Abschlußwiderstände und die Erdung über Stahlrahmen und Anbauteile dazu führen, daß dadurch Schwingkreise aufgebaut werden. Eine Abschätzung möglicher Resonanzfrequenzen befindet sich in Anhang A. Die dort berechneten Werte liegen bei 40 … 50 MHz, einem Frequenzbereich, für den die Verstärkung der verwendeten Elektronik fast eine Größenordnung kleiner ist als die nominelle Verstärkung. Aus diesem Grund steht die Existenz von Resonanzfrequenzen nicht im Widerspruch dazu, daß die Vorverstärkerelektronik der BCs stabil und zuverlässig arbeitet. Die Resonanzfrequenzen stellen aber ein möglicherweise großes Problem dar, wenn die Auflösung der Kammern durch die Verwendung schnellerer Elektronik verbessert werden soll. Diese Zusammenhänge werden im nächsten Kapitel diskutiert.

Der Aufbau der BCs orientiert sich vor allem an der Anforderung der Betriebssicherheit. Die Kammern haben sich in der Praxis durch ihren stabilen und praktisch ausfallfreien Betrieb so gut bewährt, daß die hier dargestellten, vom Standpunkt der Hochfrequenzelektronik unästhetischen Details bei der Gesamtbeurteilung nicht ins Gewicht fallen, zumal die nötigen Anforderungen an die BCs erfüllt werden.

Kapitel 9

Elektronik

Die Signale der Driftkammern werden in zwei Schritten digitalisiert: direkt an den Kammern werden von der Vorverstärkerelektronik aus den analogen Pulsen digitale Pulse erzeugt, deren Ankunftszeit von 'Time to Digital Converters' ('TDCs') gemessen wird. Bei HERMES geschieht dies mit LeCroy 1877 TDCs, die über FASTBUS ausgelesen werden.

Die Montage der Vorverstärkerelektronik direkt an den Kammern hat den Vorteil, daß die analogen Signale der Kammer nicht über weite Strecken transportiert werden müssen, wobei das Einfangen zusätzlicher Störsignale unvermeidlich ist. Stattdessen generieren die Vorverstärkerkarten logische ECL-Signale zu jeweils dem Zeitpunkt, zu dem ein Puls einen gewissen Wert ('Schwelle') überschreitet. Die ECL-Logik verwendet bipolare Signale, bei denen die Information im Differenzsignal enthalten ist. Störungen, die sich beiden Teilen des Signals in symmetrischer Weise überlagern, können daher vollständig ausgeglichen werden. Die Einstreuung von Störungen wird dadurch reduziert, daß paarweise verdrillte Leitungen verwendet werden. Auf diese Weise werden die Signale über eine Strecke von 30 m zu einer Elektronikhütte transportiert, in der sie von den TDCs aufgenommen werden. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß sich die TDCs in einem jederzeit zugänglichen Bereich befinden. Ein gewisser Nachteil besteht darin, daß für jeden Kanal eine eigene Leitung verlegt werden muß, was bei etwa 7500 Kanälen aufwendig ist.

Die kleinste Zeiteinheit, die von den TDCs aufgelöst werden kann, beträgt $\frac{1}{2}$ ns. Daraus folgt für die bestmögliche Auflösung ein Wert von $\frac{1}{2}/\sqrt{12}\,ns \simeq 0.14$ ns. Bei Testpulsmessungen ergeben sich Auflösungen zwischen 0.25 und 0.5 ns, was einer Ortsunschärfe von ca. 30 μm entspricht und gegenüber den anderen Beiträgen zur Ortsauflösung vernachläsigbar klein ist. Daraus kann man aber nicht schließen, daß die Eigenschaften der Elektronik keine Auswirkungen auf die Auflösung der Kammern haben. Das liegt daran, daß sich die Signale der Kammern von den Testpulsen unterscheiden. Worin dieser Unterschied besteht und welche Auswirkungen er hat, soll in diesem Kapitel gezeigt werden.

9.1 Vorverstärker

9.1.1 Aufbau

Die Vorverstärker-Karten bestehen aus jeweils 16 identischen Kanälen, die aus jeweils zwei Verstärkern, einem Komparator und einem Treiber bestehen. Das Prinzip dieses Aufbaus wird in Abbildung 9.1 verdeutlicht.

Als Vorverstärker wird ein MB43486 verwendet, der nach Angaben der Herstellerfirma Fujitsu speziell für Anforderungen ausgelegt wurde, die den HERMES-Driftkammern sehr ähnlich sind, nämlich für „Vertex Time Projection Chambers“. Die zweite Verstärkerstufe ist mit einem

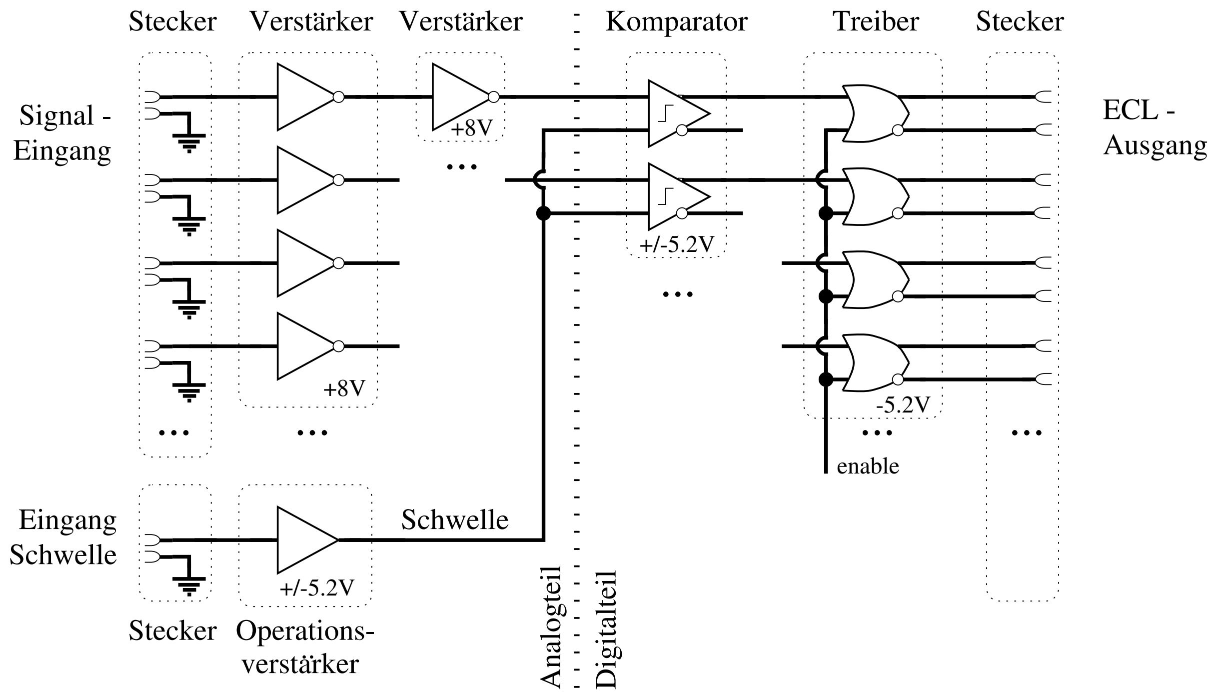


Abbildung 9.1: Prinzip-Schaltbild der Vorverstärker-Elektronik.

BFR 93-Transistor diskret aufgebaut. Wenn deren Ausgangssignal einen bestimmten, von außen einstellbaren Wert überschreitet, dann wird von dem Komparator Maxim MAX9687 ein logisches ECL-Signal erzeugt. Um ein sauberes und oszillationsfreies Durchschalten zu gewährleisten, wird ein Teil des Ausgangssignals auf den Eingang des Komparators zurückgekoppelt. Auf diese Weise wird eine Hysterese von etwa 8 mV erzeugt. Allerdings verschiebt sich dadurch auch der Wert der eingestellten Schwelle, und zwar um etwa 7 mV zu größeren Schwellen hin.

Das ECL-Signal der Komparatoren könnte man direkt auf die paarweise verdrillten Flachbandleitungen geben, die von den BCs zu den TDCs führen. Diese Kabel würden dann aber wie sehr lange Antennen wirken, die elektromagnetische Störungen aus der ganzen Experimentierhalle einfangen und den verstärkten Kammersignalen überlagern. Um zu vermeiden, daß auf diese Weise Störsignale auf den Eingang der Komparatoren gelangen, gibt es eine weitere Treiberstufe, die die Komperatoren von den Flachbandleitungen entkoppelt. Dazu werden Motorola MC10101 Gatter verwendet. Da die Ausgangssignale des Komparators aber um einen Faktor 100 abgeschwächt werden, bevor sie dem Eingangssignal überlagert werden, und man am Komparatoreingang sowieso etwas Rauschen erwartet, müßten schon extrem große Störungen eingefangen werden, um die Zeitauflösung der Signale meßbar zu verschlechtern.

Damit möglichst wenig potentiell störende Signale von außen in die Vorverstärkerkarten gelangen können, gibt es darüber hinaus Filter an allen Zuleitungen. So werden mögliche Störungen auf den Versorgungsspannungen im Bereich von 6 … 1000 MHz mit LCL-Filtern herausgefiltert. Gegen niederfrequentere Störungen sind Filter aus Widerständen und Kondensatoren aufgebaut. Auch die analoge Spannung, durch die die Schwelle eingestellt wird, wird mit einem Tiefpaß gefiltert und dann mit Hilfe eines Operationsverstärker UA741CP äußerst konstant gehalten. Diese Schaltung hat außerdem den Vorteil, daß nur sehr geringe Ströme nötig sind, um die Schwelle einzustellen und sich somit etliche Kanäle gleichzeitig mit einer Spannung ansteuern lassen, die von einem Analog-zu-Digital-Converter ohne zusätzliche Treiberstufe erzeugt werden kann. Weitere Details finden sich im Schaltplan, der im Anhang in Abbildung A.3 zu sehen ist.

Innere EMV. Die Vermeidung von Störungen, die nicht von außerhalb eingekoppelt werden, sondern die aus der betrachteten Elektronik selber stammen, bezeichnet man als *innere EMV*. Die Abkürzung steht für *elektromagnetische Verträglichkeit*. Eine häufige Quelle solcher Störungen ist eine schlecht abgepufferte Spannungsversorgung, die bei einer plötzliche Zunahme des Stromverbrauchs einer einzelnen Komponente zu einen kurzzeitigen Zusammenbruch der Versorgungsspannung aller Komponenten führen kann.

Solche Effekte hält man vor allem dadurch klein, daß man Pufferkondensatoren verwendet, die sich direkt an den Eingängen der Schaltkreise befinden. Bereits im Bereich ab 100 MHz zeigen Zuleitungen von wenigen Milimetern Länge einen so großen induktiven Widerstand, daß weiter entfernte Kondensatoren Spannungsschwankungen nicht abpuffern können [EMV 94]. Daher hat jeder Schaltkreis auf den BC-Vorverstärkerkarten eigenen Abpufferungskondensatoren, wie man auf dem Foto in Abbildung A.4 erkennen kann. Bei den Transistoren der zweiten Verstärkerstufe waren solche Pufferkondensatoren im ursprünglichen Layout nicht vorgesehen und wurden erst später nachgerüstet.

Darüber hinaus kann auch Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen von Bedeutung sein. So zeigt sich in Labortests, daß eine flächig verbundene Masseebene unter der Vorverstärkerkarte einen stabilen Betrieb bei deutlich geringeren Schwellen ermöglicht. Eine Erdungskonstruktion, die die Vorverstärkerkarte ganz umschließt, bringt eine weitere Verbesserung, so daß Schwellen bis unter 30 mV verwendet werden können. Eine mögliche Erklärung hierfür ist es, daß so der Eingang von den Abstrahlungen des Ausgangs besser abgeschirmt ist und so weniger Rückkopplung stattfindet. Dieses Ergebnis ist ein weiterer Grund dafür, warum jede der Vorverstärkerkarten der BCs in einer Art Käfig montiert ist, der oben und unten aus den Masseebenen der Fanout-Platinen gebildet wird. An den Seiten sind die Karten mit Cu-Be-Federn flächig geerdet, wie es bereits in Abbildung 8.10 zu sehen war. Daher lassen sich die Vorverstärkerkarten auch dann noch bei relativ kleinen Schwellen stabil betreiben, wenn sie an den Kammern montiert sind. Erreichte Schwellen liegen bei 27 mV für eine einzelne Karte und bei 40 mV für alle Karten. Für die BC3/4-Module liegen diese Werte etwas höher.

9.1.2 Eingangswiderstand

Um die Auskopplung der Signale aus der Driftzelle in die Vorverstärkerelektronik zu optimieren, muß der Eingangswiderstand R der Vorverstärker dem Wellenwiderstand Z der Driftzelle dem Betrage nach gleich sein. Weichen diese Größen nämlich dem Betrage nach voneinander ab, so wird ein Teil des am Vorverstärker ankommenden Signals in die Driftzelle zurückreflektiert. Die Amplitude des reflektierten Signals ergibt sich aus dem Reflexionskoeffizienten ρ:

$$\rho = \frac{R-Z}{R+Z}. \tag{9.1}$$

Der Wellenwiderstand der Driftzelle wird im Anhang A zu $Z_0 \geq 480\ \Omega$ abgeschätzt. Bei einem Eingangswiderstand um die 200 Ω ergibt sich ein Wert für die Reflexion am Eingang des Vorverstärkers, die die Signale um mindestens 40% verkleinert. Das führt zu einer Verschlechterung der Auflösung der Kammern, wie im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

Um den Eingangswiderstand der Karten zu messen, werden Testpulse nicht wie an den BC-Modulen kapazitiv eingekoppelt, sondern mit einem Laboraufbau, der aus einem Testpulser und zwei hintereinandergeschalteten Spannungsteilern besteht. Der Aufbau ist in [Rus 95] beschrieben. Der Widerstand berechnet sich gemäß

$$|R_{VV}| = \frac{300\,\Omega \cdot |U_2|}{|U_1 - 2U_2|}. \tag{9.2}$$

Setzt man anstelle der Beträge die gemessenen Scheitelspannungen bzw. deren Differenzen in die Formel ein, so erhält man eine grobe Abschätzung für den Eingangswiderstand der Vorverstärkerkarte. Diese Werte sind in Abbildung 9.2 als graue Punkte eingezeichnet. Eine exakte Berechnung muß zusätzlich die Phasenverschiebungen zwischen den Spannungen berücksichtigen. Auf diese Weise kommen die dunklen Punkte zustande. Die durchgezogene Linie entsteht durch einen Fit an die Daten unter der Annahme, daß sich der Eingangswiderstand des Vorverstärkerbausteins genauso beschreiben läßt wie beispielsweise ein Tastkopf eines Oszilloskops, nämlich als Parallelschaltung einer Kapazität und eines ohmschen Widerstands. Ferner muß die Beschaltung des Vorverstärkerbausteins berücksichtigt werden. Das zugehörige Schaltbild, in dem die Bezeichnungen der Widerstände und Kondensatoren definiert sind, ist in Abbildung 9.3 zu sehen. Der Kondensator C_D, der von den Streukapazitäten der Schutzdioden erzeugt wird und auch der 10 kΩ–Widerstand können in dem Frequenzbereich vernachlässigt werden, der in Abbildung 9.2 betrachtet wird.

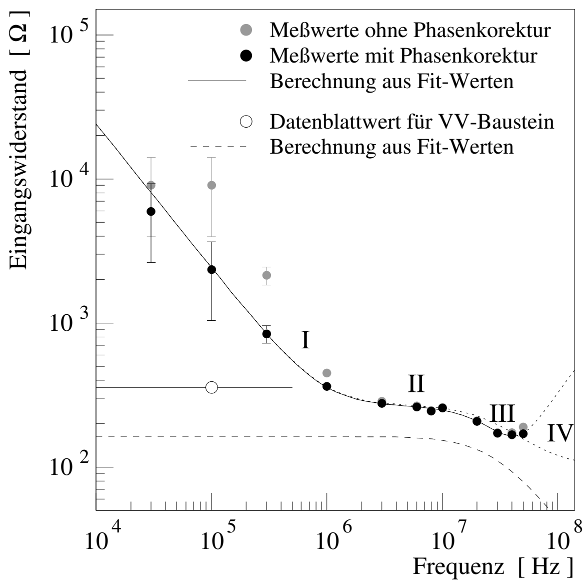


Abbildung 9.2: Eingangswiderstand der Vorverstärkerkarte und des Vorverstärkerbausteins (gestrichelte Linie) als Funktion der Frequenz.
Der Fit (durchgezogene Linie) ergibt $R_{Fj} = 160\ \Omega$, $C_{Fj} = 35\ pF$ und $C_{in} = 0.7\ nF$.

Der Eingangswiderstand der Vorverstärkerkarte wird in Abbildung 9.2 in vier Bereiche eingeteilt: in Bereich I unterhalb von 1 MHz dominiert die Kapazität C_{in} den Widerstand und in Bereich II die ohmschen Widerstände R_{in} und R_{Fj}. In Bereich III macht sich der Abfall des Innenwiderstands des Vorverstärkerbausteins bemerkbar, der durch die Parallelschaltung von C_{Fj} beschrieben wird. Im Gegensatz zu dem eindeutig erklärbaren Verhalten in diesen Frequenzbereichen hängt die angepaßte Funktion in Bereich IV stark von den verschiedenen Annahmen über weitere Streuinduktivitäten ab, so daß eine Extrapolation mit großen Unsicherheiten verknüpft ist.

Als gestrichelte Kurve ist in Abbildung 9.2 der berechnete Widerstand des Vorverstärkerbausteins eingezeichnet. Er ergibt sich aus der durchgezogenen Kurve, indem man die Beiträge der Einkoppelkapazität C_{in} in des Widerstandes R_{in} abzieht. Der so berechnete Wert weicht um einen Faktor 2 von dem Wert ab, den man aus verschiedenen Angaben des Herstellers berechnen kann und für den keine Frequenz angegeben ist. Dieser Wert ist in Abbildung 9.2 als offener Punkt eingetragen.

9.1.3 Verstärkung

In Abbildung 9.4(a) ist die Verstärkung eines Vorverstärkerbausteins aufgetragen, wie sie dem Datenblatt der Herstellerfirma entnommen wurde. Die Werte der Verstärkung sind in Dezibel angegeben, welches eine logarithmisch definierte Einheit ist:

$$\text{Verstärkung [dB]} = 20 \log_{10} \frac{U_{out}}{U_{in}}. \tag{9.3}$$

Diejenige Frequenz, bei der die Verstärkung um 3 dB gegenüber dem Maximum abgefallen ist, wird Bandbreite genannt. Sie bestimmt man aus der Abbildung zu 13.2 MHz. In dieser Auftragung, dem sogenannten Bode-Diagramm, fällt die Verstärkung linear mit der Frequenz ab. Die angepaßte Gerade ist als durchgezogene Linie eingetragen, die dem Datenblatt entnommenen Werte als Punkte. Für den Abbildungsteil (b) wurden die Werte mit einem Faktor drei multipliziert, um den Verstärkungsfaktor der zweiten Stufe zu berücksichtigen. Sie sind gestrichelt eingetragen. Da selbst die Bandbreite dieser schnellen Emitterschaltung begrenzt ist, sollte die Gerade bei hohen Frequenzen nach unten abknicken. Streng genommen ist diese Linie nur eine obere Grenze für die Verstärkung beider Stufen.

Ein größerer Effekt kommt aber dadurch zustande, daß nicht die volle Spannung, die von der Kammer erzeugt wird und an der Vorverstärkerkarte anliegt, auch am Eingang des Vorverstärkers anliegt. Im Schaltbild in Abbildung 9.3 erkennt man den Grund: für die interessanten Frequenzen fällt ein Teil der Spannung am 100 Ω–Widerstand ab, wohingegen die Streukapazität der Schutzdioden und ebenso der 100 kΩ-Widerstand vernachlässigbar sind, ebenso die Einkoppelkapazität C_{in}. Letztere dämpft hingegen geringere Frequenzen ab, ein durchaus erwünschter Effekt. Der Anteil der Spannung, die am Vorverstärkerbaustein anliegt, berechnet sich zu $\frac{|Z_{FJ}|}{|Z_{VV}|}$. Die Berechnung dieser Werte wurde im vorangegangenen Abschnitt diskutiert. Auf diese Weise kommt die Verstärkung der Elektronik für die Signale der Kammer zustande. Sie ist in Abbildung 9.4(b) als durchgezogene Kurve eingezeichnet.

Im Gegensatz dazu werden Testpulse vollkommen verschieden eingespeist, nämlich über eine Kapazität, die zwischen der Testpulsleitung auf den 'Fanout'-Platinen und den Zuleitungen der einzelnen Kanäle besteht. Ein Foto dieser Anordnung findet sich im Anhang A.2. Die resultierenden Kapazitäten liegen bei etwa 0.1 ... 0.15 pF. Ihre Auswirkung auf Testpulse sieht man in Abbildung 9.4(c). Dort sind die Beträge der Übertragungsfunktionen der verschiedenen Einkopplungen aufgetragen, also die Abschwächungsfaktoren für Signale bzw. Testpulse. Für Testpulse fällt an dem 0.1 pF–Kondensator so viel Spannung ab, daß das System aus Verstärkerkarte und Einkoppelkondensator als Abschwächer arbeitet. In der Praxis müssen meist Testpulse von einigen 100 mV verwendet werden, um Signale zu erzeugen, die größer sind als die Schwelle von 30 ... 80 mV.

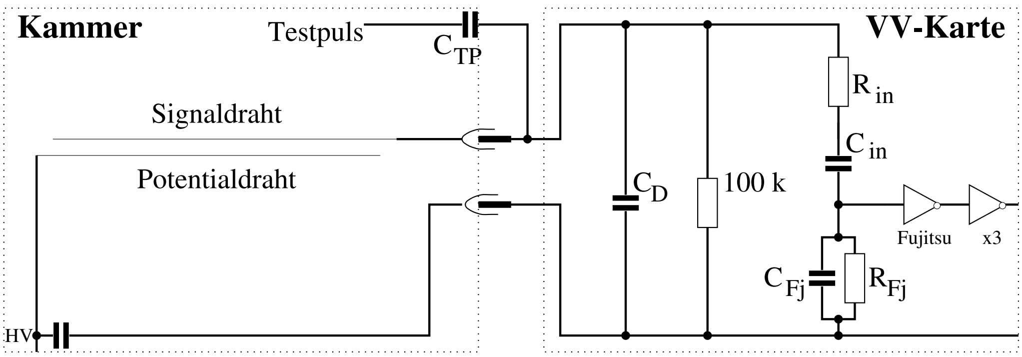


Abbildung 9.3: Einkopplung von Signalen bzw. Testpulsen in den Verstärkerbaustein.

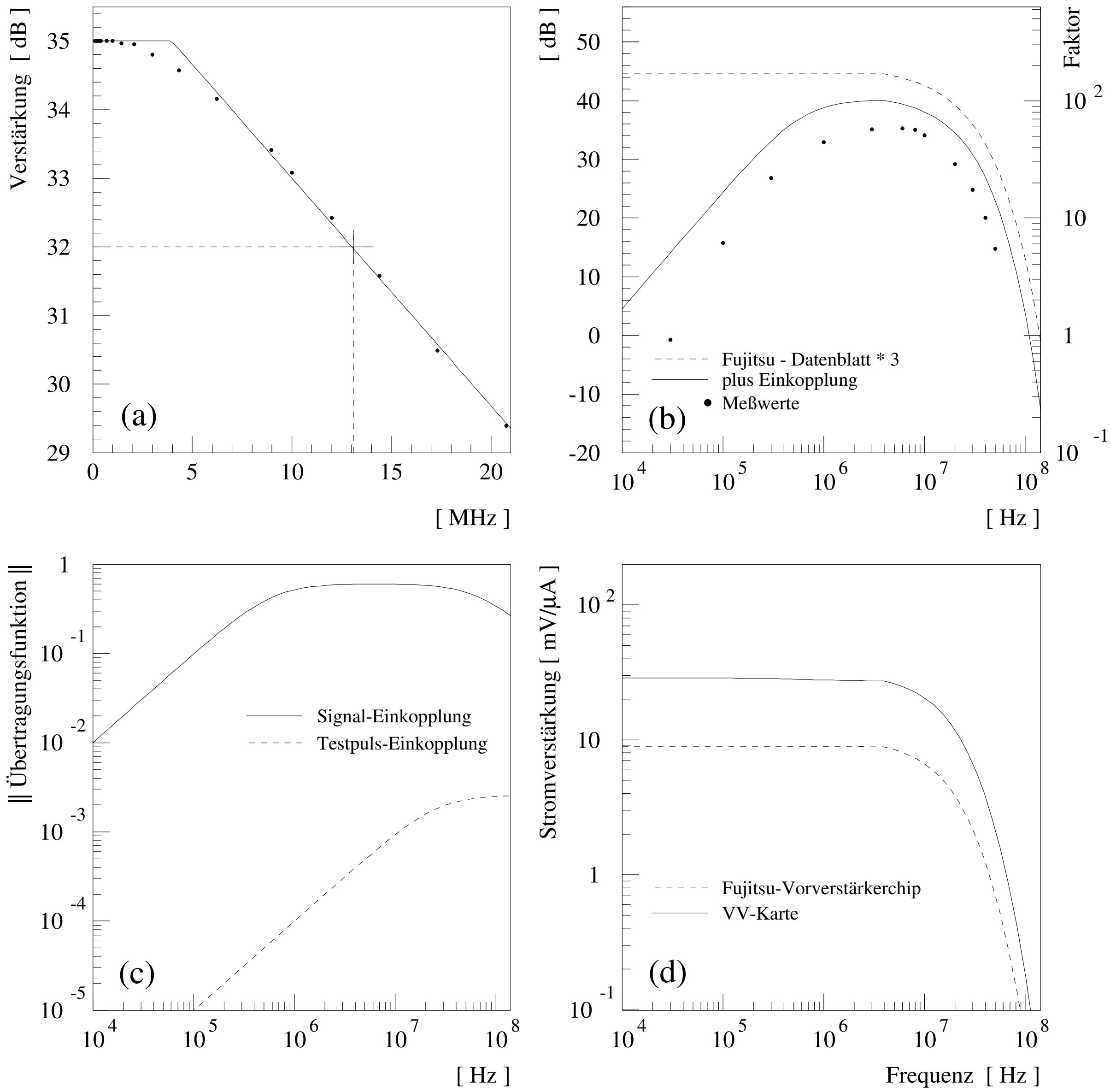


Abbildung 9.4: Verstärkung der Vorverstärkerelektronik als Funktion der Frequenz:
(a) Datenblattwerte des Fujitsu-Verstärkerbausteins in dB, Fit;
(b) Berechnung für die Verstärkerkarten bei verschiedenen Signaleinkopplungen;
(c) Übertragungsfunktion; (d) Aus Meßdaten berechnete Stromverstärkung.

Die Testpulse werden aber vor allem für kleine Frequenzen abgeschwächt, was einer deutlich höheren Bandbreite entspricht. Das ist konsistent mit der Beobachtung einer Anstiegszeit von etwa 5 ns, die auch anderenorts zitiert wird [Has 95]. Diese Zahl ist als allgemeine Charakterisierung der Vorverstärker aber unbrauchbar, da nur die spezielle Art der Einkopplung die Bandbreite für Testpulse um einen Faktor 3-4 vergrößert, gleichzeitig aber aus dem Verstärker einen Abschwächer macht[1].

[1] Das entspricht der Faustregel $gain * bandwidth = const$

9.2 Auswirkungen der Bandbreite auf die Auflösung der Kammern

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß die Testpulse an den BCs anders in die Vorverstärkerkarten eingekoppelt werden als Signale aus der Kammer. Daher weist das Antwortsignal auf Testpulse kürzere Anstiegszeiten auf als Kammersignale und ist daher kein geeignetes Mittel, um den Beitrag der Elektronik zur Auflösung der Kammern abzuschätzen. Eine realistischere Messung verlangsamt auch die Testpulse, indem man sie nicht kapazitiv einkoppelt, sondern beispielsweise mit Hilfe eines Aufbaus aus Widerständen.

Speist man auf diese Weise Testpulse einer Anstiegszeit von 7 ns in die Vorverstärkerkarten ein, so benötigen die verstärkten Pulse 22 ns für den Anstieg. Das ist derselbe Wert, den auch typische Pulsen aufweisen, wie sie in Abbildung 9.5 zu sehen sind. Diese Anstiegszeiten entsprechen einer Frequenz von 13 MHz, dem Wert der Bandbreite. Wie in Testpulsmessungen hängt die Anstiegszeit nicht von der Amplitude ab. Das bedeutet, daß die Zeit t_{tr}, zu der die Triggerschwelle U_{tr} überschritten wird, von der Amplitude U_{peak} der Pulse abhängt. Dieser Effekt wird 'walk' genannt. Durch Walk kann also eine Streuung der Amplituden zu einer Unsicherheit in der Zeitmessung führen.

Für eine erste Abschätzung der Größe dieses Effekts wurden Testpulsmessungen mit einer adäquaten Pulseinkopplung durchgeführt, deren Ergebnisse in Abbildung 9.6 aufgetragen sind. In Teilbild (a) sind der eingespeiste Testpuls und das Antwortsignal der Karte zu sehen. Durch $t_{tr} = \frac{U_{tr}}{slope} + const$ kann man den Puls linear annähern. 'slope' bezeichnet die Steigung der Näherungsgeraden, für die mit der Anstiegszeit τ gilt: $slope = 0.8\, U_{peak}/\tau$. Der Faktor 0.8 stammt von der Definition der Anstiegszeit, die die Dauer angibt, die der Puls von 10% bis 90% seiner maximalen Amplitude benötigt. Um diese Formel in Abhängigkeit von nur einer Variable zu schreiben, führen wir die normierte Pulshöhe als das Verhältnis der Pulshöhe zur Schwelle ein: $P_n = U_{peak}/U_{tr}$. Damit ergibt sich

$$t_{tr} = 1.25 \frac{U_{tr}}{U_{peak}} \tau = \frac{1.25\tau}{P_n}. \tag{9.4}$$

Eine solche $1/P_n$-Abhängigkeit sieht man in Abbildung 9.6(b), in der die Triggerzeit gegen P_n aufgetragen ist. Die Punkte sind Meßwerte der Durchlaufzeit bei einer Schwelle von 80 mV und wurden bereits anderenorts zur Abschätzung der Auflösung herangezogen [Neu 97, Ber 98]. Die durchgezogene Linie ergibt sich durch eine numerische Rechnung, zu der obere Formel

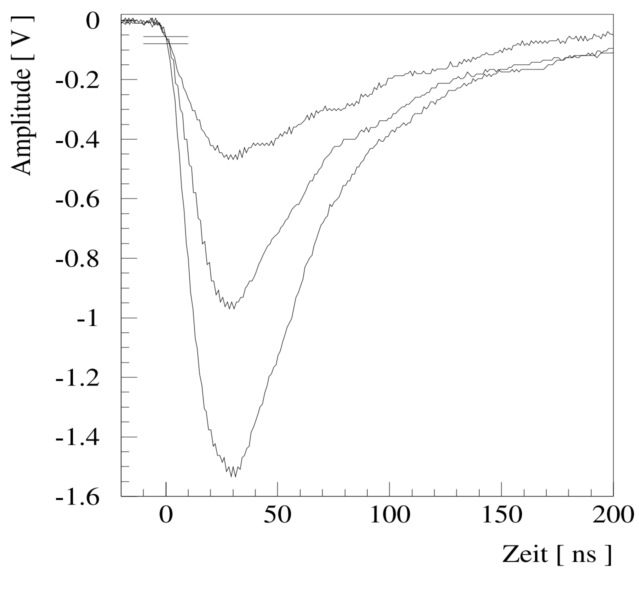


Abbildung 9.5: Typische Pulsformen, wie sie beim Durchgang von Teilchen durch die BCs entstehen. Die Höhe im Jahre 1995 verwendeter Schwellen ist durch waagerechte Linien angedeutet.

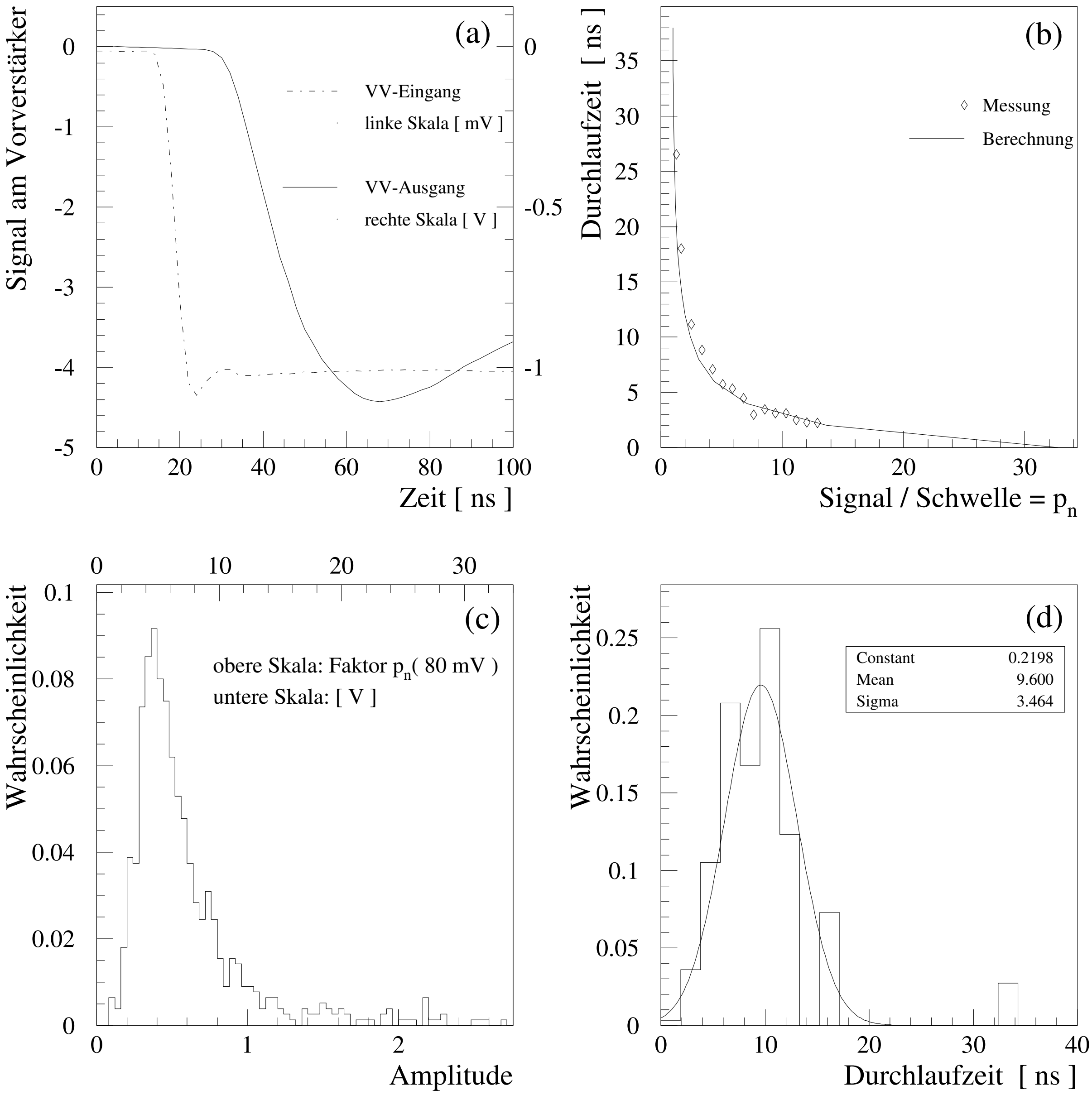


Abbildung 9.6: Zusammenhang zwischen dem Walk und der Auflösung:
(a) Ein Testpuls und das Antwortsignal der Vorverstärker-Elektronik;
(b) Daraus berechneter 'Walk' (Linie); gemessener 'Walk' (Symbole)
(c) Amplitudenverteilung bei 1700 V
(d) Resultierende Zeitverschmierung.

ohne Näherung hergeleitet wurde, wobei sich $t_{tr} = f^{-1}(1/P_n)$ ergibt. Die nahezu lineare Funktion f ist durch die Pulsform aus Teil (a) der Abbildung gegeben.

Auf diese Weise wird bei gegebener Schwelle jeder Amplitude eine andere Durchlaufzeit zugeordnet. Die Amplitudenverteilung für eine Hochspannung von 1700 V ist in Abbildung 9.6(c) aufgetragen [Rus 95], die resultierende Zeitverschmierung für eine Schwelle von 80 mV in Teilbild (d). Durch Anpassen einer Gaußfunktion an die Verteilung bestimmt man die Zeitauflösung zu 3.5 ns. Mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit von 5.5 cm/μs [Has 95] entspricht dies einer Ortsauflösung von 190 μm.

Führt man diese Berechnungen für die Amplitudenverteilungen verschiedener Hochspannungen und für verschiedene Schwellen durch, so ergeben sich die Auflösungen, die in Abbil-

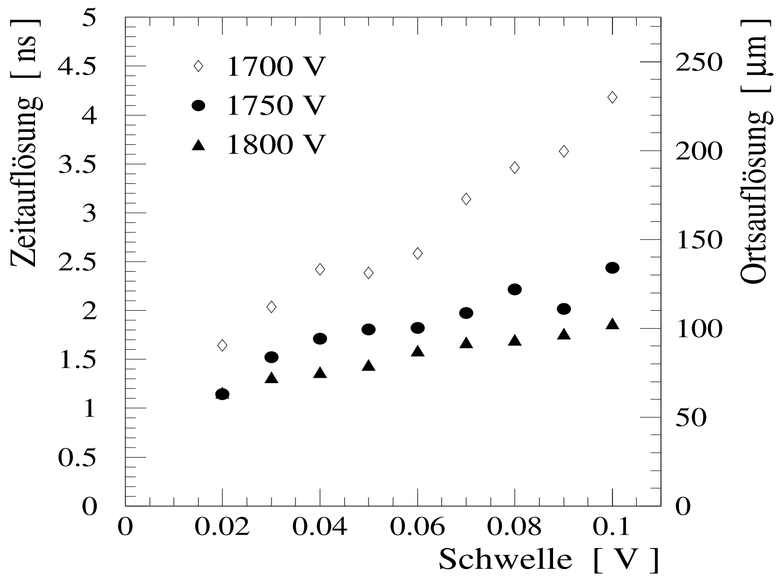


Abbildung 9.7: Beitrag der Bandbreite der Vorverstärker zur Auflösung.

dung 9.7 zusammengestellt sind. In derart bestimmte Auflösungen geht die Näherung entscheidend ein, daß die Anstiegszeiten der unverstärkten Pulse deutlich kleiner als 22 ns sind. Damit werden alle Effekte ignoriert, die von anderen Pulsformen stammen und die im nächsten Kapitel (10) besprochen werden. Bei den Werten in Abbildung 9.7 handelt sich also um den Beitrag zur Auflösung der Kammern, der von der endlichen Bandbreite der Elektronik stammt.

Extrapoliert man die Auflösung für verschwindend kleine Schwellen, so ergibt sich aus der Abbildung ein endlicher Wert, während man mit der linearen Näherung nach Formel 9.4 erwartet, daß die Auflösung gegen Null strebt, wenn sich die Schwelle 0 mV nähert. Daran sieht man, wie wichtig die Abweichung der Pulsformen von einem linearen Anstieg gerade während der ersten ns der Pulse für das Verständnis der Auflösung ist.

9.3 Signalübersprechen

Wenn ein Teilchen vom HERMES-Target kommend durch das Spektrometer fliegt, so durchquert es jede Ebene der Driftkammern genau einmal. Idealerweise wird auch genau ein Treffer pro Ebene erzeugt. Anstelle exakt eines Treffers werden aber manchmal zusätzliche Signale auf benachbarten Kanälen gemessen. Dieser Effekt wird mit Signalübersprechen oder 'cross talk' bezeichnet. Er rührt daher, daß benachbarte Kanäle elektrisch nicht vollständig voneinander getrennt sind, sondern die Signale sowohl in den Driftzellen als auch auf den Vorverstärkerkarten miteinander verkoppelt sind.

9.3.1 Schlußfolgerungen aus den Amplitudenverteilungen

Ein Signal, das auf einem Draht entsteht, erzeugt auf dem Nachbardraht also ebenfalls einen Puls, der aber viel kleiner ist. Nur sehr große Signale erzeugen auf den Nachbardrähten Signale, die groß genug sind, um die Schwelle zu überschreiten und einen Treffer zu erzeugen. Kennt man nun die Verkopplung der einzelnen Kanäle und die Verteilung der Pulshöhen, so kann man die Wahrscheinlichkeit für Signalübersprechen ausrechnen. Diese Rechnung wird in Abbildung 9.8 veranschaulicht. In der oberen Reihe sind die Amplitudenverteilungen für verschiedene Hochspannungen aufgetragen, wie sie am Testrun gemessen wurden [Rus 95]. Die Verteilungen sind so normiert, daß das Integral über alle Werte genau eins ergibt. Daher können diese Verteilungen als Wahrscheinlichkeit $WS_{HV}(U_{peak})$ für das Auftreten der Pulshöhe U_{peak} bei der Hochspannung HV betrachtet werden. Wenn nun Signale ab einer Mindestgröße von U_{ct}

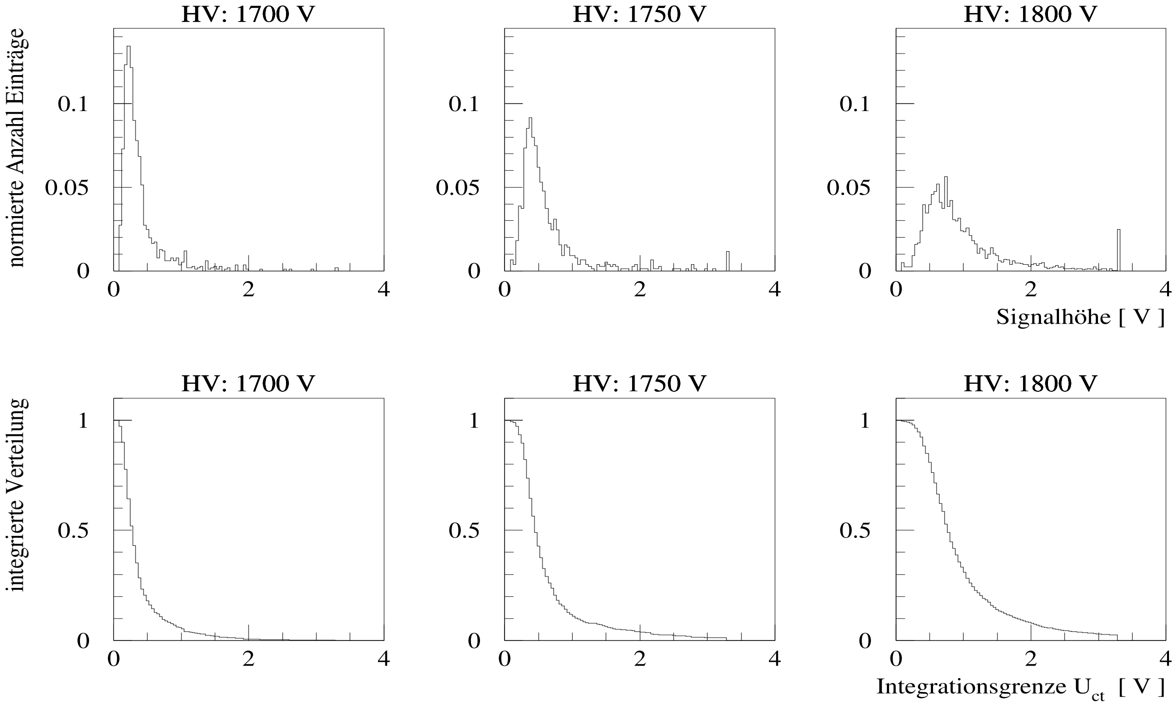


Abbildung 9.8: Flächennormierte Amplitudenverteilungen (oben) und deren Integrale, wie sie zur Berechnung der Übersprechwahrscheinlichkeiten verwendet werden.

ein Übersprechen verursachen, so ergibt das Integral der Amplitudenverteilung von U_{ct} bis zum größtmöglichen Wert der Amplituden die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Signalübersprechens

$$WS(U_{ct}, HV) = \int_{U_{ct}}^{U_{max}} WS_{HV}(U_{peak}) dU_{peak} \,. \tag{9.5}$$

Derart integrierte Amplitudenverteilungen sind in der unteren Reihe der Abbildung 9.8 zu sehen.

Um die Pulsgröße U_{ct} auszurechnen, ab der Signalübersprechen stattfindet, benötigt man den Wert der Schwelle am Nachbarkanal U_{thr} sowie v, den Wert der Verkopplung der Kanäle. Dieser Wert gibt an, um welchen Faktor ein Signal beim Übergang von einem Kanal zum nächsten abgeschwächt wird. Es ergibt sich

$$U_{ct} = U_{thr}/v \,.$$

Als erste Näherung für die Verkopplung verwenden wir Ergebnisse aus Testpulsmessungen, die für die Driftzellen und für die Elektronik getrennt durchgeführt wurden. Bei diesen Messungen erwies sich die Verkopplung der Driftzellen erwartungsgemäß als proportional zur Länge der Signaldrähte und beträgt zwischen 1 und 2% bei einer Frequenz von 50 MHz; für die Vorverstärkerkanäle beträgt der Wert[2] je nach Kanal zwischen 0.5 und 1% [Rus 95].

Damit kann man Wahrscheinlichkeiten für die Erzeugung mehrerer ECL-Signale auf benachbarten Kanälen berechnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 9.9(oben) für verschiedene angenommene Verkopplungen als Funktion der Hochspannungen aufgetragen. Die einzelnen Kurven entsprechen verschiedenen Werten der Schwelle. Im HERMES-Experiment bisher verwendeten Schwellen betragen zwischen 55 und 85 mV; Ergebnisse für noch kleinere Schwellen

[2]Nach der Verringerung des Übersprechens auf der Karte durch Nachrüsten mit zusätzlichen Pufferkondensatoren an der 8 V-Spannungsversorgung

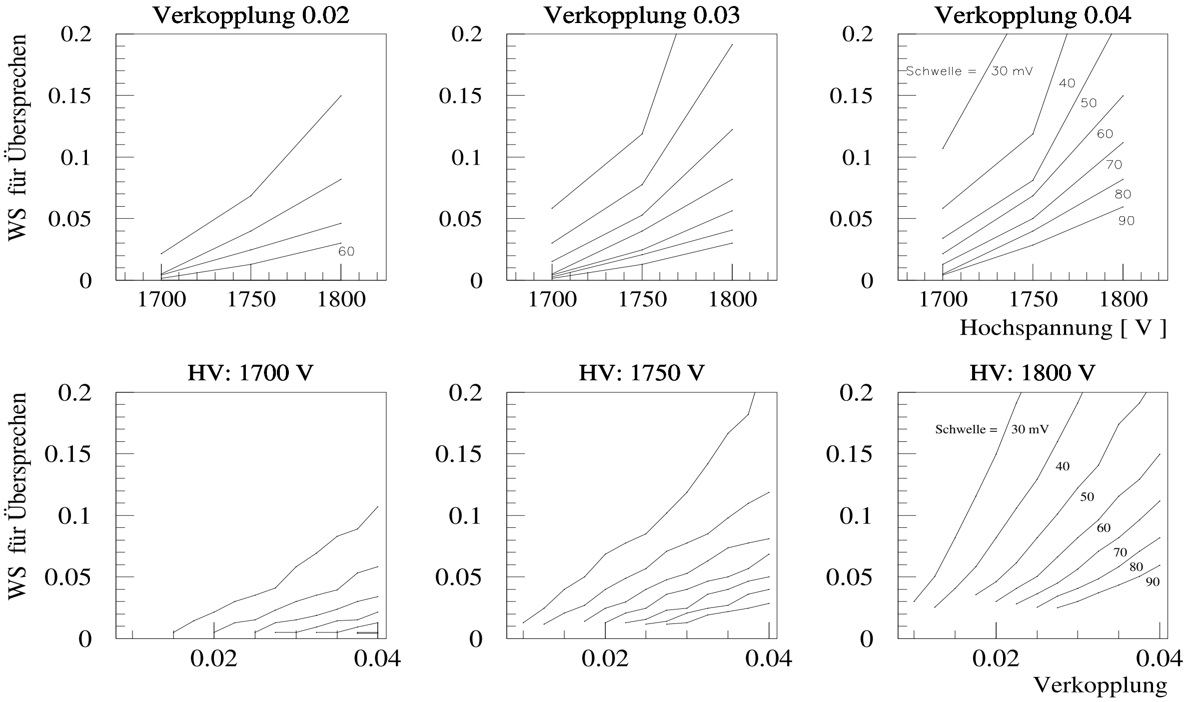


Abbildung 9.9: Berechnete Wahrscheinlichkeit des Übersprechens in Abhängigkeit der Hochspannung (oben) bzw. als Funktion der Verkopplung (unten). Die einzelnen Linien beziehen sich auf unterschiedliche Werte der Schwelle (jeweils mit 30 mV beginnend).

sind ebenfalls eingezeichnet, da solche Schwellen unter dem Gesichtspunkt besserer Auflösung wünschenswert wären, aufgrund des großen Übersprechens aber nicht verwendet werden. Eine Idee, wie man trotz Signalübersprechens bei kleineren Schwellen arbeiten könnte, finden sich im Abschnitt über Pulsformen und Auflösung auf Seite 87.

Wie sehr die Ergebnisse von der Verkopplung abhängen, ist im unteren Teil der Abbildung 9.9 aufgetragen.

9.3.2 Pulsformen übergesprochener Signale

Eine exakte Berechnung muß zusätzlich mit einbeziehen, daß es noch einen weiteren Mechanismus der Verkopplung der Signale verschiedener Driftzellen gibt, der in Testpulsmessungen nicht vorkommt. Es handelt sich dabei um die Gasionen, die beim Verstärkungsprozeß am Signaldraht entstehen. Indem sie vom Signaldraht wegdriften, induzieren sie die wesentliche Komponente des Pulses auf dem Signaldraht. Gleichzeitig bewegen sie sich aber auf die anderen Signaldrähte zu und induzieren dort ein Signal entgegengesetzter Polarität.

Dieser Effekt ist in Abbildung 9.10 zu erkennen. Dort sind jeweils links, also in (a) und (d), die ursprünglichen Pulse aufgetragen, rechts daneben die Signale auf benachbarten Drähten. Für (b), (c) und (e) handelt es sich dabei jeweils um einen Draht, der von einer anderen Vorverstärkerkarte ausgelesen wird. Damit sind Einflüsse der Vorverstärkerelektronik ausgeschlossen. In diesen Fällen ergibt sich ein invertiertes Signal, das in seiner Form dem ursprünglichen Signal sehr ähnlich ist, wie man durch Vergleich mit der gestrichelten Linie sieht. Diese Linie geht aus den Werten des Ausgangspulses durch Multiplikation mit einem geeigneten negativen Wert hervor.

In der Praxis ist das invertierte Übersprechen jedoch unwichtig, da es wegen seiner Polarität keine Treffer verursachen kann. Es kann höchstens durch Überlagerung mit richtigen Signalen deren Auflösung und Effektivität verschlechtern. Da es aber nur zwischen Drähten

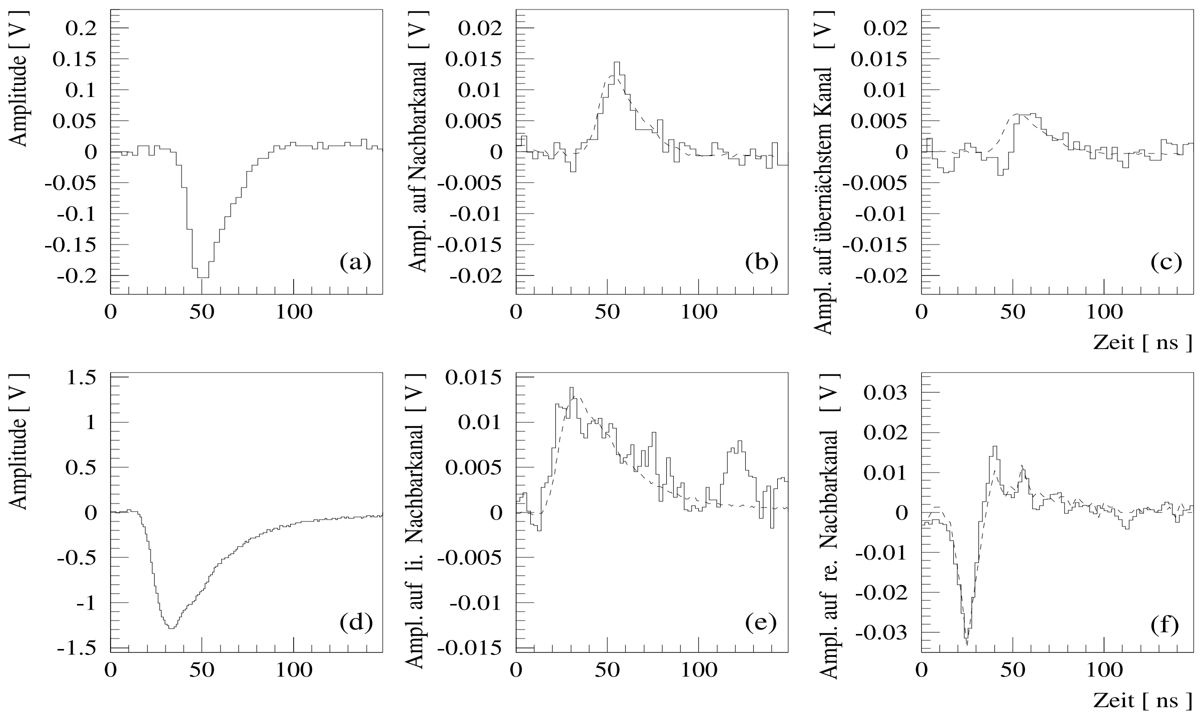


Abbildung 9.10: Änderung der Pulsformen beim Übersprechen: Ausgangsignale (a,d) und Signale auf den Nachbarkanälen.

derselben Ebene auftritt und bei HERMES die Multiplizität so gering ist, daß zwei Spuren durch benachbarte Driftzellen fast ausgeschlossen sind, ist dieser Effekt absolut unschädlich. Außerdem kompensiert das invertierte Übersprechen zum Teil des nicht-invertierte Übersprechens, so daß es eher von Nutzen ist.

Diese andere Form des Übersprechens ist in Teilbild (f) zu sehen. Dieses Signal wurde von derselben Vorverstärkerkarte wie das ursprüngliche Signal verstärkt. Seine Form entspricht der Ableitung dieses Ausgangssignals. Ein differenziertes Signal erwartet man dann, wenn die Verkopplung einen Hochpaß darstellt, wie er beispielsweise durch eine kapazitive Kopplung der Kanäle in Kombination mit einem ohmschen Widerstand gegen Masse entsteht, solange die betrachteten Frequenzen kleiner sind als die Grenzfrequenz ν_g:

$$\nu_g = \frac{1}{2\pi}\frac{1}{RC}.$$

Nimmt man an, daß diese Form der Kopplung dominiert, so kann man für ein Übersprechen von $0.7 \pm 0.3\%$ bei 50 MHz eine Grenzfrequenz von etwa 7 GHz berechnen. Das bedeutet, daß alle denkbaren Signale aus der Driftkammer differenziert werden. Eine differentielle Form des Übersprechen gibt auch die Firma Comlinear für diejenigen ihrer Verstärker an, bei denen mehrere Kanäle in einen Chip integriert sind. [Com 93].

Ähnliche Überlegungen kann man für die Signaldrähte anstellen, die untereinander eine Kapazität von $C_{S-S} \simeq 0.35$ pF aufweisen. Dabei muß man allerdings beachten, daß der Eingangswiderstand der Vorverstärker nicht rein ohmsch ist. Dieser nicht-invertierte Anteil des Übersprechens zwischen Drähten ist offensichtlich viel kleiner als als der Anteil, der durch die Ionendrift zustande kommt. Ansatzweise ist der dennoch z.B. in Abbildung 9.10(e) daran zu erkennen, daß der Puls zunächst leicht abfällt, bevor der Anstieg beginnt. Für den übernächsten Nachbardraht (c) ist der Anstieg des Signals durch diesen Effekt sogar deutlich zu größeren Zeiten hin verschoben.

9.3.3 Stärke der Verkopplung

Abbildung 9.10 entnimmt man durch Vergleich der Pulse in (d) und (f), daß die Abschwächung des Signals für das differentielle Übersprechen 2.4% beträgt. Dieser Wert ist mehr als dreimal so groß wie die Ergebnisse der Testpulsmessungen von 0.7%. Da die Stärke einer kapazitiven Kopplung mit steigender Frequenz zunehmen sollte, kann man dies als Hinweis darauf ansehen, daß die Pulse aus der Kammer deutlich größere Anteile hoher Frequenzen aufweisen als die Testpulssignale. Da die höheren Frequenzen vor allem innerhalb des Vorverstärkerchips gedämpft werden, ist es gut möglich, daß sie dort noch zum Signalübersprechen beitragen.

Da die Anstiegszeiten nicht für alle Pulse gleich sind, ist die Verkopplung also kein konstanter Wert, sondern ist für jeden Puls verschieden. Eine besonders einfache Methode, den Mittelwert der Verkopplung zu bestimmen, besteht darin, für verschiedene Verkopplungen Berechnungen nach Gleichung 9.5 anzustellen und sie mit den Daten des Testruns zu vergleichen. Auf diese Weise bestimmt man eine Kopplung von 3.4%, wie in Abbildung 9.11 zu sehen ist. Dieser Wert ist um einen Faktor fünf größer als der Wert, der in Labormessungen mit der Karte bestimmt wurde, wobei sich Werte ergaben, die mit der Elektronik anderer Experimente vergleichbar ist [Zim 88].

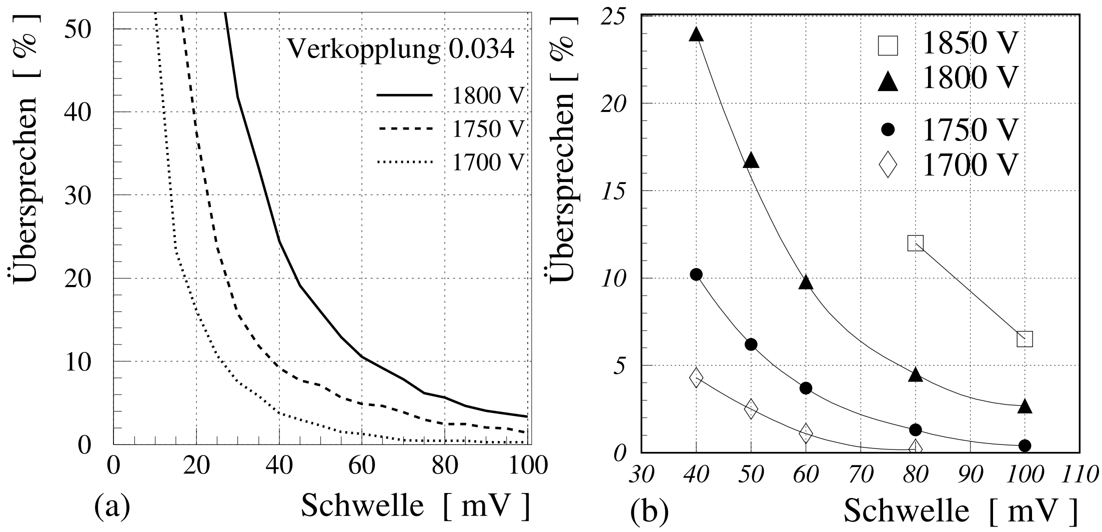


Abbildung 9.11: Wahrscheinlichkeiten für Signalübersprechen als Funktion der Schwelle; (a) berechnet; (b) Ergebnisse der Analyse der TDC-Daten [Has 95].

Bisher vernachlässigt wurde das Signalübersprechen zwischen einzelnen Ebenen, da es sich in Testpulsmessungen um einen Faktor 4 bis 8 (BC1/2) bzw. um etwa einen Faktor 2.5 (BC3/4) kleiner erwies als das Übersprechen innerhalb einer Ebene [Rus 95]. Letzteres ist klein gegen die Verkopplung auf den Verstärkerkarten. Allerdings konnte in Teststrahlmessungen bei einer Hochspannung von 1800 V und 40 mV Schwelle ein Signalübersprechen auf die Nachbarebenen gemessen werden [Has 95]. Auch wenn dieses Übersprechen bei den im HERMES-Experiment verwendeten moderateren Hochspannungen und höheren Schwellen kaum Treffer verursacht, so kann es dennoch eine Beeinflussung der Datenqualität darstellen. Da die hintereinanderliegenden Ebenen beim Teilchendurchgang stets zugleich Signale erzeugen, ist diesen Signalen also eine Störung durch das Übersprechen zwischen den Ebenen überlagert. Da sich dieser Effekt schwer nachweisen läßt und ein Nachweis auch keine praktische Bedeutung hätte, wurde er bislang vernachlässigt.

Kapitel 10

Pulsformen

Ein wichtiger Beitrag zur Auflösung der Kammern ist der 'walk', der in Abschnitt 9.2 aus den Amplitudenverteilungen und der eingeschränkten Bandbreite der Vorverstärkerelektronik berechnet wurde. Dazu war die Annahme konstanter Anstiegszeiten erforderlich. In diesem Abschnitt differenzieren wir dieses Bild dahingehend, daß Variationen der Pulsformen berücksichtigt werden, insbesondere also keine konstanten Anstiegszeiten mehr vorausgesetzt werden.

10.1 Charakterisierung von Pulsformen

Um die Vielzahl der möglichen Pulsformen durch möglichst wenige handliche Größen zu beschreiben, führen wir die Anstiegszeit τ, die Pulsdauer t_{len}, die Fläche des Pulses A und die maximale Pulsgröße U_{peak} ein. Sie sind in Abbildung 10.1 definiert.

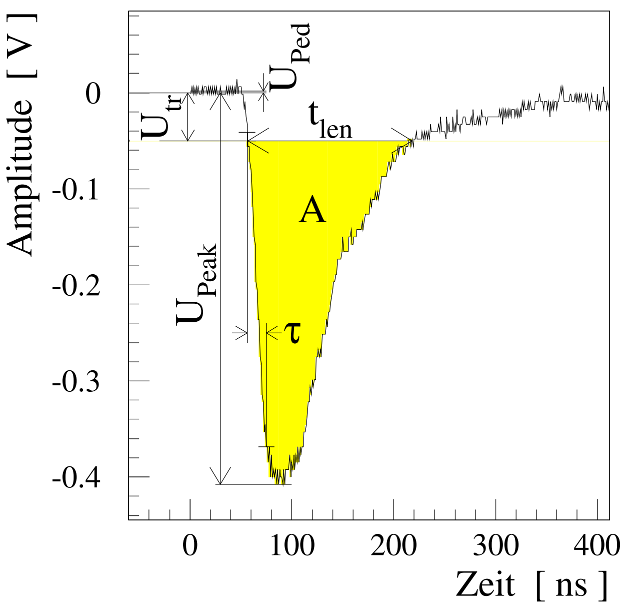


Abbildung 10.1: Definition der Variablen τ, t_{len}, A, U_{peak} sowie U_{tr} und U_{Ped}.

Da die Pulse negative Amplituden haben, sind die meisten dieser in Abbildung 10.1 definierten Größen negativ. Dennoch bezeichnen wir im folgenden z.B. mit 'größter Spannung' stets die dem Betrage nach größte Spannung, ohne die Betragsbildung explizit zu erwähnen. In der Abbildung sind darüber hinaus sowohl die Nullpunktverschiebung U_{Ped} definiert, auf die die Daten korrigiert werden müssen, als auch die Spannung U_{tr}, bei deren Überschreiten die Elektronik ein ECL-Signal erzeugt, oder, wie man sagt, die (Trigger)schwelle überschritten wird. Von U_{tr} hängen die Pulslänge und die Fläche des Pulses ab. Dahingegen sind die Amplitude

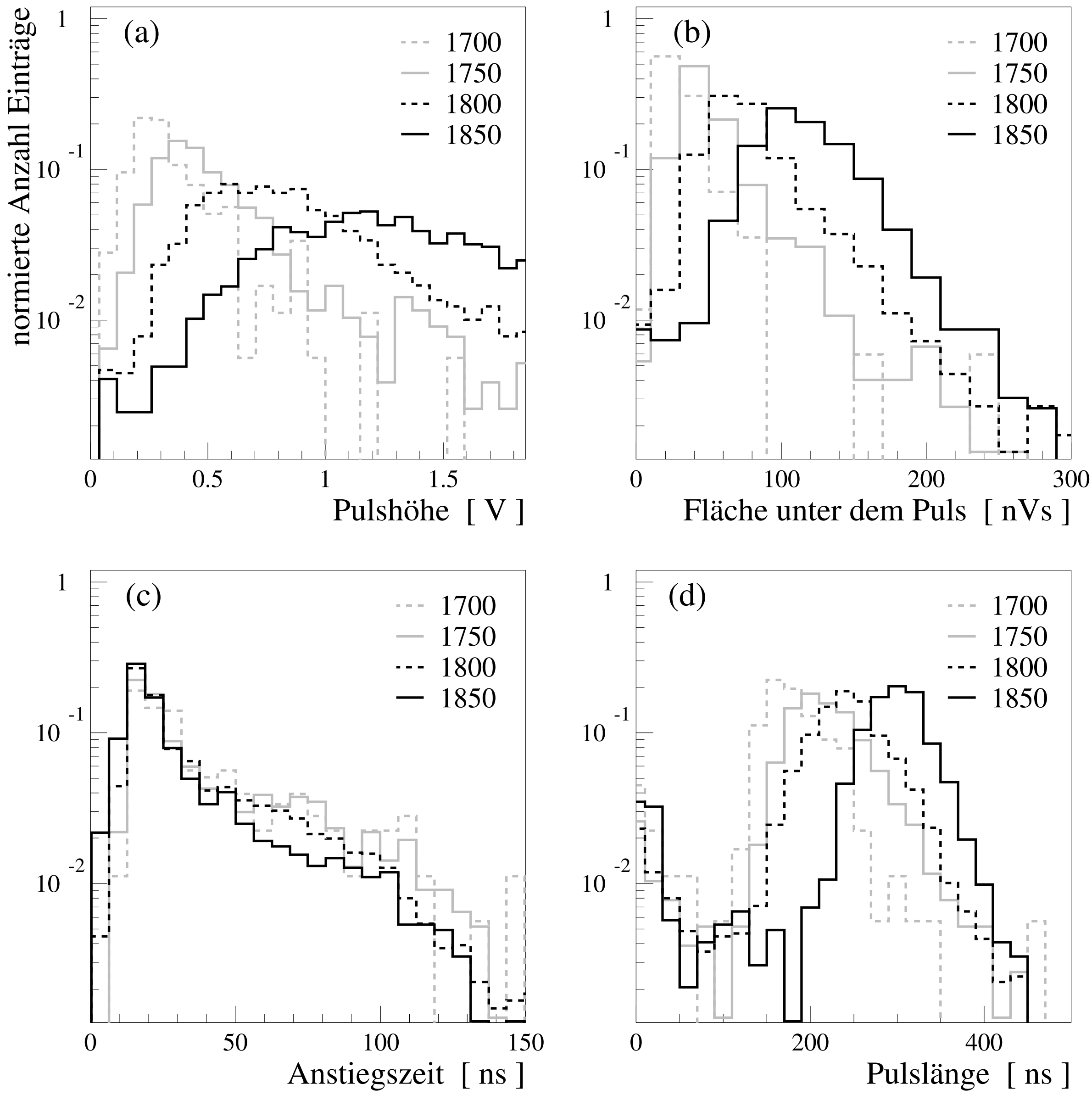


Abbildung 10.2: Verteilungen charakteristischer Pulsparameter aus der Analogauslese.

U_{Peak} und die Anstiegszeit unabhängig von der Wahl der Schwelle. Wie üblich ist die Anstiegzeit durch die Zeit festgelegt, die das Signal benötigt, um von 10% seiner Amplitude auf 90% anzusteigen.

10.1.1 Typische Werte

Für eine Schwelle von 50 mV sind die Verteilungen dieser Größen in Abbildung 10.2 aufgetragen. Sie wurden aus Signalen bestimmt, die 1994 mit einem Digitaloszilloskop bei Teststrahlmessungen gewonnen wurden [Rus 95].

In Teilbild (a) ist die maximale Amplitude der Signale aufgetragen. Die Auftragung ist bei 1.85 V abgeschnitten, da der dynamischer Bereich des Oszilloskopes während der verwendeten Messungen auf einen Bereich von +0.1 bis -1.9 V eingestellt war. Unabhängig von der Oszilloskopeinstellung bleibt die Amplitudenverteilung aber in jedem Fall abgeschnitten, weil nämlich die maximale Amplitude des Vorverstärkers nach der zweiten Verstärkerstufe etwa 3.3 V beträgt.

Ebenso ist die Pulslänge in Abbildung 10.2(d) abgeschnitten, da aus dem Oszilloskop stets nur 500 Datenpunkte ausgelesen wurden, wobei zumeist ein Datenpunkt pro ns genommen wurde. Der Startpunkt t_{tr} eines Signals liegt zwischen $t_0 = 20$ ns und einem Wert von t_0 plus der maximalen Driftzeit, die bei etwa 250 ns liegt. Über 95% der Signale beginnen aber bei Zeiten kleiner $t_0 + 150$ ns, wie der SDTR (Abschnitt 10.4) entnommen werden kann. In den gezeigten Pulslängen-Spektren ist daher keine scharfe Kante zu sehen, aber ab einer Länge von etwa 330 ns sind kleine Zeiten systematisch bevorzugt. Dementsprechend sind auch die Verteilungen der vom Puls überdeckten Fläche und die Verteilung der Anstiegszeiten betroffen, die in Abbildung 10.2(b) und (c) gezeigt werden. Trotz dieser Einschränkungen der Qualität der Spektren können Schlußfolgerungen aus ihnen gezogen werden.

Signalübersprechen. Pulse, die durch Signalübersprechen auf den Vorverstärkerkarten entstehen, die durch Differenzieren nach der Zeit aus der ursprünglichen Form hervorgeht (Abschnitt 9.3). Das bedeutet, daß die Verteilung der Anstiegszeiten in Abbildung 10.2(c) gleichzeitig die Verteilung der Pulslängen der übergesprochenen Signale darstellt. Auf diese Weise erklärt sich in der Verteilung der Pulslängen (d) die erhöhte Anzahl an Einträgen bei Zeiten, die kleiner sind als etwa 80 ns.

Im Grenzbereich um die 100 ns überlappen sich die Einträge von Signalen des Übersprechens mit den tatsächlichen Signalen, für deren Amplitude keine untere Grenze erwartet wird. Daher werden diese kurzen Pulse für die weiteren Betrachtungen nicht beiseite gelassen, obwohl nur sehr wenige von ihnen verwertbare Ortsinformation enthalten. Diese Klassifizierung der wenigen sehr kurzen Pulse soll hier aber nicht durchgeführt werden, sondern lediglich die Ergebnisse der TDC-Messungen gezeigt werden, die in den Abbildungen 9.11 (Signalübersprechen) und 10.3 (Effektivität) gezeigt werden.

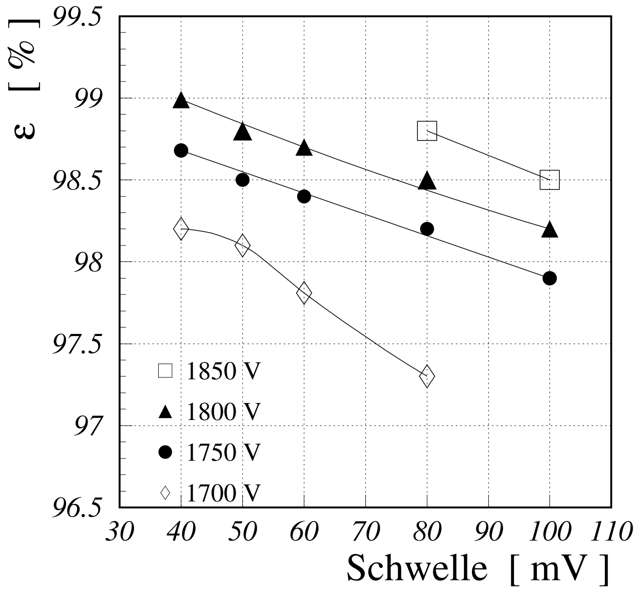


Abbildung 10.3: Effektivität der Kammer (TDC-Testrun-Daten).

Für die weiteren Berechnungen wurde eine Mindestpulslänge von 15 ns gefordert, so daß in etwa alle diejenigen Signale betrachtet werden, die im HERMES-Experiment von den TDCs digitalisiert werden. Dieser Wert von 15 ns beinhaltet eine grobe Abschätzung der Effekte der Pulsverlängerung durch die Hysteresis der Vorverstärkerkarten, einer Verkürzung der Pulse durch Dämpfung und geringfügiges Aufweichen der Flanken der ECL-Signale auf den Kabeln und die Mindestzeit von 20 ns, oberhalb derer die Herstellerfirma erst die einwandfreie Funktion der TDCs verspricht.

Der Zusammenhang zwischen Signalübersprechen und den Pulslängen wurde auch während des Betriebs des HERMES-Experiment demonstriert. Durch Auslese der TDCs in einem Modus, in dem sowohl Anfangs- als auch Endflanke des ECL-Signals gemessen wurden, stand die Pulslänge auch während der Auslese des kompletten HERMES-Detektors für alle Drähte der BCs zur Verfügung. Ein Schnitt auf die Länge der Pulse ist also einfach realisierbar und kann die Rate des Signalübersprechens drastisch reduzieren [Fer].

Eine solche programmierte Unterdrückung des Signalübersprechen hätte den Vorteil, daß sich dann die Schwellen der Vorverstärkerelektronik senken ließen. Der wesentliche Grund, die Vorverstärker bei Schwellen von 65 bzw. 85 mV zu betreiben und damit auf die bestmögliche Auflösung der BCs zu verzichten, liegt wie erwähnt nämlich in den Raten des Signalübersprechens. Eine solche Form einer programmierten Unterdrückung des Signalübersprechens würde somit zur Verbesserung der Auflösung der BCs beitragen. Allerdings nähme man dann in Kauf, daß durch die Auslese von Anfangs- und Endsignal die Driftkammern die doppelte Datenmenge produzierten und mehr Zeit für ihre Auslese benötigt würde. Die Effektivität der Kammern würde sicherlich in sehr geringem Maße gesenkt, es bestünde aber die Gefahr, Zeitabhängigkeiten in den Daten zu verstärken. Aus diesem Grunde wird diese Form der aktiven Unterdrückung des Signalübersprechens im HERMES-Experiment derzeit nicht verwendet.

Amplituden- und Flächenverteilungen Betrachtet man Pulse, die sich nur in der Skalierung ihrer Amplituden unterscheiden, so weist ein Puls mit einer kleinen Maximalamplitude auch eine kleine Fläche auf. In so einem Fall sind Fläche und Pulshöhe also eins zu eins miteinander korreliert. Dann haben die Amplituden- und Flächen-Verteilungen eine exakt gleiche Form. Wenn man in so einem Fall eine Pulshöhenverteilung mißt, so ist es gleichgütig, ob man ein amplitudensensitives oder ladungsintegrierendes Meßgerät verwendet. Dies ist jedoch bei den Analogsignalen der BCs nicht der Fall, wie man den Verteilungen in Abbildung 10.2(a) und (b) entnimmt. Will man also wie in den vorangegangenen Abschnitten aus der Amplitudenverteilungen Rückschlüsse auf Signalübersprechen oder Auflösung ziehen, so muß man beachten, mit welchem Gerät die Verteilung gewonnen wurde. Der Unterschied in den Spektren bedeutet, daß die auftretenden Pulsformen sehr unterschiedlich sind — wie es auch die breite Verteilung der Anstiegszeiten und Pulslängen nahelegt.

Die Streuung der Anstiegszeiten bedeutet aber, daß die als Formel 9.4 eingeführte Beziehung $t_{tr} \sim \frac{U_{tr}}{U_{peak}}\tau$ in Abhängigkeit von U_{peak} *und* τ betrachtet werden muß und zur Bestimmung

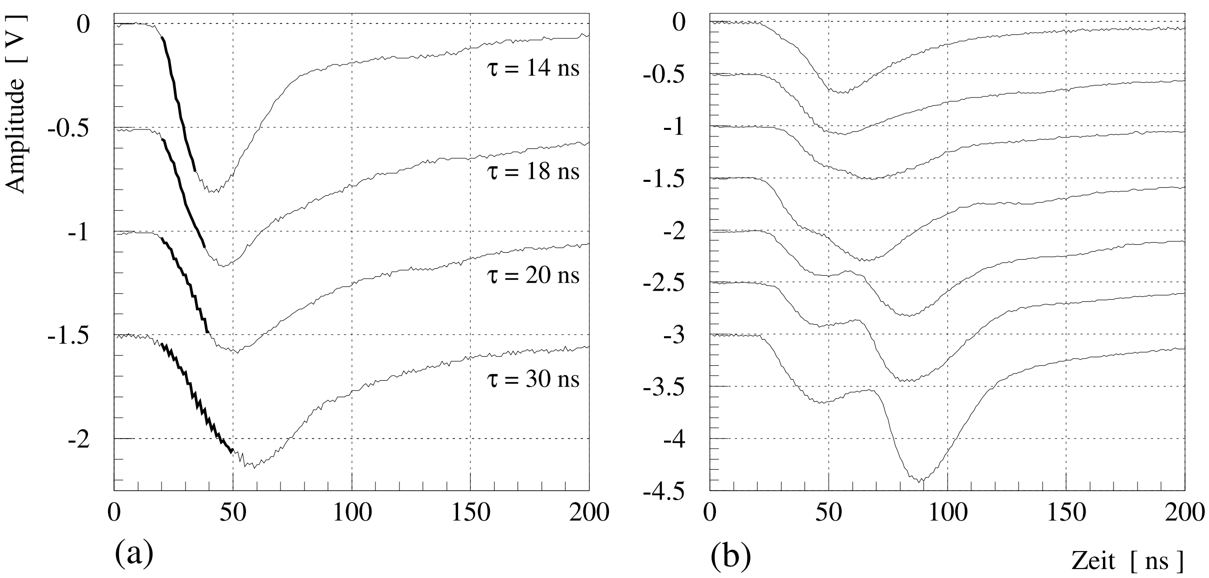


Abbildung 10.4: Nicht-typische Pulsformen: verschiedene Anstiegszeiten (a), nichtlinear zum Maximalwert ansteigende Flanken (b).

des Fehlers von t_{tr} beide Einflüsse quadratisch addiert werden müssen. Die Verteilungen von τ und auch von U_{peak} sind aber beide abgeschnitten und auch beide nicht gaußförmig, so daß weder die Verwendung von RMS-Fehlern noch Gaußfits zu einer zuverlässigen Quantifizierung des jeweiligen Fehlers verwendet werden können. Darüberhinaus sind beide Größen miteinander korreliert, was bei der Addition der Fehler ebenfalls berücksichtigt werden muß. Und außerdem sieht man in Abbildung 10.4, daß die Gesamtform des Pulses sicherlich nicht in allen Fällen in einfacher Weise mit der Form des Pulses bei Überschreiten der Schwelle korreliert ist. Aus diesen Gründen wird Formel 9.4 nicht weiter verwendet, sondern eine neue Größe eingeführt, um die Pulse auf geeignetere Weise zu charakterisieren.

10.2 Berechnung der Auflösung

Zur Berechnung der Auflösung der Kammern definieren wir die Steilheit des Pulses beim Überschreiten des Wertes der Schwelle, wie es in Abbildung 10.5 gezeigt wird. Diese Größe bezeichnen wir im folgenden mit *Steigung* (engl. *slope*). Das Problem abgeschnittener Verteilungen ist damit umgangen. Dafür stößt man aber schnell an die Grenzen der Auflösung des verwendeten Oszilloskops oder FADCs, die nur 8 bit für die Darstellung der Spannung verwenden. Bei einer Einstellung des Oszilloskops auf einen Bereich von +0.1 bis -1.9 V ergeben sich so Sprünge zwischen den einzelnen Spannungswerten von 7.81 mV oder ganzzahligen Vielfachen davon, wie man es an dem Puls in Abbildung 10.5 erkennen kann. Daher wird aus jeweils drei Meßwerten vor und nach Überschreiten der Schwelle ein Mittelwert gebildet, aus denen die Steigung berechnet wird. Diese Punkte sind in der Abbildung 10.5 mit Dreiecken markiert, die Mittelwerte durch Linien. Der umkreiste Punkt, der dem Überschreiten der Schwelle am nächsten ist, wurde aus programmierungstechnischen Gründen nicht verwendet.

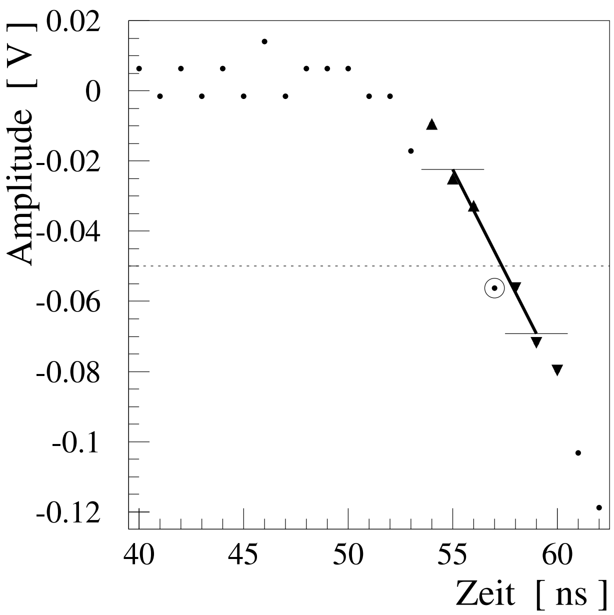


Abbildung 10.5: Berechnung der Steigung des Pulses („*slope*“) bei einer Schwelle von 50 mV.

Um aus der Steigung an der Stelle $t = t_{tr}$ und der Streuung dieser Steigung eine Auflösung zu berechnen, bedarf es allerdings noch einer Annahme über die Form, die der Puls für Werte zwischen 0 V und U_{tr} aufweist. Von einer solchen Funktion $U(t)$ wissen wir, daß sie Null sein soll für Zeiten kleiner Null und zum Zeitpunkt t_{tr} den Wert U_{tr} und die Ableitung $\dot{U}(t_{tr}) = slope$ annehmen muß. Ferner nutzen wir die Eigenschaft der Pulse aus, daß sie aus schnelleren Signalen durch Verstärkung mit einer relativ geringen Bandbreite hervorgehen. Dabei entstehende Pulsformen sind in Abbildung 10.6 zu sehen.

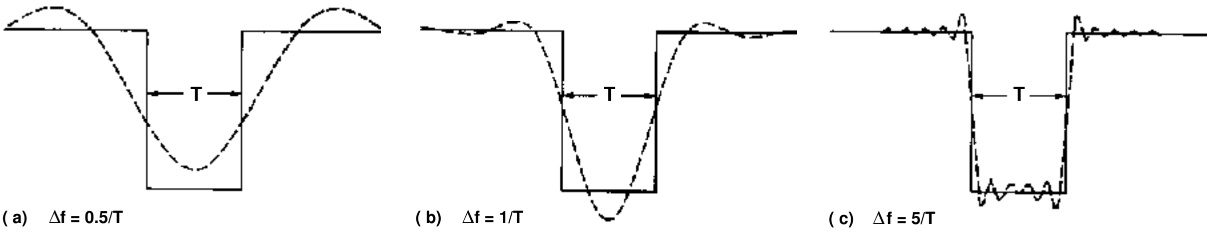


Abbildung 10.6: Verformung eines Rechteckpulses durch eine endliche Bandbreite Δf. Für Δf=13 MHz ist die Pulslänge T=40 ns (a); T=75 ns (b); T=380 ns (c) [Leo 87].

Wir vernachlässigen den 'undershot' zu Beginn des Signals, der sich auch in Abbildung 10.5 andeutet, und fordern lediglich, daß die Funktion konkav sein soll, also $\ddot{U}i_{slope}(t) \geq 0)$ für $t \leq t_{tr}$. Da die Funktion auch damit nicht eindeutig bestimmt ist, konstruieren wir mehrere willkürliche Funktionen $Ui_{slope}(t)$, $i = 1\dots3$, die diese Eigenschaften erfüllen:

$$U1_{slope}(t) = slope \cdot t \qquad \text{für } 0 \leq t \lesssim t_{tr} \tag{10.1}$$

$$U2_{slope}(t) = \frac{2}{\pi} \cdot slope \cdot t_{tr} \left(1 - \cos(\frac{\pi}{2t_{tr}}\, t)\right) \qquad \text{für } 0 \leq t \lesssim t_{tr} \tag{10.2}$$

$$U3_{slope}(t) = \frac{1}{2}\, \frac{slope \cdot t^2}{t_{tr}} \qquad \text{für } 0 \leq t \lesssim t_{tr} \tag{10.3}$$

Die Graphen dieser Funktionen sind in Abbildung 10.7 aufgetragen. Für den Zusammenhang zwischen der Zeit t_{tr} und der Steigung *slope* ergibt sich

$$t_{tr} = c_i \cdot \frac{U_{tr}}{slope} \quad \text{mit} \begin{cases} c_1 = 1 \\ c_2 = \pi/2 \\ c_3 = 2 \end{cases} \quad . \tag{10.4}$$

Die drei Funktionen liefern also einen verschiedenen Normierungsfaktor c_i, der in die Berechnung der Zeitauflösung entscheidend eingeht:

$$\delta t_{tr} = c_i \cdot \left(\frac{1}{slope}\, \delta U_{tr} \oplus \frac{U_{tr}}{slope^2}\, \delta slope \right) . \tag{10.5}$$

Dabei sind *slope* und δ*slope* die gemessenen Werte, während δU_{tr} das Rauschen der Vorverstärker und die Schwankungen der Nullpunktsverschiebung beinhaltet, bei Messungen mit

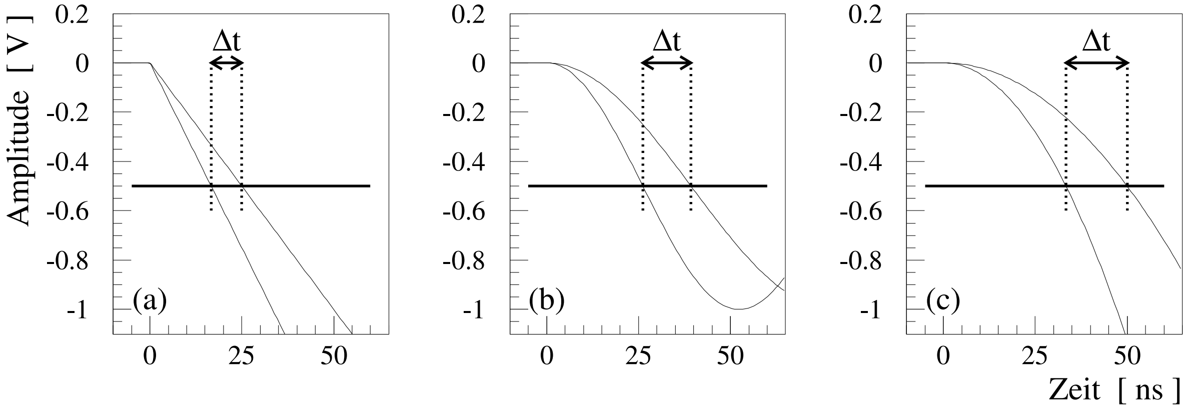


Abbildung 10.7: Modellfunktionen zur Berechnung von σ_t aus *slope* und σ_{slope} gemäß Gln. 10.1 – 10.3: (a) $U1$ – linear; (b) $U2$ – Cosinusfunktion; (c) $U3$ – quadratisch.

dem Oszilloskop auch noch Rauschen und 'pick-up' aufgrund des Meßaufbaus.

Durch die Koeffizienten c_i ergibt sich ca. ein Faktor 2 als systematischer Fehler, solange die Form des Anstiegs der Pulse bis zur Schwelle nicht näher untersucht ist. Im Prinzip könnte man diese Form bestimmen, indem man Simulationsrechnungen zur Primärionisation, der Elektronendrift, der Gasverstärkung und der Pulsformung bei der Auskopplung der Pulse aus der Driftzelle und bei der Verstärkung in der Elektronik durchführt. Ein anderer Ansatz ist es, diese Funktion experimentell zu bestimmen. Arbeiten hierzu sind im Gange [Bud].

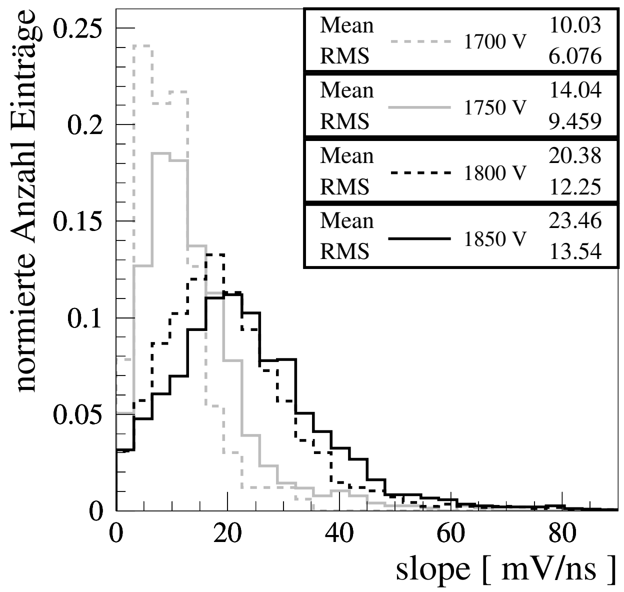


Abbildung 10.8: *slope*-Verteilungen für $U_{tr} = 50$ mV und verschiedene Hochspannungen.

Aus Abbildung 10.8 kann man typische Werte für die Steigung *slope* und ihre Streuung $\delta slope$ entnehmen. Als relativen Fehler erhält man $\frac{\delta slope}{slope} \simeq 0.6 \pm 0.05$. Bei einem für Oszilloskopmessungen typischen Rauschen von 2 ... 5 mV ist der Beitrag des Rauschens zur Auflösung quadratisch klein gegen den Beitrag der Steigungen, solange Schwellen oberhalb etwa von 20 mV betrachtet werden. Auch der Beitrag des Rauschens zur Streuung der Anstiegszeiten stellt lediglich eine Korrektur im Prozentbereich dar, die vernachlässigt wird. Mit diesen Näherungen folgt aus Gleichung 10.5 die Formel, die zur Berechnung der Zeitauflösung der Driftkammer im folgenden verwendet wird:

$$\delta t_{tr} = \frac{U_{tr}}{slope^2}\, \delta slope \qquad \text{für} \qquad U_{thr} \geq 20\,\text{mV}\,. \tag{10.6}$$

Dabei wurden die Faktoren $c_i \equiv 1$ gesetzt, so daß sich untere Grenzen für die Auflösungen ergeben. Ferner soll betont werden, daß diese Gleichung keinen linearen Zusammenhang zwischen der Schwelle und der Auflösung vorhersagt, da die Steigung ebenfalls eine Funktion der Schwelle ist.

Für kleinere Pulse ist die Steigung geringer und auch ihre Streuung. Wenn also die Pulse verkleinert werden, ohne daß die Verteilung der Steigungen direkt verändert wird, so sagt Gleichung 10.6 eine Verschlechterung der Auflösung voraus, die wegen $slope \sim U_{peak}$ und $slope \sim \delta slope$ umgekehrt proportional zur Pulshöhe ist: $\delta t_{tr} \sim 1/U_{peak}$. Beispiele hierfür sind Reflexionen bei der Auskopplung der Signale aus der Driftzelle oder eine geringere Gasverstärkung.

10.2.1 Benötigte Statistik

Aus der Anzahl n der verwendeten Pulse kann man den Fehler der berechneten Zeitauflösung δt_{tr} bestimmen:

$$
\begin{aligned}
\Delta\delta t_{tr} &= \frac{\partial \delta t_{tr}}{\partial slope}\,\Delta(slope) \oplus \frac{\partial \delta t_{tr}}{\partial \delta slope}\,\Delta(\delta slope) \\
&= \frac{\delta t_{tr}}{\sqrt{n}}\left(2\,\frac{\delta slope}{slope} \oplus \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \qquad (10.7)
\end{aligned}
$$

Zur Herleitung dieser Formel wurde die für RMS-Fehler üblicherweise verwendete Genauigkeit $\Delta(\delta x) = \frac{\delta x}{\sqrt{2n}}$ verwendet. Mit Hilfe dieser Formel kann man abschätzen, daß schon relativ wenige gemessene Pulse ausreichen, um recht genaue Berechnungen durchzuführen. Beispielsweise wurden weniger als 200 Pulse verwendet, um die Auflösungen für den Hochspannungswert von 1700 V auszurechnen, wie sie in Abbildung 10.9(a) gezeigt sind.

10.3 Die Auflösung als Funktion von Schwelle und Hochspannung

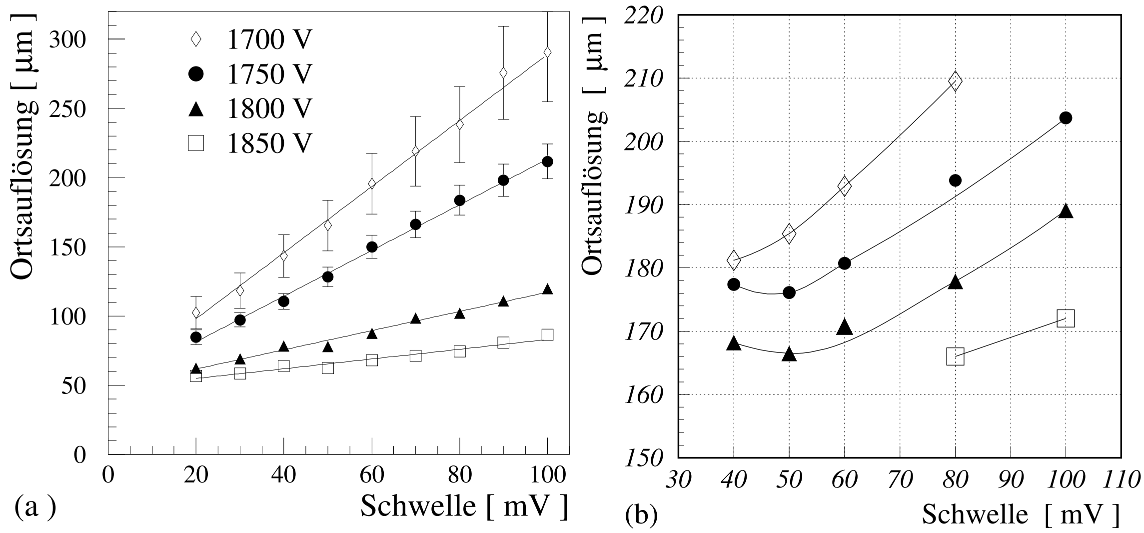


Abbildung 10.9: Auflösung der Kammern in Abhängigkeit der Triggerschwelle;
(a) aus Analogdaten durch Mittelung über die ganze Driftzelle vorhergesagt;
(b) aus TDC-Daten ermittelter bester Wert innerhalb der Driftzelle [Has 95]
Die Linien wurden jeweils der Übersichtlichkeit halber eingetragen.
Die systematischen Unsicherheiten der Vorhergesage werden im Text erläutert.

Mit Gleichung 10.6 kann man also aus einigen Hundert bis Tausend Pulsformen für jede Schwelle eine erwartete Auflösung berechnen. Ergebnisse solcher Rechnungen sind in Abbildung 10.9(a) aufgetragen. Um die Zeitauflösung in eine Ortsauflösung umzurechnen, wurde eine mittlere Driftgeschwindigkeit von 55 mm/μs verwendet. Dieselbe mittlere Driftgeschwindigkeit wurde auch zur Berechnung der Auflösungen in Teilbild (b) verwendet. Dabei handelt es sich allerdings um Messungen an einem BC3/4-Modul, das mit TDCs ausgelesen wurde und bei dem der Ort des Teilchendurchgangs mit Mikrostreifenzählern bestimmt wurde [Has 95].

Die Abhängigkeiten der Auflösungen von der Schwelle in Abbildungen 10.9(a) und (b) stimmen qualitativ miteinander überein: Für eine möglichst große Hochspannung und eine möglichst kleine Schwelle ergeben sich die besten Werte. Lediglich bei einer Schwelle von 40–50 mV werden Abweichungen gemessen, was aber erwartet wird, da unterhalb dieser Schwelle die Elektronik nicht mehr stabil arbeitet. Direkt an dieser Stabilitätsgrenze werden Rückkopplungen nicht mehr ausreichend gedämpft, so daß sich für jeden Puls Nachschwinger ergeben, die sich bis in das nächste Signal hinein erstrecken können. Die Instabilitäten machen sich bei 40 mV also wie ein extrem großes Rauschen bemerkbar, das die Auflösung der Messung (b) beeinträchtigt, nicht aber in die Berechnungen in (a) eingeht.

Ferner fällt auf, daß die Linien der einzelnen Hochspannungen im Abbildungsteil (b) in etwa äquidistant sind, nicht aber für Teil (a). Eine mögliche Erklärung besteht darin, daß die Hochspannung nicht auf den Luftdruck normiert wurden, der während der Messung herrschte. Das entspricht einer effektiven Unsicherheit in der Hochspannung von etwa ± 20 V.

Vergleicht man die Werte quantitativ, so sieht man, daß z.B. die Punkte für 1700 V und große Schwellen in den Analogdaten leicht größere Werte aufweisen als die TDC-Messungen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß für die Auflösung in (b) die geringeren Werte aus der Mitte der Driftzelle verwendet worden sind, während bei (a) über die ganze Driftzelle gemittelt wurde. Nicht letztlich geklärt ist hingegen, warum die Abhängigkeit von der Schwelle und von der Hochspannung in (a) deutlich stärker ist. Für 1850 V sind die Werte der TDC-Messungen fast doppelt so groß als die aus Analogdaten berechneten. Eine Erklärungsmöglichkeit wäre es, wenn die Faktoren c_i für höhere Hochspannungen größer sind, was anderen Pulsformen entspricht. Ein solches Verhalten liegt nahe, da Pulse mit großen Steigungen von der Bandbreite der Vorverstärkerkarten stärker verformt werden als Pulse mit kleinen Steigungen. Eine solche Verformung bewirkt einen weicheren Anstieg des Pulses, wie er höheren Werten von c_i entspricht. Damit läßt sich dieser Unterschied qualitativ begründen, eine detailliertere Untersuchung wird derzeit durchgeführt [Bud].

Eine solche genauere Berechnung ist besonders für den Vergleich der Abbildung 10.9 mit 9.7 erforderlich. Der Vergleich ist interessant, da in die Auflösung in Abbildung 10.9 alle Effekte der Einzeldrahtauflösung eingehen außer den Instabilitäten der Vorverstärker. In die Auflösung in Abbildung 9.7, die im Abschnitt über die Bandbreite der Vorverstärker auf Seite 80 zu sehen ist, gehen die Pulsformen hingegen nicht ein. Wenn die c_i auf eins gesetzt sind, beträgt der Unterschied typischerweise einige 10 μm, was im Rahmen der Fehler fast eine Übereinstimmung darstellt. Größere c_i würden hingegen bedeuten, daß die Pulsformung für die Auflösung der Kammern sehr wichtig ist, also die Besonderheiten des verwendeten Driftgases und der Feldverteilung in der Driftzelle. Darauf gehen wir im übernächsten Abschnitt (10.4) näher ein.

x-Abhängigkeit der Auflösung. Die Auflösung der BCs hängt von dem Abstand zwischen dem Signaldraht und der Teilchenspur ab. Diese x-Abhängigkeit wird in Abbildung 10.10 gezeigt.

In Abbildung 10.10(a) ist die Zeitauflösung der BCs als Funktion des kürzesten Driftweges aufgetragen. Zur Umrechnung in eine Ortsauflösung (b) wurde die ortsabhängige Driftgeschwindigkeit verwendet, die aus der SDTR berechnet wurde. Für die Werte der TDC-Messungen an der BC3/4 (c) wurde hingegen eine Konstante Driftgeschwindigkeit von 55 mm/μs verwendet. Daher müssen die Formen aus (a) und (c) miteinander verglichen werden, die miteinander qualitativ übereinstimmen. Abweichungen ergeben sich vor allem nahe der Signal- und Potentialdrähte, also an den Orten, an denen auch die Bestimmung der SDTR problematischer ist als in der Mitte der Driftzelle [Has 95].

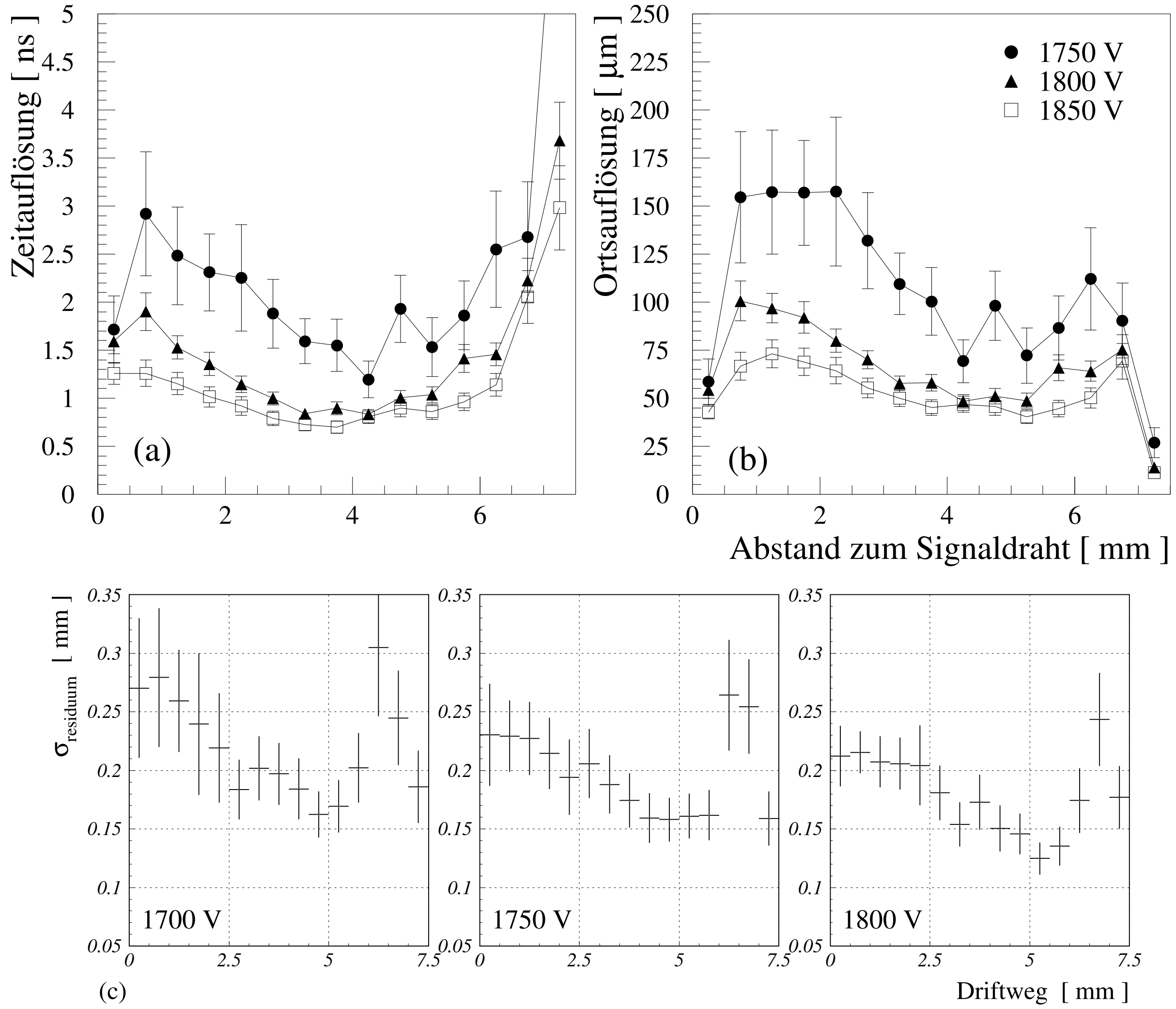


Abbildung 10.10: Auflösung in Abhängigkeit des Abstandes der Teilchenspur zum Signaldraht für eine Schwelle von 50 mV: (a) aus Analogdaten berechnete Zeitauflösung; (b) Ortsauflösung; (c) Ortsauflösung aus TDC-Messungen [Has 95].

10.4 Einflüsse der Gasmischung

Im vorangegangenen Abschnitt verwendeten wir die ortsabhängige Driftgeschwindigkeit $v_D(x)$, um die Zeitauflösung in eine Ortsauflösung umzurechnen. $v_D(x)$ kann man aus der Ort-Driftzeit-Beziehung (space drift time relation „SDTR“) bestimmen, die jeder Driftzeit den wahrscheinlichsten Ort des Teilchendurchgangs zuordnet. Für $x = \mathrm{SDTR}(t)$ berechnet sich der Fehler der Ortskoordinate zu

$$\delta x = \frac{\partial \mathrm{SDTR}(t)}{\partial t}\delta t = \frac{\partial}{\partial t}\mathrm{SDTR}\left(\mathrm{SDTR}^{-1}(x)\right)\cdot\delta t(x) = v_D(x)\cdot\delta t(x) \qquad (10.8)$$

Die Ableitung der Ort-Driftzeit-Beziehung kann in umso besserer Näherung numerisch bestimmt werden, je enger die Stellen t_i beieinander liegen, an denen $\mathrm{SDTR}(t_i)$ bekannt ist. Für die Testrun-Daten beträgt der Abstand zweier solcher Punkte $\frac{1}{2}$ ns. Für die Ableitung wurde folgende Formel verwendet:

$$v_D\left(\frac{t_{i+1}+t_i}{2}\right) = \mathrm{SDTR}\left(\frac{t_{i+1}+t_i}{2}\right) = \frac{\mathrm{SDTR}(t_{i+1}) - \mathrm{SDTR}(t_i)}{t_{i+1}-t_i}$$

Die so berechnete Driftgeschwindigkeit ist in Abbildung 10.11(b) als Funktion des Ortes aufgetragen; die für die Rechnung verwendete Funktion SDTR(t) in Teilbild (a). Die gepunkteten

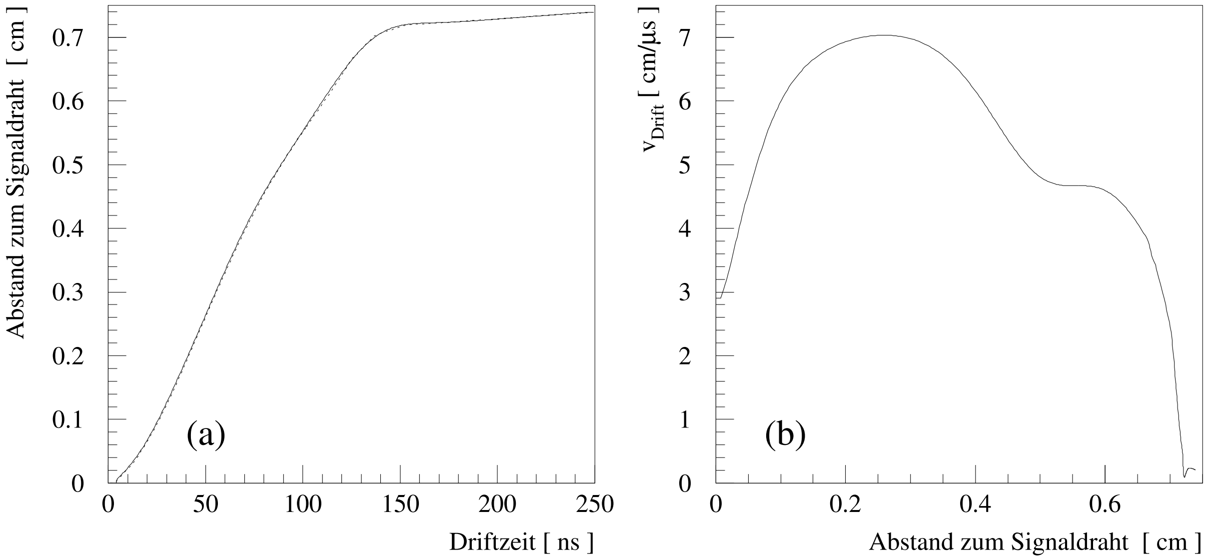


Abbildung 10.11: Gemessene Ort-Driftzeit-Beziehung SDTR [Has 95] (a); Daraus berechnete Driftgeschwindigkeit $v_D(x)$ (b)

Linien stellen die SDTR-Werte dar bzw. deren Ableitung. Die durchgezogenen Linien ergeben sich aus der Anwendung eines Smooth-Algorithmus vor dem Ableiten. Die Unterschiede sind in Teilbild (a) praktisch nicht sichtbar, spielen für die Driftgeschwindigkeit aber eine wichtige Rolle. Für die Auflösung der Kammer ergibt sich daher zusammen mit Gleichung 10.6

$$\boxed{\delta x = v_D(x) \cdot \frac{U_{tr}}{slope^2}\,\delta slope} \tag{10.9}$$

Die so bestimmten Driftgeschwindigkeiten stimmen recht gut mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen ein, die in Abbildung 10.12 gezeigt werden. Abweichungen zwischen den Simulationsrechnungen und der so bestimmten Driftgeschwindigkeit ergeben sich vor al-

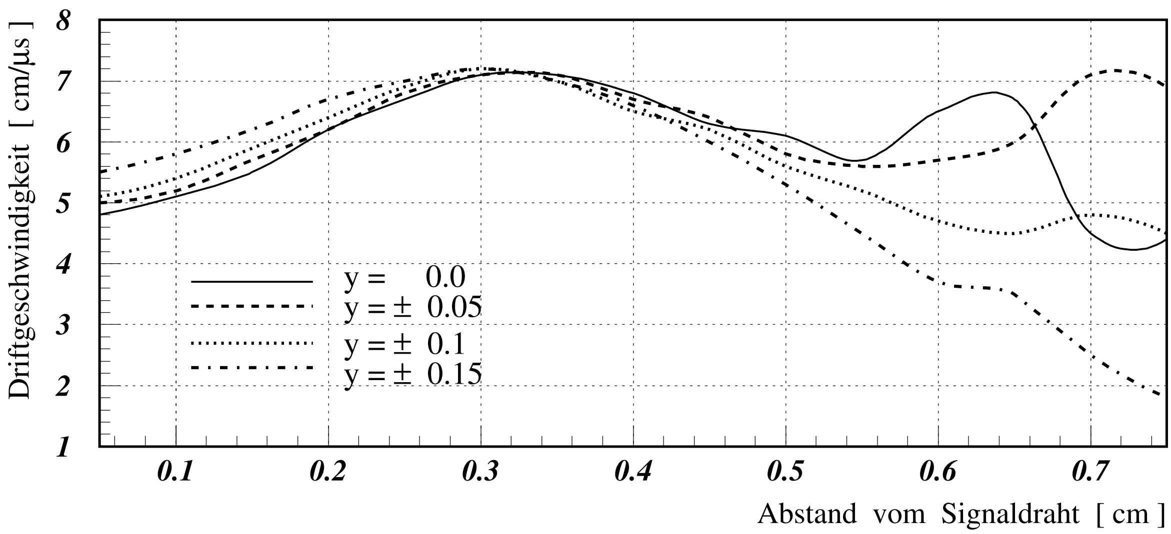


Abbildung 10.12: Simulierte Driftgeschwindigkeiten für Ionisation an einem eng lokalisierten Ort in der Driftzelle [Has 95]

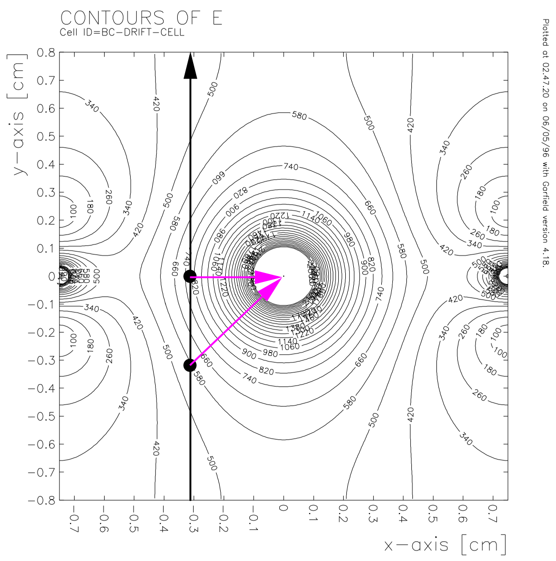


Abbildung 10.13: Äquipotentiallinien in der Driftzelle [FS 96]

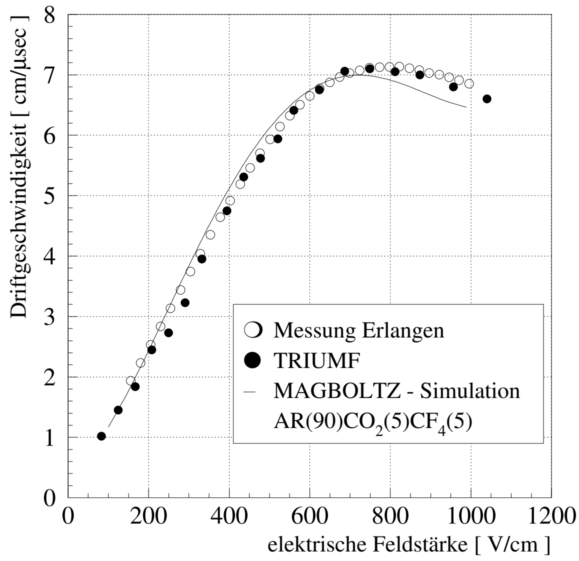


Abbildung 10.14: Gemessene Driftgeschwindigkeit als Funktion der Feldstärke [FS 96]

lem an den Enden der Driftzelle, also $x \simeq 0$ cm bzw $x \simeq 7.5$ cm. Die verschiedenen Linien in Abbildung 10.12 entsprechen einer Primärionisation in der Ebene der Drähte ($y = 0$ cm) bzw. an einem Ort, der in Richtung der Potentialfolien verschoben ist ($y \neq 0$). Je näher diese Linien beieinander liegen, desto weniger sollte die Statistik der Primärionisation zur Auflösung der Kammern beitragen. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 10.13 veranschaulicht.

In Abbildung 10.13 sind die Äquipotentiallinien in der BC-Driftzelle aufgetragen. Eine Teilchenspur wird durch den dunklen Pfeil angedeutet und der Ort zweier Cluster durch Punkte; die helleren Pfeile symbolisieren den ungefähren Driftweg der Elektronen senkrecht der Potentiallinien auf den Signaldraht zu. Vernachlässigt man statistische Prozesse wie z.B. die Diffusion, so berechnet sich die Driftzeit für die Elektronen des Clusters c gemäß

$$t_c = \mathrm{SDTR}^{-1}(x_c) = \int_{x_c}^{0} (\mathrm{SDTR}(x)^{-1})' dx = -\int_{x_c}^{0} \frac{dx}{v_D(x)} = -\int_{x_c}^{0} \frac{dx}{v_D(E_y(x))} \qquad (10.10)$$

Die Feldverteilung $E(x)$ entnimmt man Abbildung 10.13, die zugehörige Driftgeschwindigkeit Abbildung 10.14. Je weniger t_c von y abhängt, desto näher liegen die Ankunftszeiten der einzelnen Cluster beisammen und desto steiler sollte der Anstieg des entsprechenden Pulses sein. Nach Gleichung 10.9 entspricht einer größeren Steigung des Pulses eine bessere Auflösung.

Um die Auflösung der BCs weiter zu verbessern, liegt es daher nahe, die Feldverteilung und die Driftgeschwindigkeiten dahingehend zu optimieren, daß sich besonders kleine y-Abhängigkeiten ergeben. Eine Möglichkeit besteht darin, daß Cluster, die einen längeren Driftweg zurückzulegen haben, auch eine größere Driftgeschwindigkeit aufweisen. Am Beispiel der 2 Cluster, die in Abbildung 10.13 angedeutet sind, heißt das, daß die Driftgeschwindigkeit für Felder zwischen 580 und 780 V/cm größer sein sollte als für größere Felder. Ein solcher Abfall der Driftgeschwindigkeit mit zunehmender Feldstärke ist wurde für Driftgase mit höherem CF_4-Anteil vorhergesagt, wie in Abbildung 10.15(a) zu sehen ist.

Bei Erhöhung des CF_4-Anteils verschiebt sich aber nicht nur Maximum wie erwünscht zu kleineren Feldstärken hin, sondern die Driftgeschwindigkeit vergrößert sich ebenfalls beträchtlich, was nach Gleichung 10.9 mit einer Verschlechterung der Auflösung verbunden ist. Außerdem verringert ein höherer Anteil an CF_4 im Driftgas die Gasverstärkung. Beispielsweise wurde für Ar/CO_2/CF_4 (90/3/7) eine um 57% reduzierte Gasverstärkung gemessen, während die Pul-

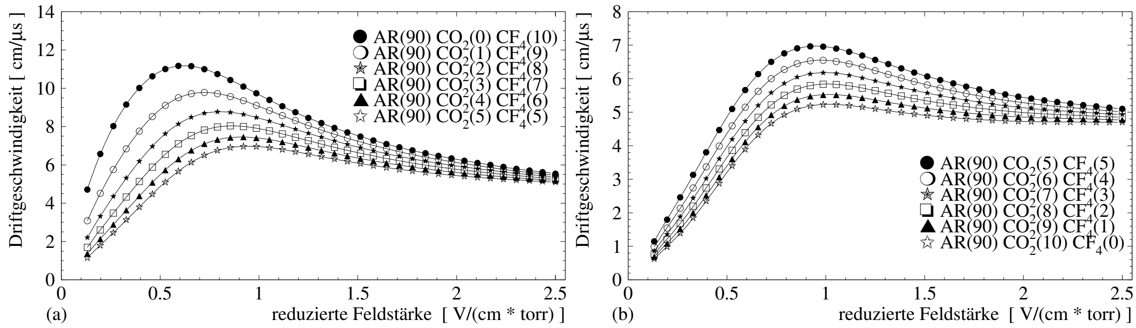


Abbildung 10.15: Simulierte Driftgeschwindigkeiten für andere Gasmischungen [FS 96]

se in (90/6/4) im Mittel 20% größer waren als in der bei HERMES verwendeten Gasmischung Ar/CO_2/CF_4 (90/5/5) [FS 96].

Wie in Abbildung 10.15(b) zu sehen ist, wirkt sich ein reduzierter CF_4-Anteil verlangsamend auf die Driftgeschwindigkeit aus. Ob dies die Auflösung ebenfalls verbessert oder auf diese Weise vor allem Pulse mit geringerer Steigung erzeugt werden, wodurch die Auflösung verschlechtert wird, kann nicht einfach abgeschätzt werden. Das exakte Zusammenspiel dieser drei Faktoren kann nur mittels detaillierter Simulationsrechnungen oder durch Messungen bestimmt werden. Ein weiterer freier Parameter besteht darin, die Feldverteilung in der Driftzelle dadurch zu verändern, daß an Potentialfolien und -drähte eine unterschiedliche Hochspannung angelegt wird.

Vor einer Veränderung der im HERMES-Experiment für die Driftkammern verwendeten Gasmischung müßte allerdings auch der Effekt auf die Alterung ('aging') der Kammern untersucht werden. Wird eine Driftkammer nämlich mit einer Gasmischung betrieben, die CF_4 enthält, so können sogar bereits vorhandene Ablagerungen von den Drähten entfernt werden [Ope 91]. Solche Ablagerungen sind aus zweierlei Gründen schädlich: eher flächige Ablagerungen vergrößern den effektiven Radius der Signaldrähte und somit den Bereich, in dem die Lawinen entstehen. Im Extremfall kann es dadurch sogar zu Ineffektivitäten kommen. Die andere Möglichkeit ist die Bildung von Spitzen, an denen die Feldstärke so hoch ist, da ß hier das Gas ionisiert wird, was zu nahezu ununterbrochener Entstehung von Signalen führt, zwischen denen die eigentlichen Signale kaum mehr sichtbar sind.

Durch den CF_4-Anteil im Driftgas wird also sowohl der Entstehung von 'heißen Drähten' vorgebeugt als auch einem möglichen schleichenden Absinken der Effektivität. In den BCs sind nach einer Betriebsdauer von 3 Jahren praktisch keine 'heißen Drähte' aufgetreten, so daß dieser wichtige Vorteil der Gasmischung sorgfältig untersucht werden sollte, bevor man für geringfügige Verbesserungen der Ortsauflösung eine andere Gasmischung in die Driftkammern füllt.

Kapitel 11

Gasdichtigkeit

Die BCs werden zusammen mit den FCs von einem gemeinsamen Gassystem versorgt, welches das Driftkammergas in einem geschlossenen Kreislauf immer wieder durch die Kammern pumpt. Dem aus den Kammern zurückströmenden Gas wird ein einstellbarer Teil frischen Gases hinzugefügt, während ein entsprechender Anteil alten Gases nicht weiter verwendet wird. Ferner wird das Gas durch kupfergefüllte Kartuschen geleitet, die Sauerstoff und Wasserdampf so effektiv abscheiden, daß sie auf die Driftkammerdaten keinen meßbaren Einfluß haben und daher im weiteren nicht betrachtet werden.

Für Stickstoff hingegen gibt es kein einfaches Abscheideverfahren, so daß er sich im Laufe der Zeit im Gaskreislauf ansammelt. Der asymptotisch angestrebte Endwert hängt dabei von der Einstellung des 'Recyclingfaktors', von den Undichtigkeiten im System und vom Luftdruck ab.

Auswirkungen auf die Zeitstabilität Die N_2-Eindringrate ist der N_2-Partialdruckdifferenz in etwa proportional. Da der Partialdruck des Stickstoffs in den Kammern gegenüber dem in der Außenluft in der Regel vernachlässigt werden kann, ist die Menge eindringenden Stickstoffs etwa proportional zum Atmosphärendruck. Bei einer mittleren Konzentration von $c_{N_2} = 1\%$ führen typische Luftdruckschwankungen ($\sim$ 990 ... 1040 mbar) somit dazu, daß die asymptotisch angestrebte N_2-Konzentration einen Bereich von etwa $\simeq 0.975\% \ldots 1.025\%$ überstreicht. Bei doppelter Konzentration ist der überstrichene Bereich doppelt so groß.

Diese Schwankungen von c_{N_2} führen zu Veränderungen der Orts-Driftzeit-Beziehung SDTR. Diese wird in der gegenwärtigen HERMES-Software aber als zeitlich unverändert angesehen, so daß zeitliche Veränderungen der SDTR zu einem systematischen Fehler in der Ortsmessung führen. Dieser Fehler bleibt jedoch gegenüber den anderen Beiträgen zur Ortsauflösung vernachlässigbar klein, solange die Stickstoffkonzentration weniger als 1% beträgt [Zeu 95]. Ein Großteil solcher SDTR-Veränderungen wird mittlerweile von zeitabhängigen t_0-Korrekturen ausgeglichen, so daß aus Stabiltätsanforderungen an die SDTR inzwischen keine solche maximale Stickstoffkonzentration mehr abgeleitet werden kann.

Auswirkungen auf die Signalgröße Ein schärferes Argument, um Stickstoffverunreinigungen im Zählgas klein zu halten, ergibt sich aus der Korrelation zwischen der mittleren Größe der Signale und der Ortsauflösung und Effizienz der Kammern, wie sie in Kapitel 10 beschrieben wurden. Da möglichst große Signale wünschenswert sind, folgt aus Abbildung 11.1, daß eine möglichst kleine Stickstoffkonzentration wünschenswert ist.

Da diese Messungen im ersten Jahr der HERMES-Datennahme noch nicht bekannt waren, wurde während der HERA-Winterpause 95/96 mit noch strengeren Maßstäben nach undichten Stellen an den Driftkammern gesucht. Dazu war eine Meßmethode erforderlich, um die Gasdichtigkeit der Kammern mit einer solch hohen Reproduzierbarkeit zu messen, daß sich

Veränderungen in der Dichtigkeit zuverlässig feststellen lassen. Veränderungen und typische Betriebsparameter des Gassystems sind im Anhang B zusammengefaßt.

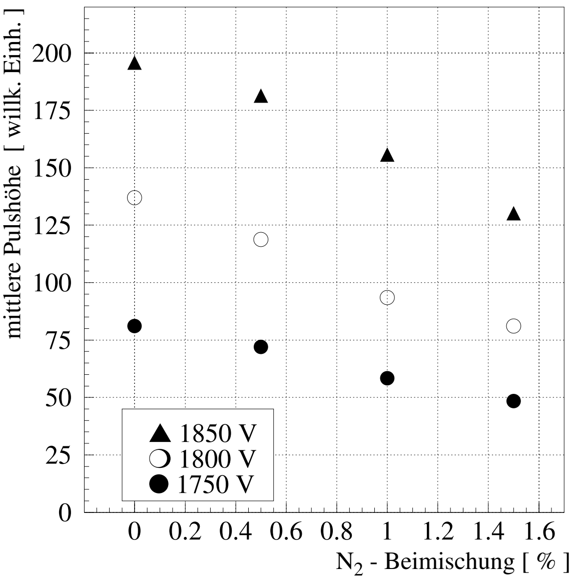


Abbildung 11.1: Verkleinerung der Signalamplituden durch Stickstoffverunreinigungen im Zählgas [FS 96]

11.1 Quantifizieren von Lecks

Um undichte Stellen an den Driftkammern zu finden, können die in der Vakuumtechnik gebräuchlichen Verfahren nur sehr eingeschränkt verwendet werden. In die Kammer diffundierendes Helium zur Lecksuche zu verwenden, wäre ineffektiv, da in den Kammern etwa Atmosphärendruck herrschen muß und das Umpumpen der Kammergase 2.5 bis 3.5 Stunden dauert. Aus diesen Gründen standen nur die folgenden Meßverfahren zur Verfügung:

Gasschnüffler. Aus der Kammer austretendes Argon kann mit hoher Empfindlichkeit nachgewiesen werden. Allerdings sind die Dichtringe innerhalb des Stapels aus Stahl- und GFK-Rahmen etwa 6 bis 8 cm vom äußeren Rand der Kammern entfernt. Auch dieser Rand ist aufgrund der Anbauteile nur eingeschränkt zugänglich, so daß die eigentlichen Lecks nicht zugänglich sind. Ausströmendes Argon breitet sich daher über einen größeren räumlichen Bereich aus und vermischt sich dabei stark mit Luft, bevor es den Meßfühler erreichen kann. Auf diese Weise sind daher fast nur Lecks meßbar, die sich an den gut zugänglichen Gasein- und -auslässen befinden.

Massenspektrometer-Akkumulationsmethode. Bei dieser Methode wird gemessen, wie sich die Gaszusammensetzung innerhalb der Kammer verändert. Dazu unterbricht man den Fluß durch die Kammern für eine definierte Zeit und mißt anschließend die Anreicherung mit N_2 und O_2. Daraus können die Kontaminationsflußraten f_{N_2} und f_{O_2} bestimmt werden.

Massenspektrometer-Flußmethode. Mißt man an gasdurchströmten Kammern und nimmt nacheinander jeweils eine Kammer aus dem Gasfluß heraus, erhält man etliche mittlere Verunreinigungen, aus deren Unterschieden auf die einzelnen Kammern zurückrechnen werden kann. So erhält man die Kontaminationsflußraten bei einem wohldefiniertem konstanten Überdruck in den Kammern. Allerdings sind die auszuwertenden Differenzen meist sehr klein, so daß der Fehler dieser Methode größer ist als bei der Akkumulationsmethode. Außerdem ist es beim Ein- bzw. Ausschalten des Gasflusses durch eine Kammer unvermeidlich, daß eine kurzzeitige Druckschwankung entsteht, die dazu führen kann, daß Außenluft eingesaugt wird. Dies geschieht durch die sogenannten 'Bubbler', die eine Art Sicherheitsventil darstellen und nicht vorsätzlich verschlossen werden sollten.

Wenn bei Arbeiten am System Luft in die Kammern gelangt ist, so ist deren Einfluß erst nach etlichen Spülzyklen vernachlässigbar. Bei beiden Massenspektrometer-Methoden muß man auf diesen Anteil Luft korrigieren. Weitere Fehler ergeben sich aus der beobachteten Abhängigkeit der Meßwerte des Massenspektrometers von Temperatur und Gasfluß. Ferner ist die Reproduzierbarkeit der Messungen nach einer Neukalibration des Gerätes nicht ideal, was ebenfalls zum systematischen Fehler dieser beiden Methoden beiträgt.

Sauerstoffnachweisgerät. Analog zum Massenspektrometer läßt sich ein Meßgerät einsetzen, das nur auf Sauerstoff sensitiv ist. Für die BCs wird ein Gerät der Firma Delta-F verwendet, das die Änderung des elektrischen Leitwertes in einer Flüssigkeit mißt, durch die das Gas strömt und in der sich der Sauerstoff teilweise löst. Diese Methode ist allerdings nur in gewissen Konzentrationsbereichen exakt. Ferner können sich in der Flüssigkeit auch Gase wie CO_2 lösen, was das Meßergebnis verfälscht. Auch hier besteht eine leichte systematische Abhängigkeit vom Gasfluß.

Überdruckmessungen. Bei diesem Verfahren wird die jeweilige Kammer zuerst auf einen Überdruck von typischerweise $1 \ldots 1.5$ mbar gebracht. Dann wird die Kammer durch Schließen der Ventile isoliert und aus dem langsamen Absinken des Überdrucks auf die Flußrate des ausströmenden Gases geschlossen. Bei einem Gas mit hohem Argonanteil ist die Diffusion aus der Kammer heraus vernachlässigbar, was vor allem an chemischen Eigenschaften des Argon liegt. Diese Methode ist also besonders sensitiv auf nicht-diffusive, potentiell reparierbare Lecks. Weitere Vorteile dieser Methode sind die gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse und die Verfügbarkeit der jeweils benötigten Meßinstrumente.

Alle diese Messungen werden nach Möglichkeit bei einem Überdruck von etwa 1 mbar betrieben. Dies ist nämlich der Arbeitsdruck, der standardmäßig eingestellt wird. Für die Gasverunreinigungen im Routinebetrieb sind alle Undichtigkeiten daher nur in dem Maße relevant, in dem sie bei Differenzdrucken von 1 mbar in Erscheinung treten.

11.2 Bestimmung der Leckraten aus Überdruckmessungen

Um aus dem zeitlichen Abfall des Differenzdrucks der isolierten Kammern auf deren Leckrate zu schließen, muß man das Gesetz für ideale Gase $pV = nkT$ anwenden. Zerlegt man den Druck p in die gemessenen Größen, nämlich den Atmosphärendruck und den Differenzdruck gemäß $p = p_{atm} + \Delta p$, so können wir für die Anzahl der Gasmoleküle in der Kammer schreiben:

$$n = \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{T} \cdot \left(p_{atm} + \Delta p \right) \cdot V_{Kammer} \tag{11.1}$$

Dabei beschreibt V_{Kammer} das gesamte abgeschlossene Volumen, beinhaltet also auch das Volumen der Verrohrung. Bei den im HERMES-Experiment installierten Driftkammern liegt diese Korrektur im Bereich einiger Prozent für die BCs bzw. für die FCs bei etwa 10%. Solche Details kann man Anhang B entnehmen.

11.2.1 Näherungen

Die simpelste Näherung ist es nun, Luftdruck, Kammervolumen und Temperatur als konstant anzusehen. Dann liegt es nahe, die Anzahl der Gasmoleküle in einen zeitabhängigen und einen zeitunabhängigen Anteil aufteilen: $n(t) = n_0 + \Delta n(t)$, wobei der zeitunabhängige Anteil n_0 diejenige Zahl an Molekülen ist, die sich bei verschwindendem Differenzdruck in der Kammer befindet: $n_0 = 1/kT \cdot p_{atm} \cdot V_{Kammer}$. Für Δn ergibt sich

$$\Delta n(t) = \frac{1}{kT} \cdot \Delta p(t) \cdot V_{Kammer} \tag{11.2}$$

Da die Gasein- und -auslässe der Kammern verschlossen sind, kann sich die Anzahl der Teilchen in der Kammer nur dadurch ändern, das Gas durch Lecks verloren geht. Die Ableitung der Teilchenzahl $\dot{n}$ bezeichnen wir daher als Leckrate. Setzt man voraus, daß die Leckrate dem Überdruck Δp proportional ist, so folgt $\Delta p \sim \dot{n} = \dot{\Delta n} \sim \dot{\Delta p}$ und somit

$$\Delta p(t) = const \cdot e^{-\lambda t} \quad (p_{atm},\ V_{Kammer},\ T = const) \tag{11.3}$$

Zusammen mit Gleichung 11.2 erhält man die Menge des ausströmenden Gases als $\dot{\Delta n} = \frac{1}{kT} \cdot \lambda \cdot \Delta p \cdot V_{Kammer}$. Da die Anzahl an Molekülen eine unhandliche Größe ist, drücken wir sie durch dasjenige Volumen aus, das diese Moleküle für den mittleren Druck und die mittlere Temperatur der Messung einnehmen. Mit der Leckrate verfahren wir ebenso, definieren sie also in Einheiten von ml/min und führen dafür der Übersichtlichkeit halber die Schreibweise $L(\Delta p)$ ein:

$$V_{Gas}(t) = n(t) \cdot k\bar{T}/\bar{p} \qquad L(\Delta p) = \frac{\partial}{\partial t} V_{Gas}(\Delta p(t)) \tag{11.4}$$

Für $\bar{p}$ und $\bar{T}$ verwenden wir die Mittelwerte der jeweiligen Messungen. In dieser Nomenklatur ergibt sich die Leckrate unter obiger Annahme volumenkonstanter Kammern:

$$L(\Delta p) = \lambda \cdot \frac{\Delta p}{\bar{p}} \cdot V_{Kammer} \quad (p_{atm},\ V_{Kammer},\ T = const) \tag{11.5}$$

Die Größe λ erhält man, indem man an den zeitlichen Abfall des Differenzdrucks eine Expontialfunktion der Form von Gl. 11.3 anpaßt. Die Kammervolumina finden sich im Anhang B.

Adäquate Näherung. Das Volumen der HERMES-Driftkammern als konstant anzunehmen, ist keine gute Näherung, da sich die Fensterfolien je nach ihrer Größe in Abhängigkeit vom Druck leicht ausbeulen. Wir führen daher eine druckabhängige Korrekturfunktion $\tilde{f}(\Delta p)$ ein, die bei verschwindendem Differenzdruck Null ist:

$$V_{Kammer}(\Delta p) = V_0 + \tilde{f}(\Delta p) \tag{11.6}$$

Dabei ist V_0 das geometrisch berechnete Volumen, das für jeden Kammertypus (FC, BC1/2, BC3/4) gleich ist, während $\tilde{f}$ für jedes Modul einzeln bestimmt werden muß. Wie man $\tilde{f}(\Delta p)$ erhält, betrachten wir detailliert im nächsten Abschnitt (11.2.3). Setzen wir diese Volumendefinition in Gleichung 11.1 ein, so erhalten wir

$$n(t) = \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{T(t)} \cdot \Big(p_{atm}(t) + \Delta p(t)\Big) \cdot \Big(V_0 + \tilde{f}(\Delta p(t))\Big) \tag{11.7}$$

Bei den Messungen fällt Δp um höchstens 1 mbar ab und auch die Luftdruckänderungen liegen typischerweise im Bereich weniger mbar. Die relative Änderung des Druckes in der Kammer liegt somit im Promillebereich. Dahingegen beträgt die relative Volumenänderung einer Kammer bei Differenzdruckschwankungen von 1 mbar zwischen 4 und 9% (vergl. Tabelle B.4). Auch typische Temperaturschwankungen liegen deutlich unter diesem Wert, so daß die Berechnung von Änderungen der Gasmenge nt von Änderungen des Kammervolumens dominiert ist. Obige Annahme konstanten Kammervolumens ist also eine schlechtere Näherung als den Druck $p = p_{atm} + \Delta p$ konstant zu setzen und nur nur die Zeitabhängigkeit des Kammervolumens zu betrachten.

Wir verwenden des weiteren eine lineare Näherung für $\tilde{f}(\Delta p)$. Dies wird weiter hinten in Abbildung 11.3 gerechtfertigt, in der zu sehen ist, daß $\tilde{f}$ im Bereich des Arbeitsdrucks von $\Delta p \sim 1$ mbar für alle Kammern nur geringfügig von einer linearen Funktion abweicht. Wenn wir die Leckrate für den Überdruck berechnen wollen, bei dem die Messung durchgeführt wurde, dann verwenden wir für die Entwicklung den mittleren Überdruck während der Messung: $\Delta p_0 = \bar{\Delta p}$. Extrapolationen zum Arbeitsdruck hin sind jedoch genauer, wenn man $\Delta p_0 = 1$ mbar verwendet.

Setzt man diese Näherungen in Gl 11.7 ein und verwendet außerdem die Abkürzung $\tilde{V}_0 = V_0 + \tilde{f}(\Delta p_0) - \tilde{f}'(\Delta p_0) \cdot \Delta p_0$, so erhält man

$$n(t) = \frac{\bar{p}}{k\bar{T}} \cdot \left(\tilde{V}_0 + \Delta p(t) \cdot \tilde{f}'(\Delta p_0) \right) \tag{11.8}$$

Bezeichnen wir den zeitabhängigen Teil dieser Teilchenzahl mit $\Delta\tilde{n}(t)$ und setzen wiederum voraus, daß die Leckrate dem Überdruck proportional ist, so ergibt sich abermals $\Delta p \sim \dot{n} = \dot{\Delta\tilde{n}} \sim \dot{\Delta p}$ und somit ein exponentieller Abfall des Differenzdruckes: $\Delta p(t) = const \cdot e^{-\lambda t}$. Mit Definition 11.4 erhalten wir daraus die Leckrate als

$$L(\Delta p) = \lambda \cdot \Delta p \cdot \tilde{f}'(\Delta p_0) \quad (p,\ T = const;\ \tilde{f} \text{ linear}) \tag{11.9}$$

Wieder erhält man λ durch Anpassen einer Expontialfunktion an den zeitlichen Abfall des Differenzdrucks. Aus demselben λ-Wert ergibt sich nun eine andere Leckrate als aus Gl. 11.5, da in die Umrechnung nicht mehr das Kammervolumen V_0, sondern die Ableitung des Kammervolumens $\tilde{f}'$ eingeht. Die Werte von $\tilde{f}'(500\,\mu\text{bar})$ und $\tilde{f}'(1\text{ mbar})$ sind für die einzelnen Kammern in Tabelle B.4 aufgelistet.

Genauere Bestimmung von λ. Luftdruckschwankungen wurden bisher vernachlässigt. Eine Möglichkeit, sie zu berücksichtigen, besteht darin, λ durch einen Fit an die Menge des Gases in der Kammer zu bestimmen. Bei dieser Berechnung von $n(t)$ nach Gl. 11.1 wird nämlich auf den Atmosphärendruck korrigiert. Daß $n(t)$ mit demselben Parameter λ exponentiell abfällt wie Δp, liegt an der Voraussetzung $\dot{n} \sim \Delta p$. Bei den Fits ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Konstante $\tilde{n}_0$ in

$$n(t) = \tilde{n}_0 + const \cdot e^{-\lambda t} \quad (p,\ T = const;\ \tilde{f} \text{ linear}) \tag{11.10}$$

durch $\tilde{V}_0$ bereits eindeutig bestimmt ist. In der Praxis wird die Anzahl an Gasmolekülen wieder durch das Volumen ausgedrückt, das sie unter den standardisierten Bedingungen aus Gl. 11.4 einnehmen. Mit solchen Rechnungen kann man unter denselben Voraussetzungen wie im vorherigen Abschnitt die Leckrate bestimmen, ist aber gleichzeitig weniger auf Wetterlagen mit konstantem Luftdruck angewiesen.

Numerische Berechnungen. Um noch weniger auf Näherungen angewiesen zu sein und um ein Minimum an Voraussetzungen zu verwenden, kann man die Leckrate ohne Fits numerisch berechnen. Die praktische Rechnung sieht so aus, daß man V_{Gas} bestimmt und dann nach der

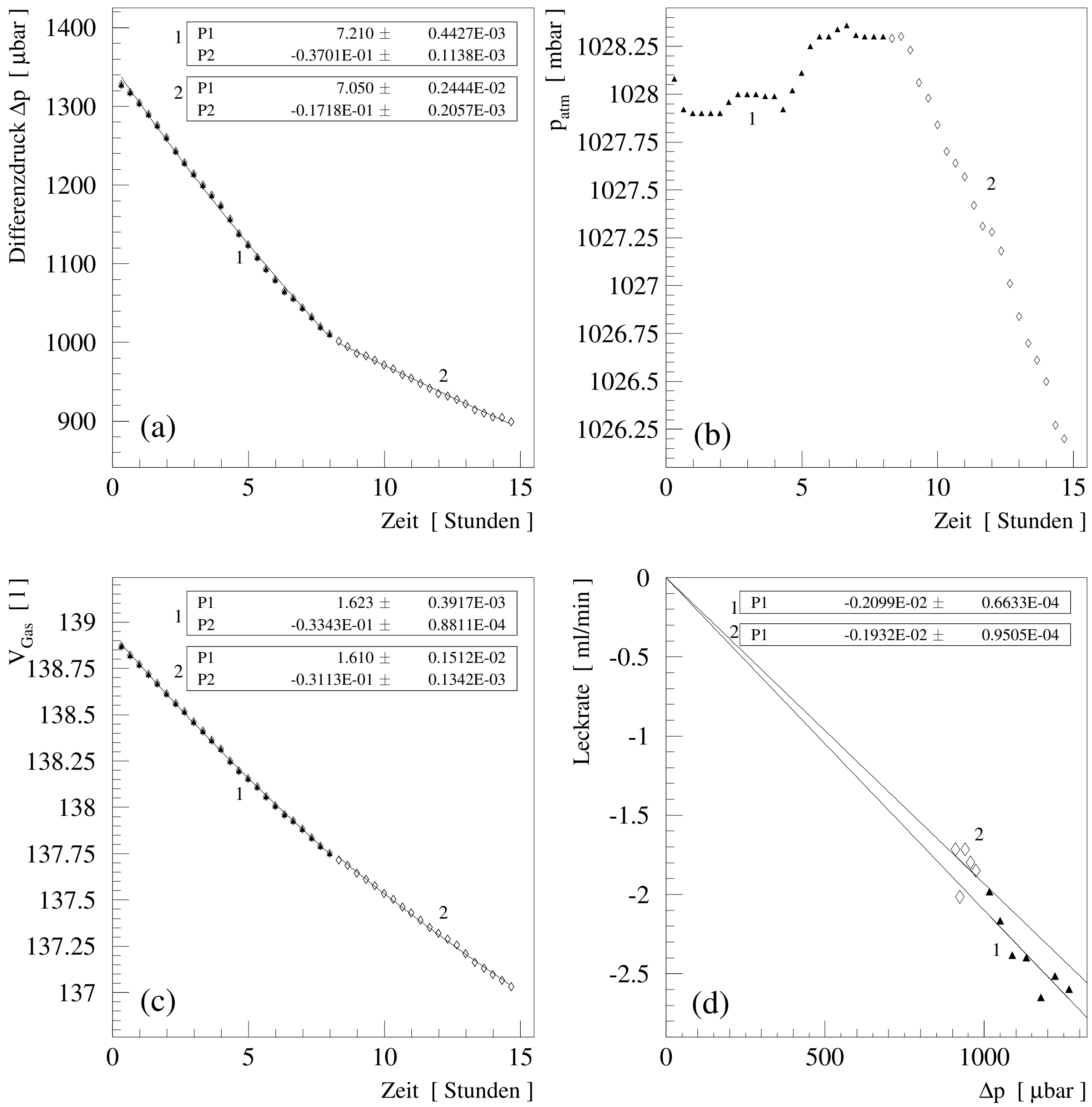


Abbildung 11.2: Methoden der Leckratenbestimmung aus Überdruckmessungen anhand des Beispiels des Moduls BC-T2:
(a) Fit einer e-Funktion an den Differenzdruck;
(b) Luftdruck, der zur Berechnung des Gasvolumens benötigt wird;
(c) Gasvolumen und Fit einer e-Funktion;
(d) Durch numerisches Ableiten des Gasvolumens nach der Zeit und Fit einer Ursprungsgerade bestimmte Leckrate;
Die Rechnungen wurden für die ersten 8 Stunden der Messung (1) bzw. die letzten 7 Stunden (2) getrennt durchgeführt, um die Abhängigkeit der einzelnen Verfahren vom Atmosphärendruck zu verdeutlichen.

Zeit differenziert. Dazu faßt man genügend viele Meßpunkte zusammen, um von Fluktuationen unabhängig zu sein, und betrachtet die Differenzen benachbarter Gruppen von Meßwerten. Dazu verwendet man die exakte Formel

$$L(\Delta p) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\bar{T}}{T(t)}\frac{1}{\bar{p}}\left(p_{atm}(t) + \Delta p(t)\right)\cdot\left(V_0 + \tilde{f}(\Delta p(t))\right)\right)\Bigg|_{\substack{t=t_0 \\ \Delta p = \Delta p(t_0)}} \tag{11.11}$$

Aus technischen Gründen wird allerdings weiterhin die Näherung gemacht, daß die mittlere Temperatur während der Messung konstant ist. Trägt man die so berechnete Leckrate gegen den Differenzdruck auf, der das Austreten des Gases verursacht, so kann man auch die bisherige Voraussetzung $\dot{n} \sim \Delta p$ bestätigen. Die Leckrate erhält man durch Anpassen einer Ursprungsgerade an diese Punkte. So wird die Leckrate für $\Delta p = 1$ mbar interpoliert bzw. extrapoliert.

11.2.2 Vergleich der drei Methoden zur Leckratenbestimmung

Diese drei Methoden zur Bestimmung der Leckraten aus Überdruckmessungen werden in Abbildung 11.2 anhand eines Beispiels verglichen. In Teil (a) dieser Abbildung sind die gemessenen Differenzdrucke aufgetragen sowie angepaßte Exponentialfunktionen. Für den ersten 8-Stunden-Zeitraum berechnet man so einen Wert, der mehr als doppelt so groß ist als der Wert für die letzten 7 Stunden der Messung.

Der Grund hierfür ist der Luftdruck, der in Teil (b) aufgetragen ist. Nachdem er anfangs konstant war, begann er nach etwa 8h kontinuierlich abzufallen. Ignoriert man diese Abhängigkeit und führt diese Berechnung so durch, daß man über den ersten und zweiten Teil der Messung mittelt, so erhält man Leckraten, die sich üblicherweise um 10 bis 20% von den tatsächlichen Leckraten unterscheiden. Für die BC1/2 und FC-Module kann man so schnelle und einfache, aber grobe Tests durchführen. Für die BC3/4 sind die Ergebnisse meist unbrauchbar, wie im nächsten Abschnitt in Abbildung 11.4 unten zu sehen ist. Dort steigt der Differenzdruck mit der Zeit sogar an.

Aus den Differenzdruck, dem Atmosphärendruck und der Funktion $\tilde{f}$ kann man das Gasvolumen berechnen, das in (c) aufgetragen ist. Die Fits einer e-Funktion an V_{Gas} liefern daher Ergebnisse, die viel weniger vom Wettergeschehen abhängen als Resultate der Fits an Δp. In diesem Beispiel unterscheiden sich die Werte für die beiden Zeiträume um weniger als 10%.

Diese Ergebnisse stimmen mit den numerisch bestimmten Werten auf besser als ein Prozent überein, wie aus dem Vergleich mit (d) hervorgeht. Die systematischen Fehler der Methode numerischen Ableitens und der von Fits an V_{Gas} sind vergleichbar groß. Die numerischen Rechnungen haben aber den Vorteil, daß man leichter ein Gefühl für systematische Effekte gewinnen kann. Allerdings sind diese beiden Methoden von der Rechnung her viel aufwendiger als Fits an Δp und erfordern die Kenntnis von $\tilde{f}$ für alle Werte, die der Differenzdruck während der jeweiligen Meßreihe annimmt.

11.2.3 Druckabhängigkeit des Kammervolumens — $\tilde{f}(\Delta p)$

Um die Abhängigkeit der Kammervolumina vom Differenzdruck zu bestimmen, mißt man Δp, während man eine wohldefinierte Menge Gas pro Zeiteinheit in die betrachtete Kammer strömen läßt, bis sie einen Überdruck von ca 1.4 mbar erreicht haben. Das zusätzliche Gas in der Kammer führt zu einer Auswölbung der Fensterfolien und damit zu einer Zunahme des Kammervolumens.

Um V_{Kammer} zu berechnen, verwenden wir wieder das Gesetz für ideale Gase: für die Werte bei Atmosphärendruck schreiben wir $V_0 \cdot p_{atm} = n_0 \cdot kT$, für die Werte bei erhöhtem Differenzdruck $(V_0 + \Delta V)\cdot(p_{atm} + \Delta p) = (n_0 + \Delta n)\cdot kT$. Die Differenz aus beiden Gleichungen beträgt

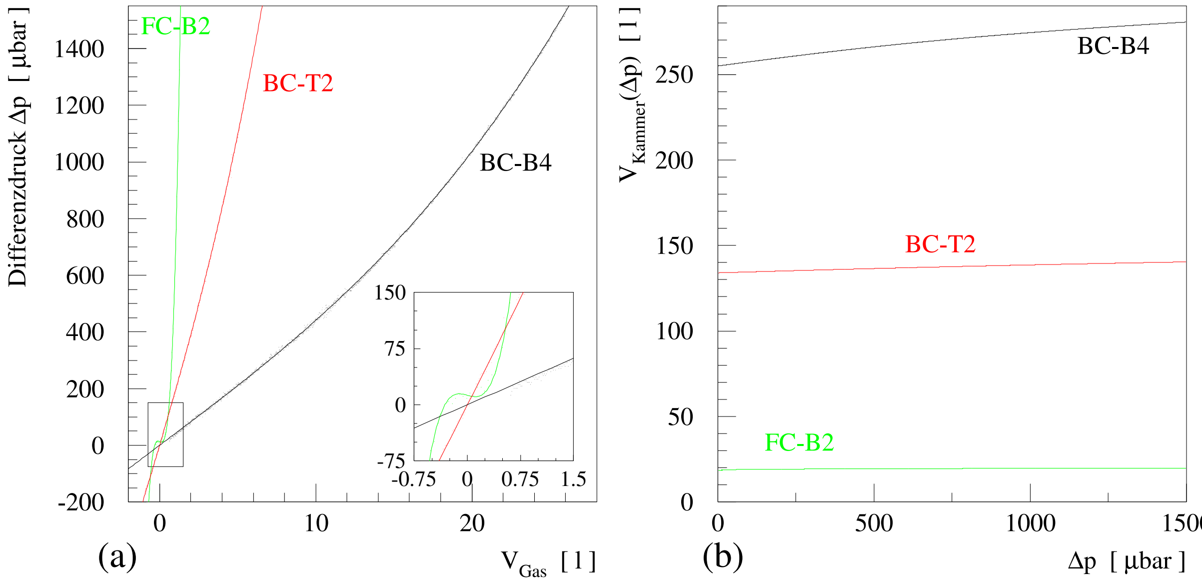


Abbildung 11.3: Zur Bestimmung der Druckabhängigkeit des Kammervolumens:
(a) Differenzdruck, gemessen während die jeweilige Kammer mit Gas gefüllt wurde;
(b) Berechnetes Gesamtvolumen der jeweiligen Kammer als Funktion des Differenzdrucks; Zur Nomenklatur vergleiche Tabelle B.2

$(V_0 + \Delta V) \cdot \Delta p + p \cdot \Delta V = \Delta n \cdot kT$, wobei wir wieder die Schreibweise $p = p_{atm} + \Delta p$ verwenden. Des weiteren drücken wir die Menge zusätzlicher Gasatome Δn in der Kammer durch das Volumen δV aus, das diese Atome beim Eintreten in die Kammer einnehmen: $\Delta n = V_{Gas} \cdot p/kT$. Auf diese Weise erhält man den Zusammenhang zwischen dem gemessenen zusätzlichen Gasvolumen ΔV_{Gas}, das in die Kammer strömt, und ihrer Volumenvergrößerung ΔV:

$$\Delta V_{Gas} = \left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right) \cdot \Delta V + \frac{\Delta p}{p} \cdot V_0 \qquad (11.12)$$

Man kann sich den Zusammenhang so veranschaulichen, daß ein Teil des in die Kammer gelassenen Gases ΔV_{Gas} den Druck im Volumen V_0 erhöht, während der andere Teil die neu entstehende Ausbeulung ΔV füllt. Um abzuschätzen, in welchem Verhältnis diese beiden Anteile bei den HERMES-Driftkammern zueinander stehen, betrachten wir Abbildung 11.3. Dort sind links Rohdaten solcher Messungen aufgetragen, wobei der besseren Übersichtlichkeit wegen einzelne Meßpunkte zu Gruppen zusammengefaßt wurden. Man entnimmt diesen Daten, daß zur Vergrößerung des Differenzdrucks um 1 mbar Gasvolumina ΔV_{Gas} von 1, 4 bzw. 19 l erforderlich sind. Diese sind groß gegenüber den Werten des rechten Summanden in Gleichung 11.12, die für $\Delta p/p = 10^{-3}$ lediglich 13.5, 129 bzw. 250 ml betragen. Es ist für die HERMES-Driftkammern also eine gute Näherung, Gas- und Kammervolumina $\Delta V \equiv \Delta V_{Gas}$ gleichzusetzen. Als weitere Näherungen verwendeten wir, daß während dieser Messungen, die stets weniger als eine halbe Stunde dauern, Temperatur und Luftdruck als konstant angenommen werden.

Die größte Korrektur bei diesen Messungen rührt von der Bestimmung des Nullpunkts her. Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Nullpunkteichung des Differenzdrucks tragen auch zum Fehler der Leckratenmessungen bei und werden gemeinsam mit anderen Fehlerquellen im Abschnitt 11.2.4 diskutiert. Eine Besonderheit der FCs ist hier zu erwähnen: deren Fensterfolien sind kaum gespannt bzw. haben Falten geschlagen. Beim Übergang von Unter- zu Überdruck können die Fensterfolien daher bewegt werden, ohne daß ihre Spannung dabei verändert würde. Dies entspricht einer Volumenänderung ohne gleichzeitige Druckänderung, wie sie an der beinahe waagrechten Wendetangente in Abbildung 11.3 links zu erkennen ist [Bra]. Dieser Effekt kann verwendet werden, um den Nullpunkt des Differenzdrucks viel genauer zu bestimmen, als dies für die BCs möglich ist. Dazu muß man lediglich ein Polynoms dritten Grades an die Daten anpassen und den Wendepunkt bestimmen.

Durch Invertieren des Polynoms erhält man die Funktion $\Delta V = \Delta V(\Delta p)$. Um zu betonen, daß dieser funktionale Zusammenhang zwischen Differenzdruck und Kammervolumen die weiteren Ergebnisse stark beeinflußt, haben wir bereits im letzten Abschnitt die Schreibweise $\tilde{f}$ eingeführt: $\tilde{f} : \Delta V = \tilde{f}(\Delta p)$. Diese Funktion geht in die Berechnung der Leckraten nach Formel 11.11 entscheidend ein. Da sie für die einzelnen Kammertypen sehr unterschiedlich ist, kann das dazu führen, daß ein völlig verschiedenes zeitliches Verhalten der Differenzdrucke zu sehr ähnlichen Leckraten führt. Ein solches Beispiel ist in Abbildung 11.4 zu sehen. Dort sind links die Differenzdrucke von vier Überdruckmessungen aufgetragen, wie sie zu unterschiedlichen Zeitpunkten an jeweils einem Modul der FCs, BC1/2 und BC3/4 durchgeführt wurden; rechts sind die daraus berechneten Leckraten zu sehen. Obwohl die Rohdaten sehr unterschiedlich aussehen und suggerieren, daß das betrachtete FC-Modul deutlich undichter ist als die betrachtete BC1/2 und diese wiederum undichter als die BC3/4, ergibt die Auswertung sehr ähnliche Leckraten.

Bei Meßreihe (2) am BC3/4-Modul steigt der Differenzdruck zeitweilig sogar leicht an. Das liegt daran, daß der Atmosphärendruck gleichzeitig um 6 mbar abfiel, so daß der Druck innerhalb der Kammer langsamer zurückging als außerhalb. Berechnet man mit den Formeln des vorigen Abschnitts die Menge an Gas, die sich in der Kammer befindet, so findet man auch für diese Meßreihe einen exponentiellen Abfall der Gasmenge in der Kammer.

11.2.4 Systematische Fehler

In Abbildung 11.5 sind die Ergebnisse der Überdruckmessungen an allen 1995/95 vorhandenen HERMES-Driftkammern zusammengefaßt. Die Fehler dieser Leckraten kommen auf verschiedene Weise zustande und unterscheiden sich um bis zu einem Faktor 3. Im einzelnen:

Extrapolation. Wenn sich Meßdaten im nachhinein als korrupt erweisen und dann keine Meßwerte beim Arbeitsdruck von 1 mbar vorliegen, muß man die Leckrate von anderen Differenzdrucken extrapolieren. Verwendet man beispielsweise bei $\Delta p = 0.5$ mbar genommene Werte, so verdoppelt sich der Fehler durch die Extrapolation. Dies ist bei den Daten der FC1 und FC4 der Fall.

Temperatureffekte. In die Berechnung der Leckrate geht das Produkt aus Kammervolumen, Druck und Temperatur ein, wie man z.B. an Formel 11.11 sieht. Dabei haben wir eventuelle Temperaturschwankungen stets vernachlässigt, da der HERA-Tunnel klimatisiert ist und die Temperatur langfristig auf 1-2 Grad konstant ist. Je nach Bauart der Kammer ist dies eine unterschiedlich gute Näherung. Dazu betrachten wir nochmals Abbildung 11.4: bei den dort vorgestellen Messungen fällt das Volumen der FC um etwa 3.5% ab. Eine Temperaturänderung von 1 Grad entspricht 0.3% und ist dem gegenüber vernachlässigbar.

Das BC3/4-Modul verliert im gleichen Zeitraum vergleichbar viel Gas, so daß sein Volumen in der gleichen Größenordnung abnimmt. Da die BC3/4 aber etwa das 15-fache Volumen einer Frontkammer hat, entspricht dies einer relativen Änderung von 0.3%. Diese Messung ist also viel empfindlicher auf Temperaturschwankungen. Die vertikale Verschmierung der Leckrate in der Abbildung 11.4 von etwa ± 0.35 ml/min kann durch Änderungen der Temperatur um ± 0.3 Grad während des gesamten 15-Stunden-Zeitraums erklärt werden.

Die BC1/2-Module haben etwa das halbe Volumen der BC3/4 und sind daher um einen Faktor 2 unempfindlicher auf Temperaturschwankungen als die BC3/4.

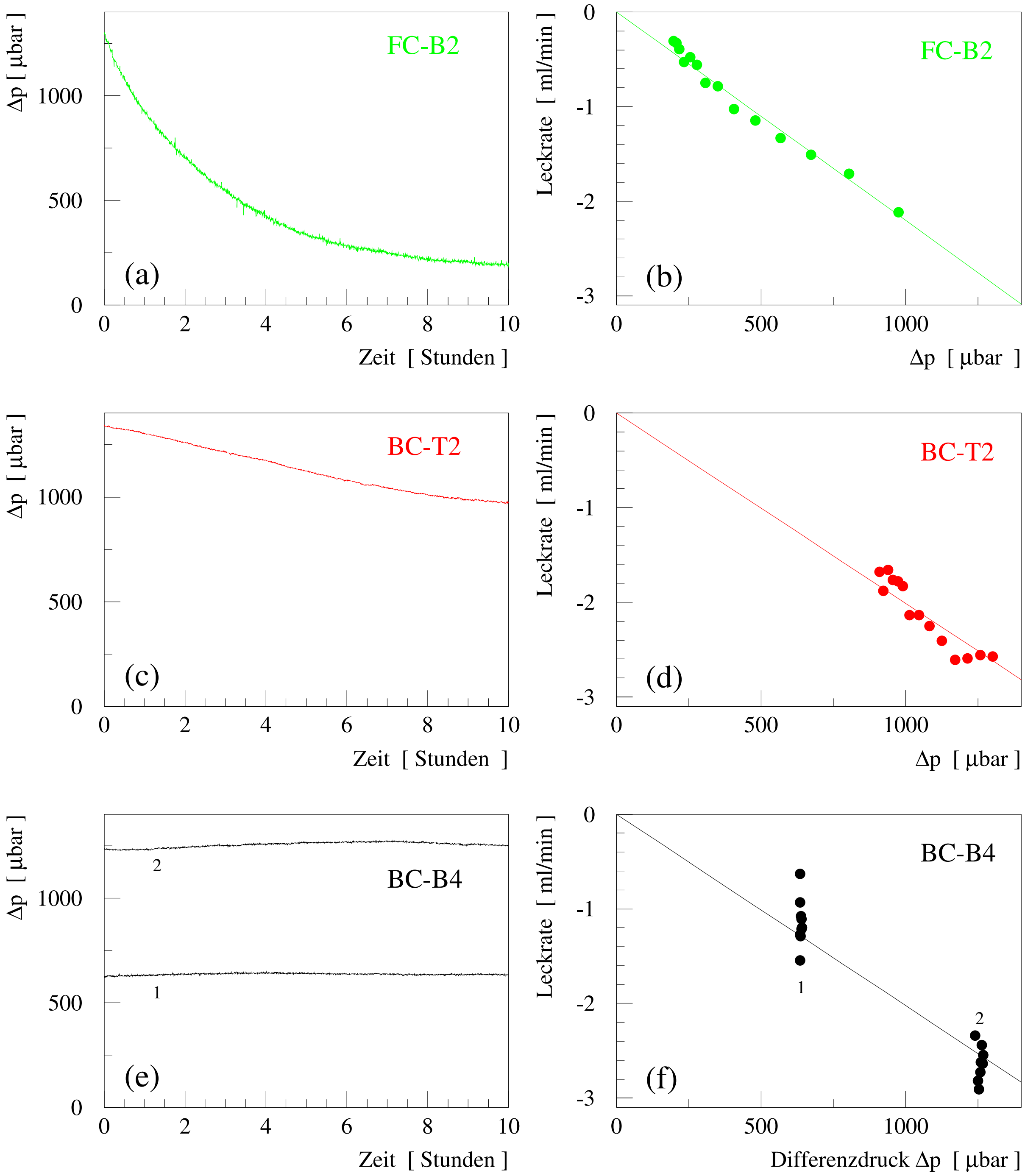


Abbildung 11.4: Differenzdrucke und Leckraten für verschieden gebaute Kammern:
linke Reihe (a,c,e): gemessener zeitlicher Abfall des jeweiligen Differenzdrucks;
rechte Reihe (b,d,f): daraus berechnete Leckraten als Funktion des Differenzdrucks;
Die Nomenklatur der Driftkammern findet sich in Anhang B.2.

Diese Sensitivität auf Änderungen der Temperatur erklärt, warum vor allem nachts vor 9 Uhr genommene Daten konsistente Ergebnisse liefern. Tagsüber gibt es nämlich etliche störende Effekte, vor allem das Öffnen des Hallentors, wodurch die Temperatur schlagartig absinkt.

Nullpunkt der Druckdose. Der Differenzdruck Δp wird auf etwa ein μbar genau gemessen. In diesem Bereich kann der hydrostatische Druck des Gasgemisches nicht mehr vernachlässigt werden. Je nach der Montagehöhe der Kammern und je nach der Einstellung des Nullpunktes der verwendeten Druckdose ergeben sich Nullpunktverschiebungen bis zu 170 μbar. Die verwendeten Werte sind in Tabelle B.4 aufgelistet.

Wie erwähnt kann der Nullpunkt der FCs aus der Nichtlinearität ihrer Volumenfunktion $\tilde{f}$ bestimmt werden. Diese Werte stimmen mit den hydrostatisch berechneten gut überein. Für die BCs stehen keine zwei unabhängige Methoden zur Verfügung, was am lineareren Verlauf von $\tilde{f}_{BC}$ liegt und zu deutlich größeren Fehlern in der Bestimmung der Nullpunktverschiebung führt. Daraus ergeben sich Fehler in der Leckrate von etwa 5 bis 7%.

Volumen V_0 der Kammern. Das Volumen der Kammern kann aus den technischen Zeichnungen berechnet werden. Aber das Volumen der Verrohrung, das bei den Überdruckmessungen ebenfalls zum abgeschlossenen Volumen zählt, ist weniger gut dokumentiert. Dies spielt für die Ergebnisse praktisch keine Rolle, da nur für feste Kammern das Volumen direkt in die Rechnung eingeht (Gleichung 11.5). Im Fall der HERMES-Driftkammern hingegen geht das Volumen V_0 nur indirekt ein bzw. kürzt sich heraus, so daß Unsicherheiten in der Kenntnis von V_0 zu Fehlern der Leckrate von unter 1% führen.

11.2.5 Ergebnisse

In Abbildung 11.5 sind die Ergebnisse der Überdruckmessungen zusammengefaßt. Außer für das Modul BC-B2 wurden sie alle an den installierten Kammern durchgeführt, und zwar jeweils nach Abschluß der Anstrengungen zur Verbesserungen der Gasdichtigkeit des Hera-Winter-shutdowns 1995/96. Die gegenüber den anderen BC1/2-Modulen deutlich größere Leckrate der unteren Module läßt sich darauf zurückführen, daß dies die Kammern mit den Fertigungsnummern #1 und #4 sind, die unter noch größerem Zeitdruck gefertigt wurden als die Kammern, die als obere Module installiert sind.

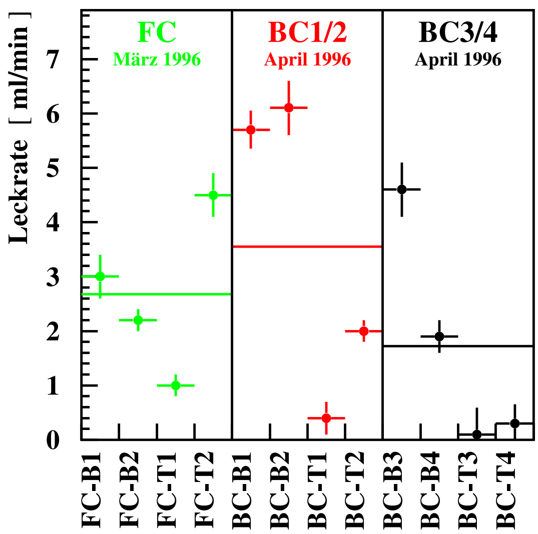


Abbildung 11.5: Leckraten, wie sie aus Überdruckmessungen für einen Differenzdruck von $\Delta p = 1$ mbar bestimmt werden. Die durchgezogenen Linien entsprechen den Mittelwerten der jeweiligen Bauart.

11.3 Klassifizierung von Lecktypen

In diesem Abschnitt werden vor allem Daten verwendet, die 1995 mit einem Massenspektrometer nach der Flußmethode genommen wurden [Mer]. Die so ermittelten Flüsse des in die jeweilige Kammer gelangenden Stickstoffs und Sauerstoffs sind für die einzelnen Kammern in Abbildung 11.6 (links) aufgetragen. Die Werte für Stickstoff sind in etwa viermal größer als die Sauerstoffwerte. Dieses Verhältnis entspricht den Anteilen von N_2 und O_2 an der Zusammensetzung der Luft.

Im Gegensatz zur Abbildung 11.5, in der die Gasflüsse aus den Kammern heraus aufgetragen sind, werden hier Flüsse in die Kammern hinein betrachtet. Für Stickstoff zum Beispiel ist schon bei einem Überdruck von 1 mbar der Gasstrom aus den Kammern heraus um etwa eine Größenordnung größer als der in die Kammern hinein. Beim Vergleich muß man allerdings beachten, daß zwischen diesen Messungen die Arbeiten der HERA-Winterpause 95/96 liegen, während derer die Gasdichtigkeit der FCs und einiger BC-Module verbessert wurde. Lediglich für die FCs liegen 1996 genommene Daten vor, und zwar die Sauerstoffwerte, die in der Abbildung mit Sternen dargestellt sind. Bezüglich der qualitativen Einteilung in mehr oder weniger gasdichte Module stimmen beide Messungen dennoch recht gut überein. Kleine Abweichungen wie beim Modul BC-T1 weisen darauf hin, daß die Verbesserungen der Gasdichtigkeit erfolgreich waren.

Aber selbst wenn die Leckraten und Kontaminationsflußraten an denselben unveränderten Modulen bestimmt worden wären, müßten beide Messungen nicht notwendigerweise dieselben Resultate liefern. Form und Größe der Lecks bestimmen nämlich die Geschwindigkeit des ausströmenden Gases und damit die Wahrscheinlichkeit für Atome der Luft, gegen den Strom ins Kammerinnere zu gelangen. Zwei Kammern mit gleicher Austrittrate können also verschiedene Verunreinigungen durch aufgenommene Luft aufweisen, je nachdem, ob es sich bei den Lecks um eine kleine undichte Stelle handelt, wie sie beispielsweise an den Verschraubungen der Gasleitungen vorkommen können, oder ob es sich um ein großflächiges schwach durchlässiges Material handelt. Ein Beispiel für letzteres sind die Eintrittsfenster aus Kapton- und Mylarfo-

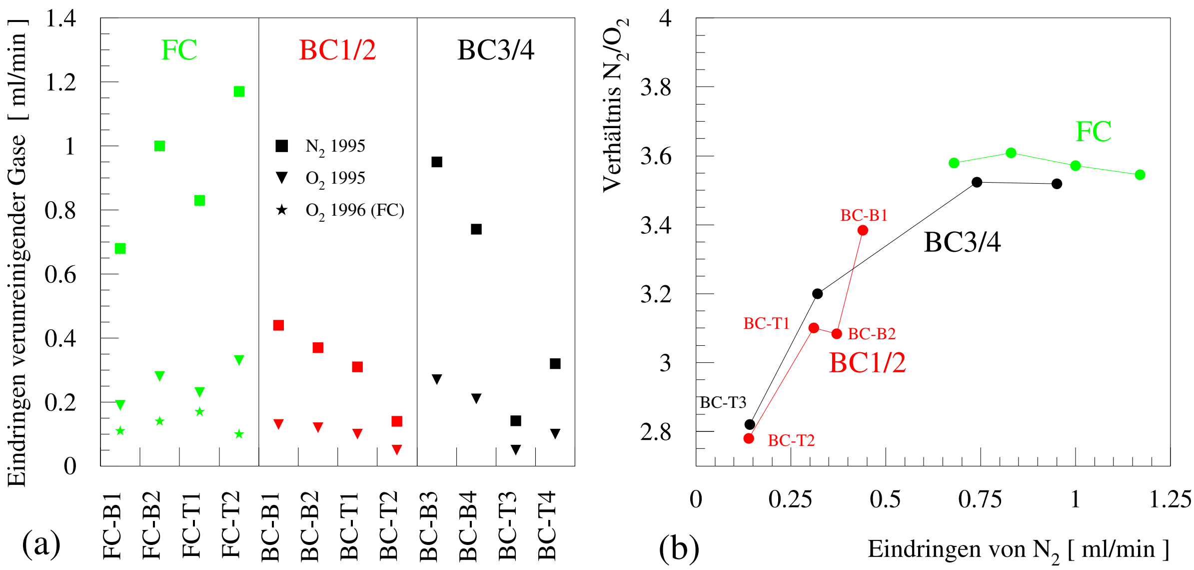


Abbildung 11.6: Flußraten eindringenden Sauerstoffs und Stickstoffs:
(a) gemessene Flußraten; (b) deren Verhältnisse
Die Messungen wurden mit einem Balzers QuadStar Massenspektrometer durchgeführt bzw. mit einem Delta-F Sauerstoff-Nachweisgerät (Sterne)

lie, durch die in geringen Mengen Gase hindurchdiffundieren können. Diese beiden Lecktypen bezeichnen wir als „makroskopisch“ bzw. „diffusiv“.

Aus diesem Grund kann aber nicht nur das Ein- und Austrittsverhalten der Gase je nach Art der vorhandenen Undichtigkeiten verschieden sein. Auch das Verhältnis eindringender Gase kann ebenfalls von den vorherrschenden Lecktypen abhängen. Das heißt, daß das Verhältnis der Kontaminationen durch Stickstoff und Sauerstoff vom 1:4-Verhältnis der Luft abweichen kann. Das liegt vor allem daran, daß sich die einzelnen Gase chemisch unterscheiden und sich bei der Diffusion durch die Folien und auch in makroskopischen Lecks anders verhalten.

Das Verhältnis der Kontaminationsraten nennen wir r_c und berechnen es als Quotient der gemessenen N_2- und O_2-Flüsse. Dieses Verhältnis r_c ist in Abbildung 11.6 (b) zu sehen. Es ist gegen den gemessenen Stickstofffluß f_{N_2} aufgetragen, da N_2 in geringerem Maß durch die Folien diffundiert als O_2 [Küc 96] und daher ein besseres Maß für die makroskopischen Lecks der Kammer ist, als O_2 dies wäre. Die Größen r_c und f_{N_2} sind offensichtlich miteinander korreliert. Das kann nur mit der These verschiedener Lecktypen bestätigt werden.

Wir definieren daher die Anteile makroskopischer und diffusiver Lecks an der gesamten Verunreinigung durch Stickstoff und Sauerstoff als $f_{N_2,O_2} = f_{N_2,O_2\,\mathrm{diff}} + f_{N_2,O_2\,\mathrm{makro}}$. Für das Kontaminationsverhältnis schreiben wir dann

$$r_c = \frac{f_{N_2\,\mathrm{diff}} + f_{N_2\,\mathrm{makro}}}{f_{O_2\,\mathrm{diff}} + f_{O_2\,\mathrm{makro}}}, \tag{11.13}$$

Wenn wir besonders gasdichte Kammern wie z.B. BC-T3 betrachten, deren Undichtigkeit in den Überdruckmessungen mit Null verträglich ist, dann ist das Kontaminationsverhältnis r_c durch die Eigenschaft der Fensterfolie dominiert, Sauerstoff und Stickstoff unterschiedlich gut hindurchdiffundieren zu lassen. Dieses Verhältnis liegt gemäß Abbildung 11.6 (rechts) bei $r_c \simeq 2.8$. Für weniger dichte Kammern hingegen ist r_c größer. Das bedeutet, daß zusätzliche Undichtigkeiten Stickstoff und Sauerstoff in anderen Verhältnissen einlassen, als es die Fensterfolien gestatten.

Die undichtesten HERMES-Driftkammern waren die FCs im Zustand des Jahres Jahr 1995. Damals wiesen die FCs typischerweise größere f_{N_2,O_2}-Werte auf als die BCs, obwohl die Fläche ihrer Fensterfolien ca. einen Faktor 15 kleiner sind als die der Folien der BC3/4. Also spielt Diffusion durch die Folien für die Leckraten der FCs keine Rolle. Trotzdem wird das N_2- zu O_2-Verhältnis der Luft von etwa vier zu eins nicht erreicht, sondern maximal ein Wert von $r_c \simeq 3.6$. Das kann bedeuten, daß auch die „makroskopischen“ Lecks noch diffusive Anteile aufweisen, kann aber auch mit einer fehlerhaften Eichung des Massenspektrometers auf dem Niveau von 20 ppm erklärt werden. Eine andere Möglichkeit wären kleine Beschädigungen oder Materialfehler in den Fensterfolien selber, so daß hohe diffusive Flußraten zustande kommen. Durch die in der Winterpause erreichten Verbesserungen an den FCs ist diese Erklärung allerdings unwahrscheinlich.

11.3.1 Interpolation zur Bestimmung von r_c für alle Kammern

Unabhängig von den Ursachen kann der Wert von $r_{c\,\mathrm{makro}} = \frac{f_{N_2\,\mathrm{makro}}}{f_{O_2\,\mathrm{makro}}} \simeq 3.6$ als das maximale Kontaminationsverhältnis betrachtet werden, das nur in den undichteren Kammern erreicht wird. Dahingegen wird der Wert von $r_{c\,\mathrm{diff}} = \frac{f_{N_2\,\mathrm{diff}}}{f_{O_2\,\mathrm{diff}}} \simeq 2.8$ nur für Kammern angenommen, deren Verunreinigungen praktisch ausschließlich durch Diffusion durch die Fensterfolien zustandekommen. Diese beiden Extremwerte können wir verwenden, um den Anteil der zusätzlichen makroskopischen Lecks der anderen Kammern zu interpolieren. Dazu verwenden wir die Definition des Kontaminationsverhältnis gemäß Formel 11.13 und lösen nach dem gesuchten

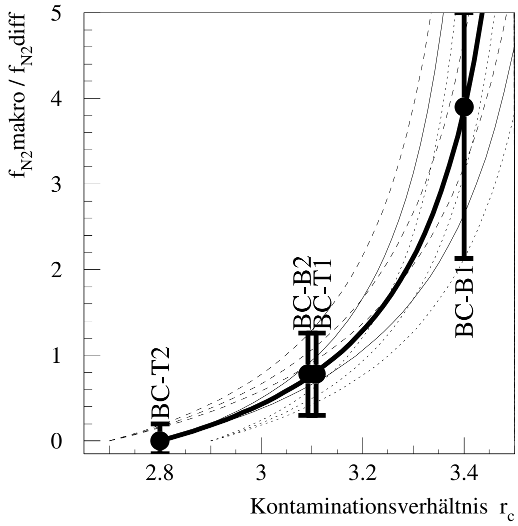


Abbildung 11.7: Verhältnis der Anteile makroskopischer und diffusiver Lecks bei der Verunreinigung durch Stickstoff gemäß Formel 11.14. Die dünnen Linien ergeben sich aus derselben Formel durch Variation der Parameter und dienen zur Abschätzung des Fehlers.

Verhältnis auf:

$$\frac{f_{N_2\,\text{makro}}}{f_{N_2\,\text{diff}}} = -\frac{1 - r_c/r_{c\,\text{diff}}}{1 - r_c/r_{c\,\text{makro}}}. \tag{11.14}$$

In Abbildung 11.7 ist das nach dieser Formel berechnete Verhältnis beider Lecktypen aufgetragen. Die verschiedenen Linien entsprechen Variationen der Werte für $r_{c\,\text{diff}}$ und $r_{c\,\text{makro}}$ um ± 0.1, woraus sich ein Fehler grob abschätzen läßt. Demgemäß sind für BC-T2 die makroskopischen Lecks vernachlässigbar, für BC-T1 und BC-B2 sind sie tendenziell kleiner als die diffusiven Lecks und nur für BC-B1 sind die makroskopischen Lecks mindestens einen Faktor 2 größer als die diffusiven.

Die den Abbildungen 11.7 und 11.6 zugrundeliegenden Messungen wurden 1995 durchgeführt, also bevor sowohl die FCs als auch einige BC3/4-Module in der Winterpause 95/96 bezüglich ihrer Gasdichtigkeit deutlich verbessert wurden. Daher kann man annehmen, daß inzwischen für die meisten Kammern diffusive Prozesse dominieren. Weitere Verbesserungen makroskopischer Undichtigkeiten sind also kaum möglich bzw. würden den Zustand des Systems nicht spürbar verbessern. Die Diffusion durch die Folien läßt sich nicht verringern — es sei denn, man brächte nachträglich vor den Austrittsfenstern eine weitere Folie an und durchspülte den Zwischenraum stets mit einem Gas, so daß sich in dem so geschaffenen Puffervolumen kein Sauerstoff oder Stickstoff anreichern kann. In ähnlicher Weise geschieht dies beim Übergangsstrahlungsdetektor und beim Čerenkov-Zähler. Dieser Aufwand aber stünde für die Driftkammern in keinem sinnvollen Verhältnis zum Nutzen.

Kapitel 12

Qualität der BC-Daten

12.1 Bewertungskriterien

Von der Warte des Gesamtexperimentes gibt es die folgenden Kriterien:

1. Zeitstabilität der Rekonstruktions-Effizienz. Schwankungen von ε_{rc} können zu fluktuierenden normierten Zählraten führen und so zum systematischen Fehler von $A_{\|}^{^3\mathrm{He}}$ und g_1^{n} beitragen (Kapitel 4).

2. Impulsauflösung. Die Ortsauflösung der einzelnen Driftkammerebenen bestimmt die Genauigkeit, mit der die Spuren gemessen werden können und somit die Impulsauflösung des HERMES-Experiments.

3. Aussetzer („Trips"). Wenn die Leckströme der Kammer einen bestimmten Wert[1] überschreiten, schaltet die Hochspannungsversorgung aus Sicherheitsgründen ab. Zumeist schalten so viele Ebenen ab, daß keine Spuren mehr rekonstruiert werden können. Innerhalb weniger Minuten wird die Hochspannung automatisch wieder eingeschaltet, so daß keine zu großen Lücken in den Daten entstehen.

4. Rekonstruktions-Geschwindigkeit. Wenn durch Signalübersprechen zusätzliche Signale entstehen, steigt die Anzahl der Möglichkeiten, die einzelnen Punkte zu Spuren zu verbinden. Dadurch kann die Rechenzeit für die Spurrekonstruktion empfindlich vergrößert werden.

Diskussion

zu 1. Betrachtet man die Effizienzen einzelner Driftkammerebenen, so zeigen sich deutlich sichtbare Zeitabhängigkeiten. Durch die hohe Redundanz der Messung lassen sich die Spuren von Elektronen jedoch mit einer Effizienz nahe 100% rekonstruieren, wobei Zeitabhängigkeiten vernachlässigbar klein sind.

Für Hadronen hingegen liegen die Fluktuationen bei fast 0.5%. Dies war eine Motivation für die Verbesserungen der Zeitstabilität, wie sie in Kapitel 5 beschrieben sind.

zu 2. In Abbildung 12.1 ist der Anteil aufgetragen, mit dem die BCs zur Impulsauflösung des HERMES-Spektrometers beitragen. Für die erreichten Ortsauflösungen um 300 μm ist der Beitrag der BCs klein gegen dem Anteil der Vielfachstreuung.

[1] 1995: sofortige Abschaltung oberhalb $I_{\max} = 5\,\mu$A.

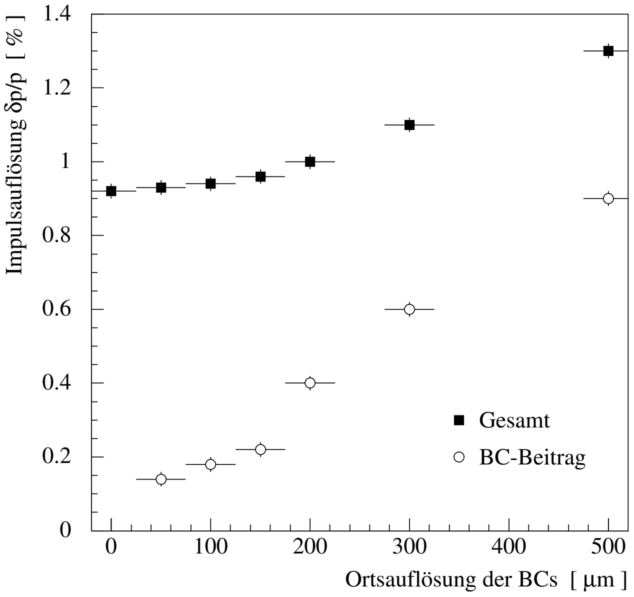


Abbildung 12.1: Impulsauflösung des HERMES-Spektrometers in Abhängigkeit der Auflösung der BCs [Bor 95]

Bei der Angabe von Auflösungen muß berücksichtigt werden, daß sie von Ort und Winkel des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle abhängt. In Teststrahlmessungen wurden zumeist nur Spuren erzeugt, die einem Winkel von $\psi = 0$ gegen die Ebenen der Driftkammer aufwiesen. Im HERMES-Experiment treten aber deutliche Abhängigkeiten von ψ auf, wie in Abbildung 12.2 zu sehen ist.
Die beste Auflösung innerhalb einer Driftzelle beträgt etwa 225 μm. Realistischer ist es, Mittelwerte anzugeben. Sie liegen bei 300 μm für BC1/2 und 330 μm für BC3/4 [Ber 98]. Ein weiterer Unterschied ist, ob wie in Teststrahlmessungen eine äußere Spurreferenz verwendet wird oder ob die Driftkammern die Spuren messen. Im letzteren Fall spricht man von einem Residuum, sonst von Auflösung. Der Umrechnungsfaktor zwischen beiden Größen hängt nur von der HERMES-Geometrie ab und beträgt für die BCs etwa 10% [Mei 95].

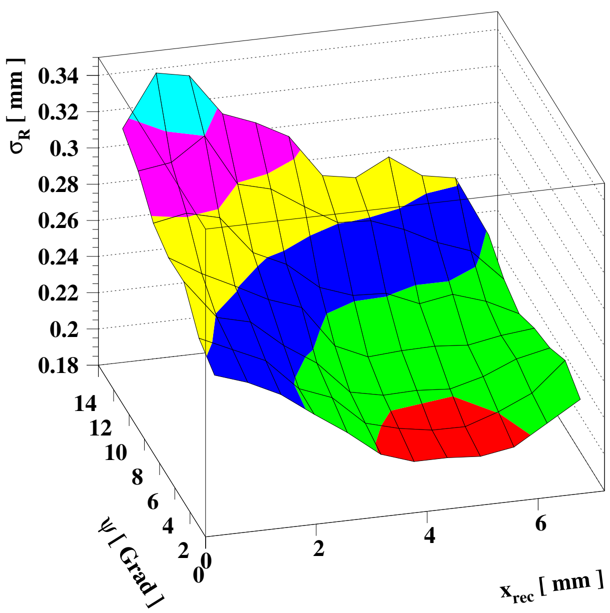


Abbildung 12.2: Residuum der Kammern als Funktion des Abstands x zwischen Teilchenspur und Signaldraht sowie des Winkels ψ zwischen Teilchenspur und Driftzelle [Gär 96]

zu 3. Durch 'Trips' gingen von den Daten des Jahres 1995 fast 12% verloren[Fer 97]. Seit 1996 wird daher ein großzügigerer Wert für die Sicherheitsabschaltung verwendet.

zu 4. Bei einer Hochspannung von 1770 V konnte die Dauer der Spurrekonstruktion um etwa einen Faktor zwei beschleunigt werden, indem die Schwellen der BCs um 10 bis 15 mV erhöht wurden. Dabei verringert sich nämlich die Anzahl der Treffer, die durch Signalübersprechen vorgetäuscht werden.

12.2 Begrenzender Faktor für die Ortsauflösung.

Weder durch Diffusion noch durch Rauschen der Elektronik läßt sich die Einzeldrahtauflösung der Kammern befriedigend erklären [Has 95]. Als dominante Effekte kommen in Frage: (Querverweise zu den *kursiv* gedruckten Stichworten finden sich in Tabelle 12.1)

Schwelle und Bandbreite. Die Ladungsmenge, die ein Teilchen in der Driftzelle deponiert, ist nicht konstant, sondern folgt einer *Ladungsverteilung* aus der sich eine *Amplitudenverteilung* ergibt. Bei konstanter Schwelle entspricht jeder Amplitude ein anderer gemessener Zeitwert ('walk'). Somit folgt aus einer Streuung der Amplituden eine Unsicherheit in der Zeitmessung, die einem Beitrag zur Ortsauflösung entspricht. Er ist umso größer, je höher die Schwelle ist bzw. je langsamer die Anstiegszeiten sind. Die minimale Anstiegszeit wird von der *Bandbreite der Elektronik* bestimmt. Eine Berechnung dieses Effektes findet sich im Abschnitt 9.2 „Auswirkungen der Bandbreite auf die Auflösung der Kammern“.

Nach dieser Erklärung, die bisher als die alleinige Möglichkeit aufgefaßt wurde [Neu 97], [Ber 98], ergibt sich die wesentliche Beschränkung der Auflösung der Kammern aus der <u>Bandbreite der Vorverstärker</u> und der Höhe der <u>Schwelle</u>, deren minimaler Wert wiederum von den <u>Hochfrequenzeigenschaften der Dritkammer</u> und dem <u>Signalübersprechen</u> bestimmt wird.

Schwelle, Driftgas und Feldverteilung. Zu den typischen Anstiegszeiten tragen neben der verwendeten Vorverstärkerelektronik auch Driftgas und Feldverteilung bei. Ob diese Einflüsse dominieren oder nur einen der Elektronik vergleichbare Auswirkungen haben, wird derzeit untersucht [Bud].

Nach dieser Argumentation bilden sich Ladungscluster längs der Flugbahn der nachgewiesenen Teilchen. Die Orte der Cluster sind statistisch verteilt. Aus den *Eigenschaften des Driftgases* und der *Potentialverteilung* in der Driftzelle kann man berechnen, nach welcher Zeit die Elektronen der einzelnen Cluster am Signaldraht ankommen. Die zum Signal beitragenden Ladungen kommen nacheinander an und bilden eine Stufenfunktion, die durch Diffusion, den Prozeß der Signalentstehung und durch die Bandbreite der Elektronik geglättet wird. Der zeitliche Abstand der Ankunft der einzelnen Cluster bestimmt die Steigung des Signals. Auf diese Weise kann eine Verschmierung der Steigungen berechnet werden, die bei gegebener Schwelle einer bestimmten Unschärfe der Ortsmessung entspricht (Kapitel 10).

Nach dieser Erklärung wird die Auflösung der Kammern nicht allein von den Eigenschaften der Vorverstärker-Elektronik und den Hochfrequenz-Eigenschaften der Kammer bestimmt, sondern zusätzlich von den <u>Parametern des Driftgas</u> und der <u>Feldverteilung</u>, also z.B. der Hochspannungsdifferenz zwischen Potentialdrähten und -folien.

Ladungsverteilung	Kapitel 7 (Funktionsweise von Driftkammern)	Abbildung 7.3 Seite 56
Amplitudenverteilung (zitiert aus [Rus 95])	Abschnitt 9.3 (Signalübersprechen)	Abbildung 9.8 Seite 81
Amplitudenverteilung (eigene Berechnungen)	Abschnitt 10 (Pulsformen)	Abbildung 10.2 Seite 86
Bandbreite der Vorverstärker	Abschnitt 9.1.3 (Verstärkung)	Abbildung 9.4) Seite 77
Driftgas und Potentialverteilungen	Abschnitte 7.2.2 (Driftgeschwindigkeit) und 10.4 (Einflüsse der Gasmischung)	Seite 58 – 60 und 95 – 97

Tabelle 12.1: Querverweise zum Thema Ortsauflösung

Beide Erklärungen haben gemeinsam, daß die Ortsauflösung um so besser ist, je größer das Verhältnis Signalamplitude zu Schwelle ist und je steiler die Signale ansteigen. Daraus ergibt sich für die Betriebsparameter der BCs die folgende Faustregel: eine möglichst kleine Schwelle und eine möglichst große Hochspannung sind einzustellen und die Gasmischung sollte möglichst keinen Stickstoff enthalten. Eine Einschränkung ist durch das Signalübersprechen gegeben, so daß dem Verhältnis Amplitude zu Schwelle Grenzen gesetzt sind. In der Praxis bewährten sich Hochspannungswerte von 1770 V unter Normalbedingungen bei Schwellen um 60 mV.

Weitere Verbesserungsmöglichkeiten liegen in der Verwendung von Vorverstärkerkarten mit einer höheren Bandbreite. Ob sich solche Karte allerdings an den BCs stabil betreiben lassen, wird nicht zuletzt von den Resonanzfrequenzen der Driftkammern bestimmt. Eine Abschätzung findet sich in Anhang A. Eine weitere Optimierung des Driftgases und Feldverteilung, wie es sich durch verschiedene Hochspannungen für Potentialdrähte und -folien erreichen läßt, kann ebenfalls zu einer weiteren Verbesserung der Ortsauflösung beitragen.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in den vielfältigen Stadien des HERMES-Experiments mitgearbeitet, vom Prototypentest der hinteren Driftkammern bis hin zur Veröffentlichung physikalischer Ergebnisse.

Die hinteren Driftkammern

Dazu gehörte die Mitarbeit an der Entwicklung der Vorverstärkerelektronik, der Entwurf aller Konstruktionen zur Erdung und Abschirmung, die Mitarbeit beim Bau von fünf Modulen, die Integration der Driftkammern in das HERMES-Spektrometer und ihre Inbetriebnahme. Seitdem sind die hinteren Driftkammern eine wichtige und besonders zuverlässige Komponente des gesamten Detektors.

Um die Genauigkeit der Messungen zu optimieren, wurden Kalibrationsdatensätze aus den Daten bestimmt und Untersuchungen mittels analoger Auslese eines Drahtes durchgeführt. Durch derartige Messungen wurde sowohl das Verständnis davon verbessert, wodurch die Auflösung der Kammern dominiert wird, als auch Abhängigkeiten vom Luftdruck nachgewiesen, was zur Entwicklung der aktiven Hochspannungsregulierung der hinteren Driftkammern führte. Ferner wurden weitere Untersuchungen der Gasmischung angeregt, aus denen die Notwendigkeit folgte, die Gasdichtigkeit der Kammern weiter zu verbessern.

Auf diese Weise wurde sowohl die Präzision der Messungen gesteigert als auch zur Minimierung von Zeitabhängigkeiten in den Driftkammerdaten beigetragen.

Der Fluktuations-Fehler und die Asymmetriemessungen

Im Rahmen der „Europäischen g_1^{n}-Analysegruppe“ wurde eine Detektorstudie durchgeführt, in deren Verlauf Fluktuationen in den Daten gefunden wurden. Dieser Fehler wird als quadratische Subtraktion des statistischen Fehlers vom *RMS*-Fehler definiert.

Innerhalb des ganzen Jahres beträgt der relative Fehler, der durch Fluktuationen in den normierten Zählraten auftritt, $\sigma_{fluct}^{(95)} = 2.5\%$, innerhalb der einzelnen Meßperioden nur durchschnittlich $\overline{\sigma_{fluct}^{fill}} = 0.4 \pm 0.4\%$. Das ist ein wichtiges Argument dafür, in der Datenanalyse die Asymmetrien für jede Meßperiode einzeln zu berechnen und das Endergebnis als fehlergewichteten Mittelwert zu bestimmen.

Für diese Methode der Asymmetrieberechnung berechnet sich der Fehler durch Fortpflanzen der Fehler der Einzelmessungen und man erhält für die Fluktuationsfehler der normierten Zählraten in der oberen und unteren Detektorhälfte

$$\sigma_{fluct}(Y, top) = 0.8\% \qquad \text{und} \qquad \sigma_{fluct}(Y, bot) = 1.1\%\,.$$

Für die kleine Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie von $A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}} = 0.0075$ ergibt sich ein Fehler, der prozentual gesehen viel größer ist:

$$\sigma_{fluct}(A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}, top) = 0.0012 \qquad \text{und} \qquad \sigma_{fluct}(A_{\parallel}^{^3\mathrm{He}}, bot) = 0.0015\,.$$

Dabei wurde durch Berechnung von Kovarianzen berücksichtigt, daß sich Fluktuationen gegenseitig kompensieren können. Die x_{Bj}-Abhängigkeit dieses Fehlers entspricht im wesentlichen der des statistischen Fehlers. Setzt man die Fehler in Relation zu den statistischen Fehlern, so erhält man $\sigma_{fluct}/\sigma_{stat} = 0.40$ für die obere Detektorhälfte bzw. 0.50 für die untere.

Dieses Ergebnis stimmt mit den Werten überein, die sich aus einer rein statistische Analyse der $A_{\|}^{^3\text{He}}$-Daten ohne Berücksichtigung von Detektoreigenheiten ergeben [Neu 97].

Für das Integral der Strukturfunktion ${g_1}^{\text{n}}$ des Neutrons („Ellis-Jaffe-Summe") erhält man schließlich

$$\Gamma_1^n = -0.037 \pm 0.011(stat.) \pm 0.006(fluct.) \pm 0.005(syst.) \pm 0.006(extrapol.)\,.$$

Der Fluktuationsfehler nimmt mit der Anzahl der Messungen ab wie der statistische Fehler, hat also trotz seiner systematischen Ursachen statistische Eigenschaften. Subsumiert man den Fluktuationsfehler unter den statistischen Fehlern, so erhält man durch quadratische Addition $stat(\Gamma_1^n) = 0.013$; betrachtet man ihn als rein systematischen Fehler, so ergibt sich $\text{syst}(\Gamma_1^n) = 0.008$.

Für die Analyse der ^{3}He-Messungen war der Fehler durch Fluktuationen ein wichtiger Beitrag, der sorgfältig studiert werden mußte, der die Genauigkeit der physikalischen Ergebnisse aber nur geringfügig beeinträchtigt. Insbesondere der Beitrag der hinteren Driftkammern ist vernachlässigbar klein. Die Wichtigkeit des Fluktuationsfehlers beschränkt sich auf dieses erste Jahr der Datennahme, wie die bisherigen Analysen der später genommenen Daten zeigen.

Anhang

Anhang A

Erdung und Elektronik

A.1 Hochfrequenzeigenschaften der BCs

Abschätzung der Kapazitäten und Induktivitäten der Driftzelle.

Beschreibt man die Driftzelle näherungsweise mit einem Zylinder und setzt die Dielektrizität und setzt die Permeabilität des Driftgases gleich der Werte des Vakuums, so gilt für die Kapazität C und die Induktivität L pro Meter Driftzellenlänge (z.B.[Leo 87]):

$$C = \frac{55.6}{\ln(r_a/r_i)} \quad \left[\frac{pF}{m}\right] \tag{A.1}$$

$$L = 0.2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \quad \left[\frac{\mu H}{m}\right] . \tag{A.2}$$

Eine bessere Näherung verwendet [Cha 70]:

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0}{\ln\sinh\frac{\pi l}{s} - \ln\sinh\frac{\pi d}{2s}} . \tag{A.3}$$

Dabei bezeichnet s den Drahtabstand, d den Drahtdurchmesser und l den Abstand zwischen Drähten und Folien.

Eine Grenze für die Induktivität kann man finden, indem man fordert, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = 1/\sqrt{LC}$ in der Driftzelle kleiner oder gleich der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_v ist:

$$L \geq \frac{1}{c_v^2 C} . \tag{A.4}$$

Für die BC-Driftkammern ergeben sich mit $s = 7.5$ mm, $d = 25.4\,\mu$m und $l = 8$ mm die Näherungen $r_i = 0.0127$ mm und $r_a = 10 \pm 2$ mm und so die folgenden Werte:

nach Gln. A.1 und A.2		nach Gln. A.3 und A.4	
$C = 8.3\ pF/m$	(A.5)	$C = 14.1\ pF/m$	(A.7)
$L = 1.3\,\mu H/m$	(A.6)	$L \geq 0.8\,\mu H/m$	(A.8)

Zur Umrechnung in absolute Werte benötigt man die Drahtlängen:
BC1/2 (x) 530 mm, (u,v) 612 mm, BC3/4 (x) 720 mm und (u,v) 830 mm.

Wellenwiderstand. Der Wellenwiderstand berechnet sich nach

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = 60.0 \cdot ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \quad [\Omega] \tag{A.9}$$

Aus Gleichungen A.5 und A.6 berechnet man einen Wellenwiderstand von $Z = (\,380 \pm 20\,)\,\Omega$, aus Gleichungen A.6 und A.8 einen Wellenwiderstand von $Z_0 \geq 480\ \Omega$.

Kapazitäten in der Kammer. Ein Signaldraht hat in erster Näherung Kapazitäten gegenüber den benachbarten Potentialdrähten und den Potentialfolien. Die Summe dieser Kapazitäten ist die der Driftzelle (siehe oben). Das Verhältnis der Kapazitäten zu den Drähten bzw. den Folien kann man aus Testpulsmessungen von [Rus 95] zu 1:10 abschätzen.

Ohmscher Widerstand der Signaldrähte. Aus den Abmessungen und den spezifischen Eigenschaften von Gold und Wolfram kann man für die Signaldrähte einen ohmschen Widerstand von $R \simeq 60 \pm 10\ \Omega$ abschätzen. Dazu wurde ein Drahtdurchmesser von 25.4 μm verwendet sowie eine Dicke der Nickelschicht mit $0.2 \ldots 1$ μm und eine Vergoldung von $1.2 \ldots 1.9$ μm Stärke.

Antenneneigenschaften. Die kleinsten Frequenzen, die auf den Drähte stehende Wellen erzeugen können, berechnet man für ein offenes und ein geschlossenes Ende über $l = \lambda/4$. Da der Wellenwiderstand der Leitungen auf den 'Fanout'-Platinen unbekannt ist, verwenden wir $\lambda/4 = l_{\text{Draht}} + l_{\text{fanout}}/2 \ \pm \ l_{\text{fanout}}/2$, um die Frequenz einer stehenden Welle auszurechnen. So erhält man $\nu_{\text{Draht BC1/2–x}} = 120 \pm 20$ MHz und $\nu_{\text{Draht BC3/4–u,v}} = 80 \pm 10$ MHz. Bei Verwendung von Abschlußwiderständen wären diese Frequenzen doppelt so groß.

Abschätzung möglicher Resonanzfrequenzen. Die Resonanzfrequenz eines Schwingkreises ist gegeben durch

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \tag{A.10}$$

Die vier wichtigsten Schwingkreise sind in Abbildung A.1 mit 1 bis 4 bezeichnet. Sie werden von den Induktivitäten des Signaldrahtes L_S, der Zuleitung auf dem Fanout L_{Fanout} und der Erdungsverbindung zwischen Stahlrahmen und Elektronikkasten $L_{\text{VV-Erd}}$ zusammen mit denjenigen Kapazitäten gebildet, die der Signaldraht gegenüber dem Stahlrahmen hat. Hier gibt es vier Komponenten:

1. Die Kapazität zwischen dem Signaldraht und einer Potentialfolie $C_{\text{S-F}}$ zusammen mit der Kapazität der Potentialfolien gegenüber der Fensterfolie $C_{\text{F-F}}$, die mit dem Stahlrahmen leitend verbunden ist.

2. Wie 1., nur daß die Folien auch durch ihre Hochspannungszuleitung über $L_{\text{F-Leit.}}$ und $L_{\text{F-Erd.}}$ geerdet sind.

3. Die Kapazität zwischen dem Signaldraht und zwei Potentialdrähten $C_{\text{S-P}}$, die wiederum zwei parallelgeschaltete Induktivitäten L_{P} gegenüber der Zuleitung haben, die über die Induktivitäten $L_{\text{P-Leit.}}$ und $L_{\text{P-Erd}}$ mit dem Stahlrahmen verbunden ist.

4. Wie 3., nur daß die Potentialdrähte auch durch ihre Kapazität $L_{\text{P-F.}}$ den Potentialfolien gegenüber und somit vor allem über deren Kapazität den Fensterfolien gegenüber $L_{\text{F-F}}$ geerdet sind.

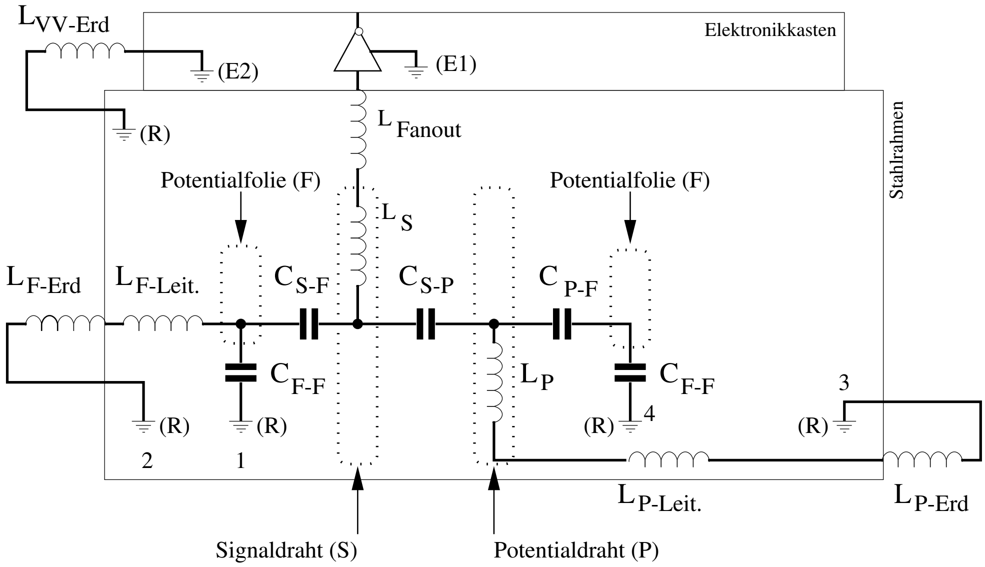


Abbildung A.1: Prinzipschaltbild zur Berechnung möglicher Resonanzen in den Kammern

Die so entstehenden Schwingkreise sind in der Abbildung an den Punkten numeriert, an denen sie ihren Erdungspunkt am Stahlrahmen erreichen. Diese Erdungspunkte sind jeweils mit (R) bezeichnet um anzudeuten, daß man alle Punkte am Stahlrahmen als derselbe Erdungspunkt angenommen werden. Im Gegensatz dazu sind die Erdungspunkte der Vorverstärkerkarte (E1) und des Elektronikkastens (E2) anders beschriftet, da es hier eine Frage der Anbauteile ist, ob es sich auch im betrachteten Frequenzbereich um eine gemeinsame Erde mit dem Stahlrahmen handelt. Nur durch die Konstruktionen, die in Abbildung 8.7 gezeigt werden, ist gewährleistet, daß (E1), (E2) und (R) gleichgesetzt werden können. Es hat sich gezeigt, daß die Elektronik anderenfalls ausschließlich oszilliert und keinerlei Signale der Kammer mehr gemessen werden können.

Größe	Kurzbeschreibung	Wert
$C_{\text{S-F}}$	Signaldraht — Potentialfolie	0.9 * 8.08 pF
$C_{\text{S-P}}$	Signaldraht — Potentialdraht	0.1 * 8.08 pF
$C_{\text{F-P}}$	Potentialfolie — Potentialdraht	0.9 * 10.22 pF
$C_{\text{F-F}}$	Potentialfolie — Fensterfolie	1170 pF bzw. 160 pF
L_{S} L_{P}	Signaldraht Potentialdraht	1.6 μH 2 μH
L_{Fanout}	Fanout-Leitung	$0.2 \pm 0.15\,\mu$H
$L_{\text{P-Leit.}}$	HV-Zuleitung Potentialdraht	$1 \pm 2\,\mu$H
$L_{\text{P-Erd}}$	Erdung an HV-Zuführung des Potentialdrahts	0 μH
$L_{\text{F-Leit.}}$	HV-Zuleitung Potentialfolie	$0.2 \pm 0.15\,\mu$H
$L_{\text{F-Erd}}$	Erdung an HV-Zuführung der Potentialfolie	0 μH
$L_{\text{VV-Erd}}$	Potentialdraht	0 μH

Tabelle A.1: Größen zur Bestimmung der Resonanzfrequenzen für einen v'-Draht der BC1/2. Die optimale äußere Erdung ergibt $L_{\text{...-Erd}} = 0$.

Um die einzelnen Resonanzfrequenzen abzuschätzen, wurden für die Kapazitäten und Induktivitäten die Werte aus Tabelle A.1 verwendet und die ohmschen Widerstände vernachlässigt. Auf diese Weise erhält man Werte von 44, 42, 64 und 140 MHz für die vier Schwingkreise. Diese Werte sind konsistent mit der Frequenz von 50 MHz, die die BCs aufweisen, wenn Oszillationen auftreten.

Schlußfolgerung. In Kapitel 10 wurde gezeigt, daß sich die Auflösung der Kammern bei Verwendung von schnellerer Elektronik verbessern würde. Bei zu schneller Elektronik hingegen besteht die Gefahr, daß die Resonanzfrequenzen der Kammern den störungsfreien Betrieb solcher Elektronik verhindern. Da die hier gemachte Abschätzung nur recht grob ist, empfiehlt es sich, vor der Entwicklung von Vorverstärkerkarten mit größerer Bandbreite die Resonanzfrequenzen der Kammern auszumessen und daraus eine Obergrenze abzuleiten.

A.2 Spezielle Materialien zur Abschirmung und Kontaktierung

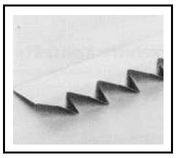
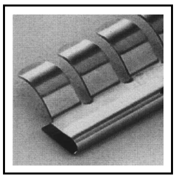
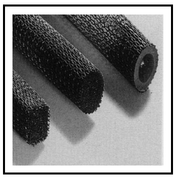
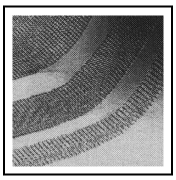
Bezeichnung	Zweck	Aussehen	Bemerkungen
Verzahnte Federn	Kontaktierung verschraubter Metallteile		Die Spitzen graben sich durch die oxidierte Oberflächen von Stahl oder Aluminium und sorgen für gleichbleibend guten flächigen elektrischen Kontakt.
CuBe-Federn	Kontaktierung nicht verschraubter Teile		An der Elektronikumgebung der Kammern können keine durchgehenden Verschraubungen verwendet werden. Daher ist der Andruck solcher Federn nötig.
Rundgestrick / leitende Dichtung	Kontaktierung der aluminisierten Mylarfolien		Je nach Ort wurden runde und eckige umstrickte Elastomere bzw. rein metallische Gestricke verwendet.
Rundgestrick	Abschirmung von Kabeln		An platzkritischen Orten wurden die Kabel mit einfachen Rundgestricken umwickelt, sonst ein bequemer zu verarbeitendes Reiŝverschlußsystem verwendet.

Tabelle A.2: Zur Kontaktierung verwendete Materialien.
Die Fotografien sind — unabhängig vom jeweils gewählten Hersteller — [Bav 94] entnommen.

A.3 'Fanout'-Platinen

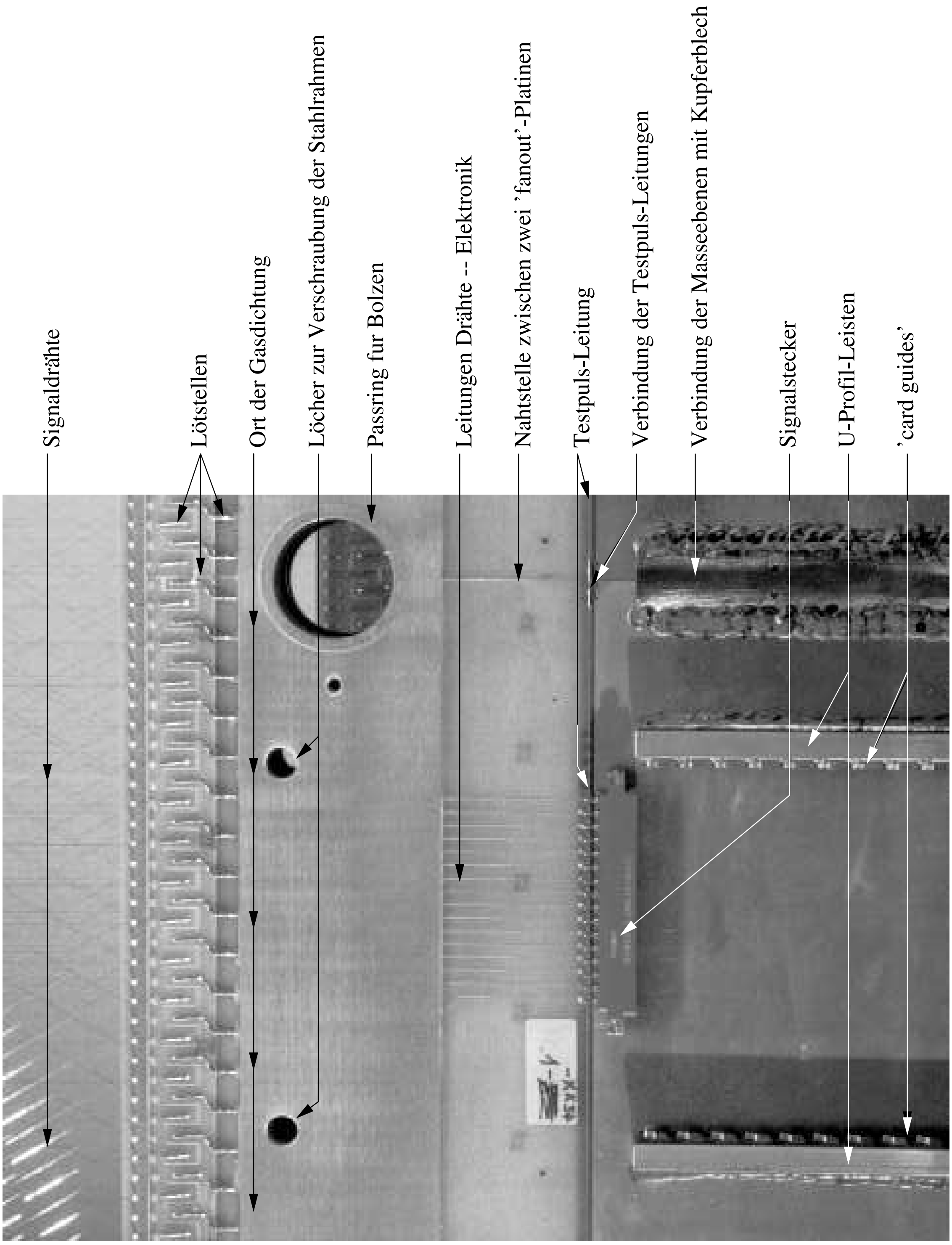


Abbildung A.2: Fotografie eines Ausschnitts der 'Fanout'-Platinen der BC1/2

A.4 Vorverstärker-Elektronik

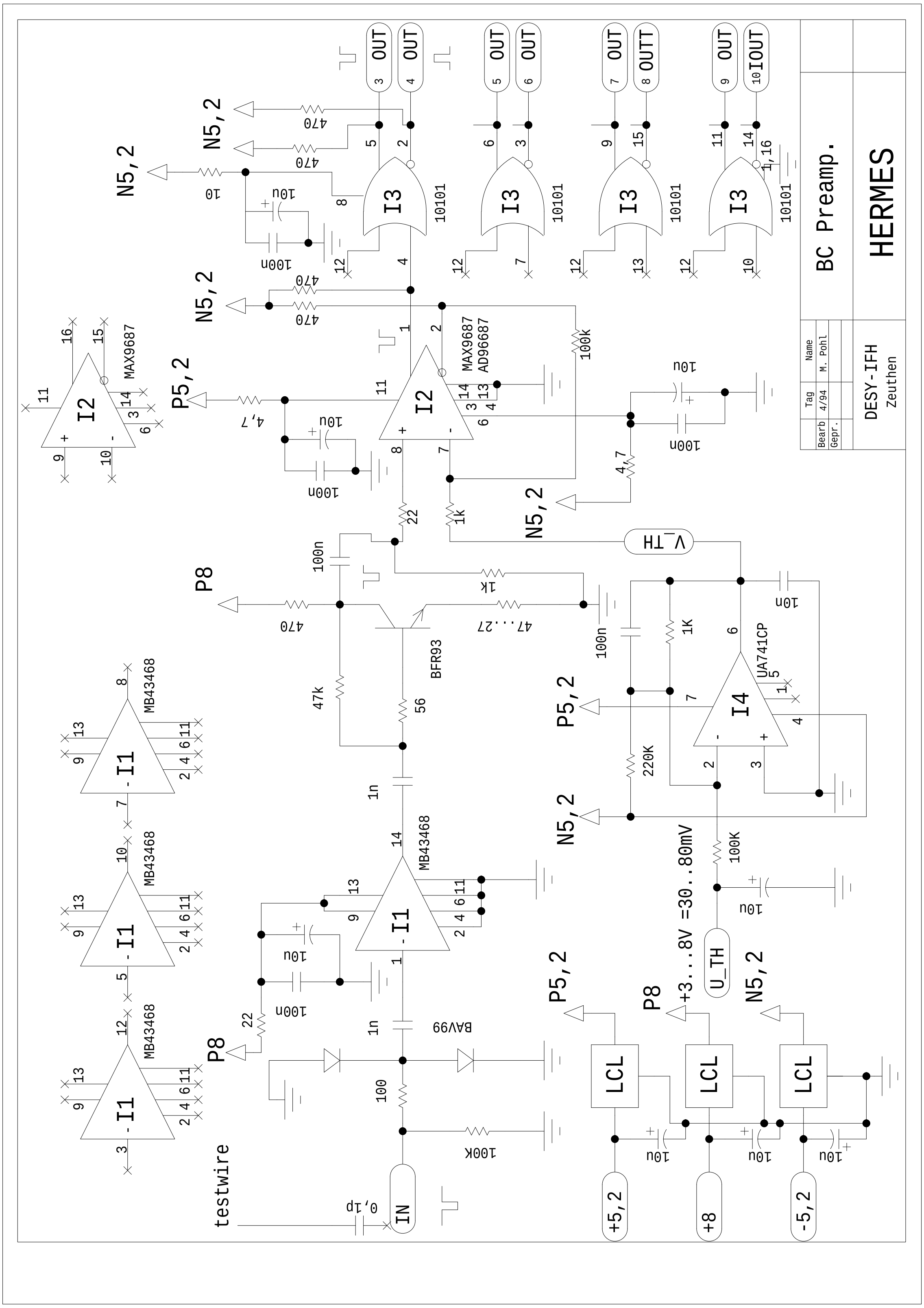


Abbildung A.3: Schaltplan der Vorverstärker-Elektronik [Pohl]

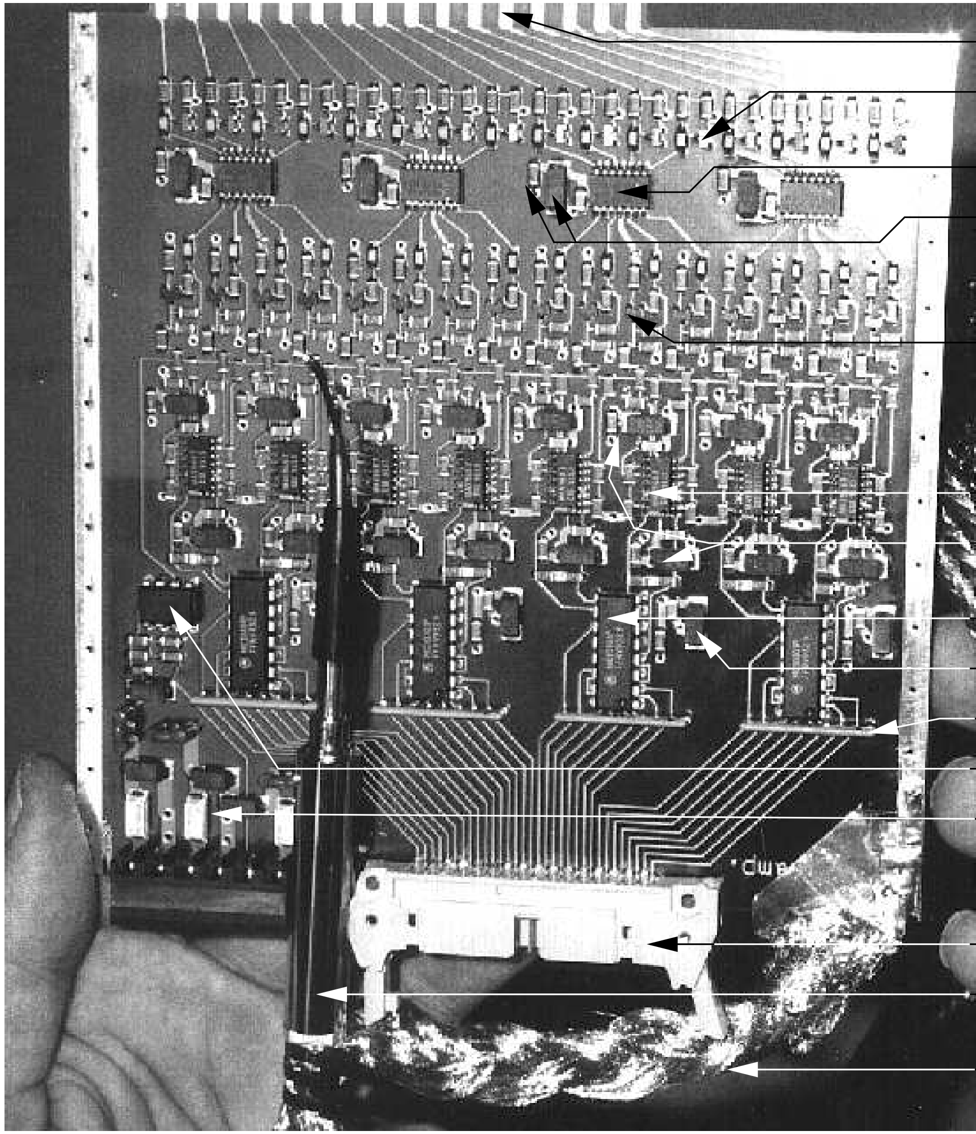


Abbildung A.4: Fotografie einer Vorverstärkerkarte

Anhang B

Gassystem und Gasdichtigkeit

B.1 Charakteristische Größen

	FC	BC1/2	BC3/4
Kammervolumen	13.5 l	129 l	250 l
Größe einer Fensterfolie	25 cm · 90 cm = 0.225 m^2	1.275 m^2	2.5 m^2
Material der Fensterfolien	50 μm doppelseitig aluminisiertes Mylar	25 μm Kapton plus 25 μm aluminisiertes Mylar	25 μm aluminisiertes Mylar
Gesamtlänge der Dichtungen eines Moduls	$9 * 275$ cm = 25 m	86 m	$15 * 8{,}15$ m = 122 m
Material der Dichtungen	Viton	Neopren	Neopren

Tabelle B.1: Für die Gasdichtigkeit relevante Konstruktionsmerkmale gemäß [Bra] für sie FCs, [AS] für BC3/4, [Ber 95] und eigene Berechnungen für BC1/2

B.2 Nomenklatur der Driftkammern

	DC (drift chambers)											
	FC				BC							
	FC				BC1/2				BC3/4			
(0)	FC1		FC2		BC1		BC2		BC3		BC4	
(1)	FC-T1	FC-B1	FC-T2	FC-B2	BC-T1	BC-B1	BC-T2	BC-B2	BC-T3	BC-B3	BC-T4	BC-B4
(2)	FC-1T	FC-1B	FC-2T	FC-2B	BC-1T	BC-1B	BC-2T	BC-2B	BC-3T	BC-3B	BC-4T	BC-4B
(3)	f1u	f1l	f2u	f2l	b1u	b1l	b2u	b2l	b3u	b3l	b4u	b4l
(4)	FC3	FC1	FC4	FC2	BC3	BC1	BC4	BC2	BC7	BC5	BC8	BC6
(5)					# 2	# 4	# 3	# 1				

Tabelle B.2: Nomenklatur der Driftkammern und Driftkammergruppen
Kammerbezeichnungen vom Typ (1), wie z.B. BC-T1, beziehen sich auf die Bezeichnung an der Verkabelung; Typ(3) wird im HERMES-Monte-Carlo-Programm verwendet; die Typen (1),(2) und (3) tauchen in den verschiedenen Kontroll- und Steuerungsprogrammen auf; Typ (4) wird beim Gassystem verwendet; Typ (5) ist eine auf den Kammern notierte Fertigungsnummer.
Die mehrdeutigen Bezeichnungen (0) und (4) werden in dieser Arbeit vermieden. Die 1997 in Betrieb genommenen DVCs sind in dieses Schema nicht integriert.

Bezeichnung in slow control und Verkabelung	BC-T1-U0	BC-T1-U1	BC-T1-X0	BC-B4-X1	BC-B4-V0	BC-B4-V1
Ebenentyp	U U0	U' U1	X X0	X' X1	V V0	V' V1
Bezeichnung im HERMES-Monte-Carlo-Programm	b1u1	b1u2	b1u3	b4l4	b4l5	b4l6

Tabelle B.3: Nomenklatur der Driftkammer-Ebenen anhand von typischen Beispielen

	FC		BC1/2		BC3/4	
	FC-T1 / FC-B1	FC-T2 / FC-B2	BC-T1 / BC-B1	BC-T2 / BC-B2	BC-T3 / BC-B3	BC-T4 / BC-B4
Kammervolumen* V_0 in Litern	13.5		129		250	
Volumenzunahme $\tilde{f}(1\ \text{mbar})$ in Litern	1.2 / 1.0	1.0 / 1.2	4.5 / 3.7	4.6 / 3.9	16.5 / 21.5	23.0 / 19.5
$\tilde{f}'(1\ \text{mbar})$ in l/mbar	0.35 / 0.49	0.41 / 0.38	3.80 / 3.10	3.85 / 3.45	12.0 / 15.0	14.0 / 14.0
$\tilde{f}'(\ 1/2\ \text{mbar})$ in l/mbar	0.54 / 0.81	0.67 / 0.61	4.45 / 3.70	4.65 / 3.85	16.5 / 21.5	22.0 / 19.5
Nullpunktabweichung des Differenzdrucks Δp_{offset} in μbar	170±20 / 140±20		110±50 / 40±50		170±75 / -20±75	

Tabelle B.4: Typische Kammervolumina und ihre Abhängigkeit vom Differenzdruck. Diese Werte bzw. ihre Größenordnungen benötigt man zur Leckratenberechnung aus Δp-Fits bzw. für die Näherungen in Abschnitt 11.2.1.

* Zu V_0 muß noch das Volumen der Verrohrung addiert werden, das hier mit 4 ± 3 l angenommen wird. Das Volumen der FCs wurden von [Bra] aus den geometrischen Abmessungen berechnet, für BC3/4 von [AS].

	FC	BC1/2	BC3/4
Gasmischung	90% Ar, 5% CO_2, 5% CF_4		
typischer Überdruck	1 mbar		
Gasfluß pro Kammer in ml/min	200	800	1200
gesamter Gasfluß in l/Tag	1150	4610	6910

Tabelle B.5: Gassystem-Betriebsparameter der HERMES-Driftkammern

B.3 Die wesentlichen Änderungen im Shutdown 1995/96

	1995	seit 1996
Gasdichtigkeit aus Überdruckmessungen in ml/min	FC : 30 BC : 100 [Zeu 95]	FC : 8 BC1/2 : 11.4 BC3/4 : 5.7
Recycling-Modus in Prozent	90	80
typ. Stickstoffgehalt in Prozent	1 … 1.1	0.3 … 0.45
typ. Sauerstoffgehalt in ppm	0 … 50	180 … 210*
Gasverbrauch† in m^3/Jahr	Ar : 400 CO_2 : 45 CF_4‡ : 45	Ar : 800 CO_2 : 90 CF_4‡ : 90

Tabelle B.6: Veränderungen der Parameter des Gassystems zwischen 1995 und 1996/97

* Der Anstieg des Sauerstoffgehalts (4. Zeile) geht auf die verbesserte Kalibration des Massenspektrometers zurück und keinesfalls auf verstärktes Eindringen von Sauerstoff.

† Der Gasverbrauch (letzte Zeile) wurde für 350 Tage Betrieb pro Jahr berechnet und ohne die seit 1997 in Betrieb befindlichen Drift-Vertexkammern DVCs.

‡ Der Bestandteil CF_4 des Zählgases zählt zu den fluorierten und chlorierten Kohlenwasserstoffen (FCKWs), kann aber kein Ozon katalytisch zersetzen. Durch seine Lichtabsorption ist CF_4 allerdings ein Treibhausgas wie Methan [Ope].

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[AB 69] S. Adler and W. Bardeen, Phys. Rev. **182** (1969) 1517.

[Arm 88] J. C. Armitage et al., NIM **A271** (1988) 588.

[Arn 95] M. Arneodo et al. (NMC Collaboration), Phys.Lett. **B364** (1995) 107.

[Bar 95] D.P. Barber et al., Phys. Lett. **B343** (1995) 436.

[Bav 94] Anhang im Katalog der Firma Bavaria Elektronik, 1994.

[Bec 92] U. J. Becker et al., NIM **A315** (1992) 14.

[Ben 98] Th. Benisch: *Polarisierte Bhabha–Streuung und Luminositätsmessung im* HERMES*–Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1998.

[Ber 95] S. Bernreuther, *Das* HERMES*-Driftkammersystem BC1/2*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1995.

[Ber 98] S.Bernreuther et al., DESY-report 98-011, 1998.

[BFR 95] R. D. Ball, S. Forte and G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B444** (1995) 287.

[Bia 88] R. Biagi, NIM **A273** (1988) 530.

[Bia 89] S. F. Biagi, NIM **A283** (1989) 716.

[Bjø 66] J. D. Bjørken, Phys. Rev. **148** (1966) 1467.

[Blu 93] W. Blum and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag Berlin, 1993.

[Bor 95] A. Borissov and W.-D. Nowak, Zeuthen Internal Note 3/95, 1995.

[Bra] J. Brack, University of Colorado, Boulder CO, USA, persönliche Mitteilungen.

[Bud] P. Budz, Diplomarbeit in Vorbereitung, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg.

[Cha 70] G. Charpak, D. Rahm and H. Steiner, NIM **80** (1970) 13.

[Chr 79] L. G. Christophorou et al. NIM **A163** (1979) 14.

[Chr 91] L. G. Christophorou, P. G. Datskos and J. G. Carter, NIM **A309** (1991) 160.

[Cio 93] C. Ciofi degli Atti et al., Phys. Rev. **C 48** (1993) R968.

[Cis 97] E. Cisbani et al., *Proposal for a Dual Radiator* RICH *for* HERMES, HERMES Internal Report 97-003, 1997.

[Com 93] Comlinear Corporation 1993-94 Databook, erhältlich bei der Firma TransTech Hochfrequenz GmbH, Flein/Heilbronn.

[DS 97] D. de Schepper, *Spin-dependent deep inelastic positron scattering from a polarized helium-3 internal gas target*, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, HERMES Internal Report 97-040, 1997.

[E143 95] K. Abe et al. (E143 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 346.

[E154 97] K. Abe et al. (E154 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79**, 26 (1997).

[EK 88] J. Ellis and M. Karliner, Phys. Lett. **B213** (1988) 73.

[EMC 88] J. Ashman et al. (EMC Collaboration), Phys. Lett. **B206**, 364 (1988).

[EMV 94] W. John, SNI AG, Paderborn/cadlab, Paderborn (Vorsitz); Vortrag in Tutorial „EMV-Aspekte beim Leiterplattenentwurf"; 4. Internationale Fachmesse und Kongreß für elektromagnetische Verträglichkeit, Karlsruhe, 22. Februar 1994.

[Erm 77] V. T. Ermilova et al., NIM **145** (1977) 555.

[Far73/77] G. R. Farrar and D. R. Jackson, Phys. Rev. Lett. **35** (1973) 1416;
G. R. Farrar, Phys. Lett. **B70** (1977) 346.

[Fer] M. Ferstl, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, persönliche Mitteilung.

[Fer 97] M. Ferstl, *Polarisierte tiefinelastische Streuung an einem ^{3}He-Target im* HERMES-*Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, HERMES Internal Report 98-002, 1997.

[Fey 72] R. P. Feynman, *Photon–Hadron Interactions*, W. A. Benjamin, 1972.

[Fis 91] H. Fischle et al., NIM **A301** (1991) 202.

[Fri 90] J.L.Friar et al., Phys. Rev. **C 42** (1990) 2310.

[FS 96] F. Schmidt, *Untersuchungen des Gasgemischs Ar-CO_2-CF_4 der* HERMES-*Driftkammern BC 1-4*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.

[Fuj 87] Fujitsu, *MB 43468 QUAD Preamplifier IC for vertex Time Projection Chamber*, TS539-A873, 1987.

[g1n 97] The Hermes g_1^n-Group, *Determination of the 1995 Data Quality and the Extraction of the Spin Structure Function of the Neutron*, Draft of HERMES Internal Report.

[Gär 96] Y. Gärber, *Untersuchungen zu Alignment und Kalibration der hinteren* HERMES-*Driftkammern*, Interner Bericht DESY-Zeuthen 96-10, 1996.

[Gro 94] C. Großhauser, *Optimization of the transverse electron polarization at* HERA *at 27.6 GeV*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, DESY Report DESY HERMES **94-01** (1994).

[Gru 93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag Mannheim, 1993.

[Gut 94] A. Gute, *Ein Drahtvermessungssystem für die Driftkammern des HERMES-Experiments*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1994.

[Has 95] D. Hasch, *Bestimmung der Parameter einer 6-Ebenen Driftkammer für das* HERMES-*Experiment*, Diplomarbeit, Interner Bericht DESY-Zeuthen 95-04, 1995.

[Has 98] D. Hasch, Dissertation in Vorbereitung, DESY-Zeuthen, 1998.

[Her 97] K. Ackerstaff et al. (HERMES-Collaboration), Phys. Lett. **B404** (1997) 383.

[Kai 97] R. Kaiser, *Measurement of the Spin Structure of the Neutron using Polarised Deep Inelastic Scattering*, HERMES Internal Report 97-017, 1997.

[Küc 96] M. J. Kückes, TRIUMF, Vancouver BC, Canada, persönliche Mitteilung.

[Lar 97] S. V. Larin and J. A. M. Vermasern, Phys. Lett. **B259** (1991) 345.

[Leo 87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987.

[Lor 93] W. Lorenzon, T. R. Gentile, H. Gao, R. D. McKeown, Phys. Rev. **A47**, (1993) 468.

[MECL 93] Motorola MECL Data, fifth edition 1993.

[Mei 95] F. Meißner, *Monitor der Driftkammern im* HERMES-*Experiment*, Diplomarbeit, Humboldt-Universität Berlin, 1995.

[Mei 98] F. Meißner, Dissertation in Vorbereitung, DESY-Zeuthen, 1998.

[Mer] D. Mercer, University of Colorado, persönliche Mitteilung.

[Mil] C. A. Miller, TRIUMF, Vancouver BC, Canada, persönliche Mitteilungen.

[Neu 97] F. Neunreither, *Beiträge zur Messung der Spinstrukturfunktion g_1^n des Neutrons im* HERMES-*Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1997.

[NMC 95] M. Arneodo et al. (NMC Collaboration), Phys. Lett. **B364**, 107 (1995).

[Ope 91] R. Openshaw et al., NIM **A307** (1991) 298.

[Ope] R. Openshaw, TRIUMF, Vancouver, BC, Canada, persönliche Mitteilung.

[Pohl] M. Pohl, DESY-IfH Zeuthen, persönliche Mitteilung.

[Ros 88] A. Rost, *Grundlagen der Elektronik*, Akademie-Verlag Berlin, 1988.

[Rus 95] H. Russo, *Analogauslese der Driftkammern des* HERMES-*Experiments*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1995.

[Ryc 96] D. Rykbosch, M. Tytgat and I. Akushevich, HERMES internal note 96-045, 1996.

[Sau 77] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Driftchambers*, CERN-Report 77-09, 1977.

[AS] A. Schwind, DESY-IfH Zeuthen, persönliche Mitteilung.

[Sch 88] A. Schaefer, Phys. Lett. **B208** (1988) 175.

[Sok 64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, Sov. Phys. Dokt. **8** (1964) 1203.

[Wan 96] W. Wander, *Rekonstruktion hochenergetischer Streuereignisse im* HERMES *Experiment*, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.

[Whi 90] L. W. Whitlow et al., Phys. Lett. **B250** (1990) 193.

[ZAM 94] Ergebnisse im Rahmen einer Prototypentwicklung für die HERMES-Driftkammer-Elektronik im Zentrum für angewandte Mikroelektronik ZAM, Erlangen-Tennenlohe, 1994.

[Zeu 92] DESY IfH Zeuthen group, HERMES *rear drift chamber configuration*, HERMES Internal Note No. 02/93, 1992.

[Zeu 95] DESY IfH Zeuthen group, M. Kückes and R. Openshaw, *Investigations on the* HERMES *DC Gas System*, HERMES / Zeuthen Internal Note No. 04/95, 1995.

[Zim 88] F33 — W. Zimmermann, *Spezifikation „High Gain Preamplifier“,* H1 Tracking Note Nr. 16, 1988.

Danksagung

In einer Kollaboration mit über 250 Mitgliedern kann eine Liste all derer, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, nur unvollständig sein.

Zu allererst möchte ich meinem Doktorvater Prof. Klaus Rith für die Vergabe dieser Arbeit, den Freiraum zum selbständigen Arbeiten und den stets gewährten Rückhalt danken. Für ihr außerordentliches Engagement bei Planung, Bau und Test der Driftkammern möchte ich der Erlangener Driftkammergruppe, also Stefan Bernreuther, Andreas Gute, Hans Russo und Frank Schmidt danken; der Erlangener Target-Gruppe sowie Tom Wölfel und Klaus Fiedler für ihr kurzfristiges Einspringen während der ‚heißen Phase'. Besonders hervorheben möchte ich aber meinen Mitdoktoranden Frank Neunreither, mit dem mich mehr als nur eine gelungene Zusammenarbeit verbindet.

Vollkommen undenkbar wäre das Driftkammer-Projekt ohne die beispielhafte Unterstützung der Erlangener Werkstätten gewesen. Dafür ein herzliches Dankeschön an die Herren Muhr und Heimpl, Nickl, Harrer und Merkel und all ihre Mitarbeiter. Ebenso entscheidend waren Erfahrung und Ausdauer, die unsere Russischen Kollegen Mischa Negodajev, Sascha Larischew, Wolodya Kozlow und Sergej Orfanitsky mitbrachten. Desweiteren möchte ich Herrn Meinlschmidt von der Firma SHB samt Mitarbeitern und nicht zuletzt unserer Frau Löhner herzlich danken, die das Chaos unserer Bestellungen stets wacker lichtete.

Abbildung C.1: F. N. und die Innereien einer Driftkammer im Erlangener Reinraum

Auch beim beim Aufbau des Experiments am DESY konnte ich von den Herren der Praxis viel lernen. Herzlichen Dank an Herrn Urban von der Firma ABB fürs Konzeptionelle sowie an den findigen Hans-Peter Mayer für die richtige Interpretation meiner Pläne; an Herrn Beckhusen von DESY-MEA und die Kranfahrer für ihre Pionierarbeit und natürlich an Erhard Steffens und Armand Simon für die souveräne Koordination in bewegten Zeiten sowie an den omnipräsenten Yorck Holler sowie Sabine und Ramona.

Prägend war die Zusammenarbeit mit den anderen Detektorgruppen, wobei ich besonders viel von Andy Miller gelernt habe, dem engagierten nicht-nur-Detektorexperten aus Vancouver. Dank auch seinen Mitarbeitern Robert Openshaw und Martin Kückes, ohne die mir unser Reinstgassystem ewig rätselhaft geblieben wäre. Und um unsere Driftkammern schließlich zum Leben zu erwecken, waren unsere Online-Computing-Experten Walter Brückner und Matthias Kirsch unverzichtbar, deren ich für ihren konstruktiven Arbeitsstil danken möchte.

Von den Berliner DESY-Kollegen möchte ich besonders unseren alten Hasen Adolf Schwind hervorheben und ihm sowie Helmut Böttcher, Uli Harder, Bernward Krause, Wolf-Dieter Nowak, Mario Pohl und Herman Roloff für die kontinuierliche angenehme Zusammenarbeit danken, die von der Planng bis zum Routinebetrieb reichte. Selbiges gilt für die Mitglieder der Driftkammerguppe aus Colorado, Ed Kinney, Dave Mercer, Jeff Brack und Greg Rakness und nicht zuletzt Toni Zeuli von der Čerenkov-Gruppe des ANL in Chicago. Ebenfalls herzlicher Dank gebührt Herrn Zimmermann und Herrn Quehl von DESY-H1 sowie Hern Krug vom Institut für Hochfrequenztechnik in Erlangen für ihre wertvollen Hinweise.

Für viel Hilfe in Rechnerangelegenheiten danke ich Manfred Ferstl sowie Erik Volk, mit dem ich auch mal ein privateres Wörtchen reden konnte. Für die Zusammenarbeit bei der Datenanalyse danke ich der „europäischen g_1^{n}-Analysegruppe“, ihrem Koordinator Michael Düren für produktive Diskussionen sowie Delia Hasch, Uta Stößlein und Ralf Kaiser. Für über g_1^{n} hinausehende Hilfe danke ich dem Familieneck-Triumvirat Falk Meißner, Thomas Benisch und Marc-André Funk, unserem Kommunikator Phillip Oelwein sowie dem anderen HERMES-Fotografen Hauke Kolster. Besonders herzlichen danken möchte ich aber Wolfgang Wander, unserem Linux-Dad, Kernelhacker und *dem* HERMESianer mit Überblick, der stets besonderes Interesse an meiner Arbeit hatte, mich unterstützte und von dem ich viel lernten konnte.

Privat hat sich während dieser Arbeit viel getan. Für außergewöhnliche Anregungen möchte ich Reiner Nolte, Thorsten Kuhn und René Mense danken; für ihre freundliche Begleitung ferner — stellvertretend für viele weitere — Anders Meckström, Jan Sondermann und Herrn Elchinger. Andreas, Peter, Tom und Toni danke ich für ihre Gastfreundschaft. Und natürlich Ann-Christine, dem theatralischen Pinguinkücken, das sich nun schon seit Jahren darauf freut, endlich einmal in einer Doktorarbeit erwähnt zu werden.

Lebenslauf

geboren:	10. Mai 1966 in Tübingen
Eltern:	Mutter: Hanna-Margareta Lachnit, geborene Kappner
	Vater: Dr. phil. Ottmar Lachnit
Familienstand:	ledig
Schule	
1972 – 1976	Grundschule in Althütte
1976 – 1985	Gymnasium in Backnang
Mai 1985	Abitur mit den Leistungskursen Mathematik und Latein; Geschichte und Kunst als weitere Prüfungsfächer
Wehrdienst	
1985 – 1986	Grundwehrdienst als Wettersoldat in Tauberbischofsheim
Studium	
Oktober 1986	Beginn des Physikstudiums in Heidelberg
Juli 1988	Diplom-Vorprüfung, Note „sehr gut"
September 1991	mündliche Diplomprüfung mit Nebenfach Mathematik
November 1991	Beginn der Diplomarbeit bei Prof. Norbert Wermes, Titel: *Studien zur Auslese von CsI–, BGO– und BaF_2–Szintillationskristallen (Studie für das Projekt einer τ-chram-factory)*
Oktober 1992	Umzug nach Bonn, als N. Wermes seinen Ruf dorthin angenommen hatte
Mai 1993	Diplom, Note „sehr gut"
Praktika	
März – Apr. 1987	Praktikum in der Meßtechnikfirma UBM in Stuttgart
Juli – Sep. 1988	Trainee-Programm bei IBM in Friedrichshafen
Feb. – Apr. 1989 / Feb. – Apr. 1990	Werkstudent im IBM-Forschungszentrum in Heidelberg
Aug. – Okt. 1990	Sommerstudent am DESY
Doktorarbeit	
Oktober 1993	Beginn der Doktorarbeit bei Prof. Klaus Rith in Erlangen