

Kapitel 3

Kosmische Strahlung

3.1 Einführung¹

Die Erde wird fortwährend von hochenergetischen Teilchen aus dem Weltall getroffen. Dieses Phänomen wurde 1912 von dem österreichischen Physiker Viktor Franz Hess entdeckt. Zuvor war die natürliche Radioaktivität bereits bekannt und man ging davon aus, dass die an der Erdoberfläche gemessene ionisierende Strahlung von radioaktiven Nukliden in der Erdkruste verursacht wird. In einem Heißluftballon stieg Hess bis auf Höhen von 5000 m auf (Abb. 3.1). Er führte mehrere Elektrometer zur Messung der Intensität von ionisierender Strahlung mit und entdeckte, dass die Intensität der Strahlung mit zunehmender Höhe ansteigt. Er folgerte daraus, dass uns diese Strahlung aus dem Weltall erreicht und gab ihr den Namen Kosmische Strahlung. Für seine Untersuchungen wurde er 1936 mit dem Nobelpreis in Physik ausgezeichnet.

Weitere Wissenschaftler folgten Viktor Hess bei der Erforschung der damals neuartigen Strahlung. Mit einer Nebelkammer konnte Dimitry Skobelzyn 1927 zum ersten mal Sekundärteilchen, die von der Kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre erzeugt werden, photographieren. Im Jahr 1938 entdeckte Pierre Auger bei Koinzidenzexperimenten in den Alpen, dass in zwei Detektoren, die einige hundert Meter voneinander entfernt aufgestellt waren, Teilchen zur gleichen Zeit nachgewiesen werden. Er schloß daraus auf die Existenz ausgedehnter Luftschaue (Abb. 1.1, links), deren Primärteilchen Energien von etwa 10^{15} eV besitzen mussten. In den Jahren 1932-1947 war die Kosmische Strahlung überwiegend für die Teilchenphysik von Bedeutung. So wurden in Nebelkammern und Photoemulsionen verschiedenste Elementarteilchen wie Positronen (Abb. 1.1, rechts), Myonen, Pionen (Abb. 3.2) und Kaonen entdeckt. Durch diese Entdeckungen wurde der Bau von Beschleunigern stimuliert, mit denen ab den 1950iger Jahren solche Teilchen erzeugt und detaillierter untersucht werden konnten.

Die Kosmische Strahlung wird auch je nach ihrem Ursprung in solare, galaktische und extragalaktische Kosmische Strahlung eingeteilt. Bei Sonneneruptionen werden Teilchen bis in den GeV-Bereich erzeugt. Der genaue Ursprung der nicht-solaren Kosmischen Strahlung, in der Teilchenenergien bis zu 10^{20} eV nachgewiesen wurden,

¹Siehe auch die Webseiten: <http://www.astroteilchenphysik.de> und http://de.wikipedia.org/wiki/Kosmische_Strahlung



Abbildung 3.1: Der Entdecker der Kosmischen Strahlung Viktor Hess in der Gondel seines Heiluftballons.

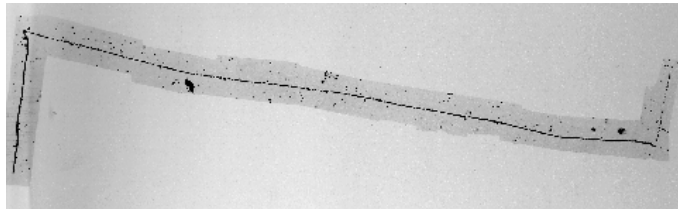


Abbildung 3.2: Teilchenspuren aufgenommen während eines Ballonfluges in einer Photoemulsion: Zerfall eines Pions in ein Myon, das dann in ein Elektron zerfällt ($\pi - \mu - e$ - Zerfall).



Abbildung 3.3: Photographie einer Supernova-Explosion (Krebsnebel).

ist bisher unbekannt. Kandidaten hierfür sind unter anderem Schockfronten von Supernovaexplosionen (Abb. 3.3) oder kosmische Jets von schwarzen Löchern oder Pulsaren. Für Teilchenenergien kleiner als 10^{18} eV wird ein Ursprung innerhalb der Milchstraße angenommen, während für größere Energien auch andere Galaxien oder Quasare in Betracht kommen.

Im engeren Sinn ist meistens mit ‘Kosmischer Strahlung’ die geladene Komponente gemeint. Wir wollen aber den Begriff allgemein auf hochenergetische Teilchenstrahlung aus dem All, insbesondere auch Photonen und Neutrinos, ausdehnen.

Das Energiespektrum der geladenen Komponente der Kosmischen Strahlung erstreckt sich über viele Größenordnungen und fällt dabei sehr steil ab (Abb. 1.3). Obwohl inzwischen schon recht lange an der Kosmischen Strahlung geforscht wird, sind viele grundsätzliche Fragen noch nicht vollständig beantwortet: Was sind ihre Quellen und wie werden die Teilchen zu solch hohen Energien beschleunigt? Wie breitet sich die Kosmische Strahlung durch das interstellare Medium bis zur Erde aus? Werden die Eigenschaften der Strahlung dabei verändert? Was sind die höchsten in der Kosmischen Strahlung vorkommenden Energien?

Zur Beantwortung dieser Fragen werden weltweit verschiedene Experimente durchgeführt. Dabei werden unterschiedliche experimentelle Techniken zum Nachweis der Teilchenstrahlung eingesetzt, die sich auch nach der Art der nachzuweisenden Strahlung richten. Bis zu Energien von etwa 10^{15} eV bei geladenen Teilchen und bis etwa 10^{10} eV bei Photonen kann die Kosmische Strahlung direkt mit Detektoren an hochfliegenden Ballonen am oberen Rand der Atmosphäre (etwa 40 km Höhe) oder mit weltraumgestützten Experimenten (Space Shuttle, Satelliten) nachgewiesen werden. Bei höheren Energien wird der Teilchenfluß so klein, dass man sehr große Nachweisflächen und lange Meßzeiten benötigt. Solche Detektoranlagen lassen sich nur am Erdboden realisieren, wo die Kosmische Strahlung indirekt durch Nachweis der Sekundärwechselwirkungen in der Erdatmosphäre gemessen wird. Der Nachweis von Neutrinos erfordert sehr große Detektorvolumina (zum Beispiel Wassertanks oder das antarktische Kompakteis), die ebenfalls nur am Erdboden realisiert werden können.

Die Erde wird durch die dichte Atmosphäre und das Magnetfeld weitgehend vor der Kosmischen Strahlung geschützt. Die verbleibende durchdringende Strahlung zusammen mit der Umweltradiaktivität scheint aber gerade auszureichen, um mit genetischen Mutationen die biologische Evolution in Gang zu halten.

3.2 Geladene Komponente

Die geladene Komponente der primären Kosmischen Strahlung besteht im wesentlichen aus Protonen und α -Teilchen mit einem geringen Anteil an schwereren Elementen und Elektronen. Der sehr geringe Anteil an Antimaterie, meistens Positronen und Antiprotonen, deutet darauf hin, dass Antimaterie erst durch Wechselwirkungen im interstellaren Raum erzeugt wird.

Die geladenen Teilchen der Kosmischen Strahlung werden in interstellaren Magnetfeldern vielfach abgelenkt und treffen daher isotrop auf die Erde, d.h. aus der Einfallrichtung der Teilchen kann nicht auf ihre Quellen zurückgeschlossen werden (außer möglicherweise bei den höchsten, sehr seltenen Energien). Informationen über

ihren Ursprung bieten aber die Elementzusammensetzung und das Energiespektrum der Kosmischen Strahlung.

Heute glaubt man, dass ein Großteil der Teilchen der Kosmischen Strahlung in Supernovaexplosionen beschleunigt wird (mehr dazu in Kapitel 5). Supernova-Explosionen sind Explosionen von Sternen am Ende ihrer Entwicklung, bei denen gewaltige Energiemengen freigesetzt werden. Dabei werden große Mengen Materie ausgestoßen, die in der Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium eine Stoßwelle von magnetisiertem Plasma ausbilden. An den Magnetfeldern der Stoßwelle werden die geladenen Teilchen hin und her reflektiert, wobei sie im Mittel Energie gewinnen (Fermi-Mechanismus). Diese Theorie wird durch die Elementzusammensetzung der Kosmischen Strahlung gestützt, welche der Zusammensetzung der Materie in unserem Sonnensystem sehr ähnlich ist und daher auf einen gemeinsamen Ursprung hindeutet. Auch die im Sonnensystem vorkommenden Elemente sind durch Kernfusion in Sternen und Supernova-Explosionen entstanden.

3.2.1 Spektren

Trägt man die Zahl der Teilchen, die pro Energieintervall, Fläche, Zeit und Raumwinkelintervall auf die Erde treffen, in Abhängigkeit von ihrer Energie auf,

$$\phi(E) = \frac{dN}{dE dA d\Omega dt}, \quad (3.1)$$

so erhält man das Energiespektrum der Kosmischen Strahlung wie in der Abbildung 3.4 gezeigt. Es fällt sehr steil ab, das heißt mit zunehmender Energie werden die Teilchen viel seltener, bei einer 10 mal höheren Energie nimmt der Fluß der Teilchen um etwa einen Faktor 1000 ab. Bei Energien um 10^{12} eV werden etwa 10 Teilchen pro Quadratmeter und Minute gemessen, bei 10^{20} eV nur noch etwa 1 Teilchen pro Quadratkilometer in 200 Jahren. In der Abbildung 1.3 sind zusätzlich die Energien des zur Zeit größten künstlichen Teilchenbeschleunigers der Welt, dem TEVATRON am Fermilab in den USA und einem voraussichtlich ab 2008 am CERN in Genf betriebenen noch stärkeren Beschleuniger LHC eingetragen. Die in der Kosmischen Strahlung vorkommenden Energien übersteigen die von Menschenhand erreichbaren Energien noch um viele Größenordnungen, so dass auf absehbare Zeit die Quellen der Kosmischen Strahlung den größten Beschleuniger im Universum darstellen werden. Auch in Zukunft wird die Untersuchung der Kosmischen Strahlung in Ergänzung zu Experimenten an künstlichen Beschleunigern wichtige Erkenntnisse über die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen liefern.

Die charakteristischen Merkmale des Energiespektrums sind:

- Zu niedrigen Energien hin bricht der steile Verlauf des Spektrums ab, weil das Erdmagnetfeld die Teilchen ablenkt und bei Energien unterhalb von einigen GeV überhaupt keine Teilchen mehr durchläßt (siehe Abschnitt 3.2.3). Oberhalb von etwa 30 GeV ist der Einfluß des Erdmagnetfeldes gering.
- Bis etwa 10^{14} eV, wo das so genannten ‘Knie’ beginnt, folgt der Fluß einem Potenzgesetz:

$$\phi(E) = \phi_0 E^{-\gamma} = \phi_0 E^{-2.7}. \quad (3.2)$$

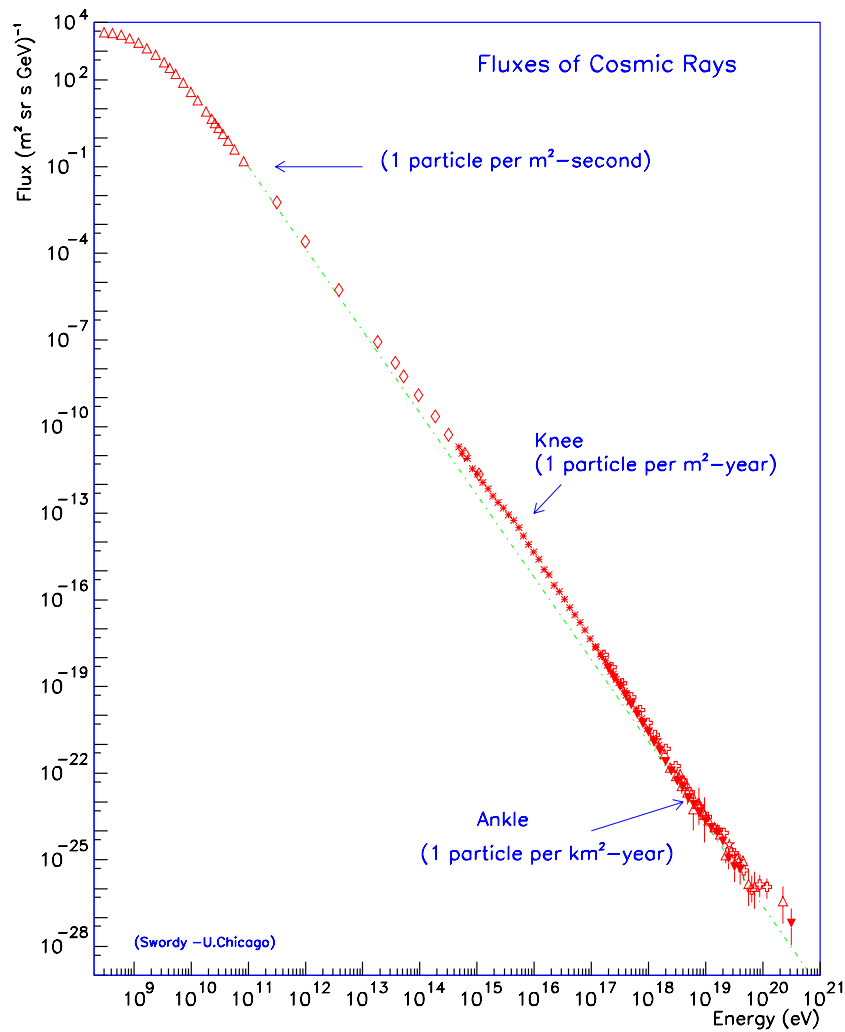


Abbildung 3.4: Energiespektrum der geladenen Komponente der Kosmischen Strahlung.

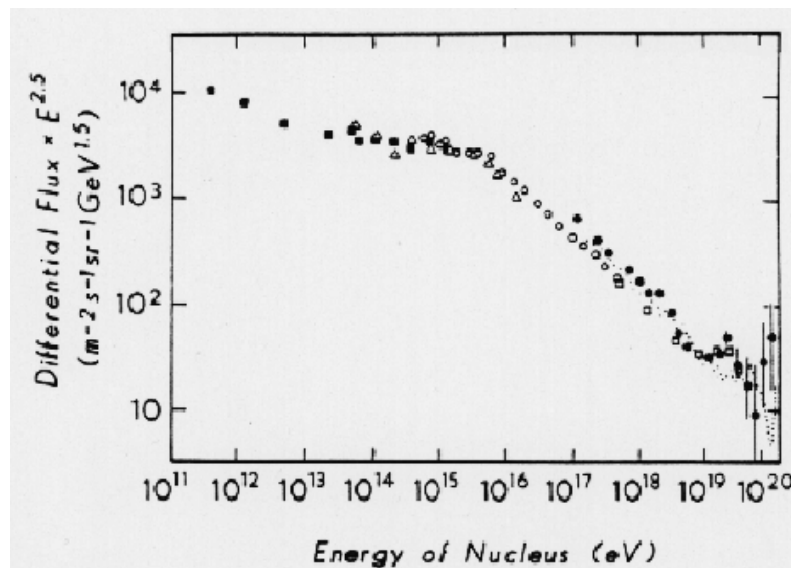


Abbildung 3.5: Mit $E^{-2.5}$ multipliziertes Energiespektrum. Die Änderungen des Spektrums am Knee und Knöchel sind gut zu erkennen.

Tabelle 3.1: Beiträge zur Energiedichte im interstellaren Raum der Milchstraße.

Beitrag	[MeV/m ³]
Sternlicht (optisch)	0.6
Kosmische Strahlung	1
Mikrowellenhintergrund	0.26
galaktisches Magnetfeld	0.25

- Oberhalb des Knies wird das Spektrum steiler und folgt ab etwa 10^{15} eV wieder einem Potenzgesetz wie in (3.2) mit $\gamma \approx 3.0$ (Abb. 3.5).
- Oberhalb von etwa 10^{19} eV wird das Spektrum wieder etwas flacher: man spricht von dem ‘Knöchel’.
- Oberhalb von etwa 10^{20} eV sollte das Spektrum eigentlich auf Grund des GZK-Cutoffs, den wir im Folgenden erläutern, überhaupt keine Teilchen mehr zu sehen sein. Die experimentelle Ergebnisse dazu widersprechende sich teilweise. Wegen der extrem geringen Raten ist eine Überprüfung nicht so einfach. Von dem AUGER-Experiment, das zur Zeit in Argentinien in Betrieb genommen wird, erhofft man sich Aufklärung dieser Frage (siehe 3.2.6).

Die geladene Komponente der Kosmischen Strahlung hat insgesamt eine Energiedichte von etwa 1 MeV/m^3 in dem interstellaren Raum und liegt damit in der gleichen Größenordnung wie das optische Sternenlicht (0.6 MeV/m^3), wie der Mikrowellenhintergrund (0.26 MeV/m^3) und wie das galaktische Magnetfeld (0.25 MeV/m^3) (Tabelle 3.1).

Der größte Teil der Kosmischen Strahlung stammt aus galaktischen Quellen. Außer bei den höchsten Energien werden die geladenen Teilchen von dem galaktischen Magnetfeld (typisch $3 \cdot 10^{-10} \text{ T} = 3 \mu\text{G}$) eingefangen mit mittleren Lebensdauern von etwa 10^7 Jahren.

Da in unserer Galaxis keine Quellen bekannt sind, die Energien im Bereich des Knöchels erzeugen könnten, nimmt man an, dass die höchsten Energien extragalaktischen Ursprung haben. Allerdings können Teilchen mit Energien von 10^{20} eV und darüber wegen der dann möglichen inelastischen Wechselwirkungen mit den Photonen des Mikrowellenhintergrunds (Greisen, Zatsepin und Kusmin, ‘GZK’) keine großen Entfernungen zurücklegen. Das Protonenspektrum sollte abgeschnitten werden (GZK-Cutoff), wenn die Photon-Proton-Energie im Schwerpunktsystem etwa die Masse $= 1.232 \text{ GeV}$ der ersten Nukleonresonanz erreicht und die folgende Reaktion mit hohem Wirkungsquerschnitt ($\approx 550 \mu\text{b}$) auftreten kann:



Die GZK-Abschneidenergie bestimmt sich dann aus (p_p , p_γ sind die Proton- und Photon-Viererimpulse und E_p , E_γ die jeweiligen Energien:

$$(p_p + p_\gamma)^2 \approx M_\Delta^2 \quad \Rightarrow \quad E_p = \frac{M_\Delta^2 - M_p^2}{4 E_\gamma} \approx 10^{20} \text{ eV} \quad (3.4)$$

Mit der Dichte und Energieverteilung der Photonen des Mikrowellenhintergrunds (Abschnitt 2.5) berechnet man eine mittlere freie Weglänge von etwa 5 Mpc, vergleichbar mit Ausdehnung unseres lokalen Galaxienhaufens. Das heißt, Teilchen mit Energien oberhalb 10^{20} eV können bestenfalls von Nachbargalaxien kommen. Da man aber auch dort keine Quellen von solch hohen Energien ausmachen kann, wird nun die Klärung durch das AUGER-Experiment mit höchster Spannung erwartet.

3.2.2 Zusammensetzung

Die Kosmische Strahlung besteht zu etwa 98% aus Atomkernen und zu 2% aus Elektronen. Die Kerne teilen sich auf in 87% Wasserstoffkerne, d.h. Protonen, 12% Heliumkerne, und etwa 1% schwere Kerne, dabei wurden alle Elemente des Periodensystemes von Wasserstoff bis zu den Aktiniden nachgewiesen (zum Beispiel Abb. 3.6).

Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung (Abb. 3.7) zeigt auffallende Ähnlichkeiten mit der Häufigkeit der Elemente im Sonnensystem. In beiden Fällen sieht man den Effekt, dass Nuklide mit gerader Massenzahl A und/oder Ladungszahl Z stabiler sind (wegen der Paarungsenergie; siehe Abb. 3.8). Die stabileren Nuklide werden bevorzugt in Fusionsreaktionen produziert und sind auch weniger anfällig auf Zerfall oder Spallation. Die Übereinstimmung in den relativen Häufigkeiten von C, N, O und Fe deutet auf eine Elementsynthese in den Sternen hin (CNO-Zyklus, Fe als Ende der Fusionskette, siehe Kapitel 4).

Die größten Unterschiede treten bei Li, Be und B auf. Wegen ihrer relativ schwachen Bindungsenergie und weil sie in thermonuklearen Reaktionen nur als Zwischenprodukte auftreten, sind sie in Sternen relativ selten. Zum Beispiel ist ${}^8\text{Be}$, obwohl es ein gg-Kern ist, instabil weil die Fusion von zwei ${}^4\text{He}$ -Kernen endotherm ($\Delta E = 92 \text{ keV}$) ist. In der Kosmischen Strahlung treten die Elemente Li, Be und B häufiger auf, weil sie in Sekundärreaktionen vor allem von C, N und O mit dem interstellaren Gas erzeugt werden. Eine relative größere Häufigkeit tritt auch bei den Elementen Sc, Ti, V und Mn auf, die als Spallationsprodukte von Fe und Ni entstehen. Die Häufigkeiten der bevorzugt sekundär erzeugten Elemente ist ein Maß für die Dichte und Zusammensetzung des interstellaren Mediums und erlaubt Abschätzungen über die mittlere Verweildauer der Strahlung in der Milchstraße.

Nach ihrer Beschleunigung breiten sich die Teilchen der Kosmischen Strahlung in der Galaxis aus, bis einige davon zufällig die Erde erreichen. Die Zeit, die die Teilchen hierfür benötigen, kann durch radioaktive Nuklide in der Kosmischen Strahlung bestimmt werden. Diese zerfallen im Laufe der Zeit während der Ausbreitung und aus dem Verhältnis von bestimmten stabilen zu instabilen Nukliden kann die mittlere Verweildauer der Teilchen der Kosmischen Strahlung zu etwa 10^7 Jahre abgeschätzt werden. Da sich die Teilchen mit annähernd Lichtgeschwindigkeit bewegen, legen sie dabei gewaltige Wegstrecken zurück. Diese sind viel größer als der Durchmesser der Galaxis und man geht deshalb davon aus, dass sie sich in ungeordneten Bahnen, durch Magnetfelder abgelenkt bewegen und dabei die gesamte Galaxis erfüllen.

Der geringe beobachtete Fluß von Antimaterie, wie Positronen und Antiprotonen, läßt den Schluss zu, dass Antimaterie bevorzugt in sekundären Reaktionen mit dem interstellaren Gas erzeugt wird. Zum Beispiel werden Elektronen und Positronen im Verhältnis 10 zu 1 beobachtet. Da man in Kosmischer Strahlung bisher nur

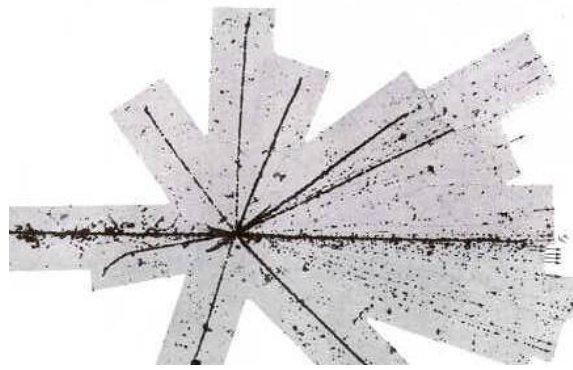


Abbildung 3.6: Spur eines hochenergetischen Schwefelkerns in einer Photoemulsion (Powell, 1959). Der Schwefelkern kommt von links und macht eine Wechselwirkung mit einem Kern der Emulsion, aus der Spallationsfragmente (kurze dicke Spuren), ein führendes Fragment in Vorwärtsrichtung und relativ isotrop verteilt leichtere Bruchstücke erzeugt werden.

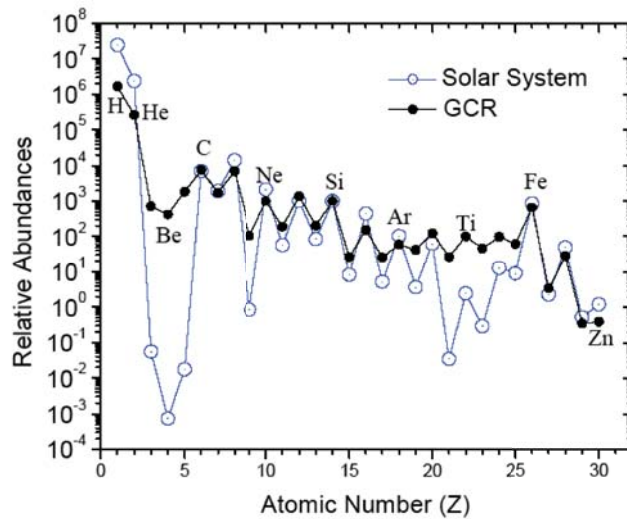


Abbildung 3.7: Relative Häufigkeit der Elemente in der Kosmischen Strahlung (volle Punkte) und im Sonnensystem (offene Punkte).

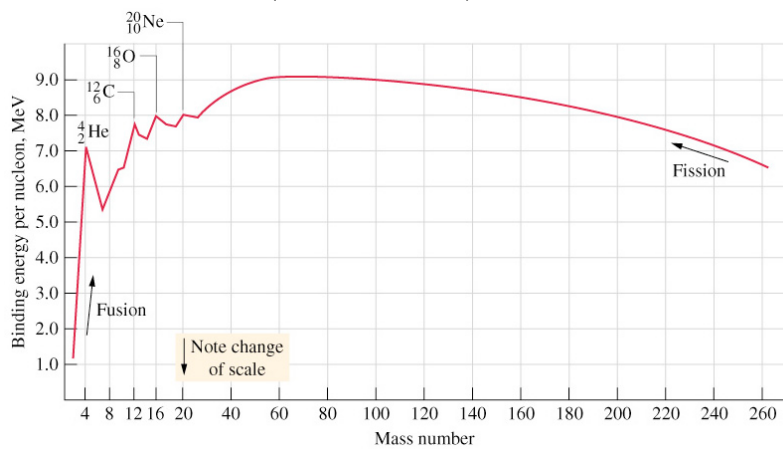


Abbildung 3.8: Bindungsenergie pro Nukleon aufgetragen gegen die Massenzahl.

geringfügig Antimaterie nachweisen konnte, wird dies als entscheidendes Indiz angesehen, dass es in unserem Universum keine größeren Ansammlungen von Antimaterie gibt und es somit beim Urknall zu einer Asymmetrie von Materie und Antimaterie gekommen sein muß.

3.2.3 Magnetische Effekte

Der Gyroradius ρ eines Teilchens mit Impuls p , Ladung ze in einem Magnetfeld B ist:

$$\rho = \frac{pc}{zeB} = \frac{p}{z \cdot 0.3 \cdot B}. \quad (3.5)$$

Der rechte Teil gilt, wenn man r in Meter, p in MeV und B in Tesla angibt (eine 300 MeV Teilchen hat einen Krümmungsradius von 1 m in einem Feld von 1 T). Der Faktor

$$R = \frac{pc}{ze} = \rho \cdot B \quad (3.6)$$

wird die ‘magnetische Steifigkeit’ (‘magnetic rigidity’) genannt und ist ein Maß für die Fähigkeit des Teilchens, in Magnetfeldern nicht die Richtung zu verlieren. Die Dimension von R ist $[R] = \text{Volt}$.

Ablenkung im Erdmagnetfeld: Die allgemeine Behandlung von Teilchenbahnen im Erdmagnetfeld ist kompliziert wegen der Inhomogenität und Unregelmäßigkeit des Feldes. Wir wollen im Folgenden annehmen, dass das Erdfeld ein ideales Dipolfeld ist:

$$B = \frac{\mu_0 p_m}{4\pi r^3} \quad (3.7)$$

mit dem Dipolmoment

$$p_m \approx 8.1 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2 \quad (\text{und } \mu_0/4\pi = 10^{-7} \text{ Tm A}^{-1}). \quad (3.8)$$

Die Dipolachse ist etwa 11.5° gegen die Erdachse geneigt (tatsächlich ist auch der Dipol gegen den Erdmittelpunkt verschoben, was wir hier aber nicht berücksichtigen wollen). Zur Erinnerung: der magnetische Nordpol, der die Quelle der Feldlinien ist, liegt am geographischen Südpol, und der magnetische Südpol liegt am geographischen Nordpol (Abb. 3.9 links).

Für Kreisbahnen um die Dipolachse in der Äquatorebene ergibt sich durch Einsetzen von (3.7) in (3.5) der so genannte Størmer-Radius:

$$r_s = \sqrt{\frac{\mu_0 p_m ze}{4\pi p}} = \sqrt{\frac{\mu_0 p_m}{4\pi R}} \quad (3.9)$$

Vom geographischen Nordpol aus gesehen bewegen sich positiv geladenen Teilchen im Uhrzeigersinn auf dieser Kreisbahn, also von Osten nach Westen. Wenn der Størmer-Radius gleich dem Erdradius r_E ($r_E = 6.38 \cdot 10^6 \text{ m}$) wird, ergibt sich für die minimale Steifigkeit, die ein vom östlichen Horizont kommendes positiv geladenes Teilchen haben muß, um die Erde zu erreichen:

$$R_s^* = \frac{pc}{ze} = \frac{\mu_0 p_m c}{4\pi r_E^2} = 59.6 \text{ GV}. \quad (3.10)$$

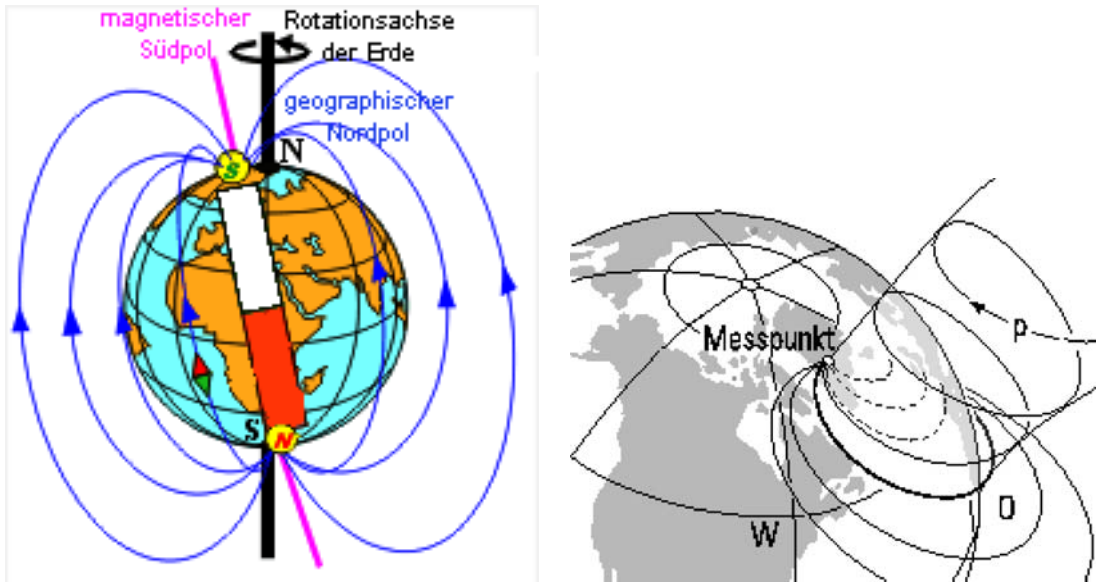


Abbildung 3.9: Erdmagnetfeld (links), Bahnen kosmischer Strahlung im Erdmagnetfeld (rechts).

In [5] ist eine allgemeine Formel angegeben, mit der man die minimale Steifigkeit eines Teilchens berechnen kann, dass einen Punkt bei einem Radius r auf einem magnetischen Breitengrad λ aus einer durch (θ, ϕ) gegebenen Richtung erreichen soll:

$$R_S(r, \lambda, \theta, \phi) = R_S^* \frac{r_E^2}{r^2} \frac{\cos^4 \lambda}{(1 + \sqrt{1 - \cos^3 \lambda \sin \theta \sin \phi})^2}. \quad (3.11)$$

Hier ist θ der Zenitwinkel, das heißt, der Winkel zur Vertikalen am Standort eines Beobachters (nach oben zeigt die Vertikale zum Zenit, $\theta = 0^\circ$ nach unten zum Nadir, $\theta = 180^\circ$). Der Azimutwinkel ϕ um die Vertikale ist so definiert, dass sich Teilchen mit $\phi = 0^\circ$ nach magnetisch Süd, mit $\phi = 90^\circ$ nach Westen und mit $\phi = 270^\circ$ nach Osten bewegen. In Gleichung (3.10) ist dann R_S^* ein spezieller Wert (Teilchen kommt von Osten tangential auf die Erdoberfläche):

$$R_S^* = R_S(r_E, 0^\circ, 90^\circ, 90^\circ) \quad (3.12)$$

Die Bedeutung des ‘rigidity cutoff’s’ in (3.11) läßt sich auch wie folgt verstehen: Man kann ein Teilchen mit umgekehrter Ladung (also zum Beispiel ein Antiproton) von dem Punkt bei (r, λ) in umgekehrte Richtung starten lassen. Die Teilchen, deren Steifigkeit kleiner als $R_S(r, \lambda, \theta, \phi)$ in (3.11) ist, erreichen keine asymptotischen Bahnen für $r \rightarrow \infty$. Tatsächlich hat Størmer das auch so gerechnet, um die Zahl der Fehlversuche zu minimieren.

Unter anderem enthält die Gleichung (3.11) auch den Ost-West-Effekt (Abb. 3.9 rechts): Für Teilchen, die aus dem Westen kommen, ist der Cutoff R_S kleiner (immer bezogen auf die dominierende positiv geladene Komponente). Zum Beispiel ergibt sich für Teilchen, die in der Äquatorebene horizontal von Westen auf der Erde ankommen:

$$R_S(r_E, 0^\circ, 90^\circ, 270^\circ) = R_S^* \frac{1}{(1 + \sqrt{2})^2} = 10.2 \text{ GV}, \quad (3.13)$$

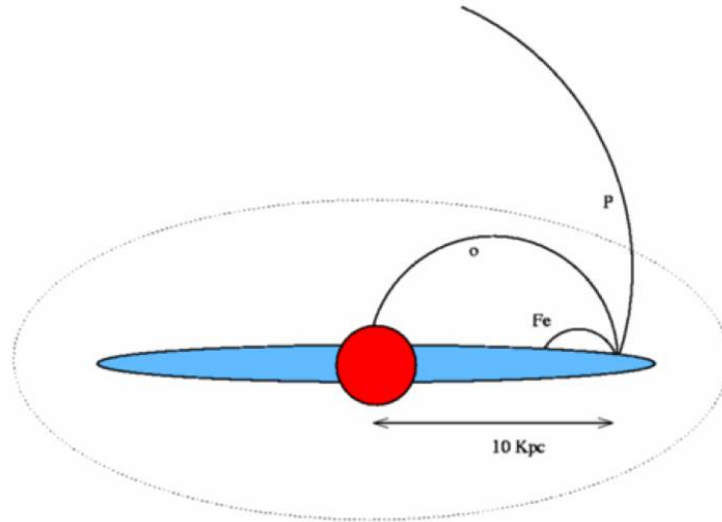


Abbildung 3.10: Einfang durch das galaktische Magnetfeld. Kerne mit höherem Z haben bei gleicher Energie einen kleineren Gyroradius.

zu vergleichen mit dem Cutoff $R_S^* = 59.6 \text{ GV}$ für die entsprechend vom Osten kommenden Teilchen. Ein Teilchen, das den Äquator aus dem Zenit, $\theta = 0$ trifft, hat den Cutoff:

$$R_S(r_E, 0^\circ, 0^\circ, -) = R_S^* \frac{1}{4} = 14.9 \text{ GV}, \quad (3.14)$$

Das galaktische Magnetfeld: Wie bereits erwähnt, ist unserer Milchstraße erfüllt von Magnetfeldern mit einer typischen Stärke von $3 \cdot 10^{-10} \text{ T} = 3 \mu\text{G}$. Die Feldverteilung zeichnet im wesentlichen die Struktur der Spiralarme nach. Die galaktische Kosmische Strahlung wird von diesen Feldern eingefangen und isotropisiert. Die mittleren Lebensdauern eines kosmischen Teilchens in der Milchstraße ist etwa 10^7 Jahren, wodurch sich die Strahlung akkumuliert. Nur die höchstenergetischen Teilchen können so nicht gehalten werden: zum Beispiel hat ein Proton mit einer Energie von 10^{20} eV in einem Feld von $3 \cdot 10^{-10} \text{ T}$ einen Gyroradius von

$$\rho = \frac{p/\text{GeV}}{0.3 \cdot B/\text{T}} \text{ m} = 10^{21} \text{ m} \approx 30 \text{ kpc}. \quad (3.15)$$

Bei einem Radius der Milchstraße von etwa 15 kpc schließt man, dass Teilchen mit diesen Energien extragalaktischen Ursprungs sein müssen (siehe aber: GZK-Cutoff).

Da bei gleicher Energie die Steifigkeit von Kernen mit Kernladung z um das z -fache kleiner ist, vermutet man, dass oberhalb des Knies der Anteil schwererer Kerne zunimmt (Abb. 3.10).

3.2.4 Intensitätsschwankungen der Kosmischen Strahlung

Die galaktische Kosmische Strahlung ist langfristig sehr konstant. Das weiß man unter anderem durch die Messung der Häufigkeiten der Produkte von Spallationsreaktionen der Strahlung in Meteoriten. Daraus konnte geschlossen werden, dass sich

die mittlere Intensität der galaktischen Kosmischen Strahlung seit mindestens 100 Millionen Jahren höchstens um einen Faktor zwei geändert hat.

Abgesehen von der langfristigen Konstanz gibt es kurzfristige periodische und nichtperiodische Schwankungen der Intensität der Kosmischen Strahlung. So schwankt die Intensität in Abhängigkeit vom 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus; je mehr Sonnenflecken vorhanden sind, desto geringer die Intensität der galaktischen Kosmischen Strahlung (GCR). Von Sonnenflecken werden Teilchen, vor allem Protonen und Elektronen, mit Energien bis zu wenigen GeV ausgestoßen, die als Sonnenwind die Erde erreichen. Durch diesen Teilchenstrom wird das Erdmagnetfeld stark deformiert. Daneben gibt es noch eine 27-tägige Schwankung, die mit der Sonnenrotation verknüpft ist. Von erdgebundenen Detektoren werden auch schwache ganz- und halbtägige Schwankungen beobachtet. Sonnen-Flares oder sonstige Sonnenaktivitäten können auch plötzliche vorübergehende Intensitätsabfälle hervorrufen (Forbush-Ereignisse). Seltener wird auch ein plötzlicher Anstieg der Intensität beobachtet.

3.2.5 Luftschauder

Die auf die Erdatmosphäre treffende Kosmische Strahlung sieht eine Flächendichte, die so genannte totale 'atmosphärische Tiefe', von

$$X = 1030 \text{ gcm}^{-2} \quad (3.16)$$

Dabei verteilt sich die Masse in der Höhe etwa nach der Barometrischen Höhenformel:

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-h/H} \quad (3.17)$$

Die Integration über die Höhe von ∞ bis h ergibt die atmosphärische Tiefe bei der Höhe h :

$$x(h) = X \cdot e^{-h/H}, \quad \text{mit } H \approx 6.5 \text{ km} \quad (3.18)$$

Die Protonen und Kerne der Kosmische Strahlung wechselwirken mit den Atomkernen der Atmosphäre über die starke Wechselwirkung. Die mittlere freie Weglänge ergibt sich bei einem Wirkungsquerschnitt σ pro Targetteilchen und einer Dichte n der Targetteilchen zu:

$$\lambda_I = \frac{1}{n \cdot \sigma} \quad (3.19)$$

Die Teilchendichte kann mit

$$n = \frac{\rho \cdot N_A}{A} \quad (3.20)$$

durch die Massendichte ρ , das Atomgewicht A und die Avogadro-Konstante N_A ausgedrückt werden. Damit lässt sich die mittlere freie Weglänge in den gleichen Einheiten wie die atmosphärische Tiefe, nämlich als Flächendichte angeben:

$$\lambda'_I = \lambda_I \cdot \rho = \frac{A}{N_A \cdot \sigma} \quad (3.21)$$

Für Protonen ist die mittlere freie Weglänge in Luft in diesen Einheiten $\lambda'_I \approx 90 \text{ gcm}^{-2}$, die Atmosphäre stellt also $1030/90 \approx 12$ Wechselwirkungslängen dar, was

Tabelle 3.2: Eigenschaften der Teilchen, die hauptsächlich in Luftschauern entstehen.

Teilchen	Masse [MeV/c ²]	Lebensdauer [s]	J^P
p	938.27	$> 10^{31-33}$ a	$\frac{1}{2}^+$
n	939.57	885.7	$\frac{1}{2}^+$
π^\pm	139.57	$2.6 \cdot 10^{-8}$	0^-
π^0	134.98	$8.4 \cdot 10^{-17}$	0^-
e^\pm	0.51		$\frac{1}{2}$
μ^\pm	105.66	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{2}$
ν_e, ν_μ	≈ 0	∞ (?)	$\frac{1}{2}$

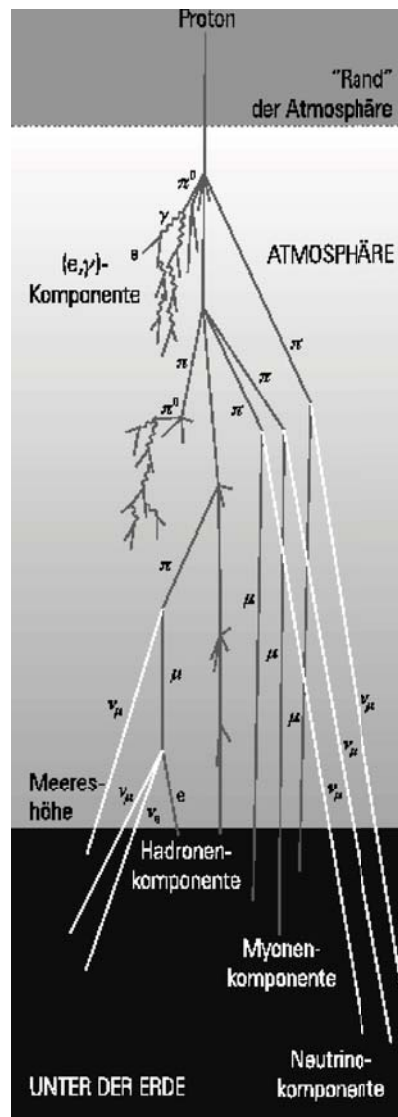


Abbildung 3.11: Entwicklung eines Luftschauers.

sie praktisch undurchdringlich macht. Der mittleren freien Weglänge λ'_I entspricht eine mittlere Höhe für die erste Wechselwirkung:

$$x(h) = \lambda'_I = x(h) = X \cdot e^{-h/H} \implies h = H \cdot \ln \frac{X}{\lambda'_I} \approx 16 \text{ km} \quad (3.22)$$

Die hadronische Komponente, vorwiegend Protonen und Kerne, erzeugen in der oberen Atmosphäre durch inelastische Reaktionen Teilchenschauer (Abb. 3.11). In der starken Wechselwirkung werden in inelastischen Reaktionen vor allem Pionen (π^\pm , π^0 , Tabelle 3.2) erzeugt, die dominant in folgende Kanäle zerfallen:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.23)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.24)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.25)$$

Der Anteil der neutralen Pionen ist wegen Isospinsymmetrie etwa ein Drittel. Sie zerfallen praktisch spontan in zwei Photonen (elektromagnetische Wechselwirkung). Die Photonen lösen dann einen elektromagnetischen Schauer aus, das heißt eine Kaskade von Photonen, Elektronen und Positronen, auf die sich die Energie verteilt. Weil sich die Energie relativ schnell in der Kaskade aufteilt nennt man den elektromagnetischen Anteil die **weiche Komponente** des Luftschauers. Die Absorptionslänge der Kaskade ist durch die Strahlungslänge x_0 gegeben ($x_0^{\text{Luft}} = 36.7 \text{ g cm}^{-2}$).

Die geladenen Pionen haben eine viel längere Lebensdauer (Tabelle 3.2), so dass Zerfall und inelastische Reaktionen miteinander konkurrieren können. Das Verhältnis Zerfall/Reaktion ist wegen der Energieabhängigkeit der mittleren Zerfallslänge,

$$\lambda_\tau = \gamma \beta c \tau = \frac{|\vec{p}|}{m} c \tau \quad (3.26)$$

stark abhängig von der Energie des Teilchens und der Dichte des Mediums: bei niedrigen Energien und geringen Dichten dominiert der Zerfall, bei hohen Energien und hohen Dichten die starken Wechselwirkungen. Zum Beispiel ist für ein Pion mit $E = 1 \text{ GeV}$ die mittlere Zerfallslänge $\lambda_\tau = 55 \text{ m}$, das entspricht in der Höhe der ersten Wechselwirkung nur etwa 1% einer Wechselwirkungslänge ($\lambda_I = \lambda'_I/\rho$), das heißt der Zerfall ist etwa 100 mal häufiger. Zerfalls- und Reaktionswahrscheinlichkeiten werden also erst bei Pionenergien um 100 GeV etwa gleich. Wenn ein Pion eine inelastische Wechselwirkung macht erzeugt es wieder Pionen, von denen sind wieder ein Drittel neutrale Pionen, die zu der weichen, elektromagnetischen Komponente beitragen. Die **hadronische Komponente** des Luftschauers besteht überwiegend aus Pionen.

Die aus dem Pionzerfall stammenden Myonen (und Neutrinos) stellen die **harte Komponente** des Schauers dar, weil die Myonen auf Grund Ihrer etwa 100-mal längeren Lebensdauer oberhalb einer Energie von einigen GeV eine sehr hohe Chance haben bis zur Erde zu kommen. Die beim Zerfall der geladenen Pionen entstehenden Myonen können ihrerseits weiter zerfallen, wobei Elektronen und Neutrinos entstehen.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.27)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (3.28)$$

Ein Schauer besitzt somit