Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Erforschung der kosmischen Strahlung hat sich über einen vergleichsweise langen Zeitraum entwickelt (die kosmische Strahlung wurde von Viktor F. Hess erstmals 1910 nachgewiesen [Hes12]) und hat durch die Entdeckung neuer Teilchen wie des Positrons im Jahre 1933 [And33] erste Impulse für ein damals neues Gebiet der physikalischen Forschung gegeben: der Hochenergiephysik.

Der Ursprung der kosmischen Strahlung, die hauptsächlich aus geladenen Kernen besteht, ist noch weitgehend ungeklärt. Da die geladenen Teilchen an galaktischen Magnetfeldern streuen und ihre ursprüngliche Richtung einbüßen, kann die Herkunft der Teilchen nicht direkt zurückverfolgt werden.

Im Gegensatz zur geladenen kosmischen Strahlung bleibt die Richtungsinformationen der Photonen auf dem Weg von der Quelle bis zum Beobachter erhalten. Bislang sind einige galaktische und extragalaktische Punktquellen hochenergetischer Photonen mit Energien bis zu 10^{13} eV eindeutig nachgewiesen worden [Wee96],[Bra97],[Pet96],[Kon96], [Kif96]. Teilweise unterliegt der gemessene Fluß der Photonen starken zeitlichen Schwankungen [Aha97].

Eines der möglichen Modelle, das den Ursprung der hochenergetischen Partikel bis etwa 10^{14} eV zu erklären sucht, geht von der Beschleunigung geladener Teilchen aus dem interstellaren Medium in der Umgebung von Resten gewaltiger Sternexplosionen (Supernovae) aus [LC83], [Dru83] [JE91] und [DAV94]. Die explodierenden Sterne setzen enorme Energien (etwa 10^{44} Joule) frei, wenn die äußere Hülle abgestoßen wird und sich mit Geschwindigkeiten von bis zu 10000 km/s in die umgebende interstellare Materie ausbreitet. An den kritischen Übergangsflächen der expandierenden Hülle werden geladene Teilchen sehr effizient beschleunigt.

Der direkte Nachweis der kosmischen Strahlung mit ballon- oder satellitengestützten Experimenten ist auf Energien von 10^9 bis etwa 10^{14} eV eingeschränkt. Für Energien unterhalb von etwa 10^9 eV dominiert der lokale Sonnenwind und das Magnetfeld der Sonne den Fluß der geladenen Teilchen. Oberhalb von etwa 10^{14} eV erschwert das steil abfallende Energiespektrum den direkten Nachweis in erträglicher Zeit.

Knapp außerhalb des direkten Messungen zugänglichen Energiebereiches bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV ändert sich die Form des Spektrums [GK58]. Das augenfällige Merkmal des ansonsten einem einfachen Potenzgesetz folgenden Spektrums wird als ‚Knie' der kosmischen Strahlung bezeichnet.

Diese von Luftschauerexperimenten durch indirekte Methoden nachgewiesene mögliche Eigenschaft des Energiespektrums der Primärstrahlung wird als Folge energieabhängiger Diffusion im galaktischen Medium [Ptu93] interpretiert oder aber auch direkt den Quellen der kosmischen Strahlung zugeschrieben [Bie93].

Die gleichzeitige Bestimmung der Ladungszahl und Energie der kosmischen Strahlung ist durch direkte Messungen mit sehr hoher Präzision möglich. Für höhere Energien sind indirekte Nachweismethoden wie zum Beispiel die Luftschauertechnik wegen des mit zunehmender Energie rasch abfallenden Flusses nötig. Die höchsten in Luftschauern nachgewiesenen Energien liegen bei $2 \cdot 10^{20}$ eV [Hay94] und $3 \cdot 10^{20}$ eV [Bir95].

Das HEGRA Experiment (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy) weist kosmische Teilchen mit Energien oberhalb von etwa $3 \cdot 10^{11}$ eV bis 10^{16} eV durch die in der Atmosphäre ausgelösten Luftschauer und des dabei erzeugten Čerenkovlichtes nach.

Die Kombination der Informationen aus Čerenkovlicht und Teilchenzahl ermöglicht die Bestimmung von Energie und Nukleonenzahl des primären Teilchens für Energien oberhalb von etwa 100 TeV. Oberhalb dieser Energie ist der Detektor voll effizient auch für Schauer, die von schweren Kernen wie zum Beispiel Eisen ausgelöst werden. Die obere Energiegrenze liegt bei etwa 10^{16} eV und wird durch die effektive Fläche der HEGRA-Luftschauerfelder bestimmt.

Durch den Überlapp des unteren Energiebereichs, in dem die HEGRA-Luftschauerfelder sensitiv sind, mit direkten Messungen bietet sich die Gelegenheit, die Methoden und Verfahren zur Bestimmung der Energie und der Massenzusammensetzung anhand der Resultate direkter Messungen zu überprüfen, um dann mit der so für niedrige Energien getesteten Methode für die sehr interessante Region des Knies verläßliche Resultate zu erhalten.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, nach ausführlichen systematischen Studien des AIROBICC Detektors (eine Matrix offener Sekundärelektronen-Vervielfacher zum Nachweis des Čerenkovlichtes) und Vergleichen mit $\mathrm{M^{te}}$-Carlo Vorhersagen - insbesondere der Auswirkungen verschiedener atmosphärischer Modelle - die von A. Lindner entwickelte Methode [Lin97] zur Bestimmung der Energie und der chemischen Zusammensetzung auf Daten aus dem Zeitraum August bis Oktober 1996 anzuwenden.

Aufbau dieser Arbeit In dem folgenden Kapitel werden bekannte Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung zusammengefaßt. Zwei mögliche Modellvorstellungen und ihre Vorhersagen zum Verlauf des Energiespektrums und energieabhängige Veränderungen in der chemischen Zusammensetzung werden erläutert.

Das anschließende Kapitel 2 beschäftigt sich mit dem experimentellen Aufbau von HEGRA. Die einzelnen Detektorkomponenten werden beschrieben und die Funktionsweisen der für diese Arbeit wichtigen Komponenten eingehend behandelt.

Die Meßgrößen der einzelnen Detektoren (Teilchen- und Lichtmenge, Ankunftszeiten) werden bei der Rekonstruktion einzelner Schauer benötigt, um die integralen Schauergrößen (die rekonstruierten Größen sind im Anhang B zusammengestellt und erläutert) zu bestimmen.

Die Kapitel 3 und 4 enthalten systematische Studien zum Verständnis der Messung der Lateralverteilung mit AIROBICC. Der Einfluß des im $\mathrm{M^{te}}$-Carlo Generator verwendeten Modells zur Beschreibung des Dichteverlaufs der Atmosphäre auf die Produktion von Čerenkovlicht wird untersucht. Die vorhandene Schauerbibliothek wurde mit einer isotherm genäherten Atmosphäre simuliert, die sich als zu grobe Vereinfachung herausstellte. Ein Verfahren wird präsentiert, das eine Korrektur dieser Schauerbibliothek ermöglicht, *ohne sämtli-*

che Schauer neu generieren zu müssen. Der Einfluß einer unzureichend bekannten Kennlinie des nichtlinearen Vorverstärkers–I in der Meßkette zur Bestimmung der Lateralverteilung des Čerenkovlichtes wird anhand einer vergleichenden Messung mit dem linearen Vorverstärker–II demonstriert.

Nachdem das Verhalten des Detektors und der Simulation eingehend studiert worden ist, sind die Voraussetzungen geschaffen, um die von A. Lindner entwickelte Methode zur Energie- und Massenrekonstruktion auf Daten anzuwenden. Die Beschreibung der Methode und der verwendeten Korrelationen finden sich in Kapitel 5. Das anschließende Kapitel geht ausführlich auf die Selektion von Daten ein und enthält als Ergebnis Spektrum und chemische Zusammensetzung kosmischen Strahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis $1 \cdot 10^{16}$ eV.

Kapitel 1

Kosmische Strahlung und Luftschauertechnik

Dieses Kapitel beschreibt Modelle der Erzeugung und des Transports der hochenergetischen kosmischen Strahlung ($E > 10^{12}$ eV) von der Quelle bis zum Beobachter, der die auf die Atmosphäre treffenden Teilchen über ausgedehnte Luftschauer indirekt nachweist.

Ein auffälliges und bereits 1958 nachgewiesenes Merkmal [GK58] der von kosmischen Strahlung ausgelösten Luftschauer ist das bei Energien oberhalb von $3 \cdot 10^{15}$ eV abrupt steiler werdende Spektrum (siehe auch Abbildung 1.1). Über vier Größenordnungen der Energie folgt das differentielle Spektrum einem Potenzgesetz mit $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ ($\gamma = 2.67 \pm 0.02$). Jenseits des Abknickpunktes, der als ‚Knie' des Energiespektrums bezeichnet wird, folgt das Spektrum wiederum einem Potenzgesetz mit $\gamma = 3.02 \pm 0.04$ [Wie84].

Integriert man den lokal gemessenen Fluß der kosmischen Strahlung über den gesamten beobachteten Energiebereich, so erhält man eine Energiedichte von $1\,\mathrm{eV/cm^3}$. Das ist vergleichbar mit der integralen Energiedichte des Sternenlichtes ($0.6\,\mathrm{eV/cm^3}$) und des galaktischen Magnetfeldes ($0.2\,\mathrm{eV/cm^3}$) [Pee93]. Die hohe Energiedichte des nichtthermischen Gases erfordert eine entsprechend hohe Erzeugungsrate der kosmischen Strahlung und schränkt so die Modelle ein.

Im folgenden soll die Region des ‚Knies' im Energiespektrum der kosmischen Strahlung besonders beachtet werden. Es werden zwei unterschiedliche Vorstellungen beschrieben, die einen Verlauf des Energiespektrums der kosmischen Strahlung ähnlich dem aus Luftschauerexperimenten bekannten Knie vorhersagen:

1. **Modell–1**: Das Knie ist eine den Quellen gemeine spektrale Eigenschaft.

2. **Modell–2**: Das Knie entsteht durch energieabhängige Diffusion im galaktischen Medium.

Diese beiden Modelle liefern unterschiedliche Vorhersagen zu der chemischen Zusammensetzung vor und jenseits des Knies, die mit den in Kapitel 6 erhaltenen Resultaten verglichen werden können.

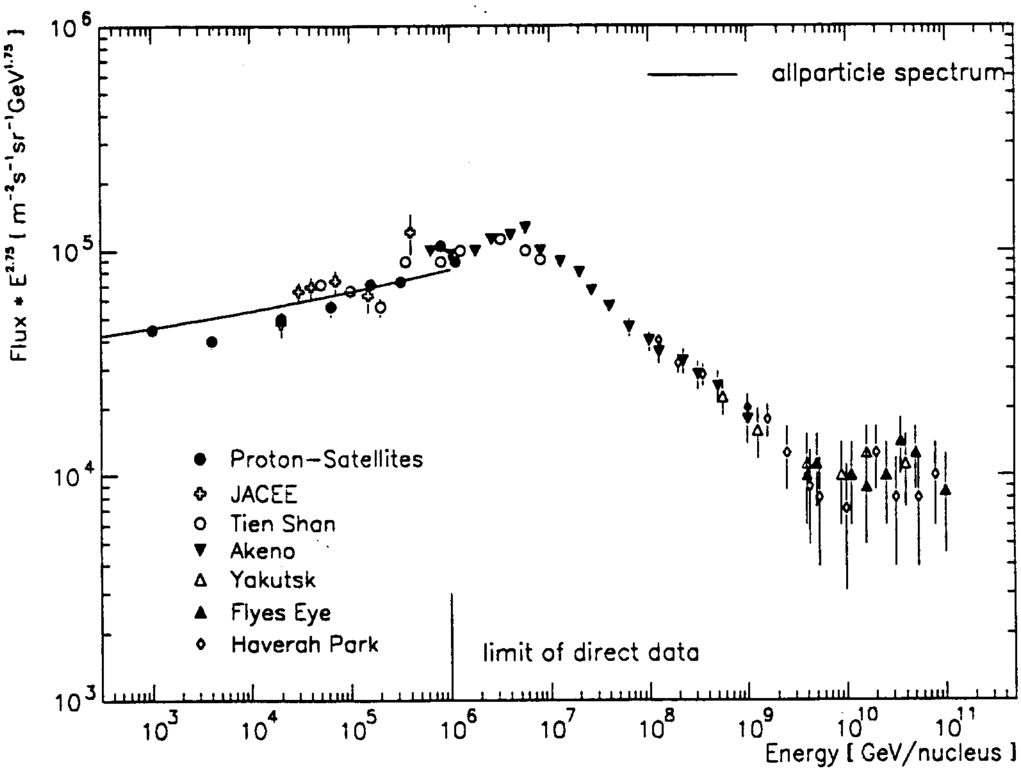


Abbildung 1.1: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung folgt über vier Größenordnungen der Energie ($10^2 \ldots 10^6$ GeV) einem einfachen Potenzgesetz ($d\Phi/dE \propto E^{-2.67}$). In der Region des ‚Knies' verändert sich die Form rasch mit zunehmender Energie. Jenseits von 10^7 GeV gehorcht das Spektrum wieder einem Potenzgesetz ($d\Phi/dE \propto E^{-3.02}$)

1.1 Beschleunigung an Schockfronten

Der ursprünglich von E.Fermi [Fer49] gefundene Prozeß der elastischen Streuung geladener Teilchen an teilweise ionisierten Wolken mit Eigenbewegung relativ zum umgebenden interstellaren Medium ($\beta_{Wolke} = V_{Wolke}/c$) liefert einen relativen Energiegewinn, der in zweiter Ordnung mit β_{Wolke} wächst. Dieser Prozeß wird üblicherweise entgegen der chronologischen Reihenfolge Fermi-2 Prozeß genannt, weil die relative Energiezunahme in zweiter Ordnung mit der Geschwindigkeit der Eigenbewegung steigt.

Der Prozeß der Beschleunigung an Schockfronten, die zum Beispiel in der Nähe von Resten explodierter Sterne (*Super Nova Remnants* im folgenden **SNR** abgekürzt) nachgewiesen worden sind [DvBS91], [Mil87],[Mil71], hingegen ergibt einen relativen Energiegewinn in erster Ordnung mit β_{Schock}, daher rührt auch der Name Fermi-*1* Beschleunigung. Dieser Prozeß ist wesentlich effizienter als der Fermi-2 Prozeß.

Die folgende Zusammenfassung der durch Fermi-2 und Fermi-1 Beschleunigung bedingten Eigenschaften wie Impulsverteilung und maximale Energien der beschleunigten Teilchen folgt den Darstellungen in [Bie93],[Jok87] [JE91],[LC83] and [Pro96].

1.1.1 Fermi-2 Beschleunigung:

Der kollisionsfreie Beschleunigungsmechanismus geladener Teilchen an teilweise ionisierten Wolken interstellarer Materie, wie ihn E.Fermi zuerst beschrieben hat, ist in Abbildung 1.2 veranschaulicht.

In der sich gleichförmig bewegenden interstellaren Materie existieren ausgedehnte, teilweise ionisierte Gaswolken, die sich relativ zur umgebenden Materie mit etwa 15 km/s in zufällige Richtungen bewegen und ein diffuses Magnetfeld besitzen. Diese Wolken stellen Magnetfeldirregularitäten dar, an denen die geladenen kosmischen Teilchen elastisch streuen.

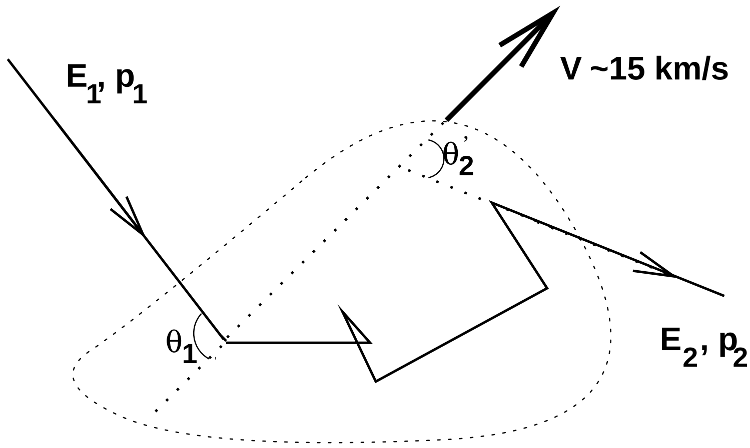


Abbildung 1.2: Skizze der Beschleunigung eines hochenergetischen Teilchens an einer teilweise ionisierten Wolke mittels elastischer Streuung.

Ein geladenes Teilchen der Energie E_1 trifft auf eine Wolke und wird mehrfach elastisch an den eingeschlossenen Magnetfeldern der Wolke gestreut und die Wolke mit der Endenergie E_2 verlassen (siehe auch 1.2).

Der resultierende Energiegewinn ergibt sich aus der Energie des Teilchens im Ruhesystem der Wolke (gestrichene Variablennamen):

$$\begin{aligned} E_1' &= \gamma E_1(1 - \beta \cos\theta_1) \\ \beta &= V/c \\ \gamma &= (1 - \beta^2)^{-0.5} \\ E_2 &= \gamma E_1'(1 + \beta \cos\theta_2') \end{aligned}$$

Nach Umformen erhält man für den relativen Energiegewinn:

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos\theta_1 + \beta \cos\theta_2' - \beta^2 \cos\theta_1 \cos\theta_2'}{1 - \beta^2} - 1 \tag{1.1}$$

Um den mittleren Energiegewinn zu bestimmen, werden die Mittelwerte $\langle \cos\theta_i \rangle$ benötigt:

Durch die zahlreichen Streuvorgänge innerhalb der Wolke ist der Winkel θ_2' gleichverteilt (der Gyroradius des Teilchens muß hierzu deutlich kleiner als die Größe der Wolke sein) und damit ist $\langle \cos\theta_2' \rangle = 0$. Die auf den Raumwinkel normierte Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen unter dem Winkel θ_1 auf die Wolke trifft, ist $dP/d\Omega_1 \propto 1 - \beta\cos\theta_1$, frontales Auftreffen auf die Wolke ist am wahrscheinlichsten. Damit ergibt sich:

$$\langle \cos\theta_1 \rangle = \int \cos\theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 / \int \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 = -\frac{-2/3\,\beta}{2} = -\frac{\beta}{3} \tag{1.2}$$

und für den mittleren relativen Energiezuwachs:

$$\frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3}\beta^2$$

Wegen $\beta \ll 1$ ($V = 15\text{km/s} \Leftrightarrow \beta = 5 \cdot 10^{-5}$) ist der relative Energiegewinn bei diesem Prozeß sehr klein ($\frac{\Delta E}{E} \approx 3 \cdot 10^{-9}$).

Der Energiegewinn durch elastische Streuung an dynamischen Irregularitäten des Magnetfeldes wird durch Energieverluste über Ionisation und Bremsstrahlung reduziert. Für Elektronen ist der Strahlungsverlust der dominante Prozeß, für Nukleonen ist es die Ionisation, die eine untere Grenze für die Injektionsenergie von etwa 200 MeV für diesen Beschleunigungsprozeß setzt. Bei geringeren Energien ist der mittlere relative Energiegewinn kleiner als der mittlere Energieverlust beim Durchqueren der Wolke.

Für die Beschleunigung auf Energien im Bereich des Knies (10^{15} eV) ist dieser Prozeß nur unter besonderen Bedingungen (extreme Geschwindigkeiten der Wolken, gleichgerichtete Bewegung der Magnetfeldirregularitäten und niedrige Materiedichte) relevant, wie sie sich in der Nähe von ausgedehnten Schockfronten finden.

1.1.2 Fermi-1 Beschleunigung

Um Teilchen zu höheren Energien zu beschleunigen, bietet die Schockfront, wie sie sich nach der Explosion einer Supernova bildet, günstige Bedingungen. Bei der Explosion eines Sternes werden etwa 10^{43} Joule in Form von kinetischer Energie der abgestoßenen und sich rasch (5000-10000 km/s) ausbreitenden äußeren Schale des Sternes abgegeben. Ein möglicher Prozeß, der einen kleinen Anteil der geladenen interstellaren Materie zu sehr großen Energien beschleunigen kann, ist die *diffusive Beschleunigung an Schockfronten* (umfangreiche Übersichtsartikel finden sich unter anderen in [Top80], [Axf81],[Dru83] und [Völ84]).

Diese Schale aus schnellem ionisierten Gas breitet sich während der Supernova-Entwicklung adiabatisch im umgebenden Medium aus. Diese adiabatische Expansionsphase der Supernova-Entwicklung wird als *Sedov-Phase* bezeichnet.

Die abgestoßene Hülle trifft auf das teilweise ionisierte und stationäre interstellare Medium und bildet an der Übergangsfläche einen Schock[1] aus. Diese Schockfront ist der Ursprung beobachtbarer nicht-thermischer Strahlung [DvBS91], [Mil87],[Mil71] in verschiedenen Wellenlängenbereichen wie zum Beispiel Synchrotron- und Röntgenstrahlung, die von beschleunigten Elektronen stammt.

Während der Sedov-Phase ist die diffusive Beschleunigung an der Schockfront am effizientesten. Die einfachste Darstellung dieses Beschleunigungsmechanismus geht von einer ebenen Schockfront aus, die sich mit der Geschwindikeit V_s durch das Plasma bewegt. In dem Bild 1.3 ist die mögliche Bahn eines Teilchens skizziert, das den Schock zweimal quert. Das Teilchen streut mehrfach an den sich gleichförmig bewegenden diffusen Magnetfeldern auf beiden Seiten der Schockfront. Die Magnetfeldirregularitäten werden von teilweise ionisierten Wolken hervorgerufen, die sich im Gegensatz zu dem Fermi-2 Prozeß aufgrund der Expansion des SNR gleichförmig und gleichgerichtet bewegen.

Beschränkt man sich in der Beschreibung des Systems auf die Auswirkung des Schocks auf ein einzelnes Teilchen und vernachlässigt die Rückkopplung des nichtthermischen Gases auf den Schock[2], läßt sich auf einfache Weise die maximal erreichbare Energie und die Form des Spektrums ableiten.

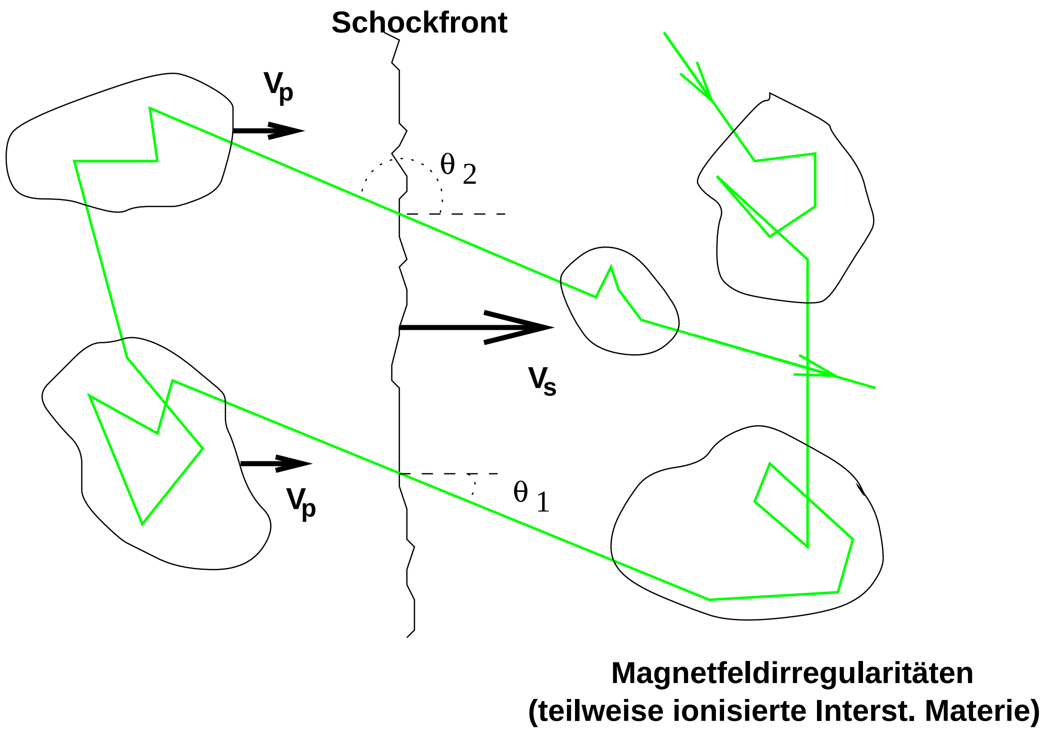


Abbildung 1.3: Beschleunigung eines Teilchen an einer Schockfront.

[1] Hier ist mit Schock die Übergangsfläche im interstellaren Medium gemeint, an der sich thermodynamische Größen unstetig ändern. Ausführliche Herleitungen der Bedingungen zur Bildung eines Schockes finden sich in [LL59] im Abschnitt 9.

[2] Tatsächlich ist diese Näherung nötig, weil der Schock so stationär behandelt werden kann.

Die Geschwindigkeit V_s der Schockfront relativ zum expandierenden Plasma V_p läßt sich aus dem adiabatischen Koeffizienten für ein monoatomares Gas $\gamma = 5/3$, als das die interstellare Materie angenommen werden darf, herleiten und aus [LL59] ergibt sich

$$V_s = 4/3\, V_p \tag{1.3}$$

Diese Eigenschaft gilt allgemein für adiabatische Schocks.

Die relative Zunahme der Energie bei jeder Durchquerung der Schockfront läßt sich mit $\langle\cos\theta_1\rangle = -2/3$ und $\langle\cos\theta_2'\rangle = 2/3$ aus Gleichung 1.1 bestimmen[3]:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3}V_p/c \approx \frac{V_s}{c} \tag{1.4}$$

Die Energiezunahme ist proportional zur Geschwindigkeit der Schockfront. Bei einer für SNR typischen Expansionsgeschwindigkeit der Gashülle von 7500 km/s breitet sich die Schockfront nach Gleichung 1.3 mit 10000 km/s $= 0.03\,c$ im interstellaren Medium aus. Der relative Energiegewinn bei einem Zyklus (zweimaliges Queren der Schauerfront) wäre nach Gleichung 1.4 in diesem Fall etwa 3%.

Um die maximal erreichbare Energie abzuschätzen, betrachtet man die Zeit, die ein Teilchen für einen Zyklus benötigt. Die Bewegung eines Teilchens läßt sich im *Ruhesystem* der Schockfront (siehe Abbildung 1.4) als Diffusion mit den Diffusionskonstanten k_1, k_2 und den advektiven Geschwindigkeiten $u_1 = V_s$, $u_2 = 1/4\,V_s$ beschreiben. Im einfachsten Fall ohne ein ausgerichtetes Magnetfeld sind die Diffusionskonstanten proportional zu dem Impuls des Teilchens.

Im Mittel diffundiert ein Teilchen in der Zeit t_2 eine Wegstrecke $\sqrt{k_2\,t_2}$ flußabwärts.

Dieser Bewegung ist die advektive Bewegung u_2 überlagert. Vergleicht man die mittlere Diffusionsstrecke $\sqrt{k_2\,t_2}$ mit $u_2\,t_2$, so gibt es zwei Grenzfälle:

$$\begin{array}{ll} A: & \sqrt{k_2\,t_2} \ll u_2\,t_2 \\ B: & \sqrt{k_2\,t_2} \gg u_2\,t_2 \end{array}$$

Für den Fall A wird das Teilchen vermutlich von der advektiven Bewegung fortgetragen, im Fall B wird das Teilchen zum Schock zurückkehren. Nimmt man an, daß die Teilchen bis zur Entfernung k_2/u_2 gewöhnlich zum Schock zurückkehren und jenseits dieser Entfernung dem Schock entweichen, ergibt sich aus dem Quotient der mittleren Teilchenflächendichte n_{CR} und der Rate R_{quer}, mit der Teilchen pro Fläche die Schockfront queren, die mittlere Zeit, die ein zurückkehrendes Teilchen flußabwärts verbringt [Dru83]:

$$t_2 \approx \frac{n_{CR} k_2/u_2}{R_{quer}} = \frac{4}{c}\frac{k_2}{u_2}$$

[3] Die auf den Raumwinkel normierte Wahrscheinlichkeit $dP/d\Omega_1 \propto 1 + \cos\theta_1$ läßt sich über das Intervall $\theta_1 \in [0, \pi]$ und $dP/d\Omega_2 \propto 1 + \cos\theta_2'$ über das Intervall $\theta_2' \in [\pi, 0]$ integrieren und aus der Gleichung 1.2 die erwarteteten Kosinus von θ_i ausrechnen

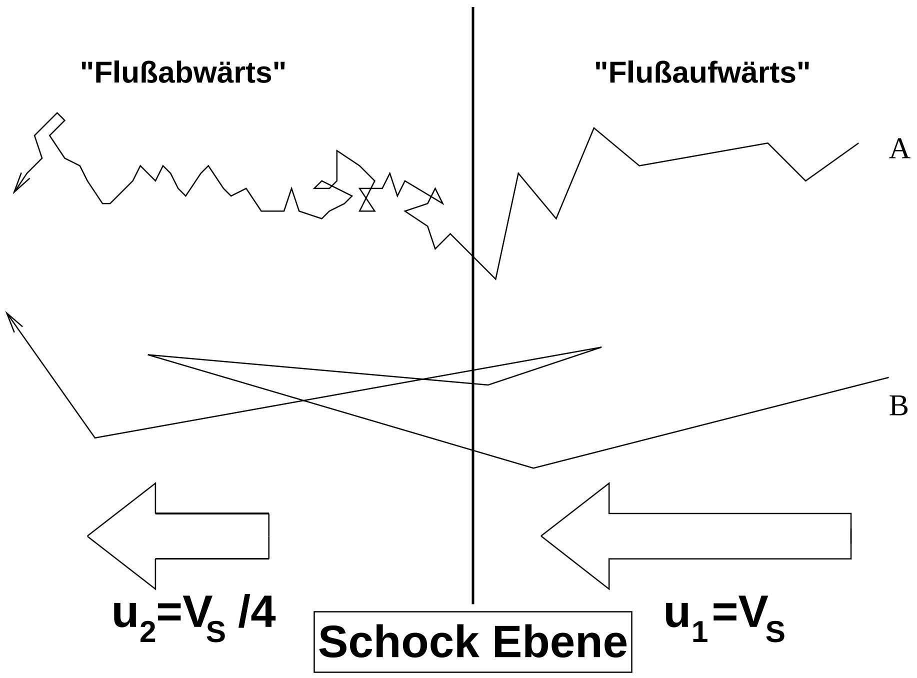


Abbildung 1.4: Gezeigt ist die diffusive Bewegung zweier Teilchen flußabwärts (im Ruhesystem der Schockfront). Der Diffusion überlagert ist die advektive Bewegung zu beiden Seiten der Schockfront. Bei Teilchen A ist die advektive Bewegung dominant, das Teilchen kehrt nicht zur Schockfront zurück. Die Diffusionslänge ist bei Teilchen B größer als die in der selben Zeit aufgrund der advektiven Bewegung zurückgelegten Strecke und das Teilchen quert die Schockfront dreimal.

Für die Zeit flußaufwärts gilt eine ähnliche Überlegung:

$$t_1 \approx \frac{4}{c}\frac{k_1}{u_1} \;\Rightarrow t_{Zyk.} = \frac{4}{c}\left(\frac{k_1}{u_1} + \frac{k_2}{u_2}\right)$$

Die Zeit t_B, die benötigt wird, um ein Teilchen der Energie E auf die Energie $E + \Delta E$ zu beschleunigen, ergibt sich zu:

$$t_B = \frac{E}{\Delta E} \cdot t_{Zyk.}$$

$$t_B = \frac{4}{u_1}\left(\frac{k_1}{u_1} + \frac{k_2}{u_2}\right)$$

Offensichtlich ist die Zeit für einen Beschleunigungszyklus direkt proportional zu den Diffusionskonstanten.

Bislang ist noch nicht die mögliche Anwesenheit eines *ausgerichteten* Magnetfeldes berücksichtigt worden. Die Diffusionskonstanten k_i sind eng mit der Ausrichtung des Magnetfeldes relativ zur Schocknormalen (Ausbreitungsrichtung der Schockfront) verknüpft.

Ein Magnetfeld, dessen Richtung *parallel* zu der Normalen der Schockfront verläuft, bedingt einen minimalen Diffusionskoeffizienten (Bohm Grenzwert [Dru83]) von:

$$\begin{aligned} k_i &= r_g\, c/3 = \frac{c^2 p}{3ZeB} \\ r_g &: \text{Gyroradius} \\ p &: \text{Betrag des Impulses} \\ Z &: \text{Ladungszahl} \\ B &: \text{Betrag der Magnetfeldstärke} \end{aligned}$$

Die Zeit, die ein Teilchen für einen Zyklus benötigt, ist proportional zu der Diffusionskonstanten k_i. Die Diffusionskonstante ist wiederum proportional zu dem Impuls und damit der Energie des Teilchens, also wird die Beschleunigung mit wachsender Energie langsamer. Die Anwesenheit eines starken parallel zu der Schocknormalen ausgerichteten Magnetfeldes bewirkt, daß die Diffusionskonstante kleiner und die Beschleunigung schneller abläuft.

Integriert man die Rate dE/dt über die endliche Lebenszeit T eines Supernova-Restes (SNR), dann erhält man damit für die maximale Energie bei Anwesenheit eines parallel zu der Schocknormalen ausgerichteten Magnetfeldes [KK95]:

$$E_{max}^{Sedov} = 50 \cdot Z \frac{u_1^2}{c} \left(1 - \frac{u_2}{u_1}\right) B \cdot T \cdot \frac{\mathrm{eV}}{\mathrm{m} \cdot \mathrm{Gauss}}$$

Bei für einen SNR typischem Magnetfeld von $3 \cdot 10^{-6}$ Gauss, $u_1 = 0.03\,c$, Kompression $u_1/u_2 = 4$, Lebenszeit $T = 10^5$ a ist die maximal erreichbare Energie für ein Teilchen der Ladungszahl Z:

$$\boxed{E_{max}^{Sedov} = 9.7 \cdot Z \cdot 10^{13}\ eV}$$

Läßt man ein zur Schocknormalen *senkrechtes* Magnetfeld zu, entfällt das Bohm Limit [Jok87]: der Diffusionskoeffizient kann sehr viel kleiner werden als in der parallelen Konfiguration. Damit ist die Beschleunigung schneller und die maximale Energie für dieselbe Lebenszeit des Schocks entsprechend größer. Numerische Rechnungen [JE91] ergeben maximale Energien von etwa 10^{16} eV für Protonen.

Eine wichtige Eigenschaft der diffusen Schockbeschleunigung ist das resultierende Impulsspektrum $f(p) \propto p^{-a}$ mit

$$a = \frac{3}{1 - u_2/u_1}.$$

Bei starken Schocks ($u_1/u_2 = 4$) entspricht das für hochrelativistische Teilchen mit isotroper Impulsverteilung einem Energiespektrum $\propto E^{-2}$. Der spektrale Index $\gamma = 2$ ist vergleichbar mit dem Wert, der aus Messungen des Energiespektrums der kosmischen Strahlung stammt ($\gamma = 2.67 \pm 0.02$).

Zusammenfassend ließe sich mit der Beschleunigung an Schockfronten von SNR in der Sedov-Phase der Ursprung der kosmischen Strahlung bis etwa 10^{14} eV erklären. Höhere Energien sind mit zur Schocknormalen senkrecht verlaufenden Magnetfeldern erreichbar.

Die vermutete Beschleunigung geladener Teilchen an Schockfronten von SNR ist über die von Elektronen abgegebene Synchrotronstrahlung im Radiobereich direkt der Beobachtung zugänglich. Die Beschleunigung von Nukleonen ließe sich über hochenergetische Photonen ($E_\gamma = 10^{11}..10^{12} eV$) aus Zerfällen von π^0 nachweisen, die bei der Wechselwirkung der Nukleonen mit Materie in der expandierenden Hülle entstehen [Bar97]. Eine umfangreiche Suche nach TeV-Photonen aus den Richtungen von nahen SNR lieferte bis jetzt lediglich obere Flußgrenzen [Les97].

Die kosmische Strahlung bei Energien jenseits von 10^{14} eV und das Abknicken des Energiespektrums bei einigen 10^{15} eV läßt sich nach [Bie93] mit einem zweiten Typ von SNR erklären: Bei massiven Hauptreihensternen ($M > 8M_\odot$) mit starken Magnetfeldern ($B \approx 10^3$ Gauss an der Oberfläche) explodiert die Supernova in das vom eigenen Sonnenwind beeinflußte umgebende Medium. Diese Quellen dominieren nach den Vorhersagen des Modells den Fluß kosmischer Strahlung oberhalb von 10^{14} eV [BGS95] mit einem spektralen Verlauf $\propto E^{-7/3}$ bis zu Energien von

$$E_{Knie} = Z \cdot e \cdot B \left(\frac{3}{4} \frac{u_1}{c} \right)^2$$

Jenseits dieser Energie wird das Spektrum steiler: $d\Phi/dE \propto E^{-11/3}$. Eine einfache Skizze des spektralen Verlaufs für eine feste Ladungszahl ist in Abbildung 1.1.2 dargestellt. Das scharfe Abknicken wird in dieser Modellvorstellung durch einen Beitrag der Polkappe zu dem insgesamt beschleunigten Fluß erklärt. Die Beschleunigung in der Region des Pols findet mit Magnetfeldern statt, die parallel zu der Schocknormalen sind, so daß das Spektrum hier flacher wird ($d\Phi/dE \propto E^{-2}$).

1.2 Diffusion im galaktischen Medium

Neben der Vorstellung, daß das Spektrum der kosmischen Strahlung aufgrund eines sich ändernden Beschleunigungsmechanismus in den Quellen steiler wird, existiert die Möglichkeit, daß die Aufenthaltsdauer der geladenen Strahlung in der Galaxie mit zunehmender Energie abnimmt. Denkbar sind Modelle, bei denen die Diffusionskonstante ab einer bestimmten Energie stark ansteigt und damit die mittlere freie Wegstrecke eines Teilchens die Dimension der galaktischen Scheibe übersteigt. In diesem Fall diffundiert ein mit der Energie anwachsender Teil der galaktischen kosmischen Strahlung in den intergalaktischen Raum.

Ein Modell dieser Art wird in [Ptu93] und [Ber90] beschrieben: Unter der Annahme, daß das galaktische Magnetfeld ($\approx 3\mu$ Gauss) auf einer Längenskala von 100 pc Irregularitäten aufweist, ergibt sich für die kosmische Strahlung eine aus dem Hall Drift ergebende Diffusion mit der Diffusionskonstante $k_H \propto E$, wobei E die Energie der geladenen kosmischen Strahlung sei. Die Diffusionskonstanten für Diffusion senkrecht und parallel zu den Magnetfeldrichtungen $k_{||}$, $k_\perp$ wachsen nur wenig mit Energie: $k_{||(\perp)} \propto E^m,\ 0 < m < 1$.

Es existiert eine kritische Energie E_{kr}, bei der $k_H \simeq k_{||(\perp)}$. Oberhalb dieser Energie wächst die Diffusionskonstante mit zunehmender Energie schneller. Das Spektrum wird steiler, weil die Diffusionskonstante rasch mit der Energie wächst und die Teilchen größere Strecken diffundieren und die Galaxie verlassen können.

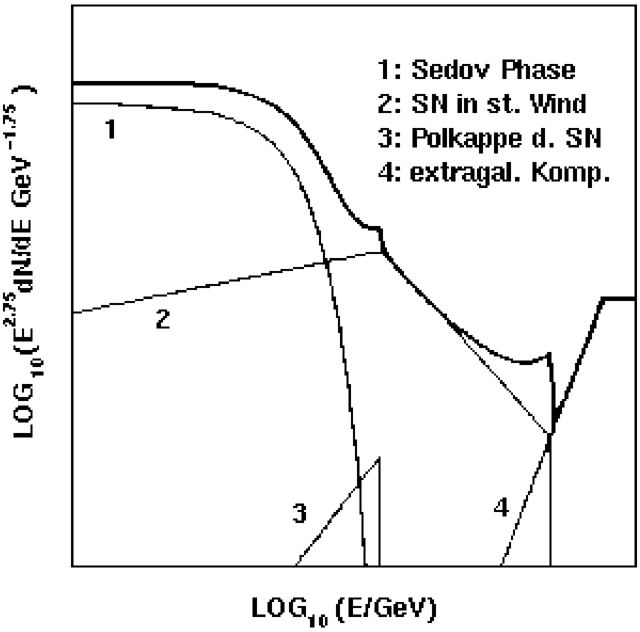


Abbildung 1.5: Grober Verlauf des Energiespektrums für eine feste Ladungszahl im Modell nach [TBG93]. Die Energie, bei der der spektrale Verlauf steiler wird, skaliert sich mit $Z \cdot B \cdot u_1$, wobei u_1 die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schocks ist. Nach [TBG93] liegt der Abknickpunkt bei $700 \cdot Z \cdot TeV$. Die Energie für Teilchen aus SNR in der Sedov-Phase ist maximal $120 \cdot Z \cdot TeV$.

Um das resultierende Energiespektrum der kosmischen Strahlung abzuleiten, benötigt man ein Modell für die galaktische Halo und das Magnetfeld, die Verteilung der Quellen und deren spektrale Eigenschaften.

Folgt man der Darstellung von Ptuskin in [Ptu93] und nimmt eine flache Halo und ein kontinuierliches Potenzgesetz $\propto E^{-\gamma}$ für das Quellenspektrum an, ergibt sich ein durch die Diffusion modifiziertes Spektrum:

$$g(E < E_{kr}) \propto E^{-\gamma-m} \quad m \in [0, 1[$$

Bei zunehmender Energie verstärkt sich die Diffusion und das Spektrum wird steiler:

$$g(E > E_{kr}) \propto E^{-\gamma-1}$$

Aus dem Vergleich von E_{kr} mit der im Energiespektrum der kosmischen Strahlung gefundenen Energie, bei der das Spektrum steiler wird, ergibt sich eine Abschätzung für $m \approx 0.2$. Die oben genannten Annahmen decken eine sehr große Menge an möglichen Vorhersagen zu der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ab, weil die Art der Quellspektren und die Stärke des Magnetfeldes als freie Parameter wählbar sind.

Ein einfacheres Modell der galaktischen Diffusion und die sich aus dem Modell ergebende Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung wird in [Swo95] beschrieben, wobei hier die Quellen ein steiler werdendes Spektrum besitzen und die Diffusionkonstante im galaktischen Medium $k \propto E^{0.6}$ angesetzt wird.

Die Massenzusammensetzung der in den Quellen beschleunigten Teilchen wird anhand der direkt gemessenen chemischen Komposition der kosmischen Strahlung bei kleinen Energien mit den angenommenen Diffusionseigenschaften angepaßt und das Ergebnis zu hohen Energien extrapoliert. Dabei wird die Form des Energiespektrums, wie es aus Luftschauerexperimenten bestimmt worden ist, berücksichtigt.

1.3 Vorhersagen zur chemischen Zusammensetzung

Die beiden oben beschriebenen Modelle

- **Modell 1**: Supernovae in der Sedov-Phase und Supernovae Explosionen massereicher Sterne in den eigenen Sonnenwind mit senkrechter Magnetfeldkonfiguration

- **Modell 2**: Diffusion im galaktischen Medium

sind in der Lage, das Abknicken des differentiellen Energiespektrums zu erklären. Es existieren noch andere Modelle, aber die quantitativen Aussagen dieser beiden Modelle zu der chemische Zusammensetzung sind gut unterscheidbar.

Die Anpassung des **Modells 1** an das Schauergrößenspektrum des Akeno Experimentes [TBG93] liefert als Resultat für den Anteil von Protonen und α am Gesamtfluß (ohne Angabe von Fehlern) für drei Energien das in Tabelle 1.1 zusammengefaßte Ergebnis.

Dabei ist angenommen worden, daß die maximale Energie für die Beschleunigung in SNR während der Sedov-Phase, $E_{max}^{Sedov} = Z \cdot 120\,\mathrm{TeV}$. Die Windkomponente beschleunigt bis $E_{max}^{Wind} = Z \cdot 10^5\,\mathrm{TeV}$ bei einem spektralen Index von 2.66 vor und 3.07 jenseits des Knies. Das Abknicken findet bei $E_{Knie} = Z \cdot 700\mathrm{TeV}$ statt.

Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung wird in diesem Modell bereits vor dem Knie mit zunehmender Energie von schweren Kernen ($Z > 2$) dominiert, bei der Anpassung ist Neon das Element mit dem größten Anteil am Gesamtfluß oberhalb von 10 PeV.

Das **Modell 2** [Swo95] liefert für dieselben Energien eine deutlich leichtere Komposition, die Vorhersagen finden sich in Tabelle 1.1.

Tabelle 1.1: Vorhersagen der beiden vorgestellten Modelle für die Änderung der Zusammensetzung bis zum Knie

Modell-1:

$\frac{\text{Energie}}{\text{Nukleon}}$	$\frac{p+\alpha}{\text{Gesamtfluß}}$
400 TeV	0.43
1000 TeV	0.37
4000 TeV	0.19

Modell-2:

$\frac{\text{Energie}}{\text{Nukleon}}$	$\frac{p+\alpha}{\text{Gesamtfluß}}$
400 TeV	0.68
1000 TeV	0.70
4000 TeV	0.54

1.4 Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre

Die Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre ist die letzte Etappe eines hochenergetischen Teilchens der geladenen kosmischen Strahlung auf dem Weg zum Beobachter.

Die Schauerentwicklung in der Atmosphäre läßt sich anhand von M$^{\text{te}}$-Carlo Simulationen ausführlich studieren. Der simulierte Verlauf zweier Luftschauer soll anhand der Abbildung 1.6 zunächst verdeutlicht werden. Das Bild zeigt das Ergebnis der Simulation von zwei Lufschauern, die von einem Proton und einem Eisenkern mit einer jeweiligen Energie von $50 \cdot 10^{12}$eV (50 TeV) ausgelöst worden sind.

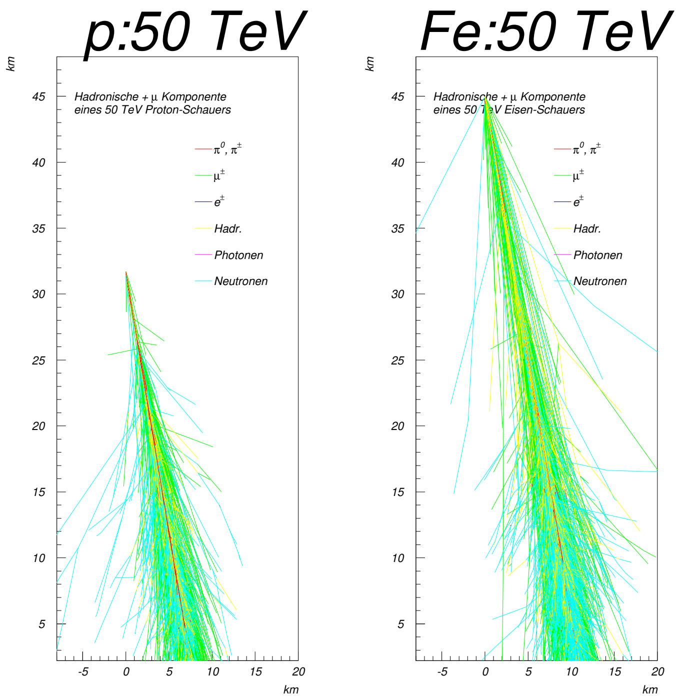


Abbildung 1.6: Schauerentwicklung eines 50 TeV protoninduzierten und eines 50 TeV eiseninduzierten Schauers. Es sind jeweils nur die hadronischen Teilchen als Spuren dargestellt, um zu verdeutlichen, daß für einen Eisenschauer ein größerer Teil der Gesamtenergie in die hadronische und myonische Komponente geht, während in einem Protonschauer mehr Energie in die nicht eingezeichnete elektromagnetische Komponente geht. Deutlich zu erkennen ist auch, daß der Eisenschauer sich wesentlich früher entwickelt

1.4.1 Longitudinale Entwicklung des Luftschauers

In der Atmosphäre bildet sich nach der Kollision eines hochenergetischen Teilchens der kosmischen Strahlung mit dem Kern eines Atoms aus der Atmosphäre eine Teilchenkaskade aus. Man unterscheidet zwischen *hadronisch* und *elektromagnetisch* induzierten Luftschauern. Hadronisch induzierte Luftschauer lösen eine Teilchenkaskade mit einer Vielzahl von verschiedenen Teilchensorten aus, wobei mit fortschreitender Entwicklung des Schauers durch Zerfälle neutraler Pionen Energie in die elektromagnetische Komponente des Luftschauers übertragen wird. Elektromagnetische Schauer hingegen erzeugen fast ausschließlich $e^+e^-\gamma$ Teilchen.

Die Wechselwirkungslängen λ_i einiger Hadronen (p, π, K) in Luft betragen[Gai90]:

$$\begin{aligned}
\lambda_{p,Luft} &= 83\,\mathrm{g/cm^2}\\
\lambda_{\pi,Luft} &= 107\,\mathrm{g/cm^2}\\
\lambda_{K,Luft} &= 138\,\mathrm{g/cm^2}
\end{aligned}$$

Die wichtigsten Zerfallsprozese und die entsprechende mittlere Lebensdauer der geladenen und des neutralen Pions im Vergleich [Mon93]:

$$\begin{array}{lll} \tau = 2.6 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{s} & \pi^{\pm} \to \mu^{\pm}\, \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) & \text{Verzweigungsverhältnis: } 0.99998 \\ \tau = 8.4 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{s} & \pi^{0} \to \gamma\gamma & \text{Verzweigungsverhältnis: } 0.98799 \end{array}$$

Der Zerfall neutraler Pionen in Photonen initiiert eine elektromagnetische Kaskade. Die Photonen erzeugen im Coulombfeld der Kerne e^+e^- Paare. Die entstehenden Elektronen erzeugen wiederum durch Bremsstrahlung Photonen. Der Prozeß der Paarerzeugung und Bremsstrahlung setzt sich bei multiplikativen Anwachsen der Teilchenzahl fort, bis die mittlere Energie der Elektronen deutlich unter 80 MeV sinkt und die Energieverluste durch Ionisation und Comptonstreuung überwiegen. Die Teilchenzahl nimmt anschließend monoton ab. Eine naive Skizze dieses kaskadierenden Prozesses ist in Abbildung 1.7 gezeigt.

Die Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade verläuft auf einer Längenskala, die sich aus der *Strahlungslänge* der Elektronen und der *Konversionslänge* der Photonen ergibt. Die Strahlungslänge ist als die Schichtdicke definiert, nach der Elektronen im Mittel $1 - e^{-1}$ ihrer Energie durch Bremsstrahlung eingebüßt haben. In Luft entspricht eine Strahlungslänge einer Schichtdicke von $37.1\,\mathrm{g/cm^2}$. Die hochenergetischen Photonen konvertieren in etwa auf derselben Längenskala ($9/7 \cdot 37.1\,\mathrm{g/cm^2}$) in e^+e^- Paare. Die Strahlungslänge ist etwa halb so groß wie die hadronische Wechselwirkungslänge. Die integrale Schichtdicke der Atmosphäre auf einer Höhe von 2200 m ü.N.N. entspricht $790\,\mathrm{g/cm^2}$, das sind etwa 9 hadronische Wechselwirkungslängen beziehungsweise 21.3 Strahlungslängen.

Wenn die mittlere Energie der Elektronen/Positronen im Verlauf der elektromagnetischen Kaskade so klein wird, daß der Ionisationsenergieverlust dominiert und die Bremsstrahlung unbedeutend wird (in Luft ist $E_c \approx 80\,\mathrm{MeV}$), beginnt die Zahl der Teilchen im Schauer abzunehmen: das Schauermaximum ist erreicht.

Der in Abbildung 1.7 skizzierte naive Verlauf einer solchen Kaskade liefert anschaulich eine grobe Abschätzung des Zusammenhangs zwischen Eindringtiefe bis zum Schauermaximum und Energie des primären Teilchens. Die mittlere Energie nach t Strahlungslängen läßt sich abschätzen mit:

$$\langle E(t) \rangle = E_0 \cdot 2^{-t} \tag{1.5}$$

Für das Schauermaximum gilt, daß die mittlere Energie gleich der kritischen Energie E_c ist, unterhalb der die Energieverluste durch Ionisation überwiegen. Für die Eindringtiefe bis zum Erreichen des Schauermaximums gilt damit:

$$t_{max} = \frac{1}{\log(2)} \cdot \log(E_0/E_c) \propto \log(E_0)$$

Diese Relation gilt nur für Schauer, die von Elektronen oder Photonen ausgelöst worden sind. Für einen hadronisch induzierten Schauer überlagern sich jedoch viele elektromagnetische Schauer, die durch den Zerfall neutraler Pionen induziert worden sind.

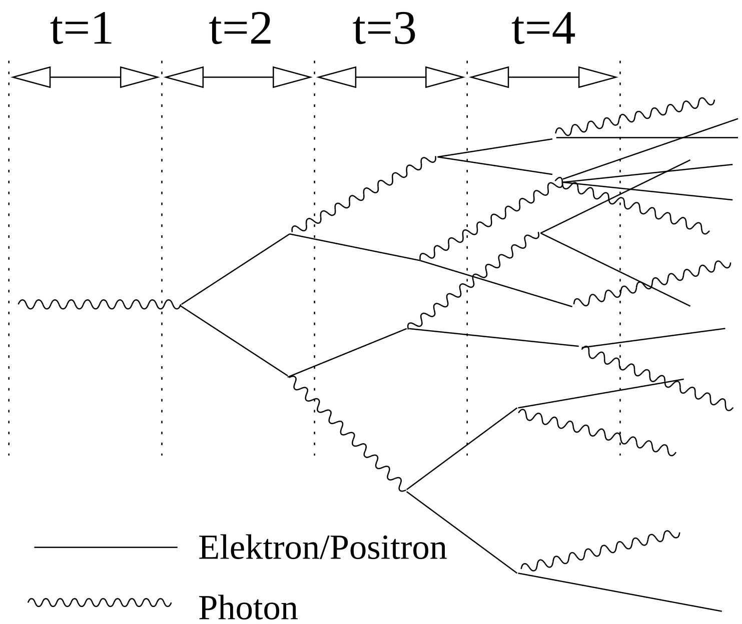


Abbildung 1.7: Der Verlauf einer elektromagnetischen Kaskade in Materie induziert von einem Photon. Die gestrichelten senkrechten Linien markieren Strahlungslängen.

Die Eindringtiefe bis zum Schauermaximum sollte auch bei hadronisch induzierten Schauern monoton mit der Energie zunehmen, wenn angenommen werden darf, daß die mittleren Multiplizitäten bei den primären Kern Kollisionen mit der Energie zunehmen und damit bei zunehmender Energie eine größere Zahl an elektromagnetischen Subschauer über π^0 Erzeugung ausgelöst wird.

Für Kerne der Massenzahl A und der Gesamtenergie E_0, ergibt sich für die Eindringtiefe bis zum Schauermaximum aus Simulationsrechnungen:

$$\langle t_{max} \rangle \propto \log(E_0/A) \tag{1.6}$$

Das ist in Übereinstimmung mit der naiven Modellvorstellung, daß sich ein Kern bei ausreichend hohen Schwerpunktsenergien wie die Überlagerung A freier Nukleonen verhält.

Eine qualitative Abschätzung der *Fluktuationen* in der Schauerentwicklung ergibt sich aus der Annahme, daß bei zunehmender Zahl an Verzweigungen in der Kaskade Fluktuationen gedämpft werden müßten. Ein Kern mit $A \gg 1$ Nukleonen wird entsprechend geringere Fluktuationen in der Schauerentwicklung aufweisen als ein Proton derselben Gesamtenergie.

Für die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung aus der longitudinalen Entwicklung der Luftschauer sind folgende Eigenschaften der longitudinalen Schauerentwicklung von Bedeutung:

Sowohl die mittlere Eindringtiefe als auch die Fluktuationen um die mittlere Eindringtiefe eines Luftschauers sind Größen, die auf E_0/A sensitiv sind.

1.4.2 Laterale Entwicklung des Luftschauers

Die laterale Dichteverteilung der geladenen Teilchen um die Schauerachse[4] wird bestimmt durch Coulomb-Vielfachstreuung.

Da dieser Prozeß keine Vorzugsrichtung hat, ist die resultierende Verteilung rotationssymmetrisch zur Schauerachse. Aus der Kaskadentheorie stammt eine Parametrisierung der Lateralverteilung von J. Nishimura, K. Kamata und K. Greisen [Gai90]

$$\rho(r) = \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi \cdot \Gamma(s) \cdot \Gamma(4.5 - 2 \cdot s)} \cdot N_e \cdot \frac{1}{r_M^2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}+1\right)^{s-4.5} \tag{1.7}$$

N_e	:	Integrale Teilchenzahl (Schauergröße)
s	:	Schaueralter, $s := \dfrac{3}{1+\log(E_0/E_c/t)}$
r_M	:	die für die Coulombstreuung der Elektronen maßgebliche Schichtdicke von $7.9\,\mathrm{g/cm}^2$ (das entspricht in 2200 m Höhe über dem Meeresspiegel 112 m)

Das Schaueralter s parametrisiert die Longitudinalentwicklung des Schauers: s nimmt mit zunehmender Teilchenzahl monoton zu; im Schauermaximum erreicht es per Definition eins.

1.4.3 Čerenkovlicht-Emission

Geladene Teilchen des Luftschauers, die sich mit $v/c_0 = \beta > 1/n$ fortbewegen, erzeugen Čerenkovphotonen mit Emissionswinkel

$$\theta = \mathrm{acos}\left(\frac{1}{\beta \cdot n}\right)$$

wobei n der Brechungsindex des Mediums ist. Für Gase ist n nur wenig größer als 1: $n = 1+\eta$. Luft unter Normalbedingungen hat einen Brechungsindex $n = 1.000273$. η ist für Gase in guter Näherung proportional zu der Massendichte.

Die Überlagerung aller emittierter Photonen ergibt eine Lateralverteilung, die Informationen aus der gesamten Longitudinalentwicklung des Schauers enthält. Die Lateralverteilung läßt sich zwischen 20 und $100m$ Abstand zum Kernort durch eine Exponentialfunktion mit einer exponentiellen Abfallslänge r_l beschreiben:

$$\rho_{Cl}(r) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_l}\right) \tag{1.8}$$

Die Abfallslänge r_l (Lichtradius) charakterisiert die laterale Intensitätsverteilung des Čerenkovlichtes und wird zusammen mit der Schauergröße N_e zur Rekonstruktion der Primärenergie verwendet.

[4] Die Schauerachse ist die Verlängerung der Trajektorie des primären Teilchens

Häufig wird als Maß für die Lichtmenge statt des Integrals der Gleichung 1.8 oder des Koeffizienten ρ_0 der Wert $L90$ verwendet.

$$L90 := \rho_{Cl}(r = 90\,\mathrm{m}) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_l}\right) \tag{1.9}$$

Die Emission von Čerenkovphotonen in verschiedenen Atmosphären und weitere Betrachtungen zu der Simulation von Čerenkovlicht werden eingehend in Kapitel 3.1 beschrieben.

Kapitel 2

Das HEGRA Experiment

2.1 Die Komponenten des Detektors

Der Standort des Experimentes ist das Observatorio de Roque de los Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma (28.8° nördliche Breite, 17.9° westliche Länge). Das Observatorio befindet sich in 2200 m Höhe über dem Meeresspiegel. Die gute Transparenz der Atmosphäre und die stabile Wetterlage begünstigen die Beobachtung des Nachthimmels mit Čerenkovlicht-Detektoren.

Das HEGRA-Experiment ist ein internationales Projekt, die beteiligten Institute sind:

Universität Hamburg,	Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
Universität Kiel,	Max-Planck-Institut für Physik, München
Universität Madrid (Spanien)	Physikalisches Institut Yerevan (Armenien)
Universität Wuppertal.	

Das Experiment setzt sich aus vier Detektorkomponenten zusammen, die verschiedene Informationen der durch kosmische Strahlung ausgelösten Luftschauer aufzeichnen.

In Abbildung 2.1 findet sich ein Lageplan des Experimentes mit den vier verschiedenen Detektorkomponenten. Die ersten drei der aufgeführten Komponenten verfügt über ein ausgedehntes Gesichtsfeld und eignet sich zur gleichzeitigen Beobachtung eines Großteils des Himmels. Die Teleskope sind für die Beobachtung kleiner Himmelsabschnitte mit höherer Sensitivität und niedriger Energieschwelle konzipiert.

Szintillations-Zähler: Eine Matrix aus 243 Zählern mit jeweils etwa 1m^2 Fläche (Abbildung 2.4) mißt hauptsächlich den elektromagnetischen Anteil des Schauers. Die Detektoren sind auf einer 200x200 m^2 Grundfläche installiert. Geladene Teilchen werden mittels Szintillationslicht in einen der beiden Sekundärelektronenvervielfachern (im folgenden kurz SEV) nachgewiesen. In der Bleiabdeckung entstehen bei der Konversion hochenergetischer Photonen e^+e^- Paare, die ebenfalls im Szintillator nachgewiesen werden.

AIROBICC Meßstationen: 77 Stationen (siehe Abbildung 2.2) sind in etwa auf derselben Grundfläche wie die Szintillatormatrix aufgebaut. Die offenen SEV weisen das im

Winston Konus gesammelte Čerenkovlicht des ausgedehnten Luftschauers nach. Die Stationen werden nur bei mondlosen und klaren Nächten geöffnet. Das Blickfeld der Zähler umfaßt einen Raumwinkel von einem Steradian.

Geiger-Türme: Die 17 Türme dienen dem Nachweis der Myonen und der Abschätzung der Energie der elektromagnetischen Komponente des Schauers mit schichtweise angeordneten Geigerrohren. Die obersten beiden der insgesamt 6 Lagen messen die elektromagnetische Komponente des Schauers. Die unteren Lagen sind durch 9 Strahlungslängen Blei derart abgeschirmt, daß hier im wesentlichen nur noch Myonen und hochenergetischen Elektronen gemessen werden, die die Rekonstruktion der Einfallsrichtung ermöglichen [Pet97].

Čerenkovteleskopsystem: bestehend aus 5 Teleskopen mit jeweils 8.5 m^2 Lichtsammelfläche und einer 271 Pixel Kamera[1]. Die Energieschwelle beträgt etwa 0.5 TeV und die Richtung des primären Teilchens wird mit einer Auflösung von 0.1 Grad in einem Gesichtsfeld von 4.3^o rekonstruiert. Gamma/Hadron Separation ist durch die Auswertung der mit der Kamera aufgezeichneten Form des Schauers möglich.

Die einzelnen Detektoren sind über mehrere Versorgungs- und Signalkabel mit der zentralen Datennahme des Experimentes verbunden. Hier befindet sich die gesamte Elektronik, die die ankommenden Signale auf Koinzidenzbedingungen hin überprüft und damit die Auslese aller aktiven Detektoren veranlassen kann.

Die Koinzidenzbedingungen für die Szintillatorhütten und die AIROBICC Meßstationen sind als innerhalb eines Zeitfensters auftretende Signale von n Detektoren elektronisch festgelegt. Zur Zeit wird bei Erfüllung folgender Koinzidenzbedingungen die Auslese der Detektoren gestartet:

- $\geq$ 14 Szintillatorhütten
- $\geq$ 4 Szintillatorhütten skaliert[2]
- $\geq$ 6 AIROBICC Stationen
- $\geq$ 4 Szintillatorhütten winkelsensitiv verzögert[3]

Sämtliche Signale eines solchen Ereignisses werden digitalisiert und von einem Computersystem abgespeichert. In regelmäßigen Abständen (etwa alle 20 Minuten) wird die Datennahme für die Dauer eines Kalibrationszyklus' unterbrochen. Während dieses Zeitraumes werden Kabellängen bestimmt und die Zeitmessung kalibriert.

[1] ein Prototyp Teleskop mit 5 m^2 Spiegelfläche und einer 127 Pixel Kamera gehört ebenfalls zum HEGRA-Experiment

[2] Jedes siebente Ereignis dieser Art wird ausgelesen; Ereignisse mit vierfach Koinzidenz treten mit einer Frequenz von etwa 100 Hz auf und werden seit März 1997 unskaliert aufgezeichnet.

[3] Seit September 1996 ist diese speziell für die Suche nach kurzzeitigen Phänomenen wie zum Beispiel *Gamma Ray Bursts* konzipierte Elektronik in der Datennahme integriert. Durch Verzögerung einzelner Signale der Szintillator-Zähler wird die Akzeptanz auf Raumwinkel beschränkt, in denen Quellen von TeV Photonen vermutet werden. Die Energieschwelle sinkt auf etwa 5 TeV[Kra], [Pri].

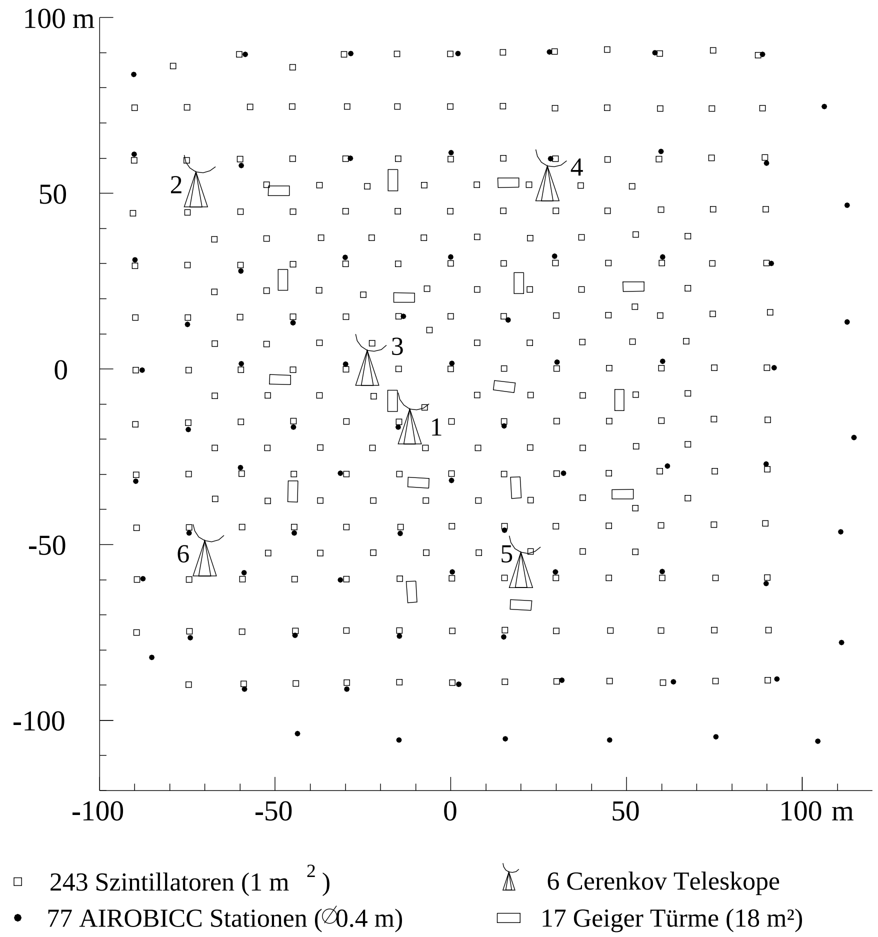


Abbildung 2.1: Übersichtsplan des HEGRA Experimentes, Stand Februar 1997

Die so gewonnenen Rohdaten enthalten alle Meßgrößen der verschiedenen Detektoren:

- *Teilchenmengen und Ankunftszeiten der Szintillator-Zähler*
- *Lichtmengen und Ankunftszeiten der AIROBICC Meßstationen*
- Koordinaten der getroffenen Geigerrohre
- Kalibrationsdaten (Kabellängen, Kalibration der Zeitmessung)

2.1.1 AIROBICC Meßstationen

AIROBICC (**AIR** Shower **OB**servation with angle **I**ntegrating **C**erenkov **C**ounters) ist seit 1992 Bestandteil des Experimentes.

Ein speziell für diese Anwendung entwickelter SEV wird von einem Reflektor ausgeleuchtet. Der vor dem SEV angebrachte Blaufilter schränkt die Akzeptanz des Aufbaus auf das

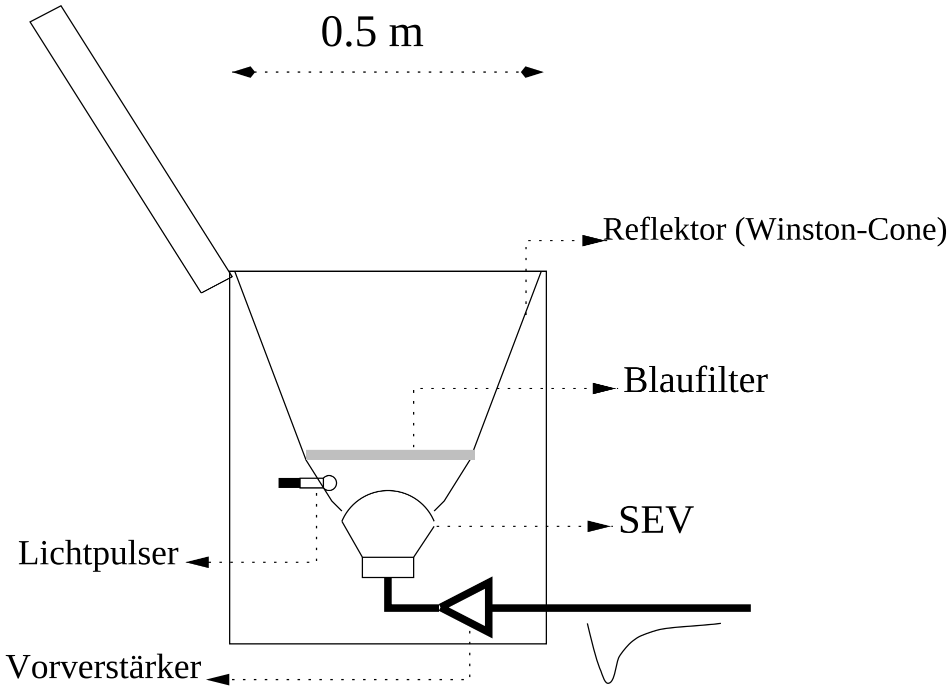


Abbildung 2.2: Prinzipieller Aufbau einer AIROBICC Meßstation

kurzwellige Čerenkovlicht ein. Damit wird ein Großteil des langwelligeren Sternenlichtes ausgefiltert.

In der zentralen Datennahme wird das Signal geteilt, bevor es digitalisiert wird. Es werden separat die Ankunftszeit(TDC), stark verstärktes (High Gain) und schwach verstärktes Signal (Low Gain) der Lichtmenge aufgezeichnet (Abbildung 2.3).

Im August 1995 wurden die nichtlinearen Vorverstärker in den Stationen (Abbildung 2.2) und in der Elektronik entfernt (Abbildung 2.3 und durch neue lineare Vorverstärker ersetzt (detaillierte Informationen zu den Vorverstärkern finden sich im Anhang A). Im Laufe des Jahres 1996 wurden die ursprünglichen 49 Stationen durch 16 innerhalb des Feldes und 12 außerhalb des Feldes liegende Stationen erweitert. Im Juli 1996 wurden die Sekundärelektronen-Vervielfacher mit einem Wellenlängenschieber beschichtet. Die Beschichtung erhöht die mit dem Čerenkovlicht-Spektrum ($\propto \lambda^{-2}$) gewichtete Quanteneffizienz der Sekundärelektronen-Vervielfacher deutlich (in etwa um einen Faktor 1.2-1.3) [LE79].

2.1.2 Szintillations-Zähler

Die in Abbildung 2.4 skizzierten Hütten dienen dem Nachweis *sämtlicher* geladener Teilchen und hochenergetischer Photonen. Die Fläche des Plastik-Szintillators beträgt 1 m^2. Zwei SEV erlauben die Messung über einen weiten dynamischen Bereich

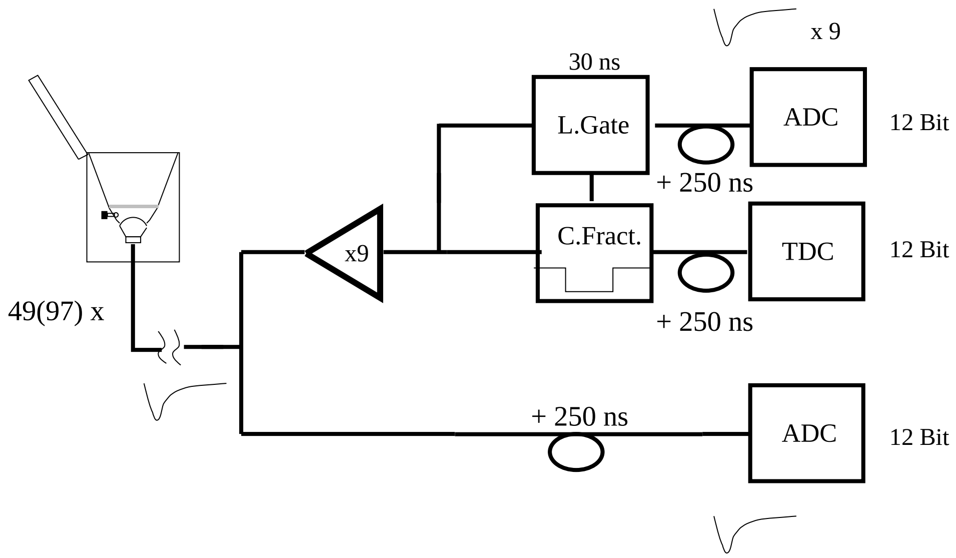


Abbildung 2.3: Schema des Signalweges bei AIROBICC

Die Bleischicht (in etwa eine Strahlungslänge) oberhalb des Szintillatormaterials dient der Verbesserung der Winkelauflösung. Teilchen mit Energien kleiner als 6 MeV werden absorbiert. Dieser niederenergetische Anteil der Schauerfront bestimmt andernfalls durch seine Fluktuationen in der Ankunftszeitverteilung die erreichbare Winkelauflösung. Die in der Schauerfront enthaltenen Photonen mit höheren Energien ($\gtrsim$ 10 MeV) erzeugen durch Paarbildung im Blei Elektronen und Positronen, die im Szintillator-Material nachgewiesen werden. Bedingt durch das Blei entspricht die mit den Szintillations-Zählern bestimmte Zahl der geladenen Teilchen nicht mit der wahren Teilchenzahl vor dem Blei überein. Das Verhältnis der gemessenen zur wahren Teilchenzahl wird mit M$^{\text{te}}$-Carlo simulierten Schauern bestimmt. Das Verhältnis ist energieunabhängig.

2.2 Kalibration von AIROBICC

Der von den AIROBICC Stationen gemessene Čerenkovlichtimpuls wird integriert und digitalisiert. Die den Impuls entsprechende Lichtmenge ist zunächst nicht bekannt, aber sie ist einfach proportional zu der über die Dauer des Impulses aufintegrierten Ladungsmenge. Aus M$^{\text{te}}$-Carlo simulierten Schauern kann eine Relation von Teilchen und Lichtmenge festgelegt werden, die dann auf die Daten angewendet werden kann [J.P97].

Dieser Schritt entspricht einer *absoluten* Lichtmengenkalibration. Alternativ könnte über eine Eichquelle die Proportionalitätskonstante festgelegt werden, ein praktisches Verfahren hierfür existiert jedoch noch nicht.

Neben der *absoluten* ist auch noch eine *relative* Kalibration der einzelnen Meßstationen untereinander nötig. Hierzu werden in einem bereits bestehenden Verfahren für einzelne Ereignisse jeweils AIROBICC Hütten mit gleichem Abstand zum Schauerkern zusammengefaßt

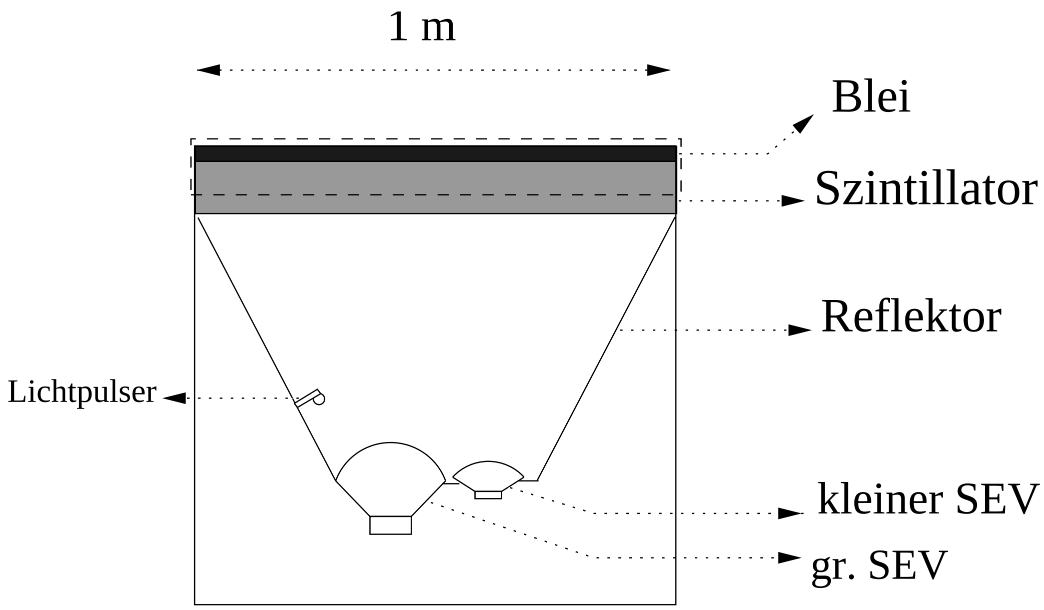


Abbildung 2.4: Prinzipieller Aufbau eines Szintillations-Zählers

und über die gemessenen Lichtmengen gemittelt. Für jede dieser Hütten wird der Quotient aus gemittelter und gemessener Lichtmenge gebildet. Nach 5000 Ereignissen wird ein Mittelwert dieses Quotientens gebildet und als Faktor mit den folgenden Meßwerten multipliziert. Die einzelnen Faktoren werden nach jeweils 5000 weiteren Ereignissen erneut bestimmt. Die ermittelten Faktoren ändern sich in einer Nacht, in der keine Veränderungen an Versorgungsspannungen vorgenommen worden sind, um weniger als etwa 5%.

Kapitel 3

Simulation von Luftschauern

In dem folgenden Kapitel werden die Näherungen, die die Simulation des Čerenkovlichtes in CORSIKA v4.01 betreffen, untersucht. Das Programm CORSIKA [Cap89] dient der Simulation ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre. Das Programm wurde von der KASCADE Kollaboration freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

In sämtlichen Programmteilen von CORSIKA v4.01 wird eine einfache Parametrisierung der US-Standardatmosphäre verwendet, lediglich in dem Programmteil, der die Abstrahlung von Čerenkovlicht berechnet, wird der Dichteverlauf mit einer isothermen Modellatmosphäre bestimmt. Die damit verknüpften Probleme sind seit der Version CORSIKA v4.5 behoben. Ab Version 4.5 wird einheitlich im ganzen Programm einschließlich der Routine für die Berechnung der Čerenkovlichtemission mit der US-Standardatmosphäre gerechnet.

Der Einfluß verschiedener atmosphärischer Modelle (isotherme Atmosphäre und 1976 US-Standard Atmosphäre [U.S76]) und der Näherung $\beta \equiv 1$ auf die aus Simulationen gewonnene Lateralverteilung des Čerenkovlichtes soll im folgenden untersucht werden.

Im ersten Schritt werden die in der Routine `CERENE` (CORSIKA v4.01) verwendeten Näherungen qualitativ bewertet. Im zweiten Schritt werden mit einer neuen Methode quantitativ die Einflüsse der Atmosphäre und der Näherung $\beta \equiv 1$ berechnet. Die vereinfachte isotherme Atmosphäre liefert ungenaue Ergebnisse für die Lateralverteilung des Čerenkovlichtes [Pro95]. Es wird eine einfache Methode vorgeschlagen, die eine Korrektur dieses Fehlers in einer bestehenden Bibliothek simulierter Schauer ermöglicht. Die Vorhersagen der so korrigierten Schauerbibliothek werden im mit Daten verglichen.

3.1 Simulation von Luftschauern mit Čerenkovlicht

Die Emission von Čerenkovlicht wird in CORSIKA v4.01 zur Verkürzung der Rechenzeit und des Speicherbedarfes vereinfacht behandelt. Die drei wesentlichen Näherungen und ihre Auswirkungen werden an dieser Stelle beschrieben und ihre Auswirkungen auf die Lateralverteilung der Čerenkovlichtdichte diskutiert.

Photonen-Pakete Die von einem geladenen Teilchen abgestrahlten Photonen werden in Pakete zusammengefaßt, deren Größe mit der Energie und Zenitwinkel des Teilchens anwächst

[Arq95]. Für Primärenergien kleiner als 10^{14} eV werden jeweils 30 Photonen zusammengefaßt; oberhalb von 10^{15} eV sind es 100 Photonen. Das Zusammenfassen der Photonen ist unumgänglich, weil die Zahl der Photonen, die zum Beispiel bei der Simulation eines protoninduzierten Schauers mit einer Energie von 10^{15} eV generiert werden, bei etwa $5 \cdot 10^8$ liegt. Würde man jedes einzelne Photon mit Informationen zu der Emissionshöhe, –winkel und Energie des abstrahlenden Teilchens und den Auftreffpunkt abspeichern, würden diese Informationen etwa $1.4 \cdot 10^{10}$ Bytes Magnetspeicherplatz beanspruchen. Zur weiteren Reduzierung der Datenmenge werden lediglich Photonen-Pakete berücksichtigt, deren Auftreffpunkte in einem gerasterten Feld von 81 x 81 1 m^2 großen Flächen liegen. Der Gitterabstand ist mit 15 m am Abstand der AIROBICC Stationen orientiert. Diese Gitter-Photonen-Pakete werden zur Simulation von AIROBICC Ereignissen verwendet [Hau96]. Zusätzlich zu den von CORSIKA v4.01 standardmäßig generierten und gespeicherten Photonen werden Pakete, die innerhalb von konzentrischen Ringen (10 m Abstand, 0.1 m Ringbreite) auftreffen, für detektorunabhängige Studien gespeichert. Für jedes dieser Pakete ist die Information über Höhe und Emissionswinkel, Energie und Teilchentyp des emittierenden Partikels verfügbar.

Isotherme Atmosphäre In der CORSIKA v4.01 Routine `CERENE` [Mar94] wird zur Berechnung der Dichte und damit des Brechungsindex[1] n der Atmosphäre eine isotherme Atmosphäre angenommen. Die Dichte fällt einfach exponentiell ab [Jel72].

Die einfache Annahme, daß die Atmosphäre eine konstante Temperatur hat und der Dichteverlauf sich durch *einen* exponentiellen Abfall beschreiben läßt, ist für die Berechnung von Čerenkovlicht aus simulierten Luftschauern nicht ausreichend, weil das isotherme Modell im Vergleich zu realistischeren Modellen (siehe Abbildung 3.1) die Dichte bis zu 28% unterschätzt.

Die Atmosphäre zeigt wechselnde Temperaturgradienten (siehe auch Bild 3.2). Eine einfache Parametrisierung der in Abbildung 3.2 skizzierten US-Standardatmosphäre [U.S76] berücksichtigt die Schichtung der Atmosphäre. Dynamische Effekte bedingt durch Jahreszeiten finden hierbei keine Berücksichtigung. Um quantitativ die jahreszeitlich bedingten Schwankungen im atmosphärischen Dichteverlauf abzuschätzen, sind in Abbildung 3.1 die Verhältnisse der Dichten in verschiedenen Jahreszeiten, wie sie von dem Modell MSISE 90 [Hed87] berechnet werden, aufgetragen. Die sich ergebenden Unterschiede sind kleiner als 3%. Zum Vergleich ist auch das Verhältnis der Dichte im isothermen Modell zu den Vorhersagen des MSISE 90 Modells aufgetragen. Hier ist offensichtlich, daß die Dichte und damit der Brechungsindex deutlich unterschätzt wird.

Vergleicht man für die US-Standardatmosphäre die Abstrahlungswinkel θ_c und erzeugte Zahl

[1] Der Brechungsindex der Atmosphäre:

$$n = c_0/c = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}} = \sqrt{(1+\chi_e)(1+\chi_m)} \approx 1 + 0.5\,(\chi_e + \chi_m) \equiv 1 + \eta\ \chi_i \ll 1$$

Die Suszeptibilitäten χ_i ($i \in \{e, m\}$) in einem dielektrischen Medium sind in guter Näherung proportional zur Dichte (Gleichung von Clausius und Mosotti)[Lin94], [Han83]

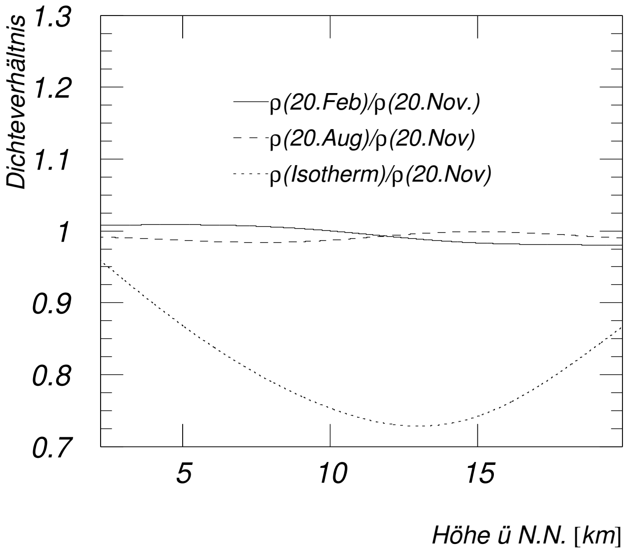


Abbildung 3.1: Das Verhältnis der nach MSISE 90 [Hed87] für den Standort La Palma berechneten Dichten der Atmosphäre von 2 bis 20 km im Februar und im August bezogen auf die Werte für den 20. November. Es sind Abweichungen bis maximal 3% zu beobachten. Zum Vergleich ist das Verhältnis der MSISE 90 Vorhersage für den 20. November zu der isothermen Dichte eingezeichnet.

an Photonen pro Weglänge[2] dN_{Phot}/dx

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \tag{3.1}$$

$$\frac{d^2 N_{Phot}}{dx \cdot d\lambda} = \frac{2\pi\alpha^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \tag{3.2}$$

mit der isothermen Atmosphäre, dann sieht man in den Abbildungen 3.1 und 3.3, daß die Dichte und damit der Brechungsindex im isothermen Modell *unterschätzt* wird. Damit ist der Abstrahlungswinkel θ_c aus Gleichung 3.1 und die Zahl der pro Wegstrecke abgestrahlten Photonen (Gleichung 3.2) in der isothermen Atmosphäre **kleiner** als in realistischen Modellen.

Die Abweichungen der Dichte und damit des Brechungsindex der isothermen Atmosphäre zu dem einfachen Modell der US-Standardatmosphäre von 1976 sind höhenabhängig. In 10 km Höhe betragen die Abweichungen in der Dichte und damit auch im Winkel etwa 30%, der Auftreffpunkt des Lichtes beim Detektor verschiebt sich um bis zu 12 m weg von der Schauerachse. Da sich das Schauermaximum in Abhängigkeit von der Energie pro Nukleon des Primärteilchens zwischen 2 und 10 km Höhe über Meeresniveau ausbildet, ist mit einem beträchtlichen Unterschied in der sich aus der Simulation ergebenden Lateralverteilung des Čerenkovlichtes zu rechnen.

Zusammenfassend ist die Simulation von Čerenkovlicht sensitiv auf den angenommenen Dichteverlauf der Atmosphäre. Ein isothermes Modell ergibt im Vergleich zu einer nach dem

[2]Die Lichtmenge wird hier zwischen 300 und 450 nm integriert, der Brechungsindex wird als unabhängig von der Wellenlänge angenommen.

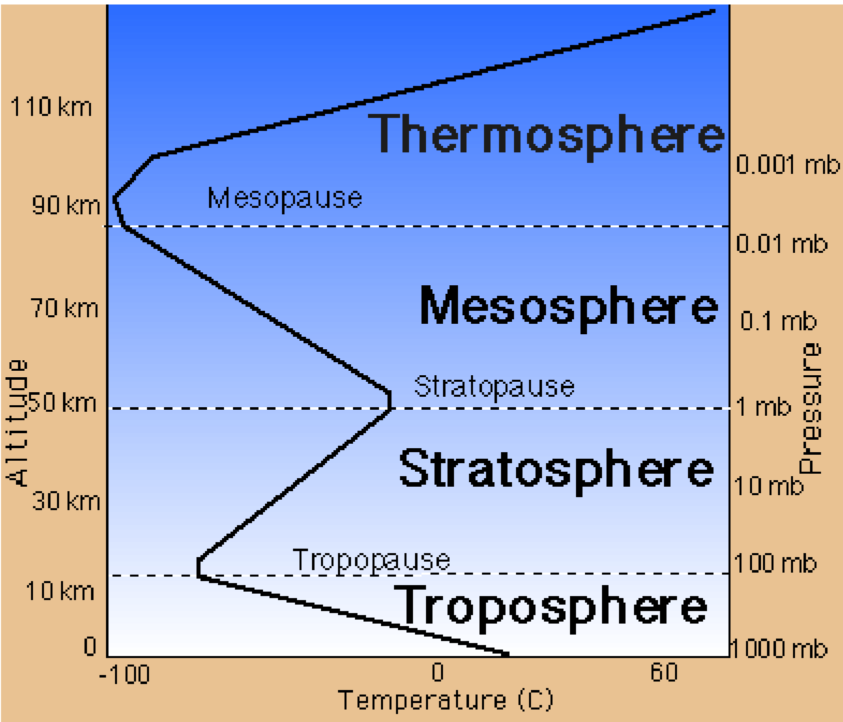


Abbildung 3.2: Der für die US-Standardatmosphäre angenommene Verlauf der Temperaturgradienten

US-Standard von 1976 parametrisiertem Dichteverlauf systematisch kleinere Abstrahlungswinkel ($\approx 30\%$) und weniger Photonen.

Es läßt sich vermuten, daß die Lateralverteilung des Čerenkovlichtes bei der Simulation eines Schauers in einer Atmosphäre mit den optischen Eigenschaften der US-Standardatmosphäre oder eines vergleichbaren Modells wegen der größeren Abstrahlungswinkel *flacher* ausfällt als für eine isotherme Atmosphäre.

Elektronen und Postitronen bewegen sich mit Vakuumlichtgeschwindigkeit Elektronen und Positronen mit Energien oberhalb der Schwelle zur Erzeugung von Čerenkovlicht werden von CORSIKA v4.01 als Teilchen mit Vakuumlichtgeschwindigkeit ($\beta \equiv 1$) behandelt. Um die Auswirkungen dieser Näherung für e^+e^- abzuschätzen, kann man eine elementare Rechnung anführen:

Die Gleichung $\cos(\theta_c) = 1/(\beta n)$ läßt sich für $n = 1 + \eta$ und $1 - \beta \equiv \kappa$ mit $\eta \ll 1$ und

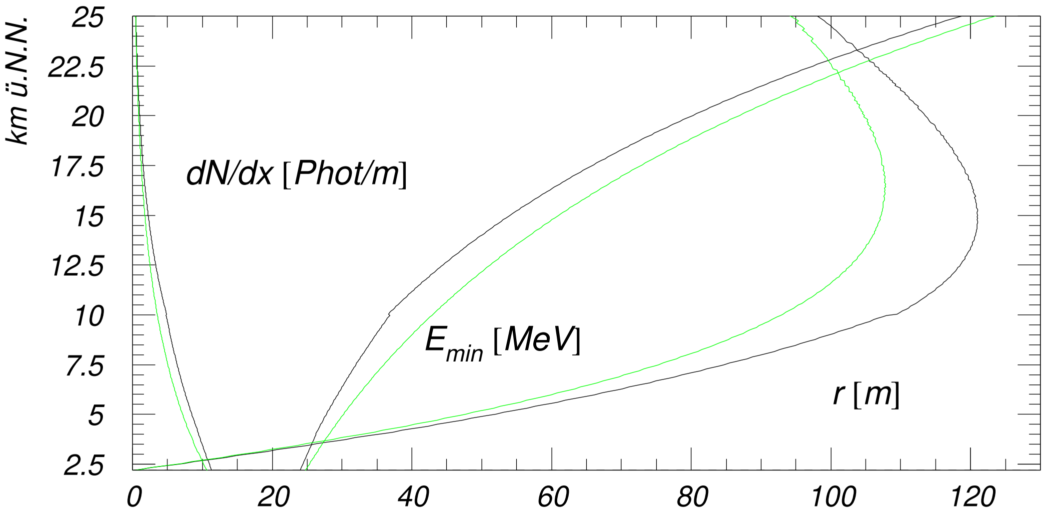


Abbildung 3.3: Direkter Vergleich von Energieschwelle E_{min}, Auftreffpunkt r des Čerenkovlichtes und abgestrahlte Photonen dN/dx (für ein Teilchen mit $\beta = 1$) in verschiedenen Atmosphären. Die dunkle Linie entspricht der US-Standardatmosphäre, die hellere Linie entspricht der isothermen Modellvorstellung. Die gestrichelte Linie gibt die Höhe des HEGRA Experimentes ü.N.N. an.

$\kappa \ll 1$ entwickeln:

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{(1+\eta)(1-\kappa)} \simeq \ (1-\eta)(1+\kappa) \simeq 1 - \eta + \kappa$$

Die Bedingung $cos(\theta_c) < 1 \Leftrightarrow \kappa < \eta \Rightarrow \beta_{min} = 1 - \eta$ entspricht einer Energieschwelle

$$E_{min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta_{min}^2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-(1-\eta)^2}} \simeq \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2\eta}} \tag{3.3}$$

Die Zahl der Photonen, die integral zwischen 300 und 450 nm emittiert werden, berechnet sich aus Gleichung 3.2:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{(1-\kappa)^2\,(1+\eta)^2}\right) \int\limits_{300nm}^{450nm} \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

$$\simeq \ const.(1-(1+2\kappa)(1-2\eta)) \simeq const.(2\eta - 2\kappa)$$

Quantitativ wird der Abstrahlungswinkel der Čerenkovphotonen in gleicher Weise durch die Dichte der Atmosphäre und der Energie der Elektronen[3] bestimmt. Eine Näherung, die von relativistischen Elektronen mit $\beta \simeq 1$ ausgeht, überschätzt den Emissionswinkel und die

[3] *Elektronen* sei im folgenden synonym zu *Positronen*

Zahl der Photonen; die Verwendung einer isothermen Atmosphäre bedingt den konkurrierenden Effekt.

Der Dichteverlauf der Atmosphäre betrifft jedoch *alle* Teilchen, während die Näherung, daß $\beta = 1$ ist, nur für Teilchen mit kleiner Energie unzureichend ist.

3.1.1 Die Čerenkov–Lichtemission identischer Schauer in Atmosphären mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften

Um quantitativ die Auswirkungen des Dichteverlaufs der Atmosphäre auf die laterale Čerenkovlichtdichte zu bestimmen, ist es nötig, Schauer zu simulieren.

Das verwendete Programm zur Simulation ausgedehnter Luftschauer (CORSIKA v4.01) beinhaltet in seiner ursprünglichen Fassung sämtliche oben erwähnte Näherungen. Um systematische Effekte aufgrund der oben angesprochenen Näherungen auf die Lateralverteilung des Čerenkovlichtes zu studieren, werden zwei Schauerbibliotheken benötigt.

Das Generieren von Schauern mit Čerenkovlichtemission ist sehr rechenintensiv[4]. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wäre es unmöglich gewesen, alle vorhandenen 6000 Schauer bis zu Energien von 10^{16} eV neu zu generieren.

Eine alternative Strategie beruht auf der *Reproduzierbarkeit* der *Teilchenkaskade*, die einen Vergleich und eine Korrektur der vorhandenen Schauer mit wenig Aufwand ermöglicht.

Um die systematischen Effekte der im vorigen Kapitel erwähnten Näherungen auf meßbare Größen zu untersuchen, ohne eine komplette Schauerbibliothek zu erstellen, werden Schauer mit identischer Teilchenkaskade generiert: Die Teilchenkaskade wird nach der M$^{\mathrm{te}}$-Carlo Methode ausgelost. Ist die Sequenz der hierfür verwendeten Zufallszahlen gleich, entsteht bei der Simulation auch ein identischer Schauer.

Das Programmpaket CORSIKA verwendet den Zufallszahlen-Generator `RMMAR` [MZ89], der mehrere unabhängige Sequenzen von Zufallszahlen mit einer Periode von 10^{43} generiert. Jede Sequenz wird mit einer natürlichen Zahl initiiert. Es werden drei Sequenzen für verschiedene Programmteile von CORSIKA initialisert:

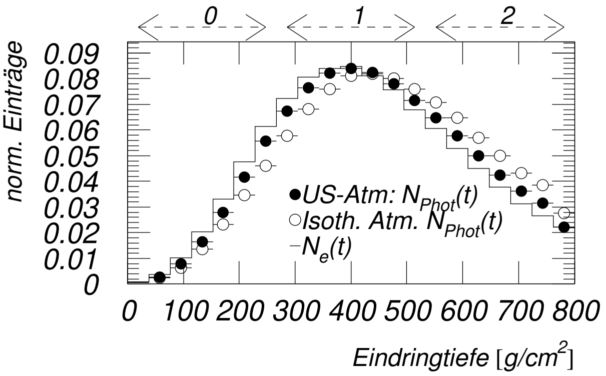
1. Hadronische Wechselwirkungen

2. Elektromagnetische Wechselwirkungen (EGS4 [Nel85])

3. Čerenkovlichtemission

Verwendet man dieselben Zahlen zum Initialisieren der Zufallszahlensequenzen, berechnet das Programm denselben Schauer. Hiermit bietet sich die Möglichkeit, in der von der Teilchenkaskade entkoppelten Čerenkovroutine einen anderen Verlauf der Dichte in der Atmosphäre zu implementieren oder die Näherung $\beta = 1$ fallenzulassen ohne die Simulation der hadronischen Wechselwirkungen oder der elektromagnetischen Kaskade in EGS 4 zu verändern. Dies funktioniert streng genommen nur mit der noch nicht angesprochenen Näherung, daß der Energieverlust durch Čerenkovlicht nicht in der Teilchenkaskade berücksichtigt wird. Es gilt jedoch $(dE/dx)_{\check{C}}/(dE/dx)_{Ion.} \leq 10^{-3}$, so daß diese Näherung gerechtfertigt ist.

[4]Die Rechenzeit für einen 1 PeV Proton induzierten Luftschauer auf einer HP 735 Workstation beträgt etwa 4 Stunden bei eingeschalteter Čerenkov- Option.



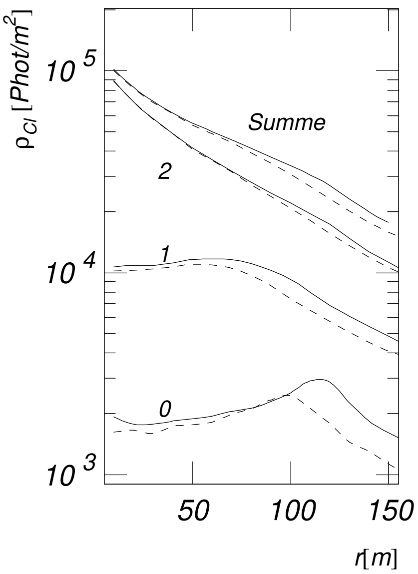


Abbildung 3.4: Im linken Bild ist das longitudinale Schauerprofil eines individuellen Schauers (300 TeV Eisen) gezeigt. Dem Histogramm unterlegt ist das longitudinale Schauerprofil der Čerenkovphotonen in den beiden verschiedenen Atmosphärenmodellen. Für drei Intervalle der Eindringtiefe ist die sich ergebende laterale Intensitätsverteilung der am Boden auftreffenden Čerenkov-Photonen im rechten Graphen dargestellt. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der US-Standard Atmosphäre, die gestrichelte Linie aus dem isothermen Modell.

Das Ergebnis der Methode identischer Schauer ist in Abbildung 3.4 exemplarisch für einen Schauer dargestellt. Im linken Bild ist das longitudinale Profil des Schauers als durchgezogene Linie eingetragen. Die longitudinale Entwicklung der Čerenkovphotonen unterscheidet sich für die beiden Atmosphären: In der US-Standardatmosphäre ist das Profil um etwa eine Strahlungslänge verschoben. Für die drei Abschnitte in der longitudinalen Entwicklung ist im rechten Bild vergleichend für die beiden Modelle der Atmosphäre die entsprechende laterale Entwicklung dargestellt: Deutlich ist die Verschiebung des Čerenkovringes um etwa 18 m für das erste Intervall zu erkennen. Die Überlagerung der drei Intervalle liefert eine etwa gleichbleibende Lichtdichte nahe am Schauerkern und eine Zunahme in der Lichtdichte um etwa 20% in 100m Entfernumg zum Kernort.

Das Licht nahe an der Schauerachse stammt aus der letzten Phase der Schauerentwicklung kurz über dem Detektor. Die Unterschiede der optischen Eigenschaften zwischen den beiden Modellen sind hier klein (siehe auch Abbildung 3.3). Die Lichtdichte in 90-100 m Entfernung stammt sowohl aus frühen als auch aus späten Phasen der longitudinalen Schauerentwicklung. Entsprechend empfindlich ist die simulierte (und auch die gemessene) Lichtmenge zwischen 90 und 100 m auf Veränderungen in der Atmosphäre: verändert sich der höhenabhängige Verlauf der Dichte in der Atmospäre, wird sich die Lichtmenge hier am deutlichsten ändern. Die in Gleichung 1.8 eingeführte exponentielle Abfallslänge r_l aus der Anpassung an die Ringphotonen verändert sich entsprechend: 69.9 m $\rightarrow$ 77.1 m. Der Unterschied zwischen der mit r_l =69.9 m und r_l =77.1 m rekonstruierten Distanz zum Schauermaximum ist 34 g/cm^2. Dies ist vergleichbar mit der Auflösung für die Rekonstruktion der Distanz zum Schauermaximum, die für alle Energien kleiner als 38 g/cm^2 ist (siehe auch Kapitel 5).

Die Änderung der Lateralverteilung bedingt ein *größeres* r_l. Um eine Korrektur der Schauerbibliothek vornehmen zu können, ist es nötig, diese Änderung zu parametrisieren. In Abbildung 3.5 sind die sich für die beiden Atmospären ergebenden Werte für r_l gegeneinander aufgetragen. Für Energien von 12 TeV bis zu mehreren PeV und für verschiedene Primärteilchen (H,He,O,Fe,γ) ergibt sich eine schmale Korrelation.

Eine Korrektur der vorhandenen Schauerbibliothek wird hiermit möglich. Zunächst läßt sich aus dem r_l ein korrigiertes $r_l{}^{korr.}$ beschaffen:

$$r_l \longmapsto r_l^{korr.}$$

Anschließend können die Photondichten in Abhängigkeit von ihrer Distanz zum Schauerkern korrigiert werden:

$$\begin{aligned} r \in [20, 100]m: & \qquad \rho_{Cl,korr.}(r) = \rho_{Cl}(r) \cdot f_{korr}(r) \\ r < 20m: & \qquad \rho_{Cl,korr.}(r) = \rho_{Cl}(r) \cdot f_{korr}(r = 20m) \\ r > 100m: & \qquad \rho_{Cl,korr.}(r) = \rho_{Cl}(r) \cdot f_{korr}(r = 100m) \\ f_{korr}(r) & \;:=\; \exp\left(-r\left(\frac{1}{r_l^{korr.}} - \frac{1}{r_l}\right)\right) \end{aligned}$$

Der Verlauf der Lateralverteilung ist damit für die Bereiche ausserhalb des Intervalls $20 \ldots 100m$ lediglich stetig fortgesetzt worden.

Mittels dieser Korrekturfunktion können die Gitterphotonen, die in der Detektorsimulation verwendet werden, ihrer Distanz zum Kernort entsprechend korrigiert werden.

3.1.2 Vergleich der Simulation mit Daten

Es soll überprüft werden, ob die für eine realistische Atmosphäre korrigierte Schauerbibliothek mit den Daten in Einklang steht. Weil die Lateralverteilung des Čerenkovlichtes von der longitudinalen Entwicklung des Luftschauers abhängig ist und damit insbesondere auch auf die chemische Komposition der primären Strahlung empfindlich ist, kann der Vergleich von Daten und M$^{\text{te}}$-Carlo nur sinnvoll sein, wenn die Zusammensetzung der Primärstrahlung bekannt ist. Bis zu Energien von 10^{14} eV wurde die Zusammensetzung der kosmische Strahlung von ballon- und satellitengestützten Experimenten vermessen. Die Ansprechschwelle des HEGRA Experimentes liegt deutlich darunter, so daß ein ausreichender Überlapp existiert, in dem Vergleiche zwischen Simulation und Daten möglich ist.

Zum Vergleich der mit CORSIKA v4.01 simulierten und nach dem oben beschriebenen Verfahren korrigierten Schauer mit Daten ist es nötig, die Eigenschaften des Detektor zu berücksichtigen. Es werden im folgenden die für die Simulation von AIROBICC wichtigen Einzelheiten (Ansprechschwelle der einzelnen AIROBICC Meßstationen, Absorption der Atmosphäre und eine endliche Auflösung der Detektoren) diskutiert. Für weitergehende Details zu der Detektorsimulation des HEGRA Experimentes sei auf [Hau96] und [Mar93] verwiesen.

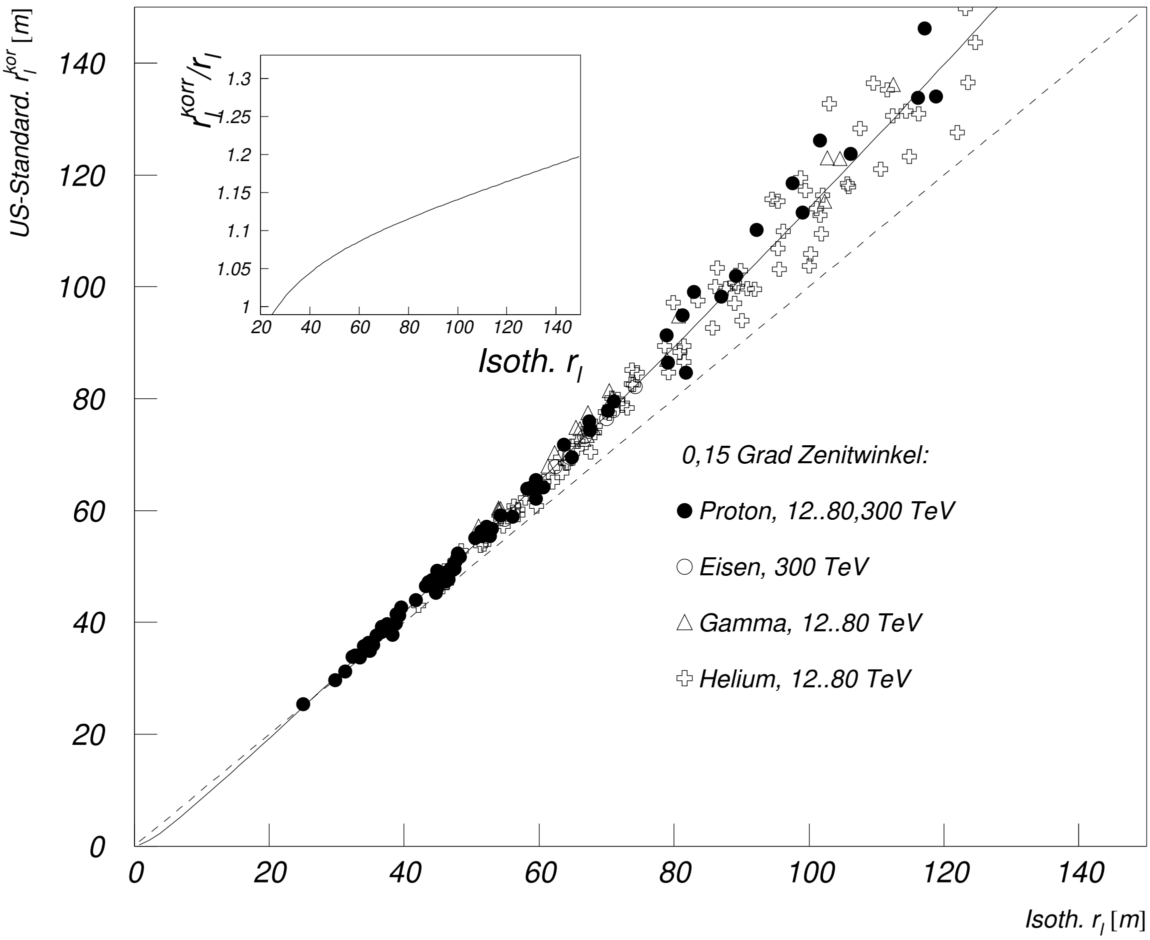


Abbildung 3.5: 208 Schauer sind als identische Schauer aber in der US-Standardatmosphäre neu generiert worden. Der Parameter für die Lateralverteilung des Čerenkovlichtes r_l für die ursprünglich in `CERENE` aus CORSIKA v4.01 implementierte isotherme Atmosphäre wird mit r_l für eine Parametrisierung der US-Standardatmosphäre verglichen. Die gestrichelte Linie verläuft entlang der Winkelhalbierenden, die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung an die Korrelation dar. Das Verhältnis der korrigierten zu unkorrigierten Lichtradien ist in dem kleinen Histogramm aufgetragen.

- **Ansprechschwelle der Detektoren:** Bedingt durch die Einstellung der elektronischen Komponenten in der Auslese, den endlichen Öffnungswinkel der AIROBICC Stationen, der Sensitivität der verwendeten SEV und des durch das Nachthimmelleuchten verursachten Untergrundes, haben die AIROBICC Detektoren eine untere Ansprechschwelle. Im Mittel spricht eine Meßstation bei 4000-5000 Photonen/m^2, das entspricht

60-80 Photoelektronen im SEV, an[5]. Dieses Ansprechverhalten wird bei der Detektorsimulation berücksichtigt.

- **Absorption:** Nach einer Parametrisierung der atmosphärischen Absorption nach [J.R83] unter Berücksichtigung der Temperaturschichtung, Rayleigh- und Aerosolstreuung sowie des Ansprechverhaltens einer S11 Photokathode mit Borosilikat Fenster ergibt sich für die Absorptionslänge $\Lambda(t[\mathrm{g/cm^2}])$, abhängig von der Eindringtiefe:

$$\Lambda(t) = 1385 - 0.3798 \cdot t - 0.000556 \frac{t^2}{\mathrm{g/cm^2}}$$

- **Genauigkeit der Messung:** Die Auflösung, mit der ein Detektor die Amplituden der Čerenkov- Lichtblitze mißt, ergibt sich aus dem Vergleich der gemessenen mit der aus der Anpassung an die Lateralverteilung stammenden Amplitude in den Daten. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Exponentialfunktion den wahren Verlauf der Lateralverteilung gut beschreibt. Aus der Verteilung der Abweichungen der von individuellen Meßstationen gemessenen Lichtmengen von der angepaßten Lateralverteilung läßt sich ein Fehler auf die Amplitudenmessung abschätzen[6]. Ursachen für die endliche Auflösung sind:

  - Elektronik für die Aufbereitung der Signale
  - Rauschen der SEV
  - Nachthimmelleuchten

  Aus den Verteilungen des mittleren relativen Fehlers (siehe auch Abbildung 4.6) in den Daten läßt sich der amplitudenunabhängige relative Fehler zu 15% bestimmen. In der Simulation wird die endliche Auflösung, die hauptsächlich auf die Elektronik zurückzuführen ist, berücksichtigt, indem den einzelnen Lichtdichten ein zufälliger gauss'sch verteilter Term hinzugefügt wird, der dem in den Daten gefundenen relativen Fehler in der Amplitudenmessung von 15% entspricht.

Die mit CORSIKA v4.01 simulierten Schauer werden spektral und einer gemischten chemischen Zusammensetzung entsprechend gewichtet [Wie84]. Anschließend werden diese Luftschauer mittels einer Simulation der Detektoren und der elektronischen Auslesekette (siehe [Hau96]) in HEGRA Ereignisse umgewandelt. Dabei wird der Kernort der Schauer mehrfach auf einem großen Detektorfeld (1215 x 1215 m^2) zufällig eingestreut, um auch das Ansprechverhalten des Detektors auf Schauer mit außerhalb des HEGRA-Feldes liegenden Kernorten zu simulieren. Die Zahl der benötigten Versuche, eine der in Kapitel 2 erwähnten Koinzidenzbedingungen zu erfüllen, wird bei der Wichtung des Schauers berücksichtigt. Es wird jeder

[5] In [Kra] finden sich mehrere unabhängige Methoden, um die Ansprechschwelle der Einzeldetektoren aus dem Vergleich von Daten und M$^{\mathrm{te}}$-Carlo Simulationen zu bestimmen.

[6] Da der hypothetisch falsche Meßpunkt mit in die Anpassung an die Lateralverteilung eingegangen ist, unterschätzt man den wahren Fehler dieser einzelnen Meßstation und überschätzt den Fehler aller anderen Stationen, weil die Anpassung durch den einzelnen falschen Meßpunkt systematisch verfälscht ist Der auf diese Weise abgeschätzte Fehler auf die Messung ist systematisch zu groß, weil selten mehr als eine Hütte systematisch verkehrt mißt.

Schauer maximal 20fach verwendet. Zur Rekonstruktion der simulierten Ereignisse wird dieselbe Programmkette wie für die Analyse der Daten benutzt.

Zum Vergleich der simulierten Ereignisse mit realen Daten, wird eine Selektion der Nächte nach Kriterien, die eine stabile Wetterlage, gute Transparenz der Atmosphäre und fehlerfreies Detektorverhalten gewährleisten, vorgenommen [Hor97]; zur Erläuterung der verwendeten Parameter finden sich im Anhang B die wichtigsten Größen aufgeführt.

- relativer Anteil an 6fach Koinzidenzen der AIROBICC-Stationen an die Gesamtzahl der aufgezeichneten Ereignissen $\geq 80\%$.
- Median der mit AIROBICC rekonstruierten Zenitwinkel $\in [20°; 22°]$.
- Verhältnis $\log(L90)/\log(\mathrm{N}_e) \in [0.6; 1.0]$

Die gewählten Kriterien sollen stabile Detektoreigenschaften garantieren. Das letzte Kriterium nutzt aus, daß Wolken, Dunst und andere denkbare Störungen in der Atmosphäre einerseits die Entwicklung der Teilchenkaskade nicht beeinflussen, andererseits das Čerenkovlicht durch Veränderungen in der Transparenz erheblich beeinträchtigt wird.

Die in dieser Weise selektierten Nächte sind auch die Datenbasis der in Kapitel 6 beschriebenen Analyse der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung.

Um aus den realen Ereignissen diejenigen auszuwählen, die zum Vergleich mit den simulierten Ereignissen geeignet sind, werden einige Schnitte benötigt:

- Lateralanpassung für AIROBICC erfolgreich, (r_l und Richtung rekonstruiert)
- Zenitwinkel $\theta \leq 20°$
- $\|x_{Kern}, y_{Kern}\|_{max} \leq 80$ m
- $r_P \leq 70$ m
- s$\in [0.2, 1.7]$
- Zahl der angesprochenen AIROBICC Stationen ≥ 6

Die Bedingungen selektieren alle rekonstruierbaren Ereignisse, deren Energie oberhalb der Ansprechschwelle der AIROBICC Stationen liegen und deren Lateralanpassungen gelungen sind. Der Schnitt in der r_P und $\|x_{Kern}, y_{Kern}\|_{max}$Verteilung dient dazu, gut rekonstruierte Kernorte zu gewährleisten [Dom96]. Damit wird verhindert, daß aufgrund fehlrekonstruierter Kernorte die Anpassung der Lichtradien in der Simulation anders ausfällt als in den Daten, weil die an die simulierte Lateralverteilung angebrachte Korrektur nur zwischen 20 und $100m$ Kernortabstand Gültigkeit besitzt. Außerhalb dieses Bereiches ist die Korrektur extrapoliert.

Das in Abbildung 3.1.2 gezeigte Ergebnis des Vergleichs der Verteilungen aus Daten und M$^{\mathrm{te}}$-Carlo Carlo ist in zufriedenstellender Übereinstimmung. Die relativen Abweichungen des Mittelwertes und der Breite sind kleiner als 7%.

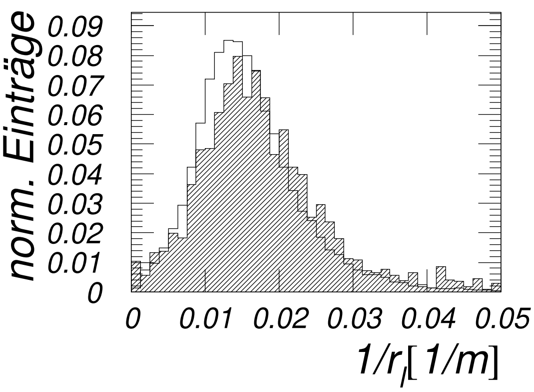


Abbildung 3.6: Vergleich der Häufigkeitsverteilungen von $1/r_l$ aus der korrigierten Simulation mit Daten. Die simulierten Schauer sind schraffiert eingezeichnet.

Kapitel 4

Messung der lateralen Čerenkovlichtdichte

Die Messung der lateralen Lichtdichte des von ausgedehnten Luftschauern erzeugten Čerenkovlichtes liefert wichtige Informationen über die longitudinale Entwicklung des Schauers. Insbesondere kann direkt aus der exponentiellen Abfallslänge r_l auf die Distanz zum Schauermaximum geschlossen werden (siehe auch Kapitel 5).

In diesem Kapitel wird der Einfluß einer bislang ungenau vermessenen Kennlinie des nichtlinearen Vorverstärkers–I auf die Messung der Lichtdichte diskutiert und das Ergebnis einer vergleichenden Messsung des Vorverstärkers–I mit dem seit August 1995 eingebauten Vorverstärker–II präsentiert. Detaillierte Informationen zu den Vorverstärkern finden sich im Anhang A.

4.1 Einfluß des nichtlinearen Vorverstärkers–I auf die Messung der lateralen Čerenkovlichtdichte

Die Vorverstärker–I in der AIROBICC Meßkette (siehe auch Abbildung 2.3) sind im Sommer 1995 gegen ein anderes Modell (Vorverstärker–II) ausgetauscht worden[1]. Der Austausch brachte eine Änderung der $1/r_l$–Verteilung mit sich; der Mittelwert und die quadratischen Abweichung der rekonstruierten $1/r_l$-Verteilung nach der Umstellung ist um etwa 18% zu *kleineren* Werten verschoben (siehe Abbildung 4.1): die Schauer werden mit den Amplituden des linearen Vorverstärkers *flacher* rekonstruiert als mit den Amplituden des nicht-linearen Modells. Die Amplituden des nicht-linearen Vorverstärkers sind mit einer ungenau vermessenen Kennlinie korrigiert worden.

In den folgenden Abschnitten wird eine vergleichende Messung der beiden Vorverstärkertypen beschrieben und der Einfluß der vormals ungenau vermessenen Kennlinie des Vorverstärkers–I auf die Rekonstruktion von r_l bestimmt.

[1] Technische Details der beiden Vorverstärkertypen finden sich im Anhang A.

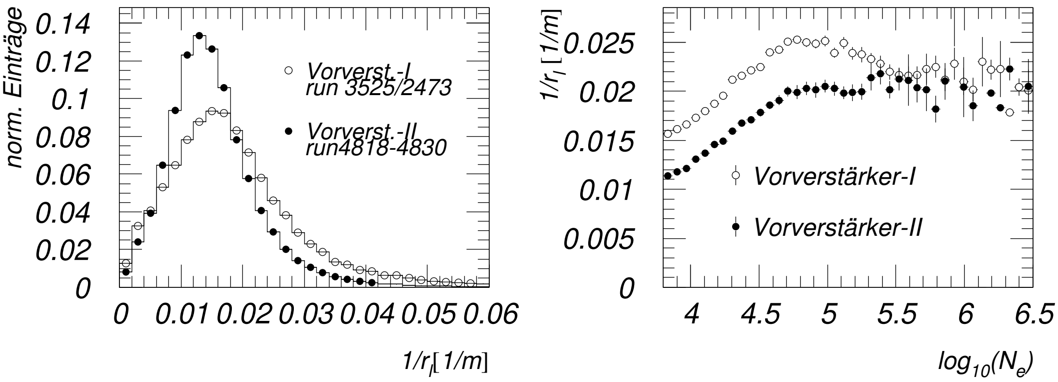


Abbildung 4.1: Vergleich der r_l-Verteilung für Vorverstärker–I und II. In der rechten Abbildung sind die Mittelwerte der $1/r_l$ Verteilung in Intervallen der Schauergröße N_e aufgetragen.

Es wird gezeigt, daß frühe Labormessungen eine für kleine Eingangsamplituden ungenaue Kennlinie ergeben haben, die bewirkt, daß bei der Kalibrierung und Rekonstruktion kleine Amplituden unterschätzt worden sind (um bis zu 50 %) und daß damit die Lateralverteilung systematisch zu *steil* rekonstruiert worden ist. Jüngste Labormessungen haben die für kleine Amplituden zunehmende Nichtlinearität des Vorverstärkers–I unabhängig von dieser Untersuchung bestätigt [PG97].

Die erneute Rekontruktion von Daten unter Berücksichtigung der korrekten Kennlinie ergeben eine sehr gute Übereinstimmung der r_l-Verteilungen im Vergleich zu Daten, die mit dem linearen Vorverstärker–II aufgenommen wurden. Zudem ist eine signifikante Verbesserung der Verteilung der mittleren Meßfehler zu beobachten, wenn man die Amplituden der Nichtlinearität entsprechend korrigiert.

4.1.1 Vergleichende Messung des Vorverstärkers–I und II

Der in Abbildung 4.2 skizzierte Aufbau mißt vergleichend die Ausgangsamplituden der beiden Vorverstärker. Das vom SEV erzeugte Signal wird von einem Signalteiler kapazitiv in die beiden Vorverstärker eingekoppelt. Die verschieden vorverstärkten Signale werden anschließend jeweils durch die in Abbildung 2.3 gezeigte Kette zur Datennahme aufbereitet. Ein jedes Ereignis, das koinzident aufgezeichnet wurde, liefert 6 digitalisierte Größen für *eine* Hütte:

Signal einfach vorverstärkt:	ADC(I)	ADC(II)
Signal zweifach vorverstärkt:	ADC(I+II)	ADC(II+II)
Zeitinformation:	TDC(I)	TDC(II)

Die römischen Ziffern in den Klammern deuten an, welche Vorverstärker das Signal verstärkt haben. Insgesamt wurden 22000 Ereignisse dieser Art aufgezeichnet und ausgewertet. Die Amplituden sind in ADC Kanälen relativ zum Nullpunkt des Sockelrauschens der gesamten Meß- und Datennahmekette gegeben[2].

[2]Während des in Kapitel 2 erwähnten Kalibrationszyklus werden das Linear Gate (siehe Abbildung 2.3) für kurze Zeit geöffnet und die dem Nullpunkts-Rauschen entsprechenden ADC Werte aufgezeichnet. Aus dem

Um die beiden Vorverstärker-Kennlinien zu vergleichen, ist in Abbildung 4.3 das Signal ADC(I+II) gegen ADC(II+II) aufgetragen. Da der Vorverstärker–II sich linear verhält, kann diese Kurve als Kennlinie des Vorverstärkers–I interpretiert werden. Eine Anpassung einer Funktion $y = a \cdot x^\alpha$ liefert $\alpha = 1.43$, wenn man zwischen 30 und 250 ADC(II+II) Kanälen anpaßt. Die untere Grenze der Anpassung ist deutlich größer 0 gewählt, um auszuschließen, daß Unsicherheiten in der Bestimmung des Sockelrauschens eingehen. Die obere Grenze ist so gewählt, weil oberhalb von etwa 280 ADC(II+II) Kanälen eine Anpassung mit $\alpha = 1.16$ angebrachter ist. Diese Kurve kann als Kennlinie des Vorverstärkers–I interpretiert werden, wenn die Annahme, daß sich der Vorverstärker–II linear verhält, richtig ist.

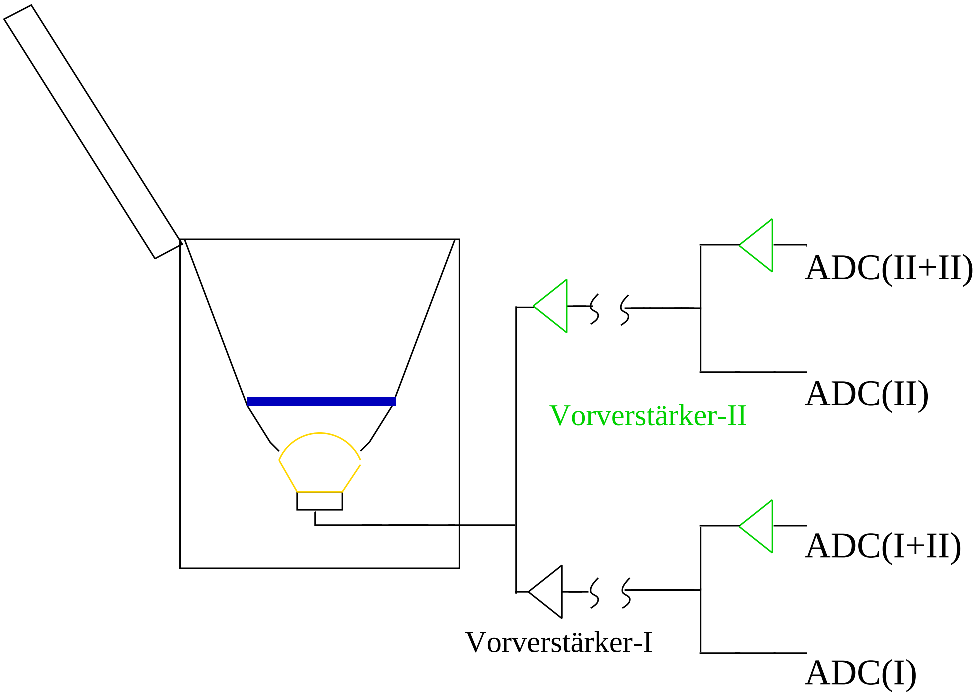


Abbildung 4.2: Skizze des Aufbaus zur Messung der Kennlinie *in situ*

4.1.2 Vergleich der Vorverstärker–I und Vorverstärker–II Daten

Nachdem die Kennlinie der Vorverstärker–I für kleine Amplituden genau bekannt ist, kann die Nichtlinearität besser korrigiert werden. Um die Auswirkungen auf die rekonstruierten r_l Werte zu bestimmen, werden die Daten zweier Nächte (Run 2473 und 3525) vor dem Vorverstärkertausch zweimal rekonstruiert:

Mittelwert der Amplituden berechnet sich das Sockelrauschen, das als Nullpunkt für die Signalamplituden dient

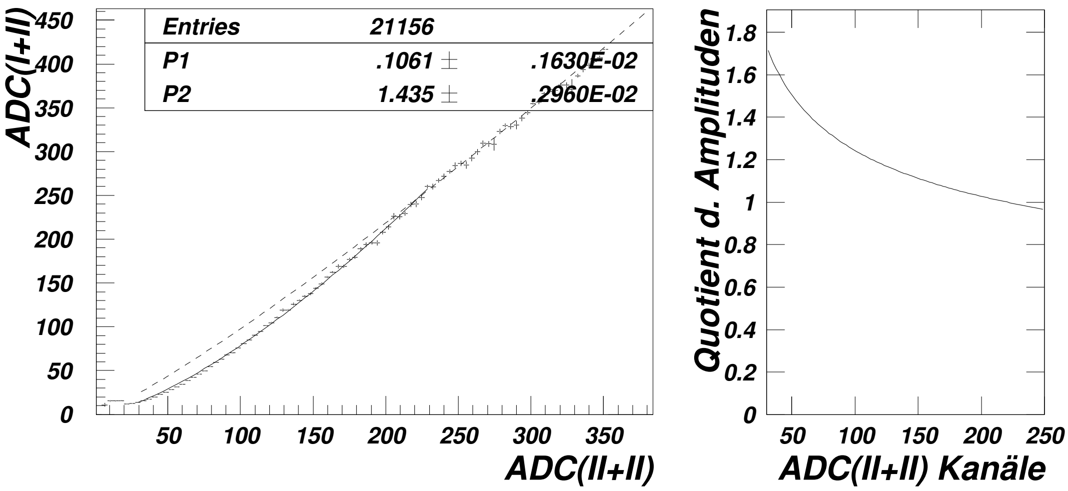


Abbildung 4.3: Aufgetragen sind die Mittelwerte der ADC(I+II) Amplituden gegen die Amplituden ADC(II+II). Eine Anpassung im Bereich von 30 bis 250 ADC(II+II) Kanälen liefert ADC(I+II) $= (0.105 \pm 0.002) \cdot$ ADC(II+II)$^{(1.436 \pm 0.003)}$. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf der direkt gemessenen Kennlinie mit 1.16 als Potenz an. Die rechte Abbildung zeigt das Verhältnis der Kennlinien ($\propto x^{-0.27}$) über ADC(II+II).

1. Mit der bislang verwendeten Korrektur auf die nichtlineare Kennlinie: $\alpha = 1.16$.
2. Mit der hier ermittelten Korrektur auf die nichtlineare Kennlinie: $\alpha = 1.43$.

Um den Vergleich mit den Vorverstärker–II Daten zu emöglichen, ist dem Graphen 4.4 die Verteilung aus einer Nacht nach dem Vorverstärkertausch hinzugefügt. Es ist deutlich zu erkennen, daß sowohl die integrale als auch die über Intervalle der Schauergröße N_e aufgetragene Verteilung der Lichtradien in sehr guter Übereinstimmung miteinander sind, wenn die erneut gemessene Kennlinie zur Korrektur der Nichtlinearität des Vorverstärkers–I verwendet wird. Die in Abbildung 4.1 gezeigte Diskrepanz der Verteilung der Lichtradien ist also auf ungenaue Kenntnis der Nichtlinearität des Vorverstärkers–I zurückzuführen. Das Verhältnis der Lichtmenge bei 90 m zu der Teilchenzahl ist nach der Korrektur mit $\alpha = 1.43$ konstant.

Betrachtet man die Verteilung des mittleren Meßfehlers vergleichend für die Kennlinienkorrekur $\alpha = 1.16$ und $\alpha = 1.43$, dann zeigt Abbildung 4.6, daß sich der Mittelwert der Verteilung bei der Rekonstruktion der gleichen Ereignisse zu kleineren Werten verschoben hat. Die gute Übereinstimmung mit der Verteilung der mittleren Meßfehler aus Anpassungen mit Amplituden der Vorverstärker–II deutet darauf hin, daß die Anpassungen durch die verkehrte Kennlinie ‚verschlechtert' wird.

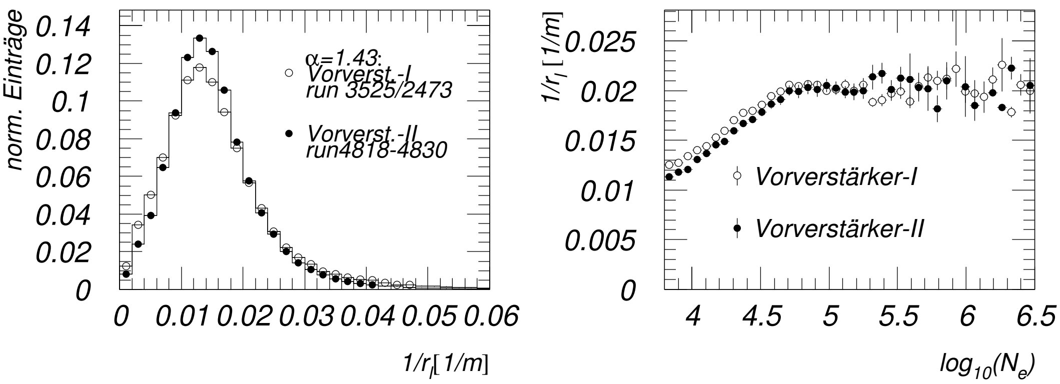


Abbildung 4.4: Vergleich der r_l-Verteilung für Vorverstärker–I und II (mit Korrektur der Nichtlinearität bei kleinen Amplituden)

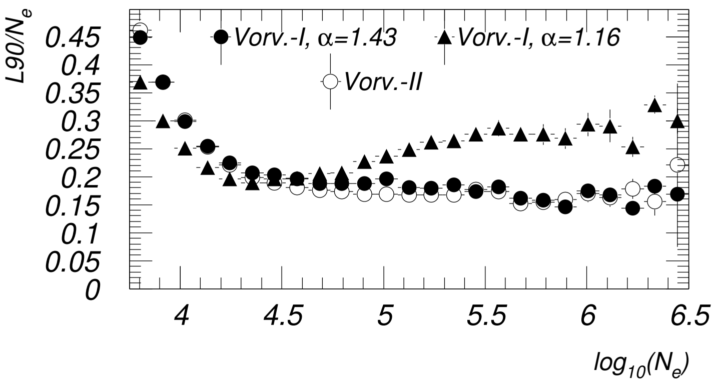


Abbildung 4.5: Der Quotient aus Lichtmenge in 90 m Kernortentfernung ($L90$) und Teilchenzahl N_e für Vorverstärker–I und Vorverstärker–II. Die Korrektur mit $\alpha = 1.43$ ergibt ein konstantes Licht- zu Teilchenverhältnis, das gut mit dem Vorverstärker–II übereinstimmt.

Zusammenfassend sind die Unterschiede in den mit den verschiedenen Vorverstärkern gemessenen Lateralverteilungen des Čerenkovlichtes auf die ungenaue Kenntnis der Kennlinie des nichtlinearen Vorverstärkers–I zurückzuführen.

Der genaue Verlauf der Kennlinie für kleine Amplituden wurde anhand einer Testmessung bestimmt. Das Ergebnis ist in Labormessungen unabhängig von dieser Untersuchung bestätigt worden [PG97]. Die Verwendung dieser Kennlinie bei der Rekonstruktion von Daten liefert

1. flachere Lateralverteilungen $\Rightarrow$ größere Lichtradien

2. kleinere mittlere Meßfehler

3. konstantes Licht– zu Teilchenverhältnis

Die so gewonnenen Verteilungen der Lichtradien stimmen sehr gut mit den entsprechenden Verteilungen der mit dem Vorverstärker–II genommenen Daten überein.

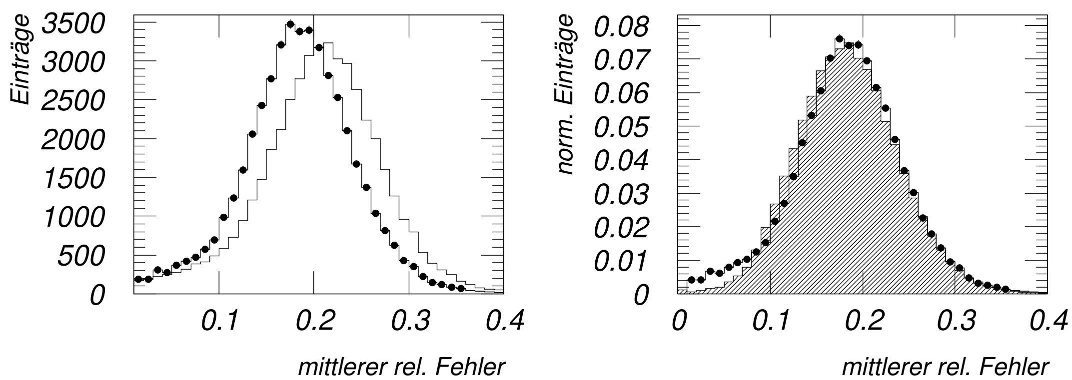


Abbildung 4.6: Vergleich der Verteilung der mittleren Fehler an der Amplitudenmessung für Vorverstärker–I: linkes Histogramm für eine Kennlinie mit $\alpha = 1.43$ (ausgefüllte Kreise) und $\alpha = 1.16$. Die rechte Abbildung zeigt nochmals die Verteilung für $\alpha = 1.43$ und als schraffiertes Histogramm unterlegt die Verteilung der mittleren relativen Fehler für den Vorverstärker–II. Die Verteilungen sind in sehr guter Übereinstimmung.

Kapitel 5

Energie- und Massenbestimmung aus N_e,L_{20-100} und r_l

Die im folgenden beschriebene allgemeine Methode zur Rekonstruktion der Primärenergie und-masse von Teilchen der geladenen kosmischen Strahlung wird ausführlich in [Lin97] beschrieben. Informationen der Szintillatoren und der AIROBICC Stationen werden verwendet, um die Höhe des Schauermaximums und die Energie E_0 des Primärteilchens unabhängig von der Masse zu bestimmen.

Mit der exponentiellen Abfallslänge der lateralen Čerenkovlichtdichte r_l kann auf die Distanz zum Schauermaximum geschlossen werden. Zusammen mit dem Zenitwinkel und der Schichtdicke der Atmosphäre erhält man die Eindringtiefe t_{max} bis zum Schauermaximum mit einer Auflösung von etwa 35g/cm^2 (Kapitel 5.2). Dabei ist die Meßgenauigkeit bedingt durch die endliche Detektorauflösung in der Simulation berücksichtigt worden. Aus der Eindringtiefe t_{max} bis zum Erreichen des Schauermaximums kann $\log_{10}(E_0/A)$ aus der Relation 1.6 bestimmt werden.

Aus der Zahl der gemessenen Teilchen N_e oder der integralen Lichtmenge zwischen 20 und 100 m Abstand zum Kernort

$$\begin{aligned} L_{20-100} &:= 2\pi \cdot \int_{20}^{100} \rho_{Cl}(r) \cdot r \cdot dr \\ \rho_{Cl}(r) &= \rho_0 \cdot \exp(-r/r_l) \end{aligned}$$

kann jeweils die Primärenergie E_0 aus der Messung der elektromagnetischen Komponente des Luftschauers rekonstruiert werden (Kapitel 5.3). Bei diesem Ansatz sind keine Annahmen zu der Primärmasse oder des Energiespektrums der kosmischen Strahlung notwendig. Die so erzielte relative Auflösung der rekonstruierten Energie ist für Primärenergien oberhalb von 10^{15} eV besser als 25 %.

Mit $\log_{10}(E_0/A)$ aus t_{max} (siehe Gleichung 1.6) und E_0 kann trivial auf $\log_{10}(A)$ geschlossen werden, wobei $\log_{10}(A)$ bedingt durch Fluktuationen in de Schauerentwicklung nur ein schwaches Maß für die Primärmasse ist. In Kapitel 5.5 wird gezeigt, daß die Fluktuationen in der Schauerentwicklung die Auflösung der rekonstruierten Nukleonzahl dominieren.

Bevor die Rekonstruktion der Eindringtiefe und der Primärenergie in den Abschnitten 5.2 und 5.3 anhand von simulierten Luftschauern parametrisiert und getestet wird, soll in dem folgenden Abschnitt die Methode und ihre physikalische Grundlage (Energie- und massensensitive Observablen ausgedehnter Luftschauer) kurz beschrieben werden.

5.1 Energie-und massensensitive Observablen

Energiesensitive Observablen eines Schauers: Um die Energie des Primärteilchens aus der Beobachtung des von diesem Teilchen ausgelösten Luftschauers zu bestimmen, bietet sich die Möglichkeit, verschiedene Komponenten des Schauers zu vermessen:

- **hadronische Komponente**
- **myonische Komponente**
- **elektromagnetische Komponente**

Der hier verwendete Ansatz beruht auf der Messung der elektromagnetischen Komponente durch den Nachweis geladener Teilchen mit Szintillations-Zählern und des während der Schauerentwicklung in der Atmosphäre abgegebenen Čerenkovlichtes in offenen Čerenkovlichtdetektoren.

Das Feld der Szintillations-Zähler zeichnet die Zahl der geladenen Teilchen und der Photonen oberhalb 6 MeV zu einer festen Phase der Schauerentwicklung auf. Der aus der Anpassung der NKG Funktion (Gleichung 1.7 und Abbildung B.1 stammende Parameter s liefert zwar prinzipiell Informationen zu der longitudinalen Entwicklung der Teilchenkaskade, jedoch ist die experimentell erreichbare Auflösung bedingt durch die kleine Abdeckung der Fläche mit Szintillatoren (1% der Gesamtfläche) nicht ausreichend, um mit s die Höhe des Schauermaximums genau zu bestimmen. Erschwerend kommt hinzu, daß bei Energien unterhalb von $10^{15}eV$ die Korrelation von s und der Höhe des Schauermaximums abhängig vom Teilchentyp ist. Die Messung der lateralen Čerenkovlichtdichte ist hier deutlich überlegen (siehe hierzu auch Abschnitt 5.2). Aus N_e läßt sich gemeinsam mit r_l die Zahl der Teilchen im Schauermaximum $N_{e\,max}$ rekonstruieren (siehe Abschnitt 5.3 und Abbildung 5.6). Mit $N_{e\,max}$ kann auf die Energie der elektromagnetischen Komponente E_{em} geschlossen werden.

Im Gegensatz zu der Bestimmung der Teilchenzahl, die eine Momentaufnahme der longitudinalen Schauerentwicklung zu einer festen Phase liefert, enthält das am Boden auftreffenden Čerenkovlicht Informationen aus der gesamten longitudinalen Schauerentwicklung. Die Atmosphäre verhält sich wie ein ganzaktives Kalorimeter. Die Lichtmenge ist ebenso wie $N_{e\,max}$ proportional zu E_{em}, der Energie der elektromagnetischen Komponente[1].

Zusammmenfassend läßt sich die Energie der elektromagnetischen Komponente sowohl aus N_e als auch der Lichtmenge bestimmen:

- N_e und Höhe des Schauermaximums $\Rightarrow$ N_e im Schauermaximum $N_{e\,max} \propto E_{em}$

[1]Prinzipiell geben auch Hadronen und Myonen Čerenkovlicht ab, aber aufgrund der höheren Energieschwelle für zum Beispiel Myonen (siehe Gleichung 3.3) $E^{\mu}_{min} = m_{\mu}/m_e \cdot E^{e}_{min} \approx 207 \cdot E^{e}_{min} = 9.3GeV$ und der vergleichsweise kleinen Zahl an Hadronen und Myonen stammen etwa 98% der Čerenkovphotonen von Elektronen.

- Integrale Čerenkovlichtmenge des Schauers $\propto E_{em}$

Um von der elektromagnetischen Energie E_{em} auf die Gesamtenergie (inklusive des hadronischen, myonischen und des Anteils, der in Form von Neutrinos der Messung entgeht) zu schließen, läßt sich eine Korrektur anbringen, die von E_0/A abhängt (für Details siehe auch [Gab94]).

Einfluß der Nukleonzahl auf die longitudinale Schauerentwicklung: Vergleicht man zwei Ensembles von Luftschauern gleicher Energie E_0 aber verschiedener Primärmassen, so ergeben sich Unterschiede in den Breiten und in den Mittelwerten der Verteilung der Eindringtiefen bis zum Schauermaximum (siehe auch Kapitel 1.4):

Sowohl die mittlere Eindringtiefe als auch die Fluktuationen um die mittlere Eindringtiefe sind bei schweren Kernen *kleiner* als bei leichten Kernen gleicher Energie. In Abbildung 5.1 sind die mittleren Eindringtiefen für sechs diskrete Energien und für proton-und eiseninduzierte Schauer als gefüllte Kreise (Protonen) beziehungsweise offene Dreiecke (Eisenkerne) gegen $\log_{10}(E_0/\mathrm{TeV})$ eingetragen.

Eine Anpassung an die mittleren Eindringtiefen liefert eine Beziehung der Form:

$$t_{max} = t_0 + t_1 \cdot \log_{10}\left(\frac{E_0}{A} \cdot \mathrm{TeV}^{-1}\right) \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned} t_0 &: t_{max}(E_0/A = 1\,\mathrm{TeV}) \\ t_1 &: \text{Elongationsrate der Schauerentwicklung} \\ E_0 &: \text{Energie des Primärteilchens} \\ A &: \text{Nukleonzahl} \end{aligned}$$

Die in Abbildung 5.1 eingetragenen mittleren Eindringtiefen sind das Ergebnis von Simulationen mit CORSIKA v4.01, wobei folgende Wechselwirkungsmodelle und Optionen verwendet wurden:

- HDPM [Cap92] als Wechselwirkungsmodell für hadronische Wechselwirkungen mit Schwerpunktsenergien $> 10 GeV$.
- Isobaren-Modell [Gri79] für die niederenergetischen hadronischen Wechselwirkungen.
- EGS 4 [Nel85] für elektromagnetische Wechselwirkungen.
- Totale Fragmentation des Kernes in unabhängige Nukleonen nach der ersten Wechselwirkung.

Um den Vergleich mit anderen hadronischen Wechselwirkungsmodellen zu ermöglichen, sind in der Abbildung 5.1 die Ergebnisse aus [KDG96] zu der longitudinalen Entwicklung von Luftschauern, wie sie sich für verschiedene Wechselwirkungsmodelle ergeben, eingezeichnet.

Gelingt es also, die Eindringtiefe und die Energie der Luftschauer zu bestimmen, so sind sowohl die Breite als auch der Mittelwert der Verteilung der Eindringtiefen für eine feste Energie sensitiv auf die chemische Zusammensetzung.

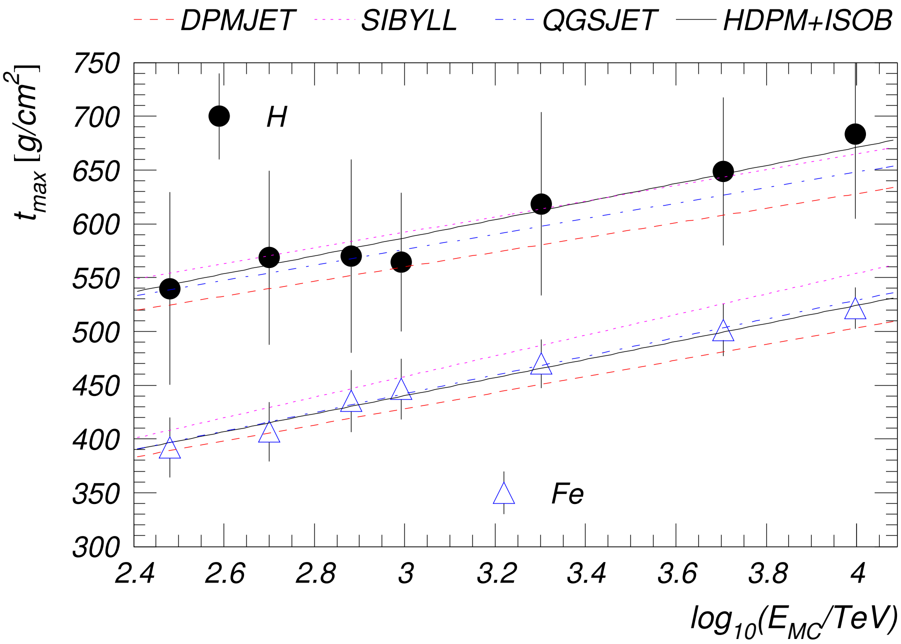


Abbildung 5.1: Aufgetragen ist die mittlere Eindringtiefe t_{max} für Protonen und Eisen-Kerne über den dekadischen Logarithmus der Energie des Primärteilchens $\log_{10}(E_0)$. Die Fehlerbalken deuten die mittlere quadratische Schwankung der entsprechenden Verteilungen an. Die verschiedenen Linien zeigen die modellabhängigen Unterschiede der Eindringtiefe [JDH+97]

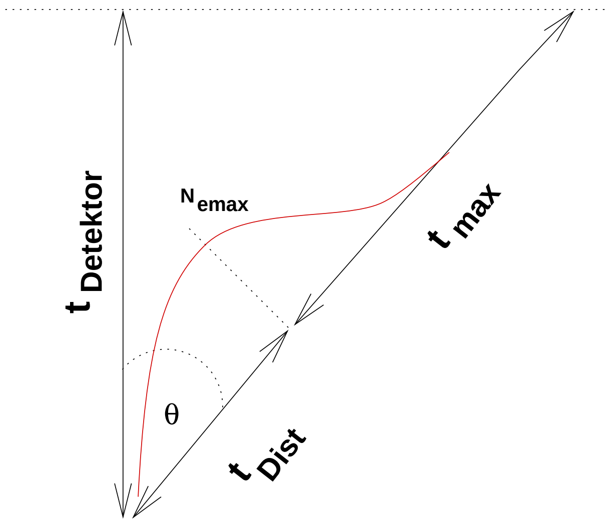


Abbildung 5.2: Zur Veranschaulichung der verwendeten Begriffe Distanz und Eindringtiefe. $t_{Detektor}$ ist die Schichtdicke der Atmosphäre.

5.2 Rekonstruktion der Eindringtiefe

Aus der lateralen Verteilung des Čerenkovlichtes läßt sich auf die Distanz t_{Dist} zum Schauermaximum schließen [J.R83]. Der Zusammenhang zwischen Distanz t_{Dist} und Eindringtiefe t_{max} ist in Abbildung 5.2 verdeutlicht. Die Distanz läßt sich unabhängig von der Masse des Teilchens rekonstruieren. Zusammen mit der Schichtdicke der Atmosphäre und dem Zenitwinkel läßt sich die Eindringtiefe bis zum Erreichen des Schauermaximums bestimmen.

Der Unterschied in der Lateralverteilung eines sich spät und eines sich früh entwickelnden Schauers ist in Abbildung 5.3 illustriert:

In den beiden Abbildungen sind jeweils die Lateralverteilungen aller aus einer Strahlungslänge der Schauerentwicklung stammender Čerenkovphotonen und deren Summe aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist der direkte Zusammenhang von Emissionshöhe und resultierender Lateralverteilung am Boden. In den frühen Phasen der Schauerentwicklung ist der Čerenkovlicht-Ring eindeutig auszumachen. Mit zunehmender Schauerentwicklung wird dieser Ring durch Coulomb-Vielfachstreuung ausgewaschen. Das Licht nahe beim Schauerkern stammt ausschließlich aus der *späten* Schauerentwicklung.

Spät entwickelnde Schauer emittieren einen Großteil des gesamten Čerenkovlichtes nahe am Kernort und erzeugen eine *steile* Lateralverteilung. Schauer mit frühen Maxima hingegen geben das meiste ihres Lichtes entsprechend in größeren Höhen ab, so daß das Licht in großer Entfernung zum Kernort auftrifft: die Lateralverteilung ist *flach*.

Trägt man die Distanz zum Schauermaximum für Schauer kleiner Zenitwinkel (bis 15°) gegen den inversen Lichtradius auf, erhält man einen linearen Zusammenhang (siehe Abbildung 5.4), der gleichermaßen für alle simulierten Teilchentypen und Energien gültig ist.

Die so gefundene Korrelation für die Distanz zum Schauermaximum ergibt sich zu (die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler):

$$t_{Dist} = \frac{t_{Detektor}}{\cos\theta} - t_{max} = (677.8 \pm 22.6)\frac{g}{cm^2} - (20881.5 \pm 1191.8) \cdot \frac{1}{r_l} \cdot m \cdot \frac{g}{cm^2} \tag{5.2}$$

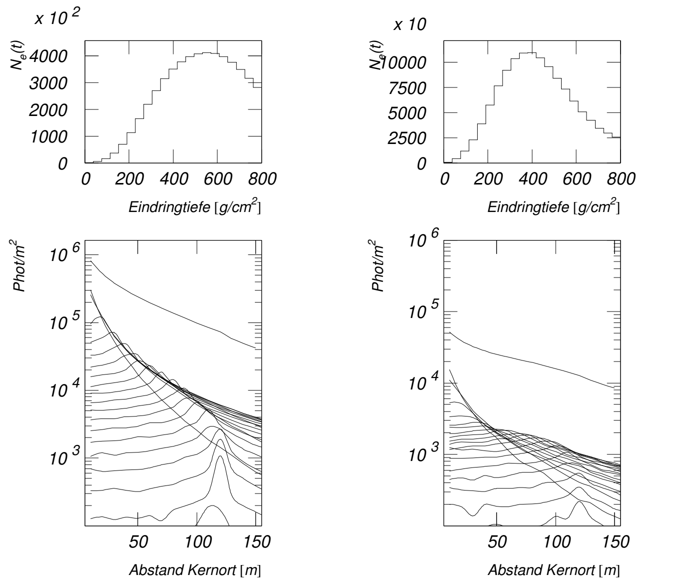
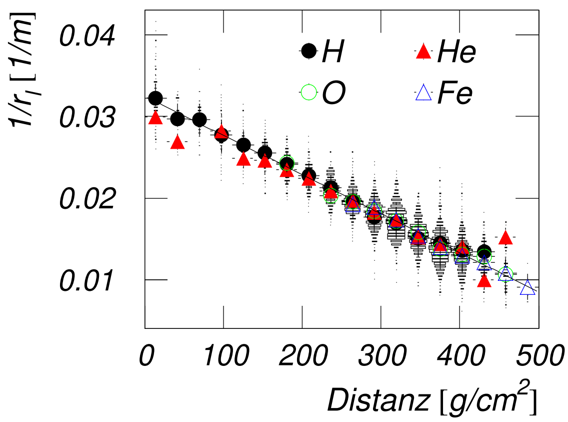


Abbildung 5.3: Ein sich spät entwickelnder Schauer (linke Abbildung) erzeugt einen Großteil der integralen Lichtmenge unmittelbar oberhalb des Detektors, das Licht trifft nahe an der Schauerachse auf und führt zu einer steilen Lateralverteilung. Ein sich früh entwickelnder Luftschauer (rechte Abbildung) erzeugt Čerenkovlicht, das in größerer Entfernung zur Schauerachse auftrifft, die Lateralverteilung wird flach. Gezeigt sind die Lateralverteilungen aus jeweils einer Strahlungslänge und die Summe aller entlang der longitudinalen Entwicklung erzeugten Photonen.



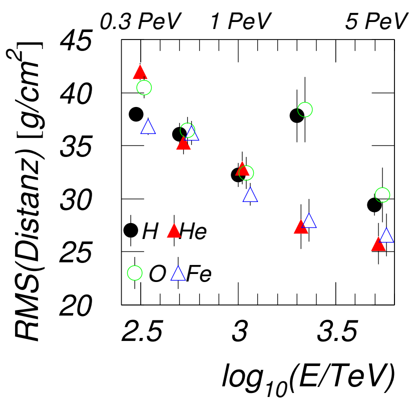


Abbildung 5.4: Die Korrelation von $1/r_l$ und Distanz zum Schauermaximum für Schauer bis 15 Grad Zenitwinkel läßt sich mit einer linearen Funktion beschreiben (siehe Gleichung 5.2).

Abbildung 5.5: Die mittleren Fehlerquadrate der rekonstruierten Distanz werden mit zunehmender Energie kleiner. Die Distanz zum Schauermaximum läßt sich oberhalb von 300 TeV Primärenergie mit einer Genauigkeit von 1 Strahlungslänge aus $1/r_l$ bestimmen.

Aus dem Vergleich der rekonstruierten Distanzen mit den wahren Distanzen aus der Simulation läßt sich aus der quadratischen Abweichung der Verteilung die Genauigkeit der Rekonstruktion für verschiedene Teilchentypen und Energien abschätzen. In Abbildung 5.5 ist der mittlere Fehler auf die rekonstruierte Distanz zum Schauermaximum gegen die Energie des Primärteilchens aufgetragen.

Die mittlere Auflösung ist oberhalb von 1 PeV für alle Primärteilchen gleichermaßen besser als 35 g/cm^2 ($\approx$ 1 Strahlungslänge).

5.3 Rekonstruktion der Primärenergie aus Teilchenzahl und Lichtmenge

Energierekonstruktion aus N_e: Aus der am Boden gemessenen Teilchenzahl N_e läßt sich zusammen mit dem inversen Lichtradius die Teilchenzahl $N_{e\,max}$ im Schauermaximum bestimmen. Das Verhältnis von N_e zu $N_{e\,max}$ läßt sich teilchenunabhängig aus einem gegebenen r_l bestimmen (siehe auch Abbildung 5.6). Die eingezeichnete Anpassung einer Funktion der Form

$$\frac{N_e}{N_{e\,max}} = \sum_{i=0}^{i=3} p_i \cdot r_l^{-i} \tag{5.3}$$

liefert als Koeffizienten (die angegebenen Fehler beziehen sich auf statistische Unsicherheiten der Anpassung)

$$\begin{aligned} p_0 &= .52 \pm 0.11 \\ p_1 &= -73.20 \pm 1.36 \\ p_2 &= 6222.2 \pm 80.1 \\ p_3 &= -82692.0 \pm 2088.3 \end{aligned}$$

Bei einer festen Energie E_0 und einer festen Nukleonzahl A gilt $E_0 \propto N_{e\,max}$. Allgemein ändert sich jedoch das Verhältnis $E_0/N_{e\,max}$ in Abhängigkeit von E_0 und A:

$$E_0 = \frac{E_{em}}{\xi_{em}(E_0/A)} = \frac{N_{e\,max}}{\xi_{lon}(E_0)} \cdot \frac{1}{\xi_{em}(E_0/A)} \tag{5.4}$$

$\xi_{\mathbf{em}}(\mathbf{E_0/A}) = E_{em}/E_0$: Bei der Entwicklung eines hadroninduzierten Schauers wird ein Teil der Energie mittels π^0 Produktion in elektromagnetisch induzierte Subschauer übertragen. Der Anteil der Gesamtenergie, der in die elektromagnetische Komponente übergeht (E_{em}), wächst monoton mit E_0/A.

$\xi_{\mathbf{lon}}(\mathbf{E_0}) = N_{e\,max}/E_{em}$: Das Verhältnis der Energie der elektromagnetischen Kaskade zu $N_{e\,max}$ ist abhängig von der longitudinalen Entwicklung des Schauers. Mit wachsender Primärenergie wird das longitudinale Schauerprofil *breiter*, das Integral des Schauerprofils $\int N(t) \cdot dt$ wächst entsprechend schneller als der Wert im Maximum $N_{e\,max}$. Das Integral über das Schauerprofil für eine beliebig große Schichtdicke ist direkt proportional zu E_{em}:

$$E_{em} = const. \cdot \int_0^\infty N_e(t) \cdot dt$$

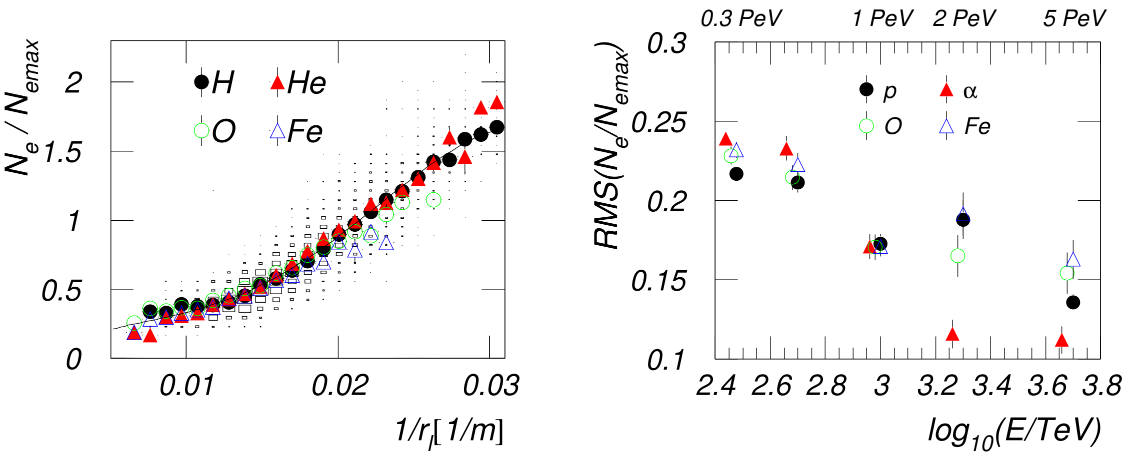


Abbildung 5.6: Aus dem inversen Lichtradius $1/r_l$ und der Schauergröße N_e ergibt sich die Zahl der Teilchen im Schauermaximum $N_{e\,max}$. Die unterlegten Boxen im linken Bild stellen die Verteilungen für alle Teilchensorten dar. Wegen der Bleiabdeckung und der dort stattfindenden Konversion von Photonen in e^+e^- Paare ist das Verhältnis von $N_e/N_{e\,max}$ teilweise größer als eins. Das Schwankungsquadrat der so gewonnen Verteilung der rekonstruierten zu der aus der Simulation stammenden Zahl der Teilchen im Maximum ist im rechten Bild für die verschiedenen simulierten Teilchentypen zu sehen.

Das Verhältnis von $\xi_{lon} = N_{e\,max}/(const \cdot \int N_e(t) \cdot dt) = N_{e\,max}/E_{em}$ wird mit steigender Energie kleiner.

Um die beiden Funktionen $\xi_{em}(E_0/A)$ und $\xi_{lon}(E_0)$ zu bestimmen, ist ein iteratives Verfahren nötig, weil bei der Simulation der Schauer die Energie der elektromagnetischen Komponente ($E_{em} = \sum_i E_i(\pi^0)$) nicht separat berechnet worden ist, so daß im Nachhinein durch Iterieren die Korrelationen $\xi_{em} = \xi_{em}(E_0/A)$ und $\xi_{max} = \xi_{max}(E_0)$ gewonnen werden müssen. Die in dieser Arbeit verwendeten Korrelationen $\xi_{lon}(E_0)$ und $\xi_{em}(E_0/A)$ stammen aus [Lin97].

$$\xi_{em} = \left(1 - \left(\frac{E_0/A}{33\mathrm{GeV}}\right)^{-0.181}\right) \cdot \mathrm{TeV}^{-1} \tag{5.5}$$

$$\xi_{lon} = 532 \cdot \mathrm{TeV}^{-1} \cdot \left(1 + \left(\frac{E}{6.62 \cdot \mathrm{TeV}}\right)^{-0.602}\right) \tag{5.6}$$

Energierekonstruktion aus der integralen Čerenkovlichtmenge: Die integrale am Boden auftreffende Čerenkovlichtmenge des Schauers ist direkt proportional zu dem elektromagnetischen Anteil der Gesamtenergie. In dem experimentellen Aufbau der HEGRA Luftschaueranlage wird nur die Lichtmenge berücksichtigt, die nahe am Kernort auftrifft (bis 100m Abstand).

Das Verhältnis der Lichtmenge zwischen 20 und 100 m Kernortabstand L_{20-100} zu der Lichtmenge zwischen 20 und 1000 m Kernortabstand $L_{20-1000}$ variiert je nach Eindringtiefe des Schauers von 0.5 für Schauer, die ihr Schauermaximum knapp über dem Detektor erreichen ($t_{max} \approx t_{Detektor} = 793\,\mathrm{g/cm^2}$) bis 0.2 für sich sehr früh entwickelnde Schauer ($t_{max} \approx 450\,\mathrm{g/cm^2}$).

Für $E_0 < 10^{15}\,\mathrm{eV}$ ist das Verhältnis $L_{20-100}/L_{20-1000}$ nicht nur von der Eindringtiefe des Schauers sondern auch von der Masse des Primärteilchens abhängig. Eisenschauer sind in ihrer Lateralentwicklung breiter als Protonschauer. Der Unterschied rührt von dem bei Eisenschauern höheren relativen Anteil des hadronischen Transversalimpulses am Gesamtimpuls eines jeden Nukleons. Der Schauer wird lateral breiter und dadurch wird mehr Licht jenseits von 100m auftreffen als für Protonschauer gleicher Energie. Dieser Unterschied in der Lateralentwicklung ist für größere Energien ($E_0 > 10^{15}\mathrm{eV}$) nur sehr klein, weil der hadronische Transversalimpuls wenig mit der Energie ansteigt. Damit wird der relative Anteil des hadronischen Transversalimpulses am Gesamtimpuls bei Energien jenseits von $10^{15}\mathrm{eV}$ unbedeutend.

Um von der gemessenen Lichtmenge L_{20-100} auf die Gesamtenergie zu schließen, sind folgende Korrekturen nötig:

- $\boldsymbol{\zeta_{\mathbf{max}}(1/r_l)}$: Das Verhältnis von L_{20-100} zu $L_{20-1000}$ nimmt bei festem A mit wachsender Eindringtiefe des Schauers zu. Mit zunehmender Eindringtiefe bis zum Schauermaximum wird mehr Licht direkt über dem Beobachtungsniveau abgegeben. Dadurch wird das Verhältnis $L_{20-100}/L_{20-1000}$ mit zunehmender Eindringtiefe monoton größer.

- $\boldsymbol{\zeta_{\mathbf{em}}(E_0/A)}$: Diese Korrektur beschreibt analog zu der bereits oben eingeführten Funktion $\xi_{em}(E_0/A)$ das Verhältnis der elektromagnetischen Energie zu der Gesamtenergie. Gleichzeitig wird mit ζ_{em} auf die Lichtmenge korrigiert, die aufgrund der von A abhängenden (hadronischer Transversalimpuls) Lateralentwicklung des Schauers jenseits von 100 m auftrifft.

Auch hier ist wiederum ein iterativer Prozeß nötig, um die beiden Funktionen zu bestimmen. $\zeta_{em}(E_0/A)$ und $\zeta_{max}(1/r_l)$ sind als Polynome 2. bzw. 3. Ordnung angesetzt worden. Der Ansatz hat sich als sehr stabil für diese iterative Anpassungen herausgestellt.

$$\zeta_{em}(E_0/A) = \sum_{i=0}^{i=2} a_i \cdot \left(\frac{E_0}{A \cdot 10^{12}\,\mathrm{eV}}\right)^i$$

$$\begin{aligned} a_0 &= 0.2438 \pm 0.0075 \\ a_1 &= 0.5478 \pm 0.0010 \\ a_2 &= -0.0829 \pm 0.0024 \end{aligned}$$

$$\zeta_{max}(1/r_l) = \sum_{i=0}^{i=3} = b_i \cdot (r_l/\mathrm{m})^{-i}$$

$$\begin{aligned} b_0 &= 0.337 \pm 0.012 \\ b_1 &= 51.05 \pm 1.25 \\ b_2 &= -2076.9 \pm 65.0 \\ b_3 &= 49866.0 \pm 1713.5 \end{aligned}$$

5.4 Energieauflösung und Vergleich der Rekonstruktion von E_0 aus N_e und L_{20-100}

Um die Genauigkeit der Energierekonstruktion zu prüfen, lassen sich die im vorigen Abschnitt gefundenen Parametrisierungen auf die simulierten Ereignisse anwenden. Abbildung 5.7 zeigt im linken Bild das Verhältnis der rekonstruierten $E_{rek}(N_e)$ zu der simulierten Energie E_{Mc} für die verschiedenen Primärteilchen. Die Balken geben den Fehler auf den Mittelwert an. Im rechte Bild ist die Wurzel der quadratischen Abweichung (*root mean square* im folgenden kurz RMS) der Verteilungen von E_{rek}/E_{Mc} gegen $\log(E_{MC})$ aufgetragen. Hier stellt der Balken an den einzelnen Punkten den abgeschätzten Fehler auf das RMS dar. In Abbildung 5.8 ist dieselbe Darstellung gewählt, um die aus L_{20-100} rekonstruierte Energie $E_{rek}(L_{20-100})$ mit der simulierten Energie E_{Mc} zu vergleichen.

Die beiden Methoden erzielen vergleichbare Ergebnisse. Die Mittelwerte der Verteilungen $E_{rek}(L_{20-100})/E_{Mc}$ und $E_{rek}(N_e)/E_{Mc}$ (jeweils linkes Bild in den Abbildungen 5.7, 5.8) sind für alle Energien und Teilchentypen nahe 1. Die quadratischen Abweichungen der Verteilungen (jeweils rechtes Bild in den Abbildungen 5.7, 5.8) werden mit zunehmender Energie kleiner. Für Energien kleiner als $1PeV$ sind die RMS-Werte von $E_{rek}(N_e)/E_{Mc}$ etwas kleiner (≈ 0.04) als für die entsprechenden Verteilungen von $E_{rek}(L_{20-100})$. Ursache hierfür sind die

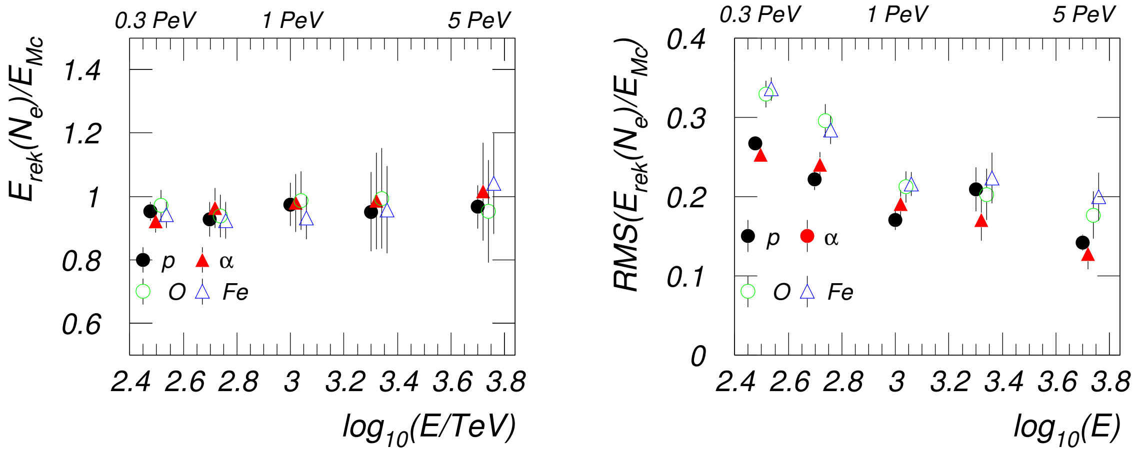


Abbildung 5.7: Im linken Bild ist der Mittelwert der Verteilung von $E_{rek}(N_e)/E_{MC}$ für die verschiedenen simulierten Energien und Primärteilchen aufgetragen, die Fehlerbalken deuten den Fehler auf den Mittelwert an. Im rechten Bild ist die Wurzel des Schwankungsquadrates zu sehen, hier ist der Fehlerbalken der Fehler auf die Wurzel der quadratischen Abweichung.

Unterschiede zwischen $\xi_{em}(E_0/A)$ und $\zeta_{em}(E_0/A)$. Bei kleinen E_0/A ist die Korrektur durch ζ_{em} etwas größer als bei ξ_{em}, weil hier zu der Korrektur auf die hadronische Energie auch noch die unterschiedliche Lateralentwicklung, die sich aus dem hadronischen Transversalimpuls ergibt, berücksichtigt werden muß.

5.5 Bestimmung der chemischen Zusammensetzung

Die Rekonstruktion der Nukleonzahl A eines Kernes aus der Messung des von diesem Kern initierten ausgedehnten Luftschauers unterliegt prinzipiellen Beschränkungen durch die Schauerentwicklung. Es ist zwar formal möglich, einem individuellen Schauer mittels der rekonstruierten Energie E_0 und der dazugehörigen rekonstruierten Energie pro Nukleon E_0/A eine Nukleonzahl A zuzuordnen:

$$\log_{10}(A) \equiv \log_{10}\left(\frac{E_0}{E_0/A}\right) \tag{5.7}$$

Diese Nukleonzahl ist jedoch durch die stark fluktuierende Schauerentwicklung ‚verschmiert‘. Für einen einzelnen Schauer ist die Interpretation dadurch lediglich nur tendenziell möglich: *ein Schauer verhält sich eisenartig* bzw. *ein Schauer verhält sich protonartig.* In Abbildung 5.9 ist die Verteilung von $\log_{10}(A)$ für Eisen und Protonen mit Energien ab $5 \cdot 10^{14}$ eV eingezeichnet. Deutlich ist zu erkennen, daß die Verteilung von $\log_{10}(A)$ bei protoninduzierten Schauern breiter ist als die entsprechende Verteilung für eiseninduzierte Schauer. Es sei darauf hingewiesen, daß bei der Bestimmung von $\log_{10}(A)$ im linken Bild sämtliche verwende-

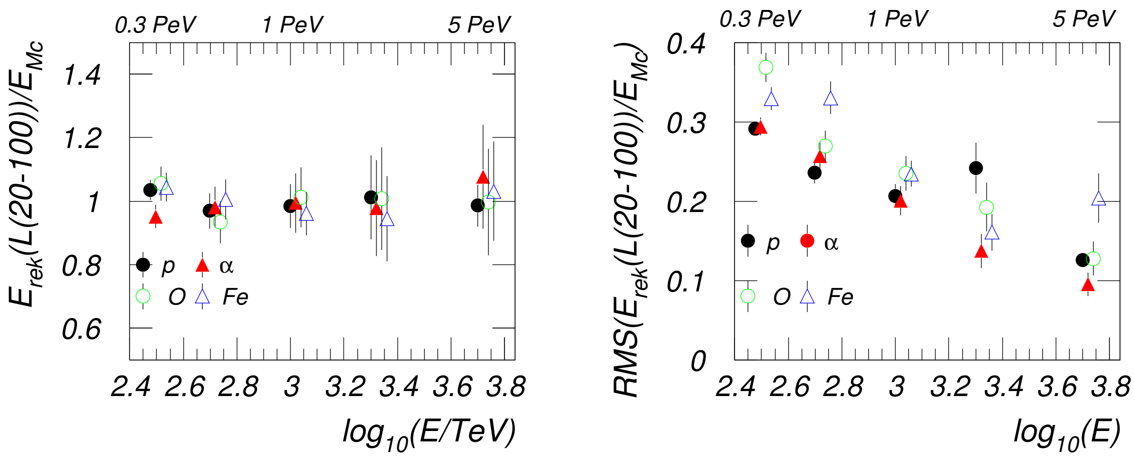


Abbildung 5.8: Analog zu Abbildung 5.7 sind hier die Mittelwerte von E_{rek}/E_{Mc} der aus $L(20-100)$ rekonstruierten Energien $E_{rek}(L(20-100))$ gegen $\log(E_{Mc})$ aufgetragen. Im rechten Bild sind die Wurzeln der quadratischen Abweichungen eingezeichnet.

ten Schauerparameter unter Berücksichtigung realistischer Meßunsicherheiten rekonstruiert worden sind.

Verwendet man die wahre Energie und Eindringtiefe aus der Simulation, um unabhängig von der Meßgenauigkeit des Detektors $\log_{10}(A)$ zu bestimmen, ist die verbleibende Breite der Verteilungen nur noch auf Fluktuationen in der Schauerentwicklung zurückzuführen.

Im rechten Graphen der Abbildung 5.9 ist das ‚ideale' $\log_{10}(A)$ für proton-und eiseninduzierte Schauer histogrammiert. Zum Vergleich sind die aus dem linken Bild stammenden Anpassungen in die Verteilung der ‚idealen' $\log_{10}(A)$ eingezeichnet. Es ist zu beobachten, daß die Verteilung der komplett rekonstruierten $\log_{10}(A)$ der des idealen $\log_{10}(A)$ ähnelt. Offensichtlich wird die Breite und damit die Auflösung, mit der die Masse des Primärteilchens aus der Beobachtung ausgedehnter Luftschauer bestimmt werden kann, durch die stark variierende Schauerentwicklung und nicht durch die Genauigkeit des HEGRA-Detektors limitiert. Es ist also prinzipiell nicht möglich, durch die Beobachtung der elektromagnetischen Komponente der ausgedehnten Luftschauer eine bessere Auflösung der Primärmasse zu erreichen. Lediglich durch Hinzunahme weiterer Informationen (Zahl der Myonen, Energie der Hadronen) läßt sich die Primärmasse genauer rekonstruieren.

Zusammenfassend ist der Einfluß der Meßgenauigkeit des realistisch simulierten HEGRA Detektors bei stark in ihrer Entwicklung fluktuierender Schauer zu vernachlässigen. Hier wird die Breite der rekonstruierten Massen dominiert durch die Fluktuationen der Schauerentwicklung.

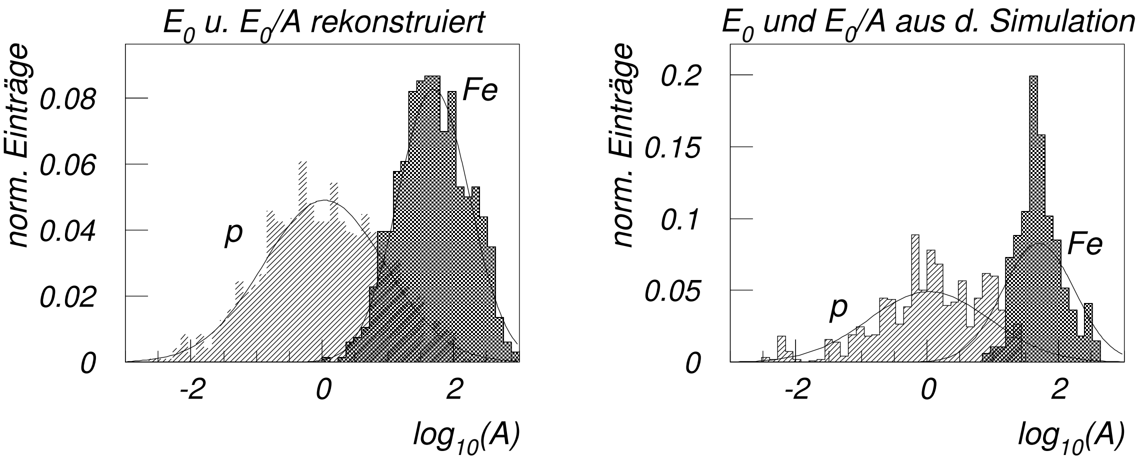


Abbildung 5.9: Im linken Bild ist das vollständig und unter Berücksichtigung der Detektorunsicherheiten rekonstruierte Massenspektrum für proton- und eiseninduzierte Schauer dargestellt. An die Histogramme wurde jeweils eine Gaußfunktion angepaßt. Im rechten Bild ist das entsprechende Massenspektrum unter Verwendung von M$^{\text{te}}$-Carlo Größen eingezeichnet. Um einen Vergleich der Verteilungen mit denen im linken Bild zu ermöglichen, sind die Anpassungen an die linken Histogramme eingezeichnet.

Kapitel 6

Ergebnisse

6.1 Daten- und Ereignisselektion

Die der Analyse zugrundelegenden Luftschauer sind in 37 mondlosen Nächten mit klaren Sichtverhältnissen registriert worden. Jeweils 50000 Ereignisse werden zu einem Subrun zusammengefaßt, insgesamt wurden in den 37 Nächten 216 Subruns aufgezeichnet.

Für jeden Subrun sind Mittelwerte und Median von Verteilungen der in Kapitel 4 erwähnten Größen (Zahl der angesprochenen AIROBICC Hütten, r_l, Verhältnis von Licht- zu Teilchenmenge, mit AIROBICC rekonstruierter Zenitwinkel) bestimmt worden. Um Änderungen im Verhalten des Detektors oder der Atmosphäre durch Wetterumschwung oder Ausfall von Komponenten des Detektors auszuschließen, werden Schnitte angebracht, die Subruns mit stark vom Mittel abweichenden Eigenschaften aussortieren. Aus den 216 Subruns werden so 172 Subruns ausgewählt, die hierfür verwendeten Kriterien sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

Die verbleibenden 172 Subruns sind die Datenbasis der folgenden Analyse. Die Auswahl der Ereignisse, die für die Auswertung verwendet werden, findet in zwei Schritten statt. Im ersten Schritt werden bei der Rekonstruktion sämtliche Ereignisse einer groben Vorauswahl unterzogen, bei der gefordert wird, daß die Lateralanpassungen (Richtunsvektoren aus

Datenselektion			
Subruns insgesamt	:	216	100.0%
$\langle\theta_{AIROBICC}\rangle \in [20°; 22°]$	:	210	97.2%
Median $r_l \in [70\,\mathrm{m}, 80\,\mathrm{m}]$	:	187	86.6%
Verhältnis $\log(L90)/\log(N_e) \in [0.6, 1]$	:	182	84.3%
Ansprechwahrscheinlichkeit von AIROBICC > 80%	:	172	79.6%
Zahl der Ereignisse in den 172 Subruns: $8.208 \cdot 10^6$			

Tabelle 6.1: Kriterien zur Auswahl von Subruns mit stabilen Detektoreigenschaften und guten atmosphärischen Bedingungen

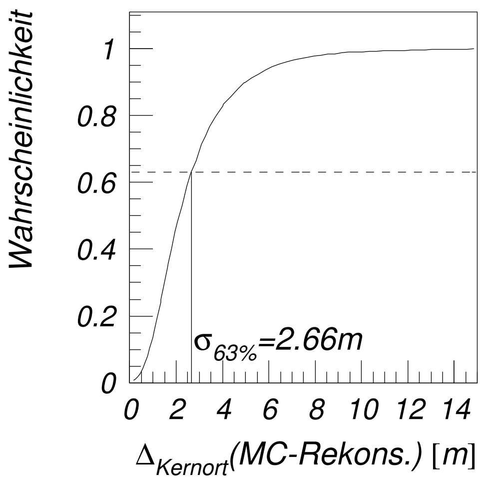


Abbildung 6.1: Die integrale Wahrscheinlichkeitsverteilung der Abweichungen des Szintillator-Kernortes zum wahren Kernort. Eingezeichnet ist die Abweichung ($\sigma_{63\%} = 2.69\,\mathrm{m}$)

Szintillatoren- und AIROBICC-Ankunftszeiten, r_l, L90, N_e und s) konvergiert sind und die anschließend grob abgeschätzte Energie mindestens $10^{14}\,\mathrm{eV}$ beträgt. Die dadurch stark eingegrenzte Ereignismenge wird dann in einem zweiten Schritt weiter eingeschränkt, die verwendeten Schnitte sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Hauptsächliches Ziel der Auswahl ist es, zu gewährleisten, daß der wahre Kernort innerhalb des Detektorfeldes liegt und keine außerhalb des Feldes liegenden Kernorte fälschlicherweise innerhalb des Feldes rekonstruiert werden. Die Selektion von Ereignissen mit Energien, die deutlich über der Schwelle des Detektors liegen, soll gewährleisten, daß die Nachweiseffizienzen keine Funktion des Teilchentyps sind und daß die Ereignisse auch für Eisenschauer wohldefiniert sind und genügend Informationen enthalten, um Energie und Masse zu rekonstruieren.

Wichtigstes Kriterium hierfür ist, daß sowohl der mit einer vier Parameter-Anpassung der AIROBICC-Amplituden gefundene Kernort als auch der aus dem Schwerpunkt der mit den Szintillatoren gemessenen Teilchenmengen gefundene Kernort 10 m Abstand vom Rand des Feldes haben müssen (für weitergehende Erläuterungen der rekonstruierten Größen siehe auch Anhang B und [Kra96]).

Die zusätzlichen Bedingung, daß r_P, der Abstand der beiden Kernorte und die Winkeldifferenz von AIROBICC- und Szintillator-Richtungen klein sind, stellen sicher, daß der wahre Kernort innerhalb des Feldes liegt, um zu gewährleisten, daß sämtliche Schauerparameter hinreichend gut rekonstruiert werden können. Der Kernort aus dem Schwerpunkt der Szintillator-Amplituden wird bei simulierten Schauern, die die angegebenen Kriterien erfüllen, bei Energien oberhalb von $10^{14}\,\mathrm{eV}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 63% mit einer maximalen Abweichung von $\approx 2.7\,\mathrm{m}$ zum wahren Kernort rekonstruiert (siehe auch Abbildung 6.1). Nach Anwenden der Schnitte auf simulierte Schauer ergibt sich, daß alle Schauer mit Kernorten außerhalb des Detektorfeldes aussortiert sind.

Ereignisselektion			
Meßzeit (172 Subruns)	:	$102h$	
Zahl der Ereignisse	:	$8.208 \cdot 10^6$	100%
Vorauswahl ($E_0 > 10^{14}$eV, Lateralanpassungen erfolgreich)	:	$0.467 \cdot 10^6$	5.69 %
$\theta < 20°$	:	$0.189 \cdot 10^6$	2.30 %
$\lVert x_{Kern}, y_{Kern} \rVert_{max} < 80$ m (AIROBICC und Szint. Kernort.)	:	$0.175 \cdot 10^6$	2.13 %
$r_P < 50$ m	:	$0.170 \cdot 10^6$	2.07 %
Kernortdifferenz AIROBICC, Szint.$<$ 20 m	:	$0.158 \cdot 10^6$	1.92 %
Winkeldifferenz AIROBICC, Szint. $< 1°$	:	$0.150 \cdot 10^6$	1.83 %
$0.2 <$ age < 2	:	$0.149 \cdot 10^6$	1.81 %
Zahl der angesprochenen Szintillatoren$\geq$40 und Zahl der angesprochenen AIROBICC-Stationen ≥ 25	:	$0.112 \cdot 10^6$	1.37 %
Zahl der von der Lateralanpassung ausgeschlossenen AIROBICC-Stationen$\equiv 0$ (rel. Abweichung von der Anpassung $> 37\%$)	:	$0.096 \cdot 10^6$	1.02 %
Verbleibende Ereignisse: 96188			

Tabelle 6.2: Kriterien zur Auswahl von Ereignissen, die gut rekonstruiert sind und ihren wahren Kernort innerhalb des AIROBICC Feldes mit einem Abstand von 10 m zum Rand haben

6.2 Energiespektrum der kosmischen Strahlung von $3 \cdot 10^{15}$ eV bis 10^{16} eV

Die im vorigen Abschnitt beschriebene Methode ermöglicht es, die Energie der kosmischen Strahlung aus der Messung der elektromagnetischen Komponente der Luftschauer (Čerenkovlichtmenge und Zahl der Teilchen im Schauermaximum) mit einer Energieauflösung von etwa 30% zu bestimmen. Es sind im Gegensatz zu herkömmlichen Methoden der Energieabschätzung keinerlei Annahmen über die chemische Zusammensetzung der geladenen Primärstrahlung nötig.

Aus der Zahl der registrierten Ereignisse zusammen mit dem Raumwinkel, der Fläche des Experimentes und der Meßzeit kann der absolute Fluß der kosmischen Primärstrahlung errechnet werden. Die Genauigkeit, mit der der Fluß bestimmt werden kann, ist durch die absolute Energiekalibrierung begrenzt. Wenn die Energie systematisch um z.B. 10% unterschätzt wird, würde der differentielle Fluß ($d\Phi/dE \propto E^{-2.7}$) um etwa 30% überschätzt werden. Die absolute Energiekalibrierung wird aus M$^{\text{te}}$-Carlo Simulationen bestimmt und unterliegt systematischen Unsicherheiten. Der Vergleich des aus dem Nachweis von Luftschauern bestimmten Flusses mit den Werten aus direkten Messungen liefert Hinweise auf Unsicherheiten in der absoluten Energiekalibration und damit auch auf die Anwendbarkeit der aus Simulationen gewonnenen Methode zur Energierekonstruktion auf die Daten. Der Einfluß der Ungenauigkeit der Richtungsrekonstuktion und der Bestimmung der Meßzeit ist dagegen zu vernachlässigen.

Um etwaige Auswirkungen der Effizienzen und der Energieauflösung auf den gemessenen Fluß abzuschätzen, wurde mithilfe der simulierten Schauer eine Parametrisierung für die Auflösungsfunktion für einzelne simulierte Primärteilchen und Energien gefunden, die einer einfachen Gaußfunktion folgt. Die normierte Auflösungsfunktion wurde numerisch mit einem hypothetischen Spektrum, das mit $E^{-2.7}$ abfällt, gefaltet und der dabei in einem endlichen Energieintervall, wie sie in Abbildung 6.4 verwendet wird, nachgewiesene Fluß bestimmt.

$$\frac{\hat{\Phi}(E_1 \ldots E_2)}{\Phi(E_1 \ldots E_2)} = \frac{\int\limits_0^\infty dE \cdot F(E) \cdot \int\limits_0^\infty dE' \cdot \frac{d\Phi(E')}{dE'} \cdot G(E-E')}{\int\limits_{E_1}^{E_2} dE \frac{d\Phi(E)}{dE}} \tag{6.1}$$

E_1, E_2	:	Energieintervall
$\hat{\Phi}(E_1 \ldots E_2)$	:	Fluß, der mit einer endlichen Auflösung in einem gewählten Energieintervall nachgewiesen wird
$\Phi(E_1 \ldots E_2)$	:	Wahre Fluß in dem Energieintervall.
$\frac{d\Phi(E)}{dE}$	:	hypothetischer differentieller Fluß, für die numerischen Berechnungen wurde $d\Phi/dE \propto E^{-2.7}$ gewählt
$G(E-E')$	:	Auflösungsfunktion der Energierekonstruktion
$F(E)$	:	$F(E) = 1$ $E \in [E_1; E_2]$ für alle anderen$E$: $F(E) = 0$

Die so gefundenen Werte für das Verhältnis des nachgewiesenen zu dem wahren Fluß sind in Abbildung 6.2 aufgetragen. Der Fluß wird in einem einzelnen Energieintervall um etwa $10-15\%$ überschätzt, unabhängig von der Teilchensorte und der Energie. Ein hierzu konkurrierender Effekt ist die Effizienz (Nachweiswahrscheinlichkeit) für Teilchen oberhalb einer gewählten Energie. Anhand der simulierten Schauer können die Effizienzen direkt bestimmt werden. Das Ergebnis ist eine für alle Teilchen gleichermaßen bei etwa $92-95\%$ liegende Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Energien oberhalb von 500 TeV. Lediglich die 300 TeV Eisenschauer haben eine Effizienz von 78% (siehe auch Abbildung 6.3).

Es wird aus dieser Betrachtung gefolgert, daß der gemessene Fluß keinerlei Korrekturen bedarf, weil die Effizienzen und die Energieauflösung in konkurrierender Weise den Fluß verändern und diese beiden Effekte sich in etwa aufheben.

In Abbildung 6.4 ist der mit $E^{2.6}$ gewichtete Fluß aufgetragen. Es sind keine Korrekturen auf die Effizienzen und die Energieauflösung aus den oben erwähnten Gründen angebracht. Eine Anpassung an das Spektrum mit einem einfachen Potenzgesetz liefert:

$$E(N_e) \quad : \quad \frac{d\Phi}{dE} = (0.19 \pm 0.02) \cdot E^{-(2.62 \pm 0.02)} \cdot (\mathrm{TeV} \cdot \mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{srad})^{-1}$$

$$E(L_{20-100}) \quad : \quad \frac{d\Phi}{dE} = (0.19 \pm 0.02) \cdot E^{-(2.61 \pm 0.02)} \cdot (\mathrm{TeV} \cdot \mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{srad})^{-1}$$

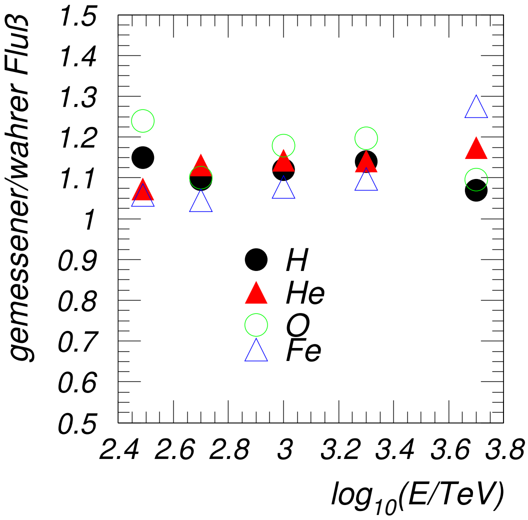


Abbildung 6.2: Aufgetragen ist der Faktor, um den der wahre Fluß der kosmischen Strahlung überschätzt wird, wenn das Primärspektrum wie $E^{-2.7}$ abfällt und eine aus der Simulation bestimmte Auflösungsfunktionen verwendet werden.

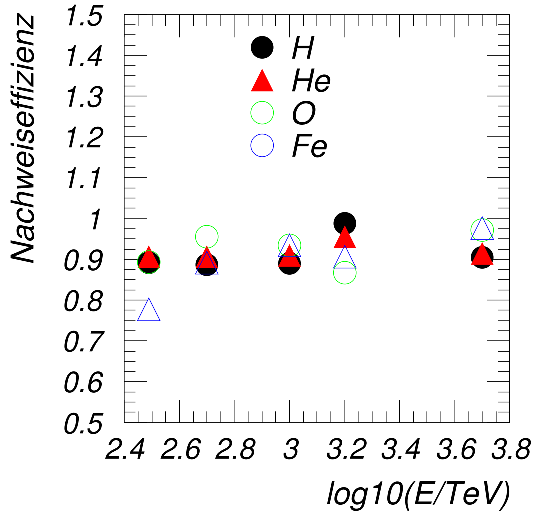


Abbildung 6.3: Für die in Tabelle 6.1 aufgeführte Selektion ergeben sich Effizienzen, die typischerweise bei etwa 92% liegen

Für Energien größer als $(3.2 \pm 0.8) \cdot 10^{15}$ eV wird das Spektrum deutlich steiler und eine Anpassung an das Spektrum ergibt:

$$E(N_e) \quad : \quad \frac{d\Phi}{dE \cdot} = (18.72 \pm 9.3) \cdot E^{-3.16 \pm 0.06} \cdot (\mathrm{TeV} \cdot \mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{srad})^{-1}$$

$$E(L_{20-100}) \quad : \quad \frac{d\Phi}{dE} = (25.03 \pm 13.8) \cdot E^{-3.19 \pm 0.07} \cdot (\mathrm{TeV} \cdot \mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{srad})^{-1}$$

Offensichtlich ist die Anpassung eines einfachen Potenzgesetzes keine passende Beschreibung der Struktur des Spektrums. Zu Vergleichszwecken mit den in der Literatur üblicherweise angegebenen Fluß, ist hier jedoch eine solche Anpassung dienlich. Die Angabe eines systematischen Fehlers auf eine Anpassung, die nicht geeignet zu sein scheint, den Verlauf des Spektrums zu beschreiben, ist nicht sinnvoll. Der extrapolierte Fluß aus direkten Messungen [Wie84] ist als gestrichelte Linie in Abbildung 6.4 kenntlich gemacht. Die Übereinstimmung des absoluten Flusses bis 1 PeV mit der Extrapolation ist sehr gut. Der in dieser Arbeit bestimmte Fluß bei 400 TeV, 1 PeV, 3 PeV und 10 PeV ist zum besseren Vergleich mit den Ergebnissen anderer Luftschauerexperimente und direkter Messungen in Abbildung 6.5 eingetragen. Die systematischen Ungenauigkeiten auf den Fluß ergeben sich aus den Ungenauigkeiten der Effizienzen, der abgeschätzten Auflösungsfunktion und der absoluten Energieeichung aus der Simulation. Insgesamt lassen sich die relativen systematischen Ungenauigkeiten auf den Fluß bei einer festen Energie mit etwa 10% angeben.

6.3 Chemische Zusammensetzung

Nachdem die Energierekonstruktion anhand des Vergleichs des gemessenen absoluten Flusses mit direkten Messungen getestet worden ist, können Informationen zu der chemischen Zusammensetzung aus den mittleren Eindringtiefen, den Breiten der rekonstruierten $\log_{10}(A)$ Verteilungen und der Anpassung einer leichten und schweren Komponente an das Massenspektrum gewonnen werden. Auch das Resultat der Analyse chemische Zusammensetzung wird wie der absolute Fluß mit Ergebnissen direkter Messungen verglichen, um die Methode und die Anwendbarkeit der aus Simulationen gewonnenen Parametrisierungen zu testen.

In Abbildung 6.6 sind die mittleren Eindringtiefen mit den Vorhersagen verschiedener Wechselwirkungsmodelle verglichen. Bis zu Energien von etwa 2 PeV sind die mittleren Eindringtiefen verträglich mit einer gemischten Zusammensetzung. In der Region des Knies ($\log_{10}(E/\mathrm{TeV}) = 3.5$) im Energiespektrum werden die mittleren Eindringtiefen kleiner, der Anteil der schweren Komponente scheint zuzunehmen. Jenseits von etwa 6 PeV nimmt die Eindringtiefe wieder zu. Paßt man eine Funktion der Form 5.1 an, ergibt sich eine Elongationsrate von $(60 \pm 8)\,\mathrm{g/cm}^2$.

Aus der Eindringtiefe errechnet sich $\log_{10}(A) \equiv \log_{10}\left(\frac{E_0}{E_0/A}\right)$. Für die Abbildung 6.3 sind die RMS-Werte der aus den Daten gewonnenen Massenspektren für mehrere Energieintervalle eingezeichnet. Zum Vergleich sind die mit simulierten Schauern bestimmten RMS-Werte unter der Annahme verschiedener Anteile der leichten Komponente zu der Summe aus leichter

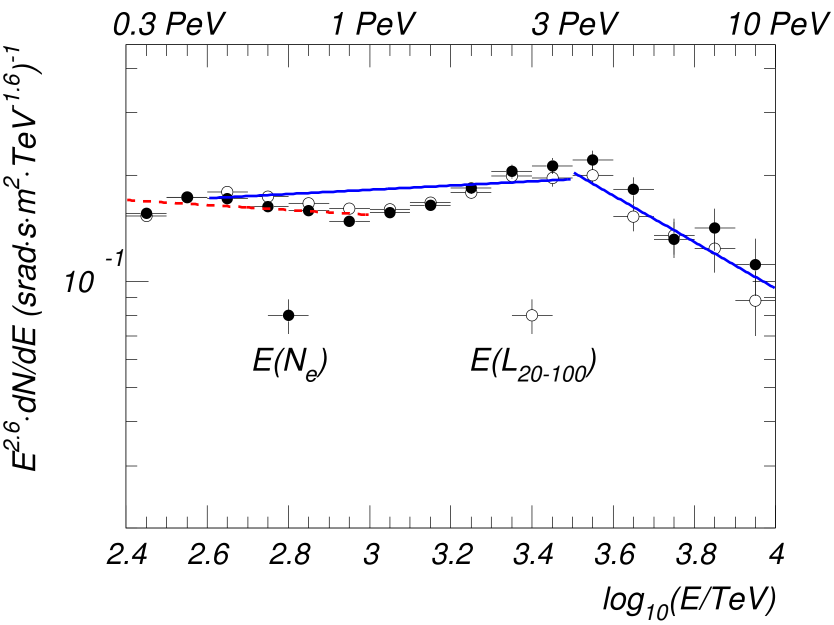


Abbildung 6.4: Der differentielle Fluß der kosmischen Strahlung. Die Einträge sind mit $E^{2.6}$ gewichtet, um das Abknicken des Spektrums bei $(3.2 \pm 0.8) \cdot 10^{15}$eV zu verdeutlichen. Die durchgezogenen Linien deuten die im Text näher beschriebenen Anpassungen an, die gestrichelte Linie zeigt den extrapolierten Fluß aus [Wie84]. Die Spektren der beiden rekonstruierten Energien aus N_e (ausgefüllte Kreise) und L_{20-100} (offene Kreise) stimmen sehr gut überein.

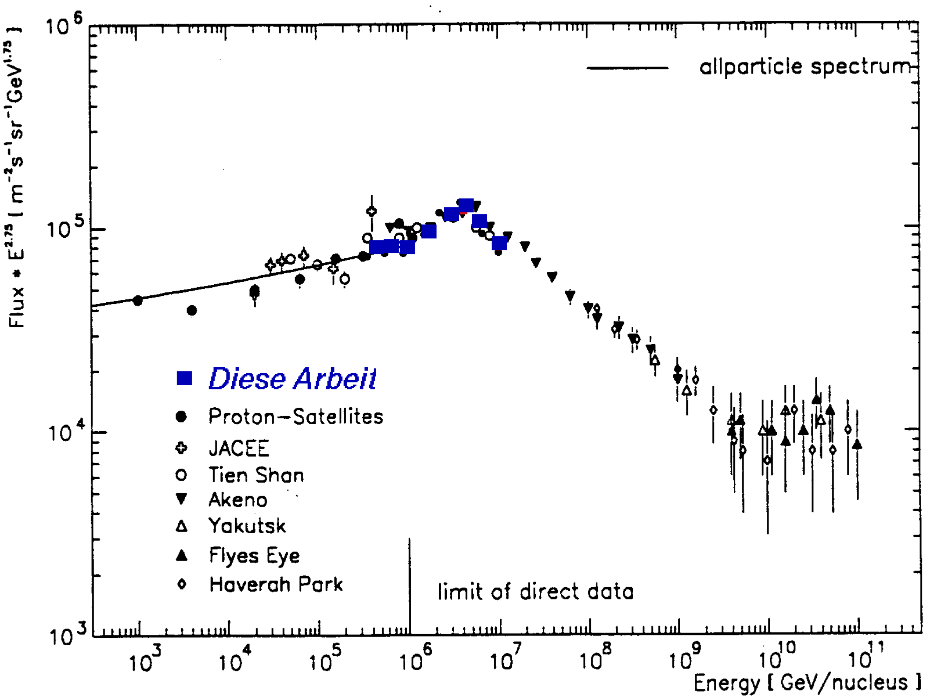


Abbildung 6.5: Zum Vergleich des in dieser Arbeit bestimmten Flusses mit den Ergebnissen verschiedener Luftschauer-Experimente und direkter Messungen sind die ausgefüllten Quadrate in das Bild eingetragen.

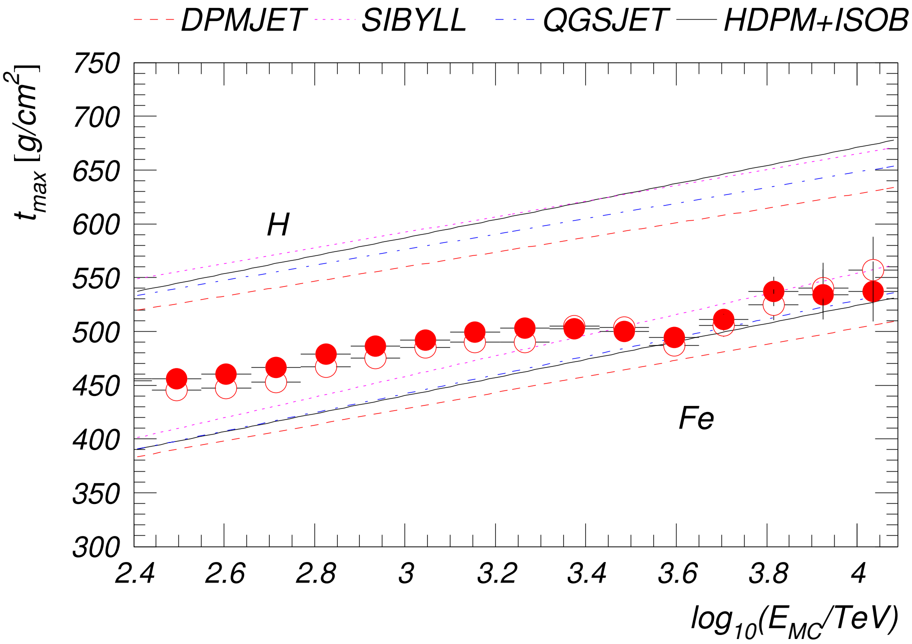


Abbildung 6.6: Mittlere Eindringtiefe gegen Energie. Über den gesamten Bereich beträgt die Elongationsrate $60 \pm 8\,\mathrm{g/cm^2}$. Die ausgefüllten Kreise stellen die Mittelwerte der Eindringtiefe in Energieintervallen von $E(N_e)$ dar, die offenen Symbole zeigen die Eindringtiefen in Intervallen von $E(L_{20-100})$.

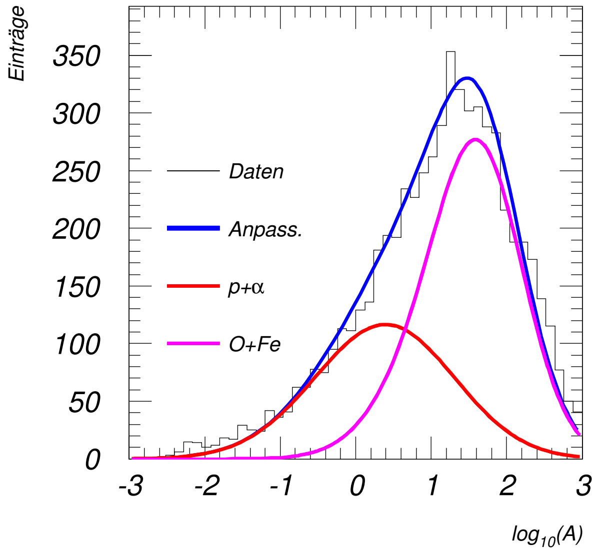


Abbildung 6.7: Gezeigt ist das aus den Daten rekonstruierte Massenspektrum im Energieintervall von 316 – 447 TeV und die Anpassung der aus der Simulation gefundenen Kurven für eine leichte und eine schwere Komponente.

und schwerer Komponente als Linien eingetragen. Die aus den Daten stammenden Punkte sind verträglich mit einem Anteil der leichten Komponente am Gesamtfluß von 30 – 60%. Auszuschließen ist das Ausbleiben der leichten Komponente.

Aus der Anpassung der leichten (50% Proton+50% α) und der schweren (50% Sauerstoff+ 50% Eisen) Komponente an das Massenspektrum (ein Beispiel für eine Anpassung an das Massenspektrum ist in Abbildung 6.7 wiedergegeben) ergeben sich detailliertere aber auch stark modellabhängige Informationen zu der chemischen Zusammensetzung. Es wurden zwei verschiedene Methoden zur Anpassung an die Massenspektren gewählt. In beiden Fällen werden einfache Gaußfunktionen für jedes Element angepaßt; um sensibel auf systematische Veränderungen der Mittelwerte von $\log_{10}(A)$ zu sein, wird bei der einen Anpassung eine globale Verschiebung aller Kurven um Δ_A zugelassen, bei der anderen Anpassung ist keine Verschiebung möglich, die Mittelwerte werden auf die aus der Simulation stammenden Werte fixiert.

Läßt man eine Verschiebung zu, beschränkt man sich bei der Anpassung auf die Informationen, die die Breiten und die Form der Massenspektren liefern. Eine Anpassung ohne Verschiebung ist dahingegen auch auf die Mittelwerte des Massenspektrums empfindlich. Die Anpassung wird zweimal vorgenommen, einmal mit Verschiebeparameter (freier Mittelwert) und einmal ohne Verschiebeparameter (fester Mittelwert).

Das Ergebnis ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Die Anpassungen liefern einen Anteil der leichten Komponente von 50% bei 300 TeV, der verträglich mit den direkten Messungen bei 100 TeV ist. Beide Anpassungsmethoden liefern ein Abnehmen der leichten Komponente bis

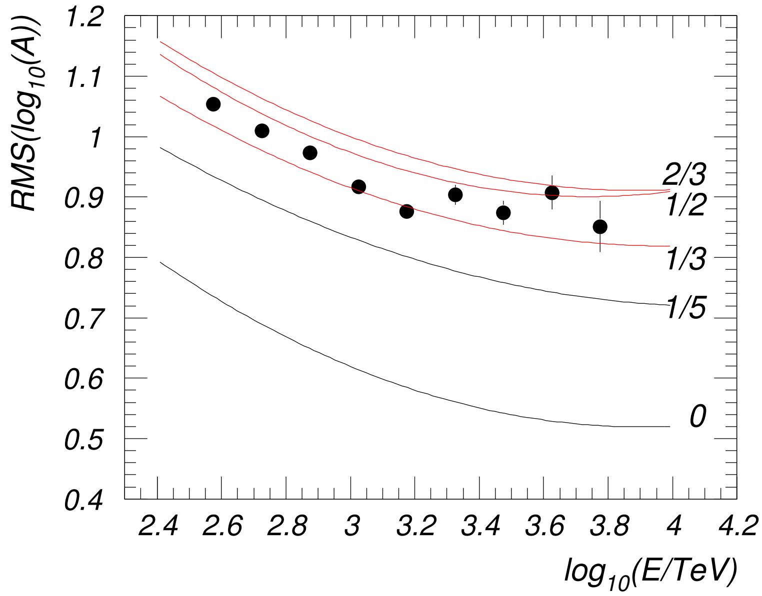


Abbildung 6.8: Aus der Simulation mit CORSIKA v4.01 ergeben sich Vorhersagen für die Breite der rekonstruierten Massenspektren unter der Annahme verschiedener Verhältnisse von leichter (Protonen und α) und schwerer Komponente (Sauerstoff und Eisen). Die angegebenen Verhältnisse beschreiben den relativen Anteil der leichten Komponente an der Gesamtmenge.

auf etwa 30% bei 2PeV. Bis zu diesen Energien sind die beiden Anpassungen kompatibel und die Verschiebung, die angepaßt wurde, ist sehr klein. Für die größeren Energien liefern die beiden Methoden unterschiedliche Ergebnisse. Die Anpassung an die Breiten (freie Mittelwerte) zeigt ein Zunehmen der leichten Komponente, wohingegen die Anpassung ohne Verschiebung (feste Mittelwerte) ein weiteres Abnehmen der leichten Komponente ergibt. Die Anpassungen stehen im Einklang mit der Interpretation der mittleren Eindringtiefen (Abbildung 6.6) und der Breiten der Massenspektren (Abbildung 6.3. Die Eindringtiefen und damit auch der Mittelwert von $\log_{10}(A)$ deuten ein starkes Zunehmen der schweren Komponente oberhalb von 2 PeV an, während die Breiten der Massenspektren dies nicht zeigen. Die Anpassungen mit zugelassener Verschiebung deuten einen oberhalb von 2 PeV gleichbleibenden Anteil der leichten Komponente an, wohingegen die Anpassung unter Berücksichtigung der Mittelwerte eine tendenzielle Zunahme der schweren Komponente liefert.

Die Fehler, die sich aus systematischen Unsicherheiten ableiten lassen, werden für eine ähnliche Methode in [Pla95] abgeschätzt und hier übernommen. Für die leichte Komponente stammt der dominante Fehler aus der Unsicherheit des hadronischen Wechselwirkungsmodells. Für die schwere Komponente bedingen die Unsicherheiten des Fragmentationsmodells den größten systematischen Effekt. Die Auswirkungen dieser Unsicherheiten auf den gefundenen Anteil der leichten und der schweren Komponente wird in [Pla95] mit etwa 0.1 angegeben.

Zum Verständnis der unterschiedlichen Ergebnisse für die beiden Anpassungen oberhalb von 2 PeV sind noch weitere Untersuchungen nötig.

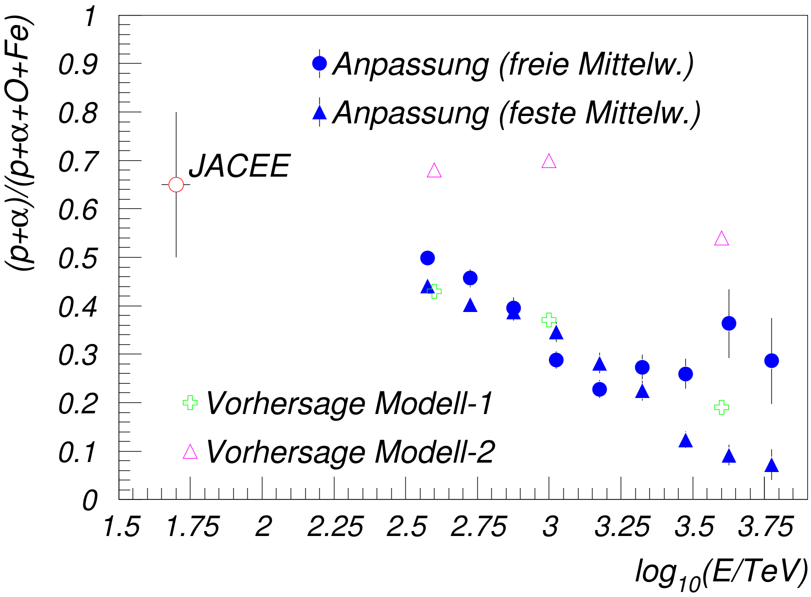


Abbildung 6.9: Das Ergebnis der Anpassungen an die Massenspektren ergibt ein Abnehmen der leichten Komponente von etwa 50% auf 30% in der Region des Knies. Die Anpassungsmethoden mit festen und freien Mittelwerten liefern voneinander abweichende Ergebnisse für Energien größer als 2 PeV. Der JACEE Punkt stammt aus direkten Messungen [Wie84]. Die eingezeichneten Vorhersagen sind aus der Tabelle 1.1 entnommen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sind die beiden folgenden Themen-Schwerpunkte behandelt worden:

1. Studien des AIROBICC Detektors, insbesondere der Eigenschaften der verwendeten Vorverstärker, und der Simulationsrechnungen mit unterschiedlichen Atmosphären-Modellen.
2. Anwendung des neuen Verfahrens von A.Lindner zur Rekonstruktion der Energie und chemischen Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung.

Im Laufe der Studien zu Punkt (1) sind sowohl die Eigenschaften des Detektors als auch des verwendeten Simulationsprogrammes CORSIKA v4.01 eingehend untersucht worden. Die Kennlinie des nichtlinearen Vorverstärkers–I für kleine Amplituden konnte aus einer vergleichenden Messung mit dem zur Zeit verwendeten Vorverstärker–II mit hoher Genauigkeit ermittelt werden.

Die Unterschiede in der Messung der Lateralverteilung des Čerenkovlichtes, die nach dem Austausch der Vorverstärker–I durch den linearen Vorverstärker-II zu beobachten waren, konnten auf die ungenaue Kenntnis der Kennlinie für kleine Amplituden zurückgeführt werden.

Es wurde weiterhin gezeigt, daß sowohl das Licht- zu Teilchenverhältnis als auch die Verteilung der inversen exponentiellen Abfallslängen $1/r_l$ und die Verteilung der mittleren Fehler an die Lateralanpassung bei Verwendung der neu bestimmten Kennlinie in sehr guter Übereinstimmung mit den entsprechenden Verteilungen der mit den Vorverstärkern–II gemessenen Lateralverteilungen sind.

Die Auswirkungen der in CORSIKA v4.01 implementierten Näherungen für die Emission von Čerenkovlicht sind anhand von identischen Teilchenkaskaden aufgezeigt worden. Der Einfluß der Annahme, daß die Atmosphäre sich isotherm verhält, hat sich als eine zu grobe Vereinfachung herausgestellt, die zur Folge hat, daß die Lateralverteilungen systematisch zu steil simuliert worden sind. Es wurde eine Möglichkeit zur Korrektur der vorhandenen Schauerbibliothek gefunden. Für Schauer mit Energien im Bereich der Ansprechschwelle des HEGRA Luftschauerfeldes konnten die simulierten Schauer der für diese Energien bekannten chemischen Komposition und Energiespektrums entsprechend gewichtet und nach einer realistischen Detektorsimulation mit Daten verglichen werden. Es wurde eine zufriedenstellende

Übereinstimmung bei dem Vergleich der Daten mit der Simulation für die Häufigkeitsverteilung von $1/r_l$ gefunden.

Die Anwendung des Verfahrens zur Bestimmung der Energie und Masse der primären kosmischen Strahlung auf Daten des HEGRA-Experimentes liefert die Ergebnisse zu Punkt (2). Das Spektrum und der absolute Fluß der kosmischen Primärstrahlung oberhalb von etwa $3 \cdot 10^{14}$ eV sind anhand eines sorgfältig ausgewählten Datensatzes bestimmt worden. Der Fluß ist bis zu Energien von 10^{15} eV in sehr guter Übereinstimmung mit der Extrapolation direkter Messungen. Weiterhin ergeben die mit der Schauergröße N_e und der integralen Lichtmenge L_{20-100} rekonstruierten Energien denselben Verlauf des Energiespektrums.

Für Energien oberhalb von 10^{15} eV läßt sich eine Struktur im Spektrum ausmachen, die nicht mit einem einfachen Potenzgesetz übereinstimmt. Das Spektrum wird zunächst flacher und oberhalb von $3 \cdot 10^{15}$ eV deutlich steiler. Der in dieser Arbeit bestimmte Fluß ist mit den Ergebnissen anderer Luftschauerexperimente verglichen worden. Sowohl der Fluß als auch das Abknicken des Spektrums bei einer Energie von $(3.2 \pm 0.8) \cdot 10^{15}$ eV stimmen mit den Ergebnissen anderer Experimente überein.

Die sehr gute Übereinstimmung des in dieser Analyse bestimmten Flusses mit direkten und indirekten Messungen deutet auf eine verläßliche Rekonstruktion der Energie hin. Die in dem Spektrum sichtbare Struktur bedarf weiterer Studien des Verhaltens der AIROBICC-Meßkette und der Szintillatoren für große Amplituden, um ausschließen zu können, daß die hier gefundene sehr interessante Struktur des Energiespektrums nicht auf einen bislang unerkannten Detektoreffekt zurückzuführen ist. Testmessungen werden zu diesem Zweck zur Zeit durchgeführt.

Die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung liefert nach Analyse der mittleren Eindringtiefen, der Breiten der Massenspektren und der Anpassungen an die Massenspektren als übereinstimmendes Ergebnis, daß keine drastischen Änderungen in der chemischen Komposition auftreten. Vielmehr liefert der Vergleich der Eindringtiefen mit Vorhersagen aus Simulationsrechnungen eine von dem gewählten Wechselwirkungsmodell abhängende Interpretation, die auf die Abnahme der leichten Komponente bis zu Energien von etwa $2 \cdot 10^{15}$ eV hindeutet. Aus den Eindringtiefen läßt sich eine Elongationsrate von (60 ± 8) g/cm^2 über den gesamten Energiebereich von 300 TeV bis 10 PeV anpassen. Die Breiten der rekonstruierten Massenspektren sind verträglich mit einem Anteil von $30 - 60\%$ der leichten Komponente am Gesamtfluß über den gesamten Energiebereich ohne drastische Änderungen. Die Anpassung an die Massenspektren liefert eine allmähliche Abnahme der leichten Komponente von etwa 50% bei $3 \cdot 10^{14}$ eV auf etwa 30% bei $3 \cdot 10^{15}$ eV.

Der Vergleich der aus den Anpassungen an die Massenspektren gefundenen allmählichen Abnahme der leichten Komponente ist in guter Übereinstimmmung mit den Voraussagen des in Kapitel 1 beschriebenen Modells–1.

Anhang A

Charakteristiken der verwendeten Vorverstärker

Vorverstärker–I:Bauteilliste		
T1	BFT92	VHF pnp Transistor
T2	BFR106	VHF npn Transistor
T3	BFR92P	VHF npn Transistor
T4, T5	BFR193	VHF pnp Transistor
C1, C2, C7, C11	10 nF	
C3, C10	100 nF	
C4, C9	4.7 nF	
C5, C8	1.8 μF	
C6	390 pF	
C12	300 pF	
C13	10 μF	
R1, R7	33 Ω	
R2, R8, R9	22 Ω	
R3, R6, R10	390 Ω	
R4, R11	270 Ω	
R5	56 $k\Omega$	
R12	150 $k\Omega$	
R13, R14	4.7 $k\Omega$	
L1, L2, L3, L4	0.22 μH	

Vorverstärker–II:Bauteilliste		
T1	BFR 91A	VHF npn Transistor
T2	BFR 134	VHF npn Transistor
Cf	100 pF	
C1,C2	1μF	nicht-polarisierter Kondensator, 63V
C5	2 pF	
C6	5-6 pF	
C11,C21	100 nF	
C12,C22	4.7μF	
CP1	100 nF	polarisierter Kondensator, 25V
CP2	4.7μF	polarisierter Kondensator, 25V
R1, R3	51 oder 56 Ω	
R2, R4, R5	390 Ω	
R2'	30 Ω	
R6	1 $k\Omega$	
R7	51 Ω	
R8	56 Ω	
R9	15 Ω	
L	4B1 CERN08.11.76.400	TYPE 4312.020.36700
D	BAV99	
DP	500mA Lastdiode	

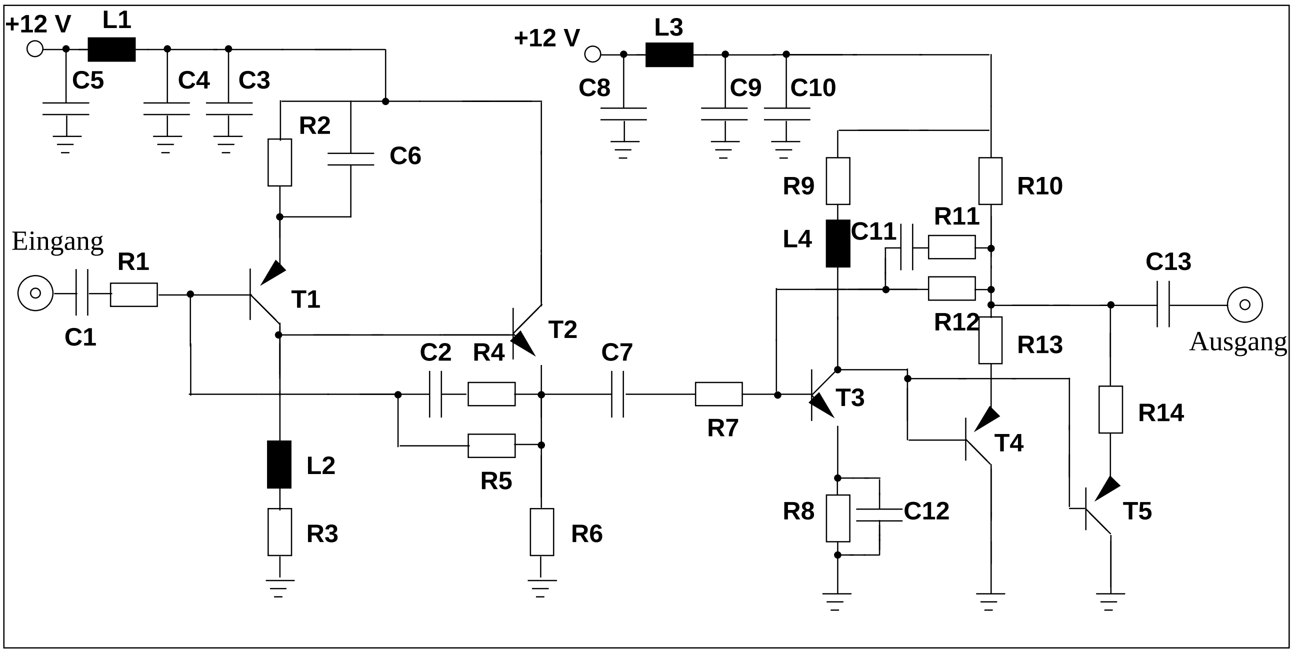


Abbildung A.1: Schaltplan des Vorverstärkers–I für AIROBICC (bis August 1995 in Betrieb)

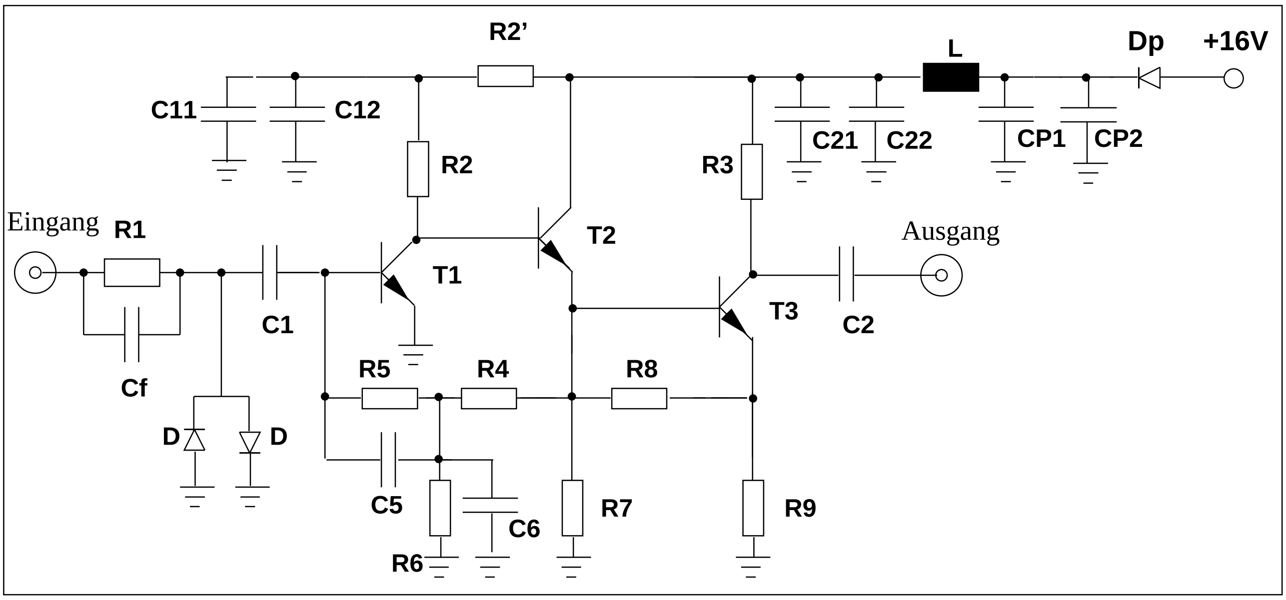


Abbildung A.2: Schaltplan des Vorverstärkers–II für AIROBICC (seit August 1995 in Betrieb)

Anhang B

Übersicht rekonstruierter Schauergrößen

In diesem Anhang sind die Schauergrößen, die für einzelne Ereignisse rekonstruiert werden, aufgelistet, definiert und erläutert.

- **Kernort:** Im ersten Schritt der Rekonstruktion wird der Kernort des Schauers bestimmt. Der Kernort ist der Auftreffpunkt der Schauerachse und wird für die Rekonstruktion aller anderen Größen benötigt. Es werden zwei unabhängige Kernorte berechnet, die auf ihre Konsistenz geprüft werden können:
  - *Schwerpunktsverfahren für Szintillations-Zähler* Es wird ein Schwerpunkt der in den Szintillator Zählern gemessenen Teilchen bestimmt. Hierbei wird die Verdichtung des Szintillatorfeldes durch eine entsprechende Gewichtung der einzelnen Zähler berücksichtigt (siehe auch [Dom96])

    $$\mathbf{r}_{Kern} = \frac{\sum_{i=1} n\rho_i A_i w_i \mathbf{r}_i}{\sum_{i=1} n\rho_i A_i w_i},$$

    * $\mathbf{r}_{Kern} = (x_{Kern}, y_{Kern})$: Kernort.
    * $i \in [1..243]$, Index des Detektors
    * A_i: Fläche des Detektors
    * ρ_i: gemessene Teilchendichte
    * w_i: Gewichtsfaktor, der sich aus der verschiedenen Belegegungsdichte der Detektoren im gesamten Feld ergibt.
    * $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i)$: Koordinaten der Detektoren relativ zu einem willkürlich wählbaren Koordinatensystem.
  - *AIROBICC Anpassung* Bei der Anpassung an die Lateralverteilung der AIROBICC Lichtmengen mit der Funktion

    $$\rho_{Cl}(r) = \rho_0 \exp(-r(x_{Kern}, y_{Kern})/\mathrm{r}_l)$$

    * ρ_0 Lichtdichte bei $r = 0$.

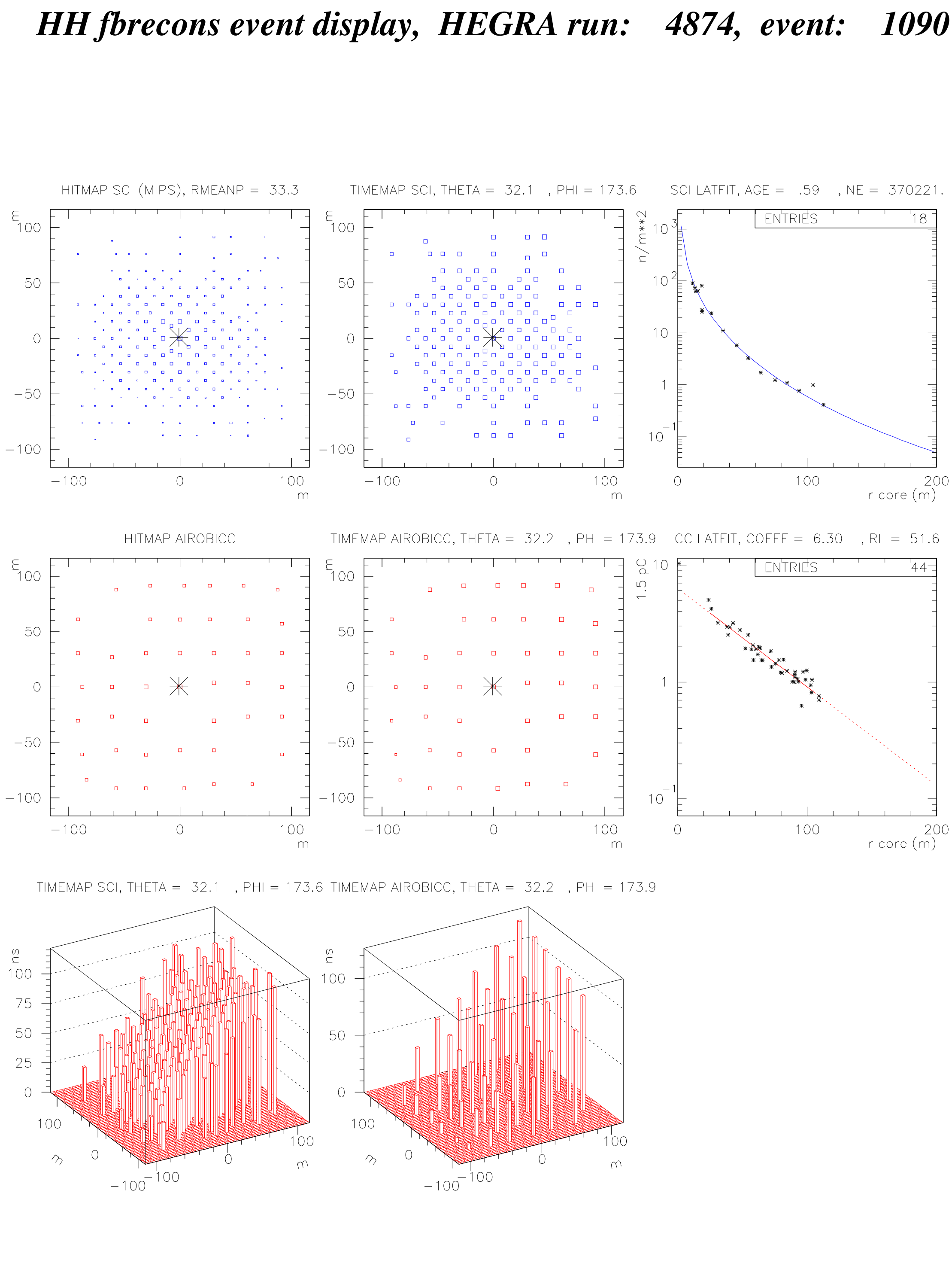


Abbildung B.1: Ein exemplarisches HEGRA Ereignis

* $r(x_{Kern}, y_{Kern}) = \|\mathbf{r}_{Kern} - \mathbf{r}_i\|$ Abstand der AIROBICC Station zum Kernort.

wird ρ_0, r_l und der Kernort x_{Kern}, y_{Kern} angepaßt.

- r_P : Mittlere Abstand der von den Szintillatoren gemessenen Teilchen vom Kernort.

$$\mathrm{r}_P := \frac{\sum_{i=1}^{n} \rho_i\, A_i\, w_i\, r_i}{\sum_{i=1}^{n} \rho_i\, A_i\, w_i}$$

  - $i \in [1..243]$, Index des Detektors
  - A_i: Fläche des Detektors
  - ρ_i: gemessene Teilchendichte
  - w_i: Gewichtsfaktor, der sich aus der verschiedenen Belegegungsdichte der Detektoren im gesamten Feld ergibt.
  - r_i: Abstand zum Schauerkern

- $\|x_{Kern}, y_{Kern}\|_{max} := max\{|x_{Kern}|, |y_{Kern}|\}$ ist die Maximumsnorm des Kernortes.

- **Richtungsvektoren**:

  - *Szintillations-Zähler:* Aus den Ankunftszeiten in den Zählern läßt sich eine Richtung der Schauerachse rekonstruieren. Die Richtungsrekonstruktion des Szintillatorfeldes besitzt eine durch verschiedene Verfahren (Schachbrett, Mondschatten, Vergleich mit der AIROBICC Richtung und M$^{\mathrm{te}}$-Carlo) getestete Auflösung von etwa 1° in der Richtungsrekonstruktion für kleine Energien oberhalb der Ansprechschwelle. Die Winkelauflösung wird mit zunehmender Anzahl getroffener Hütten besser und nähert sich dem idealen Wert von etwa 0.2°. Hauptursache der Unsicherheit sind bedingt durch die Fluktuationen in der Ankunftszeitverteilung der Teilchen in der Schauerfront [Kra96].
  - *AIROBICC:* Die Richtungsrekonstruktionen aus den Ankunftszeiten ist hier nicht beschränkt durch schauerbedinge Fluktuationen sondern durch die Zeitauflösung des Detektors (Eichung der Kabellängen, Genauigkeit der Zeitbestimmung in der Auslese). Aus M$^{\mathrm{te}}$-Carlo Simulationen ergibt sich eine theoretisch erreichbare Auflösung von 0.3° an der Schwelle, bei einer gleichzeitigen Unsicherheit auf die absolute Richtung von 0.2°.

- N_e,**s**: Gesamtteilchenzahl und Schaueralter. Das Schaueralter ist ein Maß für die Steigung der NKG Funktion. Die Definition ist so gewählt, daß s monoton mit der Schauerentwicklung ansteigt und im Schauermaximum 1 erreicht. N_e ist der Normierungsfaktor in der NKG Funktion und ist proportional zu der Gesamtteilchenzahl.

- r_l , L_{20-100}: Aus der Anpassung der Lateralverteilung der gemessenen Čerenkovlichtmengen leitet sich die exponentielle Abfallslänge r_l und eine Normierung der Lichtmenge ab. L_{20-100} stellt dabei das Integral der Lichtmenge dar.

- $L90$: Die Lichtmenge in 90 m Abstand von der Schauerachse.

Literaturverzeichnis

[Aha97] F. Aharonian et al. Measurements of the flux, spectrum, and variability of TeV y-rays from Mrk 501 during a state of high activity. *astro-ph/9706019*, 1997. Zur Veröffentlichung eingereicht.

[And33] Carl D. Anderson. The Positive Electron. *Phys. Rev.*, 43:491–494, 1933.

[Arq95] F. Arqueros et al. Monte Carlo simulation of the HEGRA cosmic ray detector performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physis Research*, 357:567, 1995.

[Axf81] W.I. Axford. In *Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conference,Paris*, volume 12, page 155, 1981.

[Bar97] M.G. Baring et al. Gamma-Rays from supernova remnants and the signature of diffusive shock acceleration. *astro-ph/9704137*, 1997.

[Ber90] V.S. Berezinsky. *Astrophysics of Cosmic Rays*. North Holland, Amsterdam, 1990.

[BGS95] Peter L. Biermann, T.K. Gaisser, and Todor Stanev. The Origin of Galactic Cosmic Rays. *astro-ph/9501001*, 1995.

[Bie93] P. Biermann. Cosmic Rays I. *Astronomy and Astrophysics*, 271:649–661, 1993.

[Bir95] D.J. Bird et al.. *Astrophysical Journal*, 441:144, 1995.

[Bra97] S.M. Bradbury et al. Detection of gamma-rays above 1.5 TeV from Mkn 501. *Astronomy and Astrophysics*, L5:320, 1997.

[Cap89] J.N. Capdevielle. A Monte Carlo Generator for Cosmic-Ray Collisions. *J.Phys.G: Nucl. Part. Phys.*, 15:909, 1989.

[Cap92] J.N. Capdevielle et al. The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA. *Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK*, 4998:1–54, 1992.

[DAV94] L.O'C. Drury, F. Aharonian, and H.J. Völk. *Astronomy and Astrophysics*, 274:959, 1994.

[Dom96] Dietmar Dommenget. Verbesserte Rekonstruktion des Zentrums eines Luftschauers für das HEGRA-Experiment. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, April 1996.

[Dru83] L.O'C. Drury. On Particle Acceleration in Supernova Remnants. *Space Science Rev.*, 36:37–60, 1983.

[DvBS91] J.R. Dickel, W.J.M. van Breugel, and R.G. Strom. *Astron. J.*, 101:2151, 1991.

[Fer49] E. Fermi. The Origin of Cosmic Radiation. *Physical Review 2nd ser.*, 75:1169, 1949.

[Gab94] T.A. Gabriel et al. Energy dependence of hadronic activity. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 338:336–347, 1994.

[Gai90] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics.* Cambrigde University Press, 1990.

[GK58] G.V.Kulikov and G.B. Khristiansen. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 35:635, 1958.

[Gri79] P.K.F. Grieder. ASICO, A New System of Programs to Simulate, Analyze and Correlate Air Showers... In *Proc.* 16^{th} *Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto*, volume 9, pages 161–172, 1979.

[Han83] J.H. Hannay. *Eur.J.Phys*, 4:141, 1983.

[Hau96] V. Haustein. Dissertation, 1996.

[Hay94] N. Hayashida et al. *Physical Review Letters*, 73:3491, 1994.

[Hed87] A. E. Hedin. MSISE-86 thermospheric model. *J. Geophys. Res.*, 92:4649, 1987.

[Hes12] Viktor F. Hess. Observations of the penetrating radiation on seven balloon flights. *Physik. Zeitschr.*, 13, 1912.

[Hor97] D. Horns. The Rlight Problem and its solution, January 1997. HEGRA Internal Note.

[JDH$^+$97] J.Cortina, D.Horns, H.Kornmayer, A.Lindner, A.Moralejo, R.Plaga, and A. Röhring et al. Cherenkov Light based Measurement of the Chemical Composition and Energy Spectrum of Cosmic Rays with the HEGRA Detector. In 26^{th} *International Cosmic Ray Conference, Durban*, volume OG 6.1.26, 1997.

[JE91] F.C. Jones and D.C. Ellison. The Plasma Physics of Shock Acceleration. *Space Science Rev.*, 58:259–346, 1991.

[Jel72] J.V. Jelley. *Cerenkov Radiation and its Applications.* Pergamon Press, London, 1972.

[Jok87] J.R. Jokipii. *Astrophysical Journal*, 313:842, 1987.

[J.P97] J.Prahl. Dissertation, in Vorbereitung, 1997.

[J.R83] A.M.Hillas J.R.Patterson. The relation of the lateral distribution of cerenkov light from cosmic-ray showers to the distance of maximum development. 9:1433–1452, 1983.

[KDG96] J. Knapp, D.Heck, and G.Schatz. Comparison of Hadronic Interaction Models Used in Air Shower Simulations and of Their Influences on Shower Development and Observables. Technical Report FZKA 5828, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996.

[Kif96] T. Kifune. *Space Science Review*, 75:31, 1996.

[KK95] N.N. Kalmykov and G.B. Khristiansen. Cosmic rays of superhigh and ultrahigh energy. *Journal of Physics G: Nucl. Particle Physics*, 21:1279–1301, 1995.

[Kon96] A. Konopelko et al. *Astroparticle Physics*, 4:199, 1996.

[Kra] H. Krawczynski. *Search for TeV Counterparts of Gamma-Ray Bursts with the HEGRA Detector*. Dissertation, 1997.

[Kra96] H. Krawczynski et al. An optimized method for the reconstruction of the direction of air showers for scinitillator arrays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 383:431, 1996.

[LC83] P.O. Lagage and C.J. Cesarsky. *Astronomy and Astrophysics*, 118:223, 1983.

[LE79] E. Lorenz and G. Eigen. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 166:165, 1979.

[Les97] R.W. Lessard et. al. Constraints on Cosmic-Ray Origin Theories from TeV Gamma-Ray Observations. In 25^{th} *International Cosmic Ray Conference, Durban*, volume OG 4.2.6, 1997.

[Lin94] Al. Lindner. *Grundkurs Theoretischer Physik*. Teubner Studienbücher, 1994.

[Lin97] A. Lindner. A New Method to Reconstruct the Energy and Determine the Composition of Cosmic Rays from the Measurement of Cherenkov Light and Particle Densities in Extended Air Showers. 1997. Zur Veröffentlichung eingereicht.

[LL59] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Fluid Mechanics*, volume 5. Pergamon Press, course of theoretical physics edition, 1959.

[Mar93] S. Martinez et al. Monte Carlo Simulation of the HEGRA Array Performance. In 23^{nd} *International Cosmic Ray Conference, Calgary*, volume 4, page 742, 1993.

[Mar94] S. Martinez et al. Monte Carlo Simulation of the HEGRA Cosmic Ray Detector Performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Zur Veröffentlichung eingereicht, 1994.

[Mil71] D.K. Milne. *Australian Journal of Physics*, 24:757, 1971.

[Mil87] D.K. Milne. *Australian Journal of Physics*, 40:771, 1987.

[Mon93] L. Montanet et al. Review of Particle Properties. *Physical Review D*, 50:1275, 1993.

[MZ89] G. Marsaglia and A. Zaman. *RMMAR*. CERNLIB, 1989.

[Nel85] W.R. Nelson et al. The EGS4 Code System. *SLAC Report*, 265, 1985.

[Pee93] P.J.E. Peebles. *Principles of Physical Cosmology.* Princeton University Press, 1993.

[Pet96] D. Petry et al. *Astronomy and Astrophysics*, L13:311, 1996.

[Pet97] J. Petry. Verfahren zur Rekonstruktion der Schauerrichtung HEGRA-Geigerturmdaten und die Bestimmung der absoluten Orientierung der Detektorkomponenten. Diplomarbeit an der Bergischen Universität Gesamthochschule Wuppertal, 1997.

[PG97] R. Plaga and J. Gebauer. persönliche Mitteilung, 1997.

[Pla95] R. Plaga. A study of the coarse chemical composition of cosmic radiation between 300 and 1000 TeV. In 24^{th} *International Cosmic Ray Conference, Rome*, volume 2, pages 693–696, 1995.

[Pri] T. Prietz. Diplomarbeit in Vorbereitung.

[Pro95] J. Procureur. On the Problem of Cerenkov Light Simulation for showers initiated by primary gamma-quanta with very low energy. In *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-IV*, 1995.

[Pro96] R. J. Protheroe. Origin and Propagation of the highest Energy Cosmic Rays. astro-ph/9612212, Dec 1996.

[Ptu93] V.S. Ptuskin et al. *Astronomy and Astrophysics*, 268:726, 1993. Diffusiver Transport in der Galaxis.

[Swo95] S.P. Swordy. Expectations for Cosmic Ray Composition Changes in the Region of 10^{14} to 10^{16} eV. In 24^{th} *International Cosmic Ray Conference Rome*, volume 2, pages 697–700, 1995.

[TBG93] T.Stanev, P.L. Biermann, and T.K. Gaisser. Cosmic Rays IV: The spectrum and chemical composition above 10^4 GeV. *Astronomy and Astrophysics*, 274:902–908, 1993.

[Top80] I.N. Toptyghin. *Space Science Review*, 26:157, 1980.

[U.S76] COESA U.S. Committee on Extension to the Standard Atmosphere. *U.S. Standard Atmosphere.* U.S. Government Printing Office, 1976.

[Völ84] H.J. Völk. In *High Energy Astrophysics, 19th Rencontre de Moriond*, page 281, Gif-sur-Yvette, 1984. Editions Frontieres.

[Wee96] T.C. Weekes et al. *Astronomy and Astrophysics Suppl.*, 120:603, 1996.

[Wie84] B. Wiebel. *Chemical Composition in High Energy Cosmic Rays.* BUGH Wuppertal, Wuppertal, 1984.

Abbildungsverzeichnis

Ich versichere, daß ich diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

Hamburg, im Juni 1997 Dieter Horns

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Mitgliedern der HEGRA–Kollaboration danken.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Götz Heinzelmann und Dr. Axel Lindner für die intensive Betreuung und Unterstützung.

Die ausgiebigen Diskussionen mit einigen der "Komponisten" in der HEGRA Kollaboration (Juan Cortina Blanco, Dr. Volker Haustein, Harald Kornmayer, Dr. Axel Lindner, Abelardo Moralejo Olaizola, Dr. Rainer Plaga, André Röhring und Barbara Wiebel-Sooth) waren immer wieder spannend und anregend.

Der HEGRA-Gruppe in Hamburg (Matthias Albers, Heike Biskop, Dr. Volker Haustein, Dr. Henric Krawczynski, Sven Mildahn, Till Mundzeck, Kay Pätzold, Jürgen Prahl, Torsten Prietz, Michael Raabe und Dirk Schmele) möchte ich an dieser Stelle für die vielen Anregungen und die freundliche Atmosphäre danken.