

Naroth

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK UND ASTROPHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT FÜR PHYSIK

MPI-PAE/Exp.E1. 200

Januar 1989

M. Rudowicz

Algorithmen zur Kalorimetersimulation
mit parametrisierten Schauern
am Beispiel des H1-Detektors

Diplomarbeit
an der
Universität Hamburg
Fachbereich Physik

Matthias Rudowicz

Januar 1989

8000 MÜNCHEN 40 - FÖHRINGER RING 6

Alle Rechte vorbehalten

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

Algorithmen zur Kalorimetersimulation
mit parametrisierten Schauern
am Beispiel des H1-Detektors

Diplomarbeit
an der
Universität Hamburg

Fachbereich Physik

Matthias Rudowicz

31. Januar 1989

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Grundlagen	9
2.1	Standard-Modell	9
2.2	e-p Physik bei HERA	11
2.3	H1-Detektor	18
2.4	Hochenergiephysik der Zukunft	22
2.4.1	Theoretische Ansätze	22
2.4.2	Beschleunigerkonzepte	24
2.4.3	Detektorentwicklung	24
3	Teilchenschauer in Sampling-Kalorimetern	27
3.1	Sampling-Kalorimeter	27
3.2	Elektromagnetische Schauer	28
3.2.1	Energieverlustmechanismen	28
3.2.2	Einfache Schauermodelle	33
3.2.3	Sampling-Fluktuationen	35
3.2.4	Energieverteilungen	37
3.2.5	Sichtbarer Energieanteil	39
3.3	Hadronische Schauer	42
3.3.1	Teilchenerzeugung	42
3.3.2	Energiedeposition	47
3.3.3	Sichtbarer Energieanteil	50
3.3.4	Energieauflösung und das Verhältnis e/h	52
4	Konzepte der Schauersimulation	56
4.1	Spurverfolgung	56
4.1.1	Simulation elektromagnetischer Wechselwirkungen	57
4.1.2	Simulation hadronischer Wechselwirkungen	57
4.1.3	Rechenzeitbedarf	58
4.2	Parametrisierung	59
4.2.1	Räumliche Verteilung der deponierten Energie	60
4.2.2	Sichtbarer Anteil der deponierten Energie	60
4.3	Detaillierte Simulation der H1-Kalorimeter-Struktur	62

5	Parametrisierung elektromagnetischer Schauer	65
5.1	Longitudinale Parametrisierung	65
5.1.1	Longitudinale Energiedichteverteilung	65
5.1.2	Fluktuationen der longitudinalen Verteilung	67
5.1.3	Simulation der longitudinalen Verteilung	71
5.2	Laterale Parametrisierung	74
5.2.1	Laterale Energiedichteverteilung	74
5.2.2	Fluktuationen der radialen Verteilung	75
5.2.3	Simulation der lateralen Verteilung	76
5.3	Berücksichtigung der Sampling-Einflüsse	79
5.3.1	Sichtbarer Anteil der deponierten Energie	79
5.3.2	Sampling-Fluktuationen	81
6	Parametrisierung hadronischer Schauer	83
6.1	Intrinsische Energieverluste	84
6.1.1	Parametrisierung der deponierten Energie	84
6.1.2	Intrinsische Fluktuationen	86
6.2	Longitudinale Parametrisierung	88
6.2.1	Anpassung mittlerer Schauerprofile	88
6.2.2	Berücksichtigung der π^0 -Fluktuationen	91
6.2.3	Simulation individueller Energieverteilungen	94
6.2.4	Berücksichtigung der Korrelationen	98
6.2.5	Vergleich mit der detaillierten Simulation	101
6.3	Laterale Parametrisierung	103
6.3.1	Fluktuationen der radialen Verteilung	103
6.3.2	Vergleich lateraler Schauerentwicklungen	105
6.4	Berücksichtigung der Sampling-Einflüsse	105
6.4.1	Sichtbarer Anteil der deponierten Energie	105
6.4.2	Sampling-Fluktuationen	108
6.5	Erster Vergleich mit experimentellen Daten	108
6.5.1	Simulation des Testkalorimeters	109
6.5.2	Vergleich verschiedener Energiedepositionen	110
6.5.3	Einstellung des experimentellen e/h -Verhältnisses	113
6.6	Übersicht	116
7	Programm zur H1-Detektorsimulation	117
7.1	H1GEANT - Simulation des H1-Detektors mit GEANT	117
7.2	GFLASH - Implementation parametrisierter Schauer in GEANT	118
7.2.1	Beschreibung der GEANT - GFLASH Schnittstelle	118
7.2.2	Abschätzung des Rechenzeitbedarfs	122
	Literaturverzeichnis	126

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Speicherring HERA	12
2.2	Neutraler und geladener Strom in der ep -Streuung	13
2.3	ep -Streuung unter Beteiligung eines Gluons	14
2.4	Photon-Gluon-Fusion in der ep -Streuung	14
2.5	Ansicht des H1-Detektors	18
2.6	Ereignisdarstellung in einem idealisierten H1-Detektor	21
3.1	Rel. Energieverlust für Elektronen in Blei	29
3.2	Tot. Wirkungsquerschnitte für Photonen	31
3.3	Long. und lat. Schauerentwicklungen für 6 GeV Elektronen	38
3.4	Energieverlust für Elektronen und Protonen in Kupfer	40
3.5	Tot. und el. Wirkungsquerschnitte in der π^+p -Streuung	42
3.6	Mittlere geladene Multiplizität in der pp -Streuung	44
3.7	Potentialverlauf und Fermigas-Zustände im Kern	46
3.8	Energieverlust durch Ionisation in Blei	49
3.9	Sichtbarer Energieanteil für Protonen	51
4.1	Ansicht eines Oktanten des H1-Zentralkalorimeters CBE + CBH	61
4.2	Sampling-Strukturen des H1-Kalorimeters	63
5.1	Fluktuationen der long. Schauerentwicklung von 10 GeV Elektronen	68
5.2	Fluktuationen der Parameter α_i und β_i für e^- -Schauer verschiedener Energien	69
5.3	Korrelationskoeffizient $\rho_{\alpha\beta}$ als Funktion der Energie	71
5.4	Vergleich mittlerer long. e^- -Schauerprofile	74
5.5	Radiale Verteilungs- und Verteilungsdichtefunktion	75
5.6	Fluktuationen des Parameters R_{50} der radialen Schauerentwicklung	77
5.7	Vergleich der lateralen Energiedeposition für 10 GeV - e^- -Schauer	80
5.8	Vergleich der Verteilungen des im LAr sichtbaren Energieanteils	82
6.1	Mittlerer durch geladene Pionen im Kalorimeter deponierter Energieanteil als Funktion der Energie	84
6.2	Mittlerer durch Hadronschauer deponierter Energieanteil als Funktion der Energie	86
6.3	Fluktuationen der deponierten Energie als Funktion der Energie	87
6.4	π^0 -Anteile der deponierten als Funktion der Energie	90

6.5	Vergleich der mittleren long. π^+ -Schauerprofile für verschiedene Energien	92
6.6	Relative Häufigkeiten verschiedener Schauerklasse als Funktion der Energie	94
6.7	Vergleich der Größen $\mu_4 - \mu_9$ als Funktion der Energie	97
6.8	Vergleich verschiedener Kovarianzen der hadronischen Schauersimulation als Funktion der Energie	99
6.9	Mittlerer Schwerpunkt der durch Hadronschauer deponierten Energie als Funktion der Energie	101
6.10	Mittlerer durch Hadronschauer im elektromagn. und hadronischen Teil des IFC deponierter Energieanteil als Funktion der Energie . .	102
6.11	Fluktuationen des Parameters R_{50} der radialen Schauerentwicklung .	104
6.12	Vergleich der lateralen Energiedeposition von 10 GeV-Hadronschauer	106
6.13	Energieabhängigkeit des Verhältnisses $\langle E_{vis} \rangle / (\langle E_{cal} \rangle S(mip))$. .	107
6.14	Simulation des Testkalorimeters	109
6.15	Vergleich der in den Kalorimeterstapeln deponierten Energie für 30 GeV Pionen	111
6.16	Vergleich der Korrelationen der in verschiedenen Kalorimeterstapeln deponierten Energie für 30 GeV Pionen	112
6.17	Vergleich simulierter und gemessener e/h -Verhältnisse	114
6.18	Vergleich verschiedener had/mip -Verhältnisse	115
6.19	Simulation der deponierten Energie von 30 GeV-Pionen — mit und ohne Korrelationen	116
7.1	Definition der Geometrie des H1-Detektors mit GEANT	117
7.2	Schema der GFLASH-Implementation in GEANT	119
7.3	Longitudinale Segmentation des H1-Kalorimeter	122
7.4	Energiespot-Deposition im H1GEANT-Kalorimeter	123

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Teilchen des Standard-Modells und ihre Ladungen	10
2.2	Geschätzte Ereignisraten bei HERA	15
2.3	Teilchen und supersymmetrische Teilchen	23
2.4	Auslegungsparameter zukünftiger Beschleuniger	25
3.1	Strahlungslängen X_0 für einige Materialien	30
3.2	Nukleare Absorptionslängen λ_0 für einige Materialien	43
4.1	Eigenschaften der Sampling-Strukturen des H1-Kalorimeters	64
5.1	Parameter zur Simulation der sichtbaren Energie im H1-Kalorimeter	81
6.1	Parameter der longitudinalen Entwicklung hadronischer Schauer	96
6.2	Eigenschaften der Sampling-Strukturen des Testkalorimeters	110

Kapitel 1

Einleitung

Die Natur ist älter als der Mensch. Der Mensch ist älter als die Naturwissenschaft. In der Welt, die vor ihm da war, und die er selbst später die Natur genannt hat, hat sich der Mensch einen künstlichen Lebensraum geschaffen, den wir die Kultur nennen. Das praktische Nachdenken über die Natur gehört zu den Lebensbedingungen der Kultur.

(C.F. v. Weizsäcker, Der Garten des Menschlichen)

Mit der Erforschung der Struktur der Materie kann die Hochenergiephysik einen wichtigen Beitrag zum genaueren Verständnis der Natur leisten. Die gegenseitige Bedingung theoretischen Überlegens und experimentellen Erkennens führt dabei zu einer immer tieferen Einsicht in die Zusammenhänge der Materiebildung.

Um die in dieser Arbeit vorgestellten praktischen Verfahren in den aktuellen Zusammenhang der Hochenergiephysik einordnen zu können, wird zunächst erläutert werden, wie zur Messung immer feinerer Strukturen Experimente mit immer aufwendigeren Meßapparaturen erforderlich werden. In der gegenwärtigen und zukünftigen experimentellen Technik werden dabei Kalorimeter zur Messung der Energie hochenergetischer Teilchen von besonderer Bedeutung sein.

Bei der Planung und Durchführung der Experimente sind umfangreiche Berechnungen mit Hilfe spezieller Simulationsverfahren unentbehrlich. So muß z.B. die Wirksamkeit der komplizierten Detektoren schon vor dem tatsächlichen Aufbau eines Experiments überprüft werden können. Die derzeit verwendeten Verfahren zur Kalorimetersimulation erfordern aber so ausführliche Berechnungen, daß auch die zu erwartenden Fortschritte auf dem Gebiet der Computertechnik nicht ausreichen werden, den steigenden Rechenzeitbedarf ökonomisch sinnvoll zu decken.

Zur Simulation des H1-Kalorimeters soll daher ein Algorithmus mit parametrisierten elektromagnetischen und hadronischen Schauern verwendet werden, der eine wesentliche Reduzierung des Rechenzeitbedarfs erlaubt, ohne dabei die komplizierten Zusammenhänge der Schauerentwicklung zu sehr zu vereinfachen.

Ein parametrisierter Algorithmus zur Schauersimulation wurde bereits erfolgreich zur Simulation des UA1-Detektors am Proton-Antiproton-Beschleuniger des CERN eingesetzt [NEG81]. Die Simulation der longitudinalen Energiedichteverteilungen elektromagnetischer Schauer beruhte auf einem bekannten Ansatz [LON75], dessen Parameter an die im UA1-Kalorimeter gemessenen mittleren Schauerprofile angepaßt wurden. Die mittleren longitudinalen Profile hadronischer Schauer konnten durch eine in Absorptionslängen skalierende Komponente und eine weitere Komponente für den in Strahlungslängen skalierenden π^0 -Anteil hadronischer Schauer parametrisiert werden [BOC81]. Die Simulation der Energiedeposition einzelner Schauer erfolgte durch die Variation von Parametern der mittleren Verteilungen.

Später konnte für andere Detektoren die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer deutlich verbessert werden. Aus der Untersuchung der longitudinalen Profile einzelner Schauer ergaben sich Verfahren, mit denen auch die Fluktuationen der Profile genau reproduziert werden können [HAY85, BAD87]. In dieser Arbeit wird das für den CDF-Detektor am Tevatron-Beschleuniger des Fermilab entwickelte Konzept zur korrelierten Erzeugung der Parameter einzelner longitudinaler Verteilungen auf das H1-Kalorimeter angewendet werden.

Im Falle der hadronischen Schauersimulation ist die genaue Wiedergabe der Fluktuationen des π^0 -Anteils hadronischer Schauer von entscheidender Bedeutung. Zur Simulation der " π^0 -Fluktuationen" in parametrisierten Schauern wurde bisher kein Verfahren entwickelt, das eine Systematik erlaubt, die mit dem für elektromagnetische Schauer verwendeten Konzept vergleichbar wäre. In der vorliegenden Arbeit wird daher ein besonderes Gewicht auf die korrekte Parametrisierung der Einflüsse der " π^0 -Fluktuationen" auf die longitudinalen Energiedichteverteilungen hadronischer Schauer gelegt werden. Zu diesem Zweck werden wesentliche Erweiterungen des ursprünglichen "UA1-Ansatzes" erforderlich sein.

Um zu einem vollständigen Algorithmus zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern zu gelangen, werden weiterhin die intrinsischen und Sampling-Fluktuationen der deponierten Energie sowie die Fluktuationen der lateralen Energiedichteverteilungen elektromagnetischer und hadronischer Schauer parametrisiert werden. Eine weitgehend geometrieunabhängige Formulierung des Algorithmus wird es erlauben, die parametrisierte Schauersimulation im Zusammenhang mit der durch das Standardprogramm zur Detektorsimulation GEANT definierten Geometrie des H1-Detektors anzuwenden.

Zunächst wird im 2. Kapitel dieser Arbeit erläutert werden, wie der H1-Detektor am Speicherring HERA zur Messung der tief unelastischen Elektron-Proton-Streuung eingesetzt werden wird und von welcher zentraler Bedeutung die Kalorimetrie für die Detektorentwicklung bei zukünftigen Experimenten der Hochenergiephysik sein wird. Das gegenwärtige Verständnis der Signalbildung elektromagnetischer und hadronischer Teilchenschauer in Sampling-Kalorimetern, wird dann im 3. Kapitel näher beschrieben werden, um auf dieser Grundlage im 4. Kapitel die prinzipiellen Konzepte der Schauersimulation durch Spurverfolgung und der Schauerparametrisierung erklären zu können. In diesem Kapitel wird auch erläutert werden, wie die

für die Parametrisierungen erforderlichen Daten mit Hilfe der detaillierten Simulation typischer H1-Kalorimeter-Strukturen erzeugt wurden.

Die sich aus dem theoretischen Verständnis der Schauerentwicklung ergebenden Zusammenhänge bilden weiterhin den Ausgangspunkt für die im 5. Kapitel für elektromagnetische und im 6. Kapitel für hadronische Schauer durchgeführten Parametrisierungen. Dabei wird die Fähigkeit zur realistischen Wiedergabe der Signalstrukturen einzelner Schauer und die Möglichkeit zur Reproduktion von experimentell bestimmten Schauergrößen die Vorgehensweise bestimmen.

Im 7. Kapitel wird schließlich gezeigt werden, wie sich ein parametrisierter Algorithmus zur Schauersimulation universell und unkompliziert in das Konzept des Simulationsprogramms GEANT einfügen läßt und gegenwärtig bei der Simulation des H1-Detektors angewendet wird.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Standard-Modell

Das physikalische Bild vom Aufbau der Materie wird heute durch das sogenannte Standard-Modell beschrieben. Es kann die bisher vorliegenden experimentellen Resultate durch die Einführung weniger, grundlegender Teilchen und die Beschreibung ihrer Wechselwirkungen sehr gut erklären.

Im Standard-Modell [HAL84,SCH84] werden gegenwärtig 6 Quarks und 6 Leptonen sowie deren Antiteilchen als elementare materiebildende Teilchen betrachtet. Diese Teilchen mit halbzahligem Eigendrehimpuls (Fermionen) wechselwirken miteinander, indem bestimmte Teilchen mit ganzzahligem Eigendrehimpuls (Bosonen) ausgetauscht werden. Diese Austauschteilchen charakterisieren die übertragene Wechselwirkung und können nur an Teilchen koppeln, die mit einer zur jeweiligen Wechselwirkungsart passenden Ladungsart versehen sind.

Der besondere Vorzug des Standard-Modells beruht auf der Möglichkeit, die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen aus einem einheitlichen physikalischen Prinzip herleiten zu können. Aus der Forderung der Invarianz der freien Materiefelder unter lokalen Phasentransformationen der Wellenfunktionen folgt notwendigerweise die Existenz äußerer Eichfelder. Die Quantisierung der Eichfelder führt dann zu Quantenfeldtheorien, in denen Eichbosonen die Wechselwirkungen zwischen den Materiefeldern als Austauschteilchen übertragen.

Anhand der Quantenelektrodynamik (QED) sei dieses Eichprinzip näher erläutert: Fordert man die Invarianz der Dirac-Gleichung gegenüber lokalen Phasentransformationen der Wellenfunktion freier, elektrisch geladener Teilchen, so folgt notwendigerweise die Existenz des elektromagnetischen Viererpotentials mit den Photonen als Eichbosonen. Die Eigenschaft der elektrischen Ladung führt so auf eine Symmetrie der Wellenfunktion bezüglich der Gruppe $U(1)_{em}$ der kontinuierlichen Drehungen im Phasenraum.

Entsprechend wird in der Quantenchromodynamik (QCD) ein feldtheoretischer Formalismus bereitgestellt, der eichinvariant gegenüber der Gruppe $SU(3)_{colour}$ ist und die starke Wechselwirkung der Quarks durch den Austausch von Gluonen beschreibt. Die Quantenzahl Farbe (engl.: colour) in der QCD entspricht dabei der

Generation	Fermionen				Bosonen
	Quarks		Leptonen		
erste	up (u)	down (d)	Elektron (e^-)	e-Neutrino (ν_e)	
zweite	charm (c)	strange (s)	Myon (μ^-)	μ -Neutrino (ν_μ)	
dritte	top (t)	bottom (b)	Tau (τ^-)	τ -Neutrino (ν_τ)	
Ladung	Quantenzahl				
Farbe	rot grün blau	rot grün blau	—	—	8 Gluonen (g)
elektrisch	+2/3	-1/3	-1	0	Photon (γ)
schwach	+1/2 (0)	-1/2 (0)	-1/2 (0)	+1/2 —	W^+ , W^- , Z^0 (Z^0) (+Higgs)

Tabelle 2.1: Die Teilchen des Standard-Modells und ihre Ladungen

elektrischen Ladung der QED.

Die schwache Wechselwirkung, die durch die intermediären Vektorbosonen W^+ , W^- und Z^0 vermittelt wird, fügt sich nicht einfach in das Konzept der Eichinvarianz ein. Die endlichen Ruhemassen der intermediären Vektorbosonen sind nicht verträglich mit der unendlichen Reichweite von Eichfeldern. Nur durch die Einführung des sogenannten Higgs-Mechanismus gelingt es, die schwache Wechselwirkung doch als Eichtheorie zu formulieren. Durch die Interferenz des Eichfeldes mit einem Hintergrundfeld, dessen Quanten die skalaren Higgs-Teilchen sind, wird die Eichinvarianz verborgen¹ und den Vektorbosonen W^+ , W^- und Z^0 hohe Massen zugewiesen, die die kurze Reichweite der schwachen Kraft erklären. Um die besonderen Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung, wie die Unterscheidung zwischen Teilchen positiver und negativer Helizität sowie der verschiedenen Quarksorten (flavours) beschreiben zu können, ist eine Zusammenfassung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung erforderlich. Diese kombinierte elektroschwache Theorie ist eichinvariant bezüglich der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ und erfordert die Berücksichtigung der dritten Komponente der schwachen Isospinladung I_{3L} der linkshändigen Teilchen und der Hyperladung Y , die mit der elektrischen Ladung Q über $Q = I_{3L} + Y/2$ verbunden sind.

¹(oder auch: ... die Symmetrie spontan gebrochen ...)

In Tabelle 2.1 sind die Teilchen des Standard-Modells und ihre möglichen Ladungen aufgeführt. Da die schwache Wechselwirkung zwischen links- und rechtshändigen Teilchen unterscheidet, sind für die schwache Ladung (I_{3L}) die Quantenzahlen der rechtshändigen Teilchen in Klammern angegeben. Die Antifermionen sind in der Tabelle nicht explizit aufgeführt, da sie lediglich Kopien der Fermionen mit entgegengesetzten additiven Quantenzahlen darstellen.

Zusammenfassend erlaubt die Forderung nach lokaler Eichinvarianz bezüglich der kombinierten Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ die Formulierung einer konsistenten Theorie, die alle bisher untersuchten Phänomene der Elementarteilchenphysik erklären kann und weitreichende Vorhersagen über das Verhalten der Natur in zukünftigen Experimenten gestattet. Die Überprüfung dieser Vorhersagen des Standardmodells wird in den nächsten Jahren die wichtigste Aufgabe der experimentellen Elementarteilchenphysik sein.

In den beiden folgenden Abschnitten soll daher beschrieben werden, wie am Speicherring HERA mit Hilfe des H1-Detektors die tief unelastische Elektron-Proton-Streuung untersucht werden soll, um weiteren Aufschluß über die Aussagekraft des Standard-Modells zu erhalten.

Einige Annahmen des Standard-Modells erscheinen aber aus theoretischer Sicht noch recht unbefriedigend, so daß gegenwärtig Konzepte für Experimente an noch größeren Beschleunigern entwickelt werden, die im übernächsten Jahrzehnt zu einer weiteren Vereinheitlichung der Beschreibung der Natur beitragen sollen. Da die in dieser Arbeit untersuchten Simulationsverfahren auch beim Entwurf von Detektoren an diesen neuen Beschleunigern hilfreich sein könnten, soll im letzten Abschnitt dieses Kapitels ein Blick in die Hochenergiephysik der Zukunft gewagt werden.

2.2 e-p Physik bei HERA

Das tiefere Verständnis der komplexen Struktur des Protons ist ein wesentlicher Erfolg der Quantenchromodynamik. Man kann sich ein Proton aus 3 Quarks unterschiedlicher Farbe (Valenzquarks) zusammengesetzt vorstellen, die gemeinsam ein farbneutrales (weißes) System bilden. Die durch Gluonen vermittelten Farbkräfte zwischen den Quarks "halten das Proton zusammen" und ermöglichen durch die mit ihnen verbundenen hohen Energiedichten die virtuelle (kurzzeitige) Erzeugung von zusätzlichen Quark-Antiquark-Paaren (Seequarks) innerhalb des Protons.

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA² wurde konstruiert, um die innere Struktur des Protons mit Hilfe der tief unelastischen Elektron-Proton-Streuung bei hohen Viererimpulsüberträgen untersuchen zu können. Es werden zu diesem Zweck Elektronen mit einer Energie von 30 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Die dabei zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie beträgt 314 GeV. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Ansicht des Beschleunigersystems von HERA.

²Hadron-Elektron-RingAnlage

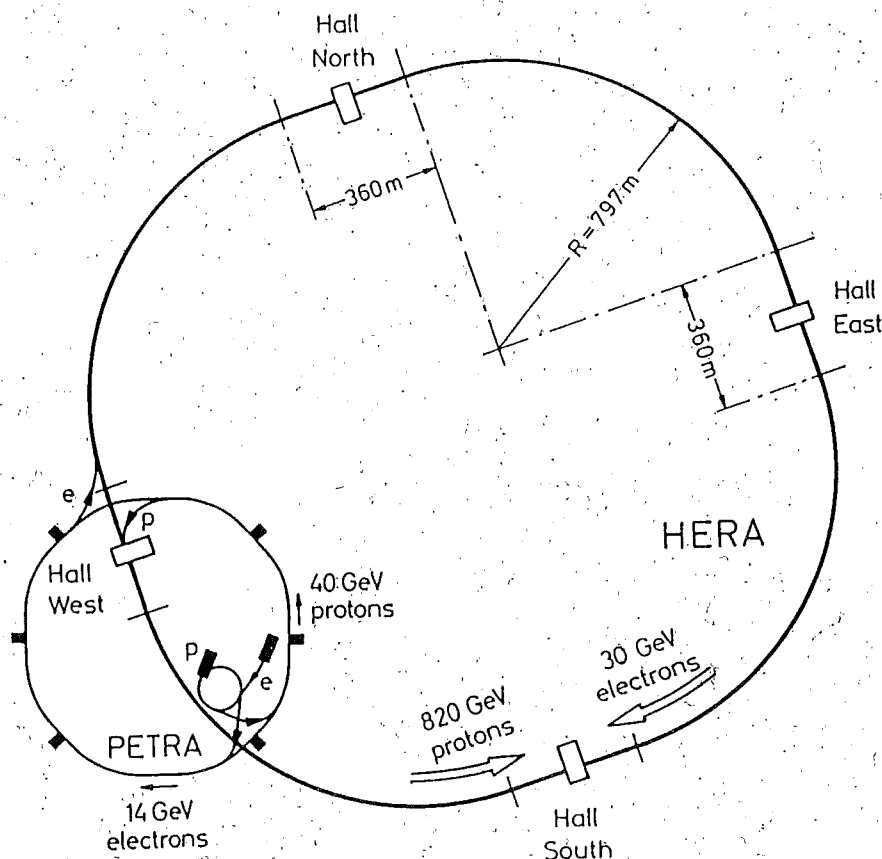


Abbildung 2.1: Schematische Ansicht des Beschleunigersystems von HERA

In der tief unelastischen ep -Streuung können das Elektron und das Proton miteinander wechselwirken, indem ein Photon oder intermediäres Vektorboson an das Elektron und ein Quark des Protons koppelt. In Abb. 2.2 sind die dabei möglichen Prozesse des neutralen Stroms (durch γ -, Z^0 -Austausch) und des geladenen Stroms (durch W^\pm -Austausch) dargestellt. Das Proton wird dabei durch den hohen Impulsübertrag auf das Quark "auseinandergerissen" und in einem Fragmentationsprozess in eine Vielzahl von Hadronen überführt, die in sogenannte Jets gebündelt "auseinanderfliegen". Im einfachsten Fall ergeben sich die in Abb. 2.2 angedeuteten Proton- und Stromjets.

Die Ursache für die Fragmentation des Protons in Jets liegt im Kopplungsverhalten der starken Kraft. Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung ist proportional zu $1/\ln(Q^2)$, wächst also mit fallender Energieskala und bewirkt ein Ansteigen der potentiellen Energie im Raum zwischen den Quarks, die die Bildung von Quark-Antiquark-Paaren erlaubt. Es werden dabei immer nur farbneutrale Paare gebildet, so daß alle Quarks ständig in farbneutrale hadronische Systeme eingeschlossen (engl.: confined) sind. Aufgrund der wachsenden Kopplungskonstanten sind störungstheoretische Methoden auf den Fragmentationsprozess in diesem Bereich nicht anwendbar; man spricht daher hier von nicht perturbativer QCD.

Die maximalen Impulsüberträge Q^2 bei HERA betragen 10^5 GeV^2 . Die damit

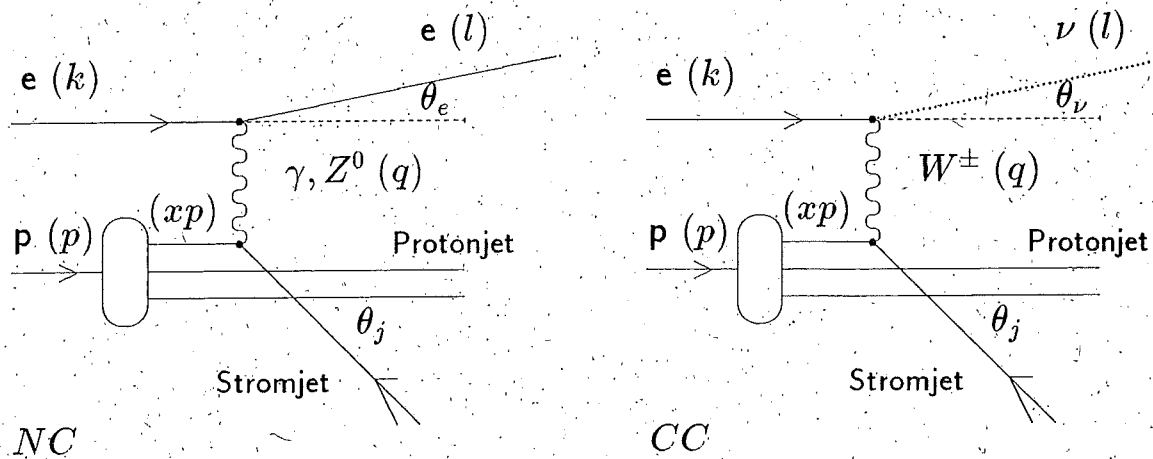


Abbildung 2.2: Neutraler Strom (engl.: neutral current, *NC*) und geladener Strom (engl.: charged current, *CC*) in der *ep*-Streuung. (Die Viererimpulse der beteiligten Teilchen sind in Klammern angegeben)

verbundenen kurzen Wellenlängen der Austauschteilchen erlauben eine genaue Untersuchung der Strukturfunktion des Protons. Eine Abschätzung des räumlichen Auflösungsvermögens mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{2Q} \approx 10^{-17} \text{ cm} \quad (2.1)$$

zeigt, daß Effekte auf einer Längenskala untersucht werden können, die einem Zehntausendstel des Protonradius entsprechen.

Bei der Auswertung der HERA-Ereignisse wird auch berücksichtigt werden, daß eine Streuung nicht unbedingt an einem der drei Valenzquarks des Parton-Modells erfolgt sein muß. Es ist vielmehr auch möglich, daß der Prozeß unter Beteiligung eines Gluons aus einem Bremsstrahlungsprozesses der starken Wechselwirkung (siehe Abb. 2.3) oder in der Boson-Gluon-Fusion (siehe Abb. 2.4) unter Beteiligung eines Quark-Antiquark-Paares stattgefunden haben kann.

Die skaleninvariante Proton-Strukturfunktion des reinen Parton-Modells erfährt durch den Einfluß der Gluonen eine Q^2 -Abhängigkeit, die als Skalenverletzung (engl.: scaling violation) bereits beobachtet wurde. Die bisher gewonnenen Daten reichen bis zu einem Q^2 von einigen 10^2 GeV^2 , so daß mit HERA die Kenntnis der Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion um zwei Größenordnungen erweitert werden kann.

Da bei wachsendem Impulsübertrag die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung fällt (asymptotische Freiheit), lassen sich die für die Skalenverletzung verantwortlichen Prozesse prinzipiell störungstheoretisch behandeln. Bei HERA wird es möglich sein, die theoretischen Vorhersagen dieser "perturbativen" QCD über das Verhalten der Strukturfunktion bei hohem Q^2 zu untersuchen.

Eine weitere Vorhersage des Standard-Modells, die bislang noch nicht experimentell bestätigt wurde, ist die Existenz des Top-Quarks. Es würde als sechstes,

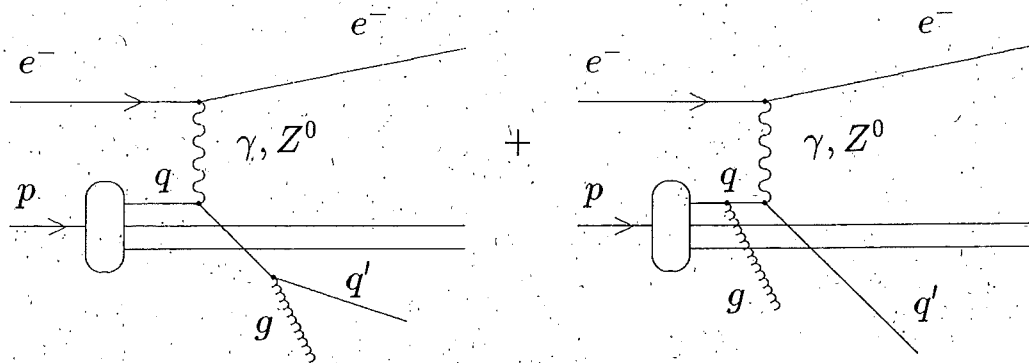


Abbildung 2.3: *ep-Streuung unter Beteiligung eines Gluons*

schwerstes Quark die drei in Tab. 2.1 angegebenen Quark-Lepton-Generationen vervollständigen.

Bei HERA können schwere Quarks vorwiegend in der Boson-Gluon-Fusion erzeugt werden (siehe Abb. 2.4). Da dieser Prozeß von höherer Ordnung ist, kann nur mit der Erzeugung vergleichsweise weniger schwerer Quark-Antiquark-Paare gerechnet werden. Da zudem der Wirkungsquerschnitt für die Top-Erzeugung mit der vierten Potenz der Top-Masse abfällt [WOL86], wird die Top-Suche bei HERA besonders hohe Anforderungen an die Methoden der Datenauswertung stellen. In Tab. 2.2 ist die Anzahl der Ereignisse mit Top-Erzeugung bei verschiedenen Top-Massen im Vergleich zu einfachen Stromereignissen bei verschiedenem Q^2 angegeben. Die Anzahl wurde aus den jeweiligen Wirkungsquerschnitten für eine integrierte Luminosität von 200 pb^{-1} , entsprechend einer 2-jährigen Datennahme mit einer HERA-Luminosität von $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ermittelt.

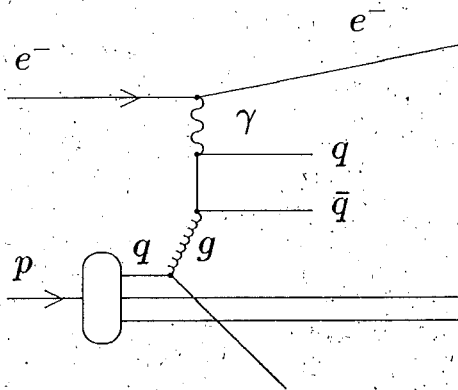


Abbildung 2.4: *Photon-Gluon-Fusion in der ep-Streuung*

Ereignis	Bedingung	Anzahl
$e^- q \rightarrow e^- q$	$Q^2 > 10^3 \text{ GeV}^2$	44660
	$Q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$	790
$e^- q \rightarrow \nu_e q'$	alle Q^2	11250
	$Q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$	880
$\gamma g \rightarrow t\bar{t}$	$m_t = 40 \text{ GeV}/c^2$	600
	$m_t = 50 \text{ GeV}/c^2$	120
	$m_t = 60 \text{ GeV}/c^2$	25

Tabelle 2.2: Geschätzte Ereignisraten bei HERA nach [RUE87].

Kinematik

Bei der Berechnung der Kinematik der in Abb. 2.2 gezeigten Stromereignisse, ist zu berücksichtigen, daß das einfallende Quark einen zunächst unbekanntem Bruchteil x des Protonimpulses trägt. Es werden daher statt der 2 Parameter des elastischen Zweikörperproblems [HAL84] nun 3 Größen benötigt, um die Kinematik des Ereignisses festzulegen.

Das können z.B. [WOL86, LOM83]

$$s = (\vec{p} + k)^2 \quad (2.2)$$

$$q^2 = (k - l)^2 \quad (2.3)$$

$$W^2 = (q + p)^2 \quad (2.4)$$

sein, wobei die Schwerpunktennergie \sqrt{s} durch die Strahlenergie der Teilchen gegeben ist. Die weiteren Bezeichnungen sind

- q^2 : Quadrat des Viererimpulsübertrages,
- W^2 : Quadrat der totalen hadronischen Masse des Endzustandes,
- p : Viererimpuls des Protons,
- k : Viererimpuls des Elektrons vor der Streuung,
- l : Viererimpuls des Leptons nach der Streuung.

In der tief unelastischen ep -Streuung ist es für viele Zwecke angenehmer, die dimensionslosen Bjorkenschen SkalenvARIABLEN

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot p)} = \frac{Q^2}{2 m_p \nu} \quad (2.5)$$

$$y = \frac{q \cdot p}{k \cdot p} = \frac{2 m_p \nu}{s} \quad (2.6)$$

mit

$$Q^2 \equiv -q^2 \quad \text{und} \quad \nu = \frac{q \cdot p}{m_p} \quad (2.7)$$

- x : Bruchteil des Viererimpulses des Protons
 ν : Energieverlust des Leptons im Ruhesystem des Protons
 y : rel. Energieverlust des Leptons im Ruhesystem des Protons

und den einfachen Beziehungen

$$Q^2 = s x y \quad (2.8)$$

$$W^2 = s y (1 - x) \quad (2.9)$$

zu benutzen.

Die Variablen Q^2 , x und y können im Falle des neutralen Stromes bei bekannter Energie des einfallenden Elektrons E_e durch die Energie des auslaufenden Elektrons E'_e und dessen Streuwinkel θ_e bestimmt werden:

$$Q^2 = 4 E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (2.10)$$

$$x = \frac{E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E'_e}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \right)} \quad (2.11)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (2.12)$$

Im Falle des geladenen Stroms ist das auslaufende Lepton ein Neutrino und kann daher nicht der Bestimmung der Kinematik dienen. Die erforderlichen Informationen sind hier aus dem hadronischen Endzustand mit Hilfe der Gleichungen

$$Q^2 = \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - \frac{E_j}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_j}{2}} \quad (2.13)$$

$$x = \frac{E_j \sin^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_j}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_j}{2} \right)} \quad (2.14)$$

$$y = \frac{E_j}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_j}{2} \quad (2.15)$$

zu gewinnen, wobei die Energie des Stromjets E_j und dessen Winkel zur Protonenrichtung θ_j bei bekannter Protonenenergie E_p aus gemessenen Daten zu rekonstruieren sind.

Ohne Annahmen über den Stromjet und QCD-Strahlungskorrekturen kommt das Jacquet-Blondel-Verfahren aus, das auf der Energie-Impuls-Erhaltung zwischen dem unsichtbaren Neutrino und dem hadronischen System beruht [ING87]. Es erlaubt durch die Gleichungen

$$y = \frac{\sum_i (E_{h,i} - p_{z,i})}{2 E_e} \quad (2.16)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{T,i})^2}{1 - y} \quad (2.17)$$

$$x = \frac{Q^2}{s y} \quad (2.18)$$

mit

- $p_{z,i}$: Impulskomponente parallel zur Protonrichtung z des i -ten Hadrons (Longitudinalimpuls)
- $p_{T,i}$: Impulskomponente senkrecht zu $p_{z,i}$ (Transversalimpuls)
- $E_{h,i}$: Energie des i -ten Hadrons.

die Bestimmung der Kinematik durch die direkt meßbaren Größen $\sum_i p_{T,i}$, $\sum_i p_{z,i}$ und $\sum_i E_{h,i}$. Insbesondere gehen in die Summationen von Gl. 2.16 und 2.17 Teilchen mit hohem Longitudinalimpuls und geringem Transversalimpuls, die das Strahlrohr nicht verlassen und daher im Detektor nicht nachgewiesen werden können, kaum ein. Je hermetischer ein Detektor den vollen Raumwinkel bedecken kann, desto höher wird die Genauigkeit dieses Verfahrens bei der inklusiven Messung der geladenen Ströme sein.

Aber auch im Falle neutraler Stromereignisse kann mit dem Jacquet-Blondel-Verfahren die Bestimmung der kinematischen Variablen verbessert werden [ING87]. Betrachtet man z.B. bei einer gegebenen Winkelauflösung den Einfluß einer endlichen Energieauflösung bei der Messung des gestreuten Elektrons auf die Genauigkeit mit der die Variable x durch Gl. 2.11 bestimmt werden kann:

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y} \frac{\delta E'_e}{E'_e}, \quad (2.19)$$

so ist zu erkennen, daß auch bei guter elektronischer Energieauflösung die Genauigkeit von x bei sinkendem y rasch fällt.

Andererseits wächst bei sinkendem y die Genauigkeit mit der x aus dem hadronischen System bestimmt werden kann. Für kleine y ($y \lesssim 0.4$) ist trotz schlechterer hadronischer Energieauflösung die Genauigkeit von x höher als bei der Bestimmung aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons. Dieses Beispiel zeigt, daß auch bei der Untersuchung neutraler Stromereignisse nicht auf die Information des hadronischen Systems verzichtet werden kann.

2.3 H1-Detektor

Die physikalisch interessanten Ereignisse der ep -Streuung sollen mit den beiden Detektorsystemen H1 und ZEUS, die gegenwärtig in den HERA-Ring eingebaut werden, ausgewählt (getriggert) und zur weiteren Auswertung aufgenommen werden. Beide Detektoren verwenden innere Spurkammersysteme, die sich in einem homogenen Magnetfeld befinden, zur Impulsmessung geladener Teilchen, Kalorimeter zur Energiemessung der Elektronen und Hadronen, sowie äußere Kammersysteme zum Myonennachweis.

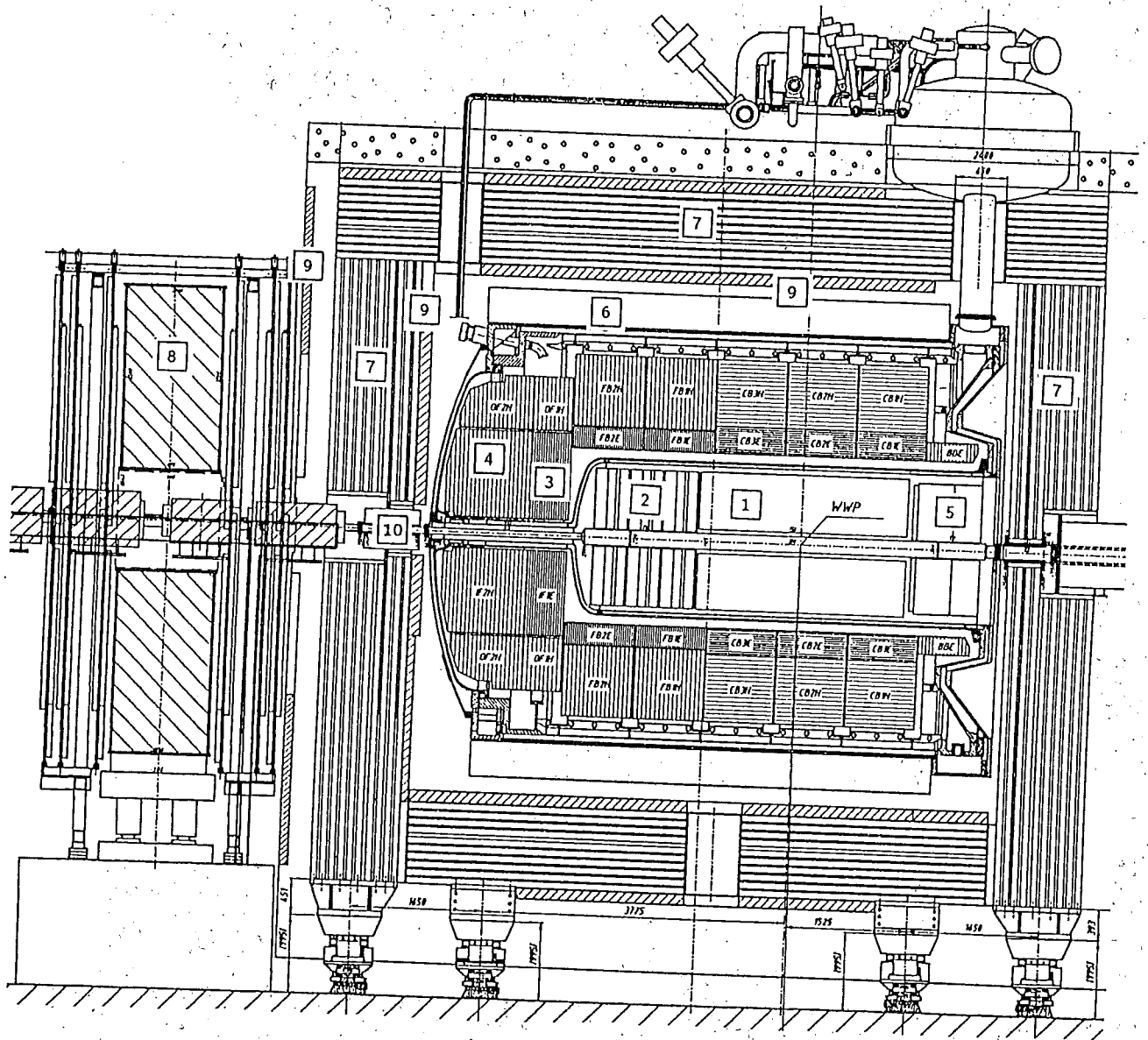


Abbildung 2.5: Ansicht des H1-Detektors parallel zur Strahlachse

Die Anordnung der einzelnen Komponenten des H1-Detektors [H185,H186,H187] ist in Abb. 2.5 dargestellt. Die Ereignistopologie von HERA mit einem resultierenden Laborimpuls von 790 GeV in Z-Richtung (Protonrichtung) erzwingt die asymmetrische Detektorauslegung. Das innere Spurkammersystem (engl.: tracking) gliedert sich in einen zentralen Bereich (1) und einen Vorwärtsbereich (2). Zum zentralen Bereich gehören Jetkammern zur r - ϕ - und Energieverlust-Messung, die durch innere und äußere Vieldraht-Proportionalkammern sowie Driftkammern zur präzisen z -Messung ergänzt werden. Der Vorwärtsbereich wird aus ebenen und radialen Driftkammern gebildet, die durch drei Lagen von Vieldraht-Proportionalkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren unterteilt werden. Das Kalorimeter ist in einen elektromagnetischen Teil (3), bestehend aus Bleiplatten und Flüssig-Argon, sowie einen hadronischen Teil (4) aus Eisenplatten und Flüssig-Argon unterteilt. Es befindet sich in einem großen Kryostaten. Eine große supraleitende Spule (6) umgibt den Kryostaten, so daß nur wenig passives Material vor dem Kalorimeter verwendet wird und ein möglichst homogenes Magnetfeld im Spurkammersystem erreicht wird. Der Fluß des magnetischen Feldes wird über ein äußeres Eisenjoch (7) zurückgeführt. Dieses Eisenjoch ist mit Myonkammern (9) und Streamerröhren zur Messung der aus dem Kalorimeter kommenden Restteilchen instrumentiert. Die Kalorimetrie wird außerdem durch ein Silizium-Kupfer-Plugkalorimeter (10) in Protonrichtung und ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (5) in Elektronrichtung ergänzt. Dem weiteren Myonnachweis dienen die großen Myonkammern, die sich außerhalb des Eisenjochs in Vorwärtsrichtung im Feld eines Toroiden (8) befinden.

Der beschriebene Aufbau des H1-Detektors scheint auf den ersten Blick verwirrend; durch das Zusammenwirken der einzelnen Komponenten können hiermit jedoch die folgenden physikalischen Anforderungen erfüllt werden:

- hohe Hermitizität zur Messung der fehlenden Energie in Ereignissen mit hochenergetischen Neutrinos,
- hohe Energieauflösung und feine Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters zur präzisen Messung isolierter Elektronen in neutralen Stromereignissen,
- gute Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters und feine Granularität zur inklusiven Messung des hadronischen Systems und zur Messung von Jet-Energien,
- gute Impuls- und Zweispurauflösung des Spurkammersystems zur Bestimmung von Jet-Topologien,
- gute Elektron-Pion-Separation durch die kombinierten Informationen des Spurkammersystems und des Kalorimeters,
- Myonnachweis und Energiemessung über nahezu den gesamten Raumwinkel, insbesondere zur Identifikation von Zerfällen schwerer Quarks und zum Hinweis auf möglicherweise neue physikalische Phänomene.

Die möglichen Informationen über ein Ereignis, die mit dem H1-Detektor als "Rohdaten" gewonnen werden können, sind in Abb. 2.6 für eine idealisierte H1-Geometrie schematisch angedeutet. Die Linien im Inneren des Detektors sollen dabei die Spurinformatoren des Trackings andeuten. Die Sterne und Kreuze stehen für feste Energiebeträge, die von Hadronen bzw. Elektronen in den Kalorimetern deponiert wurden. Die der Detektorsimulation in Abb. 2.6 zugrunde liegenden Ereignisse sind:

- (oben) neutraler Strom
Ein isoliertes Elektron balanciert den Impuls des Stromjets. Der Protonjet trifft zum Teil in das Vorwärtskalorimeter.
- (mitte) geladener Strom
Proton- und Stromjet treffen in das Vorwärtskalorimeter. Ein Neutrino mit dem Transversalimpuls des Stromjets kann im Detektor nicht nachgewiesen werden.
- (unten) Boson-Gluon-Fusion
Ein W^- koppelt über ein Antitop- Bottom-Quarkpaar an ein Gluon. Im Verlauf des Antitop-Zerfalls entstehen ein mittelenenergetisches Myon und ein hochenergetisches Myonneutrino. Das Bottom-Quark fragmentiert in einen Hadronenjet, der in das zentrale Kalorimeter trifft.

Die weitere Analyse dieser Rohinformationen erfordert die Entwicklung einer Vielzahl von Algorithmen, mit denen z.B. die Elektron-Hadron-Trennung oder die Jet-Rekonstruktion durchgeführt werden können. Die genaue Effizienz der angewendeten Verfahren muß dabei durch die Verknüpfung von Ereignissimulation, Detektorsimulation und Rekonstruktionsalgorithmen ermittelt werden. Eine schnelle und möglichst genaue Detektorsimulation ist daher ein unentbehrliches Hilfsmittel bei der Erstellung von effizienten Programmen zur Ereignisrekonstruktion.

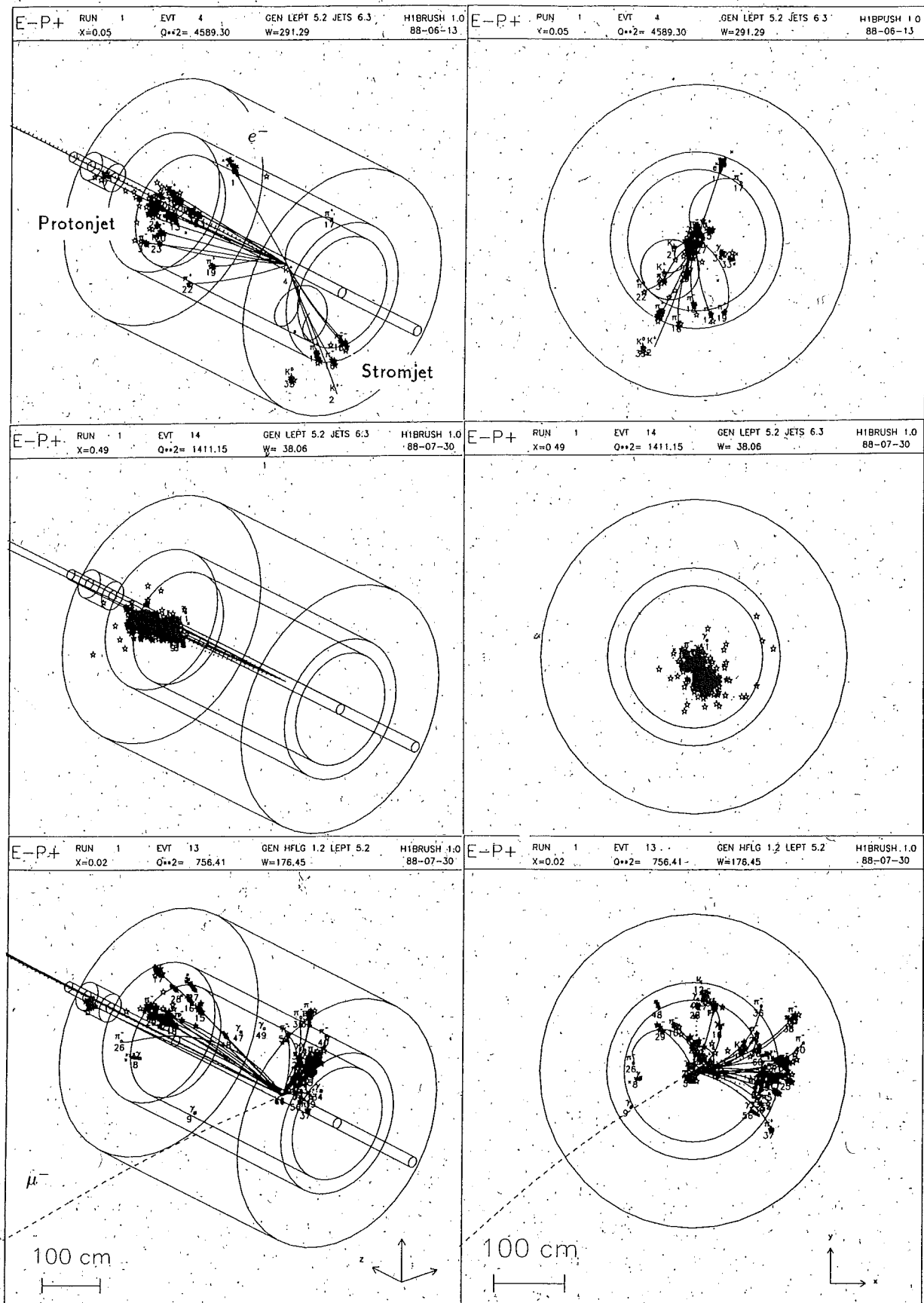


Abbildung 2.6: Schematische Ereignisdarstellung in einem idealisierten H1-Detektor (Erläuterungen siehe Text)

2.4 Hochenergiephysik der Zukunft

2.4.1 Theoretische Ansätze

Geht es bei HERA noch vorwiegend um ein feineres Verständnis des Standard-Modells, so läßt sich doch fragen, ob es nicht eine weiterreichende Theorie gäbe, die die Natur vielleicht noch umfassender beschreiben könnte. Aus den vielen Komplikationen des Standard-Modells [LAN88;RUB88], die zu dieser Frage Anlaß geben, seien hier nur das Generationenproblem, der Higgs-Mechanismus und die fehlende Beschreibung der Gravitation herausgegriffen.

- Das Standard-Modell gibt keine Erklärung für die Wiederholung der Fermionfamilien in drei Generationen. Es bedarf vielmehr der Einführung von u.a. 9 Konstanten zur Erzeugung der Fermionmassen über die Kopplung an das Higgs-Hintergrundfeld und 3 Mischungswinkeln der Kobayaschi-Maskawa-Matrix, die den möglichen Übergang zwischen den 3 Familien in der schwachen Wechselwirkung beschreiben. Das Standard-Modell macht somit in seiner minimalen Version keine Aussage über die Existenz weiterer Fermionfamilien.

- Der Higgs-Mechanismus beschreibt zwar die kurze Reichweite der schwachen Kraft entsprechend der Potentialform

$$V(r) \propto \exp(-M_{Fermi} r) \quad (2.20)$$

auf der charakteristischen Fermiskala

$$1/M_{Fermi} \approx 7 \cdot 10^{-17} \text{ cm} \quad (2.21)$$

und weist den intermediären Vektorbosonen ihre hohen Ruhemassen zu. Dennoch erscheint die Idee der spontanen Symmetriebrechung, die durch das Higgs-Hintergrundfeld erzwungen wird, eher umständlich [RUB88]. Der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung wurde zunächst in der Festkörpertheorie verwendet, um die Phasenübergänge in Ferromagneten und Supraleitern beschreiben zu können. In Analogie zur Theorie der Supraleitung, wo sich ein gefordertes skalares Boson als dynamischer Zustand der beteiligten Fermionen in Gestalt der Cooper-Paare offenbart, liegt es nahe, auch für das skalare Higgs-Boson über eine zusammengesetzte Struktur nachzudenken.

Eine Zusammensetzung (engl.: compositeness) des Higgs-Bosons und möglicherweise auch der anderen "elementaren" Teilchen des Standard-Modells aus noch grundlegenden Teilchen ließe sich durch den Nachweis von angeregten Zuständen dieser zusammengesetzten Teilchen zeigen. In den verschiedenen Theorien zur "Compositeness" werden solche Zustände auf einer Energieskala der Ordnung 1 TeV erwartet [RUE87].

Ist das Higgs-Teilchen nicht zusammengesetzt, so ist zu bedenken, daß das Standard-Modell die Masse des Higgs-Bosons weder voraussetzt noch unmittelbar vorhersagt. Eine Berechnung der Higgs-Masse ist im Standard-Modell aber möglich, wenn alle Schleifenprozesse der Selbstwechselwirkungen des Higgs-Teilchens über die Kopplungen an die bekannten Teilchen berücksichtigt werden. In diesen virtuellen

Teilchen	Spin	S-Teilchen	Spin
Quark	1/2	Squark	0
Lepton	1/2	Slepton	0
Photon	1	Photino	1/2
Gluon	1	Gluino	1/2
W	1	Wino	1/2
Z	1	Zino	1/2
Higgs	0	Higgsino	1/2

Tabelle 2.3: Teilchen des Standard-Modells und ihre supersymmetrischen Partner

Prozessen erfährt das Higgs-Teilchen einen Massenzuwachs, wenn es ein Boson emittiert, um es sofort wieder zu absorbieren. Diesem Massenzuwachs entgegen wirkt die Emission und Absorption von Fermion-Antifermion-Paaren. Er wird hierdurch jedoch nicht völlig aufgehoben, so daß Berechnungen zur Higgs-Masse divergieren können.

In einer Theorie der Supersymmetrie kann das Problem divergierender Higgs-Massen gelöst werden. Es wird gefordert, daß es zu jedem Fermion des Standard-Modells ein Boson als supersymmetrischen Partner geben soll. Umgekehrt wird zu jedem Boson die Existenz eines entsprechenden Fermions verlangt, so daß die Beiträge zur Higgs-Masse aus der Selbstwechselwirkung durch die supersymmetrischen Partner (S-Teilchen) kompensiert werden. Diese Kompensation kann aber nur dann wirksam werden [ELL88], wenn die Massendifferenzen zwischen Teilchen und S-Teilchen maximal in der Größenordnung von $1 \text{ TeV}/c^2$ liegen. Da die Massen der bekannten Teilchen einige GeV/c^2 betragen, könnten S-Teilchen schon mit einer bei HERA verfügbaren Energie erzeugt und nachgewiesen werden.

- Ein weiterer unbefriedigender Aspekt des Standard-Modells ist die fehlende Beschreibung der Gravitationswechselwirkung. Die konsistente Behandlung aller bekannten Wechselwirkungen, einschließlich der Gravitation, in einer großen vereinheitlichten Theorie (engl.: grand unified theory, GUT) stellt ein herausragendes Ziel der Physik dar. Interessante Ansätze einer solchen GUT werden gegenwärtig in verschiedenen sogenannten Superstring-Theorien entwickelt.

Im Unterschied zu den obigen Ansätzen werden in den Superstring-Theorien neue Phänomene nicht durch den Einbau weiterer Felder und Teilchen in die bekannten 4 Raum-Zeit-Dimensionen erklärt, sondern es werden, dem Beispiel der allgemeinen Relativitätstheorie folgend, zusätzliche Dimensionen postuliert, aus denen die Eigenschaften der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen notwendigerweise folgen. Die konsistente Behandlung der Gravitation ist in einer solchen Theorie auf "natürliche" Weise gewährleistet [LAN88]. Für die anderen Wechselwirkungen kann im Niederenergie-Limes der Theorie das Konzept der Eichinvarianz beibehalten werden, so daß eine Superstring-Theorie das Standard-Modell als Teilmenge enthält.

Die elementaren Teilchen einer solchen Theorie können dabei durch das Aufrollen

(Kompaktifizieren) der zusätzlichen Dimensionen auf einer Energieskala, die weit unterhalb der Planck-Skala ($E \ll 10^{19} \text{ GeV}$) liegt, als $\sim 10^{-33} \text{ cm}$ lange Bänder (engl.: strings) eingeführt werden. Superstring-Theorien kontrollieren daher die Anzahl der Fermionfamilien und ihre Massen ohne die Einführung freier Parameter durch die Kompaktifizierung der Dimensionen, wodurch das erwähnte Generationenproblem theoretisch gelöst ist. In den verschiedenen Modellen gibt es jedoch so viele mögliche Kompaktifizierungen, daß kaum konkrete Vorhersagen erfolgen können, die sich mit den heute experimentell zugänglichen Energien überprüfen lassen. Eine der wenigen, in naher Zukunft überprüfbareren Aussagen einer "Superstring-Version", die von 10 Raum-Zeit-Dimensionen ausgeht, ist die mögliche Existenz eines weiteren neutralen Bosons Z' mit $m_{Z'} \lesssim O(1 \text{ TeV})$ [RUE87].

2.4.2 Beschleunigerkonzepte

Diese hier nur oberflächlich angedeuteten theoretischen Konzepte lassen es erforderlich erscheinen, experimentelle Möglichkeiten in einem Energiebereich $> 1 \text{ TeV}$ zu schaffen. Es werden daher gegenwärtig in den Vereinigten Staaten (SSC³) und in Europa (LHC⁴, CLIC⁵) verschiedene Projekte für Großbeschleuniger diskutiert. Einige Auslegungsdaten dieser Projekte sind in Tab. 2.4 im Vergleich zu HERA-Parametern zusammengefaßt. Es reicht bei der Konzeption dieser neuen Beschleuniger nicht aus, nur eine hinreichend große Schwerpunktenergie zu fordern, sondern es muß auch berücksichtigt werden, daß der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von Zuständen der Masse M mit wachsender Energieskala fällt, entsprechend [RUB88]

$$\sigma(M) \propto \frac{1}{M^2} \propto \frac{1}{(\sqrt{s})^2} \quad (2.22)$$

Die Luminosität muß daher mit dem Quadrat der Schwerpunktenergie ansteigen, um jeweils eine ausreichende Zahl der interessierenden Ereignisse einer hohen Massenskala beobachten zu können.

Gegenwärtig wäre ein e^+e^- -Beschleuniger wie der CLIC mit der nötigen Luminosität technisch nicht realisierbar, wohingegen bekannt ist, wie ein Detektor für die klare e^+e^- -Ereignissignatur zu bauen wäre. Andererseits läßt sich heute ein pp -Beschleuniger für eine Schwerpunktenergie von 40 TeV mit der gewünschten Luminosität konstruieren, an dessen Detektoren aber Anforderungen gestellt werden, die einen noch hohen Bedarf an Forschung und Entwicklung erkennen lassen [AMA87].

2.4.3 Detektorentwicklung

Die besonderen Schwierigkeiten für einen Detektor am LHC oder SSC liegen zum einen in der erforderlichen Trennung der seltenen Ereignisse der "neuen Physik" von der Mehrzahl der uninteressanten, wohl verstandenen pp -Streuprozesse, dem

³Superconducting SuperCollider

⁴Large Hadron Collider

⁵Cern Linear Collider

Beschleuniger	CLIC	LHC	SSC	HERA
Typ	$e^+ e^-$	pp	pp	ep
Schwerpunkt- energie [TeV]	2	16	40	0.3
Luminosität [$cm^{-2} s$]	$1 \cdot 10^{33}$	bis zu $5 \cdot 10^{34}$	$1 \cdot 10^{33}$	$2 \cdot 10^{31}$
Wechselwirkungs- rate [s^{-1}]	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^8$	~ 100

Tabelle 2.4: Auslegungsparameter zukünftiger Beschleuniger

physikalischen Untergrund, und zum anderen in den zu messenden komplexen Ereignistopologien.

Eine Abschätzung des Untergrundes kann erfolgen, indem die geforderten Eigenschaften des Teilchenstrahls mit den zu höheren Energien extrapolierten Werten für den unelastischen pp -Wirkungsquerschnitt verbunden werden. Beim LHC sollen sich Protonenbündel mit einer Frequenz von $40 - 200 MHz$, bzw. einem Abstand Δt von $25 - 5 ns$ im Wechselwirkungspunkt eines Detektors kreuzen. Die damit erreichbare Luminosität L beträgt $1 \cdot 10^{33} - 0.5 \cdot 10^{34} cm^{-2} s$. Bei einem extrapolierten unelastischen Wirkungsquerschnitt σ von $60 mb$ ist mit einer mittleren Zahl

$$\langle n \rangle = L \sigma \Delta t \quad (2.23)$$

von 1.5 - 15 Ereignissen pro Kreuzung zu rechnen. In einem Datensatz werden daher immer mehrere Ereignisse festgehalten sein. Die Topologie der Ereignisse [AMA87] wird dabei gekennzeichnet durch die wahrscheinlichsten Werte für die Zahl der Jets

$$n_{Jet} \approx 6 \quad (2.24)$$

und die Multiplizität geladener Teilchen

$$n_{ch} \approx 100, \quad (2.25)$$

die den Einsatz konventioneller Spurerkennungsverfahren nicht sinnvoll erscheinen lassen.

Verschiedene Detektorkonzepte [DON88] sehen daher vornehmlich die Verwendung von Kalorimetern mit hoher Orts- und sehr hoher Energieauflösung zur Messung des Energieflusses der Jets und der Energie isolierter Elektronen vor. Dabei können die Jet-Ereignis-Zuordnung durch eine präzise Vertexerkennung und die

Identifikation isolierter Elektronen durch die Verwendung von Übergangsstrahlungsdetektoren unterstützt werden. Da Myonen häufig aus dem Zerfall schwerer Quarks resultieren, aber vor allem als Hinweis auf neue Phänomene erwartet werden, ist ihr Nachweis über den gesamten Raumwinkel erforderlich. Die Konstruktion der dazu nötigen Nachweissysteme bereitet aber keine prinzipiellen Schwierigkeiten.

Im Gegensatz dazu werden an die Kalorimetrie neben den physikalisch motivierten Bedingungen

- sehr guter Energieauflösung,
- hoher Granularität,
- nahezu kompletter Abdeckung des Raumes und
- kurzer Antwortzeiten

auch die konstruktiven Forderungen nach

- Strahlungsbeständigkeit,
- Homogenität,
- stabiler Kalibrierfähigkeit und
- Kompaktheit

gestellt, die in ihrer Gesamtheit bisher noch nicht verwirklicht werden konnten. Da in letzter Zeit wichtige Fortschritte im Verständnis der Kalorimetrie erzielt wurden, von denen einige im folgenden Kapitel erörtert werden sollen, konnten verschiedene Detektorkonzepte mit Kalorimetern vorgeschlagen werden, die die Anforderungen an einen LHC- oder SSC-Detektor erfüllen.

Die Optimierung der vorhandenen konstruktiven Merkmale solcher Detektorkonzepte im Hinblick auf die Untergrundunterdrückung wird den umfangreichen Einsatz von Simulationsprogrammen erfordern. Weiterhin müssen die Fähigkeiten der verschiedenen Detektoren zur Elektron- und Myonselektion genau untersucht werden, da identifizierte Leptonen mit hohem Transversalimpuls einen hervorragenden Ausgangspunkt bei der Suche nach neuen Phänomenen darstellen. Die gegenwärtig zur Bearbeitung dieser Problemstellungen vorhandenen Programme erfordern aber einen so hohen Rechenzeitbedarf, daß sie in dem iterativen Prozeß der Detektorentwicklung für den TeV-Bereich kaum verwendet werden können. Die in dieser Arbeit behandelten Simulationsverfahren könnten aufgrund ihres geringen Rechenzeitbedarfs und ihrer Flexibilität den Entwicklungsprozeß vereinfachen. Die dabei erzielte Genauigkeit der Beschreibung des Verhaltens elektromagnetischer und hadronischer Schauer in Sampling-Kalorimetern scheint der diskutierten Problemstellung sehr gut zu entsprechen.

Kapitel 3

Teilchenschauer in Sampling-Kalorimetern

3.1 Sampling-Kalorimeter

Hochenergetische Teilchen ($E \gg m$) verlieren ihre Energie beim Durchgang durch Materie vorwiegend bei der Erzeugung von Sekundärteilchen in unelastischen Wechselwirkungen. Teilchenschauer bilden sich aus, wenn die Sekundärteilchen in folgenden unelastischen Wechselwirkungen weitere neue Teilchen erzeugen, die wiederum unelastisch wechselwirken können. Hat die Energie der einzelnen Teilchen im Verlauf einer solchen Schauerentwicklung hinreichend abgenommen, gewinnen andere Energieverlustmechanismen an Bedeutung. Die niederenergetischen Teilchen tragen nicht mehr zur weiteren Ausbildung eines Schauers bei, sondern geben ihre kinetische Energie in atomaren Streuprozessen ab. Dabei treten verschiedene elektronisch meßbare Effekte auf. So können z.B. die durch die Ionisation der Atome freiwerdenden Ladungen oder die beim Übergang angeregter Atome in den Grundzustand ausgesandten Photonen oder die bei der Čerenkov-Strahlung entstehenden Photonen gesammelt und in ein elektronisches Signal umgewandelt werden.

Als Kalorimeter wird in der Hochenergiephysik ein Detektor bezeichnet, der durch seinen Aufbau die Erzeugung eines Teilchenschauers und die Ausbildung eines elektronisch nachweisbaren Signals ermöglicht. Das meßbare Signal soll dabei weitestgehend zur Energie des zu messenden Teilchens proportional sein. Eine wesentliche Voraussetzung hierfür ist, daß die Energie eines einfallenden Teilchens möglichst vollständig im Kalorimeter absorbiert wird.

Kalorimeter können aus einem Material aufgebaut werden, in dem die Teilchenvervielfachung und Signalbildung gleichzeitig stattfinden. Diese *homogenen* Kalorimeter erlauben eine sehr hohe Energieauflösung, verwenden aber kostspielige oder schwer zu handhabende Materialien (NaJ^1 , BGO^2 , Bleiglas) oder erfordern einen großen Platzbedarf (H_2O), um hohe Schauerenergien absorbieren zu können. Wegen der geringen erreichbaren Ortsauflösung sind homogene Kalorimeter zur Ener-

¹Natriumjodid

²Wismut-Germaniumoxid

gieflußmessung nur bedingt geeignet.

Es ist daher günstiger, Kalorimeter in einer Schichtbauweise zu fertigen. Hier ermöglichen passive Schichten von hoher Massen- bzw. Ladungsdichte die Erzeugung der Sekundärteilchen, und aktive Schichten geringerer Dichte erlauben die Ausbildung eines gut zu messenden Signals. Das Signal aus den aktiven Schichten stellt dabei nur eine Stichprobe (engl.: sampling) der totalen, in einem solchen Sampling-Kalorimeter deponierten Energie dar. Die Sekundärteilchen eines Schauers werden durch die unelastischen Prozesse der elektromagnetischen (Bremsstrahlung, Paarerzeugung) und starken Wechselwirkung vorwiegend in den passiven Absorberschichten erzeugt. Die beiden Wechselwirkungen unterscheiden sich wesentlich in ihrem Kopplungsverhalten (α an Q , α_s an Farbe) und in ihrer Reichweite (∞ , endlich), so daß sich elektromagnetische Schauer und "stark wechselwirkende" hadronische Schauer in Materie unterschiedlich ausbreiten.

Um hohe Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlungs- und e^-e^+ -Paarerzeugungsprozesse zu erhalten, werden daher in elektromagnetischen Sampling-Kalorimetern Absorbermaterialien mit einer hohen Ladungszahl Z verwendet. Die passiven Schichten sollten möglichst dünn gewählt werden, damit bei gleichem Verhältnis von Absorber- zu Auslesematerial eine möglichst hohe Zahl von Ausleseschichten vorgesehen werden kann. Denn die statistischen Schwankungen (Sampling-Fluktuationen) der in den aktiven Schichten gemessenen Energien bestimmen die Energieauflösung elektromagnetischer Sampling-Kalorimeter.

In Kalorimetern, die besonders zur Messung hadronischer Schauer ausgelegt sind, beeinflussen die Sampling-Fluktuationen das Verhalten der Energieauflösung nur geringfügig. Die dominierenden Beiträge zur Energieauflösung hadronischer Kalorimeter stammen aus den intrinsischen Fluktuationen der hadronischen Schauerentwicklung. Die Auswahl des Absorber- und Auslesematerials und dessen Dickenverhältnis wird daher bei hadronischen Kalorimetern nach anderen Kriterien vorgenommen, die später erläutert werden sollen.

Durch die geeignete Unterteilung der aktiven Schichten in Auslesezellen lassen sich in Sampling-Kalorimetern neben der Energie eines Schauers, auch dessen Ausdehnung und Richtung bestimmen. Bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Prozesse, die in elektromagnetischen und hadronischen Schauern zur Teilchenerzeugung und Signalbildung führen, kann diese Ortsinformation auch zur Teilchenseparation genutzt werden.

3.2 Elektromagnetische Schauer

3.2.1 Energieverlustmechanismen

Prinzipiell können in der QED alle Prozesse berechnet werden, die während der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers auftreten. Dennoch ist es zur praktischen Beschreibung des Verhaltens elektromagnetischer Schauer in Materie vorteilhaft, einige Vereinfachungen einzuführen, die im folgenden erläutert werden.

Teilchenerzeugung

Das genaue Verhalten der verschiedenen Energieverlustmechanismen für Elektronen, Positronen und Photonen ist in Abb. 3.1 und 3.2 als Funktion der Energie für Blei angegeben. Bei hohen Energien dominieren für Elektronen und Positronen der Bremsstrahlungsprozess und für Photonen die e^-e^+ -Paarerzeugung im Coulombfeld eines Kerns. Diese Prozesse sind für die Bildung der Sekundärteilchen in elektromagnetischen Schauern verantwortlich und hängen oberhalb von 1 GeV kaum noch von der Energie ab.

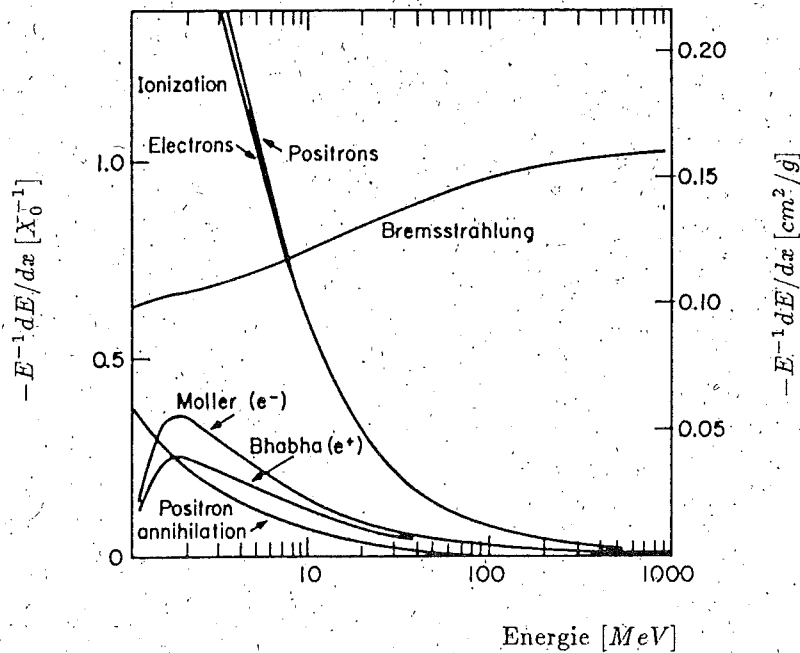


Abbildung 3.1: Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge in Blei als Funktion der Elektronen- bzw. Positronenenergie nach [PAR86]

Über den relativen Energieverlust pro Weglänge x durch Bremsstrahlung von Elektronen der Energie $E > 1 \text{ GeV}$

$$-\frac{1}{E} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{brems}} = \frac{1}{X_0} \quad (3.1)$$

kann eine materialunabhängige Skala, die Strahlungslänge X_0 , eingeführt werden. Die Strahlungslänge ist als Entfernung X_0 definiert, über die ein hochenergetisches ($E \gtrsim 1 \text{ GeV}$) Elektron im Mittel den Bruchteil $(1 - 1/e)$ seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert. Für $Z \geq 5$ kann die Strahlungslänge durch [PAR86]

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \frac{N_A}{A} Z(Z+1) r_e^2 \left[\ln(184.15 Z^{-1/3}) + S(Z) \right] \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (3.2)$$

mit

$$S(Z) = \frac{1}{Z} \ln\left(\frac{1194}{Z^{2/3}}\right) - 1.202 \alpha^2 Z^2 + 1.0369 \alpha^4 Z^4 - \frac{1.008 \alpha^6 Z^6}{1 + \alpha^2 Z^2}$$

und

- α : Feinstrukturkonstante
- A : Massenzahl in [g]
- Z : Ladungszahl
- N_A : Avogadrozahl
- r_e : klassischer Elektronenradius in [cm]

parametrisiert werden.

Tabelle 3.1: Strahlungslängen X_0 für einige Materialien

Material	Z	A [g]	ρ $\left[\frac{g}{cm^3}\right]$	X_0 $\left[\frac{g}{cm^2}\right]$	X_0 [cm]
LAr	18	39.95	1.40	19.55	14.0
Al	13	26.98	2.70	24.01	8.89
Fe	26	55.85	7.87	13.84	1.76
Pb	82	207.19	11.35	6.37	0.56
G10			1.7	33.0	19.4

In Tab. 3.1 sind die Strahlungslängen [PAR86] der wichtigsten im H1-Kalorimeter verwendeten Materialien aufgeführt. LAr bezeichnet darin flüssiges Argon (engl.: Liquid Argon) und G10 ein Material, das zur Leiterplattenherstellung verwendet wird.

Das Strahlungsverhalten schwerer geladener Teilchen ($m \gg m_e$) kann mit Hilfe der Gl. 3.1 und Gl. 3.2 abgeschätzt werden, wenn in Gl. 3.2 der klassische Elektronenradius

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \quad (3.3)$$

durch einen entsprechenden Wert für Teilchen höherer Masse ersetzt wird. Es ist zu erkennen, daß Bremsstrahlung von schweren geladenen Teilchen, verglichen mit den elektronischen Strahlungsverlusten, von geringer Bedeutung ist und nicht zur Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade führt. Schwere geladene Leptonen (μ, τ) verlieren ihre Energie daher vorwiegend durch Ionisation. Schwere geladene Hadronen können hingegen in unelastischen Reaktionen der starken Wechselwirkungen eine Vielzahl von Sekundärteilchen erzeugen, von denen einige (π^0, η) sofort in Photonen, Elektronen und Positronen zerfallen und dabei elektromagnetische Subschauer erzeugen.

Für hochenergetische Photonen kann der Wirkungsquerschnitt zur e^-e^+ -Paarerzeugung [PAR86] mit Hilfe der Strahlungslänge angegeben werden:

$$\sigma_{\text{paar}} = \frac{7A}{9N_A X_0} cm^2 \quad (3.4)$$

Für die Wahrscheinlichkeit zur Paarerzeugung W_{paar} beim Durchqueren einer Schichtdicke dx folgt somit

$$W_{paar} dx = \frac{7 dx}{9 X_0} \quad (3.5)$$

Nach Durchqueren der Schichtdicke $(9/7)X_0$ haben danach bis auf den Bruchteil $1/e$ alle Photonen ein e^-e^+ -Paar erzeugt. Die Entwicklung einer elektron- oder photoninduzierten Kaskade kann somit auf der longitudinalen Skala der Strahlungslänge in materialunabhängiger Weise beschrieben werden.

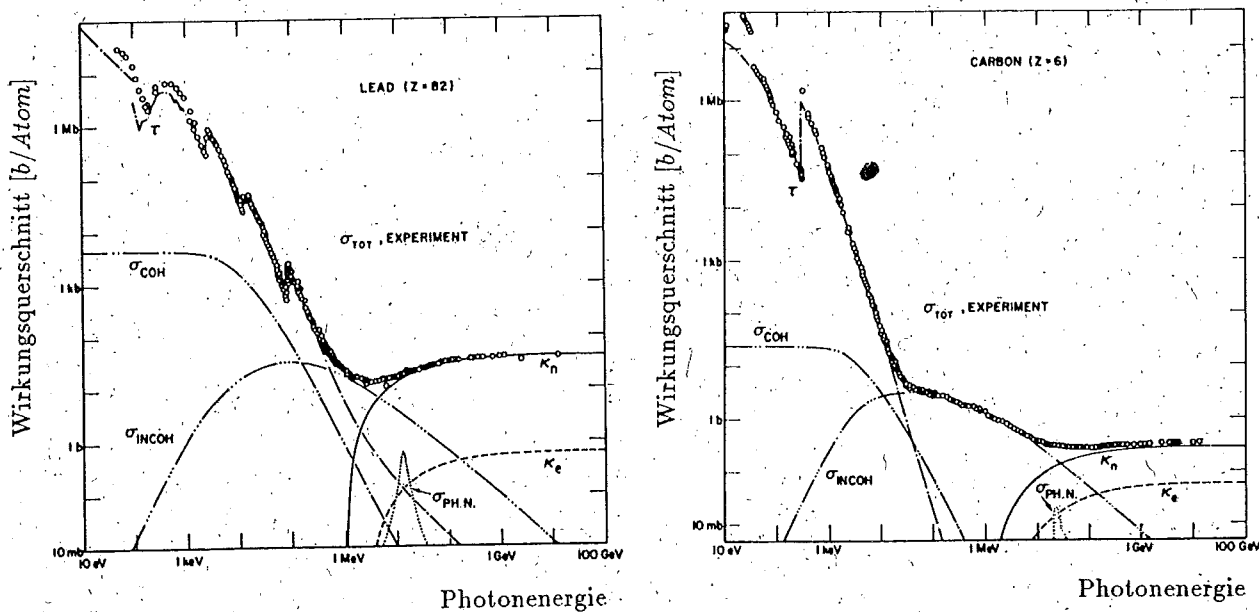


Abbildung 3.2:

Totale Wirkungsquerschnitte für Photonen in Blei und Kohlenstoff als Funktion der Energie nach [PAR86], mit den einzelnen Beiträgen:

- τ : atomarer Photoeffekt
- σ_{COH} : kohärente (Rayleigh-) Streuung
- σ_{INCOH} : inkohärente (Compton-) Streuung
- κ_n : Paarerzeugung im Coulombfeld des Kerns
- κ_e : Paarerzeugung im Coulombfeld eines Elektrons
- $\sigma_{PH.N.}$: Photonukleare Absorption

Energieverlust durch Ionisation

Für das niederenergetische Verhalten der Schauerteilchen während der Deposition der Energie in atomaren Streuprozessen lassen sich ebenfalls einige zweckmäßige Vereinfachungen einführen. Unterhalb der Paarerzeugungsschwelle verlieren Photonen ihre Energie vorwiegend bei der Erzeugung von Photoelektronen. Die Elektronen geben ihrerseits die Energie in zahlreichen Streuungen hauptsächlich durch Ionisation an das Medium ab. Die vielen Einzelreaktionen können dabei zu einem

quasikontinuierlichen Prozeß zusammengefaßt werden, so daß von einem mittleren kontinuierlichen Energieverlust $\varepsilon(E)$ pro Strahlungslänge

$$\frac{\varepsilon(E)}{X_0} := - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} \quad (3.6)$$

ausgegangen werden kann. Wegen der geringen Energieabhängigkeit des absoluten Energieverlustes pro Strahlungslänge kann weiterhin das zunächst energieabhängige $\varepsilon(E)$ durch den konstanten Wert E_c ersetzt werden.

$$- \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{ion} := \frac{E_c}{X_0} \quad (3.7)$$

Die *kritische* Energie E_c bezeichnet dabei den Punkt der Energieskala, von dem an der mittlere Energieverlust durch Ionisation den Verlust durch Bremsstrahlung überwiegt.

Die laterale Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers kann mit der typischen Skaleneinheit des Molière-Radius beschrieben werden [AMA81]. Der Molière-Radius [R_M] ergibt sich in der Theorie der Vielfachstreuung, wenn die laterale Ausdehnung eines Elektronstrahls der Energie E_c nach Durchlaufen einer Schicht der Dicke $1 X_0$ betrachtet wird [AMA81]

$$1 R_M = \frac{E_{vs}}{E_c} X_0, \quad (3.8)$$

wobei

$$E_{vs} = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \approx 21.2 \text{ MeV}$$

eine Konstante aus der Theorie der Vielfachstreuung bezeichnet.

Näherungsweise können X_0 , E_c und R_M durch die folgenden einfachen Beziehungen [AMA81] ermittelt werden:

$$1 X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right] \approx 180 \frac{A}{Z^2} \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.9)$$

$$E_c [\text{MeV}] \approx \frac{550}{Z} \quad \left(\frac{\Delta E_c}{E_c} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.10)$$

$$1 R_M \left[\frac{g}{cm^2} \right] \approx 7 \frac{A}{Z} \quad \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.11)$$

3.2.2 Einfache Schauermodelle

Um das Verhalten elektromagnetischer Schauer auf einer materialunabhängigen Skala beschreiben zu können, wurden bisher folgende Vereinfachungen eingeführt:

- Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse sind für Elektronen und Positronen gleich.
- Die Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung und Paarerzeugung werden in ihrem Hochenergielimes verwendet.
- Effekte der Vielfach- und Comptonstreuung werden vernachlässigt.
- Der Energieverlust durch Ionisation pro Strahlungslänge erfolgt kontinuierlich und wird als konstant angenommen.

Ein einfaches Modell von der longitudinalen Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers läßt sich aufstellen, wenn weiterhin folgende Annahmen verwendet werden.

- Jedes Elektron (Positron) der Energie $E > E_c$ strahlt innerhalb einer Strahlungslänge ein Bremsquant ab

$$e \rightarrow e' + \gamma \text{ mit } E_\gamma = E_c/2 = E_{e'}. \quad (3.12)$$

- Jedes Photon erzeugt innerhalb einer Strahlungslänge ein e^-e^+ -Paar

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \text{ mit } E_{e^-} = E_\gamma/2 = E_{e^+}. \quad (3.13)$$

Nach t Strahlungslängen ist daher die Anzahl der Teilchen in einem Schauer, der von einem e^- , e^+ oder γ der Energie E_0 induziert wurde, auf

$$N_{e,\gamma}(t) = 2^t \quad (3.14)$$

mit einer Energie von

$$E(t) = E_0 2^{-t} \quad (3.15)$$

angewachsen. Sind Bremsstrahlung und Paarerzeugung die einzigen Energieverlustmechanismen, denen Teilchen mit $E > E_c$ unterliegen, und deponieren alle Teilchen mit $E \leq E_c$ ihre Energie sofort durch Ionisation ([ROS52], Approximation A), so breitet sich ein Schauer maximal bis in eine Tiefe t_{max} aus, in der die Energie der einzelnen Teilchen auf $E(t_{max}) = E_c$ abgesunken ist. Aus Gl. 3.15 folgt dann für die Tiefe des Schauermaximums

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (3.16)$$

Sie wächst somit nur logarithmisch mit der Energie der einfallenden Teilchen E_0 , so daß auch für sehr hohe Teilchenenergien kompakte Kalorimeter gebaut werden können.

Da die Signalbildung eines Schauers nicht nur am Schauermaximum, sondern durch alle geladenen Teilchen ($2/3$) über die gesamte Schauertiefe erfolgt, ist zum genaueren Verständnis des Schauersignals die mittlere totale Spurlänge $\langle T \rangle$ zu bilden:

$$\begin{aligned} \langle T \rangle [X_0] &= \frac{2}{3} \int_0^{t_{max}} N_{e,\gamma}(t) dt \\ &\approx \frac{2}{3 \cdot \ln 2} \frac{E_0}{E_c} \\ &\approx \frac{E_0}{E_c} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Die totale Spurlänge $\langle T \rangle$ ist also zur einfallenden Energie E_0 proportional. Dieses Ergebnis ist für die Anwendung der Kalorimetrie in der Hochenergiephysik grundlegend.

Die vereinfachende Annahme der Approximation A, daß nur Teilchen mit $E \leq E_c$ Energie durch Ionisation verlieren, ist für eine weitergehende Analyse des Schauer- verhaltens zu ungenau. In Approximation B [ROS52] wird daher zugelassen, daß auch Teilchen mit $E > E_c$ die Energie E_c pro Strahlungslänge durch Ionisation abgeben. Da dieser Energiebetrag in der Schauerentwicklung jeweils nicht mehr zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht, ist die mathematische Behandlung der Schauerentwicklung nun komplizierter. Umfangreiche Berechnungen mit Approximation B [ROS52] ergeben u.a. nützliche Beziehungen für das Maximum $t_{max} [X_0]$, den Schwerpunkt (engl.: center of gravity) $t_{cog} [X_0]$ und die Varianz $\sigma_t^2 [X_0^2]$ von photon- und elektroninduzierten Schauerverteilungen:

$$t_{max,\gamma} = 1.01 \left[\ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (3.18)$$

$$t_{cog,\gamma} = t_{max} + 1.7 \quad (3.19)$$

$$\sigma_\gamma^2 = 1.61 \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) + 0.9 \quad (3.20)$$

$$t_{max,e} = 1.01 \left[\ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - 1 \right] \quad (3.21)$$

$$t_{cog,e} = t_{max} + 1.4 \quad (3.22)$$

$$\sigma_e^2 = 1.61 \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) - 0.2 \quad (3.23)$$

Eine weitere Verbesserung in der Berechnung der totalen Spurlänge [AMA81] ergibt die Verwendung eines Korrekturterms $F(z)$, in dem berücksichtigt wird,

- daß die nachweisbare Spurlänge von der minimalen Energie E_{thr} abhängt, die zum Ansprechen eines Detektors führt,
- und daß die Annahmen der Approximation B für Materialien mit hohen Ladungszahlen Z nicht in gleicher Weise gerechtfertigt sind wie für Materialien mittlerer Ladungszahlen [ROS52].

Für die mittlere nachweisbare Spurlänge $\langle T_d \rangle$ in einem homogenen Kalorimeter ergibt sich daher

$$\langle T_d \rangle [X_0] \simeq F(z) \frac{E_0}{E_c}, \quad (3.24)$$

mit

$$F(z) \simeq e^{-z} \left[1 + z \ln \left(\frac{z}{1.53} \right) \right] \quad (3.25)$$

und

$$z = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{E_{thr}}{E_c}. \quad (3.26)$$

3.2.3 Sampling-Fluktuationen

In einem Sampling-Kalorimeter setzt sich die nachweisbare totale Spurlänge nur aus den Spuranteilen der geladenen Teilchen in den aktiven Schichten zusammen. In einer ersten Näherung kann davon ausgegangen werden, daß das Signal proportional zur Anzahl der Kreuzungen von Ausleseschichten durch die geladenen Teilchen ist. Beträgt die Dicke einer Lage (eine aktive und eine passive Schicht) $d [X_0]$, so gilt unter Approximation B für die Zahl der Kreuzungen N_s :

$$N_s \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d} \quad (3.27)$$

und mit Gl. 3.24:

$$N_s \simeq F(z) \frac{E_0}{E_c d}. \quad (3.28)$$

Unter der Annahme, daß die einzelnen Kreuzungen voneinander unabhängig sind und die Größe N_s normalverteilt ist, folgt für die relative Streuung der Zahl der Kreuzungen:

$$\frac{\sigma_{N_s}}{N_s} = \frac{1}{\sqrt{N_s}}. \quad (3.29)$$

Eine untere Grenze für die relative Energieauflösung elektromagnetischer Sampling-Kalorimeter ergibt sich dann mit Gl. 3.28 zu

$$\frac{\sigma_E}{E}(e) = 3.2\% \sqrt{\frac{E_c [MeV]}{F(z)} \frac{d [X_0]}{E_0 [GeV]}} \quad (3.30)$$

Aufgrund der statistischen Natur der Sampling-Fluktuationen verbessert sich die relative Energieauflösung mit wachsender Energie entsprechend der Beziehung

$$\frac{\sigma_E}{E}(e) = \frac{const}{\sqrt{E_0 [GeV]}}. \quad (3.31)$$

Bisher wurde davon ausgegangen, daß die Teilchen die Ausleseschichten senkrecht kreuzten. Tatsächlich entwickelt sich ein Schauer nicht ausschließlich eindimensional auf der longitudinalen Strahlungslängenskala, wie es in Approximation B angenommen wird. Die Schauerteilchen unterliegen auch einer Vielfachstreuung, die

zu einer Ausbreitung in lateraler Richtung führt. Der Weg der geladenen Teilchen durch die aktiven Schichten $t_a [X_0]$ verlängert sich daher gegenüber der Dicke der aktiven Schicht $d_a [X_0]$ im Mittel um einen Faktor $1 / \langle \cos \Theta \rangle$ [AMA81] entsprechend der Beziehung

$$\langle t_a \rangle = d_a / \langle \cos \Theta \rangle \quad (3.32)$$

mit

$$\langle \cos \Theta \rangle \approx \cos \frac{E_{vs}}{\pi E_c},$$

wobei E_{vs} die in Gl. 3.8 zur Beschreibung der lateralen Ausbreitung verwendete Konstante bezeichnet. Mit dieser Korrektur folgt für die relative Energieauflösung:

$$\frac{\sigma_E}{E}(e) \geq 3.2\% \sqrt{\frac{E_c [MeV]}{F(z) \cos\left(\frac{E_{vs}}{\pi E_c}\right)} \frac{d [X_0]}{E_0 [GeV]}} \quad (3.33)$$

In gasförmigen oder sehr dünnen Ausleseschichten können auch die sogenannten *Landau-* und *Pfadlängen-*Fluktuationen zu den Sampling-Fluktuationen beitragen.

- Landau-Fluktuationen ergeben sich, wenn während einer einzelnen Kreuzung der aktiven Schicht ein Ionisationsverlust auftritt, der weit vom mittleren Ionisationsverlust abweicht und das Signal einer Schicht dominieren kann.
- Pfadlängenfluktuationen treten auf, wenn der Weg eines Teilchens durch die Ausleseschicht sehr viel länger als die Dicke der Ausleseschicht sein kann und damit die Verwendung von $\langle \cos \Theta \rangle$ in Gl. 3.33 nicht mehr gerechtfertigt ist.

In festen und flüssigen Auslemedien von einigen Millimetern Stärke können die Einflüsse der Landau- und Pfadlängen-Fluktuationen wegen der Vielzahl der in der aktiven Schicht möglichen Streuungen gegenüber den statistischen Sampling-Fluktuationen vernachlässigt werden [FAB85].

In jedem Kalorimeter können konstruktiv bedingte Inhomogenitäten der Auslestruktur, die z.B. durch Spalten (engl.: cracks) zwischen den gestapelten Sampling-Schichten verursacht werden, zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen. Im H1-Kalorimeter wird durch eine geschickte Anordnung der Stapel (engl.: stacks) versucht, diesen Einfluß zu minimieren.

Der Test eines Kalorimeterstapels, der eine mit dem elektromagnetischen Teil des H1-Kalorimeters vergleichbare Sampling-Struktur aufwies, ergab eine totale Energieauflösung für elektromagnetische Schauer der Form [CG87]

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{tot}(e) = \sqrt{\frac{a^2}{E_0 [GeV]} + \frac{b^2}{E_0^2 [GeV^2]} + c^2} \quad (3.34)$$

mit dem Parameter $a = 0.112 (\pm 0.03)$, der den Anteil der Sampling-Fluktuationen bestimmt. Der Parameter $b = 0.25$ kann einem durch elektronisches Rauschen und der Parameter $c = 0.007$ einem durch die Impulsunschärfe des Teststrahls und Kalibrationsfehler verursachten Beitrag zur totalen Energieauflösung zugeordnet werden.

3.2.4 Energieverteilungen

Die im vorangegangenen Teil der Beschreibung elektromagnetischer Schauer aufgestellten Zusammenhänge reichten aus, einige für die Kalorimetrie wichtige Beziehungen qualitativ zu erklären.

- Die longitudinale Entwicklung eines Schauers skaliert in Strahlungslängen.
- Die laterale Ausbreitung eines Schauers skaliert in Molière-Radien.
- Die Schauerlänge ist dem Logarithmus der einfallenden Energie proportional.
- Das Signal eines Schauers ist der einfallenden Energie proportional.
- Die relative Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters ist umgekehrt proportional zu \sqrt{E} .

Aufgrund der verwendeten energieunabhängigen Wirkungsquerschnitte und der Vernachlässigung der Compton-Streuung können die experimentellen Ergebnisse aber quantitativ nicht genau wiedergegeben werden. Die in Abb. 3.3 für 6 GeV Elektronen aufgetragenen longitudinalen Energieverteilungsdichten zeigen, daß die Schauerprofile in verschiedenen Materialien nur näherungsweise in Strahlungslängen skalieren. Mit wachsender Ladungszahl des Kalorimetermaterials werden die Verteilungen insgesamt breiter und ihre Maxima verschoben sich zu höheren Strahlungslängen.

Eine wichtige Ursache für dieses Verhalten liegt in der sehr unterschiedlichen Energieabhängigkeit des totalen Photonwirkungsquerschnittes für verschiedene Materialien im MeV-Bereich. Im Bereich des Übergangs von der Paarerzeugung zur Compton-Streuung fällt der Wirkungsquerschnitt für Materialien mit hohem Z deutlich ab (siehe Abb. 3.2), so daß die mittlere freie Weglänge für Photonen von einigen MeV in Blei etwa $4 X_0$ beträgt, gegenüber der im einfachen Modell angenommenen einen Strahlungslänge.

Die longitudinale Entwicklung photoninduzierter Schauer in Bleiglas kann nach [LON75] durch eine Gammaverteilung beschrieben werden

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_0 b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt}, \quad (3.35)$$

mit

$$\begin{aligned} b &\simeq 0.5 \\ a &= b \cdot t_{max}, \end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned} t &: \text{Schauertiefe in } [X_0] \\ t_{max} &: \text{Schauermaximum nach Gl. 3.21} \end{aligned}$$

bedeuten.

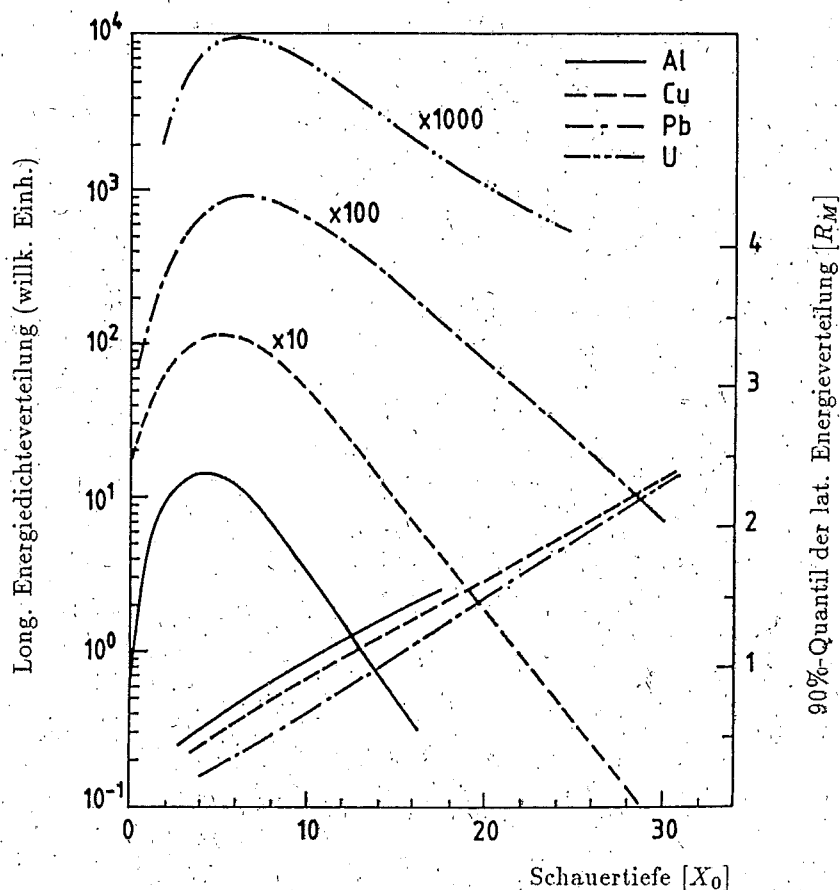


Abbildung 3.3: Longitudinale Schauerentwicklung für 6 GeV Elektronen in verschiedenen Materialien (linke Ordinate) und 90%-Quantil der lateralen Verteilungen als Funktion der Schauertiefe in Molière-Radien (rechte Ordinate) [FAB85].

Die Z -Abhängigkeit in der longitudinalen Schauerentwicklung kann nach [PAR86] für die differentielle Zahl der Schauerteilchen dN/dt in einer Tiefe $t [X_0]$ gemäß

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_0 b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt} \quad (3.36)$$

mit

$$N_0 = 5.51 \sqrt{Z} E_0 \text{ [GeV]}$$

$$b = 0.634 - 0.0021 Z$$

$$a = 2.0 - Z/340 + (0.664 - Z/340) \ln E_0 \quad \text{für } Z \geq 26$$

parametrisiert werden.

Die laterale Verteilung der Energie eines Schauers wird neben der Vielfachstreuung der Elektronen, die bei der Berechnung des Molière-Radius zugrunde gelegt wurde, auch durch transversal auswandernde Photonen aus dem oben diskutierten Energiebereich des minimalen Wirkungsquerschnittes bestimmt. Eine laterale Skalierung in Molière-Radien ist daher nur näherungsweise gegeben (siehe Abb. 3.3).

Qualitativ kann das Verhalten der lateralen Energiedeposition durch einen harten Kern von etwa $0.2 R_M$ beschrieben werden, der von einem ausgedehnten Bereich geringer Energiedeposition (Halo) umgeben ist. Dabei erfolgen etwa 90 % der Energiedeposition innerhalb eines Molière-Radius und 95 % innerhalb von $2R_M$.

3.2.5 Sichtbarer Energieanteil

Der in den Ausleseschichten meßbare Energieanteil der total deponierten Energie

$$S = \frac{E_a}{E_a + E_p} \quad (3.37)$$

mit:

- E_a : in der aktiven Schicht sichtbare Energie
- E_p : in der passiven Schicht deponierte Energie

kann über den Energieverlust sogenannter minimal ionisierender Teilchen (mips) definiert werden. Ein "mip" bezeichnet dabei ein idealisiertes Teilchen, das seine Energie ausschließlich durch Ionisation verliert und dessen Energieverlust pro Strahlungslänge für alle Energien dem Ionisationsverlust entspricht, den ein einfach geladenes, schweres Teilchen (z.B. p^+) am Minimum seiner Energieverlustkurve (siehe Abb. 3.4) erfährt.

Mit Hilfe des tabellierten (z.B. [PAR86]) minimalen Energieverlustes $dE/dx|^{mip}$ kann der sichtbare Energieanteil für die Schichtdicken d eines gegebenen Sampling-Kalorimeters über

$$S(mip) = \frac{d_a \cdot \frac{dE}{dx}|_a^{mip}}{d_a \cdot \frac{dE}{dx}|_a^{mip} + d_p \cdot \frac{dE}{dx}|_p^{mip}} \quad (3.38)$$

berechnet werden. Die Indizes a und p bezeichnen jeweils die Größen des aktiven, bzw. passiven Mediums.

Unter den Annahmen der Approximation B, daß die mittlere Spurlänge $\langle t \rangle$ eines Schauers in einer Schicht etwa der Schichtdicke entspricht

$$\langle t_a \rangle \simeq d_a \quad , \quad \langle t_p \rangle \simeq d_p \quad (3.39)$$

und daß der mittlere Energieverlust von Elektronen durch Ionisation dem eines "mip's" entspricht (siehe Abb. 3.4),

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^{ion}(e) \simeq \frac{dE}{dx} \Big|^{mip} \quad (3.40)$$

wäre zu erwarten, daß der sichtbare Energieanteil von elektromagnetischen Schauern $S(e) \equiv e$ gleich dem der minimal ionisierenden Teilchen $S(mip) \equiv mip$ wäre und somit $e/mip = 1$ gelten könnte³.

³Das Verhältnis eines sichtbaren Energieanteils $S(k)$ bezogen auf den sichtbaren Energieanteil eines mip's $S(mip)$ wird im folgenden mit der vereinfachten Schreibweise k/mip bezeichnet werden.

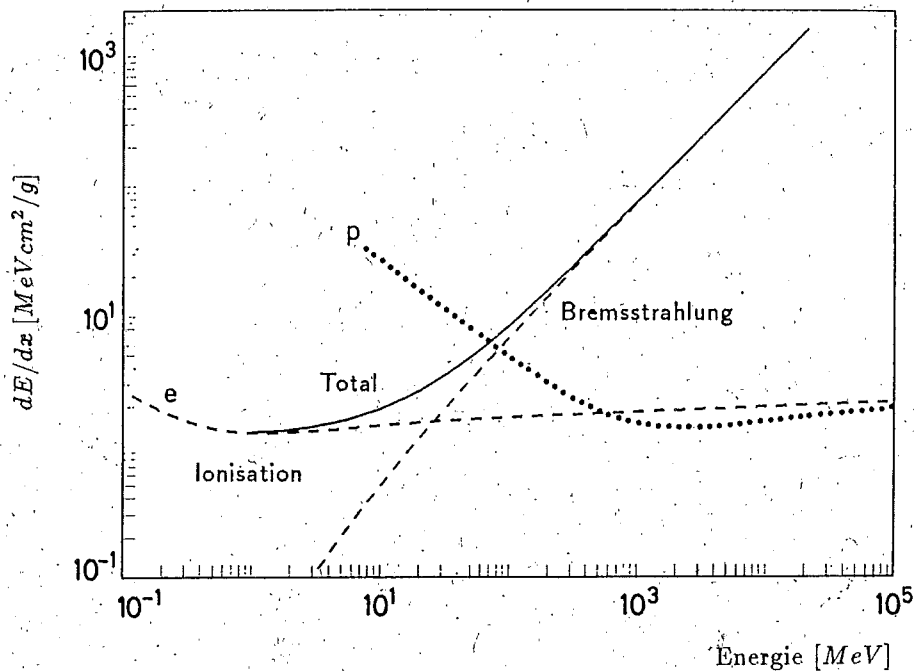


Abbildung 3.4: Bremsstrahlungs- und Ionisationsverlust für Elektronen verglichen mit dem Ionisationsverlust von Protonen in Kupfer [LE087]

Experimentell zeigt sich jedoch, daß für das Verhältnis e/mip in Sampling-Kalorimetern mit Absorbern einer hohen Ladungszahl immer $e/mip < 1$ gilt. Und zwar ist e/mip umso kleiner, je größer der Unterschied der Ladungszahlen ΔZ von Auslese- und Absorbermaterial ist.

Dieses experimentelle Ergebnis erklärt sich aus zwei Sachverhalten. Zum einen ist der Einfluß der Vielfachstreuung auf die mittlere Spurlänge der Elektronen $\langle t \rangle$ zu berücksichtigen. Der sichtbare Energieanteil elektromagnetischer Schauer

$$S(e) \equiv \frac{\langle t_a \rangle \cdot \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_a^{ion}}{\langle t_a \rangle \cdot \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_a^{ion} + \langle t_p \rangle \cdot \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_p^{ion}} \quad (3.41)$$

mit

$$\langle t_a \rangle \simeq d_a / \langle \cos \Theta \rangle_a \quad \text{und} \quad \langle t_p \rangle \simeq d_p / \langle \cos \Theta \rangle_p \quad \text{nach Gl. 3.32}$$

ist aufgrund der relativ größeren mittleren Spurlänge im Absorbermaterial $\langle t_p \rangle$ mit Sicherheit kleiner als $S(mip)$.

Zum anderen ist die starke Ladungszahlabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für den atomaren Photoeffekt bei niedrigen Energien ($E < 1 \text{ GeV}$) zu beachten. Der Beitrag des atomaren Photoeffekts zum totalen Photonwirkungsquerschnitt beträgt unter Vernachlässigung der Einflüsse an den Absorptionskanten für Photonen der Energie $E_\gamma \ll m_e c^2$ [LOH83]:

$$\sigma_{Ph} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 4\sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2}; \quad (3.42)$$

ist also proportional zu Z^5 . Da zudem die Reichweite von Photoelektronen in dichtem Material weniger als 1 mm beträgt und rasch mit sinkender Energie abnimmt, werden die meisten Photonen und Elektronen ihre Energie vollständig im Absorbiermaterial verlieren. Lediglich die an der Grenze zum aktiven Medium erzeugten Photoelektronen werden zum Signal beitragen. Prinzipiell erlaubt somit dieser Effekt durch die geeignete Wahl der Schichtdicken, das Verhältnis e/mip in gewissen Grenzen zu beeinflussen. Die nicht voll zutreffende Bezeichnung dieses Sachverhalts als Übergangseffekt (engl.: transition effect) ist vor allem historisch bedingt.

In welchem relativen Umfang die beiden Phänomene den sichtbaren Energieanteil in Sampling-Kalorimetern beeinflussen, kann nur in Simulationsrechnungen bestimmt werden. Dabei ist einerseits die Schichtstruktur eines Kalorimeters und andererseits das Verhalten der niederenergetischen Schauerteilchen sehr genau nachzubilden.

3.3 Hadronische Schauer

Auch in hadronischen Schauern können die Energieverlustmechanismen in einen hochenergetischen Bereich, in dem die Sekundärteilchen erzeugt werden, und einen niederenergetischen Bereich, der für die Signalbildung verantwortlich ist, unterschieden werden. Innerhalb dieser Bereiche ist das Wechselspiel der vielen möglichen Prozesse aber sehr komplex. Einfache analytische Verfahren zur modellhaften Beschreibung hadronischer Schauer können daher nicht, wie im Falle der elektromagnetischen Schauer, aufgestellt werden.

3.3.1 Teilchenerzeugung

In hadronischen Schauern laufen die Prozesse zur Teilchenvervielfachung in unterschiedlichen Energie-, Raum- und Zeitregionen ab, die im folgenden grob unterteilt [BRÜ87] behandelt werden sollen.

Hadron-Hadron-Ebene ($t \sim 10^{-24} \text{ s}$)

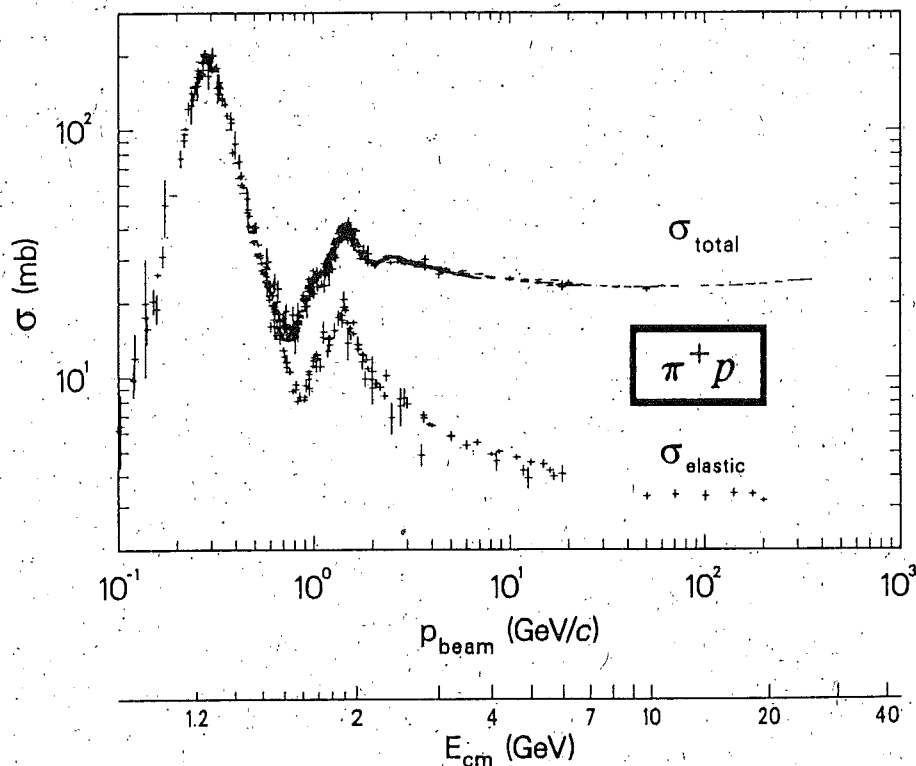


Abbildung 3.5: Totale und elastische Wirkungsquerschnitte in der $\pi^+ p$ -Streuung als Funktion der Energie [PAR86]

Im Energiebereich $E \gtrsim 10 \text{ GeV}$ dominieren die starken Wechselwirkungen einfallender Hadronen mit den Nukleonen der Kernmaterie auf der Ebene der Partonen.

Die Nukleonen des Kerns können dabei als quasifrei betrachtet werden, so daß hier Ergebnisse der freien Hadron-Hadron-Streuung zur Beschreibung der Teilchenerzeugung herangezogen werden können. Der Wirkungsquerschnitt σ_i für die unelastische Hadron-Proton- bzw. Hadron-Neutron-Streuung ist oberhalb von etwa 10 GeV nahezu energieunabhängig (siehe Abb. 3.5) und wird daher zur Definition einer für die hadronische Schauerausbreitung typischen Größe verwendet. Die nukleare Absorptionslänge

$$\lambda_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] = \frac{A}{N_A \sigma_i} \quad (3.43)$$

mit

A : Massenzahl in $[g]$

N_A : Avogadrozahl

σ_i : unelastischer np-Wirkungsquerschnitt im Bereich $60 - 375 \text{ GeV}$, [PAR86]

gibt die mittlere freie Weglänge eines Neutrons des angegebenen Energiebereiches in

Tabelle 3.2: Nukleare Absorptionslängen λ_0 für einige Materialien

Material	$\lambda_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$	$\lambda_0 [\text{cm}]$
LAr	117.2	83.7
Al	106.4	39.4
Fe	131.9	16.8
Pb	194.0	17.1
G10	90.2	53.1

Materie bis zu einer unelastischen Wechselwirkung an und ist für einige Materialien in Tab. 3.2 angegeben. Die Absorptionslängen können für andere Hadronen mit unterschiedlichen Energien durchaus von den angegebenen Werten abweichen. Dennoch soll im folgenden einheitlich die in Gl. 3.43 definierte Skala zur Beschreibung der hadronischen Schauerausbreitung verwendet werden.

In den unelastischen Reaktionen entstehen vorwiegend Pionen, aber auch in geringerer Zahl Kaonen und Nukleonen, die durch weitere unelastische Wechselwirkungen die Schauerentwicklung fortsetzen. Für die mittlere Zahl der erzeugten neutralen Pionen kann aufgrund der Isospinerhaltung der starken Wechselwirkung und der daraus folgenden Gleichberechtigung der Isospinstellungen der Pionen

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = (\langle n_{\pi^+} \rangle + \langle n_{\pi^-} \rangle) / 2 \quad (3.44)$$

angenommen werden. Die mittlere Multiplizität der geladenen Teilchen $\langle n_{ch} \rangle$ (siehe Abb. 3.6) kann für die pp -Streuung als Funktion des Quadrates der Schwerpunktenenergie s durch [PAR86]

$$\langle n_{ch} \rangle = 0.88 + 0.44 \ln s + 0.118 (\ln s)^2 \quad (3.45)$$

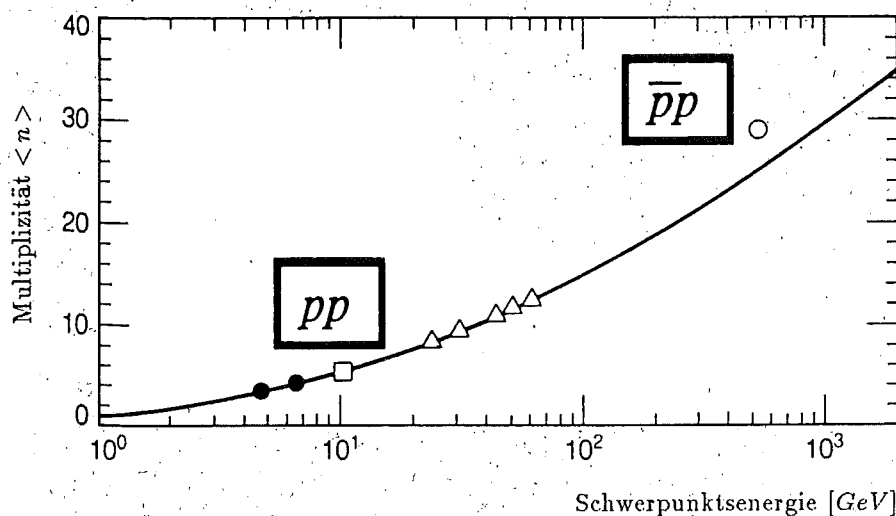


Abbildung 3.6: Mittlere geladene Multiplizität in der pp - und $p\bar{p}$ -Streuung als Funktion der Schwerpunktsenergie [PAR86]

parametrisiert werden. Für die Proton-Kern-Streuung zeigt eine Abschätzung der Multiplizität [AMA81]

$$\langle n_{ch} \rangle \simeq A^{0.1} \ln E \quad (3.46)$$

eine schwache Abhängigkeit von der Massenzahl des Kerns. Der Transversalimpuls der erzeugten Teilchen ist nahezu energieunabhängig und beträgt:

$$\langle p_T \rangle \simeq 0.4 \text{ GeV}. \quad (3.47)$$

Die mittlere Inelastizität

$$\langle \eta_i \rangle \simeq 1/2 \quad (3.48)$$

zeigt, daß in den unelastischen Wechselwirkungen nur etwa die Hälfte der einfallenden Energie in der Sekundärteilchenproduktion verbraucht wird. Die andere Hälfte der Energie wird von führenden Teilchen (engl.: leading particles) mit den Quantenzahlen des einfallenden Teilchens weitergetragen.

Hadron-Nukleon-Ebene

Der Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitt wird im Energiebereich von einigen GeV durch die mögliche Bildung von Baryon-Baryon- bzw. Meson-Baryon-Resonanzen bestimmt. Unterhalb dieser Resonanzregion trägt ausschließlich die elastische Hadron-Nukleon-Streuung zum totalen Wirkungsquerschnitt bei.

Die Vorhersage des aus Resonanzzerfällen stammenden Teilchenspektrums ist besonders schwierig, da zum einen bei Resonanzbildung und -zerfall die Einflüsse des Kernpotentials berücksichtigt werden müssen und zum anderen eine Vielzahl von Zerfällen möglich ist, die meist vermöge der starken, aber auch der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung auf deren typischen Zeitskalen erfolgen.

Innernukleare Ebene, ($t \sim 10^{-22} s$)

Die in einer ersten Hadron-Nukleon-Streuung erzeugten Hadronen können noch innerhalb des Kerns mit weiteren Nukleonen wechselwirken und so eine innernukleare Kaskade auslösen. Einige Teilchen der Kaskade können die Potentialbarriere des Kerns überwinden. Andere Teilchen bleiben im Kern gefangen und verteilen ihre kinetische Energie auf den Restkern.

Das Verhältnis von freigesetzten Protonen zu Neutronen entspricht dabei ihrem relativen Anteil $Z/(A - Z)$ an den Nukleonen des Kerns. Nur der energiereichere Teil der entweichenden Nukleonen kann zur weiteren Schauerentwicklung durch elastische Streuungen auf der Hadron-Nukleon-Ebene und nachfolgende innernukleare Kaskaden beitragen. Für Neutronen kann dazu eine untere Grenze für die kinetische Energie von $\gtrsim 20 MeV$ angenommen werden. Da Protonen beim Durchdringen der Materie einen Energieverlust durch Ionisation erleiden und die Coulombbarriere des Kerns überwinden müssen, beträgt hier die untere Grenze für die kinetische Energie etwa $100 MeV$ [WIG87].

Zur Veranschaulichung der energetischen Verhältnisse im Kern [MUS88] ist das Kernpotential für Neutronen bzw. Protonen in Abb. 3.7 schematisch dargestellt. Aus dem einfachen Fermigas-Modell des Kerns folgt für die maximale kinetische Energie der Nukleonen im Kern:

$$E_F(N) = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_N r_0^2} \left(\frac{N_t}{A}\right)^{2/3} = 38.6 \left(\frac{N_t}{A}\right)^{2/3} MeV, \quad (3.49)$$

wobei $r_0 = 1.4 fm$ den typischen Nukleonenradius, N_t die Zahl der Neutronen bzw. Protonen im Kern und m_N die Neutronen-, bzw. Protonenmasse bezeichnet.

Bei einer Separationsenergie E_S von $8 MeV$ folgt für die Potentialtiefe $V_0 = E_F + E_S$ in schweren Kernen

$$V_0(n) \simeq 34 MeV ; \quad V_0(p) = 31 MeV. \quad (3.50)$$

Die Coulombbarriere V_C kann über

$$V_C = \frac{zZe^2}{R} \simeq \frac{zZ}{A^{1/3}} MeV \quad (3.51)$$

mit

$$e^2 = 1.44 MeV fm$$

$$R = r_0 A^{1/3} : \text{Kernradius}$$

$$Z : \text{Kernladungszahl}$$

$$A : \text{Kernmassenzahl}$$

$$z : \text{Ladungszahl eines ein- oder auslaufenden Teilchens}$$

für Protonen in Blei auf $14 MeV$ geschätzt werden.

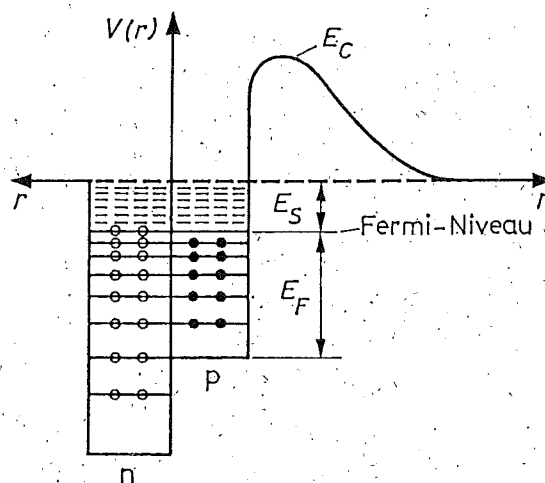


Abbildung 3.7: Potentialverlauf und Fermigas-Zustände für Protonen (p) und Neutronen (n) im Kern (Erläuterungen siehe Text) [MUS88]

Nukleare Ebene, ($t \sim 10^{-18} \text{ s}$)

Während der innernuklearen Kaskade wurde der Kern in einen angeregten Zustand versetzt. Der Übergang des Restkerns in den Grundzustand kann nun auf zwei Arten erfolgen:

1. Die in der innernuklearen Kaskade begonnene Spallation (Zertrümmerung) kann durch die Evaporation von Nukleonen oder Kernfragmenten ($d, t, {}^3\text{He}, \alpha$ usw.) fortgesetzt werden. Die Abspaltung geladener Fragmente ist hier durch das Coulombpotential des Kerns unterdrückt, so daß vorwiegend Neutronen ausgesendet werden. Die Impulse der emittierten Teilchen sind isotrop im Laborsystem verteilt. Ihre kinetischen Energien sind von der Größenordnung 10 MeV .

2. Für schwere Kerne besteht die Möglichkeit durch Kernspaltung in einen energetisch günstigeren Zustand überzugehen. Die Wahrscheinlichkeit zur Kernspaltung ist dabei proportional zu Z^2/A . Der Anteil der protoninduzierten Kernspaltung am totalen unelastischen Wirkungsquerschnitt beträgt z.B. für Blei 0.05 und für Uran 0.8 [BRÜ87]. Da im H1-Kalorimeter Blei und Eisen als Absorbermaterial verwendet werden, soll hier die Bedeutung der Kernspaltung für die weitere Schauerausbreitung nicht weiter ausgeführt werden.

Sowohl nach der Spallation als auch nach der Fission des Kerns verbleiben den Kernbruchstücken Restanregungen, die durch die Aussendung von γ -Strahlen abgegeben werden können. Das Energiespektrum der γ -Quanten hängt von der jeweiligen nuklearen Struktur ab, liegt aber vorwiegend unterhalb einer Energie von 2 MeV [WIG87].

3.3.2 Energiedeposition

Um die Signalbildung in einem hadronischen Kalorimeter besser verstehen zu können, ist es zweckmäßig, die Energie eines einfallenden Hadrons auf die verschiedenen Komponenten eines hadronischen Schauers aufzuteilen und das Signalverhalten der einzelnen Komponenten im Kalorimeter getrennt zu betrachten.

Unsichtbarer Energieanteil

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern ist zu berücksichtigen, daß ein wesentlicher Teil der Energie eines schauernden Hadrons möglicherweise nicht zur Signalbildung beiträgt. Zum nicht nachweisbaren Energieanteil zählt zunächst der Teil eines hadronischen Schauers, der die geometrischen Abmessungen eines gegebenen Kalorimeters verläßt. Zum besseren Verständnis des prinzipiellen Verhaltens hadronischer Schauer sei aber hier davon ausgegangen, daß der wesentliche Teil eines Schauers vollständig in einem Kalorimeter enthalten ist.

Der wichtigste nicht nachweisbare Energieanteil wird in Kernprozessen verbraucht. Während der Kernspallation müssen etwa 8 MeV pro Nukleon zur Überwindung der Bindungsenergie der Nukleonen an den Kern aufgebracht werden. Ein bestimmter Teil der dabei freigesetzten niederenergetischen Neutronen ($E_{kin} \lesssim 20 \text{ MeV}$) kann ohne weitere Wechselwirkungen aus dem Kalorimeter entweichen. Auch die in den Spaltungen auf die Restkerne übertragene Rückstoßenergie wird wegen der geringen Reichweite der Kerne nicht zum Signal beitragen können und soll daher zu den prinzipiell unsichtbaren Energien aus Kernprozessen gerechnet werden.

Weiterhin tragen Neutrinos aus π - und K -Zerfällen nicht zur Signalbildung bei. Ihr Beitrag zum nicht nachweisbaren Energieanteil eines Schauers ist aber gegenüber dem in Kernprozessen verbrauchten Energieanteil von geringer Bedeutung. Im Verlauf einer Schauerentwicklung summieren sich die Beiträge, die der kalorimetrischen Messung nicht zugänglich sind, je nach einfallender Energie auf im Mittel bis zu 50% der Energie, die nicht durch elektromagnetische Subschauer deponiert wird. Je nach Art und Anzahl der beteiligten Kernprozesse ist dieser Wert starken Fluktuationen unterworfen.

Elektromagnetischer Energieanteil

Großen Fluktuationen unterliegt auch der Energieanteil, der vorwiegend über den Zerfall der neutralen Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in Form von elektromagnetischen Subschauern deponiert wird. Er hängt stark von der Anzahl der neutralen Pionen ab, die in der ersten unelastischen Wechselwirkung eines Schauers erzeugt wurden. Als Näherungswert für den π^0 -Anteil $\langle f_{em} \rangle$ eines hadronischen Schauers kann [FAB85]

$$\langle f_{em} \rangle = \langle E_{\pi^0} \rangle / E_{inc} \simeq 0.1 \ln(E_{inc} [\text{GeV}]) \quad (3.52)$$

angenommen werden, wenn die Energie des einfallenden Teilchens E_{inc} im Bereich von $10 - 100 \text{ GeV}$ liegt.

Hadronischer Energieanteil

Der verbleibende Teil der Energiedeposition, der im folgenden als rein hadronischer Teil bezeichnet werden soll, wird vor allem von geladenen Hadronen in atomaren Streuprozessen durch Ionisation im Kalorimeter deponiert. Der mittlere Energieverlust schwerer geladener Teilchen durch Ionisation wird durch die sogenannte Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Bei Vernachlässigung von Beiträgen zur Schalenkorrektur und Korrekturgliedern, die Einflüsse von QED-Rechnungen höherer Ordnung berücksichtigen, erhält man [PAR86]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D Z \rho}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 \left\{ \ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I(Z)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (3.53)$$

mit

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ MeV cm}^2 / g$$

$$\beta = v/c = |p|/E$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E/m$$

$$I(Z) \simeq 16 Z^{0.9} \text{ eV für } Z > 1 : \text{Mittleres Ionisationspotential des Materials}$$

und

$$\frac{dE}{dx} : \text{mittlerer Energieverlust pro Weglänge in } \left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \right]$$

$$\rho : \text{Materialdichte in } \left[\frac{g}{\text{cm}^3} \right]$$

$$z : \text{Ladungszahl des einfallenden Teilchens}$$

$$Z : \text{Ladungszahl des Materials}$$

$$A : \text{Massenzahl des Materials}$$

$$m_e : \text{Elektronenmasse}$$

$$\delta : \text{Dichtekorrektur.}$$

In Abb. 3.8 ist der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation in Blei für verschiedene schwere geladene Teilchen als Funktion der Energie aufgetragen.

Zum hadronischen Anteil der deponierten Energie sollen aber auch die Energiebeträge zählen, die von niederenergetischen Neutronen durch Kernstreuung mittelbar oder von Photonen aus nuklearen Prozessen direkt deponiert werden. In welchem Umfang diese beiden Energieformen zur Signalbildung in einem Sampling-Kalorimeter beitragen können, hängt sehr stark von der Wahl der Absorber- und Auslesematerialien und deren Dickenverhältnis ab.

Energiebilanz

Die einfallende Energie E_{inc} eines schauernden Hadrons kann somit in folgende Komponenten aufgeteilt werden:

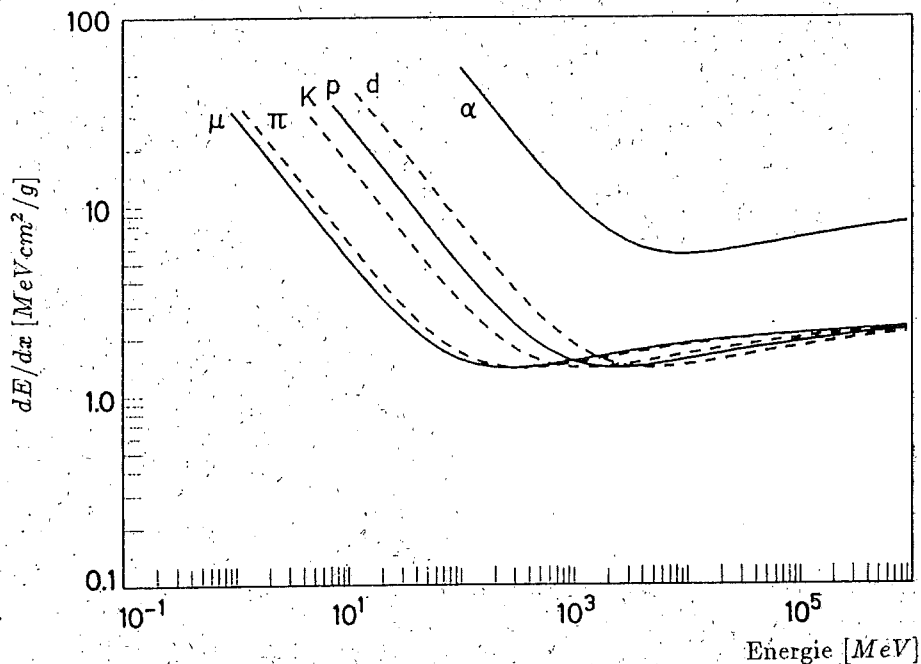


Abbildung 3.8: Ionisationsverlust für schwere geladene Teilchen in Blei als Funktion der Energie [LEO87]

E_{loss} Energiebetrag, der nicht zur Signalbildung beitragen kann und als intrinsischer Energieverlust bezeichnet wird,

E_{em} Energiebetrag, der in Form von elektromagnetischen Subschauern deponiert wird,

E_{ion} Energiebetrag, der durch schwere geladene Teilchen ($m \gg m_e$) in Form von Ionisation im Kalorimeter deponiert wird,

E_n Energiebetrag, der von niederenergetischen Neutronen ($E_{kin} \lesssim 20 \text{ MeV}$) durch Kernstreuung mittelbar deponiert wird, und

E_γ Energiebetrag, der durch Photonen aus nuklearen Prozessen deponiert wird.

Wenn die hadronischen Anteile der Energiedeposition in

$$E_{had} = E_{ion} + E_n + E_\gamma \quad (3.54)$$

zusammengefaßt werden, lautet die Energiebilanz:

$$E_{inc} = E_{loss} + E_{had} + E_{em} \quad (3.55)$$

oder bezogen auf die einfallende Energie E_{inc}

$$1 = f_{loss} + f_{had} + f_{em} \quad \text{mit} \quad f_{had} = f_{ion} + f_n + f_\gamma \quad (3.56)$$

3.3.3 Sichtbarer Energieanteil

Die in einem Sampling-Kalorimeter meßbare Energie hängt nicht nur von den verschiedenen in Gl. 3.55 aufgeführten Beiträgen ab, sondern auch von deren recht unterschiedlichen im aktiven Medium deponierten Anteilen. Das Verhalten dieser sichtbaren Anteile soll nun mit besonderem Blick auf die in dieser Arbeit zu simulierende Kalorimeterstruktur aus Pb-LAr- und Fe-LAr-Schichten für die verschiedenen Komponenten eines hadronischen Schauers untersucht werden. Als Vergleichsgröße für den sichtbaren Energieanteil sei hier wiederum der in Gl. 3.38 definierte Energiebruchteil $S(mip) \equiv mip$ für minimal ionisierende Teilchen herangezogen.

ion/mip

Das Verhältnis ion/mip bezeichnet den sichtbaren Ionisationsverlust von Protonen, geladenen Pionen und Myonen in einem hadronischen Schauer, bezogen auf den sichtbaren Anteil eines mip 's. Da in hadronischen Schauern der überwiegende Teil der Ionisation von Spallationsprotonen stammt, wird das Verhalten von $S(ion)$ durch das Verhalten von $S(p)$ im Bereich des nichtrelativistischen Anstiegs der "dE-dx-Kurve" bestimmt. $S(ion)$ weicht aus mehreren Gründen von $S(mip)$ ab [WIG86]:

- Die begrenzte Reichweite niederenergetischer Protonen im Absorbermaterial führt zu einer Verringerung von $S(ion)$ gegenüber $S(mip)$ (siehe Abb. 3.9b.), die besonders bei geringen Schauerenergien von Bedeutung ist.
- Das Verhältnis $(dE/dx)_{aktiv}/(dE/dx)_{passiv}$ (siehe Abb. 3.9a.) hängt für nicht minimal ionisierende Teilchen von den verwendeten Materialien ab und führt im Energiebereich unterhalb von 1 GeV zu einem Anwachsen von $S(ion)$ gegenüber $S(mip)$.
- Die Vielfachstreuung niederenergetischer Protonen verringert $S(ion)$ gegenüber $S(mip)$ entsprechend dem in Gl. 3.41 behandelten Zusammenhang.
- Weiterhin können Sättigungs- und Rekombinationseffekte in den Ausleseschichten das Verhältnis von ion/mip verringern. Diese apparativen Effekte hängen stark von der Wahl des Ausleseverfahrens eines Kalorimeters ab.

e/mip

Für den sichtbaren Anteil des elektromagnetischen Teils eines hadronischen Schauers $f_{em} \cdot S(e)$ gelten die gleichen Überlegungen wie im Falle elektromagnetischer Schauer. Neben der relativ zu $mips$ größeren Pfadlänge elektromagnetischer Schaueranteile im Absorbermaterial ist auch der "Übergangseffekt" für den beobachteten Zusammenhang $e/mip < 1$ verantwortlich.

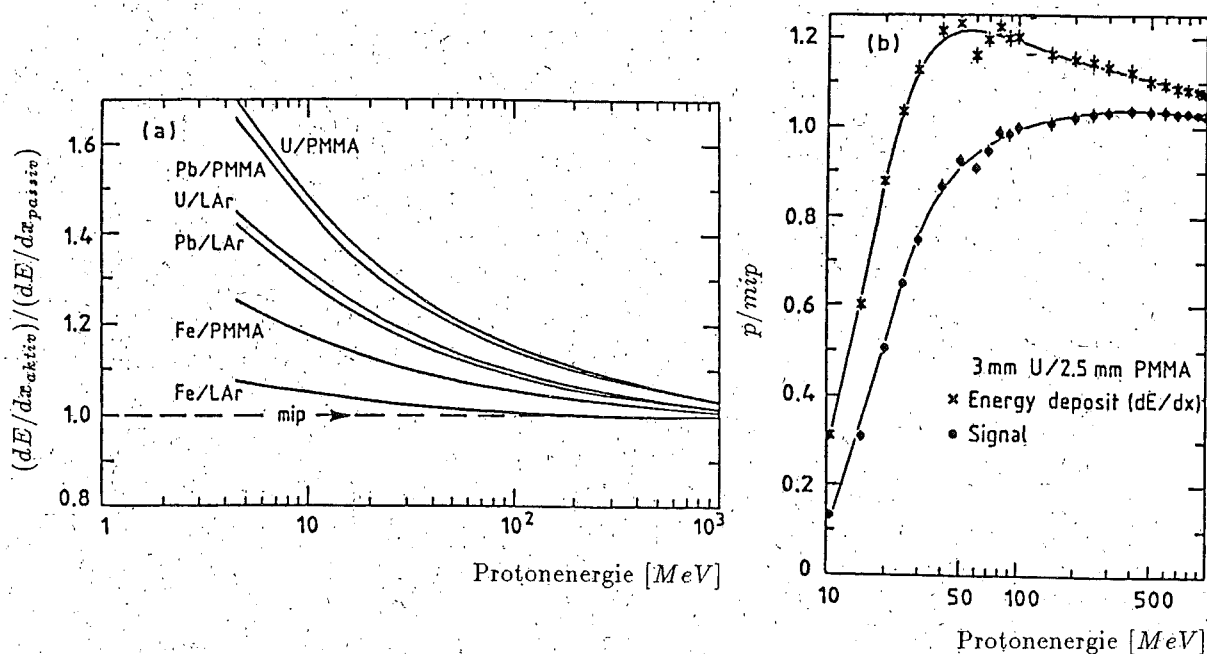


Abbildung 3.9:

- a.) Verhältnis der Ionisationsverluste von Protonen in Auslese- und Absorbermedien für verschiedene Materialkombinationen und
 b.) Sichtbarer Energieanteil für Spallationsprotonen (p/mip) als Funktion der Energie [WIG86]

γ/mip

Einen noch stärkeren Einfluß als auf e/mip hat der "Übergangseffekt" auf die Signalbildung der Schauerkomponente der nuklearen Photonen $f_\gamma \cdot S(\gamma)$. Aufgrund der relativ geringen Energien der nuklearen γ 's, gilt sicher

$$\gamma/mip < e/mip.$$

Bei einer beabsichtigten Kompensation der hadronischen Schauerverluste durch z.B. zusätzliche prompte Photonen aus Kernspaltungsprozessen ist diese Abschwächung des Signals der Komponente f_γ zu beachten.

n/mip

Zur Verringerung der Fluktuationen in der Energiedeposition ist es daher wichtig, den zunächst unsichtbaren Anteil der niederenergetischen Neutronen f_n für die Signalbildung nutzbar zu machen. Am wirkungsvollsten geschieht dies durch elastische n-p-Streuungen, die aufgrund der nahezu gleichen Masse der Stoßpartner einen maximalen Energieübertrag der Neutronen auf geladene Teilchen erlauben. Technisch kann diese mittelbare Nutzung der niederenergetischen Neutronen für die Signalbildung durch wasserstoffhaltige Auslesemedien wie z.B. organische Szintillatoren und Flüssigkeiten oder wasserstoffhaltige Zusätze verwirklicht werden.

Eine andere Möglichkeit, den Anteil f_n zu nutzen, bietet die bei der Absorption thermischer Neutronen freiwerdende γ -Strahlung. Der Wirkungsquerschnitt σ_{capt} für (n, γ) -Reaktionen beträgt aber z.B. in Blei $0.17 b$, was einer mittleren freien Weglänge von $180 cm$ entspricht. Bestimmte Materialien verfügen jedoch über einen um Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang. So können z.B. schon geringe ($\sim 1\%$) Cadmium-Zusätze ($\sigma_{capt}(Cd) = 2450 b$) zu einem wirkungsvollen Neutroneneinfang führen. Die nach einem Neutroneneinfang vom Cadmium freigesetzte Energie beträgt etwa $9 MeV$ durch γ -Strahlung und entspricht damit etwa der in der Spallation aufgebrauchten Separationsenergie eines Nukleons. Die Nutzung dieses Effekts für das Kalorimetersignal stößt aber auf einige Schwierigkeiten:

- Zunächst müssen die Spallationsneutronen auf thermische Energien abgebremst werden. Da für den mittleren relativen Energieübertrag in Neutron-Kern-Stößen

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{1 - \alpha}{2} \quad \text{mit} \quad \alpha = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \quad (3.57)$$

gilt, kann eine wirksame Thermalisierung nur in Medien mit geringer Massenzahl A erfolgen.

- Die Freisetzung der γ -Strahlung erfolgt nicht prompt und erfordert daher je nach gewünschter Ausnutzung des Effekts verlängerte Signalintegrationszeiten.
- Das Verhältnis γ/mip begrenzt die Wirksamkeit des Effekts für die Signalbildung der rein hadronischen Schauerkomponente.

Im H1-Kalorimeter wurden keine besonderen Maßnahmen ergriffen, den Anteil f_n zu nutzen. Hier können im günstigsten Fall der Neutron-Ar-Kern-Stöße im Mittel etwa 5% der Neutronenenergie auf ein geladenes Teilchen übertragen werden. Ein Teil der einfallenden Energie eines Hadronschauers entweicht daher in Form niederenergetischer Neutronen aus dem Kalorimeter.

3.3.4 Energieauflösung und das Verhältnis e/h

Die wichtigste Ursache für die Fluktuationen der Energiedeposition von hadronischen Schauern liegt in dem unterschiedlichen Verhalten der elektromagnetischen und hadronischen Schaueranteile sowie in deren wechselnden Anteilen an der total deponierten Energie. Wird zu Beginn eines Schauers ein hoher Anteil der einfallenden Energie in elektromagnetischen Subschauern ohne Energieverluste deponiert, so kann nur ein kleiner Teil der Energie in hadronischen Prozessen auf den unsichtbaren und den rein hadronischen Teil des Schauers aufgeteilt werden. In diesem Fall werden daher die Verluste im unsichtbaren Energieanteil gering sein. Im entgegengesetzten Fall eines niedrigen π^0 -Anteils kann hingegen ein hoher Energieanteil im Laufe der Schauerentwicklung in unsichtbare Energieformen umgewandelt werden.

e/h -Verhältnis

Der Umfang dieser intrinsischen Energieverluste kann in einem gegebenen Kalorimeter durch den Vergleich der gemessenen Signale ($\langle \Sigma_{PH} \rangle$) elektromagnetischer und hadronischer Schauer gleicher einfallender Energie in der energieabhängigen Größe

$$\left. \frac{e}{h} \right|_m(E) := \frac{\langle \Sigma_{PH}(e) \rangle}{\langle \Sigma_{PH}(h) \rangle} \quad (3.58)$$

angegeben werden.

In Gl. 3.56 wurden die verschiedenen Beiträge zur rein hadronischen Komponente in der Größe

$$f_{had} = f_{ion} + f_n + f_\gamma$$

zusammengefaßt. In entsprechender Weise können auch die verschiedenen sichtbaren Anteile der einzelnen Komponenten so zu einer Größe $S(had)$ zusammengefaßt werden, daß gelten möge:

$$\langle f_{had} \rangle S(had) = \langle f_{ion} \rangle S(ion) + \langle f_n \rangle S(n) + \langle f_\gamma \rangle S(\gamma). \quad (3.59)$$

Mit den so definierten Größen kann das e/h -Verhältnis auch durch

$$\left. \frac{e}{h} \right|_m(E) := \frac{E S(e)}{\langle E_{em}(E) \rangle S(e) + \langle E_{had}(E) \rangle S(had)}$$

oder bezogen auf die einfallende Energie $E = E_{inc}$ und den sichtbaren Anteil minimal ionisierender Teilchen (siehe Gl. 3.38) durch

$$\left. \frac{e}{h} \right|_m(E) := \frac{\frac{e}{mip}}{\langle f_{em}(E) \rangle \frac{e}{mip} + \langle f_{had}(E) \rangle \frac{had}{mip}} \quad (3.60)$$

ausgedrückt werden. Weiterhin kann durch die Einführung eines sogenannten intrinsischen e/h -Verhältnisses [WIG87]

$$\left. \frac{e}{h} \right|_{intr} := \frac{\frac{e}{mip}}{1 - \langle f_{em} \rangle \frac{had}{mip}} = \frac{\frac{e}{mip}}{\langle f_{had} + f_{loss} \rangle \frac{had}{mip}}, \quad (3.61)$$

das den sichtbaren Anteil der elektromagnetischen Komponente mit dem sichtbaren Anteil des nachweisbaren nicht elektromagnetischen Teils der Schauerenergie vergleicht, die Fähigkeit eines bestimmten Kalorimeters ausgedrückt werden, die intrinsischen Energieverluste zu kompensieren. Wenn bei der Auslegung eines Kalorimeters die unvermeidbaren Energieverluste f_{loss} möglichst gering gehalten werden können und gleichzeitig der elektromagnetische Signalanteil so eingestellt werden

kann, daß die Energieverluste durch einen hohen hadronischen Signalanteil kompensiert werden können, folgt für das intrinsische e/h -Verhältnis:

$$\left. \frac{e}{h} \right|_{intr} = 1.$$

Da das meßbare mit dem intrinsischen e/h -Verhältnis über

$$\left. \frac{e}{h} \right|_m (E) := \frac{\left. \frac{e}{h} \right|_{intr}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle \left(1 - \left. \frac{e}{h} \right|_{intr} \right)} \quad (3.62)$$

verknüpft ist, gilt im Falle vollständiger Kompensation ($e/h|_{intr} = 1$) auch für das meßbare e/h -Verhältnis:

$$\left. \frac{e}{h} \right|_m = 1.$$

In Gl. 3.62 ist zu erkennen, daß bei vollständiger Kompensation die durch den π^0 -Anteil $\langle f_{em}(E) \rangle$ verursachte Energieabhängigkeit des meßbaren e/h -Verhältnisses beseitigt wird. Dieser Sachverhalt ist bei der Messung der Energie von Jets, die aus Hadronen sehr unterschiedlicher Energie bestehen, von besonderer Wichtigkeit.

Intrinsische Energiefluktuationen

Jede Abweichung des e/h -Verhältnisses von 1 durch Unter- oder Überkompensation führt zu einer Verstärkung der Energiefluktuationen, die durch die intrinsischen Verluste der hadronischen Schauerkomponente in Verbindung mit den Fluktuationen des π^0 -Anteils verursacht werden. Der Einfluß mangelnder Kompensation auf die relative Energieauflösung kann durch die Addition eines $e/h|_{intr}$ -abhängigen Terms zu den schauertypischen statistischen Fluktuationen durch [WIG87]

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{tot} (h) = \frac{a}{\sqrt{E[GeV]}} + b(|e/h|_{intr} - 1) \quad (3.63)$$

ausgedrückt werden.

Durch die geeignete Wahl von Absorber- und Auslesematerialien und eine genaue Abstimmung ihrer Schichtdicken ist es möglich, das Signal der rein hadronischen Schauerkomponente so einzustellen, daß der additive Term in Gl. 3.63 verschwindet (siehe [WIG86]). Im ZEUS-Kalorimeter soll so durch die Verwendung von Uran- und Szintillatorschichten eine relative Energieauflösung für hadronische Schauer von

$$\left. \frac{\sigma_E}{E} \right|_{tot} (h) = \frac{35\%}{\sqrt{E[GeV]}} \quad (3.64)$$

erreicht werden.

Im H1-Kalorimeter wird einer bewährten Technologie mit Blei- bzw. Eisen-Flüssiggargon-Schichten der Vorzug gegeben, die eine feine Segmentierung der Ausleseflächen insbesondere im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters erlaubt. Die

hohen Fluktuationen, die hier durch die nichtkompensierende Auslegung des Kalorimeters entstehen, sollen nach der Signalaufnahme durch Software-Methoden reduziert werden.

Da sich die elektromagnetischen Subschauer und der rein hadronische Teil eines Schauers auf unterschiedlichen Skalen (X_0 , bzw. λ_0) ausbreiten, können die elektromagnetischen Anteile nachträglich ermittelt werden. Eine anschließende unterschiedliche Wichtung (engl.: weighting) der Komponenten f_{em} und f_{had} eines Schauers soll dann auch für das H1-Kalorimeter ein e/h -Verhältnis von nahezu 1 ergeben. Es wird erwartet [H187], daß nach der Wichtung die Energieauflösung für hadronische Schauer im H1-Kalorimeter

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{tot} (h) = \frac{55\%}{\sqrt{E[GeV]}} \quad (3.65)$$

betragen wird.

Sampling-Fluktuationen

Im Parameter a der Gl. 3.63 sind die statistischen Einflüsse der Sampling-Fluktuationen in quadratischer Addition enthalten. Für hadronische Schauer existieren bisher keine theoretischen Modelle, mit denen die Sampling-Fluktuationen quantifiziert werden könnten. Aus Messungen an verschiedenen Kalorimetern kann aber eine kalorimeterunabhängige Parametrisierung [AMA81] für die Sampling-Fluktuationen gewonnen werden:

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{samp} (h) \approx 9\% \sqrt{\frac{\Delta E[MeV]}{E[GeV]}}, \quad (3.66)$$

wobei

$$\Delta E = d_a \frac{dE}{dx} \Big|_a^{mip} + d_p \frac{dE}{dx} \Big|_p^{mip}$$

mit den Bezeichnungen der Gl. 3.38

den Energieverlust in einer Sampling-Schicht bezeichnet. Ein Vergleich mit Gl. 3.33 zeigt, daß die Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer, die auch die Fluktuationen der Signalbildung schwerer geladener Teilchen beinhalten, deutlich größer sind als die elektromagnetischer Schauer.

Insgesamt zeigen die Überlegungen dieses Kapitels, daß genaue Berechnungen zum Verhalten elektromagnetischer und hadronischer Schauer in Sampling-Kalorimetern derzeit nur durch die detaillierte Simulation aller beteiligten elektromagnetischen und hadronischen Prozesse in Monte-Carlo-Programmen erfolgen können. Insbesondere geben Simulationsverfahren die einzige Möglichkeit, die Fluktuationen der Energiedichten in Schauern vorherzusagen.

Kapitel 4

Konzepte der Schauersimulation

4.1 Spurverfolgung

Die Entwicklung eines Schauers in einem Kalorimeter kann durch die Verfolgung der Spuren der einzelnen Schauerteilchen in speziellen Rechenprogrammen genau nachgebildet werden. Die Simulation der statistischen Natur der beteiligten physikalischen Prozesse erfolgt in diesen Programmen durch die zufällige Auswahl einzelner Werte aus den jeweils zugrunde liegenden Verteilungsdichtefunktionen und wird daher auch als Monte-Carlo-Simulation bezeichnet. Die Spurverfolgung eines Teilchens durch ein begrenztes Medium gliedert sich in MC-Programmen zur Detektorsimulation prinzipiell in 4 Schritte:

1. Zunächst wird unter Berücksichtigung der verschiedenen absoluten Wirkungsquerschnitte die kürzeste freie Weglänge bis zum Eintreten eines diskreten Prozesses ermittelt.

2. Die quasikontinuierliche Änderung des Bewegungszustandes eines Teilchens durch Vielfachstreuung, Ionisationsverlust oder ein vorhandenes Magnetfeld wird für die berechnete freie Weglänge, bzw. bis zum Ende des betrachteten Volumens berechnet und bei der Extrapolation der Spur des Teilchens berücksichtigt.

3. Der Endzustand des ausgewählten diskreten Prozesses wird durch die Auswertung seiner verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ermittelt. Dabei können durch unelastische Wechselwirkungen oder Teilchenzerfälle neue Teilchen erzeugt und das einfallende Teilchen vernichtet werden.

4. Die Spur eines Teilchens wird nicht mehr weiter verfolgt, wenn seine Energie unter eine vorgegebene Schwelle (Abschneideenergie) fällt oder wenn es die Grenzen des betrachteten Detektors überschreitet.

Die Kontrolle der geometrischen Randbedingungen kann während der Spurverfolgung von einem standardisierten Programm zur Beschreibung von Detektorgeometrien übernommen werden. Das Programmpaket GEANT [BRU86] hat sich für diesen Zweck bewährt und wurde daher in der vorliegenden Arbeit in der Version 3.11 zur Beschreibung verschiedener Detektorgeometrien verwendet.

4.1.1 Simulation elektromagnetischer Wechselwirkungen

Zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen wurde in GEANT der wesentliche Teil des Programmpaketes EGS3¹ [FOR78] integriert.

EGS hat sich als allgemein anerkanntes Standard-Programm zur Beschreibung elektromagnetischer Schauer etabliert. Für Elektronen und Positronen werden in EGS die genauen Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Prozesse Vielfachstreuung, Bremsstrahlung, Møller-Streuung, Bhabha-Streuung und Annihilation sowie für Photonen der Prozesse Paarerzeugung, Comptoneffekt und Photoeffekt berücksichtigt. EGS erlaubt daher die detaillierte Beschreibung des Verhaltens von Elektronen, Positronen und Photonen in Materie im Energiebereich von $1.5 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV}$ (e^\pm) bzw. $0.1 \text{ MeV} - 100 \text{ GeV}$ (γ).

Die Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen von schweren geladenen Teilchen mit Materie und des Energieverlustes von Elektronen durch Ionisation erfolgt in GEANT durch spezielle Unterprogramme. Die Fluktuationen des Ionisationsverlustes um den Mittelwert können wahlweise durch eine angenäherte Landau-Verteilung als quasikontinuierlicher Energieverlust oder durch die explizite Erzeugung von δ -Elektronen simuliert werden. Für Myonen werden zusätzlich die Prozesse der Bremsstrahlung und der direkten e^-e^+ -Paarerzeugung simuliert.

4.1.2 Simulation hadronischer Wechselwirkungen

Für die detaillierte Simulation hadronischer Wechselwirkungen gibt es bisher kein allgemein anerkanntes Programm. Da gegenwärtig keine mathematisch handhabbare Beschreibung der nuklearen Einflüsse in Hadron-Kern-Streuungen existiert, benutzen die verschiedenen Programme phänomenologisch motivierte Parametrisierungen, um die hadronischen Endzustände der unelastischen Wechselwirkungen simulieren zu können.

Unter den vielen verfügbaren hadronischen Spurverfolgungsprogrammen sind derzeit die Programme FLUKA, HETC² und GHEISHA³ weithin anerkannt. Innerhalb des Programms GEANT kann zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen eine spezielle Version des GHEISHA-Programms [FES86] verwendet werden, dessen prinzipielle Wirkungsweise hier näher erläutert werden soll. Die während der einzelnen Schritte verwendeten Verteilungen und deren Parameter sind in [FES85] ausführlich dokumentiert.

Die Berechnung der elastischen und unelastischen Wirkungsquerschnitte der Hadron-Kern-Streuung kann in GHEISHA für beliebige Materialkombinationen durchgeführt werden. Das niederenergetische Verhalten der Wirkungsquerschnitte wird dabei mit Hilfe des optischen Modells zur Kernstreuung bestimmt.

Auf der Parton-Parton-Ebene wird von GHEISHA ein einfaches Fragmenta-

¹Electron Gamma Shower

²Hadron Electron Tracking Code

³Gamma Hadron Electron Interaction Shower Code

tionsmodell zur Teilchenerzeugung verwendet, bei dem zunächst die Anzahl der Sekundärteilchen bestimmter Masse, Baryonzahl, Ladung und Seltsamkeit entsprechend verschiedener experimenteller Parametrisierungen bestimmt wird, denen dann unter Berücksichtigung geeigneter Verteilungen die Größen Transversalimpuls, Azimutwinkel und Longitudinalimpuls zugewiesen werden.

Mögliche Resonanzeffekte werden dabei im Energiebereich unter 5 GeV durch die Behandlung von Endzuständen niedriger Multiplizität als Quasi-Zweikörper-Prozesse pauschal eingeführt. Eine explizite Simulation bestimmter Resonanzen mit den dazugehörigen Zerfallskanälen erfolgt nicht.

Bei der Bildung der innernuklearen Kaskade wird berücksichtigt, daß nicht notwendigerweise alle in der Fragmentation erzeugten Sekundärteilchen schon innerhalb des Kernradius ihre Identität erlangen müssen. Es werden daher nur die im Schwerpunktsystem in Rückwärtsrichtung emittierten Teilchen zur Ermittlung der durch die innernukleare Kaskade zusätzlich freigesetzten Teilchen herangezogen.

Die auf der nuklearen Ebene stattfindenden Prozesse werden schon vor Beginn des Fragmentationsschrittes durch den Abzug eines bestimmten Betrages der kinetischen Energie des einfallenden Teilchens berücksichtigt. Dieser Energiebetrag wird im letzten Schritt der Simulation einer unelastischen Wechselwirkung verwendet, um die intrinsischen Energieverluste der Hadron-Kern-Streuung wiederzugeben und um die Evaporationsfragmente zu erzeugen, die isotrop im Laborsystem verteilt emittiert werden.

Auch wenn die Verwendung der verschiedenen Parametrisierungen von theoretischen Modellen geleitet ist, darf das Programm GHEISHA doch nicht mit der Simulation eines Modells oder sogar einer Theorie verwechselt werden [FES85]. Die in den einzelnen Verteilungen verwendeten Parameter wurden aber in ausführlichen Vergleichen mit experimentellen Daten so eingestellt, daß die mit GHEISHA berechneten Kalorimetersignale mit den tatsächlich gemessenen Pulshöhenverteilungen verschiedener Kalorimetertypen gut übereinstimmen [FES85, FES86].

Das Programm GHEISHA wurde in dieser Arbeit in seiner "GEANT-Version" zur Simulation der Energiedichteverteilungen hadronischer Schauer verwendet.

4.1.3 Rechenzeitbedarf

Ein wesentlicher Nachteil der Schauersimulation durch die Spurverfolgung aller Sekundärteilchen besteht in dem hohen Rechenzeitbedarf dieses Verfahrens. Die zur Berechnung einer Spur erforderliche Zeit ist dabei ungefähr proportional zur Länge der Spur. Da weiterhin die totale Spurlänge aller Teilchen eines Schauers proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist (siehe Gl. 3.17), wächst die Rechenzeit zur Simulation eines Schauers linear mit der Schauerenergie an. Sie bewegt sich auf den schnellsten derzeit verfügbaren Rechnern im Bereich von einer bis zu einigen Sekunden pro GeV je nach Komplexität des verwendeten Spurverfolgungsprogramms.

Aufgrund der statistischen Natur der Schauersimulation ist es meistens erforderlich, mehrere Hundert bis hin zu vielen Tausend Schauer zu erzeugen, um entsprechend der zu untersuchenden Problemstellung die aus dem MC-Verfahren folgenden

statistischen Fehler sinnvoll beschränken zu können. Eine häufige Wiederholung der Detektorsimulation mit veränderten Eingangsparametern ist daher praktisch nicht möglich. Um dennoch beispielsweise die Einflüsse einer geänderten Detektorgeometrie auf die Signalbildung oder die Wirksamkeit verschiedener Rekonstruktionsalgorithmen oder die Korrektheit neuer Ereignisgeneratoren wiederholt testen zu können, müssen Methoden zur Reduzierung des Rechenzeitbedarfs [LON85] angewendet werden.

Die einfachste Möglichkeit dazu besteht im Anheben der Abschneideenergie, bis zu der die Spur eines Teilchens verfolgt werden soll. Die totale Spurlänge eines Schauers kann dadurch deutlich reduziert werden. Die mit diesem Verfahren eingeführten Ungenauigkeiten in der Schauersimulation sind aber nicht bestimmt, da gerade der niederenergetische Teil eines Schauers das Signalverhalten eines Kalorimeters wesentlich beeinflusst.

Ein anderes Verfahren sieht vor, anstelle der in einem Programm immer wiederkehrenden Berechnung der Spuren der Schauerteilchen, vorfabrizierte Schauer von permanenten Datenspeichern einzulesen. Bei diesem Verfahren wächst der Speicherplatzbedarf auf permanenten Speichermedien mit der gewünschten Genauigkeit des Verfahrens. Ein weiteres Problem besteht in der Anpassung der vorfabrizierten Schauer an wechselnde Schauerenergien und Detektorgeometrien.

Eine weitere Möglichkeit, den Rechenzeitbedarf der Schauersimulation zu verringern, besteht in der Parametrisierung des typischen Verhaltens der longitudinalen und lateralen Energiedichteverteilungen von elektromagnetischen und hadronischen Schauern, so daß die Simulation der Energiedeposition eines Schauers ohne die Spurverfolgung der einzelnen Schauerteilchen erfolgen kann. Dieses Verfahren der Schauerparametrisierung wurde in der vorliegenden Arbeit gewählt, um den Rechenzeitbedarf für die Kalorimetersimulation deutlich zu reduzieren. Bei der Entwicklung des Algorithmus wurde besonderer Wert auf die korrekte Parametrisierung der individuellen Fluktuationen elektromagnetischer und hadronischer Schauer gelegt.

4.2 Parametrisierung

Die Grundlage eines Algorithmus zur schnellen Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern bildet die Beschreibung der Schauerentwicklung und der daraus resultierenden Signalbildung in einem Kalorimeter mit Hilfe von möglichst einfachen analytischen Funktionen. Aufgrund der verschiedenen sich teilweise gegenseitig bedingenden Mechanismen, die zur Signalbildung in einem Kalorimeter führen, sind zur realistischen Schauersimulation eine Vielzahl von funktionalen Zusammenhängen zu berücksichtigen. Um dennoch zu einem programmtechnisch handhabbaren Algorithmus zu gelangen, sollten sich die Funktionen in weitgehend voneinander unabhängige Gleichungen separieren lassen. In Sampling-Kalorimetern bietet sich zur Lösung dieser Aufgabe ein zweistufiger Ansatz an, der im ersten Teil die räumliche Verteilung der in den Absorber- und Ausleseschichten total deponierten Energie bestimmt und im zweiten Teil den in den Ausleseschichten sichtbaren

Anteil der total deponierten Energie ermittelt.

Aus diesem meßbaren Energieanteil kann anschließend über das in einem bestimmten Kalorimeter gewählte Ausleseverfahren die Höhe des entsprechenden elektronischen Signals berechnet werden. Da dieser Digitalisierungsschritt auf die gleiche Weise wie in detaillierten Spurverfolgungsprogrammen durchgeführt werden kann, soll auf diesen Teil der Kalorimetersimulation nicht weiter eingegangen werden.

4.2.1 Räumliche Verteilung der deponierten Energie

Die totale deponierte Energie E_{dp} eines Schauers ergibt sich aus der Integration der ortsabhängigen Energiedichte $E'_{dp}(\vec{r})$ über das ganze Volumen eines fiktiven unendlich ausgedehnten Kalorimeters:

$$\begin{aligned} E_{dp} &\equiv \int_V E'_{dp}(\vec{r}) dV \\ &= E_{inc} (f_{em} + f_{had}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

und beinhaltet die elektromagnetischen und rein hadronischen Anteile der Energiebilanz nach Gl. 3.55. Der dort aufgeführte Anteil der intrinsischen Energieverluste ist daher in der Energiedichteverteilung nicht enthalten. Da für elektromagnetische Schauer keine intrinsischen Energieverluste auftreten, entspricht hier die deponierte Energie E_{dp} der gesamten einfallenden Energie E_{inc} .

Die räumliche Verteilung der pro Volumeneinheit deponierten Energie kann dann durch eine stetige Verteilungsdichtefunktion $f(z, r, \phi)$ angegeben werden, die sich unter Verwendung der typischen Skalen für die longitudinale und laterale Ausbreitung in die z -, r - und ϕ -abhängigen Anteile faktorisieren läßt:

$$\begin{aligned} dE_{dp}(\vec{r}) &\equiv E'_{dp}(\vec{r}) dV \\ &= E_{dp} f(z, r, \phi) dz dr d\phi \\ &= E_{dp} f_{lon}(z) dz f_{rad}(r) dr f_{azi}(\phi) d\phi \end{aligned} \quad (4.2)$$

Da die Energiedeposition in Absorber- und Ausleseschichten zusammen betrachtet wird, erlaubt dieser Ansatz, auf eine detaillierte Geometriebeschreibung der Schichtstruktur von Sampling-Kalorimetern zu verzichten und statt dessen jeweils komplette Kalorimeterstapel durch ein einziges Medium mit den mittleren effektiven Materialeigenschaften der Sampling-Struktur zu beschreiben. Auf diese Weise läßt sich auch die longitudinale Schauerentwicklung in Kalorimeterstapeln mit unterschiedlichen Sampling-Strukturen — wie sie im H1-Kalorimeter durch die Kombination von elektromagnetischen und hadronischen Stapeln gegeben sind (siehe Abb. 4.1) — durch eine einzige Verteilungsdichtefunktion beschreiben.

4.2.2 Sichtbarer Anteil der deponierten Energie

Der in einem Volumenelement im aktiven Medium sichtbare Anteil der deponierten Energie kann dann in der zweiten Stufe der Simulation für den elektromagnetischen

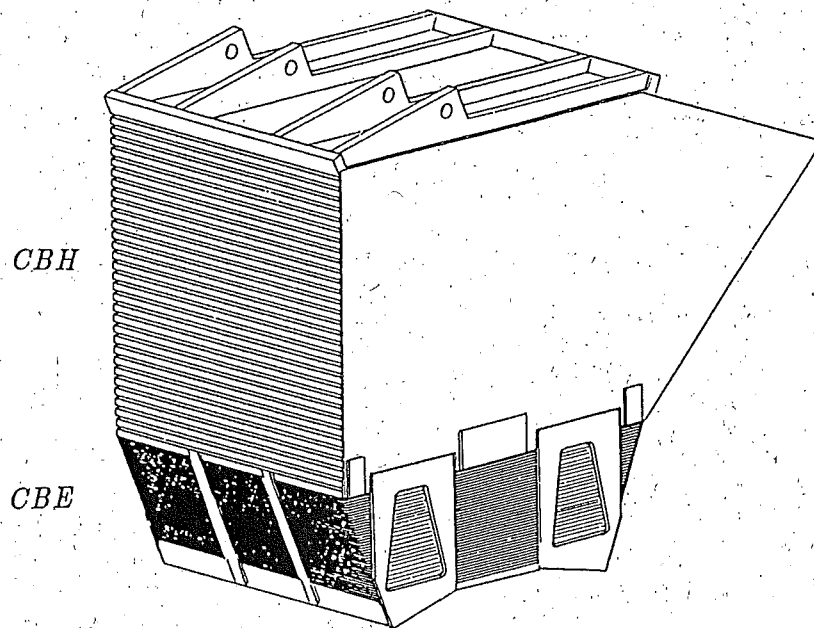


Abbildung 4.1: Ansicht eines Oktanten des H1-Zentralkalorimeters bestehend aus einem elektromagnetischen Stapel CBE und einem hadronischen Stapel CBH [H187]

($k = em$) und rein hadronischen ($k = had$) Anteil gesondert durch

$$\begin{aligned} dE_{vs}(\vec{r}) &\equiv E'_{vs}(\vec{r}) dV \\ &= E_{dp} S(mip) \sum_k \frac{k}{mip} c_k f_k(\vec{r}) dV \end{aligned} \quad (4.3)$$

mit den Verteilungsdichtefunktionen f_k der einzelnen Komponenten und ihren relativen Anteilen an der deponierten Energie c_k berechnet werden. Neben dem in Gl. 3.38 für eine bestimmte Sampling-Struktur definierten Anteil $S(mip)$ geht hier auch das unterschiedliche Verhalten der Signalbildung der elektromagnetischen und rein hadronischen Schauerkomponenten durch die ebenfalls kalorimeterabhängigen Verhältnisse e/mip und had/mip ein.

Dieser einfache zweistufige Ansatz einer analytischen Schauerbeschreibung erlaubt eine weitgehende Separation der vielen Parameter, die zur Beschreibung des komplexen Verhaltens der Signalbildung von hadronischen Schauern erforderlich sind.

Im folgenden Kapitel wird gezeigt werden, wie mit diesem Ansatz bei geeigneter Wahl der verschiedenen Verteilungsfunktionen und ihrer Fluktuationen eine realistische Beschreibung der Signalbildung elektromagnetischer Schauer in Sampling-Kalorimetern möglich ist.

Für hadronische Schauer hingegen werden im übernächsten Kapitel einige Erweiterungen dieses einfachen Ansatzes eingeführt werden müssen, um auch das Verhalten der hadronischen Schauerentwicklung realistisch beschreiben zu können. Diese

Erweiterungen werden zunächst eine weitere Separation der Gl. 4.1 und 4.2 für die verschiedenen Komponenten der hadronischen Schauer betreffen. Weiterhin wird aber auch die gegenseitige Abhängigkeit der in den Gl. 4.1 und 4.2 benötigten Parameter durch die korrelierte Erzeugung der verschiedenen Verteilungsfunktionen stärker berücksichtigt werden.

4.3 Detaillierte Simulation der H1-Kalorimeter-Struktur

Die detaillierte Simulation des Verhaltens von elektromagnetischen und hadronischen Schauern mit Hilfe von Spurverfolgungsprogrammen bildete den Ausgangspunkt für die Parametrisierung der zur Schauerbeschreibung nötigen funktionalen Zusammenhänge. Da der schnelle Algorithmus zur Kalorimetersimulation im Rahmen des H1-Detektorsimulationsprogramms verwendet werden sollte, wurde das Schauerverhalten für die typischen Sampling-Strukturen des H1-Kalorimeters untersucht. In Abb. 4.2 ist die prinzipielle Anordnung der verschiedenen Schichten für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter dargestellt. In Tab. 4.1 sind die Dicken der verschiedenen Schichten, sowie die daraus resultierenden mittleren Eigenschaften einer kompletten Sampling-Lage angegeben. Dabei wurden die Schichtdicken der Pb-, bzw. Fe-Absorberplatten und der LAr-Ausleseschichten zu jeweils einer Größe zusammengefaßt. Die vielen weiteren Schichten, die aus den G10-Leiterplatten, deren Kupferauflagen und hochspannungsfesten Beschichtungen, sowie dem geringen inaktiven LAr-Anteil zwischen den Fe-Absorberplatten des hadronischen Stapels gebildet werden, wurden in Tab. 4.1 zu einer einzigen G10-Schicht zusammengefaßt.

Mit Hilfe des Programmpaketes GEANT wurden die detaillierten geometrischen Strukturen von 3 fiktiven Kalorimetern gebildet, um die Einflüsse unterschiedlicher Materialeigenschaften, insbesondere des unterschiedlichen Verhältnisses von Strahlungs- zu Absorptionslängen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, auf die Schauerausbreitung zu untersuchen.

Durch zylinderförmige Pb-, Fe-, LAr- und G10-Schichten mit einem Radius von 5 m und den in Abb. 4.2 und Tab. 4.1 angegebenen Eigenschaften wurden drei Anordnungen simuliert:

- ein Kalorimeter mit einer rein elektromagnetischen Sampling-Struktur (im folgenden durch EMC abgekürzt),
- ein Kalorimeter mit einer rein hadronischen Sampling-Struktur (im folgenden durch HAC abgekürzt) und
- ein kombiniertes elektromagnetisches ($1.2 \lambda_0$) und hadronisches ($4.7 \lambda_0$) Kalorimeter (abgekürzt IFC), das dem typischen Aufbau des H1-Vorwärtskalorimeters entspricht, gefolgt von einem fiktiven hadronischen Kalorimeter ($14.1 \lambda_0$) zur Messung der Restenergie eines Schauers.

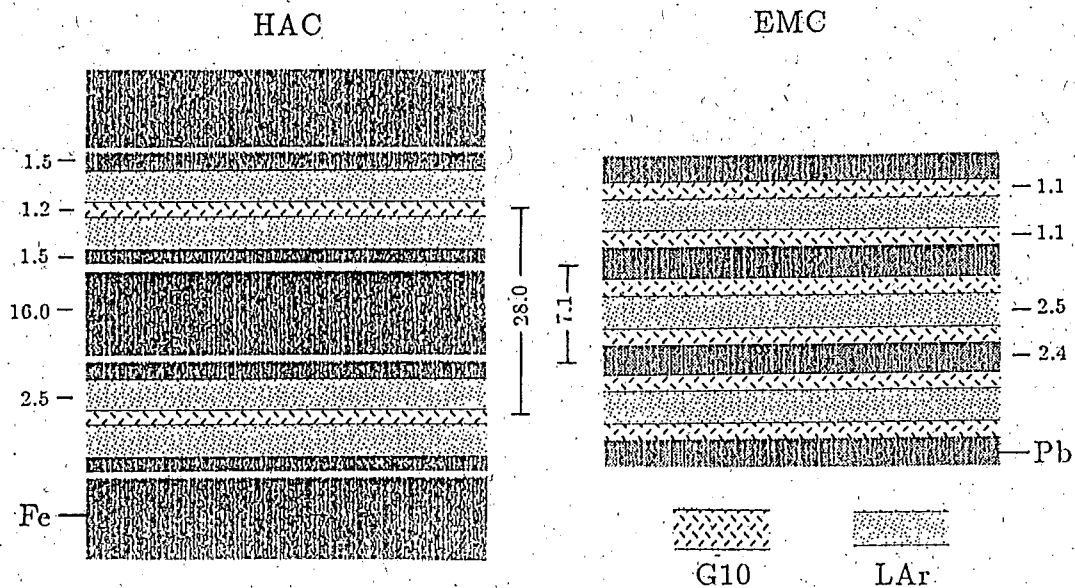


Abbildung 4.2: Prinzipielle Sampling-Strukturen des hadronischen (links) und elektromagnetischen (rechts) H1-Kalorimeters (Schichtdicken in mm)

Um zu gewährleisten, daß in der Simulation die Schauerenergien vollständig in den Kalorimetern deponiert werden konnten, wurden für die Kalorimeter longitudinale Ausdehnungen von $20 \lambda_0$ vorgesehen.

Auf diesen 3 Kalorimetern wurden zunächst elektromagnetische und hadronische Schauer generiert, die durch senkrecht zur Ebene der Sampling-Schichten einfallende Elektronen bzw. Pionen der Impulse 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100 und 200 GeV/c induziert wurden. Die Simulation der einzelnen Wechselwirkungen und der Energiedeposition erfolgte mit der im letzten Abschnitt beschriebenen Konfiguration des Programms GEANT. Für die Spurverfolgung von Elektronen, Positronen und Photonen wurden die standardmäßig eingestellten Abschneideenergien von 1 MeV verwendet. Für die hadronische Spurverfolgung wurden die Standardwerte von 10 MeV auf 1 MeV für die Abschneideenergie herabgesetzt.

Die Auswertung der auf den verschiedenen Kalorimeteranordnungen simulierten Daten sollte zunächst Aufschluß darüber geben, inwieweit die simulierten Daten mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmen, die der Literatur entnommen werden konnten. Aufgrund der bekannten Schwierigkeit der hadronischen Spurverfolgungssimulation, einige Größen der Schauerbeschreibung korrekt vorherzusagen, mußte geprüft werden, für welche Parameter besser experimentell bestimmte Werte im Algorithmus zu verwenden wären.

Weiterhin wurde zunächst untersucht, in welchem Umfang die im vorangegangenen Kapitel behandelten Skalierungen durch Strahlungslängen (X_0), Molière-Radien (R_M) oder Absorptionslängen (λ_0) für eine materialunabhängige Beschreibungsweise

	EMC	HAC	
Fe-Schichtdicke	–	19.0	[mm]
Pb-Schichtdicke	2.4	–	[mm]
LAr-Schichtdicke	2.5	5.0	[mm]
G10-Schichtdicke	2.2	4.0	[mm]
totale Samplingdicke	7.1	28.0	[mm]
$\overline{X_{0,eff}}$	1.55	2.47	[cm]
$\overline{R_{M,eff}}$	3.66	2.45	[cm]
$\overline{\lambda_{0,eff}}$	36.60	22.73	[cm]
$\overline{X_{0,eff} / \lambda_{0,eff}}$	23.61	9.20	

Tabelle 4.1: *Eigenschaften der Sampling-Strukturen des H1-Kalorimeters*

geeignet wären oder ob besser kalorimeterspezifische Parameter zu verwenden seien.

Auf diese Fragestellungen wird in den beiden folgenden Kapiteln bei der Durchführung der jeweiligen Parametrisierung näher eingegangen werden. Außerdem wird dort anhand eines ersten Vergleichs mit experimentellen Testdaten die durch das schnelle Simulationsverfahren erreichte Genauigkeit der Schauersimulation diskutiert werden.

Im daran anschließenden Kapitel wird erläutert werden, wie der schnelle Algorithmus zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern in das Konzept des Detektorsimulationsprogramms GEANT integriert wurde. Dabei wird zur Kennzeichnung des schnellen Algorithmus häufig das Kurzwort GFLASH verwendet werden. Das G zeigt darin den GEANT-Kontext an und die Buchstaben FLASH kürzen die englische Bezeichnung “Fast Liquid Argon Simulation for electromagnetic and Hadronic showers” des Programms ab.

Kapitel 5

Parametrisierung elektromagnetischer Schauer

5.1 Longitudinale Parametrisierung

Die mittleren longitudinalen Profile elektromagnetischer Schauer können durch eine Gammaverteilung beschrieben werden (siehe Abs. 3.2.4). In der Kalorimetersimulation soll aber nicht ein mittleres Schauerprofil reproduziert, sondern das Signalverhalten einzelner Schauer simuliert werden.

Die Fluktuation von Parametern gemittelter Profile führt nicht notwendigerweise zur korrekten Beschreibung der Fluktuationen in den longitudinalen Energiedichteverteilungen einzelner Schauer [BAD87]. Unter der Annahme, daß sich auch die Profile einzelner elektromagnetischer Schauer näherungsweise durch eine Gamma-verteilung beschreiben lassen, können die Fluktuationen jedoch genau ermittelt und reproduziert werden [HAY85].

5.1.1 Longitudinale Energiedichteverteilung

Als Ansatz für die longitudinale Verteilungsdichtefunktion der deponierten Energie eines einzelnen e^- -induzierten Schauers wird daher eine Gammaverteilung

$$f_{lon}(z) \equiv f_{\Gamma,i}(x) = \frac{x^{\alpha_i-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha_i)}, \quad \text{mit } x = \beta_i z, \quad (5.1)$$

gewählt. Der Parameter α_i bestimmt die Gestalt einer Verteilung, die Schauertiefe z wird in Einheiten der Strahlungslänge $[X_0]$ gemessen, und der Parameter β_i , der ausschließlich der Skalierung dient, ist in inversen Strahlungslängen anzugeben. Die unteren Indizes i deuten an, daß die Gammaverteilung nur das longitudinale Profil eines einzelnen Schauers beschreibt.

Der Erwartungswert $E_{\Gamma,i}(z)$ und die Varianz $V_{\Gamma,i}(z)$, können als erstes algebraisches, bzw. als zweites zentrales Moment einer Gammaverteilung durch die α_i und β_i über:

$$\begin{aligned} E_{\Gamma,i}(z) \equiv \langle z \rangle_i &\equiv \int_0^{\infty} z f_{\Gamma,i}(z) dz \\ &= \alpha_i / \beta_i \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} V_{\Gamma,i}(z) \equiv \langle (z - \langle z \rangle_i)^2 \rangle_i &\equiv \int_0^{\infty} (z - \langle z \rangle_i)^2 f_{\Gamma,i}(z) dz \\ &= \alpha_i / \beta_i^2 \end{aligned} \quad (5.3)$$

bestimmt werden.

Aus den mit GEANT detailliert generierten Schauern können die 1. und 2. zentralen Momente der Energieverteilungsdichten $E_i \cdot f_{i,gen}(z)$ über:

$$\begin{aligned} \langle z \rangle_{i,gen} &\equiv E_i^{-1} \int_0^{\infty} z dE_i \\ &= \frac{\sum_j z_{i,j} \Delta E_{i,j}}{\sum_j \Delta E_{i,j}} \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} \langle z^2 \rangle_{i,gen} &\equiv E_i^{-1} \int_0^{\infty} z^2 dE_i \\ &= \frac{\sum_j z_{i,j}^2 \Delta E_{i,j}}{\sum_j \Delta E_{i,j}} \end{aligned} \quad (5.5)$$

berechnet werden, wenn die Summation der Energieeinträge $\Delta E_{i,j}$ eines Schauers i über alle Sampling-Schichten j des Kalorimeters mit den Gewichten $1, z_{i,j}$ bzw. $z_{i,j}^2$ durchgeführt wird. Mit Hilfe der Beziehung

$$\langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle = \langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2$$

und den Gl. 5.2 bis 5.5 können schließlich die einzelnen generierten Schauergestalten an die Gammaverteilungen $f_{\Gamma,i}$ über α_i und β_i :

$$\alpha_i = \frac{\langle z \rangle_{i,gen}^2}{\langle z^2 \rangle_{i,gen} - \langle z \rangle_{i,gen}^2} \quad (5.6)$$

$$\beta_i = \frac{\langle z \rangle_{i,gen}}{\langle z^2 \rangle_{i,gen} - \langle z \rangle_{i,gen}^2} \quad (5.7)$$

angepaßt werden.

5.1.2 Fluktuationen der longitudinalen Verteilung

Auf die oben beschriebene Weise können Verteilungen der Parameter α_i und β_i aufgenommen werden, mit deren Hilfe die Fluktuationen der longitudinalen Schauerprofile wiedergegeben werden können. Dabei ist zu beachten, daß die α_i und β_i nicht unabhängig voneinander variieren, sondern deutlich miteinander korreliert sind. Abbildung 5.1 veranschaulicht diesen Zusammenhang sowie die prinzipielle Vorgehensweise zur Parametrisierung der Fluktuationen in den longitudinalen Schauerprofilen und soll nun näher erläutert werden.

In Abb. 5.1 (Bild links oben) wurden die longitudinalen Profile von 400 generierten 10 GeV - e^- -Schauern überlagert. Das aus dieser Überlagerung resultierende mittlere Schauerprofil ist im Bild rechts oben durch die offenen Kreise dargestellt. Die gezeigten Fehlerbalken geben ausschließlich die statistischen Fehler des berechneten Mittelwertes einer Größe an. Auch im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden Fehlerbalken — sofern nicht abweichendes angegeben wird — die statistischen Fehler einer Größe bezeichnen.

Für jeden einzelnen Schauer wurden nach Gl. 5.6 und 5.7 die Werte von α_i und β_i berechnet und in die Korrelationsgrafik (Bild Mitte links) eingetragen. Dort ist zu erkennen, daß die Werte von α_i und β_i deutlich miteinander korreliert sind. Die Projektionen auf die x-Achse (Bild links unten) und die y-Achse (Bild Mitte rechts) zeigen weiterhin, daß die α_i und β_i näherungsweise normalverteilt sind.

Um eine energieabhängige Parametrisierung der α_i - und β_i -Verteilungen durchführen zu können, wurde die anhand der 10 GeV -Schauer beschriebene Vorgehensweise auf 8 Schauerenergien des Bereiches $1 - 200\text{ GeV}$ angewendet. Anschließend erfolgte eine Anpassung von Normalverteilungen an die Histogramme der α_i und β_i unter Verwendung des Programms MINUIT mit der "modifizierten" [FRO79] Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Bei dieser Methode wird der Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(Y_i - f_i)^2}{Y_i}$$

minimiert, wobei Y_i den Meßwert im Intervall eines Histogramms und f_i den entsprechenden Wert der anzupassenden Funktion bezeichnet.

Zur Beschreibung der Energieabhängigkeit des Erwartungswertes μ und der Standardabweichung σ einer Normalverteilung wurden für die α_i und β_i die folgenden Funktionen mit den Parametern $A_1 - B_4$ gewählt:

$$\mu_\alpha = A_1 + A_2 \ln E \quad (5.8)$$

$$\sigma_\alpha = A_3 + A_4 \ln E \quad (5.9)$$

$$\mu_\beta = B_1 + B_2 \ln E \quad (5.10)$$

$$\sigma_\beta = B_3 + B_4 \ln E \quad (5.11)$$

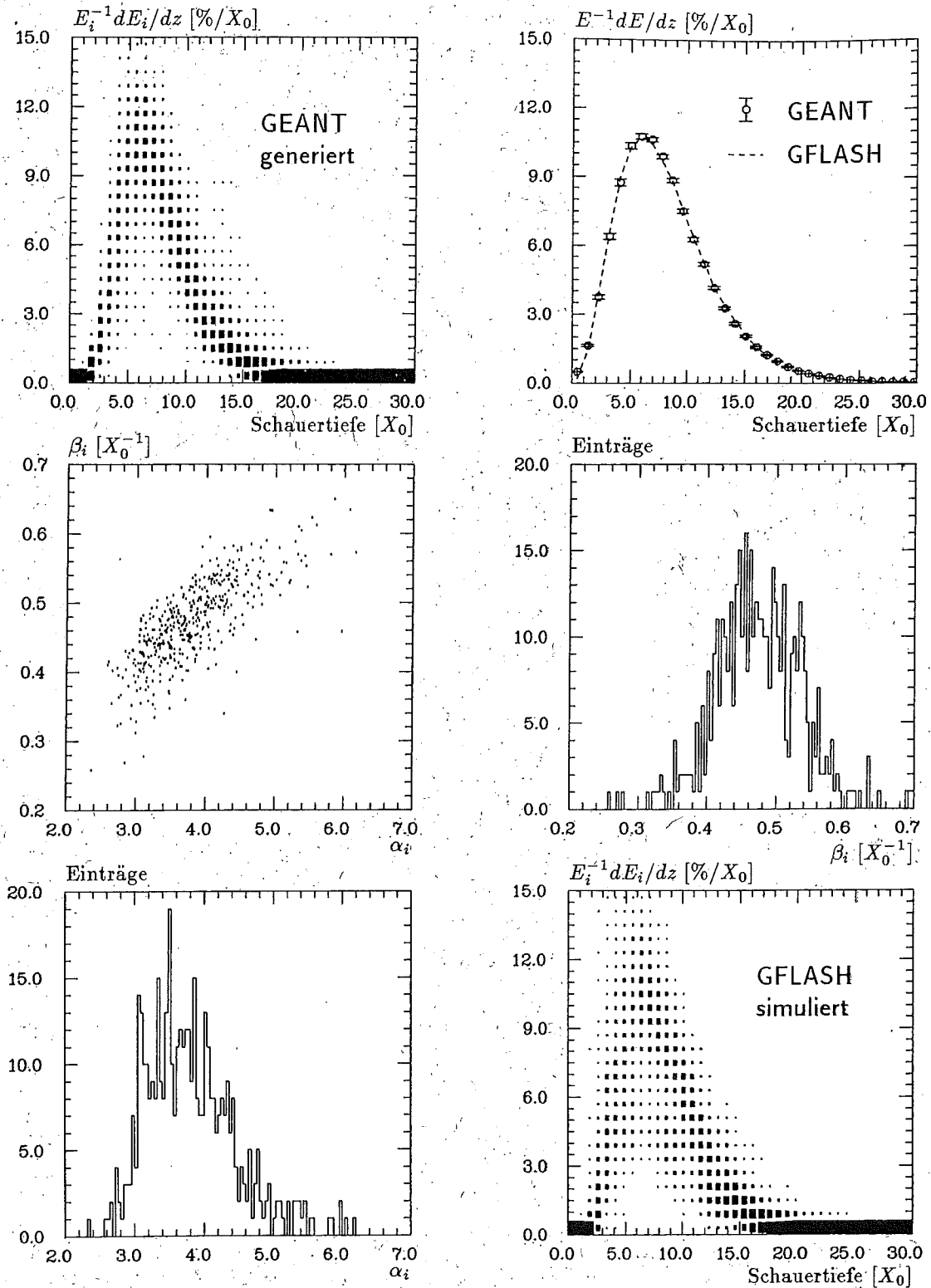


Abbildung 5.1:
 Fluktuationen der longitudinalen Schauerentwicklung von 10 GeV Elektronen
 (Erläuterungen siehe Text)

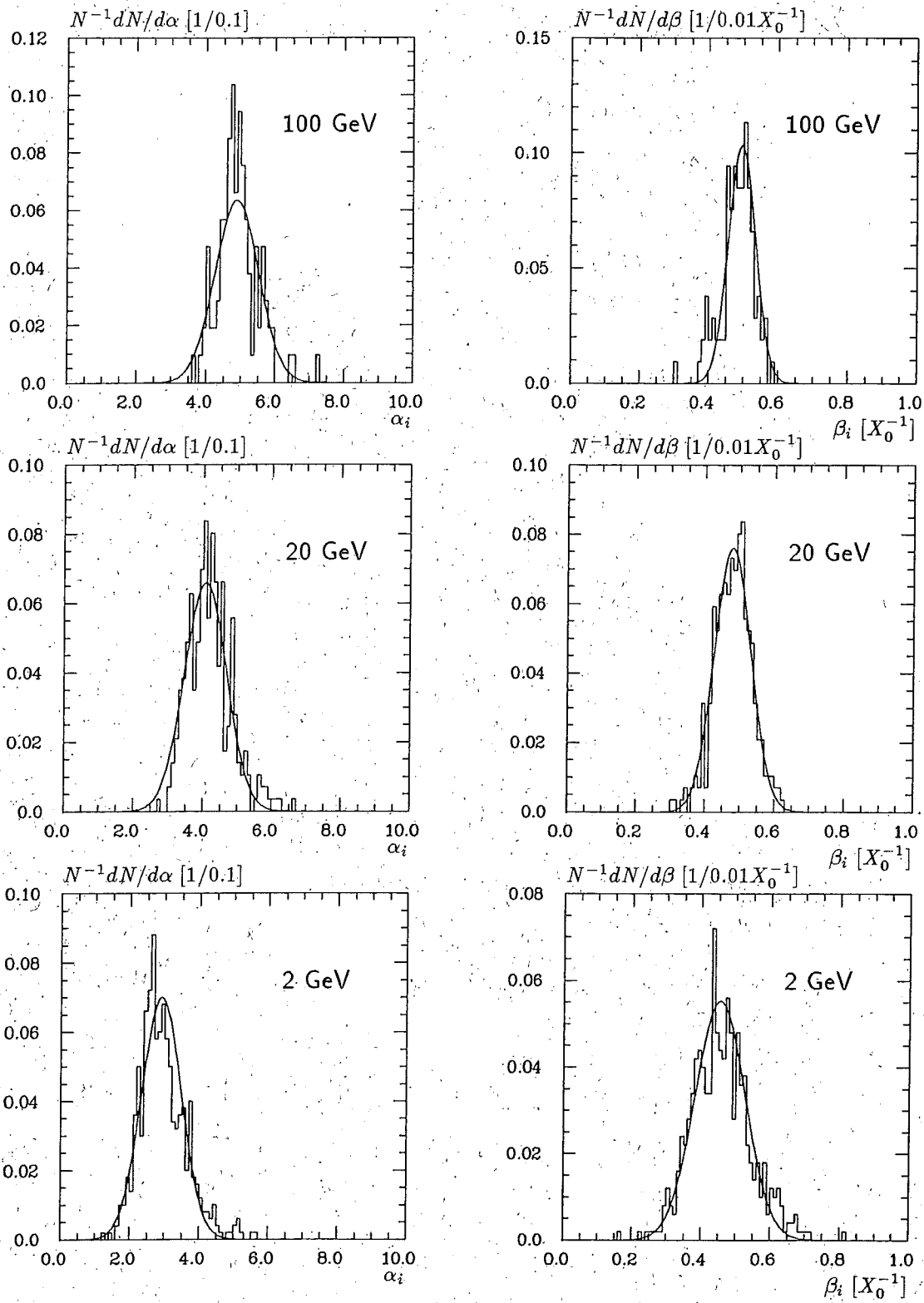


Abbildung 5.2: Fluktuationen der Parameter α_i (links) und β_i (rechts) für elektromagnetische Schauer verschiedener Energien mit den nach Gl. 5.8 - 5.11 angepassten Normalverteilungen

Die Anpassungen mit den geringsten Werten für die Größe χ^2 ergaben folgende Werte für die Parameter A_1 - B_4 :

α	A_1	A_2	A_3	A_4
EMC	2.56 \pm 0.435	0.507 \pm 0.151	0.560 \pm 0.427	0.015 \pm 0.132
HAC	2.63 \pm 0.470	0.558 \pm 0.165	0.667 \pm 0.337	0.005 \pm 0.159
β	B_1	B_2	B_3	B_4
EMC	0.448 \pm 0.043	0.010 \pm 0.011	0.078 \pm 0.038	-0.009 \pm 0.010
HAC	0.581 \pm 0.083	0.0 -	0.134 \pm 0.072	-0.014 \pm 0.019

mit	<table style="border-collapse: collapse; text-align: center;"> <tr><th>α</th><th>χ^2</th></tr> <tr><td>EMC</td><td>1.54</td></tr> <tr><td>HAC</td><td>1.55</td></tr> </table>	α	χ^2	EMC	1.54	HAC	1.55	und	<table style="border-collapse: collapse; text-align: center;"> <tr><th>β</th><th>χ^2</th></tr> <tr><td>EMC</td><td>1.15</td></tr> <tr><td>HAC</td><td>1.43</td></tr> </table>	β	χ^2	EMC	1.15	HAC	1.43
α	χ^2														
EMC	1.54														
HAC	1.55														
β	χ^2														
EMC	1.15														
HAC	1.43														

Die angegebenen Fehler zeigen jeweils die durch das Anpassungsprogramm ermittelte Genauigkeit und sind vor allem durch die paarweise Korrelation der Größen A_1, A_2 bis B_3, B_4 bei der Parameterbestimmung bedingt. Es wurde versucht, auf diejenigen freien Parameter zu verzichten, die aufgrund ihres Fehlers mit dem Wert 0 verträglich sind. Es konnte dadurch zwar die Genauigkeit der verbleibenden freien Parameter verbessert werden; außer im Falle des Parameters B_2 ergaben sich aber schlechtere Werte für die Größe χ^2 . Besser als die angegebenen Fehler ist zur Beurteilung der Güte der Anpassungen ein Vergleich der α_i - und β_i -Histogramme mit den angepaßten Normalverteilungen geeignet und daher in Abb. 5.2 für einige Energien dargestellt. Die Parameter für das EMC und das HAC unterscheiden sich deutlich und bestätigen den in Abschnitt 3.2.4 dargelegten Sachverhalt, daß eine Skalierung in Strahlungslängen nicht ausreicht, um das longitudinale Schauerverhalten elektromagnetischer Schauer materialunabhängig zu beschreiben.

Um in einem Simulationsprogramm die Fluktuationen der individuellen Gammaverteilungen korrekt reproduzieren zu können, war es weiterhin erforderlich, die Korrelationskoeffizienten ρ der α_i - β_i -Verteilungen über

$$\rho = \frac{\langle (\alpha_i - \langle \alpha_i \rangle)(\beta_i - \langle \beta_i \rangle) \rangle}{[(\langle \alpha_i^2 \rangle - \langle \alpha_i \rangle^2)(\langle \beta_i^2 \rangle - \langle \beta_i \rangle^2)]^{1/2}} \quad (5.12)$$

zu ermitteln. Die so berechneten Werte von ρ sind in Abb. 5.3 für die verschiedenen Energien eingetragen und konnten durch einen für alle Energien konstanten Wert von

$$\rho(E) = 0.73 (\pm 0.039) \quad (5.13)$$

parametrisiert werden.

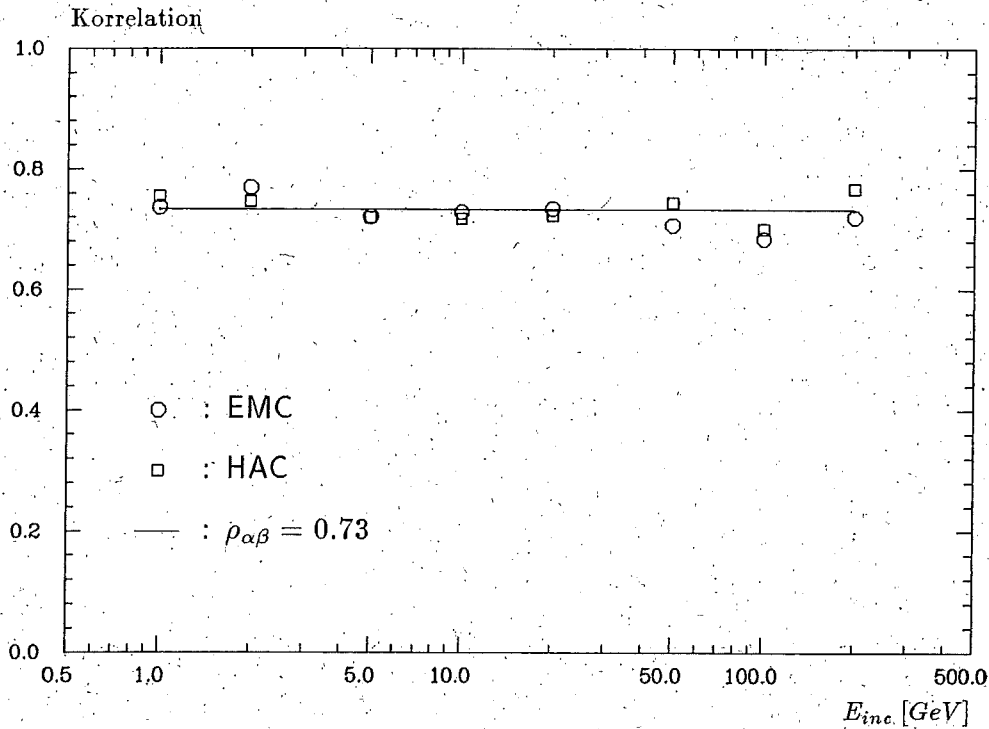


Abbildung 5.3: Korrelationskoeffizient $\rho_{\alpha\beta}$ als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} für elektromagnetische Schauer im EMC und HAC.

5.1.3 Simulation der longitudinalen Verteilung

Die korrelierte Erzeugung der Zufallszahlen α_i und β_i im Simulationsalgorithmus zur Bestimmung eines individuellen elektromagnetischen Schauerprofils erfordert die Berechnung der Kovarianzmatrix einer zweidimensionalen Normalverteilung. Zur Einführung der Begriffe, die zur Beschreibung des Algorithmus nötig sind, sollen nun einige technische Bemerkungen zur Erzeugung korrelierter normalverteilter Zufallszahlen in MC-Programmen folgen. Da im folgenden Kapitel zur Erzeugung der longitudinalen Profile hadronischer Schauer die Simulation höherdimensionaler Normalverteilungen erforderlich sein wird, soll im vorliegenden Kapitel von vornherein der allgemeine Fall n-dimensionaler Normalverteilungen behandelt werden.

Erzeugung n-dimensional normalverteilter Zufallszahlen

Allgemein gilt für mehrdimensionale beliebige Zufallsvariable \vec{x} und Verteilungsdichtefunktionen $f(\vec{x})$ auf Ereignisräumen Ω (siehe z.B. [FRO79]) für den Erwartungswert einer Komponente x_i des Zufallsvektors \vec{x} :

$$\langle x_i \rangle = \int_{\Omega} x_i f(\vec{x}) d\vec{x} \quad (5.14)$$

und für ein Matrixelement V_{ij} der Kovarianzmatrix V :

$$V_{ij} = \int_{\Omega} (x_i - \langle x_i \rangle)(x_j - \langle x_j \rangle) f(\vec{x}) d\vec{x} . \quad (5.15)$$

Ein Korrelationskoeffizient ρ_{ij} der x_i und x_j ist definiert durch

$$\rho_{ij} = V_{ij} / \sqrt{V_{ii} V_{jj}} . \quad (5.16)$$

Speziell für die Verteilungsdichtefunktion einer n -dimensionalen Normalverteilung

$$f(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} |V|^{1/2}} \exp(-1/2 (\vec{x} - \vec{\mu})^T V^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu})) \quad (5.17)$$

mit

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}, \quad \vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \vdots \\ \mu_n \end{pmatrix}$$

und einer positiv definiten Kovarianzmatrix V gelten die Beziehungen

$$\langle x_i \rangle = \mu_i \quad \text{und} \quad (5.18)$$

$$V_{ij} = \sigma_i \rho_{ij} \sigma_j . \quad (5.19)$$

Mit Hilfe von n unabhängigen standardnormalverteilten Zufallszahlen $z_1 \dots z_n$, die im Zufallsvektor \vec{z} zusammengefaßt werden, kann durch [JAM80]

$$\vec{x} = \vec{\mu} + C \vec{z} \quad \text{mit} \quad V = C C^T \quad (5.20)$$

ein um den Mittelwert $\vec{\mu}$ mit der Kovarianz V verteilter Zufallsvektor \vec{x} erzeugt werden. Gl. 5.20 bezeichnet die Verallgemeinerung des bekannten eindimensionalen Falles:

$$x = \mu + \sigma z \quad \text{mit} \quad V = \sigma^2 .$$

Im mehrdimensionalen Fall gibt es jedoch das zusätzliche Problem der geeigneten Zerlegung der Kovarianzmatrix V . Um anstelle der Kovarianzen V_{ij} die anschaulicheren Parameter σ_{ii} und ρ_{ij} verwenden zu können, wird im Programm GFLASH dieses Problem nach der Transformation

$$V = \sigma \rho \sigma^T \quad (5.21)$$

mit der Diagonalmatrix

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{nn} \end{pmatrix}$$

auf das Problem der Zerlegung der Korrelationsmatrix

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & & \rho_{1n} \\ / & \ddots & \\ \rho_{n1} & & \rho_{nn} \end{pmatrix}$$

zurückgeführt.

Für die Zerlegung von V ergibt sich daher der Zusammenhang:

$$V = \sigma \rho \sigma^T = \sigma R R^T \sigma^T = C C^T \quad (5.22)$$

Eine Methode zur Zerlegung einer n -dimensionalen symmetrischen Matrix V in $C C^T$ ist das sogenannte Cholesky-Verfahren [RUB81]. Mit dem Cholesky-Verfahren können die Koeffizienten einer unteren Dreiecksmatrix C mit $C C^T = V$ aus den Koeffizienten V_{ij} der Matrix V durch die rekursive Formel

$$C_{ij} = \frac{V_{ij} - \sum_{k=1}^{j-1} C_{ik} C_{jk}}{\left(V_{jj} - \sum_{k=1}^{j-1} C_{jk}^2 \right)^{1/2}} \quad (5.23)$$

$$\text{mit } \sum_{k=1}^0 C_{ik} C_{jk} := 0 \quad \text{und} \quad 1 \leq j \leq i \leq n$$

berechnet werden. Für die positiv definiten Kovarianzmatrizen V ergeben sich dabei reelle Koeffizienten C_{ij} . Prinzipiell ist das Verfahren aber auch auf nicht positiv definite Matrizen V anwendbar, wenn komplexe Koeffizienten C_{ij} zugelassen werden.

Korrelierte Erzeugung der α_i und β_i

Im zweidimensionalen Fall kann die Zerlegung der Matrix V durch Transformation, Diagonalisierung und Normalisierung noch von Hand ausgeführt werden. Ein korreliertes Paar (α_i, β_i) mit der Korrelation $\rho_{\alpha\beta}$ kann dann mit

$$C(E) = \begin{pmatrix} \sigma_\alpha(E) & 0 \\ 0 & \sigma_\beta(E) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1+\rho_{\alpha\beta}}{2}} & \sqrt{\frac{1-\rho_{\alpha\beta}}{2}} \\ \sqrt{\frac{1+\rho_{\alpha\beta}}{2}} & -\sqrt{\frac{1-\rho_{\alpha\beta}}{2}} \end{pmatrix} \quad (5.24)$$

über

$$\begin{pmatrix} \alpha_i(E) \\ \beta_i(E) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_\alpha(E) \\ \mu_\beta(E) \end{pmatrix} + C(E) \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

generiert werden.

In Abb. 5.1 (Bild rechts unten) sind 400 auf diese Weise erzeugte longitudinale Schauerprofile überlagert dargestellt. Ein Vergleich mit dem linken oberen Bild der mit GEANT generierten Schauerprofile zeigt eine gute Übereinstimmung der Fluktuationen der Verteilungen. Insbesondere kann durch die korrelierte Erzeugung der α_i und β_i auch die Variation des Schwerpunktes $\langle z \rangle_i = \alpha_i/\beta_i$ bzw. des Maximums $z_i^{max} = (\alpha_i - 1)/\beta_i$ richtig wiedergegeben werden. Das aus der Überlagerung resultierende mittlere Schauerprofil des parametrisierten Algorithmus ist im Bild rechts oben durch eine unterbrochene Linie dargestellt und unterscheidet sich kaum vom mittleren Schauerprofil der detaillierten Simulation. Auch die in Abb. 5.4 gezeigten Vergleiche der mittleren Energieverteilungen von Schauern verschiedener Energien lassen nur geringe Unterschiede erkennen.

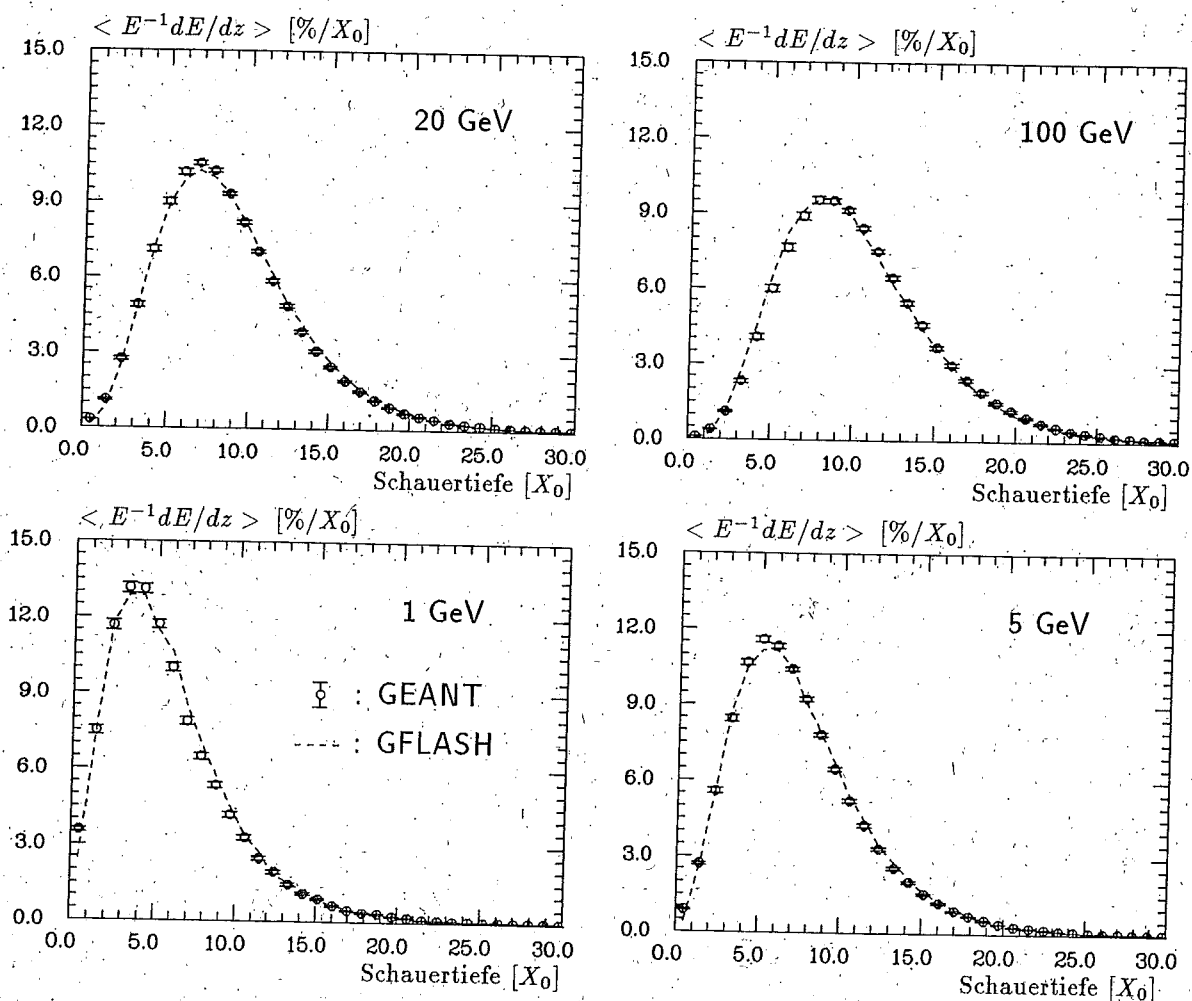


Abbildung 5.4: Vergleich der mittleren longitudinalen Schauerprofile, die mit GEANT generiert und mit GFLASH simuliert wurden für e^- -Schauer verschiedener Energien im EMC

5.2 Laterale Parametrisierung

5.2.1 Laterale Energiedichteverteilung

Aufgrund der Zylindersymmetrie der lateralen Energiedichteverteilung elektromagnetischer Schauer kann die Verteilung in eine radiale und eine azimuthale Komponente entsprechend

$$f_{lat}(r, \phi) = f_{rad}(r) f_{azi}(\phi) \quad (5.26)$$

faktoriert werden. Zur Beschreibung der mittleren radialen Energiedichteverteilung wird häufig (siehe z.B. [AKO77]) die Überlagerung zweier Exponentialverteilungen gewählt, wobei eine Exponentialverteilung die Entwicklung des energiereichen Kerns eines Schauers und die andere die den Kern umgebende Korona wiedergeben

soll. Im schnellen Simulationsalgorithmus konnte dieser Ansatz zur Beschreibung der radialen Ausdehnung eines individuellen Schauers im Hinblick auf ein später erläutertes spezielles Integrationsverfahren nicht übernommen werden.

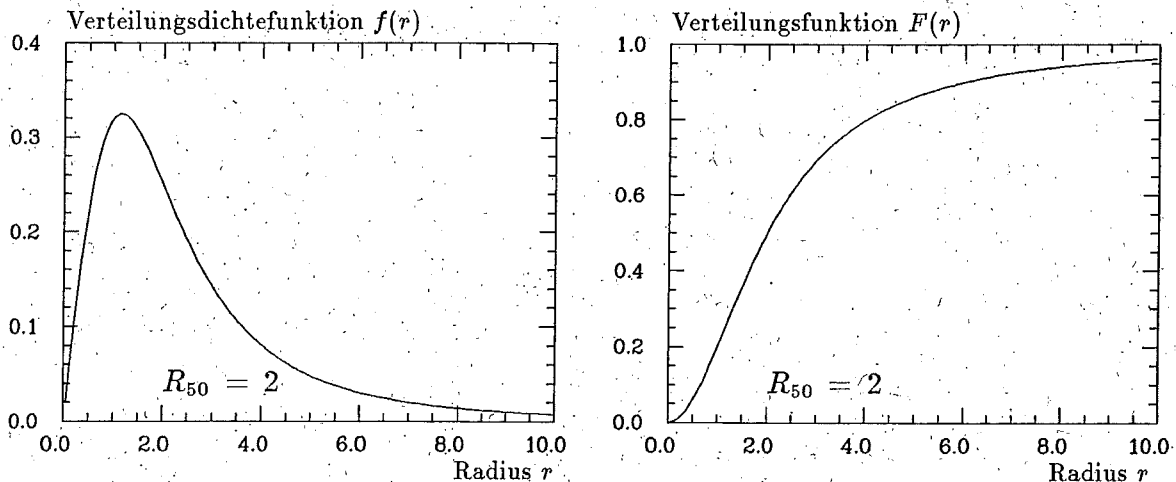


Abbildung 5.5: Radiale Verteilungsdichtefunktion $f(r)$ (links) und Verteilungsfunktion $F(r)$ (rechts) als Funktionen des Radius r mit dem 50%-Quantil R_{50}

Statt dessen wurde eine einfache rationale Verteilungsdichtefunktion

$$f(r) = \frac{2r R_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)^2} \quad (5.27)$$

(Abb. 5.5a.) gewählt, in der der Radius r und der freie Parameter R_{50} in Molière-Radien anzugeben sind. Der Radius R_{50} bestimmt in Gl. 5.27 das 50%-Quantil der Verteilungsfunktion (Abb. 5.5b.)

$$\begin{aligned} F(r) &\equiv \int_0^r f(r') dr' \\ &= \frac{r^2}{r^2 + R_{50}^2} \end{aligned} \quad (5.28)$$

Um mit der recht einfachen Funktion $f(r)$ die radiale Energiedichte individueller Schauer möglichst realistisch simulieren zu können, ist es erforderlich, zunächst den Erwartungswert des freien Parameters R_{50} als Funktion der Schauerenergie E und auch der Schauertiefe z zu parametrisieren und die Fluktuationen der Größe R_{50} durch die Aufnahme der Verteilungen der R_{50} für verschiedene Energien und Bereiche unterschiedlicher Schauertiefe zu ermitteln.

5.2.2 Fluktuationen der radialen Verteilung

Für die einzelnen mit GEANT generierten Schauer wurde der Wert von R_{50} bei 8 Schauerenergien in jeweils 12 longitudinalen Schichten des Schauers für die Anordnungen des EMC und des HAC aus dem Radius des 50%igen Energieinhaltes

eines longitudinalen Segmentes bestimmt und in ein entsprechendes Histogramm eingetragen. In Abb. 5.6 sind die Verteilungen der Größe R_{50} für verschiedene longitudinale Bereiche ($a < z < b$) des Schauers aufgetragen. An die insgesamt 2×96 Histogramme wurden logarithmische Normalverteilungen angepaßt, um die Fluktuationen des Parameters R_{50} in Abhängigkeit von der Schauerenergie E [GeV] und der Schauertiefe z [X_0] beschreiben zu können. Der Erwartungswert $E_{R_{50}}$ und die Varianz $V_{R_{50}}$ der logarithmischen Normalverteilung wurden dabei durch die Gleichungen

$$E_{R_{50}}(E, z) = (R_1 + (R_2 - R_3 \ln E) z)^2 \quad (5.29)$$

$$V_{R_{50}}(E, z) = ((S_1 - S_2 \ln E) (S_3 + S_4 z) E_{R_{50}}(E, z))^2 \quad (5.30)$$

parametrisiert, die ein mit zunehmender Energie immer langsames Anwachsen der radialen Ausdehnung eines Schauers und der relativen Fluktuationen $\sqrt{V_{R_{50}}}/E_{R_{50}}$ ausdrücken. Die Anpassung ergab folgende Werte für die Parameter R_1 - S_4 :

$E_{R_{50}}$	R_1	R_2	R_3	χ^2
EMC	0.136 \pm 0.006	0.054 \pm 0.049	0.004 \pm 0.001	42.3
HAC	0.159 \pm 0.014	0.070 \pm 0.021	0.006 \pm 0.006	39.4
$V_{R_{50}}$	S_1	S_2	S_3	S_4
EMC	0.354 \pm 0.037	0.039 \pm 0.010	0.558 \pm 0.278	0.049 \pm 0.017
HAC	0.361 \pm 0.048	0.041 \pm 0.017	0.510 \pm 0.232	0.074 \pm 0.027

Die angepaßten Verteilungen sind in Abb. 5.6 für 10 GeV-Schauer in verschiedenen Schauertiefen als durchgezogene Linien dargestellt. Die Unterschiede der Parameter R_1 und R_2 für das EMC und das HAC zeigen, daß auch zur Beschreibung der radialen Schauerentwicklung, trotz der Skalierung in Molière-Radien R_M , im EMC und HAC besser unterschiedliche Parametersätze zu verwenden sind.

5.2.3 Simulation der lateralen Verteilung

Die Simulation der lateralen Verteilung erfolgt im Programm GFLASH in Zusammenhang mit der Simulation der Sampling-Fluktuationen der in einer Schicht deponierten Energie. Dabei wird ein gemischtes Verfahren aus numerischer Integration der longitudinalen Verteilungsdichte $f_{lon}(z)$ über ein bestimmtes Intervall $[z_1, z_2]$ und einer sogenannten Monte-Carlo-Integration verwendet. Bei dem in GFLASH angewendeten MC-Integrationsverfahren wird durch die Positionierung bestimmter Energiebeträge im Detektor (im folgenden als "Energiespots" bezeichnet) die Energiedeposition in einem Volumenelement dV des Detektors, entsprechend der vorgegebenen lateralen Verteilungsdichte, simuliert. Auf diese Weise kann der Algorithmus zur Schauerbeschreibung so gestaltet werden, daß die typischen Eigenschaften eines Sampling-Kalorimeters sowie die z -Abhängigkeit der lateralen Verteilung bei der Schauerentwicklung berücksichtigt werden können.

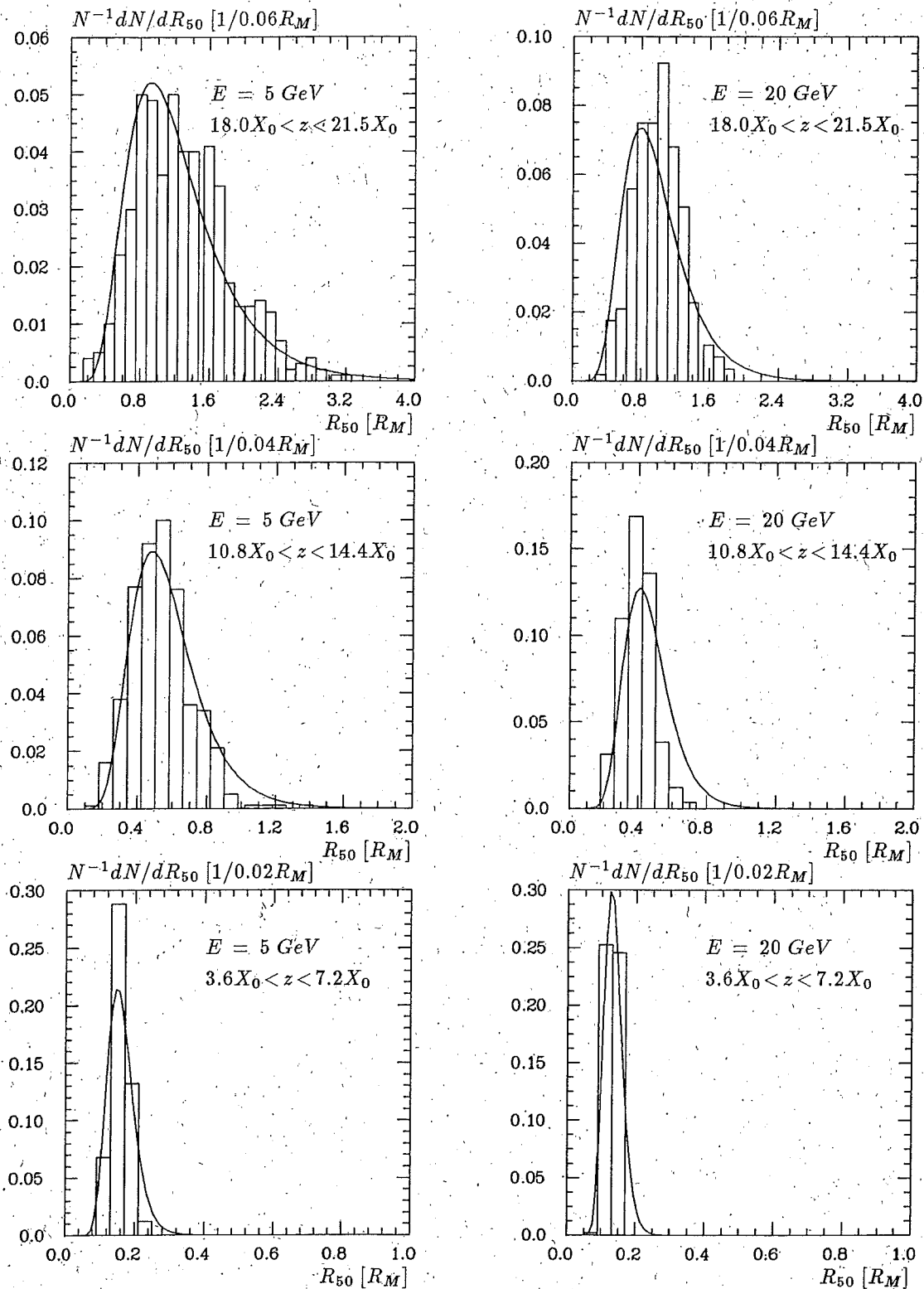


Abbildung 5.6: Fluktuationen des Parameters R_{50} der radialen Schauerentwicklung für 5 GeV (links) und 20 GeV (rechts) Elektronen in Bereichen verschiedener Schauertiefe z und nach Gl. 5.29, 5.30 angepasste Lognormalverteilungen

Da die Energiedichtefunktion nicht über das Volumen einer Auslesezelle integriert werden muß, kann der schnelle Algorithmus zur Schauersimulation auf beliebig unterteilte Auslesestrukturen eines Kalorimeters angewendet werden. Durch die Skalierung der Schauerentwicklung in den typischen Schauergrößen X_0 und R_M können auch einzelne Schauer, die sich in verschiedenen Kalorimetern ausbreiten, trotz der erwähnten Unterschiede in den Parametersätzen näherungsweise beschrieben werden.

Simulation der radialen und azimuthalen Verteilungsdichtefunktionen

Eine wichtige Voraussetzung des MC-Verfahrens zur lateralen Spotdeposition ist, daß sich Zufallszahlen entsprechend der lateralen Verteilungsdichte programmtechnisch einfach erzeugen lassen. Für die azimuthale Verteilungsdichtefunktion

$$f_{azi}(\phi) = \frac{1}{2\pi} \quad (5.31)$$

können mit $[0, 1[$ -gleichverteilten Zufallszahlen x_i die Azimutwinkel ϕ_i für die Spotdeposition leicht über)

$$\phi_i = 2\pi x_i \quad (5.32)$$

bestimmt werden.

Für die radiale Verteilungsdichtefunktion Gl. 5.27 können die zugehörigen Radien der Spotdeposition r_i ebenfalls aus $[0, 1[$ -gleichverteilten Zufallszahlen y_i erzeugt werden, wenn die Verteilungsfunktion Gl. 5.28

$$F(r_i) = \frac{r_i^2}{r_i^2 + R_{50}^2} = y_i \quad (5.33)$$

in

$$F^{-1}(y_i) = r_i = R_{50} \sqrt{\frac{y_i}{1 - y_i}} \quad (5.34)$$

invertiert wird. Die durch den z -abhängigen Parameter R_{50} gegebenen Fluktuationen werden dabei nur einmal für ein Segment $[z_1, z_2]$ der longitudinalen Integration an der Stelle $z = (z_1 + z_2)/2$ ausgewertet, so daß sich eine Faktorisierung der Energiedichtefunktion in die z -, r - und ϕ -Komponenten aufrecht erhalten läßt. Da die Fluktuationen der Größe R_{50} mit Hilfe der logarithmischen Normalverteilung parametrisiert wurden, sollen im folgenden die zur Erzeugung logarithmischer normalverteilter Zufallszahlen verwendeten Beziehungen eingeführt werden.

Erzeugung logarithmisch normalverteilter Zufallszahlen

Eine Zufallsgröße x heißt logarithmisch normalverteilt, wenn die Größe $y = \ln x$ normalverteilt ist. Für die Verteilungsdichtefunktion einer logarithmischen Normalverteilung folgt daher für $x > 0$

$$f_{\ln}(x) = \frac{1}{x(2\pi)^{1/2}\sigma} \exp\left(-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{und} \quad f_{\ln}(x) = 0 \quad \text{sonst.} \quad (5.35)$$

Aus dem Erwartungswert und der Varianz der Lognormalverteilung f_{ln}

$$\langle x \rangle = \exp(\mu) \exp(\sigma^2/2) \quad (5.36)$$

$$\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \langle x \rangle^2 (\exp(\sigma^2) - 1) \quad (5.37)$$

lassen sich über

$$\sigma^2 = \ln \left(\frac{\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle}{\langle x \rangle^2} + 1 \right) \quad (5.38)$$

$$\mu = \ln(\langle x \rangle) - \sigma^2/2 \quad (5.39)$$

mit standardnormalverteilten Zufallszahlen z durch

$$x = \exp(\mu + \sigma z) \quad (5.40)$$

logarithmisch normalverteilte Zufallszahlen erzeugen.

Vergleich lateraler Schauerentwicklungen

Durch das Zusammenwirken der drei oben erläuterten Verteilungsdichtefunktionen kann die laterale Entwicklung elektromagnetischer Schauer richtig wiedergegeben werden. Ein Vergleich der X-Y-Verteilungen der in bestimmten longitudinalen Schichten deponierten Energie von $10 \text{ GeV-}e^-$ -Schauern zeigt in Abb. 5.7, daß sowohl der "harte Kern" der lateralen Verteilung als auch die Entwicklung der umgebenden Korona mit wachsender Schauertiefe für die mit GEANT generierten und die mit GFLASH simulierten Schauer gut übereinstimmt.

Das zunächst unphysikalisch erscheinende Verhalten der durch Gl. 5.28 bestimmten Verteilungsfunktion — $\lim_{r \rightarrow 0} F(r) = 0$ — das eigentlich einen "hohlen" Kern der radialen Energieverteilung beschreibt, führt aufgrund der endlichen Ortsauflösung eines Kalorimeters nicht zu einer unphysikalischen Simulation der lateralen Energiedichte eines Schauers. Ein Vergleich der in Abb. 5.7 gewählten Ortsauflösung von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ mit den typischen Größen der Ausleseflächen des elektromagnetischen H1-Kalorimeters von $3 \times 3 \text{ cm}^2 - 8 \times 8 \text{ cm}^2$ unterstützt diese Aussage.

5.3 Berücksichtigung der Sampling-Einflüsse

Bei der lateralen Deposition der Energiespots ist der in einer Ausleseschicht sichtbare Anteil der deponierten Energie eines elektromagnetischen Schauers zu bestimmen. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß dieser sichtbare Anteil aufgrund der Sampling-Fluktuationen statistischen Schwankungen unterworfen ist.

5.3.1 Sichtbarer Anteil der deponierten Energie

Im schnellen Simulationsalgorithmus wird nach der Positionierung eines Energiespots im Kalorimeter der für die jeweiligen Raumpunkte gültige sichtbare Anteil $S(mip)$

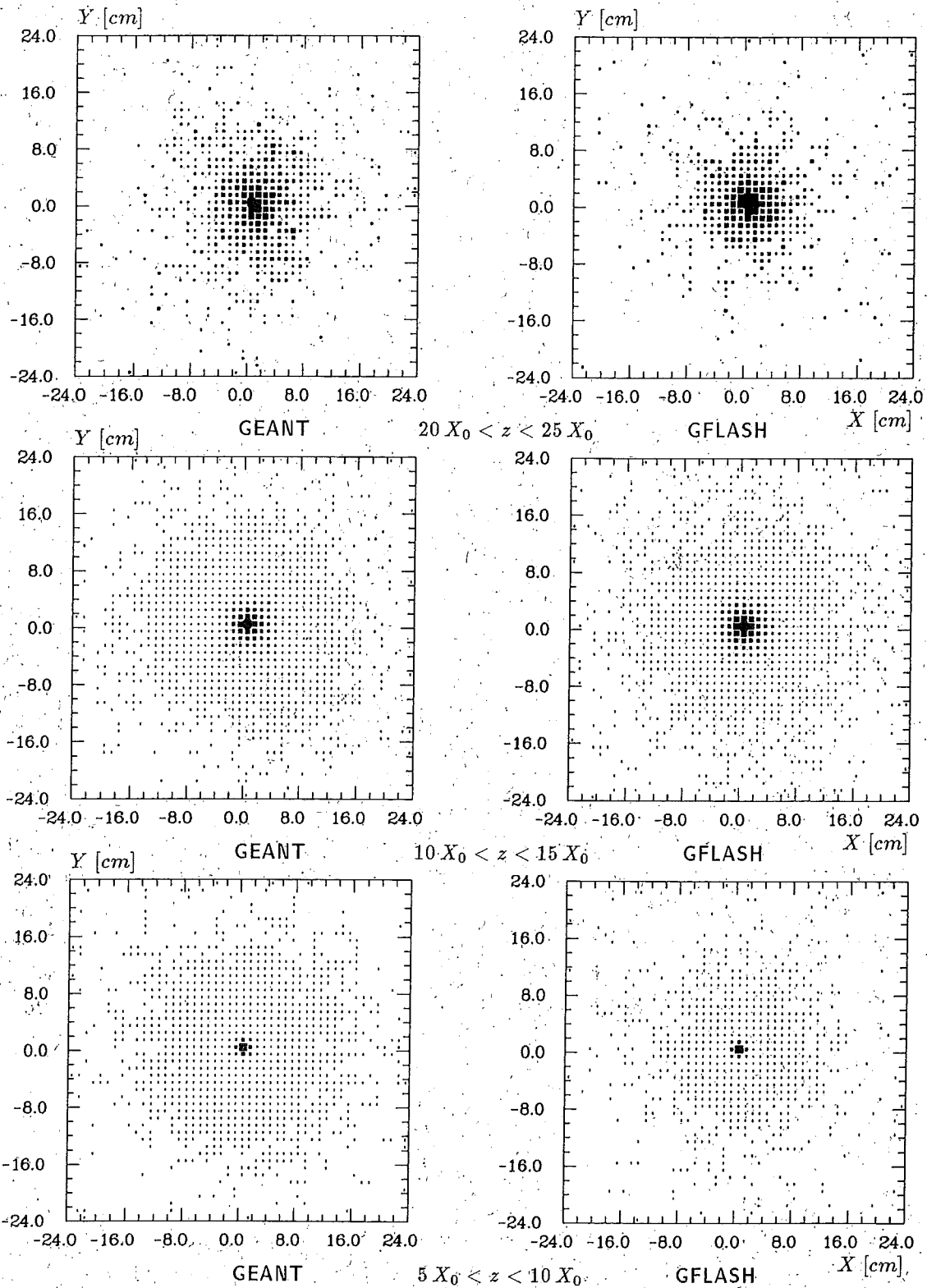


Abbildung 5.7: Vergleich der X-Y-Verteilung der lateralen Energiedeposition in Bereichen verschiedener Schauertiefe z — für GEANT generierte (links) und GFLASH simulierte (rechts) 10 GeV- e^- -Schauer.

und der dort wirksame relative Anteil e/mip ermittelt und auf die deponierte Energie eines Spots angewendet. Für die im LAr deponierte Energie eines Spots ergibt sich dann aus Gl. 4.3:

$$dE_{vs}(\vec{r}) = dE_{dp}(\vec{r}) \cdot S(mip) \frac{e}{mip} \quad (5.41)$$

	$S(mip)$	e/mip		$\sigma_{samp}/\sqrt{E_{inc}[GeV]} [\%]$
EMC	0.123	0.68	[PET89]	11.2 [CG87]
HAC	0.0479	0.82	[PET89]	19.8

Tabelle 5.1: Parameter zur Simulation des sichtbaren Energieanteils in den Ausleseschichten des H1-Kalorimeters

In Tab.5.1 sind die nach Gl. 3.38 für die in Abb. 4.2 dargestellten Sampling-Strukturen berechneten Werte von $S(mip)$ angegeben. Für die dort ebenfalls aufgeführten Verhältnisse e/mip wurden experimentell ermittelte Werte herangezogen. Die Bestimmung des Verhältnisses e/mip durch die Spurverfolgung mit Simulationsprogrammen erfordert die äußerst genaue Nachbildung der Sampling-Struktur und die Verfolgung der einzelnen Teilchen eines Schauers bis hinab zu kinetischen Energien von einigen keV [WIG87]. Der damit verbundene Rechenzeitaufwand schien im Rahmen der Aufgabenstellung dieser Arbeit nicht gerechtfertigt zu sein, da zudem im schnellen Simulationsalgorithmus die Verwendung experimentell bestimmter Werte, wo immer möglich, der Verwendung simulierter Werte vorzuziehen ist.

5.3.2 Sampling-Fluktuationen

Ebenso können im Programm GFLASH die Schwankungen des sichtbaren Anteils um den Mittelwert aus den experimentell bestimmten Sampling-Fluktuationen berechnet werden. In Tab. 5.1 ist für das EMC der in [CG87] (siehe auch Abs. 3.2.3) bestimmte Wert angegeben. Für das HAC wurde kein Test mit elektromagnetischen Schauern durchgeführt. In Tab. 5.1 ist daher für das HAC der mit GEANT simulierte Wert angegeben.

Die Simulation der Sampling-Fluktuationen erfolgt in GFLASH entsprechend ihrer in Abs. 3.2.3 (Gl. 3.29) erläuterten rein statistischen Natur. Durch die poissonverteilte Variation der Anzahl $N_s(l)$ der pro longitudinalem Integrationsintervall l zu deponierenden Spots der Energie E_s ergibt sich für die Varianz D der total deponierten Energie E_{dp} :

$$D \left(\sum_l E_s N_s(l) \right) = E_s^2 \sum_l D(N_s(l)) = E_s^2 \sum_l N_s(l) = E_s E_{dp}$$

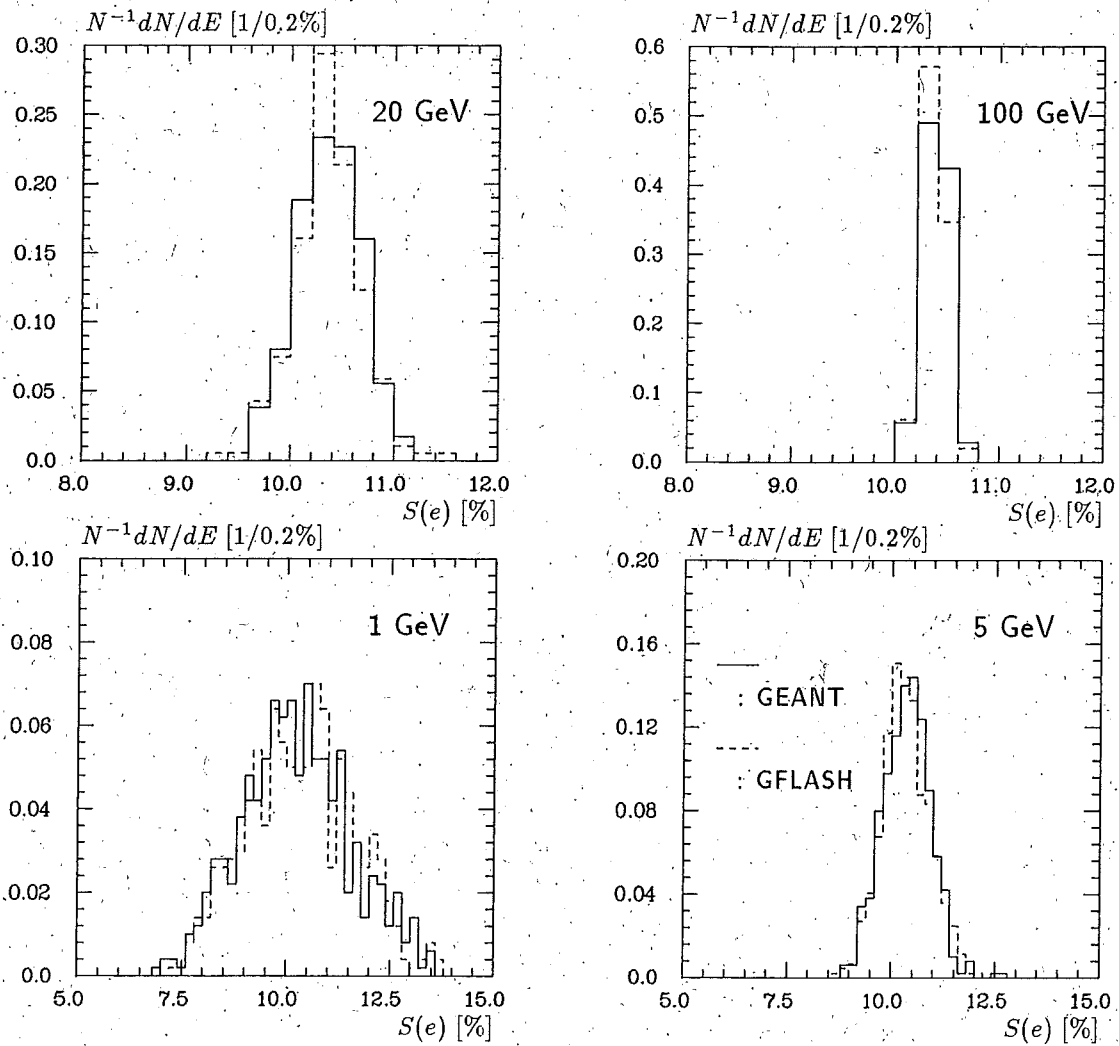


Abbildung 5.8: Vergleich der Verteilungen des im LAr sichtbaren Energieanteils $S(e)$ für elektromagnetische Schauer, die mit GEANT generiert und mit GFLASH simuliert wurden, bei verschiedenen Energien im EMC

Andererseits folgt mit der Notation

$$\sigma_{dp}/E_{dp} = C/\sqrt{E_{inc}} \quad \text{mit } C [\sqrt{\text{GeV}}]$$

für die Varianz der Energiemessung im Kalorimeter wegen $E_{dp} = E_{inc}$

$$D = \sigma_{dp}^2 = C^2 E_{dp} ,$$

so daß im Simulationsalgorithmus durch die Wahl der Spotenergie $E_s = C^2$ die vorgegebene Energieauflösung eines elektromagnetischen Sampling-Kalorimeters reproduziert werden kann. Ein Vergleich der in Abb. 5.8 angegebenen Energieverteilungen für detailliert simulierte und mit GFLASH simulierte Schauer bestätigt diese Aussage.

Kapitel 6

Parametrisierung hadronischer Schauer

Die Signalstrukturen einzelner hadronischer Schauer variieren aufgrund der sehr unterschiedlichen Mechanismen, die zur Erzeugung der Sekundärteilchen eines Schauers führen, viel stärker als die Signalstrukturen elektromagnetischer Schauer. Eine wesentliche Ursache für diese Variation sind die in Abschnitt 3.3.2 behandelten Zusammenhänge zwischen den intrinsischen Fluktuationen der Energiedeposition des rein hadronischen Energieanteils und den " π^0 -Fluktuationen" des elektromagnetischen Schaueranteils. Auch ein parametrisierter Algorithmus zur Beschreibung des Energiedichteverhaltens in hadronischen Schauern muß den Einfluß der π^0 -Fluktuationen auf die Signalfbildung eines Schauers berücksichtigen,

- da die absolute Höhe der deponierten Energie E_{dp} mit dem π^0 -Anteil eines Schauers korreliert ist,
- da der sichtbare Anteil des elektromagnetischen und hadronischen Energieanteils in Sampling-Kalorimetern unterschiedlich ist und
- da sich die beiden Schauerkomponenten auf den unterschiedlichen Skalen der Strahlungslänge bzw. Absorptionslänge ausbreiten.

In den beiden folgenden Abschnitten soll gezeigt werden, wie durch die Parametrisierung der Mittelwerte, Fluktuationen und Korrelationen ausgewählter Verteilungen diese Einflüsse der π^0 -Fluktuationen auch in einem schnellen Schaueralgorithmus berücksichtigt werden können.

Als Grundlage für die Parametrisierung dienten die gemäß Abschnitt 4.3 mit GEANT generierten Schauer. Die in den folgenden Abschnitten diskutierten Zusammenhänge beziehen sich daher, wenn auch nicht immer ausdrücklich erwähnt, auf die detailliert simulierten MC-„Daten“.

Zur Anpassung der auftretenden Energieabhängigkeiten wurde die "eigentliche" Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet (vgl. Abs. 5.1.2), bei der die Größe

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\bar{Y}_i - f_i)^2}{\sigma_i^2}$$

minimiert wird. Da die in der MC-Simulation ermittelten Größen \bar{Y}_i nicht mit einem systematischen Fehler behaftet sind, wurde für die Größe σ_i der statistische Fehler $\sigma(\bar{Y}_i) = \sigma(Y_i)/\sqrt{N}$ eingesetzt. Die Anzahl der simulierten Ereignisse N geht daher wesentlich in die Größe χ^2 ein, so daß hier die Angabe des absoluten Wertes χ^2 von geringem Nutzen ist.

6.1 Intrinsische Energieverluste

6.1.1 Parametrisierung der deponierten Energie

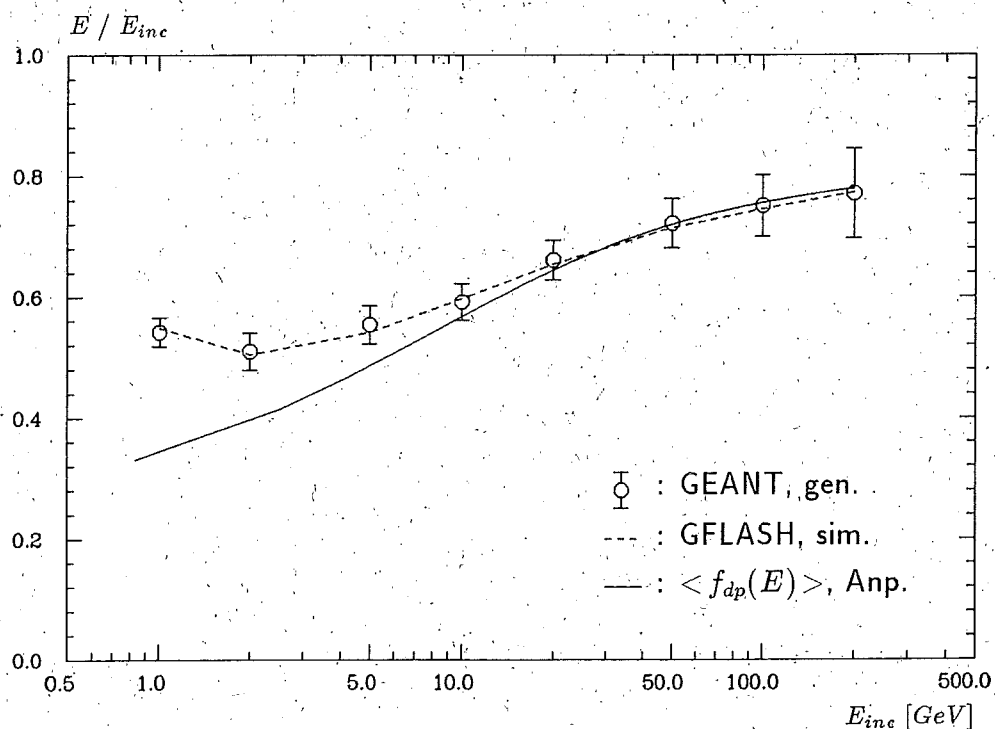


Abbildung 6.1: Mittlerer durch π^+ im IFC deponierter Energieanteil $\langle f_{dp} + f_{in} \rangle$ für GEANT und GFLASH verglichen mit dem während der Schauerentwicklung deponierten Anteil $\langle f_{dp} \rangle$ als Funktion der einfallenden Energie E_{inc}

Das Verhältnis der mittleren in einem Kalorimeter deponierten Energie zur einfallenden Energie E_{inc} eines geladenen Pions ist in Abb. 6.1 als Funktion der Energie für die IFC-Anordnung angegeben. Es setzt sich zusammen aus dem Energieanteil f_{in} ,

den ein einfallendes Teilchen bis zur ersten unelastischen Wechselwirkung als Ionsationsverlust im Kalorimeter deponiert, und dem Energieanteil f_{dp} , der während der anschließenden Schauerentwicklung durch die verschiedenen Sekundärteilchen deponiert wird. Ebenfalls ist in Abb. 6.1 zu erkennen, daß die intrinsischen Energieverluste f_{loss} je nach einfallender Energie 20 – 50 % betragen.

Für die Entwicklung eines Algorithmus zur Schauersimulation ist nur der durch den Schauer deponierte Energieanteil von Interesse, da die Simulation des Anteils f_{in} während der Spurverfolgung eines einfallenden Teilchens erfolgen kann. Nach Gl. 4.1 und 3.60 läßt sich der totale im Kalorimeter deponierte Energieanteil durch einen rein hadronischen $\langle f_{had}(E) \rangle$ und einen in Gl. 3.52 näherungsweise angegebenen elektromagnetischen Anteil $\langle f_{em}(E) \rangle$ beschreiben, so daß nach Abzug des Anteils $\langle f_{in} \rangle$ der mittlere durch einen Schauer deponierte Energieanteil durch

$$\begin{aligned} \langle f_{dp} \rangle &\equiv \langle E_{dp} \rangle / E_{inc} \\ &\equiv \langle f_{em} \rangle + \langle f_{had} \rangle - \langle f_{in} \rangle \\ &\equiv \langle f_{em} \rangle + \langle f_h \rangle \end{aligned} \quad (6.1)$$

angegeben werden kann.

Zur Anpassung der für das EMC, HAC und IFC ermittelten Werte von $\langle f_{dp} \rangle$ wurde eine Aufteilung der deponierten Energie in einen ausschließlich energieabhängigen Anteil $f_a(E)$ und einen ausschließlich vom Kalorimeter abhängigen Anteil $f_b(cal)$ gewählt:

$$\langle f_{dp}(E) \rangle = f_a(E) + f_b(cal) \quad (6.2)$$

mit

$$\begin{aligned} f_a(E) &= A_1 + A_2 \tanh[A_3 (\ln E_{inc} [GeV] + A_4)] \\ \text{und } f_b(cal) &= A_5 \end{aligned}$$

Aus der Anpassung der obigen Funktion an die generierten Daten ergaben sich die folgenden Werte für die Parameter $A_1 - A_5$:

$f_a(E)$	A_1	A_2	A_3	A_4
	0.22 ± 0.045	0.27 ± 0.113	0.44 ± 0.271	-1.91 ± 0.522
$f_b(cal)$	EMC	IFC	HAC	
A_5	0.26 ± 0.025	0.31 ± 0.047	0.35 ± 0.027	

In Abb. 6.2 ist das Ergebnis der Anpassung für das EMC und HAC angegeben. Zur besseren Übersicht wurde dort auf die Eintragung der generierten Daten für das EMC und HAC und der in Abb. 6.1 gezeigten Anpassung für das IFC verzichtet.

Ein Vergleich der mit GEANT generierten Werte für $\langle f_{em}(E) \rangle$ und $\langle f_h(E) \rangle$ mit den durch die Anpassung ermittelten Werten für f_a und f_b zeigt, daß eine Assoziierung von f_{em} und f_a einerseits und f_h und f_b andererseits im Rahmen einer etwa 20 %-igen Genauigkeit möglich ist. Das Verhalten des Parameters A_5 läßt sich

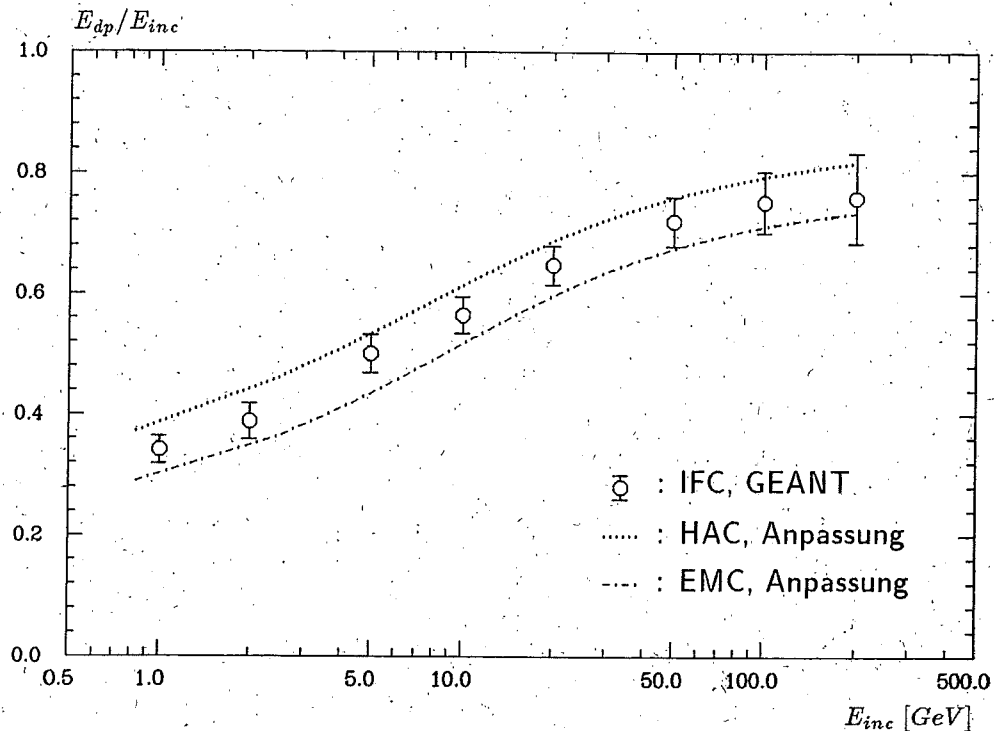


Abbildung 6.2: Mittlerer während eines Schauers deponierter Energieanteil als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} für π^+ -induzierte hadronische Schauer

daher qualitativ wie folgt erläutern: Ein wesentlicher Anteil der rein hadronischen Energie wird durch Protonen aus den einzelnen Kernspaltungen deponiert (siehe Abs. 3.3.1). Da in Pb-Kernen das Verhältnis von Protonen zu Neutronen geringer ist als in Fe-Kernen, kann im EMC nur ein relativ zum HAC geringerer Bruchteil der während der Kernspaltung auf die Nukleonen übertragenen Energie zur rein hadronischen Komponente beitragen. Da das IFC aus einem EMC- und einem HAC-Teil besteht, liegt für diese Anordnung der Wert von A_5 zwischen denen des EMC und HAC.

Ein Vergleich der in Gl. 3.52 angegebenen Näherung für $\langle f_{em}(E) \rangle$ mit der Funktion $f_a(E)$ zeigt eine gute Übereinstimmung im Energiebereich von 1–100 GeV. Die spezielle tanh-Form der Energieabhängigkeit von f_a wurde gewählt, um oberhalb einer Energie von 100 GeV eine durch die generierten Daten angedeutete Beschränkung des Anteils $\langle f_{em} \rangle$ zu ermöglichen und unterhalb einer Energie von 1 GeV bis hinab zur Schwellenenergie der π^0 -Erzeugung einen von null verschiedenen elektromagnetischen Anteil zuzulassen.

6.1.2 Intrinsische Fluktuationen

Das Verhalten der intrinsischen Fluktuationen der total deponierten Energie um den Mittelwert ist in Abb. 6.3 dargestellt. Für die mit GEANT generierten Schauer wurde die Höhe der Fluktuationen aus dem Wert einer Standardabweichung der simulierten Energieverteilung berechnet. Ein Vergleich mit den ebenfalls in Abb. 6.3

gezeigten experimentellen Ergebnissen [CG87] für die intrinsischen Fluktuationen, die sich nach Abzug der experimentell bestimmten Sampling-Fluktuationen ergeben, zeigt eine deutliche Diskrepanz zwischen detailliert simulierten und gemessenen Werten, die auch erhalten bleibt, wenn die Fluktuationen über den Parameter σ einer an die Verteilung angepaßten Normalverteilung berechnet werden.

Um diesen bekannten Fehler der hadronischen Spurverfolgungssimulation nicht in die parametrisierte Simulation zu übernehmen, wurde der Algorithmus so gestaltet, daß für diese wichtige Größe der hadronischen Schauersimulation jeweils experimentell bestimmte Parameter verwendet werden können. Im Programm GFLASH werden daher vorläufig die intrinsischen Fluktuationen der deponierten Energie über

$$\sigma_{dp}(E) = \langle E_{dp} \rangle \sqrt{0.528^2/E_{inc}[\text{GeV}] + 0.034^2} \quad (6.3)$$

bestimmt, die aus den Angaben in [CG87] berechnet wurden.

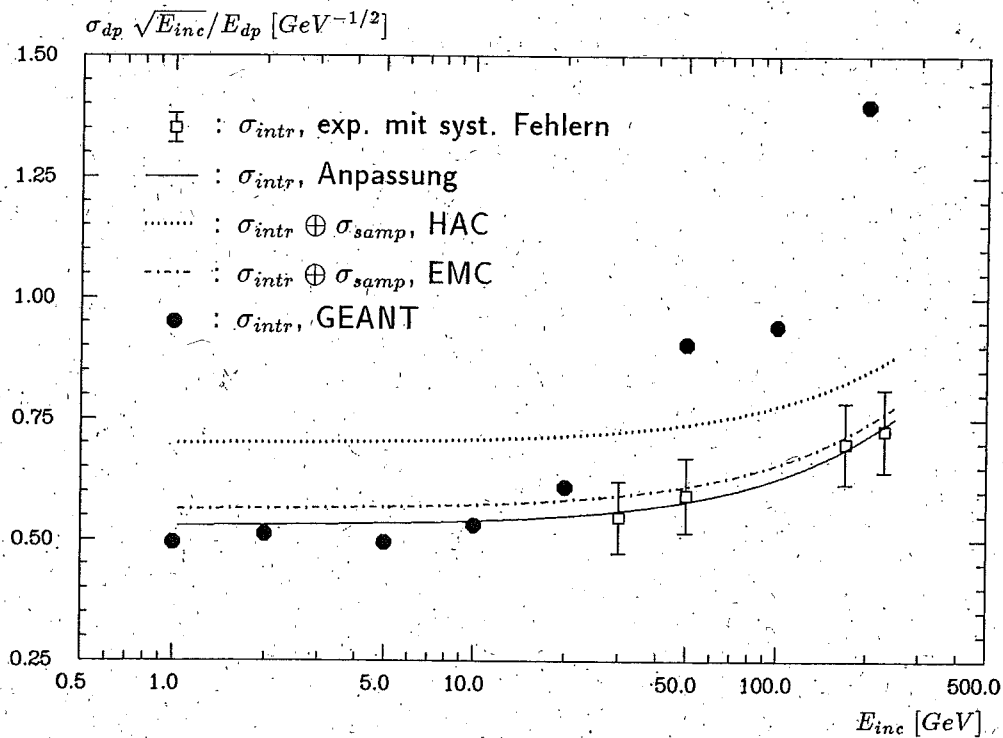


Abbildung 6.3: Intrinsische und totale Fluktuationen der deponierten Energie als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} für π^+ -induzierte hadronische Schauer

6.2 Longitudinale Parametrisierung

Ein besonderes Problem bei der Simulation der longitudinalen Schauerprofile ergibt sich im H1-Kalorimeter aus den unterschiedlichen Samplingstrukturen EMC und HAC und den damit verbundenen unterschiedlichen Verhältnissen von Strahlungslänge zu Absorptionslänge (siehe Tab. 4.1). Um die Einflüsse der π^0 -Fluktuationen auf die longitudinale Schauerausbreitung besser zu verstehen, wurde zunächst das Verhalten der mittleren longitudinalen Schauerprofile untersucht.

6.2.1 Anpassung mittlerer Schauerprofile

Ein bekannter Ansatz [BOC81] zur Parametrisierung der mittleren longitudinalen Energiedichteverteilung $\langle E^{-1}dE/dx \rangle$ hadronischer Schauer verwendet die Überlagerung zweier Gammaverteilungen, um die unterschiedliche Ausbreitung des elektromagnetischen π^0 -Anteils und des rein hadronischen Schaueranteils zu beschreiben:

$$dE_{dp} = E_{dp} \left((1 - c_{\pi^0}) \mathcal{H}_\Gamma(x) dx + c_{\pi^0} \mathcal{E}_\Gamma(y) dy \right) \quad (6.4)$$

mit

$$\mathcal{H}_\Gamma(x) = \frac{x^{\alpha_h - 1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha_h)}, \quad \text{mit } x = \beta_h s_h$$

und

$$\mathcal{E}_\Gamma(y) = \frac{y^{\alpha_e - 1} e^{-y}}{\Gamma(\alpha_e)}, \quad \text{mit } y = \beta_e s_e,$$

wobei $s_h [\lambda_0]$ und $\beta_h [\lambda_0^{-1}]$ die longitudinale Entwicklung des hadronischen Schaueranteils in Absorptionslängen und $s_e [X_0]$ und $\beta_e [X_0^{-1}]$ die longitudinale Entwicklung des elektromagnetischen Schaueranteils in Strahlungslängen vom Startpunkt des Schauers an beschreiben sollen und die beiden Parameter α_h und α_e die Gestalten der beiden Verteilungen angeben. Aus einer Anpassung der Parameter an verschiedene Kalorimeterdaten im Energiebereich von 10 – 400 GeV wurde in [BOC81] der elektromagnetische Anteil hadronischer Schauer, der in Strahlungslängen zu skalieren ist, auf $c_{\pi^0} = 0.463$ bestimmt. Aufgrund der Normierung der einzelnen Schauerprofile auf die deponierte Energie ist hier zu beachten, daß der mittlere deponierte π^0 -Anteil $c_{\pi^0} = \langle E_{\pi^0} / E_{dp} \rangle$ wesentlich vom mittleren elektromagnetischen Schaueranteil $\langle f_{em} \rangle = \langle E_{\pi^0} \rangle / E_{inc}$ verschieden ist.

Mit dem obigen Ansatz wurde versucht, die mittleren Energiedichteverteilungen, die für die Kalorimeteranordnungen EMC und HAC mit GEANT simuliert wurden, zu parametrisieren. Eine befriedigende Beschreibung dieser Schauerprofile konnte aber nur erreicht werden, wenn für den Parameter c_{π^0} ein energieabhängiges Verhalten zugelassen wurde, das den ursprünglichen Absichten des Ansatzes widersprach¹.

Um aber eine gute Beschreibung der Fluktuationen der longitudinalen Entwicklung einzelner Schauer um eine mittlere Verteilung erreichen zu können, ist es erforderlich, einen Ansatz zu verwenden, in dem die einzelnen Komponenten für sich ge-

¹(siehe auch [HÜG86,WOM87])

nommen die Ausbreitung der unterschiedlichen hadronischen Schauerkomponenten beschreiben können. Eine gute Trennung der einzelnen Schauerkomponenten wird umso wichtiger, wenn berücksichtigt wird, daß in der "zweiten Stufe" des schnellen Algorithmus während der Deposition der Energiespots das unterschiedliche Signalverhalten der elektromagnetischen Schauerkomponente im EMC und HAC (siehe Tab. 5.1) und der rein hadronischen Komponente (siehe Abs. 3.3.3) zu simulieren ist.

Eine entsprechende Trennung der Schauerkomponenten konnte mit einem dreiteiligen Ansatz erreicht werden, in dem

- die erste Komponente weiterhin den in Absorptionslängen skalierenden rein hadronischen Anteil beschreibt (Index: h),
- die zweite Komponente den π^0 -Anteil der Schauerenergie beschreibt, der in Strahlungslängen skaliert und nahezu vollständig in der ersten unelastischen Wechselwirkung eines hadronischen Schauers erzeugt wird und im folgenden daher als "früher" π^0 -Anteil bezeichnet wird (Index: f), und
- die dritte Komponente den π^0 -Anteil beschreibt, der im weiteren Verlauf der Schauerentwicklung erzeugt wird und daher in Absorptionslängen zu skalieren ist. Dieser Anteil soll als "später" π^0 -Anteil bezeichnet werden (Index: s).

Ein solcher Ansatz kann für die mit f_{dp} nach Gl. 6.1 gewichtete longitudinale Verteilungsdichtefunktion der deponierten Energie hadronischer Schauer durch

$$dE_{dp} = f_{dp} E_{inc} (c_h \mathcal{H}_\Gamma(x) dx + c_f \mathcal{F}_\Gamma(y) dy + c_s \mathcal{S}_\Gamma(z) dz) \quad (6.5)$$

mit

$$\mathcal{H}_\Gamma(x) = \frac{x^{\alpha_h-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha_h)}, \quad \text{mit } x = \beta_h [\lambda_0^{-1}] s_h [\lambda_0],$$

$$\mathcal{F}_\Gamma(y) = \frac{y^{\alpha_f-1} e^{-y}}{\Gamma(\alpha_f)}, \quad \text{mit } y = \beta_f [X_0^{-1}] s_f [X_0],$$

$$\mathcal{S}_\Gamma(z) = \frac{z^{\alpha_s-1} e^{-z}}{\Gamma(\alpha_s)}, \quad \text{mit } z = \beta_s [\lambda_0^{-1}] s_s [\lambda_0]$$

angegeben werden, wobei die Anteile der einzelnen Komponenten durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} c_h(E) &= 1 - f_{dp}^{\pi^0}(E) \\ c_f(E) &= f_{dp}^{\pi^0}(E) (1 - f_{\pi^0}^s(E)) \\ c_s(E) &= f_{dp}^{\pi^0}(E) f_{\pi^0}^s(E) \end{aligned}$$

mit $c_h(E) + c_f(E) + c_s(E) = 1$ bestimmt werden können.

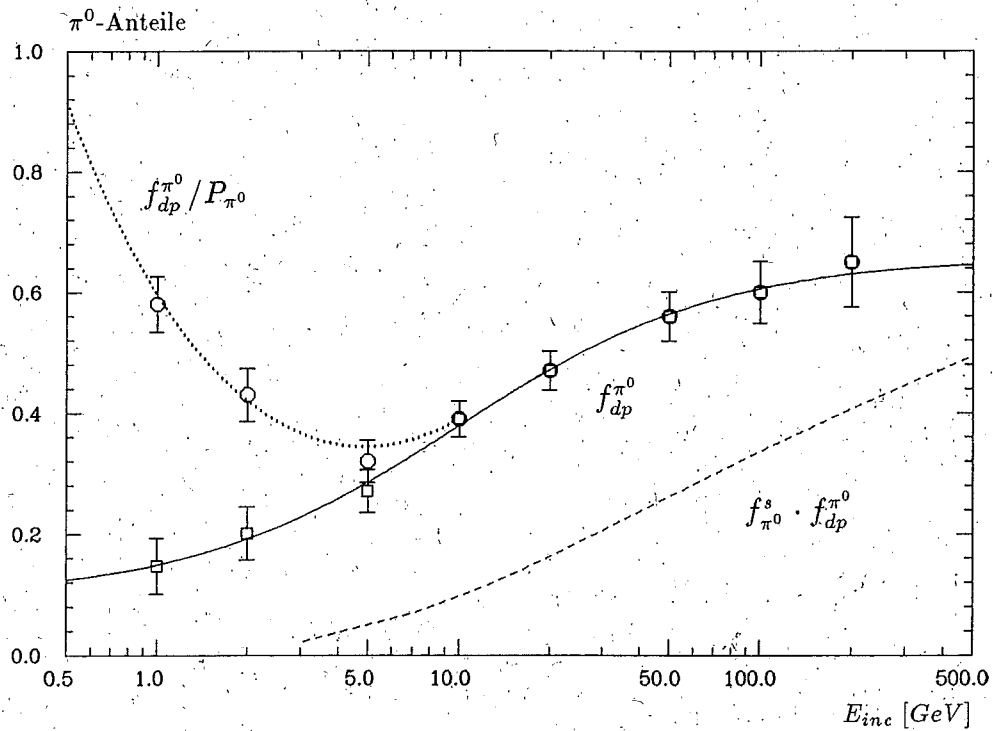


Abbildung 6.4: Vergleich verschiedener mittlerer π^0 -Anteile der deponierten Energie für π^+ -induzierte Schauer als Funktion der einfallenden Energie E_{inc}

$f_{dp}^{\pi^0}$: π^0 -Anteil bezogen auf alle Schauer

$f_{dp}^{\pi^0}/P_{\pi^0}$: π^0 -Anteil für Schauer, in denen mindestens ein π^0 erzeugt wurde

$f_{dp}^{\pi^0} \cdot f_{\pi^0}^s$: "später" π^0 -Anteil bezogen auf alle Schauer

(Weitere Erläuterungen siehe Text)

Die Energieabhängigkeit des mittleren π^0 -Anteils der deponierten Energie hadronischer Schauer kann dabei durch

$$f_{dp}^{\pi^0}(E) \equiv \langle E_{\pi^0}/E_{dp} \rangle = B_1 + B_2 \tanh [B_3 (\ln E_{inc}[\text{GeV}] + B_4)] \quad (6.6)$$

und die Energieabhängigkeit des darin enthaltenen mittleren "späten" π^0 -Anteils durch

$$f_{\pi^0}^s \equiv \langle E_{\pi^0}^s/E_{\pi^0} \rangle = C_1 + C_2 \ln E_{inc}[\text{GeV}] \quad (6.7)$$

mit den Parametern

$f_{dp}^{\pi^0}$	B_1	B_2	B_3	B_4
	0.377 ± 0.0405	-0.280 ± 0.0863	-0.499 ± 0.270	-2.28 ± 0.379
$f_{\pi^0}^s$	C_1	C_2		
	-0.047 ± 0.0093	0.131 ± 0.0332		

beschrieben werden (siehe Abb. 6.4).

Mit dem Ansatz 6.5 wurde eine Anpassung der Parameter α_h , α_f , α_s und β_h , β_f , β_s der Gammaverteilungen an die mittleren Verteilungen der deponierten Energie $\langle E^{-1}dE/dx \rangle$ durchgeführt. Dabei wurde für die anzupassenden Parameter eine Energieabhängigkeit der Form $a + b \ln E_{inc}[GeV]$ zugelassen. Eine gemeinsame Beschreibung der mittleren Schauergestalten, für die auf dem EMC und HAC generierten MC-„Daten“, konnte damit nur erreicht werden, wenn die Parameter für die Energiebereiche $1 \leq E_{inc}[GeV] \leq 5$ und $5 < E_{inc}[GeV] \leq 200$ getrennt angepaßt wurden. In Abb. 6.5 ist das Ergebnis der Anpassung für die HAC-Struktur mit den drei getrennten Komponenten bei verschiedenen Schauerenergien gezeigt.

6.2.2 Berücksichtigung der π^0 -Fluktuationen

Obwohl die mittleren Schauerprofile durch den gewählten Ansatz gleichzeitig für die HAC- und EMC-Struktur recht gut beschrieben werden konnten, wurde der Weg, das Verhalten einzelner hadronischer Schauer mit Hilfe der aus mittleren Verteilungen gewonnenen Parameter zu beschreiben, nicht weiter verfolgt,

- da zum einen nicht sichergestellt ist, daß die aus der Anpassung gewonnenen mittleren Verteilungsdichtefunktionen der drei Komponenten tatsächlich die Energieentwicklung der hadronischen und elektromagnetischen Anteile im Sinne des Ansatzes wiedergeben und
- da zum anderen auch die im Ansatz festgelegte Aufteilung der Komponenten durch die mittleren Anteile c_h , c_f und c_s nicht ohne weiteres als Ausgangspunkt für die Parametrisierung der Fluktuationen der π^0 -Anteile der deponierten Energie verwendet werden konnte.

Um die richtigen Fluktuationen der drei im Ansatz benötigten Energieanteile in den schnellen Simulationsalgorithmus einführen zu können, ist es erforderlich, physikalische Größen zu verwenden, die stetig variieren und möglichst durch Normalverteilungen zu beschreiben sind. Für den gesamten betrachteten Energiebereich ($1 \leq E_{inc}[GeV] \leq 200$) ist diese Bedingung nicht von vornherein erfüllt,

- da im Energiebereich bis etwa 5 GeV nicht in jeder ersten unelastischen Wechselwirkung auch π^0 's erzeugt werden und
- da im Energiebereich bis etwa 50 GeV auch nicht unbedingt in späteren unelastischen Wechselwirkungen π^0 's erzeugt werden.

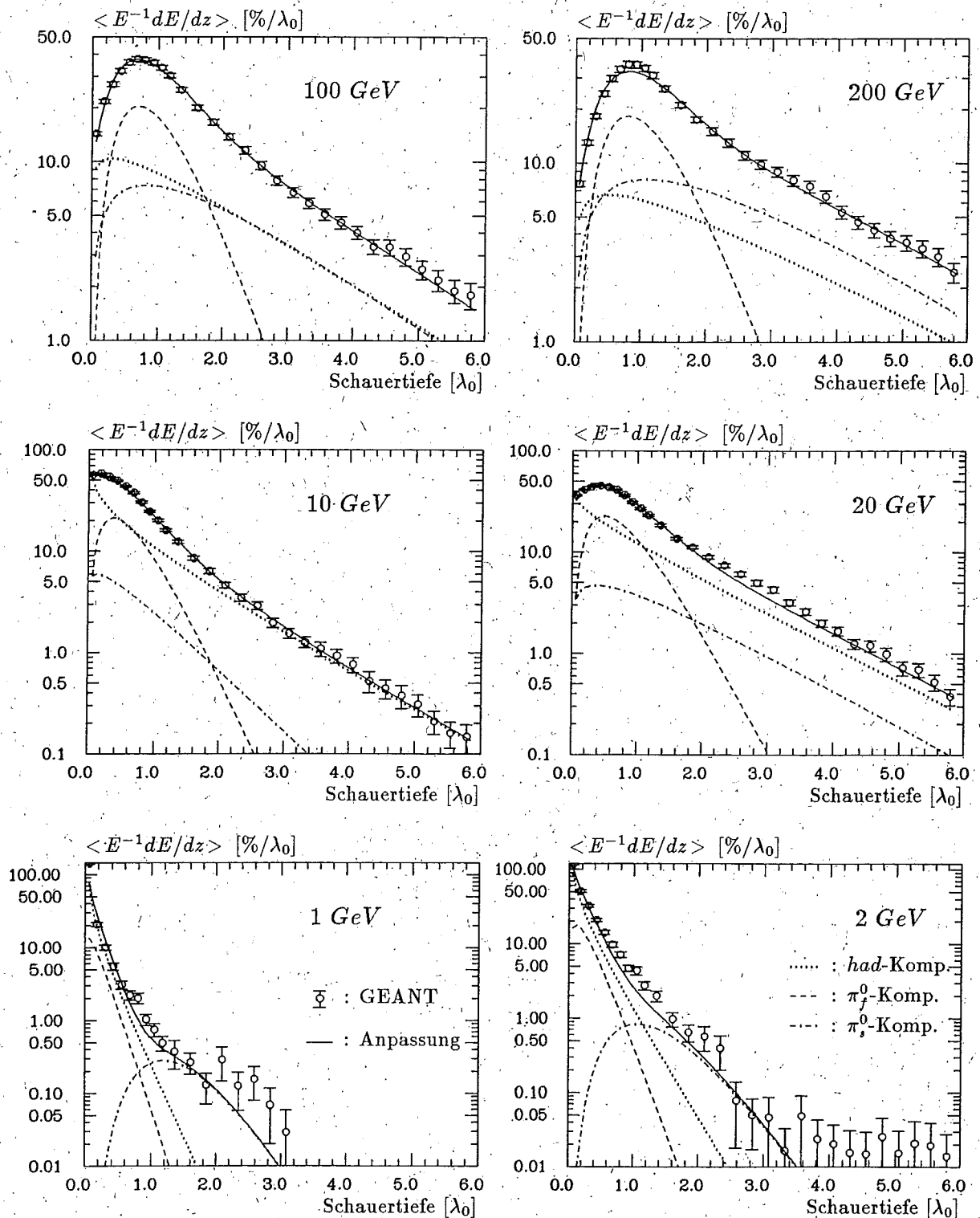


Abbildung 6.5: Vergleich der mittleren longitudinalen Schauerprofile, die mit GEANT generiert wurden, mit den durch die Anpassung ermittelten Profilen für π^+ -Schauer verschiedener Energien im HAC

In Abb. 6.6 ist die relative Häufigkeit für das Auftreten einer π^0 -Komponente mit $P_{\pi^0}(E)$ und einer $\pi_{spät}^0$ -Komponente mit $P_{\pi^0}^s(E)$ in hadronischen Schauern als Funktion der Energie aufgetragen und kann durch

$$P_{\pi^0}(E) = \tanh(D_1 (E_{inc}[GeV] + D_2)) \quad (6.8)$$

bzw.

$$P_{\pi^0}^s(E) = 0.5 + 0.5 \tanh(E_1 (\ln E_{inc}[GeV] - E_2)) \quad (6.9)$$

mit

$P_{\pi^0}(E)$	D_1	D_2
	0.241 \pm 0.0243	0.083 \pm 0.175
$P_{\pi^0}^s(E)$	E_1	E_2
	2.096 \pm 0.0438	1.110 \pm 0.0980

parametrisiert werden.

In Abb. 6.6 ist ebenfalls zu erkennen, daß im Sinne des dreikomponentigen Ansatzes hadronische Schauer in 4 Klassen aufgeteilt werden können:

1. rein hadronische Schauer ohne elektromagnetischen Anteil (Fall H: $P_{\pi^0} < P \leq 1$),
2. Schauer, die zusätzlich einen in Strahlungslängen skalierenden π_f^0 -Anteil beinhalten (Fall F: $P_{\pi^0}^s < P \leq P_{\pi^0}$),
3. Schauer, die außerdem einen in Absorptionslängen skalierenden π_s^0 -Anteil beinhalten (Fall S: $0 < P \leq P_{\pi^0}^s$) und
4. Schauer, die neben dem reinen hadronischen Anteil nur einen π_s^0 -Anteil beinhalten.

Da für $E < 5 GeV$ nur etwa 1 % der Schauer zur letzten Klasse zu zählen sind (siehe Abb. 6.6), werden im folgenden nur die ersten 3 Fälle unterschieden werden. Aufgrund der getroffenen Fallunterscheidung

Fall	Anteil	Wichtung	Aufteilung	Parameter
H kein π^0	$1 - P_{\pi^0}$	f_{dp}	$c_h = 1$	$\alpha_h \quad \beta_h$
F nur π_f^0	$P_{\pi^0} - P_{\pi^0}^s$	f_{dp}	$c_h + c_f = 1$	$\alpha_h, \alpha_f \quad \beta_h, \beta_f$
S $\pi_f^0 \wedge \pi_s^0$	$P_{\pi^0}^s$	f_{dp}	$c_h + c_f + c_s = 1$	$\alpha_h, \alpha_f, \alpha_s \quad \beta_h, \beta_f, \beta_s$

ist es nun möglich, den Ansatz 6.5 auch zur Simulation der longitudinalen Entwicklung einzelner Schauer zu verwenden. Die Fluktuationen der zur Beschreibung der einzelnen Fälle benötigten Parameter sind dabei bezüglich der unterschiedlichen Häufigkeiten in den einzelnen Schauerklassen zu ermitteln.

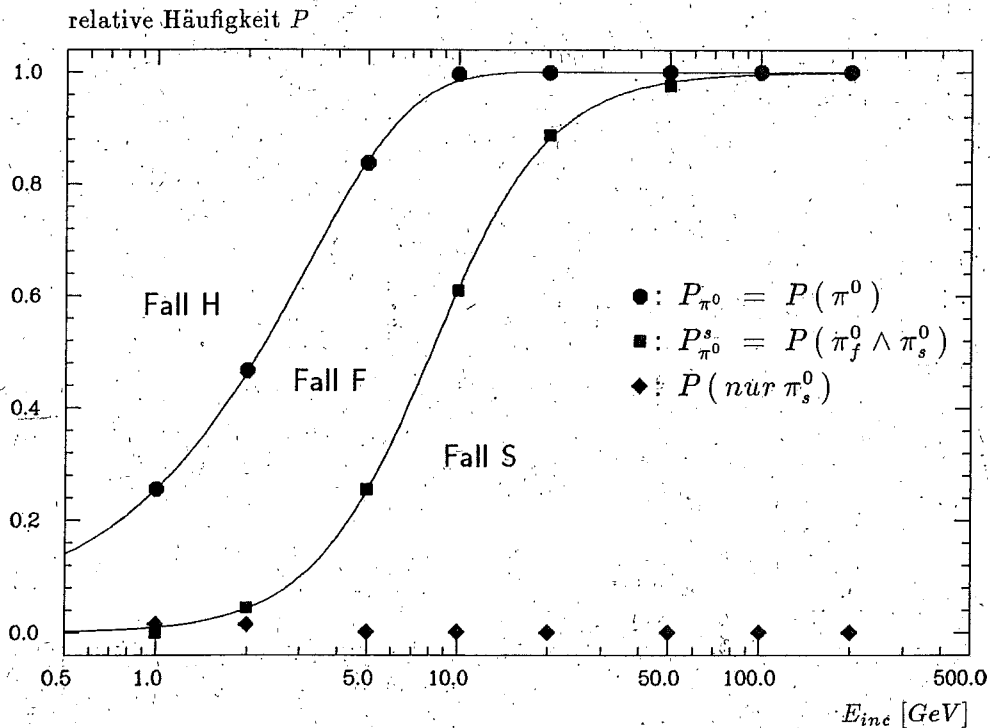


Abbildung 6.6: Relative Häufigkeiten verschiedener hadronischer Schauerklassen als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} (Erläuterungen siehe Text)

6.2.3 Simulation individueller Energieverteilungen

Um weiterhin auch die Korrelationen zwischen den Variationen der einzelnen Parameter simulieren zu können, wurde das zur Beschreibung der longitudinalen Entwicklung elektromagnetischer Schauer verwendete Verfahren auf den komplizierteren Fall der longitudinalen Entwicklung hadronischer Schauer ausgedehnt. Dazu war es erforderlich, Größen zur Berechnung der im Ansatz 6.5 verwendeten Parameter auszuwählen, die näherungsweise normalverteilt sind und die wichtigsten Korrelationen zwischen den einzelnen Parametern in möglichst anschaulicher Weise wiedergeben.

Zur Aufteilung der deponierten Energie eines Schauers auf die drei gewichteten Komponenten $f_{dp}c_h$, $f_{dp}c_f$, $f_{dp}c_s$ wurden zunächst die drei näherungsweise normalverteilten Größen

$$x_1 = f_{dp} \quad (6.10)$$

$$x_2 = f_{dp}^{\pi^0} / P_{\pi^0} \quad (6.11)$$

$$x_3 = f_{dp}^s / P_{\pi^0}^s \quad (6.12)$$

gewählt. Dabei sorgt die Division durch die relative Häufigkeit P_{π^0} bzw. $P_{\pi^0}^s$ für die richtige Wiedergabe der in den einzelnen Schauerklassen auftretenden π^0 -Anteile (siehe Abb. 6.4 und 6.6). Durch den angegebenen Zusammenhang der einzelnen Komponenten mit dem mittleren Anteil der deponierten Energie f_{dp} kann die bekannte positive Korrelation zwischen hohem π^0 -Anteil und höherer totaler Energiede-

position eines Schauers direkt simuliert werden.

Zur Bestimmung der Fluktuationen der einzelnen Verteilungsdichtefunktionen durch deren Parameter α_i und β_i wurden die ebenfalls näherungsweise normalverteilten Logarithmen der Schwerpunkte der Verteilungsdichtefunktionen \mathcal{H} , \mathcal{F} , \mathcal{S} und die Logarithmen ihrer Skalenparameter β_h , β_f , β_s ausgewählt, so daß durch die 6 weiteren Größen

$$x_4 = \ln \langle s_h \rangle = \ln(\alpha_h/\beta_h) \quad (6.13)$$

$$x_5 = \ln \langle s_f \rangle = \ln(\alpha_f/\beta_f) \quad (6.14)$$

$$x_6 = \ln \langle s_s \rangle = \ln(\alpha_s/\beta_s) \quad (6.15)$$

$$x_7 = \ln \beta_h \quad (6.16)$$

$$x_8 = \ln \beta_f \quad (6.17)$$

$$x_9 = \ln \beta_s \quad (6.18)$$

die longitudinale Energiedichteverteilung einzelner hadronischer Schauer festgelegt werden kann. Dabei sind im Fall H die Größen x_1 , x_4 , x_7 , im Fall F die Größen x_1 , x_2 , x_4 , x_5 , x_7 , x_8 und im Fall S alle 9 Größen zur Beschreibung eines Schauers erforderlich.

Die Größen $x_1 - x_9$ wurden für die einzelnen Schauer bei 8 Schauerenergien im Bereich von $1 \text{ GeV} - 200 \text{ GeV}$ auf der IFC-Struktur für die einzelnen Schauerklassen aufgenommen. Die Bestimmung der Parameter α_i und β_i erfolgte dabei prinzipiell in der gleichen Weise wie im Falle der Parametrisierung elektromagnetischer Schauer.

Aus den aufgenommenen Verteilungen der $x_1 - x_9$ konnten die Mittelwerte $\mu_1 - \mu_9$ sowie die 9×9 Kovarianzmatrizen bei 8 verschiedenen Energien bestimmt werden. Die Energieabhängigkeit der Mittelwerte $\mu_1 - \mu_9$ und der aus den Diagonalelementen der Kovarianzmatrizen folgenden Standardabweichungen $\sigma_1 - \sigma_9$ läßt sich dann durch die folgenden Funktionen mit den in Tab. 6.1 aufgeführten Werten für $a_2 - d_9$ parametrisieren:

$$\mu_1(E) = \langle f_{dp}(E) \rangle \quad \text{nach Gl. 6.1} \quad (6.19)$$

$$\sigma_1(E) = \sigma_{dp}(E) \quad \text{nach Gl. 6.3} \quad (6.20)$$

$$\mu_2(E) = \langle f_{dp}^{\pi^0}(E)/P_{\pi^0}(E) \rangle \quad \text{nach Gl. 6.6 und 6.8} \quad (6.21)$$

$$\sigma_2(E) = a_2 + b_2 \ln E_{inc}[\text{GeV}] \quad (6.22)$$

$$\mu_3(E) = \langle f_{\pi^0}^s(E)/P_{\pi^0}^s(E) \rangle \quad \text{nach Gl. 6.7 und 6.9} \quad (6.23)$$

$$\sigma_3(E) = a_3 \quad (6.24)$$

$$\mu_4(E) = \ln [a_4 + b_4 \ln(E_{inc}[\text{GeV}])^{c_4}] \quad (6.25)$$

$$\sigma_4(E) = d_4 + e_4 \exp(f_4 \ln(E_{inc}[\text{GeV}])) \quad (6.26)$$

$$\mu_5(E) = \ln [a_5 + b_5 \ln(E_{inc}[GeV])] \quad \text{im Fall F} \quad (6.27)$$

$$\mu_5(E) = \ln [c_5 + d_5 \ln(E_{inc}[GeV])] \quad \text{im Fall S} \quad (6.28)$$

$$\sigma_5(E) = e_5 + f_5 \ln(E_{inc}[GeV]) \quad (6.29)$$

$$\mu_6(E) = \ln [a_6 + b_6 \ln(E_{inc}[GeV])] \quad (6.30)$$

$$\sigma_6(E) = c_6 + d_6 \exp(e_6 \ln E_{inc}[GeV]) \quad (6.31)$$

$$\mu_7(E) = a_7 + b_7 \exp(c_7 \ln E_{inc}[GeV]) \quad (6.32)$$

$$\sigma_7(E) = d_7 + e_7 \exp(f_7 \ln E_{inc}[GeV]) \quad (6.33)$$

$$\mu_8(E) = \ln [a_8 + b_8 \exp(c_8 \ln E_{inc}[GeV])] \quad (6.34)$$

$$\sigma_8(E) = d_8 + e_8 \exp(f_8 \ln E_{inc}[GeV]) \quad (6.35)$$

$$\mu_9(E) = a_9 + b_9 \ln(E_{inc}[GeV]) \quad (6.36)$$

$$\sigma_9(E) = c_9 + d_9 \ln(E_{inc}[GeV]) \quad (6.37)$$

	a_i	b_i	c_i	d_i	e_i	f_i
x_2	.224	-0.014				
x_3	0.316					
x_4	-0.041	0.178	1.45	0.385	1.58	-0.863
x_5	1.55	1.41	0.305	1.39	0.735	-0.077
x_6	0.101	0.402	0.424	2.69	-0.856	
x_7	0.117	3.98	-1.01	0.427	1.48	-0.858
x_8	0.479	1.06	-1.34	0.191	2.70	-0.952
x_9	4.03	-0.673	2.05	-0.264		

Tabelle 6.1: Parameter der longitudinalen Entwicklung hadronischer Schauer

Die Genauigkeiten, mit denen die einzelnen Parameter durch das Anpassungsprogramm ermittelt wurden, sind sehr unterschiedlich und reflektieren zum Teil die Einfachheit der gewählten Parametrisierungen. In einigen Fällen könnten daher komplexere Ansätze zur Beschreibung des jeweiligen Energieverhaltens nötig sein. Da zum einen aber die detailliert simulierten MC-„Daten“ nur eine beschränkte Genauigkeit in der Vorhersage des hadronischen Schauerverhaltens gestatten und da zum anderen die einzelnen angepaßten Funktionen das jeweilige Energieverhalten phänomenologisch richtig wiedergeben, schien eine weitere Präzisierung der obigen Parametrisierungen im Rahmen der Aufgabenstellung dieser Arbeit nicht sinnvoll. Dort wo das asymptotische Verhalten der Funktionen 6.19 - 6.37 zu nicht sinnvollen Ergebnissen führen könnte, wurde statt dessen im Programm GFLASH für den

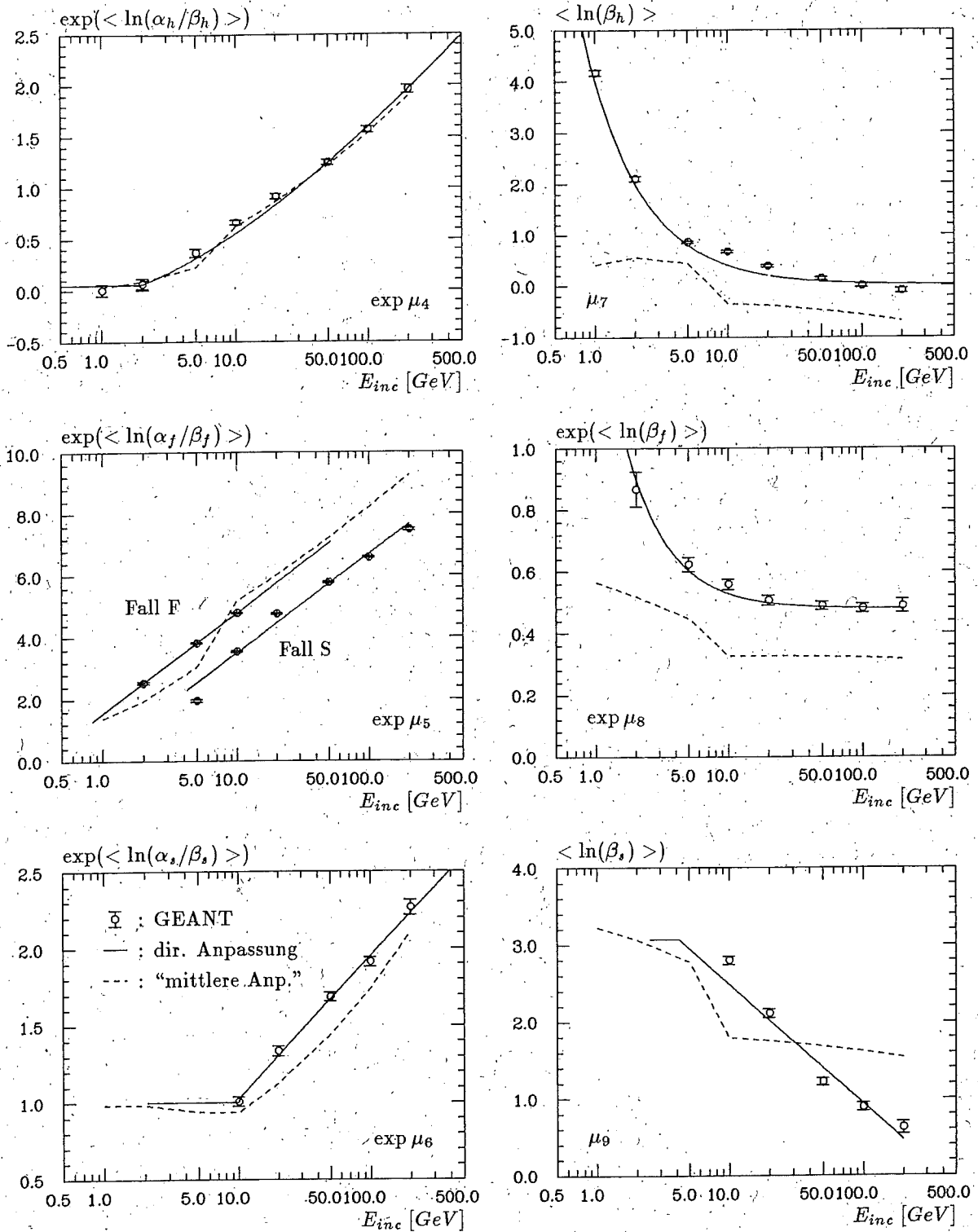


Abbildung 6.7: Vergleich der mit GEANT generierten, der durch eine direkte Anpassung gewonnenen und der aus der Anpassung an die mittleren Schauerprofile bestimmten Größen $\mu_4 - \mu_9$ zur hadronischen Schauersimulation als Funktion der einfallenden Energie

Energiebereich unterhalb 1 GeV bzw. oberhalb 200 GeV eine Einschränkung des Wertebereiches der Funktionen vorgenommen.

Das Energieverhalten der Größen $\mu_1(E) - \mu_3(E)$ kann den Abb. 6.2, 6.4 und 6.6 entnommen werden. In Abb. 6.7 ist das Energieverhalten der Funktionen $\mu_4(E) - \mu_9(E)$ zusammen mit den in der detaillierten Simulation aufgenommenen Werten für die entsprechenden Größen dargestellt. Dabei wurde für eine Energie jeweils nur der Wert des am häufigsten auftretenden Schauerfalls angegeben. Zum weiteren Vergleich ist in Abb. 6.7 auch das Verhalten der aus der Anpassung an die mittleren Schauergestalten gewonnenen Größen $\mu_4 - \mu_9$ durch die gestrichelten Linien dargestellt. Es ist zu erkennen, daß durch die "mittlere Anpassung" jeweils die Schwerpunkte der einzelnen Komponenten recht gut bestimmt werden können, daß aber das Verhalten der Skalenparameter β nicht richtig wiedergegeben wird. Offensichtlich unterschieden sich die Energiedichteverteilungen der Komponenten einzelner Schauer deutlich von den Profilen der gemittelten Schauerkomponenten.

6.2.4 Berücksichtigung der Korrelationen

Die Simulation einzelner durch den Ansatz 6.5 beschriebener longitudinaler Energiedichteverteilungen erfordert außer der Fluktuation der Größen $x_1 - x_9$ um die Mittelwerte $\mu_1 - \mu_9$ mit den Standardabweichungen $\sigma_1 - \sigma_9$ gemäß Gl. 5.20 auch die Berücksichtigung der jeweiligen Korrelationen zwischen den einzelnen Größen.

Prinzipiell könnte für die $n(n-1)/2 = 36$ erforderlichen Korrelationskoeffizienten, wie für die Größen $\mu_1 - \sigma_9$, eine Parametrisierung der Energieabhängigkeit durchgeführt werden, wenn zusätzlich gewährleistet wird, daß die sich daraus ergebenden Korrelationsmatrizen ständig die Bedingung der positiven Definitheit erfüllen.

In diesem Fall bestünde dann bei der Simulation jedes einzelnen Schauers die Aufgabe, eine Cholesky-Zerlegung der Korrelationsmatrix nach Gl. 5.23 durchzuführen. Im Rahmen der bei der Parametrisierung der Korrelationskoeffizienten erreichten Genauigkeit wäre dieses Verfahren zwar präzise, doch mit $n^3/6 + 3n^2/2 + n/3$ arithmetischen Operationen und n Quadratwurzelberechnungen zu aufwendig, um es in jedem zu simulierenden Ereignis für eine Vielzahl hadronischer Schauer anwenden zu können.

Im schnellen Simulationsalgorithmus GFLASH werden daher nur die während der MC-"Datenaufnahme" bestimmten Korrelationsmatrizen als typische Stützstellen in den jeweiligen Energieintervallen verwendet. Auf diese Weise ist es möglich, die erforderlichen Cholesky-Zerlegungen für eine endliche Zahl von Korrelationsmatrizen während der Initialisierung des Programms durchzuführen und die berechneten Koeffizienten für die weitere Verwendung zu speichern.

Da für die Diagonalelemente der Korrelationsmatrix $\rho_{ii} = 1$ gilt, variieren die Diagonalelemente der Kovarianzmatrix $V_{ii}(E) = \sigma_i^2(E)$ auch bei diesem vereinfachten Verfahren weiterhin stetig. Im häufig auftretenden Fall sehr kleiner Korrelationskoeffizienten $|\rho_{ij}| < 0.2$ in den Nichtdiagonalelementen ergibt sich daher eine nur geringe Beeinträchtigung der Stetigkeit bei der Erzeugung der $x_i(E)$.

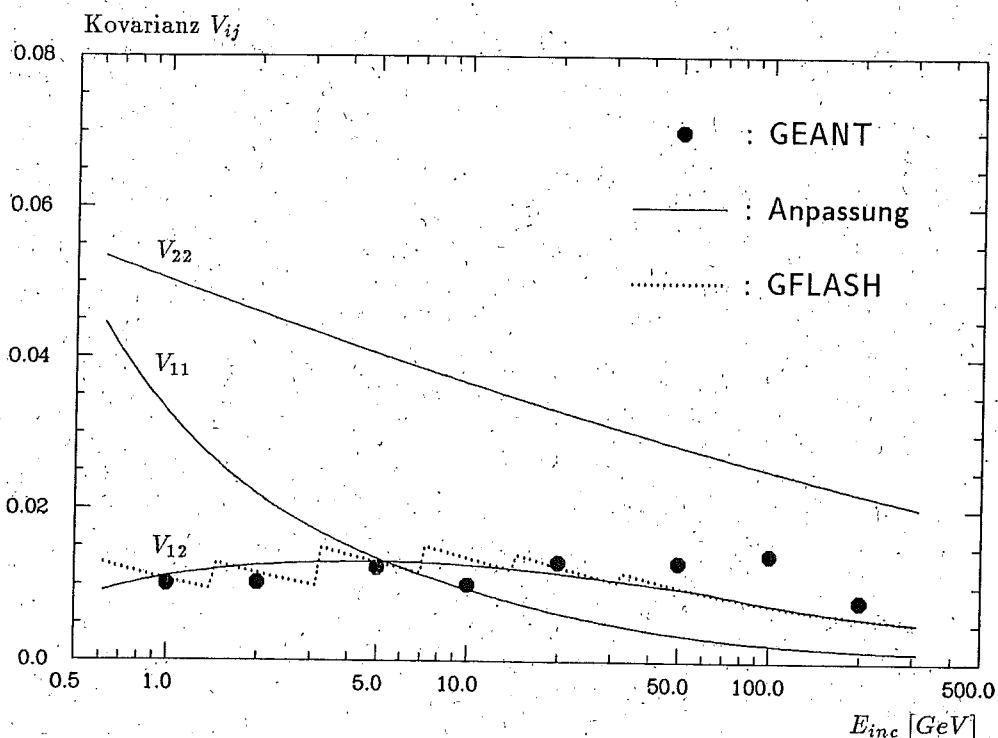


Abbildung 6.8: Vergleich verschiedener Kovarianzen der hadronischen Schauersimulation als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} (Erläuterungen siehe Text)

Für den sehr ungünstigen Fall einer starken Energieabhängigkeit und eines großen möglichen Absolutbetrages eines Korrelationskoeffizienten ist in Abb. 6.8 die durch das vereinfachte Verfahren eingeführte Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Kovarianzen veranschaulicht. Am Beispiel des stark energieabhängigen Korrelationskoeffizienten ρ_{12} , der die Korrelation zwischen deponierter Energie eines Schauers und dessen π^0 -Anteil angibt und dessen Energieverhalten stetig durch

$$\rho_{12}(E) = \min(0.99, 0.272 + 0.177 \ln E_{inc}[\text{GeV}]) \quad (6.38)$$

beschrieben werden kann, ist zu erkennen, daß durch die Verwendung nur weniger Stützstellen $\rho_{12}|_{E_i}$ in Verbindung mit dem stetigen Verhalten der $\sigma_i(E)$ eine sinnvolle Näherung der Kovarianz $V_{12}(E)$ durch die tatsächlich verwendete Kovarianz

$$V'_{12}(E) = \sigma_1(E) \rho_{12}|_{E_i} \sigma_2(E) \quad (6.39)$$

erreicht wird. Zur Berechnung der in Abb. 6.8 punktiert dargestellten Varianz V'_{12} wurden dabei die Korrelationskoeffizienten

$$\rho_{12}|_{E_i} \in \{0.263, 0.363, 0.555, 0.731, 0.864, 0.983, 0.990, 0.999\} \quad (6.40)$$

verwendet. Bei dem ebenfalls gezeigten Vergleich mit den durch GEANT ermittelten Kovarianzen V_{12} ist bei Energien über 20 GeV die Überschätzung der Energiefluktuationen ($V_{11} = \sigma_{dp}^2$) durch das detaillierte Simulationsprogramm zu berücksichtigen.

In Abb. 6.8 ist weiterhin zu erkennen, daß die Kovarianz V_{12} , die Varianz der deponierten Energie V_{11} ab etwa 5 GeV übersteigt. Dieser Sachverhalt veranschaulicht, wie wichtig es ist, in der parametrisierten Schauersimulation Korrelationen zwischen den einzelnen Größen zu verwenden.

Von lediglich formaler Bedeutung ist die in GFLASH verwendete Kovarianz V_{12} , wenn der simulierte absolute π^0 -Anteil E_{π^0}/E_{inc} auf experimentell bestimmte Werte $\langle f_{em} \rangle$ eingestellt werden soll. Entsprechend der korrelierten Erzeugung der Größen x_1 und x_2 in den "Schauerfällen" F und S gilt für das simulierte Verhältnis

$$\begin{aligned} \langle f_{em} \rangle_{sim} &= P_{\pi^0} \langle f_{dp} f_{dp}^{\pi^0} / P_{\pi^0} \rangle \\ &= \langle f_{dp} \rangle \langle f_{dp}^{\pi^0} \rangle + P_{\pi^0} V_{12} \end{aligned} \quad (6.41)$$

Da $V_{12} \ll f_{em}$ gilt, kann der simulierte π^0 -Anteil $\langle f_{em} \rangle_{sim}$ durch eine Anpassung der simulierten Funktionen $\langle f_{dp} \rangle$ bzw. $\langle f_{dp}^{\pi^0} \rangle$ auf experimentell bestimmte Werte $\langle f_{em} \rangle_{exp}$ eingestellt werden.

Einige weitere wichtige Korrelationen sollen nun am Beispiel der Korrelationsmatrix für 50 GeV-Hadronenschauer,

ρ	j	1	2	3	4	5	6	7	8	9
i										
1		1.								
2		0.905	1.							
3		-0.374	-0.398	1.						
4		-0.164	-0.202	0.410	1.					
5		0.353	0.398	-0.675	-0.248	1.				
6		-0.152	-0.191	0.341	0.759	-0.190	1.			
7		0.224	0.219	-0.138	-0.597	0.133	-0.482	1.		
8		0.001	-0.014	0.142	0.116	-0.340	0.091	-0.065	1.	
9		0.439	0.402	-0.208	-0.365	0.209	-0.308	0.421	-0.074	1.

die sowohl mit einer in X_0 als auch mit einer in λ_0 skalierenden π^0 -Komponente zu simulieren sind, diskutiert werden:

ρ_{3j} Ein eher größerer π_s^0 -Anteil aus Wechselwirkungen, die nicht zu Beginn eines Schauers erfolgen, ist verbunden mit einer eher geringeren totalen Energiedeposition ($j = 1$) und einem eher geringeren π^0 -Anteil aus der ersten Wechselwirkung ($j = 2$). Ursache hierfür sind die großen intrinsischen Energieverluste, die bei einem hohen, in der ersten Wechselwirkung erzeugten, rein hadronischen Schaueranteil auftreten können.

ρ_{64} Die Entfernung des Schwerpunktes der rein hadronischen Komponente vom Schauerstartpunkt ($i = 6$) ist eng verbunden mit der entsprechenden Größe ($j = 4$) für den π_s^0 -Anteil.

ρ_{53} Ein hoher π_s^0 -Anteil ($j = 3$) ist mit einem geringen π_f^0 -Anteil und entsprechend der Abhängigkeit des elektromagnetischen Schauerschwerpunktes von der

Energie mit einem eher geringen Schwerpunkt der π_j^0 -Komponente ($i = 5$) verbunden.

$\rho_{74} \dots \rho_{96}$ Die Schwerpunkte der einzelnen Komponenten ($j = 4, 5, 6$) sind mit den Skalenparametern β_i ($i = 7, 8, 9$) aufgrund ihres funktionalen Zusammenhangs ($\langle s_i \rangle = \alpha_i / \beta_i$) negativ korreliert.

Die hier diskutierten Korrelationen spiegeln zunächst die Parametrisierung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte des Spurverfolgungsprogramms wieder. Es ist nicht abzusehen, daß entsprechende Größen aus experimentellen Daten ermittelt werden können. Die Zusammensetzung der Kovarianzen aus den ρ_{ij} und σ_i, σ_j im schnellen Simulationsalgorithmus gemäß Gl. 5.19 und 5.22 erlaubt jedoch eine Reduzierung der durch die hadronische Spurverfolgungssimulation eingeführten Unsicherheiten durch die Einführung experimentell bestimmter Varianzen für die wichtigsten Größen der parametrisierten Schauersimulation.

6.2.5 Vergleich mit der detaillierten Simulation

Mit dem obigen Konzept zur Simulation individueller longitudinaler Energiedichteverteilungen lassen sich die Vorhersagen des detaillierten Simulationsprogramms über einen weiten Energiebereich reproduzieren.

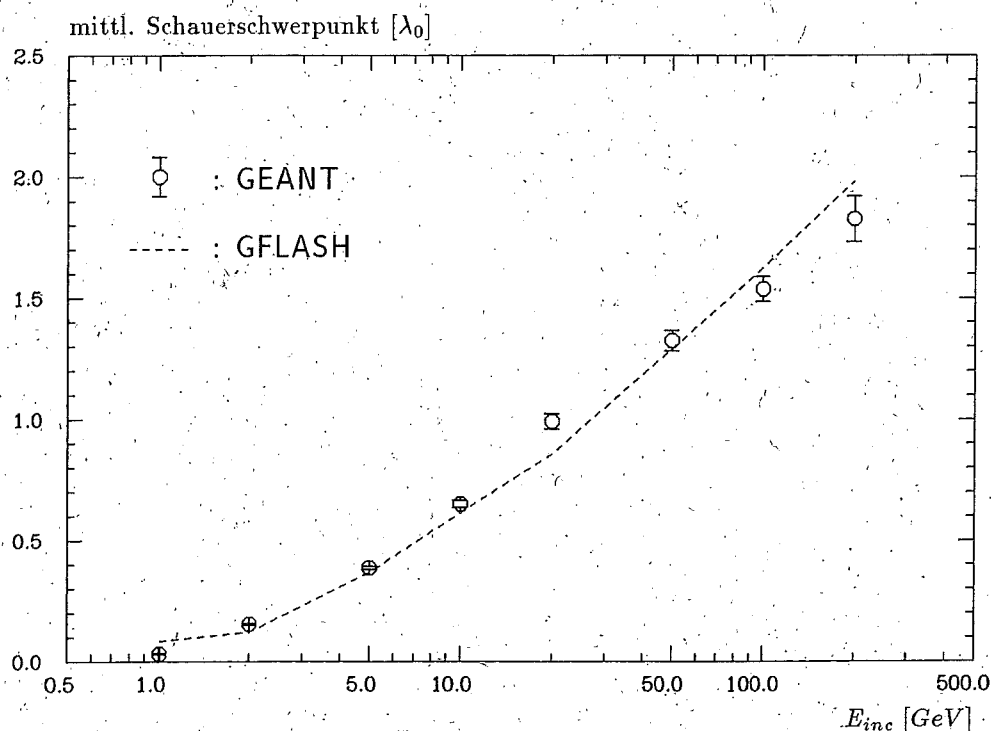


Abbildung 6.9: Mittlerer Schwerpunkt der durch Hadronenschauer deponierten Energie als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} für π^+ -induzierte Schauer

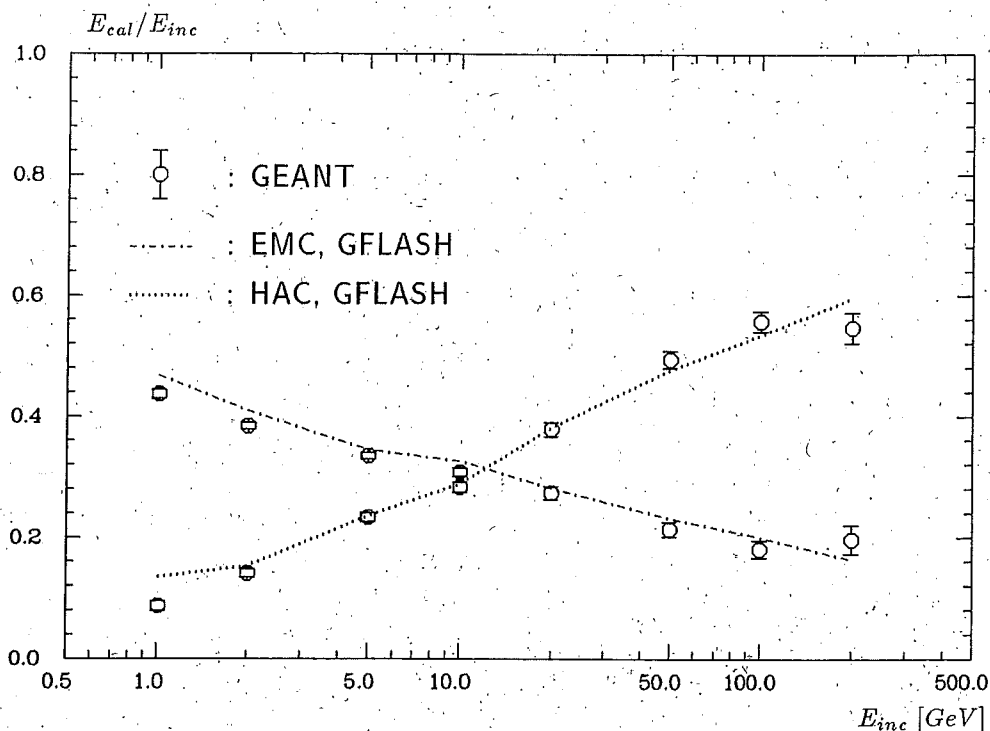


Abbildung 6.10: Mittlerer im elektromagnetischen und hadronischen Teil des IFC deponierter Energieanteil als Funktion der einfallenden Energie E_{inc} für π^+ -induzierte hadronische Schauer

Ein Vergleich der Mittelwerte der Schwerpunkte der jeweiligen Energieverteilungen zeigt in Abb. 6.9 im Rahmen der statistischen Fehler eine gute Übereinstimmung beider Simulationsverfahren. Der Schwerpunkt der deponierten Energie steigt dabei ab etwa 5 GeV linear mit der einfallenden Energie an.

Abb. 6.10 zeigt eine Gegenüberstellung der mittleren im elektromagnetischen Teil und im hadronischen Teil des IFC deponierten Energieanteile für die detaillierte und die parametrisierte Simulation. Mit wachsender Schauerenergie wird ein immer größerer Teil der Energie im hadronischen Teil des IFC deponiert.

In beiden Vergleichen ist zu erkennen, daß die Ergebnisse für die Energie 1 GeV nicht übereinstimmen. Zum einen liegt die Ursache für diese Diskrepanz in der nicht ausreichenden Berücksichtigung der Korrelation zwischen der vor Beginn der Schauerentwicklung durch Ionisation und der während der Schauerentwicklung deponierten Energie durch das Programm GFLASH. Zum anderen wird der Energieanteil, der vor den Schauerstartpunkt, in die zur Schauerentwicklung entgegengesetzte Richtung, gestreut wird und der vorwiegend von rückwärtsgestreuten Spallationsprotonen aus der ersten Wechselwirkung stammt, im Programm GFLASH in stark vereinfachter Weise simuliert. Oberhalb der Energie 1 GeV sind beide Einflüsse von geringer Bedeutung und beeinträchtigen daher die Aussagekraft der parametrisierten Schauersimulation nicht.

Wichtiger als der Vergleich des schnellen Simulationsalgorithmus mit den Ergeb-

nissen der detaillierten Simulation ist ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen. Bevor am Ende dieses Kapitels ein erster Vergleich des Programms GFLASH mit experimentellen Daten erfolgen kann, sind in den beiden folgenden Abschnitten aber noch die zur Simulation der lateralen Energieverteilung und des sichtbaren Anteils der deponierten Energie notwendigen Parametrisierungen durchzuführen.

6.3 Laterale Parametrisierung

Die Simulation der lateralen Schauerentwicklung hadronischer Schauer folgt prinzipiell dem für elektromagnetische Schauer vorgestellten Konzept. Die radiale Energiedichteverteilung wird dabei durch die einfache Funktion $f(r)$ (Gl. 5.27) mit dem freien Parameter R_{50} parametrisiert. Die azimuthale Verteilung der Energiespots wird wie im elektromagnetischen Fall radialsymmetrisch simuliert.

6.3.1 Fluktuationen der radialen Verteilung

Wiederrum wurde für die einzelnen mit GEANT generierten Schauer der Wert von R_{50} bei 8 Schauerenergien in jeweils 12 longitudinalen Schichten des Schauers für die Anordnungen des EMC und des HAC aus dem Radius des 50%igen Energieinhaltes eines longitudinalen Segmentes bestimmt und in ein entsprechendes Histogramm eingetragen. In Abb. 6.11 sind die Verteilungen des Radius R_{50} in verschiedenen longitudinalen Bereichen ($a < z < b$) des Schauers aufgetragen. An die insgesamt 2×96 Histogramme wurden logarithmische Normalverteilungen angepaßt, um die Fluktuationen des Parameters R_{50} in Abhängigkeit von der Schauerenergie E [GeV] und der Schauertiefe z [λ_0] beschreiben zu können. Der Erwartungswert $E_{R_{50}}$ und die Varianz $V_{R_{50}}$ der logarithmischen Normalverteilung wurden abweichend von der elektromagnetischen Parametrisierung durch die Gleichungen

$$E_{R_{50}}(E, z) = R_1 + (R_2 - R_3 \ln E) z \quad (6.42)$$

$$V_{R_{50}}(E, z) = ((S_1 - S_2 \ln E) (S_3 + S_4 z) E_{R_{50}}(E, z))^2 \quad (6.43)$$

parametrisiert. Die Anpassung ergab folgende Werte für die Parameter R_1 - S_4 :

$E_{R_{50}}$	R_1	R_2	R_3	χ^2
	0.019 \pm 0.011	0.407 \pm 0.011	0.061 \pm 0.002	46.0
$V_{R_{50}}$	S_1	S_2	S_3	S_4
	0.675 \pm 0.047	0.048 \pm 0.033	1.027 \pm 0.248	0.189 \pm 0.122

Die angepaßten Verteilungen sind in Abb. 6.11 für 10 GeV- π^+ -Schauer in verschiedenen Schauertiefen als durchgezogene Linien dargestellt. Die Beschreibung der radialen Schauerentwicklung in Absorptionslängen erlaubt eine gemeinsame Anpassung der für das EMC und HAC getrennt aufgenommenen Daten. Es ist daher zur Simulation der lateralen Schauerentwicklung auf der IFC-Struktur nur ein Parametersatz erforderlich.

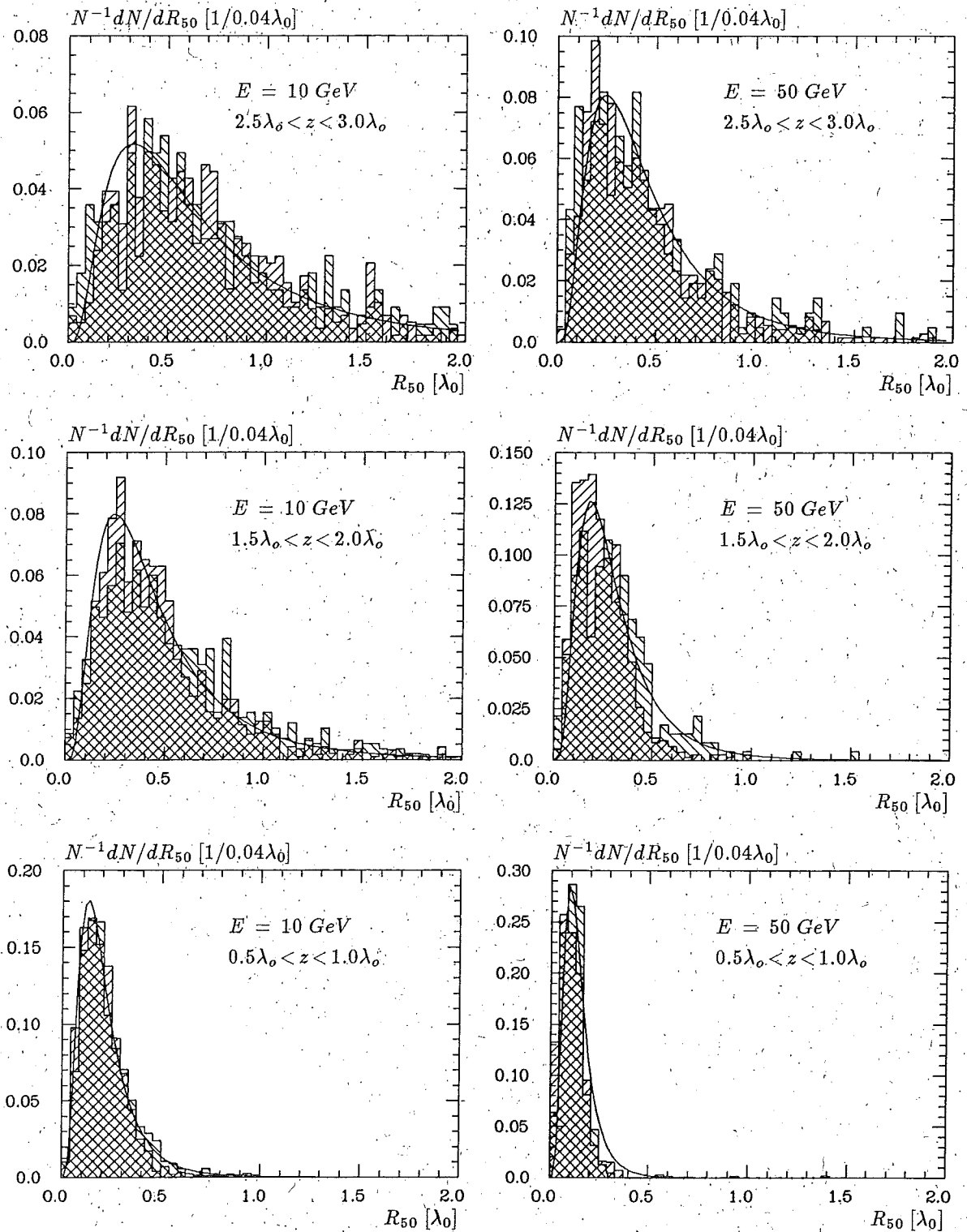


Abbildung 6.11: Fluktuationen des Parameters R_{50} der radialen Schauerentwicklung für 10 GeV- (links) und 50 GeV-Pionen (rechts) in Bereichen verschiedener Schauertiefe z im EMC (linksschraffiert) und HAC (rechtsschraffiert) sowie die nach Gl. 6.42, 6.43 angepassten Lognormalverteilungen

6.3.2 Vergleich lateraler Schauerentwicklungen

Ein Vergleich der X-Y-Verteilungen der in bestimmten longitudinalen Segmenten des Kalorimeters deponierten Energie von 10 GeV - π^+ -Schauern zeigt in Abb. 6.12, daß der vorwiegend durch elektromagnetische Subschauer verursachte "harte Kern" der lateralen Verteilung richtig wiedergegeben wird. Die Entwicklung der umgebenden Korona wird in großen Schauertiefen für die mit GEANT generierten Schauer durch einzelne stark ionisierende Teilchen bestimmt. Aufgrund der radialsymmetrischen Energiespot-Verteilung kann dieser Effekt durch die mit GFLASH simulierten Schauer nicht reproduziert werden.

6.4 Berücksichtigung der Sampling-Einflüsse

6.4.1 Sichtbarer Anteil der deponierten Energie

Entsprechend der in Gl. 4.3 getroffenen Unterscheidung der sichtbaren Anteile der durch die verschiedenen Schauerkomponenten deponierten Energien werden im parametrisierten Algorithmus die unterschiedlichen Signalverhältnisse e/mip und had/mip für den elektromagnetischen und rein hadronischen Anteil berücksichtigt.

Für das Verhältnis e/mip werden die in Tab 5.1 angegebenen Werte für die verschiedenen Kalorimeterstrukturen verwendet. Die Bestimmung des Verhältnisses had/mip erfolgte durch den Vergleich des in den Ausleseschichten deponierten Energieanteils hadronischer Schauer $\langle E_{vs} \rangle$ mit dem mittleren total deponierten Energieanteil $\langle E_{cal} \rangle$, der mit dem sichtbaren Anteil $S(mip)$ minimal ionisierender Teilchen gewichtet wurde:

$$\frac{\langle E_{vs} \rangle}{\langle E_{cal} \rangle S(mip)} = \frac{\langle f_{em} \rangle \frac{e}{mip} + \langle f_h \rangle \frac{had}{mip} + \langle f_{in} \rangle \frac{mip}{mip}}{\langle f_{em} \rangle + \langle f_h \rangle + \langle f_{in} \rangle} \quad (6.44)$$

mit

$$\begin{aligned} \langle f_h \rangle &= \langle f_{dp} (1 - f_{dp}^{\pi^0}) \rangle = \langle f_{dp} \rangle - \langle f_{em} \rangle \\ \langle f_{in} \rangle &= 0.227 \text{ GeV}/E_{inc} \quad \text{für das EMC} \\ \langle f_{in} \rangle &= 0.197 \text{ GeV}/E_{inc} \quad \text{für das HAC} \\ \langle f_{dp} \rangle &: \text{ nach Gl. 6.1} \\ \langle f_{em} \rangle &: \text{ nach Gl. 6.41} \end{aligned}$$

Der durch den Ionisationsverlust eines einfallenden Teilchens bis zum Schauerstartpunkt ($\approx 1 \lambda_0$) deponierte Energieanteil $\langle f_{in} \rangle$ wurde dabei aus dem Ionisationsverlust eines minimal ionisierenden Teilchens berechnet und mit dem sichtbaren Anteil eines mip 's gewichtet, so daß die Größe had/mip ausschließlich den relativen sichtbaren Anteil der rein hadronischen Schauerkomponente während der Schauerentwicklung angibt.

Um den durch das Spurverfolgungsprogramm simulierten, im Auslesemedium sichtbaren Energieanteil reproduzieren zu können und um für Energien unter 1 GeV

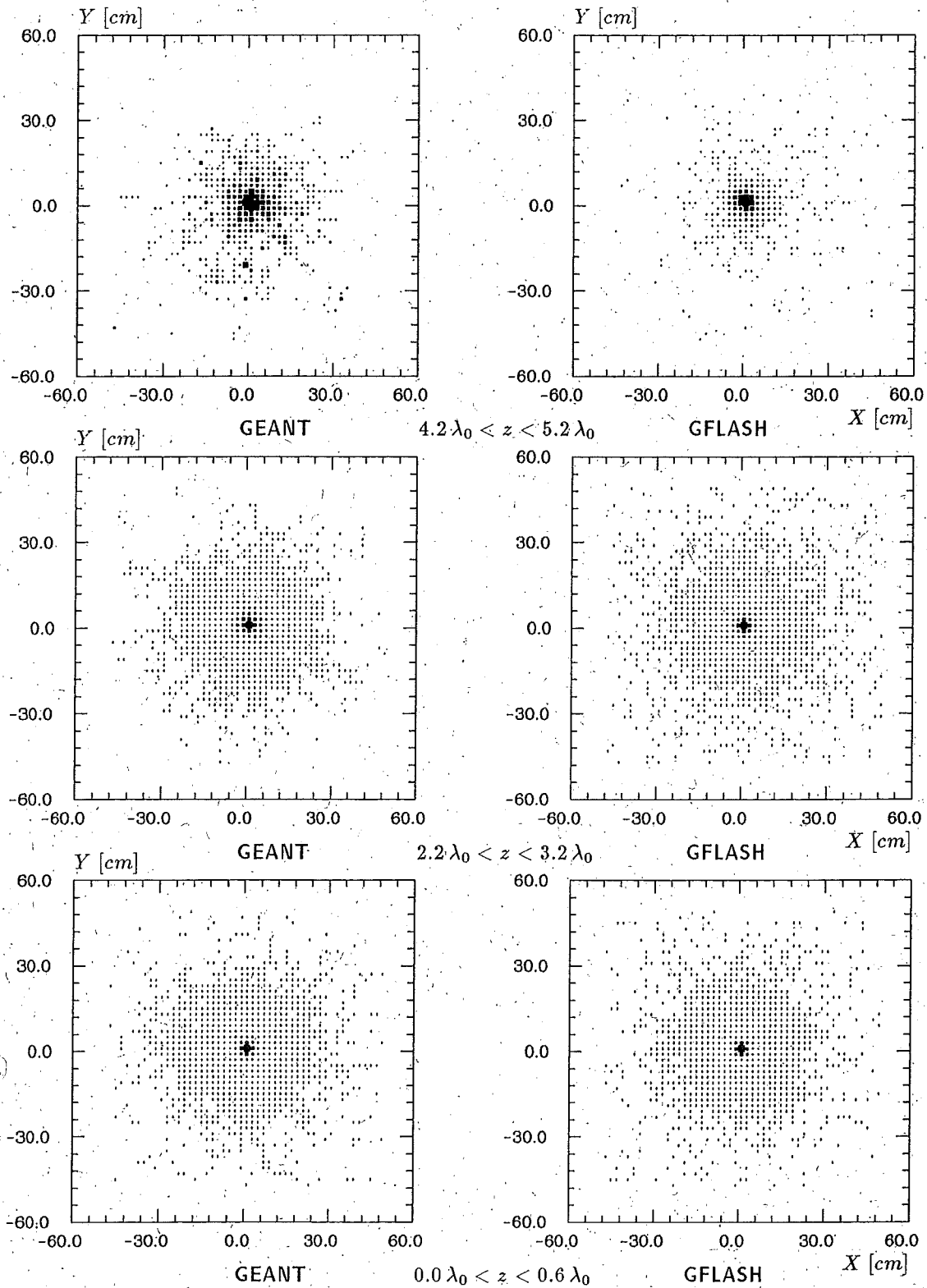


Abbildung 6.12: Vergleich der X-Y-Verteilungen der lateralen Energiedeposition in Bereichen verschiedener Kalorimetertiefe z des IFC — für GEANT generierte (links) und GFLASH simulierte (rechts) 10 GeV- π^+ -Schauer

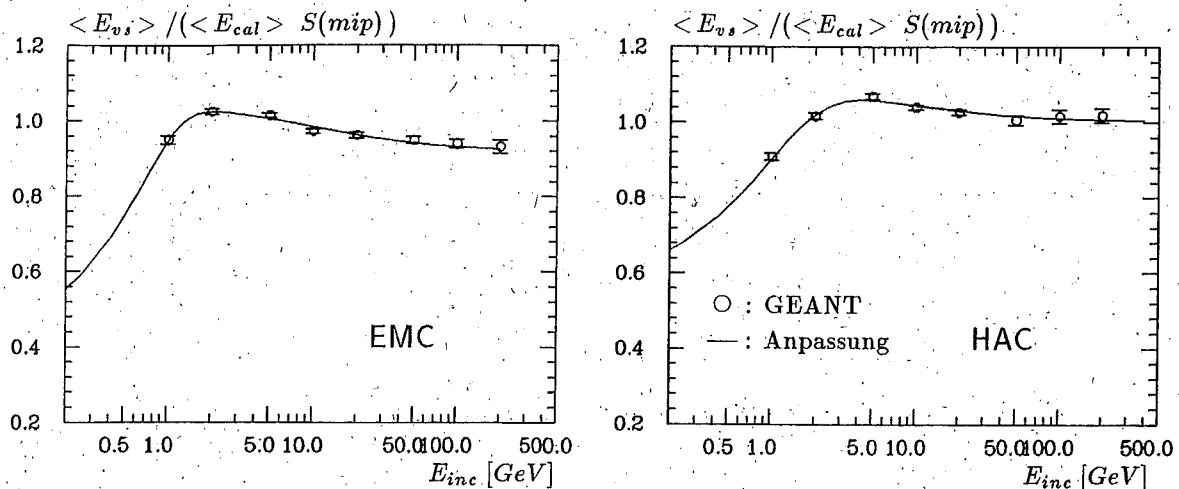


Abbildung 6.13: Energieabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils hadronischer Schauer bezogen auf den sichtbaren Energieanteil minimal ionisierender Teilchen

den Einfluß der geringen Reichweite niederenergetischer Protonen näherungsweise berücksichtigen zu können, wurde für den sichtbaren Energieanteil der rein hadronischen Schauerkomponente, bezogen auf den sichtbaren Anteil eines minimal ionisierenden Teilchens, die folgende Parametrisierung gewählt:

$$\left. \frac{had(E)}{mip} \right|_{LAr} = H_1 \cdot \tanh(H_2 (E_{inc} + H_3)) \quad (6.45)$$

had/mip wird darin im hochenergetischen Bereich durch den konstanten Wert H_1 und im niederenergetischen Bereich durch das Verhalten der \tanh -Funktion bestimmt. Eine Anpassung des Verhältnisses $had(E)/mip$ an die in Abb. 6.13 gezeigten Werte für den Quotienten der Gl. 6.44 ergab für das EMC und HAC die folgenden Parameter:

had/mip	H_1	H_2	H_3
EMC	1.117 ± 0.007	0.815 ± 0.198	0.585 ± 0.386
HAC	1.111 ± 0.006	0.544 ± 0.087	1.088 ± 0.337

In Abb. 6.13 ist zu erkennen, daß dieser Ansatz aufgrund mangelnder Information im Energiebereich $E < 1 \text{ GeV}$ recht willkürlich und vorwiegend durch das in Abb. 3.9b. gezeigte Verhalten für p/mip motiviert ist. Weiterhin kann die Annahme eines durch den Parameter H_1 bestimmten energieunabhängigen Verhaltens der Größe had/mip die in Abb. 3.9b. gezeigten und in Abs. 3.3.3 diskutierten Details im Energieverhalten der Größe p/mip nicht wiedergeben.

Dennoch ergeben die Werte des Parameters H_1 bezogen auf den gesamten rein hadronischen Anteil eines Schauers eine sinnvolle Mittelung für die in Abb. 3.9b. gezeigten Verhältnisse p/mip einzelner Spallationsprotonen bestimmter Energie.

6.4.2 Sampling-Fluktuationen

Mit Hilfe der obigen Parametrisierung kann im "zweiten Simulationsschritt" die in einer bestimmten Schauertiefe meßbare Energie nach Gl. 4.3 über

$$dE_{vs}(\vec{r}) = E_{dp} S(mip) \left(c_{em} f_{em}(\vec{r}) dV \frac{e}{mip} + c_{had} f_{had}(\vec{r}) dV \frac{had}{mip} \right) \quad (6.46)$$

bestimmt werden.

Der meßbare Teil der Energie ist den Sampling-Fluktuationen der jeweiligen Auslesestruktur unterworfen. Aus der experimentellen Parametrisierung nach Gl. 3.66 wurde für das EMC ein Wert von 0.187 und für das HAC von 0.445 für die Größe $\sigma_{samp}/E_{dp} \sqrt{E_{inc}[GeV]}$ berechnet. In Abb. 6.3 sind diese berechneten Sampling-Fluktuationen als quadratische Additionen zu den experimentell bestimmten intrinsischen Fluktuationen eingezeichnet.

Da die Sampling-Fluktuationen hadronischer Schauer im Programm GFLASH entsprechend Abs. 5.3.2 von den intrinsischen Fluktuationen getrennt simuliert werden, können auch hier jeweils experimentell bestimmte Werte für σ_{samp}/\sqrt{E} verwendet werden.

6.5 Erster Vergleich mit experimentellen Daten

Mit dem in den letzten Abschnitten vorgestellten Algorithmus zur schnellen Schauer-simulation wurde ein erster Vergleich mit experimentellen Daten des 1987'er-Kalorimetertests durchgeführt. Das Kalorimeter dieses Tests besaß im Gegensatz zu dem 1986 verwendeten Testkalorimeter [CG87] eine dem H1-Kalorimeter vergleichbare Sampling-Struktur und Anordnung der Kalorimeterstapel [CG88]. Die sogenannte Anordnung A des Tests bestand aus einem hadronischen Kalorimeterstapel (HAC) mit einer Länge von $3.76 \lambda_0$, das von einem Kalorimeter zur Messung der aus dem HAC austretenden Restenergie (TC, engl.: tail catcher) der Länge $2.88 \lambda_0$ gefolgt wurde. Mit dieser Anordnung war unter anderem die Messung des e/h -Verhältnisses, des intrinsischen e/h -Verhältnisses sowie des Anteils $\langle f_{em} \rangle$ für das HAC möglich.

In einer Anordnung B (siehe Abb. 6.14) wurde dem HAC und TC ein elektromagnetischer Kalorimeterstapel (EMC) der Länge $1.13 \lambda_0$ vorgeschaltet, um für die verschiedenen Untersuchungen eine dem H1-Kalorimeter entsprechende Konfiguration zu verwenden.

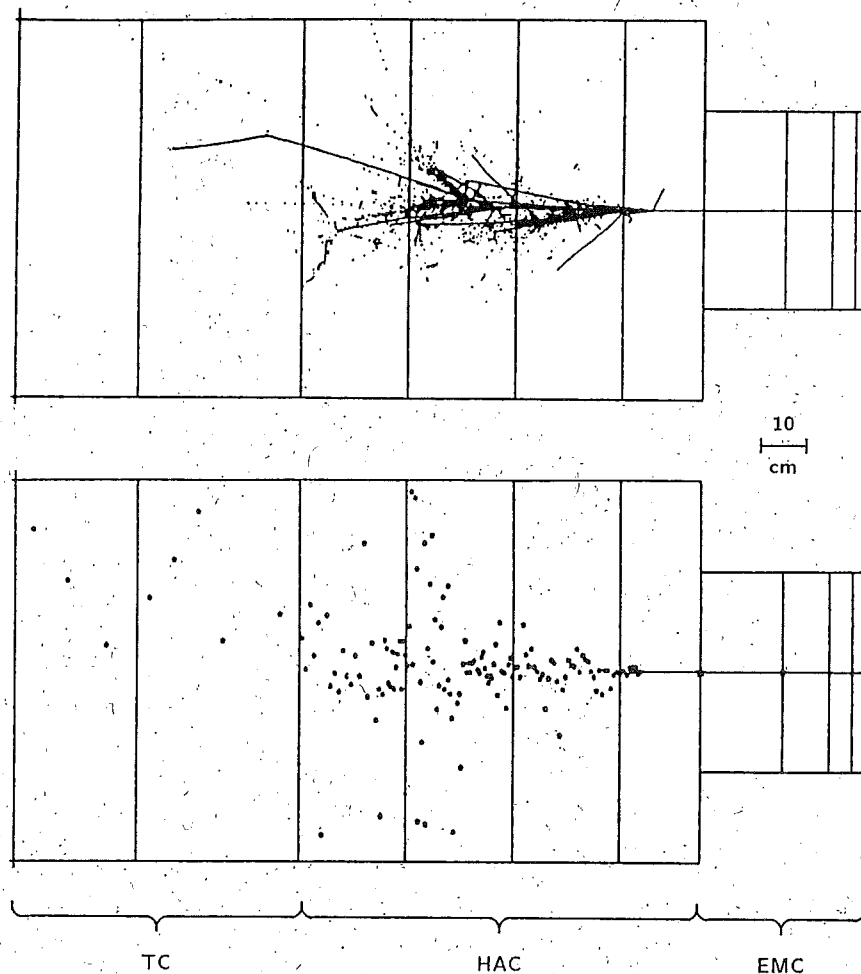


Abbildung 6.14: Simulation des Testkalorimeters mit einem von rechts einfallenden π^+ von 30 GeV

oben: Schauersimulation durch Spurverfolgung aller Sekundärteilchen in GEANT
 unten: Schauersimulation durch Energiespot-Deposition mit GFLASH in GEANT

6.5.1 Simulation des Testkalorimeters

Die Simulation der Geometrie des Testkalorimeters erfolgte wiederum mit Hilfe des Programms GEANT. Um die Anwendung des schnellen Simulationsprogramms GFLASH zu ermöglichen, wurden die einzelnen Kalorimeterstapel durch Medien mit mittleren Materialeigenschaften beschrieben, die sich von den in Tab. 4.1 angegebenen Werten in einigen Punkten aufgrund der geringfügig unterschiedlichen Sampling-Strukturen unterscheiden und daher in Tab. 6.2 angegeben sind.

	EMC	HAC	TC	
Fe-Schichtdicke	–	21.4	25.0	[mm]
Pb-Schichtdicke	2.44	–	–	[mm]
LAr-Schichtdicke	2.78	5.6	8.0	[mm]
Gl0-Schichtdicke	0.8	1.0	1.0	[mm]
S(mip)	0.148	0.0447	0.0543	
$\overline{X_{0,eff}}$	1.31	2.22	2.29	[cm]
$\overline{\lambda_{0,eff}}$	34.90	21.31	21.94	[cm]
$\overline{X_{0,eff}} / \overline{\lambda_{0,eff}}$	26.64	9.60	9.58	

Tabelle 6.2: Eigenschaften der Sampling-Strukturen des Testkalorimeters

6.5.2 Vergleich verschiedener Energiedepositionen

Um die Aussagekraft des hadronischen Teils der parametrisierten Schauersimulation zu testen, wurden zunächst die Energiedepositionen in den einzelnen Kalorimeterstapeln sowie dem gesamten Kalorimeter der Anordnung B mit den aufbereiteten Testdaten [PET89] für 30 GeV- π^- -Schauer verglichen.

In Abb. 6.15 sind die Verteilungen der im Auslesemedium der einzelnen Stapel sichtbaren Energien E_{LAr} für die simulierten und experimentellen Daten verglichen. Um auch die gesamte im Kalorimeter sichtbare Energie vergleichen zu können, wurden in Abb. 6.15 links oben die "LAr-Energien" der einzelnen Stapel mit dem Kehrwert des sichtbaren Anteils $S(mip)$ gewichtet und summiert. Es ist zu erkennen, daß die Fluktuationen der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie für die experimentellen und simulierten Daten gut übereinstimmen. Es ist aber auch zu erkennen, daß die Verteilung der simulierten Energien gegenüber den experimentellen Werten leicht zu höheren Energien verschoben ist.

Die Ausbildung zweier Maxima der im LAr sichtbaren Energie des HAC (links unten) zeigt, daß in der parametrisierten Simulation die Fluktuationen des π^0 -Anteils der ersten unelastischen Wechselwirkung richtig wiedergegeben werden und daß die Einflüsse der unterschiedlichen Verhältnisse von Strahlungslänge zu Absorptionslänge des EMC und HAC prinzipiell richtig behandelt werden. Denn das Maximum bei etwa 0.3 GeV stammt von den entsprechend einer Exponentialverteilung früh im EMC startenden Schauern, die ihren π^0 -Anteil auf den ersten etwa 20 X_0 des EMC deponieren und lediglich den rein hadronischen und π^0 -Anteil im HAC bzw. TC deponieren. Das Maximum bei etwa 0.8 GeV wird hingegen hauptsächlich von den nach einer Absorptionslänge im HAC startenden Schauern gebildet, die ihre Energie im wesentlichen vollständig in den $3.76 \lambda_0$ des HAC deponieren.

Der auf einer logarithmischen Skala durchgeführte Vergleich der Energieeinträge

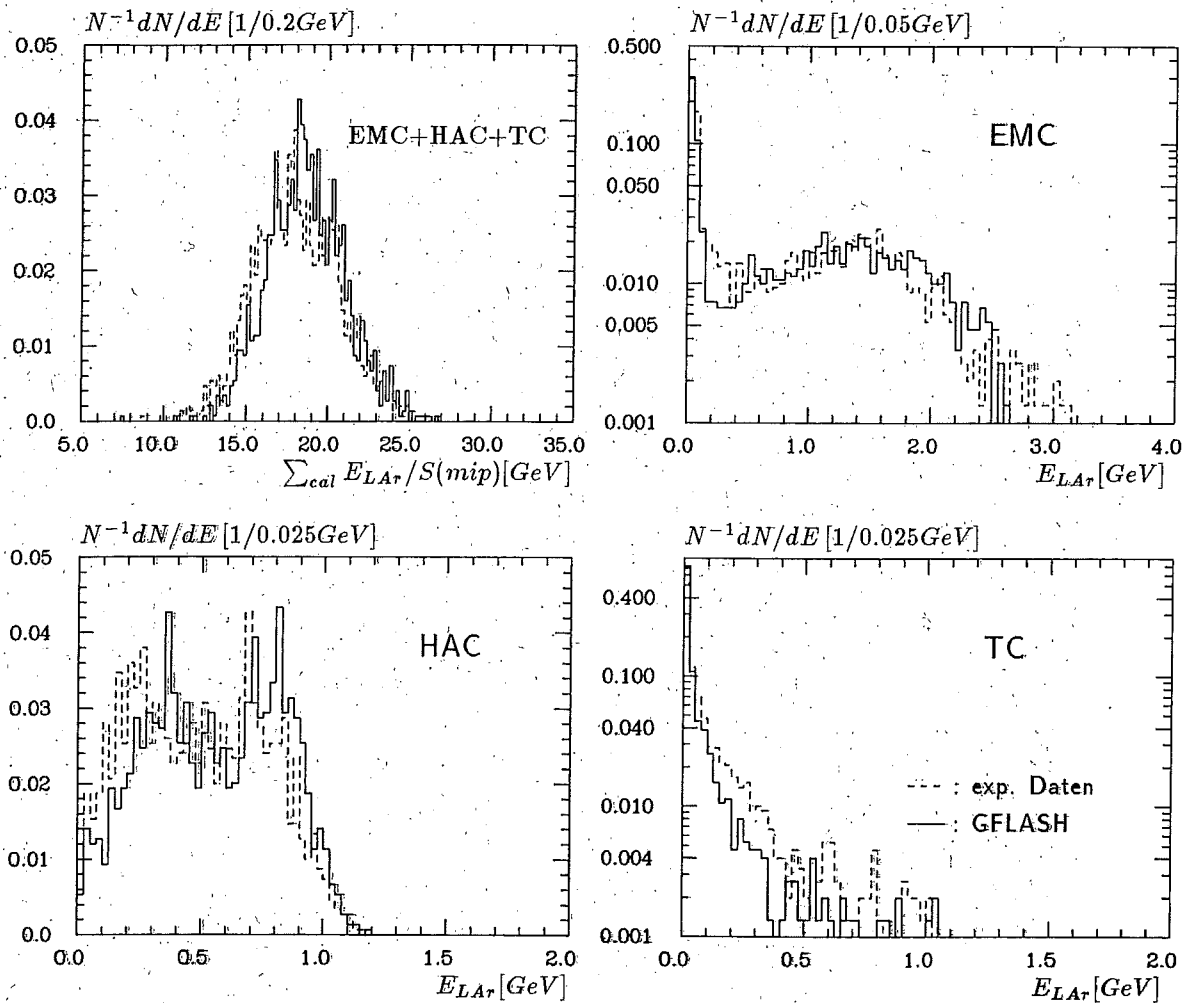


Abbildung 6.15: Vergleich der im gesamten Kalorimeter und in den einzelnen Stapeln im LAr deponierten Energie von 30 GeV-Pion-Schauern

im TC zeigt, daß der Anteil der Energieeinträge im TC, der von null verschieden ist, durch die Simulation leicht unterschätzt wird. Als wesentliche Ursache für dieses Verhalten ist der Umstand anzusehen, daß die longitudinale Parametrisierung hadronischer Schauer auf detailliert simulierten Schauern basiert. Die unzureichende Wiedergabe des "leading particle effects" (siehe Abs. 3.3.1 und [FIL88]) durch das hadronische Spurverfolgungsprogramm GHEISHA pflanzt sich daher durch die Simulation zu "kurzer" Schauer in den parametrisierten Algorithmus fort.

Wichtiger als die Verteilung der in den einzelnen Stapeln deponierten Energie ist ein Vergleich der Korrelationen dieser Energieeinträge, um die Wiedergabe der Fluktuationen der longitudinalen Energiedichteverteilung durch das Simulationsprogramm beurteilen zu können. In Abb. 6.16 sind daher die Korrelationen der Energieeinträge zwischen EMC, HAC und TC für die simulierten und experimentellen Daten auf der einheitlichen Skala $E_{LAr}/S(mip)$ [GeV] gegenübergestellt.

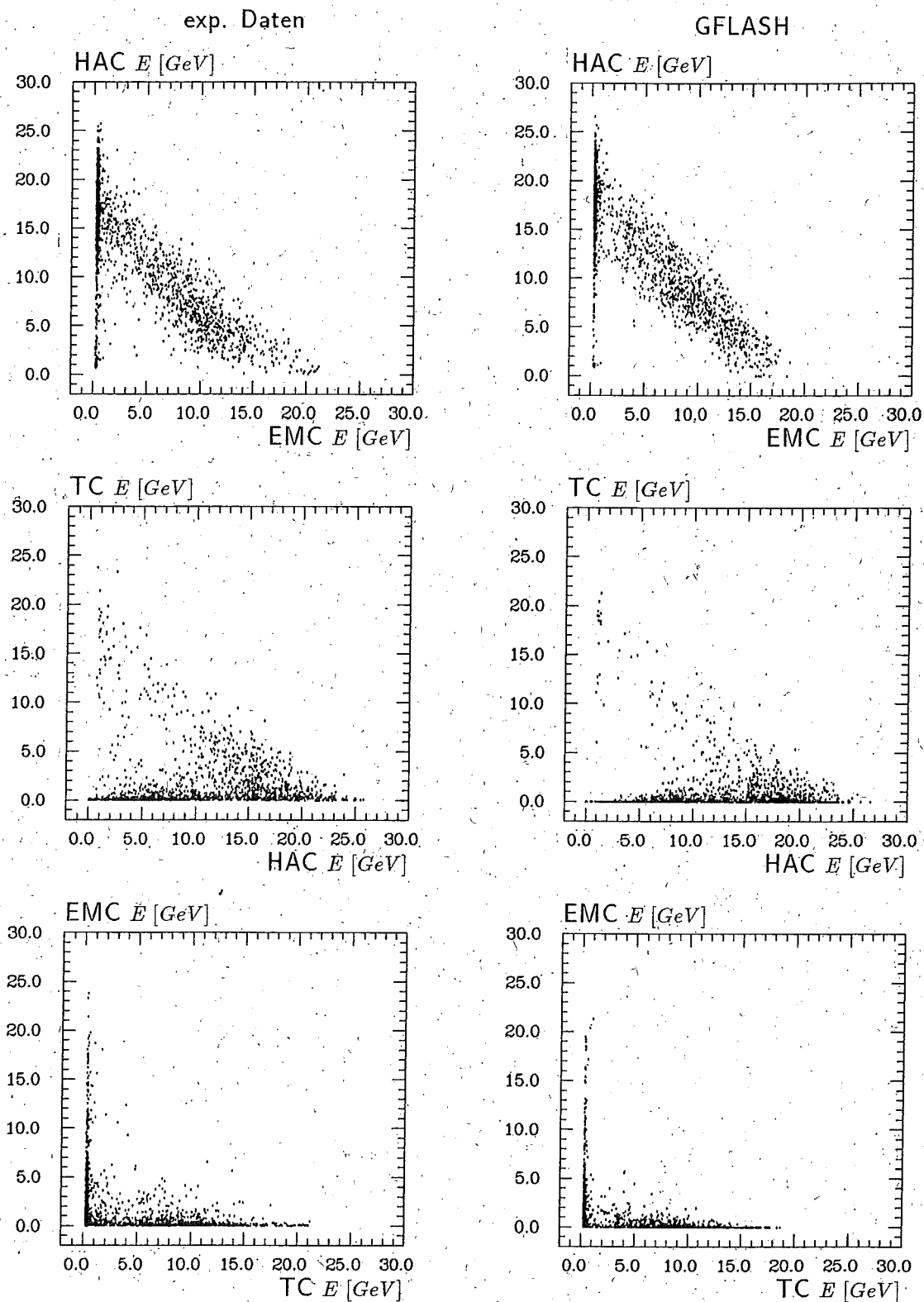


Abbildung 6.16: Vergleich der Korrelationen der in verschiedenen Kalorimeterstapeln deponierten Energie von 30 GeV-Pion-Schauern

Insgesamt werden die Energiekorrelationen gut wiedergegeben. Lediglich das Verhalten einiger der 3000 dargestellten Schauer, die eine geringe Energiedeposition von etwa 2 – 6 GeV im EMC und HAC sowie eine höhere Energiedeposition im TC aufweisen, kann durch die parametrisierte longitudinale Energiedichteverteilung nicht reproduziert werden.

6.5.3 Einstellung des experimentellen e/h -Verhältnisses

Bei den in Abb. 6.15 und 6.16 durchgeführten Vergleichen von Simulation und Experiment ist zu berücksichtigen, daß sich die simulierten Werte auf die im Auslesemedium durch Ionisationsverlust deponierte Energie beziehen und daß die experimentellen Werte aus der an den Ausleseflächen einer Ausleseschicht gemessenen Ladung berechnet wurden. Durch Sättigungs- und Rekombinationseffekte während der Ladungssammlung und Signalauslese ist daher die durch Ionisation im Auslesemedium getrennte Ladung nicht mit der gemessenen Ladung identisch.

Im Rahmen des Simulationsprogramms für den H1-Detektor, das im folgenden Kapitel näher erläutert werden wird, erfolgt die Berechnung dieser apparativen Effekte getrennt von der Simulation der durch Ionisationsverlust deponierten Energie. Aufgrund der für das Programm GFLASH gewählten Schnittstelle zur vollständigen H1-Detektorsimulation ist im schnellen Algorithmus die im LAr prinzipiell sichtbare Energie zu simulieren. Dennoch sei hier am Beispiel des Kalorimetertests der Anordnung A erläutert, wie der parametrisierte Algorithmus auf ein gemessenes e/h -Verhältnis eingestellt werden kann, um die instrumentellen Effekte implizit zu berücksichtigen.

Mit Hilfe der Gl. 3.61, in der das intrinsische e/h -Verhältnis eingeführt wurde, kann der auf ein mip bezogene sichtbare Anteil der rein hadronischen Komponente durch

$$\langle f_{had} \rangle \frac{had}{mip} = \frac{\frac{e}{mip}}{1 - \langle f_{em} \rangle \frac{e}{h}|_{intr}} \quad (6.47)$$

ausgedrückt werden. Andererseits gilt für die mit GFLASH simulierte rein hadronische Komponente

$$\langle f_{had} \rangle \frac{had}{mip} = \langle f_h + f_{in} \rangle \frac{had}{mip} \quad (6.48)$$

Wird nun davon ausgegangen, daß der Anteil f_{in} durch minimal ionisierende Teilchen (vgl. Gl. 6.45) deponiert wurde und die noch zu bestimmende Größe $had/mip|_{rsp}$ das Signalverhalten der simulierten rein hadronischen Komponente während der Schauerentwicklung $\langle f_h \rangle_{sim}$ wiedergeben soll, so kann die obige Gleichung auch wie folgt geschrieben werden:

$$\langle f_{had} \rangle \frac{had}{mip} = \langle f_h \rangle_{sim} \frac{had}{mip}|_{rsp} + \langle f_{in} \rangle \frac{mip}{mip}, \quad (6.49)$$

wobei

$$\langle f_h \rangle_{sim} = \langle f_{dp} (1 - f_{dp}^{\pi^0}) \rangle_{sim} = \langle f_{dp} \rangle_{sim} - \langle f_{em} \rangle_{sim}$$

mit Hilfe der Gl. 6.1, 6.6 und 6.41 bestimmt werden kann. Werden weiterhin in Gl. 6.47 experimentell bestimmte Werte für e/mip , $\langle f_{em} \rangle$ und $e/h|_{intr}$ eingesetzt, so kann das Signalverhalten des simulierten Anteils (Gl. 6.49) auf das experimentell bestimmte Verhalten (Gl. 6.47) durch

$$\frac{had}{mip}|_{rsp} = \frac{\frac{e}{mip}|_{exp}}{\frac{\langle f_h \rangle_{sim}}{1 - \langle f_{em} \rangle_{exp}} \cdot \frac{e}{h}|_{intr}} \cdot \frac{\langle f_{in} \rangle_{sim}}{\langle f_h \rangle_{sim}} \quad (6.50)$$

eingestellt werden. Da auf der rechten Seite der Gleichung die Größe $\langle f_h \rangle_{sim}$ auftritt, hängt die physikalische Bedeutung von $had/mip|_{rsp}$ davon ab, wie gut der rein hadronische Anteil eines Schauers durch die Parametrisierung wiedergegeben wird. Auf jeden Fall entspricht aber das mit GFLASH simulierte e/h -Verhältnis genau der experimentellen Parametrisierung dieser Größe, wenn das nach Gl. 6.50 bestimmte Verhältnis $had/mip|_{rsp}$ verwendet wird und gleichfalls der Anteil $\langle f_{em} \rangle_{sim}$ entsprechend Abs. 6.2.4 auf experimentell bestimmte Werte eingestellt wurde.

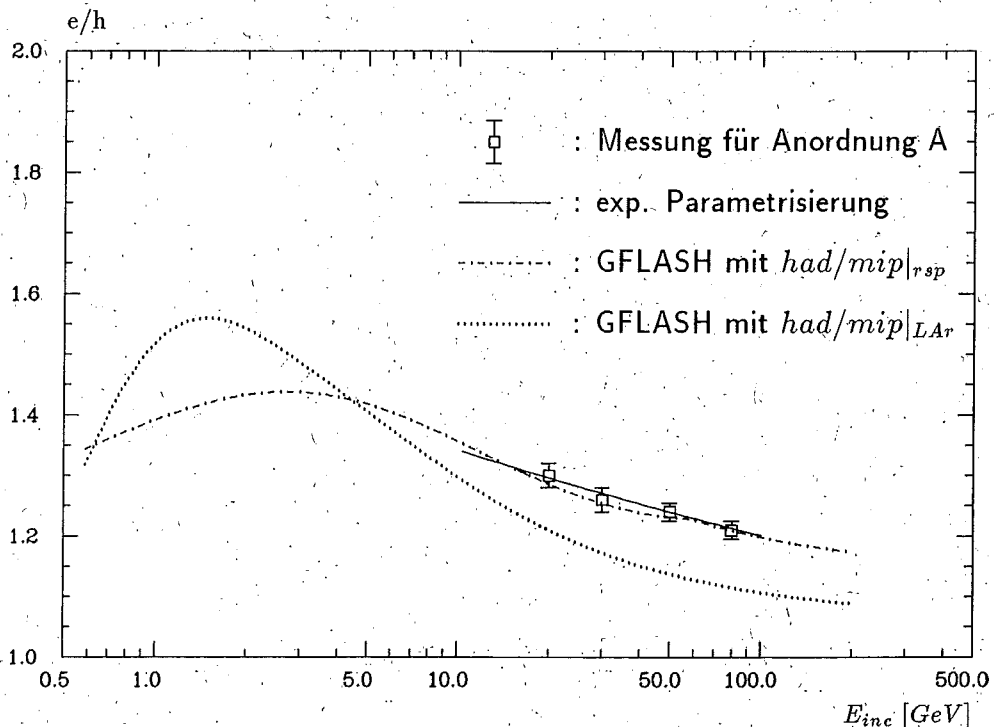
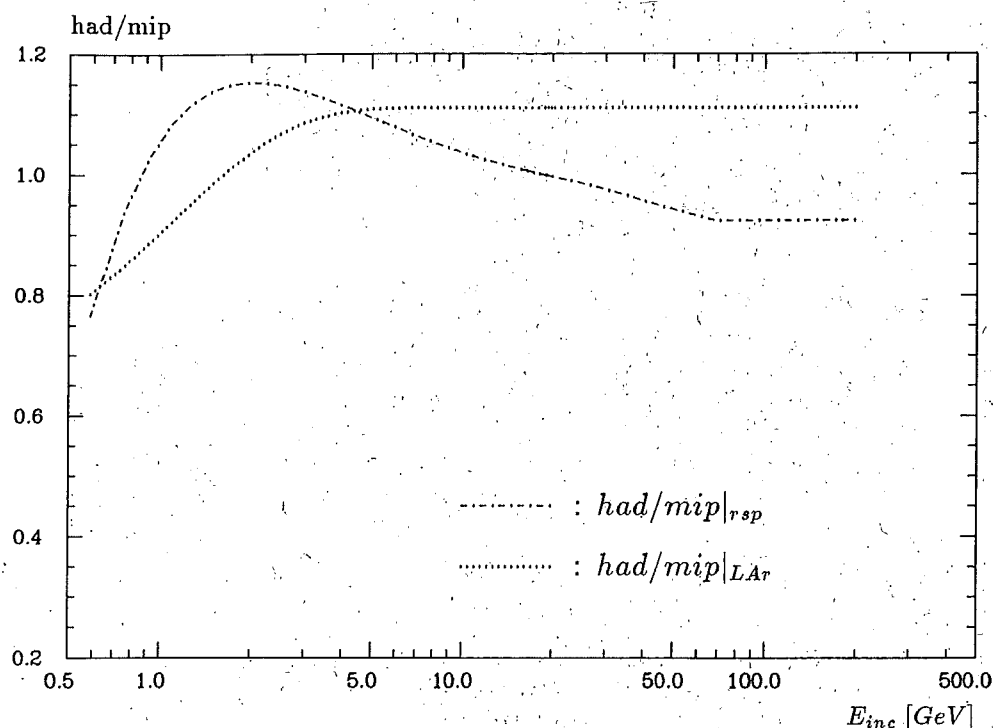


Abbildung 6.17: Vergleich simulierter und gemessener e/h -Verhältnisse


 Abbildung 6.18: Vergleich verschiedener had/mip -Verhältnisse

Das so simulierte e/h -Verhältnis wurde anhand der für die Anordnung A in [CG88] nach Gl. 3.62 bestimmten Parametrisierung

$$\begin{aligned} \langle f_{em} \rangle_{exp} &= 0.111 (\pm 0.002) \ln E_{inc} [GeV] \\ e/h|_{intr}^{exp} &= 1.52 (\pm 0.001) , \end{aligned}$$

die etwa für den Energiebereich $10 - 100 GeV$ gilt, berechnet und in Abb. 6.17 eingetragen. Dabei wurde darauf verzichtet, den Anteil $\langle f_{em} \rangle_{sim}$ auf $\langle f_{em} \rangle_{exp}$ einzustellen, da die Abweichungen des simulierten Anteils im Gültigkeitsbereich der experimentellen Parametrisierung nur sehr gering sind. Um außerhalb dieses Bereiches das Auftreten nicht sinnvoller Werte für had/mip auszuschließen, wurde statt dessen im hochenergetischen Bereich die untere Grenze für had/mip auf den Wert 0.925 festgelegt. Zum Vergleich zeigt Abb. 6.17 das simulierte e/h -Verhältnis, das sich aus der Parametrisierung von $had/mip|_{LA_r}$ nach Gl. 6.45 ergibt, und die experimentellen Werte für e/h , die [CG88] entnommen wurden.

Weiterhin sind in Abbildung 6.18 die Größen $had/mip|_{LA_r}$ nach Gl. 6.45 und $had/mip|_{rsp}$ als Funktion der Energie angegeben. In einem Vergleich mit Abb. 3.9 ist zu erkennen, daß die Größe $had/mip|_{rsp}$ ein sinnvollerer Energieverhalten als die Größe $had/mip|_{LA_r}$ zeigt. Da die Werte in Abb. 3.9 auf eine Sampling-Struktur aus Uran-Absorber- und Szintillator-Ausleseschichten bezogen sind, ist eine Bewertung der absoluten Höhen von $had/mip|_{LA_r}$ und $had/mip|_{rsp}$ nicht möglich.

6.6 Übersicht

Durch die Angabe der experimentell bestimmten Größen:

- e/mip • e/h • $\langle f_{em} \rangle$ • $e/h|_{intr}$ • σ_{intr} • σ_{samp}

können mit dem vorgestellten Algorithmus zur parametrisierten Schauersimulation alle meßbaren, globalen Schauergößen reproduziert werden.

Mit den hier angegebenen Parametern wird die Simulation der longitudinalen und lateralen Energiedichteverteilungen durch die Güte der zur "MC-Daten"-Erzeugung verwendeten Spurverfolgungsprogramme bestimmt und wird durch einen Vergleich mit experimentellen Verteilungen verbessert werden [PET89].

Die Simulation der Einflüsse von π^0 -Fluktuationen auf die total deponierte Energie und die longitudinalen Profile einzelner hadronischer Schauer kann durch

- die Einführung einer dritten Komponente in der longitudinalen Energiedichteverteilung Gl. 6.5, die einen "späten" π^0 -Anteil beschreibt,
- die Unterscheidung verschiedener " π^0 -Fälle" in Abs. 6.2.2,
- die Parametrisierung der Fluktuationen einzelner longitudinaler Verteilungen in Abs. 6.2.3 und
- die Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den einzelnen Parametern in Abs. 6.2.4

wesentlich verbessert werden. Durch das Zusammenwirken der korrelierten Erzeugung des π^0 -Anteils und der getrennten Simulation des Signalverhaltens der elektromagnetischen und rein hadronischen Komponente der deponierten Energie ist es auch mit einer parametrisierten Schauersimulation möglich, das bekannte asymmetrische Verhalten der Energieverteilungen hadronischer Schauer in nicht kompensierenden Kalorimetern zu reproduzieren (siehe Abb. 6.19).

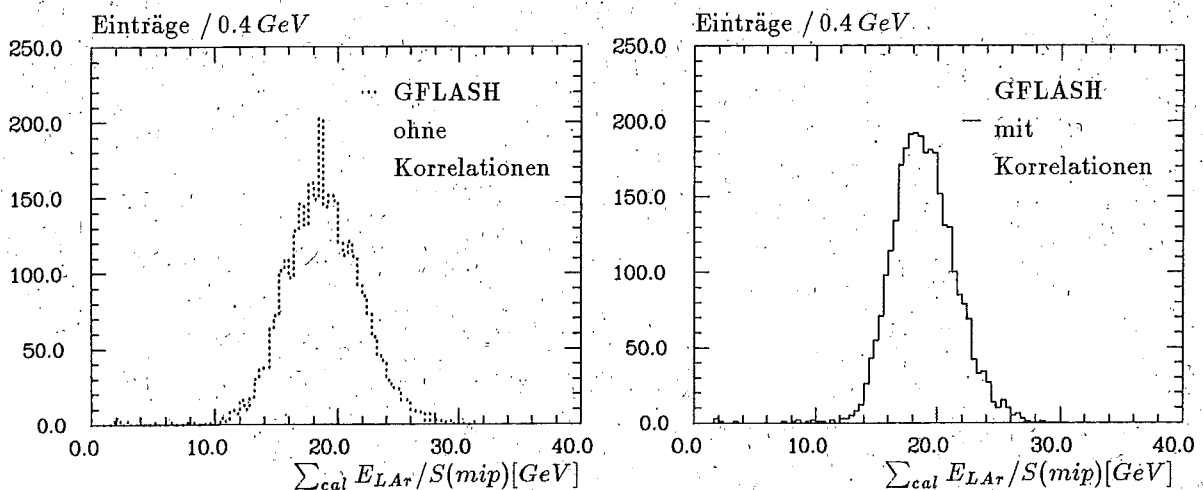


Abbildung 6.19: Simulation der in Anordnung B des Testkalorimeters deponierten Energie von 30 GeV-Pionen — mit und ohne Berücksichtigung der Korrelationen

Kapitel 7

Programm zur H1-Detektorsimulation

7.1 H1GEANT - Simulation des H1-Detektors mit GEANT

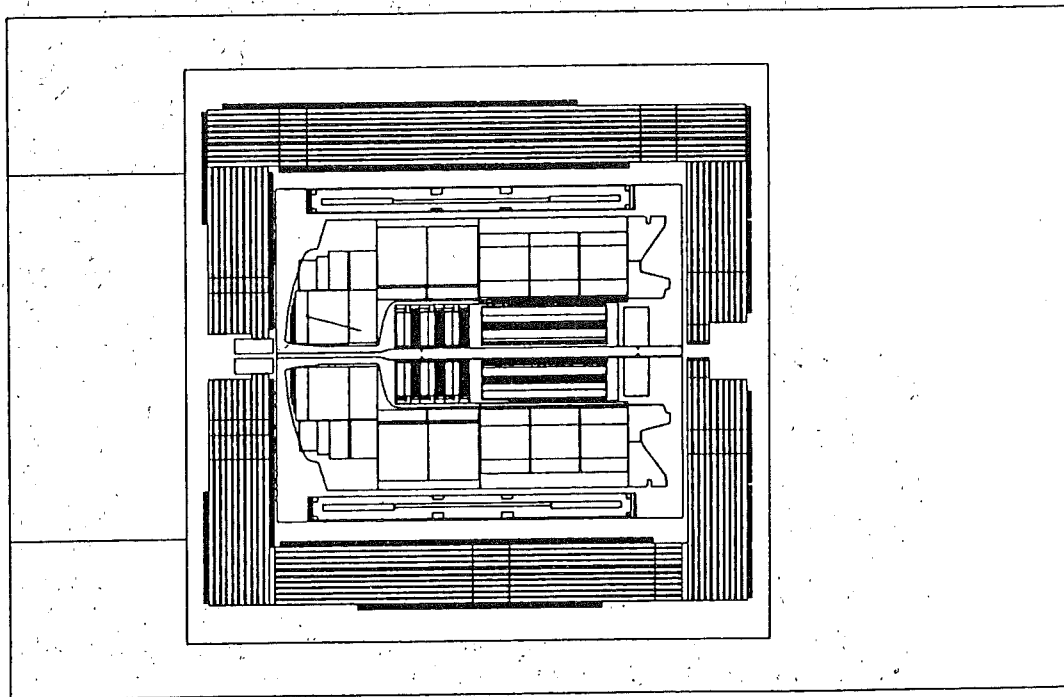


Abbildung 7.1: *Definition der Geometrie des H1-Detektors mit GEANT*

Die Simulation des Signalverhaltens eines Detektors durch ein Rechenprogramm setzt die geeignete Beschreibung der Geometrie des Detektoraufbaus voraus. Im

Rahmen des Programms GEANT erfolgt die Geometriebeschreibung eines Detektors durch das Zusammenfügen vieler einfacher geometrischer Körper mit geeigneten Abmessungen. Zur Wiedergabe des physikalischen Verhaltens können die einzelnen Volumina mit unterschiedlichen Materialeigenschaften versehen werden.

Je detaillierter die Struktur eines Detektors nachgebildet werden soll, desto höher ist dementsprechend die Anzahl der benötigten Volumina. Insbesondere bei einem Sampling-Kalorimeter mit hoher Ortsauflösung und komplizierter Anordnung der Ausleseflächen, wie dem H1-Kalorimeter, ist die Geometriedefinition sehr aufwendig. Mit wachsender Komplexität der Geometriebeschreibung steigt weiterhin die während der Spurverfolgung eines Teilchens erforderliche Rechenzeit, die benötigt wird, um festzustellen, in welchem Volumen mit welchen Eigenschaften sich ein Teilchen gerade befindet und wohin es seinen Weg durch den Detektor fortsetzen wird. Zur Beschleunigung des Programmablaufs ist es daher wünschenswert, mit der geringst möglichen Feinheit der Geometriebeschreibung auszukommen, die eine der jeweiligen Aufgabenstellung entsprechende Genauigkeit der Simulation zuläßt.

Wie bereits in Kap. 4 erwähnt, kann bei der Verwendung des parametrisierten Algorithmus auf die detaillierte Beschreibung der einzelnen Sampling-Schichten verzichtet werden. Statt dessen werden die einzelnen Kalorimeterstapel durch ein Medium mit mittleren Materialeigenschaften beschrieben. Abb. 7.1 zeigt die mit GEANT definierte Geometrie des H1-Detektors [PAT88], die zur Kalorimeterbeschreibung lediglich die einzelnen Stapel mit gemittelten Materialeigenschaften verwendet. Für den Bereich der inneren und äußeren Spurverfolgungsdetektoren des H1-Detektors wurde in Abb. 7.1 eine detaillierte Geometriebeschreibung gewählt.

7.2 GFLASH - Implementation parametrisierter Schauer in GEANT

Der Weg der vielen Teilchen eines Ereignisses muß zur Simulation der Reaktion des Detektors auf ein Ereignis durch die einzelnen Detektorvolumina verfolgt werden. Im Programmpaket GEANT sind Standardprogramme enthalten, die unter Verwendung einer beliebig definierten Detektorgeometrie diese Aufgabe übernehmen. Um den parametrisierten Algorithmus möglichst einfach und universell an das Programm GEANT anschließen zu können, wurde das Programmpaket GFLASH zur schnellen Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern in das Spurverfolgungskonzept des Programms GEANT integriert.

7.2.1 Beschreibung der GEANT - GFLASH Schnittstelle

Zum besseren Verständnis des Vorgehens soll anhand von Abb. 7.2 zunächst das Standard-GEANT-Konzept zur Spurverfolgung erläutert werden, um anschließend die Integration der GFLASH-Unterprogramme erklären zu können.

Die im Endzustand eines zu simulierenden Ereignisses erscheinenden Teilchen sind durch die Angabe ihrer Teilchenart, ihres Entstehungsortes und ihres Viererim-

pulses im Speicherbereich `prim_tracks` festgehalten. Die während der Spurverfolgung der einzelnen Teilchen durch Teilchenzerfall oder unelastische Wechselwirkungen entstehenden Sekundärteilchen werden im Bereich `sec_tracks` gespeichert. In der Routine `GTREVE` wird dafür gesorgt, daß alle in diese Speicherbereiche eingetragenen Teilchen während der Prozessierung eines Ereignisses abgearbeitet werden.

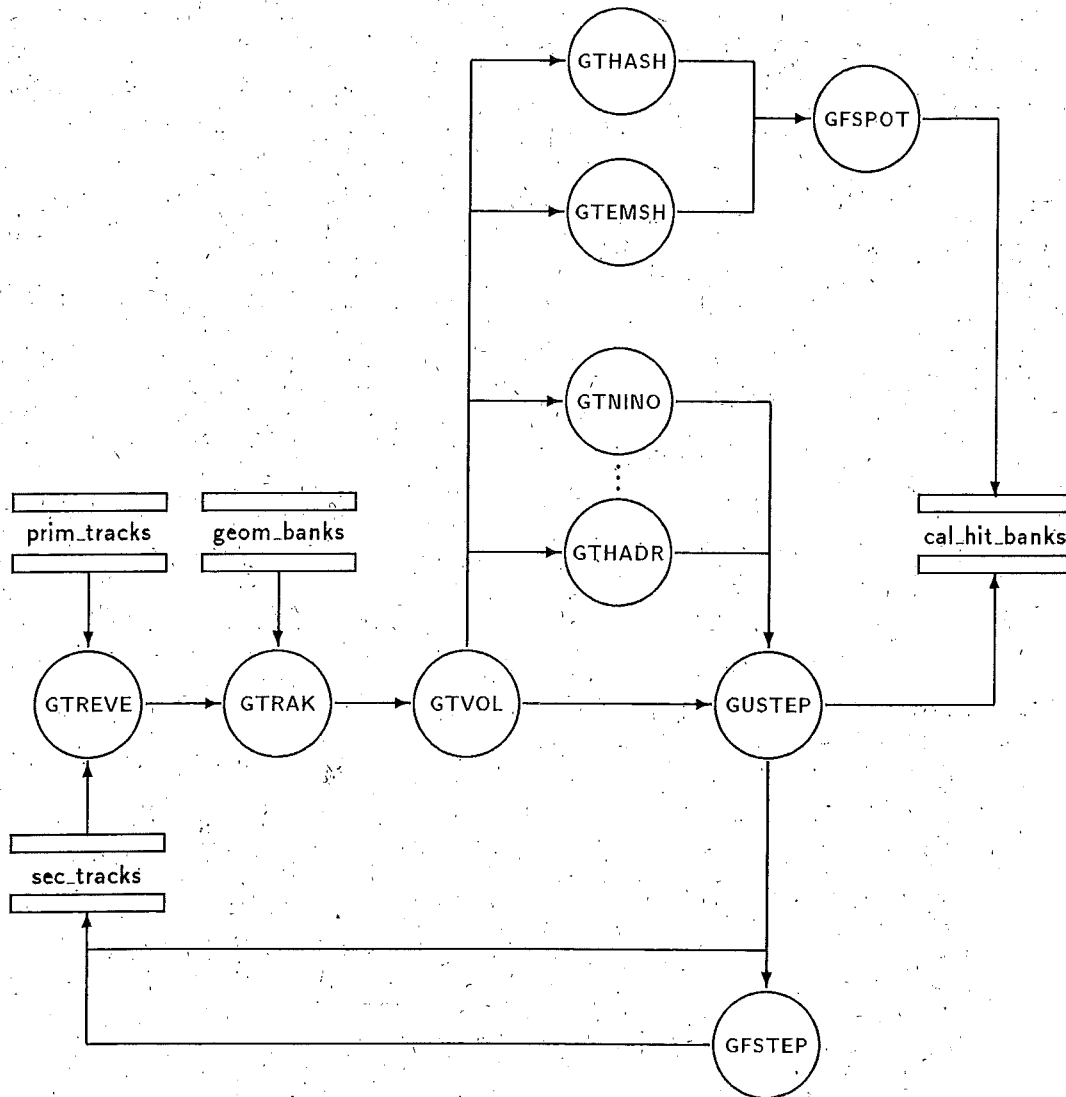


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung der GFLASH-Implementation in GEANT

Für ein einzelnes Teilchen, gleichgültig ob es aus dem Bereich `prim.tracks` oder `sec.tracks` stammt, wird zunächst in der Routine `GTRAK` unter Bezug auf die im Bereich `geom.banks` gespeicherten Geometrieinformationen festgestellt, in welchem Volumen mit welchen Materialeigenschaften es sich gerade befindet und wie groß die Entfernung in Richtung des Teilchenimpulses bis zur Grenze dieses Volumens ist. Bis zu dieser Grenze wird dann die Spur des Teilchens in der folgenden Routine `GTVOL` schrittweise kontrolliert. Erreicht die Spur die Grenze des aktuellen Volumens, so wird in `GTVOL` eine Extrapolation der Spur in ein neues Volumen vorgenommen, um anschließend die Kontrolle wieder an die Routine `GTRAK` zurückzugeben, wo erneut festgestellt wird, welche Eigenschaften dieses neue Medium besitzt.

Innerhalb der Routine `GTVOL` besteht die wesentliche Aufgabe darin, die zu simulierenden physikalischen Prozesse entsprechend der Teilchenart auszuwählen. Diese Auswahl erfolgt durch den Aufruf einer der Routinen:

`GTGAMA` für Photonen,

`GTELEC` für Elektronen und Positronen,

`GTNEUT` für Neutronen,

`GTHADR` für alle anderen Hadronen,

`GTMUON` für Myonen und

`GTNINO` für Neutrinos.

In diesen "Physikroutinen" wird u.a. der quasikontinuierliche Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation während eines Schrittes bestimmt, der zur Berechnung des Detektorsignals in diesem Volumen an die Benutzeroutine `GUSTEP` übergeben wird. Ebenso werden im Falle einer unelastischen Wechselwirkung oder eines Teilchenzerfalls die nötigen Informationen über die neu erzeugten Sekundärteilchen an die Routine `GUSTEP` übergeben, wo der Benutzer entscheiden kann, ob ein Sekundärteilchen zur weiteren Spurverfolgung z.B. in den Speicherbereich `sec.tracks` eingetragen oder ob es nicht weiter verfolgt werden soll.

An dieser Stelle des Programmablaufs kann der parametrisierte Algorithmus zur Schauersimulation angeschlossen werden. Falls das erste Mal in einem zum Kalorimeter gehörenden Volumen ein unelastischer Prozeß stattgefunden hat — genauer ist das ein Bremsstrahlungsprozeß im Falle elektromagnetischer Schauer bzw. eine unelastische Hadron-Kern-Wechselwirkung im Falle hadronischer Schauer — so wird davon ausgegangen, daß an dieser Stelle der Startpunkt für eine Schauerentwicklung gegeben ist.

Zur weiteren Verfolgung eines Schauers mit dem schnellen Algorithmus kann nun in der Routine `GFSTEP` ein neu definiertes, imaginäres "Pseudo-Schauer teilchen" erzeugt werden, das mit dem Viererimpuls des schauernden Teilchens in den Speicherbereich `sec.tracks` eingetragen wird, um anschließend die Verfolgung des einfallenden Teilchens abzubrechen.

Diese Vorgehensweise wird durch zwei Gesichtspunkte motiviert:

1. Die wesentliche Energiedeposition eines Schauers findet in einem kleinen zylindrischen Kern von weniger als einem Molière-Radius für elektromagnetische Schauer bzw. dem Bruchteil einer Absorptionslänge für hadronische Schauer statt. Die Schauerentwicklung kann daher näherungsweise durch die Materialeigenschaften im Kern eines Schauers bestimmt werden.
2. Das geometrische Problem, herauszufinden, wie weit sich ein Teilchen in einem bestimmten Medium bewegt, ist im Programm GEANT durch das obige Spurverfolgungskonzept gelöst.

Durch die Einführung der imaginären Schauerteilchen, die durch den Detektoraufbau mit Hilfe der Standard-GEANT-Routinen verfolgt werden, können die zur Integration der parametrisierten Energiedichteverteilungen erforderlichen Materialinformationen (X_0 , λ_0 sowie A, Z für R_M) leicht ermittelt werden.

Für ein im Bereich `sec.tracks` gespeichertes Schauerteilchen des parametrisierten Algorithmus läuft dann die Simulation wie folgt ab. In der Routine GTRAK werden die im aktuellen Volumen gültigen Materialeigenschaften sowie die Entfernung bis zur Grenze des Volumens ermittelt. Aufgrund der neu eingeführten Teilchenart können diese Informationen in der durch zwei Anweisungen erweiterten Routine GTVOL an die eigentlichen GFLASH-Programme

GTEMSH zur elektromagnetischen Schauersimulation bzw.

GTHASH zur hadronischen Schauersimulation

übergeben werden.

In den Routinen GTEMSH bzw. GTHASH findet nun die Erzeugung der Energiespots (siehe Abs. 5.2.3) statt. Dazu wird die zu Beginn eines Schauers fluktuierende longitudinale Energieverteilungsdichte schrittweise bis zur Volumengrenze integriert. Der für jeden Integrationsschritt bestimmte Energiebetrag wird entsprechend der fluktuierenden lateralen Verteilung und der im jeweiligen Volumen gültigen Sampling-Fluktuationen in Form von Energiespots im Detektor positioniert.

Dabei ist zu beachten, daß Energiespots auch in Kalorimeterstapeln deponiert werden können, für die vom aktuellen Volumen abweichende Werte für die Größen $S(mip)$, e/mip und had/mip gelten können. Die Berechnung des sichtbaren Anteils der deponierten Energie eines Spots wird daher erst in der Routine GFSPOT vorgenommen, nachdem dort die Abbildung der in den kartesischen Koordinaten (x, y, z) vorliegenden Ortsinformation eines Energiespots auf die entsprechenden Kanalnummern der Auslesezellen eines Kalorimeterstapels (siehe Abb. 7.3) vorgenommen wurde. Dabei wird für die etwa 40 000 Kanäle des Kalorimeters die selbe Abbildung (engl.: mapping) wie in der detaillierten Schauersimulation durch Spurverfolgung verwendet.

Die so ermittelte Information über die in einer Auslesezelle sichtbare Energie wird zuletzt zur weiteren Verarbeitung, wie z.B. der Digitalisierung des elektronischen Signals eines Kanals, im Speicherbereich `cal.hit.banks` festgehalten.

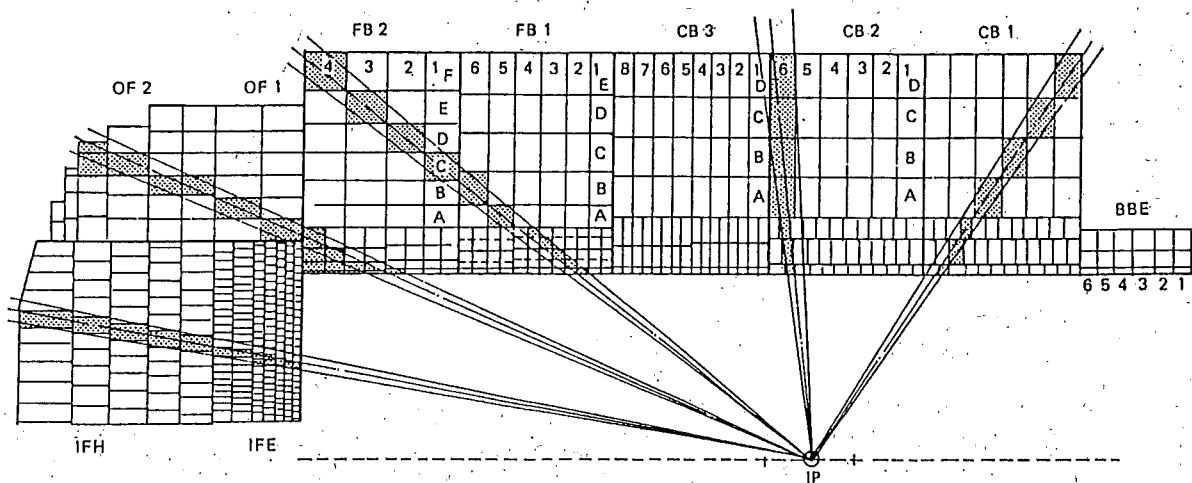


Abbildung 7.3: Longitudinale Segmentierung des H1-Kalorimeters in Auslesezellen

Auch wenn der parametrisierte Algorithmus programmtechnisch so implementiert wurde, daß er für beliebige Teilchen eines Ereignisses arbeitet, darf nicht übersehen werden, daß die Parametrisierung für π^+ - und e^- -induzierte Schauer im Energiebereich von 1 – 200 GeV ermittelt wurde, die sich senkrecht zur Sampling-Struktur entwickelten. Wie gut sich diese Parametrisierung auf andere Hadronen und andere Einfallswinkel übertragen und in andere Energiebereiche extrapolieren läßt, wird in weiteren Untersuchungen bestimmt werden müssen. Aufgrund der vorgestellten Implementation der GFLASH-Routinen in GEANT ist es leicht möglich, die parametrisierte Schauersimulation erst nach einigen detailliert simulierten unelastischen Wechselwirkungen anzuwenden. Es wird daher auch untersucht werden können, ob z.B. in bestimmten Raumbereichen des Kalorimeters oder oberhalb einer bestimmten Energie die parametrisierte Simulation durch detailliert simulierte Prozesse ergänzt werden sollte, um bei einem geringen Rechenzeitbedarf die höchst mögliche Genauigkeit der Detektorsimulation zu erreichen.

7.2.2 Abschätzung des Rechenzeitbedarfs

Da sich das Programm zur vollständigen H1-Detektorsimulation noch in der Entwicklungsphase befindet, ist es nicht möglich, endgültige Aussagen über den Rechenzeitbedarf der parametrisierten Schauersimulation im H1GEANT-Kontext zu machen. Es soll daher hier eine Abschätzung des Rechenzeitbedarfs am Beispiel von 50 GeV- π^+ -Schauern erfolgen, die sich im H1-Vorwärtskalorimeter ausbreiten. In Abb. 7.4 ist ein Teil der etwa 800 mit GFLASH erzeugten Energiespots eines solchen Schauers im H1-Kalorimeter abgebildet. Im Kern des Schauers ist dort die imaginäre Spur eines "Pseudo-Schauerteilchens" dargestellt.

Entsprechend dem im letzten Abschnitt vorgestellten, kombinierten Konzept aus imaginärer Spurverfolgung mit GEANT, Spoterzeugung mit GFLASH und Spotdeposition mit Hilfe eines "Mappings" ist es sinnvoll, den Rechenzeitbedarf der

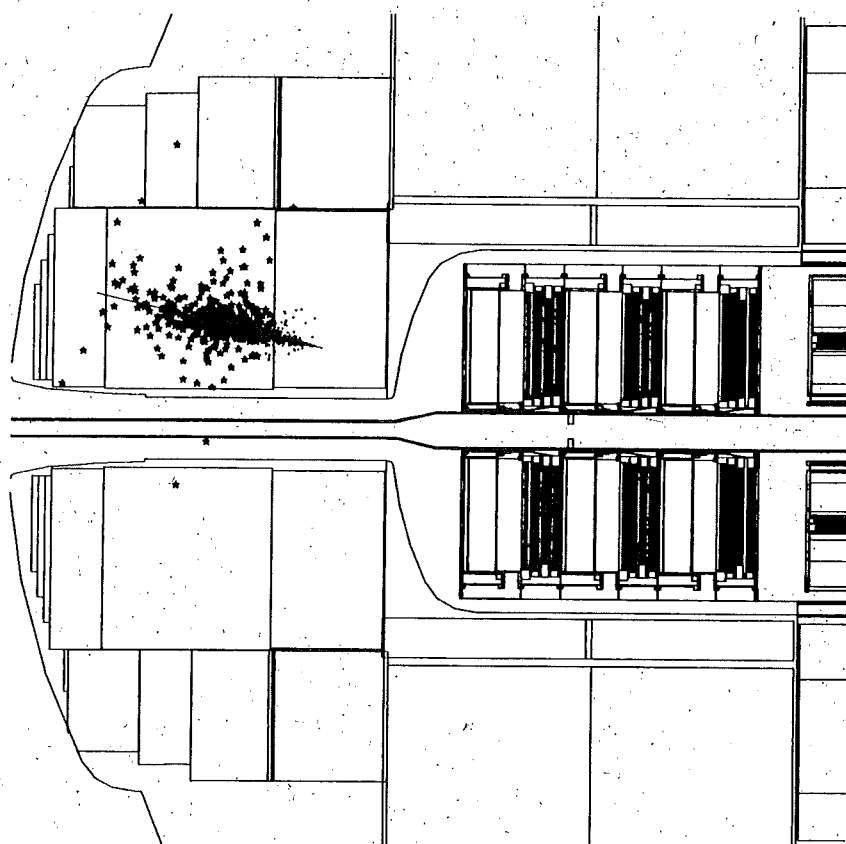


Abbildung 7.4: *Deposition von Energiespots mit GFLASH für einen 50 GeV- π^+ -Schauer im H1GEANT-Kalorimeter*

verschiedenen Programmteile getrennt zu betrachten. Für die Verfolgung der imaginären Schauerspür mit GEANT ergibt sich ein Zeitbedarf von 54 ms^1 ; die zur Erzeugung der Energiespots mit GFLASH benötigte Zeit beträgt 30 ms ; und die Deposition der Spots in bestimmten Software-Kanälen erfordert einen Zeitbedarf von 108 ms .

Der schauerspezifische Teil, die Erzeugung der Energiespots, ist somit gegenüber dem geometriespezifischen Teil der Kalorimetersimulation von untergeordnetem Zeitbedarf. Zu den oben angegebenen Zeiten ist noch die zur Spurverfolgung des einfallenden Pions bis zum Schauerstartpunkt benötigte Zeit zu addieren, so daß sich insgesamt ein Rechenzeitbedarf von 0.28 s zur schnellen Simulation eines 50 GeV -Hadronschauers ergibt. Dieser Zeitbedarf kann mit dem Zeitbedarf der Schauersimulation durch Spurverfolgung aller Sekundärteilchen eines Schauers verglichen werden, für den im H1-GEANT mit GHEISHA bei Verwendung der standardmäßigen Abschneideenergien etwa $T_{CPU} \approx 1.0 \text{ s/GeV} \cdot E_{inc}[\text{GeV}]$ gilt. Im Falle des 50 GeV -Schauers ist somit die Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern etwa

¹CPU: DESY-IBM 3090

180 mal schneller als die detaillierte Simulation.

Wichtiger als diese Zahl ist für den Vergleich des Zeitbedarfs der schnellen und detaillierten Simulation die Betrachtung der Energieabhängigkeit des Zeitbedarfs. In Abs. 4.1.3 wurde schon erwähnt, daß aufgrund der Proportionalität von Energie und totaler Spurlänge eines Schauers der Rechenzeitbedarf der Spurverfolgungssimulation linear mit der Schauerenergie ansteigt. Für den parametrisierten Algorithmus hingegen ist der Rechenzeitbedarf etwa proportional zur Länge eines Schauers, die aber nur mit dem Logarithmus der Energie wächst. Die Energieabhängigkeit des Rechenzeitbedarfs läßt sich damit für die schnelle Schauersimulation auf $T_{CPU} \sim 100 \text{ ms} + 50 \text{ ms} \cdot \ln E_{inc} [\text{GeV}]$ in der gegenwärtigen H1GEANT-Version abschätzen.

Je höher die zu simulierende Schauerenergie ist, desto größer ist somit der Zeitgewinn, der mit der parametrisierten Schauersimulation erzielt werden kann. Der in dieser Arbeit am Beispiel des H1-Kalorimeters entwickelte Algorithmus ließe sich daher bei der Simulation von Detektoren, die für Experimente an den zukünftigen Beschleunigern des TeV-Bereichs benötigt werden, besonders wirkungsvoll einsetzen.

Zusammenfassung

In der gegenwärtigen und zukünftigen experimentellen Hochenergiephysik werden Kalorimeter als wesentliche Bestandteile komplexer Detektorsysteme unentbehrlich sein. Der Kalorimetersimulation wird daher bei der Detektorentwicklung und Datenanalyse eine wichtige Bedeutung zukommen.

Teilchenschauer in Sampling-Kalorimetern können durch die Spurverfolgung aller Sekundärteilchen eines Schauers simuliert werden. Der Rechenzeitaufwand für die Schauersimulation wächst dabei linear mit zunehmender Schauerenergie. Durch die Parametrisierung der Energiedichteverteilungen elektromagnetischer und hadronischer Schauer kann der Rechenzeitaufwand für die Schauersimulation deutlich reduziert werden.

Ausgehend vom derzeitigen Verständnis der elektromagnetischen und hadronischen Schauerbildung wurde ein weitgehend geometrieunabhängiger Algorithmus zur parametrisierten Schauersimulation (GFLASH) entwickelt, der es erlaubt, die experimentell bestimmbaren globalen Schauergrößen zu reproduzieren.

Die longitudinalen und lateralen Energiedichteverteilungen elektromagnetischer und hadronischer Schauer wurden mit Hilfe detailliert simulierter "MC-Daten" für die typischen Sampling-Strukturen des H1-Kalorimeters aufgenommen. Zur möglichst genauen Beschreibung des Verhaltens einzelner Schauer wurden sowohl die Mittelwerte als auch die Fluktuationen der verschiedenen Größen als Funktion der Schauerenergie im Bereich von $1\text{ GeV} - 200\text{ GeV}$ parametrisiert.

Die Wiedergabe der Signalstrukturen einzelner Schauer konnte auch für hadronische Schauer durch die Aufteilung der longitudinalen Energiedichteverteilung in eine rein hadronische und zwei elektromagnetische Komponenten erreicht werden. Der Einfluß des fluktuierenden π^0 -Anteils der deponierten Energie auf die total deponierte Energie sowie die longitudinalen Schauerprofile wurde durch die korrelierte Variation der einzelnen Verteilungsparameter berücksichtigt.

Ein erster Vergleich der parametrisierten Simulation mit Kalorimetertest-Daten und detailliert simulierten "MC-Daten" zeigte eine gute Übereinstimmung der longitudinalen und lateralen Energiedichteverteilungen. Insbesondere werden die π^0 -Fluktuationen der deponierten Energie, die Einflüsse unterschiedlicher Kalorimeterstrukturen auf die Schauerausbreitung sowie die Korrelationen der Energiedeposition in unterschiedlichen Kalorimeterstapeln richtig wiedergegeben.

GFLASH konnte daher als Option zur schnellen Schauersimulation in das komplette H1GEANT-Simulationsprogramm integriert werden.

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. AMALDI
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [AMA87] U. AMALDI
Physics and Detectors at the Large Hadron Collider
and at the CERN Linear Collider
CERN-EP/87-95, Genf 1987
- [AKO77] G.A. AKOPDJANOV et al.
Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cherenkov Spectrometer
Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 441-445
- [BAD87] J. BADIÉ, M. BARDADIN-OTWINOWSKA
Longitudinal Distribution of Electromagnetic Showers
in the ALEPH Electromagnetic Calorimeter
ALEPH 87-9 EMCAL 87-1, Genf 1987
- [BOC81] R.K. BOCK, T. HANSL-KOZANECKA, T.P. SHAH
Parametrization of the Longitudinal Development
of Hadronic Showers in Sampling Calorimeters
Nucl. Instr. and Meth. 185 (1981) 533
- [BRÜ87] H. BRÜCKMANN et al.
On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters
DESY 87-064, Hamburg 1987
- [BRU86] R. BRUN et al.
GEANT3 User's Guide
CERN-DD/EE 84-1, Genf 1986
- [CG87] H1 Calorimeter Group
Results from a Test of a Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter
DESY 87-098, Hamburg 1987
- [CG88] H1 Calorimeter Group
Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter
DRAFT 1, München 1988

- [DON88] R. DONALDSON, M.G.D. GILCHRIESE
Experiments, Detectors, and Experimental Areas for the Supercollider
World Scientific, Singapore 1988
- [ELL88] J. ELLIS, F. PAUSS
Searches for New Physics
CERN-TH.4992/88, Genf 1988
- [FAB85] C.W. FABJAN
Calorimetry in High-Energy Physics
CERN-EP/85-54, Genf 1985
- [FES85] H. FESEFELDT
The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications -
PITHA 85/02, Aachen 1985
- [FES86] H. FESEFELDT
The e/h Ratio and Energy Resolution of Hadronic Calorimeters
Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 114
- [FIL88] D. FILGES, P. CLOTH
Proceedings of the International Workshop on Calorimeter Simulation
Jül-Conf-67, Jülich 1988
- [FOR78] R.L. FORD, W.R. NELSON
The EGS Code System
SLAC-210 UC-32, Stanford 1978
- [FRO79] A.G. FRODESEN et al.
Probability and Statistics in Particle Physics
Universtetsforlaget, Bergen 1979
- [H185] H1-Collaboration
Letter of Intent for an Experiment at HERA
DESY, Hamburg 1985
- [H186] H1-Collaboration
Technical Proposal for the H1 Detector
DESY, Hamburg 1986
- [H187] H1-Collaboration
Technical Progress Report
DESY, Hamburg 1987
- [HAL84] F. HALZEN, A.D. MARTIN
Quarks and Leptons
John Wiley & Sons, New York 1984

- [HAY85] Y. HAYASHIDE, T. KAMON, J. FREEMAN
Electromagnetic Calorimeter Simulation for CDFSIM Version 3.0
CDF Note No. 287, Batavia 1985
- [HUG86] E. HUGHES
Measurement of Hadronic and Electromagnetic Shower Development
between 10 GeV and 140 GeV by an Iron-Scintillator Calorimeter
CERN CDHS Internal Note 4 August 1986, Genf 1986
- [ING87] G. INGELMANN
Deep Inelastic Physics at Hera
DESY 87-144, Hamburg 1987
- [JAM80] F. JAMES
Monte Carlo Theory and Practice
Rep. Prog. Phys., Vol.43, 1980, 1145-1189
- [LAN88] P. LANGACKER
Recent Aspects of GUT Phenomenology
DESY 88-076, Hamburg 1987
- [LOM83] E. LOHRMANN, K.-H. MESS
Remarks on the Kinematics of e-p Collisions at HERA
DESY HERA 83/08, Hamburg 1983
- [LOH83] E. LOHRMANN
Einführung in die Elementarteilchenphysik
B.G. Teubner, Stuttgart 1983
- [LON75] E. LONGO, I. SESTILI
Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated
Electromagnetic Showers in Leadglass
Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283
- [LON85] E. LONGO, L. LUMINARI
Fast Electromagnetic Shower Simulation
Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 506
- [MUS88] G. MUSIOL, J. RANFT, R. REIF, D. SEELIGER
Kern- und Elementarteilchenphysik
VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim 1988
- [NEG81] M. DELLA NEGRA
Pattern Recognition in Calorimeters
Phys. Scripta 23 (1981) 469-479
- [PAR86] PARTICLE DATA GROUP
Review of Particle Properties
Physics Letters 170B (1986)

- [PAT88] G.D. Patel et al. (H1 Simulation Group)
GEANTH1, Preliminary Guide
unveröffentlicht, Hamburg 1988
- [PET89] S. PETERS
Diplomarbeit in Vorbereitung
Hamburg 1989
- [ROS52] B. ROSSI
High-Energy Particles
Prentice Hall, New York 1952
- [RUB88] C. RUBBIA
Future Facilities for Particle Physics
CERN-EP/88-01, Genf 1988
- [RUB81] R. Y. RUBINSTEIN
Simulation and the Monte-Carlo-Method
John Wiley & Sons, New York 1981
- [RUE87] R. RÜCKL
Physics at Hera
DESY 87-021, Hamburg 1987
- [SCH84] P. SCHMÜSER
Elementarteilchenphysik für Fortgeschrittene
Ausarbeitung einer Vorlesung an der Universität Hamburg, 1984
- [WIG86] R. WIGMANS
On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters
CERN/EF 86-18, Genf 1986
- [WIG87] R. WIGMANS
Energy Loss of Particles in Dense Matter - Calorimetry
NIKHEF-H/87-12, Amsterdam 1987
- [WOL86] G. WOLF
HERA: Physics, Machine and Experiments
DESY 86-089, Hamburg 1986
- [WOM87] W.J. WOMERSLEY et al.
Hadron Showers in a Low-Density Fine-Grained Flash Chamber Calorimeter
Fermilab-Pub-87/159-E, Batavia 1987

Danksagung

Die vorgelegte Arbeit entstand in der Hamburger Arbeitsgruppe des Max-Planck-Institutes für Physik und Astrophysik, München, das im Rahmen der H1-Kollaboration am Bau des Kalorimeters und an verschiedenen Softwareentwicklungen beteiligt ist.

Ich danke allen Mitgliedern dieser Gruppe, Dr. W. de Boer, H. Fürstenau, Dr. G. Grindhammer, Dr. D. Lüers, R. Mundt, S. Peters und L. Wong, für viele anregende Diskussionen, die in einer harmonischen Arbeitsatmosphäre stattfanden und eine fruchtbare Zusammenarbeit ermöglichten.

Speziell danke ich G. Grindhammer für die interessante Aufgabenstellung, die intensive, lehrreiche Betreuung meiner Arbeit und die Ermutigung, Ergebnisse dieser Arbeit auf der Frühjahrstagung 1988 der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Freiburg und dem International Workshop on Calorimeter Simulation in Jülich vorzutragen. S. Peters danke ich besonders für die Unterstützung beim ersten Vergleich des Programms GFLASH mit den Daten des 87'er CERN-Tests.

Allen Mitgliedern der "H1-Simulation Group" danke ich für die freundliche Aufnahme und viele kritische Diskussionen, die zur Thematik der schnellen Schauersimulation im H1-Simulationsprogramm geführt wurden.

Herrn Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für die Betreuung dieser Arbeit als Gutachter der Universität Hamburg.

Meiner ganzen Familie danke ich herzlich für ihre liebevolle Unterstützung, vor allem Susanne und Jan-Christoph.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.