

OLSSON F11

Messungen elektromagnetischer Schauer
mit Streamerrohrkammern
für den H1-Detektor

18x

Experimentell physikalische Diplomarbeit
an der Universität Hamburg
durchgeführt in der DESY-Gruppe F22

von
Kay Rapp

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
Mai 1990

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Grundlagen	5
2.1	Physik bei HERA	5
2.2	Physik kalorimetrischer Energiemessungen	7
2.3	Entwicklung elektromagnetischer Schauer	7
2.3.1	Elektromagnetische Absorbtion	7
2.3.2	Der Energieverlust durch Ionisation	9
2.3.3	Der Energieverlust durch Bremsstrahlung	9
2.3.4	Das longitudinale Schauerprofil	11
2.3.5	Das laterale Schauerprofil	13
2.4	Der Streamermechanismus	14
3	Kalorimeter	16
3.1	Kalorimetertypen	16
3.1.1	Homogene Kalorimeter	17
3.1.2	Sampling-Kalorimeter	17

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	2
3.2 Energieauflösung	18
4 Testaufbau	20
4.1 Einleitung	20
4.2 Die Testaufstellung	20
4.3 Die Streamerrohrkammern	22
4.4 Die Auslekette	23
4.5 Der Signaladdierer "Towerbuilder"	25
4.6 Die Gasmischanlage	29
4.7 Die Hochspannungsversorgung	30
4.8 Der Elektronenstrahl	30
5 Die Simulation zum Aufbau der Messungen	31
5.1 EGS4	31
5.2 Die Schauerentwicklung im Bleiblock	34
5.3 Die Testaufstellung	37
6 Die Schauermessungen	38
6.1 Die Hochspannungskurven	38
6.2 Die Normierung	41
6.3 Die Energiemessungen	41
6.3.1 Die Energiekurven	41
6.3.2 Die Energieauflösung	44

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	3
6.4 Die Schauerprofile	46
6.6.1 Die Drahtaltermessung	51
6.6.2 Die Messungen bei verschiedenen Bleidicken	52
7 Die Simulation der Testmessungen	53
7.1 Simulation der Schauerprofile	54
7.2 Simulation der Energiemessungen	56
Literaturverzeichnis	63

Kapitel 1

Einleitung

Die Erforschung der Physik der kleinsten Teilchen erfordert immer größere Anstrengungen, um zu weiteren Erkenntnissen zu kommen. Ein Großprojekt zur Erforschung der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen ist die Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage HERA, die am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg gebaut wird. HERA ist eine 6 km lange Speicherringanlage für Elektronen und Protonen. Diese können an vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht werden. An zwei dieser Wechselwirkungszonen werden die Großdetektoren H1 und ZEUS gebaut. Mit ihrer Hilfe soll die Kollision zwischen den Elektronen und den Protonen untersucht werden. Um den verschiedenen Anforderungen bei der Untersuchung der Wechselwirkung der Teilchen gerecht zu werden, sind die Großdetektoren aus verschiedenen Komponenten für spezielle Zwecke zusammengesetzt.

In dieser Diplomarbeit wird eine Komponente des H1-Detektors untersucht: die Instrumentierung des Rückflußeisenjochs mit Kunststoff-Streamerrohrkammern. Mit ihnen sollen Myonen nachgewiesen und die aus dem zentralen Kalorimeter austretende Energie gemessen werden. Aus Sicherheitsgründen dürfen beim Bau des H1-Detektors nur halogenfreie Materialien verwendet werden. Darum mußte auf das sonst beim Bau der Streamerrohrkammern verwendete PVC verzichtet werden. Die mit dem neuen Material LURANYL gebauten Streamerkammern wurden umfangreichen Tests unterzogen, um ihre Eigenschaften zu untersuchen. So wurden am CERN in Genf Messungen mit einem Testmodul des instrumentierten Eisens durchgeführt. Dabei traten Probleme mit der Elektronik, der Auslese und in der Auswertung auf. Um einen klaren Eindruck von der Brauchbarkeit der Streamerrohrkammern für kalorimetrische Messungen zu bekommen, wurde mit ihnen ein einfacher Test am DESY Teststrahl 24 aufgebaut. Hier wurde das Verhalten von Streamerrohrkammern bei der Messung von elektromagnetischen Schauern untersucht. In der vorliegenden Diplomarbeit werden die Ergebnisse dieser Messungen und Simulationen dazu vorgestellt.

Kapitel 2

Grundlagen

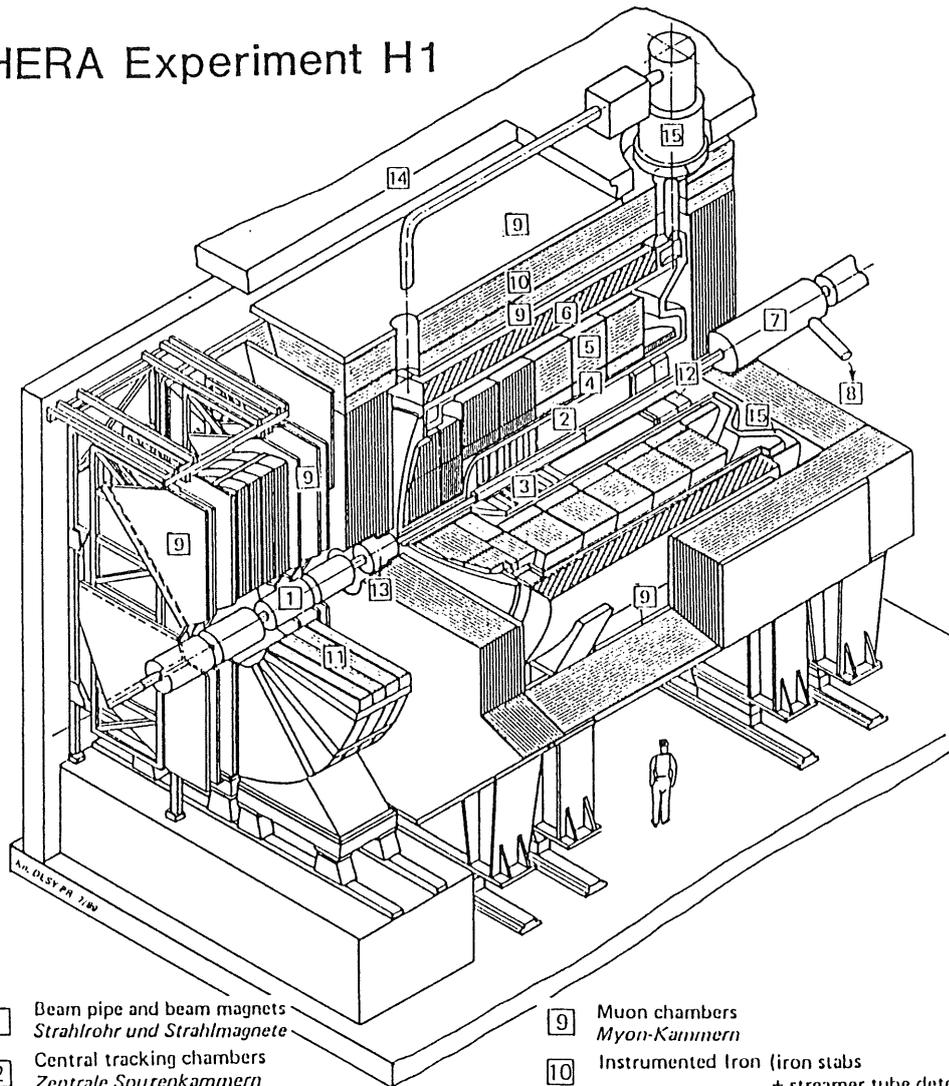
2.1 Physik bei HERA

Der Elektronen-Protonen-Speicherring HERA wurde konstruiert, um unter anderem die innere Struktur des Protons mit Hilfe der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung zu untersuchen. Bei HERA sollen dazu Elektronen auf 15-30 GeV und Protonen auf 300-820 GeV beschleunigt werden. An den Kollisionspunkten können Schwerpunktsenergien von 134-314 GeV erreicht werden [SCH89].

In der tief inelastischen ep -Streuung können das Elektron und das Proton miteinander wechselwirken, in dem zum Beispiel ein Photon oder ein intermediäres Vektorboson an das Elektron und ein Quark des Protons koppelt. Das Proton wird dabei durch den hohen Impulsübertrag auf das Quark "auseinandergerissen". Die Quarks rekombinieren in eine Vielzahl von Hadronen, die in sogenannte Jets gebündelt auseinanderfliegen.

Zur Untersuchung der Wechselwirkungen bei der ep -Streuung werden die beiden Detektoren H1 und ZEUS gebaut. In Abb.2.1 ist der H1-Detektor dargestellt [H1C89]. Seine wichtigsten Komponenten sind die zentralen Spurkammern (2+3) zur Messung des Impulses von geladenen Teilchen im Magnetfeld der supraleitenden Spule (6). An die Spurkammern schließt sich nach außenhin das Flüssig-Argon-Kalorimeter (4+5) an. Es dient der Messung der Energie von Elektronen und Jets. Dieser gesamte Bereich ist von dem Rückflußisenjoch (9+10) umschlossen, das mit Streamerrohrkammern instrumentiert ist. Mit diesen Kammern sollen Myonen nachgewiesen und die aus dem zentralen Kalorimetersystem austretende Restenergie gemessen werden.

HERA Experiment H1



- | | | |
|--|--|---|
| <p>1 Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i></p> <p>2 Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i></p> <p>3 Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtsspurenkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i></p> <p>4 Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i></p> <p>5 Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i></p> <p>6 Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i></p> <p>7 Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i></p> <p>8 Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i></p> | <p>Liquid Argon
<i>Flüssig Argon</i></p> | <p>9 Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i></p> <p>10 Instrumented Iron (iron stabs + streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerröhren-Detektoren)</i></p> <p>11 Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i></p> <p>12 Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i></p> <p>13 Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i></p> <p>14 Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i></p> <p>15 Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i></p> |
|--|--|---|

Abb. 2.1: Der H1-Detektor

2.2 Physik kalorimetrischer Energiemessungen

In einem elektromagnetischen Kalorimeter wird die Energie von Elektronen und Photonen gemessen. Die das Kalorimeter passierenden Teilchen wechselwirken mit dessen Materie. Dabei entsteht ein meßbares Signal, daß proportional zur deponierten Energie ist.

Zusätzlich kann in einem elektromagnetischen Kalorimeter zum einen die Flugrichtung von Elektronen und Photonen aus der Achse des elektromagnetischen Schauers bestimmt werden und zum anderen können sie von Hadronen und Myonen unterschieden werden.

Die Energieverlustmechanismen von Elektronen und Photonen werden im folgenden beschrieben.

2.3 Entwicklung elektromagnetischer Schauer

2.3.1 Elektromagnetische Absorbtion

Die Absorption der Energie von geladenen Teilchen und deren Messung in einem elektromagnetischen Kalorimeter beruht auf der inelastischen und elastischen Streuung an Atomelektronen und Kernen. Bei der Ionisation löst ein geladenes Teilchen ein Atomelektron aus dem Kernfeld. Dieses kann in einem Detektor durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden und ein elektrisches Signal auslösen. Eine andere Form der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Anregung von Atomen oder Molekülen. Der Grundzustand wird durch Emittieren von Photonen wiedererlangt (Szintillation), welche in einem Detektor aufgrund des photoelektrischen Effektes gemessen werden können. Geladene Teilchen, die sich schneller als das Licht in dem jeweiligen Medium bewegen, verlieren Energie durch Emittieren von Cerenkov-Strahlung. Bei hohen Energien geschieht der Energieverlust durch Bremsstrahlung, das heißt durch Emittieren von Photonen bei der Abbremsung des Teilchens im Feld eines anderen Teilchens.

Die Photonenenergie wird durch drei verschiedene Prozesse in Materie absorbiert. Diese sind der photoelektrische Effekt, der Comptoneffekt und die Paarproduktion. Bei Energien unter 10 MeV dominieren der photoelektrische Effekt und der Compton-Effekt, über 10 MeV ist die Produktion von Elektron-Positron Paaren der wichtigste Prozess (vgl. Abb.2.2).

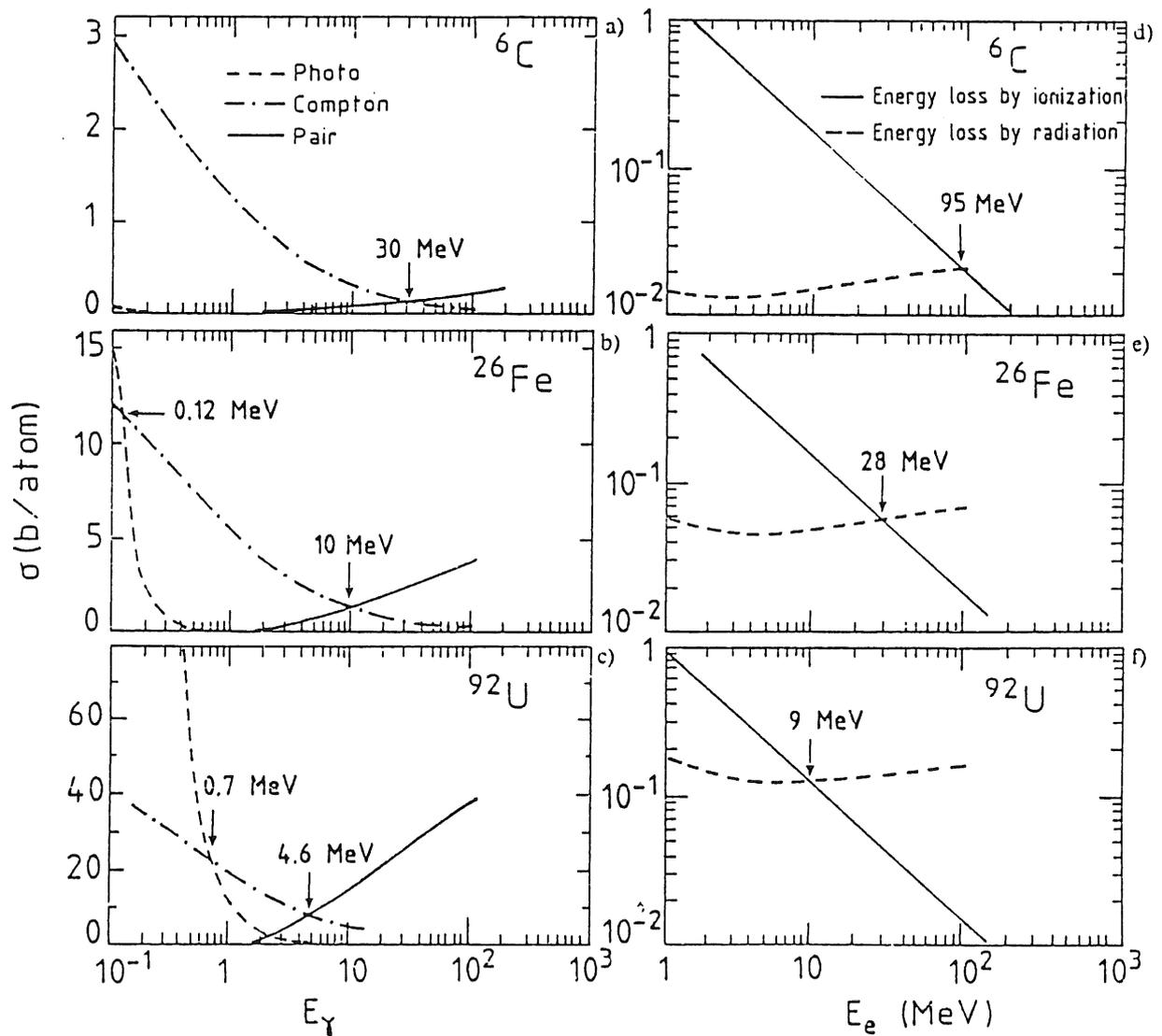


Abb. 2.2: Die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Energieverlustmechanismen von Photonen und Elektronen

2.3.2 Der Energieverlust durch Ionisation

Bei Energien bis 10 MeV ist für Elektronen die Ionisation der wichtigste Energieverlustmechanismus. Er nimmt bis 100 MeV stetig ab. In Abb.2.2 [FAB89] sind die Wirkungsquerschnitte einiger Materialien in Abhängigkeit ihrer Energien dargestellt. In der logarithmischen Skala stellt sich die Abnahme des Wirkungsquerschnittes als Gerade dar. Bei 100 MeV sind die Werte für den Wirkungsquerschnitt so klein, daß sie zu vernachlässigen sind. Die Bethe-Bloch Formel gibt für einfachgeladene Teilchen den mittleren Energieverlust durch Ionisation pro Weglänge an.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \left(\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right) \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (2.1)$$

- m = Elektronenmasse
- z = Teilchenladung in Einheiten von e
- I = Effektives Ionisationspotential
- β = v/c
- N_A = Avogadro'sche Zahl
- A = Massenzahl
- Z = Kernladungszahl

2.3.3 Der Energieverlust durch Bremsstrahlung

Bei Energien über 100 MeV findet der Energieverlust bei Elektronen und Positronen hauptsächlich durch Bremsstrahlung statt. Die dabei entstehenden Photonen verlieren ihre Energie durch Paarerzeugung. Bei der Entwicklung elektromagnetischer Schauer ist sie der Prozeß durch den Teilchenvervielfältigung eintritt. Ein primäres Elektron erzeugt in einem Medium durch Bremsstrahlung Photonen, welche durch Paarbildung zu Elektron-Positron-Paare konvertieren. Diese sekundären, geladenen Teilchen emittieren ihrerseits Photonen, die erneut Paarbildung durchführen usw.. Es kommt zu einer Teilchenkaskade, einem elektromagnetischem Schauer.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{brems}} = 4\alpha N_A \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \cdot E \cong \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

r_e = klassischer Elektronenradius

α = Feinstrukturkonstante

X_0 = Strahlungslänge

Die Strahlungslänge X_0 ist die Schichtdicke eines Materials, bei deren Durchqueren die Energie eines Teilchens um den Faktor e reduziert wird. Die Berechnungen der Energieverlustmechanismen für Photonen und Elektronen sind in Abb.2.2 als Funktion der Energie für drei verschiedene Materialien dargestellt, die sehr unterschiedliche Z -Werte haben (Kohlenstoff: $Z = 6$, Eisen: $Z = 26$, Uran: $Z = 92$).

Die Energie, bei der der Energieverlust durch Ionisation und durch Bremsstrahlung gleich ist, wird als die kritische Energie ϵ_{krit} bezeichnet. Nach [AMA81] gilt:

$$X_0 \cong \frac{180 \cdot A}{\rho \cdot Z^2} [\text{cm}] \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92\right) \quad (2.3)$$

$$\epsilon_{\text{krit.}} \cong \frac{550}{Z} [\text{MeV}] \quad \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \leq \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92\right) \quad (2.4)$$

A = Massenzahl

Z = Kernladungszahl

ρ = Dichte in g/cm^3

Für Photonen ist oberhalb von 10 MeV die Paarproduktion der dominierende Energieverlustprozess. Nach der charakteristischen Länge λ_γ bilden hochenergetische Photonen Elektronen-Positronen Paare. Die minimale Energie dafür ist $E_{\text{min}} = 2m_e c^2 \cong 1 \text{ MeV}$.

$$\lambda_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (2.5)$$

Material	$X_0[cm]$	$X_0[\frac{g}{cm^2}]$	$\epsilon_{krit.}[MeV]$	$\rho_M[cm]$
Kohlenstoff (C)	27,5	42,7	75,9	7,68
Aluminium (Al)	8,9	24,0	39,3	4,76
fl. Argon	14,00	19,55	29,8	9,96
Eisen (Fe)	1,76	13,84	20,5	1,82
Blei (Pb)	0,56	6,37	7,2	1,63
Uran (U)	0,32	6,00	6,6	1,03
Szintillator	42,9	43,8	87,1	10,4
Bleiglas SF-5	2,54	10,4	15,8	3,41
NaI	2,59	9,49	12,5	4,39

Tabelle 2.1: Die Materialkonstanten einiger Absorber [KAL89]

2.3.4 Das longitudinale Schauerprofil

Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers ist durch die Strahlungslänge und die kritische Energie des Absorbermaterials bestimmt. Die Anzahl der Teilchen im Maximum eines Schauers berechnet sich wie folgt:

$$N_{max} = e^{(t_{max} \cdot \ln 2)} = \frac{E_0}{\epsilon_{krit.}} \quad (2.6)$$

Die Lage des Maximums ist dabei:

$$t_{max} = \frac{\ln(\frac{E_0}{\epsilon_{krit.}})}{\ln 2} \quad (2.7)$$

Die Schauerentwicklung kann mit diesen Abschätzungen ungefähr bestimmt werden. Abb.2.3 zeigt die longitudinale Entwicklung eines 10 GeV Elektronenschauers in AL, Fe und Pb aus einer EGS-4 Simulation. Die Verschiebung des Schauermaximums zu größeren Tiefen, für Absorber mit kleinerer Strahlungslänge, ist eine Konsequenz davon, daß Teilchenvervielfachung bis zu niedrigeren Energien stattfindet. Der langsamere Abfall nach dem Maximum kommt von den niederenergetischen Elektronen, die noch Energie abstrahlen.

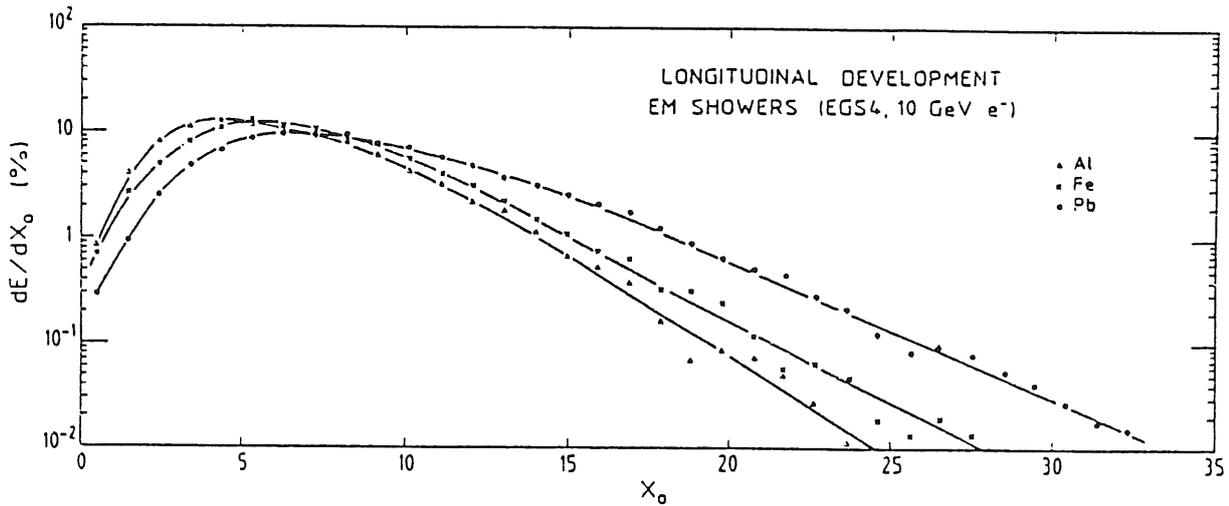


Abb. 2.3: Die longitudinalen Schauerprofile in Al, Fe und Pb

Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß man ungefähr 25 Strahlungslängen braucht, um 99% der Energie des Schauers zu absorbieren. Das entspricht 14 cm Blei, 44 cm Eisen oder 220 cm Aluminium. Wird die Energie erhöht, so wird kaum mehr Material benötigt, um dasselbe Ergebnis zu erhalten. Die Strahlungslänge ist streng genommen nur für sehr hohe Energien definiert. Sie hat keine Bedeutung im MeV Bereich. Ein 20 GeV Photonschauer wird von 15 cm Blei bis zu 99% absorbiert. Um aber 99% der Photonenenergie einer ⁶⁰Co-Quelle, die γ -Quanten von 1.3 MeV emittiert, vollständig abzuschirmen, braucht man mehr als 15 cm Blei. Wie man aus Abb.2.2 erkennt, ist der totale Wirkungsquerschnitt in der Region, wo Comptonstreuung und Paarerzeugung gleich stark sind, viel niedriger als bei höheren Energien. Dies ist besonders deutlich bei Materialien mit hohem Z.

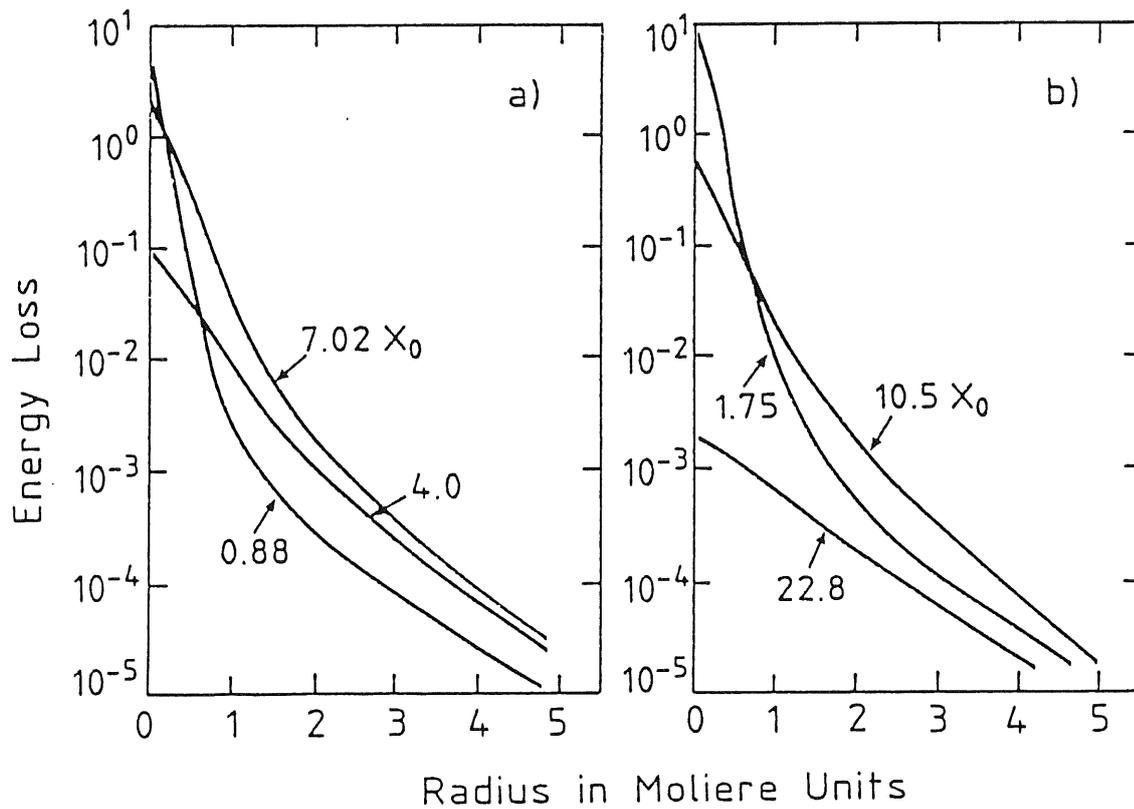


Abb. 2.4: Die laterale Schauerausdehnung bei 1 GeV in Pb

2.3.5 Das laterale Schauerprofil

Abb.2.4 [FAB89] zeigt die von einem elektromagnetischen Schauer in Blei deponierte Energie bei verschiedenen Tiefen, in Abhängigkeit von der lateralen Ausdehnung. Die laterale Schauerausdehnung wird durch den Moliere-Radius ρ_M beschrieben. Er wird durch X_0 und ϵ_{krit} bestimmt [AMA81].

$$\rho_M = 21 M e V \cdot \frac{X_0}{\epsilon_{krit.}} [cm] \quad \left(\frac{\Delta \rho_M}{\rho_M} \leq \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.8)$$

Der Moliere-Radius beschreibt die mittlere Ablenkung pro Strahlungslänge X_0 eines Elektrons mit der Energie $\epsilon_{krit.}$. Der Schauer deponiert ungefähr 95% seiner Energie innerhalb eines Radius von $2\rho_M$.

Die laterale Schauerausdehnung wird durch zwei Effekte hervorgerufen [KAL89].

- Durch Coulomb-Streuung der Elektronen
- Durch Compton-Streuung der Bremsstrahlungsphotonen

Bis zum Schauermaximum bestimmt die mehrfache Coulomb-Streuung von sekundären Elektronen die transversale Schauerausdehnung. Die Streuwinkel sind gering und die deponierte Energie groß. Nach dem Schauermaximum dominiert die Compton-Streuung von niederenergetischen Photonen. Die Streuwinkel sind groß und die deponierte Energie gering. Die beiden Effekte kann man deutlich erkennen. Das radiale Profil hat zuerst ein deutliches Maximum, daß von einem Halo umgeben ist. Nach dem longitudinalen Schauermaximum verflacht das radiale Maximum. Wie die Strahlungslänge, so vernachlässigt auch der Moliere Radius die Besonderheiten im MeV Bereich.

2.4 Der Streamermechanismus

Die bei den Messungen verwendeten Streamerrohrkammern sind Gasionisationskammern, die nach einem speziellen Mechanismus funktionieren. Die Funktionsweise wird im folgenden erklärt.

Durchqueren geladene Teilchen oder Photonen eine Streamerkammer, so können sie das Gas ionisieren, wenn ihre Energie hoch genug ist. Die dabei entstehenden Elektronen werden im elektrischen Feld zwischen dem Draht (Anode) und der Rohrwand (Kathode) beschleunigt. Ist die elektrische Feldstärke zu gering, so gewinnen die zum Draht driftenden Elektronen nicht genügend Energie, um ihrerseits Gasatome ionisieren zu können. Dieses ist der Ionisationsbereich, hier werden nur die vom durchgehenden Teilchen erzeugten Primärelektronen am Draht gesammelt.

Erhöht man die angelegte Hochspannung und damit die elektrische Feldstärke, so gewinnen die Primärelektronen genug kinetische Energie, daß sie ebenfalls das Gas ionisieren können. Die so gebildeten Sekundärelektronen werden auch zum Draht hin beschleunigt. Gewinnen sie dabei genügend Energie, können sie ihrerseits das Gas ionisieren. Die so entstehende Teilchenlawine trägt eine Ladung, die proportional zu der primär erzeugten ist. Dieses ist der Proportionalbereich.

Bei weiterer Erhöhung der Hochspannung wächst die Lawine und man erreicht einen Bereich begrenzter Proportionalität. Dieser wird durch die abschirmende Wirkung der Raumladung der Lawine auf das elektrische Feld des Drahtes verursacht. Bei weiterer Erhöhung der angelegten Spannung erreicht die von der Lawine verursachte Raumladung die Stärke des äußeren

elektrischen Feldes. Dies geschieht dadurch, daß sich die leichten Elektronen schnell zum Draht hinbewegen, während sich die schweren Ionen kaum bewegen. Sie schirmen das äußere Feld durch ihr Raumladungsfeld ab. In dieser Situation finden Rekombinationsprozesse unter Emittieren von Photonen statt. Unter den in alle Richtungen emittierten Photonen können die, die entlang des Drahtes fliegen, erneut das Gas ionisieren. Somit breitet sich die Entladung entlang des gesamten Drahtes aus. Dies ist der sogenannte Geigerbereich.

Der Streamermechanismus wird durch folgende Effekte beschrieben. Durch Verwendung eines schwer ionisierbaren Löschgases (Isobutan) im Standardgasgemisch wird eine Ausbreitung der Entladung durch niederenergetische Photonen entlang des Drahtes verhindert. Die Rekombinationsprozesse kommen mit wachsender Entfernung zum Draht zum Erliegen. Es findet daher nur eine räumlich begrenzte Entladung statt, ein Streamer. Der Streamer kann sich also nur senkrecht zum Draht in Richtung Kathode ausbreiten. Die Elektronen driften zum Draht (Anode) und die Ionen zur Kammerwand (Kathode). Die langsame Driftgeschwindigkeit der Ionen bestimmt die Totzeit der Kammer. Die Vorteile des Streamermechanismus sind die kurze Totzeit von 200 ns, die gute Raumauflösung durch den begrenzten Streamer (2,5 mm) und die dadurch gegebene Möglichkeit, in einem Streamerrohr mehrere Teilchenspuren messen zu können. Die Stärke des Streamerpulses am Draht von 200 mV erleichtert die Auslese, da Verstärker entfallen können.

Kapitel 3

Kalorimeter

3.1 Kalorimetertypen

Kalorimeter werden bei fast jedem Experiment in der Hochenergiephysik, vor allem bei hohen Energien, als ein Hauptdetektorteil aufgebaut. Die Gründe dafür sind folgende:

- Kalorimeter können die Energie geladener Teilchen messen.
- Da die Kalorimetrie auf statistische Prozesse basiert, erhöht sich die Genauigkeit der Messung bei höheren Energien, das heißt sie sind vor allem bei hohen Energien geeignet.
- Die Schauerlänge steigt nur logarithmisch mit der Teilchenenergie. Die Kalorimeterabmessungen wachsen nur in diesem Verhältnis mit der Energie.
- Es bietet die Möglichkeit der Segmentierung, um die Schauerachse bestimmen zu können.
- Aus den Schauermustern lassen sich Rückschlüsse auf die passierenden Teilchen ziehen.

Kalorimeter lassen sich in zwei Klassen einteilen. Diese sind die homogenen Kalorimeter und die Sampling-Kalorimeter.

3.1.1 Homogene Kalorimeter

Für die Messung von elektromagnetischen Schauern eignen sich am besten homogene Kalorimeter.

In homogenen Kalorimetern dient das Absorbermaterial, in dem die Schauerentwicklung stattfindet, gleichzeitig als Detektormaterial, in dem die Energie gemessen wird. Das Crystall-Ball-Kalorimeter ist ein Beispiel dafür. Es besteht aus dem Szintillatormaterial NaJ (Natrium Jodid). Andere Materialien sind CsJ (Cäsium Jodid) und BGO (Wismut- Germaniumoxyd), mit denen man bei niedrigen Energien Energieauflösungen um $1\%/\sqrt{E}$ erreicht.

Ein weiteres Material für homogene Kalorimeter ist Bleiglas, in dem Cerenkov-Licht nachgewiesen wird. Es wurde im Jade-Detektor verwendet. Mit Bleiglas erreicht man bei hohen Energien Energieauflösungen von $5\%/\sqrt{E}$.

Der Nachteil von homogenen Kalorimetern ist, daß zur vollständigen Absorption des Schauers sehr viel Material verwendet werden muß. Bleiglas und insbesondere Szintillatormaterial haben im Vergleich zu Blei oder Uran eine große Strahlungslänge (vgl. Tab.2.1). Bei hohen Teilchenenergien und großen Schauern werden die Abmessungen und die Kosten für das Kalorimeter zu groß. Ein Ausweg sind die Sampling-Kalorimeter.

3.1.2 Sampling-Kalorimeter

Das Sampling-Kalorimeter besteht aus Schichten von Absorbern und Detektoren. Der Absorber- und der Detektorteil bestehen aus verschiedenen Materialien, die für ihren jeweiligen Zweck genau gewählt werden.

Im Absorberteil von elektromagnetischen Kalorimetern werden Materialien mit kleiner Strahlungslänge verwendet; die Schauerentwicklung beschränkt sich dadurch auf ein kleines Volumen. Der Schauer wird auch bei hohen Teilchenenergien vollständig vom Kalorimeter umschlossen.

Im Detektorteil wird die Energie gemessen. Dafür gibt es verschiedene Möglichkeiten. Im H1-Detektor wird in dem Teil des elektromagnetischen Kalorimeters, das radial um die Wechselwirkungszone und in Vorwärtsrichtung aufgebaut ist, als Absorbermaterial Blei und als Detektormaterial flüssiges Argon verwendet. In der Rückwärtsrichtung befindet sich ein Blei-Szintillator Sampling-Kalorimeter. Im Hadronenkalorimeter wird Stahl als Absorber und flüssiges Argon als Detektormaterial verwendet. Das Rückflußeisenjoch der Spule wird mit Gas-Ionisationskammern, den Streamerrohrkammern, instrumentiert [WOL86].

Die Streamerrohrkammern bilden zusammen mit dem Eisen ein Sampling-Kalorimeter, dessen Aufgabe es ist, die vom inneren Kalorimeter nicht vollständig erfaßte Energie zu messen. Sie wurden gewählt, weil damit kostengünstig eine große Fläche abgedeckt werden kann. Weitere

Vorteile der Streamerkammern sind, daß man mit ihnen einfach eine räumliche Segmentierung erreichen kann, sowie ihre hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen. Ein Nachteil ist ihre schlechte Energieauflösung.

3.2 Energieauflösung

Die Messung von Teilchenschauern mit Kalorimetern basiert auf physikalischen Prozessen. Diese sind die Produktion von Ladungen durch Ionisation, Szintillation- und Cerenkov-Photonen und Elektron-Loch-Paare in Halbleiterdetektoren. Die Energieauflösung ist daher, neben anderem, durch die Fluktuation der Anzahl von unkorrelierten, auf statischen Prozessen beruhenden Primärprozessen n bestimmt. Die Breite der Verteilung eines Signals σ_S von monoenergetischen Teilchen mit der Energie E verhält sich zu n wie:

$$\frac{\sigma_S}{S} \approx \frac{\sqrt{n}}{n} \quad (3.1)$$

für lineare Kalorimeter führt dies auf die allgemeine Formel für die Energieauflösung [FAB89].

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (3.2)$$

Als Wert für die Energieauflösung eines Kalorimeters wird der Faktor c angegeben, die Energie E ist dann in GeV angegeben. Da der Kalorimetrie statistische Prozesse zugrunde liegen, verbessert sich die Energieauflösung mit steigender Schauerenergie.

3.3 Energieauflösung bei elektromagnetischen Sampling-Kalorimetern

Die Energieauflösung von Sampling-Kalorimetern wird durch das Verhältnis von aktiver Schicht (Detektor) zu passiver Schicht (Absorber) bestimmt. Die Sampling-Teilung beschreibt das Verhältnis des mittleren Energieverlustes von aktiver zu passiver Schicht. Das Verhältnis der deponierten Energie in den Schichten unterliegt Schwankungen aufgrund von statistischen Prozessen. Diese Schwankungen unterliegen einer Normalverteilung und werden von der Sampling-Fluktuation beschrieben.

Die Breite der Energieverteilung für elektromagnetische Schauer im Sampling-Kalorimeter ist dann [ENG84]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim 3,2\% \cdot \sqrt{\epsilon_{krit.} \cdot \frac{t}{E}} \quad (3.3)$$

N = Anzahl der Teilchen

ϵ_{krit} = kritische Energie des Absorbermaterials

t = Dicke des Absorbermaterials in X_0

Eine Verbesserung der Energieauflösung erreicht man mit dünneren Absorberschichten.

In Formel 3.4 sind die beiden wichtigsten Effekte, die die Energieauflösung in einem Blei Sampling-Kalorimeter verschlechtern, berücksichtigt. Dies ist zum einen die minimale, nachweisbare Energie in einem Detektor. Diese wird hier mit 1 MeV angenommen. Zum anderen erhalten die Teilchen eines elektromagnetischen Schauers durch Streuung einen größeren Flugwinkel zur Schauerachse, dadurch erscheint die Absorberschicht um $1/\cos \theta$ dicker.

Nach [ENG84] gilt hierfür:

$$\frac{\sigma(\epsilon)}{E} = 13,7\% \cdot \sqrt{\frac{t}{E}} \quad (3.4)$$

Eine weitere Ursache für die Verschlechterung der Energieauflösung sind Schwankungen in der Schauerlänge, die dazu führen, daß ein Teil der Teilchen aus dem Kalorimeter heraustreten. Um die benötigte Größe eines Kalorimeters abzuschätzen, kann man folgende Formeln benutzen. t_{med} beschreibt die Länge eines Schauers bis zu der die Hälfte der Einstrahlenergie E in einem Material mit der kritischen Energie ϵ_{krit} deponiert wird [AMA81] :

$$t_{med} = \ln \left(\frac{E}{\epsilon_{krit.}} \right) + a \quad ; \quad a = 0,4 \text{ für } e^\pm \quad ; \quad a = 1,2 \text{ für } \gamma \quad (3.5)$$

Die Lage des Schauermaximums t_{max} wird mit t_{med} durch folgende Formel beschrieben:

$$t_{max} \cong t_{med} - 1,5 \quad (3.6)$$

Zur Abschätzung der Kalorimeterlänge, die nötig ist, um 98 % der eingestrahnten Energie zu absorbieren, gilt nach [AMA81]:

$$L_{98\%} \cong \left(3 \cdot \ln \frac{E}{\epsilon_{crit.}} + 0,4 \right) \cdot X_0 \cong 3t_{med} \quad (3.7)$$

Kapitel 4

Testaufbau

4.1 Einleitung

Das Eisenjoch des H1-Detektors wird mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Ihre Aufgabe ist es, die aus dem zentralen Kalorimeter austretende Energie zu messen und Myonen nachzuweisen. Die Streamerrohrkammern bilden zusammen mit dem Eisen als Absorbermaterial ein Sampling-Kalorimeter. Am DESY-Elektronenstrahl Teststand 24 wurde eine ähnliche Anordnung aufgebaut. Dafür standen 5 Streamerrohrkammern mit je 6 Profilen zur Verfügung. Diese 1 m langen Elemente waren mit $25 * 25 \text{cm}^2$ großen Kupferelektroden (Pads) ausgerüstet. Zur Aufschauierung des Elektronenstrahls wurden Bleiplatten von 0,55 cm Dicke benutzt.

4.2 Die Testaufstellung

Die Anordnung der Kammern und der Bleiplatten ist in Abb.4.1 gezeigt. Die Begründung für die Aufstellung wird in Kapitel 5 gegeben. Eine Bleiplatte hat eine Stärke von 0,55 cm, eine Länge von 60 cm und eine Höhe von 100 cm. Die vorderen 4 Bleiplatten haben untereinander einen Abstand von 1,2 cm. Daran schließt sich die erste Streamerrohrkammer an. Die Streamerrohrkammern stehen im Abstand von 6 cm hintereinander (siehe auch Abb.5.4). In der Mitte zwischen ihnen befindet sich jeweils eine Bleiplatte. Die gesamte Anordnung war auf einem Hubtisch montiert und konnte auf 1 mm genau vertikal und horizontal bewegt werden.

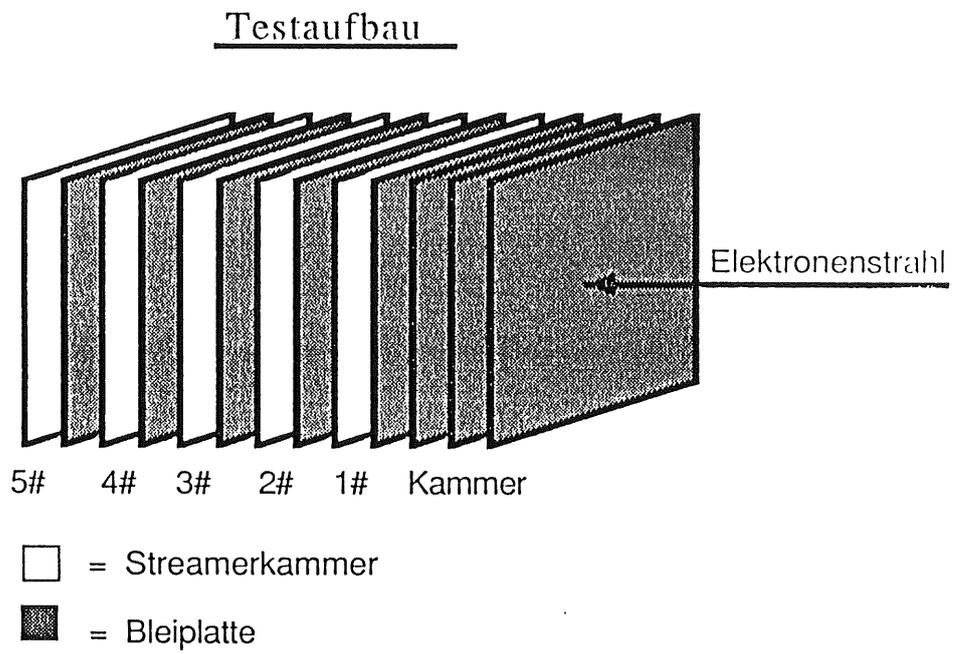
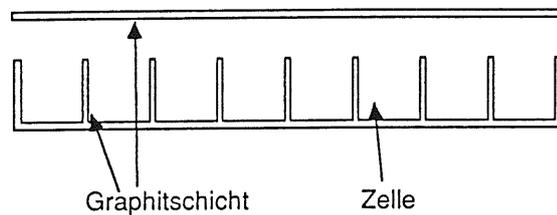


Abb. 4.1: Die Anordnung der Kammern und der Bleiplatten

4.3 Die Streamerrohrkammern

Schnitt durch ein Luranyl-Profil



Schnitt durch eine Streamerkammer

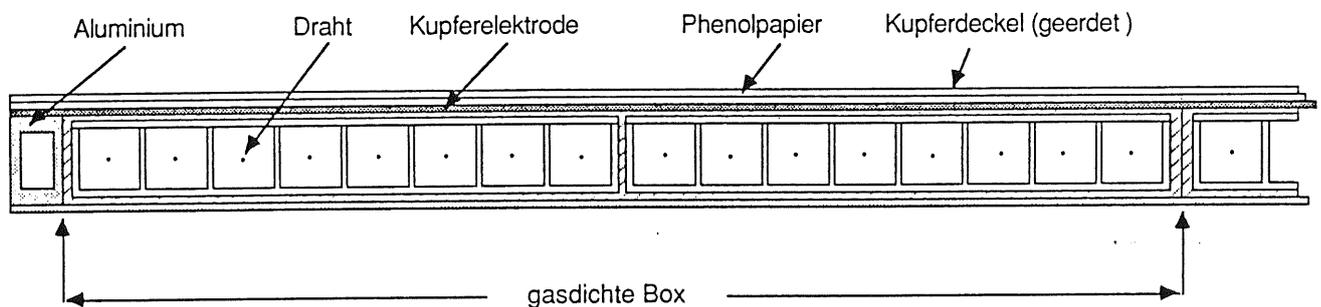


Abb. 4.2: Das Luranyl-Profil und die Streamerrohrkammer

Eine Streamerrohrkammer ist 130,0 cm lang, 103,1 cm hoch und besteht aus 6 Boxen. In jeder Box sind 2 Profile mit je 8 Zellen. 2 Profile sind in einer gasdichten Box zusammengefaßt. Boxen und Profile sind aus LURANYL. Abb.4.2 zeigt den Schnitt durch ein Luranyl-Profil und eine Streamerrohrkammer.

Die Profile sind auf ihrer Innenseite mit einer Graphitschicht überzogen, deren Oberflächenwiderstand $\sim 10k\Omega/\square$ beträgt. Auf diesen Profilen liegt ein Deckel, dessen Unterseite eine hochohmige Graphitschicht von $\sim 1M\Omega/\square$ trägt. Die Zellengröße beträgt $9 * 9mm^2$, die Wandstärke ist 1 mm. Der Draht besteht aus Kupfer-Beryllium und hat einen Durchmesser von $100\mu m$. Auf seiner Länge von 1 m wird er durch zwei Drahthalter von 6 mm Breite in zentraler Lage gehalten. Auf den Boxen liegen die $25 * 25cm^2$ großen Kupferelektroden (Pads). Die Kuperelektroden und der geerdete Kupferdeckel sind durch $35\mu m$ dickes, mit Kupfer beschichtetes Phenolpapier getrennt.

Die ganze Kammer ist an ihrer Unterseite mit 1 mm starken Aluminiumplatten und an den Seiten mit Aluminiumprofilen versteift.

Zwischen der Graphitschicht (Anode) und dem Draht (Kathode) besteht eine Potentialdifferenz von 4500 Volt. Der Draht liegt dabei über einen Auslewiderstand von 270Ω auf Massenelectrode. Die Streamerrohrkammern wurden mit einem Gasgemisch aus 75% Argon und 25% Isobutan betrieben. Die Signalauslese der Kammern erfolgt über die Drähte und durch die außerhalb des aktiven Kammervolumens angebrachten Kupferelektroden. Sie dienen der Messung der durch den Streamer auf die Kammerwände influenzierten Ladungen.

4.4 Die Auslekette

Die Auslekette ist in Abb.4.3 dargestellt. Die einzelnen Signale der Kupferelektroden wurden durch 1 m lange Flachbandkabel zum Signaladdierer (Towerbuilder) geführt. Das Summensignal wurde über 30 m gedrilltes Paarkabel in den Dämpfer gespeist, der direkt auf dem FADC-Modul steckte. Die digitalisierten Signale gelangten durch 3 m gedrilltes Paarkabel in den Computer (Apple McIntosh II).

Die Digitalisierung der Draht- und Influenzsignale erfolgte durch CAMAC-FADC-Module des Typs DL 101. Sie sind für das JADE-Experiment entwickelt worden. Jedes FADC-Modul enthält vier Kanäle, es können also vier Drähte oder vier Summensignale ausgelesen werden. Am Teststand standen elf Module zur Verfügung. Mit diesen wurden 8 Summensignale und 36 Drahtsignale ausgelesen. Das Signal wird von einem FADC-Baustein mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz bei einer Auflösung von 6 Bit (+ 1 Überlaufbit) linear digitalisiert und in einen Speicher geschrieben. Jeder Kanal hat eine Speichertiefe von 256 Bytes, dies ergibt einen Auslesezeitraum von $2,56 \mu\text{sec}$. Jedes FADC-Modul besitzt einen 100 MHz Taktgenerator. Dieser wird durch ein externes NIM-Signal gestartet und löst die Aufzeichnungsphase aus. Ist die Aufzeichnungsphase beendet, wird von der CAMAC-Logik die Auslesephase gesteuert. Die Daten von zwei Kanälen werden in einem 16-Bitwort ausgegeben und von dem Computer eingelesen [KAD87]. Der Computer diente zur Speicherung der Daten und zur ersten Analyse der Messungen. Über eine Transferverbindung (Ethernet) wurden alle Daten zur IBM-Großrechenanlage transferiert. Mit einem Analyseprogramm [MAR89] wurden die Daten der Einzelmessungen selektiert und analysiert. Mit selbsterstellten Programmen wurden die Daten aller Messungen normiert und dann die Daten spezieller Meßreihen zusammengefaßt und weiter analysiert. Die Triggerschaltung ist in Abb.4.3 zu sehen. Der Start der Ausleseelektronik erfolgte bei Koinzidenz der Szintillatoren 1, 2 und 3. Szintillator 1 hat eine Fläche von $2 * 2 \text{ cm}^2$ und ist direkt am Strahleintritt in das Meßgebiet angebracht. Szintillator 2 und 3 sind zwei kreuzweise, 2 m vor der Kammer aufgestellte Fingerzähler. Sie haben eine gemeinsame Fläche von $1 * 1 \text{ cm}^2$.

Meß- und Triggeraufbau

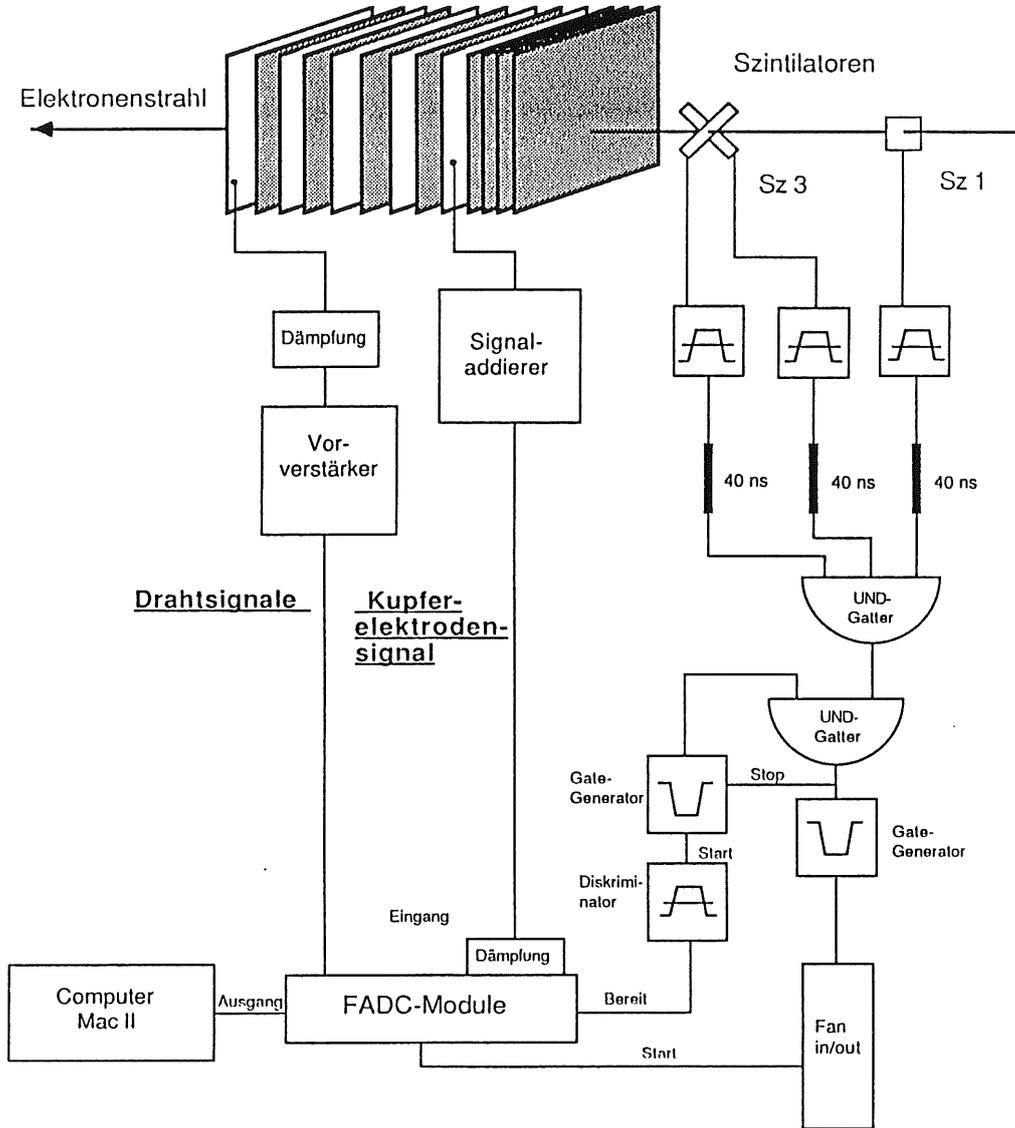


Abb. 4.3: Der Meß- und Triggeraufbau

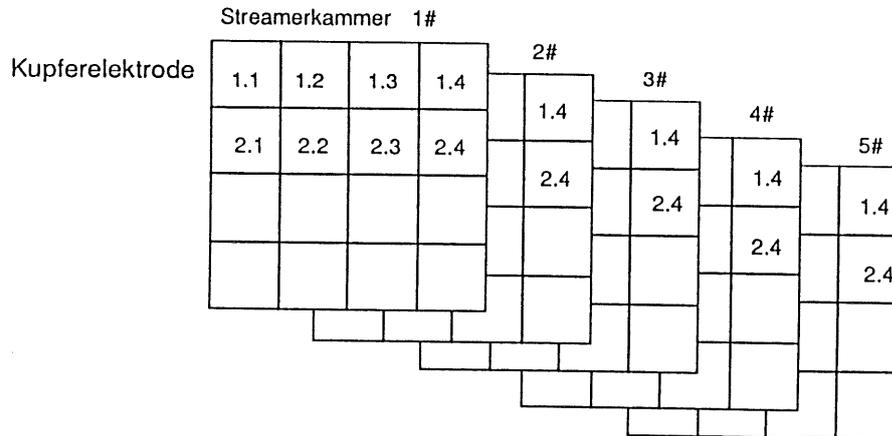


Abb. 4.4: Die Aufgabe des Signaladdierers

4.5 Der Signaladdierer "Towerbuilder"

Der Signaladdierer hat die Aufgabe, die Summe der Signale von fünf hintereinander liegenden Kupferelektroden zu bilden. In Abb.4.4 ist die Summenbildung dargestellt, jeweils Kupferelektroden mit gleicher Nummer werden addiert. Das Summensignal wird um den Faktor 10 verstärkt und durch 30 m gedrehtes Paarkabel (Twisted Pair) zu den FADCs (schnelle Analog-Digital Wandler) geleitet. Vor den FADCs wird das Signal wieder gedämpft und so auf den FADC abgestimmt. In Abb.4.6 ist ein Summensignal von 5 hintereinanderliegenden Kupferelektroden dargestellt. Dieses Signal ist bei 3 GeV Einstrahlenergie aufgenommen worden. Der von mir benutzte Signaladdierer (Abb.4.5) ist von J.Ebert entwickelt worden und ist ein Vorläufermodell des für den H1-Detektor vorgesehenen Modells. Das Vorläufermodell hat einen asymmetrischen Eingang und eine Verstärkung von 10. Bei den Testmessungen zeigte sich, daß ein asymmetrischer Eingang sehr empfindlich auf Erdungsschleifen reagiert. Das Modell für den H1-Detektor hat einen symmetrischen Eingang, Abb.4.7 zeigt diese Version [H1C89].

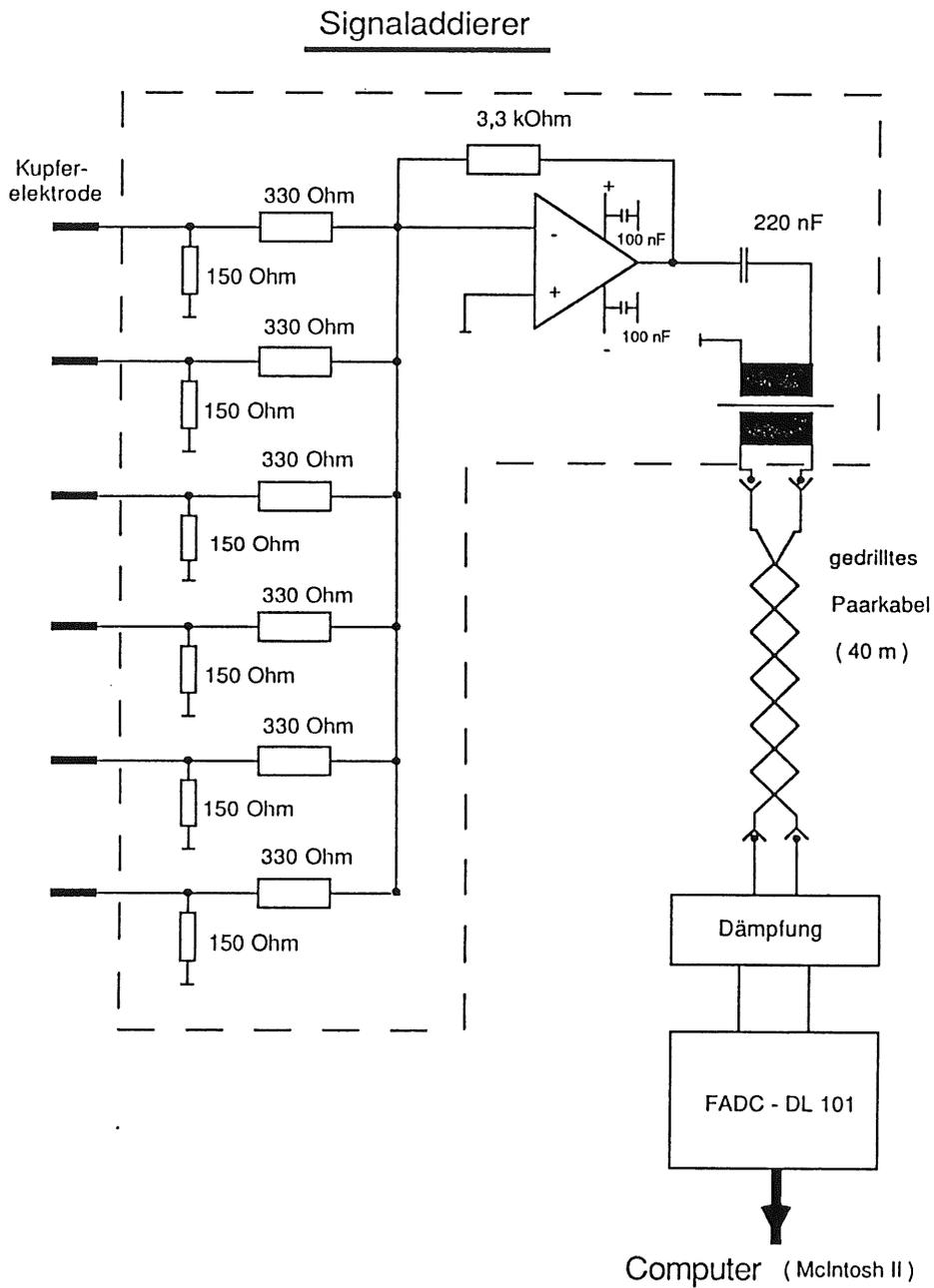


Abb. 4.5: Die Schaltung des Signaladdierers

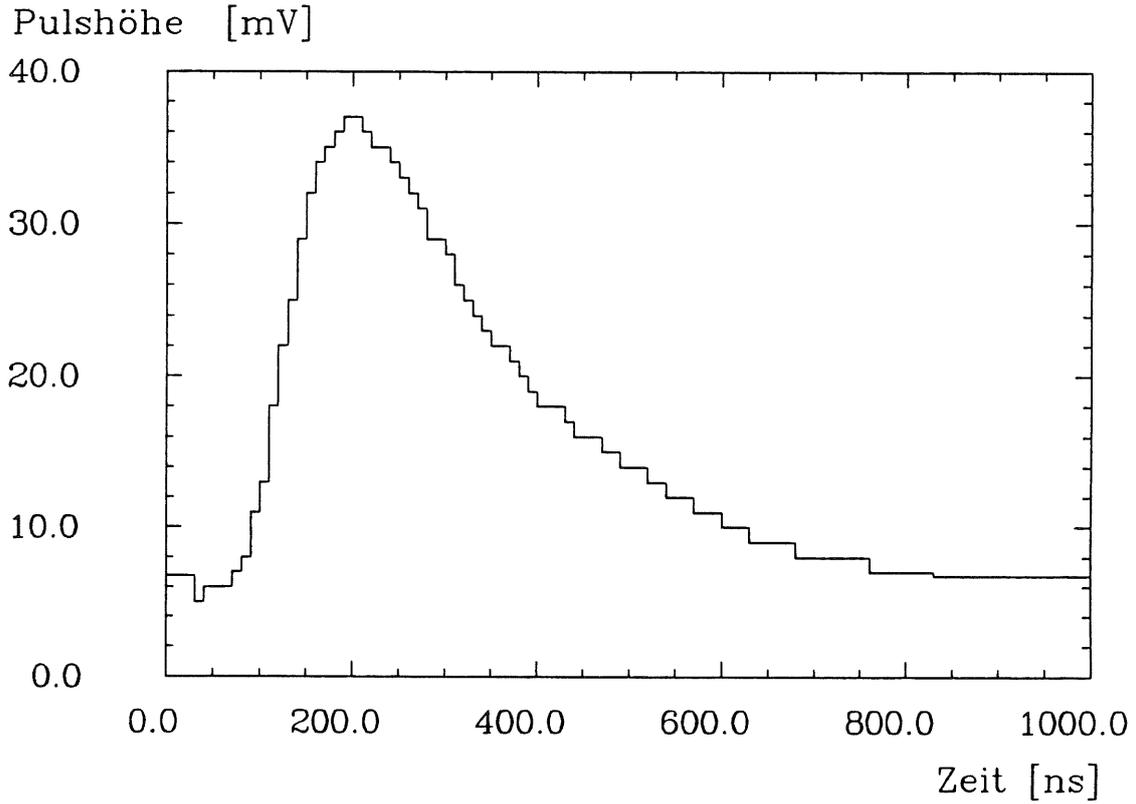


Abb. 4.6: Ein Puls des Signaladdierers bei 3 GeV Einstrahlenergie

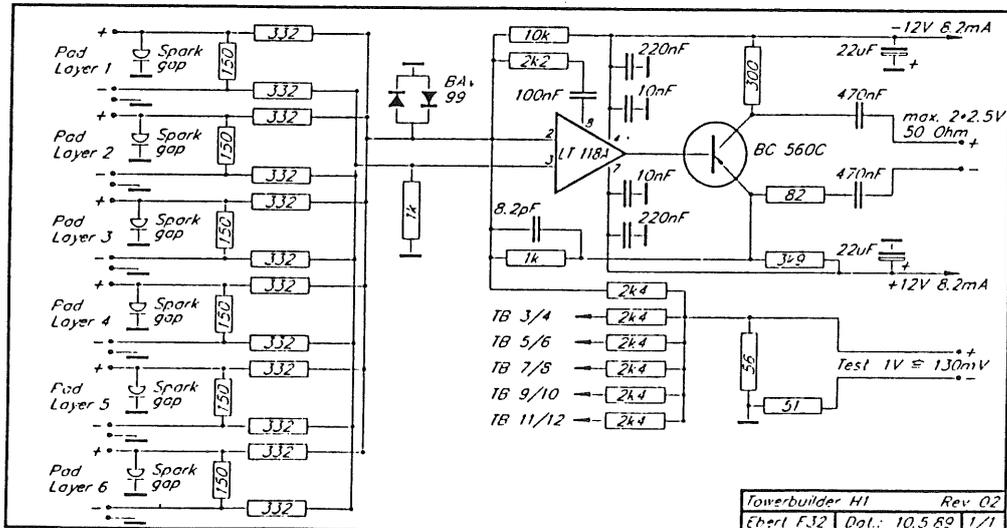


Abb. 4.7: Der Signaladdierer für den H1-Detektor

Bei dem alten Modell kam es durch Potentialunterschiede zwischen den Erdungspunkten der Hochspannung und des Signaladdierers zu Störungen des Signals durch Schwingungen. Die Potentialunterschiede wurden durch den ungenügenden Kontakt durch die Leitungsfolie hervorgerufen. Diese sollte die Vorder- und Rückseite der Streamerkammer elektrisch verbinden. In Abb.4.8 sind die Änderungen der Erdung zu erkennen. Konnten bei der alten Erdung Erdungsschleifen durch Potentialunterschiede zwischen der Vorder- und Rückseite der Kammer auftreten, so ist dies bei der sternförmigen Erdung im zentralen Punkt X nicht möglich.

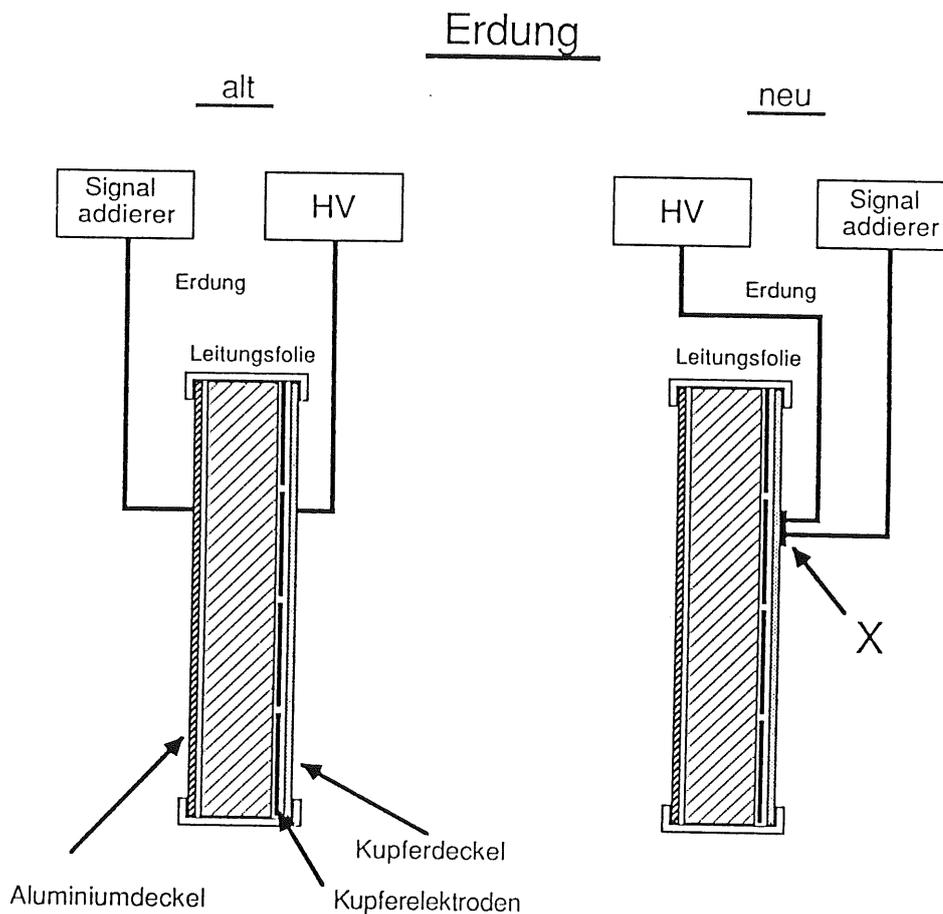


Abb. 4.8: Die alte und neue Erdung der Streamerrohrkammern

4.6 Die Gasmischanlage

Die Streamerrohrkammern wurden mit dem Standardgasgemisch betrieben. Dieses setzt sich aus 25% Argon und 75% Isobutan zusammen. Das Gemisch wurde in einem Gasmischgerät hergestellt, dessen schematische Funktionsweise in Abb.4.9 dargestellt ist.

Mit dem Gerät konnte sowohl das Mischungsverhältnis überwacht werden, als auch die

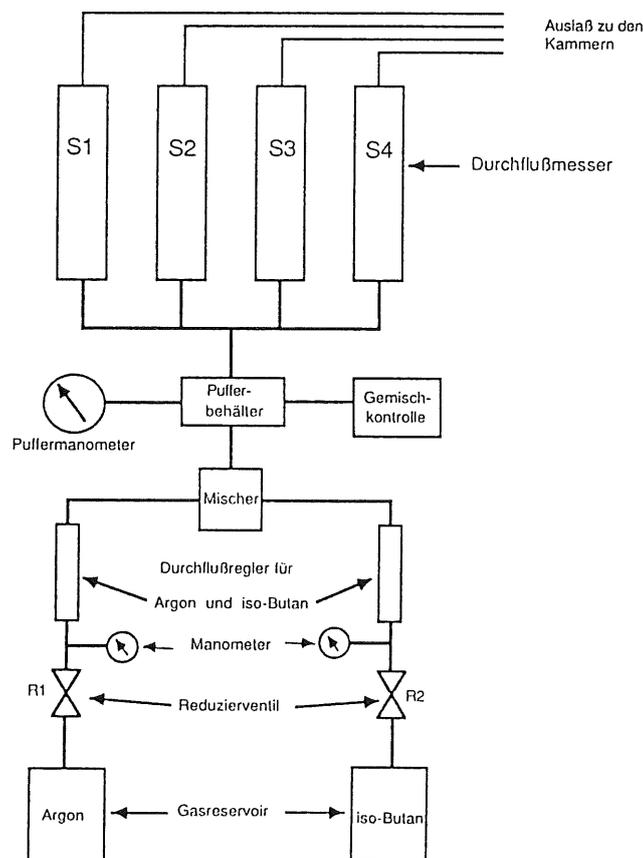


Abb. 4.9: Die Gasmischanlage

Durchflußmenge durch die Kammern variiert werden. Der Flaschendruck wurde durch ein Reduzierventil gedrosselt. In den Durchflußreglern wurde das gewünschte Gemisch eingestellt und vom Mischer aus in vier Durchflußmesser auf vier Ausläßkanäle zu den Kammern gegeben. An diesen Kanälen konnten unterschiedliche Durchflußmengen eingestellt werden. Bei allen Messungen wurde eine Durchflußmenge von 40 l/h eingestellt. Dies bedeutet, daß alle 2 Stunden das Gasvolumen aller 5 Kammern ausgetauscht wurde. Bei jeder Messung wurden neben den aktuellen Daten über das Gemisch und die Durchflußmengen auch die Temperatur (22,7°C - 28,8°C) und der Luftdruck (999 - 1017 hPa oder 749 - 763 Torr) notiert.

4.7 Die Hochspannungsversorgung

Die Hochspannung wurde von einem CAEN-Gerät gesteuert. Das Gerät verfügt über 40 Kanäle, die getrennt geregelt werden können. Neben der Hochspannung kann der zulässige Höchststrom eingestellt werden. Zieht eine Kammer Strom über einen Grenzwert, so wird die Hochspannung runtergeregelt. Über eine einzustellende Zeit versucht das CAEN die Hochspannung wieder hochzuregeln, gelingt dies nicht, so wird sie abgeschaltet. Die Schauer-messungen wurden bei 4500 Volt durchgeführt als Strombegrenzung war $200\mu A$ über 60 sec gewählt worden.

4.8 Der Elektronenstrahl

Im Meßgebiet (Teststrahl 24) stand vom DESY II ein Elektronenstrahl zur Verfügung. Die Energieeinstellung erfolgte über die Auslenkmagnete, die direkt vom Experiment aus geregelt werden konnten. Damit ließen sich Strahlenergien von 1-5 GeV einstellen. Die Energiewerte haben eine Ungenauigkeit von 5%.

Kapitel 5

Die Simulation zum Aufbau der Messungen

Zur Simulation der elektromagnetischen Schauer stand die Version 4 des Elektronen-Gamma-Schauer Programms EGS zur Verfügung. Die Simulation verfolgte zwei Ziele. Als erstes sollte in kurzer Zeit eine Testaufstellung der Streamerkammern und der zur Aufschauierung des Elektronenstrahls benötigten Bleiplatten gefunden werden, die die beste Energieauflösung bei 3 GeV Strahlenergie liefert. Nach Abschluß der Messungen wurden die Meßdaten mit einer zweiten, genaueren Simulation (Kapitel 7) analysiert, um einige physikalische Eigenschaften der Streamerkammern aufzuzeigen.

5.1 EGS4

Das EGS (Electron-Gamma-Shower) Programm dient der Monte-Carlo-Simulation von elektromagnetischen Schauern. Es wurde die neueste Version benutzt: EGS4 [NEL85].

Im folgenden sind die physikalischen Effekte und die Energiebereiche aufgeführt; die EGS4 beinhaltet:

- Die folgenden physikalischen Prozesse werden von EGS berücksichtigt.
 - Bremsstrahlung
 - Møller- und Bhaba-Streuung
 - Positronenannihilation
 - Coulomb-Streuung an Atomkernen

- Quasikontinuierlicher Energieverlust von geladenen Teilchen zwischen den einzelnen Wechselwirkungen
 - Paarbildung
 - Compton-Streuung
 - Photoelektrischer Effekt
- Die Energieverlustmechanismen von Elektronen, Positronen und Photonen können in jedem Material und Materialgemisch simuliert werden.
 - Der Bereich der kinetischen Energie von geladenen Teilchen reicht von einigen 10keV bis einigen TeV.
 - Der Bereich der Photonenenergie reicht von einigen keV bis einigen TeV.

Der Benutzer hat zwei Unterprogramme selber zu programmieren. In dem einen wird die Geometrie des Aufbaus und die dabei verwendeten Materialien in das Hauptprogramm eingegeben. Das andere dient der Selektierung und Speicherung von ausgewählten Daten aus den einzelnen Schauern. Nach Abschluß einer Schauersimulation werden durch Auswerteroutinen Statistiken und Histogramme erstellt.

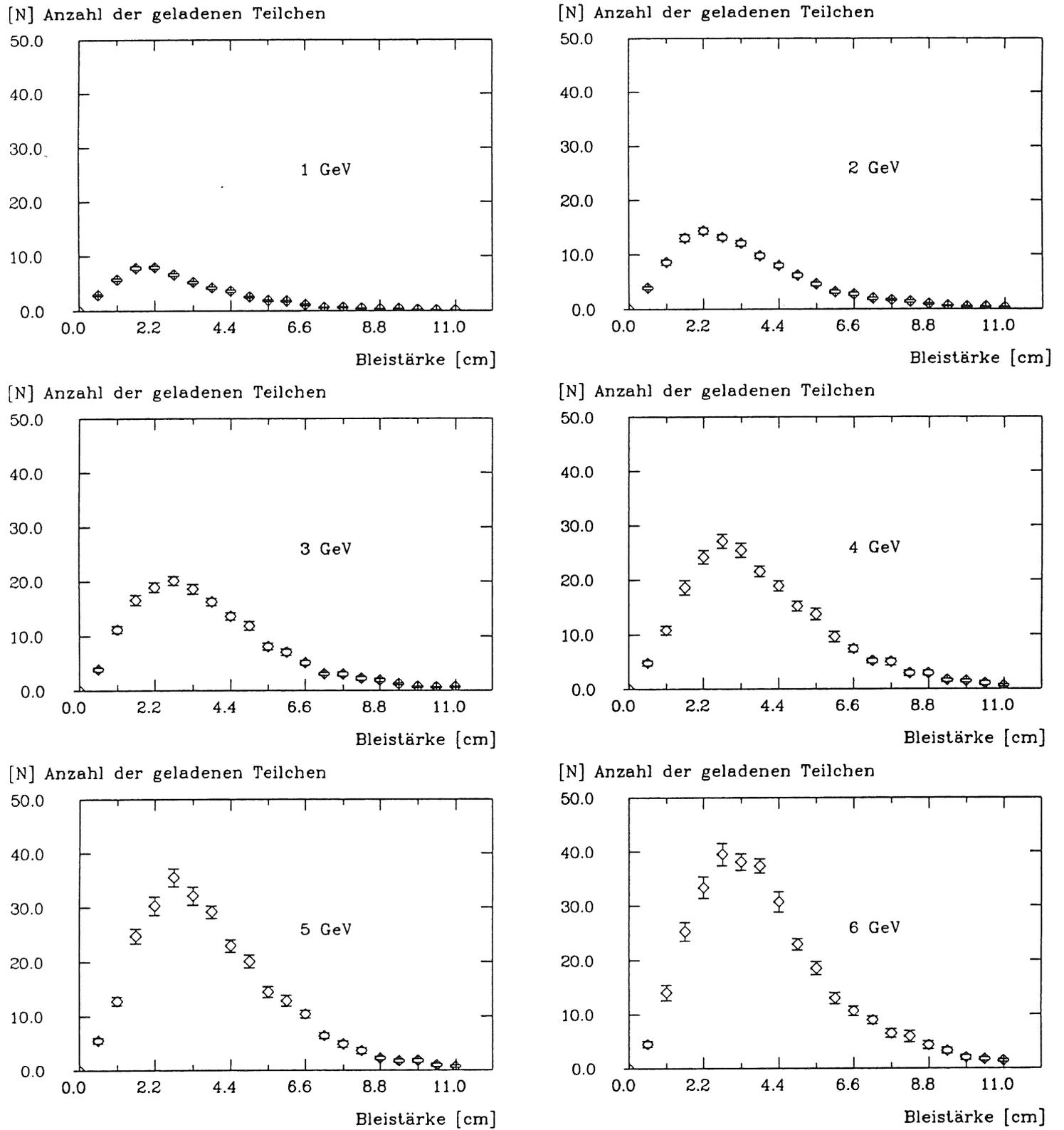


Abb. 5.1: Die Schauerprofile im Bleiblock bei 1-6 GeV

5.2 Die Schauerentwicklung im Bleiblock

Die Simulation der Schauerentwicklung im Bleiblock ist eine grobe Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse bei den Messungen. Sie hat den Vorteil, daß sie schnell zu programmieren ist und man somit in kurzer Zeit einen Überblick über die zu erwartende Schauerentwicklung erhält. Aus den Simulationsergebnissen konnte dann die optimale Testaufstellung gefunden werden.

Bei dieser Simulation schießt man die Elektronen in einen unendlich großen Bleiblock. In diesem werden an bestimmten Stellen die geladenen Teilchen gezählt. Für den Test standen Bleiplatten von 0,55 cm Dicke zur Verfügung. In der Simulation wurden daher in 0,55 cm Schritten, senkrecht zur Einschußrichtung der Elektronen, Ebenen angelegt. Passieren Elektronen oder Positronen eine solche Ebene, so werden sie gezählt. Bei einer Abschneideenergie für geladene Teilchen von 1 MeV und für Photonen von 0,1 MeV ergaben sich bei Einschußenergien von 1-6 GeV die Schauerprofile in Abb. 5.1.

Für den Test standen nur 5 Streamerkammern zur Verfügung. In der Simulation mußte daher die optimale Aufstellung für 5 Streamerkammern gefunden werden, mit der die beste Teilchen-(Energie)-Auflösung erreicht werden kann. Mit N der mittleren Teilchenanzahl pro Schauer in 5 Streamerkammern und σ_N als die Standardabweichung ist die Auflösung folgendermaßen definiert:

$$\text{Auflösung} = \frac{\sigma_N}{N} \quad (5.1)$$

Setzt man voraus, daß zwischen zwei Zählern immer ein Abstand von 0,55 cm sein muß, variiert man nur die Bleidicke in 0,55 cm Schritten vor dem ersten Zähler. Die vorhandene Anzahl der Bleiplatten am Teststrahl ließ es nicht zu, mehr als eine Bleiplatte zwischen zwei Streamerkammern (Zählern) zu stellen.

Als Ergebnis erhält man, daß folgende Aufstellung zur besten Auflösung bei 3 GeV-Einschußenergie führt: 2,2 cm Blei (\equiv 4 Bleiplatten oder 4 X_0) stehen vor der 1. Streamerkammer und zwischen den folgenden jeweils 0,55 cm Blei (\equiv 1 Bleiplatte oder 1 X_0). In Abb.5.2 ist diese Simulation mit der Verschiebung der Zähler dargestellt. In Tabelle 5.1 sind die Auflösungen für ein 3 GeV-Schauer aufgelistet und in Abb. 5.3 graphisch dargestellt.

Schauersimulation im Bleiblock

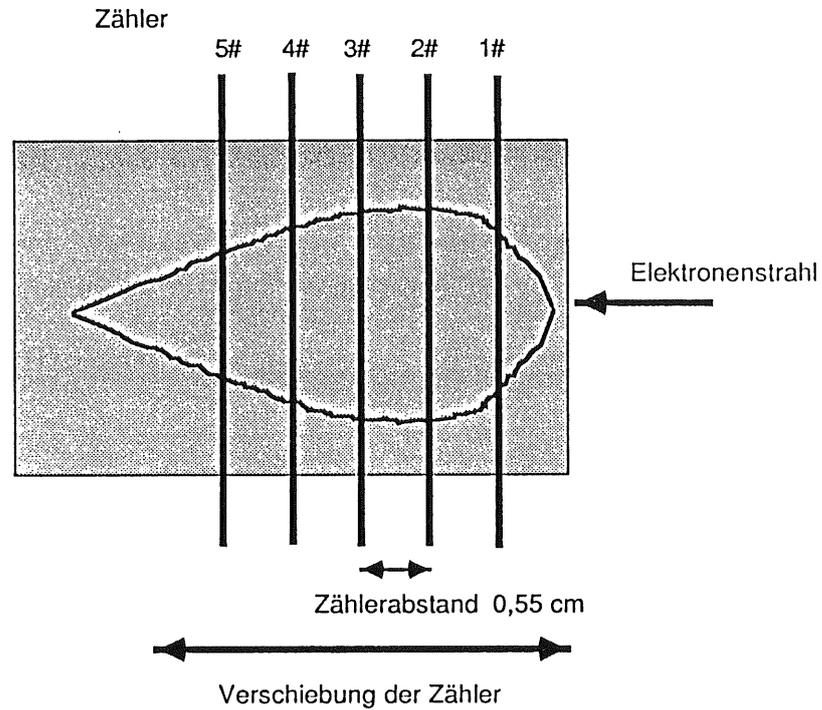


Abb. 5.2: Die Schauersimulation im Bleiblock

Strahlenergie [GeV]	Bleidicke vor 1.Zähler [cm]	Teilchenanzahl pro Schauer ($N \pm \sigma$)	Auflösung $\frac{\sigma}{N}$ [%]
3	0,0	$70,6 \pm 20,7$	29,3
3	0,55	$89,2 \pm 22,9$	25,7
3	1,10	$101,6 \pm 23,6$	23,2
3	1,65	$104,0 \pm 20,6$	19,8
3	2,20	$99,4 \pm 16,6$	16,7
3	2,75	$88,5 \pm 15,4$	17,5
3	3,30	$75,4 \pm 16,1$	21,3

Tabelle 5.1: Die Auflösung bei verschiedenen Zählaraufstellungen

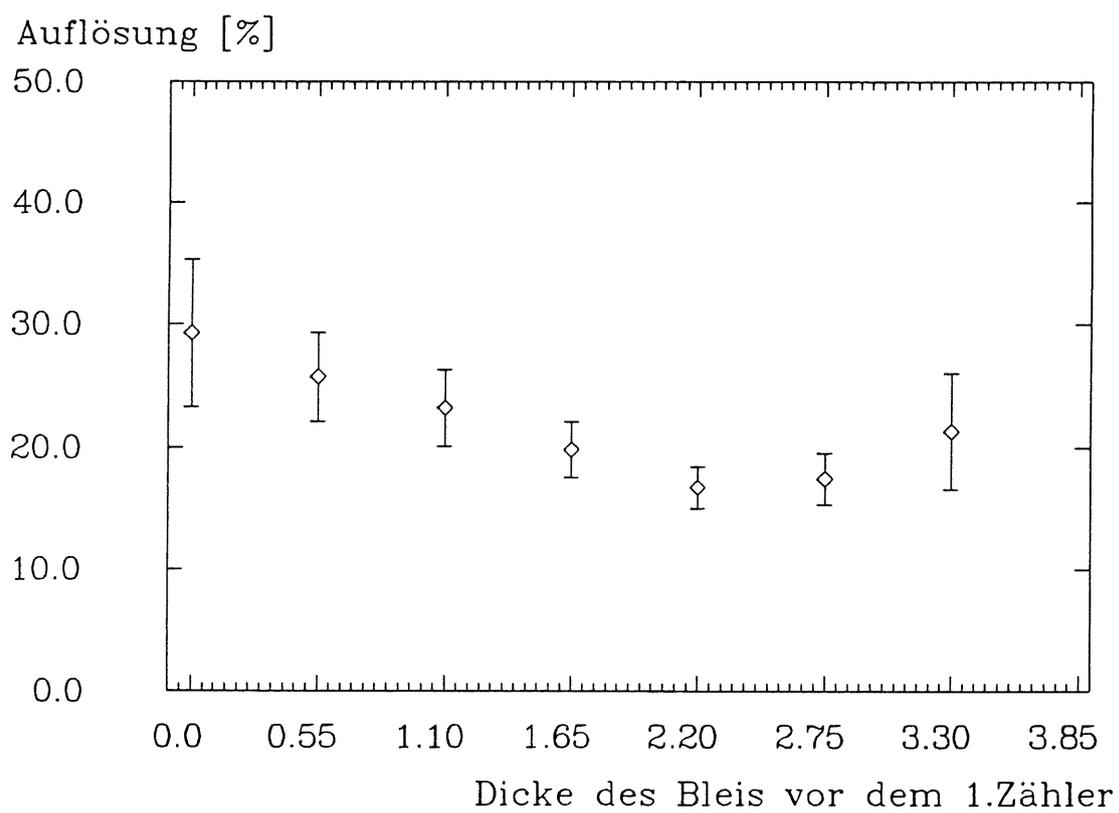


Abb. 5.3: Die Auflösung bei verschiedenen Bleidicken vor dem 1.Zähler

Kapitel 6

Die Schauermessungen

In diesem Kapitel werden die Messungen elektromagnetischer Schauer mit Streamerrohrkammern für den H1-Detektor beschrieben. Das Ziel der Messungen war es, festzustellen, wie gut die Streamerrohrkammern für kalorimetrische Messungen geeignet sind. Zuerst werden die Hochspannungskurven bei vier verschiedenen Werten des Luftdruckes gezeigt und die gewählte Hochspannung genannt. Im folgenden wird die Normierung der Messungen auf einen Luftdruck und eine Temperatur vorgestellt. Als erste Messungen werden Schauermessungen bei verschiedenen Energien und die dabei erreichte Auflösung beschrieben. Das Schauerprofil der 5 Streamerrohrkammern wird in der folgenden Messung gezeigt. Daran schließen sich die Schauermessungen an verschiedenen Punkten entlang der horizontalen und vertikalen Achse und eine Messung am Ort eines Drahhalters an. Zum Schluß werden die Messungen bei verschiedenen Bleidicken mit der Simulation für den optimalen Testaufbau verglichen. Für die Messungen gilt der in Kapitel 4 beschriebene Aufbau. Die Änderungen des Testaufbaus bei einigen Messungen sind in den Unterpunkten gesondert erklärt.

6.1 Die Hochspannungskurven

Bei den Messungen mit Streamerrohren ist es wichtig den richtigen Arbeitspunkt, das heißt die richtige Hochspannung mit der die Kammern betrieben werden müssen, zu finden. Der in Kapitel 4.5 beschriebene Streamermechanismus funktioniert nur in einem bestimmten Bereich der Hochspannungskurve. Der Arbeitspunkt ist abhängig von der gewählten Gasmischung, der Streamerrohrgeometrie und den äußeren Bedingungen wie Luftdruck und Temperatur. Vor den Schauermessungen wurden daher Hochspannungskurven bei einer Strahlenergie von 3 GeV aufgenommen. Diese Messungen wurden ohne Bleiplatten vor den Streamerrohrkam-

mern durchgeführt.

In Abb.6.1 sind vier solcher Kurven dargestellt. Diese wurden bei vier verschiedenen Werten des Luftdruckes und der Temperaturen gemessen. Die Hochspannung wurde in 50 V Schritten von 4000 V bis 5100 V hochgeregelt. Bei jedem Spannungswert wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Teilchendurchganges durch eine Streamerrohrkammer berechnet. Die in Abb.6.1 gezeigten Kurven wurden mit einer Datennahmeschwelle von 50 mV, bei ungefähr 300 Ereignissen pro Meßpunkt, aufgenommen.

Die Kurven zeigen folgendes Verhalten der Kammern. Nach einem fast linearen Anstieg geht die Kurve in ein Plateau über, dieses ist ungefähr 300 V breit. Das Plateau kennzeichnet den Bereich des Streamermechanismus. Im anschließenden Bereich nähert sich die Kurve der 100 % Grenze der Nachweiswahrscheinlichkeit. Hier treten Nachpulse auf. Ab einem Bereich von 5000 V kommt es in den Kammern zum Funkenüberschlag. Die gewählte Hochspannung von 4500 V (punktierte Linie) liegt bei allen vier Kurven gut im Plateau, das heißt der Arbeitspunkt ist nicht zu dicht an dem Übergang (Knie) zum Proportionalbereich, und Nachpulse treten nicht auf.

Aus den Plateauverschiebungen von ungefähr 150 V bei den verschiedenen Luftdrucken und Temperaturen wurde deutlich, daß die Schauermessungen normiert werden mußten.

Nachweiswahrscheinlichkeit [%]

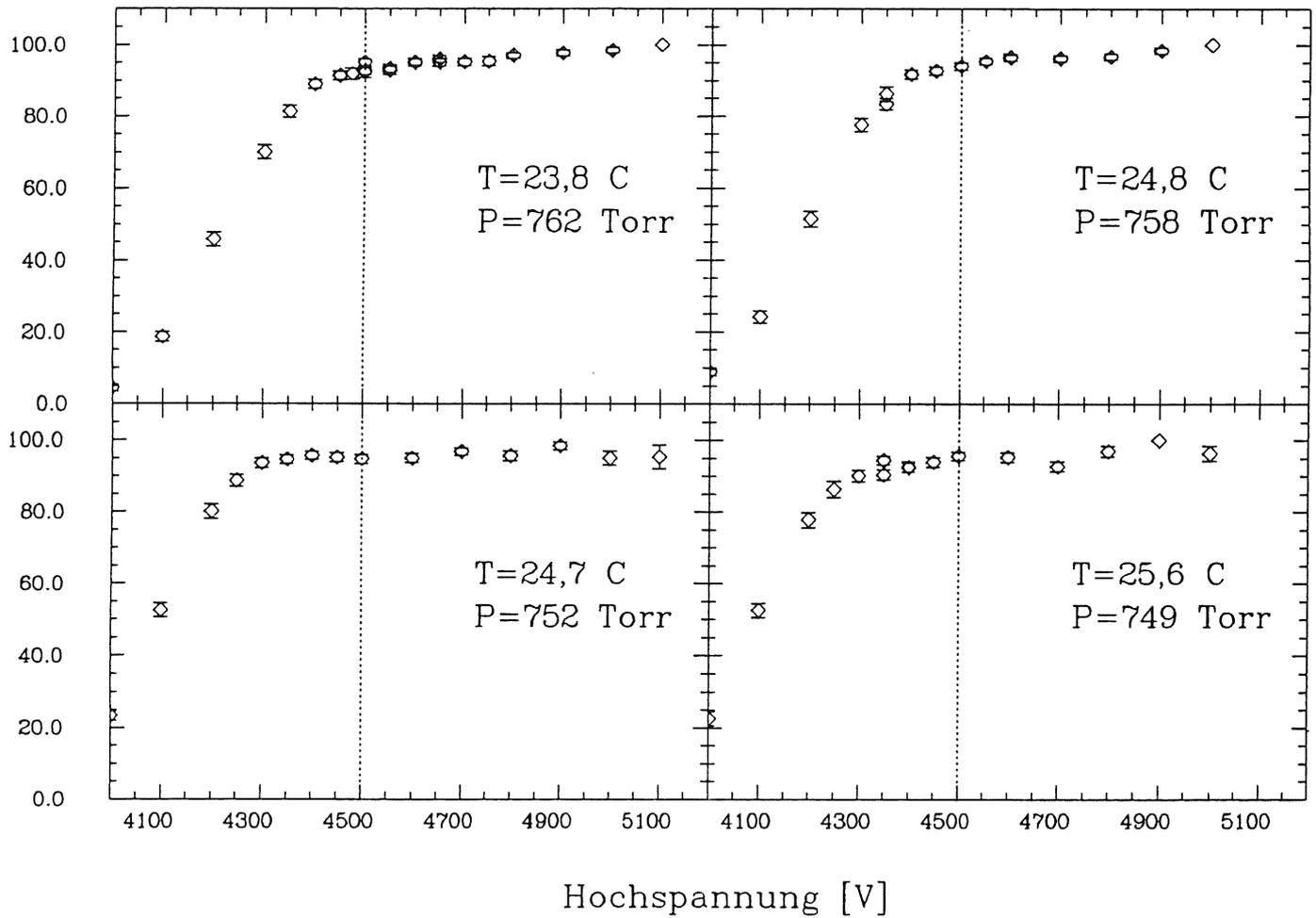


Abb. 6.1: Die Hochspannungskurven bei 50 mV Datennahmeschwelle

6.2 Die Normierung

Die Normierung der gemessenen Ladungen wurde mit folgenden Formeln durchgeführt:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \kappa_T \frac{\Delta T}{T} \quad \kappa_T = 10,4 \pm 0,5 \quad (6.1)$$

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \kappa_P \frac{\Delta P}{P} \quad \kappa_P = -(9,1 \pm 1,0) \quad (6.2)$$

Diese Formeln sind aus Messungen mit Streamerrohrkammern, die mit dem gleichen Gasgemisch betrieben wurden, abgeleitet worden [BEN89]. Alle Daten wurden auf eine Temperatur von 24,0 °C und auf einen Luftdruck von 760 Torr (1013 hPa) normiert. Für die Normierung aller Daten wurden $\kappa_T = 9,9$ und $\kappa_P = -10,1$ gewählt. Mit diesen Werten wurde die beste Übereinstimmung von vergleichbaren Messungen bei unterschiedlichen Luftdrücken und Temperaturen gefunden. Dabei zeigte sich, daß Messungen am gleichen Ort und sonst gleichen Bedingungen, trotz der Normierung, Ladungsunterschiede bis zu 10% aufwiesen. Die Normierung kann nur die Luftdruck- und Temperaturunterschiede ausgleichen. Schwankungen im Mischungsverhältnis der beiden Gaskomponenten durch die Gasanlage oder die unterschiedliche Gasqualität der angelieferten Argon- und Isobutanflaschen wurden nicht berücksichtigt. Zusätzlich gibt es Toleranzen in der Strahlenergie (± 5 %) und dem Einschubort (± 5). Besonders bei den Horizontalmessungen (Abb.6.6) zeigten sich die Ladungsunterschiede, da dort Messungen aus einem Zeitraum von 20 Tagen, mit Luftdruckunterschieden von 749-762 Torr (998-1016 hPa) und Temperaturschwankungen von 22,7- 28,8 °C, in einer Abbildung dargestellt werden. Die meisten Messungen, wie die Energiekurven und die Schauerprofile, wurden jeweils an einem Tag und somit bei konstanten Bedingungen durchgeführt.

6.3 Die Energiemessungen

6.3.1 Die Energiekurven

Die Linearität zwischen der Strahlenergie und der gemessenen Ladung ist wichtig für die Energiemessungen in einem Kalorimeter. Am Teststand wurden daher einige solcher Messungen durchgeführt.

Mit dem Signaladdierer wurden die oberen Hälften der 5 Streamerrohrkammern ausgelesen

Kupferelektrodenreihe	Profil	Streamerammer				
		5.	4.	3.	2.	1.
1.	1.	+	-	-	-	+
1.	2.	+	-	+	+	+
1.	3.	+	-	+	+	+
2.	4.	+	+	+	+	+
2.	5.	+	+	+	+	+
2.	6.	+	+	+	+	+

Tabelle 6.1: Die Liste der angeschlossenen (+) und nicht angeschlossenen (-) Profile

(1. + 2. Kupferelektrodenreihe). Aus den 8 Summensignalen, aus jeweils 5 Kupferelektroden, wurde dann das Gesamtsignal ermittelt und in gemessene Ladung umgerechnet. Zur Verdeutlichung: aus den Kupferelektroden mit den Nummern 1.1-1.4 und 2.1-2.4 in Abb.4.4 wurde das Gesamtsignal bestimmt. In Tab.6.1 sind die angeschlossenen Profile (+) aufgelistet. Bei den nicht angeschlossenen Profilen (-) traten Probleme mit der Hochspannung auf. In Abb.6.2 sind 4 Energiekurven dargestellt. Die Messungen unterscheiden sich nur durch den Einschußort. Messung U.B1-5 ist ungefähr in der Mitte der Streamerrohrkammern aufgenommen. Dies entspricht dem Ort des Ladungsmaximums der Horizontalmessungen in Abb.6.6 bei ~ 460 mm. Die Messung S.B1 wurde in der Mitte von Kupferelektrode 2.3 (625 mm), S.A1-5 und S.A2.1-5 in der Mitte von Kupferelektrode 2.4 (825 mm) durchgeführt. Alle vier Messungen sind linear. Die Steigungen und somit die Ladungen in den einzelnen Meßpunkten unterscheiden sich in ihrer Höhe. Diese Unterschiede sind in Übereinstimmung mit den Ladungsschwankungen an den entsprechenden Orten der Horizontalmessungen. Die Messung U.B1-5 ergab die höchsten Ladungswerte und die angepaßte Gerade hat die größte Steigung. In den Horizontalmessungen ist auch am Ort dieser Messung (460 mm), das Maximum zu erkennen.

Die angepaßten Geraden schneiden die Ordinate nicht bei 0 pC, dies ist zu erwarten, da vor der ersten Streamerrohrkammer vier Strahlungslängen Blei stehen, und daher eine Mindestenergie erforderlich ist, damit überhaupt Teilchen in der 1. Kammer nachgewiesen werden können.

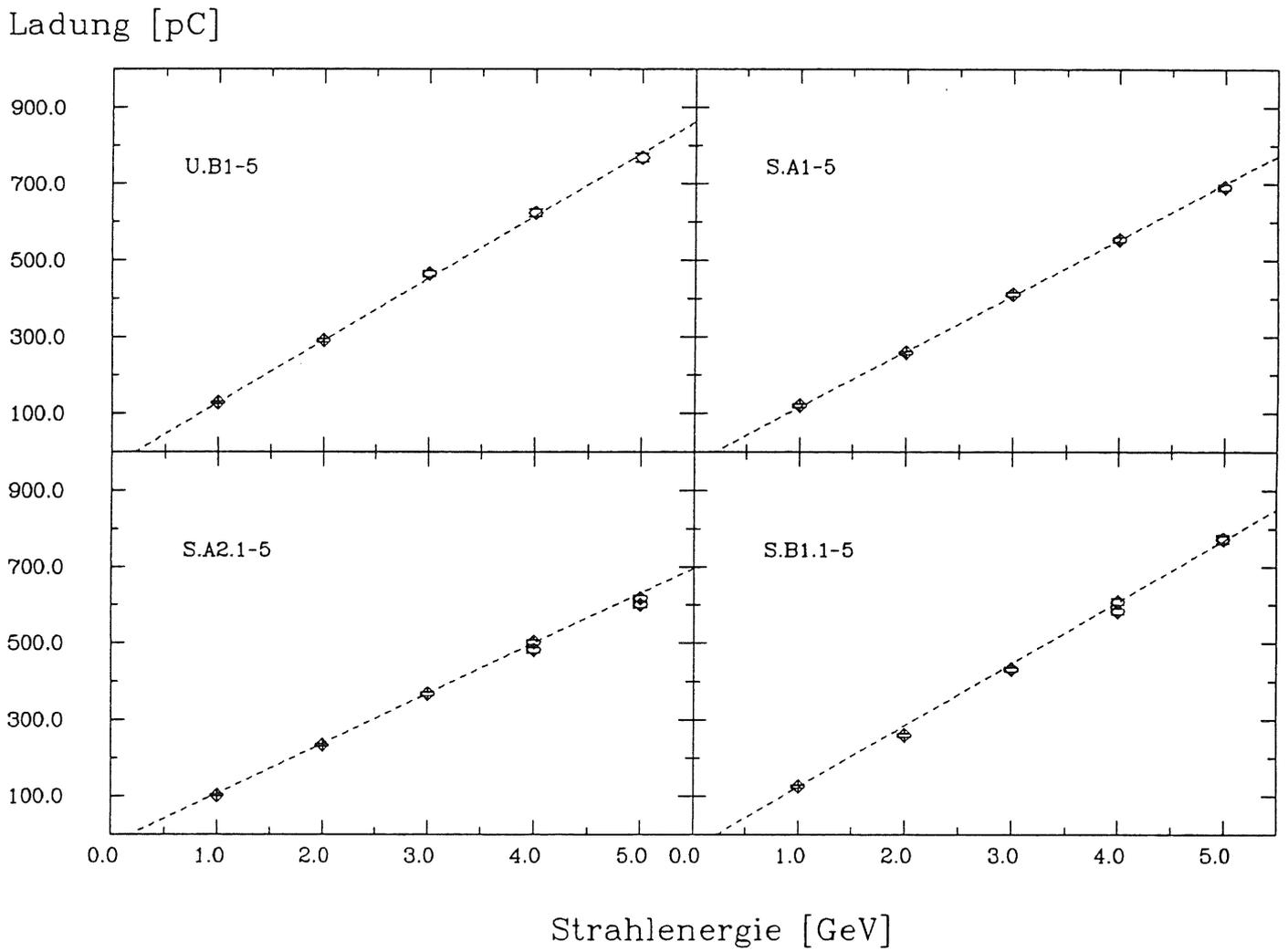


Abb. 6.2: Die Energiekurven an vier verschiedenen Meßorten

6.3.2 Die Energieauflösung

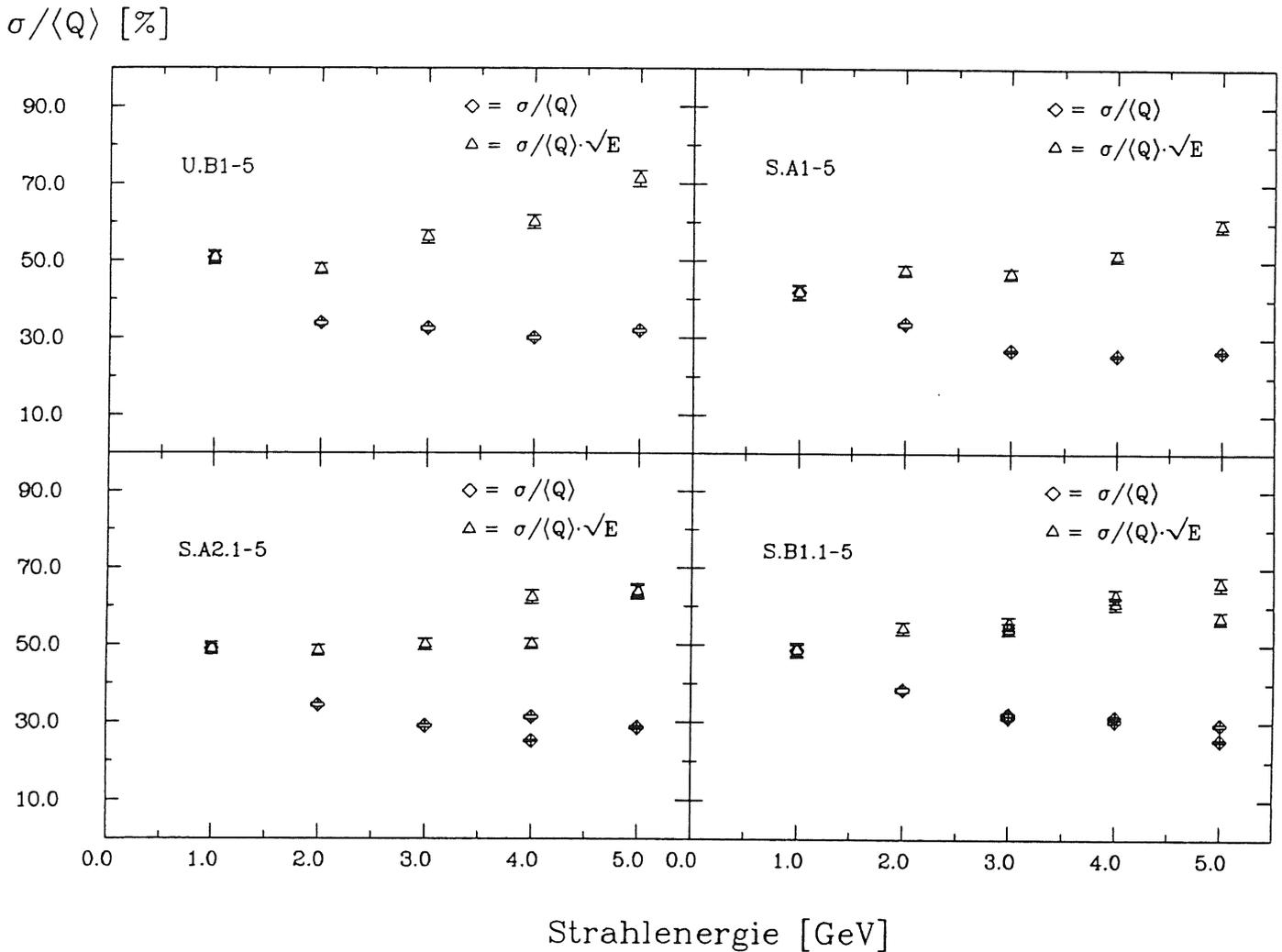


Abb. 6.3: Die Energieauflösung an vier verschiedenen Meßorten

Die Energieauflösungen zu den Messungen in Abb.6.2 sind in Abb.6.3 dargestellt. Der Verlauf der Auflösungskurve fällt von seinem Wert bei 1 GeV erwartungsgemäß zu besseren Werten bei höheren Energien. Die Auflösung verbessert sich mit zunehmender Energie, da die Fluktuationen in der Schauerentwicklung durch die steigende Anzahl von sekundären Prozessen unwichtiger werden. Die Kurve verflacht bei 4 GeV und steigt bei 5 GeV leicht an. In diesem Teil der Kurve wird der elektromagnetische Schauer zu großen Teilen nicht mehr vom Kalorimeteraufbau erfaßt. Die Schauerausdehnungen sind mit den Formeln 2.7, 3.5 und 3.7 berechnet worden und in Tab.6.2 aufgelistet. Schon bei 1 GeV Einstrahlenergie ist der 8 Strahlungslängen tiefe Kalorimeteraufbau nur halb so groß, wie der Wert für $L_{98\%}$. Dies ist die Kalorimeterlänge, bei der 98% der eingestrahlteten Energie absorbiert wird. Der Aufbau kann also den Schauer in seiner longitudinalen Ausdehnung nicht vollständig erfassen. t_{med} beschreibt die benötigte Kalorimeterlänge, bei der die Hälfte der Strahlenergie absorbiert

	Einstrahlenergie [GeV]				
	1	2	3	4	5
$t_{med} [X_0]$	5,3	6,0	6,4	6,7	6,9
$t_{max} [X_0]$	3,8	4,5	4,9	5,2	5,4
L 98 % [X_0]	15,9	18,0	19,2	20,1	20,7

Tabelle 6.2: Die Schauerabmessungen

$\sigma / \langle Q \rangle [\%]$	Einstrahlenergie [GeV]				
	1	2	3	4	5
Messung U.B1-5	50,1	33,8	32,5	30,0	31,9
Messung S.A1-5	41,8	33,7	27,0	25,8	26,6
Messung S.A2.1-5	48,9	34,3	28,9	31,2	28,4
Messung S.B1.1-5	48,7	38,4	31,3	31,4	29,5

Tabelle 6.3: Die gemessene Energieauflösung

wird. Der Tabelle ist zu entnehmen, daß dies in jedem Fall erreicht wird. Das Schauermaximum t_{max} liegt bei allen Energiewerten innerhalb des Kalorimeters und ist selbst bei 5 GeV noch 3 Strahlungslängen von dessen Ende entfernt. Mit steigender Einstrahlenergie nimmt also die Leckrate zu, diese bewirkt eine Verschlechterung der Auflösung bei Energiewerten über 4 GeV.

In der Tabelle 6.3 sind die Werte für die Auflösung aus den Messungen aufgelistet. Als Mittelwert der Energieauflösung ergibt sich daraus folgender Wert:

$$\frac{\sigma_{rms}}{\langle Q \rangle} = \frac{55 \pm 8\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (6.3)$$

Einstrahlenergie [GeV]	Schauermaximum			
	theoretisch		gemessen	
	t_{max} [X_0]	Streamer-kammer	t_{max} [X_0]	Streamer-kammer
1	3,8	0.	3,5	0.
2	4,5	1.	4,0	1.
3	4,9	1.	4,5	2.
4	5,2	2.	5,0	2.
5	5,4	2.	5,5	2.

 Tabelle 6.4: *Das theoretische und gemessene Schauermaximum*

6.4 Die Schauerprofile

Die Messung der Schauerprofile sollte Aufschluß über die Funktionsweise der einzelnen Streamerrohrkammern geben. Dazu gehörte der Vergleich der gemessenen Lage des Schauermaximums mit den theoretisch erwarteten Werten.

Bei diesen Messungen wurde jede Streamerrohrkammer einzeln ausgelesen. Das heißt, es wurde keine Summe hintereinanderliegender Kupferelektroden gebildet. Nacheinander wurde so für jede Ebene, bei Energien von 1-5 GeV, eine Schauermessung durchgeführt. In Abb.6.4 sind die so gemessenen Schauerprofile dargestellt. Die Messungen der Energiekurven in Kapitel 6.3 wurden mit den Streamerrohrkammern mit den Nummern 1-5 durchgeführt. Sie stellen den eigentlichen Testaufbau dar. Um das Schauerprofil deutlicher zu erkennen, wurde vor der 1. Streamerrohrkammer eine von den vier Bleiplatten entfernt und so eine Messung durchgeführt. Dies entsprach dann einer Streamerrohrkammer vor der 1. Kammer, also der 0. Kammer. Nach der Messung mit der 5. Streamerrohrkammer wurde eine 5. Bleiplatte vor die 1. Kammer gestellt und erneut gemessen, dies entspricht dann einer 6. Kammer.

In Tab.6.4 sind die theoretischen und gemessenen Werte für die Lage des Schauermaximums aufgelistet. Es ist zu erkennen, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit durch die in 1 X_0 Schritten aufgestellten 5 Streamerrohrkammern eine Übereinstimmung besteht. Die stetige Form der Schauerprofile läßt keine Anormalitäten durch Sättigungen im Maximum oder andere Abweichungen von der erwarteten Profilverform erkennen. Die Streamerrohrkammern arbeiten im Energiebereich 1-5 GeV und den hier erreichten Teilchendichten einwandfrei.

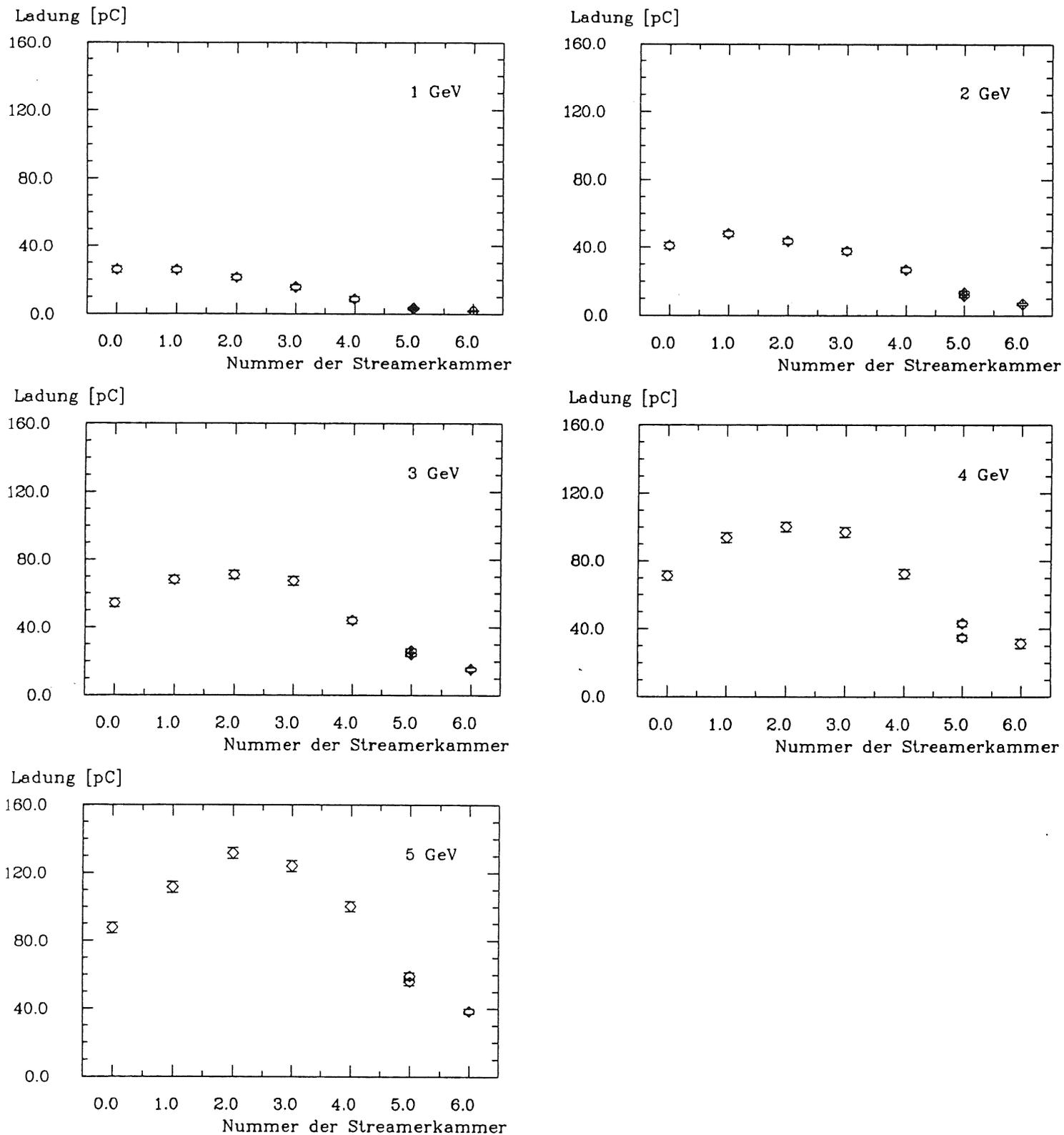


Abb. 6.4: Die Schauerprofile der Messungen bei 1-5 GeV

6.5 Die Ergebnisse bei Veränderung des vertikalen Einschußortes

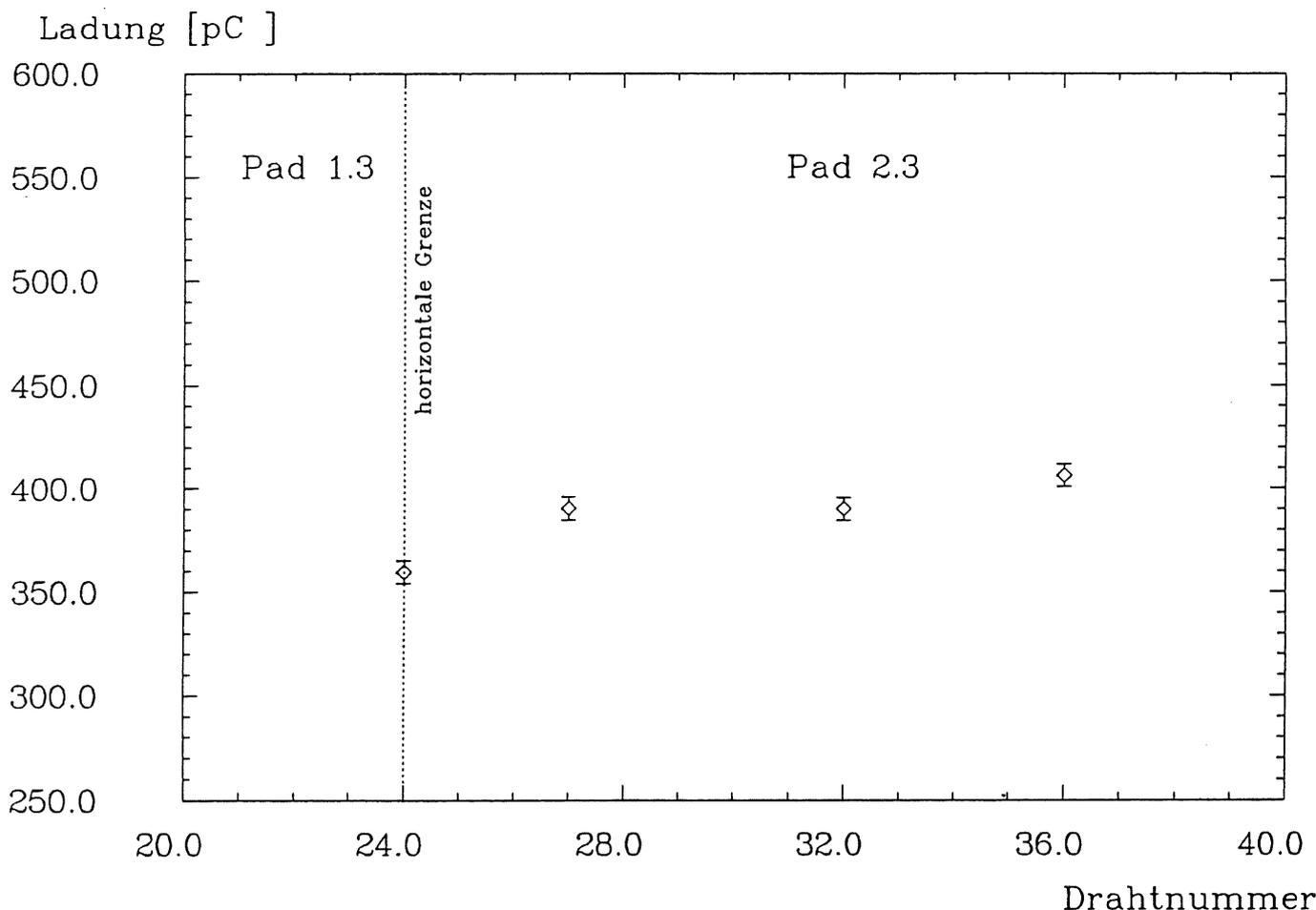


Abb. 6.5: Die Messungen bei Änderung des Einschußortes senkrecht zu den Drähten, von der 2. zur 1. Kupferelektrodenreihe (Pad = Kupferelektrode)

Bei diesen Messungen wurde der Einschußort schrittweise in vertikaler Richtung, senkrecht zu den Drähten, verändert. Die dabei aufgenommenen Signale sollten Aufschluß über die Homogenität der Streamerrohrkammern geben. In Abb.6.5 sind die gemessenen Ladungen in Abhängigkeit von der Drahtnummer dargestellt. Die Drahtnummer 36 entspricht der Mitte der Kupferelektrode 2.3 (Pad 2.3). Die Ladungswerte ändern sich nicht, wenn man den Einschußort zu niedrigeren Drahtnummern hin ändert. Bei direktem Einschuß auf die horizontale Grenze zwischen den Kupferelektroden 1.3 und 2.3 liegt der gemessene Ladungswert um rund 10% tiefer. Der Grund dafür ist die 3 mm breite Lücke zwischen den Kupferelektroden. Die durch einen Streamer auf diese Lücke influenzierten Ladungen können nicht gemessen werden. Aus diesen Schauermessungen ist zu erkennen, daß die Werte für die ge-

messene Gesamtladung, bei Änderungen des Einschußortes in vertikaler Richtung, annähernd konstant sind.

6.6 Die Ergebnisse bei Veränderung des horizontalen Einschußortes

Die horizontalen Messungen sollten Aufschluß über die Homogenität der Summensignale entlang der Streamerrohrkammern geben. Dazu wurden bei 3 GeV Einstrahlenergie, entlang der 2. Kupferelektrodenreihe, parallel zu den Drähten, über die gesamte Kammerlänge Schauer-messungen durchgeführt. Der Meßaufbau entspricht dem in Abb.5.4.

In Abb.6.6 sind die gemessenen Gesamtladungen aus den 5 Streamerrohrkammern in Abhängigkeit vom Einschußort dargestellt. Im Kopf der Abbildung sind die Kupferelektrodennummern (Padnummern) eingetragen, die Grenzen der Kupferelektroden sind durch die punktierten Linien dargestellt. Die strichpunktierten Linien markieren die Orte der beiden Drahhalter.

Verfolgt man den Verlauf der Meßpunkte, so ist folgendes festzustellen. Beim Einschuß auf den linken Rand der Kammern ergab sich ein zu erwartendes Minimum, da nur Teile der Schauer vom Meßaufbau erfaßt werden. Der Anstieg der gemessenen Ladung bei weiter rechts liegenden Meßpunkten ist dadurch zu erklären, daß der Schauer zu immer größeren Anteilen gemessen wird. Der erwartete weitere Verlauf der Kurve wäre, daß in der Mitte der Streamerrohrkammer ein Maximum erreicht wird, und zum rechten Kammerrand wieder ein Abfallen der gemessenen Ladungen eintritt. Dieser Verlauf tritt auch ein, er ist aber durch den Effekt der Drahhalter überlagert. An den Orten der Drahhalter sind deutliche Minima zu erkennen, ihr Einfluß dominiert die Messungen.

Der Einfluß der 3 mm breiten Lücke (punktierte Linie in Abb.6.6) zwischen den Kupferelektroden ist zu vernachlässigen.

Die Drahhalter haben eine Breite von 6 mm, sie sind aus Plastik und werden in einem Profil über acht Zellen gesteckt und sollen die Drähte in zentraler Lage, in einer Zelle halten. Ihre Position innerhalb der Kammer liegt ungefähr nach jeweils einem Drittel der Drahtlängen, sie wurde aber beim Zusammenbau nur nach Augenmaß bestimmt. Das bedeutet, daß bei den 5 Streamerrohrkammern die Drahhalter nicht genau hintereinander liegen. Daher ist der Einfluß der Drahhalter auf die Messungen davon abhängig wie genau sie hintereinander liegen.

Die Drahhalter beeinflussen die Schauer-messung in folgender Weise. Trifft man mit dem Elektronenstrahl direkt auf den Drahhalter, so können in den Streamerrohrkammern nur die seitlichen Ausläufer des Schauers gemessen werden. Das Schauermaximum liegt im Bereich der Drahhalter und wird nicht erfaßt. Die gemessene Gesamtladung ist niedrig. Je weiter

man den Drahthalter und dessen Einflußbereich verläßt, desto mehr werden die Teile des Schauers gemessen, die den Hauptteil zur Gesamtladung der Messung beitragen. Die gemessene Gesamtladung nimmt zu.

Sind die Drahthalterpositionen in den einzelnen Streamerrohrkammern nicht genau hintereinander, so werden in den Kammern verschiedene Teile des Schauers nicht erfaßt. Bei Messungen entlang der Drähte ergibt sich eine Überlagerung der Effekte aus den einzelnen Kammern, die zu breiten oder schmalen Minima um den Drahthalter führen. Je nachdem wie genau sie hintereinanderliegen. So sind die unterschiedlichen Formen der Minima um den 1.+2. Drahthalter in Abb.6.6 zu erklären.

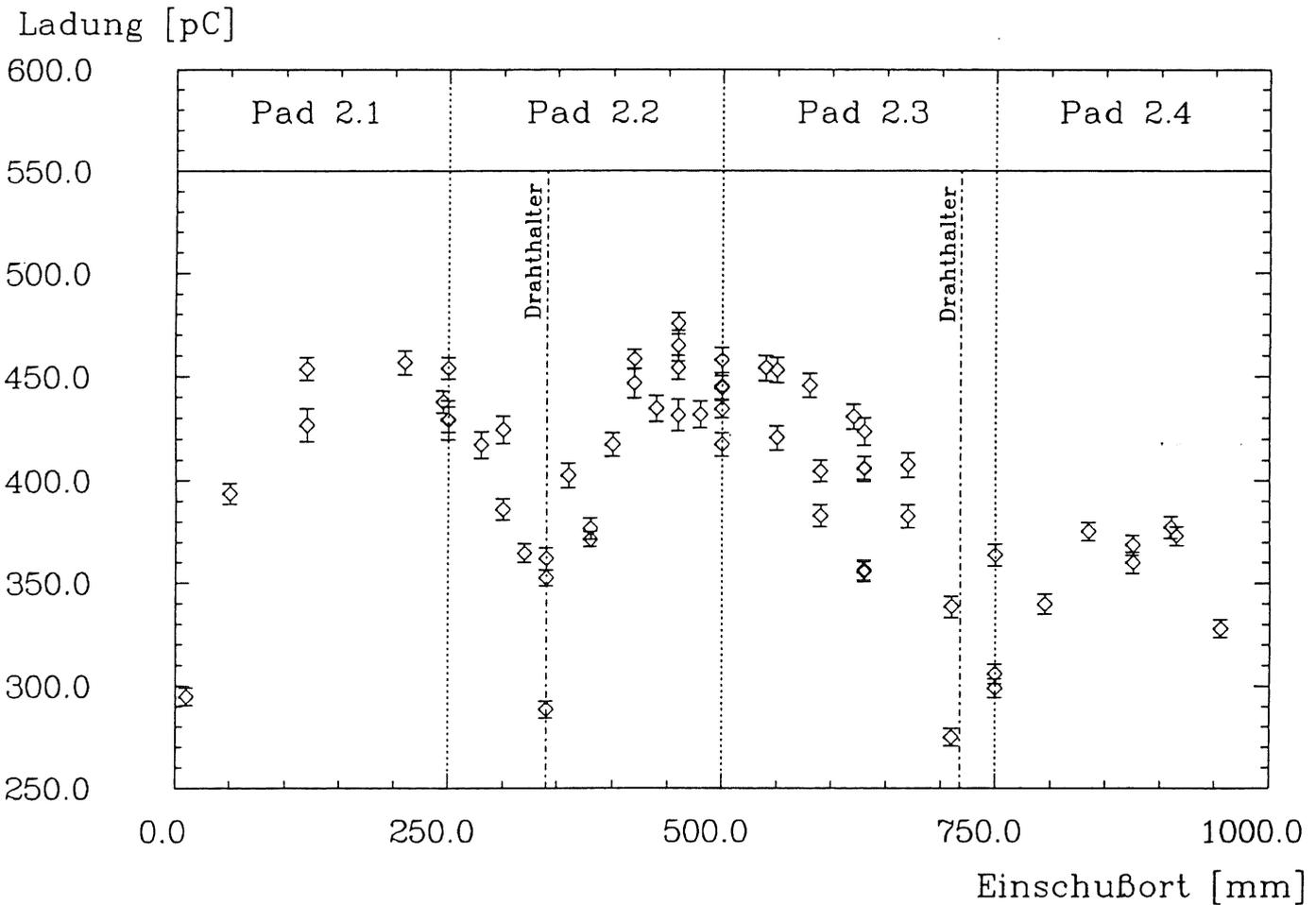


Abb. 6.6: Die Messungen bei Änderung des Einschußortes parallel zu den Drähten, entlang der 2. Kupferelektrodenreihe (Pad = Kupferelektrode)

6.6.1 Die Drahthaltermessung

In Abb.6.7 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Einschußort um den Drahthalter dargestellt. Diese Messung wurde bei direktem Einschuß des 3 GeV Elektronenstrahls auf eine Streamerrohrkammer durchgeführt. Es ist also keine Schauermessung. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt unter 90 % in einem Bereich von 26 mm um den Drahthalter. Die halbe Höhe dieser gaussförmigen Kurve ist 12 mm breit. Am tiefsten Punkt beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit 15%.

Direkt am Ort des 6 mm breiten Drahthalters ist kaum eine Streamerentwicklung möglich, und daher ist dort die Nachweiswahrscheinlichkeit sehr gering. Geht man von einer Strahlbreite von 10 mm aus, so wäre der Einfluß des Drahthalters auf die Messungen mindestens 10 mm rechts und links von seiner Position meßbar. Die Störung hätte dann eine Gesamtbreite von 26 mm. Dies entspricht genau dem gemessenen Wert. Für den Einfluß des Drahthalters auf seine Umgebung bedeutet dies, daß die Störungen im Streamermechanismus nur direkt an seinem Ort von 6 mm Breite spürbar sind. Wäre der Einfluß größer, so hätte man ein Absinken der Nachweiswahrscheinlichkeit unter 90 % über eine größere Strecke messen müssen.

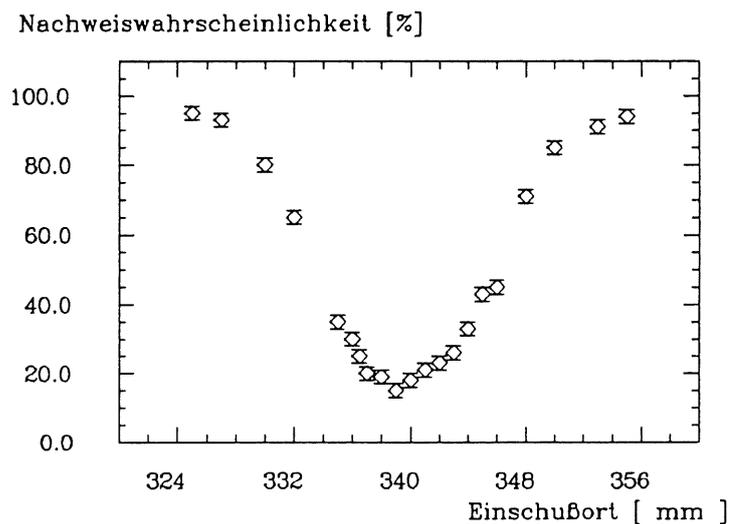


Abb. 6.7: Die Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort eines Drahthalters

6.7 Die Messungen bei verschiedenen Bleidicken

Die in der Simulation (Kapitel 5) berechnete optimale Aufstellung sollte mit dieser Messung überprüft werden. Hierzu wurden Schauermessungen mit 5 Streamerrohrkammern durchgeführt. Der Einschußort war die Mitte der Kupferelektrode 2.3. Die Anzahl der Bleiplatten vor der ersten Streamerrohrkammer wurde variiert, dies entspricht der Änderung der Bleidicke in 0,55 cm Schritten. In der Abb.6.8 sind die Werte der Auflösung in Abhängigkeit von der Bleidicke vor der ersten Streamerrohrkammer dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die optimale Aufstellung aus der Simulation nicht mit der aus den Messungen übereinstimmt. Der Grund für den Unterschied ist die ungenaue Simulation der Schauermessungen aus Kapitel 5. Hier wurde der tote Raum um einen Streamer nicht berücksichtigt und somit jedes Teilchen gezählt. Dies hat zur Folge, daß auch bei hohen Teilchendichten keine Fluktuationen im Schauerkern auftreten und die Auflösung verschlechtern.

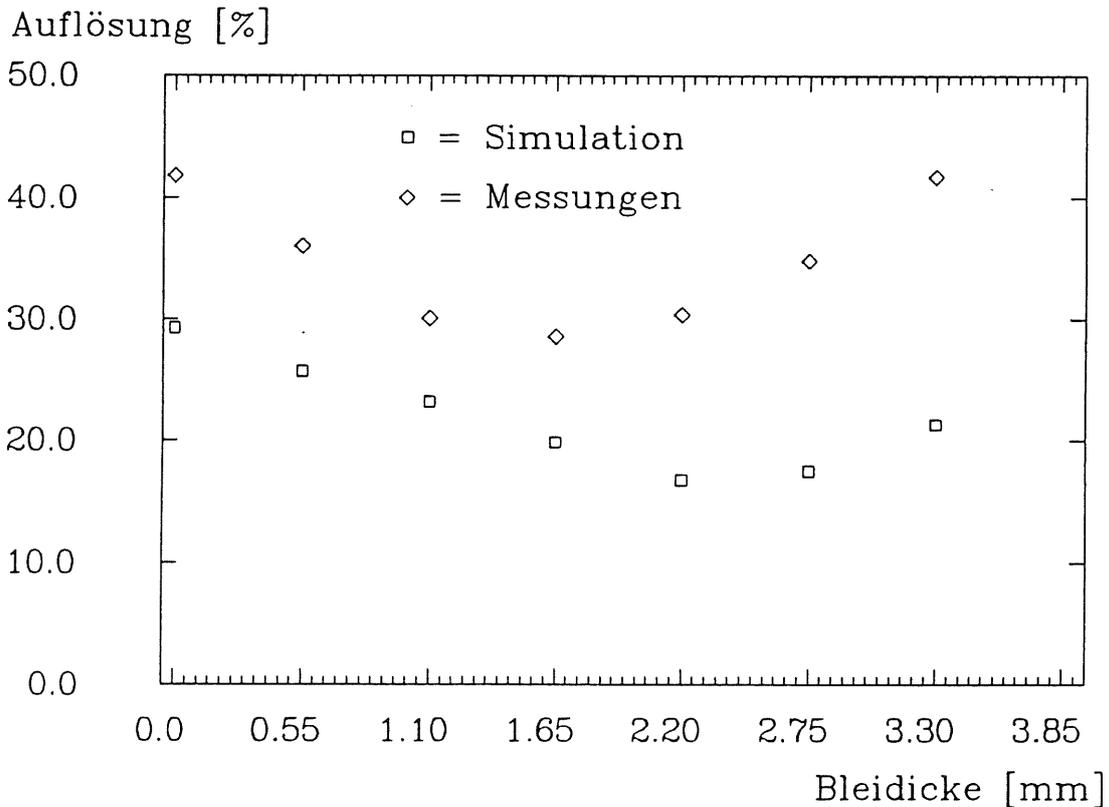


Abb. 6.8: Die Auflösung bei verschiedenen Bleistärken vor der 1.Streamerkammer

Kapitel 7

Die Simulation der Testmessungen

Nach Abschluß der Testmessungen wurde eine genaue Simulation durchgeführt. Hier konnten die genauen Bedingungen der Messungen, wie sie sich im Laufe des Testbetriebes ergeben haben, berücksichtigt werden. Das Grundprinzip der vorherigen Simulation, das Zählen von Teilchenstückzahlen, wurde verändert. Jedem Teilchen wurde aus einer Gaussverteilung, die dem Streamerpulshöhenspektrum angeglichen war, ein Wert zugeordnet. Diese Verteilung hat eine Höhe von 11 ± 6 pC. In [BRA88] sind die Ladungen, die ein einzelner Streamer auf eine Kupferelektrode influenziert, für verschiedene Hochspannungen angegeben. Bei 4,7 kV erhält man 20,6 pC pro Streamer und bei 4,6 kV und 16,1 pC. In den Messungen wurde eine Hochspannung von 4,5 kV benutzt, dies entspricht dann ungefähr einer Ladung von 11 pC pro Streamer. Nach Messungen von J.Ebert [EBE90] mit den von mir benutzten Streamerkammern, wird durch einen Streamer eine Ladung von 8 pC (770 Torr) - 12 pC (740 Torr) auf eine Kupferelektrode influenziert. Die Schauerprofile wurden bei einem Luftdruck von 749 Torr gemessen, ein Streamer influenziert dann eine Ladung von 11 pC auf eine Kupferelektrode. Die Abschneideenergien, $ECUT=1$ MeV und $PCUT=0,1$ MeV, wurden in Anlehnung an eine Streamerkammersimulation gewählt [BLE85]. Die Einschußenergien bekamen eine Variation von 5% um den Mittelwert, um den DESY-Teststrahl genau zu simulieren. Der Teilcheneinschußort wurde innerhalb eines Durchmessers von 1 cm verändert, dies sollte den Strahldurchmesser simulieren.

In der Simulation wurde außerdem die gesamte Fläche der ausgelesenen Kupferelektroden (50×100 cm² pro Kammer), der tote Raum aus Kammer- und Profilwänden und die Drahthalter berücksichtigt wurden. Der Streamermechanismus wurde folgendermaßen simuliert. Jede Kammer wurde in Flächen der Größe $9 \times s$ mm² aufgeteilt. Die 9 mm sind die Höhe eines Streamerrohres. s beschreibt den toten Raum um einen Streamer, der durch Raumladungseffekte entsteht. Passiert ein Teilchen solch ein Flächenstück, so wird es gezählt. Jedes weitere Teilchen des selben Schauers, das dieses Flächenstück durchfliegt, wird ignoriert, da

es aufgrund der Raumladungseffekte auch bei den Messungen nicht gezählt worden wäre. In der Simulation wurde der Wert für s so variiert, daß die Form der Schauerprofile mit denen der Messungen annähernd übereinstimmten. Als Ergebnis dafür wurde ein toter Raum von 2,5 mm gefunden. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Werten aus Testmessungen mit ähnlichen Streamerrohrkammern am CERN [BRA88]. Dort wird als Wert $s=2,6$ mm angegeben.

7.1 Simulation der Schauerprofile

In Abb.7.1 sind die Schauerprofile für 1-6 GeV mit $s=2,5$ mm dargestellt. In der Abbildung kennzeichnen die Vierecke die Werte der Messungen und die Dreiecke die der Simulation. Die Fehler der Meßwerte liegen innerhalb der Symbole. Die Schauerprofile der Simulation und der Messungen stimmen in den Streamerkammern 0-4 bei Energien von 1-5 GeV gut überein. Die Ladungswerte der 5.+6. Streamerkammer liegen bei allen Energien deutlich unter denen der Simulation. Dieser Effekt beruht auf der Dämpfung der Summensignale vor der Digitalisierung in den FADC-Modulen. Durch die Dämpfung werden kleine Pulse unter die Datennahmeschwelle gedrückt und nicht gemessen. Der Anteil kleiner Pulse in den Streamerkammern ist nach dem Schauermaximum größer als im Maximum selber oder davor. In der Ladungssumme der 5. und 6. Streamerkammer sind sie der Hauptanteil und ihr Fehlen bewirkt den Unterschied zur Simulation.

Der Unterschied in der 0. Streamerrohrkammer hat folgenden Grund. In der Simulation wurde direkt hinter der 3. Bleiplatte gemessen, der Schauer hatte dort nur eine geringe laterale Ausdehnung. Die Messungen am Teststrahl wurden ungefähr 7 cm hinter der 3. Bleiplatte aufgenommen. Hier war die laterale Ausdehnung größer. Durch den toten Raum um einen Streamer kann eine bestimmte Anzahl von Teilchen besser nachgewiesen werden, wenn sie über eine größere Fläche verteilt ist. Bei der Simulation wurden so viele Teilchen, die toten Raum passierten, nicht registriert.

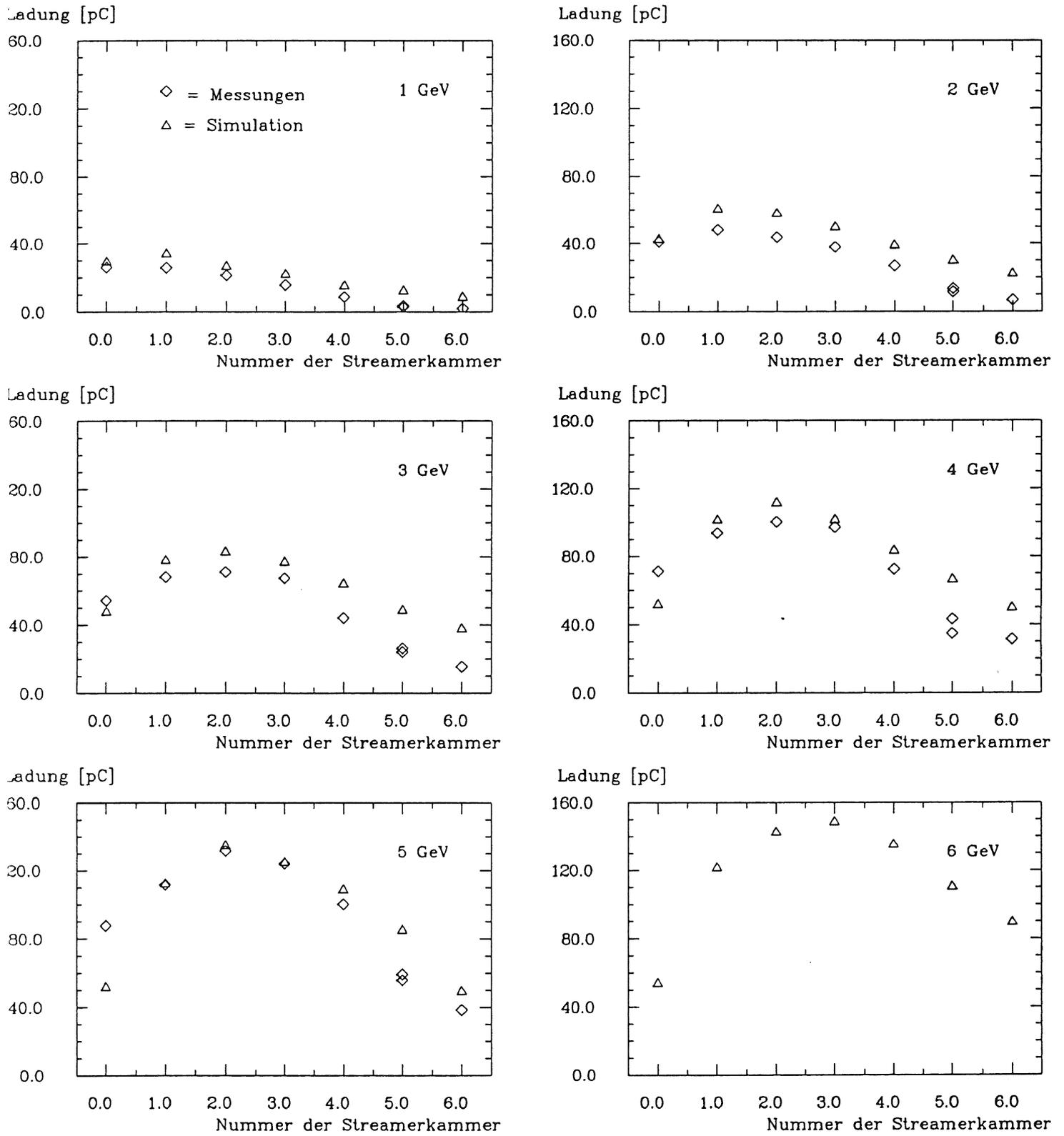


Abb. 7.1: Der Vergleich der Schauerprofile zwischen den Messungen und der Simulation

7.2 Simulation der Energiemessungen

In Abb.7.2 ist die Ladungssumme der 5 Ebenen in Abhängigkeit von der Strahlenergie dargestellt. Die Simulation stimmt mit den Messungen in der Steigung und der Linearität bis 5 GeV gut überein. Der Wert bei 6 GeV liegt deutlicher unter der angepaßten Geraden. Hier wird ein großer Teil des Schauers vom simulierten Testaufbau nicht mehr erfaßt.

Abb.7.3 zeigt die zugehörige Auflösung. Hier ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen, die simulierte Auflösung ist deutlich besser. Die Verschlechterung der Auflösung beginnt in der Simulation erst bei 6 GeV, also erst, wenn die Energiekurve nicht mehr linear ist. Das Schauermaximum liefert den Hauptbeitrag zu der gemessenen Ladung, und die Leckfluktuationen beeinflussen den linearen Anstieg der Energiekurven noch nicht, wie man in Abb.7.2 erkennen kann.

Für die Auflösung sind die Fluktuationen in der deponierten Energie bei 5 GeV schon deutlich. In Tab.7.1 sind die Werte der theoretischen, gemessenen und simulierten Auflösung aufgelistet. Die theoretischen Werte ergeben sich aus der Formel 3.3 und gelten nur für den Fall, daß das gesamte elektromagnetische Schauer von einem Sampling-Kalorimeter unendlicher Länge, mit einer Absorberschichtdicke von einer Strahlungslänge Blei eingefangen wird. Dies wäre der Idealfall und stellt somit die beste mögliche Auflösung da. Die Werte für das Blei-Sampling-Kalorimeter sind nach der Formel 3.4 berechnet. Die Werte der Simulation

$\sigma / \langle Q \rangle [\%]$	Einstrahlenergie [GeV]				
	1	2	3	4	5
theo. Sampling-Kalorimeter	27,2	19,2	15,7	13,6	12,1
theo. Blei Sampling-Kalorimeter	43,3	30,6	25,0	21,7	19,3
Simulation	36,2	23,4	20,8	19,1	17,0
Messung S.A1-5	41,8	33,7	27,0	25,8	26,6
Messung U.B1-5	50,1	33,8	32,5	30,0	31,9

Tabelle 7.1: Die theoretische, gemessene und simulierte Energieauflösung

sind um 10-5 Prozentpunkte besser als die des theoretischen Sampling-Kalorimeters. Der wesentliche Grund hierfür sind die kurzen Abmessungen des Testaufbaus und die geringe Anzahl von Streamerkammern. Insbesondere sind im Gegensatz zur Theorie zwischen den vier vorderen Bleiplatten keine Streamerkammern. Dazu kommen die kammerspezifischen Störungen durch den toten Raum der Luranylteile und den toten Raum um einen Streamer. Die Ungenauigkeiten in der Strahlenergie ($\pm 5\%$) und des Einschußortes sowie der Streamerpuls selber (siehe Kapitel 7) wurden in der Simulation ebenfalls berücksichtigt.

Die theoretischen Werte für das Blei Sampling-Kalorimeter sind um 7-2 Prozentpunkte schlechter als die der Simulation. Dies liegt im Rahmen der Genauigkeit der Werte, wobei die Tendenz zu besseren Werten in der Simulation durch die niedrigere Abschneideenergie für Photo-

nen von 0,1 MeV statt 1 MeV ihren Grund haben kann. Die Annäherung der Auflösungswerte bei höheren Energien beruht auf der Berücksichtigung des kurzen Meßaufbaus in der Simulation, in der Theorie ist dieser unendlich lang.

Die Messungen sind 10-14 Prozentpunkte schlechter als die Simulation. Hier zeigt sich, daß einige Effekte in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Dies sind Schwankungen in dem Streamermechanismus durch schräge Teilchenspuren, Veränderungen in der Gasqualität, Effekte durch die Elektronik und der Datennahme. Diese Effekte fehlen auch bei der Berechnung der theoretischen Werte des Blei Sampling-Kalorimeters. Hier stimmen nur bei 1 GeV die Werte mit einer Messung überein. Bei höheren Energien wird die Differenz größer. Diese Tendenz hat ihren Grund in dem zunehmenden Heraustreten des Schauers aus dem Kalorimeteraufbau in der Simulation und auch in den Messungen. Die theoretischen Werte gelten für einen unendlich großen Aufbau.

Ladung [pC]

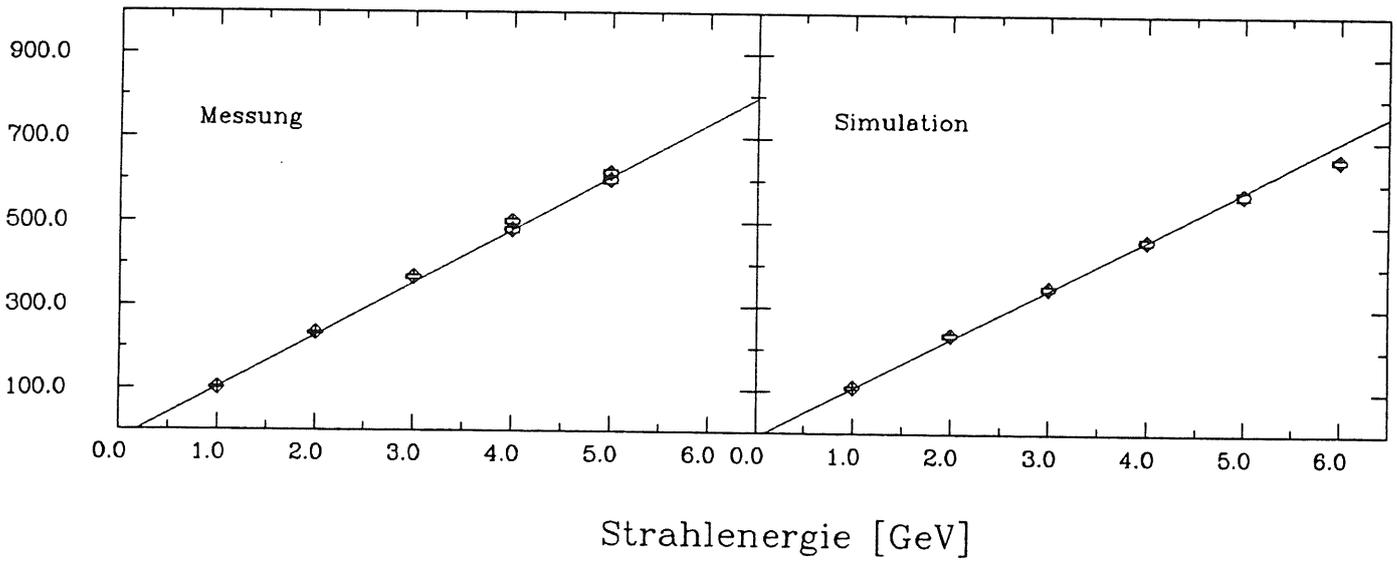


Abb. 7.2: Vergleich zwischen der Simulation und der Messung : Die Gesamtladung in Abhängigkeit von der Strahlenergie

$\sigma/\langle Q \rangle$ [%]

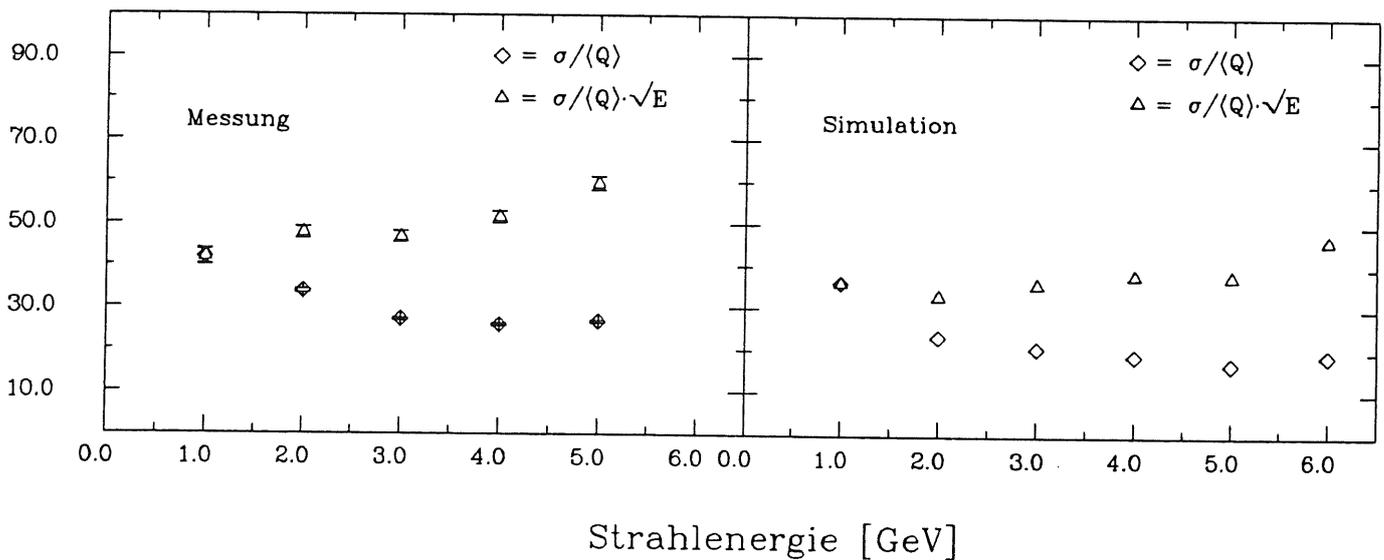


Abb. 7.3: Vergleich zwischen der Simulation und der Messung : Die Auflösung in Abhängigkeit von der Strahlenergie

Die Zusammenfassung

Die Messungen elektromagnetischer Schauer mit Streamerrohrkammern für den H1-Detektor ergaben folgende Ergebnisse:

- Die Werte der gemessenen Gesamtladungen steigen linear mit der Einstrahlenergie.
- Die Energieauflösung verbessert sich mit zunehmender Energie. Durch die kurzen Abmessungen des Messaufbaus ist dies bei 5 GeV nicht der Fall. Der Mittelwert der bei den Messungen erreichten Auflösung, bei Energien von 1-5 GeV, ist:

$$\frac{\sigma_{rms}}{\langle Q \rangle} = \frac{55 \pm 8\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (7.1)$$

- Bei Änderung des Einschufortes senkrecht zu den Drähten ergaben sich nur geringe Unterschiede in den gemessenen Gesamtladungen.
- Bei Änderung des Einschufortes parallel zu den Drähten, ergaben sich Unterschieden in der gemessenen Ladung von bis zu 30%. Die Unterschiede traten an den Orten der Drahtalter auf. Die Effekte um den Drahtalter sind durch die bei den Messungen erzielten hohen Teilchendichten besonders deutlich. An den Positionen der Streamerrohrkammern im H1-Detektor werden diese Dichten nicht erreicht.
- Die Normierung der mit den Streamerrohren gemessenen Signale ist von großer Wichtigkeit, um Messungen, die bei verschiedenen Luftdruck- und Temperaturwerten aufgenommen wurden, vergleichen zu können.
- Aus der Simulation ergab sich für den toten Raum um einen Streamer ein Wert von 2,5 mm.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß aufgrund der Linearität der Energiemessungen, der guten Energieauflösung und der Homogenität der Signale in den Streamerrohrkammern diese für die kalorimetrische Messung elektromagnetischer Schauer im H1-Detektor geeignet sind.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der H1-Detektor	6
2.2	Die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Energieverlustmechanismen von Photonen und Elektronen	8
2.3	Die longitudinalen Schauerprofile in Al, Fe und Pb	12
2.4	Die laterale Schauerausdehnung bei 1 GeV in Pb	13
4.1	Die Anordnung der Kammern und der Bleiplatten	21
4.2	Das Luranyl-Profil und die Streamerrohrkammer	22
4.3	Der Meß- und Triggeneraufbau	24
4.4	Die Aufgabe des Signaladdierers	25
4.5	Die Schaltung des Signaladdierers	26
4.6	Ein Puls des Signaladdierers bei 3 GeV Einstrahlenergie	27
4.7	Der Signaladdierer für den H1-Detektor	27
4.8	Die alte und neue Erdung der Streamerrohrkammern	28
4.9	Die Gasmischanlage	29
5.1	Die Schauerprofile im Bleiblock bei 1-6 GeV	33
5.2	Die Schauersimulation in Bleiblock	35

5.3	Die Auflösung bei verschiedenen Bleidicken vor dem 1.Zähler	36
5.4	Die optimale Testaufstellung	37
6.1	Die Hochspannungskurven bei 50 mV Datennahmeschwelle	40
6.2	Die Energiekurven an vier verschiedenen Meßorten	43
6.3	Die Energieauflösung an vier verschiedenen Meßorten	44
6.4	Die Schauerprofile der Messungen bei 1-5 GeV	47
6.5	Die Messungen bei Änderung des Einschußortes senkrecht zu den Drähten, von der 2. zur 1. Kupferelektrodenreihe (Pad = Kupferelektrode)	48
6.6	Die Messungen bei Änderung des Einschußortes parallel zu den Drähten, entlang der 2. Kupferelektrodenreihe (Pad = Kupferelektrode)	50
6.7	Die Nachweiswahrscheinlichkeit am Ort eines Drahthalters	51
6.8	Die Auflösung bei verschiedenen Bleistärken vor der 1.Streamerkammer	52
7.1	Der Vergleich der Schauerprofile zwischen den Messungen und der Simulation	55
7.2	Vergleich zwischen der Simulation und der Messung : Die Gesamtladung in Abhängigkeit von der Strahlenergie	58
7.3	Vergleich zwischen der Simulation und der Messung : Die Auflösung in Abhängigkeit von der Strahlenergie	58

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Materialkonstanten einiger Absorber	11
5.1	Die Auflösung bei verschiedenen Zähleraufstellungen	35
6.1	Die Liste der angeschlossenen (+) und nicht angeschlossenen (-) Profile . . .	42
6.2	Die Schauerabmessungen	45
6.3	Die gemessene Energieauflösung	45
6.4	Das theoretische und gemessene Schauermaximum	46
7.1	Die theoretische, gemessene und simulierte Energieauflösung	56

Literaturverzeichnis

- [AMA81] Ugo Amaldi,
Fluctuations in Calorimetry Measurements,
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [BEN89] A.C. Benvenuti et al.,
A Nonflammable Gas Mixture for Plastic Limited Streamer Tubes,
SLAC-PUB-4687, März 1989
- [BLE85] B. Bleichert et al.,
Test of a Copper Sampling Calorimeter with Streamer Tube Readout,
NIM, A241 (1985) 43-51 6
- [BRA88] W. Braunschweig et al.,
Performance of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
with an Iron Streamer Tube Tail Catcher,
DESY 88-073, June 1988
- [EBE90] J. Ebert,
persönliche Mitteilung,
Hamburg 1990
- [ENG84] J. Engler,
Electromagnetic Calorimeter,
Invited Talk, Novosibirsk, March 15-21, 1984
- [FAB89] C.W. Fabjan,
Energy Measurement of Elementary Particles,
CERN-EP/89-64
- [H1C87] H1-Collaboration,
Results from a test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter,
DESY 87-098, Hamburg 1987

- [H1C89] H1-Collaboration,
Technical Progress Report 1989,
August 24, 1989
- [KAD87] H.Kado,
Entwicklung, Bau und Betrieb des
JADE-Vertexdetektor-Systems am Speicherring PETRA,
Dissertation Universität Hamburg 1987
- [KAL89] A.N.Kalinovskii,
Passage of High-Energy Particles through Matter,
American Institute of Physics 1989
- [KK87] K. Kleinknecht,
Detektoren für Teilchenstrahlung,
Teubner 1987
- [MAR89] J. Martens,
FADC-Daten Analyseprogramm,
persönliche Mitteilung,
Hamburg 1989
- [NEL85] W. R. Nelson et al.,
The EGS4 Code System,
SLAC-Report-265, Dezember 1985
- [PER82] D.H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics,
Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc. 1982
- [SCH89] G.A.Schuler,
Perspectives on Physics at HERA,
DESY 89-075, Hamburg 1989
- [WOL86] G.Wolf,
HERA: Physics, Machine and Experiments,
DESY 86-089, Hamburg 1986

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, mit deren Hilfe und Mitarbeit die Diplomarbeit entstanden ist.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- Herrn Prof. Dr. Büßer, der diese Arbeit im Rahmen der H1-Kollaboration ermöglicht hat,
- Herrn Prof. Dr. Felst, Herrn Prof. Dr. Bartel und Herrn Prof. Dr. Heinzelmänn für ihr Interesse an der Arbeit,
- Herrn J. Martens für dessen Auswerteprogramm und immer verfügbare Hilfe bei den Messungen und Analysen,
- Herrn J. Ebert für dessen Towerbuilder und R. Ramcke für die Einführung auf dem Mcintosh,
- Jörg Bründel und Volker Haustein für die interessanten Diskussionen und die lustigen Momente.

Zum Schluß möchte ich mich bei meinen Eltern für die Geduld und das Vertrauen während meines Studiums bedanken.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller verwendeter Referenzen selbstständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den 6. Mai 1990

(Kay Rapp)