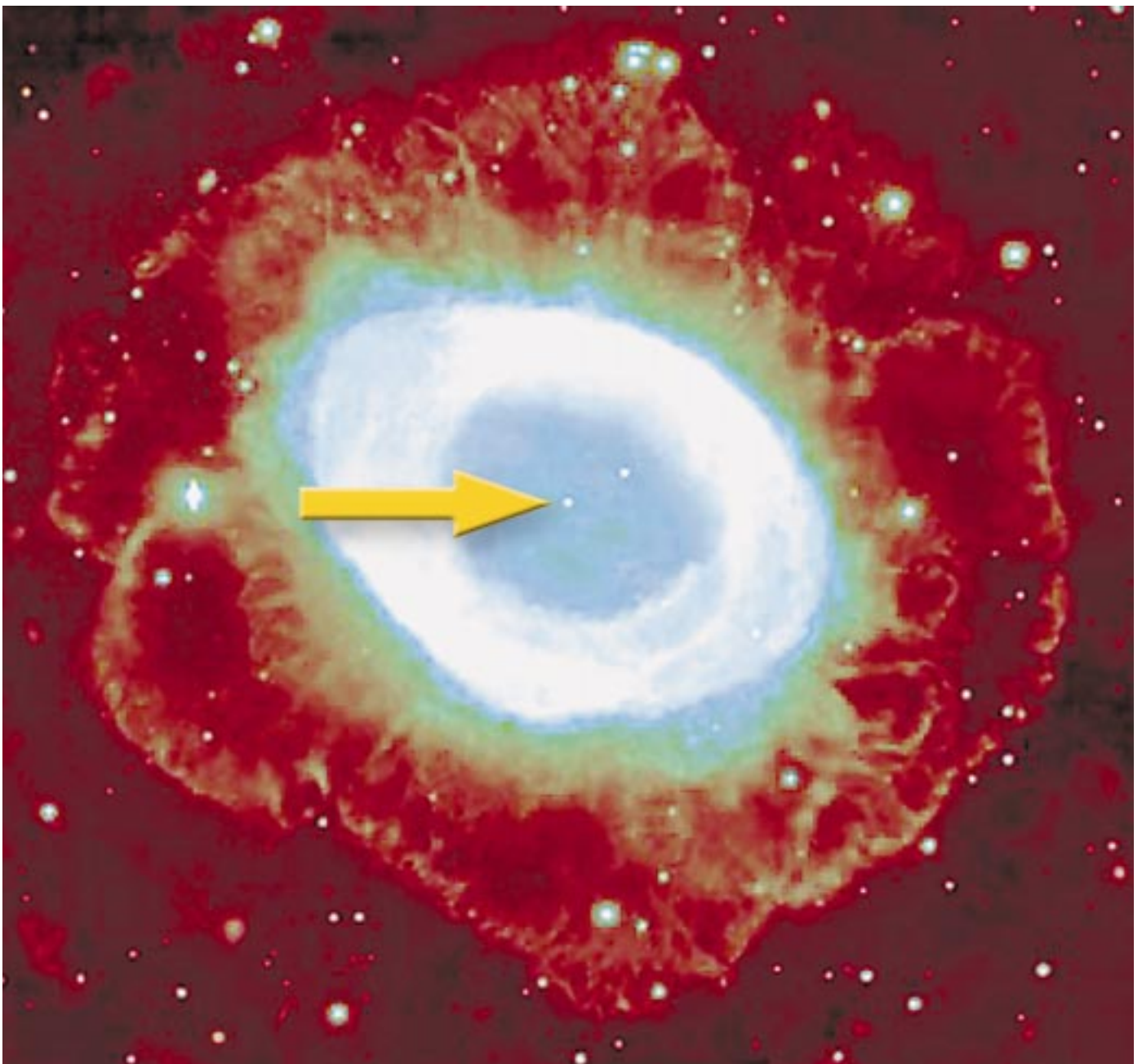




Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

NACHRICHTEN

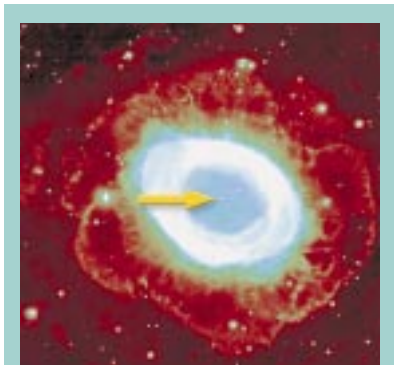


Jahrgang 33 • 2/2001

Aus dem Inhalt:
Teilchen- und Astrophysik

**Im Inhaltsverzeichnis verwendete
Abkürzungen:**

IK Institut für Kernphysik



Titelbild:
Blick in den kosmischen Materiekreislauf: Der Ringnebel im Sternbild Leier besteht aus der abgestoßenen Materie eines Roten Riesen, dessen Zentralteil (Pfeil) als Weißer Zwerg endet. Die Masse solcher Nebel ist Saatgut neuer Sterne (vgl. den Beitrag von C. Arlandini et al. auf S. 177).

Herausgeber:
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640 · D-76021 Karlsruhe
Telefon-Nr. (07247) 82-0

Redaktion:
Dr. Klaus Körting

Redaktionsbeirat:
Prof. Dr. Johannes Blümer
Dr. Wolfgang Breitung
Prof. Dr. Eckhard Dinjus
Dr. Jürgen Gspann
Dr. Joachim Hoffmann
Dr. Heiko Kleykamp
Dr. Rolf Krieg
Prof. Dr. Ulrich Schurath (Vorsitzender)
Dr. Karl-Friedrich Weibezahn

Grafik und Satz:
Stolz Grafisches Atelier · Karlsruhe

Layout:
Tassilo Schnitzer

Druck:
Wilhelm Stober GmbH · Eggenstein

Nachdruck mit Genehmigung des
Forschungszentrums Karlsruhe GmbH
unter Nennung der Gesellschaft und
des Autors gestattet. Beleg erbeten.

Die NACHRICHTEN können kostenlos
über die Zentralbibliothek des
Forschungszentrums bezogen werden.

Printed in the Federal Republic of
Germany

Gedruckt auf chlorfrei gebleichtem Papier

Inhalt / Contents

- **Die höchsten Energien im Universum** 95
The Highest Energies in the Universe

H. Blümer, IK; C.-Kj. Guérard, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Ever since their discovery in 1912, cosmic rays have gathered the special attention of the physics community. That attention has grown to its highest levels after the detection of several particles carrying energies in excess of 10^{20} eV – the most energetic particles ever detected. Today particle physicists and astrophysicists join forces in trying to solve some of the fundamental questions in astrophysics: What is the origin and nature of these particles? Is there an end to their energy spectrum? Which mechanism is able to produce such extraordinary energies? Are these particles relics from the Big Bang epoch? In this paper we present a short tour of this exciting field.

- **Das Energiespektrum und die Massenzusammensetzung der hochenergetischen kosmischen Strahlung** 103

The Energy Spectrum and Chemical Composition of High-Energy Cosmic Rays

K.-H. Kampert, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe; H. Rebel, M. Roth, IK

The KASCADE experiment permits the simultaneous measurement of a large number of air shower observables at 10^{14} eV $\leq E_{\text{prim}} \leq 10^{17}$ eV. Electron, muon, and hadron shower size distributions as well as local muon density distributions exhibit a distinct break attributed to the knee in the primary energy spectrum. The all-particle energy spectrum has consistently been reconstructed by applying both parametric and non-parametric methods of data analysis yielding also an increasingly heavier mass composition above the knee. A novel deconvolution of the all-particle spectrum into 4 different elemental groups reveals a knee in each of the 4 groups with the knee energy increasing proportional to the nuclear charge of the primaries. Astrophysical implications of this important result are briefly discussed.

- **Das Luftschaer-Simulationsprogramm CORSIKA und hadronische Wechselwirkungsmodelle** 113

The Air Shower Simulation Program CORSIKA and Hadronic Interaction Models

D. Heck, IK

CORSIKA is a program for detailed simulation of the evolution of extensive air showers initiated by high-energy cosmic ray particles. Protons, light nuclei up to iron, photons, and many other particles may be treated as primaries. The particles are tracked through the atmosphere until they undergo reactions with the air nuclei or – in the case of instable secondaries – decay. The hadronic interactions at high energies may be described by six reaction models alternatively. The influence of these models on simulation predictions of measurable air shower features is demonstrated with examples.

■ Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle bei hohen Energien

121

Test of Hadronic Interaction Models at High Energies

J. Engler, M. Risse, IK; J.R. Hörandel, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

High-energy cosmic rays in the range from 10^{13} eV to 10^{17} eV are investigated with the air shower experiment KASCADE. The hadronic component is measured by a large hadron calorimeter. These investigations allow to check conceptions of the hadronic interaction, especially in energy and kinematical regions not covered in present collider experiments. Several hadronic interaction models, implemented in the air shower simulation program CORSIKA, have been investigated. The model QGSJET describes the best data. When studying rates of hadrons it turned out that the diffractive part in the inelastic hadron nucleus scattering is overestimated in the models by up to a factor two.

■ Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projekts

129

The Southern Experiment of the Pierre Auger Project

H. O. Klages, J. Kleinfeller, IK

The international Pierre Auger collaboration is aiming for detailed studies of the cosmic rays at the highest energies by the operation of two very large area detector systems – one in each hemisphere – for full sky coverage. Currently, the southern experiment is being installed on the Pampa Amarilla near the city of Malargüe in the province of Mendoza, Argentina. The hybrid system contains an 3000 km^2 array of 1600 particle detectors – large water tanks using the Cherenkov technique, and four fluorescence detector stations with a total of 30 wide angle Schmidt telescopes – scanning the atmosphere above the detector array in clear dark nights.

■ Sind Neutrinos massebehaftet? – Die Suche nach Neutrino-Oszillationen mit KARMEN

135

Massive Neutrinos? The KARMEN Search for Neutrino Oscillations

K. Eitel, M. Steidl, IK

The search for neutrino oscillations is the most sensitive method to probe whether neutrinos are massive. The KArlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino experiment searches for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations in the appearance mode. Within data collected from February 1997 through March 2000, 11 candidate events have been reduced with an expected background of 12.3 ± 0.3 events. Including spectral information, an oscillation probability of $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) > 0.65 \times 10^{-3}$ for large neutrino mass differences is excluded at 90% confidence. This result is in contrast to the reported evidence by the Los Alamos LSND experiment. We introduce the phenomenon and experimental status of neutrino oscillations, present the KARMEN experimental configuration and physical results and discuss their implications on the LSND evidence.

■ **KATRIN: ein neues Tritium- β -Zerfallsexperiment zur Messung der Masse des Elektronneutrinos im sub-eV-Bereich**

148

KATRIN: A New Tritium- β -Decay Experiment for Measuring the Mass of the Electron Neutrino in the sub-eV Range

G. Drexlin, IK

An essential task of particle physics over the next years will be the determination of the absolute mass scale of neutrinos. A key contribution to this issue is expected from the proposed Karlsruhe Tritium Neutrino experiment (KATRIN), which is designed to perform a high precision direct measurement of the mass of the electron neutrino. An international collaboration aims to set up and operate a large tritium β -decay experiment on site of FZK with the goal to improve the sensitivity for the electron neutrino mass from its current value of 3 eV by one order of magnitude to 0.3 eV. Pushing forward into the sub-eV range of neutrino masses, the main motivation of KATRIN will be to investigate the cosmological relevance of neutrinos.

■ **Vom Top-Quark zum Higgs-Boson: Die Suche nach den schwersten Bausteinen der Natur**

161

From the Top-Quark to the Higgs-Boson: The Search for the Heaviest Particles of Nature

Th. Müller, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

According to our present knowledge, the fundamental constituents of matter are quarks and leptons ordered by their mass into three particle families. With the discovery of the top quark about six years ago, our periodic table of elementary particles has been completed, but the origin of its unusually high mass and, more general, of the mass of all particles, still needs to be established. The Institut für Experimentelle Kernphysik in Karlsruhe, who researches on the top quark and its properties, also takes part in the world-wide race for the discovery of the widely believed mediator of mass, the Higgs boson.

■ **Das Physikprogramm des Elektron-Positron Speicherrings DAΦNE und des Detektors KLOE in Frascati**

169

The Physics Program of the Electron Positron Collider DAΦNE and of the Detector KLOE in Frascati

W. Kluge, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

The main topics of the physics program of the experiment KLOE (acronym for K LOnG Experiment) at the electron positron collider DAΦNE in Frascati are reported. At DAΦNE ϕ mesons (with a mass of 1020 MeV/c²) are produced by the annihilation of electrons and positrons (with energies of 510 MeV). Those mesons decay mainly into low energetic monochromatic charged and neutral K mesons, the decays and interactions of which are studied. Of paramount interest for further tests of the Standard Model of particle physics are investigations of the violation of discrete symmetries in the weak interaction (CP , T , CPT violation) and the measurement of hadronic cross sections of electron positron annihilation. First results demonstrate the great potential of the detector KLOE.

■ Sternmodelle im Test: Die Phase der Roten Riesen

177

Testing Stellar Models: The Red Giants Stage

C. Arlandini, M. Heil, F. Käppeler, R. Reifarth, F. Voss, K. Wisshak, IK

The He burning stage of stellar evolution, when stars increase enormously in size and become Red Giants, is of particular importance for the production of C, O, and the s-process abundances in the universe. From observations these stars are known for the efficient transport of freshly synthesised material to the surface and its ejection into the interstellar medium by strong stellar winds. In view of the complexity of this scenario, s-process nucleosynthesis provides a valuable tool for testing and assisting the yet uncertain stellar models in surprising detail.

■ Laborbestimmung stellarer Neutronenreaktionen

189

Laboratory Studies of Stellar Neutron Reactions

H. Beer, S. Dababneh, M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, W. Rapp, R. Reifarth, F. Voss, K. Wisshak, IK

Neutron reactions play a key role in the production of the chemical elements heavier than iron. Quantitative abundance predictions by stellar models require an accurate and complete set of neutron capture cross sections for all involved isotopes. This article describes advanced experimental techniques for such measurements in the stellar neutron energy range around 30 keV. These techniques, which have been developed at the Karlsruhe Van de Graaff accelerator, are illustrated at the example of some outstanding experiments. The contribution concludes with a summary of the present status and future perspectives of the field.

■ Flüssigkeitsionisationskammern in der Strahlentherapie

201

Liquid Ionization Chambers for Radiation Therapy

J. Engler, IK; J.R. Hörandel, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe;
G. Hartmann, R. Hofmann, Deutsches Krebsforschungszentrum (DKFZ), Heidelberg

Liquid ionization chambers are appropriate instruments to monitor and control deposited radiation dose realized by new methods in intensity modulated radiation therapy. Modern amplifier and read-out electronics allow to register simultaneously a high number of channels and to obtain a fast and detailed description of the radiation field. By these means dose deposition in radiation therapy can be controlled and supervised efficiently.

Die höchsten Energien im Universum

H. Blümer, IK; C.-Kj. Guérard, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Kaum eine Frage von fundamentaler Bedeutung hat die Astrophysiker vor so große Probleme gestellt, wie diejenige nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung. Ihre Energiedichte ist vergleichbar mit der des sichtbaren Sternenlichts oder der 3K-Hintergrundstrahlung, sie ist verantwortlich für elektromagnetische Kontinuumsstrahlungen vom Radiobereich bis zu hochenergetischen γ -Strahlen, und das Energiespektrum scheint sich zu beliebig hohen Werten fortzusetzen. Tatsächlich wurden die höchsten jemals auf der Erde gemessenen Teilchenenergien in der kosmischen Strahlung beobachtet, hundertmillionenfach höher als in unseren Beschleunigern erreichbar. Eine Klärung des fast 100-jährigen Problems verspricht die Untersuchung zweier markanter Bereiche im Energiespektrum: bei etwa $4 \cdot 10^{15}$ eV untersucht das Luftschauerexperiment KASCADE die detaillierte Struktur des Spektrums und die Elementzusammensetzung. Oberhalb von 10^{19} eV wird die höchstenergetische Strahlung mit dem internationalen Pierre Auger-Observatorium in Argentinien erforscht.

Kosmische Strahlung

Im Jahre 1912 entdeckte der Österreicher Victor Hess auf einer Reihe von Ballonflügen bis in 5000 m Höhe, dass die Ionisation der Luft in größeren Höhen deutlich anstieg. Er schloss daraus, dass es sich hierbei um eine extraterrestrische Strahlungsquelle handeln müsse und erhielt für seine Entdeckung 1936 den No-

belpreis für Physik. Während man zunächst vermutete, dass es sich bei der Höhenstrahlung vornehmlich um hochenergetische Elektronen und Gammastrahlung handele, wissen wir inzwischen, dass die kosmische Strahlung vorwiegend aus Protonen, leichten und schweren Kernen besteht, während Elektronen nur etwa 1% beitragen. Schon 1938 erkannte der französische Physiker Pierre Auger, dass in der Höhenstrahlung ganz beträchtliche Teilchenenergien auftreten. Er registrierte in seiner Anordnung aus mehreren Detektoren auf dem Jungfrauoch im Berner Oberland auch dann gleichzeitige Signale, wenn die Detektoren bis zu 300

Metern auseinander platziert waren. Er interpretierte dies zutreffend als Kaskaden von Sekundärteilchen, die in der Erdatmosphäre durch Primärteilchen von sehr hoher Energie ausgelöst werden [1]. Die von Auger vermuteten kosmischen Beschleunigungsmechanismen in „elektrischen Feldern von sehr großer Ausdehnung“ sind bis heute ein ungelöstes Rätsel.

Das Energiespektrum

Die Intensität der kosmischen Strahlung als Funktion ihrer Energie ist im Energiespektrum (Abb. 1) zusammengefasst. Die Strahlung überdeckt einen Energiebe-

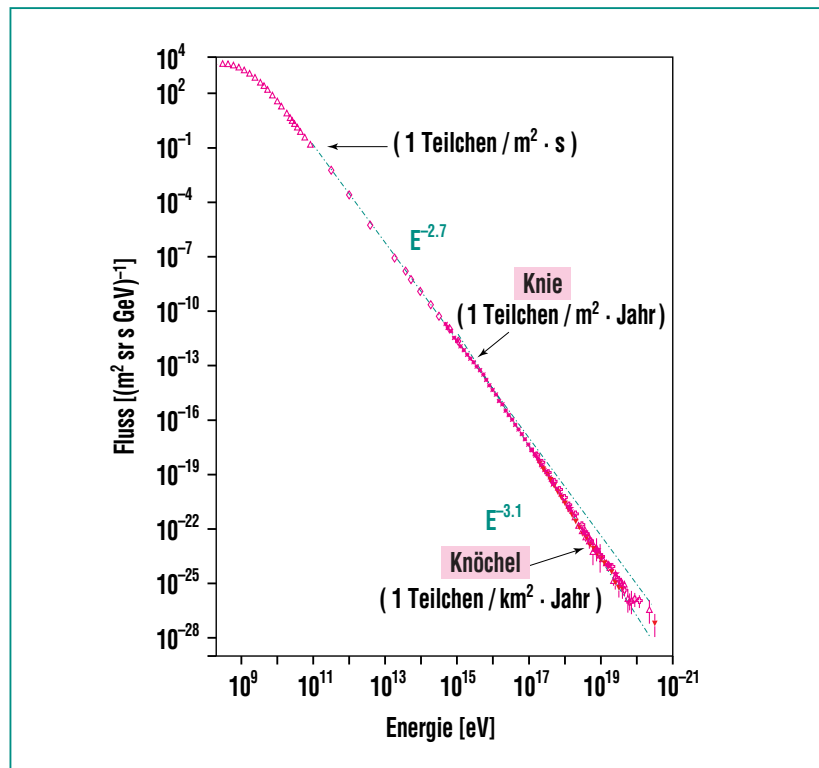


Abb. 1: Energiespektrum der kosmischen Strahlung oberhalb 100 MeV. Die Daten entstammen einer größeren Anzahl unterschiedlicher Messungen und die Zahlen an der Kurve geben die integralen Teilchenflüsse oberhalb der jeweils markierten Stellen an (nach S. Swordy, Univ. Chicago).

reich von etwa 10^6 eV bis über $3 \cdot 10^{20}$ eV und man erkennt die großen Schwierigkeiten von experimentellen Untersuchungen in einem so weiten Energiebereich: über 14 Dekaden in der Teilchenenergie E fällt die Intensität $I(E)$ um mehr als 30 Dekaden ab! Der Abfall gehorcht oberhalb von etwa 10^9 eV (1 GeV, dies ist ungefähr die Ruheenergie eines Wasserstoffkerns) einem Potenzgesetz $I(E) \propto E^{-\gamma}$, wobei $\gamma \approx 2,7 \pm 0,1$ ist. Teilchen mit Energien unterhalb 1 GeV stammen überwiegend aus der Sonne, deren Einfluss sich noch bis etwa 10 GeV nachweisen lässt. Bei höheren Energien muss man einen galaktischen und möglicherweise extragalaktischen Ursprung annehmen. Das Spektrum zeigt relativ wenig Struktur, ausgenommen ist ein markanter Knick bei $4 \cdot 10^{15}$ eV, das so genannte „Knie“, an dem sich der Stei-

gungsindex von $\gamma \approx 2,7$ nach $\gamma \approx 3,1$ ändert. Dieser Energiebereich steht im Mittelpunkt der Untersuchungen mit dem Höhenstrahlungsexperiment KASCADE auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe. Im Bereich der höchsten Energien scheint sich ein weiterer Knick anzudeuten, der „Knöchel“. Hier liegen allerdings noch zu wenige Messungen vor. Gerade dieser Energiebereich ist Gegenstand von aktuellen Untersuchungen und Planungen, die in diesem und dem folgenden Artikel behandelt werden.

Der Teilchenfluss oberhalb von 10^{12} eV beträgt immerhin 1 Teilchen/ m^2 s und isotopenspezifische Energieverteilungen können direkt mit hochfliegenden Ballons oder Satelliten gewonnen werden. Hieraus haben sich wichtige Schlussfolgerungen über die Her-

kunft und Propagationseigenschaften der Teilchen in der Galaxis ergeben. Deutlich höhere Energien erfordern aber entsprechend größere Detektorflächen und deshalb erdgebundene Anlagen, der integrale Fluss im Bereich des Knies beträgt nur noch ein Teilchen/ m^2 Jahr. Bei den höchsten Energien treffen weniger als ein Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert ein und gewaltige Anlagen wie das internationale Pierre Auger-Observatorium in Argentinien sind erforderlich, um die Rätsel dieser Teilchen zu lösen.

In den letzten zwanzig Jahren wurden Luftschauerexperimente in Haverah Park (Großbritannien), Akeno (Japan), Yakutsk (Sibirien) und Utah (USA) durchgeführt, die mit verschiedenen experimentellen Techniken insgesamt etwa ein Dutzend Ereignis-

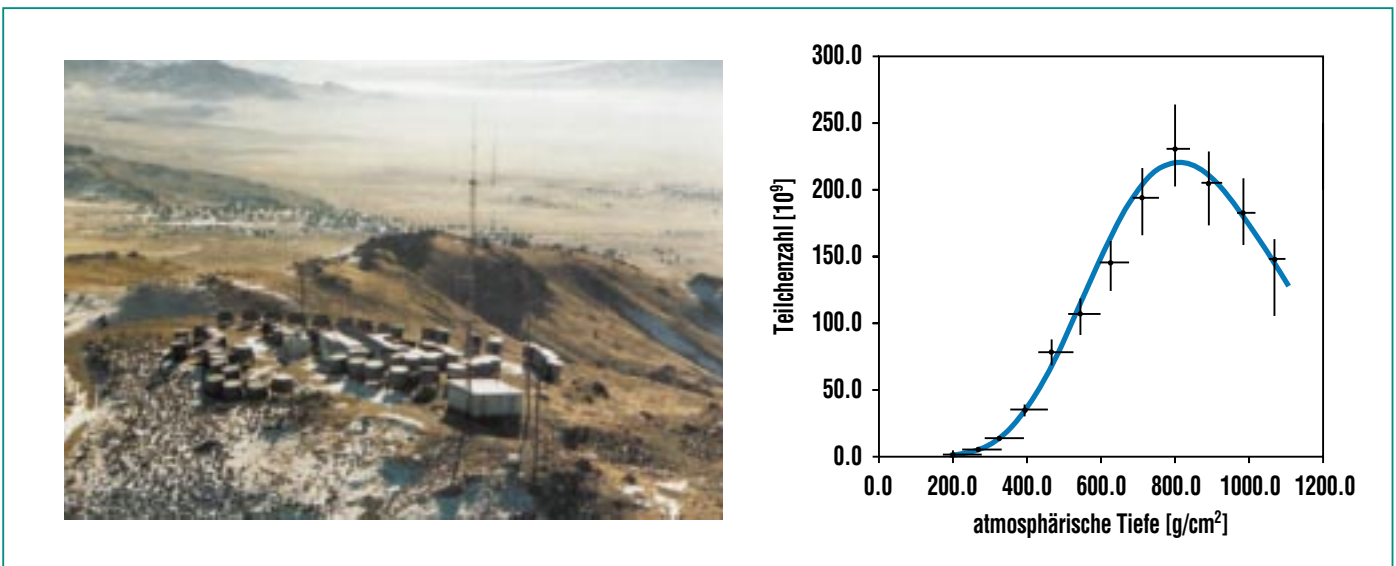


Abb. 2: Das „Fliegenauge“ Fly’s Eye in Utah/USA war ein Fluoreszenzdetektor für hochenergetische Luftschauer. Aus der Lichtintensität entlang der Leuchtspur lassen sich die Teilchenzahl rekonstruieren und Rückschlüsse auf die Natur des Primärteilchens ziehen (leichte Kerne dringen im Mittel tiefer in die Atmosphäre ein als schwere Kerne). Gezeigt ist die entsprechende Kurve für das höchstenergetische Teilchen mit einer Energie von $3 \cdot 10^{20}$ eV.

se mit Energien bis oberhalb von 10^{20} eV registrierten [2]. Heute ist nur noch die japanische AGASA-Anlage in Betrieb, mit etwa 100 km^2 Flächenabdeckung zur Zeit der größte Detektor dieser Art (Akeno Giant Air Shower Array). Das mit $3 \cdot 10^{20}$ eV bislang energiereichste Teilchen wurde vom Fly's Eye Detektor nachgewiesen (Abb. 2, [3]). Es hatte in makroskopisch üblichen Einheiten eine Energie von 50 Joule: die kinetische Energie eines Tennisballs von 160 km/h Geschwindigkeit war auf einen einzigen Atomkern konzentriert!

Luftschauer

Der Nachweis kosmischer Teilchen oberhalb $E \sim 4 \cdot 10^{14}$ eV erfordert Detektorflächen und Messzeiten, die sich nur in erdgebundenen Experimenten realisieren lassen. Hierbei werden aber nicht die primären Teilchen selbst erfasst, sondern die in der Atmosphäre erzeugten Reaktionsprodukte, so genannte ausgedehnte Luftschauer. Aufgrund der Vielzahl entstehender Teilchen genügt eine stichprobenartige Vermessung der verschiedenen Teilchenkomponenten am Erdboden. Darüber hinaus stehen optische Nachweismethoden zur Verfügung, denn die Schauerteilchen erzeugen bei ihrem Weg durch die Luft sowohl Cherenkov-Strahlung als auch Fluoreszenzlicht. Cherenkovstrahlung ist stark in Bewegungsrichtung der Teilchen konzentriert. Sie entsteht ähnlich einem Überschalldruckkegel, wenn sich geladene Teilchen schneller als die Lichtgeschwindigkeit c/n durch ein Medium bewegen, wobei n der Bre-

chungsindex ist. Bei Primärenergien oberhalb $\sim 10^{16}$ eV kann insbesondere Fluoreszenzlicht beobachtet werden, das durch die Wechselwirkung der geladenen Teilchen mit den Stickstoffmolekülen der Luft entsteht. Es wird isotrop hauptsächlich im Wellenlängenbereich zwischen 300-400 nm emittiert und kann für Primärenergien über 10^{20} eV mit Hilfe von Spiegelteleskopen in klaren Nächten bis über 40 km Entfernung beobachtet werden. Die Atmosphäre ist bei diesen optischen Nachweismethoden gleichzeitig Absorber und integrierter Teil des Detektors. Während z.B. das KASCADE-Experiment eine Anordnung von Detektoren auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe verwendet, wird im Pierre Auger-Experiment in Mendoza (Argentinien) erstmals eine Hybrid-Technik verwirklicht werden, bei der ein Teilchennachweis am Boden mit einer Fluoreszenzlichtdetektion kombiniert wird.

Energiequellen und Beschleunigungsmechanismen

Der geplante Beschleuniger LHC (Large Hadron Collider am CERN/Genf) soll ab dem Jahr 2006 Teilchenenergien von 8 TeV erzeugen ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$). Wie aber kommt es zur Beschleunigung kosmischer Partikel auf etwa hundertmillionenfach höhere Energien? Ein brauchbares Modell sollte auch das beobachtete Potenzgesetz der energieabhängigen Intensität erklären. Eine bis heute favorisierte Idee wurde von Enrico Fermi schon 1942 geliefert. Sie beruht auf einer Teilchen-

beschleunigung durch stochastische Reflexionen der geladenen Teilchen an sich bewegenden magnetischen Plasmawolken [4]. In den 70er Jahren erkannte man, dass dieser Prozess die notwendige Leistung und Effizienz allerdings erst in starken kosmischen Schockfronten erreicht, die z.B. durch Supernova-Explosionen entstehen.

Um die schon erwähnte Energiedichte der kosmischen Strahlung von etwa 1 eV/cm^3 aufrechtzuerhalten, ist im Volumen der Galaxis eine Leistung von $\sim 10^{33} \text{ W}$ oder 10^7 Sonnenleuchtkräften nötig. Supernovae können diese Leistung erbringen, sobald nur einige Prozent der kinetischen Hüllenenergie in Beschleunigungsenergie umgesetzt werden. Diese Vorstellung wird durch Computersimulationen und Messungen an bekannten Supernovae unterstützt. Das Röntgenspektrum des Supernova-Überrests aus dem Jahr 1006 wurde mit dem Forschungssatelliten ASCA vermessen und lässt sich als Synchrotronstrahlung von TeV-Elektronen interpretieren. Zudem konnten von dieser Quelle γ -Quanten mit TeV-Energien nachgewiesen werden, die beim Stoß der Elektronen mit den Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung entstehen (inverse Compton-Stöße). Ein direkter Beweis für die Beschleunigung von Hadronen fehlt bislang. Die gegenwärtig im Aufbau befindlichen Cherenkov-Teleskope [5] könnten dazu beitragen, wenn der zweifelsfreie Nachweis von Gammastrahlung aus dem π^0 -Zerfall gelänge, der in typischen hadronischen Reaktionen stattfindet.

Eine einfache Abschätzung zeigt, dass die maximal erreichbare Energie E_{max} von der Ladung z des beschleunigten Teilchens, der Magnetfeldstärke B und der Ausdehnung L der Beschleunigungsregion abhängt. Zusätzlich muss man einen Faktor $\beta_s = v_s/c$ einführen, der die Geschwindigkeit v_s der beschleunigenden Schockwellen relativ zur Lichtgeschwindigkeit c berücksichtigt: $E_{max} \approx \beta_s \cdot z \cdot B \cdot L$. Man erhält für Supernovae etwa 10^{15} eV und unter besonders günstigen Voraussetzungen sogar 10^{16} eV [6]. Weiteren Aufschluss versprechen die lau-

fenden Untersuchungen im Energiebereich des Knies insbesondere mit dem KASCADE-Experiment.

Das Rätsel der höchsten Energien

Die grundsätzlichen Überlegungen zur Maximalenergie gelten auch für die höchsten Teilchenenergien, die noch mal um einen Faktor Einhunderttausend oberhalb des Kniebereichs liegen. Hierzu klassifiziert man geeignete astrophysikalische Kandidaten-Objekte im so genannten Hillas-Diagramm nach Größe und Magnetfeldstärke (Abb. 3, [7]). Die Maximalenergie ist in dieser doppellogarithmischen Darstellung eine gerade Linie. Selbst unter idealen Bedingungen erfordert die Beschleunigung von Protonen auf 10^{20} eV eine Überschreitung der durchgezogenen Linie im Hillas-Diagramm, denn realistische Werte der normierten Schockgeschwindigkeit liegen im Bereich $\beta_s = 1/300$. Selbst für $\beta_s = 1$ würden nur wenige Objekte im Universum die notwendigen Bedingungen für einen Beschleuniger erfüllen. Für schwere Atomkerne ist dies wegen ihrer vielfach höheren Ladung leichter, bei Eisen also um einen Faktor 26. Weitere Einschränkungen für die Größe von Beschleunigungsregionen ergeben sich, wenn man Energieverluste berücksichtigt: in sehr kompakten Quellen tritt aufgrund der starken magnetischen Ablenkung Synchrotronstrahlung auf und in sehr ausgedehnten Quellen spielen schließlich Streuverluste eine wachsende Rolle. Nach gegenwärtigen Vorstellungen scheinen lediglich Jets aus Radiogalaxien [8] alle notwendigen Bedingungen zu erfüllen (Abb. 4). Da genügend leistungsfähige Quellen dieser Art aber nur in relativ großen Entfernungen (~ 100 Mpc) bekannt sind, ergibt sich ein zweites Problem in der Ausbreitung dieser Teilchen.

Schon bald nach der Entdeckung der kosmischen Hintergrundstrahlung durch Penzias und Wilson (1964) wiesen Greisen, Zatsepin und Kuzmin darauf hin, dass Protonen mit einer Energie oberhalb $5 \cdot 10^{19}$ eV sehr effektiv mit den Photonen der 3 K-Hinter-

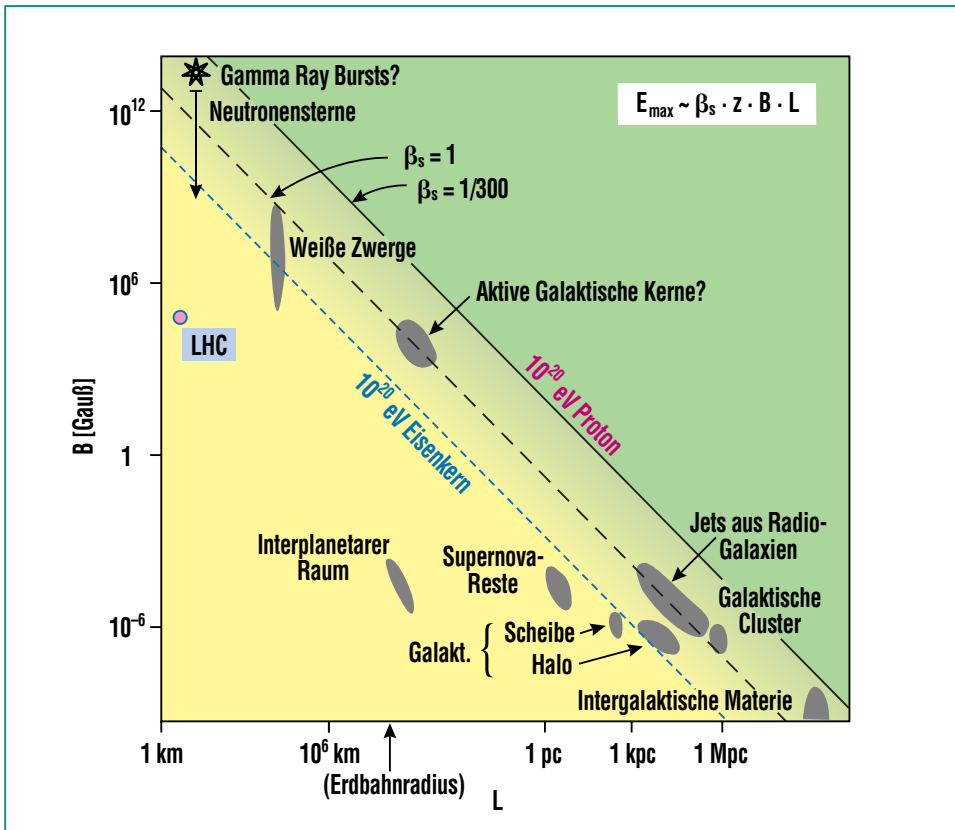
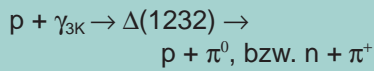


Abb. 3: Im sog. Hillas-Diagramm wird die charakteristische Größe L eines Objektes gegen die dort herrschende oder vermutete Magnetfeldstärke B aufgetragen. Objekte unterhalb der gestrichelten Linie können keine Protonen ($z=1$) auf $E \geq 10^{20}$ eV beschleunigen, für Eisenkerne gilt entsprechend die gepunktete Linie ($z=26$). 1 Parsec (pc) entspricht 3,26 Lichtjahren oder $3,1 \cdot 10^{13}$ km.

grundstrahlung wechselwirken [9]. Oberhalb dieser Energieschwelle steht genügend Energie im Schwerpunktsystem zur Verfügung, um das Proton in seinen ersten angeregten Zustand anzuregen, die Δ -Resonanz. Diese zerfällt unmittelbar wieder in Pionen und Nukleonen:



Diese Prozesse entziehen dem Primärteilchen Energie, bis schließlich die Energieschwelle unterschritten wird. Aus der mittleren Dichte von 412 Photonen/cm³ und dem bekannten $p\gamma$ -Wirkungsquerschnitt errechnet man, dass nahezu unabhängig von der Anfangsenergie eines Protons seine Energie innerhalb einer Strecke von höchstens 100 Mpc auf $5 \cdot 10^{19}$ eV sinkt. Abb. 5 illustriert diesen so genannten GZK-Effekt für drei verschiedene Anfangsenergien der Protonen [10].

Für schwere Kerne liegt die Energieschwelle für Stöße mit der 3K-Hintergrundstrahlung entsprechend der Massenzahl höher, sie erleiden aber im Bad der energiereicheren kosmischen Infrarotstrahlung bei etwa gleicher Energie ebenfalls einen selbsterstörerischen Prozess: durch Anregung von Kernschwingungen (Riesenresonanzen) kommt es zum Zerfall und die Reichweite schwerer Kerne ist gering. Die Intensität der Infrarotstrahlung ist nach neuesten Satellitenmessungen aber möglicherweise viel niedriger als bisher gedacht und entsprechend müsste man die Vorstellungen von den unter-

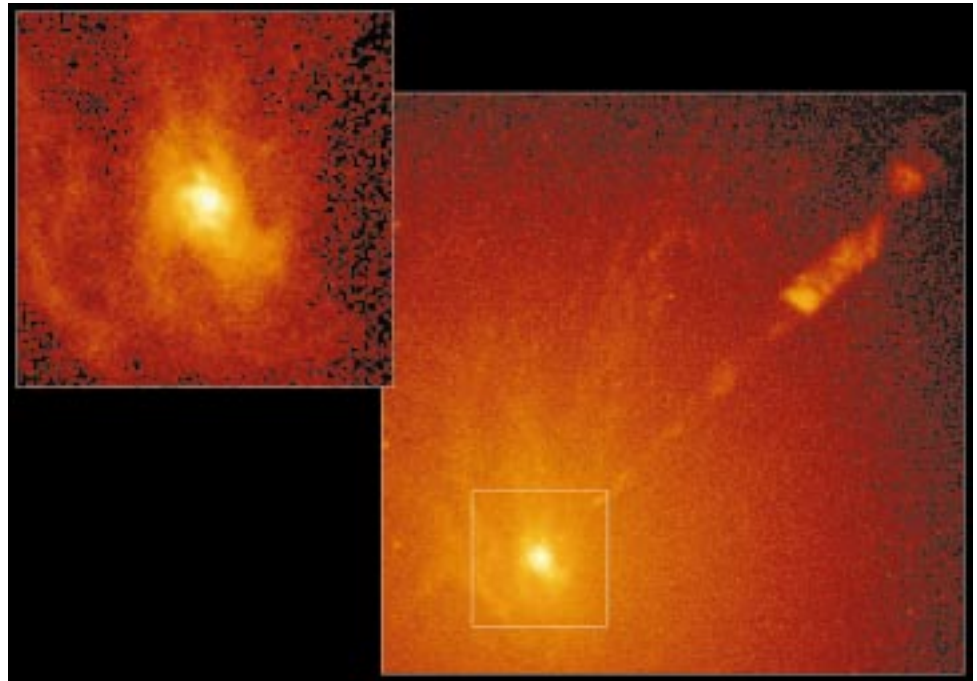


Abb. 4: In den Zentren großer Galaxien werden supermassive Schwarze Löcher vermutet. Die Aufnahme mit dem Hubble-Weltraumteleskop zeigt die Radiogalaxie M87 im 16 Mpc entfernten Virgo-Galaxienhaufen. Man erkennt den im optischen Bereich etwa 2-3 kpc langen Jet, der durch das spiralförmige Einsaugen von Materie in das Schwarze Loch entsteht und dabei Teilchen auf ultrahohe Energien beschleunigen könnte.

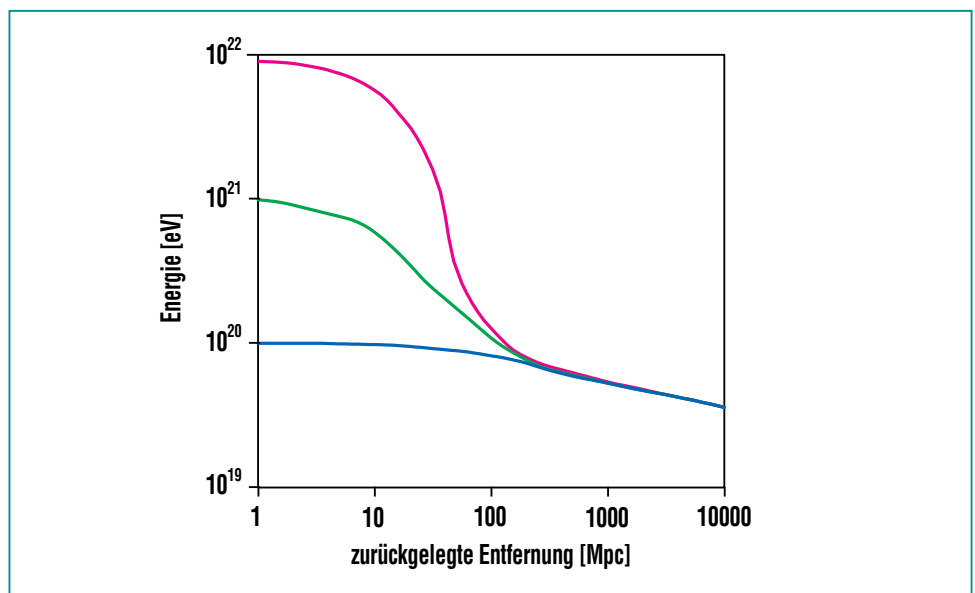


Abb. 5: Greisen-Zatsepin-Kuzmin-Effekt in Simulationsrechnungen [10]: Protonen mit drei unterschiedlichen Anfangsenergien werden nach etwa 100 Mpc auf die typische GZK-Schwellenenergie $5 \cdot 10^{19}$ eV „abgebremst“.

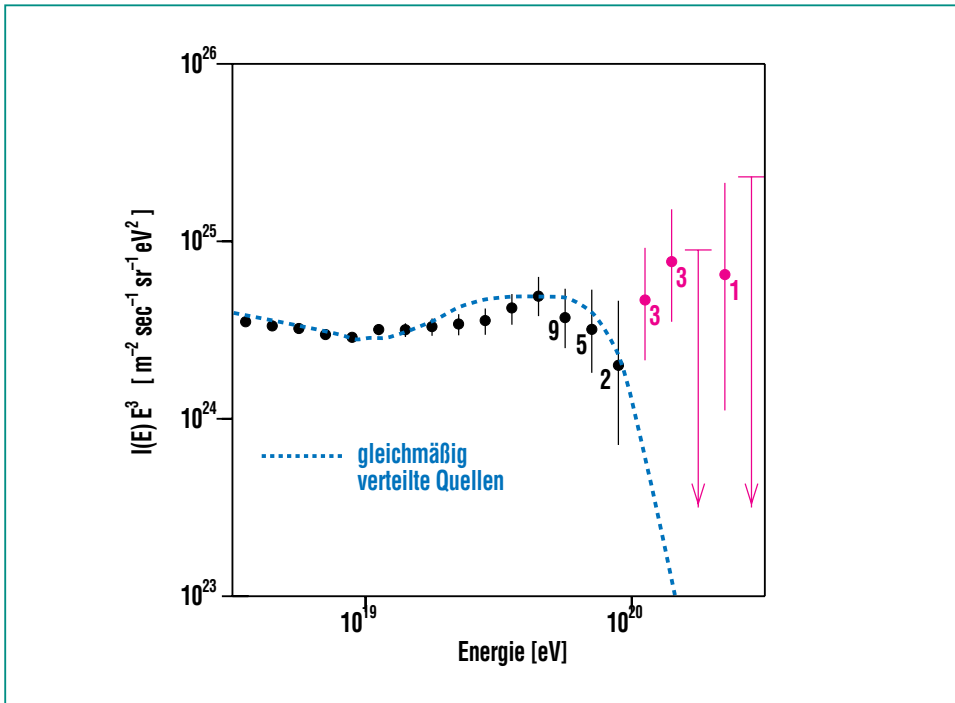


Abb. 6: AGASA-Energiespektrum [12]. Die Intensität $I(E)$ multipliziert mit E^3 ist gegen die gemessene Energie E aufgetragen. Die Daten zeigen nicht den aufgrund des GZK-Effekts erwarteten Abbruch (gestrichelte Kurve).

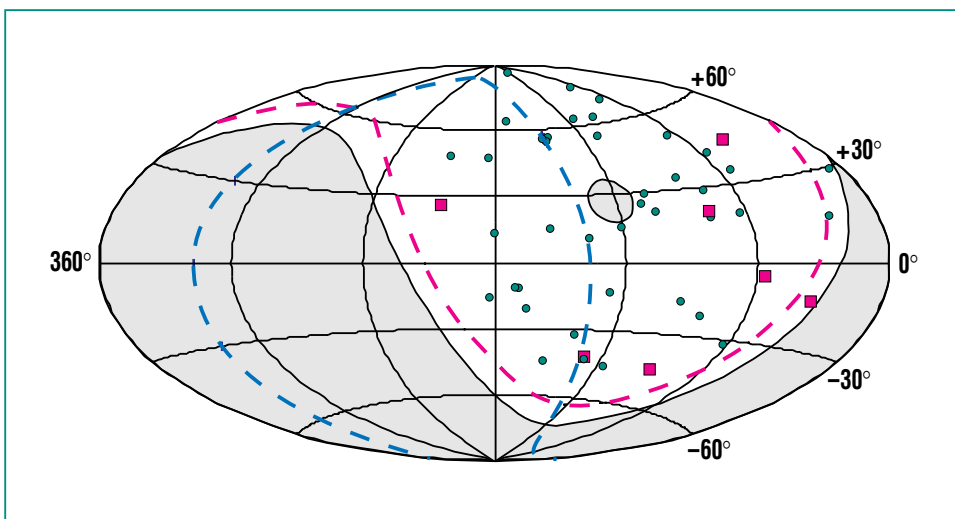


Abb. 7: Winkelverteilung aus dem AGASA-Experiment [12]. Die Richtungen gemessener Ereignisse für $E = (4-10) \cdot 10^{19}$ eV (grüne Punkte) und $E \geq 10^{20}$ eV (rote Quadrate) sind in galaktischen Koordinaten angegeben. Der graue Bereich (einschließlich des galaktischen Zentrums) ist dem Experiment unzugänglich. Der Äquator unserer Milchstraße ist die rot gestrichelte, der unseres Milchstraßenhaufens die blau gestrichelte Kurve. In diesen Richtungen gibt es besonders viele Sterne bzw. Galaxien, ohne dass von dort entsprechend viele höchstenergetische Teilchen einzufallen scheinen.

schiedlichen Reichweiten leichter und schwerer Kerne modifizieren.

Der GZK-Effekt bewirkt also in Abhängigkeit von der Wegstrecke der kosmischen Teilchen eine Energiebegrenzung und eine Anreicherung leichter Kerne. Daraus ergibt sich eine charakteristische Deformation des Energiespektrums, die sich mit entsprechend vielen Ereignissen rekonstruieren ließe.

Die oben erwähnten Pionen sind instabil und bei ihrem Zerfall entstehen charakteristische hochenergetische Neutrinos, die man möglicherweise mit kubikkilometergroßen Wasser- oder Eisdetektoren nachweisen kann. Entsprechende Ideen wie etwa ICECUBE als Nachfolgeprojekt von AMANDA im Südpoleis (Antarctic Muon And Neutrino Detection Array) oder ANTARES im Mittelmeer werden derzeit mit Detailstudien verfolgt [11].

Das obere Ende des Spektrums aus dem AGASA-Experiment ist in Abb. 6 dargestellt, wobei die Intensität mit E^3 multipliziert wurde, um im Gegensatz zu Abb. 1 eine ungefähr flache Kurve zu erhalten [12]. Der Verlauf folgt zumindest mit der verfügbaren Statistik nicht der gestrichelten Kurve, die den erwarteten Abbruch aufgrund des GZK-Effekts wiedergibt. Der einfache Schluss auf relativ nahe Quellen verbietet sich aber aufgrund des bereits diskutierten Hillas-Diagramms. Klärende Hinweise könnten sich auch aus der Richtungsverteilung der Teilchen ergeben. Bisher wurde eine nahezu isotrope Gesamtverteilung beobachtet, einige wenige Ereig-

nispaare stammen aus fast gleichen Richtungen (Abb. 7).

Zahlreiche Forscher spekulieren, ob überhaupt eine Beschleunigung von Teilchen stattfindet („bottom-up-Szenario“). Als Alternativen und aus Mangel an konventionellen Erklärungsmöglichkeiten werden so genannte „top-down-Szenarien“ diskutiert, in denen die beobachteten Teilchen bereits mit hoher Energie entstehen. Einige dieser Modelle sind X-Bosonfragmentation von topologischen Defekten, der Z^0 -Zerfall an kosmologischen Neutrinos oder zerfallende massive Reliktteilchen aus der Urknallphase [13]. Als Quellen werden auch supersymmetrische Neutralteilchen diskutiert und sogar Neutronen, deren vorzeitiger Zerfall durch eine Verletzung der Lorentz-Invarianz unterdrückt ist [14]. Diese Modelle führen auf primäre Energiespektren, deren Hochenergieanteil wesentlich größer als bei Schockwellenbeschleunigung ist. Zusammen mit dem GZK-Effekt ergeben sich in vielen Fällen überprüfbare Vorhersagen für die Form des Energiespektrums und die Winkelverteilung der Quellen.

Letztlich kann nur eine erheblich verbesserte Statistik Aufschluss darüber geben, ob die Verteilung von identifizierten Punktquellen der bekannten Materieverteilung, derjenigen von Halo-Modellen mit Dunkler Materie, oder der aus den „top-down“ Modellen erwarteten Isotropie folgt.

Die nächsten Schritte

In einer Reihe von Workshops in den letzten zehn Jahren wurde die konkrete Idee entwickelt, einen sehr großen, preisgünstigen und robusten Detektor zu entwerfen, der die verfügbare Statistik der höchstenergetischen Ereignisse um mindestens eine Größenordnung verbessern sollte. In dem nach Pierre Auger benannten Projekt kombiniert ein Hybriddetektor erstmalig für individuelle Ereignisse die Fluoreszenzlichtmessung in der Luft mit dem Schauernachweis am Boden.

Idealerweise sollte der gesamte Himmel mit je einem Observatorium auf der Nord- und Südhalbkugel beobachtet werden können. Die wichtigsten Anforderungen an den Standort waren eine ca. 50 km durchmessende Ebene ohne störende Einrichtungen, ein klarer Nachthimmel, Infrastruktur am Rande des Geländes und Projektförderung durch das Sitzland. Die Wahl fiel auf Millard County in Utah und auf die Pampa Amarilla in der argentinischen Provinz Mendoza. Die begrenzten Ressourcen führten zunächst zu einer Konzentration auf den südlichen Detektor, der in diesem Heft noch näher beschrieben wird.

Umfangreiche Simulationsrechnungen zur Schauerentwicklung in der Erdatmosphäre und zur Signalformung in den Detektoren begleiten die experimentellen Ar-

beiten. Die Rechnungen können teilweise mit den im KASCADE-Experiment gewonnenen Daten bei niedrigerer Energie verifiziert werden. Die erforderliche Rechenzeit skaliert allerdings mit der Primärenergie, so dass auch hier neue methodische Ansätze nötig sind.

Der nächste Schritt schließlich ist eine möglichst vollständige Abdeckung des Himmels durch das nördliche Pierre Auger-Observatorium, möglicherweise ergänzt durch ein großes Feld von Fluoreszenzteleskopen (Telescope Array-Projekt). Diese Art der Luftschauermessung ließe sich in einem übernächsten Schritt mit Hilfe von Satellitenbeobachtung auf die ganze Erdatmosphäre ausdehnen (OWL, Airwatch, EUSO). Erste Pilotstudien hierzu wurden bereits gestartet.

Zusammenfassung

Die Untersuchung der kosmischen Strahlung, ihrer Zusammensetzung, Herkunft und Energie bis in Bereiche, die hundertmillionenfach über den irdischen Beschleunigern liegen, bleibt ein spannendes und zukunftsweisendes Unternehmen. Unser Verständnis von der Struktur der Materie und dem Wirken der fundamentalen Kräfte profitiert enorm von den interdisziplinären Synergien in der Teilchenastrophysik, die alle Wellenlängenbereiche und alle Teilchen aus dem Kosmos ausnutzt.

Literatur

- [1] P. Auger,
Rev. Mod. Phys. 11 (1938) 288.
- [2] J. Cronin,
Rev. Mod. Phys. 71 (1999) 165;
S. Yoshida, H. Dai,
J. Phys. G24 (1998) 905.
- [3] D. J. Bird et al.,
Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3401;
D. J. Bird et al.,
Astrophys. J. 441 (1995) 144.
- [4] R. Blandford, D. Eichler,
Phys. Rep. 154 (1987) 1;
L. O'C. Drury,
Contemp. Phys. 35 (1994) 231.
- [5] H. Krawczynki et al.,
Phys. Bl. 56, Nr.3 (2000) 47.
- [6] H. J. Völk, P. L. Biermann,
Astrophys. J. 333 (1988) L65;
B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann,
Landolt-Börnstein, vol. VI/3c,
Springer Publ. Comp., 1999,
p. 37 – 90.
- [7] M. Hillas,
Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22
(1984) 425.
- [8] G. R. Farrar, P. L. Biermann,
Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 3579.
- [9] K. Greisen,
Phys. Rev. Lett. 16 (1964) 748;
G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min,
JETP Letters 4 (1966) 78.
- [10] F. A. Aharonian, J. W. Cronin,
Phys. Rev. D50 (1994) 1892.
- [11] Ch. Spiering,
Phys. Bl. 56, Nr.3 (2000) 53.
- [12] M. Takeda, et al.
(AGASA Coll.), *Phys. Rev. Lett.*
81 (1998) 1163,
astro-ph/9902239.
- [13] G. Sigl, S. Lee,
P. Bhattacharjee, S. Yoshida,
Phys. Rev. D59 (1999) 43504.
- [14] S. Coleman, S.L. Glashow,
Phys. Rev. D59 (1999) 116008.

Das Energiespektrum und die Massenzusammensetzung der hochenergetischen kosmischen Strahlung

K.-H. Kampert, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe; H. Rebel, M. Roth, IK

Einleitung

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung kann über viele Zehnerpotenzen durch ein steil abfallendes Potenzgesetz beschrieben werden, das Zeugnis gibt von dem nicht-thermischen Charakter der Prozesse, welche die hochenergetischen Teilchen erzeugen. Der gleichmäßige Abfall in der Intensität mit der Energie wird unterbrochen durch eine mehr oder weniger abrupte Änderung des Index des Potenzgesetzes etwas oberhalb der Energie von 10^{15} eV. Der Ursprung dieses Abknickens, üblicherweise als „Knie“ bezeichnet, ist bislang ungeklärt. Die vorherrschenden theoretischen Modelle beschreiben das Knie als Ergebnis der energetischen Grenze der Teilchenbeschleunigung in Supernova-Schocks. Je nach Ladung der vollständig ionisierten Teilchen ergibt sich eine Obergrenze $E_{\max} \propto Z \times (r \times B)$, die von der Umgebung der Schocks abhängt. Die Größen r und B entsprechen der Ausdehnung und dem Magnetfeld der Beschleunigungsregion. Als alternative Interpretation des Knies wurde eine Änderung der Transportmechanismen der kosmischen Strahlung von der Quelle bis zum Nachweis vorgeschlagen. Während Teilchen unterhalb der Knie-Energie aufgrund der in der Galaxis vorherrschenden Magnetfelder effektiv innerhalb unserer Galaxis gefangen sind, können Teilchen mit ausreichender Energie aufgrund ihrer magnetischen Steifigkeit aus ihr entweichen. Auch hier ergibt sich eine ladungsabhängige Maximalenergie $E_{\max}^{\text{gal}} \propto Z$. Ein weiterer Modellansatz postuliert eine Ände-

rung der Wechselwirkung bei solch hohen Energien, bei der ein neuartiges schweres Teilchen vom Detektor ungesehen erzeugt würde und somit ein Abknicken im Energiespektrum vortäuschte.

Alle Modelle dieser Art sagen eine Variation der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung voraus mit einem Wechsel von einer leichten („Proton“) Zusammensetzung hin zur Dominanz der schweren („Eisen“) Komponente, die über den Kniebereich anwächst. Eine experimentelle Feststellung dieses Trends und eine detaillierte Messung der Änderungen der Massenzusammensetzung würde die Vorstellungen und Einsichten bezüglich der Beschleunigung, des Transports sowie des Nachweises stark erweitern.

Die Bestimmung der Massenzusammensetzung der hochenergetischen kosmischen Strahlung mit Energien größer als ungefähr 10^{15} eV ist bekanntermaßen eine sehr schwierige Aufgabe. Eine direkte Messung mit Detektoren, die von Satelliten oder Ballons getragen werden, erfordert wegen der geringen Intensität unannehmbar lange Flugzeiten und große Detektor-Volumina. Daher ist die einzige (indirekte) Methode die Beobachtung der Wechselwirkung der Teilchen aus dem All mit der Erdatmosphäre. Dies geschieht durch den Nachweis ausgedehnter Luftschauer mit Hilfe von großflächigen Detektoranlagen auf dem Erdboden. Luftschauer sind Teilchenlawinen, die sich in kaskadenartigen Wechselwirkungsprozessen in der Luft hülle entwickeln und welche die große Energie des einfallenden

primären Teilchen auf eine große Anzahl (Millionen) relativ niederenergetischer Teilchen (Elektronen-Photonen, Myonen und Hadronen) verteilen.

In dem folgenden Beitrag berichten wir über Luftschauer-Untersuchungen und den Stand der Ergebnisse des KASCADE (Karlsruhe Shower Core and Array Detector) Experimentes [1], das als Multidetektor Anlage im Forschungszentrum Karlsruhe aufgebaut wurde. Primäres Ziel von KASCADE ist die Bestimmung des Energiespektrums und der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich des Knies.

Luftschauer

Der Nachweis kosmischer Teilchen oberhalb $E \sim 5 \cdot 10^{14}$ eV erfordert Detektorflächen und Messzeiten, die sich nur in großen erdgebundenen Experimenten realisieren lassen. Hierbei werden allerdings nicht mehr die primären Teilchen selbst, sondern die in der Atmosphäre erzeugten Reaktionsprodukte, sog. ausgedehnte Luftschauer, erfasst. Der vielstufige Prozess eines Luftschauers ist schematisch in Abb. 1 skizziert. Aufgrund der Vielzahl entstehender Teilchen genügt eine stichprobenartige Vermessung der verschiedenen Teilchenkomponenten am Erdboden. Beim KASCADE-Experiment z.B. beträgt die Messfläche der Detektoren etwa 2% der Nachweisfläche des Experiments. Neben Teilchendetektoren am Erdboden können auch optische Nachweismethoden für Luftschauer verwendet werden.

Bei Primärenergien oberhalb $\sim 10^{17}$ eV kann insbesondere Fluoreszenzlicht im Wellenlängenbereich zwischen 300 – 400 nm beobachtet werden. Diese Technik soll im Pierre Auger-Experiment Verwendung finden [2].

Die eigentlich interessierenden Größen, nämlich Richtung, Energie und Masse der Primärteilchen müssen jeweils aus den Eigenschaften der Luftschauer abgeleitet werden. Die Schwierigkeit der Messung steigt hierbei in Reihenfolge der genannten Observablen, d.h. während die Richtung unmittelbar aus den Messdaten abgelesen werden kann, erfordert die Bestimmung der Masse mehr oder minder aufwendige Luftschauersimulationen. Das in Karlsruhe entwickelte und inzwischen von vielen Gruppen welt-

weit verwendete Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA [3] erfüllt diesen Zweck. Simulationen zeigen, dass hochenergetische Hadronen relativ eng (~ 30 m) um die Schauerachse konzentriert sind, Elektronen, Positronen und Photonen (i.allg. unter dem Begriff „Elektronen“ zusammengefasst) 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. Die Anzahl der Myonen steigt bei fester Gesamtenergie nur geringfügig mit der Masse des Primärteilchens und erlaubt daher eine erste Abschätzung seiner Energie. Die am Erdboden beobachtete Elektronen- und insbesondere auch die Hadronenzahl sinkt dagegen

mit zunehmender Masse des Primärteilchens. Ursache hierfür ist u.a. der höhere Wirkungsquerschnitt des Fe-Kerns, der zu einer früheren atmosphärischen Entwicklung des Schauers und damit zu einer stärkeren Absorption der elektromagnetischen und hadronischen Komponente in der Atmosphäre führt. Das Verhältnis der Elektron- oder Hadronzahl relativ zur Myonenzahl ermöglicht somit eine Abschätzung der Masse des Primärteilchens. Ergänzende Messgrößen sind die Formen der Lateralverteilungen der jeweiligen Teilchensorten, die rekonstruierten Myon-Produktionshöhen, die Struktur des hadronischen Schauerkerne, das Zeitprofil der Schauerfront, oder Fluktuationsbreiten einzelner Messgrößen.

Mit Ausnahme der hadronischen Wechselwirkung sind die Prozesse in einem Luftschauer hinreichend gut verstanden. Anzumerken ist, daß schon im Energiebereich des Knies die erste Wechselwirkung bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 2$ GeV (pp-Stoß), d.h. bei Tevatron Energien erfolgt. Bis zu dieser Energie haben die verwendeten Wechselwirkungsmodelle ihre Zuverlässigkeit durch umfangreiche Vergleiche mit Beschleunigerdaten bewiesen. Entscheidend wichtig für die Aspekte der Luftschauerentwicklung ist jedoch nicht der in Speicherringexperimenten vermessene zentrale Rapiditätsbereich, sondern vielmehr der bislang nur unzureichend untersuchte extreme Vorwärtsbereich einer Reaktion. Hinsichtlich der Kenntnis hadronischer Wechselwirkungen bewegen sich daher Luft-

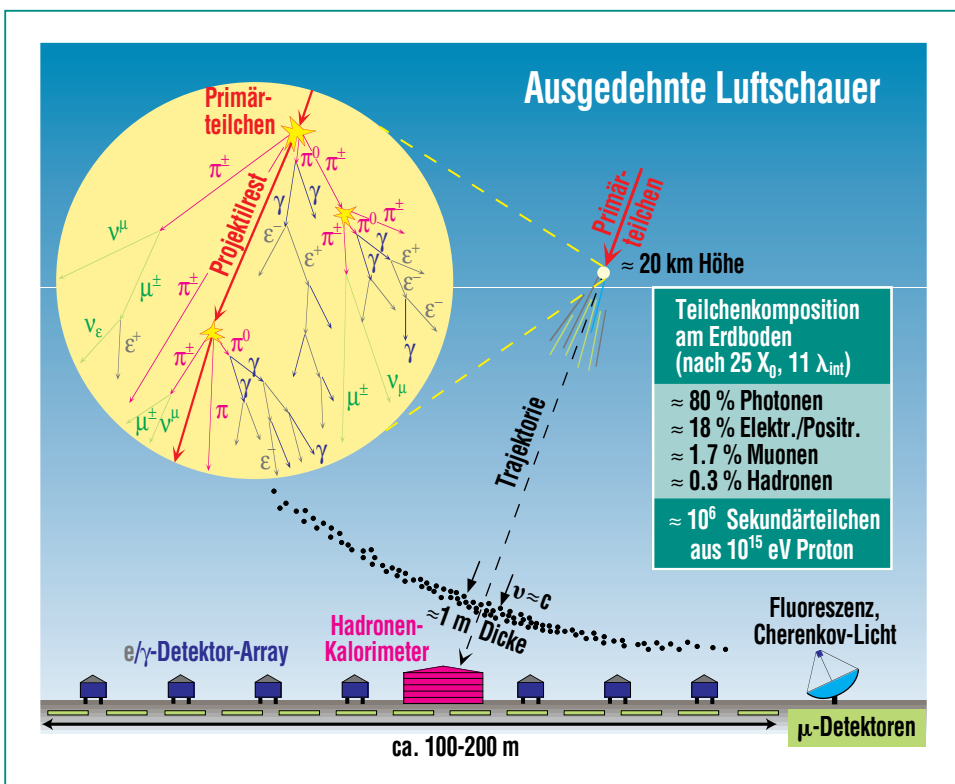


Abb. 1: Schematische Ansicht eines Luftschauers und seines Nachweises.

schauerexperimente jenseits des Knies auf physikalischem Neuland. Eine Überprüfung und wenn möglich auch Verbesserung der Wechselwirkungsmodelle sowie eine kritische Bewertung der experimentellen Abhängigkeiten von den Modellen erscheint daher unerlässlich. Das Karlsruher Luftschauer-Experiment KASCADE wurde daher so konzipiert, dass es neben der Bestimmung astrophysikalisch interessanter Größen auch zur Verbesserung der Kenntnis hadronischer Wechselwirkungen bei hohen Energien beitragen kann (siehe auch Beitrag von Engler *et al.* in dieser Ausgabe).

Das KASCADE-Experiment

Der Aufbau der Multidetektor-Anlage KASCADE wurde bereits ausführlich in einer früheren Ausgabe der FZK-Nachrichten beschrieben [4], so dass wir uns im folgenden auf eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Aspekte beschränken.

Die Nachweisfläche des Gesamtexperiments wird durch die Abmessungen des Detektorfeldes bestimmt. Auf einer von Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ befinden sich schachbrettartig angeordnet 252 Detektorstationen im Abstand von 13 m zueinander. Die inneren 60 Stationen beinhalten jeweils 4 Szintillationsdetektoren mit einer Nachweisfläche von 0.8 m^2 . Sie dienen zum Nachweis der Elektronen und Photonen eines Luftschauers (e/γ -Detektoren). Die äußeren 192 Stationen sind aus Kostengründen jeweils mit nur zwei e/γ -Detektoren ausge-

stattet, beinhalten aber zudem eine Abschirmung aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen, unter der sich ein 4-fach segmentierter Plastikszintillationsdetektor (3.2 m^2) als so genannter Myon-Detektor befindet. Im Zentrum der Anlage befindet sich ein kompaktes $20 \times 16 \text{ m}^2$ großes Detektorsystem bestehend aus einem 4000 t Eisen-TMS/TMP-Sampling-Kalorimeter welches von 40000 Ionisationskammern ausgelesen wird, zwei Ebenen aus Vieldraht-Propor-

nalkammern (MWPC), eine weitere Ebene aus Streamertube-Detektoren mit Pad-Auslese sowie einer Triggerebene aus Szintillationszählern. Das komplexe Detektorsystem dient zur Vermessung der Hadronen, Myonen und Elektronen im Kernbereich des Luftschauers. Nördlich des Zentraldetektorsystems werden in einem 50 m langen Detektor-tunnel die Spuren von durchdringenden Myonen in drei horizontalen und einer vertikalen Ebene

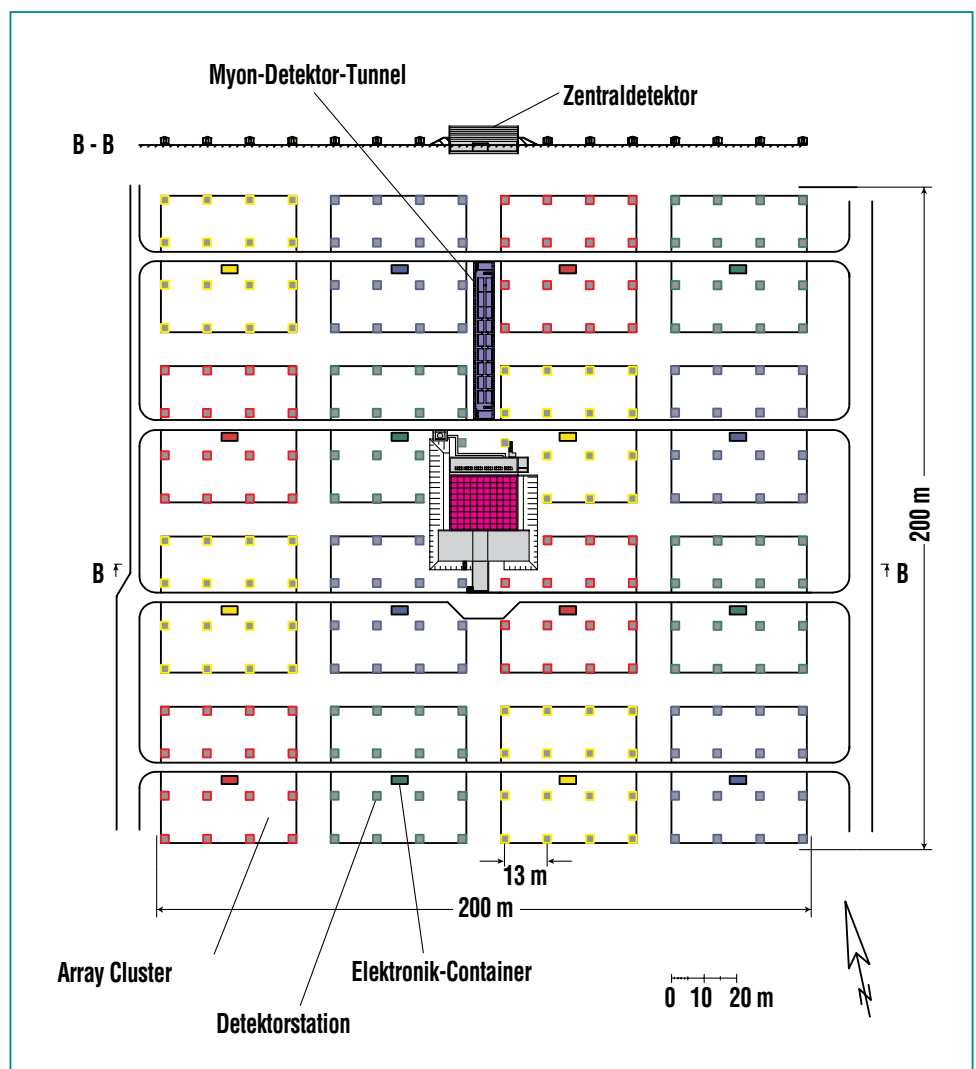


Abb. 2: Schematische Ansicht des KASCADE-Experiments mit den einzelnen Detektorkomponenten.

aus Streamertube-Detektoren gemessen. Abb. 2 zeigt eine Ansicht der gesamten KASCADE-Detektoranordnung. Die zur Energie- und Massenbestimmung der Primärteilchen erforderliche Detektoraufösung wird durch vergleichsweise hohe Flächenbe-

legung und Qualität der Detektoren erreicht; Elektronen werden in 674 Detektoren (550 m²) und Myonen in 648 Detektoren (826 m²) gezählt, zusätzlich wird die Richtung der Myonen auf einer Gesamtfläche von 280 m² vermessen und schließlich der Ort,

die Richtung und Energie hochenergetischer Hadronen auf einer Fläche von 300 m² bestimmt.

Aufbau und Betrieb erfolgen unter Federführung des Forschungszentrums und der Universität Karlsruhe in Kollaboration mit Arbeitsgruppen aus Rumänien, Polen und Armenien sowie der Universität Tübingen (bis 1998). Der Messbetrieb begann Mitte 1996 mit ersten Detektorkomponenten. Seit dieser Zeit wurde der Aufbau weiter vervollständigt, so wurden u.a. der Myon-Spurdetektor im Tunnel und die Streamertube-Detektoren im Keller des Zentraldetektorgebäudes während des Jahres 2000 in Betrieb genommen. Eine weitere Lage aus Flüssigionskammern (Top-Lage) wird im Frühjahr 2001 vollständig in Betrieb gehen und das Experiment komplettieren.

Analyse

Konzept

Ziel der Analyse ist es, aus den Beobachtungen am Erdboden auf Energie und Natur der Primärteilchen zu schließen. Das generelle Konzept einer solchen Analyse zeigt Abb. 3. Die Messergebnisse werden mit Muster-Verteilungen verglichen, die durch umfangreiche und möglichst realistische Monte-Carlo-Simulationen der Luftschauerentwicklung und Detektorantwort erzeugt werden.

Dabei realisieren wir zwei Schwierigkeiten: Die Entwicklung der Teilchenkaskaden in der Atmosphäre unterliegt stochastischen Prozessen, die zu erhebli-

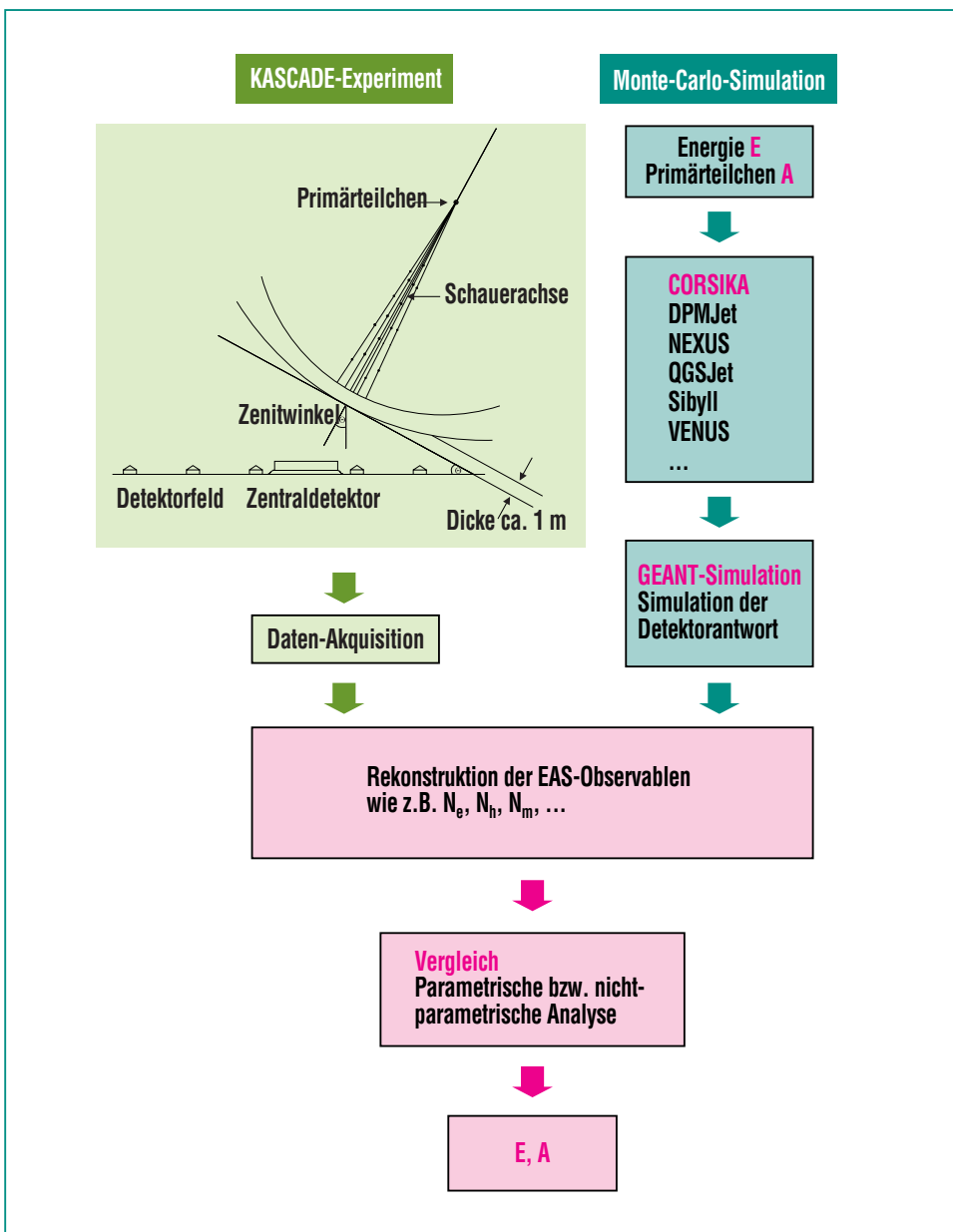


Abb. 3: Schema der Analyse. Simulationen und Messungen von Luftschauern werden verglichen, um Aussagen über Massenzusammensetzung und Energiespektrum treffen zu können.

chen intrinsischen Fluktuationen der Beobachtungsparameter führen und die Deutung verdunkeln. Die Entwicklung der Luftschauer hängt zudem von der hadronischen Wechselwirkung ab, d.h. von den bei Monte-Carlo Simulationen als Generator verwendeten Modellen. Es sollte nochmals betont werden, dass das Interesse einem Energiebereich gilt, der über den Energiebereich künstlicher Beschleuniger hinausgeht.

Zur Erstellung der Musterverteilungen wurde – wie bereits erwähnt – das Simulationsprogramm CORSIKA verwendet, das optional verschiedene fortgeschrittene (QCD inspirierte) Modelle der ultra-hochenergetischen Wechselwirkung als Monte-Carlo Generatoren zu Verfügung stellt. Der Vergleich von Theorie und Experiment kann nun zunächst so durchgeführt werden, dass die Voraussagen der Monte-Carlo Si-

mulation für a-priori vorgegebene Massen und Energien über parametrisierte Formen der Observablenabhängigkeiten verglichen werden. Voll zum Tragen kommt das KASCADE-Konzept in multivarianten Analysen, die nicht-parametrische Mustererkennungsverfahren wie Bayes Klassifizierer oder neuronale Netze benutzen.

Direkte Luftschauerobservablen

In der Diskussion der Messergebnisse ist es sinnvoll, zunächst zwischen direkten und indirekten Observablen zu unterscheiden. Zur erstgenannten Kategorie werden Messgrößen gezählt, die unmittelbar aus den Detektordaten abgeleitet werden können. Hierzu gehören insbesondere die Anzahl der Elektronen, Myonen und Hadronen am Erdboden, die Ankunftsrichtung des Primärteilchens und seine Schauerachse. Indirekte Observablen werden

nachfolgend aus diesen Messgrößen abgeleitet, indem man Mustervergleiche mit Luftschauersimulationen durchführt. Als wichtigste Beispiele hierfür sind die Masse und Energie des Primärteilchens zu nennen.

Als Beispiel direkter Messgrößen werden zunächst die integralen Teilchenzahlverteilungen der Elektronen am Boden diskutiert. Sie werden aus den beobachteten Teilchenzahldichten in den e/γ -Detektoren des Arrays bestimmt. Im ersten Schritt der Analyse wird Ereignis für Ereignis die lokale Elektronenzahldichte am Ort der Detektoren bestimmt und daraus das Schauerzentrum und die laterale Teilchendichteverteilung $r_e(r)$ rekonstruiert [5]. Aus der Integration dieser Verteilung erhält man schließlich die integrale Elektronenzahl $N_e = 2\pi \int r \cdot \rho(r) dr$ des Luftschauers am Erdboden. Abb. 4a zeigt die so gewonnenen N_e -Verteilungen nach Akkumulati-

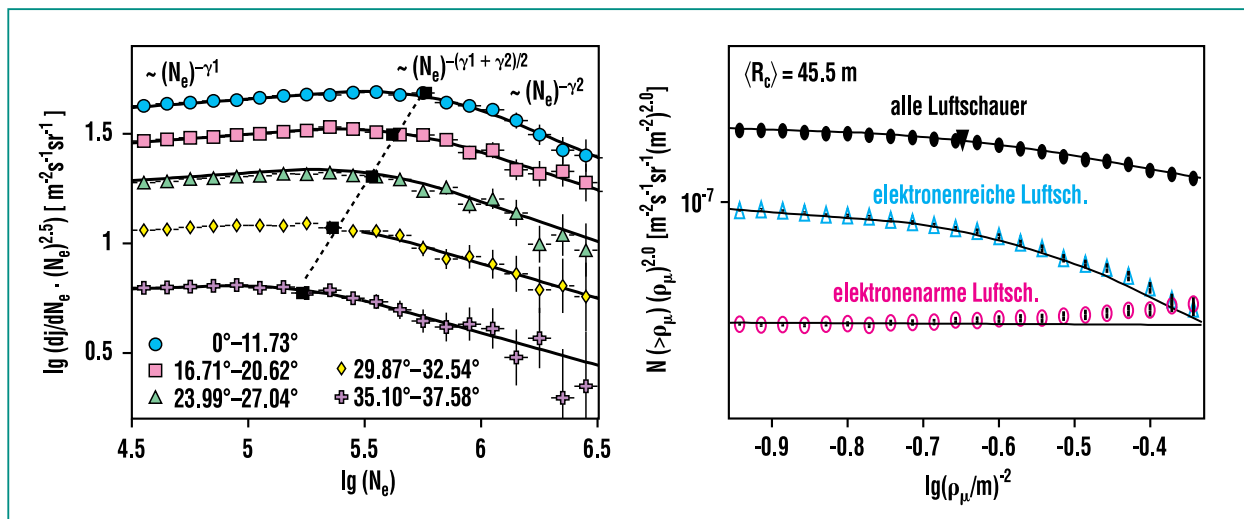


Abb. 4: (a) Doppellogarithmische Auftragung der von KASCADE gewonnen Elektronenzahlen N_e für Luftschauer unter verschiedenen Zenitwinkeln. Zur Hervorhebung der Knie-Struktur sind die Verteilungen mit $N_e^{2.4}$ multipliziert. (b) Dichteverteilung der Myonen mit $E_\mu \geq 0.49 \text{ GeV}$ in Luftschauern bei einem mittleren Abstand von 45.5 m vom Schauerzentrum. Das Dreieck im Gesamtdichte-Spektrum markiert die Position des Knies.

on vieler Ereignisse. Die Daten sind für verschiedene Zenitwinkelintervalle der einlaufenden Teilchen dargestellt. Die Kniestruktur ist in allen Verteilungen klar erkennbar. Man beobachtet weiterhin, dass sich die Position des Knies mit steigendem Zenitwinkel zu kleineren Teilchenzahlen bewegt. Dieser Effekt ist leicht verständlich, da die Elektronen mit steigendem Zenitwinkel einer zunehmenden Absorption in der Erdatmosphäre unterliegen. Eine quantitative Auswertung dieser Abhängigkeit erlaubt die Bestimmung der so genannten atmosphärischen Abschwächungslänge von Elektronen [6]. Aus Vergleichen mit Luftschauersimulationen ergibt sich hierbei ein Zugang zum inelastischen p-Luft-Wirkungsquerschnitt in Energiebereich jenseits der Beschleunigerenergien.

Analog zur Elektronenzahl N_e werden die integralen Teilchenzahlen der Myonen (N_μ) und Hadronen (N_h) bestimmt. Im Falle von Myonen, die sich durch eine relativ flache Lateralverteilung auszeichnen, wird jedoch meist auf eine Integration bis hin zu sehr kleinen und zu großen Schauerabständen außerhalb des Messbereichs verzichtet. Die so ermittelte „gestutzte“ (*truncated*) Myonzahl N_μ^{tr} zeichnet sich insbesondere durch geringe systematische Unsicherheiten aus.

In einer bei KASCADE entwickelten Methode der Datenanalyse konnte die Kniestruktur sogar unter Verzicht der oben erläuterten Integration lateraler Teilchendichtefunktionen nachgewiesen werden. Hierzu wurden lediglich die bei verschiedenen Schauerab-

ständen beobachteten Teilchendichteverteilungen analysiert (Abb. 4b). Eine weitergehende Untersuchung zeigt zudem, dass die Kniestruktur ausschließlich in elektronenreichen, nicht dagegen in elektronenarmen Luftschauern beobachtet wird [7]. Da jedes sinnvolle Modell der Teilchenwechselwirkungen in der Atmosphäre elektronenreiche (arme) Luftschauer im Falle von Protonen (Eisen) als Primärteilchen vorhersagt, können die Messungen als erstes Indiz gedeutet werden, dass das Knie des Primärspektrums im wesentlichen von der leichten Primärteilchenkomponente verursacht wird. Dieses Ergebnis wird von den nachfolgend beschriebenen Analysen quantitativ bestätigt.

Signaturen der Masse und Energie des Primärteilchens

Die bislang untersuchten und gezeigten Spektren basieren auf direkt gemessenen bzw. rekonstruierten Schauergrößen. Im folgenden soll nun versucht werden, anhand verschiedener Methoden aus den direkten Observablen die eigentlich gesuchten indirekten Messgrößen, nämlich die Masse und Energie des ursprünglichen Teilchens zu erschließen. Hierzu werden Muster individueller Luftschauer benötigt, die zum Vergleich mit gemessenen Daten herangezogen werden. Solche Muster werden für die gängigsten Massegruppen erzeugt, die in der kosmischen Strahlung nachweisbar sind. Typischerweise sind dies Protonen, Helium, die C-N-O-Gruppe, Silizium, bzw. die Eisen-Gruppe. Es genügt, nur eine geringe Anzahl von Gruppen zu

studieren, da an eine Auflösung einzelner Elemente oder gar Isotope nicht zu denken ist. Anhand simulierter Luftschauer-Ereignisse lässt sich belegen, dass die Extrema, nämlich Protonen bzw. Eisenkerne als leichteste bzw. schwerste Elemente der kosmischen Strahlung, im Mittel deutliche Unterschiede z.B. in der Zahl der nachgewiesenen Elektronen (N_e) oder Myonen (N_μ^{tr}) bei gleicher primärer Energie produzieren. Durch die stochastische Natur der beteiligten Prozesse aber überlagern sich selbst die Verteilungen dieser Extrema.

Um nun das Energiespektrum und die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung zu bestimmen, werden entsprechende Methoden benötigt, die sowohl den Fluktuationen experimentell zugänglicher Größen, als auch den Korrelationen zwischen diesen einzelnen Observablen Rechnung tragen. Wie Simulationen zeigen, besitzt die Zahl nachgewiesener Elektronen die stärkste Abhängigkeit von der Masse des induzierenden Primärteilchens. In recht guter Näherung kann die Zahl der rekonstruierten Myonen als Schätzer der Primärenergie angesehen werden, sodass ausgehend von diesen beiden Messgrößen eine energieabhängige Elementzusammensetzung bestimmt werden kann. Abb. 5 zeigt ein Ergebnis einer solchen Untersuchung [8]. Dargestellt ist die Häufigkeit einzelner Ereignisse als Funktion des Verhältnisses von logarithmierter Zahl der Myonen bzw. Elektronen $\log(N_\mu^{\text{tr}})/\log(N_e)$. Neben den gemessenen Datenpunkten und der angepassten Gaußverteilung

(schwarz), sind die angepassten Gaußverteilungen simulierter Primärteilchen zu sehen. Einzig die Normierungen, d.h. letztlich die relativen Beiträge einzelner Elementgruppen zur gemessenen Verteilung, gehen in eine Anpassungsprozedur ein, um die Elementzusammensetzung eines festen Energiebereichs zu bestimmen (hier $E \sim 3 \cdot 10^{15}$ eV). Deutlich sind die Auswirkungen der Fluktuation als starker Überlapp der verschiedenen Elementgruppen zu erkennen. Bemerkenswert ist die sehr gute Übereinstimmung der Flanken gemessener Daten und simulierter Extrema (p, Fe). Schon geringe Unterschiede in den Mittelwerten und den Breiten simulierter Verteilungen würden diese Übereinstimmung zerstören.

Verfährt man nun nach diesem Prinzip für verschieden Bereiche der Primärenergie, so lässt sich die Elementhäufigkeit in Abhängigkeit der Energie angeben, wie in Abb. 6 dargestellt [8]. Der Einfachheit halber sind nicht die relativen Anteile der Elementhäufigkeiten, sondern die daraus berechnete mittlere logarithmische Masse $\langle \ln A \rangle = \sum \omega_i \ln A_i$ angegeben. Es zeigt sich ein deutlicher Anstieg hin zu einer schwereren Zusammensetzung nach dem Knie. Dies gibt Anlass zur Diskussion der astrophysikalischen Ursache des Knies im Energiespektrum der kosmischen Strahlung.

Ebenso auffällig ist die gute Übereinstimmung der Ergebnisse die aus Datensätzen mit Ereignissen unterschiedlicher Einfallrichtungen resultieren. Die Modellierung der Luftschauer ist demnach so detailliert verstanden, dass die

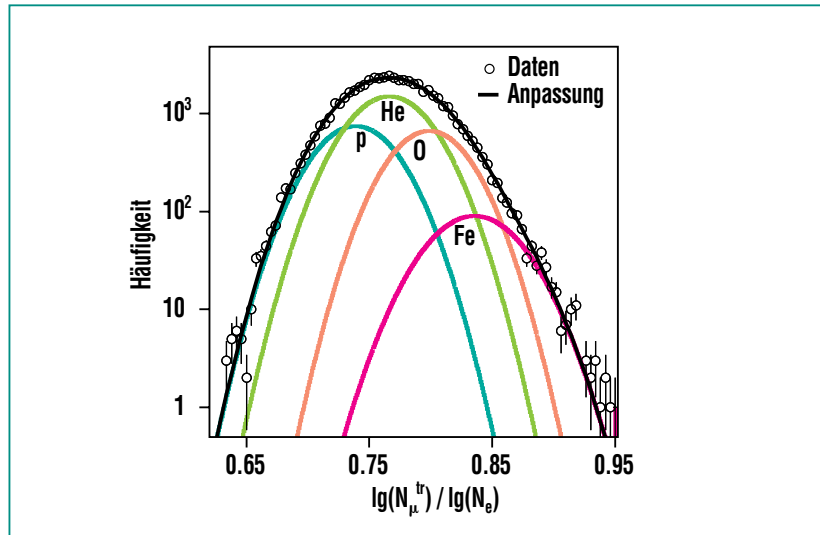


Abb. 5: Beispiel einer Verteilung des Verhältnisses $\log(N_{\mu}^{tr})/\log(N_e)$ wie es bei KASCADE gemessen wird [8]. Die Primärenergie der Ereignisse entspricht der Energie im Bereich des Knies $4 \cdot 10^{15}$ eV. Die gemessenen Häufigkeiten sind als Datenpunkte sowie mit einer angepassten Gaußverteilung gezeigt. Die Gaußverteilungen simulierter Daten sind farblich markiert.

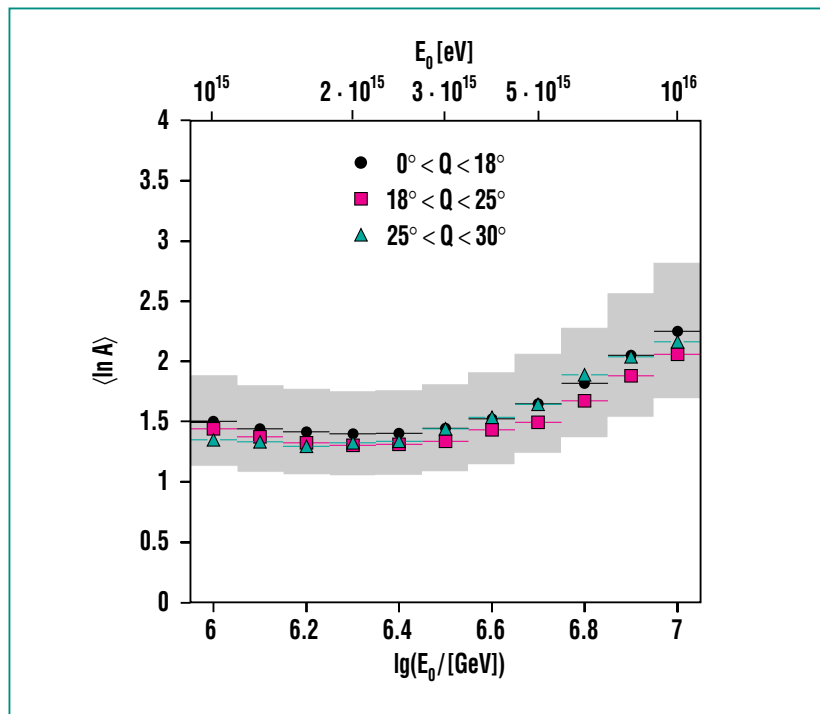


Abb. 6: Mittlere logarithmische Masse $\langle \ln A \rangle$ als Funktion der Primärenergie. Deutlich steigt $\langle \ln A \rangle$ ab einer Energie von $4 \cdot 10^{15}$ eV an. Bemerkenswert ist die Übereinstimmung der Resultate für verschiedene Zenitwinkelbereiche.

Untersuchung bei unterschiedlichen Eindringtiefen und auch bei einer unterschiedlichen Schichtung der Atmosphäre zu den selben Resultaten führt. Denn mit zunehmendem Zenitwinkel nimmt nicht nur die effektive Dicke der Atmosphäre zu, sondern zusätzlich verändert sich noch die Dichteverteilung entlang der Einfallrichtung des sich ausbildenden Luftschauers, woraus sich unterschiedliche Entwicklungen der Luftschauerkaskade ergeben.

Zenitwinkelbereiche

Neben dieser intuitiv fassbaren Methode zur Bestimmung der Elementzusammensetzung kommen noch weitere Verfahren bei KASCADE zum Einsatz, mit dem Ziel methodische Unsicherheiten und Unzulänglichkeiten zu untersuchen. Es werden z.B. „nichtpa-

rametrische“ Algorithmen verwendet, die nicht anhand parametrisierter Verteilungen von Simulationen den Messdaten angepasst werden, sondern die auf der Basis einzelner Ereignisse durch Vergleich der Signaturen simulierter mit gemessenen Ereignissen einen Rückschluss auf die Zugehörigkeit zu einer bestimmten Elementgruppe (bzw. auf die primäre Energie) zulassen. D.h. in Form von Wahrscheinlichkeitsaussagen wird jedem Ereignis individuell eine Masse und/oder eine Primärenergie zugewiesen. Qualitativ und quantitativ werden mit solchen Untersuchungen die oben genannten Ergebnisse der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung bestätigt, womit systematische Unsicherheiten durch Verwendung verschiedener Analysemethoden reduziert werden. Ein Resultat einer sol-

chen nicht-parametrischen Untersuchung bezüglich des Energiespektrums der kosmischen Strahlung zeigt Abb. 7 [9]. Zur Verdeutlichung wurde die Ordinate mit einem Faktor $E^{2.75}$ skaliert, um die Knie-Struktur deutlicher hervortreten zu lassen. Die Signaturen N_e und N_{μ}^{tr} wurden zur Analyse verwendet. Der differentielle Fluss der kosmischen Strahlung, d.h. der Teilchenfluss als Funktion der Energie, bricht deutlich bei einer Energie von etwa $4 \cdot 10^{15}$ eV ab. Der Exponent der Potenzfunktion $I(E) \propto E^{\gamma}$ fällt von -2.77 ab auf -3.11. Offensichtlich stimmen auch hier innerhalb der statistischen Unsicherheiten die Resultate für verschiedene Zenitwinkelbereiche gut überein.

In einer weiteren unabhängigen Untersuchung zur Bestimmung der Energiespektren einzelner Elementgruppen kommt eine Ent-

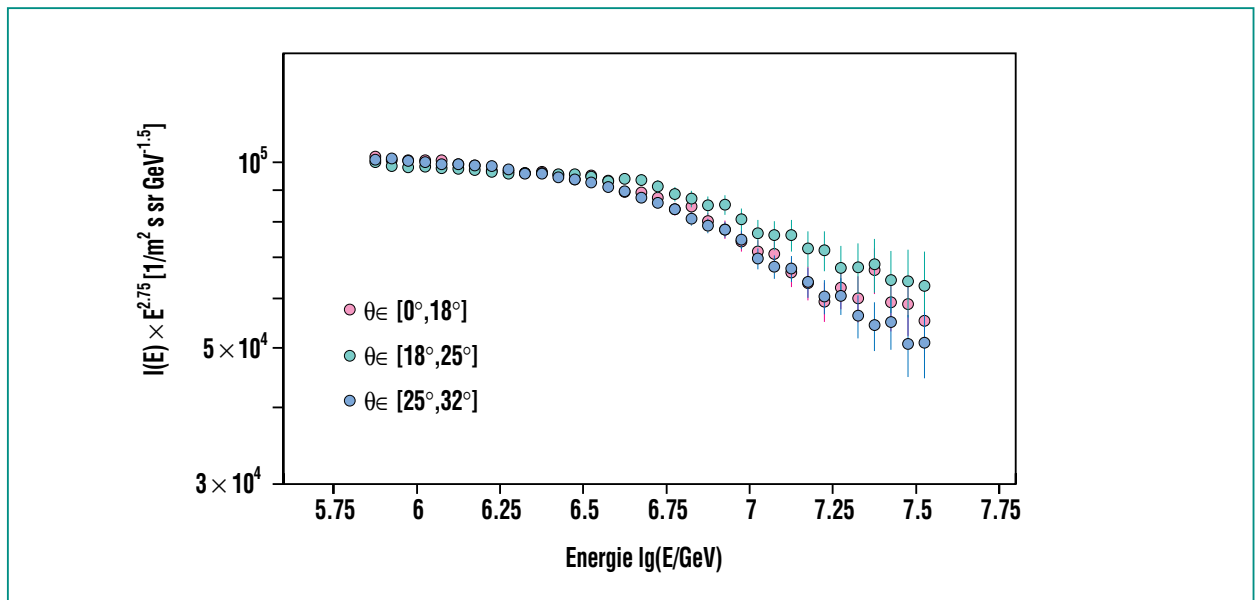


Abb. 7: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung als Funktion der Energie. Zur Verdeutlichung wurde die Ordinate mit einem Faktor $E^{2.75}$ skaliert, um die Knie-Struktur bei $4 \cdot 10^{15}$ eV deutlich werden zu lassen [9]. Die drei Energiespektren zeigen bei verschiedenen Zenitwinkelbereichen jeweils innerhalb der statistischen Genauigkeit eine gute Übereinstimmung.

faltungsmethode zum Einsatz. Quantitativ decken sich die Resultate mit denen der Methode der regularisierten Entfaltung. Hierbei werden sowohl die Elektronenzahl-Spektren als auch Myonenzahl-Spektren simulierter Elementgruppen mit ihren Fluktuationen simultan den gemessenen Schauergößen-Spektren in allen o.g. Zenitwinkelbereichen angepasst, sodass eine größtmögliche Übereinstimmung erzielt wird. Auf diese Weise gelang es erstmals, Energieverteilungen einzelner Massengruppen aus den Daten zu extrahieren. Das noch vorläufige aber sehr viel versprechende Ergebnis ist in Abb. 8 dargestellt [10]. Mit Ausnahme der Eisen-Komponente beobachtet man in allen Verteilungen ein eindeutiges Knie, deren Position in guter Näherung proportional zur Ladungszahl der Elementgruppe ansteigt. Die entsprechend erwartete Knie-Position des Eisen-Spektrums liegt derzeit am oberen Rand des KASCADE-Messbereichs. Detailliertere Untersuchungen [10] belegen, dass die Form der jeweiligen Verteilungen bei einer Auftragung als Funktion der magnetischen Steifigkeit (Rigidität; $R = pc/Ze$) innerhalb der Messfehler identisch sind. Es erscheint daher die Aussage schlüssig, dass das Knie im Energiespektrum der kosmischen Strahlung durch eine Überlagerung einzelner ladungsspezifischer Verteilungen mit ihrer jeweils charakteristischen „Knie-Energie“ entsteht. Da Protonen und Helium bis zu Energien von $\sim 10^{15}$ eV das Gesamtspektrum dominieren, findet man das Knie des Gesamtspektrums etwa im Bereich des p bzw. He-Knies.

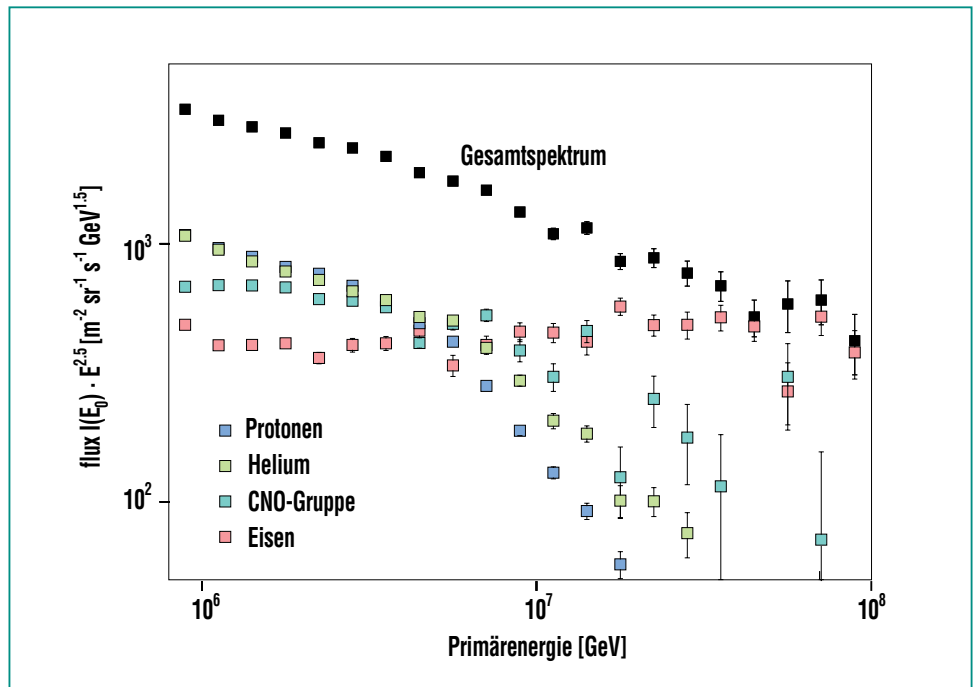


Abb. 8: Gesamtteilchenfluss sowie Energiespektren einzelner Elementgruppen (p, He, CNO, Fe) [10]. Die noch vorläufigen Spektren zeigen jeweils eine Knie-Struktur, die proportional zur Ladungszahl der Elemente ansteigt. Die bisherige Akzeptanz des KASCADE-Experiments erlaubt jedoch noch keine klare Schlussfolgerung über eine Knie-Struktur im Eisen-Spektrum.

Diese außerordentlich wichtigen – aber noch vorläufigen – Ergebnisse führen in natürlicher Weise und in Übereinstimmung mit den oben diskutierten Analysen zu einer schwerer werdenden Massenkomposition oberhalb des Knies im Gesamtspektrum.

Zusammenfassung

Die hier vorgestellten Resultate des KASCADE-Experiments lassen erstmals den Schluss zu, dass das Knie im Energiespektrum der kosmischen Strahlung durch die leichte Teilchen-Komponente hervorgerufen wird. Diese Beobachtung konnte unabhängig und in konsistenter Weise aus verschiedenen Datensätzen und Analysetechniken abgeleitet

werden. Vorläufige Daten der Energiespektren einzelner Massengruppen zeigen darüber hinaus, dass das Knie linear mit der Ladungszahl der Primärteilchen skaliert. Für die Gruppe der schwersten Elemente konnte im Energiebereich bis $5 \cdot 10^{16}$ eV bislang keine eindeutige Struktur beobachtet werden. Der Vergleich mit Gesamtenergiespektren anderer Experimente erzwingt aber eine solche, um nicht zu gravierenden Inkonsistenzen zu gelangen. Die KASCADE-Daten sind daher in guter Übereinstimmung mit Modellen magnetischer Teilchenbeschleunigung. Um zwischen den verschiedenen Szenarien zur Erklärung des Knies definitiv zu unterscheiden, bedarf es aber noch weiterer Un-

tersuchungen der Massenzusammensetzung vom Bereich des „Proton-Knies“ bei etwa $2 \cdot 10^{15}$ eV bis zu Energien, bei denen auch schwere Elemente ein Abknicken zeigen sollten. Das Experiment KASCADE wird zu diesem Zweck derzeit auf eine Gesamtfläche von ca. 0.6 km^2 ausgedehnt. Innerhalb einer Messzeit von 3-4 Jahren lassen sich die Untersuchungen dann mit guter Statistik bis zu Energien von $5 \cdot 10^{17}$ eV ausdehnen.

Letztlich bleibt noch zu bemerken, dass alle Anstrengungen bei der

Untersuchung der höchsten Energien der kosmischen Strahlung von bis zu 10^{21} eV (siehe Beitrag zum AUGER-Experiment in dieser Ausgabe) nur dann erfolgreich sein können, wenn die verwendeten Modelle zur Simulation von Luftschauern zuverlässige Resultate liefern. Hierzu werden von KASCADE und der Erweiterung KASCADE-Grande essentielle Beiträge in Form von Massenzusammensetzung, Energiespektren einzelner Elementgruppen und damit zusammenhängenden Tests der Wechselwirkungsmodelle geliefert werden.

Danksagung

Die hier diskutierten und z.T. noch vorläufigen Daten repräsentieren die Analyseergebnisse vieler einzelner Mitarbeiter, insbesondere von Doktoranden und Diplomanden. Die Autoren danken den technischen und wissenschaftlichen Mitarbeitern des KASCADE Experiments für ihren motivierten Einsatz und für die fruchtbare Zusammenarbeit.

Literatur

- [1] P. Doll et al.,
The Karlsruhe Cosmic Ray Projekt KASCADE, KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [2] Auger Collaboration,
Design Report, 2nd edition, erhältlich am Fermilab, siehe auch Beitrag von H. Blümer und C. Guérard in dieser Ausgabe
- [3] D. Heck et al.,
FZKA-Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe 1998, in deutsch; siehe auch Beitrag von D. Heck in dieser Ausgabe
- [4] H.O. Klages,
FZK Nachrichten 30 (1998) 10-17
- [5] T. Antoni et al.,
(KASCADE Collaboration), Astropart. Phys. 14 (2001) 245
- [6] G. Maier,
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1999
- [7] T. Antoni et al.,
(KASCADE Collaboration), Astropart. Phys. (2001) im Druck
- [8] J. Weber,
FZKA-Report 6339, Forschungszentrum Karlsruhe 1999, in deutsch
- [9] M. Roth,
FZKA-Report 6262, Forschungszentrum Karlsruhe 1999, in deutsch
- [10] H. Ulrich,
Doktorarbeit, Universität Karlsruhe / FZK (2001), in Vorbereitung

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 m^2 , das Auger-Experiment wird sich im Endausbau über 3000 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 (γ 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.

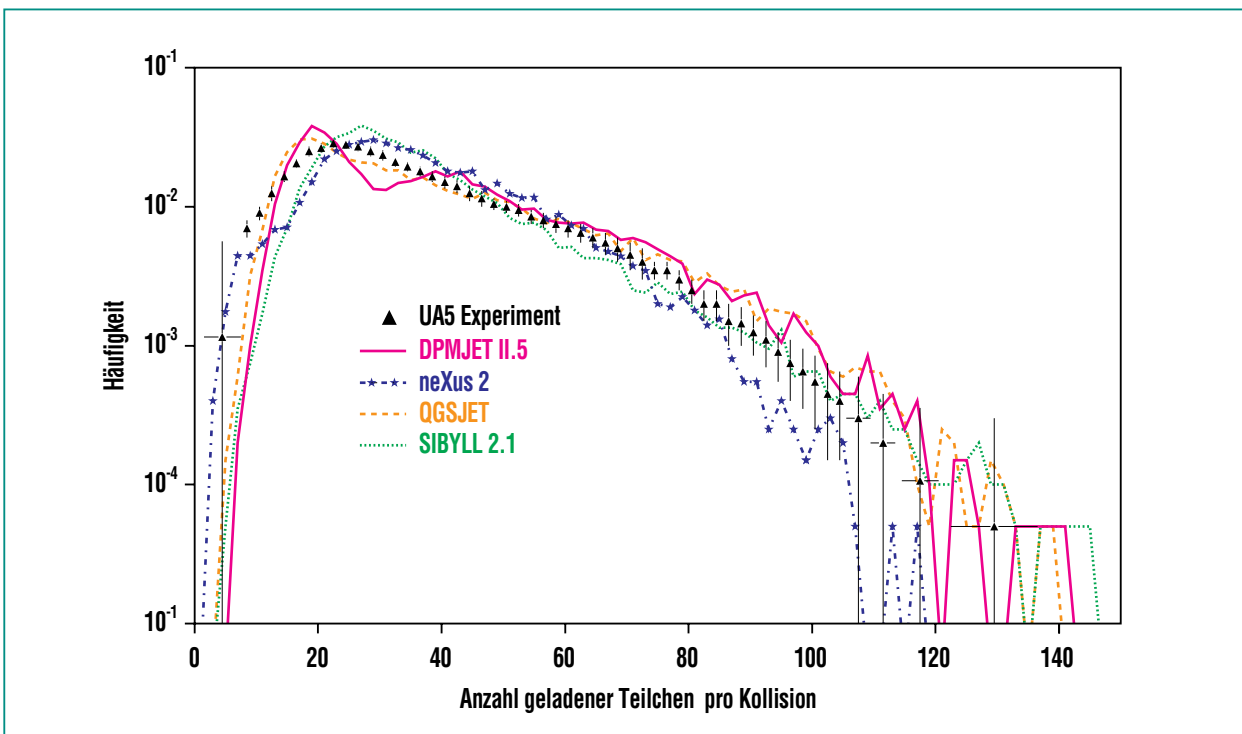


Abb. 1: Verteilung der Häufigkeit, mit der eine Anzahl geladener Sekundärteilchen bei Proton-Antiproton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV auftritt. (Diese Schwerpunktsenergie entspricht einer Laborenergie von $\approx 1,4 \cdot 10^{14}$ eV, mit der ein bewegtes Proton auf ein ruhendes 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}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

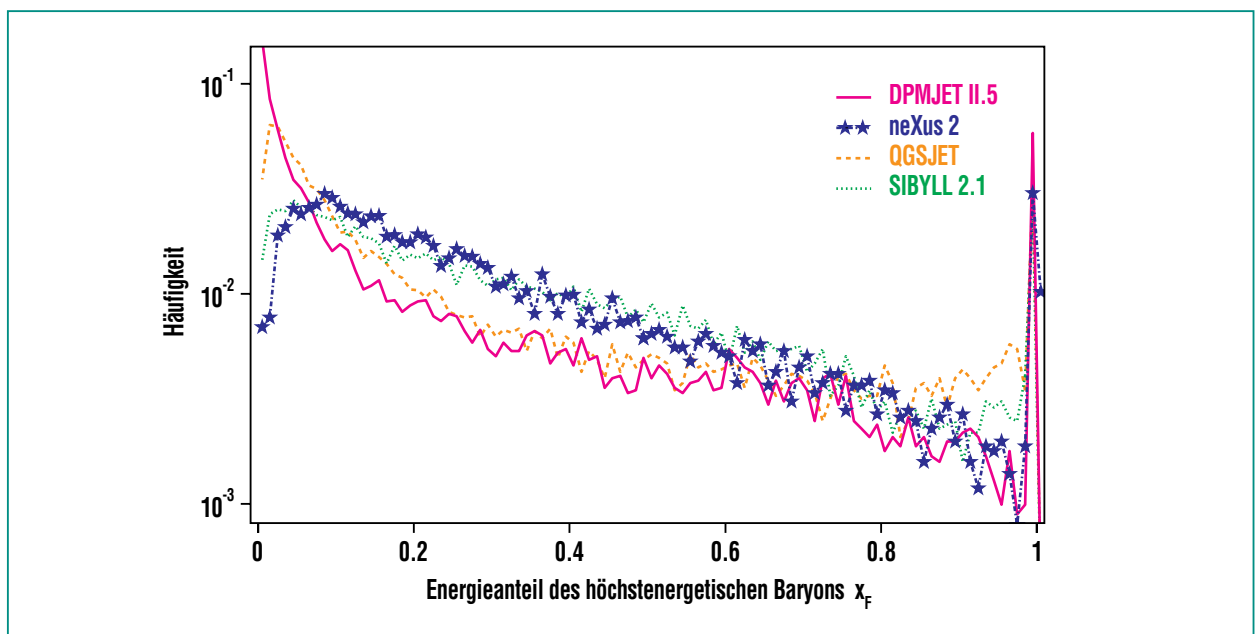


Abb. 2: Modellvorhersagen für die Häufigkeit, mit der das höchstenergetische Baryon aus p - ^{14}N -Kollisionen mit einer Laborenergie von 10^{16} eV einen bestimmten Energieanteil des ursprünglichen Protons erhält.

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 λ (in g/cm^2) zwischen zwei hadronischen Stößen hängt vom inelastischen Querschnitt σ_{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.

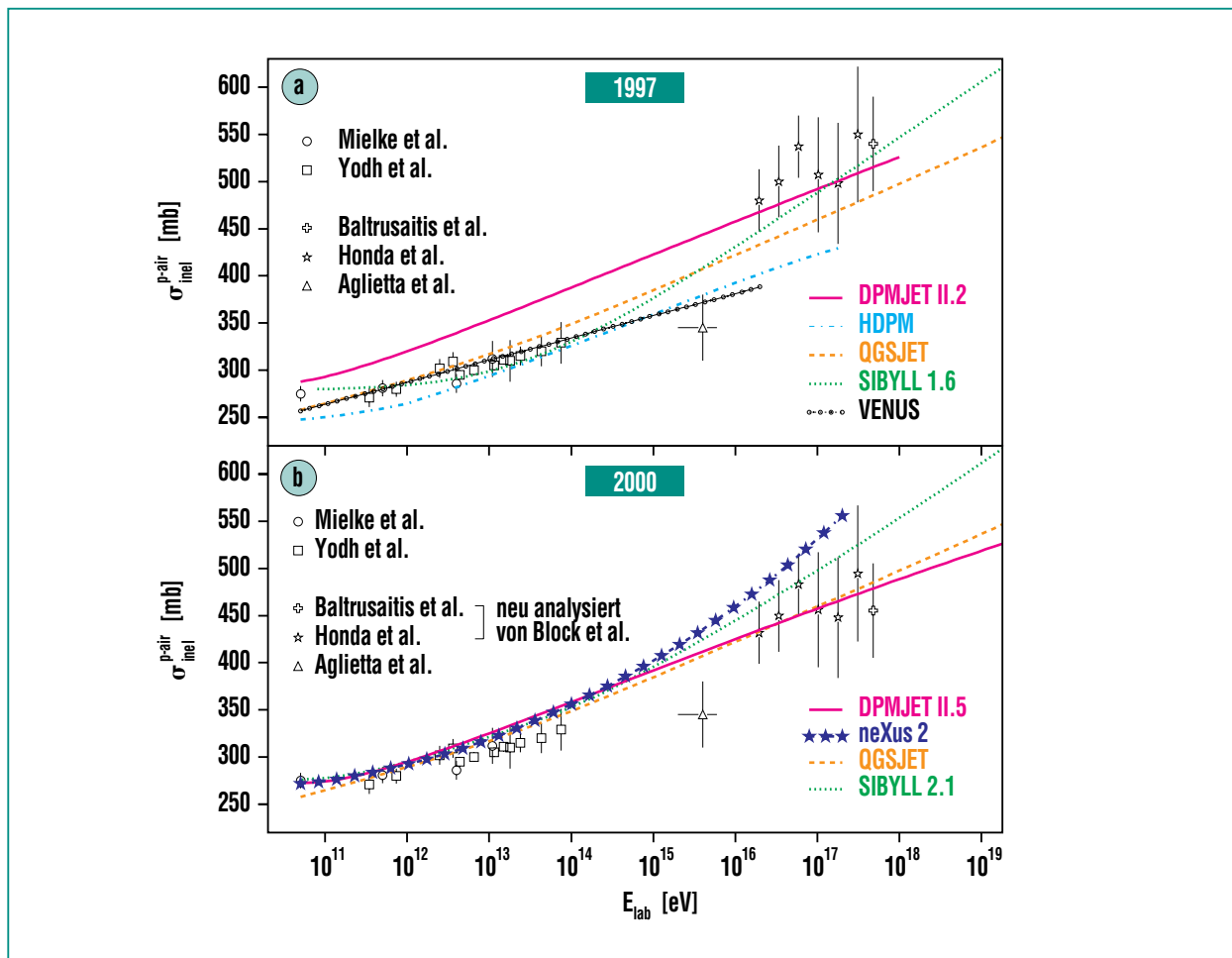


Abb. 3: Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{inel}}^{\text{p-air}}$ für inelastische Proton-Luft-Kollisionen als Funktion der Laborenergie E_{lab} des Protons in den Jahren 1997 (oben) und 2000 (unten). Die in CORSIKA verwendeten Modelle werden mit Experimenten verglichen.

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 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-

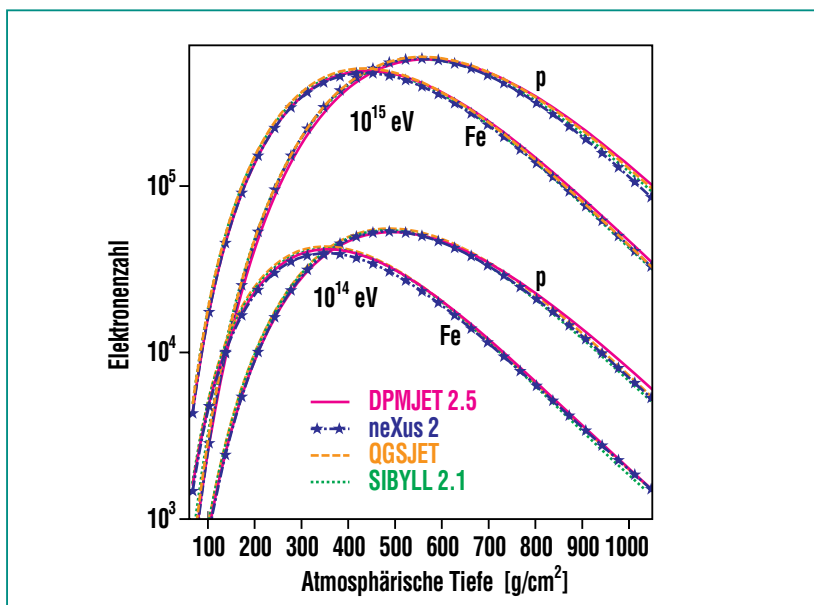


Abb. 4: Elektronenzahl als Funktion der atmosphärischen Eindringtiefe für vertikale Schauer mit Primärenergien von 10^{14} und 10^{15} eV, ausgelöst von Protonen (p) und Eisenkernen (Fe). Alle Kurven sind jeweils über 500 simulierte Schauer gemittelt.

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

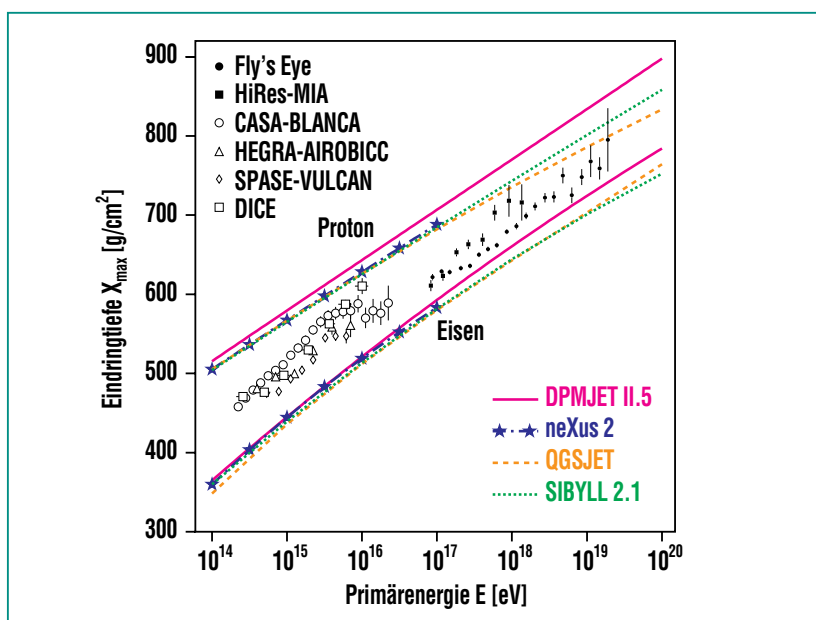


Abb. 5: Eindringtiefe X_{max} des Schauermaximums in die Atmosphäre als Funktion der Primärenergie für vertikale proton- und eiseninduzierte Schauer. Die Kurven repräsentieren das geglättete Mittel über je 500 protoninduzierte bzw. 200 eiseninduzierte Schauer. CORSIKA-Simulationen sind mit den Experimenten 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_μ

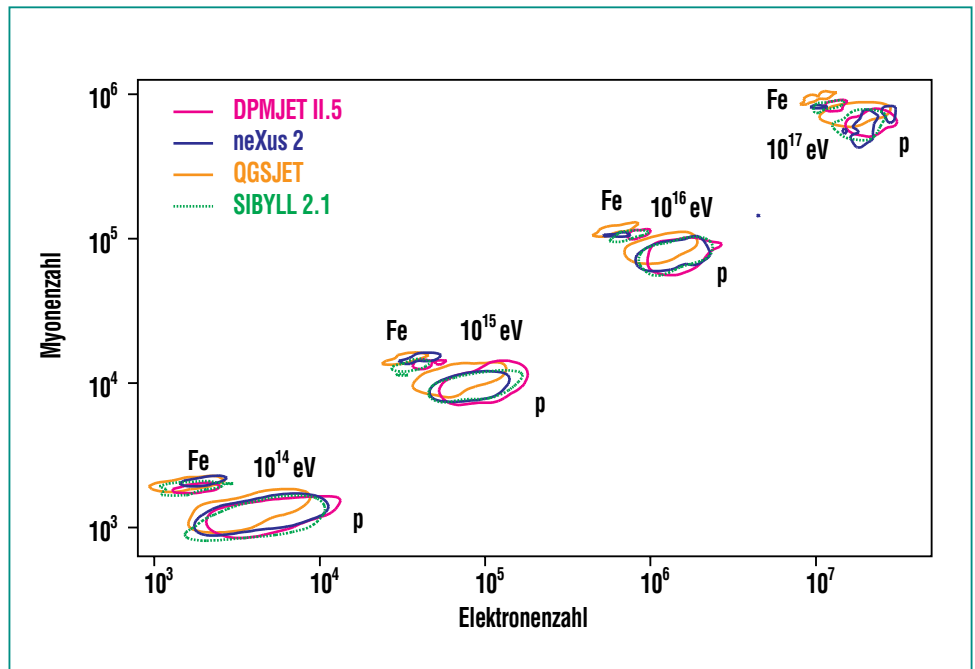


Abb. 6: Zahl der auf KASCADE-Höhe ankommenden Myonen als Funktion der Zahl der ankommenden Elektronen von vertikalen Schauern mit Primärenergien zwischen 10^{14} und 10^{17} eV, ausgelöst von primären Protonen (p) oder Eisenkernen (Fe). Die Konturlinien geben den Verlauf der durchschnittlichen Streuung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

Test hadronischer Wechselwirkungsmodelle bei hohen Energien

J. Engler, M. Risse, IK; J.R. Hörandel, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Die kosmische Strahlung wurde im Jahre 1912 durch Viktor Franz Hess entdeckt. In der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts stellten die in ihr vorkommenden hochenergetischen Teilchen die einzige Möglichkeit dar, die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen zu untersuchen. In Pionierexperimenten – beispielsweise mit Nebelkammern – wurden eine Reihe von bahnbrechenden Entdeckungen gemacht. So konnten zuvor unbekannte Teilchen nachgewiesen werden, die heute Physikern als Positronen, Myonen und Pionen bekannt sind. Hier hat die moderne Teilchenphysik ihren Ursprung, zu deren Hauptinstrumenten jedoch später künstliche Beschleuniger wurden.

Trotz der enormen Fortschritte bei Experimenten an Beschleunigern muss nach wie vor ein Teil der teilchenphysikalischen Forschung mit der kosmischen Strahlung durchgeführt werden. Denn zum einen sind die Fragestellungen komplementär, zum anderen bleiben die Energien der kosmischen Teilchen auch auf absehbare Zeit mit von Menschenhand erbauten Instrumenten unerreichbar. Die Maximalenergien mit derzeit betriebenen Beschleunigern liegen bei 10^{15} eV¹⁾. Dagegen kommen in der kosmischen Strahlung Teilchen mit Energien von mehr als 10^{20} eV vor, siehe hierzu auch den Beitrag von H. Blümer et al. in diesem Heft. Auch teilchenphysikalische Ursachen des Knies im

Energiespektrum der kosmischen Strahlung – siehe hierzu auch den Beitrag von K.-H. Kampert et al. in diesem Heft – können noch nicht vollständig ausgeschlossen werden. Im folgenden wird über die Ergebnisse des KASCADE-Experimentes zur Erforschung der Wechselwirkungen der Elementarteilchen bei hohen Energien berichtet. Zunächst wird erläutert, warum im Zusammenhang mit ausgedehnten Luftschauern besonders die hadronischen Wechselwirkungen von Interesse sind. Der Beschreibung des KASCADE-Experimentes schließen sich Beispiele von Ergebnissen an. Die Auswirkungen auf unser teilchenphysikalisches Verständnis werden diskutiert.

Die hadronische Wechselwirkung in ausgedehnten Luftschauern

Beim Eintritt eines hochenergetischen Teilchens der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre erfährt es Stöße mit den Atomkernen der Luft. Dabei entsteht eine Vielzahl von Sekundärteilchen, die sich zu einem "ausgedehnten Luftschauer" entwickeln. In diesem kommen praktisch alle heute bekannten Elementarteilchen vor. Sie können in zwei Gruppen eingeteilt werden. Leptonen, zu denen die Elektronen und Myonen zählen, und Hadronen, deren prominenteste Vertreter die Bausteine der Atomkerne wie Protonen und Neutronen sind, aber zu denen auch Pionen und Kaonen gehören. Unter Hadronen werden Teilchen zusammengefasst, die

aus Quarks aufgebaut sind. Leptonen und Quarks sind fundamentale Teilchen, d.h. es werden in ihnen keine Substrukturen beobachtet.

Die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers ist in Abb.1 schematisch dargestellt. Bei den hochenergetischen Kernstößen entstehen vor allem Pionen, die leichtesten Hadronen. Sie kommen in der Natur als geladene

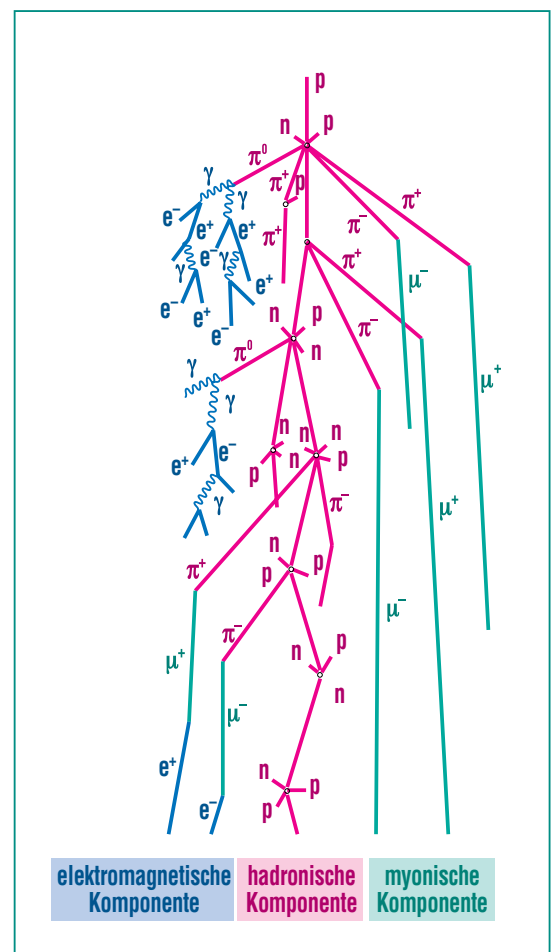


Abb. 1: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers. Durch Stöße von hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung mit den Atomkernen der Atmosphäre entsteht eine Vielzahl von Sekundärteilchen, die einen ausgedehnten Luftschauer bilden.

¹⁾ Ein Elektronenvolt (eV) ist die Energie, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung von 1 V aufnimmt (1 eV entspricht $1.6 \cdot 10^{-19}$ J).

und neutrale Teilchen vor. Die neutralen Pionen zerfallen unmittelbar in Gammaquanten. Diese generieren im weiteren Verlauf Elektron-Positron-Paare, welche durch Bremsstrahlung wiederum Gammaquanten erzeugen. Die genannten Prozesse wiederholen sich und es bildet sich die elektromagnetische Schauerkomponente aus wie in Abb.1 skizziert. Die geladenen Pionen dagegen führen entweder weitere Kernstöße durch, oder sie zerfallen in Myonen. Hochenergetische Myonen haben eine sehr große Reichweite, erreichen also auch aus großen Höhen den Erdboden und bilden die myonische Schauerkomponente. Die in weiteren Wechselwirkungen der geladenen Pionen entstehenden sekundären, tertiären u.s.w. Pionen, Neutronen und Protonen bilden die hadronische Schauerkomponente, die im Zentrum eines Luftschauers konzentriert bleibt.

Die Wechselwirkungen der Leptonen werden durch die Quantenelektrodynamik gut beschrieben und sind durch Experimente vor allem an Beschleunigern überprüft worden. Reaktionen der in ausgedehnten Luftschauern sehr zahlreichen Elektronen lassen sich dementsprechend sehr genau berechnen. Diese Kenntnisse macht man sich in Simulationsprogrammen zunutze; bei ihnen wird im Rechner der komplexe Vorgang der Teilchenvervielfachung im Luftschauer mit Hilfe des im Institut für Kernphysik entwickelten Programms CORSIKA berechnet, siehe hierzu auch den Beitrag von D. Heck in diesem Heft. Ebenfalls zufriedenstellend sind Teilchenzerfälle zu beschrei-

ben, etwa eines Myons in ein Elektron (sowie zwei Neutrinos). Die zugehörige Theorie der schwachen Wechselwirkung ist gut verifiziert.

Anders verhält es sich jedoch mit den Hadronen. Mit der zugrundeliegenden Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik, sind Extrapolationen in von Beschleunigerexperimenten nicht abgedeckte Bereiche nur begrenzt möglich. Extrapolationen sind jedoch notwendig, denn zum einen sind die in den Luftschauern vorkommenden Energien zum Teil deutlich größer als die an Beschleunigern bisher realisierten, und zum anderen kann nicht der gesamte kinematische Bereich untersucht werden. In diesen Experimenten, bei denen beispielsweise zwei energiereiche Protonen zur Kollision gebracht werden, können nur Reaktionsprodukte außerhalb des Strahlrohres beobachtet werden. Diese entstehen zumeist in Kollisionen, bei denen eine besonders große Anzahl von Sekundärteilchen erzeugt werden ("harte Prozesse"). Am häufigsten, und somit für die Luftschauerentwicklung von großer Bedeutung, sind aber Reaktionen, bei denen vergleichsweise wenig geschieht ("weiche Prozesse") und deren Sekundärprodukte das Strahlrohr nicht verlassen. Diese weichen Prozesse entziehen sich bisher auch einer genauen theoretischen Beschreibung, während für die harten Prozesse die Quantenchromodynamik zumindest eine genäherte Lösung zulässt.

In den Simulationsrechnungen von Luftschauern kommen daher

Algorithmen zum Einsatz, die die hadronische Wechselwirkung nur phänomenologisch beschreiben. Diese Wechselwirkungsmodelle basieren auf unterschiedlichen Annahmen über die Natur der hadronischen Prozesse. Daher unterscheiden sich die Vorhersagen und somit auch die in den Modellrechnungen generierten Schauer. Es ist deshalb notwendig, die unterschiedlichen Vorhersagen mit gemessenen Werten zu vergleichen und somit das Verständnis der hadronischen Wechselwirkungen zu erweitern. Von besonderer Bedeutung ist dabei eine genaue Vermessung der hochenergetischen Hadronen im Zentrum der Luftschauer.

Aufbau des Detektorsystems

Zur Vermessung der hochenergetischen kosmischen Strahlung wurde auf dem Gelände des Forschungszentrums die Detektoranlage KASCADE aufgebaut [1]. Mit ihr werden ausgedehnte Luftschauer nachgewiesen. Das Experiment zeichnet sich durch die gleichzeitige Messung der elektromagnetischen, myonischen und hadronischen Schauerkomponente aus. Für die in diesem Artikel behandelten Fragestellungen sind die folgenden Komponenten von Bedeutung.

In einem großflächigen Messfeld werden die Elektronen und Photonen sowie die Myonen nachgewiesen. Hierzu sind 252 Detektorstationen auf einer Fläche von 200 m x 200 m in einem rechtwinkligen Gitter angeordnet. Die Detektorstationen enthalten Szintillationszähler mit einem Durch-

messer von 100 cm, welche als aktives Medium eine 5 cm dicke Schicht einer im Forschungszentrum entwickelten Szintillatorflüssigkeit enthalten. Diese Detektoren stehen auf einer Absorberplatte aus 10 cm Blei und 4 cm Stahl. Nur sehr hochenergetische Teilchen können diese Platte durchdringen, vor allem sind dies Myonen, die unter der Platte in Plastikszintillatoren von 3 cm Dicke nachgewiesen werden. Die Szintillationszähler werden mit Photomultipliern ausgelesen. Mit diesen Detektorstationen wird das Zentrum eines Luftschauers sowie seine Auftreffrichtung und die Zahl der Elektronen und Myonen im Schauer bestimmt.

In der Mitte des Detektorfeldes befindet sich der Zentraldetektor, Herzstück ist ein 16 m x 20 m großes Hadronkalorimeter [2]. Als Kalorimeter bezeichnet man in der Teilchenphysik Messinstrumente, in denen hochenergetische Teilchen vollständig absorbiert werden und bei denen ein Teil der dissipierten Energie nachgewiesen wird. Das in Abb. 2 skizzierte Kalorimeter besteht aus mehreren Lagen von Absorberplatten mit einem Gesamtgewicht von 4000 t. Die Dicke des Absorbers entspricht 11 nuklearen Wechselwirkungslängen und damit etwa der Dicke der Erdatmosphäre. Oberhalb, zwischen und unterhalb der Absorberplatten sind insgesamt 9 Lagen von Ionisationskammern zum Nachweis der deponierten Energie installiert. Die Flüssigkeitsionisationskammern sind eine Entwicklung des Institutes für Kernphysik und enthalten als aktives Medium die Flüssigkeiten Tetramethylsilan

und Tetramethylpentan. Diese Flüssigkeiten besitzen eine gute Leitfähigkeit für Überschuss-elektronen und ergeben damit schnelle Signale, die sich zum Nachweis von Koinzidenzen eignen. Durchdringt ein Teilchen eine Ionisationskammer, so werden in der Flüssigkeit Moleküle ionisiert und die freigesetzten Elektronen in einem direkt angeschlossenen

Verstärker nachgewiesen. Solche Flüssigkeitsionisationskammern eignen sich infolge des großen dynamischen Bereiches als Nachweisgeräte in einem Kalorimeter [3], können aber auch in der Nuklearmedizin eingesetzt werden – siehe hierzu den Beitrag von J. Engler et al. in diesem Heft. Insgesamt sind 12000 Kammern installiert, wobei jede vier unab-

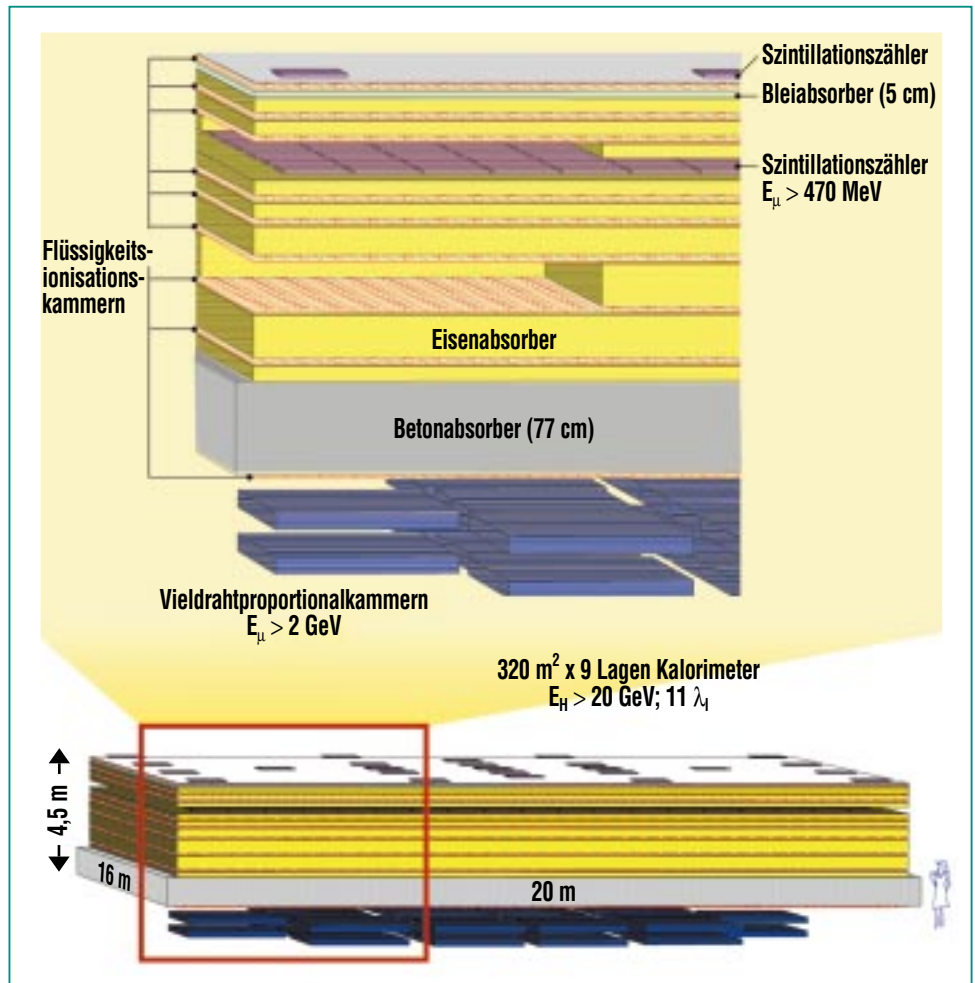


Abb. 2: Schematische Ansicht des Zentraldetektors des KASCADE-Experimentes (Detailzeichnung – oben – und Gesamtausschnitt – unten –). In Absorberlagen von Blei, Eisen und Beton werden Hadronen absorbiert und in neun Lagen von Flüssigkeitsionisationskammern nachgewiesen. Zwei Lagen von Szintillationszählern dienen zum Festlegen des Auslesezeitpunktes. Die Vieldrahtproportionalkammern unterhalb des Kalorimeters dienen dem Nachweis hochenergetischer Myonen.

hängige Kanäle (Elektrodengröße 25 cm x 25 cm) enthält. Alle 48000 aktiven Elemente werden einzeln über eine Verstärkerkette ausgelesen und anschließend digitalisiert. Die feine Segmentierung erlaubt die getrennte Messung einzelner Hadronen auch im Zentralbereich ausgedehnter Luftschauer, wo die Dichte der Teilchen sehr groß ist. Zwei Hadronen können im Detektor unterschieden werden, wenn sie einen Abstand von mindestens 50 cm voneinander haben. Hadronen mit Energien bis zu 15 TeV werden im Kalorimeter vollständig ab-

sorbiert. Es werden die Energie, der Auftreffort und die Richtung der einzelnen Hadronen gemessen.

Der Zentraldetektor enthält zusätzlich auf dem Dach und unterhalb der dritten Eisenabsorberlage jeweils eine Ebene von Plastikszintillationszählern. Mit diesen Detektoren werden vor allem Elektronen und Myonen nachgewiesen und – da sie den Nachweis von Koinzidenzen im Bereich von wenigen ns erlauben – die Signalauslese der Ionisationskammern gestartet. Unterhalb

des Kalorimeters sind Vieldrahtproportionalkammern zum Nachweis hochenergetischer Myonen installiert.

Untersuchung der hadronischen Struktur von Luftschauern

Die Hadronen in einem Luftschauer sind sehr eng um die Schauerachse konzentriert. Die Untersuchung der Struktur dieses Schauerkerns liefert Erkenntnisse über die hadronische Wechselwirkung. Eine geeignete Beobachtungsgröße hierfür ist beispielsweise das Verhältnis der Energie jedes einzelnen Hadrons zur Energie des höchstenergetischen Hadrons. Abb. 3 zeigt Häufigkeitsverteilungen dieser Messgröße, d.h. es ist aufgetragen, wie oft ein bestimmtes Verhältnis im Mittel in einem Schauer vorkommt. Zum Vergleich mit den KASCADE-Messwerten sind Vorhersagen unter Verwendung der hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJET und SIBYLL eingetragen. Die Häufigkeitsverteilung der Energiebruchteile hängt von der Natur des den Schauer auslösenden Primärteilchens ab. In der kosmischen Strahlung kommen hauptsächlich Protonen vor, bei ansteigender Energie gewinnen aber zunehmend auch schwere, vollständig ionisierte Atomkerne bis hin zum Eisen an Bedeutung. Die genaue Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ist aber im hier untersuchten Energiebereich nicht bekannt. In den Modellrechnungen wurden deshalb zwei Extremfälle für die Natur des Primärteilchens angenommen, zum einen Protonen, also Was-

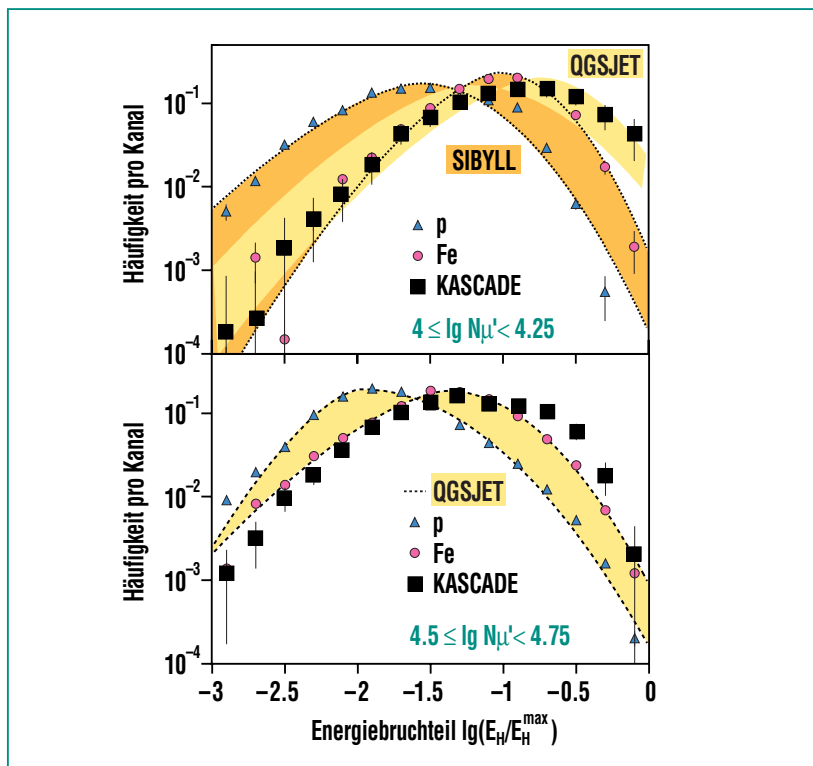


Abb. 3: Häufigkeitsverteilung für den Bruchteil der Energie E_H der Hadronen in einem Luftschauer, bezogen auf die Energie E_H^{\max} des jeweils höchstenergetischen Teilchens. KASCADE-Messergebnisse werden mit Vorhersagen der hadronischen Wechselwirkungsmodelle QGSJET (gelb) und SIBYLL (orange) für primäre Protonen (p) und Eisenkerne (Fe) verglichen. Im oberen und unteren Teilbild sind jeweils Luftschauer eingetragen, deren Myonzahlen N_μ im angegebenen Intervall liegen.

serstoffkerne und zum anderen Eisenkerne. Für ein gutes Modell sollten die mit KASCADE gemessenen Daten zwischen diesen beiden Extremen in dem gelb markierten Band liegen.

In die beiden Teilbilder wurden jeweils Luftschauer eingetragen, die einer bestimmten Myonzahl, gemessen mit dem großen Detektorfeld, entsprechen. Aus diesen Myonzahlen kann die Primärenergie abgeschätzt werden. Die Luftschauer im oberen Teilbild entsprechen Primärenergien von ungefähr $3.5 \cdot 10^{15}$ eV, die im unteren ungefähr $1.2 \cdot 10^{16}$ eV. Man erkennt, dass die Vorhersagen des Modells QGSJET im oberen Teilbild, also bei kleinen Energien, gut mit den Messergebnissen verträglich sind. Mittels der ebenfalls eingetragenen Vorhersagen des Modells SIBYLL können die Daten dagegen nicht beschrieben werden. Durch diese und ähnliche Analysen konnte gezeigt werden, dass das Modell SIBYLL zur Beschreibung der Luftschauer nicht geeignet ist [4]. Es wurden noch weitere Modelle untersucht, die im Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA zur Verfügung stehen. Es ergab sich, dass das Modell QGSJET die KASCADE-Daten am besten beschreibt. Jedoch ergeben sich auch bei diesem Modell Probleme bei sehr großen Primärenergien, wie beispielsweise im unteren Teilbild der Abb. 3 zu erkennen ist, wo Unterschiede zwischen den Messdaten und den Vorhersagen von QGSJET beobachtet werden.

Für die Beschreibung der Entwicklung der Luftschauer in der Atmosphäre ist nicht nur die

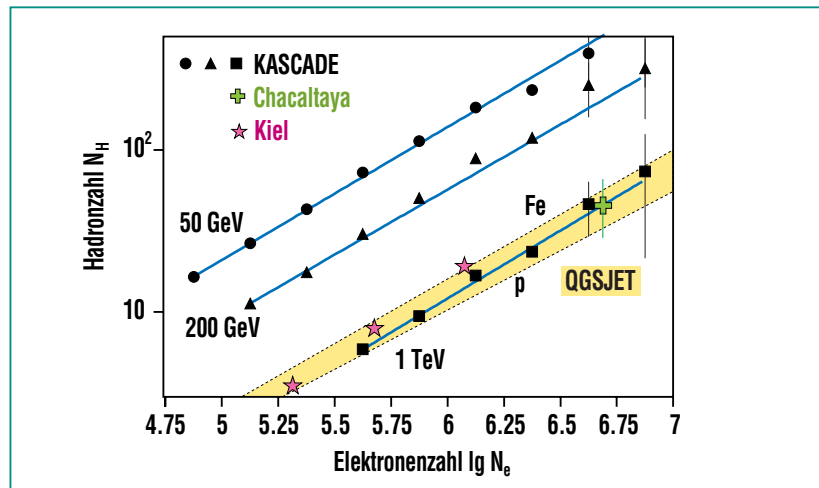


Abb. 4: Zahl der gemessenen Hadronen in einem Luftschauer als Funktion der Zahl der Elektronen für verschiedene Energieschwellen der Hadronen ($E_H > 50$ GeV, $E_H > 200$ GeV und $E_H > 1000$ GeV). Neben den KASCADE-Messdaten sind Ergebnisse zweier weiterer Experimente [6, 7] sowie Vorhersagen des Modells QGSJET (gelbes Band) aufgetragen.

Struktur der hadronischen Komponente von Bedeutung, sondern auch die Korrelationen zwischen der hadronischen, der elektromagnetischen und der myonischen Schauerkomponente müssen vom Modell korrekt wiedergegeben werden. Als Beispiel für die Untersuchung solcher Korrelationen ist in Abb. 4 die Zahl der Hadronen als Funktion der Zahl der Elektronen in einem Luftschauer aufgetragen. Die Zahl der Hadronen wurde dabei unter Verwendung verschiedener Energieschwellen von 50 GeV^2 , 200 GeV und 1 TeV^3 berechnet. Die Zahl der Hadronen oberhalb einer bestimmten Energie in einem Schauer nimmt mit steigender Energie ab. Der Logarithmus der Hadronzahl ist proportional zum Logarithmus der Elektronenzahl, wie man der Abbildung entnimmt. Die höchsten eingetragenen Elektro-

nenzahlen entsprechen Primärenergien um $2 \cdot 10^{16}$ eV. Bei diesen Energien werden mehr als 200 Hadronen und mehr als 70 TeV Hadronenergie im Kalorimeter nachgewiesen. Wie die Abbildung zeigt, verhalten sich die Logarithmen der Elektron- und Hadronzahl auch bei höchsten Energien proportional zueinander, d.h. es sind keine Sättigungseffekte zu beobachten. Die KASCADE-Ergebnisse sind mit den Resultaten zweier weiterer Experimente in Kiel [6] und Bolivien [7] verglichen und stimmen mit diesen gut überein. Das gelb unterlegte Band gibt die Vorhersagen des Modells QGSJET wieder, wiederum für primäre Protonen und Eisenkerne. Für diese Beobachtungsgröße können die Messdaten bis zu höchsten Energien gut mit diesem Modell beschrieben werden.

²⁾ Gigaelektronenvolt $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$.

³⁾ Teraelektronenvolt $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$.

Untersuchung von Ereignisraten

Eine grundlegende Größe eines jeden Luftschauerexperimentes sind Ereignisraten. Darunter versteht man die Häufigkeit, mit der ein Luftschauer, oder allgemeiner eine bestimmte Kombination von Detektorsignalen, registriert wird. Mit dem Zentraldetektor werden beispielsweise die Trigger- und Hadronrate untersucht. Die Triggerrate gibt an, wie oft im Mittel eine Koinzidenz von mehr als acht der Szintillationsdetektoren im Hadronkalorimeter registriert wird. Ist dies der Fall, werden sämtliche KASCADE-Detektoren ausgelesen. Insbesondere wird im Kalorimeter versucht, ein Hadron zu rekonstruieren. Die Häufigkeit, mit der Hadronen mit Energien von mehr als 100 GeV gefunden werden, ergibt die Hadronrate. Die Triggerrate ist in Abb. 5 gegen die Hadronrate auf-

getragen. Der mit KASCADE bezeichnete Punkt stellt den Messwert dar. Im Mittel werden bei KASCADE etwa 3 Hadronen pro Minute registriert, d.h. mehr als eine Million Hadronen pro Jahr. Dabei handelt es sich überwiegend um Luftschauer, die von kosmischen Teilchen mit Energien von weniger als 10^{15} eV ausgelöst werden, wie man aus den Messungen des Detektorfeldes ableiten kann.

Unter Verwendung des Programms CORSIKA wird versucht, die gemessenen Raten durch Simulationsrechnungen mit unterschiedlichen hadronischen Wechselwirkungsmodellen zu reproduzieren und hieraus Erkenntnisse über die hadronische Wechselwirkung abzuleiten. Für die Simulationen wird dabei eine Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung angenommen, wie sie bei niedrigen Energien aus direk-

ten Messungen bekannt ist. In Abb. 5 sind die Resultate dieser Simulationen für sechs Wechselwirkungsmodelle gezeigt. Mit keinem Modell lässt sich die Messung zufriedenstellend beschreiben. Überdies unterscheiden sich die Modelle auch untereinander. Dies unterstreicht zum einen die Notwendigkeit, die hadronische Wechselwirkung besser zu verstehen. Zum anderen ist das Potential ersichtlich, mit Messungen unterschiedliche Wechselwirkungsmodelle zu bewerten.

Folgerungen über die hadronische Wechselwirkung

Wir haben gesehen, dass die Vorhersagen der hadronischen Wechselwirkungsmodelle mit KASCADE-Daten mehr oder weniger gut verträglich sind. Am Beispiel der Trigger- und Hadronrate sei erläutert, wie Folgerungen

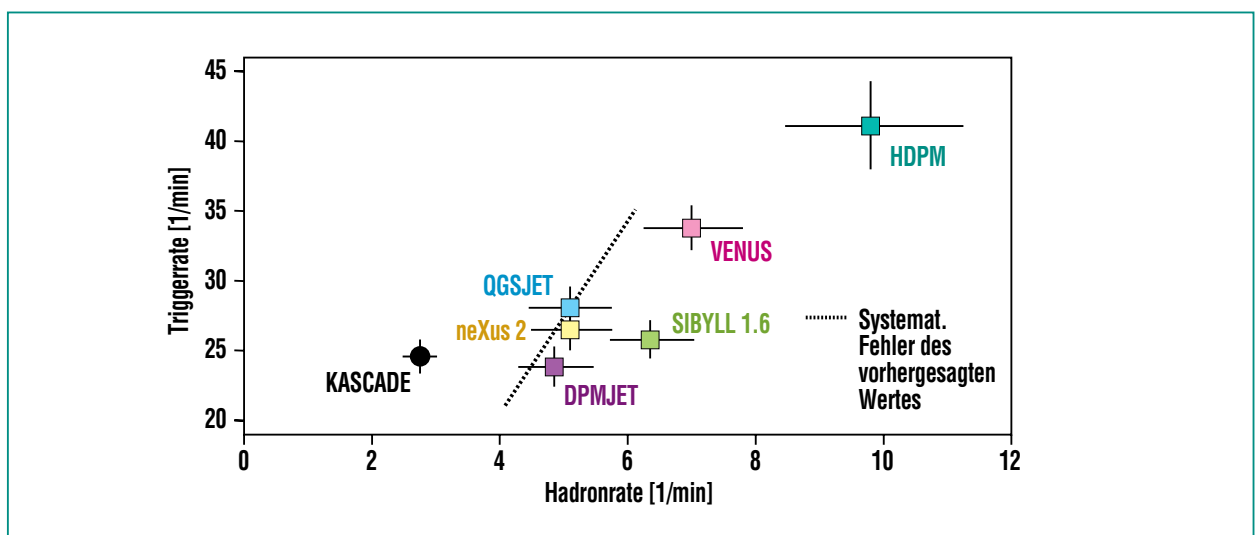


Abb. 5: Die Triggerrate ist gegen die Hadronrate aufgetragen. Neben dem KASCADE-Messwert sind Simulationenvorhersagen unter Verwendung verschiedener hadronischer Wechselwirkungsmodelle dargestellt. Die Messung ist mit dem totalen Fehler, die Vorhersagen sind mit dem statistischen Fehler angegeben. Am Beispiel der Simulation mit QGSJET ist die systematische Unsicherheit einer jeden Vorhersage beim Vergleich mit dem Messwert aufgezeigt.

über die hadronische Wechselwirkung selbst möglich sind.

Bei den Simulationsrechnungen stellt sich heraus, dass bei den meisten der beitragenden Ereignisse nur wenige Kollisionen mit großen Energieverlusten der einfallenden Teilchen stattgefunden haben. Daher erreichen zu viele Hadronen in der Simulation den Detektor, mit der Folge einer zu hohen Hadronrate. Dies lässt sich prinzipiell auf zwei Weisen bei der Simulation ändern. Einerseits kann die Anzahl der Kollisionen erhöht werden, was durch Anheben des inelastischen Wirkungsquerschnittes (σ_{inel}) geschieht. Andererseits kann der Energieverlust pro Kollision vergrößert werden. Dies wird durch Verkleinerung des Anteils diffraktiver Prozesse (σ_{diff}) erreicht. Bei diesen Prozessen kommt es nur zu geringen Energieverlusten, und sie besitzen in Vorwärtsrich-

tung ein der elastischen Streuung ähnliches Beugungsmuster.

Diese Überlegungen lassen sich durch entsprechende Modifikation der Modellparameter verifizieren. Zum einen wird, vom ursprünglichen Modell ausgehend, der inelastische Wirkungsquerschnitt σ_{inel} um 5% bzw. um 10% erhöht, zum anderen wird der diffraktive Wirkungsquerschnitt σ_{diff} um 3,5% - 10%, bezogen auf σ_{inel} , reduziert. In Abb. 6 sind die mit diesen Änderungen in den Wirkungsquerschnitten mit QGSJET vorhergesagten Raten mit den KASCADE-Ergebnissen verglichen. Der Einfluss dieser Änderungen vor allem auf die vorhergesagte Hadronrate ist deutlich erkennbar. Beide Modifikationsarten wirken in vergleichbarer Weise, was den Schluss zulässt, dass letztlich der inelastische Wirkungsquerschnitt von nicht-diffraktiven Wechselwirkun-

gen die entscheidende Größe darstellt [5]. Die Folgerung ist daher, dass der Anteil dieser Wechselwirkungen in den Modellen unterschätzt wird. Bezogen auf die diffraktiven Prozesse bedeutet dies, dass ihr Anteil um bis zu einem Faktor zwei in den Modellen zu korrigieren ist. Mit großer Sensitivität können in dieser Weise Aussagen über einen mit Beschleunigern kaum erforschten Bereich getroffen werden. Dort ist die Messung von diffraktiven Reaktionsprodukten nahe am Strahlrohr nur sehr eingeschränkt möglich.

Zusammenfassung

Mit dem Luftschauerexperiment KASCADE wird die hochenergetische kosmische Strahlung im Energiebereich von 10^{13} eV bis 10^{17} eV untersucht. Hierzu werden die in der Erdatmosphäre entstehenden Folgeprodukte der primären

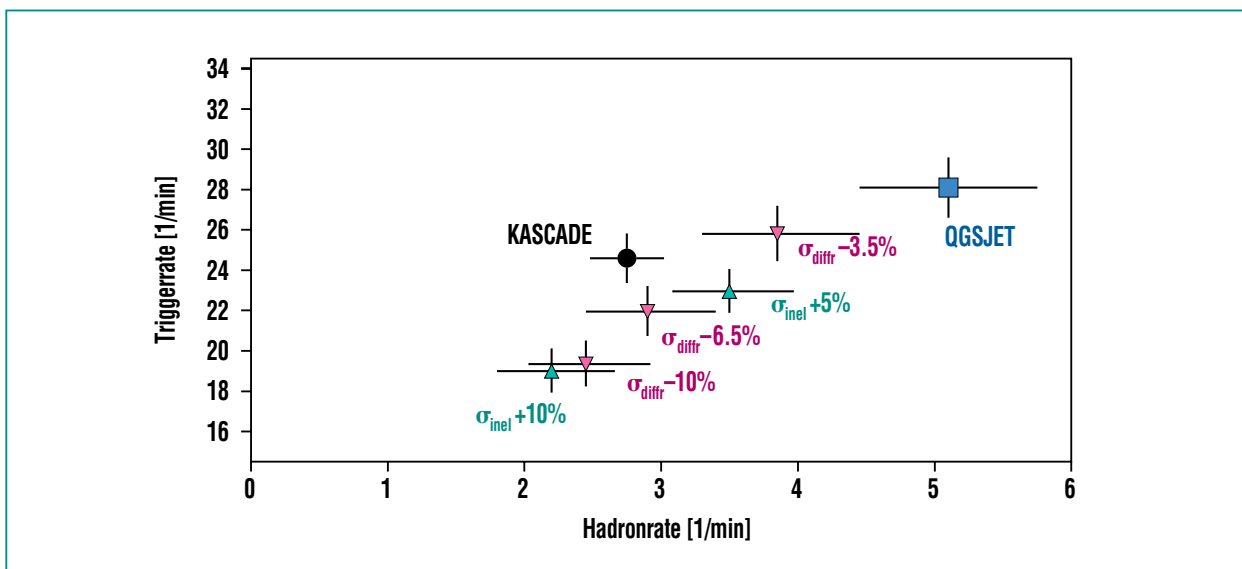


Abb. 6: Triggerrate gegen Hadronrate. Der KASCADE-Messwert und die ursprüngliche Vorhersage mit dem Modell QGSJET sind wie in Abb. 5 dargestellt. Zusätzlich sind die Resultate nach verschiedenen Änderungen im Modell QGSJET eingetragen, die den inelastischen Wirkungsquerschnitt und den Anteil diffraktiver Prozesse betreffen (siehe Text).

Teilchen am Erdboden nachgewiesen. Mittels eines großen Kalorimeters können insbesondere die Hadronen in Luftschauern vermessen werden. Diese Untersuchungen erlauben Rückschlüsse auf die hochenergetische hadronische Wechselwirkung und den Test von hadronischen Wechselwirkungsmodellen. Es können Energie- und kinematische Bereiche untersucht werden, die von gegenwärtigen Experimenten an Beschleunigern nicht abgedeckt werden. Hierzu wird die Luftschauerent-

wicklung in Simulationen nachgebildet und die Resultate werden mit den Messergebnissen verglichen. Die im Luftschauer-simulationsprogramm CORSIKA enthaltenen Wechselwirkungsmodelle wurden untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass das Modell SIBYLL nicht zur Beschreibung der Messdaten geeignet ist. Weiterhin ergab sich, dass das Modell QGSJET die Daten im wesentlichen gut beschreibt, jedoch ergeben sich auch für dieses Modell Abweichungen zwischen Messungen und Modell-

vorhersagen bei Energien oberhalb 10^{16} eV. Es zeigte sich, dass der Anteil von diffraktiven Prozessen in der inelastischen Hadron-Kern-Streuung in den Modellen um bis zu einem Faktor zwei überschätzt ist.

Die Untersuchungen werden in enger Zusammenarbeit mit den Autoren der Modelle fortgeführt.

Literatur

- [1] H.-O. Klages et al.,
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)
52B (1997) 92
H.-O. Klages,
Nachrichten Forschungszentrum
Karlsruhe 30 1/98 S. 10
- [2] J. Engler et al.,
Nucl. Instr. Meth. A 427 (1999) 528
- [3] J. Engler,
J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 22
(1996) 1
- [4] T. Antoni et al.,
J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 25
(1999) 2161
J. Hörandel,
Wissenschaftlicher Bericht FZKA
6015, Forschungszentrum
Karlsruhe, 1998
- [5] T. Antoni et al.,
eingereicht bei
J. Phys. G Nucl. Part. Phys.
M. Risse,
Wissenschaftlicher Bericht FZKA
6493, Forschungszentrum Karlsruhe,
2000
- [6] R. Fritze et al.,
Acta Phys. Sci. Hung. Suppl. 29
(1969) 439
- [7] C. Aguirre et al.,
Institute of Cosmic Ray Research,
University of Tokyo
Report 434-98-30, 17

Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projekts

H. O. Klages, J. Kleinfeller, IK

Einleitung

Die Untersuchung der kosmischen Strahlung bei den allerhöchsten Energien erfordert wegen des sehr niedrigen Teilchenflusses von nur wenigen Ereignissen pro km^2 und Jahrhundert Detektorsysteme mit großer Akzeptanz. Nachgewiesen werden ausgedehnte Luftschauer, die von den hochenergetischen Primärteilchen in der Atmosphäre ausgelöst werden.

Das bisher weltweit größte Detektorfeld, das AGASA-Experiment in Japan [1], überdeckt eine Fläche von 100 km^2 und erreicht damit eine Rate von etwa einem Ereignis pro Jahr bei Energien oberhalb 10^{20} eV . Es besteht aus über 100 Szintillationszählern, die Elektronen und Myonen im Schauer erfassen, die den Erdboden erreichen. Ein anderes Messprinzip wird vom „HIRES“-Experiment [2] in der Wüste nahe Salt Lake City, Utah, USA angewandt. Dieses Experiment besteht aus einem System von Spiegelteleskopen zur Beobachtung des Fluoreszenzlichts, das Stickstoffmoleküle in der Atmosphäre abstrahlen, die durch die Lawine von Sekundärteilchen angeregt werden. In diesen Messungen wird die zeitliche Entwicklung des Luftschauers bestimmt und darüber hinaus eine „kalorimetrische“ Energiebestimmung möglich. Da diese Messungen nur in mondlosen, klaren und dunklen Nächten durchgeführt werden können, ist die effektive Messzeit lediglich 10 – 15 %.

Das Auger-Experiment [3] ist als eine Hybridanordnung geplant, in der die Vorteile beider Beobach-

tungstechniken vereint werden sollen. Die Pierre Auger Kollaboration besteht zur Zeit aus mehr als 40 Institutionen in 16 Staaten. Schon bei dem jetzt im Aufbau befindlichen Südexperiment werden ein 3000 km^2 großes Array von Teilchendetektoren und ein System von dreißig Fluoreszenzteleskopen die gesamte Akzeptanz aller bisherigen Experimente um etwa den Faktor 20 übertreffen. Umfangreiche Information zu den 3 Experimenten kann von den im Literaturverzeichnis aufgeführten Internetstartseiten abgerufen werden. Eine sehr umfassende Sammlung von Internetadressen für die „Astroteilchenphysik“ bietet [4].

Die Wahl des Standortes

Die Größe des benötigten Areals und die Forderung nach einem Gebiet mit dunklem Nachthimmel

und klarer Luft (großer Transparenz) schränkt die Auswahl der möglichen Standorte ein. Um mit zwei Observatorien, die jeweils bis zu etwa 60 Grad Zenitdistanz empfindlich sind, eine völlige Überdeckung des Himmels sicherzustellen, ist eine mittlere geographische Breite erforderlich. Aus experimentellen Gründen ist eine Meereshöhe von ca. 1500 m optimal.

In umfangreichen Voruntersuchungen wurden zwei Standorte ausgewählt: Millard County in Utah, USA auf etwa 40 Grad Nord und El Nihuil in der Provinz Mendoza, Argentinien auf etwa 35 Grad Süd. In beiden Gebieten ist ein Mindestmaß an Infrastruktur vorhanden. Da die bisherigen experimentellen Daten überwiegend auf der Nordhalbkugel gemessen wurden, soll das Südexperiment in Argentinien vorrangig aufgebaut werden (Abb. 1).



Abb. 1: Der Standort des Südexperiments des Pierre-Auger-Projekts in Argentinien.

Das Detektorarray

Zum Nachweis der Elektronen und Myonen in den ausgedehnten Luftschauern werden 1600 Detektorstationen auf einem hexagonalen Gitter mit 1.5 km Abstand eingesetzt. Bei einem Schauer mit einer Energie von 10^{20} eV sprechen im Mittel etwa 16 Detektoren in einem Gebiet von mehr als 6 km Durchmesser an.

Diese Detektoren sind große Wassertanks aus Polyäthylen mit einer Fläche von 10 m^2 und einer Höhe von etwa 1.5 m, gefüllt mit 12 m^3 ultrahochreinem Wasser. Drei empfindliche Photoelektronenvervielfacher (PMTs) von 20 cm Durchmesser weisen Lichtblitze nach, die von hochenergetischen Teilchen im Wasser ausgelöst werden. Geladene Teilchen, die sich in Wasser mit größerer Geschwindigkeit bewegen als mit etwa 70% der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, senden blaues bis ultraviolettes Licht aus,

die charakteristische „Cherenkov“-Strahlung (ähnlich dem Mach'schen Kegel bei einem Überschallknall). Das Wasservolumen ist von einem wasserdichten Behälter aus PE-Gewebe (TYVEK) umgeben. Dieses Material reflektiert Licht auch im UV Bereich sehr effizient und diffus.

Mit diesen Detektoren ist bei großen Abständen vom Kern des Luftschauers ein separater Nachweis von Elektronen und Myonen im Luftschauer über die sehr unterschiedliche mittlere Energie dieser Sekundärteilchen möglich.

Wegen der immensen Ausdehnung des Experiments und der großen Zahl von Detektortanks können diese nicht miteinander verkabelt und gemeinsam versorgt werden. Die Detektoren arbeiten als elektronisch unabhängige und völlig autarke Einheiten. Die Energieversorgung wird bei jedem Tank durch zwei Solarzellen mit Pufferbatterien sichergestellt. Die Elektronik zur Datenaufnahme, zur Ereigniserken-

nung (Trigger) und zur Kommunikation mit der zentralen Datenerfassung ist deshalb auf sehr geringen Energieverbrauch ausgelegt (Abb. 2).

Die Identifikation von Signalen verschiedener Detektoren, die zu einem Ereignis gehören, erfolgt über eine von GPS-Signalen gesteuerte Uhr an jedem Detektor. Damit ist eine zeitliche Datenkorrelation mit einer Genauigkeit von etwa 10 nsec möglich. Dies ist weit genauer als vom Experiment gefordert. Für die Kommunikation der Detektoren und den Datentransfer wird leicht modifizierte Mobiltelephontechnik eingesetzt. Auf dem Gelände ist nicht auf allen Strecken direkte Sichtverbindung gewährleistet. Daher müssen einige Zwischenstationen auf hohen Türmen errichtet werden.

Für die Installation und die Wartung der Detektoren ist die Logistik von besonderer Bedeutung. Große Teile des Detektorfeldes sind auf Grund der unwegsamen Pampa nur mit Geländefahrzeugen und mit langen Fahrzeiten von mehreren Stunden zu erreichen. Die Anfahrt der Detektortanks, die Befüllung mit jeweils 12 Tonnen Reinstwasser und die Inbetriebnahme der Elektronik und Kommunikation müssen so geplant und durchgeführt werden, dass pro Jahr etwa 400 Detektorstationen neu in das Experiment integriert werden können, um den Aufbau in 4 Jahren abzuschließen.

Die Detektoren sollen Serviceintervalle größer als 3 Jahre haben. Daher ist die Zuverlässigkeit der PMTs und der Elektronik sehr wichtig. Störungen für den Be-



Abb. 2: Installationsarbeiten an einem Detektortank des Prototyparrays.

trieb können sich ergeben aus der Alterung der Pufferbatterien, aus der Stabilität der Wasserqualität, und infolge von Schäden durch Hitze, Frost, Sturm oder Tiere und durch Vandalismus.

Das Detektorarray – Aufgaben und Eigenschaften

Das Detektorarray wird die Dichteverteilung der Elektronen und Myonen im Luftschauer in Raum und Zeit stichprobenartig messen. Durch Vergleich der relativen Ankunftszeiten der Schauerpartikel an den verschiedenen Detektoren kann man die Richtung des Schauers und damit des Primärteilchens auf etwa 1-2 Grad genau rekonstruieren. Auch die zeitliche „Dicke“ des Schauers ist eine wichtige Observable. Durch Messung der Lateralverteilung kann man das Schauerzentrum und die integrale Teilchenzahl bestimmen und damit auf die Energie des Primärteilchens schließen. Das Verhältnis von Elektronenzahl zu Myonenzahl im Schauer ist ein Indikator für die Art und Masse des Primärteilchens. Für die Bestimmung von Masse und Energie ist es notwendig, die gemessenen Daten mit „Pseudodaten“ aus sehr aufwendigen Schauer- und Detektorsimulationen zu vergleichen.

Dabei ist ein Problem zu beachten: Die Wechselwirkungen der Teilchen sind bei diesen hohen Energien, die millionenfach höher sind als an irdischen Beschleunigern erreichbar, nicht experimentell bekannt, sondern nur durch theoretische Modelle vorhergesagt. Hier liegt eine systemati-

sche Unsicherheit der Analyse, die sich zum Teil auch in leicht unterschiedlichen Vorhersagen verschiedener Modelle ausdrückt.

Diese Unsicherheit kann durch Messung von mehreren unabhängigen Observablen reduziert werden. Besonders die longitudinale Entwicklung des Schauers, d.h. die Entwicklung der Zahl der Sekundärteilchen mit der Tiefe in der Atmosphäre ist eine wichtige und charakteristische Messgröße. Die maximale Teilchenzahl N_{\max} ist ein sehr guter und nahezu modellunabhängiger Energieparameter, während die atmosphärische Tiefe X_{\max} , bei der die Teilchenzahl maximal wird, ein guter Massenindikator ist. Für die Messung dieser Größen wird die Fluoreszenz der Stickstoffmoleküle der Lufthülle beim Durchgang der geladenen Teilchen des Luftschauers ausgenutzt.

Die Fluoreszenzteleskope

Zur Beobachtung des Luftraums oberhalb des Detektorarrays werden in drei Stationen am Rand und einer Station im Zentrum des Experiments insgesamt 30 Fluoreszenzteleskope aufgebaut. Jede Station am Rand des Areals enthält 6 Teleskope mit einem Gesichtsfeld von jeweils 30 x 30 Grad, so dass das gesamte Blickfeld nach „innen“ vom Horizont bis zu einer Höhe von etwa 30 Grad abgedeckt ist. Diese Teleskopgebäude befinden sich auf kleinen Hügeln, die ca. 100 m höher sind als die umliegende Pampa. Das „zentrale Auge“ wird



Abb. 3: Das Auger-Experiment bei Malar-güe mit den Positionen der 1600 Wassertanks. Das Gesichtsfeld der Fluoreszenzteleskope wird durch Kreislinien angedeutet. Der rote Bereich zeigt das zur Zeit installierte Prototypexperiment von 60 km².

12 Teleskope enthalten und damit eine azimutale Rundumsicht erlauben (Abb. 3).

Für das Layout der Teleskope wurde aus Kostengründen das Prinzip der „Schmidt-Kamera“ übernommen. Dies ermöglicht ein sehr großes Gesichtsfeld mit noch vertretbaren optischen Abbildungsfehlern. Das Teleskop besteht aus einem großflächigen (14 m²) sphärischen Spiegel mit einem Krümmungsradius von 3.4 m, aus einer PMT-Matrix-„Kamera“ die vor dem Spiegel angebracht ist, sowie einer Eingangsblende mit einem Durchmesser von 1.7 m. Diese Größe der Teleskope wird durch die Forderung

festgelegt, Schauer mit einer Energie von 10^{19} eV bis zu einem Abstand von 30 km noch mit guter Qualität messen zu können (Abb. 4).

Eine solche Anordnung hat eine sphärische Aberration von ca. 0.5 Grad, d.h. ein Stern wird auf die scheinbare Größe des Vollmonds abgebildet. Diese Auflösung ist für das experimentelle Ziel völlig ausreichend. Prinzipiell ist es möglich, mit Hilfe einer speziellen Korrekturlinse in der Aperturöffnung die optischen Eigenschaften zu verbessern. Der Aufwand für eine Linse mit 1.7 m Durchmesser ist hier allerdings nicht gerechtfertigt. Dagegen erscheint es sinnvoll die Blendenöffnung größer zu machen, um die Empfindlichkeit des Teleskops zu erhöhen, wenn es gelingt, die zusätzliche sphärische Aberration zu korrigieren. Dies wird durch eine modulare ringförmige Linse

aus UV transparentem Plexiglas erreicht. Damit kann die effektive Aperturfläche ohne Verschlechterung der Abbildungseigenschaften etwa verdoppelt werden.

Eine weitere Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses lässt sich erreichen, wenn man ein schmalbandiges optisches Filter einsetzt, das den Untergrund vom Streulicht der Sterne am Nachthimmel sehr viel stärker abschwächt als das gesuchte Signal. Das Fluoreszenzlicht der Stickstoffmoleküle liegt überwiegend im nahen UV (300 – 420 nm), während sich das Streulicht von Sternen, Mond und künstlichen Lichtquellen zu sehr viel größeren Wellenlängen erstreckt. Als gut geeignetes Material wird im Experiment das in Bräunungslampen eingesetzte Glas M-UG6 der Fa. Schott verwendet. Es weist zwischen 320 und 400 nm eine Transmission von etwa 85%

auf, während zwischen 450 und 650 nm völlige Absorption des atmosphärischen Streulichts erfolgt.

Die für ein Teleskop benötigte Spiegelfläche von etwa 14 m^2 lässt sich wirtschaftlich nur in segmentierter Form herstellen. Daher wird ein Spiegelsystem aus 36 Einzelspiegeln bestehen. Jedes Spiegelement kann durch eine justierbare Aufhängung exakt ausgerichtet werden. Diese sphärischen Spiegel werden in rein mechanischer Weise aus vorgebogenen Platten einer speziellen Aluminiumlegierung mit hoher Qualität diamantgefräst und dann elektrochemisch durch eine Aluminiumoxydschicht geschützt. Diese neuartige Methode der Spiegelfertigung ist kostengünstiger als die „klassische“ Herstellung hochwertiger Glaspiegel durch sehr langwierige Schleiftechniken und anschließendes Bedampfen mit Aluminium und einer Schutzschicht aus Quarz.

Im Wellenlängenbereich des nahen UV kann mit Aluminiumspiegeln etwa 90% Reflektivität erreicht werden. Die optische Qualität der in Karlsruhe entwickelten, aus massivem AlMgSi0.5 gefrästen Spiegel ist sehr viel besser als für die Anwendung erforderlich. Sie sind extrem robust und bei Bedarf leicht zu reinigen (Abb. 5).

Vor dem Spiegel befindet sich die aus 440 hexagonalen PMTs bestehende „Kamera“ des Teleskops. Die in einer Matrix von 20 Reihen und 22 Spalten angeordneten Lichtsensoren überdecken jeweils 1.5×1.5 Grad des Him-

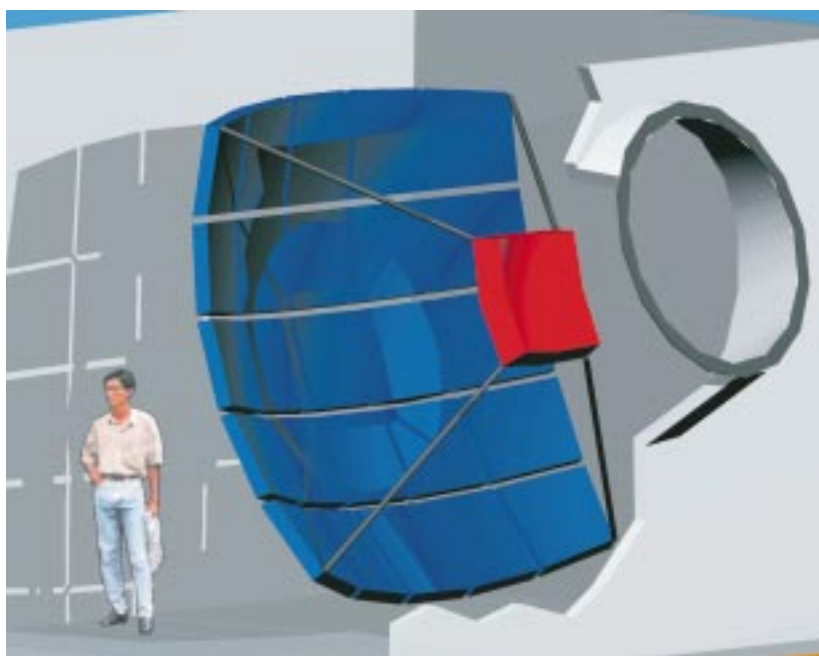


Abb. 4: Schematische Darstellung eines Spiegelteleskops mit „Schmidt-Optik“.

mels. Die bereits erwähnte sphärische Aberration entspricht etwa einem Drittel des Durchmessers eines PMTs. Zur Vermeidung von nicht empfindlichen Flächen am Rand der PMTs werden speziell geformte Reflektoren eingesetzt. Da die Kamera nahezu 1 m^2 groß ist, muss der Kamerakörper ebenfalls (mit einem Radius von ca. 1.7 m) gekrümmt sein, um für alle Beobachtungsrichtungen eine optimale Abbildung zu gewährleisten.

Die Signale der PMTs werden durch eine spezielle Analogelektronik aufbereitet und dann mit einer Rate von 10 MHz digitalisiert. Dabei wird ein sehr großer dynamischer Bereich und ein extrem niedriges Rauschen angestrebt. Misst ein Kanal in einer gleitenden Summe über zehn Intervalle von jeweils 100 nsec eine Ladung, die über dem für einen dunklen Nachthimmel erwarteten Wert von etwa 25 Photoelektronen liegt, wird er als aktiv registriert.

Wenn mehr als 4 aneinander grenzende Pixel aktiv sind, gibt es einen gültigen „Spurtrigger“, der zur Auslese aller Daten der gesamten Kamera führt. Die erforderliche schnelle und intelligente Methode zur Mustererkennung wurde vom HPE des Forschungszentrums Karlsruhe entwickelt und gefertigt.

Wenn die Datenauslese erfolgt ist kann in einem weiteren Schritt eine Vorauswertung der Spuren online erfolgen und daraus gegebenenfalls Trigger-Information für die Steuerung der Datenerfassungssysteme des Detektorarrays abgeleitet werden. Anschlie-

ßend erfolgt über Richtfunk die Übertragung aller relevanten Daten zur Zentrale in Malargüe.

Die Datenaufnahme, Triggererkennung und die Übertragung der Informationen, sowie die Überwachung und Steuerung des Experiments und die Kontrolle der Gebäude- und Umgebungsparameter, besonders auch die Steuerung der Sicherheitseinrichtungen müssen automatisch ablaufen und fernüberwacht werden. Dazu wird ein in Karlsruhe entwickeltes Kontrollsystem auf Industrie-PCs in Verbindung mit einem Profibus-Netzwerk eingesetzt.

Messung atmosphärischer Parameter

Eine Reihe von Schritten sind notwendig, um aus den gemessenen Lichtspuren auf die Anzahl der Schauerteilchen zurückzuschließen. Dazu gehört neben der Bestimmung des Absolutwerts der Detektoreffizienz die genaue Rekonstruktion der geometrischen Verhältnisse zwischen dem Luftschauer und der Beobachtungsrichtung aus den Messdaten. Der Abstand und der Relativwinkel bestimmen die effektive Spurlänge in jedem Pixel.

Von besonderer Bedeutung sind die atmosphärischen Bedingungen zum Zeitpunkt des Ereignisses. Die Abschwächlänge von UV Licht in trockener Wüstenluft infolge der Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen beträgt etwa 10 km , ist allerdings von der Lichtwellenlänge abhängig. Dies gilt in noch stärkerem Maße für die Streuung an Aerosolen, die durch



Abb. 5: Prototypaufbau eines gemischten Spiegelsystems im Institut für Kernphysik. Es besteht aus 18 Aluminiumspiegeln und 40 hexagonalen Glasspiegeln.

Pflanzen- und Tierausscheidungen entstehen und durch Wind auch in höhere Luftschichten transportiert werden können. Dieser Effekt ist zeitabhängig und muss im Experiment regelmäßig gemessen werden. Dazu werden z.B. festinstallierte Monitore für die horizontale Abschwächung des Lichts eingesetzt und die Aerosolschichtung wird durch Rückstreuung von intensiven Laserpulsen indirekt gemessen.

Da die Fehler der atmosphärischen Parameter direkt in die Messgrößen eingehen, wird angestrebt, durch gleichzeitige Beobachtung eines hochenergeti-

schen Schauers mit zwei Teleskopen aus verschiedenen Entfernungen (STEREO) diese Fehler zu eliminieren. Daher wurde die Empfindlichkeit der einzelnen Teleskope auf eine Sichtweite bis zu etwa 40 km gesteigert und die Geometrie des gesamten Experiments auf Stereo-Beobachtung optimiert.

Vereinzelte tiefliegende Wolken verursachen ebenfalls Probleme. Deshalb überwachen eine große Zahl von Infrarotmonitoren an den Wassertanks, fahrbare LIDAR-Systeme auf dem Detektor-

array sowie Infrarotkameras am Ort der Fluoreszenzteleskope den Himmel.

Mit zusätzlichen Kalibrationsmessungen für die PMTs wird es möglich sein, aus den Beobachtungen der Fluoreszenzspuren die Schauerenergie auf 20% genau zu rekonstruieren. Die Richtung der Schauerachse kann bei 10^{20} eV genauer als 1 Grad bestimmt werden und die Messung von X_{\max} wird mit einer Unsicherheit von weniger als 25 g/cm^2 möglich sein (Abb. 6).



Abb. 6: Das erste Teleskopgebäude auf dem Hügel „Los Leones“ am Südrand des Experiments mit dem Richtfunkturn für die Datenübertragung.

Status des Experiments

Mit dem Aufbau des Experiments wurde im Jahre 2000 begonnen. Auf dem zentralen Campus in Malargüe wurde eine große Montagehalle für die technische Vorbereitung der Wassertanks fertiggestellt. Daneben entsteht zur Zeit die Datenerfassungszentrale. Die Installation von Wassertanks im Gelände hat begonnen. Bis Mai 2001 soll ein Testarray von 37 Tanks in Betrieb genommen werden. Auf dem Hügel „Los Leones“ etwa 12 km östlich Malargüe wurde das erste Teleskopgebäude fertiggestellt. Dort werden zur Zeit zwei Prototyp-Teleskope aufgebaut. Die Installation der Teleskope und der zugehörigen Infrastruktur soll ebenfalls bis Mai 2001 erfolgt sein. Diese Teleskope überdecken den Luftraum oberhalb des etwa 10 km entfernten Testarrays. Mit dieser Anordnung sollen noch bis zum Jahresende 2001 umfangreiche Testmessungen durchgeführt werden.

Die Aufbauphase des Südexperiments des Pierre-Auger-Projekts wird die Jahre 2002 bis 2005 umfassen. Ab dem Sommer 2003 werden bereits aussagekräftige Messungen der kosmischen Strahlung bei höchsten Energien mit dem fertiggestellten Teil des Experiments möglich sein.

Literatur

- [1] www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA,
“Cluster analysis of extremely high energy cosmic rays in the northern sky”, Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.* 13 (2000) 151-160
- [2] <http://hires.physics.utah.edu>
- [3] www.auger.org
- [4] www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CosmicRay/CosmicRaySites

Sind Neutrinos massebehaftet? – Die Suche nach Neutrino-Oszillationen mit KARMEN

K. Eitel, M. Steidl, IK

Einleitung

Die Existenz von Neutrinos, den leichtesten Elementarteilchen, aus denen die Materie besteht, wurde 1930 aus einem Dilemma bei der Beobachtung radioaktiver Beta-Zerfälle von dem späteren Nobelpreisträger Wolfgang Pauli postuliert. Nur so konnte die Energie-Bilanz beim Beta-Zerfall in Ordnung gebracht werden. Erst mehr als 20 Jahre später konnte das erste Neutrino experimentell nachgewiesen werden, wofür wiederum, wenn auch mit großer Verspätung, der Nobelpreis verliehen wurde. Seit dem Beginn der Neutrinophysik ist die Frage nach der Masse dieser nur äußerst schwach wechselwirkenden Teilchen eine zentrale Frage der Elementarteilchenphysik.

Die Masse der Neutrinos ist aber nicht nur verknüpft mit der Struktur von Modellen, mit denen Physiker heute die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen beschreiben – dem so genannten Standardmodell der Teilchenphysik und seinen Erweiterungen. Eine winzige Masse von nur einem Millionstel der Masse des Elektrons kann noch weitreichende Folgen für die Evolution unseres Universums nach sich ziehen. In den ersten Minuten nach dem Urknall wurden mehr als eine Milliarde Neutrinos pro Proton, dem Bestandteil aller Atomkerne, gebildet. Auch heute noch befinden sich in jedem Kubikzentimeter des Universums etwa 300 dieser so genannten primordialen Neutrinos. Sie könnten in der Frühzeit des Universums aufgrund ihrer

Masse die Entstehung von großräumigen Strukturen wie Galaxienhaufen mit beeinflusst haben. Mehr zu kosmologischen Implikationen massiver Neutrinos finden Sie in diesem Heft im Beitrag von G. Drexlin: „KATRIN: ein neues Tritium-Zerfallsexperiment“.

Bis heute ist es nicht gelungen, die Masse der Neutrinos oder ihrer Antiteilchen, der Anti-Neutrinos, zu bestimmen, egal um welches Neutrino es sich handelt, sei es das Partner-Neutrino des Elektrons (Elektron-Neutrino ν_e), das Myon- (ν_μ) oder das Tauon-Neutrino (ν_τ). Dies liegt sowohl in experimentellen wie auch in theoretischen Schwierigkeiten begründet: So sind Neutrinos die einzigen fermionischen Elementarteilchen, die weder elektromagnetisch (Neutrinos sind, wie ihr Name nahelegt, elektrisch neutral.) noch über die starke Kernkraft (Diese wirkt z.B. zwischen Protonen und Neutronen.) mit anderen Teilchen wechselwirken. Lediglich der so genannten schwachen Wechselwirkung unterliegen Neutrinos, was zu äußerst seltenen Reaktionen mit Materie führt. So durchdringen die allermeisten von der Sonne kommenden Neutrinos die Erde ohne jegliche Wechselwirkung. Um sie zu stoppen würde man eine Bleiwand von mehreren Lichtjahren Dicke benötigen! Experimente, die Neutrinos nachweisen, basieren daher auf dem Ansatz, eine möglichst intensive Neutrinoquelle zu verwenden und die Detektormasse so groß wie möglich zu machen, um somit bei einem relativ langen Messzeit-

raum trotz geringer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit dennoch einige seltene Reaktionen von Neutrinos innerhalb des Detektors nachweisen zu können.

Von theoretischer Seite gibt es kein allgemein akzeptiertes Modell, wie schwer Neutrinos sein sollten. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik, der derzeit gültigen Theorie, werden Neutrinos sogar als exakt masselose Fermionen postuliert. In Erweiterungsmodellen, die gewisse Mängel des Standardmodells zu überwinden suchen, erhalten Neutrinos dagegen auf natürliche Weise eine Masse, wie dies auch für alle anderen Fermionen gilt. Allerdings sind die Theorien nicht in der Lage, eine präzise Vorhersage für die Größenordnung der Neutrinomasse zu machen. Es gilt vielmehr die Umkehrung: gelingt es in Experimenten die Masse der Neutrinos zu bestimmen, so können mit dieser Information aus den verschiedenen theoretischen Erweiterungsmodellen die zutreffenden ausgewählt werden. In Experimenten zur Bestimmung der Neutrinomassen müssen daher Parameterbereiche für die Massen untersucht werden, die von Promillen der Elektronenmasse, also einigen 10^3 Elektronenvolt bis zu 10^{-10} eV reichen können.¹⁾ Um solch extrem kleine Massen zu ermitteln, bedarf es hochsensibler Experimente, aber auch spezieller Phänomene, die solche Massen sichtbar machen können.

¹⁾ $1\text{eV}/c^2 = 1.8 \times 10^{-36}$ kg, im weiteren setzen wir zur Vereinfachung die Lichtgeschwindigkeit $c=1$ und benutzen als Einheit der Masse lediglich eV.

Das Phänomen der Neutrino-Oszillationen

Eine äußerst sensitive Methode zur Suche nach Neutrinomassen bedient sich dabei eines bei anderen Elementarteilchen, den Quarks, bereits bekannten quantenmechanischen Phänomens. Man kann die 3 bekannten Neutrinoarten sowohl nach ihren Wechselwirkungspartnern, also den Flavour-Zuständen ν_e, ν_μ, ν_τ oder nach ihren Massen ν_1, ν_2, ν_3 klassifizieren. Dabei sind die drei Neutrinomassen nicht direkt den 3 Neutrinoarten (oder „Flavours“) zugeordnet, in der Quantenphysik spricht man von Masseneigenzuständen, die nicht mit den Eigenzuständen der Wechselwirkung identisch sind. Vielmehr ist jedes der drei Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ eine ganz bestimmte Mischung, eine kohärente Überlagerung, aus den drei Massenzuständen ν_1, ν_2, ν_3 .²⁾ Da sich die einzelnen Massenzustände auf ihrem Weg von der Quelle zum Detektor mit einer unterschiedlichen Phase ausbreiten, verändert sich die Mischung und somit auch die Flavour-Zusammensetzung (Abb. 1). Aus einem ursprünglichen Strahl von z.B. Myonneutrinos wird nach einer Flugzeit t oder der Flugstrecke $L = ct$ ein Strahl mit einem gewissen Anteil anderer Neutrinoarten, z.B. Elektronneutrinos. Dieser Anteil des neuen Flavourzustandes bleibt nun nicht konstant, sondern variiert periodisch mit der charakteristischen Oszillationslänge λ_{osz} .

²⁾ Alle folgenden Argumentationen gelten analog auch für Anti-Neutrinos, da ihre Massen nach allgemeinen Symmetrie-Erhaltungssätzen denen der Neutrinos entsprechen.

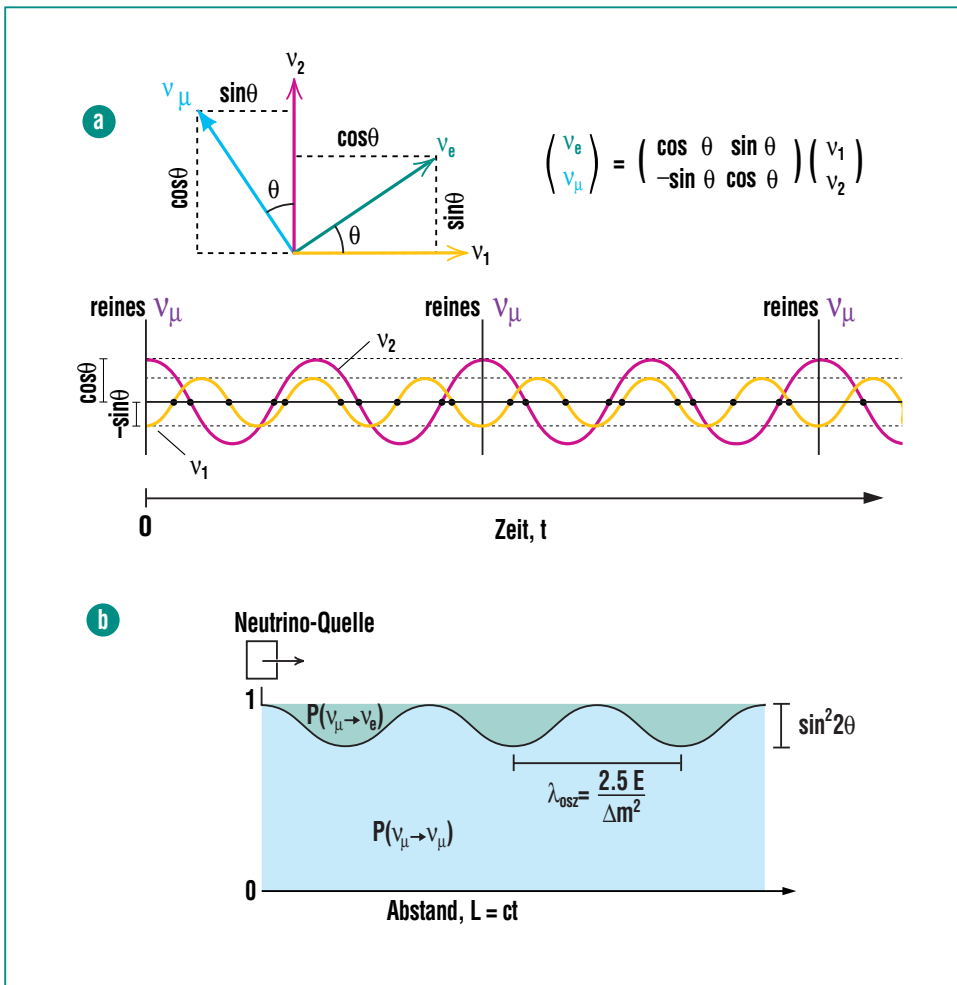


Abb. 1: Neutrino-Oszillationen zwischen zwei Neutrinofamilien:
(a) Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung (grün und blau) sind als Mischungen der Masseneigenzustände (rot und gelb) dargestellt. Über die Mischungsmatrix werden die Flavoreigenzustände in die Masseneigenzustände rotiert, die Flavoreigenzustände können auch als zwei Einheitsvektoren in einer Ebene dargestellt werden, die nach einer Rotation um den Winkel Θ aus den Masseneigenzustandsvektoren hervorgehen. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird ein Myon-Neutrino produziert als Überlagerung zweier Massenzustände, deren Energie aufgrund der unterschiedlichen Massen verschieden ist. Jedes Mal, wenn die beiden Massenzustände zueinander in jene Phase treten, in der sie zu $t = 0$ waren, formen sie wieder ein reines Myon-Neutrino. Zu anderen Zeiten entspricht die Phasenzusammensetzung einer Mischung von Myon- und Elektron-Neutrino.
(b) Aufgrund der Interferenz der beiden Massenzustände oszilliert die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron-Neutrino (grüne Fläche) zu finden. Die Wahrscheinlichkeiten für ein Elektron-Neutrino und ein Myon-Neutrino addieren sich zu allen Zeitpunkten zu 1. Die Wellenlänge λ_{osz} der Oszillation wächst mit kleineren Massendifferenzen, die Amplitude der Oszillation ist durch den Mischungswinkel Θ gegeben.

man spricht daher von Neutrino-Oszillationen. Die Stärke oder Amplitude der Oszillation wird dabei durch die Mischung der Neutrinos festgelegt. Die Oszillationslänge wird bestimmt durch die Differenz der quadratischen Massen $\Delta m_{ij}^2 = |m(\nu_i)^2 - m(\nu_j)^2|$ mit $i, j = 1, \dots, 3, i \neq j$.

Wir wollen hier Konsequenzen der Neutrinomischung und der damit verbundenen Neutrino-Oszillationen festhalten:

- 1 Neutrino-Oszillationen können nur existieren, wenn Neutrinos unterschiedliche Massen besitzen. Ein Nachweis von Neutrino-Oszillationen ist also auch eindeutiger Beweis für massebehaftete Neutrinos.
- 2 Durch Oszillationsexperimente kann im Idealfall die Massendifferenz Δm_{ij}^2 nachgewiesen werden. Dagegen ist die Bestimmung der absoluten Neutrinomassen $m(\nu_i)$ nicht möglich.
- 3 Aufgrund der Mischung von Neutrinos kann man streng genommen nicht mehr z.B. von „der Masse des Elektron-Neutrinos“ reden, da es aus drei Massen-Eigenzuständen mit definierten Massen zusammengesetzt ist.
- 4 Neutrino-Oszillationen können in zwei Weisen gemessen werden: Durch die periodische Abnahme des Flusses der ursprünglichen Neutrinoart („disappearance mode“) oder durch das Auftreten von Neutrinos eines neuen, ursprünglich nicht vorhandenen Flavours („appearance-mode“).

5 Auch wenn Neutrino-Oszillationen Überlagerungen von mehreren Oszillations-„Frequenzen“ gemäß der Werte Δm_{12}^2 , Δm_{23}^2 und Δm_{31}^2 sind, so kann man oftmals die vereinfachte Form einer Oszillation zwischen nur zwei Neutrinoarten annehmen.

6 Für nur zwei Neutrinos lässt sich die Wahrscheinlichkeit P_{osz} , dass in einem Strahl von z.B. Muon-Neutrinos der Energie E (gemessen in MeV) nach einer Flugstrecke L (gemessen in Metern) ein Elektron-Neutrino auftritt, berechnen mit Hilfe der „Oszillationsformel“

$$P_{\text{osz}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2(1.27 \times \Delta m_{12}^2 \times L/E)$$

wobei θ den so genannten Mischungswinkel der Neutrinos beschreibt. Δm_{12}^2 wird in Einheiten von eV^2 angegeben.

7 Bei einer Evidenz für Neutrino-Oszillationen ($P_{\text{osz}} \neq 0$) benötigt man genaue Informationen der Flugstrecke L und der Neutrino-Energie E , um die beiden freien Parameter der Oszillation, $\sin^2 2\theta$ und Δm^2 , eindeutig festlegen zu können.

8 Hat man nur wenig spektrale Information, d.h. ist der Wert L/E stark verschmiert oder variiert das Produkt $\Delta m_{12}^2 L/E$ für die untersuchten Neutrinos im Detektor sehr stark, dann kann lediglich „disappearance“ oder „appearance“ von Neutrinoarten nachgewiesen werden, eine tatsächliche Oszillation des Neutrinoflusses wird aber nicht gesehen.

9 Sind die drei Neutrinomassen $m(\nu_i)$ unbekannt, so sind mathematisch gesehen zwei der drei Massendifferenzen Δm_{ij}^2 freie Parameter, der dritte Wert ergibt sich aus den ersten beiden.

Hinweise auf Neutrino-Oszillationen

In den letzten Jahren wurde in vielfältigen Experimenten nach Neutrino-Oszillationen gesucht. Dabei kommen die deutlichsten Hinweise für Oszillationen von einem amerikanisch-japanischen Experiment, dem SuperKamio-kande-Detektor [1]. Er weist Neutrinos nach, die bei Fusionsprozessen in der Sonne sowie beim Auftreffen kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre produziert werden. In der Erdatmosphäre ist das Produktionsverhältnis myonischer und elektronischer Neutrinos etwa 2:1. SuperKamio-kande beobachtet nun, dass gegenüber dieser Erwartung die in der Erdatmosphäre produzierten myonischen Neutrinos mit größerer Flugstrecke immer mehr abnehmen, während die gemessenen elektronischen Neutrinos der erwarteten Produktion entsprechen. Mit maximalen Flugstrecken L von ca. 13000 km (in der Atmosphäre auf der gegenüberliegenden Seite der Erde produziert) und Energien E von bis zu einigen 100 GeV (10^{11} eV) ergibt sich ein Wert für L/E in der Größenordnung von 100-1000m/MeV und einer entsprechenden Sensitivität von $\Delta m^2 \approx 10^{-2} - 10^{-3} \text{ eV}^2$. Eine detaillierte Analyse aller SuperKamio-kande Daten favorisiert eine Oszillation der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ mit den Oszillati-

onsparametern $\sin^2 2\theta = 1$ und $\Delta m^2 = 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [2]. Da diese Werte mit einem experimentellen Fehler behaftet sind, ist in Abb. 2 der Fehlerbereich dargestellt, in dem mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% der wahre Wert liegen sollte (90% Vertrauensintervall oder „confidence interval“, C.I.).

Alle Experimente, die bisher den Fluss von Elektron-Neutrinos von der Sonne vermessen haben, führten zu dem Ergebnis, dass

die Zahl der tatsächlich nachgewiesenen ν_e deutlich geringer war als erwartet [3-6]. Da unser Wissen über die solaren Entstehungsprozesse sehr detailliert und abgesichert ist, liegt auch hier der Schluss nahe, dass sich die elektronischen Neutrinos auf dem Weg von der Sonne zur Erde in andere Neutrino-Flavours umwandeln. Solche Oszillationen könnten im Vakuum zwischen Sonne und Erde stattfinden.

Nach Berechnungen, die bereits in den späten 1970er und 1980er Jahren durchgeführt wurden [7,8], wären aber auch durch Materie-Effekte resonanzartig verstärkte Neutrino-Oszillationen noch innerhalb der Sonne zu erwarten. Je nach Szenario ergeben sich dann verschiedene mögliche Werte für die Oszillationsparameter, wie sie in Abb. 2 gezeigt sind. Die Ergebnisse aller Sonnen-Neutrinoexperimente erfordern aber offensichtlich einen anderen Wert für Δm^2 , als er sich aus Untersuchungen der atmosphärischen Neutrinos ergab.

Neutrinos werden auch auf der Erde in Kernreaktoren und Teilchenbeschleunigern produziert. Dort sind die Abstände L zwischen Quelle und Detektor deutlich kleiner (in der Regel einige 10 Meter), allerdings sind die Energien der Neutrinos in Beschleunigern um viele Größenordnungen höher als die solarer Neutrinos.

Während damit die Sensitivität solcher Experimente durch z.B. $L/E \sim 20 \text{ m} / 2 \text{ MeV}$ auf Massendifferenzen $\Delta m^2 > 0.1 \text{ eV}$ beschränkt ist, zeichnen sich Beschleunigerexperimente durch eine extreme Empfindlichkeit für die Oszillationsamplitude aus. Dies folgt aus der Tatsache, dass diese Experimente im „appearance mode“ betrieben werden, d.h. es wird nach Neutrinoarten gesucht, die im ursprünglichen Strahl gar nicht oder in extrem kleinen Mengen produziert wurden. So genügen z.B. nur wenige zusätzliche Elektron-Antineutrinos in einem Myon-Antineutrino-Strahl, um Oszillationen der Art $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ nachzuweisen.

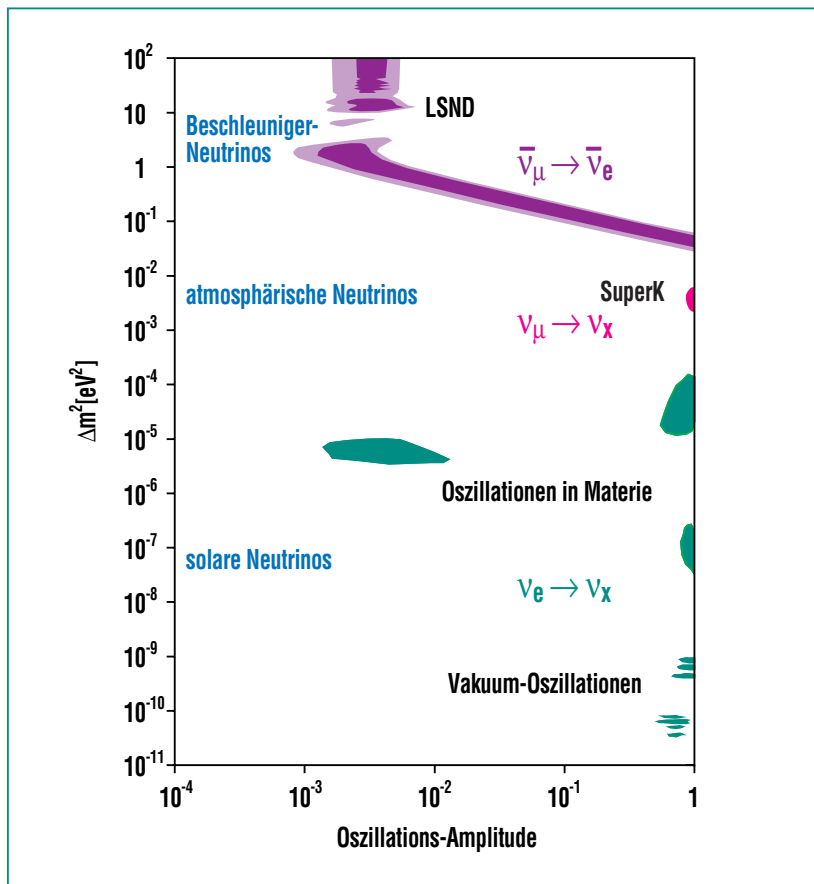


Abb. 2: Hinweise auf Neutrino-Oszillationen und die Oszillationsparameter (Δm^2 und Amplitude) von Experimenten mit verschiedenen Neutrino-Quellen. Violette Bereiche sind favorisiert durch das LSND-Experiment, der rote Bereich ergibt sich durch den reduzierten Nachweis von Myon-Neutrinos aus der Atmosphäre, die grünen Bereiche ergeben sich als kombinierte Lösungen für alle Experimente, die den Elektron-Neutrinofluss von der Sonne vermessen.

Nun hat ein Experiment am Teilchenbeschleuniger LANSCE des Los Alamos Labors in New Mexico, USA, einen kleinen Überschuss an Ereignissen gesehen, die als $\bar{\nu}_e$ aus einer Umwandlung $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ interpretiert werden. Die im Liquid Scintillator Neutrino Detector (LSND) ermittelte Oszillationswahrscheinlichkeit beträgt etwa 0.3%, unter Berücksichtigung der Messfehler ergibt sich daraus das in Abb. 2 gezeigte Parameterintervall [9, 10]. Dieses Resultat, als Evidenz für Neutrino-Oszillationen interpretiert, hat zwei weitreichende Folgen:

1. Aus dem relativ großen Wert von Δm^2 folgt, dass mindestens eine der Neutrinomassen groß genug sein könnte, um für die Strukturbildung in unserem Universum mitverantwortlich zu sein (siehe auch Beitrag von G. Drexlin in diesem Heft).
2. Da bereits zwei Werte für Δm^2 durch die Experimente mit solaren und atmosphärischen Neutrinos bestimmt wurden, und sich der aus dem LSND ergebende Wert nicht als Summe oder Differenz dieser Werte beschreiben lässt, benötigt man mehr als drei Neutrino-Arten, um Widersprüche zu vermeiden. Da ein viertes, relativ leichtes Neutrino durch andere Experimente allerdings eindeutig ausgeschlossen wird, muss es sich bei einem solchen um ein neuartiges, noch unbekanntes und nicht über die schwache Wechselwirkung des Standardmodells wechselwirkendes Neutrino, ein so genanntes „steriles Neutrino“ handeln.

Diese unser Bild der Neutrinos revolutionierenden Konsequenzen erfordern offensichtlich eine klare von LSND getrennte Überprüfung durch ein anderes Experiment. Zur Zeit gibt es mit KARMEN weltweit nur ein Experiment, das eine vergleichbare Sensitivität für Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ besitzt und diese Überprüfung ermöglicht.

Das KARMEN-Experiment

Das Karlsruhe-Rutherford-Mittel-Energie-Neutrino-(KARMEN)-Experiment wird unter der Federführung des Forschungszentrums Karlsruhe am britischen Rutherford Labor in der Nähe von Oxford seit Anfang der 1990er Jahre durchgeführt. In der ersten Messphase von 1990-1996 galt der physikalische Schwerpunkt der Messungen der Untersuchung von Wechselwirkungen von Neutrinos mit Kernmaterie. Dabei wurden mit einzigartiger Auflösung Kernreaktionen wie $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ oder $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ vermessen. Die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ die einen angeregten Kohlenstoffkern $^{12}\text{C}^*$ mit 15.1 MeV liefert, wurde zum ersten Mal nachgewiesen und quantitativ untersucht [11-13]. Die Messungen bestätigten eindrucksvoll theoretische Modelle, die wiederum eine wesentliche Rolle bei der Beschreibung des Einflusses von Neutrinos auf Sternexplosionen, so genannten Supernovae, spielen. Bereits in dieser ersten Messphase wurde auch nach extrem seltenen Prozessen gesucht, die im Standardmodell der Teilchenphysik verboten sind, wie z.B. symmetrieverletzende Teil-

chenzerfälle oder Neutrino-Oszillationen [14,15].

Wie im folgenden genauer beschrieben wird, reichte die erzielte Sensitivität aber nicht aus, um das positive Resultat des LSND Experiments zu überprüfen. Deshalb wurde 1996/97 das Experiment um eine weitere Detektor-komponente erweitert („KARMEN Upgrade“) und damit die Neutrino-Oszillationssuche wesentlich verbessert [16]. In diesem Beitrag wird über die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen mit dem neuen KARMEN2-Messaufbau berichtet wie er seit 1997 besteht.

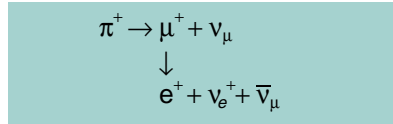
Die Neutrinoquelle ISIS

Das Rutherford Labor besitzt u.a. die Spallationsneutronenquelle ISIS. Der primäre Zweck der Neutronenquelle ISIS ist die Bereitstellung von thermalisierten Neutronen für eine Vielzahl von internationalen Nutzern aus den Bereichen Festkörperphysik und Materialwissenschaften. Daneben ist ISIS aber auch eine leistungsstarke Quelle von Neutrinos. Die Neutronenquelle ISIS basiert auf einem „rapid cycling“ Synchrotron, das Protonen auf kinetische Energien von 800 MeV beschleunigt. Mit einer Frequenz von 50 Hz werden die Protonenpulse nach der Beschleunigung aus dem ringförmigen Synchrotron extrahiert und auf ein kompaktes Schwermetalltarget geschossen (Abb. 3). Dabei entstehen im Wesentlichen Spallationsneutronen, aber auch neutrale und geladene Pionen. Während neutrale Pionen nicht zur Neutrino-Produktion beitragen und negativ geladene Pionen



Abb. 3: Blick in die ISIS-Experimenthalle: Im Vordergrund die abgeschirmte Proton-Flugbahn, in der Mitte die Abschirmung des Targets, links im Hintergrund das KARMEN-Blockhaus aus 7000 t Stahl.

(π^-) sofort von den Targetkernen wieder absorbiert werden, stoppen die positiv geladenen Pionen (π^+) innerhalb des Targets und zerfallen anschließend in Ruhe. Die π^+ -Zerfallskette erzeugt dann drei verschiedene, isotrop emittierte Neutrinoarten (ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$) mit gleicher Intensität:



Aufgrund des Zwei-Körperzerfalls des ruhenden μ^+ ist das Myon-Neutrino ν_μ monoenergetisch ($E = 29.8$ MeV). Elektron-Neutrino ν_e und Myon-Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ aus dem Myonzerfall μ^+ haben hingegen kontinuierliche Energiespektren (Abb. 4a). Da auch die Myonen aus dem Pionzerfall im ISIS Target abgestoppt werden und in Ruhe zerfallen, sind die Neutrinoenergiespektren mit Hilfe der Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt berechenbar. Der kinematische Endpunkt der Energiespektren liegt bei 52.8 MeV.

Neben den genau definierten Energieeigenschaften der Neutrinos besitzt ISIS mit seiner einzigartigen Zeitstruktur eine weitere entscheidende Eigenschaft. Die Protonen werden nämlich in einem Doppelpuls auf das Target extrahiert (siehe Abb. 4). Die gesamte Protonenintensität konzentriert sich auf zwei nur 100 ns³ breite Pulse, die um 325 ns getrennt sind. Somit werden die Protonen innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalls von nur 425 ns auf das Target geschossen. Das π^+ ist mit einer mittleren Lebensdauer von

³) 1 Nanosekunde (ns) = 10⁻⁹ s

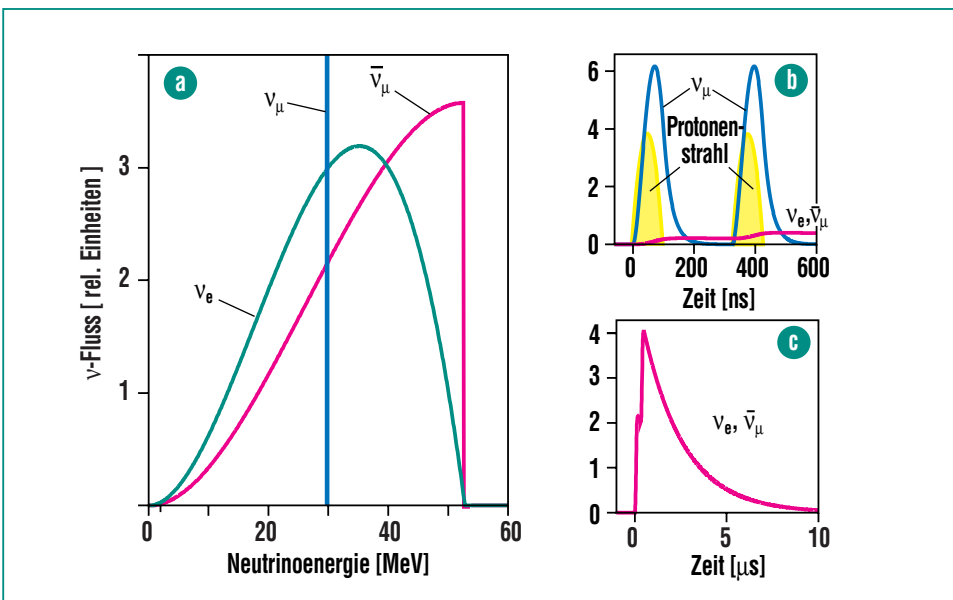


Abb. 4: Energie- und Zeitverteilung der an ISIS erzeugten Neutrinos ($\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$): (a) Die Energiespektren der an ISIS erzeugten Neutrinos sind durch kinematische Randbedingungen vollständig festgelegt und damit exakt berechenbar. (b) Zeitstruktur des ISIS Protonenstrahls. Aufgrund der kurzen π -Lebenszeit mit $\tau = 26$ ns bilden die Myon-Neutrinos (ν_μ) die Proton-Pulsstruktur mit nur leichten Modifikationen ab. (c) Zeitverteilung von Elektron-Neutrino (ν_e) und Myon-Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall. Diese Neutrinos folgen in ihrer zeitlichen Intensität dem Myon-Zerfall ($\tau = 2.2$ μ s).

26 ns kurzlebig. Daher wird die gesamte Myon-Neutrino Intensität innerhalb der ersten 600 ns nach Auftreffen des Protonenstrahls auf das Target („beam on target“) erwartet. Da das Elektron-Neutrino ν_e und das Myon-Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ aus dem Zerfall des Myons stammen, erwartet man für die zeitliche Intensitätsverteilung dieser beiden Neutrinoarten ein exponentielles Verhalten, das mit der Lebensdauer des Myons von $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ abnimmt. Dadurch werden 84% aller Neutrinos ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ in einem Zeitfenster von 0.6 bis $10.6 \mu\text{s}$ nach „Beam on Target“ erwartet. Die Bündelung der Neutrino-Intensität auf ein solch kurzes Zeitintervall ist von großem Vorteil, da einerseits die seltenen Neutrino-Wechselwirkungen in einen

kleinen Zeitraum konzentriert werden und andererseits aufgrund der Wiederholungsrate des Synchrotrons von 50 Hz es nun ca. 20 Millisekunden bis zur nächsten Neutrino-Produktion dauert. Dies gibt die Gelegenheit, den durch kosmische Höhenstrahlung induzierten und damit zeitlich konstanten Untergrund mit hoher statistischer Präzision zu vermessen.

Die Neutronenquelle ISIS zeichnet sich neben den klar definierten Eigenschaften in Zeit und Energie auch durch die produzierten Neutrinoarten (bzw. Antineutrinos) aus. Mit Ausnahme einer geringen intrinsischen Kontamination werden keine Elektron-Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ produziert. Diese Kontamination hat ihren Ursprung in der Produktion eines

kleinen Anteils von negativ geladenen Pionen π^- , die nicht von den Targetkernen reabsorbiert werden, sondern zerfallen. Da aber der Beitrag dieser $\bar{\nu}_e$ -Kontamination im Vergleich zu den $\bar{\nu}_\mu$ aus der π^+ -Zerfallskette kleiner 6.4×10^{-4} ist, stellt ISIS eine sehr gute Neutrinoquelle dar, um nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen im „appearance“ Modus zu suchen.

Der KARMEN-Detektor

Das KARMEN-Detektorsystem befindet sich in einem mittleren Abstand von 18 m von der Neutrinoquelle, und ist in einem umgebenden 7000-t-Stahlhaus untergebracht (Abb. 3). Der KARMEN Detektor besteht aus einem 65000 Liter fassenden Tank (3,53 m Länge x 3,20 m Breite x

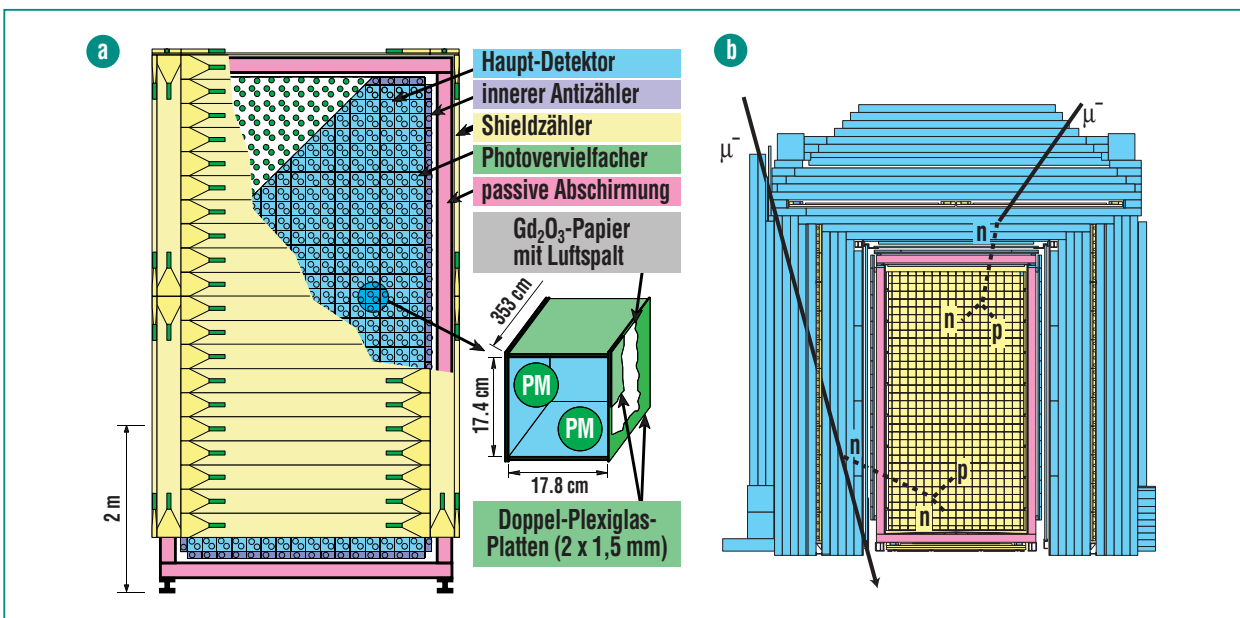


Abb. 5: Der KARMEN-Detektor. (a) Das 56-t-Flüssigszintillationskalorimeter KARMEN mit seiner optischen Segmentierung und dem inneren Antizähler und Shieldzähler. (b) Frontansicht des 7000-t-KARMEN-Stahlbunkers mit Zentraldetektor. Die gelben Flächen zeigen den innerhalb der Stahlabschirmung integrierten dritten aktiven Veto-Zähler. Schematisch eingezeichnet sind kosmisch induzierte Untergrundprozesse, die bis zur Installation des Veto-Zählers die KARMEN Sensitivität für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ noch stark limitierten (siehe Text).

5,96 m Höhe) gefüllt mit Mineralöl, das mit Flüssigszintillator versetzt ist (Abb. 5). Wechselwirkt ein Neutrino mit den Detektormaterialien, so wird ein geladenes Teilchen produziert, das aufgrund des Flüssigszintillatoranteils Licht erzeugt. Durch eine optische Segmentierung des Volumens in 512 Einzelmodule gelingt es per Totalreflektion äußerst effizient dieses Szintillationslicht an die Modulenden zu transportieren. Hier wird es durch ein Paar von Photovervielfachern registriert und in elektronische Signale umgewandelt. Durch die große Lichtausbeute des Szintillators und die optische Segmentierung mit doppelwandigen Plexiglasplatten erreicht der KARMEN Detektor eine hohe Präzision bei der Bestimmung der Energie, des Ortes und dem Zeitpunkt einer Neutrinoreaktion.

Unterdrückung des kosmischen Untergrundes

Bei Neutrinoreaktionen an sich und erst recht bei der Suche nach noch selteneren Effekten wie Neutrino-Oszillationen müssen aufgrund der extrem niedrigen Ereignisraten Untergrundreaktionen effizient unterdrückt werden. Beispielsweise erwartet man mit dem KARMEN-Detektor typischerweise eine Neutrino-Wechselwirkung pro Tag für ν_e , aber nur etwa drei Neutrino-Wechselwirkungen durch $\bar{\nu}_e$ aufgrund von Oszillationseffekten pro Jahr, wenn man sich an den LSND Resultaten orientiert. Deshalb muss der Detektor mit aktiven Vetozahlern und einer massiven, passiven Abschirmung gegen kosmisch induzierte Ereignisse geschützt werden, die

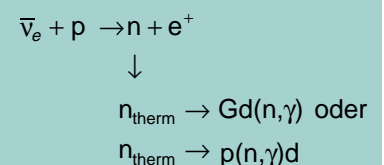
ansonsten Millionen von Ereignissen pro Tag generieren würden. Als aktive Vetozähler (bzw. Antizähler oder Shieldzähler) werden Detektoreinheiten bezeichnet, die den Zentraldetektor umgeben und ein Signal generieren, sobald von Außen kommende geladene Teilchen (zum Beispiel Myonen π^+ aus der kosmischen Höhenstrahlung) in den Zentraldetektor eindringen. Der Zentraldetektor war daher bereits in seiner ersten Konfiguration mit zwei aktiven Lagen aus Vetozahlern umgeben und in ein 7000 t massives Stahlhaus eingebettet (Abb. 5). Diese Konfiguration reichte aus, um den kosmisch induzierten Untergrund für die spektroskopischen Untersuchungen von Neutrino-Kernwechselwirkungen der ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ und ν_μ hinreichend zu reduzieren; nicht jedoch, um ein Signal von ca. drei Neutrino-Oszillationseignissen pro Jahr aus dem Datensatz herauszufiltern. Der entscheidende Schritt zur Steigerung der Empfindlichkeit des KARMEN Experiments gelang 1996-97, als man die Ursache der verbleibenden unerkannten kosmisch induzierten Ereignisse identifizieren und diese daraufhin weiter unterdrücken konnte.

Es zeigte sich, dass Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung über sogenannte tiefinelastische Streuung oder Einfangreaktionen mit den Eisen-Kernen der 7000 t schweren Stahlabschirmung wechselwirken. In diesen Prozessen entstehen hochenergetische Neutronen, die trotz der massiven Eisenabschirmung in den Zentraldetektor eindringen und dort, wie weiter unten im Detail beschrieben wird, eine $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -

Oszillations-Signatur vortäuschen. Da Neutronen als neutrale Teilchen mit den bei KARMEN verwendeten Vetozahlern nur schwer zu erkennen sind, müssen zur Unterdrückung der in den KARMEN-Detektor eindringenden Neutronen die verursachenden geladenen Myonen bei der Durchquerung des Stahlbunkers identifiziert werden. Aus diesem Grund wurde im Zeitraum 1996-1997 ein drittes Vetosystem, bestehend aus 136 Plastiksintillatoren mit einer Gesamtfläche von 301 m², in die Eisenabschirmung integriert (Abb. 5b). Mit Hilfe des äußeren Vetozahlers lassen sich seither Myonenspuren in der Detektorumgebung zu kosmisch induzierten Neutronenereignissen im Zentraldetektor zuordnen. Durch die Information des äußeren Vetozahlers lässt sich so der kosmisch induzierte Untergrund um einen Faktor 35 reduzieren. Damit erwartet KARMEN2 bei der Suche nach Neutrino-Oszillationen nun nur noch etwa ein unerkanntes kosmisch induziertes Untergrundereignis pro Jahr!

Die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Signatur

Der Nachweis von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen geschieht über den Nachweis des Elektron-Antineutrinos. Dieses Neutrino wird im KARMEN-Detektor über den inversen β -Zerfall an den 4.5×10^{30} freien Protonen des Mineralöls nachgewiesen:



Das dabei entstehende Positron (e^+) besitzt Energien bis zu 51 MeV und verursacht im Szintillator ein charakteristisches Signal. Die Intensität und die spektrale Form des Positronen-Energiespektrums ist allerdings abhängig von Δm^2 , da das ursprüngliche e^+ -Energiespektrum durch die Oszillationsformel modifiziert wird. Abb. 6 zeigt die erwarteten und im Folgenden beschriebenen Messobservablen der Signatur wie z.B. das simulierte e^+ -Energiespektrum (Abb. 6c).

Das Positron wird durch das Elektron-Antineutrino der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen produziert und muss damit der typischen exponentiellen Zeitabhängigkeit des Myonzerfalls folgen (Abb. 6a). Diese charakteristische Zeitabhängigkeit des Signals grenzt das Erscheinen der $\bar{\nu}_e$ -Ereignisse nicht nur auf das kurze Zeitfenster bis $10 \mu\text{s}$ nach „Beam on Target“ ein, sondern ist auch eine wichtige Information für die Datenanalyse, um durch Neutrinos induzierte Ereignisse von strahlunkorreliertem Untergrund zu trennen.

Der wohl wichtigste Aspekt der $\bar{\nu}_e$ -Signatur ist die zeitlich verzögerte Koinzidenz von zwei Ereignissen: das prompte Positron wird in zeitlicher und räumlicher Korrelation von γ -Quanten aus dem Einfang des Neutrons, das bei der inversen β -Zerfallsreaktion aus dem Proton hervorgeht, gefolgt. Dabei wird das thermalisierte Neutron entweder an den in der Segmentierung eingebrachten Gadoliniumkernen eingefangen ($\text{Gd}(n,\gamma)n$) oder an den freien Protonen des Mineralöls ($p(n,\gamma)d$) unter der Bildung eines Deuteri-

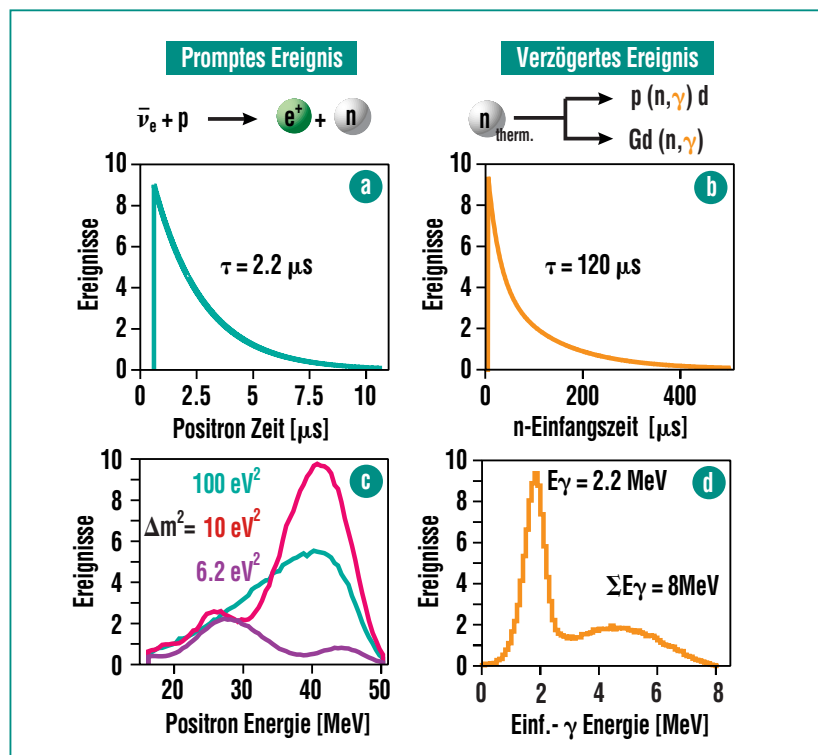


Abb. 6: Nachweissignatur von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen. Der Nachweis des $\bar{\nu}_e$ besteht in einer räumlichen und zeitlichen Koinzidenz des hochenergetischen e^+ , gefolgt von niederenergetischen γ 's aus dem Neutroneneinfang. (a) prompte Zeit (b) prompte Energie (c) Zeitdifferenz (d) verzögerte Energie.

umkernes. Gadolinium wurde dabei wegen seines extrem großen Wirkungsquerschnitts für Neutroneneinfang und der hohen dabei freigesetzten Energie in den Detektor eingebracht. In beiden Fällen wird die gewonnene Bindungsenergie über die Emission eines oder mehrerer γ -Quanten freigesetzt. Im Falle des Einfangs an Gadolinium emittiert der angeregte Gadoliniumkern eine Kaskade von γ -Quanten mit einer Summenenergie von 8 MeV. Im Falle der Bildung eines Deuteriumkernes wird die Bindungsenergie über ein einzelnes γ -Quant der Energie 2.2 MeV freigesetzt. Abb. 6(d) zeigt die Superposition der beiden Energiespektren.

Die zeitliche und räumliche Differenz zwischen e^+ und γ -Quanten aus dem Neutroneneinfang ist bedingt durch Thermalisierungs- und Diffusionsprozesse des Neutrons. Bei der Modellierung der Signaturen des Neutroneneinfangs muss sich KARMEN nicht auf Simulationsrechnungen dieser komplexen Prozesse verlassen, sondern ist in der Lage, durch Analysen von kosmischen Myoneinfangreaktionen, bei denen ebenfalls Neutronen produziert werden ($^{12}\text{C}(\mu,n)^{11}\text{B}$), die Signaturen des Neutroneneinfangs präzise zu vermessen und die Rechnungen einschließlich der verwendeten Detektoreigenschaften zu verifizieren. Diese

Analysen zeigen eine mittlere Thermalisierungszeit des Neutrons von $\approx 120 \mu\text{s}$ (Abb. 6c) und ein benötigtes Koinzidenzvolumen von 1.2 m^3 um den Ort der Neutron-Produktion für den effizienten Nachweis des Neutroneneinfangs.

Die $\bar{\nu}_e$ -Signatur im KARMEN-Detektor ist also eine klar definierte Koinzidenz zwischen einem prompten, hochenergetischen Ereignis und einem verzögerten, niederenergetischen Ereignis mit räumlicher Korrelation. Eine vergleichbare Ereignistopologie kann aber auch durch kosmisch induzierte hochenergetische Neutronen erzeugt werden. Diese Untergrundreaktionen durch hochenergetische Neutronen haben ihren Ursprung in der bereits erwähnten Wechselwirkung von kosmischen Myonen mit den Eisen-Kernen des Stahlbunkers. Gelangen die Neutronen in den Zentraldetektor übertragen sie per Streuprozesse Energie auf Protonen. Das Energiespektrum der Rückstoßprotonen überdeckt dabei den gesamten Energiebereich der erwarteten Positronen aus dem $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Nachweis und kann damit als Positron e^+ missinterpretiert werden. Die Neutronen werden wiederum thermalisiert und an den Gadoliniumkernen oder freien Protonen eingefangen und führen damit zu einem verzögerten Signal, das typisch für den Neutroneneinfang ist. Somit erzeugen die hochenergetischen, kosmisch induzierten Neutronen eine Topologie, die nur schwer von der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation unterscheidbar ist. Durch die Installation des dritten Veto Zählers innerhalb der 7000 t Stahlabschir-

mung ist es beim KARMEN-Experiment in der KARMEN2-Konfiguration gelungen, diesen kosmisch induzierten Untergrund für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -induzierten Ereignissen nahezu zu eliminieren. Tatsächlich ist die Reduktion des kosmischen Untergrundes so stark, dass nunmehr Reaktionen aus konventionellen Neutrino-Kernwechselwirkungen den Untergrund bei der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen dominieren.

Suche nach Oszillationskandidaten

Im Februar 1997 wurde der neue äußere Veto zähler in Betrieb genommen und damit die Messphase KARMEN2 begonnen. Basierend auf dem dreijährigen Datensatz bis März 2000 ergeben sich die hier präsentierten Resultate. In diesem Zeitraum wurden von der Quelle ISIS insgesamt 2.1×10^{21} Neutrinos produziert. Trotz dieser hohen Zahl an produzierten Neutrinos erwartet KARMEN gemäß dem LSND-Resultat lediglich etwa 3 bis 10 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsereignisse. Nur wegen der klar definierten Ereignissignatur, der genauen Erwartung der Energie- und Zeitinformation der Oszillationsereignisse sowie der detaillierten Kenntnis aller Untergrundreaktionen gelingt es, ein aussagekräftiges Datensample aus den 10^{11} Signalen, die vom KARMEN-Datenaufnahmesystem verarbeitet wurden, zu extrahieren.

Der Gesamtdatensatz von Februar 1997 bis März 2000 wurde nach Sequenzen durchsucht, die allen Bedingungen des $\bar{\nu}_e$ -Nach-

weises genügen. Es verbleiben 11 Sequenzen, die damit als potentielle Oszillationskandidaten zu werten sind. In Abb. 7 sind diese 11 Sequenzen als Messpunkte jeweils in den folgenden vier gemessenen Observablen gezeigt: Zeit des prompten Ereignisses (Abb. 7a), Energie des prompten Ereignisses (Abb. 7c), Energie des verzögerten Ereignisses (Abb. 7d) und die Zeitdifferenz zwischen promptem und verzögertem Ereignis (Abb. 7b). Für die Interpretation der Messung muss berücksichtigt werden, dass trotz aller Abschirmungsmaßnahmen insgesamt 12.3 ± 0.3 Untergrundergebnisse erwartet werden. In Abb. 7 ist die Messerwartung aufgrund dieser Ereignisse als gelbe Flächen eingezeichnet. Diese Untergrunderwartung setzt sich aus vier verschiedenen Kanälen zusammen, wobei die dominanten Beiträge zur Untergrunderwartung von Neutrino-induzierten Reaktionen stammen. Der kosmisch induzierte Untergrund trägt aufgrund des effizienten Veto zählers nur mit ca. 25% zur Gesamtuntergrunderwartung bei. KARMEN kann die Beiträge der verschiedenen Untergrund-Kanäle sowohl quantitativ als auch mit spektraler Auflösung direkt aus den Daten bestimmen. Diese präzise Kenntnis der Untergrunderwartung erlaubt dann einen quantitativen und qualitativen Vergleich von Messung und Erwartung, um ein mögliches Oszillationssignal herauszufiltern.

Schon ein erster direkter Vergleich zwischen Messung und Untergrunderwartung lässt kein Oszillationssignal vermuten. Zum

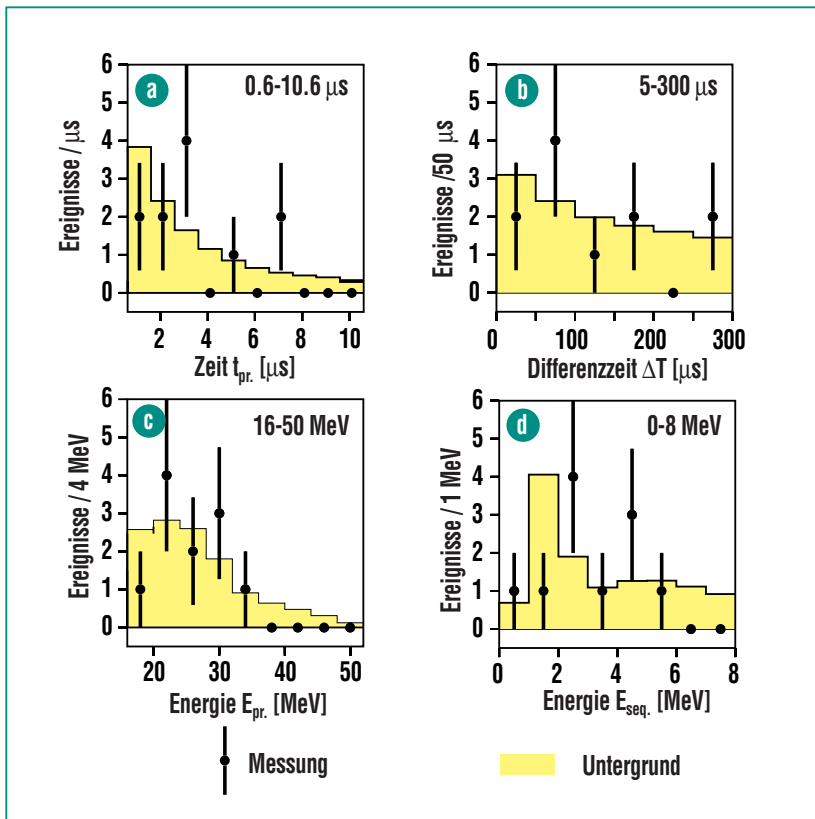


Abb. 7: Gemessene 11 Oszillationskandidaten im Datensatz 02/1997-03/2000 dargestellt in den Observablen Zeit (a) und Energie (c) des prompten Ereignisses, Zeitdifferenz zwischen promptem und verzögertem Ereignis (b) und Energie des verzögerten Ereignisses (d). Die Messerwartung aufgrund von 12.3 Untergrundergebnissen ist der Messung als gelbe Fläche unterlegt.

Einen ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse in sehr guter Übereinstimmung mit der Untergrunderwartung von 12.3 Ereignissen. Zum Anderen folgen die 11 gemessenen Sequenzen den Spektren der Untergrunderwartung und es zeigen sich keine offensichtlichen Abweichungen in den gemessenen Observablen. Beispielsweise erwartet man im Spektrum des prompten Ereignisses (Abb. 7c) oberhalb einer Energie von 36 MeV gemäß der LSND-Behauptung einen Ereignis-

überschuss von ca. 5 Ereignissen⁴⁾. Jedoch misst KARMEN in diesem Energiebereich kein Ereignis. Um solche spektroskopischen Informationen der gemessenen Observablen in Bezug auf das Vorhandensein eines Oszillationssignals zu quantifizieren, wird die Methode des „maximum likelihood“ (Likelihood-Methode) auf das Datensample angewandt. In dieser Analyse werden auf der Basis jedes einzelnen Ereignisses Wahrscheinlichkeiten berechnet, ob das Ereignis in seiner Signatur eher einem Oszillationsereignis oder einem Untergrund-

ereignis entspricht. Die Likelihood-Methode ist der effizienteste Ansatz zur Bestimmung eines kleinen Signals aus einer Untergrundverteilung, insbesondere bei Datensamples mit niedriger Statistik.

Die Likelihood-Analyse, angewandt auf das KARMEN2-Datensample von 11 Ereignissen ergibt, dass die Messung am besten durch ein reines Untergrundspektrum, also ohne jegliche Beimischung eines Neutrino-Oszillationssignals beschrieben wird. In einem weiteren Schritt müssen aus der Likelihood-Analyse Obergrenzen für ein Oszillationssignal bestimmt werden. Dazu bedarf es eines statistischen Verfahrens, um diese Grenzen als Grenzen im Parameterraum $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ zu quantifizieren, entsprechend eines gegebenen Vertrauensintervalls. Dazu wurde der sogenannte Unified Approach [17] gewählt, um 90% Vertrauensintervalle (C.I.) für die Anzahl von Oszillationseignissen bzw. für die Oszillationsparameter $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ anzugeben, oberhalb derer ein entsprechend erwartetes Oszillationssignal im Widerspruch zur KARMEN2-Messung stehen würde. Es ergibt sich als Obergrenze für den Mischungswinkel mit 90% C.I.:

$$\sin^2 2\theta < 1.3 \times 10^{-3}$$

$$\text{für } \Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$$

beziehungsweise eine Obergrenze für die Oszillationswahrscheinlichkeit von $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) < 0.65 \times 10^{-3}$. Diese Obergrenze für den Mischungswinkel $\sin^2 2\theta$ wird für jede Massendifferenz Δm^2 berechnet, und man erhält somit die Ge-

⁴⁾ für $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$

samtheit der von KARMEN ausgeschlossenen Oszillationsparameter [$\sin^2 2\theta \Delta m^2$], die graphisch durch die Bereiche rechts der Ausschlusskurve in Abb. 8 dargestellt werden. Eine solche Darstellung erlaubt dann auch einen Vergleich der experimentellen Resultate verschiedener Experimente.

Wie aus Abb. 8 hervorgeht, werden die von LSND favorisierten Parameterbereiche weitgehend durch das KARMEN2-Messresultat ausgeschlossen. Für große Werte von Δm^2 stehen die LSND-Resultate auch im Widerspruch

mit dem Beschleunigerexperiment CCFR [18], das am Teilchenbeschleuniger des Fermi National Laboratory weder Oszillationen der Art $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ noch $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nachweisen konnte. Große Werte von $\sin^2 2\theta$ werden ebenfalls durch ein Experiment am französischen Kernreaktor von Bugey [19] ausgeschlossen, das keine Abweichung des Elektron-Antineutrino-Flusses von der berechneten Erwartung messen konnte und somit $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen mit Parametern rechts der entsprechenden Kurve ausschließt. Trotz des offensichtlichen Widerspruchs der experi-

mentellen Resultate ist KARMEN nicht in der Lage, den kompletten LSND-Parameterbereich in einem 90% Konfidenzintervall auszuschließen. Detaillierte Kompatibilitätsanalysen der Messdaten beider Experimente [20] zeigen, dass die LSND-Oszillationsparameter mit $\Delta m^2 < 3 \text{ eV}^2$ mit ca. 70% Konfidenz ausgeschlossen werden. Parameterkombinationen mit $\Delta m^2 > 3 \text{ eV}^2$ können mit noch höherer Konfidenz ausgeschlossen werden und besitzen daher eine noch deutlich geringere Wahrscheinlichkeit.

Die mit KARMEN2 gewonnenen Informationen über die Oszillationsparameter verstärken damit die Zweifel an der Richtigkeit der Interpretation der LSND-Daten als Evidenz für Neutrino-Oszillationen. Ein neues, im Aufbau befindliches Experiment, das Mini-BooNE Projekt [21,22] am Fermi National Laboratory, wird den LSND-Parameterbereich erneut vermessen, wobei die Sensitivität um einen Faktor 2 gegenüber der des KARMEN2-Experiments erhöht werden soll. Es bleibt also abzuwarten, bis mit MiniBooNE hoffentlich eine endgültige Antwort auf die Diskrepanz zwischen der LSND- und KARMEN-Neutrino-Oszillationssuche gegeben werden kann.

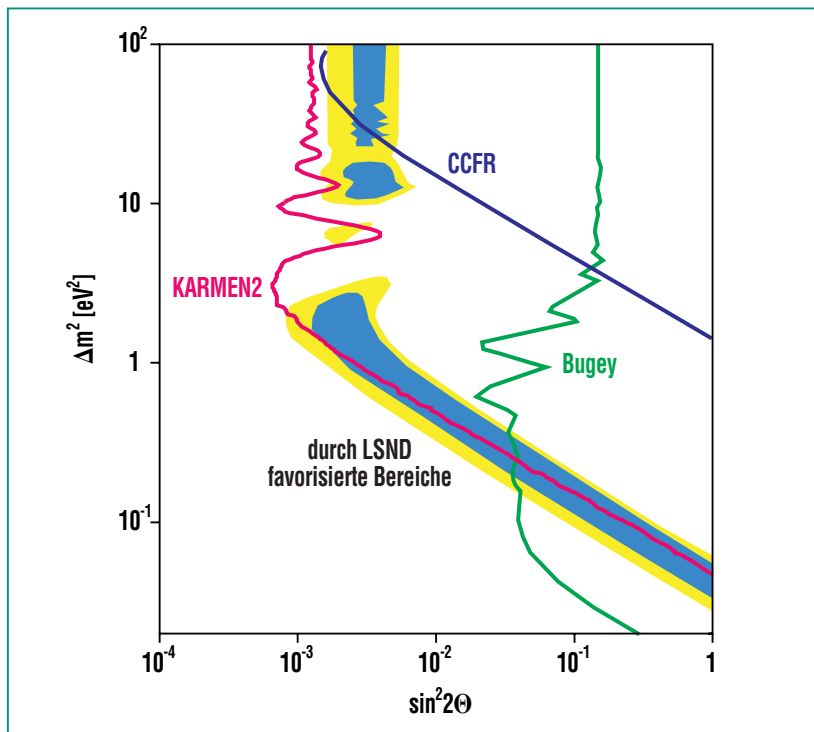


Abb. 8: $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsparameter $\sin^2 2\theta$, Δm^2 . Die Flächen rechts der roten Linie werden durch die KARMEN2-Messung im 90%-Konfidenzintervall ausgeschlossen. Die gelben und blauen Flächen zeigen die vom LSND-Experiment bevorzugten Parameterbereiche. Das Beschleunigerexperiment CCFR am Fermilab (blaue Linie) und das Experiment am Kernreaktor in Bugey, Frankreich, (grüne Linie) schließen die rechts ihrer Linie liegenden Oszillationsparameter aus.

Zusammenfassung und Ausblick

Das KARMEN-Experiment hat seine Datenaufnahme Anfang März 2001 beendet. Neben der beschriebenen Suche nach Neutrino-Oszillationen hat KARMEN in seiner ersten Messphase Wechselwirkungen von Neutrinos

mit Kernmaterie vermessen. Nicht zuletzt die hervorragenden Ergebnisse dieser Messungen und ihre Implikationen bis in die Astrophysik haben dazu beigetragen, dass heute am Oak Ridge National Laboratory in den USA eine neue große Spallationsneutronenquelle gebaut wird, an der ein umfangreiches Programm zur Neutrinophysik etabliert werden soll [23, 24]. Auch in Europa wurden derartige Studien für Neutrino-Experimente an der geplanten Spallationsquelle ESS durchgeführt [25,26].

1996/97 wurde der KARMEN-Detektor in einem umfangreichen

Umbau erweitert und konnte wie erwartet seine Sensitivität auf Neutrino-Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ erheblich steigern. Die mit KARMEN2 aufgenommenen Daten zeigen dennoch keinerlei Hinweise für solche Oszillationen und stehen somit im Widerspruch zu LSND. Mit einer klaren Signatur für ein eventuelles Oszillationssignal und einem extrem niedrigen Gesamtuntergrund von nur etwa 4 Ereignissen pro Jahr erzielte KARMEN2 verlässliche und mit die besten heutigen Grenzen für Neutrino-Oszillationen.

Es kann wohl festgehalten werden, dass die britisch-deutsche KARMEN-Kollaboration (mit Insti-

tuten aus London, Oxford, Bonn, Erlangen-Nürnberg und Karlsruhe) mit führender Beteiligung des Forschungszentrums Karlsruhe ein erfolgreiches Experiment durchgeführt hat, das in einem der interessantesten Felder der modernen Elementarteilchen- und Astrophysik einen international anerkannten Beitrag zum wissenschaftlichen Fortschritt geleistet hat.

Literatur

- [1] Y. Fukuda et al., *Phys. Lett. B* 433 (1998) 9
- [2] S. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett* 85,19 (2000) 3999
- [3] Y. Fukuda et al. (SuperKamiokande), *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 2430,
- [4] W. Hampel et al. (Gallex), *Phys. Lett. B* 447 (1999) 127,
- [5] J.N. Abdurashitov et al. (Sage), *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4686,
- [6] B.T. Cleveland et al. (Homestake), *Astrophys. Journ.* 496 (1998) 505
- [7] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17 (1978) 2369
- [8] S.P. Mikheyev, A.Y. Smirnov, *Nuovo Cimento* 9C (1986) 17
- [9] C. Athanassopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 2650
- [10] G. Mills, *Beitrag zur 19th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Juni 2000, Sudbury, Canada*
- [11] B.E. Bodmann et al., *Phys. Lett. B* 332 (1994) 251,
- [12] B. Armbruster et al., *Phys. Lett. B* 423 (1998) 15,
- [13] B. Armbruster et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 520
- [14] B. Armbruster et al., *Phys. Rev. C* 57 (1998) 3414
- [15] G. Drexlin, *FZK Nachrichten* 1/96
- [16] G. Drexlin, *Prog. Part. Nucl. Physics* 40 (1998) 193
- [17] G.J. Feldmann et al., *Phys. Rev. D* 57 (1998) 3873
- [18] A. Romosan et al., *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 2912
- [19] B. Achkar et al., *Nucl. Phys. B* 434 (1995) 503
- [20] K. Eitel, *New Journ. Phys.* 2 (2000) 1.1
- [21] E. Church et al., *Los Alamos report LA-UR-98-352,*
- [22] *MiniBooNE homepage:* <http://www-boone.fnal.gov/>
- [23] *Spallation Neutron Source homepage:* <http://www.sns.gov/>
- [24] *Oak Ridge Laboratory for Neutrino Detectors homepage:* <http://www.phys.subr.edu/orland/>
- [25] *European Spallation Source homepage:* <http://www.ess-europe.de/>
- [26] R.L. Burman, P. Plischke, *FZK-Bericht FZKA 5834 (1996) und dortige Referenzen*

KATRIN: ein neues Tritium- β -Zerfallsexperiment zur Messung der Masse des Elektronneutrinos im sub-eV-Bereich

G. Drexlin, IK

Einleitung

Die Neutrinos sind die einzigen elementaren Bausteine der Materie, deren fundamentale Eigenschaften trotz umfangreicher experimenteller Untersuchungen auch heute noch weitgehend unbekannt und rätselhaft sind. Die Neutrino-Physik ist daher eines der faszinierendsten Forschungsgebiete der modernen Teilchenphysik. In den letzten Jahren hat das Interesse an der Neutrino-Physik ganz wesentlich durch die Erkenntnis zugenommen, dass Neutrinos eine immer deutlicher werdende Schlüsselrolle für weite Bereiche der Kosmologie und Astrophysik spielen. Im Zentrum der aktuellen Forschung steht die Bestimmung der Größe der *Ruhemasse* der drei bekannten Neutrinoarten (d.h. des Elektron-Neutrinos ν_e , des Myon-Neutrinos ν_μ und des Tau-Neutrinos ν_τ). Das Standardmodell der Teilchenphysik nahm bis vor kurzem an, dass alle Neutrinos exakt masselose Teilchen sind. Aktuelle Experimente mit Neutrinos aus der Sonne und mit Neutrinos, die durch die kosmische Strahlung in der Atmosphäre entstehen, haben jedoch gezeigt, dass diese Annahme modifiziert werden muss. Durch eine Reihe von neuen Resultaten, insbesondere durch die Ergebnisse des japanisch-amerikanischen Super-Kamiokande Experimentes, liegt seit etwas mehr als 2 Jahren eine überzeugende Evidenz für *massebehaftete* Neutrinos vor [1]. Die Erkenntnis, dass Neutrinos nicht masselos sind, wird weithin als wichtigster Durchbruch in der Teilchenphysik im letzten Jahrzehnt gewertet.

Die von Null verschiedene Neutrinomasse manifestierte sich in diesen Experimenten durch das Auftreten von *Neutrino-Oszillationen*. Bei diesen Prozessen wandelt sich eine Neutrinoart, z.B. ein Myon-Neutrino auf dem Weg von der Quelle zum Detektor in eine andere Neutrinoart, z.B. in ein Tau-Neutrino um. Nach den Regeln der Quantenmechanik können diese Umwandlungsprozesse nur stattfinden, wenn Neutrinos Masse haben und die Massen der einzelnen Neutrinoarten unterschiedlich sind. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Suche nach Neutrino-Oszillationen auch eine der wesentlichen Motivationen des vom IK federführend durchgeführten KARMEN-Experimentes war (vgl. hierzu den Beitrag von K. Eitel und M. Steidl).

Obwohl Neutrino-Oszillationsexperimente in den letzten Jahren konkrete Evidenz für massebehaftete Neutrinos geliefert haben, kann aus ihren Daten nicht direkt auf die absolute Größe der Neutrinomasse geschlossen werden. Experimente wie Super-Kamiokande oder KARMEN sind nur sensitiv auf die Differenz zwischen den Massen unterschiedlicher Neutrinoarten (die Differenz der quadratischen Neutrinomassen $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ ist eine *relative* Größe). Dies bedeutet, dass durch Oszillationsexperimente nur eine *untere Grenze* für Neutrinomassen gesetzt werden kann (d.h. zumindest eine Neutrinomasse muss größer als $(\Delta m^2)^{1/2}$ sein). Aus der Untersuchung von atmosphärischen Neutrinos [1] kann geschlossen werden, dass mindestens eine

Neutrinomasse größer als ~ 0.05 eV sein muss (Neutrinomassen werden üblicherweise in der Einheit Elektronenvolt angegeben, es gilt $1 \text{ eV} = 1.8 \times 10^{-36} \text{ kg}$). Die *Absolutskala* der Neutrinomasse kann jedoch um viele Größenordnungen über dieser unteren Grenze liegen. Neutrinomassen in der Größenordnung von mehreren eV sind daher durchaus denkbar und werden in bestimmten theoretischen Modellen auch postuliert.

Die derzeit einzige experimentelle Möglichkeit zur Festlegung der fundamentalen Massenskala der Neutrinos besteht in der extrem genauen Spektroskopie von geladenen Teilchen, die bei β -Zerfällen zusammen mit den Neutrinos emittiert werden. Alle Experimente, die β -Zerfälle von Kernen oder Elementarteilchen untersuchen, können bisher nur obere Grenzen für Neutrinomassen angeben. Die aktuellen Werte für die drei Neutrinoarten sind [2] :

$$\begin{aligned} m(\nu_e) &< 3 \text{ eV} \\ m(\nu_\mu) &< 190 \text{ keV} \\ m(\nu_\tau) &< 18.2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Neutrinomassen sind damit um viele Größenordnungen kleiner als die Massen der geladenen Elementarteilchen, wobei die zugrundeliegende Ursache dieses Unterschiedes unbekannt ist. Aus dem Vergleich der Obergrenzen für die verschiedenen Neutrinoarten ist ferner ersichtlich, dass die direkten experimentellen Obergrenzen für ν_μ und ν_τ um viele Größenordnungen über der Grenze für ν_e liegen.

Kosmologische Relevanz von Neutrinos

In den letzten Jahren traten neben die Obergrenzen für ν -Massen aus der experimentellen Teilchenphysik auch – indirekte – Obergrenzen, die aus der Kosmologie und Astrophysik stammen. Kosmologische Limits für Neutrinomassen resultieren aus den Auswirkungen der beim Urknall erzeugten Neutrinos auf Modelle für die Entwicklung von großräumigen Strukturen im Universum. Neutrinos aus dem *Big-Bang* (sog. primordiale Neutrinos) erfüllen ähnlich wie die 3K Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung das gesamte Universum: in jedem cm^3 des Universums finden sich heute ~ 110 Neutrinos jeder Art. Damit beträgt das Verhältnis der Anzahl von Neutrinos zur Anzahl an Baryonen (d.h. Protonen und Neutronen) $\sim 10^9 : 1$. Dies verdeutlicht, dass auch kleine Neutrinomassen von wenigen eV von großer Relevanz für die Evolution des Universums sind. Massebehaftete Neutrinos werden in der Kosmologie als sog. (*heiße*) *dunkle Materie* bezeichnet, da sie nicht direkt nachweisbar sind und sich nur über ihre gravitative Wechselwirkung bei der Entstehung und der Evolution von Galaxien, Galaxienhaufen und Superhaufen bemerkbar machen.

Da neben den Neutrinos weitere Materiekomponenten die Evolution des Universum beeinflussen (s. Abb. 1), sind Obergrenzen für Neutrinomassen auf diesem Wege nur schwierig ableitbar und bedürfen zusätzlicher Modellannahmen. Entsprechend den Resultaten neuerer kosmologischer Studien [3] ergibt sich für die

Summe der Neutrinomassen $m(\nu_e) + m(\nu_\mu) + m(\nu_\tau)$ eine konservative Obergrenze in der Größenordnung von $\sim 6\text{-}10$ eV. Unter der Annahme, dass alle drei Neutrinoarten in gleicher Weise hierzu beitragen, entspricht dieser Wert dem aktuellen Limit für $m(\nu_e)$ aus der Teilchenphysik

Abb. 1 zeigt die Rolle von Neutrinos als heiße dunkle Materie im Universum als Funktion ihrer Ruhemasse m_ν (in eV) bzw. ihres Beitrages Ω_ν zur gesamten Materie-Energiedichte Ω im Universum (die in modernen kosmologischen Modellen postulierte kritische Dichte $\Omega = 1$ entspricht einem Universum mit euklidischer Geometrie). Tritium- β -Zerfallsexperimente in Verbindung mit den Resultaten von ν -Oszillationsexperimenten sowie die unabhängigen

Untersuchungen zur Strukturbildung im Universum [3] begrenzen die kosmologische Relevanz von Neutrinos auf $\Omega_\nu < 0.25$ (d.h. Neutrinos beinhalten weniger als 25% der totalen Materie-Energiedichte im Universum). Eine *untere* Grenze für Ω_ν ergibt sich aus den Resultaten von Super-Kamiokande über atmosphärische Neutrinos zu $\Omega_\nu > 3 \times 10^{-3}$ [1]. Der experimentell erlaubte Bereich für Ω_ν umfasst damit zwei Größenordnungen. Die Untersuchung der ungeklärten kosmologischen Relevanz von Neutrinos ist die zentrale Motivation des geplanten neuen großen Tritium- β -Zerfallsexperimentes, das in Kap. 4 vorgestellt wird, mit dem Neutrinomassen bis hinab zu $m_\nu = 0.3$ eV (entsprechend einem $\Omega_\nu = 0.025$) nachgewiesen werden können.

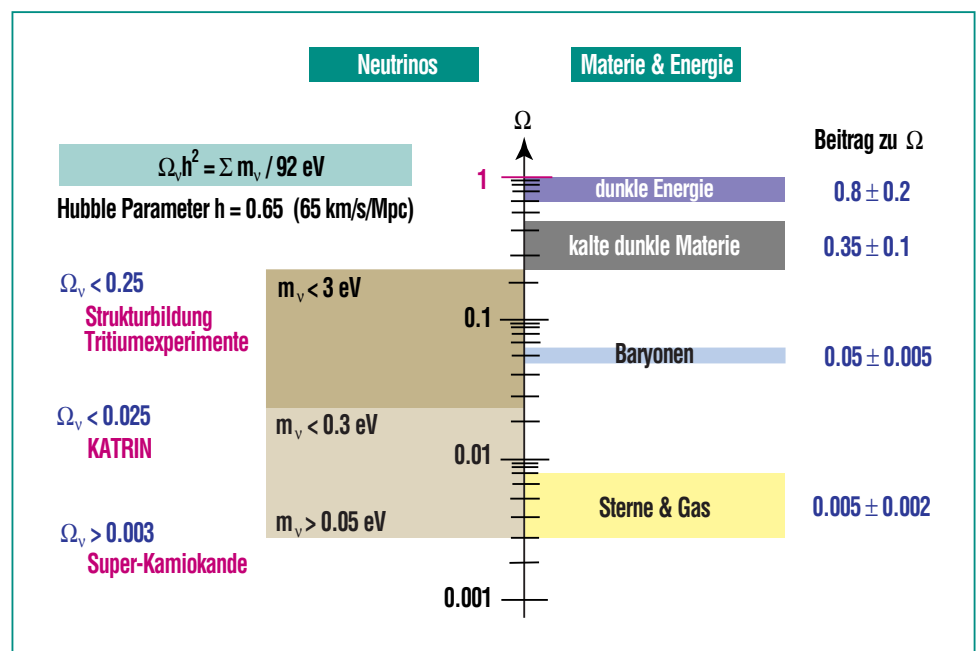


Abb. 1: Der Beitrag Ω_ν von massebehafteten ν 's aus dem Urknall zur gesamten Materie- und Energiedichte Ω im Universum. KATRIN wird eine Verbesserung der Sensitivität um eine Größenordnung auf $m_\nu = 0.3$ eV (bzw. $\Omega_\nu = 0.025$) ermöglichen.

Tritium- β -Zerfall und Neutrinomasse

Bereits kurz nach der Postulierung des Neutrinos durch W. Pauli wurde 1934 von E. Fermi die grundlegende Theorie des radioaktiven Kern- β -Zerfalls formuliert. Entsprechend Fermi's Theorie teilt sich die Übergangsenergie E_0 eines β -Zerfalles ${}^A_Z \rightarrow {}^A(Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$ eines Kernes mit Massenzahl A und Kernladungszahl Z auf das Elektron und das Antineutrino auf (auf der Nukleonenskala handelt es sich hierbei um den Zerfall eines Neutrons in ein Proton und ein Elektron-(Anti-)Neutrino: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Da sich das Neutrino aus dem β -Zerfall aufgrund seiner extrem kleinen Wechselwirkungsrate nicht nachweisen lässt, kann zur Spektroskopie des

β -Zerfalls nur das Elektron herangezogen werden. Abb. 2a) zeigt exemplarisch das mit der Fermi-Theorie berechnete Energiespektrum von Elektronen aus dem β -Zerfall des Wasserstoff-Isotopes Tritium (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$). Das kontinuierliche Spektrum der Elektron-Energien reicht von Null bis hin zur Maximalenergie $E_0 = 18.6 \text{ keV}$. Unter der Annahme einer verschwindenden Neutrinomasse nähert sich der hochenergetische Teil des Energiespektrums parabelförmig der Maximalenergie E_0 , d.h. die Zählrate am Endpunkt skaliert mit $(E_0 - E)^2$. Schon Fermi erkannte, dass dieser spektrale Verlauf durch eine endliche Elektronneutrino-Ruhemasse $m(\nu_e)$ modifiziert wird. Am Endpunkt nähert sich das Spektrum unter Berücksichtigung von $m(\nu_e)$ proportional

zu einem Faktor $(E_0 - E) \times [(E_0 - E)^2 - m(\nu_e)^2]^{1/2}$. Damit ist die eigentliche experimentelle Messgröße im β -Spektrum nicht $m(\nu_e)$, sondern das Massenquadrat $m(\nu_e)^2$. Die Auswirkungen von $m(\nu_e)^2$ in der Nähe des β -Endpunktes sind in Abb. 2b) graphisch dargestellt. Man erkennt zwei wesentliche Änderungen:

- das Spektrum der Elektronen reicht nur bis zu einer Maximalenergie $E_0 - m(\nu_e)$
- die Zählrate an Elektronen unterhalb von $E_0 - m(\nu_e)$ ist im Vergleich zur Messkurve für masselose Neutrinos *reduziert*.

Die Signatur eines massebehafteten Neutrinos im β -Zerfall erstreckt sich daher nicht nur auf den Bereich zwischen $E_0 - m(\nu_e)$ und E_0 . Die vom Endpunkt aus zu kleineren Energien mit $(E_0 - E)^2$ stark ansteigende Zählrate an Elektronen verringert jedoch rasch die statistische Signifikanz der durch $m(\nu_e)$ hervorgerufenen spektralen Modifikation. Zur Datenanalyse wird daher nur ein enger, heute typischerweise weniger als 100 eV breiter Bereich um die Maximalenergie E_0 herangezogen. Dies bedeutet, dass die überwiegende Zahl aller β -Zerfälle für eine Aussage über $m(\nu_e)$ ohne Bedeutung ist. Als Zahlenbeispiel sei erwähnt, dass auf die letzten 20 eV des β -Spektrums von Tritium nur ein Anteil von etwa 10^{-9} der Gesamtintensität entfällt.

Da der Anteil von β -Zerfällen in einem engen Intervall unterhalb E_0 proportional ist zu einem Faktor $(1/E_0)^3$, arbeitet man bevorzugt mit Kern- β -Emittern mit klei-

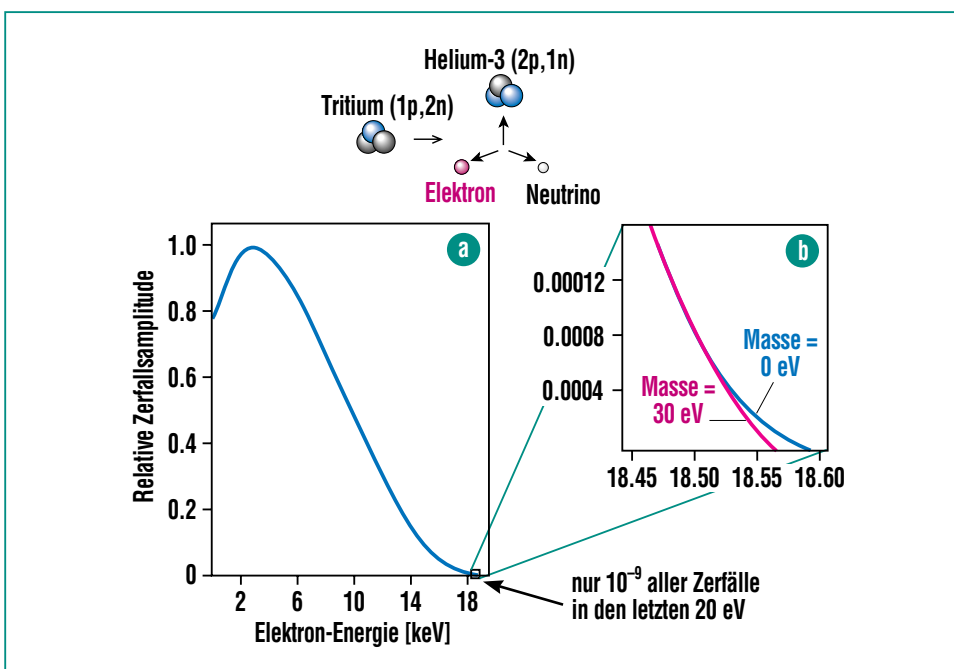


Abb. 2: Beim β -Zerfall von Tritium teilen sich das Elektron sowie das (nicht nachweisbare) Neutrino die Übergangsenergie $E_0 = 18.6 \text{ keV}$ auf: a) kontinuierliches Energiespektrum der Elektronen; b) von der ν -Masse abhängiges e^- -Energiespektrum nahe an E_0 .

ner Übergangsenergie E_0 . Ein idealer Kern zur Suche nach Effekten der Neutrinomasse ist daher Tritium, das mit $E_0=18.6$ keV die zweitkleinste Übergangsenergie aller β -aktiven Isotope aufweist. Aufgrund seiner kleinen Übergangsenergie besitzt Tritium eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 12.3$ Jahren, die jedoch noch ausreichend kurz ist für eine hohe Zerfallsrate und gute Zählstatistik. Darüber hinaus besitzt Tritium weitere Vorteile als β -Emitter:

- von kernphysikalischer Seite ist hervorzuheben, dass der β -Zerfall von Tritium zu ${}^3\text{He}$ ein „erlaubter“ Übergang ist, bei dem sich Spin und Parität des Kerns nicht ändern.
- unter atomphysikalischen Gesichtspunkten ist anzumerken, dass Tritium und sein Tochterkern (das ${}^3\text{He}^+$ -Ion) eine einfache Elektronenschalenkonfiguration aufweisen, so dass die atomaren Korrekturen für das auslaufende β -Zerfallselektron einfach zu berechnen sind. In analoger Weise kann auch die Wechselwirkung des Elektrons über inelastische Stöße innerhalb der Tritiumquelle zuverlässig bestimmt werden.

Neben dem einfachen β -Zerfall kann auch der sog. doppelte β -Zerfall [4] zur Bestimmung der Neutrinomasse herangezogen werden. Vergleicht man die beiden unterschiedlichen Ansätze, ist festzuhalten, dass im Falle der β -Spektroskopie von Tritium die Größe von $m(\nu_e)$ ausschließlich durch die Untersuchung der *Kinetik* der Reaktion bestimmt

wird. Die zum Tritium- β -Zerfall komplementäre Suche nach dem neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$) liefert wichtige unabhängige Resultate über Neutrinomassen, bedarf aber zusätzlicher Annahmen über den fundamentalen Mechanismus der Generierung der Neutrinomassen. Da es heute noch kein allgemein akzeptiertes theoretisches Modell für die Erzeugung von Neutrinomassen (bzw. der Massen aller Elementarteilchen) gibt, ist es wichtig, die absolute Größe der Neutrinomasse durch den Tritium- β -Zerfall in einer *direkten* und *modellunabhängigen* Weise zu bestimmen.

Bisherige Tritiumexperimente

Die fast idealen Eigenschaften von Tritium als β -Emitter sind der ausschlaggebende Grund dafür, dass seit vielen Jahren sehr intensiv nach Effekten der Neutrinomasse im Tritium- β -Zerfall gesucht wird [5]. Mitte der achtziger Jahre sorgte das russische ITEP-Experiment zunächst für große Schlagzeilen: die experimentellen Daten schienen auf ein $m(\nu_e)$ im Bereich von 17-40 eV hinzuweisen, was weitreichende Auswirkungen auf die Evolution von großräumigen Strukturen im Uni-

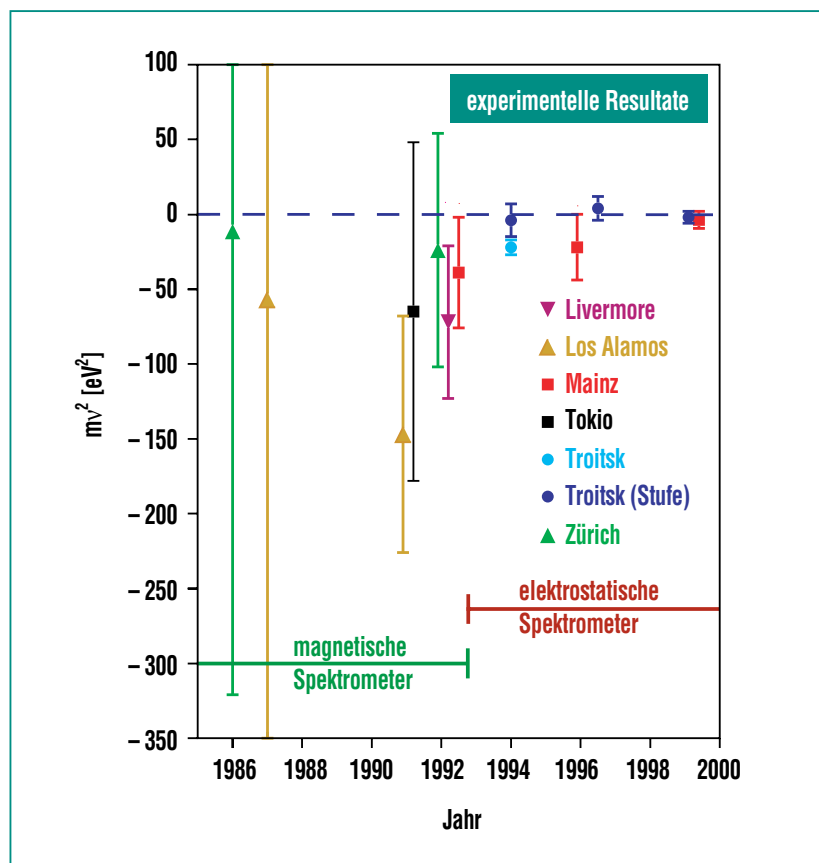


Abb. 3: Experimentelle Resultate von Tritium- β -Zerfallsexperimenten aus den letzten 15 Jahren verdeutlichen den Fortschritt durch den Übergang von magnetischen zu elektrostatischen Spektrometern.

versum zur Folge gehabt hätte. Kurze Zeit später wurden diese Ergebnisse allerdings durch vergleichbare Experimente in Zürich und in Los Alamos widerlegt. Weitere Experimente in Tokio sowie am Lawrence-Livermore-Labor in den USA fanden ebenfalls keinen Hinweis auf eine endlichen Neutrinomasse (eine Übersicht dieser experimentellen Resultate findet sich in Abb. 3). Jedes dieser „frühen“ Experimente benutzte zur Führung der Elektro-

nen sowie zur Messung des Elektronenimpulses ein Magnetspektrometer mit toroidalem Feld. Da dieser Spektrometertyp nur einen eng begrenzten Raumwinkel zulässt, in dem Elektronenimpulse analysiert werden können, blieb die Statistik dieser Experimente limitiert. Darüber hinaus sind die mit derartigen Spektrometern erzielbaren Impulsaufösungen nur moderat und begrenzen ebenfalls die Sensitivität für $m(\nu_e)$.

Elektrostatische Spektrometer

Anfang der neunziger Jahre wurde in Troitsk [6] sowie unabhängig davon auch in Mainz [7] ein neuer Spektrometertyp mit verbesserten Auflösungseigenschaften und größerer Raumwinkelakzeptanz entwickelt: die sog. *elektrostatischen* Spektrometer mit magnetischer adiabatischer Kollimation (wesentliche Eigenschaften dieses Spektrometertyps sind Abb. 4 dargestellt). Das magnetische Führungsfeld wird von zwei supraleitenden Solenoiden erzeugt, so dass die β -Zerfallselektronen, die von der Tritiumquelle in Vorwärtsrichtung emittiert werden, entlang der Magnetfeldlinien zum Spektrometer geführt werden. Mit dieser Anordnung erreicht man bei guter Auflösung einen sehr hohen Akzeptanzfaktor von nahezu 2π .

Auf ihrem Flugweg führen die Elektronen eine Zyklotronbewegung um die magnetischen Feldlinien aus. Die Elektronenbahnen und -impulse werden dabei wesentlich durch den magnetischen Feldgradienten zwischen Quelle und Spektrometer beeinflusst. Der Feldgradient wird so ausgelegt, dass die magnetische Feldstärke zwischen Quelle und Spektrometer von einem Maximalwert B_{\max} (einige Tesla) um 4-5 Größenordnungen bis auf einen Minimalwert B_{\min} (einige Gauß) in der Mittelebene des Spektrometers abfällt. Durch diesen Feldgradienten wird die transversale Zyklotronenergie E_{\perp} in Longitudinalenergie E_{\parallel} transferiert. Dies ist exemplarisch in Fig. 4b dargestellt für Elektronen, die in der Quelle mit einem großen Start-

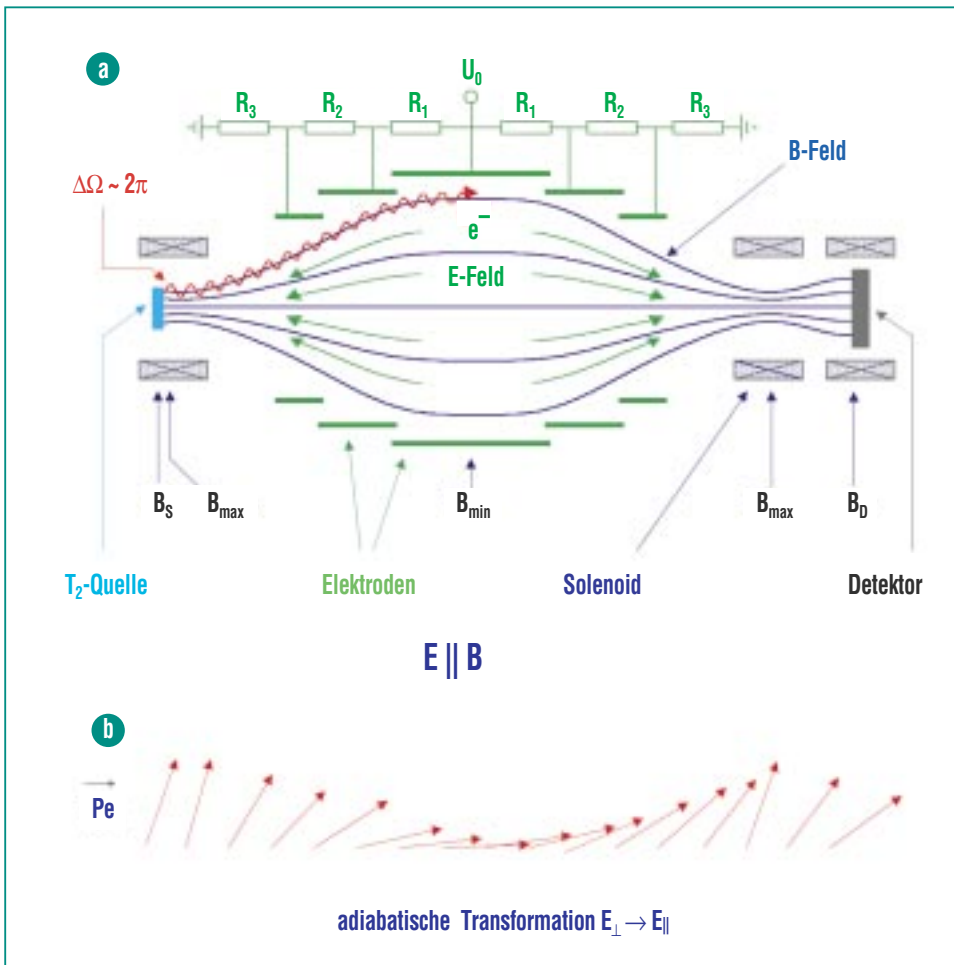


Abb. 4: Prinzip eines elektrostatischen Spektrometers: a) adiabatische Führung der β -Zerfallselektronen entlang der Magnetfeldlinien von der Quelle (B_s) über die Analysierebene (B_{\min}) zum Detektor (B_D). Ein variables elektrisches Gegenfeld U_0 lässt nur Elektronen mit Energie $E > e \cdot U_0$ passieren; b) Transformation des Elektronen-Impulses p_e im inhomogenen Feld.

winkel emittiert werden und einen entsprechend großen Transversalimpuls p_{\perp} aufweisen. Da das magnetische Moment μ ($\mu = E_{\perp}/B = \text{konstant}$) des Elektrons eine Erhaltungsgröße ist, weist der Elektronen-Impuls p_{\parallel} in der Spektrometernitte bei B_{\min} praktisch ausschließlich in longitudinale Richtung. Die von der Quelle isotrop emittierten β -Zerfallselektronen werden in einen breiten, nahezu parallelen Elektronenstrahl mit verschwindend kleiner Transversalenergie E_{\perp} transformiert. Es ist wichtig, dass diese Transformation *adiabatisch* erfolgt, so dass das magnetische Moment μ konstant bleibt. Diese Adiabasie-Forderung ist erfüllt, sofern die relative Änderung $\Delta B/B$ des Magnetfeldes während einer Zyklotronumdrehung des Elektrons hinreichend klein ist.

Die Energie der β -Elektronen wird bestimmt, in dem der in der Mitte des Spektrometers ankommende parallele Elektronenstrahl von einem elektrostatischen Gegenpotential retardiert wird (s. Fig. 4a). Nur diejenigen Elektronen, deren Longitudinalenergie E_{\parallel} größer als das Gegenpotential $e \cdot U_0$ ist, werden transmittiert (daher ist es wichtig, dass die verbleibende Transversalenergie E_{\perp} , die nicht analysiert wird, besonders klein ist). Elektronen mit geringerer Energie werden reflektiert und von den Spektrometerränden absorbiert. Die Mittelebene des Spektrometers wird daher auch als *Analysierebene* bezeichnet. Die transmittierten Elektronen werden durch die Rücknahme des Gegenpotentials

wieder beschleunigt und nach ihrer Re-Fokussierung (Ansteigen der Magnetfeldstärke) in einem Detektor nachgewiesen. Ein elektrostatisches Spektrometer arbeitet daher als integrierendes Hochpassfilter ($E_{\parallel} > e \cdot U_0$). Ein β -Spektrum wird somit durch schrittweise Änderung des Gegenpotentials $e \cdot U_0$ in einem integrierenden Modus gemessen. Die relative Energieauflösung $\Delta E/E$ (d.h. die Schärfe des Filters) wird dabei festgelegt durch das Verhältnis B_{\min}/B_{\max} der magnetischen Feldstärke B_{\min} in der Analysierebene des Spektrometers zu der maximalen Feldstärke B_{\max} (s. Abb. 4). Bisher konnten $\Delta E/E$ -Werte von $\sim 10^{-4}$ erreicht werden, die um ca. eine Größenordnung besser sind als die entsprechenden Werte der älteren Magnetspektrometer.

Experimente in Mainz und Troitsk

Aus diesen Gründen werden seit Anfang der neunziger Jahre bevorzugt elektrostatische Spektrometer zur Energieanalyse eingesetzt. Derzeit werden zwei Experimente mit diesem sog. MAC-E-Filtertyp (Magnetic Adiabatic Collimation by an Electrostatic Filter) durchgeführt: zum einen das seit Anfang 1994 Daten nehmende russische Experiment in Troitsk [6], zum anderen das seit 1992 an der Universität Mainz betriebene Experiment [7]. Beide Experimente verwenden elektrostatische MAC-E-Filter mit ähnlichen Dimensionen: der Durchmesser und die Länge des Spektrometers in Troitsk (Mainz) beträgt 1.5m (1m) und 7m (4m). Die Experimente unterscheiden sich jedoch grundlegend hinsichtlich der

eingesetzten molekularen Tritiumquellen.

Das Troitsk-Experiment benutzt eine *gasförmige* Tritiumquelle, die auf dem adiabatischen Transport von Elektronen in einem starken longitudinalen Magnetfeld basiert. Mit dieser Konfiguration hat das Troitsk Experiment in einem sechsjährigen Zeitraum ~ 200 Tage Daten genommen. Alle bisherigen Daten des Troitsker Experimentes sind mit einer Neutrinomasse von Null verträglich. Als Resultat der Messungen bis 1999 ergibt sich ein aktueller Wert von $m(\nu_e)^2 = (-1.0 \pm 3.0_{\text{stat.}} \pm 2.5_{\text{syst.}}) \text{ eV}^2$, entsprechend einer oberen Grenze von $m(\nu_e) < 2.5 \text{ eV}$. Beim Mainzer Experiment kommt eine feste Tritiumquelle zum Einsatz, die als dünner Film auf ein Graphit-Substrat schock kondensiert wird. Die neuen Mainzer Ergebnisse [9] basieren auf Messungen von 1998-99 und ergeben ein $m(\nu_e)^2 = (-1.6 \pm 2.5_{\text{stat.}} \pm 2.1_{\text{syst.}}) \text{ eV}^2$. Dieses ebenfalls mit Null verträgliche Resultat ergibt eine obere Grenze von $m(\nu_e) < 2.2 \text{ eV}$.

Die in Abb. 3 gezeigte Übersicht der experimentellen Ergebnisse der letzten 15 Jahren verdeutlicht die erzielten Fortschritte in der Messgenauigkeit und belegt, dass das Mitte der achtziger bis Mitte der neunziger Jahre bestehende Problem der *negativen Massenquadrate* $m(\nu_e)^2$ bei Tritium- β -Zerfallsexperimenten durch eingehende Untersuchungen der systematischen Effekte eliminiert werden konnte.

Das KATRIN-Projekt

Die derzeit führenden Tritiumexperimente in Mainz und Troitsk haben die Grenze ihrer Sensitivität nahezu erreicht. Es ist absehbar, dass zukünftige Messungen die Sensitivitäten nur marginal auf $m(\nu_e) \sim 2$ eV verbessern werden. Dies bedeutet, dass die *kosmologisch besonders interessante sub-eV Massenskala* der Neutrinos nur im Rahmen eines neuen Tritium- β -Zerfallsexperimentes mit einer wesentlich verbesserten Sensitivität untersucht werden kann. Im Folgenden wird eine Projektstudie für ein derartiges Tritiumexperiment beschrieben, mit dem die experimentelle Sensitivität um eine Größenordnung auf $m(\nu_e) = 0.3$ eV verbessert werden kann. Die hier vorgestellte Studie basiert auf gemeinsamen Arbeiten von Gruppen am Forschungszentrum und der Universität Karlsruhe (IK, TLK, ITP und IEKP), der Universität Mainz

und FH Fulda, sowie den internationalen Partnern in Troitsk (Russland), Prag (Tschechische Republik) und Seattle (USA).

Experimentelle Übersicht

Das Forschungszentrum Karlsruhe und seine umfangreiche wissenschaftlich-technische Infrastruktur ist ein idealer Standort des geplanten Tritium-Experimentes. Insbesondere verfügt das FZK mit dem Tritium Labor Karlsruhe (TLK) [10] über das europaweit einzige Laboratorium, das die hohen Anforderungen hinsichtlich der Handhabung des einige 10^2 Ci umfassenden Tritiuminventars des geplanten Experimentes erfüllt. Entsprechend den Plänen, das Experiment auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe aufzubauen und zu betreiben, wird als Projektname Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) vorgeschlagen.

Eine schematische Gesamtansicht des geplanten Experimenten-

tes ist in Abb. 5 dargestellt. Die experimentelle Anordnung kann in vier Hauptgruppen eingruppiert werden, basierend auf:

- den beiden molekularen Tritiumquellen, bestehend aus einer gasförmigen Quelle (WGTS, *windowless gaseous tritium source*) sowie einer gefrorenen festen Quelle (QCTS, *quench condensed tritium source*)
- dem Elektrontransport- und Tritiumeliminierungssystem, bestehend aus der differentiellen Pumpstrecke sowie dem Kryofallenbereich.
- den beiden elektrostatischen Spektrometern (Vor- und Hauptspektrometer).
- dem Halbleiterdetektor bzw. Bolometer zum Elektronennachweis

Ein linearer Aufbau des Experimentes würde – wie in Abb. 5 gezeigt – zu einer Gesamtlänge von

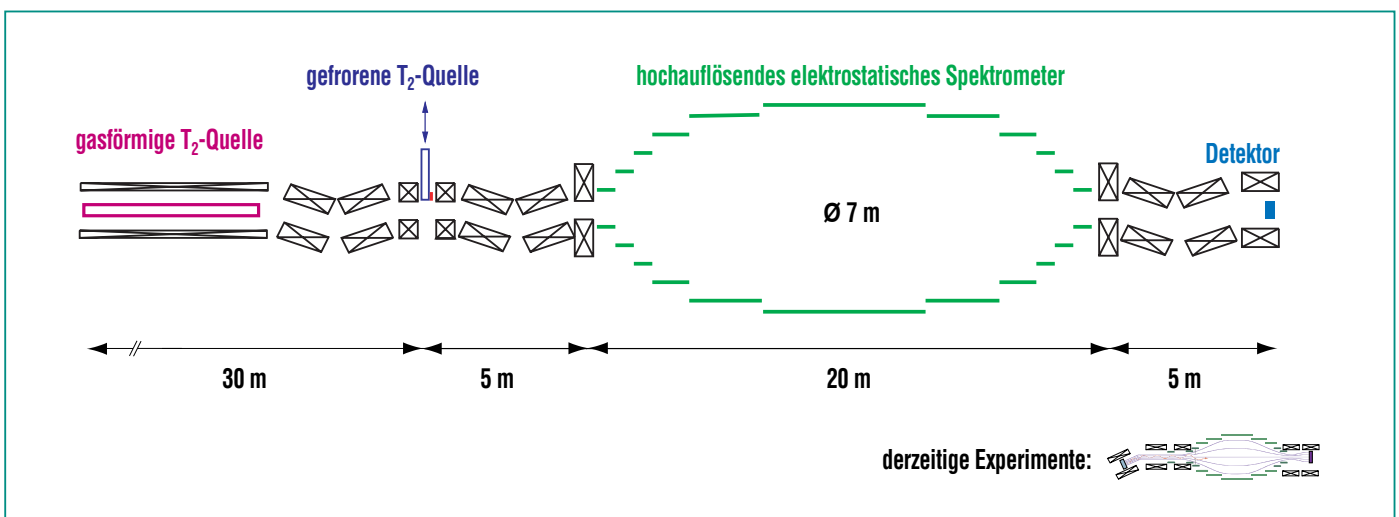


Abb. 5: Schematische Ansicht des geplanten Tritium- β -Zerfallsexperimentes KATRIN in linearer Anordnung. Die Hauptkomponenten des Systems umfassen eine gasförmige T_2 -Quelle sowie eine gefrorene T_2 -Quelle. Elektronen aus beiden Quellen werden in einem großen hochauflösenden elektrostatischen Spektrometer analysiert.

~60m führen. Obwohl ein derartiger Aufbau die optimale Konfiguration im Hinblick auf minimale magnetische Streufelder in der Analysierebene darstellt, lässt sich diese Konfiguration nicht in einer existierenden Halle auf dem Gelände des FZK realisieren. Eine alternative U-förmig angeordnete Anordnung, die in Abb. 6 schematisch dargestellt ist, könnte in einer existierenden Halle mit den Dimensionen von 36.7m × 28.5m aufgebaut werden. Die einzelnen Komponenten der in Abb. 6 gezeigten Anordnung sind gegeneinander gekippt, um das Entstehen von magnetischen Fallen für die β -Zerfallselektronen zu verhindern. Ein Einschluss von β -Teilchen in Fallen würde aufgrund von Elektron-Wechselwirkungen mit dem Restgas und den Wänden zu einer deutlichen Erhöhung des Untergrundes führen und muss daher vermieden werden.

Die gasförmige Quelle WGTS

Die WGTS ist das eigentliche „Arbeitspferd“ des KATRIN Experimentes, da sie es erlaubt, das Tritiumspektrum mit der höchstmöglichen Energieauflösung zu untersuchen und eine maximale Luminosität für β -Zerfallselektronen bereitstellt. Das WGTS-Design sieht ein 10 m langes Rohr mit $\varnothing=70\text{mm}$ vor, in das über eine mittig angebrachte Kapillare molekulares Tritiumgas unter einem Druck von $\sim 4 \times 10^{-3}$ mbar eingelassen wird. Das T_2 -Gas diffundiert bei einer Arbeitstemperatur von $\sim 30\text{K}$ zu den beiden Stirnflächen des Rohres, wodurch ein linearer Druckabfall entlang des

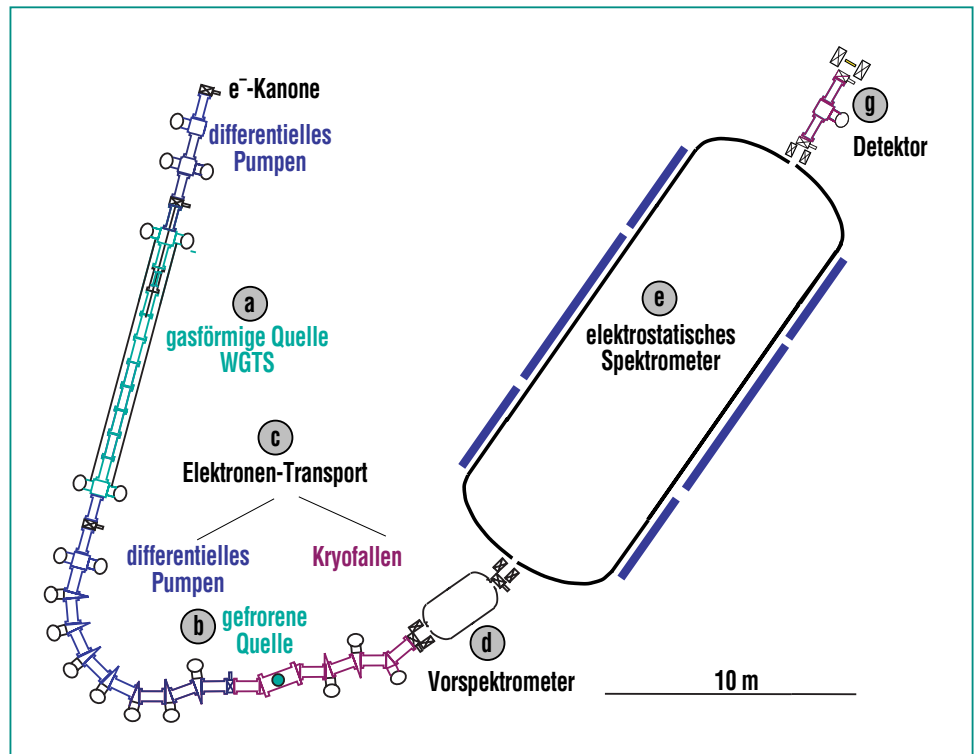


Abb. 6: Alternative U-förmige Anordnung des Experimentes mit den Komponenten: (a) gasförmige T_2 -Quelle WGTS; (b) gefrorene T_2 -Quelle QCTS; (c) Elektrontransport mit differentieller Pumpstrecke und Kryofallenbereich; (d) Vorspektrometer; (e) Hauptspektrometer und (g) Detektor.

Tritiumrohres entsteht. Zur Vermeidung von Zählratenschwankungen muss das Tritiumgas dabei auf $\pm 0.2\text{K}$ temperaturstabilisiert werden. Die gewählte mittlere Dichte des Tritiumgases ist ein Kompromiss zwischen den konträren Forderungen nach hoher β -Zerfallszählrate und kleiner Rate an inelastischen Streuungen der Elektronen innerhalb der Quelle (diese führen zu Energieverlusten und damit zu unerwünschten spektralen Verformungen in der Nähe des Endpunkts). Die WGTS-Quelle von KATRIN ist in dieser Hinsicht optimiert: obwohl sie eine um eine zwei Größenordnungen höhere Luminosität als die Troitsker Quelle aufweist, verlassen $\sim 70\%$

der β -Zerfallselektronen die Quelle ohne Wechselwirkung. Die Tritiumversorgung erfolgt nach den derzeitigen Planungen durch ein System aus vier unterirdischen doppelwandigen Transferleitungen einer Länge von 150m zwischen der WGTS und dem TLK. Das TLK hat hierzu ein Verfahren ausgearbeitet, das die Versorgung mit Tritium einer Reinheit von $>99.5\%$ sicherstellt.

Die β -Zerfallselektronen werden adiabatisch durch ein modulares System aus zehn supraleitenden Solenoiden ($B = 6\text{T}$) zu den Stirnflächen des Tritiumrohres und zum anschließenden Elektronentransportsystem geführt.

Elektronentransport

Im Elektronentransportsystem werden die β -Zerfallselektronen von der WGTS zum Spektrometer geführt. Darüberhinaus werden dort alle Tritiummoleküle, die auf das Spektrometer gerichtet sind, über aktive und passive Elemente eliminiert (das Spektrometer muss aus Sicherheitsgründen und zur Vermeidung von Untergrundprozessen frei von Tritium gehalten werden). Der erste Teil des Transportsystems besteht aus der sog. differentiellen Pumpstrecke mit 13 Transport- und Pumpelementen. Die um 20° gegeneinander gekippten 1m langen Transportelemente mit ihren angeschlossenen Turbomolekularpumpen reduzieren die Tritiumintensität um einen Faktor 10^9 . Im anschließenden Kryofallenbereich werden alle verbleibenden T_2 -Moleküle passiv auf flüssig-He kalten Oberflächen gebunden. Die bisherigen Planungen sehen vor, auch die nachfolgend beschriebene QCTS-Quelle in den Kryofallenbereich zu integrieren.

Die gefrorene QCTS-Quelle

Die zweite Quelle des Experimentes, die Festkörper-QCTS, ermöglicht Tritiummessungen mit vollständig unterschiedlicher Systematik. Das Design der in einem Mischkryostaten untergebrachten QCTS (s. Abb. 7) folgt in wesentlichen Zügen dem Quellkonzept des Mainzer Experimentes. Die Temperatur des gefrorenen Films muss bei 1.6 K gehalten werden, um Rauigkeitsübergänge und Oberflächendiffusionsprozesse zu vermeiden. Die

QCTS von KATRIN erlaubt die Aufnahme von Daten mit einer Energieauflösung von ~ 3 eV und besitzt eine um einen Faktor 35 höhere Zählrate als die derzeitige Mainzer Quelle. Ihre Lebensdauer wird begrenzt durch die Rate an Tritiumverlusten durch den Rückstoß von ^3He -Kernen als Folge der β -Aktivität und sollte in der Größenordnung von mindestens 200-300 Tagen liegen.

Der alternierende Messbetrieb mit einer gasförmigen und einer

festen Tritiumquelle ermöglicht es, dass mit den WGTS- und den QCTS-Daten unabhängige Resultate erzielt werden können. Die QCTS-Messungen eröffnen darüber hinaus auch die Möglichkeit, das Experiment in einem *differentiellen* Modus zu betreiben. Im Rahmen dieses sog. *Time-Of-Flight* Modus (MAC-E-TOF) [11] geht über eine Messung der Elektronenflugzeit von Quelle zum Detektor ein zusätzlicher Parameter in die Analyse ein, der eine weitere Reduzierung möglicher

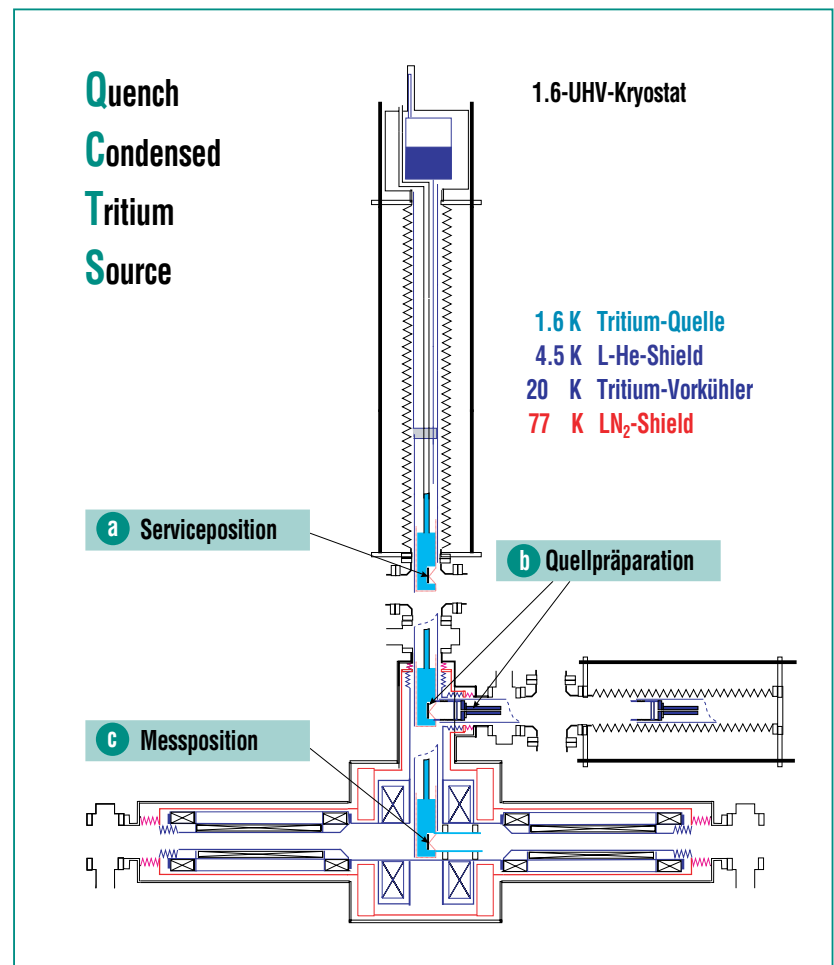


Abb. 7: Ansicht der gefrorenen T_2 -Quelle QCTS mit einem 1.8 K-Kryostaten. Gezeigt sind die drei vorgesehenen Positionen der QCTS: a) Messposition; b) Quellpräparation; c) Montage- und Service-Position.

systematischer Fehler bei den Messungen erlaubt. Trotz ihrer im Vergleich zur WGTS geringeren Luminosität und Energieauflösung bildet die QCTS damit eine wichtige Komponente des Gesamtsystems.

Elektrostatisches Spektrometer

Die Elektronen aus den beiden Tritiumquellen werden durch ein System aus zwei elektrostatischen Spektrometern analysiert (s. Abb. 8). Zunächst erreichen die Elektronen ein sog. Vorspektrometer, das in seinen Dimensionen den existierenden Spektrometern in Mainz und Troitsk entspricht. Seine Hauptaufgabe liegt in der Unterdrückung von niederenergetischen Elektronen im Energiebereich $E < 18$ keV. Dieser niederenergetische Bereich ist für die Untersuchung der Neutrinomasse uninteressant, obwohl er das Spektrum hinsichtlich der Gesamtzählrate um viele

Größenordnungen dominiert (vgl. Abb. 1). Um zu verhindern, dass diese niederenergetischen Elektronen ins Spektrometer gelangen und dort durch Wechselwirkungen mit dem Restgas oder den Spektrometerwänden Untergrund erzeugen können, wird im Vorspektrometer eine feste, vom Hauptspektrometer unabhängige Gegenspannung von 18 keV angelegt. Mit einer „moderaten“ relativen Energieauflösung von $E/\Delta E \approx 200$ wird der hochenergetische Teil des Spektrums am Endpunkt bei 18.6 keV durch das Vorspektrometer nicht modifiziert.

Das Herzstück des geplanten KATRIN-Experimentes ist das hochauflösende große elektrostatische Spektrometer mit einem Durchmesser von 7m und einer Gesamtlänge von 20m. Es wird – in Verbindung mit der WGTS – eine Messung des Tritiumendpunktes mit einer bisher nicht erreichten Auflösung von $\Delta E = 1$ eV ermöglichen. Die

Randbedingung einer angestrebten Untergrundrate von 10^{-2} Ereignissen pro Sekunde (hervorgerufen u.a. durch Elektron-Wechselwirkungen mit dem Restgas im Spektrometer) erfordert das Einhalten von stringenten UHV-Vakuumbedingungen im Spektrometertank mit einem Enddruck $p \leq 10^{-11}$ mbar. Unter Berücksichtigung der Tankdimensionen mit einer inneren Oberfläche von ~ 1000 m² (einschließlich des Elektrodensystems) stellt dies eine technologische Herausforderung hinsichtlich der maximalen Ausgasrate der Spektrometerwände sowie der erforderlichen Pumpleistung dar. Im Rahmen der Projektstudie wurde daher in Zusammenarbeit mit einem industriellen Partner zunächst die technische Realisierbarkeit eines derartigen UHV-Tankes untersucht.

Nachdem im Rahmen dieser Kooperation die prinzipielle technische Machbarkeit des UHV-

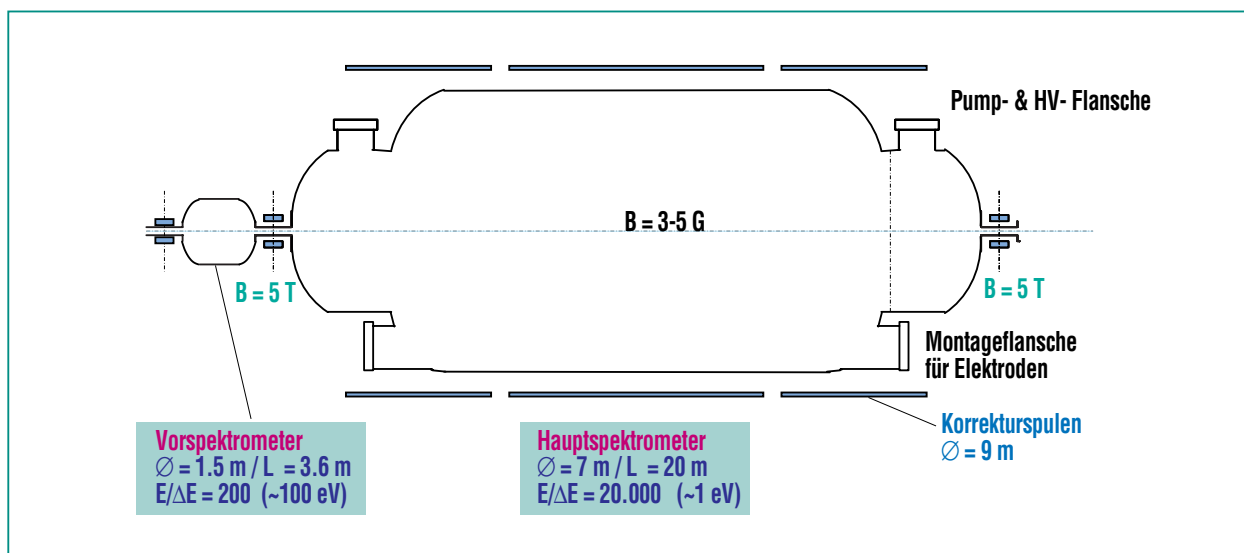


Abb. 8 : Das Spektrometersystem bestehend aus einem Vorspektrometer mittlerer Energieauflösung $E/\Delta E = 200$ sowie einem hochauflösenden großen Spektrometer mit $E/\Delta E = 20000$ ($\varnothing = 7$ m und $l = 20$ m).

Tanks gezeigt werden konnte, wird zur Zeit intensiv am magnetischen und elektrostatischen Design des Spektrometers gearbeitet. Untersucht werden dabei vor allem unterschiedliche Konfigurationen des zylinderförmigen Elektrodensystems zur Erzeugung der retardierenden Gegenspannung. Das Ziel ist es, eine mechanisch möglichst einfach zu realisierende Anordnung zu finden, die die stringenten Anforderungen an die magnetische Führung und elektrostatische Retardierung der β -Elektronen optimal erfüllt.

Detektor

Die durch das Spektrometer transmittierten Elektronen werden durch ein magnetisches Transportsystem zum Detektor geführt (s. Abb. 6), der sich in einem supraleitenden Solenoiden befindet. Die Anforderungen an den Detektor zum Nachweis der wieder auf 18.6 keV beschleunigten Elektronen sind vielfältig: a) hohe Effizienz beim Elektronennachweis; b) gute Energieauflösung zur effektiven Untergrundunterdrückung [Anmerkung: die Energiemessung im Detektor wird *nicht* zur β -Spektroskopie herangezogen, die eigentliche Messung der β -Elektronen-Energie erfolgt in der Analysierebene des Spektrometers]; c) gute Ortsauflösung zur Ausmessung des radialen Quellprofils und d) gute Zeitauflösung $\Delta T < 100$ ns für Messungen im TOF-Modus. Darüber hinaus muss der Detektor bei niedrigen Temperaturen in einem hohen Magnetfeld ($B = 3T$) betrieben werden können. Zwei unterschiedliche Detektorkon-

zepte haben sich als besonders aussichtsreich erwiesen: zum einen ein dünner, segmentierter Halbleiterdetektor auf Si-Basis (ein sog. *silicon-pad* Detektor mit einer Einzelementgröße von 3×3 mm²) sowie zum anderen ein Bolometer, das als sog. „thermischer“ Detektor mit einer Betriebstemperatur von 100 mK eine technisch wesentlich größere Herausforderung darstellt, dafür aber über eine wesentlich bessere Energieauflösung als ein Si-Detektor verfügt. Im Rahmen von F&E-Studien werden die beiden alternativen Konzepte weiter verfolgt.

Sensitivität auf die Neutrinomasse

Der oben beschriebene Aufbau von KATRIN ist hinsichtlich seiner Sensitivität auf die Neutrinomas-

se in den wesentlichen Grundzügen (d.h. der Energieauflösung und Luminosität sowie der Untergrundunterdrückung) optimiert [12]. Das Signal eines massebehafteten Elektronenneutrinos mit $m(\nu_e) = 2$ eV ist in Abb. 9 für eine sechsmonatige Messzeit mit KATRIN im Vergleich zu einem unmodifizierten β -Spektrum für $m(\nu_e) = 0$ eV dargestellt. Die Spektren verdeutlichen die sehr gute Energieauflösung des Spektrometers sowie die außerordentlich hohe Luminosität der WGTS.

In Abb. 10 ist schließlich die Sensitivität von KATRIN für die Elektronenneutrinomasse als Funktion des Analyseintervalls unterhalb des Endpunktes E_0 für eine Messzeit von drei Messjahren gezeigt. Unter der Annahme einer mit Null identischen Neutrinomasse erhält man nach drei Jah-

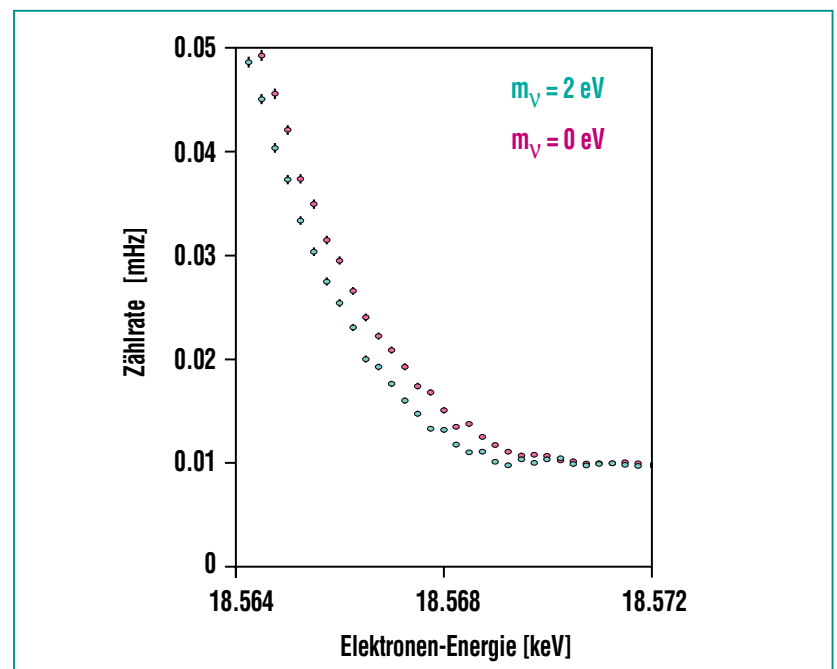


Abb. 9: Simuliertes β -Zerfallsspektrum am Endpunkt für masselose Neutrinos ($m_\nu = 0$ eV) sowie für eine Neutrinomasse von 2 eV (die Statistik entspricht einer Messzeit von 6 Monaten mit KATRIN).

ren Messzeit einen 1σ Fehler für die eigentliche experimentelle Messgröße des Massenquadrates von $\Delta m(\nu_e)^2 = 0.08 \text{ eV}^2$ (linke Achse).

Dies entspricht einer Obergrenze für die Neutrinomasse $m(\nu_e)$ (rechte Achse) von

$$m(\nu_e) < 0.35 \text{ eV}$$

Damit wird die derzeitige experimentelle Sensitivität um nahezu eine Größenordnung verbessert. Es ist ersichtlich, dass KATRIN mit einer derartigen Sensitivität ein sehr großes Potenzial für den Nachweis einer Neutrinomasse im sub-eV-Bereich hat. Dies wird es erstmals ermöglichen, in eine absolute Neutrinomassenskala vorzustoßen, die von großem kosmologischen Interesse ist. Entsprechend der in Abb. 2 ge-

zeigten Ω -Skala wird durch KATRIN ein sehr großer Parameterbereich von Ω_ν bis hin zu einem unteren Grenzwert $\Omega_\nu = 0.025$ abgedeckt (unterhalb dieses Wertes spielen Neutrinos nur noch eine untergeordnete Rolle in der Kosmologie).

Ist es möglich, die Sensitivität von KATRIN wesentlich zu verbessern? Zur Beantwortung dieser abschließenden Frage muss man sich vergegenwärtigen, dass die Dimensionen des Spektrometers größenordnungsmäßig mit dem Faktor $m(\nu_e)^{-4}$ skalieren. Aufgrund dieser Relation ist eine weitere Verbesserung der Sensitivität über KATRIN hinaus mit der MAC-E-Filter-Technik nicht zu erwarten (die Dimensionen des KATRIN-Spektrometertanks stellen die Grenze des heute technisch machbaren dar). Damit

entspricht das oben angegebene Limit von KATRIN nach heutigem Wissenstand einem intrinsischen Sensitivitätslimit von direkten Neutrinomassenbestimmungen im Tritium- β -Zerfall, d.h. KATRIN stellt das Design eines „*ultimativen*“ Tritium- β -Zerfallsexperimentes dar.

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Beitrag wurde die Physik und die Technik eines Tritium- β -Zerfallsexperimentes der nächsten Generation vorgestellt und ein konzeptuelles Design entwickelt, das es erlaubt, die Masse des Elektronneutrinos mit einer bisher nicht erreichten Sensitivität in der sub-eV-Region zu untersuchen. Das vorgeschlagene Experiment hat das Potenzial, die Sensitivitäten der derzeitigen Experimente in Troitsk und Mainz um eine Größenordnung zu verbessern. Ein „*ultimatives*“ Tritiumexperiment wie KATRIN mit seiner hohen Sensitivität für $m(\nu_e)$ wäre ein signifikanter Schritt vorwärts bei der Festlegung der Absolutskala der Neutrinomassen. Es würde in einer idealen Weise die Resultate der zahlreichen geplanten Oszillationsexperimente komplementär ergänzen und damit einen wichtigen experimentellen Fixpunkt für die zahlreichen theoretischen Modelle von Neutrinomassen darstellen [13]. KATRIN könnte auch einen wichtigen Beitrag zur Astrophysik und Kosmologie liefern. In der näheren Zukunft wird nur die direkte Neutrinomassenmessung über den Tritium- β -Zerfall eine Sensitivität erreichen, die ausreichend

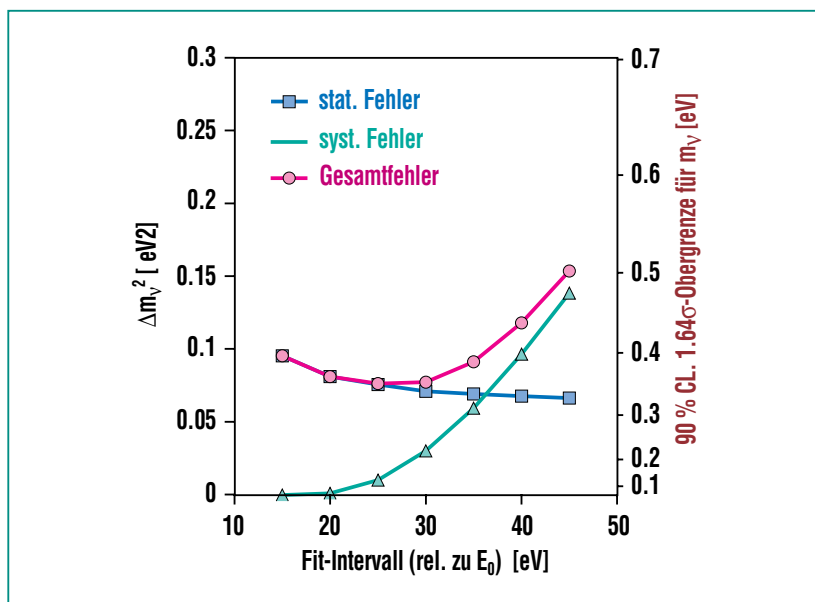


Abb. 10: Erwartete experimentelle Sensitivität von KATRIN für die Masse des Elektronneutrinos als Funktion des Fitintervalles unterhalb des Tritium- β -Endpunktes E_0 . Die linke Skala entspricht dem 1σ Fehler für die eigentliche experimentelle Messgröße $m(\nu_e)^2$, die rechte Skala stellt die 1.64σ -Obergrenze für $m(\nu_e)$ dar.

ist, um zu entscheiden, ob Neutrinos eine signifikante Rolle als heiße dunkle Materie bei der Evolution von großräumigen Strukturen im Universum spielen.

Die Realisierung der hier vorgestellten Projektstudie stellt eine Herausforderung auf vielfältigen experimentellen Gebieten wie der Vakuum- und Kryotechnik, dem Tritium-Handling und Magnet-De-

sign und der Detektor-Technologie dar. Diese umfangreichen Anforderungen verdeutlichen, dass ein derartiges Großexperiment nur auf dem Gelände des FZK mit seiner weitreichenden Infrastruktur und technische Expertise durchgeführt werden kann. Unter der Voraussetzung einer positiven Beurteilung durch die nationalen (HGF) und internationalen Gutachtergremien könnte das

Experiment im Rahmen eines vierjährigen Zeitraumes (2002-05) aufgebaut werden. Nach einer mehrmonatigen Test- und Anlaufphase könnte dann im Jahre 2006 mit dem mehrjährigen Messbetrieb und der Datennahme begonnen werden.

Literatur

- [1] Y. Fukuda et al.,
Phys. Lett. B 433 (1998) 9
- [2] D.E. Groom et al.
(Particle Data Group),
The European Physical Journal C 15, 1 (2000)
- [3] M. Turner et al.,
Physics Reports 333-334 (2000) 019
- [4] L. Baudis et al.,
Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 227
- [5] H.G.R. Robertson,
J.F. Wilkerson,
Direct Neutrino Mass Measurements, in 'Current Aspects of Neutrino Physics', Ed. D.O. Caldwell, Springer Verlag (2001)
- [6] V.M. Lobashev et al.,
Phys. Lett. B 350 (1995) 263
- [7] A. Picard et al.,
Nucl. Instrum. Methods B 63 (1992) 345
- [8] V.M. Lobashev et al.,
Phys. Lett. B 460 (1999) 227
- [9] C. Weinheimer et al.,
Phys. Lett. B 460 (1999) 219
- [10] R.-D. Penzhorn et al.,
Fusion Engineering and Design 49-50 (2000) 753
- [11] J. Bonn et al.,
Nucl. Instrum. Methods A 421 (1999) 256
- [12] V. Aseev et al.,
A next Generation Tritium Beta Decay Experiment with sub-eV Sensitivity for the Electron Neutrino Mass, verfügbar unter <http://www-ik1.fzk.de/tritium/>
- [13] Y. Farzan, O.L.G. Peres,
A. Yu. Smirnov,
hep-ph/0105105

Vom Top-Quark zum Higgs-Boson: Die Suche nach den schwersten Bausteinen der Natur

Th. Müller, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Die Frage nach den kleinsten Bausteinen der Materie haben sich Menschen seit Urzeiten gestellt. Eine der wichtigsten Erkenntnisse über die Struktur der Atome erlangten Rutherford, Geiger und Marsden, als sie 1909 Alphateilchen auf eine dünne Goldfolie schossen. Aus der Winkelverteilung der an den Goldatomen gestreuten Partikel konnten sie schließen, dass fast die gesamte Masse des Atomes in einem sehr kompakten Kern konzentriert ist, der von einer Elektronenwolke umhüllt ist. In vergleichbaren Experimenten der modernen Elementarteilchenphysik wurde in den Sechziger und Siebziger Jahren auf die Existenz von punktförmigen Konstituenten – sog. Quarks – in Protonen, Neutronen und generell allen Kernteilchen geschlossen. Die Elektronen wiederum gehören, eben-

so wie die ungeladenen Neutrinos, zu den sog. Leptonen. Nach unserem heutigen Wissensstand, der im „Standardmodell“ zusammengefasst ist [1], sind Quarks und Leptonen, auch Fermionen genannt, die fundamentalen Bausteine der Materie. Entsprechend ihrer Massen und Ladungen lassen sie sich in drei „Familien“ anordnen (vgl. Tab. 1) [2]. Die stabile und uns vertraute Materie setzt sich aus Fermionen der ersten Familie zusammen, während die schwereren Teilchen aus den beiden übrigen Familien bereits in den Frühzeiten nach dem Urknall in die heute beobachteten zerfallen sind. Die Fermionen wechselwirken miteinander durch den Austausch von Kraftteilchen, sog. Bosonen, von denen das Photon als Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung das bekannteste ist. Hinzu kommen die Starke Wechselwirkung, Ursprung der Kernkräfte, die durch

Austausch von sog. Gluonen erfolgt, sowie die Schwache Wechselwirkung, deren Träger die sehr massiven W- und Z-Bosonen sind (vgl. Tab. 2).

Um heute das Geheimnis der Elementarteilchen lüften zu können, werden sie künstlich an Hochenergiebeschleunigern erzeugt und deren Zerfallsprodukte mit Detektoren nachgewiesen. Hierbei bedienen sich die Physiker der berühmten Formel Einsteins, derzufolge aus Energie Masse erzeugt werden kann: $E = mc^2$. Je schwerer die Teilchen sind, desto höher muss die Energie des Beschleunigers sein. Daher dauerte es seit der Vorhersage seiner Existenz noch gute 17 Jahre, bis das Top-Quark am Fermilab bei Chicago im Jahre 1994 erstmals gesichtet wurde [3]. Mit der Entdeckung des Top-Quarks, an der auch Physiker des IEKP beteiligt waren, ist nach herkömmlicher

	I Masse	II Masse	III Masse	El. Ladung
Leptonen	$\nu_e < 4.5 \text{ eV}$ e 511 keV	$\nu_\mu < 170 \text{ keV}$ μ 106 MeV	$\nu_\tau < 24 \text{ MeV}$ τ 1.78 GeV	0 -1
Quarks	u 5 MeV d 10 MeV	c 1.5 GeV s 150 MeV	t 175 GeV b 4.7 GeV	+2/3 -1/3

Die Zeichen sind Symbole: ν – Neutrino, e – Elektron, μ – Myon, τ – Taulepton, u – Up, d – Down, c – Charm, s – Strange, t – Top, b – Bottom

Tab. 1: Die fundamentalen Fermionen [2]

	Photon	W^\pm	Z^0	Gluonen
Wechselwirkung	elektromagnetisch	schwach	schwach	stark
Masse	0	80.356 GeV	91.186 GeV	0
Ladung	0	± 1	0	0

Tab. 2: Die fundamentalen Bosonen [2]

Auffassung das „Periodensystem“ der Materie vervollständigt worden.

Unverstanden ist allerdings bis heute die Vielzahl der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen. Ein Schlüssel zu diesem Rätsel ist der Mechanismus, wie Teilchen ihre Masse erhalten. Im Rahmen des Standardmodells wird angenommen, dass ein weiteres Kraftteilchen, das nach seinem Erfinder benannte Higgs-Boson, durch Kopplung an die Elementarteilchen ihnen ihre Masse verleiht. Nach dem Higgs-Boson wird in den kommenden Jahren in einem spannenden Wettlauf sowohl in den USA als auch in Eu-

ropa am CERN bei Genf gefahndet. Da das IEKP an beiden Orten forscht, sollten wir in jedem Falle zu den Ersten gehören, die dieses Teilchen zu Gesicht bekommen werden!

Der experimentelle Nachweis des Top-Quarks

Der erste direkte Hinweis auf die Existenz des Top-Quarks wurde 1994 von dem CDF-Experiment (Collider Detector at Fermilab) geliefert. Ein Jahr später wurde – mit deutlich erhöhter Datenmenge – die Entdeckung des Top-Quarks von beiden am Fermilab Speicherring „Tevatron“ laufen-

den Experimenten CDF und D0 offiziell verkündet [4]. In diesem zur Zeit leistungsfähigsten Teilchenbeschleuniger der Welt prallen Strahlen von Protonen und Antiprotonen frontal aufeinander. Während es Protonen, Kerne des Wasserstoffs, im Überfluss gibt, müssen Antiprotonen – die Antiteilchen von Protonen, übrigens selbst erst noch mit einem der Beschleuniger am Fermilab erzeugt und aufgesammelt werden. Beim Betrieb des Tevatron finden pro Sekunde typischerweise rund 500000 inelastische Kollisionen je eines Protons mit einem Antiproton statt, bei denen jeweils eine Energie von 2 TeV (Tera Elektronenvolt) freigesetzt wird. Diese Kollisionsereignisse, bei welchen oft mehr als hundert Sekundärteilchen entstehen, werden von den Detektoren nachgewiesen und von leistungsfähigen Rechnern rekonstruiert. Abb. 1 ist ein Foto von CDF in der Montagehalle. Die zylindrische Öffnung gewährt Einblick auf eine im Zentrum befindliche Spurenkammer, durch deren Achse während der Datennahme die Strahlen laufen. Die Spurenkammer weist elektrisch geladene Partikel nach, während die sie umgebenden Detektoren, sog. Kalorimeter, geladene und neutrale Teilchen nachweisen und deren Energie vermessen. Während der Datennahme umschließt der Detektor den Kollisionsort in allen Raumrichtungen, um Ereignisse möglichst vollständig rekonstruieren zu können.

Für die Entdeckung des Top-Quarks war eine insgesamt vier Jahre dauernde Messphase nötig, bei der ca. $6 \cdot 10^{12}$ inelastischen Proton-Antiproton-Kollisio-

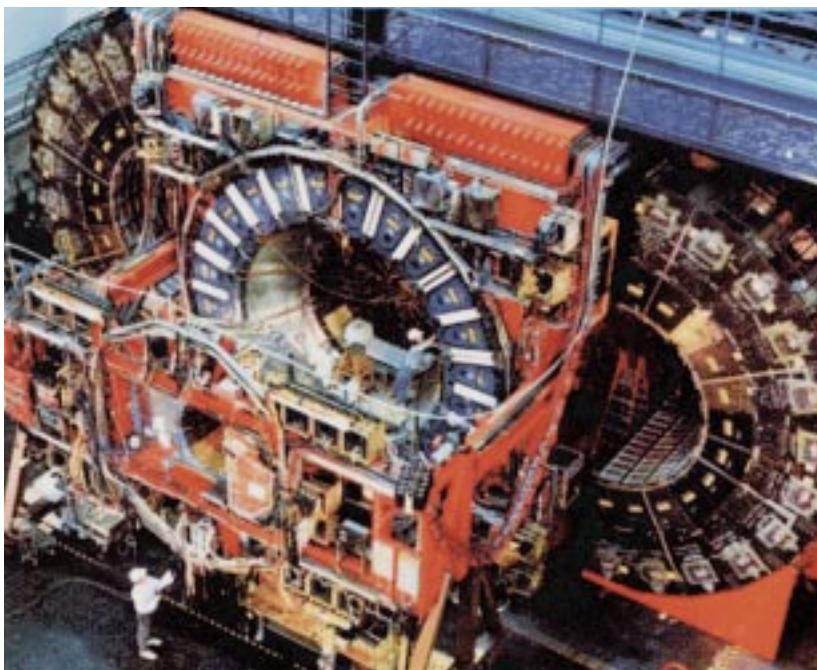


Abb. 1: Photographie des CDF-Detektors in der Wartungshalle. Die zylindrische Öffnung gewährt Einblick auf die zylinderförmige Spurenkammer, in deren Zentrum während der Datennahme die Strahlen gegeneinanderprallen. Dem Aufbau einer Zwiebel gleich umhüllen weitere Detektorlagen den Zentralbereich, um alle Arten von bei einer Kollision erzeugten Teilchen registrieren zu können. Während des Messbetriebes umschließt der Detektor den Kollisionsort der Strahlen fast vollständig.

nen stattgefunden hatten. Hier- von hat jeder Detektor ca. 10^8 Er- eignisse anhand besonderer To- pologie ausgewählt und auf Band geschrieben. In diesen Ereignis- sen, die überwiegend aus elasti- schen Streuungen von Quarks oder Gluonen in Proton und Anti- proton herrühren (s.u.), sollten sich auch einige Dutzend Top- Quarkereignisse befinden.

Top-Quarks werden vorwiegend paarweise bei der Annihilation je eines der Quarks in Proton und Antiproton erzeugt (vgl. Abb. 2). Obwohl dieser Prozess durch die starke Wechselwirkung vermittelt wird, ist der Wirkungsquerschnitt wegen der Punktförmigkeit der Quarks sehr klein. Er lässt sich theoretisch recht genau berech- nen und liegt bei 5 pb , 10^{10} mal kleiner als der totale Wirkungs- querschnitt inelastischer Proton- Antiproton-Kollisionen! Top- Quarks lassen sich anhand ihrer charakteristischen Zerfallssigna- tur identifizieren. Nach dem Stan- dardmodell zerfällt es fast aus- schließlich in das nächstschwere Bottom-Quark und ein W-Boson, welches seinerseits in ein gela- denes Lepton + Neutrino (33%) oder in zwei leichtere Quarks zer- fällt (67%). Von den geladenen Leptonen lassen sich Elektronen und Myonen mit großer Effizienz im Detektor nachweisen. Neutrinos, die nicht im Detektor wech- selwirken, führen zu einem Fehl- betrag in der Energiebilanz im re- konstruierten Ereignis und lassen sich so indirekt vermessen. Die leichteren Quarks sind übrigens nicht direkt beobachtbar, sondern nur die aus ihnen in Folge der Starken Wechselwirkung hervor-

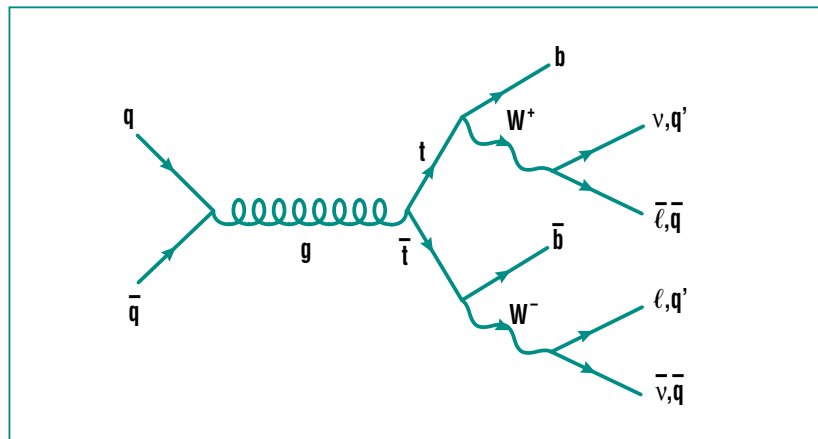


Abb. 2: Erzeugung und Zerfall eines Paares von Top-Quarks am Tevatron. Je ein Quark in Proton und Antiproton vernichten sich zu einem hochenergetischen Gluon, aus dem das Top-Quark und das Top-Antiquark hervorgehen. Beide wandeln sich um („zerfallen“) in je ein Bottom-Quark und ein W-Boson, welches selbst in ein Lepton ℓ und ein Neutrino ν oder in zwei leichte Quarks zerfällt.

gegangenen Teilchenschauer, die sog. Jets.

Um die seltenen Top-Ereignisse aus der großen Datenmenge zu extrahieren, muss man sich auf Signaturen beschränken, die bei den sehr viel häufigeren Untergrund-Ereignissen so gut wie nicht auftreten. Die verbleibenden Untergrundereignisse rühren dann von Fluktuationen oder von Fehlern des Detektors her, die die Signatur des Signals vortäuschen. Am vielversprechendsten ist der Kanal, in welchem das eine W-Boson in Leptonen, das zweite in Quarks zerfallen ist. In diesem Fall erwarten wir also Ereignisse mit einem Elektron oder Muon, fehlender Energie und vier Jets, von denen zwei je ein Bot- tom-Hadron (oder kurz B-Ha- dron) enthalten. Um die Präsenz dieser B-Hadronen nachzuwei- sen, nutzen wir ihre „hohe“ Le- bensdauer von typischerweise $1,5 \text{ Picosekunden}$ aus. Diese

führt dazu, dass sie erst nach ei- nigen mm Flugstrecke in leichtere Teilchen zerfallen. Eine sehr prä- zise Vermessung aller Teilchen- bahnen mit Hilfe von Silizium- streifendetektoren erlaubt den Nachweis solcher versetzter Zer- fallsorte. Ein schönes Beispiel, wie solche rekonstruierten Ereig- nisse aussehen, ist in Abb. 3 ge- zeigt. In Teil a dieser Abbildung sind die im Zentraldetektor rekon- struierten Teilchenspuren eines Ereignisses mit einem positiven W-Boson und vier Jets darge- stellt. In den Teilen b und c, die eine vergrößerte Darstellung von Teil a darstellen, sind die Zerfalls- orte der beiden B-Hadronen deut- lich zu erkennen. Die beiden Jets, die kein B-Hadron enthalten, stammen vom Zerfall des W^- (Jet 3 und 4, siehe Teil a).

Insgesamt wurden in unter- schiedlichen Zerfallskanälen von CDF mehr als 100 Kandidaten gefunden, von D0 etwa 50, wobei

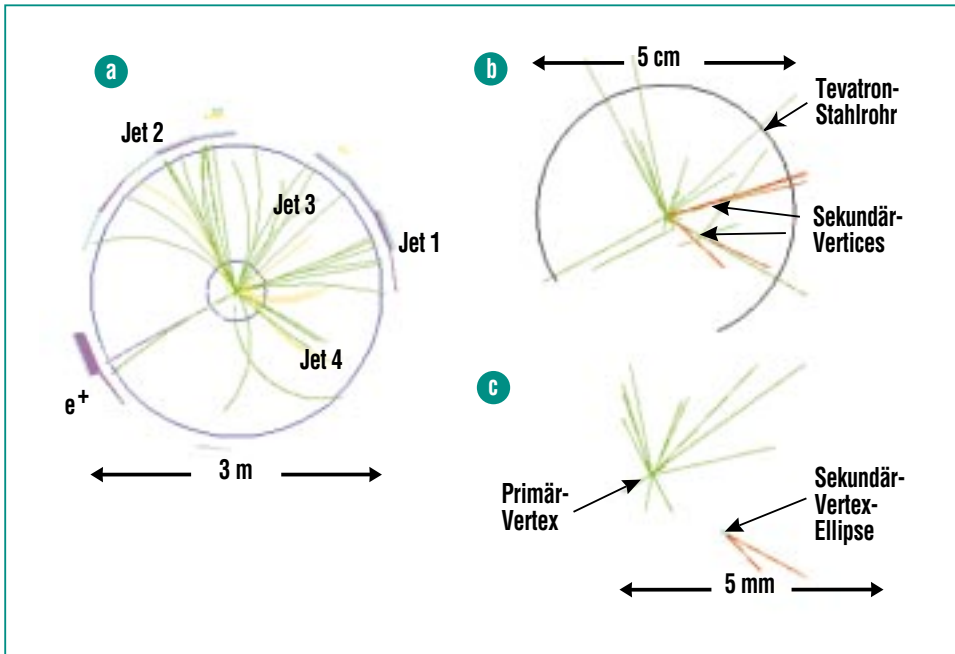


Abb. 3: Von CDF rekonstruiertes Top-Antitop-Ereignis. Die Darstellung in Teil a zeigt die Teilchenspuren der vier Jets und vom Positron eines W-Bosonzerfalls in der Projektion senkrecht zur Strahlachse. Erst die starken Vergrößerungen in Teil b und c zeigen die beiden Zerfallsorte („Vertices“) der Bottom-Hadronen, die in den Jets 1 und 4 gefunden wurden. Damit können Jet 2 und 3 dem Zerfall des zweiten W-Bosons zugeordnet werden. Allein dieses einzige Ereignis erlaubt bereits eine Berechnung der Masse des Top-Quarks von $170 \text{ GeV}/c^2$ mit einer Unsicherheit von nur 6%!

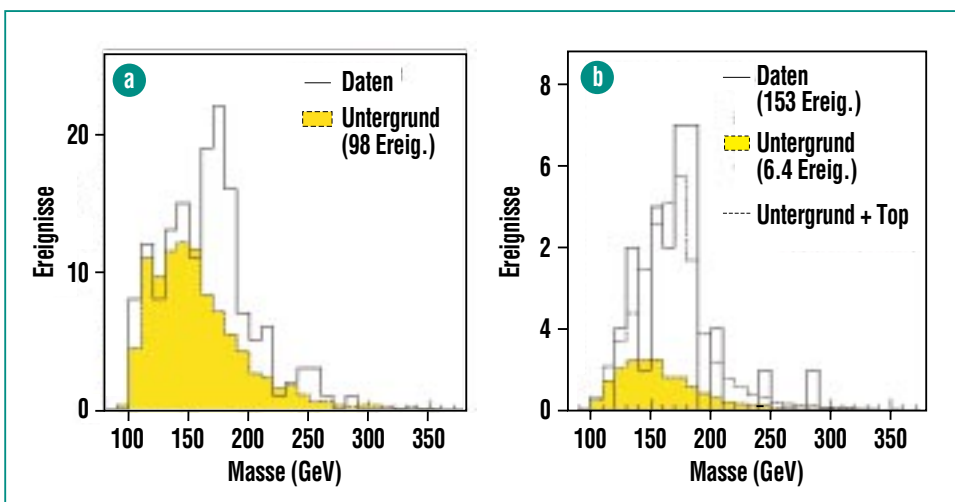


Abb. 4: Von CDF rekonstruierte Top-Quark-Massen. Über die breite Verteilung des errechneten Untergrundes (schattiert) erhebt sich gut sichtbar die Spitze des Top-Signals (4a und 4b). Im Teil 4b des Bildes wird der Nachweis eines der beiden Bottom-Hadronen verlangt, was den erwarteten Untergrund sehr stark reduziert.

der verbleibende Untergrund etwa die Hälfte der Ereignisse ausmacht. Die aus den Signlraten berechneten Wirkungsquerschnitte (6.5 bzw. 5.2 pb) stimmen innerhalb ihrer Messungenauigkeit recht gut mit der theoretischen Voraussage überein. Die wichtigste Eigenschaft des Top-Quarks, dessen Masse, wird aus der Kinematik der Zerfallsprodukte berechnet. In Abb. 4 ist die Verteilung der rekonstruierten Massen von CDF zusammen mit der Monte-Carlo-Simulation des Untergrundes (gepunktetes Histogramm) dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Zahl der Untergrundeignisse ohne B-Markierung deutlich höher ist als die des Signals, aber durchaus eine Massenbestimmung zulässt (Abb. 4a). Am saubersten wird das Signal, wenn eine zusätzliche B-Markierung gefordert wird. (Abb 4b). Mit einem gemittelten Wert von $174 \pm 5 \text{ GeV}/c^2$, der recht gut mit den Standardmodellvorhersagen übereinstimmt [5], ist das Top-Quark etwa so schwer wie ein Goldatom und erheblich schwerer als jedes andere bekannte Elementarteilchen (ein Proton wiegt etwa $0.94 \text{ GeV}/c^2$).

Es ist daher naheliegend, zu fragen, ob das Top-Quark in allen messbaren Eigenschaften den Standardvorstellungen entspricht. Dazu gehört die Überprüfung seines Produktionsmechanismus (s.o.). Von besonderem Interesse dabei ist die Suche nach zusätzlichen Quellen von Top-Antitop-Paaren, z.B. neuen exotischen Teilchen, die bevorzugt in Top-Quarks zerfallen und als Alternative zu dem Higgs-Boson des Standardmodells gehandelt werden.

Von Interesse ist auch die Möglichkeit von Top-Zerfällen in exotische Teilchen wie z.B. in ein geladenes Higgs-Boson. In den bislang genommenen Daten sind allerdings keine anomalen Ereignisse beobachtet worden, die auf Physik jenseits des Standardmodells schließen ließen. Für diese Untersuchungen, an denen das IEKP besonderes Interesse hat, ist die derzeitige Datenmenge noch viel zu klein. In den kommenden Jahren werden neue Datennahmen am Fermilab mit verbesserten Detektoren die Ausbeute ver Hundertfachen, sodass wir dieses geheimnisvolle Teilchen sehr detailliert durchleuchten können werden [6].

Sind Quarks fundamentale Teilchen?

Das Mysterium um die Vielzahl der Elementarteilchen in Tabelle 1 bzw. 2 und deren großen Massenunterschiede legt den Gedanken nahe, dass sie aus kleineren, fundamentalen Teilchen zusammengesetzt sein könnten. Um dieser Frage nachzugehen, wurden Ereignisse untersucht, bei denen Quarks der kollidierenden Protonen und Antiprotonen mit höchstmöglicher Energie gegeneinandergestoßen waren. Diese Ereignisse sind dadurch gekennzeichnet, dass die abgelenkten Quarks als hochenergetische Teilchenjets im Detektor auftreten. Für die Annahme, dass die beobachteten Jets von der elastischen Streuung von punktförmigen Quarks herrühren, lässt sich ihre Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit ihrer Energie mit der Theorie der Starken Wechselwirkung präzise voraussagen.

In der Tat wurde jedoch eine starke Abweichung der theoretischen Voraussage beobachtet, woraus zunächst geschlossen wurde, dass bei den höchsten Energien nicht mehr die Quarks selbst, sondern kleinere Konstituenten miteinander in Wechselwirkung treten. Die genau vermessene Winkelverteilung der Jets, sozusagen eine Wiederholung des Rutherford-Experimentes mit CDF, war aber im Widerspruch zu dieser Interpretation und bevorzugte die Hypothese der punktförmigen Quarks. Spätere Untersuchungen zeigten, dass veränderte Annahmen über die Dichteverteilung der (punktförmigen) Quarks im Proton unsere Daten erklären können. Sollten Quarks dennoch ausgedehnte Objekte sein, so können sie nach heutigem Wissen nicht größer als ein Zehntausendstel des Durchmessers eines Atomkerns sein. Übertragen in makroskopische Dimensionen: wären Atome so groß wie die Erde, so wären Quarks und Leptonen höchstens so groß wie ein Knopf! Auch in diesem Fall warten wir mit Spannung auf die kommenden Datennahmen, die eine noch präzisere Vermessung der Quarks versprechen.

Die Suche nach dem Higgs-Boson

Insgesamt sieht es nach unserem jetzigen Wissen so aus, dass das Top-Quark ein vom Standardmodell korrekt beschriebenes fundamentales Teilchen ist. Daher konzentriert sich das Interesse der Teilchenphysiker nun auf die Suche nach dem seit Jahrzehnten vorausgesagten Higgs-Boson.

Die wichtigste Eigenschaft des Higgs-Bosons, seine Masse, lässt sich auch ohne dessen Nachweis im Rahmen des Standardmodells aus den Eigenschaften der übrigen Elementarteilchen errechnen. Entscheidend tragen dazu die Massen der W-Bosonen und des Top-Quarks bei. Diese Zusammenhängigkeit der Massenwerte ist in Abb. 5 zu sehen [7], der wir auch entnehmen, dass das Higgs-Boson mit großer Wahrscheinlichkeit nicht schwerer als $170 \text{ GeV}/c^2$ sein kann. Andererseits muss das Higgs-Boson schwerer als $114 \text{ GeV}/c^2$ sein, wie von den vier Ex-

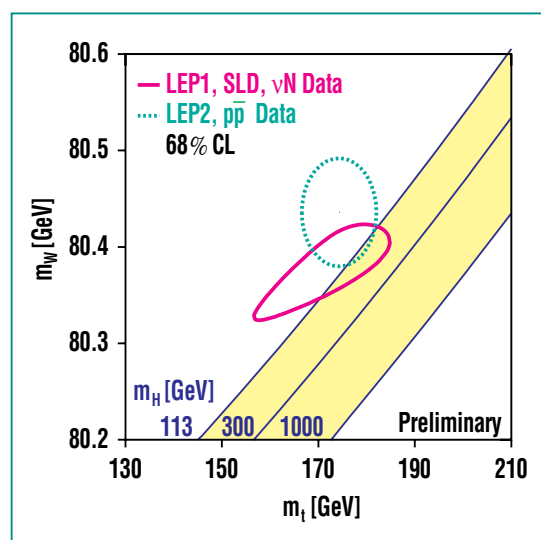


Abb. 5: Masse des W-Bosons aufgetragen gegen die Masse des Top-Quarks. Das durchgezogene Oval stammt von Berechnungen, denen Präzisionsmessungen hauptsächlich von LEP-Experimenten zugrundeliegen, die gestrichelte von direkten Messungen. Die Kurven liegen über dem schattierten Bereich, der von Standardmodellrechnungen mit unbekannter Higgs-Bosonmasse stammt. Aus dem Schnittbereich der Kurven lässt sich entnehmen, dass das Higgs-Boson aller Voraussicht nach leichter als 170 GeV sein sollte.



Abb. 6: Fotografie der Region „Pays de Gex“ am Jura vor den Toren Genfs, mit den Umrissen des unterirdischen Beschleunigers Large Hadron Collider.

perimenten am LEP-Beschleuniger am CERN herausgefunden wurde. (Im vergangenen Jahr wurde ein wenn auch schwaches Signal am CERN beobachtet, das aber auch mit Untergrundprozessen erklärt werden kann [8].)

Wenn wir uns auf den Zeitplan des Fermilab verlassen, so besteht eine gute Chance, das Higgs-Boson mit den beiden Detektoren CDF und D0 zu finden, sofern die Masse im Bereich bis ca 120 GeV/c² liegt [9]. Am leichtesten lassen sich Higgs-Bosonen nachweisen, die von W-Bosonen abgestrahlt werden. Am häufigsten zerfällt es in diesem Massenbereich in zwei Bottom-

Quarks, sodass wir in unseren Daten nach Endzuständen mit einem W-Boson mit Zerfall in Lepton und Neutrino sowie zwei Teilchenjets mit Bottom-Hadronen zu suchen haben. Wir gehen also wieder ähnlich vor wie bei der Suche nach dem Top-Quark, nur dass diesmal das Ereignis einen simpleren Endzustand aufweist. Der Nachteil ist, dass es dann auch sehr viel mehr Untergrundereignisse geben wird. Um dennoch ein statistisch signifikantes Signal zu finden, benötigen wir riesige Datenmengen, für die der Beschleuniger am Fermilab noch viele Jahre laufen muss. Daher besteht durchaus die Möglichkeit, dass erst der sehr viel leistungs-

fähigere Large Hadron Collider, der 2006 am CERN in Betrieb genommen wird, die endgültige Entdeckung erbringen wird. In Abb. 6 ist eine Luftaufnahme vom CERN mit der Markierung des Verlaufs dieses unterirdischen Teilchenbeschleunigers zu sehen, der mit 27 km Umfang der größte der Welt sein wird. An der Konstruktion eines der beiden LHC-Detektoren, dem Compact Muon Solenoid CMS (Abb. 7), ist das IEKP mit sehr großem Einsatz beteiligt [10]. Wie ein Higgs-Signal nach einer dreijährigen Datennahme dann aussehen könnte, ist mit einer Simulationsstudie des IEKP in Abb. 8 veranschaulicht [11].

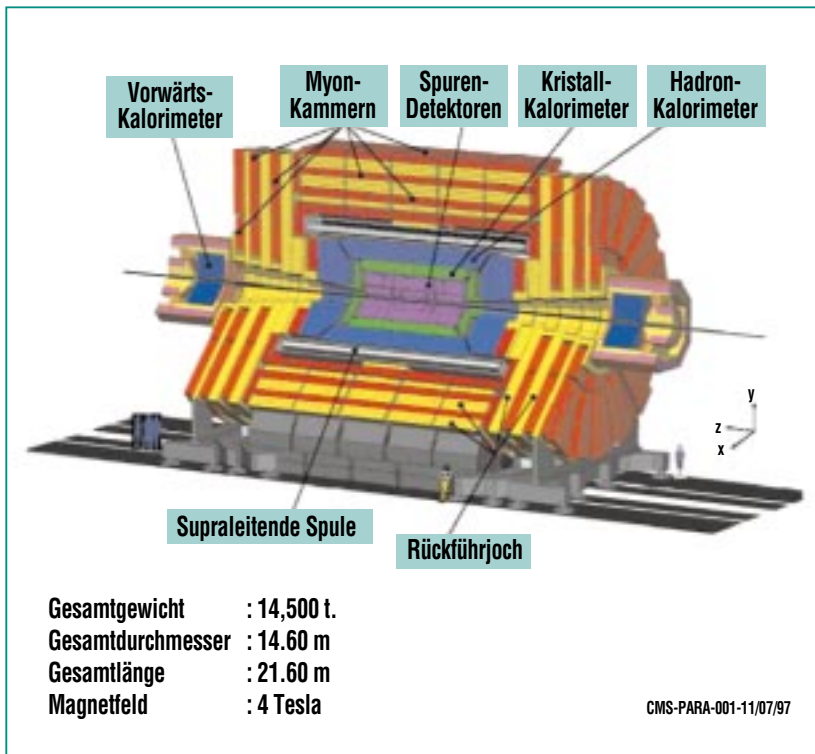


Abb. 7: Aufbau des im Bau befindlichen CMS-Detektors am Large Hadron Collider. Das IEKP ist am Bau des inneren Spurendetektors beteiligt, der mit Lagen von etwa 220 m² von Siliziumstreifendetektoren der größte der Welt sein wird. Fertigstellung wird 2005 sein.

Ausblick

Auch wenn mit der Entdeckung des schwersten Materieteilchens unser Verständnis von den Kräften und kleinsten Elementen der Natur sehr erweitert wurde, bleiben dennoch wichtige Fragen der Teilchenphysik unbeantwortet: Gibt es das Higgs-Boson wirklich? Besitzen die leichtesten Materieteilchen, die Neutrinos, überhaupt eine Masse? Woraus setzt sich die sog. dunkle Materie, die mehr als 90% aller Masse im Uni-

versum ausmacht, zusammen? Welcher Mechanismus ist dafür verantwortlich, dass im heutigen Universum nur Materie existiert, während am Anfang Antimaterie in gleicher Quantität vorhanden war? Einige Probleme mögen in den kommenden Jahren an den existierenden Teilchenbeschleunigern gelöst werden, eine umfassendere Klärung der noch offenen Fragen der Teilchenphysik wird aber erst mit dem Large Hadron Collider möglich sein. Das Institut für Experimentelle Kern-

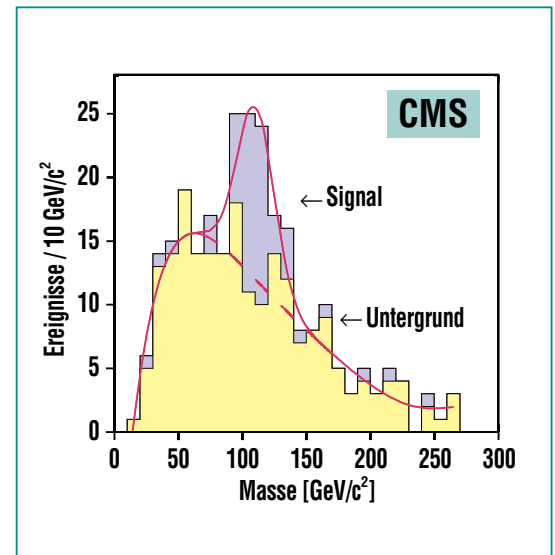


Abb. 8: Simulationsstudie der Erzeugung und des Nachweises von 115 GeV/c² schweren Higgs-Bosonen und deren Untergrundereignissen im CMS-Detektor. Wir gehen davon aus, dass der Large Hadron Collider eine entsprechende Datenmenge in den ersten drei Betriebsjahren liefern wird. Allerdings sollte ein recht klares Signal bereits nach einem Jahr sichtbar werden, sofern das Higgs-Boson nicht sehr viel schwerer ist!

physik der Universität Karlsruhe ist in enger Verbindung mit dem Institut für Kernphysik des FZK in einer Schlüsselposition, zu diesen Fragen maßgeblich beitragen zu können.

Literatur

- [1] S.L. Glashow,
Nucl. Phys. 20, 579 (1961);
S. Weinberg,
Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
- [2] D.E. Groom et al.,
The European Physical Journal C 15
(2000) 1.
- [3] F. Abe et al.
(CD-Kollaboration),
Phys. Rev. D 50, 2966 (1994).
- [4] F. Abe et al.
(CDF-Kollaboration),
Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995);
S. Abachi et al.
(D0-Kollaboration),
Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).
- [5] D. Schaile,
(Für die Electroweak Working
Group), „Precision Tests of the
Electroweak Interaction“, *Proc. 27th
International Conference on High
Energy Physics, Glasgow, 1994.*
- [6] Top Working Group,
<http://lutece.fnal.gov/thinkshop/>;
H. Stadie,
Diplomarbeit, IEKP/99-25.
- [7] LEP Working Group,
<http://www.cern.ch/LEPEWWG>;
B. Pietrzyk,
*Proc. XXXth International Conference
on High Energy Physics,
Osaka (Japan) 2000*;
W. Hollik
(Institut für Theoretische Physik
Universität Karlsruhe),
private Mitteilung.
- [8] LEP-Higgs Working Group,
<http://www.cern.ch/LEPHIGGS>.
- [9] Tevatron Higgs Working Group,
FERMILAB-Conf-00/279-T;
hep-ph/0010338.
- [10] CMS Technical Proposal,
CERN/LHCC 94-38;
www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/CMS.
- [11] V. Drollinger, Th. Müller,
*Presentation at the Workshop on
Physics with CMS, Bombay,
Dec. 2000*; *CMS-KA-Note 59.*

Das Physikprogramm des Elektron-Positron-Speicherrings DAΦNE und des Detektors KLOE in Frascati

W. Kluge, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Im Mai 1999 wurde der in den letzten 5 Jahren in den Nationallaboratorien von Frascati bei Rom (Laboratori Nazionali di Frascati LNF) gebaute Beschleuniger DAΦNE [1] eingeweiht. Dieser erlaubt es, Elektronen und ihre Anti-Teilchen (Positronen) in ringförmigen Umlaufbahnen zu speichern und aufeinander zu lenken (Abb. 1). Zugleich wurde ein Großdetektor namens KLOE

[2] in Betrieb genommen (Abb. 2). Mit diesem Detektor wurden in den letzten 2 Jahren erste Daten genommen [4]. Die Energie der Elektronen und Positronen wird so eingestellt, dass ein eigenartiges, sehr kurzlebiges Teilchen mit der Bezeichnung $\phi(1020)$ angeregt wird. Die so erzeugten Teilchen werden auch als Resonanzen bezeichnet, weil sie wie bei der Anregung von schwingungsfähigen Systemen in Mechanik oder Elektrodynamik als

Eigenschwingungen eines resonierenden Systems beobachtet werden. Die ϕ -Resonanz besteht überwiegend aus einem Paar eines seltsamen (engl. strange) Quarks und seines Anti-Teilchens, eines antistrange Quarks. Quarks und Anti-Quarks sind neben Leptonen und Anti-Leptonen die elementaren Bausteine der Materie. Quarks kommen in verschiedenen Spielarten vor, die sich durch verschiedene Massen und Bindungsstärken bezüglich der schwachen Wechselwirkung unterscheiden. In der Natur werden 4 verschiedene Wechselwirkungen beobachtet: die starke oder nukleare, die elektromagnetische, die schwache und die Gravitation. Die schwache ist u. a. für den Zerfall der Atomkerne und vieler Elementarteilchen verantwortlich. Elektronen, die wegen ihrer elektrischen Ladung auch Nichtphysikern weithin bekannt sind, sind Vertreter der Klasse der Leptonen. „Quantenzahlen“ wie die „Seltsamkeit“ (engl. strangeness), die nur bestimmte („diskrete“) Werte annehmen können, erlauben es, Ordnung und System in die große Vielfalt der Teilchen bzw. Resonanzen zu bringen. Die eingeklammerte Zahl 1020 gibt die Masse m dieses ϕ -Mesons in Einheiten MeV/c^2 an ($1 \text{ Mega-Elektronenvolt} = 10^6 \text{ eV}$, nach Einstein ist $m = E / c^2$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist). Man muss Elektronen und Positronen von je 510 MeV mit entgegengesetzter Richtung aufeinander treffen lassen, um diese Mesonen resonanzartig in großer Zahl erzeugen zu können. Genau dies geschieht bei DAΦNE. Bei DAΦNE geht es also nicht um Rekorde in

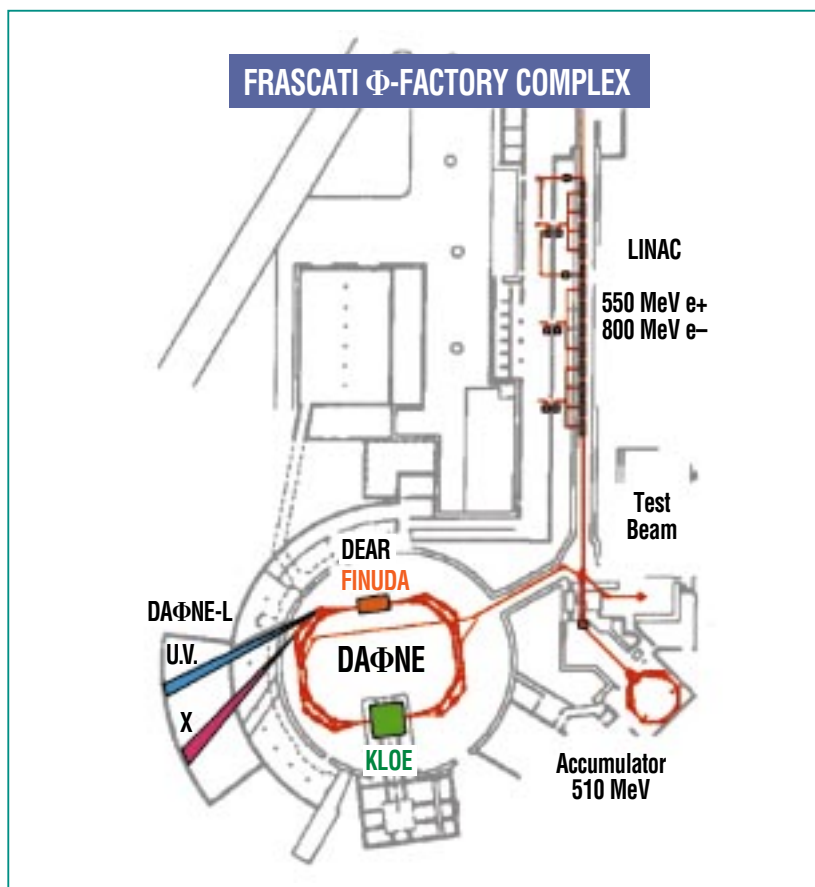


Abb. 1: Der Beschleuniger DAΦNE. Elektronen und Positronen werden in einem Linearbeschleuniger (LINAC) auf die gewünschten Energien gebracht und dann in einem Akkumulator gespeichert. DAΦNE besteht aus zwei Ringen, in denen getrennt Elektronen und Positronen gegenläufig umlaufen, um an zwei Orten, an denen die Nachweisgeräte KLOE und FINUDA stehen, aufeinander zu treffen.

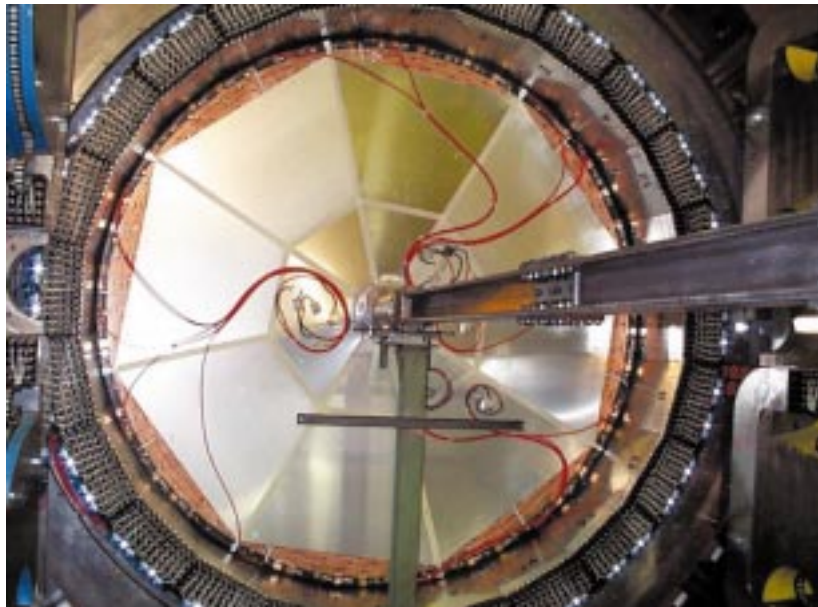


Abb. 2: Der Detektor KLOE. Im Zentrum ist das kreisrunde Strahlrohr zu erkennen. Der innere Zylinder (heller Farbton) zeigt die Driftkammer von etwa 4 m Durchmesser. Mit einer Länge von 3.5 m ist sie die weltgrößte ihrer Art. Um diese herum befindet sich das Kalorimeter zum Nachweis von Photonen (24 dunkle Trapeze).



Abb. 3: Die zylindrische Driftkammer von KLOE. Im noch geöffneten Zustand der Kammer erkennt man charakteristische Lichtreflexionen an den etwa 50000 Drähten, die zwischen dem Boden und dem Deckel des liegenden Zylinders gespannt wurden, um die Bahnen geladener Teilchen elektronisch verfolgen zu können.

der Erreichung immer höherer Beschleunigerenergien, sondern um angestrebte Rekorde in der Erzeugung hoher Strahlintensitäten der Elektronen und Positronen und damit hoher Stoßraten. Hohe Stoßraten bedeuten hohe Empfindlichkeit bezüglich immer kleinerer nachzuweisender Effekte. Wegen der hohen angestrebten Intensitäten spricht man auch gerne von einer „ ϕ -Fabrik“ und drückt das durch den großen griechischen Buchstaben Φ in der Bezeichnung der Beschleunigeranlage DA Φ NE aus.

Der Detektor KLOE erlaubt den Nachweis geladener Teilchen im Impulsbereich von etwa 50 bis 250 MeV/c und den von Photonen (Lichtquanten) oberhalb einer Energieschwelle von 20 MeV. Der zylindersymmetrische Aufbau befindet sich in einem Magnetfeld von 0.6 T (1 T = 1 Tesla = 10 kGauß) dar. Der Impuls geladener Teilchen wird mit einer Vieldrahtkammer (einer sogenannten Driftkammer von 3.5 m Länge und 2 m Radius, s. Abb. 3) bestimmt, die mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan gefüllt wird und in der etwa 50000 Drähte zur Erzeugung elektrischer Felder und zum Nachweis der Teilchen gespannt sind. Energie und Flugzeit von Photonen werden in einem massiven Detektor aus Bleilagern mit eingebetteten szintillierenden (d.h. lichterzeugenden) Fasern gemessen. Die hochenergetischen Photonen wechselwirken vor allem mit dem Blei in einer Weise, dass Elektron-Positron-Paare entstehen, die ihre Energie durch Abbremsen verlieren und dabei in den Szintillationsfasern sichtbares

und UV Licht erzeugen. Dieses Licht wird mit Photovervielfachern registriert. Eines der ersten Ereignisse, die mit KLOE aufgenommen wurden, zeigt Abb. 4.

Die bei der vorgesehenen Strahlintensität später einmal anfallenden Datenraten von etwa 50 Mbytes/sec (d. h., dass 1 kommerzielle PC Festplatte in etwa 500 sec gefüllt wäre) oder etwa 500 Tbytes/Jahr (1 Terabyte sind 10^{12} Bytes) warfen anfänglich komplexe Fragen der Datennahme, des Datentransfers, der Datenspeicherung und der Datenanalyse auf, die allerdings mit der inzwischen erheblich fortgeschrittenen Computer-Technologie gelöst werden können.

Aus der Fülle der Untersuchungen mit DAΦNE-KLOE werden in diesem Beitrag diejenigen beschrieben, an denen Karlsruher Physiker besonders interessiert sind. Sie betreffen Messungen zur Gültigkeit bzw. Verletzung von Symmetrien in der Natur und Beiträge zu dem weiten Feld der Präzisionstests des Standardmodells der Teilchenphysik.

Symmetrien in der Natur [5, 6]

Symmetrien spielen eine fundamentale Rolle in der Naturbeschreibung, weil sie nach einem Theorem der deutschen Physikerin und Mathematikerin Emmy Noether auf Erhaltungsgrößen führen. So ist etwa die Erhaltung von Energie und Impuls eine Konsequenz der Homogenität von Raum und Zeit. Es soll demzufolge keine Rolle spielen, wo und wann sich ein physikalischer

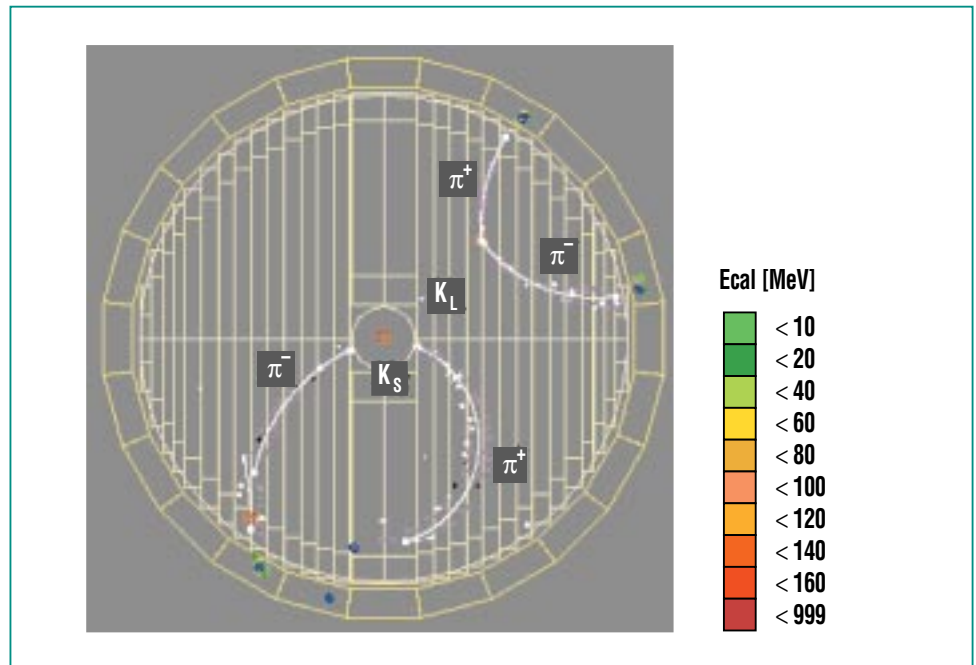


Abb. 4: Eines der ersten Ereignisse, das mit KLOE aufgenommen wurde. Es zeigt 4 Spuren geladener Teilchen (Pionen, mit dem griech. Buchstaben π bezeichnet), die aus folgender Ereigniskette stammen:



Elektronen und Positronen regen ein $\phi(1020)$ -Meson an, das unsichtbar bleibt und in ein kurzlebiges (K_S) und ein langlebiges (K_L) neutrales Kaon zerfällt. Das kurzlebige Kaon zerfällt praktisch im Zentrum dieses Bildes in zwei geladene Pionen, während das langlebige (neutrale) Kaon zunächst unsichtbar bleibt, um dann aber im rechten oberen Quadranten ebenfalls in zwei geladene Pionen zu zerfallen. Dieser Zerfall verletzt die CP Invarianz (s. Text).

Prozess abspielt. Die Isotropie des Raumes (d. h. die Unabhängigkeit eines Prozesses von der Richtung) bedingt dagegen die Erhaltung des Drehimpulses. Symmetrieeigenschaften der quantenmechanischen Wellenfunktion haben die Erhaltung der elektrischen Ladung zur Folge. Neben diesen Symmetrien mit kontinuierlichen Variablen gibt es diskrete Symmetrien, die das Verhalten natürlicher Abläufe bei deren Spiegelung, bei Umkehrung des Ladungsvorzeichens

(„Ladungskonjugation“) und bei Umkehr der Zeitrichtung betreffen.

ϕ -Mesonen zerfallen nahezu ausschließlich in Paare von geladenen und ungeladenen (neutralen) K-Mesonen: in K^+ und K^- Paare oder K^0 und \bar{K}^0 Paare. Die hochgestellten Symbole +, – und 0 geben die Ladung der Teilchen an (positiv, negativ, ungeladen = neutral), während der Querstrich über dem K^0 anzeigt, dass das Anti-Teilchen des K^0 gemeint ist.

K^0 tragen die Quantenzahl Strangeness $S = 1$, \bar{K}^0 dagegen $S = -1$. Die große Zerfallswahrscheinlichkeit lässt darauf schließen, dass ϕ -Mesonen Paare von strange und antistrange Quarks enthalten. So enthält etwa das K^0 ein antistrange Quark und sein Anti-Teilchen \bar{K}^0 ein strange Quark. Kaonen gaben in der Geschichte der Teilchenphysik immer wieder Anlass zu geradezu revolutionierenden Einsichten. Der Zerfall der geladenen Kaonen in 2 und 3 Pionen regte T. D. Lee und C. N. Yang im Jahre 1956 (Nobelpreis für Physik 1957) zu der Vermutung an, dass das Spiegelbild mancher physikalischen Prozesse nicht existieren könnte, links und rechts demzufolge keine Konvention darstellen, sondern unterscheidbar wären. Diese Vermutung wurde umgehend glänzend experimentell bestätigt. Damit war die Verletzung der Spiegelungssymmetrie in der schwachen Wechselwirkung nachgewiesen. In der Sprache der Mathematik wird der Vorgang der Spiegelung durch einen Operator P beschrieben. Zugleich wurde klar, dass auch die Operation Ladungskonjugation C , die Teilchen in Anti-Teilchen überführt und umgekehrt, in der schwachen Wechselwirkung verletzt ist. Diese Tatsache lässt sich am besten mit Eigenschaften der Neutrinos (das sind Teilchen mit ausschließlich schwacher Wechselwirkung) beschreiben. Impuls (Bewegungsrichtung) und Eigendrehimpuls (Spin) der Neutrinos sind offenbar entgegengesetzt gerichtet und zeichnen damit einen Schraubensinn aus. Man spricht in diesem Falle auch von einer Linksschraube oder von „links-

händigen“ Teilchen, weil sich das Verhalten mit der linken Hand veranschaulichen lässt. Ihre Anti-Teilchen hingegen, die Anti-Neutrinos, werden nur als Rechtsschraube oder „rechtshändige“ Teilchen in der Natur beobachtet. Linkshändige Anti-Neutrinos und rechtshändige Neutrinos scheinen nicht zu existieren. Nach dem Sturz der Spiegelungsinvarianz wurde angenommen, dass wenigstens die kombinierte Operation CP d. h. die nacheinander ausgeführten Operationen Spiegelung und Ladungskonjugation, eine Symmetrieeigenschaft der schwachen Wechselwirkung seien, da dadurch linkshändige Neutrinos in rechtshändige Anti-Neutrinos übergeführt werden, die beide in der Natur realisiert sind. Wieder waren die Kaonen, diesmal die neutralen, gut für eine Überraschung, als J. W. Cronin und V. L. Fitch im Jahre 1964 (Nobelpreis für Physik 1980) zeigen konnten, dass auch die CP -Invarianz verletzt ist. Erst heute, mehr als 35 Jahre nach der Entdeckung der Verletzung der CP -Invarianz, sieht es so aus, als seien Forscher am Fermilab in Batavia bei Chicago und am SLAC in Stanford / Kalifornien einem weiteren Beispiel einer CP -Verletzung auf der Spur. Im Zerfall der schweren B-Mesonen werden große CP -verletzende Effekte erwartet, wofür an neuen Beschleunigern bzw. mit neuen Detektoren in Stanford, Tsukuba/Japan, am DESY, CERN und am Fermilaboratorium in Batavia/Chicago Untersuchungen aufgenommen wurden bzw. in den nächsten Jahren begonnen werden.

Die neutralen Kaonen K^0 und \bar{K}^0 sind ein besonders schönes Beispiel für das Walten der Gesetzmäßigkeiten der Quantenphysik. Sie können sich ineinander umwandeln, die Kaonen in Anti-Kaonen und umgekehrt, weil die schwache Wechselwirkung die Erhaltung der Quantenzahl strangeness nicht respektiert. Sie existieren in zwei Varianten, zwischen denen Oszillationen stattfinden. Ein klassisches Analogon stellen zwei identische Pendel mit einer Federkopplung dar. Lenkt man eines der Pendel aus, so überträgt es nach und nach seine Energie auf den Nachbarn, bis es selbst zur Ruhe kommt und jener schließlich mit der ursprünglichen Auslenkung des ersten Pendels schwingt. Der Prozess würde sich ohne Dämpfung zeitlich unbegrenzt wiederholen, so wie die neutralen Kaonen unbegrenzt zwischen den beiden Zuständen hin und hin schwingen würden, wenn sie nicht zwischenzeitlich zerfielen, wofür die schwache Wechselwirkung verantwortlich ist. Die schwache Wechselwirkung erlaubt insbesondere, dass sich die Kaonen K^0 und Anti-Kaonen \bar{K}^0 zu neuen Teilchen K_L und K_S zusammenfinden, die mit verschiedenen mittleren Lebensdauern zerfallen. Die Indizes L und S stehen für lang- und kurzlebig (S steht für engl. short). Langlebig heißt hier etwa 50 Nanosekunden (1 ns ist 10^{-9} s , eine milliardstel Sekunde) und kurzlebig bedeutet 0.1 ns . Der erhebliche Unterschied in den Zerfallszeiten (ein Faktor von mehr als 500) erlaubt es, Zerfälle der langlebigen Kaonen isoliert zu untersuchen, weil die kurzlebigen Kaonen rasch durch Zerfall „aussterben“. Erhal-

tung der CP -Symmetrie würde bedeuten, dass die langlebigen neutralen Kaonen K_L ausschließlich in 3 und die kurzlebigen K_S in 2 Pionen zerfallen sollten. Cronin und Fitch fanden völlig unerwartet, dass auch die langlebigen Kaonen in 2 Pionen zerfallen. Damit war die Verletzung der CP -Symmetrie nachgewiesen. Eine Erklärung für diese Erscheinung ist, dass dem Zustand der langlebigen Kaonen eine Komponente der kurzlebigen Kaonen mit einem relativ kleinen Faktor ε von etwa 10^{-3} beigemischt ist. Die Mischung von lang- und kurzlebigen Kaonen mit verschiedenen Werten für CP führt dazu, dass die Wahrscheinlichkeit für die Oszillation von K^0 in \bar{K}^0 verschieden ist von der von \bar{K}^0 in K^0 . Chemiker würden sagen, dass die Wahrscheinlichkeit der Hinreaktion verschieden von der der Rückreaktion ist. Das ist aber eine Verletzung der Invarianz der Bewegungsrichtung bzw. der Invarianz gegenüber Zeitumkehr \mathcal{T} im Bereich elementarer Wechselwirkungen. Es scheint so etwas wie eine ausgezeichnete Richtung der Zeit zu geben, einen „Zeitpfeil“. Ohne in weitere Details zu gehen, soll noch bemerkt werden, dass im Falle der CP -Verletzung nicht nur eine absolute Unterscheidung von links und rechts möglich ist durch die Verletzung der Spiegelungssymmetrie, sondern auch eine absolute Unterscheidung des Vorzeichens der elektrischen Ladung, die unabhängig ist von jeder Konvention. Damit ließe sich einem außerirdischen Beobachter mitteilen, welche Art von Ladung wir als positiv oder negativ bezeichnen.

Die Gültigkeit der Invarianz der dreifachen Operation CPT sollte nun aber nach allem, was den Physikern „heilig“ ist, eine unumstößliche Basis der Naturbeschreibung sein. Sie beruht auf der Gültigkeit der Einsteinschen speziellen Relativitätstheorie (Lorentz-Invarianz), der Gültigkeit der Kausalität (die Ursache muss immer der Wirkung vorangehen) und auf punktförmigen Wechselwirkungen. Verletzung der CP -Invarianz ist dann gleichbedeutend mit Verletzung der Zeitumkehr-Invarianz \mathcal{T} , wenn nicht unsere Prinzipien, auf denen dieses „ CPT -Theorem“ beruht, fragwürdig werden sollen. Dennoch stehen neuartige Tests der CPT -Invarianz auf der Tagesordnung von DAΦNE-KLOE, da sich durchaus Szenarien denken lassen, in denen Lorentz-Invarianz und die Gültigkeit lokaler Feldtheorien in Frage zu stellen sind.

Auch die Frage nach dem bisher völlig unbekanntem Ursprung der CP -Verletzung ist von Bedeutung. Ist die Verletzung der CP -Invarianz etwa ausschließlich in der Struktur der schwachen Wechselwirkung begründet? Eine erste Antwort kann gegeben werden, wenn der Nachweis gelingt, dass langlebige Kaonen auch „direkt“ in 2 Pionen zerfallen können, wobei letztere einen entgegengesetzten CP -Wert haben wie langlebige Kaonen. In diesem Falle würde keine Beimischung von kurzlebigen Kaonen zu den langlebigen benötigt. Diese „direkte“ CP -Verletzung wird durch einen weiteren außerordentlich kleinen Parameter ε' beschrieben, der höchstens etwa 1/1000 des

schon kleinen Wertes von ε betragen sollte.

Messungen zum Nachweis einer „direkten“ CP -Verletzung waren zunächst widersprüchlich. 1993 wurde von einer Gruppe am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf (in einem Experiment mit der Bezeichnung NA31) für den Realteil \Re der komplexen Größe $\varepsilon' / \varepsilon$ ein Wert von $(2.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$ gemessen, während in einem Konkurrenzexperiment des Fermilabs (Experiment E731) der wesentlich niedrigere Wert $\Re \varepsilon' / \varepsilon = (0.74 \pm 0.60) 10^{-3}$ gefunden wurde. Im Jahre 1999 hat die Gruppe am Fermilab mit einer verbesserten Anordnung unter dem neuen Namen KTeV und verbesserter statistischer Signifikanz einen Wert von $\Re \varepsilon' / \varepsilon = (2.8 \pm 0.41) 10^{-3}$ bekanntgegeben, der im wesentlichen das frühere Ergebnis der CERN-Gruppe bestätigt. Inzwischen hat auch das ebenfalls verbesserte Nachfolgeexperiment NA48 am CERN neue Messungen veröffentlicht, die den nunmehr kleineren Wert $\Re \varepsilon' / \varepsilon = (1.22 \pm 0.49) 10^{-3}$ ergaben. Dieses gewisse Auf und Ab der Messwerte zeugt von der außerordentlichen Schwierigkeit dieser Messungen, so dass eine unabhängige Messung mit ganz anderen systematischen Fehlern dringend erforderlich ist. DAΦNE-KLOE kann genau diese Aufgabe erfüllen und damit zur Klärung der wichtigen Frage beitragen, ob die CP -Verletzung im System der neutralen Kaonen im Rahmen der bekannten schwachen Wechselwirkung und damit des Stan-

dardmodells der Teilchenphysik beschrieben werden kann.

Die Frage nach dem Ursprung der CP -Verletzung hat nicht nur wegen der grundsätzlichen Bedeutung von Symmetrien bzw. deren Verletzung und ihres Zusammenhangs mit Erhaltungsgrößen großes Interesse auf sich gezogen, sondern auch deshalb, weil es gute Gründe für die Annahme gibt, dass die Asymmetrie der Verteilung von Materie und Antimaterie in kosmischen Dimensionen und damit unser aller Existenz durch die Verletzung der CP -Invarianz kurz nach dem Urknall mitverursacht worden ist, worauf der russische Physiker und Menschenrechtler Andrej Sacharow in einer berühmten Arbeit aus dem Jahre 1967 hingewiesen hat. Leider sind noch viele Fragen offen. Insbesondere scheint die bisher im System der neutralen Kaonen und damit im Rahmen des Standardmodells beobachtete Verletzung der CP -Invarianz nicht auszureichen, um die Dominanz der Materie im Kosmos zu erklären.

Produktion von Hadronen in der Vernichtung von Elektronen und Positronen [7]

Wenn Elektronen und Positronen (die Teilchen und Anti-Teilchen darstellen) aufeinander treffen, vernichten sie sich (annihilieren), indem ein Photon entsteht, das allgemein mit dem griechischen Buchstaben γ bezeichnet wird. Dieses Photon seinerseits kann wieder Teilchen und Anti-Teilchen erzeugen, z. B. Quarks q und Anti-Quarks \bar{q} : $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}$.

Aus den Quarks und Anti-Quarks entstehen in einem weiteren Schritt 2, 3 oder mehr sogenannte Hadronen, z. B. die schon erwähnten Kaonen zusammen mit Anti-Kaonen oder 2, 3 oder mehr Pionen. Als Hadronen bezeichnet man zwei Klassen von Teilchen: Mesonen und Baryonen. Mesonen setzen sich aus Paaren von Quarks und Anti-Quarks zusammen, während Baryonen aus 3 Quarks bestehen. Die Struktur der Hadronen ist tatsächlich komplizierter, da auch Gluonen (die Vermittler der starken Wechselwirkung) und die permanente Erzeugung und Vernichtung weiterer Paare von Quarks und Anti-Quarks eine Rolle spielen. Der Prozess der Hadronisierung der Photonen hat große Bedeutung in der Teilchenphysik, da er überall dort auftritt, wo Photonen mit Quarks wechselwirken. Um diesen Prozess analysieren zu können, muss man jedoch die Wahrscheinlichkeit für den Prozess $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q\bar{q}$ im gesamten Energiebereich von null bis unendlich kennen. Solche Daten können unterhalb von einigen GeV nur experimentell gewonnen werden, da die dafür zuständige Quantentheorie bei diesen relativ niedrigen Energien keine Aussagen macht.

Zwei besonders aktuelle Fragen in diesem Zusammenhang betreffen das magnetische Moment des Myons (eines Leptons, das in der Natur als schwerer Verwandter des Elektrons auftritt) und die Feinstrukturkonstante α , die im eigentlichen Sinne keine Konstante ist, sondern von der Energie des ablaufenden Prozesses abhängig ist. Bei verschwinden-

der Energie ist die Feinstrukturkonstante jedoch eine der grundlegenden Naturkonstanten, die z. B. die Stärke bestimmt, mit der Elektronen in Atomen an den Kern gebunden sind, wohingegen das magnetische Moment eines Teilchens die Stärke des von solchen „atomaren“ Magneten erzeugten Magnetfelds bestimmt. Messung und theoretische Berechnung des magnetischen Moments des Myons im Rahmen der Quantentheorie wichen bisher weniger als um 10^{-8} voneinander ab. Diese Übereinstimmung stellte einen der ganz großen Erfolge der Theorie dar.

Um darüberhinaus immer genauere Tests der Quantentheorie zu ermöglichen, ist im Nationallaboratorium von Brookhaven/USA eine neuerliche Messung des magnetischen Moments des Myons im Gange. Die angestrebte Genauigkeit dieser Messungen von einigen 10^{-10} soll Beiträge der schwachen Wechselwirkung zum magnetischen Moment des Myons nachweisen und gegebenenfalls auch Beiträge, die über das Standardmodell der Teilchenphysik hinausführen. Ein erst Anfang Februar 2001 weltweit verbreitetes und großes Aufsehen erregendes Zwischenresultat dieser Messung zeigt erstmalig eine Abweichung vom bisher in unzähligen Untersuchungen unwidersprochen gebliebenen Standardmodell der Teilchenphysik [8]. Für eine endgültige Bestätigung dieser Abweichung sind die Auswertungen weiterer Daten und eine neuerliche Datennahme sowie eine genauere Bestimmung der Wahrscheinlichkeit des Prozesses $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ in einem

Energiebereich, der gerade mit DAΦNE-KLOE zugänglich ist, dringend erforderlich.

Weil Quarks und Anti-Quarks als freie Teilchen nicht beobachtet werden können, muss der Prozess $\gamma \rightarrow q \bar{q}$ aus Daten der Hadronisierung gewonnen werden, etwa aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow q \bar{q} \rightarrow \pi^+\pi^-$, d. h. der Vernichtung von Elektronen und Positronen in 2 Pionen. Ein Ereignis dieser Art, das mit KLOE aufgenommen wurde, zeigt Abb. 5. Diese Daten spielen nicht nur für das magnetische Moment des Myons eine Rolle, sondern auch für die Bestimmung der Feinstrukturkonstanten bei viel höheren Energien. Obwohl, wie gesagt, die Feinstrukturkonstante bei verschwindenden Wechselwirkungsenergien außerordentlich genau bekannt ist, konnte ihr Wert bei höheren Energien bisher nur mit einem Fehler im Promille-Bereich bestimmt werden. Damit ist sie gegenwärtig einer der wesentlich begrenzenden Faktoren

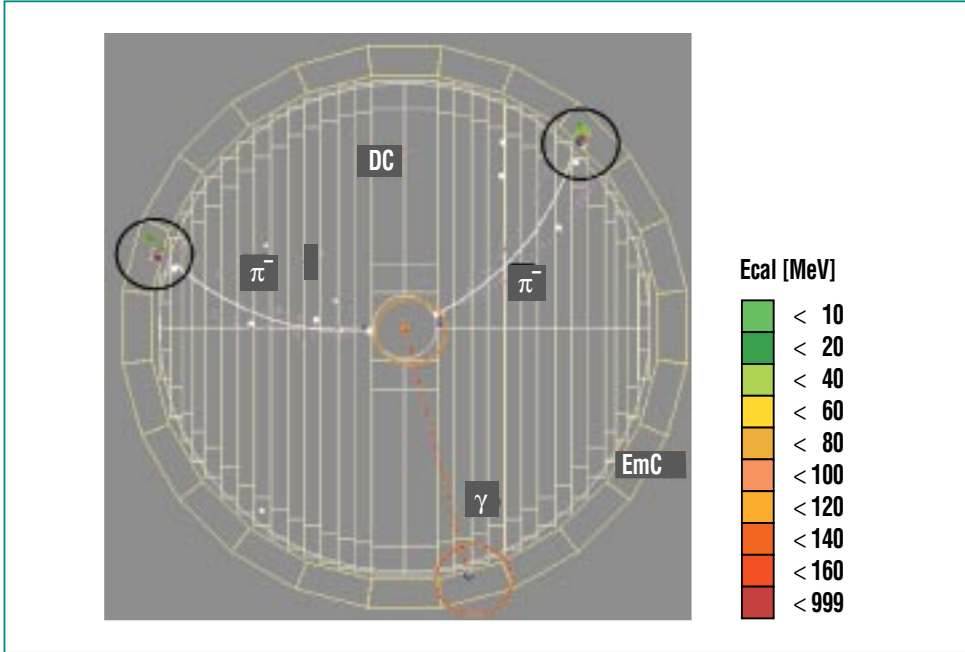


Abb. 5: Beispiel für die Erzeugung von Hadronen. In diesem Falle werden zwei geladene Pionen erzeugt (mit dem griechischen Buchstaben π bezeichnet) nach Vernichtung von Elektronen und Positronen unter Emission eines Photons im Anfangszustand (mit dem griechischen Buchstaben γ bezeichnet).

für weitergehende Präzisionstests des Standardmodells.

Üblicherweise wird die Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für Teilchenreaktionen

durch Änderung der Beschleunigerenergie gemessen. DAΦNE wird jedoch für absehbare Zeit auf der ϕ -Resonanz betrieben werden. Aus diesem Grunde wurde der Vorschlag ausgearbeitet,

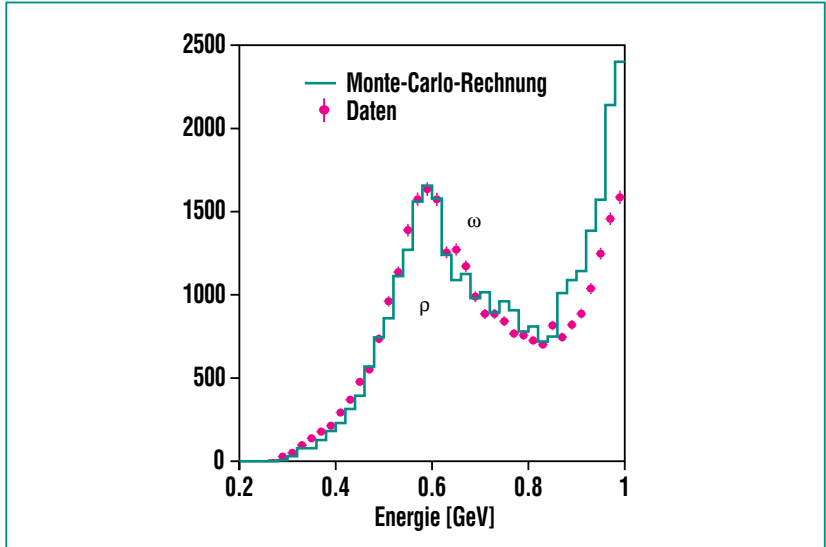


Abb. 6: Energiespektrum der zwei Pionen im Endzustand nach Emission eines Photons im Anfangszustand:

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^* + \gamma \rightarrow \rho(\omega) + \gamma \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$$

(s. Text). Die peakartige Struktur rührt vor allem von der Anregung eines ρ -Mesons genannten Teilchens her, das in 2 geladene Pionen zerfällt. Die Übereinstimmung mit einer Monte-Carlo-Simulation ist im Bereich des ρ -Mesons sehr gut. Die Abweichungen bei den höchsten gezeigten Energien beruhen auf Ineffektivitäten der Messung, bedingt durch die Absicht, Ereignisse der kosmischen Strahlung auszusondern. Auf diese Ineffektivitäten wurde in diesem Bilde noch nicht korrigiert.

die Emission von Photonen durch das Elektron oder Positron im Anfangszustand zur Messung der Energieabhängigkeit des dominanten Endzustandes von zwei Pionen auszunutzen:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma\pi^+\pi^- [9].$$

Diese Abstrahlung von Photonen reduziert die Energie der sich vernichtenden Elektronen und Positronen und damit der 2 Pionen im Endzustand von der Energie der $\phi(1020)$ -Resonanz bis hinab zur Energieschwelle für die Erzeugung der Pionen. Ein vorläufiges Ergebnis zeigt Abb. 6. Im Energiespektrum der zwei Pionen ist deutlich eine breite Verteilung zu erkennen, die bestimmten be-

kannten Teilchen, den Resonanzen ρ und ω , zuzuordnen sind. Wie erste Untersuchungen ergaben, erscheint eine Bestimmung der Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Hadronen mit der zu fordernden Genauigkeit in etwa 1 Jahr Messzeit erreichbar.

Zusammenfassung

Die Inbetriebnahme von DAΦNE-KLOE lässt uns hoffen, wichtige offene Fragen der Teilchenphysik aufgreifen zu können, wobei Untersuchungen von Symmetrieverletzungen und Tests des Standardmodells im Vordergrund stehen. Dabei sind es nicht höhere Energien der benutzten Teilchen-

strahlen, die zu neuen Ergebnissen führen sollen, sondern Präzisionsmessungen mit besserer Statistik und geringeren systematischen Fehlern. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass die Intensität der aufeinander treffenden Elektronen und Positronen so schnell wie möglich die vorgesehenen Werte erreicht, die etwa einen Faktor 100 größer sein werden als die der gegenwärtig existierenden Beschleunigeranlage in Nowosibirsk / Russland.

Literatur

- [1] <http://www.inf.infn.it/>
- [2] <http://www.inf.infn.it/kloe/Welcome.html>
- [3] <http://www.physik.uni-karlsruhe.de/~gcataldi/kloegroup.html>
- [4] A. Denig
Proceedings of the Conference on "Hadron Structure 2000", Stará Lesná, Slovak Republic, October 2-8, 2000, im Druck
- [5] *The Second DAΦNE Physics Handbook*
edited by L. Maiani, Giulia Pancheri, N. Paver, Laboratori Nazionali di Frascati 1995
- [6] W. Kluge
<http://www.physik.uni-karlsruhe.de/~gcataldi/phys.html>
- [7] W. Kluge
Proceedings of the 3rd Moscow School of Physics, XXVIIIth ITEP Winter School of Physics, Moscow February 22 - March 1, 2000, im Druck
- [8] *Brookhaven National Laboratory, g-2 Experiment*
<http://phyppro1.phy.bnl.gov/g2muon/index.shtml>
- [9] S. Binner, J. H. Kühn, K. Melnikov,
Phys. Lett. B 459 (1999) 279
G. Cataldi, A. Denig, W. Kluge, G. Venanzoni
KLOE Memo 195, August 1999
G. Cataldi, A. Denig, W. Kluge, S. Müller, G. Venanzoni
Workshop on "Physics and Detectors for DAΦNE", Frascati, November 16-19, 1999
Frascati Physics Series XVI(2000), p. 569

Sternmodelle im Test: Die Phase der Roten Riesen

C. Arlandini, M. Heil, F. Käppeler, R. Reifarh, F. Voss, K. Wisshak, IK

Historische Einführung

Die Erforschung der Sternatmosphären begann mit der Entwicklung der Spektralanalyse Mitte des letzten Jahrhunderts und wird seit den 20er Jahren mit quantitativen Methoden und zunehmender Empfindlichkeit betrieben. Dabei zeigte sich, dass die meisten Sterne dieselbe oder zumindest eine sehr ähnliche Zusammensetzung haben wie die Sonne. Neben diesen sogenannten Hauptreihensternen gibt es ein relativ kleines Ensemble von Sternen, die sich durch eine rötliche Farbe auszeichnen, und bei denen es sich trotz ihrer relativ kühlen Oberflächentemperaturen um Sterne von enormer Helligkeit handelt. Diese Roten Riesen (RR), unter denen Betelgeuse im Sternbild Orion ein leicht zu erkennendes Beispiel ist, sind demnach etwa 50 mal größer als normale Hauptreihensterne.

Es sollte sich zeigen, dass die Roten Riesen in der bis Anfang der fünfziger Jahre umstrittenen Frage nach dem Ursprung der chemischen Elemente eine entscheidende Rolle spielen. Denn obwohl bereits seit den Arbeiten von Bethe und Critchfield [1] und von Weizsäcker [2] die Fusion von Wasserstoff als Energiequelle bekannt war, konnte mit den damaligen Sternmodellen die weitere Entwicklung der Sterne bis zum Aufbau der schweren Elemente nicht quantitativ beschrieben werden. Deshalb war die Hypothese einer primordialen Entstehung nicht a priori auszuschließen. Diese Diskussion wurde 1952 beendet, nachdem Merrill [3] der Nachweis von Technetium-

um-Linien im Spektrum von Roten Riesen gelungen war. Da die Lebensdauern sämtlicher Isotope dieses instabilen Elements wesentlich kürzer als die Entwicklungszeit dieser Sterne sind, konnte die Entdeckung von Merrill nur dadurch erklärt werden, dass Tc – und damit die schweren Elemente insgesamt – direkt in diesen Sternen produziert werden.

Kurz nach diesem Durchbruch zugunsten der stellaren Nukleosynthese wurde 1957 durch Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyler [4] unter Zusammenfassung aller damaligen Vorstellungen das im Entwurf auch heute noch gültige Gesamtkonzept der Elemententstehung entwickelt. Diese – immer noch sehr lesenswerte Arbeit –

legte den Grundstein für ein fundamentales Verständnis des Ursprungs der chemischen Elemente und begründete damit das Gebiet der Nuklearen Astrophysik, eine Leistung, die 1983 durch den Nobelpreis für Willy Fowler gewürdigt wurde. Eine detaillierte Darstellung der Entwicklung dieses Gebiets über vier Jahrzehnte hinweg kann in neueren Übersichtsartikeln [5, 6] gefunden werden.

Beobachtungen an Roten Riesen

Das signifikante Auftreten von Technetium im Spektrum eines Roten Riesen ist in Abb. 1 gezeigt. Aufgrund der hohen Auflösung des verwendeten Spektrographen erkennt man eine Viel-

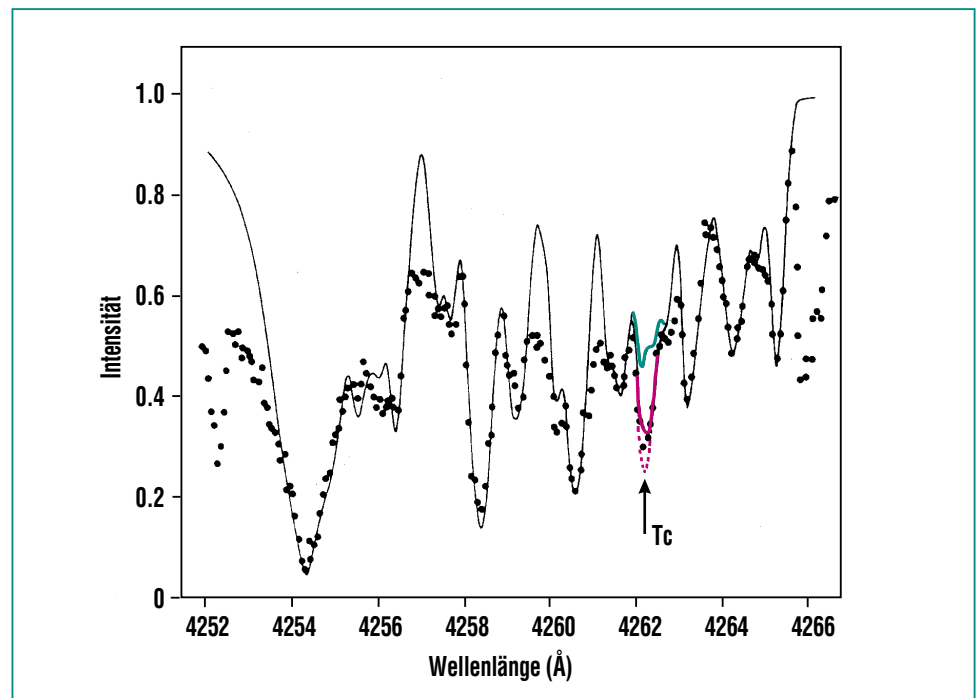


Abb. 1: Der Nachweis von neu erzeugtem Technetium im Sternlicht von Roten Riesen. Die hochauflösende Spektralanalyse (schwarze Punkte) zeigt eine ausgeprägte Linie bei 4262 Å. Die durchgezogenen Linien sind synthetische Spektren ohne und mit plausiblen Tc-Anteilen.

zahl von Absorptionslinien (schwarze Punkte), die durch eine detaillierte Simulation der Sternatmosphäre beschrieben werden (durchgezogene Linie). Im Bereich der vergleichsweise starken Tc-Linie (Pfeil) wurde diese Simulation für verschiedene Technetium-Häufigkeiten durchgeführt. Dabei zeigt sich klar, dass die vollständige Vernachlässigung des Tc-Anteils (grün unterlegt) mit dem gemessenen Spektrum unvereinbar ist. Die rote Anpassung entspricht dagegen dem tatsächlichen (durchgezogen), bzw. maximalen Anteil (gestrichelt). Aus dem gesicherten Nachweis von Technetium lässt sich schließen, dass der s-Pro-

zess tatsächlich in diesem Stern stattfindet, und dass darüberhinaus ein Mechanismus existiert, der eine effektive Mischung aus der He-Brennzone an die Oberfläche vermittelt.

Ein weitere wichtige Beobachtung betrifft die Tatsache, dass Rote Riesen infolge starker Sternwinde Massenverluste von mehr als 10^{-6} Sonnenmassen/Jahr erleiden. Diese Massenverluste steigern sich am Ende der RR-Phase zu einem Superwind, der zum Verlust der gesamten, restlichen Hülle in Form eines Planetarischen Nebels führt. Dieser Vorgang ist in Abb. 2 am Beispiel des Ringnebels im Sternbild Leier veranschaulicht.

Der verbleibende Zentralteil des Sterns, der sein Dasein als weißer Zwerg beschließt, ist durch einen Pfeil markiert. Infolge seiner hohen Oberflächentemperatur lässt er den abgestoßenen Planetarischen Nebel hell aufleuchten, der seinerseits von dem zuvor im Sternwind emittierten Material in Form von bräunlichen Strukturen umgeben ist. Diese Vorgänge gewährleisten, dass einmal prozessiertes Material nicht in dem langsam erlöschenden weißen Zwerg gefangen bleibt, sondern dass es im kosmischen Kreislauf zu einer Anreicherung von schweren Elementen sowohl im interstellaren Medium als auch in den später daraus gebildeten, jüngeren Sternen führt.

In den Sternwinden kommt es bereits zur Bildung von Staubkörnchen, wobei zunächst die stabilsten Verbindungen von häufigen Elementen, wie z.B. SiC oder Korund, als Kondensationskeime dienen. Diese Körner von ca. 1 μm Durchmesser finden sich in Meteoriten. Die Analyse ihrer Zusammensetzung zeigt ein typisches Häufigkeitsmuster, das detaillierte Aufschlüsse über die Situation beim He-Brennen im Mutterstern liefert. In der Abb. 3 werden die Häufigkeiten der Krypton-Isotope in solchen SiC Körnern mit den Vorhersagen eines Modells für den stellaren s-Prozess verglichen, wobei die Streuung der Werte für ^{86}Kr für die Eingrenzung der dabei auftretenden Neutronenflüsse besonders aufschlussreich ist.

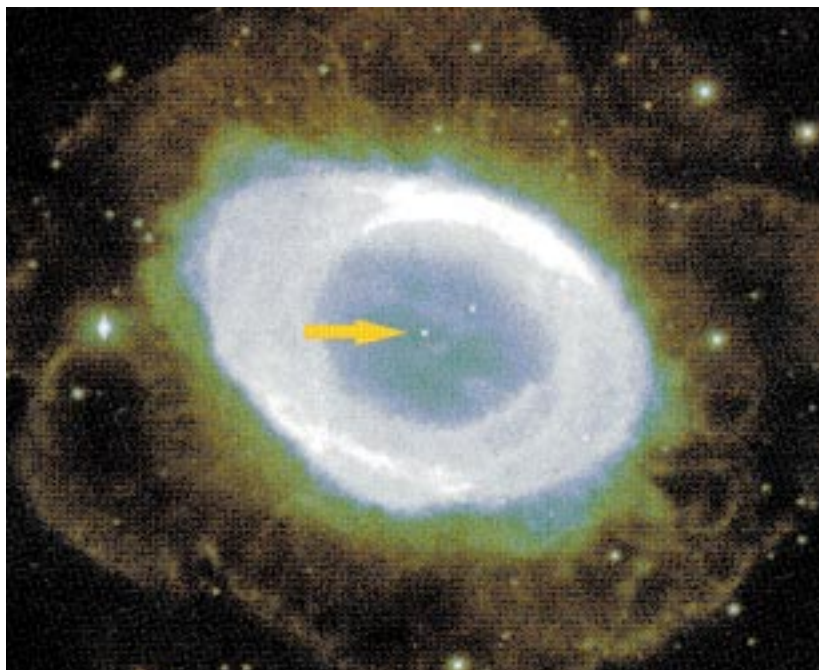


Abb. 2: Rote Riesen erleiden große Massenverluste durch Sternwinde, die sich zum Ende dieser Entwicklungsphase zu einem Superwind steigern, in dem der Stern seine gesamte Hülle in Form eines Planetarischen Nebels abstößt. Die Aufnahme zeigt als Beispiel den Ringnebel im Sternbild Leier, der von dem verbleibenden Zentralobjekt (Pfeil) hell beleuchtet wird. Die peripheren Strukturen bestehen aus der zuvor im Sternwind emittierten Materie.

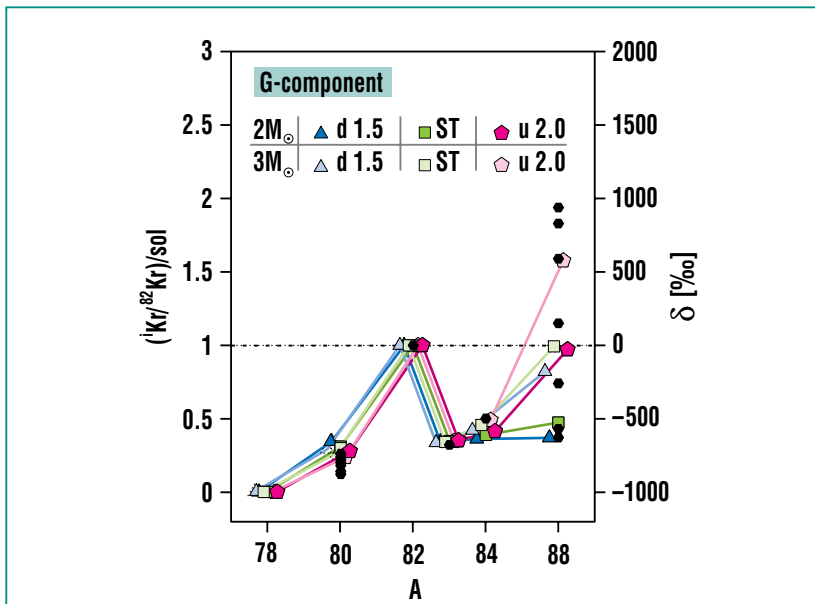


Abb. 3: Material, das von Roten Riesen mit schweren Elementen angereichert und in Form von Sternwinden und Planetarischen Nebeln abgestossen wird, kondensiert zusammen mit SiC oder Korund in Form von ca. 1 μm großen Staubkörnchen. Das Beispiel der Krypton-Isotope zeigt, dass die Häufigkeitsmuster der in verschiedenen Meteoriten gefundenen Körner (schwarze Symbole) bemerkenswert gut mit den Vorhersagen eines Modells für den stellaren s-Prozess übereinstimmen. Die Streuung der Werte für ^{86}Kr ist ein Hinweis darauf, dass sie bei ihrer Entstehung verschiedenen stellaren Neutronenflüssen ausgesetzt waren.

Stellare Element-synthese

Sterne werden durch den Gravitationskollaps interstellarer Materie geboren und beginnen ihre Entwicklung durch Fusion von Wasserstoff. In diesem Zeitabschnitt beschränkt sich die Produktion neuer Elemente neben dem in der Fusion gebildeten Helium im Wesentlichen auf ^{14}N . Nachdem der Wasserstoffvorrat erschöpft und Temperatur und Dichte im Zentrum weiter angestiegen sind, setzt bei etwa 100 Millionen Grad die Triple- α -Reaktion ein, in der He zu ^{12}C und ^{16}O verbrannt wird.

Gleichzeitig mit der Fusion von He zu Kohlenstoff und Sauerstoff wird durch α -Einfänge an dem zuvor produzierten ^{14}N über die Reaktionskette $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ hinreichend viel ^{22}Ne erzeugt, das seinerseits durch (α,n) -Reaktionen zur Erzeugung der für die Synthese der schweren Elemente erforderlichen, freien Neutronen führt. Eine zweite Quelle stellarer Neutronen ergibt sich durch die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion, wobei das Ausgangsmaterial an der Grenzschicht zwischen H- und He-brennender Zone durch die Reaktionssequenz $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$ entsteht.

Diese Neutronen können wegen der fehlenden Coulomb-Abstoßung von den in Sternen der zweiten Generation relativ häufigen Kernen der Eisengruppe eingefangen werden. Multiple Einfänge auf einer Zeitskala von Monaten oder Jahren ergeben den *slow neutron capture process (s-Prozess)*, in dem die β -Halbwertszeiten der neu gebildeten Kerne in der Regel sehr viel kürzer sind. Dadurch ergibt sich ein übersichtlicher Reaktionspfad (Abb. 4), an dem überwiegend stabile Kerne beteiligt sind, so dass die für eine Beschreibung notwendigen Reaktionsraten in Laborexperimenten vermessen werden können. Dieser mit dem He-Brennen verknüpfte s-Prozess ist für etwa die Hälfte der beobachteten Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi verantwortlich, wobei Verlauf und die relativen Beiträge der erwähnten Neutronenquellen entscheidend von der jeweiligen Sternmasse abhängen.

Dies gilt auch für die auf das He-Brennen nachfolgenden Entwicklungsphasen. Kleinere Sterne, wie die Sonne, verlieren durch den starken Sternwind bereits während des He-Brennens einen Großteil ihrer äußeren Hülle und enden als weiße Zwerge. Masse-reichere Sterne können nach Verbrauch des Heliums im Zentrum durch weitere Kontraktion ihre Zentraltemperatur so weit erhöhen, dass mit dem Kohlenstoff-, Neon/Sauerstoff- und schließlich mit dem Silizium-Brennen weitere Brennphasen gezündet werden. Dabei bilden sich immer schwerere Fusionsprodukte, bis mit Erreichen der Fe-Gruppe der Punkt

erreicht ist, wo die stellare Fusion geladener Teilchen wegen zunehmender Coulomb-Abstoßung und abnehmender Bindungsenergien endet.

Die noch ausstehende, zweite Hälfte der Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi einschließlich der Aktiniden werden dem *rapid neutron capture process* zugeschrieben, der in der nachfolgenden

Supernova-Explosion stattfindet. Dieser r-Prozess unterscheidet sich von dem vergleichsweise milden s-Prozess durch extrem hohe Neutronenflüsse und Temperaturen. Da unter diesen Bedingungen Neutroneneinfänge sehr viel schneller sind als die β -Zerfälle der gebildeten Kerne, entwickelt sich ein komplexes Reaktionsnetzwerk, das mehr als tausend, in der Re-

gel sehr kurzlebige Kerne umfasst. Dementsprechend ist die Beschreibung der im r-Prozess gebildeten Häufigkeiten sowohl durch unsichere theoretische Vorhersagen der relevanten Reaktions- und Zerfallsraten, als auch durch die überaus schwierige Behandlung der Explosion selbst, noch mit vielen offenen Fragen behaftet.

Die s-Prozess-Synthese von Fe bis Pb

Der klassische s-Prozess

Ausgehend von der bahnbrechenden Arbeit von Burbidge et al. [4] hatte man – noch bevor Sternmodelle für Rote Riesen zur Verfügung standen – auf empirischem Wege gefunden, dass die Hauptkomponente der im s-Prozess gebildeten Häufigkeiten beschrieben werden kann, wenn man einen gewissen Bruchteil G des insgesamt vorhandenen Eisens als Ausgangssaat betrachtet und einer geeigneten Neutronenbestrahlung aussetzt (der Beitrag aller anderen Elemente ist in diesem Zusammenhang wegen der sehr viel größeren Fe-Häufigkeit vernachlässigbar). Die Häufigkeit eines stabilen Isotops $N_{s(A)}$ ändert sich im s-Prozess entsprechend seiner Erzeugungs- und Umwandlungsraten,

$$\frac{dN_{s(A)}}{dt} = \lambda_{n(A-1)} N_{s(A-1)} - (\lambda_{n(A)} + \lambda_{\beta(A)}) N_{s(A)}. \quad (1)$$

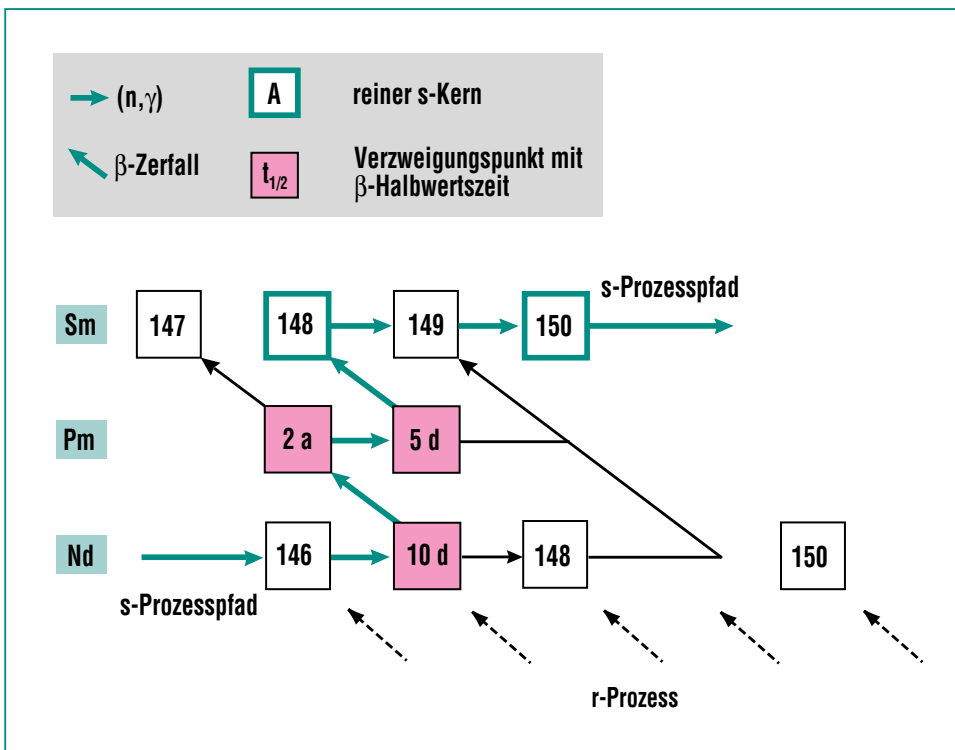


Abb. 4: Der s-Prozess im Bereich der Nd-Pm-Sm Isotope. Der Ausschnitt aus der Nuklidkarte zeigt den durch Neutroneneinfänge und β -Zerfälle bedingten Reaktionsfluss und die resultierenden Verzweigungen bei $A=147$ und 148 (im β -Zerfall wandelt sich ein Neutron unter Aussendung eines Elektrons in ein Proton um). Man beachte, dass die Stärke der Verzweigung durch die relativen Häufigkeiten der reinen s-Kerne ^{148}Sm und ^{150}Sm festgelegt ist, die durch ihre Isobare ^{148}Nd und ^{150}Nd gegen die β -Zerfälle aus der r-Prozess-Region (gestrichelte Pfeile) abgeschirmt sind. Mit zunehmendem Neutronenfluss wird offensichtlich immer weniger ^{148}Sm gebildet. Durch Vergleich mit dem tatsächlichen Isotopenverhältnis ergibt sich so die Möglichkeit, den stellaren Neutronenfluss im s-Prozess einzugrenzen. Als Voraussetzung dafür müssen die Querschnitte für Neutroneneinfang genau gemessen werden (siehe den Beitrag von Beer et al. in diesem Heft).

In diesem Ausdruck wurde angenommen, dass der Vorgängerkern der Masse $A-1$ stabil ist, der Kern A jedoch sowohl durch Neutroneneinfang als auch durch β -Zerfall umgewandelt werden kann. Die β -Zerfallsrate $\lambda_\beta = \ln 2/t_{1/2}$ muss immer dann berücksichtigt werden, wenn sie von derselben Größenordnung ist wie die Einfangrate, $\lambda_n = n_n \langle \sigma \rangle v_T$, die durch die Neutronendichte n_n , die mittlere thermische Geschwindigkeit der Neutronen v_T und den stellaren Einfangquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ bestimmt wird. In einem solchen Fall wird ein Verzweungsverhältnis

$$f = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n} \quad (2)$$

definiert, das über λ_n explizit von der Neutronendichte, eventuell über die stellare Zerfallsrate aber auch von der Temperatur und der Dichte beim s -Prozess abhängt. In der Abb. 4 ist als Beispiel die Verzweigung im Bereich der Nd-Pm-Sm Isotope skizziert, auf die im folgenden Abschnitt Bezug genommen wird. Dieses Schema zeigt gestrichelt auch die β -Zerfälle aus dem Bereich der r -Prozess-Region.

Für die Gesamtheit aller Kerne bis zum Wismut ergibt sich ein System von gekoppelten Differentialgleichungen, wobei im allgemeinen Fall die Koeffizienten noch zeitabhängig sein können. Eine analytische Lösung erfordert deshalb als weitere Annahmen, dass Temperatur und Neutronendichte konstant sind. Außerdem findet man, dass die beobachteten s -Häufigkeiten durch die einfachste Annahme

einer einmaligen Bestrahlung nicht reproduziert werden können. Stattdessen ist es notwendig, von einer Überlagerung von Bestrahlungen auszugehen, deren Beiträge mit zunehmender Stärke rasch abfallen. Die entsprechende Verteilung wird deshalb gewöhnlich in Form einer exponentiellen Verteilung beschrieben, die durch eine mittlere Neutronenexposition τ_0 parametrisiert wird.

Diese für das sogenannte klassische Modell typischen Annahmen stellen natürlich eine erhebliche Einschränkung dar, die besonders im Hinblick auf die von den Sternmodellen beschriebenen Szenarien problematisch erscheint. Andererseits bietet sich so die Möglichkeit einer empirischen Diskussion, unabhängig von den Unsicherheiten der Sternmodelle. Ob und in welcher Hinsicht die dem klassischen s -Prozess zugrunde liegenden Annahmen berechtigt sind, wird letzten Endes davon abhängen, ob damit die Häufigkeiten der s -Isotope und vor allem die noch zu diskutierenden Verzweigungen richtig wiedergegeben werden können.

Mit diesem Modell kann der Synthesefluss, der durch das Produkt aus Häufigkeit und stellarem Querschnitt charakterisiert wird, in einfacher und übersichtlicher Form beschrieben werden:

$$\langle \sigma \rangle_{(A)} N_{s(A)} = \frac{GN_{Fe}}{\tau_0} \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\tau_0 \langle \sigma \rangle_i} \right)^{-1} \quad (3)$$

Die Gleichung enthält lediglich zwei freie Parameter, die mittlere Neutronenexposition τ_0 und die Saathäufigkeit GN_{Fe} . Diese Parameter werden so angepasst, dass die Häufigkeit der reinen s -Kerne möglichst gut beschrieben wird. Das Modell kann außerdem leicht auf die Beschreibung von Verzweigungen verallgemeinert werden.

Das Produkt $\langle \sigma \rangle N_s$ ist in Abb. 5 als Funktion der Massenzahl A aufgetragen, wobei die berechneten Werte als durchgezogene Linien dargestellt sind. Die empirischen $\langle \sigma \rangle N_s$ -Werte derjenigen s -Kerne, die nicht durch Verzweigungen beeinflusst werden und deshalb zuverlässige Normierungspunkte darstellen, sind durch schwarze Quadrate hervorgehoben. Es handelt sich dabei um die Isotope ^{100}Ru , ^{110}Cd , ^{124}Te , ^{150}Sm und ^{160}Dy . Man findet, dass die empirischen Werte im Mittel nur um 3% von der berechneten Verteilung abweichen. Dies entspricht in der Regel den jeweiligen Unsicherheiten, die in einigen Fällen nur noch wenige Prozent betragen. Diese gute Übereinstimmung gilt zunächst nur im Bereich der Hauptkomponente der s -Häufigkeiten, die dem Heliumschalenbrennen in Roten Riesen mit 1,5 bis 3 Sonnenmassen zugeordnet ist.

Der Verlauf der $\langle \sigma \rangle N_s$ -Kurve in Abb. 5 zeigt, dass sich im s -Prozess teilweise ein vollständiges Reaktionsgleichgewicht eingestellt hat. Dies ist in den Massenbereichen der Fall, in denen die Kurve nahezu horizontal verläuft, d.h. dass die Häufigkeitsverteilung einen stationären Zustand

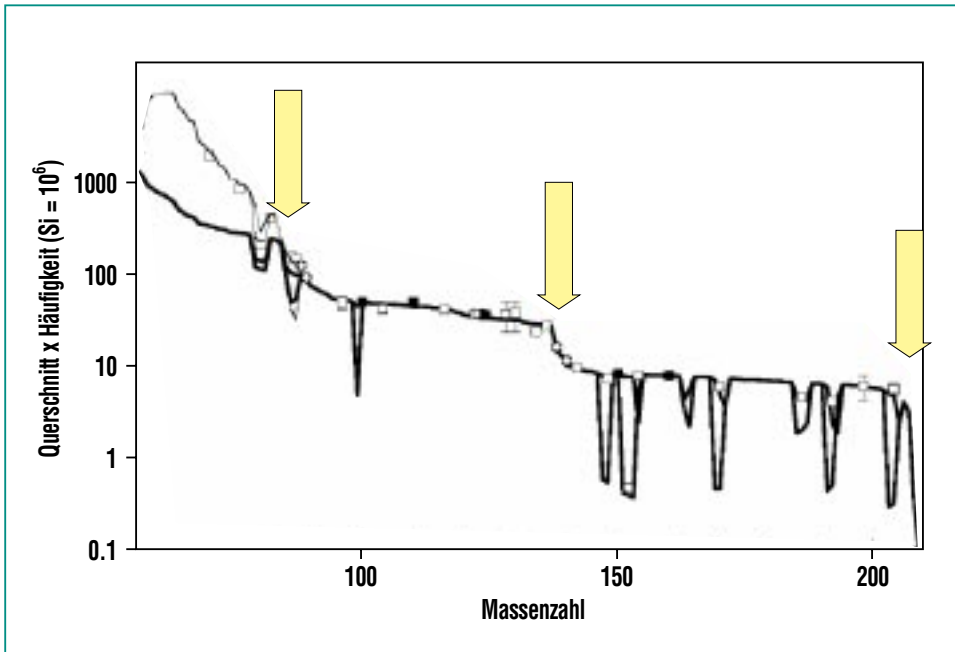


Abb. 5: Das für den s-Prozess charakteristische Produkt aus stellarem Querschnitt $\langle\sigma\rangle$ und der entsprechenden Häufigkeit N_A als Funktion der Massenzahl. Die empirischen Produkte der reinen s-Kerne (Symbole) können im Bereich $A > 90$, in dem der Beitrag sonnenähnlicher Sterne dominiert, mit dem klassischen Modell (dick durchgezogene Linie) im Mittel gut reproduziert werden. Der Beitrag massereicher Sterne ist als dünne Linie angedeutet. Die diversen lokalen Aufspaltungen der Kurve ergeben sich aus den wichtigsten Verzweigungen des Synthesepfads.

erreicht hatte, der durch die lokale Näherung

$$\langle\sigma\rangle N_{s(A)} = \langle\sigma\rangle N_{s(A-1)} = \text{const.} \quad (4)$$

gekennzeichnet ist.

Lediglich bei $A \approx 86, 138$ und 208 ergibt sich bei den sogenannten magischen Kernen, die aufgrund ihrer abgeschlossenen Neutronenschalen besonders stabil sind und deshalb besonders kleine (n, γ) -Querschnitte aufweisen, ein Stau des Reaktionsflusses. Dieser Stau, der sich als Stufe in der $\langle\sigma\rangle N_s$ -Kurve und als lokales Maximum in der Häufigkeitsverteilung manifestiert, hat signifikante Diskrepanzen im Vergleich mit den

empirischen $\langle\sigma\rangle N_s$ -Werten in diesem Massenbereich zur Folge. Dies bedeutet, dass die Gültigkeit des klassischen Modells immer dort in Frage gestellt wird, wo die Stationarität des Reaktionsflusses gestört ist. Neben den Massenbereichen bei magischen Neutronenzahlen sind dies vor allem die Verzweigungen des Synthesepfads, die den diversen lokalen Aufspaltungen der $\langle\sigma\rangle N_s$ -Kurve entsprechen und auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

Die Differenz zu den empirischen Werten zwischen der Eisensaat bei $A \approx 56$ und $A = 90$ wird durch die schwache Komponente auf-

gebracht, die dem s-Prozess in massiven Roten Riesen entspricht und in Abb. 5 durch eine dünne Linie angedeutet ist.

Die sich aus der $\langle\sigma\rangle N_s$ -Kurve ergebenden s-Häufigkeiten können einem weiteren Test unterzogen werden, indem man durch Subtraktion von den beobachteten Häufigkeiten die aus dem r-Prozess stammenden Anteile separiert. Vergleicht man die so gewonnenen r-Häufigkeiten mit den Häufigkeiten der reinen r-Kerne, so ergibt die perfekte Übereinstimmung der beiden Verteilungen eine unabhängige Bestätigung des klassischen Modells. Darüber hinaus bieten die so definierten r-Häufigkeiten eine zuverlässige Möglichkeit zur Beurteilung von r-Prozess-Modellen.

Der s-Prozess im Sternmodell: Neutronen in Roten Riesen

Die Verbindung zwischen dem offensichtlich erfolgreichen, aber rein empirischen Ansatz des klassischen Modells und einem realistischen Sternmodell gelang erstmals 1973 als Ulrich [7] zeigen konnte, dass die im klassischen Modell postulierte exponentielle Verteilung von sukzessiven Bestrahlungen im Prinzip den Bedingungen beim He-Schalnbrennen in RR entspricht. Die mit der Entwicklung von leistungsfähigen Rechnern einsetzende Verfeinerung der Sternmodelle ergab jedoch bald ein erheblich differenzierteres Bild des He-Brennens, das sich von der einfachen, klassischen Vorstellung zunehmend unterschied.

Aufgrund der Zusammensetzung und der Temperatur des stellaren Plasmas sind die (α, n) -Reaktionen am ^{13}C und ^{22}Ne mit Sicherheit die ergiebigsten Neutronenquellen. Die Frage, in welchem Verhältnis und mit welcher Intensität diese Quellen aktiviert werden, erfordert eine quantitative Beschreibung des He-Brennens durch realistische Sternmodelle. Bis heute sind solche Modelle auf relativ grobe Näherungen angewiesen. Die beim He-Brennen gleichzeitig ablaufende Nukleosynthese stellt deshalb eine wichtige Möglichkeit zum Test der Sternmodelle dar. So können diese Modelle durch Vergleich der berechneten Elementausbeuten mit den beobachteten s-Prozess-Häufigkeiten überprüft und gegebenenfalls modifiziert werden.

Derzeit werden zwei Szenarien diskutiert, mit denen sowohl die solaren s-Häufigkeiten als auch die durch den s-Prozess bedingten, beobachteten Überhäufigkeiten in den Atmosphären von Roten Riesen beschrieben werden können. Dabei handelt es sich zum einen um das zentrale Heliumbrennen in schweren Sternen von 15 bis 30 Sonnenmassen sowie das Heliumschalenbrennen in leichten Sternen von 1 bis 3 Sonnenmassen. Massereiche Sterne haben vergleichsweise hohe Zentraltemperaturen, so dass die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion ablaufen kann, die für die Dauer des Heliumbrennens eine gewisse Neutronendichte aufrechterhält. Allerdings reicht der integrale Fluss, den diese Sterne produzieren, lediglich aus um den Synthesepfad bis zur ersten magischen Neutronenzahl bei $N = 50$

voranzutreiben. Mit dieser sogenannten schwachen Komponente lassen sich die s-Häufigkeiten im Massenbereich von Eisen bis Yttrium beschreiben.

Die Hauptkomponente der s-Häufigkeiten, die im Wesentlichen den Bereich zwischen Zr und Bi betrifft, erfordert einen deutlich höheren integralen Fluss. Von astronomischen Beobachtungen weiß man, dass Rote Riesen von wenigen Sonnenmassen in ihren Atmosphären entsprechende Anreicherungen schwerer Elemente zeigen. Das Fehlen nennenswerter Magnesiumanteile belegt jedoch, dass in diesem Fall die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion allenfalls eine untergeordnete Rolle spielt, was wegen der niedrigeren Temperaturen in diesen Sternen auch plausibel erscheint. Hier wird deshalb die Neutronenproduktion durch die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion dominiert. Insgesamt ist der s-Prozess in diesen Sternen erheblich kompli-

zierter als in massiven Roten Riesen und deswegen auch weniger gut verstanden.

Die Abb. 6 zeigt einen solchen Roten Riesen von ca. drei Sonnenmassen im Querschnitt. Beim Einsetzen des s-Prozesses ist das Helium im Zentrum bereits verbraucht. Die stellare Energie wird in einer relativ dünnen Schale erzeugt, während das Zentrum aus der Asche des Heliumbrennens, nämlich nahezu ausschließlich aus Kohlenstoff und Sauerstoff besteht. Außerhalb der energieerzeugenden Schale ist die Hülle des Sterns voll konvektiv, eine wichtige Voraussetzung für den Transport der Syntheseprodukte an die Oberfläche. Die Energieerzeugung selbst geschieht zunächst durch das Wasserstoffbrennen. Das dabei anfallende Helium sammelt sich zwischen Zentrum und Hülle an. Sobald an der Basis dieser Heliumschale eine hinreichend hohe Temperatur erreicht wird, zündet

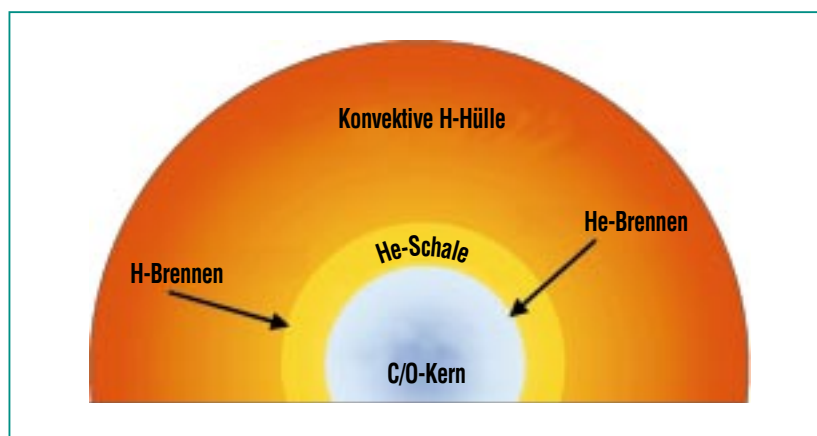


Abb. 6: Querschnitt durch einen Roten Riesen zum Zeitpunkt des He-Schalen-Brennens. Die Ausdehnung der He-Schale ist in Wahrheit sehr viel dünner. Die voll konvektive Hülle besteht hauptsächlich aus Wasserstoff, während sich die inneren Bereiche aus den Fusionsprodukten der darüberliegenden Brennzonen zusammensetzen.

das Heliumbrennen, das wegen der größeren Reaktionsrate sehr viel schneller abläuft als das Wasserstoffbrennen. Tatsächlich wird in dieser Phase die Energieproduktion allein durch das Heliumbrennen gedeckt, das jedoch nur etwa 150 Jahre dauert. Nachdem das Helium verbraucht ist, etabliert sich die Wasserstoffbrennzone von neuem und übernimmt die Energieproduktion für weitere 50.000 Jahre, bis zum

nächsten Zünden der Heliumschale. Dieses periodisch auftretende Heliumbrennen kann sich etwa 20 bis 30 mal wiederholen, bevor der Stern infolge des relativ großen Massenverlusts seine Hülle weitgehend verloren hat.

Diese Phase des He-Schalenbrennens ist in Abb. 7 für einen Roten Riesen von drei Sonnenmassen schematisch dargestellt. Die Skala auf der y-Achse ent-

spricht dem Massenradius, der die Gesamtmasse ausgehend vom Zentrum des Sterns bezeichnet. Im aktuellen Beispiel besteht also der zentrale Bereich aus 0.66 Sonnenmassen Kohlenstoff und Sauerstoff, während die Heliumbrennzone lediglich etwa 1/100 Sonnenmasse aufweist. Für die Hülle des Sterns bleibt ein Anteil von 2.34 Sonnenmassen. Die x-Achse bezeichnet die Entwicklungszeit. Die Position der konvektiven Heliumbrennzone ist als senkrecht schraffierte Fläche eingezeichnet. Man erkennt, wie die Heliumbrennzone nach dem Zünden vor allem nach außen rasch anwächst und nach 150 Jahren sehr nahe an die wasserstoffreiche Hülle herankommt, die als durchgezogene Linie angedeutet ist. Durch die starke Energiefreisetzung wird die Hülle für kurze Zeit nach außen gedrückt. Nach dem Ende des Heliumbrennens schrumpft die Hülle wieder und erfasst dabei etwa ein Drittel der vorigen Heliumbrennzone. Da die Hülle voll konvektiv ist, wird das so erfasste, frisch prozessierte Material bis an die Oberfläche gemischt.

Die Neutronen für den s-Prozess werden in zwei Schritten erzeugt. Während des Wasserstoffbrennens wird in der sich neu bildenden Heliumschale zunächst die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion aktiviert, wobei das dafür notwendige ^{13}C durch die Sequenz $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ entsteht, indem eine geringe Menge von Protonen mittels Diffusion oder Semikonvektion die Grenze zur Heliumschale durchdringt. Auf diese Weise wird bei Temperaturen knapp über 100 Millionen Grad

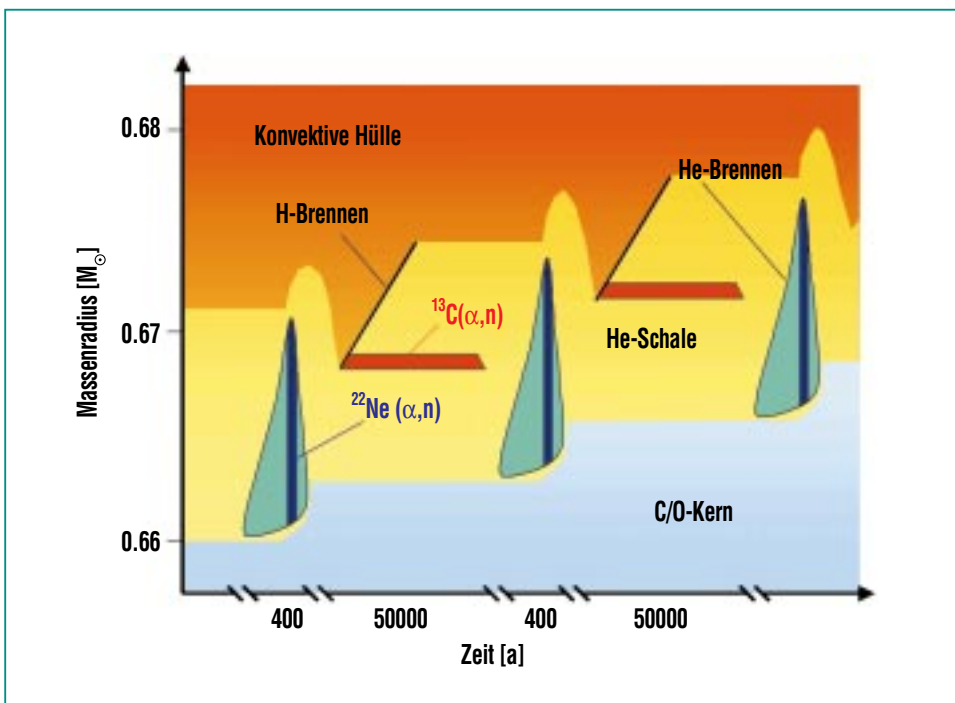


Abb. 7: Episoden des He-Schalen-Brennens in einer schematischen Darstellung der Sternentwicklung, in der die Auftragung auf der y-Achse in etwa dem Sternradius entspricht. Auf der x-Achse sind die unterschiedlichen Zeitskalen für das H- und He-Brennen angedeutet. Das im H-Brennen erzeugte Helium reichert sich in einer Schale über dem aus Kohlenstoff und Sauerstoff bestehenden Zentralbereich an, bis die Temperatur so weit angestiegen ist, dass für relativ kurze Zeit zu dem mit einer enormen Energieerzeugung verbundenen He-Brennen kommt. Dies führt zu einer Ausdehnung der He-Brennzone (schraffierte, lanzettförmige Bereiche) und zu starken Konvektionsströmen, die eine Mischung neu erzeugten Materials in die Hülle bewirken. Die Reaktionsprodukte des He-Brennens führen zu einem schrittweisen Anwachsen des Zentralbereichs. In diesem Szenario werden Neutronen durch (α, n) -Reaktionen an ^{13}C (während des H-Brennens) und an ^{22}Ne (während des He-Brennens) erzeugt.

ein relativ schwacher Neutronenfluss erzeugt, der jedoch auf eine sehr dünne Zone beschränkt ist. Dadurch ist das Material dieser Zone einer verhältnismäßig großen Dosis ausgesetzt. Im weiteren Verlauf der Entwicklung wird dieser Bereich von der nächsten Heliumbrennzone erfasst und mit Material gemischt, das bereits in der Episode davor mit Neutronen bestrahlt wurde.

Die zweite Neutronenbestrahlung erfolgt am Ende der Heliumbrennphase, wenn die Temperatur bei der größten Ausdehnung der Brennzone bis auf 300 Millionen Grad steigt. Dann wird über die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion für kurze Zeit ein relativ starker Neutronenfluss erzeugt, der zwar nur einen geringen Teil der Gesamtdosis ausmacht, aber die zuvor entstandenen Häufigkeiten signifikant beeinflusst.

Aus der Komplexität dieses Szenariums lässt sich unschwer ableiten, dass die theoretische Behandlung nur näherungsweise möglich ist. Vor allem die Erfassung der Durchmischungsvorgänge und die Beschreibung der Konvektion bereiten enorme Schwierigkeiten. Eine der größten diesbezüglichen Unsicherheiten betrifft die ^{13}C -Produktion für die es überhaupt erst in jüngster Zeit Lösungsansätze gibt. Deshalb stellt die Information, die man aus dem während des Heliumbrennens ablaufenden s-Prozess gewinnt, einen wichtigen Test für die Parameterisierung der Modelle, bzw. für die Beurteilung der theoretischen Vorhersagen dar.

Der s-Prozess als Test der Sternmodelle

Vergleicht man die Häufigkeitsverteilungen, die sich aus verschiedenen Modellen ergeben, und sieht man zunächst von den nachstehend diskutierten Verzweigungen ab, so wird man lediglich bei den neutronenmagischen Kernen merkliche Unterschiede erwarten, wo sich wegen der kleinen (n, γ) -Querschnitte kein Reaktionsgleichgewicht einstellen konnte. Um solche Unterschiede mit ausreichender Signifikanz nachweisen zu können, kommt es entscheidend darauf an, dass sowohl die Querschnitte als auch die Häufigkeiten der ent-

sprechenden s-Isotope mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind. Der zweite Punkt ist im Bereich der s-Prozess-Synthese für die chemisch nahezu identischen Elemente der Seltenen Erden am besten erfüllt. Entsprechend wurde dieser Massenbereich bei den Experimenten mit dem 4π BaF₂ Detektor des IK bevorzugt untersucht (siehe Beitrag von Beer *et al.* in diesem Heft).

Das Ergebnis eines Vergleichs von s-Häufigkeiten im Massenbereich $130 < A < 160$, wie sie sich aus dem klassischen Modell und einem Standard-Sternmodell ergeben, ist in Abb. 8 dargestellt. Nach Normierung an der errech-

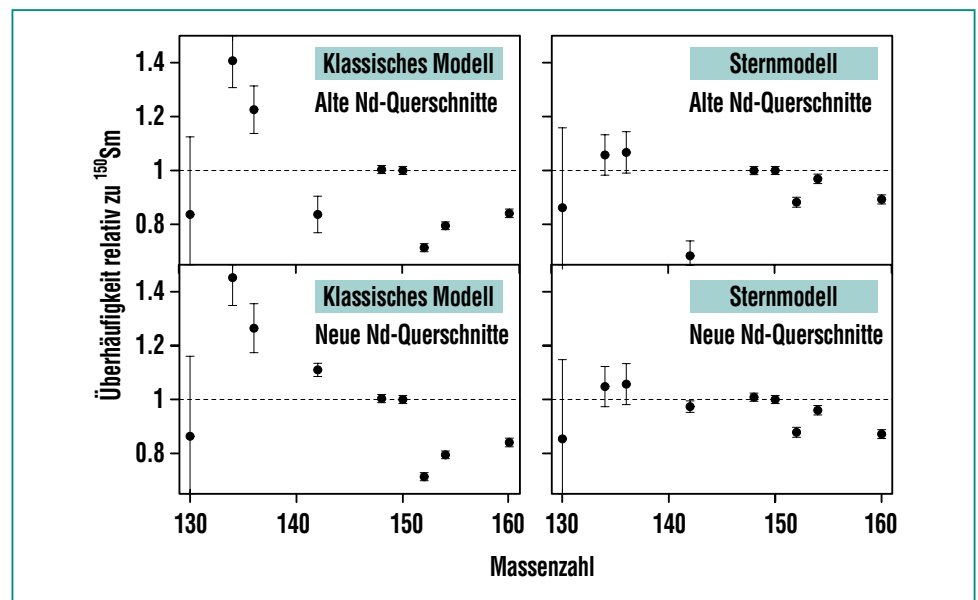


Abb. 8: Die s-Häufigkeiten im Massenbereich $130 < A < 160$, wie sie sich aus dem klassischen Modell (links) und einem Standard-Sternmodell ergeben. Nach Normierung am ^{150}Sm sollten die Werte der gezeigten reinen s-Isotope im Idealfall auf der gestrichelten Linie liegen. Die entscheidende Bedeutung der stellaren (n, γ) -Querschnitte ist am Beispiel von ^{142}Nd zu erkennen. Während die früheren Daten (obere Reihe) das klassische Modell zu stützen schienen, ergab eine wesentlich genauere Messung am Van de Graaff-Beschleuniger des IK eine klare Bestätigung des Sternmodells. Insgesamt findet man, dass auch die übrigen Isotope durch das Sternmodell besser wiedergegeben werden.

neten Häufigkeit von ^{150}Sm sollten die Werte der gezeigten reinen s-Isotope im Idealfall jeweils auf der gestrichelten Linie liegen. Die entscheidende Bedeutung, die in diesem Vergleich der Genauigkeit der stellaren (n, γ) -Querschnitte zukommt, ist am Beispiel von ^{142}Nd zu erkennen. Während die früheren Daten (obere Reihe) das klassische Modell zu stützen schienen, ergab eine wesentlich genauere Messung am Van de Graaff Beschleuniger des IK einen um 30% kleineren und sieben mal genaueren Wert. Auf dieser verbesserten Grundlage findet man nun eine klare Bestätigung der durch das Sternmodell vorhergesagten Häufigkeit von ^{142}Nd .

Ähnliches gilt auch für die übrigen s-Isotope in dem in Abb. 8 gezeigten Bereich, deren Querschnitte durch Messungen am IK ebenfalls genau bekannt sind. Mit Ausnahme von ^{136}Ba und dem zur Normierung verwendeten ^{150}Sm werden alle anderen s-Isotope durch Verzweigungen des Synthesepfads, d.h. durch den stellaren Neutronenfluss und teilweise durch die Temperatur beeinflusst, und müssen deshalb gesondert betrachtet werden.

Die Verzweigungen im s-Prozess-Pfad stellen den empfindlichsten Test für die von den jeweiligen Modellen vorhergesagten physikalischen Bedingungen im stellaren Plasma dar. Das Paradebeispiel einer solchen Verzweigung betrifft den Bereich der Neodym-Promethium-Samarium Isotope. Die Abb. 4 zeigt den entsprechenden Ausschnitt der Nuklidkarte, in dem der Reaktionsfluss im s-Prozess durch die Ver-

bindungslinien zwischen den einzelnen Isotopen angedeutet ist. Man erkennt, dass die reinen s-Kerne ^{148}Sm und ^{150}Sm durch ihre Isobare im Neodym gegen die β -Zerfälle aus der r-Prozess-Region abgeschirmt sind. Vorausgesetzt der stellare Neutronenfluss $\Phi^* = n_n v_T$ ist groß genug, so ergeben sich die angedeuteten Verzweigungen bei $A = 147, 148$ und 149 , die offensichtlich zur Folge haben, dass nur ein Teil des Reaktionspfads zur Produktion von ^{148}Sm beiträgt. In jedem Fall vereinigt sich der Reaktionspfad jedoch beim ^{150}Sm . Da die β -Halbwertszeiten sämtlicher Verzweigungspunkte in Abb. 4 praktisch nicht von der Temperatur im s-Prozess beeinflusst werden, hängt der Verzweigungsfaktor jeweils nur von λ_n und damit von der Neutronendichte ab.

In der Summe lassen die Verzweigungen der Abb. 4 eine Abweichung von der lokalen Näherung der Gl.(4) erwarten, wobei der Verzweigungsfaktor bis auf geringfügige Korrekturen durch die $\langle \sigma \rangle N$ -Werte der reinen s-Kerne ausgedrückt werden kann:

$$f = \frac{\langle \sigma \rangle N(^{148}\text{Sm})}{\langle \sigma \rangle N(^{150}\text{Sm})} \quad (5)$$

Betrachtet man diesen Ausdruck als das Produkt der beiden Häufigkeits- und Querschnittsverhältnisse, so ergibt sich ersteres aus der gut bekannten Isotopenzusammensetzung mit einer Genauigkeit von etwa 0.1%. Damit reduziert sich das Problem auf die experimentelle Bestimmung des stellaren Querschnittsverhältnisses, das am IK mit dem 4π BaF_2 Detektor auf $\pm 1\%$ gemes-

sen werden konnte. Das Ergebnis, $f = 0.88 \pm 0.01$ [8] liefert den Nachweis, dass in der Tat $12 \pm 1\%$ des Reaktionsflusses am ^{148}Sm vorbeigegangen sind.

Mit dieser Information ergibt sich nach Gl.(2) die effektive Einfangrate λ_n . Für die zur Festlegung des stellaren Neutronenflusses zusätzlich notwendigen stellaren Querschnitte der relevanten, instabilen Verzweigungspunkte ^{147}Pm und ^{148}Pm mussten bisher theoretische Werte eingesetzt werden. Nach einer ersten erfolgreichen Messung des ^{147}Pm -Querschnitts (siehe Beitrag von Beer *et al.* in diesem Heft) werden die damit verbundenen Unsicherheiten deutlich reduziert werden können. Vorläufige Analysen deuten darauf hin, dass die bisher ausschließlich mit theoretischen Pm-Querschnitten abgeschätzten Neutronendichten nach oben korrigiert werden müssen. Der mit dem klassischen Modell ermittelte Wert liegt derzeit bei $n_n = 4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

Hat man auf diese Weise die Neutronendichte festgelegt, so ergibt die Analyse der temperatur- und dichteabhängigen Verzweigungen eine Abschätzung der jeweiligen stellaren β -Halbwertszeiten an den Verzweigungspunkten und damit die effektive Dichte und Temperatur im s-Prozess. Die Änderung von β -Halbwertszeiten unter stellaren Bedingungen erklärt sich durch die praktisch vollständige Ionisation und die thermische Besetzung niedrigliegender Kernzustände [9]. Verzweigungen dieser Art finden sich z.B. beim ^{151}Sm und ^{154}Eu , also in unmittelbarer Nachbarschaft des obigen Bei-

spiels. Diese Verzweigungen stellen ein besonders empfindliches Thermometer dar, da die Häufigkeiten der entsprechenden reinen s-Isotope ^{152}Gd und ^{154}Gd in sehr verschiedener Weise von der Temperatur abhängen.

Wie gut werden nun diese Verzweigungen durch den klassischen s-Prozess und das sehr viel komplexere Sternmodell für das He-Schalenbrennen beschrieben? Diese Frage ist angesichts der konzeptionellen Unterschiede dieser Modelle besonders interessant. Obwohl eine zuverlässige Antwort noch aussteht, ergeben sich doch aus der Abb. 9 bereits deutliche Hinweise zugunsten des Sternmodells. Während die ^{148}Sm -Häufigkeit in beiden Fällen korrekt wiedergegeben wird, zeigen sich bei den beiden Gadolinium-Isotopen deutliche Unterschiede. Offensichtlich werden die Häufigkeiten von ^{152}Gd und ^{154}Gd durch das klassische Modell – verglichen mit der Genauigkeit der empirischen Werte – erheblich unterschätzt. Berücksichtigt man, dass etwa 10-15% der ^{152}Gd -Häufigkeit aus dem p-Prozess stammt, so liefert das Sternmodell eine praktisch quantitative Beschreibung der Verzweigungen beim ^{151}Sm und ^{154}Eu .

Die Variation der für die diskutierten Verzweigungen kritischen Häufigkeiten während einer Episode des He-Schalen-Brennens in Abb. 9 zeigt, dass der Erfolg des Sternmodells keineswegs trivial ist. Die Temperatur – und damit die aus der $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$ -Reaktion gespeiste Neutronendichte – zeigen in dieser Phase ein ausgeprägtes Maximum (gestrichelte

Linie und rechte Skala im oberen Bild). Die effektive Neutronendichte, die man mit Hilfe des klassischen Modells bestimmt, ist durch das schraffierte Band angedeutet, und liegt erheblich niedriger als das Maximum der stellaren Werte. Die Auswirkung der starken Zeitabhängigkeit von

n_n und T auf die Verzweigungen im Massenbereich der Abb. 9 ist dabei sehr unterschiedlich. Während die ^{142}Nd -Häufigkeit nahezu konstant bleibt, variieren die Häufigkeiten von ^{148}Sm , ^{152}Gd , und ^{154}Gd um Faktoren zwei bis hundert. Dass die resultierenden Häufigkeiten trotz dieser Band-

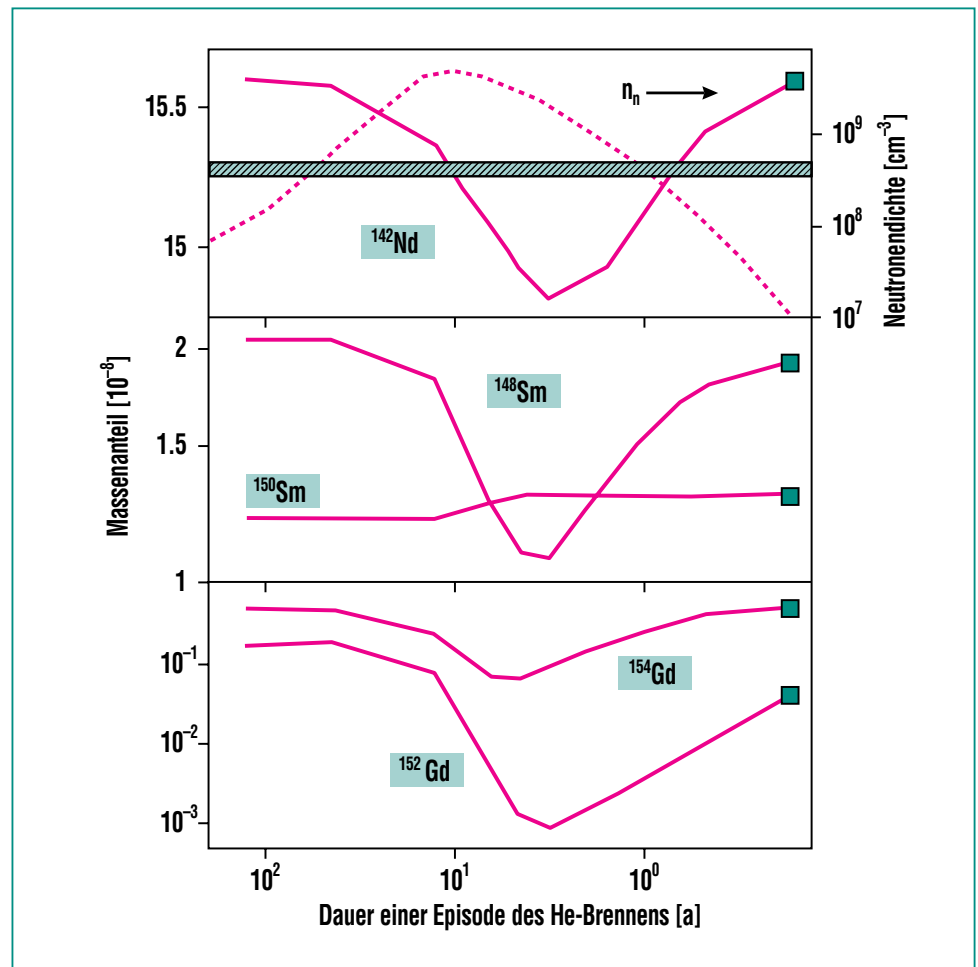


Abb. 9: Der Einfluss der Neutronendichte (rechte Skala im oberen Bild) auf verschieden starke Verzweigungen des Synthesepfads während des He-Schalen-Brennens. Die effektive Neutronendichte, die man mit Hilfe des klassischen Modells bestimmt, ist durch das schraffierte Band angedeutet, und liegt erheblich niedriger als das Maximum der stellaren Werte. Die verschiedenen Skalen der y-Achse zeigen, dass die Häufigkeiten der s-Isotope während des He-Brennens auf die Änderungen des Neutronenflusses sehr unterschiedlich reagieren. Man beachte durch Vergleich mit Abb. 8, dass die Endhäufigkeiten (grüne Symbole) trotz dieser großen Unterschiede für alle Verzweigungen konsistent wiedergegeben werden.

breite und trotz der sehr verschiedenen Zeitpunkte für das Ausfrieren der verschiedenen Isotope gut mit den empirischen Werten übereinstimmen, bedeutet einen offensichtlichen Erfolg des Sternmodells.

Obwohl die Aussagen aus Verzweigungsanalysen noch immer unvollständig sind, ist der Einfluss dieser Information auf das Verständnis des stellaren He-Brennens offensichtlich. Eine möglichst vollständige Untersuchung sämtlicher signifikanter Verzweigungen stellt wegen der sehr unterschiedlichen Querschnitte und Halbwertszeiten einen überaus empfindlichen Test des jeweiligen Modells dar. Solche Untersuchungen erfordern wegen der Bedeutung der stellaren Querschnitte jedoch noch große, experimentelle Anstrengungen, vor allem im Hinblick auf die instabilen Verzweigungsisotope.

In diesem Zusammenhang sind die in Meteoriten gefundenen stellaren Staubkörner von zuneh-

mendem Interesse. Wegen der Schwierigkeit bei der Isolation und Massenanalyse so kleiner Proben wurden bisher vor allem die häufigeren leichten Elemente untersucht, für die es nur relativ unzuverlässige Querschnitte gibt. Mit zunehmender Empfindlichkeit der Methodik sind jedoch künftig auch s-Prozess-Muster der schweren Elemente zu erwarten, wie am Beispiel von Krypton in Abb. 3 gezeigt wird.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Verständnis der Nukleosynthese in Roten Riesen hat durch das Zusammenspiel von astronomischer Beobachtung, Laborexperimenten, und der Entwicklung detaillierter Sternmodelle deutliche Fortschritte gemacht. Es bleiben aber in allen Bereichen noch eine Reihe von wichtigen Fragen offen. Dies gilt ganz besonders für die Neutroneneinfang-Querschnitte, denen bei der Interpretation der Beobachtungen und für

die quantitative Formulierung expliziter Sternmodelle eine Schlüsselrolle zukommt.

Im Zusammenhang gesehen bedeutet die Möglichkeit einer zuverlässigen Beschreibung der Nukleosynthese im s-Prozess und damit der Sternmodelle für die komplexe He-Brennphase einen verbesserten Zugang zur Beschreibung der chemischen Entwicklung von Galaxien. Daraus ergibt sich ein entsprechend vertieftes Verständnis der mit explosiven Szenarien verknüpften Elementproduktion (r-Prozess) und eine genauere Einordnung in die zeitliche Entwicklung des Universums.

Literatur

- [1] H. Bethe, C. Critchfield, *Phys. Rev.* 54, 248 (1938)
- [2] C. von Weizsäcker, *Physikalische Zeitschrift* 39, 639 (1938)
- [3] P. Merrill, *Science* 115, 484 (1952)
- [4] E. Burbidge, G. Burbidge, W. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957)
- [5] G. Wallerstein, I. Iben Jr., P. Parker, A. Boesgaard, G. Hale, A. Champagne, C. Barnes, F. Käppeler, V. Smith, R. Hoffman, F. Timmes, C. Sneden, R. Boyd, B. Meyer, D. Lambert, *Rev. Mod. Phys.* 69, 995 (1997)
- [6] F. Käppeler, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 43, 419 (1999)
- [7] R.K. Ulrich, *in Explosive Nucleosynthesis, herausgegeben von D.N. Schramm und W.D. Arnett (Austin, University of Texas Press, 1973) 139*
- [8] K. Wisshak, K. Guber, F. Voss, F. Käppeler, G. Reffo, *Phys. Rev. C* 48, 1401 (1993)
- [9] K. Takahashi, K. Yokoi, *Atomic Data Nucl. Data Tables* 36, 375 (1987)

Laborbestimmung stellarer Neutronenreaktionen

H. Beer, S. Dababneh, M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, W. Rapp, R. Reifarth, F. Voss, K. Wisshak, IK

Dass Neutronenreaktionen bei der Entstehung der schweren Elemente von Eisen bis zu den Aktiniden eine Schlüsselrolle spielen, ist im vorangegangenen Beitrag dieses Hefts gezeigt worden. Wie sehen nun die Experimente und Messverfahren aus, die zur Bestimmung der entsprechenden stellaren Reaktionsraten eingesetzt werden? Die folgende Darstellung konzentriert sich auf Entwicklungen am IK, die insgesamt zu einer erheblichen Verbesserung sowohl der Messgenauigkeit als auch der Empfindlichkeit solcher Untersuchungen geführt haben.

Neutroneneinfang – neue Isotope und neue Elemente

Die Anlagerung von freien Neutronen, die beim He-Brennen durch (α, n) -Reaktionen entstehen, an vorhandene Saatkerne stellt den Ausgangspunkt für neue, schwerere Isotope und Elemente dar (s-Prozess). Dabei ist zu bedenken, dass das Plasma der stellaren Brennzone im Wesentlichen aus Helium mit geringen Anteilen von Kohlenstoff und Sauerstoff besteht, wohingegen die für die schweren Elemente wichtigen Saatkerne der Eisen-Gruppe nur in Spuren vorhanden sind. Daraus ergeben sich bereits zwei wichtige Konsequenzen:

(I) Die freien Neutronen werden in diesem He-Plasma durch Streuung sehr rasch thermalisiert. Wegen der typischen Temperaturen von 100 bis 300 Millionen Grad weisen sie deshalb eine Energieverteilung auf, die bei 10 bis 30 keV

ihr Maximum hat. Dies definiert den Energiebereich, in dem die experimentellen Untersuchungen durchgeführt werden müssen.

(II) Bei diesen Energien sind die Querschnitte der Hauptbestandteile des Plasmas (He, C, O) für Neutroneneinfang im Verhältnis zu den schweren Isotopen der Fe-Gruppe sehr klein. Damit kann der beim Fe beginnende s-Prozess trotz der vergleichsweise kleinen Saathäufigkeiten mit hinreichender Ausbeute ablaufen. Dennoch dürfen die leichten Elemente wegen ihrer großen Häufigkeiten als Neutronengifte nicht vernachlässigt werden. Dies bedeutet, dass es nicht ausreicht, nur die (n, γ) -Querschnitte der eigentlich am s-Prozess beteiligten Isotope zu bestimmen, sondern dass auch die Untersuchung der entsprechenden Querschnitte an den leichten Kernen zur Erfassung der Neutronenverluste unumgänglich ist.

Stellare Neutronenquellen

Aufgrund der chemischen Zusammensetzung und der in den He-Brennzonen vorherrschenden Temperaturen sind die (α, n) -Reaktionen an ^{13}C und ^{22}Ne mit Sicherheit die ergiebigsten Neutronenquellen für die Nukleosynthese im s-Prozess.

Der relative Beitrag dieser Reaktionen hängt stark von der jeweiligen Temperatur ab. So dominiert die $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ -Reaktion, die wegen der geringeren Coulomb-Abstoßung bereits bei Temperaturen

um 100 Millionen Grad einsetzt, beim s-Prozess in relativ leichten, sonnenähnlichen Sternen. Da in der s-Prozess-Zone dieser Sterne ein sehr hoher integraler Neutronenfluss erreicht wird, ergeben sich für diese Population besonders hohe Ausbeuten an schweren Elementen im Massenbereich $A > 100$. Mit zunehmender Gesamtmasse der Sterne steigen die Temperaturen beim He-Brennen an, während der ^{13}C -Anteil stark zurückgeht. Dementsprechend wird der s-Prozess in massereichen Sternen praktisch ausschließlich von (α, n) -Reaktionen an ^{22}Ne bestimmt. Wegen des geringeren integralen Neutronenflusses ist der s-Prozess in Sternen mit 10 bis 25 Sonnenmassen hauptsächlich auf die Produktion der Elemente zwischen Fe und Zr beschränkt.

Für beide (α, n) -Reaktionen sind die stellaren Raten derzeit nur unzureichend bekannt. Trotz verschiedener, aufwendiger Experimente ist es bisher nicht gelungen, die extrem kleinen Raten im astrophysikalisch relevanten Energiebereich direkt zu messen. Selbst der Versuch, die bei höheren Energien vorliegenden Wirkungsquerschnitte unter Zuhilfenahme theoretischer Konzepte zu extrapolieren, ist immer noch mit so großen Unsicherheiten verbunden, dass die Konsequenzen aus den Vorhersagen verschiedener Sternmodelle bisher nicht zuverlässig überprüft werden können. Zur Verbesserung dieser unbefriedigenden Situation wurde mit der Modifikation des Karlsruher 4π BaF₂-Detektors ein neuer experimenteller Ansatz gefunden.

Neutronenerzeugung im Labor

Die zur Untersuchung von Neutronenreaktionen notwendigen Flüsse im keV-Bereich werden mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern erzeugt. Am einfachsten werden freie Neutronen mittels Kernreaktionen an elektrostatischen Beschleunigern produziert. Dabei zeigt sich, dass vergleichs-

weise kleine Anlagen, wie der 3.7 MV Van-de-Graaff-Generator des IK, für astrophysikalische Anwendungen besonders geeignet sind. Insbesondere lassen sich damit hinsichtlich Neutronenfluss, Energiebereich und Untergrund optimierte Experimente konzipieren, die entsprechenden Einrichtungen an sehr viel größeren Beschleunigern ebenbürtig oder sogar überlegen sind.

Das Prinzip solcher Experimente lässt sich am Beispiel der Abb. 1 erläutern: Ein Protonenstrahl, der mit Hilfe des Beschleunigers erzeugt wird, trifft auf ein gekühltes, metallisches Lithiumtarget von ca. 10 μm Dicke. Durch geeignete Wahl der Einschussenergie werden dabei über die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion Neutronen im stellaren Energiebereich produziert. Für den Beschleuniger gibt es dazu zwei Betriebsarten.

- (I) Im Gleichstrom-Modus (Abb. 1, rechte Hälfte) können hohe Strahlströme von bis zu 200 μA und damit Neutronenquellstärken von ca. $5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Durch ein Geschenk der Natur lässt sich in diesem Zustand sogar auf verblüffend einfache Weise ein stellares Neutronenspektrum bei einer typischen s-Prozess-Temperatur von 300 Millionen Grad erzeugen: Wählt man eine Protonenenergie, die nur um 30 keV über der Reaktionsschwelle von 1881 keV liegt, so werden alle Neutronen aufgrund der Reaktionskinematik in einen nach vorne gerichteten Kegel mit 120 Grad Öffnungswinkel emittiert. Integriert man dieses Spektrum, so stellt man fest, dass damit das stellare Spektrum für eine thermische Energie von $kT = 25 \text{ keV}$ nahezu perfekt beschrieben wird (Abb. 2). In diesem Spektrum können die entsprechenden stellaren Querschnitte unmittelbar gemessen werden. Ein wichtiger Vorteil dieser Technik ist der hohe Neutronenfluss, der die Untersuchung sehr geringer Probenmengen,

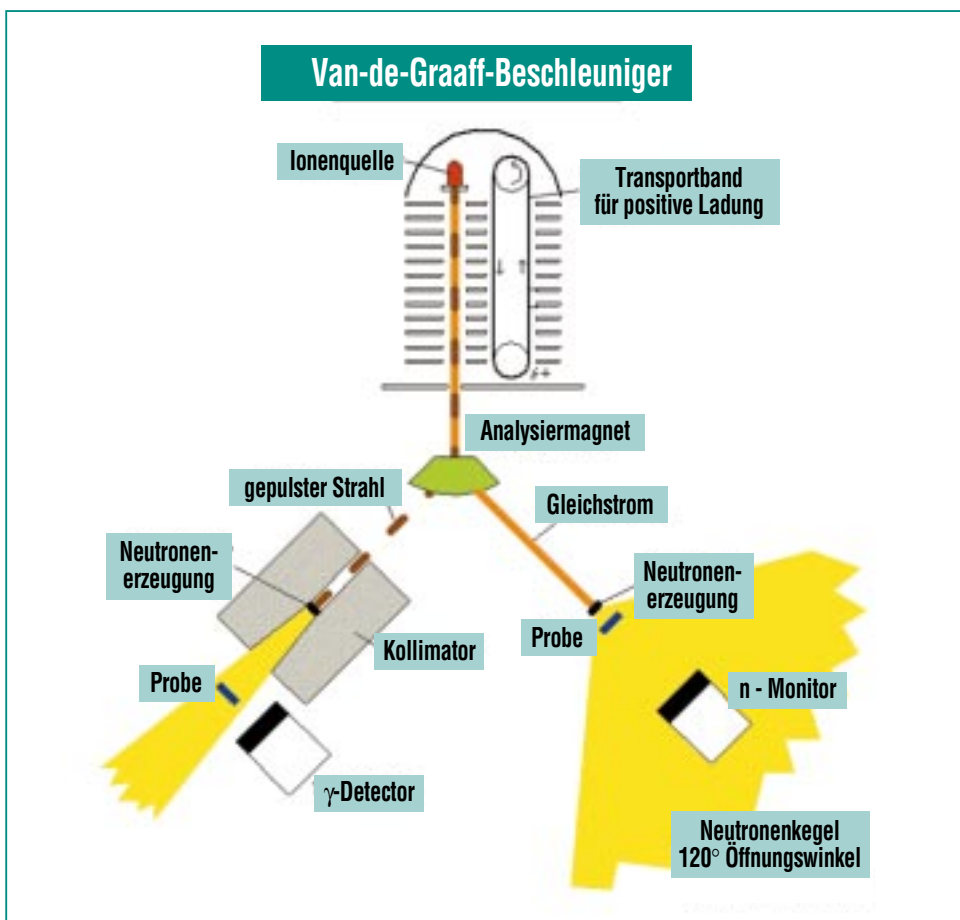


Abb. 1: Schematische Darstellung der Neutronenerzeugung am Van-de-Graaff-Beschleuniger des IK. Die positive Hochspannung zur Beschleunigung der in der Ionenquelle erzeugten Protonen von maximal 3.7 MV wird durch Ladungstransport auf einem umlaufenden Band erzeugt. Den Betriebszuständen des Beschleunigers sind zwei Arten von Experimenten zugeordnet: Aktivierungsmessungen durch Bestrahlung in einem quasi-stellaren Neutronenspektrum (rechts), sowie Flugzeitexperimente mit dem gepulsten Protonenstrahl (links). Einzelheiten sind im Text beschrieben.

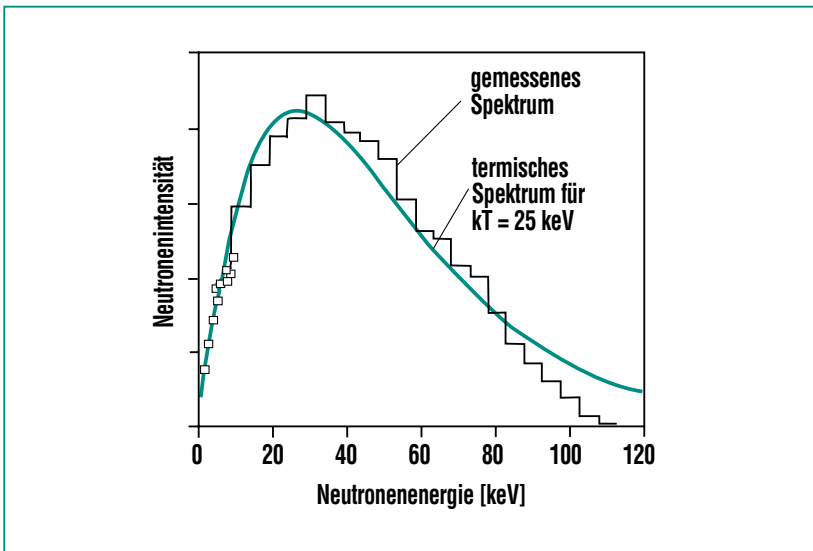


Abb. 2: Das thermische Neutronenspektrum bei stellaren Temperaturen kann mit Hilfe der ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Reaktion nahezu perfekt simuliert werden. Auf diese Weise können die beim He-Brennen in Sternen ablaufenden Reaktionen im Labor untersucht werden.

bzw. die Messung sehr kleiner Querschnitte ermöglicht (siehe nächstes Kapitel). Allerdings liefert diese Methode die erforderlichen Reaktionsraten im Wesentlichen nur für eine bestimmte thermische Energie, so dass die zur Beschreibung des gesamten Temperaturbereichs im stellaren He-Brennen benötigte Information anderweitig vervollständigt werden muss.

(II) Die im Prinzip universell anwendbare Alternative zu Messungen in einem quasi-stellaren Neutronenspektrum besteht darin, den Protonenstrahl des Beschleunigers in sehr kurze Pulse aufzuteilen. In diesem gepulsten Betrieb werden Neutronen sehr verschiedener Energie praktisch gleichzeitig erzeugt. In diesem Fall ist es zweckmäßig, einen geeigneten Neutronenstrahl

mit Hilfe eines Kollimators zu erzeugen (Abb. 1, linke Hälfte). Da alle Neutronen zum Zeitpunkt $t=0$ entstehen, kann ihre Flugzeit bis zur Probe durch das im Detektor registrierte Einfangereignis festgelegt werden. Aus Flugzeit und dem Abstand Target-Probe ergibt sich somit die Geschwindigkeit, bzw. die Energie des Neutrons, das ein bestimmtes Ereignis ausgelöst hat. In anderen Worten, die Flugzeitmethode ermöglicht die Messung von Wirkungsquerschnitten als Funktion der Energie.

Ein an den Verhältnissen des IK-Beschleunigers orientiertes Zahlenbeispiel soll diese Technik veranschaulichen. Die zeitliche Breite der Protonenpulse beträgt 0.7 ns, ein typischer Flugweg 80 cm. Für eine Energie von 30 keV, die dem Maximum des stellaren

Spektrums entspricht, ergibt sich eine Neutronengeschwindigkeit von 0.24 cm/ns und entsprechend eine Flugzeit von 334 ns. Der Zeitpunkt der Reaktion kann im Detektor auf 0.5 ns genau registriert werden, so dass die Flugzeit auf ca. 1 ns genau festgelegt ist. Da relativistische Korrekturen bei Energien unter 1 MeV vernachlässigbar sind und die Unsicherheiten des Flugwegs nur eine untergeordnete Rolle spielen, kann die Neutronenenergie mit einer Genauigkeit von 0.6% angegeben werden. Bei diesen Experimenten muss allerdings sichergestellt sein, dass der Abstand zwischen den Strahlpulsen hinreichend groß ist, damit die zeitliche Überlagerung von Neutronen aufeinanderfolgender Pulse vermieden wird. Im angeführten Beispiel ist dies durch einen Pulsabstand von 4000 ns sicher gewährleistet.

Aus den so bestimmten differentiellen Querschnitten, $\sigma(E_n)$, lassen sich die effektiven, stellaren Querschnitte durch Faltung mit der durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$N(v)dv \approx \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT}\right) v^2 dv$$

beschriebenen thermischen Verteilung ermitteln:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_0^\infty \sigma(E_n) E_n \exp(-E_n/kT) dE_n}{\int_0^\infty E_n \exp(-E_n/kT) dE_n}$$

wobei v und E_n die Geschwindigkeit und Energie der Neutronen im Schwerpunktsystem sind und v_T die mittlere thermische Geschwindigkeit bezeichnet. An dieser Stelle ist darauf hinzuweisen, dass die stellare Einfangrate

$$\lambda_v = n_n v_T \langle \sigma \rangle$$

(n_n ist die Neutronendichte pro cm^3) von der Energie der Neutronen praktisch nicht abhängt, da die meisten differentiellen Querschnitte in guter Näherung umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit sind ($1/v$ -Verlauf). Wichtige Ausnahmen von dieser Regel finden sich jedoch bei den leichten und den neutronenmagischen Kernen, deren Querschnitte im Wesentlichen durch einzelne Resonanzen dominiert werden.

Vergleicht man die skizzierten Methoden zur Neutronenerzeugung, so wird klar, dass die wünschenswerte Flexibilität, die mit den differentiellen Querschnitten bezüglich der Temperatur sehr verschiedener Szenarien erreicht wurde, mit einem Verlust an Empfindlichkeit bezahlt werden muss. Dies liegt sowohl an der kleineren Intensität des gepulsten Protonenstrahls als auch an dem relativ großen Abstand zwischen Target und Probe. Um Flugzeitexperimente mit vertretbarem Zeitaufwand durchführen zu können, ist man deshalb auf entsprechend größere Messproben von ca. 1 g Gesamtmasse angewiesen.

Zum Abschluss dieses Kapitels sei darauf hingewiesen, dass an größeren Beschleunigern zwar höhere Intensitäten erreicht wer-

den, die Flugzeitmessungen mit besserer Auflösung erlauben. Solche Anlagen haben aber in der Regel den Nachteil sehr viel ungünstigerer Untergrundbedingungen. Dies gilt besonders für Elektronen-Linearbeschleuniger, wo Neutronen über (γ, n) -Reaktionen erzeugt werden und die deshalb einen entsprechend hohen γ -Untergrund aufweisen. Dieses Problem konnte erst mit dem Bau von Spallationsquellen verbessert werden, mit denen eine deutliche Steigerung der Neutronenflüsse möglich wurde. Anlagen dieser Art, die für Flugzeitexperimente geeignete Zeitstrukturen aufweisen, gibt es in Los Alamos und in naher Zukunft am CERN.

Neutronenexperimente zur Elemententstehung

Die zum Nachweis von Neutroneneinfangereignissen geeigneten Charakteristika sind in Abb. 3 skizziert. Der Produktkern befin-

det sich zunächst in einem hoch angeregten Zustand. Das primär beobachtbare Signal besteht in der prompt emittierten γ -Strahlung in Form einer Kaskade von Übergängen mit statistisch verteilten Energien und Multiplizitäten. Lediglich die Gesamtenergie der Kaskade ist durch die Summe aus Bindungsenergie und kinetischer Energie des eingefangenen Neutrons eindeutig festgelegt und stellt somit die einzige eindeutige Signatur für ein Einfangereignis dar. Der am IK entwickelte 4π BaF₂-Detektor ist die derzeit einzige Anordnung zum vollständigen Nachweis dieser Kaskade (siehe unten). Andere Methoden beschränken sich auf den Nachweis einzelner γ -Quanten und sind wegen der notwendigen Korrekturen bezüglich der unbekanntenen Multiplizitäten entsprechend ungenau.

Für den Fall, dass der Grundzustand des Produktkerns instabil ist, ergibt sich aus der nach Be-

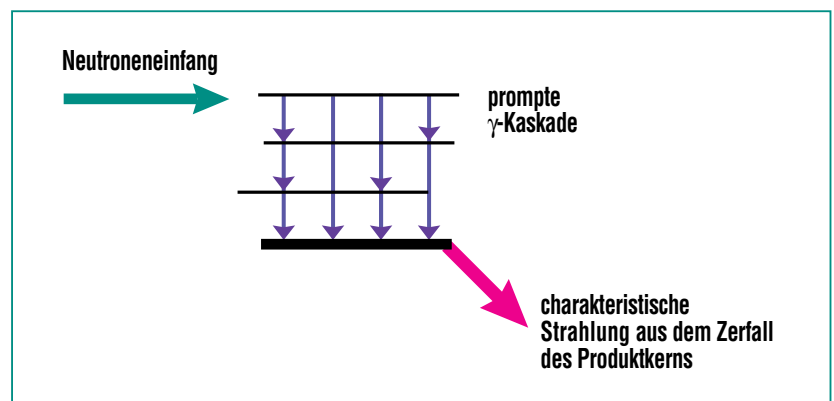


Abb. 3: Die charakteristischen Signaturen beim Neutroneneinfang bestehen aus der prompt emittierten Kaskade von γ -Übergängen, sowie aus der charakteristischen Zerfallsstrahlung im Fall eines radioaktiven Produktkerns. Die prompte γ -Kaskade weist statistisch verteilte Energien und Multiplizitäten auf; lediglich die Gesamtenergie der Kaskade ist durch die Summe aus Bindungsenergie und kinetischer Energie des eingefangenen Neutrons eindeutig festgelegt.

strahlung erzeugten Aktivität der Probe eine sekundäre Signatur und damit eine alternative Methode zur Querschnittsbestimmung. Die Möglichkeiten dieser Technik sind im folgenden Abschnitt dargestellt.

Aktivierungsmessungen

Das Schemabild der Abb. 2 lässt die Vorteile der Aktivierungstechnik erkennen: hoher Neutronenfluss durch Gleichstrombetrieb und direkten Kontakt von Neutronentarget und Probe, Einfachheit des Aufbaus, sowie günstige Untergrundverhältnisse durch Auszählung der induzierten Aktivität im Anschluss an die Bestrahlung.

Bei diesem Experiment besteht der Aufbau am Beschleuniger lediglich aus einer einfachen Anordnung zur genauen Positionierung der Probe unmittelbar am Neutronentarget. Während der Bestrahlung wird der relative Neutronenfluss mit einem Monitor in ca. 1 m Abstand zur Korrektur von eventuellen Zeitabhängigkeiten fortlaufend aufgezeichnet. Der absolute Fluss wird über die simultane Aktivierung dünner Goldfolien gemessen, die vor und hinter der Probe angebracht sind. Anschließend an die Bestrahlung wird die erzeugte Aktivität der Goldprobe und der untersuchten Probe mit einem hochauflösenden Ge-Detektor ausgezählt und aus dem Verhältnis der unbekannte Querschnitt ermittelt. Die Unsicherheiten der Aktivierungsmethode von $\geq 3\%$ sind im Wesentlichen durch systematische Fehler der Aktivitätsmessung bedingt.

Die folgenden Beispiele zeigen zwei extreme Fälle, in denen die hohe Empfindlichkeit der Aktivierungstechnik besonders augenfällig ist.

Wirkt ^{22}Ne als Neutronengift beim He-Brennen?

Wegen der Häufigkeit, mit der ^{22}Ne beim He-Brennen vorkommt, ist diese Frage für die Neutronenbilanz im s-Prozess von großer Bedeutung, obwohl der Einfangquerschnitt dieses Isotops vergleichsweise sehr klein ist. Versuche, den Querschnitt in Flugzeitmessungen zu bestimmen, ergaben Hinweise auf unerwartet große Werte, blieben letztlich jedoch wegen unzureichender Empfindlichkeit erfolglos. Aktivierungsmessungen erschienen wegen der kurzen Halbwertszeit des Produktkerns ^{23}Ne von nur 37 s ebenfalls sehr schwierig. Erst nach Entwicklung

einer zyklischen Aktivierungstechnik konnten die entsprechenden Messungen in Angriff genommen werden [1].

Der dazu verwendete Aufbau ist in Abb. 4 skizziert. Für die gasförmige Ne-Probe wurde ein Hochdruckbehälter verwendet. Bei 20 mm Durchmesser und einem Innendruck von 60 bar enthielt die Kugel eine Mischung aus etwa gleichen Gewichtsanteilen von hochangereichertem ^{22}Ne und natürlichem Krypton, die nacheinander durch Einfrieren in die Kugel eingebracht wurden. Wegen der komplizierteren Geometrie wurde der Einfang am ^{84}Kr anstelle der sonst üblichen Goldfolien als intermediärer Standard benutzt. Im Ablauf der zyklischen Bestrahlung wurde der Protonenstrahl für die Dauer der Aktivitätsmessung blockiert um den Untergrund des nahe am Neutronentarget installierten Ge-Detektors

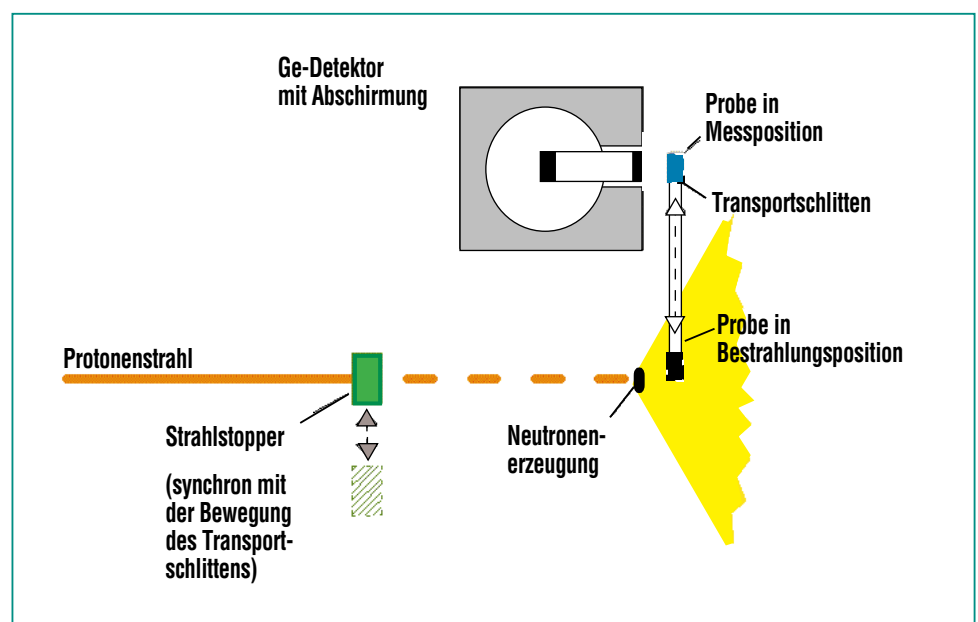


Abb. 4: Das Prinzip der zyklischen Bestrahlung der mit ^{22}Ne und natürlichem Krypton gefüllten Gasproben im quasi-stellaren Neutronenfeld des Van-de-Graaff-Beschleunigers.

zu reduzieren. Die Probe wurde mit einem pneumatischen Schlitten zwischen Bestrahlungs- und Zählposition gewechselt, wobei die Zykluszeit bei 100 s und die Transportzeit bei 0.2 s lag.

Das in dieser Messung kumulierte γ -Spektrum im unteren Teil der Abb. 5 zeigt neben einer schwachen Linie am rechten Rand, die aus dem Zerfall von ^{23}Ne stammt, eine Reihe von weiteren Linien, die Neutroneneinfangreaktionen an den Kr-Isotopen 78, 80, 84 und 86 zuzuordnen sind. Die aus der charakteristischen Zerfallsstrahlung resultierende Selektivität bedeutet, dass deren Querschnitte aus diesem Spektrum ebenfalls ermittelt werden können. Die Möglichkeit, mit natürlichen Proben zu arbeiten, ist nicht

nur entschieden billiger als die Verwendung angereicherter Materials, sondern erlaubt zudem in der Regel, mehrere Fliegen mit einer Klappe zu erlegen. Angereicherte Proben werden – wie beim ^{22}Ne – lediglich zur Verbesserung der Empfindlichkeit verwendet.

Als Ergebnis dieser Messungen stellte sich heraus, dass der Querschnitt von ^{22}Ne mit $58 \pm 4 \mu\text{barn}$ ca. viermal kleiner ist als die von Flugzeitmessungen bekannten Obergrenzen. Dadurch wird die Wirkung von ^{22}Ne als Neutronengift deutlich reduziert. Der verbleibende Beitrag zur Neutronenbilanz kann nunmehr mit Hilfe des hinreichend genauen Querschnitts zuverlässig festgelegt werden.

Die Rolle von ^{147}Pm bei der Eingrenzung des Neutronenflusses in Roten Riesen

Wie der Neutronenfluss in der He-Brennzone aus der Verzweigung des Reaktionspfads bei $A=147$ und 148 ermittelt werden kann, wurde im vorangegangenen Beitrag dieser Ausgabe dargestellt. Nachdem die Querschnitte der beteiligten, stabilen Neodym- und Samariumisotope inzwischen genau bekannt sind, stellen die nur theoretisch berechneten Querschnitte der instabilen Verzweigungsisotope die entscheidende Unsicherheit dieser Analyse dar. Wegen der starken Eigenaktivität, bzw. der Nicht-Verfügbarkeit der erforderlichen Messproben kommt die Flugzeitmethode in den meisten Fällen zur Bestimmung der Querschnitte von instabilen Verzweigungskernen nicht in Betracht. In dieser Situation kann die Tatsache, dass die Aktivierungsmethode noch mit Probenmengen im sub- μg -Bereich arbeitet, von entscheidendem Vorteil sein.

Dieses Argument lässt sich am Beispiel der Messung am ^{147}Pm verdeutlichen. Die für ein Flugzeitexperiment benötigte Mindestmenge von ca. 100 mg hätte wegen der Halbwertszeit von 2.6 Jahren eine enorme Eigenaktivität von $5 \cdot 10^{12}$ Bq zur Folge. Für die Aktivierungsmessung reicht dagegen eine Probe mit einem ^{147}Pm -Anteil von lediglich 30 ng aus. Dieser Reduktion um mehr als 6 Größenordnungen entspricht eine verbleibende Eigenaktivität von 1.5 MBq, die nur noch unwesentlich über der Freigrenze liegt und für den Nachweis der in der Bestrahlung indu-

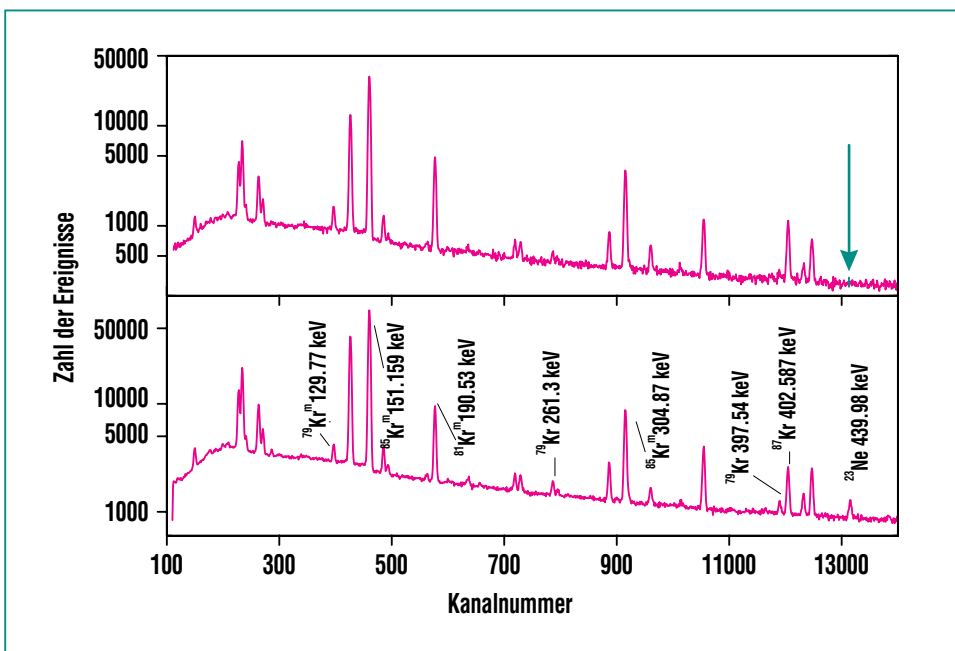


Abb. 5: Das γ -Spektrum der in Abb. 4 bestrahlten Gasprobe. Oben: Vergleichsspektrum mit natürlichem Krypton ohne Neon-Anteil. Der Pfeil markiert die Position der Linie aus dem Zerfall von ^{23}Ne im unteren Spektrum, das mit einem Kr/Ne-Gemisch aufgenommen wurde. Daneben finden sich eine Reihe von Linien aus Einfangreaktionen an verschiedenen Kr-Isotopen, deren Querschnitte in diesem Experiment ebenfalls ermittelt werden konnten.

zierten ^{148}Pm -Aktivität nicht hinderlich sein sollte.

Allerdings stellte sich jedoch bereits vor der Bestrahlung heraus, dass die Probe eine überaus störende Verunreinigung durch das Nachbarisotop ^{146}Pm enthielt. Nach der Bestrahlung ergab sich zusätzlich noch eine weitere starke Untergrundkomponente durch die Aktivierung einer nicht spezifizierten Neodym-Kontamination im Probenmaterial. In der Konsequenz bedeuteten diese überraschenden Probleme, dass im integralen γ -Spektrum die Linien der induzierten ^{148}Pm -Aktivität nicht nachweisbar waren.

Dieses Dilemma konnte durch den Einsatz von zwei Ge-Clover-Detektoren gelöst werden. Jeder dieser Detektoren besteht aus 4 unabhängigen Ge-Kristallen in einem gemeinsamen Kryostaten (siehe schematische Skizze in Abb. 6). Insgesamt ergibt sich so ein achtfach unterteilter Ge-Detektor mit einem Gesamtvolumen von 1000 cm^3 . Aufgrund der engen Geometrie war die Nachweiswahrscheinlichkeit hinreichend groß, um die im Zerfall von ^{148}Pm auftretenden Kaskadenübergänge koinzident registrieren zu können. Diese Koinzidenzbedingung reichte aus, um den allgemeinen Untergrund so weit zu reduzieren, dass die γ -Linien aus dem ^{148}Pm Zerfall sichtbar wurden. Das zweidimensionale Spektrum im rechten Teil der Abb. 6 zeigt die Empfindlichkeit der Datenanalyse am Beispiel der Trennung einer Kaskade mit 1465 keV Energie von der Linie bei 1461 keV aus dem natürlichen ^{40}K Zerfall.

Der in dieser Aktivierung zu $685\pm 60\text{ mbarn}$ bestimmte stellare Querschnitt ist erheblich kleiner als die theoretischen Vorhersagen, die sich im Bereich zwischen 1000 und 2000 mb bewegen. Da die aus den Verzweigungen bei $A=147$ und 148 abgeleitete Neutronendichte ungefähr umgekehrt proportional zu den Querschnitten der beteiligten, instabilen Isotope ist, ermöglicht das vorliegende Ergebnis erstmals eine zuverlässige, quantitative Aussage über diesen wichtigen s-Prozess-Parameter.

Flugzeit-Experimente mit dem 4π BaF₂-Detektor

Während die Aktivierungstechnik nur auf Reaktionen mit einem instabilen Produktkern angewandt werden kann, entfällt diese Beschränkung bei dem in Flugzeitexperimenten üblichen Nachweis der prompt emittierten γ -Kaska-

de. Die vollständige Erfassung der Kaskade bietet wegen der vergleichsweise großen Gesamtenergie die beste Unterscheidungsmöglichkeit von dem in Neutronenexperimenten unvermeidlichen Untergrund. Die Forderungen an eine zur Summation der Kaskade geeignete Detektoranordnung sind: Abdeckung des gesamten Raumwinkels von 4π und 100% γ -Nachweiswahrscheinlichkeit, sehr gute Zeitauflösung, sowie eine ausreichende Energieauflösung zur effektiven Unterscheidung zwischen Untergrund und echten Ereignissen. Dieses Konzept wurde mit dem am IK gebauten 4π BaF₂-Detektor [2] verwirklicht, der sich inzwischen in zahlreichen Experimenten bewährt hat.

Bei anderen Lösungen, die auf dem Nachweis eines einzelnen γ -Quants basieren, muss auf die (unbekannte) Multiplizität korri-

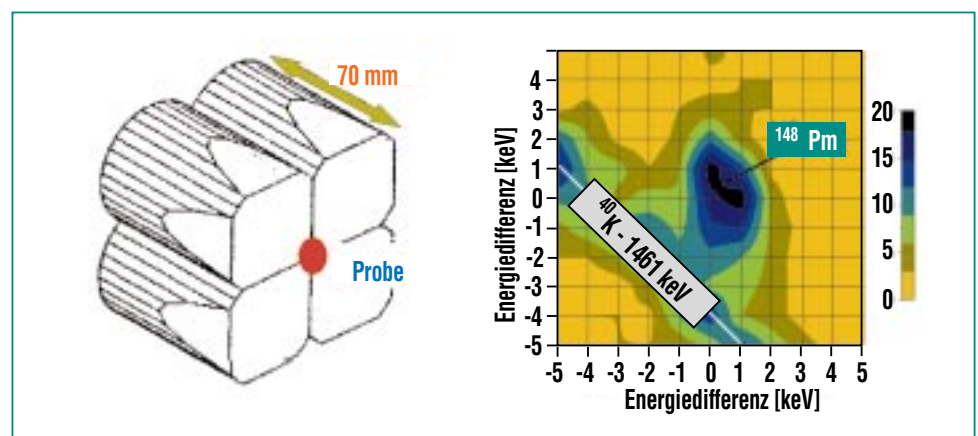


Abb. 6: Schematische Darstellung einer Ge-Clover Anordnung, die vier unabhängige Einzeldetektoren in einem gemeinsamen Kryostaten vereint. Im Experiment stehen sich zwei dieser Detektoren unmittelbar gegenüber, so dass die von der Messprobe emittierte γ -Strahlung in einem Raumwinkel von nahezu 4π erfasst wird. Das zweidimensionale Spektrum im rechten Teil der Abbildung illustriert die Empfindlichkeit der Datenanalyse am Beispiel der Trennung einer Kaskade mit 1465 keV Gesamtenergie (Peak im Zentrum) von der bekannten 1461 keV Linie aus dem natürlichen ^{40}K -Zerfall (schräge Linie).

giert werden, ein Verfahren, das erheblich größere systematische Fehler zur Folge hat. Dementsprechend soll das erfolgreiche Karlsruher Konzept für künftige Experimente an den Spallations-Neutronenquellen in Los Alamos und am CERN übernommen werden, nachdem in detaillierten Simulationsrechnungen gezeigt wurde, dass dieser Detektortyp auch für die etwas anderen Untergrundverhältnisse an diesen Beschleunigern geeignet ist [3].

Die Leistungsfähigkeit des Karlsruher 4π BaF_2 -Detektors soll nachfolgend an zwei Beispielen vorgeführt werden. Beide Beispiele stellen jeweils die ersten erfolgreichen Experimente zur Bestimmung der betreffenden stellaren Neutroneneinfang-Querschnitte dar und ermögli-

chen damit eine neue Sicht auf die physikalischen Verhältnisse beim He-Brennen.

Das Edelgas Xenon

Der Aufbau des 4π BaF_2 -Detektors am Van-de-Graaff-Beschleuniger ist in der Abb. 7 skizziert. Die Neutronen werden beim Auftreffen des gepulsten Protonenstrahls auf das Lithium-Target innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalls von 0.7 ns erzeugt. Mit Hilfe des Kollimators wird das entstehende Neutronenfeld auf einen gut definierten Strahl reduziert, dessen Durchmesser zwischen 15 und 30 mm vorgegeben werden kann. Da die Energien E_n dieser Neutronen kontinuierlich zwischen etwa 3 keV und einer durch die Protonenenergie definierten Maximalenergie von 100

oder 225 keV verteilt sind, wird E_n für jedes nachgewiesene Ereignis aus der jeweiligen Flugzeit ermittelt. Dabei wird abhängig von der Neutronenenergie eine Auflösung zwischen 0,1 und 1% erreicht. Im aktuellen Fall der Xe-Isotope ist die Auflösung etwas schlechter, da die verwendeten Hochdruck-Gasproben aus Ti-Kugeln mit 0.2 mm Wandstärke und 10 mm Durchmesser für die Flugzeitmessung eine zusätzliche Unsicherheit bedeuten. Dies hat auf die Bestimmung der stellaren Werte jedoch keinen Einfluss, da diese ohnehin durch Faltung mit dem sehr breiten thermischen Spektrum ermittelt werden.

In den Experimenten werden bis zu 9 Proben auf einem vertikal montierten Probenwechsler angeordnet und in Intervallen von ca. 15 min in die Messposition gefahren. Neben den eigentlichen Isotopen, deren Querschnitte bestimmt werden sollen – im angeführten Beispiel ^{128}Xe , ^{129}Xe und ^{130}Xe , enthält die Probenleiter eine Goldscheibe zur Messung des Neutronenflusses, eine Leerprobe zur Ermittlung des allgemeinen Untergrunds, sowie eine Streuproble aus Kohlenstoff oder ^{208}Pb zur Erfassung des Untergrunds, der im Detektor durch gestreute Neutronen entsteht. Auf diese Weise können die entsprechenden Korrekturen experimentell ermittelt und damit sehr genau berücksichtigt werden [4].

Die bei Einfangereignissen in der Probe entstehenden γ -Kaskaden werden in den insgesamt 41 BaF_2 -Kristallen nachgewiesen, die zusammen eine geschlossene Kugelschale von 15 cm Dicke und 10 cm Innenradius ergeben.

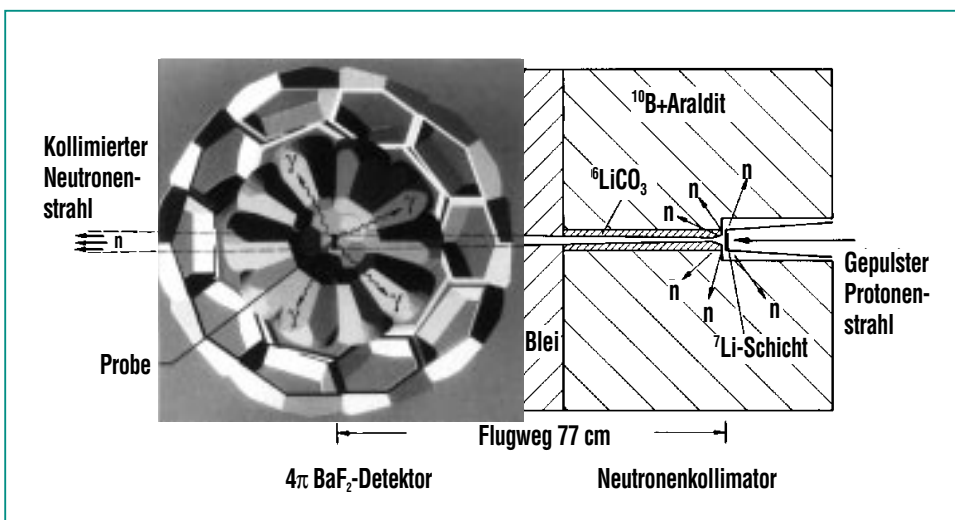


Abb. 7: Der Aufbau des 4π BaF_2 -Detektors am Van-de-Graaff-Beschleuniger. Die Neutronen werden beim Auftreffen des gepulsten Protonenstrahls auf das Lithium-Target innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalls von 0.7 ns erzeugt. Mit Hilfe des Kollimators wird das entstehende Neutronenfeld auf einen gut definierten Strahl reduziert, dessen Durchmesser zwischen 15 und 30 mm vorgegeben werden kann. Die bei Einfangereignissen in der Probe entstehenden γ -Kaskaden werden in den insgesamt 41 BaF_2 -Kristallen nachgewiesen, die zusammen eine geschlossene Kugelschale von 15 cm Dicke und 10 cm Innenradius ergeben.

Das γ -Spektrum von Einfangereignissen am ^{128}Xe (Abb. 8) zeigt die erwartete Summenlinie bei der Bindungsenergie des eingefangenen Neutrons. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors nur etwas über 90% beträgt und deshalb manche Kaskaden nur unvollständig erfasst werden, erscheint diese Linie zu kleineren Energien hin verwaschen. Dieser Anteil liegt jedoch bis auf einen sehr kleinen Bruchteil noch über der Schwelle, die in der Regel bei 1.5 MeV eingestellt wird. Dies bedeutet, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für Einfangereignisse je nach untersuchtem Isotop zwischen 96 und 99% liegt. Der Untergrund durch Neutronen, die von der Probe in den Detektor gestreut werden, entsteht durch Einfangereignisse in den Barium-Isotopen des Szintillators und kann mit Hilfe einer Streuprobe aus Kohlenstoff korrigiert werden (schattierte Fläche).

Aufgrund der sehr hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Einfangereignisse und der experimentell detailliert abgesicherten Korrekturen der verschiedenen Untergrundanteile liefern Experimente mit dem 4π BaF₂-Detektor konkurrenzlos genaue Ergebnisse, die gerade für die Analyse von Verzweigungen des Synthesepfads entscheidend sind. So konnte die Stärke der Verzweigung bei A=128 durch das gemessene Querschnittsverhältnis von ^{128}Xe und ^{130}Xe auf $\pm 2\%$ bestimmt werden. Da sich an dieser Stelle der Reaktionspfad im Verhältnis von etwa 9:1 teilt, ist es offensichtlich, dass diese Genauigkeit für eine quantitative Interpretation unbedingt notwendig ist.

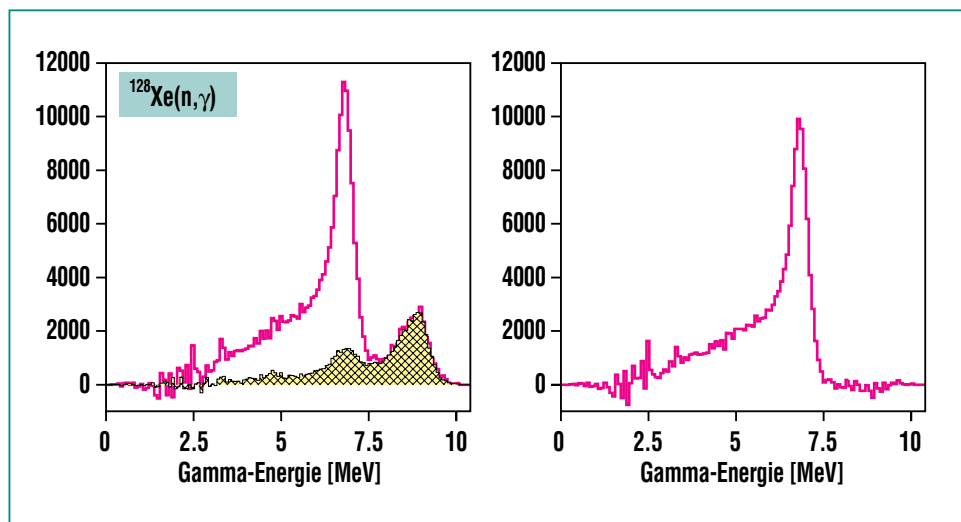


Abb. 8: Das γ -Spektrum von Einfangereignissen am ^{128}Xe zeigt die erwartete Summenlinie bei der Bindungsenergie des eingefangenen Neutrons von 6.9 MeV. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors nur etwas über 90% beträgt und deshalb manche Kaskaden nur unvollständig erfasst werden, erscheint diese Linie zu kleineren Energien hin verwaschen. Der Untergrund durch Neutronen, die von der Probe in den Detektor gestreut werden (schattierte Fläche), entsteht durch Einfangereignisse in den Barium-Isotopen des Szintillators und kann mit Hilfe einer Streuprobe aus Kohlenstoff korrigiert werden (rechtes Spektrum).

Das ^{180}Ta -Rätsel

Die Entstehung von ^{180}Ta gehört zu den hartnäckigsten Problemen der Nuklearen Astrophysik, denn lange Zeit schien keiner der in diesem Massenbereich wirksamen Synthesemechanismen dafür in Frage zu kommen. Bei diesem Fall handelt es sich sowohl um das seltenste, in der Natur vorkommende Isotop als auch um den einzigen Kern, der in einem isomeren Zustand stabil ist, während der Grundzustand mit einer Halbwertszeit von 8 h zerfällt.

Das Diagramm der Reaktionsflüsse in Abb. 9 zeigt, dass ^{180}Ta gegen die β -Zerfalls-Ketten aus den Gebieten der explosiven Nukleosynthese (r- und p-Prozesse) durch stabile Isobare abge-

schirmt ist. Lediglich der dem Stabilitätstal folgende Reaktionspfad des s-Prozesses lieferte durch den Zerfall eines schwach bevölkerten Isomers im ^{180}Hf einen kleinen Beitrag zur beobachteten Häufigkeit von ^{180}Ta . Erst mit der von Takahashi und Yokoi [5] postulierten Verzweigung beim ^{179}Hf – dieser Kern wird bei stellaren Temperaturen instabil! – wurde eine ergiebige Möglichkeit zur ^{180}Ta -Produktion gefunden. Für eine quantitative Interpretation der resultierenden s-Häufigkeit fehlte jedoch bisher für ^{180}Ta ein zuverlässiger (n, γ)-Querschnitt.

Der Grund dafür, dass dieses wichtige Isotop nicht früher untersucht wurde, ist unmittelbar mit seiner Seltenheit verknüpft.

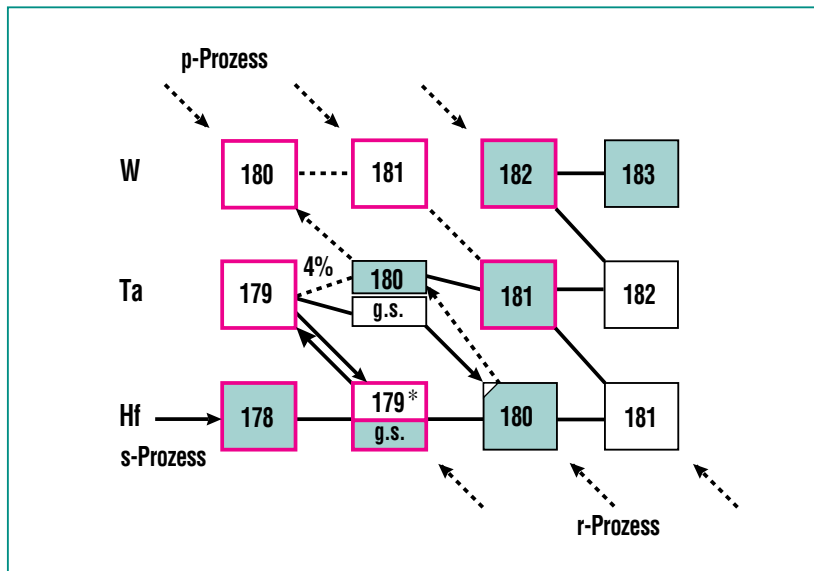


Abb. 9: Der Ausschnitt der Nuklidkarte zeigt die Schwierigkeit der Produktion von ^{180}Ta unter stellaren Bedingungen. Die β -Zerfallsketten aus den Gebieten der explosiven Nukleosynthese werden durch stabile Isobare abgeschirmt, so dass r- und p-Prozesse nicht beitragen. Lediglich der Zerfall eines im s-Prozess schwach bevölkerten Isomers im ^{180}Hf liefert einen kleinen Beitrag zur beobachteten Häufigkeit von ^{180}Ta . Erst mit der von Takahashi und Yokoi [5] postulierten Verzweigung beim ^{179}Hf wurde eine ausreichend ergiebige Möglichkeit zur ^{180}Ta -Produktion gefunden.

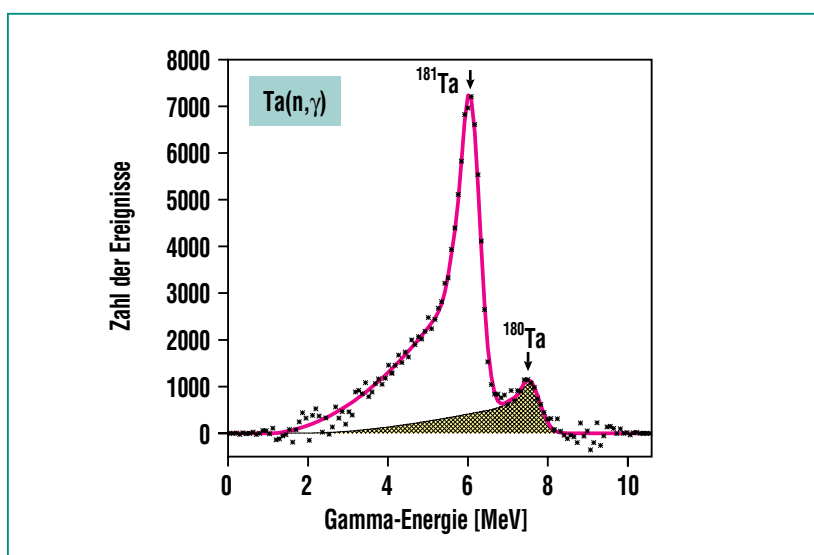


Abb. 10: Das γ -Spektrum von Neutroneneinfangereignissen aus der angereicherten Tantalprobe. Trotz des geringen ^{180}Ta -Anteils von nur 5.5% konnten die Ereignisse in ^{180}Ta (schraffierter Bereich) eindeutig von der dominanten ^{181}Ta -Komponente separiert werden.

Da der Anteil von ^{180}Ta am natürlich vorkommenden Ta nur 0.012% beträgt und dieses Element einen sehr hohen Schmelzpunkt hat, ist die Ausbeute bei elektromagnetischen Anreicherungsverfahren relativ gering. Der gesamte Weltvorrat an angereichertem Tantal bestand deshalb lediglich aus einer Gesamtmenge von 150 mg Oxydpulver mit einem ^{180}Ta -Anteil von nur 5.5%, d.h. diese Probe bestand aus einer Mischung von 8 mg ^{180}Ta und 142 mg ^{181}Ta . Damit war klar, dass diese Probe keinem der traditionellen Messverfahren zugänglich war.

An diesem Punkt waren es Simulationsrechnungen mit Hilfe eines detailgetreuen Computermodells für den gesamten 4π BaF₂-Detektor [3], mit deren Hilfe ein experimenteller Lösungsweg gefunden wurde. Aufgrund der Simulationen konnte die entsprechende Messung dank der guten Auflösung des Detektors und der zuverlässigen Untergrundkorrekturen so weit optimiert werden, dass es trotz des dominanten ^{181}Ta -Anteils in der Tat gelang, die Signatur der Einfangereignisse im ^{180}Ta eindeutig zu identifizieren [6]. Der aus dem Spektrum der Abb. 10 abgeleitete Querschnitt ist um einen Faktor zwei kleiner als theoretische Vorhersagen erwarten ließen. Entsprechend liefert die Verzweigung beim ^{179}Hf nun eine deutlich höhere ^{180}Ta -Ausbeute. Dies wird durch erste Modellrechnungen bestätigt, wonach das gesamte ^{180}Ta im s-Prozess entstanden sein könnte.

Reaktionen mit geladenen Teilchen

Außer für Neutronenreaktionen eignen sich die beschriebenen Messverfahren auch zur Untersuchung der extrem kleinen Querschnitte von α -induzierten Reaktionen, die sowohl zum Verständnis der Energieerzeugung beim He-Brennen als auch der Neutronenquellen notwendig sind. Diese Querschnitte können bis zu einer Milliarde mal kleiner sein als für Neutronenreaktionen, da bei stellaren Energien die Coulomb-Abstoßung dominiert.

Das Beispiel der Abb. 11 zeigt eine Modifikation des 4π BaF₂-Detektors zur Messung der (α, n) -Reaktionen an ¹³C und ²²Ne, den Hauptneutronenquellen für den s-Prozess. Für diese Untersuchungen wurde der Teilchenstrahl bis ins Zentrum des Detektors geführt. Die in den Reaktionen entstehenden Neutronen werden in einem Paraffinkonverter moderiert und in dem beigemischten Kadmimpulver eingefangen. Dieser Umbau des 4π BaF₂-Detektors zum Neutronennachweis wurde ebenfalls durch sorgfältige Simulationsrechnungen vorbereitet. Der rechte Teil der Abb. 12 zeigt, dass sich die Multiplizität und Energieverteilung von neutroneninduzierten Ereignissen deutlich vom allgemeinen Untergrund unterscheidet. Dadurch wird im Experiment eine hervorragende Empfindlichkeit erreicht, die es erlaubt, den Querschnitt bis zu sehr tiefen Energien auszumessen.

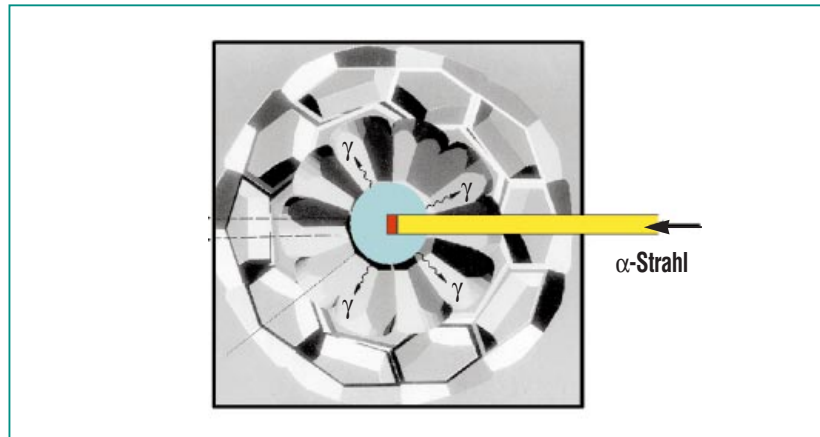


Abb. 11: Der Umbau des 4π BaF₂-Detektors zum empfindlichen Nachweis von (α, n) Reaktionen bei sehr niedrigen Energien. Der Teilchenstrahl wird bis zum Zentrum des Detektors geführt, wo die im ¹³C-Target (rot) entstehenden Neutronen in einer Kugel aus einem Paraffin/Kadmium-Gemisch (blau) moderiert und durch Einfang an Cd nachgewiesen werden.

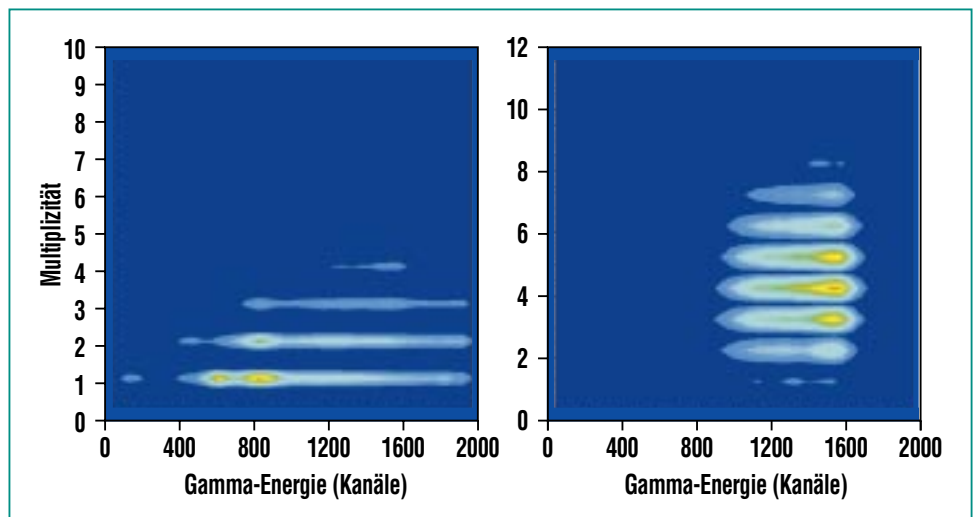


Abb. 12: Die charakteristische Signatur von Neutroneneinfangereignissen im Kadmium (rechts) unterscheidet sich in Multiplizität und Energie deutlich vom Untergrund (links).

Status und Ausblick

Eine vollständige Sammlung aller vorliegenden Daten über stellare Neutroneneinfang-Querschnitte und eine daraus erstellte Kompilation von empfohlenen Werten, die unlängst am IK angefertigt wurde [7], zeigt folgendes Bild:

- Für diejenigen Kerne, die ausschließlich dem s-Prozess zugeschrieben werden können (reine s-Kerne), ist die geforderte Genauigkeit von $\pm 1\%$ durch Messungen mit dem Karlsruher 4π BaF₂-Detektor erst etwa zur Hälfte erfüllt.

- Dasselbe gilt auch für die übrigen stabilen Kerne zwischen Fe und Bi, für die eine Genauigkeit von 3-5% anzustreben ist.
 - Für die wichtigen Querschnitte der instabilen Kerne an Verzweigungspunkten des Synthesepfads ist die Lage noch sehr unbefriedigend, da es bis auf vier Ausnahmen noch keine experimentellen Werte gibt. Wegen der technischen Schwierigkeiten solcher Untersuchungen stellt dieses Gebiet eine besondere Herausforderung dar.
 - Die Querschnitte der leichten Elemente von C bis Fe wurden lange vernachlässigt. Als Folge davon gibt es in diesem Massenbereich nur wenige zuverlässige Messungen. Seit jedoch die Bedeutung dieser Kerne als Neutronengifte sowie für das Verständnis der in Meteoriten entdeckten Isotopenanomalien erkannt wurde, gibt es einen dringenden Bedarf für eine deutliche Verbesserung dieser Situation.
 - Ein äußerst interessanter Aspekt ergibt sich aus der Tatsache, dass die effektiven stellaren Querschnitte im Massenbereich $A > 150$ sich in vielen Fällen von experimentellen Labordaten unterscheiden können. Dieser Unterschied – der in Ausnahmefällen auch einige reine s-Kerne betrifft – kommt dadurch zustande, dass unter den Bedingungen des stellaren Plasmas niedrigliegende Kernzustände bereits merklich bevölkert sind. Die Neutroneneinfangquerschnitte dieser angeregten Kerne können durchaus von den im Labor gemessenen Werten abweichen. Ihr Beitrag zum effektiven stellaren Querschnitt wird zwar mit Hilfe theoretischer Argumente ermittelt, deren Zuverlässigkeit muss jedoch für wichtige Isotope durch experimentelle Querschnitte für inelastische Neutronenstreuung verbessert werden. Diesen Korrekturen, die bis zu 20% betragen können, kommt wegen der zunehmend genaueren, experimentellen (n,γ) -Querschnitte wachsende Bedeutung zu. Die im Zusammenhang mit diesem Problem wichtigen Streudaten fehlen jedoch noch nahezu vollständig.
- Angesichts des unverminderten Bedarfs an experimenteller Information sind die angesprochenen Fortschritte auf dem Gebiet der Messmethoden und der Bau von intensiven Neutronenquellen an verschiedenen großen Beschleunigern besonders wichtig. Mit diesen Entwicklungen können in absehbarer Zeit vor allem Messungen von bisher schwer zugänglichen Reaktionen realisiert werden, so dass die unsicheren, theoretischen Raten ersetzt oder zumindest durch Teilergebnisse deutlich verbessert werden.

Literatur

- [1] H. Beer, G. Rupp, F. Voss, F. Käppeler, *Ap. J.* 379, 420 (1991);
H. Beer, P.V. Sedyshev, W. Rochow, P. Mohr, H. Oberhummer, *Phys. Rev. C* (im Druck)
- [2] K. Wisshak, K. Guber, F. Käppeler, J. Krisch, H. Müller, G. Rupp, F. Voss, *Nucl. Instr. Meth. A292*, 595 (1990)
- [3] M. Heil, R. Reifarh, M.M. Fowler, R.C. Haight, F. Käppeler, R.S. Rundberg, E.A. Seabury, J.L. Ullmann, J.B. Wilhelmy, K. Wisshak, *Nucl. Instr. Meth. A459*, 229 (2001)
- [4] R. Reifarh, F. Käppeler, F. Voss, K. Wisshak, *Nucl. Phys.* (im Druck)
- [5] K. Takahashi, K. Yokoi, *Atomic Data Nucl. Data Tables* 36, 375 (1987)
- [6] K. Wisshak, F. Voss, C. Arlandini, M. Heil, F. Käppeler, M. Kricka, F. Becvar, *Nucl. Phys.* (im Druck)
- [7] Z.Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler, F. Voss, K. Wisshak, *Atomic Data Nucl. Data Tables* 76, 70 (2000)

Flüssigkeitsionisationskammern in der Strahlentherapie

J. Engler, IK; J.R. Hörandel, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe;
G. Hartmann, R. Hofmann, Deutsches Krebsforschungszentrum (DKFZ), Heidelberg

Einführung

Die Strahlentherapie zur Behandlung von Tumoren hat zum Ziel, eine möglichst hohe Strahlendosis im Tumorgewebe zu deponieren. Dabei ist unvermeidlich auch immer das umliegende, gesunde Gewebe mitbetroffen. Um dies zu schonen, dürfen bestimmte Grenzwerte für die Dosis nicht überschritten werden. Besondere Rücksicht ist hierbei auf sogenannte Risikoorgane zu nehmen, deren Toleranzdosen entweder sehr klein sind oder bei denen Komplikationen gravierende Folgen haben.

In den letzten Jahren sind eine ganze Reihe von neuen Bestrah-

lungsmethoden entwickelt worden, um dieses Ziel möglichst weitgehend zu erreichen. Dazu gehören die stereotaktisch geführte Radiochirurgie, Therapien mit beschleunigten geladenen Teilchen wie Protonen oder schweren Ionen, eine dreidimensional geplante Bewegungsbestrahlung oder die Einführung von Lamellenblenden (engl.: Multi-Leaf-Collimator, MLC). Die Anpassung des Bestrahlungsfeldes an die Außenkontur eines Tumors wird als Dosis-Konformation bezeichnet. Insbesondere durch Einführung vom MLCs konnte diese Dosis-Konformation entscheidend verbessert werden.

Die wichtigste Neuentwicklung stellt jedoch die intensitätsmodulierte Strahlentherapie (IMRT) dar, bei der zusätzlich zur Konturanpassung die Strahlungsinintensität innerhalb des Feldes variiert wird. Auf diese Weise lässt sich die Konzentrierung der Strahlendosis auf das Tumervolumen noch einmal beträchtlich steigern. In Abb. 1 sind links ein konventionelles Strahlungsfeld und rechts ein in IMRT-Technik erzeugtes Feld mit gleicher Konturanpassung als Beispiel skizziert. Bei der konventionellen Methode wird mit den Lamellenblenden der Strahlquerschnitt an die Projektionsflächen des Tumorsquerschnitts senkrecht zur Strahlrichtung angepasst. Eine Be-

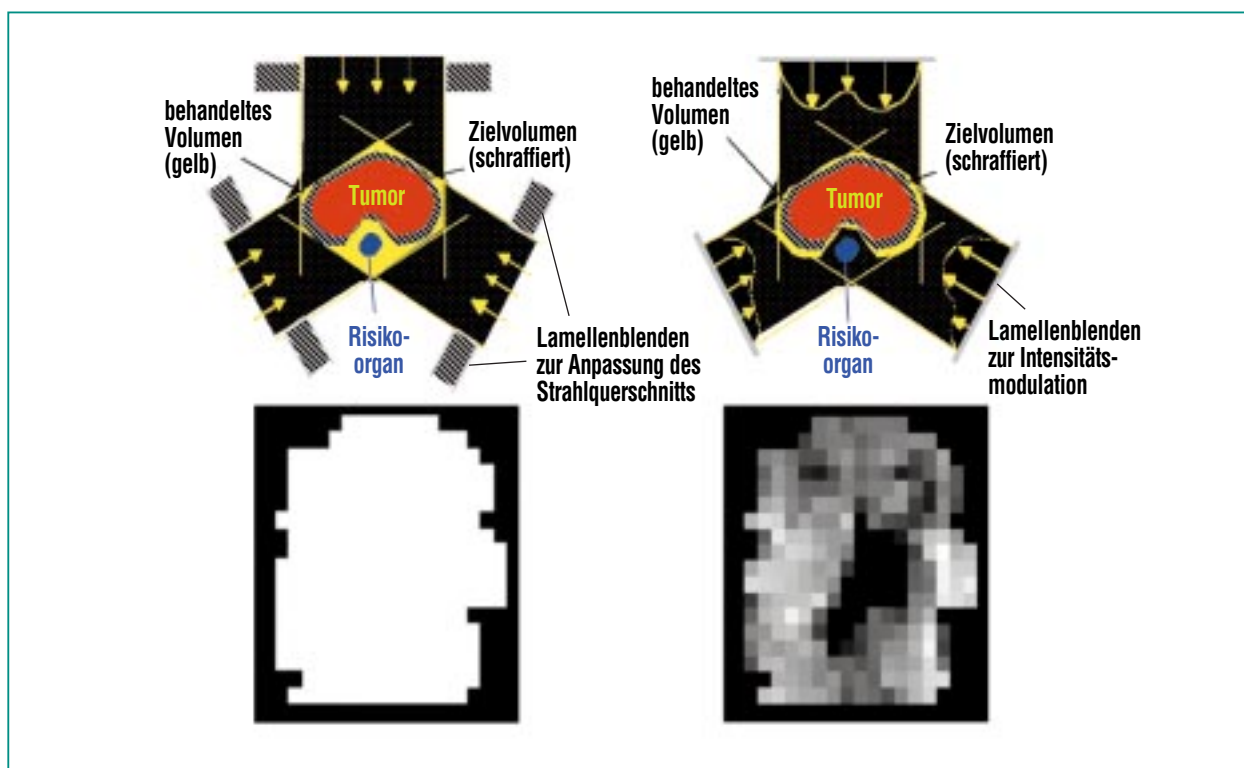


Abb. 1: Konformation mit konventioneller Bestrahlungstechnik (links) und mit intensitätsmodulierter Strahlentherapie (rechts); oben: Schnittbilder einer Zielregion mit eingestrahelten Dosisprofilen; unten: Beispiele für die Intensitätsverteilungen der verwendeten Felder. Die Intensität in einer Schnittebene durch die Zielregion ist in Graustufen kodiert.

strahlung des skizzierten Risikoorgans ist mit dieser Methode unvermeidbar.

Die Methode der IMRT ist eng mit dem Konzept der inversen Planung verknüpft. Bei der konventionellen Strahlentherapie wird die Dosisverteilung im Körper von solchen Strahlungsfeldern erzeugt, die zwar individuell auf den Patienten abgestimmt sind, jedoch nur durch Erfahrung gewonnen wurden. Im Gegensatz dazu wird bei der inversen Planung die gewünschte Dosisverteilung im Patienten vorgegeben und danach berechnet, wie die einzustrahlenden Felder gestaltet werden müssen. Die so berechneten Felder sind in der Regel in ihrer Intensität nicht mehr homogen, wie im gezeigten Beispiel zu sehen ist. Für einzelne Segmente des Strahlquerschnittes werden unterschiedliche Belichtungszeiten gewählt, im Beispiel ist dies

durch die verschiedenen langen Pfeile angedeutet. Eine Bestrahlung des gezeigten Risikoorgans kann dadurch vermieden werden.

Die unteren Teilbilder zeigen die resultierende Intensitätsverteilung in einer Schnittebene durch die Zielregion. Mittels der konventionellen Technik wird die gesamte Zielregion homogen bestrahlt, dagegen erlaubt die intensitätsmodulierte Strahlentherapie eine abgestufte Bestrahlung einzelner Segmente.

Die Intensitätsmodulation der Felder kann mit verschiedenen Techniken erreicht werden, zwei davon sind in Abb. 2 skizziert.

1. Bei der „Step-and-shoot-Technik“ werden mit Hilfe der Lamellen eines MLC nacheinander verschiedene Feldformen eingestellt. Mit einer feststehenden Feldform wird bis zum Erreichen der erforderlichen Dosis für diese Feldform be-

strahlt; dann wird die Bestrahlung unterbrochen, eine neue Feldform zur Überlagerung der vorherigen eingestellt und die Bestrahlung wieder aufgenommen.

2. Bei der „Sweeping-Window-Technik“ wird die vom Lamellenkollimator erzeugte Feldform während der laufenden Bestrahlung kontinuierlich variiert. Der MLC erzeugt hierbei eine Art Schlitzblende, die durch Bewegung der Lamellen verschoben und verformt wird. Für jede feststehende Feldform wird nacheinander die erforderliche Dosis eingestrahlt, die gewünschte Dosisverteilung durch Überlagerung mehrerer Bestrahlungen erzeugt. Feldform und -position sind also zeitabhängig. Über Bereichen, die eine größere Dosis erhalten sollen, bleibt der Kollimator länger geöffnet, d.h. die Blende wird in diesem Bereich langsamer bewegt bzw. verbreitert. Diese Technik wird auch als dynamische IMRT bezeichnet. Die Vorteile liegen in kürzeren Behandlungszeiten (keine Unterbrechungen während der Bestrahlung) und in der Möglichkeit, fließende Dosisgradienten zu erzeugen.

Allen diesen Bestrahlungstechniken ist gemeinsam, dass die erzeugten Dosisverteilungen dreidimensional und komplex sind und deshalb überprüft werden müssen. Hinzu kommt, dass die technischen Abläufe zur Erzeugung dieser Dosisverteilungen eine Reihe von möglichen Fehlfunktionen haben können, deren negative Auswirkungen auf den Patienten mit großer Sicherheit ausge-

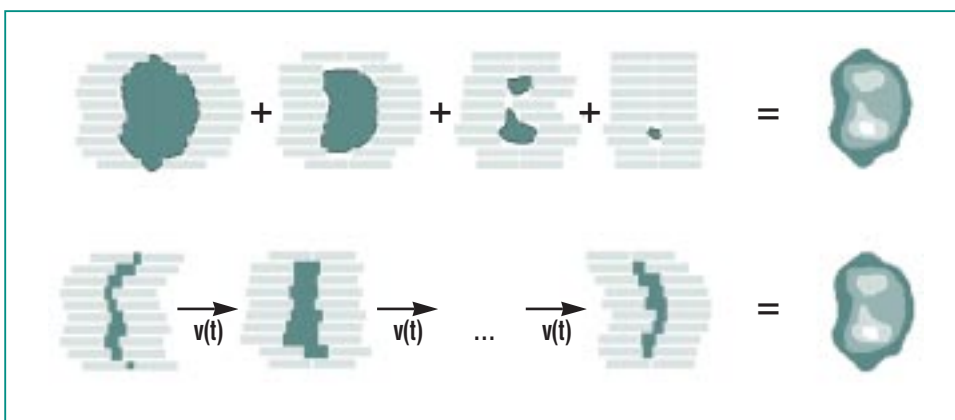


Abb. 2: Techniken zur Erzeugung intensitätsmodulierter Felder; oben: „Step-and-shoot“ Technik; unten: „Sweeping-window“ Technik. Die horizontalen Balken deuten die verschiebbaren Absorberstreifen (Lamellen) an, mit deren Hilfe die Kontur des durchtretenden Strahlenbündels (dunkle Flächen) eingestellt werden kann. Im unteren Bild werden die Lamellen individuell programmiert verschoben, so dass die gewünschte Intensitätsmodulation erzielt wird. Die jeweils resultierende Intensitätsverteilung ist rechts angedeutet.

geschlossen werden müssen. Daraus ergibt sich, dass bei den innovativen Bestrahlungstechniken die Qualitätssicherung, insbesondere die dreidimensionale Messung von Dosisverteilungen, zunehmend wichtiger wird. Man kann sich hier – im Gegensatz zu konventionellen Techniken – nicht auf Erfahrungswerte stützen.

Messtechnik

Eine mögliche Vorgehensweise bei der Qualitätssicherung besteht darin, ein sogenanntes Phantom, das aus einem dem menschlichen Gewebe möglichst äquivalenten Material und Messsonden besteht, entsprechend dem Bestrahlungsplan eines Patienten zu bestrahlen. Die erwartete Dosisverteilung kann anschließend mit der im Phantom gemessenen Energiedeposition verglichen werden.

Die Eigenschaft der Gewebeäquivalenz bezieht sich auf die Absorptions- und Streueigenschaften des Materials in bezug auf die verwendete Strahlung. Mit einem Wasserphantom lässt sich lebendes Gewebe ausreichend simulieren. Auch die Sonden in einem Phantom sollten dem Gewebe äquivalent sein. Deshalb sind Gase als sensitives Medium für die zu verwendenden Ionisationskammern ungeeignet. Eine gute Gewebeäquivalenz besitzen dagegen flüssige Kohlenwasserstoffe wie Isooktane oder Isononane.

Für das Experiment KASCADE wurden solche Ionisationskam-

mern entwickelt (siehe auch den Beitrag von J. Engler et al. in diesem Heft), bei denen in einer Flüssigkeit die elektrischen Signale an den Elektroden durch die Bewegung freier Elektronen beeinflusst werden. Als Flüssigkeiten wurden u.a. 2,2,4,4-Tetramethylpentan und 2,2,4-Trimethylpentan verwendet, in dem ionisierende Strahlung einen relativ hohen Anteil an freien Elektronen erzeugt [1, 2]. Beide Kohlenwasserstoffe sind unpolar, so dass freie Elektronen nicht durch Coulomb-Kräfte an die Moleküle gebunden werden und sich daher unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes in der Flüssigkeit etwa 10^5 mal schneller bewegen als positive oder negative Ionen. Dementsprechend lassen sich schnelle und hohe Signalimpulse auskoppeln. Voraussetzung für die hohe Beweglichkeit der Elektronen ist allerdings, dass die Kohlenwasserstoffe frei von polaren Verun-

reinigungen sind, und zwar im Bereich von einigen ppb¹. Auch die Kammeroberflächen müssen sorgfältig gereinigt werden. Gegenüber Trimethylpentan hat Tetramethylpentan den Vorteil einer höheren Signalausbeute, so dass mit kleineren Dosisleistungen gearbeitet werden kann. In gut gereinigtem Zustand ermöglichen geringe Restströme auch die Auflösung feiner Strukturen.

Für eine Prototypkammer wurde eine Elektrodenkonfiguration gewählt, wie sie in Abb. 3 skizziert ist. Die Anordnung besteht aus parallelen Keramikplatten, bei der die Kathoden in Quadrate mit 2.5 mm Seitenlänge segmentiert sind, die jedes getrennt durch einen Stromverstärker ausgelesen werden. Die Signale werden über Multipolglasdurchführungen aus dem Flüssigkeitsvolumen herausgeführt. Der Elektrodenabstand beträgt 2.5 mm, so dass

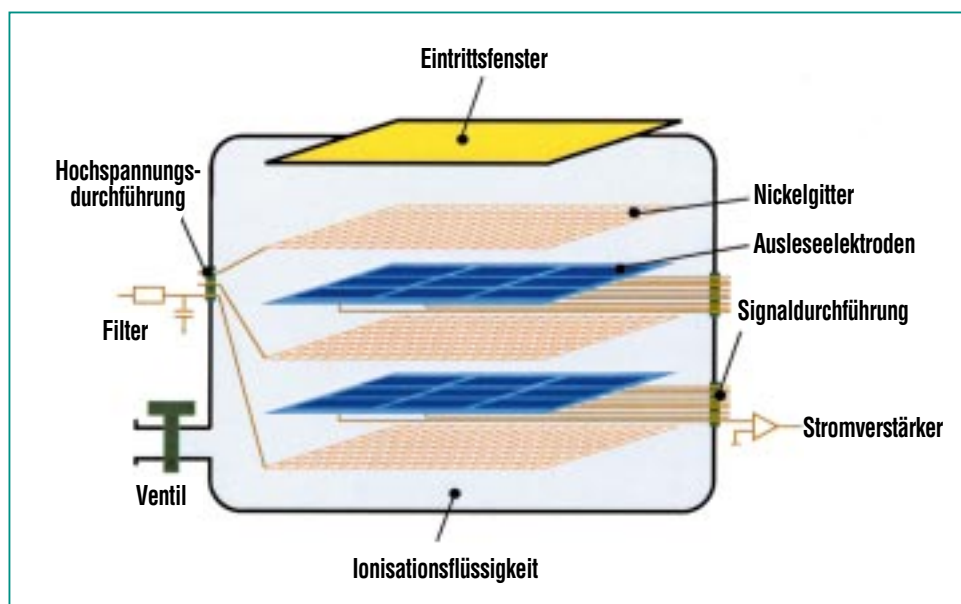


Abb. 3: Schematische Ansicht der Flüssigkeitsionisationskammer.

¹) 1 ppb = 1 Teil in 10^9 Teilen (molares Mischungsverhältnis)



Abb. 4: Photographie des Prototyps der Flüssigkeitsionisationskammer. Die Multipoldurchführungen befinden sich in den rechteckigen Vertiefungen im Deckel, das Aluminiumkästchen mit Koaxialkabelanschluss beinhaltet das Filter für die Hochspannungsversorgung, im Vordergrund das Ventil zum Befüllen der Kammer.

das zu untersuchende Volumen in Würfel von 2.5 mm Kantenlänge unterteilt wird. Die Hochspannung von ca. 1000 Volt wird über ein fast masseloses Nickelgitter, das auf einen Keramikrahmen gespannt ist, angelegt. Die Kammer wird vollständig mit Flüssigkeit befüllt, ein elastisches Strahleintrittsfenster aus dem Kunststoff VECTRA sorgt dafür, dass thermische Volumenänderungen abgefangen werden. Alle verwen-

deten Materialien wie VECTRA, Tetramethylpentan und Keramik besitzen ausreichende Gewebeäquivalenz und beeinflussen die räumliche Dosisverteilung in einem Phantom minimal. Abb. 4 zeigt eine Photographie der Versuchskammer mit vier Multipol-durchführungen und einem Filter für die Hochspannungszuführung. In der Mitte befindet sich das Strahleintrittsfenster.

Mit dieser Kammer werden zur Zeit Messungen mit Tetramethylpentan als Flüssigkeit an der ^{60}Co -Quelle im DKFZ in Heidelberg durchgeführt. Erste Ergebnisse bestätigen die erwartete hohe Empfindlichkeit und eine – verglichen mit Isooktan – gute Signalausbeute (ca. $8 \mu\text{C}/\text{Gray} \times (2.5 \text{ mm})^3$). Auch die Reproduzierbarkeit ist ausgezeichnet, so dass sich längere Messreihen durchführen lassen.

Zusammenfassung und Ausblick

Für die neue Methode der intensitätsmodulierten Strahlentherapie stellen Flüssigkeitsionisationskammern geeignete Monitorgeräte zur Messung der Dosisverteilung dar. Mit moderner Verstärker- und Ausleseelektronik können viele Kanäle gleichzeitig erfasst und registriert werden. Man erhält dadurch ein zeitlich und räumlich hoch aufgelöstes Bild des Bestrahlungsfeldes, was eine wirkungsvolle Kontrolle des Bestrahlungsvorgangs gestattet. In zukünftigen Untersuchungen sollen für verschiedene Anwendungsgebiete am besten geeignete Flüssigkeiten und Elektrodenkonfigurationen ermittelt werden.

Literatur

[1] Göran Wickmann, Hakan Nyström, Phys. Med. Biol. 37 (1992) 1789

[2] Joachim Engler, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 22 (1996) 1