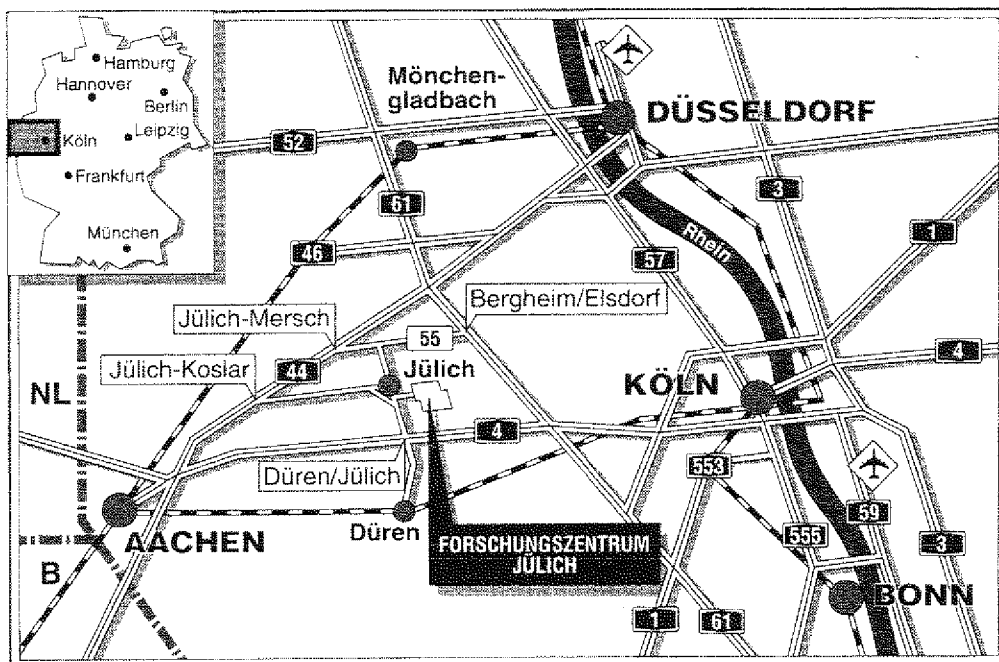


Institut für Kernphysik

**Moderne Monte Carlo Teilchen-
transport-Simulationsverfahren für
sicherheitstechnische Anwendungen
und Fragestellungen in der
Beschleunigertechnik und in der
Raumfahrt**

Detlef Filges



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2609

ISSN 0366-0885

Institut für Kernphysik Jüli-2609

Habilitationsschrift Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

**Moderne Monte Carlo Teilchen-
transport-Simulationsverfahren für
sicherheitstechnische Anwendungen
und Fragestellungen in der
Beschleunigertechnik und in der
Raumfahrt**

Detlef Filges

Von der Bergischen Universität–Gesamthochschule Wuppertal
genehmigte Habilitationsschrift zur Erlangung der *venia legendi*

Modern Monte Carlo Particle Transport Simulation for Safety and Radiation Protection Applications in Accelerator Technology and in Space Science

Moderne Monte Carlo Teilchentransport-Simulationsverfahren für sicherheitstechnische Anwendungen und Fragestellungen in der Beschleunigertechnik und in der Raumfahrt

by / von

Detlef Filges

Abstract

The application potential of modern particle radiation transport simulations to solve safety and radiation protection problems in accelerator technology and in space science and technology is presented. It is shown to what extent Monte Carlo simulation is helpful to define safety regulations, safety standards and to determine corresponding safety proofs. For this purpose the basic methods are described and their performance together with particular examples are assessed. The state-of-the-art of the computational methods is described together with the existing computer codes. The details of the today used 3—dimensional geometry packages are also given. Necessary nuclear transport data and reaction cross sections in respect to shielding and safety protection problems are investigated. The performance and flexibility of the HERMES Monte Carlo System (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System) and its utilization solving safety protection problems is demonstrated. Examples of radiation protection and high energy source shielding for medium and high energy particle accelerators and for high current particle accelerator target systems are summarized. Radiation protection and shielding of space vehicles against cosmic ray radiation are compiled and assessed. Validations of experimental results are also given.

Kurzfassung

Die Anwendung moderner Teilchentransport-Simulationsverfahren im Hinblick auf sicherheitstechnische Fragestellungen im Bereich Beschleunigertechnologie und im Zusammenhang mit der Weltraumfahrt wird dargestellt. Es wird gezeigt, inwieweit moderne Monte Carlo Simulationsverfahren bei der Formulierung von Sicherheitskriterien und entsprechenden Nachweisen hilfreich sein können. Dazu werden die Verfahren in ihren Grundzügen beschrieben und an exemplarischen Beispielen in ihrer Leistungsfähigkeit bewertet. Die gegenwärtigen Methoden des Teilchentransportes in Materie werden an bestehenden Computerprogrammen dargelegt. Die heute zur Anwendung kommenden 3-dimensionalen Geometriesysteme zur realistischen Beschreibung technischer Komponenten werden beschrieben. Die Frage der zu verwendenden nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten für Abschirmfragen und radiologische Aspekte wird diskutiert. Insbesondere wird das HERMES Monte Carlo System (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System) ausführlich erläutert und seine Leistungsfähigkeit für sicherheitstechnische Fragestellungen dargestellt. Exemplarische Beispiele zum Strahlenschutz und zu Abschirmberechnungen an Mittel- und Hochenergiebeschleunigern und sicherheitstechnische Fragestellungen für Hochstromtargetsyste me werden zusammengestellt. Strahlenschutzfragen und Abschirmung von Raumfahrzeugen gegen kosmische Strahlung werden diskutiert. Vergleiche mit entsprechenden Experimenten zur Überprüfung der Simulationsmethoden werden außerdem gegeben.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung und Rahmen	1.1
1.1	Literatur	1.2
2.	Methoden des Monte Carlo Teilchentransportes	2.1
2.1	Physik des Teilchentransportes	2.1
2.2	Monte Carlo-Verfahren und ihre derzeitigen Möglichkeiten	2.4
2.2.1	Einführende Betrachtungen	2.4
2.2.2	Neutronen- und Gammatransport Monte Carlo bei Verwendung von Vielgruppenwirkungsquerschnitten	2.5
2.2.3	Monte Carlo Berechnung von Teilchenflüssen	2.7
2.2.4	Monte Carlo Anwendungen im Energiebereich ≤ 20 MeV	2.9
2.2.5	Monte Carlo Verfahren im Energiebereich > 20 MeV	2.12
2.2.5.1	Monte Carlo Systeme für hadronische Kaskaden	2.12
2.2.5.2	Monte Carlo Systeme für elektromagnetische Schauer	2.19
2.3	Das drei-dimensionale komplexe Geometrieproblem	2.22
2.3.1	Die "Combinatorial Geometry"	2.23
2.3.2	Das Geometriepaket MCNP	2.28
2.3.3	Vektorisierte Geometrie	2.29
2.4	Literatur	2.31
3.	Nukleare Daten und Wirkungsquerschnittbibliotheken	3.1
3.1	Benötigte Dateninformation für Sicherheitsuntersuchungen	3.1
3.2	Standardbibliotheken und allgemeine Informationssysteme	3.3
3.3	Vielgruppentransportbibliotheken für Neutronen und Photonen unter 20 MeV	3.4
3.4	Vielgruppentransportbibliotheken für Neutronen und Photonen bis 400 MeV, 800 MeV und 2,8 GeV	3.6
3.5	Reaktionsquerschnitte und Konversionsfaktoren zur Berechnung von Dosisraten	3.15
3.6	Literatur	3.27
4.	Das HERMES-Monte-Carlo-System zur Berechnung des Teilchentransportes und der Wechselwirkung mit Materie	4.1
4.1	Die physikalischen Modelle des HERMES-Systems	4.1
4.1.1	Das intranukleare Kaskaden-Verdampfungsmodell für hadronische Wechselwirkungen	4.1
4.1.2	Das elektromagnetische Kaskadenmodell für Elektronen und Photonen	4.10
4.1.3	Das "De-Excitation"-Modell zur Erzeugung von Gammaquellen aus angeregten Restkernen	4.10
4.1.4	Neutronen- und Gammatransport bei niedrigen Energien (≤ 100 MeV)	4.12
4.2	Der strukturelle Aufbau des HERMES-Systems	4.13
4.3	Überprüfung der Rechenmodelle in Bezug auf sicherheitstechnische Anwendungen	4.15
4.4	Literatur	4.27

5.	Abschirmung und Strahlenschutzsicherheit an Mittel- und Hochenergiebeschleunigern	5.1
5.1	Die Strahlverluste und die Quellen der Teilchenstrahlung zur Risikoabschätzung	5.1
5.2	Die allgemeinen Parameter zur Bestimmung der Abschirmdicke und ihre Simulation in "Dick"-Targetexperimenten	5.5
5.3	Die praktische Durchführung von Abschirmberechnungen am Beispiel ausgewählter Systemstudien	5.16
5.3.1	Geometrische Grundkonfigurationen und Kopplung der Simulationssysteme	5.16
5.3.2	Ausgewählte Systemstudien	5.23
5.3.2.1	Das Abschirmdesign der Hochstrom-Spallationsquelle SNQ	5.23
5.3.2.2	Das Abschirmdesign für einen Mittlerenergiebeschleuniger bis zu Teilchenenergien von einigen GeV	5.39
5.3.2.3	Das Abschirmdesign für Hochenergiebeschleuniger bis zu Teilchenenergien von einigen TeV	5.45
5.4	Literatur	5.57
6.	Sicherheitstechnische Fragestellungen bei der Auslegung von Targetsystemen an Beschleunigern	6.1
6.1	Sekundärteilchenstrahlung und deren Zusammensetzung	6.1
6.2	Energiedeposition und Wärmeentwicklung	6.4
6.3	Induzierte Radioaktivität und Fragen der Materialschädigung	6.7
6.4	Transmutation von radioaktiven Nukliden	6.12
6.5	Literatur	6.13
7.	Teilchenstrahlung im Weltraum und ihr Sicherheitsrisiko für Raumfahrtmissionen	7.1
7.1	Die Quellen der Teilchenstrahlung im Weltraum	7.2
7.1.1	Teilchenstrahlung im Bereich des Erdmagnetfeldes	7.2
7.1.2	Teilchenstrahlungsquellen aus der Sonnenaktivität	7.5
7.1.3	Galaktisch-kosmische Teilchenstrahlung	7.7
7.2	Einfluß der Teilchenstrahlung auf Raumfahrtmissionen	7.11
7.2.1	Strahlungsexpositionsgrenzen für Astronauten	7.12
7.2.2	Einfluß der Teilchenstrahlung auf elektronische Bauteile	7.14
7.3	Teilchentransportsimulation	7.15
7.4	Beispiele zur Simulation von Strahlungsdosen für bemannte Raumfahrtmissionen	7.18
7.5	Literatur	7.24
8.	Zusammenfassung, Bewertung und Ausblick	8.1
9.	Danksagung	9.1

1. Einleitung und Rahmen

In vielen Bereichen der Naturwissenschaften und der hochentwickelten Technologie wie der fortgeschrittenen Teilchenbeschleuniger wie COSY /1.1/, HERA /1.2/, LEP /1.3/, LHC /1.4/ und SSC /1.5/ oder der Raumfahrt /1.6/ ergeben sich zahlreiche Fragestellungen mit dem Transport von Teilchenstrahlung und deren Wechselwirkung mit Materie. Diese Fragestellungen stehen nicht nur im Zusammenhang mit der Bestimmung ingenieurtechnischer Parameter zur Auslegung von Komponenten und Systemen in einem Vielteilchenstrahlungsfeld in allen vorkommenden Energiebereichen, sondern haben eine erhebliche sicherheitstechnische Auswirkung, welche z.B. Belastbarkeit, Strahlenschutz, Abschirmung und Aktivierung betreffen. Die Fragestellungen beziehen sich auf Target- und Detektorsysteme /1.7,1.8,1.9/, die Bestimmung und Berechnung der Hochenergieabschirmung an Beschleunigern einschließlich der Wirkung der Beschleunigerverluststrahlung, auf Komponenten in Bezug auf sekundäre Strahlenfelder und Materialschädigung /1.10,1.11,1.12,1.13/ bis hin zur Wirkung der kosmischen Strahlung auf Komponenten von Raumfahrzeugen und die Strahlenschutzsicherheit von Astronauten /1.14,1.15,1.16/. In der Medizin gewinnen Therapie- und Diagnoseverfahren mit Teilchenbeschleunigern an Bedeutung, wobei hohe Sicherheitsstandards für Auslegung, Betrieb und Therapiebegleitung unerlässlich sind /1.17,1.18,1.19/. Der Einsatz von Hochstrom-Teilchenbeschleunigern zur Transmutation des langlebigen radioaktiven Abfalls aus Kernkraftwerken wird als alternatives Sicherheitskonzept zur bisher geplanten Endlagerung diskutiert und könnte einen bedeutenden Beitrag zur Veränderung des derzeitigen Brennstoffkreislaufes leisten /1.20 - 1.25/.

Die auftretenden Fragestellungen können heute mit Hilfe der Simulation auf dem Computer untersucht werden. Die Simulation kann unter Umständen sogar der einzige Weg sein, besonders komplexe Systeme zu verstehen. Außerdem stehen heute mit der Entwicklung von Modellen, Methoden und Daten aus Reaktorphysik, Fusionstechnologie, Kernphysik und Hochenergiephysik Informationen zur Verfügung, um die Computersimulation von Strahlungstransportvorgängen von Teilchen in Materie auf ganz konkrete Beispiele anzuwenden. Methoden und Erfahrungen haben sich in den 70er und 80er Jahren in umfangreichen Programmsystemen zur Beschreibung von sowohl hadronischen, wie auch elektromagnetischen Strahlungsphänomenen in allen vorkommenden Energiebereichen niedergeschlagen.

Diese Arbeit versucht nun, die Anwendung moderner Teilchentransport-Simulationsverfahren im Hinblick auf sicherheitstechnische Fragestellungen im Bereich der Beschleunigertechnologie und ihrer Nutzung und im Zusammenhang mit der Weltraumfahrt darzustellen und zu zeigen, inwieweit moderne Simulationsverfahren bei der Formulierung von Sicherheitskriterien und entsprechenden Nachweise hilfreich sein können. Dazu werden die Verfahren in ihren Grundzügen beschrieben und an exemplarischen Beispielen in ihrer derzeitigen Leistungsfähigkeit bewertet. Anwendungen in der Reaktortechnik oder Fusionstechnologie werden als Stand der Technik vorausgesetzt. Die im Rahmen der Arbeit behandelten Fragestellungen gehen außerdem von primären Teilchenenergien bis in den TeV-Bereich aus, während in Reaktortechnik und Fusionstechnologie die Primärenergien im Bereich unterhalb 20 MeV liegen. Es sollte aber besonders vermerkt werden, daß gerade viele der grundsätzlichen Methoden und Verfahren des Teilchentransportes in der Reaktorphysik entwickelt wurden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich deshalb in folgende Teilbereiche auf. In Kapitel 2 werden die gegenwärtigen Methoden des Teilchentransportes an bestehenden Computercodes dargelegt. Einen breiten Raum nehmen hier die Monte Carlo Verfahren ein, die von ihrer Anwendung die universellste Methode darstellen und zusammen mit der Nutzung von Supercomputern entsprechend leistungsfähig sind. Da sicherheitstechnische Fragen auch von der detaillierten geometrischen Darstellung und einer realistischen Beschreibung der Materialkomposition technischer Komponenten abhängen, werden die heutigen 3-dimen-

sionalen Geometriesysteme ausführlich beschrieben. Die Frage der zu verwendenden nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten wird in Kapitel 3 diskutiert. In Kapitel 4 wird das vom Autor mitentwickelte Monte Carlo System HERMES (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System) ausführlich erläutert und seine Leistungsfähigkeit und Flexibilität für sicherheitstechnische Fragestellungen dargestellt. In den Kapiteln 5, 6 und 7 werden exemplarische Beispiele zum Strahlenschutz und Abschirmberechnungen an Mittel- und Hochenergiebeschleunigern, sicherheitstechnische Fragestellungen von Targetsystemen (Sekundärteilchenstrahlung, Radioaktivität, thermodynamische Fragen und Materialschädigung), Transmutation langlebiger radioaktiver Nuklide und Strahlenschutz und Abschirmfragen von Raumfahrzeugen zusammengestellt. Vergleiche mit entsprechenden Experimenten zur Überprüfung der Simulationsmethoden werden außerdem gegeben. Die Frage der Vorhersagegenauigkeit wird im Zusammenhang mit dem Vergleich von vorliegenden experimentellen Datenmaterial diskutiert. In Kapitel 8 werden schließlich die Methoden, ihre Leistungsfähigkeit und praktische Anwendbarkeit kritisch bewertet.

1.1 Literatur

- /1.1/ Kühler-Synchrotron COSY, Technische Beschreibung,
Report Jül-Spez-370 (1986)
- /1.2/ B.W. Wiik, Progress with HERA, Report DESY-HERA 85-16 (1985)
- /1.3/ LEP Study Group, The LEP design study,
CERN/ISR-LEP/79-33 (1979)
- /1.4/ G. Brianti and K. Hübner (editors)
The Large Hadron Collider in the LEP Tunnel
CERN 87-05 (1987)
- /1.5/ D.E. Groom (editor)
The Superconducting Super Collider (SSC)
SSC Central Design Group, Report SSC-SR-1033 (1988)
- /1.6/ D.M. Rust
Solar Flares, Proton Showers and the Space Shuttle
Science, Vol. 216, p 939 (1982)
- /1.7/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef
Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Source
Report Jül-Spez-120 (1981)
- /1.8/ D. Filges, P. Cloth, R.D. Neef, H. Schaal
Nuclear Aspects of the SNQ Target Design
Int. Coll. of Advanced Neutron Sources (ICANS-VIII), Oxford, July 1985
- /1.9/ B. Anders, P. Cloth, D. Filges, Ch. Reul, G. Sterzenbach
Monte Carlo Simulation on Event-by-Event Base of Calorimeter Experiments with
Uranium/Scintillator Layers Using the HERMES Code System
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A277, 56-67 (1989)

- /1.10/ J. Moll, Die Bereitstellung computerunterstützter Methoden zur Analyse an Teilchenbeschleunigern und deren exemplarische Anwendung auf das Cooler-Synchrotron COSY, KFA-Report Jül-2435, (1991)
- /1.11/ J.M. Zazula, K. Tesch
Analysis of the Transverse Shielding Problem at Proton Accelerators Using a Hadronic Cascade Code with Low Energy Particle Modules
Report DESY 89-064 (1989)
- /1.12/ K. Goebel (editor)
Radiation Problems in the Design of the Large Electron-Positron Collider (LEP)
Report CERN 84-02 (1984)
- /1.13/ G.R. Stevenson, P.H. Thomas (editors)
Radiological Considerations for the Environment around the LHC
Report CERN-TIS/89-10 (1989)
- /1.14/ G. Dagge, P. Dragovitsch, D. Filges, J. Brückner
Calculation of Martian Gamma Ray Spectra
21st Lunar and Planetary Sc. Conf., Houston, Texas, March 12-16 (1990)
- /1.15/ J. von Puttkamer
Der Mensch im Weltraum
Umschau Verlag 1987
- /1.16/ R. Silberberg, C.H. Tsao, J.H. Adams, J.R. Letaw
High-Energy Radiation Environment During Manned Space Flights
AIP Conf. Proc. 186, High Energy Radiation Background in Space, Sanibel Island, Florida 1987, American Inst. of Physics, New York 1989
- /1.17/ R.H. Thomas, V. Perez-Mendez (Ed.), Advances in Radiation Protection and Dosimetry in Medicine, Ettore Majorana Int. Science Series, Plenum Press, New York (1980)
- /1.18/ T. Kato et al., Shielding Design of a High Energy Heavy Ion Medical Accelerator, Proc. of the 7th Int. Conf. on Radiation Shielding, Bournemouth (1988)
- /1.19/ A. Wambersie, Nuclear Data Relevant to Cancer Therapy with Fast Neutrons and Charged Particles, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 13-17, Jülich (1991)
- /1.20/ L.E. Bruns, Transmutation of Radioactive Waste Using Accelerators, Report Rockwell Internal, RHO-SA-174 (1980)
- /1.21/ A.H. Harms, W. Häfele, Nuclear Synergism: An Emerging Framework for Energy Systems, American Scientist 69 (1981)

- 1.22/ M. Heindler, Spallation in a Nuclear Energy System, Proc. ICANS-V (Ed. G.S. Bauer, D. Filges), Report Jül-Conf-45 (1981)
- /1.23/ H. Takahashi, The Role of Accelerators in the Nuclear Fuel Cycle, Proc. of the 2nd Int. Symposium on Advanced Nuclear Energy Research-Evolution by Accelerators, Jan. 24-26, Mito, Japan (1990)
- /1.24/ Y. Nakahara, Nuclear and Nucleon Data Needs for Incineration of the Radioactive Waste from Fission Reactors with a Proton Accelerator, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 13-17, Jülich (1991)
- /1.25/ P.W. Lisowsky et al., Nuclear Physics Information Needed for Accelerator Driven Transmutation of Nuclear Waste, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 13-17, Jülich (1991)

2. Methoden des Monte Carlo Teilchentransportes

2.1 Physik des Teilchentransportes

Die Phänomene der Teilchenstrahlung oder der Transport von Teilchen - wie Leptonen, Mesonen, Baryonen und energetische Photonen - wird durch die von Boltzmann 1872 aufgestellte Bilanzgleichung beschrieben, die hier kurz diskutiert wird, da die Monte Carlo und deterministischen Verfahren für Neutronen- und Gammatransport auf Lösungen dieser Gleichung zurückgreifen. Lösungsformen der Boltzmann-Gleichung, die hier nur kurz zur Begriffsklärung dargestellt werden, sind in Standardwerken zur Reaktorphysik [2.1] oder Fusionstechnologie [2.2] zu finden.

Die allgemeine Boltzmann-Gleichung ist gegeben (Gleichung I):

$$\frac{1}{v_i} \left(\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \right) = -\vec{\Omega} \times \text{grad } \Phi_i + \sum_j \left[\int d\vec{\Omega}' dE_B \sigma_{ij}(\vec{x}, E_B \rightarrow E, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \times \right. \\ \left. \Phi_j(\vec{x}, E_B, \vec{\Omega}', t) - \int d\vec{\Omega}' dE_B \times \sigma_{ij}(\vec{x}, E \rightarrow E_B, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \Phi_j(\vec{x}, E, \vec{\Omega}', t) \right] - \\ \sigma_i(\vec{x}, E) \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) + (\partial/\partial E(\Phi_i S)) - \frac{1}{\lambda_i} \Phi_i + Y_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$$

Im folgenden wird Gleichung I erläutert und einige wichtige Terme der Gleichung beschrieben. Gleichung I ist kontinuierlich im Phasenraum, der aus drei Raumkoordinaten (x,y,z), der kinetischen Energie (E) und der Richtung ($\vec{\Omega}$) eines Teilchens besteht (s. Abb. 2.1).

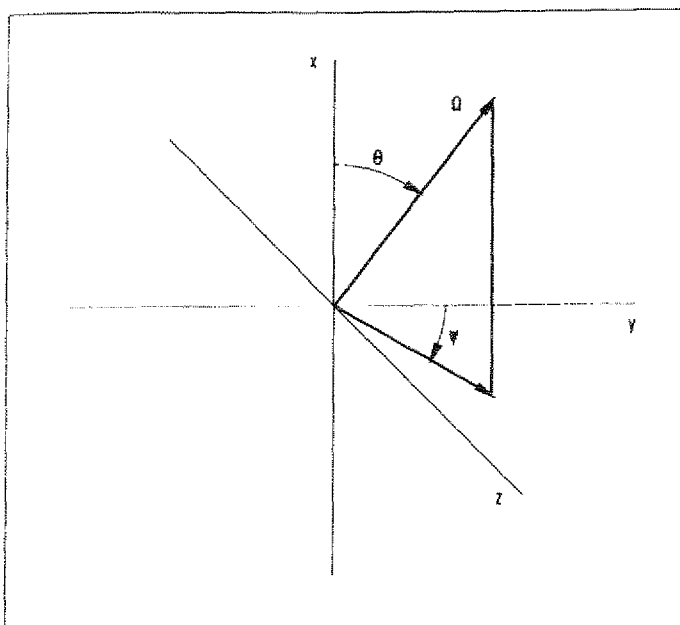


Abb. 2.1: Das Koordinatensystem der Boltzmann-Gleichung

$\vec{\Omega}$ ist der Einheitsvektor mit $\Omega_x = \cos\theta$; $\Omega_y = \sin\theta \cos\psi$; $\Omega_z = \sin\theta \sin\psi$.

Die Variable $\phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$ ist der winkelabhängige Teilchenfluß, d.h. ϕ_i ist die Anzahl Teilchen (Kerne, Leptonen, Mesonen etc.) im Volumenelement $dxdydz$ bei $\vec{x}$, in dE bei E mit der $d\vec{\Omega}$ bei $\vec{\Omega}$ multipliziert mit der Geschwindigkeit der Teilchen. Die Geschwindigkeit ist skalar gegeben durch $v = p \cdot c / W$, wobei p der Teilchenimpuls $(E^2 + 2Em_i)^{1/2}$, c die Lichtgeschwindigkeit, W die gesamte Teilchenenergie mit $E + m_i$ und m_i die Teilchenmasse ist. Der Winkelfluß ϕ_i ist die Anzahl der Teilchen pro cm^2 pro MeV pro Steradian pro Sekunde an einer Stelle zu einer bestimmten Zeit. Entsprechende Ableitungen ergeben:

- Flußdichte oder skalarer Fluß

$$\Phi_i(\vec{x}, t) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \int dE \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$$

- Fluenz

$$\Phi_i(\vec{x}) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \int dE \int dt \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$$

- Strom (z.B. x-Richtung)

$$\vec{J}_i(\vec{x}, t) = 2\pi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int dE \cos \theta \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$$

- Strahlungsdichte / Anzahl von Teilchen pro Volumenelement $dxdydz$

$$n(\vec{x}, t) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \int dE \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) / v$$

- Energiespektrum

$$\Phi_i(\vec{x}, E, t) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$$

Die Dichteverteilung der Teilchen in einem Volumenelement des Phasenraumes kann sich nun in verschiedener Weise ändern.

1. Translation/Reduzierung der Phasenraumdichte

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_i} \left[\frac{\partial \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} \right]_1 &= -\text{div} [\vec{\Omega} \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)] \\ &\Rightarrow \frac{1}{v_i} \left[\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \right]_1 = -\vec{\Omega} \times \text{grad} \Phi_i \end{aligned}$$

2. Wechselwirkung (Energie, Winkel und Teilchentyp werden geändert - Teilchen-Kern-Wechselwirkung)

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_i} \left[\frac{\partial \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} \right]_2 &= \sum_j \left[\int d\vec{\Omega}' dE_B \sigma_{ij}(\vec{x}, E_B \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \times \right. \\ &\Phi_j(\vec{x}, E_B, \vec{\Omega}', t) - \int d\vec{\Omega}' dE_B \times \sigma_{ij}(\vec{x}, E \rightarrow E_B, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \Phi_j(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) \Big] - \\ &\quad \left. - \sigma_i(\vec{x}, E) \Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) \right] \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ij}(\vec{x}, E_B \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Teilchen vom Typ i mit den Phasenraumkoordinaten $(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$ als Ergebnis einer Wechselwirkung mit einem Teilchen vom Typ j mit den Phasenraumkoordinaten $(\vec{x}, E_B, \vec{\Omega}', t)$ zu erzeugen, dabei ist $E_B > E$. Der erste Term in [] gibt dabei das sog. "downscattering" Integral an. Dagegen ergibt der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ij}(\vec{x}, E \rightarrow E_B, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}')$ die sog. "up-scattering" Wahrscheinlichkeit, welche insbesondere bei thermischen Neutronen zum Tragen kommt.

3. Der dritte Prozeß beschreibt Teilchen, die kontinuierlich mit einer Rate S pro Einheitsweglänge Energie verlieren ("slowing down", S wird auch "Stopping Power" genannt). Die Dichteverteilung der Teilchen bei der Energie E_B ist $\Phi_i(\vec{x}, E_B, \vec{\Omega}', t)$ $S(\vec{x}, E_B)$ und bei Abbremsung nach E: $\Phi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}', t)$ $S(\vec{x}, E)$, d.h. es ergibt sich:

$$\frac{1}{v_i} \left[\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \right]_3 = \frac{\partial(\Phi_i S)}{\partial E}$$

Der Gradiententerm ist zur Vereinfachung weggelassen (s. unter 1.).

4. Der Zerfall von Teilchen stellt sich folgendermaßen dar:

$$\frac{1}{v_i} \left[\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \right]_4 = \left(-\frac{1}{\lambda_i} \right) \Phi_i$$

wobei die Zerfallswahrscheinlichkeit λ_i pro Einheitsweglänge gegeben ist:

$$\lambda_i = \tau_i \times c \frac{\beta_i}{(1 - \beta_i)^{1/2}}$$

mit τ_1 = mittlere Teilchenlebensdauer im ruhenden Koordinatensystem.

c = Lichtgeschwindigkeit

β = Teilchengeschwindigkeit relativ zur Lichtgeschwindigkeit.

5. Werden Teilchen als "Quelle" verwendet, z.B. Neutronen aus einer α -n-Quelle, Photonen aus radioaktivem Material oder erzeugte Sekundärteilchen aus Hochenergiepartikel Wechselwirkungen, dann ergibt sich

$$\frac{1}{v_i} \left[\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \right]_s = Y(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$$

Zur Vereinfachung wird die stationäre Form der Gleichung (I) betrachtet, dh. $\partial \Phi_i / \partial t = 0$. Nach Umordnung und Abkürzung kann die Boltzmann-Gleichung unter (I) dann in folgender Form geschrieben werden:

$$\vec{\Omega} \times \text{grad } \Phi + \sigma \times \Phi + (\Phi/\lambda) - \left[\frac{(\partial \Phi S)}{\partial E} \right] = Q + Y$$

wobei Q die Summe der "up" und "down" scattering Integrale darstellt. In Operatorschreibweise ergibt sich

$$B \Phi = Q + Y$$

$$\text{mit } B = \vec{\Omega} \times \text{grad} + \partial t \lambda^{-1} - \left(\frac{\partial t}{\partial E} \right)$$

Die Boltzmann-Gleichung ist in ihrer allgemeinen Form außerordentlich schwierig zu lösen; deshalb sind eine große Anzahl von numerischen Verfahren und spezielle Techniken entwickelt worden, um für den Einzelfall brauchbare Lösungen zu finden, die sog. "straight-ahead" Approximation /2.3,2.4/, die BL-Approximation ("Spherical Harmonics") /2.5,2.6/, die Methoden der diskreten Ordinaten (SN-Methode) /2.7,2.8/ und die Monte Carlo Methode /2.9,2.10/. Im Zuge der Entwicklung stellte sich heraus, daß sowohl die SN-Methode als auch Monte Carlo Verfahren - besonders bei 3-dimensionalen Problemen - die Methoden der Wahl sind. In der Kombination beider Methoden /2.11/, vor allem bei der Lösung von Transportproblemen beliebig ausgedehnter Geometrie (sog. "deep penetration") liegt das größte Potential. Diese Kombination Monte Carlo/S_N-Verfahren wird in Kapitel 5 im Zusammenhang mit Beschleunigerabschirmberechnungen diskutiert. Insgesamt gesehen ist die Monte Carlo Methode heute und wohl auch in Zukunft die einzige Methode, die in der Lage ist, echte drei-dimensionale Probleme effektiv zu behandeln.

2.2 Monte Carlo-Verfahren und ihre derzeitigen Möglichkeiten

2.2.1 Einführende Betrachtungen

Die theoretische Basis der Monte Carlo Methode wurde im wesentlichen in den 40er Jahren von E. Fermi, S. Ulam und J. von Neumann gelegt. In 1948 konnten in Los Alamos erste ambitionierte Rechnungen mit der Monte Carlo Methode zum Neutronentransport auf dem ENIAC Computer durchgeführt werden. Inspiriert von J. von Neumann hat dann H. Kahn /2.12,2.13/ 1954 die Monte Carlo Methode als Anwendung der Zufallsstichproben ("Random Sampling") zur Lösung von Problemen der angewandten Mathematik allgemeingültig formuliert. Aber erst durch die Entwicklung der Computertechnik in den 70er und 80er Jahren fand der entsprechende Durchbruch dieser Methode für naturwissenschaftliche und technische Anwendungen statt.

Nun haben wir es hier mit Teilchentransport über einen Energiebereich der thermischen Neutronen - typischerweise meV - bis zum Bereich der Hochenergie - einige 10^{12} eV (TeV) - zu tun. Weiterhin müssen nicht nur die Wechselwirkung und der Transport von Neutronen und Photonen in Materie betrachtet werden, sondern auch der von Protonen, Elektronen, Positronen, Pionen und Müonen. Dies bedingt nicht nur Information über die entsprechenden Wechselwirkungsquerschnitte der Teilchen mit Materie, sondern für die unterschiedlichen Energiebereiche wie den Mittelenergiebereich (zwischen 100 MeV - 10 GeV) und den Hochenergiebereich > 10 GeV unterschiedliche physikalische Modelle, z.B. das Intranukleare-Kaskaden-Verdampfungsmodell /2.14/ bzw. ein Quark-Modell ("Dual Parton Chain Decay" Modell) /2.15/.

Überall dort, wo man differentielle materialabhängige Wirkungsquerschnitte zur Verfügung hat, wird man die Boltzmann-Gleichung verwenden. Dabei muß allerdings der folgende Wirkungsquerschnitt bekannt sein:

$$\frac{d\sigma_{ne}}{dE d\Omega} (E_j, \Omega_j / i, E_i, A_k)$$

Dieser Wert ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Sekundärteilchen vom Typ j mit der Energie j und dem Winkel Ω_j von einem Kern der Masse A_k emittiert wird, wenn ein Primärteilchen i mit der Energie E_i diesen Kern trifft. Diese Information ist über den hier interessierenden Energiebereich nicht bekannt. Außerdem würden schon oberhalb einiger 100 MeV korrelierte Energie- und Winkelverteilungen für ca. fünf Teilchen benötigt ($p, n, \pi^+, \pi^-, \pi^0$). Bei vier Primärteilchen (p, n, π^+, π^-) würde dies schätzungsweise schon bei einer begrenzten Anzahl von Materialien zu ca. 10^{27} Wirkungsquerschnittsdaten führen.

Da es sich bei Teilchentransportproblemen um stochastische Prozesse handelt, bietet sich die Monte Carlo Methode natürlicherweise an. Beim Anwenden der Zufallsstichproben ("Random Sampling") aus einer physikalischen Zufallsverteilung beschreibt man das individuelle Verhalten eines einzelnen Teilchens. Es gibt verschiedene "Sampling"-Techniken. Diese beinhalten "Sampling" direkt aus einer Verteilungsfunktion (sog. P.D.F. - probability distribution function), "Rejection"-Techniken, "Importance Sampling" etc. auf die hier nicht näher eingegangen wird. Im wesentlichen dienen diese mathematisch-statistischen Methoden dazu, die Statistik der Resultate zu verbessern. Im einzelnen sei auf die Ref. /2.12, 2.13/ hingewiesen. Als einfaches Beispiel sei das "Sampling" über der Verteilung $e^{-\Sigma_T x}$ genannt, wobei Σ_T den totalen Wechselwirkungsquerschnitt darstellt. Hieraus leitet man ab wie weit ein Teilchen fliegt. Aus dem Verhältnis Σ_j / Σ_T mit

$$\sum_{j=1}^n \Sigma_j = \Sigma_T$$

ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß eine i -te Wechselwirkung stattfindet. Insgesamt ergibt die Analyse eine Aussage über das Schicksal dieser Teilchen im Phasenraum, d.h. z.B.: verlassen die Teilchen das System (Leckage), werden die Teilchen absorbiert oder wieviele Teilchen passieren eine bestimmte Material- oder Geometriegrenze in den betrachteten Systemen.

2.2.2 Neutronen- und Gammatransport Monte Carlo bei Verwendung von Vielgruppenwirkungsquerschnitten

Zwei wesentliche Monte Carlo Neutronen- und Gammatransport Codes, bei welchen die Monte Carlo Technik zur Lösung der Boltzmann-Gleichung verwendet wird, sind der Oak Ridge Code MORSE-CG (Monte Carlo Oak Ridge Stochastic Experiment) /2.16, 2.17/ und der in Los Alamos entwickelte Code MCNP (Monte Carlo Neutron Photon Transport) /2.18/. Die Systeme verwenden Vielgruppenwirkungs-

querschnitte, die aus entsprechenden Datenbanken wie ENDF/B (s. dazu Kapitel 3, Abschnitt 3.3) vorzugsweise bis 20 MeV erzeugt werden. Hierbei ist der gruppengemittelte Wirkungsquerschnitt gegeben durch

$$\sigma_j = \frac{\int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_j}^{E_{j+1}} \Phi(E) dE}$$

wobei $\phi(E)$ der entsprechende Flußwichtungsfaktor ist. Neutronen- und Gammatransport Monte Carlo Programme beinhalten die in Tabelle 2.1 dargestellten Möglichkeiten.

- | |
|--|
| <ul style="list-style-type: none"> • Gebrauch von Vielgruppen-Wirkungsquerschnitten • Anisotrope Streuung von Teilchen • Zeitabhängigkeit • Allgemeine <u>drei</u>-dimensionale Geometriebeschreibung • Standardisierte Analyse für Teilchenfluß-Berechnung, Reaktionsraten (z. B. Dosis, Aktivierung etc.) Biasing Techniken etc. • Analoge oder nicht-analoge Steuerung des stochastischen Prozesses |
|--|

Tabelle 2.1: Allgemeine Möglichkeiten von Neutronen- und Gamma-Monte Carlo Transport Codes

In einfacher Weise ergibt sich in den unten beschriebenen Schritten 1-5 die Logik zur Lösung eines Teilchentransportproblems.

1. Quellteilchen-Auswahl
2. Wirkungsquerschnitt und Berechnung der mittleren freien Weglänge zum Wechselwirkungspunkt
3. Weglänge liegt im System/keine Materialänderung, dann Transport des Teilchens zur neuen Position, erzeugte Sekundärteilchen (z.B. γ 's) werden gespeichert und man geht zu 2. zurück.
4. Weglänge liegt außerhalb des Systems, Teilchen wird zur Geometriegrenze transportiert, ein vorher produziertes Sekundärteilchen wird wieder verwendet (wenn vorhanden), dann zurück zu 2. oder zu 1.
5. Weglänge liegt an einer anderen Materialzuordnung (anderer Wirkungsquerschnitt), dann wird das Teilchen zur entsprechenden Grenze transportiert, die beide Materialien in der Geometrie trennt, zurück zu Schritt 2.

In Abb. 2.2 ist die "History" eines Neutrons beim Durchgang durch Materie gezeigt.

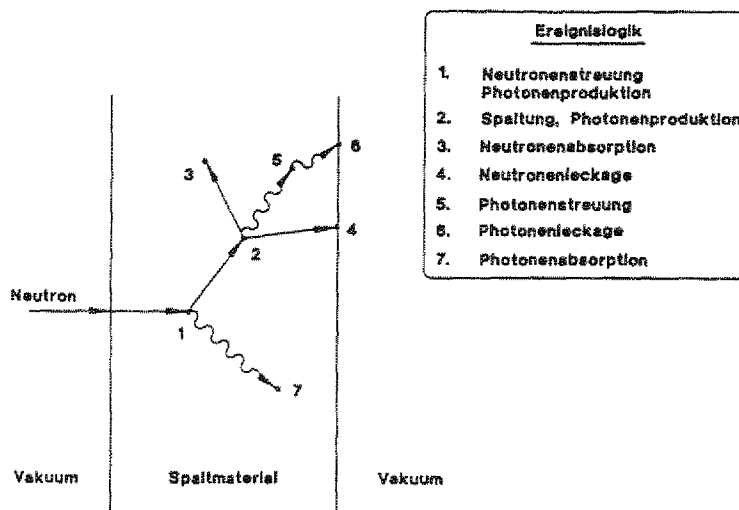


Abb. 2.2: Darstellung des Schicksals ("History") eines Neutrons, das beim Durchgang durch spaltbare Materie mit Hilfe der Monte Carlo Methode verfolgt wird. Die Zahlen stellen Wechselwirkungen dar, die sich während des Transports in der Materie ereignen.

In diesem Beispiel passiert eine Wechselwirkung an der Stelle 1. Das Neutron wird in der Richtung gestreut, die statistisch aus einer physikalischen Streuerverteilung gewählt wird, und ein Photon wird erzeugt, welches zur späteren Analyse abgespeichert wird. Am Wechselwirkungspunkt 2 entsteht eine Spaltung, welche als Ergebnis das Ende des Schicksals des einlaufenden Neutrons hat, zwei neue Neutronen (Spaltneutronen) und ein Photon werden erzeugt. Ein Neutron und ein Photon werden für die spätere Analyse abgespeichert. Das erste Spaltneutron wird absorbiert (Wechselwirkungspunkt 3) und das Schicksal beendet. Das zweite abgespeicherte Spaltneutron wird nun durch Monte Carlo ausgewählt und verläßt das System (Wechselwirkungspunkt 4) durch Leckage. Das durch Spaltung erzeugte Photon wird nun verfolgt, es hat eine Wechselwirkung an Punkt 5 und verläßt bei Leckage an Punkt 6 das System. Das restliche Photon, durch die Wechselwirkung 1 erzeugt, wird nun weiter verfolgt und wird an Punkt 7 absorbiert. Die "History" für dieses Neutron ist nun vollständig. Wenn nun mehr und mehr "Histories" verfolgt werden, werden die Neutron- und Photonverteilungen immer besser bekannt. Schließlich ergeben sich für die Resultate Schätzungen mit der entsprechenden statistischen Genauigkeit.

Für die Quellbeschreibung sind im allgemeinen für das Quellteilchen die Energie (E), die Raumkoordinaten (x, y, z), die Richtungsvektoren (u_x, v_y, w_z), das Alter (T) und bei nicht analogen Monte Carlo das statistische Gewicht des Teilchens anzugeben. Andere Möglichkeiten wie Punktquelle oder gerichtete Quelle (z.B. Beschleunigerstrahl) sind Spezialfälle der oben genannten allgemeinen Beschreibung.

2.2.3 Monte Carlo Berechnung von Teilchenflüssen

Zur Bestimmung sicherheitstechnischer Parameter müssen über die Monte Carlo Berechnungen die Teilchenflüsse in den zu untersuchenden System bestimmt werden. Die Teilchenflüsse können anschließend mit den entsprechenden Reaktionsquerschnitten zur Berechnung von Äquivalenzdosis, Aktivierung, Wärmede-

position oder Materialschädigung gefaltet werden. Die meisten Monte Carlo Systeme verwenden im wesentlichen vier Methoden zur Teilchenflußberechnung /2.16,2.17/, die auch "Detektoren" genannt werden, weil sie analog wie beim Experiment mit Detektoren die Flußmessung gestalten. Daneben gibt es Detektoren zur Bestimmung der Kritikalität bei multiplizierenden Systemen /2.19/, die aber hier nicht behandelt werden.

Im allgemeinen ist der Teilchenfluß eine Funktion des Ortes, der Richtung, der Energie, der Zeit usw.

1. Flußberechnung über Weglängen (tracklength estimator)

$$\Phi(E, \vec{r}) = \frac{\sum_{i=1}^N l_i \times wt_i}{\Delta V \times \Delta E \times M}$$

mit l_i = Weglänge des i-ten Teilchens im Volumen,

wt_i = statistisches Gewicht bei nicht analogen Monte Carlo,

ΔV = Volumen, in dem Fluß berechnet wird

M = Gesamtzahl der Quellteilchen

N = Gesamtzahl der Weglängen im Volumen von Teilchen der Energie im Energieintervall ΔE

2. Flußberechnung über Bestimmung der Wechselwirkungsichte (collision density estimator)

$$\Phi(E, \vec{r}) = \sum_{i=1}^N \frac{wt_i}{\Sigma_t(E) \times \Delta V \times \Delta E \times M}$$

mit wt_i = Weglänge des i-ten Teilchens im Volumen,

$\Sigma_t(E)$ = totaler Wirkungsquerschnitt in cm⁻¹

ΔV = Volumen, in dem Fluß berechnet wird

M = Gesamtzahl der Quellteilchen

N = Gesamtzahl der Wechselwirkungen im Volumen von Teilchen der Energie E im Energieintervall ΔE

3. Flußberechnungen über Bestimmung der Teilchendurchstoßpunkte durch Flächen (boundary crossing estimator)

$$\Phi(E, \vec{r}) = \sum_{i=1}^N \frac{wt_i \left(|\hat{n} \times \hat{\Omega}|^{-1} \right)_i}{\Delta A \times \Delta E \times M}$$

mit wt_i = statistisches Gewicht bei nicht analogen Monte Carlo,

M = Gesamtzahl der Quellteilchen

ΔA = Oberfläche

$\hat{n} \cdot \hat{\Omega}$ = Kosinus des Winkels zwischen Teilchenrichtung und Normalvektor $\hat{n}$ der Oberfläche am Punkt, wo das Teilchen die Oberfläche durchstößt

N = Gesamtzahl der Teilchen, die die Oberfläche durchstoßen mit der Energie E im Energieintervall ΔE

4. Flußberechnungen in einem Punkt im Phasenraum (statistische Methode oder point estimation)

Die Methode setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: 1. dem sogenannten nicht-wechselwirkenden Anteil (uncollided response), der die Quelle und erzeugten Teilchen darstellt und 2. dem wechselwirkenden Anteil (collided response), der alle gestreuten Teilchen enthält, die einen Wechselwirkungspunkt verlassen.

$$\Phi(E, \vec{r}) = \sum_{i=1}^N \frac{e^{-\Sigma_t(E)|\vec{r}-\vec{r}_i|}}{4\pi |\vec{r}_i - \vec{r}|^2} \times \frac{wt_i}{M} \quad (\text{"uncollided response"})$$

mit wt_i = statistisches Gewicht bei nicht analogen Monte Carlo,

M = Gesamtzahl der Quellteilchen

$\vec{r}_i$ = Koordinate der Quellteilchen

$\vec{r}$ = Koordinate des Detektors

$\Sigma_t(E)$ = totaler Wirkungsquerschnitt in cm^{-1}

N = Gesamtzahl aller Quell- oder erzeugten Teilchen

$$\Phi(E, \vec{r}) = \sum_{i=1}^n \frac{g(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \times e^{-\Sigma_t(E)|\vec{r}-\vec{r}_i|}}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^2} \frac{wt_i}{M} \quad (\text{"collided response"})$$

mit $g(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega)$ = Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Teilchen der Energie E' mit der Richtung Ω' zur Energie E und der Richtung Ω gestreut wird, was in Richtung des Detektors am Orte r geschieht.

Alle Monte Carlo Berechnungen haben aufgrund der stochastischen Prozesse statistische Fehler. Üblicherweise werden Berechnungen im sogenannten "batch"-Modus durchgeführt, d.h. zu einer sinnvollen Abschätzung gehört die Durchrechnung einer "sinnvollen" Anzahl von gestarteten Quellteilchen. Der Mittelwert dieser "batch"-Ergebnisse stellt die Antwort dar:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N}$$

wobei x_i die i -te "batch"-Antwort und N die Anzahl der "batche" ist /2.20/. Hierbei wird angenommen, daß die "batche" zahlengleich sind. Die statistische Unsicherheit (fluctuation) wird dann bestimmt zu:

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N(N-1)}}$$

Ein Monte Carlo Ergebnis wird deshalb gewöhnlich als $\bar{x} \pm \sigma_{\bar{x}}$ dargestellt.

2.2.4 Monte Carlo Anwendungen im Energiebereich ≤ 20 MeV

Zwei instructive Beispiele für die Anwendung unter 20 MeV werden für eine MORSE-Anwendung /2.16/ und eine MCNP-Anwendung /2.18/ gezeigt. Die Berechnungen stammen aus dem Bereich der Fusionstechnologie. Beispiel 1 zeigt die Bestimmung von Tritiumbrutraten in einem Lithium-Blanket im Vergleich mit gemessenen Tritium-Raten /2.21/. In Abb. 2.3 wird der Lithium-Zylinder gezeigt, in dessen Mitte eine

14 MeV Neutronenquelle angebracht ist. Der Zylinder hat einen Durchmesser und eine Höhe von 120 cm mit einem Innenkanal von 20 cm und enthält 690 kg natürliches Lithium [2.22]. Abb. 2.4 zeigt die per Monte Carlo gerechneten ortsabhängigen Tritiumproduktionsraten im Vergleich zu Messungen. Tabelle 2.2 zeigt berechnete totale Tritium-Produktionsraten.

Reaktionstyp	MORSE [Tritiumatome pro Quellneutron]
${}^6\text{Li} (n,\alpha) \text{T}$	$0.165 \pm 4.95 \times 10^{-3}$
${}^7\text{Li} (n,\alpha n') \text{T}$	$0.645 \pm 1.94 \times 10^{-2}$
Gesamtrate	$0.810 \pm 2.43 \times 10^{-2}$
${}^7\text{Li} (n,2n)$	$0.026 \pm 7.32 \times 10^{-2}$
parasitäre Absorption	$0.084 \pm 2.52 \times 10^{-3}$
Gesamtleckage	89%

Tabelle 2.2: Berechnete Gesamtraten zur Tritiumproduktion in einem Fusionsblanket auf ein Quellneutron normiert

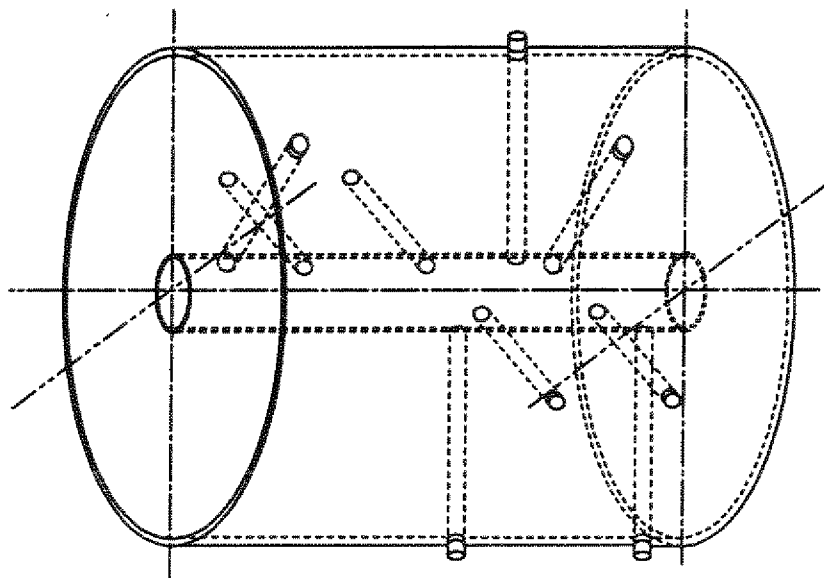


Abb. 2.3: Geometriemodell des Blankets

Bei einem Gesamtquellfluß von ca. 10^{14} n pro Sekunde ergibt sich eine Tritiumgesamtproduktion von $T_{\text{ges}} = 7.0 \times 10^{16}$ Tritiumatome pro 24 Stunden. Dies entspricht einer Aktivität von $4,25 \times 10^8$ Bq ($\sim 3,4$ mCi).

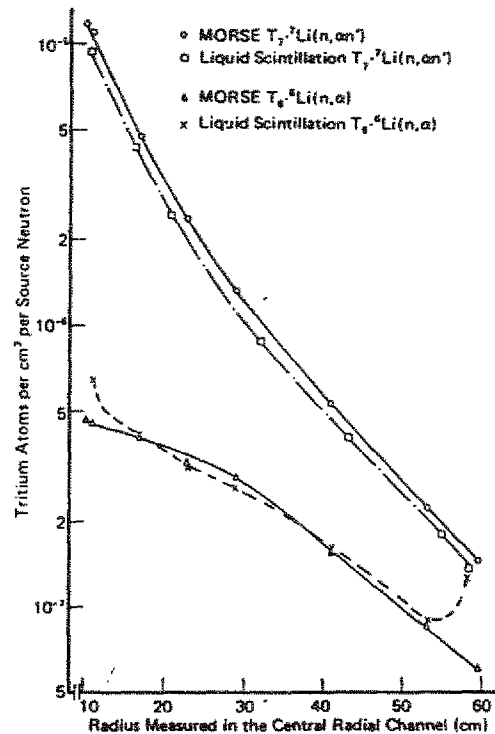


Abb. 2.4: Vergleich der Meßdaten mit Monte Carlo Rechnungen zur ortsabhängigen Tritium-Produktionsrate

Ein anderes instruktives Beispiel, welches das "Streaming" von 14 MeV Neutronen durch Abschirmabyrinth aus Eisen und Beton (sh. Abb. 2.5) mit der Anwendung des MCNP-Programms darstellt, ist in Referenz /2.23/ ausführlich beschrieben.

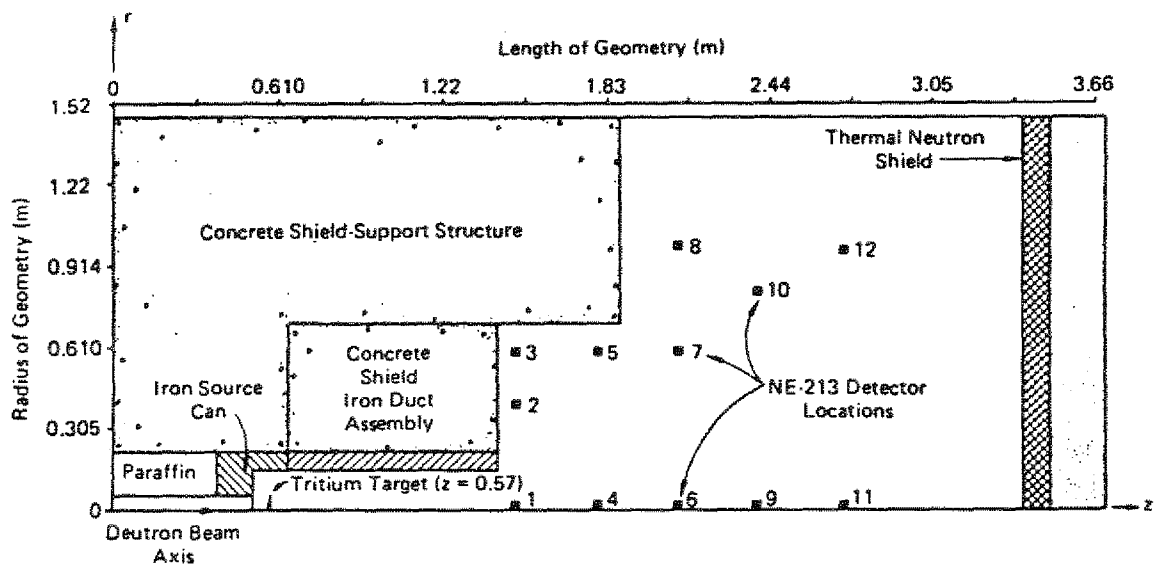


Abb. 2.5: Geometrisches Berechnungsmodell mit Orten für die Teilchenflußbestimmung von Neutronen und Gammas

Die Abb. 2.6 und 2.7 zeigen die an den Orten 1, 2 und 3 in Abb. 2.5 per Monte Carlo bestimmten Neutronen- und Gammaflüsse.

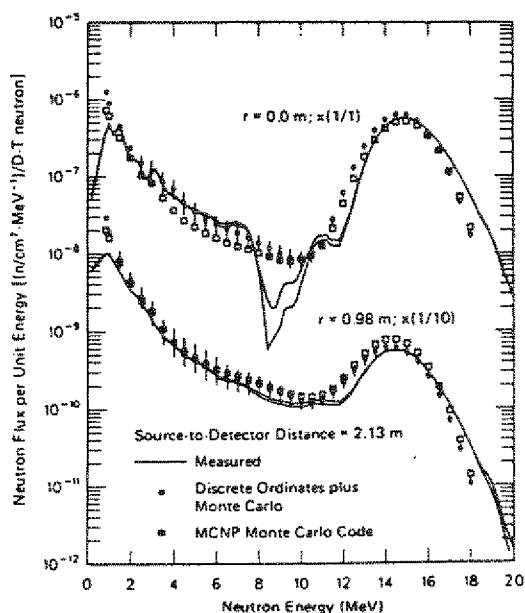


Abb. 2.6: Neutronenfluß als Funktion der Energie
(Detektordistanz entlang z von 2,13 m,
radial 0,0 und 0,98 m von z-Achse)

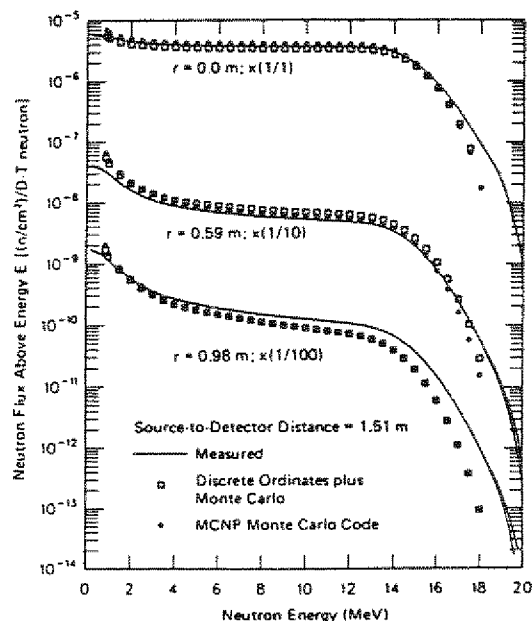


Abb. 2.7: Neutronenfluß als Funktion der Energie
(Detektordistanz entlang z von 1,51 m,
radial 0,0; 0,59 und 0,98 m von z-Achse)

Die Beispiele zeigen, daß Monte Carlo Methoden im Niederenergiebereich für Reaktionsratenberechnungen und Abschirmuntersuchungen sehr leistungsfähig sind und verglichen mit Experimenten die erwarteten Ergebnisse reproduzieren. Dies ist eine wichtige Bedingung, da bei der Betrachtung von Mittel- und Hochenergieanwendungen ein wesentlicher Produktionsanteil in den Teilchenschauern aus Teilchen mit Energien unter 20 MeV bestehen, die von diesen Methoden behandelt werden müssen.

2.2.5 Monte Carlo Verfahren im Energiebereich > 20 MeV

Wie in Abschnitt 2.2.1 bemerkt, ist es nicht immer möglich, die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für alle Isotope mit den entsprechenden Sekundärteilchen Produktionstermen und entsprechende Winkelverteilungen zu erstellen. Vielfach ist dies unmöglich, da die dafür benötigte Information nicht zur Verfügung steht. Nur wenn man sich auf Neutralteilchen wie Neutronen und Photonen beschränkt, sind Wirkungsquerschnitts-Bibliotheken mit Energien > 20 MeV möglich (siehe dazu Kapitel 3). Deshalb verwendet man bei der Berechnung der Sekundärteilchenproduktion des Transportes dieser Teilchen und ihrer Wechselwirkung vielfach physikalische Modelle, die von bestimmten Voraussetzungen ausgehen. Wir unterscheiden hier zwei Bereiche, die hadronische und die elektromagnetische Wechselwirkung mit Materie oberhalb von 20 MeV. Wir behandeln dies hier getrennt, obwohl wie bei den Anwendungen zu sehen ist, beide Wechselwirkungen in Schauern höherer Teilchenenergien vorkommen.

2.2.5.1 Monte Carlo Systeme für hadronische Kaskaden

Die Berechnung hadronischer Kaskaden ist für viele wissenschaftliche und technische Fragestellungen insbesondere für sicherheitsrelevante Lösungen wichtig, wie z.B. Beschleunigerabschirmung (hier sowohl für die sog. "prompte" Strahlung, wenn der Beschleunigerstrahl angeschaltet ist oder aber auch die "verzögerte" Strahlung aus der Radioaktivität, wenn der Beschleunigerstrahl abgeschaltet ist); Wirkung der kosmischen

Strahlung auf Raumfahrzeuge (Untergrund, Strahlungsfeld, Aktivierung usw.) und eine Menge anderer Anwendungen wie medizinische Strahlungstherapie, Dosimetrie usw.). Die wichtigsten Wechselwirkungsmechanismen werden im folgenden zusammengefaßt, sonst wird auf die vom Autor hierzu bisher veröffentlichten ausführlichen Artikel hingewiesen /2.24,2.25,2.26,2.27/.

Wechselwirkungen:

atomare Wechselwirkung

Ionisation, Anregung und Coulombstreuung. Die Physik dieser Wechselwirkungen ist für Hadronen wohl bekannt.

nukleare Wechselwirkungen

elastische Hadron-Kern-Wechselwirkung (kleine Energieverluste, geringe Winkelablenkung); oft zu vernachlässigen; nicht elastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen, die besonders wichtig zur Beschreibung hochenergetischer Hadronenschauer sind. Einige wesentliche physikalische Phänomene werden unten beschrieben.

Zerfall

In sehr dicken Targets (z.B. Abschirmungen) ist es notwendig, Hadronenzerfall beim Transport der Teilchen zu berücksichtigen, wie z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$, $K^0, K^\pm \rightarrow \mu^\pm, \pi^\pm, \pi^0$, die Zerfallsprodukte, Energien und Winkel können gewöhnlich über die Zerfallskinetik berechnet werden.

Kopplung

der hadronischen und elektromagnetischen Anteile in Teilchenschauern. Ist "N" der Targetkern, kann z.B. diese Kopplung so aussehen:

mit einem Proton:

$$\begin{aligned} p + N &\rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma \\ &\rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm \\ &\rightarrow K^0, K^\pm \rightarrow \mu^\pm, \pi^\pm, \pi^0 \rightarrow e^\pm, \gamma \end{aligned}$$

mit einem Elektron:

$$e^- \rightarrow \gamma, e^+, e^-$$

$\gamma \rightarrow N \rightarrow$ hadronischer Schauer durch
Photo-Kern Wechselwirkung

Mehrere Arten von Photo-Kern Wechselwirkungen führen zur Erzeugung von Hadronen: Riesenresonanzen (für $E_\gamma \sim 10-20$ MeV), Photodisintegration ($E_\gamma \sim 50-500$ MeV) und Photo-Pion Absorption ($E_\gamma \sim 140$ MeV).

Hadron-Kern Wechselwirkung

Allgemeine Beziehungen: einige wichtige physikalische Beziehungen für Hadron-Kern Wechselwirkungen sind:

- Oberhalb 100 MeV ist der nicht-elastische Wirkungsquerschnitt nahezu konstant (sh. Abb. 2.8).

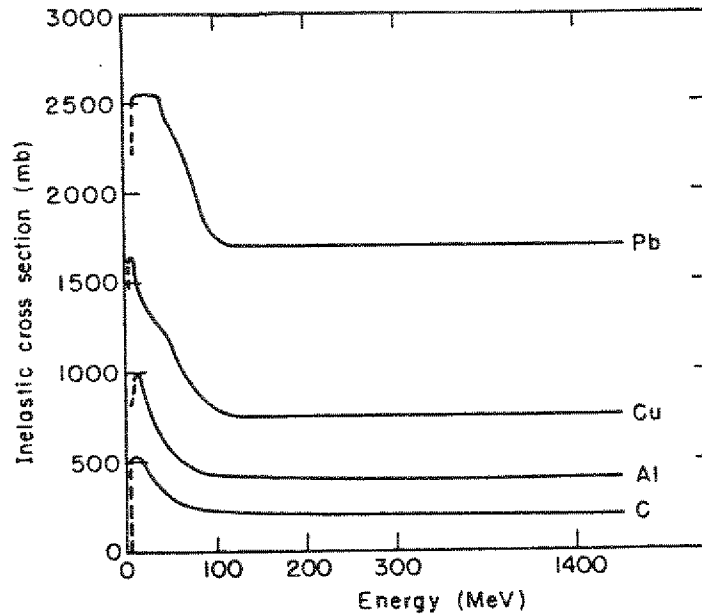


Abb. 2.8: Nicht-elastischer Wirkungsquerschnitt für Protonen an C, Al, Cu und Pb als Funktion der Einschußenergie

- Die Multiplizität der produzierten hochenergetischen Sekundärteilchen steigt mit der kinetischen Energie des eingeschossenen Teilchens mit ungefähr $\ln(E)$ an (sh. Abb. 2.9)

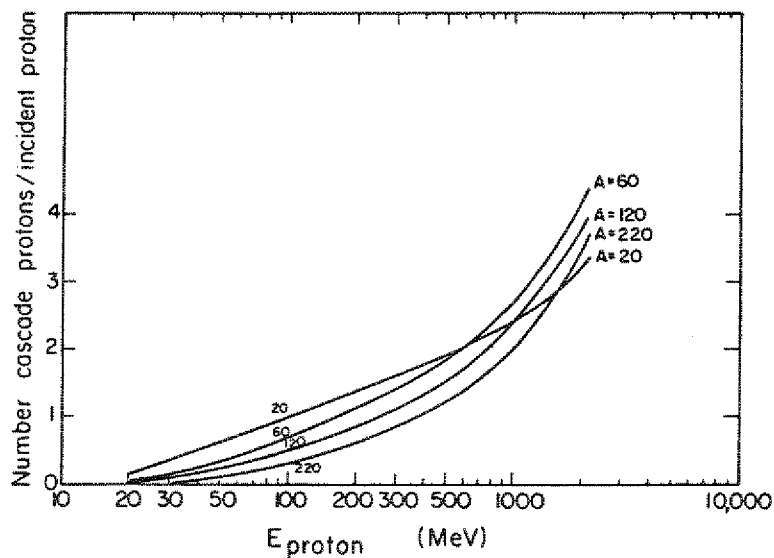


Abb. 2.9: Anzahl der Kaskadenprotonen per eingeschossenem Proton und per nicht-elastischer Wechselwirkung als Funktion der Protonenenergie und der Targetmasse

- Die Restanregungsenergie (und damit die Multiplizität für Erzeugung niederenergetischer Hadronen ≤ 20 MeV), die nach Erzeugung von Kaskadenteilchen übrigbleibt, wächst langsam mit der Einschußenergie an (sh. Abb. 2.10).

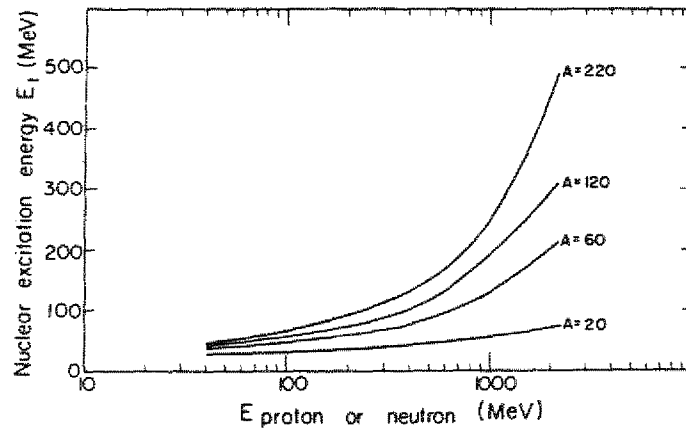


Abb. 2.10: Mittlere Anregungsenergie verschiedener Targetsysteme pro eingeschossenem Proton und pro nicht-elastischer Wechselwirkung

Beispiele für diese allgemeinen Charakteristika sind in den Ref. /2.28,2.29,2.30/ zu finden. Eine schematische Darstellung der Wechselwirkungsmechanismen ist den Abb. 2.11 und 2.12 zu entnehmen.

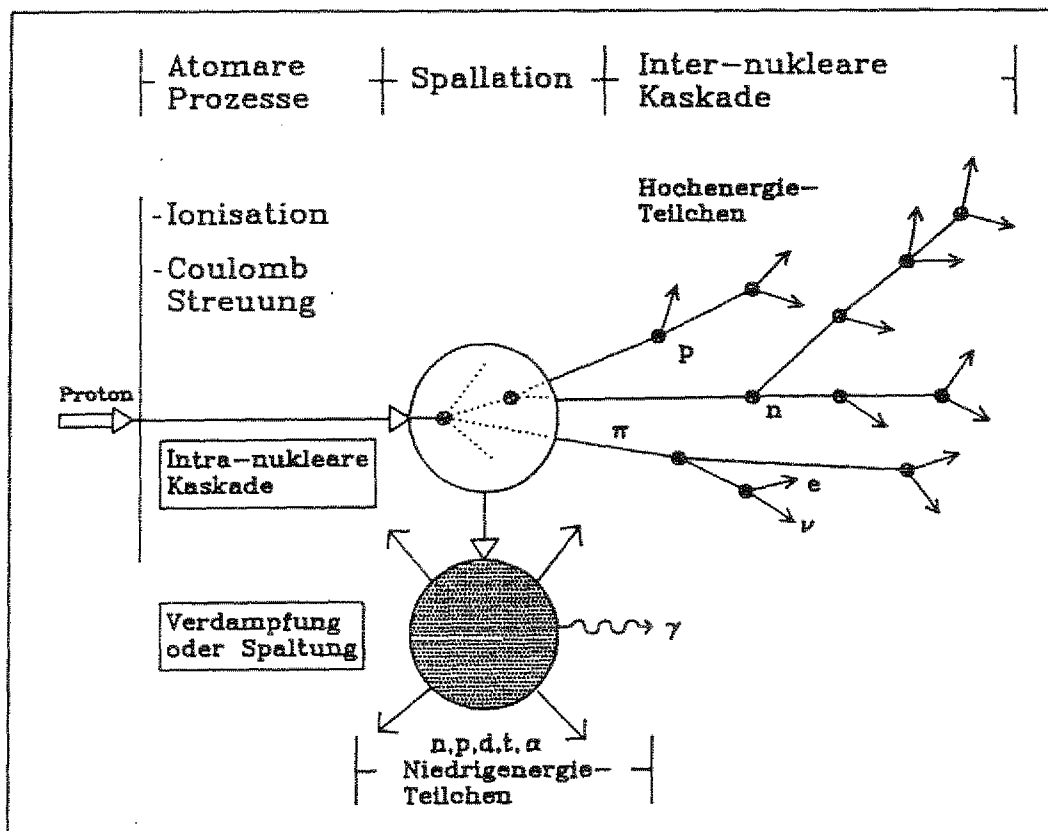


Abb. 2.11: Schematische Darstellung der nuklearen und atomaren Wechselwirkung in ausgedehnter Materie (sh. Ref. /2.24/).

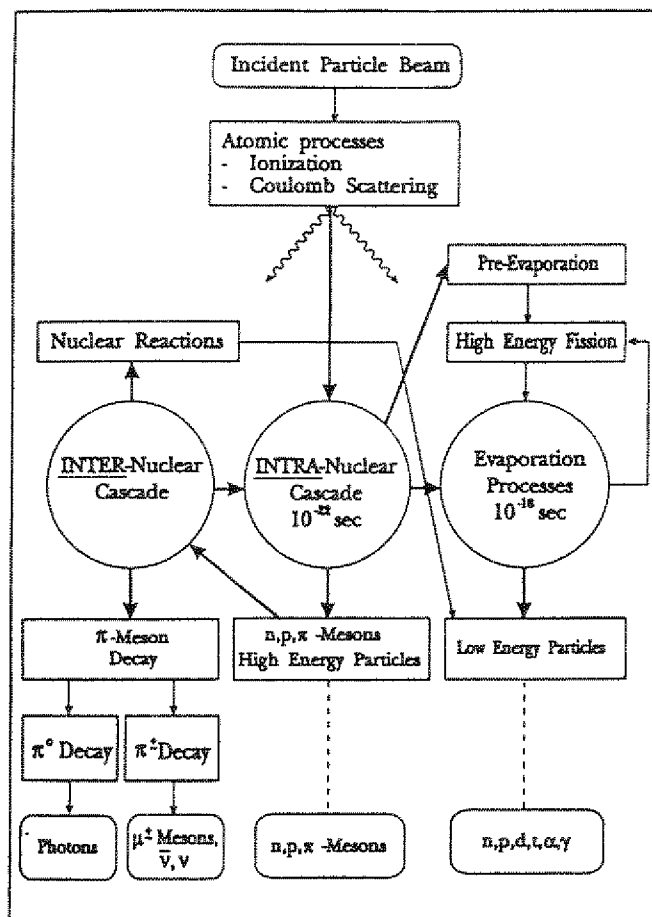


Abb. 2.12: Logik-Schema (sh. Ref. /2.25/).

Totale Wirkungsquerschnitte

Verschiedene semi-empirische Formeln sind für den totalen und nicht-elastischen Wirkungsquerschnitt abgeleitet worden (Ref. /2.31/). Für Protoneneinschluß ist

$$\begin{aligned}\sigma_{el} &\sim 6 \cdot A \text{ [mb]} \\ \sigma_{ne} &\sim a \cdot A^{2/3}\end{aligned}$$

wobei $a \sim 30 \text{ mb}$ für $A = 1$ und $a \approx 50 \text{ mb}$ für $A > 1$. Für Neutronen und Pionen ist der nicht-elastische Wirkungsquerschnitt ca. 10% bzw. 20% kleiner. Die mittlere freie Weglänge für nicht-elastische Wechselwirkungen in Materie hängt nur wenig von der Masse A ab: $\lambda_{ne} \sim A^{1/3}$ und variiert von Aluminium zum Blei mit ~ 100 bis $\sim 200 \text{ g/cm}^2$.

Differentielle Wirkungsquerschnitte

Dieses Problem wurde schon in Kapitel 2.2.1 angesprochen. Bei hohen Energien will man folgenden Wirkungsquerschnitt für nicht-elastische Wechselwirkung mit Sekundärteilchenproduktion wissen:

$$\frac{d\sigma_{ne}}{dE d\Omega} (E_j, \Omega_j / i, E_i, A_k)$$

Dies ist der Wirkungsquerschnitt, der von einem Sekundärteilchen vom Typ j mit der Energie E und der Richtung Ω erzeugt wird, wenn ein Hadron vom Typ i und der Energie E_i mit einem Targetkern der Massenzahl A_k wechselwirkt. Diese Information ist gegenwärtig über den Energiebereich und die große Anzahl von benötigten Parametern nicht bekannt. Der größte Teil der Unsicherheiten in der Voraussage von hadronischen Kaskaden in ausgedehnten Targetsystemen rührt daher.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, um die Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{nc}/dEd\Omega$ zu entwickeln: a) durch theoretische Modelle (sh. Kapitel 4) oder b) durch semi-empirische Formeln in Verbindung mit Experimenten an Beschleunigern oder Experimenten mit kosmischer Strahlung /2.31,2.32,2.33/.

Eine Reihe von Monte Carlo Systemen wurde entwickelt, um hadronische Schauer in Materie zu berechnen. In Tabelle 2.3 sind einige wichtige zusammengestellt.

Modell	Code-Name	Referenz
1. Semi-empirisch	CASIM	/2.34/
2. Semi-empirisch und Quark-Modell	FLUKA	/2.35/
3. Intranuclear-Cascade	"Dubna Code"	/2.36/
4. Intranuclear-Cascade	HETC	/2.37/
5. Kombination von 2. und 4.	FLUNEV	/2.38/
6. Semi-empirisch + Ereignisgeneratoren für Detektoranwendungen im Hochenergiebereich	GEANT	/2.39/

Tabelle 2.3: Monte Carlo Methoden zur Berechnung hadronischer Schauer in ausgedehnten Targetsystemen (GEANT ist hier zur Vollständigkeit aufgeführt)

Alle Systeme sind drei-dimensionale Monte Carlo Systeme. In Kapitel 4 wird insbesondere ein besonders leistungsfähiges Modell, das intranukleare Kaskadenmodell des HETC, daß im HERMES-System verwendet wird, näher beschrieben und seine Leistungsfähigkeit und Vorhersagegenauigkeit gezeigt.

Neben den eigentlichen Transportcodes gibt es eine Reihe von Kernmodell-Codes, die insbesondere die Wechselwirkungsmechanismen der Teilchen mit den Kernen berechnen. Sie sind teilweise Bestandteil der Teilchentransportcodes für drei-dimensionale Systeme. In der Tabelle 2.4 sind die wichtigsten und leistungsfähigsten für anwendungstechnische Probleme zusammengestellt.

Modell	Name	Labor	Kommentar	Ref.
Intra-nuclear Cascade INC	MECC	ORNL	Mittelenergie ($20 \text{ MeV} \leq E \leq 3.5 \text{ GeV}$) Kaskadencode für Nukleon und Pion Wechselwirkungen	/2.40/
	VEGAS	BNL	Verwendet eine zeitliche Ereignissequenz, um den Verlust des Kerns an Nukleonen während der Wechselwirkung zu bestimmen	/2.41/
	ISABEL	Weizmann	Weiterentwicklung von VEGAS, Kern-Kern-Wechselwirkungen	/2.42/
	INCA	LANL	Cluster-Modell, abgeleitet von VEGAS für Targetkerne $A \leq 4$ Nukleonen	/2.43/
	EVENTQ	Uni Leipzig	Quark-Modell, Hadron-Kern-Wechselwirkung $> 10 \text{ GeV}$ bis TeV	/2.44,2.45/
Verdampfung	EVAP	ORNL	Dostrovsky-Theorie, gekoppelt mit MECC	/2.46,2.47/
	Julian	BNL	mehr Details bei der "De-Excitation"	/2.48/
Fermi-Aufbruch Phasenraum-Modell	FBR	LANL	"De-Excitation" durch Vielteilchenaufbruch für leichte Kerne ($A \leq 20$)	/2.43/
	PSM	KFA	Phasenraummodell zur Berechnung von Energien/Winkelspektren für leichte Kerne ($A \leq 12$)	/2.49/
Hochenergiespaltung	ORNL	ORNL	basiert auf empirisch abgeleiteten Konstanten, vernachlässigt die Hochenergiespaltung von Elementen ($Z < 91$)	/2.50/
	RAL	RAL	Fong statistische Theorie	/2.51/
Photonenerzeugung	PHT	LANL	Photonenproduktion aus der Restkernenergie mit verschiedenen Modellen	/2.43/
	NDEM	KFA	Weiterentwicklung von PHT im HERMES-System der KFA	/2.52/
Pre-Equilibrium	NMTC/J	JAERI	Erweiterung des HETC-Vorläufers NMTC durch ein in Japan entwickeltes Pre-Equilibrium-Modell	/2.53/

Tabelle 2.4: Kernmodell Monte Carlo Modellprogramme

2.2.5.2 Monte Carlo Systeme für elektromagnetische Schauer

In Kapitel 2.2.5.1 wurde kurz aufgezeigt, daß es zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern eine Art Verknüpfung oder Kopplung gibt. Im Gegensatz zur Berechnung von hadronischen Schauern oder Kaskaden in Materie ist bei elektromagnetischen Schauern die physikalische Wechselwirkung von Elektronen, Positronen und Photonen weitgehend durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben [2.54]. Deshalb werden hier nur einige wesentliche Punkte herausgestellt. Die wesentlichen Prozesse sind Bremsstrahlung und Paarerzeugung, die für die Ausbreitung der Kaskade oder des Schauers neben anderen Prozessen dominant sind. Die wichtigsten Wechselwirkungen sind unten zusammengefaßt.

Folgende Prozesse werden in den z.Z. gängigen Monte Carlo Systemen behandelt (Tabelle 2.5).

<u>Für Elektronen (e^+, e^-)</u> • Bremsstrahlung • Bhabha Streuung • Möller Streuung • Annihilation im Flug oder in Ruhe • Coulomb Streuung • Molière Vielfachstreuung • Energieverlust durch Ionisation
<u>Für Photonen</u> • Paar-Bildung • Compton-Streuung • sog. Kohärente oder Rayleigh Streuung • Photoelektrischer Effekt (z.B. Erzeugung von Photoelektronen)

Tabelle 2.5: Die wichtigsten physikalischen Prozesse in Monte Carlo Systemen zur Behandlung elektromagnetischer Schauer [2.55]

Einige physikalische Prozesse werden im folgenden erläutert. Die folgende Gleichung gibt approximativ den mittleren Energieverlust durch Elektronen durch Bremsstrahlung in Materie an [2.56].

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4 Z^2 \left(\frac{L}{A}\right) \times E \times \left(\frac{r_e^2}{137}\right) \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = \frac{E}{x_R}$$

mit x_R = Strahlungslänge in $[g/cm^2]$

$(dE/dx)_{rad}$ = "stopping power" für Strahlung

Z = Ladungszahl

L = Loschmidt-Zahl

A = Atomgewicht

E = kinetische Energie des Elektrons [in MeV]

r_e = klassischer Elektronenradius (2,818F)

Das Verhältnis von Strahlungsverlusten zu den Energieverlusten durch Wechselwirkung ist:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}} = \frac{Z \times E}{800} \quad (\text{Ref. 56})$$

Die kritische Energie unterhalb der die Wechselwirkungsverluste dominieren und der Schauer gestoppt wird, wird kritische Energie genannt und ergibt sich zu:

$$E_{\text{krit}} = 800/Z$$

Da $-(dE/dx)_{\text{rad}} = E/x_R$ ist, $E = E_0 \cdot e^{-x/x_R}$, d.h. die Bedeutung der Strahlungslänge x_R für ein Elektron der Energie $E_0 \gg E_{\text{krit}}$ ist, daß es den Anteil $1/e$ seiner Anfangsenergie im Mittel verliert, wenn die Strahlungslänge x_R (in Gramm pro cm^2) in Materie zurückgelegt hat, wobei x_R eine wichtige Materialkonstante ist. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung ergibt sich für $E \gg E_{\text{krit}}$ /2.56/

$$\sigma_{pp} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \frac{28}{9} \left[\frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right] \text{cm}^2$$

Eine mittlere freie Weglänge für Paarbildung kann folgenderweise definiert werden:

$$x_{pp} = \left[\frac{L}{A} \sigma_{pp} \right]^{-1} \approx \left[\frac{L}{A} \frac{28}{9} \frac{Z^2}{137} r_e^2 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \right]^{-1}$$

Haben wir also einen Photonenstrahl ϕ_0 , so ergibt sich für die Wechselwirkungslänge in einer Entfernung $x[\text{g}/\text{cm}^2]$, $\phi = \phi_0 \cdot e^{-x/x_{pp}}$, d.h. ein Photonenstrahl wird in seiner Intensität im Mittel auf $1/e$ geschwächt, wenn er den Weg $x_{pp} [\text{g}/\text{cm}^2]$ in Materie zurückgelegt hat. Vergleicht man x_R und x_{pp} , so folgt $x_R = 0.8x_{pp}$, d.h. die beiden mittleren freien Weglängen sind nahezu gleich. Beide Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung sind damit gleich wichtig für die Fortpflanzung eines elektromagnetischen Schauers in Materie. In den Abb. 2.13 und 2.14 sind die wichtigsten Prozesse von Elektronen und Photonen am Beispiel der Strahlungslängen in Blei dargestellt. In Abb. 2.13 sind die Prozesse als Funktion von $x_R/E (dE/dx)_i$ dargestellt, dem anteiligen Energieverlust pro Einheitsstrahlungslänge.

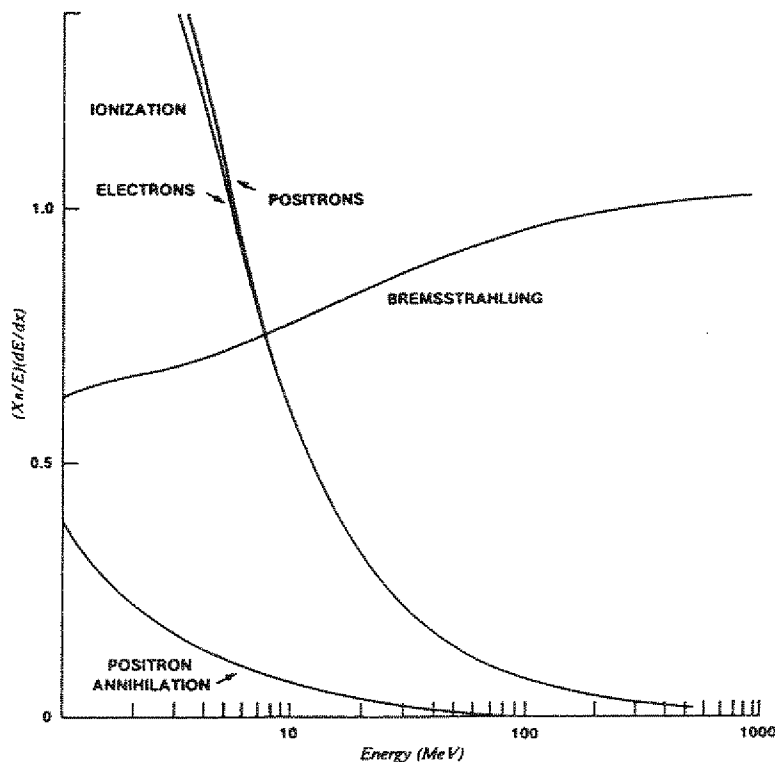


Abb. 2.13: Vergleich der verschiedenen Prozesse des relativen Energieverlustes von Elektronen in Blei pro Einheitsstrahlungslänge als Funktion der Energie /2.57/

In Abb. 2.14 sind die Wirkungsquerschnitte $(\sigma_i \cdot L/A) x_R = \Sigma_i x_R$ dargestellt, wobei σ_i der Wirkungsquerschnitt in cm^2 pro Atom für den Prozeß i und Σ_i der makroskopische Wirkungsquerschnitt in cm^2/g für den Prozeß i darstellen.

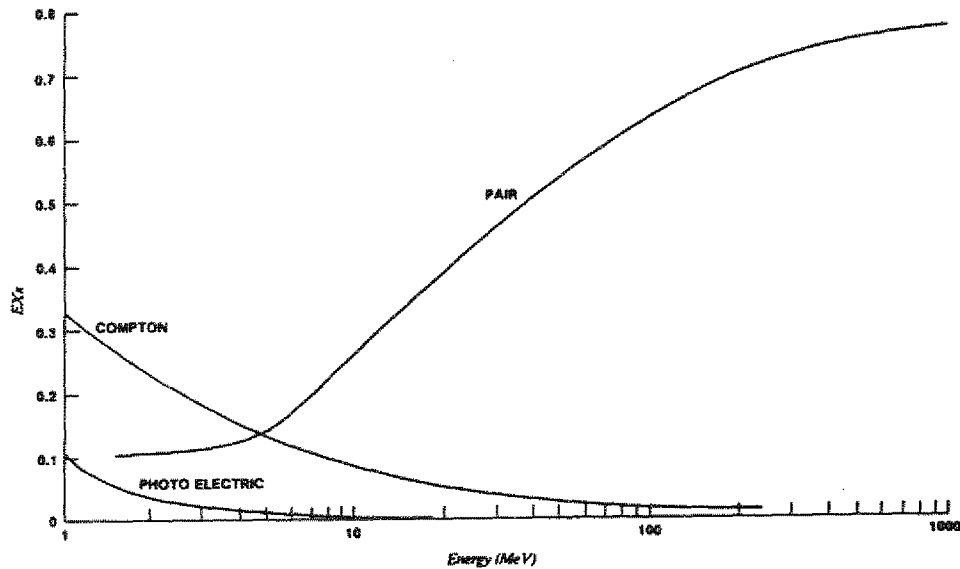


Abb. 2.14: Vergleich der Wirkungsquerschnitte pro Einheitsstrahlungslänge von Photonen in Blei als Funktion der Energie [2.57]

Die kritische Energie, die wie gezeigt wurde gleich $800/Z$ ist, ist ungefähr 10 MeV. Hier schneidet die Bremsstrahlungskurve die Kurve für Ionisation. Die Dominanz von Bremsstrahlung und Paarproduktion oberhalb der kritischen Energie ist klar erkennbar. Im Vergleich beider Kurven ist außerdem qualitativ die ähnliche Wirkung beide Effekte zu sehen.

Es gibt eine Reihe von Monte Carlo Systemen, die die diskutierten Prozesse simulieren und die auch für sicherheitstechnische Anwendungen sehr flexibel verwendbar sind. In Tabelle 2.6 sind die wichtigsten zusammengestellt.

Methode	Modell	Code-Name	Ref.
analog Monte Carlo	QED Bremsstrahlung, Bhabha Streuung, Möller Streuung, Annihilation, Molière Theorie, Ionisation, Paar-Produktion, Compton Streuung und Rayleigh-Streuung, photoelektrischer Effekt	EGS4 (PEGS4)	[2.58/
Monte Carlo	Ähnliche Theorie wie EGS4, aber mehr für niedrige Energien $\leq 1 \text{ GeV}$	ETRAN	[2.59/
Semi-empirisch	Schauer-Simulation durch semi-empirische Approximation	AEGIS	[2.60/
Monte Carlo	Zeitabhängige Monte Carlos, gekoppelter Elektronen/Photonen-Transport	ITIS	[2.61/

Tabelle 2.6: Gängige Elektron/Photon Transport Codes

2.3 Das drei-dimensionale komplexe Geometrieproblem

Allen Teilchen Monte Carlo Systemen ist die Verwendung eines Geometriecodes gemeinsam, um komplexe dreidimensionale technische Anordnungen zu beschreiben. Hierbei kann der normale Nutzer die Geometrie für ein spezielles Problem entweder selbst entwickeln oder bekannte allgemein beschreibende Geometriepakete benutzen. Einige dieser 3-D "Multi-Purpose" Pakete sind das "BOX-Konzept" in dem Monte Carlo Programm KENO /2.62/, die "General GEOM" in den Vorläufern des MORSE Systems /2.63/, die "Combinatorial Geometry" CG /2.64,2.16/ und die im MCNP /2.65/ verwendete allgemeine Geometrie. Da in Monte Carlo Transportrechnungen die Rechenzeit im Geometrieteil gewöhnlich hoch ist und oft der rechenzeitintensivste Teil ist, wird außerdem ein vektorisiertes Geometriepaket dargestellt /2.66/. In der Hochenergiephysik wird für komplexe Detektorbeschreibungen vielfach die sogenannte GEANT-Geometrie /2.39/ verwendet, die im Prinzip das System aus einzelnen 3-dimensionalen Körpern konstruiert, die sich aber untereinander nicht durchdringen dürfen. Dieses System ist insgesamt sehr flexibel, weil spezielle Anwendungen nach Bedarf programmiert werden können. Aufgrund sehr guter graphischer Ausgabe ist für den Anwender eine detaillierte Visualisierung möglich. Allerdings ist die GEANT-Geometrie gewöhnlich langsamer als die "Combinatorial Geometry". Da z.Z. eine Verbindung zu CAD/CAM-Systemen geplant ist /2.67/, wäre dieses System auch in Zukunft für andere Anwendungen wie der Detektorentwicklung in der Hochenergiephysik denkbar. Daneben gibt es eine ganze Reihe von speziellen Geometriepaketen, auf die hier nicht eingegangen wird, da sie entweder für die allgemeine Beschreibung von komplexen technischen Systemen nicht geeignet sind oder aber zwischen den eigentlichen Teilchen Monte Carlo und der Geometrie keine eindeutige Schnittstelle existiert.

Für die Geometriesysteme, die im Monte Carlo Teilchentransport verwendet werden, gibt es einfache mathematische Grundbedingungen. Der Weg eines Teilchens durch Materie wird in der Monte Carlo Simulation durch den Ort und den Richtungsvektor beschrieben.

$$\vec{X} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \quad \text{und} \quad \vec{U} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}$$

(Symbol $\hat{}$ Einheitsvektor), wobei (x,y,z) die Koordinaten des Teilchens am Punkt $P(x,y,z)$ und (u,v,w) die Richtungscosini darstellen. Die obigen Größen definieren zusammen mit anderen Größen wie Teilchentyp, Energie, Gewicht, Zeit etc. die Zustandsfunktionen des Teilchens. Im allgemeinen ist man an der Berechnung des Durchstoßpunktes $P'(x',y',z')$ des Vektors $t\vec{U}$ mit jeder gegebenen Oberfläche, welche die Geometrie des zu berechnenden Transportproblems darstellt, interessiert, d.h. der Abstand $t = |PP'|$ muß bestimmt werden, um ihn mit der aktuellen Transportweglänge in der Simulation zu vergleichen. In Abb. 2.15 wird der Durchstoßpunkt (Schnittpunkt) eines Vektors mit einer ebenen Fläche dargestellt.

In Abb. 2.15 wird die ebene Oberfläche durch einen Vektor zu einem Punkt P'' auf der Oberfläche mit

$$\vec{C} = c_1\hat{i} + c_2\hat{j} + c_3\hat{k}$$

und ein Einheitsvektor senkrecht zur Oberfläche (der Normalen) mit

$$\vec{N} = n_1\hat{i} + n_2\hat{j} + n_3\hat{k}$$

dargestellt. Die Bedingung, daß der Durchstoßpunkt P' auf der Oberfläche liegt, ist durch das Vektorprodukt

$$\vec{V} \times \hat{N} = 0$$

gegeben. Ohne im einzelnen abzuleiten ergibt sich für den Abstand t :

$$t = \frac{(c_1 - x)n_1 + (c_2 - y)n_2 + (c_3 - z)n_3}{un_1 + vn_2 + wn_3}$$

Dabei fliegt für $t > 0$ das Teilchen in Richtung der Fläche und für $t < 0$ entfernt es sich von der Fläche. Ähnliche Beziehungen gelten auch für nicht-ebene Oberflächen. Die Durchdringung von Flächen miteinander oder von Körpern muß ebenfalls bei der Konstruktion der Geometrie für Monte Carlo Systeme berücksichtigt werden. Im folgenden werden beispielhaft die Grundzüge einiger Geometriepakete dargestellt.

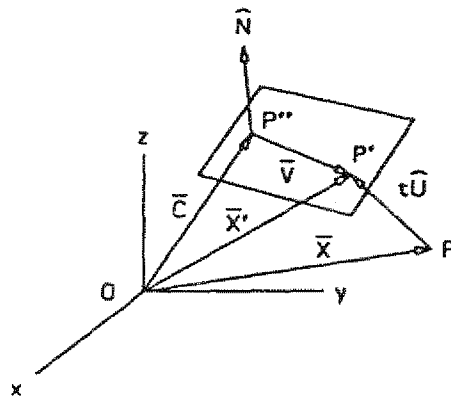


Abb. 2.15: Vektordiagramm des Durchstoßpunktes eines Teilchens durch eine ebene Fläche

2.3.1 Die "Combinatorial Geometry"

Ein Ziel dreidimensionaler Geometriebeschreibung für Monte Carlo Systeme ist, komplexe technische Geometrien und Anlagen für den Anwender einfach beschreibbar zu machen. Ein ausgezeichnetes Beispiel eines solchen Systems ist die sog. "Combinatorial Geometry" /2.64/, auch kurz CG genannt. Dieses System wird für eine ganze Reihe von Teilchen-Monte-Carlo-Programmen verwendet, wie MORSE /2.16/, EGS4 /2.58/, FLUKA /2.35/, HERMES /2.52/ und SAM-CE /2.68/.

Weiterentwickelte Formen des "CG"-Systems sind das "MARS"-System (Multiple Array System) /2.17/, in dem Gittergeometrien oder komplexe Geometrien mit sich vielfach wiederholenden Körpern beschrieben werden oder die CCG (Complex Combinatorial Geometry) /2.69/, wo hierarchische Strukturen Gitter im

Gitter verwendet werden. Im HERMES /2.52/ wurde das CG-System mit einem hierarchischen Suchalgorithmus mit 3 Stufen ausgestattet, um redundante Oberflächenüberprüfung zu vermeiden. Dies führt bei hochsymmetrischen Systemen (z.B. Brennelementzellen von Reaktoren oder plattenförmigen Geometrien aus vielen gleichen Platten) zu einem erheblichen Rechenzeitgewinn. /2.70/. Mit einem zusätzlichen "Pre-Prozessor" wird außerdem die Arbeit zum Aufsetzen einer Problemgeometrie für den Benutzer erheblich vereinfacht. Die "CG"-Geometrie beschreibt komplexe dreidimensionale Konfigurationen mit Hilfe der Boole'schen Algebra (Vereinigungsmenge, Differenz- und Schnittmenge) aus einfachen geometrischen Primitiven (geometrischen Körpern wie Kugeln, Zylindern, Quadern usw.). Diese Darstellung unterteilt den Kartesischen Raum in Regionen oder Zonen auf, die das Ergebnis der Kombination der in Abb. 2.16 zusammengestellten geometrischen Körper ist.

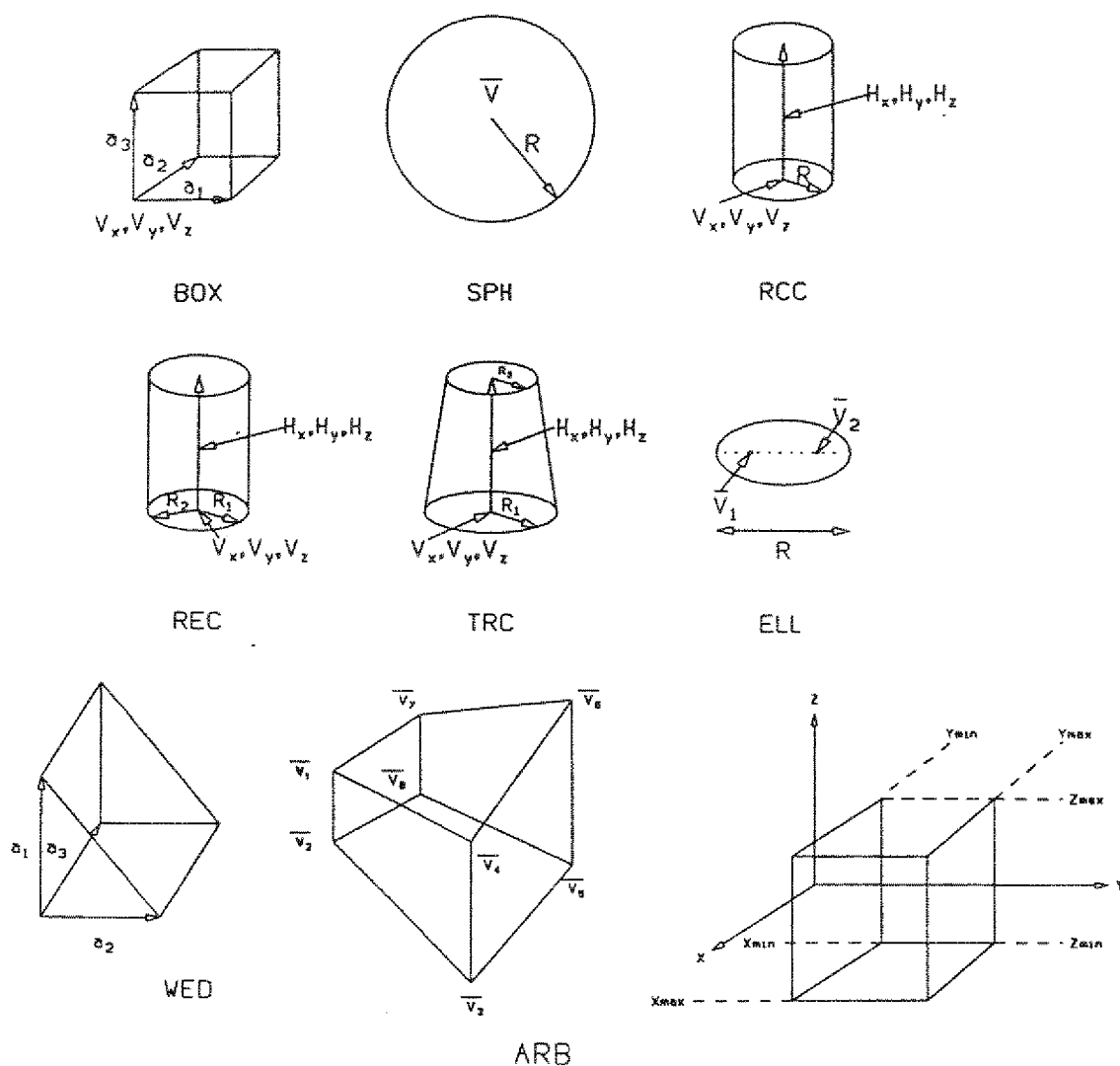


Abb. 2.16: Typen von geometrischen Körpern und Eingabegrößen für "CG"-Geometrie (hierbei ist $\bar{a} = (H1x, H1y, H1z)$ usw.)

Tabelle 2.7 gibt einen Überblick über die Koordinatenangaben, die zur Beschreibung der Körper in Abb. 2.16 notwendig sind.

Typ	Daten zur Beschreibung der geometrischen Körper					
BOX	V _x H _{2x}	V _y H _{2y}	V _z H _{2z}	H _{1x} H _{3x}	H _{1y} H _{3y}	H _{1z} H _{3z}
RPP	x _{min}	x _{max}	y _{min}	y _{max}	z _{min}	z _{max}
SPH	V _x	V _y	V _z	R		
RCC	V _x R	V _y	V _z	H _x	H _y	H _z
REC	V _x R _{1x}	V _y R _{1y}	V _z R _{1z}	H _x R _{2x}	H _y R _{2y}	H _z R _{2z}
ELL	V _{1x} R	V _{1y}	V _{1z}	V _{2x}	V _{2y}	V _{2z}
TRC	V _x R ₁	V _y R ₂	V _z	H _x	H _y	H _z
WED	V _x H _{2x}	V _y H _{2y}	V _z H _{2z}	H _{1x} H _{3x}	H _{1y} H _{3y}	H _{1z} H _{3z}
ARB	V _{1x} V _{3x} V _{5x} V _{7x}	V _{1y} V _{3y} V _{5y} V _{7y}	V _{1z} V _{3z} V _{5z} V _{7z}	V _{2x} V _{4x} V _{6x} V _{8x}	V _{2y} V _{4y} V _{6y} V _{8y}	V _{2z} V _{4z} V _{6z} V _{8z}

Tabelle 2.7: Überblick über Koordinatenangaben zur Beschreibung von Körpern in CG

Alle Körper außer dem Quader-Typ (RPP) können dabei beliebig im x,y,z -Raum orientiert sein. Eine spezielle Operator Notation beschreibt Vereinigung, Differenz oder Überschneidung dieser einfachen Körper. Um nun eine Geometrie für ein spezielles Problem aufzusetzen, geht man bei der "CG" folgendermaßen vor:

1. Definieren von Ort und Lage jedes Körpers, der benutzt wird.
2. Spezifikation der Zonen als Kombination dieser Körper.
3. Spezifikation der Volumen der Zonen (wenn notwendig).
4. Zuordnen von Materialien.

Als Beispiel diene hier die Schnittmenge einer Kugel mit einem Zylinder (s. Abb. 2.17).

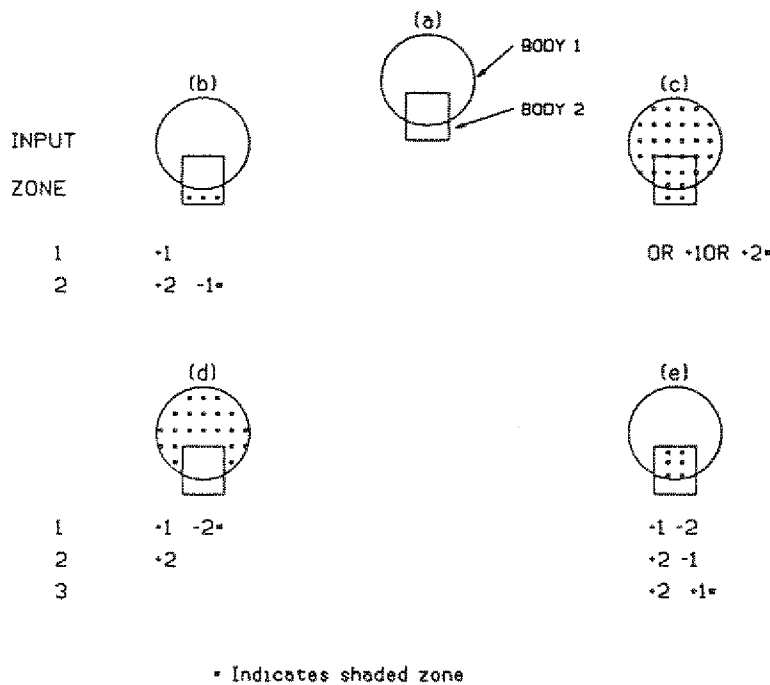


Abb. 2.17: Zonenbeschreibung für eine Kugel (SPH) und einen Zylinder (RCC) für eine Eingabe in CG (Schnittmenge)

Die Lage und die Orientierung von Kugel (SPH) und Zylinder (RCC) werden mit Koordinaten nach Abb. 2.16 beschrieben (siehe (a) in Abb. 2.17). Die verschiedenen möglichen Zonenkombinationen sind aus Abb. 2.17 zu entnehmen.

- Wenn zwei Zonen definiert werden sollen (s. Abb. 2.17 Beispiele (b) und (c)), so beschreibt man:

(b) Zone 1: +1; Zone 2: +2-1

(c) Zone 1: +1-2; Zone 2: +2

- Wenn zwei gleiche Materialzonen definiert werden:

(d) OR + 1OR + 2,

d.h., die Materialzone ist zusammengesetzt entweder aus BODY 1 oder BODY 2

- Wenn drei unterschiedliche Materialzonen definiert werden (s. Abb. 2.17 Beispiel (e)):

(e) Zone 1: +1-2

Zone 2: +2-1

Zone 3: +2+1

Bei sehr komplexen technischen Geometrien ist es entscheidend, daß bei der Verfolgung der Teilchenwege möglichst wenig "Dummy"-Arbeit im Auffinden der Oberflächen in der Geometrie geleistet wird, d.h. es sollen redundante Oberflächenabfragen vermieden werden. Ein Beispiel für eine wesentliche Beschleunigung stellt die sog. "Advanced CG" im HERMES-System dar [2.70]. Hierbei werden durch Einführen von einzelnen einfachen Oberflächen zusätzliche redundante Überprüfungen vermieden. Dies wird in Abb. 2.18 dargestellt.

Teilchenverfolgung von Zone 1 und Zone 2 heißt folgende Oberflächen abzufragen:

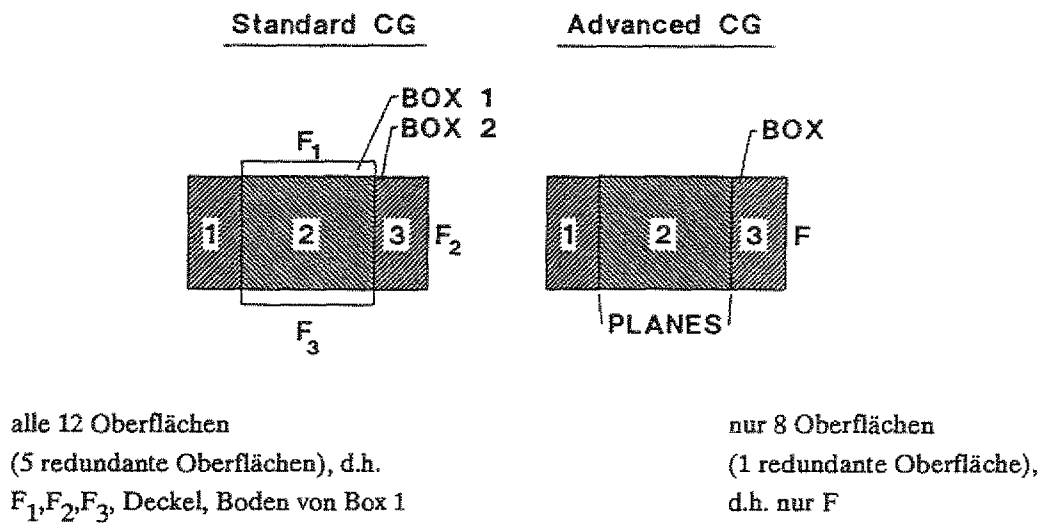


Abb. 2.18: CG-Geometrie und Vermeidung von redundanten Oberflächenabfragen

Ein Beispiel für ein technisches System in "CG"-Geometrie wird in den Abb. 2.19 gezeigt. Hier handelt es sich um ein radförmiges Targetsystem mit Moderatoren und Strahlrohren von ca. 2,5 m Durchmesser [2.71].

3-D MODEL FOR CALCULATIONS

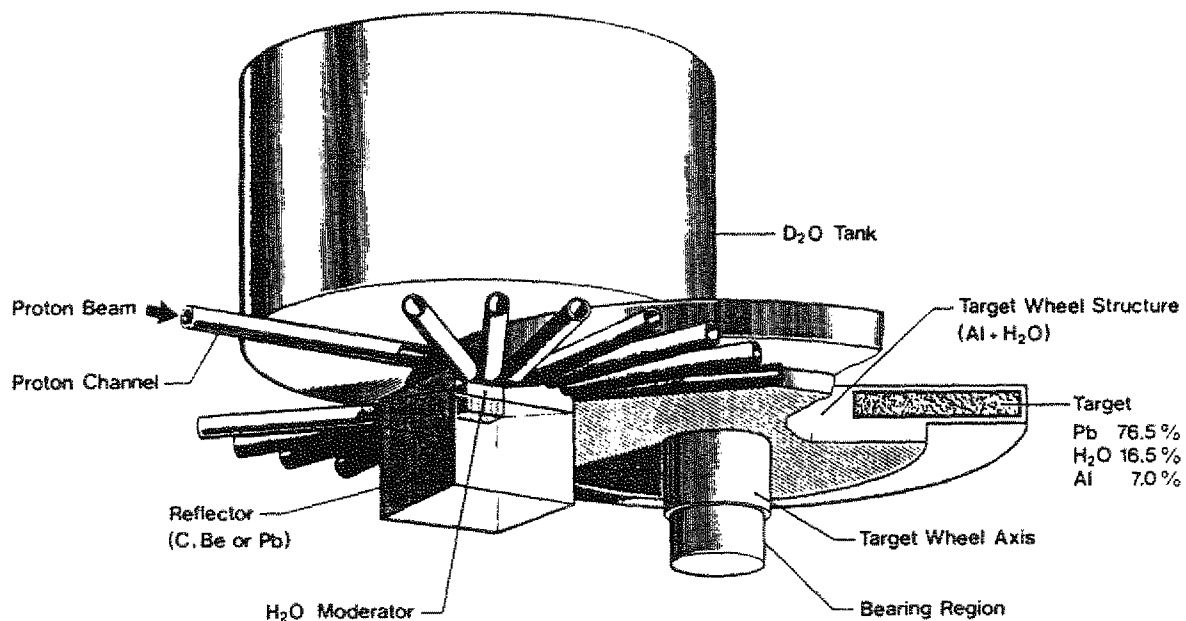


Abb. 2.19: "Combinatorial Geometry" Modell einer Spallations-Targetstation

2.3.2 Das Geometriepaket MCNP

Dieses dreidimensionale Geometrieschema des MCNP-Programms /2.65/ unterscheidet sich von der Combinatorial Geometrie dadurch, daß es den Aufbau einer Geometrie durch Kombination von sog. "Regions" mit einfach definierten Oberflächen erlaubt. Auch hierbei sind entsprechende Operatoren wie Vereinigungs-, Differenz- und Schnittmenge vorhanden. Die Oberflächen, die in dieser Geometrie vorhanden sind, schließen alle Oberflächen 2. Grades in drei Dimensionen einschließlich einiger toriodaler Oberflächen ein. Eine allgemeine Oberfläche 2. Ordnung kann ebenfalls konstruiert werden. Die allgemeine Gleichung für Oberflächen ist gegeben (Einzelheiten in Lehrbüchern für Analytische Geometrie):

$$E(x,y,z) = Ax^2 + By^2 + Cz^2 + Dxy + Eyz + Fzx + Gx + Hy + Jz + K = 0$$

Der Nutzer der Geometrie hat im Prinzip die Koeffizienten der analytischen Oberflächen A-K zu spezifizieren. Die Syntax des Systems hat ähnlich wie bei den "CG"-Systemen mnemonische Variable für die Art der Oberfläche (z.Z. 26), z.B. für ebene Flächen und Zylinder, Kugeln und konische Gebilde. Zum Beispiel wird die ebene Fläche $Y-D=0$ in der Geometrie durch die mnemonische Variable PY mit dem Parameter D charakterisiert, d.h. eine Ebene senkrecht zur y-Achse bei $y=4$ ist gekennzeichnet durch $-(PY\ 4)-$ in der Eingabe für die MCNP-Geometrie.

Verglichen mit anderen Monte Carlo Geometriesystemen - z.B. mit der "CG"-Geometrie - ist die MCNP-Geometrie insgesamt allgemeiner und gestattet mit einigen speziellen Oberflächen vierter Ordnung (wie elliptischen oder toriodalen Oberflächen) die Formulierung sehr komplexer Systeme. Für viele nicht so komplexe Anwendungen reicht aber oft eine "CG"-Beschreibung mit fertigen Körpern aus. In der Abb. 2.20 ist als Übersicht eine MCNP-Geometrie für das Targetsystem der Antares Laser Fusionsanlage in Los Alamos gezeigt. Das dargestellte System wurde für Abschirmberechnungen im Inneren des Targetgebäudes verwendet.

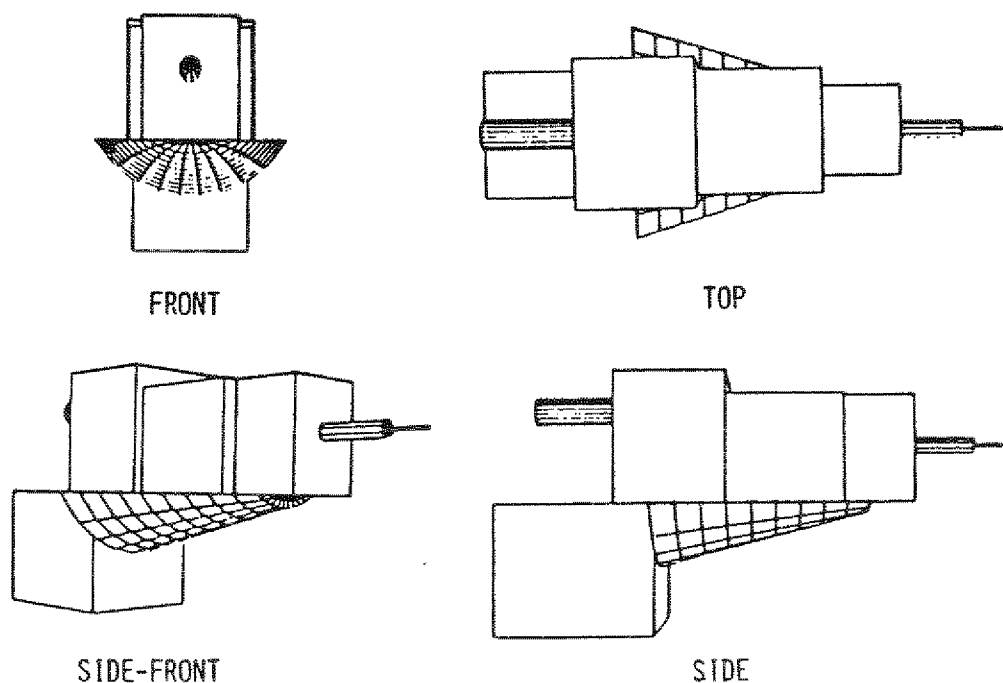


Abb. 2.20: 3-D Ansicht der MCNP-Geometrie für die Mechanik zum Einbau des Antares Targets /2.72/

2.3.3 Vektorisierte Geometrie

Wie in 2.3 bemerkt, sind Geometriesysteme gewöhnlich rechenzeitaufwendig und oft der rechenzeitaufwendigste Teil einer Monte Carlo Rechnung. Deshalb wurde ein Forschungsprogramm zur Vektorisierung von Teilchen Monte Carlo am HLRZ (Höchstleistungsrechenzentrum) an der KFA initiiert /2.73/. In einer ersten Stufe wurde ein 3-dimensionales vektorisiertes Geometriesystem entwickelt, das auf den Supercomputern des HLRZ-CRAY-YMP und -XMP mit einem entsprechenden Teilchen Monte Carlo Generator getestet wurde. Das Geometriepaket wurde hierbei mit einem problemorientierten sog. "Input"-Prozessor ausgestattet, weil es sonst zu zeitaufwendig ist, alle Eingabeparameter einer komplexen 3-D-Geometrie in einzelnen zu bestimmen (sh. dazu Ref. /2.66, 2.74/).

In einem Teilchentransport Monte Carlo System wirkt die Geometrie in der Weise, daß sie den 3-dimensionalen Raum durch Oberflächen einteilt. Wenn nun diese Oberflächen durch eine mathematische Gleichung allein - mit individuellen Koeffizienten - beschrieben werden können, dann ist es möglich, Teilchentransport in dem durch Oberflächen eingeteilten Phasenraum auf der Grundlage eines Teilchenvektors durchzuführen /2.66/. Für die Entwicklung der vektorisierten Geometrie wurden rotationssymmetrische Oberflächen gewählt. Die allgemeine Gleichung und ihre Koeffizienten für einige wichtige Oberflächenarten sind in Tabelle 2.8 zusammengestellt.

$A \cdot \vec{r}^2 + B\vec{z}^2 + C\vec{a} \cdot \vec{z} = D$ $\vec{r} \perp \vec{a}, \vec{z} \parallel \vec{a}, \vec{a} = \text{Rotationsachse}$					
Ebene	$\vec{z}=0$	$A=0$	$B=0$	$C=1$	$D=0$
Ebenen-Paar	$\vec{z}^2=D$	$A=0$	$B=1$	$C=0$	
Kugel	$\vec{r}^2 + \vec{z}^2 = D$	$A=1$	$B=1$	$C=0$	
Zylinder	$\vec{r}^2 = D$	$A=1$	$B=0$	$C=0$	
Konus	$\vec{r}^2 + B\vec{z}^2 = 0$	$A=1$	$B < 0$	$C=0$	$D=0$

Tabelle 2.8: Rotationssymmetrische Oberflächen

Die Koeffizienten A,B,C,D definieren dabei die Oberflächenart, wobei der Vektor $\vec{a}$ die Richtungscosini der Rotationsachse darstellt. Ein Vertex-Vektor $\vec{v}$ wird schließlich benötigt, um die richtige Lage der Oberfläche im Phasenraum zu definieren. Diese 10 Parameter (A,B,C,D, $\vec{a}$ und $\vec{v}$) ergeben eine einheitliche Definition jeder Oberfläche. Zusammen mit diesen 10 Parametern zur Definition der Oberflächen werden 2 zusätzliche benötigt, die Informationen enthalten zur Konstruktion einer räumlichen Zelle aus den Oberflächen.

Das Arbeitsprinzip einer vektorisierten Geometrie wird am besten mit dem Flußdiagramm in Abb. 2.21 erklärt. Danach besteht solch ein System aus zwei Schleifen ("loops"). Die erste Schleife, genannt "GEO" ist der vektorisierte Teil und ist verantwortlich für die Rechenarbeit. Die andere Schleife ist verantwortlich für das Zustandekommen eines kompletten Teilchenvektors, d.h. diese Schleife ist jeweils zuständig für den Teilchentransport durch die Geometrie. In der "GEO"-Schleife wird die Entfernung zur nächsten relevanten Oberfläche berechnet und die Oberfläche für den nächsten Schritt in der "GEO"-Schleife bestimmt.

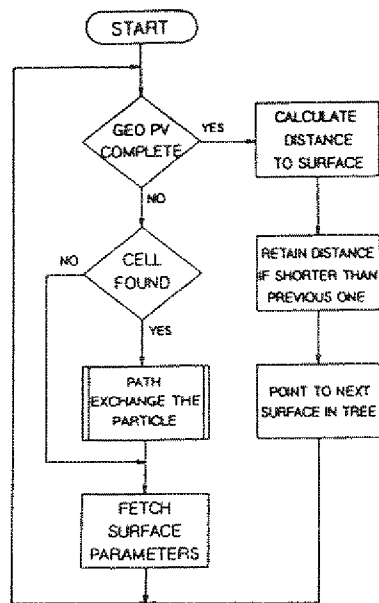
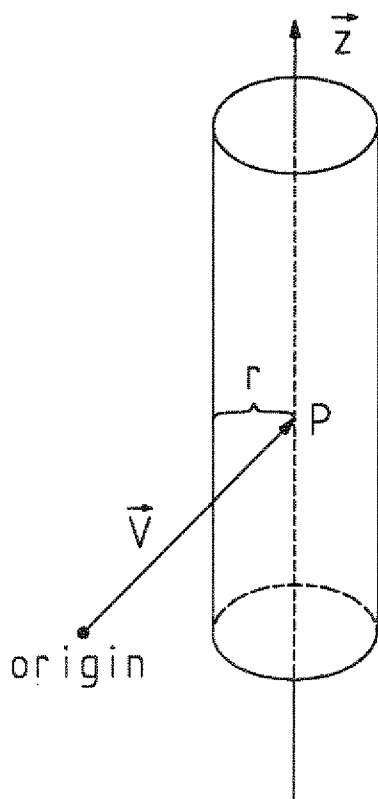


Abb. 2.21: Flußdiagramm der Arbeitsweise einer vektorisierten Geometrie

Cylinder (a)



Cylinder (b)

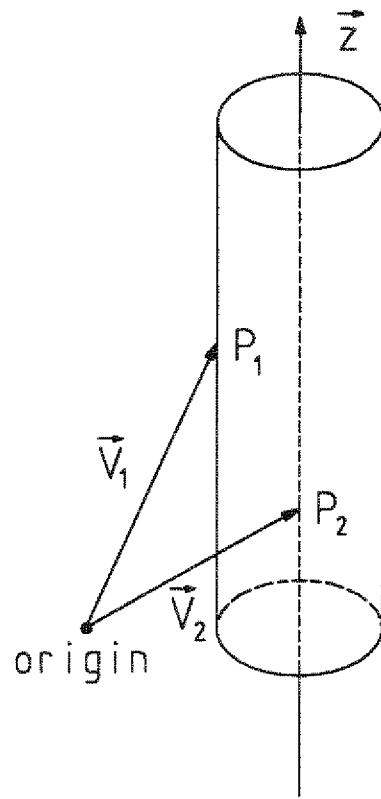


Abb. 2.22: Beispiel für die Definition von Oberflächen in einer Vektorgeometrie

In der Abb. 2.22 ist zusammengestellt wie die Oberflächen für die Vektorgeometrie definiert sind /2.66/. Die Kombination dieser Oberflächen zur Beschreibung der Geometrie durch eine binäre Baumstruktur ("Binary Sectioning Geometry) BSG wird ausführlich in /2.66/ beschrieben.

An einer Testgeometrie wurden auf den CRAY-Maschinen der KFA (CRAY-XMP/YMP) umfangreiche Leistungstests durchgeführt. Eine Geometrie bestehend aus 120 ebenen Oberflächen, 62 zylindrischen Oberflächen, einem doppelten Konus und einem Ebenenpaar wurde getestet (s. Abb. 2.23).

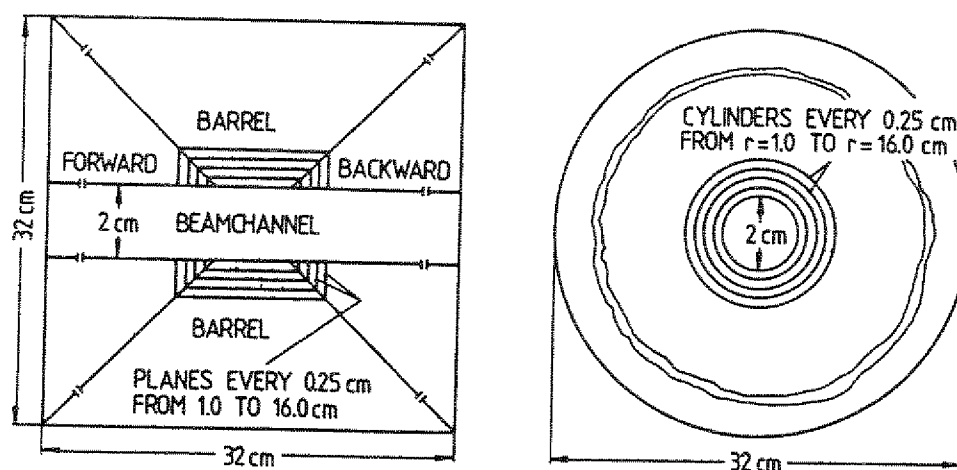


Abb. 2.23: Geometriebeispiel zum Test der Leistungsfähigkeit einer vektorisierten Monte Carlo Geometrie

Durch Vektorisierung ergab sich im Mittel ein Rechengeschwindigkeitsgewinn um den Faktor 4, verglichen mit Testläufen mit derselben Geometrie, wo durch Compilerbefehl auf der CRAY die Vektorisierung ausgeschaltet wurde. Der Geschwindigkeitsgewinn ist leicht abhängig von der Komplexität der Geometrie. So ergaben Tests mit einfachen Geometrien einen Faktor von ca. 3.2 bis zu einer Steigerung von 4.5 bei sehr komplexen Systemen. Hierbei wird unter Komplexität die mittlere Anzahl der Oberflächen verstanden, die in einem Geometrieaufruf beachtet werden müssen. Aufgrund der binären Baumstruktur ("BSG") steigt die Komplexität bei dieser Art von Geometrie nur logarithmisch mit der Anzahl der in der Geometrie vorhandenen Oberflächen. Diese Geometrie ist inzwischen mit einem vektorisierten Neutronen-Gammateilchen Monte Carlo verbunden worden /2.74/.

2.4 Literatur

- /2.1/ D. Emendörfer, K.H. Höcker, Theorie der Kernreaktoren, Teil II, BI-Hochschultaschenbücher 412/412a (1969)
- /2.2/ Th.J. Dolon, Fusion Research, Pergamon Press, New York 1982
- /2.3/ C. Passow, Phenomenologische Theorie zur Berechnung einer Kaskade aus schweren Teilchen in Materie, Report DESY AR.85 (1962)
- /2.4/ F.S. Alsmiller, A General Category of Soluable Nucleon-Meson Cascade Equations, Report ORNL-3746 (1965)

- /2.5/ B.G. Bennett, H.L. Beck, Legendre, Tschebyscheff and Half-Range Legendre Polynomial Solutions of the Gamma Ray Transport Equation in Infinite Homogeneous and Two Media Geometry, USAEC Report HASL-185 (1967)
- /2.6/ G.D. Joanon, J.S. Dudek, A B3-Code for the Calculation of Fast Neutron Spectra and Associated Multigroup Constants, Report GA-4265 (1963)
- /2.7/ B.G. Carlson, Numerical formulation and solution of neutron transport problems, Report LA-2996 (1964)
- /2.8/ B.G. Carlson, K.D. Lathrop, Transport Theory, the Method of Discretes Ordinates, Gordon and Breach (1968)
- /2.9/ L.L. Carter, E.D. Cashwell, Particle-Transport Simulation with the Monte Carlo Method, Tech. Inf. Center, TID-2607 (1975)
- /2.10/ H. Kahn, Applications of Monte Carlo, RM-1237-AEC (1954)
- /2.11/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, Computational Methods for High Energy Source Shielding, ICANS-VI, Argonne, June 28 - July 2, 1982, Report ANL-82-80 (1983)
- /2.12/ H. Kahn, Applications of Monte Carlo, Report AECU-3259, Rand Corporation (1954)
- /2.13/ H. Kahn, Use of Different Monte Carlo Sampling Techniques, Symposium on Monte Carlo Methods, University of Florida, USA (1954)
- /2.14/ H. Bertini, Report ORNL-TM-1996 (1967)
- /2.15/ J. Ranft, Sampling of Hadron Nucleus and Nucleus-Nucleus Interactions According to the Dual Parton Model, Proc. of the Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics, Amsterdam 8.-11. April (1991)
- /2.16/ M.B. Emmett, The MORSE Monte Carlo Radiation Code System, Report ORNL-4972 (1975)
- /2.17/ M.B. Emmett, MORSE-CGA, A Monte Carlo Radiation Transport Code with Array Geometry Capabilities, Report ORNL-6174 (1985)
- /2.18/ W.L. Thompson et al., MCNP - A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Report LA-7396-M (1979)
- /2.19/ H. Rief, H. Kschwendt, Reactor Analysis by Monte Carlo, Nuclear Science and Engineering 30, 395-418 (1967)
- /2.20/ N. Borash-Schmidt, Phys. Letters 75B, No. 1 (1978)
- /2.21/ P. Cloth, D. Filges, R. Hecker, R. Herzing, N. Kirch, L. Kuypers, Experimental and Theoretical Investigations of Tritium Production in a Controlled Thermonuclear Reactor Blanket Model, Nuclear Science and Engineering 60, 169-175 (1976)
- /2.22/ P. Cloth, D. Filges, K.H. Hammelmann, N. Kirch, Nucl. Instr. Meth. 124, 305 (1975)
- /2.23/ R.T. Santow, J.M. Barnes, R.G. Alsmiller Jr., P.D. Soran, Streaming of 14 MeV Neutrons Through an Iron Duct-Comparison of Measured Neutron and Gamma-Ray Energy Spectra with Results Calculated Using the Monte Carlo MCNP Code, Nucl. Sci. Eng. 84, 260-270 (1983)
- /2.24/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, Theoretical Target Physics for the SNQ Spallation Source, KFA-Report Jül-Spez-120 (1981)

- /2.25/ T.W. Armstrong, D. Filges, Models and Computational Methods in the Theoretical Treatment of Spallation Neutron Sources, Proc. on ICANS-V (G.S. Bauer, D. Filges ed.), Report Jül-Conf-45 (1981)
- /2.26/ P. Cloth, D. Filges, R. Hecker, Nuclear Assessment of the DIANE Target Station, Atomkernenergie/Kerntechnik B41, Lfg. 4 (1982)
- /2.27/ D. Filges, High Energy Beam Materials Interaction, Workshop of the Medium Energy Nuclear Data Working Group (MENDWG) Report BNL-NCS-40070, Ed.: S. Pearlstein, Langley USA (1987)
- /2.28/ H.W. Bertini, Spallation Reactions: Calculations in Spallation Reactions and Their Applications, B.S.P. Shen, M. Merker, Editors, R. Reichel Publ.Co., Boston (1976)
- /2.29/ International Commission on Radiation Units and Measurements, Report, ICRU 28 (1978)
- /2.30/ J.M. Zazula, P. Cloth, D. Filges, G. Sterzenbach, Secondary Particle Yield and Energy Release Data From Intranuclear Cascade Evaporation Model Calculations of High Energy (20-1100 MeV) Neutron Interaction with Elements of Shielding and Biological Importance, NIM B16, 506-514 (1986), ebnso: Report DLC-128/LAHIMACK, ORNL-RSIC (1987)
- /2.31/ W. Amian, P. Cloth, P. Dragovitsch, V. Drüke, D. Filges, M.M. Meier, Neutron Spectra Measurements and Monte Carlo Simulations of (p,xn) Reactions in the Medium Energy Range, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, 13.-17. Mai Jülich (1991)
- /2.32/ P. Cloth, P. Dragovitsch, D. Filges, Ch. Reul, W.B. Amian, M.M. Meier, Intranuclear Cascade Evaporation Model Predictions of Double Differential A(p,xn) Neutron Cross Sections and Comparison with Experiments at 318 MeV and 800 MeV Proton Energy, KFA-Report Jül-2295 (1989)
- /2.33/ S. Pearlstein, An Intercomparison of Medium Energy Cross-Section Codes, Report BNL-NCS-52155 (1988)
- /2.34/ A.v. Ginneken, CASIM, Program to Simulate Hadronic Cascades in Bulk Matter, Report Fermilab FN-272 (1972)
- /2.35/ P.A. Aarnio, et al., FLUKA 86, CERN Report TIS-RP/168 (1986) und TIS-RP/190 (1987)
- /2.36/ V.S. Barashenkov et al., Atomnaya Energiya 32, 217 (1972)
- /2.37/ T.W. Armstrong, K.C. Chandler, HETC - A High Energy Transport Code, Nucl. Sci. Eng. 49, 110 (1972)
- /2.38/ J.M. Zazula, User's Guide for the FLUNEV Code, Int. Report DESY-D3-66 (1990)
- /2.39/ R. Brun et al., GEANT3 User's Guide, Report CERN DD/EE/84-1 (1987)
- /2.40/ H.W. Bertini, Intranuclear-Cascade Calculations of Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiments, Phys. Rev. 188, 1711 (1969)
- /2.41/ K. Chen et al., VEGAS, A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades, Phys. Rev. 166, 9494 (1968)
- /2.42/ Y. Yariv, Z. Frankel, Intranuclear Cascade Calculation of High Energy Heavy-Ion Interactions, Phys. Rev. C, 20, 2227 (1979)
- /2.43/ R.E. Prael, H. Lichtenstein, User's Guide to the HETC Code System, Los Alamos National Laboratory, unpublished Report (1986)

- /2.44/ J. Ranft, S. Ritter, Particle Production in Hadron-Nucleus Collisions in a Multi-Chain Fragmentation Model, Z. Phys. C - Particles and Fields 20, 347-355 (1983)
- /2.45/ J. Ranft, S. Ritter, Rapidity Ratios, Feynman-x Distributions and Forward Correlations in Hadron-Nucleus Collisions in a Dual Monte Carlo Chain Fragmentation Model, Z. Phys. C - Particles and Fields 27, 569-576 (1985)
- /2.46/ I. Dostrovsky, Z. Fränkel, G. Friedlander, Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes, Phys. Rev. 116, 683 (1959)
- /2.47/ M.P. Guthrie, EVAP-4, Another Modification of a Code to Calculate Particle Evaporation from Excited Compound Nuclei, Report ORNL-TM-3119 (1970)
- /2.48/ S. Pearlstein, Summary of the Meeting of the Medium Energy Nuclear Data Working Group, 21-22 May 1986, BNL USA, Report BNL-NCS-38404 (1986)
- /2.49/ P. Dragovitsch, Use of Phase Space Models in HERMES-HETC, Annual Report 1989 KFA-IKP, Jül-Spez-562 (1990)
- /2.50/ F.S. Alsmiller et al., A Phenomenological Model for Particle Production from Collisions of Nucleons and Pions with Fissile Elements of Medium Energies, Report ORNL-TM-7528 (1981)
- /2.51/ F. Atchison, The Inclusion of Fission in the High Energy Particle Transport Code HETC, Bulletin Am.Phys.Soc. 24, 874 (1979)
- /2.52/ P. Cloth, D. Filges et al., HERMES A Monte Carlo Program System for Beam-Materials Interaction Studies, KFA-Report Jül-2203, (1988)
- /2.53/ Y. Nakahara, T. Nishida, Report-JAERI-M 86-074 (1986)
- /2.54/ D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publ. Comp. (1987)
- /2.55/ W.R. Nelson, The EGS4 Code System and Related Auxiliary Applications, Int. Workshop on Calorimeter Simulation, KFA Jülich, Report Jül-Conf-67 (1988)
- /2.56/ E. Fermi et al., Nuclear Physics, University of Chicago Press, Chicago (1951)
- /2.57/ N. Barash-Schmidt et al., Phys. Lett. 75B, 1 (1978)
- /2.58/ W.R. Nelson, et al., The EGS4 Code System, Report SLAC-265 (1985)
- /2.59/ M.J. Berger, S.M. Seltzer, Phys. Rev. C2, 621 (1970)
- /2.60/ A. von Ginneken, Aegis, A Program to Calculate the Average of Electromagnetic Showers, Report Fermilab, FN-309 (1978)
- /2.61/ J.A. Halblieb, T.A. Mehlkorn, ITS, The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo, Nucl. Sci. Eng. 92, No. 2, 338 (1986)
- /2.62/ L.M. Petrie, N.F. Cross, KENO-IV, An Improved Monte Carlo Criticality Program, Report ORNL-4948 (1975)
- /2.63/ D.C. Irving, V.R. Cain, R.M. Freestone, An Amplification of Selected Portions of the O5R Monte Carlo Code User's Manual, Report ORNL-TM-2601 (1969)
- /2.64/ W. Guber, J. Nagel, R. Goldstein, P.S. Mettelmann, M.H. Kalos, A Geometric Description Technique Suitable for Computer Analysis of Both the Nuclear and Conventional Vulnerability of Armored Military Vehicles, Report MAGI-6701 (1967)

- /2.65/ T.N.K. Godfrey, Geometry in MCNP in Report ORNL/RSIC-44 (1980) oder in Report LA-7396-M (1970)
- /2.66/ P. Cloth, D. Filges, A Monte Carlo Test Program with Vectorized Geometric Routines, Report Jül-2202 (1988)
- /2.67/ R. Brun et al., A new geometry description for GEANT, Large Hadron Collider Workshop Vol. III, Aachen, 4.-9. Oktober, Report CERN 90-10 oder ECFA 90-113 (1990)
- /2.68/ H. Lichtenstein, The SAM-CE Monte Carlo System for Radiation Transport and Criticality Calculations in Complex Configurations, Report MR-705207 (1979)
- /2.69/ H. Steinberg, Complex Combinatorial Geometry, Trans. Amer. Nucl. Soc. 23, 207 (1976)
- /2.70/ D. Filges, HERMES, High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System, Int. Workshop on Calorimeter Simulation, Report Jül-Conf-67 (1988)
- /2.71/ D. Filges, P. Cloth, R.D. Neef, H. Schaal, Nuclear Aspects of the SNQ Target Design, Proc. of the 8th Meeting of the Int. Coll. on Advanced Neutron Sources, 8-12 July Rutherford Appleton Laboratory, Report RAL-85-110 (1985)
- /2.72/ W.L. Thompson, Proc. of the 5th Int. Conf. on Reactor Shielding, Science Press, Princeton 628 (1977)
- /2.73/ P. Cloth, D. Filges, W. Bernnat, D. Emendörfer, G. Wolf, Forschungsvorhaben zur Entwicklung vektorisierter Monte Carlo Programme für Strahlungstransportsimulation, Forschungsvorhaben am Höchstleistungsrechenzentrum (HLRZ) an der KFA, Interner Bericht (1990)
- /2.74/ P. Cloth, D. Filges, Development of Vectorized Monte-Carlo-Particle Transport Programs, Monte Carlo Methods for Neutron and Photon Transport Calculations, 25.-28. September 1990, Budapest, Progress in Nuclear Energy, Vol. 24, pp 165-173 (1990)

3. Nukleare Daten und Wirkungsquerschnittbibliotheken

3.1 Benötigte Dateninformation für Sicherheitsuntersuchungen

Wie in Kapitel 2.2, Abschnitt 2.2.1 und 2.2.5.1 dargestellt, ist es nahezu unmöglich, differentielle materialabhängige Wirkungsquerschnitte als Information über den hier betrachteten Energiebereich umfassend zusammenzustellen, da man letztlich z.B. nur für hadronische Reaktionen und eine begrenzte Zahl von Materialien schon ca. 10^{27} Daten benötigt. Da diese Daten weder in absehbarer Zeit zur Verfügung stehen noch bei Kenntnis mit vernünftigem Zeitaufwand verarbeitet werden können, muß man für den betrachteten Energiebereich feststellen, welche Daten benötigt werden, und welche Daten zur Verfügung stehen einschließlich der Modelle zur Erzeugung von entsprechendem Datenmaterial. Für die hier betrachteten Sicherheitsuntersuchungen müssen für die in Tabelle 3.1 zusammengestellten Bereiche Dateninformationen zur Verfügung stehen.

Risikoanalyse und Strahlenschutz • biologisch/medizinische Effekte • Dosisgrenzen für Personal • Materialschädigung (Elektronik, Bitsetups etc.) • Experimenthintergrundstrahlung	• Beschreibung der Strahlungsquelle • Transportdaten für Neutronen/Photonen, e^+, e^- und geladene Hadronen • Photoneutronproduktion • Kerma faktoren • Aktivierung und Nuklidproduktion • Energiedeposition • Konversionsfaktoren (Äquivalenzdosis, Energiedosis etc.) (nach nationalem oder nach ICRP Standard)
---	---

Tabelle 3.1: Benötigte Dateninformation für Sicherheitsuntersuchungen mit Monte Carlo Teilchen-transport

Datentyp	Design/Anwendung/Betriebliche Sicherheit ^(A)
$d^2\sigma_i$ (B) $dEd\Omega$	Protonen, Neutronen, geladene Teilchen ($\pi^\pm, e^\pm$), Photonen (Beschleuniger, Raumfahrzeuge, Targetsysteme, Strukturmaterialien, Abschirmsysteme, biologische Systeme)
integrale Hochenergiereaktionsquerschnitte und Massenverteilungen	Protonen, Neutronen, geladene Teilchen, Photonen (Beschleuniger, Raumfahrzeuge, Targetsysteme, Strukturmaterialien, Abschirmsysteme, biologische Systeme)
Gas-Produktionsquerschnitte	Materialschädigung, Dosimetrie
Transmutationsquerschnitte	Aktivierungsprodukte
Konversionsfaktoren	Protonen, Neutronen, geladene Teilchen ($\pi^\pm, e^\pm$), Photonen

^(A) Beschleuniger, Raumfahrzeuge und medizinische Systeme enthalten als Materialien: Si, C, Al, O, Mg, Ti, Fe, Cu, Ta, H₂O, Au, Edelstahl; Abschirmmaterialien enthalten Beton (Si, O, Ca, C, B) Fe, Pb, H₂O, Gußeisen und Erde; Targets enthalten H₂, D, C bis Uran, Li und Be

^(B) wobei i = emittierte Teilchen vom Typ Neutron, Proton, Gamma, $e^\pm$, d, t, ³He, α , $\pi^\pm$, π^0

Tabelle 3.2: Überblick über verwendete Materialien nach /3.1/

Tabelle 3.2 gibt einen Überblick nach mehr technischen Gesichtspunkten, wobei ein erster Überblick auch über die verwendeten Materialien gegeben wird.

Neben der Betrachtung, welches Datenmaterial oder welche Daten im einzelnen gebraucht werden, ist die Art der Rechenstrategie entscheidend. Sie allein ist maßgebend wie umfangreich das Datenmaterial sein muß. Die meisten der benötigten Daten kommen aus Modellberechnungen für den Mittel- und Hochenergiebereich, die allerdings jeweils mit entsprechenden experimentellen Daten überprüft werden müssen (sh. dazu Kapitel 4, Abschnitt 4.3). Diese Berechnungen verlangen Monte Carlo Systeme, die in der Lage sind, Vielteilchen-Produktion und "Pre-Equilibrium"-Theorie in Hadron-Kern-Stößen zu behandeln (diese Modellcodes wurden oben in Kapitel 2, Abschnitt 2.2.5 zusammengestellt).

In Tabelle 3.3 ist schematisch vorgegeben, welche Rechenstrategien welche Daten benötigen.

Monte Carlo auf Vielteilchen-Modellbasis (Kaskaden/Quark-Modelle, Teilchen-Teilchen- Wirkungsquerschnitte)	Energiebereich: > 20 MeV - einige TeV experimentelle Teilchen-Teilchen- Wirkungsquerschnitte
Monte Carlo mit Vielgruppenquerschnitten (Neutralteilchen)	Energiebereich: thermische Energien - 20 MeV (ENDF/B-Basis), Neutron/Photon Transportbibliotheken bis einige GeV (mit Modellen bzw. experimentellen Daten)
Deterministisches Verfahren (S_N-Verfahren) mit Vielgruppenquerschnitten ("Deep Penetration")	
Analyse/Endergebnisse als Reaktionsrate $R_i = N \int_{E_i}^{E_{i+1}} \sigma(E) \phi(E) dE$ z.B. Dosis, Aktivierung etc.	Energiebereich: thermisch bis TeV

Tabelle 3.3: Rechenstrategie, Energiebereich und nukleare Wirkungsquerschnitte

Im Bereich der Teilchenenergien oberhalb 20 MeV werden im wesentlichen Modelle verwendet, die nur Teilchen-Teilchen-Querschnitte benötigen. Damit kann die Anzahl der Daten erheblich verringert werden (sh. dazu Kapitel 4, Abschnitt 4.1.1). Bis 20 MeV werden umfangreiche Datensammlungen aus Reaktortechnik und Fusionstechnologie verwendet, die mit den ENDF/B-Daten /3.2/ zum weltweit technischen Standard gehören. Die derzeit verfügbaren nuklearen Daten können dann mit entsprechenden "Retrival"-Systemen zu problemabhängigen Daten für bestimmte Anwendungen aufgearbeitet werden /3.3,3.4/. Beispiele sind hier Neutronen- und Gammatransportbibliotheken, Daten für Dosimetrie, Radionuklidproduktion usw.. Daneben gibt es in den letzten Jahren eine Reihe von Bemühungen, die Standardbibliotheken von 20 MeV bis auf 1 GeV Energie zu erweitern, um auch für die gestiegenen Anforderungen im Mittelenergiebereich ausreichende technische Standards zur Verfügung zu haben /3.1,3.5,3.6/. In Abschnitt 3.2 sind die Standardbibliotheken zusammengestellt, Abschnitt 3.3 zeigt zwei Beispiele für Vielgruppenbibliotheken unter 20 MeV, in Abschnitt 3.4 wird die Entwicklung einer Hochenergiebibliothek bis 2,8 GeV Neutronenenergie beschrieben und Abschnitt 3.5 gibt einen Überblick über Reaktionsquerschnitte und die heute gebräuchlichen Konversionsfaktoren zur Berechnung von Dosisraten.

3.2 Standardbibliotheken und allgemeine Informationssysteme

In den Tabellen 3.4 und 3.5 sind die wichtigsten Dateninformationssysteme zusammengestellt. Die Datenformate haben dabei einen bestimmten Standard, der mit den Retrivalprogrammen bearbeitet werden kann.

Standard nukleare Datenbibliotheken Allgemeine Systeme					
Bibliothek	Release	Format	Anzahl	Land	Ref.
ENDF/B-VI	1990	ENDF-6	> 120	USA (CSEWG [*])	/3.7/
ENDF/B-V	1983	ENDF-5	120	USA (CSEWG)	/3.8/
ENDF/B-IV	1974	ENDF-4	90	USA (CSEWG)	/3.9/
KEDAK-4	1984	KEDAK	58	Germany	/3.10/
UKNDL-81	1982	UKNDL	82	UK	/3.11/
JENDL-2	1984	ENDF-4	89	Japan	/3.12/
ENDL-82	1982	Spezial	94	USA (LLNL)	/3.13/
JEF-1	1985	ENDF-5	301	NEA	/3.14/

^{*} Cross Section Evaluation Working Group

Tabelle 3.4: Standardbibliotheken zur Entwicklung nuklearer Wirkungsquerschnitte

Spezial-Anwendungen				
Bibliothek	Inhalt	Release	Land	Referenz
ENDF/B-V	Standards	1979	USA (CSEWG)	/3.15/
ENDF/B-V	Aktiniden	1979	USA (CSEWG)	/3.16/
	(Wirkungsquerschnitte + Zerfallsdaten			
ENDF/B-V	Spaltprodukte	1979	USA (CSEWG)	/3.16/
INDL/A-83	Aktiniden	1983	IAEA-NDS	/3.17/
JEF-1	Zerfallsdaten	1985	NEA-Mitglieder	/3.18/
JEF-1	Streugesetze $s(\alpha, \beta)$	1985	NEA-Mitglieder	/3.19/
ENDF/B-III	Streugesetze $s(\alpha, \beta)$	1972	USA (CSEWG)	/3.20/
ENDF/B-V	Radioaktivität	1979/84	USA (CSEWG)	/3.13/
ACTL-82	Radioaktivität	1978	USA (LLNL)	/3.21/
ENDF/B-V	Dosimetrie	1979/84	USA (CSEWG)	/3.8/
IRDF-85	Dosimetrie	1985	IAEA-NDS	/3.22/
ENDF/B-V	Gasproduktion	1979/84	USA (CSEWG)	/3.8/
DLC-99	Photonenwechselwirkung	1984	USA (RSIC-NDS)	/3.23/

Tabelle 3.5: Spezialbibliotheken zur Entwicklung nuklearer Daten

3.3 Vielgruppentransportbibliotheken für Neutronen und Photonen unter 20 MeV

Wie diskutiert, wird der Teilchentransport unter 20 MeV unter Verwendung von Vielgruppenquerschnitten durchgeführt. Für unsere hier betrachteten Sicherheitsuntersuchungen genügen 2 aus ENDF/B abgeleitete Vielgruppenbibliotheken wie die VITAMIN-C-Bibliothek /3.24/ und eine von uns entwickelte Bibliothek für Weltraumanwendungen /3.25/. Beide Systeme unterscheiden sich einmal in der Anzahl der Gruppen, aber auch in der Behandlung des thermischen Energiebereichs. Während die VITAMIN-C-Bibliothek nur eine thermische Gruppe enthält (10^{-4} eV bis 0,41 eV), besitzt die von uns entwickelte Bibliothek 19 Gruppen unterhalb von 0,41 eV. Unsere Bibliothek enthält außerdem die Möglichkeit, diskrete Gammalinien in die Bibliothek einzubauen. Die Tabelle 3.6 und 3.7 geben eine Übersicht über beide Bibliotheken.

- Energiebereich	
Neutronen:	10^{-4} eV bis 20 MeV
Photonen:	10 keV bis 14 MeV
- Gruppenstruktur	171 Neutronengruppen 36 Gammagruppen (nur eine thermische Gruppe von 10^{-4} eV bis 0,41 eV)
- Legendre-Entwicklung	P_g
- verfügbare Elemente: je nach Status der Bibliothek über 50 (Moderatormaterialien, 1/v-Absorber, Strukturmaterialien, schwere Elemente Pb, Th, U, Pu)	

Tabelle 3.6: Parameter der VITAMIN-C-Bibliothek

- Energiebereich	
Neutronen:	10^{-5} eV bis 14,9 MeV
Photonen:	10 keV bis 14 MeV
- Gruppenstruktur	
	118 Neutronengruppen
	21 Gammagruppen
	(19 Gruppen unterhalb von 0,41 eV mit Aufwärtsstreuung)
- Legendre-Entwicklung	
	P_8
- verfügbare Elemente: Anzahl 27	
(CH ₂ , H ₂ O, B-10, B-11, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, Cl, K, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Gd, W, Pb, Th, U-235, U-238)	

Tabelle 3.7: Parameter der KFA-Neutronen/Photonen-Transportbibliothek

Die KFA-Bibliothek wurde im Rahmen von Nachrechnungen mit experimentellen Daten der Bestrahlung der Mondoberfläche verglichen /3.26/. Die Abb. 3.1 zeigt die Neutronenflußdichte aus der $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ -Reaktion als Funktion der Meßtiefe in der Mondoberfläche. Wie man aus der Abb. 3.1 sieht, ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung exzellent.

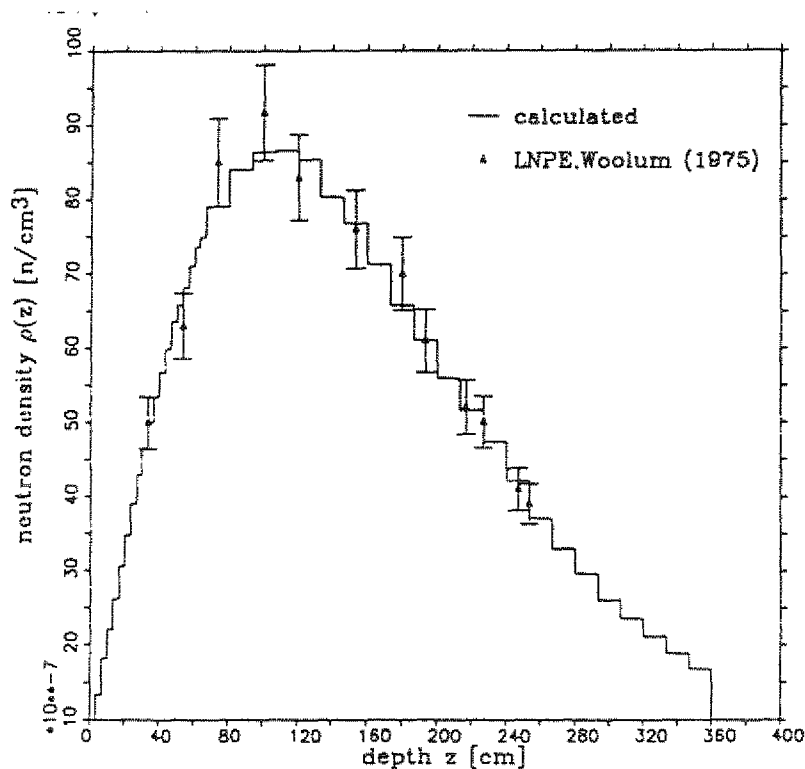


Abb. 3.1: Vergleich der berechneten Neutronendichte aus der $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ -Reaktion als Funktion der Meßtiefe in der Oberfläche mit experimentellen Ergebnissen nach (*).
 ($\Phi_{\text{GCR}} \hat{=} 3,0 \text{ p/s cm}^2$)
 (*) D.S. Woolum et al., The Moon, 12, 1975

3.4 Vielgruppentransportbibliotheken für Neutronen und Photonen bis 400 MeV, 800 MeV und 2,8 GeV

Wie in Abschnitt 2.4.1 dargestellt, sind für sogenannte Deep Penetration Probleme, d.h. für Transportrechnungen zur Abschirmsicherheit über viele freie Weglängen (z.B. 6 m Eisendicke) Transportbibliotheken für Hochenergieneutronen notwendig /3.27/, da im wesentlichen die hochenergetischen Neutronen in einer dicken Abschirmung die Teilchenkaskade vorwärtstreiben. Hochenergieneutronen >100 MeV sind als Neutralteilchen die durchdringendsten Teilchen, d.h. die mittlere freie Weglänge für nicht-elastische Wechselwirkung ist

$$\lambda_n \sim 33 \cdot A^{1/3} \text{ g/cm}^2$$

(z.B. für Eisen $\lambda_n \approx 130 \text{ g/cm}^2 = 16 \text{ cm}$). Der Status der existierenden Neutronen bzw. Neutronen/Photonen Bibliotheken ist im folgenden dargestellt.

Eine Vielgruppenbibliothek (genannt HILO /3.28/) wurde im ORNL entwickelt. Allerdings stellte sich bei der Anwendung heraus, daß die elastischen Streuquerschnitte oberhalb 20 MeV mit nicht gültigen optischen Parametern berechnet wurden /3.27/. Dies führte zu einer Überschätzung der elastischen Streuung in den Rechnungen. In Abb. 3.2 ist dieser Vergleich für den elastischen Querschnitt für Eisen aus verschiedenen Quellen gezeigt. In der neuen Version der HILO-Bibliothek (genannt HILO86 /3.29/) sind die Querschnitte entsprechend korrigiert worden.

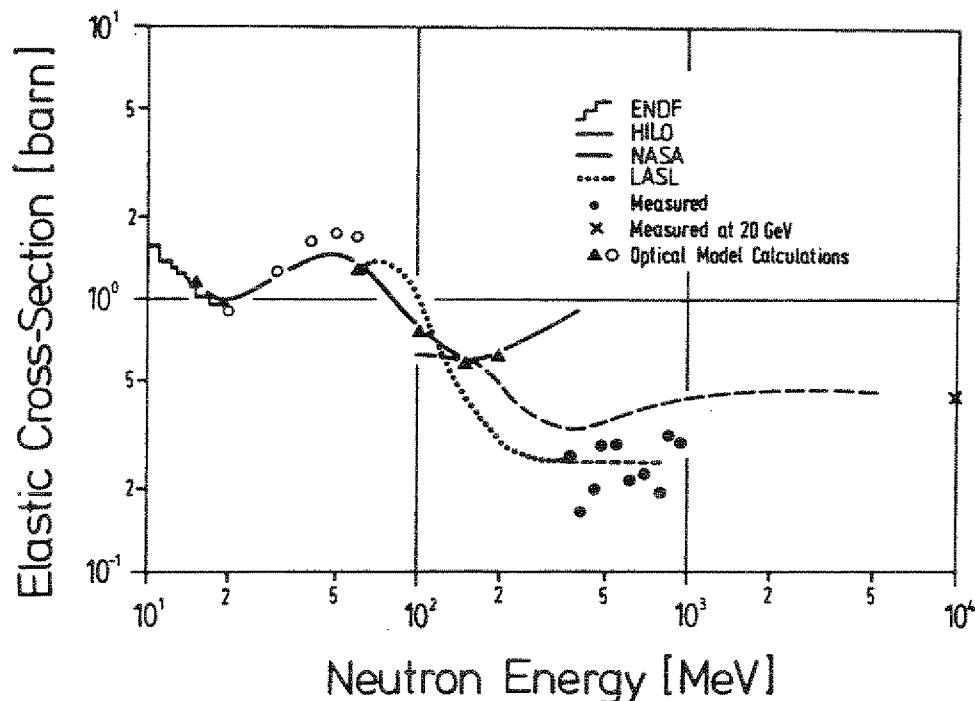


Abb. 3.2: Vergleich des elastischen Streuquerschnittes für Eisen aus verschiedenen Quellen

Die Parameter der HILO-86 sind in Tabelle 3.8 zusammengestellt.

- Energiebereich	
Neutronen:	10^{-4} eV bis 400 MeV
Photonen:	10 keV bis 14 MeV
- Gruppenstruktur	66 Neutronengruppen 21 Gammagruppen
- Legendre-Entwicklung	P5
- verfügbare Elemente: Anzahl 18 (H, B-10, B-11, C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Cr, Fe, Ni, W, Pb)	

Tabelle 3.8: Parameter der HILO-86-Bibliothek

Die in der Bibliothek verwendeten Wirkungsquerschnitte und ihre Quellen sind in der Tabelle 3.9 dargestellt.

Wirkungsquerschnitt	Energiebereich [MeV]	Quelle
elastisch	< 20 MeV	DLC-113 / VITAMIN-E *
elastisch	20-400 MeV	optisches Modell
nonelastisch	< 20 MeV	VITAMIN-E
nonelastisch	20-60 MeV	optisches Modell
	60-400 MeV	experimentelle Daten HETC-Berechnungen **
diff.-elastisch		
diff.-nonelastisch	< 20 MeV	VITAMIN-E
diff.-elastisch	20-400 MeV	optisches Modell
diff.-nonelastisch	20-400 MeV	HETC-Berechnungen

* ENDF/B-V

** HERMES-Code-System (sh. Kapitel 4)

Tabelle 3.9: Ursprung der Wirkungsquerschnitte in der HILO-86-Bibliothek

Die Anwendung dieser Bibliothek bleibt wegen der oberen Energie von 400 MeV auf den unteren Mittelenergiebereich begrenzt. Diese Bibliothek wird vor allem für Sicherheitsauslegungen im Zyklotronbereich (typisch Beschleunigeranlagen für medizinische Anwendungen) unterhalb 400 MeV Einschußenergie verwendet.

Einige Arbeiten wurden im LANL (Los Alamos National Laboratory) zur Entwicklung einer Neutronen-transport-Bibliothek durchgeführt /3.30/. Diese Bibliothek wurde in ähnlicher Weise entwickelt wie die HILO-Bibliothek, d.h. ENDF/B-Daten im Bereich <20 MeV, optische Modelle und Berechnungen mit einem intranuklearen Kaskadenmodell bis 800 MeV. Die wesentlichen Parameter sind in Tabelle 3.10 zusammengestellt.

- Energiebereich Neutronen: 10^{-4} eV - 800 MeV Photonen: keine
- Gruppenstruktur 41 Neutronengruppen (8 Gruppen oberhalb 50 MeV)
- Legendreentwicklung P_5
- verfügbare Elemente: Anzahl 9 (H, C, O, Al, Si, Fe, Mo, W, Pb)

Tabelle 3.10: Parameter der LANL-Bibliothek /3.30/

Die LANL-Bibliothek enthält elastische Querschnitte nur für Wasserstoff. Um für Mittlereenergieanwendungen eine neue Bibliothek zu entwickeln, die zumindest bis zu einer oberen Grenze für Neutronen bis ca. 3 GeV (3000 MeV) reicht, wurden folgende Studien durchgeführt: 1. Benchmarkvergleiche zwischen der HILO- und der LANL-Bibliothek /3.31/; 2. Kombination beider Bibliotheken bis 1100 MeV als sog. LAHIMACK-Bibliothek /3.31,3.32/; 3. Erweiterung der LAHIMACK auf 2,8 GeV /3.33, 3.34/.

Die "Benchmark"-Berechnungen zwischen HILO und LANL hatten folgende Voraussetzungen:

- Eisenkugel mit 200 cm Radius und einer Eisendichte von $\rho = 7,8 \text{ g/cm}^3$
- Vergleich zwischen Monte Carlo und S_N -Methode
- nur Neutronen (bei 400 MeV) als Quelle, d.h. in der Mitte der Eisenkugel wurde eine homogene und isotrope Neutronenvolumenquelle positioniert (Radius = 5 cm). Das Energiespektrum der Quelle wurde als eben im Energiebereich zwischen 300 und 400 MeV angenommen, dies entsprach exakt den 4 ersten Gruppen der HILO- und der 5-ten Gruppe der LANL-Bibliothek. Zum Vergleich wurde das Monte Carlo Programm HETC (sh. HERMES, Kapitel 4) mit dem 1-dimensionalen Programm ANISN /3.35/ herangezogen. Der Vergleich wurde außerdem, weil nur Hochenergieneutronentransport interessiert, für den Bereich von 50 MeV - 400 MeV durchgeführt. In den Abb. 3.3a,b,c,d sind die Resultate zusammengestellt.

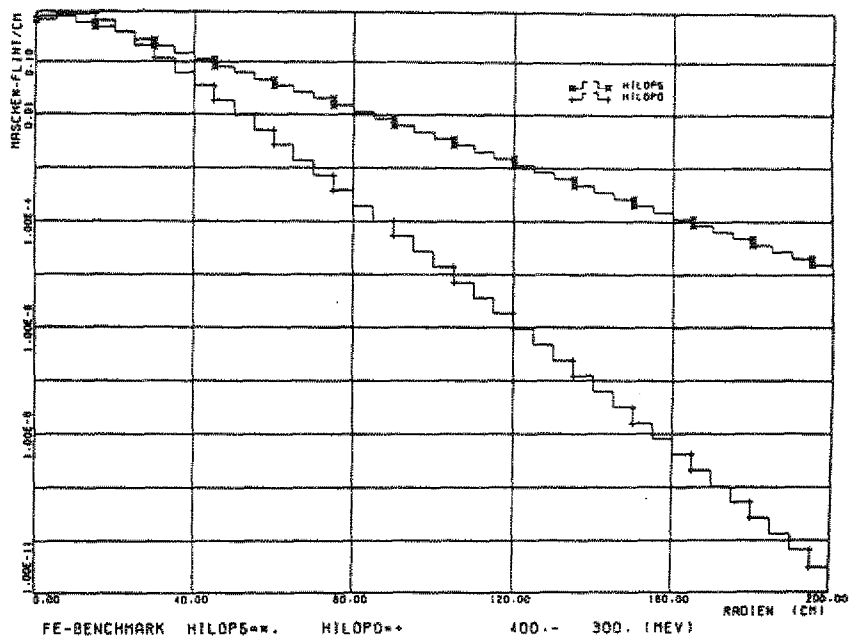


Abb. 3.3a: Totaler Neutronenfluß pro Sekunde als Funktion des Radius mit der Quellenergiegruppe 300-400 MeV HILO-P₀/S₁₆ und HILO P₅/S₁₆

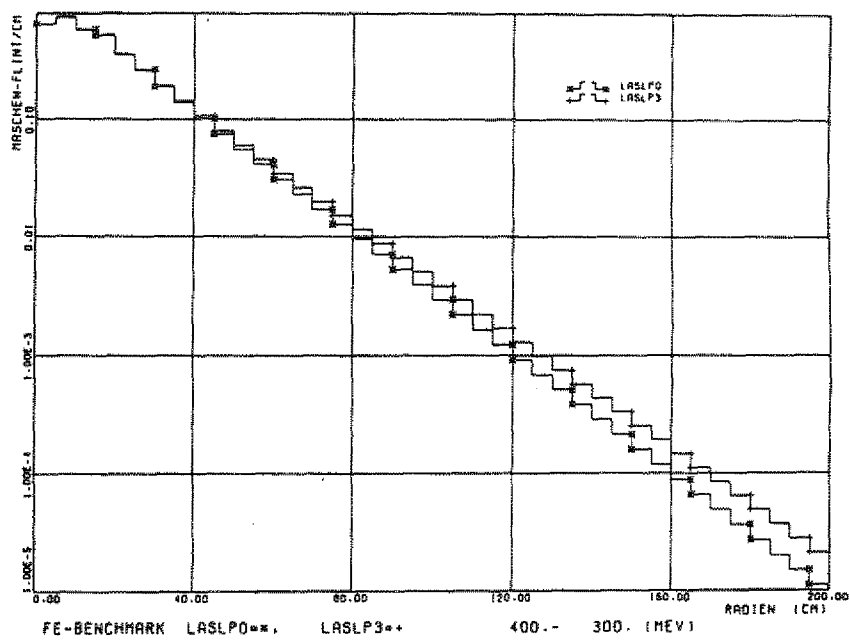


Abb. 3.3b: Totaler Neutronenfluß pro Sekunde als Funktion des Radius mit der Quellenergiegruppe 300-400 MeV LANL-P₀/S₁₆ und LANL P₃/S₁₆

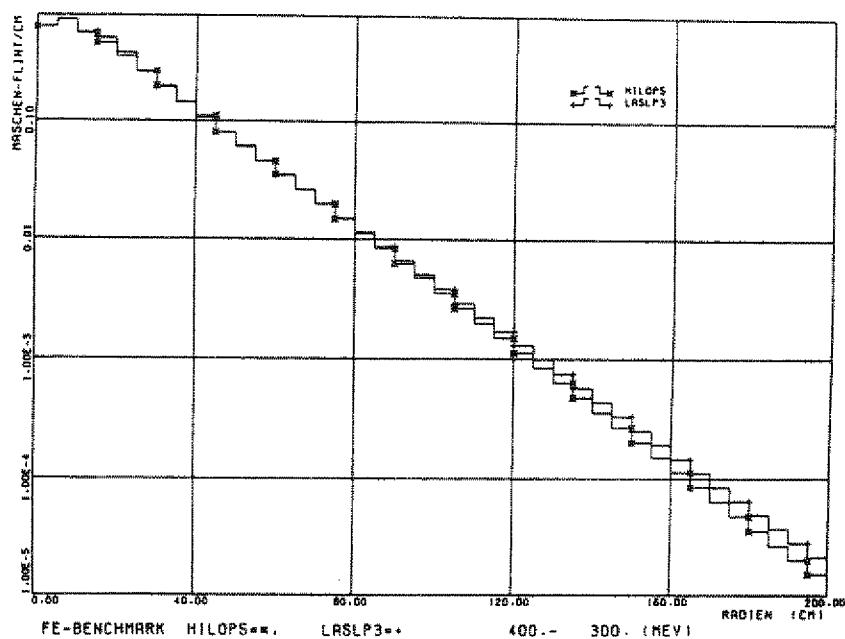


Abb. 3.3c: Totaler Neutronenfluß pro Sekunde als Funktion des Radius mit der Quellenergiegruppe 300-400 MeV HILO-P₅/S₁₆ und LANL P₃/S₁₆

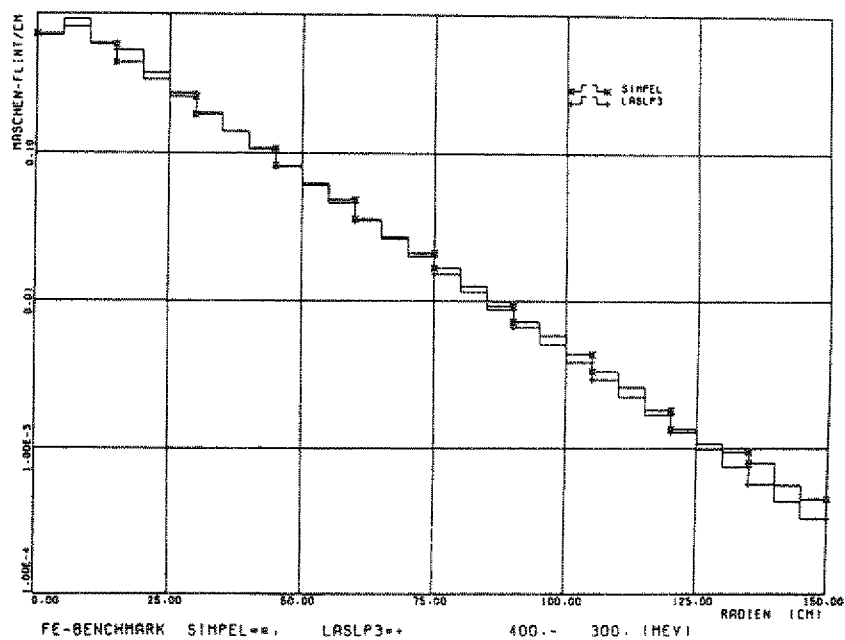


Abb. 3.3d: Vergleich der totalen Neutronenflüsse pro Sekunde als Funktion des Radius mit der Quellenergiegruppe 300-400 MeV von HETC mit LANL-P₃/S₁₆

Abb. 3.3a zeigt einen Vergleich der Neutronenflüsse zwischen einer P_0 - und P_5 -Berechnung. Der Fluß am Ende der Abschirmung ist in der P_5 -Berechnung um Größenordnungen höher. Dies führt zu der Frage, ob eine P_5 -Legendrenäherung grundsätzlich ausreichend erscheint. Abb. 3.3b zeigt einen ähnlichen Vergleich für die LANL-Bibliothek (P_0 - gegen P_3 -Legendrenäherung). Hierbei ist allerdings nur ein Unterschied um den Faktor 2 zu sehen. Abb. 3.3c gibt schließlich den Vergleich zwischen HILO- P_5 -Näherung und LANL- P_3 -Näherung für den ganzen Energiebereich (50 MeV - 400 MeV). Der Unterschied ist zwischen beiden Bibliotheken marginal. In Abb. 3.3d schließlich wird der Monte Carlo-Vergleich mit der LANL- P_3 -Entwicklung gezeigt. Am Rande der Abschirmung zeigt die Monte Carlo-Rechnung einen höheren Wert. Diese Diskrepanz sollte aber nicht überschätzt werden, da die Monte Carlo Ergebnisse einen statistischen Faktor von 30% haben /3.31/.

In einem ersten Schritt wurde nun die LAHI-Bibliothek /3.32/ entwickelt, indem unter 50 MeV HILO-Daten einschließlich der Photonen und oberhalb 50 MeV - 800 MeV die 9 Gruppen der LANL-Bibliothek verwendet wurden. In Tabelle 3.11 sind die Parameter zusammengestellt.

- Energiebereich Neutronen: 10^{-4} - 1100 MeV Photonen: 10 keV bis 14.9 MeV
- Gruppenstruktur 53 Neutronengruppen 21 Gammagruppen
- Legendreentwicklung P_3
- verfügbare Elemente: Anzahl 10 (H, C, N, O, Al, Si, Ca, Fe, W, Pb)

Tabelle 3.11: Parameter der LAHI-Bibliothek /3.31/

Auf der Grundlage der LAHI-Bibliothek wurde eine Bibliothek für den Mittelenergiebereich bis 2,8 GeV Neutronenenergie entwickelt /3.33,3.34/. Die notwendige Erweiterung wurde mit Monte Carlo-Rechnungen der entsprechenden Wirkungsquerschnitte mit dem HERMES-System (sh. auch Kapitel 4) durchgeführt, welches absolute, differentielle Wirkungsquerschnitte der Art $d\sigma/dE d\Omega$ berechnet. Dieser im HETC des HERMES-Systems benutzte sog. "Dünntarget"-Detektor läßt eine Energie- und Winkeldiskretisierung zu, die es gestattet, Gruppenquerschnitte abzuleiten. Der Streuquerschnitt einschließlich der entsprechenden Multiplizitäten läßt sich aus der Monte Carlo-Analyse nach

$$\sigma_{ij}^{\text{streu}} = \frac{\text{Anzahl der "Real Collisions"}}{\text{Anzahl "Real"+Pseudo Collisions}} \cdot \Sigma\sigma_{\text{geom}} = Y_{ij} \cdot \Sigma\sigma_{\text{geom}}$$

berechnen. (i=Energieintervall des gestreuten Teilchens, j=Winkelintervall des gestreuten Teilchens). Die Parameter für die Wirkungsquerschnittsberechnung sind in Tabelle 3.12 zusammengestellt.

- Energieerweiterung: 9 Gruppen von 800 MeV - 2800 MeV (800/1000/1200/1400/1600/1800/2000/2200/2500/2800 MeV)
- Winkelintervall 0°-180° in 60 Intervallen in 3°-Schritten
- Legendreentwicklung P_3 (4176 Winkelverteilungen, auf ca. 33000 Koeffizienten)
- Anzahl der Einzelrechnungen: 72 HETC Monte Carlo Rechnungen
- CPU-Zeit insgesamt: 100 h
- Elemente insgesamt: Anzahl 8

Tabelle 3.12: Zusammenstellung der Wirkungsquerschnittrechnungen für eine Mittlerebibliothek bis 2,8 GeV

In den Ref. /3.31,3,34/ ist das Verfahren zur Entwicklung der Legendre-Koeffizienten ausführlich beschrieben, so daß wir uns hier darauf beschränken, die vergleichenden Tests darzustellen. Die Abb. 3.4 zeigt einen Vergleich der P_3 -Entwicklung von LAHI-Daten und HETC entwickelten Querschnitten an Eisen für verschiedene Energieintervalle. Schließlich zeigt Abb. 3.5 Winkelverteilungen für die Erweiterungen und die Abb. 3.6/3.7 zeigen den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} .

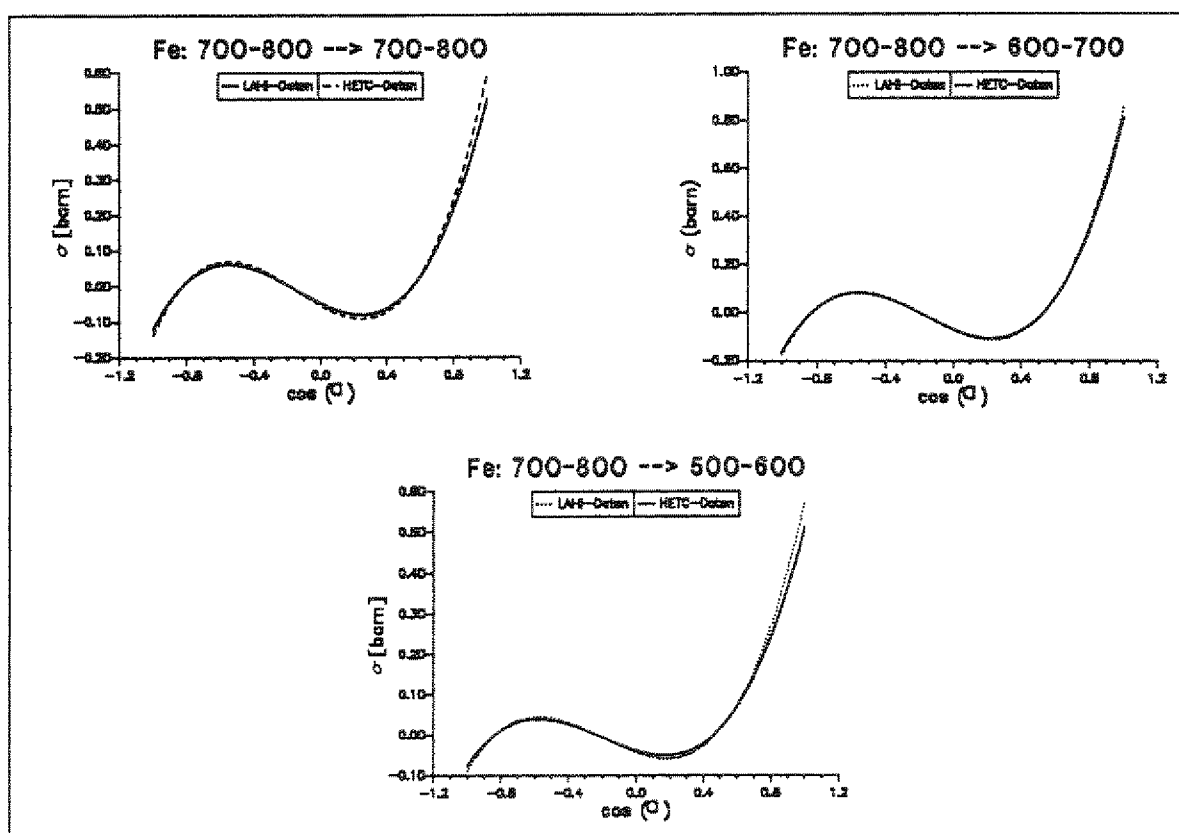


Abb. 3.4: Vergleich von HETC- und LAHI-Winkelverteilungen des Streuquerschnittes an Eisen zwischen 800 - 600 MeV

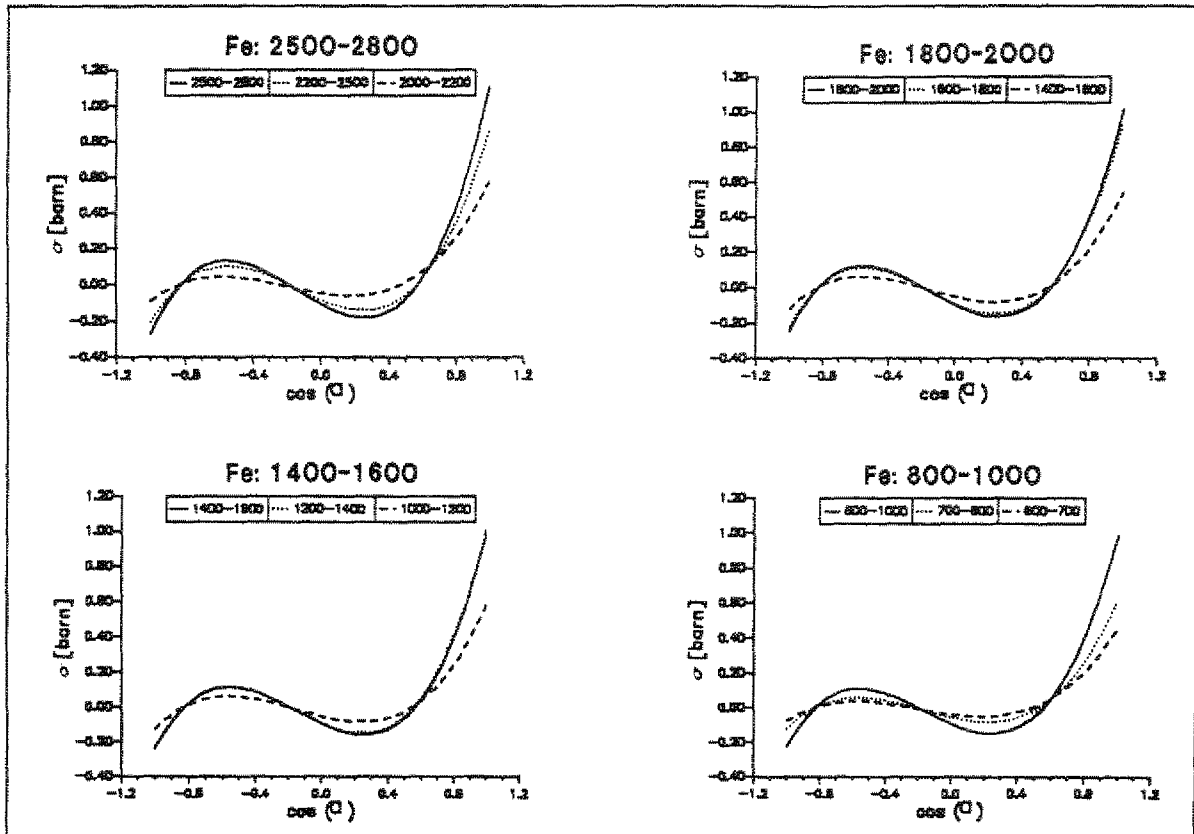


Abb. 3.5: Ergebnisse der Winkelverteilungen der erweiterten LAHI-Bibliothek (800 - 2800 MeV)

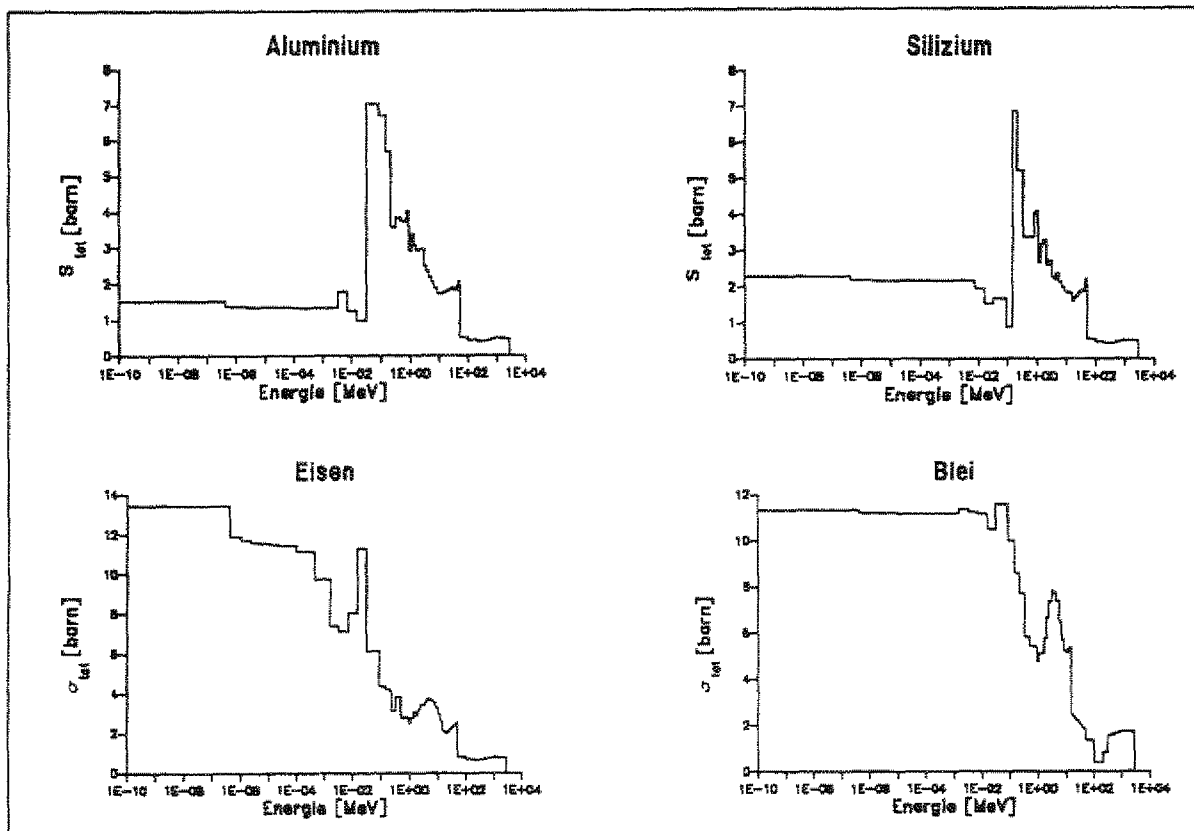


Abb. 3.6: Der totale Wirkungsquerschnitt für Al, Si, Fe und Pb der erweiterten LAHI-Bibliothek von 10^{-4} - 2,8 GeV

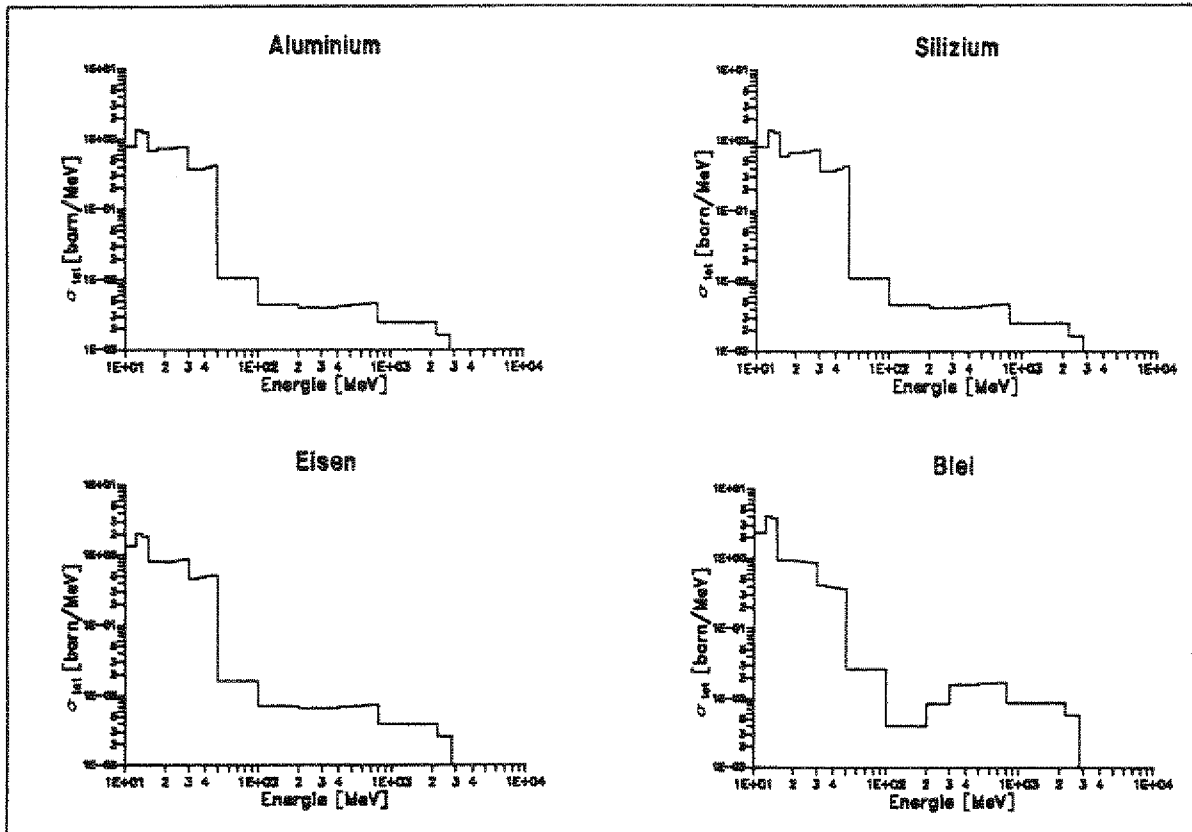


Abb. 3.7: Der totale Wirkungsquerschnitt für Al, Si, Fe und Pb der erweiterten LAHI-Bibliothek zwischen 10 MeV und 2,8 GeV

In Tabelle 3.13 sind die Parameter der neuen Mittelenergiebibliothek (Neutronen - Photonen) bis 2,8 GeV zusammengestellt.

- Energiebereich Neutronen: 10^{-4} eV bis 2800 MeV Photonen: 10 keV bis 14 MeV
- Gruppenstruktur 62 Neutronengruppen 21 Gammagruppen
- Legendreentwicklung P_3
- verfügbare Elemente: Anzahl 10 (H, C, N, O, Al, Si, Ca, Fe, W, Pb)

Tabelle 3.13: Parameter der Mittelenergiebibliothek (10^{-4} eV - 2,8 GeV) für Neutronen und Photonen

3.5 Reaktionsquerschnitte und Konversionsfaktoren zur Berechnung von Dosisraten

Zur Risikoabschätzung benötigt man neben den Teilchenfeldern aus den Transportrechnungen umfangreiche Informationen, um Aktivierung, Radionuklidproduktion, Strahlenschäden und Dosisraten zu bestimmen. Wie in Kapitel 3.2 stehen für den Bereich unterhalb 20 MeV (s. Tabelle 3.5, Abschnitt 3.2) umfangreiche Spezialbibliotheken zur Verfügung. Oberhalb 20 MeV ist die Situation dadurch gekennzeichnet, daß es Bemühungen gibt, Standards zu schaffen /3.5,3.6/. Insofern ist man jeweils auf vorliegende experimentelle Daten oder theoretische Rechnungen mit Monte Carlo-Systemen angewiesen, um ein bestimmtes Problem zu untersuchen.

- Radionuklidproduktionsraten und Anregungsfunktionen

Eine große Zahl von Daten stammt aus Experimenten an Beschleunigern, wobei vielfach mit AMS-Methoden (Accelerator Mass Spectroscopy) die Anregungsfunktion gewonnen werden. Eine umfassende Zusammenstellung der gemessenen Daten einschließlich von Produktionsquerschnitten ist in Ref. /3.36/ für den Mittelennergiebereich gegeben. Systematische Zusammenstellungen konnten neuerdings im Rahmen von Experimenten zur Entstehung kosmogener Nuklide in extraterrestrischer Materie durchgeführt werden, die mit entsprechenden theoretischen Rechnungen verglichen wurden /3.37,3.38/. Diese entwickelten Aktivierungsquerschnitte für Protonen und Neutronen und verschiedene Targetmaterialien wurden verwendet, um die Radionuklidproduktion in "dicken" Targets zu berechnen. Dabei stimmen die gemessenen und die - über Teilchenfluß gefalteten - Produktionsraten sehr gut überein /3.37/. Die Abb. 3.8a-c zeigen einige typische Anregungsfunktionen für die Produktion von Radionukliden in Strukturmaterialien beim Einschluß von Protonen und Neutronen aus /3.37/.

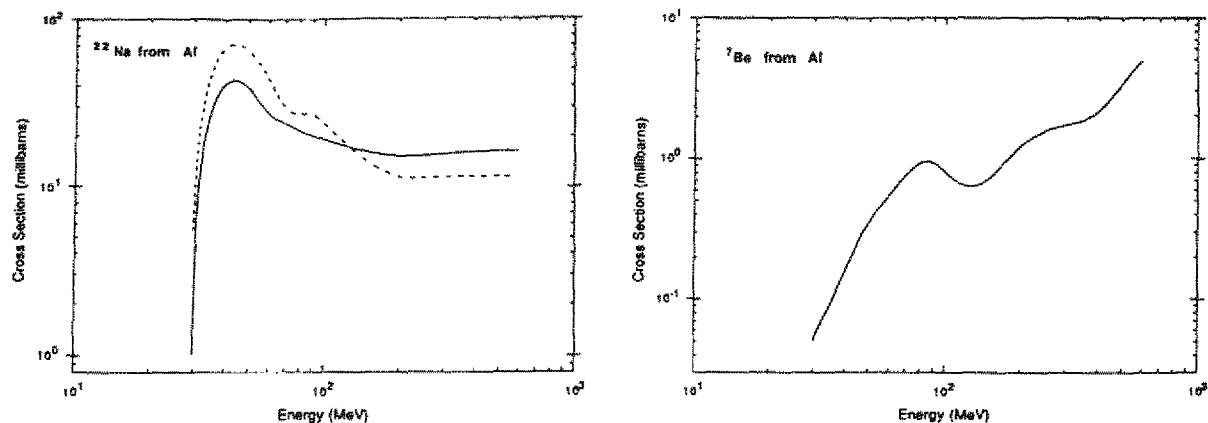


Abb. 3.8a: Wirkungsquerschnitt für ^{22}Na und ^7Be -Produktion aus Al
(—— Protonen, ----- Neutronen)

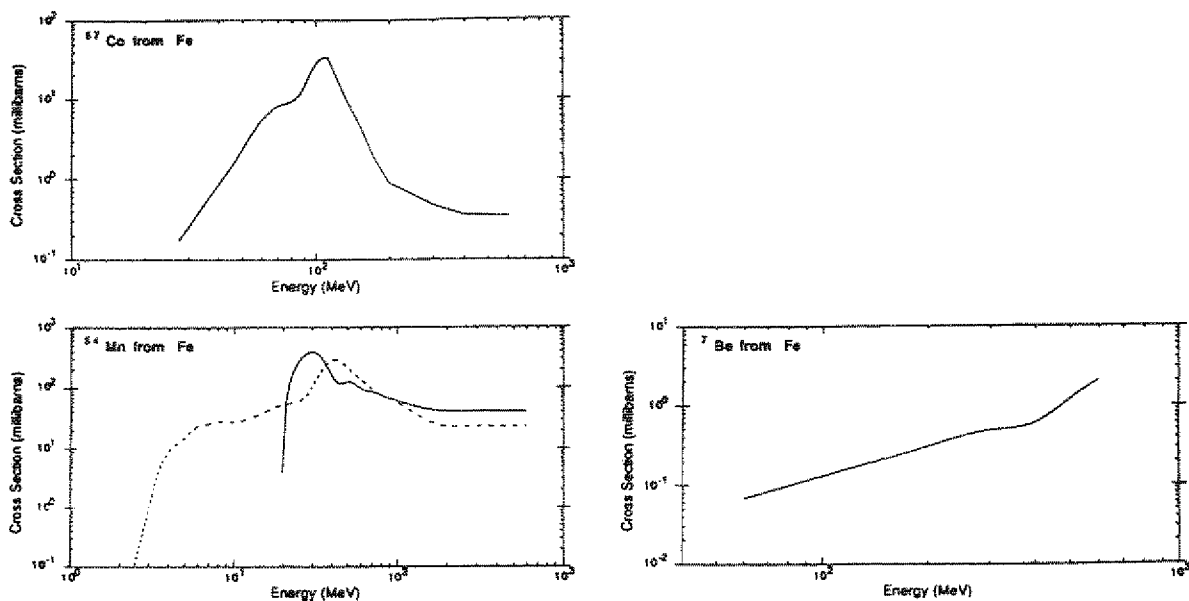


Abb. 3.8b: Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ^{57}Co und ^{54}Mn und ^7Be aus Fe
(—— Protonen, ----- Neutronen)

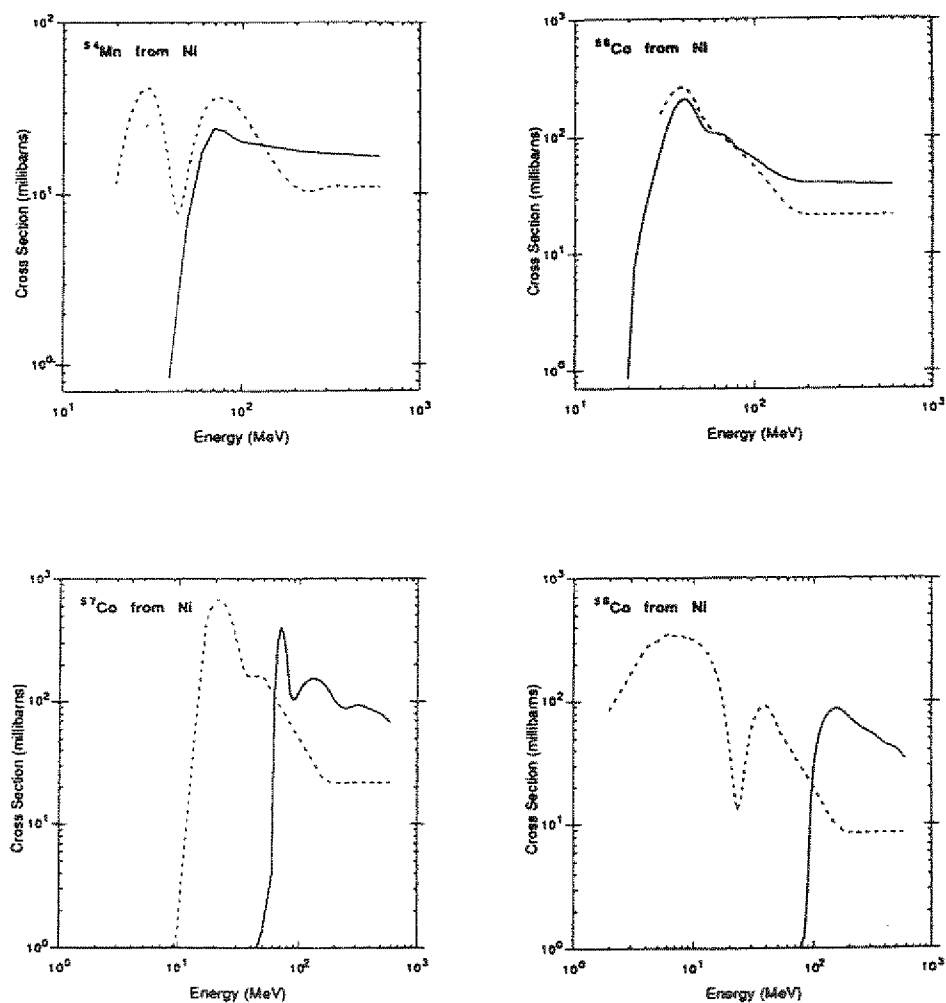


Abb. 3.8c: Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ^{54}Mn , ^{56}Co , ^{57}Co , ^{58}Co aus Ni
(—— Protonen, ----- Neutronen)

Andere Möglichkeiten zur Entwicklung der Aktivierungsquerschnitte sind die mehr semi-empirischen Verfahren nach /3.39/, die weitgehend auf der sog. Rudstam-Formel beruhen /3.40/. Ein Beispiel für Berechnungen von Aktivierungsprodukten wird für Cu in Abb. 3.9 dargestellt.

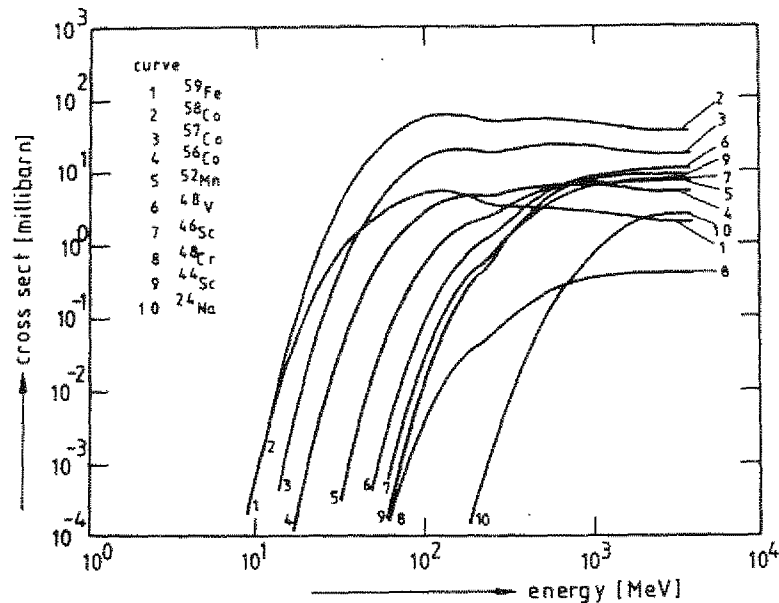


Abb. 3.9: Wirkungsquerschnitte von Hochenergieaktivierungsprodukten in Cu nach /3.39/

Zur systematischen Berechnung und Entwicklung der Produktionsquerschnitte eignen sich besser Monte Carlo Systeme wie HETC (sh. Kapitel 4), da experimentell die benötigten Daten insgesamt nicht gemessen werden können. Beim Beschuß von Hochenergieteilchen auf Materie können Restkerne und Radionuklide vom Targetkern abwärts bis zur Masse $A=1$ produziert werden. Als Beispiel für diese Möglichkeiten zeigen die Abb. 3.10 und 3.11 berechnete Produktionsquerschnitte von Aktivierungsprodukten von 180 MeV Protonen auf ^{27}Al und 1100 Protonen auf Pb.

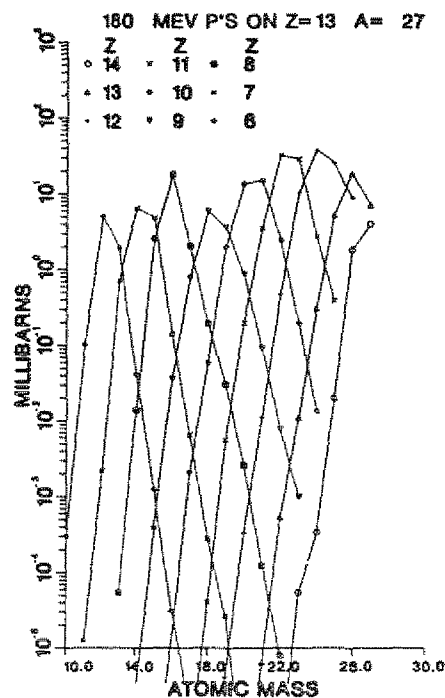


Abb. 3.10: Produktionsquerschnitte für Radionuklide von ^{27}Al bei 180 MeV Protonenbeschuß /3.41/

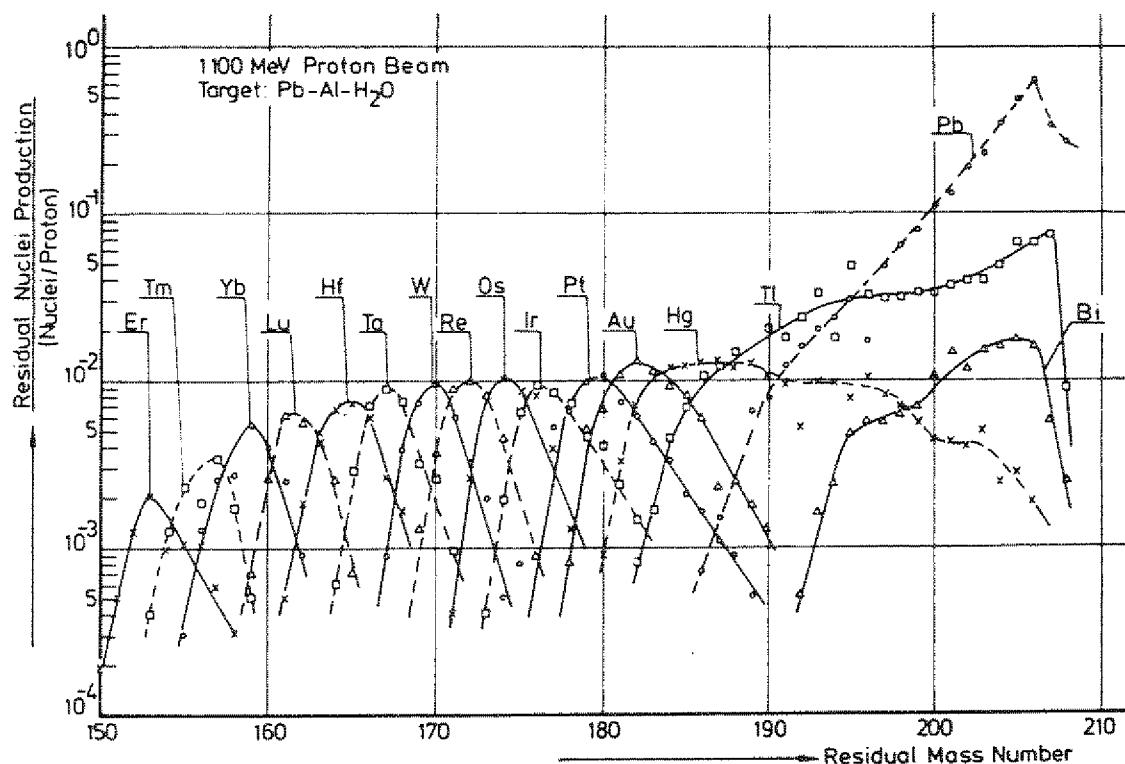


Abb. 3.11: Radionuklidproduktion aus Pb bei 1100 MeV Protonenbeschuß /3.42/

In früheren Monte Carlo Simulationen /3.43/ wurde die Radionuklidproduktion in einem Eisenzylinder (160 g/cm^2) berechnet. In Abb. 3.12a und 3.12b ist die Produktion der Radionuklide und die radiale Verteilung der Produktionsrate der Radionuklide dargestellt.

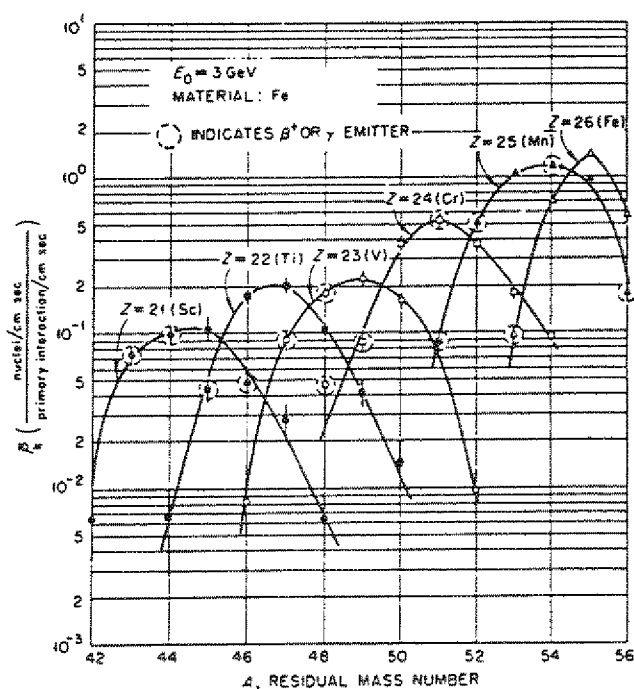


Abb. 3.12a: Radionuklidproduktion in einem Eisenzylinder bei Beschuß mit 3 GeV Protonen /3.43/

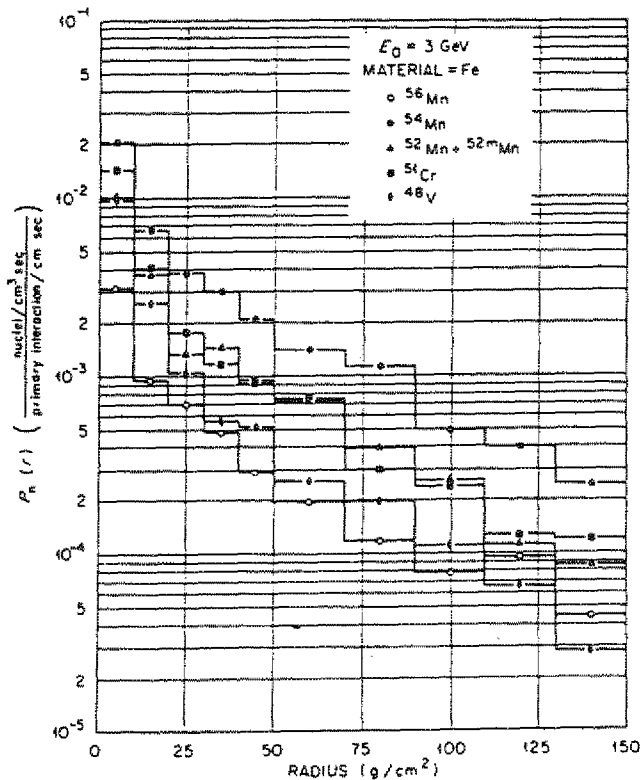


Abb. 3.12b: Radiale Verteilung der produzierten Radionuklide im Eisenzylinder /3.43/

Die Abbildungen zeigen deutlich den großen Massenbereich, der erzeugt wird, aber auch die Leistungsfähigkeit der Monte Carlo Systeme, um diese Radionuklidverteilungen zu gewinnen. Mit entsprechenden Zerfallsbibliotheken können dann die Radioaktivitätsinventare, die Nachwärme, gasförmige Produkte für Risikoanalysen, bestimmt werden (sh. dazu die Details in den Kapiteln 5, 6, 7).

Für hochenergetische Elektronen und Photonen in elektromagnetischen Schauern bilden die Photonen den wesentlichen Wechselwirkungsquerschnitt mit der Materie gegenüber den Elektronen. Elektronen wechselwirken nicht wesentlich mit den Kernen der Materie des Schauermaterials. Die Photonen produzieren Sekundärteilchen, insbesondere Neutronen, bei sehr hohen Energien (> 100 MeV) Mesonen zusammen mit anderen Hadronen. Das Radioaktivitätsinventar wird über diese Photo-Kern-Reaktion erzeugt. Im wesentlichen gibt es hierbei drei Arten von Photo-Kern-Reaktionen, die die Radioaktivität erzeugen: die Riesenresonanz, den Quasi-Deuteron-Effekt, die hochenergetischen Spallationsreaktionen. Die verschiedenen Aktivierungsreaktionen sind in Ref. /3.44/ zusammengestellt. Eine Übersicht der Photo-Kern-Reaktionen als Funktion der Photonenenergie ist in Abb. 3.13 dargestellt.

Die Abbildung zeigt die Riesenresonanz, die Quasideuteronenproduktion und die Photopionproduktion. Außerdem sind die Wirkungsquerschnitte dargestellt, die mit der Multiplizität der Neutronenproduktion gewichtet sind.

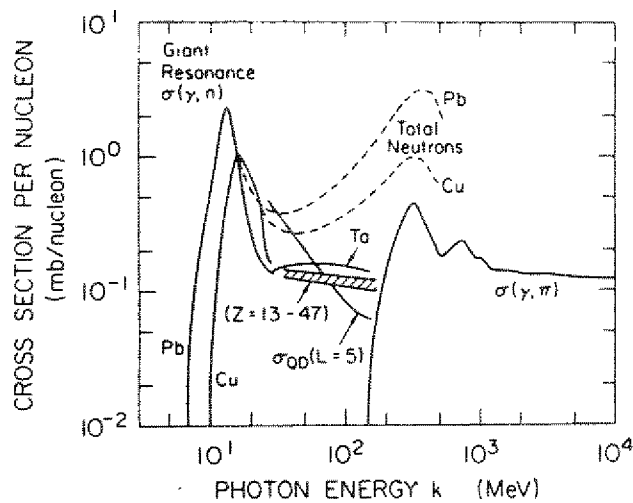


Abb. 3.13: Photo-Kern-Reaktionen-Wirkungsquerschnitte pro Targetkern als Funktion der Photonenenergie /3.44/

Ähnlich wie in der hadronischen Kaskade werden auch bei höheren Elektronenstrahlenergien sog. Photospallationsprodukte über die erzeugten hochenergetischen Hadronen (Neutronen, Protonen, Pionen etc.) erzeugt. In einer Studie zur Erzeugung von Aktivierungsprodukten in einem "Beam Dump" aus Stahl ergaben sich beim Beschuss mit Elektronen von 20 GeV Energie folgende gemessenen Radionuklide (sh. Tabelle 3.14).

Nuklid	Halbwertszeit
Mn-56	2.576 h
Cr-51	27.8 d
Mn-52	5.6 d
Mn54	303 d
V-48	16 d
Fe-59	45.6 d
Sc-44m	2.44 d
Sc-46	83.9 d
K-43	22.4 h
Cr-48	23 h
Sc-48	1.83 d
Co-58	71.3 d
Co-60	5.263 a
Co-57	270 h

Tabelle 3.14: Radionuklidproduktion in einem Stahl-"Beam Dump" bei 20 GeV Elektronenbeschuss /3.44/

Im Prinzip finden wir die gleichen Radionuklide wie bei einer hadronischen Kaskade.

- Kermafactoren und Dosisgrößen

Kermafactoren und Dosisgrößen dienen dazu, mit Hilfe der Strahlungsfelder (gemessen oder hier durch Transportmethoden berechnet) für den Strahlenschutz Überwachungsdaten zu liefern, mit denen festgestellt werden kann, ob vorgeschriebene Regeln und Grenzwerte der Strahlenexposition eingehalten werden.

Für die Wechselwirkung bei indirekt ionisierender Teilchenstrahlung wurde der sog. Kermafaktor K eingeführt (Kerma = kinetic energy released per unit mass): $K = dE_{tr}/dm$, wobei dE_{tr} die Summe der Anfangswerte der kinetischen Energien aller geladenen Teilchen ist, die von Neutronen und Photonen aus dem Material in einem Volumenelement dV freigesetzt werden. Dabei ist $dm = \rho dV$ die Masse des Materials mit der Dichte ρ in diesem Volumenelement. Kerma hat die gleiche Dimension wie die Energiedosis ("absorbed dose"), d.h. gray mit $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1} = 100 \text{ rad}$. In Zusammenhang mit Teilchentransportrechnungen ist es vielfach üblich, den Kermafaktor in der Dimension $[\text{eVxbarn/atom}]$ anzugeben, d.h. als sog. mikroskopischen Kerma. Damit wird der Kermafaktor fluß- und dichteunabhängig. Energiedeposition und Dosisraten von Neutronen- und Photonentransportrechnungen können daher für jedes System berechnet werden, wenn die Kermafactoren für alle Materialien vorher berechnet wurden. So ergibt sich in einer einfachen Reaktionsratenberechnung die Energiedeposition für Neutronen und Photonen $ED_n(r)$ und $ED_\gamma(r)$ an jedem Raumpunkt r eines Systems von Materialien zu

$$ED_n(r) = \sum_j N_j(r) \int \phi_n(r, E_n) K_{nj}(E_n) dE_n$$

$$ED_\gamma(r) = \sum_j N_j(r) \int \phi_\gamma(r, E_\gamma) K_{\gamma j}(E_\gamma) dE_\gamma$$

mit $N_j(r)$ = Nukliddichte des Nuklids j an r , $K_{nj}, K_{\gamma j}$ = Neutronen/Photonen-Kerma der Energie E_n, E_γ , ϕ_n, ϕ_γ = Neutronen/Photonen-Flüsse der Energie E_n, E_γ . Die Berechnung der Kermafactoren ist insofern kompliziert, weil z.B. die Neutronen eine Vielzahl von Reaktionen eingehen und bei höheren Energien die Kinematik die Produktion mehrerer Sekundärteilchen zulassen. Für den Bereich unter 20 MeV haben sich Entwicklungen der Kermafactoren mit ENDF/B-Daten bewährt, wobei zu Berechnungen ein vom ORNL entwickeltes Programmsystem MACK /3.45/ eingesetzt wird. In den Abb. 3.14a und 3.14b sind die Kermafactoren für H und O für Neutronen und Photonen bis 15 MeV dargestellt.

Für höhere Energien eignen sich für Neutronen - insbesondere oberhalb von 20 MeV - die Berechnungen für Neutronenkermafactoren mit dem Monte Carlo-System HETC (sh. Kapitel 4). Eine umfassende Entwicklung für Neutronenwechselwirkung mit Abschirmmaterial und biologischem Material, um Kermafactoren zu bestimmen, ist in /3.32/ gegeben. Abb. 3.15 zeigt den mikroskopischen Kermafaktor für Neutronen bis 1100 MeV für verschiedene Targetmaterialien.

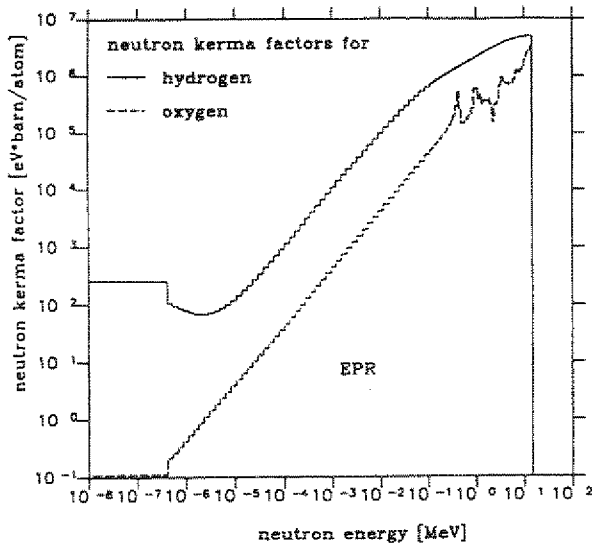


Abb. 3.14a: Neutronenkerma für H und O bis 15 MeV

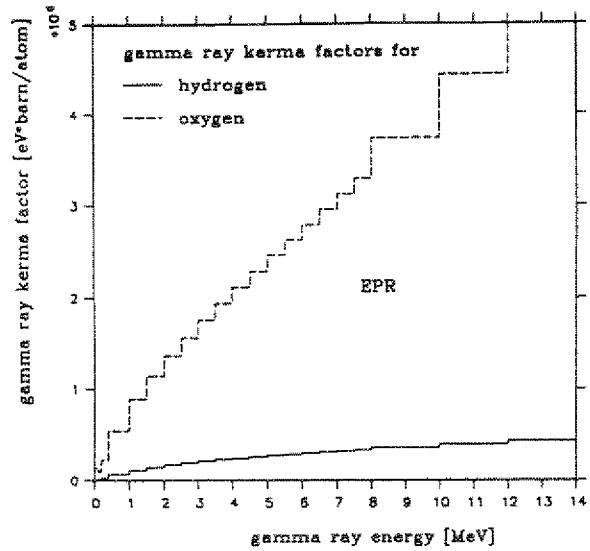


Abb. 3.14b: Photonenkerma für H und O bis 15 MeV

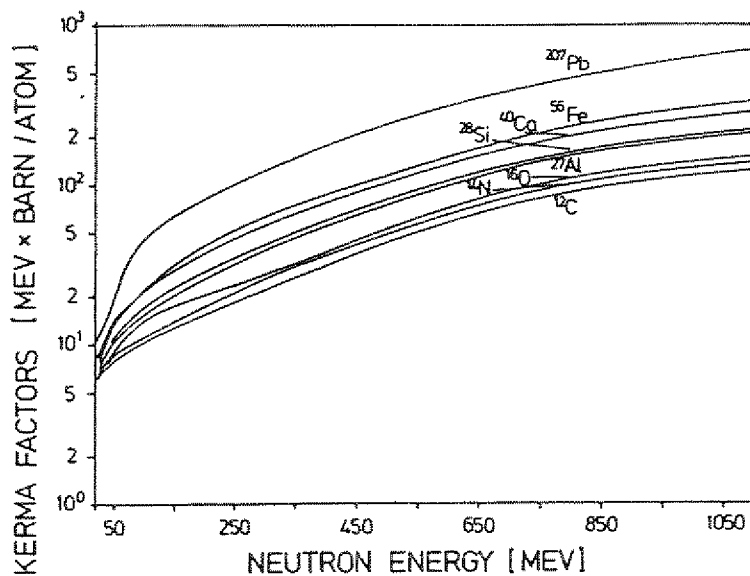


Abb. 3.15: Kermafaktor für verschiedene Targetmaterialien für Neutronen bis 1100 MeV

Neben der Kenntnis des Kermafaktors ist die Energiedosis für lokal übertragene oder absorbierte Energie eine wichtige Größe. Die Energiedosis ("absorbed dose") ist $D = d\epsilon/dm = 1/\rho \cdot d\epsilon/dV$ mit der Einheit Gray (Gy), $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ (alte Einheit $1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy}$). Dabei ist $d\epsilon$ die mittlere Energie, die durch ionisierende Strahlung auf das Material in einem Volumenelement dV übertragen wird und $dm = \rho \cdot dV$ die Masse des Materials mit der Dichte ρ in dV . Die andere wichtige Größe, die sog. Äquivalenzdosis H ("dose equivalent") ist das Produkt aus der Energiedosis D in Gewebe und einem dimensionslosen Bewertungsfaktor q . H hat deshalb die gleiche Dimension wie die Energiedosis (SI-Einheit J/kg). $H = qD = Q \cdot D \cdot N$. Einheit: Sievert (Sv), $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg}$ (alte Einheit: Rem (rem), $1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv}$). Der Bewertungsfaktor q ist das Produkt aus dem Qualitätsfaktor Q und dem Produkt weiterer modifizierter Faktoren N . Die Werte Q und N

sollen die Unterschiede in der biologischen Wirksamkeit der verschiedenen Typen der Teilchenstrahlung berücksichtigen. Der Wert für Q ist definiert als Funktion des linearen Energieübertragungsvermögens geladener Teilchen ($LET = \text{"collision stopping power"}$). L_{∞} in Wasser (sh. ICRP Publication Nr. 42, 1984). In Abb. 3.16 ist das Verhältnis L_{∞} zu Q dargestellt.

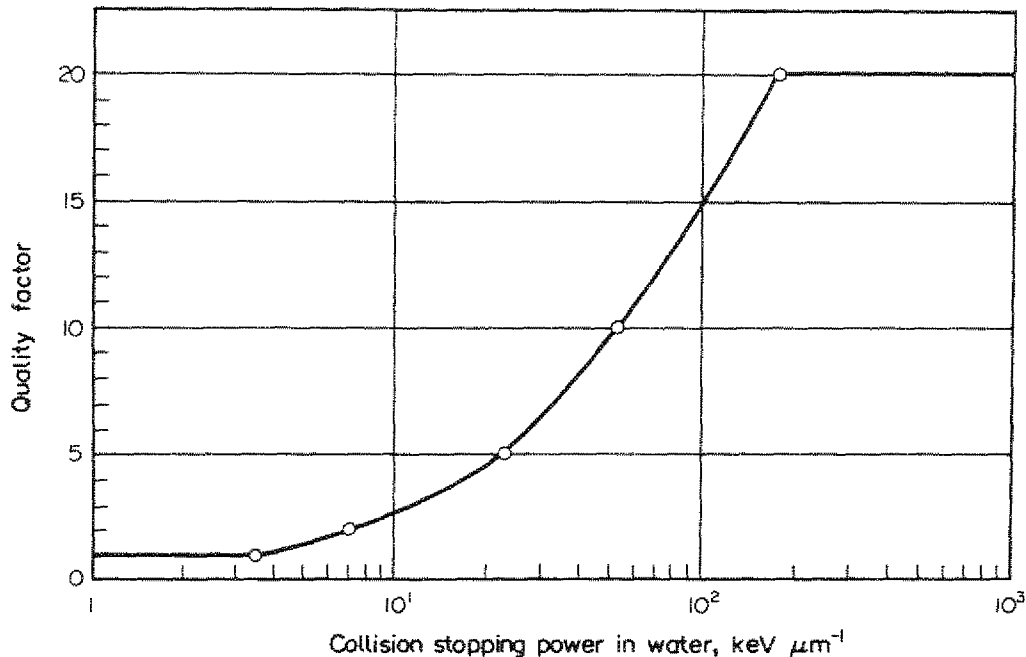


Abb. 3.16: Abhängigkeit des Qualitätsfaktors Q vom linearen Energieübertragungsvermögen L_{∞} in Wasser (nach Strl.Sch.V. (1976) und ICRP Publication Nr. 51 (1987))

Da die hier diskutierten Monte Carlo Simulationen so leistungsfähig sind, daß sie über einen weiten Energiebereich die Teilchenspektren an den entsprechenden Punkten eines Systems, wo die Strahlenschutzanalyse oder Risikoanalyse durchgeführt werden soll, entwickeln können, ist es sinnvoll, die Äquivalenzdosis über die Teilchenspektren zu bestimmen, d.h. es ergibt sich die Äquivalenzdosis H zu:

$$H = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} g(E) \phi(E) dE$$

mit $g(E)$ als Äquivalenzdosis pro Einheitsteilchenfluß $\phi(E)dE$ als Teilchenfluß im Intervall $E + dE$ und $E_{\min}$ und $E_{\max}$ als untere und obere Energiegrenze des Teilchenspektrums. Die Größe $g(E)$ und der Faktor Q sind für eine Reihe von verschiedenen Geometrien und Gewebe für die wichtigsten Teilchensorten bestimmt worden. Die neuere Empfehlung der International Commission on Radiological Protection (ICRP) (sh. Ref. /3.46/) enthält eine Reihe von Umrechnungsfaktoren, die Ergänzung finden können durch eine Zusammenstellung nach Ref. /3.47/, wo Konversionsfaktoren für Neutronen, Protonen und geladene Pionen bis 10 TeV zusammengestellt sind. In Ref. /3.48/ sind auf der Basis von HETC-Rechnungen (sh. Kapitel 4) Konversionsfaktoren für Neutronen und Protonen bis 1 TeV berechnet worden. Für Neutronen sind Ergebnisse bis ca. 8 TeV Neutronenenergie in Ref. /3.49/ von thermischen Energien aufwärts zusammengestellt und entsprechend ausgewertet worden.

Im folgenden sind die für Hochenergieuntersuchungen wichtigsten Daten zusammengestellt. In den Abb. 3.17a und 3.17b sind berechnete Werte für den Qualitätsfaktor Q als Funktion der Energie für Neutronen, Elektronen, Müonen, Pionen, Kaonen, Protonen, Deuteronen, Tritonen ^3He und ^4He zusammengestellt (sh. Ref. /3.46/).

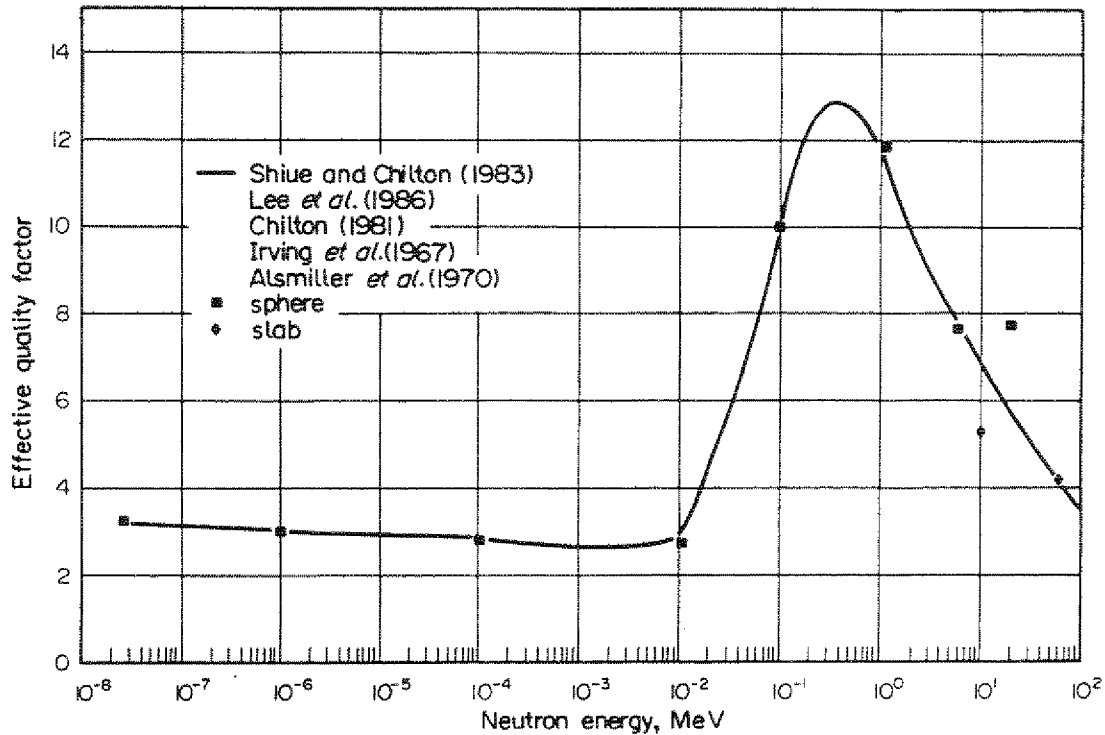


Abb. 3.17a: Q-Wert als Funktion der Energie für Neutronen (nach Ref. /3.46/)

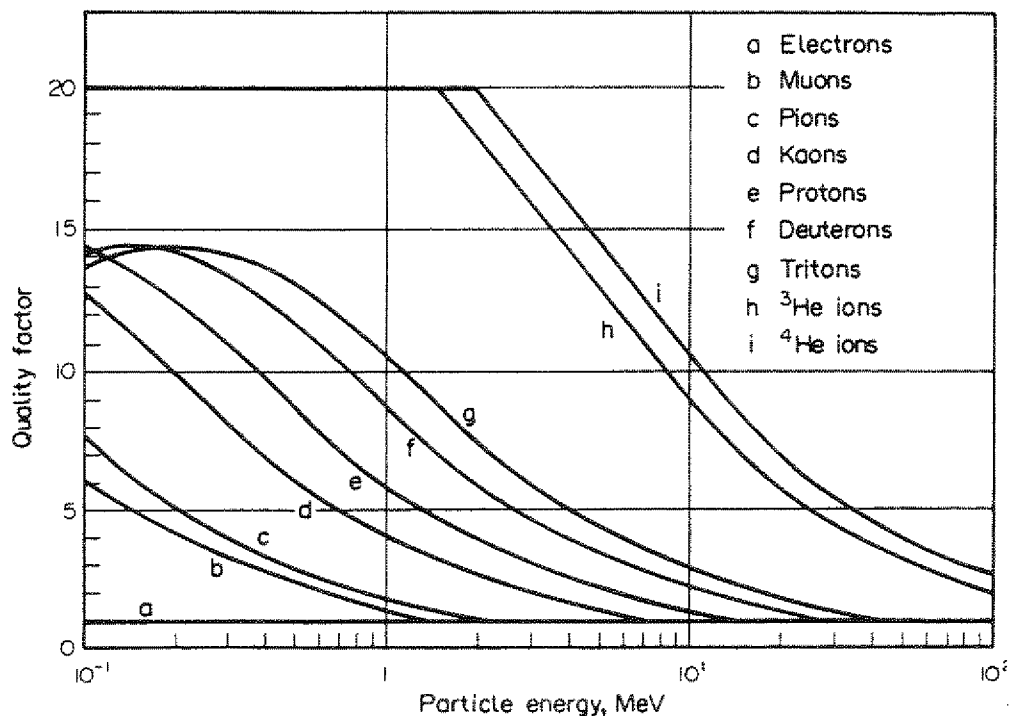


Abb. 3.17b: Q-Wert als Funktion der Energie für geladene Teilchen (nach Ref. /3.46/)

In den Abb. 3.18a - 3.18f ist der Faktor zur Berechnung der Äquivalenzdosis ("dose equivalent") für Neutronen, Photonen, Elektronen, Protonen, Pionen und Müonen bis 100 GeV bzw. bis 1 TeV nach Ref. /3.46/ dargestellt.

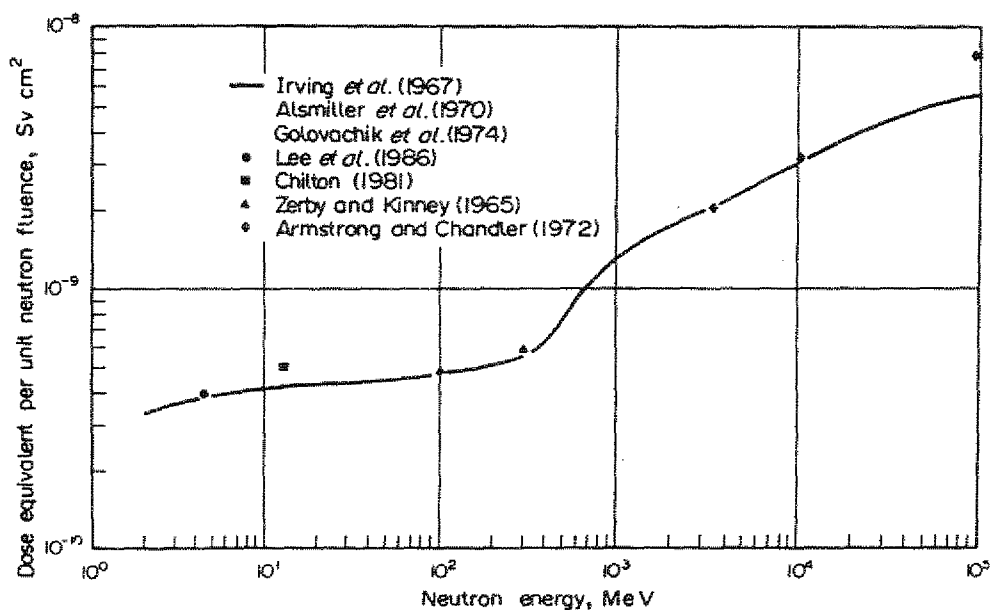


Abb. 3.18a: Äquivalenzdosisfaktor für Neutronen bis 100 GeV (D.C. Irving *et al.*, NIM 51 (1967); R.G. Alsmiller *et al.*, NSE 42 (1970); V.T. Golovachik *et al.*, Inst. of High Energy Phys. OPS 74-58 (1974); J.K. Lee, Radiat. Res. 107 (1986); A.B. Chilton, EUR 7101-EN (1981); C.D. Zerby *et al.*, NIM 36 (1965); T.W. Armstrong, Health Phys. 24 (1972))

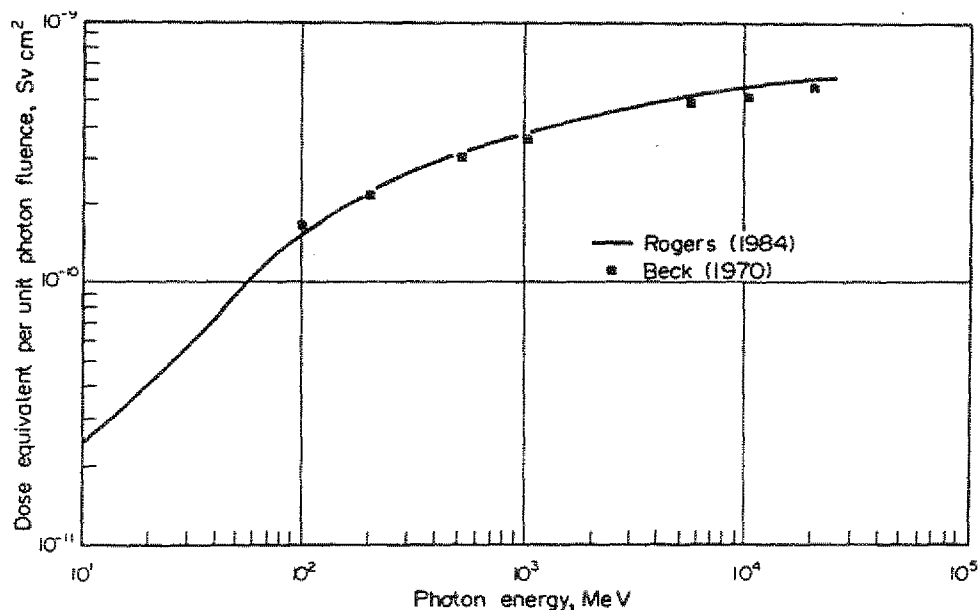


Abb. 3.18b: Äquivalenzdosisfaktor für Photonen bis 100 GeV (D.W.O. Rogers, Health Physics 46 (1984); H.L. Beck, NIM 78 (1970))

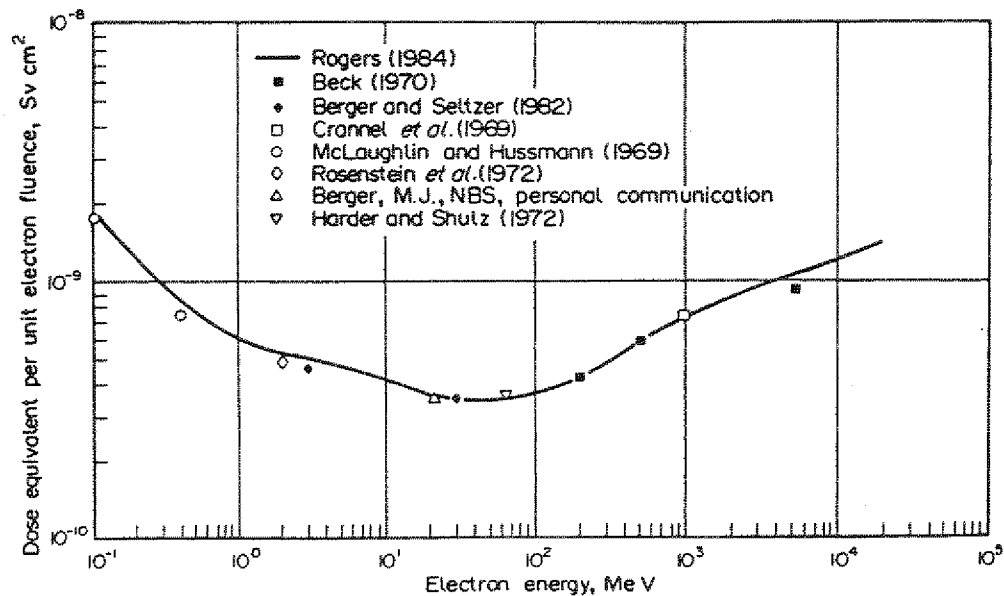


Abb. 3.18c: Äquivalenzdosisfaktor für Elektronen bis 100 GeV (D.W.O Rogers, Health Physics 46 (1984); H.L. Beck, NIM 78 (1970); M.J. Berger *et al.*, NBSIR 82-2451 (1982); C.J. Crannel *et al.*, Phys. Rev. 184 (1969); W.L. McLaughlin *et al.*, IAEA-SM-123/43 (1969); M. Rosenstein *et al.*, J. Appl. Phys. 43 (1972); D. Harder *et al.*, Proc. 2nd Europ. Congress of Radiology, Amsterdam (1971))

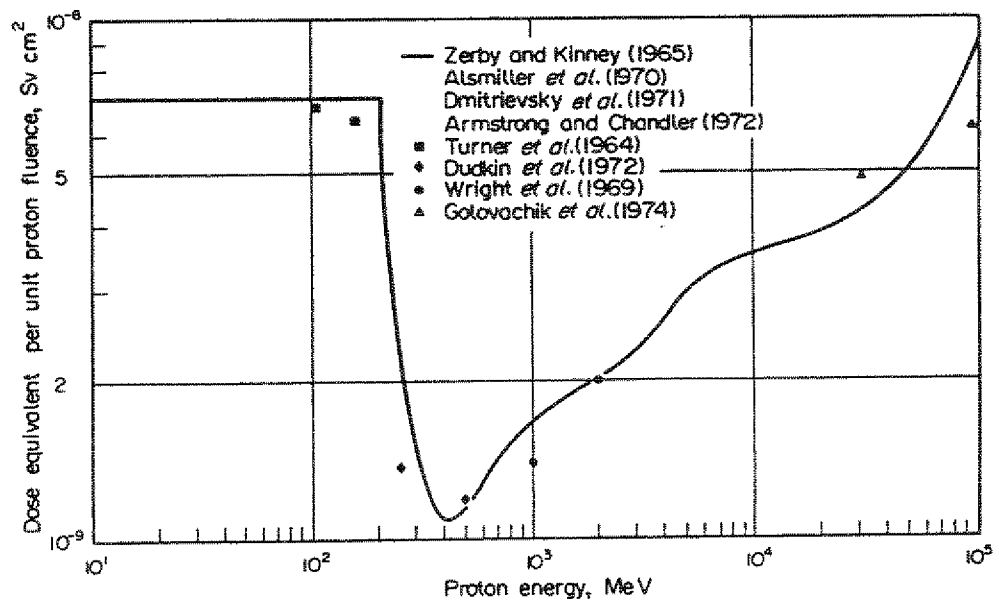


Abb. 3.18d: Äquivalenzdosisfaktor für Protonen bis 100 GeV (C.D. Zerby *et al.*, NIM 36 (1965); R.G. Alsmiller *et al.*, NSE 42 (1970); I.M. Dmitrievsky *et al.*, Proc. Int. Congress on Protect. against Accelerator and Space Radiation, Geneva CERN (1971); T.W. Armstrong, Health Phys. 24 (1972); J.E. Turner, Health Physics 10 (1964); V.E. Dudkin *et al.*, Health Physics 23 (1972); H.A. Wright *et al.*, Health Physics 16 (1969); V.T. Golovachik *et al.*, Inst. of High Energy Phys. OPS 74-58 (1974))

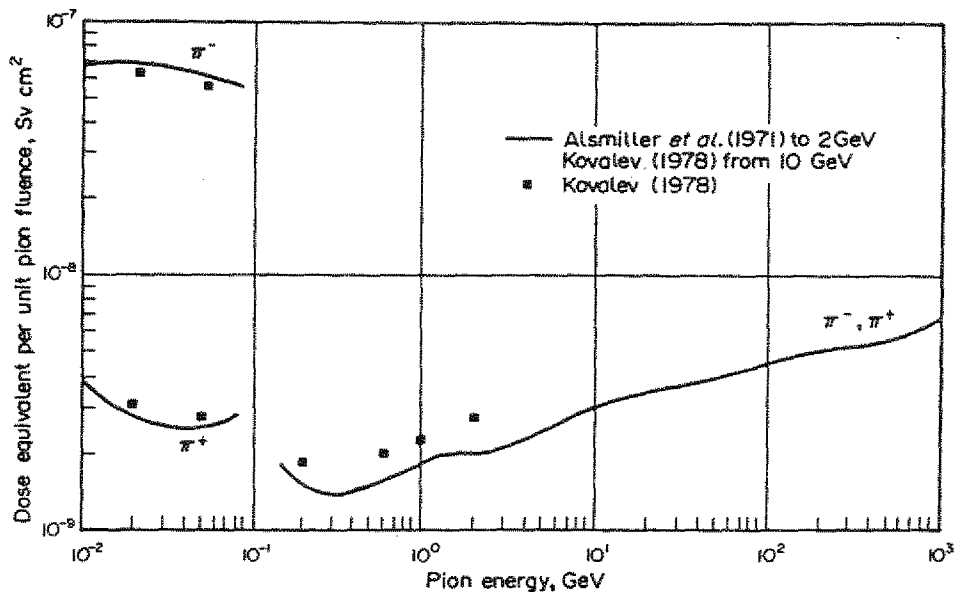


Abb. 3.18e: Äquivalenzdosisfaktor für Pionen bis 1 TeV (R.G. Alsmiller, Jr et al., NSE 42 (1970); E.E. Kovalev (ed.), Atomizdat, Moskau, translated by M. Stokes (1978))

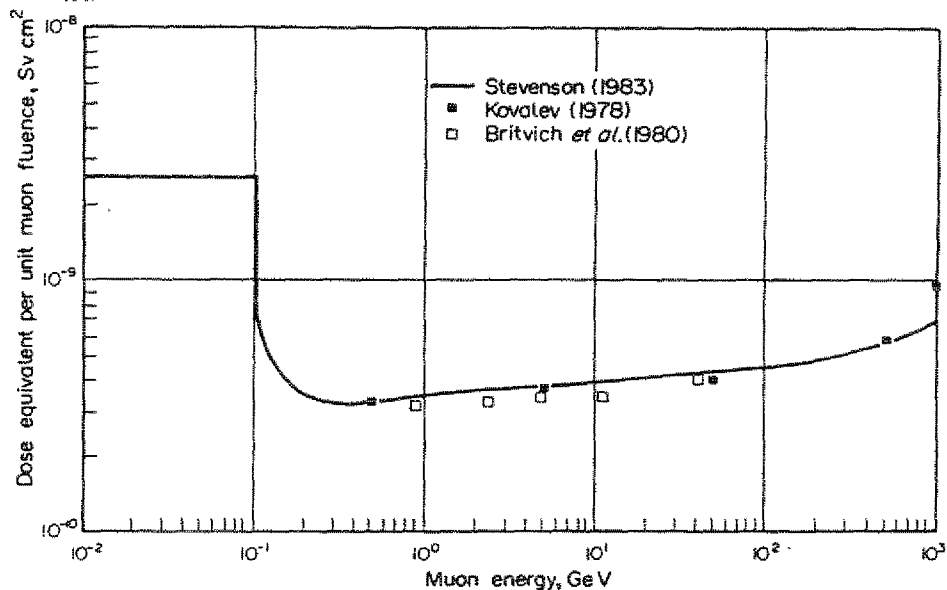


Abb. 3.18f: Äquivalenzdosisfaktor für Müonen bis 1 TeV (G.R. Stevenson, TIS-RP/099, CERN (1983); E.E. Kovalev (ed.), Atomizdat, Moskau, translated by M. Stokes (1978); G.I. Britvich et al., Atomnaya Energiya 49 (1980))

Die 1987 Empfehlungen der ICRP enthalten im wesentlichen Daten bis 100 GeV. Eine Empfehlung bis in den TeV-Bereich wichtig für die zukünftigen Beschleunigerprojekte wie LHC und SSC bis in den Bereich von 20-30 TeV Teilchenenergie steht aus. Die deutsche Strahlenschutzverordnung von 1976 enthält nur Konversionsfaktoren bis 3 GeV. Die neue Verordnung von 1989 enthält keine Konversionsfaktoren.

3.6 Literatur

- /3.1/ W. Amian, P. Cloth, D. Filges, T.W. Armstrong, Nuclear Data Status and Needs for High Energy Beam Materials Interaction, Int. "State of the Art Seminar" on Nuclear Data, Cross Section Libraries and their Application in Nuclear Technology, Bonn, Oktober 1-2 (1985)

- /3.2/ S. Pearlstein et al., Characteristics of ENDF/B-V, A Review of Multigroup Nuclear Cross-Section Processing, Proceedings of a Seminar Workshop, Oak Ridge, Tennessee, Report ORNL/RSIC-41, March 14-16 (1978)
- /3.3/ N.M. Greene et al., The AMPEX System, Report ORNL TM-3706 (1976)
- /3.4/ R.E. MacFarlane et al., The NJOY Nuclear Data Processing System, Report LA-9303-M, Vol. I, II (1982), Vol. III (1987), Vol. IV (1985)
- /3.5/ Medium Energy Nuclear Data Working Group (MENDWG), Report BNL-NCS-3804, Brookhaven, USA (1986)
- /3.6/ Medium Energy Nuclear Data Working Group (MENDWG), Report BNL-NCS-40070, Langley, USA (1987)
- /3.7/ S. Pearlstein, Plans for ENDF/B-VI, KTG/ENS Int. "State of the Art Seminar", Bonn, Germany, October 1-2 (1985)
- /3.8/ R. Kinsey et al., ENDF/B-V Summary Documentation, Report BNL-NCS-17541 (1979)
- /3.9/ D. Garber et al., Report BNL-17541 (1975)
- /3.10/ B. Goel, B. Krieg, Report KfK-3838 (1985)
- /3.11/ J.S. Stroy, R.W. Smith, Report AEEN-M-1863 (1981)
- /3.12/ T. Nakayama, Report JAERI-M-84-103 (1984)
- /3.13/ R.J. Howerton et al., Report UCRL-50400, Vol. 4, Rev. 1 (1981), Rev. 1 App. (1982)
- /3.14/ J.L. Rowlands, N. Tubbs, The Joint Evaluated File, Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, New Mexico, USA, 13-17 May, Vol. II, 1493 (1985)
- /3.15/ ENDF/B-V, Cross Section Measurement Standards, Report BNL-NCS-51619 (1982)
- /3.16/ Summary of ENDF/B-V Data Fission Products on Actinides, Report LA-UR-83-1285 (1984)
- /3.17/ V.G. Pronyaev et al., IAEA Nuclear Data Library, Report IAEA-NDS-12, Rev. 7 (1983)
- /3.18/ Index to the JEF-1 Nuclear Data Library, Report JEF-1, NEA Data Bank (1985)
- /3.19/ J. Knust et al., JEF-1 Scattering Low Data, JEF-Report 2, IKE 6-147, NEA Data Bank (1984)
- /3.20/ J.U. Koppel, D.H. Houston, Report GA-8774, Brookhaven (1978)
- /3.21/ The LLNL Evaluated Neutron Activation Cross Section Library, Report URCL-50400, Vol. 18 (1982)
- /3.22/ D.E. Cullen, P.K. McLaughlin, The International Reactor Dosimetric File, Report IAEA-NDS-91, Rev. 1 (1985)
- /3.23/ R.W. Roussin et al., Report ORNL/RSIC-46, ENDF-335 (1983)
- /3.24/ VITAMIN-C, 171 Neutron, 36 Gamma Group Cross Section in AMPX and CCC Interface Formats, ORNL Radiation Shielding Information Centre, Report DLC-41 (1977)
s. revised version: VITAMIN-E - ENDF/B-V based Report DLC-113C, RSIC Info (1984),
VITAMIN-J - ENDF/B-VI based priv. com. Mattes, IKE, Universität Stuttgart

- /3.25/ G. Dagge, P. Dragovitsch, D. Filges, A Coupled n- γ Transport Library for the Calculation of Planetary Gamma Ray Spectra Including Characteristic Gamma Ray Lines, Report NEANDC(E)-312-U Vol. V (1990)
- /3.26/ G. Dagge, P. Cloth, P. Dragovitsch, D. Filges, in Report NEANDC(E)-302 U Vol. V (1989)
- /3.27/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, H. Schaal, Calculational Methods and High Energy Cross Sections for Spallation Source Shielding, Proc. on ICANS-VII, Chalk River, Canada, Report AECL-8488 (1984)
- /3.28/ R.G. Alsmiller Jr., J. Barish, HILO, 66 Neutron, 21 Gamma Ray Group Cross Sections for Radiation Transport for Neutron Energies up to 400 MeV, Report ORNL/TM-7818 (1981), ebenso: ORNL-RSIC-DLC-87 (1982), ebenso: Nucl. Sci. and Eng. 80 (1982)
- /3.29/ R.G. Alsmiller Jr., J.M. Barnes, J.D. Drischler, Neutron-Photon Multigroup Cross Sections for Neutron Energies $\leq$ 400 MeV, Revision 1, ANS - Fusion Topical Meeting, RENO USA (1986), ebenso: ORNL-RSIC, DLC-119 (1986)
- /3.30/ W.B. Wilson, Report LA-7159-T (1978)
- /3.31/ H. Schaal, D. Filges, Combination of the High Energy Libraries LANL and HILO as LAHI-Library for Deep Penetration Calculations, KFA Interne Aktennotiz, SNQ 3J/BH120783 (1983)
- /3.32/ J.M. Zazula, P. Cloth, D. Filges, G. Sterzenbach, Secondary Particle Yield and Energy Release Data From Intranuclear Cascade Evaporation Model Calculations of High Energy (20-1100 MeV) Neutron Interaction with Elements of Shielding and Biological Importance, NIM B16, 506-514 (1986), ebenso: Report DLC-128/LAHIMACK, ORNL-RSIC (1987)
- /3.33/ J. Moll, H. Schaal, Report NEANDC(E)-302 U Vol. V (1989)
- /3.34/ J. Moll, Die Bereitstellung computerunterstützter Methoden zur Analyse der Strahlungssituation an Teilchenbeschleunigern und deren exemplarische Anwendung auf das Cooler-Synchrotron COSY, Dissertation, KFA-Report Jül-2435 (1991)
- /3.35/ W.W. Engle, Jr., A Users Manual for ANISN, Report ORNL K-1893 (1967)
- /3.36/ E.D. Arthur et al., Bibliographie Survey of Medium Energy Inclusive Reaction Data, Report LA-10699-MS (1986)
- /3.37/ D. Aylmer et al., Monte Carlo Modelling and Comparison with Experiment of the Nuclide Production in Thick Stony Targets Isotropically Irradiated with 600 MeV Protons, KFA-Report Jül-2130 (1987)
- /3.38/ B. Dittrich, U. Herpers, H.J. Hoffmann, W. Wölfl, R. Bodemann, M. Lüpke, R. Michel, P. Dragovitsch, D. Filges, AMS measurements of thin target cross sections for the production of ^{10}Be and ^{26}Al by high-energy protons
- /3.39/ J.T. Routti, J. Tapio, High Energy Neutron Spectroscopy with Activation Detectors, Report UCRL-18514 (1969)
und
J.T. Routti, J.V. Sandberg, Computer Physics Communications 21 (1986)
- /3.40/ G. Rudstam, Z. für Naturforschung 21a (1966)
- /3.41/ S. Pearlstein, An Intercomparison of Medium Energy Cross Section Codes, Report BNL-NCS-52155 (1988)
- /3.42/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Neutron Source, KFA-Report, Jül-Spez-120 (1981)

- /3.43/ T.W. Armstrong, R.G. Alsmiller Jr., Calculation of the Residual Photon Dose Rate Around High-Energy Proton Accelerators, Nucl. Sci. Eng. 38 (1969)
- /3.44/ W.P. Swanson, Improved calculation of photoneutron yields released by incident electrons, Health Physics 37 (1979)
- /3.45/ M.A. Abdou, Y. Gohar, R.Q. Wright, MACK-IV, A Program to Calculate Nuclear Response Functions from Data in ENDF/B Format, Report ANL/FPP-77-5 (1978)
- /3.46/ Data for Use in Protection Against External Radiation, ICRP-Publication No. 51 (1987)
- /3.47/ G.R. Stevenson, Report CERN TIS-RP/173 (1986)
- /3.48/ T.W. Armstrong, K.C. Chandler, Calculations of the Absorbed Dose and Dose Equivalent From Neutrons and Protons in the Energy Range from 3.5 GeV to 1.0 TeV, Health Physics, Vol. 24 (1973)
- /3.49/ E.A. Belogorlov et al., Depth Dose and Depth Dose Equivalent Data for Neutrons with Energy from Thermal upto Several TeV, Nucl. Instr. Meth. 199 (1982)

4. Das HERMES-Monte-Carlo-System zur Berechnung des Teilchentransportes und der Wechselwirkung mit Materie

HERMES (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System) ist ein System von Teilchen-Monte Carlo Computerprogrammen, welche die unterschiedliche Physik des Teilchentransportes und der Wechselwirkung dieser Teilchen mit Materie löst /4.1/. Dabei besitzt HERMES eine sehr leistungsstarke Analyse der einzelnen Monte Carlo Ergebnisse bis hin zu einer Gesamtanalyse der Einzelergebnisse. Das System besitzt ein Interface - den HERMES "Submission File" - für den Datenaustausch zwischen den einzelnen Modulen des Systems mit einer standardisierten Datenstruktur. Diese erlaubt es außerdem, HERMES in einfacher Weise durch neue Programme zu erweitern.

Das HERMES-System erlaubt mit seinen Physikprogrammen die Simulation von Sekundärteilchenereignissen in Materie, die von Primärteilchen jeder Energie vom Bereich der Hochenergiephysik bis zu den thermischen Energiebereichen der Neutronen reichen. Derzeitig werden folgende Teilchenarten behandelt: p , n , $\pi^{\pm}$, π^0 , μ^+ , μ^- , e^+ , e^- , γ und leichte Ionen bis $A=10$. Die Entstehung und Entwicklung von Teilchenkaskaden kann in sehr komplexen Geometrien (3-D) und Materialkonfigurationen simuliert werden. Dabei ist die Geometriebeschreibung identisch für alle Monte Carlo Programme innerhalb von HERMES und basiert auf der erweiterten Form der KFA-Version der "Combinatorial Geometry" (CG) (sh. Kapitel 2, Abschnitt 2.3). Das Gesamtsystem basiert auf dem FORTRAN77-Standard und läuft in der KFA auf den Großrechnern IBM und CRAY-XMP.

Um Teilchenkaskaden oder Teilchenschauer im Phasenraum zu beschreiben, müssen die Multiplizitäten, Energie- und Winkelverteilungen der erzeugten Sekundärteilchen mit entsprechenden Simulationsmodellen beschrieben werden. Die Entwicklung elektromagnetischer Schauer mit den entsprechenden Teilchenproduktionsprozessen - Bremsstrahlung für Elektronen und Positronen, Paarerzeugung für Photonen -, werden durch die Quantenelektrodynamik (QED-Theorie) über einen weiten Energiebereich beschrieben. Im HERMES wird dieser Bereich durch den EGS4-Code abgedeckt (s. Kapitel 2, Abschnitt 2.2.5.2) Ref. /4.2/. Im Gegensatz zu der Behandlung elektromagnetischer Schauer ist die Physik zur Beschreibung hadronischer Schauer oder Kaskaden komplexer, d.h. es existiert zur Beschreibung der Kaskadenparameter keine über den gesamten Energiebereich gültige Theorie (Quantenchromodynamik QCD-Theorie). Um die entsprechenden physikalischen Parameter für die Wechselwirkung hochenergetischer Hadronen mit Materie zu beschreiben, wird in HERMES ein sehr leistungsfähiges theoretisches Modell - das "Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation"-Modell (INCE) - verwendet, welches die nichtelastische und die elastische Wechselwirkung von hochenergetischen Hadronen mit den Atomkernen der Materie beschreibt (sh. auch allgemein Kapitel 2, Abschnitt 2.2.5.1). In HERMES wird die hadronische Wechselwirkung durch das HETC-Programm (High Energy Transport Code) abgedeckt /4.3,4.4/. Im weiteren werden die wichtigsten Modelle und ihre Weiterentwicklung beschrieben.

4.1 Die physikalischen Modelle des HERMES-Systems

4.1.1 Das intranukleare Kaskaden-Verdampfungsmodell für hadronische Wechselwirkungen

Da die Wechselwirkung von Hadronen mit Materie besonders komplex ist und eine realistische Simulation für angewandte und sicherheitstechnische Fragestellungen eine große Detaillierung verlangt, gehen wir mehr auf Einzelheiten ein als bei den anderen Modellen, die im HERMES-System implementiert sind. Dies

vor allem deshalb, weil einige Simulationsmodelle in den letzten Jahren Gegenstand intensiver experimenteller Überprüfung waren (sh. dazu Abschnitt 4.3 in diesem Kapitel).

Die Basis des intranuklearen Kaskadenmodells, die zuerst von Serber /4.5/ 1947 betrachtet wurde, ist die Tatsache, daß bei hohen Energien (einige 100 MeV) die de Broglie-Wellenlänge des stoßenden Teilchens vergleichbar oder kürzer als der durchschnittliche Abstand zwischen den Nukleonen ist (ca. 10^{-13} cm). Das bedeutet, daß die Zeit für den Stoßvorgang des ankommenden Teilchens mit einem Nukleon im Kern klein wird im Vergleich mit der Zeit zwischen den Stößen von Nukleonen untereinander. Das berechtigt dazu, den Stoßvorgang als Teilchen-Teilchenstreuung zu beschreiben.

Der größte Vorteil dieses Modells ist, daß nur die Wirkungsquerschnitte für freie Teilchen benötigt werden, für Hadronenstöße etwa p-p, p-n, n-n etc., die experimentell einigermaßen bekannt sind. Das Modell kann dann die Resultate für Hadronen-Nukleus-Stöße vorhersagen. Seit Serbers frühen Arbeiten wurden weitere Entwicklungen an verschiedenen Stellen vorgenommen, insbesondere von Barashenkov /4.6/ und Bertini /4.7/. Im folgenden werden die wesentlichen Grundzüge und Annahmen des intranuklearen Kaskadenmodells skizziert, das die Basis des Hochenergie-Transportcodes (HETC) darstellt und seine Weiterentwicklung /4.1,4.4/ beschreibt.

Die in HETC verwendeten Methoden, um atomare Wechselwirkungen zu behandeln, werden nicht näher behandelt, da sie Standardprozeduren der Atomphysik beinhalten und die physikalische Genauigkeit klein ist. In Tabelle 4.1 sind die atomaren Wechselwirkungsmechanismen zusammengestellt.

- Ionisation:	Bethe-Bloch-Formel
- Reichweite:	numerische Integration über sog. "stopping power"
- Reichweiten "straggling":	Annahme einer Gaußverteilung
- Coulomb-Streuung:	Fermi-Verteilung für seitliche und winkelabhängige Ausbreitung; Rutherford-Streuformel

Tabelle 4.1: Atomare Wechselwirkung im HETC

Die größte Schwierigkeit in der Berechnung und Simulation von hadronischen Kaskaden liegt in der Beschreibung der Verteilung der bei nicht-elastischen Wechselwirkungen erzeugten Sekundärteilchen nach Energie, Winkel und Multiplizität. Dies ist die Quelle für die größte physikalische Unsicherheit in der Vorhersage zur Ausbreitung hadronischer Schauer oder Kaskaden in Materie /4.4/.

Im HETC-Code wird ein theoretisches Modell verwendet (das "Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation"-Modell, INCE), in welchem der Wechselwirkungsprozeß zur Erzeugung von Sekundärteilchen in zwei Phasen behandelt wird: 1. eine "schnelle" Phase, in der das einlaufende Teilchen mit einzelnen Nukleonen des Kerns wechselwirkt und dabei eine Teilchenkaskade innerhalb des Kerns erzeugt; 2. eine "langsame" Phase, in der die Restanregungsenergie über alle Nukleonen des Kerns verteilt wird und über Teilchenabgabe verbraucht wird. Die 2. Phase kann über ein statistisches Modell zur Teilchenverdampfung beschrieben werden.

Das INC-Modell ist in der Form wie es von Bertini /4.7/ entwickelt wurde in HETC implementiert. Die wesentlichen Stufen der Kaskadensimulation sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

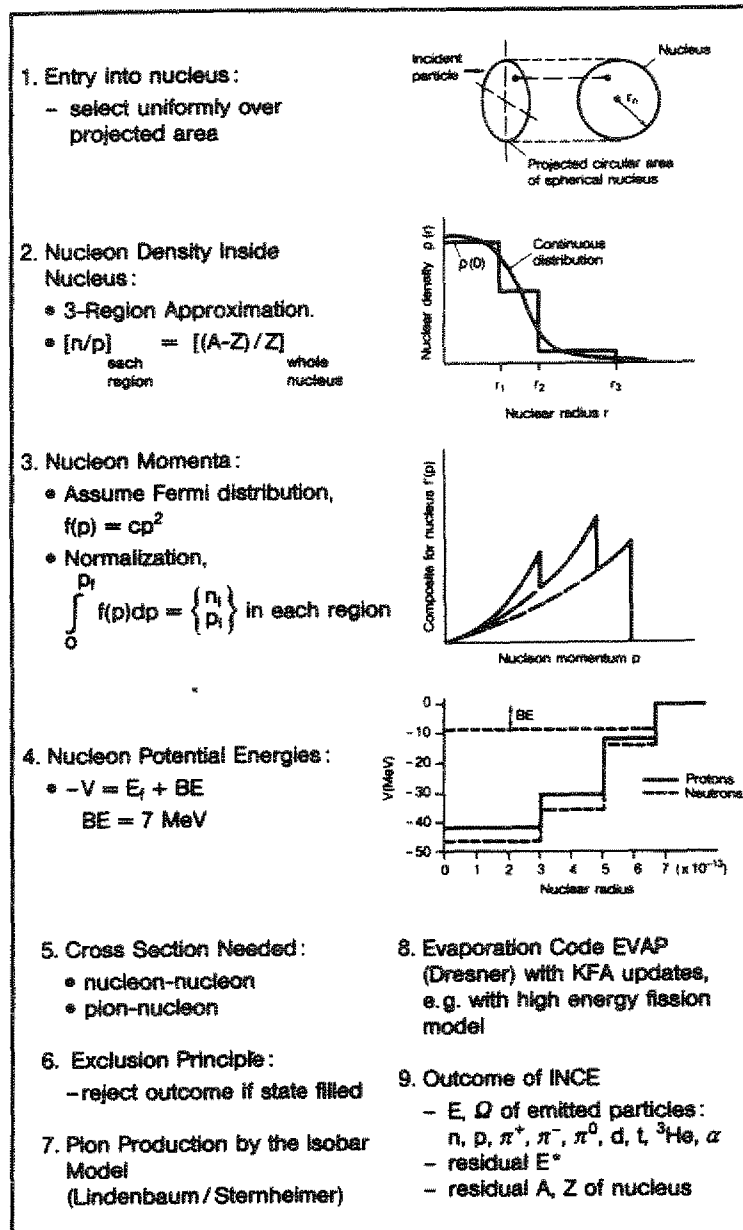


Tabelle 4.2: Basis-Annahmen im "Intra-Nuclear-Cascade"-Modell des HETC

Dichteverteilung der Nukleonen

Die Nukleonendichteverteilung innerhalb des Kerns wird durch ein Dreizonenmodell beschrieben (eine innere Kugel umgeben von zwei Kugelschalen). Die Neutronen- und Protonendichten sind innerhalb jeder Zone konstant (Tab. 4.2) und repräsentieren ungefähr die durch Hofstadters Elektron-Nukleus-Streu-Experimente bestimmte kontinuierliche Verteilung /4.8/. Die äußeren Radien der drei Zonen werden dergestalt bestimmt, daß die Nukleonendichten 90, 20 und 10% des Zentralwertes der kontinuierlichen Verteilung annehmen. Die Zonenbegrenzungen sind die gleichen für Neutronen und Protonen, mit einem Neutronen/Protonen-Verhältnis in jeder Zone gleich dem des ganzen Kerns.

Impulsverteilung der Nukleonen

Es wird angenommen, daß in jeder Zone die Verteilung der Impulse p der Nukleonen im Kern eine entartete Fermiverteilung ist, d.h.

$$f(p) = c \cdot p^2,$$

wobei c so gewählt wird, daß das Integral

$$\int_0^{p_F} f(p) dp$$

gleich der Gesamtzahl der Neutronen (Protonen) in einer Zone und p_F der Impuls eines Nukleons an der Fermi-Kante ist. Da die Fermi-Energie von der Nukleonendichte abhängt und deshalb für jeden Nukleontyp in den einzelnen Zonen verschieden ist, ist die zusammengesetzte Impulsverteilung für den ganzen Kern keine einfache Fermiverteilung (Tab. 4.2).

Potentialverteilung der Nukleonen

Die potentielle Energie des Nukleons ist die Summe der Fermi-Energien der Nukleonen in jeder Zone und der Bindungsenergie des am losesten gebundenen Nukleons. Diese Bindungsenergie wird konstant zu 7 MeV angesetzt für alle Zonen und alle Kerne (Tab. 4.2).

Pionen-Produktion

Für Stöße, die zur Pionen-Produktion führen, wird das Isobarenmodell von Lindenbaum-Sternheimer benutzt /4.9/, um den Endzustand zu bestimmen. Dieses Modell nimmt an, daß die Pionen durch den Zerfall eines Isobars produziert werden, das infolge Anregung eines Nukleons nach einem Stoß gebildet wird, d.h. $N + N \rightarrow N^* + N$, oder $\rightarrow N^* + N^*$, und weiter $N^* \rightarrow \pi + N$ für jedes N^* (N^* ist ein angeregtes Nukleon). Um die Impulsverteilung des Endzustandes zu bestimmen, muß die Winkelverteilung der Isobaren und der Zerfallspionen spezifiziert werden, was phänomenologisch erreicht wird durch Vergleich mit experimentellen Werten /4.10/.

Die Pionen-Absorption wird als Absorption an einem Zwei-Nukleonen-Cluster betrachtet. Der Cluster-Typ (p-p, p-n oder n-n) für Absorption wird aus der Zahl der jeweiligen Teilchenpaare im Kern bestimmt, mit Ausnahme jener Paare, die den Ladungserhaltungssatz verletzen.

Das Pauli-Prinzip

Da Stöße innerhalb nuklearer Materie betrachtet werden, verbietet das Pauli-Prinzip Wechselwirkungen, die für die Stoßprodukte zu Zuständen führen würden, die bereits besetzt sind. In einem vollständig entarteten Fermi-Gas sind die Niveaus von unten her aufgefüllt. Die kleinste Energie, die für das Produkt eines Stoßes erlaubt ist, entspricht dem untersten, nicht besetzten Niveau des Systems, d.h. der Fermi-Energie in

der Zone. In der Monte-Carlo-Rechnung kann das Pauli-Prinzip daher berücksichtigt werden, indem die Stöße, in denen die Energie irgendeines der sekundären Nukleonen unter der Fermi-Grenze liegt, unberücksichtigt bleiben.

Verwendete Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte

Die bei der Berechnung der Kaskade benötigten Wirkungsquerschnitte sind die Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Streuung (Pionenproduktion), der Pion-Nukleon-elastische Wirkungsquerschnitt, der Ladungsaustausch- und Pionenproduktionsquerschnitt. Zum größten Teil sind diese Querschnitte einigermaßen gut bekannt als experimentelle Werte. Eine Zusammenstellung ist in Tabelle 4.3 gegeben. Als Beispiel wird in Abb. 4.1 die Proton-Proton-Wechselwirkung gezeigt, wobei bei 400 MeV die Schwelle für Pionenproduktion beginnt.

Reaktionen		Energiebereich
n-p	differentiell	n- und p-Reaktionen: 0-3500 MeV Pionen-Reaktionen: 0-2500 MeV
π^+ -p	Absorption	
π^0 -p	Absorption	
p-p	differentiell	
p-p	Ein-Pion-Produktion	
p-p	Zwei-Pionen-Produktion	
n-p	Ein-Pion-Produktion	
n-p	Zwei-Pionen-Produktion	
π^+ -p	Ein-Pion-Produktion	
π^0 -p	Ein-Pion-Produktion	
π^- -p	Ein-Pion-Produktion	
π^0 -n	Ein-Pion-Produktion	
π^0 -p	elastisch	
π^0 -n	elastisch	
π^0 -p	Ladungsaustausch	
π^0 -p	elastisch	
p-p	elastisch	
n-p	elastisch	
π^+ -p	differentiell	
π^- -p	differentiell	
π^- -p	differentieller Ladungsaustausch	
π^0 -p	differentiell	

Tabelle 4.3: Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte im INC-Modell

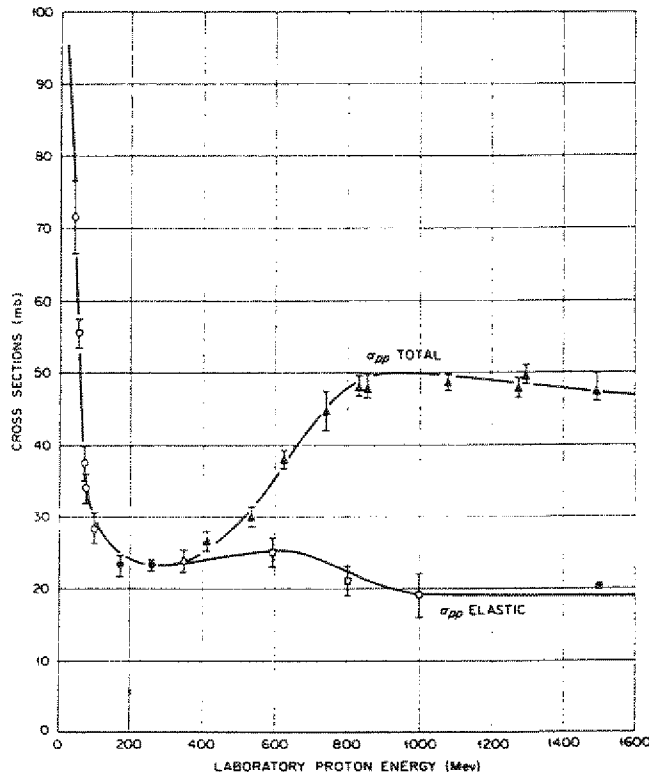


Abb. 4.1: Proton-Proton-Wechselwirkungsquerschnitt ($\sigma_{pp\text{-total}}/\sigma_{pp\text{-elastisch}}$)

Verdampfungsmodell und Hochenergiespaltung

Die Rückkehr zum Grundzustand und Emission von assoziierten Teilchen des hochangeregten Kerns, der nach der intranuklearen Kaskade zurückbleibt, wird bestimmt durch die Anwendung der statistischen Theorie der Verdampfung, die ursprünglich von Weisskopf /4.11/ entwickelt wurde. Die Wahrscheinlichkeit der Aussendung eines bestimmten Teilchentyps (Neutron, Proton oder Cluster, etwa Deuteronen, Tritonen, ^3He oder α -Teilchen) hängt ab von a) dem Wirkungsquerschnitt für den Umkehrprozeß (d.h. dem Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Compoundkerns aus dem emittierten Teilchen und dem Restkern), b) der Niveaudichte des resultierenden und des Ausgangskerns, c) der Coulomb-Barriere, den Trennungs- und Bindungsenergien, d) dem Spin, der Masse und der Ladung des Kerns und e) der Anregungsenergie /4.11,4.12/. Die Monte-Carlo-Methode wie sie von Dostrovsky et al. /4.13/ für solche Anwendungen entwickelt wurde ist das am häufigsten für die Computerberechnung benutzte Verfahren. Eine Maxwell'sche Energieverteilung, basierend auf der Anregungsenergie und der Masse des Kerns mit einigen Modifikationen, die die Coulomb-Barriere berücksichtigen, wird benutzt, um die kinetische Energie des emittierten Teilchens auszuwählen. Die hier verwendete Implementation des Modells wurde nach Ref. /4.14/ durchgeführt.

Beim Beschuß von sehr schweren Targetmaterialien ($A \geq \text{Pb}$) ist die Wahrscheinlichkeit, daß im Verlauf des Übergangsprozesses des hochangeregten Kerns in den Grundzustand Hochenergiespaltung stattfindet, signifikant. Es besteht in jeder Stufe des Übergangs in den Grundzustand, bei der Teilchen emittiert werden, eine Konkurrenz zwischen Spaltung und weiterer Verdampfung. Findet Spaltung statt, kann jedes der Kernfragmente durch "Verdampfung" von Teilchen in einen anderen energetischen Grundzustand übergehen. Die Wahrscheinlichkeit, daß Spaltung bei einem bestimmten Schritt von energetisch angeregten Zu-

ständen in den Grundzustand stattfindet, ist proportional Z^2/A , d.h., sie nimmt um so stärker zu, je mehr Neutronen emittiert werden. Die Spaltwahrscheinlichkeit für Blei oder Urankerne beim Beschuß mit Protonen oder Neutronen mit Energien oberhalb einigen 100 MeV ist z.B. ungefähr 0,05 für Blei und 0,8 für Uran.

Statistische Modelle werden verwandt, um die Spaltprodukte direkt nach der Hochenergiespaltung zu berechnen. Weiterhin wird das normale Verdampfungsmodell benutzt, um die Teilchenabdampfung nach der Spaltung zu bestimmen. In der Abb. 4.2 ist das Prinzip der Hochenergiespaltung dargestellt.

Bestimmt werden muß:

- a) die Spaltwahrscheinlichkeit für jede Stufe der De-Excitation:

$$P_f(E^*, A, Z) = P_f(A, Z) \equiv (\Gamma_n / \Gamma_f + 1)^{-1}$$

- b) die Parameter für Spaltprodukte bei der Spaltung:

E_1^*, E_2^* : Anregungsenergien

E_1, E_2 : kinetische Energien

Z_1, Z_2 : Ladungszahlen

A_1, A_2 : Massenzahlen

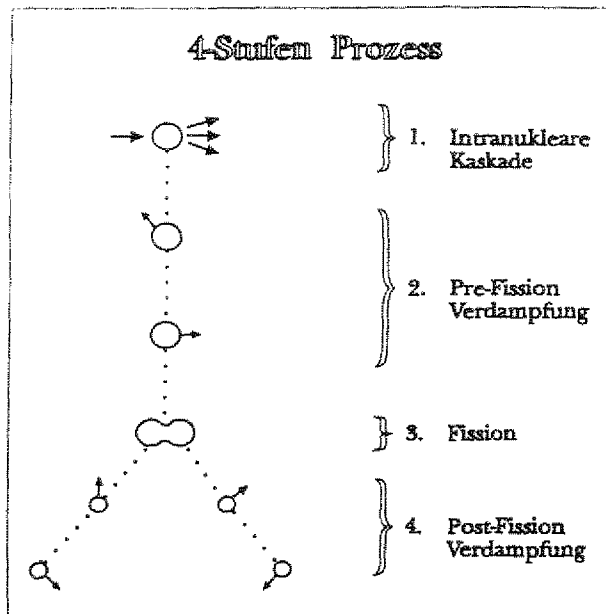


Abb. 4.2: Das Hochenergie-Spaltungsmodell

Eine Reihe von Hochenergie-Spaltungsmodellen sind für den HETC-Code entwickelt worden /4.15-4.18/, um gerade die damit verbundenen sicherheitsrelevanten Fragen wie Spaltproduktverteilung und Radioaktivität zu untersuchen. Vergleichende Studien zur Anwendung der verschiedenen Modelle sind in den Ref. /4.19/ und /4.20/ ausführlich behandelt. Nachdem die Verdampfung bzw. die Hochenergiespaltung energetisch nicht mehr möglich sind, geht der angeregte Restkern durch γ -Emission in den Grundzustand über. Weil die entstehenden geladenen Teilchen relativ geringe Energie besitzen, werden sie im wesentlichen ohne weitere nukleare Wechselwirkungen abgebremst. Folglich wird die kinetische Energie dieser Teilchen und die Rückstoßenergie der Restkerne als lokale Energiedeposition (einige 10 MeV) in der nahen Umgebung der Wechselwirkung abgegeben. Ein Restkern bleibt zurück, der radioaktiv sein kann. Aufgrund der großen Anzahl und Verschiedenartigkeit der emittierten Teilchen ist eine sehr große Variationsbreite in Restmasse und Ladungszahl für diese Restkerne möglich.

Pionen- und Müonenzerfall

In der Tabelle 4.4 ist die Behandlung der Pionen und Müonen wie sie in HETC verwendet werden zusammengestellt.

1. Zerfalls-Verhältnisse				
Teilchen	mittlere Lebensdauer $\tau_0(\text{sec})$	$c\tau_0(\text{m})$	Zerfallskanal	
π^+	2.6×10^{-8}	7.8	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	
π^-	2.6×10^{-8}	7.8	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$	
π^0	0.8×10^{-16}	$\sim 10^{-8}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	
$\mu^\pm$	2.2×10^{-6}	~ 660	$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$	
2. HETC-Behandlung				
Teilchen	"im Flug"		"im Ruhezustand"	
	Wechselwirkung	Zerfall	Wechselwirkung	Zerfall
π^+	✓	✓	-	✓
π^-	✓	✓	✓ oder ✓	
$\mu^\pm$	-	✓	-	✓
π^0	("Direkt-Zerfall")			
3. "Zerfalls-Querschnitt"				
$\tau \equiv \gamma \tau_0$				

Tabelle 4.4: Pionen- und Müonenzerfall

Die neutralen Pionen aus der Spallation zerfallen fast augenblicklich (mittlere Lebensdauer in Ruhe $\tau_0 \approx 10^{-16} \text{ s}$) in zwei γ -Strahlen ($\approx 70 \text{ MeV}$) und erzeugen eine elektromagnetische Kaskade. Bei Strahlenenergie unter 10 GeV sind neutrale Pionen nicht von großer Bedeutung, obschon sie für sehr hohe Strahlenenergien die überwiegende Quelle für die Energiedeposition werden. Geladene Pionen leben genügend lang ($\tau_0 \approx 10^{-8} \text{ s}$, $c\tau_0 \approx 8 \text{ Meter}$), um nukleare Stöße machen zu können. Die Müonen aus dem Pionenzerfall sind die durchdringendsten Teilchen in der Kaskade, da sie eine sehr große Lebensdauer ($\tau_0 \approx 10^{-6} \text{ s}$) und einen extrem kleinen Wirkungsquerschnitt für nukleare Wechselwirkung haben. Die Elektronen und Positronen aus dem Müonenzerfall können ebenfalls eine elektromagnetische Kaskade auslösen. Die Zerfälle von geladenen Pionen und Müonen produzieren außerdem eine Quelle für Neutrinos (ν) und Antineutrinos ($\bar{\nu}$); d.h. $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$. Für geladene Pionen "im Flug" wird sowohl Zerfall wie auch nukleare Wechselwirkung mit der Materie berechnet. Der Pionenzerfall "im Flug" wird über einen

makroskopischen Zerfallsquerschnitt bestimmt, welcher analog zum makroskopischen Wirkungsquerschnitt für nukleare Wechselwirkung ist (sh. Tabelle 4.4). Eine Reihe für die Anwendung wichtige Weiterentwicklungen des HETC-Modells sind in Ref. /4.1,4.4/ ausführlich beschrieben. Eine Erweiterung bis in den TeV-Energiebereich mit einem Quark-Modell (Dual Parton Chain Decay Model) ist kürzlich entwickelt worden /4.21/.

Die z.Z. neueste Version HETC-KFA-2, die im HERMES verwendet wird, ist in Tabelle 4.5 mit den wesentlichen physikalischen Modellen beschrieben. Außerdem sind die entsprechenden Erweiterungen angegeben.

Programm-Name	HETC-KFA-2 (High Energy Radiation Transport Code, KFA-Version 2) (Ref. /4.1,4.3,4.4/)
Implementation	FORTRAN77 auf IBM 3081/3090 und CRAY-XMP416
Teilchenart	n, p, π^+ , π^- , μ^+ , μ^- , d, t, He^3 , α , Ionen bis A < 20
Energiebereich	> 15 MeV bis einige GeV für Neutronen ≤ 1 MeV für geladene Teilchen bis einige GeV (mit Dual Parton Chain Decay-Modell bis TeV)
Physik-Simulation	- Wechselwirkungsmodelle: Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation (INCE), Dual-Parton-Chain-Decay (n, p, $\pi^\pm$, $\mu^\pm$, etc.; π^--Einfang; π^0, d, t, He^3, α-Erzeugung; Restkernerzeugung mit Restanregungsenergie) - Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation (dE/dx) - Kleinwinkel Coulombstreuung primärer Teilchen - Zerfall für $\pi^\pm$ und $\mu^\pm$ im Flug und im Endzustand - Skalierungsmodell oberhalb 3,5 GeV (in neuerer Entwicklung durch Quark-Modell abgelöst) (Energiebereich für Skalierung $p, n-E_{\max} \leq 25$ GeV, $\pi^\pm-E_{\max} \leq 15$ GeV) - elastische Teilchenkern-Wechselwirkung für p,n bis 20 GeV - Hochenergiespaltungsmodell im Verdampfungsteil - automatischer Parameter-Update in der "Level"-Dichteformel - analog Zerfall für $\pi^\pm$ - nichtisotrope Verteilung von Verdampfungsteilchen
Geometrie	weiterentwickelte "Combinatorial Geometry" (CG) und GEANT-Geometrie-Interface (sh. Kapitel 2)
Input/Output-System	HERMES-Submission-File (sh. dieses Kapitel, Abschnitt 4.2)

Tabelle 4.5: Das Hadronen-Kaskaden-Modul HETC-KFA-2

4.1.2 Das elektromagnetische Kaskadenmodell für Elektronen und Photonen

Das in HERMES implementierte Modell zur Simulation elektromagnetischer Kaskaden oder Schauer ist im wesentlichen die Originalform des EGS4-Codes /4.2/, der die Monte Carlo Berechnung des gekoppelten Transports von Elektronen und Photonen in Materie erlaubt bis zu einigen TeV Energie. Der Teilchen-transport kann dabei in beliebiger Geometrie und für jedes Element, jede Verbindung und Materialmischung durchgeführt werden. Zur Datenerzeugung wird ein Preprozessorsystem (PEGS) verwendet, das die entsprechenden Wirkungsquerschnitte aus tabellierten Daten für die Elemente von 1 bis 100 erzeugen kann. Die Grundlagen zur Physik wurden in Kapitel 2, Abschnitt 2.2.5.2 beschrieben. In Tabelle 4.6 ist die z.Z. im HERMES-System implementierte Fassung EGS4-KFA mit ihren physikalischen Modellen zusammengestellt. Außerdem sind die entsprechenden Erweiterungen angegeben.

Programm-Name	EGS4-KFA (Elektron-Gamma-Schauer) (Ref. /4.1,4.2,4.22/)
Implementation	FORTRAN77 auf IBM 3081/3090 und CRAY-XMP416
Teilchenart	e^+ , e^- , γ 's und über HERMES submission files π^0
Energiebereich	einige keV bis TeV
Physik-Simulation	Bremsstrahlung, Paarerzeugung; Positron-Annihilation; Molière Vielfachstreuung (z.B. Coulombstreuung an Kernen); Moeller (e^-e^-) und Bhabha (e^+e^-)-Streuung; kontinuierlicher Energieverlust für e^+ und e^- ; kohärente (Rayleigh)-Streuung; Photoeffekt; Schrittweitenkorrektur für Streuberechnung
Geometrie	weiterentwickelte "Combinatorial Geometry" (CG) (sh. Kapitel 2, Abschnitt 2.3.1)
Input/Output-System	HERMES-Submission-File (sh. dieses Kapitel, Abschnitt 4.2)

Tabelle 4.6: Der Elektron-Gamma-Schauer-Modul EGS4

4.1.3 Das "De-Excitation"-Modell zur Erzeugung von Gammaquellen aus angeregten Restkernen

Wie in Abschnitt 4.1.1 erwähnt, werden bei hadronischen Wechselwirkungen mit Materie sog. "Restkerne" erzeugt, die wenn Verdampfung von Nukleonen energetisch nicht mehr möglich sind, eine bestimmte Restanregungsenergie besitzen. Dieser angeregte Restkern geht durch γ -Emission in den Grundzustand über. Das im HERMES verwendete "De-excitation"-Modell (NDEM-Nucleus De-Excitation Modul) erzeugt nun eine Photonenquelle durch Abregung des Restkerns; dabei wird angenommen, daß alle anderen

Vorgänge der Wechselwirkung der Hadronen mit der Materie abgeschlossen sind, d.h. die Photonenemission steht nicht in Konkurrenz mit anderen Teilchenproduktionsmechanismen. Der grundsätzliche NDEM-Formalismus ist dem in Los Alamos entwickelten PHT-Code /4.23/ ähnlich. Die Erzeugung der Photonen bei Abregung des Kerns wird über folgende Modelle in Verbindung mit einer Bibliothek von isotonenabhängigen Niveaudichten bestimmt. Es wird dabei angenommen, daß ein Bereich von bekannten Energieniveaus, der durch die Gilbert Cameron Formel /4.24/ beschrieben werden kann, existiert. Die hier verwendete Bibliothek verwendet über 50.000 Niveaus für ca. 1600 Isotope /4.25/. Liegt die Anregungsenergie zwischen zwei Niveaus, wird statistisch das eine oder andere Niveau gewählt, wobei die Wahrscheinlichkeit von dem Niveauabstand abhängt. Liegt die Anregungsenergie über dem Maximum des letzten bekannten Niveaus, dann wird angenommen, daß das Niveau im Bereich des Kontinuums liegt. Die Wahrscheinlichkeit für Übergänge zwischen den Niveaus wird nach der Weisskopf-Formel berechnet /4.26/. Für Niveaus im Bereich des Kontinuums und für bekannte Niveaus mit nicht bekanntem Spin oder nicht bekannter Parität wird ein Spinzustand statistisch bestimmt. Dabei werden die Zustände wiederum durch Gilbert-Cameron-Verteilungen berechnet. Es ist außerdem möglich, eine reine Modellsimulation für die Erzeugung der Photonen durchzuführen. Bei der Berechnung der Photonenquelle aus der Abregung des Kerns wird außerdem eine isotrope Verteilung im Laborsystem angenommen, d.h. es wird die kinetische Rückstoßenergie des Kerns vernachlässigt. In der Abb. 4.3 ist der Beitrag zum Produktionsquerschnitt für Photonen mit NDEM Modellannahmen gezeigt.

In Tabelle 4.7 sind die Optionen bzw. Modellannahmen des NDEM-Codes.

Programm-Name	NDEM (Nuclear De-Excitation Model)
Implementation	FORTRAN77 auf IBM 3081/3090
Teilchenart	Restkerne nach A, Z, und Anregungsenergie E^*
Physik-Simulation	- reines Kontinuum - Troubetzkoy-Modell /4.27/ - Spin und Parität einschließlich Weisskopf-Theorie - Gilbert-Cameron-Formel - Nutzung einer Bibliothek mit ca. 50.000 Niveaus
Geometrie	weiterentwickelte "Combinatorial Geometry" (CG) (sh. Kapitel 2, Abschnitt 2.3.1)
Input/Output-System	HERMES-Submission-File (sh. dieses Kapitel, Abschnitt 4.2)

Tabelle 4.7: Das "Nuclear De-Excitation Model" NDEM

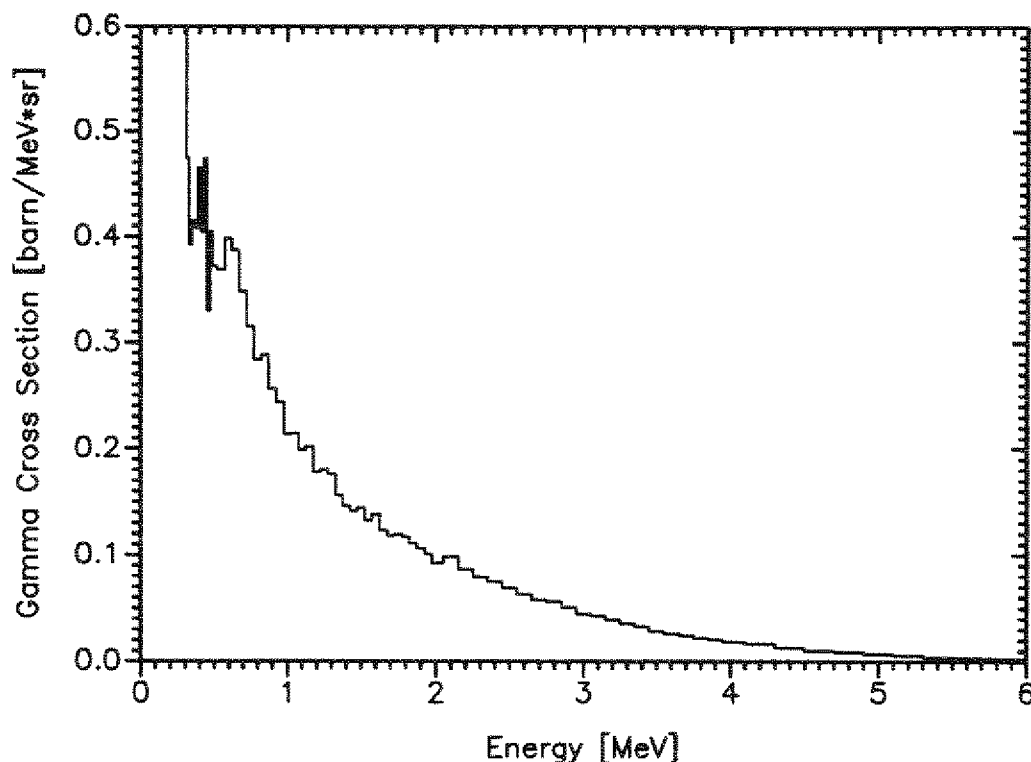


Abb. 4.3: Modellbeiträge zum Photonenproduktionsquerschnitt

4.1.4 Der Neutronen- und Gammatransport bei niedrigen Energien (≤ 100 MeV)

Das im HERMES implementierte Modell zur Simulation des Transportes von Neutronen und Photonen ist im wesentlichen die Form des MORSE-CG /4.28/, das Monte Carlo Berechnungen des gekoppelten Neutralteilchentransportes für Neutronen und Photonen erlaubt. Details sind in Kapitel 2, Abschnitt 2.2.2, 2.2.3 und 2.2.4 beschrieben. Allerdings wurde MORSE-CG verändert, um eine flexiblere Anwendung zu erreichen. Hierbei ist eine sog. Teilanalogisierung für Erhaltung der Korrelation zwischen den Ereignissen zu nennen (s. mehr Details in /4.1/). MORSE-CG übernimmt nun neben der sog. "Fixed Point Source" auch eine allgemein beschriebene Neutronen- bzw. Photonenquelle, d.h. eine Teilchenquelle nach Ort, Richtung, Energie, die über einen "Submission File" eingespielt werden kann (sh. dieses Kapitel, Abschnitt 4.3). Außerdem können mehrere Typen von Gruppenwirkungsquerschnitt-Bibliotheken verarbeitet werden - ANISN-Struktur /4.29/, ANISN-Struktur mit einem speziellen "Record-Header" oder allgemein RSYST erzeugte Bibliotheken /4.30/. Insgesamt stehen für die Analyse sechs Teilchendetektoren zur Verfügung, um die verschiedenen Fragen der Wirkung von Neutronen und Photonen in einem dreidimensionalen Materialsystem zu untersuchen: Volumendetektor (mit Teilchenfluß im Volumen oder produziertem Licht bei Szintillatoranordnungen), Punktdetektor, Oberflächendetektor (mit Teilchenfluß an der Oberfläche, Teilchenstrom und Energiestrom der Teilchen). Dabei können außerdem die Teilchenflüsse nach Energie, Zeit, Zeit und Energie oder nach winkel- und energieabhängigen Resultaten berechnet werden. Außerdem sind Normierungen nach ΔE , Δt und $\Delta \Omega$ und bei Eingabe von entsprechenden "Response"-Funktionen die Bestimmung von Radioaktivität, Dosis, Wärmedeposition etc. möglich. Die allgemeine Theorie von Teilchendetektoren wurde bereits in Kapitel 2, Abschnitt 2.2.3 dargestellt. Die in HERMES implementierte Fassung MORSE-CG-KFA ist in Tabelle 4.8 mit den Erweiterungen angegeben.

Programm-Name	MORSE-CG-KFA (Multigroup Oak Ridge Stochastic Experiment) (Ref. /4.1,4.28/)
Implementation	FORTTRAN77 auf IBM 3081/3090 und CRAY-XMP416
Teilchenart	n, γ und n- γ -gekoppelt als n, γ -feste Quellen oder als n, γ -Quellen im Phasenraum
Energiebereich	subthermisch/thermisch bis 20 MeV; abhängig von verwendeten Gruppenbibliotheken; generell auch für Neutronentransport oberhalb 100 MeV anwendbar
Physik-Simulation	non-elastische und inelastische Neutronenwechselwirkung mit Kernen; elastische Neutron-Kern-Wechselwirkung einschließlich Neutron-Wechselwirkung an Wasserstoff; Einfang und Spaltung; γ -Produktion und Transport (Einfang, Spaltung, non-elastisch und inelastisch); Analyse von Teilchenflüssen und Reaktionsraten im Phasenraum; Varianz reduzierende Methoden wie Russisches Roulette, Splitting, "Path Length Stretching", "Importance Sampling"; Modifikation von gewichteten Monte Carlo zu analogem Transport; simultane Behandlung von verschiedenen Teilchenfluß-Estimatoren; Leckage-Berechnung; Lichtausbeuteberechnung in Szintillatoren
Geometrie	weiterentwickelte "Combinatorial Geometry" (CG) (sh. Kapitel 2, Abschnitt 2.3.1)
Input/Output-System	HERMES-Submission-File (sh. dieses Kapitel, Abschnitt 4.2)

Tabelle 4.8: Das Neutron-Photon-Transportmodul MORSE-CG-KFA

4.2 Der strukturelle Aufbau des HERMES-Systems

Die Struktur des HERMES Monte Carlo-Systems ist dazu geeignet, sehr detailliert Probleme des Teilchentransportes für sicherheitsrelevante Fragestellungen zu lösen. Die "Offline"-Kopplung der Physikmodule und der entsprechenden Hilfsprogramme hat verschiedene praktische und wissenschaftlich-technische Aspekte:

- "Offline"-Kopplung erlaubt die einfache Implementierung zusätzlicher Monte Carlo-Programme, d.h. HERMES kann entsprechend neuerer Erkenntnisse ohne aufwendige Änderung bestehender Programme einfach erweitert werden
- Problemlösungen, die eine große Computerleistung, d.h. großen Speicherbedarf und viel Rechenzeit benötigen, können partiell abgearbeitet werden. Ergebnisse jeden Schrittes können kontrolliert werden, um Fehler zu finden, aber auch um die physikalische Qualität der Resultate zu überprüfen. Dabei können in den Zwischenschritten entsprechend den statistischen Schwankungen der Ergebnisse die Endresultate verbessert werden oder zum nächsten Rechenschritt übergegangen werden.
- Zwischenergebnisse können auch dazu dienen, die Verständnisanalyse des Problems zu vertiefen oder erst möglich zu machen.

Die Kopplungsprozedur wie sie in HERMES verwendet wird steuert und kontrolliert den Fluß der Teilchendaten im System und führt letztlich die Ergebnisanalyse zusammen. Hierbei wurde eine allgemeine Datenstruktur entwickelt, die in allen HERMES-Programmodulen verwendet wird:

- Verwendung von Teilchenquellen, die in anderen Modulen erzeugt werden
- Verwendung von Teilchendaten zur weiteren Berechnung und Behandlung in anderen Modulen
- Verwendung von "Detektor"-Ergebnissen am Ende jedes unabhängigen Teilchen-"Batches" und am Ende des Gesamtdurchlaufes ("End of Run-Analyse")

In Abb. 4.4 ist das HERMES-System und sein Teilchen- und Detektordatenfluß dargestellt.

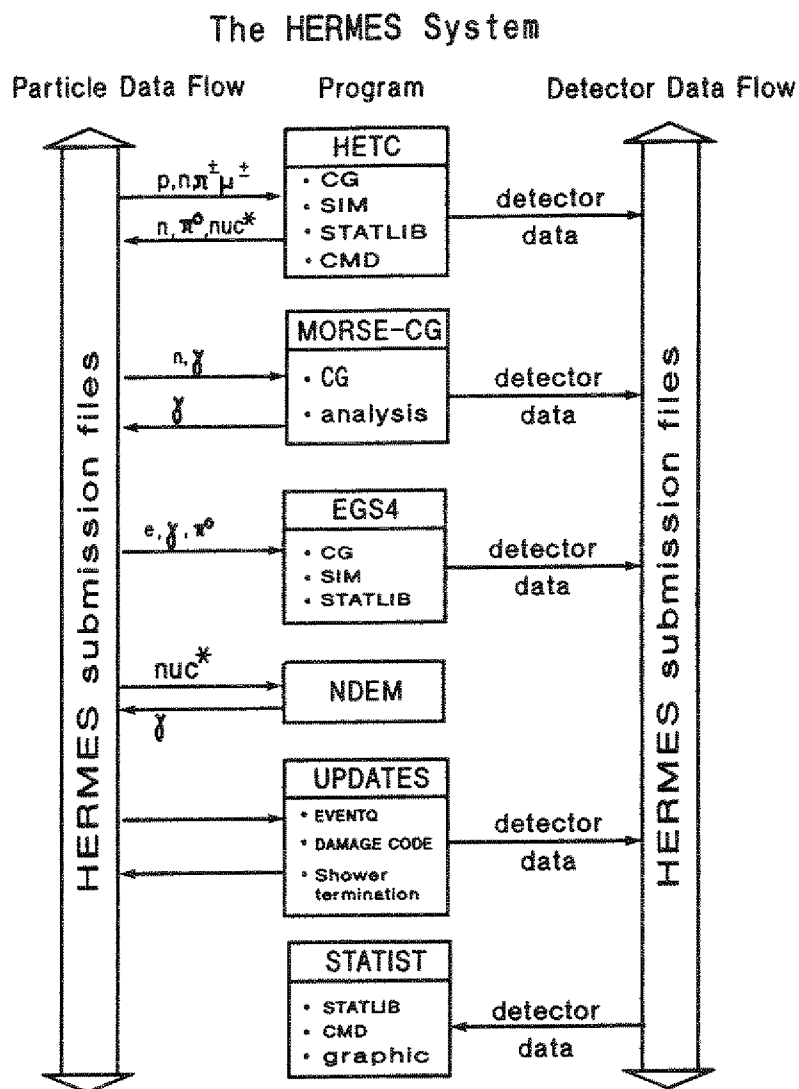


Abb. 4.4: Das Organisationsschema von HERMES (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System)

Jedesmal, wenn ein Teilchen in einem Programm nicht behandelt werden kann, kann es auf einem HERMES-Submission File abgelegt werden. Ebenso werden alle Restkerne, die im Programmmodul HETC produziert werden, auf einem solchen File abgelegt. Teilchen können direkt durch ein anderes Monte Carlo-Programm gesammelt werden. Die Restkerne jedoch werden durch den Programmmodul NDEM, wel-

cher die "De-Excitation"-Gammas von diesen angeregten Restkernen berechnet, weiterbehandelt. NDEM legt dann diese erzeugten Gammas auf einem entsprechenden Submission File ab, der dann als Photonenquellfile von Programmen wie MORSE oder EGS4 benutzt werden kann. Eines der wichtigsten Untersysteme ist die "Combinatorial Geometry" (CG-L2) (sh. auch Kapitel 2, Abschnitt 2.3.1), die in HETC, MORSE-CG und EGS4 implementiert ist. Damit ist es möglich, eine einheitliche Geometriebeschreibung eines Problems gleichzeitig in allen Unterprogrammen zu verwenden. Die verwendete "Combinatorial Geometry" hat weiterentwickelte Möglichkeiten gegenüber der Standard-Combinatorial Geometry (sh. Abschnitt 2.3.1). Außerdem wurde ein Testprogramm entwickelt, das einen Test der Geometrieingabe vor den Monte Carlo-Läufen erlaubt. Weiterhin wurde in dem System ein Teilchenanalysesystem (SIM) implementiert, was zusammen mit einem End-of-Run-Modul (STATIST) folgende Möglichkeiten zur Auswertung der Teilchenverteilungen besitzt. Das derzeitige System verwendet folgende "Detektor"-Typen:

- Bestimmung der Sekundärteilchenproduktion aus der intranuklearen Kaskade
- Bestimmung der Sekundärteilchenproduktion aus Verdampfung und Spaltung
- Gesamtproduktion sekundärer Teilchen
- Energiedepositionsberechnung unter Annahme verschiedener Schemata
- Szintillationslichtberechnung unter Annahme verschiedener Schemata
- Teilchenstrom durch vorgegebene Oberflächen
- Teilchenflüsse an vorgegebenen Oberflächen
- Teilchenflüsse in vorgegebenen Zonen und Volumina
- Teilchenenergiestrom durch vorgegebene Oberflächen

Über das System der Detektortypen ist eine Kopplung mit deterministischen Methoden wie S_N -Verfahren für 1- bzw. 2-dimensionale Transportverfahren zur Berechnung sehr dicker Abschirmungen möglich (sh. dazu Kapitel 5). Der Modul STATIST wurde entwickelt, um die Ergebnisse verschieden korrelierter Monte Carlo Rechnungen zu kombinieren. Arithmetische und logische Operationen können an den entsprechenden Submission-File-Informationen durchgeführt werden. Dies ist vor allen Dingen für weitere statistische Auswertungen wichtig, so daß Häufigkeitsverteilungen einschließlich der Mittelwerte, Standardabweichungen und spezielle statistische Untersuchungen an Verteilungen wie "skewness" und "kurtosis" durchgeführt werden können. Weitere Details zum Aufsetzen der Analysemöglichkeiten sind der umfangreichen HERMES-Dokumentation Ref. /4.1/ zu entnehmen.

4.3 Überprüfung der Rechenmodelle in Bezug auf sicherheitstechnische Anwendungen

Zum Überprüfen der Monte Carlo Simulation und der physikalischen Modelle zur Sekundärteilchenerzeugung beim Transport von Teilchen in Materie sind eine Vielzahl von gezielten Experimenten durchgeführt worden. Hierbei unterscheiden wir zwischen mehr integralen Experimenten und Experimenten, bei denen Wirkungsquerschnitte gemessen werden oder überprüft werden können. Für Belange der Sicherheitstechnik sind vor allem Experimente wichtig, die Quellen der Teilchenstrahlung beschreiben, aber auch ihren Transport in sog. "dicken" Targets untersuchen. Folgende experimentelle Größen können verwendet werden:

- Winkel- und energieabhängige Sekundärteilchenproduktion von Neutronen und Protonen in verschiedenen Targetmaterialien
- Teilchenspektren von und in "dicken" Targetsystemen (Neutronen, geladene Teilchen)
- Isotopenproduktion aus Hochenergieteilchenreaktionen.

Im folgenden werden einige ausgewählte Beispiele wichtiger experimenteller Werte mit Vorhersagen der Simulationsmethoden verglichen.

- Doppelt-differentielle Produktionswirkungsquerschnitte

Grundlegende Modellannahmen der Monte Carlo Simulation können im Vergleich mit Wirkungsquerschnittmessungen getestet werden. Seit 1983 wurden in einer Kollaboration (KFA Jülich / LANL Los Alamos, USA) im Rahmen eines umfangreichen Experimentierprogramms zum Überprüfen der Physikmodelle im HETC (sh. HERMES /4.1/) doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für protoneninduzierte Kernreaktionen bei Energien bis 800 MeV am LAMPF-Beschleuniger in Los Alamos gemessen. Besonderer Wert wurde auf die winkel- und energieabhängige Neutronenproduktion oberhalb einiger 100 MeV gelegt, die als Quelle für Hochenergieabschirmuntersuchungen von entscheidender Bedeutung ist. Die vorliegenden Messungen sind in Tabelle 4.9 dargestellt.

Energie (MeV)	Targetmaterial	Winkel (Grad)
113	Be,C,O,Al,Fe,W,Pb,U	7,5,30,60,150
256	Be,C,O,Al,Fe,Pb,U	7,5,30,60,150
318	C,Al,Ni,Ta,W,Pb,U	7,5,30
597	Be,B,C,N,O,Al,Fe,Pb,U	30,60,120,150
800	Be,B,C,N,O,Al,Cd,Fe,W,Pb,U	30,60,120,150
800	C,Al,Ni,Ta,W,Pb,U	7,5,30

Tabelle 4.9: Zusammenstellung der Messungen zur Neutronenproduktion

Die Einzelergebnisse der Experimente und die "Validierung" des umfangreichen Datenmaterials sind in den Ref. /4.31, 4.32, 4.33 und 4.34/ dargestellt. Im Gegensatz zu früheren Vergleichen mit ähnlichen Experimenten /4.35/ konnte aufgrund der erheblich besseren Energieauflösungen in Los Alamos gute Übereinstimmung zwischen Monte Carlo Simulation und Experiment erreicht werden. Die Abb. 4.5a-f zeigen für Protoneneinschußenergien von 597 MeV und 800 MeV an Al, Fe, und U für drei verschiedene Winkel einen Vergleich zwischen Messung und Rechnung für die Reaktion (p,nx). Man sieht vor allem die recht gute Übereinstimmung bei Energien > 100 MeV und bei größeren Winkeln zur Einschußrichtung der Protonen, was ein Hinweis auf die richtige winkelabhängige Beschreibung der Neutronenverteilung ist, die für Abschirmuntersuchungen wichtig ist.

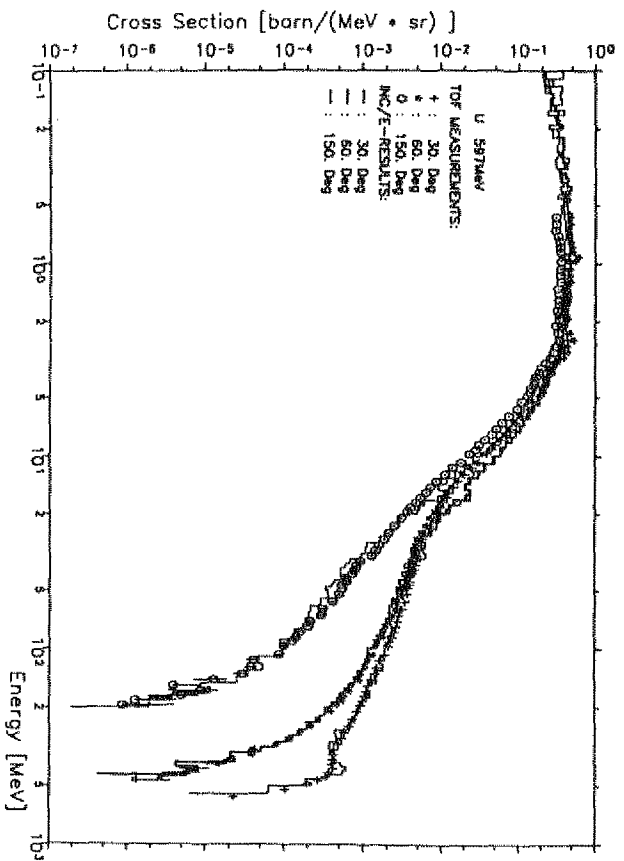


Abb. 4.5a: Targetmaterial Uran, 597 MeV Protoneneinschuß

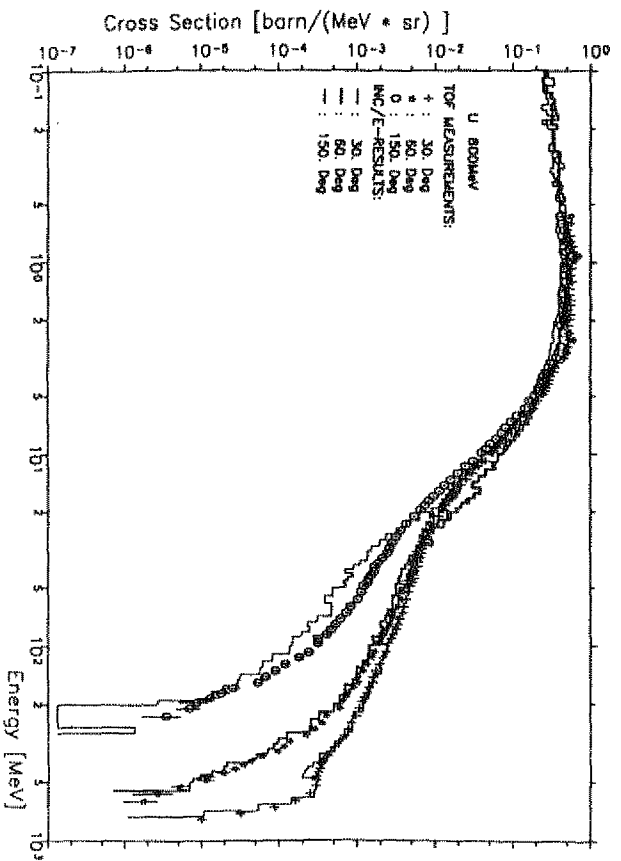


Abb. 4.5b: Targetmaterial Uran, 800 MeV Protoneneinschuß

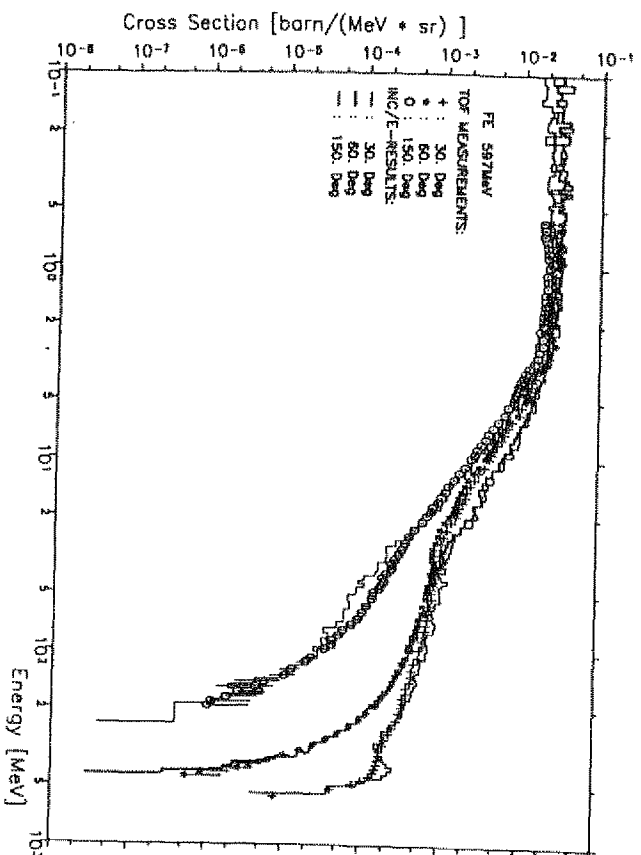


Abb. 4.5c: Targetmaterial Fe, 597 MeV Protoneneinschuß

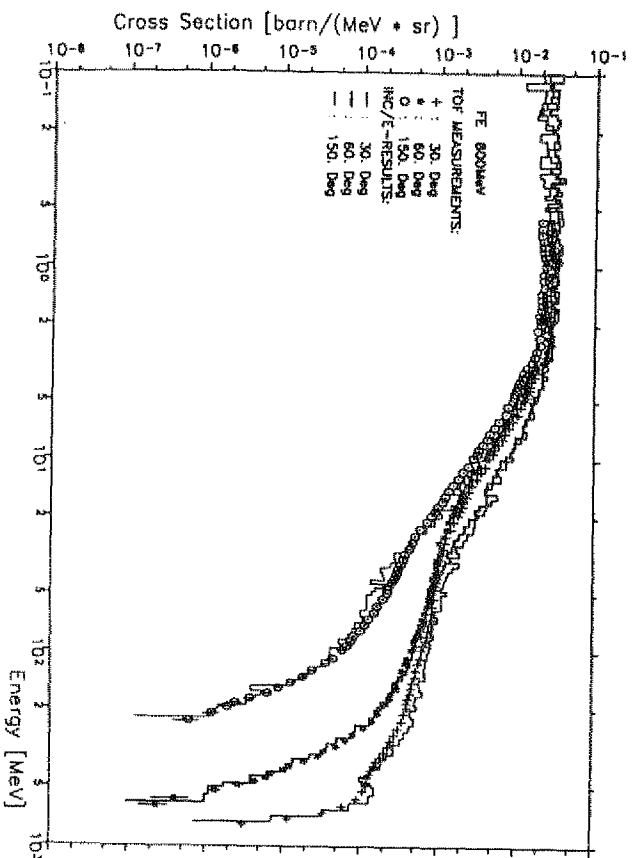


Abb. 4.5d: Targetmaterial Fe, 800 MeV Protoneneinschuß

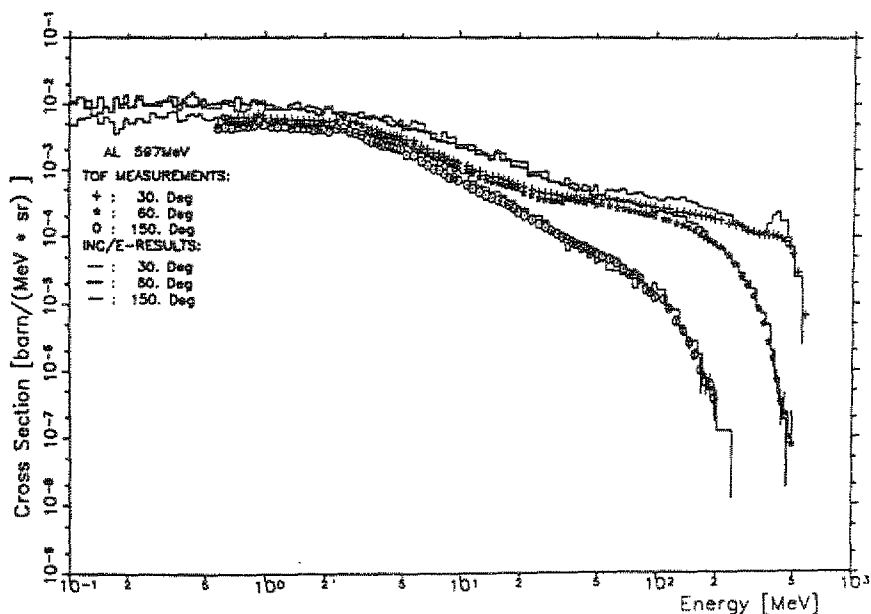


Abb. 4.5e: Targetmaterial Al, 597 MeV Protoneneinschuß

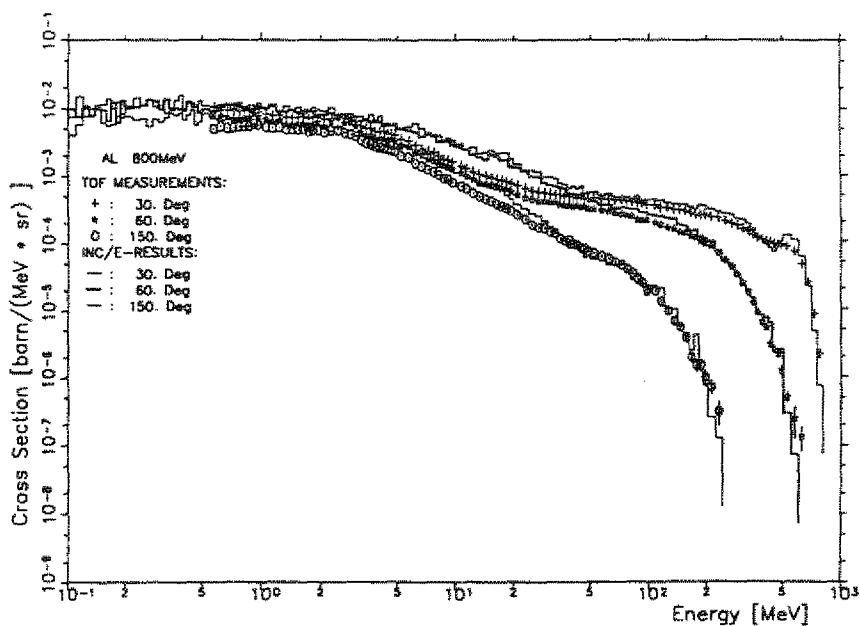


Abb. 4.5f: Targetmaterial Al, 800 MeV Protoneneinschuß

Im Rahmen der oben beschriebenen Experimente wurden auch Messungen zur Produktion von leichten geladenen Kernen ($A < 10$) durchgeführt. Dabei wurde vor allem die Produktion von Protonen, Deuteronen und Tritonen bei einer Protoneneinschußenergie von 800 MeV auf Targets aus C, Al, Cu und Pb unter 38° gemessen (sh. Ref. /4.36/). Als Beispiel ist in Abb. 4.6 der Protonenproduktionsquerschnitt im Vergleich zu HERMES Monte Carlo Rechnungen dargestellt. Auch hier zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung.

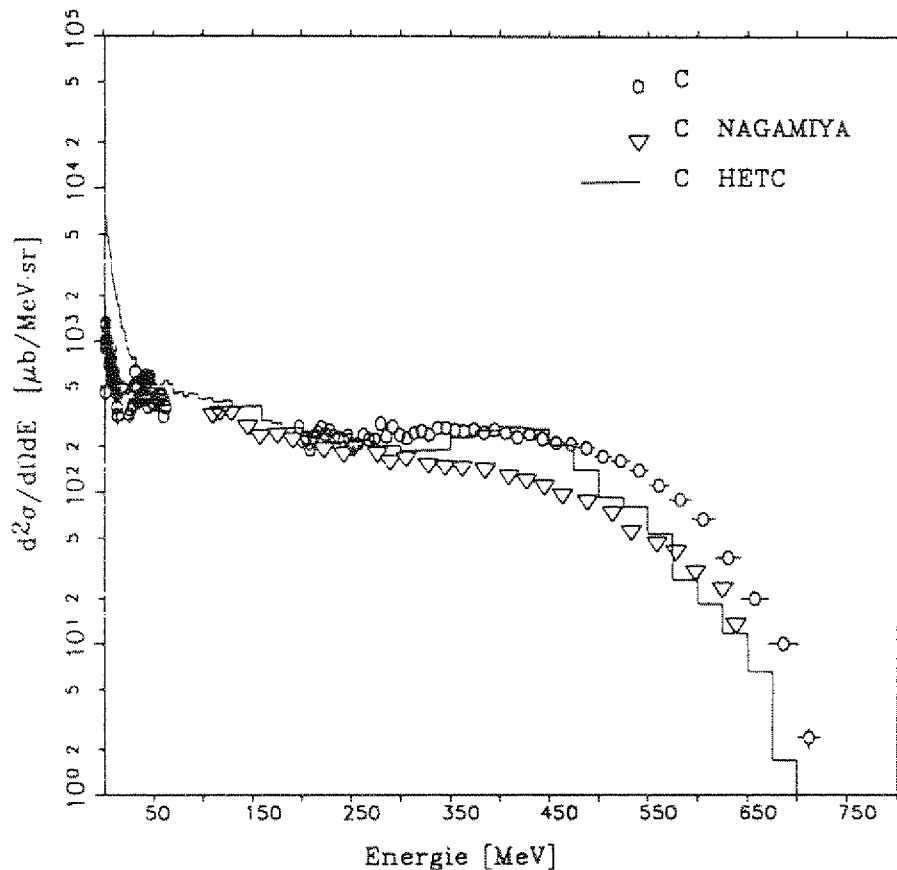


Abb. 4.6: Vergleich von gemessenen und berechneten (HETC in HERMES) Produktionswirkungsquerschnitten von Protonen in C bei 800 MeV Protoneneinschuß unter einem Winkel von 38° (mit Vergleich von Meßdaten von S. Namiya et al., Phys. Rev. C24 (1981))

- Vergleiche mit integralen Meßgrößen an "dicken" Targets

Integrale Meßgrößen und ihre Vorhersage durch Monte Carlo Simulationen geben mehr eine Aussage über die Gesamtleistungsfähigkeit der Simulationsrechnung. Sie lassen meistens keine Aussagen über die Genauigkeit der einzelnen physikalischen Modelle zu. Die Überprüfung integraler Parameter in Zusammenhang mit sog. "Dick"-Targetexperimenten ist aber unerlässlich für anwendungsorientierte Simulationsrechnungen. Die integralen Meßgrößen sind üblicherweise Teilchenspektren, Reaktions- bzw. Produktionsraten, Sekundärteilchenmultiplizitäten oder Schauerparameter in Hochenergiephysikdetektoren wie Energieauflösung oder ortsabhängige deponierte Energie.

Alle theoretischen Abschätzungen zur Neutronenproduktion stützen sich im wesentlichen auf HETC (sh. HERMES /4.1/) ab. In Ref. /4.37/ wurde eine ausführliche Studie zum Vergleich gemessener und simulierter Neutronenproduktionsraten in "dicken" Targets durchgeführt; hierbei wurden zylindrische Targets mit einem Durchmesser von 10 cm und einer Länge größer als die Protonenreichweite betrachtet.

In Abb. 4.7a und 4.7b sind die Ergebnisse dieser Studie zusammengestellt.

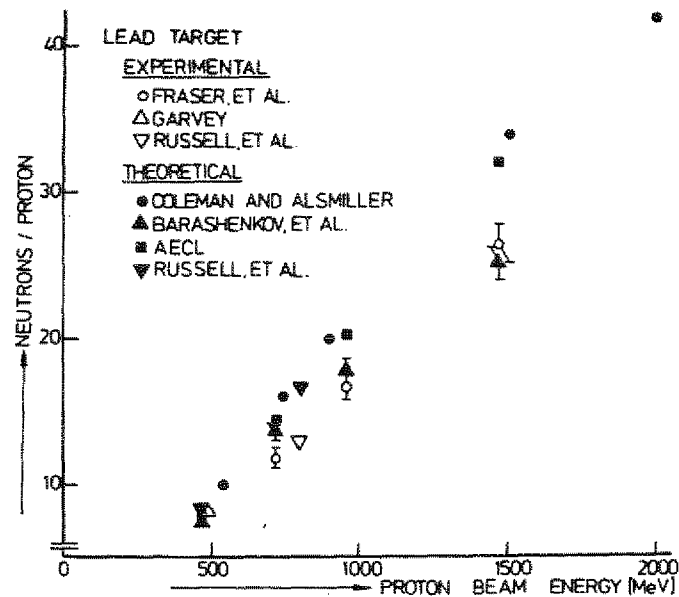


Abb. 4.7a: Simulierte und experimentell gemessene Neutronenproduktionsraten an Bleitargets (J.S. Fraser et al., Phys. in Canada 21 (1965); P. Garvey, Report Jül-Conf-34 (1979); G.J. Russell et al., Report ICANS-V, KEK Japan (1980); W.A. Coleman, R.G. Alsmiller, Jr., Nucl. Sci. Eng. 34 (1963); R.G. Alsmiller et al., Report ORNL/TM-7527 (1980); V.S. Barashenkov et al., Atomnaya Energiya 35 (1975); AECL-Report-2600 (1966))

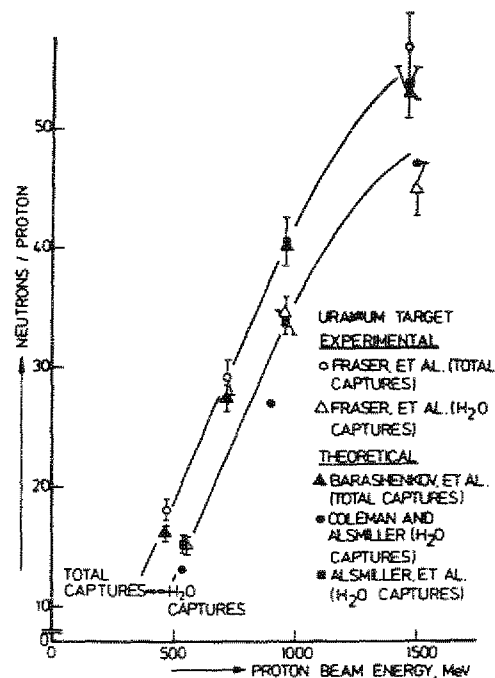


Abb. 4.7b: Simulierte und experimentell gemessene Neutronenproduktionsraten an Urantargets (Angaben über Literatur sh. Abb. 4.7a)

Neben Vergleichen zu Neutronenausbeuten sind Flußprofile des thermischen Neutronenflusses interessant, weil die hochenergetische Neutronenquelle, die im Target erzeugt wird, letztlich zur Erzeugung eines thermischen Neutronenflusses in einem genügend großen Reflektor/Moderator um das Target führt.

Entsprechende Vergleiche der Simulation mit Messungen des thermischen Flußprofils in einem H_2O -Moderator der Targets aus Abb. 4.7a,b sind in den Abb. 4.8a,b gezeigt. Detaillierte Angaben sind aus Ref. /4.19, 4.20/ zu entnehmen. Wie die Abb. 4.8a,b zeigen, sind die Übereinstimmungen von Simulation und Experiment gut.

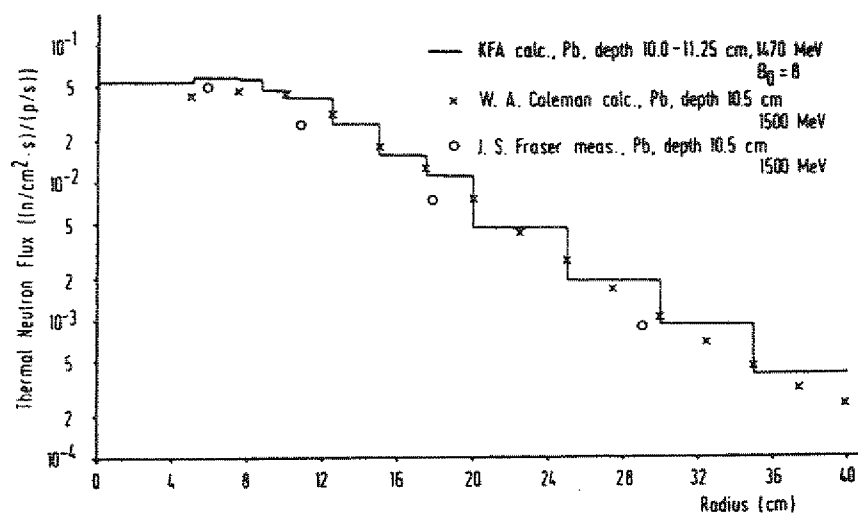


Abb. 4.8a: Vergleich von Messungen und Monte Carlo Simulationen der radialen Verteilung des thermischen Neutronenflusses eines Bleitargets bei Bestrahlung mit Protonen der Energie von 1500 MeV (Literatur sh. Abb. 4.7a)

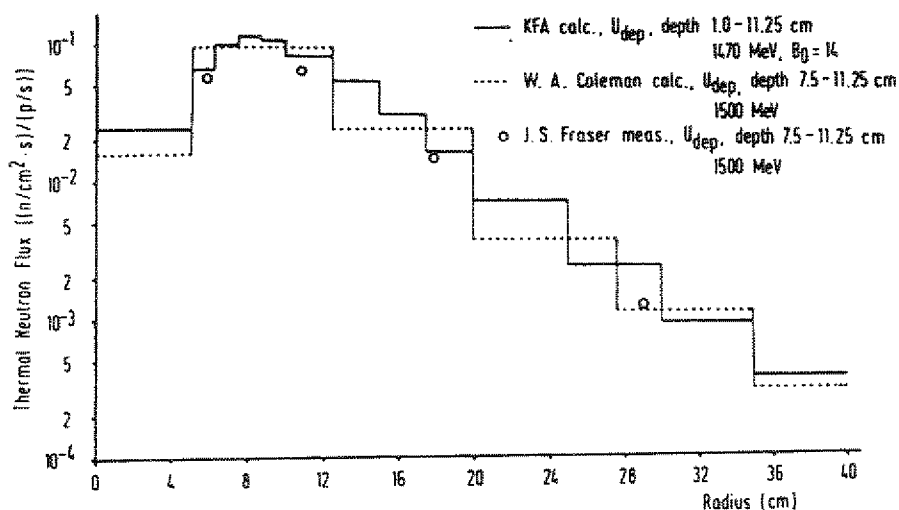


Abb. 4.8b: Vergleich von Messungen und Monte Carlo Simulationen der radialen Verteilung des thermischen Neutronenflusses eines Urantargets bei Bestrahlung mit Protonen der Energie von 1500 MeV (Literatur sh. Abb. 4.7a)

Integrale Messungen und ihre Simulation zur Produktion von kosmogenen Nukliden in Meteoriten durch galaktische Protonen wurden in einer Serie von "Dick"-Targetexperimenten bei 600 MeV Protonenenergie am CERN Synchrocyclotron durchgeführt. Dabei wurden drei künstliche Meteorite aus Diorite und Gabro bestrahlt und die ortsabhängige Produktion von ^{22}Na , ^{44}Ti und ^{10}Be gemessen /4.38/. Die experimentellen Daten der Produktionsmessungen wurden mit Rechnungen des HERMES-Systems verglichen. In Abb. 4.9 ist ein Vergleich gemessener und per Monte Carlo simulierter Produktionsraten von ^{10}Be aus den im Experiment eingesetzten Ti-Folien gezeigt.

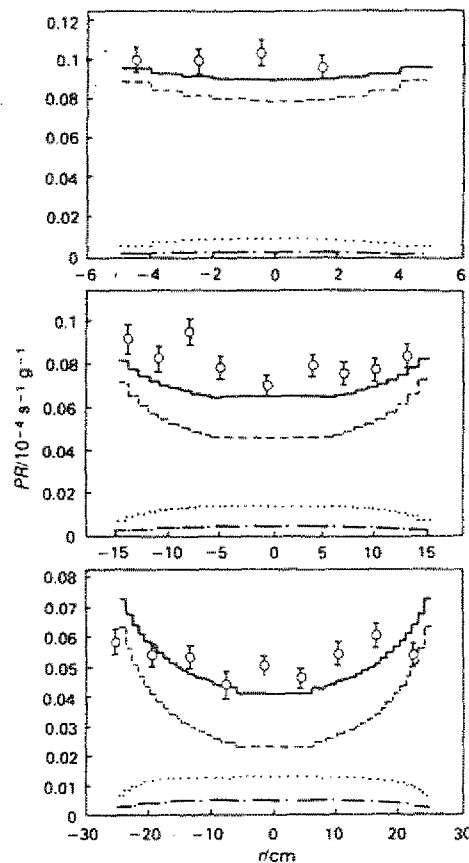


Abb. 4.9: Experimentelle und theoretische Produktionsraten von ^{10}Be aus Ti-Folien in künstlichen Meteoriten mit Radien von 5, 15 und 25 cm. Alle Raten sind auf einen Fluß von $1\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ normiert. (Die offenen Symbole mit Fehlerbalken stellen die experimentellen Daten dar.) Die durchgezogene Linie zeigt die Gesamtproduktionsrate aus den Monte Carlo Simulationen. Sie ist die Summe der Produktion aus primären Protonen (gestrichelt), aus sekundären Protonen (gepunktet) und sekundären Neutronen (gestrichelt-gepunktet).

Aus Abb. 4.9 geht hervor, daß Simulation und Experiment im Rahmen der Meßfehler in guter Übereinstimmung sind. Man sieht auch deutlich, daß bei kleinem Radius das Profil konstant ist (kein Einfluß von Sekundärteilchen). Bei größerem Radius (25 cm) des Meteoriten sieht man deutlich den Einfluß der Sekundärteilchenkaskade auf die ^{10}Be -Produktion (Profil ist nicht mehr konstant). Ein weiterer Test für die Leistungsfähigkeit der Simulation sind Vergleiche mit Experimenten zur Messung der sekundären Hochenergie-Teilchenflüsse, die über GCR (Galactic Cosmic Rays, vorzugsweise Protonen) in der Mondoberfläche induziert werden. Während der Apollo-Mission 11/15,16 sind über Reaktionsratenmessung Tiefenprofile dieser Sekundärteilchenverteilungen bestimmt worden. In Ref. /4.39/ sind Monte Carlo Simulationen dieser Messungen durchgeführt worden und mit den experimentell gewonnenen Daten verglichen (sh. auch

Kapitel 3, Abb. 3.1). In Abb. 4.10 ist ein Vergleich der Tiefenprofile der ^{53}Mn -Produktion aus Fe in der Mondoberfläche - gemessen während Apollo 15 und 16 - mit der Monte Carlo Simulation des HERMES Systems verglichen worden.

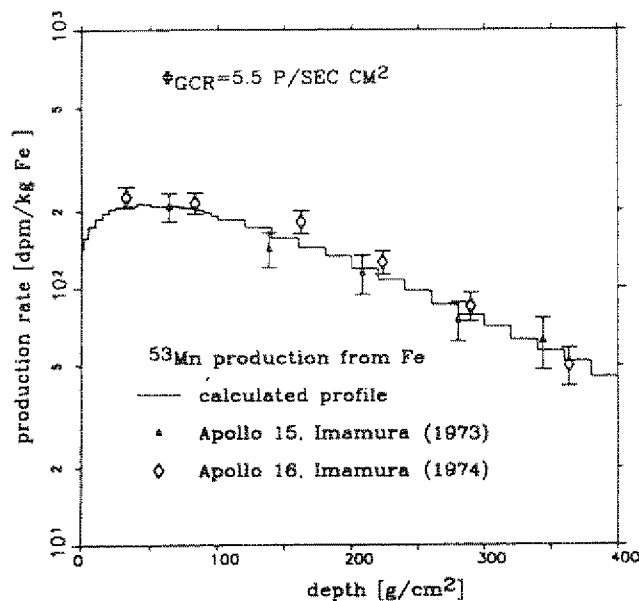


Abb. 4.10: Tiefenprofile der ^{53}Mn -Produktion aus Fe in der Mondoberfläche im Vergleich zu simulierten Profilen. Dabei wurden für die Intensität des GCR-Protonenflusses, der aus Apollo 15 und 16 gemittelte Wert von $5,5 \text{ Protonen s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ angenommen.

Die experimentellen Daten sind den Messungen von M. Imamura /4.40, 4.41/ entnommen.

Vergleiche mit integralen Meßwerten und Simulationen zur Ausbreitung elektromagnetischer Schauer sind vor allem im Bereich der Detektorentwicklung in der Hochenergiephysik durchgeführt worden. Gerade in diesem Gebiet stimmen vielfach die Vorhersagen der Simulationsrechnungen im Vergleich zu Experimenten gut überein (sh. Ref. /4.2 und darin/. Zwei Vergleiche zur Messung der 3-dimensionalen Verteilung der Energiedeposition für Elektronenschauer von 1 GeV Energie in Wasser bzw. Aluminium sollten aber erwähnt werden. Die Experimente sind in Ref. /4.42/ ausführlich beschrieben. Das "Wassertarget" bestand aus einem Wassertank mit den Maßen $122 \times 122 \times 460 \text{ cm}$ und das Aluminiumsystem war $61 \times 61 \times 18 \text{ cm}$ groß. Es wurde sowohl die longitudinale wie auch die radiale Verteilung der Energiedeposition des elektromagnetischen Schauers beim Einschluß von 1 GeV Elektronen in beiden Anordnungen gemessen. Der Vergleich mit entsprechenden Simulationen dieser Verteilungen mit dem Schauercode EGS (sh. HERMES) ist in der Abb. 4.11 gezeigt.

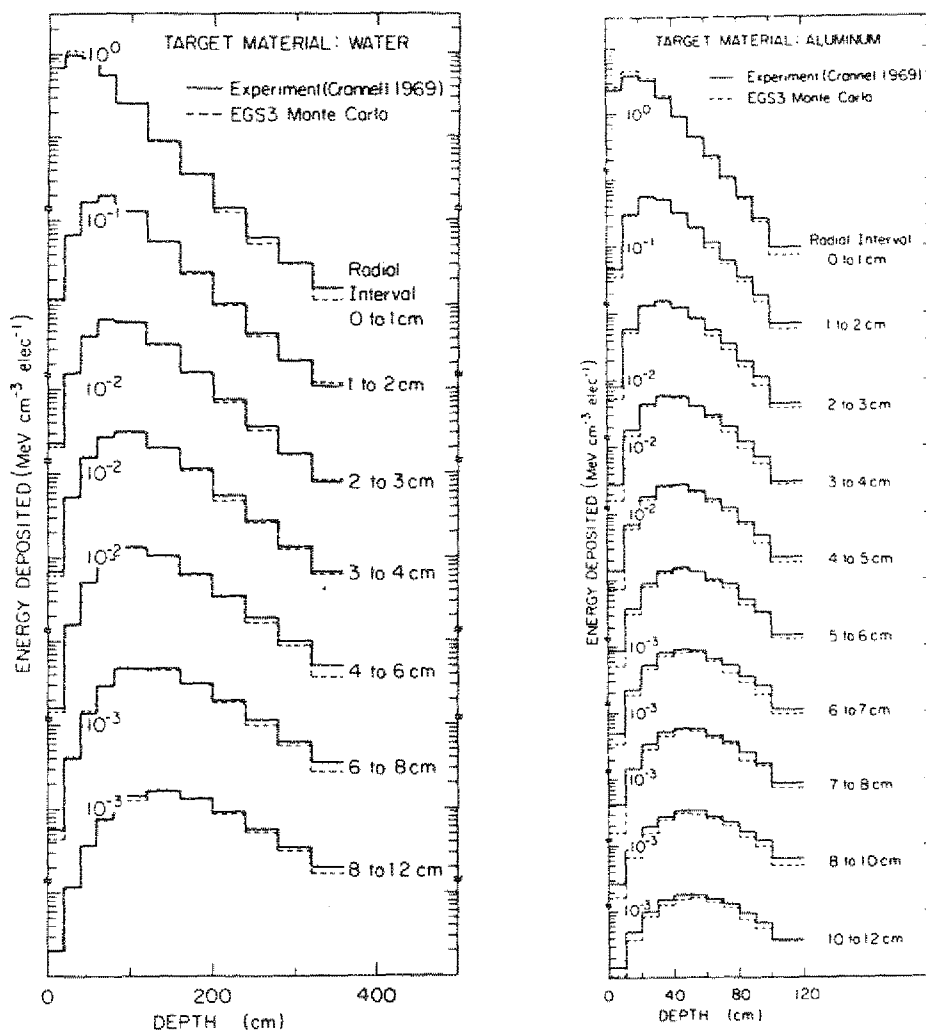


Abb. 4.11: Vergleiche von EGS Monte Carlo Simulationen mit Schauerexperimenten von 1 GeV Elektronen in H_2O und Aluminium

Die Übereinstimmung im Falle des H_2O -Systems ist sehr gut, während im Aluminium-Fall bei größeren Radien leichte Diskrepanzen auftreten.

- Isotopen-Produktion aus Hochenergieteilchenreaktionen

Neben der Sekundärteilchenproduktion bei der non-elastischen Wechselwirkung von Hochenergieteilchen mit Materie entstehen Restkerne, die eine sehr große Variationsbreite in Restmasse und Ladungszahl haben können (s. dazu auch Kapitel 3, Abschnitt 3.5). Typische Modelltests, um die Leistungsfähigkeit der Monte Carlo Simulationen zu demonstrieren, können mit Experimenten durchgeführt werden, wo Anregungsfunktionen oder Restkernverteilungen an "dünnen" Targets gemessen werden. In Ref. /4.38/ wurden solche Messungen mit Monte Carlo Simulationen für eine Reihe von bestrahlten Targets aus O, Mg, Al, Si, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Y, Zr, Rh, Ba, Cu und Au verglichen. Aus der großen Anzahl sei in Abb. 4.12 die Produktion von ^{51}Cr aus natürlichem Fe mit Simulationen verglichen.

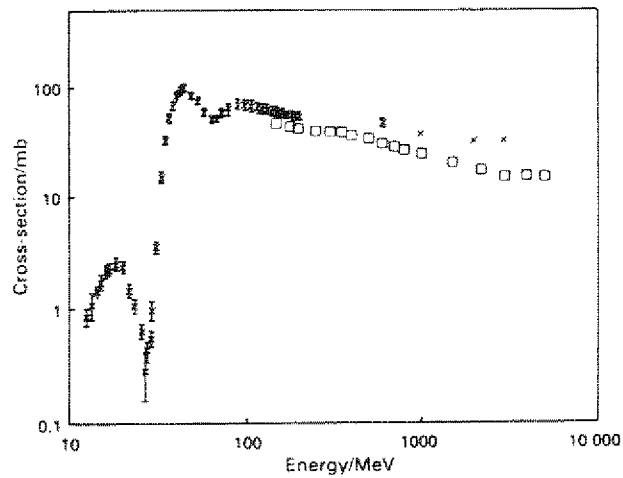


Abb. 4.12: Experimentell bestimmte Anregungsfunktion für die Produktion von ^{51}Cr aus Fe im Vergleich mit HERMES-HETC Simulationen (x = Experiment, ■ = Simulation)

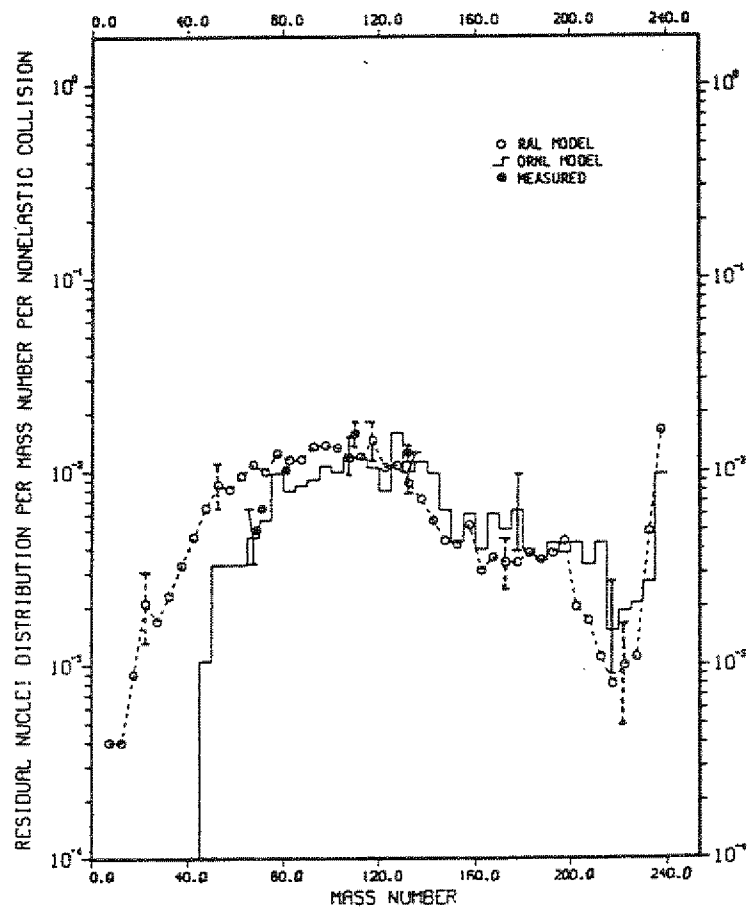


Abb. 4.13: Vergleich berechneter Restkernverteilungen HERMES-RAL Modell und ORNL Modell /4.43/ mit Messungen aus /4.44/ für 2,9 GeV Protonen auf Einschluß-Urantargets

Auch Vergleiche von Messungen zur Massenverteilung von in Uran erzeugten Restkernen zeigen mit dem im HERMES implementierten Modell zur Hochenergiespaltung gute Übereinstimmung /4.19, 4.20/. In Abb. 4.13 wird der Vergleich von gemessenen Restkernverteilungen mit zwei Hochenergiespaltmodellen gezeigt.

Im Vergleich der Modelle zeigt das HERMES-RAL-Modell auf der einen Seite bessere Übereinstimmung mit den vorliegenden Meßwerten, auf der anderen Seite zeigt auch dieser Vergleich, daß die Monte Carlo Simulationen von Restkernverteilungen durchaus eine gute Vorhersagegenauigkeit besitzen. Die hier gezeigten Beispiele zeigen, daß die Monte Carlo Simulationen des Teilchentransports in Materie und ihre Wechselwirkungsprozesse eine hohe Vorhersagekraft besitzen, die für sicherheitstechnische Anforderungen und Untersuchungen wesentlich ist.

4.5 Literatur

- /4.1/ P. Cloth, D. Filges et al., HERMES A Monte Carlo Program System for Beam-Materials Interaction Studies, KFA-Report Jül-2203, (1988)
- /4.2/ W.R. Nelson, et al., The EGS4 Code System, Report SLAC-265 (1985)
- /4.3/ T.W. Armstrong, K.C. Chandler, HETC - A High Energy Transport Code, Nucl. Sci. Eng. 49, 110 (1972)
- /4.4/ P. Cloth, D. Filges et al., The KFA-Version of the High-Energy Transport Code HETC and the generalized Evaluation Code SIMPEL, KFA-Report Jül-Spez-196 (1983) und Report AECL-8488 (1984)
- /4.5/ R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947)
- /4.6/ V.S. Barashenkov, et al., Atomnaya Energiya 32 (1972)
- /4.7/ H.W. Bertini, Phys. Rev. 188, 1711 (1969) und ORNL-Report
- /4.8/ R. Hofstädter, Rev. Mod. Phys. 28, 214 (1956)
- /4.9/ R.M. Sternheimer, S.J. Lindenbaum, Phys. Rev. 123, 333 (1961)
- /4.10/ H.W. Bertini et al., Report ORNL-TM-3132 (1970)
- /4.11/ V. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937)
- /4.12/ K.J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc. (London) A63, 259 (1950)
- /4.13/ I. Dostrovsky et al., Phys. Rev. 111, 1659 (1958)
- /4.14/ M. Guthrie, EVAP-4, Another Modification of a Code to Calculate Particle Evaporation from Excited Compound Nuclei, Report ORNL-TM-3119 (1970)

- /4.15/ F. Atchison, Spallation and Fission in Heavy Metal Nuclei under Medium Energy Proton Bombardment, Report Jül-Conf-34 (1980)
- /4.16/ F.S. Alsmiller et al., Report ORNL-7528 (1981)
- /4.17/ H. Takahashi, Proc. Symposium on Neutron Cross Sections 10-50 MeV, Report BNL-NCS-5145, Vol. I/II (1980)
- /4.18/ Y. Nakahara, Proc. 4th Meeting of Int. Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-IV), KEK National Laboratory for High Energy Physics, Tsukuba, Japan (1980)
- /4.19/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, Investigation of Fission Models for High Energy Radiation Transport Calculations, KFA-Report Jül-1859 (1983)
- /4.20/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, A Comparison of High-Energy Fission Models, Nucl. Instr. and Meth., Vol. 222, No. 3 (1984)
- /4.21/ P. Cloth, D. Filges, H.J. Möhring, G. Sterzenbach, Intranuclear Cascade Coupling of the Hadronic Event Generators of HETC and FLUKA, Proc. of the Workshop on Detector and Event Simulation in High Energy Physics, Amsterdam 13.-17. Mai (1991)
- /4.22/ R.L. Ford, W.R. Nelson, The EGS-Code System: Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers, Report SLAC-210, UC-32 (1978)
- /4.23/ R.E. Prael, User's Guide to the LAHET Code System, LANL Group X-6, May 1986
- /4.24/ A. Gilbert, A.G.W. Cameron, A Composite Nuclear Level Density Formula with Shell Corrections, Can. Journ. of Physics 43 (1965)
- /4.25/ CDRL82-Library, Report LLNL-CDRL82 (1982)
- /4.26/ J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, Jahn Wiley, New York (1952)
- /4.27/ E.S. Troubetzkoy, Statistical Theory of Gamma-Ray Spectra Following Nuclear Reactions, Phys. Rev. 122 (1961)
- /4.28/ M.B. Emmett, The MORSE Monte Carlo Radiation Code System, Report ORNL-4972 (1975)
- /4.29/ J. Barish et al., Coupled 100-Group Neutron-Gamma Ray Cross Sections for EPR Neutronics, Report ORNL-TM-5249 (1979)
- /4.30/ R. Rühle, RSYST, Modulares Programmsystem zur Reaktorberechnung, Report IKE-4-12 (1973)
- /4.31/ W. Amian et al., 318 and 800 MeV (p,xn) Cross Sections, Proc. Int. Workshop on Nuclear Data for Basic and Applied Science, Santa Fe, Ed. P.G. Young, Gordon and Beach (1985)

- /4.32/ P. Cloth, P. Dragovitsch, D. Filges, Ch. Reul, W.B. Amian, M.M. Meier, Intranuclear Cascade Evaporation Model Predictions of Double Differential $A(p,xn)$ Neutron Cross Sections and Comparison with Experiments at 318 MeV and 800 MeV Proton Energy, Report Jül-2295 (1989)
- /4.33/ W. Amian, P. Cloth, D. Filges et al., (p,xn) Cross Sections in Yields at Medium Energies, NEANDC Progress Report (E)-302 U Vol. V (1989)
- /4.34/ W. Amian, P. Cloth, P. Dragovitsch, V. Drücke, D. Filges, M.M. Meier, Neutron Spectra Measurements and Monte Carlo Simulations of (p,xn) Reactions in the Medium Energy Range, Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, 13.-17. Mai (1991)
- /4.35/ D. Filges et al., Systematics of Angular-Dependent Neutron Production by 585 MeV Protons on Targets with $12 \leq A \leq 238$: Validation of Intranuclear Cascade-Evaporation Model Calculations, Physical Review C, Vol. 36, No. 5 (1987) und
S. Cierjacks et al., Systematics of Angular-Dependent Neutron Production by 585 MeV Protons on Targets with $12 \leq A \leq 238$: Differential Cross Section Measurements, Physical Review C, Vol. 36, No. 5 (1987)
- /4.36/ K.M. Koch, Experimente zur Messung von doppelt differentiellen Produktionsquerschnitten für geladene Teilchen zur Absicherung von Rechenmodellen für die Beschreibung von Wechselwirkungen hochenergetischer Protonen mit Materie, Dissertation, Jül-2296 (1989) und
K.M. Koch et al., Measurement and Validation Calculations of Double Differential Cross Sections for the Production of Light Charged Particles, NEANDC-Report (E)-302U Vol. V (1989)
- /4.37/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Neutron Source, Jül-Spez-120 (1981)
- /4.38/ R. Michel, B. Dittrich, U. Herpers, F. Peiffer, T. Schiffmann, P. Cloth, P. Dragovitsch, D. Filges, Proton induced Spallation at 600 MeV, Analyst, Vol. 114 (1989)
- /4.39/ G. Dagge, P. Dragovitsch, D. Filges, J. Brückner, Monte Carlo Simulation of Martian Gamma-Ray Spectra Induced by Galactic Cosmic Rays, Proc. of Lunar and Planetary Science, Vol. 21, Lunar and Planetary Inst., Houston (1991)
- /4.40/ M. Imamura et al., Depth Profile of ^{53}Mn in the Lunar Surface, Earth Planet. Sci. Lett. 20 (1973)
- /4.41/ M. Imamura et al., Depth Profile of ^{53}Mn in Lunar Racks and Soils, Proc. Lunar Sci. Conf. 5th (1974)
- /4.42/ G.J. Crannel et al., Phys. Rev. 184 (1969)
- /4.43/ F.S. Alsmiller, R.G. Alsmiller Jr., et al., Report ORNL-TM-7528 (1981)
- /4.44/ G. Friedländer, Fission of Heavy Elements by High-Energy Protons in Physics and Chemistry of Fission, IAEA Vienna (1965)

5. Abschirmung und Strahlenschutzsicherheit an Mittel- und Hochenergiebeschleunigern

5.1 Die Strahlverluste und die Quellen der Teilchenstrahlung zur Risikoabschätzung

Moderne Teilchenbeschleuniger in der Mittel- und Hochenergiephysik, aber auch ihre Anwendung als Teilchenquellen in angewandter Forschung, z.B. als Neutronenquellen, als Teilchenquellen für Materialschadigungsuntersuchungen und als Tomographen und Therapiegeräte in der Medizin werfen im Zusammenhang mit sicherheitstechnischen Fragen, insbesondere des Strahlenschutzes und der Abschirmsicherheit gänzlich andere Problemfelder auf, als wir sie von der Kernreaktortechnik kennen. Dies hat sehr verschiedene Gründe, die folgendes beinhalten: die Komplexität der Teilchenbeschleuniger, der Energiebereich der Teilchen von einigen eV bis zu einigen TeV; im Gegensatz zum Kernreaktor, wo man es nur mit Neutronen und Photonen zu tun hat, haben wir es bei Beschleunigern mit einer Vielzahl von Teilchen zu tun, gewöhnlich sind die Ausgangsquelleverteilungen stark anisotrop wie z.B. gerichteter Teilchenstrahl oder starke Anisotropie der in einem Target oder in einer Abschirmung erzeugten sekundären Hochenergieneutronen. Die Forderung noch höherer Strahlqualität wie hohe Energie und hohe Intensität schafft in ihrer Konsequenz exotische Strahlungssituationen mit Sekundärteilchenquellen, die in komplexen Materialzusammensetzungen entstehen und mit herkömmlichen Rechenverfahren oft nur rudimentär nachgebildet werden können. Die Monte Carlo Simulation in Verbindung mit 3-dimensionalen Geometrie- und Materialbeschreibungen stellt deshalb ein hohes Maß an Flexibilität für die Nachbildung konkreter Fragestellungen dar und ist prinzipiell nur begrenzt durch den Gültigkeitsbereich der in der Simulation implementierten physikalischen Modelle und der Leistungsfähigkeit der verwendeten Rechenanlage.

Für alle Sicherheitsbetrachtungen sind die Teilchenverluste aus dem Beschleunigerstrahl - kurz Strahlverluste - innerhalb und außerhalb des Beschleunigersystems von entscheidender Bedeutung. Dabei ist es außerordentlich wichtig zu wissen wie diese Verluste zustande kommen. Vom Aspekt des Strahlenschutzes aus gesehen kann man allgemein zwischen zwei Arten von Verlusten entscheiden: Verluste im Normalbetrieb ("routine loss") und Verluste bei Betriebsstörung ("accidental loss"). Beschleunigerverluste im Normalbetrieb werden meistens durch Strahlstopper ("beam dumps"), Blenden oder Schlitze ("scraper/collimators") absorbiert. Hinzu kommen sog. kontinuierliche Verluste, die z.T. durch die technische Konzeption des Beschleunigers bedingt sind und durch Wechselwirkung der Teilchen im Beschleuniger mit dem Restgas im Vakuumrohr entstehen. Die kontinuierlichen Verluste sind oft sehr schwer vor Inbetriebnahme der Beschleuniger abzuschätzen. Deshalb müssen unter Umständen konservative Annahmen für diese Verluste in Bezug auf den Strahlenschutz und die Abschirmauslegung gemacht werden. Außerdem müssen Annahmen über Strahlverluste gemacht werden, die beim Routinebetrieb der Anlagen irgendwo am Beschleuniger entstehen. Verluste an einem Punkt ("point-like loss") sind neben den kontinuierlichen Verlusten, die im Normalbetrieb des Beschleunigers entstehenden wichtigsten Strahlverlustangaben zur Dimensionierung der Abschirmung. Bei Verlusten durch Betriebsstörungen ("accidental beam loss") kann unter Umständen z.B. in einem Speicherring das gesamte gespeicherte Teilchenpaket seine Energie abgeben, d.h. die Teilchen oder Energie aufnehmende Struktur wirkt wie ein Teilchenproduktionstarget für Sekundärteilchen. In Hochenergiespeicherringen, wo man es z.T. mit gegenläufig umlaufenden Teilchenpaketen zu tun hat ("colliding beams"), können bestimmte radiologische Werte doppelt so groß werden. Erst eine genaue Analyse der Strahlverluste und ihrer Wirkung führt zu einer sicherheitstechnischen Gesamtbeurteilung der Beschleunigeranlage. Die Quellen der Strahlverluste - Teilchenart und Energie - gestatten es dann, systematische Auslegungsberechnungen von:

- den erforderlichen Abschirmdicken
- der Luftaktivierung

- der Aktivierung des Kühlwassers
- der Aktivierung der entsprechenden Beschleunigerkomponenten

durchzuführen. Dabei genügt es nicht, nur integrale Strahlverluste für den Beschleuniger zu kennen. Die Kenntnis dieser integralen Verluste reichen meistens nicht aus, um konkrete Berechnungen durchzuführen. Es muß deshalb versucht werden, für einzelne Anlagenteile die lokalen Strahlverluste abzuschätzen. Um konservativ zu bleiben, werden heute aufgrund der Erfahrung an bestehenden und betriebenen Beschleunigeranlagen die integralen Strahlverluste mit ca. 0.5 - 1 % angesetzt. Hierbei geht man davon aus, daß diese Verluste mehr oder weniger durch eine gleichförmige Linienquelle repräsentiert werden. Bei allen anderen Verlusten geht man von einem mehr punktuellen Strahlverlust an bestimmten Komponenten des Systems aus. In Tabelle 5.1 sind typische Strahlverlustangaben für verschiedene Beschleunigersysteme zusammengestellt.

Beschleuniger	Teilchenart	max. Energie [GeV]	mittl. Strom [mA]	Strahlverluste		Ref.
				kontinuierlich Teilchen·m ⁻¹ ·s ⁻¹	punktförmig Teilchen·s ⁻¹	
FNA-Linac (Fermi-Lab. USA)	Protonen	0,2	0,15	$4,8 \times 10^9$	1×10^{13}	/5.1/
LAMPF-Linac (LANL USA)	Protonen	0,8	1,0	$6,0 \times 10^{10}$	$6,0 \times 10^{11}$	/5.2/
SNQ-Linac (Studie KFA Jülich)	Protonen	1,1	5,0	$3,0 \times 10^{11}$	$3,0 \times 10^{12}$	/5.3/
COSY-Synchrotron (KFA Jülich)	Protonen	2,5	$3,2 \times 10^{-4}$	6×10^6	$1,0 \times 10^9$	/5.4/
SLAC-Linac (Stanford USA)	Elektronen (Positronen)	21,5 (15,0)	$4,0 \times 10^{-2}$	2×10^{11}	$1,0 \times 10^{12}$	/5.5/
HERA-Speicherring- Collider (DESY Hamburg)	Protonen Elektronen	800 30	$3,4 \times 10^{-3}$	$3,8 \times 10^{12}$ (a)	$9,7 \times 10^4$ (b)	/5.6/
LEP-Speicherring Collider (CERN Genf)	Elektronen Positronen	86-100	3,3 - 5,5 (c)	3×10^{11}	3×10^{12}	/5.7/
LHC-Speicherring Collider (CERN Genf)	Protonen	$7,7 \times 10^3$	0,08 (d)	2×10^7 (e)	$3,5 \times 10^{14}$ (f)	/5.8/

(a) 2×10^{13} Protonen pro Füllung bei 300 Füllungen pro Jahr im Speicherring, Verlustrate $3,8 \times 10^{12}$ pro 4 m und Jahr

(b) Bei 2×10^{13} Protonen pro 21 μ s ergibt sich eine Verlustrate im Restgas von $9,7 \times 10^4$ s⁻¹

(c) Strom pro Teilchenpaket für 11245 Umläufe pro Sekunde (5×10^{14} Protonen für eine volle Speicherung)

(d) Gesamtintensität des gespeicherten Strahls bei 10^{11} Protonen pro Bunch und 4725 Bunche pro Strahl

(e) Kontinuierlicher Verlust von 3×10^{13} Protonen pro Jahr

(f) Annahme: 70% aller Protonen nach jeder Speicherung "gedumt", d.h. ca. 2×10^{17} Protonen pro Betriebsjahr

Tabelle 5.1: Typische Strahlverlustangaben für verschiedene Beschleunigersysteme

Monte Carlo Systeme sind nun in der Lage, die Geometrie der primären Teilchenverlustquelle entsprechend im Phasenraum 3-dimensional genau zu beschreiben, d.h. nach Teilchenart, Energie, Ort und Richtung. Damit ist es dann möglich, die Produktion sekundärer Teilchen an den entsprechenden Orten, wo die Verluste im System stattfinden, einschließlich deren Transport und Wechselwirkung realistisch zu beschreiben. Hierbei ist vor allem die Quelle der Hochenergieneutronen wichtig. Sie sind es, die im wesentlichen die Abschirmdicke bestimmen. Für die neuen Supercollider wie LHC im TeV-Bereich /5.8/ sind weiterhin die Verteilungen und Ausbreitung der Müonen wichtig, da sie aufgrund ihres sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnittes eine große Reichweite in Materie besitzen und somit für die Radiologie in der Umgebung der Beschleuniger berücksichtigt werden müssen.

Wie in Kapitel 4, Abschnitt 4.3 (Abb. 4.5.4), gezeigt wurde, ist die Quelle der Hochenergieneutronen stark anisotrop. In Abb. 5.1 wird dieses Verhalten nochmals deutlich dargestellt. Gezeigt wird der doppelt-differentielle Produktionsquerschnitt für Neutronen beim Beschuß von Aluminium mit Protonen der Energie von 800 MeV über den gesamten Winkel- und Energiebereich. Die Berechnungen des Gesamtquerschnittes wurden mit dem HERMES-System durchgeführt (/5.9/ und Kapitel 4). Deutlich ist die starke Energieabhängigkeit und Anisotropie der Neutronenproduktion zu erkennen /5.10/.

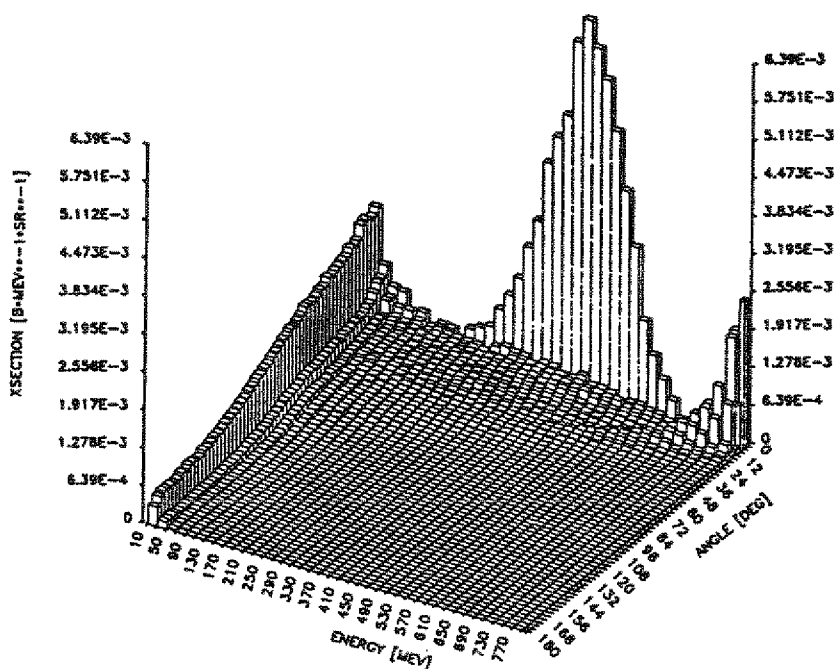


Abb. 5.1: Doppel-differentielle Neutronen-Produktionsquerschnitte beim Beschuß von Aluminium durch 800 MeV Protonen von 0-800 MeV Energie und dem Winkelbereich von 0°-180° /5.10/

Die höchste Energie reicht bis zur Energie des wechselwirkenden Primärteilchens. Die Hochenergieneutronen stellen neben den Müonen die durchdringendste Komponente in einer Abschirmung dar. Man muß deshalb folgende wesentliche Unterschiede zur Abschirmsicherheit am Beschleuniger verglichen mit der Reaktortechnik im Auge behalten:

- Hochenergieneutronen mit starker Anisotropie;
- sehr unterschiedliche Produktionsspektren für Hochenergieneutronen, d.h. abhängig davon, ob z.B. ein Protonenstrahl ein "dünnes" oder "dickes" Target trifft (hierbei soll "dünn" bedeuten, daß der Primärstrahl im Target nicht gestoppt wird);
- Neutronenproduktion ist materialabhängig;
- bei der Abschwächung der Hochenergieneutronen werden in der Abschirmung niederenergetische Neutronen erzeugt, d.h. die Abschirmung selbst ist eine Quelle für Neutronen. Damit wird die Oberflächendosis der Abschirmung durch die Hochenergieneutronen, aber auch durch deren Neutronenproduktion bestimmt.

Ein anderer wichtiger Punkt für die Risikoabschätzung ist die Bestimmung der Konversion von Teilchenfluß zu Dosis (sh. Details über Faktoren in Kapitel 3). In Abb. 5.2 wird dargestellt, welcher Neutronenfluß eine Dosis von $10 \mu\text{Sv/h}$ (1 mrem/h) erzeugt. Die Abb. 5.1 zeigt die Energieabhängigkeit dieser Beziehung. Ein Fluß von ca. $5,5 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ von 100 MeV erzeugt eine Dosis von $10 \mu\text{Sv/h}$, während hierfür ein Fluß von $220 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ bei 1 eV notwendig ist.

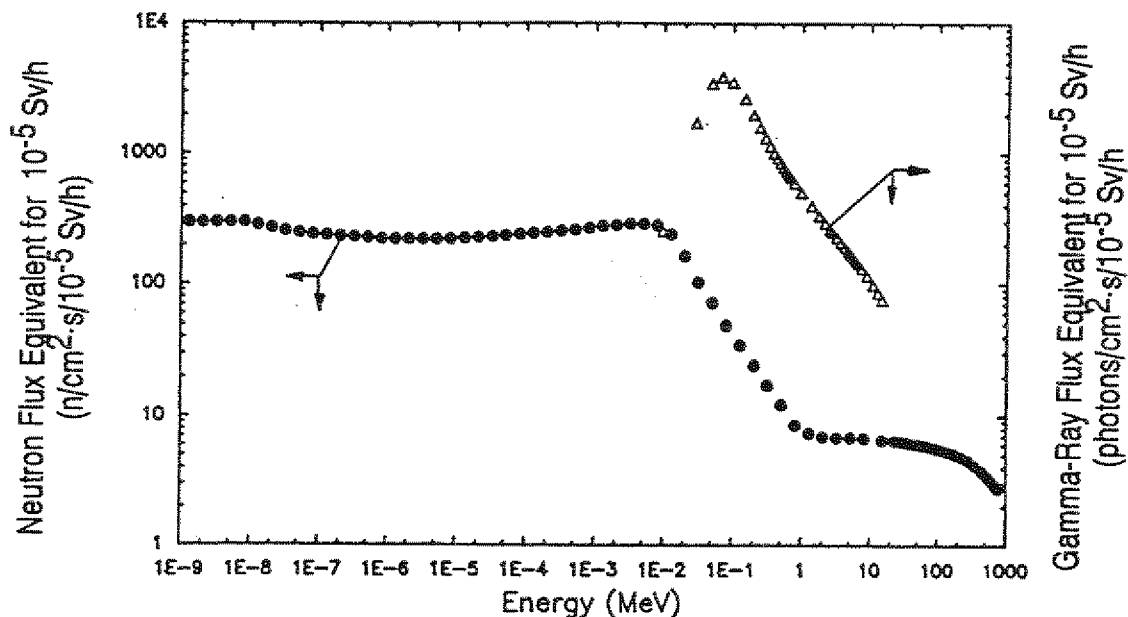


Abb. 5.2: Neutronen- und Photonenfluß/Dosiskonversion für $10 \mu\text{Sv/h}$

Die Energie der Teilchen (hier am Beispiel der Neutronen), die als Leckage an der Oberfläche einer Abschirmung zurückbleibt, hat deshalb einen wichtigen Einfluß auf die totale Dosis an der Abschirmoberfläche. Der sich als Funktion der Energie stark ändernde Fluß-/Dosis-Konversionsfaktor kann deshalb große Fehler in der Berechnung der Dosis erzeugen, wenn die Teilchenspektren nicht genau bekannt sind. Weiterhin werden Teilchenfluß und Dosis aufgrund der Energieabhängigkeit der Konversionsfaktoren sehr unterschiedlich durch eine Abschirmung abgeschwächt (sh. Abb. 5.2). Wenn eine Abschirmung niederenergetische Neutronen "abschwächt", werden die Neutronen innerhalb der Abschirmung moderiert. Dies vermindert die Dosis. Alle niederenergetischen Neutronen, die keine nuklearen Wechselwirkungen durchführen wie (n, xn) , (n, p) etc. werden entweder in der Abschirmung absorbiert oder erzeugen eine Leckage. Durch Absorption und inelastische Wechselwirkung werden Photonen produziert, die am Ende der Abschirmung einen zusätzlichen Beitrag zur Gesamtdosis liefern. An diesem aufgezeigten Beispiel wird deut-

lich, daß nur durch eine detaillierte Bestimmung der einzelnen Schauerkomponenten nach Teilchenarten und -spektren Abschirmsysteme für Beschleuniger im Mittel- und Hochenergiebereich ausgelegt werden können. Welche Kriterien wichtig für die Auslegung einer Abschirmung sind - Teilchenfluß- oder Dosisabschwächung - hängt von der entsprechenden Anwendung ab. Teilchenfluß ist wichtig, um Experimente oder Detektoren abzuschirmen, Dosis ist wichtig, um Personen zu schützen. Da die Monte Carlo Simulation Teilchenflüsse oder Verteilungen sowie Dosisangaben auf die Quellkonfigurationen normiert bestimmt, können für radiologische Risikoabschätzungen die Absolutwerte entsprechend den Vorgaben bestimmt werden.

5.2 Die allgemeinen Parameter zur Bestimmung der Abschirmdicke und ihre Simulation in "Dick"-Targetexperimenten

Die wesentlichen Faktoren, die die Dicke einer Abschirmung für Mittel- und Hochenergieteilchen bestimmen, sind die Abschwächungslänge der Teilchen - im wesentlichen Hochenergieneutronen - und die Dichte des Materials. Die Teilchenfluß- oder Dosisabschwächung hängt in erster Näherung exponentiell von diesen Größen ab und nur linear von der Quellstärke, d.h. das Teilchenspektrum in großer Entfernung (mehrere mittlere freie Weglängen von der Quelle) kann dargestellt werden durch:

$$\phi(E,x) \propto S \cdot f(E) \cdot \exp(-x/\lambda_{att})/x^2$$

mit

S = Quellterm

$f(E)$ = Aufbaufaktor ("built up"-Faktor)

λ_{att} = Abschwächungslänge in g/cm^2

x = Entfernung zur Quelle

ρ = Dichte des Abschirmmaterials in g/cm^3

Ein Beispiel der Sensitivität des Teilchenflusses als Funktion der Unsicherheit des Abschwächungskoeffizienten λ_{att} wurde ausführlich in Ref. /5.11/ diskutiert.

Bei der Abschirmung einer Hochstromquelle /5.28/ war eine gesamte Abschwächung (geometrie- und materialmäßig) durch die Abschirmung von $\sim 10^{17}$ gefordert. Der Materialabschwächungsfaktor, der erforderlich war, betrug alleine e^{25} , oder 25 mittlere freie Weglängen vom Abschirmmaterial. Eine 10% Unsicherheit in λ_{att} entspricht dabei $e^{2,5}$ oder mehr als eine Größenordnung in der Bestimmung von Teilchenflüssen oder Dosisraten am Ende der Abschirmung.

Man sollte annehmen, daß λ_{att} eine fundamentale Größe zur Auslegung der Abschirmung gegen Hochenergieteilchenstrahlung ist, daß sehr genaue Werte dieses Parameters vorliegen. Dies ist nicht der Fall /5.8, 5.11/. In Tabelle 5.2 wird eine Zusammenstellung der Werte aus /5.8/ und /5.11/ für nominelle Werte der mittleren freien Weglängen und Abschwächungslängen für verschiedene Materialien gegeben.

Material	Dichte g/cm ³	mittlere freie Weglänge $\lambda_n^{(*)}$ g/cm ² cm		Abschwächungslänge λ_{att} g/cm ²
Eisen	7,8	130	16	120-200
Blei	11,3	195	18	-
Uran	18,7	205	11	-
Normal-Beton	2,5	90	38	110-170
Schwer-Beton	3,4 - 4,3	90	21-26	110-170
Polyäthylen (CH ₂)	0,93	79	85	-

(*) λ_n = mittlere freie Weglänge für hochenergetische nonelastische Wechselwirkung
 $\lambda_n \approx 33 \cdot A^{1/3} \text{ [g/cm}^2\text{]}$

Tabelle 5.2: Nominelle Werte für mittlere freie Weglängen und Abschwächungslängen verschiedener Materialien /5.8, 5.11/

Es gibt mehrere mögliche Erklärungen, warum diese Abweichungen in den Werten für die Abschwächungslänge λ_{att} bestehen. λ_{att} ist nur in erster Näherung eine Materialkonstante, d.h. λ_{att} ist sowohl spektral als auch räumlich abhängig. λ_{att} -Messungen entlang der Strahlachse eines Teilchenstrahls differieren von Messungen außerhalb der Strahlachse, weil die Teilchenspektren unterschiedlich sind.

Abschirmkonzepte, die auf der Abschwächungslänge aufbauen, beinhalten weiterhin eine ungenaue Beschreibung von Fluß und Dosisrate in der Nähe der Quelle, da der sog. Aufbaufaktor nur ungenügend beschrieben werden kann. Grundsätzlich kann mit diesem Konzept nur die Abschirmdicke bestimmt werden. Geometrische Details können nicht beschrieben werden. Für Monte Carlo Simulationen gibt es diese Begrenzungen nicht. Die Größe λ_{att} wird hier nicht benutzt, und es können gerade in der Nähe der Quelle für die Abschirmauslegung besonders genaue Vorgaben berechnet werden. Im folgenden wird die explizite Simulation von longitudinaler bzw. lateraler Teilchenschauerausbreitung in "dicken" Targets im Vergleich mit experimentellen Daten gezeigt. Eine Reihe von Experimenten sind an bestehenden Beschleunigern durchgeführt worden, um in "dicken" Targets oder Hochenergiedetektoren die Ausbreitung von Teilchenkaskaden zu studieren. Diese Experimente wurden mit entsprechenden Monte Carlo Simulationen verglichen. Diese Experimente eignen sich besonders dazu, um einmal die Vorhersagegenauigkeit der Monte Carlo Simulationen zu demonstrieren, aber auch den oben beschriebenen Verlauf einer Nukleon-Meson-Kaskade in einer Abschirmung zu verifizieren.

In Ref. /5.12/ wird dies in einem einfachen Experiment gezeigt. Hier werden Monte Carlo Simulationen im Vergleich zum Experiment zur Ausbreitung einer Teilchenkaskade in einem Eisenblock beim Einschuß mit 1 GeV und 3 GeV Protonen ausführlich analysiert. Dies ist der Anwendungsfall eines typischen "Beam-Stop" wie er zum Stoppen oder Vernichten eines Beschleunigerstrahls standardmäßig an Beschleunigern verwendet wird. In diesem Experiment wurde ein kollimierter Strahl von 1 GeV bzw. 3 GeV Protonen senkrecht auf Blöcke aus Eisen geschossen. Die Eisenblöcke hatten dabei die Größe 30,5x30,5x95 (91,5) cm, d.h. 740 g/cm² bzw. 713 g/cm² Tiefe. Die longitudinale und laterale Verteilung der Teilchenkaskade wurde dabei über die ¹⁸F und ²⁴Na Aktivität, die in eingesetzten ²⁷Al-Folien induziert wurde, gemessen. Die Folien

wurden senkrecht zur Strahlachse eingesetzt und hatten den gleichen Querschnitt wie der Eisenblock. Die Vergleiche der berechneten und gemessenen Teilchenkaskadenverteilungen wurden auf der Grundlage der ^{18}F und ^{22}Na "Dick"-Target-Wirkungsquerschnitte durchgeführt /5.12/. Ein Vergleich der simulierten und gemessenen longitudinalen Teilchenschauerprofile wird zusammen mit semiempirischen Ergebnissen /5.13/ in Abb. 5.3 gezeigt.

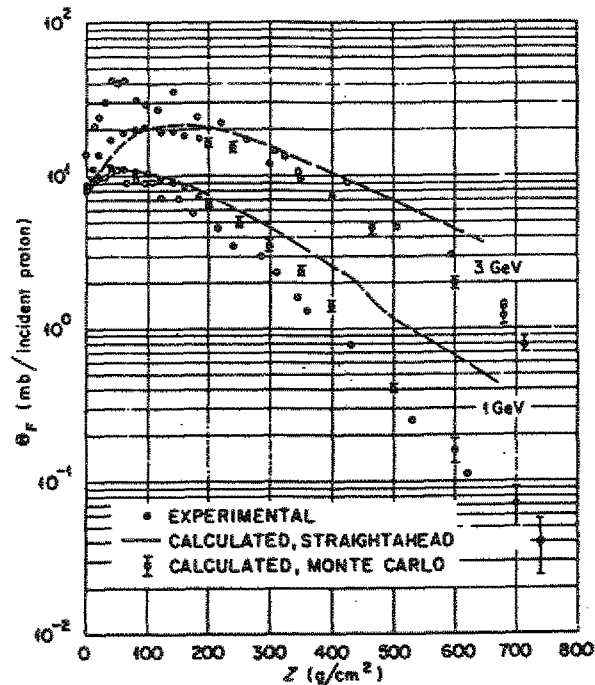


Abb. 5.3: Tiefenabhängigkeit (longitudinal) der Hochenergiepartikelkaskade in einer Eisenabschirmung für Protonenstrahlen von 1 GeV und 3 GeV. Die Ordinate ist proportional der ^{18}F -Produktion aus ^{27}Al -Folien mit einer Schwelle bei ≈ 50 MeV. Der Beginn des Gleichgewichtsspektrums, d.h. exponentielle Abschwächung - liegt ca. bei $200\text{-}300 \text{ g/cm}^2$ (experimentelle Daten von S.P. Shen, Report BNL-8721, (1964))

Die Monte Carlo Simulation und die experimentellen Daten sind in guter Übereinstimmung, wobei man deutlich den oben beschriebenen Verlauf des Schauers mit sog. Aufbauphase und Gleichgewichtsphase unterscheiden kann. Die Diskrepanz der semiempirischen Ergebnisse zu den Experimenten liegt im wesentlichen in der Nichtberücksichtigung der lateralen Leckageverluste des verwendeten Modells /5.12/. Die Monte Carlo Simulation der Schauerkaskade beruht hier auf einem früheren Modell /5.14/ der intranuklearen Kaskade wie es verbessert im HERMES-System /5.9/ eingesetzt ist.

In Abb. 5.4 wird ein ähnlicher Vergleich wie in Abb. 5.3 gezeigt, allerdings werden die Resultate mit den "Dick"-Targetwirkungsquerschnitten für die ^{24}Na -Aktivierung in ^{27}Al -Folien verglichen.

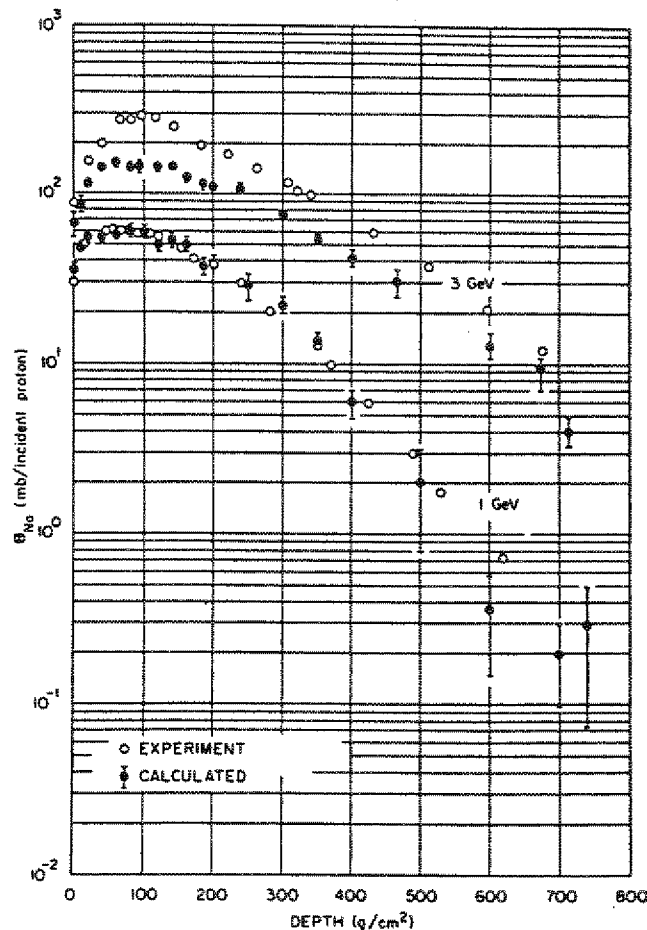


Abb. 5.4: Die longitudinale Entwicklung einer Teilchenkaskade auf der Basis der ^{24}Na -Produktion aus ^{27}Al -Folien (Experiment sh. Abb. 5.3)

Die Übereinstimmung im 1 GeV-Fall zwischen Monte Carlo Simulation und Experiment ist gut, während im 3 GeV-Fall Abweichungen bis zu 50% existieren, die teilweise von einer Begrenzung des Modells zu höheren Energien herrühren. In Abb. 5.5 werden Vergleiche für die lateralen Verteilungen bei 1 GeV und 3 GeV gezeigt. Im Experiment werden die Ergebnisse als laterale Verteilungen der Funktion $\rho_{\text{Na}}(r,z)$ angegeben, welche als "Dick"-Target-Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ^{24}Na über eine bestimmte Fläche (im Radius r von der Strahlachse) in der ^{27}Al -Folie in einer Tiefe z des Eisentargets bestimmt wurde. Die Daten wurden außerdem auf die entsprechende Fläche normiert.

Diese frühen Vergleiche mit guter Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation zeigen sehr gut die Leistungsfähigkeit der Monte Carlo Modelle und geben Hinweise auf ihre Gültigkeit zur Anwendung auf ähnliche Teilchentransportprobleme, wo keine experimentellen Daten existieren. Ähnliche Experimente wie oben unter /5.12/ wurden an der japanischen KEK-Anlage an einem Eisen-"Beam"-Stop mit 500 MeV Protonen durchgeführt /5.15/. Verglichen mit den Resultaten aus Abb. 5.3 sind die Ergebnisse in Abb. 5.6 gezeigt.

Abb. 5.6 zeigt für die Protonenenergien 0,5 GeV, 1,0 GeV und 3,0 GeV die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte absolut und für diese 3 Energien den gleichen longitudinalen Verlauf in den Verteilungen.

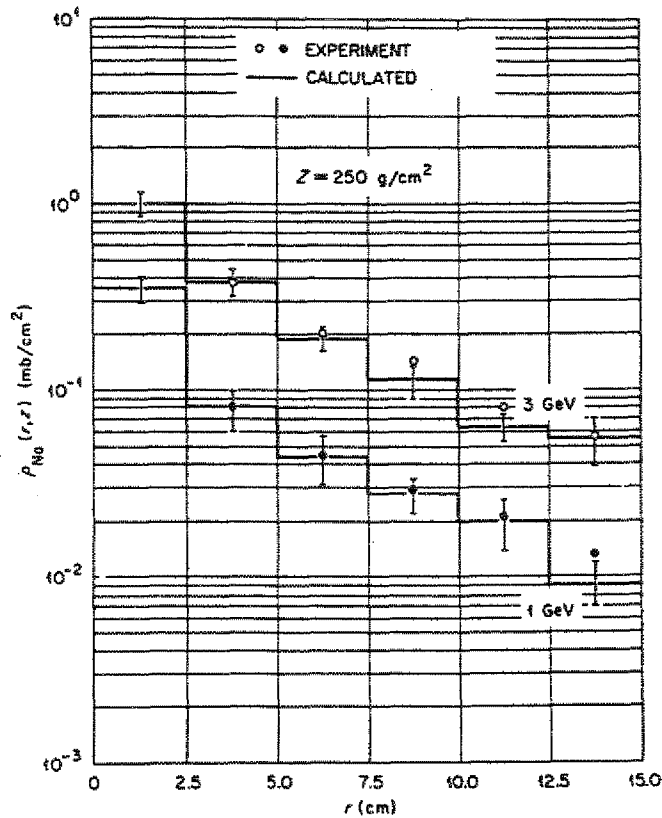


Abb. 5.5: Vergleich von lateralen Verteilungen für die ^{24}Na -Produktion aus ^{27}Al -Folien an einer Targettiefe von $Z = 250 \text{ g/cm}^2$ (experimentelle Daten sh. Abb. 5.3)

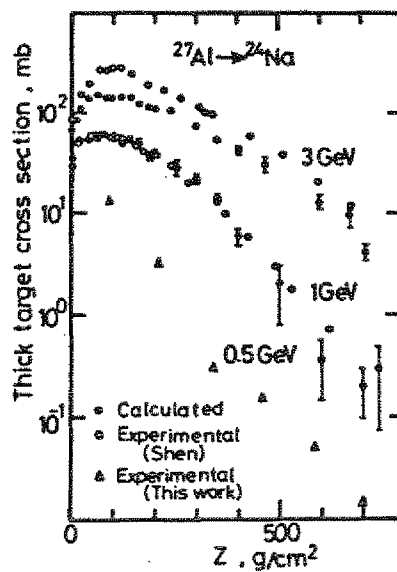


Abb. 5.6: Tiefenabhängigkeit der Teilchenkaskade in einer Eisenabschirmung für Protonenstrahlen verschiedener Energie als Funktion der gemessenen ^{24}Na -Produktion aus ^{27}Al -Folien (sh. Ref. /5.15/)

Umfangreiche Experimente an einer bestehenden Hochenergieabschirmung wurden an der Los Alamos Neutronenquelle (LANSCE) zur Validierung von Monte Carlo Abschirmverfahren und zur Messung der Abschwächungslänge λ_{att} durchgeführt [5.16]. Ziel der Untersuchungen war, die Methodik der Monte Carlo Simulation im Bereich der Teilchenquelle mit deterministischem Neutronentransport für sehr "dicke" Abschirmungen mit Experimenten zu überprüfen. Diese Methode wird in diesem Kapitel, Abschnitt 5.3, näher erläutert. Die spektral gemittelten Abschwächungslängen λ_{att} für Hochenergieneutronen in einer Eisenabschirmung wurden gemessen, indem sog. Multireaktion-Spallationsdetektoren und Schwellwertsonden verwendet wurden. Ein Beispiel für eine "Multireaktion" ist in Kapitel 3, Abb. 3.9, für Kupfer dargestellt. Die Neutronen wurden in einem Wolframtarget durch Beschuß mit 800 MeV Protonen erzeugt. Die Meßdetektoren wurden in der Abschirmung positioniert und zwar in 90° zur einfallenden Protonenstrahlrichtung. In Abb. 5.7 ist der schematische Aufbau der Experimentieranlage gezeigt. Der Protonenstrahl von 800 MeV fällt dabei senkrecht zur Zeichenebene auf das Target in Abb. 5.7 ein.

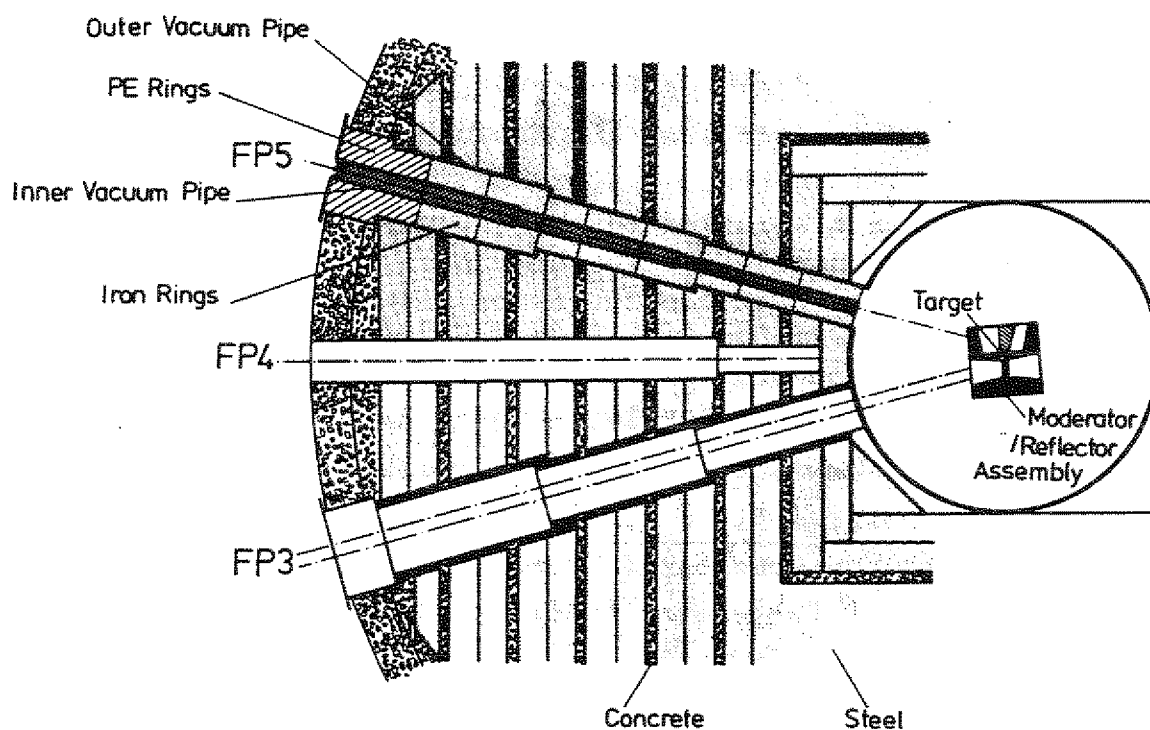


Abb. 5.7: Schematischer Aufbau des LANSCE-Target/Abschirmsystems. Die Meßfolien wurden in dem mit FP5 genannten Strahlrohr eingesetzt, das mit Eisenblöcken verschlossen war.

Die Schwellwertreaktionen an Al, Cu, Co und Ni hatten Energieschwellen zwischen 1 MeV bis 400 MeV. Insgesamt wurde bis zu einer Abschirmtiefe von ca. 200 cm gemessen. Die Abschirmung im Strahlrohr bestand aus Eisen. Ergebnisse für den Vergleich der Cu-nat (n,x)-Reaktion zur Produktion von ^{58}Co , ^{52}Mn und ^{54}Mn sind in Abb. 5.8 dargestellt.

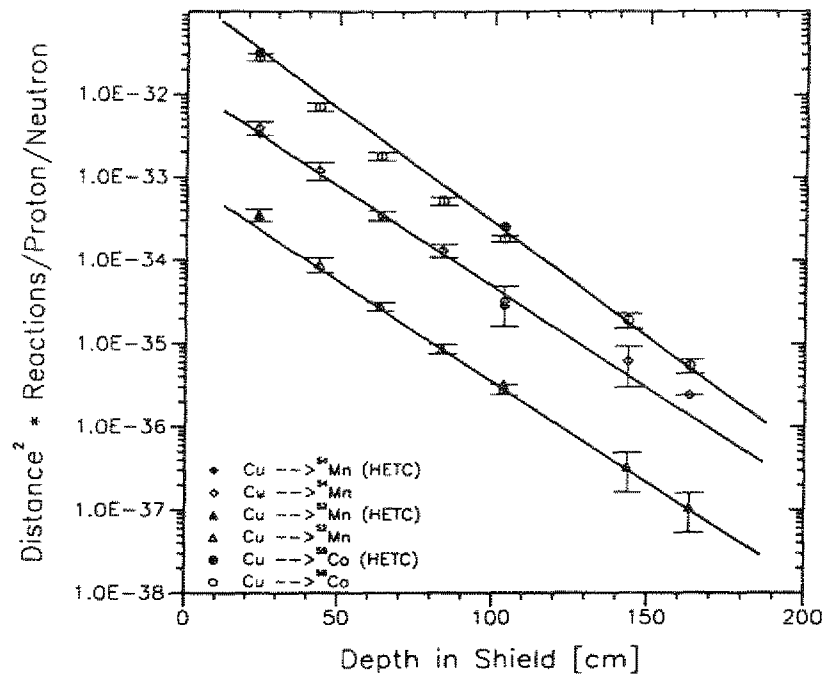


Abb. 5.8: Tiefenabhängigkeit der Reaktionen $\text{Cu-nat}(n,x)^{58}\text{Co}$, $\text{Cu-nat}(n,x)^{52}\text{Mn}$ und $\text{Cu-nat}(n,x)^{54}\text{Mn}$ im Vergleich mit Monte Carlo Simulation

Im Rahmen der Meßgenauigkeit zwischen $10\text{-}30\% \pm 1\sigma$ ergibt sich mit der Monte Carlo Simulation eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Die Simulation wurde im wesentlichen wegen der Komplexität der Anordnung (sh. Abb. 5.7) nur für Abstände 23 cm, 103 cm und 203 cm zum Target durchgeführt. Die entsprechenden Hochenergieneutronenflüsse aus dem HETC (sh. HERMES 5.9) und die S_N -Transportrechnungen wurden, um die Reaktionsraten zu erhalten, mit den Produktionswirkungsquerschnitten von ^{58}Co , ^{52}Mn und ^{54}Mn in Cu-nat gefaltet (sh. /5.16/). Für alle in /5.16/ gemessenen und berechneten Reaktionen wurden spektral gewichtete Abschwächungslängen λ_{att} bestimmt. Dabei ergab sich eine Abschwächungslänge von $19,6 \pm 1,2$ cm oder 153 ± 9 g/cm², die im wesentlichen unabhängig von den Schwellwertenergien der Reaktion war. Die Monte Carlo Simulationen konnten dieses Ergebnis ebenfalls bestätigen. Damit ist dieses Experiment eine gute Bestätigung für die Leistungsfähigkeit und Vorhersagegenauigkeit der Simulation für Beschleunigerabschirmungen, die den Hauptteil der Abschirmung in 90°-Richtung zur Strahlachse besitzen. Der hier bestimmte Wert liegt auch im Rahmen der in Tabelle 5.2 angegebenen nominellen Werte für λ_{att} .

Für Teilchenenergien oberhalb einiger GeV sind experimentelle Schauerverteilungsmessungen in Hochenergie-detektoren besonders geeignet, um Monte Carlo Simulationssysteme für Sicherheitsbetrachtungen zu testen. Diese Detektoren sind im Prinzip "dicke" Targets, die vielfach Eisen, Blei oder auch Uran als Abschwächungsmaterial für die hochenergetische Sekundärteilchen enthalten. Da diese Detektoren außerdem

hermetisch sind, verhalten sie sich physikalisch wie eine Abschirmung. Im Rahmen der ZEUS-Kollaboration - einem Detektorsystem für HERA-DESY - wurden eine Reihe von Testexperimenten am CERN-Beschleuniger durchgeführt, wobei auch Schauerprofile gemessen wurden und mit Monte Carlo Simulationen verglichen wurden /5.17, 5.18/. Das ausführlich in Ref. /5.18/ beschriebene Experiment T60B3 besteht aus fünf separaten Modulen, die jeweils aus 45 Platten abgereicherten Urans mit einer Dicke von 3,2 mm und 45 Szintillatorplatten mit einer Dicke von 3,0 mm bestehen. Außerdem ist das Uran mit 0,2 mm dickem Edelstahl umgeben. Die laterale Ausdehnung ist 600x600 mm. Der fünfte Modul besteht aus 30 Uranplatten mit 3,2 mm Dicke. Die Module 1-4 sind 40,5 cm lang und der Modul 5 ist 39,0 cm lang. Das Prinzipschema des Systems ist in Abb. 5.9 dargestellt.

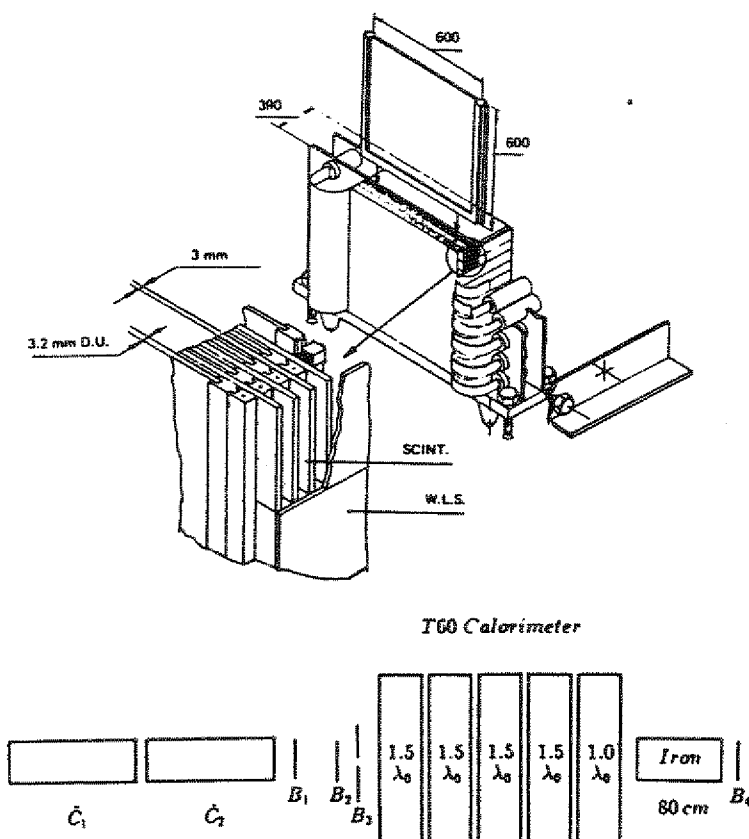


Abb. 5.9: Schematische Anordnung der Uran/Szintillator-Module des Test60B3 Experiments

Oft wird anstatt der geometrischen Länge eines Systems bei höheren Teilchenenergien auch der Begriff der Wechselwirkungslänge λ_i (interaction length) gebraucht, wobei die mittlere freie Weglänge zwischen nonelastischen Wechselwirkungen in einem bestimmten Materialsystem gemeint ist (sh. dazu die Angaben in Tabelle 5.2 in diesem Kapitel). Abb. 5.10 zeigt den Vergleich eines gemessenen und mit HERMES berechneten longitudinalen Schauerprofils beim Einschluß von 10 GeV π^- -Teilchen auf die Detektormodule in Abb. 5.9.

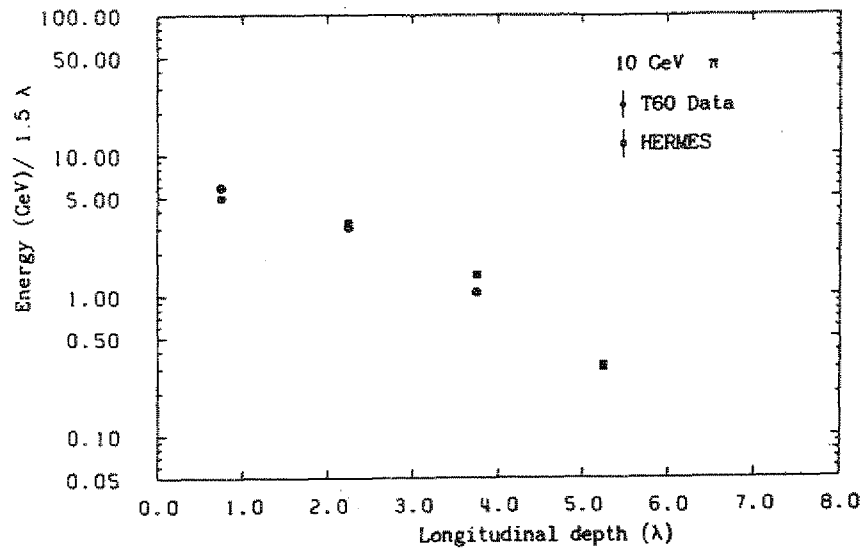


Abb. 5.10: Integrierte longitudinale Verteilung eines Hadronenschauers durch einen Teilchenstrahl von 10 GeV Pionen in der Anordnung nach Abb. 5.9 und Vergleich mit HERMES Monte Carlo Simulation

Das integrierte longitudinale Profil wird sehr gut von der Monte Carlo Simulation wiedergegeben und zeigt das oben diskutierte Verhalten. In Abb. 5.11 wird außerdem ein Vergleich der lateralen Profile zwischen Rechnung und Simulation dargestellt.

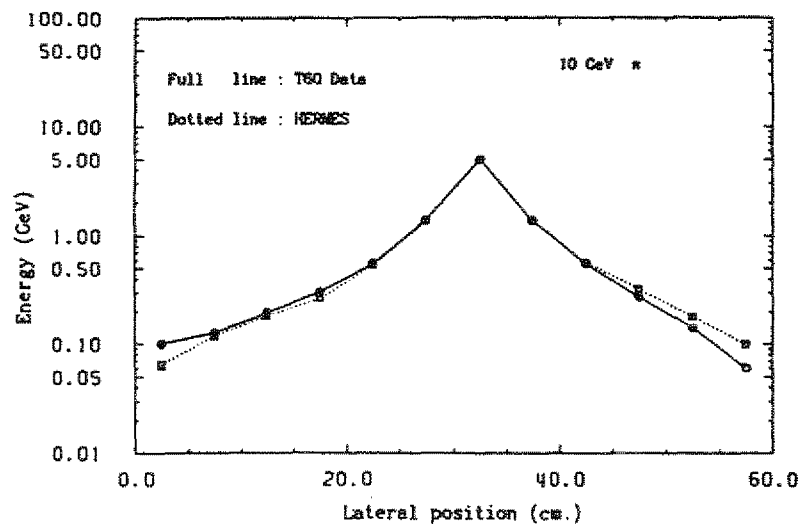


Abb. 5.11: Vergleich von Experiment und Simulation für die integralen, lateralen Schauerverteilungen

Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation. Weiterhin zeigt Abb. 5.12 die laterale Verteilung für jede der drei Sekundärteilchenkomponenten des Teilchenschauers, d.h. die Anteile durch Ionisation, elektromagnetische Teilchen und die Neutronenkomponente. Es ist klar zu erken-

nen, daß die Teilchenschauerverteilung in "Dick"-Targetsystemen durch die Verteilung der Neutronenkomponente dominiert ist. Nur eine präzise Behandlung der Neutronen führt zu einer aussagekräftigen Simulation.

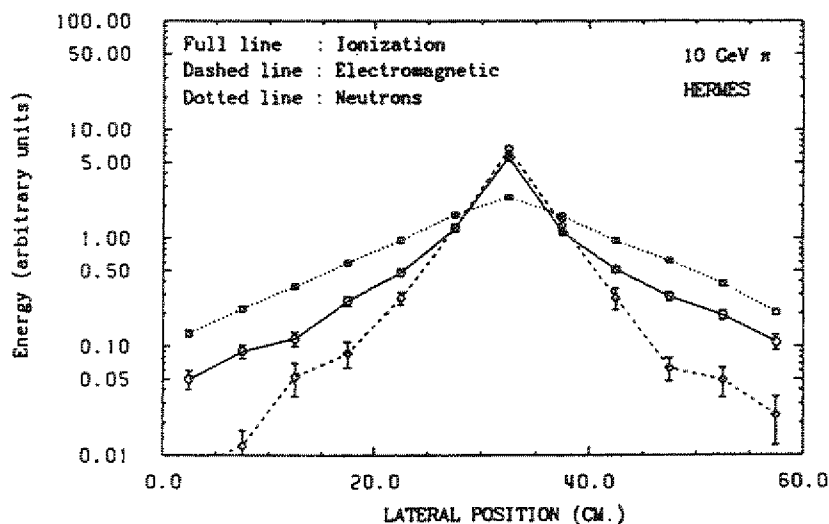


Abb. 5.12: Simulation der drei wichtigsten Teilchenschauerkomponenten für einen 10 GeV Pionenstrahl mit dem HERMES-System

Auch bei sehr viel höheren Strahlenergien existieren Vergleiche zwischen Experiment und Monte Carlo Simulation. Erwähnenswert sind hier durchgeführte Vergleiche mit einer kürzlich erweiterten HETC-Version (sh. HERMES, Kapitel 4 und die Ref. /5.19, 5.20/). Hier wird die gemessene ^{18}F -Produktion in Al-Folien, die in einem Eisen-Beam-Stop eingesetzt waren, mit Monte Carlo Simulationen verglichen. Der Eisen-Beam-Stop wurde hierbei mit Protonen der Energie von 29,4 GeV bestrahlt. Da die Anzahl der Strahlprotonen bei diesem Experiment mitgemessen wurde, konnten absolute Meßwerte für die ^{18}F -Produktion bestimmt werden. In Abb. 5.13 werden die Vergleiche zwischen Experiment und Simulation mit drei Monte Carlo Programmen verglichen, d.h. mit einer älteren HETC-Version (HETC 1972), der Version von 1988 (HETC88) und einem Dual Parton Modell /5.21/.

Der Vergleich in Abb. 5.13 zeigt, daß bei größeren Tiefen im Eisenbeamstop größere Abweichungen bestehen, wobei die Programme HET88 und FLUKA87 überall in guter Übereinstimmung sind. Weiterhin wird über Experimente mit 300 GeV Protonen auf Eisen bzw. Blei und vergleichende Rechnungen mit 20 TeV berichtet /5.19, 5.20/. In den 300 GeV Experimenten wurde mit Filmmaterial die Energiedepositionsverteilung in den Targets gemessen. Ein Vergleich dieser gemessenen Verteilungen in einer "Blei-Film"-Konfiguration wird in Abb. 5.14 dargestellt.

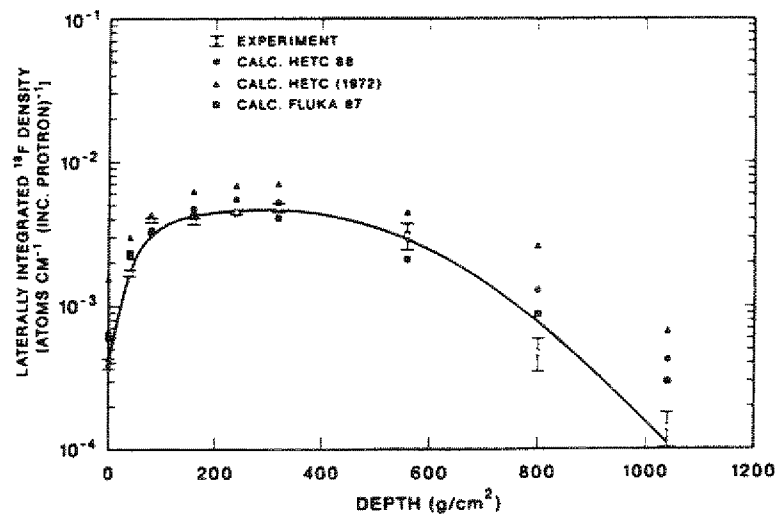


Abb. 5.13: Lateral integrierte ^{18}F -Produktion als Funktion der Tiefe für einen mit 29,4 GeV einfallenden Protonenstrahl in einem Eisen-Beam-Stop

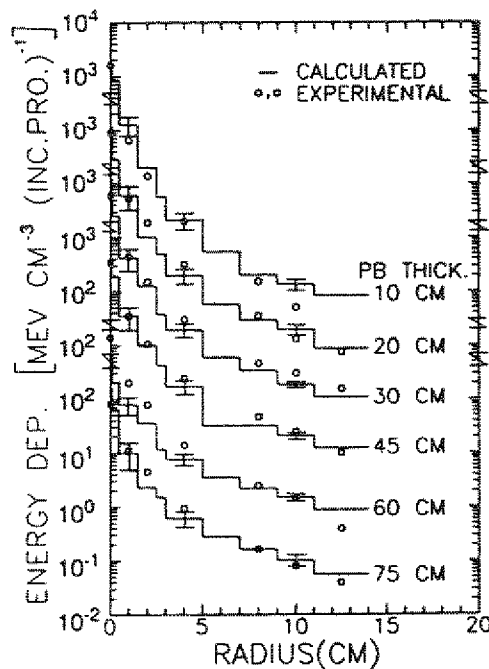


Abb. 5.14: Energiedeposition als Funktion des Radius in verschiedenen Tiefen in einer "Blei-Film"-Targetkonfiguration /5.20/ (in der Darstellung ist die Skala für die Ordinate unterbrochen, um die Ergebnisse für alle Meßtiefen in einer Abbildung zu zeigen)

Insgesamt zeigt die hier vorgelegte Übersicht über die Vergleiche zwischen Experiment und Monte Carlo Simulation in dem hier zu betrachtenden Bereich zwischen ca. 100 MeV und einigen 100 GeV, daß die Simulation das vorliegende experimentelle Material gut reproduzieren kann, wenn man bedenkt, daß es sich hier weitgehend um absolute Vergleiche handelt. Im Gegensatz zu den Experimenten ist die Simulation weiterhin in der Lage, einzelne Teilchenverteilungen in den "dicken" Targets zu analysieren. Dies wird besonders gut in der Abb. 5.12 wiedergegeben.

5.3 Die praktische Durchführung von Abschirmberechnungen am Beispiel ausgewählter Systemstudien

5.3.1 Geometrische Grundkonfigurationen und Kopplung der Simulationssysteme

Aufgrund der heutigen Anforderungen im Hinblick auf Sicherheit und technische Verfügbarkeit muß man für die generelle Auslegung von Abschirmungen an Mittel- und Hochenergiebeschleunigern eine ganze Reihe von Fragestellungen lösen, die z.T. schwierige praktische Bedingungen beinhalten können. Beim Verwenden der Monte Carlo Methode stellen sich praktische Grenzen bei der Berechnung von sehr "dicken" Abschirmungen, die mit der Statistik der Teilchenschicksale zusammenhängen. In Kapitel 5 wurde darauf hingewiesen, daß über die im HERMES-System vorhandenen "Submission Files" und Detektortypen eine Kopplung mit deterministischen Transportverfahren auf der Basis von S_N -Verfahren möglich ist. Die hier verwendeten S_N -Codes sind das 1-dimensionale ANISN /5.22/ und das 2-dimensionale DOT-IV /5.23/. In Tabelle 5.3 sind die relativen Unterschiede für die praktischen Anwendungen zwischen Monte Carlo und S_N -Methoden zusammengestellt.

	Vorteil	Nachteil
Monte Carlo	- 3-dimensional - geometrische Effekte - alle Teilchen werden transportiert - Hochenergiequerschnitte können generiert werden	- stochastisch - (ineffizient für "deep penetration") *
S_N -Methoden	- deterministische numerische Lösung der Transportgleichung - (effizient für "deep penetration")	- nur für Neutralteilchen zu verwenden - nur 1- bzw. 2-dimensional - Hochenergiequerschnitte müssen verfügbar sein

Tabelle 5.3: Relative Unterschiede zwischen Monte Carlo und S_N -Methoden für praktische Anwendungen
 (* "deep penetration" meint Berechnungen von Abschirmdicken über viele freie Weglängen bei Eisen oder Stahl, Dicken mehr als 3-4 m)

Das S_N -Verfahren oder die Methode der diskreten Ordinaten löst die Boltzmann-Gleichung durch ein numerisches Verfahren, indem der Phasenraum in eine Anzahl diskreter Punkte unterteilt wird, d.h. es wird ein System von Gleichungen mit Finiten Differenzen durch Iteration gelöst (Details sh. Ref. /5.24/). Die Programme ANISN und DOT-IV verwenden die Methoden der diskreten Ordinaten mit einer Vielgruppenlösung der Boltzmann-Gleichung für Neutronen und Photonen. ANISN löst die 1-dimensionale Form der Boltzmann-Gleichung in Platten-, Zylinder- oder Kugelgeometrie, während DOT-IV die 2-dimensionale Form in Platten und in R-Z oder R- θ Zylindergeometrie behandelt.

Da ANISN und DOT-IV nur Neutronen und sekundär durch die Neutronen erzeugte Photonen behandelt, werden diese Modelle nur in den Teilen der Abschirmung verwendet, wo die Neutronen die dominanten Teilchen sind. Die Kopplungsmethode geht davon aus, in der zu berechnenden Abschirmanordnung eine

interne Grenze zu definieren, tief genug in der Abschirmung, so daß die Neutronen dominieren. Der pro Monte Carlo Simulation berechnete Neutronenstrom durch diese interne Grenzfläche erlaubt dann die Entwicklung einer winkel- und energieabhängigen Eingabe-Neutronenquelle für die S_N -Rechnungen. In den Ref. /5.11, 5.25 und 5.26/ wurden grundsätzliche Studien zur Verifizierung des Verfahrens durchgeführt. In Ref. /5.16/ wird die rechnerische Überprüfung eines Abschirmexperimentes (sh. dieses Kapitel, Abschnitt 5.2, Abb. 5.7/5.8) mit den Kopplungsverfahren gezeigt, während in Ref. /5.27/ (Diss. J. Moll, Universität Wuppertal 1990) die Methode weiterentwickelt wurde, um für den Mittelenergiebeschleuniger COSY der KFA Jülich die Auslegungsrechnungen für die Abschirmungen durchzuführen.

Alle Neutronen aus der Monte Carlo Berechnung durchqueren die Kopplungsfläche im "positiven" Sinne in großer Tiefe in der Abschirmung und stellen eine Oberflächenquelle für die S_N -Transportrechnungen mit ANISN und DOT-IV dar. Dies wird in Abb. 5.15 gezeigt.

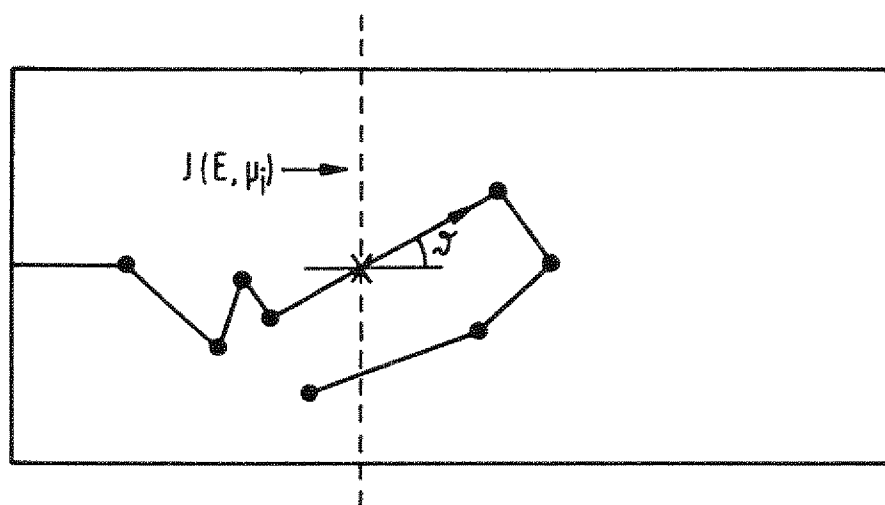


Abb. 5.15: Schematische Darstellung des Beitrages eines Teilchens zu einer Oberflächenquelle beim ersten Durchstoßen der Oberfläche

Wie oben bemerkt, sollte die Kopplungsfläche tief genug in der Abschirmung liegen, so daß die Neutronen die dominierenden Teilchen sind. Aber nicht tiefer als notwendig, damit die statistischen Fehler der Monte Carlo Quellrechnungen möglichst minimal sind. Dabei ist auch eine "Region"-Überlappung möglich, wo beide Rechenmethoden verglichen werden können. Abb. 5.16 zeigt, wo Neutronen die dominanten Teilchen in der Abschirmung werden.

Das Beispiel gibt die Dosis in einer sphärischen Eisenabschirmung an, die mit dem Monte Carlo Code HETC des HERMES-Systems mit einer isotropen Punktquelle von Neutronen mit 500 MeV Energie berechnet wurde. Wie aus dem Beispiel der Abb. 5.16 zu ersehen ist, kann eine Koppelfläche, die die oben angesprochenen Bedingungen erfüllt, bei einer Tiefe von etwa $500\text{-}700\text{ g/cm}^2$ ($64\text{-}90\text{ cm}$) liegen. Bei dieser Tiefe befindet sich der Neutronenschauer schon in der Gleichgewichtsphase.

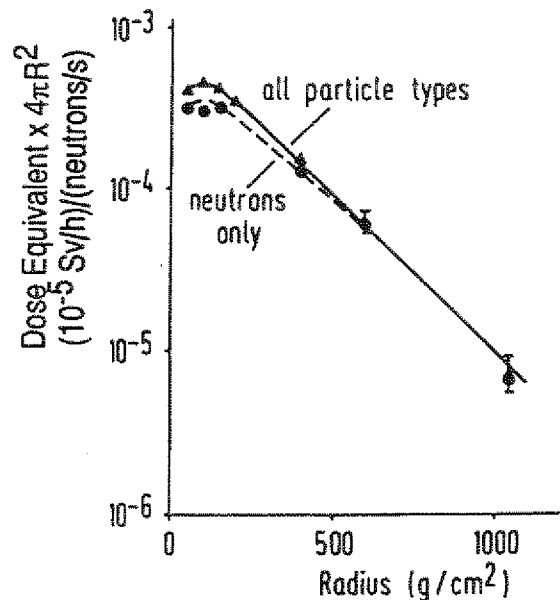


Abb. 5.16: Das Beispiel zeigt die Dominanz der Neutronen nach einigen mittleren freien Weglängen in der Abschirmung

Bei der Auslegung für die laterale Abschirmung des Beschleunigers, für Beam-Stops, Kollimatoren und für Abschirmung von Targetsystemen kann man mehrere einfache Grundkonfigurationen definieren, die zum Verständnis des jeweiligen Problems dienen können, bevor man in detaillierte und komplexe Design-Studien einsteigt [5.11, 5.25]. Diese Grundkonfigurationen dienen dazu, die wesentlichen physikalischen Vorgaben für eine entsprechende Problemstellung zu definieren, da z.B. abhängig von dem jeweiligen Beschleuniger- oder Targetsystemen verschiedene Primärteilchen (Elektronen, Protonen, Pionen oder Neutronen) Verwendung finden können und der Energiebereich von einigen 100 MeV bis in den TeV-Bereich reichen kann. Eine Übersicht der Vorgaben gibt Tabelle 5.4 wieder.

1. Physikalische Parameter: - Behandlung der Neutronen bis zur Quellenergie - Sekundärteilchenanteile in großen Tiefen in der Abschirmung - Sensitivitätsüberprüfung der verwendeten Wirkungsquerschnittsbibliothek für "Deep Penetration" Berechnung - Winkelauflösung (vor allem in 0°-Richtung) - theoretische/experimentelle Wirkungsquerschnitte
2. Verifikation: - Bestimmung entsprechender Abschirmtiefen für Kopplungsflächen - Bestimmen von angemessenen Winkelsätzen und Legendre-Entwicklungen und Maschenweiten für die S_N-Rechnungen - Bereitstellen der entsprechenden Response-Funktionen (z.B. für Dosisleistung und Aktivierung)
3. Abschätzung für die Dicke der Abschirmungen: - Abschätzung der longitudinalen und lateralen Dimensionen - Abschätzung der Leckagespektren (Neutronen, Photonen, geladene Teilchen) - Einfluß verschiedener Abschirmmaterialien (z.B. Eisen, Beton, Blei, Erdreich etc.) und verschiedene Dicken)

Tabelle 5.4: Zielvorgaben für die Auslegung von Abschirmungen

- Laterale Abschirmung des Beschleunigers für kontinuierliche Betriebsverluste

Es gibt eine Reihe von verschiedenen Konfigurationen bei der reinen Beschleunigerabschirmung. In Abb. 5.17 ist der Fall der lateralen Abschirmung für kontinuierliche Strahlverluste mit einer Linienquelle dargestellt (als Teilchen pro m und s^{-1}). Dies ist ein 1-dimensionales Geometrieproblem und kann mit den HERMES-Modulen HETC/MORSE für den Quellteil einschließlich einer Kopplung mit ANISN berechnet werden

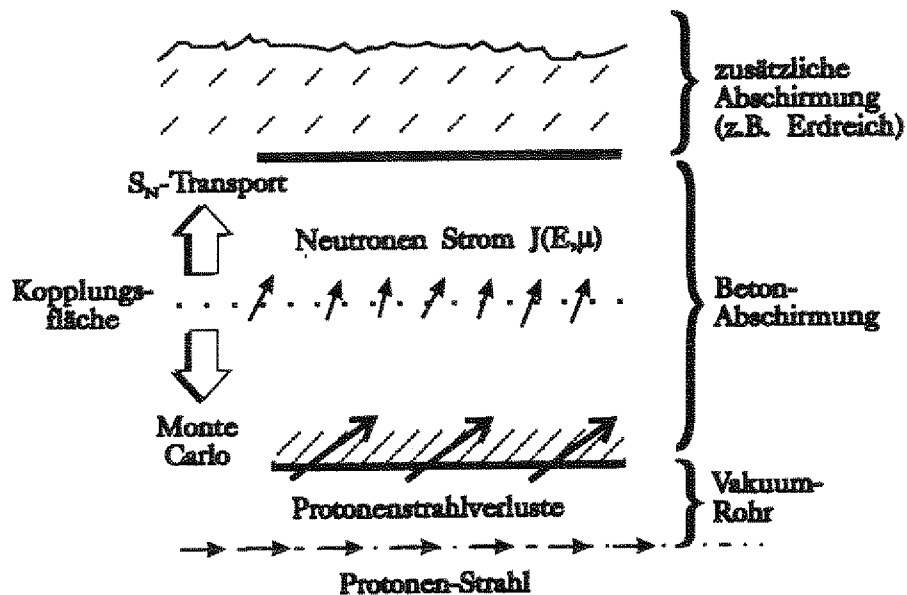


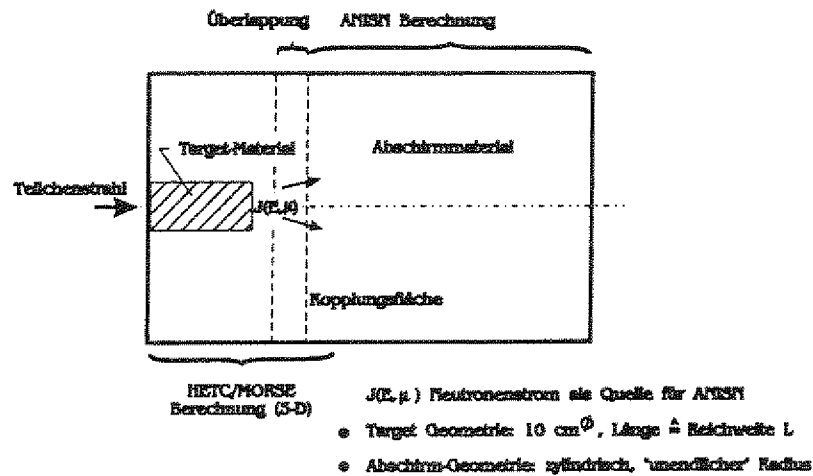
Abb. 5.17: Konfiguration für das laterale Beschleunigerabschirmproblem

- 1-dimensionale Grundkonfiguration für die Abschirmung von Targets, Blenden und Teilchenverlust-aufnehmenden "Scrapern"

In Abb. 5.18 sind Grundkonfigurationen für typische Abschirmungen von Targets, Blenden und Teilchen verlustaufnehmenden "Scrapern" dargestellt, wobei der Fall A den Fall einer einfachen Testgeometrie darstellt, während der Fall B für die endgültige Auslegung der Dicke des Abschirmsystems gedacht ist.

Die 1-dimensionalen Simulationen (der Quellbereich bis zur Kopplungsfläche 3-dimensional) dienen für erste Abschätzungen und geben wertvolle Hinweise für die aufwendigen 2-dimensionalen Simulationen, insbesondere was Materialzusammensetzung und Abschirmdicken betrifft.

A. (1-D) Grundkonfiguration



B. (1-D) Abschätzung für Abschirmdicken

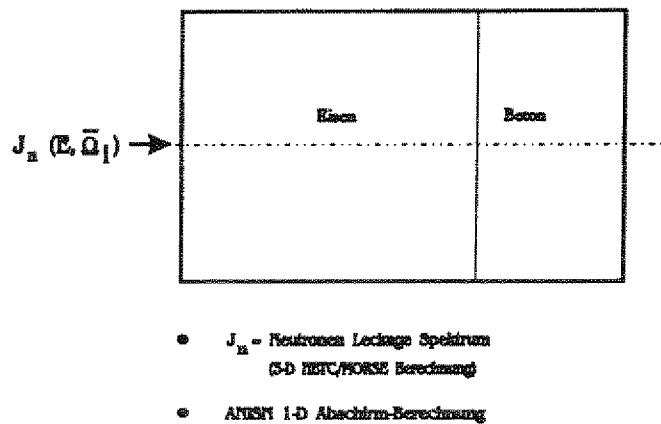
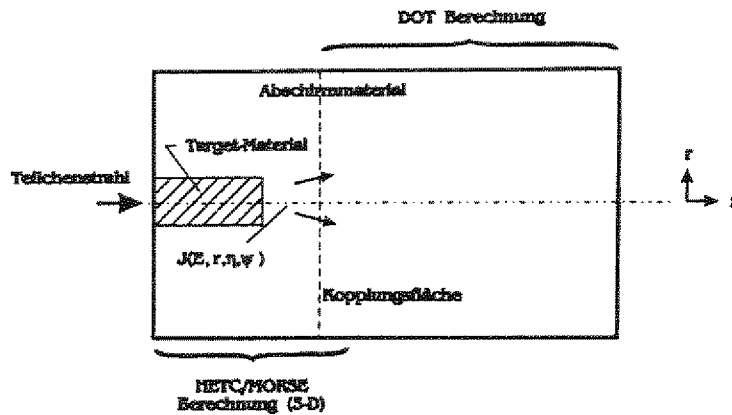


Abb. 5.18: Grundkonfiguration für 1-dimensionale gekoppelte Abschirmrechnungen

- 2-dimensionale Grundkonfigurationen für Abschirmauslegungen

Die 2-dimensionale Grundkonfigurationen sind in Abb. 5.19 dargestellt. Für die Simulationen zur Berechnung der Tiefe der Abschirmung werden diese Konfigurationen rechenzeitintensiver sein als die 1-dimensionalen Systeme. Sie sind aber wesentlich zur Überprüfung der lateralen Ausdehnung der Abschirmung, z.B. bei Beam-Stops oder Targetabschirmung, da die 1-dimensionale Simulation in lateraler Richtung üblicherweise unendlich ausgedehnt ist. Dafür wird in den 1-dimensionalen Simulationen für die Monte Carlo Beschreibung eine 2-dimensionale Targetbeschreibung verwendet.

A. (2-D) Grundkonfiguration



B. (2-D) Berechnung für Abschirmdicken

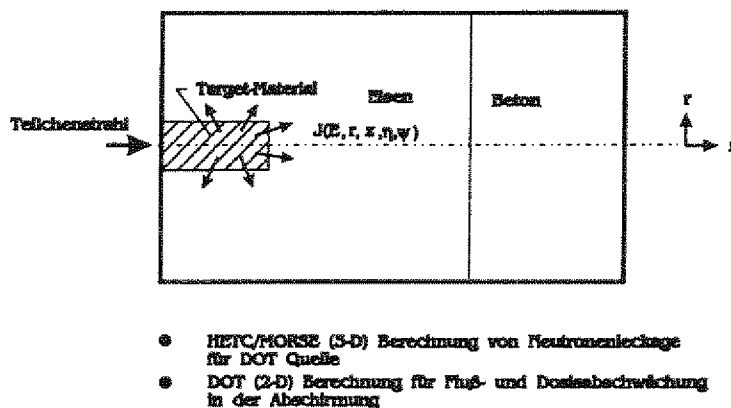


Abb. 5.19: Grundkonfigurationen für 2-dimensionale gekoppelte Abschirmrechnungen

Der jeweils verwendete Targetradius muß dem jeweiligen Problem angepaßt sein. Die Länge L des Targets kann sehr unterschiedlich ausfallen. Ist das Target ein Stoptarget, dann entspricht die Länge des Targets der Reichweite R des Primärstrahls. Auf jeden Fall ist die radiale und winkelabhängige Verteilung der Neutronen an der Kopplungsfläche zwischen Monte Carlo und S_N -Methode abhängig von der Targetlänge L , während die absolute Größe des Neutronenflusses von L und der Tiefe der Kopplungsfläche in der Abschirmung abhängt. Die Umrechnung der Monte Carlo Neutronenströme durch die Kopplungsfläche als $J(E, \mu)$ im 1-dimensionalen Fall oder in $J(E, r, \eta, \psi)$ im 2-dimensionalen Fall geht von folgenden Voraussetzungen aus (sh. im Detail 5.11, 5.26, 5.27):

An der Kopplungsfläche ergibt sich aus der Monte Carlo Simulation folgender Neutronenstrom

$$J_{ig}^{MC} = \sum_K w_{igk}^S / (\omega_K \cdot N_0)$$

mit J_{ig}^{MC} = Neutronenstrom durch die Kopplungsfläche für das i-te Winkelintervall und die g-te Energiegruppe

w_{igk}^S = statistisches Gewicht des k-ten Neutrons der Monte Carlo Simulation, welches die Kopplungsfläche in der Richtung $\omega_k > 0$ in der i-ten Winkelgruppe und g-ten Energiegruppe passiert.

Der Richtungskosinus ist $\omega_k = \Omega_k \cdot z$, wobei z ein Einheitsvektor in +z-Richtung ist (Strahlrichtung). Der Index k steht für den Anteil pro Teilchen und die Summe über k ist die Summe über alle Anteile, die über N_0 Primärteilchen des Strahls erzeugt werden. In den 1-dimensionalen ANISN- oder 2-dimensionalen DOT-IV-Rechnungen wird der Teilchenstrom über diskrete und über eine endliche Anzahl von Winkelintervallen ("discrete directions") bestimmt. Diese werden durch den Kosinus μ_i - der Richtung der Neutronen und von z - mit einem Wichtungsfaktor w_i , der mit jeder Richtung verbunden ist, angegeben. Die S_N -Methode benutzt deshalb als Quelle aus der Monte Carlo Simulation den winkelabhängigen Teilchenstrom (Fluß) pro Einheitsgewicht

$$J_{ig}^{SN} = J_{ig}^{MC} / w_i$$

Dabei ist zu bemerken, daß der Quellstrom nicht durch die Energiegruppenbreite geteilt wird - nur der Gruppenindex g wird benötigt -, d.h. die Energiegruppengrenzen für die Monte Carlo Analyse beziehen sich auf die Energieintervalle der Energiegruppenstruktur, die in den S_N -Berechnungen verwendet wird. Schließlich müssen noch die Winkelgrenzen ("angular binning") für die diskreten Winkelrichtungen in der Monte Carlo Analyse definiert werden. Werte für μ_i und w_i sind durch die Winkelsätze, die als Tabellen (sog. "quadrature sets") in den S_N -Programmen Verwendung finden, festgelegt (sh. /5.22, 5.24/). Dies sind die sog. S_N -Sätze, die über Legendre-Polynomentwicklung für μ_i und Gaußintegration für w_i entwickelt werden. Abhängig von den verfügbaren Winkelsätzen bietet sich wegen der Anisotropie der Teilchenströme eine möglichst hohe S_N -Näherung an ($\geq S_8$ oder S_{16}).

Ein besonderes Problem, welches vor allem bei Experimentiereinrichtungen und anderen Einbauten in der Abschirmung auftaucht, ist der Transport von Teilchen durch Teilchenkollimatoren und Öffnungen in der Abschirmung /5.11/. Hierbei muß nicht nur der Teilchentransport zum offenen Ende der Öffnung, sondern auch der Einfluß der umgebenden Abschirmung berücksichtigt werden. Abhängig von der vorliegenden Komplexität der Geometrie können dabei mehrfach Kopplungen der Monte Carlo Systeme notwendig werden. Die Verfahrensweise hängt vielfach davon ab wie die Öffnungen und Einbauten in der Abschirmung gestaltet (gerade oder mehrfach gewinkelte Öffnungen) sind. Ein wichtiges Verhältnis ist hierbei das Verhältnis von Länge zu Durchmesser L/D einer Öffnung. Dieses Verhältnis bestimmt, ob die Teilchenleckage oder Dosis am Ende der Öffnung nur durch die Leckage der Teilchen durch die Öffnung bestimmt wird oder bei kleinem L/D -Verhältnis ein großer Teil der Teilchen aus der Abschirmung, die die Öffnung umgibt, als Leckage durch die Öffnung ans Ende der Öffnung gelangen können.

5.3.2 Ausgewählte Systemstudien

Im folgenden wird an mehreren Systembeispielen die Leistungsfähigkeit der Simulationmethoden gezeigt. Die ersten beiden Beispiele behandeln Abschirmstudien im Mittelenergiebereich - typische Teilchenenergien bis zu einigen GeV - und zwar Studien für die Abschirmung einer Hochstrommaschine mit Neutronentargetstation /5.28/ und die Abschirmauslegung für das KFA Cooler Synchrotron COSY /5.27/. Die anderen drei Systembeispiele demonstrieren für den Hochenergiebereich ausgesuchte Designergebnisse für drei Abschirmauslegungen und zwar für HERA-DESY /5.6/, LEP-CERN /5.7/ und LHC-CERN /5.8/.

5.3.2.1 Das Abschirmdesign der Hochstrom-Spallationsquelle SNQ

Drei spezielle Fragestellungen zur Abschirmauslegung der SNQ werden betrachtet: Der Neutronenfluß außerhalb des Beschleunigertunnels zur Bestimmung der Erdaktivierung, die Konzeption der Abschirmung zum Hochstrom-Neutronentarget und Dosisratenberechnungen außerhalb der Targetstation mit Bestimmung der Luft- und Erdbodenaktivierung. Die SNQ-Anlage war als Linearbeschleuniger mit 1,1 GeV Protonenenergie und einer Strahlstärke von einem mittleren Strom = 5 mA konzipiert.

- Erdreichaktivierung um den Beschleunigertunnel

Zur Bestimmung der Erdbodenaktivierung des Erdwalls, der den Beschleunigertunnel des Beschleunigers umgibt, werden die Neutronenflüsse mit der Monte Carlo Simulation berechnet. Diese Neutronenflüsse werden verwendet, um die Produktionsraten für einige wichtige Leitnuklide (Tabelle 5.5) im Erdboden zu berechnen.

Co	→	^{60}Co
Mn	→	^{56}Mn
^{24}Mg	→	^{22}Na , ^{24}Na
^{25}Mg	→	^{22}Na , ^{24}Na
^{26}Mg	→	^{22}Na , ^{24}Na
^{27}Al	→	^{22}Na , ^{24}Na
^{151}Eu	→	^{152}Eu

Tabelle 5.5: Leitnuklide mit Neutronen Schwellwertreaktionen zur Berechnung der Erdbodenaktivierung

Die Berechnungen des Leckageneutronenflusses aus dem Beschleunigertunnel wurden mit HETC und MORSE durchgeführt (sh. Kapitel 4) und zwar auf einer CRAY-XMP. Der Beschleunigertunnel wurde im Monte Carlo Geometriemodell als faktisch unendlich lang angenommen (100 m) /5.3/ mit einem Querschnitt nach Abb. 5.20. Das verwendete Modell ist ein adäquat simplifiziertes Modell des tatsächlichen technischen Layouts (Abb. 5.21).

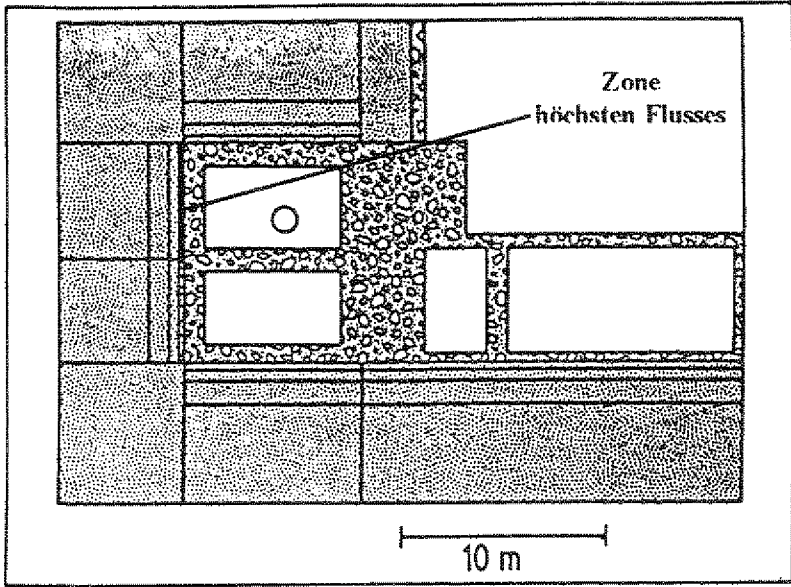


Abb. 5.20: 3-dimensionales Geometriemodell für die Computersimulation des Beschleunigertunnels

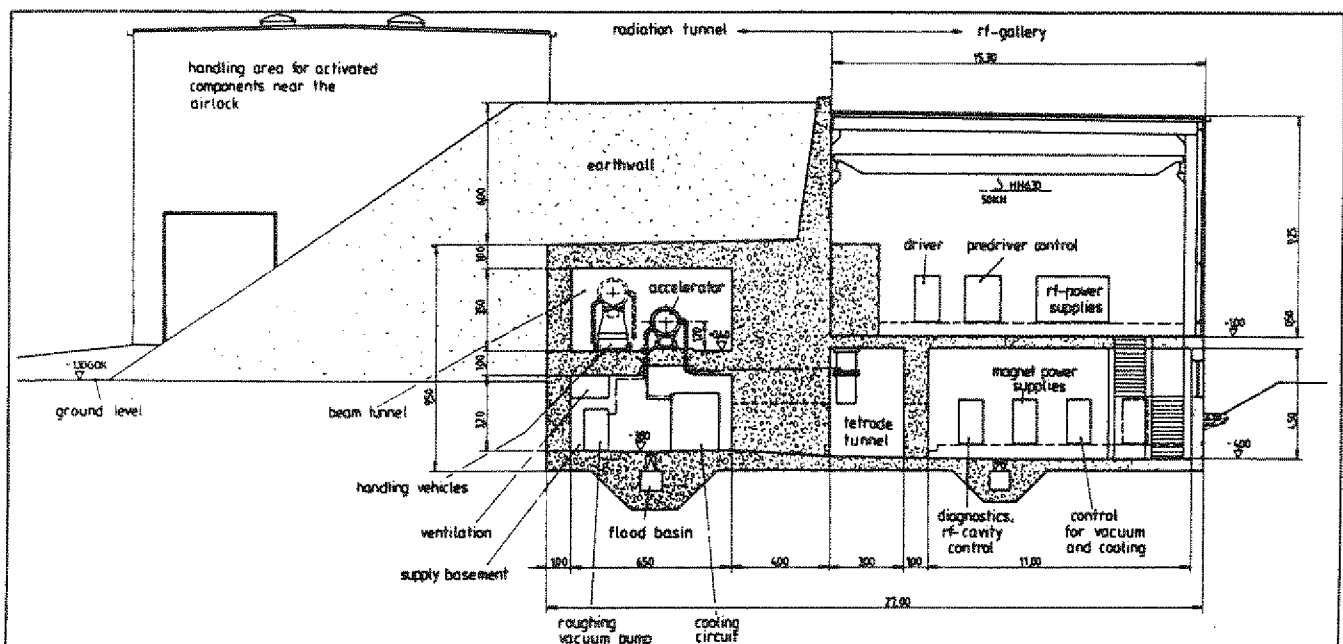


Abb. 5.21: Technischer Layout des Beschleunigertunnels

Für die Strahlverluste, welche die Quelle für dieses Abschirmproblem darstellt, wurden folgende Annahmen gemacht:

- Protonen von 1,1 GeV Energie
- Linienquelle mit einer Quellstärke von $3 \times 10^{11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$

Die Protonen wechselwirken im wesentlichen mit den massiven Teilen der Beschleunigerstruktur. Diese Wechselwirkung wurde durch die Annahme eines Eisentargets als Protonenstoptarget in der Strahlrichtung des Beschleunigers simuliert. Die Neutronenflüsse wurden an verschiedenen Stellen im umgebenden Erdreich des Beschleunigertunnels berechnet (sh. Abb. 5.20). Der Bereich des höchsten Flusses ist in Abb. 5.20 gekennzeichnet. Abb. 5.22 zeigt das typische Neutronenspektrum, welches man im Erdreich um den Beschleuniger findet.

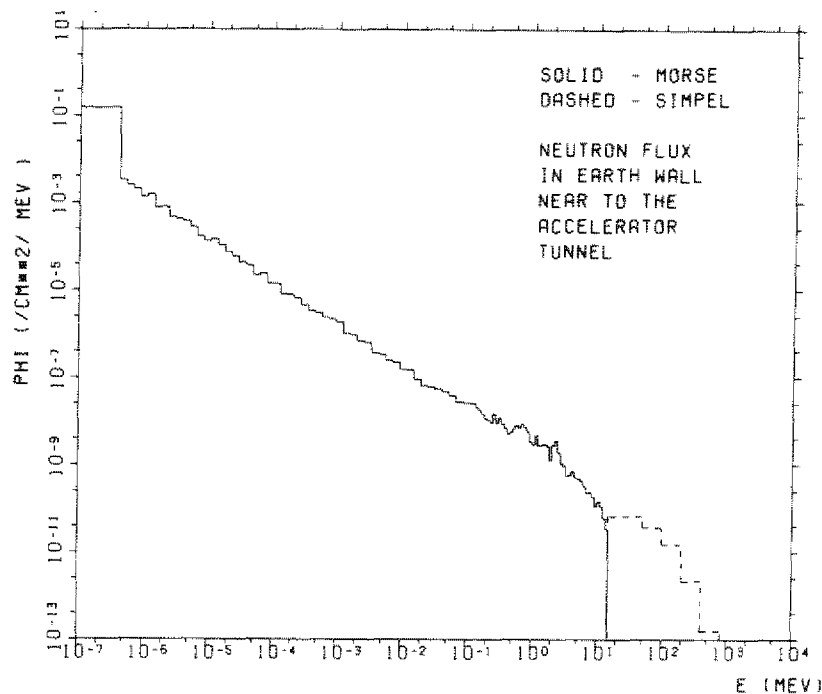


Abb. 5.22: Neutronenspektrum in der Zone höchsten Flusses im Erdreich um den Beschleunigertunnel

Die gebrochene Linie stellt den Hochenergieteil des Spektrums dar (HETC-Berechnung), während die durchgezogenen Linien den Niederenergieteil (≤ 15 MeV) (MORSE-Berechnung) zeigt. Sowohl mit den Querschnitten der oben angegebenen Leitnuclide, aber auch mit einem detaillierten Nuklidinventar wurden standardmäßige Aktivierungsrechnungen durchgeführt. Im Bereich des höchsten Neutronenflusses (Abb. 5.22) ergibt sich eine zu erwartende Dosisleistung von ca. 0,6 Sv/h (60 rem/h). Nur für wenige Nuklide erhält man an dem kritischen Punkt des Beschleunigergebäudes (Zone des höchsten Flusses) Werte, die über dem 10^{-4} -fachen der Freigrenze nach Strl.Sch.V. liegen.

Nuklid	T 1/2	Faktor $\times 10^{-4}$ FG
^{24}Na	15 h	5,5
^{56}Mn	2,6 h	2,2
^{60}Co	5 a	2,7
^{152}Eu	13,33 a	2,0

Tabelle 5.6: Nuklide über Freigrenze

Die kurzlebigen Nuklide ^{24}Na und ^{56}Mn stellen hierbei kein Problem für eine spätere Bodenentsorgung dar. Die langlebigen Nuklide ^{60}Co und ^{152}Eu überschreiten nur unwesentlich das 10^{-4} -fache der Freigrenze. Auch wegen der abschirmenden Wirkung (Rechnung für andere Zonen) ergab sich, daß nach ca. 65 cm Bodenschicht die Werte unterhalb des 10^{-4} -fachen der Freigrenze lagen.

- Abschirmkonzeption des Neutronenhochstromtargets

Für das Design der Abschirmung des Neutronenhochstromtargets, die aus Gußeisen und Beton bestehen sollte, mußten folgende Fragestellungen beantwortet werden:

- Ist die Äquivalenzdosis in Sv/h an der Außenseite der Abschirmung bei einer nicht laminierten Abschirmung geringer als bei einer laminierten Abschirmung
- Unterschied in der Dicke der Abschirmung für die Fälle 0,35 GeV und 1,1 GeV Protonenstrahlenergie
- Unterschied der Abschirmdicke für die Vorwärts- und Rückwärtsstrahlrichtung bei 1,1 GeV Protonenstrahlenergie
- notwendige Abschirmdicke für eine Äquivalenzdosis $\leq 5 \mu\text{Sv/h}$ an der Abschirmoberfläche

Das erste Problem wurde folgendermaßen behandelt: für eine Grundkonfiguration (Abb. 5.18) wurden für eine Platte aus 5 m Eisen und eine Platte aus 3 m Eisen und 2 m Beton die radialen Dosisraten mit ANISN /5.22/ simuliert. Die Hochenergieneutronenquelle hatte die Quellenergie 700-800 MeV, welches die höchste Gruppe der Los Alamos Neutronen-Gamma-Bibliothek ist (sh. Kapitel 3, Tabelle 3.10). Die S_N -Rechnungen wurden in P_3/S_{16} -Ordnung durchgeführt. Die gruppen- und ortsabhängigen Teilchenflüsse wurden dann mit entsprechenden Konversfaktoren gefaltet (sh. Kapitel 3, Abb. 3.18a), um die ortsabhängige Neutronendosisrate zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abb. 5.23 dargestellt.

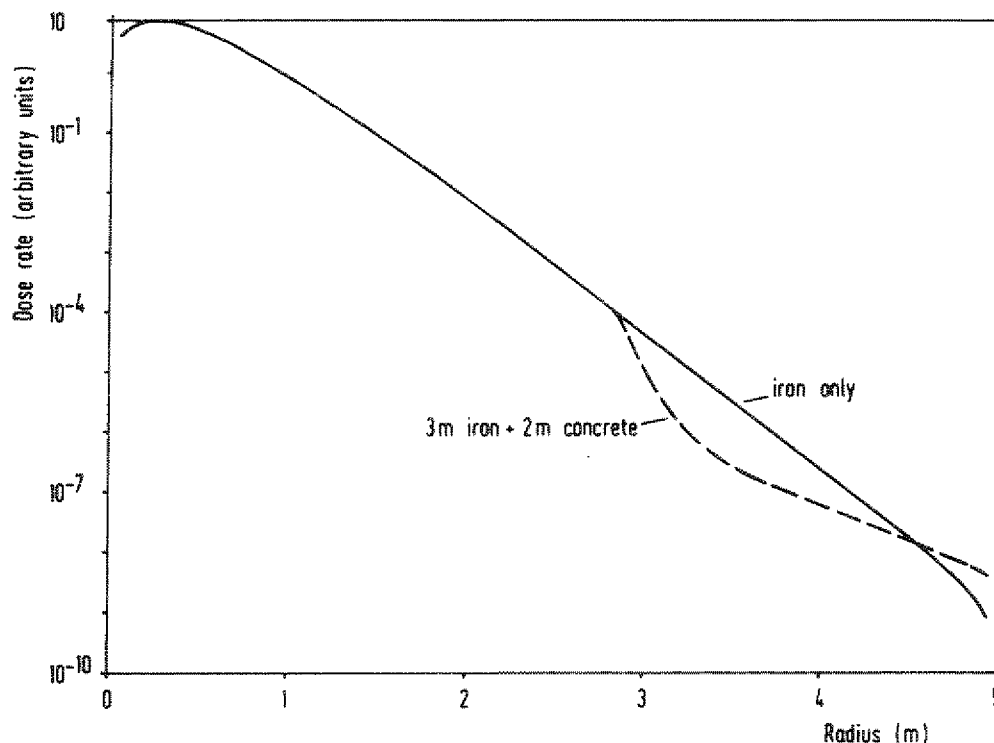


Abb. 5.23: Radiale Abhängigkeit der Äquivalenzdosis für Neutronen in Eisen/Beton-Abschirmungen

Man erkennt, daß die Äquivalenzdosis im Beton kleiner wird verglichen mit der in Eisen, besonders im Bereich von 3-4,5 m. Dies kommt von der Tatsache, daß Beton ein besserer Moderator und Absorber für Neutronen im Energiebereich von 1 MeV bis 1 keV als Eisen ist. Das im Eisen entstandene Spektrum enthält ca. 70 % der Neutronen in diesem Energiebereich. In einer Tiefe $\geq 4,5$ m in der Abschirmung ist die Äquivalenzdosis im Beton größer als die im Eisen, weil Beton für die Hochenergieneutronen eine "schlechtere" Abschirmung darstellt als Eisen. Bei näherer Analyse findet man, daß der totale Neutronenfluß in einer Tiefe von 4 m in der Abschirmung im Beton einen Faktor von ca. 10 niedriger liegt als im Eisen, der schnelle Fluß aber ungefähr um den gleichen Betrag an dieser Stelle höher ist (sh. Tabelle 5.7).

Neutronenenergie MeV	Neutronenfluß (beliebige Einheit)	
	5 m Eisen	3 m Eisen + 2 m Beton
0 - 800	1,0	$1,2 \times 10^{-1}$
100 - 800	$1,0 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^{-2}$

Tabelle 5.7: Vergleich der totalen Neutronenflüsse in 4 m Tiefe der Abschirmung

Wir ziehen aus dieser ersten einfachen Simulation folgende Schlußfolgerung: der innere Teil der Abschirmung sollte aus Eisen bestehen, um die Hochenergieneutronen abzuschirmen. Der äußere Teil von ungefähr 1 m Dicke sollte aus Beton bestehen, um die Dosis zu reduzieren. Eine laminare Abschirmung erscheint nicht sinnvoll, da das sog. 26 keV "Fenster" im Eisen nicht existiert. Die 26 keV Neutronen werden im wesentlichen durch Abbremsen der hochenergetischen Kaskadenneutronen in der Abschirmung selbst erzeugt. Sie entstehen am Ende der Abschirmung nicht durch Quelleckage im 26 keV Fenster des Eisens.

Das oben angesprochene zweite und dritte Problem wurde durch Simulation durch Nutzung der Kopplungsprozedur zwischen Monte Carlo und S_N -Transport (dieses Kapitel, Abschnitt 5.3.1) gelöst. Die 3-dimensionale HETC Monte Carlo Berechnung wurde mit dem Targetsystem und einer Abschirmung von 5 m Radius aus Gußeisen durchgeführt. Die Monte Carlo Simulation bestimmte den winkelabhängigen schnellen Neutronenfluß ($E_N > 50$ MeV) an sphärischen Oberflächen mit jeweils 50 cm bzw. 75 cm Radius um das Targetzentrum (Abb. 5.24). Damit wurde eine Flächenquelle für die weitere S_N -Rechnung mit ANISN erzeugt.

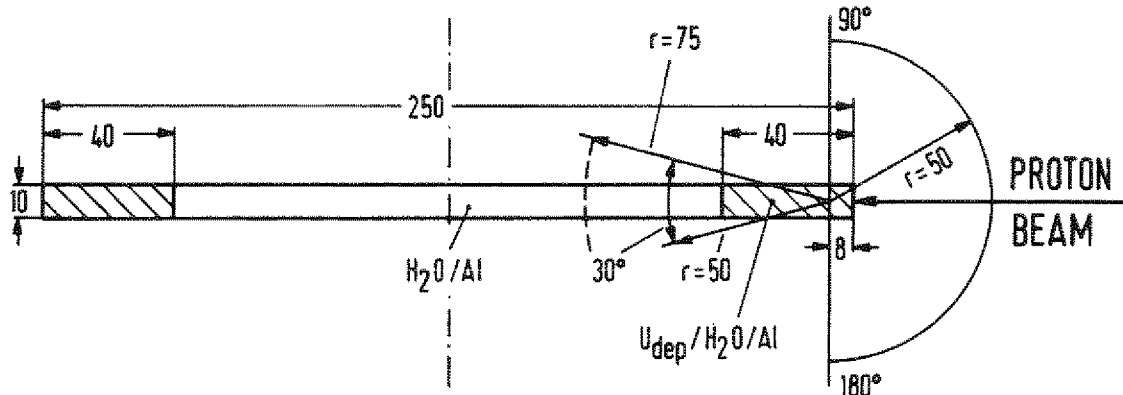


Abb. 5.24: Simulationsgeometrie zur Berechnung einer Hochenergieneutronenquelle für 1-dimensionale ANISN Abschirmberechnungen (das Targetmaterial bestand aus einem Uran-Al- H_2O -Gemisch, sh. Kapitel 6)

Für die Wirkungsquerschnitte wurde die in Kapitel 3, Abschnitt 3.2, Tabelle 3.11 dargestellte LAHI-Bibliothek bis 1,1 GeV Neutronenenergie verwendet. Hierbei wurde die LAHI-Bibliothek in ihrer erweiterten Form bis 1,1 GeV Energie benutzt [5.29]. Typische Nukliddichten für die verwendeten Abschirmmaterialien sind in Tabelle 5.8 zusammengestellt.

Material	Nuklid	Anzahl der Atome [$10^{24} \cdot \text{cm}^{-3}$]
Gußeisen	C	$1,2 \cdot 10^{-2}$
	Fe	$7,1 \cdot 10^{-2}$
	Si	$3,0 \cdot 10^{-3}$
Normalbeton	H	$1,4 \cdot 10^{-2}$
	C	$1,2 \cdot 10^{-4}$
	O	$4,6 \cdot 10^{-2}$
	Al	$2,8 \cdot 10^{-3}$
	Si	$1,7 \cdot 10^{-2}$
	Fe	$2,3 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.8: Verwendete Nukliddichten für S_N -Berechnungen

Die Fragestellung zur Abschirmdicke für eine Protonenenergie von 0,35 GeV und 1,1 GeV auf das Targetsystem in Abb. 5.24 wurde folgendermaßen behandelt. In Abb. 5.25 wird dazu die berechnete Äquivalenzdosis sowohl für den 0,35 GeV wie auch für den 1,1 GeV Fall gezeigt. Beide Kurven zeigen unterschiedliche Äquivalenzdosen bei gleichem Kurvenverlauf. Um dieselbe Äquivalenzdosis an der Oberfläche der Abschirmung zu erhalten, muß die Dosiskurve für den Fall $E_p = 1,1$ GeV entsprechend Abb. 5.25 extrapoliert werden. Die so bestimmte Differenz von $\Delta L = 80$ cm heißt dann, daß der 0,35 GeV-Fall und der 1,1 GeV-Fall sich nur durch eine Abschirmdicke von 80 cm Gußeisen unterscheiden.

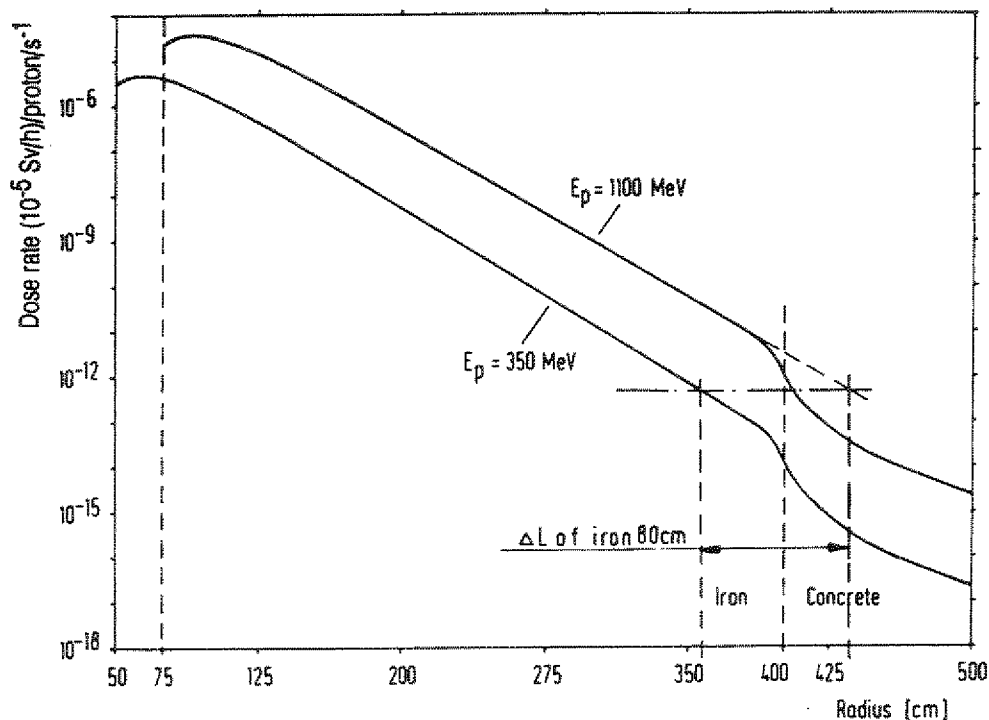


Abb. 5.25: Äquivalenzdosisraten-Simulation (HETC-ANISN) in Protonenstrahlrichtung mit Bestimmung der zusätzlichen Abschirmdicke durch Vergleich von 3,5 GeV bzw. 1,1 GeV Protonen auf ein Urantarget

Außerdem wurde die Fragestellung der notwendigen Abschirmdicke in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung zum einfallenden Protonenstrahl auf das Targetsystem nach Abb. 5.24 untersucht. Ein Vergleich der winkelabhängigen schnellen Neutronenproduktion (mit HETC-Berechnungen) ergab ein Dosisratenverhältnis vorwärts zu rückwärts bei konstanter Dicke der Abschirmung von 20, während die gekoppelten Rechnungen einen Faktor von 1000 ergaben. Diese große Differenz kann durch die sehr unterschiedlichen Neutronspektren erklärt werden (sh. Abb. 5.26). Das Spektrum in Vorwärtsrichtung ist wesentlich härter als in Rückwärtsrichtung. Außerdem ist die Winkelverteilung sehr stark nach vorwärts gerichtet (sh. auch Abb. 5.1 in diesem Kapitel).

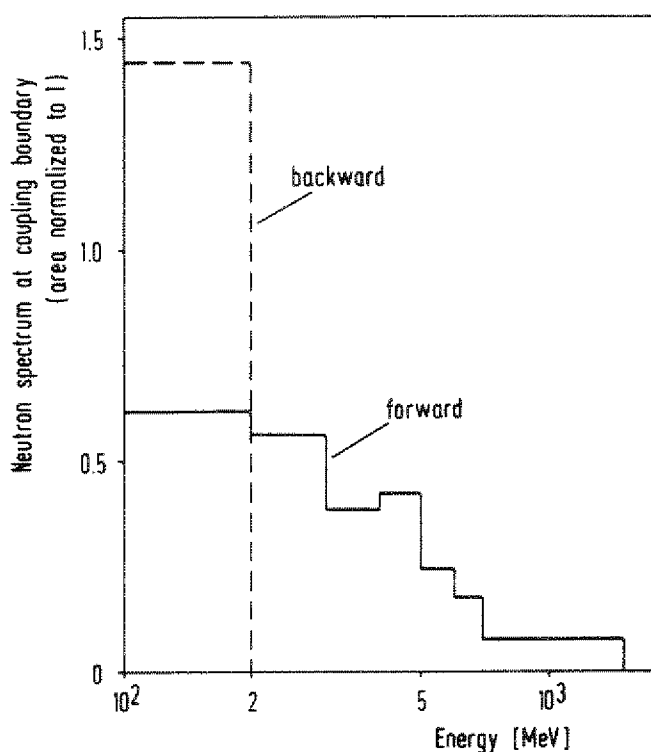


Abb. 5.26: Neutronspektrum an der Kopplungsfläche von 1,1 GeV Protonen für das Targetsystem in Abb. 5.24 in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung (0°/180°) (Kopplungsfläche bei R = 75 cm)

Für die Rückwärtsrichtung (180°) zur 1,1 GeV Protonenstrahlenergie wurde eine Simulation mit einer Abschirmung aus 4 m Gußeisen und 1 m Beton durchgeführt. Die Äquivalenz an der Oberfläche bis 5 m ergab sich zu 3 $\mu\text{Sv/h}$ für einen Protonenstrahl von 5 mA Intensität. Im Fall der Vorwärtsrichtung (0°) des Protonenstrahls ergab eine Äquivalenzdosis von 3 $\mu\text{Sv/h}$ bei einer Abschirmkombination aus 5,5 m dicken Gußeisen und 1 m Beton.

Aus Abb. 5.27 ist damit abzuleiten, daß eine Abschirmung von 5,5 m Gußeisen und 1 m Beton in 0°-Richtung und von 4 m Gußeisen und 1 m Beton in 180°-Richtung zum Protonenstrahl ausreicht, die Dosisrate auf kleiner als 5 $\mu\text{Sv/h}$ an der Außenseite der Abschirmung zu reduzieren.

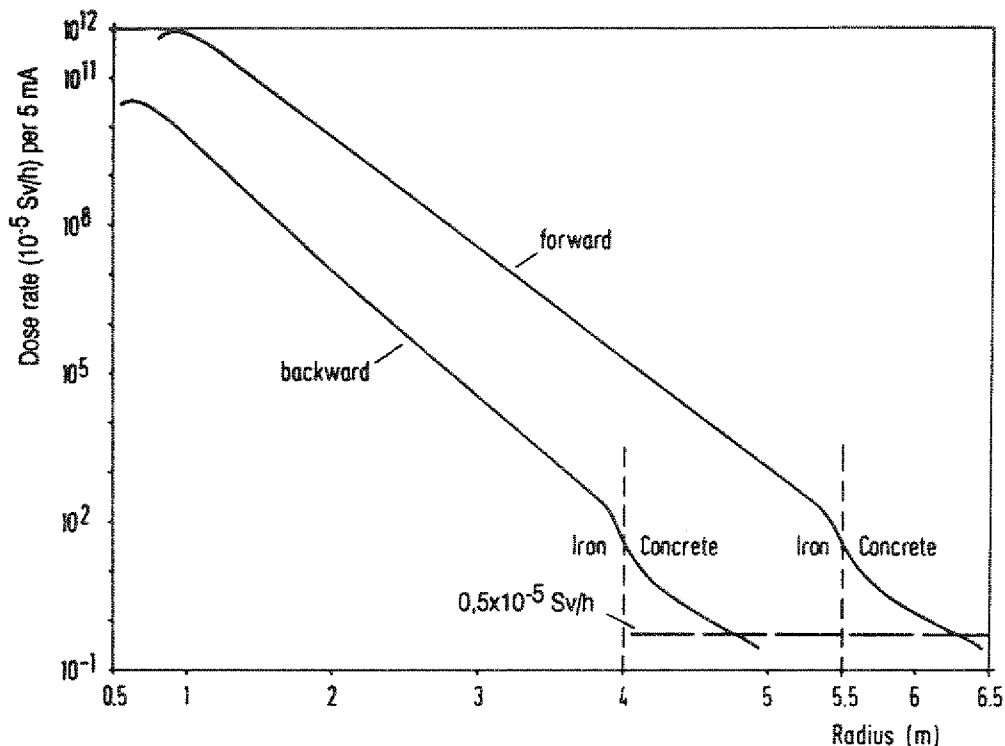


Abb. 5.27: Vergleich der Äquivalenzdosisrate in 0° - bzw. 180° -Richtung zum einfallenden Protonenstrahl mit 1,1 GeV Strahlenergie

- Simulation des Einflusses der Teilchenstrahlung auf die Umgebung von Beschleunigern und Hochenergie-neutronenquellen

In der Umgebung von Beschleunigeranlagen werden oft erhöhte Neutronen- und Gammastrahlungsfelder beobachtet, welche eine Gefahr für Personal und die angrenzende Bevölkerung darstellen können /5.30/. Die ortsabhängigen Verteilungen solcher externer Dosiswerte werden durch den sog. "Sky"- bzw. "Ground"-Shine-Effekt erzeugt, der durch Rückstreuung der erzeugten Sekundärteilchenstrahlung durch den Erdboden, die Atmosphäre oder benachbarte große Gebäude entsteht. Damit verbunden ist die mögliche Kontamination der Umgebungsatmosphäre (Luft) und des Grundwassers durch die durch die Teilchenstrahlung entstehende induzierte Radioaktivität.

Für die oben beschriebenen Abschirmprobleme für eine Hochstromspallationsquelle (SNQ) und deren Targetsystem wurden eine Reihe von Sicherheitsproblemen studiert /5.3, 5.11, 5.25, 5.31/. Der Einfluß der sekundären Leckagestrahlung durch das Abschirmsystem auf die Umgebung bis zu einem Bereich von ca. 1,5 km Entfernung von der Hochenergieneutronenquelle wurde ausführlich in Ref. /5.3 und 5.29/ in einer 3-dimensionalen/2-dimensionalen Monte Carlo S_N -Methodenkopplung simuliert. Für den Transport bis zu 1,5 km in der Atmosphäre wurde das 2-dimensionale S_N -Programm DOT-IV /5.23/ mit dem HETC des HERMES-Systems /5.9/ gekoppelt. Die Analyse dieser Fragestellung führte zu folgenden Ergebnissen:

- Bestimmung der orts-, energie- und winkelabhängigen Verteilungen der Sekundärteilchenquelle, die durch die Bestrahlung des Targets und anderer Materialien durch den Protonenstrahl mit 1,1 GeV erzeugt wurden.
- Beschreibung des Transportprozesses der Sekundärstrahlung durch Abschirmung, Erdboden und Atmosphäre

- Anwendung der entsprechenden Responsefunktion für die Wechselwirkung der Strahlung und dem Material der Umgebung (Luft, Erdboden etc.). der Hochenergieteil der Responsefunktion wurde aus Ref. /5.32/ verwendet.

In Abb. 5.28 ist das Schema der notwendigen Modellkopplungen dargestellt.

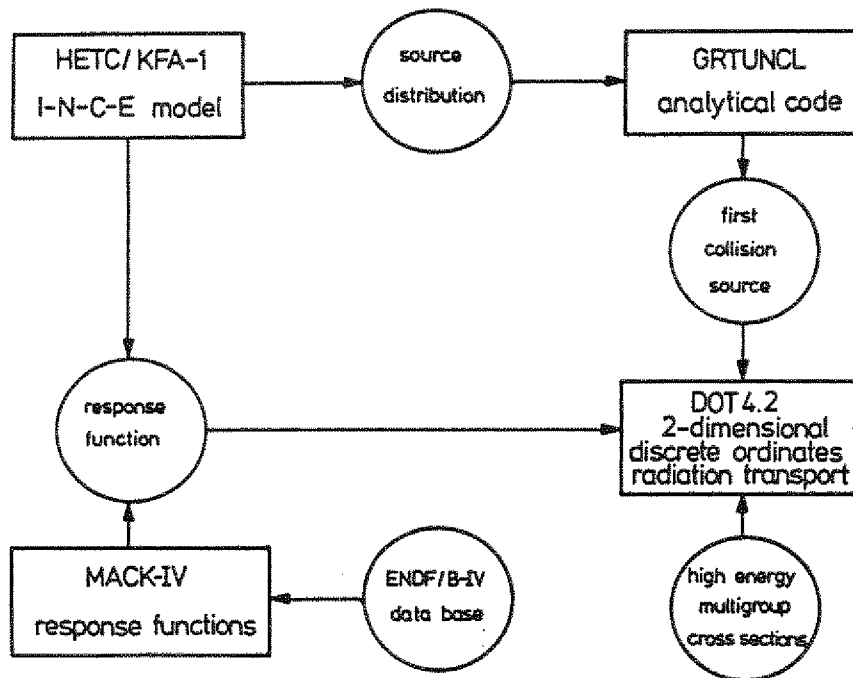


Abb. 5.28: Schema der Kopplung für die verwendeten Modellkopplungen

Das Target (sh. auch Abb. 5.30) bestand dabei aus einer Materialmischung aus ^{238}U , H_2O als Kühlwasser und Aluminium. Es war als Rad mit einem Durchmesser von 2,5 m und einer Scheibendicke von 10 cm konzipiert /5.33/. Das Neutronenspektrum der produzierten Neutronen in 0° -Richtung (in Protonenstrahlrichtung) wird in Abb. 5.29 dargestellt.

Für den "Deep Penetration"-Transport wurden das Protonenstrahlrohr und andere komplexe Targetstrukturen vernachlässigt. Der Quellterm, der mit HETC 3-dimensional berechnet wurde, wurde für die 2-dimensionale S_N -Rechnung in eine äquivalente volumen-integrierte Neutronenpunktquelle mit einer Vielgruppenstruktur in einer S_N -Winkelverteilung entwickelt /5.29/. Über den Code GRTUNCL /5.23/ wurde für DOT-IV eine sog. "Erststoß"-Quelle erzeugt, die über das gesamte Maschennetz der S_N -Transporte verteilt wurde. Das Geometriemodell - eine r-z-Geometrie - wird in Abb. 5.30 dargestellt.

Spectrum of Forward Emitted Neutrons

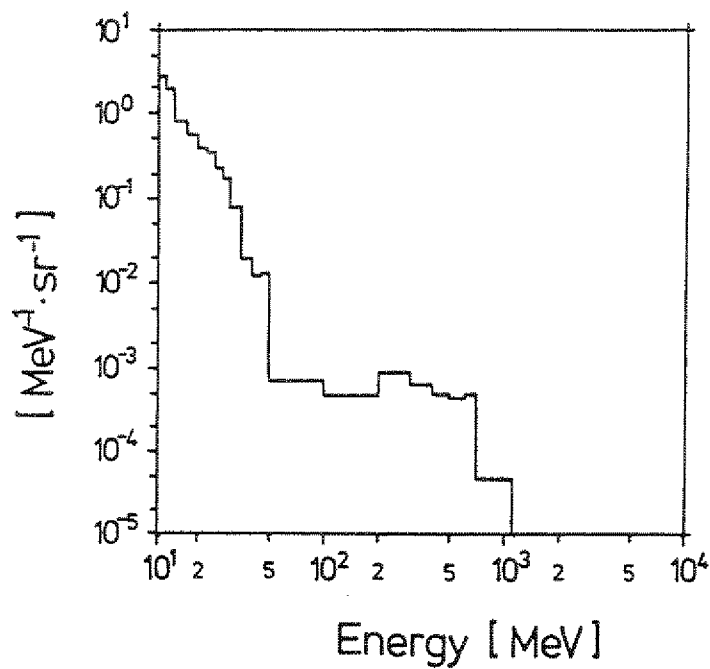


Abb. 5.29: Energiespektrum der im Target erzeugten Sekundärneutronen in Vorwärtsrichtung (0°) zum einfallenden Protonenstrahl von 1,1 GeV Energie

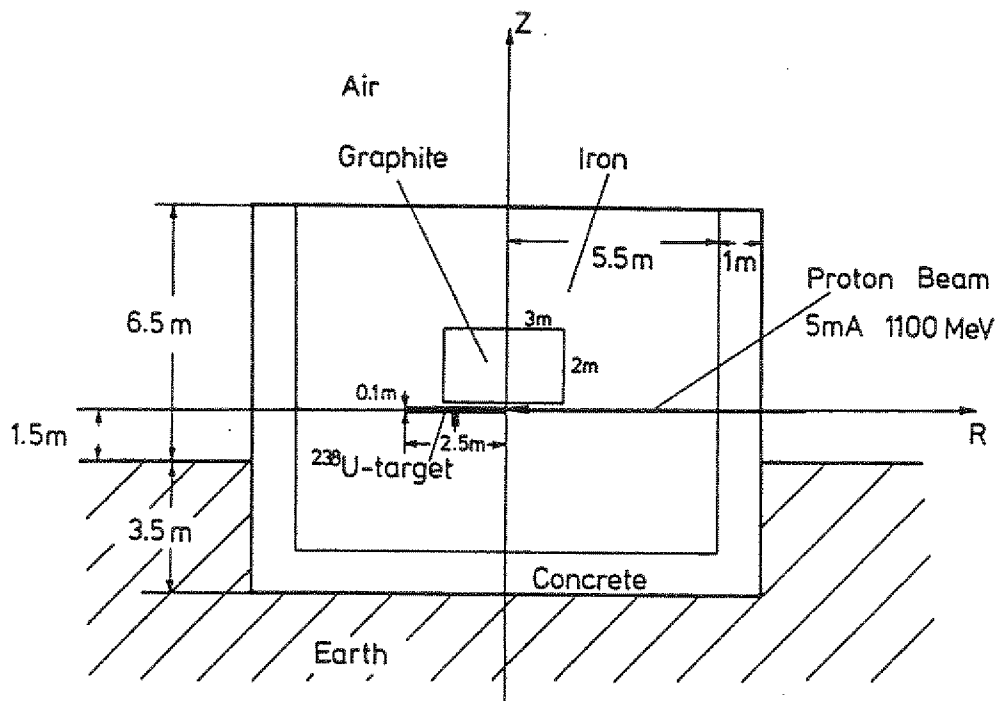


Abb. 5.30: 2-dimensionales Geometriemodell für die gekoppelte HETC-DOT-IV Transportberechnung (Strahlachse auf dem Radius, vertikale Richtung, z-Achse)

Das System besteht aus einer Abschirmung von 5,5 m dickem Eisen und einer 1 m dicken Betonschicht. Ein Graphitzylinder von 2 m Höhe und 3 m Durchmesser ist oberhalb des Targets als Moderator angebracht. Deshalb existiert in der Eisenabschirmung in vertikaler Richtung eine Schwächung der Abschirmung. Das Gebäude hat eine Höhe von 10 m mit 6,5 m über der Erdoberfläche und 3,5 m unter der Erdoberfläche. Die Atmosphäre und die Erdoberfläche mit insgesamt 1,5 km in vertikaler und radialer Richtung wurden in die Berechnung eingeschlossen. Für die Rechnungen wurde die nach 1,1 GeV Energie erweiterte LAHI-Bibliothek (sh. Kapitel 3, Tab. 3.11) verwendet. Eine S_0 -Näherung wurde in den DOT-IV mit 48 Winkelrichtungen für die Atmosphäre oberhalb 1 MeV und eine S_4 -Näherung mit 16 Winkelrichtungen unterhalb 1 MeV verwendet. In den Produktionsrechnungen konnte eine Iterationskonsequenz von ca. 3 % erreicht werden oberhalb des keV-Energiegebietes mit ca. 100 inneren Iterationen pro Energiegruppe. Folgende Ergebnisse dieser sehr rechenzeitintensiven Rechnungen können für eine Sicherheitsanalyse abgeleitet werden:

- Reaktionsraten als Produkt aus Teilchenfluß und Produktionsquerschnitt
- Induzierte Radioaktivität als Produkt aus Teilchenfluß und Wirkungsquerschnitt für die Produktion radioaktiver Isotope
- Energiedosis (absorbed dose) als Produkt aus Teilchenfluß und Kermafaktor (sh. Kapitel 3, Abschnitt 3.5)
- Äquivalenzdosis als Produkt aus Teilchenfluß und Konversionsfaktor (sh. Kapitel 3, Abschnitt 3.5)

Für die Gefährdung durch Teilchenstrahlung ist die gesamte Dosisrate (Neutronen und Photonen) außerhalb der Abschirmung (sh. Abb. 5.30) wichtig. Die Ergebnisse der Simulation sind in Tabelle 5.9 für einige Orte außerhalb der Abschirmung zusammengestellt.

Anteil	Gesamte Äquivalenzdosis [$\mu\text{Sv/h}$]		
	Strahlhöhe ^{a)}	Erboden ^{b)}	Dach ^{c)}
Neutronen < 20 MeV	59.0	31.0	41×10^2
Neutronen > 20 MeV - 1,1 GeV	6.5×10^{-3}	1.1×10^{-2}	7.6×10^{-1}
Gesamt-Photonen	14.0	6.2	16×10^1
Gesamte Rate	73.0	37.2	4260

a) Strahlhöhe 1,5 m über Erdoberfläche; 6,75 m Entfernung von der Abschirmung

b) Erdboden 0,25 m unter der Oberfläche; 6,75 m Entfernung von der Abschirmung

c) Dachhöhe 7,5 m über Erdoberfläche; 6,75 m Entfernung von der Abschirmung

Tabelle 5.9: Gesamte Äquivalenzdosis in $\mu\text{Sv/h}$ außerhalb der Targetanordnung an bestimmten Punkten für einen Protonenstrahl der Energie von 1,1 GeV mit einer Intensität von 5 mA

Die Höhenabhängigkeit der Äquivalenzdosis für das erste radiale Intervall außerhalb der Abschirmung ist in Abb. 5.31 dargestellt, und die radiale Abhängigkeit im ersten vertikalen Intervall oberhalb des Bodens wird in Abb. 5.32 gezeigt. In Abb. 5.31 sieht man sehr gut das horizontale Maximum in der Dosisrate, das durch die Anisotropie der Neutronen in Strahlrichtung zustande kommt. Außerdem entnimmt man den Abb. 5.31 und 5.32, daß das Ersetzen der Eisenabschirmung durch Graphit die Abschirmung durchlässig

macht. Für die 90°-Richtung zum Strahl (Abb. 5.31) besteht durch den Rest der Abschirmung (nur 3 m Eisen anstatt 5 m) über dem Dach ein erhöhtes Strahlenrisiko.

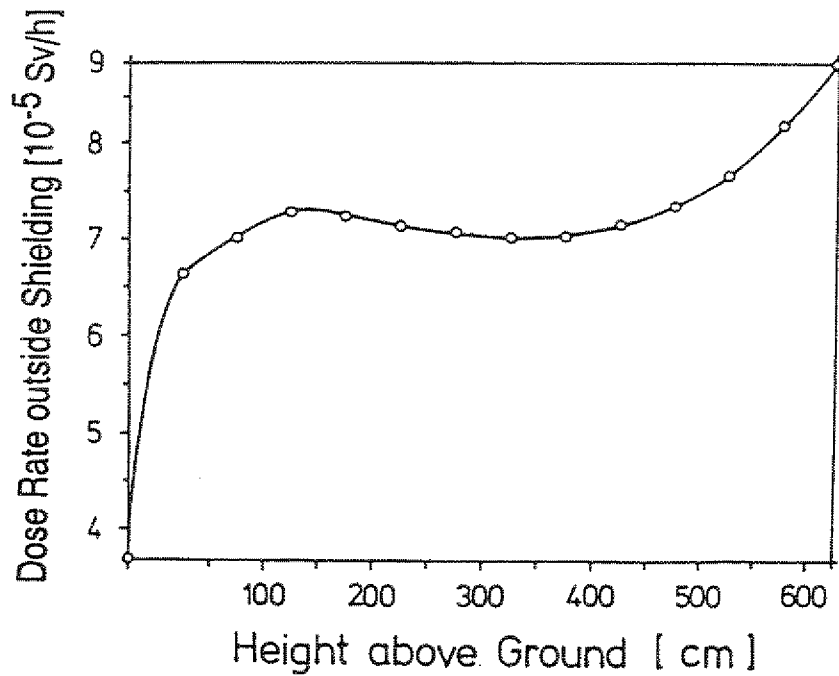


Abb. 5.31 Äquivalenzdosis an der Seite der Abschirmung als Funktion der Höhe über der Erdoberfläche

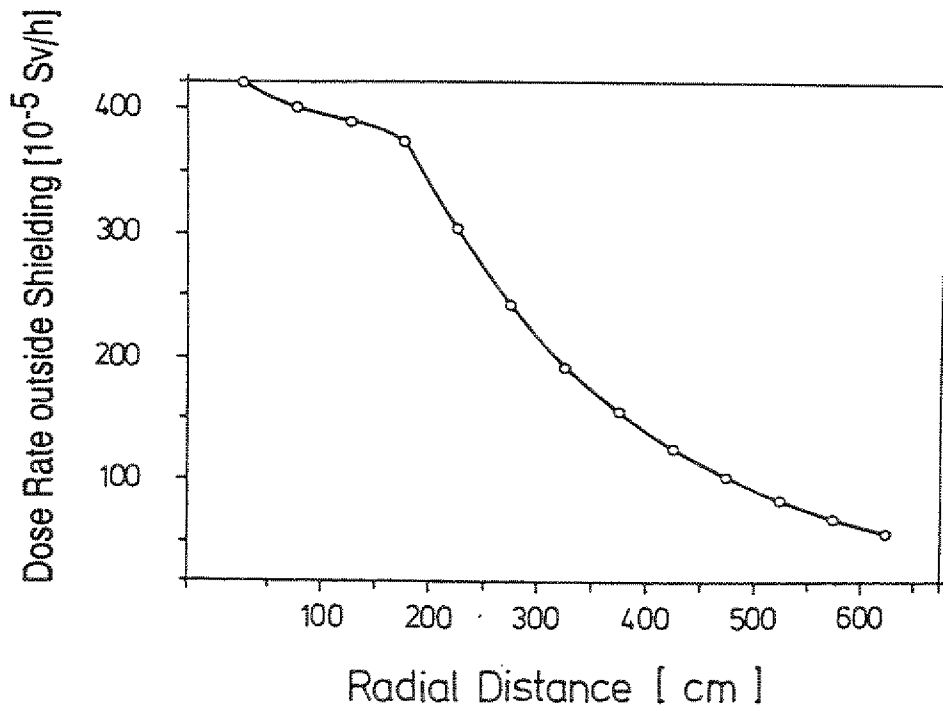


Abb. 5.32: Äquivalenzdosis oberhalb des Daches der Abschirmung als Funktion des radialen Abstandes

Ein anderes Problem ist die Ausbreitung der Teilchenstrahlung aus der Quelle durch die Abschirmung in der Umgebung oberhalb der Erdoberfläche (Ausbreitung in der Atmosphäre). Es ist nach der Analyse nicht möglich, in einer Entfernung von 100 m den Abfall der Strahlung proportional mit $1/4\pi r^2$ oder durch eine Abschwächung proportional mit $\exp(-x/\lambda_{\text{att}})$ zu beschreiben.

Die Teilchenstrahlung übersteigt den "Anfangs"-Aufbaufaktor von ca. 2,5 in einer Entfernung von 60 m und folgt dann einem exponentiellen Abfall mit einer Abschwächungslänge von ca. 250 m. Ein ähnliches Verhalten wurde bei Messungen am DESY- und Rutherford-Beschleuniger beobachtet [5.30]. Ein Aufbaufaktor zwischen 2,5 und 7,0 wurde gefunden mit Abschwächungslängen zwischen 200 m und 1000 m. In Abb. 5.33 wird die horizontale und vertikale Abhängigkeit der Äquivalenzdosis außerhalb der Abschirmung verglichen.

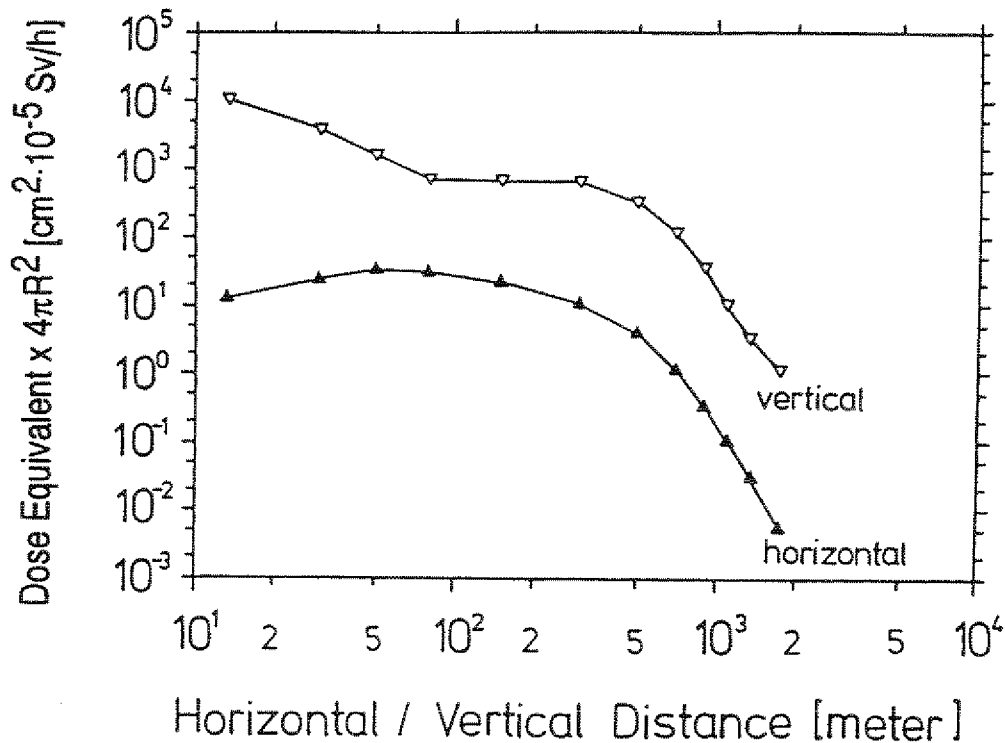


Abb. 5.33: Vergleich der horizontalen und vertikalen Abhängigkeit der Äquivalenzdosis außerhalb der Targetabschirmung

Man sieht, daß die vertikale Kurve nicht den erwarteten Abbauanstieg zeigt, d.h. der Aufbaueffekt ist streng mit der Albedo der Erdoberfläche gekoppelt, welches die radiale Abhängigkeit und Ausbreitung der Dosisrate mehr beeinflusst.

In den Abb. 5.34 und 5.35 ist das Verhalten von Teilchenfluß, Äquivalenzdosis, Energiedosis und induzierter Radioaktivität in Luft für große Entfernungen von der Targetstation dargestellt.

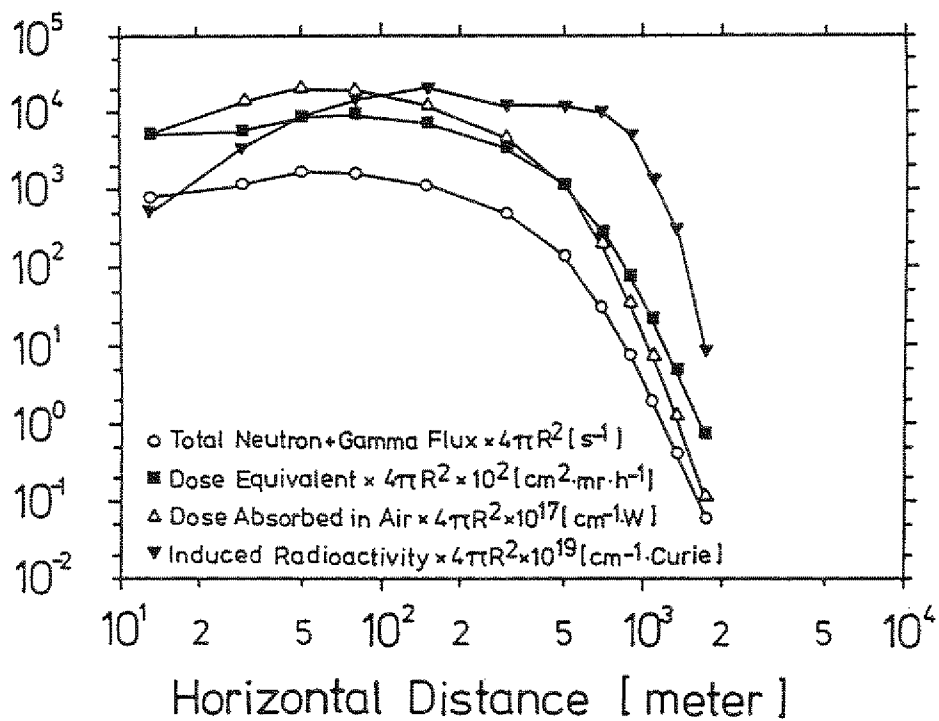


Abb. 5.34: Teilchenfluß, Äquivalenzdosis, Energiedosis und induzierte Radioaktivität in der Atmosphäre (Luft) in Strahlhöhe als Funktion des radialen Abstandes von der Targetstation
(1 Curie (Ci) = $3,7 \times 10^{10}$ Bq, 1 rem = 10^{-2} Sv)

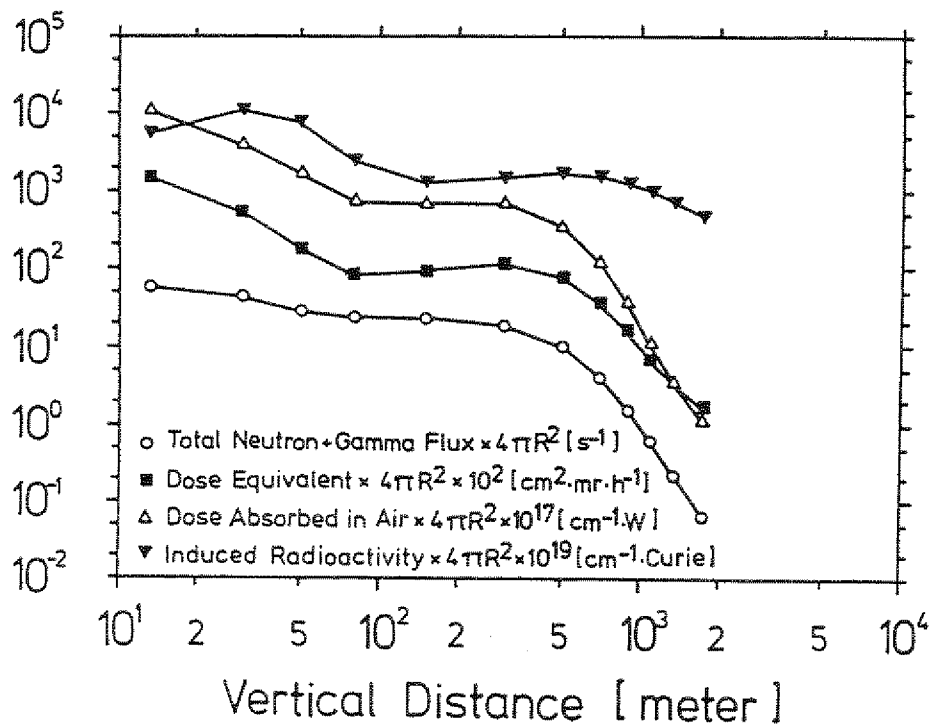


Abb. 5.35: Dargestellte Größen wie oben in Abb. 5.34 als Funktion der Höhe über der Targetstation
(1 Curie (Ci) = $3,7 \times 10^{10}$ Bq, 1 rem = 10^{-2} Sv)

Aus den Abb. 5.34 und 5.35 können einige Unterschiede im Verhalten in großer Entfernung von der Targetstation zwischen Teilchenfluß, Äquivalenzdosis, Energiedosis und induzierter Radioaktivität entnommen werden. Diese Unterschiede in der Abschwächung ergeben sich durch spektral abhängige Reichweitenunterschiede der Sekundärteilchen. In Abb. 5.36 sind diese Unterschiede dargestellt.

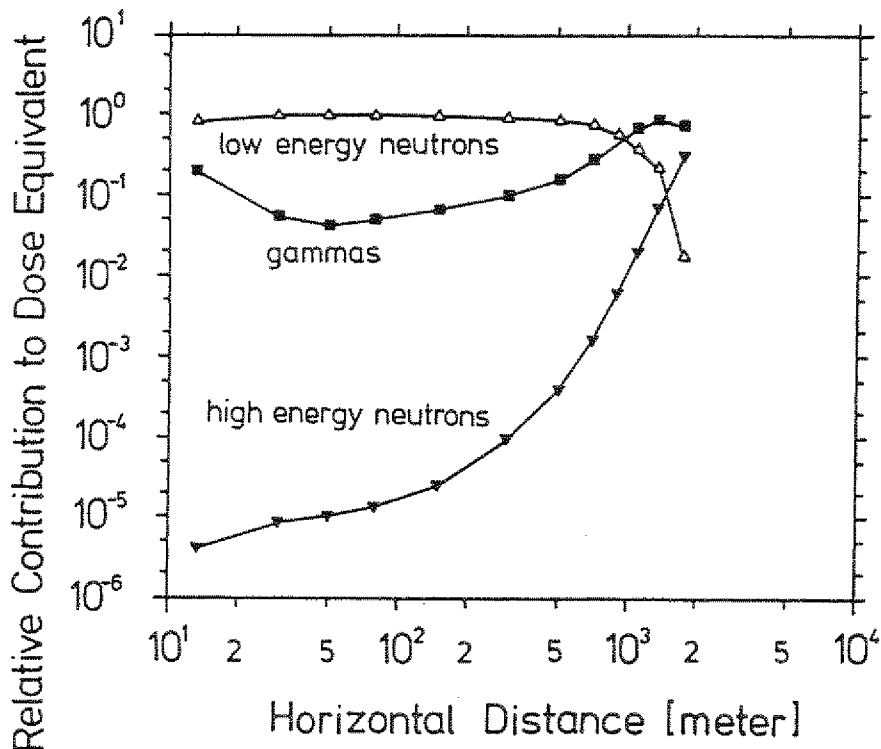


Abb. 5.36: Relative Anteile zur Äquivalenzdosis in der Atmosphäre von Hochenergieneutronen (20 MeV - 1,1 GeV), Neutronen < 20 MeV und Photonen in horizontaler Richtung von der Targetstation

Das Neutronenspektrum in Luft ist in der Nähe der Oberfläche der Abschirmung durch Neutronen < 20 MeV dominiert. In großer Entfernung werden diese Neutronen absorbiert (Photonenproduktion); die schnellen Neutronen haben Reichweiten bis einige 100 Meter in Luft, so daß in einer Entfernung von ~1000 m oder mehr der Hochenergieneutronenanteil und die Photonenkomponente mehr zur Dosisrate beitragen. Diese Spektrums-"Härtung" wurde als der typische "Skyshine"-Effekt in Ref. /5.30/ aufgrund von Messungen beschrieben. In Abb. 5.37 wird der Effekt der Neutronenspektrumsverhärtung durch die Simulation sehr gut dargestellt.

Mit den in Kapitel 3 dargestellten Daten ist es wie schon bemerkt leicht möglich, Energiedeposition oder Energiedosis und die induzierte Radioaktivität zu berechnen. Hierbei können sowohl Werte in der Abschirmung wie auch Angaben für die Luftaktivierung bestimmt werden. Hierbei wurde eine totale Energiedeposition von 400 kW in der Abschirmung bestimmt, wobei die maximale Energiedepositionsdichte bei $1 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$ lag /5.3, 5.31/. Besonders wichtig sind die durch Hochenergiereaktion in Luft produzierten leichten Isotope wie ^7Be , ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O und ^{16}N . In Tabelle 5.10 sind die simulierten induzierten Radioaktivitäten auf der Basis der Teilchentransportrechnungen zusammengestellt.

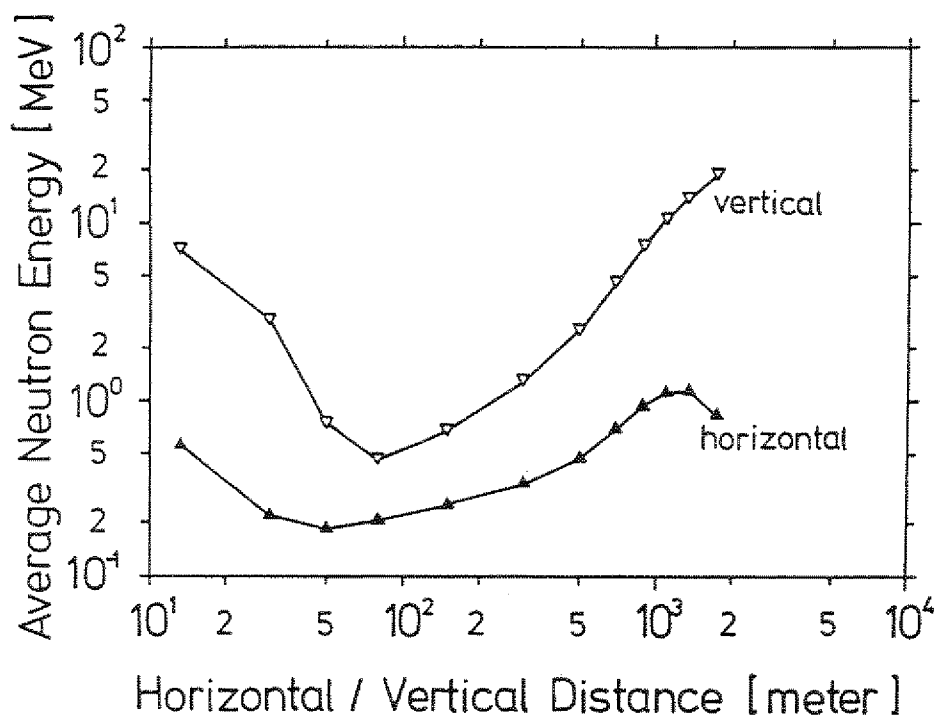


Abb. 5.37: Gemittelte "Skyshine"-Neutronenenergien als Funktion des Abstandes von der Targetstation

Isotop	Maximale induzierte Radioaktivität in der Atmosphäre (Luft) [Becquerel]	Erlaubte Konzentration nach Ref. /5.30/ [Becquerel]
³ H	3,2 × 10 ²	7,4 × 10 ⁷
³ He	2,6 × 10 ⁰	2,2 × 10 ⁵
¹¹ C	7,5 × 10 ¹	3,0 × 10 ⁵
¹³ N	5,2 × 10 ²	1,9 × 10 ⁵
¹⁵ O	1,4 × 10 ²	1,1 × 10 ⁴
¹⁶ N	7,1 × 10 ¹	3,7 × 10 ³

Tabelle 5.10: Maximale induzierte Radioaktivität in der Atmosphäre außerhalb der Targetstation (1,1 GeV Protonenstrahl, 5 mA Strahlstrom)

Ogleich die induzierte Radioaktivität außerhalb der Targetstation verglichen mit der erlaubten Konzentration keine Problematik zu sein scheint, muß natürlich beachtet werden, daß eine Erhöhung dieser Luftkontamination durch Leckageeffekte - Öffnungen, Schwachpunkte in der Abschirmung - möglich ist.

5.3.2.2 Das Abschirmdesign für einen Mittlerenergiebeschleuniger bis zu Teilchenenergien von einigen GeV

Das Cooler Synchrotron COSY ist ein typisches Beispiel für einen Mittlerenergiebeschleuniger mit gekühltem Protonenstrahl bis ca. 2,5 GeV Protonenenergie und einer maximalen Strahlintensität von einigen 10^{10} Protonen pro Sekunde für die Grundlagenforschung auf dem Gebiet der Teilchenphysik /5.4, 5.34/. Für die Simulationsrechnungen wurde eine Spezialdatenbibliothek für Neutronentransport bis 2,8 GeV entwickelt. Grundlage hierzu war das HERMES-System /5.9/. Die Entwicklung dieser Neutronen/Photonen-Transportbibliothek wird ausführlich in /5.27/ und /5.35/ und in Kapitel 3, Abschnitt 3.2, Tabelle 3.12 beschrieben. Der COSY-Ring sollte wie folgt abgeschirmt werden: außen 2 m Beton, Innenabschirmung 0,5 m Beton, Deckenabschirmung 0,5 m Beton und Bodenabschirmung 1,1 m Beton. In Abb. 5.38 ist die Seitenabschirmung der Ringanlage dargestellt. Das Abschirmkonzept ist flexibel gestaltet, d.h. bei Bedarf kann zugebaut werden. Die vorgestellten Simulationen wurden mit einer angenommenen punktförmigen Protonenverlustrate von $1,0 \times 10^9$ Protonen pro Sekunde durchgeführt.

Beispiel für "Bulk" Abschirmungsauslegung

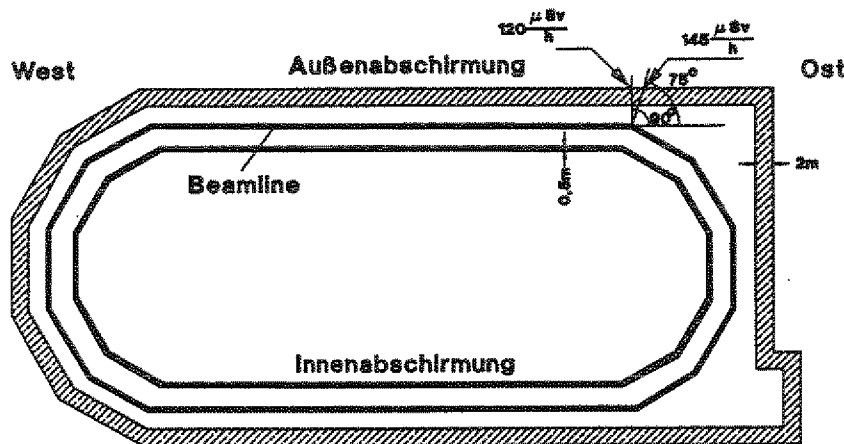


Abb. 5.38: Konzeption der Seitenabschirmung der COSY-Ringanlage

Nach der Abbildung sind die seitlichen Abschirmungen nicht symmetrisch in dem Ring verteilt. In den Simulationsrechnungen mußte daher dieser Gegebenheit durch unterschiedliche Geometrien Rechnung getragen werden. Die Simulation der Sekundärteilchenenerzeugung wurde an einem Standardtarget aus Eisen mit einer Länge $L = 50$ cm und einem Durchmesser von $d = 15$ cm durchgeführt. Dies ist eine gute Approximation für punktförmige Strahlverluste an den verschiedenen Installationen in der Strahlführung des Beschleunigers (sh. auch dieses Kapitel, Abschnitt 5.1). Das Prinzip der Simulation und der Geometrie wird in Abb. 5.39 gezeigt.

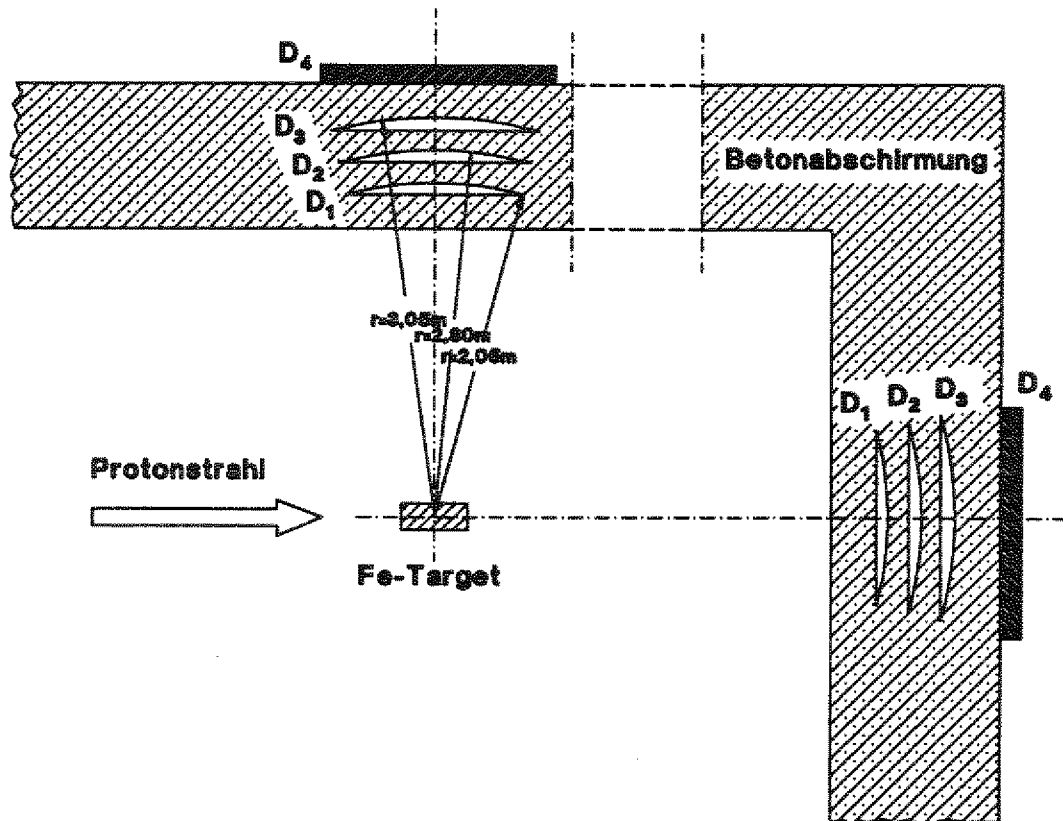


Abb. 5.39: Simulationsgeometrie für gekoppelte 3-dimensionalen Monte Carlo (HETC) und 1-dimensionalen S_N -Transport (ANISN) für die COSY Ostabschirmung

An diesem Beispiel wurden Simulationen in Vorwärtsrichtung und in 90° -Richtung zum einfallenden Protonenstrahl von 2,5 GeV durchgeführt. Die HETC-ANISN-Kopplung wurde an den Detektorflächen D_1 , D_2 und D_3 durchgeführt. Für die 90° -Richtung betragen die Abstände der Kopplungsflächen zum Targetschwerpunkt (Radius = R) $R = 2,55\text{ m}$; $2,80\text{ m}$; $3,05\text{ m}$, entsprechend einer Tiefe der Kopplungsflächen in der Abschirmung von $0,25\text{ m}$, $0,50\text{ m}$ und $0,75\text{ m}$. Zur Teilchenfluß- und Äquivalenzdosisbestimmung wurde der Detektor D_4 jeweils an der Außenseite der Abschirmung eingesetzt. Der Detektor hatte eine Querschnittsfläche von 1 m^2 . Mit diesem Modell konnten alle wesentlichen Parameter der Abschirmung simuliert werden, d.h. Gesamttiefe der Abschirmung, Teilchen- und Äquivalenzdosis innerhalb und außerhalb der Abschirmung und Vergleich "reiner" HETC-Monte Carlo Simulation und einer gekoppelten HETC-ANISN Simulation. In den Abb. 5.40 und 5.41 wird der Verlauf der Oberflächenneutronendosisverteilung am Eisenstandardtarget dargestellt. Dabei entsprechen die Intervalle $(-5\text{ cm} - 0\text{ cm})$ und $(50-55\text{ cm})$ der vorderen bzw. hinteren Stirnfläche des Standardtargets.

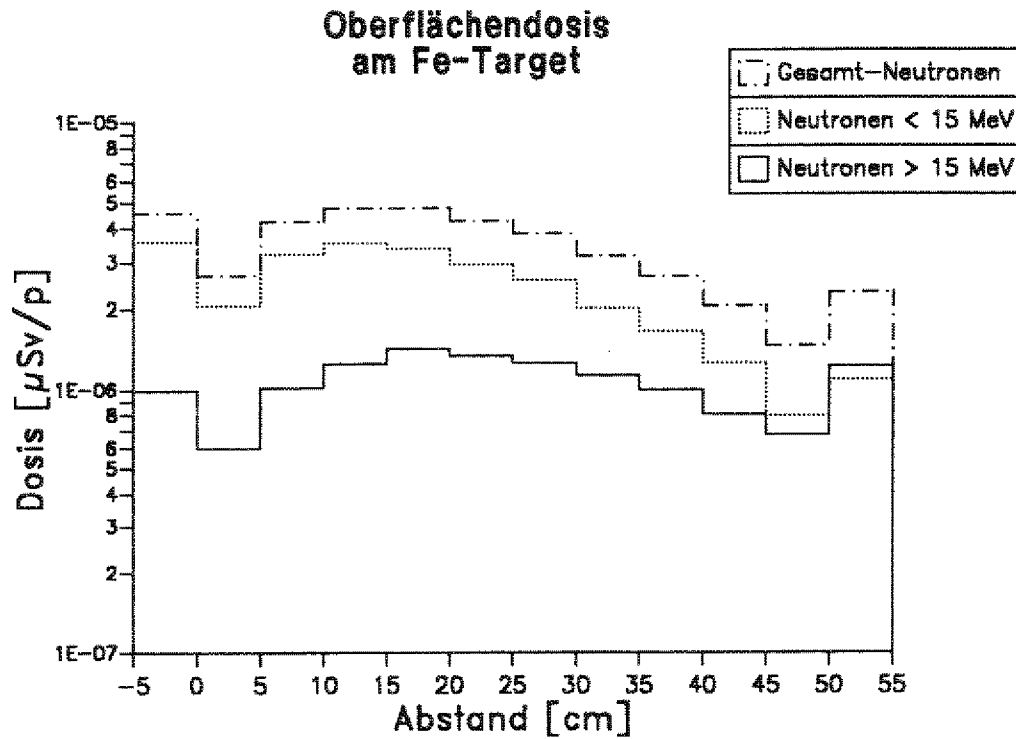


Abb. 5.40: Neutronenoberflächendosis pro Quellproton und Sekunde am Fe-Standardtarget bei Einschuss mit 2,5 GeV Protonen

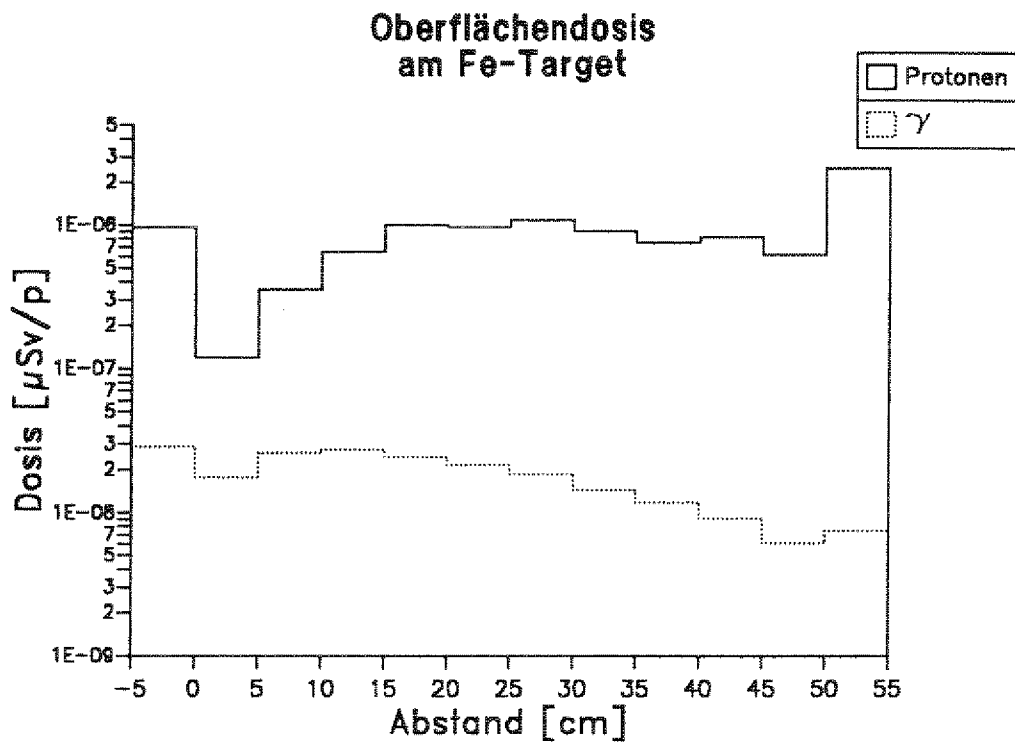


Abb. 5.41: Oberflächendosisverteilung pro Quellproton und Sekunde der Protonen und Photonen am Fe-Standardtarget bei Einschuss von 2,5 GeV Protonen

In Tabelle 5.11 sind die Äquivalenzdosiswerte, bezogen auf einen Verlustprotonenstrom von 1.0×10^9 Protonen pro Sekunde, für verschiedene Parameter des Modells zusammengestellt.

Abschirmdicke ^{a)} [m]	Äquivalenzdosis ^{b)} [$\mu\text{Sv/h}$]
1.0	2.0×10^4 (0°-Richtung) 2.4×10^3 (75°-Richtung) 1.5×10^3 (90°-Richtung)
2.0	2.55×10^3 (0°-Richtung) 1.46×10^2 (75°-Richtung) 1.26×10^2 (90°-Richtung)

a) Abschirmmaterial Beton, Kopplungsfläche bei 0,75 m Tiefe in der Abschirmung

b) Protonenstromannahme 1.0×10^9 Protonen s^{-1}

Tabelle 5.11: Äquivalenzdosiswerte hinter der Betonabschirmung des COSY-Beschleunigers für das Rechenmodell nach Abb. 5.39

In Abb. 5.42 wird schließlich die energieabhängige Äquivalenzdosis hinter der Abschirmung von 1 m bzw. 2 m Dicke für die 90°-Richtung gezeigt.

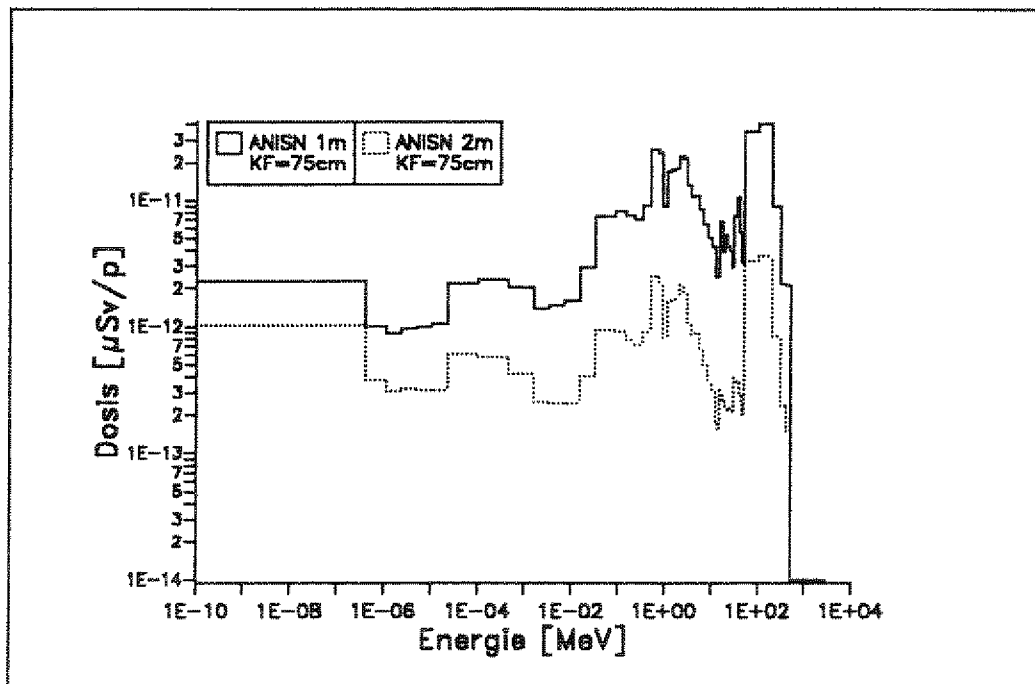


Abb. 5.42: Energieabhängige Äquivalenzdosis pro Quellproton und Sekunde hinter der Abschirmung (1 m bzw. 2 m Dicke) in 90°-Richtung

Ein anderes wichtiges Beispiel im Zusammenhang mit der Nutzung von Beschleunigern ist die Auslegung von Strahlstoppere ("beam stops") an Experimentieranlagen. Diese Strahlstopper müssen den primären Beschleunigerstrahl vernichten, wobei die Auslegung nicht nur im Sinne des Strahlenschutzes durchgeführt werden muß, sondern in bezug auf die Nutzung der Experimentieranlagen ein möglichst geringer Teilchenuntergrund entstehen soll. Eine typische Geometrie für einen "Beam Stop" an COSY wird in Abb. 5.43 wiedergegeben.

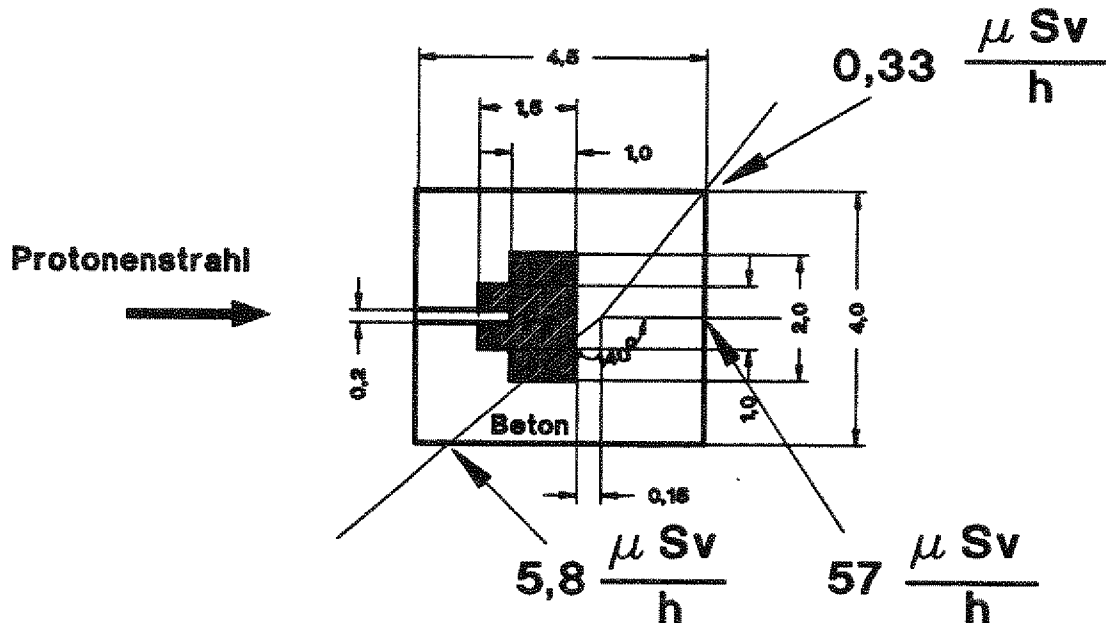


Abb. 5.43: Beamstopgeometrie mit Eisenkern und Betonmantel mit simulierten Äquivalenzdosisraten

Je nach Position dieser Beamstops zu den Experimentieranlagen müssen winkelabhängige Simulationen durchgeführt werden, um die Abschirmqualität der Anlage zu verifizieren. In Abb. 5.44 wird ein Vergleich der energieabhängigen Äquivalenzdosis aus einer Monte Carlo/S_N-Simulation für die 0°- bzw. 40°-Richtung zum einfallenden Protonenstrahl gezeigt.

Richtung	Äquivalenzdosis von Neutronen [μSv/h]
0°	57,6
20°	4,0
40°	0,32
60°	0,33
80°	1,22
120°	1,8
140°	5,8

Tabelle 5.12: Winkelabhängige Äquivalenzdosis für Neutronen an der Oberfläche des Beamstops aus Abb. 5.43 für eine Protoneneinschussenergie von 2,5 GeV

Tabelle 5.12 zeigt in einer Zusammenstellung die Äquivalenzdosis in verschiedenen Winkelrichtungen zum einfallenden Protonenstrahl

Man sieht deutlich, daß in den Rückwärtsrichtungen beachtliche Dosiswerte vorkommen.

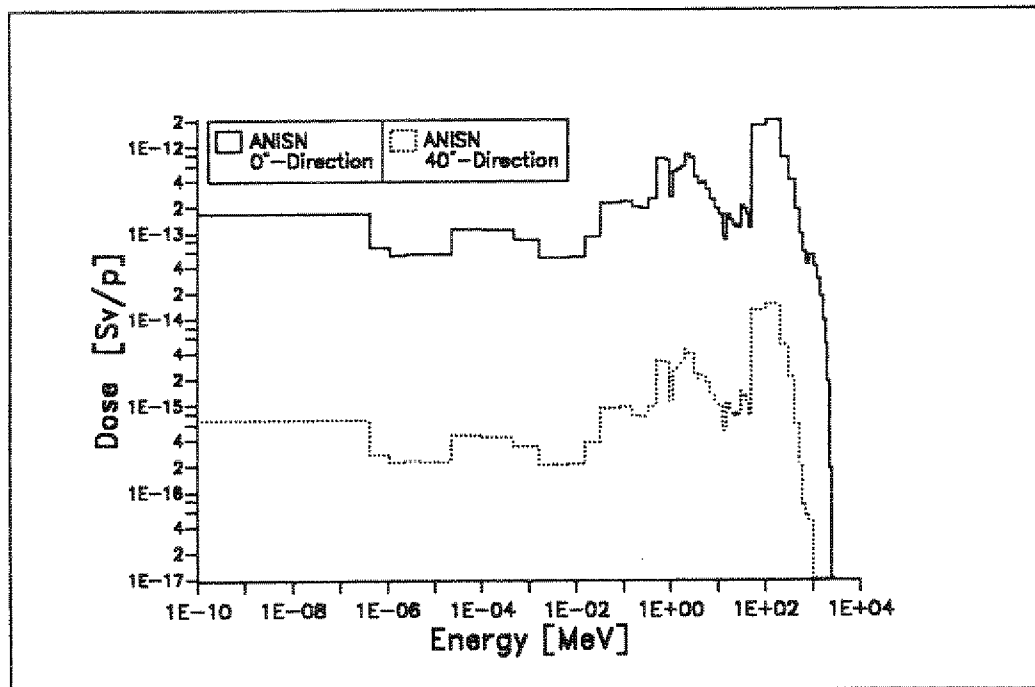


Abb. 5.44: Energieabhängige Äquivalenzdosis pro Quellproton und Sekunde aus HETC/ANISN-Simulation in 0° bzw. 40° zum einfallenden Protonenstrahl von 2,5 GeV Energie hinter dem Beam Stop

Die HERA-Anlage ist ein Hadron-Elektron-Collider mit 30 GeV Elektronenenergie und 800 GeV Protonenenergie /5.6/. Auf der Basis der Kopplung von HERMES Monte Carlo Modulen /5.9/ und dem FLUKA-System /5.21/ wurden Analysen zum Abschirmproblem und zur Strahlenschutzproblematik am HERA-Beschleuniger durchgeführt /5.6, 5.36, 5.37, 5.38/.

[illegible]

Das Modell für die Simulation besteht aus drei verschiedenen Materialien: dem Eisentarget zur Produktion der Sekundärteilchen, der Beton bzw. Schwerbetonabschirmung und einer gewebe- (tissue) -äquivalenten Schicht, die als eine Art Phantom für die Energiedosisimulation verwendet wird. Die Targetdimension von 100 cm Länge und einem Durchmesser von 10 cm wurde so gewählt, daß eine maximale Äquivalenzdosis an

der Außenseite einer 100 cm dicken Betonabschirmung bei einer Protoneneinschußenergie von 800 GeV erzielt wurde. Die Abschirmdicke d wurde zwischen 100 und 250 cm für den Normalbeton variiert und zwischen 50 cm und 200 cm für den Schwerbeton. Das System wurde für drei primäre Protonenenergien $E_p = 25$ GeV, 100 GeV und 800 GeV simuliert. In Tabelle 5.13 sind die Dichten und Materialzusammensetzungen angegeben.

Material Dichte [g/cm ³]	Normalbeton 2,5	Schwerbeton 3,7	Gewebeäquivalent 1,0
H	1,0 % ^{a)}	0,4 %	10,1 %
C	1,0 %	-	12,4 %
O	53,0 %	34,4 %	77,5 %
Na ^{b)}	2,0 %	-	-
Mg ^{c)}	-	1,9 %	-
Al	3,0 %	1,0 %	-
Si	34,0 %	6,8 %	-
Ca ^{c)}	4,0 %	4,8 %	-
Mn ^{c)}	-	0,1 %	-
Fe	2,0 %	50,5 %	-

a) Gewichtsprozente

b) für Niederenergieneutronen ≤ 20 MeV durch Si ersetzt

c) für Niederenergieneutronen ≤ 20 MeV durch Al ersetzt

Tabelle 5.13: Dichten und Materialzusammensetzungen

In Tabelle 5.14 sind die Parameter für verschiedene Abschirmdicken für die Simulation zusammengestellt.

Primäre Protonenenergien $E_p = 2,5, 100, 800$ MeV			
Normalbeton		Schwerbeton	
d [cm]	d' [cm]	d [cm]	d' [cm]
100	30	50	40
150	40	100	40
200	50	150	50
250	60	200	60

Tabelle 5.14: Variation der Abschirmdicken d und d' in der Simulation (sh. Abb. 5.45)

Alle Resultate wurden für die in Abb. 5.45 genannten Zonen (1)-(4) simuliert, die zu verschiedenen Winkeln zur Protonenstrahlrichtung liegen, d.h. Zone (1) = 120°, Zone (2) = 90°, Zone (3) = 60°, Zone (4) = 45°. Die maximalen Werte ergeben sich in der Zone (3) bzw. (4) entlang der z-Achse, die durch zwei konkurrierende Effekte entstehen - der Produktion von Sekundärteilchen, die in Vorwärtsrichtung anisotrop ist und der ansteigenden Effektivität der Abschirmdicke.

Die verwendeten Konversionsfaktoren - Teilchenfluß zu Dosis - sind ausführlich in Kapitel 3, Abschnitt 3.5 beschrieben worden. Im einzelnen ist es jedoch nicht einfach, für die zu betrachtende Situation den "besten" Datensatz zu wählen. Gewöhnlich aber sind die systematischen Fehler nicht größer als andere systematische Fehler über die Simulationsrechnungen /5.36/.

Da man es bei Primärenergien bis 800 GeV mit einem sehr komplexen Multi-Teilchen-System zu tun hat, wurde zuerst der relative Einfluß der wichtigsten Sekundärteilchenschauer auf Äquivalenzdosis (dose equivalent) und Energiedosis (absorbed dose) bestimmt. In Tabelle 5.15 ist das relative Verhältnis der totalen Äquivalenzdosis für verschiedene Energiebereiche für Neutronen und gemittelte Abschirmdicken und primäre Strahlenergien angegeben. Die Anteile aus dem elektromagnetischen Schauer und dem Schauer geladener Teilchen werden ebenfalls gezeigt. Der wesentliche Anteil wird von den Neutronen bestimmt. Die Energiedosis wird ebenso durch Reaktionen der intermediären Neutronen dominiert. Aus den Werten der Tabelle 5.15 ist sehr gut zu sehen, daß die Anteile von Sekundärprotonen und Pionen und geladenen Teilchen aus der Verdampfung (sh. Kapitel 4 - HERMES-Physik) eine Größenordnung kleiner sind.

Relative Anteile				
Teilchenart	Äquivalenzdosis		Energiedosis	
	Normalbeton	Schwerbeton	Normalbeton	Schwerbeton
elektr.-magn. Schauer	- a)	-	0,008	0,008
Hochenergie + Verdampf. p	0,010	0,007	0,031	0,031
geladene Pionen	0,012	0,011	0,018	0,014
Verdampfung $\alpha, d, t, {}^3\text{He}$ + Recoil Teilchen	- b)	-	0,116	0,100
Neutronen ($E > 50 \text{ MeV}$)	0,278	0,161	- c)	-
Neutronen ($50 \text{ MeV} > E > 20 \text{ MeV}$)	0,101	0,095	0,105	0,105
Neutronen ($20 \text{ MeV} > E > 500 \text{ keV}$)	0,510	0,553	0,468	0,439
Neutronen ($E < 500 \text{ keV}$)	0,102	0,185	0,277	0,334

a) nicht berechnet

b) werden hier nicht produziert

c) in der Energiedosis für geladene Sekundärteilchen angegeben.

Tabelle 5.15: Gemittelte relative Anteile der Äquivalenzdosis und der Energiedosis verschiedener Teilchenanteile in der Zone (3) (sh. Abb. 5.45)

Für die Neutronenkomponenten sind in den Abb. 5.46 und 5.47 die Neutronenäquivalenzdosissspektren für 3 verschiedene Abschirmdicken (100 cm, 150 cm, 200 cm) und für 3 verschiedene Primärstrahlenergien (25 GeV, 100 GeV, 800 GeV) normiert auf ein Primärquellproton dargestellt. Um einen direkten Vergleich für den großen Energiebereich zu erlauben, wurde eine Darstellung in der "Lethargie"-Skala durchgeführt.

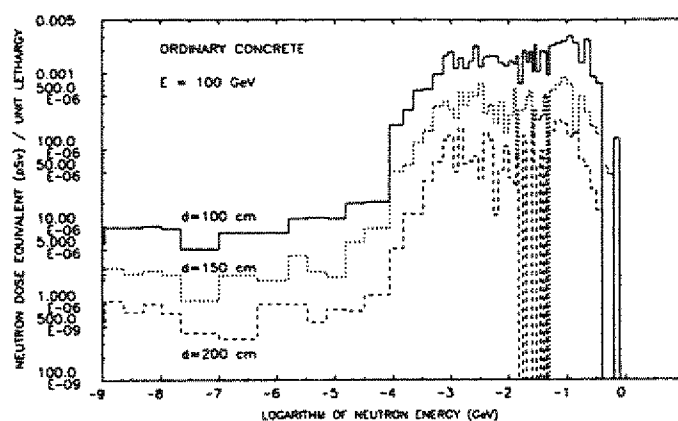


Abb. 5.46: Vergleich der simulierten Neutronenäquivalenzdosis für 3 verschiedene Abschirmdicken (100 cm, 150 cm, 200 cm) von Normalbeton in der Zone (4) nach Abb. 5.45

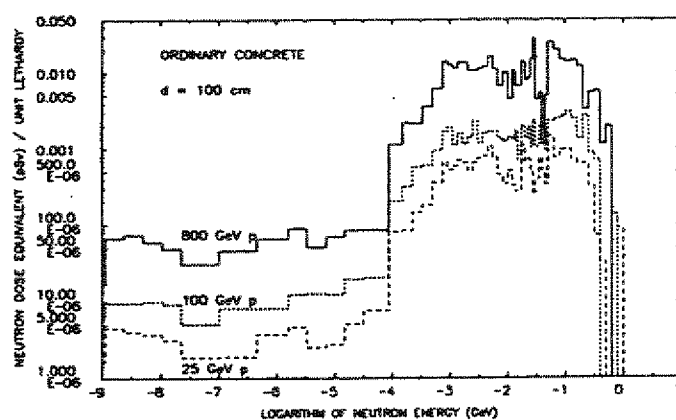


Abb. 5.47: Vergleich der simulierten Neutronenäquivalenzdosis für die Primärstrahlenergie 25 GeV, 100 GeV und 800 GeV von Normalbeton in der Zone (4) nach Abb. 5.45

Aus den Abbildungen sieht man, daß es keine wesentlichen Unterschiede in den spektralen Verläufen gibt, wenn man die Strahlenergie und die Abschirmdicke im Bereich der Tabelle 5.15 vorgegebenen Parameter variiert. Der hohe Anteil von Neutronen zwischen 0,5 MeV und 10 MeV ist offensichtlich.

Für einige ausgewählte Parameter ist in Tabelle 5.16 der totale Teilchenstrom J , die totale Energiedosis D , die Neutronenäquivalenzdosis H_n und die totalen Äquivalenzdosisraten H_y und H_D in der Zone (3) pro einfallendem Quellproton hinter einer Normalbeton- bzw. Schwerbetonabschirmung angeben.

d [cm]	J [cm ⁻¹]	D [Gy]	H _n [Sv] a)	H _y [Sv] b)	H _D [Sv] c)
$E_p = 25 \text{ GeV}$					
100 Normalbeton	$9,6 \times 10^{-6}$	$4,5 \times 10^{-16}$	$2,4 \times 10^{-15}$	$2,5 \times 10^{-15}$	$3,1 \times 10^{-15}$
Schwerbeton	$1,0 \times 10^{-5}$	$2,6 \times 10^{-16}$	$1,8 \times 10^{-15}$	$1,8 \times 10^{-15}$	$1,9 \times 10^{-15}$
200 Normalbeton	$5,6 \times 10^{-7}$	$2,0 \times 10^{-17}$	$1,1 \times 10^{-16}$	$1,1 \times 10^{-16}$	$1,2 \times 10^{-16}$
Schwerbeton	$2,7 \times 10^{-7}$	$7,7 \times 10^{-18}$	$4,6 \times 10^{-17}$	$4,6 \times 10^{-17}$	$5,5 \times 10^{-17}$
$E_p = 800 \text{ GeV}$					
100 Normalbeton	$1,4 \times 10^{-4}$	$6,4 \times 10^{-15}$	$5,5 \times 10^{-14}$	$3,6 \times 10^{-14}$	$4,4 \times 10^{-14}$
Schwerbeton	$1,9 \times 10^{-4}$	$4,9 \times 10^{-15}$	$3,4 \times 10^{-14}$	$3,5 \times 10^{-14}$	$3,7 \times 10^{-14}$
200 Normalbeton	$8,2 \times 10^{-6}$	$2,9 \times 10^{-16}$	$1,8 \times 10^{-14}$	$1,8 \times 10^{-15}$	$2,4 \times 10^{-15}$
Schwerbeton	$3,0 \times 10^{-6}$	$8,8 \times 10^{-17}$	$5,0 \times 10^{-16}$	$5,0 \times 10^{-16}$	$4,1 \times 10^{-16}$

- a) nur Neutronen bei Benutzung des Neutronenstromes und der entsprechenden Konversionsfaktoren
b) Gesamtdosis
c) Gesamtdosis aus Energiedosis und Qualitätsfaktor Q

Tabelle 16: Zusammenstellung einiger ausgewählter Ergebnisse der Abschirmparameterstudie für die seitliche Abschirmung an HERA nach Ref. /5.36/

In den Abb. 5.48a und 5.48b wird das Gesamtergebn für die totale Äquivalenzdosis als Funktion der Dicke der Abschirmung für 25 GeV, 100 GeV und 800 GeV für Normal- und Schwerbeton dargestellt.

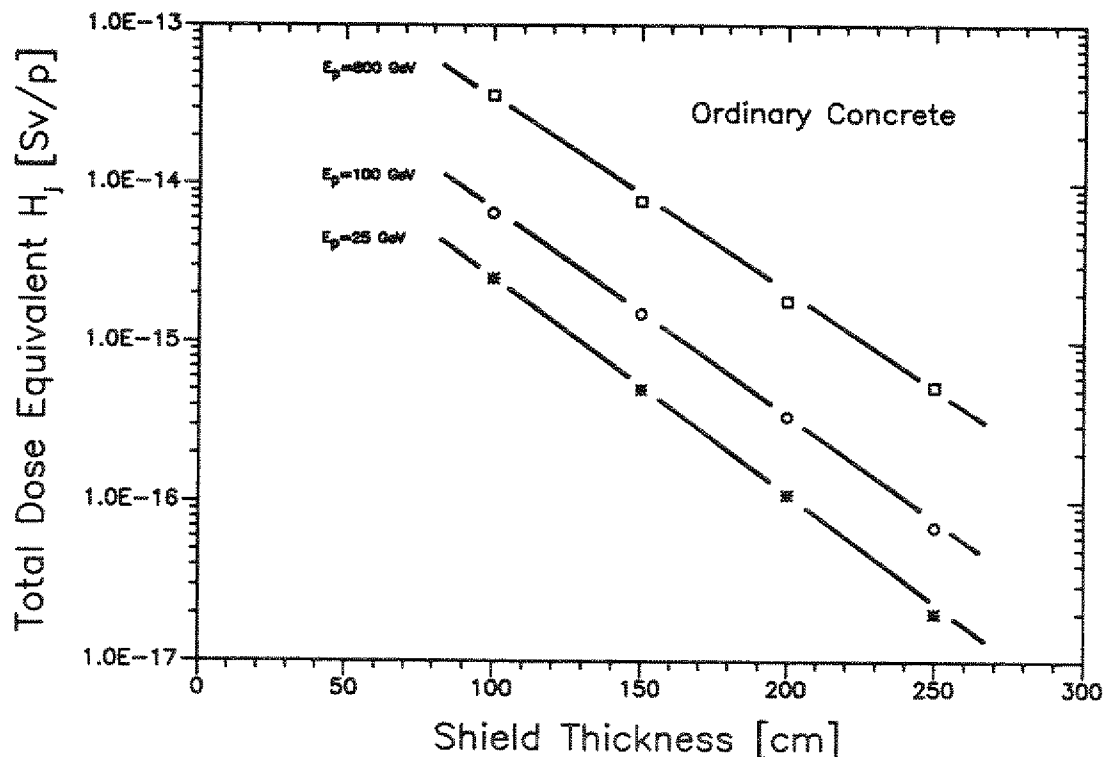


Abb. 5.48a: Totale Äquivalenzdosis H_T in Sv/p als Funktion der Abschirmdicke d und der Primärprotonenenergie für Normalbeton

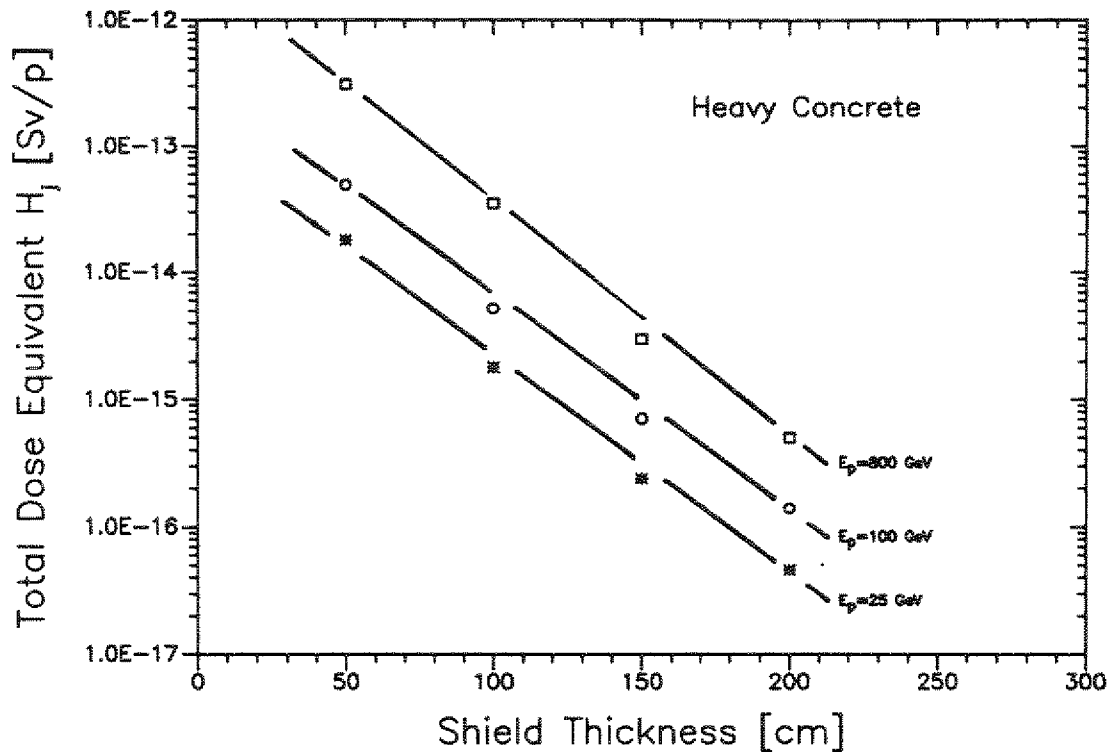


Abb. 5.48b: Totale Äquivalenzdosis H_T in Sv/p als Funktion der Abschirmdicke d und der Primärprotonenenergie für Schwerbeton

Mit dem FLUKA-HERMES-Formalismus - FLUNEV - /5.6, 5.36/ wurden außerdem Simulationen zur Abschätzung des Neutronenuntergrundes und der Energiedosis im HERA-Beschleunigertunnel, die durch Verluste des Protonenstrahls verursacht wurden, durchgeführt. Für diese Simulation wurde ein sog. kontinuierlicher Dipol in r - z -Geometrie mit konzentrischen Schalen um das Strahlrohr für die 800 GeV Protonen gewählt. Das Luftvolumen wurde im Tunnel aufgeteilt, um die radiale Abhängigkeit der Teilchenflüsse zu bestimmen. In Abb. 5.49 ist das Prinzip der Simulationsgeometrie dargestellt.

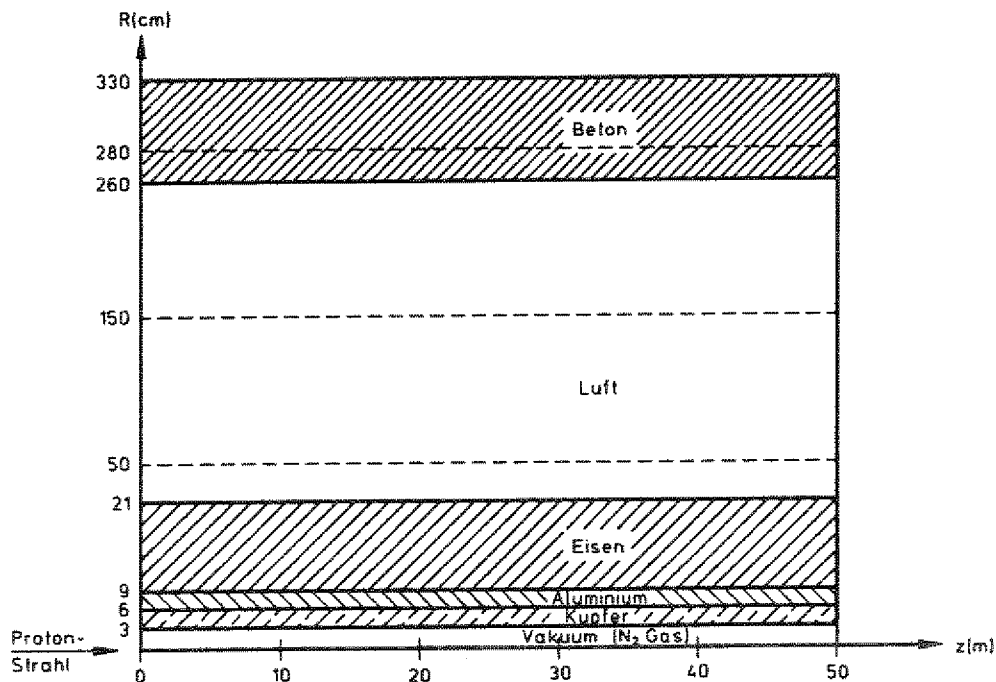


Abb. 5.49: Geometriemodell für die Simulation Magnet/Tunnel für den HERA-Beschleuniger

Der Protonenstrahlverlust wird durch einen Strahlhalo mit dem Magnetdipol bei $z = 10$ m (sh. Abb. 5.49) simuliert. Neben der Teilchenproduktion durch den Protonenstrahlhalo sind die kontinuierlichen Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit dem Restgas im Beschleunigervakuumrohr zu betrachten. Diese Simulation wurde mit einem Protonenstrahl bei 800 GeV Energie mit einem Durchmesser von 1 cm durchgeführt; dabei wurde die Vakuumkammer mit Stickstoff mit einem Druck von 1000 mbar gefüllt. Dieser Druck ist für die Protonen und alle produzierten Sekundärteilchen im Restgas niedrig genug, um eine lineare Extrapolation auf den tatsächlichen Druck von 10^{-9} mbar zu erlauben, da bei einem Druck von 1000 mbar in Stickstoff die nonelastischen Wechselwirkungslängen 420 m bzw. 700 m betragen. In Abb. 5.50 sind die longitudinalen Verteilungen der Neutronenfluenz $\geq 0,1$ MeV für eine Protonenenergie von 800 GeV dargestellt. Die Ergebnisse sind auf ein Strahlproton von 800 GeV normiert, das mit dem Kupfering des Dipols wechselwirkt.

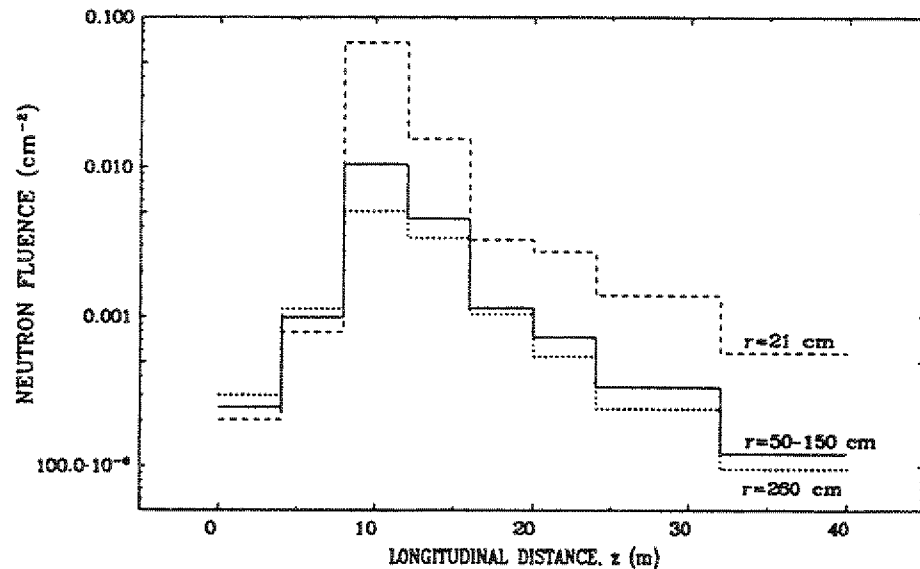


Abb. 5.50: Longitudinale Verteilung der Neutronenfluenz $>0,1$ MeV normiert auf 1 Quellproton für 3 radiale Abstände (Magnetoberfläche, in Luft und der Tunnelwand)

Für eine Verlustannahme von $3,8 \times 10^{12}$ Protonen pro 4 m und pro Jahr ergeben sich mit der Geometrie nach Abb. 5.49 folgende Verlustfluenzen für den HERA-Beschleunigerbetrieb /5.36/ (sh. Tabelle 5.15).

Neutronen-Fluenz [cm^{-2}]					
		Lokaler Strahlverlust		"Beam"-Gas Wechselwirkungen	
Position	Radius [cm]	pro Strahlproton	pro Jahr HERA-Betrieb	pro Strahlproton	pro Jahr HERA-Betrieb
Oberfläche Dipolmagnet	21	$6,7 \times 10^{-2}$	$3,4 \times 10^{11}$	$2,9 \times 10^{-3}$	$3,1 \times 10^9$
Luftvolumen im Tunnel	50-150	$1,1 \times 10^{-2}$	$6,7 \times 10^{10}$	$6,4 \times 10^{-4}$	$6,8 \times 10^8$
Tunnelinnenwand	260	$5,1 \times 10^{-3}$	$4,0 \times 10^{10}$	$4,0 \times 10^{-4}$	$4,2 \times 10^8$

Tabelle 5.17: Maximale longitudinale Neutronenfluenzen $\geq 0,1$ MeV für lokale Strahlverluste am Dipolmagnet und für Wechselwirkung mit dem "Beam"-Gas für ein Quellproton von 800 GeV /5.6/

Aus der Wertung der Ergebnisse ergab sich, daß für Hochenergieanwendungen bis in den TeV-Bereich eine Kopplung von FLUKA /5.21/ und den HERMES-Modulen HETC und MORSE, die den Mittelenergiebereich sehr gut simulieren, notwendig ist. Einerseits ist das FLUKA-Modell oberhalb einiger 10 GeV für hohe Energien besser geeignet, und andererseits werden die Neutronenproduktion und der Transport von Neutronen unterhalb 10 GeV besser von HERMES simuliert. In diesem Abschnitt wird weiterhin sehr gut demonstriert wie verschiedene Monte Carlo Modelle gekoppelt verwendet werden können, um für den entsprechenden Energiebereich die anstehenden sicherheitstechnischen Fragestellungen zu lösen.

- Beispielsimulation für LEP (Large-Electron-Position Collider) und LHC (Large-Hadron-Collider)

Für LEP (sh. Tabelle 5.1, dieses Kapitel) sind die wesentlichen Strahlenschutzrisiken in Ref. /5.7/ ausführlich dargestellt. Hier sei als exemplarisches Beispiel die Bestimmung der Teilchenverluststrahlung in der sog. Klystron-Galerie angeführt, die mit den Monte Carlo Programmen EGS4 (sh. HERMES, Kapitel 4) für Elektron-Positron-Transport und MORSE-CG (sh. HERMES, Kapitel 4) für die neutronische Komponente durchgeführt wurde. In Abb. 5.51 ist für die Simulation eine vereinfachte Geometrie dargestellt.

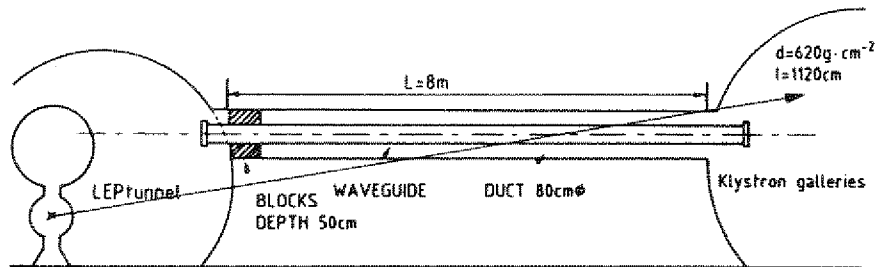


Abb. 5.51: Geometrie des Wellenlängenleiterkanals, der den Hauptring (LEP-Tunnel) mit der Klystron-Galerie verbindet

Das Strahlungsrisiko in beiden Bereichen wird durch zwei verschiedene Quellen erzeugt: 1. Photonen- und Neutronenstreaming vom LEP-Tunnel durch den RF-Wellenleiterkanal von 8 m Länge und 80 cm Durchmesser. Die Quelle der Teilchenstrahlung, die in den Wellenleiter gestreut wird, stammt einmal von Synchrotronstrahlung aus den Magnetsektionen oder von Strahlverlusten, die ihrerseits sekundäre Hochenergiepartikelstrahlung erzeugen; 2. die Klystrons sind selbst Quellen für Teilchenstrahlung. In Ref. /5.39/ ist diese Produktion der Quellen ausführlich beschrieben. Zwei Fälle wurden für die Geometrie der Abb. 5.51 analysiert.

a) Direkte Teilchenstrahlung durch Strahlverluste

In /5.39/ wurde die Äquivalenzdosis für die hochenergetische Komponente entlang einer geraden Linie von der LEP-Beam-Line in die Öffnung des RF-Wellenleiterkanals bestimmt (sh. Abb. 5.51). Angenommen wurde: Strahlverluste $1,55 \times 10^{10} \text{ e}^{\pm} \text{ s}^{-1}$ bei 20 GeV, Gesamtentfernung 1120 cm, Dicke des Betons 620 g/cm^2 . Dies ergab in der Klystron Galerie eine Äquivalenzdosis von $4,9 \text{ } \mu\text{Sv/h}$, dies ist vernachlässigbar gegenüber den Dosisraten durch "Streaming".

b) "Streaming" von Teilchenstrahlung durch Strahlverluste

In Abb. 5.52a wird die Äquivalenzdosis von Photonen aus einer EGS4 und MORSE-CG Simulation dargestellt, d.h. die Photonen-Äquivalenzdosis als Funktion der Tiefe im RF-Wellenleiterkanal (sh. Abb. 5.51).

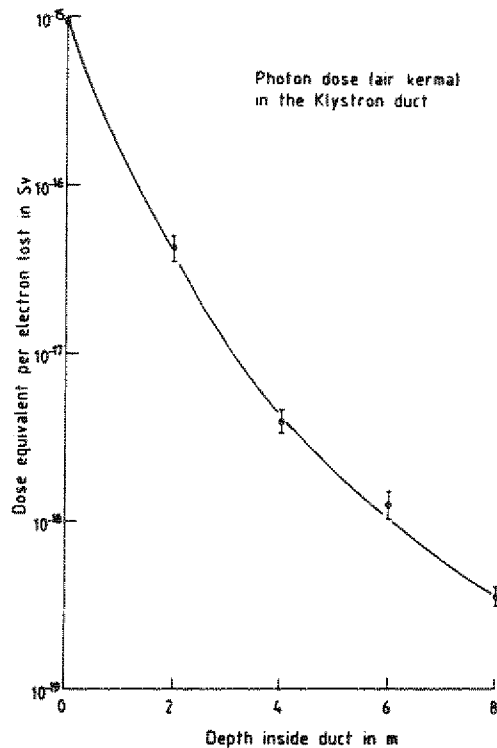


Abb. 5.52a: Photonen-Äquivalenzdosis als Funktion des Abstandes innerhalb des RF-Wellenleiterkanals simuliert mit den Monte Carlo Systemen EGS4 und MORSE-CG

Bei den Simulationen wurde der Strahlverlust an einem Punkt im LEP-Ring angenommen (sh. Abb. 5.51). In Abb. 5.52b wird für zwei verschiedene angenommene Quellspektren für die Produktion von Neutronen durch Riesenresonanzen (sh. Kapitel 3, Abb. 3.13) unter gleichen Geometriebedingungen die Neutronen-äquivalenzdosis im RF-Wellenleiterkanal simuliert.

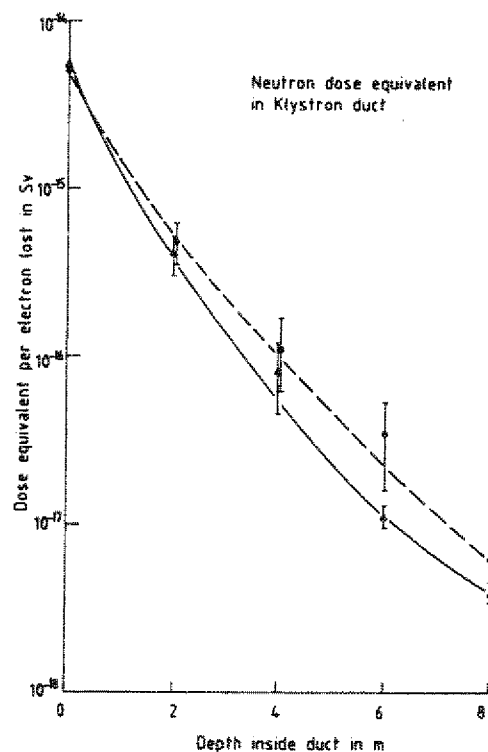


Abb. 5.52b: Neutronenäquivalenzdosis als Funktion des Abstandes innerhalb des RF-Wellenleiterkanals (R.G. Alsmiller, Jr., et al., Part Acc. 5 (1973); h. De Staebler et al., The Stanford two-mile accelerator, ed. R.B. Neal (W.A. Benjamin Inc., New York 1968))

In Tabelle 5.18 sind schließlich für verschiedene Annahmen die Äquivalenzdosisraten zusammengestellt. Hierbei wird auch der Einfluß eines 50 cm langen Betonliners zum Verschließen des Wellenleiterkanals untersucht (sh. Abb. 5.51). Das hier ausgewählte Beispiel zeigt für diesen schwierigen Geometriefall ("Streaming" von Teilchen) die Anwendungsvielfalt heutiger Monte Carlo Methoden.

Wellenleiterkanal	Photonen	Neutronen aus Riesenresonanzen	Hochenergieteilchen	
Maximale Äquivalenzdosis [$\mu\text{Sv/h}$]				
nicht abgeschirmt	150	1900	35	Injektionsverluste $10^{11} \cdot \text{s}^{-1}$ bei 22 GeV
abgeschirmt *	40	500	10	
Äquivalenzdosis [μSv]				
nicht abgeschirmt	< 10	45	< 10	Gesamtstrahlverlust $1,9 \times 10^{12} \text{e}^{\pm}$ bei 85 GeV
abgeschirmt *	< 10	12	< 10	

Tabelle 5.18: Äquivalenzdosen am Ausgang des Klystronkanals (Hochenergieteilchenstrahlung durch Strahlverluste)

Abschirmungs- und Sicherheitsbetrachtungen für den geplanten LHC-Collider im LEP-Tunnel, der Protonen bis ca. 8 TeV Energie beschleunigt, stellen eine neue Herausforderung für die Simulationsrechnungen dar. In einer Untersuchung über die radiologische Auswirkung auf die Umgebung durch den Betrieb des LHC (Large Hadron Collider) - einer Studie an der der Autor mitgearbeitet hat /5.8/, wurden erste Vorgaben erarbeitet. Die Grundannahme für die transversale Abschirmung des LHC geht von einem gesamten Verlust von 5×10^{14} Protonen aus. Bei einer Vorgabe von 50 mSv unter pessimistischen Bedingungen an der Oberfläche der Abschirmung ergibt dies eine Äquivalenzdosis von $1,6 \times 10^{-16}$ Sv/Proton mit einer transversalen Abschirmdicke von ungefähr $4,3 \pm 0,3$ m Beton /5.40/. In Tabelle 5.19 sind unter verschiedenen Strahlverlustannahmen die Abschirmbedingungen und Abschirmdicken zusammengefaßt. Ein besonderer Punkt der Aufmerksamkeit und weiterer Untersuchungen wird der "Beam-Dump" sein, der pro Jahr einen Strahlverlust von 2×10^{17} Protonen bei 8 TeV aufnehmen muß (3×10^{14} Protonen pro "Dump").

Ort des Strahlverlustes	Strahlverlustannahme	Dosisgrenze	Abschirmdicke [cm]
Target im LHC-Ring ("scooper")	1×10^{17} p/y $5,5 \times 10^9$ p/s	0,5 m Sv/y 40 n Sv/h	$8,5 \pm 0,7$
Gesamtverlust im LHC-Ring	5×10^{14} p	0,5 m Sv/y	$6,0 \pm 0,5$
Kaverne für "Beam-Dump"	2×10^{17} p/y (seitlich) 2×10^{17} p/y (oben)	0,5 m Sv/y	$6,5 \pm 0,5$

Tabelle 5.19: Zusammenstellung einiger Beispiele für Abschirmbedingungen am LHC /5.8/

An Beschleunigern wie dem LHC ist für Strahlenschutz und Abschirmung besonders die Müonenproduktion und die Ausbreitung der Müonen in der Umgebung zu betrachten. Dies wurde in der oben genannten

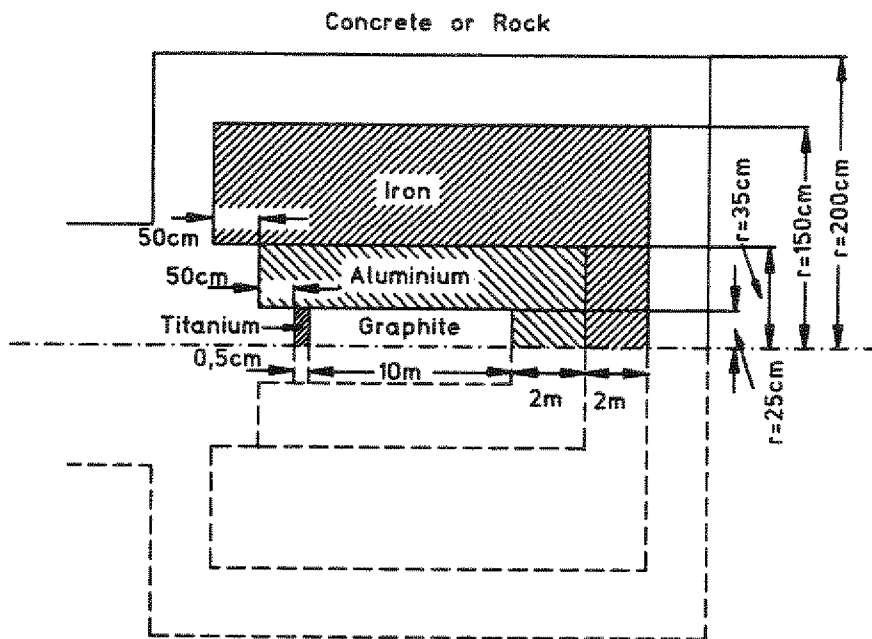


Abb. 5.53: LHC-Beam-Dump-Anordnung in der Kaverne unterhalb des Erdbodens

In Abb. 5.54 ist für Protonen von 8 TeV die Äquivalenzdosis für eine Betonabschirmung als Funktion der Abschirmdicke für verschiedene Modellsimulationen dargestellt.

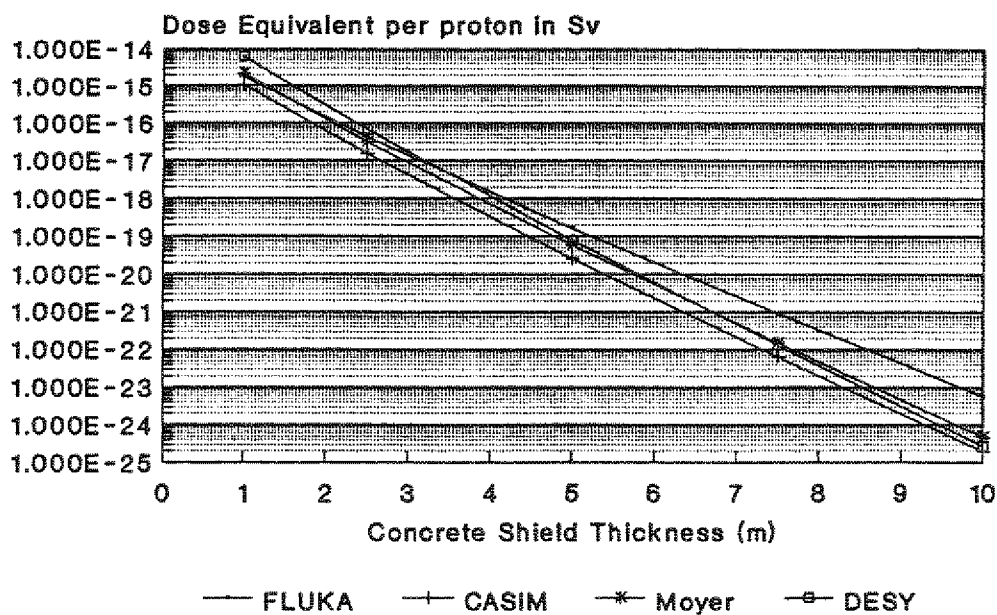


Abb. 5.54: Äquivalenzdosis für die Betonabschirmung des Beam Dumps am LHC als Funktion der Abschirmdicke für verschiedene Modellsimulationen

Für die Betrachtung der Auswirkungen der Müonen-Komponente (Müonen-Produktion und -Transport) wurde in der Studie der Monte Carlo Code CASIM /5.41/ (sh. auch Kapitel 2, Tabelle 2.3) verwendet. In CASIM sind sowohl die prompte Müonen-Produktion über den hadronischen Kanal wie auch die Produktion durch Elektronen und Photonen berücksichtigt. Für das routinemäßige Dumpen wurden Protonen mit einer Energie von 8 TeV auf einem zylindersymmetrischen Block (10 m Länge und Durchmesser) aus Graphit geschossen. Der Block war umgeben von einer 3 km dicken Schicht aus "Standardfelsen" mit einer Dichte von $2,4 \text{ g/cm}^3$. Dies ist die Gesteinsdichte, die den LHC-Beschleuniger am CERN unter der Erdoberfläche umgibt. In Abb. 5.55 sind die simulierten Isodosiskurven für Müonen in der Umgebung des Beam Dumps dargestellt.

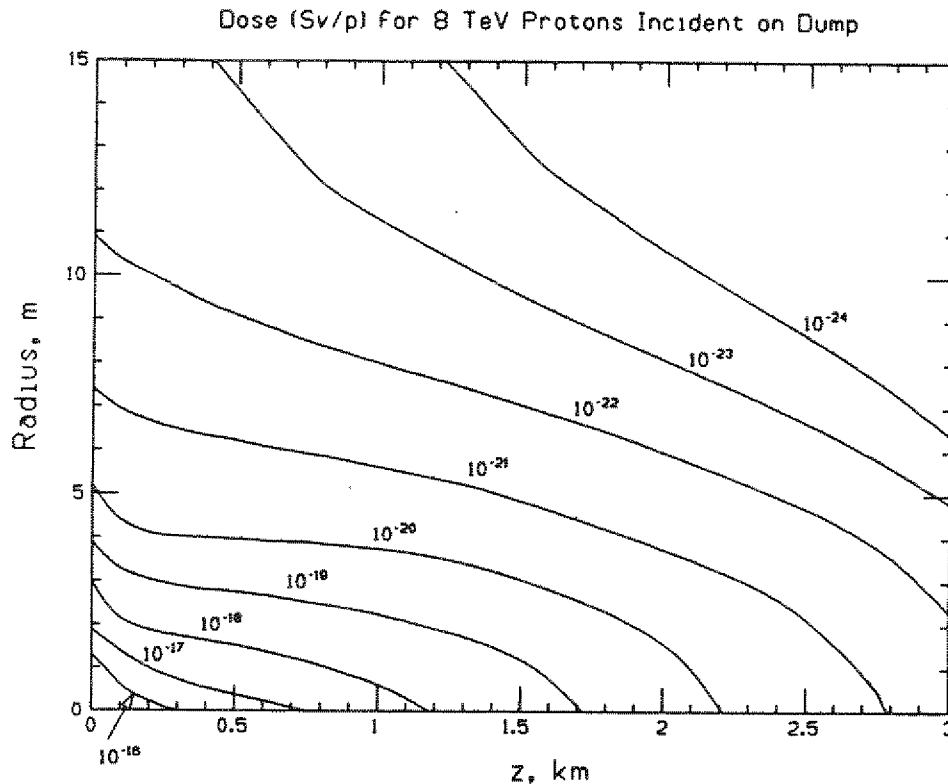


Abb. 5.55: Isodosiskurven (Sv/p) für Müonen von 8 TeV Energie auf den LHC-Beam Dump in der Umgebung des Beam-Dumps im Felsgestein

Die Simulationen zeigen, daß die Äquivalenzdosis pro "Dump"-Ereignis ($3,5 \times 10^{14}$ Protonen) den Wert von 10 mSv bis zu einer Entfernung von 500 m in Richtung der Strahlachse der Protonen auf den Beam Dump überschreitet. Bei den in Tabelle 5.19 angenommenen Verlusten muß also die Abschirmdicke 2,5 km in longitudinaler Richtung (z-Richtung in Abb. 5.55) und in radialer Richtung 7 m betragen, um eine Jahresäquivalenzdosis von 0,5 mSv zu erreichen.

Ein anderer wichtiger Punkt ist die Bestimmung des radioaktiven Inventars für den Beam-Dump. Der innere Teil des Beam-Dump wurde aus einem Material mit niedriger Massenzahl vorgesehen, um einerseits die Produktion sekundärer Hadronen niedrig zu halten, und andererseits die induzierte Radioaktivität zu minimieren. Die einzigen langlebigen radioaktiven Isotope, die durch hadronische Reaktionen im Graphit produziert werden, sind ^7Be und ^3H . Dieses Inventar wurde mit dem FLUKA-System /5.21/ (sh. auch

Kapitel 2) bestimmt. In Abb. 5.56 ist das radioaktive Inventar (Sättigung) als Funktion des Radius des inneren Teils des Beam-Dumps (Graphitteil) dargestellt.

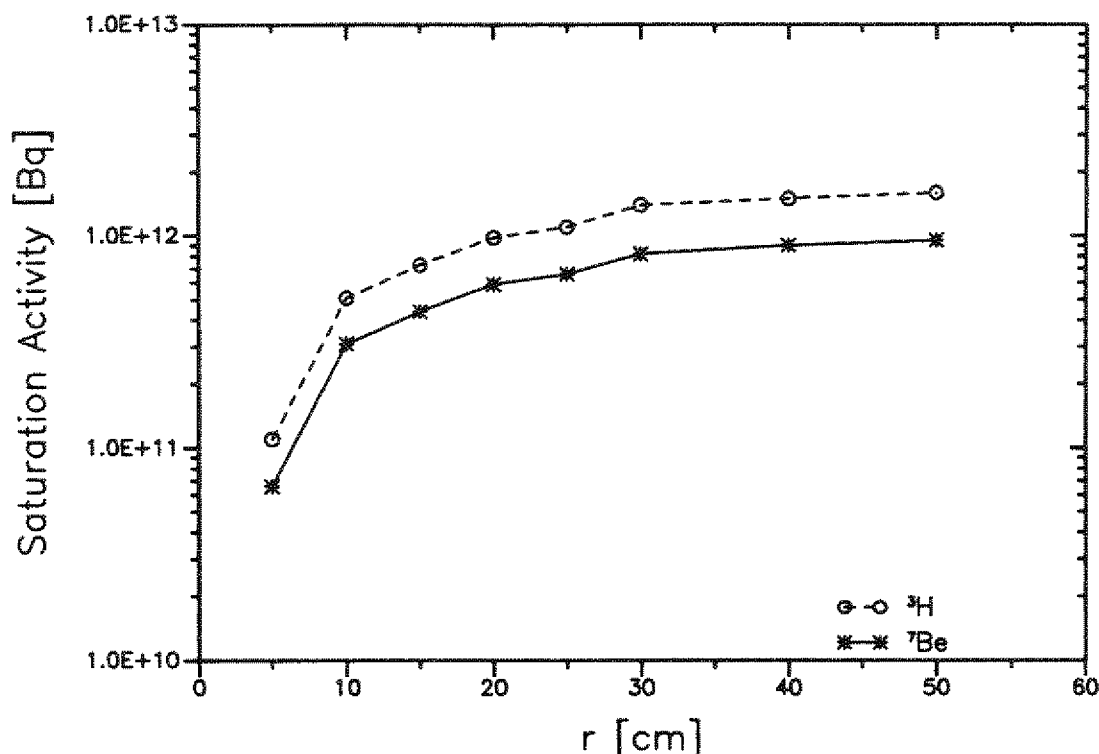


Abb. 5.56: Radioaktives Inventar als Funktion des Radius des Graphit-Beam-Dumps

Der höchste Radioaktivitätsanteil liegt innerhalb eines Radius von 30 cm. Die maximale Produktionsrate (für einen Radius von 50 cm) wurde bestimmt zu:

$$\begin{aligned} n_{7\text{Be}} &= 1,2 \times 10^{10} \text{ Bq} \cdot \text{d}^{-1} \\ n_{3\text{H}} &= 9,0 \times 10^{10} \text{ Bq} \cdot \text{d}^{-1} \end{aligned}$$

Die Aktivitäten liegen in einem Bereich, der gewöhnlich auch an anderen Beschleunigern routinemäßig gehandhabt wird. Andere Sicherheitsprobleme, die sich aus der Thermodynamik ergeben - Energiedeposition im Beam-Dump durch den einfallenden Protonenstrahl - wurden nicht näher untersucht. Es sollte aber bemerkt werden, daß pro Dump (3×10^{14} Protonen pro Sekunde, Energie 8 TeV) eine Energiemenge von $2,4 \times 10^{21} \text{ MeV s}^{-1}$ deponiert wird entsprechend $3,8 \times 10^2 \text{ MW}$.

5.4 Literatur

- /5.1/ M. Awschalon, Linac Shielding, Internal Report Nat.Acc.Lab. TM-236 (1970)
- /5.2/ K.O'Brien, The Neutron Shielding of the Los Alamos Meson Physics Facility, Report USAEC Health and Safety Lab. HASL-188 (1967)

- /5.3/ P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, J.M. Zazula, Design Calculations for the SNQ Shield, Proc. of ICANS-VIII, Report RAL-85-110 (1985)
und SNQ-Projektbericht Phase B, Interner Report, KFA SNQ 0IBC170384 (1984)
- /5.4/ H.J. Probst, Sicherheitsbericht COSY, KFA Jülich (unveröffentlicht) (1987)
- /5.5/ W.P. Swanson, IAEA-Report, Tech. Report, Series No. 188 (1979)
- /5.6/ K. Tesch, J.M. Zazula, Report DESY-HERA-90-18 (1990) und
G. Wolf, HERA: Physics, Machine and Experiments, Report DESY 86-089 (1986)
- /5.7/ A. Fasso et al., Report CERN 84-02 (1984)
- /5.8/ G.R. Stevenson, R.H. Thomas, Ed. Report, CERN-TIS/89-19, LHC Note 115 (1989)
ebenso: G. Brianti in Proc. Large Hadron Collider Workshop, Vol. I, CERN 90-10, ECFA 90-133 (1990)
- /5.9/ P. Cloth, D. Filges et al., HERMES A Monte Carlo Program System for Beam-Materials Interaction Studies, KFA-Report Jül-2203, (1988)
- /5.10/ P. Cloth, P. Dragovitsch, D. Filges, Prediction of Double-Differential (p,xn)-Cross Sections, Reported in NEANDC(E)-292 U Vol. V (1988)
- /5.11/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, Computational Methods for High Energy Source Shielding, Proc. of ICANS-VI, Report ANL-82-80 (1983)
- /5.12/ T.W. Armstrong, R.G. Alsmiller, Jr., Monte Carlo Calculations of the Nucleon-Meson Cascade in Iron Initiated by 1- and 3-GeV Protons and Comparisons with Experiment, Nucl. Sci. Eng. 33 (1968)
- /5.13/ R.G. Alsmiller, Jr., et al., Report ORNL-3852 (1965)
- /5.14/ H.G. Bertini, Report-ORNL-TM-1996 (1967)
- /5.15/ Y. Arakita et al., Study of an Iron Beam Stop for 500 MeV Protons, Nucl. Instr. Meth. 164 (1979)
- /5.16/ W. Amian, P. Cloth, V. Drüke, D. Filges, N. Paul, H. Schaal, A Medium Energy Neutron Deep Penetration Experiment - Experimental and Theoretical Analysis - Report Jül-2101 (1986) und
W. Amian, N. Paul, Spectrum Averaged Attenuation Length for High Energy Neutrons, Results of Experiments at the Los Alamos WNR Facility, Interner Report KFA, SNQ A1022.1 (1985)
- /5.17/ B. Anders, P. Cloth, D. Filges, Ch. Reul, G. Sterzenbach, Monte Carlo Simulation on Event-by-Event Base of Calorimeter Experiments with Uranium/Scintillator Layers Using the HERMES Code System, Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989)
- /5.18/ F. Barreiro et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A292 (1990)

- /5.19/ R.G. Alsmiller, Jr., et al., Modifications of the High-Energy Transport Code (HETC) and Comparisons with Experimental Data
Proc. Theory and Practices in Radiation Protection and Shielding, Knoxville, Tennessee (1987)
- /5.20/ R.G. Alsmiller, Jr., O.W. Hermann, Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. A295 (1990)
- /5.21/ P.A. Aarnio et al., FLUKA87, CERN-Report, TIS-RP/190 (1987)
- /5.22/ W.W. Engle, Jr., A Users Manual for ANISN, Report ORNL-K-1693 (1967)
- /5.23/ W.A. Rhoades et al., DOT-IV, Two-Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport System, Report ORNL-TM-6529 (1978)
- /5.24/ F.R. Mynatt et al, Report CTC-INF-952 (1969)
- /5.25/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, H. Schaal, Calculational Methods and High Energy Cross Sections for Spallation Source Shielding, Proc. of ICANS-VII, Report AECL-8488 (1983)
- /5.26/ H. Schaal, P. Cloth, D. Filges, A High Energy Neutron Transport Benchmark for Iron, Interner KFA-Bericht, SNQ 3J/BH160683 (1983)
- /5.27/ J. Moll, Die Bereitstellung computerunterstützter Methoden zur Analyse der Strahlungssituation an Teilchenbeschleunigern und deren exemplarische Anwendung auf das Cooler-Synchrotron COSY, Dissertation, KFA-Report Jül-2435 (1991)
- /5.28/ Interner KFA-Bericht, SNQ 0/BC170384 (1984)
und H. Stiller, SNQ Status Report, Proc. of ICANS-VIII, Report RAL-85-110 (1985)
- /5.29/ J.M. Zazula, D. Filges, P. Cloth, Sky- and Groundshine Phenomena and Related Radiological Quantities Evaluated for the Environment of a High-Current Spallation Facility, Particle Accelerators, Vol. 21 (1987)
- /5.30/ A. Rindi, R.H. Thomas, Particle Accelerators 7, 23 (1975)
- /5.31/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Neutron Source, KFA Report Jül-Spez-120 (1981)
- /5.32/ J.M. Zazula, P. Cloth, D. Filges, G. Sterzenbach, Nucl. Instr. Methods Phys. Res. B16 (1986)
- /5.33/ D. Filges, P. Cloth, R.D. Neef, H. Schaal, Nuclear Aspects of the SNQ Target Design, Proc. of ICANS-VIII, Report RAL-85-110 (1985)
- /5.34/ Kühler-Synchrotron COSY, Report KFA Jül-Spez-370 (1986)
- /5.35/ J. Moll, H. Schaal, Progress Report on Nuclear Data Research in the Federal Republic of Germany, Report NEANDC(E)-302 U Vol. V (1989)

- /5.36/ J.M. Zazula, K. Tesch, Analysis of the Transverse Shielding Problem at Proton Accelerators using the Hadronic Cascade Code with Low Energy Particle Models, Report DESY-89-064 (1989)
- /5.37/ H.J. Möhring, K. Noock, J.M. Zazula, Estimation of the Neutron Field around the HERA Proton Beam Dump, Report DESY-HER-89-21 (1989)
- /5.38/ K. Tesch, J.M. Zazula, Shielding Properties of Iron at High Energy Proton Accelerators by a Monte Carlo Code, Report DESY 90-037 (1990)
- /5.39/ A. Fasso, M. Höfert, CERN-HS-RP/IR/82-39, LEP-Note 406 (1982)
- /5.40/ H. Taureg, Proc. of the LHC-Workshop, Vol. III, CERN 90-10, ECFA 90-133, Aachen (1990)
- /5.41/ A. van Ginneken, Nucl. Instr. Meth. A251 (1986)

6. Sicherheitstechnische Fragestellungen bei der Auslegung von Targetsystemen an Beschleunigern

In den letzten Jahren sind in der Entwicklung von Targetsystemen zur Erzeugung von Neutronen an Spallationsquellen entscheidende Fortschritte erzielt worden. Einige dieser Anlagen sind Ende der 80er Jahre in Betrieb gegangen oder sind zur Zeit im Bau. Bei allen Anlagen wird ein Protonenstrahl zwischen 500 MeV und 800 MeV Energie mit einem mittleren Strom zwischen einigen μA bis zu einigen 100 μA auf Targetsysteme aus Wolfram, Blei oder angereichertem Uran geschossen, um durch die im Target entstehende inelastische Wechselwirkung der Protonen mit dem Targetmaterial Neutronen zu erzeugen. Sicherheitstechnische Probleme ergeben sich hierbei durch die Abschirmung dieser Targetsysteme, thermodynamische Fragen, entstehende Radioaktivität und durch die Materialschädigung der Materialien in den Targetsystemen. Die anwendungsbezogene Simulation zur Lösung oder zum Verständnis dieser Fragestellungen wird durch die hier beschriebenen Monte Carlo Verfahren ausgezeichnet unterstützt. Eine Übersicht über den Status der z.Z. betriebenen bzw. der im Bau befindlichen Spallationsanlagen wird in folgenden Referenzen gegeben: ISIS Rutherford /6.1/, IPNS Argonne /6.2/, LANSCE Los Alamos /6.3/, KENS Japan /6.4/ und SING Schweiz /6.5/. Zukünftige Targetsysteme werden mit Protonenströmen von einigen mA belastet, um zu den derzeit betriebenen Forschungsreaktoren vergleichbare Neutronenflüsse zu erzeugen. Im folgenden wird gezeigt, wie mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen die wesentlichen, sicherheitsrelevanten Parameter für Hochstromtargets gewonnen werden können. Alle maßgeblichen Analysen sind auf der Basis der in HERMES enthaltenen Monte Carlo Programme durchgeführt worden.

6.1 Sekundärteilchenstrahlung und deren Zusammensetzung

Exemplarisches Beispiel sind hier die Monte Carlo Simulationen, die der Autor für das in der KFA Jülich geplante SNQ-Konzept durchgeführt hat /6.6 - 6.11/. Das Geometriemodell (Vertikalschnitt), welches in den Simulationen verwendet wurde, ist in Abb. 6.1 dargestellt.

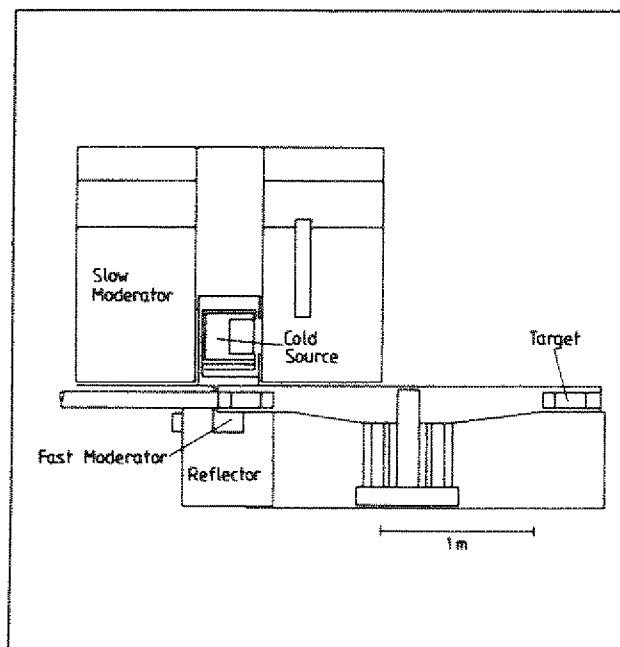


Abb. 6.1: 3-dimensionales Geometriemodell der Targetstation

Die in den Simulationen relevanten Parameter für das Targetsystem sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Strahlparameter:	
- Teilchenenergie:	0,35 GeV / 1,1 GeV
- Teilchenart:	Protonen
- mittlerer Strom:	5 mA
- gepulst:	200 mA
- Pulslänge:	0,25 ms
- Pulsfrequenz:	100 s ⁻¹
- Strahlprofil:	Gaußförmig 4 cm FWHM
Targets:	
- Geometrie:	rotierendes Rad (sh. Abb. 6.1)
- Targetmaterial:	U _{dep} * Pb oder W76,5 % Cladding/Struktur 7,0 % Kühlung 16,5 % ("nur" Wolfram)100 %
- Cladding/Struktur:	Al
- Kühlmittel:	H ₂ O
Moderatorsysteme:	H ₂ O / D ₂ O
Abschirmung:	Gußeisen / Beton

$$^*U_{\text{dep}} = 0,2 \text{ nat. \% } ^{235}\text{U}$$

Tabelle 6.1: Targetparameter für die Simulation

Die Sicherheitsproblematik zur Abschirmung eines Hochstromtargetsystems wurde eingehend in Kapitel 5, Abschnitt 5.3.2.1 diskutiert. Für eine erste Beurteilung des Targetsystems sind in diesem Energiebereich die im Target produzierte Teilchenstrahlung, vor allem aber auch die produzierten Sekundärneutronen maßgebend. In Tabelle 6.2 werden die Teilchenproduktionsdaten für Uran verglichen und in Tabelle 6.3 sind für alle Targetmaterialien aus Tabelle 6.1 die Neutronenproduktionsdaten ≤ 15 MeV für 350 MeV und 1100 MeV Protoneneinschußenergie zusammengestellt.

	350 MeV	1100 MeV
Neutronenproduktion pro Proton im Target:		
≤ 15 MeV	5,15	30,12
> 15 MeV	0,51	3,7
Produktion geladener Teilchen pro Proton im Target:		
Proton	0,44	4,0
$\pi^{\pm}$	$1,7 \times 10^{-3}$	0,28
π^0	$2,0 \times 10^{-3}$	0,19

Tabelle 6.2: Vergleich der Teilchenproduktion für U_{dep}-Targets

Targetmaterial	Neutronen pro Proton ≤ 15 MeV	
	350 MeV	1100 MeV
$U_{\text{dep}}\text{-H}_2\text{O-Al}$	5,2	30,1
$\text{Pb-H}_2\text{O-Al}$	3,4	19,5
$\text{W-H}_2\text{O-Al}$	4,2	21,3
W-kompakt	4,5	23,3

Tabelle 6.3: Neutronenproduktion pro Proton im Targetsystem für 350 MeV/1100 MeV Protoneneinschußenergie

Für Sicherheitsbetrachtungen ist nun wichtig, die energie- und ortsabhängigen Teilchenflüsse im Targetsystem zu kennen. In Abb. 6.2 werden hierzu als Beispiel die integralen Neutronenflußverteilungen im Target dargestellt.

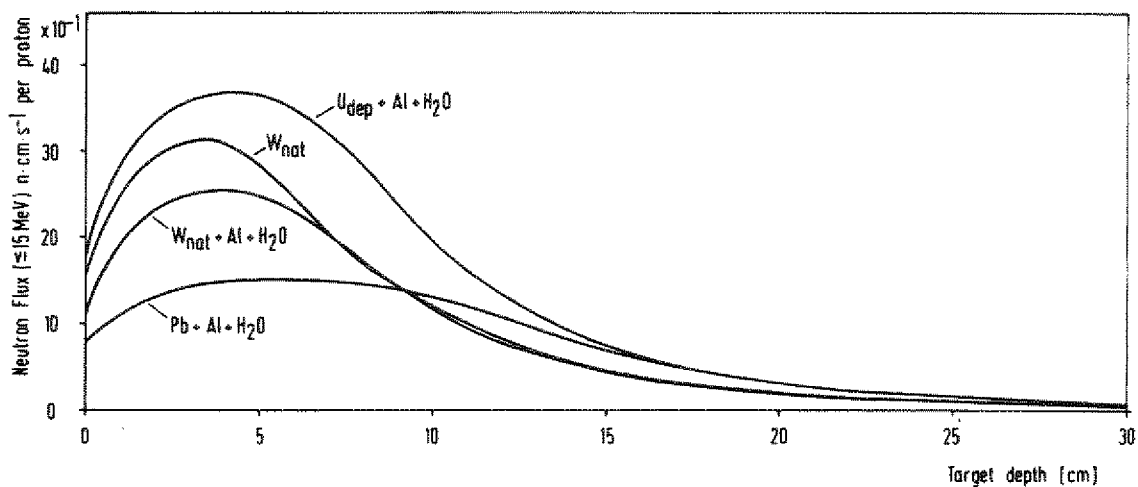


Abb. 6.2: Neutronenflußverteilungen im Target für verschiedene Targetmaterialien als Funktion der Targettiefe (350 MeV Protonenstrahlenergie)

Weiterhin müssen die optimale Targettiefe und eventuelle "Bragg-Peak"-Position für Teilchenleckage und Energiedeposition bestimmt werden. Dies ist sicherheitstechnisch wichtig, um zu hohe Energiedepositionen in der "Bragg-Peak"-Gegend zu vermeiden ("hot spots"). Die Behandlung und Optimierung der produzierten Neutronenflüsse im Target für Neutronenstreuexperimente soll hier nicht Gegenstand der Darstellung sein (sh. hierzu insbesondere die Ref. /6.10, 6.12/).

6.2 Energiedeposition und Wärmeentwicklung

Für Wärmeproduktionsberechnungen kann bei Monte Carlo Simulationen ein Targetsystem in ortsabhängige feine Maschen eingeteilt werden (Abb. 6.3).

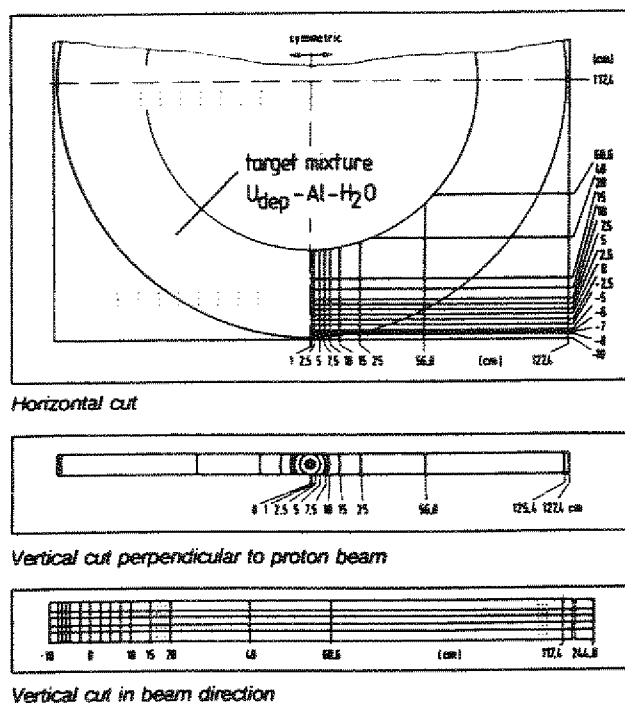


Abb. 6.3: Horizontaler und vertikaler Querschnitt des Targetsystems für ortsabhängige Wärmedepositionsrechnungen

Diese Simulationen dienen zur Auslegung von Kühlkreisläufen und für die Thermodynamik, die bei gepulstem Protonenstrahl eine zyklusartige Aufheizung und Abkühlung erzeugt. In Abb. 6.4 sind tiefenabhängige Energiedepositionsprofile innerhalb des Targets dargestellt.

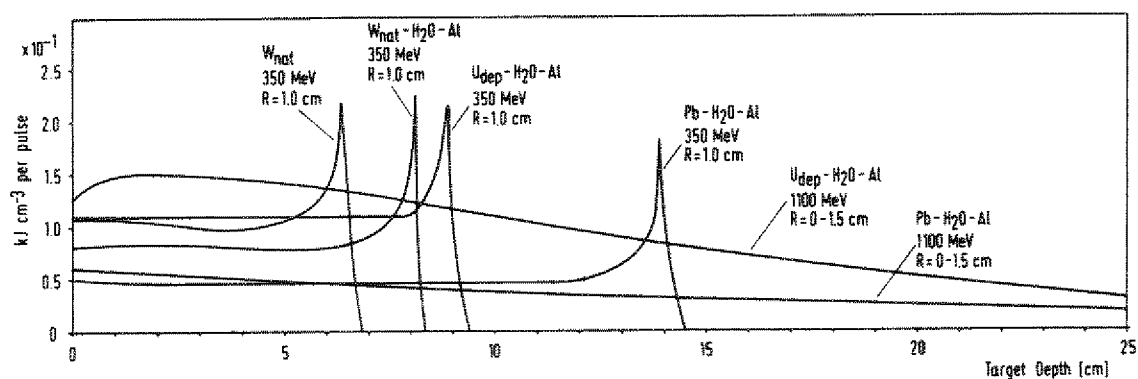


Abb. 6.4: Energiedeposition im Targetsystem (Strahlrichtung)

An diesem Beispiel erkennt man, daß Kühlungs- und thermomechanische Probleme bei 350 MeV Strahlenergie durch die hohe "Bragg-Peak" Deposition am Ende der Protonenreichweite auftreten können. In Tabelle 6.4 ist die Spitzenenergiedeposition für einen einzelnen Protonenpuls bei 1100 MeV Energie für die U_{dep} -H₂O-Al-Targetmischung und für ein reines Wolframtarget gegeben. In Tabelle 6.5 wird die gesamte Deposition im Target für einen mittleren Protonenstrom von $I = 5$ mA verglichen.

Targetmaterial	Energiedeposition in MeV pro Proton für		Totale Spitzendeposition kJ/cm ³ pro Puls *
	$E > 15$ MeV	$E \leq 15$ MeV	
U_{dep} -H ₂ O-Al	2,6	0,73	0,168
W-kompakt	2,04	$5,0 \times 10^{-2}$	0,105

* $I = 200$ mA, Pulslänge 250 μ s, Frequenz 100 s⁻¹

Tabelle 6.4: Spitzenenergiedeposition in Targets bei 1100 MeV Protonenenergie (radiales Intervall um Strahlachse ($r = 1,0$ cm, sh. Abb. 6.3))

Targetmaterial	Energiedeposition in MeV pro Proton für		Gesamtenergiedeposition MW pro 5 mA
	$E > 15$ MeV	$E \leq 15$ MeV	
U_{dep} -H ₂ O-Al	945	1263	12,4
W-kompakt	620	65	3,4

Tabelle 6.5: Gesamtenergiedeposition in Targets bei 1100 MeV Protonenenergie

Man sieht aus Tabelle 6.5 deutlich die um einen Faktor höhere totale Wärmezeugung im Urantarget, die im wesentlichen durch extra Wärmeproduktion über Spaltung erzeugt wird.

In Abb. 6.5 werden für verschiedene Targetkonzepte die Wärmeproduktionsdaten als Anteil, - F_h -Anteil der Protonenstrahlenergie -, die in Wärme umgesetzt wird, verglichen. Alle Daten stammen ausnahmslos aus Simulationsrechnungen, außer den Daten für Targets aus ²³⁸Uran bei 300 MeV/500 MeV und Wolfram bei 500 MeV, die an der ZING-P Anlage in Argonne, USA, gemessen wurden.

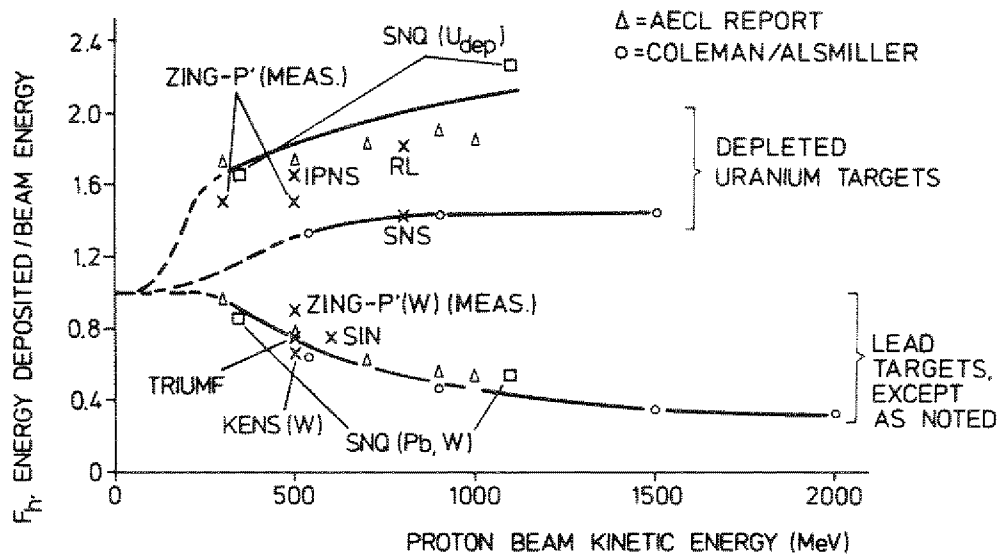


Abb. 6.5: Anteil der Energiedeposition als Funktion der einfallenden Teilchenstrahlenergie für verschiedene Hochstromtargetsysteme
(ZINGP-IPNS monthly Report, No. 6, ANL Sept. 1979; Coleman/Alsmiller - W.A. Coleman, R.G. Alsmiller Jr., Nucl. Sci. Eng. 34 (1963); AECL - G.A. Bartholomew, Report AECL-2600 (1966); SNS-1 A. Carne, Proc. ICANS-III, Los Alamos (1979); SNS-2 F. Atchison, Report RL-81-006 (1981); TRIUMF I.M. Thorson et al., Report TRI-71-3 (1971); KENS Y. Ishikawa, Report KEK-78-19 (1978); SIN W.E. Fischer, Proc. ICANS-III, Los Alamos /1979)

Teilchenart	Energiedeposition	
	MeV/Proton	Anteil in Prozent
primäre Protonen	221	9
sekundäre Protonen	226	9
geladene Pionen	18	1
neutrale Pionen	42	2
Müonen	5	<1
"Schwere Teilchen" a)	429	17
Spallations-Gammas	23	1
Neutronen b)	1515	61
	2489	100

a) von Recoilkernen und d-, t-, ^3He - und α -Teilchen aus Verdampfung und Hochenergiespaltung

b) von Neutronen ≤ 15 MeV und sekundären Gammas, die die Neutronen erzeugen

Tabelle 6.6: Vergleich der Anteile der erzeugten Energiedeposition durch verschiedene Teilchen des Schauers bei einer Protoneneinschußenergie von 1100 MeV auf ein Urantarget der Abb. 6.1

Man sieht eindeutig aus der Abb. 6.5, daß die Werte für nicht spaltbare Targets ziemlich konsistent sind. Die Energiedepositionswerte für abgereicherte Urantargets liegen im Energiebereich 500 MeV - 1500 MeV ca. einen Faktor 2 bis 4 über denen von Blei, wegen der Energiedeposition durch Spaltfragmente. Insgesamt wird bei Urantargets eine größere Variationsbreite sichtbar, da die Charakterisierung stark abhängt von Spaltungen durch Niederenergieneutronen. Dieser Anteil hängt stark von den Targetdimensionen und vom

Anteil moderierender Materialien in der Umgebung der Targets ab. Die maximale Energiedeposition innerhalb der Targets hängt sehr stark von der Ausbreitung der hadronischen Kaskade und vom Strahlprofil des einfallenden Strahls ab. In Tabelle 6.6 sind schließlich die Anteile in der Energiedeposition durch die verschiedenen Teilchen des im Target entstehenden Schauers zusammengestellt.

6.3 Induzierte Radioaktivität und Fragen der Materialschädigung

Die Restkerne, die durch Auslösung einer Teilchenkaskade im Targetmaterial entstehen, sind im allgemeinen radioaktiv und neutronenarm verglichen mit stabilen Kernen. Weiterhin werden bei spaltbaren Targetmaterialien zusätzlich radioaktive Restkerne durch Hochenergiespaltung (durch Nukleonen > 15 MeV und Pionen) und durch Niederenergiespaltung (durch Neutronen ≤ 15 MeV) erzeugt (sh. Kapitel 4, Abschnitt 4.1.1). Außerdem können signifikante Anteile durch andere Neutronenreaktionen wie (n, γ) , $(n, 2n)$ usw. für bestimmte Targetmaterialzusammensetzung erzeugt werden.

Ein wichtiger Wert für die erzeugte Radioaktivität in Targetsystemen ist die sog. "Sättigungsaktivität", welche eine Funktion der Gesamtzerfallsrate nach "unendlich" langer Bestrahlungszeit ist (Sättigungsaktivität direkt nach Abschalten des Teilchenstrahls auf das Target). Ein anderer kritischer Punkt ist die Energiefreisetzung aus radioaktivem Zerfall, die eine Targetaufheizung nach Strahlabschaltung bewirkt (im allgemeinen als "Nachwärme" bekannt). Diese verzögerte Aufheizung ist interessant, da sie bei der Auslegung und bei Sicherheitsbetrachtungen zur Targetkühlung berücksichtigt werden muß. Das bedeutet, daß nach Abschalten des Teilchenstrahls eine weitere Kühlung notwendig sein kann, falls der Nachwärmeeinfall hoch ist. Auf der Basis der Monte Carlo Verfahren können nun diese Werte wie zeitabhängige Radioaktivität, induzierte Radioaktivität, Nachwärme und produziertes Nuklidinventar für Targetsysteme bestimmt werden [6.8, 6.11, 6.13]. Monte Carlo Simulationen sind in der Lage, die Anzahl und die Verteilung radioaktiver Restkerne zu bestimmen. Tabelle 6.7 zeigt die mit Monte Carlo Modulen des HERMES-Systems bestimmte radioaktive Nuklidproduktion pro einfallendem Proton für verschiedene Targetmaterialien.

Reaktionskanal	Protonenenergie				
	350 MeV Targetmaterial		1100 MeV Targetmaterial		
	W	Uran	W	Pb	Uran
Spallation und Hochenergiespaltung > 15 MeV	0,85	1,4	3,9	3,0	4,1
Spaltung ≤ 15 MeV	-	0,9	-	-	5,5
andere Reaktionen (n, γ), ($n, 2n$), ($n, 3n$)	0,25	1,0	1,2	sehr klein	5,7
	1,1	3,3	5,1	3,0	15,3

Tabelle 6.7: Erzeugte radioaktive Kerne pro Strahlproton für verschiedene Targetmaterialien (sh. Tabelle 6.1)

Für detaillierte Sicherheitsuntersuchungen reicht die globale Erzeugungsrate nicht aus; es müssen vielmehr die Erzeugung und der Zerfall des auch sehr ortsabhängigen Inventars mit aus der klassischen Reaktorphysik bekannten "Abbrand"-Codes betrachtet werden. Für eine Systemuntersuchung des Urantargetfalls (sh. Tabelle 6.1) wurden hierzu die Systeme ORIGEN /6.14/ bzw. eine für diese Anwendungen speziell entwickelte Version ORIHET /6.13,6.15/ verwendet. Das Targetmodell ist das Modell in Abb. 6.1. Die Analyse der Rechenergebnisse wurde für den Targetbereich nach Abb. 6.6 durchgeführt.

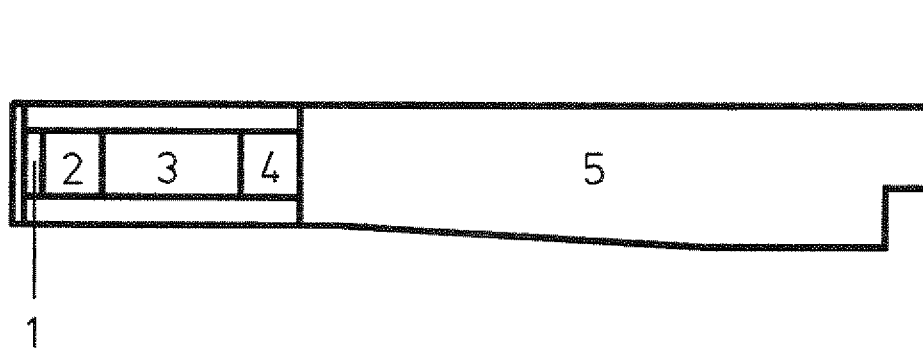


Abb. 6.6: Zonenmodell des Targetsystems für die Analyse der Nachwärmeproduktion und der induzierten Radioaktivität (Targetmodell mit 5 Zonen, Zone 1-4 enthält die Uran-H₂O-Al-Mischung, alle anderen Zonen einschließlich Zone 5 enthalten Strukturmaterial)

Die aktive Zone hat in dem Modell eine Höhe von 10 cm und eine Tiefe von 40 cm (Zonen 1-4 in Abb. 6.6). Es sollte bemerkt werden, daß die aktive Zone aus Uranstäben mit einem Al-Cladding besteht (Durchmesser von 1,824 cm bis 2,4 cm). Die Stäbe sind vom Kühlwasser umflossen. In den Simulationen sind diese Zonen als homogenisiertes Material behandelt worden. Für die Analyse wurde eine Bestrahlungszeit von 2 Jahren mit einer Betriebszeit von 6000 Stunden pro Jahr vorgegeben. In Tabelle 6.8 sind die integralen Ergebnisse nach 12000 Stunden Betriebszeit zusammengestellt. Die Anteile aus hochenergetischen Reaktionen und Reaktionen mit Neutronen ≤ 15 MeV sind extra quantifiziert.

Gesamtradioaktivität:	$1,76 \times 10^9$ GBq (45,1 MCi)
- Hochenergieanteil:	$0,3 \times 10^9$ GBq (7,5 MCi)
- Neutronen $E_n < 15$ MeV:	$1,4 \times 10^9$ GBq (37,6 MCi)
- Maximum für Targetstab:	$7,8 \times 10^5$ GBq (21 KCi)
Gesamtnachwärme:	415 kW
- Hochenergieanteil:	120 kW
- Neutronen $E_n < 15$ MeV:	295 kW
- Maximum für Targetstab:	0,19 kW
Gaserzeugung:	
- Gesamtrate:	3,42 Gramm-Atome
- Maximum für Targetstab:	$1,6 \times 10^{-3}$ Gramm-Atome

Tabelle 6.8: Simulationsergebnisse von induzierter Radioaktivität und Nachwärme eines Urantargets bei Protonenbeschuß mit Protonen von 1100 MeV Energie und einem Strahlstrom von 5 mA
/6.11/

Die Daten der Tabelle 6.8 zeigen nach Abschalten ($t=0$) des Protonenstrahls eine Gesamtaktivität von $1,7 \times 10^9$ GBq (45 MCi), wobei $1,4 \times 10^9$ GBq (37,6 MCi) durch Neutronen $E_n < 15$ MeV erzeugt werden, dabei werden $8,3 \times 10^8$ GBq (22,5 MCi) durch die Reaktionskette $^{239}\text{U} - ^{239}\text{Np} - ^{239}\text{Pu}$ im Uran erzeugt. Der zeitabhängige Verlauf der induzierten Radioaktivität (nach 12000 Stunden Betrieb) wird in Abb. 6.7 dargestellt.

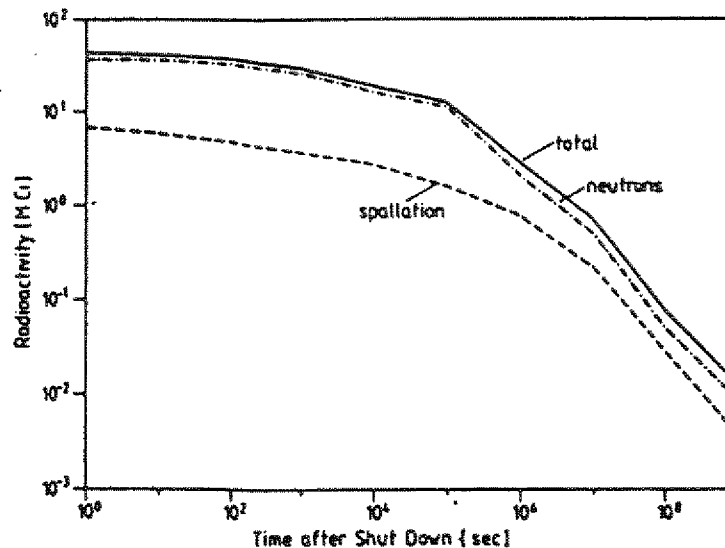


Abb. 6.7: Zeitabhängiger Verlauf der induzierten Radioaktivität in Uran nach 12000 Stunden Betrieb bei einer Protoneneinschussenergie von 1100 MeV und einem Strom von 5 mA nach Abschalten ($1 \text{ Curie (Ci)} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$)

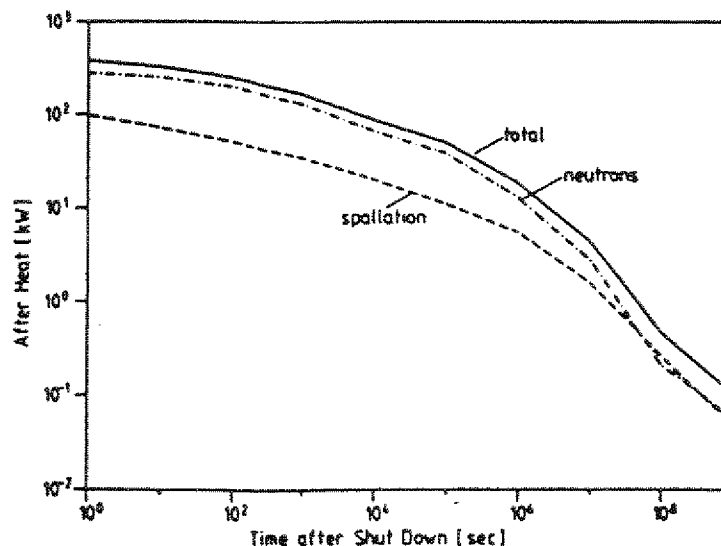


Abb. 6.8: Zeitlicher Verlauf der Nachwärmeabnahme in Uran nach 12000 Stunden Betrieb bei einer Protoneneinschussenergie von 1100 MeV und einem Strom von 5 mA nach Abschalten

Aus Abb. 6.7 entnimmt man, daß nach einem Tag "Kühlzeit" die Gesamtaktivität ca. 3-mal kleiner ist, d.h. auf ca. $4,7 \times 10^8$ GBq (12,6 MCi) abgefallen ist. In Abb. 6.8 wird der zeitliche Verlauf der Nachwärme nach Strahlabschaltung dargestellt. Auch wird unterschieden zwischen Hochenergieanteil und Neutronenanteil mit Energien $E_n < 15$ MeV. Aus Abb. 6.8 entnimmt man, daß ein Tag nach Abschaltung des Protonenstrahls (10^5 s) die Nachwärme auf 49 kW abgenommen hat.

Ein anderer wichtiger sicherheitstechnischer Parameter ist die Bestimmung der zeitabhängigen Energiedosis für das Kühlwasser, die über radiolytische Zersetzung Wasserstoff freisetzt. Mit der Monte Carlo Simulation ist es möglich, über eine Sequenz von Maschen (sh. Abb. 6.9) für das Geometriebeispiel (nach Abb. 6.1) 200 differentielle Teilströme des Kühlwassers im Target zu simulieren.

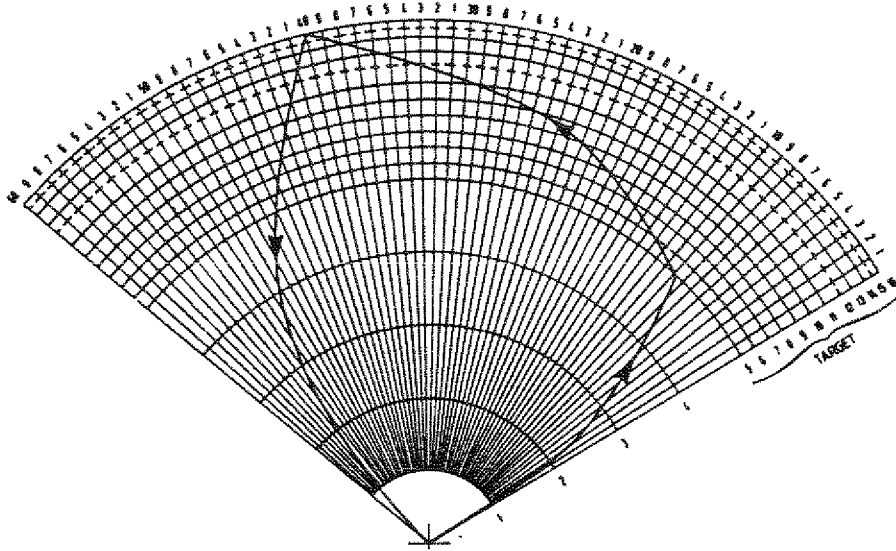


Abb. 6.9: Kühlwasserfluß unter Targetdrehung im Maschennetz des Targets

Jeder Sektor entsprach hierbei 0,01 s oder einem Protonenstrahlimpuls. Aus Analysen zeigt Abb. 6.10 die gemittelte Energiedeposition für Neutronen (1,35 - 15 MeV) über alle Sektoren der Geometrie nach Abb. 6.9.

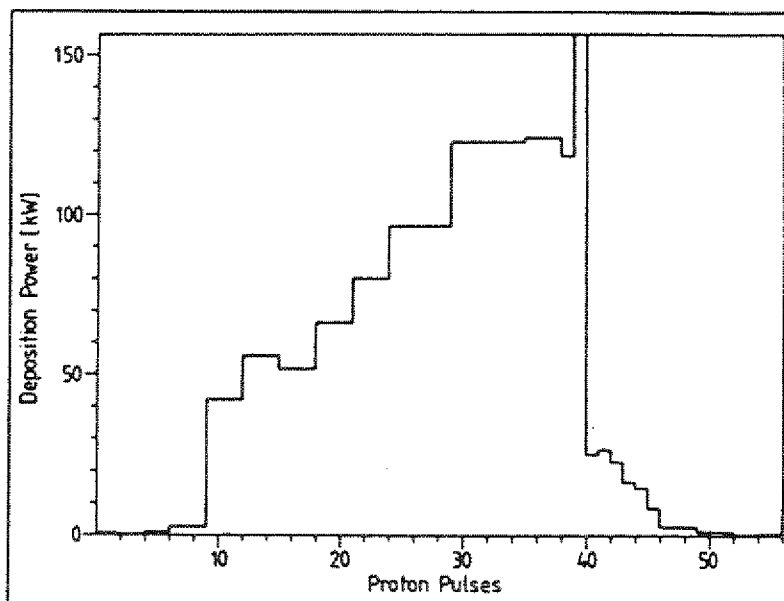


Abb. 6.10: Gemittelte Energiedeposition im Kühlwasser des Targetsystems, erzeugt von Neutronen der Energie zwischen 1,35 MeV - 15 MeV

Die Umlaufzeit des Kühlwasserflusses in einem bestimmten Sektor der Maschengeometrie ist 0,56 s oder genau 56 Protonenimpulse. Um die Dichteverteilung von Radiolyseprodukten im Kühlwasser zu bestimmen, müssen alle Energiedepositionsverteilungen entsprechend ausgewertet werden. Abb. 6.11 gibt die H_2 -Konzentration für dieses Beispiel an wie sie mit einem Programmsystem FACSIMILE von W.G. Burns, Harwell analysiert wurde.

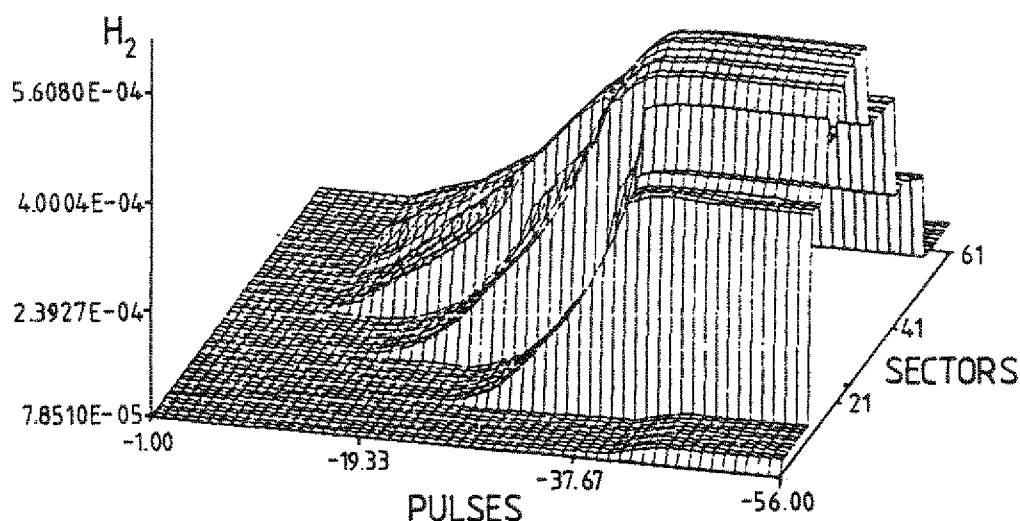


Abb. 6.11: H_2 -Konzentration in Mol pro Liter/Sektor und Zeitintervall

Ein weiterer wichtiger Sicherheitsparameter in Zusammenhang mit dem Betrieb von Targetsystemen oder auch für den sicheren Betrieb von Beschleunigerkomponenten ist die Materialschädigung durch Teilchenstrahlung, vorzugsweise im Bereich oberhalb von Teilchenenergien von 20 MeV. Dies betrifft nicht nur die Funktionsschädigung von Komponenten, sondern auch deren Lebensdauer. Im Prinzip sind die nuklearen Wechselwirkungsmodelle des HERMES-Systems dazu geeignet, Aussagen zu entsprechenden Schädigungsparametern durch Teilchenstrahlung in Materie zu machen /6.16/. Hauptsächlich können aus den Wechselwirkungsmechanismen des Teilchenschauers mit Materie Parameter wie Schädigungsenergie (damage energy), Displacements (DPA's), Gasproduktion (H_2 , 3He , 4He) und Transmutationsprodukte berechnet werden. Der Vorteil, Monte Carlo Methoden zum Bestimmen der Schädigungsparameter zu verwenden liegt darin, daß sie in der Lage sind, detaillierte Wechselwirkungsmechanismusinformationen bei hohen Energien zu simulieren, d.h. die Simulation liefert die Quelle der Schädigung wie Energiespektren aller geladener Teilchen einschließlich Restkern- und Spaltprodukt-Rückstoßspektren. Damit können die entsprechenden Materialschädigungsparameter unter Nutzung analytischer Ausdrücke wie sie in Reaktortechnik und Fusionstechnologie benutzt werden /6.17, 6.18/ bestimmt werden. In Ref. /6.19/ ist dies vom Autor in einer Studie zur Berechnung von Schädigungsparametern in einem Hochenergiedetektor untersucht worden. Insgesamt ist die Materialschädigung bei Hochstromtargetsystemen sicherheitsrelevant, aber auch bei bemannten Weltraummissionen, wo Strahlenschäden Ausfälle in Elektronik- und Computersystemen zur Folge haben.

6.4 Transmutation von radioaktiven Nukliden

Die Konzepte, Beschleuniger zu verwenden, um spaltbares Material zu erzeugen, wurden schon in den 50-er Jahren von E.O. Lawrence diskutiert und sind in den letzten Jahren wiederholt aufgegriffen worden /6.20-6.23/. In Zusammenhang mit diesen Studien wurde teilweise auch die Transmutation der langlebigen Radionuklide durch Beschleuniger als alternatives Konzept zur Endlagerung untersucht /6.24-6.30/. Detaillierte Studien waren aber erst möglich, nachdem die entsprechenden Rechenverfahren zur Produktion, aber auch zur Transmutation durch Monte Carlo Modelle zur Verfügung standen. In Ref. /6.6/ wurde schon für Hochstromtargets gezeigt, daß nicht nur eine beträchtliche Produktionsrate von Restkernen im Target entsteht, sondern daß vielmehr auch eine entsprechende Anzahl von Targetkernen umgewandelt oder zerstört wird ("transmutiert"). Neben den sehr globalen Systemstudien zur generellen Machbarkeit der Verfahren /6.25, 6.26/ können nur detaillierte Monte Carlo Simulationen an realistischen Systemen - Beschleuniger/Radionuklidumwandler - zu einer Klärung der technischen Machbarkeit beitragen /6.28-6.30/. Eine neuere Studie zur Transmutation von langlebigen Nukliden unter Zuhilfenahme der neuesten Monte Carlo Modelle wird in Ref. /6.28/ beschrieben. Ausgangspunkt ist dabei das erzeugte Aktinideninventar von einem 1000 MWe LWR nach einem Abbrand von 33000 MWd/t, welches mit einer Abtrennung von 99,5 % für Uran und Plutonium aufgearbeitet wird. Die Aktinidenmenge, die jährlich von 10 LWR-Einheiten von 3000 MW (th) ohne Uranisotope erzeugt wird, ist ca. 246 kg. Die Studien nach /6.28/ wurden für ein Targetsystem mit Natrium- bzw. Heliumkühlung durchgeführt. Das Target aus Aktinidenmaterial wurde dabei von einem Thoriumblanket umgeben, um durch Neutronenproduktion zusätzlich spaltbares ^{233}U zu erzeugen. In Tabelle 6.9 sind die in dieser Studie gewonnenen Parameter zusammengestellt.

Kühlmittel	Kritikalität k_{eff}	Protonenstrahlleistung [MW]	Strahlstrom [mA]		thermische Leistung [MW _{th}]	^{233}U -Produktion im Blanket [kg]
			1 GeV	3 GeV		
Na	0,90	27,9	27,9	9,3	900	85
He	0,95	13,0	13,0	4,3	900	103

Tabelle 6.9: Parameter für die Transmutation von Aktiniden durch einen Protonenbeschleuniger /6.28/

Im Gegensatz zu früheren Konzepten fällt bei dieser Studie auf, daß relativ geringe Strahlströme für den Beschleuniger benötigt werden, um die Aktiniden für ca. 10 Einheiten von 1 GWe LWR's zu transmutieren. Abhängig von der Protonenenergie (1 bis 3 GeV) und von der Multiplikation des Targets sind nur Protonenstrahlströme zwischen 5 und 15 mA erforderlich. Ein zusätzliches Produkt ist die Erzeugung bis zu 100 kg spaltbaren Materials im Blanket und eine Überschußenergieproduktion von ca. 240-270 MW zu der benötigten Energie von 30-60 MW für den Betrieb des Protonenbeschleunigers. Auch die Transmutation von Spaltprodukten wie ^{137}Cs und ^{90}Sr wurde untersucht. Allerdings sind die Einfangquerschnitte für thermische Neutronen für ^{137}Cs und ^{90}Sr relativ klein, so daß Transmutationsraten die 10-mal größer sind als der natürliche Zerfall einen Fluß von ungefähr 10^{17} Neutronen pro cm^2 erfordern /6.28/.

Um das Potential der Technik der Transmutation von Aktiniden und Spaltprodukten auszuloten, sind nicht nur auf dem Gebiet der Beschleunigertechnik zum Erreichen der notwendigen hohen Strahlströme neue Methoden zur Verfügung zu stellen, sondern auch die entsprechenden Targetsysteme mit Materialien aus Aktiniden und Spaltprodukten zu entwickeln. Der Erfolg dieser Technik der Transmutation durch Beschleuniger hängt letztlich davon ab, wie effizient die Mittelenergieprotonen, welche auf das unterkritische Targetsystem fallen, Neutronen produzieren und wie Neutronenleckagen aus dem Target vermieden werden können. Hierbei können vor allem Monte Carlo Simulationen realitätsnahe Aussagen machen.

6.5 Literatur

- /6.1/ J. Finney, D.H. Grag, ISIS status report, Proc. of ICANS-X, Los Alamos 1988, publ. in Inst. of Physics Conf. Series No. 97 (1989)
- /6.2/ B. Brown, Status of the Intense Pulsed Neutron Source (IPNS), publ. in Inst. of Physics Conf. Series No. 97 (1989)
- /6.3/ R. Pynn, Recent progress of LANSCE, publ. in Inst. of Physics Conf. Series No. 97 (1989)
- /6.4/ N. Watanabe, Progress of the pulsed-spallation neutron facility KENS, publ. in Inst. of Physics Conf. Series No. 97 (1989)
- /6.5/ W.E. Fischer, Status Report of SINQ; A continuous spallation neutron source, publ. in Inst. of Physics Conf. Series No. 97 (1989)
- /6.6/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Source, KFA-Report Jül-Spez-120 (1981)
- /6.7/ G.S. Bauer, D. Filges, The Spallation Neutron Source as an Alternative to Research Reactors Seminar on Research Reactor Operation and Use, Int. Atomic Energy Agency, Jülich Sept. (1981)
- /6.8/ P. Cloth, D. Filges, R. Hecker, Nuclear assessment of the DIANE target station, Atomkernenergie/Kerntechnik B41, lfg. 4 (1982)
- /6.9/ D. Filges, Neutronische Auslegung eines Spallationsneutronentargets, KTG-Fachtagung, KFA Jülich, Mai (1983)
- /6.10/ P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, H. Schaal, Recent Target Design Calculations at KFA, Proc. ICANS-VII, Chalk River, Report AECL-8488 (1984)
- /6.11/ D. Filges, P. Cloth, R.D. Neef, H. Schaal, Nuclear Aspects of the SNQ Target Design, Proc. ICANS-VIII, Oxford, Report RAL-85-110 (1985)
- /6.12/ V. Drüke, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef, SNQ-Moderator Optimization, Proc. ICANS-VIII, Oxford, Report RAL-85-110 (1985)
- /6.13/ F. Atchison, A Theoretical Study of a Target Reflector and Moderator Assembly for SNS, Report RAL-81-006 (1981)
- /6.14/ V.J. Bell, Report ORNL-4628 (1973)
- /6.15/ H. Schaal, G. Sterzenbach, Internal Report KFA, SNQ 3J/BH271184 (1984)
- /6.16/ W. Amian, P. Cloth, D. Filges, T.W. Armstrong, Nuclear Data Status and Needs for High Energy Beam Materials Interactions, Int. State of the Art Seminar on Nuclear Data, Cross Section Libraries and their Applications in Nuclear Technology, KTG-ENS Bonn (1985)

- /6.17/ D.G. Doran, Nucl.Sci.Eng. 49 (1972)
- /6.18/ G.D. Odette, D.R. Doiron, Nucl. Techn. 29 (1975)
- /6.19/ D. Filges et al., Investigations of Model Predictions of High Energy Materials Damage Code, ECFA Study Week on Instr. Techn. for High-Luminosity Hadron Colliders, Report CERN 89-10 (1989)
- /6.20/ C.M. van Alta et al., The Electronuclear Conversion of Fertile to Fissile Material, Report UCRL-52144 (1974)
- /6.21/ P. Grand, H.J. Korts (ed.), Conceptual Design and Economic Analysis of a Light Water Reactor Fuel Regenerator, Report BNL-50838 (1978)
- /6.22/ S.O. Schriever, Canadian Accelerator Breeder System Development, Report AECL-7840 (1982)
- /6.23/ H. Takahashi et al., Atomkernenergie u. Kerntechnik, 44 (1984)
- /6.24/ H. Takahashi, Actinide Transmutation by the Spallation Process, Workshop on the Feasibility of Research Program on Actinide Transmutation by Spallation Process, Euratom Ispra, June 21 (1985)
- /6.25/ L.E. Bruns, Transmutation of Radioactive Waste Using Accelerators, Report Rockwell Internal, RHO-SA-174 (1980)
- /6.26/ A.H. Harms, W. Häfele, Nuclear Synergism: An Emerging Framework for Energy Systems, American Scientist 69 (1981)
- /6.27/ M. Heindler, Spallation in a Nuclear Energy System, Proc. ICANS-V (Ed. G.S. Bauer, D. Filges), Report Jül-Conf-45 (1981)
- /6.28/ H. Takahashi, The Role of Accelerators in the Nuclear Fuel Cycle, Proc. of the 2nd Int. Symposium on Advanced Nuclear Energy Research-Evolution by Accelerators, Jan. 24-26, Mito, Japan (1990)
- /6.29/ Y. Nakahara, Nuclear and Nucleon Data Needs for Incineration of the Radioactive Waste from Fission Reactors with a Proton Accelerator, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 13-17, Jülich (1991)
- /6.30/ P.W. Lisowsky et al., Nuclear Physics Information Needed for Accelerator Driven Transmutation of Nuclear Waste, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 13-17, Jülich (1991)

7. Teilchenstrahlung im Weltraum und ihr Sicherheitsrisiko für Raumfahrtmissionen

Im Weltraum existiert hochenergetische Strahlung geladener Teilchen aus Elektronen, Protonen und schweren Ionen, deren Einfluß ein Teil der Sicherheitserwägungen bei der Planung und Durchführung von Weltraummissionen sein muß. Risikoabschätzungen der Wirkung dieser Teilchenstrahlung im Weltraum spielen in den letzten Jahren eine immer wichtigere Rolle:

- (a) Für die geplanten, langandauernden Weltraummissionen wie z.B. die Raumstation, für längere Mondlandungen oder für bemannte Flüge zum Mars werden die zu erwartenden Strahlenexpositionen wesentlich größer sein als bisher und in einigen Fällen die tolerierbaren Strahlenexpositionen erreichen.
- (b) Um größere Computerleistungen und höhere Signalverarbeitungsgeschwindigkeiten zu erreichen, werden heute sehr kleine mikroelektronische Bauteile und Apparaturen verwendet, die inhärent wesentlich empfindlicher auf Schädigung durch Teilchenstrahlung reagieren. Daher müssen die Wirkungen der Teilchenstrahlung auf elektronische Bauelemente für alle Weltraummissionen untersucht werden.
- (c) Da auch die technologische Entwicklung in der Empfindlichkeit von Meßinstrumenten bei wissenschaftlichen Missionen große Fortschritte gemacht hat, muß eine sorgfältige Bewertung der Strahlungsempfindlichkeit dieser Instrumente erfolgen, um Leistungseinbußen und störenden Untergrund zu vermeiden oder quantitativ zu bestimmen.

Es existieren drei Quellen hochenergetischer Teilchen, die bei der Bestimmung von Sicherheitsrisiken bei Raumfahrtmissionen berücksichtigt werden müssen /7.1/:

- "eingefangene" Strahlung (trapped radiation), die aus Elektronen und Protonen besteht, d.h. geomagnetisch vom Magnetfeld der Erde eingefangene Teilchen (van-Allen-Gürtel);
- galaktische kosmische Teilchenstrahlung (galactic cosmic radiation, auch GCR genannt), die von außerhalb unseres Sonnensystems stammt und hauptsächlich aus sehr hochenergetischen Protonen und zu kleineren Anteilen aus schwereren Ionen besteht;
- Teilchenstrahlungsereignisse aus der Sonne (solar particle events, auch SPE's genannt), die durch eine intensive Emission von Protonen und schwereren Ionen im Zusammenhang mit dem sog. Sonnenwind bei erhöhter Sonnenaktivität entstehen.

In Abb. 7.1 sind die Hauptmerkmale der Teilchenstrahlung im Weltraum für die wesentlichen Strahlungsquellen - eingefangene Strahlung, Sonnenwind und galaktische kosmische Strahlung - zusammengestellt. Außerdem wird in Abb. 7.1 der niederenergetische Anteil von Protonenstrahlung von der Sonne dargestellt, der nur ein geringes Strahlungsrisiko bedeutet. Der sog. Sonnenwind dagegen stört das Erdmagnetfeld, welches dann die Intensität des eingefangenen Teilchenflusses und des solaren bzw. galaktischen Teilchenflusses im Bereich des Erdborbits beeinflusst.

Die relative Bedeutung dieser drei unterschiedlichen Teilchenquellen für Sicherheitsrisiken bei Raumfahrtmissionen hängt von verschiedenen Faktoren ab wie z.B. der Bahnkurve des Raumfahrzeugs, der

Dauer der Raumfahrtmission oder der Abschirmung. Man kann deshalb - wie oben erwähnt - drei wesentliche Kategorien für den Teilchenstrahleinfluß im Weltraum definieren:

- (a) Strahlungsrisiko für Astronauten bei bemannten Missionen,
- (b) Einfluß der Strahlung auf empfindliche Komponenten und auf Material,
- (c) Strahlungsuntergrund für wissenschaftliche Experimente.

Um den Einfluß der Teilchenstrahlung zu simulieren und um Risikoanalysen durchzuführen, müssen die unterschiedlichen Umgebungsbedingungen, d.h. die jeweiligen Teilchenquellen im Weltraum als Quellen für Monte Carlo Simulation formuliert werden. Damit können dann die Abschirmeffekte für verschiedene Materialien, aber auch die Teilchenstrahlungsumgebung an verschiedenen Orten innerhalb des Raumfahrzeugs bestimmt werden.

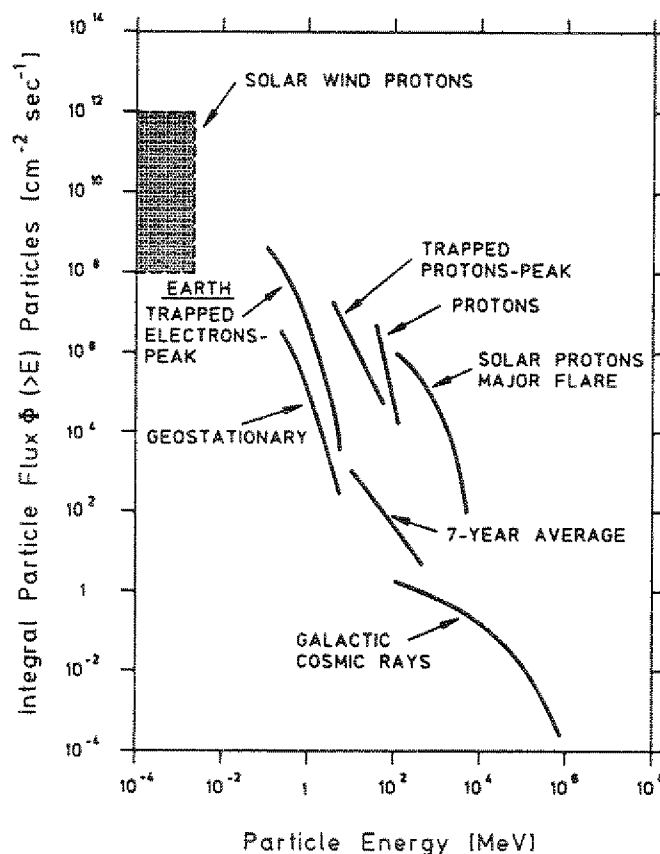


Abb. 7.1: Integrale Spektren der Quellen der Teilchenstrahlung im Weltraum [7.2/]

7.1 Die Quellen der Teilchenstrahlung im Weltraum

7.1.1 Teilchenstrahlung im Bereich des Erdmagnetfeldes

Die Entdeckung des van Allen-Gürtels - Zonen hochenergetischer Teilchenstrahlung um die Erde - führte Ende der 50er Jahre zu einer intensiven Suche nach dem Ursprung dieser Strahlung. Es wurde dann entdeckt, daß hochenergetische Protonen kosmischen Ursprungs mit der Erdatmosphäre wechselwirken und daß entstehende Neutronen oberhalb der Erdatmosphäre wieder entweichen. Diese sog. Albedo-

Neutronen zerfallen mit einer Halbwertszeit von 12 Minuten in Protonen und Elektronen, welche dann im geomagnetischen Feld der Erde eingefangen werden. Erste Monte Carlo Simulationen mit dem HETC-Programm zeigten dann, daß die Intensität und das Spektrum der Albedoneutronen als Quelle für die Protonen und Elektronen im van-Allen-Gürtel diene /7.3/.

Die eingefangenen Elektronen oder Protonen beschreiben entlang den Feldlinien des geomagnetischen Feldes eine Spirale, welche in erster Näherung ein Dipolfeld darstellt (sh. Abb. 7.2). Nahe den Polen, wo die Magnetfeldstärke ansteigt, ändern die Teilchen ihre Richtung (Spiegelung) und führen ihre Bewegung durch Abprallen zwischen den Spiegelpunkten weiter. Auch wenn die Feldlinien gekrümmt verlaufen, so existiert longitudinal eine gewisse Vorzugsrichtung um die Erde herum. Insgesamt bilden die Teilchenstrahlungsgürtel eine toroidale Region um die Erde, die in der Ebene des geomagnetischen Äquators liegt /7.4/.

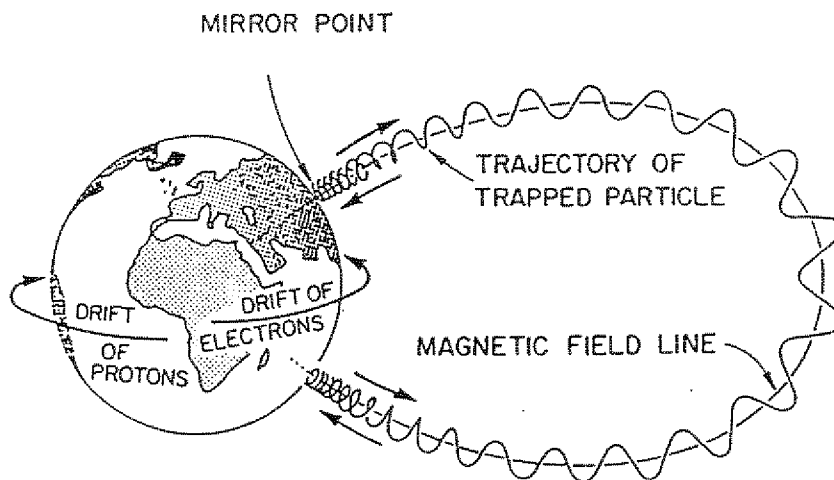


Abb. 7.2: Die Bewegung geladener Teilchenstrahlung im Magnetfeld der Erde

In den Abb. 7.3a und 7.3b werden die Iso-Flußverteilungen für "eingefangene" Protonen mit einer Energie > 50 MeV und für Elektronen mit einer Energie > 1 MeV dargestellt /7.5/. Die Isolinien werden als Funktion des Abstandes zum Erdmittelpunkt in Erdradien ($1 R_e = 6378$ km) dargestellt und liegen in einer Ebene, die durch die Achse des geomagnetischen Feldes läuft (diese Achse hat einen Winkel von 11° zur geographischen Achse). Der Protonenfluß erreicht sein Maximum bei $L = R/R_e \approx 1,5-2$ oder in einer Höhe zwischen 3000-6000 km. Die Elektronenflußverteilung hat zwei Maxima, einmal in einer Höhe von 2500 km und zum anderen in einer Höhe von 22000 km in der geomagnetischen Äquatorialebene. Bemerkenswert ist, daß die Elektronen in den äußersten Zonen auch sehr niedrige Höhen bei großen Breitengraden erreichen.

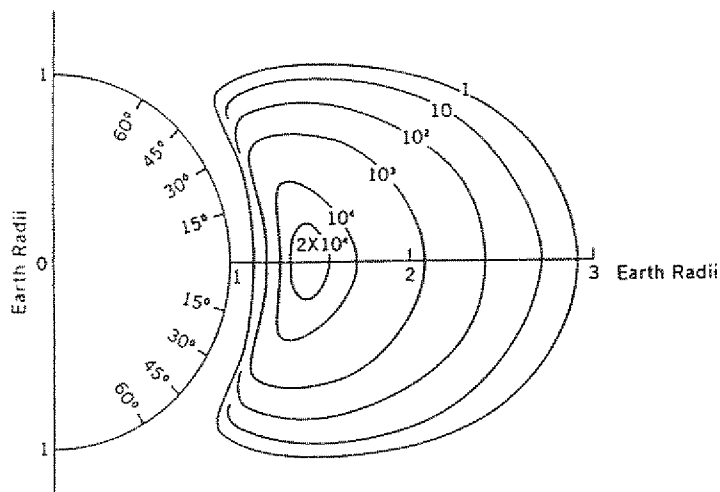


Abb. 7.3a: Im Magnetfeld der Erde "eingefangener" Protonenfluß (Protonen/cm²·s) mit Energien > 50 MeV (Sonnenminimum)

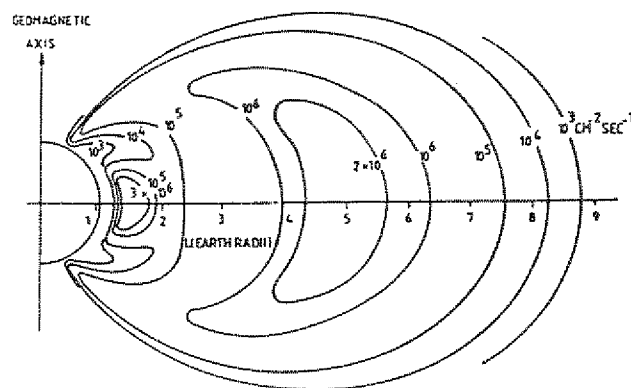


Abb. 7.3b: Im Magnetfeld der Erde "eingefangener" Elektronenfluß (Elektronen/cm²·s) mit Energien > 1 MeV (Sonnenminimum)

Ein bemerkenswertes Merkmal des van-Allen-Gürtels hängt mit der Neigung der geomagnetischen Erdachse relativ zur geographischen Erdachse zusammen. Dies hat zur Folge, daß dieser Strahlengürtel seine niedrigste Höhe über dem Südatlantik erreicht. Dieser Bereich wird deshalb als sog. Südatlantik-Anomalie bezeichnet. In Abb. 7.4 wird dieses Phänomen für die Iso-Flußlinien von Protonen gezeigt.

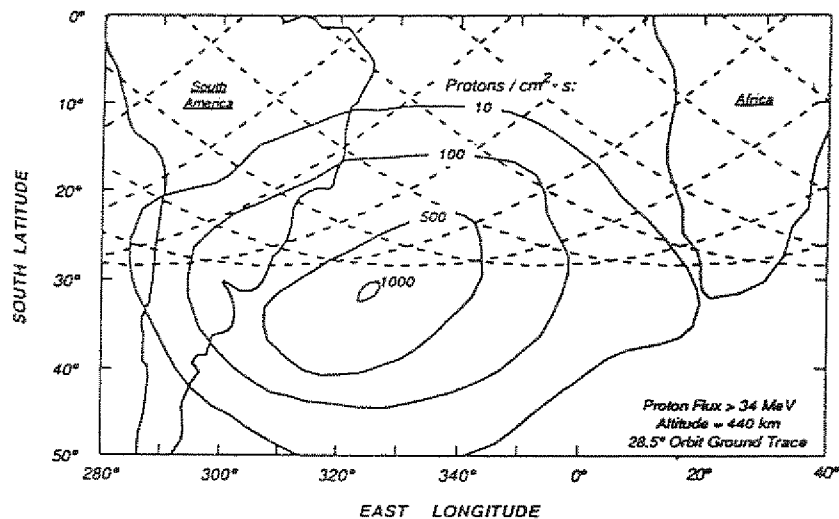


Abb. 7.4: Die Unregelmäßigkeit des Erdmagnetfeldes führt zu einem intensiven Protonenfluß bei niedrigen Höhen in der Gegend des Südatlantik (sh. Iso-Flußlinien). Ebenso werden (gestrichelte Linien) die Projektionen von Flugbahnen mit der typischen 28,5°-Neigung dargestellt.

Eine Modelldarstellung dieser Quellen für Monte Carlo Simulationen ist schwierig. Die einzigen Modelle für die "eingefangene" Strahlung basieren auf Ref. /7.5/ und gehen weitgehend auf Satellitenmessungen in den 60-er bzw. 70-er Jahren zurück. Diese Modelle nehmen eine Gleichverteilung für die Flußrichtung an, während die Protonenflüsse in der Gegend der Südatlantik-Anomalie anisotrop sind. Dies allerdings kann durchaus für die Strahlungsexposition von Raumfahrzeugen - im Falle der Weltraumstation - wichtig sein, da normalerweise eine feste Orientierung relativ zur Erde besteht und damit anisotrope Strahlungseinflüsse nicht "ausgemittelt" werden, indem man z.B. die Orientierung beim Passieren der Südatlantik-Anomalie ändert.

7.1.2 Teilchenstrahlungsquellen aus der Sonnenaktivität

Bei erhöhter Aktivität der Sonne werden hochenergetische Protonen und schwere Ionen mit hoher Flußdichte von der Sonne emittiert. Dabei werden als solare Teilchenstrahlereignisse (solar particle events - SPE's) solche Ereignisse bezeichnet, die während dieser erhöhten Aktivitätsphase der Sonne die Nähe der Erde erreichen. Die Zeit zwischen der Beobachtung einer erhöhten Sonnenaktivität und dem Auftauchen der geladenen Teilchenstrahlung in der Nähe der Erde kann wenige Minuten bis zu einigen 10 Stunden dauern. Ein typisches SPE-Ereignis dauert einige Tage.

SPE's treten sehr unterschiedlich auf, und gewöhnlich entstehen sehr hohe Teilchenfluenzen während erhöhter Sonnenaktivität, die direkt von der Anzahl der sog. Sonnenflecken abhängig ist. Das Auftreten der SPE's folgt dabei dem 11-jährigen Zyklus der Sonne /7.6/ (sh. Abb. 7.5).

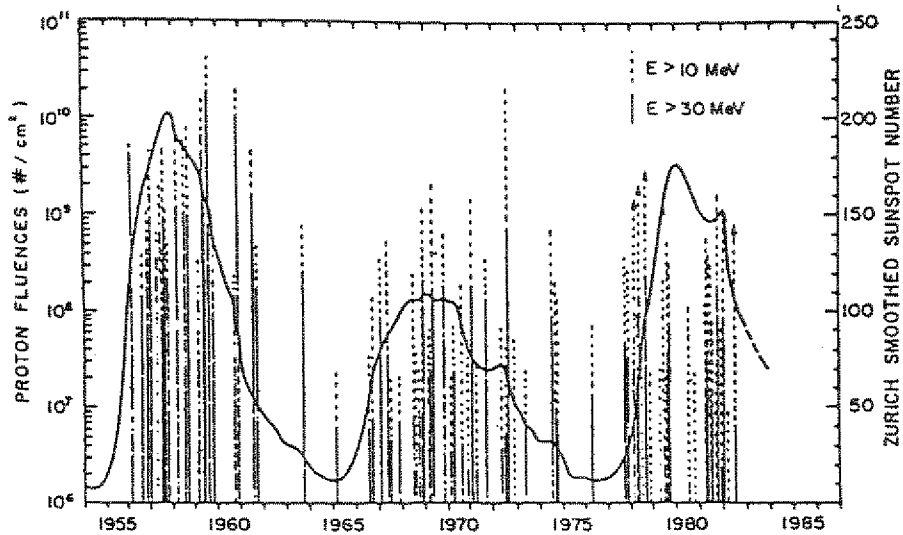


Abb. 7.5: Auf der Erde beobachtete Ereignisse von solaren Protonen (senkrechte Linien zeigen die Teilchenfluenz pro Ereignis; die durchgezogene Kurve gibt die Anzahl der Sonnenflecken an (rechte Achse))

Aufgrund des statistischen Auftretens der SPE's lassen sich Vorhersagen am besten mit einem statistischen Modell durchführen, das gemessene SPE-Fluenzen benutzt. Als Beispiel werden in Abb. 7.6 die Ergebnisse eines kürzlich entwickelten Modells [7.7] dargestellt.

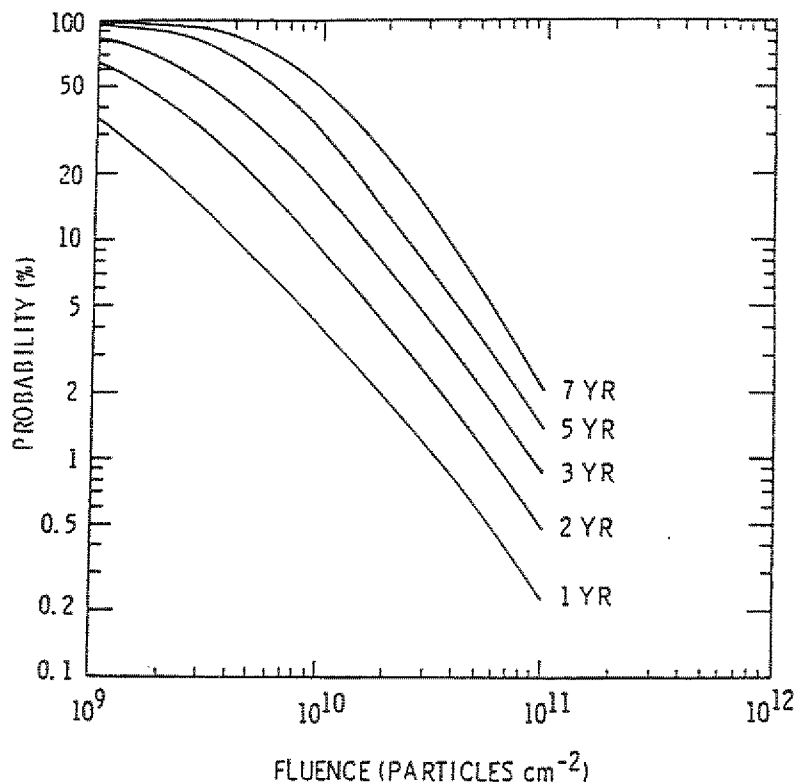


Abb. 7.6: Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Protonen-Fluenzen > 30 MeV aus solarer Teilchenstrahlung aus erhöhter Sonnenaktivität während des Sonnenzyklusses für Raumfahrtmissionen zwischen 1 und 7 Jahren Dauer

7.1.3 Galaktisch-kosmische Teilchenstrahlung

Die galaktisch-kosmische Teilchenstrahlung besteht aus hochenergetischen Teilchen, die im gesamten Weltraum existieren und ihren Ursprung innerhalb und außerhalb unserer Galaxie haben. Im erdnahen Orbit besteht die kosmische Teilchenstrahlung zu 83% aus Protonen, 13% aus Alphateilchen, zu 1% aus Kernen mit Massenzahlen $A > 2$ und zu 3% aus Elektronen und Positronen [7.8]. Die Energiespektren der vier wesentlichen Teilchenarten werden in Abb. 7.7 gezeigt.

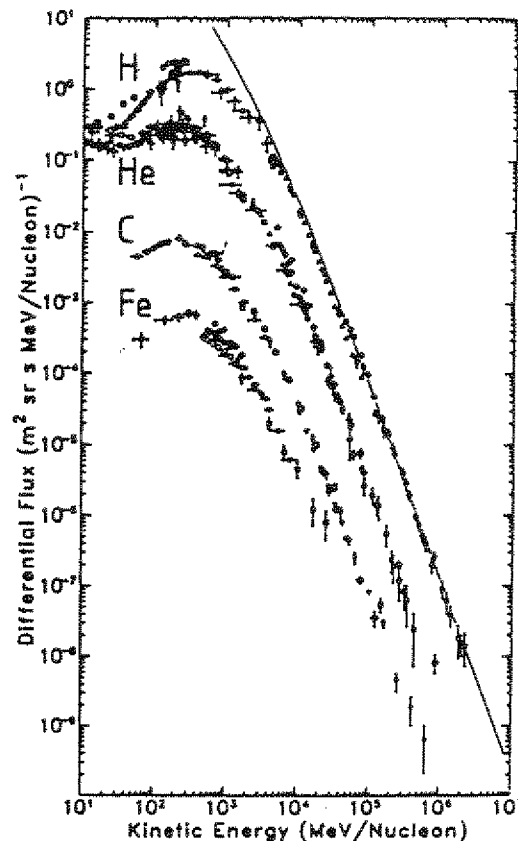


Abb. 7.7: Gemessene Energiespektren der kosmischen Teilchenstrahlung [7.9]

Die durchgezogene Kurve gibt dabei das Wasserstoffspektrum im interstellaren Raum an. Bei hohen Energien läßt sich die Energieabhängigkeit zu

$$\phi_i(E) \propto E_A^{-\gamma}$$

darstellen, mit ϕ_i = differentieller Teilchenfluß des Elements i und der kinetischen Energie E_A pro Nukleon. Dabei liegt γ im Bereich von 2,5 bis 2,7. Unterhalb von ~ 10 GeV/Nukleon werden die Spektren durch die sog. solare Modulation beeinflusst. Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung für alle Elemente wird für eine typische Energie von 2 GeV/Nukleon in Abb. 7.8 gezeigt.

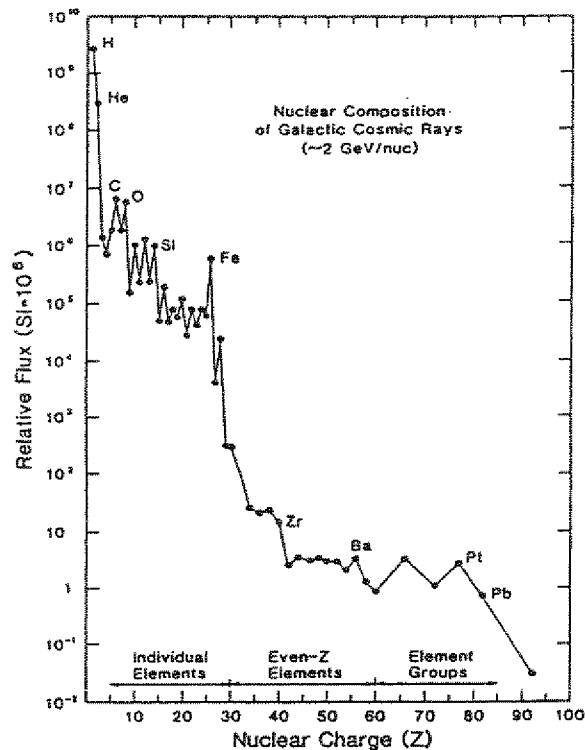


Abb. 7.8: Relativer Teilchenfluß der kosmischen Strahlung als Funktion der Ladung

Bei der Bestimmung von Strahlenschäden durch die Ionen der kosmischen Strahlung unterscheidet man gewöhnlich drei Gruppen:

- a) H und He;
- b) HZE-Ionen (d.h. hohe Ladungszahl Z , hoher Energieverlust E (Ionen $Z \leq 30$);
- c) Ultra-schwere kosmische Teilchen mit $Z > 30$.

Da die Energiedeposition durch Ionisation proportional zu Z^2 ist, sind die wichtigsten HZE-Ionen in Bezug auf Energiedeposition oder Dosisrate im Material die Fe-Ionen ($Z = 26$) und etwas weniger wichtig Ionen im Bereich von $Z = 8-14$.

- Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung durch erhöhte Aktivität der Sonne

Der niederenergetische Anteil des Spektrums der kosmischen Teilchenstrahlung unterliegt einer zeitlichen Veränderung oder Modulation durch die Sonnenaktivität. Der sog. Sonnenwind, der in der Korona oder der äußeren Atmosphäre der Sonne entsteht und ein Plasma aus niederenergetischen Elektronen und Protonen ist, bewegt sich in einer Art Spirale von der Sonne weg. Der "Sonnenwind" erzeugt gleichzeitig ein Magnetfeld, dessen Feldlinien ausgehend von der Sonnenkorona weit in den Weltraum hineinreichen. Dieses Magnetfeld schwächt den interstellaren Fluß niederenergetischer kosmischer Teilchen (≤ 10 GeV/Nukleon) durch einen äußerst komplexen elektromagnetischen Wechselwirkungsprozeß, der die Diffusion, Konvektion und Abbremsung der kosmischen Teilchenstrahlung zur Folge hat. Dies führt dazu, daß in der Nähe der Erde der kosmische Teilchenfluß während erhöhter Sonnenaktivität niedrig ist (solares Maximum) und intensiv ist während niedriger Sonnenaktivität (solares Minimum). So ist z.B. die Flußdichte des integralen galaktischen Protonenflusses (> 10 MeV) - 4 Protonen/cm²·s - während des solaren Minimums, aber nur - 1,5 Protonen/cm²·s - während des solaren Maximums. Die Sonnenaktivität hat eine Periode von ca. 11 Jahren, die durch sorgfältige Beobachtungen über fast 4 Jahrhunderte bestätigt ist.

Es existiert außerdem eine kleine zeitliche Änderung des kosmischen Teilchenflusses nahe der Erde. Ein plötzliches Ansteigen ($\sim 30\%$) in der Flußintensität über mehrere Stunden mit einem anschließenden Abfall über mehrere Tage. Dieser sog. Forbush-Anstieg hängt mit einem magnetischen Screening-Effekt beim plötzlichen Ausstoß von Plasmawolken während der Sonnenaktivität zusammen. Weitere kleinere, 27 Tage währende Fluktuationen ($\sim \pm 1\%$) hängen mit der Rotationsperiode der Sonne zusammen. Diese kleinen Effekte haben aber keinen Einfluß für die Bestimmung von Strahlenrisiken.

Eine ganze Reihe von Modellen wurde untersucht, um die Zeitabhängigkeit des galaktisch-kosmischen Flusses über den 11-jährigen Zyklus der Sonne vorherzusagen. Dabei wurde die Korrelation des beobachteten kosmischen Teilchenflusses mit den verschiedensten Parametern untersucht: mit der Häufigkeit des Auftretens von Sonnenflecken; der Zeitabhängigkeit der kosmischen Elektronenstrahlung durch Radioteleskope; Messungen der Neutronenspektren durch kosmische Strahlung auf der Erde [7.10]. Die wesentlichen kontinuierlichen Daten wurden durch Neutronenmessungen auf der Erde gewonnen. Diese Neutronenmessungen geben nur Auskunft über den hochenergetischen Teil des galaktischen Protonenspektrums (einige GeV bis einige 10 GeV, abhängig von der Detektorart) wegen der Abschirmung durch die Erdatmosphäre ($\sim 1000 \text{ g/cm}^2$ dick) und den Einfluß des Erdmagnetfeldes. Wie sich aber gezeigt hat, geben diese Messungen aber eine kontinuierliche Auskunft über nahezu vier Dekaden. Die oben erwähnten Versuche führten insgesamt dazu, die zeitliche Fluktuation der kosmischen Teilchenflüsse in der Vergangenheit zu erklären, Vorhersagen von Fluktuationen der kosmischen Teilchenflüsse bleiben aber problematisch.

Eine einfache sinusförmige Abhängigkeit zur Spektrenvorhersage innerhalb des 11-jährigen Zyklusses der Sonne zwischen solarem Minimum und solarem Maximum wird in Ref. [7.11] vorgeschlagen. In Abb. 7.9 wird die Intensitätsmodulation der kosmischen Teilchenstrahlung durch den 11-jährigen Sonnenzyklus anhand von Neutronenmessungen gezeigt. Im Vergleich dazu eine sinusförmige Approximation.

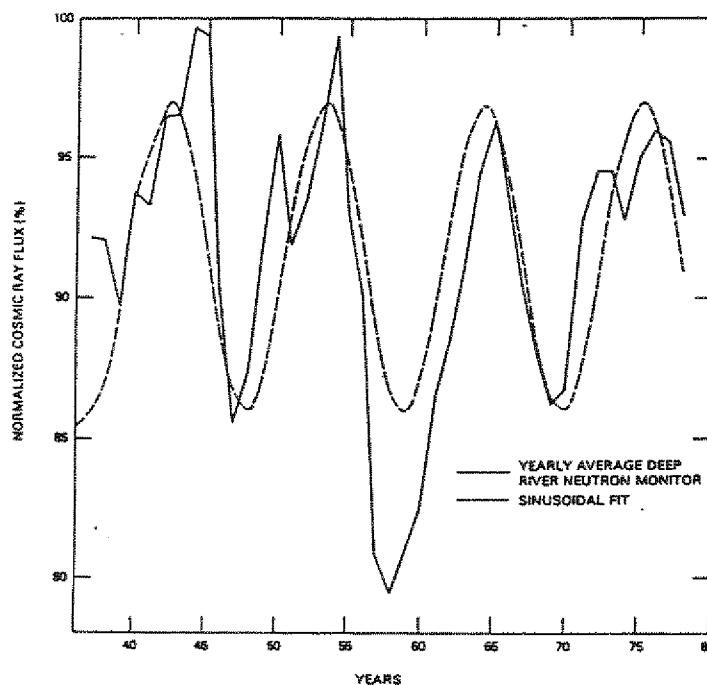


Abb. 7.9: Modulation der galaktischen kosmischen Teilchenstrahlung während des 11-jährigen Zyklusses der Sonnenaktivität (Bestimmung der Intensität der kosmischen Teilchenstrahlung auf der Erdoberfläche durch Messung der Neutronenflußdichte am Deep River (Ontario)) und Vergleich durch eine sinusförmige Approximation

- Geomagnetische Abschirmung der galaktischen kosmischen Teilchenstrahlung

Wenn ein Teilchen der kosmischen Strahlung in den Bereich des magnetischen Feldes der Erde (der Magnetosphäre) eintritt, ändert es durch die Lorentz-Kraft ohne Energieänderung seine Richtung. Da aber der Einfluß des Magnetfeldes auf die Richtungsänderung für Teilchen kleiner Energien am größten ist, werden Teilchen unterhalb einer bestimmten Energie in erdnahen Regionen durch das Magnetfeld abgelenkt. Für den Spezialfall der Ablenkung eines Teilchens, dessen Richtung senkrecht zur Feldrichtung eines konstanten Magnetfeldes mit der Feldstärke B_p verläuft, ergibt sich der Radius r der Bahnkurve des Teilchens

$$r = [p \cdot c / Z \cdot e] \cdot 1/B_p$$

mit p = Teilchenimpuls, c = Lichtgeschwindigkeit und $Z \cdot e$ = Ladung des Teilchens. Der Faktor $R \equiv p \cdot c / Z \cdot e$ wird als "Steifigkeit" oder Rigidität (rigidity) bezeichnet. Er ist ein Maß für die Ablenkung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld. Das Verhältnis zwischen Rigidität (Einheit - Gigavolt GV) und der Teilchenenergie E (in MeV) ist

$$R = (A/Z) \cdot (E^2 + 1862 \cdot E) / 10^3,$$

wobei A die Massenzahl des Teilchens ist. Die sog. Abschneide-Rigidität hängt von der Richtung des einlaufenden Teilchens zum Magnetfeld ab. Die senkrechte Richtung ist in 1. Näherung der Mittelwert über alle Richtungen und wird zu

$$R_{cv} \approx 15 \cos^4 \cdot \lambda$$

vorgegeben. (R_{cv} = senkrechte Abschneide-Rigidität in GV, λ = geomagnetischer Breitengrad). Die Abschneide-Rigidität ist eine stark abhängige Funktion der geomagnetischen Breite. In den Ref. /7.12, 7.13/ werden Faktoren angegeben, die den Anteil der Teilchen bestimmen, die für verschiedene Neigungen eines Orbits durch das Magnetfeld hindurchlaufen. Die Faktoren stellen orbitgemittelte und rigiditätsabhängige Werte dar. Dabei wurde das geomagnetische Feld detailliert beschrieben.

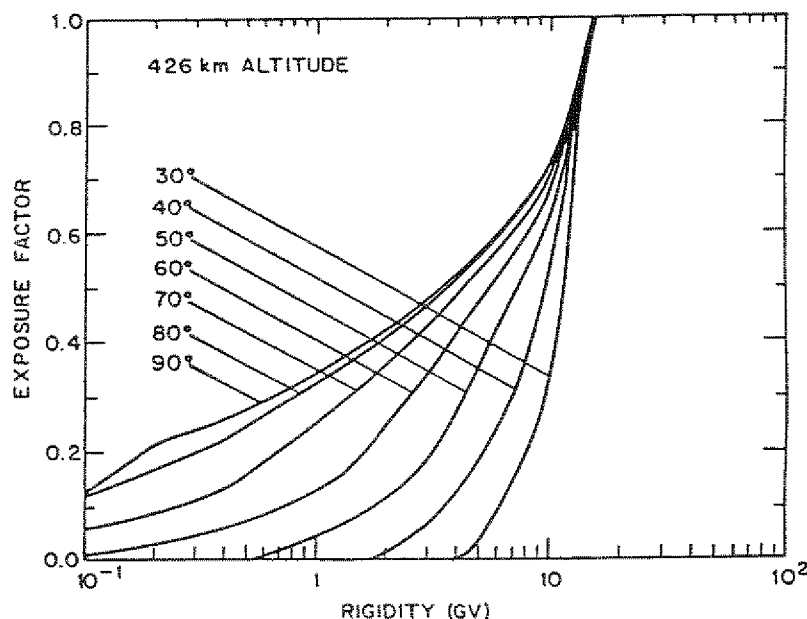


Abb. 7.10: Einflüsse der geomagnetischen Abschirmung auf das kosmische Teilchenspektrum

In Abb. 7.10 wird der Einfluß der geomagnetischen Abschirmung der kosmischen Teilchenstrahlung dargestellt. Dargestellt ist der "Bestrahlungsfaktor" (exposure factor) oder Belichtungsfaktor für kreisförmige Orbits für verschiedene Bahnneigungen. Dieser Faktor ergibt bei Multiplikation mit dem Spektrum der kosmischen Teilchen außerhalb der Magnetosphäre das gemittelte, im Orbit existierende Spektrum.

7.2 Einfluß der Teilchenstrahlung auf Raumfahrtmissionen

Das Gefährdungspotential der Teilchenstrahlung des Weltraumes ist für mehrere Bereiche von Wichtigkeit:

- biologisch-medizinische Auswirkungen: Die Erforschung der biologischen Wirkungen der Teilchenstrahlung des Weltraumes ist weiterhin ein wichtiges Arbeitsgebiet /7.14/. Während bisherige Weltraummissionen von relativ kurzer Dauer waren und die Strahlungsexposition für Astronauten dabei relativ gering war /7.15/, wird für zukünftige Missionen wie z.B. die Weltraumstation, für längere Mondaufenthalte (Mond-Basis) und für Flüge zum Mars der Strahlenschutz für Astronauten von erhöhter Wichtigkeit sein /7.16/.
- Auswirkung auf Elektronik: Da Raumfahrtmissionen und entsprechende Operationen im Weltraum sehr viel komplexer und umfangreicher werden, wobei die Automation mit hohen Datenraten eine wichtige Rolle spielt, wird eine immer mehr fortschrittliche elektronische Technik benötigt. Diese fortschrittliche Mikroelektronik reagiert sehr empfindlich auf Teilchenstrahlung, ganz speziell mit temporären Fehlern durch sog. "single-event-upsets" /7.17/.
- Materialveränderung: Eine Reihe von eingesetzten Materialien und Komponenten wie optische Beschichtungen und Solarzellen verlieren ihre Leistungsfähigkeit durch Strukturveränderung durch Teilchenbestrahlung /7.18/.
- Strahlenschädigung wissenschaftlicher Instrumente: da bei wissenschaftlichen Missionen die Empfindlichkeit der Meßinstrumente erhöhten Anforderungen gerecht werden muß, ist auf der anderen Seite die Empfindlichkeit und Störung durch Teilchenstrahlenschäden erheblich angewachsen. Beispiele sind hierfür sog. "Stern"-Sensoren, die zur Orientierung der Raumfahrzeuge verwendet werden, Detektoren für sichtbare oder UV-Licht /7.18/ oder Detektoren für γ -Strahlung zur Analyse des Marsbodens vom Marsorbit aus /7.19/.
- Elektrische Aufladung des Raumfahrzeugs: Elektronen mit Energien > 100 keV können an internen Strukturen der Raumfahrzeuge Aufladungserscheinungen erzeugen, die zum Zusammenbruch von Stromkreisen führen können oder die größere elektrische Ströme in empfindlichen elektronischen Komponenten zur Folge haben /7.20/.
- Teilchenstrahlung als Untergrundstörung von Experimenten: die Teilchenstrahlung im Weltraum ist eine wichtige Quelle für störenden Untergrund für einige Experimente /7.21/. In einigen Fällen erzeugt selbst die induzierte Radioaktivität in Raumfahrzeugen Untergrundstrahlung /7.22/.
- Wärmeerzeugung: eine Reihe von Systemen der Instrumentierung verlangen kryostatische Kühlung. Bei der Auslegung dieser Systeme spielt die Energiedeposition oder Wärmeerzeugung durch Teilchenstrahlungseffekte eine gewisse Rolle.

7.2.1 Strahlungsexpositionsgrenzen für Astronauten

In Kapitel 3, Abschnitt 3.5 wurde auf Kerma-faktoren und Dosisgrößen zur Bestimmung der Strahlungsexposition hingewiesen. Da im Weltraum gerade geladene Teilchen eine wichtige Rolle für die Strahlenschädigung biologischer Systeme spielen, ist die Bestimmung der Energiedepositionsdichte entlang des Weges eines geladenen Teilchens in Materie (Gewebe) eine wichtige Größe. Diese Depositionsdichte wird üblicherweise als LET - linearer Energietransferfaktor - bezeichnet. Wie in Kapitel 3 erwähnt, wird üblicherweise im Strahlenschutz der Faktor Q (Qualitätsfaktor) benutzt, um ein "Dosisäquivalent" zu definieren, welches die Größe LET mit der biologischen Schädigung verbindet.

Da der LET-Faktor eine physikalische Größe darstellt - Energiedeposition durch den Ionisationsprozeß - ist es möglich, den LET-Faktor durch Monte Carlo Simulation in einer bestimmten Materialzusammensetzung zu berechnen. Der Qualitätsfaktor Q als Funktion des LET-Faktors wird in Abb. 7.11 dargestellt, wobei hier jeweils die durch die internationalen Kommissionen ICRP (Int. Com. on Radiation Protection) /7.23/ und ICRU (Int. Com. on Radiation Units) /7.24/ vorgeschlagenen oder beantragten Werte dargestellt werden.

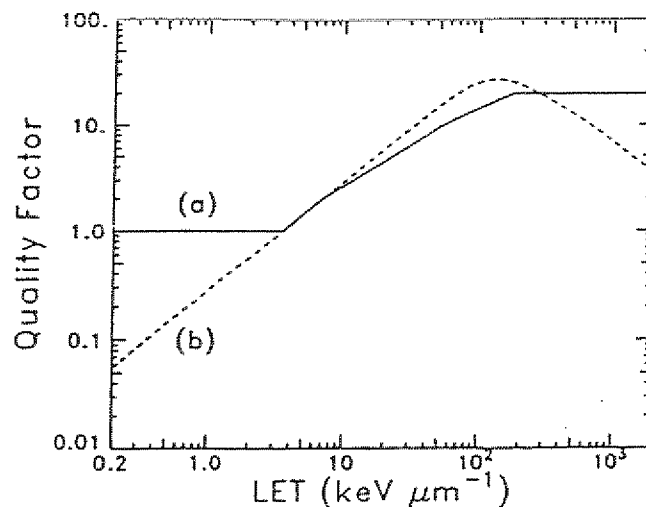


Abb. 7.11: Qualitätsfaktor Q für Strahlenschutzbelange
(a) ICRP-Empfehlung 1977, (b) ICRU-Vorschlag 1986

Die von der NASA derzeitigen Strahlenexpositionsgrenzen für Astronauten sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Das begrenzende Kriterium ist normalerweise die sog. BFO-Dosis der blutbildenden Organe (Blood Forming Organ - BFO), die üblicherweise in einer Tiefe von ca. 5 cm angenommen werden.

A. Personen-Äquivalenzdosis-Grenzwerte [Sv] ^a alle Altersklassen				
	BFO	Augen	Haut	
gesamtes Berufsleben	sh, Teil B.	4,0	6,0	
pro Jahr	0,50	2,0	3,0	
30 Tage	0,25	1,0	1,5	
B. Ganzkörperäquivalenzdosis-Grenzwerte [Sv] ^b (gesamtes Berufsleben) bezogen auf Lebenszeitwahrscheinlichkeit für tödlichen Krebs von 3×10^{-2}				
Alter	25	35	45	55
Männer	1,5	2,5	3,25	4,0
Frauen	1,0	1,75	2,5	3,0

^a 1 Sv = 100 rem

^b 10 Jahre Bestrahlungsdauer

Tabelle 7.1: Strahlungsgrenzwerte für NASA-Astronauten des NCRP (National Council on Radiation Protection and Measurements for Space Activities) /7.25/

Tabelle 7.2 zeigt eine Zusammenstellung angenäherter Äquivalenzdosisraten auf die blutbildenden Organe (5 cm unter der Haut) während eines typischen Fluges zum Mars sowie den Anstieg des Lebenszeit-Krebsrisikos je Flugjahr für einen 35-jährigen Mann. Beispielsweise erhöht sich bei einer dreijährigen Mission bei Sonnenminimum die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Leukämie um bis zu 9% über dem Normalzustand, d.h. ohne Strahlung. Die Berechnung der Dosenwerte beruht auf gegenwärtig gültigen Werten für den Q-Faktor. Eine zukünftige Erhöhung dieses Bewertungsfaktors würde auch höhere Sv-Werte ergeben.

In Zeiten aktiver Sonne kann der Astronaut durch Teilchen aus Sonneneruptionen im Verlauf einer zweijährigen Marsmission eine integrierte Dosis von mehr als 1 Sv erhalten, d.h. an Bord eines Schiffes muß ein eigens dafür gepanzerter "Storm Shelter" (Sturmceller) vorgesehen sein. Wird ein für Raumstationsbesatzungen gültiges Berufslängelimit von 2 Sv auch in Zukunft beibehalten, so erfordern solche Missionen also auf jeden Fall zusätzliche Abschirmung. Diese wird auch durch die Möglichkeit des Auftretens besonders energiereicher Sonnenausbrüche wie der vom August 1972 bedingt.

Strahlungseinfluß	Dosenäquivalent für blutbildende Organe (d.h. hinter 5 g/cm ² H ₂ O)	Gesundheitsrisiko für 35-jährigen Mann *
Galaktische kosmische Strahlung (chronische Exponierung) - freier Raum (hinter 2 g/cm ² Al) • Sonnen-Minimum • Sonnen-Maximum - Marsoberfläche (hinter 10 g/cm ² CO ₂) • Sonnen-Minimum • Sonnen-Maximum	0,45 Sv/Jahr 0,18 Sv/Jahr 0,12 Sv/Jahr 0,05 Sv/Jahr	ca. 3%/Jahr erhöhtes Krebsrisiko < 1%/Jahr erhöhtes Krebsrisiko < 1%/Jahr erhöhtes Krebsrisiko < 1%/Jahr erhöhtes Krebsrisiko
Anomale Sonneneruption (August 1972) - freier Raum (Sonnenabstand 1 AE) • hinter 2 g/cm ² Al • hinter 20 g/cm ² Al - Marsoberfläche • hinter 10 g/cm ² CO ₂ • hinter 10 g/cm ² CO ₂ plus 50 g/cm ² Mars-Erdgut	5 Sv 0,11 Sv 1,7 Sv 0 Sv	> 90% Tödlichkeit in 60 Tagen 37% erhöhtes Krebsrisiko für die Überlebenden < 1% erhöhtes Krebsrisiko < 10% Tödlichkeit in 60 Tagen 12% erhöhtes Krebsrisiko für die Überlebenden kein größeres Risiko als auf der Erde

* Der prozentuale Krebsrisiko-Anstieg für eine 35-jährige Frau ist ungefähr doppelt so hoch wie für einen 35-jährigen Mann. Der Krebsrisiko-Anstieg einer typischen Marsmission berechnet sich aus der Multiplikation des jährlichen prozentualen Anstiegs mit der Anzahl der Jahre der Exponierung.

Tabelle 7.2: Strahlungsrisiko einer bemannten Mars-Mission /7.26/

7.2.2 Einfluß der Teilchenstrahlung auf elektronische Bauteile

In der technologischen Entwicklung elektronischer Komponenten hat die Mikrostrukturtechnik zu kleiner werdenden Bauelementen geführt. Damit ist es aber möglich, daß ein einziges geladenes Teilchen eine genügende Energiedeposition und eine entsprechende Aufladung erzeugen kann, so daß sich der logische Status der Komponente ändert. In Abb. 7.12 wird dieser Prozeß dargestellt. Der dargestellte Prozeß - single-event-upset (SEU) - ist ein Vorgang, der z.B. in einem Bordcomputer des Raumfahrzeugs ein "0" oder "1" bit verändern kann, so daß im schlimmsten Fall die Orientierung des Fahrzeugs geändert wird.

Falls die Aufladungseffekte groß genug sind oder die sich aufbauende Sekundärteilchenkaskade genug Energie in der Komponente deponiert, wird die elektronische Komponente dauerhaft geschädigt. Die allgemein als Single-Event-Effects (SEE) bezeichneten Phänomene können von allen vorkommenden Teilchenarten wie HZE-kosmischen Teilchen und von kosmischen, solaren oder den eingefangenen Protonen verursacht werden oder von hochionisierten Restkernverteilungen, die durch die Protonen durch nukleare Wechselwirkungen in der Komponenten erzeugt werden (sh. Kapitel 3, Abschnitt 3.5). Das SEE-Phänomen hat für eine große Zahl von Satelliten in den vergangenen Jahren Probleme ergeben /7.17/. Für die bemannte Raumfahrt stellt das SEE-Phänomen ein Sicherheitsrisiko dar.

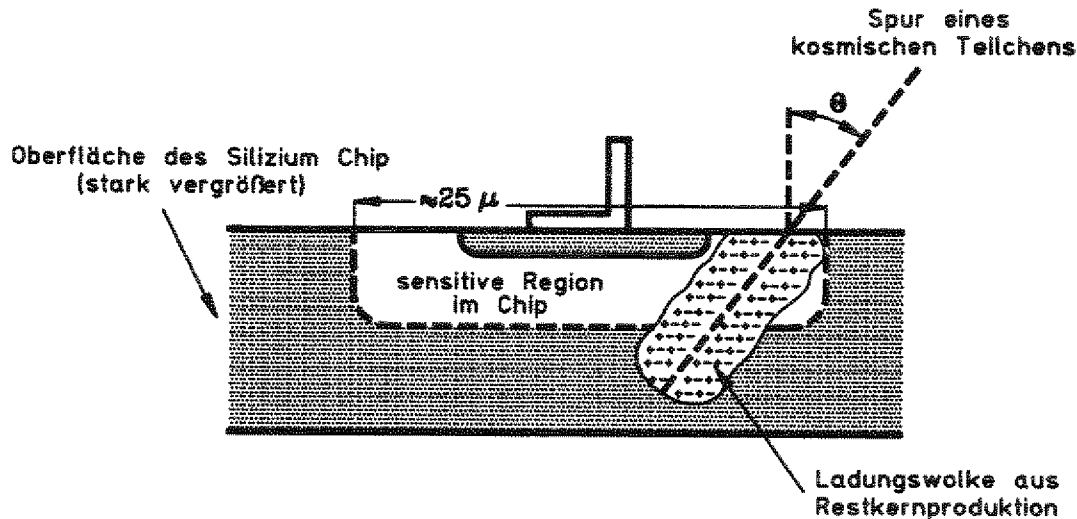


Abb. 7.12: Modelldarstellung für den Mechanismus eines SEU-Phänomens in der Elektronik durch kosmische Teilchenstrahlung

7.3 Teilchentransportsimulation

Für die oben angesprochenen Strahlungsumgebungen stellen die heutigen Teilchentransportmethoden das geeignete Werkzeug dar, um vor allem bei bemannten Missionen sicherheitstechnische Parameter zu untersuchen. Hierbei insbesondere das Strahlenexpositionsrisiko aber auch andere technische Risiken, die durch den Einfluß der Teilchenstrahlung verursacht werden. Hierzu eignen sich insbesondere die Monte Carlo Methoden, da sie weitestgehend im Stande sind, das komplexe Strahlungsumfeld zu simulieren. In Abb. 7.13 wird schematisch dargestellt, welche Stufen durchlaufen werden müssen, um die entsprechenden Parameter zu gewinnen.

Ein wesentlicher Unterschied zu den in den Kapiteln über Untersuchungen von Teilchenbeschleunigern und Targetsystemen mit Monte Carlo Simulationen ist hier die Bereitstellung der entsprechenden Systeme zur Simulation des "Quellterms-Weltraum".

Hierbei sind folgende Einzelschritte zur Simulation der Strahlungseinflüsse durchzuführen:

- Spezifikation der Orbitparameter wie Flugbahnneigung und Höhe;
- Orbitberechnungen, in welchen die Strahlungsumgebung in ihrer zeitlichen Veränderung simuliert wird, um einen Orbit gemittelten Bestrahlungseinfluß zu bestimmen;
- Für Missionen im erdnahen Orbit sind Magnetfeldmodelle notwendig, um die "eingefangene" Teilchenstrahlung ("trapped" radiation) zu bestimmen;
- Teilchentransportsimulation zur Berechnung der Strahlungsumgebung an verschiedenen Orten im Raumschiff;
- Falten dieser Teilchenstrahlungsumgebung mit den entsprechenden Konversionsfaktoren oder anderen "Response"-Funktionen zur Bestimmung von Äquivalenzdosismaten, Energiedosismaten oder Materialschädigung (sh. Kapitel 3, Abschnitt 3.5); Beispiele sind Falten der simulierten LET-Spektren mit dem Qualitätsfaktor Q, um die Strahlungsexposition für Astronauten zu bestimmen; Falten von LET-

abhängigen "upset"-Wirkungsquerschnitten, um Schäden durch Teilchenstrahlung ("single-event-upsets" - SEU) in elektronischen Bauteilen zu bestimmen; Verwendung der simulierten Teilchenspektren zusammen mit "Displacement"-Wirkungsquerschnitten, um Materialschätzungen durch Teilchenstrahlung - z.B. Sonnenzellenschädigung - zu bestimmen.

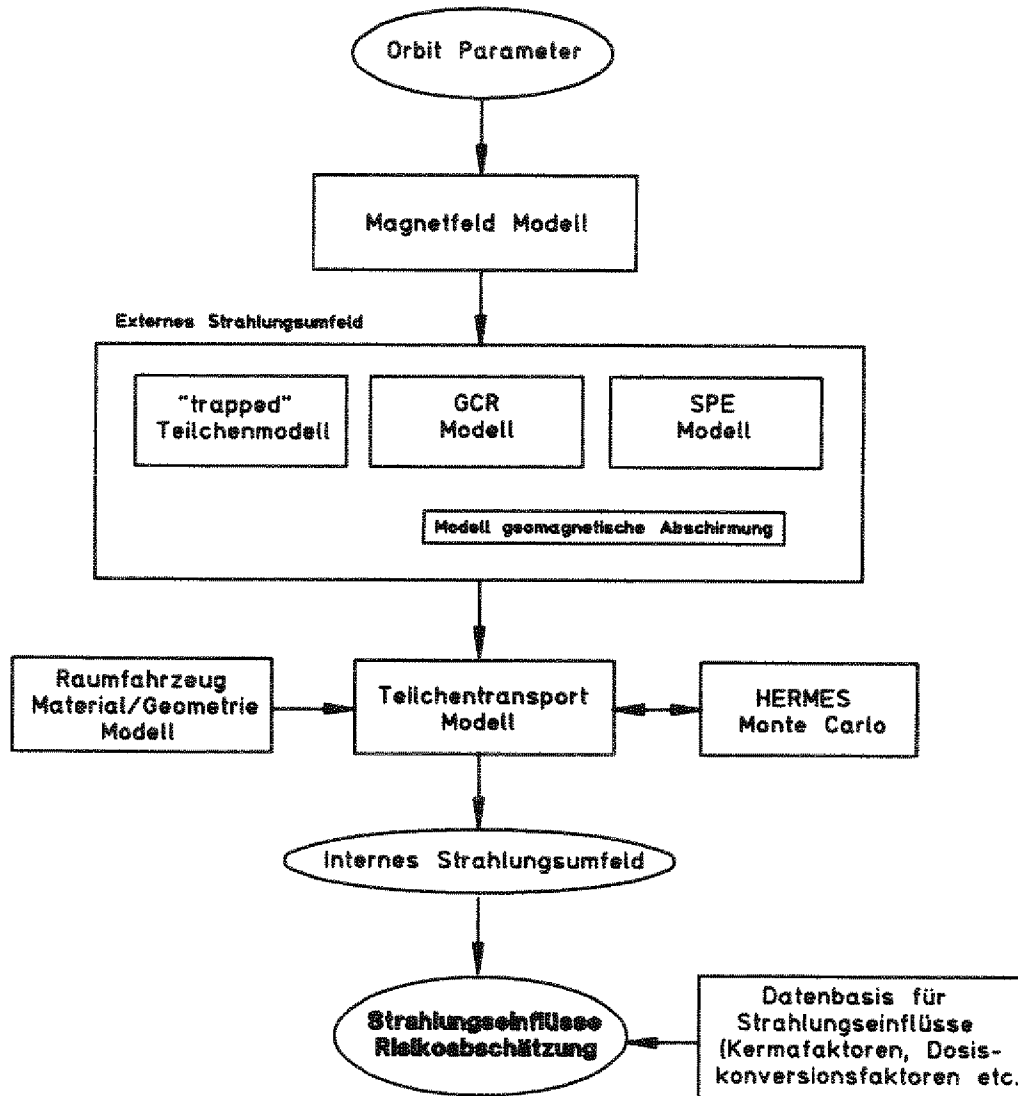


Abb. 7.13: Schema zur Simulation der Wirkung der Teilchenstrahlung auf Raumfahrzeuge und Raumfahrtmissionen

Um diese sehr komplexen Quellterme neben den notwendigen Monte Carlo Transport-Simulationen zu bestimmen, sind verschiedene Systeme in Benutzung. Beispiele sind die Systeme der ESA (European Space Agency) [7.27] und der NASA am JSC (Johnson Space Center) [7.28]. Ohne die Einzelheiten zu beschreiben, wird in Abb. 7.14 das Logik-Schema der ESA dargestellt.

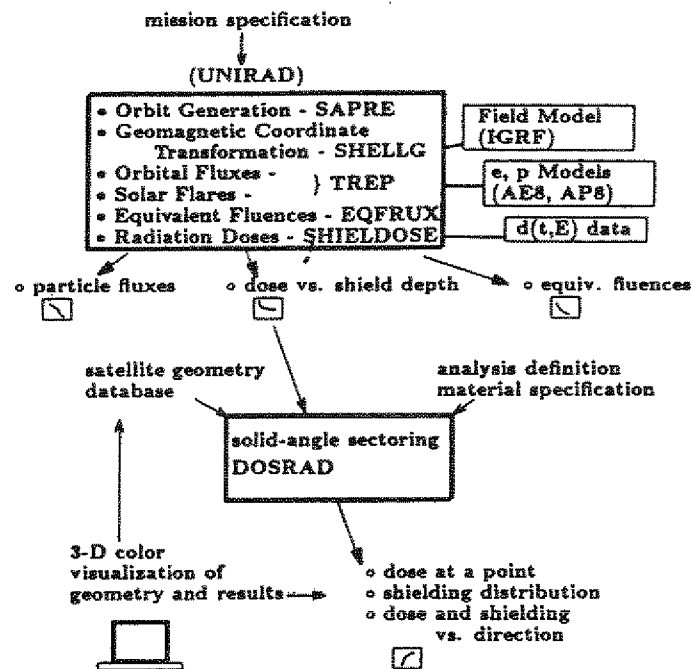


Abb. 7.14: Architektur des ESABASE-Systems

Für die Simulation des Teilchentransportes sind abhängig von der Art der Raumfahrtmission und der interessierenden Strahlungseffekte folgende Arten der Teilchenstrahlung zu untersuchen:

- In der Umgebung, wo Elektronen eingefangen werden, sind Elektronen und sekundärerzeugte Photonen aus der Bremsstrahlung für dünne Abschirmungen wichtig;
- Protonentransport ist notwendig, um die Wirkung der "eingefangenen" Protonen und die der Protonen der kosmischen Strahlung zu bestimmen. Hierbei wird der Teilchentransport durch die Erzeugung von sekundären Teilchen wie Neutronen und Protonen streng problemabhängig. Allerdings kann für sehr dünne Materialabschirmungen ($< 25 \text{ g/cm}^2$) und für die relativ weiche Strahlung der "eingefangenen" Protonen die Sekundärteilchenproduktion oft vernachlässigt werden.
- Schwere Ionen (HZE-Teilchen) sind besonders wichtig für Bestimmung der Energiedosis (biologische Schädigung) oder "single-event-upsets" in der Elektronik für dünne Materialabschirmungen.

Ähnlich wie im Bereich der Teilchentransportsimulation für Beschleuniger und Targetsysteme (sh. Kapitel 5, Abschnitt 5.3.1) sind auch im Bereich der Raumfahrt zur Bestimmung von sicherheitstechnischen Parametern - neben den 3-dimensionalen Monte Carlo Teilchentransportmethoden von "first principles" - abhängig von der Bearbeitungstiefe einfachere Näherungen oder Kopplungen dieser Näherungen mit den vollen Monte Carlo Methoden zu verwenden. Wir können deshalb drei Klassen zur Simulation der Risiken der Teilchenstrahlung auf Weltraummissionen abhängig von der benötigten Genauigkeit und der benötigten Detaillierung unterscheiden.

- 1-dimensionaler Transport / 1-dimensionale Geometrie:

Für viele Abschirmprobleme und Strahlungseffekte sind 1-dimensionale Transportmethoden verbunden mit einer 1-dimensionalen Geometriedarstellung (Platten- oder Kugelgeometrie) des Raumfahrzeugs oder einer Komponente ausreichend. Allerdings verlangen diese Systeme entsprechende Parameter, die durch Monte Carlo Simulation oder über Experimente gewonnen werden. Allgemein verwendete 1-dimensionale Teilchentransportcodes sind: (1) SHIELDOSE /7.29/ enthält Parameter Fits aus Monte Carlo Simulationen für Elektronen- und Bremsstrahlung-Dosisbestimmungen für primäre Elektronen und Dosisfunktionen für primäre Protonen, um die ortsabhängige Dosis in einigen Materialien mit endlicher Abschirmdicke in plattenförmigen Abschirmungen oder in einer Kugel zu bestimmen. (2) CREME /7.11/ ist ein Protonen- und Schwerionentransport-Code, der Sekundärteilchenproduktion vernachlässigt und zum Bestimmen von LET-Spektren verwendet wird. (3) NASA/Langley Schwerionentransportcode, welcher den Sekundärteilchentransport sowohl von Fragmenten der Primärteilchen als auch von Fragmenten des Targets erlaubt. (4) BARYTRN erlaubt den Transport sekundärer Protonen und Neutronen /7.30/.

- 1-dimensionaler Transport / 3-dimensionale Geometrie

Wird eine genauere Geometriebeschreibung benötigt, kann man über sog. "Ray-Tracing" Methoden 1—dimensionalen Teilchentransport mit 3-dimensionaler Geometriebeschreibung verbinden. Hierbei wird z.B. ein Punkt, der für Dosisberechnungen wichtig ist, in der 3-dimensionalen Geometriebeschreibung des Raumfahrzeugs festgelegt und über "Ray-Tracing" - ausgehend von diesem Punkt - die Materialdicke (g/cm^2) entlang jeden Strahls ("Rays") für ein 3-dimensionales Winkelnnetz bestimmt. Die entsprechende Dosis wird dann mit einer 1-dimensionalen Transportsimulation für jede Dicke der Anordnung bestimmt. Dieses Verfahren wurde z.B. für Strahlenschutzberechnungen zur Strahlenexposition der Astronauten des Space Shuttle verwendet. Im allgemeinen waren die Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit Dosismessungen, die während der Shuttle-Flüge durchgeführt worden sind /7.28/.

- 3-dimensionaler Transport / 3-dimensionale Geometrie

Für zukünftige Missionen - vor allem für Missionen, wo die Strahlenexposition für Astronauten Grenzwerte erreicht, und wo andere erhöhte technische Risiken durch Teilchenstrahlungseinfluß entstehen - müssen detaillierte 3-dimensionale Monte Carlo Systeme eingesetzt werden. Hierbei sind die Modelle, die Protonenquellen bzw. Elektronenquellen verarbeiten können, wie z.B. HETC oder EGS im HERMES-System für sehr viel genauere Vorhersagen der Strahlenrisiken im Weltraum geeignet. Allerdings gibt es wenig Erfahrung mit diesen Modellen und nur einige Anwendungen, die allerdings die Leistungsfähigkeit dieser 3-dimensionalen Methoden zeigen /7.3, 7.19, 7.31, 7.32/.

7.4 Beispiele zur Simulation von Strahlungsdosen für bemannte Raumfahrtmissionen

Wie oben bemerkt, hängen der Einfluß und die Wirkung der verschiedenen Teilchenquellen des Weltraums sehr stark von der jeweiligen Raumfahrtmission und den damit verbundenen Orbitparametern ab. In Tabelle 7.3 sind Äquivalenzdosiswerte - aus verschiedenen Abschätzungen - für eine Reihe von Raumfahrtmissionen zusammengestellt.

			Strahlungs-Äquivalenzdosisrate			
Orbit Position	Bahnneigung	Art der Mission	"trapped" Protonen [Sv/y]	"trapped" Elektronen [Sv/y]	galaktisch-kos- mische Teilchen [Sv/y]	SPE's* [Sv pro Ereignis]
LEO	klein	Raumstation 450 km; 28,5°	0,32	≈ 0	0,03	≈ 0
LEO	mittel	Skylab (450 km; 50°)	0,21	≈ 0	0,06	0,04
LEO	groß	polare Plattform (450 km; 90°)	0,19	≈ 0	0,09	0,29
GEO	0°	geosynchr. Bahn (35790 km; 160°)	0,04	0,18	0,47	5,07
Deep Space		Mondbasis	0,02	≈ 0	0,3 (auf der Oberfläche)	3,40
Deep Space		Marslandung	0,02	≈ 0	0,45 (Vorbeiflug) 0,12 (auf der Oberfläche)	3,40

* Teilchenereignisse aus der Sonne (SPE's)

Bemerkung: Annahmen (1) solares Minimum; (2) Dosisbestimmung 5 cm hinter H₂O (BFO-Dosis, sh. auch Tabelle 7.1); (3) angenommene Abschirmdicken sind 1,0; 2,0 und 4,0 [g·cm⁻²] für LEO (low earth orbit), GEO (geosynchronous earth orbit) und Deep Space Missionen

Tabelle 7.3: Wirkung der verschiedenen Teilchenstrahlungs-Umgebungsbedingungen als Funktion der Äquivalenzdosis für verschiedene Raumfahrtmissionen

Für die Missionen im LEO-Orbit - unter 800 km Höhe - wird der größte Anteil der Strahlenexposition durch die "eingefangenen" Protonen ("trapped" Protonen) beim Durchgang durch die Südatlantik-Anomalie (SAA) erzeugt. Bei Ansteigen der Bahnneigung nimmt der Beitrag durch galaktische kosmische Teilchenstrahlung (GCR) und mögliche Teilchenereignisse aus der Sonne (SPE's) durch Abnahme der geomagnetischen Abschirmung zu. Der Beitrag der eingefangenen Teilchenstrahlung zur Exposition ist eine Funktion der Höhe im Orbit wie Abb. 7.15 zeigt.

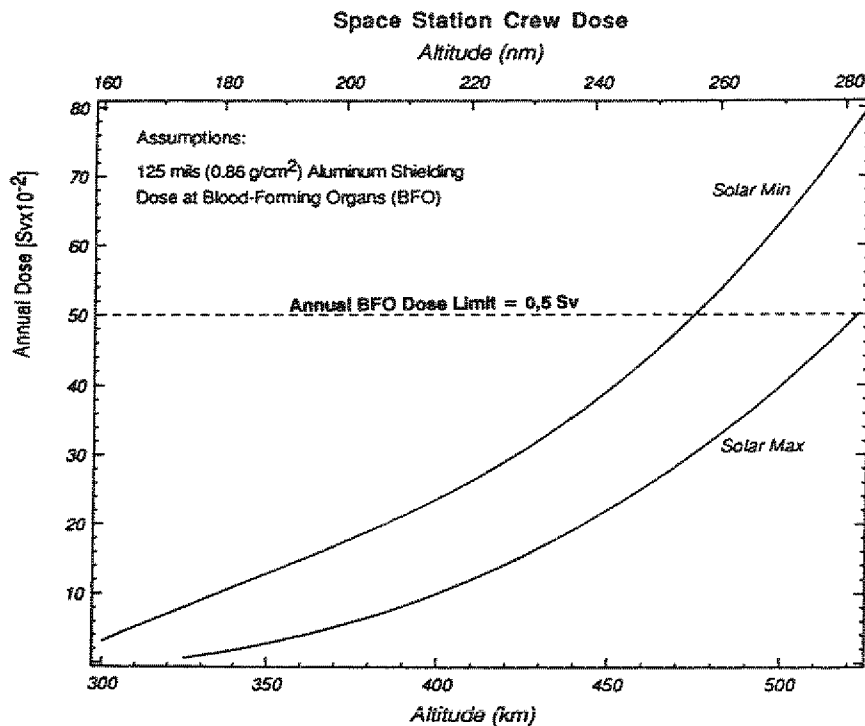


Abb. 7.15: Höhenabhängigkeit der Äquivalenzdosisrate im sog. LEO-Orbit (Low Earth Orbit)

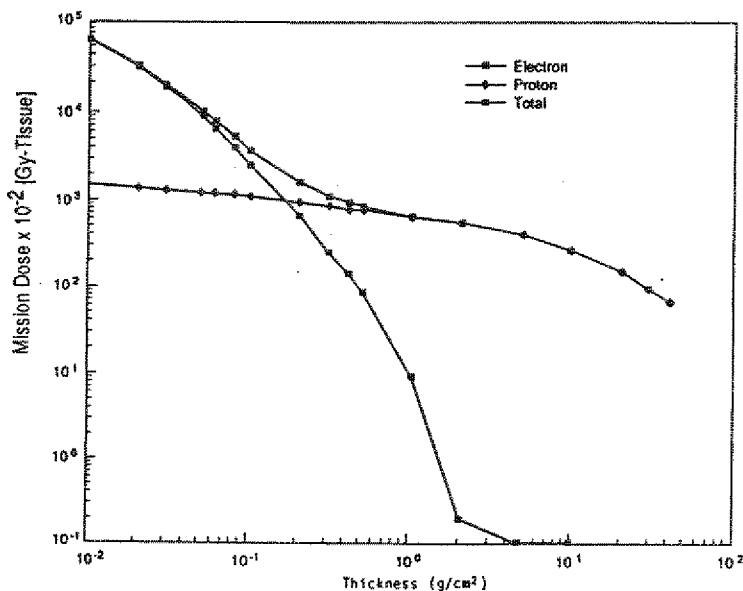


Abb. 7.16: Wirkung von Aluminium-Abschirmungen für die "Long Duration Exposure Facility" (LDEF) im LEO-Orbit

Außerhalb der Magnetosphäre der Erde ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß durch solare Teilchenereignisse (SPE's) die Dosisraten stark ansteigen. Daher muß bei solchen Missionen eine verstärkte Abschirmung der Raumfahrzeuge vorgesehen werden. Außerdem müssen eigens dafür geschaffene Räume vorgesehen werden ("Storm Shelter"), die die Astronauten während eines SPE-Ereignisses aufsuchen können. Der wesentliche Anteil zur Dosisrate bei "Deep Space" Missionen wird durch die galaktische kosmische Strahlung (GCR) geliefert.

Die Wirkung von Abschirmungen von Raumfahrzeugen für "eingefangene" Elektronen und Protonen im LEO-Orbit wird sehr gut wiedergegeben in der Abb. 7.16 nach /7.33/. Die Simulationen zeigen den Fall einer sphärischen Abschirmung aus Aluminium für die sog. "Long Duration Exposure Facility (LDEF)", einen Satelliten in einem LEO-Orbit mit 450 km Höhe, einer Orbitneigung von 28,5° und einer Raumfahrtmissionslänge von 5,8 Jahren.

In Ref. /7.31/ wurden Simulationen zum Entwickeln von Abschirmkonzepten für bemannte Weltraumstationen gegen Protonen des van Allen Gürtels durchgeführt. Die Geometrie des betrachteten Systems bestand aus einer Kugelschale und einem kugelförmigen "Phantom" im Zentrum der Kugelschale zur Simulation eines Astronauten. Wenn auch dieses Modell sehr einfach ist, um eine realistische Geometrie einer Raumstation darzustellen, so eignete es sich besonders, eine große Variation für mögliche Abschirmmaterialien zu untersuchen. Sowohl homogene als auch laminierte Abschirmungen wurden untersucht. Abb. 7.17 zeigt die verwendete Geometrie der Raumstation-Astronautkonfiguration.

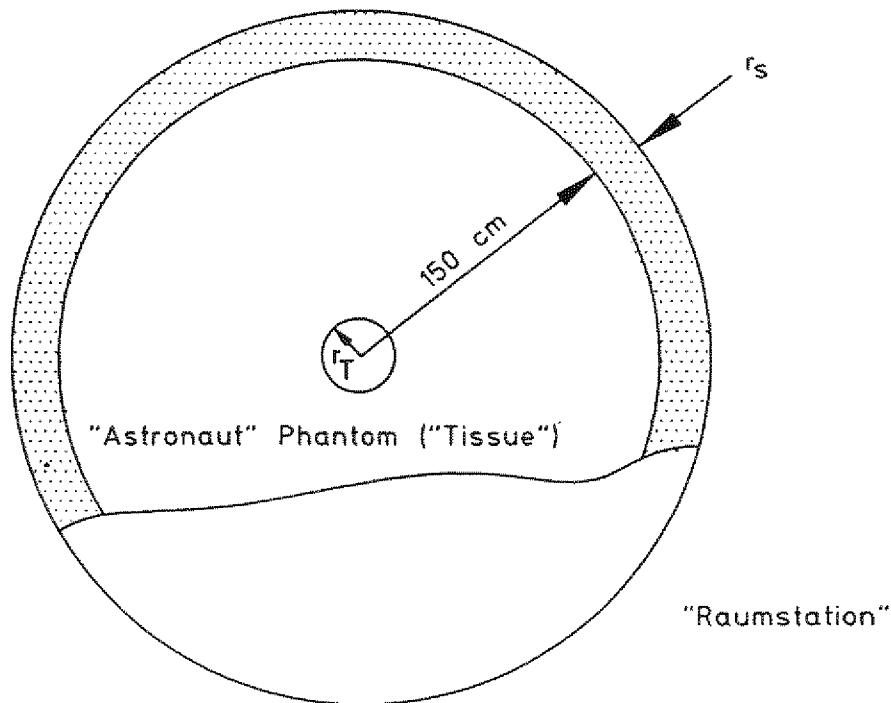


Abb. 7.17: Schematische Darstellung der Raumstation-Astronautkonfiguration (r_S = Abschirmdicke; r_T = Radius des Gewebephantoms)

Die Simulationen wurden sowohl mit einem numerischen Programm -TRAPP- /7.34/ wie auch mit dem Monte Carlo Code HETC (sh. HERMES, Kapitel 4) durchgeführt. Abb. 7.18 stellt den differentiellen Protonenfluß des van Allen Gürtels dar, welcher dem Spektrum in einem Orbit von ca. 463,25 km und einer Bahnneigung zum Äquator von 28,5° entspricht.

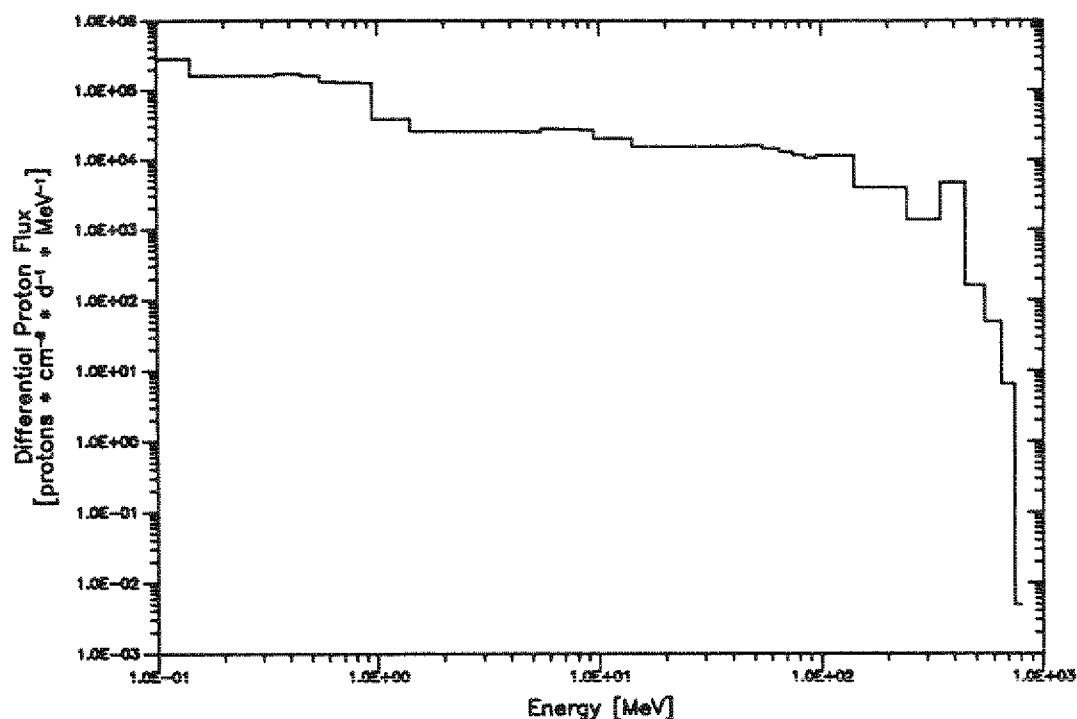
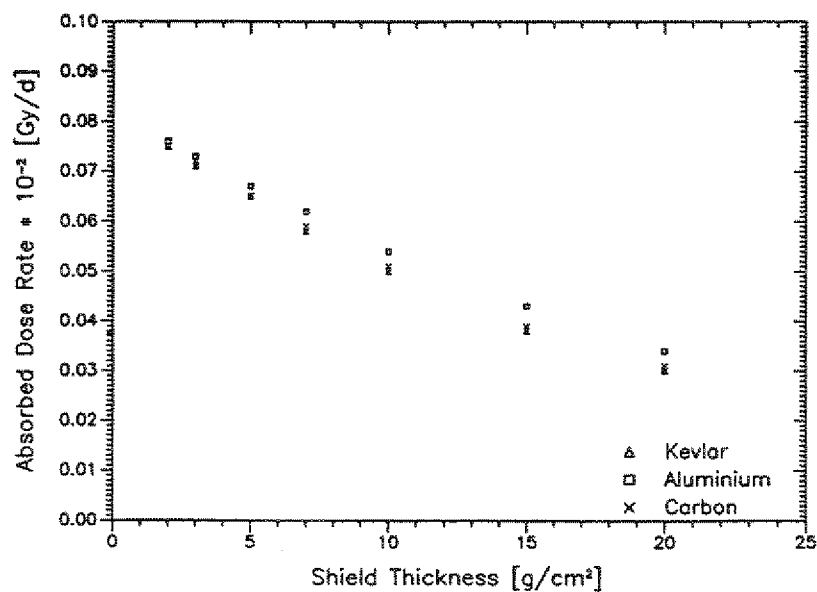


Abb. 7.18: Protonenspektrum im van Allen Gürtel

Eine ganze Reihe von Abschirmmaterialien wie Graphit, Aluminium, Eisen, Kupfer, Polyäthylen, Epoxy, Kevlar etc. wurden für verschiedene Abschirmdicken zwischen $2\text{--}10\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ untersucht. Außerdem wurden die Dosisraten nach Abb. 7.17 für verschiedene Radien des Astronauten-Phantoms für $r=0,0; 1,0$ und $15\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ bestimmt. In Abb. 7.19a und 7.19b ist jeweils die Energiedosisrate bzw. die Äquivalenzdosisrate für Graphit, Al und Kevlar 49 in Abhängigkeit von der Abschirmdicke darstellt.

Abb. 7.19a: Energiedosis für verschiedene Abschirmmaterialien als Funktion der Abschirmdicke für den Radius $r_T = 15\text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ des Astronauten-Phantoms

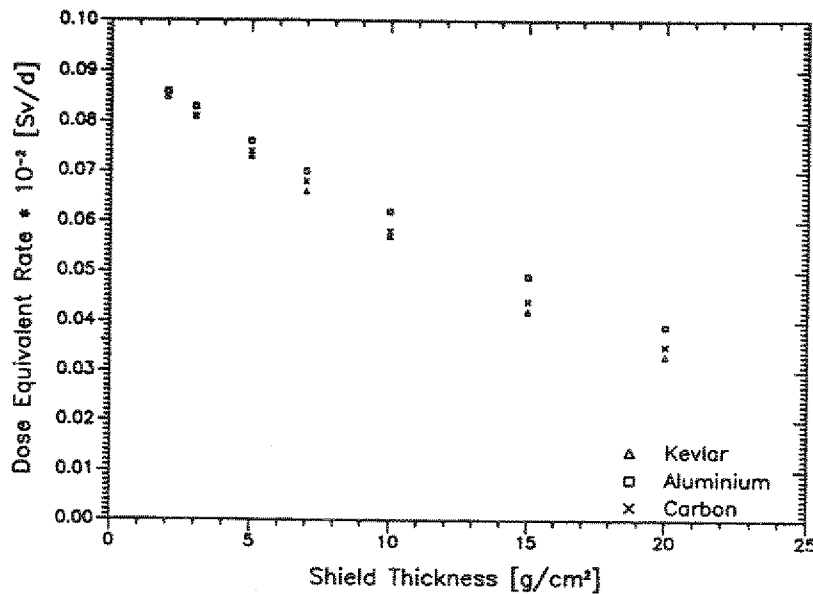


Abb. 7.19b: Äquivalenzdosis für verschiedene Abschirmmaterialien als Funktion der Abschirmdicke für den Radius $r_T = 15 \text{ g/cm}^{-2}$ des Astronauten-Phantoms

Das Verhältnis zwischen Äquivalenzdosis und Energiedosis für ein bestimmtes Abschirmmaterial und einen gegebenen Radius r_T des Astronauten-Phantoms ist nicht sehr groß, aber hängt vom Material und der Dicke der Abschirmung ab. Das Verhältnis variiert zwischen 1,1 und 1,3. Außerdem stellt man fest, daß die Dosisraten zwar von der Dicke der Abschirmung abhängen, aber nicht wesentlich vom Abschirmmaterial abhängen. Dies kommt daher, daß die Abschirmdicken in g/cm^2 spezifiziert sind. Die Wirkung eines Abschirmmaterials ist aber gegen hochenergetische Protonen auf der Basis g/cm^2 besser vergleichbar als auf der Basis cm.

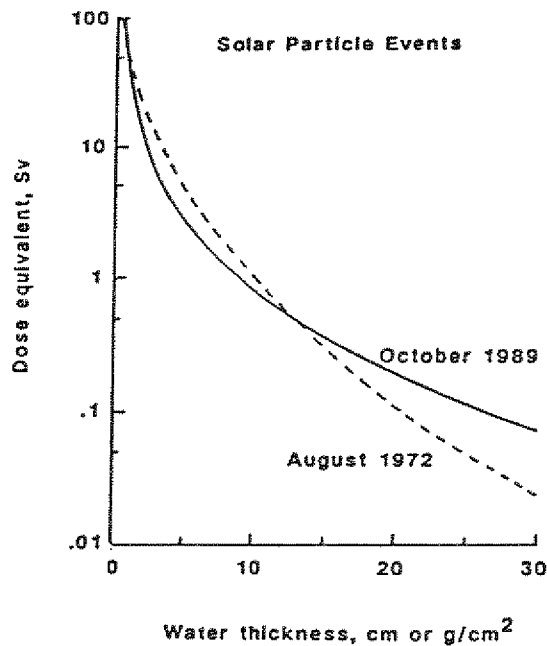


Abb. 7.20: Äquivalenzdosis hinter einer H_2O -Abschirmung als Funktion der Dicke der Abschirmung für zwei solare Protonenstrahlereignisse im August 1972 und Oktober 1989

In Abb. 7.20 wird schließlich die resultierende Äquivalenzdosis zweier zeitlich verschieden aufgetretener solarer Teilchenereignisse hinter einer H_2O -Abschirmung verglichen [7.35]. Hierbei wurden die zwei intensivsten Ereignisse verwendet.

In den Abb. 7.21 a und b schließlich wird die Abschirmwirkung für galaktische kosmische Teilchenstrahlung dargestellt [7.35].

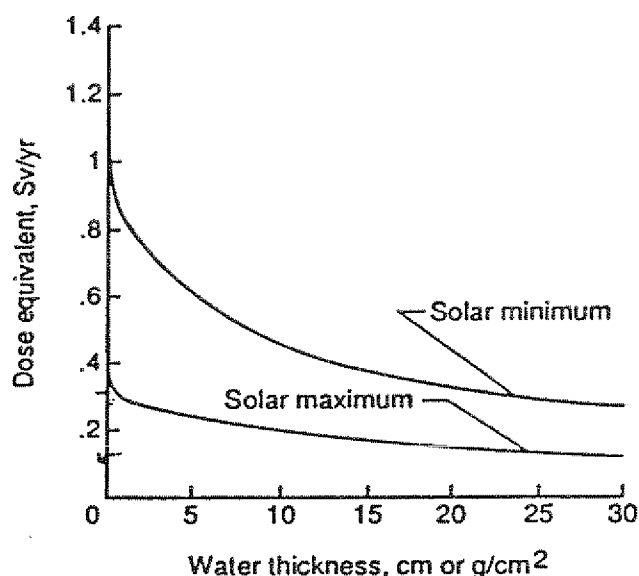


Abb. 7.21a: Äquivalenzdosis als Funktion der H_2O -Abschirmdicke für GCR im solaren Minimum bzw. Maximum

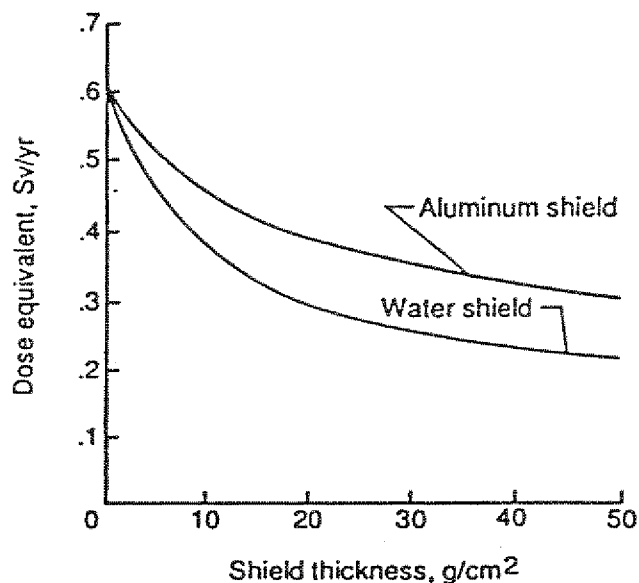


Abb. 7.21b: Äquivalenzdosis hinter einer Aluminium- bzw. H_2O -Abschirmung für GCR im solaren Minimum

Dabei stellt die Abb. 7.21b die Äquivalenzdosis in einer Tiefe von 5 cm H_2O dar (repräsentativ für die Tiefe der blutbildenden Organe) hinter verschiedenen Aluminium- bzw. H_2O -Abschirmdicken dar. Aus diesen Beispielen erkennt man, daß die normale Abschirmung für Raumfahrzeuge - mit typischen Dicken von 10-20 g/cm^2 im Mittel - für die "eingefangene" bzw. SPE-Teilchenstrahlung ausreicht, aber auf galaktisch kosmische Teilchenstrahlung (GCR) nur eine sehr begrenzende Wirkung hat.

7.5 Literatur

- [7.1/ A. Jursa (Ed.), Handbook of Geophysics and the Space Environment, Nat. Technical Inf. Service AD/A167000 (1985)
- [7.2/ R.E. Smith, G.S. West, Space and Planetary Environment Criteria Guidelines for Use in Space Vehicle Development, NASA-Scientific and Tech. Inf. Branch N82-18816, Rev. Vol. 1 (1982)
- [7.3/ T.W. Armstrong et al., Calculations of Neutron Flux Spectra Induced in the Earth's Atmosphere by Galactic Cosmic Rays, J. Geophys. Res. 78, No. 16 (1973)
- [7.4/ B. Rossi, S. Olbert, Introduction to Physics of Space, McCraw-Hill Book Company, New York (1970)
- [7.5/ D.M. Sawyer, J.I. Vette, Report ORNL-CCC-329 (1976)

- /7.6/ D.F. Smart, M.A. Shea, Solar Proton Events During the Past Three Solar Cycles, *J. of Spacecraft and Rockets* 26 (1989)
- /7.7/ J. Feynman et al., A New Interplanetary Proton Fluence Model, Preprint: to be published in *Journal of Spacecraft and Rockets* (1988)
- /7.8/ J.A. Simpson, Composition and Origin of Cosmic Rays, in *Cof. Ettore Majorana Centre*, D. Reidel Publishing Comp., Dordrecht Holland (1982)
- /7.9/ J.A. Simpson, Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays, *Nucl. Part. Sci.* 33 (1983)
- /7.10/ J. Feynman, S.Gabriel, Interplanetary Particle Environment, Report JPL-88-28 (1988)
- /7.11/ J.H. Adams, Jr., Cosmic Ray Effects on Microelectronics, Part IV, Naval Research Laboratory Report NRL 5901 (1986)
- /7.12/ J.H. Adams, et al., Cosmic Ray Effects on Microelectronics, Part II: The Geomagnetic Cutoff Effects, Naval Research Laboratory NRL 5039 (1983)
- /7.13/ W. Heinrich, A. Spill, Geomagnetic Shielding of Cosmic Rays for Different Satellite Orbits, *J. Geophys. Res.* 84 (1979)
- /7.14/ R.J. Fry, Radiation Effects in Space, *Adv. Space Res.* 6 (1986)
- /7.15/ E.V. Benton, T.A. Parnell, Space Radiation Dosimetry on U.S. and Soviet Manned Missions, *Conf. on Terrestrial Space Radiation and its Biological Effects* (edited by P.D. McCormack et al.), Nato ASI Series, Plenum Press, Conf. Series 154, New York (1988)
- /7.16/ P.C. McCormack, Hazards in Low Earth Orbit, Polar Orbit, Geosynchronous Orbit, and Deep Space, (edited by P.D. McCormack et al.), Nato ASI Series, Plenum Press, Conf. Series 154, New York (1988)
- /7.17/ E.L. Petersen, P.W. Marshall, Single Event Phenomena in Space and SDI Arenas, *J. Radiation Effects* 6 (1988)
- /7.18/ B.E. Woodgate, W.B. Fowler, Particle Background Effects for the Hubble Space Teleskop, in *AIP Conf. Proc.* 186, American Inst. of Physics, New York (1989)
- /7.19/ J.M. Brückner, D. Filges, H. Wänke et al., Radiation Damage in Germanium Detectors: Implications for the Gamma Ray Spectrometer of the Mars Observer Spacecraft, *Lunar Planet. Sci. XXI*, Lunar Inst. Houston, pp. 137-138 (1990)
also: J.M. Brückner, D. Filges, H. Wänke et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 38, No. 2 (1991)
- /7.20/ H.C. Koons et al., Spacecraft Charging - Results from the SCATHA Satellite, *Astronautics and Aeronautics* 18 (1980)

- /7.21/ J.D. Kurfess et al., Long Term Variations in the Gamma-Ray Spectrometers on OSO-7 and SMM Spacecraft, in AIP Conf. Proc. 186, American Inst. of Physics, New York (1989)
- /7.22/ T.W. Armstrong, B.L. Colborn, Predictions of Induced Radioactivity for Spacecraft in Low Earth Orbit, to be published in Radiation Measurements (1991)
- /7.23/ ICRP, Int. Com. on Radiological Protection Recommendations of the ICRP, ICRP Publication 26 (1977)
- /7.24/ ICRU, The Quality Factor in Radiation Protection, Int. Com. on Radiation Units and Measurements, ICRU-Report 40 (1986)
- /7.25/ Guidance on Radiation Received in Space Activities, National Council on Radiation Protection, NCRP-Report 98 (1989)
- /7.26/ J. von Putkamer, Der Mensch im Weltraum, Umschau Verlag, Frankfurt (1987)
- /7.27/ E.J. Daly, Radiation Environment Evolution for ESA Projects, in AIP Conf. Proc. 186, American Inst. of Physics, New York (1989)
- /7.28/ W. Atwell et al., Space Radiation Shielding Analysis and Dosimetry for the Space Shuttle Program, in AIP Conf. Proc. 186, American Inst. of Physics, New York (1989)
- /7.29/ S. Seltzer, National Bureau of Standards, Tech. Note 1116 (1980)
- /7.30/ J.W. Wilson et al., BARYTRN, A Baryon Transport Model, NASA-Technical Paper 2887 (1989)
- /7.31/ R.T. Santoro et al., Shielding of Manned Space Stations against van Allen Belt Protons - A Preliminary Scoping Study, Report ORNL/TM-10040 (1986)
- /7.32/ G. Dagge, P. Dragovitsch, D. Filges, J. Brückner, Monte Carlo Simulation of Martian Gamma Ray Spectra Induced by Galactic Cosmic Rays, Proc. of Lunar and Planetary Sci., Vol. 21, Lunar and Planetary Inst., Houston (1991)
- /7.33/ J.W. Walts, NASA/MSFC, private Mitteilung (1991)
- /7.34/ J. Barish et al., TRAPP, A Computer Program for the Transport of Alpha Particles and Protons with all Reaction Products Neglected, Report ORNL-4763 (1972)
- /7.35/ L.W. Townsend, J.W. Wilson, Interaction of Space Radiation with Matter, 41st Congress of the Int. Astronautical Federation, Dresden, Oktober 6-12 (1990)

8. Zusammenfassung, Bewertung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird dargestellt, wie moderne Computersimulationsmethoden des Teilchentransportes in Materie und der Wechselwirkung dieser Teilchen mit Materie für sicherheitstechnische Fragestellungen und ihre Lösung verwendet werden. Die zahllosen sicherheitstechnischen Fragestellungen, die beim Bau und beim Betrieb von Mittel- und Hochenergiebeschleunigern und deren Experimentiereinrichtungen, die bei der Wirkung der Weltraumteilchenstrahlung auf Komponenten von Raumfahrzeugen und die bei der Strahlenexposition von Astronauten bei sogenannten "Deep Space"-Raumfahrtmissionen auftreten, können oft nur in ihrer Komplexität durch Computersimulation verstanden oder analysiert werden.

Die heute verfügbare Methodik dieser Simulation und ihre Vorhersagekraft für Sicherheitsfragen wird umfassend und ausführlich dargestellt. Die Physik des Teilchentransportes und die Wechselwirkungsmechanismen werden so weit wie nötig in ihren Grundzügen erläutert. Das die Physik am realistischsten beschreibende Simulationsverfahren - die Monte Carlo Methode - wird erläutert. Dabei wird der Energiebereich, vorzugsweise der Bereich der Neutronen und Photonen, mit Energien unterhalb von 20 MeV als Stand von Wissenschaft und Technik in Reaktorphysik und Fusionstechnologie anhand von Beispielsimulationen gezeigt. Die Monte Carlo Verfahren von einigen hundert MeV bis zu einigen hundert GeV Teilchenenergie nehmen einen breiteren Raum ein, da die Teilchenmultiplizitäten, die Teilchenvielfalt und die Ausbreitung von hadronischen wie auch elektromagnetischen Teilchenschauern in Materie die sicherheitsrelevanten Wechselwirkungsprodukte wie z.B. Radioaktivität und die Zusammensetzung der Teilchenstrahlungsfelder für Dosimetrie und Strahlenschutz definieren. Diese Phänomene werden ausführlich diskutiert. Um komplexe 3-dimensionale technische Systeme zu beschreiben, sind 3-dimensionale Geometriesysteme in der Simulation unerlässlich. Die heute gebräuchlichsten Systeme und ihre Möglichkeiten werden deshalb ebenfalls behandelt.

Die benötigten Dateninformationen und Wirkungsquerschnitte für Risikoanalysen und Strahlenschutz werden zusammengestellt. Dabei wird anhand von möglichen Rechenstrategien für die Simulation das für Sicherheitsuntersuchungen benötigte Datenmaterial definiert und nach Teilchentransportbibliotheken, Reaktionsquerschnitten zur Bestimmung von Radionuklidproduktion und induzierter Radioaktivität und zur Berechnung von Dosisraten unterteilt. Notwendige Standards für Konversionsfaktoren und Reaktionsquerschnitte für hochenergetische Neutronen, Protonen, Pionen und Elektronen werden verglichen und diskutiert. Die praktische Erstellung und Produktion von Hochenergieneutronen-Transportbibliotheken bis ca. 3 GeV für Abschirmrechnungen wird beschrieben. Die Vorhersagekraft der Teilchenproduktionsmodelle für die verschiedensten Teilchen-Kernreaktionen wird demonstriert. Das vom Autor mitentwickelte HERMES-Programmsystem (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System) zur realistischen Simulation der Sicherheitstechnik nuklearer Systeme im Mittel- und Hochenergiebereich wird zusammen mit der theoretischen Analyse von Testexperimenten beschrieben.

Einen breiten Raum nimmt die ausführliche Darstellung der Simulation zur Bestimmung der Abschirm- und Strahlenschutzsicherheit an Mittel- und Hochenergiebeschleunigern ein. Die Strahlverluste als Quellen der Teilchenstrahlung für die Risikoabschätzungen werden abgeleitet. Die praktische Durchführung von Abschirmberechnungen am Beispiel ausgewählter Systemstudien für den Mittelenergiebereich bis 3 GeV, die Sicherheitsproblematik der Abschirmung von sogenannten Hochstromtargets für Spallationsneutronenquellen und spezielle Sicherheitsfragen für die neuen "Teilchen-Collider" wie HERA-DESY, LEP- und LHC-CERN werden analysiert. Dabei wird die Leistungsfähigkeit moderner Monte Carlo Verfahren gezeigt.

Ein Kapitel über sicherheitstechnische Fragestellungen und Probleme bei Hochstromtargets an Beschleunigern schließt sich an. Die nukleare Sicherheitstechnik dieser Targetsysteme wird nicht nur vom Standpunkt der Teilchenproduktion - vorzugsweise Neutronen - diskutiert, sondern auch als System zur Transmutation des langlebigen radioaktiven Abfalls aus Kernkraftwerken behandelt. Dabei wird gezeigt, daß ähnliche Fragestellungen wie in der Reaktortechnik, d.h. Fragen der Wärmeentwicklung, der induzierten Radioaktivität und der Materialschädigung untersucht werden müssen. Solche mit Beschleunigern betriebene Transmutationssysteme können zur Entwicklung eines alternativen Sicherheitskonzeptes zur bisher geplanten Endlagerung beitragen.

Die Teilchenstrahlung im Weltraum und ihr Sicherheitsrisiko für Raumfahrtmissionen wird vom Standpunkt des Quellterms, der im Gegensatz zur Verluststrahlung an Beschleunigern wesentlich komplexer ist, behandelt. Der Einfluß der Teilchenstrahlung und ihr Gefährdungspotential sowohl auf die Strahlenexposition von Astronauten als auch auf bestimmte Komponenten wird zusammengestellt. Die Wirkung der verschiedenen Teilchenstrahlungs-Umgebungsbedingungen als Funktion der Dosisrate wird für verschiedene Raumfahrtmissionen gezeigt. Die Simulationsverfahren und entsprechende Abschirmstudien für Raumfahrzeuganwendungen werden exemplarisch diskutiert und bewertet.

Insgesamt wird in der Arbeit die große Flexibilität und die Leistungsfähigkeit moderner Teilchentransport-Simulationsverfahren für die Bestimmung von sicherheitstechnischen Parametern in komplexen Vielteilchenstrahlungsfeldern gezeigt. Die Anwendung der Simulation in der Sicherheitstechnik ist nur durch die außerordentlich schnelle Entwicklung in der Computertechnik in den letzten Jahren möglich geworden. Wie in der Arbeit gezeigt wird, ist nicht nur eine realistische Nachrechnung der technischen Komponenten möglich, sondern auch aufgrund der Fülle des bestehenden nuklearen Datenmaterials eine Einschätzung der Einzeleffekte wie z.B. der Vorausberechnung der Teilchenfelder, der induzierten Radioaktivität mit ihrem zeitlichen Verlauf und die Bestimmung von Dosisraten. Gleichzeitig ist die Teilchentransportsimulation in der Lage, schon bei der Auslegung wichtige sicherheitskritische Vorgaben zu liefern. Insgesamt erlauben die heutigen Simulationssysteme eine konkrete Einschätzung der Zuverlässigkeit und könnten andere Rechenverfahren, z.B. semiempirische Methoden, wesentlich durch detaillierteres Datenmaterial erweitern. Damit würden sich im Zusammenhang mit der Erstellung entsprechender Datenbanksysteme Perspektiven ergeben, um im Beschleunigerbereich oder für Weltraumanwendungen Teilchenstrahlungsrissen mehr unabhängig von großen Monte Carlo Simulationssystemen auf kleinen Rechenanlagen wie Personal Computern oder Workstations zu untersuchen.

9. Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand aus der Beschäftigung mit der Computersimulation des Transportes von Teilchenstrahlung und deren Wechselwirkung mit Materie. Dabei standen vornehmlich Fragen der Experimententwicklung und der theoretischen Analyse von großen Experimentinstallationen im Bereich der Reaktorphysik, der Fusionstechnologie und der Detektor- und Targetentwicklung in der Mittel- und Hochenergiephysik im Vordergrund, wie sie in entsprechenden Forschungsvorhaben des Forschungszentrums Jülich ihren Niederschlag finden. Die hierbei entwickelten Methoden wurden in der vorliegenden Arbeit auf sicherheitstechnische Fragestellungen wie sie beim Betrieb und der Nutzung von komplexen technischen Anlagen und Experimentssystemen in hochenergetischen Teilchenfeldern auftreten, angewendet.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer.nat Alfons Tietze vom Fachbereich Sicherheitstechnik der Bergischen Universität GH Wuppertal, der mich zu dieser Arbeit ermutigt und mit vielen Anregungen zum Gelingen dieser Arbeit wesentlich beigetragen hat.

Mein ganz besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. rer.nat Rudolf Hecker, emeritierter Direktor des Institutes für Angewandte Materialforschung (vormals Institut für Reaktorentwicklung) des Forschungszentrums Jülich. Unter seiner Leitung sind viele grundlegende Anwendungen der Simulationsmethoden im Rahmen des Forschungsprogramms der KFA entstanden. Dabei möchte ich mich besonders für die entscheidenden Impulse, die wohlwollende Unterstützung und die für mich wertvollen Fachdiskussionen bedanken.

Des weiteren danke ich Herrn Privatdozent Dr. rer.nat Wilfried Hoffmann vom Fachbereich Naturwissenschaften I (Physik) der Bergischen Universität GH Wuppertal für sein Interesse und seine freundliche Unterstützung.

Darüberhinaus bin ich den Herren Prof. Dr. Rudolf Hecker, Priv. Doz. Dr. Wilfried Hoffmann und Prof. Dr. Alfons Tietze, die die Gutachten für die vorliegende Arbeit erstellt haben, zu Dank verpflichtet.

Dank sagen möchte ich auch vielen meiner Kollegen im IKP, Arbeitsgruppe Strahlungstransport, allen voran Herrn Dr. rer.nat. Peter Cloth, mit dem ich gemeinsam viele grundlegende Methoden des Teilchentransportes entwickelt habe. Ich danke hiermit Herrn Dr. Cloth insbesondere für die vielen Ratschläge, die fachliche Unterstützung und für die nicht einfache redaktionelle Durchsicht der vorliegenden Arbeit.

Außerordentlich hilfreich war auch die fachliche Unterstützung durch Dr. Tony W. Armstrong, SAIC (Science Applications Int. Corp.), Prospect, Tennessee, USA, auf dem Gebiet der Sicherheitsaspekte bei Raumfahrtmissionen.

Des weiteren danke ich Herrn Hans-Richard Langohr für die Erstellung der Bilder. Besonderer Dank gilt auch Frau Uta Banken für die sorgfältige Erstellung des Textes und das professionelle Layout der vorliegenden Arbeit.

Jül - 2609

April 1992

ISSN 0366-0885