

MODELLRECHNUNGEN ZUM HOCHENERGIEVERHALTEN
VON TEILCHENKASKADEN
UND DEREN ÜBERPRÜFUNG
ANHAND EXPERIMENTELLER DATEN

Diplomarbeit an der Technischen Universität München
Fachbereich Physik

JOSEF LECHNER

angefertigt am
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik
Werner-Heisenberg-Institut für Physik
1987

INHALTSVERZEICHNIS

| | |
|--|----|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Physikalische Grundlagen und Techniken der Kalorimetrie | 4 |
| 2.1. Energieverlust durch Ionisation | 5 |
| 2.2. Elektromagnetische Schauer | 7 |
| 2.2.1. Fluktuationen und Energieauflösung | 12 |
| 2.3. Hadronische Schauer | 14 |
| 2.3.1. Elektron/Hadron (e/π)-Verhältnis | 16 |
| 2.3.2. Rekombination bei hoher Ionisierungsdichte und Birks-Law | 18 |
| 2.3.3. Fluktuationen und Energieauflösung | 18 |
| 3. Monte-Carlo-Simulation von Teilchenkaskaden in Detektoren | 21 |
| 3.1. Das Geometrieprogramm GEANT | 22 |
| 3.2. Simulation elektromagnetischer Schauer (EGS4) | 24 |
| 3.3. Simulation hadronischer Schauer | 25 |
| 3.3.1. Das Hadronschauerprogramm FLUKA | 25 |
| 3.3.2. Das Hadronschauerprogramm GHEISHA | 34 |
| 3.3.3. Das Hadronschauerprogramm HETC | 36 |
| 3.3.4. Simulation des Transports niederenergetischer Neutronen (MORSE) | 37 |
| 3.6. Das Gesamtprogramm | 38 |
| 4. Vergleich der verschiedenen Programmversionen | 42 |
| 4.1. Kinematik der Vielteilchenproduktionsreaktionen | 42 |
| 4.2. Energiedeposition und -auflösung | 44 |
| 4.3. Longitudinale und transversale Schauerprofile | 50 |
| 4.4. π^0 -Produktionsrate | 50 |
| 4.5. Neutronenfluß | 54 |
| 5. Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnungen im Vergleich mit dem Experiment | 59 |
| 5.1. Experiment | 60 |
| 5.2. Elektron/Hadron (e/π)-Verhältnis | 61 |
| 5.3. Energieauflösung | 63 |
| 5.4. Longitudinale und transversale Schauerprofile | 68 |
| 5.5. Beurteilung der verschiedenen Programmversionen | 77 |

| | |
|--------------------------------|----|
| 6. Zusammenfassung | 79 |
| Literaturverzeichnis | 80 |
| Danksagung | 83 |

1. Einleitung

Da die Elementarteilchenphysik zu immer höheren Energien vorstößt, hat die Bedeutung der Kalorimeter ständig zugenommen. Die Energieauflösung eines Kalorimeters, ein Maß für den Fehler bei der Bestimmung der Energie eines einfallenden Teilchens, wird nämlich mit wachsender Energie immer besser, während der Fehler konkurrierender Verfahren z.B. Ablenkung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld immer größer wird. Auch die notwendige Größe eines totalabsorbierenden Kalorimeters ist nur proportional zum Logarithmus der Energie, wogegen die notwendigen Dimensionen anderer energiebestimmender Detektoren schneller mit der Energie anwachsen. Ein weiterer wesentlicher Vorteil eines Kalorimeters ist seine Empfindlichkeit gegenüber elektrisch neutralen Teilchen und bei entsprechend feiner Segmentierung und Auslesung kann ein Kalorimeter auch zur Bestimmung des Ortes, der Richtung und Identität des einfallenden Teilchens benutzt werden.

Sowohl die Kalorimeterkonzeption (Wahl der Materialien, der geometrischen Konfiguration, der Ausleseverfahren usw.) als auch die spätere Auswertung experimenteller Ergebnisse (Akzeptanzrechnungen, Effizienz der Teilchenidentifikation usw.) erfordert ein detailliertes, quantitatives Verständnis der sich abspielenden Prozesse sowohl auf der Stufe der Elementarprozesse als auch auf der Stufe der statistischen Schwankungen von verschiedenen Ereignissen. Dabei kann man drei verschiedene Wege beschreiben:

- Die analytische Berechnung, die jedoch, aufgrund der Komplexität der Situation nur qualitative Aussagen erlaubt
- Das Experiment, das sehr aufwendig ist
- Die Monte-Carlo(MC)-Simulation der Vorgänge mit Hilfe des Rechners.

Bei diesen MC-Rechnungen wird die vollständige Energiedissipation eines Teilchens bei seinem Durchgang durch Materie und die damit verbundene Schauerentwicklung auf der Basis elementarer physikalischer Prozesse Schritt für Schritt und Teilchen für Teilchen einzeln nachvollzogen. Der statistischen Natur dieser Prozesse wird dadurch Rechnung getragen, daß die die Reaktion bestimmenden physikalischen Variablen durch Zufallszahlen, deren Verteilung der physikalisch gemessenen entspricht, festgelegt werden. Diese Methode erlaubt eine detaillierte Analyse der Vorgänge und statistische Aussagen über die Ereignis-zu-Ereignis Schwankungen. Äußere Para-

meter (Geometrie, Materialien, Teilchenart und -energie) lassen sich sehr einfach und ohne den finanziellen Aufwand eines jeweils neuen Experiments variieren. Unter anderem aufgrund der dargelegten Punkte ist die Monte-Carlo-Simulationsmethode aus der heutigen Hochenergiephysik nicht mehr wegzudenken.

Ziel dieser Arbeit ist die Erstellung eines Kalorimeter-Simulations-Programms, das physikalisch weitgehend richtig ist, sodaß es sowohl eine hohe Vorhersagekraft für die Detektorkonzeption besitzt, als auch experimentelle Daten nachvollzieht und so die Verwendung für Akzeptanzrechnungen erlaubt. Die Energie des Einschußteilchens soll bis zu 1 TeV betragen können.

Ausgegangen wurde dabei von einem bereits vorhandenen Rahmenprogramm, das ein Hadronschauerprogramm, ein Programm zur Simulation elektromagnetischer Schauer sowie einen Transportcode für niederenergetische Neutronen miteinander verband. Dieses Gesamtprogramm hatte immer noch einige Beschränkungen, die zu Zweifeln an der Richtigkeit der Ergebnisse ab etwa 30 GeV Primärenergie berechtigten. Es waren nur folgende Teilchen als Einschußteilchen zugelassen: e^\pm , γ , p , n , π^\pm , μ^\pm . Als Reaktionsprodukte entstanden zusätzlich Rückstoßkerne, Neutrinos und π^0 's. Teilchen mit Strangeness $\neq 0$ oder Charm $\neq 0$ konnten weder eingeschossen werden noch wurden sie als Sekundärteilchen produziert. Bei der Reaktion Proton-Nukleon bzw. Pion-Nukleon wurden maximal zwei bzw. ein Pion erzeugt. Die Drei-Pion-Produktion setzt in Proton-Nukleon-Reaktionen bei 3.5 GeV und die Zwei-Pion-Produktion in Pion-Nukleon-Reaktionen bereits bei 2.5 GeV ein. Auch die Abschneideenergie, die Energie bis zu der Teilchen verfolgt werden, war für Elektronen 1 MeV und für Photonen 100 keV, sodaß die Präzision der Ergebnisse vor allem bei sehr kleinen Einschußenergien darunter litt. Letztere Beschränkung wurde dadurch behoben, daß das Programm für die Simulation elektromagnetischer Kaskaden durch eine neuere Version, dessen Abschneideenergien 10 keV für Elektronen und 1 keV für Photonen betragen, ersetzt wurde.

Es sind zwei Programme, die für sich in Anspruch nehmen hadronische Hochenergiereaktionen weitgehend richtig zu beschreiben, erhältlich. Beide wurden in das bestehende Programm implementiert und mit Hilfe einer detaillierten Analyse miteinander verglichen.

Da die beiden neuen Programme die Kernphysik nicht so gut beschreiben wie das alte Hadronschauerprogramm, wurden auch Mischformen der Programme untersucht, bei denen die hadronischen Schauerteilchen erst von einem der neuen Hochenergieprogramme behandelt werden und dann, wenn sie eine bestimmte Energie unterschritten haben, an das alte Hadronschauerprogramm übergeben werden. Die Hoffnung war, daß diese Kombinationen die Physik der Schauerentwicklung besser beschreiben würden, da

die Teilchen immer von dem Programm transportiert werden, das für den jeweiligen Energiebereich optimiert ist.

Die Ergebnisse dieser verschiedenen Programmversionen wurden in den Größen Energiauflösung, Elektron/Hadron - Verhältnis und Schauerprofil mit den experimentellen Daten, die beim Beschuß des H1-Testkalorimeters mit 10 - 200 GeV Elektronen und Pionen genommen wurden, verglichen.

2. Physikalische Grundlagen und Techniken der Kalorimetrie

Fällt ein hochenergetisches Teilchen auf einen großen Block Materie, so verliert es außer durch Ionisation der Atome längs seiner Bahn hauptsächlich durch die Produktion sekundärer Teilchen Energie. Diese Sekundärteilchen ihrerseits produzieren wiederum, bei ausreichend hoher Energie, neue Teilchen. So verteilt sich die Energie des Primärteilchens auf immer mehr Sekundärteilchen, die aufgrund der Energieerhaltung eine im Mittel immer geringere Energie besitzen. Bis schließlich die Energie der einzelnen Teilchen der Kaskade einen Schwellenwert erreicht, unterhalb dessen die Teilchenproduktion sehr unwahrscheinlich ist. Die vorhandenen Teilchen werden durch Ionisationsstöße abgebremst und gestoppt. Auf diese Weise wird fast die gesamte Energie in dem Block deponiert. Ein bestimmter Bruchteil dieser Energie liegt in meßbarer Form (elektrische Ladung, Licht) vor. Ein Kalorimeter unterscheidet sich von diesem simplen Block Materie nur dadurch, daß das Licht oder die elektrische Ladung gemessen wird. Da das Verhältnis nachweisbarer Energie zur Gesamtenergie, ab einer bestimmten unteren Grenze, konstant ist, ist das gemessene Signal ein Maß für die Gesamtenergie aller Kaskadenteilchen. Jedoch sind die physikalischen Prozesse der Schauerentwicklung statistischer Natur, sodaß die Signale des Kalorimeters bei mehrfachem Beschuß mit den gleichen Teilchen gleicher Primärenergie nicht identisch sind. Vielmehr erhält man für viele derartige Versuche eine Verteilung der Signale um einen Mittelwert. Diese Verteilung skaliert man so, daß dem Mittelwert die Einschußenergie zugeordnet wird. Die Standardabweichung dieser Verteilung nennt man Energieauflösung. Entsprechend der Art des Primärteilchens entwickelt sich entweder eine elektromagnetische Kaskade (für e^- , γ) oder eine hadronische Kaskade (für π^- , π^+ , p , $n \dots$).

Elektromagnetische Schauer sind gut verstanden, denn die physikalischen Gesetze, denen sie unterliegen, werden durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. So lassen sich die Wirkungsquerschnitte σ_i für elektromagnetische Prozesse exakt berechnen, und aus diesen folgt die mittlere freie Weglänge l , die die entscheidende Größe für die Schauerentwicklung darstellt, nach der allgemein gültigen Relation:

$$n\sigma l = 1 \quad (2.1)$$

wobei n die Dichte des Mediums, und σ der totale Wirkungsquerschnitt ist.

Anders ist die Situation für hadronische Schauer. Die für die hadronische Teilchenproduktion verantwortliche starke Wechselwirkung ist viel komplexerer Natur als die elektromagnetische. Da eine geschlossene Theorie der starken Wechselwirkung bisher nicht existiert, ist die analytische Berechnung eines hadronischen Schauers nicht möglich.

Da die typische hadronische Wechselwirkungslänge λ die entsprechende Strahlungslänge X_0 für Elektronen und Photonen grob um einen Faktor 10 übersteigt, würde ein homogenes Hadronkalorimeter jeden experimentell möglichen Rahmen sprengen. Aus diesem Grund baut man hadronische Kalorimeter als sogenannte Sampling-Kalorimeter. Hierbei wechseln sich zwei verschiedene Materialien regelmäßig (alle $\sim 1-50$ mm) in Strahlrichtung ab. Das eine Material, passives Medium genannt, zeichnet sich durch eine sehr kleine Wechselwirkungslänge aus und soll zur schnellen Kaskadenbildung und damit kleineren Abmessungen des Kalorimeters beitragen. Das andere Material, das aktive Medium, dient zum Signalnachweis. Diese Bauweise hat zwar den Vorteil kleinerer Dimensionen, aber die Energieauflösung verschlechtert sich gegenüber einem homogenen Kalorimeter, da nur der Teil der nachweisbaren Energie, der im aktiven Medium auftritt, zum Signal beiträgt.

Zunächst werden in diesem Kapitel die wichtigsten Arten der Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie besprochen. Dann wird auf die unterschiedlichen Beiträge, die die Energieauflösung beschränken eingegangen.

2.1. Energieverlust durch Ionisation

Durchsetzt ein geladenes Teilchen Materie, so ionisiert es Atome und Moleküle längs seiner Bahn durch Stöße mit deren Hüllenelektronen. Dabei verliert das einfallende Teilchen die für die Ionisation notwendige Energie. Der Wert des Energieverlustes pro Weglänge dx ist gegeben durch eine weiterentwickelte Bethe-Bloch-Formel, die von Bichsel [1] vorgeschlagen wurde:

$$\frac{dE}{dx} = z^2 (Z/A) K(\beta) [f(\beta) - \ln(I[\text{eV}]) - C/Z - \delta/2] [\text{GeV g}^{-1} \text{cm}^2] \quad (2.2)$$

dabei ist z die Ladungszahl des transportierten Teilchens, Z und A sind die Kernladungs- und die Massenzahl des durchsetzten Materials, $\beta = v/c$, v ist die Geschwindigkeit des Teilchens, und $K(\beta)$ und $f(\beta)$ sind definiert durch:

$$K(\beta) = 0.000297/\beta^2 \quad (2.3)$$

$$f(\beta) = \ln[1.022 \cdot 10^6 \cdot \beta^2/(1 - \beta^2)] - \beta^2 \quad (2.4)$$

I ist ein mittleres Ionisationspotential des Materials, für das angenommen wird:

$$I[\text{eV}] = 12Z + 7 \quad \text{für } Z < 13 \quad (2.5)$$

$$I[\text{eV}] = 9.76Z + 58.5Z^{-0.19} \quad \text{für } Z \geq 13 \quad (2.6)$$

C/Z in Gleichung (2.2) ist die Schalenkorrektur und beschreibt die geringe Wahrscheinlichkeit für Stöße mit Elektronen innerer Schalen. Der Wert von C beträgt 1 für $\beta > 0.13$; ansonsten ist C gleich Null. δ beschreibt den "Dichte-Effekt" für feste und flüssige Materialien. Nach Sternheimer [2, 3] gilt:

$$\delta = 0 \quad \text{für } x < x_0 \quad (2.7)$$

$$\delta = 4.606x + C_1 + a(x_1 - x)^m \quad \text{für } x_0 < x < x_1 \quad (2.8)$$

$$\delta = 4.606x + C_1 \quad \text{für } x_1 < x \quad (2.9)$$

$$\text{mit } x = 0.5 \log[\beta^2/(1 - \beta^2)] \quad (2.10)$$

Die Parameter a , m , C_1 , x_0 und x_1 sind materialabhängig. Der mittlere Ionisationsverlust ist von der Masse des Teilchens unabhängig. Im nicht-relativistischen Bereich ist dE/dx proportional zu v^{-2} , erreicht dann ein Minimum, wenn die Gesamtenergie des Teilchens ungefähr gleich dreimal der Ruheenergie ist. Für noch höhere Energien steigt der Ionisationsverlust zunächst an und nähert sich schließlich einem konstanten Wert aufgrund des "Dichte-Effekts". [Abb. 2.1].

Bei fast zentralen Stößen des einfallenden Teilchens mit einem Hüllenelektron kann das gestoßene Elektron einen Großteil der Energie übernehmen. Dies führt dazu, daß die Verteilung des Ionisationsverlustes pro Weglänge um den durch die Formel von Bichsel gegebenen Mittelwert keine Gaußverteilung, sondern eine stark asymmetrische Verteilung ("Landau-Verteilung") mit langen Ausläufern zu hohen Energieverlusten hin ist [Abb. 2.2].

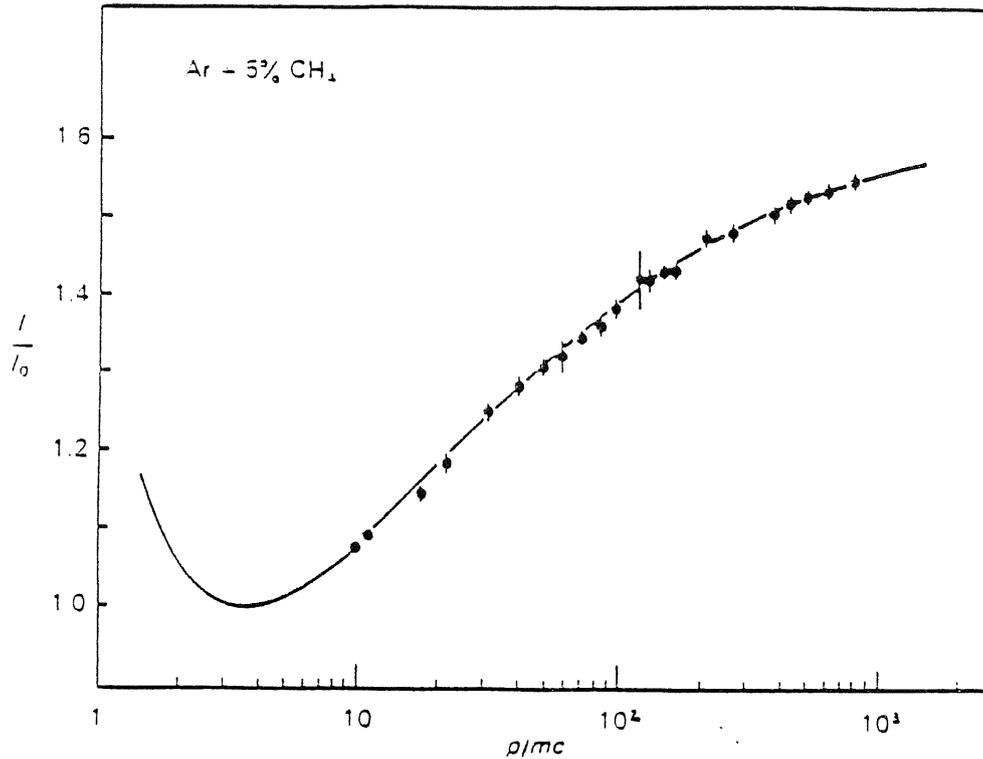


Abb. 2.1: Mittlerer Energieverlust durch Ionisation geladener Teilchen in einem Argon-Methan-Gemisch in Abhängigkeit vom Impuls [4]

2.2. Elektromagnetische Schauer

Die beiden wichtigsten physikalischen Prozesse, die zur Bildung einer elektromagnetischen Kaskade führen, sind die Bremsstrahlung und die Paarbildung. Wird ein einfallendes Elektron oder Positron durch das elektrische Feld eines Kerns beschleunigt, so kann das Teilchen ein Photon abstrahlen. Für den Energieverlust durch Bremsstrahlung pro Weglänge dx gilt [6]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} = \frac{E}{X_0} \quad \left(\Rightarrow E(x) = E_0 \exp\left[-\frac{x}{X_0}\right] \right) \quad (2.11)$$

mit der materialabhängigen Strahlungslänge X_0

$$X_0 = \frac{137c^4 m_e^2}{4e^4} \frac{A}{N_A Z(Z+1) \ln(183Z^{-1/3})} \quad (2.12)$$

Die Strahlungslänge X_0 ist die Länge, auf der die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlungsverluste auf den $1/e$ -fachen Wert abgesunken ist. Das Spektrum der abgestrahlten Photonen reicht von Null bis zur Energie des strahlenden Teilchens.

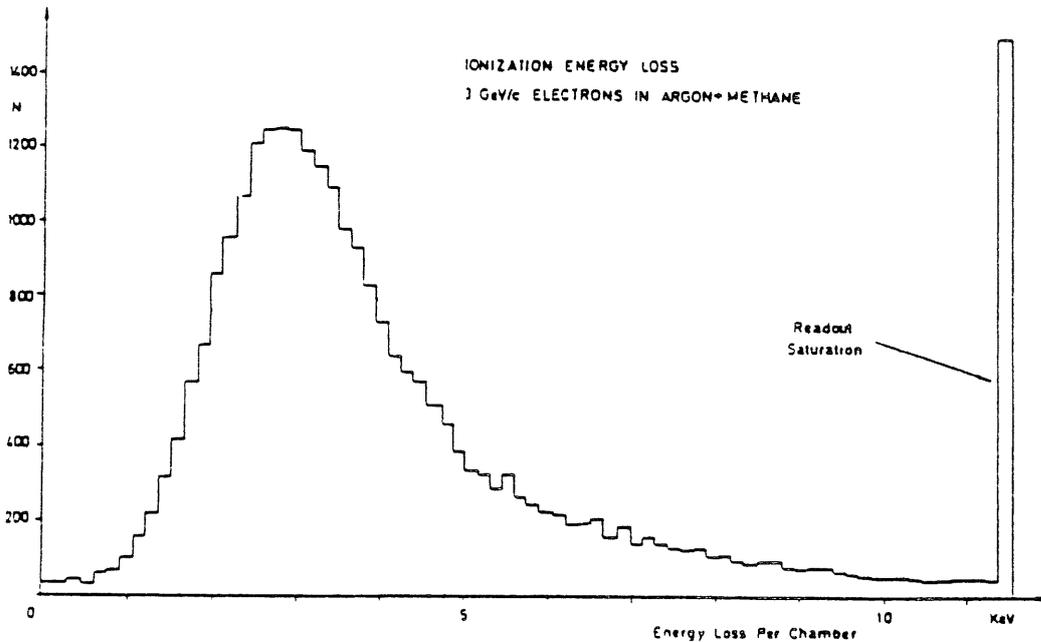


Abb. 2.2: Verteilung des Energieverlustes durch Ionisation von 3 GeV/c Elektronen beim Durchqueren einer dünnen Schicht Argon-Methan Gemisch [5]

Aus einem Vergleich der beiden Gleichungen (2.1) und (2.2) folgt, daß bei hohen Energien der Energieverlust durch Bremsstrahlung, bei niedrigen der durch Ionisation überwiegt. Die Energie, bei der die beiden Verlustarten gleich groß sind, heißt kritische Energie. Diese ist ungefähr:

$$E_c \approx \frac{580}{Z} \text{ MeV} \quad (2.13)$$

Die Bremsstrahlungsverluste verschiedener geladener Teilchen sind proportional zu $1/m^2$, wobei m die Masse des Teilchens ist. Deshalb beträgt die kritische Energie in Blei für Elektronen nur 7.8 MeV, wogegen sie für das Müon bereits 334 GeV ist. Unterhalb von 200 GeV sind daher Bremsstrahlungsverluste für andere Teilchen als Elektronen und Positronen vernachlässigbar.

Photonen wechselwirken auf drei Arten mit Materie:

Photoeffekt (Ein Photon schlägt ein Elektron aus einem Atom heraus und wird dabei absorbiert)

Comptoneffekt (Ein Photon streut an einem Elektron)

Paarbildung (Ein Photon "materialisiert" im Feld eines Kernes in ein e^+e^- -Paar. Dabei müssen die Massen des Elektrons und

des Positrons erzeugt werden, so daß Paarbildung erst ab der Schwellenenergie 1.022 MeV möglich wird.)

Da die Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt und Comptoneffekt proportional zu $E^{-3,5}$ bzw. zu E^{-1} (E ist die Energie des Photons) sind, dominiert oberhalb von 10 MeV die Paarbildung, deren Wirkungsquerschnitt mit $\ln E$ ansteigt.

Zu Beginn eines typischen elektromagnetischen Schauers strahlt ein hochenergetisches Elektron ein Bremsstrahlungsphoton ab. Dieses geht durch Paarbildung in ein e^+e^- -Paar über, während das primäre Elektron wieder ein Photon abstrahlt. Die mittleren freien Weglängen für diese Prozesse sind die Strahlungslänge für die Bremsstrahlung und die Konversionslänge l_k für die Paarbildung [7].

$$l_k = (9/7)X_0 \quad (2.14)$$

Im statistischen Mittel nimmt die Anzahl der Teilchen zunächst exponentiell mit der Eindringtiefe zu. Elektronen, Positronen und Photonen sind etwa gleich häufig im Schauer. Ihre Gesamtzahl beträgt nach n Strahlungslängen ungefähr 2^n . Diese erreicht ein Maximum, wenn die mittlere Energie der Kaskadenteilchen gleich der kritischen Energie ist. Anschließend geht die Teilchenproduktion stark zurück und die vorhandenen Teilchen werden durch Paarvernichtung, Ionisation, Comptoneffekt und Photoeffekt abgebremst und vernichtet oder gestoppt. Die Längenskala für das Abfallen der Kaskade ist gegeben durch die mittlere freie Weglänge von Photonen, die die Hauptenergieträger des auslaufenden Schauers sind [8]. Der experimentelle Wert beträgt etwa [9]:

$$\lambda_{att} = (3.4 \pm 0.5) X_0 \quad (2.15)$$

Eine phänomenologische Beschreibung des longitudinalen Schauerprofils unter der vereinfachenden Annahme energieunabhängigen Ionisationsverlustes und bei Vernachlässigung von Coulomb- und Comptonstreuung (Rossis Näherung B) liefern folgende Gleichungen [7]:

$$x_{med} = \left(\ln \frac{E_0}{E_c} + 1 \right) X_0 \quad (2.16)$$

$$x_{max} = (x_{med} - 1.5) X_0 \quad (2.17)$$

$$L(98\%) \approx 3x_{med} = 3 \left[\ln \frac{E_0}{E_c} + 1 \right] X_0 \quad (2.18)$$

$$T \simeq X_0 \frac{E_0}{E_c} \quad (2.19)$$

$$N \simeq \frac{E_0}{E_c} \quad (2.20)$$

Hierbei ist x_{max} der Ort des Schauermaximums, x_{med} bzw. $L(98\%)$ sind die Längen nach denen die Hälfte bzw. 98% der Primärenergie deponiert worden ist. Die für ein total absorbierendes Kalorimeter notwendige Länge nimmt also nur logarithmisch mit der Einschußenergie E_0 zu. Während die Gesamtpurlänge T aller Kaskadenteilchen, die hauptsächlich für das Kalorimetersignal verantwortlich ist, und die Anzahl der Teilchen N im Schauermaximum proportional zur Anfangsenergie sind.

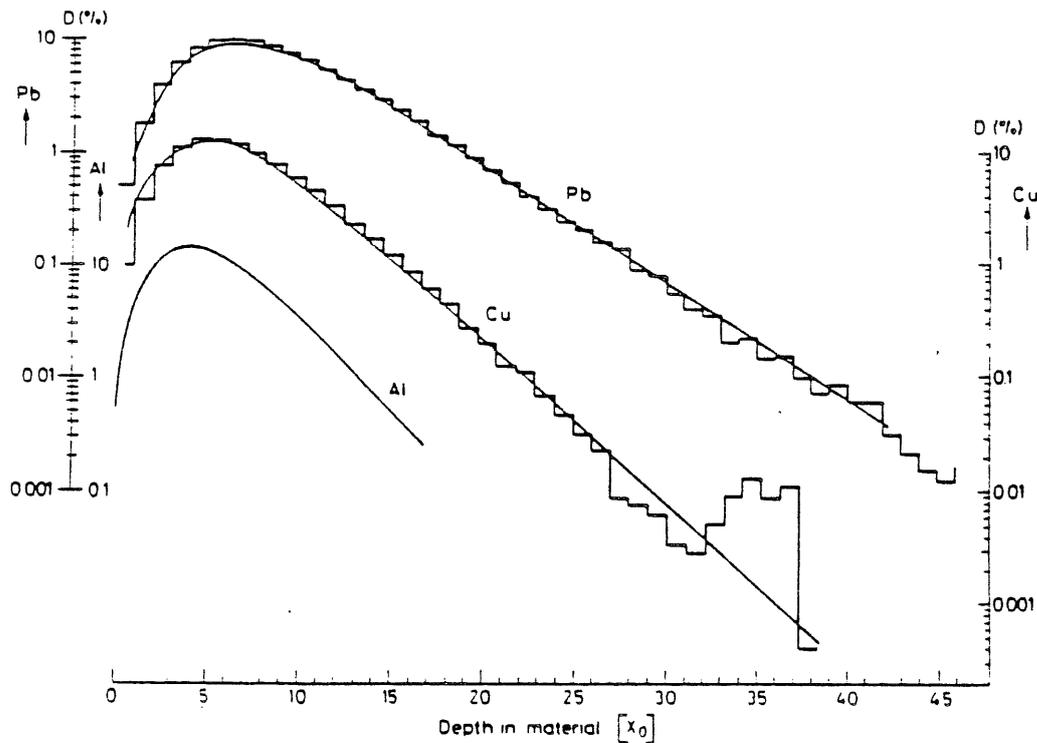


Abb. 2.3: Longitudinale Verteilung der Energiedeposition von 6 GeV Elektronenschauern in Blei, Kupfer und Aluminium; die Daten sind durch die Kurven dargestellt, die Histogramme zeigen Monte-Carlo Vorhersagen [10]

Die laterale Ausdehnung einer Kaskade wird durch den Radius eines unendlich langen Zylinders, in dessen Volumen 95% der Anfangsenergie deponiert werden, beschrieben.

$$R(95\%) \approx 2R_m \quad (2.21)$$

R_m ist der Molière Radius, der die Aufweitung eines Elektronenstrahls der kritischen Energie nach einer Strahlungslänge angibt. Sein Wert ist

näherungsweise [7]:

$$R_m = X_0 \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} \quad (2.22)$$

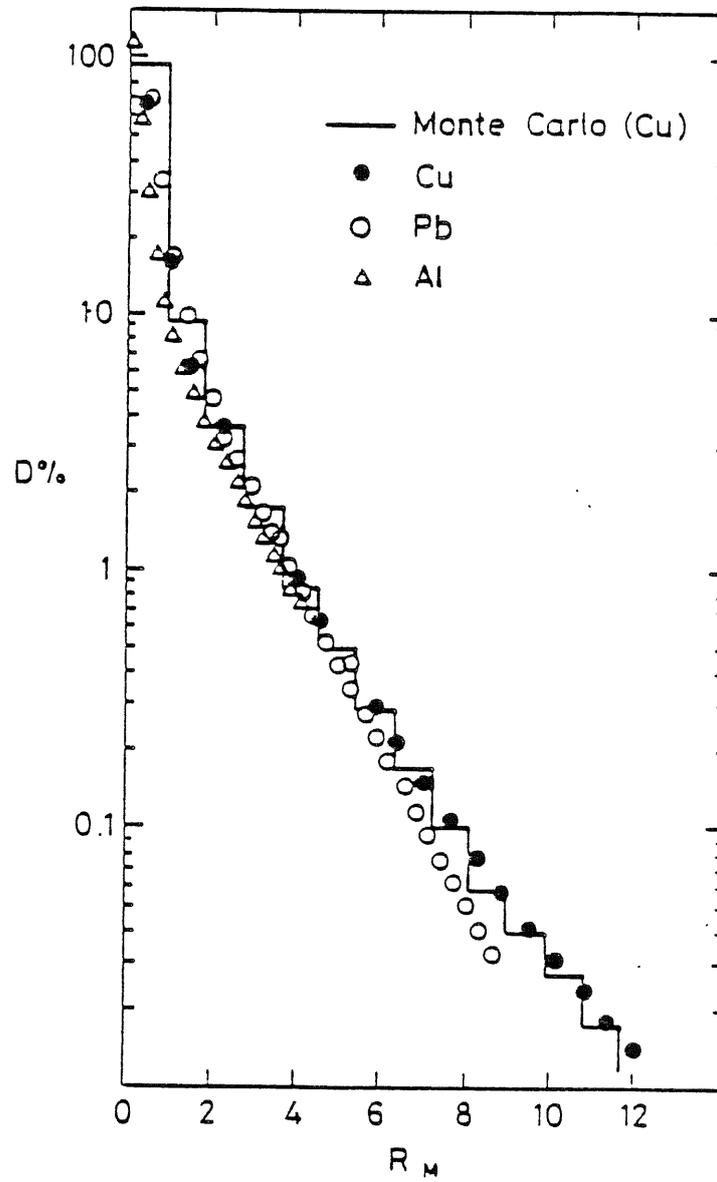


Abb. 2.4: Laterale Verteilung der Energiedeposition eines 6 GeV Elektronenschauers [10]

2.2.1. Fluktuationen und Energieauflösung

Die Energieauflösung eines unendlich ausgedehnten, homogenen Kalorimeters ist nur durch die Statistik der Elementarprozesse begrenzt. Die Anzahl N der Teilchen im Schauer ist proportional zur Energie des primären Elektrons oder Photons, und die Schwankungen der Anzahl N bestimmen die Schwankungen der deponierten Energie. Für die poissonverteilte Anzahl N gilt:

$$\frac{\sigma(N)}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.23)$$

und damit folgt für die Energieauflösung

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{const}{\sqrt{E}} \quad (2.24)$$

Diese intrinsische Energieauflösung liegt im Bereich von $1\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.

Für Sampling-Kalorimeter verschlechtert sich die Energieauflösung, da nicht alle Schauerteilchen, sondern nur diejenigen, die die aktive Schicht durchqueren, zum Signal beitragen. Der Wert der Energieauflösung läßt sich folgendermaßen abschätzen [11]: Bei einem Abstand d der aktiven Schichten werden diese $N = T/d$ mal durchquert (T ist die Gesamtpurlänge). Für die relative Energieauflösung folgt dann mit (2.19):

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Sampling}} = \left(\frac{\sigma(N)}{N}\right) \approx \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{E_{c, \text{Absorber}}}{E} \cdot \frac{d}{X_0}} \quad (2.25)$$

Gegenüber diesen Sampling-Fluktuationen sind die oben genannten intrinsischen Fluktuationen im allgemeinen vernachlässigbar.

Falls das aktive Medium ein Gas ist, gewinnen weitere Fluktuationen an Bedeutung. Teilchen, die die Nachweisebenen fast senkrecht zur Kalorimeterachse durchqueren, verursachen beträchtliche Ausreißer der Signalhöhe nach oben. Diese sogenannten Weglängenschwankungen haben in festen und flüssigen Auslesematerialien kaum Bedeutung, da die Reichweite niederenergetischer Elektronen, und nur diese treten unter großen Winkeln zur Kalorimeterachse auf, in der Größenordnung der Dicke der aktiven Schichten liegt. Schwankungen im Ionisationsverlust (Vgl. Kap. 2.2) können die Energieauflösung weiter verschlechtern. Die Landaufluktuationen zusammen mit den Weglängenfluktuationen können bei dünnen Samplingschichten die Größenordnung der Samplingfluktuationen erreichen [11].

Neben den bisher besprochenen Fluktuationen, deren Ursache in der statistischen Natur der Wechselwirkungen und Energiedeposition oder im

Prinzip des Sampling Kalorimeters liegt, können auch apparative Unzulänglichkeiten die Energieauflösung weiter beschränken. Wenn nicht der gesamte Schauer innerhalb des Kalorimeters absorbiert wird, sondern Kaskadenteilchen durch rückwärtige oder seitliche Wände das Kalorimeter verlassen (Leckverluste), verbreitert sich die Energieverteilung weiter und zeigt einen Ausläufer zu niedrigen Energien hin. Longitudinaler Leckverlust beeinträchtigt die Energieauflösung wesentlich stärker als seitlicher Verlust von Teilchen [Abb. 2.5]. Einen mittlerer longitudinaler Leckanteil f an der Gesamtenergie verschlechtert die Energieauflösung. Für $f \leq 0.2$ und $E < 100$ GeV gilt [9]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{Total} \approx \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{f=0} \left(1 + 2f\sqrt{E[\text{GeV}]}\right) \quad (2.26)$$

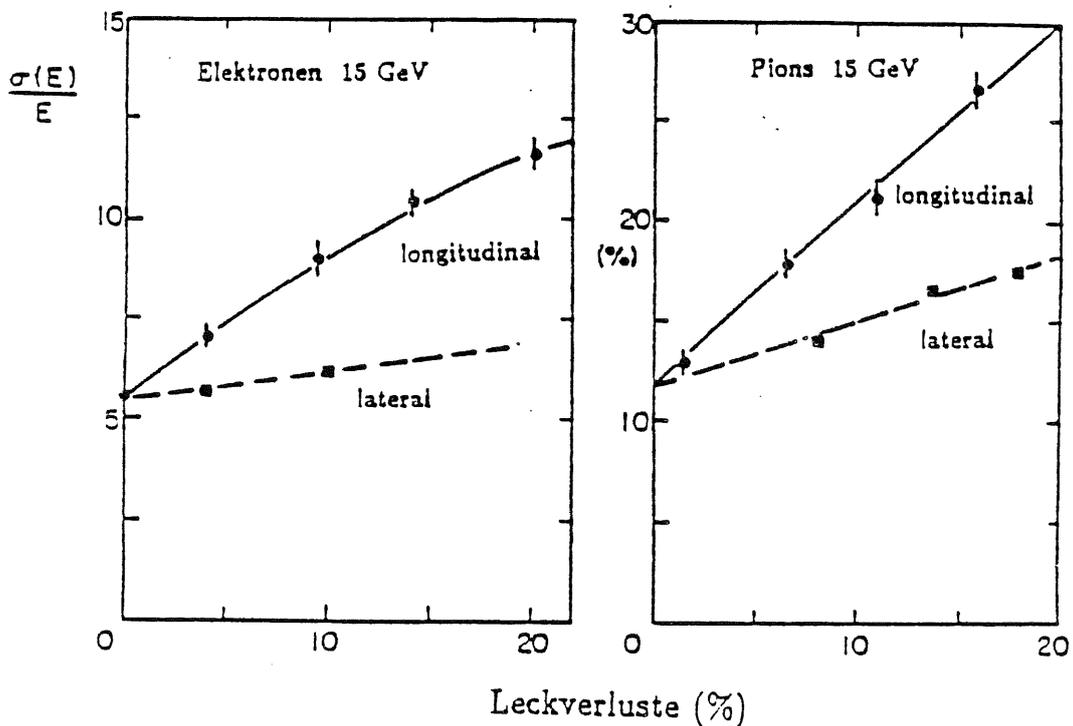


Abb. 2.5: Einfluß der longitudinalen und lateralen Verluste auf die Energieauflösung [11]

2.3. Hadronische Schauer

Hadronschauer entstehen durch Vielteilchenproduktion in tief inelastischen Hadron-Kern-Kollisionen bei hohen Energien. Die zugrundeliegenden Elementarprozesse werden durch die starke Wechselwirkung vermittelt. Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Schauern ist hier eine analytische Berechnung nicht möglich, jedoch kann man aus den Pion-Nukleon bzw. Nukleon-Nukleon Streudaten Rückschlüsse auf die Entwicklung einer hadronischen Kaskade ziehen.

Die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Pionen in Materie, die Absorptionslänge λ , liefert die natürliche Langenskala zur Beschreibung von Hadronschauern und ist definiert durch [9]:

$$\lambda = \frac{A}{N_A \rho \sigma_i} \simeq 35 A^{\frac{1}{3}} [\text{g cm}^{-2}] \quad (2.27)$$

mit A = Atommasse, N_A = Avogadrokonstante, ρ = Dichte und σ_i = inelastischer Pion-Nukleon-Wirkungsquerschnitt.

Der totale Wirkungsquerschnitt für Hadron-Kern-Wechselwirkung ist oberhalb der Resonanzregion (von etwa 1 GeV ab) von der Hadronenergie nur noch schwach abhängig [Abb. 2.6]. Der elastische Wirkungsquerschnitt liefert bei hohen Energien nur noch einen kleinen Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt. Das Verhältnis σ_{el}/σ_{tot} wird kleiner mit zunehmender Energie.

Charakteristisch für die inelastische Hadron-Nukleon-Wechselwirkung ist die Produktion von sekundären Mesonen und Baryon-Antibaryon-Paaren [Abb. 2.8]. Es werden hauptsächlich Pionen erzeugt, mit einer um ein bis zwei Größenordnung niedrigeren Multiplizität aber auch Kaonen, Nukleon-Antinukleon-Paare etc.. Die mittlere Multiplizität der Sekundärteilchen wächst annähernd logarithmisch mit der Primärenergie.

Die in der primären Wechselwirkung mit einem Nukleon erzeugten Teilchen können im gleichen Kern nochmals wechselwirken und in einer intranuklearen Kaskade weitere Sekundärteilchen erzeugen. Diese Prozesse spielen sich auf der für die starke Wechselwirkung charakteristischen Zeitskala von $\sim 10^{-23}$ sec ab. Danach bleibt der Kern in einem hochangeregten Zustand zurück, der in einem Umordnungsprozeß (Compound-Kern-Reaktion) innerhalb von $\sim 10^{-16}$ sec weiter zerfällt. Dabei werden Nukleonen und leichte Kernfragmente (Alpha-Teilchen, Deuteronen...) mit einer kinetischen Energie von einigen MeV "abgedampft".

Analog zu elektromagnetischen Schauern steigt die Teilchenzahl in Hadronkaskaden zunächst exponentiell an. Die Lage des Schauermaximums

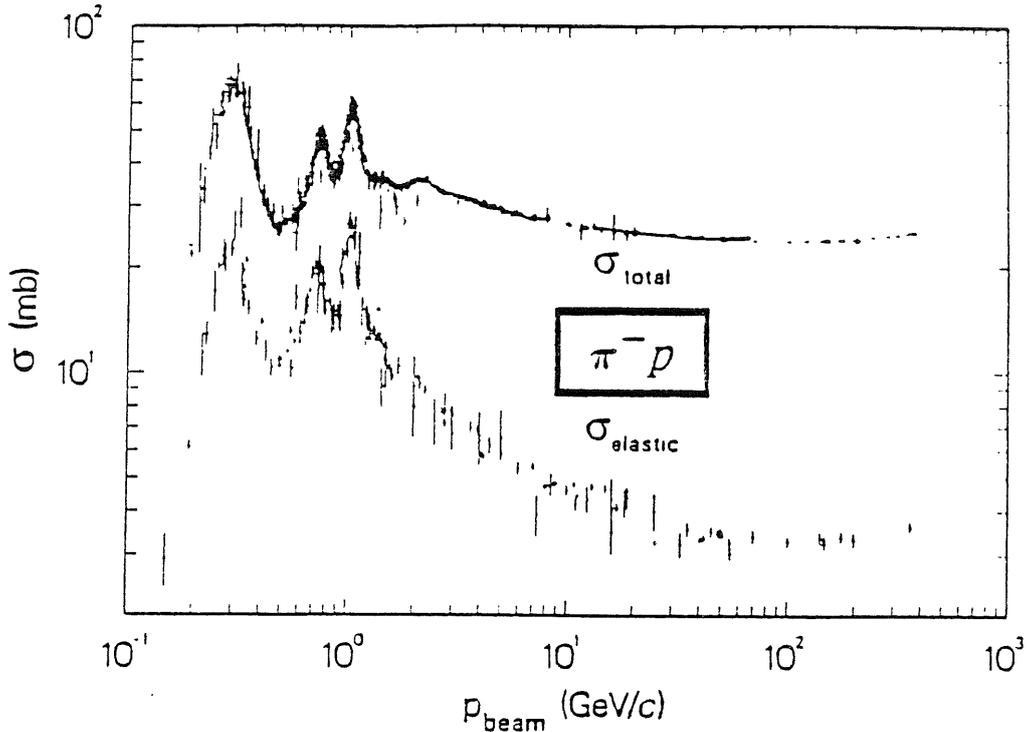


Abb. 2.7: Totaler und elastischer Wirkungsquerschnitt für π^- -Proton-Streuung als Funktion des Impulses [12]

läßt sich in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten parametrisieren [9].

$$\lambda_{max} \simeq (0.2 \ln E[\text{GeV}] + 0.7) \lambda \quad (2.28)$$

Nach dem Maximum wird die Schauerentwicklung durch die mittlere freie Weglänge von neutralen Hadronen bestimmt. 95% der Schauerenergie werden im Mittel innerhalb einer Kalorimetertiefe $L(95\%)$ deponiert [9].

$$L(95\%) \simeq \lambda_{max} + 2.5 \lambda_{att} \quad (2.29)$$

wobei λ_{att} die Abschwächungslänge ist für die gilt:

$$\lambda_{att} \simeq \lambda (E[\text{GeV}])^{0.13} \quad (2.30)$$

Der Radius $R(95\%)$ des Zylinders in dem 95% der Energie deponiert wird ist ein Maß für die laterale Aufweitung des Schauers. Er beträgt [9]:

$$R(95\%) \simeq 1 \lambda \quad (2.31)$$

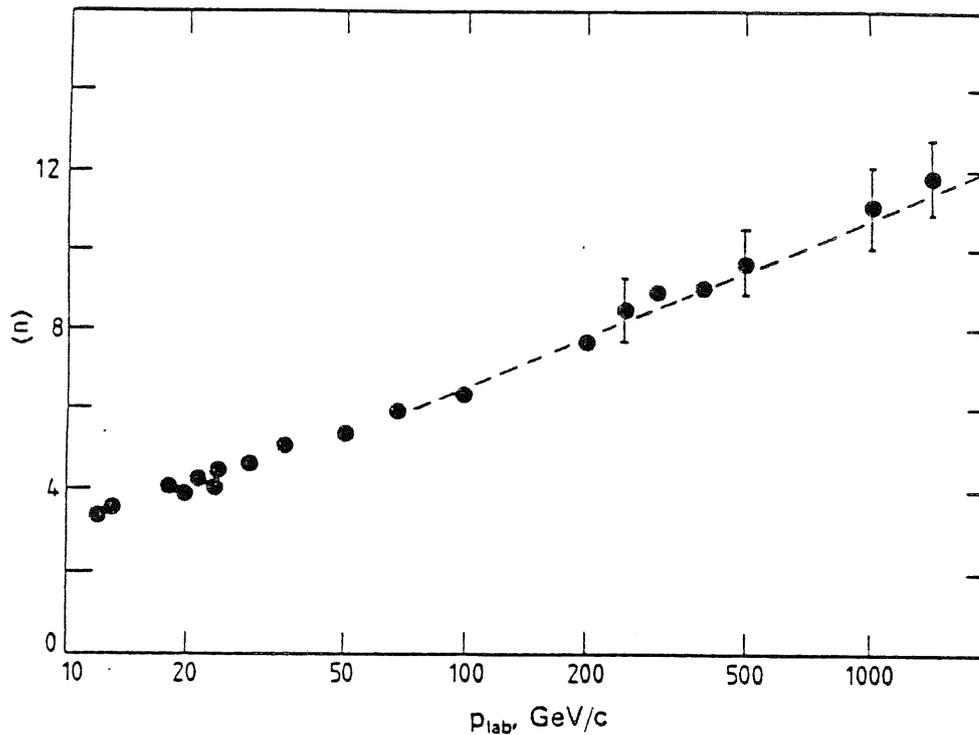


Abb. 2.9: Mittlere Multiplizität der geladenen Sekundärteilchen in Proton-Proton-Stößen als Funktion der Energie [13]

2.3.1. Das Elektron / Hadron - Verhältnis

Vergleicht man in ein und demselben Kalorimeter die mittlere gemessene Pulshöhe von vollständig absorbierten Elektron- und Pionschauern gleicher Energie, so findet man systematisch um etwa 20% - 30% kleinere Werte für die Pionschauer [Abb. 2.10]. Das Verhältnis der beiden Pulshöhen bezeichnet man als e/π -Verhältnis. Es wird bestimmt von Absorbermaterial, Nachweismedium, Samplingdicke und Auslesetechnik.

Die Ursachen der geringeren Pulshöhen von Hadronschauern sind:

- die Bindungsenergien der abgedampften Teilchen müssen aufgebracht werden und gehen verloren (~ 8 MeV pro Nukleon)
- Müonen und Neutrinos aus Pionzerfällen so wie niederenergetische Neutronen, die das Kalorimeter minimal ionisierend bzw. ohne Wechselwirkung verlassen
- niederenergetische Hadronen erleiden so großen differentiellen Energieverlust, daß nicht die gesamte entstehende Ladung nachgewiesen werden kann (Vgl. Kap. 2.4.2)

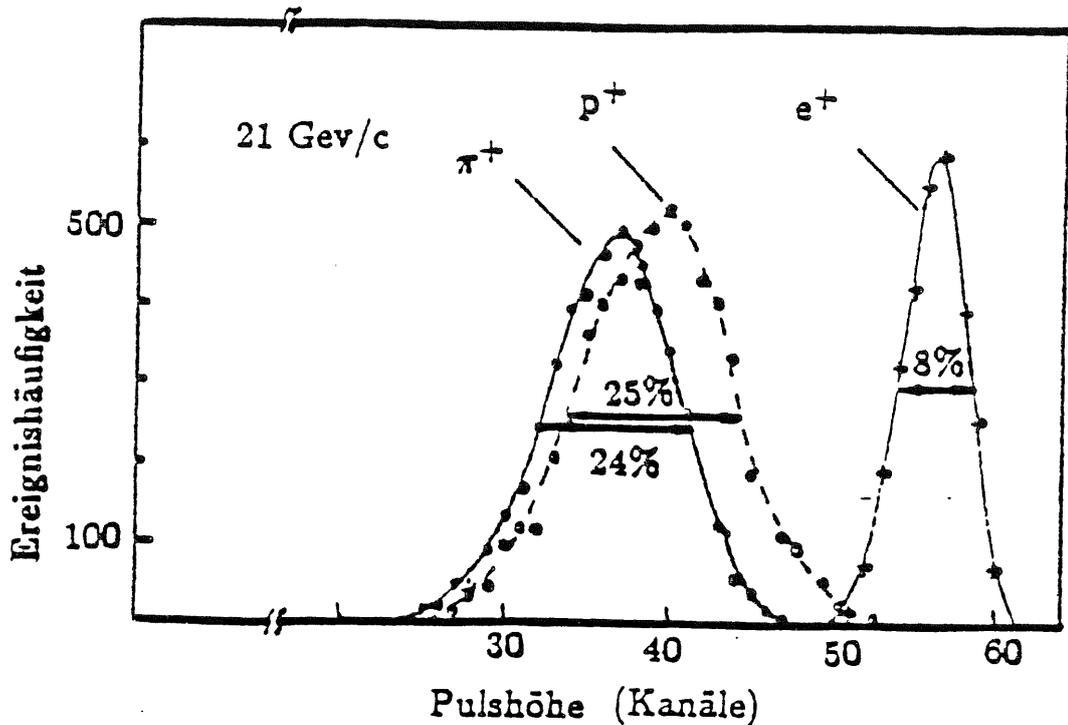


Abb. 2.10: Pulshöhenverteilung eines Eisen-Szintillator-Kalorimeters für positiv geladene Pionen, Protonen und Positronen gleicher Energie [14]

Ist das e/π -Verhältnis $\neq 1$ und wird das Kalorimeter von Jets, die sowohl elektromagnetische als auch hadronische Teilchen enthalten, getroffen, so wird der Fehler bei der Energiebestimmung groß. Aber nicht nur deswegen wäre ein e/π -Verhältnis von 1.0 wünschenswert. Selbst wenn das Kalorimeter nur mit identifizierten Pionen beschossen wird, beeinflusst das e/π -Verhältnis die Auflösung. In einer Kaskade, die durch ein hadronisches Teilchen ausgelöst wurde, entstehen auch einige π^0 's und η 's. Diese zerfallen größtenteils in Photonen, Elektronen und Positronen und lösen so elektromagnetische Schauer aus. Der Anteil f_{π^0} der Gesamtenergie, der als elektromagnetischer Schauer auftritt, ist für verschiedene Ereignisse stark unterschiedlich. Dabei ist die erste inelastische Reaktion des einfallenden Hadrons von entscheidender Bedeutung. Handelt es sich um eine Ladungsaustauschreaktion ($\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$), so kann fast die gesamte Primärenergie als elektromagnetische Energie deponiert und das Kalorimetersignal ist so groß wie für ein Elektron gleicher Primärenergie. Im anderen Extremfall treten keine π^0 's oder η 's auf und das resultierende Signal ist sehr klein (am unteren Rand der π^+ -Verteilung in Abb. 2.10). Der elektromagnetische Anteil f_{π^0} ist energieabhängig. Für $E < 300$ GeV gilt [15]:

$$f_{\pi^0} \simeq 0.12 \log(E[\text{GeV}]) \quad (2.32)$$

Die Verteilung von f_{π^0} ist gegeben durch die relativen Schwankungen der Anzahl der π^0 's.

$$\frac{\sigma(f_{\pi^0})}{f_{\pi^0}} = \frac{\sigma(N_{\pi^0})}{N_{\pi^0}} = \frac{1}{\sqrt{N_{\pi^0}}} = \frac{1}{\sqrt{5 \log(E[\text{GeV}]) - 4.6}} \quad (2.33)$$

In Abb. 2.11 ist die Abhängigkeit der Energieauflösung für verschiedene Kalorimeter mit unterschiedlichen e/π -Verhältnissen dargestellt.

2.3.2. Rekombination bei hoher Ionisierungsdichte

Niederenergetische Rückstoßkerne und Protonen erleiden sehr hohen differentiellen Energieverlust durch Ionisation (Vgl. Gleichung 2.2) Die dabei entstehende lokale Ladungsdichte kann so groß werden, daß Elektronen und Ionen rekombinieren bevor sie durch die angelegte Hochspannung abgesaugt werden. Die Ladung, die zum Signal beiträgt, ist daher kleiner als die entstandene. Dieser Saturierungseffekt wird durch das Birks-Gesetz beschrieben [16].

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nachweisbar}} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{1 + kb \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)} \quad (2.34)$$

Der Faktor kb ist vom aktiven Medium und von den Auslesemechanismen (z.B. Hochspannung) abhängig und beträgt in Flüssig Argon etwa $0.0045 \text{ g/cm}^2 \text{ MeV}$.

2.3.3. Fluktuationen und Energieauflösung

Die Energieauflösung von Hadronkalorimetern ist prinzipiell beschränkt durch die intrinsischen Fluktuationen in der Kaskadenbildung und liegt in der Größenordnung [9]

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{intrinsisch}} \simeq \frac{45\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (2.35)$$

Falls das e/π -Verhältnis nicht gleich 1 ist, machen sich mit zunehmender Energie Schwankungen in der π^0 -Komponente des Schauers immer stärker bemerkbar und bewirken eine Abweichung der Auflösung von dem $1/\sqrt{E}$ Verlauf, den man aufgrund der Statistik erwartet [15].

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right) = \frac{\text{const}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + X(e/\pi - 1) \quad (2.36)$$

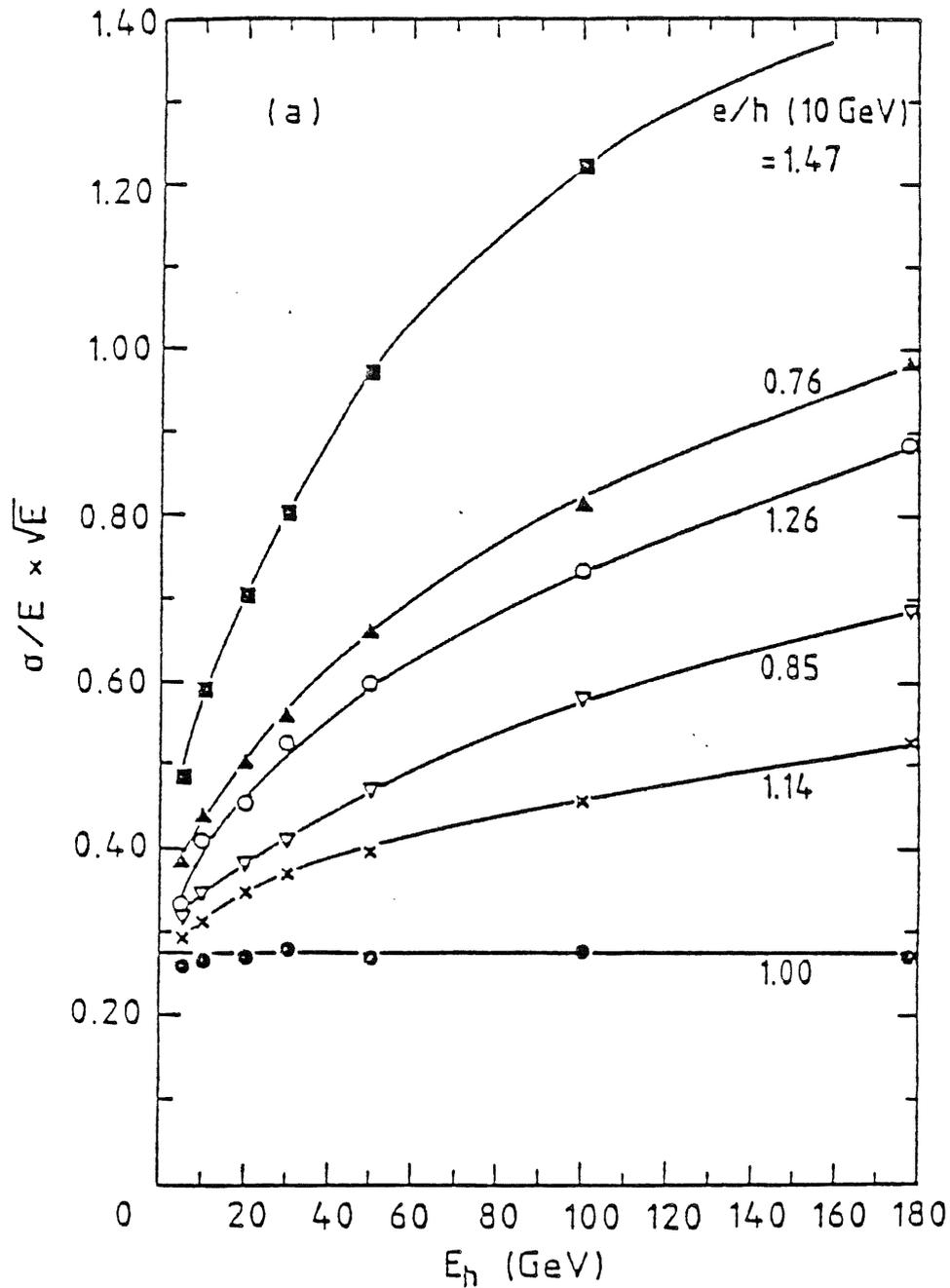


Abb. 2.11: Die Energieabhängigkeit der Auflösung verschiedener Kalorimeter mit unterschiedlichen e/π -Verhältnissen [15]

Wegen des im Mittel anwachsenden elektromagnetischen Anteils in Hadronenschauern ergibt sich im allgemeinen eine nichtlineare Abhängigkeit der gemessenen Pulshöhe von der Einschussenergie.

Der Beitrag der Sampling-Fluktuationen ist klein gegenüber den intrin-

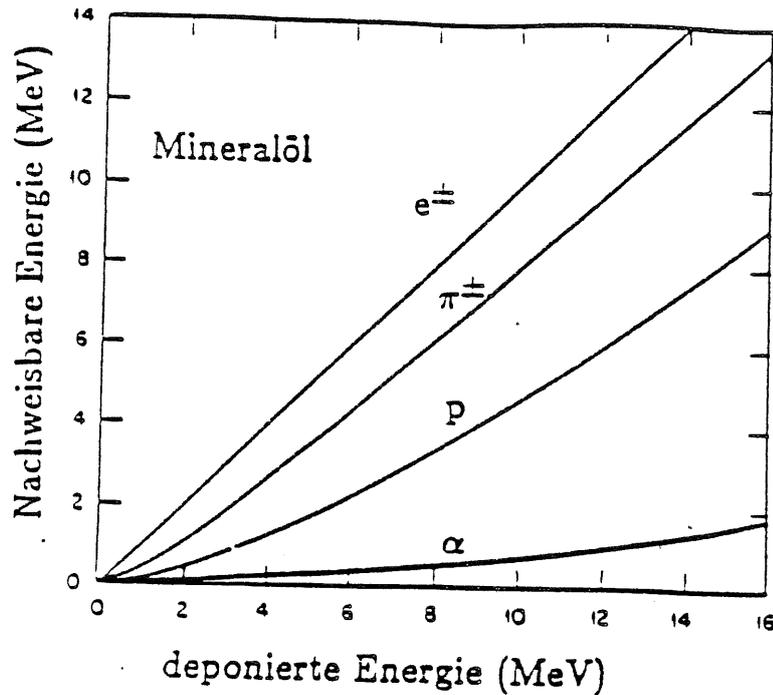


Abb. 2.12: Nachweisbare Energie als Funktion der deponierten Energie für verschiedene Teilchen [17]

sischen Fluktuationen und kann in Übereinstimmung mit experimentellen Daten abgeschätzt werden [9].

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Sampling}} \approx 0.09 \sqrt{\frac{\Delta E [\text{MeV}]}{E [\text{GeV}]}} \quad (2.37)$$

mit ΔE = deponierte Energie eines minimal ionisierenden Teilchens in einer Sampling-Zelle.

Analog zum elektromagnetischen Fall verschlechtert sich die Energieauflösung beträchtlich, wenn der Schauer nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert wird [Abb. 2.5]. Bei einem longitudinalen Leckanteil f an der Gesamtenergie vergrößern sich die Fluktuationen folgendermaßen [9]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Total}} \approx \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{f=0} (1 + 4f) \quad \text{für } f < 0.3 \quad (2.38)$$

3. Monte-Carlo-Simulation von Kaskaden in Materie

Die Monte-Carlo-Methode ist ein Verfahren zur Lösung von Problemen mit Hilfe von Zufallszahlen. Die statistische Natur der einer Schauerentwicklung zugrundeliegenden Prozesse, für die im Sinne der Quantenmechanik nur Wahrscheinlichkeitsaussagen gemacht werden können, legt eine Behandlung mit Monte-Carlo-Techniken nahe. Bei der Monte-Carlo-Simulation einer Kaskade wird der Schauer mikroskopisch auf dem Teilchenniveau Wegstück für Wegstück berechnet. Der Programmablauf ist prinzipiell der folgende:

1. Initialisierung der Materialien
(Berechnung oder Einlesen der energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für die möglichen Reaktionen und der Verteilungen der kinematischen Variablen der Reaktionsprodukte)
2. Aufbau der Geometrie und Füllen mit den entsprechenden Materialien
3. Angabe eines genau spezifizierten (Ort, Impuls, Identität) Primärteilchens
4. Bestimmung des Wechselwirkungsortes und der Wechselwirkungart aus den Wahrscheinlichkeitsverteilungen. Diese ergeben sich aus den unter 1. zur Verfügung gestellten Wirkungsquerschnitten.
5. Im Falle eines Sekundärteilchenproduktionsprozesses werden die kinematischen Variablen dieser Teilchen wiederum durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen festgelegt. Mit dem so entstandenen Sekundärteilchen wird, nach vollständiger Abarbeitung des Mutterteilchens, als neuem Primärteilchen bei Punkt 3 begonnen. Liefert die Reaktion kein neues Sekundärteilchen (z.B. Energieverlust durch Ionisation), so wird das Primärteilchen mit unter Punkt 4 neu festgelegtem Vierervektor nach Punkt 3 zurück geführt, oder aber die weitere Verfolgung wird abgebrochen, da es unter die vorgegebene Abschneideenergie gefallen ist.

Nach jedem Transport wird eine Analyseroutine gerufen, sodaß grundsätzlich alle Informationen für ein detailliertes Studium des Einflusses bestimmter Teilprozesse (z.B. π^0 -Produktion) auf das Verhalten der Gesamtkaskade und der daraus folgenden Größen (z.B. Energieauflösung) zur Verfügung stehen.

Die im folgenden beschriebenen MC-Programme sind die besten uns be-

kannten Programme zur Simulation elektromagnetischer bzw. hadronischer Schauer. Die Arbeit, die zur Erstellung dieser Programme notwendig war, dürfte größer als 100 Mannjahre sein.

3.1. Das Geometriepaket GEANT

Heutige Detektoren, insbesondere für Speicherring-Anlagen, sind aus hunderten bis tausenden Segmenten aufgebaut. Die geometrischen Formen dieser Segmente lassen sich häufig in einige Dutzend "Bauklötze" gleicher Form und Größe einteilen [Abb. 3.1].

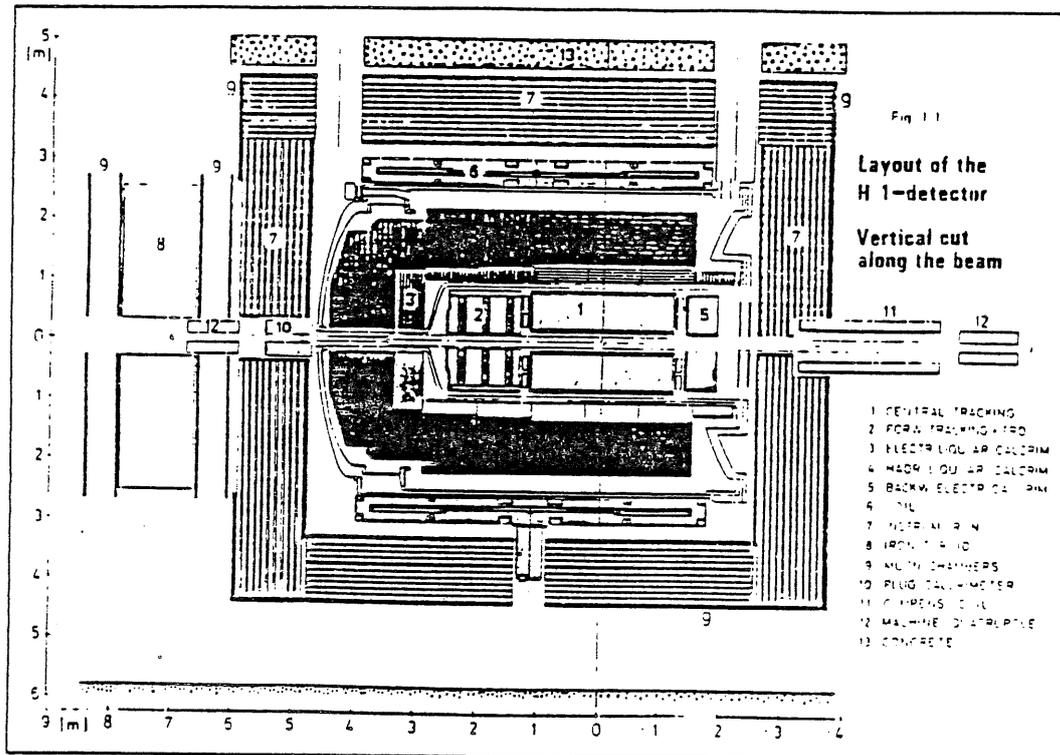


Abb. 3.1: Querschnitt durch den H1-Detektor [18]

In einem Kalorimetersimulationsprogramm ist es notwendig, daß das Programm zu jedem Ort das zugehörige Medium, sowie zu vorgegebenen Orts- und Richtungsvektor die Entfernung zur nächsten Region berechnet. Dazu ist eine analytische Beschreibung der Grenzflächen notwendig.

GEANT [19] ist ein Geometrieprogramm, das einem diese Arbeit abnimmt. Die Eingabe der Geometrie geschieht folgendermaßen:

1. Die Definition der "Bauklötze"

Dazu stehen vorgefertigte Formen (Quader, Trapezoid, Kegelstumpf usw.) zur Verfügung. Man wählt Form und Abmessungen.

2. Das Positionieren

Die definierten "Bauklötze" können mehrfach positioniert werden. Dabei wird der Ort, die Rotationsmatrix und das Material des Segments angegeben. Man kann auch in bereits vorhandene Körper positionieren und diese so teilweise überschreiben.

Die Wahrscheinlichkeit, einen Fehler zu machen, ist trotz dieses einfachen und eleganten Verfahrens bei sehr komplexen Detektoren groß. Das wäre nicht so schlimm, würde man einen solchen Fehler sofort erkennen. Aber weder beim Überprüfen des Programmcodes noch bei der Simulation einer Kaskade wird ein Geometriefehler mit Sicherheit erkannt. Die Fehlererkennung ist im GEANT auf die einzig sicher funktionierende Art verwirklicht, nämlich durch die graphische Darstellung der eingegebenen Geometrie [Abb. 3.2].

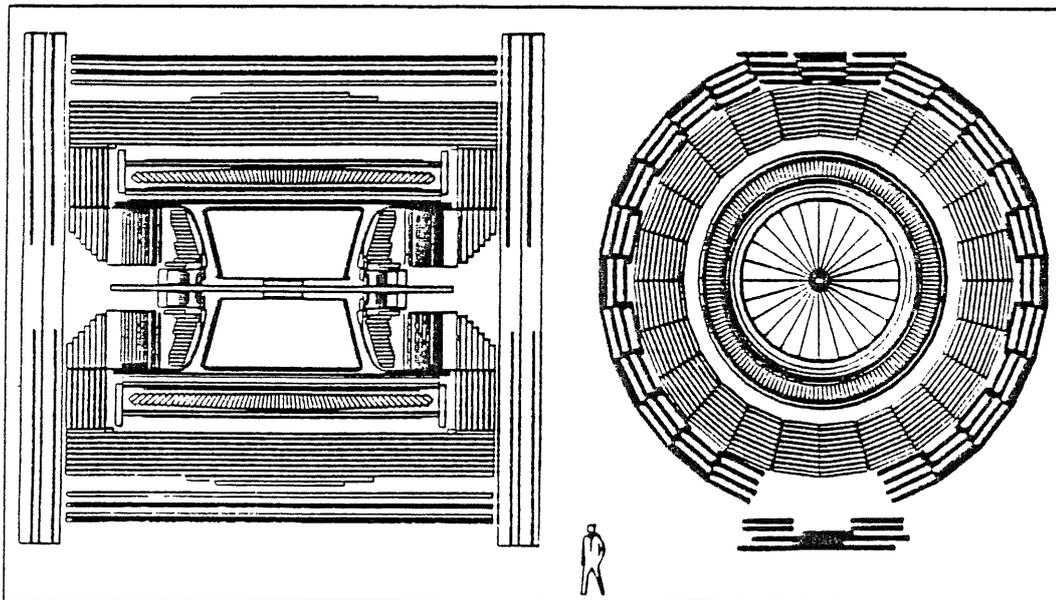


Abb. 3.2: Seiten- und Frontansicht des Detektors OPAL erstellt mit GEANT [19]

3.2. Simulation elektromagnetischer Schauer

Der Transport und die Reaktionen von Elektronen, Positronen und Photonen erfolgen mit Hilfe des Programms EGS4 (Electron Gamma Shower Program Version 4) [20]. Dieses Programm reproduziert die experimentellen Daten sehr gut. Der mögliche Energiebereich im EGS4 beginnt für Elektronen und Positronen bei 10 keV und für Photonen bei 1 keV und reicht für alle Teilchen bis zu einigen TeV. Die Wirkungsquerschnitte für die verwendeten Materialien werden durch einen Preprozessor (PEGS4) berechnet und in einen Datensatz abgespeichert, der dann vom EGS4 eingelesen wird.

Auf eine detailliertere Beschreibung wird hier verzichtet, da man in dem zugehörigen Manual [20] eine lückenlose Darstellung der zugrunde gelegten physikalischen Gesetze und ihrer programmtechnischen Umsetzung findet. Die wichtigsten Daten des EGS4 sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Tab. 3.1: Eckdaten des EGS-4

| | |
|------------------------------|---|
| Mögliche Primärteilchen | e^+, e^-, γ |
| Produzierte Sekundärteilchen | e^+, e^-, γ |
| Implementierte Prozesse | Energieverlust durch Ionisation Vielfachstreuung Bremsstrahlung Møller-Streuung Bhabba-Streuung Photoeffekt Comptoneffekt Rayleigh-Streuung Paarbildung Paavernichtung |
| Energiebereich | 1 keV bzw. 10 keV - mehrere TeV |
| Materialien | beliebig |

3.3. Die Simulation hadronischer Schauer

Wie in Kapitel 2.4 erwähnt, ist im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern bei hadronischen eine analytische Beschreibung der Wirkungsquerschnitte nicht möglich. Die Programme führen daher Modelle ein, in denen sie die Größen der Hadronproduktionsprozesse durch parametrisierte Formeln berechnen. Die Parameter werden so gewählt, daß die experimentellen Daten bestmöglich reproduziert werden. Da den verschiedenen Programmen unterschiedliche Modelle zugrunde liegen, sind gleiche Vorhersagen für hadronische Kaskaden nicht notwendigerweise zu erwarten. Im folgenden werden die Modelle, die die Physik der Kaskadenbildung wiedergeben sollen, erläutert. Dies geschieht beim FLUKA ausführlicher als bei den anderen Programmen, da die Grundstruktur für alle hadronischen Schauersimulationsprogramme ähnlich ist, andererseits eine detaillierte Beschreibung aller Programme den Umfang dieser Arbeit sprengen würde. Bei den anderen Programmen werden vor allem die Unterschiede zum FLUKA hervorgehoben.

3.3.1. Das Hadronschauerprogramm FLUKA

FLUKA ist ein Simulationsprogramm für hochenergetische hadronische Kaskaden. Es entstand durch eine Weiterentwicklung eines Kaskadensimulationsprogramms von J. Ranft [21]. Die wichtigsten Daten des FLUKA sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt. Im Rahmen des Gesamtprogramms werden elektromagnetische Schauer nicht durch das FLUKA parametrisiert, sondern von dem EGS4 simuliert. Stark zerfallende Teilchen, Σ -Baryonen und das π^0 werden vom Programm nicht transportiert, sondern zerfallen sofort.

3.3.1.1. Parametrisierung der elastischen Wirkungsquerschnitte

Neben dem Modell für die Teilchenproduktion ist die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte, aus denen die mittleren freien Weglängen unmittelbar folgen, der wesentlichste Teil eines Schauerprogramms. Die hohe Abschneideenergie des FLUKA (50 MeV) erleichtert die Parametrisierung erheblich. Für die elastische Streuung von Nukleonen und Pionen an Kernen sind die elastischen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Targetkerne und verschiedene Impulse des einfallenden Teilchens tabelliert [22]. Für Materialien und Impulse, über die keine Messungen vorliegen, wurden die gleichen Interpolationsmethoden angewandt wie für die entsprechenden inelastischen Wirkungsquerschnitte. Die elastischen Wirkungsquerschnitte für Reaktionen von Kaonen und Antinukleonen mit Kernen werden aus den totalen

Tab. 3.2: Eckdaten des FLUKA

| | |
|------------------------------|---|
| Mögliche Primärteilchen | p, n, π^- , μ^- , K^- , K^0 , Σ^- , Λ , e^- , γ und deren Antiteilchen, sowie π^0 , Σ^0 , K_L^0 , K_S^0 , Kerne |
| Produzierte Sekundärteilchen | wie Primärteilchen plus ν |
| Implementierte Prozesse | Energieverlust durch Ionisation Vielfachstreuung elastische Streuung an Kernen Hadron-Nukleon-Reaktionen intranukleare Kaskaden nukleares Abdampfen elektromagnetische Kaskaden Photon-Kern-Wechselwirkungen Zerfall von Teilchen |
| Energiebereich | 50 MeV bis mehrere TeV |
| Materialien | beliebig |

Wirkungsquerschnitten für deren Reaktionen mit Nukleonen ermittelt.

$$\sigma_{tot}(hA) = c \cdot A^d \sigma_{tot}(hN) \quad (3.1)$$

Die Parameter c und d hängen nur von der Art des einfallenden Teilchens ab und wurden durch einen Vergleich mit dem Experiment angepaßt [23]. Die elastischen Wirkungsquerschnitte aller übrigen Hadronen werden analog zu deren inelastischen bestimmt. Für Impulse größer als 10 GeV/c werden die elastischen Wirkungsquerschnitte aller streuenden Teilchen als konstant angenommen.

Die elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitte setzen sich aus einem Teil der kohärenten und einem der inkohärenten Streuung zusammen. Beide Terme werden durch Exponentialfunktionen des Quadrats des Impulsübertrags t parametrisiert. Für die elastische Streuung von Protonen

im Impulsbereich von 0.1 bis 20 GeV/c an Kernen mit einer Massenzahl A kleiner als 62 wird folgende Parametrisierung benützt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 12.5 A^{1.63} \exp[-14.5 A^{0.66} \cdot t] + 17.5 A^{0.33} \exp[-10 \cdot t] \quad (3.2)$$

und für $A \geq 62$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 50 A^{1.33} \exp[-60 A^{0.33} \cdot t] + 20 A^{0.4} \exp[-10 \cdot t] \quad (3.3)$$

Für Antinukleonen, Kaonen und geladene Pionen im Impulsbereich von 0.1 bis 300 GeV/c und für Protonen oberhalb 20 GeV/c wird eine ähnliche Parametrisierung verwandt [24]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{el} \left(X^2 \exp[-B p^2 \theta^2] + Y \exp[-G p^2 \theta^2] \right) \quad (3.4)$$

dabei ist X ein Normalisierungsfaktor, Y ist eine effektive Kernzahl und die Parameter F bzw. G stellen den Einfluß der kohärenten bzw. inkohärenten Streuung dar. Weiteres über diese Parameter und deren Werte findet man in [23].

3.3.1.2. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte

Der inelastische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{inel}(hA)$ für eine Reaktion eines Hadrons h mit einem Kern der Massenzahl A ist angenähert:

$$\sigma_{inel}(hA) = \sigma_0 A^m \quad (3.5)$$

wobei m in der Größenordnung von $2/3$ liegt, und σ_0 die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{tot}(hp)$ von Hadron-Proton Reaktionen widerspiegelt. σ_0 und m werden als Funktionen von $\sigma_{tot}(hp)$ parametrisiert, um auch in noch nicht gemessene Energiebereiche extrapolieren zu können.

$$\sigma_0 = a + b \sigma_{tot}(hp) \quad (3.6)$$

$$m = c + d \sigma_{tot}(hp) \quad (3.7)$$

Falls Gleichung (3.7) einen kleineren Wert als $2/3$ ergibt, wird $m = 2/3$ gesetzt. Die Parameter a bis d wurden von Möhring [25] so bestimmt, daß eine gute Übereinstimmung mit Experimenten für Impulse im Laborsystem oberhalb von 50 GeV besteht. Der oben benutzte Hadron-Proton Wirkungsquerschnitt wurde nach Gleichung (3.8) bestimmt.

$$\sigma_{tot}(hp) = B + C \ln[\ln(s/s_0)] \quad (3.8)$$

mit s = Quadrat der Schwerpunktsenergie.

Der inelastische Wirkungsquerschnitt für ein Antiteilchen h^- wird beschrieben durch:

$$\sigma_{tot}(h^-p) = \sigma_{tot}(hp) + D s^n \quad (3.9)$$

Die Parameter zur Ermittlung der inelastischen Wirkungsquerschnitte für $E > 100$ GeV sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Tab. 3.3: Parameter für die Bestimmung der inelastischen Hadron-Kern Wirkungsquerschnitte

| | a | b | c | d | B | C | s_0 | D | n |
|-----------|---------------------|------|------|--------|------|-----|-------|-------|-----|
| | [GeV ²] | | | | | | | | |
| p | 5.78 | .889 | .837 | .00303 | 38.4 | .46 | 125 | - | - |
| \bar{p} | 3.92 | .889 | .837 | .00303 | - | - | - | 84.1 | .57 |
| π^- | 5.0 | .889 | .83 | .00303 | 24.0 | .6 | 160 | - | - |
| π^+ | 5.0 | .889 | .83 | .00303 | - | - | - | 7.9 | .56 |
| K^- | 6.2 | .889 | .82 | .00291 | 20.3 | .59 | 140 | - | - |
| K^+ | 6.2 | .889 | .82 | .00291 | - | - | - | 30.13 | .58 |

Unterhalb von 100 GeV gibt es viele experimentellen Daten über die Wirkungsquerschnitte für inelastische Reaktionen von Hadronen mit verschiedenen Kernen bei unterschiedlichen Energien. Diese Werte sind für das Programm tabelliert. Aus diesen Tabellen werden die Parameter m und σ_0 für einen nicht tabellierten Kern der Massenzahl A interpoliert.

$$m = \frac{\ln[\sigma(hA_1)/\sigma(hA_2)]}{\ln(A_1/A_2)} \quad \text{für } A_1 < A < A_2 \quad (3.10)$$

$$\sigma_0 = \frac{\sigma(hA)}{A^m} \quad (3.11)$$

Die Interpolation bezüglich des Impulses erfolgt linear.

Da es keine experimentellen Daten über die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen von Kaonen und Antiprotonen mit Kernen gibt, werden sie

aus den bekannten Werten für ihre Wechselwirkung mit Nukleonen berechnet.

$$\sigma_{inel}(hA) = \beta \cdot A^m \sigma_{tot}(hN) \quad (3.12)$$

$$\text{mit } \sigma_{tot}(hN) = \frac{1}{2} [\sigma_{tot}(hp) + \sigma_{tot}(hn)]$$

Ein Vergleich mit den Daten zeigt, daß die Parameter m und β nur vom Typ des einfallenden Teilchens abhängen, und daß diese Formeln eine gute Näherung sind. Mit den bisher genannten Verfahren werden die inelastischen Wirkungsquerschnitte für Protonen, Antiprotonen, geladene Pionen und geladene Kaonen berechnet. Die Wirkungsquerschnitte anderer Hadronen werden aus diesen abgeleitet. Durch Isospin- und Hyperladungskonjugation erhält man:

$$\sigma_{tot}(K^0 p) = \sigma_{tot}(K^+ n) \quad (3.13)$$

$$\sigma_{tot}(\bar{K}^0 p) = \sigma_{tot}(K^- n) \quad (3.14)$$

$$\sigma_{tot}(K^0 n) = \sigma_{tot}(K^+ p) \quad (3.15)$$

$$\sigma_{tot}(\bar{K}^0 n) = \sigma_{tot}(K^- p) \quad (3.16)$$

Für größere Impulse als 3 GeV wird angenommen:

$$\sigma_{inel}(K^0 A) = \sigma_{inel}(K^+ A) = \sigma_{inel}(K_L^0 A) = \sigma_{inel}(K_S^0 A) \quad (3.17)$$

$$\sigma_{inel}(\bar{K}^0 A) = \sigma_{inel}(K^- A) \quad (3.18)$$

Für Neutronen wird angenommen:

$$\sigma_{inel}(nA) = \sigma_{inel}(pA)/1.07 \quad (3.19)$$

Die Wirkungsquerschnitte für Antineutronen werden gleich denen für Antiprotonen gesetzt und für alle übrigen Baryonen werden die gleichen wie für die Neutronen angenommen.

Wie bereits erwähnt, sind die Wirkungsquerschnitte für inelastische Streuung an Protonen tabelliert. Für die Extrapolation dieser Wirkungsquerschnitte in Bereiche, über die keine Daten vorliegen, wird angenommen, daß das Verhältnis $\sigma_{inel}(hp)/\sigma_{tot}(hp)$ für jede Art streuender Teilchen einen konstanten Wert besitzt. Diese Annahme wird auch von mehreren theoretischen Modellen vorhergesagt und ist experimentell bestätigt [26].

3.3.1.3. Vielteilchenproduktion

Neben dem Standardteilchenproduktionsmodell EVENTQ besitzt das FLUKA noch zwei weitere, ältere Modelle. Nach Angaben der Autoren geben diese die experimentellen Daten nicht so gut wieder [27] und sind nur noch aus historischen Gründen im FLUKA vorhanden. Beide wurden von mir nicht verwendet und werden hier nicht beschrieben.

EVENTQ besteht eigentlich aus zwei Modellen; einem Resonanzproduktionsmodell, das bei Impulsen unterhalb von 5 GeV/c verwandt wird, und einem Stringfragmentationsmodell, das bei größeren Impulsen verwandt wird. Das Resonanzproduktionsmodell benützt die bekannten exklusiven Wirkungsquerschnitte um Resonanzen zu erzeugen, die dann gemäß den gemessenen Kanälen zerfallen. Das Hochenergiemodell beschreibt die Teilchenproduktion als die Fragmentation von Quark-Antiquark-, Quark-Diquark- und Diquark-Antidiquark-Strings, die in der Hadron-Nukleon Wechselwirkung erzeugt wurden, in Mesonen und Baryon-Antibaryon Paare. Beide Modelle berücksichtigen die Fermiimpulse der Nukleonen im Targetkern und erhalten Energie, Impuls und alle additiven Quantenzahlen exakt. Die anschließende intranukleare Kaskade, die in beiden Modellen durch phänomenologische Formeln beschrieben wird, erhält diese Werte nur im Mittel. Die Formeln für die intranukleare Kaskade sind in beiden Modellen dieselben, aber die Parameter sind für den jeweiligen Impulsbereich an die experimentellen Daten angepaßt.

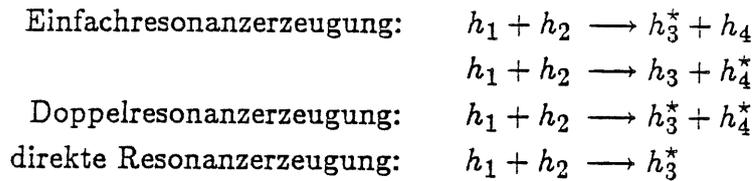
Eine Hadron-Kernwechselwirkung wird in drei Schritte unterteilt.

1. Die Kollision des einfallenden Teilchens mit einem Nukleon des Kerns, das einen Fermiimpuls besitzt.
2. Eine intranukleare Kaskade, bei der Nukleonen aus dem Kern herausgeschleudert werden.
3. Die Anregungsenergie des Kerns, das nukleare Abdampfen, radioaktiver Zerfall und der Rückstoß des Targetkerns werden nicht einzeln betrachtet, sondern es wird eine "Anregungsenergie", die für all diese Prozesse insgesamt notwendig ist, berechnet. Ein Drittel dieser Energie wird lokal deponiert, und zwei Drittel werden durch niederenergetische Neutronen abgedampft. Der erste Teil repräsentiert niederenergetische geladene Teilchen (Protonen, Deuteronen, Alphateilchen und Kernbruchstücke).

Zuerst werden die Energie für die intranukleare Kaskade und die "Anregungsenergie" berechnet. Diese werden dann dem einfallenden Teilchen abgezogen, sodaß unter Punkt 1 gar nicht die gesamte Energie zur Verfügung steht.

Inelastische Hadron-Kern Wechselwirkung unterhalb von 5 GeV/c

Der inelastische Wirkungsquerschnitt für Hadron-Kern Reaktionen ist die Summe über alle exklusiven Teilchenproduktionswirkungsquerschnitte. Diese Wirkungsquerschnitte für sind bei Energien bis zu einigen GeV sehr genau gemessen [28–36]. Der größte Teil dieser Wirkungsquerschnitte ist die Folge von Zwei-Körper Reaktionen, bei denen ein oder zwei Resonanzen beteiligt sind. Im Programm wird angenommen, daß bis zu Impulsen von 5 GeV/c alle inelastischen Reaktionen als Zwei-Körper Wechselwirkungen dargestellt werden können, die sich in Einfach-, Doppel- und direkte Resonanzerzeugung gliedern.



dabei ist h_1 das einfallende Teilchen, h_2 das Targetnukleon, h_3^* und h_4^* sind Nukleon- oder Mesonresonanzen, die anschließend in Hadronen zerfallen. Alle Kanäle, die mehr als 2% zum inelastischen Wirkungsquerschnitt beitragen, sind implementiert. Beim Zerfall der Resonanzen werden alle Kanäle, die kinematisch erlaubt sind und deren Verzweigungsverhältnis 1% übersteigt, berücksichtigt. Falls keine experimentellen Daten über die exklusiven Wirkungsquerschnitte vorliegen, werden sie durch Isospin- und Ladungskonjugation bestimmt.

Diesem Modell von Hänssgen, Möhring und Ranft [37, 38] wurden die elastische Streuung und Ladungsaustauschreaktionen hinzugefügt.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Quadrat des Impulsübertrags wird wie folgt parametrisiert [39] [40]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \text{const.} \cdot \exp[B(M) \cdot t] \quad (3.20)$$

Der Parameter $B(M)$ beinhaltet die Abhängigkeit von der Gesamtmasse M der beiden entstandenen Resonanzen h_3^* und h_4^* und ist für einfallende Mesonen und Baryonen verschieden.

Der Ablauf einer inelastischen Hadron-Kern-Reaktion in diesem Modell ist der folgende:

1. Berechnung der "Anregungsenergie" und Subtraktion dieser von der Energie des Primärteilchens.
2. Auswahl eines Reaktionskanals; wobei die Wahrscheinlichkeitsverteilung den tabellierten Wirkungsquerschnitten entspricht.
3. Bestimmung des Quadrats des Impulsübertrags t und der Streuwinkel; die Wahrscheinlichkeitsverteilung für t ist durch Gleichung (3.20) gegeben. Die Masse M ist durch die Auswahl eines Kanals unter Punkt 2

bestimmt. Der Polarwinkel θ_3 des auslaufenden Hadrons h_3 bzw. der auslaufenden Resonanz h_3^* im Schwerpunktsystem der Kollision ist:

$$\cos \theta_3 = \frac{t - m_1 - m_3 + 2E_1 E_3}{2P_1 P_3} = -\cos \theta_4 \quad (3.21)$$

dabei ist E bzw. P die Energie bzw. der Dreierimpuls der durch den Index bezeichneten Teilchen. Der Azimutwinkel ist gleichverteilt.

4. Auswahl der Zerfallskanäle der Resonanzen; die Wahrscheinlichkeitsverteilung ist durch die Verzweigungsverhältnisse gegeben. Sind Resonanzen unter den Zerfallsprodukten, so zerfallen auch diese bis alle entstandenen Teilchen entweder stabil sind oder nur schwach zerfallen. Die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte ist isotrop im Ruhesystem der jeweiligen Resonanz.
5. Lorentztransformation der Energien und Impulse aller erzeugten Teilchen in das Ruhesystem des Targetkerns

Die so simulierten Reaktionen erhalten Energie, Impuls, Ladung, Baryonenzahl und Strangeness exakt. Eine detaillierte Beschreibung dieses Modells, insbesondere die Parametrisierung der "Anregungsenergie", wurde von Hänssgen verfaßt [41].

Inelastische Hadron-Kern Wechselwirkung oberhalb von 5 GeV/c

Capella und Tran Thanh Van haben ein Zwei-String-Fragmentationsmodell für Hadron-Hadron-Wechselwirkungen vorgestellt [42, 43], das von ihnen zu einem Viel-String-Fragmentationsmodell für Hadron-Kern-Wechselwirkungen weiterentwickelt wurde [44, 45]. Diese beiden Modelle werden im FLUKA für die Teilchenproduktion bei Impulsen oberhalb 5 GeV verwandt und im folgenden beschrieben.

Bei der inelastischen Hadron-Nukleon Wechselwirkung werden die Quarks des einfallenden Hadrons in zwei farbgeladene Gruppen geteilt. Im einfachsten Fall sind nur die Valenzquarks beteiligt. Der Anteil x an der Gesamtenergie des Hadrons, der dem gestreuten Quark und damit einem String zur Verfügung steht, wird aus den Quarkverteilungsfunktionen bestimmt. Die restlichen Valenzquarks erhalten den Bruchteil $1 - x$. Bei einer Hadron-Kern-Wechselwirkung wird das Modell komplizierter, weil viele verschiedene Reaktionen auftreten können. Die mittlere Anzahl der Kollisionen hängt von der Massenzahl A des Kerns und den inelastischen Wirkungsquerschnitten ab.

$$\langle n \rangle = A \frac{\sigma_{inel}(hN)}{\sigma_{inel}(hA)} \quad (3.22)$$

Da jede Kollision zwei Strings erzeugt, ergeben sich insgesamt $2n$ Strings. Zwei Strings werden durch die Valenzquarks des einfallenden Teilchens und

dis Valenzquarks des Targetnukleons erzeugt. Alle anderen Strings werden durch die Wechselwirkung der Seequarks des einfallenden Teilchens mit den Quarks (sowohl Valenz- als auch Seequarks) der Targetnukleonen produziert.

Das Stringfragmentationsmodell erzeugt Zwei-Jet-Ereignisse aus Quark-Antiquark-, Quark-Diquark-, Antiquark-Antidiquark- und Diquark-Antidiquark-Strings, wobei die Flavors der Quarks "up", "down", "strange" und "charm" sein können. Eine ausführliche Beschreibung dieses Modells und der Umsetzung in ein Monte-Carlo-Programm liegt in den Referenzen [46–49]. vor. Hier können nur einige Eigenschaften des Modells aufgezählt werden:

- Energie, Impuls und alle additiven Quantenzahlen sind exakt erhalten.
- Sowohl Mesonen als auch Baryonen werden erzeugt.
- Die Verteilung der bei einem Vertex entstehenden Quarks ist von ihren Massen abhängig und aus [46] übernommen. Diese ergibt ungefähr: $P(u\bar{u}) = P(d\bar{d}) = P(s\bar{s})$. Ist der String durch ein einfallendes u - oder d -Quark entstanden, so wird die Wahrscheinlichkeit für die entstehenden Quarkflavors aufgrund der Isospinerhaltung verändert [48].
- Um den Effekt eines "Leading Baryons" zu reproduzieren wird für einfallende Diquarks eine andere Funktion der Energieaufteilung zwischen den Reaktionsprodukten gewählt als in den anderen Fällen.

Eine Hadron-Kern-Reaktion wird in diesem Modell folgendermaßen simuliert:

1. Bestimmung des einfallenden Teilchens, des Targetkerns und des Impulses im Laborsystem
2. Bestimmung der Anzahl der Kollisionen n nach Gleichung (3.22)
3. Erzeugung von n Zwei-String-systemen.
4. Bestimmung der Fermiimpulse der Targetnukleonen
5. Hadronisieren jedes einzelnen Strings entsprechend dem String-Fragmentationsmodell, nachdem in das Schwerpunktsystem des jeweiligen Strings transformiert wurde.
6. Lorentztransformation der Endzustände ins Laborsystem.

3.3.1.4. Energieverlust durch Ionisation

Die Berechnung des Energieverlustes durch Ionisation erfolgt nach der modifizierten Bethe-Bloch-Formel von Bichsel (Gl. 2.2). Optional kann der aktuelle Wert von dE/dx auch einer Landauverteilung um den oben berechneten Wert genügen.

3.3.2. Das Hadronschauderprogramm GHEISHA

Das GHEISHA (Gamma-Hadron-Electron-Interaction-Shower-code) [50] ist ein weiteres Programm zur Simulation hochenergetischer hadronischer Kaskaden. Die Eckdaten dieses Programms unterscheiden sich von denen des FLUKA nur durch die niedrigere Abschneideenergie von 1 MeV bis zur der Teilchen verfolgt werden können.

3.3.2.1. Die elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte

Für die Streuung von π^\pm , K^\pm , K_L^0 , p und \bar{p} an Protonen sind die inelastischen und elastischen Wirkungsquerschnitte als Funktion des Impulses tabelliert. Die Wirkungsquerschnitte für die Streuung aller übrigen Teilchen an Protonen wurden ermittelt aus einer ladungsunabhängigen Näherung gemäß dem naiven Quark-Parton-Modell. Für die Streuung an Neutronen werden die gleichen Wirkungsquerschnitte angenommen. Die Wirkungsquerschnitte an Kernen der Massenzahl A sind parametrisiert:

$$\sigma_{inel} = \sigma_{0i} \cdot A^\alpha$$

$$\sigma_{el} = \sigma_{0e} \cdot A^\beta$$

Die Parameter σ_{0i} , σ_{0e} , α , und β sind in Abhängigkeit von Teilchenart und -impuls für $9 < A < 207$ an Kerndaten angepaßt. Streuquerschnitte für Protonen und Neutronen niedriger Energie wurden im Rahmen des optischen Modells berechnet.

3.3.2.2. Teilchenproduktion bei der Hadron-Nukleon Wechselwirkung

Die mittlere Multiplizität aller erzeugten Sekundärteilchen wird in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie der Hadronen mit einer empirischen Formel bestimmt.

$$\langle n \rangle = 3.63 + 0.67 \ln E_s \quad (3.23)$$

mit $E_s = \sqrt{s} - 2m_p$ für $p\bar{p}$ -Streuung. Die Verteilung der Multiplizität wird durch die Koba-Nielson-Olesen-Formel ausgedrückt [50].

$$P(n) = \frac{n}{\langle n \rangle^2} \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right)^2 \right] \quad (3.24)$$

Bei sehr niedrigen Impulsen wird von dieser Verteilung abgewichen, um die gemessenen Wirkungsquerschnitte für einige exklusive Endzustände

($pp\pi^0, pn\pi^+, pp\pi^+\pi^-$ etc.) richtig wiederzugeben. Seltsame Teilchen werden in Paaren erzeugt mit den mittleren Multiplizitäten für Mesonen bzw. Baryonen

$$n_{M\bar{M}} = -0.033 + 0.085 \ln E_s \quad (3.25)$$

$$n_{B\bar{B}} = -0.069 + 0.085 \ln E_s \quad (3.26)$$

Zur Berechnung der Viererimpulse der Sekundärteilchen werden zunächst die Transversalimpulse p_T in der Ebene senkrecht zur Richtung des einfallenden Teilchens und die Azimuthwinkel im Schwerpunktsystem der primären Hadronen erzeugt. Die p_T -Verteilung ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \exp(-b p_T^2) \quad (3.27)$$

b ist liegt in tabellierter Form vor. Die Longitudinalimpulse der Sekundärteilchen werden ermittelt im Rahmen eines hadronischen Fragmentationsschemas, das von der Fragmentation freier Quarks im Quark-Parton Modell ausgeht.

3.3.2.3. Die intranukleare Kaskade

Die in der primären inelastischen Hadron-Nukleon-Wechselwirkung entstandenen Sekundärteilchen können im gleichen Kern nochmals wechselwirken. Im GHEISHA ist dafür folgender Algorithmus gewählt: Die im Schwerpunktsystem der beiden primären Hadronen in Vorwärtsrichtung erzeugten Sekundärteilchen verlassen den Kern ohne weitere Wechselwirkung, während die in Rückwärtsrichtung erzeugten eine intranukleare Kaskade auslösen. Die mittlere Anzahl der zusätzlich produzierten Teilchen ist parametrisiert gemäß

$$\langle n_{add} \rangle = \alpha(s) (A^{1/3} - 1) 2 n_r \quad (3.28)$$

mit n_r = Anzahl der in Rückwärtsrichtung erzeugten Sekundärteilchen. α hängt schwach von der Schwerpunktsenergie s der Reaktion ab:

$$\alpha(s) = 0.312 + 0.200 \ln(\ln s) + 0.00017 s^{3/2} \quad (3.29)$$

Für die Verteilung von n_{add} wird eine Poissonverteilung angenommen. Die Impulse werden nach einer ähnlichen Methode wie bei der inelastischen Hadron-Nukleon-Wechselwirkung erzeugt.

3.3.2.4. Das nukleare Abdampfen

Nach einer intranuklearen Kaskade befindet sich der verbleibende Kern im allgemeinen in einem hochangeregten Zustand. Die mittlere Anzahl der bei dem Zerfall dieses Zustandes erzeugten Teilchen wird parametrisiert durch

$$\langle n \rangle = 1.50 + 1.35 n_{ges} \quad (3.30)$$

wobei n_{ges} die Anzahl aller in der primären Wechselwirkung und der intranuklearen Kaskade entstandenen Teilchen ist. Die kinetische Energie der abgedampften Teilchen beträgt höchstens 20 MeV und die Richtungen der Impulse sind isotrop im Laborsystem verteilt.

3.3.2.5. Energieverlust durch Ionisation

Die Berechnung des Mittelwertes für den Energieverlust durch Ionisation erfolgt ebenfalls nach der Formel von Bichsel (Gl. 2.2). Für die Streuungen um diesen Mittelwert wird in Gasen eine Landauverteilung, in festen und flüssigen Materialien eine Gaußverteilung angenommen.

3.3.3. Das Hadronschauerprogramm HETC

Das HETC (High-Energy-Radiation-Transport-Code) reproduziert die experimentellen Daten bis zu einer Energie von 10 GeV gut [51 und dort angegebene Referenzen]. Die im Rahmen des Gesamtprogramms benützte Fassung ist die Version des Codes der Kernforschungsanlage (KFA) Jülich [52]. Die Modelle des HETC greifen nur auf die gut bekannten Hadron-Nukleon Wirkungsquerschnitte zurück. Intranukleare Kaskaden und Kernabdampfungsprozesse werden in diesem Programm sehr detailliert simuliert. Es hat jedoch starke Einschränkungen bezüglich der Teilchenarten, die transportiert und erzeugt werden können. Da das Programm für den Niederenergiebereich entworfen wurde, sind keine Reaktionen in denen mehr als zwei Pionen produziert werden implementiert. Daher weichen die Multiplizitäten der Sekundärteilchen für Energien jenseits etwa 10 GeV von den experimentell ermittelten ab.

Eine ausführliche Beschreibung des Programms findet man in den Referenzen [53], [54] und [55]. Die wichtigsten Daten des HETC/KFA sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt.

Tab. 3.4: Eckdaten des HETC

| | |
|------------------------------|---|
| Mögliche Primärteilchen | p, n, π^\pm , μ^\pm , leichte Ionen |
| Produzierte Sekundärteilchen | p, n, π^0 , π^\pm , μ^\pm , d, t, α , angeregte Kerne |
| Implementierte Prozesse | Energieverlust durch Ionisation Vielfachstreuung Reichweitestreuung Hadron-Nukleon-Reaktionen intranukleare Kaskaden nukleares Abdampfen Kernspaltung π^- , μ^- -Zerfall |
| Energiebereich | 1 MeV bis ~ 20 GeV |
| Materialien | beliebig |

3.4. Die Simulation des Transports niederenergetischer Neutronen (MORSE)

Besteht ein Kalorimeter ganz oder teilweise aus spaltbarem Material, so ist eine genaue Simulation des Verhaltens niederenergetischer Neutronen notwendig. Ein geeignetes Programm für diese Zwecke ist MORSE (Multigroup-Oak-Ridge-Stochastic-Experiment-Code). Es berechnet die Flüsse niederenergetischer Neutronen und Photonen in Materie durch Lösung der Boltzmann-Gleichung mittels Monte-Carlo-Rechnungen. Die Grundstruktur des Programms ist etwas anders als die der bisher beschriebenen. Die transportierten Neutronen entsprechen nicht notwendigerweise genau einem Teilchen, sondern sie sind mit einem "Gewicht" behaftet, das angibt wie viele Teilchen es repräsentiert. Des weiteren benützt das Programm Energiegruppen und keine kontinuierliche Variable für die Energie. Für diese Energiegruppen (105 Neutronen- und 26 Gammaenergiegruppen) sind die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Reaktionen tabelliert. Diese Tabellen sind die Sammlung experimenteller Daten und für viele Materialien vorhanden. Eine typische Reaktion

im MORSE läuft folgendermaßen ab: Ein Neutron der Energiegruppe 97 (2.38 bis 3.06 eV) mit dem "Gewicht" 1.00 trifft einen Uran-238 Kern. Dieser wird gespalten und neben den beiden Kernbruchstücken entsteht "ein" Neutron der Energiegruppe 27 (1.65 bis 1.83 MeV) mit dem "Gewicht" 2.33, entsprechend der Anzahl, der im Mittel bei der Spaltung eines Urankerns entstehenden Neutronen. Die Energiegruppe 27 entspricht dem Mittelwert der Energien der entstehenden Neutronen.

Eine detaillierte Beschreibung von MORSE findet man in den Referenzen [55] und [56], sowie Vergleiche der Vorhersagen von MORSE mit den experimentellen Daten in [57] und den dort angegebenen Referenzen. Die wichtigsten Daten des MORSE sind in Tabelle 3.5 zusammengefaßt.

Tab. 3.5: Eckdaten des MORSE

| | |
|------------------------------|---|
| Mögliche Primärteilchen | n, γ |
| Produzierte Sekundärteilchen | n, γ , α , Kernbruchstücke |
| Implementierte Prozesse | elastische Streuung (n,n) inelastische Streuung (n,l·n) und (n, γ) Kernspaltung zeitabhängige Gewichtung |
| Energiebereich | 0.4 eV bis 20 MeV für Neutronen 10 keV bis 14 MeV für Gammas |
| Materialien | zur Zeit: H,C,Al,Fe,Cu,Pb, Uran-238, flüssig Argon, Verbindungen dieser Elemente |

3.5. Das Gesamtprogramm

Das Gesamtprogramm ist die Zusammenfassung der bisher besprochenen MC-Programme und des Geometriepakets GEANT kombiniert mit dem Steuerprogramm STEER. Das Steuerprogramm ist die entscheidende Schnittstelle zwischen dem Benutzer und den verschiedenen Einzelprogrammen untereinander. Der Benutzer definiert die jeweiligen Parameter (Geo-

metrie, Materialien, Primärteilchenart usw.) nur einmal im Steuerprogramm, das dann die notwendigen Definitionen in den Einzelprogrammen übernimmt. Weitere Aufgaben von STEER sind die zentrale Geometrie-steuerung und die zentrale Analyse, die beide von allen Einzelprogrammen benutzt werden. Die Grundidee des Gesamtprogramms, jedes Teilchen von jenem Programm transportieren zu lassen, das die Physik für diese Teilchenart bei der entsprechenden Energie am besten wiedergibt, wird durch eine zentrale Teilchenverwaltung verwirklicht. Prinzipiell werden alle zu-transportierenden Teilchen an STEER übergeben. Dieses entscheidet dann, welches Programm das Teilchen weiter transportieren soll. Ausnahmen sind hier das EGS4, das keine Teilchen an das STEER übergibt, sondern die erhaltenen Teilchen und deren Sekundärteilchen bis zur Abschneide-energie verfolgt, und das MORSE, das ebenfalls keine Teilchen an STEER zurückgibt. Von welchem Programm ein bestimmtes Teilchen mit einer bestimmten Energie transportiert wird, kann vom Benutzer festgelegt werden. Die Möglichkeiten sind in Tabelle 3.6 aufgelistet.

Tab. 3.6: Mögliche Programme zum Transport verschiedener Teilchenarten; "Hadronen" steht hier für alle Teilchen außer e^\pm und γ .

| Teilchentyp | Mögliche Programme und Kombinationen zur Simulation |
|--------------------------|--|
| e^\pm, γ | EGS4 FLUKA (Parametrisierung des Schauers) |
| "Hadronen" | FLUKA GHEISHA HETC FLUKA / HETC GHEISHA / HETC |
| für Neutronen zusätzlich | MORSE (unterhalb von 14.6 MeV) |

Die Energie, bei der von einem Programm an das andere übergeben werden soll, kann frei gewählt werden und für Muonen und die restlichen "Hadronen" verschiedene Werte besitzen.

Für komplexe Geometrien und hohe Energien ist die notwendige Rechenzeit so groß. Bei der Simulation des H1-Testkalorimeters betrug die Re-

chenzeit etwa 16 sec/GeV Primärenergie auf der hauptsächlich verwendeten IBM 4381. Für die unterschiedlichen Versionen war sie ungefähr gleich groß, da die viele Rechenzeit vor allem für die elektromagnetischen Schauer mit ihren großen Teilchenzahlen und für die Geometrieabfrage benötigt wird.

Da eine Wiederholung der Simulation, um eine noch nicht berücksichtigte Größe zu analysieren, aufgrund des hohen Rechenzeitbedarfs ausgeschlossen ist, wird vom Gesamtprogramm alle wichtige Information eines Schauers auf Band gespeichert. Beim Abspeichern der Informationen eines Schauers muß ein Kompromiß zwischen Vollständigkeit und der Menge der Informationen gefunden werden. Würde man jede Spur eines geladenen Teilchens mit Anfangs- und Endpunkt, Teilchentyp, kinetischer Energie des Teilchens und der deponierten Energie auf dem betrachteten Wegstück herauschreiben, so würde der notwendige Speicherplatz jeden sinnvollen Rahmen sprengen (1 Ereignis eines 50 GeV Elektrons würde ca. 2 Megabyte benötigen). Auf der anderen Seite ist der kb -Faktor eines Experiments oft nicht a priori bekannt, sodaß man die Möglichkeit haben möchte, diesen erst im Analyseprogramm, das aufgrund seiner kurzen Rechenzeit wiederholt werden kann, festzulegen. Dazu ist es notwendig, daß für die Teilchen, bei denen man eine Dämpfung des Signals erwartet, die deponierte Energie und die zurückgelegte Wegstrecke herausgeschrieben wird.

Im einzelnen wird in die Analysebänke abgespeichert:

Am Anfang des Runs:

1. Die Parameter, durch die die Geometrie und die Medien der Regionen bestimmt sind.
2. Der Teilchentyp und die Energie des Primärteilchens
3. Die Parameter, die bestimmen welches Programm Teilchen welcher Art und Energie transportiert.
4. Die Anfangszufallszahl

Nach jedem Ereignis:

5. Im aktiven Medium wird für geladene Teilchen außer e^\pm nach jedem transportierten Wegstück herausgeschrieben:
 - (a) Teilchentyp
 - (b) Regionsnummer
 - (c) Anfangspunkt
 - (d) Endpunkt
 - (e) deponierte Energie
 - (f) kinetische Energie
 - (g) "Gewicht" (wieviele Teilchen es repräsentiert; meist = 1)

6. Die aktiven Schichten werden durch ein virtuelles, laterales Gitter in $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ Zellen unterteilt. Die von Elektronen und Positronen deponierte Energie wird zellenweise aufaddiert. Da nur wenige Zellen gefüllt werden, existieren für das Programm nur diejenigen, die angesprochen werden. Für diese wird abgespeichert:
 - (a) Die "Koordinaten der Zelle": Regionsnummer, x- und y-Koordinate
 - (b) Die Summe der von Elektronen und Positronen in dieser Zelle deponierten Energien
7. Da die Neutronen viele Schichten ohne Wechselwirkung und Energieverlust durchqueren, werden die kleinen Wegstücke ohne Wechselwirkung zu einem großen zusammengesetzt. Von diesem großen Wegstück werden außer der deponierten Energie, die hier immer Null ist, die gleichen Informationen abgespeichert wie unter Punkt 5.
8. Die Energie, der Entstehungsort und die Richtungscosini des Impulses der auftretenden π^0 's
9. Die Energie und der Entstehungsort der Kernabregungsgammas
10. Die Zufallszahl am Ende des Ereignisses

Die unter Punkt 5 und 6 aufgezählten Informationen reichen aus, um das Signal eines Experiments nachzuvollziehen. Die Informationen aus Punkt 7 bis 9 sind vor allem notwendig, um die physikalischen Ursachen für die Unterschiede der Einzelprogramme zu verstehen.

4. Vergleich der verschiedenen Programmversionen

Um die verschiedenen Programmversionen zu vergleichen, wurde ein quaderförmiges Schichtkalorimeter simuliert, das in Strahlrichtung abwechselnd aus 4 cm dicken Eisen- und 1 cm dicken Flüssigargonschichten bestand. Die Tiefe des Kalorimeters betrug 3 m und die laterale Ausdehnung war 80 cm × 80 cm. Die Einschußteilchen waren Elektronen und negativ geladene Pionen mit den Energien 10 GeV und 50 GeV. Der Strahl traf senkrecht auf die Mitte der ersten Platte.

4.1. Die Kinematik der Vielteilchenproduktionsreaktionen

Um sich ein Bild von den einzelnen Programmen zu machen, wurde als erstes das Verhalten der kinematischen Größen in Einzelreaktionen untersucht. Es wurde die Energie- und Impulserhaltung überprüft, sowie die Größe der Transversalimpulse der entstehenden Teilchen.

Die Summe der totalen Energien der Sekundärteilchen einer Reaktion ist bei allen Programmen im allgemeinen kleiner als die Gesamtenergie der Primärteilchen, da ein Teil der Energie zu keinem Signal im Kalorimeter führt. Dies sind die Bindungsenergien für herausgeschlagene Nukleonen und Kernbruchstücke, sowie die Anregungsenergie des Targetkerns. In den Abbildungen 4.1 bis 4.3 ist der Energieverlust, die Differenz zwischen der Summe der Energien der Sekundärteilchen und der Energie der Primärteilchen, aufgezeigt. Auf der z-Achse ist dabei die Häufigkeit, mit der ein bestimmtes Paar ($E_{initial}, \Delta E$) vorkommt, aufgetragen.

Während die vektorielle Summe der Impulse der Sekundärteilchen in der Ebene senkrecht zu der Richtung des einfallenden Teilchens bei allen Programmen geringfügig um Null streut (näherungsweise Impulserhaltung), unterscheiden sich die Mittelwerte der Beträge dieser Transversalimpulse, die großen Einfluß auf die laterale Verteilung der Energiedeposition haben, beträchtlich. Der durchschnittliche Transversalimpuls eines Sekundärteilchens beträgt bei einer Einschußenergie von 10 GeV für GHEISHA 128 MeV/c, 185 MeV/c für HETC und für FLUKA 214 MeV/c. Die Verteilungen sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

Der longitudinale Impuls wird von den Programmen FLUKA und HETC

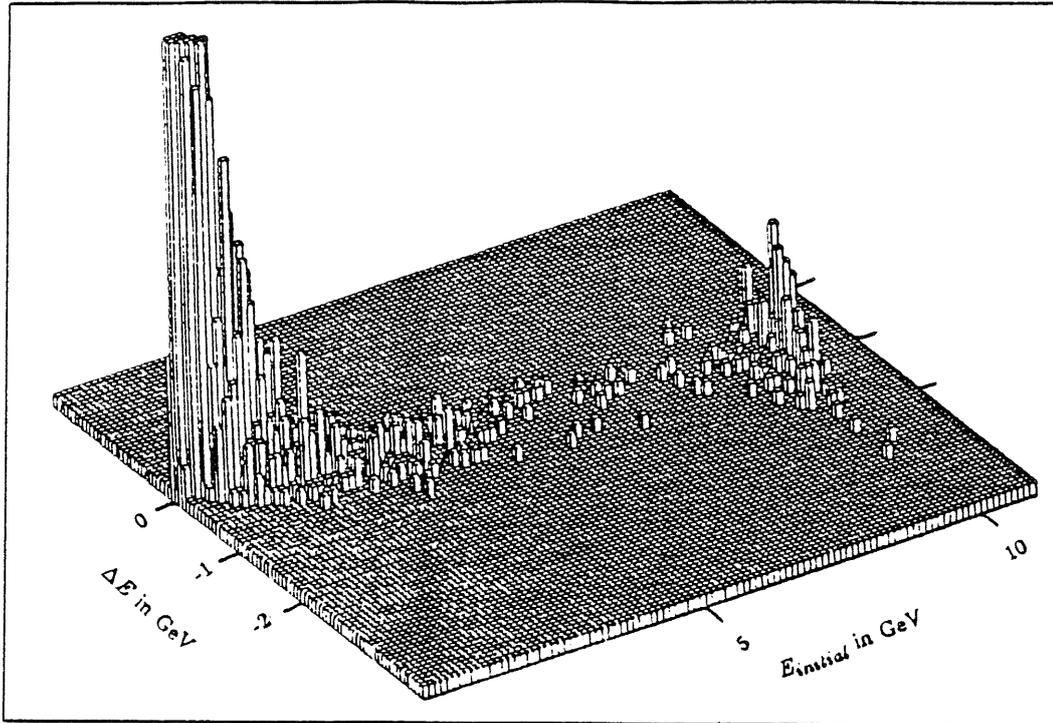


Abb. 4.1: Energieverlust in Einzelreaktionen des FLUKA

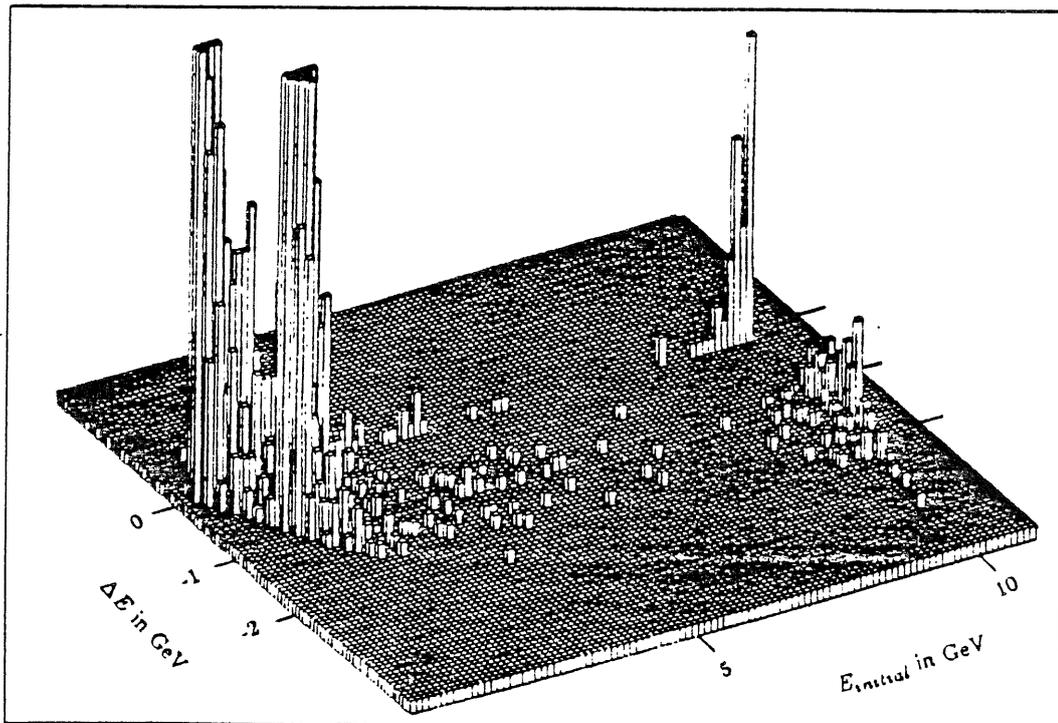


Abb. 4.2: Energieverlust in Einzelreaktionen des GHEISHA

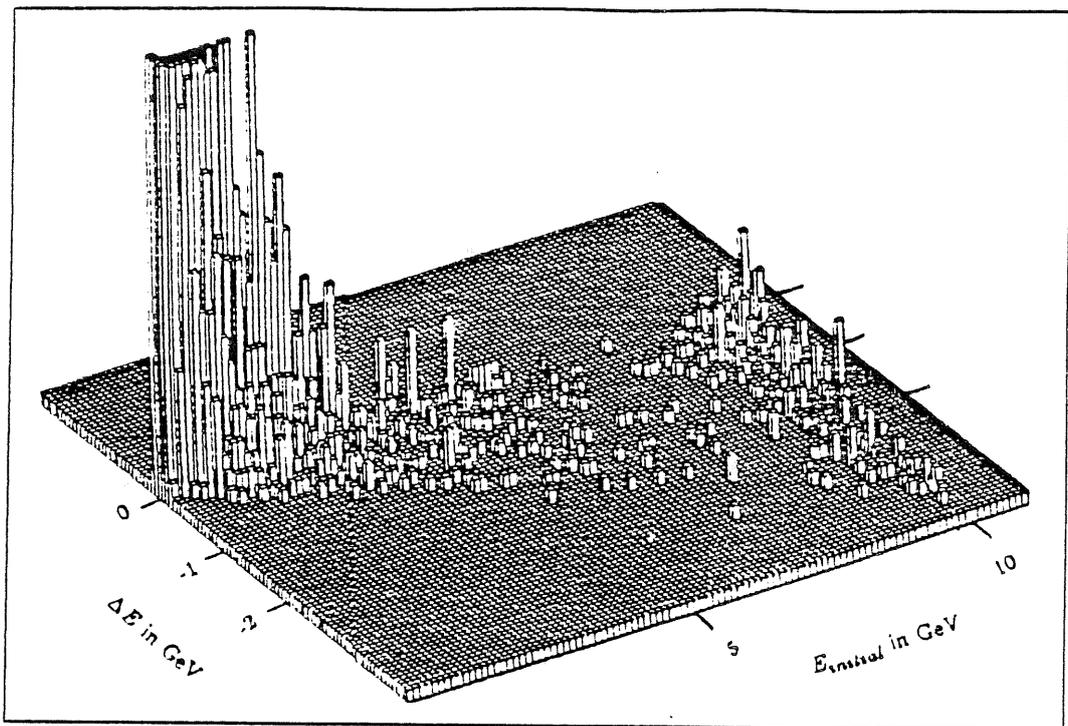


Abb. 4.3: Energieverlust in Einzelreaktionen des HETC

gut erhalten, während GHEISHA manchmal einen großen Teil des longitudinalen Impulses verliert [Abb. 4.5 und 4.6].

4.2. Energiedeposition und -auflösung

Die Energiedeposition der verschiedenen Programmversionen sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 gegliedert nach Medium und Art des deponierenden Teilchens aufgelistet. Der größte Unterschied der hadronischen Programme besteht bei der insgesamt deponierten Energie. Bei 10 GeV Primärenergie setzt GHEISHA nur etwa 70% der Primärenergie in grundsätzlich nachweisbare Energie um, während beim HETC dieser Anteil 81% und beim FLUKA 87% beträgt. Bei 50 GeV primärenergie steigen diese Werte auf: FLUKA 89%, GHEISHA 81% und HETC 80%. Der Unterschied nimmt also ab. Die anderen Werte sind ziemlich ähnlich, bzw. unterscheiden sich um den selben Faktor wie die insgesamt deponierte Energie. Das Verhältnis der von Hadronen deponierten Energie zum elektromagnetischen Anteil an der deponierten Energie ist bei allen hadronischen Programmen etwa gleich.

Die beim Beschuß des Kalorimeters mit Elektronen entstandenen Schauer kommen im Kalorimeter vollständig zum Erliegen und die gesamte Primärenergie tritt als sichtbare Energie auf. Die Energieauflösung skaliert für Elektronen mit $1/\sqrt{E}$, wie man es aufgrund der Statistik erwartet,

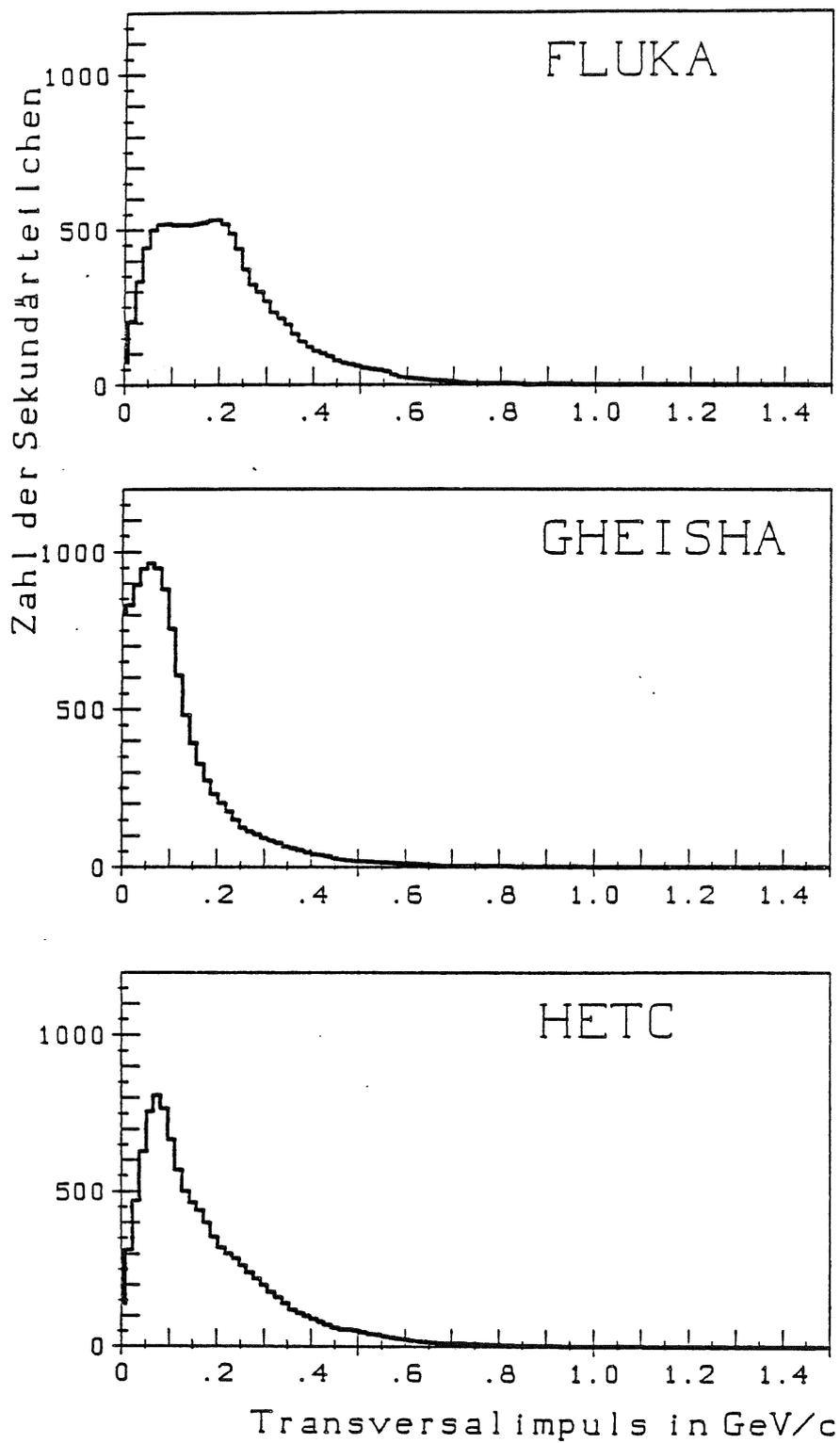


Abb. 4.4: Transversalimpuls der entstehenden Sekundärteilchen

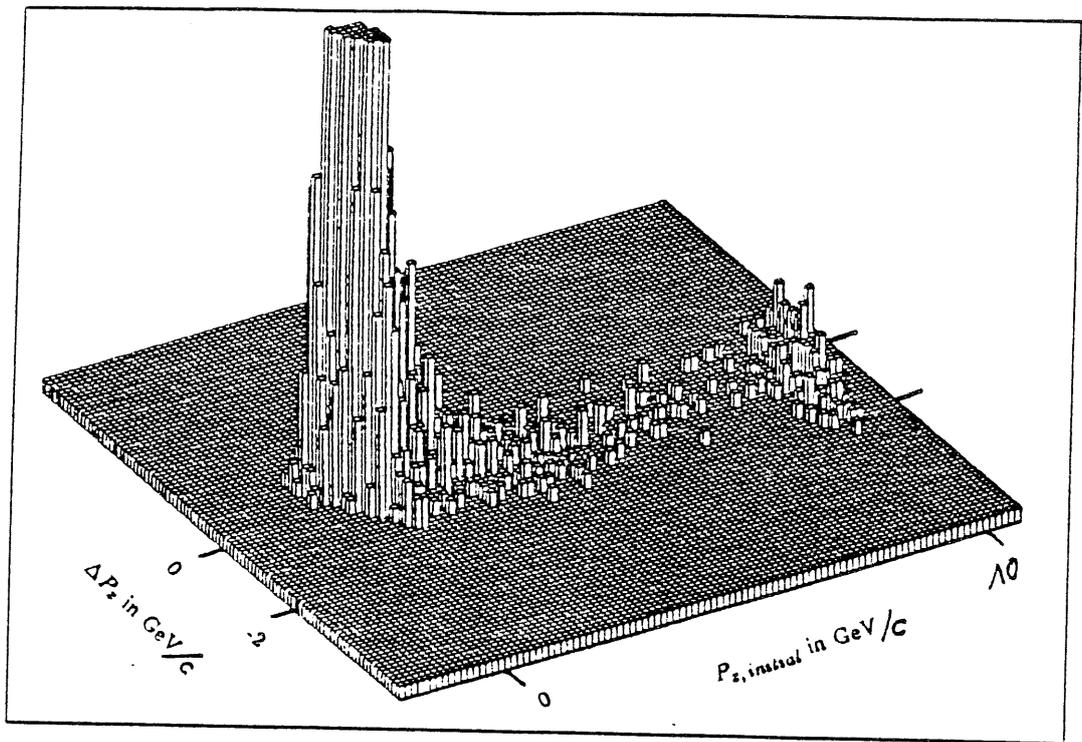


Abb. 4.5: Änderung des Longitudinalimpulses in Reaktionen des FLUKA

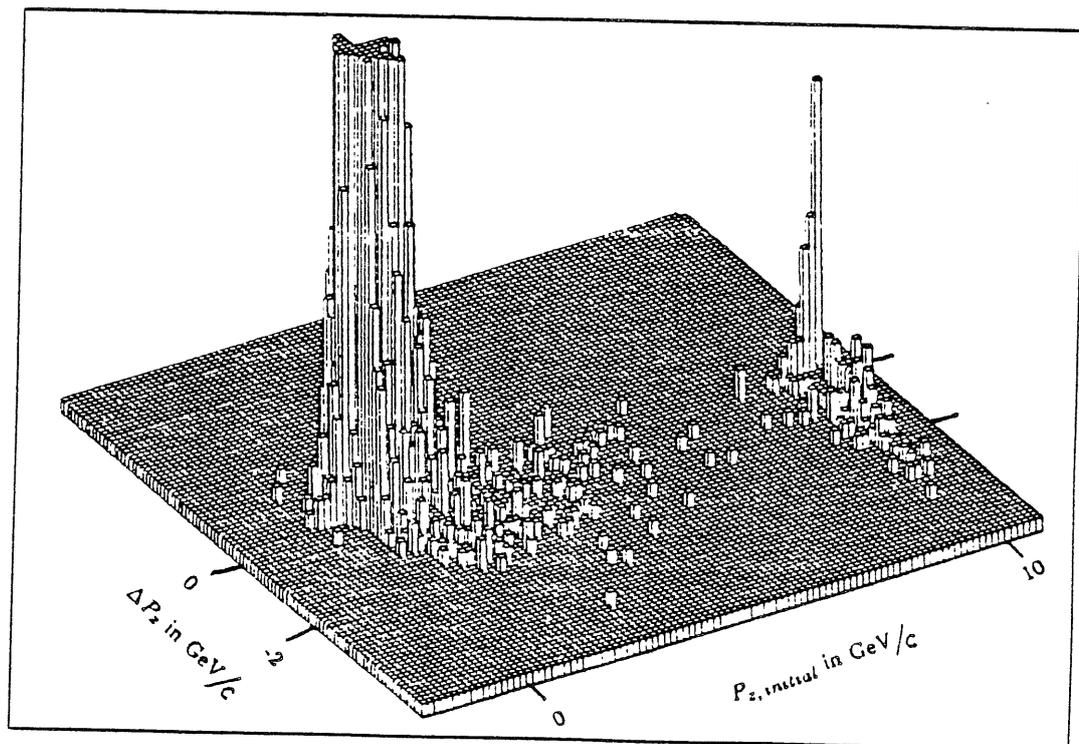


Abb. 4.6: Änderung des Longitudinalimpulses in Reaktionen des GHEISHA

Tab. 4.1: Die Energiedepositionen bei 10 GeV Einschussenergie gegliedert nach Medium und Art des deponierenden Teilchens. Falls in Spalte 1 nicht anders angegeben ist die Einheit der aufgeführten Größen der Bruchteil an der Primärenergie in %.

| | HETC 10 GeV π^- | FLUKA 10 GeV π^- | GHEISHA 10 GeV π^- | EGS4 10 GeV e^- |
|------------------------|------------------------|-------------------------|---------------------------|----------------------|
| aktiv | 3.14±0.05 | 3.63±0.05 | 3.05±0.06 | 4.12 ± 0.02 |
| passiv | 72.6±0.4 | 79.6±0.3 | 62.6±2.8 | 95.8±0.02 |
| Kalorimeter | 75.7±0.4 | 83.3±0.3 | 65.6±0.3 | 99.91±0.003 |
| Leakage | 5.4 ±0.2 | 3.4±0.1 | 3.9±0.3 | 0 |
| System | 81.1±0.3 | 86.6±0.3 | 69.6± 0.6 | 99.91±0.003 |
| elektromagn. aktiv | 1.17±0.04 | 1.68±0.03 | 1.23±0.03 | 4.12±0.02 |
| elektromagn. passiv | 28.0±0.9 | 39.3±0.7 | 28.8±0.7 | 95.79±0.02 |
| Hadronen aktiv | 1.70±0.04 | 1.95±0.06 | 1.55±0.06 | 0 |
| Hadronen passiv | 38.7 ± 0.6 | 40.4±0.5 | 30.9 ± 0.7 | 0 |
| Schwere Ionen aktiv | 0.28 ±0.01 | 0 | 0.31 ±0.02 | 0 |
| Schwere Ionen passiv | 5.9 ±0.1 | 0 | 3.8 ±0.1 | 0 |
| σ/\sqrt{E} in % | 111 ± 7 | 105 ±7 | 148 ± 9 | 28± 2 |
| mittlere Tiefe in cm | 45.09 | 45.15 | 34.38 | 14.63 |
| mittlere Breite in cm | 5.94 | 5.98 | 5.39 | 3.05 |

Tab. 4.2: Die Energiedepositionen bei 50 GeV Einschussenergie gegliedert nach Medium und Art des deponierenden Teilchens. Falls in Spalte 1 nicht anders angegeben ist die Einheit der aufgeführten Größen der Bruchteil an der Primärenergie in %.

| | IETC 50 GeV π^- | FLUKA 50 GeV π^- | GHEISHA 50 GeV π^- | EGS4 50 GeV e^- |
|------------------------|------------------------|-------------------------|---------------------------|----------------------|
| aktiv | 3.09±0.06 | 3.84±0.06 | 3.55±0.16 | 4.10 ±0.18 |
| passiv | 72.8 ±0.9 | 83.0 ±0.4 | 74.6 ±1.3 | 95.62 ±0.06 |
| Kalorimeter | 75.9 ±0.9 | 86.9 ±0.4 | 78.1 ±1.2 | 99.72 ±0.03 |
| Leakage | 4.3 ±0.4 | 2.5 ±1.4 | 2.5 ±0.2 | 0 |
| System | 80.2 ±0.7 | 89.4 ±0.3 | 80.6 ±1.2 | 99.72 ±0.03 |
| elektromagn. aktiv | 1.59±0.10 | 2.13±0.05 | 1.78±0.10 | 4.10 ±0.18 |
| elektromagn. passiv | 36.9 ±2.2 | 50.0 ±1.2 | 41.8 ±1.8 | 95.72 ±0.06 |
| Hadronen aktiv | 1.5 ±0.1 | 1.7 ±0.7 | 1.6 ±0.2 | 0 |
| Hadronen passiv | 33.3 ±1.3 | 33.0 ±0.9 | 31.9 ±1.8 | 0 |
| Schwere Ionen aktiv | 0.15±0.01 | 0 | 0.24±0.16 | 0 |
| Schwere Ionen passiv | 2.8 ±0.2 | 0 | 4.4 ±0.6 | 0 |
| σ/\sqrt{E} in % | 139 ±20 | 118 ±17 | 316 ±45 | 30 ±4 |
| mittlere Tiefe in cm | 59.99 | 63.07 | 47.32 | 18.76 |
| mittlere Breite in cm | 5.37 | 6.73 | 6.39 | 3.51 |

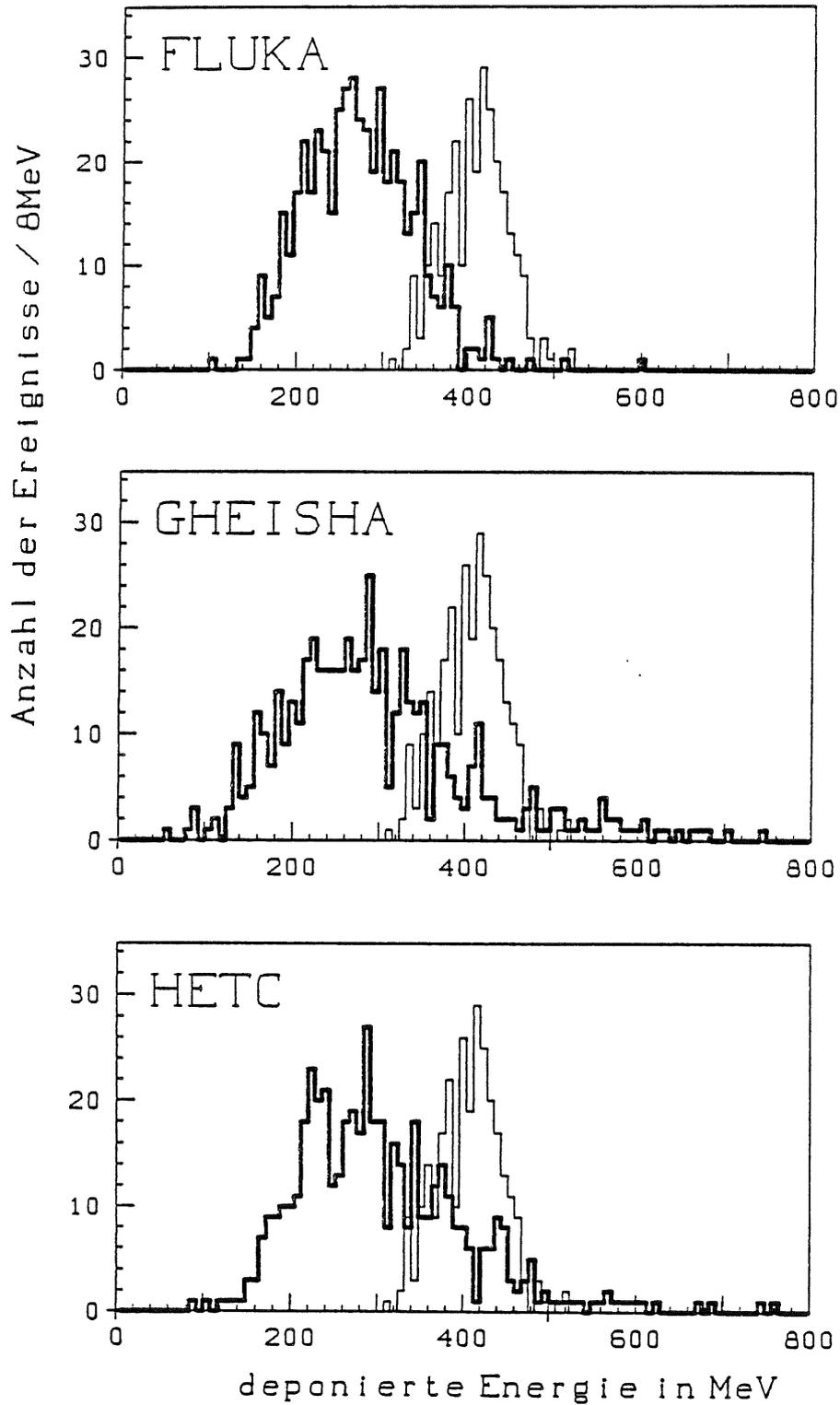


Abb. 4.7: Verteilungen der im aktiven Medium deponierten Energie bei Beschuß mit 10 GeV Pionen; die dünne Linie zeigt die Verteilung für Elektronen der gleichen Energie, wobei die Simulation mit EGS₄ erfolgte.

wegen die Auflösung für Pionen wegen des von eins verschiedenen e/π -Verhältnisses und aufgrund der Zunahme des elektromagnetischen Anteils diesen Verlauf nicht zeigt (Tab 4.1).

Die Verteilung der im aktiven Material deponierten Energie für Elektron- und Pionschauer, die durch die verschiedenen Programme simuliert wurden, ist in der Abbildung 4.7 bei 10 GeV Primärenergie dargestellt.

4.3. Schauerprofile

Neben der insgesamt deponierten Energie unterscheiden sich die Hadronprogramme am stärksten bei den longitudinalen Schauerprofilen. In der Tabelle 4.1 sind die Werte für die mittlere Schauertiefe und die mittlere Breite des Schauers angegeben. Die mittlere Schauertiefe ist die Länge, nach der die Hälfte der insgesamt deponierten Energie deponiert worden ist, und die mittlere Breite des Schauers ist gleich dem Radius des Zylinders um die Stahlachse, in dem die Hälfte der Energie deponiert wird. Die longitudinale Verteilung der deponierten Energie ist in Abbildung 4.8 für Schauer, die durch 10 GeV Pionen ausgelöst worden sind, dargestellt. Man erkennt die deutlich kürzeren Schauer des GHEISHA gegenüber dem FLUKA und HETC. Die transversalen Schauerprofile unterscheiden sich kaum.

4.4. Produktionsrate von neutralen π -Mesonen

Die Energieauflösung hadronischer Kalormeter ist bei hohen Energien großenteils durch den schwankenden elektromagnetischen Anteil des Schauers beschränkt. Dieser Anteil entsteht durch den elektromagnetischen Zerfall von π^0 's und η 's, wobei der π^0 -Anteil bei weitem überwiegt. Aus diesem Grund ist eine genaue Simulation der π^0 -Produktion notwendig.

Die wichtigsten Größen der π^0 -Produktion sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt. Da das HETC in Pion-Nukleon-Reaktionen nur ein π^0 und in Nukleon-Nukleon-Reaktionen maximal zwei π^0 's erzeugt, produziert das HETC deutlich weniger π^0 's als die beiden anderen Programme. Entsprechend ist auch der Anteil der elektromagnetischen Energie an der Gesamtenergie des Schauers kleiner. Die relativen Schwankungen dieses Anteils sind größer als bei den Programmen FLUKA und GHEISHA, da die Verteilung der Anzahl der π^0 's etwa einer Poissonverteilung entspricht. Der Unterschied zwischen den Programmen ist jedoch bei der elektromagnetischen Gesamtenergie nicht so groß wie bei der Anzahl der π^0 's, da die vom HETC produzierten π^0 's im Durchschnitt eine höhere Energie besitzen als die von den beiden anderen Programmen erzeugten.

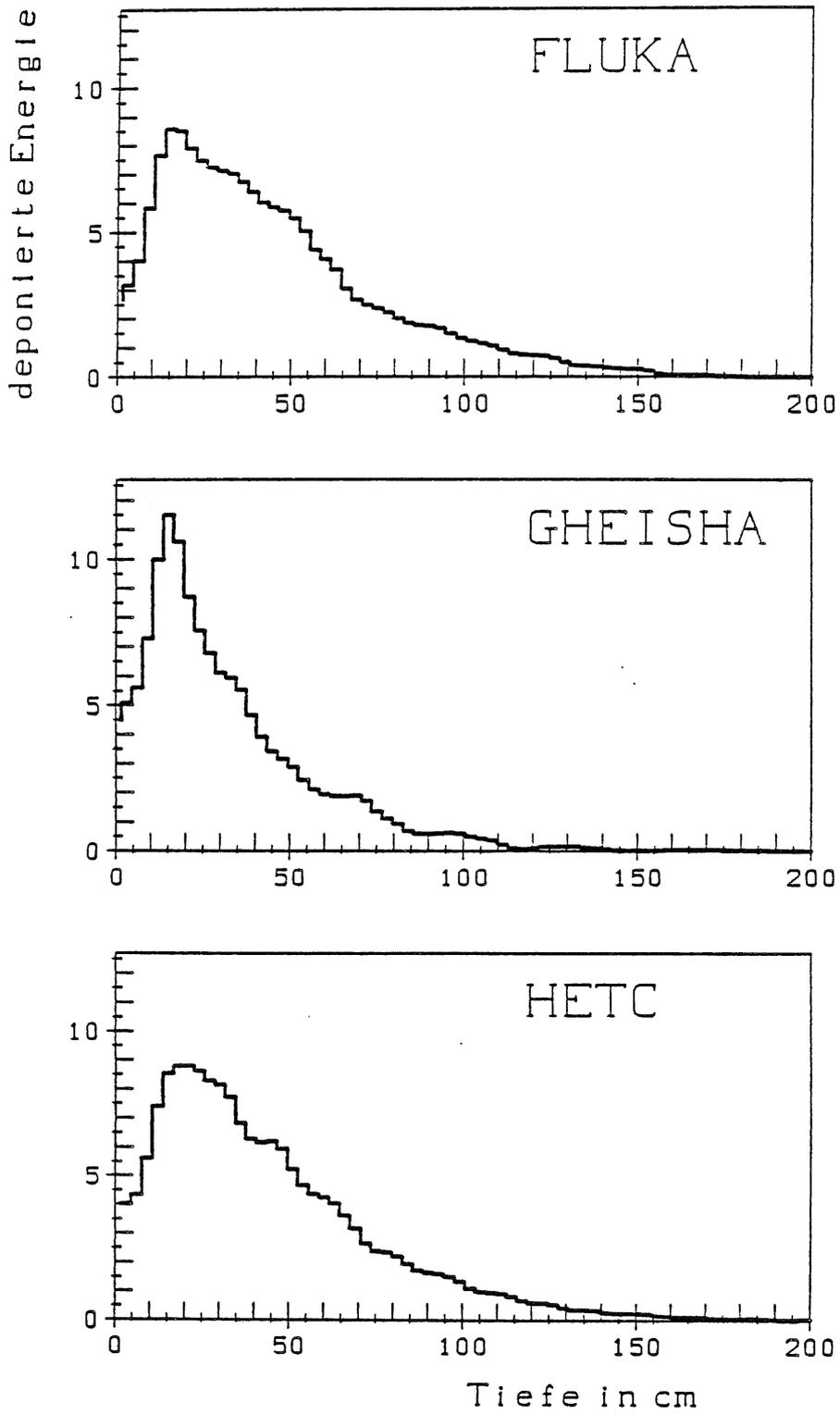


Abb. 4.8: Die longitudinalen Schauerprofile

Tab. 4.3: Die π^0 -Produktion der hadronischen Schauerverprogramme

| | FLUKA 10 GeV π^- | GHEISHA 10 GeV π^- | HETC 10 GeV π^- | FLUKA 50 GeV π^- | GHEISHA 50 GeV π^- | HETC 50 GeV π^- |
|--|-------------------------|---------------------------|------------------------|-------------------------|---------------------------|------------------------|
| mittlere Anzahl der π^0 's pro Event N_{π^0} | 5.87 | 4.64 | 3.21 | 21.69 | 20.25 | 10.95 |
| $\sigma(N_{\pi^0})/N_{\pi^0}$ in % | 34 | 41 | 49 | 29 | 34 | 43 |
| mittlere Energie eines π^0 's E_{π^0} in MeV | 703 | 699 | 970 | 1141 | 1081 | 1760 |
| $\sigma(E_{\pi^0})/E_{\pi^0}$ in % | 140 | 153 | 162 | 247 | 321 | 287 |
| π^0 - Gesamtenergie pro Event ΣE_{π^0} in MeV | 3840 | 2960 | 2699 | 24128 | 21324 | 18438 |
| $\sigma(\Sigma E_{\pi^0})/\Sigma E_{\pi^0}$ in % | 46 | 60 | 85 | 35 | 52 | 69 |
| Anteil der π^0 -Gesamtenergie an der Primärenergie in % | 38.4 | 29.6 | 27.0 | 48.3 | 42.6 | 36.9 |

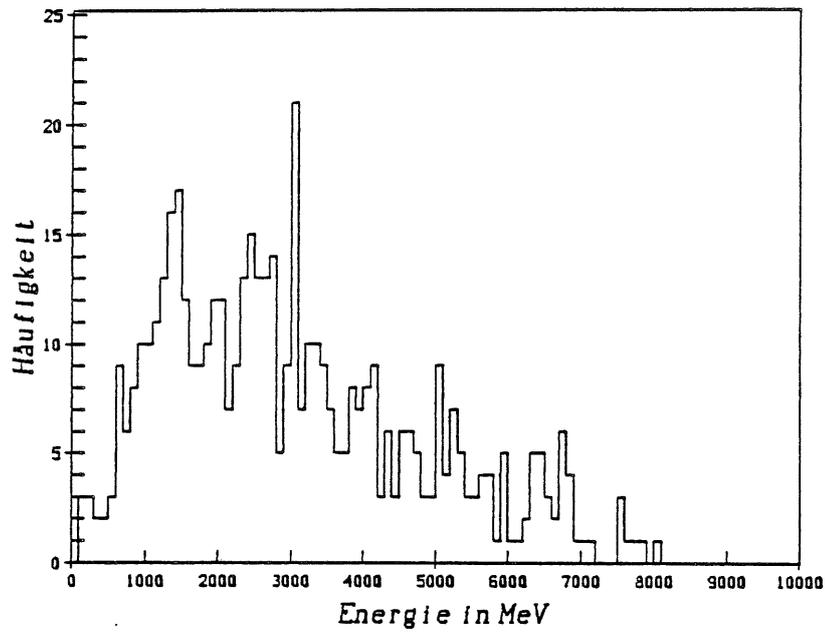


Abb. 4.9: Gesamtenergie der π^0 's in einem Ereignis simuliert durch das FLUKA

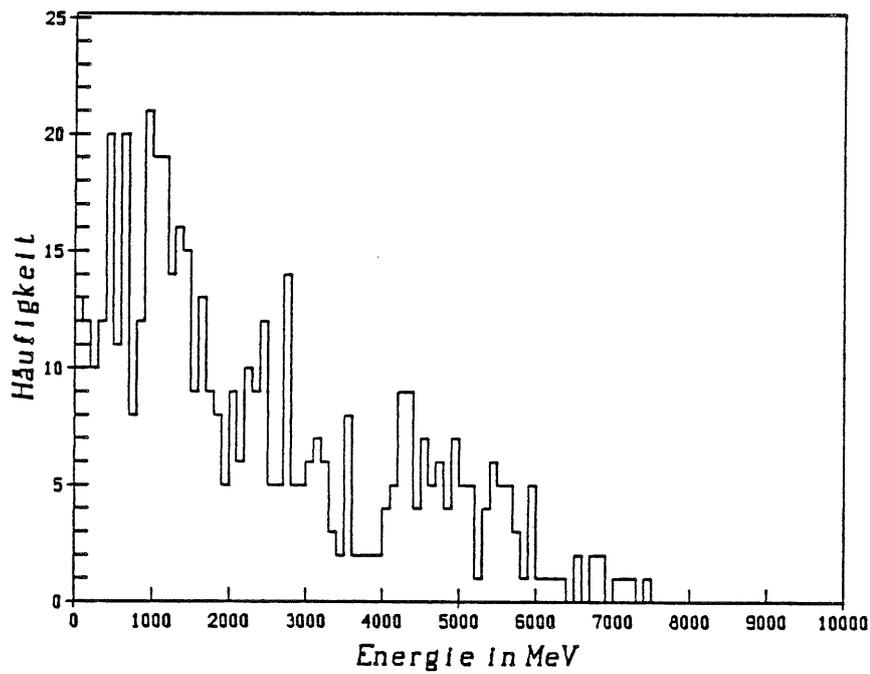


Abb. 4.10: Gesamtenergie der π^0 's in einem Ereignis simuliert durch das GHEISHA

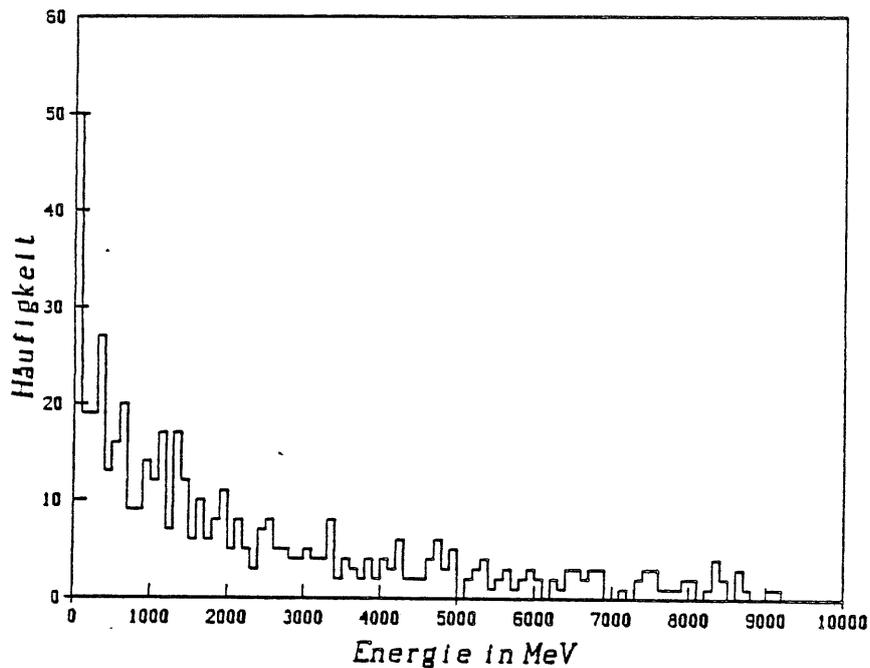


Abb. 4.11: Gesamtenergie der π^0 's in einem Ereignis simuliert durch das HETC

Alle Programme zeigen wie der relative elektromagnetische Anteil bei steigender Primärenergie anwächst. In Abbildung 4.9 ist die Verteilung der Gesamtenergie aller π^0 's in einem Ereignis und in Abbildung 4.12 die Verteilung der Energie einzelner π^0 's am Beispiel des FLUKA für Schauer, die durch 10 GeV Pionen ausgelöst worden sind, dargestellt. Man erkennt, daß sogar π^0 's auftreten, die etwa 80% der Primärenergie besitzen. Diese entstehen durch Ladungsaustauschreaktionen wie z.B. $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

4.5. Neutronenfluß

Da Neutronen keinen Energieverlust durch Ionisation erleiden und so nicht direkt Energie deponieren, sind sie nur von Bedeutung, wenn sie durch Reaktionen andere Teilchen zur Energiedeposition veranlassen. Bei hohen Energien wechselwirken Neutronen ähnlich wie Protonen (außer Ionisationsverlust) und werden von allen Programmen auch entsprechend behandelt. Niederenergetische Neutronen können elastisch an Kernen streuen, und so ihre Energie in nachweisbare umwandeln. Der Energieübertrag ist bei Stößen an Protonen maximal. Daher kann der Neutronenfluß bei aktiven Materialien, die viele Wasserstoffkerne enthalten, wesentlich zum Signal beitragen. Wenn man spaltbares Material z.B. Uran als Absorberme-

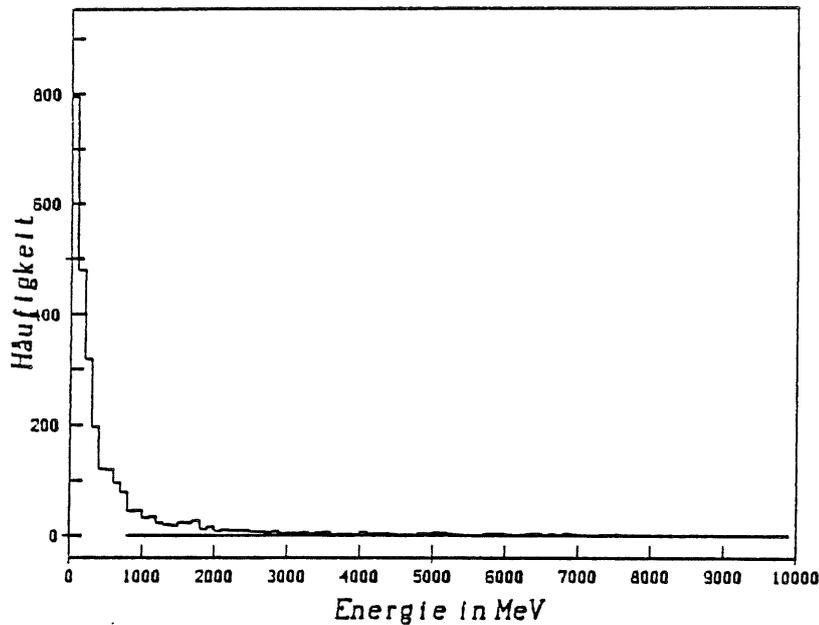


Abb. 4.12: Energieverteilung der erzeugten π^0 's in Schauern die durch 10 GeV Pionen ausgelöst worden sind

dium benützt, ist der Neutronenfluß von zentraler Bedeutung. Ein Neutron im eV-Bereich kann dann nämlich eine Spaltung auslösen bei der ~ 200 MeV frei werden. In den hier untersuchten Materialkonfigurationen befand sich weder spaltbares Material noch wasserstoffhaltige Medien, sodaß die Auswirkungen unterschiedlicher Neutronenflüsse klein waren. Monte-Carlo-Studien von Urankalorimetern liegen in der Arbeit von S. Scholz [55] vor.

Zur Bestimmung des Neutronenflusses wurden alle 10 cm virtuelle Wände in das Kalorimeter eingezogen. Die durchdringenden Neutronen wurden nach Energie gegliedert gezählt. In Abbildung 4.13 ist die Abhängigkeit des Neutronenflusses von der Tiefe im Kalorimeter bei Schauern, die von 50 GeV Pionen ausgelöst wurden, gezeigt. Der Hauptunterschied zwischen den Programmen besteht nicht in der longitudinalen Abhängigkeit des Neutronenflusses, sondern in der Anzahl der Neutronen im Schauer. Das Energiespektrum des Neutronenflusses [Abb. 4.14] zeigt, daß GHEISHA und HETC Neutronen nur in dem Energiebereich verfolgen, der auch für geladene Teilchen wichtig ist, wogegen FLUKA und MORSE auch niederenergetische Neutronen transportieren.

Wie sich die Energie der auftretenden Neutronen mit der Tiefe im Kalorimeter ändert, ist in Abbildung 4.15 für die Programmkombination HETC/MORSE dargestellt. Der Verlauf ist für die anderen Programmver-

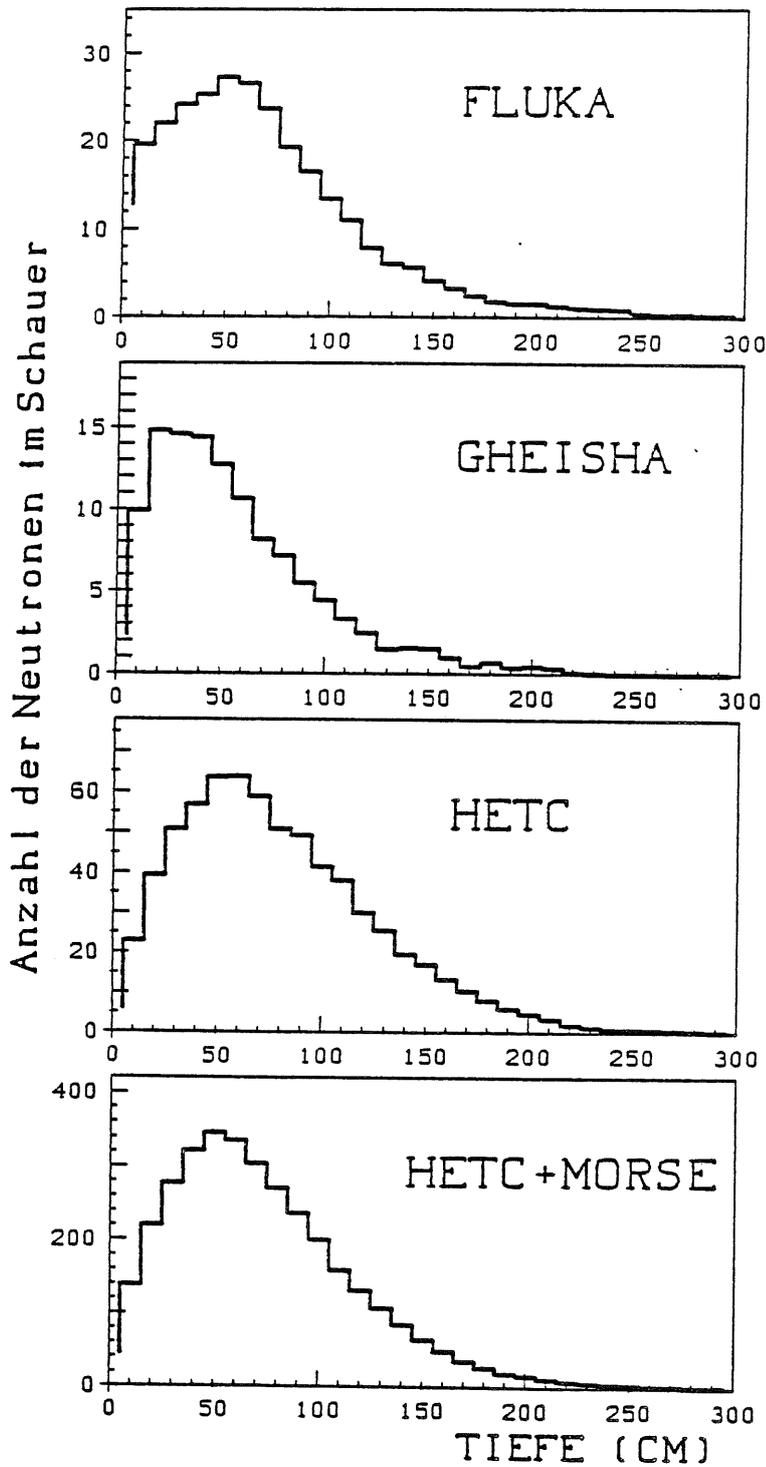


Abb. 4.13: Die Anzahl der Neutronen im Schauer in Abhängigkeit von der Tiefe im Kalorimeter

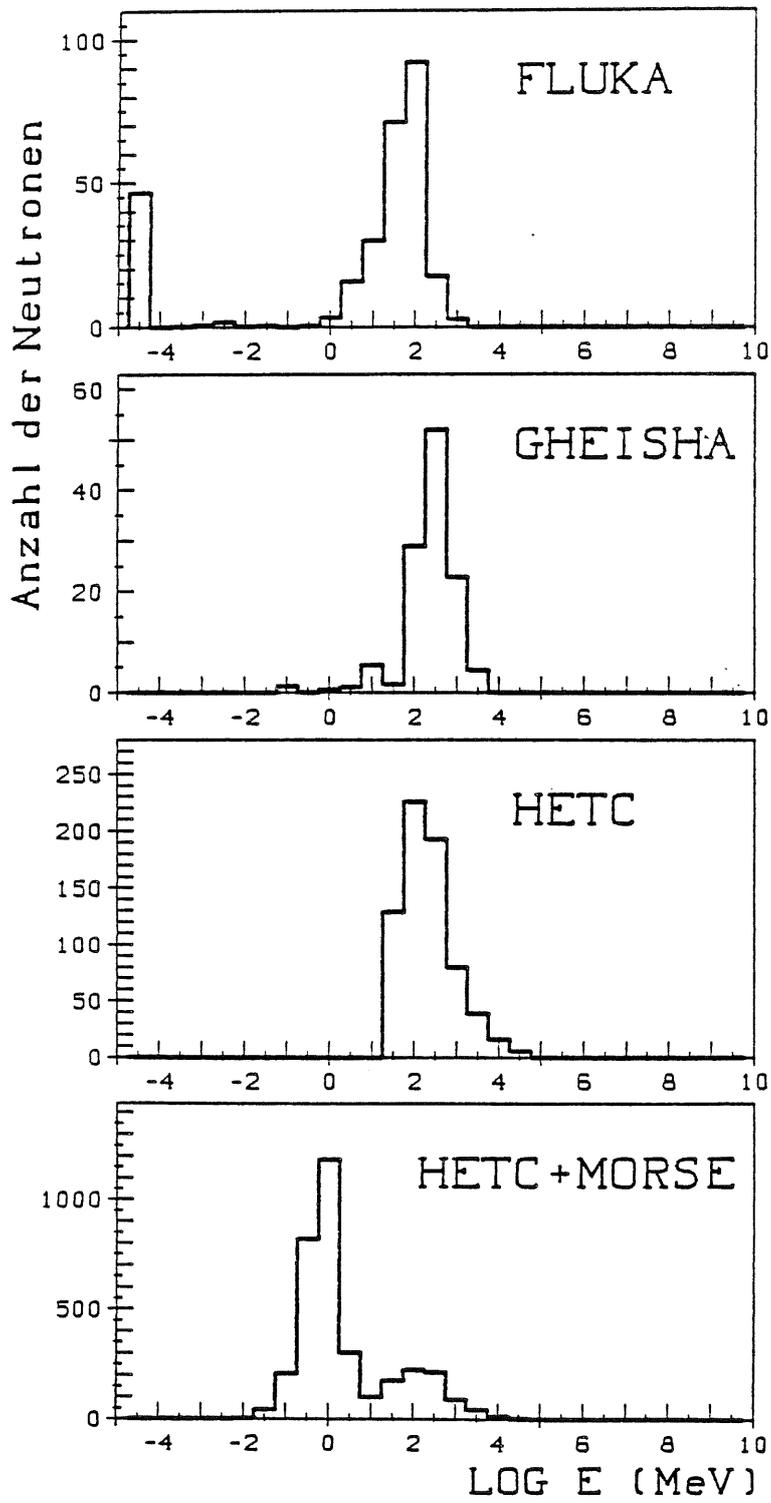


Abb. 4.14: Das Energiespektrum der Neutronen

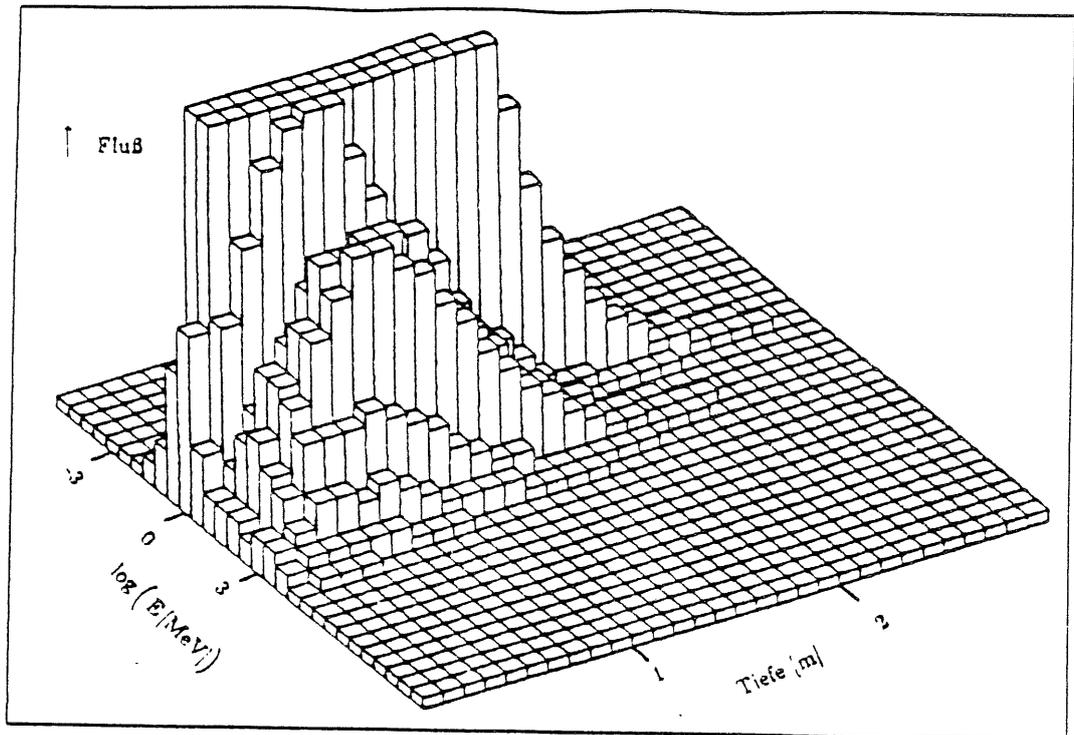


Abb. 4.15: Das Energiespektrum der Neutronen in Abhängigkeit von der Tiefe im Kalorimeter simuliert von der Kombination HETC/MORSE; nach "oben" ist dabei die Anzahl der durchdringenden Neutronen der entsprechenden Energie aufgetragen

sionen qualitativ der gleiche.

5. Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnungen im Vergleich mit dem Experiment

Im folgenden werden die Vorhersagen der Monte-Carlo-Rechnungen bezüglich des e/π -Verhältnisses, der Energieauflösung sowie des Schauerprofils mit den entsprechenden experimentellen Daten verglichen. Dabei soll das Programm oder die Programmkombination bestimmt werden, welches das Experiment am besten wiedergibt.

Aus Gründen der Rechenzeit wurden nur drei Primärenergien simuliert (30, 80 und 170 GeV). Die Anzahlen der mit den verschiedenen Programmversionen simulierten Ereignisse sind in Tabelle 5.1 eingetragen.

Tab. 5.1: Anzahl der simulierten Ereignisse

| | 30 GeV | 80 GeV | 170 GeV |
|-----------------|--------|--------|---------|
| EGS4 | 494 | 513 | 500 |
| FLUKA | 548 | 400 | 290 |
| GHEISHA | 642 | 420 | 325 |
| HETC | 545 | 409 | 355 |
| FLUKA/10/HETC | 241 | 156 | 50 |
| FLUKA/5/HETC | 346 | 141 | 50 |
| FLUKA/3/HETC | 255 | - | - |
| GHEISHA/27/HETC | 272 | - | - |
| GHEISHA/10/HETC | 269 | 94 | - |
| GHEISHA/5/HETC | 356 | - | - |
| GHEISHA/3/HETC | 222 | 62 | - |

5.1. Das Experiment

Das Experiment, mit dessen Daten die Aussagen des Kalorimetersimulationsprogramms im folgenden verglichen werden, ist der Beschuß des H1-Testkalorimeters mit sehr genau definierten Teilchenstrahlen am europäischen Kernforschungszentrum CERN.

Das H1-Testkalorimeter besteht eigentlich aus drei quaderförmigen Schichtkalorimetern, die in Strahlrichtung hintereinander angeordnet sind. Das aktive Medium ist für alle drei Teile flüssiges Argon, wogegen das passive Medium in Strahlrichtung von Blei über Kupfer zu Eisen wechselt. Das Bleikalorimeter hat eine laterale Ausdehnung von $42\text{ cm} \times 42\text{ cm}$, während die der beiden anderen $80\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ beträgt.

Das erste Kalorimeter besteht aus 64 Bleiplatten, die 1.86 mm dick sind. Diese haben einen Abstand von 4.12 mm voneinander, der durch Flüssigargon und ein Readoutboard, dessen Grundmaterial G10 ist, ausgefüllt ist. Die Gesamtlänge des Bleikalorimeters beträgt 37.6 cm entsprechend 22.8 Strahlungslängen und 1.1 Absorptionslängen. Aufgrund der großen Anzahl von Strahlungslängen werden elektromagnetische Schauer praktisch vollständig im Bleikalorimeter absorbiert. Dieser Teil ist das elektromagnetische Kalorimeter und die anderen beiden Teile das Hadronkalorimeter.

Die elektronische Auslese des elektromagnetischen Kalorimeters ist in 5 longitudinale Kanäle unterteilt. Die ersten vier umfassen jeweils das Signal von 8 aufeinanderfolgenden Ausleseplatten, während die letzten 32 Ausleseplatten in einen longitudinalen Kanal zusammengefaßt sind. Die Ausleseplatten sind transversal in $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$ große Quadrate unterteilt. Die vier Quadrate um die Strahlachse sind nocheinmal in beiden Richtungen halbiert.

Das Hadronkalorimeter besteht aus dem Kupferteil mit 6.12 Absorptionslängen und dem Eisenteil mit 2.88 Absorptionslängen. Die 154 Kupferplatten sind jeweils 5 mm dick und durch 3 mm Flüssigargon und ein 1.0 mm dicke Ausleseplatte aus G10 getrennt. Die 18 Absorberplatten des Eisenteils, die 25 mm dick sind, werden jeweils durch 8 mm Flüssigargon und durch eine Ausleseplatte wie im Kupferteil getrennt.

Die Ausleseplatten des Hadronkalorimeters sind transversal in 10 Streifen unterteilt. Jede Ausleseplatte ist gegenüber seinem Vorgänger um 90° gedreht, sodaß abwechselnd die Form des Schauers in x- und y-Richtung projiziert wird. Longitudinal sind im Kupferteil jeweils 13 und im Eisenteil zweimal 5 und zweimal 4 Readoutboards gleicher Ausrichtung zusammengefaßt, sodaß die transversale Information erhalten bleibt.

Das Kalorimeter wurde mit Elektronen und Pionen im Energiebereich von 10 GeV bis 230 GeV beschossen. Zur Überprüfung des Strahls waren

vor dem Kalorimeter ein Čerenkovzähler und zwei Vieldrahtproportionalkammern aufgebaut.

Bei der Durchführung des Experiments stellten sich einige Fehler an der Apparatur heraus. Die 115. Kupferplatte war so verbogen, daß sie eine Ausleseplatte berührte und auf Masse gelegt werden mußte. Die Ladungen, die zwischen dieser Absorberplatte und den beiden benachbarten Ausleseplatten entstanden, konnten so nicht nachgewiesen werden. Dieser Fehler und der Ausfall von elektronischen Kanälen wurde bei der Analyse der Monte-Carlo-Rechnungen berücksichtigt.

Normalerweise multipliziert man die im Kalorimeter gemessene Ladung mit einer Konstante, so daß der Mittelwert der so gewonnenen Verteilung der Energie des Einschußteilchens entspricht. Da sich aber die passiven Medien und das Verhältnis der Schichtdicken aktiv/passiv im elektomagnetischen und hadronischen Teil des H1-Testkalorimeters unterscheiden, muß man die nachgewiesene Ladung mit unterschiedlichen Faktoren, den sogenannten "Sampling Fractions", für die verschiedenen Teilkalorimeter gewichten um die tatsächlich deponierte Energie zu erhalten. Dies sieht man so ein: Durchquert ein geladenes Teilchen eine regelmäßige Struktur aus aktiven und passiven Schichten, so ist das Verhältnis der im aktiven zu der im passiven deponierten Ladung E_a/E_p abhängig von den Materialkonstanten und dem Verhältnis der Schichtdicken. Will man die deponierte Energie in einem Paar aus aktiver und passiver Schicht bestimmen so muß man die im aktiven deponierte Energie mit dem Faktor $(1 + E_a/E_p)$ multiplizieren. Da das Verhältnis E_a/E_p im Blei-, Kupfer- und Eisenteil jeweils anders ist, sind diese Größen für diese Teile verschieden.

| | Sampling-Fraction |
|-------------------|-------------------|
| Bleikalorimeter | 5.5340 |
| Kupferkalorimeter | 11.8624 |
| Eisenkalorimeter | 18.9394 |

5.2. Das e/π -Verhältnis

Da das Testkalorimeter sowohl mit Elektronen als auch mit Pionen von 30, 80 und 170 GeV beschossen worden ist, liegt der experimentelle Wert für das e/π -Verhältnis bei diesen Energien vor. Da jedoch die Elektronen fast vollständig im Bleikalorimeter absorbiert werden, während die Pionen den größten Teil ihrer Energie im hadronischen Teil des Kalorimeters deponieren, ist eine richtige Kalibration, vor allem das richtige Verhältnis der Kalibrationskonstanten des Bleikalorimeters zu jenen des Hadronkalorimeters,

von zentraler Bedeutung für das e/π -Verhältnis. Die experimentelle Kalibration ist mit Unsicherheiten in der Größenordnung von 2% behaftet. Für die Energie 170 GeV liegt kein experimenteller Wert für das e/π -Verhältnis vor, da bei diesen Versuchen teilweise so hohe lokale Energiedepositionen auftraten, daß die Analog-Digital-Wandler den höchsten Wert anzeigten, und so nur eine untere Grenze für die deponierte Energie angegeben werden kann. Läßt man bei der Analyse jene Ereignisse weg, bei denen ein Überlauf im Wandler aufgetreten ist, so erhält eine Verteilung, in der hohe Energien unterdrückt sind, und einen zu niedrigen Mittelwert der deponierten Energie, da die nicht berücksichtigten Ereignisse besonders viel Energie deponieren. Das e/π -Verhältnis wurde daher aus den Werten für 30, 80 und 120 GeV extrapoliert, indem angenommen wurde, daß das e/π -Verhältnis dem analytischen Verlauf $(e/\pi)(E) = a \cdot \exp[-b \cdot E] + 1$ genügt. Die experimentellen Werte und die Werte der an die Daten mit Hilfe der Minimierung der quadratischen Abweichungen gefitteten Funktion betragen:

| | experimenteller Wert | Funktionswert |
|---------|----------------------|---------------|
| 30 GeV | 1.164 ± 0.027 | 1.148 |
| 80 GeV | 1.102 ± 0.025 | 1.139 |
| 120 GeV | 1.135 ± 0.025 | 1.119 |
| 170 GeV | - | 1.105 |

Auch unter Berücksichtigung von Kalibrationsunsicherheiten erwartet man, daß das e/π -Verhältnis monoton mit der Energie fällt, im Gegensatz zu den experimentellen Werten, deren e/π -Verhältnis bei 80 GeV kleiner ist als bei 120 GeV. Die Versuche, aufgrund derer das e/π -Verhältnis bestimmt wird, wurden in einem Zeitraum von mehreren Wochen gemacht, in denen oft Änderungen an der Ausleseelektronik notwendig waren und neu kalibriert werden mußte. Dies erklärt die Nichtmonotonie des e/π -Verhältnisses der experimentellen Werte. Da der Fehler der experimentellen Werte des e/π -Verhältnisses von der Kalibrationsunsicherheit dominiert ist, und die Nichtmonotonie des experimentellen Verlaufs zeigt, daß unterschiedliche Kalibrationsfehler vorliegen, werden im weiteren die Werte der gefitteten Funktion verwendet.

Zur Bestimmung des e/π -Verhältnisses der Monte-Carlo-Programme wurden die Elektronschauer mit EGS4 und die Pionschauer mit den verschiedenen hadronischen Programmen berechnet. Die Werte des e/π -Verhältnis und dessen Fehler sind für das Experiment und für die verschiedenen Programme sowie Programmkombinationen in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Wie gut das experimentelle e/π -Verhältnis von einem Programm nachvollzogen wird, wird durch die Größe $G_{e/\pi}$, die auch in dem

Abschnitt über die Bewertung der Programme verwendet wird, abgeschätzt.

$$G_{e/\pi} = \frac{|(e/\pi)_{MC} - (e/\pi)_{DATA}|}{\sqrt{\delta_{MC}^2 + \delta_{DATA}^2}} \quad (5.1)$$

5.3. Die Energieauflösung

Die Werte für die Energieauflösung und deren Fehler sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Als Energieauflösung des Experiments wurde die Standardabweichung der an die Verteilung der deponierten Energie gefitteten Gaußkurve verwendet. Bei den Monte-Carlo Ergebnissen wurde nur der Bereich der Verteilung der deponierten Energie für den Fit benutzt, der innerhalb von zwei Standardabweichungen um den Mittelwert liegt. Die Standardabweichung der angepassten Gaußfunktion wird als Energieauflösung angegeben. Das Abschneiden der Verteilung ist sinnvoll, da man sonst bei der geringen Statistik der Monte-Carlo Rechnungen von eventuellen Ausläufern dominiert ist. Aus dem Fit erhält man auch den Fehler der Standardabweichung, der angibt wie gut der Fit der Verteilung entspricht.

Um die systematischen Fehler abzuschätzen, wurde die Veränderung der Energieauflösung durch Kalibrationsfehler untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß sich die Energieauflösung selbst bei Kalibrationsfehlern von 10% nur unwesentlich verschlechtert. Weitere systematische Fehler, wie der Restfehler durch Übersprechen der elektronischen Auslesekanäle nach Berücksichtigung einer entsprechenden Korrektur der experimentellen Daten lassen sich kaum quantitativ fassen.

Die Güte G_σ wird analog zu $G_{e/\pi}$ berechnet (5.2) und ist ebenfalls in Tabelle 5.4 aufgelistet.

$$G_\sigma = \frac{|(\sigma)_{MC} - (\sigma)_{DATA}|}{\sqrt{\delta_{MC}^2 + \delta_{DATA}^2}} \quad (5.2)$$

Bei 30 GeV Primärenergie ist die Energieauflösung aller reinen Programme zu groß. Die Programmkombinationen erzeugen keineswegs eine Energieauflösung, die zwischen den Werten für die Einzelprogramme liegt, aus denen sie zusammengesetzt ist, sondern eine bessere Energieauflösung wird vorhergesagt. Daraus erkennt man, daß die statistischen Schwankungen in den durch die Programme simulierten Reaktionen von der Energie der beteiligten Teilchen abhängt. Diese Schwankungen fallen beim HETC für hohe Energien zu groß aus. So sind die Energieauflösungen der getesteten Programmkombinationen größtenteils mit dem Experiment vereinbar.

Tab. 5.2: Das e/π -Verhältnis und die Energieauflösung der verschiedenen Programmversionen im Vergleich mit den experimentellen Daten; bei Programmkombinationen steht zwischen den Namen die Energie in GeV, bei der die Teilchen übergeben werden.

| | e/π | | | σ/\sqrt{E} in % | | |
|-----------------|---------------|---------------|---------------|------------------------|----------|----------|
| | 30GeV | 80GeV | 170GeV | 30GeV | 80GeV | 170GeV |
| Experiment | | | | | | |
| FLUKA | 1.148 ± 0.027 | 1.139 ± 0.025 | 1.105 ± 0.025 | 66 ± 1 | 92 ± 1 | 103 ± 1 |
| GHEISHA | 1.226 ± 0.006 | 1.170 ± 0.006 | 1.141 ± 0.005 | 75 ± 3 | 101 ± 3 | 117 ± 6 |
| HETC | 1.213 ± 0.006 | 1.206 ± 0.006 | 1.149 ± 0.007 | 75 ± 2 | 104 ± 4 | 157 ± 6 |
| FLUKA/10/HETC | 1.257 ± 0.008 | 1.217 ± 0.008 | 1.182 ± 0.009 | 94 ± 3 | 146 ± 6 | 190 ± 7 |
| FLUKA/5/HETC | 1.152 ± 0.007 | 1.124 ± 0.009 | 1.075 ± 0.012 | 74 ± 4 | 95 ± 5 | 102 ± 13 |
| FLUKA/3/HETC | 1.156 ± 0.006 | 1.086 ± 0.009 | 1.087 ± 0.016 | 63 ± 3 | 100 ± 6 | 134 ± 30 |
| GHEISHA/27/HETC | 1.164 ± 0.006 | - | - | 67 ± 3 | - | - |
| GHEISHA/10/HETC | 1.213 ± 0.006 | - | - | 70 ± 3 | - | - |
| GHEISHA/5/HETC | 1.238 ± 0.006 | 1.160 ± 0.015 | - | 73 ± 4 | 117 ± 10 | - |
| GHEISHA/3/HETC | 1.239 ± 0.006 | - | - | 70 ± 3 | - | - |
| GHEISHA/3/HETC | 1.242 ± 0.006 | 1.139 ± 0.022 | - | 70 ± 3 | 159 ± 26 | - |

Auch bei 80 GeV Primärenergie gibt keines der Einzelprogramme die Energieauflösung richtig wieder, jedoch beide Programmkombinationen aus FLUKA und HETC. Die Programmkombinationen aus GHEISHA und HETC stimmen mit dem Experiment noch weniger überein als das reine FLUKA und reine GHEISHA.

Bei 170 GeV Einschußenergie sagen ebenfalls nur die Programmkombinationen aus FLUKA und HETC die Energieauflösung richtig vorher. Die Abweichungen des FLUKA sind aber dennoch wesentlich geringer als die des GHEISHA und des HETC.

Die Energieverteilung für einige Programmversionen im Vergleich mit den Daten ist in den Abbildungen 5.1 und 5.2 bei der Primärenergie 80 GeV dargestellt.

Die teilweise höheren Signale für die Pionen entstehen durch die verschiedene Gewichtung der deponierten Energie durch die Sampling-Fractions. Bei der Berechnung der Sampling-Fractions geht man davon aus, daß die Energie des Schauers vollständig durch minimal ionisierende Teilchen deponiert wird. Aber beschießt man ein vollabsorbierendes Sampling-Kalorimeter mit Elektronen und mit Müonen, die eine gute Näherung für minimal ionisierende Teilchen sind, der gleichen Energie, so sind die Signale nicht gleich ($e/\mu \neq 1$), wie man es erwarten würde, wenn die gesamte Energiedeposition durch minimal ionisierende Elektronen und Positronen erfolgen würde. Das Verhältnis e/μ hängt von den Kernladungszahlen des aktiven Z_a und des passiven Materials Z_p ab. Für $Z_p > Z_a$ ist $e/\mu < 1$ und für $Z_p < Z_a$ gilt $e/\mu > 1$. Ein Großteil der Energie wird von Elektronen, die durch Photo- und Comptoneffekt entstanden sind, deponiert. Diese Elektronen sind relativ niederenergetisch und haben eine Reichweite kleiner als die Sampling-Dicken, sodaß sie ihre Energie ganz in der Schicht ihres Entstehens deponieren. Da die Wirkungsquerschnitte dieser Effekte stark von der Kernladungszahl Z des Mediums abhängen ($\sigma(\text{Photoeffekt}) \sim Z^5, \sigma(\text{Comptoneffekt}) \sim Z$), ändert sich das Verhältnis der Energiedeposition eines Müons zu der eines Schauers für unterschiedliche Materialien. Für großes Z weicht daher die Sampling-Fraction mehr nach unten von Verhältnis $(1 + E_a/E_p)$ ab als für ein größeres Z . Deshalb wird die im Bleikalorimeter deponierte Energie relativ zu der im Kupferkalorimeter deponierten Energie zu gering gewichtet, und Pionen können ein größeres Signal erzeugen als Elektronen gleicher Energie.

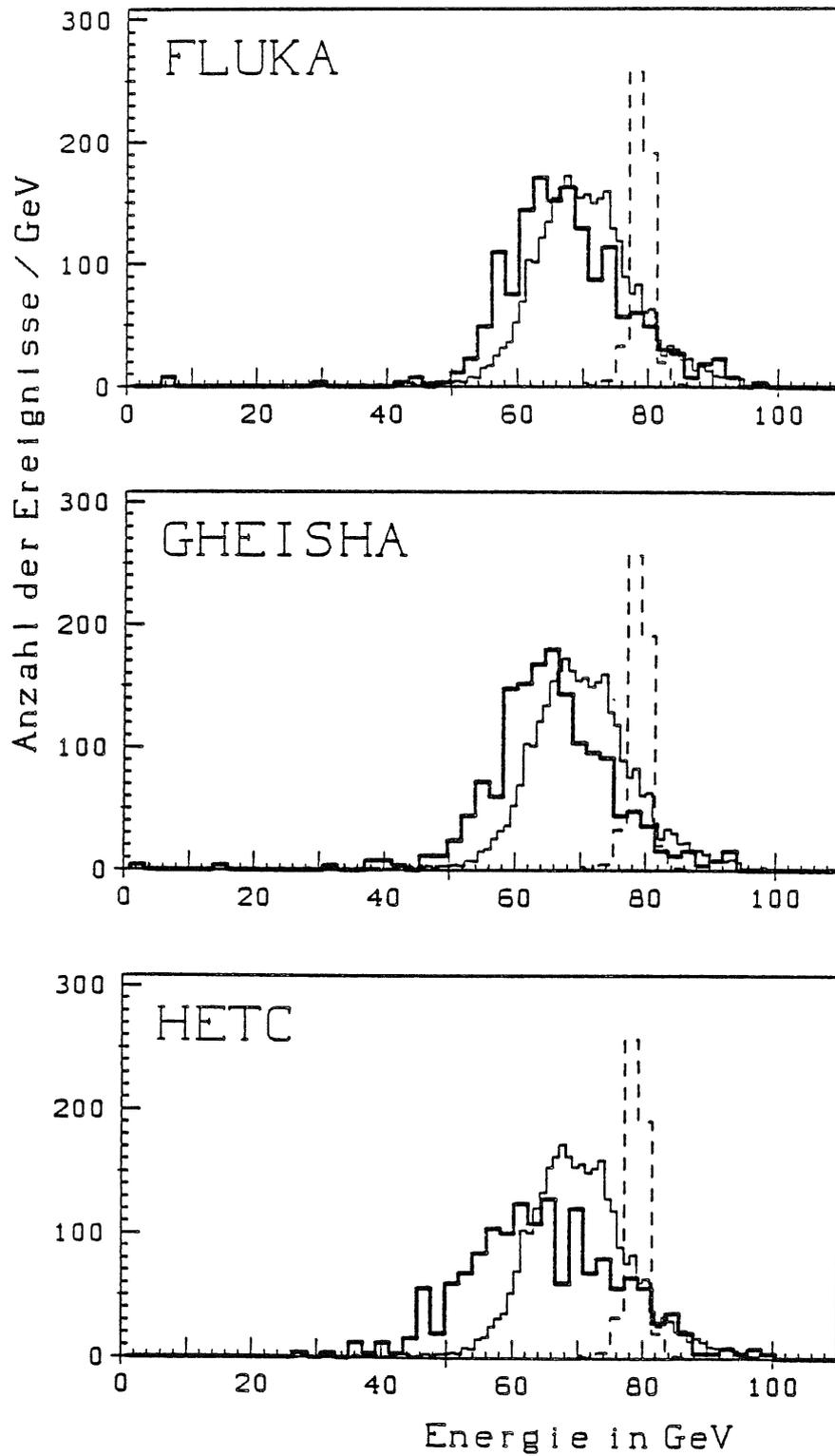


Abb. 5.1: Verteilungen der deponierten Energie bei 80 GeV Primärenergie; die dicke Linie zeigt die Verteilung für das jeweilige Hadronenschauerprogramm, die dünne zeigt die Daten und die gestichelte Linie zeigt die Verteilung für Elektronen der gleichen Energie, wobei die Simulation mit EGS4 erfolgte.

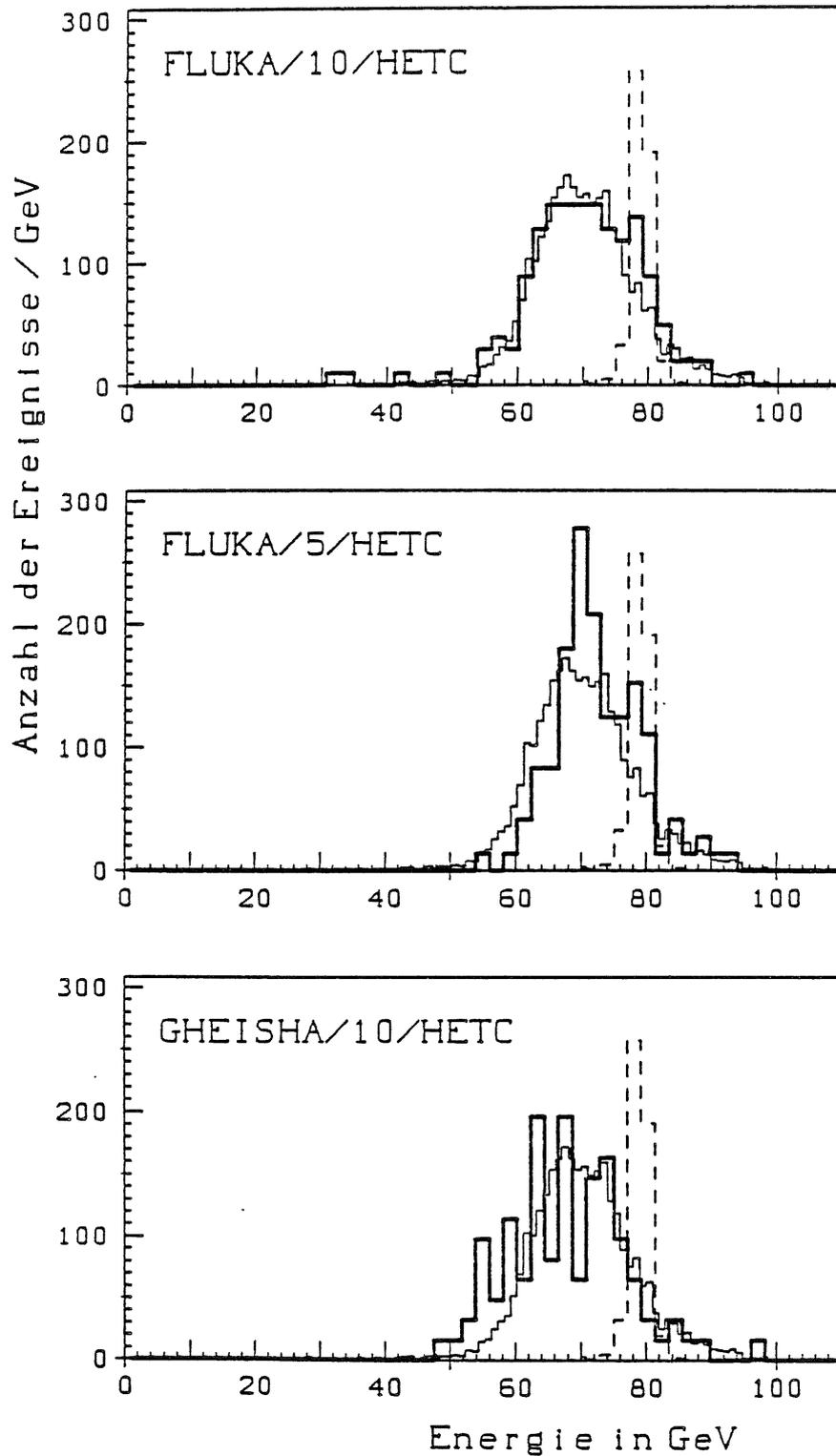


Abb. 5.2: Verteilungen der deponierten Energie bei 80 GeV Primärenergie; die dicke Linie zeigt die Verteilung für das jeweilige Hadronenschauerprogramm, die dünne zeigt die Daten und die gestichelte Linie zeigt die Verteilung für Elektronen der gleichen Energie, wobei die Simulation mit EGS4 erfolgte.

5.4. Die Schauerprofile

Die genaue Wiedergabe des Schauerprofils ist vor allem wichtig, wenn Aussagen über teilabsorbierende Kalorimeter gemacht werden sollen, oder die Form des Schauers zur Teilchenidentifikation oder zur Bestimmung der Richtung des einfallenden Teilchens benützt wird.

Zum Vergleich der Schauerprofile wird nicht die absolute Energiedeposition, die sich nur schwer mit dem Experiment vergleichen läßt, sondern die relative Energiedeposition herangezogen. Die relative Energiedeposition ist der Bruchteil der insgesamt deponierten Energie, der jeweils in den Teilen, die zu einem elektronischen Auslesekanal zusammengefaßt sind, deponiert worden ist.

Bei der Analyse der experimentellen Daten wurde teilweise noch einmal eine Kalibration der elektronischen Auslesekanäle vorgenommen. Für das elektromagnetische Kalorimeter und für je zwei longitudinale Regionen im Kupferteil (eine in x- und eine in y-Richtung projizierend) sowie für das Eisenkalorimeter wurde je eine Kalibrationskonstante eingeführt. Diese Konstanten wurden so bestimmt, daß die Energieauflösung in einem Run optimal wurde.

Um statistische Schwankungen und die Tatsache, daß der Strahl nicht exakt die Mitte des Kalorimeters traf, auszugleichen, wurde die Form des Schauers dadurch symmetrisiert, daß in einem Kanal der Mittelwert aus diesem Kanal und dem Kanal, den man erhält, wenn man ersteren an der Strahlachse spiegelt, als Signal angenommen wurde. Desweiteren wurden im Kupferteil sowohl die in x-Richtung als auch die in y-Richtung projizierenden Kanäle zur Analyse herangezogen. Dies ist nicht nur wegen der Verringerung der statistischen Schwankungen günstig, sondern auch weil die Kalibrationskonstanten jeweils für solch ein Paar bestimmt worden sind.

Zur Beurteilung der Übereinstimmung der Schauerprofile von Monte-Carlo-Rechnung und Experiment wird eine Größe G_{Prof} eingeführt, die definiert ist durch:

$$G_{Prof} = \sum \left(\Delta_i^2 / (\delta_{DATA}^2 + \delta_{MC}^2) \right) \quad (5.3)$$

mit

$$\Delta_i = |B_{i,DATA} - B_{i,MC}|$$

$B_{i,DATA}$ und $B_{i,MC}$ sind die Bruchteile der insgesamt im Experiment bzw. vom Monte-Carlo deponierten Energie, die im i-ten Kanal aufgetreten ist. In Tabelle 5.3 sind die Werte für $\sum \Delta_i$, das ein Maß für die Summe der Fehler im Schauerprofil ist, und in Tabelle 5.4 die Werte für G_{Prof} , welches die Fehler quadratisch gewichtet, aufgelistet.

Tab. 5.3: Die Abweichungen der Schauerprofile der Monte-Carlo-Programme vom Schauerprofil des Experiments für Pionen

| | $10^2 \cdot \sum \Delta_i$ | | |
|-----------------|----------------------------|--------|---------|
| | 30 GeV | 80 GeV | 170 GeV |
| FLUKA | 5.5 | 11.0 | 11.3 |
| GHEISHA | 12.6 | 15.8 | 13.2 |
| HETC | 5.3 | 10.2 | 9.9 |
| FLUKA/10/HETC | 5.8 | 8.2 | 10.0 |
| FLUKA/5/HETC | 4.5 | 10.1 | 8.5 |
| FLUKA/3/HETC | 5.3 | - | - |
| GHEISHA/27/HETC | 10.4 | - | - |
| GHEISHA/10/HETC | 13.3 | 17.0 | - |
| GHEISHA/5/HETC | 11.1 | - | - |
| GHEISHA/3/HETC | 10.0 | 18.1 | - |

Auf den folgenden Seiten sind einige der Schauerprofile des Experiments und der unterschiedlichen Programmversionen für die verschiedenen Energien dargestellt. Bei all diesen Abbildungen ist auf der z-Achse die relative Energiedeposition in Abhängigkeit vom Ort im Kalorimeter aufgetragen. Auf der x- und auf der y-Achse sind die Breite und die Tiefe im Kalorimeter aufgetragen. Die Einheit auf den beiden Ortsachsen ist Zentimeter und die relative Energiedeposition hat die Einheit 1. Zu beachten ist, daß die Skala der Energiedeposition bei den Abbildungen, die Differenz zwischen Monte-Carlo und Daten zeigen, gegenüber den anderen Abbildungen gestreckt ist. Es werden auch die Profile beschrieben, die, da sie wenig zusätzliche Information liefern, nicht abbildet sind.

Bei 30 GeV Primärenergie geben die Programme FLUKA und HETC das Schauerprofil sehr gut wieder, wogegen das GHEISHA ein zu ausgeprägtes Maximum und zu kurze Schauer produziert.

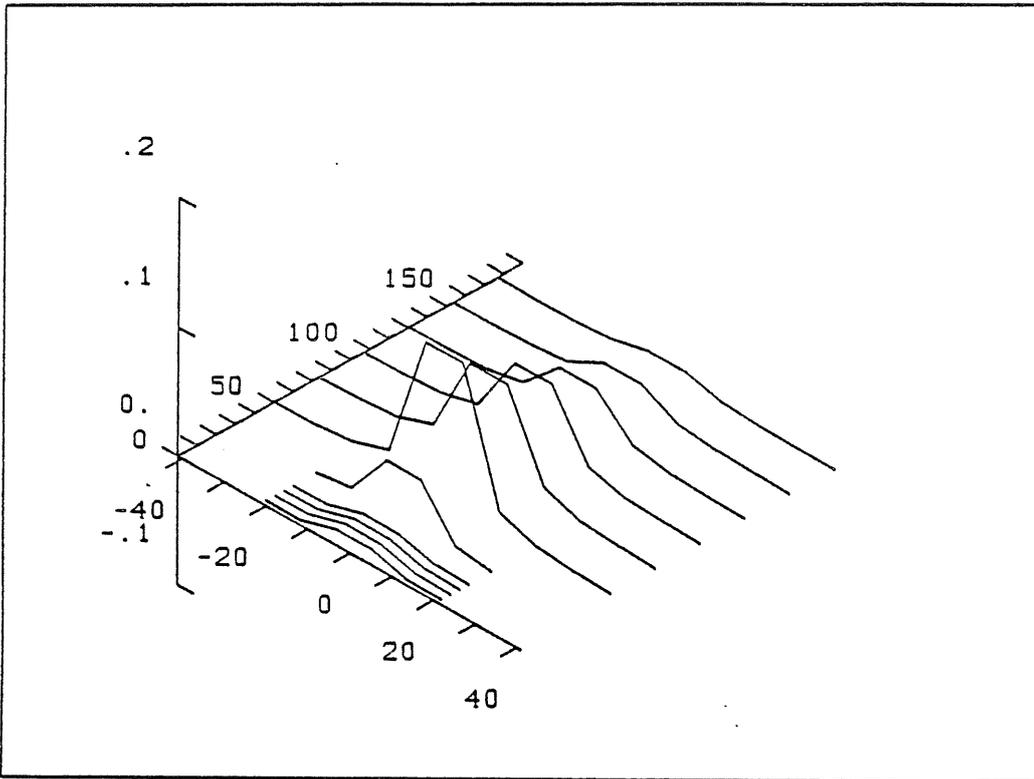
Während die Programmkombinationen aus FLUKA und HETC ähnlich gut wie die beiden Einzelprogramme abschneiden, gleicht das Schauerprofil der Kombinationen aus GHEISHA und HETC sehr dem des GHEISHA. Da dies selbst bei einer Übergabeenergie von 27 GeV auftritt, erkennt man daraus von welcher entscheidender Bedeutung die erste inelastische Reaktion

ist. Mit abnehmender Übergabeenergie nähert sich das Schauerprofil immer mehr dem des reinen GHEISHA. Die transversale Struktur des Schauers aller Programme ist bereits bei 30 GeV zu breit, und diese Diskrepanz nimmt bei den höheren Primärenergien zu.

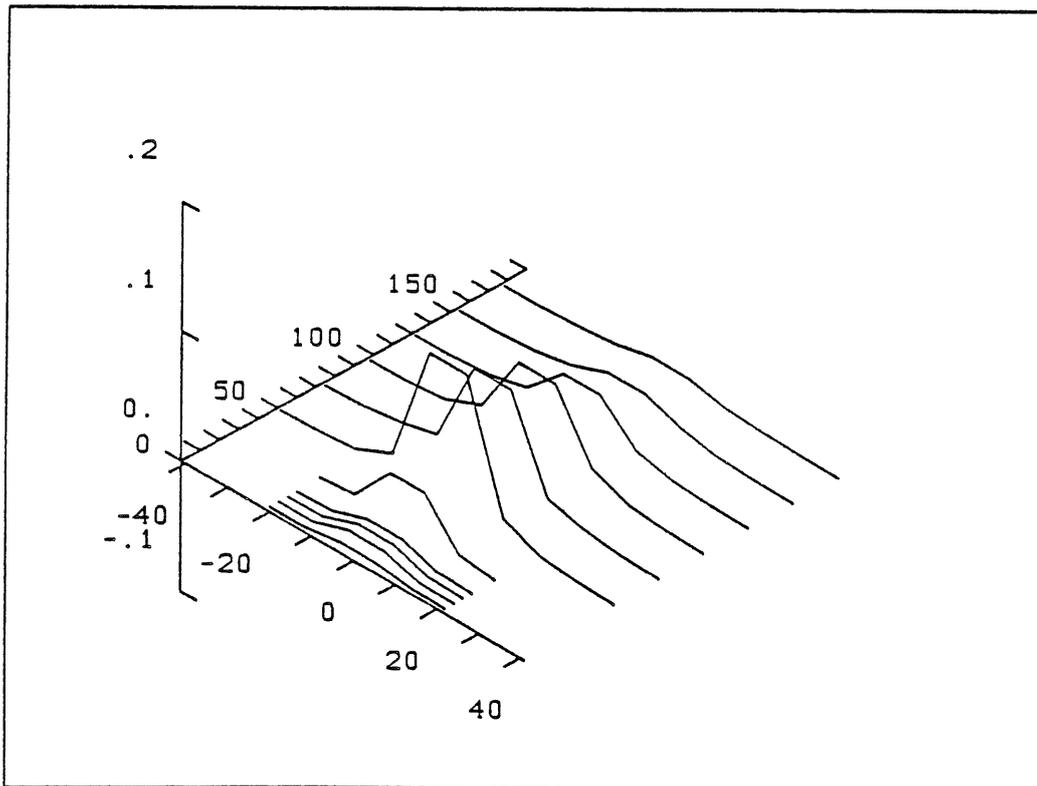
Bei 80 GeV und 170 GeV Primärenergie ist die Übereinstimmung zwischen den Programmen und dem Experiment nicht so gut wie bei 30 GeV. Das GHEISHA behält die Tendenz, zuviel Energie im Maximum des Schauers und zu wenig nach dem Maximum zu deponieren, bei. Das FLUKA produziert zu lange Schauer und deponiert vor allem in den beiden letzten longitudinalen Kupferkanälen zu viel Energie. Das HETC gibt die Form des Schauers bei 80 GeV noch recht gut wieder, während bei 170 GeV die Schauer zu lang werden und zu wenig Energie im Schauermaximum deponiert wird.

Die Programmkombinationen aus GHEISHA und HETC verhalten sich bei 80 GeV analog zu 30 GeV Primärenergie und erzeugen Schauer, deren Form sich kaum von der Form der Schauer, die vom reinen GHEISHA produziert worden sind, unterscheidet.

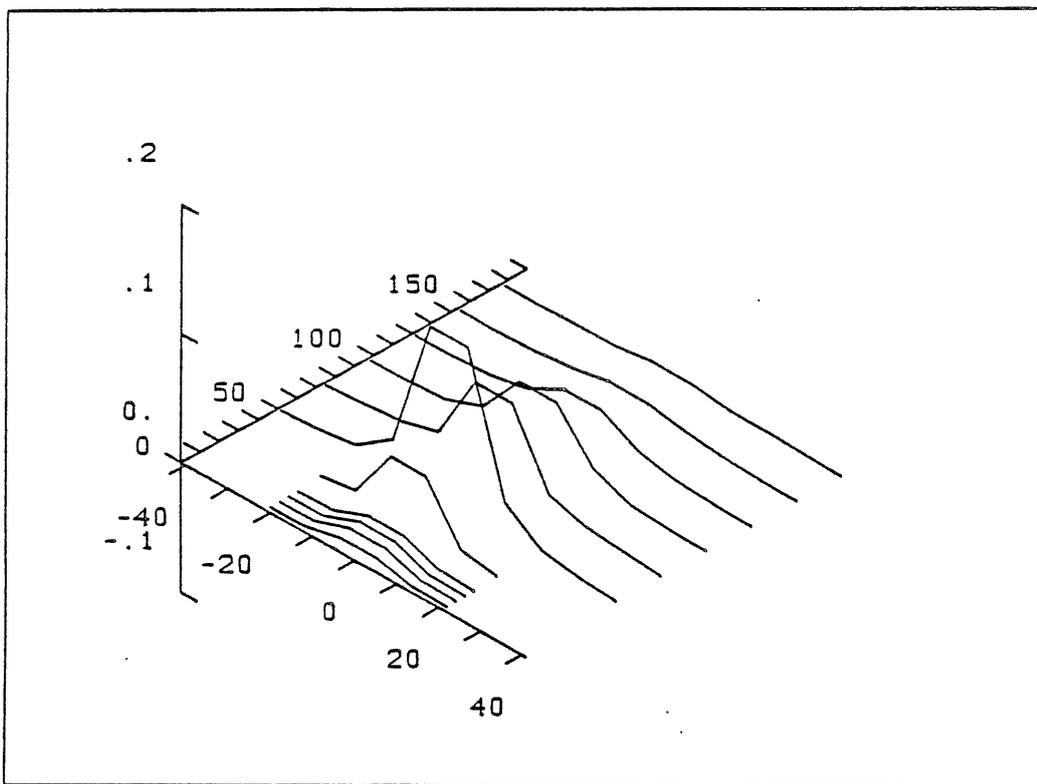
Sowohl bei 80 GeV als auch bei 170 GeV Einschußenergie reproduziert die Programmkombination FLUKA / HETC das experimentelle Schauerprofil am besten von allen untersuchten Programmversionen.



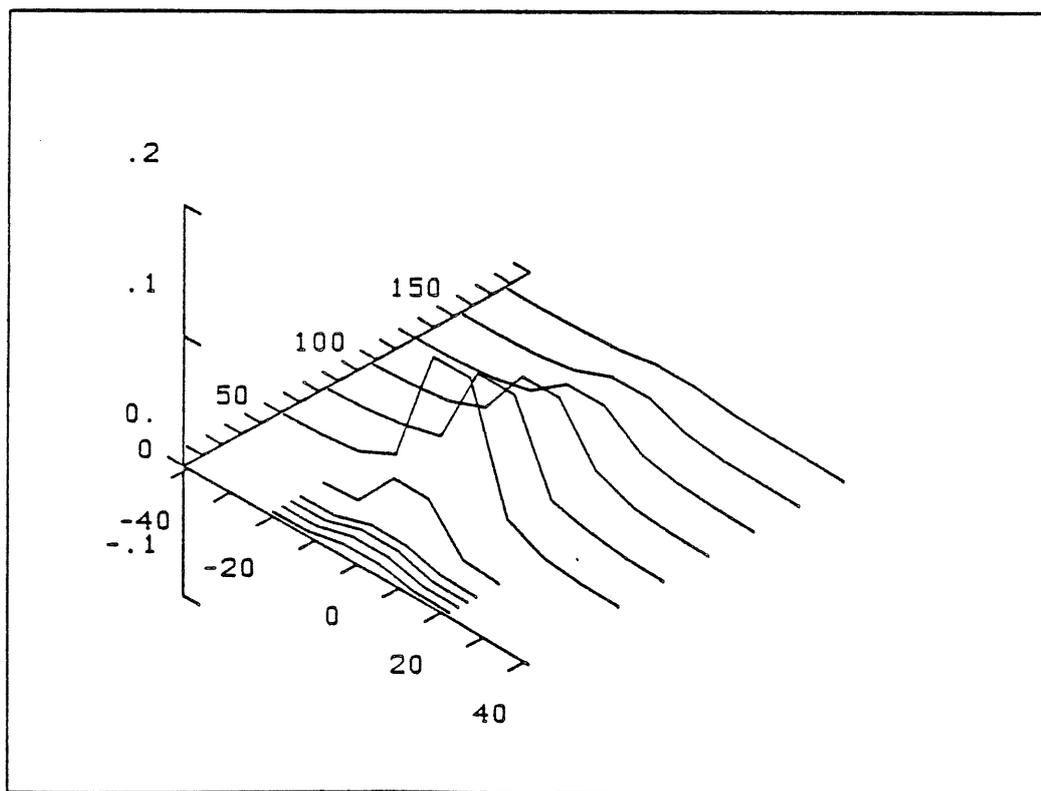
30 GeV Daten



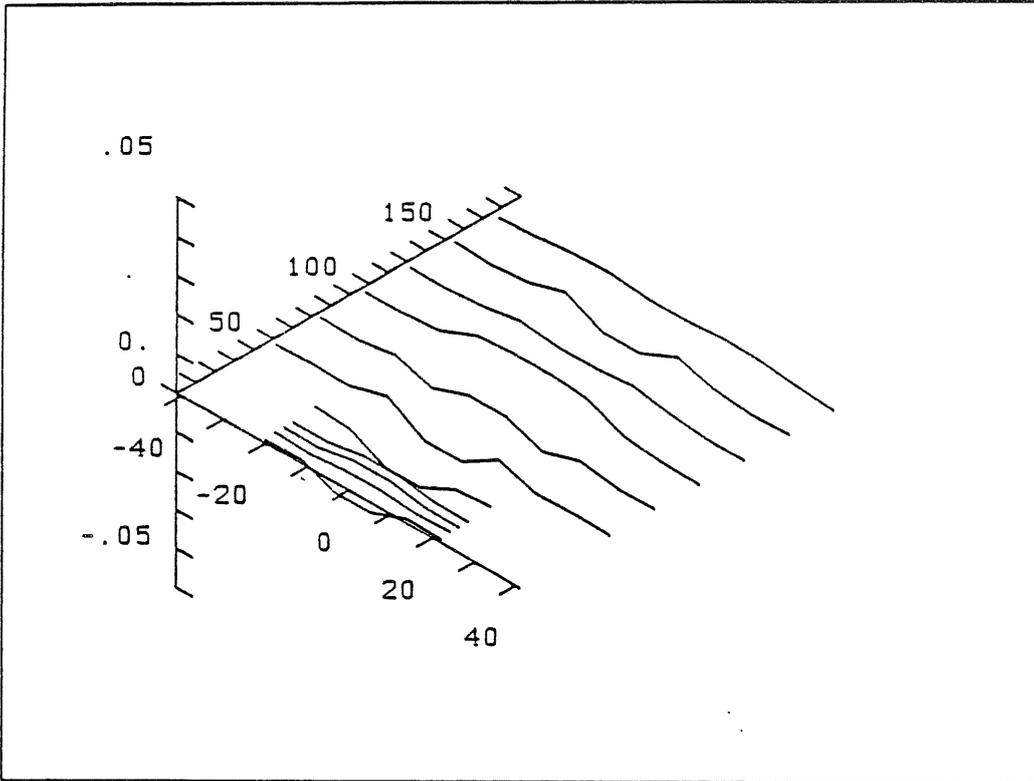
30 GeV FLUKA



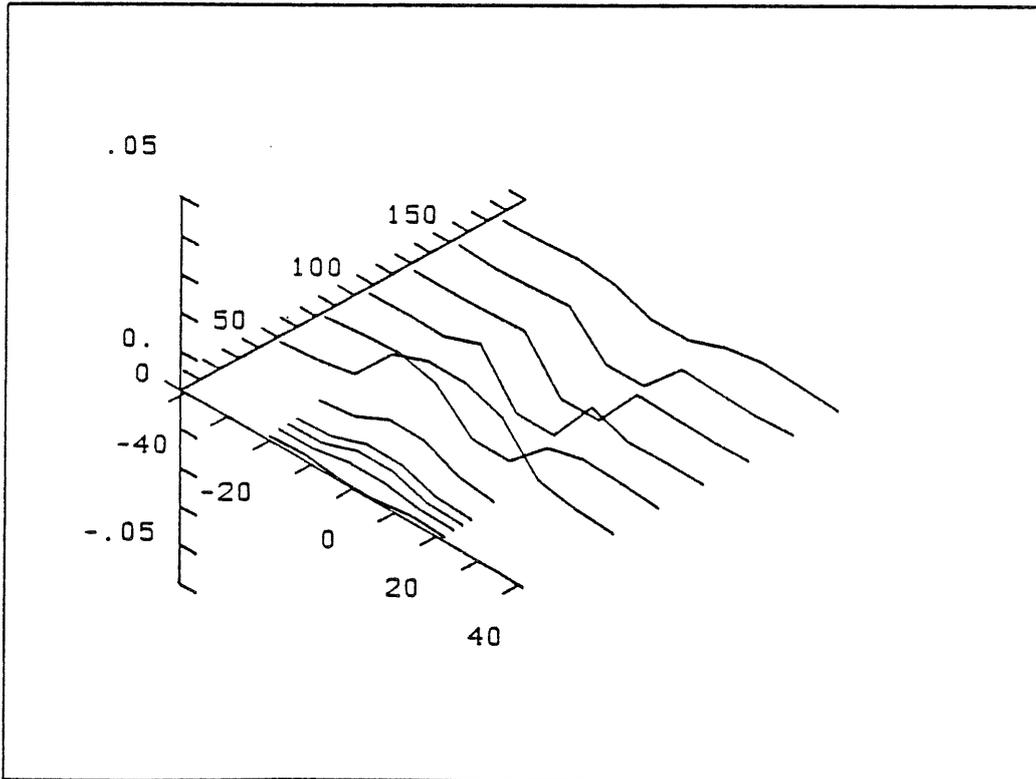
30 GeV GHEISHA



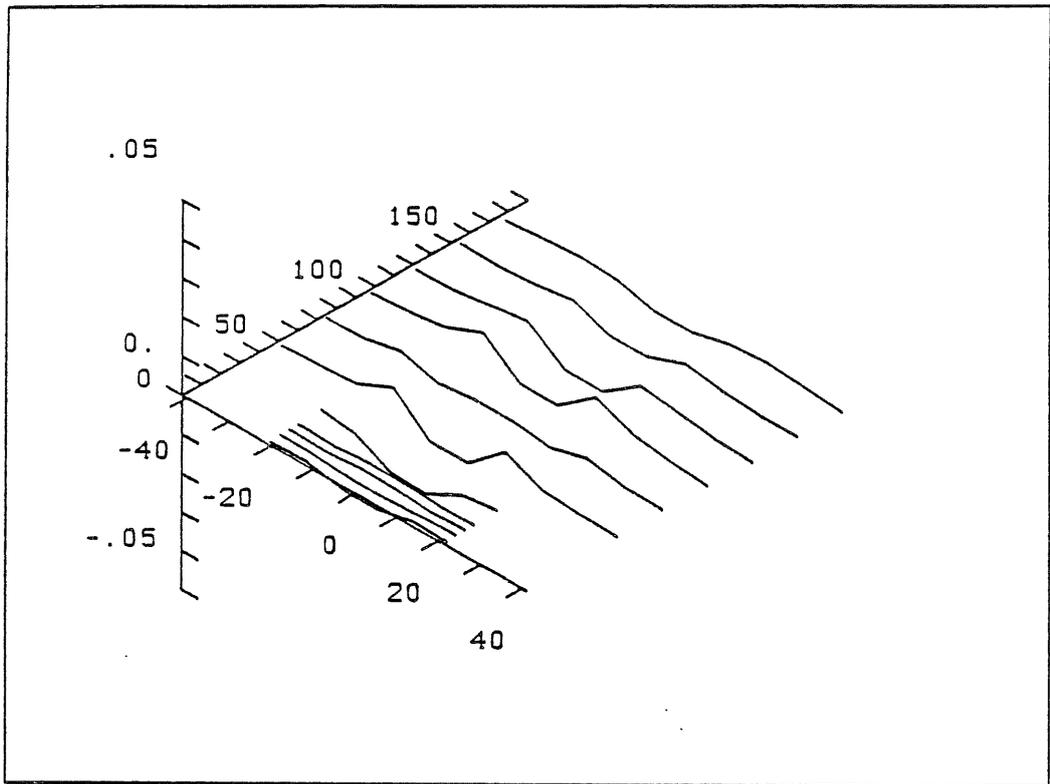
30 GeV HETC



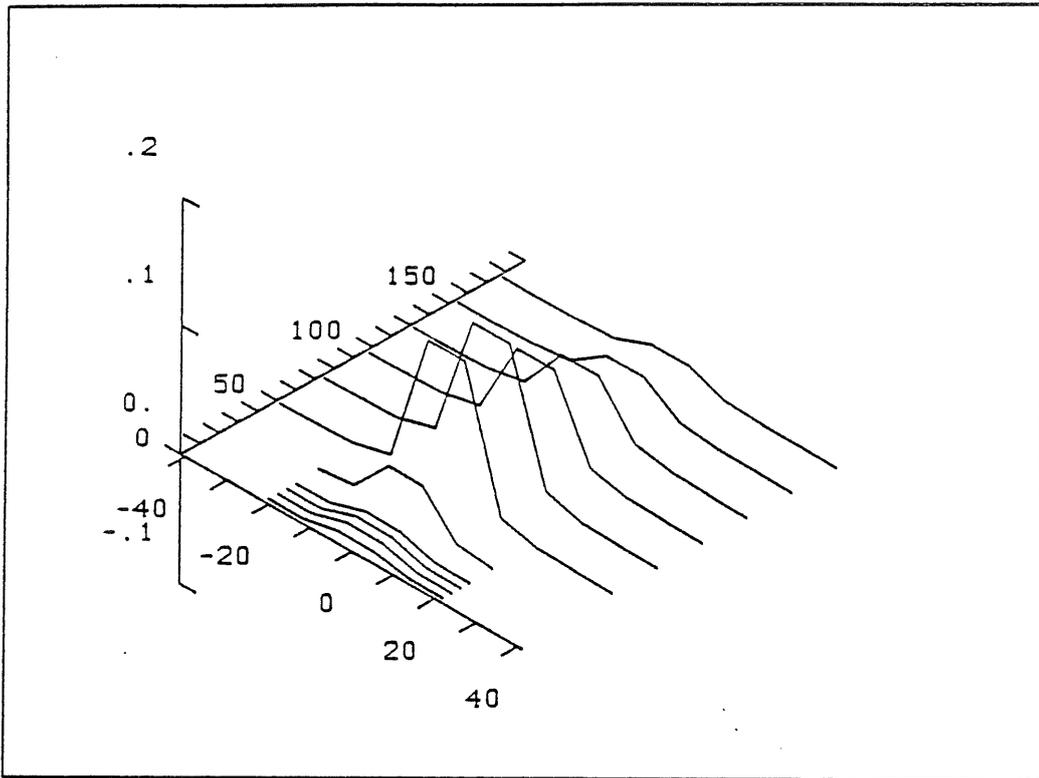
30 GeV Differenz FLUKA - Daten



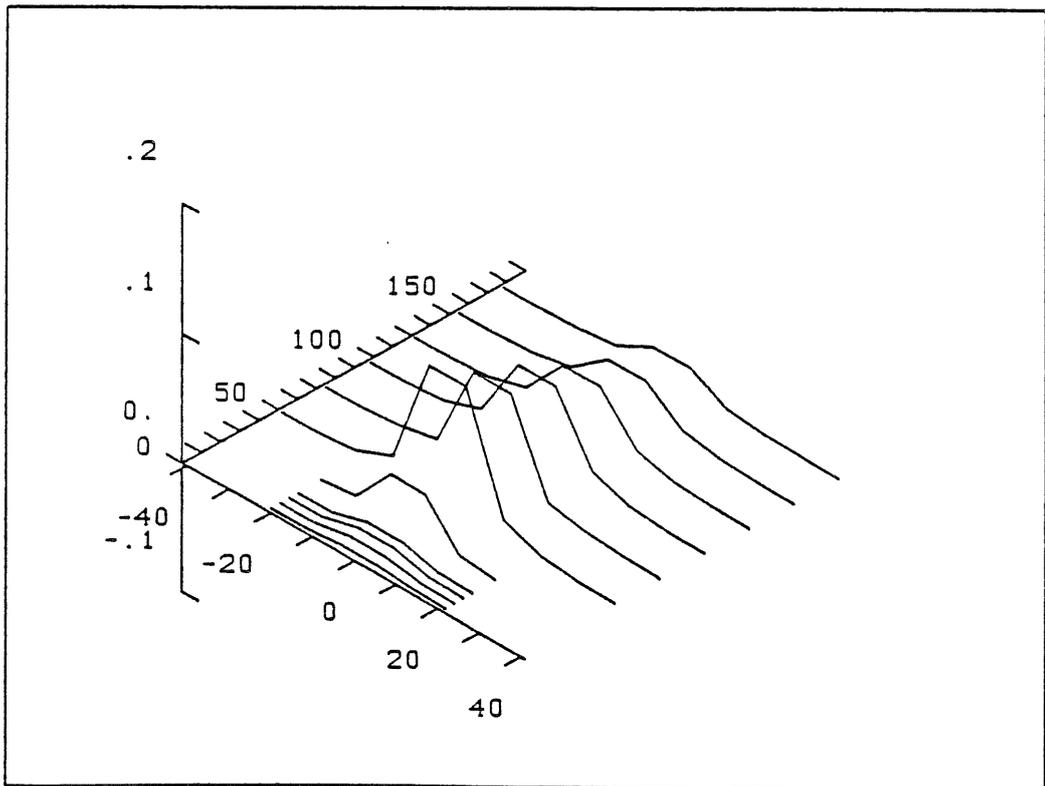
30 GeV Differenz GHEISHA - Daten



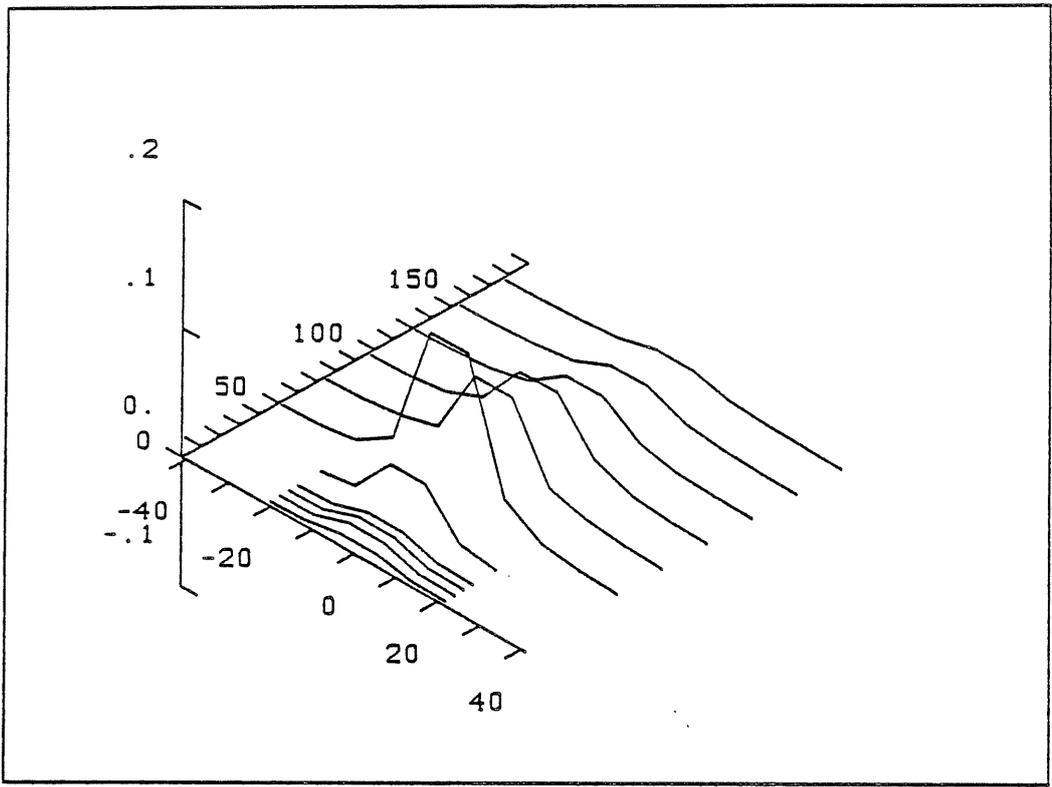
30 GeV Differenz HETC - Daten



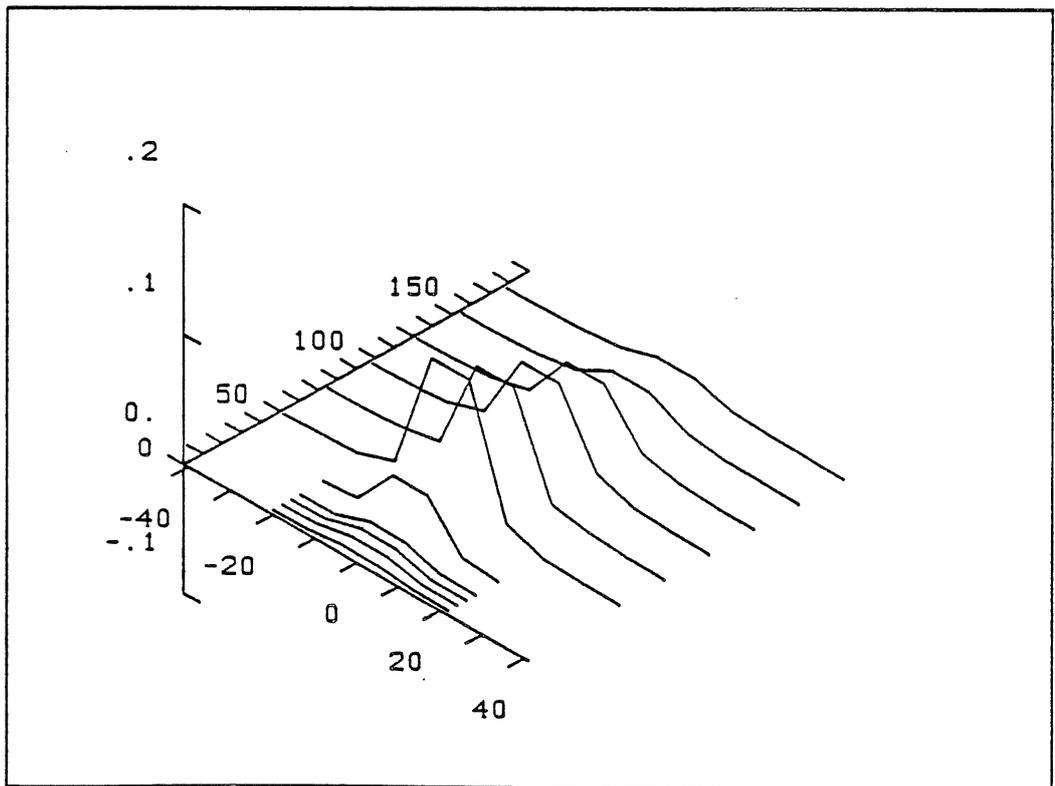
80 GeV Daten



80 GeV FLUKA



80 GeV GHEISHA



80 GeV FLUKA /10/ HETC

5.5. Die Beurteilung der Programmversionen

Zur Beurteilung der verschiedenen Programmversionen werden die Größen $G_{e/\pi}$, G_σ und G_{Prof} , die mit den jeweiligen Fehlern in Tabelle 5.4 zusammengefaßt sind, benützt.

Das HETC, von dem aus anderen Arbeiten bekannt ist, daß es experimentelle Daten bis etwa 10 GeV gut reproduziert, zeigt den erwarteten Verlauf. Während es bei 30 GeV das Schauerprofil sehr gut und die Energieauflösung noch einigermaßen wiedergibt, werden die Abweichungen mit zunehmender Primärenergie größer. Das GHEISHA produziert zu kurze Schauer und, wie das HETC, eine zu große Energieauflösung. Beide Programme deponieren zu wenig Energie, woraus das zu große e/π -Verhältnis folgt.

Unter den Einzelprogrammen schneidet das FLUKA am besten ab. Es liefert im gesamten Energiebereich recht ordentliche Ergebnisse und weicht niemals stark vom Experiment ab.

Die Kombinationen aus GHEISHA und HETC geben zwar die Energieauflösung bei 30 GeV Einschubenergie gut wieder, die Form des Schauers und das e/π -Verhältnis verbessern sich aber gegenüber der des reinen GHEISHA kaum. Bei 80 GeV sagt die Kombination zwar das e/π -Verhältnis sehr gut vorher, aber die Abweichungen der Energieauflösung verschlechtern sich gegenüber dem reinen GHEISHA, und die Schauerform ändert sich kaum.

Die Kombination aus FLUKA und HETC erzielt bei allen Primärenergien die besten Ergebnisse. Die Version mit einer Übergabeenergie von 10 GeV ist die einzige, die die Energieauflösung bei 80 GeV und 170 GeV Primärenergie richtig vorhersagt. Von den untersuchten Größen dieser Version weicht nur die Energieauflösung bei 30 GeV mehr als eine Standardabweichung von dem experimentellen Wert ab. Ähnlich gut ist die Version mit 5 GeV Übergabeenergie, die ebenfalls nur eine Ergebnis, die Energieauflösung bei 80 GeV, liefert das stark vom Experiment abweicht.

Tab. 5.4: Die Güte der Ergebnisse der Monte-Carlo Rechnungen

| | 30 GeV | | | 80 GeV | | | 170 GeV | | |
|-----------------|-------------|--------------|------------|-------------|--------------|------------|-------------|--------------|------------|
| | $G_{e/\pi}$ | G_{σ} | G_{Prof} | $G_{e/\pi}$ | G_{σ} | G_{Prof} | $G_{e/\pi}$ | G_{σ} | G_{Prof} |
| FLUKA | 2.8 | 2.9 | 0.9 | 1.2 | 2.9 | 1.6 | 1.4 | 2.3 | 2.4 |
| GHEISHA | 2.4 | 4.0 | 6.6 | 2.6 | 2.9 | 3.2 | 1.7 | 8.9 | 2.5 |
| HETC | 3.9 | 4.2 | 1.0 | 3.0 | 5.9 | 1.3 | 2.9 | 8.4 | 3.3 |
| FLUKA/10/HETC | 0.1 | 1.9 | 1.6 | 0.6 | 0.6 | 0.9 | 1.1 | 0.1 | 1.3 |
| FLUKA/5/HETC | 0.3 | 1.0 | 0.7 | 2.0 | 1.3 | 1.5 | 0.6 | 1.0 | 0.9 |
| FLUKA/3/HETC | 0.6 | 0.3 | 1.3 | - | - | - | - | - | - |
| GHEISHA/27/HETC | 2.4 | 1.3 | 4.8 | - | - | - | - | - | - |
| GHEISHA/10/HETC | 3.3 | 1.7 | 7.1 | 0.7 | 2.5 | 2.7 | - | - | - |
| GHEISHA/5/HETC | 3.3 | 1.3 | 5.8 | - | - | - | - | - | - |
| GHEISHA/3/HETC | 3.4 | 1.3 | 4.0 | 0.0 | 2.6 | 3.7 | - | - | - |

6. Zusammenfassung

Die Idee der Arbeit war Hadronschauerprogramme, die für verschiedene Energiebereiche erstellt wurden, zu einem Programm zusammenzufassen, und die Teilchen eines Schauers jeweils von dem am besten geeigneten Teilprogramm transportieren zu lassen. Dabei standen für den Hochenergiebereich zwei Programme zur Auswahl: FLUKA und GHEISHA

Ein detaillierter Vergleich mit experimentellen Daten zeigte:

1. das HETC reproduziert bei 30 GeV Einschußenergie die experimentellen Daten noch einigermaßen und wird bei höheren Energien zunehmend schlechter
2. das FLUKA stimmt mit dem Experiment besser überein als das GHEISHA und das HETC
3. Die Programmkombination FLUKA / HETC mit einer Übergabeenergie von 10 GeV weicht in den drei Größen e/π -Verhältnis, Energieauflösung und Schauerform bei allen untersuchten Primärenergien weniger vom Experiment ab als die reinen Hadronschauerprogramme. Von allen untersuchten Kombinationen gibt sie das Experiment am besten wieder.

Die gute Übereinstimmung der Programmkombination aus FLUKA und HETC mit einer Übergabeenergie von 10 GeV mit dem Experiment in allen Größen legt die Vermutung nahe, daß die Physik der Schauerentwicklung durch dieses Programm weitgehend richtig beschrieben wird.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] U. Fano, *Rev. Nucl. Sci.* **13** (1963) 1
- [2] R. Sternheimer, *Phys. Rev.* **88** (1952) 851
- [3] R. Sternheimer et al., *Phys. Rev. B* **3** (1971) 3681
- [4] I. Lehrhaus et. al., *Nucl. Instr. and Meth.* **153** (1978) 347
- [5] F. Harris et. al., *Nucl. Instr. and Meth.* **107** (1973) 413
- [6] Otto C. Allkofer, *Teilchen-Detektoren*, Verlag Karl Thiernig, München 1971
- [7] B. Rossi, *High Energy Particles* Prentice Hill, New York (1952)
- [8] K. Greisen, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1071 .
- [9] C.W. Fabjan, *Calorimetry in High Energy Physics*, CERN-EP 85-54, 1985
- [10] G. Bathow et. al., *Nucl. Phys. B* **20** (1970) 592
- [11] U. Amaldi, *Physica Scripta* **23** (1981) 409
- [12] Particle Data Group , *Phys. Lett.* **170 B** (1986) 86
- [13] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, London 1982
- [14] V. Böhmer et. al., *Nucl. Instr. and Meth.* **122** (1974) 313
- [15] R Wigmans, *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, CERN-EP 86-141, 1986
- [16] J.B. Birks *Scintillation Counters*, Pergamon Press (1953)
- [17] T. Gabriel, J. Brau, *Nucl. Instr. and Meth.* **A238** (1985) 489
- [18] H1 Collaboration, *Technical Proposal for the H1 Detector* (1986)
- [19] R. Brun et al., *GEANT 3.10*, CERN DD/EE/84-1 (1986)
- [20] W. Nelson, H. Hirayama und D. Rogers *SLAC-Report-265* (1985)

- [21] J. Ranft, *Nucl. Instr. and Meth.* **48** (1967) 133
- [22] V. Baraschikov et al., *Interactions of High Energy Particles and Nuclei with Nuclei*, Moskau, Atomizdat (1972)
- [23] H. Wetzig et al., KMU-HEP 81-07 (1981)
- [24] A. Schitz et al., *Phys. Rev.* **D21** (1980) 11,3010
- [25] H. Möhring, CERN TIS-RP/116 (1983)
- [26] G. Giacomelli und M. Jacob, *Phys. Rep.* **55** (1979) 1
- [27] P. Aarnio et al., CERN TIS-RP/168 (1986)
- [28] E. Bracci et al., CERN/HERA 72-2 (1972)
- [29] E. Bracci et al., CERN/HERA 73-1 (1973)
- [30] O. Benari et al., Berkley Preprint UURL-2000 Y.N. (1970)
- [31] J. Enstrom et al., Berkley Preprint LBL-58 (1972)
- [32] R. Hüsmann et al., Berkley Preprint LBL-3030, LBL-3031 (1972)
- [33] D. Chew et al., Berkley Preprint LBL-53 (1973)
- [34] E. Bracci et al., CERN/HERA 75-2 (1975)
- [35] E. Flaminio et al., CERN/HERA 70-5 (1970)
- [36] U. Casadei et al., CERN/HERA 75-1 (1975)
- [37] K. Hänssgen und J. Ranft, *Nucl. Sci. and Eng.* **88** (1984) 537
- [38] K. Hänssgen et al., *Nucl. Sci. and Eng.* **88** (1984) 551
- [39] U. Amaldi et al., *Rev. Nucl. Sci.* **26** (1976) 385
- [40] D. Leith, SLAC-Report-179 (1977)
- [41] K. Hänssgen et al., KMU-HEP-80-07, Leipzig (1980)
- [42] A. Capella et al., *Phys. Lett.* **81 B** (1979) 68
- [43] A. Capella et al., *Z. Phys. C* **3** (1980) 329
- [44] A. Capella et al., *Phys. Lett.* **93 B** (1980) 146
- [45] A. Capella et al., *Z. Phys. C* **10** (1981) 249

- [46] S. Ritter et al., *Acta Phys. Pol. B* **11** (1980) 259
- [47] S. Ritter, *Z. Phys. C* **16** (1982) 27
- [48] S. Ritter, *Comp. Phys. Comm.* **31** (1984) 401
- [49] S. Ritter, *Comp. Phys. Comm.* **31** (1984) 393
- [50] H. Fesefeldt, PITHA 85/02 (1985)
- [51] W.Nelson, T. Jenkins (Editors), *Computer Techiques in Radiation Transport and Dosimetry*, Kapitel 23, Plenum Press New York (1980)
- [52] P.Cloth et al. , *The KFA-Version of the HETC Jül-Spez-196* (1983)
- [53] T.Armstrong K.Chandler, *HETC, Monte Carlo High Energy Nucleon Meson Transport Code*, ORNL-4744 (1972)
- [54] T.Armstrong K.Chandler, *HETC, A High Energy Transport Code*, *Nucl. Sci. and Engr.* **49**,110 (1972)
- [55] S.Scholz *Untersuchungen von Teilchenkaskaden in Materie mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen*, Diplomarbeit an der TU München (1986)
- [56] M.B.Emmett, *The MORSE Monte-Carlo Radiation Transport-Code* ORNL-4972 (1975)
- [57] W.Nelson, T. Jenkins (Editors), *Computer Techiques in Radiation Transport and Dosimetry*, Kapitel 4 und 6, Plenum Press New York (1980)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Buschhorn für die Aufnahme am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, das sich durch sehr gute Arbeitsbedingungen auszeichnet, danken.

Herrn Dr. Christian Kiesling danke ich für die Betreuung der Arbeit, viele hilfreiche Diskussionen und wertvolle Anregungen.

Für die Einarbeitung in das Programm SCHEME, sowie für die stets gewährte Hilfe bei späteren Fragen danke ich Stephan Scholz.

Bei Werner Wiedemann möchte ich mich für die Hilfe bei texnischen Problemen bedanken, sowie bei Hubert Greif für die Aufbereitung der experimentellen Daten.

Allen Mitgliedern der Cello-Gruppe am Institut gilt mein Dank für die freundliche Aufnahme.