

Der relative Fehler wird also mit steigender Energie kleiner. Bei magnetischen Messungen des Impulses steigt er dagegen mit der Energie an (weil die Krümmung immer geringer wird). Deshalb sind bei Energien oberhalb von etwa 10 bis 20 GeV auch bei geladenen Teilchen nur noch ‘kalorimetrische’ Messungen möglich.

Im Vergleich zu hadronischen Schauern sind elektromagnetische Schauer sehr regelmässig und haben eine geringe laterale Ausdehnung (Abb.3.22). Die Strahlungsprozesse im Schauer haben sehr geringe Winkeldivergenz ($\sim 1/\gamma$), die Aufweitung kommt im wesentlichen von der Molière-Streuung der niederenergetischen Elektronen am Kaskadenende. Dagegen haben die Kernreaktionen in einer hadronischen Kaskade vergleichsweise große Streuwinkel. Als Maß für die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird der Molière-Radius eingeführt:

$$R_M = \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_k} \cdot x_0 \quad (3.54)$$

Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius R_M um die Schauerachse findet man 90% der Energie.

Eine empirische Formel für die longitudinale Energieverteilung in einem Schauer ist von Longo angegeben worden (‘Longo-Formel’):

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt} \quad (3.55)$$

Die Energieverteilung folgt also einer Gamma-Verteilung. Dabei sind α und b Parameter die von E_0 und Z abhängen (siehe dazu Kapitel 27 in [17]), Γ ist die Gamma-Funktion. Das Maximum der Funktion (3.55), entsprechend dem ‘Schauermaximum’, liegt bei:

$$t_{max} = \frac{\alpha}{b} \quad (3.56)$$

Eine Faustformel für t_{max} ist [17]

$$t_{max} = \ln \frac{E_0}{E_k} + \begin{cases} -0.5 & \text{(Elektronen)} \\ +0.5 & \text{(Photonen)} \end{cases} \quad (3.57)$$

Wenn man dann noch für Blei $b \approx 0.5$ annimmt [17], erhält man aus (3.56) auch α und kann damit die Longo-Formel (3.55) auswerten (Abb. 3.23). Da die Verteilung sehr lange Ausläufer hat, muss man Leckverluste in Kauf nehmen, um auf eine vernünftige Länge des Detektors zu kommen. Für einen 98%-Nachweis der deponierten Energie erhält man⁵:

$$t^{98\%} \approx t_{max} + 13.6 \pm 2.0 \quad (3.58)$$

3.7.5 Cherenkov-Effekt

Wenn ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit β in einem Medium mit Brechungsindex n schneller ist als das Licht, das heißt (c_0 ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit)

$$c = \frac{c_0}{n} \leq \beta \cdot c_0, \quad (3.59)$$

⁵C. W. Fabjan, “Calorimetry in High Energy Physics”, CERN-EP/85-54

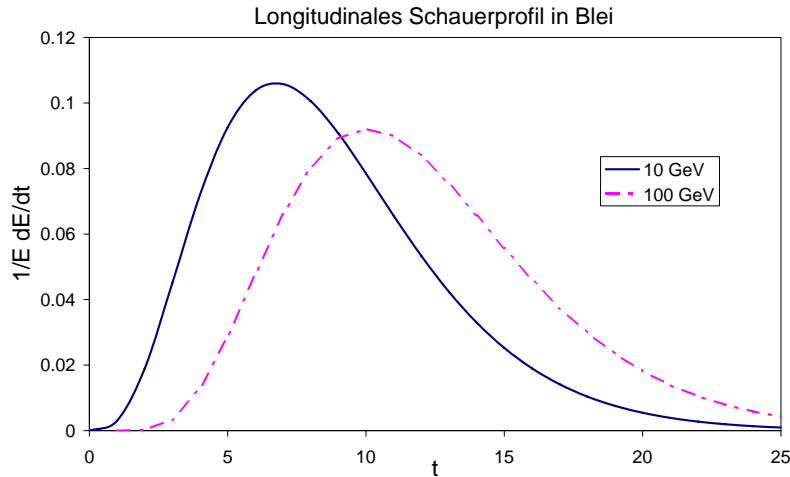


Abbildung 3.23: Longitudinales Schauerprofil nach der Longo-Formel für 10 und 100 GeV Elektronen in Blei: Anteil der pro Strahlungslänge deponierten Energie aufgetragen gegen die Schauertiefe in Einheiten t der Strahlungslänge.

dann strahlt das Teilchen unter einem Winkel θ sogenannte Cherenkov-Strahlung ab. Der Winkel ist gegeben durch (siehe Abb. 3.24):

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}. \quad (3.60)$$

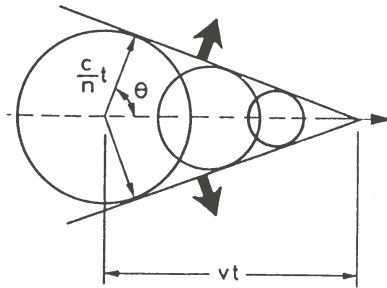


Abbildung 3.24: Ausbildung der Cherenkov-Strahlung: durch kohärente Überlagerung der Kugelwellen, die entlang der Teilchentrajektorie angeregt werden, bildet sich eine kegelförmige Wellenfront. Die Abstrahlung erfolgt senkrecht zu der Wellenfront.

Aus der Bedingung, dass der Kosinus ≤ 1 sein muß, folgt aus (3.60) die Schwelle, ab der Cherenkov-Strahlung entsteht (E_{th} : Schwellenenergie):

$$\beta \geq \frac{1}{n} \Rightarrow E_{th} = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (3.61)$$

Die Zahl der emittierten Photonen pro Weglänge und Wellenlängenintervall ist:

$$\frac{dN}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (3.62)$$

Das Spektrum bevorzugt also kurze Wellenlängen (die Abklingbecken von Kernreaktoren leuchten deshalb blau). Für das Wellenlängenintervall $\Delta\lambda = 400 - 700 \text{ nm}$ ergibt sich numerisch:

$$\frac{dN}{dx} \approx 500 \cdot z^2 \cdot \sin^2 \theta \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}} \quad (3.63)$$

Für Luft ergibt sich auf Meereshöhe $n - 1 \approx 3 \cdot 10^{-4}$ (diese Größe ist für Gase proportional zum Druck) und für Wasser und Eis ist $n \approx 1.33$ ($\lambda = 300 \dots 600 \text{ nm}$). In Tabelle 3.4 sind die Brechungsindizes von Luft und Wasser/Eis und die Schwellenenergien (E_{th}) für Elektronen und Myonen angegeben.

Tabelle 3.4: Brechungsindizes und Schwellenenergien.

Medium	n	$\theta_C(\beta = 1)$ [°]	E_{th} (e^\pm)	E_{th} (μ^\pm)
Luft	$1 + 2.93 \cdot 10^{-4}$	1.4	21 MeV	4.3 GeV
Wasser, Eis	1.33	41.2	0.8 MeV	160 MeV

Der Cherenkov-Effekt wird zum Nachweis geladener Spuren eingesetzt (zum Beispiel in den Luftschauder-Experimenten IceTop und Auger, siehe Abschnitt 3.8.3) oder zur Messung der Geschwindigkeit, um darüber zusammen mit einer Impulsmessung die Teilchenmasse zu bestimmen (Teilchenidentifikation). Eine Anordnung zur Messung der Geschwindigkeit ist zum Beispiel ein so genannter ‘Ring Imaging Cherenkov Detector’ (RICH), bei dem die abgestrahlten Cherenkov Photonen als Ringe auf eine photosensitive Ebene abgebildet werden.

3.7.6 Übergangsstrahlung (TR)

Relativistische Teilchen, die die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ϵ_1, ϵ_2 passieren, strahlen Photonen mit Wellenlängen vorwiegend im Röntgenbereich ab. Die Intensität der Strahlung ist proportional zum Lorentz-Faktor γ und der Abstrahlwinkel ist umgekehrt proportional zu γ :

$$I \sim \gamma, \quad \theta \sim \frac{1}{\gamma} \quad (3.64)$$

Wegen der γ -Abhängigkeit wird die Übergangsstrahlung in der Teilchenphysik vor allem zur Trennung von Pionen und Elektronen, die einen nahezu 300-fach größeren γ -Faktor als Pionen mit gleicher Energie haben, genutzt. In der Astroteilchenphysik werden TR-Detektoren vor allem in Ballon- und Satellitenexperimenten zur Trennung unterschiedlicher Kerne bei hohen Energien eingesetzt.

Die verwendeten Übergangsstrahlungs-Detektoren sind hierbei schichtweise aus Materialien mit zwei unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten aufgebaut (Abb. 3.25). Je mehr Lagen hintereinander liegen, umso mehr Photonen werden erzeugt, allerdings muss Selbstabsorption vermieden werden, so dass in der Regel mehrere Stufen, die jeweils einen Photodetektor haben, sinnvoll sind. Die Teilchentrennung hängt dann von der Gesamtlänge des Detektors ab.

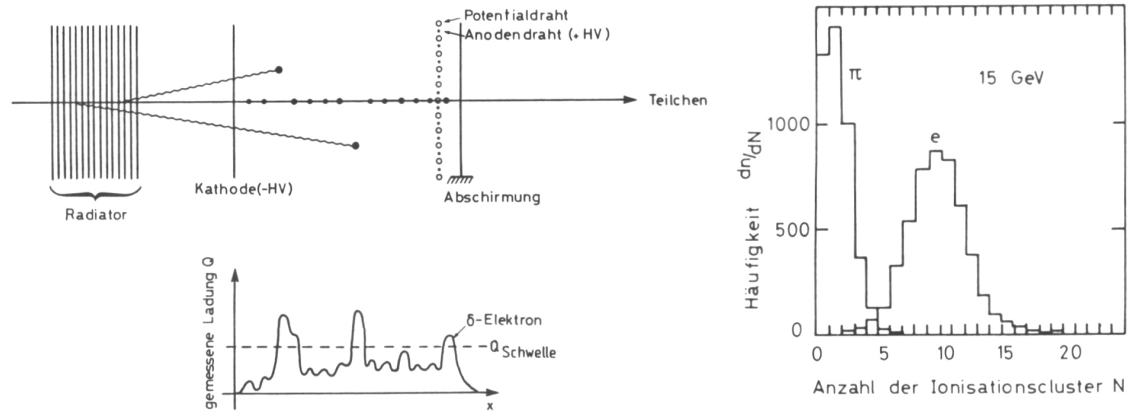


Abbildung 3.25: Schema eines TR-Detektors mit Radiatorlagen und Photondetektor. Der Photondetektor ist hier eine Driftkammer, die mit photo-sensitivem Gas (zum Beispiel mit einem hohen Xenon-Anteil) gefüllt ist, und einen langen Driftweg etwa parallel zur Spur hat, so dass man die Puls-Cluster von konvertierten Röntgen-Photonen zeitlich auf dem Driftkammersignal verteilt erscheinen (links unten). Rechts die Trennung von Elektronen und Pionen, wenn man die Cluster zählt.

3.7.7 Methoden der Teilchenidentifikation

Um Teilchen zu identifizieren, mißt man charakteristische Eigenschaften des Teilchens. Im Folgenden wird ein Überblick über die wichtigsten Identifizierungsmethoden, die in Beschleuniger- und Astroteilchen-Experimenten eingesetzt werden, gegeben:

- Geladene Teilchen: Mit der Messung von Impuls und Geschwindigkeit läßt sich die Masse bestimmen:

$$m = \frac{p}{\gamma\beta} \quad (3.65)$$

Die Lorentz-Variablen β oder γ lassen sich mit folgenden Methoden bestimmen:

- Laufzeitmessung,
- dE/dx -Messung,
- Messung der Cherenkov-Strahlung,
- Messung der Übergangsstrahlung.
- Die Massen (und eventuell andere Quantenzahlen) lassen sich auch durch die kinematische Rekonstruktion von Zerfällen bestimmen (p_i sind die Viererimpulse der Zerfallsprodukte):

$$m = \sqrt{\left(\sum_i p_i\right)^2} \quad (3.66)$$

- Elektronen und Photonen erzeugen elektromagnetische Schauer. Das Verhältnis der gemessenen Schauerenergie zum magnetisch bestimmten Impuls sollte für Elektronen $E/p \approx 1$ sein.

- Für Myonen ist ihre Fähigkeit, Absorbermaterialien zu durchdringen, charakteristisch.
- Hadronen können über die Erzeugung hadronische Schauer erkannt werden (bei genügend hoher Energie).
- Schwach zerfallende Teilchen können über eine Lebensdauerermessung identifiziert werden (schwere Quarks, Leptonen, ...).

Manche dieser Methoden, wie die Geschwindigkeitsmessungen, sind nur bei relativ kleinen Energien möglich, weil die Geschwindigkeit für relativistische Teilchen in Sättigung geht. Die von dem Lorentz-Faktor γ abhängige Übergangsstrahlung hat diese Einschränkung nicht, aber die entsprechenden Detektoren sind technisch recht aufwendig.

3.8 Experimente zum Nachweis Kosmischer Strahlung

Zum Nachweis der Kosmischen Strahlung werden unterschiedliche Ansätze verfolgt. Während der Fluss der Teilchen bei niedrigen Energien noch groß genug ist, um mit Ballon- und Satellitenexperimenten mit relativ kleinen Detektoren direkte Beobachtungen durchführen zu können, sind bei höheren Energien großflächige Detektorfelder zum Nachweis der ausgedehnten Luftschauer nötig⁶. Bei der indirekten Messung der Kosmischen Strahlung über Luftschauern, ist es allerdings sehr schwierig, eindeutig auf die physikalischen Parameter wie Ladung, Ladungsvorzeichen und Masse der primären Teilchen zu schließen.

3.8.1 Ballonexperimente

Ballons (Abb. 3.26) können Volumina bis zu einer Million m^3 haben, bringen Nutzlasten von bis zu 3 Tonnen in Höhen von etwa 40 km, bei einer typischen Flugdauer von 24 Stunden bis zu wenigen Wochen⁷. Die verbleibende Restatmosphäre oberhalb des Experiments beträgt dann nur noch $3\text{-}5 \text{ g/cm}^2$. Vergleicht man diese Zahl mit den etwa 90 g/cm^2 an mittlerer freier Weglänge von Protonen in Luft, so erkennt man, dass die Ballonflughöhe der Weltraumbedingung sehr nahe kommt.

Die Abbildung 3.27 zeigt exemplarisch die typische Größe und Komplexität eines modernen Ballonexperiments am Beispiel des ISOMAX-Experiments. Es ist etwa 2.5 m hoch und hat eine Masse von 2000 kg. Im Zentrum dieses Experiments befindet sich ein supraleitendes Magnetspektrometer, das den Impuls einfallender Protonen noch bei 100 GeV auf 6% genau zu messen gestattet. Zur Messung von Ladung und Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen, und damit Teilchenidentifikation,

⁶Links zu den im Folgenden erwähnten Experimenten finden sich unter <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/CosmicRaySites.html>

⁷Das Experiment 'Tracer' ist zum Beispiel 4.5 Tage von Schweden nach Kanada geflogen und hat sich 14 Tage lang auf einem Rundflug um den Südpol befunden (<http://tracer.uchicago.edu/>). Dabei ist die Massenzusammensetzung bis zu den bisher höchsten Energien direkt gemessen worden, siehe Abb. 3.9.



Abbildung 3.26: Start des Ballon-Experimentes ISOMAX (Kollaboration von Goddard Space Flight Center, California Institute of Technology und Universität Siegen).

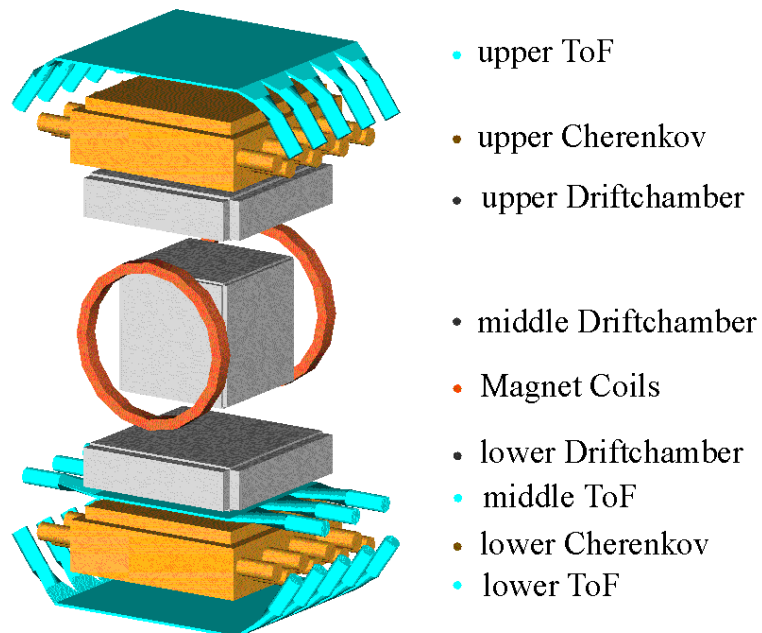


Abbildung 3.27: Schematische 3-D-Ansicht der ISOMAX-Apparatur.

wird das Spektrometer durch Szintillationszähler, Aerogel-Cherenkovzähler und eine Flugzeitmessung (ToF = time-of-flight) ergänzt.

Mit Ballonexperimenten wurde die Zusammensetzung der einfallenden kosmischen Teilchen (Hadronen, Leptonen, Kerne, Antimaterie) und deren Energiespektren bestimmt (Abschnitt 3.3, Abb. 3.7).

3.8.2 Satellitenexperimente

Ballonexperimente finden dann ihre Grenze, wenn die Flüsse der einfallenden Teilchen so gering werden, dass mit den erreichbaren Flugdauern von bestenfalls einigen Wochen nicht ausreichend viele Teilchen registriert werden können. Deshalb sind Satellitenexperimente konzipiert worden, die über mehrere Jahre Messen können.

Die ersten zwei Satellitenexperimente für die Messung galaktischer Kosmischer Strahlung (also nicht nur Teilchen von der Sonne) sind PAMELA und AMS. Beide Experimente sind als Magnetspektrometer ausgelegt, und erlauben damit, als wesentliche Verbesserung gegenüber früheren Experimenten, eine bessere Impulsbestimmung und vor allem die Ladungstrennung und damit die Suche nach Antimaterie. Insbesondere die Messung der Antiprotonen und Positronen haben bisher unter geringer Statistik und dem Einfluß der Erdatmosphäre gelitten, da bis dahin alle Messungen mit Ballonexperimenten durchgeführt wurden. Welche Verbesserungen mit einem Satellitenexperiment möglich geworden sind, haben wir bereits am Beispiel der PAMELA-Messung des Anti-Protonen-Flusses in Abb. 3.10 rechts gesehen.

Pamela: PAMELA steht für ‘Payload for AntiMatter Exploration and Light-nuclei Astrophysics’. Das wissenschaftliche Ziel der PAMELA-Mission ist vor allem die Messung von Antiprotonen und Positronen und die Bestimmung von Flußgrenzen für Antikerne.

PAMELA kreist an Bord des russischen Satelliten Resurs-DK1 in einem nahezu polaren Orbit mit einer Inklination von 70.4° und einer Höhe zwischen 350 und 600 km. Dieser Orbit erlaubt eine Messung der niederenergetischen galaktischen kosmischen Teilchenstrahlung in der Nähe der Pole, wo der Einfluß des Erdmagnetfeldes gering ist. Das Experiment ist im Juni 2006 gestartet worden und hat bereits erste Veröffentlichungen herausgegeben.

Abbildung 3.28 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau von PAMELA: Das Experiment besteht aus einem Magnetspektrometer mit einem Permanentmagneten, Siliziumstreifenzählern zur Auslese, einem Übergangstrahlungsdetektor, einem Silizium-Wolfram-Kalorimeter, einem Flugzeitzähler und einem Anti-Koinzidenz-System. Das gesamte Experiment ist nur etwa 120 cm hoch und wiegt etwa 400 kg. Das Magnetspektrometer im Zentrum ist kompakt und hat nur eine Höhe von 450 mm und eine Öffnung für den Teilchendurchgang von $132 \times 162 \text{ mm}^2$. Kombiniert mit der Winkelöffnung des Experimentes ergibt sich daraus eine geometrische Akzeptanz von $A = 20.5 \text{ cm}^2 \text{ ster}$, was auf dem polaren Orbit ausreicht, um genügend Teilchen in der vorgesehenen Meßzeit von einigen Jahren zu registrieren.

Die ersten Messungen der Positronenrate durch PAMELA⁸ haben für Aufregung unter Teilchen- und Astroteilchenphysikern gesorgt: Das Verhältnis des Positronen-

⁸O. Adriani et al., ‘An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV’, Nature 458, 607-609 (2 April 2009).

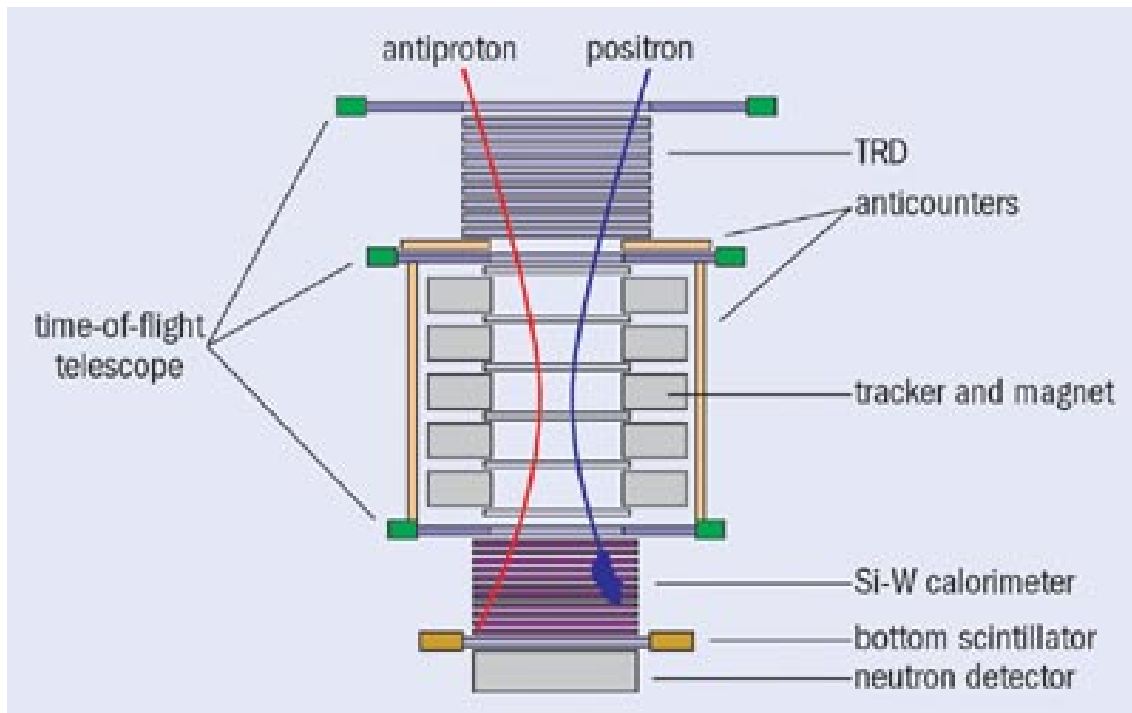


Abbildung 3.28: Schema der PAMELA-Apparatur.

zu dem Elektronenfluss steigt mit der Energie an (Abb. 3.29), was im Widerspruch zu der Annahme ist, dass Positronen nur aus sekundärer Produktion stammen. Die experimentelle Methode zur Identifikation der Positronen, was insbesondere die Trennung von den stark dominierenden Protonen erfordert, ist in Abb. 3.30 demonstriert. Die Messungen legen nahe, dass es eine 'lokale Quelle' gibt, die zum Beispiel ein bisher nicht entdeckter naher Pulsar ist oder, noch viel aufregender, die Annihilation von Dunkler Materie signalisiert.

AMS-Experiment Das Magnetspektrometer AMS wurde zur Suche nach Antikernen entwickelt. Obwohl Gamma-Beobachtungen darauf hindeuten, dass es keine primordiale Antimaterie bis hoch zu Skalen von Superhaufen von Galaxien im Universum gibt, wurde auch in der kosmischen Strahlung nach galaktischen Antikernen gesucht, allerdings bisher erfolglos: die obere Grenze für Antihelium liegt bei etwa $\text{Antihelium}/\text{Helium} < 10^{-6}$.

Basierend auf den Ergebnissen einer Testmission (AMS-01) soll ein erweitertes AMS-Spektrometer (AMS-02) auf der Internationalen Raumstation ISS für einen Zeitraum von drei bis fünf Jahren eingesetzt werden. Der Startzeitpunkt ist jetzt auf 2010 festgelegt. Das Kernstück von AMS-02 soll dann ein Magnetspektrometer mit supraleitendem Magneten und Siliziumstreifenzählern zur Auslese sein. Zur Teilchenidentifizierung dienen ein Übergangstrahlungsdetektor, ein RICH Cherenkov-Detektor (Ring Imaging Cherenkov Detector), ein Kalorimeter, ein Flugzeitzähler und ein Anti-Koinzidenz-System.

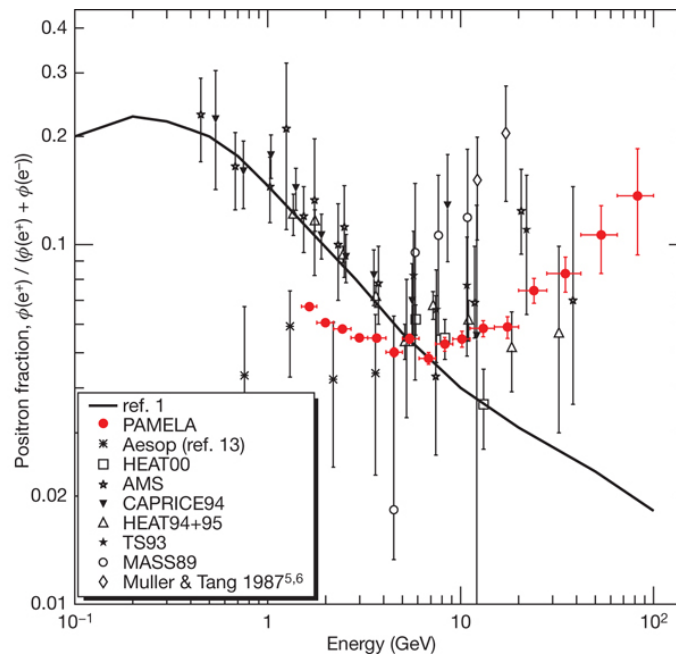


Abbildung 3.29: Das von PAMELA gemessene Verhältnis des Positronenflusses zum Gesamtfluss von Positronen und Elektronen als Funktion der Energie. Der Vergleich mit früheren Messungen durch Ballonexperimente zeigt die enorme Präzisionsverbesserung durch Satellitenexperimente. Die Kurve zeigt die Erwartung, wenn Positronen nur sekundär erzeugt werden, was offensichtlich in Widerspruch zu den Messungen ist.

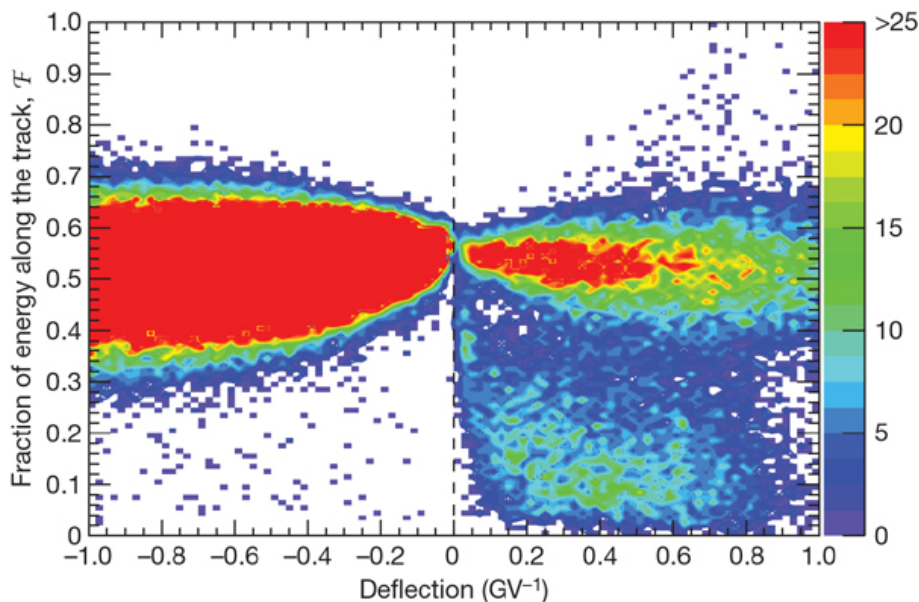


Abbildung 3.30: Anteil der im Kalorimeter innerhalb 0.3 Molière-Radien deponierten Energie als Funktion der Spurkrümmung (hohe Energien mit wenig Krümmung im Magnetfeld liegen nahe dem Nullpunkt). Der Energieanteil ist relativ zu der aus der Spurkrümmung bestimmten Energie, was für Elektronen und Positronen eine Konstante, unabhängig von der Krümmung, ergeben sollte. Die Farbskala gibt die Anzahl der Ereignisse in einem Bin an.

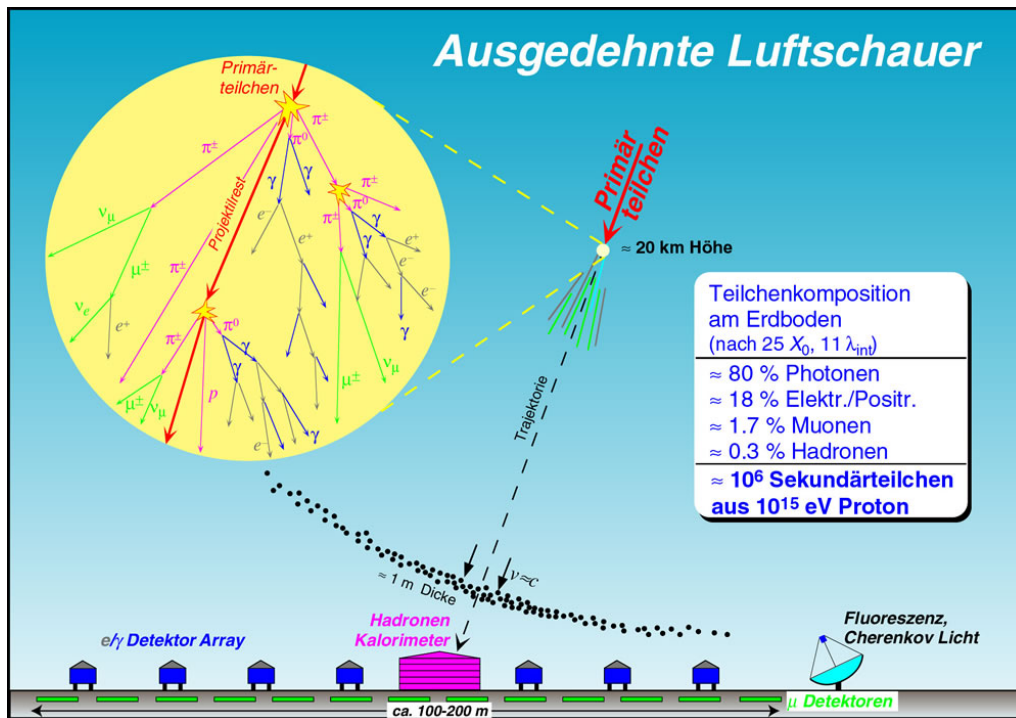


Abbildung 3.31: Das Prinzip der Entwicklung und des Nachweises eines ausgedehnten Luftschauers: Teilchenzusammensetzung eines von einem Proton erzeugten Luftschauers in der Nähe des Erdbodens und die Detektoren für die elektromagnetische, hadronische und myonische Komponente sowie Teleskope für den Nachweis von Cherenkov- und Fluoreszenz-Strahlung.

3.8.3 Ausgedehnte Luftschauer

Wegen des steil abfallenden Energiespektrums kann Kosmische Strahlung bei hohen Energien nicht mehr mit Detektoren, die von Satelliten oder Ballons getragen werden, vermessen werden. Der Teilchenfluss für Energien oberhalb von 10^{15} eV ist etwa $1/(\text{m}^2 \cdot \text{Jahr})$ und oberhalb von 10^{20} eV etwa $1/(\text{km}^2 \cdot 100 \text{ Jahre})$. Der direkte Nachweis scheint für diese Energien ausgeschlossen zu sein.

Nachweismethoden:

Hochenergetische Kosmische Strahlung erzeugen ausgedehnte Luftschauer (EAS = Extended Air Shower), die mit relativ kostengünstigen, großflächig auf dem Erdboden verteilten Detektoren nachgewiesen werden können.

Abbildung 3.31 zeigt das Prinzip der Entwicklung und des Nachweises eines ausgedehnten Luftschauers. Die Schauerteilchen bilden eine weite Schauerfront, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Die Teilchenlawinen entwickeln sich entlang der Einfallsrichtung des Primärteilchens, so dass im Durchstoßpunkt der Einfallsrichtung durch die Erdoberfläche die höchste Teilchenintensität nachgewiesen wird. Aufgrund der hohen Multiplizitäten genügt es, die einzelnen Schauerkomponenten stichprobenartig mit weitläufig verteilten Detektoren zu registrieren. Ein primäres Proton einer Energie von 10^{15} eV (1 PeV) erzeugt zum Beispiel in der Nähe der Erdoberfläche im Mittel 10^6 Sekundärteilchen (80% Photonen, 18% Elektronen

und Positronen, 1.7% Myonen und 0.3% Hadronen). Bei Energien oberhalb von 10^{17} eV läßt sich auch Fluoreszenzlicht im Wellenlängenbereich zwischen 300-400 nm effizient nachweisen. Es entsteht durch die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Stickstoffmolekülen der Atmosphäre und kann bei solchen Energien mit abbildenden Spiegelsystemen in klaren Nächten in einer Entfernung bis zu 30 km beobachtet werden. Von dieser Nachweismethode machen die Experimente HiRes und AUGER Gebrauch (siehe unten).

Die eigentlich interessierenden Größen, nämlich Richtung, Energie und Masse der Primärteilchen müssen jeweils aus den Eigenschaften der Luftschauber abgeleitet werden. Die Schwierigkeit der Messung steigt in Reihenfolge der genannten Messgrößen: während die Richtung unmittelbar aus den Messdaten abgelesen werden kann, erfordert die Bestimmung der Masse mehr oder minder aufwendige Luftschaubersimulationen, anhand derer man durch Vergleich auf des ursprünglich Teilchen schließen kann. Zu diesem Zweck wurde das inzwischen von vielen Gruppen weltweit verwendete Luftschaubersimulationsprogramm CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade) entwickelt. Simulationen zeigen, dass hochenergetische Hadronen (Protonen, Neutronen, Pionen,...) relativ eng (~ 30 m) um die Schauerachse konzentriert sind, Elektronen, Positronen und Photonen den zahlenmäßig größten Anteil ausmachen, und Myonen noch einige 100 m (bei 10^{14} eV) bis zu mehreren km (bei 10^{19} eV) entfernt von der Schauerachse nachweisbar sind.

Entwicklung von Luftschaubern

Die Entwicklung eines Luftschaubers wird in der Regel in Abhängigkeit von der in Abschnitt 3.6 eingeführten atmosphärischen Tiefe X beschrieben,

$$X(z) = \int_z^\infty \rho(z) dz, \quad (3.67)$$

wobei z die Höhe und ρ die Dichte der Luft ist. Näherungsweise ist X durch den Druck $p(z)$ in der Höhe z als $X(z) = p(z)/g$ gegeben (g ist die Erdbeschleunigung).

Beim Nachweis hochenergetischer Luftschauber sind die Detektoren hauptsächlich auf die elektromagnetische Komponente sensitiv, weil Elektronen in der Umgebung des Schauermaximums am zahlreichsten sind. Die longitudinale Entwicklung der Elektronenzahl N_e als Funktion der atmosphärischen Tiefe wird durch die Gaisser-Hillas-Formel angegeben:

$$N_e(X) = N_{e,max} \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - X_1} \right)^{\frac{X_{max} - X_1}{\lambda}} \exp \frac{X_{max} - X}{\lambda}, \quad (3.68)$$

wobei X_{max} und $N_{e,max}$ die atmosphärische Tiefe und die Elektronenzahl am Schauermaximum und X_1 die Tiefe der ersten Wechselwirkung sind. Der Parameter λ ist eine effective Strahlungslänge, die etwa 70 g/cm^2 ist. Die Gaisser-Hillas-Formel ähnelt sehr der Longo-Formel (3.55) für die Entwicklung elektromagnetischer Schauer, allerdings handelt es sich hier um die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schaubers.

Für den Schaubernachweis in der Detektorebene am Erdboden ist die laterale Energieverteilung wesentlich. Die laterale Elektronendichte als Funktion des Abstan-

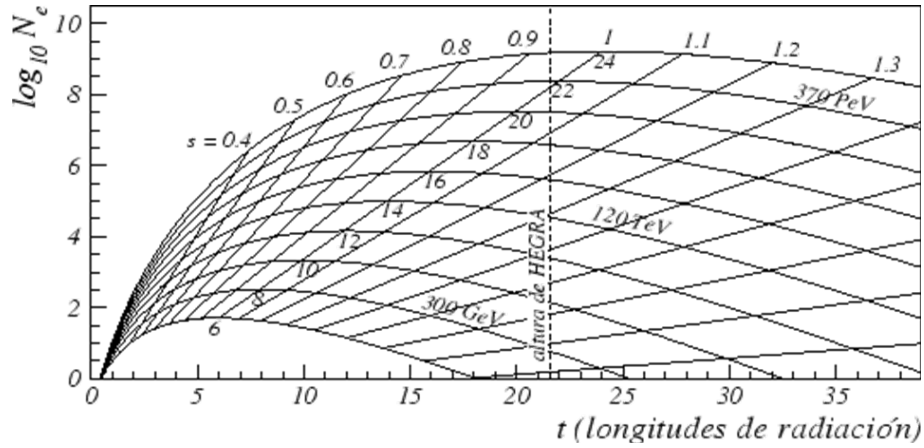


Abbildung 3.32: Longitudinale Schauerprofile: Elektronenzahl aufgetragen gegen die atmosphärische Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge in Luft ($x_0^{Luft} = 36.7 \text{ g cm}^{-2}$). Die Geraden verbinden die Punkte gleichen Schaueralters s (zum Beispiel verbindet $s = 1$ die Schauermaxima, die Zahlen an dieser Geraden geben die Lage des Schauermaximums auf der x-Achse an). Eingezeichnet ist die Tiefe von HEGRA, einem Cherenkov-Teleskop auf La Palma (jetzt ersetzt durch MAGIC) in einer Höhe von 2200 m über dem Meeresspiegel (entspricht etwa 790 g cm^{-2}).

des r von der Schauerachse wird durch die so genannte NKG-Funktion (Nishimura-Kamata-Greisen) beschrieben:

$$\rho(r) = C \frac{N_e}{r_M^2} \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5} \quad (3.69)$$

Hier sind r_M der Molière-Radius, C eine Normierungskonstante und s das so genannte Schaueralter, das die Tiefe relative zum Schauermaximum angibt:

$$s = 3 \left(1 + \frac{2X_{max}}{X} \right)^{-1}. \quad (3.70)$$

Die longitudinale Schauerentwicklung wird durch ein Schaueralter von 0 bis 3 beschrieben, wobei der Wert 1 am Schauermaximum angenommen wird.

In Abb. 3.32 werden für Energien von etwa 70 GeV bis 600 GeV longitudinale Profile der Elektronenzahl gezeigt. Die Höhenlage des Detektors beeinflusst, was von einem Schauer gesehen wird. Zum Beispiel sieht man bei der eingezeichneten Detektorlage (HEGRA auf La Palma, 2200 m ü. M.), dass bei der niedrigsten eingezeichneten Energie von etwa 70 GeV praktisch keine elektromagnetische Komponente mehr sichtbar ist (im wesentlichen verbleibt die myonische Komponente). Dagegen ist in dieser Höhe der maximale elektromagnetische Anteil bei etwa 370 PeV nachweisbar. Bei verschiedenen Detektorhöhen würde man unterschiedliche Bereiche der Schauerentwicklung untersuchen. Ein Abtasten von Schauerprofilen für eine gegebene Schauerenergie kann man auch durch Messung bei verschiedenen Zenithwinkeln erreichen, weil dadurch die effektive atmosphärische Tiefe variiert wird ('slant depth').

Wie die verschiedenen Messgrößen eines Luftschauers von der Position des Detektors relativ zum Schauermaximum beeinflusst werden, wird schematisch in Abb. 3.33

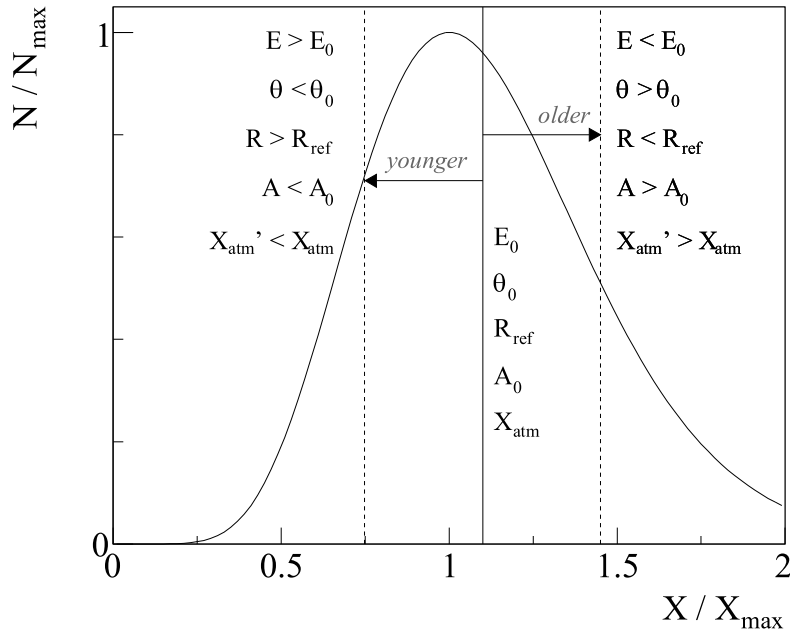


Abbildung 3.33: Schematische Darstellung der Detektorposition relativ zum Schauermaximum bei Variation von Schauerparametern. Die Parameter sind: Energie E , Zenithwinkel θ und Masse A des primären Teilchens, gemessen bei einem Radius R unter einer Atmosphäre der Tiefe X_{atm} .

gezeigt. Das Detektorsignal eines Schauers mit der Energie E_0 , Zenithwinkel θ_0 und Masse A_0 des primären Teilchens, gemessen bei einem Radius R_{ref} unter einer Atmosphäre der Tiefe X_{atm} wird als Referenzgröße benutzt. Jede Änderung eines dieser Parameter ändert das Schaueralter, bei dem der Schauer beobachtet wird. Zum Beispiel beobachtet man bei kleinerem Zenitwinkel einen Schauer zu einer früheren Zeit in seiner Entwicklung.

Masse des primären Teilchens:

Die Bestimmung der Massenzusammensetzung der primären kosmischen Strahlung ist ein wichtiges Ziel der Luftschauerexperimente. Neben ihrer astrophysikalischen Bedeutung spielt die Massenzusammensetzung auch eine wichtige Rolle bei der Schauerrekonstruktion, weil die Bestimmung der Energie aus den Detektorsignalen im Allgemeinen die Kenntnis der primären Masse voraussetzt. Um diese Masse aus einem Luftschauer, wenigstens im statistischen Mittel, zu bestimmen, kann man folgende massenabhängigen Schauereigenschaften ausnutzen (Abb. 3.34):

- Ein Kern mit der Massezahl A und der Energie E wechselwirkt mit der Luft näherungsweise wie A unabhängige Nukleonen mit jeweils der Energie E/A .
- Dadurch ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für schwerere Kerne größer als für leichtere und deshalb findet die erste Wechselwirkung bei schwereren Kernen früher statt.
- Das führt dazu, dass in den ersten Wechselwirkungen mehr Pionen erzeugt

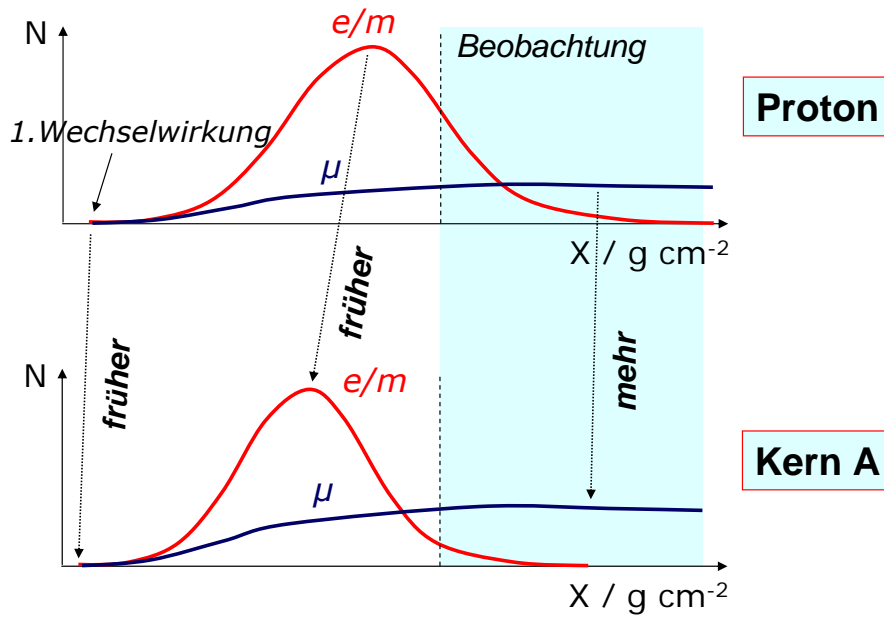


Abbildung 3.34: Schematische Darstellung der Massenabhängigkeiten der Schauarentwicklung. Verglichen werden die elektromagnetischen und myonischen Komponenten eines Protonenschauers (oben) mit denen eines Schauers, der durch einen schwereren Kern ausgelöst (unten) wurde.

werden, die zerfallen können, bevor sie wieder wechselwirken, weil in der hohen Atmosphäre tendenziell der Zerfall gegenüber der Wechselwirkung gewinnt.

- Das wichtige Resultat ist, dass je schwerer der primäre Kern ist, umso mehr hochenergetische Myonen in einen 'Myon-Bündel' eng kollimiert um die Strahlachse auftreten.

Der Vergleich der elektromagnetischen Komponente mit der Anzahl der hochenergetischen Myonen wird zur Bestimmung der Massenzusammensetzung herangezogen. In den beiden im folgenden beschriebenen Luftschauerdetektoren, KASKADE und IceTop, werden diese beiden Komponenten auf verschiedene Weise gemessen.

KASKADE, IceTop:

Diese Detektoren sind Beispiele für Experimente, die den Bereich mittlerer Energien, um das 'Knie' herum, abdecken und die insbesondere die chemische Zusammensetzung bestimmen sollen (vergleiche Abschnitt 3.3). Die bisherigen Messungen im Bereich des Knies und darüber sind in Abb. 3.5 für das 'all-particle' Spektrum zusammengefasst. Die starken, nicht-statistischen Fluktuationen zwischen den Experimenten weist darauf hin, dass es noch unverstandene systematische Effekte gibt, wozu zum Beispiel auch die die Anhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Masse gehören mag.

KASKADE: Auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ sind schachbrettartig 252 Detektorstationen im Abstand von 13 m zueinander verteilt (Abb. 3.35). Die Stationen



Abbildung 3.35: Das KASCADE-Experiment im Forschungszentrum Karlsruhe. Erkennbar sind neben den einzelnen Hütten des Detektorfelds auch der in der Mitte gelegene Zentraldetektor.

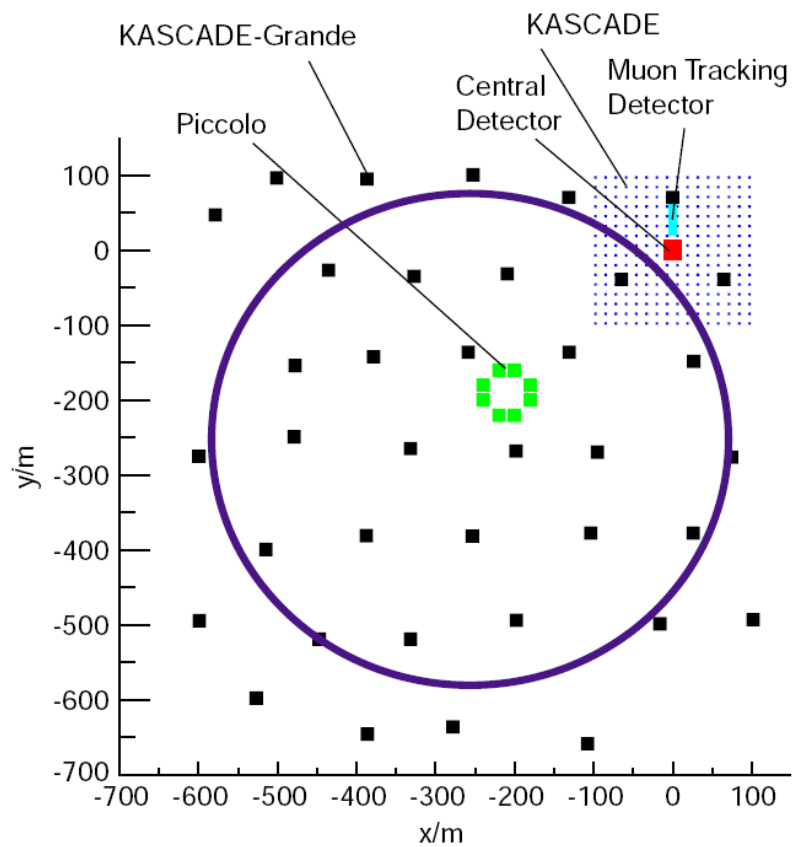


Abbildung 3.36: KASCADE-Grande mit KASCADE (oben rechts).

beinhalten Szintillationsdetektoren zum Nachweis der Elektronen und Photonen eines Luftschauers, zusätzlich befindet sich unter einer 20 cm starken Blei-Eisen-Abschirmung ein Szintillationsdetektor zum Nachweis von Myonen. Das Zentrum der Anlage ist ein $20 \times 16 \text{ m}^2$ großes Detektorsystem bestehend aus einem 4000 t Kalorimeter, zwei Ebenen aus Vieldraht-Proportionalkammern, eine weitere Ebene aus Streamertube-Detektoren sowie einer Triggerebene aus Szintillationszählern. Dieses System dient zur Vermessung der Hadronen, Myonen und Elektronen im Kernbereich des Luftschauers. Von diesem Zentraldetektor führt nach Norden ein 50 m langer Tunnel, in dem Myonen nachgewiesen werden.

Die KASCADE-Detektoren werden durch KASCADE-Grande erweitert, eine Anordnung von 37 Stationen im jeweiligen Abstand von 130 m auf einer Fläche von 0.5 km^2 (Abb. 3.36) Jede KASCADE-Grande-Station ist mit 10 m^2 Szintillationsdetektoren ausgestattet, mit denen im Wesentlichen die elektromagnetische Komponente eines Schauers gemessen wird.

IceTop: IceTop ist ein 1 km^2 großer Luftschauerdetektor am Südpol, der auf der Eisoberfläche den IceCube-Detektor abdeckt (Abb. 1.8). Jedem der 80 IceCube-Strings sind zwei IceTop-Tanks zugeordnet. Diese Tanks ($2.7 \text{ m}^2 \times 0.9 \text{ m}$) sind mit Eis gefüllt, in dem jeweils zwei optische Module das von den Luftschauerteilchen im Tank erzeugte Cherenkovlicht registrieren (Abb. 3.37). Seit der Saison 2008/09 sind 59 Stationen (118 Tanks) installiert. Der Detektor soll 2011 komplett sein.

Wegen der Höhe von etwa 2800 m über dem Meeresspiegel hat IceTop den Vorteil gegenüber ähnlichen Detektoren (zum Beispiel auch KASCADE), näher am Schauermaximum zu sein, was eine bessere Bestimmung der Massen der Primärteilchen erwartet läßt. Ein noch größerer Vorteil für die Massenbestimmung ist die Möglichkeit, in Koinzidenz mit IceTop-Schauern hochenergetische Myon-Bündel in IceCube zu messen (Abb. 3.38). Durch die große Tiefe werden nur die hochenergetischen Myonen (mindestens etwa 600 GeV) herausgefiltert, die aus den ersten Wechselwirkungen stammen.

Kosmische Strahlung am GZK-Limit

Durch Nachweis des Fluoreszenzlichtes von Teilenschauern konnte 1991 das Flye's-Eye-Teleskop in Utah (USA) die bis dahin höchste gemessene Teilchen-Energie bei $3.2 \cdot 10^{20} \text{ eV}$. beobachten. Der Nachfolger ist der HiRes-Detektor, dessen Daten in Übereinstimmung mit dem erwarteten Abbruch des Energiespektrums bei etwa 10^{19} eV (GZK-Cutoff, Abschnitt 3.2) sind. Allerdings ist das im Widerspruch zu Ergebnissen des Experiments AGASA (Akeno Giant Air Shower Array), das Teilchen mit Energien oberhalb $0.5 \cdot 10^{20} \text{ eV}$ beobachtet. Das AGASA-Experiment bedeckt eine Fläche von 100 km^2 mit 111 Oberflächendetektoren und 27 abgeschirmten Myondetektoren.

AUGER: Die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von HiRes und AGASA will das Auger-Experiment lösen. Das Experiment setzt auf den Nachweis von Schauerteilchen mit Bodendetektoren als auch gleichzeitig auf die Messung des Schauers über Fluoreszenzlicht. Mit der gegenseitigen Kontrolle der Energiemessung durch

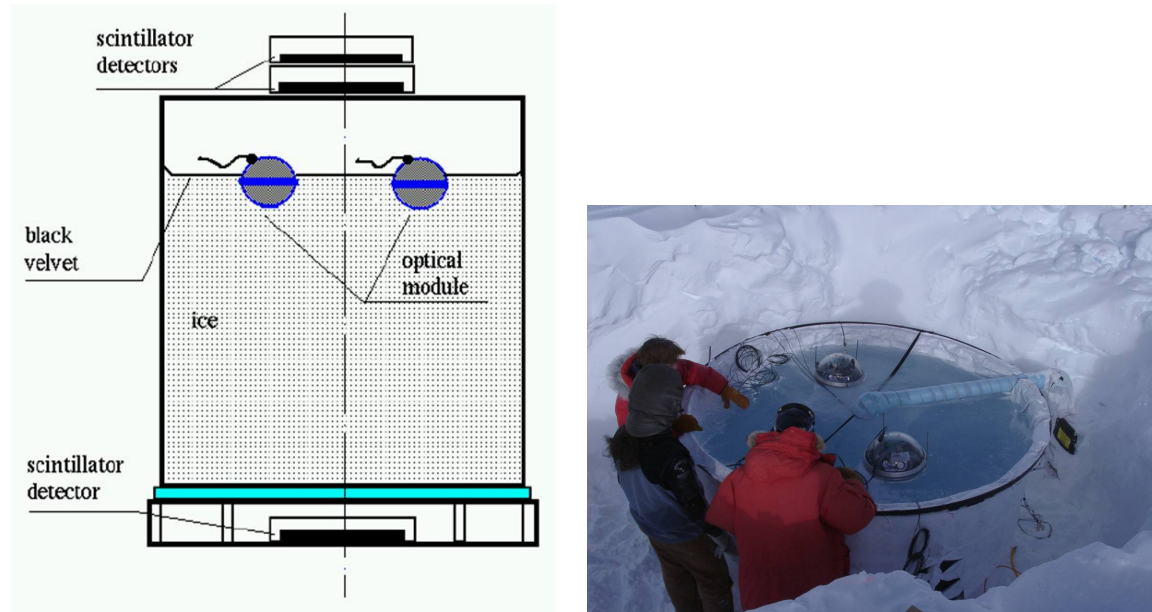


Abbildung 3.37: IceTop-Tank: Links eine schematische Zeichnung; rechts: Blick auf einen noch offenen Tank während der Installation am Südpole.

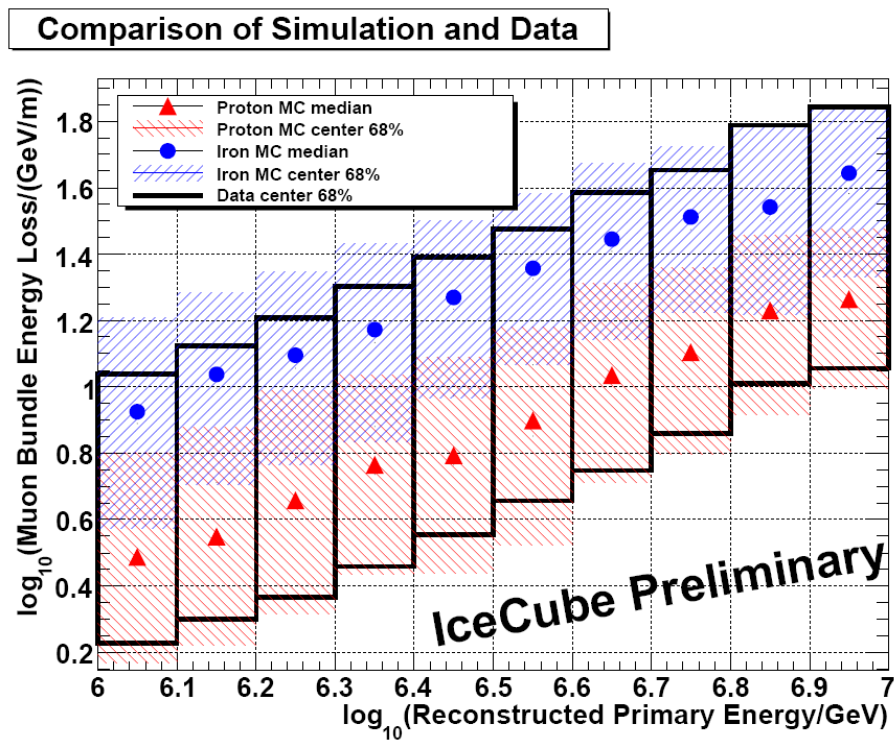


Abbildung 3.38: Der Energieverlust von Myon-Bündeln in IceCube aufgetragen gegen die Schauenergie, die gleichzeitig in IceTop gemessen wurde. Der Energieverlust ist ein Maß für die Anzahl der Myonen in dem Bündel. Dargestellt sind die simulierten $1\text{-}\sigma$ -Bänder für Protonen und für Eisen sowie die dazugehörigen Mittelwerte. Für die Daten sind nur die $1\text{-}\sigma$ -Bereiche angegeben.

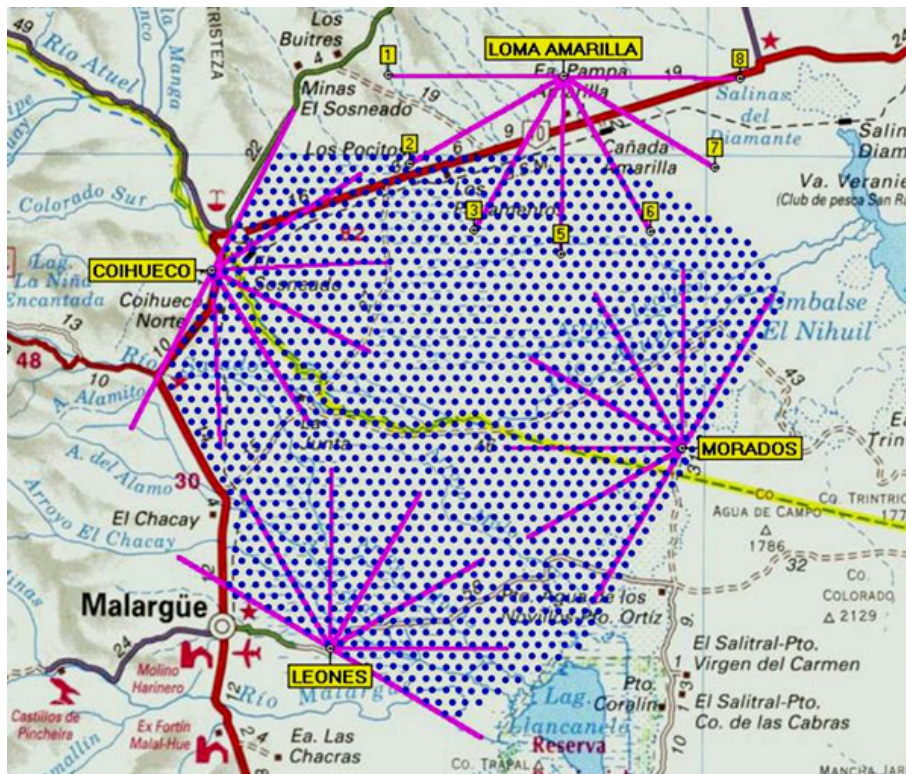


Abbildung 3.39: Detektoranordnung des Auger-Experimentes mit den vier Fluoreszenz-Teleskopen an der Peripherie des Gebietes.

beide Methoden hofft man die Energiekalibration, die größte Schwierigkeit bei einem steilen Energiespektrum, besser in den Griff zu bekommen.

Das Auger-Experiment in der Provinz Mendoza in Argentinien bedeckt eine Fläche von etwa 3000 km^2 (etwa Größe des Saarlandes) und ist damit das größte Experiment zur Beobachtung der kosmischen Strahlung (Abb. 3.39). Es hat 1600 Detektoren von jeweils 11.3 m^2 Fläche im Abstand von 1.5 km , die mit reinstem Wasser gefüllt sind (Abb. 3.40 links).

In Ergänzung zu den Wasserdetektoren überwachen 30 Fluoreszenz-Teleskope (Abb. 3.40 rechts) von vier verschiedenen Beobachtungsstationen aus die darüberliegende Atmosphäre. Jedes Teleskop hat eine Spiegelfläche von etwa 12 m^2 und ein Gesichtsfeld von $30^\circ \times 30^\circ$. Damit kann die komplette Entwicklung eines Luftschauers verfolgt werden (Abb. 3.41).

Das bisher wichtigste Ergebnis des Auger-Experimentes ist die experimentelle Bestätigung des GZK-Cutoffs (siehe die Diskussion in Abschnitt 3.2). Abbildung 3.42 zeigt, dass bei Energien oberhalb von etwa $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$ das Spektrum abbricht, wie für die beobachtete Entfernungsverteilung von Galaxien, die als Quellen in Betracht kommen, zu erwarten ist.

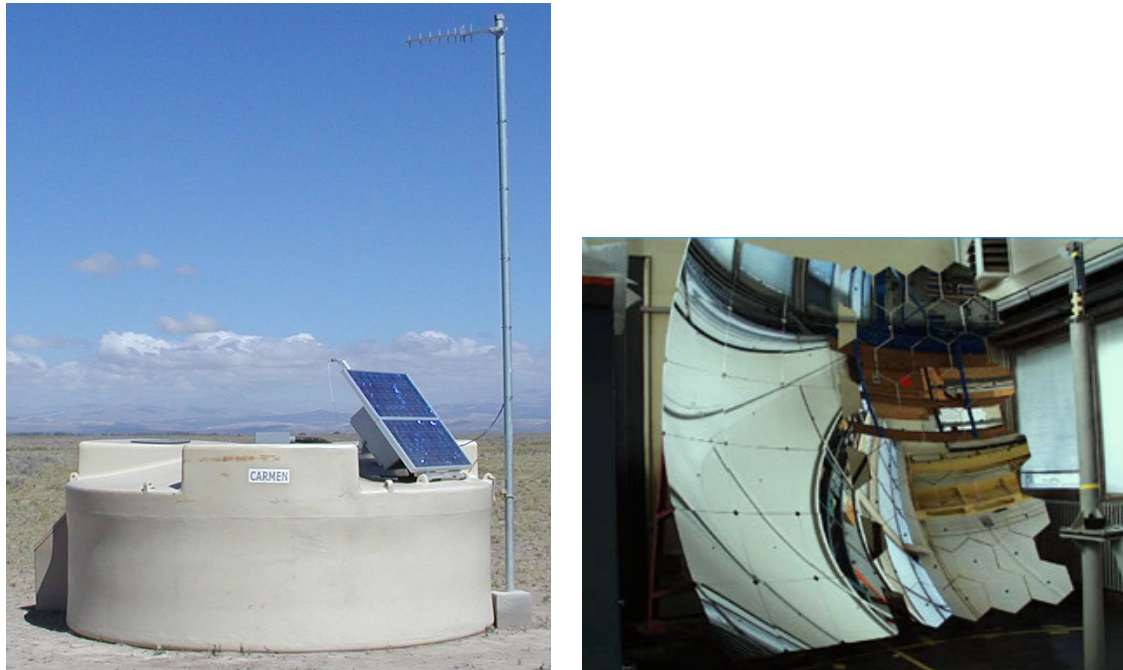


Abbildung 3.40: Auger-Experiment: Links: Detektor-Tank, rechts: Spiegel eines Floreszenz-Teleskops.)

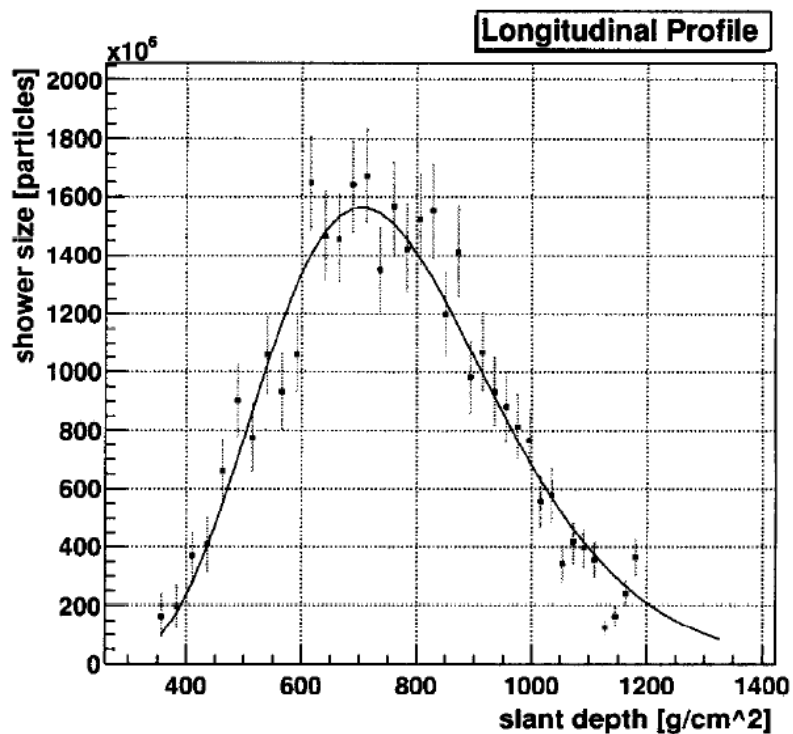


Abbildung 3.41: Das aus Fluoreszenz-Strahlung rekonstruierte longitudinale Profil eines eines Schauers, der in 16km Entfernung den Auger-Detektor trifft. Die abgeschätzte Energie ist $1.5 \cdot 10^{18}$ eV. Die Kurve ist eine Anpassung der Gaisser-Hillas-Funktion (3.68).

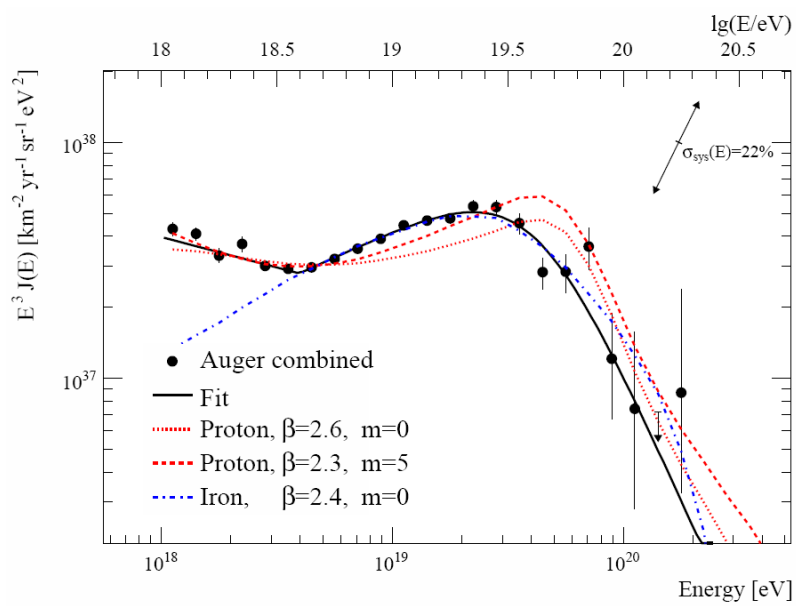


Abbildung 3.42: Messung des Energiespektrums der Kosmischen Strahlung durch Auger bei den höchsten Energien. Die Daten werden mit verschiedenen Modellen verglichen. Die Fit-Kurve bestimmt die Modellparameter.