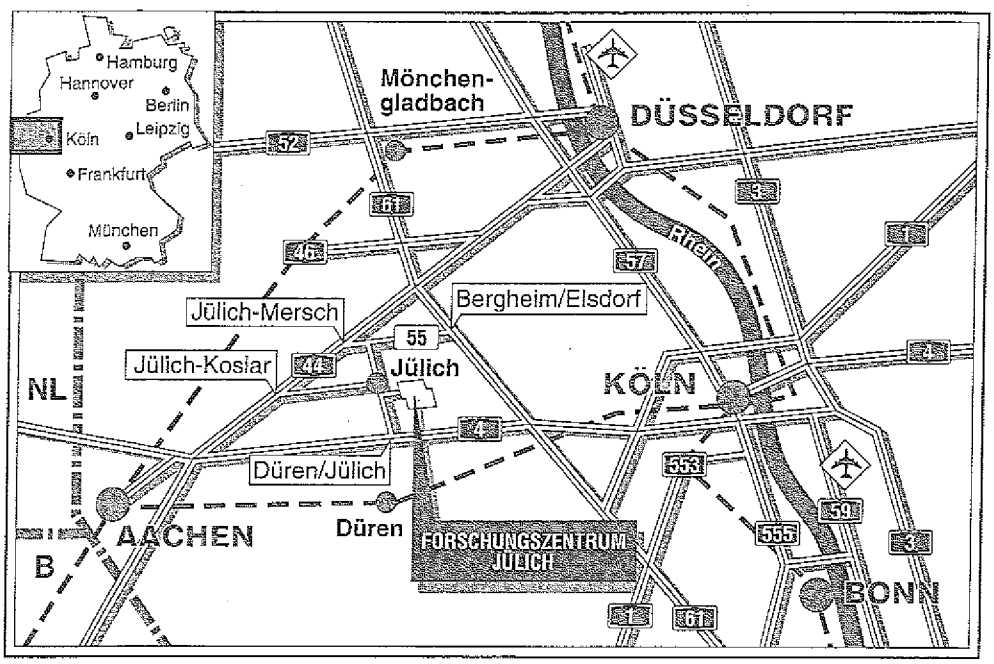
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH KFA

Institut für Kernphysik

Die Bereitstellung computerunterstützter Methoden zur Analyse der Strahlungssituation an Teilchenbeschleunigern und deren exemplarische Anwendung auf das Cooler-Synchrotron COSY

Jürgen Moll



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2435
ISSN 0366-0885
Institut für Kernphysik Jül-2435
D 468 (Diss. 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

Die Bereitstellung computerunterstützter Methoden zur Analyse der Strahlungssituation an Teilchenbeschleunigern und deren exemplarische Anwendung auf das Cooler-Synchrotron COSY

Jürgen Moll

Abstract

In this thesis the applicability of modern particle transport programs for the radiation protection of the new cooler synchrotron COSY has been investigated. The technical and operational characteristics of accelerator facilities (individual geometry, extreme anisotropie) as well as the missing knowledge of high energy cross section data often considerably reduce the usage and reliability of conventional, semiempirical calculations. On the other hand Monte Carlo codes as the program system HERMES offer a large flexibility in geometry simulation and a wide spread applicability up to the GeV energy region because of its implemented physical models. These codes are very suitable for detailed analysis of radiation sources within the accelerator (targets, magnets and other installations) and for dose rate estimations behind radiation shields. Detailed calculations of double differentional flux spectra and surface dose rate distributions for $n, p, \pi^+, \pi^-, \mu^+, \mu^-$ and γ at a cylindrical standard target for different materials (iron, copper and lead) were done for 2.5GeV protons incident. The results are in good agreement with comparitiv Moyer calculations.

In case of deep penetration problems it turns out, that the CPU-time requirement of the Monte Carlo codes increases rapidely. Therefore the Monte Carlo codes were coupled with a one-dimentional S_n transport code to treat deep penetration problems in a reasonable computer CPU-time. For this purpose a new high energy neutron-γ transport library was evaluated taking into account the upper energy limit of COSY with 2.8GeV.

The needed cross sections have been calculated by using the physical models of one of the HERMES-codes. Several Fortran-routines were developed to get an automatically procedure, which is used to evaluate the results and determine Legendre polynominals of order P3, which had to be inserted as coefficients into the library. About 33000 new Legendre coefficients with 9 energy groups between 0.8GeV and 2.8GeV were included in an existing library called LAHI, which is now extended beyond 0.8GeV. Special emphasis was laid on consistency checks and comparitive calculations to confirm the physical quality of the new cross section data.

The coupling procedure between the programs has been automated by means of several Fortran-routines, which does transformation, normalisation and formatting of the flux-data. A systematic investigation about the shape and location of the coupling surface led to fundamental statements. A lot of applications concerning the COSY-accelerator have been examined and discussed regarding shielding requirements and the philosophy of radiation protection measurement technique.

The present results and calculational procedures based on state-of-the-art computer codes and models allow a much better estimation of the shielding and radiation protection requirements around accelerators, demonstrated at the COSY facility. Furthermore it is possible to expand the classical semiempirical methods used in radiation safety to a complete radiation protection procedure. With the flexible computer code system used there is the advantage to determine and evaluate a wide range data bank to design engineering program tools, which can be used on small computers, solving radiation protection problems of accelerator facilities.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anwendbarkeit von Teilchen-Transport-Programmen auf Strahlenschutzbetrachtungen an Teilchenbeschleunigern am Beispiel des neuen Cooler-Synchrotrons COSY untersucht. Technische und funktionale Eigenheiten der Anlagen (individuelle Geometrie, extreme Anisotropie), sowie die fehlende Kenntnis der Wirkungsquerschnitte im Hochenergiebereich schränken Einsatzmöglichkeiten und Zuverläßigkeit von konventionellen, semiempirischen Rechenverfahren oft erheblich ein. Die im Programm-System HERMES zusammengefaßten Monte-Carlo-Transport-Programme bieten demgegenüber eine hohe Flexibilität bei der Geometriesimulation und sind aufgrund der implementierten physikalischen Modelle bis in den GeV-Bereich anwendbar. Sie erweisen sich als gut geeignet für die detaillierte Analyse von Strahlungsquellen innerhalb des Beschleunigers (Dicktargets, Blenden, Schlitze, Magnete und sonstige Einbauten), sowie Dosisabschätzungen innerhalb und außerhalb dünner Abschirmungen. Intensive Rechnungen an einem Standard-Target lieferten doppelt-differentielle Ausflußspektren und Dosisoberflächenverteilungen für $n, p, \pi^+, \pi^-, \mu^+, \mu^-$und γ an Blei, Eisen und Kupfer. Die erzielten Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit Vergleichsrechnungen nach Moyer.

Da für die Untersuchung dicker Abschirmungen die Monte-Carlo Methode zu extremem Rechenzeitbedarf führt, wurden für diese Anwendung Kopplungsrechnungen mit einem eindimensionalen S_n-Transportprogramm durchgeführt. Die dafür erforderliche Wirkungsquerschnitts-Bibliothek LAHI mußte im Hinblick auf das konkrete COSY-Projekt und für spätere Anwendungen im Energiebereich zwischen $800 MeV$ und $2800 MeV$ neu erstellt werden.

Zur Ermittlung der bislang unbekannten Wirkungsquerschnitte wurden die physikalischen Modelle eines der HERMES-Programme genutzt und die fehlenden Daten in Monte-Carlo-Simulationen errechnet. Zur Auswertung, Entwicklung in Legendre-Polynome und Übertragung der Daten wurden verschiedene Fortran-Routinen entwickelt, die eine systematische Erweiterung der LAHI-Bibliothek erlauben. Ca. 45000 neue Legendre-Koeffizienten der Ordnung P-3 wurden in 9 zusätzlichen Energiegruppen vor allem zwischen $800 MeV$ und $2800 MeV$ in die Bibliothek eingefügt und somit deren Einsatzmöglichkeiten im Bereich höherer Energien erheblich erweitert. Ausführliche Vergleichsrechnungen in kompatiblen Geometrien bestätigten Konsistenz und Qualität der erzeugten Querschnitte.

Die Kopplungsprozedur konnte hinsichtlich der Transformation (Normierung, Formattierung) der zu übergebenden Stromspektren durch die Entwicklung von Fortran-Service-Routinen weitgehend automatisiert werden. Durch systematische Untersuchungen wurden grundsätzliche Aussagen hinsichtlich Form und Lage der Kopplungsoberfläche möglich. Eine Reihe von konkrete Anwendungsfälle an COSY wurden betrachtet und die sich ergebenden Konsequenzen bezüglich Zusatzabschirmung und Strahlenschutzmeßtechnik diskutiert. Die Ergebnisse der Arbeit erlauben eine konkrete Einschätzung der Zuverlässigkeit und Erweiterbarkeit semiempirischer Rechenverfahren und tragen wesentlich zu dem Bemühen bei, ein geschlossenes, sicherheitstechnisches Strahlenschutz-Konzept für den Beschleunigerbereich zu erstellen. Darüberhinaus eröffnet sich die Perspektive, das hier entwickelte System zur Erstellung einer weitreichenden Datenbank zu nutzen, die als Teil eines engineering-tools zur schnellen und effizienten Behandlung strahlenschutztechnischer Fragestellungen im Beschleunigerbereich unabhängig von Großrechenanlagen beiträgt und in Zukunft auf kleineren Rechenanlagen verfügbar sein kann.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Begründet in einer ständig steigenden Kapazität im Bereich der Großrechner, haben sich die Anwendungsmöglichkeiten der Monte-Carlo-Simulation in Naturwissenschaft und Technik stetig vermehrt. Dies drückt sich sowohl in einer wachsenden Komplexität der zu simulierenden Vorgänge, als auch in der Möglichkeit aus, vorhandene, theoretische Denkmodelle möglichst vollständig in die Simulation zu integrieren.

Vor dem Hintergrund kernphysikalischer Forschungsgegenstände betrifft diese Entwicklung vor allem den Teilchentransport durch beliebig zusammengesetzte Medien. Neben den Anwendungen in Experimentsimulation und Detektordesign bietet sich heute darüberhinaus die Möglichkeit, auch Strahlenschutzaspekte mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode effektiver behandeln zu können. Moderne Teilchenbeschleuniger werfen in diesem Zusammenhang durch einen hohen Grad an Komplexität und die extreme Anisotropie im Vergleich zu anderen kerntechnischen Anlagen besondere Probleme auf. Die Forderung nach immer höherer Strahlqualität (hohe Energie, hohe Intensität, geringe Emittanz) schafft in ihrer Konsequenz z.T. exotische Strahlungssituationen, die mit herkömmlichen Rechenverfahren oft nur rudimentär abgebildet werden können. Aus dieser Schwierigkeit erwächst der Wunsch nach einer möglichst realitätsnahen Simulation der Ereignisse.

Mit den derzeit verfügbaren, leistungsfähigen Programm-Systemen aus dem Bereich des Teilchentransports [1] können die konventionellen Rechenverfahren wesentlich ergänzt und z.T. ersetzt werden. Weiterhin eröffnet sich die Perspektive, Teilaspekte des Beschleunigerstrahlenschutzes, die bisher der reinen Empirie vorbehalten waren, systematisch zu untersuchen [2].

Steht einerseits die Individualität in Funktion und Architektur der Beschleuniger dem Bestreben entgegen, die konventionellen Rechenverfahren zu standardisieren, bietet andererseits die Monte-Carlo-Simulation in Verbindung mit einer 3D-Geometrie ein hohes Maß an Flexibilität bei der Nachbildung konkreter Situationen. Der Grad der Universalität wird prinzipiell nur begrenzt durch den Gültigkeitsbereich der implementierten physikalischen Modelle und die Leistungsfähigkeit der verwendeten Rechenanlage. Im Sinne einer Anwendung rechnergestützter Programm-Systeme auf das Problemfeld dicker Abschirmungen ist es notwendig und sinnvoll, die Monte-Carlo-Methode mit deterministischen Rechenverfahren zu kombinieren.

Der Umstand, daß innerhalb einer Abschirmung denkbar einfache, geometrische Verhältnisse herrschen, führt zu der Überlegung, deterministische Algorithmen für den weiteren Transport zu benutzen. Derartige Verfahren, die um den Preis geringerer Flexibilität wesentlich schneller arbeiten, sind in sogenannte S_n-Transport-Programme integriert [3]. Eine Kombination beider Programm-Systeme in dem Sinne, daß die Bereiche heterogener Geometrien durch die Monte-Carlo-Simulation und die einfachere Abschirmung durch konventionelle Transport-Algorithmen abgearbeitet werden, könnte alle genannten Vorteile ausnutzen.

Dies erfordert eine Kopplung der Programme an geeigneter Stelle innerhalb der Abschirmung, die die Forderung nach Kompatibilität der unterschiedlichen Formalismen befriedigt. Konkret führt diese Forderung zu der Notwendigkeit, den S_n-Transport-Programmen Wirkungsquerschnitte in der Anwendung entsprechenden Energiebereichen zur Verfügung zu stellen [4]. Die Transportquerschnitte werden im wesentlichen aus theoretischen Überlegungen heraus ermittelt, da die Daten aus kernphysikalischen Experimenten nur für einige Energiepunkte bekannt sind.

Durch geeignete Verwendung der Modelle zur Sekundärteilchenproduktion können absolute Wirkungsquerschnitte berechnet werden [5]. Diese Querschnitte wurden an einigen Energiepunkten mit experimentell gewonnenen Daten verglichen. Durch konsequente Ausnutzung dieser Fähigkeiten ergibt sich die günstige Situation, daß mit Hilfe eines Systembestandteils die Grenzen des Gesamt-Systems erweitert werden können.

Ein anderer Aspekt der Kopplungsproblematik besteht in den unterschiedlich strukturierten Geometrien der Programme. Hier können Form und Lage der Kopplungsoberfläche die Güte der Rechenergebnisse entscheidend beeinflussen. Da neben der geometrischen Verträglichkeit auch vielfältige, physikalische Wirkmechanismen an der Beeinflussung beteiligt sind, erscheint es wünschenswert, durch eine systematische Untersuchung grundsätzliche Aussagen zur Kopplungsprozedur zu treffen.

Das derzeit im Bau befindliche Cooler-Synchrotron COSY [6] der Kernforschungsanlage Jülich bietet die Möglichkeit der exemplarischen Anwendung computergestützter Strahlenschutzrechnungen an Teilchenbeschleunigern. Dabei sind sowohl der Energiebereich ($40 MeV$ –$2500 MeV$), in dem kaum Neutronen-Transportquerschnitte existieren, als auch die konstruktiven Merkmale der Maschine (ovale Ringform, Injektions- und Extraktionskanäle) dazu geeignet, das oben beschriebene Programm-System einzusetzen und an konkreten Einzelfragen zu testen. Die Ringabschirmung in den Biegesektionen sowie die Extraktionsbeamline repräsentieren in diesem Zusammenhang exponierte Stellen des Beschleunigers, die eine konkrete Betrachtung erlauben. Darüberhinaus stellen auch strahlenschutztechnische Zusatzeinrichtungen wie Strahlstopper (Beamstops) an externen Targetplätzen geeignete Untersuchungsgegenstände dar.

2. HERMES

Das Programm-Paket HERMES (High-Energy-Radiation-Monte-Carlo-Elaborate-System) bildet durch die Integration mehrerer Monte-Carlo-Transport-Programme ein System zur Simulation des Durchgangs von Strahlung durch Materie, das durch seine kompatible, innere Struktur eine detaillierte Analyse frei definierbarer Problemstellungen erlaubt [1].

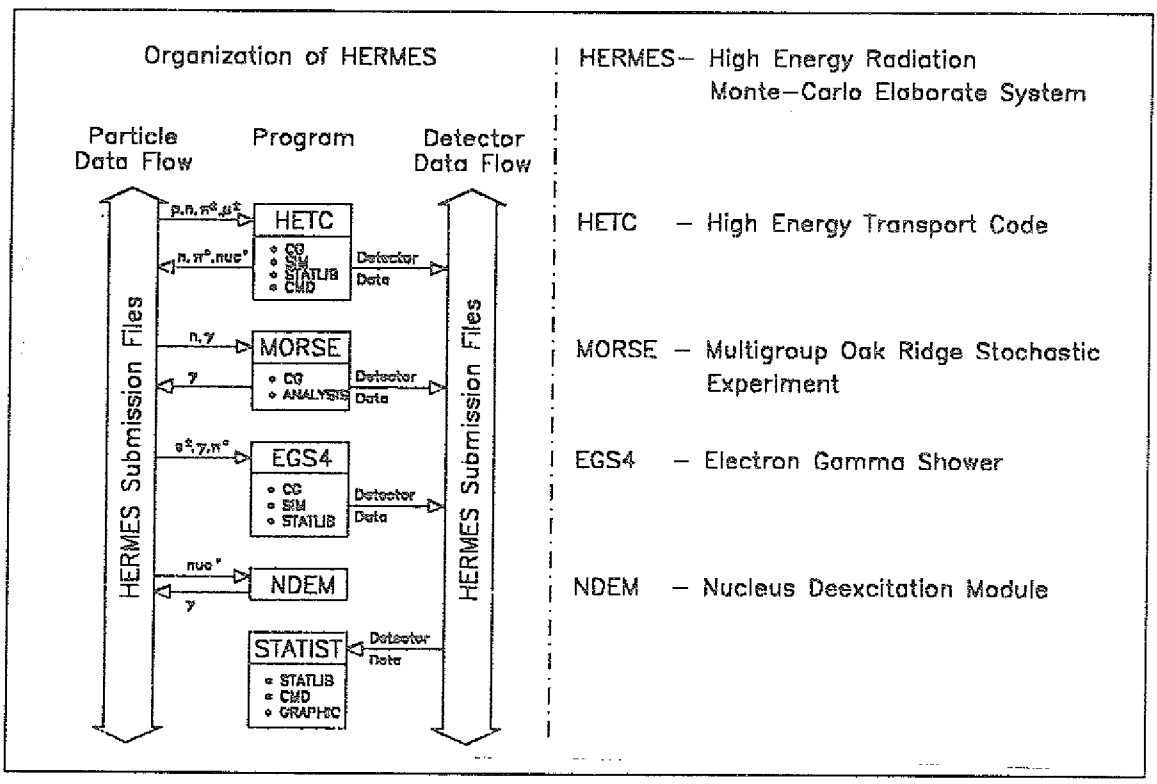


Abb.2.1: Struktureller Aufbau des HERMES-Systems nach [1]

Die Kombination der 3 MC-Codes HETC-KFA2 [7], MORSE-CG-KFA [8], EGS4 [9] und des Moduls NDEM bieten dem Benutzer die Möglichkeit, die wichtigsten, an der Wechselwirkung mit Materie beteiligten Teilchen im Energiebereich $10^{-10} MeV$–ca.$2.5 \cdot 10^4 MeV$ zu verfolgen. Allen Programmen gemein ist eine komfortable 3D-Geometrie (CG=Combinatorial Geometry), mit deren Hilfe ein Abbild der realen Situation konstruiert werden kann. Dem eigentlichen Monte-Carlo-Formalismus angeschlossen sind Analyse-Programme (SIM, ANALYSIS), die mittels einiger statistischer Service-Routinen (STATLIB) die in der Simulation erzeugten *Histories* der Primär- und Sekundärteilchen auswerten und in der vom Benutzer geforderten Form darstellen. Ein Input-Interpreter erlaubt einen Command-gesteuerten Input, der die Handhabung wesentlich erleichtert (Abb.2.1). Die konkrete Problembeschreibung erfolgt durch die Konstruktion einer Primärteilchenquelle und die Positionierung von *Detektoren* innerhalb der Geometrie.

Entsprechend der komplexen Vorgänge beim Durchgang von Strahlung durch Materie, müssen je nach Teilchenart und -energie verschiedene physikalische Modelle zur angemessenen Beschreibung der Situation herangezogen werden. Die wesentlichen Unterschiede der in HERMES zusammengefaßten Programme sind in Tab.2.1 dargestellt.

Programm	Transportierte Teilchen	Physikalische Modelle
HETC-KFA2	$n, p, \pi^{\pm}, \mu^{\pm}$ $Ionen(A \leq 10)$ $Schwere\ Ionen(A < 20)$	-INCE (Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation) -Ionisation (dE/dx) -Coulomb-Streuung -Zerfall -Elastische Streuung
MORSE-CG-KFA	n, γ	-Elastische Streung -Nicht-elastische Streuung -Inelastische Streuung -Einfang, Spaltung -Gruppenwirkungsquerschnitte(n, γ)
EGS4-KFA	$e^{\pm}, \gamma$	-Winkelstreuung -Bremsstrahlung -Paarbildung -Compton-Steuung -Möller-Effekt -Bahabha-Effekt -Photoelektrischer Effekt -Ionisation (dE/dx) -Annihilation
NDEM		Erzeugung von γ-Quellen über die Deexcitation der angeregten Restkerne aus dem INCE-Model

Tab.2.1: Übersicht der HERMES-Transport-Programme

Der Vorteil des Systems besteht in seiner einheitlichen Datenstruktur, die es ermöglicht, mehrere Programme auf das gleiche Problem anzuwenden. Ein erster Schritt zu dieser Kombination besteht in der gemeinsamen Geometrie, die einen wesentlichen Teil der Problembeschreibung darstellt. Der Datentransfer zwischen den Programmen erfolgt über sogenannte *Submissionfiles*, die innerhalb des Systems eine 'allgemeinverständliche' Form aufweisen. An einem Beispiel sei der formale Ablauf des Zusammenwirkens verdeutlicht :

Man konstruiere mit der 3D-Geometrie ein Abbild der zu untersuchenden Situation einschließlich aller interessierenden Flächen- oder Volumendetektoren und starte damit einen HETC-KFA2-Job. Teilchen, für deren Verhalten kein gültiges physikalisches Modell in HETC-KFA2 zur Verfügung steht, können programmintern zwar erzeugt, jedoch nicht weiterbehandelt werden. Dies gilt für Neutronen mit einer Energie unterhalb von ca.$15MeV$, neutrale Pionen und angeregte Restkerne.

Durch die Erzeugung der genannten Teilchen zumeist in Kernreaktionen sind über die Teilchenart hinaus Informationen über Ort, Richtung und Energie vorhanden, die in Form eines HERMES-Submission-file gespeichert werden können. Die besondere Struktur der gespeicherten Datensätze ermöglicht es den anderen HERMES-Programmen, den Submission-file zu lesen und quasi als Primärteilchenquelle aufzufassen. So läßt sich beispielsweise das Schicksal der niederenergetischen Neutronen in MORSE-CG-KFA weiterverfolgen, und der π^0-Zerfall als Quellverteilung in EGS4 behandeln. NDEM schließlich berechnet den Übergang der angeregten Restkerne in den Grundzustand, wobei die in der Abregung entstandenen γ-Quanten bei Bedarf als HERMES-Submission-file entsprechend weiterverarbeitet werden.

Das Prinzip der gekoppelten Anwendung macht auf diese Weise die Kapazität des Gesamtsystems für jede Problemstellung nutzbar.

Interpretation und Analyse der Rechenergebnisse werden durch das Programm STATIST erleichtert. Es bietet neben der statistischen Auswertung der Detektor-Daten auch die Möglichkeit zur Normierung und graphischen Darstellung. Die Technik der Submission-files erlaubt eine zusammenhängende Behandlung und Ausgabe korrelierter Rechnungen. Durch seine dynamische Struktur ist das System offen und ausgelegt für zukünftige Erweiterungen [10,11,12].

Für Strahlenschutzanwendungen werden in dieser Arbeit ausschließlich die System-Programme HETC und MORSE zur Anwendung gelangen.

2.1. HETC-KFA2

Ein Blick auf Tab.2.1 zeigt, daß HETC-KFA2 schon aufgrund der Vielfalt der transportierten Teilchen eine herausragende Rolle innerhalb des HERMES-Systems spielt. Die Simulation eines Teilchenstrahls aus Protonen oder leichten Ionen, verbunden mit der Sekundärteilchenproduktion im Target wird deshalb zu einem wesentlichen Teil in diesem Programm vollzogen. Der hohe Grad an Flexibilität, der sich auch in der großen Energiebandbreite zeigt, ist eine Folge des INCE-Modells (Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation).

2.1.1. INCE-Modell

Für Teilchenenergien oberhalb etwa $100 MeV$ wird der Anteil nicht-elastischer Kernwechselwirkungen signifikant. Der Wunsch, diese als Spallationsreaktionen bezeichneten Prozesse in Computer-Programmen zu beschreiben, führte zu der Entwicklung des INCE-Modells [5,7].

Der Ablauf einer Spallation kann in zwei Stufen aufgeteilt werden. Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf einen Targetkern, kann es Stöße mit einzelnen Nukleonen ausführen und einen Teil seiner Energie übertragen. Für die Stoßpartner ihrerseits besteht die Wahrscheinlichkeit, weitere Wechselwirkungen zu verursachen, so daß sich als Ergebnis eine

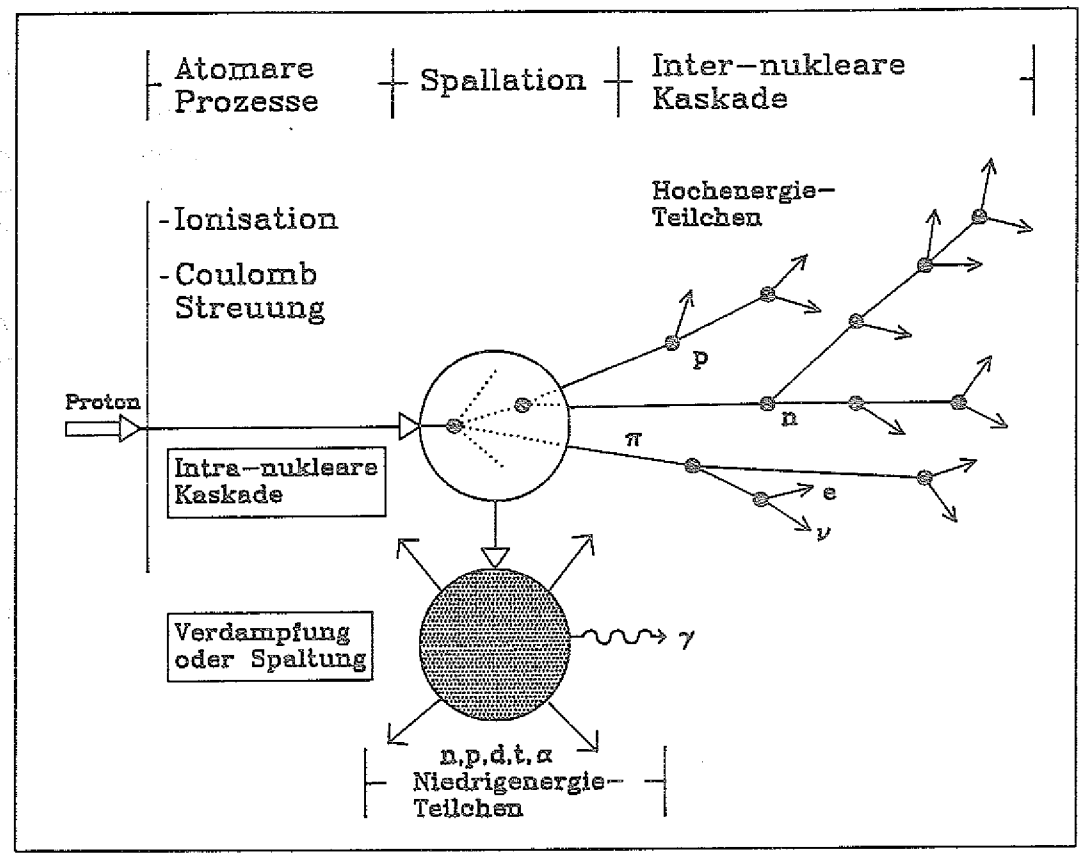


Abb.2.1.1.1: Schematische Darstellung des INCE-Prozesses nach [7]

intranukleare Kaskade im Kern ausbildet. Übersteigt die Primärenergie $400MeV$, können durch inelastische Reaktionen auch Pionen erzeugt werden.

Zurück bleibt ein hochangeregter Restkern, in dem sich die noch verbleibende Energie aus den Stoßprozessen gleichmäßig auf alle Nukleonen verteilt, womit die Verdampfungsphase der Spallation eingeleitet wird. Der Übergang in den Grundzustand erfolgt zunächst durch die Emission (Abdampfung) einzelner Teilchen oder (seltener) ganzer Kernfragmente (d, t, He^3, α) in annäherend isotroper Winkelverteilung und mit einem Energiespektrum zwischen $0,1MeV$ und $15MeV$. Wenn energetisch keine Teilchenemission mehr möglich ist, wird die Abregung durch γ-Emission fortgesetzt, bis der Grundzustand erreicht ist. Die Variationsbreite der abgeregten, oft radioaktiven Restkerne über A und Z ist sehr groß ($A = 1$ bis $A = A_{Target}$).

Bei sehr schweren Targetmaterialien (z.B. Uran) mit einem hohen Neutronenanteil besteht während der gesamten Verdampfungsphase die Möglichkeit der Hochenergiespaltung. Im Falle der Spaltung verhalten sich die entstandenen Kernbruchstücke weiter entsprechend dem Verdampfungsmodell.

Aus dem Spallationsprozeß ergibt sich also einerseits eine stark gerichtete Teilchenkaskade hoher Energie und andererseits ein isotroper Anteil niederenergetischer Teilchen. Ist die Targetdicke vergleichbar der mittleren freien Weglänge der Kaskadenteilchen, können

diese Teilchen weitere Spallationen induzieren und eine internukleare Kaskade im Target verursachen. Für die Fortpflanzung der Kaskade sind hauptsächlich die hochenergetischen Neutronen verantwortlich, die keinen Energieverlust durch Ionisation erleiden und deshalb eine große Reichweite aufweisen. Eindringtiefe und Intensität der Kaskade werden bestimmt durch die Primärenergie der geladenen Strahlteilchen. Oberhalb etwa $1GeV$ ist der Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen gegenüber der Reichweite, die sich aus dem kontinuierlichen Energieverlust durch Ionisation ergibt, so groß , daß praktisch alle Primärteilchen an Spallationen beteiligt sind.

Die Anzahl der Pionen in der Kaskade steigt mit der Primärenergie an. Während die π^0 ohne weitere Wechselwirkung ($\tau_0 \approx 10^{-16}s$) in zwei γ's ($E \approx 70MeV$) zerfallen, können die geladenen Pionen ($\tau_0 \approx 10^{-8}s$) weitere Spallationen auslösen, bevor sie über $\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu$ aus der Kaskade verschwinden. Die entstandenen Müonen sind relativ langlebig ($\tau_0 \approx 10^{-6}s$) und stellen wegen ihrer Reaktionsträgheit die durchdringenste Komponente der Kaskade dar. Ihr Zerfall gemäß $\mu^{\pm} \longrightarrow e^{\pm} + \nu + \overline{\nu}$ schafft ebenso wie der π^0-Zerfall die Quelle für eine elektromagnetische Kaskade.

Das INCE-Modell verdeutlicht die Komplexität der Vorgänge in Spallationsreaktionen und läßt die Schwierigkeiten vermuten, die sich bei der Entwicklung von Teilchentransport-Programmen einstellen. Dies um so mehr, als die Spallation von vielfältigen, anderen, nuklearen und atomaren Wechselwirkungen begleitet wird. In Monte-Carlo-Simulationen bedient man sich zur Repräsentation bestimmter Reaktionstypen physikalischer Modelle (hier:INCE-Model). Wollte man beispielsweise Spallationsreaktionen im Sinne einer Monte-Carlo-Simulation durch eine materialabhängige Wirkungsquerschnitts-Bibliothek berücksichtigen, müßte der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dE\, d\overline{\Omega}}(E_j, \overline{\Omega_j}, E_i, A_k)$$

bekannt sein. Dieser Wert repräsentiert die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Sekundärteilchen vom Typ j mit der Energie E_j und dem Winkel $\overline{\Omega_j}$ von einem Kern der Masse A_k emittiert wird, wenn ein Primärteilchen i mit der Energie E_i diesen Kern trifft. Die Forderung nach einer großen Variationsbreite der Parameter $E_j, \overline{\Omega_j}, E_i$ und A_k führt zu riesigen Datenmengen, die letztlich nicht mehr zu bewältigen sind. Die schlichte Tatsache, daß ein Großteil der benötigten Daten unbekannt ist, läßt diese Methode ohnehin ausscheiden. Durch das INCE-Modell hingegen kann der Informationsbedarf des Programms wesentlich vermindert werden, da hierfür die Kenntnis von Hadron-Hadron-Stoßquerschnitten ausreicht.

2.2. MORSE

Neben den hochenergetischen Primär- und Sekundärteilchen aus dem INC-Prozeß stellen auch die niederenergetischen Neutronen und durch n-Einfang erzeugte γ's eine weitere Quelle für die Dosis außerhalb von Abschirmungen dar. Im Rahmen dieser Arbeit ist es daher besonders wichtig, auch diese Teilchen durch Transportrechnungen zu

berücksichtigen. Entsprechende physikalische Modelle bietet das Monte-Carlo-Programm MORSE an (Tab.2.1). Anders als HETC ist MORSE [1] ein Gruppen-Monte-Carlo-Transport-Programm und muß deshalb energie- und materialabhängige Wirkungsquerschnittsdateien für Neutronen und Photonen benutzen. Diese Daten werden heute standardmäßig über große Grunddatensammlungen wie die ENDF/B-Datei mit entsprechenden Verarbeitungsprogrammen für die entsprechenden Anwendungen erzeugt. In diesem Falle wurde eine gekoppelte n-γ-Bibliothek mit 100 Neutronengruppen und 21 γ-Gruppen verwendet (EPR-Library).

2.3. HETC-Input

Die Input-Steuerung für HETC [1] wird in drei Schritten vollzogen.

Geometrie:[1] Die Grundlage der Combinatorial Geometry[2] bildet ein dreidimensionales, karthesisches Koordinatensystem. In den aufgespannten Raum können verschiedene, geometrische Körper, genannt 'bodies', plaziert werden. Derzeit stehen 13 Grundformen in einem Katalog zur Verfügung. Jeder body wird definiert durch eine laufende Nummer und Angaben über seine Lage, Dimensionen und Orientierung im Raum.

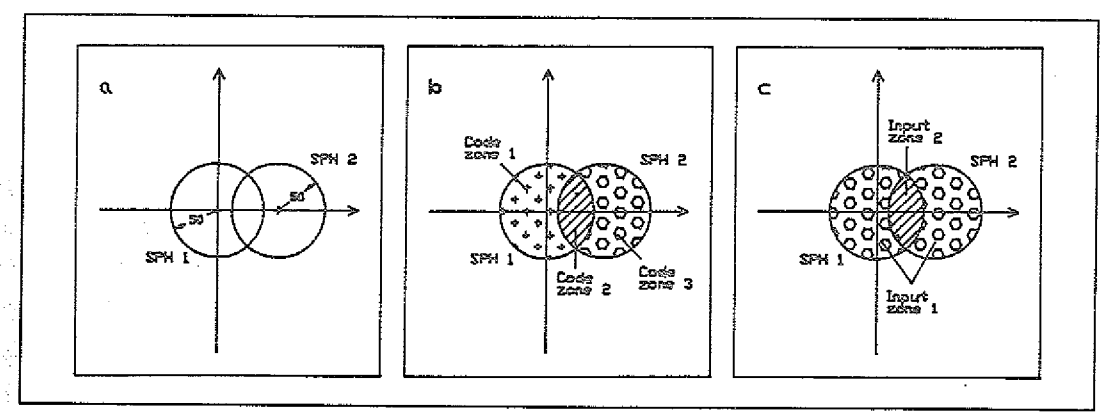
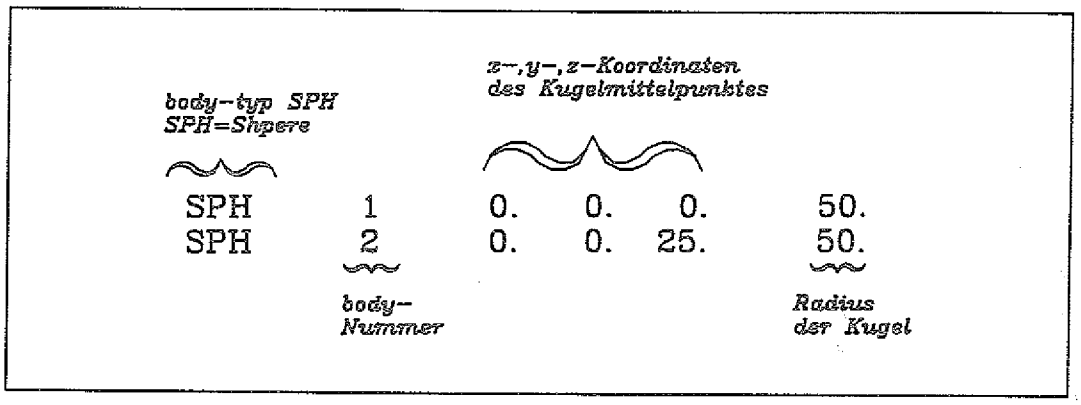


Abb.2.3.1: Die Definition von Körpern (a), Code-zones (b) und Input-zones (c) in der CG

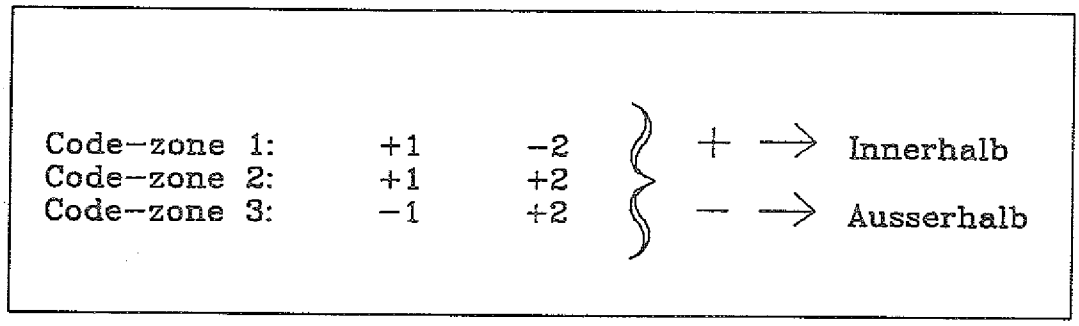
1) Die folgende Kurzbeschreibung gilt in gleicher Weise für alle HERMES-Transport-Programme

2) Im folgenden mit CG bezeichnet

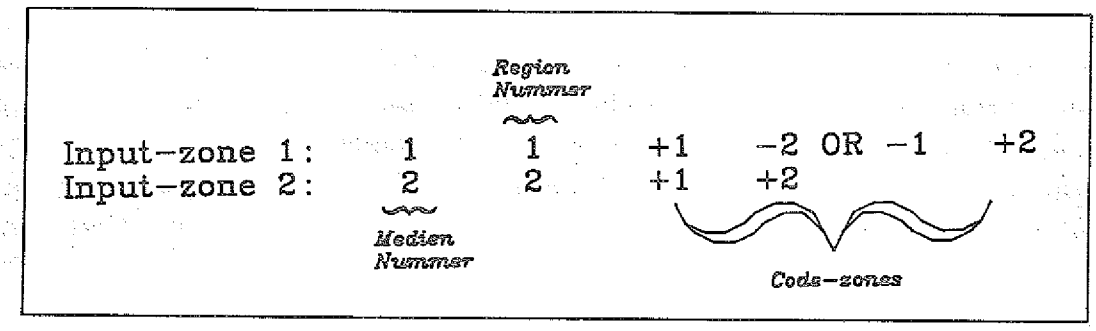
Die in Abb.2.3.1a dargestellten Kugeln werden erzeugt durch:



Auf jeden Körper kann anhand seiner body-Nr. referiert werden. Die zusätzliche Angabe eines Vorzeichens ermöglicht die Unterscheidung der Volumina innerhalb (+) bzw. außerhalb (-) des betreffenden Körpers. Durch die logische UND-Verknüpfung werden sämtliche Teilvolumina von ineinander verschachtelten oder einander überschneidenden Körpern separierbar. Dies entspricht der Konstruktion von Code-zones (Abb.2.3.1b).



Schließlich wird jeder Code-zone ein Medium und eine Region-Nummer zugeordnet, so daß sie vom Programm eindeutig identifizierbar ist. Je nach konkretem Anwendungsfall ist es hilfreich, Code-zones gleichen Mediums durch die Verknüpfung mit dem logischen ODER-Operator zusammenzufassen. Die vollständige Beschreibung einer oder mehrerer Code-zones bildet eine Input-zone (Abb.2.3.1c).



Drei Mediennummern sind innerhalb der CG vorbesetzt:

-1 - (external void) Dieses Medium ist für alle Teilchen undurchdringlich, d.h. der

Transport wird beim Übergang in das Medium sofort abgebrochen. So kann jede Geometrie nach außen abgeschlossen werden.

6666 - (internal void[3]) Das Medium 6666 simuliert ein Vakuum, in dem keine Wechselwirkung, wohl aber Zerfall stattfindet.

999 - Mit 999 wird der Geometrie-Input abgeschlossen.

Monte-Carlo-Formalismus: In diesem Teil des HETC-Inputs werden zunächst die vom Programm benötigten oder vom Programm erstellten Datensätze adressiert. Dazu gehören z.B. die Streuquerschnitte und die HERMES-Submission-files. Desweiteren wird die Primärteilchenquelle aufgebaut, d.s. Informationen über Art, Energie, Ort, Richtung und Anzahl der zu startenden Teilchen. Die Auswahl der Medien erfolgt unter Bezugnahme auf die Medien-Nummern aus der Geometrie durch die Angabe der Ladung, Masse und Atomzahldichte der gewünschten Elemente bzw. deren Isotope. Ein weiterer Teil des Inputs betrifft die beim Transport wirksamen physikalischen Modelle. Es können Einzelmodelle (z.B. Coulomb-Streuung, Hochenergiespaltung ...) aktiviert, desaktiviert oder durch Korrekturfaktoren beeinflußt werden. Für alle transportierten Teilchen müssen Cut-off-Energien gesetzt werden, so daß es im Ermessen des Anwenders liegt, den angenommenen Gültigkeitsbereich der Modelle zu begrenzen oder auszudehnen.

SIM-Input: Alle Ereignisse (events), die während der Monte-Carlo-Transportrechnung auftreten, werden zusammen mit ihren Attributen (Teilchenart, Ortskoordinaten, Richtung, Energie) programmintern zwischengespeichert und entsprechend den Vorgaben des Anwenders im Analyse-Programm SIM aufbereitet. Durch den SIM-Input wird daher die Selektion bzw. Akkumulation der event-Daten eingeleitet und somit der Informationsgehalt des Outputs bestimmt. Dem Benutzer stehen für seine Auswahl 9 verschiedene Detektoren zur Verfügung. Jeder Detektor repräsentiert ein Teilvolumen oder eine Grenzfläche aus der Geometrie[4]. Die 'Empfindlichkeit' der Detektoren wird bestimmt durch die Angabe der Teilchenart sowie die Möglichkeit, Winkel- und Energieintervalle zu setzen. Je nach Anwendungsfall kann der Detektorinhalt daher integral, einfach- oder doppeltdifferentiell ausgegeben werden (Tab.2.3.1).

2.4. MORSE-Input

Der MORSE-Input ist ähnlich aufgebaut wie der HETC-Input, gestaltet sich aber aufgrund der zahlreichen Verweise auf die Querschnitts-Datei insgesamt umfangreicher. Den größten Aufwand bereitet in diesem Zusammenhang die Notwendigkeit, das Programm quasi an die richtigen Stellen (Records) innerhalb der umfangreichen Datensätze zu führen. Diese Prozedur ist das Komplement zur Materialauswahl und Energie- bzw. Winkelintervallgrenzenbestimmung in HETC. Die 7 zur Auswahl stehenden Detektor-Typen sind in Tab.2.4.1 dargestellt.

---

[3] In MORSE muß für den gleichen Zweck das Medium 1000 angegeben werden

[4] durch Referenz auf eine oder mehrere Region-Nummern

Detektor Nummer	Detektor Typ	Wirkungs-weise	E-Intervalle möglich	A-Intervalle möglich	Flächen-detektor	Volumen-detektor	Besonder-heiten
1	Secondary Particle Yield-Detector	Alle Teilchen aus dem INC-Prozess	+	+	-	+	—
2	Secondary Particle Yield-Detector	Alle Teilchen aus der Verdampfung und Spaltung	+	+	-	+	—
3	Secondary Particle Yield-Detector	Alle Teilchen aus dem INCE-Prozess	+	+	-	+	Summe aus Nr.1 und Nr.2
4	Energy Deposition Detector	Deponierte Energie aus Verdampfung und π^0-Produktion	-	-	-	+	Integraler Wert eines Volumens
5	Scintillation Light Detector	Scintillationen aus Verdampfung	-	-	-	+	Integraler Wert eines Volumens
6	Forward Current Detector	Teilchenstrom durch Grenzfläche	+	+	+	-	—
7	Forward Surface Flux Detector	Teilchenfluß durch Grenzfläche	+	+	+	-	—
8	Tracklength Flux Detector	Teilchenfluß im Volumen	+	+	-	+	—
9	Surface Energy Detector	Summe aller Teilchen-energien durch Grenzfläche	-	-	+	-	—

Tab.3.2: Die HETC-Detektoren im Überblick

Detektor Identifikation	Detektor Typ	Wirkungs-weise	Flächen-detektor	Volumen-detektor
VQ	Volume flux detector	Teilchenfluß im Volumen	–	+
VL	Volume light detector	Scintillationen im Volumen	–	+
P	Point detector	Auf einen Punkt gerichteter Fluß	–	–
SQ	Surface flux detector	Teilchenfluß durch Grenzfläche	+	–
SC	Surface current detector	Teilchenstrom durch Grenzfläche	+	–
SE	Surface energy detector	Energiestrom durch Grenzfläche	+	–

Tab.2.4.1: Die MORSE-Detektoren im Überblick

3. Dicktargetrechnungen in Zylindergeometrie bei 2.5GeV

Alle Programme des HERMES Systems stehen auf den Zentralrechnern der KFA-Jülich zur Verfügung. Während die HETC-Anwendungen auf einer IBM3090/IBM3081-K64 durchgeführt wurden, konnte für die MORSE-Rechnungen eine CRAY-XMP22-Version genutzt werden.

Die ersten konkreten Untersuchungen wurden an einem zylinderförmigen Standardtarget mit der Länge $L = 50cm$ und dem Durchmesser $D = 15cm$ durchgeführt.

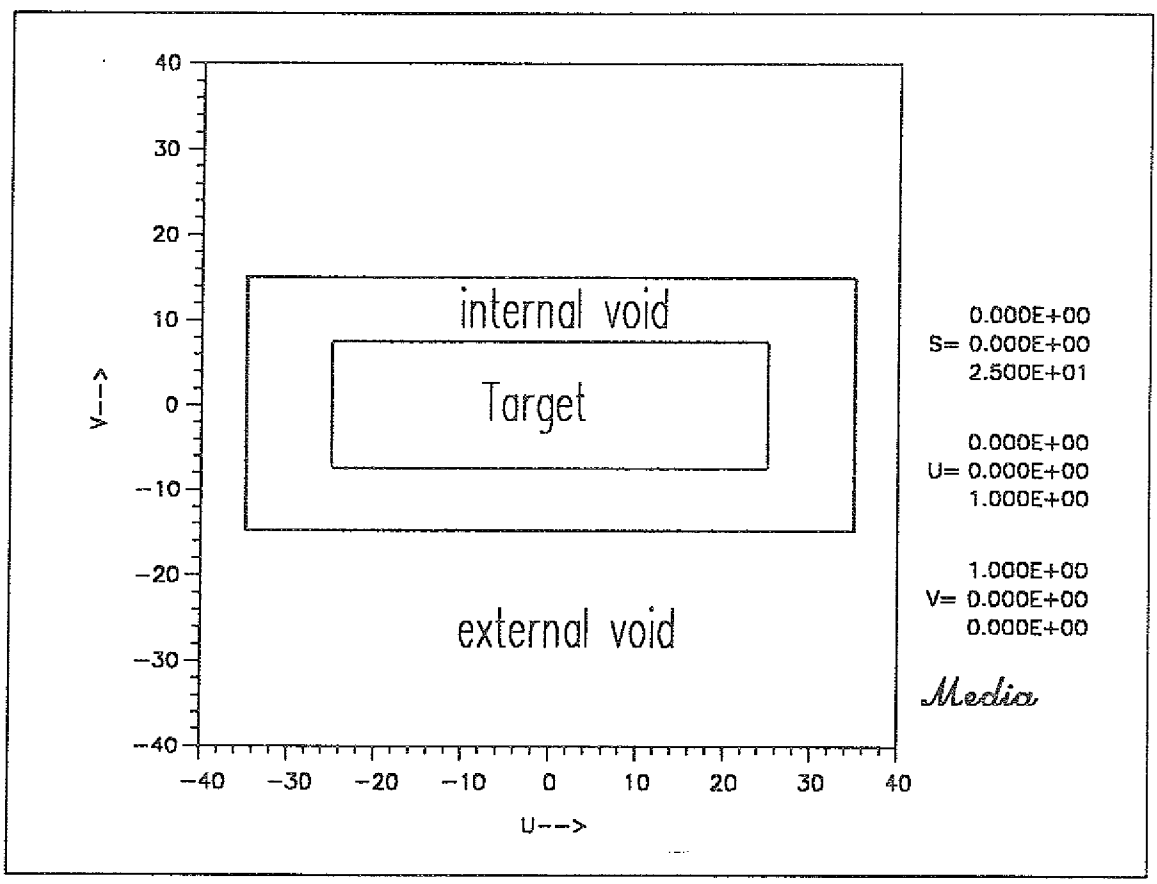


Abb.3.1: HERMES-Geometrie für die erste Rechenreihe

In weiteren Untersuchungen erwies sich diese Form des Targets als nützlich, um gewollte (Dicktarget, Beamstop) oder ungewollte Strahlverluste (Schlitze, Blenden, Magnete) zu simulieren. Die Primärteilchenquelle wurde entsprechend den COSY-Gegebenheiten (s. Kap.6) aus Protonen der Energie $2.5GeV$ in Form eines Pencil-beams gebildet, der zentral auf eine der beiden Stirnflächen in Richtung der Zylinderachse gestartet wurde (Abb.3.1). In den zahlreichen Einzelrechnungen kamen drei verschiedene Targetmedien in ihrer na-

türlichen Isotopenzusammensetzung zum Einsatz (Tab.3.1).

Element	Isotop	Häufigkeit [%]	Atomzahldichte $\cdot 10^{24}[cm^{-3}]$
Fe	^{54}Fe	5.8	$4.900 \cdot 10^{-3}$
	^{56}Fe	91.70	$7.748 \cdot 10^{-2}$
	^{57}Fe	2.2	$1.859 \cdot 10^{-3}$
	^{58}Fe	0.3	$2.535 \cdot 10^{-4}$
Cu	^{63}Cu	69.17	$5.867 \cdot 10^{-2}$
	^{65}Cu	30.83	$2.615 \cdot 10^{-2}$
Pb	^{204}Pb	1.4	$4.600 \cdot 10^{-4}$
	^{206}Pb	24.1	$7.920 \cdot 10^{-3}$
	^{207}Pb	22.1	$7.262 \cdot 10^{-3}$
	^{208}Pb	52.4	$1.722 \cdot 10^{-2}$

Tab.3.1: Die drei verschiedenen Targetmedien

3.1. Stromspektren am Standardtarget

Erstes Interesse galt den Spektren der Primär- und Sekundärteilchen, die das Target wieder verlassen. Dazu wurde die gesamte Zylinderoberfläche als Forward Current Detector (s. Tab.2.3.1) definiert und der Energiebereich (Cut-off-Energie $< E <$ Primärenergie) in 27 bzw. 26 (Neutronen) Intervalle, sowie der Winkelbereich ($0° < \Theta < 180°$) in 18 Intervalle aufgeteilt (Tab.3.1.1).

Energieintervalle					
Int.Nr.	E_{min}[MeV]	E_{max}[MeV]	Int.Nr.	E_{min}[MeV]	E_{max}[MeV]
1	2200	2500	15	100	200
2	2000	2200	16	50	100
3	1800	2000	17	45	50
4	1600	1800	18	40	45
5	1400	1600	19	35	40
6	1200	1400	20	30	35
7	1000	1200	21	27.5	30
8	800	1000	22	25	27.5
9	700	800	23	22.5	25
10	600	700	24	20	22.5
11	500	600	25	17.5	20
12	400	500	26	$14.9(n_{cut})$	17.5
13	300	400	27	$2.23(\pi_{cut})$	14.9
14	200	300	27	$1.69(\mu_{cut})$	14.9
			27	$1(p_{cut})$	14.9

Tab.3.1.1a: Energieintervalle für die ersten Rechnungen

Winkelintervalle					
Int.Nr.	Θ_{min}[Deg]	Θ_{max}[Deg]	Int.Nr.	Θ_{min}[Deg]	Θ_{max}[Deg]
1	0	10	10	90	100
2	10	20	11	100	110
3	20	30	12	110	120
4	30	40	13	120	130
5	40	50	14	130	140
6	50	60	15	140	150
7	60	70	16	150	160
8	70	80	17	160	170
9	80	90	18	170	180

Tab.3.1.1b: Energie- und Winkelintervalle für die ersten Rechnungen

Als Ergebnis ergab sich ein doppelt-differenzielles Spektrum, das an jedem der drei Targetmedien (Fe, Cu, Pb) für 6 Teilchenarten ($p, n, \pi^+, \pi^-, \mu^+, \mu^-$) bestimmt wurde.

Die niederenergetischen Neutronen aus den HETC-Rechnungen wurden über HERMES-Submission-files von MORSE als Quellspektrum übernommen und bis zu thermischen Energien weitertransportiert. Gleichzeitig wurde das sich aus ($n \longrightarrow \gamma$)-Reaktionen entwickelnde γ-Spektrum aufgezeichnet. Die Winkelauflösung der MORSE-Teilchen entsprach den HETC-Rechnungen, während die Energieintervalle durch die benutzte Wirkungsquerschnittsdatei (EPR-Library) festgelegt war (Tab.3.1.2).

An dieser Stelle sei auf den Unterschied zwischen Surface-flux- und Surface-current-Detektoren in HETC und MORSE hingewiesen. Während bei den Strom- (Current-) Detektoren die registrierten Teilchen in den einzelnen Energie- und Winkelintervallen aufaddiert werden, erfolgt in den Fluß- (flux-) Detektoren eine Wichtung der Teilchen in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Flugbahn und Normalenvektor auf die durchstoßene Oberfläche. Abb.3.1.1 verdeutlicht diesen Sachverhalt.

Neutronen-Energieintervalle					
Int.Nr.	E_1 [MeV] - E_2 [MeV]	Int.Nr.	E_1 [MeV] - E_2 [MeV]	Int.Nr.	E_1 [MeV] - E_2 [MeV]
1	$1.35 \cdot 10^{1} - 1.49 \cdot 10^{1}$	31	$6.72 \cdot 10^{-1} - 7.43 \cdot 10^{-1}$	61	$5.53 \cdot 10^{-3} - 7.10 \cdot 10^{-3}$
2	$1.22 \cdot 10^{1} - 1.35 \cdot 10^{1}$	32	$6.08 \cdot 10^{-1} - 6.72 \cdot 10^{-1}$	62	$4.31 \cdot 10^{-4} - 5.53 \cdot 10^{-3}$
3	$1.11 \cdot 10^{1} - 1.22 \cdot 10^{1}$	33	$5.50 \cdot 10^{-1} - 6.08 \cdot 10^{-1}$	63	$3.35 \cdot 10^{-3} - 4.31 \cdot 10^{-3}$
4	$1.00 \cdot 10^{1} - 1.11 \cdot 10^{1}$	34	$4.98 \cdot 10^{-1} - 5.50 \cdot 10^{-1}$	64	$2.61 \cdot 10^{-3} - 3.35 \cdot 10^{-3}$
5	$9.05 \cdot 10^{0} - 1.00 \cdot 10^{1}$	35	$4.50 \cdot 10^{-1} - 4.89 \cdot 10^{-1}$	65	$2.03 \cdot 10^{-3} - 2.61 \cdot 10^{-3}$
6	$8.19 \cdot 10^{0} - 9.05 \cdot 10^{0}$	36	$4.08 \cdot 10^{-1} - 4.50 \cdot 10^{-1}$	66	$1.58 \cdot 10^{-3} - 2.03 \cdot 10^{-3}$
7	$7.41 \cdot 10^{0} - 8.19 \cdot 10^{0}$	37	$3.69 \cdot 10^{-1} - 4.08 \cdot 10^{-1}$	67	$1.23 \cdot 10^{-3} - 1.58 \cdot 10^{-3}$
8	$6.70 \cdot 10^{0} - 7.41 \cdot 10^{0}$	38	$3.44 \cdot 10^{-1} - 3.69 \cdot 10^{-1}$	68	$9.61 \cdot 10^{-4} - 1.23 \cdot 10^{-3}$
9	$6.07 \cdot 10^{0} - 6.70 \cdot 10^{0}$	39	$3.02 \cdot 10^{-1} - 3.34 \cdot 10^{-1}$	69	$7.49 \cdot 10^{-4} - 9.61 \cdot 10^{-4}$
10	$5.49 \cdot 10^{0} - 6.07 \cdot 10^{0}$	40	$2.73 \cdot 10^{-1} - 3.02 \cdot 10^{-1}$	70	$5.83 \cdot 10^{-4} - 7.49 \cdot 10^{-4}$
11	$4.97 \cdot 10^{0} - 5.49 \cdot 10^{0}$	41	$2.47 \cdot 10^{-1} - 2.73 \cdot 10^{-1}$	71	$4.54 \cdot 10^{-4} - 5.83 \cdot 10^{-4}$
12	$4.49 \cdot 10^{0} - 4.97 \cdot 10^{0}$	42	$2.24 \cdot 10^{-1} - 2.47 \cdot 10^{-1}$	72	$3.54 \cdot 10^{-4} - 4.54 \cdot 10^{-4}$
13	$4.07 \cdot 10^{0} - 4.49 \cdot 10^{0}$	43	$2.02 \cdot 10^{-1} - 2.24 \cdot 10^{-1}$	73	$2.75 \cdot 10^{-4} - 3.54 \cdot 10^{-4}$
14	$3.68 \cdot 10^{0} - 4.07 \cdot 10^{1}$	44	$1.83 \cdot 10^{-1} - 2.02 \cdot 10^{-1}$	74	$2.14 \cdot 10^{-4} - 2.75 \cdot 10^{-4}$
15	$3.33 \cdot 10^{0} - 3.68 \cdot 10^{0}$	45	$1.66 \cdot 10^{-1} - 1.83 \cdot 10^{-1}$	75	$1.67 \cdot 10^{-4} - 2.14 \cdot 10^{-4}$
16	$3.01 \cdot 10^{0} - 3.33 \cdot 10^{0}$	46	$1.50 \cdot 10^{-1} - 1.66 \cdot 10^{-1}$	76	$1.30 \cdot 10^{-4} - 1.67 \cdot 10^{-4}$
17	$2.73 \cdot 10^{0} - 3.01 \cdot 10^{0}$	47	$1.36 \cdot 10^{-1} - 1.50 \cdot 10^{-1}$	77	$1.01 \cdot 10^{-4} - 1.30 \cdot 10^{-4}$
18	$2.47 \cdot 10^{0} - 2.73 \cdot 10^{0}$	48	$1.23 \cdot 10^{-1} - 1.36 \cdot 10^{-1}$	78	$7.89 \cdot 10^{-5} - 1.01 \cdot 10^{-4}$
19	$2.23 \cdot 10^{0} - 2.47 \cdot 10^{0}$	49	$1.11 \cdot 10^{-1} - 1.23 \cdot 10^{-1}$	79	$6.14 \cdot 10^{-5} - 7.98 \cdot 10^{-5}$
20	$2.02 \cdot 10^{0} - 2.23 \cdot 10^{0}$	50	$8.65 \cdot 10^{-2} - 1.11 \cdot 10^{-1}$	80	$4.79 \cdot 10^{-5} - 6.14 \cdot 10^{-5}$
21	$1.83 \cdot 10^{0} - 2.02 \cdot 10^{0}$	51	$6.74 \cdot 10^{-2} - 8.65 \cdot 10^{-2}$	81	$3.73 \cdot 10^{-5} - 4.79 \cdot 10^{-5}$
22	$1.65 \cdot 10^{0} - 1.83 \cdot 10^{0}$	52	$5.25 \cdot 10^{-2} - 6.74 \cdot 10^{-2}$	82	$2.90 \cdot 10^{-5} - 3.73 \cdot 10^{-5}$
23	$1.50 \cdot 10^{0} - 1.65 \cdot 10^{0}$	53	$4.09 \cdot 10^{-2} - 5.25 \cdot 10^{-2}$	83	$2.26 \cdot 10^{-5} - 2.90 \cdot 10^{-5}$
24	$1.35 \cdot 10^{0} - 1.50 \cdot 10^{0}$	54	$3.18 \cdot 10^{-2} - 4.09 \cdot 10^{-2}$	84	$1.76 \cdot 10^{-5} - 2.26 \cdot 10^{-5}$
25	$1.22 \cdot 10^{0} - 1.35 \cdot 10^{0}$	55	$2.48 \cdot 10^{-2} - 3.18 \cdot 10^{-2}$	85	$1.37 \cdot 10^{-5} - 1.76 \cdot 10^{-5}$
26	$1.11 \cdot 10^{0} - 1.22 \cdot 10^{0}$	56	$1.93 \cdot 10^{-2} - 2.48 \cdot 10^{-2}$	86	$1.07 \cdot 10^{-5} - 1.37 \cdot 10^{-5}$
27	$1.00 \cdot 10^{0} - 1.11 \cdot 10^{0}$	57	$1.50 \cdot 10^{-2} - 1.93 \cdot 10^{-2}$	87	$8.32 \cdot 10^{-6} - 1.07 \cdot 10^{-5}$
28	$9.07 \cdot 10^{-1} - 1.00 \cdot 10^{0}$	58	$1.17 \cdot 10^{-3} - 1.50 \cdot 10^{-2}$	88	$6.48 \cdot 10^{-6} - 8.32 \cdot 10^{-6}$
29	$8.21 \cdot 10^{-1} - 9.07 \cdot 10^{-1}$	59	$9.12 \cdot 10^{-3} - 1.17 \cdot 10^{-2}$	89	$5.04 \cdot 10^{-6} - 6.48 \cdot 10^{-6}$
30	$7.43 \cdot 10^{-1} - 8.21 \cdot 10^{-1}$	60	$7.10 \cdot 10^{-3} - 9.12 \cdot 10^{-3}$	90	$3.93 \cdot 10^{-6} - 5.04 \cdot 10^{-6}$
				91	$3.06 \cdot 10^{-6} - 3.93 \cdot 10^{-6}$
				92	$2.38 \cdot 10^{-6} - 3.06 \cdot 10^{-6}$
				93	$1.86 \cdot 10^{-6} - 2.38 \cdot 10^{-6}$
				94	$1.44 \cdot 10^{-6} - 1.86 \cdot 10^{-6}$
				95	$1.13 \cdot 10^{-6} - 1.44 \cdot 10^{-6}$
				96	$8.76 \cdot 10^{-7} - 1.13 \cdot 10^{-6}$
				97	$6.83 \cdot 10^{-7} - 8.76 \cdot 10^{-7}$
				98	$5.32 \cdot 10^{-7} - 6.83 \cdot 10^{-7}$
				99	$4.14 \cdot 10^{-7} - 5.32 \cdot 10^{-7}$
				100	$1.00 \cdot 10^{-11} - 4.14 \cdot 10^{-7}$

Tab.3.1.2: Energieintervalle der ersten Rechnungen

Die im Winkel α zum Normalenvektor fliegenden Teilchen erzeugen eine vergleichsweise höhere Flußdichte als die senkrecht zur Oberfläche fliegenden Teilchen. Diesem Umstand wird in HETC und MORSE durch den Faktor $\frac{1}{\cos\alpha}$ in den Fluß-Detektoren Rechnung getragen. Von Bedeutung wird der aufgezeigte Unterschied bei Dosisabschätzungen, für deren Berechnung die Flußdichte entscheidend ist.

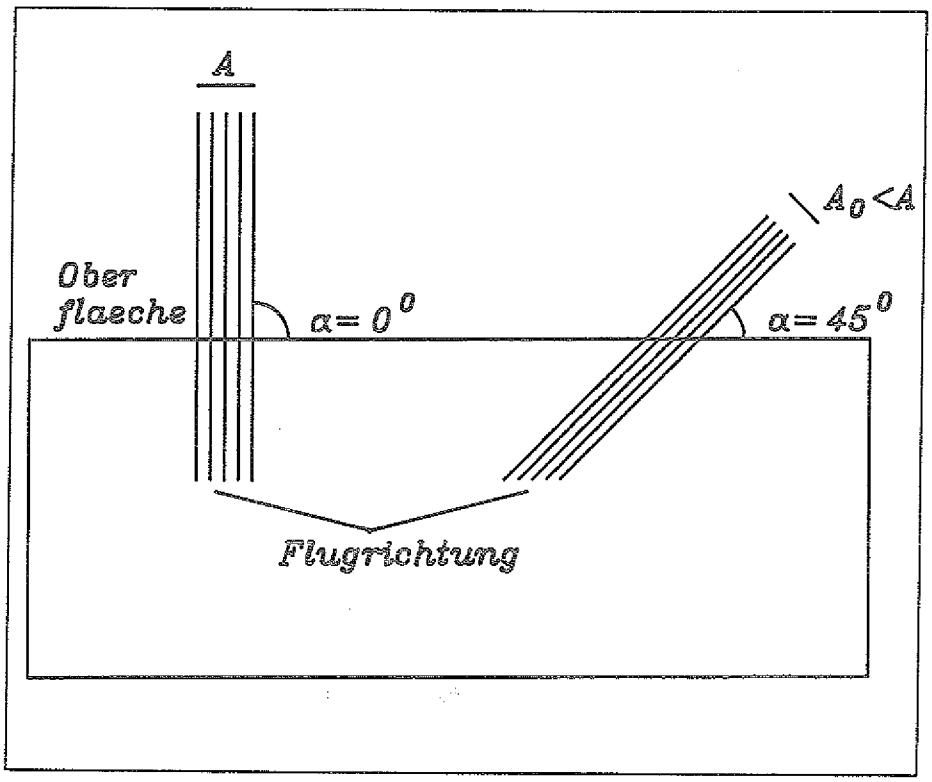


Abb.3.1.1: Zum Unterschied zwischen Strom- und Fluß-Detektoren in HETC und MORSE

Da die zunächst durchgeführten Rechnungen ausschließlich Auskunft über die Energie- und Winkelverteilung der das Target verlassenden Teilchen erbringen sollten, wurden für diesen Zweck Strom-Detektoren verwendet. Von besonderem Interesse im Rahmen dieser Arbeit sind die im Target erzeugten Sekundärneutronen, da diese Teilchen nach Anzahl und Reichweite die Belange des Strahlenschutzes am deutlichsten berühren. Die Rechenergebnisse zeigen, daß pro Primärteilchen zwischen 23 (Fe) und 45 (Pb) Sekundärneutronen im Target produziert werden. Separiert man diese in niederenergetische ($E < 15MeV$) und hochenergetische ($E > 15MeV$) Teilchen, so ergeben sich für den hochenergetischen Anteil in Blei und Eisen annäherend gleiche Werte ($Fe : Y_{n>15MeV} = 8.124 p_{quell}^{-1}; Pb : Y_{n>15MeV} = 8.525 p_{quell}^{-1}$). Während im Eisen ca. 65% aller Neutronen Energien unter $15MeV$ aufweisen, liegt dieser Wert im Blei bei ca. 81% [13]. Abb.3.1.2 und Abb.3.1.3 zeigen die Energieverteilungen der Sekundärneutronen, die das Target in Vorwärtsrichtung ($0° - 10°$) bzw. senkrecht zur Strahlrichtung ($80° - 90°$) verlassen für beide Medien. Referenzrichtung ist die Strahlachse, die in diesem Fall identisch ist mit der Zylinderachse. Bei der Betrachtung der niederenergetischen Neutronen insbesondere in der 90°-Richtung fällt auf, daß der Energiebereich $10^{-5}MeV < E < 10^{-3}MeV$ beim Eisen deutlich stärker besetzt ist als beim Blei, während sich zwischen $0.5MeV$ und $20MeV$ die Verhältnisse umkehren.

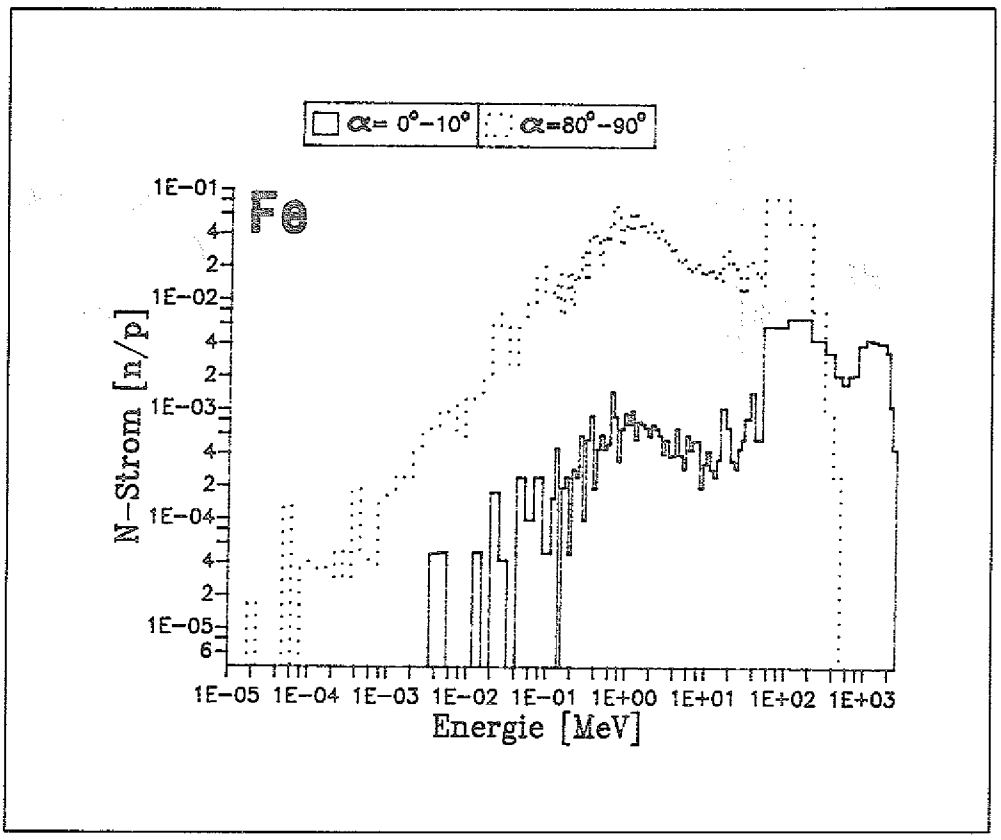


Abb.3.1.2: N-Strom aus einem Fe-Target in 2 Richtungen

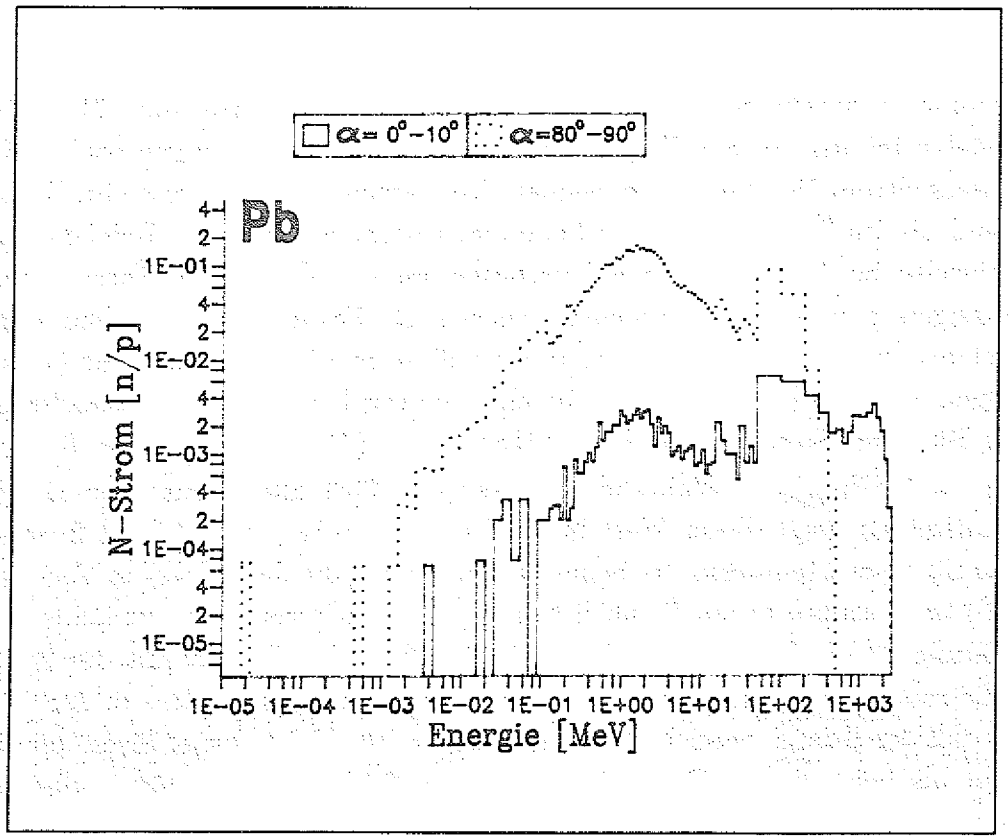


Abb.3.1.3: N-Strom aus einem Pb-Tartget in 2 Richtungen

Der Grund hierfür ist einerseits in der bekanntermaßen geringen Absorbtionswahrscheinlichkeit des Eisens für sehr kleine Neutronenenergien zu suchen, während sich andererseits das Übergewicht der im Blei produzierten Neutronen im Energiebereich $0.5MeV - 20MeV$ manifestiert.

Die Gegenüberstellung der Vorwärtsrichtung und der 90°-Richtung macht zusätzlich die Gefahr der Fehlinterpretation deutlich. Abb.3.1.4 zeigt das Spektrum aus Abb.3.1.2, wobei der Neutronenstrom auf Energie und Raumwinkel normiert und pro unit lethargy dargestellt ist, die sich aus dem normierten Strom durch Multiplikation mit dem Faktor $\frac{E_2-E_1}{log E_2 - log E_1}$ ergibt.

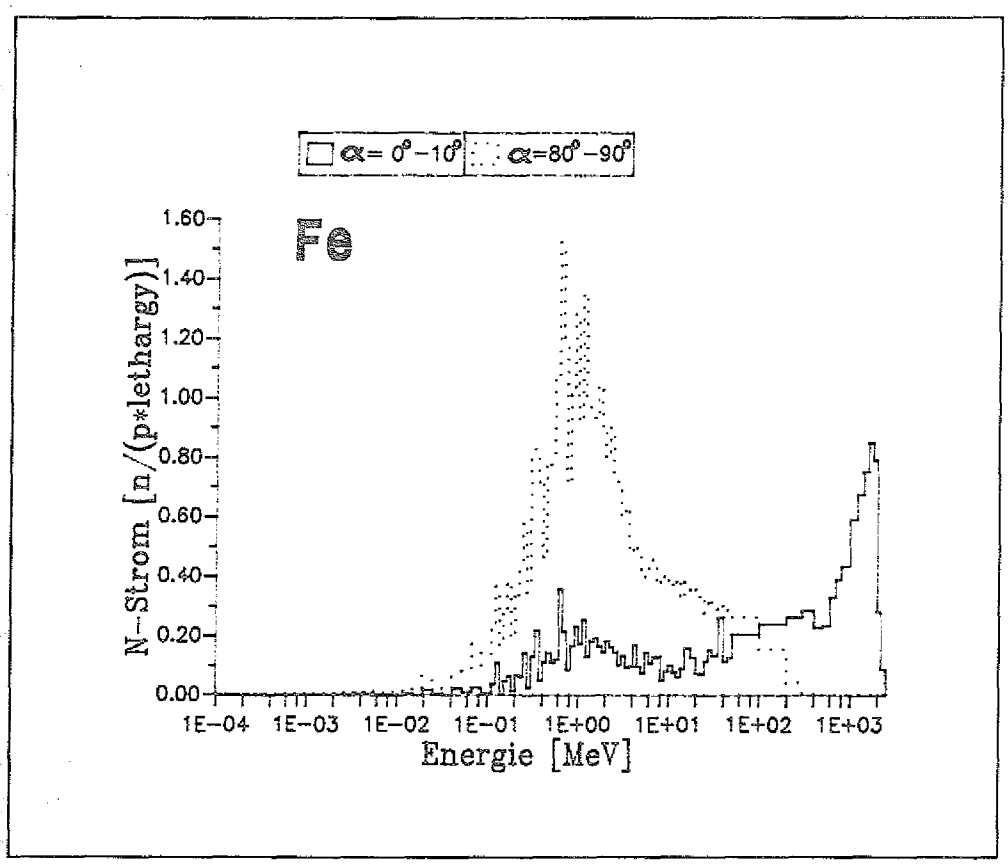


Abb.3.1.4: Energieverteilung des normierten Neutronenstroms

Der deutlich geänderte Kurvenverlauf ist zurückzuführen auf die extrem unterschiedlichen Intervallbreiten sowohl in der Energie als auch im Raumwinkel. Zwischen dem größten und dem kleinsten Energieintervall liegen 8 Größenordnungen und das Raumwinkelintervall 80° — 90° ist um den Faktor 11 größer als das Intervall 0° — 10°. Der auf Energie und Raumwinkel normierte Neutronenstrom gibt also ein relativiertes und durch die Einheit lethargy auch flächentreues Bild des Spektrums wieder.

Betrachtet man die Winkelabhängigkeit des Neutronenstroms aus dem Target, so ergibt sich für alle drei Medien entsprechend dem INCE-Prozeß (s. Kap.2.1.1) eine deutlich vorwärts gerichtete Komponente hoher Energie ($E > 500MeV$), während zu kleineren Energien hin die Maxima der Spektren zur 90°-Richtung wandern. Die ebenfalls in HETC detektierten Pionen und Myonen produzieren um 2-4 Größenordnungen geringere Ströme als die Neutronen und sind daher für Strahlenschutzbelange von untergeordneter Bedeutung.

Wichtiger dagegen ist der Einfluß der Protonen, die als Primär- und als Sekundärteilchen das Target verlassen können. Insbesondere die Primärprotonen erzeugen, da die Targetdicke unterhalb der Protonenreichweite liegt, in Strahlrichtung einen deutlichen Peak im Spektrum, der den Neutronenanteil um 1-2 Größenordnungen übersteigt. Anzahl und Energie der Primärteilchen, die das Target praktisch wechselwirkungsfrei[6)] durchqueren, hängen ab von der mittleren freien Weglänge zwischen inelastischen Kernreaktionen (nuclear interaction length [14]) im entsprechenden Medium und vom Energieverlust durch Ionisation (energy-loss). *Janni* [15] hat 1982 ein umfangreiches Tabellenwerk fertiggestellt, in dem er für die Elemente $1 \leq Z \leq 92$ und zusätzlich 63 zusammengesetzte Materialien kernphysikalische Parameter für den Protonentransport im Energiebereich $0.001MeV \leq E \leq 10000MeV$ dargestellt hat. Tab.3.1.3 gibt für die drei gerechneten Targetmedien Anzahl und Energie der Primärteilchen wieder, die in Strahlrichtung aus dem Target zu erwarten sind.

Medium	Energy-loss $[\frac{MeV}{cm}]$	Nuclear interaction length $[\frac{g}{cm^2}]$	Dichte $[\frac{g}{cm^3}]$	Energie nach 50cm [MeV]	Anzahl $[\frac{p}{p}]$
Fe	11.754	131.9	7.87	1912.30	$5.062 \cdot 10^{-2}$
Cu	13.011	134.9	8.96	1849.45	$3.612 \cdot 10^{-2}$
Pb	12.944	194.0	11.35	1852.80	$5.365 \cdot 10^{-2}$

Tab.3.1.3: Zu erwartende Anzahl und Energie der Primärprotonen für die 3 Medien

Die Abschätzungen der Tab.3.1.3 bestätigen die HETC-Ergebnisse innerhalb eines Fehlers von < 15%. Unterhalb von $1800MeV$ ist der Verlauf der Protonenspektren bis zur Cut-off Energie denen der Neutronen qualitativ vergleichbar, wenngleich durchschnittlich (für alle 3 Medien) deutlich schwächer ausgeprägt (s. Abb.3.1.5).

Auffallend scheint in diesem Zusammenhang die Tatsache, daß aus dem Bleitarget trotz der hohen Dichte die meisten Primärteilchen entweichen, was sich schon in der Abschätzung (Tab.3.1.3) andeutete.

Schließlich erbrachten die MORSE-Rechnungen neben den Neutronen- auch die γ-Spektren im Energiebereich zwischen $0MeV$ und $14MeV$. Ein Blick auf Abb.3.1.6 läßt zunächst die Besonderheit erkennen, daß in der 90°-Richtung die höchsten Energien auftreten, was im

6) abgesehen von Kleinwinkelstreuung und Ionisation

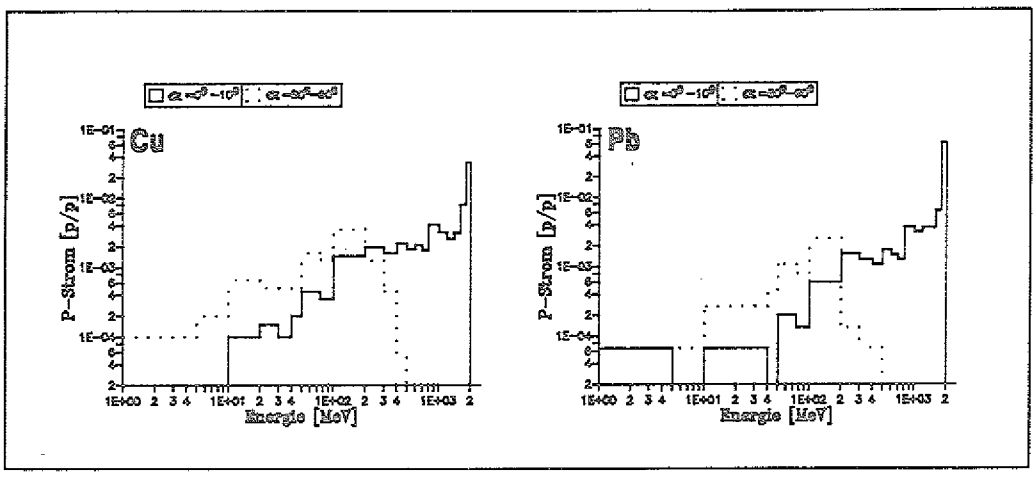


Abb.3.1.5: Energieverteilung des Protonenstroms aus Cu bzw. Pb

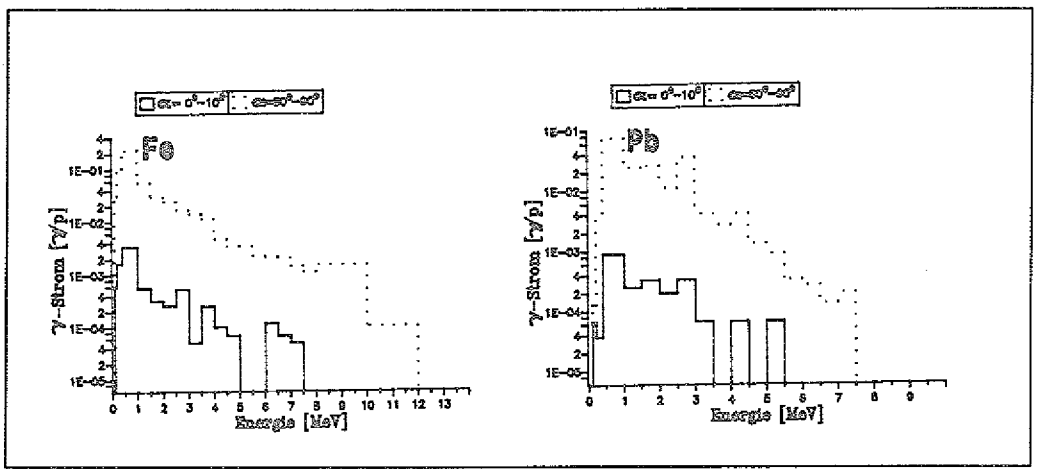


Abb.3.1.6: Energieverteilung des γ-Stroms aus Fe bzw. Pb

Gegensatz zu den stark vorwärtsgepeakten, hochenergetischen Protonen und Neutronen steht.

Begründet sind diese Ergebnisse in dem Umstand, daß die γ-Emissionen als Folge von N-Einfang oder inelastischen Kernreaktionen in einer quasi-isotropen Winkelverteilung stattfinden und die Schwächung in der 90°-Richtung aufgrund der zylindrischen Targetform am geringsten ist. Ein Vergleich mit Abb.3.1.2 und Abb.3.1.3 zeigt, daß der Verlauf des γ-Spektrums qualitativ und quantitativ dem der Neutronen ähnlich ist.

Die aus Sicht des Strahlenschutzes wichtigsten Erkenntnisse aus den beschriebenen Rechnungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Beherrschende Komponente des Teilchenspektrums aus dem Target sind in allen untersuchten Medien die Neutronen.
- Die Vorwärtsrichtung wird durch Neutronen bestimmt, deren Energie bis zu denen der Quellteilchen reicht, und einen deutlichen Primärteilchenpeak mit Energien, die vom Energy-loss des betrachteten Mediums abhängen.

- Senkrecht zur Strahlrichtung verbreitert sich das Neutronenspektrum im Bereich kleiner Energien[7)] und fällt bei einigen $100MeV$ rasch ab. Zwischen $10^{-2}MeV$ und $100MeV$ ergibt sich nach der Normierung auf Energie- und Raumwinkelintervalle ein der Vorwärtsrichtung ähnlicher Kurvenverlauf, wobei absolut höhere Ströme auftreten.
- Im Energiebereich $10^{-1}MeV - 10MeV$ wird in der 90°-Richtung das Neutronenspektrum überlagert durch ein qualitativ und quantitativ sehr ähnliches γ-Spektrum, während die Protonen hier keinen wesentlichen Beitrag mehr liefern.
- Pionen und Myonen erzeugen um 2-4 Größenordnungen geringere Ströme und können für Strahlenschutzüberlegungen vernachlässigt werden.

3.2. Dosisoberflächenverteilung am Standardtarget

Alle das Target verlassenden Teilchen liefern einen Beitrag zur Oberflächendosis. Zur Ermittlung dieser Dosis muß die Fluenz bekannt sein, die über Konversionsfaktoren zur Äquivalentdosis in Beziehung steht. Die benötigten Konversionsfaktoren hängen ab von Art und Energie der Teilchen und können der Strahlenschutzverordnung für Neutronen und Protonen entnommen werden [16].

Die Berechnung der Oberflächendosis am beschriebenen Standardtarget erfordert somit die Verwendung von surface-flux-Detektoren und die anschließende Normierung der Flüsse auf eine Flächeneinheit. Die aus den Stromspektren gewonnenen Erkenntnisse führten zusammen mit der wohl berechtigten Vermutung, daß bei den vorliegenden, geometrischen Verhältnissen keine homogene Verteilung der Dosis entlang der Targetachse zu erwarten war, zu dem Entschluß, eine Dosisoberflächenverteilung zu untersuchen. Als Voraussetzung dazu wurde die Geometrie in der Weise abgeändert, daß der zylinderförmige Targetkörper in 10 Zylinderscheiben aufgeteilt und jeder Teilscheibe 1 surface-flux-Detektor zugeordnet wurde (Abb.3.2.1).

Die beiden Stirnflächen des Targets fanden durch 2 zusätzliche Detektoren Berücksichtigung. Im Hinblick auf spätere Anwendungen wurden 2 FORTRAN-Routinen [17] zur Ermittlung der Konversionsfaktoren für Neutronen bzw. Protonen beliebiger Energie aus den Tabellen und Kurven der Strahlenschutzverordnung entwickelt. Die Reproduktion des Kurvenverlaufs erfolgt durch die Berechnung eines kubischen Spline bzw. durch eine Geradengleichung[8)] zwischen 2 jeweils benachbarten Tabellenwerten.

Abb.3.2.2 zeigt das Ergebnis dieser Approximation. Die Auswahl geeigneter Konversionsfaktoren innerhalb beliebiger Energieintervalle wird nach folgender Prozedur durchgeführt:

Zwischen unterer und oberer Intervallgrenze wird mittels einem oder, falls Tabellenwerte im Intervall liegen, mehrerer kubischer Splines bzw. Geradengleichungen interpoliert.

---

7) besonders signifikant beim Eisen zu beobachten

8) bei Protonen im Intervall 1MeV–200MeV

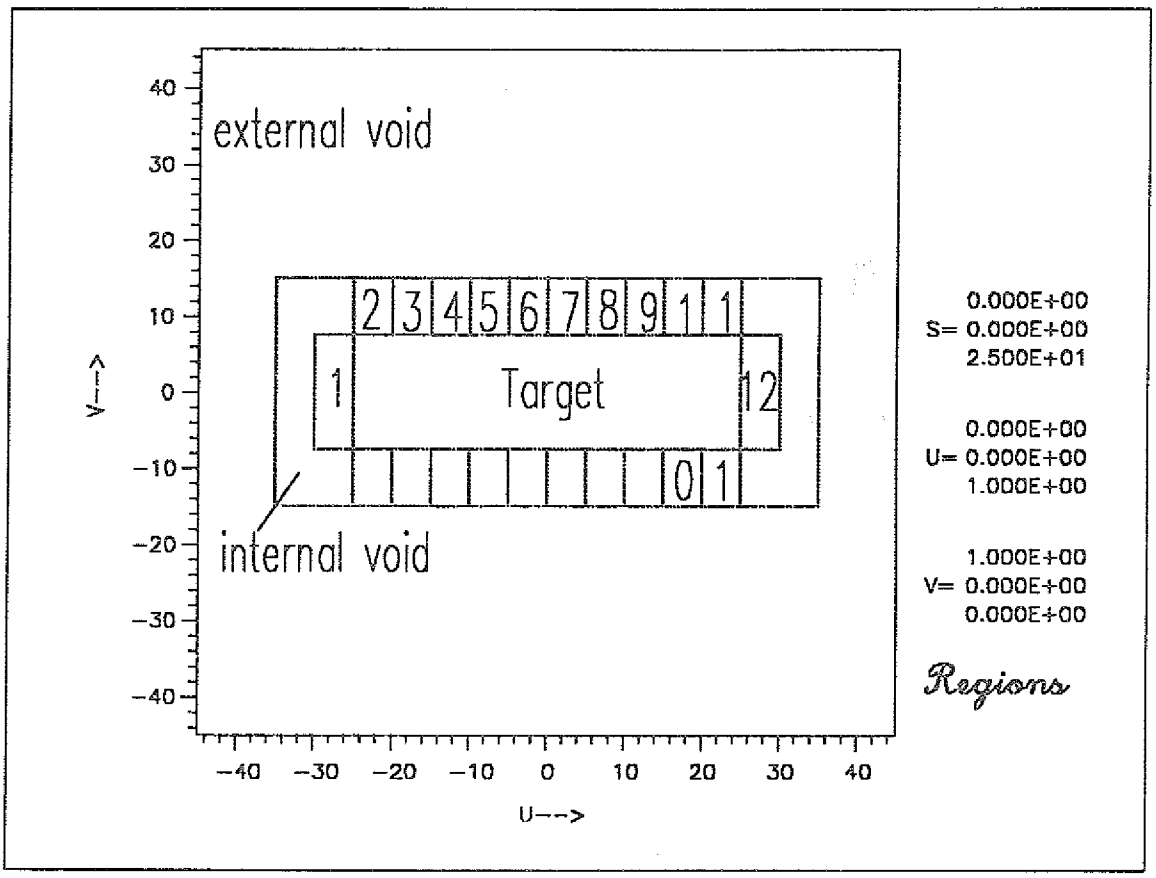


Abb.3.2.1: Standardtarget zur Untersuchung der Dosisoberflächenverteilung

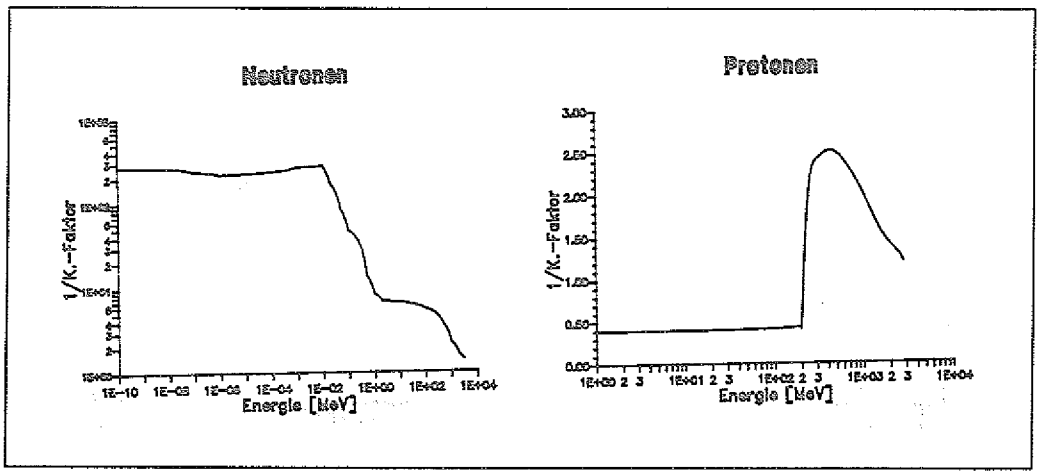


Abb.3.2.2: Konversionsfaktoren für Neutronen und Protonen

Der jeweils gültige Konversionsfaktor wird durch Integration über das Intervall und anschließender Division durch die Intervallbreite ermittelt.

Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß rasche Änderungen im Kurvenverlauf berücksichtigt werden können, und der errechnete Faktor den tatsächlichen Mittelwert des Intervalls repräsentiert, was durch willkürliche Auswahl, etwa in der Intervallmitte, nicht gewähr-

leistet wäre.

Die Oberflächendosis in einem bestimmten Energie- und Oberflächenintervall errechnet sich somit zu:

$$D_{i,j} = \frac{\phi_{i,j} \cdot 10}{A_j \cdot \varphi_i \cdot 3600} \tag{3.2.1}$$

mit i = Energieintervall
j = Oberflächenintervall einschließlich Stirnflächen (Oberflächenintervall=Mantelfläche der betrachteten Zylinderscheibe)
$D_{i,j}$ = Äquivalentdosis im Energieintervall i und Oberflächenintervall j $[\frac{\mu Sv}{p}]$
$\phi_{i,j}$ = Teilchenfluß im Energieintervall i und Oberflächenintervall $j[\frac{Teilchen}{p}]$
A_j = Fläche des Oberflächenintervalls j $[cm^2]$
φ_i = Flußdichte bei einer max. Äquivalentdosisleistung von $\frac{10\mu Sv}{h}$
Konversionsfaktor $= \frac{1}{\varphi_i}$

Zur Umrechnung der γ-Flüsse in Äquivalentdosen wurden die Konversionsfaktoren der Tab.3.2.1 verwendet [18].

γ-Energien $[MeV]$	Konversionsfaktor $\left[\frac{\mu Sv/h}{\gamma/cm^2 \cdot sec}\right]$	γ-Energien $[MeV]$	Konversionsfaktor $\left[\frac{\mu Sv/h}{\gamma/cm^2 \cdot sec}\right]$
12 – 14	$1.40 \cdot 10^{-2}$	4.0 – 4.5	$5.50 \cdot 10^{-3}$
10 – 12	$1.20 \cdot 10^{-2}$	3.5 – 4.0	$5.00 \cdot 10^{-3}$
8 – 10	$9.75 \cdot 10^{-3}$	3.0 – 3.5	$4.50 \cdot 10^{-3}$
7.5 – 8.0	$8.70 \cdot 10^{-3}$	2.5 – 3.0	$4.00 \cdot 10^{-3}$
7.0 – 7.5	$8.25 \cdot 10^{-3}$	2.0 – 2.5	$3.50 \cdot 10^{-3}$
6.5 – 7.0	$7.75 \cdot 10^{-3}$	1.5 – 2.0	$2.80 \cdot 10^{-3}$
6.0 – 6.5	$7.25 \cdot 10^{-3}$	1.0 – 1.5	$2.25 \cdot 10^{-3}$
5.5 – 6.0	$6.80 \cdot 10^{-3}$	0.4 – 1.0	$1.50 \cdot 10^{-3}$
5.0 – 5.5	$6.50 \cdot 10^{-3}$	0.2 – 0.4	$9.50 \cdot 10^{-4}$
4.5 – 5.0	$6.00 \cdot 10^{-3}$	0.1 – 0.2	$8.50 \cdot 10^{-4}$
		0.0 – 0.1	$5.00 \cdot 10^{-4}$

Tab.3.2.1: Konversionsfaktoren der γ-Strahlung

Die Wahl der Energieintervalle und der Quellteilcheneigenschaften entsprach den vorangegangenen Rechnungen. Aufgrund der bestimmenden Rolle des Eisens als Werkstoff im Beschleunigerbau und des Bleis als kompaktem Abschirmmaterial, werden im Folgenden die Rechenergebnisse für die beiden genannten Medien erläutert.

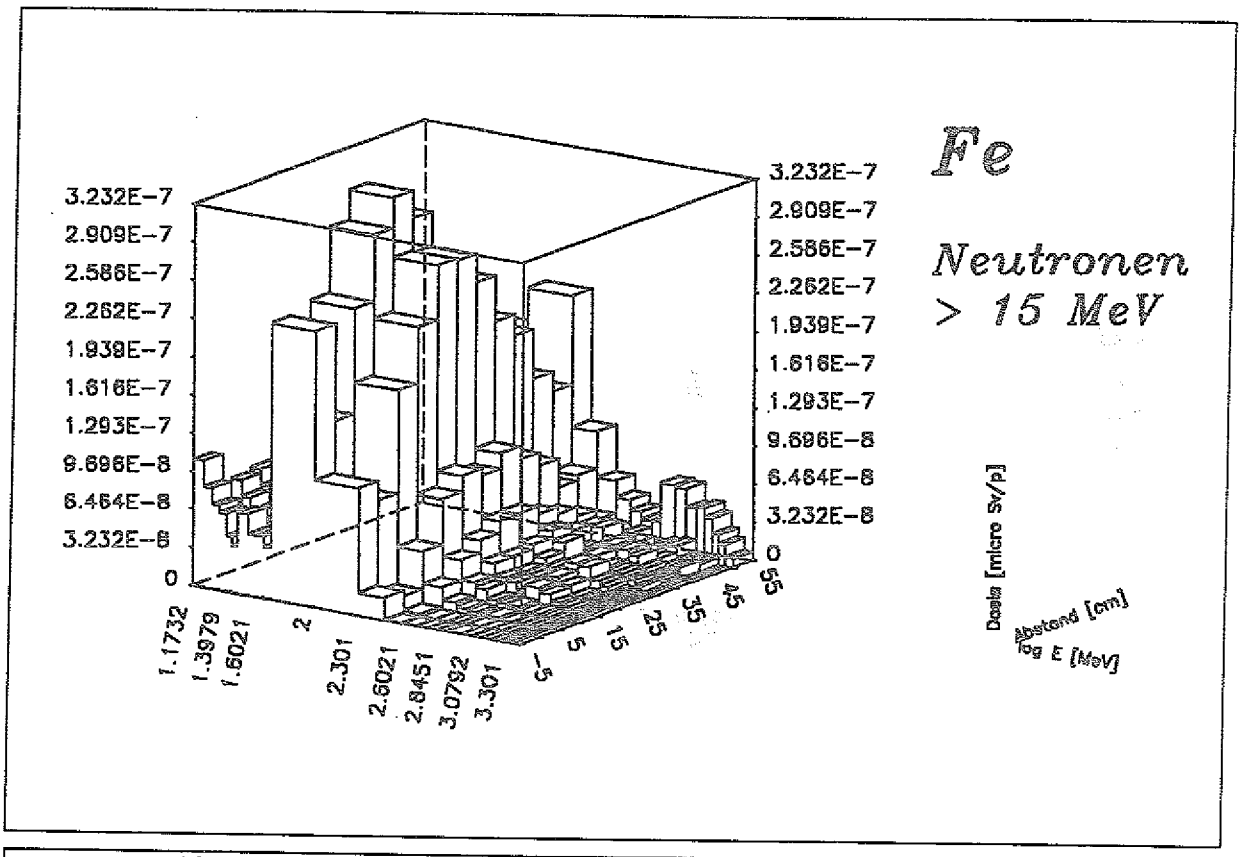


Abb.3.2.3: Neutronendosisverteilung > $15MeV$ am Eisentarget

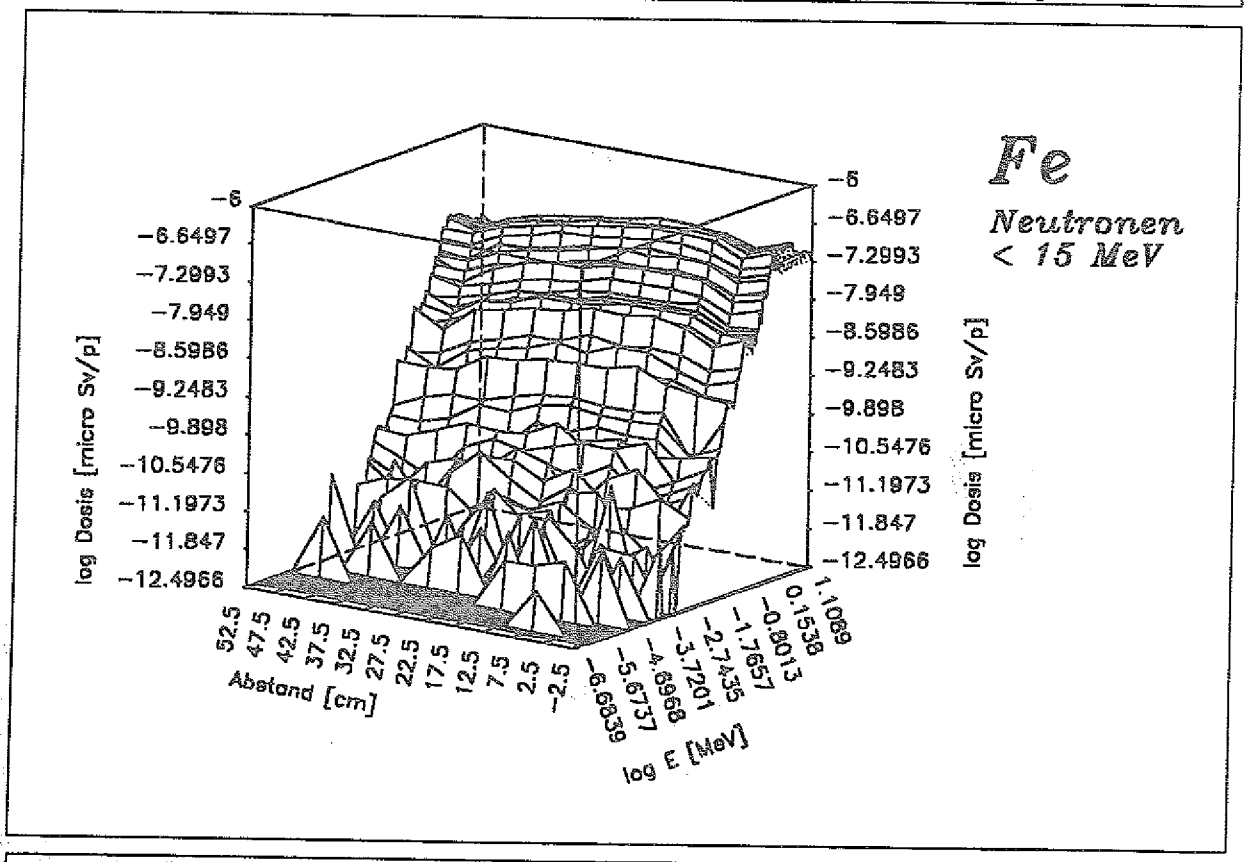


Abb.3.2.4: Neutronendosisverteilung < $15MeV$ am Eisentarget

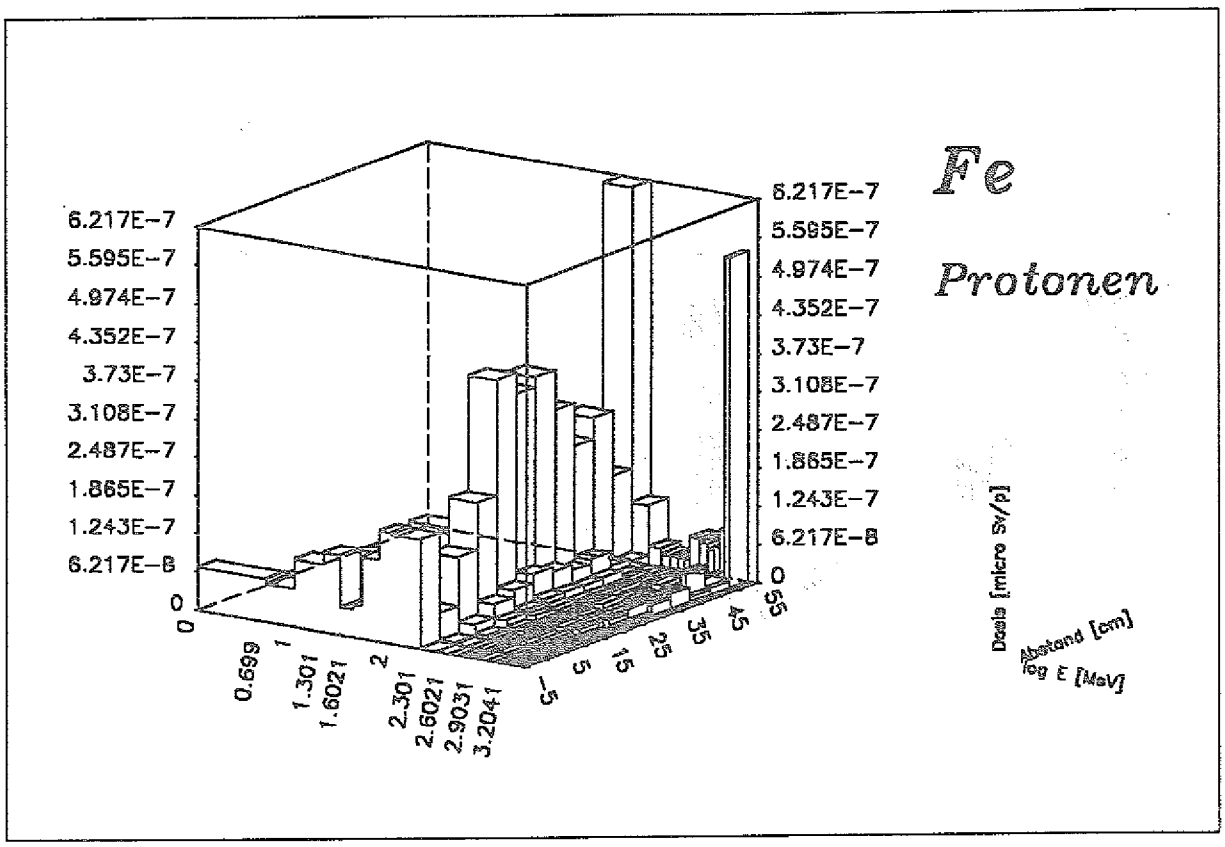


Abb.3.2.5: Protonendosisverteilung am Eisentarget

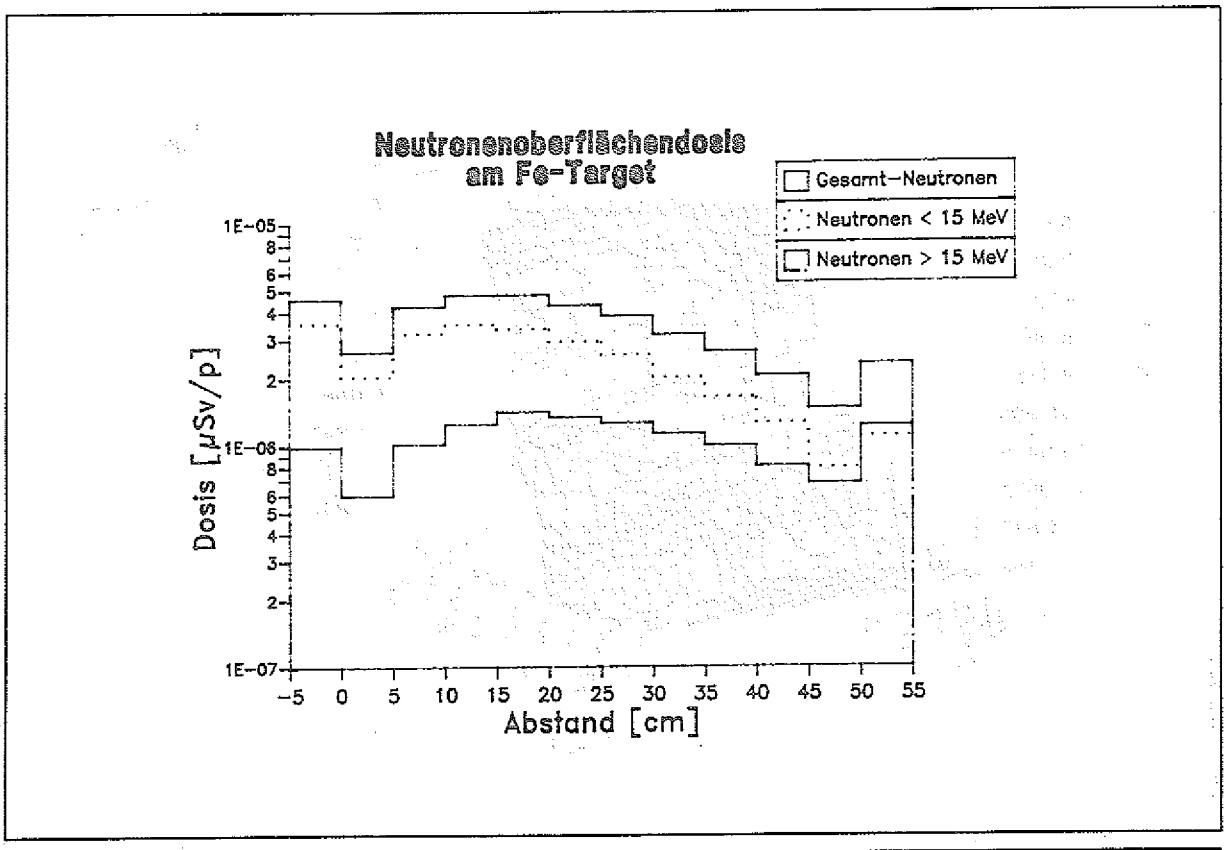


Abb.3.2.6: Neutronendosisverteilung am Eisentarget

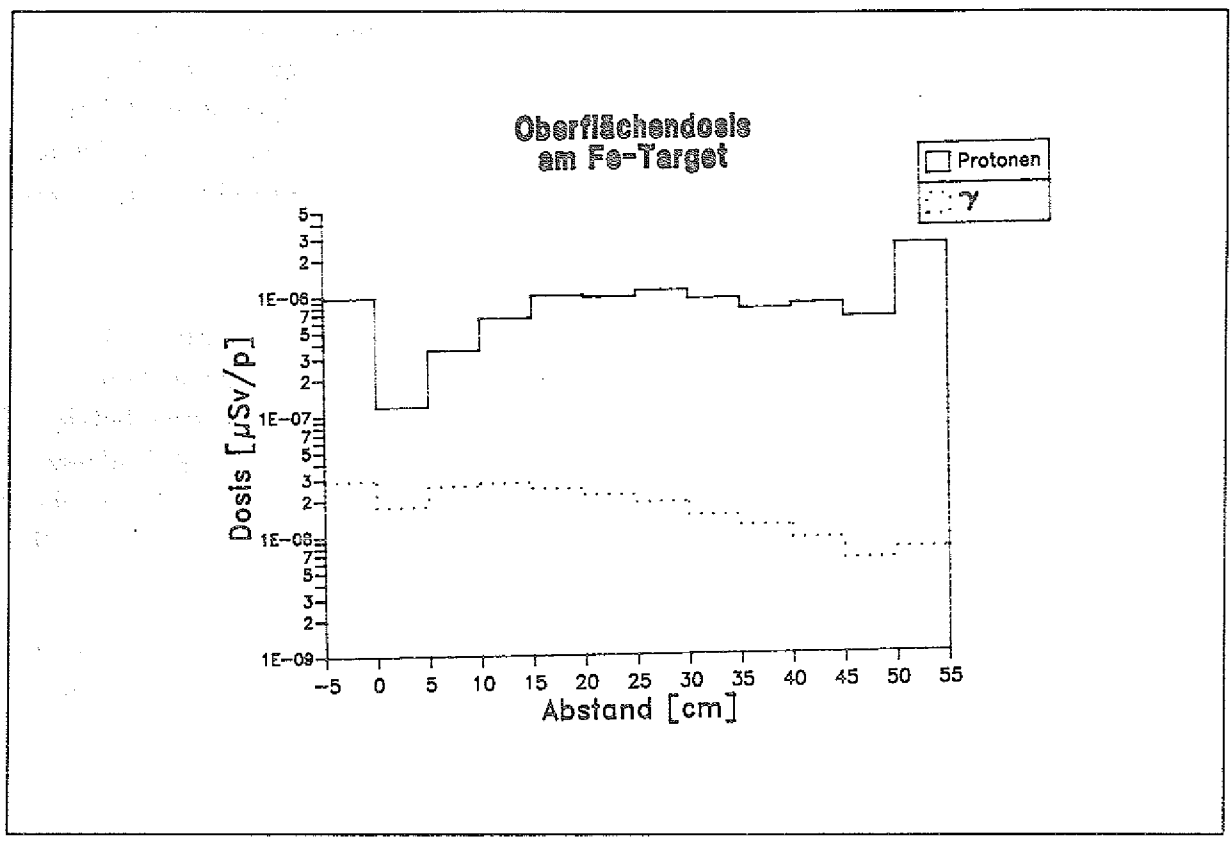


Abb.3.2.7: Protonen- und γ-Dosisverteilung am Eisentarget

In Abb.3.2.3–Abb.3.2.7 sind die Oberflächendosen am Fe-Target, hervorgerufen durch Neutronen (HETC+MORSE), Protonen und γ's zusammengestellt. Zur Erklärung sei angemerkt, daß die Oberflächenintervalle ($-5cm$–$0cm$) und ($50cm$–$55cm$) identisch sind mit der vorderen bzw. hinteren Stirnfläche des Targets.

Die Verteilung der Neutronendosis zeigt über die gesamte Oberfläche eine Dominanz der Energien um $100MeV$ (Abb.3.2.3) und um $1MeV$ (Abb.3.2.4) an (man beachte die aus Gründen der Übersichtlichkeit unterschiedlichen Achseneinteilungen). Die Maxima sind in einem Abstand von $10cm$–$15cm$ entlang der Targetachse zu finden, was sich auch bei der energieintegrierten Dosisverteilung niederschlägt (Abb.3.2.6). Betrachtet man in diesem Zusammenhang die Stromspektren am Eisentarget (Abb.3.1.2), so fällt auf, daß im Winkelintervall ($80° - 90°$) die höchsten Ströme ebenfalls bei ca.$100MeV$ bzw. ca.$1MeV$ auftreten. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die nuclear interaction length aus Tab.3.1.3 für Eisen etwa $16.76cm$ beträgt, ergibt sich der eindeutige Hinweis, daß die in der Dosisverteilung registrierten Maxima auf die hohen Reaktionsraten in einer Tiefe von $15cm$–$20cm$ im Target zurückzuführen sind. Ebenso zwingend erscheint die Zuordnung der Energiespitzen zum INC- ($100MeV$) bzw. Verdampfungsprozeß ($1MeV$) aus den Spallationen.

Eine weitere Auffälligkeit in der Neutronendosisverteilung besteht in den relativ hohen

Werten für beide Stirnflächen des Targets. Abb.3.2.6 zeigt, daß die Neutronendosis an der vorderen Stirnfläche zu fast 80% von niederenergetischen Neutronen ($E < 15MeV$) produziert wird, während deren Anteil an der hinteren Stirnfläche weniger als 50% beträgt[9]. Geht man davon aus, daß ein Großteil der niederenergetischen Neutronen, die an der vorderen Stirnseite bzw. im Nachbarintervall auftreten, aus Verdampfungsreaktionen stammen, die hauptsächlich in der Tiefe einer nuclear interaction length ($16.76cm$) stattfinden, so läßt sich folgende Überlegung anstellen:

> Wie aus der Theorie des Verdampfungsmodells bekannt (s. Kap.2.1.1), ist die Winkelverteilung der abgedampften Teilchen nahezu isotrop. Ausgehend von einem Punkt in $16.76cm$ Tiefe auf der Schwerpunktachse des Targets beträgt der Öffnungswinkel zur vorderen Stirnfläche $0.5477sr$, der zur ersten Zylinderscheibe ($0 - 5cm$) aber nur $0.4381sr$. Hinzu kommt die deutlich kleinere Oberfläche der Zylinderstirn von $176.5cm^2$ gegenüber $235.6cm^2$ für das benachbarte Intervall, die nach Gl.3.2.1 in die Berechnung der Äquivalentdosis als Quotient eingeht.

Die gleiche Begründung ist auf die äquivalente Situation bezüglich der niederenergetischen Neutronen an der hinteren Stirnfläche sicher auch anwendbar, wenngleich die Orte der Spallationsreaktionen aufgrund der sich entwickelnden inter-nuklearen Kaskade nicht eindeutig lokalisierbar sind.

Ein Vergleich der hochenergetischen Neutronen ($E > 15MeV$) beider Stirnflächen zeigt ein Übergewicht der hinteren Stirnfläche bei Energien $> 100MeV$, während im Energieintervall $15MeV - 100MeV$ an der vorderen Stirnfläche mehr Neutronen detektiert wurden (Abb.3.2.3). Die Addition aller Energiegruppen ($E > 15MeV$) führt zu einer leicht erhöhten Dosis an der hinteren Stirnfläche (Abb.3.2.6). Die Unterschiede oberhalb $100MeV$ lassen sich ohne Zweifel auf die starke Bevorzugung der Vorwärtsrichtung für die Reaktionsprodukte aus dem INC-Prozeß zurückführen. Unterhalb von $100MeV$ näheren sich in der Winkelverteilung die Vorwärts- und Rückwärtsrichtung immer mehr an und sind bei $15MeV$ praktisch gleich. Überlagert wird dieser Trend durch den Umstand, daß vom Ausgangsort für die inter-nukleare Kaskade[10] aus betrachtet der Öffnungswinkel zur vorderen Stirnfläche um das 3.5-fache größer ist als derjenige zur hinteren Stirnfläche ($0.5477sr$ gegenüber $0.1540sr$), der zurückzulegende Weg durch das Target aber gerade halb so groß ($16.76cm$ gegenüber $33.24cm$).

Auch die Protonendosisverteilung hat bei etwa $100MeV$ ein Maximum über die gesamte Targetoberfläche. Auffällig im Vergleich zu den hochenergetischen Neutronen ist der erwartete Primärteilchenpeak bei ca.$1900MeV$ und die noch stärkere Besetzung des Intervalls $100MeV - 200MeV$ an der hinteren Stirnseite. Relativiert wird dieses Bild durch die Tatsache, daß der Primärteilchenfluß den Fluß bei $100MeV - 200MeV$ um etwa das

[9] Der deutliche Abfall der Dosis entlang des Targets ist aufgrund der logarithmischen Achseneinteilung in Abb.3.2.4 nicht sofort augenfällig.

[10] nach einer nuclear-interaction length (16.76cm) reagieren ca.64% aller Primärteilchen

dreifache übersteigt und erst das Verhältnis der Konversionsfaktoren (1 : 3.5) beider Energiegruppen (Abb.3.2.2) zu dem absoluten Maximum der $100MeV - 200MeV$-Protonen bei der Dosisverteilung führt. Schließlich ist in der Winkelverteilung die Vorwärtsrichtung bei den Protonen allgemein stärker ausgeprägt als bei den Neutronen, was die dominierende Rolle der hinteren Stirnfläche im Vergleich zu den übrigen Oberflächenintervallen erklärt.

Qualitativ der Dosisverteilung der niederenergetischen Neutronen sehr ähnlich, leisten die γ's keinen wesentlichen Beitrag zur Gesamt-Oberflächendosis, da die Konversionsfaktoren vergleichsweise sehr niedrig sind (Abb.3.2.7 und Tab.3.2.1).

Die Abb.3.2.8–Abb.3.2.12 zeigen zum Vergleich die Ergebnisse am Blei. Für die hochenergetischen Neutronen ergibt sich eine dem Eisen ähnliche Verteilung, wobei die ersten 5 Oberflächenintervalle stärker besetzt sind. Gleichzeitig ist die hintere Stirnfläche weniger ausgeprägt (Abb.3.2.8). Der Grund hierfür ist in der komplexeren Struktur des Bleikerns zu suchen, infolge derer sich eine breitere Verteilung unter den an der intra-nuklearen Kaskade beteiligten Nukleonen entwickelt. Im Ergebnis gehen aus der Spallation weniger hochenergetische Teilchen zugunsten mittlerer und kleiner Energien hervor.

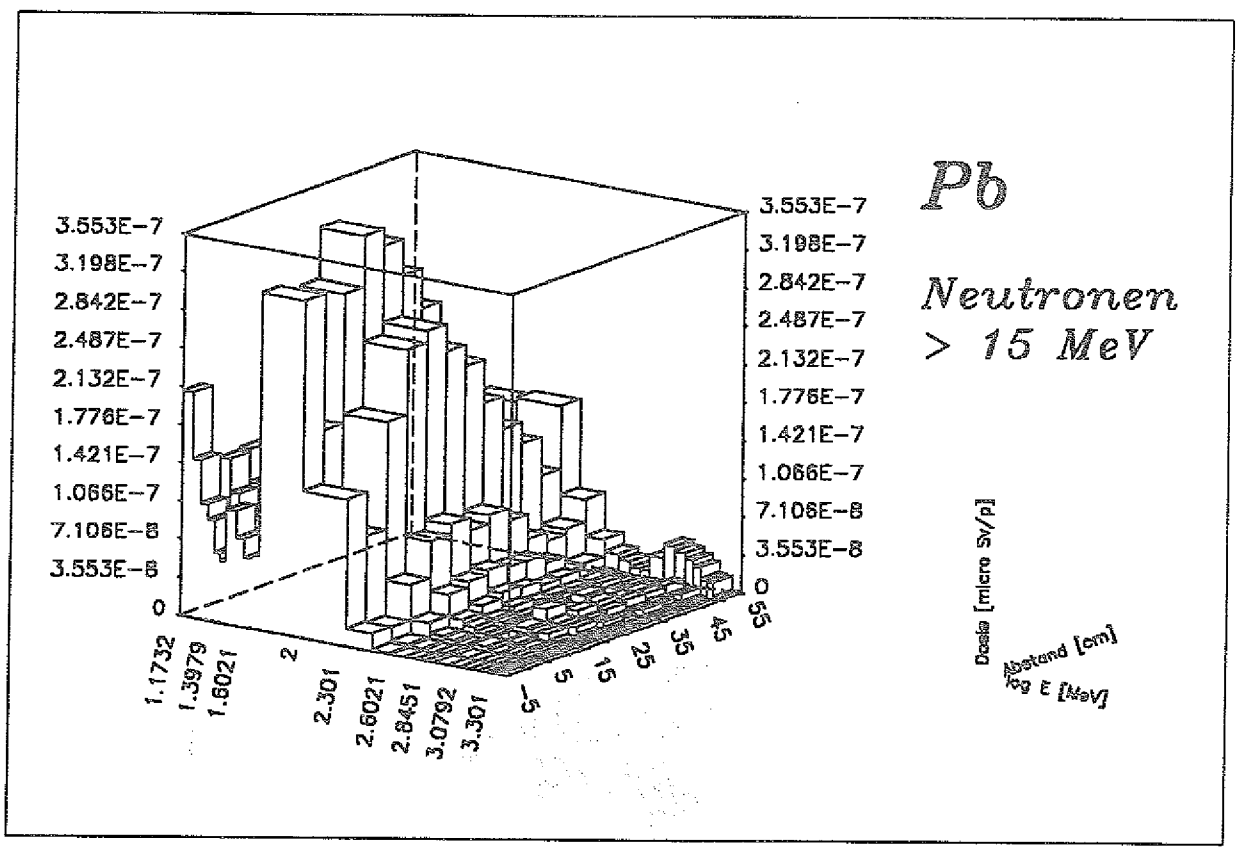


Abb.3.2.8: Neutronendosisverteilung > $15MeV$ am Bleitarget

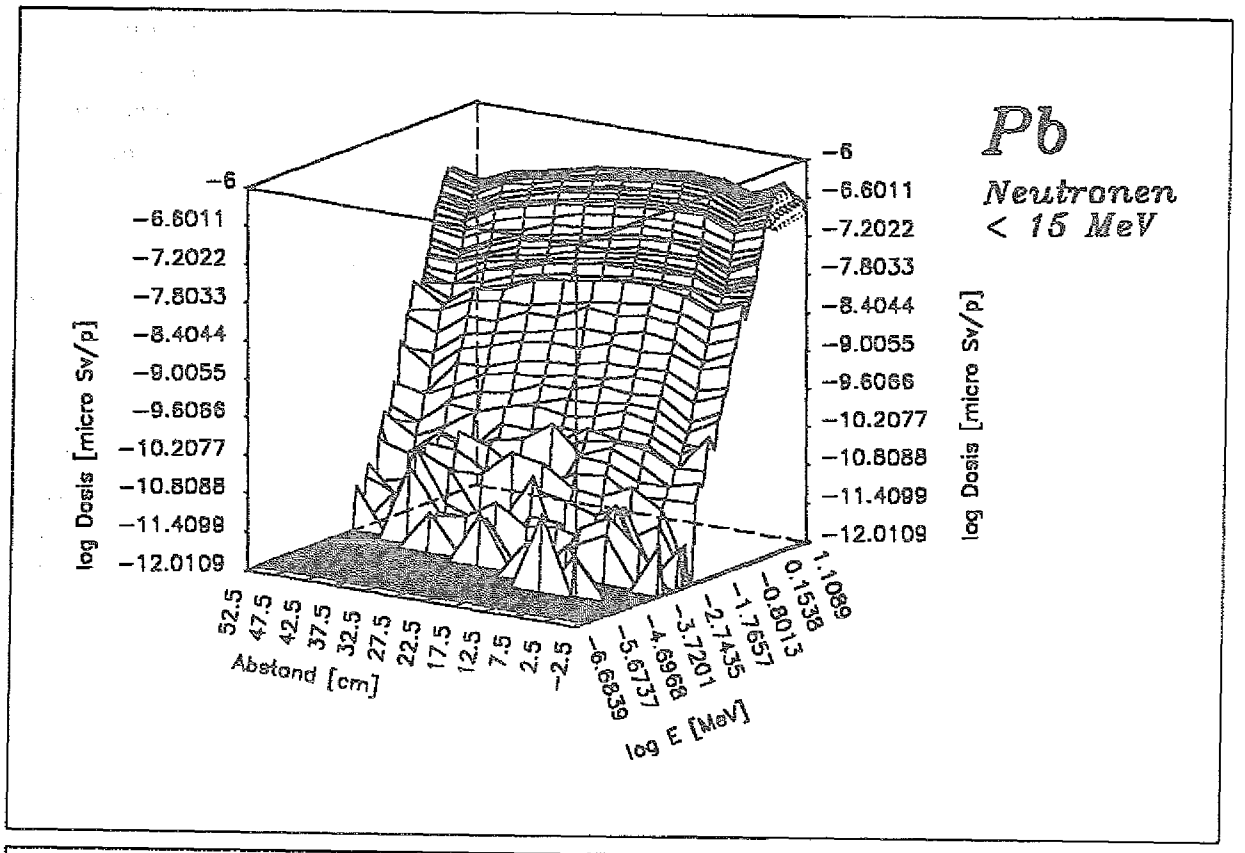


Abb.3.2.9: Neutronendosisverteilung $< 15MeV$ am Bleitarget

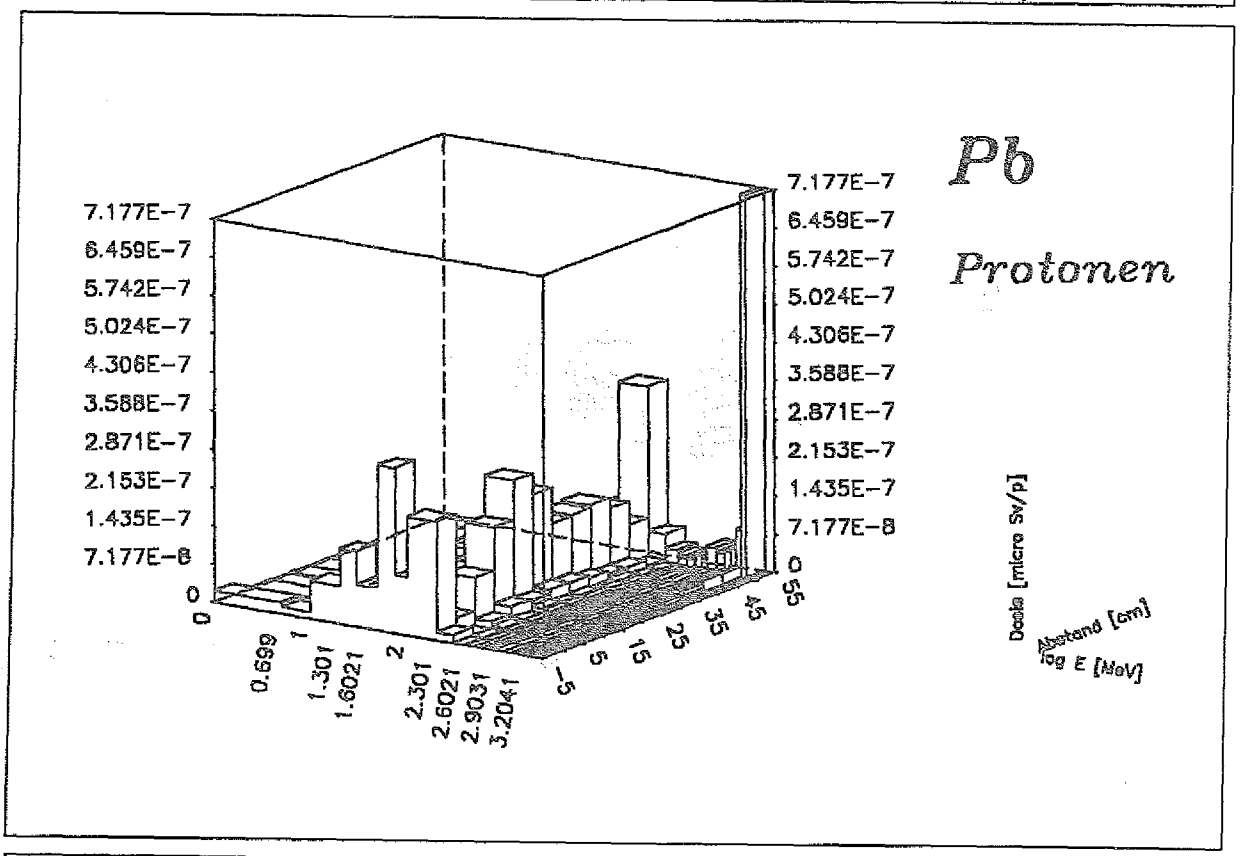


Abb.3.2.10: Protonendosisverteilung am Bleitarget

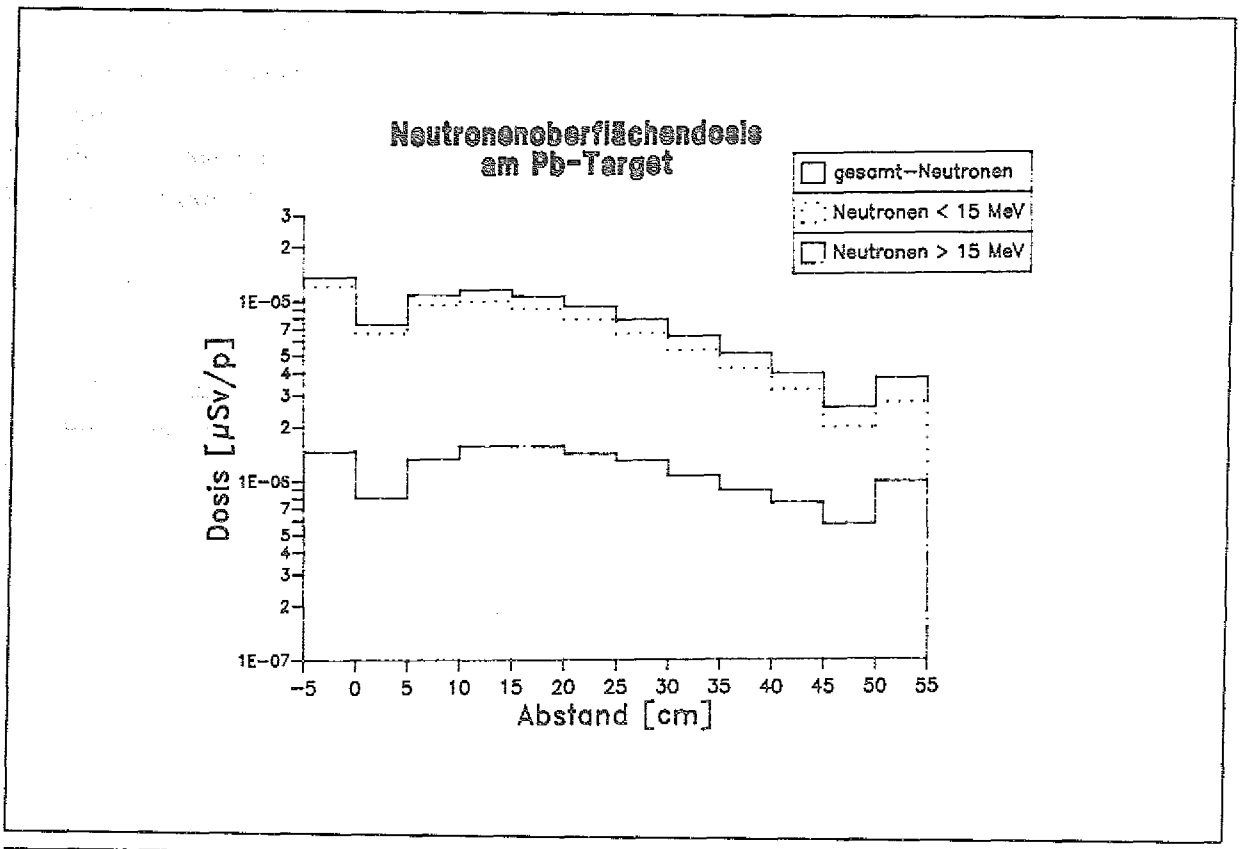


Abb.3.2.11: Neutronendosisverteilung am Bleitarget

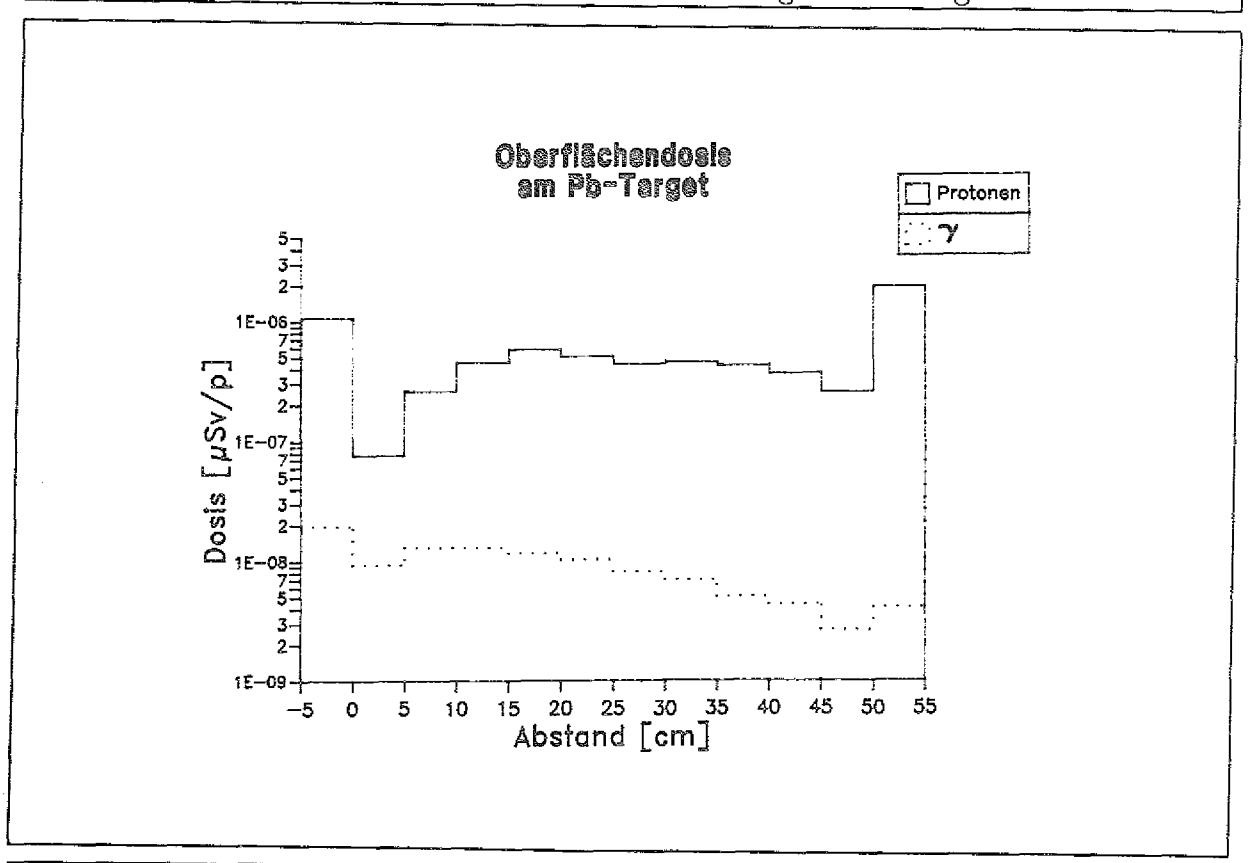


Abb.3.2.12: Protonen- und γ-Dosisverteilung am Bleitarget

Unter Berücksichtigung einer nuclear-interaction length von $17.09cm$ und der bereits für das Eisentarget gegebenen Erläuterungen muß eine erhöhte Äquivalentdosis in den ersten Oberflächenintervallen erwartet werden. Besonders deutlich wird der beschriebene Effekt im Bereich kleiner Energien (Abb.3.2.9), wo die erzeugte Dosis gegenüber dem Eisen deutlich erhöht erscheint. Dies hat zur Folge, daß auch an der hinteren Stirnfläche des Bleitargets die Neutronen kleiner Energien den größten Anteil der Dosis erzeugen (Abb.3.2.11). Die Gesamt-Neutronendosis geht also überwiegend auf niederenergetische Neutronen zurück.

Die Protonendosis wird dominiert von den Primärteilchen, deren Beitrag zur Dosis den beim Eisen noch übersteigt. Der $100MeV - 200MeV$-Peak an der hinteren Stirnfläche fällt dagegen niedriger aus, wofür die genannten Effekte im Zusammenhang mit der Kernstruktur des Bleis maßgebend sein dürften. Zudem zeigen die Rechnungen eine um ca.50% geringere Produktionsrate für Protonen im Bleitarget, so daß die Protonendosis insgesamt deutlich unter der des Eisens liegt (Abb.3.2.12).

Trotz der vergleichsweise hohen Anzahl niederenergetischer Neutronen, die wesentlich an der Entwicklung der γ's beteiligt sind, stellt sich die γ-Dosisverteilung aufgrund der stärkeren Schwächung im Blei auf kleinerem Niveau ein und leistet auch hier keinen bedeutenden Beitrag zur Gesamtdosis (Abb.3.2.12).

4. Spezielle Anwendungen und ergänzende Verfahren

4.1. Die Untersuchung dicker Abschirmungen

Die Rechnungen am Standardtarget (Kap.3) haben verdeutlicht, daß mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation sehr detaillierte Erkenntnisse über Sekundärteilchenproduktion und deren Transport gewonnen werden können. Die Fragestellungen im Zusammenhang mit den Aufgaben des Strahlenschutzes gehen jedoch über die Kenntnis der Strahlungssituation in unmittelbarer Umgebung des Targets hinaus und betreffen ganz wesentlich auch die Notwendigkeit der Abschirmung solch intensiver Strahlungsquellen. Der Zwang zur Einhaltung der gesetzlich festgelegten Grenzwerte materialisiert sich in oftmals meterdicken Betonwänden, die den Beschleuniger und die Experimentierplätze zur Außenwelt hin abschließen. Eine gewissenhafte Auslegung dieser Abschirmungen hat demnach in erster Linie den Schutz der Beschäftigten und der Umwelt zum Ziel, und muß zusätzlich ökonomische Aspekte berücksichtigen. Um diesen Ansprüchen gerecht zu werden, ist ein möglichst umfangreicher Informationsstand über den Strahlungstransport durch dicke Abschirmungen wünschenswert. Die Informationsquellen bestanden in der Vergangenheit primär in Erfahrungen, die in bereits bestehenden Anlagen gesammelt wurden, in Abschätzungen mit Hilfe semiempirischer Rechenverfahren (MOYER), und in Messungen nach der Fertigstellung. Wie sich gezeigt hat, bleibt der Erkenntnisstand trotzdem oft lückenhaft, sei es, daß gewonnene Erfahrungen nicht übertragbar, oder Rechenverfahren nur eingeschränkt einsetzbar sind. Eine nachträgliche, meßtechnische Datenerfassung schränkt den Spielraum ohnehin auf Zusatzabschirmungen ein, und ist in weiten Energiebereichen nicht verfügbar[11]. Diese sich einstellenden Schwierigkeiten verstärken sich beträchtlich, wenn, wie im Beschleunigerbetrieb häufig der Fall, die Strahlungsquelle nicht der Strahl selbst, sondern ein wie auch immer geartetes Target darstellt, aus dem sich komplexe Teilchenspektren ausbreiten.

Wünschenswert, und seit einiger Zeit auch praktiziert, erscheint daher der Versuch, die Auslegung dicker Abschirmungen mehr auf theoretische Grundlagen zu stellen, womit heute der Rechnereinsatz natürlicherweise verbunden ist [19,20,21]. Die Monte-Carlo-Methode ist in diesem Zusammenhang als Simulationstechnik durchaus geeignet und grundsätzlich auch anwendbar. Insbesondere bei HETC treten durch die Möglichkeit der Konstruktion beliebiger Geometrien und freier Medienkompositionen prinzipiell keine Einschränkungen auf. Was den alleinigen Einsatz von Monte-Carlo-Programmen für die Berechnung dicker Abschirmungen letztlich nicht praktikabel macht, ist die statistische Natur der ablaufenden Prozesse. Die Güte einer Monte-Carlo-Simulation hängt wesentlich von statistischen Prozessen ab, d.h. von der Anzahl der Ereignisse, die , bezogen auf die jeweiligen Anfangsbedingungen, beobachtet werden. Sollen relativ seltene Ereignisse mit statistischer Relevanz nachgewiesen werden, müssen die Anfangsbedingungen stets in der Weise geändert werden, daß die Simulation im Ergebnis aufwendiger wird. Im Falle von Teilchen-Transport-Programmen entspricht dies einer Erhöhung der Anzahl gestarteter Primärteilchen.

11) für hochenergetische Neutronen ($E>50MeV$) gibt es zur Zeit keine zuverlässige Meßtechnik

Der Einfluß relativ seltener Ereignisse auf die Verwertbarkeit der Simulation hängt einerseits von den Relationen zwischen Szenario und Realität, und andererseits von der Sensibilität der Fragestellung für solche Ereignisse ab. Die Rechnungen des Kap.3 wurden mit jeweils 20000 Primärteilchen durchgeführt und benötigten 60–90min reine Rechenzeit. Die in COSY angestrebten Ringfüllungen liegen bei 10^9–10^{11} Teilchen, also etwa 5–7 Größenordnungen über den Simulationsrechnungen. Die Fragestellungen der ersten Rechnungen (Stromspektren und Dosisoberflächenverteilungen) sind für seltene Ereignisse[12)] nicht sehr sensibel, da deren Anteil am Detektorinhalt unbedeutend ist. Hinter dicken Abschirmungen ändern sich die Verhältnisse insofern, als die meisten durch den Detektor registrierten Teilchen seltene Ereignisse darstellen, was deren Gewicht beträchtlich erhöht. Zudem ist die Auslegung von Abschirmungen immer verknüpft mit der Einhaltung gesetzlich festgelegter Grenzwerte und bedarf allein deshalb hoher Sorgfalt und Zuverlässigkeit. Der Einfluß von Ereignissen, die in der Monte-Carlo-Simulation selten oder garnicht auftreten, auf die Dosis außerhalb dicker Abschirmungen mit Rücksicht auf die jeweiligen Grenzwerte sei an einem Rechenexempel verdeutlicht:

> Der Konversionsfaktor für Neutronen im Energieintervall $100MeV$–$200MeV$ beträgt etwa $K = 0.125$. Um bei 10^{10} Teilchen im Ring eine Dosis von $30\mu Sv$ zu verursachen, müßten 86400 Neutronen produziert werden. Bezogen auf den Strahl sind jeweils 115740 Primärteilchen notwendig, um 1 derartiges Neutron zu erzeugen. Für Sekundärprotonen im selben Energiebereich beträgt die Produktionsrate aufgrund des größeren Konversionsfaktors von $K = 2.38$ sogar nur $\frac{1}{2204586}$.

Die Beispielrechnung verdeutlicht, in welchem Ausmaß auch seltene Ereignisse zur Dosis außerhalb dicker Abschirmungen beitragen können. Obwohl in der Simulation durch geschickt konstruierte Geometrien mit ausgedehnten Detektoroberflächen der Bedarf an Primärteilchen gesenkt werden kann, führt die Monte-Carlo-Simulation (HETC) bei Abschirmdicken $> 1m$ zu unvertretbar hohen Rechenzeiten und wird dadurch unwirtschaftlich.

4.2. Deterministische Verfahren

Die Monte-Carlo-Methode kann für dicke Abschirmungen ergänzt werden durch deterministische Verfahren zum Teilchentransport. Hierzu wird u.a. die Technik der sogenannten S_n-Verfahren, wie sie im n-γ-Transportprogramm ANISN [3] implementiert sind, angewendet werden. Diese Verfahren kommen vorwiegend in der Fusions- und Reaktorphysik für den Transport von Neutralteilchen (n,γ) zum Einsatz. Der wesentliche Unterschied zu Monte-Carlo liegt im Transportalgorithmus, der gegebene Teilchenflüsse in Abhängigkeit von Wirkungsquerschnitten modifiziert und in einer Kugel- oder Zylindergeometrie transportiert. Es werden also keine einzelnen Teilchen behandelt, sondern vielmehr eine doppelt-differenzielle Flußverteilung itterativ durch räumliche Intervalle, die der Benutzer selbst definiert, bewegt. Bei numerischen Transportprogrammen wird üblicherweise

12) bezogen auf die Anzahl der Primärteilchen

die Boltzmann-Gleichung mit Hilfe des S_n-Verfahrens gelöst. Hierbei werden die Winkelverteilungen der Neutronen und Photonen über die entsprechenden Streumatrizen der verwendeten Wirkungsquerschnitts-Bibliotheken in Legendre-Entwicklungen dargestellt. In mehreren Itterationsebenen werden die wechselseitigen Einflüsse der Energie-, Winkel- und Raumintervalle berücksichtigt und der resultierende Fluß an der nächsten Intervallgrenze innerhalb der Geometrie berechnet. Die Vorteile dieses Verfahrens liegen in der prinzipiellen Möglichkeit, beliebig ausgedehnte Geometrien zu berechnen, und in dem vergleichsweise sehr kleinen Rechenzeitbedarf. Nachteilig dagegen wirkt sich die Notwendigkeit zur Bereitstellung großer Wirkungsquerschnittsdateien aus, besonders dann, wenn man den Mangel an experimenteller Erfahrung im Bereich hoher Neutronenenergien berücksichtigt.

Die Anwendung von ANISN auf die Untersuchung dicker Abschirmungen bietet sich vornehmlich aus 2 Gründen an:

1. Die einfachen geometrischen Verhältnisse im Bereich der Abschirmwände sind mit den eingeschränkten Möglichkeiten der ANISN-Geometrie gut reproduzierbar.
2. Die das Target verlassenden Neutronen stellen die durchdringenste Komponente aus dem Teilchenspektrum dar[13)] und sind daher hauptsächlich für die Dosis außerhalb der Abschirmung verantwortlich.

Praktikabel wird der Einsatz von ANISN aber erst durch die Kombination mit HETC, das die Energie- und Winkelverteilung der Neutronen und damit das Quellspektrum für ANISN liefert.

4.3. Die LAHI-Library

Wesentlich für Ablauf und Qualität einer ANISN-Rechnung ist die Handhabung von Wirkungsquerschnitten, die dem Programm in einem externen Datensatz zur Verfügung gestellt werden müssen. Die eigentlichen kernphysikalischen Abläufe und deren Konsequenzen sind in den Wirkungsquerschnitten inhärent enthalten. Der Wunsch nach guter Energie- und Winkelauflösung verbunden mit einer möglichst großen Auswahl an Elementen führt zu äußerst umfangreichen Datensammlungen, die ausgedehnte theoretische und experimentelle Untersuchungen erfordern. Zwei Wirkungsquerschnittsdateien sind in Los Alamos 1978 (LASL-Library) [22] und in Oak Ridge 1981 (HILO-Library) [23] für 8 verschiedene Elemente (H, C, O, Si, Al, Fe, Pb, W) zusammengestellt worden. Der Unterschied der beiden Datensätze liegt zum einen in der Breite des Energiespektrums (LASL:$E_{max} = 800MeV$; HILO:$E_{max} = 400MeV$) und zum anderen in der Tatsache, daß die HILO-Library über die Neutronen hinaus auch γ-Querschnitte beinhaltet. In praktischen Anwendungen erkannte man bald die Vorteile, die entstehen würden, wenn man sowohl den Hochenergiebereich der Neutronen bis $800MeV$, als auch das γ-Spektrum unterhalb $14MeV$ gleichzeitig in einer Rechnung berücksichtigen könnte. Dies veranlaßte

13) mit Ausnahme der für Strahlenschutzbelange unbedeutenden Myonen und Neutrinos

H.Schaal et al. 1983 dazu, die beiden Datensätze zu einer umfassenderen Library zusammenzufassen [4]. Das Ergebnis dieser Aktivitäten bestand in der neuen LAHI-Library, die oberhalb $50MeV$ LASL-Daten enthält und für Energien $< 50MeV$ durch die HILO-Querschnitte komplettiert wird.

Da der Fertigstellung einer Wirkungsquerschnitts-Bibliothek langwierige und aufwendige Rechnungen oder Experimente vorausgehen, sollte ihr Anwendungsspektrum möglichst breit sein. Um dies zu gewährleisten, werden die Bibliotheken grundsätzlich als externe Datensätze angesprochen und weisen eine Struktur auf, die platzsparend und zugleich leicht lesbar ist. Dadurch sind die Datensätze austauschbar und durch jedes Programm nutzbar, das einen entsprechenden Lese-Formalismus enthält.

Die Struktur der LAHI-Library					
74 77 0 1 P-0 H					Rec.1
Energie-Gr.01	Energie-Gr.02	Energie-Gr.03	$\cdots$	Energie-Gr.74	
$\sigma_{tot} - \sum P_0$	$\sigma_{tot} - \sum P_0$	$\sigma_{tot} - \sum P_0$	$\cdots$	$\sigma_{tot} - \sum P_0$	
—	—	—	$\cdots$	—	
$Gr.01 \xrightarrow{\sigma_{tot}} Gr.01$	$Gr.02 \xrightarrow{\sigma_{tot}} Gr.02$	$Gr.03 \xrightarrow{\sigma_{tot}} Gr.03$	$\cdots$	$Gr.74 \xrightarrow{\sigma_{tot}} Gr.74$	Rec.2
—	$Gr.01 \longrightarrow Gr.02$	$Gr.02 \longrightarrow Gr.03$	$\cdots$	$Gr.73 \longrightarrow Gr.74$	
—	—	$Gr.01 \longrightarrow Gr.03$	$\cdots$	$Gr.72 \longrightarrow Gr.74$	
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\cdots$	$\vdots$	
—	—	—	$\cdots$	$Gr.01 \longrightarrow Gr.74$	
74 77 0 2 P-1 H					Rec.3
Energie-Gr.01	Energie-Gr.02	Energie-Gr.03	$\cdots$	Energie-Gr.74	
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\cdots$	$\vdots$	Rec.4
—	—	—	$\cdots$	$Gr.01 \longrightarrow Gr.74$	
74 77 0 3 P-2 H					Rec.5
Energie-Gr.01	Energie-Gr.02	Energie-Gr.03	$\cdots$	Energie-Gr.74	
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\cdots$	$\vdots$	Rec.6
—	—	—	$\cdots$	$Gr.01 \longrightarrow Gr.74$	
74 77 0 4 P-3 H					Rec.7
Energie-Gr.01	Energie-Gr.02	Energie-Gr.03	$\cdots$	Energie-Gr.74	
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\cdots$	$\vdots$	Rec.8
—	—	—	$\cdots$	$Gr.01 \longrightarrow Gr.74$	

Tab.4.2.1: Struktureller Aufbau der LAHI-Library am Beispiel eines Elements

Tab.4.2.1 gibt einen Einblick in die Datenstruktur der LAHI-Library. Mit dem Ziel einer ökonomischen Speicherplatzverwaltung liegen die Daten formatfrei, d.h. in binärer Form vor. Direkt oder indirekt enthalten sind elastische, nicht-elastische und totale Streuquerschnitte. Eine höhere Informationsdichte und größere Universalität wurden erreicht, indem die Winkelverteilungen der Querschnitte mit Legendre-Polynomen der Ordnung P3 entwickelt wurden. Die Legendre-Polynome bieten sich besonders zur Darstellung von

Winkelverteilungen an, da ihr Definitionsbereich ($-1 < x < +1$) den *cos* eines 180°-Winkelintervalls abdeckt und durch die Eigenschaft der Orthogonalität rekursive Methoden zur Ermittlung der Koeffizienten anwendbar sind. Jeder Energiegruppe eines Elements sind 4 Vektoren zugeordnet, die die Legendre-Koeffizienten P0-P3 enthalten. Die ersten Vektorelemente bezeichnen jeweils σ_{total} und die Differenz aus σ_{total} und der Summe der Koeffizienten der entsprechenden Ordnung und Energiegruppe. Es folgen die Koeffizienten für die Streuquerschnitte in die betreffende Energiegruppe einschließlich der Eigenstreuung[14]. Jedem Datenrecord geht ein Header voraus, der dem Programm die Anzahl der Energiegruppen und Vektorelemente, sowie die P-Ordnung und das zugeordnete Element mitteilt. Aus der Kombination von LASL und HILO gingen 53 LAHI-Energiegruppen für Neutronen und 21 LAHI-Energiegruppen für γ's hervor (Tab.4.2.2).

Neutronen-Energieintervalle					
Int.Nr.	E_1[MeV]-E_2[MeV]	Int.Nr.	E_1[MeV]-E_2[MeV]	Int.Nr.	E_1[MeV]-E_2[MeV]
1	700–800	21	10.0–12.2	41	$1.50\cdot10^{-2}$–$3.18\cdot10^{-2}$
2	600–700	22	8.19–10.0	42	$7.10\cdot10^{-3}$–$1.50\cdot10^{-2}$
3	500–600	23	6.70–8.19	43	$3.35\cdot10^{-3}$–$7.10\cdot10^{-3}$
4	400–500	24	5.49–6.70	44	$1.58\cdot10^{-3}$–$3.35\cdot10^{-3}$
5	300–400	25	4.49–5.49	45	$4.54\cdot10^{-4}$–$1.58\cdot10^{-3}$
6	200–300	26	3.68–4.49	46	$1.01\cdot10^{-4}$–$4.54\cdot10^{-4}$
7	100–200	27	3.01–3.68	47	$2.26\cdot10^{-5}$–$1.01\cdot10^{-4}$
8	50–100	28	2.46–3.01	48	$1.07\cdot10^{-5}$–$2.26\cdot10^{-5}$
9	45–50	29	2.02–2.46	49	$5.04\cdot10^{-6}$–$1.07\cdot10^{-5}$
10	40–45	30	1.65–2.02	50	$2.38\cdot10^{-6}$–$5.04\cdot10^{-6}$
11	35–40	31	1.35–1.65	51	$1.12\cdot10^{-6}$–$2.38\cdot10^{-6}$
12	30–35	32	1.11–1.35	52	$4.14\cdot10^{-7}$–$1.12\cdot10^{-6}$
13	27.5–30.0	33	0.90–1.11	53	$0.10\cdot10^{-9}$–$4.14\cdot10^{-7}$
14	25.0–27.5	34	$7.43\cdot10^{-1}$–$9.07\cdot10^{-1}$		
15	22.5–25.0	35	$4.98\cdot10^{-1}$–$7.43\cdot10^{-1}$		
16	20.0–22.5	36	$3.34\cdot10^{-1}$–$4.98\cdot10^{-1}$		
17	17.5–20.0	37	$2.24\cdot10^{-1}$–$3.34\cdot10^{-1}$		
18	14.9–17.5	38	$1.50\cdot10^{-1}$–$2.24\cdot10^{-1}$		
19	13.5–14.9	39	$8.65\cdot10^{-2}$–$1.50\cdot10^{-1}$		
20	12.2–13.5	40	$3.18\cdot10^{-2}$–$8.65\cdot10^{-2}$		
γ-Energieintervalle					
Int.Nr.	E_1[MeV]-E_2[MeV]	Int.Nr.	E_1[MeV]-E_2[MeV]	Int.Nr.	E_1[MeV]-E_2[MeV]
1	12.0–14.0	8	5.50–6.00	15	2.00–2.50
2	10.0–12.0	9	5.00–5.50	16	1.50–2.00
3	8.00–10.0	10	4.50–5.00	17	1.00–1.50
4	7.50–8.00	11	4.00–4.50	18	0.40–1.00
5	7.00–7.50	12	3.50–4.00	19	0.20–0.40
6	6.50–7.00	13	3.00–3.50	20	0.10–0.20
7	6.00–6.50	14	2.50–3.00	21	0.01–0.10

Tab.4.2.2: Energieintervalle für ANISN

Eine P3-Entwicklung der insgesamt 74 Gruppen und 8 Elemente führt auf mehr als 175000 Koeffizienten, die der Datensatz enthält.

[14] Bei der Eigenstreuung gehören die beteiligten Neutronen vor und nach der Streuung der gleichen Energiegruppe an

5. Die Entwicklung einer n-γ-Transport-Library bis 2.8GeV unter Verwendung der LAHI-Library

Obwohl durch die Kombination der LASL- und HILO-Daten in Form der LAHI-Library das Anwendungsspektrum u.a. für ANISN deutlich erweitert werden konnte, stößt das System doch an die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit, wenn Abschirmrechnungen an modernen Beschleunigern mit typischen Teilchenenergien im GeV-Bereich durchgeführt werden sollen. Die oberste Energiegruppe der LAHI-Library liegt beispielsweise mit $700MeV$–$800MeV$ um mehr als den Faktor 3 unter der Primärteilchenenergie von $2.5GeV$ des COSY-Beschleunigers, der den praktischen Hintergrund dieser Arbeit bildet. Nach dem INCE-Modell der Spallationsreaktionen (s. Kap.2.1.1) können aus der intra-nuklearen Kaskade Sekundärneutronen sehr hoher Energie[15)] hervorgehen, die zudem hauptsächlich an der Fortpflanzung der Kaskade in Target oder Abschirmung beteiligt sind. Wie die Erfahrung gezeigt hat, bestimmen die hochenergetischen Sekundärneutronen die Dosis außerhalb der Abschirmung sowohl direkt, als auch indirekt durch die Produktion niederenergetischer Tertiärneutronen in unmittelbarer Nähe zur Außenseite der Abschirmung. Aufgrund dieser außerordentlichen Bedeutung der Sekundärneutronen hoher Energie ist deren Berücksichtigung bei Transportrechnungen zur Auslegung von Abschirmungen zwingend. Will man dennoch nicht auf die Vorteile systematischer, computerunterstützter Strahlenschutzrechnungen verzichten, so muß zunächst sichergestellt sein, daß die der Anwendung entsprechenden Wirkungsquerschnittsdaten bereitgestellt werden können. Da der in Frage stehende Energiebereich ($800MeV$–$2500MeV$) durch einen allgemeinen Informationsmangel gekennzeichnet ist, bietet die Literatur weder auf experimentellem noch auf theoretischem Gebiet Datenmaterial an, das für die anstehenden Rechnungen verwertbar wäre.

Der Ansatz zur Lösung des Problems und damit zur Ermittlung der fehlenden Querschnitte führt zurück zum INCE-Modell und der inneren Struktur des HETC-Programms.

5.1. Die Nutzung von HETC zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Um die Eignung von HETC zur Produktion von Wirkungsquerschnitten zu beurteilen, sollte man sich zuvor des physikalischen Hintergrundes der LAHI-Daten bewußt werden. Ein Satz von Legendre-Koeffizienten der Library repräsentiert die Winkelverteilung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma}{dEd\overline{\Omega}}(E_j, \overline{\Omega}_i, E_i, A_k)$$

Jeder dieser Werte ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron (bzw. γ) der Energie E_i einen Kern der Masse A_k trifft, und aus dieser Reaktion ein Neutron (bzw. γ) mit der Energie E_j und dem Winkel $\overline{\Omega}_j$ hervorgeht. Bereits bei der Beschreibung des INCE-Prozesses (s. Kap.2.1.1) war die Rede von sehr ähnlichen Parametern, die HETC während

15) bis zur Primärenergie der Quellteilchen

des Simulationsablaufs erzeugt. Wie im folgenden gezeigt wird, bietet sich durch eine spezielle Input-Steuerung und geeignete Normierung der Output-Daten die Möglichkeit, die gesuchten Querschnitte durch HETC-Rechnungen zu erzeugen.

Die erste Schwierigkeit auf diesem Weg stellt sich beim Versuch der Konstruktion einer geeigneten Geometrie ein. Schon im Verlaufe früherer Anwendungen, denen ähnliche Fragestellungen zugrunde lagen, wurde zu diesem Zweck der sogenannte Thin-Target-Setup entwickelt, eine Form der Geometrie, in der genau 1 Kern des Targetmaterials abgebildet wird. Um bei der Betrachtung nur eines Kerns dennoch alle beteiligten, stabilen Isotope berücksichtigen zu können, wurde der Input für die Materialzusammensetzung folgendermaßen zweckentfremdet:

> HETC berechnet in gewöhnlichen Anwendungen aus den Angaben über Z und A der beteiligten Isotope bzw. Elemente[16] mikroskopische, geometrische Wirkungsquerschnitte und multipliziert diese mit den Atomzahldichten, die ebenfalls Teil des Materialinputs sind. Die Summe der einzelnen Produkte ergibt dann einen makroskopischen, geometrischen Querschnitt für das gesamte Medium (Material oder Materialgemisch). Im Thin-Target-Setup nun werden die Atomzahldichten ersetzt durch Isotopenhäufigkeiten, und durch die Multiplikation erfolgt eine Wichtung der mikroskopischen, geometrischen Querschnitte nach der Häufigkeit der beteiligten Isotope und der Summenwert bezeichnet deshalb den mikroskopischen, geometrischen Querschnitt eines durchschnittlichen Targetkerns, der die Häufigkeitsverteilung der Isotope berücksichtigt.

Wird in einer Simulation der Targetkern mit Neutronen beschossen, so fliegen diese entweder wechselwirkungsfrei durch den Kern hindurch[17], oder sie reagieren mit einzelnen Nukleonen und setzen den INCE-Prozeß in Gang[18]. Alle sekundären Neutronen, die an der Intra-nuklearen Kaskade oder an der Verdampfung beteiligt sind und den Kern verlassen, können durch einen Secondary Particle Yield-Detektor (s. Tab.2.1.2.1) registriert werden[19]. Der Detektor-Output wird bereits programmintern durch den Faktor

$$C = \frac{real\ collisions}{real\ collisions + pseudo\ collisions}$$

auf die Anzahl der Real Collisions normiert, denn die an einer Pseudo Collision beteiligten Primärneutronen erfahren weder eine Änderung ihrer Energie, noch eine Änderung ihrer Flugrichtung und tragen deshalb nichts zum Streuquerschnitt bei. Da der Energiebereich zwischen $800 MeV$ und $2500 MeV$, um den die LAHI-Library erweitert werden soll, im angenommenen Gültigkeitsbereich des INCE-Modells liegt, und insbesondere die

16) bei Materialgemischen wie z.B. Beton

17) in HETC mit Pseudo-collision bezeichnet

18) Real-collisions

19) Dies gilt auch für Teilchenenergien unterhalb $15 MeV$

HETC-Yield-Detektoren das Setzen beliebiger Intervalle bis zu thermischen Energien erlaubt, sind die prozedualen Voraussetzungen für die geplante Erweiterung erfüllt. Dennoch sind die Ergebnisse derartiger HETC-Rechnungen nicht von vornherein identisch mit den benötigten Querschnitten, sondern geben an, ob und wieviel Sekundärneutronen aus einem Targetkern innerhalb bestimmter Energie- und Winkelintervalle emittiert werden, wenn ein Primärneutron den Kern getroffen und im Sinne einer Real Collision eine Spallationsreaktion ausgelöst hat. Diese Quantität ist jedoch unmittelbar verknüpft mit den gesuchten Streuquerschnitten über die Wahrscheinlichkeit, überhaupt einen Kern des Targetmaterials zu treffen und damit über den mikroskopischen, geometrischen Querschnitt eines durchschnittlichen Targetkerns, der, wie oben gezeigt wurde, auch den Ergebnissen einer Thin-Target-Rechnung entnommen werden kann. Die Multiplikation des HETC-Yields mit diesem Wert liefert somit exakt die Querschnitte, die in der LAHI-Library fehlen und von ANISN gebraucht werden.

$$\sigma_{i,j}^{streu} = Y_{i,j} \cdot \sum \sigma_{geom.} \tag{5.1.1}$$

$$i = Energieintervall\ des\ gestreuten\ Teilchens$$

$$j = Winkelintervall\ des\ gestreuten\ Teilchens$$

Die Auswahl der Winkelintervalle sollte einen Kompromiß darstellen zwischen hoher Verteilungsfeinheit und guter Monte-Carlo-Statistik mit vertretbarem Rechenzeitaufwand. Bei ersten Proberechnungen stellte sich heraus, daß ca. 100000 gestartete Teilchen einen CPU-Zeitbedarf von 90–120min erforderten und gute Statistiken für 3° breite Winkelintervalle[20)] erbrachten. Die angestrebte, feine Winkelverteilung liegt begründet in der Erwartung, daß als Folge des INC-Prozesses die Kaskadenteilchen einer durch hochenergetische Neutronen induzierten Spallation stark vorwärts gerichtet sein würden, und dieser Vorwärtspeak aufgrund seiner Bedeutung für die Fortpflanzung der Kaskade in möglichst differenzierter Auflösung festgehalten werden sollte. Durch die Wirkungsweise des Detektors sind Multiplizitäten bereits enthalten und äußern sich in einem erhöhten Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Sekundärneutrons in den einzelnen Energie- und Winkelintervallen.

Der totale Streuquerschnitt σ_{total} ergibt sich durch die Wahrscheinlichkeit eines Primärneutrons, einen Targetkern zu treffen und Streuprozesse auszulösen, was dem Produkt aus mikroskopischem, geometrischem Querschnitt eines durchschnittlichen Targetkerns und dem Anteil der Real Collisions entspricht.

$$\sigma_{total} = \frac{real\ collisions}{real\ collisions + pseudo\ collisions} \cdot \sum \sigma_{geom.} \tag{5.1.2}$$

Die Technik des Thin-Target-Setup, verbunden mit der richtigen Detektorauswahl und abgewandeltem Materialinput scheint deshalb gut geeignet zur Produktion der fehlenden Querschnitte.

20) dies entspricht 60 Intervallen für den 180°-Winkel

5.2. Die Legendre-Entwicklungen der Winkelverteilungen

Die Winkelverteilungen der Streuquerschnitte aus der LAHI-Library sind nach Legendre-Polynomen der Ordnung P3 entwickelt. Um die Ergebnisse der HETC-Rechnungen in gleicher Form zu erhalten, müßten die Winkelverteilungen der Detektoren, bestehend aus 60 Intervallen, ebenso mit Legendre gefittet werden.

Die Legendre-Polynome bilden ein System orthogonaler Funktionen im Intervall (-1,1), die definiert werden durch die Formel:

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!}\frac{d^n}{dx^n}(n^2-1)^n \tag{5.2.1}$$

$$n = 0, 1, 2, \ldots$$

Daraus folgt unmittelbar

$$P_0(x) = 1; P_1(x) = x; P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2-1); P_3(x) = \frac{1}{2}(5x^3-3x); \ldots \tag{5.2.2}$$

Eine P3-Entwicklung ergibt sich somit aus

$$f(x) = c_0 \cdot 1 + c_1 x + c_2(\frac{1}{2}(3x^2-1)) + c_3(\frac{1}{2}(5x^3-3x)) \tag{5.2.3}$$

$$c_0, c_1, c_2, c_3 = Koeffizienten$$

Hilfreich bei der Ermittlung der Koeffizienten ist die Anwendung einer Rekursionsformel, die sich infolge der Orthogonalität der Polynome als

$$P_n(x) = \frac{2n-1}{n} x p_{n-1}(x) - \frac{n-1}{n} P_{n-2}(x) \tag{5.2.4}$$

$$n = 2, 3, 4, \ldots; P_0(x) = 1, P_1(x) = x$$

finden läßt.

Weitverbreitete Methode zur Errechnung der Koeffizienten c_n ist das Gauß-Verfahren der kleinsten Fehlerquadrate, nach dem gilt:

$$S = \sum_{i=0}^{n}(s_i - y_i)^2 \longrightarrow Min \tag{5.2.5}$$

$$s_i = HETC - Werte$$
$$y_i = Funktionswerte$$

Mit Gl.5.2.3 erhält man

$$S = \sum_{i=0}^{n}(s_i - c_0 - c_1 x_i - c_2(\frac{3}{2}x_i^2 - \frac{1}{2}) - c_3(\frac{5}{2}x_i^3 - \frac{3}{2}x_i))^2 \tag{5.2.6}$$

Die Koeffizienten c_0–c_3 können berechnet werden durch partielles Ableiten und Nullsetzen der Gl.5.2.6.

$$S = 2\sum_{i=0}^{n}(s_i - c_0 - c_1x_i - c_2(\frac{3}{2}x_i^2 - \frac{1}{2}) - c_3(\frac{5}{2}x_i^3 - \frac{3}{2}x_i))1 = 0 \qquad (5.2.7a)$$

$$S = 2\sum_{i=0}^{n}(s_i - c_0 - c_1x_i - c_2(\frac{3}{2}x_i^2 - \frac{1}{2}) - c_3(\frac{5}{2}x_i^3 - \frac{3}{2}x_i))x_i = 0 \qquad (5.2.7b)$$

$$S = 2\sum_{i=0}^{n}(s_i - c_0 - c_1x_i - c_2(\frac{3}{2}x_i^2 - \frac{1}{2}) - c_3(\frac{5}{2}x_i^3 - \frac{3}{2}x_i))x_i^2 = 0 \qquad (5.2.7c)$$

$$S = 2\sum_{i=0}^{n}(s_i - c_0 - c_1x_i - c_2(\frac{3}{2}x_i^2 - \frac{1}{2}) - c_3(\frac{5}{2}x_i^3 - \frac{3}{2}x_i))x_i^3 = 0 \qquad (5.2.7d)$$

Die Gl.5.2.7a–5.2.7d bilden ein lineares Gleichungssystem, das sich mit der Determinantenmethode lösen läßt. Angesichts der geplanten 60 Winkelintervalle und 74 Energieintervalle zuzüglich der Erweiterung schien es notwendig und zweckmäßig, für die Legendre-Entwicklung ein Programm zu entwickeln, das die HETC-Daten einliest, das linerare Gleichungssystem aufstellt und die Werte der Legendre-Koeffizienten liefert. Um eine höhere Flexibilität zu gewährleisten und so mögliche spätere Anwendungen einzubeziehen, sollte eine Entwicklung auch nach höheren P-Ordnungen durchführbar sein. Der Prototyp eines solchen Programms erwies sich als programmtechnisch recht aufwendig und rechentechnisch mit steigender P-Ordnung zunehmend ungenauer. Die aufgetretenen Ungenauigkeiten konnten auf Rundungsfehler zurückgeführt werden, die bei der Determinantenberechnung auftraten. Die Entwicklung von Determinanten höherer Ordnung führt unweigerlich zu der Notwendigkeit, Differenzen sehr kleiner bzw. sehr großer Zahlen zu handhaben, was den Rechner relativ schnell zu Rundungsfehlern veranlaßt.

Obwohl die aktuelle Fragestellung lediglich eine P3-Entwicklung verlangte und diese durch das erwähnte Programm ohne Genauigkeitseinbußen geleistet werden konnte, wurde nach alternativen Möglichkeiten der Legendre-Entwicklung gesucht. Erfolgversprechend und schließlich auch erfolgreich war der Versuch, die HETC-Daten als Treppenfunktion aufzufassen und als solche anzufitten. Die Literatur bietet zu diesem Zweck eine verhältnismäßig simple Formel zur Koeffizientenbestimmung an:

$$c_n = (n + \frac{1}{2})\int_{-1}^{1} f(x)P_n(x)dx \qquad (5.2.8)$$

Das Integral der Gl.5.2.8 kann im Falle der Treppenfunktion dargestellt werden als Summe aus 60 Teilintegralen

$$\sum_{i=1}^{60}\int_{i}^{i+1} f(x_i)P_n(x_i)dx \qquad (5.2.9)$$

wobei $f(x_i)$ die Form einer Geradengleichung $y = s_i$ (mit s_i =HETC-Daten) annimmt und x_i jeweils in der Intervallmitte bestimmt wird. Die Teilintegrale sind daher einfach als Produkt

$$\int_{i}^{i+1} f(x_i)P_n(x_i)dx = s_i \cdot \Delta x \cdot P_n(x_i) \qquad (5.2.10)$$

darstellbar und leicht zu berechnen. Um die Anwendbarkeit dieses Verfahrens zu testen und insbesondere das Verhalten der Legendre-Polynome an den Unstetigkeitsstellen der Treppenfunktion zu beobachten, wurde eine Test-Routine geschrieben, die die Funktion

$$\begin{aligned} y &= 0 \quad \textit{für} \quad -1 \leq x < 0 \\ y &= 1 \quad \textit{für} \quad 0 \leq x \leq +1 \end{aligned} \tag{5.2.11}$$

bis zu beliebigen P-Ordnungen entwickelt.

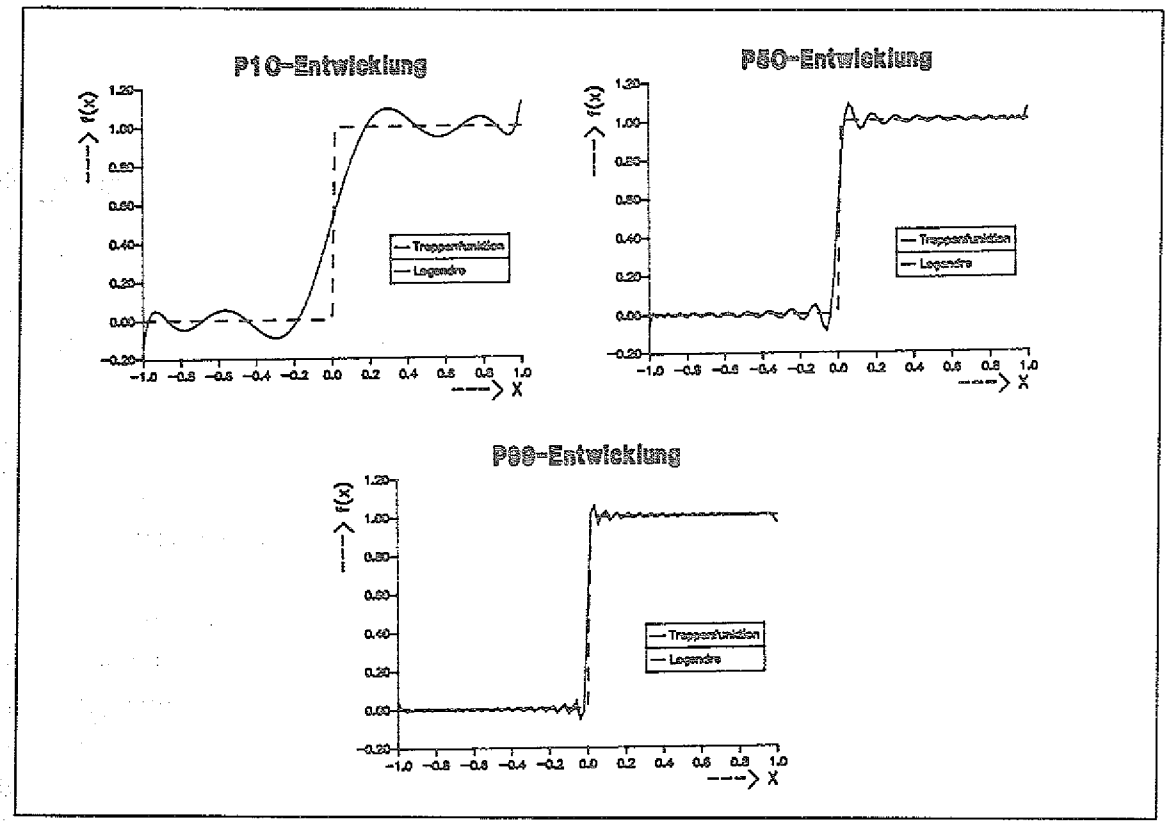


Abb.5.2.1: Legendre-Entwicklungen einer Treppenfunktion

Abb.5.2.1 zeigt die Ergebnisse der Test-Routine und macht deutlich, daß die oben beschriebene Methode gut anwendbar ist auf eine Folge diskreter Datenpunkte, die als Treppenfunktion aufgefaßt werden. Ebenso impliziert die Darstellung die Fähigkeit des angewendeten Algorithmus, auch hohe P-Ordnungen zu berechnen. Die genannten Vorteile wurden begleitet von dem günstigen Umstand, daß der Programmieraufwand vergleichsweise klein und infolgedessen die Rechengeschwindigkeit groß war, und führte zu dem Entschluß, dieses Verfahren für die Entwicklung der Winkelverteilungen aus HETC zu benutzen. Die Konsequenz vorgenannter Überlegungen ist das Fortran-Programm **LEHACSD** (Legendre Expansion of HETC Angular Cross Section Distribution) [24]. Die Programmsteuerung erfolgt über 9 Parameter, die in Form eines Input-Files übergeben werden. Der Benutzer

wählt die Energiegruppe(n) aus, deren Winkelverteilung entwickelt werden soll, entscheidet über die P-Ordnung der Entwicklung und erhält bei Bedarf vielfältige Informationen, die den Rechenverlauf betreffen. Die Koeffizienten werden nach Gl.5.2.8 unter Zuhilfenahme der Rekursionsformel (Gl.5.2.4) ermittelt und in Tabellenform ausgegeben.

5.3. Vergleichende Rechnungen

Um die Qualität des Verfahrens zu testen, und eventuelle Schwachstellen auszuräumen, wurde zunächst versucht, eine Rekonstruktion der bereits in LAHI enthaltenen Daten zu erreichen. Da sich die geplante Erweiterung im Bereich hoher Energien anschließen sollte, schien die Auswahl der höchsten LAHI-Energiegruppe ($700MeV$–$800MeV$) für die Vergleichsrechnungen sinnvoll. Gleichzeitig würden sich erste Hinweise auf die Konsistenz der zu erzeugenden, neuen Daten ergeben.

Die erste Vergleichsrechnung wurde wie in Kap.5.1 beschrieben mit einer Primärteilchenenergie von $800MeV$ für das Element Eisen durchgeführt. Die Anzahl der Quellteilchen betrug 100000, wovon ca.60% an Real Collisions beteiligt waren. Mit Hilfe des Programms LEHACSD wurden die Winkelverteilungen der Streuquerschnitte nach Legendre-Polynomen der Ordnung P3 entwickelt und die zugehörigen Koeffizienten festgehalten. Die Funktionsverläufe der P3-Entwicklungen sind in Abb.5.3.1 für die ersten drei Energiegruppen den entsprechenden LAHI-Daten gegenübergestellt.

Wie sich zeigt, ist in der Eigenstreugruppe der Vorwärtspeak ($\cos\alpha = 1$) bei den HETC-Querschnitten deutlich stärker ausgeprägt als bei den LAHI-Daten, während man in der nächstfolgenden Gruppe ($600MeV$–$700MeV$) einen gegenläufigen Trend erkennt. Im Bereich $500MeV$–$600MeV$ gleichen sich die beiden Kurven weitgehend an. Die Unterschiede in den ersten beiden Energiegruppen lassen darauf schließen, daß die Eigenschaften der Primärteilchen in HETC und den Rechnungen, die den LAHI-Daten vorausgegangen waren, möglicherweise nicht identisch sind. Unter Berücksichtigung der Gruppenstruktur der Library führt dies zu der Vermutung, daß die Energie der Quellteilchen nicht an einer Gruppengrenze fixiert ist, sondern sich homogen über das gesamte Intervall verteilt. Die Vergleiche der Abb.5.3.1 lassen sich entsprechend so deuten, daß die durchschnittliche Primärteilchenenergie bei der HETC-Rechnung höher ist, und infolgedessen die Vorwärtsrichtung in der Eigenstreugruppe stärker und in der zweiten Energiegruppe schwächer ausgeprägt erscheint als bei den LAHI-Daten. Eine Überprüfung der Vermutung sollte durch eine Gleichverteilung der Primärteilchenenergie innerhalb des Intervalls $700MeV$–$800MeV$ ermöglicht werden. Zu diesem Zweck wurde eine weitere HETC-Rechnung durchgeführt und der Input um eine sogenannte USER-SOURCE-ROUTINE erweitert, die das Programm vor dem Start eines jeden Quellteilchen durchläuft, und dem Benutzer gestattet, Ort, Richtung und Energie der Teilchen nach eigenen Algorithmen zu bestimmen.

Abb.5.3.2 zeigt die Ergebnisse der Rechnung und bestätigt eindeutig die geäußerten Vermutungen. Die Übereinstimmung zwischen HETC-Rechnung mit anschließender Legendre-

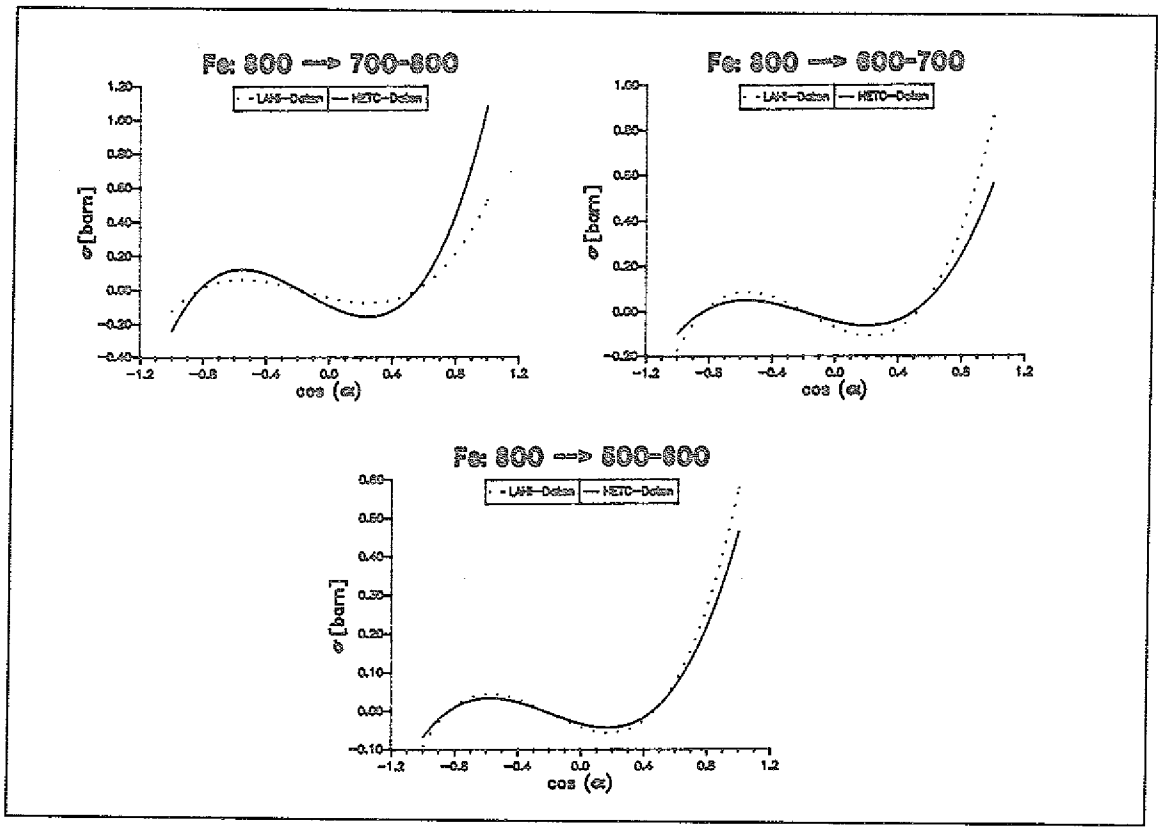


Abb.5.3.1: Vergleich LAHI–HETC mit konstanter Primärenegie

Entwicklung und den LAHI-Daten kann als sehr gut bezeichnet werden und setzt sich im Bereich kleinerer Energie fort (Abb.5.3.3).

Äquivalente Vergleiche für weitere, in LAHI enthaltene Elemente (Cu, Pb) bestätigten zusätzlich die prinzipielle und methodische Richtigkeit des ausgewählten Verfahrens und bildeten eine solide Grundlage für die Erweiterung der Library.

Die Erforschung äquivalenter Wirkungsquerschnitte für hochenergetische Protonen hat gezeigt, daß der Querschnittsverlauf im GeV-Bereich keinen auffälligen Schwankungen innerhalb kleiner Energieintervalle unterliegt. Zusammen mit der Erkenntnis, daß sich Neutronen- und Protonenstreuquerschnitte mit steigender Energie annähern, läßt dies auch bei den Neutronen keine plötzlichen Änderungen im Querschnittsverlauf erwarten. Es schien daher gerechtfertigt, die Erweiterung der LAHI-Library in $200MeV$- bzw. $300MeV$-Intervallen durchzuführen (Tab.5.3.1).

Da der COSY-Beschleuniger in späteren Ausbauphasen bis $2.8GeV$ betrieben werden soll, wurden schließlich 9 zusätzliche Energiegruppen zwischen $800MeV$ und $2800MeV$ für alle 8 enthaltenen Elemente hinzugefügt. Dies erforderte 72 HETC-Rechnungen mit deutlich über $100h$ reine Rechenzeit. Insgesamt 4176 Winkelverteilungen gingen daraus hervor und wurden nach Legendre entwickelt. Einige kleinere Fortran-Service-Routinen wurden zu

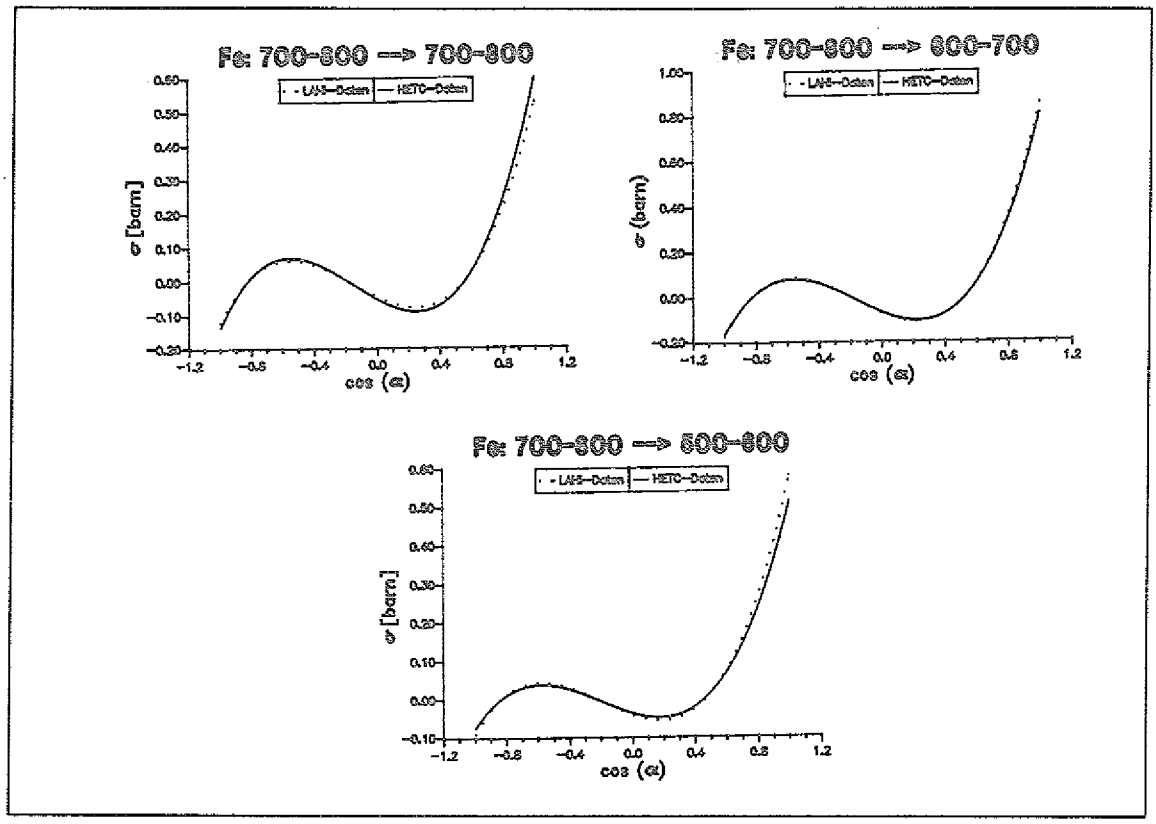


Abb.5.3.2: Vergleich LAHI-HETC mit gleichverteilter Primärenergie

Energie-Nr.	E_{min} [MeV]	E_{max} [MeV]
1	2500	2800
2	2200	2500
3	2000	2200
4	1800	2000
5	1600	1800
6	1400	1600
7	1200	1400
8	1000	1200
9	800	1000

Tab.5.3.1: Die neuen LAHI-Energiegruppen

dem Zweck geschrieben, die mehr als 33000 Koeffizienten der Entwicklungen zu ordnen und in die Library einzufügen. Die Prozedur der Entwicklung und Übertragung wurde mit Kontrollmechanismen versehen und weitgehend automatisiert, was sie auch für spätere Anwendungen nutzbar macht.

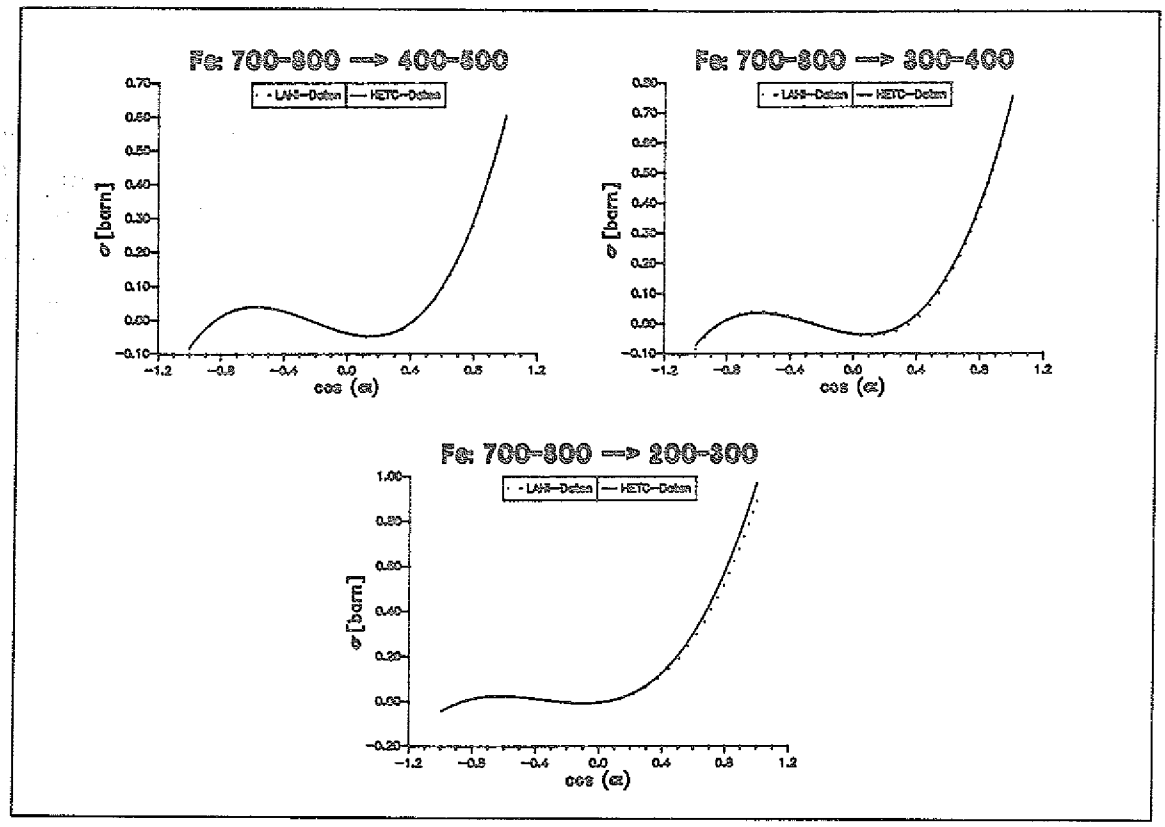


Abb.5.3.3: Vergleich LAHI–HETC mit gleichverteilter Primärenergie

6. Konsistenzuntersuchungen der entwickelten Hochenergie-Neutronenbibliothek

Die in Kap.5 entwickelte Daten-Bibliothek für Hochenergieneutronen bis $2.8GeV$ wurde desweiteren verschiedenen Tests unterzogen. Erste Hinweise auf die Gültigkeit und Plausibilität der erzeugten Querschnitte sollten sich am Kurvenverlauf der Winkelverteilungen ergeben. Zu erwarten ist ein deutlicher Vorwärtspeak nahe der Primärenergie und ein flacherer Verlauf für kleinere Energien. In Abb.6.1 sind 4 der 9 neuen Energiegruppen mit den Winkelverteilungen für die ersten 3 Intervalle am Beispiel des Eisens dargestellt.

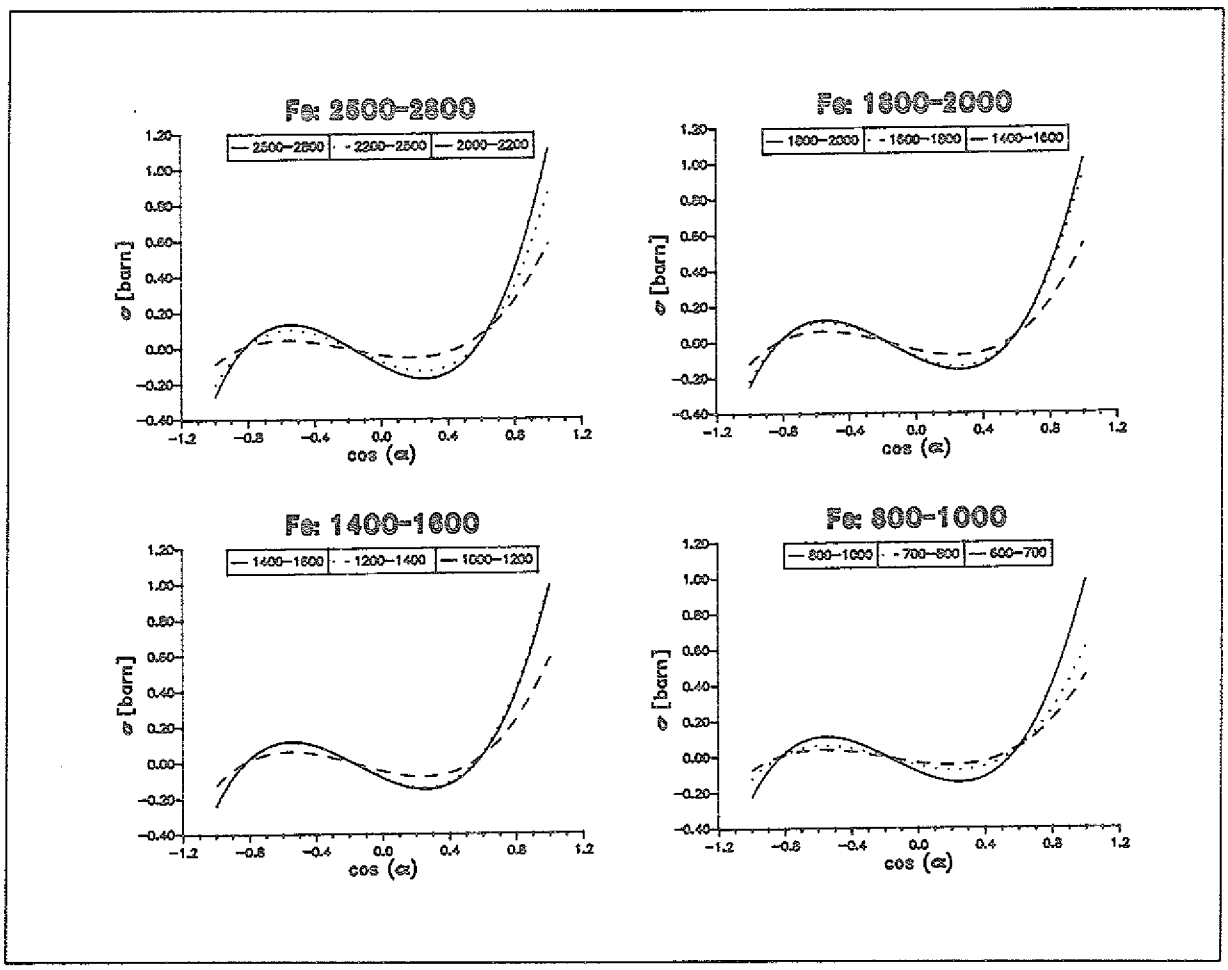


Abb.6.1: Winkelverteilungen der HETC-Querschnitte für 3 Steugruppen

Die Funktionsverläufe entsprechen weitgehend den Erwartungen, wobei auffällt, daß bei den Primärenergien $1800MeV$–$2000MeV$ und $1400MeV$–$1600MeV$ die ersten beiden Streugruppen nahezu identisch sind. Relativiert wird dieser Eindruck durch den Umstand, daß die Intervallbreiten der Darstellungen für $2500MeV$–$2800MeV$ und $800MeV$–$1000MeV$ nicht konstant sind, was die relativen Unterschiede zu den anderen Energiegruppen erklärt.

Ein weiterer Test für die Güte der erzeugten Querschnitte besteht in der Frage, ob sich die totalen Wirkungsquerschnitte, die ebenfalls aus den HETC-Rechnungen hervorgingen, in die bestehenden LAHI-Daten gut einfügen. Diese in der Library mit σ_{tot} bezeichneten Werte lassen sich auch als nicht-elastische Querschnitte betrachten, da sie die elastische Streuung nicht berücksichtigen[21].

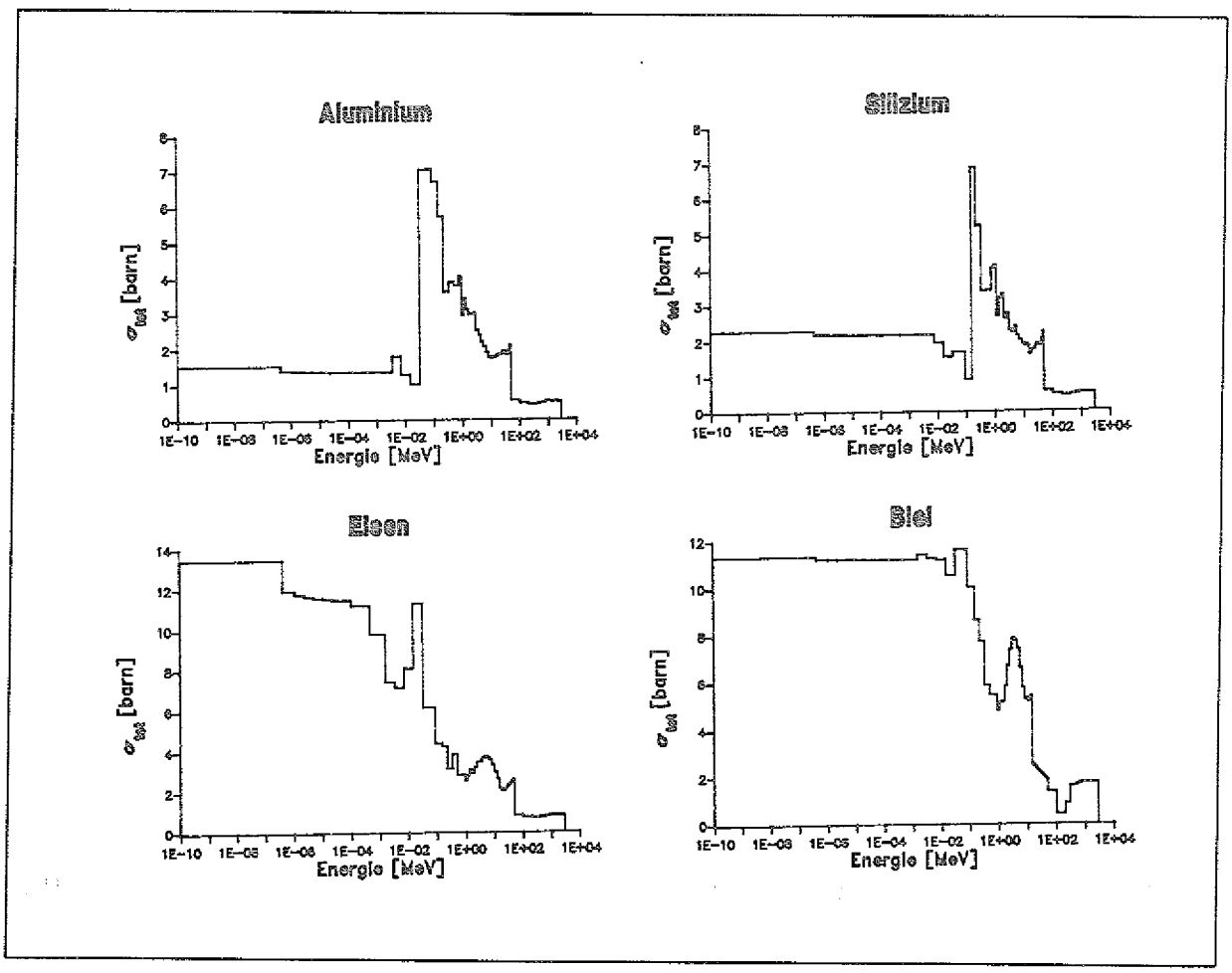


Abb.6.2: Energieverteilungen der σ_{tot} aus der erweiterten LAHI-Library

Abb.6.2 zeigt das Verhalten von σ_{tot} für 4 Elemente über den gesamten Energiebereich. Schon hier ist zu erkennen, daß sich die Werte der neuen Intervalle den Kurvenverläufen fast übergangslos anpassen; ein positiver Hinweis auf die Konsistenz der errechneten Daten innerhalb der Library. Da der direkte Vergleich einzelner Energiegruppen durch die Tatsache erschwert wird, daß die Intervallbreiten unterschiedlich groß sind, wurden in Abb.6.3 die Querschnitte auf die Energie normiert und für $E \geq 10MeV$ dargestellt.

21) durch die Multiplikation mit dem Faktor C (s.Kap.5.1)

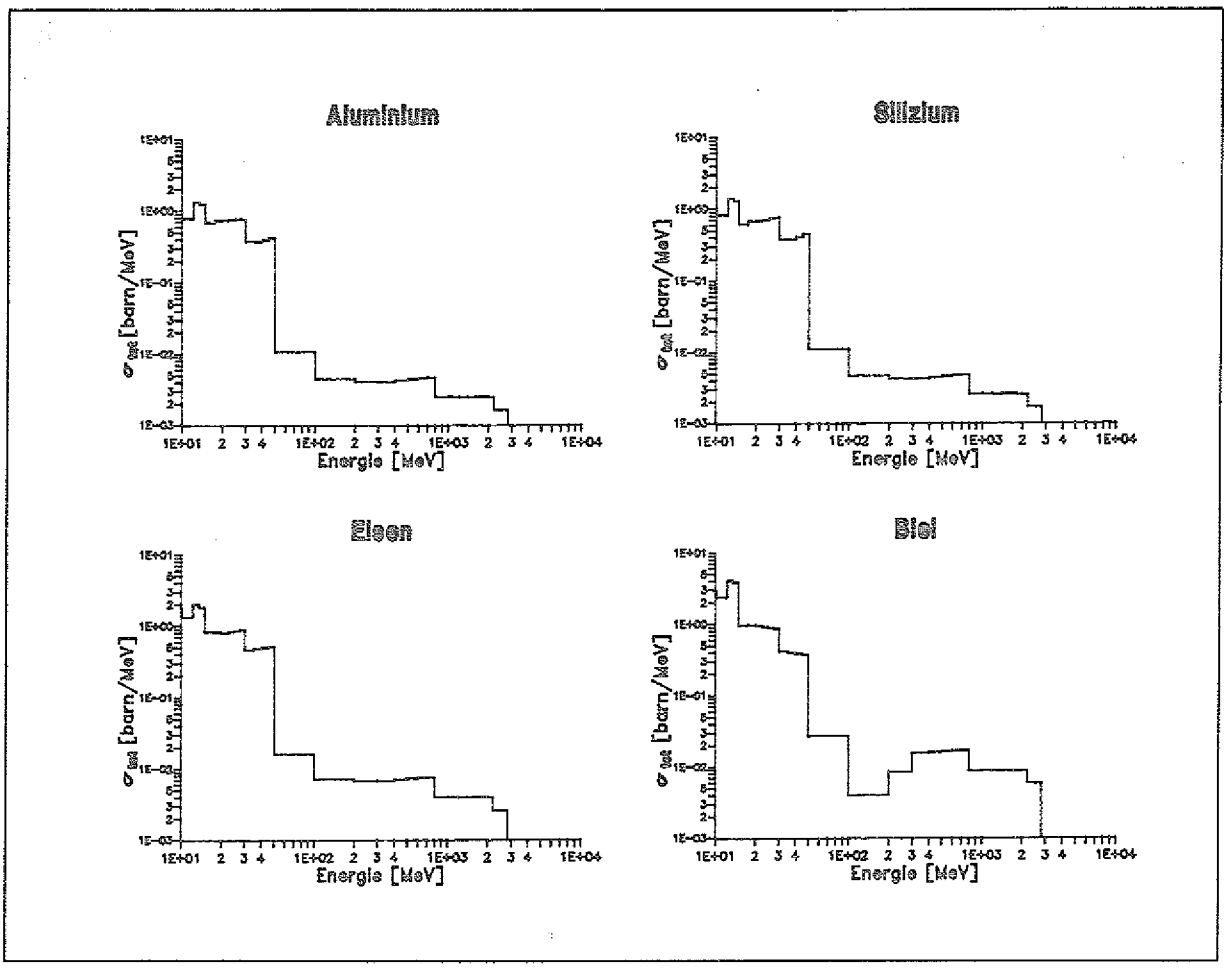


Abb.6.3: σ_{tot} im Hochenergiebereich

Die aus theoretischen Überlegungen und durch Vergleiche mit hochenergetischen Protonen gefolgerte Erwartung eines flachen Querschnittsverlaufs im Hochenergiebereich wird oberhalb $50MeV$ bestätigt, was sich durch die neuen Werte fortsetzt.

Die bisher angestellten Vergleiche lassen erkennen, daß sich die errechneten Querschnitte widerspruchsfrei an die bestehenden Daten anschließen und den aufgestellten Plausibilitätsforderungen genügen. Eine zusätzliche Möglichkeit der Qualitätsprüfung bieten äquivalente ANISN-HETC-Rechnungen im erweiterten Energiebereich, die neben indirekten Hinweisen auf die Güte der Querschnitte auch einen Vergleich der beiden ihrer Struktur nach sehr unterschiedlichen Programme liefern. Eine wesentliche Voraussetzung für den Erhalt vergleichbarer Ergebnisse ist eine kompatible Problembeschreibung sowohl in Bezug auf die Geometrie, als auch in Bezug auf die Konstruktion äquivalenter Primärteilchenquellen. Dank der äußerst flexiblen Gestaltungsmöglichkeiten innerhalb des HETC-Inputs war eine Anpassung der beiden Programme möglich.

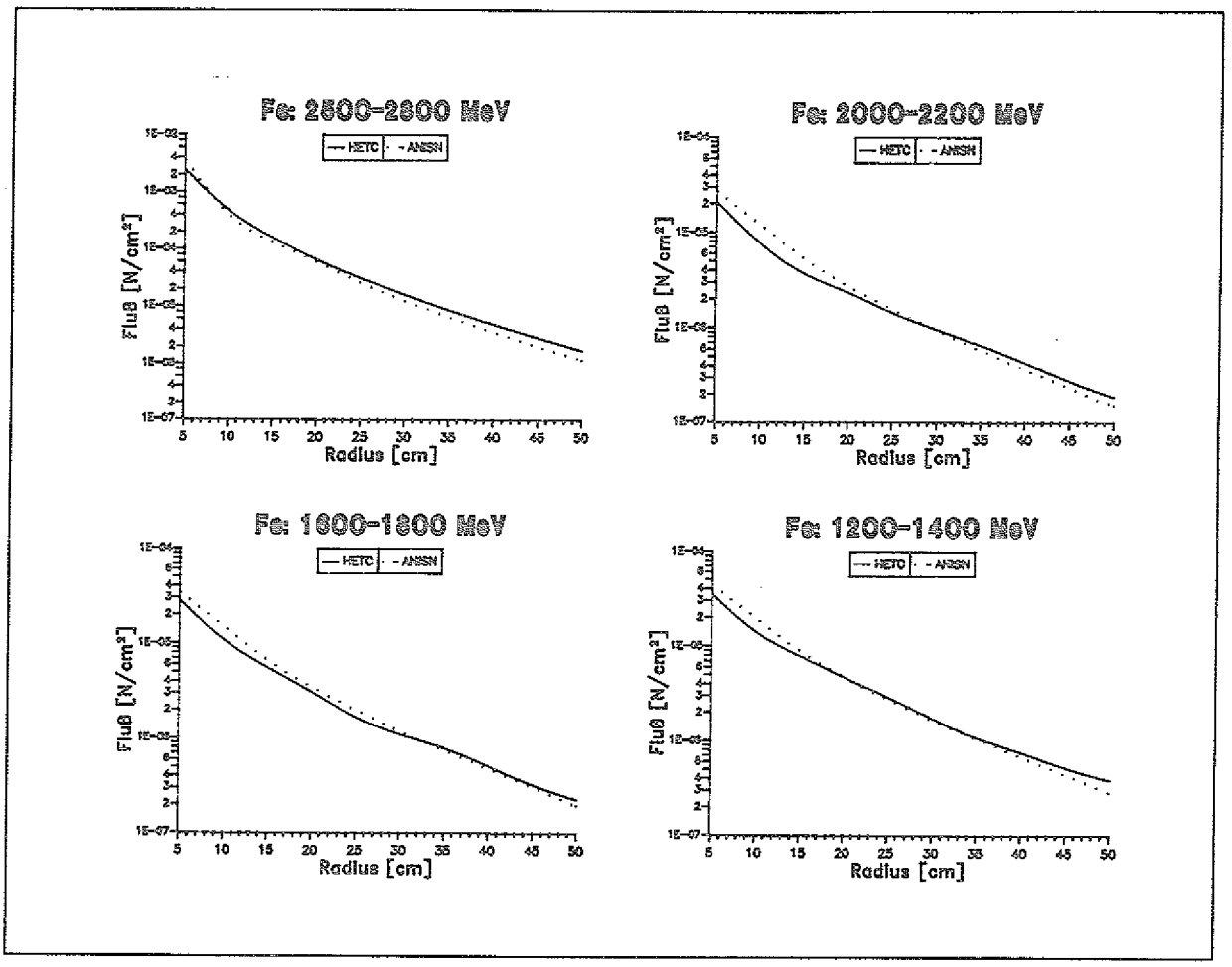


Abb.6.4: HETC-ANISN-Vergleich in kompatibler Geometrie für Eisen

Das schließlich für den Vergleich ausgewählte Problem bestand in einer Kugelgeometrie, in deren Mittelpunkt eine isotrope Neutronenquelle plaziert wurde. Durch mehrere ineinander verschachtelte Einzelkugeln, die als Detektorflächen dienten, sollte der Neutronenfluß zwischen $R = 5cm$ und $R = 50cm$ verfolgt werden. Der Quellfluß wurde in ANISN durch Neutronen der ersten Energiegruppe ($2500MeV$–$2800MeV$) gebildet, die auf der Oberfläche einer Kugel mit dem Radius $R = 1cm$ eine homogene Verteilung aufwiesen und im Winkel $0° \leq \Theta \leq 18.31°$ zur Normalen auf die Kugeloberfläche gestartet wurden. Die zugehörigen HETC-Rechnungen liefen mit der gleichen Kugelgeometrie und einer Punktquelle, die mit Hilfe einer USER-SOURCE-ROUTINE im Energieintervall $2500MeV \leq E \leq 2800MeV$ und im Raumwinkelintervall $0° \leq \Theta \leq 180°$ gleichverteilt wurde. Weitgehend identische Voraussetzungen wurden erreicht, indem der innersten Kugel der HETC-Geometrie ($R = 1cm$) das Medium 'Internal void' zugeordnet wurde, in dem keinerlei Wechselwirkung stattfindet. Die HETC-Energieintervalle entsprachen bis zur Cut-off-Energie ($14.9MeV$) denen der LAHI-Library, die für ANISN maßgeblich waren. Größtes Interesse galt wiederum dem erweiterten Energiebereich, aus dem für Abb.6.4 4 Gruppen ausgewählt wurden.

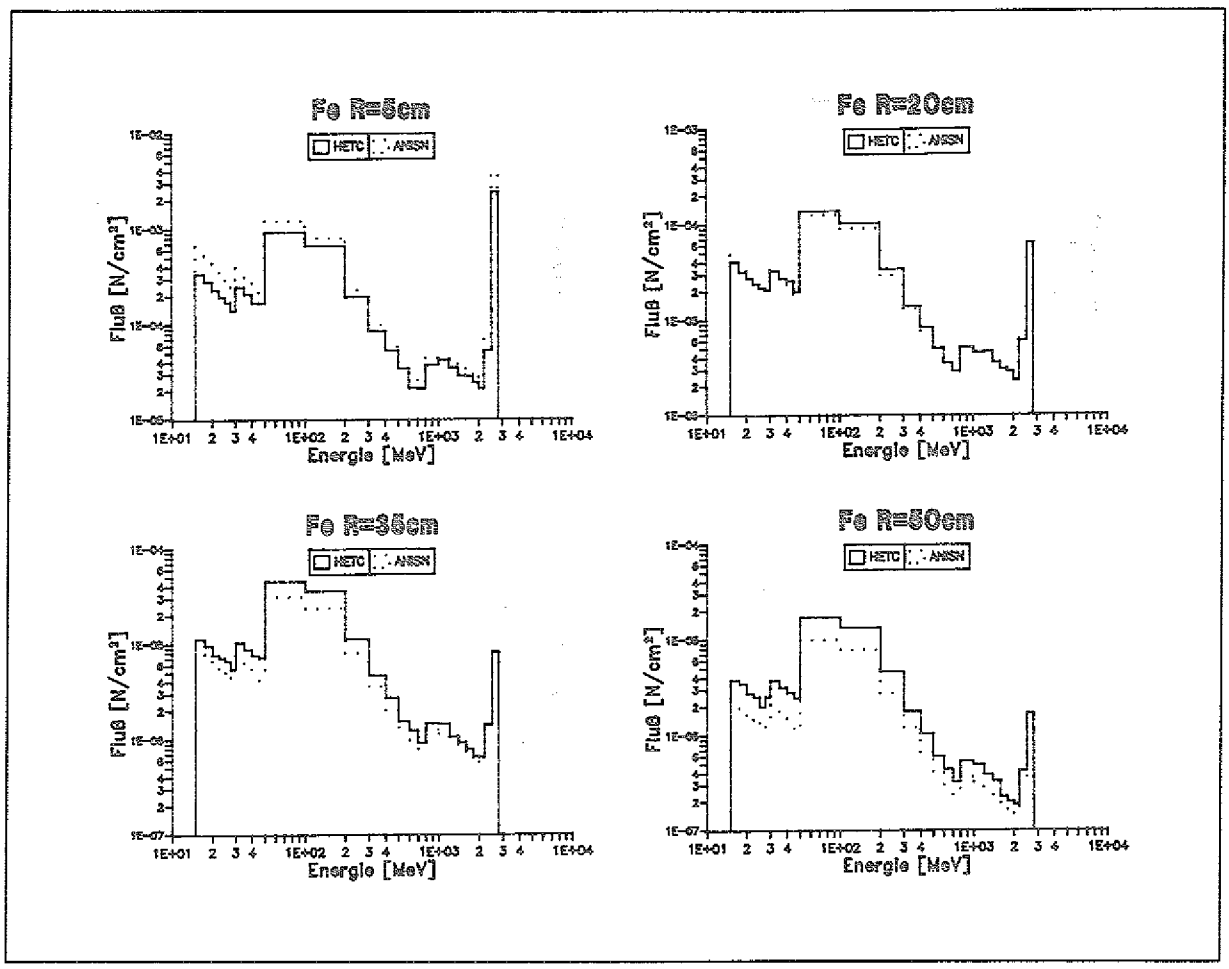


Abb.6.5: HETC-ANISN-Vergleich in kompatibler Geometrie für Eisen

Die Übereinstimmung ist angesichts der völlig unterschiedlichen Formalismen gut und gibt erstmals positive Hinweise auf die Funktionalität der geplanten Programmkopplung. In allen dargestellten Energiegruppen ist bei HETC ein durchschnittlich etwas flacherer Kurvenverlauf zu erkennen, was zu vergleichsweise höheren Flüßen in größeren Abständen zur Quelle führt. Der Grund dafür liegt sicher einerseits in der Tatsache, daß die Sekundärprotonen, die aus Reaktionen der Primärneutronen hervorgehen und ihrerseits weitere Neutronen produzieren können, in ANISN nicht berücksichtigt werden, und ist andererseits in dem Umstand zu vermuten, daß die Richtung des ANISN-Quellflusses nicht auf 0° fixiert[22], sondern auf das Intervall $0° \leq \Theta \leq 18.31°$ verteilt ist, was die zurückzulegenden Wegstrecken in radialer Richtung verlängert. Die Energieverteilung des Neutronenflußes zwischen $14.9MeV$ und $2800MeV$ (Abb.6.5) in verschiedenen Abständen macht deutlich, daß sich die gute Übereinstimmung auch zu kleineren Energien hin fortsetzt und bestätigt damit ein weiteres mal die Kontinuität am Übergang zwischen alten und neuen LAHI-Daten.

22) in HETC ist dies durch die isotrope Punktquelle gegeben

Für eine zweite Vergleichsrechnung der oben beschriebenen Art wurde die Gelegenheit genutzt, eine Kombination aus mehreren Elementen als zusammengesetztes Medium zu betrachten. Natürlicherweise drängte sich im Zusammenhang mit Strahlenschutzüberlegungen der Abschirmbeton für diese Anwendung auf.

Element	Z	A	Dichte $[\frac{g}{cm^3}]$bzw.$[\frac{g}{l}]$	Atomzahldichte $[\frac{Atome}{cm^3}]$
H	1	1	0.08988	$6.26 \cdot 10^{-3}$
C	6	12	1.9–2.3	$1.51 \cdot 10^{-3}$
O	8	16	1.429	$4.24 \cdot 10^{-2}$
Al	13	27	2.6989	$1.27 \cdot 10^{-3}$
Si	14	28	2.33	$1.49 \cdot 10^{-2}$
Ca	20	40	1.55	$4.49 \cdot 10^{-3}$
Fe	26	56	7.874	$9.21 \cdot 10^{-4}$

Tab.6.1: Zusammensetzung des Beton in HETC

Tab.6.1 gibt die Zusammensetzung von Normalbeton an, wie sie in HETC verwendet wurde. Die Übertragung der Tabellenwerte in den ANISN-Input war nicht möglich, da in der LAHI-Library das Element Calzium nicht enthalten ist. Um den Einfluß des Calziums indirekt dennoch zu berücksichtigen, wurde dessen Anteil je zur Hälfte auf die Elemente Silizium und Eisen aufgeteilt. Daß diese Maßnahme keine verfälschenden Auswirkungen auf die Kompatibilität der Rechnungen hatte, zeigt Abb.6.6, die eine geringfügig bessere Übereinstimmung zwischen HETC und ANISN erkennen läßt, als dies beim Eisen der Fall war (Abb.6.4 und Abb.6.5).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die durchgeführten Prüfungen in mehrerlei Hinsicht erfolgreich verlaufen sind und deutliche Anzeichen für die Konsistenz der neuen Querschnitte und damit für die Folgerichtigkeit des angewendeten Verfahrens erbracht haben. Das Datenmaterial im erweiterten Energiebereich genügt den aufgestellten Plausibilitätsforderungen und steht im Einklang mit den übrigen LAHI-Daten. Darüberhinaus liefert die Anwendung in ANISN-Rechnungen widerspruchsfreie Resultate, die in guter Übereinstimmung mit äquivalenten HETC-Kalkulationen stehen.

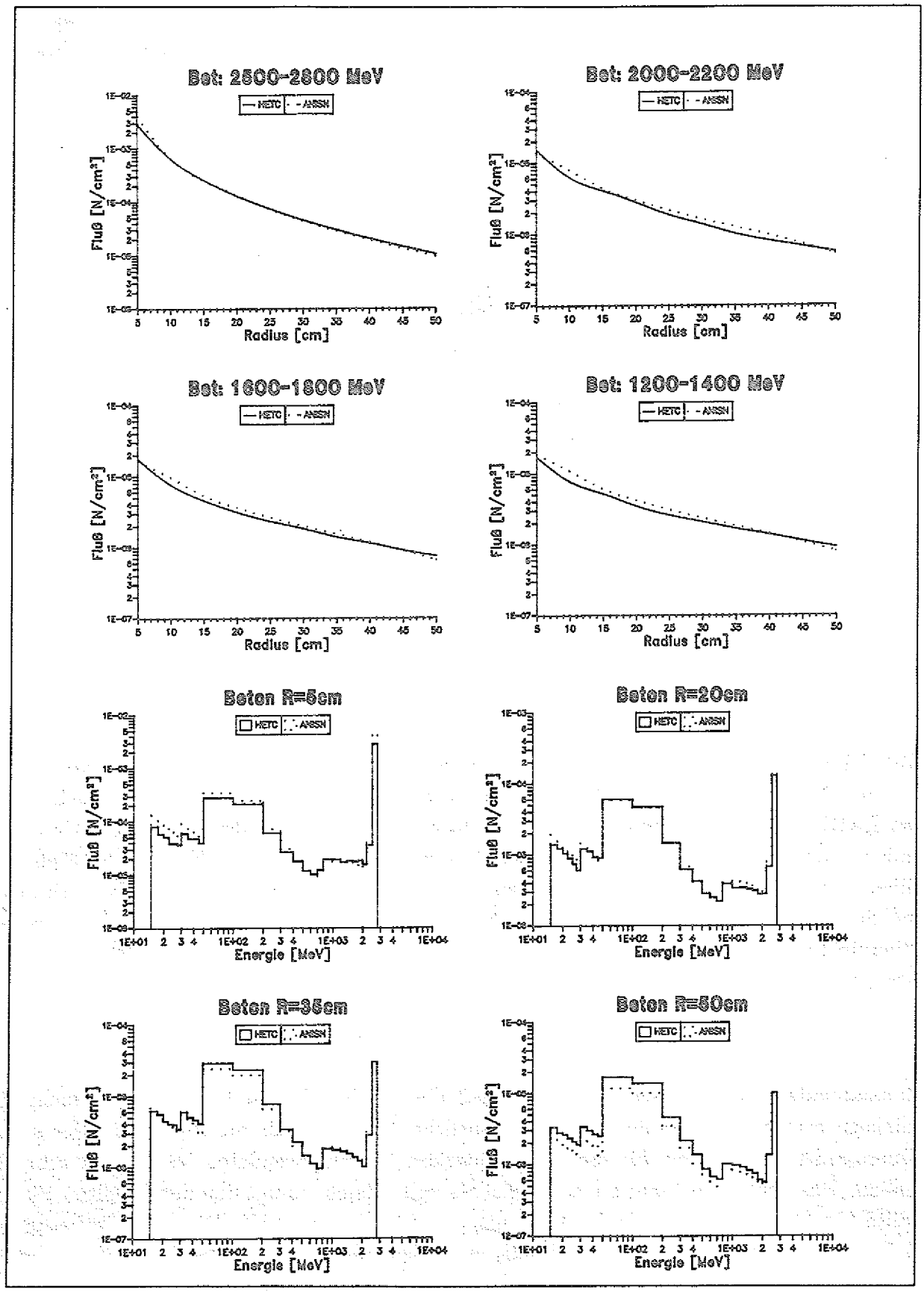


Abb.6.6: HETC-ANISN-Vergleich in kompatibler Geometrie für Beton

7. Die HETC-ANISN-Kopplung

Das erklärte Ziel beim Einsatz von ANISN für Strahlenschutzrechnungen war eine Kopplung des Programms mit HETC. Dabei sollten die komplexen Vorgänge nach dem Auftreffen des Strahls auf ein Target mit der Monte-Carlo-Methode simuliert und der resultierende Neutronenfluß an einer Kopplungsoberfläche innerhalb der Abschirmung nach ANISN übergeben werden. Die Idee der HETC-ANISN-Kopplung ist nicht neu und wurde schon bei früheren Gelegenheiten verwirklicht. In einer älteren Version des HETC-Programms existierte die Möglichkeit, den Neutronenfluß an der Kopplungsfläche als Legendre-Entwicklung der Winkelverteilungen abzuspeichern. Im einzelnen wurde jedes Ereignis, das dem Durchgang eines Neutrons durch die Kopplungsfläche entsprach, als δ-Funktion betrachtet und nach hohen P-Ordnungen entwickelt [25]. Die Winkelverteilung einer bestimmten Energiegruppe ergab sich aus einer Superposition der einzelnen δ-Funktionen. Die Koeffizienten der resultierenden Legendre-Entwicklungen konnten schließlich an ANISN übergeben und dort als Quellfluß weiterverarbeitet werden. Heute steht diese Art der Kopplung nicht mehr zur Verfügung, da die entsprechenden Routinen nicht in das neue Analyse-Programm SIM übernommen worden sind. Ohne in die komplizierte Programmstruktur des HETC-SIM-Systems eingreifen zu wollen, wurde versucht, eine neue Kopplungsprozedur zu entwickeln, die den HETC-Detektor-Output entsprechend den Erfordernissen des ANISN-Inputs modifiziert. ANISN setzt die Summe der Einzelflüsse gleich 1, wichtet sie durch Multiplikation mit dem *cos* des betreffenden Winkels und einem Wichtungsfaktor und normiert die Flüße auf die Oberfläche des angegebenen Source-Intervalls. Damit die Ausgangssituation in ANISN möglichst genau übereinstimmt mit dem Detektor-Output an der Kopplungsoberfläche, müssen Wichtungen und Normierungen durch komplimentäre Rechenoperationen neutralisiert werden. Gleichzeitig ist zu berücksichtigen, daß sich der ANISN-Quellfluß stets auf die gesamte Kugeloberfläche des Source-Intervalls bezieht, während die Kopplungsfläche in der HETC-Geometrie nur einen Bruchteil der Gesamtkugel darstellt. Daher ist es erforderlich, den Kopplungsfluß durch Multiplikation mit dem Verhältnis von Kugeloberfläche zu Detektorfläche anzupassen.

Die beschriebene Prozedur wurde in Form einer Fortran-Routine entwickelt und umfaßt das Einlesen des HETC-Detektor-Outputs, die Modifikation gemäß Gl.7.1 und die Ausgabe im ANISN-Input-Format [26].

$$^{anisn}\phi_{i,j} = \frac{^{hetc}\phi_{i,j}}{cos\alpha \cdot wt_j} \tag{7.1}$$

$$\begin{aligned}
^{anisn}\phi_{i,j} &= ANISN - Quellfluß \\
^{hetc}\phi_{i,j} &= HETC - Kopplungsfluß \\
wt_j &= ANISN - Wichtungsfaktor \\
i &= Nummer\ \ des\ \ Energieintervalls \\
j &= Nummer\ \ des\ \ Winkelintervalls
\end{aligned}$$

Zur Anpassung des Kopplungsflusses an die ANISN-Geometrie wurde der Input-Parameter XNF benutzt, der als Normierungsfaktor in den Aufbau der Shell-Source eingeht.

$$XNF = \sum_i \sum_j {}^{HETC}\phi_{i,j} \cdot \frac{A_0}{A} \tag{7.2}$$

$$\begin{aligned} XNF &= Normierungsfaktor \\ A_0 &= Kugeloberfläche \\ A &= Detektorfläche \end{aligned}$$

Die Richtigkeit des Verfahrens konnte einfach durch Proberechnungen getestet werden, indem die im ANISN-Output angegebene Shell-Source auf die Einheit des HETC-Kopplungsflusses zurückgerechnet und mit diesem verglichen wurde.

Neben der verfahrenstechnischen Kompatibilität erfordert das Ziel sinnvoller Kopplungsrechnungen auch die Berücksichtigung kernphysikalisch-situativer Einflüsse. Dazu gehören die Ausbreitungsrichtung der gekoppelten Rechnung im Verhältnis zur Richtung des Primärstrahls, die Form der Kopplungsfläche und deren Lage, sowie Anzahl und Energie der Primär- bzw. Sekundärprotonen am Ort der Kopplung. Geht man aus von einer Standardgeometrie, dann hängt die Form des Neutronenspektrums aus dem Target wesentlich von der betrachteten Richtung ab. Auch das Protonenspektrum ist stark vorwärtsgepeakt und damit ebenso richtungsabhängig (s.Kap.3.1). Insbesondere die hochenergetischen Primär- und Sekundärprotonen müssen als Produzenten weiterer Neutronen in Betracht gezogen werden, weshalb die Kopplungsoberfläche bei Vorhandensein eines ausgeprägten Protonenspektrums möglichst tief in der Abschirmung gewählt werden sollte. Eine gegenläufige Forderung entsteht aus dem Wunsch nach einer guten HETC-Statistik am Ort der Kopplung. Die endgültige Wahl des Kopplungsortes muß somit beide Einflüße berücksichtigen und stellt daher einen Kompromiß dar. Ein weiterer Aspekt betrifft die Winkel- und Energieverteilung der Neutronen auf der Detektorfläche und damit deren Ausdehnung. In der Vorwärtsrichtung[23)] ergeben sich keine heterogenen Verteilungen auf der Kopplungsfläche in dem Sinne, daß sowohl in x-Richtung als auch in y-Richtung symmetrische Verteilungen um die Strahlachse zu erwarten sind. Die Ausdehnung der Kopplungsfläche hängt deshalb in erster Linie von der HETC-Statistik und der Entscheidung des Benutzers ab, wie groß der Öffnungswinkel[24)] zur Reproduktion der Vorwärtsrichtung gewählt wurde. Alle von der 0°-Richtung verschiedene Winkel werfen jedoch das Problem auf, daß sich die Neutronenverteilungen auf der Kopplungsfläche asymmetrisch zum Richtungsvektor des betrachteten Winkels ausbilden. Wollte man beispielsweise die 90°-Richtung durch einen Detektor erfassen, dessen Ausdehnung einem Öffnungswinkel von 10° entspricht, so ist das Intervall 85°–90° durchschnittlich mit höheren Energien besetzt, als das Intervall 90°–95°. Diese Asymmetrie kann bei der Kopplung aber nicht berücksichtigt werden, da

23) sprich Strahlrichtung

24) vom Targetschwerpunkt aus betrachtet

die Energie- und Winkelverteilungen des übergebenen Flusses keine Differenzierungen über die Detektorfläche enthalten.

Schließlich kann auch die Form der Kopplungsfläche erheblichen Einfluß auf die Qualität der Rechnungen haben. Da im Rahmen dieser Arbeit die Kopplung stets in Kugelgeometrie angewendet wurde, ist der die Form bestimmende Parameter die Krümmung bzw. der Radius der zugehörigen Kugel. Wie leicht zu ersehen ist, steht die Winkelverteilung des Übergabespektrums in Zusammenhang mit der Flächenkrümmung des Detektors, da die Flugrichtung der Teilchen bezogen wird auf den Winkel zur Flächennormalen am Durchstoßpunkt. Abb.7.1 zeigt die sich ergebenden Unterschiede für verschiedene Krümmungsradien.

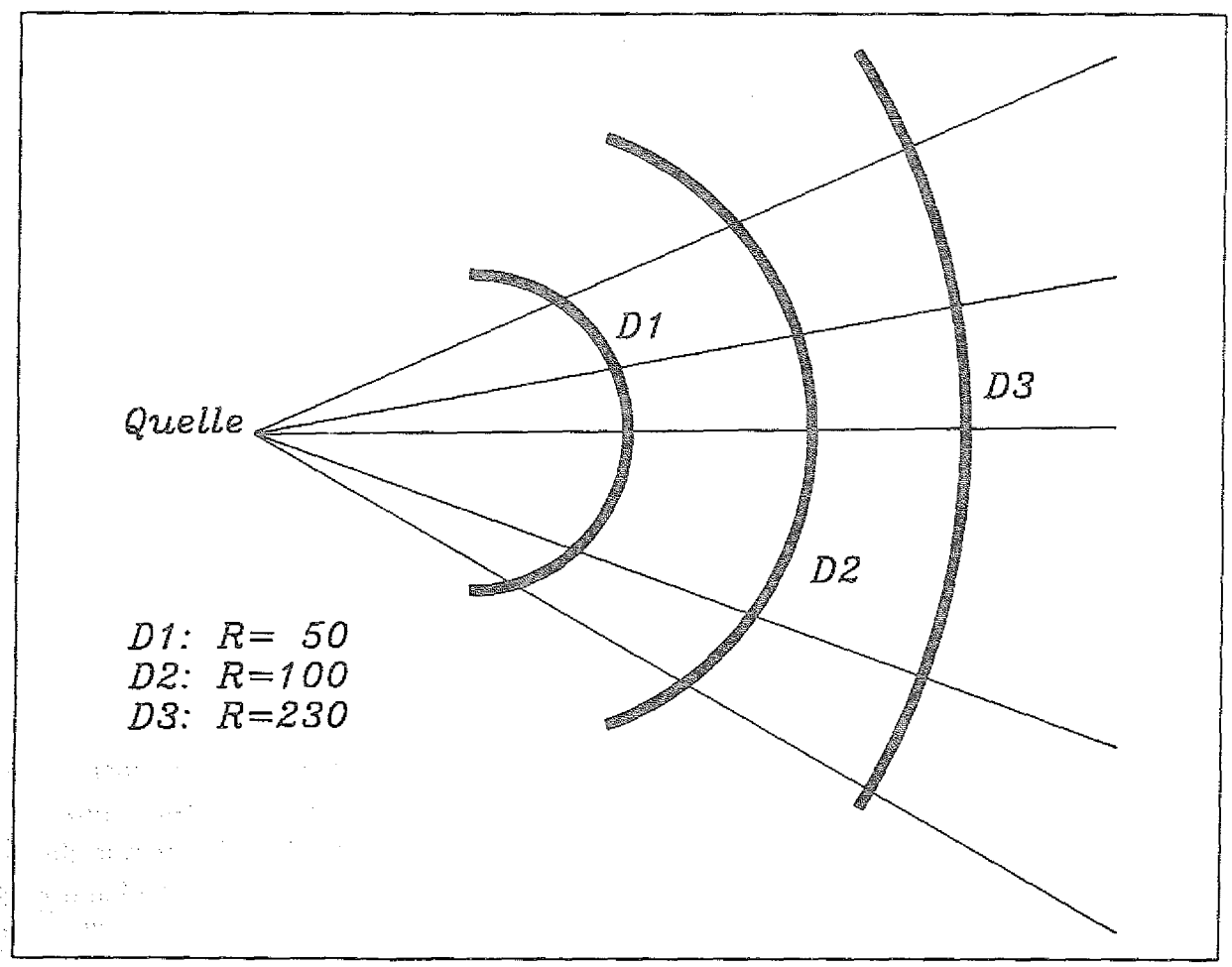


Abb.7.1: Winkelverteilung des Kopplungsflusses für verschiedene Krümmungsradien

In der ANISN-Rechnung ergeben sich daraus spürbare Konsequenzen. Im Falle eines kleinen Krümmungsradius werden allen Teilchen, die den Detektor an dessen äußeren Rand passieren, große Winkel zugeordnet. Dies hat zur Folge, daß ein entsprechender Anteil des

Kopplungsflusses in ANISN mit gleichem Winkel gestartet wird und eine deutlich größere Wegstrecke zum nächsten Intervall zurückzulegen hat, was nicht der ursprünglichen Richtung der beteiligten Neutronen entspricht. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß mit Ausnahme der 0°-Richtung die hochenergetischen Neutronen zumeist an den äußeren Bereichen des Detektors registriert werden, kann so ein wesentlicher Teil des Übergabespektrums in ANISN falsch interpretiert werden. Es scheint daher notwendig, den Krümmungsradius groß zu wählen, damit die auftretenden Winkel möglichst klein bleiben.

Die aufgezeigten Wirkzusammenhänge machen deutlich, daß Form, Ausdehnung und Lage der Kopplungsoberfläche entscheidende Bedeutung zukommt. Die aktuelle Problemstellung bestimmt dabei, ob die wechselseitigen Einflüsse akkumulativ oder kompensativ auf die Rechnung einwirken. Obwohl an dieser Stelle die einzelnen Wirkmechanismen nicht erschöpfend untersucht werden können, lassen sich aus den angestellten Überlegungen einige grundsätzliche Empfehlungen ableiten:

1. Der Anteil hochenergetischer Protonen am Kopplungsort ist zu beachten. Je mehr sich der zu untersuchende Winkel der Vorwärtsrichtung annähert, um so ausgeprägter kann das Protonenspektrum erwartet werden. Die Tiefe der Kopplungsoberfläche in der Abschirmung sollte deshalb mindestens <u>eine</u> nuclear-interaction-length betragen.

2. Die Ausdehnung der Detektoren sollte nicht über die Erfordernisse einer guten HETC-Statistik hinausgehen, um die zwangsläufig auftretenden Asymmetrien der Energieverteilungen auf den Detektorflächen bei anderen als der Vorwärtsrichtung zu begrenzen.

3. Die Radien der die Detektorfläche bestimmenden Kugeln sind ausreichend groß zu wählen, damit die übergebenen Winkelverteilungen in ANISN korrekt interpretiert werden.

4. Alle vorgenannten Maßnahmen sind nur dann sinnvoll anwendbar, wenn gleichzeitig eine gute HETC-Statistik erzielt wird.

Erfolgreiche und widerspruchsfreie Kopplungsrechnungen setzen ein Mindestmaß an Rechenerfahrung mit den beteiligten Programmen voraus und erfordern darüberhinaus ein gewisses Gefühl für die Konstruktion einer geeigneten Geometrie. Die Bewertung der Rechenergebnisse sollte immer einhergehen mit Plausibilitätsüberlegungen und einem nachträglichen Gegencheck der Input-Parameter. Wertvolle Hilfe dabei können zusätzliche Detektoren leisten, die beispielsweise das Protonenspektrum aufnehmen oder einen Vergleich mit den ANISN-Resultaten zulassen.

8. Anwendungsrechnungen am Beispiel von COSY

8.1. Technische Merkmale von COSY

Das Cooler-Synchrotron COSY ist ein kernphysikalisches Großgerät und dient der Grundlagenforschung im Bereich mittlerer Energien. Seine technische Auslegung ermöglicht die Nutzung als Beschleuniger und als Speicherring mit erreichbaren Endenergien von $2.5GeV$–$2.8GeV$ für Protonen [6].

Die konstante Teilchenbahn verläuft innerhalb eines Strahlrohrs entlang 2er Biegesektionen und 2er gerader Sektionen unter Hochvakuum. Ein zeitlich veränderliches Hochfrequenzfeld liefert die Impulse zur Beschleunigung der Strahlteilchen und ist auf einer der geraden Sektionen untergebracht. Zahlreiche Magnete sind an der ca. $184m$ langen Vakuumkammer angebracht und zwingen den Strahl in die ovale Umlaufbahn. Insgesamt 56 Quadrupole und 24 Dipole stellen die Hauptmagnete dar (s.Abb.8.1.1). Jeder Quadrupol fokussiert den Strahl axial bzw. radial und defokussiert ihn in der komplimantären Achse. Da die fokussierende Wirkung immer größer ist als die defokussierende, kann der Strahl durch mehrere hintereinandergeschaltete Quadrupole auf die Strahlrohrachse konzentriert werden. 24 dieser 2–3 Tonnen schweren Magnete stehen in den Biegesektionen und weitere 32 sind zu Viererblöcken zusammengefaßt auf die geraden Sektionen verteilt. Die Umlenkung des Strahls in den Biegesektionen besorgen jeweils 12 Dipole, von denen jeder eine Ablenkung des Strahls um $15°$ bewirkt und mit einem Gewicht von ca.27 Tonnen eine deutlich eindrucksvollere Erscheinung abgibt als die Quadrupole.

Weitere Strahlmanipulationen erfolgen mit Hilfe mechanisch gesteuerter Blenden und Schlitze, die solche Teilchen herausfiltern, deren Ort und Richtung außerhalb der Toleranzen liegen, und begrenzen damit das Strahlprofil.

Aus konzeptionellen Gründen kann ein Synchrotron nicht mit einer eigenen Quelle betrieben werden, sondern benötigt einen Vorbeschleuniger. Diese Rolle übernimmt bei der COSY-Maschine das Isochron-Zyklotron JULIC, das am Institut für Kernphysik schon seit mehr als 20 Jahren in Betrieb steht. JULIC erzeugt Protonen mit einer Energie von $40MeV$, die dem COSY-Beschleuniger über einen Injektionskanal zugeführt werden. In Intervallen von 30–$40ns$ liefert das Zyklotron 1 Teilchenpaket, womit nach ca.$1ms$ die maximale Ringfüllung von $8 \cdot 10^{10}$ Teilchen erreicht ist.

Das Ziel eines qualitativ hochwertigen Strahls erfordert neben den Magneten zusätzliche Maßnahmen zur Manipulation der Strahleigenschaften. Im Falle von COSY ist dies durch die Technik des Kühlens gegeben. Der Begriff Kühlung bezieht sich auf eine Dämpfung der transversalen und longitudinalen Relativgeschwindigkeiten der Strahlteilchen. Diesen Geschwindigkeitskomponenten kann man über die Beziehung

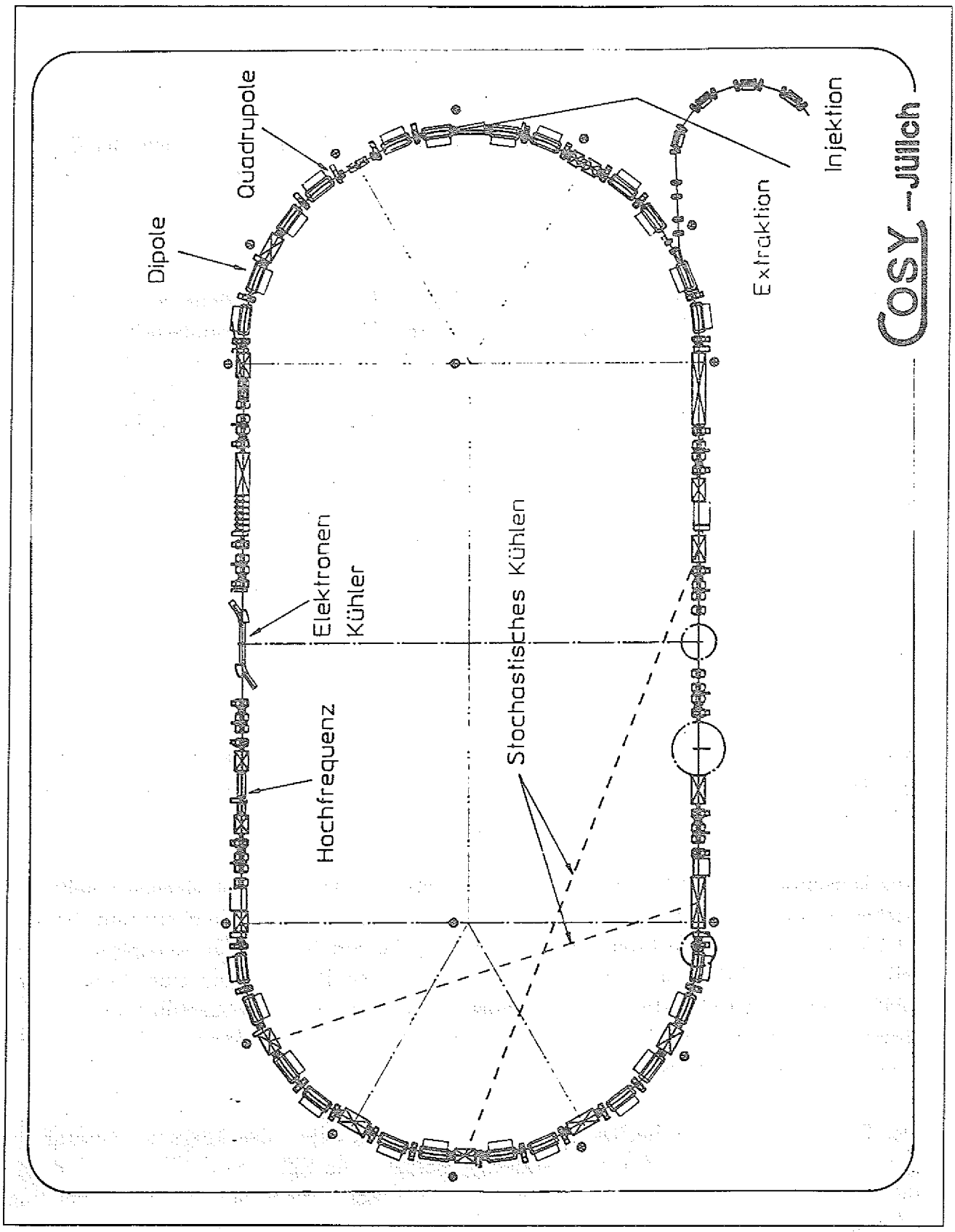


Abb.8.1.1: Der COSY-Ring mit den wichtigsten Bauteilen

$$\overline{E_{kin}} = \frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{3}{2}kT \tag{8.1.1}$$

$$\begin{aligned}
\overline{E_{kin}} &= mittlere\ kinetische\ Energie \\
m &= Masse \\
\overline{v^2} &= mittlere\ Geschwindigkeit \\
k &= Boltzmann - Konstante \\
T &= Temperatur
\end{aligned}$$

eine Temeratur zuordnen. Die Dämpfung der Relativgeschwindigkeiten entspricht in diesem Sinne einer Kühlung. Der Elektronenkühler ist auf einer der beiden geraden Sektionen untergebracht und soll zunächst bei Injektionsenergie im Speicherbetrieb eingesetzt werden (Abb.8.1.2).

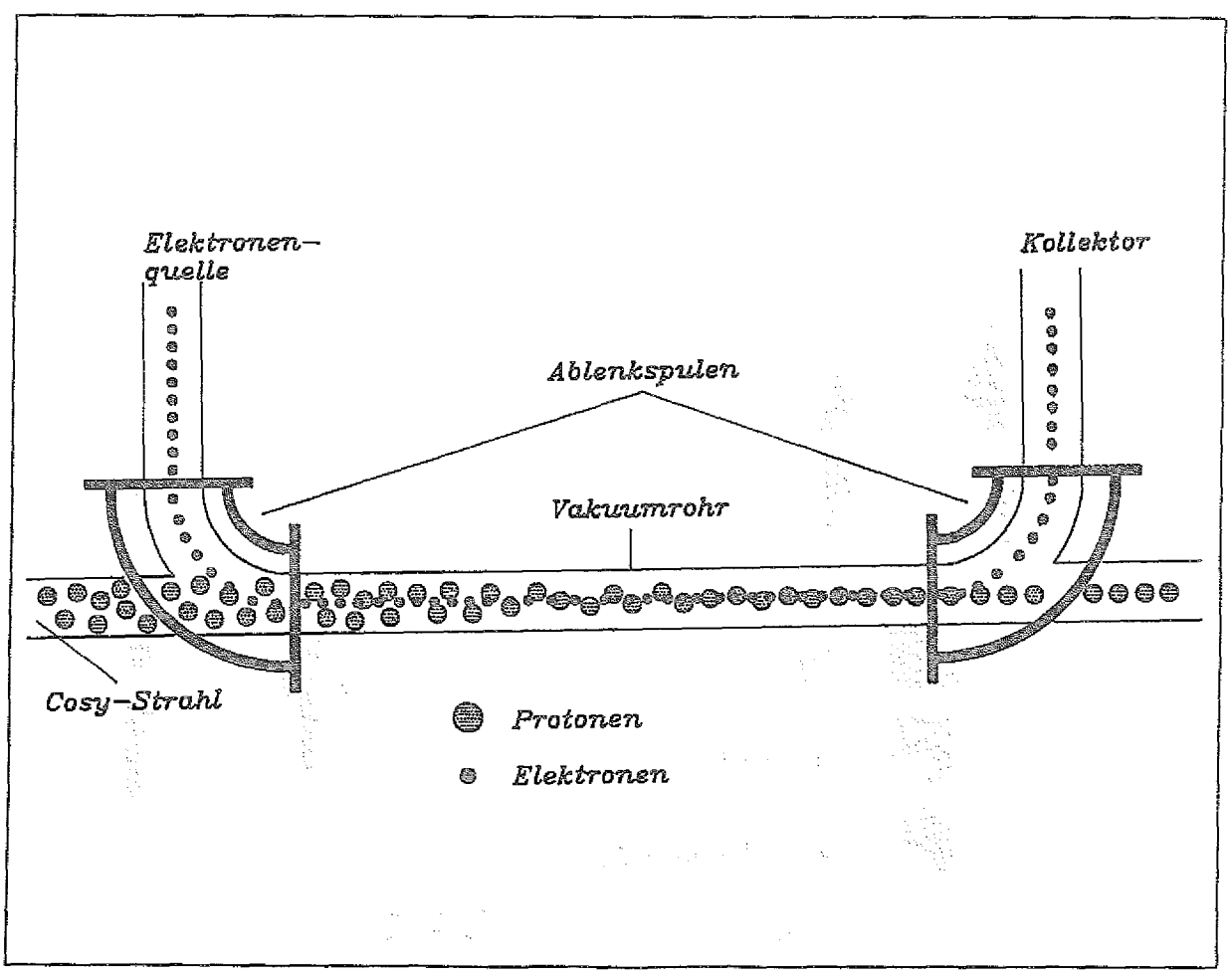


Abb.8.1.2: Der Elektronenkühler

Auf einem kurzen Abschnitt entlang des Strahlrohres wird ein Elektronenstrahl parallel zum Protonenstrahl geführt. Die Elektronen werden in einer Glühkathode erzeugt und in hohen Intensitäten ($10^8 cm^{-3}$) auf die Sollgeschwindigkeit der Protonen beschleunigt. Die mittlere Relativgeschwindigkeit in transversaler und longitudinaler Richtung beträgt im Elektronenstrahl etwa $0.2eV$–$0.3eV$, was einer Temperatur von ca. $1000K$ entspricht. Gemessen an dem bis zu mehreren $100000K$ heißen Protonenstrahl ist dies sehr kalt. Während des Kühlvorgangs hüllen die Elektronen aufgrund der hohen Intensität den Protonenstrahl förmlich ein und dämpfen die Relativgeschwindigkeiten der Strahlteilchen. Nach einer 3–5 sekündigen Kühlung im Speicherbetrieb setzt die Beschleunigungsphase ein. Während zunächst nur bei Injektionsenergie mit Elektronen gekühlt werden soll[25], ist für spätere Anwendungen auch bei ca.$180MeV$ eine Kühlphase vorgesehen. Die Schwierigkeiten beim Einsatz eines Elektronenkühlers liegen zum einen in der Notwendigkeit, die Sollenergie der Protonen und die Elektronenenergie aufeinander abzustimmen, und zum anderen in der technischen Handhabung hoher Anodenspannungen.Bei hohen Teilchenenergien wird die stochastische Kühlung angewand (Abb.8.1.3).

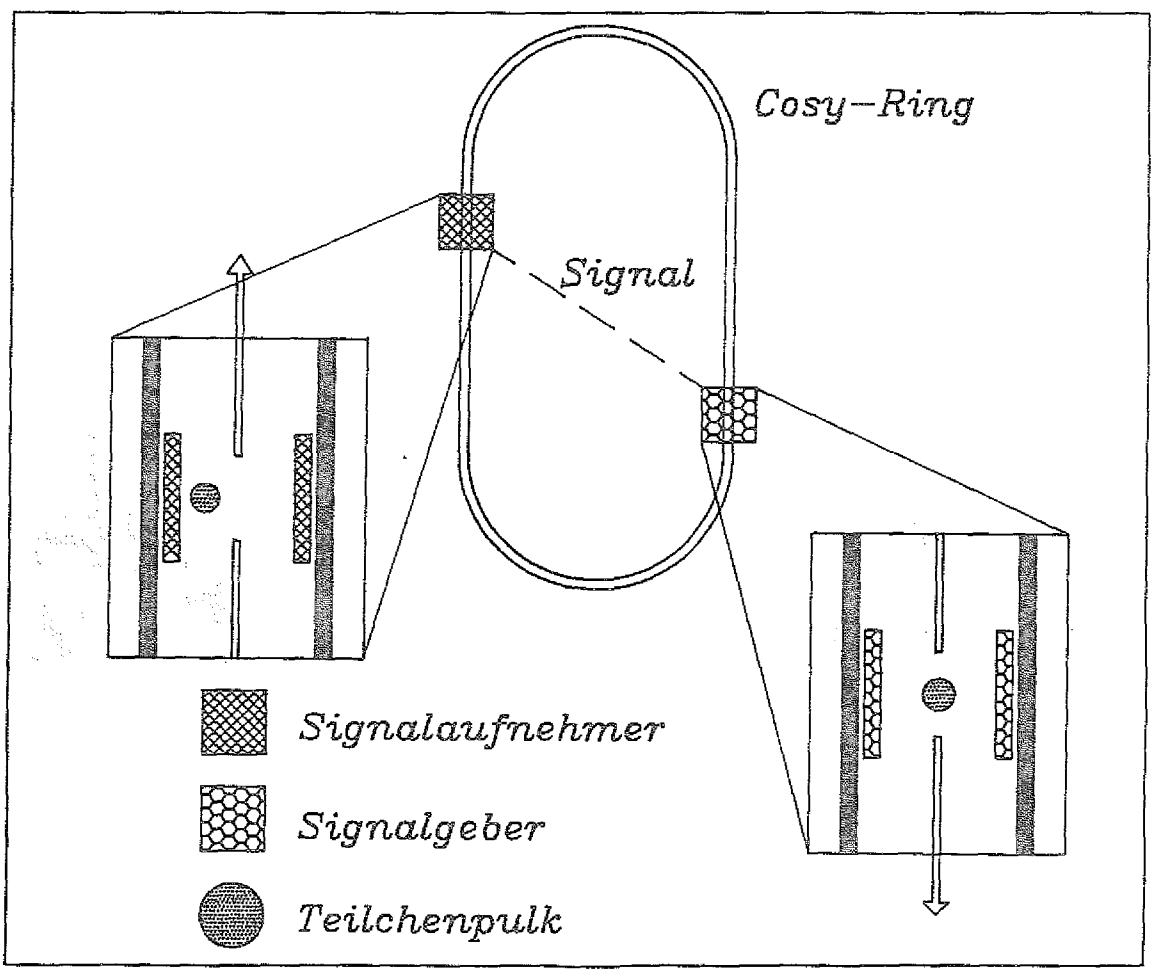


Abb.8.1.3: Die stochastische Külung

25) dies entspricht einer Anodenspannung von $22KV$

Durch geeignetes Diagnoseinstrumentarium werden an mehreren Stellen im Ring Informationen über Ort und Energie der Strahlteilchen gesammelt und ausgewertet. An jeweils gegenüberliegenden Stellen sind auf direktem Weg verdrahtet Signalgeber angebracht, die entsprechende Korrekturimpulse auf den Strahl geben. Ausschlaggebend für die Funktionsfähigkeit der stochastischen Kühlung ist die geradlinige Verbindung zwischen Signalnehmer und Signalgeber, damit die Korrektur rechtzeitig erfolgen kann[26].

Der Betrieb von COSY insbesondere als Speicherring setzt ein ausgezeichnetes Vakuum voraus, wenn man nicht spürbare Strahlverluste durch Kollisionen mit Restgasatomen hinnehmen will. Der angestrebte Gasdruck von weniger als $10^{-10} mbar$ erfordert neben ca.260 Vakuumpumpen ein Ausheizen des gesamten Vakuumsystems. Dafür sind etwa 1400 Heizelemente notwendig, die das System auf $300°C$ erhitzen sollen.

Alle beschriebenen, technischen Merkmale zusammengenommen ermöglichen die Erzeugung eines qualitativ hochwertigen Strahls hoher Dichte und scharfer Bündelung. Die ovale Ringform erlaubt den Betrieb mit internen Targets, die auf einer der beiden geraden Sektionen in das Strahlrohr eingebracht werden können. Für weitere Anwendungen steht ein Extraktionskanal zur Verfügung, über den der Strahl zu externen Targetplätzen geführt wird.

8.2. Strahlenschutzaspekte

Wie schon in der Einleitung zu dieser Arbeit bemerkt, bieten sich dem Strahlenschutz im Teilchenbeschleuniger z.T. gänzlich andere Problemfelder als beim Kernreaktor [2]. Ein scharf gebündelter Teilchenstrahl hoher Energie schafft in mancherlei Hinsicht besondere Strahlungssituationen, die außergewöhnliche Schutzmaßnahmen erfordern [27]. Der Wunsch nach immer höheren Energien und Intensitäten erschwert gleichzeitig die Bemühungen zur wirksamen Abschirmung der auftretenden Strahlung. Sowohl der Primärstrahl selbst, als auch die produzierten, intensiven Neutronenquellen erzeugen hohe Flußdichten und punktuell hohe Dosisleistungen.

Entscheidend für Strahlenschutzbetrachtungen sind die Strahlverluste innerhalb oder außerhalb des Rings. Dabei ist es unerheblich, ob die Verluste gewollt (Target, Beam-Stop), ungewollt im Normalbetrieb (kontinuierliche Verluste, Blenden, Schlitze) oder ungewollt durch außergewöhnliche Betriebszustände (Magnete, Abschirmung, sonstige Einbauten) hervorgerufen werden. Als Verlust im Normalbetrieb werden innerhalb des Ringes 10^9 Teilchen/sec. angesetzt. Dies führt zu einer Protonenlinienquelle, die das gesamte Strahlrohr umfaßt, sowie zu Neutronenvolumenquellen kleiner Ausdehnung an Blenden und Schlitzen. Im Dicktargetexperiment oder bei ungewollten Strahlverlusten kann jedoch die komplette Ringfüllung punktuell verlorengehen, wobei intensive Neutronenquellen entstehen oder der Strahl direkt auf die Abschirmung trifft.

[26] die Strahlteilchen bewegen sich annährend mit Lichtgeschwindigkeit

8.3. Exemplarische Rechnungen

8.3.1. Abschirmrechnungen am Standardtarget

Der COSY-Ring ist gemäß den Planungen wie folgt abgeschirmt:

$$\begin{aligned} außen &: 2.0m \\ innen &: 0.5m \\ Decke &: 0.5m \\ Boden &: 1.1m \end{aligned}$$

Wie Abb.8.3.1.1 zeigt, sind die Abschirmwände aufgrund der Gebäudegeometrie nicht symmetrisch um den Ring verteilt. In Simulationsrechnungen muß dieser Gegebenheit durch unterschiedliche Geometrien Rechnung getragen werden. Darüberhinaus sollte die Problembeschreibung der Kopplungsrechnungen einer konservativen Abschätzung entsprechen und möglichst den worse case betrachten.

Da die Reichweite der Strahlteilchen und der Sekundärneutronen energieabhängig ist, wurden die Rechnungen mit der zunächst geplanten Endenergie von $2.5GeV$ durchgeführt. Der Normalbetrieb des Beschleunigers stellt sicher nicht den worst case dar und und wurde deshalb an dieser Stelle nicht berücksichtigt. Schwerwiegender sind dagegen die Auswirkungen einer Störung, durch die der Strahl von seiner Sollbahn abweicht. Dies kann grundsätzlich an jeder Stelle des Ringes auftreten, hat aber je nach Ort unterschiedliche Konsequenzen. Die effektive Abschirmdicke der Außenabschirmung ergibt sich aus dem Winkel zwischen Strahlrichtung und der Flächennormalen auf die Abschirmwand. Diese effektive Abschirmdicke ist dort am kleinsten, wo gerade Sektionen und Biegesektionen zusammentreffen unter der Voraussetzung, daß die Bendmagnete der Biegesektionen ausgefallen sind, oder der Strahl derart von seiner Sollbahn abweicht, daß er den Spalt der Biegemagnete und damit deren wirksames Magnetfeld verfehlt. Die erste der angeführten Möglichkeiten ist denkbar, führt aber wegen der Hysterese der Magnete nicht zu einem augenblicklichen Zusammenbruch des Magnetfeldes. Der Strahl wird infolgedessen nicht geradlinig weitergeführt, sondern vermutlich über die gesamte Biegesektion, eventuell darüber hinaus, verschmiert. Wenn der Strahl andererseits von seiner Sollbahn abweicht, so gibt es innerhalb des Ringes keine Fenster, die es dem Strahl erlauben, auf direktem Wege in die Abschirmung zu laufen. Die Vielzahl der Magnete, Diagnose-Instrumente, Hochfrequenzbauteile, Kühlerstrukturen, Blenden und Schlitze lassen kein Schlupfloch offen, sodaß der Strahl in jedem Falle auf massives Material trifft, bevor er die Abschirmung erreicht.

Aus diesem Grunde schien es gerechtfertigt, die Simulation mit dem Standardtarget durchzuführen, das entsprechend der COSY-Architektur jeweils am Ende der geraden Sektionen abgeschirmt wurde. In Abb.8.3.1.2 ist die HETC-Geometrie für die Berechnung der Ostabschirmung dargestellt.

Die Innenabschirmung konnte aus Symmetriegründen vernachlässigt werden. Die Dicke der Außenabschirmung wurde auf $1m$ begrenzt, da sich hinter der Kopplungsoberfläche

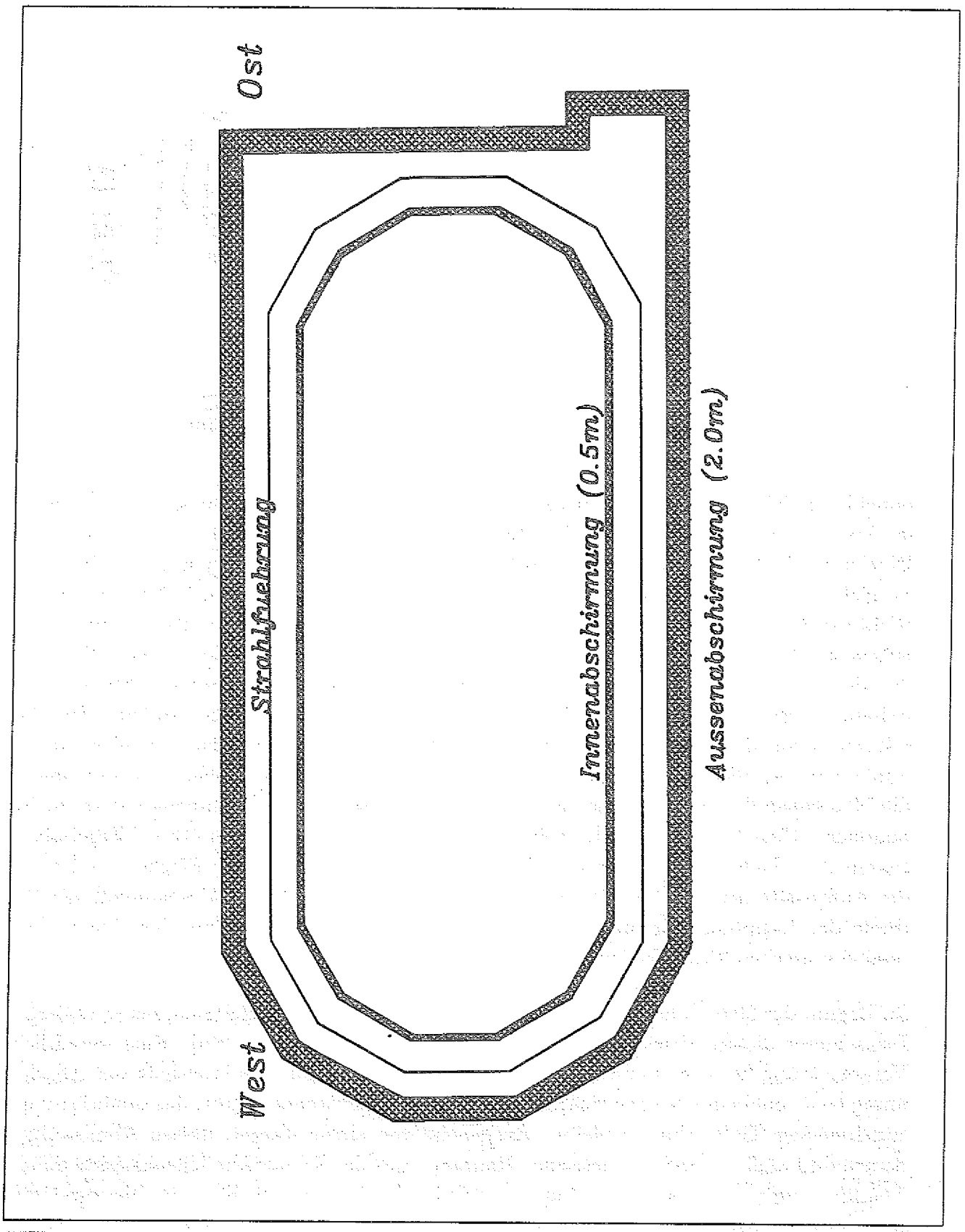


Abb.8.3.1.1: Die Abschirmung des COSY-Rings

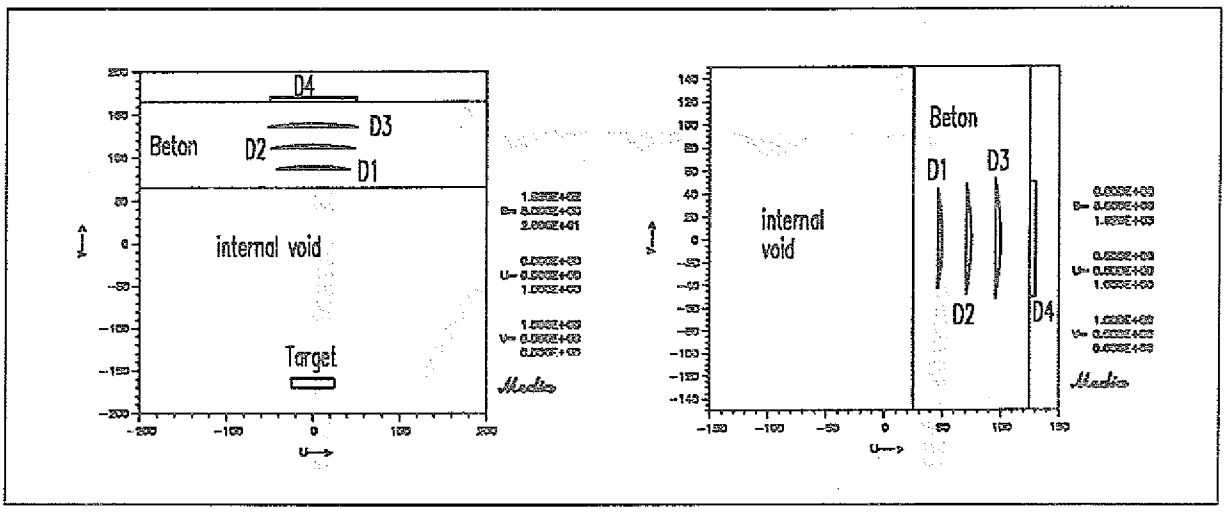


Abb.8.3.1.2: HETC-Geometrie für die Ostabschirmung

ohnehin die ANISN-Geometrie anschließt. Innerhalb der ersten Rechnung sollten zunächst die Vorwärtsrichtung und die 90°-Richtung betrachtet werden. Jeweils 3 Surface-Current-Detektoren bestimmten die Kopplungoberflächen in der Abschirmung und erlaubten den Vergleich der Kopplungsflüsse in verschiedenen Tiefen. Die Detektorflächen in der 90°-Richtung wurden durch Kugeln mit den Radien $R = 255cm, R = 280cm$, und $R = 305cm$ gebildet, deren gemeinsamer Mittelpunkt im Schwerpunkt des Targets lag. Um die gleichen Krümmungsradien auch für die Detektoren in der Vorwärtsrichtung zu erhalten, wurde der Mittelpunkt der zugehörigen Kugeln in gleichem Abstand zur Abschirmung auf der Strahlachse gewählt. Die Öffnungswinkel betrugen vom Kugelmittelpunkt aus betrachtet jeweils 20°. An den insgesamt 6 Detektorflächen wurden sowohl die Neutronenübergabespektren, als auch einfach-differenzielle Protonenspektren aufgenommen. Eine Vergleichsmöglichkeit der ANISN-Resultate mit den HETC-Ergebnissen sollten 2 zusätzliche Neutronen-Detektoren erbringen, die auf einer Fläche von $1m^2$ an der Außenseite der Abschirmung errichtet wurden. Schließlich schien es sinnvoll, die Methode der Kopplungsrechnung in der oben beschriebenen Anwendung dem klassischen, semi-empirischen Moyer-Verfahren gegenüberzustellen.

Zu Beginn der 60'er Jahre entwickelte Moyer ein Modell zur Abschätzung der spezifischen Dosis hinter dicken Abschirmungen von Protonen-Beschleunigern [28]. Eine wesentliche Voraussetzung für seine Berechnungen war die Annahme, daß sich innerhalb der Abschirmung recht bald ein Gleichgewichtsspektrum für die Neutronen ergibt, das qualitiativ mit zunehmender Tiefe erhalten bleibt. Ausgehend von einem Target, dessen Abmessungen derart sind, daß die hochenergetischen Hadronen aus der Sekundärteilchenkaskade auf die Abschirmung treffen können, sind nach Moyer die Hochenergieteilchen, und hier besonders die Neutronen, für die Fortpflanzung der Kaskade verantwortlich und erzeugen in ihrer unmittelbaren Nähe permanent einen Anteil von Niederenergieteilchen kurzer Reichweite.

Unter der Voraussetzung, daß die Produktionsrate für die niederenergetischen Begleiter pro Hochenergieteilchen etwa konstant ist und an einem betrachteten Punkt in der Abschirmung nur diejenigen niederenergetischen Teilchen einen Beitrag zur Dosis leisten können, die in unmittelbarer Nähe erzeugt wurden, reicht es für die Abschätzung aus, den Anteil der hochenergetischen Teilchen im Spektrum zu kennen und bei der Berechnung der Dosis mit einem Aufbaufaktor zu versehen. Dieser Ansatz führt auf eine leicht handhabbare Gleichung zur Abschätzung der Dosis:

$$D' = H_0(E_p) \cdot r(\delta)^{-2} \cdot e^{-\beta \cdot \delta} \cdot \prod_{i=1}^{n} e^{\frac{-x_i}{\rho_i}} \qquad (8.3.1.1)$$

$$\begin{aligned} H_0(E_p) &= \textit{energieabhängiger Normierungsparameter} \\ r(\delta) &= \textit{Abstand vom Target zum Bezugspunkt} \\ \beta &= \textit{Konstante} \\ \delta &= \textit{Winkel zwischen Strahlrichtung und Bezugspunkt} \\ x_i &= \textit{Abschirmdicke für das Material } i \\ \rho_i &= \textit{Schwächungslänge für das Material } i \end{aligned}$$

Die Gültigkeit der Gl.8.3.1.1 ist abhängig von der Erfüllung folgender Voraussetzungen:

- Der in der Abschätzung betrachtete Ort liegt innerhalb eines Winkelintervalls von 60°–120° zur Strahlrichtung.
- Die Abschirmung ist ausreichend dick, damit sich ein Gleichgewichtsspektrum entwickeln kann.
- Die Targetgeometrie erlaubt die Ausbildung eines Sekundärteilchenspektrums im gültigen Winkelbereich.

Die Einfachheit der Anwendung und die Bestätigung durch experimentelle Ergebnisse haben das Moyer-Modell zu einem beliebten Verfahren zur Auslegung seitlicher Abschirmungen gemacht. Die gleichen Vorteile zusammen mit dem angesprochenen Mangel an alternativen Rechenverfahren beinhalten andererseits die Gefahr, das Moyer-Modell über seine Gültigkeitsgrenzen hinaus zu strapazieren. Dies gilt insbesondere für dessen Anwendung außerhalb des angegebenen Winkelintervalls.

In den Kopplungsrechnungen gemäß der in Abb.8.3.1.2 gezeigten Geometrie wurden zunächst in der 90°-Richtung die Übergabespektren der 3 Detektorflächen ermittelt und entsprechend den ANISN-Anforderungen modifiziert. Die anschließenden ANISN-Rechnungen wurden für Tiefen von $1m$ und $2m$ ausgewertet und in Dosis-Einheiten umgerechnet. Abb.8.3.1.3 zeigt die resultierenden Neutronen-Dosisspektren für $1m$ bzw. $2m$ Abschirmung.

Im Energiebereich über $15MeV$ enthalten die Darstellungen zum Vergleich die Ergebnisse des Neutronendetektors, der hinter $1m$ Abschirmung zusätzlich in die HETC-Geometrie

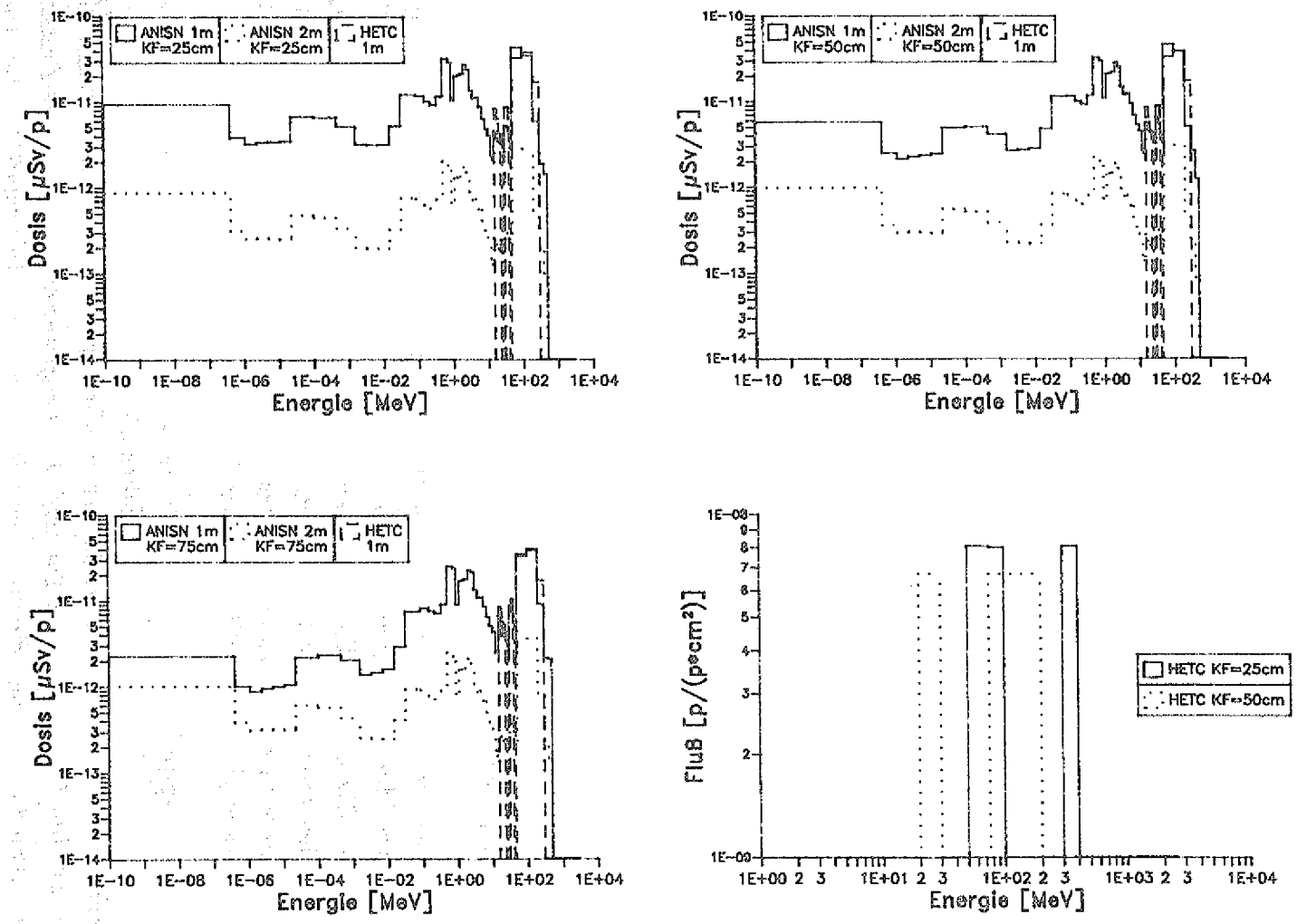


Abb.8.3.1.3: Neutronen- und Protonenspektren in der 90°-Richtung

aufgenommen wurde. Schließlich sind die winkelintegrierten Protonenflüsse an den Kopplungsoberflächen bzw. nach $1m$ wiedergegeben. Die Legende enthält außerdem die Protonengesamtdosis. Die zugehörigen Summendosiswerte, separiert nach Energien über bzw. unter $15MeV$ können der Tab.8.3.1.1 entnommen werden. Ebenfalls angegeben sind die Ergebnisse, die sich durch Anwendung der Gl.8.3.1.1 nach Moyer ergeben.

Abstand	Verfahren	Koppl.–Ort	Dosis $\left[\frac{\mu Sv}{p}\right]$			Relationen	
$[m]$		$[cm]$	$E<15MeV$	$E>15MeV$	$\sum E$	$\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$	$\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$
		25	$3.650 \cdot 10^{-10}$	$1.308 \cdot 10^{-10}$	$4.958 \cdot 10^{-10}$	2.79	15.4
	ANISN	50	$3.571 \cdot 10^{-10}$	$1.407 \cdot 10^{-10}$	$4.978 \cdot 10^{-10}$	2.45	13.9
		75	$2.776 \cdot 10^{-10}$	$1.455 \cdot 10^{-10}$	$4.231 \cdot 10^{-10}$	1.91	9.6
1	*HETC*			$1.326 \cdot 10^{-10}$			
	MOYER				$1.605 \cdot 10^{-10}$		
							$\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$
		25	$2.372 \cdot 10^{-11}$	$9.200 \cdot 10^{-12}$	$3.292 \cdot 10^{-11}$	2.58	14.2
	ANISN	50	$2.572 \cdot 10^{-11}$	$9.675 \cdot 10^{-12}$	$3.547 \cdot 10^{-11}$	2.66	14.5
2		75	$2.891 \cdot 10^{-11}$	$1.103 \cdot 10^{-11}$	$3.994 \cdot 10^{-11}$	2.62	13.2
	MOYER				$1.290 \cdot 10^{-11}$		

Tab.8.3.1.1: Dosissummenwerte und Relationen für die 90°-Richtung

Zunächst fällt auf, daß die ANISN-Ergebnisse nach $1m$ für Energien $> 15MeV$ mit Abweichungen von 1.4% (KF=$25cm$) bis 9.7% (KF=$75cm$) sehr gut mit HETC übereinstimmen. Auch die Schwankungen in den verschiedenen Kopplungstiefen sind über $15MeV$ mit max. 10.1% ($1m$) bzw. 16.6% ($2m$) als klein zu bezeichnen. Die Konsistenz der Werte ist sicher eine Konsequenz der Tatsache, daß in der 90°-Richtung nur wenige Protonen in die Abschirmung eindringen und nach $75cm$ in der HETC-Rechnung gänzlich verschwunden sind. Der Beitrag dieser Protonen am Neutronenfluß [27] dürfte daher unbedeutend sein, zumal die höchsten auftretenden Energien bei $400MeV$ liegen. Unterhalb von $15MeV$ tritt bei sonst ebenfalls guter Übereinstimmung der ANISN-Daten in einer Kopplungstiefe von KF=$75cm$ nach $1m$ eine Differenz von ca. 24% auf. Dies äußert sich auch im Vergleich der Relationen, die in den letzten beiden Spalten der Tab.8.3.1.1 aufgezeigt werden. Der Umstand, daß hinter $2m$ Abschirmung dieses Mißverhältnis nicht mehr besteht, läßt die Ursache des Phänomens im Aufbau der ANISN-Rechnung vermuten. Offensichtlich ist die Breite der Transportintervalle ($10cm$) zu groß, um nach kurzen Transportwegen ($25cm \approx 3$ Int.) ausgewogene Flußspektren zu errechnen. Zudem sei darauf hingewiesen,

[27] durch $p \longrightarrow xn$ Reaktionen

daß der Kopplungsfluß bei $75cm$ die vergleichsweise schlechteste Statistik aufweist, auch wenn oberhalb $15MeV$ HETC und ANISN gut übereinstimmen.

Eine weitere Diskrepanz erscheint beim Vergleich zwischen ANISN und Moyer. Die Summendosis über alle Energien ergibt sich bei der Anwendung von Gl.8.3.1.1 um einen Faktor 2.5–3.1 kleiner als durch die ANISN-Rechnung. Obwohl in der Durchführung von Strahlenschutzrechnungen ein Unsicherheitsfaktor von 2–3 durchaus im Rahmen der Normalität liegt und somit keineswegs als tragisch zu bezeichnen ist, seien einige, mögliche Ursachen der aufgetretenen Differenzen erwähnt.

In Gl.8.3.1.1 tritt der Normierungsfaktor $H_0(E_p)$ auf, dessen Wert entsprechend einer Abhandlung von *Stevenson et al.* [29] mit $4.75 \cdot 10^{-13}$ angesetzt wurde. Stevenson stützt sich bei der Angabe des Wertes auf 6 verschiedene Experimente an unterschiedlichen Laboratorien, die u.a. eine Messung von $H_0(E_p)$ erlaubten. Durch die Beziehung

$$H_0(E_p) = H_0 \cdot E_p \tag{8.3.1.2}$$

läßt sich auch eine energieunabhängige Größe H_0, die einen Vergleich der einzelnen Resultate ermöglicht, bestimmen. Die Berücksichtigung aller experimenteller Daten führt auf einen Mittelwert von

$$H_0 = (1.03 \pm 0.13) \cdot 10^{-3} \quad Svm^2j^{-1} \quad , \tag{8.3.1.3}$$

während die Anwendung einer Regressionsanalyse einen Wert von

$$H_0 = (1.00 \pm 0.29) \cdot 10^{-3} \quad Svm^2j^{-1} \tag{8.3.1.4}$$

ergibt. Die Übernahme der H_0-Konstanten in die Anwendungsrechnungen scheint daher zwar gerechtfertigt, wirft aber dennoch einige Unsicherheiten auf, die im Wesentlichen auf die Umstände der von Stevenson erwähnten Experimente zurückgehen.

- Die Primärenergien reichen von $7.4GeV$ bis $30GeV$, liegen also mindestens um einen Faktor 2.96 höher als in der hier gerechneten Anwendung.
- Die experimentellen Werte weisen untereinander Differenzen bis zu einem Faktor 3.75 auf.
- Das Experiment mit der kleinsten Primärenergie ($7.4GeV$) erbrachte den höchsten H_0-Wert ($H_0 = 1.8 \cdot 10^{-3}$).
- Keines der Experimente wurde mit einem Eisentarget durchgeführt.
- Die Target-Abmessungen sind bis auf eine Ausnahme nicht erwähnt. Die Ausnahme besteht in einem $5cm$ langen Aluminium-Target, das mit $23GeV$ Protonen beschossen wurde. Dies entspricht gerade 10% der Länge des Standardtargets, das für die hier in Frage stehenden Rechnungen benutzt wurde.

- Stevenson empfiehlt in seiner Arbeit die Anwendung des Parameters H_1, der sich explizit für die 90°-Richtung aus

$$H_1 = H_0 \cdot e^{-\beta\frac{\pi}{2}}$$

ergibt, für Konfigurationen, bei denen der Abstand zwischen Target und Abschirmung etwa $1m$ beträgt. In der HETC-Geometrie Abb.8.3.1.2 wurde dieser Abstand entsprechend den COSY-Gegebenheiten zu $2.3m$ gewählt.

Jeder der aufgeführten Punkte kann in bestimmten Anwendungen geringfügige Korrekturen des H_0-Parameters erforderlich machen, die sich in ihrer Summe durchaus spürbar auf die mit Moyer errechnete Dosis auswirken können. In Anbetracht des erheblichen, experimentellen Aufwandes zur Bestimmung des H_0-Parameters, müssen diese Unsicherheiten bei Konfigurationen, die von den genannten Experimenten leicht abweichen, in Kauf genommen werden.

Anders stellt sich die Situation in der Vorwärtsrichtung dar. Aufgrung des großen Abstandes vom Target zur Abschirmung (ca.$16m$) ist der vom Target aus betrachtete Raumwinkel, unter dem Teilchen die Kopplungsoberflächen bzw. den zusätzlichen Detektor hinter der Abschirmung treffen können, auf weniger als 2° beschränkt. Daher sind in der 0°-Richtung nur wenige, hochenergetische Sekundärneutronen aus dem Target zu erwarten. Die an den Kopplungsflächen übergebenen Neutronenspektren haben ihren Ursprung vielmehr in der Abschirmung selbst und werden größtenteils von Primärprotonen erzeugt. Mit einer zugrunde gelegten nuclear interaction length von $16.759cm$ und einem energy loss von 11.754 $\frac{MeV}{cm}$ in Eisen bei $2.5GeV$ Protonenenergie treffen ca. 5% der Primärteilchen mit etwa $2GeV$ in der Vorwärtsrichtung[28)] auf die Abschirmung. Abb.8.3.1.4 zeigt äquivalent zur 90°-Richtung die resultierenden Neutronen-Dosisspektren sowie die Protonen-Flußspektren an den Kopplungsoberflächen und nach $1m$. In Kombination mit Tab.8.3.1.2 ergibt sich ein von der 90°-Richtung deutlich verschiedenes Bild.

Aufgrund der wesentlich höheren Energien findet sich zwischen $800MeV$ und $2000MeV$ ein zusätzlicher Peak in den Spektren, was sich u.a. in der Relation $\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$ niederschlägt. Die Summendosiswerte sind um bis zu einen Faktor 24 höher als in der 90°-Richtung, wobei die schwächende Wirkung der Abschirmung zwischen $1m$ und $2m$ nur etwa halb so groß erscheint[29)].

Weiterhin fällt auf, daß die Dosisschwankungen beim Vergleich der Kopplungsoberflächen mit bis zu 57% erheblich über den Schwankungen in der 90°-Richtung liegen. Ein Blick auf die Protonenspektren aus Abb.8.3.1.4 läßt den Grund hierfür erkennen. Die in die Abschirmung eindringenden Protonen, deren produzierte Dosis nach $1m$ derjenigen der Neutronen vergleichbar ist, erzeugen auf ihrem Weg permanent Sekundärneutronen, so

28) evt. mit geringfügigen Richtungsabweichungen durch Kleinwinkelstreuung

29) vergl. $\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$ und $\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$ aus Tab.8.3.1.1 und Tab.8.3.1.2

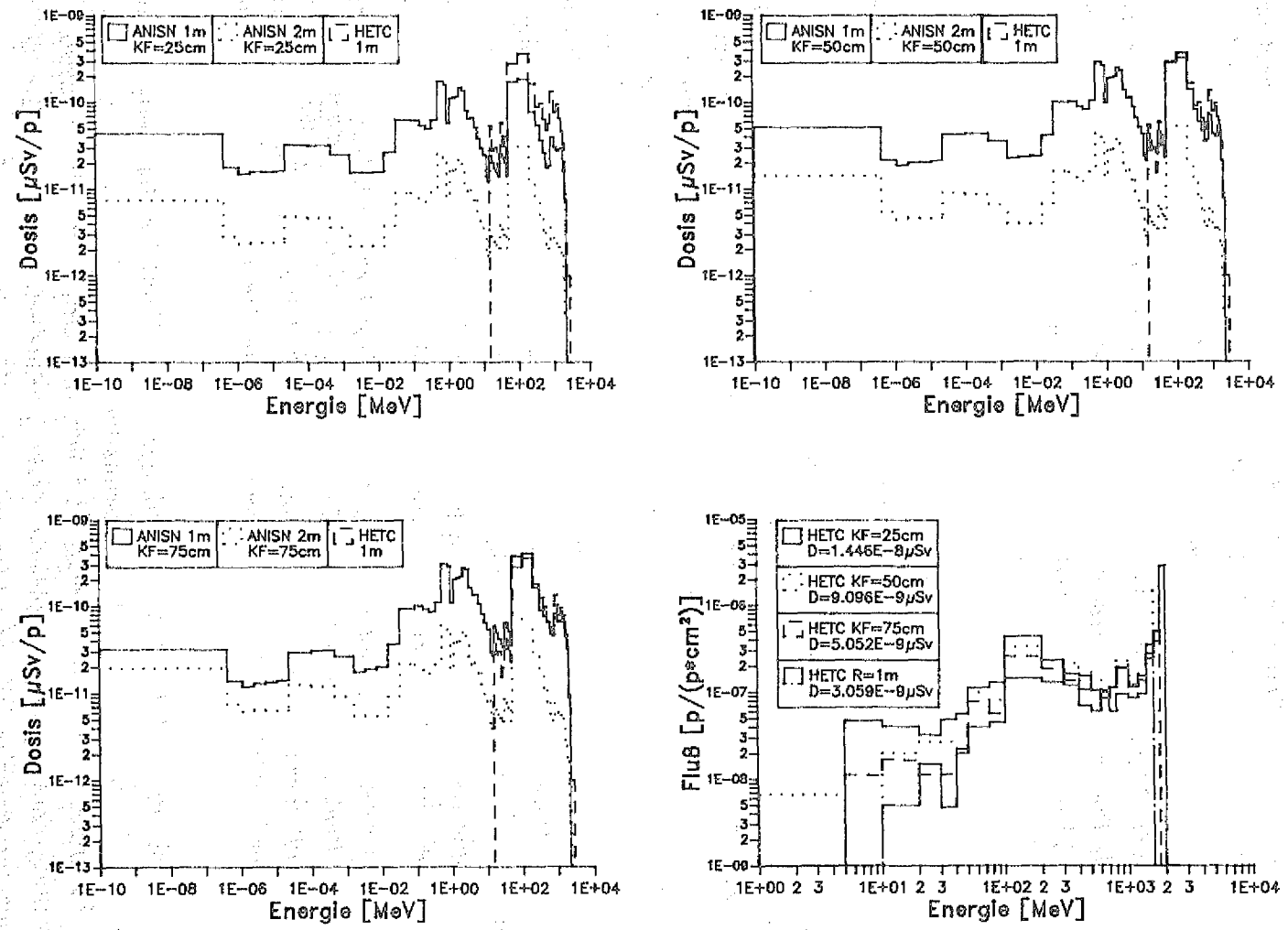


Abb.8.3.1.4: Neutronen- und Protonenspektren in der 0°-Richtung

Abstand [m]	Verfahren	Koppl.–Ort [cm]	Dosis $\left[\frac{\mu Sv}{p}\right]$ $E<15MeV$	$E>15MeV$	$\sum E$	Relationen $\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$	$\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$
1	*ANISN*	25	$1.976 \cdot 10^{-9}$	$0.973 \cdot 10^{-9}$	$2.949 \cdot 10^{-9}$	2.03	6.84
		50	$3.198 \cdot 10^{-9}$	$1.638 \cdot 10^{-9}$	$4.836 \cdot 10^{-9}$	1.95	6.52
		75	$3.416 \cdot 10^{-9}$	$2.210 \cdot 10^{-9}$	$5.626 \cdot 10^{-9}$	1.55	5.06
	HETC			$1.960 \cdot 10^{-9}$			
							$\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$
2	*ANISN*	25	$2.888 \cdot 10^{-10}$	$1.365 \cdot 10^{-10}$	$4.233 \cdot 10^{-10}$	2.12	7.13
		50	$4.907 \cdot 10^{-10}$	$2.237 \cdot 10^{-10}$	$7.144 \cdot 10^{-10}$	2.19	7.30
		75	$6.748 \cdot 10^{-10}$	$3.065 \cdot 10^{-10}$	$9.613 \cdot 10^{-10}$	2.20	7.20

Tab.8.3.1.2: Dosissummenwerte und Relationen für die 0°-Richtung

auch zwischen den Kopplungsoberflächen. Der Neutronenfluß in einer Tiefe von $50cm$ wird deshalb gegenüber demjenigen in $25cm$ Tiefe um den Anteil an Neutronen erhöht sein, der zwischen $25cm$ und $50cm$ zusätzlich erzeugt wird. Gleiches gilt für die Kopplungsoberfläche in $75cm$ und setzt sich entsprechend der Schwächung mit sinkender Intensität durch die Abschirmung fort. Eine Kopplungsrechnung in Situationen mit derart intensiven Protonenspektren sollte nach den in Kap.6 gegebenen Empfehlungen so tief wie möglich in der Abschirmung erfolgen, um zu gewährleisten, daß die Sekundärneutronenproduktion, soweit es die Statistik erlaubt, berücksichtigt wird. Trotzdem kann im betrachteten Beispiel wohl nicht davon ausgegangen werden, daß die Ergebnisse der ANISN-Rechnung eine Abschätzung der Gesamtdosis zulassen. Einerseits darf im Gegensatz zur 90°-Richtung nicht vorausgesetzt werden, daß die Gesamtdosis überwiegend von Neutronen hervorgerufen wird, da selbst nach $1m$ noch relativ viele, hochenergetische Protonen gefunden wurden. Andererseits wird die protoneninduzierte Neutronenproduktion, die hinter der Kopplungsoberfläche stattfindet, vollständig ignoriert. Abb.8.3.1.5 zeigt den Strom hochenergetischer ($E > 15MeV$) Neutronen und Protonen in Abhängigkeit von der Eindringtiefe bis zu $1m$ in der Ostabschirmung.

Die in der HETC-Rechnung benutzten 21 Strom-Detektoren hatten eine Fläche von $1m^2$ und wurden in Abständen von $5cm$ in die Abschirmung integriert. Wie zu erkennen ist, sind die Protonen beim Eintritt in die Abschirmung eindeutig dominierend und werden mit zunehmender Eindringtiefe geschwächt. Bei etwa $25cm$ schneiden sich die Kurven und der Neutronenanteil übersteigt den der Protonen. In $50cm$ Tiefe erreicht der Neutronenstrom sein Maximum und fällt im weiteren Verlauf ebenfalls ab, jedoch schwächer als der Protonenstrom. Dieser Umstand führt zusammen mit der Tatsache, daß die Wirkungsquerschnitte für inelastische Kernwechselwirkungen bei Neutronen und Protonen hoher Energie als etwa gleich angenommen werden, zu der Frage, ob der beschriebene Einfluß der Protonen in der 0°-Richtung berücksichtigt werden kann, indem man den hochenergetischen

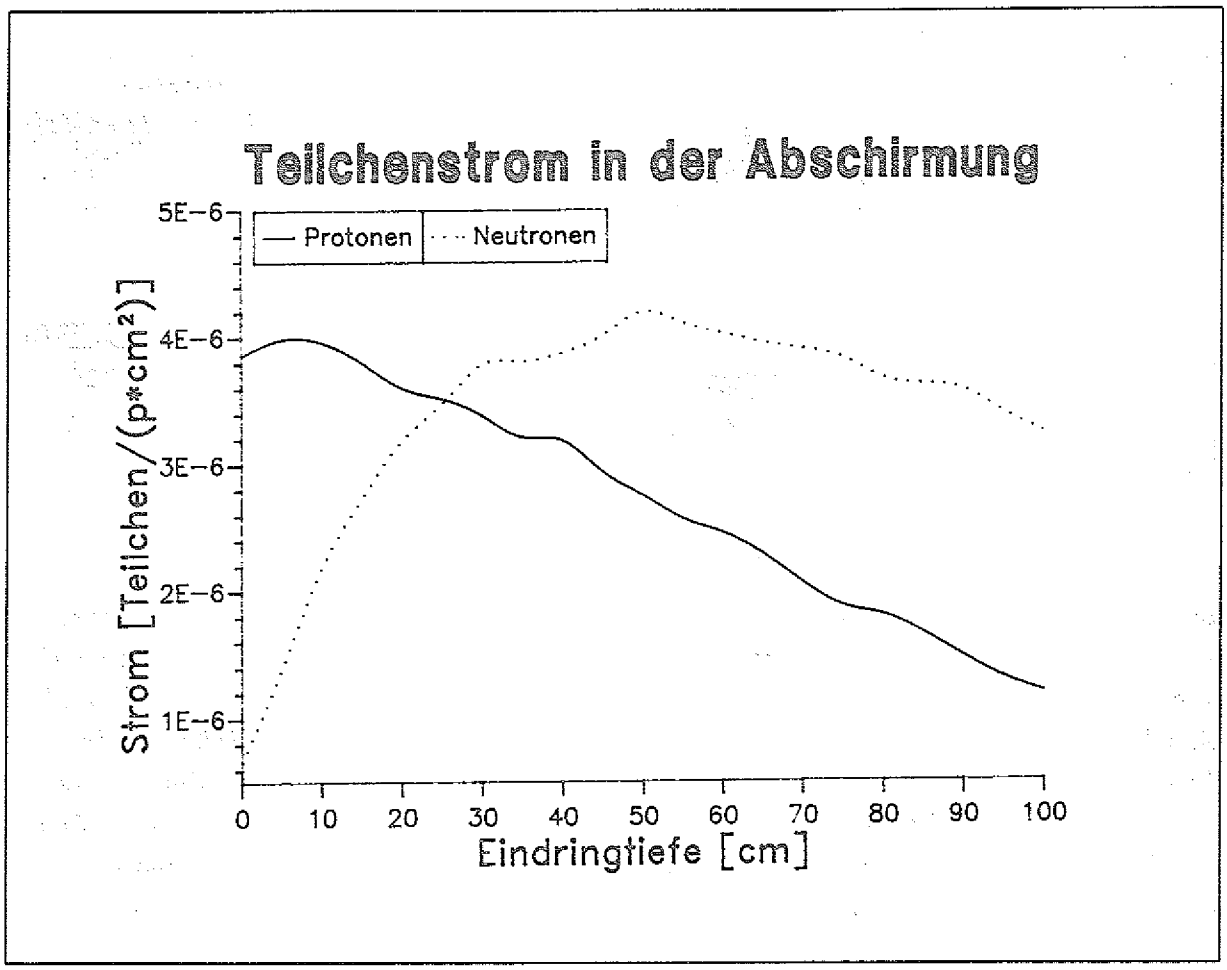


Abb.8.3.1.5: Protonen- und Neutronenstrom in der Ostabschirmung

Anteil der Protonen als Neutronenspektrum an ANISN übergibt. Auch unter der Voraussetzung, daß die Sekundärneutronenproduktion aufgrund der ähnlichen Querschnitte gut abgebildet werden kann, treten durch die Substitution andere Effekte ein, deren Einfluß auf die erzeugte Dosis quantitativ nicht sicher vorausgesagt werden kann. Zunächst ist anzunehmen, daß der Protonenfluß durch die Behandlung als Neutronen überschätzt wird, da in ANISN keine elektromagnetische Wechselwirkung stattfindet und der damit verbundene energy loss nicht berücksichtigt wird. Dies betrifft im Wesentlichen den Dosisanteil, der durch die Protonen verursacht wird, hat aber auch Auswirkungen auf die Energieverteilung der durch $p \longrightarrow xn$ Reaktionen entstehenden Neutronen. Deren Energie ist um einen Betrag zu hoch, der mit dem energy loss der ursprünglichen Protonen am Ort der Reaktion in Beziehung steht.

Den genannten Effekten steht die Tatsache gegenüber, daß die Konversionsfaktoren zur Berechnung der Dosis energieabhängig für Protonen um einen Faktor 1.15–13.7 höher liegen als bei Neutronen. Wie sich die z.T. gegenläufigen Einflüsse der Substitution in

ihrer Summe auf die Gesamtdosis in verschiedenen Tiefen der Abschirmung auswirken, kann schwerlich abgeschätzt werden und müßte sich an einer Beispielrechnung in der 0°-Richtung erweisen. Abb.8.3.1.6 und Tab.8.3.1.3 stellen die Ergebnisse der Testrechnung dar.

Abstand	Verfahren	Koppl.–Ort	Dosis $\left[\frac{\mu Sv}{p}\right]$			Relationen	
$[m]$		$[cm]$	$E<15MeV$	$E>15MeV$	$\sum E$	$\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$	$\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$
1	*ANISN*	25	$5.298 \cdot 10^{-9}$	$2.978 \cdot 10^{-9}$	$8.276 \cdot 10^{-9}$	1.78	5.38
		50	$4.413 \cdot 10^{-9}$	$2.688 \cdot 10^{-9}$	$7.101 \cdot 10^{-9}$	1.64	5.44
		75	$2.982 \cdot 10^{-9}$	$2.303 \cdot 10^{-9}$	$5.285 \cdot 10^{-9}$	1.29	3.22
							$\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$
2	*ANISN*	25	$9.852 \cdot 10^{-10}$	$5.007 \cdot 10^{-10}$	$1.486 \cdot 10^{-9}$	1.97	5.96
		50	$9.734 \cdot 10^{-10}$	$4.752 \cdot 10^{-10}$	$1.449 \cdot 10^{-9}$	2.05	5.66
		75	$9.247 \cdot 10^{-10}$	$4.532 \cdot 10^{-10}$	$1.378 \cdot 10^{-9}$	2.04	5.08

Tab.8.3.1.3: Dosissummenwerte und Relationen für die 0°-Richtung (Substitution)

Die Geometrie der entsprechenden HETC-Rechnung entsprach exakt der Abb.8.3.1.2, wobei an den Kopplungsoberflächen in Vorwärtsrichtung doppelt-differenzielle Protonen-Strom-Detektoren positioniert waren. Die resultierenden Kopplungsflüsse wurden unterhalb von $100MeV$ zu Null gesetzt, da bei $100MeV$ die Reichweite der Protonen in Beton gerade 25% ($\sim$ $4cm$) der nuclear interaction length ($\sim$ $16cm$) beträgt und somit die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische Kernwechselwirkung sehr klein wird. Abb.8.3.1.6 zeigt die Dosisspektren der zu Neutronen umgewandelten Protonen in $1m$ bzw. $2m$ Tiefe und vergleichsweise das in HETC ermittelte Protonen-Dosisspektrum für die drei Kopplungsoberflächen. Zusätzlich sind die Summendosisspektren, die sich aus Neutronen- und Protonenkopplungsflüssen zusammensetzen, der Gesamtdosis (n+p) aus HETC gegenübergestellt. Dafür wurde die Kopplungsoberfläche in $75cm$ Tiefe gewählt, um den Protonentransport möglichst lange in HETC simulieren zu können. Im Gegensatz zu Abb.8.3.1.4 und Tab.8.3.1.2 sinkt die Dosis mit steigender Kopplungstiefe bei der Protonensubstitution ab. Gleichzeitig findet man die beste Übereinstimmung bei der $25cm$-Kopplungsoberfläche. Der Grund hierfür ist vermutlich in dem Umstand zu suchen, daß sich der schwächende Einfluß des energy loss auf kurzen Distanzen nur wenig auswirkt und dadurch die Unterschiede in den Konversionsfaktoren zwischen Protonen und Neutronen um so schwerer wiegen. Auf größeren Distanzen hingegen scheinen sich die beiden Effekte eher zu kompensieren, obwohl auch bei einer Kopplung in $25cm$ Tiefe die Unterschiede im Energiebereich um $100MeV$, der die größten Differenzen in den Konversionsfaktoren aufweist, noch erkennbar sind. Sowohl die zunehmende Kompensation der beiden in ihrer Wirkung gegensätzlichen Effekte, als auch die sehr gute Übereinstimmung der HETC- und ANISN-Ergebnisse für längere Transportwege, können als Anzeichen dafür gewertet werden, daß die Substitution des Protonenflusses mit anschließender ANISN-Rechnung

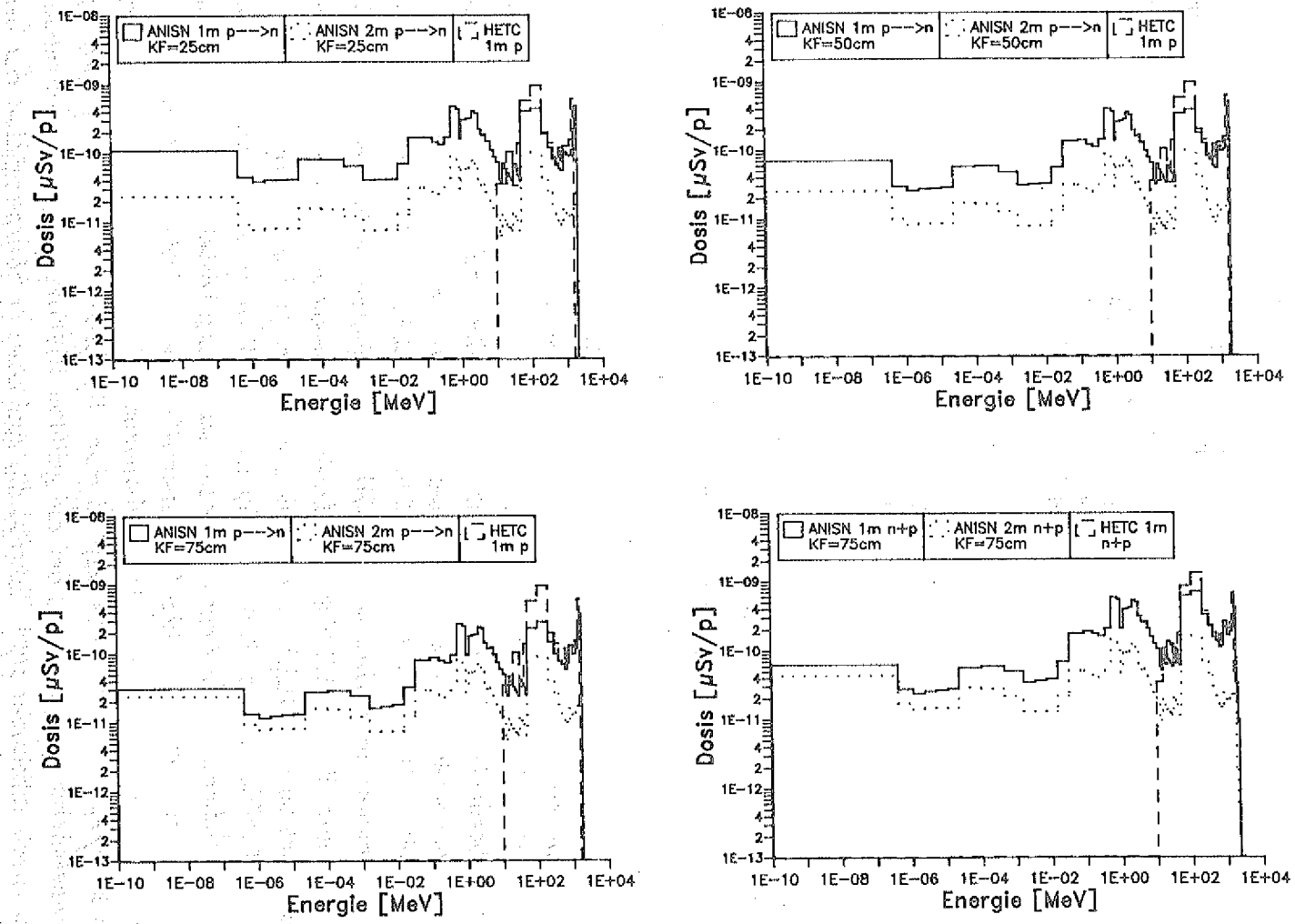


Abb.8.3.1.6: p-n-Substitutionen in der 0°-Richtung

als Mittel zur Abschätzung der Gesamtdosis hinter dicken Abschirmungen durchaus gut geeignet ist.

Nachdem sich die Kopplungsrechnungen für die 90°-Richtung und die Vorwärtsrichtung als erfolgreich zur Abschätzung der Dosis erwiesen haben, stellt sich die Frage, ob die 90°-Richtung gleichzeitig den Fall der höchsten Dosis in der seitlichen Abschirmung repräsentiert. Dafür spricht sicherlich die Tatsache, daß die effektive Abschirmdicke in 90° ein Minimum besitzt, während sich andererseits das Teilchenspektrum für kleinere Winkel zu höheren Energien hin verschiebt, was mit einem größeren Durchdringungsvermögen des Neutronen- bzw. Protonenflusses verbunden ist. Weitere Einflüsse sind von der Intensitätsschwächung in größeren Abständen von der Quelle[30)] und der sich umgekehrt proportional zum Winkel verhaltenden Wahrscheinlichkeit zu erwarten, daß ein Teil der Dosis hinter der Abschirmung von Teilchen beigetragen wird, deren ursprüngliche Richtungen nicht mit dem betrachteten Winkel übereinstimmen. Gleichzeitig verkleinert sich der Öffnungswinkel um den Richtungsvektor, dem eine Kreisfläche mit dem Radius $50cm$ auf der Außenseite der Abschirmung entspricht gemäß Tab.8.3.1.4.

Richtung	Öffnungswinkel	
	$1m$	$2m$
90°	17.24°	13.26°
80°	16.30°	12.62°
70°	14.54°	11.30°
60°	12.18°	9.50°
50°	9.46°	7.38°
40°	6.66°	5.20°
30°	4.08°	3.18°
20°	1.94°	1.50°
10°	0.52°	0.40°

Tab.8.3.1.4: Öffnungswinkel für verschiedene Richtungen

Abb.8.3.1.7 zeigt Intensität und wirksame Abschirmdicke in Abhängigkeit vom Winkel zur Primärstrahlrichtung.

In der Darstellung wurde die Intensität der 90°-Richtung[31)] zu 1 gesetzt. Wie zu erkennen ist, steigt die effektive Abschirmdicke für Winkel $< 50°$ auf über $3m$ an, während die Intensität unter 50% , bezogen auf die 90°-Richtung, absinkt. Damit liegt die effektive Abschirmdicke bereits deutlich über der Reichweite der hochenergetischen Protonen, die im Stromspektrum aus dem Standardtarget noch gefunden wurden[32)]. Es schien daher

30) Für eine vorgegebene Richtung folgt die Intensität dem $\frac{1}{r^2}$-Gesetz

31) Der Abstand zur Abschirmung beträgt hier $2.3m$

32) Energie:$1000MeV$-$1400MeV$; Intervall:40°–50°; Reichweite: $166cm$–$286cm$

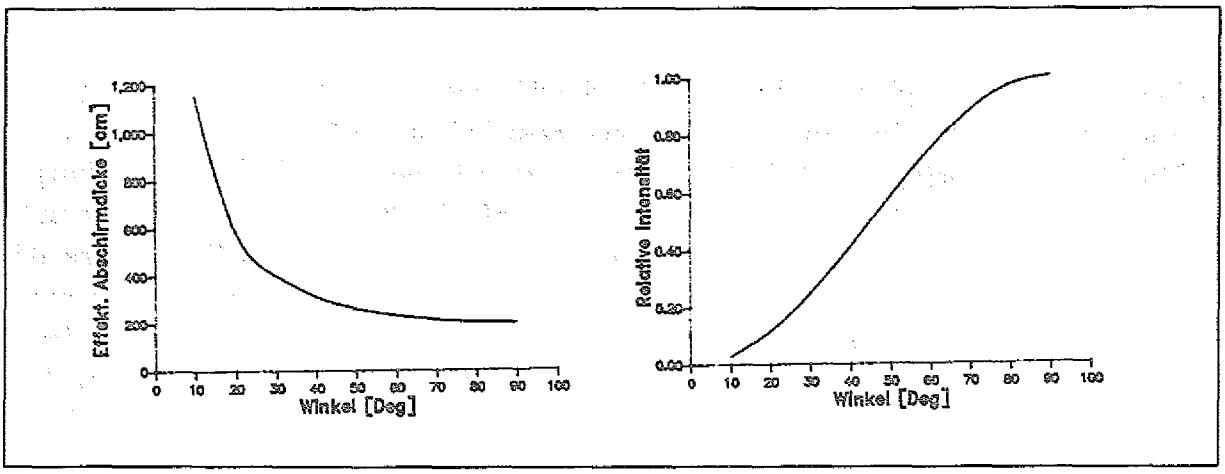


Abb.8.3.1.7: Effektive Abschirmdicke und Relative Intensität

sinnvoll, weitere Kopplungsrechnungen zwischen 50° und 90° durchzuführen. Abb.8.3.1.8 stellt die HETC-Geomtrie der beiden ausgewählten Richtungen (75° und 50°) dar.

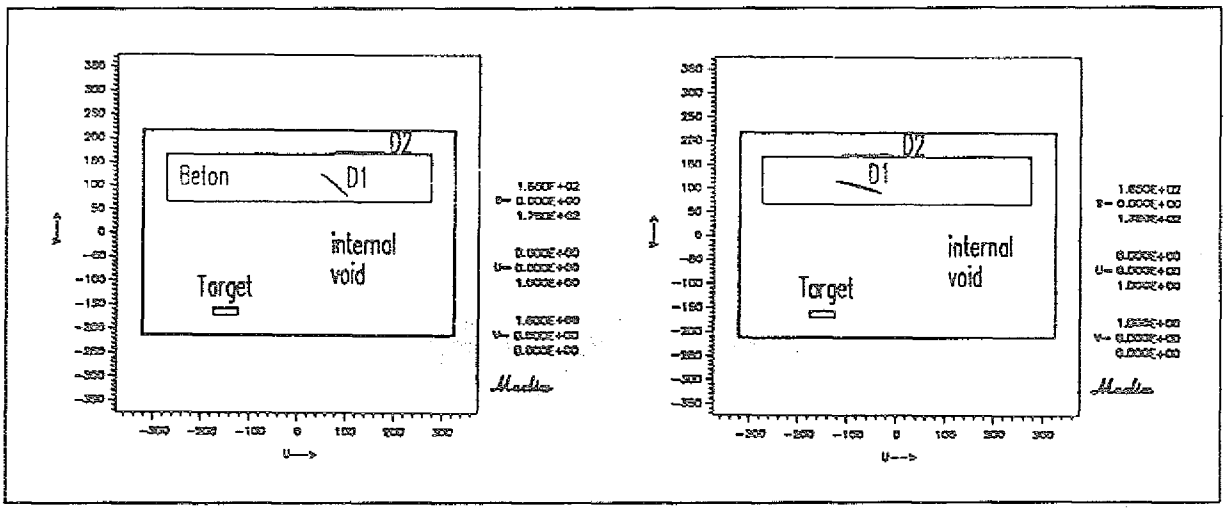


Abb.8.3.1.8: HETC-Geometrie zur seitlichen Abschirmung

Die Kopplungsoberflächen entsprachen wiederum der Form einer Kugelkappe, wobei die Kugelmittelpunkte im Schwerpunkt des Targets lagen, und die Radien zu 280*cm* (75°-Richtung; Öffnungswinkel:20°) bzw. 350*cm* (50°-Richtung; Öffnungswinkel:12°) gewählt wurden. Neben den Neutronenübergabespektren wurden an den Kopplungsoberflächen zusätzlich Protonenstromspektren und an den Referenzdetektoren hinter der Abschirmung Protonen- und Neutronenstromspektren aufgezeichnet. Abb.8.3.1.9 zeigt die Ergebnisse der 75°-Richtung und Tab.8.3.1.5 liefert die Dosissummenwerte zusammen mit den Resultaten der Moyer-Rechnungen.

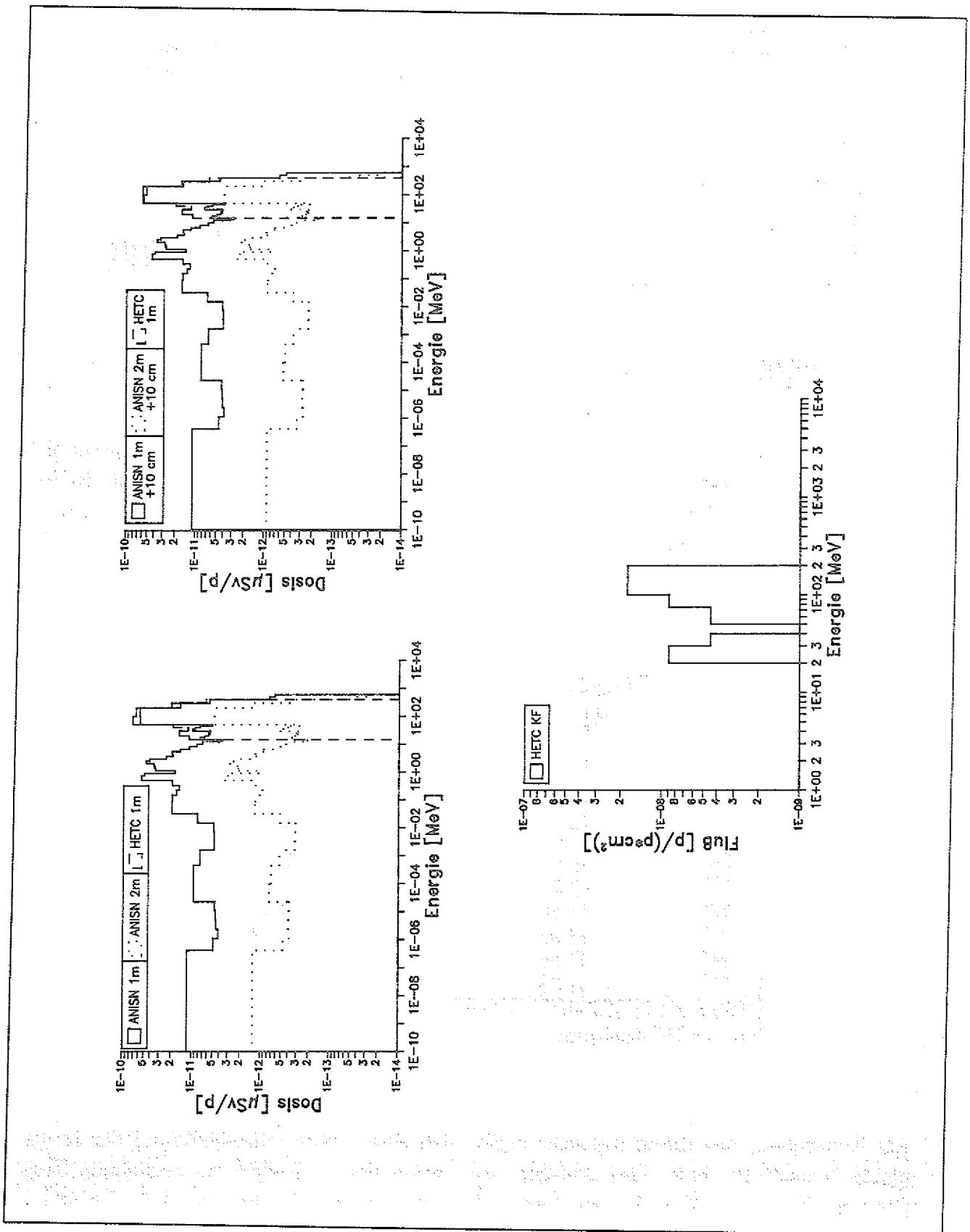


Abb.8.3.1.9: Neutronen- und Protonenspektren in der 75°-Richtung

Verfahren	Abstand	Dosis $\left[\frac{\mu Sv}{p}\right]$			Relationen	
	$[m]$	$E<15MeV$	$E>15MeV$	$\sum E$	$\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$	$\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$
ANISN	1	$6.052 \cdot 10^{-10}$	$2.411 \cdot 10^{-10}$	$8.463 \cdot 10^{-10}$	2.51	15.75
	1+0.1	$4.764 \cdot 10^{-10}$	$1.850 \cdot 10^{-10}$	$6.614 \cdot 10^{-10}$	2.58	16.69
HETC	1		$1.971 \cdot 10^{-10}$			
MOYER	1			$2.549 \cdot 10^{-10}$		
						$\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$
ANISN	2	$3.843 \cdot 10^{-11}$	$1.538 \cdot 10^{-11}$	$5.381 \cdot 10^{-11}$	2.50	15.68
	2+0.1	$2.855 \cdot 10^{-11}$	$1.205 \cdot 10^{-11}$	$4.060 \cdot 10^{-11}$	2.37	15.35
MOYER	2			$1.909 \cdot 10^{-11}$		

Tab.8.3.1.5: Dosissummenwerte und Relationen für die 75°-Richtung

Äquivalent zur 90°-Richtung ist die Energieverteilung des Neutronenkopplungsflusses nicht symmetrisch ausgebildet. Als weiterer Effekt ist in Betracht zu ziehen, daß die Neutronen des Kopplungsflusses, die im Winkelintervall 65°–75° (Öffnungswinkel:20°) im Detektor registriert wurden und den hochenergetischen Anteil des Übergabespektrums darstellen, zusätzlich die vergleichsweise kürzesten Wege durch die Abschirmung zurücklegen (Tab.8.3.1.6).

Winkel	Abschirmung bis zum Detektor $[cm]$	Winkel	Abschirmung bis zum Detektor $[cm]$
85°	49.12	74°	40.73
84°	48.73	73°	39.49
83°	48.27	72°	38.16
82°	47.74	71°	36.75
81°	47.13	70°	35.24
80°	46.45	69°	33.64
79°	45.70	68°	31.94
78°	44.86	67°	30.14
77°	43.95	66°	28.23
76°	42.96	65°	26.22
75°	41.98		

Tab.8.3.1.6: Abschirmdicken bis zur Kopplungsoberfläche in der 75°-Richtung

Als Konsequenz aus dieser Tatsache ergibt sich eine leichte Überschätzung der Neutronendosis nach $1m$ bzw. $2m$ Abschirmung, wenn der in ANISN zu rechnende Transportweg durch den 75°-Richtungsvektor bestimmt wird. Deshalb sind in Abb.8.3.1.9 auch solche Dosisspektren dargestellt, die einem zusätzlichen ANISN-Transportintervall

($10cm$) entsprechen. Wie zu erkennen ist, erscheint der Protonenfluß an der Kopplungsoberfläche äußerst schwach und erreicht in der HETC-Rechnung den Referenzdetektor nach $1m$ nicht mehr. Es konnte daher auf eine Substitution der Protonen, wie in der Vorwärtsrichtung durchgeführt, verzichtet werden. Ein Vergleich der Dosissummenwerte ergibt eine gute Übereinstimmung zwischen ANISN und HETC, die unter Berücksichtigung des zusätzlichen ANISN-Transportintervalls mit Abweichungen von 6.1% ausgezeichnet wird. Insgesamt liefert die 75°-Richtung deutlich höhere Dosen als die 90°-Richtung, was sich auch in den Moyer-Resultaten bestätigt.

Die Ergebnisse der Rechnungen für die 50°-Richtung sind in Abb.8.3.1.10 und Tab.8.3.1.7 zusammengestellt.

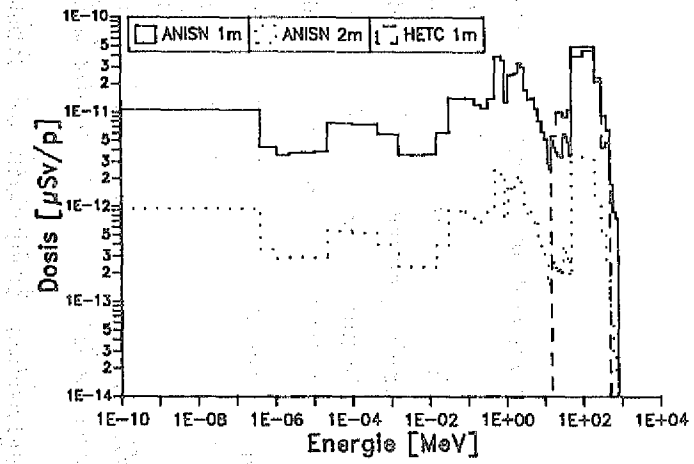
Verfahren	Abstand	Dosis $\left[\frac{\mu Sv}{p}\right]$			Relationen	
	$[m]$	$E<15MeV$	$E>15MeV$	$\sum E$	$\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$	$\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$
ANISN	1	$4.379 \cdot 10^{-10}$	$1.872 \cdot 10^{-10}$	$6.251 \cdot 10^{-10}$	2.34	15.67
	1+0.1	$3.572 \cdot 10^{-10}$	$1.508 \cdot 10^{-10}$	$5.080 \cdot 10^{-10}$	2.37	15.82
HETC	1		$1.491 \cdot 10^{-10}$			
MOYER	1			$2.553 \cdot 10^{-10}$		
						$\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$
ANISN	2	$2.795 \cdot 10^{-11}$	$1.141 \cdot 10^{-11}$	$3.936 \cdot 10^{-11}$	2.45	16.41
	2+0.1	$2.258 \cdot 10^{-11}$	$9.203 \cdot 10^{-12}$	$3.178 \cdot 10^{-11}$	2.45	16.39
MOYER	2			$1.116 \cdot 10^{-11}$		

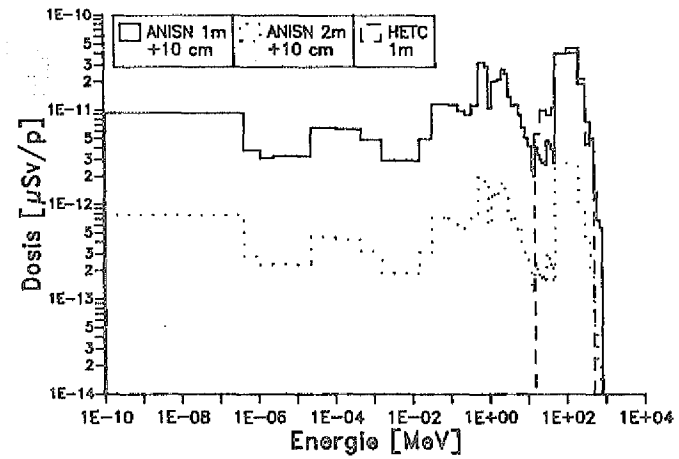
Tab.8.3.1.7: Dosissummenwerte und Relationen für die 50°-Richtung

Auch hier zeigt sich der Protonenfluß sehr schwach ausgeprägt, wenngleich etwas höhere Energien als in der 75°-Richtung abzulesen sind. Nach $1m$ Abschirmung treten schließlich nur noch wenige Protonen zwischen $300MeV$ und $500MeV$ auf, die keinen wesentlichen Einfluß auf die Gesamtdosis haben. Tab.8.3.1.8 enthält wiederum die bis zur Kopplungsoberfläche wirksame Abschirmdicke innerhalb des Öffnungswinkels von 6° und macht deutlich, daß auch in der 50°-Richtung ein zusätzliches ANISN-Intervall angebracht erscheint.

Die Rechenergebnisse lassen den Einfluß erkennen, den die steigende, effektive Abschirmdicke für kleinere Winkel auf die Dosis hat. Während nach $1m$ Abschirmung die Neutronendosis vergleichbar der 75°-Richtung ist, sinkt sie nach $2m$ unter die Werte der 90°-Richtung ab. Offensichtlich schlägt sich die Wirkung der größeren, effektiven Abschirmdicke ($50° : 261cm; 75° : 207cm; 90° : 200cm$) erst nach $2m$ spürbar auf die Dosis nieder.

Aufgrund der schon angesprochenen, asymmetrischen Architektur der Abschirmwände (s.Abb.8.3.1.1) sind die Erkenntnisse aus den Rechnungen für die Ostabschirmung nur bedingt auf die Westabschirmung übertragbar. Während sich in Bezug auf die seitlichen Richtungen (90°, 75°, 50°) keine Unterschiede in der Geometrie zeigen, erkennt man in der





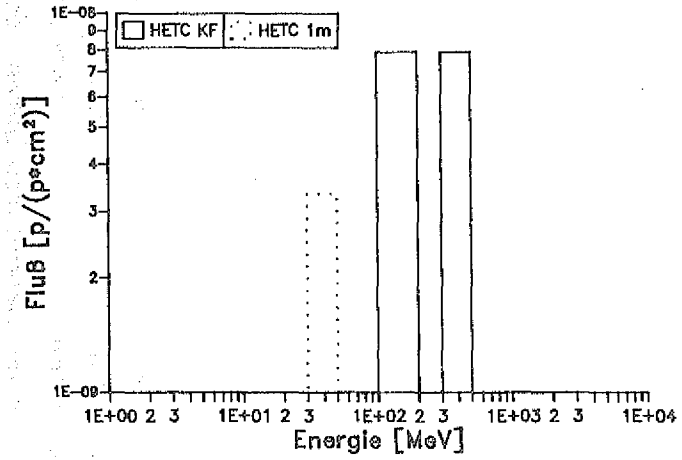


Abb.8.3.1.10: Neutronen- und Protonenspektren in der 50°-Richtung

Winkel	Abschirmung bis zum Detektor $[cm]$	Winkel	Abschirmung bis zum Detektor $[cm]$
56°	72.60	49°	45.25
55°	69.22	48°	40.50
54°	65.70	47°	35.51
53°	62.01	46°	30.26
52°	58.13	45°	24.73
51°	54.05	44°	18.90
50°	49.76		

Tab.8.3.1.8: Abschirmdicken bis zur Kopplungsoberfläche in der 50°-Richtung

Vorwärtsrichtung einen deutlich unterschiedlichen Aufbau der Abschirmung. Der Abstand zwischen dem Ende der geraden Sektion[33)] und der Abschirmung beträgt auf der Westseite ca.7.6m und ist damit im Vergleich zur Ostseite nur etwa halb so groß. Auch verläuft die Strahlachse nicht senkrecht zur Abschirmwand, sondern bildet mit der Flächennormalen einen Winkel von 57.5°. Die erwähnten Unterschiede haben Auswirkungen sowohl auf die Intensität der Teilchenstrahlung beim Eintritt in die Abschirmung, als auch auf die effektive Abschirmdicke. Deshalb wurde für die Westseite eine HETC-Geometrie konstruiert (Abb.8.3.1.11) und Kopplungsrechnungen durchgeführt.

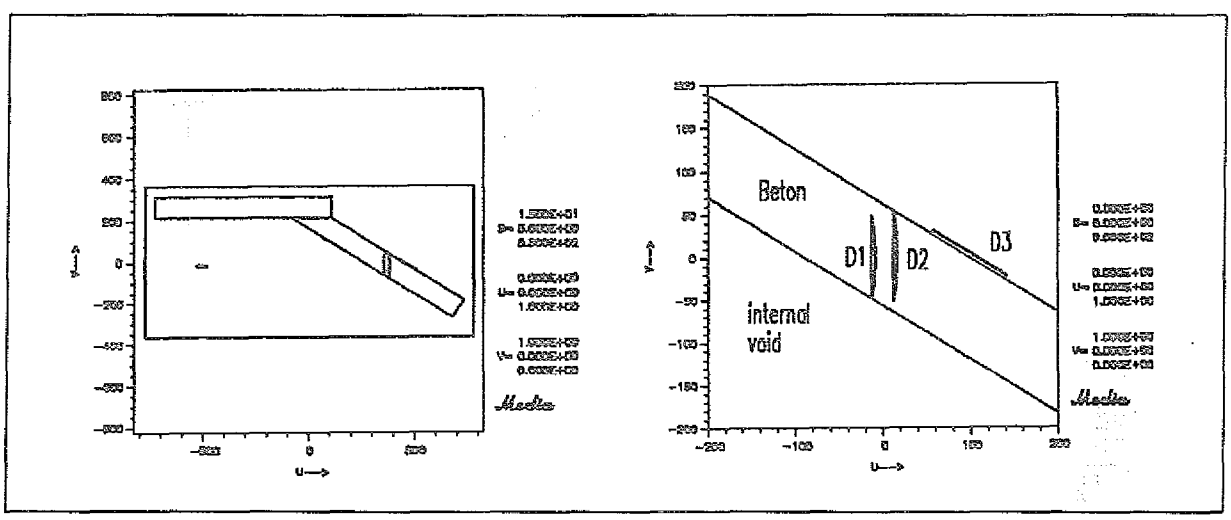
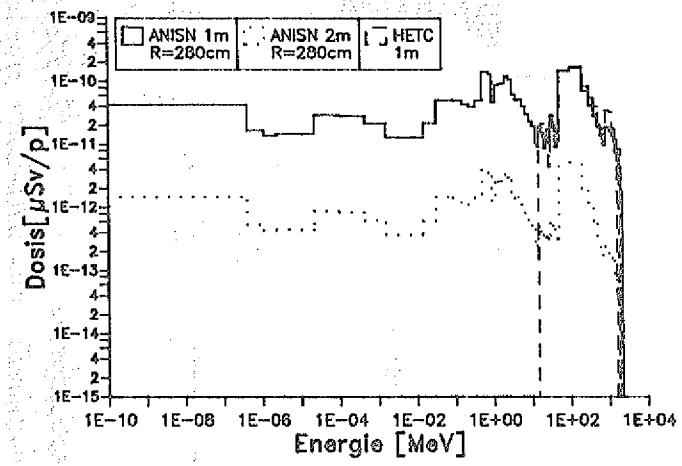
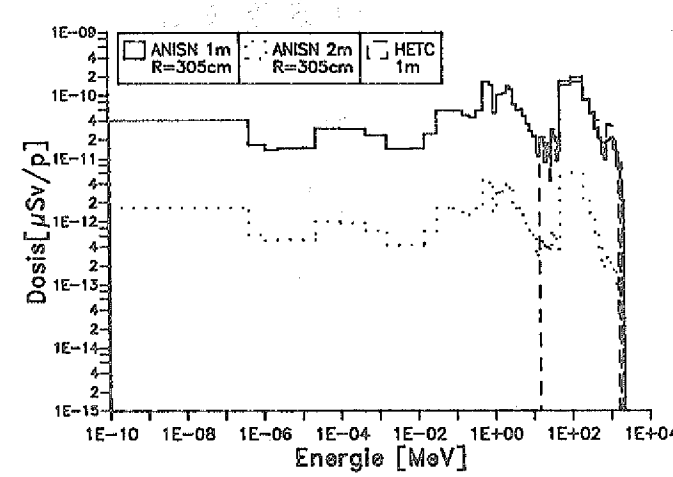


Abb.8.3.1.11: HETC-Geometrie für die westliche Abschirmung

Die Krümmungsradien der beiden Kopplungsoberflächen betrugen R=280cm bzw. R=305cm und der Öffnungswinkel vom Kugelmittelpunkt aus betrachtet wurde zu 20° gewählt. Äquivalent zur Ostseite sind in Abb.8.3.1.12 und Tab.8.3.1.9 die Dosisspektren der Neutronen aus ANISN und HETC, sowie der Protonenfluß dargestellt.

33) Das ist der Standort des Targets in den Simulationsrechnungen





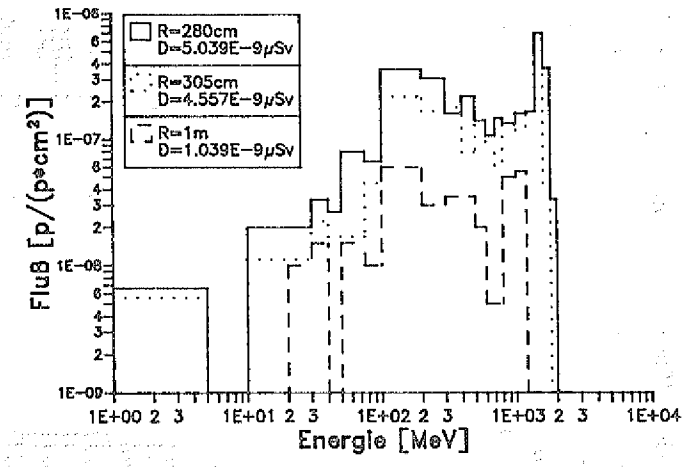


Abb.8.3.1.12: Neutronen- und Protonenspektren in der 0°-Richtung (Westseite)

Abstand [m]	Verfahren	Koppl.–Ort [cm]	Dosis $\left[\frac{\mu Sv}{p}\right]$ $E<15MeV$	$E>15MeV$	$\sum E$	Relationen $\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$	$\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$
1	*ANISN*	R=280	$1.581 \cdot 10^{-9}$	$7.249 \cdot 10^{-10}$	$2.306 \cdot 10^{-9}$	2.18	35.43
		R=305	$1.800 \cdot 10^{-9}$	$8.404 \cdot 10^{-10}$	$2.640 \cdot 10^{-9}$	2.14	34.94
	HETC			$7.792 \cdot 10^{-10}$			
							$\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$
2	*ANISN*	R=280	$4.462 \cdot 10^{-11}$	$1.915 \cdot 10^{-11}$	$6.377 \cdot 10^{-11}$	2.33	37.85
		R=305	$5.151 \cdot 10^{-11}$	$2.202 \cdot 10^{-11}$	$7.353 \cdot 10^{-11}$	2.34	38.17

Tab.8.3.1.9: Dosissummenwerte und Relationen für die 0°-Richtung (Westseite)

Beide Kopplungsrechnungen führen zu ausgezeichneten Übereinstimmungen mit dem HETC-Referenzdetektor, wobei die tiefer in der Abschirmung vollzogene Kopplung (R=305cm) den höheren Dosissummenwert liefert. Mit Blick auf die Protonenspektren an den Kopplungsoberflächen lassen sich dafür die gleichen Gründe anführen, wie bei der Ostabschirmung, d.h. ein mit der Eindringtiefe steigender Anteil protoneninduzierter Neutronen. Insgesamt liefern die Rechnungen aufgrund der um einen Faktor 1.86 größeren, effektiven Abschirmdicke gegenüber der Ostseite merklich kleinere Dosen. Ein Vergleich der Protonenflüsse und Dosissummenwerte mit der Ostseite zeigt in äquivalenten Tiefen sehr ähnliche Resultate. Geht man vom Weg des Richtungsvektors durch die Abschirmung aus, so lassen sich bei KF=75cm (Ostabschirmung) bzw. R=305cm (Westabschirmung)[34] fast identische Spektren beobachten. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Geometrien kann dieses Ergebnis als Anzeichen dafür gewertet werden, daß sich das Protonenspektrum überwiegend aus Primärteilchen heraus entwickelt, die das Target in Strahlrichtung verlassen.

Abstand [m]	Verfahren	Koppl.–Ort [cm]	Dosis $\left[\frac{\mu Sv}{p}\right]$ $E<15MeV$	$E>15MeV$	$\sum E$	Relationen $\frac{E<15MeV}{E>15MeV}$	$\frac{E_{1m}<15MeV}{E_{2m}<15MeV}$
1	*ANISN*	R=280	$1.743 \cdot 10^{-9}$	$8.802 \cdot 10^{-10}$	$2.623 \cdot 10^{-9}$	1.98	26.29
		R=305	$1.513 \cdot 10^{-9}$	$8.000 \cdot 10^{-10}$	$2.313 \cdot 10^{-9}$	1.89	23.83
	HETC			$1.305 \cdot 10^{-9}$			
							$\frac{E_{1m}>15MeV}{E_{2m}>15MeV}$
2	*ANISN*	R=280	$6.631 \cdot 10^{-11}$	$2.932 \cdot 10^{-11}$	$9.563 \cdot 10^{-11}$	2.26	30.02
		R=305	$6.348 \cdot 10^{-11}$	$2.808 \cdot 10^{-11}$	$9.156 \cdot 10^{-11}$	2.26	28.49

Tab.8.3.1.10: Dosissummenwerte und Relationen für die 0°-Richtung (Subst.,West)

Auch in der Westabschirmung tragen die Protonen nach 1m einen erheblichen Anteil zur Gesamtdosis bei (vgl.HETC-Referenzdetektor) und sollten deshalb in einer Substitutions-

[34] Der Weg des 0°-Richtungsvektors durch die Abschirmung beträgt hier 80cm

rechnung berücksichtigt werden. In Abb.8.3.1.13 und Tab.8.3.1.10 sind die Ergebnisse für beide Kopplungsoberflächen dargestellt.

Die Substitution erfolgte wie schon bei der Ostabschirmung für Protonen> $100MeV$ und erzeugt im Vergleich zum HETC-Referenzdetektor niedrigere Dosen. Die Differenzen sind auch hier wahrscheinlich in den unterschiedlichen Konversionsfaktoren begründet. Bei Abschirmdicken über $1m$ hinaus ist zu erwarten, daß sich die größere Neutronenreichweite auf die produzierte Dosis auswirkt und die Abschätzung somit konservativer wird.

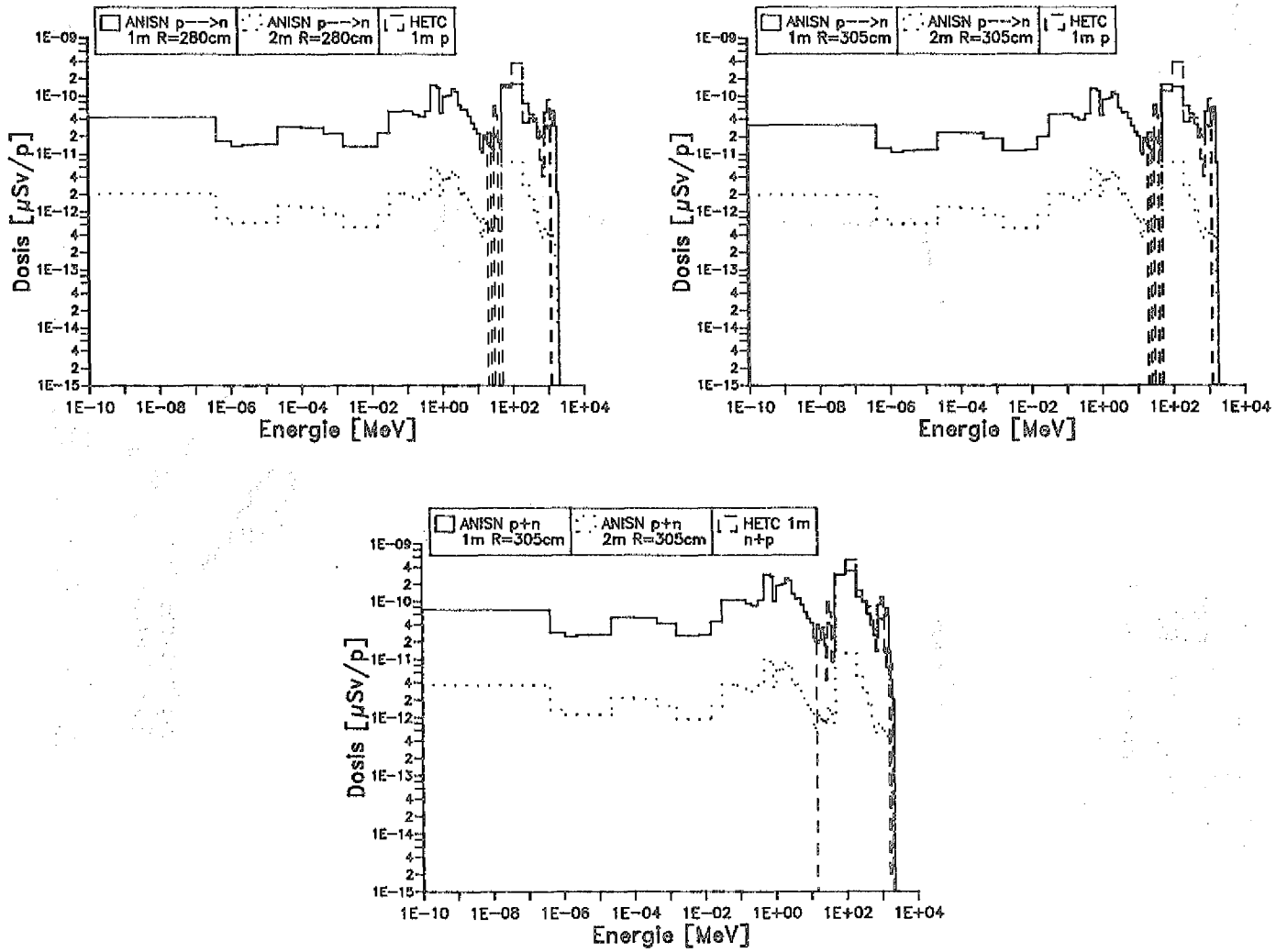


Abb.8.3.1.13: p-n-Substitutionen in der 0°-Richtung (Westseite)

8.3.2. Die Extraktionsbeamline

Um den Cosy-Strahl auch außerhalb des Rings nutzen zu können, ist die Extraktion des Strahls zu externen Experimentierplätzen geplant. Die Strahlführung der Extraktion ist, wie in Abb.8.3.2.1 gezeigt, an der östlichen Biegesektion angesetzt und verläuft zusammen mit der Injektion durch einen Verbindungskanal zwischen dem Cosy-Gebäude und dem Zyklotron-Gebäude. Mit Hilfe zusätzlicher Biegemagnete und Quadrupole bleibt der Strahl qualitativ erhalten und wird den externen Targetplätzen zugeführt. Aufgrund der kleineren, zu erwartenden Strahlverluste in der Extraktion ist die äußere Abschirmung des Kanals in einer Dicke von $120cm$ ausgebildet.

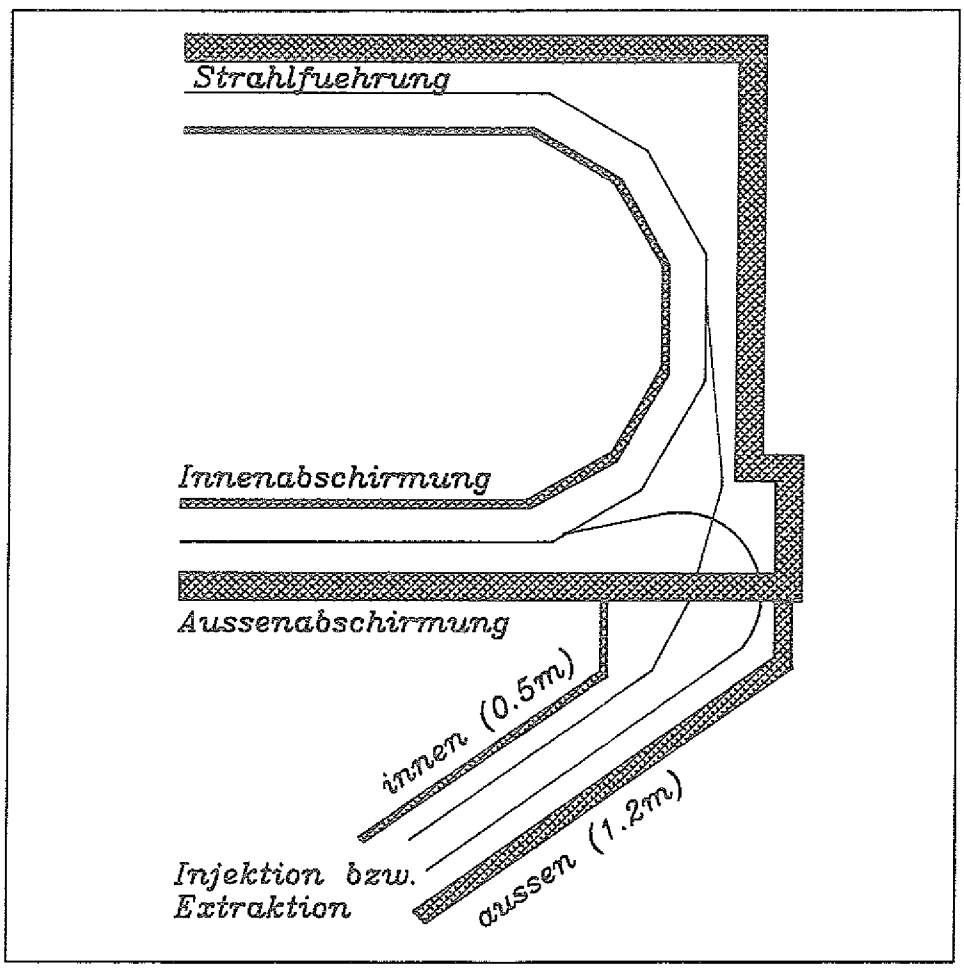


Abb.8.3.2.1: Injektions- bzw. Extraktionskanal

Die Tatsache, daß die Magnete der Extraktionsbeamline unabhängig vom eigentlichen COSY-Ring durch eigene Netzgeräte versorgt werden, läßt folgendes Szenario möglich erscheinen:

Die unabhängige Stromversorgung insbesondere der Biegemagnete in der Extraktionsstrahlführung kann dazu führen, daß bereits zu Beginn der Extraktion die Magnete durch einen Netzgeräteausfall ohne Auswirkungen auf den Beschleunigungs- oder Speichervorgang außer Betrieb sind und der Strahl aus dem Strahlrohr ausbricht. Aufgrund der Beamlinegeometrie kann infolgedessen der Strahl unter einem Winkel von ca.30° zur Flächennormalen in die äußere Abschirmung des Kanals eintreten, ohne zuvor größere Materieansammlungen durchlaufen zu haben (s.Abb.8.3.2.1).

Der oben beschriebene Fall kann allein durch HETC-Rechnungen simuliert werden, da alle Primärteilchen direkt auf die Abschirmung treffen[35)] und die Abschirmdicke vergleichsweise klein ist.

Abstand	Dosissummenwerte $[\frac{\mu Sv}{p}]$		
$[cm]$	Protonen	Primaries	Neutronen
0.0–0.5	$6.486 \cdot 10^{-5}$	$2.4853 \cdot 10^{-5}$	$8.755 \cdot 10^{-6}$
0.5–1.0	$1.451 \cdot 10^{-5}$	$6.1748 \cdot 10^{-7}$	$2.728 \cdot 10^{-6}$
1.0–1.5	$8.031 \cdot 10^{-6}$	$1.1809 \cdot 10^{-7}$	$1.860 \cdot 10^{-6}$
1.5–2.0	$5.087 \cdot 10^{-6}$	$2.4216 \cdot 10^{-8}$	$1.293 \cdot 10^{-6}$
2.0–3.0	$3.081 \cdot 10^{-6}$		$9.806 \cdot 10^{-7}$
3.0–5.0	$1.657 \cdot 10^{-6}$		$6.523 \cdot 10^{-7}$
5.0–10	$8.836 \cdot 10^{-7}$		$3.923 \cdot 10^{-7}$
10–20	$3.391 \cdot 10^{-7}$		$1.529 \cdot 10^{-7}$

Tab.8.3.2.1: Dosissummenwerte um die Strahlachse

Bezüglich der Dosis auf der Außenseite der Abschirmung muß erwartet werden, daß ein wesentlicher Anteil durch die Primärteilchen erzeugt wird, die an keinen Kernreaktionen in der Abschirmung beteiligt sind. Entscheidenden Einfluß auf den Betrag der Dosis hat die Querschnittsfläche, innerhalb derer die Primärteilchen aus der Abschirmung heraustreten[36)]. Um die Dosisverteilung um die Strahlachse bestimmen zu können, wurden in der HETC-Geometrie daher mehrere Flußdetektoren kleiner Ausdehnung errichtet, deren Flächen die Form eines schräg abgeschnittenen, geraden Kreiszylinders bzw. Hohlzylinders aufwiesen. Abb.8.3.2.2 zeigt die Dosisverteilung der Protonen um die Strahlachse auf der Außenseite der Abschirmung. In der Legende sind die halben Öffnungswinkel der Detektorflächen, bezogen auf den Auftreffpunkt des Strahls auf die Abschirmung, angegeben. Tab.8.3.2.1 enthält neben den Dosissummenwerten der Protonen zum Vergleich die Anteile der Primärteilchen sowie die Neutronendosen ($E > 15MeV$) an den Detektorflächen. Wie zu erkennen ist, wird die Gesamtdosis in Strahlrichtung eindeutig durch Protonen, und hier besonders durch Primärteilchen, bestimmt. Neben dem Primärteilchenpeak weisen

35) Hinter dem Standardtarget standen dafür nur etwa 5% der Primärteilchen zur Verfügung

36) Die Berechnung der Dosis erfolgt über den flächennormierten Fluß

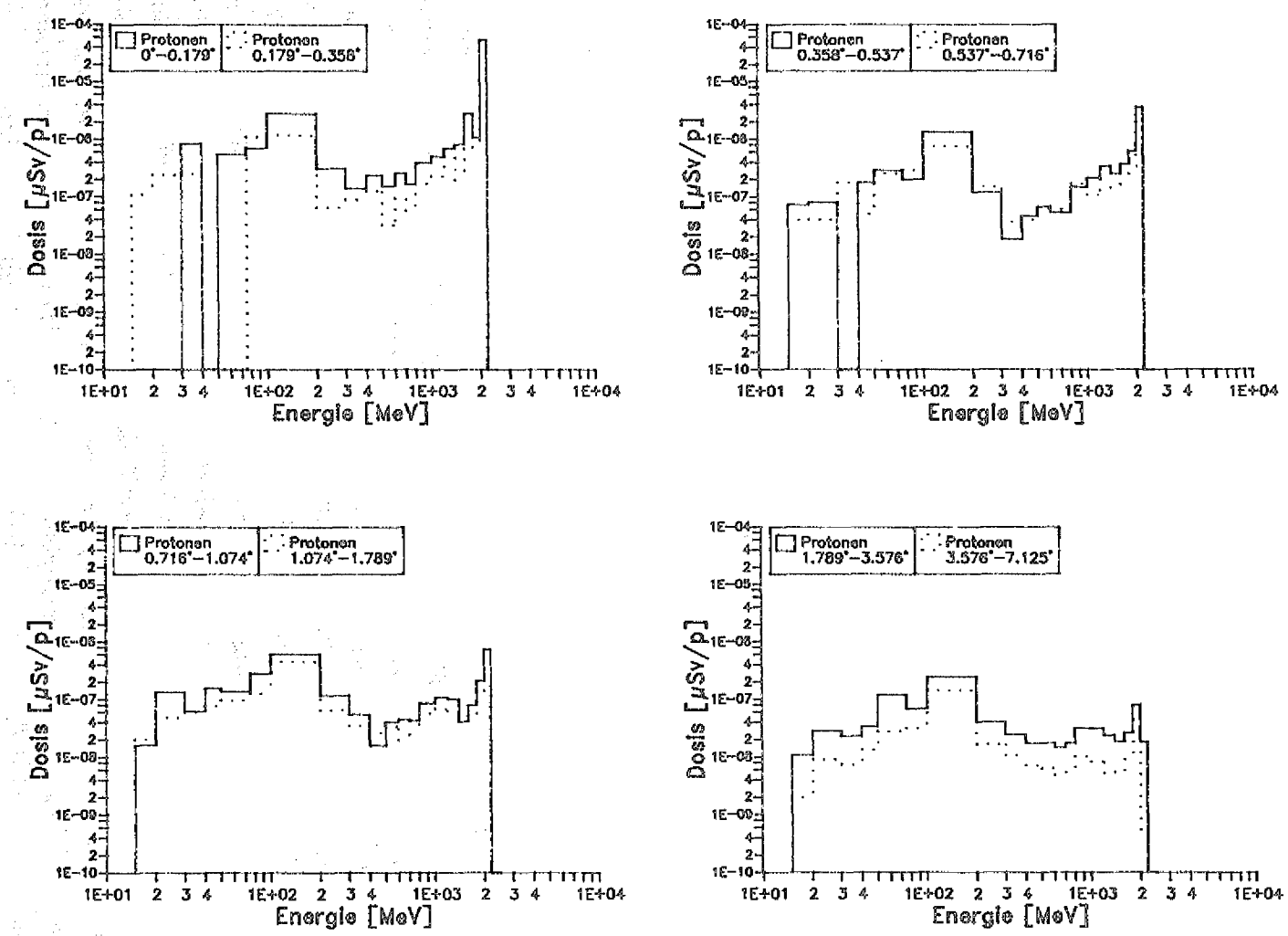


Abb.8.3.2.2: Protonendosisspektren an der äußeren Extraktionsabschirmung

die Spektren lokale Maxima im Energieintervall $100MeV < E < 200MeV$ auf, die sich in der Dosis durch den vergleichsweise hohen Konversionsfaktor bemerkbar machen. Eine Darstellung der Protonen- und Neutronendosis in Abhängigkeit vom Abstand zur Strahlachse (Abb.8.3.2.3) bestätigt die Dominanz der Protonen in Strahlrichtung und zeigt für größere Entfernungen einen Trend zur Angleichung beider Spektren.

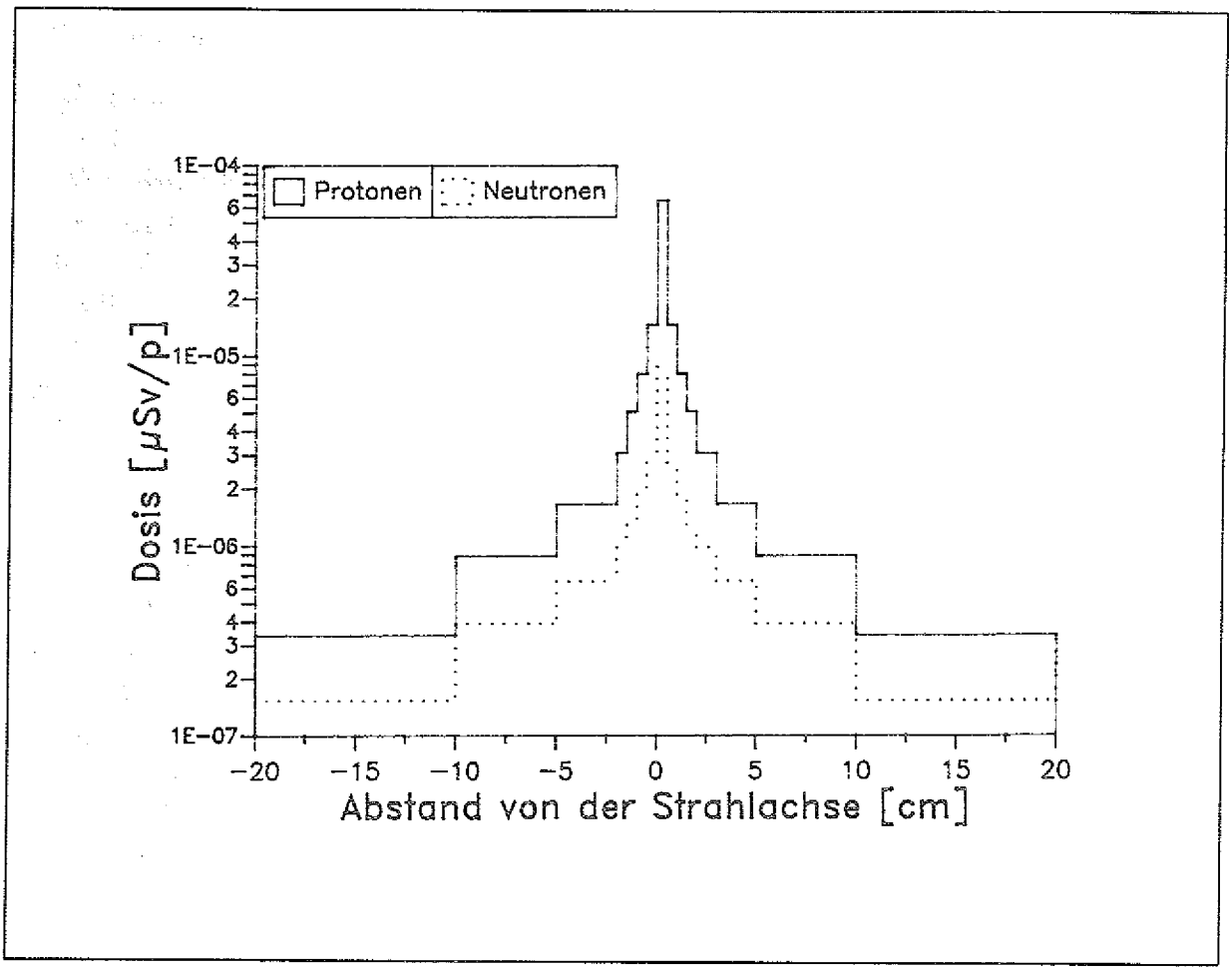


Abb.8.3.2.3: Neutronendosis um die Strahlachse hinter der Abschirmung

8.3.3. Die Berechnung eines Beamstops

Der Experimentierbetrieb mit externem Target erfordert Maßnahmen zur Vernichtung des Strahls hinter dem Target. Zu diesem Zweck sind an den externen Meßplätzen Strahlvernichter (Beamstops) vorgesehen, die in einer Kombination aus Eisen und Beton den Primärstrahl stoppen und die sekundäre Neutronenstrahlung unter die zulässigen Grenzwerte reduzieren sollen. Aufgrund der Tatsache, daß ein unbeabsichtigtes Ansteuern eines Experimentierplatzes ohne Target denkbar ist, und in typischen Experimenten nur einige Prozent der Primärteilchen im Target verlorengehen, müssen die Beamstops auf die gesamte Strahlintensität hin ausgelegt sein. Bei der Konstruktion sind u.a. folgende Aspekte zu berücksichtigen:

- Die Abmessungen in Vorwärtsrichtung müssen oberhalb der Primärteilchenreichweite liegen.
- Die Dosis in erreichbarer Nähe des Beamstops darf die zulässigen Grenzwerte nicht überschreiten.
- Die Beamstops müssen der Gebäudegeometrie und -statik angepaßt werden.
- Die Auswahl sollte auch unter ökonomischen Gesichtspunkten bewertet werden.

Ein weiterer Aspekt ergibt sich aus der Materialkombination im Hinblick auf eine möglichst effektive Abschirmwirkung. Geht man davon aus, daß die Dosis hinter einem Beamstop hauptsächlich durch Neutronen verursacht wird[37], so sind die hochenergetischen Neutronen für die Flußfortpflanzung verantwortlich, während die Neutronen niedriger Energie 60–70% der Dosis produzieren. Die Abschirmwirkung des Eisens besteht im Wesentlichen in einer Schwächung des Hochenergieanteils im Neutronenspektrum. Demgegenüber sorgt Beton für die Moderation und Absorbtion der niederenergetischen Neutronen. Die verschiedenartigen Wirkungen der beiden Abschirmmaterialien haben Konsequenzen auf die Effektivität der Kombinationsanordnung. Abb.8.3.3.1 zeigt die Ergebnisse einer ANISN-Rechnung, in der die Neutronendosis durch eine Eisen- bzw. Betonabschirmung verfolgt wurde.

Die vorangegangene Kopplung erfolgte an einer $50cm$ tief im Eisen errichteten Kopplungsoberfläche. Wie sich schon in den HETC-Resultaten der Abb.8.3.1.5 angedeutet hatte, sinkt die Gesamtdosis in der logarithmischen Darstellung linear mit der Abschirmdicke sowohl für Eisen als auch für Beton. Die Moderierung der niederenergetischen Neutronen vom Epithermischen ins Thermische innerhalb des Beton hat auf die produzierte Dosis aufgrund der ähnlichen Konversionsfaktoren wenig Einfluß, was u.a. zu dem deutlich schwächeren Abfall der Neutronendosis im Beton führt. Die Tatsache des linearen Kurvenverlaufs in beiden Medien erlaubt bei vorgegebenen Grenzwerten eine einfache Abschätzung in Bezug auf günstige Kombinationsmöglichkeiten der beiden Abschirmmaterialien.

Unter Berücksichtigung aller genannten Punkte wurde für einen externen Experimentierplatz am COSY-Beschleuniger ein Beamstop konstruiert, dessen Abmessungen aus Abb.8.3.3.2 hervorgehen [30].

Der Strahl wird $1m$ in den Beamstop hineingeführt, bevor er auf den Eisenkern trifft, um auch den rückwärts, auf den Meßplatz gerichteten Strahlungsanteil wirksam abschirmen zu können. Die Ausdehnung sowohl des Eisenkerns als auch der Betonummantelung sind in der vertikalen Ebene kleiner ausgeführt, da sich erstens die Decken- und Bodenkonstruktionen anschließen und zweitens die vertikal angrenzenden Bereiche im Strahlbetrieb nicht begehbar sein werden. Die Berechnung des Beamstops beschränkt sich daher auf die horizontale Ebene und muß möglichst die Vorwärtsrichtung und seitliche, sowie rückwärtige Richtungen erfassen. Zu diesem Zweck wurde der Beamstop in einer HETC-Geomertie

[37] Das Reichweitenende der Primärteilchen liegt innerhalb des Beamstops

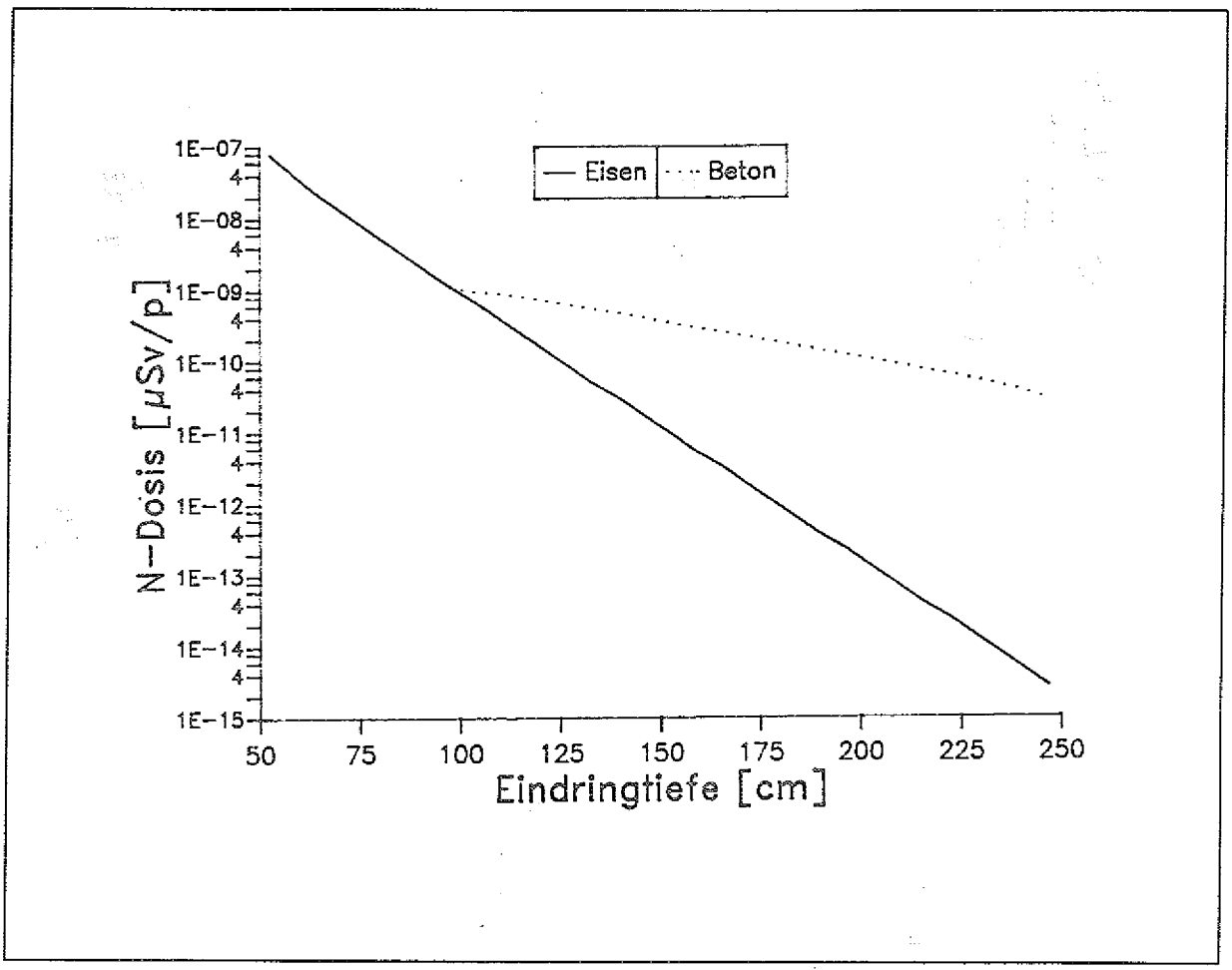


Abb.8.3.3.1: Der Abfall der Neutronendosis in einer Eisen- bzw. Betonabschirmung

nachgebildet und mit Kopplungsoberflächen versehen. Ausgehend von einem Punkt in 15*cm* Tiefe im Eisenkern wurden 7 Kopplungsdetektoren mit 20°-Öffnungswinkeln und Biegeradien von 50*cm* zwischen 0° und 140° zur Strahlrichtung aufgebaut. Auf diese Weise konnten alle Kopplungsoberflächen innerhalb des Eisenkerns untergebracht und die Kopplungsflüsse mit ausreichend guter Statistik zur Verfügung gestellt werden. Die anschließenden ANISN-Rechnungen verliefen zunächst auf einer Strecke weiter im Eisen, die dem Weg des entsprechenden Richtungsvektors entsprach, und wurden im Beton bis zur Außenseite des Beamstops fortgesetzt. Aus Abb.8.3.3.3 können die Spektren der Neutronendosis in allen 7 Richtungen entnommen werden. Tab.8.3.3.1 enthält neben den Dosissummenwerten auch die Wegstrecken vom Ausgangspunkt der Kopplung (15*cm* im Eisenkern) zur Außenseite des Beamstops durch beide Medien. Erwartungsgemäß tritt in Strahlrichtung die höchste Dosis auf, deren Wert alle anderen Richtungen um mindestens 1 Größenordnung übersteigt. Festzuhalten bleibt außerdem, daß die rückwärtigen Richtungen ebenfalls beachtliche Dosissummenwerte liefern, so daß beispielsweise in 140° eine höhere Dosis als in 20° zur Strahlrichtung gefunden wird. Dieses Ergebnis bestätigt die

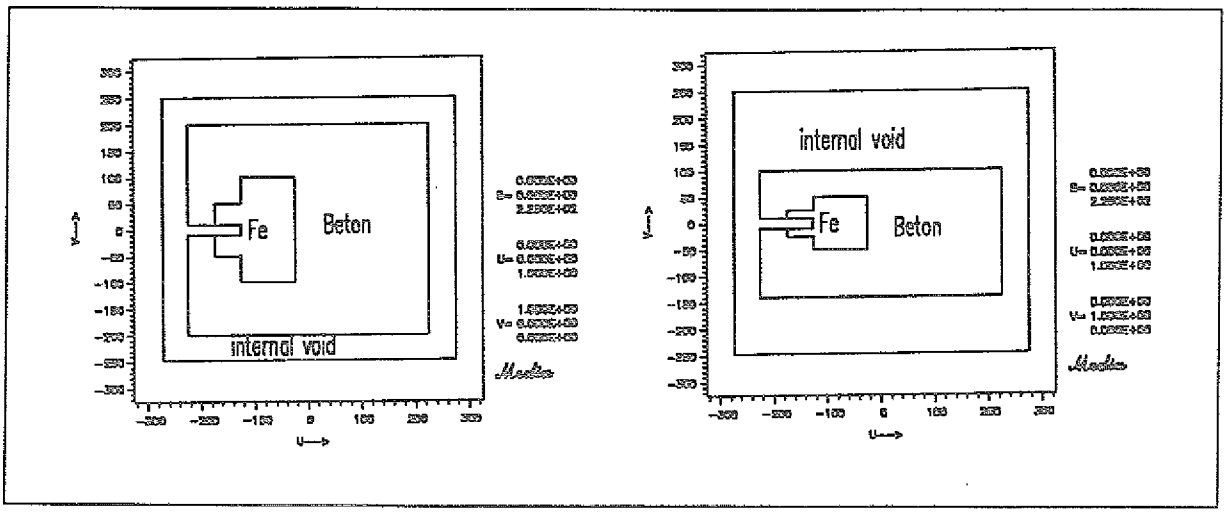


Abb.8.3.3.2: Beamstopgeometrie für einen externen Experimentierplatz an COSY

Notwendigkeit, den Strahl am Auftreffpunkt im Beamstop einzukapseln.

Richtung	N-Dosis $[\frac{\mu Sv}{p}]$	Weglänge $[cm]$		
		Eisen	Beton	$\sum$
0°	$1.597 \cdot 10^{-11}$	85.00	250.00	335.00
20°	$1.062 \cdot 10^{-12}$	90.46	266.04	356.50
40°	$8.922 \cdot 10^{-14}$	110.96	200.18	311.14
60°	$9.267 \cdot 10^{-14}$	115.47	115.47	230.94
80°	$3.432 \cdot 10^{-13}$	101.54	101.54	203.08
120°	$5.072 \cdot 10^{-13}$	57.74	172.26	230.00
140°	$1.555 \cdot 10^{-12}$	77.79	72.33	150.12

Tab.8.3.3.1: Dosissummenwerte um die Strahlachse

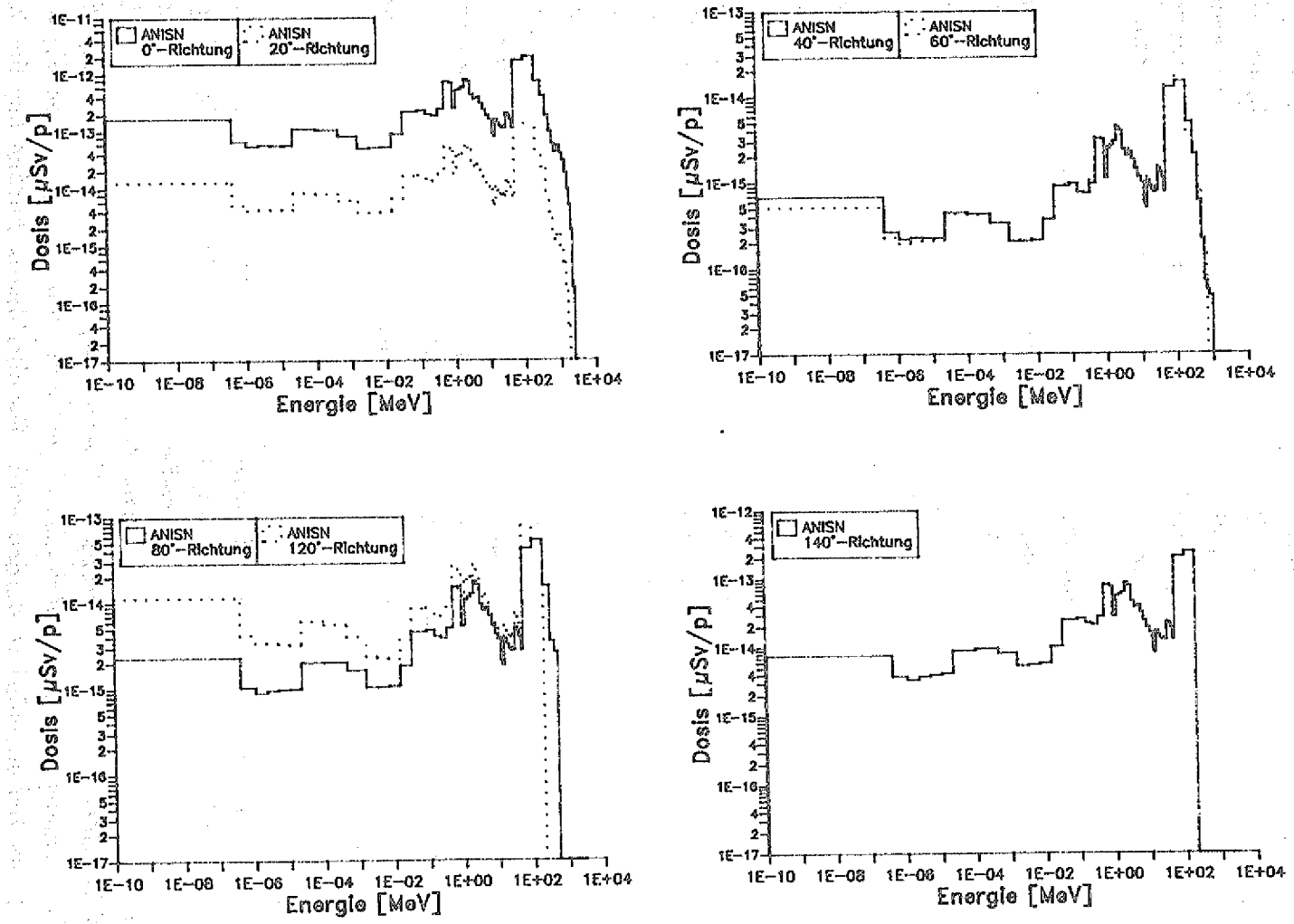


Abb.8.3.3.3: Neutronendosisverteilungen an einem Beamstop in 7 Richtungen

9. Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit ist versucht worden, wichtige Bereiche des Beschleunigerstrahlenschutzes mit Hilfe von in Computer-Programmen implementierten, physikalischen Modellen systematisch zu behandeln. Die Methode der Monte-Carlo-Simulation hat sich in diesem Zusammenhang als erfolgreich im Umgang mit den komplexen, geometrischen Verhältnissen innerhalb der Anlagen erwiesen. Die statistischen Prozesse innerhalb derartiger Programmsysteme verhindert in ausgedehnten Geometrien mit großen Matrieansammlungen unter Berücksichtigung heute verfügbarer Computerkapazitäten eine universelle, ökonomische Anwendung auf dem Gebiet der Abschirmrechnungen. Die durchgeführte Kopplung mit dem eindimensionalen Transportprogramm ANISN eröffnet dennoch die Möglichkeit der Berechnung dicker Abschirmungen. Ein Nachteil der Kopplungsrechnungen besteht sicherlich in einem vergleichsweise eingeschränkten Informationsangebot von ANISN, das sich im Wesentlichen in der Berechnung des winkelabhängigen, bzw. winkelintegrierten Neutronen- (γ-) flusses erschöpft. Andererseits wird die Aussagekraft der Rechenergebnisse durch die Fragestellung mitbestimmt. Bezogen auf die Problemfelder des Beschleunigerstrahlenschutzes nimmt die Frage nach der Dosis hinter dicken Abschirmungen geraumen Platz ein, wofür die Kenntnis des Flusses und der Konversionsfaktoren ausreicht. Die Beschränkung von ANISN bezüglich der Teilchenart (n+γ) hat auf die Berechnung seitlicher Abschirmungen keine nachteiligen Auswirkungen, da sich der Protonenanteil am Gesamtfluß als vernachlässigbar herausstellt. Die Vorwärtsrichtung hingegen wird begleitet von einem deutlichen Primärteilchenpeak, der in ANISN nicht berücksichtigt werden kann. Die in den Anwendungsrechnungen vorgenommene Substitution des Protonenspektrums muß als grobe Abschätzung betrachtet werden, da sowohl die unmittelbar durch Protonen erzeugte Dosis, als auch deren Einfluß auf das Neutronenspektrum lediglich innerhalb der ersten $100cm$ Abschirmung durch HETC-Rechnungen ausgewertet werden konnten. Unter Berücksichtung der Tatsache, daß eine Abschätzung mittels konventioneller Verfahren kaum möglich ist und die Vorwärtsrichtung außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Moyer-Methode liegt, kann die benutzte Substitution durchaus als nützlich bezeichnet werden.

Die Ergebnisse der Anwendungsrechnungen wurden bewußt auf die Anzahl der Primärteilchen normiert, um unabhängig von festgelegten Verlustraten allgemeingültige Aussagen über die zu erwarteten Dosen treffen zu können. Aus den vorliegenden Resultaten konnten unmittelbare Konsequenzen bezüglich der Strahlenschutzeinrichtungen am COSY-Beschleuniger gezogen werden. Hierzu gehört u.a. die Notwendigkeit einer Zusatzabschirmung im Extraktionskanal, die entweder innen in Form von Eisen oder außen durch Stapelbeton realisiert werden wird. Darüberhinaus wurden aus der Kenntnis der Energieverteilung des Neutronenflußes außerhalb der Abschirmung Rückschlüsse auf das Ansprechverhalten der Schwellwertdetektoren möglich, die als Bestandteil der Personensicherheitsanlage ein wichtiges Element des Sicherheitssystems darstellen. Die Empfindlichkeit derartiger Schwellwertdetektoren ist energieabhängig und wird herstellerseitig für

den gesamten Meßbereich angegeben. Mit dem zu erwartenden Neutronenfluß in den Energieintervallen unterschiedlicher Empfindlichkeit kann eine Aussage über die Relation zwischen der vom Detektor angezeigten Dosis und der kalkulierten Dosis getroffen werden. Gleichzeitig ist diese Relation maßgebend für den einzustellenden Schwellwert, oberhalb dessen die Personensicherheitsanlage den Strahlbetrieb unterbricht.

Neben den konkreten Anwendungsrechnungen besteht ein wesentlicher Teil dieser Arbeit in der Erweiterung der LAHI-Library. Die vielfältigen Vergleiche der produzierten Querschnitte mit alten LAHI-Daten und in Form von vergleichenden Rechnungen haben deren Konsistenz und Qualität bestätigt. Ein klassischer Vergleich mit experimentellen Daten konnte aufgrund des Mangels an verfügbarem Datenmaterial nicht durchgeführt werden und muß deshalb zukünftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben. Ein indirekter Hinweis kann dennoch Abhandlungen [31,32] entnommen werden, die den Vergleich von experimentellen Protonenwirkungsquerschnitten mit Berechnungen entsprechend dem INCE-Modell (HETC) zum Inhalt haben. Die Anwendung des INCE-Modells für die Erweiterung der LAHI-Library steht somit auf allgemein anerkannten, theoretischen Grundlagen und wird indirekt durch experimentelle Befunde gestützt.

Aufgrund des beschränkten, zeitlichen Rahmens dieser Arbeit konnten die Anwendungsrechnungen für den COSY-Beschleuniger nur exemplarischen Charakter haben. Da sich die Fragestellungen des Beschleunigerstrahlenschutzes an COSY und darüber hinaus weit umfangreicher darstellen, als dies hier zum Ausdruck kommt, sei an dieser Stelle[37)] auf weitere, strahlenschutzrelevante Problemfelder hingewiesen, die grundsätzlich mit den beschriebenen Programm-Systemen bearbeitet werden können.

Die Strahlenbelastung außerhalb des Beschleunigers wird hauptsächlich durch Prozesse bestimmt, die in der horizontalen Ebene der Strahlführung stattfinden[38)]. Darüberhinaus kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß die vertikal aufwärtsgerichtete Komponente der Strahlung durch Streuung in der umgebenden Atmosphäre eine zusätzliche Belastung verursacht, die sowohl direkt, als auch indirekt durch Wechselwirkung mit dem Erdreich Einfluß auf die Gesamtstrahlenbelastung haben kann. Dieses als Skyshine [33,34] bekannte Phänomen ließe sich in vereinfachter Geometrie durch HETC-MORSE- bzw. HETC-ANISN-Rechnungen simulieren, wobei die Transportgeometrie aufgrund der geringen Dichte des Wechselwirkungsmediums Luft durchaus auf relativ große Distanzen mit ausreichender, statistischer Signifikanz der Ergebnisse ausgedehnt werden könnte.

Als Komplement zum Skyshine muß auch die das Fundament durchdringende Strahlungskomponente Berücksichtigung finden. Strahlenschutztechnisch bedeutsam wird der Groundshine weniger durch die Erhöhung der Dosis, als vielmehr durch die Aktivierung des Erdreichs und des Grundwassers [35,36]. Für eine rechnerische Abschätzung sind daher vielfältige, geologische Daten (Zusammensetzung des Erdreichs in verschiedenen Tie-

37) ohne Anspruch auf Vollständigkeit

38) dies gilt für oberirdisch errichtete Anlagen

fen, Lage der Grundwasser führenden Schichten, Fließgeschwindigkeit des Grundwassers, Abstand zum nächsten Trinkwasserbrunnen) erforderlich, die oft aus vorangegangenen, geologischen Untersuchungen übernommen werden können. Aus der Kenntnis der Teilchenflußspektren im Erdreich, sowie Massen und Ladungen der Restkerne aus den Spallationsreaktionen können Rückschlüsse auf das Aktivitätsinventar gezogen werden.

Schließlich kommt der Aktivierung im Allgemeinen große Bedeutung zu. Betroffen sind davon grundsätzlich alle Komponenten der Anlage, die während des Betriebs mit Strahlung in Berührung kommen können wie Magnete, Blenden, Targets, Kühlerstrukturen, Abschirmungen usw.

An dieser Stelle sei bemerkt, daß eine endgültige Bewertung der durchgeführten bzw. vorstehend angeregten Rechnungen erst nach der Fertigstellung von COSY möglich ist. Da die Mehrzahl der Anwendungen mit dem Standardtarget durchführt wurden, können über einfache Messungen hinaus auch experimentelle Aktivitäten für einen zuverlässigen Vergleich erforderlich werden.

Wie schon verschiedentlich angedeutet, kann sich der Umgang mit dem beschriebenen Programm-System in mehrerlei Hinsicht als aufwendig gestalten. Der unerfahrene Benutzer benötigt sicherlich einige Zeit, um das ihm gestellte Problem korrekt in einen geeigneten Programm-Input zu übersetzen. Ebenso erfordert die angemessene Interpretation der Output-Daten eine gewisse Vertrautheit mit dem System. Da die Monte-Carlo-Methode zudem größere Rechnerkapazitäten voraussetzt, bedingt die Anwendung darüberhinaus auch Erfahrungen auf Großcomputern. Sind eine oder mehrere der genannten Voraussetzungen nicht erfüllt, können sich verständlicherweise Berührungsängste einstellen, die der Nützlichkeit und dem grundsätzlich breiten Anwendungsspektrum des Programm-Systems entgegenstehen. Diese Schwierigkeit führt zu der Überlegung, durch die Erstellung eines Daten-Informations-Systems den Rechenaufwand erheblich zu vermindern und die Anwendungsfreundlichkeit durch Implementierung auf Personal Computern oder Workstations beträchtlich zu steigern. Voraussetzung dafür wären ausgedehnte Simulationsrechnungen auf der Basis ausgesuchter Materialkombinationen und Geometrien. Die so entstandene Datenbank könnte in Verbindung mit einem PC-lauffähigen Programm, das vereinfachte Transportalgorithmen beinhaltet, ein leicht handhabbares und weithin verfügbares Instrument für Strahlungstransportrechnungen werden. Das Ziel eines derartigen Vorhabens wäre somit ein engineering-tool, der dem Strahlenschutzverantwortlichen eine schnelle und zuverlässige Abschätzung der Strahlungssituation möglichst auf PC-Ebene erlaubt.

Literaturnachweis

[1] P.Cloth, D.Filges, R.D.Neef, G.Sterzenbach, Ch.Reul, T.W.Armstrong, B.L.Colborn, B.Anders, H.Brückmann: *HERMES, a monte carlo program system for beam-materials interaction studies*,**Jül-2203**,Institut für Reaktorentwicklung, KFA-Jülich, 1988

[2] K.Ewen: *Strahlenschutz an Beschleunigern*, B.G.Teubner Stuttgart, 1985

[3] W.W.Engle, jr.: *A Users Manual for ANISN*, **K-1693**, Oak Ridge, 1967

[4] H.Schaal et al.: *Combination of the high energy libraries LASL and HILO as LAHI-library for deep penetration calculations*, **SPA/04/83**, Institut für Reaktorentwicklung, KFA-Jülich, unveröffentlicht, 1983

[5] T.W.Armstrong, D.Filges: *Physik der Spallation und Grundlagen zur Parameterwahl*, Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle, Teil II Kap.A2.2, KFA-Jülich und KFZ-Karlsruhe, 1981

[6] *Kühler-Synchrotron COSY, Technische Beschreibung*, **Jül-Spez-370**, KFA-Jülich, 1986

[7] K.C.Chandler, T.W.Armstrong: *HETC-A high energy transport code*, Nuc. Sci. and Eng. 49, 110, 1972

[8] M.B.Emmet: *The MORSE monte carlo radiation transport code system*, **ORNL-4972**, Oak Ridge, 1975

[9] W.R.Nelson, H.Hirayama, D.W.O.Rogers: *The EGS4 code system*, **SLAC-265**, 1985

[10] B.Anders, R.Beckmann, U.Brandenburg, H.Brückmann: *Jahresbericht I.Institut für Experimentalphysik 1984/85*, Universität Hamburg

[11] B.Anders, U.Behrens, H.Brückmann: *On the calculation of the energy loss of muons in sampling calorimeters*, **DESY 87/169**, 1987

[12] P.A.Aarnio, A.Fasso, H.J.Moehring, J.Ranft, G.R.Stevenson: *FLUKA86 user's giude*, **CERN TIS-RP/168**, 1986

[13] T.W.Armstrong, P.Cloth, D.Filges, R.D.Neef: *Theoretical Target Physics Studies for the SNQ Spallation Neutron Source*, **Jül-Spez-120**, KFA-Jülich, 1987

[14] T.F.Roberts, H.R.Gustafson, L.W.Jones, M.J.Longo, M.R.Whalley: *Neutron-nucleus inelastic cross sections from 160 to 375 GeV/c*, Nucl.Phys., **B159**, 56, 1979

[15] J.F.Janni: *Proton range-energy tables*, Atomic data and nuclear data tables, Vol.27, Nos.2/3, 1982

[16] *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung-StrlSchV)*, Bundesgesetzblatt I s.2905, Okt.1976, geändert 22.05.1981 (BGB.I s.455), Anlage XIV, Tab.XIV3, Tab.XIV4, Abb.3, Abb.4, Abb.5

[17] J.Moll: *Fortranprogramme KONVER und KONVER1*, ISI, KFA-Jülich, unveröffentlicht, 1988

[18] P.F.Sauermann: *Kleiner Leitfaden für Strahlenschutzlehrgänge*, Teil IIa, Tab.21, KFA-Jülich

[19] K.Tesch, H.Dinter: *Estimation of radiation fields at high energy proton accelerators*, Radiation protection dosimetry, Vol.15 No.2, 89-107, 1986

[20] W.K.Hagan, B.L.Colborn, T.W.Armstrong: *Radiation shielding calculations for a 70- to 250-MeV proton therapy facility*, Nuclear science and engineering:98, 272-278, 1988

[21] C.Yamaguchi: *Energy dependance of the dose equivalent on the primary proton energy - Comparison of CASIM and Moyer model calculations*, Health Physics, Vol.51 No.6, 812-814, 1986

[22] W.B.Wilson: *Nuclear data development and shield design for neutrons below 60MeV*, **LA-7159-T**, Los Alamos, 1978

[23] R.G.Alsmiller, jr., J.Barish: *Neutron-photon-multigroup cross sections for neutron energies < 400MeV*, **ORNL/TM-7818**, Oak Ridge, 1981

[24] J.Moll: *Fortranprogramm LEHACSD*, ISI, KFA-Jülich, unveröffentlicht, 1988

[25] W.Amian, P.Cloth, V.Druke, D.Filges, N.Paul, H.Schaal: *A medium energy neutron deep penetration experiment*, **Jül-2101**, KFA-Jülich, 1988

[26] J.Moll: *Fortranprogramm RNP*, ISI, KFA-Jülich, unveröffentlicht, 1988/89

[27] H.J.Probst: *Sicherheitsbericht COSY, Strahlenschutzrechnungen*, KFA-Jülich, unveröffentlicht, 1987

[28] B.J.Moyer: *Method of calculation of the shielding enclosure for the Berkeley Bevatron*, Proc. 1st int. conf. shielding around high energy accelerators, Presses Universitaires de France, Paris 1962

[29] G.R.Stevenson, Liu Kuei-Lin, R.H.Thomas: *Determination of transverse shielding for proton accelerators using the Moyer model*, Health Physics Vol.43, No.1, 13-29, 1982

[30] H.J.Probst: *Diskussionsorschlag für einen Strahlstopper mit Abschirmung hinter den Experimentierplätzen*, IKP, KFA-Jülich, 1989

[31] S.Cierjacks, Y.Hino, F.Raupp, L.Buth, D.Filges, P.Cloth, T.W.Armstrong: *Systematics of angular-dependent neutron production by 585MeV protons on targets with $12 \leq A \leq 238$: Differential cross section measurements*, Physical Review C Vol.36, No.5, 1987

[32] D.Filges, P.Cloth, T.W.Armstrong, S.Cierjacks, Y.Hino, F.Raupp, L.Buth: *Systematics of angular-dependent neutron production by 585MeV protons on targets with $12 \leq A \leq 238$: Validation of intranuclear cascade-evaporation model calculations*, Physical Review C Vol.36, No.5, 1987

[33] A.Rindi, R.H.Thomas: *Skyshine - a paper tiger?*, Particle Accelerators Vol.7, 23-39, 1975

[34] G.R.Stevenson, R.H.Thomas: *A simple procedure for the estimation of neutron skyshine from proton accelerators*, Health Physics Vol.46, No.1, 115-122, 1984

[35] G.B.Stapleton, R.H.Thomas: *Estimation of the induced radioactivity of the ground water system in the neighbourhood of a proposed 300GeV high energy accelerator situated on a chalk site*, Health Physics Vol.23, 689-699, 1972

[36] V.D.Balukova, V.S.Lukanin, B.S.Sychev, S.I.Ushakov: *Radioactivity of the water in the ground shield of accelerators*, Übersetzung aus At.Energ. (USSR) Vol.41, No.2, 148-149, 1976

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2435
Januar 1991
ISSN 0366-0885