

# Das Luftschauer-Simulationsprogramm CORSIKA und hadronische Wechselwirkungsmodelle

D. Heck, IK

## Einleitung

Wegen des steil abfallenden Flussspektrums der kosmischen Strahlung ist bei Energien oberhalb  $10^{15}$  eV der Fluss mit  $\approx 1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  so klein, dass mit den von Satelliten oder hochfliegenden Ballonen getragenen Detektoren nicht genügend Ereignisse in einem vernünftigen Zeitraum gesammelt werden können. Ein Ausweg sind bodengebundene Detektoranordnungen wie z.B. KASCADE [1] oder das Auger-Experiment [2]. Allerdings wird in diesen Experimenten nicht die primäre kosmische Strahlung nachgewiesen, vielmehr registriert man sogenannte Luftschauer, die sich aus der Vielzahl der Sekundärteilchen bilden, welche in Stößen mit den Atomkernen der Atmosphäre entstehen. Solche Luftschauer bestehen bei den für KASCADE interessanten Energien aus bis zu 1 Mio. Partikel und erreichen den Erdboden in Form einer an den Rändern leicht nach hinten gewölbten Schauerfront von etwa hundert Metern Durchmesser und einigen Metern Dicke. Diese Schauerfront pflanzt sich entlang ihrer Achse mit nahezu Lichtgeschwindigkeit fort. Durch die große Fläche solcher Luftschauerexperimente – KASCADE bedeckt  $40000 \text{ m}^2$ , das Auger-Experiment wird sich im Endausbau über  $3000 \text{ km}^2$  erstrecken – wird der niedrige Fluss der kosmischen Strahlung bei den höchsten Energien kompensiert. Der große Durchmesser der Schauerfront sorgt dafür, dass auch dann Teilchen registriert werden, wenn die direkte Flugbahn des Primärteilchens keinen Detektor treffen

würde. Bei der großen Zahl von Sekundärteilchen ist es ausreichend, sich mit stichprobenartigen Messungen der Schauerfront in relativ weit auseinander stehenden Detektoren zu begnügen.

Bodengebundene Experimente haben den Nachteil, dass aus der Zahl, der Dichte und der relativen Ankunftszeit der in einer Detektoranordnung registrierten Teilchen auf die Energie, die Teilchensorte und die Richtung der Primärstrahlung zurückgeschlossen werden muss. Diese Abhängigkeiten können nicht analytisch hergeleitet werden, vielmehr benötigt man Modellrechnungen nach der sogenannten Monte-Carlo-Methode, um den Zusammenhang zwischen diesen Größen zu erfassen. Dazu wird der statistische Prozess der Schauerentwicklung in einem Computerprogramm nachgeahmt. Hierbei steuern Zufallszahlen das Eintreten von Ereignissen, über die nur Wahrscheinlichkeitsaussagen vorliegen. Dies gilt z.B. für die freie Wegstrecke eines kurzlebigen instabilen Sekundärteilchens bis zur nächsten Kollision oder bis zu seinem Zerfall. Auch die Erzeugung von Sekundärteilchen, von denen man aus Beschleunigerexperimenten nur die Wahrscheinlichkeiten für ihre Bildung in Kollisionen kennt, wird über Zufallszahlen geregelt. Zur Beschreibung der Kollisionen bei den höchsten Energien von über  $10^{20}$  eV – sie übersteigen die in Beschleunigern erreichbare Energien um den Faktor 100000 – ist man auf Modelle angewiesen, mit denen unter mehr oder weniger gut fundierten theoretischen Annahmen eine Extrapolation

des Reaktionsverhaltens erfolgt.

Gleichzeitig mit den ersten Vorüberlegungen zum KASCADE-Experiment wurde 1987 mit Vorarbeiten für eine Luftschauersimulation begonnen, die in dem Programm CORSIKA [3, 4] (**CO**smic **R**ay **S**imulation for **KA**scade) mündeten. Seither wurde CORSIKA kontinuierlich weiterentwickelt und gilt heute weltweit als Referenzstandard für Luftschauersimulationen. Derzeit wird dieses Programm von über 250 Benutzern aus mehr als 30 Ländern zur Auslegung von Luftschauerexperimenten und zur Analyse von Luftschauern eingesetzt.

## Erdmagnetfeld und Atmosphäre

Um die Entwicklung von Luftschauern für ein Experiment simulieren zu können, muss eine Reihe von globalen Parametern definiert werden. Das Erdmagnetfeld beeinflusst in Abhängigkeit von der geographischen Lage des Experiments die Flugbahn der geladenen Sekundärteilchen, was in CORSIKA berücksichtigt wird. Der am Experimentort herrschende Luftdruck und die Schichtung der darüberliegenden Atmosphäre hat wesentlichen Einfluss auf die Schauerentwicklung. So hängt das Schicksal der geladenen Pionen (das sind die am häufigsten produzierten Sekundärteilchen in einem Schauer) von der an ihrer Flugbahn herrschenden Luftdichte ab: In großen Höhen treffen sie während ihrer kurzen Lebensdauer sehr selten auf Atomkerne der Atmosphäre als mögliche Re-

aktionspartner und zerfallen daher bevorzugt in Myonen, in den unteren, dichteren Schichten der Atmosphäre jedoch finden sie leichter einen Stoßpartner und erzeugen so in Kollisionen weitere Sekundärteilchen. Die Schichtung der Atmosphäre ist jedoch stark abhängig von der Klimazone und von der Jahreszeit. In CORSIKA wird die Atmosphäre in einem 5-Schichten-Modell mit exponentiellem Dichteabfall innerhalb der Schichten beschrieben, wobei mehr als ein Dutzend Parametersätze für die verschiedenen Klimazonen von tropischen Breiten bis zum Südpol bei verschiedenen Jahreszeiten verfügbar sind. Da die Reaktionsprodukte einer Kollision vom gestoßenen Atomkern abhängen, muss die Zusammensetzung der Luft aus ihren Bestandteilen  $N_2$ ,  $O_2$  und Ar genau spezifiziert sein.

Um die Entwicklung eines Luftschauers so realistisch wie möglich zu beschreiben, sind im CORSIKA-Programm die Eigenschaften der in Kollisionen auftretenden Sekundärteilchen gespeichert. Dazu gehören ihre Masse, Ladung, Halbwertszeit und Zerfallsmoden. Neben der Gammastrahlung werden Elektronen, Positronen, Myonen (bei Bedarf die zugehörigen Neutrinos), Pionen, Kaonen, Eta-Mesonen, Nukleonen und Baryonen mit Strangeness  $|S| \leq 3$  sowie die entsprechenden Anti-Baryonen erzeugt und verfolgt. Die von Gammastrahlung, von Protonen oder auch von primären Kernen bis zur Massenzahl  $A < 60$  ausgelöste Luftschauer können mit CORSIKA simuliert werden. Für jedes Sekundärteilchen wird in Abhän-

gigkeit von seiner Energie, seinem Entstehungsort und seiner Flugrichtung individuell der Ort der nächsten Kollision oder seines Zerfalls über Zufallszahlen ermittelt. Dabei wird auch eine Abbremsung der geladenen Sekundärteilchen durch Ionisationsverluste berücksichtigt, ebenso eine mögliche, geringe Richtungsänderung der Leptonen aufgrund von Vielfachstreuung.

### Wechselwirkungsprogramme

Von den Wechselwirkungen der elektromagnetischen Teilchen ( $\gamma$  und  $e^\pm$ ) glaubt man, dass sie bis zu den höchsten Energien zuverlässig mit der Quantenelektrodynamik beschrieben werden können. Daher werden in CORSIKA die elektromagnetischen Teilchen mit einer modifizierten Version des EGS4-Programms [5] behandelt.

Anders verhält es sich mit den hadronischen Wechselwirkungen – das sind die Kollisionen der Mesonen, Baryonen und Kerne mit den Atomkernen der Luft. Zu ihrer Nachbildung müssen in Computerprogrammen theoretische Modellvorstellungen herangezogen werden, insbesondere wenn man in experimentell nicht zugängliche Bereiche wie die extreme Vorwärtsrichtung oder zu extrem hohen Energien extrapolieren will. Um einen Anhaltspunkt über die damit verbundenen Unsicherheiten zu erhalten, wurden an das CORSIKA-Programm in den vergangenen Jahren sechs verschiedene Computercodes angekoppelt, mit denen hadronische Wechselwirkungen berechnet

werden können. Aus der Streuung von Schauergrößen, die mit verschiedenen Modellen simuliert und dann verglichen werden, erhält man eine quantitative Vorstellung über die von den Modellen herrührenden Unsicherheiten.

Die Mehrzahl dieser Programme (DPMJET [6], neXus [7], QGSJET [8] und VENUS [9]) beschreibt die Kollisionen nach der Gribov-Regge-Theorie, die die Wechselwirkung durch Austausch hypothetischer Teilchen, sogenannter Pomerone beschreibt. Zusätzlich werden in DPMJET, neXus und QGSJET „harte“ Prozesse betrachtet, deren resultierende Sekundärteilchen mit den in Beschleunigerexperimenten beobachtbaren Teilchenbündeln (sogenannten Jets) korrespondieren. In VENUS fehlt dieser Jet-Mechanismus und wird durch einen vermehrten Austausch von Pomerone kompensiert. Der Gribov-Regge-Ansatz ist von Programm zu Programm unterschiedlich modelliert, wodurch die Resultate teilweise deutliche Unterschiede zeigen. In diesen vier Programmen werden Kern-Kern-Stöße sehr detailliert beschrieben, wobei das Schicksal aller stoßenden Nukleonen verfolgt wird. Dadurch kann eine mögliche Abhängigkeit der reagierenden Nukleonen untereinander berücksichtigt werden, erfordert aber mit steigender Sekundärteilchenzahl eine stark zunehmende Rechenzeit.

Das Programm SIBYLL [10] ist nach dem Minijet-Modell konzipiert. Hierbei wird zwischen dem stoßenden Projektil und Targetkern immer genau ein Pomeron ausgetauscht. Mit steigender En-

ergie wird eine steigende Zahl sog. harter Pomeronen ausgetauscht. Die Projektilkerne werden nach dem Superpositionsprinzip behandelt. Dabei reagiert jedes Nukleon für sich unabhängig von allen anderen Nukleonen mit den Kernen der Lufthülle. Bei dem sechsten Code handelt es sich um das rein phänomenologische Programm HDPM [4], das experimentelle Befunde im Niederenergiebereich geeignet parametrisiert. Damit wird allerdings eine Extrapolation zu höheren Energien sehr unsicher, wenn sie die an Beschleunigern verfügbaren Energien übersteigen. Auch hier werden Projektilkerne vereinfacht nach dem Superpositionsprinzip behandelt.

Im Rahmen dieses Artikels werden nur aktuelle Modelle behandelt, die erst kürzlich entwickelt wurden (neXus), bei denen in aktualisierten Versionen (DPMJET [11], SIBYLL [12]) neue Experimente berücksichtigt wurden oder für die die beste, wenn auch nicht voll befriedigende Übereinstimmung (QGSJET) mit KASCADE-Daten [13] gefunden wurde.

### Anpassung an Beschleunigerdaten

Alle Modelle sind von ihren Autoren an experimentelle Daten angepasst, wie sie z.B. in Kollider-Experimenten am CERN-Sp $\bar{p}$ S (Genf) oder am Tevatron des Fermilab (Chicago) für Proton-Anti-

proton-Stöße beobachtet werden. Für die Qualität einer solchen Anpassung wird als Beispiel, das für viele andere Parameter exemplarisch stehen soll, in Abb. 1 die Häufigkeit dargestellt, mit der eine bestimmte Anzahl geladener Teilchen pro Proton-Antiproton-Kollision auftritt. Mit steigender Energie wird diese Häufigkeitsverteilung breiter und erstreckt sich zu höheren Teilchenzahlen. Alle Modelle folgen den gemessenen Häufigkeiten der Teilchenzahlen mehr oder weniger gut, wobei manche Modelle (insbesondere neXus) Schwierigkeiten haben, die gemessenen Häufigkeiten der kleinen Sekundärteilchenzahlen gut wiederzugeben.

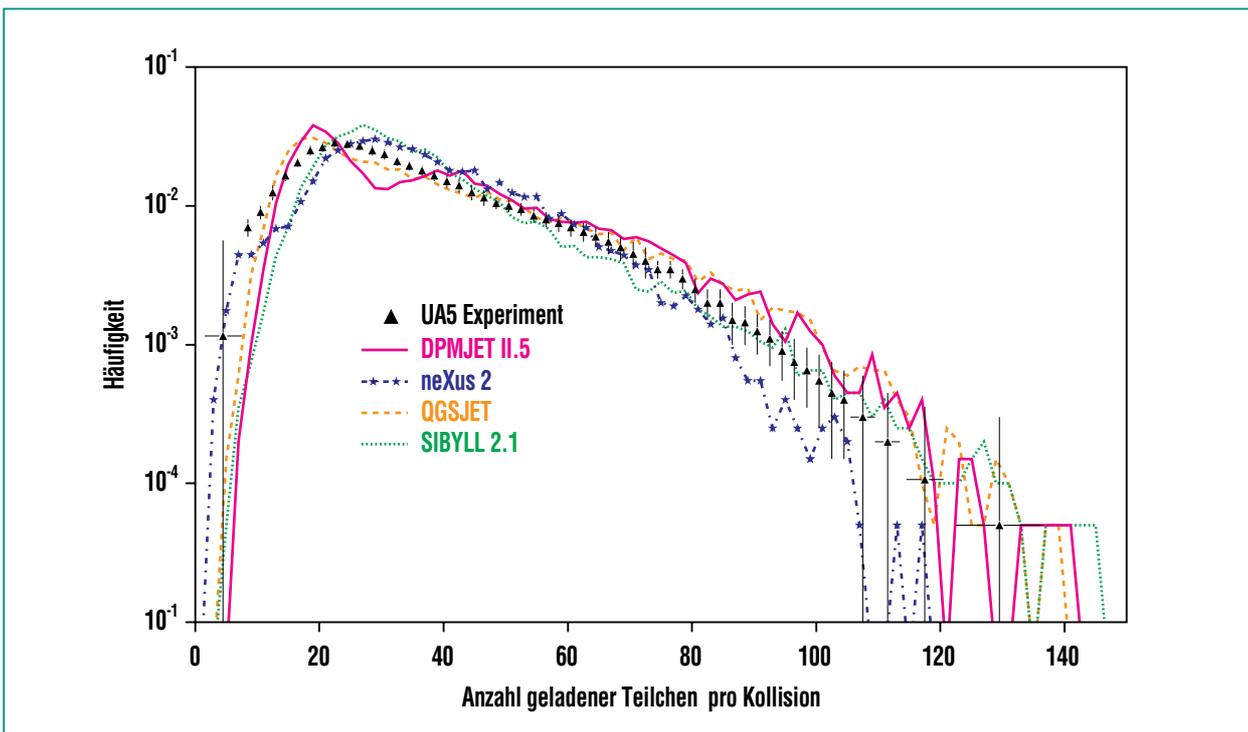


Abb. 1: Verteilung der Häufigkeit, mit der eine Anzahl geladener Sekundärteilchen bei Proton-Antiproton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV auftritt. (Diese Schwerpunktsenergie entspricht einer Laborenergie von  $\approx 1,4 \cdot 10^{14}$  eV, mit der ein bewegtes Proton auf ein ruhendes Antiproton trifft.) Die Vorhersagen der in CORSIKA verwendeten Modelle werden mit den Daten des am CERN-Sp $\bar{p}$ S-Beschleuniger durchgeführten UA5-Experiments [14] verglichen.

### Vorhersagen für Kollisionen

Wegen des hohen Stickstoffanteils in der Atmosphäre interessieren hadronische Kollisionen insbesondere mit Stickstoffkernen. In Abb. 2 ist die Häufigkeit aufgetragen, mit der in  $p$ - $^{14}\text{N}$ -Kollisionen das höchstenergetische Baryon, das sich als „Rest“ des Projektilprotons bildet, einen bestimmten Energiebruchteil  $x_F$  des Projektils erhält. Die scharfe Spitze am rechten Bildrand rührt von diffraktiven Stößen her, bei denen das Projektil in relativ großer Entfernung am Targetkern vorbeifliegt, dabei selbst nicht verändert wird, sondern nur die Produktion einiger weniger Pionen im Targetkern anregt. Auch der benachbarte Bereich mit Energieanteilen  $x_F > 0.85$  wird diffraktiven Stößen zugeschrieben, wobei die vom Projektil auf den Targetkern und auf

Sekundärteilchen übertragene Energie immer noch verhältnismäßig klein bleibt. In Kolliderexperimenten ist bei diffraktiven Stößen die seitliche Auslenkung des Projektilrestes so gering, dass er, ohne einen Detektor zu treffen, mit den nicht reagierenden Projektilen unbeobachtet im Strahlrohr weiterfliegt.

Da in diffraktiven Stößen nur wenig Energie in die Sekundärteilchenproduktion umgesetzt wird, transportiert der Projektilrest einen großen Energieanteil tiefer in die Atmosphäre. Daher spielen diffraktive Stöße bei der Schauerentwicklung eine besonders wichtige Rolle. Wegen des Fehlens von Beschleunigerdaten sind die Modelle im Bereich der Energieanteile  $x_F > 0.85$  recht unsicher. Dies ist in Abb. 2 an den starken Differenzen der Modelle untereinander sichtbar.

### Vergleich mit Luftschauergößen

Wenn die Schauerfront durch die Atmosphäre fortschreitet, wächst die Zahl der Partikel durch den multiplikativen Effekt der Kollisionen an. Da die Gesamtenergie auf immer mehr Teilchen verteilt wird, sinkt die Energie pro Teilchen schließlich soweit ab, dass sie durch Ionisationsverlust völlig aufgezehrt wird, bevor das Teilchen einen weiteren Kollisionspartner erreicht. Dadurch fällt die Zahl der geladenen Sekundärteilchen nach Durchlaufen eines Maximalwertes wieder ab. Die Lage dieses Maximums charakterisiert die Eindringtiefe des Schauers in die Atmosphäre. Bestimmende Faktoren für die Eindringtiefe sind einerseits der inelastische Wirkungsquerschnitt der hadronischen Reaktionen: Mit zunehmendem Querschnitt verkürzt

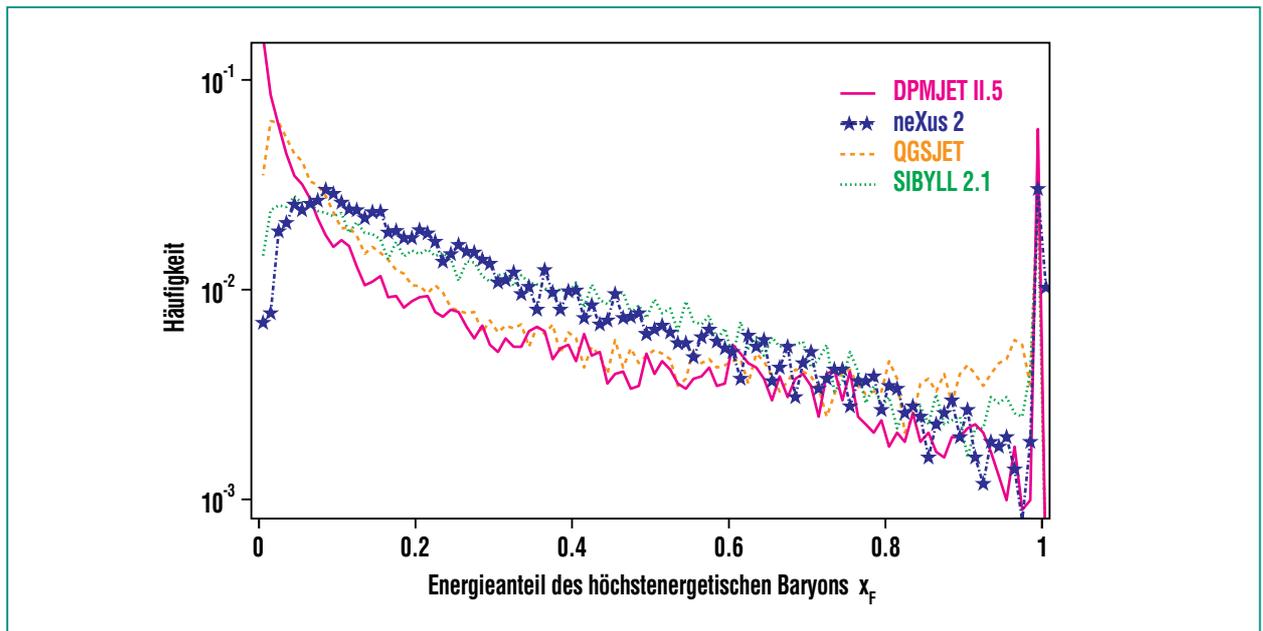


Abb. 2: Modellvorhersagen für die Häufigkeit, mit der das höchstenergetische Baryon aus  $p$ - $^{14}\text{N}$ -Kollisionen mit einer Laborenergie von  $10^{16}$  eV einen bestimmten Energieanteil des ursprünglichen Protons erhält.

sich die Reichweite eines Teilchens bis zur nächsten Kollision, wodurch sich der Schauer schneller entwickelt und sein Maximum früher erreicht. Andererseits spielt die Inelastizität, die den in Sekundärteilchen umgesetzten Energieanteil einer Kollision charakterisiert, eine ebenso wichtige Rolle: Wird in Kollisionen wenig Energie in Sekundärteilchen abgegeben, bedarf es entsprechend mehr Kollisionen und damit einer größeren Eindringtiefe, um das Schauermaximum zu erreichen.

### Inelastischer Querschnitt für Kollisionen mit Luft

Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  (in  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) zwischen zwei hadronischen Stößen hängt vom inelastischen Querschnitt  $\sigma_{\text{inel}}$  gemäß  $\lambda = A / (N_A \cdot \sigma_{\text{inel}})$  ab, wobei  $A$  die Molmasse der Luft und  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  die Loschmidtsche Zahl ist. Die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte werden je nach verwendetem Modell unterschiedlich wiedergegeben. Erfreulicherweise haben sich die

Modellunterschiede in den letzten Jahren erheblich verringert, wie die beiden Figuren der Abb. 3 zeigen. Vor vier Jahren betrug bei einer Energie von  $\leq 10^{15} \text{ eV}$  die Differenz der Proton-Luft-Querschnitte untereinander bis zu ca. 18 % (Abb. 3a). Inzwischen weichen die Querschnitte der neueren Modelle (Abb. 3b) in diesem Energiebereich nur noch höchstens 6 % voneinander, aber auch von experimentellen Werten ab. In ähnlicher Weise wurden die Querschnittswerte für geladene Pionen verbessert.

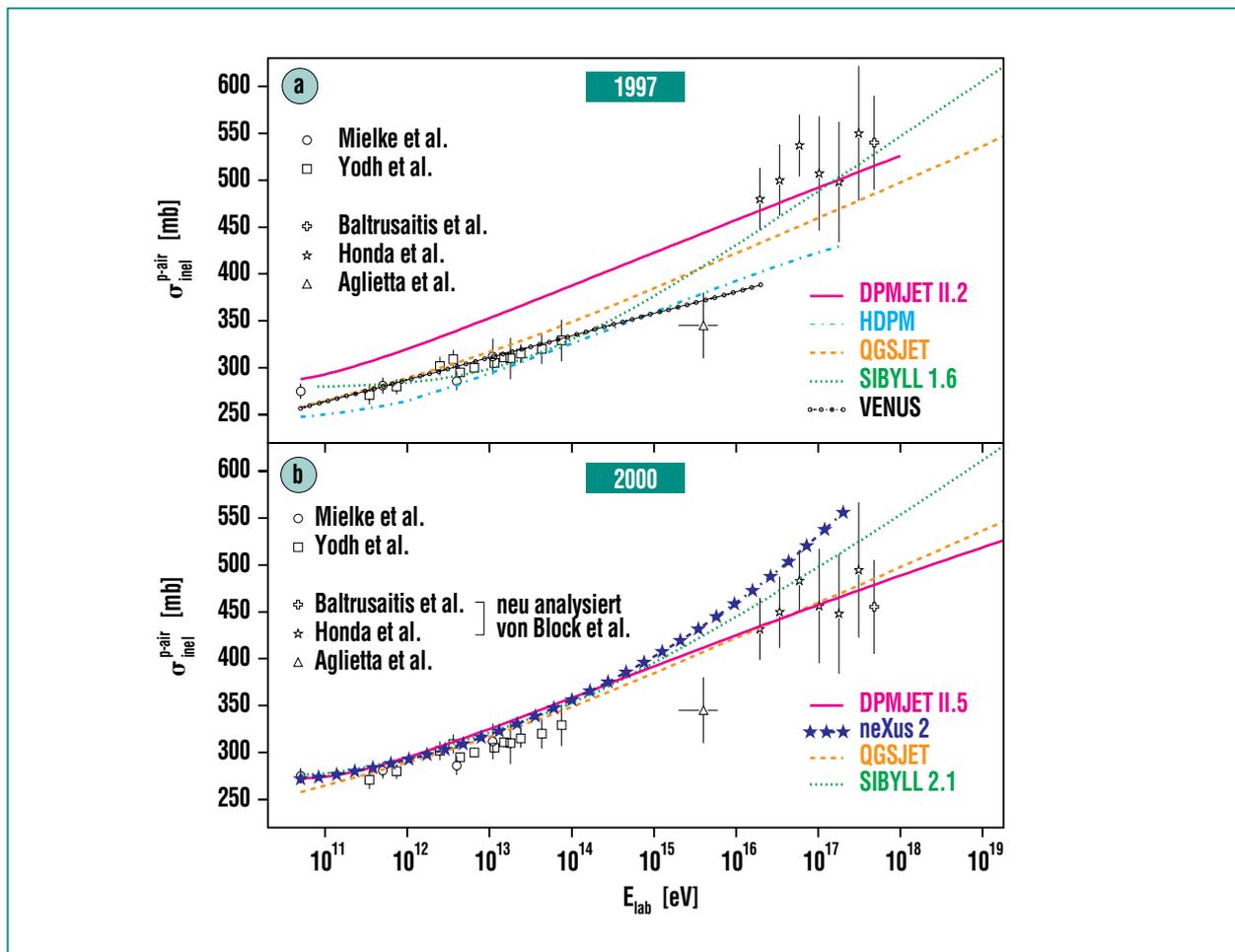


Abb. 3: Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{p-air}}$  für inelastische Proton-Luft-Kollisionen als Funktion der Laborenergie  $E_{\text{lab}}$  des Protons in den Jahren 1997 (oben) und 2000 (unten). Die in CORSIKA verwendeten Modelle werden mit Experimenten verglichen.

## Eindringtiefe der Luftschauer

In dem für KASCADE interessanten Energiebereich um  $10^{15}$  eV wurden für alle Modelle 500 vertikale Schauer simuliert und die mittlere Elektronenzahl als Funktion der Eindringtiefe bestimmt. Für Protonen und Eisenkerne als auslösende Teilchen sind diese Longitudinalverteilungen in Abb. 4 dargestellt. Die mittlere Anzahl der auf KASCADE-Beobachtungshöhe (110 m ü.M. entsprechend einer Eindringtiefe von  $1024 \text{ g/cm}^2$ ) ankommenden Elektronen differiert bei den neueren Modellen etwa um 15 %. Ähnlich wie bei den Wirkungsquerschnitten hat sich in den letzten vier Jahren diese Unsicherheit um etwa den Faktor 3 verringert. Leider sind diese longitudinalen Schauerprofile der experimentellen Messung nicht direkt zugänglich.

Es gibt allerdings Methoden, mit denen die Höhe (resp. Eindringtiefe) des Schauermaximums be-

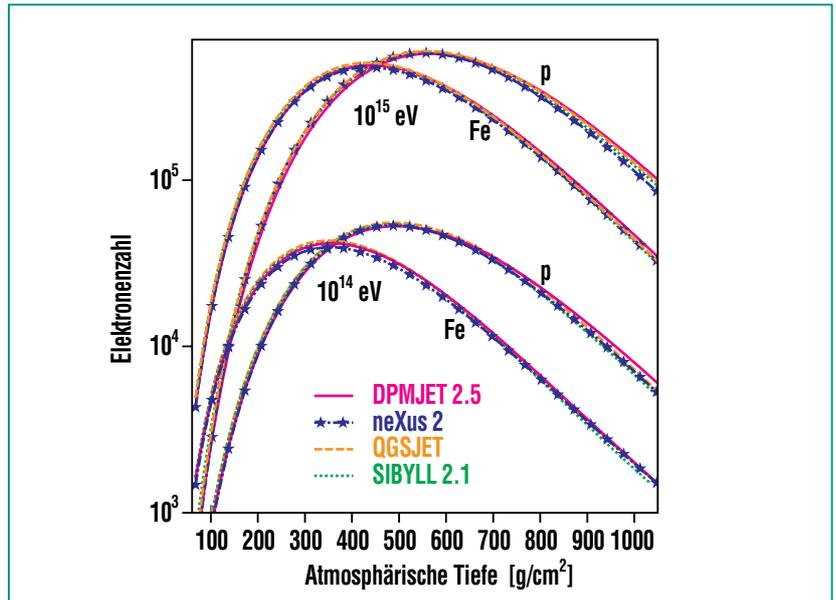


Abb. 4: Elektronenzahl als Funktion der atmosphärischen Eindringtiefe für vertikale Schauer mit Primärenergien von  $10^{14}$  und  $10^{15}$  eV, ausgelöst von Protonen (p) und Eisenkernen (Fe). Alle Kurven sind jeweils über 500 simulierte Schauer gemittelt.

stimmt werden kann. Bei den für KASCADE interessanten Energien im Bereich  $10^{14}$  bis  $10^{16}$  eV eignet sich dazu die von den Elektronen abgestrahlte Čerenkovstrahlung. Bei noch höheren Energien

benutzt man die Fluoreszenzstrahlung, die von den durch Ionisation angeregten Stickstoffmolekülen der Atmosphäre ausgeht. Abb. 5 zeigt den Verlauf der Eindringtiefe des Schauermaximums

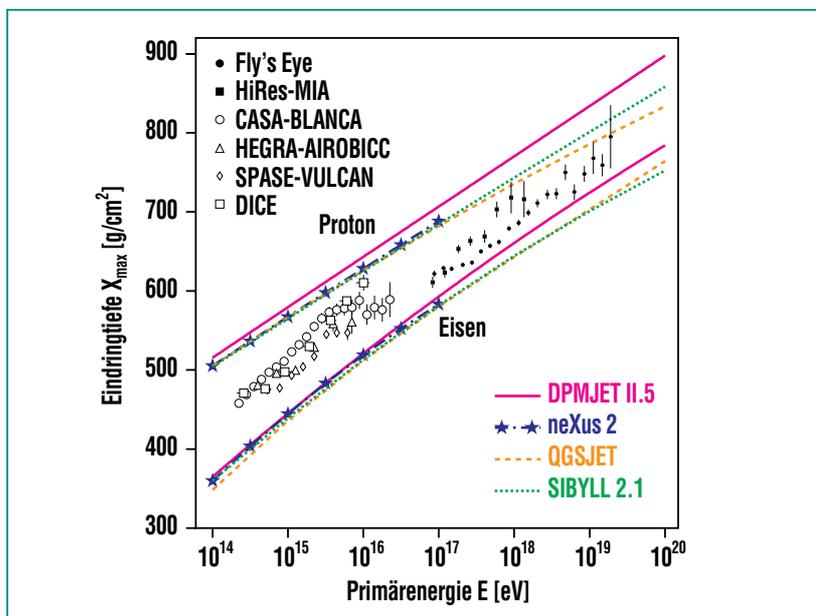
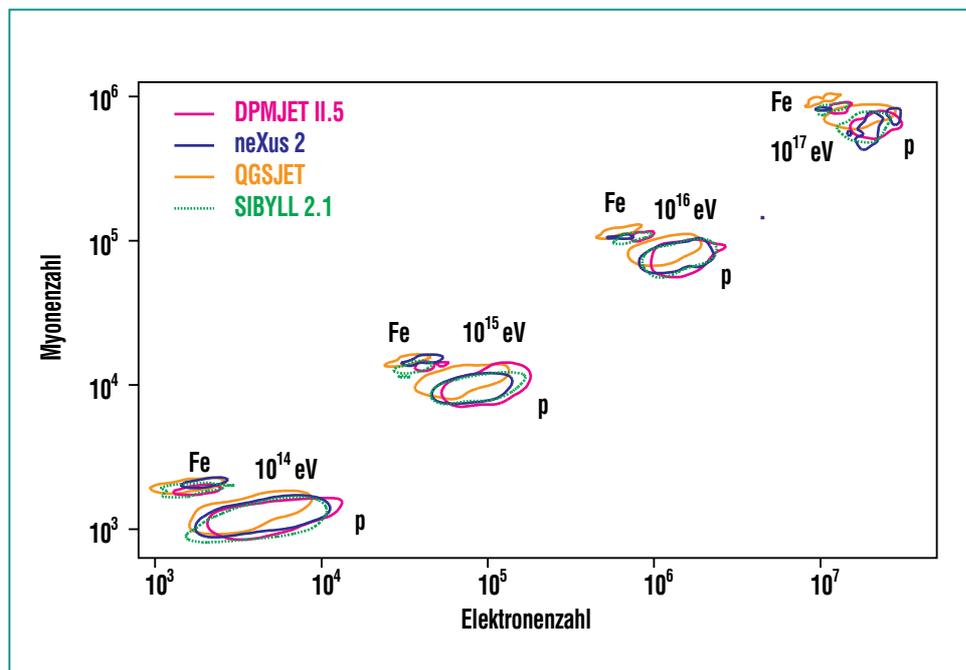


Abb. 5: Eindringtiefe  $X_{\text{max}}$  des Schauermaximums in die Atmosphäre als Funktion der Primärenergie für vertikale proton- und eiseninduzierte Schauer. Die Kurven repräsentieren das geglättete Mittel über je 500 protoninduzierte bzw. 200 eiseninduzierte Schauer. CORSIKA-Simulationen sind mit den Experimenten verglichen, aus denen sich die Höhe des Maximums durch Čerenkovstrahlung (offene Symbole) oder Fluoreszenzstrahlung (gefüllte Symbole) ergibt.

als Funktion der Primärenergie für Experimente und Modellrechnungen. Eine korrekte Vorhersage für Energien um  $10^{20}$  eV stellt für die hadronischen Wechselwirkungsprogramme eine enorme Herausforderung dar, bedeutet sie doch, ausgehend von der höchsten, in Beschleunigern z.Zt. erreichbaren Energie von  $1.7 \cdot 10^{15}$  eV, eine Extrapolation der Wechselwirkungsmechanismen über fünf Größenordnungen! Da die Eindringtiefe von der primären Teilchensorte abhängt, kann bei bekannter Schauerenergie über die Bestimmung der Eindringtiefe des Schauermaximums – eine richtige Modellvorhersage vorausgesetzt – eine Aussage über die Natur des Primärteilchens getroffen werden. Im Auger-Experiment [2] wird man das Schauermaximum über die Fluoreszenzstrahlung bestimmen und von dieser Methode Gebrauch machen. Die natürlichen Schauerfluktuationen erschweren eine Primärteilchenseparation erheblich, da der Streubereich der Schauermaxima von Protonenschauern den der Eisen-schauer teilweise berührt.

### Teilchenzahlen auf Detektorniveau

Eine für das KASCADE-Experiment [15] wichtige Aussage der CORSIKA-Simulationen ist die Anzahl der auf Detektorniveau ankommenden Elektronen und Myonen. Obwohl bei gegebener Primärenergie und gegebenem Zenitwinkel die Teilchenzahlen beträchtlichen Fluktuationen unterliegen – die absoluten Zahlen der Elektronen schwanken um einen Faktor 2 nach oben und unten – erlaubt das Verhältnis  $N_e/N_\mu$



**Abb. 6:** Zahl der auf KASCADE-Höhe ankommenden Myonen als Funktion der Zahl der ankommenden Elektronen von vertikalen Schauern mit Primärenergien zwischen  $10^{14}$  und  $10^{17}$  eV, ausgelöst von primären Protonen (p) oder Eisenkernen (Fe). Die Konturlinien geben den Verlauf der durchschnittlichen Streuung von 500 protoninduzierten (resp. 200 eiseninduzierten) Schauern um den jeweiligen Mittelwert wieder.

einen Rückschluss auf die Natur der einfallenden Partikelstrahlung. In Abb. 6 ist für mehrere diskrete Energien im Bereich zwischen  $10^{14}$  und  $10^{17}$  eV die Myonenzahl gegen die Elektronenzahl aufgetragen. Man erkennt für eiseninduzierte Schauer eine deutliche Trennung von den protoninduzierten Schauern, die nicht sehr stark vom verwendeten Modell abhängt. Allerdings nimmt in der Natur die Zahl der Schauer zu niedrigen Energien drastisch zu (um jeweils etwa den Faktor 1000 bei einer Erniedrigung der Energie um den Faktor 10), so dass die Ausläufer der Fluktuationen von niederenergetischen Schauern die Trennmöglichkeiten

der höherenergetischen Schauer erheblich reduzieren.

Die Konturlinien der Abb. 6 geben den Verlauf der durchschnittlichen Streuung um den jeweiligen Mittelwert wieder. Mit steigender Primärenergie wird auch die relative Fluktuation der Teilchenzahlen geringer, was sich in den kleineren Flächen der Konturlinien widerspiegelt.

### Zusammenfassung und Ausblick

Zum Verständnis und zur Interpretation von Luftschauer-Messdaten sind Computersimulationen nach der Monte-Carlo-Methode eine Notwendigkeit. Durch verschiedene mit CORSIKA gekop-

pelte Computercodes werden hadronische Wechselwirkungen der kosmischen Projektile mit den Atomkernen der Atmosphäre beschrieben. Dabei werden die an Beschleunigern verfügbaren Energien weit überschritten. Basierend auf theoretischen Modellen wird bei der Simulation eine Extrapolation zu den höchsten Energien vorgenommen. Durch Vergleich der mit verschiedenen Modellen simulierten Resultate erhält

man eine Abschätzung über die Unsicherheit der Extrapolation.

Mit dem Erscheinen neuer experimenteller Daten wie gegenwärtig vom RHIC-Schwerionenbeschleuniger (Brookhaven) werden die Programme zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen weiterentwickelt. Aber auch Luftschauerdaten des KASCADE-Experiments haben z.B. beim SIBYLL-Programm einen

Anstoß zur Überarbeitung [12] bewirkt. Eine ständige Anpassung von CORSIKA an diese Entwicklungen ist nötig, damit auch künftig ein anspruchsvolles Referenzprogramm für Luftschaueruntersuchungen zur Verfügung steht.

## Literatur

- [1] H.O. Klages  
*für die KASCADE Kollaboration,*  
*Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B*  
*(1997) 92*
- [2] *Pierre Auger Project Design Report,*  
*Fermi National Accelerator*  
*Laboratory (1997);*  
H.O. Klages, J. Kleinfeller,  
*NACHRICHTEN Forschungszentrum*  
*Karlsruhe 33 (2001) dieses Heft*
- [3] J. Knapp, D. Heck,  
*NACHRICHTEN Forschungszentrum*  
*Karlsruhe 30 (1998) 27*
- [4] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle,  
G. Schatz, T. Thouw,  
*Forschungszentrum Karlsruhe FZKA*  
*6019 (1998)*
- [5] W.R. Nelson, H. Hirayama,  
D.W.O. Rogers,  
*Stanford Linear Accelerator Center*  
*SLAC 265 (1985)*
- [6] J. Ranft, *Phys.*  
*Rev. D51 (1995) 64*
- [7] H.J. Drescher, M. Hladik,  
S. Ostapchenko, T. Pierog,  
K. Werner,  
*Phys. Rep. (2001) (im Druck)*
- [8] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko,  
A.I. Pavlov,  
*Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B*  
*(1997) 17*
- [9] K. Werner,  
*Phys. Rep. 232 (1993) 87*
- [10] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser,  
P. Lipari, T. Stanev,  
*Phys. Rev. D50 (1994) 5710*
- [11] J. Ranft,  
*Universität Siegen SI-99-5 (1999)*
- [12] R. Engel,  
*persönliche Mitteilung (2000)*
- [13] J. Engler, J.R. Hörandel, M. Risse,  
*NACHRICHTEN Forschungszentrum*  
*Karlsruhe 33 (2001)*  
*dieses Heft*
- [14] R.E. Ansorge et al.  
*(UA5 Kollaboration), Z. Phys. C 43*  
*(1989) 357*
- [15] K.H. Kampert, H. Rebel, M. Roth,  
*NACHRICHTEN Forschungszentrum*  
*Karlsruhe 33 (2001)*  
*dieses Heft*