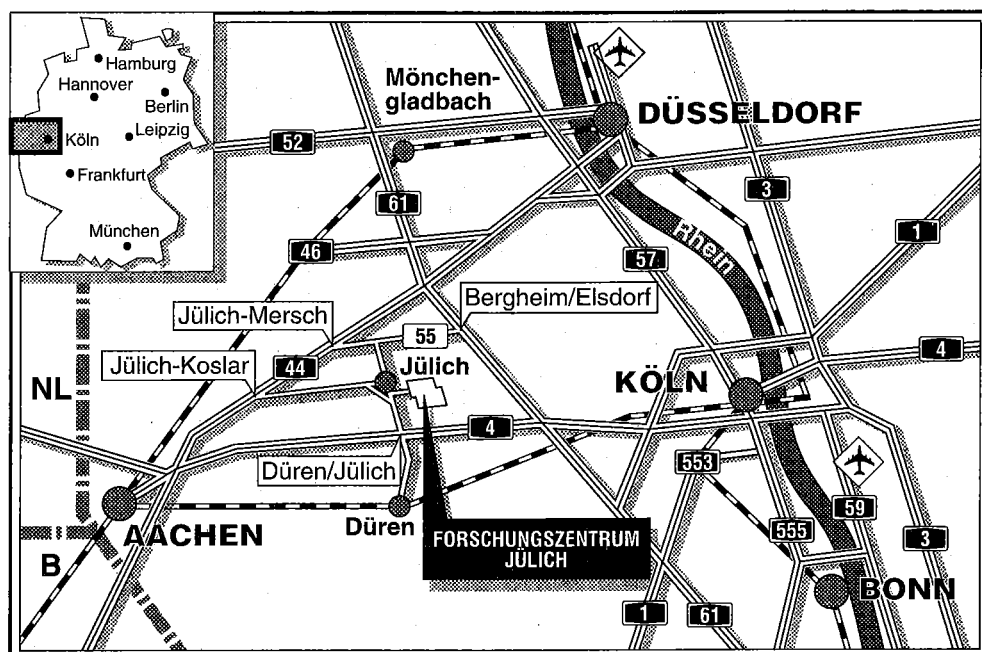


Institut für Kernphysik

**Entwicklung eines ingenieurmäßigen
Simulationssystems zur Berechnung
von Strahlenschutzparametern an
Protonenbeschleunigern im Energie-
bereich bis 3 GeV**

Ben Wolfertz



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3197

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3197

D468 (Diss. BUGH Wuppertal)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Entwicklung eines ingenieurmäßigen Simulationssystems zur Berechnung von Strahlenschutzparametern an Protonenbeschleunigern im Energie- bereich bis 3 GeV

Ben Wolfertz

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung des Simulationssystems CASL (Computer Aided Shield Layout) zur anwendungsorientierten Berechnung von Äquivalentdosisleistungen und Neutronenflüssen an Protonenbeschleunigern mit einer maximalen Teilchenenergie von 3 GeV. Das CASL Verfahren ermöglicht dem Benutzer über die Gestaltung der Abschirmungsgeometrie und die Definition technisch-physikalischer Parameter (z.B. Teilchenstrom und -energie, Strahlrichtung, Lage des Quellpunktes etc.) den Einsatz einer Vielzahl von Berechnungsvarianten (z.B. einzelne Aufpunkte, Liniendetektoren, Isodosislinien etc.).

In Anlehnung an das Moyer-Modell zur Berechnung von Oberflächendosen sehr dicker Abschirmungen verwendet das CASL-Verfahren einen Algorithmus, dessen Datenbasis sowohl mit statistischen als auch numerischen Verfahren generiert wurde. Ausgehend von einer punktförmigen Quellverteilung wird das Schwächungsverhalten der hochenergetischen Neutronen $E \geq 100$ MeV für die Berechnung der Dosis- und Flußverteilungen in der Abschirmung zugrundegelegt. Bei der Äquivalentdosisberechnung werden die Neutronen im Energiebereich $E < 100$ MeV, die einen erheblichen Teil zur Dosisdeposition in Weichteilgewebe beitragen, über Dosisfaktoren berücksichtigt, die mit Hilfe von energieabhängigen Neutronen-Konversionsfaktoren berechnet werden.

Die Leistungsfähigkeit und die praktische Anwendung des Simulationssystems CASL wird in exemplarischen Beispielen demonstriert. Die gezeigten Anwendungen umfassen die Auslegung und Optimierung der Abschirmungen des Cooler Synchrotrons (COSY) des Forschungszentrums Jülich, die Simulation von Strahlenschutzparametern für „Beamstops“ komplexer Mittelennergiephysikexperimente an COSY und Berechnungen zur Dimensionierung der Abschirmungen der geplanten Hochstromspallationsneutronenquelle ESS (European Spallation Source), an der eine Abschirmwirkung über ca. 30 Größenordnungen erzielt werden muß.

Abstract

This dissertation describes the development of the simulation software CASL (Computer Aided Shield Layout). It is used to calculate equivalent dose rates and fast-neutron fluxes for real expositions occurring at proton accelerators with a maximum particle energy of 3 GeV. The CASL algorithm provides a large variety of possibilities of data generation (e.g. pointdetector, linedetector, isodose etc.) by defining the shielding geometry and some physical parameters (e.g. particle current and energy, beam direction and source position etc.).

Based on the Moyer model for the calculations of surface doses on very thick shieldings CASL uses an algorithm including data generated both statistically and numerically. Assuming a pointlike source distribution the attenuation behavior of high energy neutrons $E \geq 100$ MeV is basis for the evaluation of doses and flux distributions inside the shielding. Low energy neutrons $E < 100$ MeV, which contribute considerably to the dose deposition in soft tissue, are taken into account for the calculation of the equivalent dose by dose factors computed with energy dependent neutron conversion factors.

The performance and application of the simulation software CASL is pointed out. Examples are the shielding layout and optimization of the Cooler Synchrotron (COSY) at KFA Jülich, the simulation of radiation shielding parameters of „beam stops“ of complex medium energy experiments, and calculations to determine the dimensions of the shieldings of the planned European Spallation Source (ESS) requiring a radiation attenuation of 30 orders of magnitude.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Problemstellung	1
2 Beschleunigeranlagen im Mittel- und Hochenergiebereich	3
2.1 Anlagentypen und ihre Funktionsweise	3
2.2 Technische Ausführung und Sicherheitseinrichtungen am Beispiel der Anlage COSY (Cooler Synchrotron)	8
3 Beurteilung von Abschirmungen	18
3.1 Physikalische Grundlagen	18
3.1.1 Statistische Berechnungsverfahren	21
3.1.2 Deterministische Berechnungsverfahren	23
3.1.3 Kopplung von statistischen und deterministischen Verfahren	26
3.2 Das Moyer-Modell	27
4 Berechnungsverfahren CASL (Computer Aided Shield Layout)	35
4.1 Dosisleistungs- und Flußkalkulationen mit CASL	35
4.2 Konzeption des CASL-Verfahrens	37
4.2.1 Die Dosisleistungsgleichung	38
4.2.2 Die Parameter der Dosisleistungsberechnung	42
4.3 Handhabung des Programms	50
4.3.1 Input-Parameter	50
4.3.2 Output-Variationen	54
4.3.2.1 Einzelne Aufpunkte, Liniendetektoren, Isodosislinien	55
4.3.2.2 Aufpunkte eines kugelförmigen Maschengitters	64
4.3.2.3 Oberflächendosisleistungs- und Distanzberechnungen	67
4.4 Programmablauf des CASL	69
5 Aufbau und Organisation der Datenbasis	73
5.1 ANISN - Neutronenflüsse	73
5.1.1 Kurzbeschreibung des Programms ANISN	73
5.1.2 Totaler und Schneller-Neutronenfluß	75
5.2 Konversionsfaktoren Fluß $\leftrightarrow$ Dosisleistung	78
5.3 HET - Neutronenproduktionsraten der Quelle	80
5.4 Organisation der Datenbasis	85

6 Anwendungen des CASL - Verfahrens	87
6.1 Abschirmung eines Niederenergie-Protonenmeßplatzes.....	88
6.2 Abschirmungen bei Mittelenergiephysik - Experimenten	92
6.3 Abschirmung der Beschleunigungstrecke am COSY.....	104
6.4 Hochstromspallationsquellen	108
6.4.1 SNQ (Spallations Neutronen Quelle)	108
6.4.2 ESS (European Spallation Source).....	112
7 Diskussion.....	117
8 Literaturverzeichnis.....	122
9 Anhang	127
9.1 Grafiken der Parameter λ , B und $\tilde{D}$	127
9.2 Konversionsfaktoren Neutronenfluß-zu-Dosisleistung	133
9.3 Ergebnisse (Neutronenflußverteilungen) der CASL Anwendungen.....	135
9.3.1 Medizin Experiment.....	135
9.3.2 TOF (Time Of Flight)	136
9.3.3 Big Karl	137
9.3.4 Abschirmung der Beschleunigungstrecke am COSY	138
9.3.5 SNQ (Spallations Neutronen Quelle)	139
9.3.6 ESS (European Spallation Source).....	141

1 Einleitung und Problemstellung

Bei der Beurteilung von Strahlenschutzgrenzwerten in der Mittel- und Hochenergiephysik muß bei der Auslegung von Anlagen und der Dimensionierung der zugehörigen Abschirmungen auf Ergebnisse von Simulationsrechnungen verschiedenster Art zurückgegriffen werden. Experimentelle Werte von Anlagen dieser Energiebereiche liegen zwar vor, sind aber nicht geeignet, um systematische Studien für die Konzeptionierung neuer Anlagen unter Strahlenschutzaspekten durchzuführen. Die Komplexität (Komponenten) und Vielfalt an Variationen (Energien, Materialien, Geometrie) des Layouts von Anlagen und Abschirmungen erfordern ein variables und schnell verfügbares Berechnungssystem. Das angewandte Modell sollte möglichst realitätsnahe Daten liefern und das Programm praxisorientiert angelegt und einfach zu handhaben sein.

Ein solches Rechenverfahren ermöglicht umfangreiche Studien in bezug auf die Gestaltung und Anordnung von großen Abschirmungen und Bauteilen („Deep-Penetration“), ohne daß dadurch aufwendige Meßreihen erforderlich werden. Während relevante Messungen erst bei Fertigstellung der betreffenden Anlage durchgeführt werden können und mit einem hohen Zeit- und Kostenaufwand verbunden sind, können Berechnungen schon in der Planungsphase vollzogen werden und somit Entscheidungskriterien liefern. Bei der Organisation und Planung einer Anlage können mit Hilfe der errechneten Daten sicherheitstechnische Anforderungen besser berücksichtigt und umgesetzt werden.

Die für den Strahlungstransport der hier betrachteten Energiebereiche verwendeten Simulationsverfahren können grob unterteilt werden in statistische und deterministische Verfahren.

Für die o.g. Zielsetzung sind diese beiden Verfahren bei separater Anwendung nicht geeignet. Bei statistischen Verfahren wird der „Lebensweg“ einer endlichen Anzahl von Teilchen in Abhängigkeit verschiedener Reaktionswahrscheinlichkeiten (Wirkungsquerschnitte) errechnet. Bei sehr großen Abschirmungen hat dieses Verfahren zur Folge, daß nach sehr langen Transportstrecken („Deep-Penetration“) nur eine schlechte Statistik erzielt werden kann. Diese Problematik tritt bei deterministischen Verfahren nicht auf, da hier nur die Schwächung des Teilchenflusses beim ein- oder zweidimensionalen Transport in Quellrichtung betrachtet wird. Aller-

dings sind die deterministischen Verfahren sehr eingeschränkt in der Beschreibung und Umsetzung dreidimensionaler Geometrien.

Um die Vorzüge beider Berechnungsmethoden zu kombinieren, wurden die Verfahren gekoppelt /Mol 90/. Dieses Kopplungsverfahren erfordert allerdings eine erhebliche Einarbeitungszeit und muß für verschiedene Anwendungen (Geometrien, Materialien, Energien) stark modifiziert werden. Es kann nur von erfahrenen Personen eingesetzt und an die Problematik angepaßt werden. Auch die komplizierte Auswertung der Kopplungsrechnungen entspricht nicht der Zielsetzung dieser Arbeit, in der eine automatische Ausgabe von direkt interpretierbaren Zahlenwerten und graphischen Darstellungen der Dosisleistungs- und Flußverteilungen vorgesehen ist.

Aus diesen Gründen wurde das Simulationsverfahren CASL (Computer Aided Shield Layout) weiterentwickelt zu höheren Energien und einer neuen Berechnung der Dosisleistung, um in einem einzigen Rechenvorgang die Vorzüge von deterministischen und statistischen (Monte Carlo) Verfahren zusammenzufassen. Zu diesem Zweck werden mit beiden Berechnungsverfahren Datensätze erstellt, die CASL als Datenbasis dienen und dort in einer semi-empirischen Berechnungsmethode weiter verarbeitet werden. Im CASL wird ein Algorithmus verwendet, der sich auf das Moyer-Modell stützt und mit dessen Hilfe Dosis und Teilchenfluß an willkürlichen Aufpunkten in Geometrien verschiedenster Gestalt und Materialzusammensetzung bestimmt werden können.

An der Beschleunigeranlage COSY (Cooler-Synchrotron) soll das Verfahren CASL exemplarisch eingesetzt werden, um Strahlenschutzparameter (Dosisgrenzwerte, Dosisverteilungen, Strahlenschutzbereiche etc.) an Strahlstoppnern (Beamstops) und angrenzenden Gebäuden zu berechnen. Die verschiedenen Experimentierstationen dieses Beschleunigers (Big Karl, TOF - Time of Flight Detector, Medicine-Proton Therapy) können mit den erzielten Ergebnissen strahlenschutztechnisch beurteilt und eventuell im Rahmen der bautechnischen Möglichkeiten verändert werden. Die Auslegung und Dimensionierung bezüglich der Anforderungen des Strahlenschutzes an Hochstrommaschinen soll an Vorstudien zur geplanten Spallationsneutronenquelle ESS (European Spallation Source) demonstriert werden.

Das neu gestaltete Simulationsverfahren CASL soll den verschiedensten Anwendern eine unkomplizierte Beurteilung von Strahlenschutzkennwerten entsprechender Anlagen ermöglichen.

2 Beschleunigeranlagen im Mittel- und Hochenergiebereich

2.1 Anlagentypen und ihre Funktionsweise

Um den Anwendungsbereich des Simulationsverfahrens CASL bezüglich der Anlagentechnik besser einordnen zu können, wird in diesem Kapitel auf die verschiedenen Typen von Anlagen eingegangen, die technisch und energetisch in den Wirkungsbereich dieses Berechnungsverfahren hineinpassen.

Die Grundlage der Berechnungsmethode bildet ein beschleunigter Protonenstrahl, so daß in Tab. 2-1 nur Teilchenbeschleuniger aufgeführt werden, in denen Protonen beschleunigt werden. Somit entfallen sämtliche Anlagen in denen z.B. Elektronen oder schwere Ionen beschleunigt werden. Nach den folgenden Ausführungen wird deutlich, daß eine Kategorisierung ausschließlich nach der maximalen Energie problematisch ist, da Anlagen der Hochenergiephysik (z.B. DESY, CERN) auch Teilanlagen besitzen, die mit dem Verfahren CASL berechnet werden können. Die aufgeführte Liste von Anlagen soll einen Überblick über existierende und geplante Protonenbeschleuniger geben und erhebt nicht den Anspruch auf Vollständigkeit.

Forschungseinrichtung / Anlage	Ort	Energie
HCL ⁽¹⁾	Cambridge, USA	160 MeV
GWI ⁽¹⁾	Uppsala, Schweden	200 MeV
CPO ⁽²⁾	Orsay, Frankreich	200 MeV
NAC ⁽¹⁾	Faure, Südafrika	200 MeV
IUCF ⁽¹⁾	Indiana, USA	200 MeV
LLUMC ⁽³⁾	Loma Linda, USA	250 MeV
ANL (Argonne National Laboratory) IPNS ⁽³⁾ (Intense Pulsed Neutron Source)	Chicago, USA	500 MeV
PSI (Paul Scherer Institut) SINQ ⁽¹⁾	Villigen, Schweiz	600 MeV
JINR ⁽²⁾	Dubna, Rußland	680 MeV
LBL ⁽³⁾	Berkeley, USA	730 MeV
ISIS ⁽³⁾	Rutherford, England	800 MeV
LANL (Los Alamos National Laboratory) LAMPF ⁽⁵⁾ (Los Alamos Meson Physics Facility)	New Mexico, USA	800 MeV
LINPh ⁽³⁾	St. Petersburg, Rußland	1,0 GeV
BNL (Brookhaven National Laboratory) AGS ⁽³⁾ (Alternating Gradient Synchrotron)	Brookhaven, USA	1,5 GeV

COSY ⁽³⁾ (Cooler Synchrotron) KFA-Jülich (Forschungszentrum - Jülich)	Jülich, BRD	2,5 GeV
SATURNE ⁽³⁾	Saclay, Frankreich	2,5 GeV
KEK (Koh-Enerugii Butsurigako Kenkuusho = National Laboratory for High Energy Physics) a) KEK - PS ⁽³⁾ (Proton Synchrotron) b) KEK - Booster ⁽³⁾	Tsukuba, Japan	a) 12 GeV b) 500 MeV
FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) a) Tevatron ⁽⁴⁾ incl. b) LINAC ⁽⁵⁾ (Linear Accelerator)	Batavia, USA	a) 1 TeV b) 400 MeV
CERN (Bem.: nur bedingt Einsatzbereich des CASL) (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) a) SPS ⁽³⁾ (Super Proton Synchrotron) b) LHC ⁽⁴⁾ (Large Hadron Collider)	Schweiz	a) 400 GeV b) 14 TeV

(1) Zyklotron, (2) Synchrozyklotron, (3) Synchrotron, (4) Speicherring, (5) Linearbeschleuniger

Projektierte Anlagen:

KVI (Kernfysisch Versneller Instituut) AGOR ⁽¹⁾	Groningen, Niederlande	200 MeV
Novosibirsk	Rußland	200 MeV
Proton Development N.A.	USA	250 MeV
AUSTRON ⁽³⁾	Österreich	1,6 GeV
ESS ⁽³⁾ (European Spallation Source)	Europa	0,8-3,0 GeV
IPNS ⁽³⁾ (upgrade)	Chicago, USA	2,2 GeV

(1) Zyklotron, (2) Synchrozyklotron, (3) Synchrotron, (4) Speicherring, (5) Linearbeschleuniger

Tab. 2-1: Anlagen im Energie- und Einsatzbereich des CASL-Verfahrens

Grundsätzlich muß bei der Beschleunigung geladener Teilchen zwischen folgenden Anlagentypen bzw. -bestandteilen unterschieden werden:

- Zyklotrone (Synchrozyklotrone)
- Synchrotrone
- Speicherringe
- Linearbeschleuniger

Da den verschiedenen Systemen technische (Bauart, Material) und physikalische (Energie) Grenzen gesetzt sind, haben sich im Laufe der Entwicklung zu höheren Energien und besseren Strahlqualitäten aus den „Grundtypen“ des Zyklotrons und des Linearbeschleunigers vor allem „Kombinations-Anlagen“ wie Synchrotrone und Speicherringe entwickelt.

Ausgangspunkt für die Beschleunigung bildet die Kraftwirkung von Magnetfeldern (Lorentz-Kraft) und elektrischen Feldern (Coulomb-Kraft) auf frei bewegliche Ladungsträger. Auf ein geladenes Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ durch das Magnetfeld $\vec{B}$ bewegt, wirkt die Lorentzkraft gemäß Gl. 2-1.

$$\vec{F} = Q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$$

Gl. 2-1: Definition der Lorentzkraft

Die Wirkung der Lorentzkraft hat zur Folge, daß ein geladenes Teilchen bei konstanter Geschwindigkeit und konstantem Magnetfeld auf eine Kreisbahn abgelenkt wird.

Das elektrische Feld der Stärke $\vec{E}$ wirkt ebenfalls auf Ladungsträger, im Gegensatz zur Lorentz-Kraft allerdings auch auf ruhende Teilchen. Diese elektrischen Kräfte werden Coulomb-Kräfte genannt und sind gemäß Gl. 2-2 proportional zur Ladung Q des Teilchens und zur elektrischen Feldstärke $\vec{E}$.

$$\vec{F} = \vec{E} \cdot Q$$

Gl. 2-2 : Definition der Coulomb-Kraft

Bewegen sich geladene Teilchen gleichzeitig in einem elektrischen und magnetischen Feld, dann wirkt die resultierende elektromagnetische Kraft aus Gl. 2-3 auf das Teilchen der Ladung Q (ersetzt durch Elementarladung e).

$$\vec{F} = e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Gl. 2-3 : Definition der Resultierenden aus
Lorentz- und Coulomb-Kraft /Wil 92/

Während sich das Teilchen vom Ort $\vec{r}_1$ zum Ort $\vec{r}_2$ bewegt, ändert sich seine Energie um den in Gl. 2-4 definierten Betrag.

$$\Delta E = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F} d\vec{r} = e \cdot \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} (\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}) d\vec{r}$$

Gl. 2-4 : Energieänderung ΔE des geladenen Teilchens /Wil 92/

Bei der Bewegung ist stets das Bahnelement $d\vec{r}$ parallel zum Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$. Daher steht der Vektor $\vec{v} \times \vec{B}$ senkrecht auf $d\vec{r}$, d.h. $(\vec{v} \times \vec{B}) d\vec{r} \equiv 0$. Das Magnetfeld $\vec{B}$ bewirkt also keine Energieänderung. Die eigentliche mit einer Energiezunahme verbundene Beschleunigung kann demnach nur mit Hilfe von elektrischen Feldern erreicht werden. Der Energiegewinn folgt direkt aus Gl. 2-5 zu

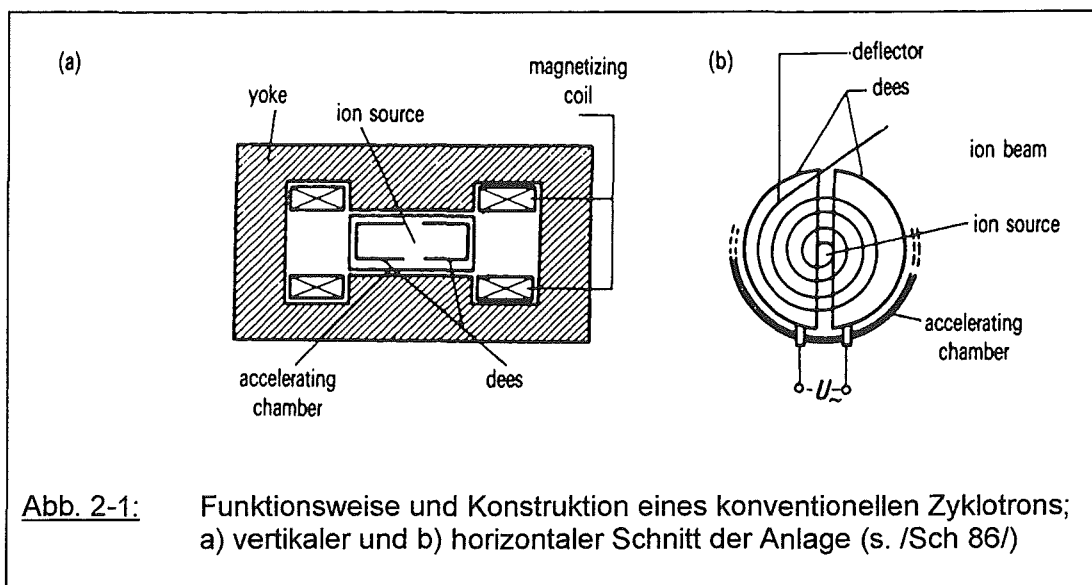
$$\Delta E = e \cdot \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{E} d\vec{r} = e \cdot U$$

Gl. 2-5: Energiegewinn ΔE des Teilchens /Wil 92/

wobei U die vom Teilchen durchlaufene Spannung ist /Wil 92/.

Festzuhalten bleibt, daß bei den hier betrachteten Systemen das elektrische Feld für die Beschleunigung des Teilchens und die damit verbundene Energiezunahme verantwortlich ist und die Magnetfelder Funktionen wie Strahlführung und -fokussierung übernehmen.

Der o.g. Sachverhalt wurde genutzt, um Zyklotrone zu bauen, die gemäß Abb. 2-1 aus zwei halbkreisförmigen Elektroden, den sogenannten „Dees“ (D-shaped electrodes) bestehen, welche durch einen Spalt voneinander getrennt sind. Dieser Spalt bildet die Beschleunigungsstrecke, da auf dieser Strecke zwischen den Elektroden eine Beschleunigungsspannung erzeugt wird, durch die das geladene Teilchen einen Energiezuwachs gemäß Gl. 2-5 erfährt.



Senkrecht zu den Elektroden wird ein konstantes Magnetfeld aufgebaut. Der angeschlossene Hochfrequenzschwingkreis (HF) erzeugt Spannungen, die zur Beschleunigung der Ionen genutzt werden, welche aus der Ionenquelle im Mittelpunkt der Anlage emittiert werden. Bei jedem Umlauf (Zyklus) vergrößert sich mit zunehmender Energie (Geschwindigkeit) des Teilchens der Bahnradius bis zur Auslenkung der Teilchen am Rand der Elektroden.

Das Synchrozyklotron variiert die Frequenz der Wechselspannung während der Beschleunigung, um zu vermeiden, daß die Teilchen aufgrund ihrer Massezunahme (relativistisch) aus dem „Takt“ geraten. Die Beschleunigungsspannung wird der Änderung des energetischen Teilchenzustands synchron angepaßt. Ein weiterer Unterschied zum Zyklotron ist die gepulste Ionenquelle, die Schübe von Ionen

liefert und nicht kontinuierlich Ionen einspeist. Wie die Namengebung besagt, gleicht der Aufbau dem eines Zyklotron bis auf die genannten funktionellen Änderungen.

Soll die Teilchenbahn nicht spiralförmig verlaufen, sondern auf einer fixen Bahn geführt und beschleunigt werden, wie beim Synchrotron, dann muß gleichzeitig zur variablen Frequenz auch die Feldstärke der Magneten geändert werden, um die Teilchen auf der Bahn zu halten. Nach Einschub eines „Ionen-Pakets“ in den Ring (Oval) der Anlage über einen Vorbeschleuniger (z.B. Zyklotron, Linearbeschleuniger) werden sowohl das Hochfrequenzfeld als auch die Magnetfeldstärken synchron zur Geschwindigkeitszunahme der Teilchen reguliert. Die Veränderung der Magnetfelder hält die Teilchen trotz der steigenden Umlaufgeschwindigkeit auf der vorgesehenen Bahn (Strahlführung und -fokussierung). Bei Erreichen der gewünschten Endenergie wird der Strahl aus dem Ring extrahiert.

Auch dieser Technik sind energetische Grenzen gesetzt, die dadurch zu höheren Energien erweitert werden können, daß die beschleunigten Teilchen nicht auf ein bestimmtes ortsfestes Zielmaterial (Targets) geschossen werden (fixed target - Betrieb), sondern mit ebenfalls beschleunigten Teilchen kollidieren (collider-Betrieb). Für diesen Betrieb ist es notwendig, die Teilchen vorbeschleunigt in Speicherringe zu injizieren und den Strahl so lange auf der vorgesehenen Energie zu halten, bis das „Kollisionsexperiment“ durchgeführt wird. Dieser Sachverhalt verdeutlicht, daß sich Beschleunigeranlagen aus mehreren Komponenten zusammensetzen können, die sich in ihrer Auslegungsenergie stark unterscheiden. So wird die Injektionseinrichtung (z.B. Zyklotron, Linearbeschleuniger) einer „Kombinationsanlage“ bezüglich der Endenergie niedriger einzustufen sein als das angekoppelte Synchrotron bzw. der Speicherring.

Eine weitere Variante der Beschleunigungstechnik stellt der Linearbeschleuniger dar, der prinzipiell nach den gleichen o.g. Mechanismen funktioniert, allerdings keine kreisförmige sondern eine lineare Bahnführung besitzt.

Eine Auflistung der Anlagen nur bezüglich der Auslegungsenergie, mit dem Ziel den Anwendungsbereich des CASL-Verfahrens zu konkretisieren, erscheint problematisch, da Anlagen, deren Auslegungsenergie über 3 GeV (max. Energie bei CASL) liegt, trotzdem in den Anwendungsbereich des CASL gehören können, da Komponenten (z.B. Injektionsanlagen wie Linearbeschleuniger) evtl. für Energiebereiche konzipiert wurden, die für CASL relevant sind.

2.2 Technische Ausführung und Sicherheitseinrichtungen am Beispiel der Anlage COSY (Cooler Synchrotron)

Die Beschleunigeranlage COSY (Cooler Synchrotron) des Forschungszentrums Jülich, ehemals Kernforschungsanlage (KFA) Jülich, war Ausgangspunkt dieser Arbeit. Sie stellt eine typische Mittelennergieanlage dar mit den für diese Anlagentypen repräsentativen Abschirmungsproblemen. Der Vorteil dieser Anlage im Vergleich zu vorhandenen Beschleuniger-Systemen besteht in der hohen Strahlqualität des Protonenstrahls, der sich durch sehr geringe Energie- und Ortsunschärfen auszeichnet. Diese „Qualität“ konnte bisher noch von keiner Anlage in diesem Energiebereich zur Verfügung gestellt werden.

Quarks unterliegen der starken Wechselwirkung. Im Gegensatz zu der Kraft zwischen elektrischen Ladungen hat sie allerdings die Eigenschaft, bei kleinen Abständen schwach und bei großen Abständen sehr stark zu sein. Während es die Beschleuniger am CERN und DESY erlauben, die Quarkdynamik bei kleinen Abständen zu untersuchen, bietet COSY die Möglichkeit, den weit weniger bekannten Bereich der großen Abstände zu vermessen /For 93/.

Da die o.g. Phänomene nur in diesem Energiebereich (Mittelennergiephysik) gegeben sind und mit Hilfe eines Strahls mit sehr geringer Energiestreuung und hoher Teilchendichte nachzuweisen wären, versucht die Experimentiereinrichtung COSY eine Forschungslücke zu schließen. Die Wissenschaft erwartet Erkenntnisse über Effekte in bezug auf Quarks und Gluonen als elementare Bausteine der Mesonen und Nukleonen.

In diesem Zusammenhang wird im übrigen deutlich, daß neue Erkenntnisse im Bereich von Kern- und Teilchenphysik nicht ausschließlich mit zunehmender Endenergie der Teilchen gewonnen werden können und Anlagen der Hochenergiephysik nicht für alle Arten von Experimenten geeignet sind.

Im Folgenden wird der Aufbau vom COSY beschrieben, aus dem die technischen Funktionen der Anlage und die Anforderungen bezüglich des Strahlenschutzes deutlich werden sollen. Die in Abb. 2-2 dargestellte Anlage setzt sich im wesentlichen aus

1. der Injektionseinrichtung der Ionen (Ionenquelle mit H_2^+ bzw. H^- , Zyklotron, Injektionslinie, Stripping),

2. dem Ringbeschleuniger (Dipole, Quadrupole, Resonatoren, Kühlung, interne Experimentierplätze),
3. der Extraktionslinie,
4. den externen Experimenten
5. und den Strahlstoppem (Beamstops) zusammen.

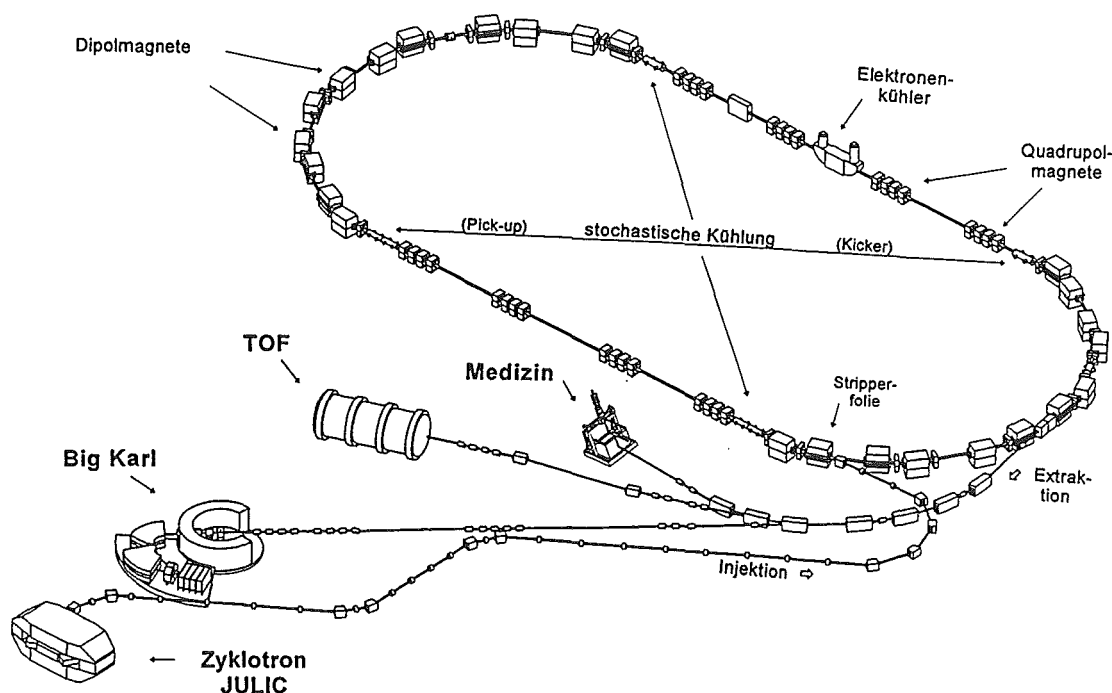


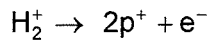
Abb. 2-2: Anordnung der Beschleunigeranlage COSY mit Injektion, Beamline und Experimenten

Am Werdegang der Teilchen von der Injektion über die Beschleunigung bis zur Strahlvernichtung wird der Aufbau vom COSY erläutert.

Das Beschleunigungsverfahren beginnt mit der Produktion von Wasserstoffionen (H_2^+ bzw. H^-) in der Ionenquelle. Momentan werden für den Betrieb der Anlage ausschließlich H_2^+ -Ionen erzeugt und injiziert, da dieses Verfahren „einfacher“ zu steuern ist. Für die Zukunft ist geplant, auf einen reinen H^- -Betrieb umzustellen, da dieses Injektionsverfahren gegenüber der anderen Version Vorteile besitzt (z.B. gleicher Kernspinn der Nukleonen). Die H_2^+ -Ionen werden durch Ionisation von Wasserstoff in einer Kammer mit ca. 10^{-3} bar Druck erzeugt. Unter Einwirkung von Mikrowellen werden die Elektronen des Gases angeregt und die Wasserstoffmole-

küle ionisiert, so daß ein Plasma aus Elektronen und H_2^+ -Ionen entsteht. Über eine Blende werden die schwereren H_2^+ -Ionen abgeführt und mit einer Energie von 8 kV in das Zyklotron eingespeist.

Im Zyklotron JULIC erfolgt die Beschleunigung auf eine Energie von 40 MeV pro Nukleon (vergl. /Kil 93/), bei der die Teilchen auf die Injektionslinie zum Ring geführt werden. Am letzten Magneten vor dem Einschleusen in den Ring (Strahl) wird über eine „Stripping-Folie“ die Wechselwirkung der H_2^+ -Ionen mit Materie ausgenutzt, um die Elektronen abzustreifen („strippen“) und von den Protonen zu separieren.



Gl. 2-6 : Reaktion der H_2^+ -Ionen an „Stripping-Folie“

Die Injektion erfolgt nicht kontinuierlich sondern gepulst.

Nach der o.g. Injektionslinie von 100 m Länge, beginnt die Beschleuniger-Ringstrecke, die aus zwei Halbkreisen (je 52 m) und zwei geraden Strecken (je 40 m) besteht und eine Umlaufstrecke von 184 m besitzt. In den Halbkreisen, den sogenannten Biegesektoren, befinden sich 24 Dipolmagnete (je 24 t, max. 1.6 Tesla), die zur Umlenkung des Protonenstrahls eingesetzt werden. Für die Fokussierung werden insgesamt 56 Quadrupolmagnete (je 2-3 t) verwendet, die den Strahl bündeln sollen.

Im Hochfrequenz Resonator (Kavität), der über elektrische Wechselfelder die Protonen beschleunigt, wird die Beschleunigungsspannung synchron zum Protonenumlauf angelegt.

Da die Teilchen bei normalem Luftdruck bereits nach einer Strecke von ca. 10 μ m die erste Kollision mit Luftmolekülen erreichen werden, herrscht entlang der gesamten Strecke ein Hochvakuum von 10^{-10} mbar (mittlerem Druck), das von 260 Vakuumpumpen aufrecht erhalten wird. In diesem Vakuum vergrößert sich der freie Weg bis zur ersten Kollision auf ca. 1000 km.

Auf der einen Seite der geraden Sektoren des Rings sind interne Experimentierplätze / Targetstationen eingerichtet, und auf der gegenüberliegenden Seite befindet sich der Elektronenkühler. Er ist Bestandteil des Kühlungsverfahrens der Anlage, das einen hohen Grad an Ordnung erzeugt durch die Reduzierung der transversalen und longitudinalen Bewegung der Protonen zueinander (Relativbewegung). Der Protonenstrahl erhält vor allem durch die Kühlung eine hohe Ortsge-

naugigkeit und eine geringe Energiestreuung. Die Kühlung setzt sich aus zwei Komponenten zusammen:

1. Die Elektronenkühlung, die bei niederen Energien wirkt (Einschußenergie von 40 MeV), leitet dem Protonenstrahl einen geordneten Elektronenstrahl zu, der seine Ordnung überträgt und nach einer Wegstrecke von 2 m wieder ausgeschleust wird. Dieses Verfahren greift bei jedem Umlauf (ca. $5 \cdot 10^5/s$) und reduziert die Ausdehnung des Strahls auf ca. 1/10.
2. Die stochastische Kühlung setzt bei hohen Energien ein und basiert auf der Korrektur des Strahls durch einen zusätzlichen Spannungsimpuls. Zuerst nimmt ein Signalnehmer die transversale Abweichung des Protonenstrahlpakets auf (Pick-up-Elektroden) und gibt entsprechend der Abweichung des Teilchenpulses von der Sollbahn ein Korrektursignal ab. Dieses Signal wird auf der gegenüberliegenden Seite des Ringes von dem Signalgeber empfangen und in einen „Impuls-Stoß“ (Kicker-Elektroden) umgesetzt. Da die Teilchen eine Geschwindigkeit von bis zu 97 % der Lichtgeschwindigkeit besitzen, ist keine Form von Signalübertragung und -umsetzung schnell genug, um den gemessenen Teilchenpuls direkt zu korrigieren. Das Korrektursignal trifft nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit den ursächlichen Teilchenpuls, so daß von einer stochastischen Kühlung gesprochen wird.

Dieses Kühlungsverfahren (Cooling) ist die Grundlage für die hohe Strahlqualität in bezug auf hohe Teilchendichte kombiniert mit sehr geringen Energie- und Ortsunschärfen.

Sobald der Strahl seine vorgesehene Energie erreicht hat, wird er über die Extraktionslinie zu den folgenden externen Experimenten aus dem Ring geführt:

- TOF (Time of Flight) $\Rightarrow$ Flugzeitspektrometer
- Big Karl $\Rightarrow$ Magnetisches Spektrometer
- Medizin-Meßplatz $\Rightarrow$ Protonentherapie

In Strahlrichtung hinter den externen Experimenten befinden sich die sogenannten Strahlstopper (Beamstops). Sie müssen von ihrer Dimensionierung und Zusammensetzung so ausgelegt werden, daß im Auslegungsfall (s. /Pro 88/) bei maximaler Protonenenergie von 2,5 GeV und maximalem Strom von 0,16 nA ($\triangleq$ Teilchenzahl von 10^9 Protonen/s; s. Gl. 4-9) Grenzwerte für Dosisleistungen entsprechend

schritten werden. Beim Extremfall in puncto Beamstop muß also davon ausgegangen werden, daß der Strahl mit Auslegungsenergie und höchster Teilchendichte im Beamstop „vernichtet“ wird, wobei Dosisleistungsverteilungen entstehen, die mit Hilfe des CASL-Verfahrens berechnet werden können.

Für die Auslegung der Strahlenschutzeinrichtungen und die damit verbundene Festlegung der Strahlenschutzbereiche (Strahlenschutzverordnung §58 Abs.(1)) wurden zwischen den Sachverständigen der Genehmigungsbehörde und der KFA die Parameter der Anlage COSY auf eine maximale Teilchenenergie von 2,5 GeV und eine maximale Verlustrate (Teilchenstrom) von 10^9 Protonen/s festgelegt. Diese Vereinbarung über die beiden wichtigsten physikalisch-technischen Größen der Dosisdeposition wurde unter Einbeziehung der Projektverantwortlichen getroffen (s. /Pro 88/). Der Grenzwert des Teilchenstroms, dessen Überschreitung zur Abschaltung führt, wurde von den Betreibern schon bei der Planung relativ hoch angesetzt, um neben dem Strahlenschutz auch die Verfügbarkeit der Anlage zu gewährleisten.

Während die Teilchenenergie durch die technische Ausführung der Anlage auf 2,5 GeV begrenzt ist, könnten bei den Teilchenströmen höhere Werte als 10^9 Protonen/s auftreten (Füllung des Rings, Zeitabstände des gepulsten Strahls). Diese Möglichkeit der Überschreitung eines Grenzwertes wird im Strahlenschutzkonzept berücksichtigt und soll zu einer direkten Abschaltung der Anlage (Netz) führen. Zur Umsetzung dieses Schutzzieles wurden an den Kontrollbereichsgrenzen Neutronenmonitore installiert (s. Abb. 2-3), die bei Überschreitung des eingestellten Grenzwertes das Versorgungsnetz abschalten und dadurch die direkte Abschaltung der Anlage auslösen.

Die Problematik dieses Konzepts liegt bei dem maximalen Meßbereich der Neutronenmonitore von ca. 20 MeV. Die handelsübliche Meßtechnik (Dosisleistungen) ist zur Zeit¹ noch nicht in der Lage, hochenergetische Neutronen ($E > 100$ MeV) zu detektieren². Die Beurteilung der Neutronendosis mit den o.g. Monitoren ist dennoch aussagekräftig, da das Verhältnis der niederenergetischen Neutronen (meßbar) zu den hochenergetischen Neutronen (z.Z. nicht meßbar) im Zustand des Gleichgewichts konstant und bekannt ist. Die Meßwerte der Neutronendosen kön-

¹ Die gebräuchlichen Neutronenmeßverfahren besitzen gemäß DIN 6802, Teil 3 (s. /DIN 88/) und Herstellerinformationen nur Meßbereiche bis max. 20 MeV. Neutronenmonitore mit einem Meßbereich bis 400 MeV sollen u.a. auf dem Experimentierplatz TOF erprobt werden.

² Neutronen werden über indirekte Ionisationen gemessen wie z.B. (n, α) oder (n,p) Reaktionen.

Gleichgewichts konstant und bekannt ist. Die Meßwerte der Neutronendosen können daher bei vorliegendem Gleichgewichtsspektrum „hochgerechnet“ werden und führen zu realistischen Ergebnissen. Vor ca. einem Jahr wurden zusätzlich „schnelle Neutronenmonitore“ (größere Teilchenflüsse, max. 20 MeV) installiert, um auch die extremen Quellstärken nachweisen zu können, die nur im Ringbereich möglich sind (s. Abb. 2-3). Die anderen Neutronenmonitore besitzen für diese Größenordnung von Quellstärken, wie sie bei einem „Totalverlust“ („Stop-Target“) des Strahls auftreten können, zu große Totzeiten und können die Teilchenströme eines derartigen Störfalls nicht hinreichend genau detektieren.

Um die Problematik der strahlenschutztechnischen Konzeption und Auslegung der Anlage besser nachvollziehen zu können, zeigt Abb. 2-3 die technische Zeichnung der Personensicherheitsanlage des COSY.

Bei der Planung der Sicherheitsmaßnahmen muß berücksichtigt werden, daß im Gegensatz zu einer kerntechnischen Anlage keine Aktivitäten in Form von Radionukliden vorliegen, deren Gefahrenpotential (Emission, Kontamination, Inkorporation) ständig akut ist. Bei der Beschleunigeranlage beschränkt sich die Gefährdung von Personen und Umwelt auf die Strahlzeit/Betriebszeit der Anlage, wenn man von Aktivierungsreaktionen bezüglich der Anlagenbauteile absieht. Bei Stromausfall (mehrere Netze) wird der Anlage das Gefahrenpotential entzogen (fail safe), da ohne Spannungsversorgung weder die Injektion von Teilchen noch die Beschleunigung funktionieren können. Sollte sich zur Zeit der Schnellabschaltung noch Strahl im Ring befinden, so wird dieser durch absichtlich herbeigeführte Kollisionen (z.B. Strahlrohrverschlüsse, Blenden, Magnete und andere Bauteile) umgehend vernichtet, bevor diese Bereiche wieder zugänglich sind.

Bei den vorgesehenen Sicherheitseinrichtungen muß unterschieden werden zwischen Einrichtungen des Arbeitsschutzes, des Brandschutzes und des Strahlenschutzes. Letztere bestehen aus:

- ⇒ Neutronenmonitoren zur Überwachung der Dosisleistung,
- ⇒ Türkontakten an den Eingängen der Strahlenschutzbereiche,
- ⇒ Notschaltern zur Strahlausschaltung,
- ⇒ Quittierungsschaltern, die den Bereich zum Betrieb freigeben,
- ⇒ Anlagenkomponenten wie Strahlrohrverschlüssen (Strahlvernichtung durch Abschottung der Strahlführung mit einem zylindrischen Eisenkern im Strahlrohr),
- ⇒ Akustischen und optischen Warnsignalen (Hupen, Glocken und Drehleuchten),
- ⇒ Überwachungskameras,

- ⇒ fest installierten Abschirmungen (Betonwände, Beamstops),
- ⇒ Beleuchteten Anzeigen von Notausgängen und den Zugängen der Sperr- und Kontrollbereiche.

Hinzu kommt die Schnellabschaltung, die nicht nur von den Notausschaltern, den Türkontakten und den Neutronenmonitoren, sondern auch durch den Ausfall von Anlagenkomponenten (z.B. Magneten) ausgelöst werden kann.

Die Überwachung der Personendosis erfolgt über Personendosimeter (Stab- und Filmdosimeter), wobei das direkt ablesbare Stabdosimeter zur Selbstkontrolle der Beschäftigten dient. Es muß bei jedem Betreten und Verlassen des Strahlenschutzgebietes abgelesen und die personenbezogenen Daten protokolliert werden. Die Filmplakette wird als amtlich anerkanntes Dosimeter eingesetzt und jeden Monat zur Auswertung und Erfassung der eventuell applizierten Dosis an eine amtliche Auswertestelle geschickt. Bei der Arbeit in unmittelbarer Nähe von radioaktivem Material mit einer Oberflächendosisleistung $> 2 \text{ mSv/h}$ ist zusätzlich ein Thermolumineszenzdosimeter (TLD Fingerdosimeter) zu tragen. Die Zugangskontrolle beim Betreten und Verlassen des Kontrollgebietes erfolgt über Hand-Fuß Kontaminationsmonitore, die mit Großflächendetektoren bestückt sind (vergl. /Pro 94/).

Auf alle o.g. Sicherheitseinrichtungen kann auch nach Fertigstellung der Anlage Einfluß genommen werden, z.B. bei der Wartung. Es besteht die grundsätzliche Möglichkeit, auf neue Bedingungen und Erkenntnisse zu reagieren.

Bei bautechnischen Maßnahmen ist die nachträgliche Änderung nur sehr bedingt möglich, so daß eine sehr sorgfältige und detaillierte Planung notwendig ist. Dies trifft vor allem auf die großvolumigen Abschirmungen zu, die hier als „passive“ Strahlenschutzanlage bezeichnet wird, da sie „nur“ zum Zweck der beabsichtigten Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und der damit einhergehenden Schwächung errichtet wird. Sie kann nicht auf Umgebungseinflüsse reagieren oder diese anzeigen und verhält sich somit ausschließlich passiv.

Die Abschirmungen nehmen als bautechnische Maßnahmen (z.B. Statik, Fundamente, Raumbedarf etc.) bei der Planung und Konzeptionierung der Anlagen eine Sonderstellung gegenüber anderen Sicherheitseinrichtungen ein, da über ihre Auslegung frühzeitiger entschieden werden sollte/müßte, als bei den anderen Sicherheitsmaßnahmen, damit die Abschirmungen beim Bau der Anlage bereits berücksichtigt werden können.

- | | | | |
|--|----------------------------|--|----------------------|
| | Beleuchtete Anzeige | | Fernsehkamera |
| | Sperr-/Kontrollbereich | | Lautsprecher |
| | Beleuchtete Anzeige | | Strahlaußschalter |
| | Notausgang | | Quittierungstaster |
| | Türkontakte | | Neutronenmonitor |
| | Hupe | | Drehkreuz |
| | Glocke | | Strahlstopper |
| | Drehleuchte | | Strahlrohrverschluss |
| | Schneller Neutronenmonitor | | |

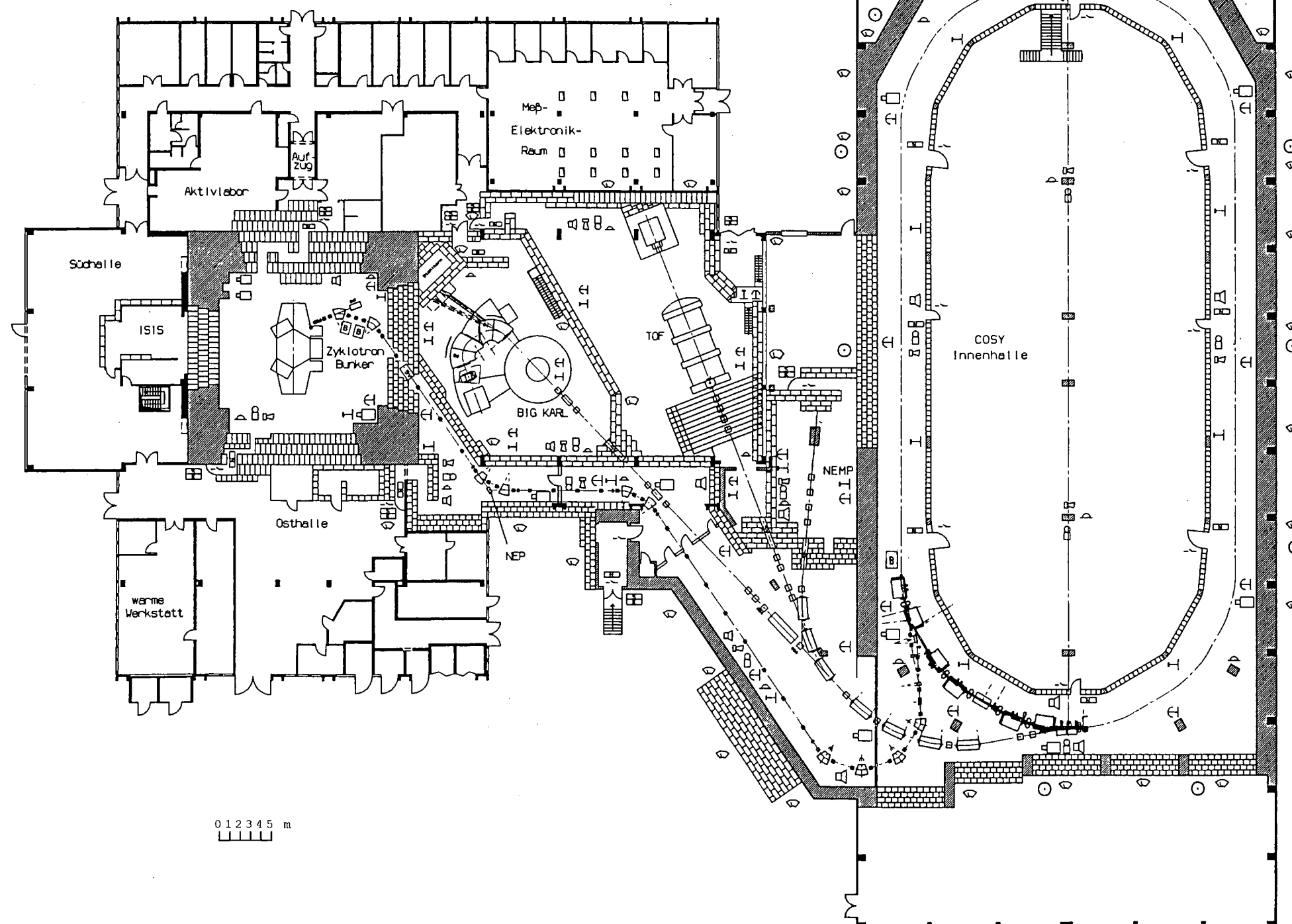


Abb. 2-3:

Aktualisierter Plan der
Personensicherheitsanlage
des Protonenbeschleunigers
COSY (Cooler-Synchrotron)
/Pro 88/.

EXPERIMENTE:

BIG KARL = Magnet - Spektrograph
TOF = Time of Flight - Spektrometer
NEMP = Niederenergie - Meßplatz
NEP = Niederenergie - Polarimeter

Ausschlaggebend bei der Berechnung von Abschirmungen sind die Dosisgrenzwerte der Strahlenschutzverordnung für die verschiedenen Strahlenschutzbereiche (Sperrbereich, Kontrollbereich, innerbetrieblicher Überwachungsbereich). Die als Kontrollbereiche ausgewiesenen Räumlichkeiten (z.B. Halle des Ringbeschleunigers, Experimentierräume etc.) dürfen an den angrenzenden Betriebsräumen (betrieblicher Überwachungsbereich) keine Äquivalentdosisleistung größer als $7,5 \mu\text{Sv/h}$ erzeugen³. Ansonsten müssen auch diese Räume als Kontrollbereiche ausgewiesen werden, mit den entsprechenden Konsequenzen (z.B. Zugangsbeschränkung, Personendosimetrie, Ortsdosisüberwachung etc.).

Die Auflagen der Behörden bezüglich Art und Umfang der Strahlenschutzmaßnahmen inklusive möglicher Ausnahmeregelungen sind für diese Art der Anlagen nicht standardisiert und müssen immer im Einzelfall geregelt werden. Das erfordert eine enge Zusammenarbeit zwischen den Betreibern von Beschleunigern und den Genehmigungsbehörden, um möglichst viele Mißverständnisse im Vorfeld auszuräumen. Diese Forderung stellt bei der Planung und Gestaltung von Beschleunigeranlagen ein großes Problem dar, da diese Anlagen mit einer starken Innovation bei der Entwicklung und Installation von technischen Verfahren verbunden sind und damit einer fast kontinuierlichen Änderung der Anlagenkonfiguration unterliegen.

Bei den externen Experimenten TOF und Big Karl zeigt sich in Abb. 2-3, daß die Betriebsräume (z.B. die zentrale EDV) direkt in Verlängerung der Strahlrichtung liegen. Die Dimensionierung der Beamstops stellt gerade in einem solchen Fall eine wichtige Strahlenschutzmaßnahme dar. Dieser Möglichkeit sind allerdings enge Grenzen gesetzt, da bautechnische Maßnahmen nicht in beliebigem Umfang (Finanzierung) und unbegrenzter Ausdehnung durchgeführt werden können (z.B. Tragfähigkeit des Fundaments bei Unterkellerung, Raumbedarf etc.).

³ Die Kontrollbereichsgrenze kann als Dosisleistung definiert werden, die sich an den Vorgaben der Strahlenschutzverordnung § 58 Abs. (1) orientiert (15 mSv/a innerhalb von $2000 \text{ h/a} = 7,5 \mu\text{Sv/h}$).

3 Beurteilung von Abschirmungen

3.1 Physikalische Grundlagen

Zielsetzung dieser Arbeit ist die Erstellung eines anwendungsorientierten Berechnungsverfahrens für Dosisleistungen bei „Deep-Penetration“ Problemen⁴ in der Mittelennergiephysik. Die Umsetzung dieser Idee wird wesentlich beeinflusst und gesteuert durch die Physik von Teilchenreaktionen im Energiebereich oberhalb 100 MeV. Das folgende Kapitel stellt den Zusammenhang her zwischen den zu berücksichtigenden physikalischen Grundlagen und den im CASL verwendeten Daten.

Die Wechselwirkungsmechanismen unterliegen im o.g. Energiebereich nicht mehr ausschließlich den Reaktionen des „klassischen Strahlenschutzes“ ($E < 20$ MeV), wie sie bei Neutronenproduktionen und deren Handhabung in Reaktoren⁵ von Bedeutung sind, sondern setzen sich bei hadronischen Kaskaden mit Energien oberhalb 100 MeV u.a. aus folgenden Wechselwirkungen zusammen:

- atomare Wechselwirkungen
Ionisation, Anregung und Coulombstreuung.
 - nukleare Wechselwirkungen
 - elastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen verursachen nur kleine Energieverluste und geringe Winkelablenkungen;
 - nicht-elastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen sind besonders wichtig zur Beschreibung hochenergetischer Hadronenschauer.
- ⇒ Oberhalb 100 MeV ist der nicht-elastische Wirkungsquerschnitt fast konstant (s. Abb. 3.1). Die Multiplizität der produzierten hochenergetischen Sekundärteilchen steigt mit der kinetischen Energie des eingeschossenen Teilchens mit ungefähr $\ln(E)$ an.
- ⇒ Die Restanregungsenergie (und damit die Multiplizität für Erzeugung niederenergetischer Hadronen ≤ 20 MeV), die nach Erzeugung von Kaskadenteilchen übrigbleibt, wächst langsam mit der Einschußenergie an (s. /Fil 92/).

⁴ Berechnung von Abschirmungen über viele „Schwächungslängen“, auf denen jeweils eine Schwächung des Flusses um den Faktor e^{-1} stattfindet. In Eisen beträgt die Schwächungslänge bei 1 GeV Quellenergie im Gleichgewicht ca. 18 cm.

⁵ Die Neutronen-Grenzenergie in Reaktoren liegt ungefähr bei 20 MeV. Dieser max. Energiebereich schließt in Kombination mit einer begrenzten Neutronenzahl (max. Fluß) viele für die Forschung notwendige Anwendungsbereiche aus.

Nicht berücksichtigt werden die Reaktionen der elektromagnetischen Schauer (z.B. Bremsstrahlung und Paarbildung), die bei Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen dominieren, jedoch für die folgenden Betrachtungen (Protonenstrahl) nicht von Bedeutung sind.

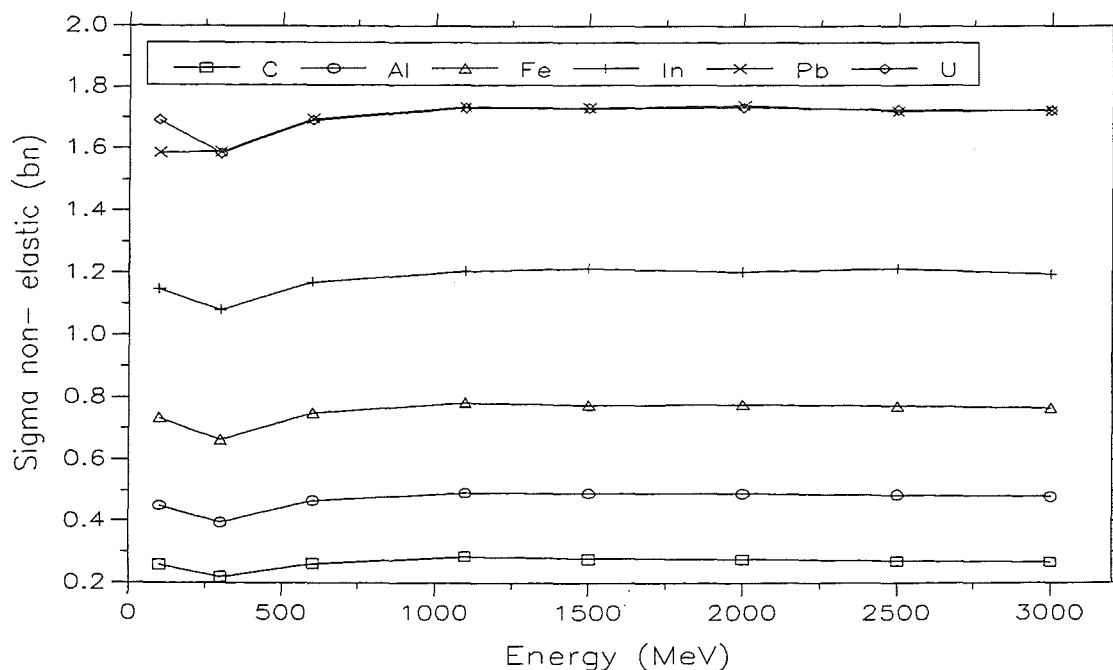
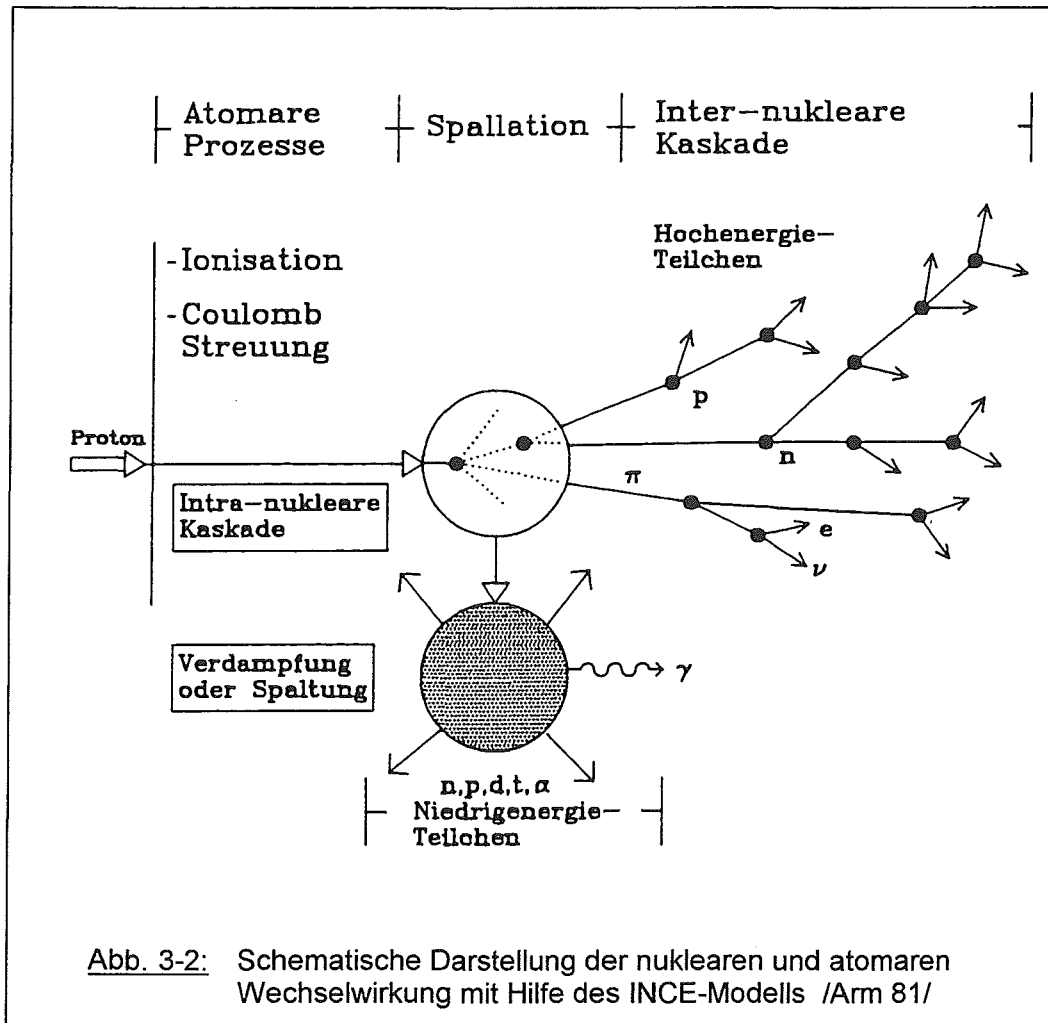


Abb. 3-1: Nicht-elastische Wirkungsquerschnitte [barn] verschiedener Stoffe aufgetragen über der Protoneneinschußenergie [MeV] /Bau 94/

Bei den Wechselwirkungen von Hadronen mit Kernen über 100 MeV wird der nicht-elastische Wirkungsquerschnitt signifikant und die Notwendigkeit deutlich, diesen Prozeß, der als Spallationsreaktion bezeichnet wird, rechnerisch zu erfassen. Diese Berechnungen können bei Vorlage von differentiellen materialabhängigen Wirkungsquerschnitten mit Hilfe von Monte-Carlo Verfahren (Kap. 3.1.1) oder deterministischen Verfahren (Kap. 3.1.2) über die Lösung der Boltzmanngleichung (Bilanzgleichung) durchgeführt werden. Liegen diese Daten nicht vor oder sind bei Monte-Carlo Anwendungen die erforderlichen Datenmengen zu umfangreich, so muß auf physikalische Modelle zurückgegriffen werden.

Zur Beschreibung der physikalischen Phänomene bei der Teilchenwechselwirkung mit Materie und deren Transport hat sich neben anderen physikalischen Modellen in dem hier betrachteten Energiebereich das sogenannte INCE-Modell (Intra-Nuclear-Cascade-Evaporation; s. Abb. 3-2) als besonders leistungsfähig erwiesen.

Ausgehend von Teilchenenergien über 100 MeV wird die Reaktion mit dem Targetkern (Teilchenkaskade) unterteilt in die intranukleare- und die internukleare-Kaskade. Das eingeschossene Teilchen trifft auf den Targetkern, wobei vorher schon atomare Prozesse (Ionisation etc.) stattfinden können.



1. Durch das Eindringen in den Kern (inelastische Hadron-Kern Wechselwirkung) verursacht das Geschößteilchen Stoßreaktionen mit den Nukleonen innerhalb des Kerns. Diese Interaktion innerhalb des Targetkerns wird intranukleare Kaskade (Dauer ca. 10^{-22} s) genannt und führt dazu, daß auf die Nukleonen des Targetkerns Energie Übertragen wird, deren Verteilung von der Art des Treffers (z.B. zentral, Randbereich des Targetkerns) abhängt. Die Folge dieser Reaktion ist entweder die Verdampfung (Evaporation) des Kernes oder die Emission von hochenergetischen Teilchen.

2. Die so freigesetzten hochenergetischen Kaskadenteilchen können wiederum mit anderen Targetkernen reagieren, so daß eine Kette von Reaktionen der emittierten Nukleonen mit neuen Targetkernen möglich ist. Diese Verkettung wird internukleare Kaskade genannt, da sie zwischen den Targetkernen und den „freien“ Kaskadenteilchen stattfindet.

Die Verdampfung beginnt nach Abschluß der Kaskaden-Reaktion und verläuft wesentlich langsamer (Dauer ca. 10^{-18} bis 10^{-13} s). Es werden niederenergetische Nukleonen bzw. Nukleonengruppen (seltener) „abgedampft“, wobei für diesen Prozeß charakteristisch ist, daß wesentlich mehr Neutronen als Protonen „verdampfen“.

Die Folge dieser Reaktionen bei Beschuß mit Protonen oberhalb 100 MeV (Anwendungsbereich CASL) ist eine Produktion von Sekundärteilchen, die überwiegend aus Neutronen bestehen, deren Energieverteilung den Transport durch Materie und die Erzeugung von Dosisleistungen maßgeblich beeinflusst. Aus diesem Grund beschränkt sich das CASL-Verfahren auf die Bewertung des Transportverhaltens und die Produktion von Dosisleistungen durch Neutronen.

Bei dem zu verwendenden Algorithmus im CASL ist zu beachten, daß das Transportverhalten bestimmt wird durch den hochenergetischen Teil ($E \geq 100$ MeV) des Neutronenspektrums, während die Dosis in Weichteilgewebe wesentlich durch Neutronen weit unterhalb 100 MeV erzeugt wird.

3.1.1 Statistische Berechnungsverfahren

Zur Beschreibung von Teilchenreaktionen bzw. ihrem Transport wird versucht die allgemeine Boltzmann Bilanzgleichung zu lösen, die das Teilchentransportverhalten beschreibt. Die entsprechenden Lösungsansätze setzen die Kenntnis von differentiellen materialabhängigen Wirkungsquerschnitten voraus. Um für Spallationsreaktionen Lösungsansätze der Boltzmann Bilanzgleichung mit Hilfe von Wirkungsquerschnitts-Bibliotheken umsetzen zu können, müßte folgender Wirkungsquerschnitt bekannt sein:

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

Gl. 3-1 : Doppeltdifferentieller Wirkungsquerschnitt
für die Produktion von Sekundärteilchen

Er beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein bestimmter Teilchentyp i , der Energie E_i , den Kern der Massenzahl A_k trifft und pro nicht elastische Streuung σ_{ne} ein Sekundärteilchen vom Typ j aus dem Kern emittiert wird mit der Energie E_j und der Richtung Ω_j . Abgesehen von der Tatsache, daß der größte Teil der benötigten Daten noch unbekannt ist, würde die erforderliche Menge an Nukleon-Kern Wechselwirkungsdaten⁶ kaum zu bewältigen sein, wenn man den Anforderungen gerecht werden will, aussagekräftige Teilchentransportrechnungen durchzuführen, mit hoher Variationsbreite in bezug auf Energie, Material und Anisotropie der Quelle.

Deshalb verwendet man bei Teilchentransportprozessen oberhalb 100 MeV ein physikalisches Modell, das im wesentlichen auf der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung zur Produktion von Sekundärteilchen beruht. Diese Nukleon-Nukleon Wirkungsquerschnitte sind aus der experimentellen Teilchenphysik relativ gut bekannt. Ein besonders einfaches aber aussagekräftiges Modell ist das INCE-Modell (s. Abb. 3-2), welches im Monte-Carlo Simulationsverfahren HETC (High Energy Transport Code; s. /Arm 72/) Verwendung findet. Dieses Modell ist in der Lage absolute Wirkungsquerschnitte zu berechnen.

Für die Gestaltung des semi-empirischen Berechnungsverfahrens CASL wird das Monte-Carlo Verfahren HETC dazu genutzt, die starke Anisotropie der Quellverteilung in die Rechnungen einzubauen. Mit Hilfe von HETC-Rechnungen wird am Quellpunkt die material-, energie- und winkelabhängige Neutronenproduktion pro eingeschossenem Proton (pro nicht-elastische Streuung) über den Zusammenhang aus Gl. 3-2 bestimmt für Einschußenergien von 100 MeV bis 3 GeV (s. Kap. 5.3).

$$n_Q(E, A_t, \Omega) = \frac{\text{Neutronenertrag}}{(\text{nicht-elastische Streuung}) \cdot \text{sr}} \left[\frac{n}{p} \right]$$

mit : n_Q = energie-, material- und winkelabhängiger Neutronenertrag im Quellpunkt pro eingeschossenem Proton nicht-elastischer Streuung und Raumwinkel;
 Ω = Austrittswinkel zur Quelrichtung ; A_t = Massenzahl des Targets; E = Protonenenergie;
 Neutronenertrag = Neutronenertrag pro eingeschossenem Primärteilchen (Proton);
 sr = Steradian;
 nicht-el. Str. = Verhältnis der nicht-el. Str. zum totalen Wirkungsquerschnitt (vergl. /Bau 94/).

Gl. 3-2 : HETC Neutronenproduktion der Quelle für CASL-Verfahren

⁶ Bei $E > 100$ MeV würden fünf Primärteilchen benötigt ($p, n, \pi^+, \pi^-, \pi^0$), die bei der Berücksichtigung von vier Sekundärteilchen (p, n, π^+, π^-) ca. 10^{27} Wirkungsquerschnittsdaten erfordern (vergl. /Fil 92/).

Die mit HETC durchgeführten Dünn-Target Rechnungen⁷ simulieren die Winkelabhängigkeit der Neutronenverteilung direkt im Quellpunkt nach Protonenbeschuß eines bestimmten Materials (s. Kap. 5.1.3). Ausgehend von diesen winkelabhängigen Neutronenproduktionsraten wird anschließend das Schwächungsverhalten beim Durchgang durch Materie berechnet. Dieses Schwächungsverhalten der Neutronen, deren Produktion direkt proportional der eingeschossenen Primärteilchenzahl ist, wird vom Quellpunkt aus direkt in Richtung des gewählten Aufpunktes bestimmt (s. Kap. 4), mit Hilfe des deterministischen Rechenverfahrens ANISN (A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code System with Anisotropic Scattering; s. /Eng 73/). Diese Verfahrensweise des „Ray-Tracing“ (Quellpunkt → Schwächung → Aufpunkt) besitzt den Vorteil, daß auch große Materialdicken „durchdrungen“ und berechnet werden können („Deep-Penetration“), da das angeschlossene deterministische Berechnungsverfahren für lange Schwächungswege ausgelegt ist. Gleichzeitig wird durch Verwendung der HETC-Daten im CASL-Verfahren der starken Anisotropie der Quelle Rechnung getragen, ohne daß dabei im CASL eine zusätzliche Kalkulation notwendig wird.

3.1.2 Deterministische Berechnungsverfahren

In Kap. 3.1.1 wurde bereits auf die Beschreibung von Teilchenreaktionen mit Hilfe der Boltzmann Bilanzgleichung hingewiesen und erläutert, warum die statistischen Berechnungsverfahren (z.B. HETC) keinen Lösungsansatz dieser Gleichung verfolgen, sondern sich physikalischer Modelle (z.B. INCE) bedienen. Die deterministischen Berechnungsverfahren hingegen verwenden unterschiedliche Lösungsansätze der Boltzmann-Gleichung, da die hierfür notwendigen γ - und Neutronenwirkungsquerschnitte in „Wirkungsquerschnitts-Bibliotheken“ zur Verfügung gestellt werden können.

Die Boltzmann-Gleichung (Transportgleichung, Boltzmannsche Stoßgleichung, Maxwell-Boltzmann-Gleichung) wurde von L. Boltzmann zur Beschreibung der physikalischen Effekte der kinematischen Gastheorie aufgestellt. Diese partielle Differentialgleichung erster Ordnung liefert die räumliche und zeitliche Änderung von

⁷ Dünn-Target: Punktförmiges Target mit „punktueller Reaktion“ direkt im Quellpunkt
 Dick-Target: Räumlich ausgedehntes Target mit räumlich verteilten Reaktionen unter besonderer Berücksichtigung der „History“ der transportierten Teilchen.

Vielteilchensystemen (z.B. Gasmoleküle, Elektronen, γ -Quanten oder Neutronen in Festkörpern). Heute wird sie vor allem zur Behandlung von Transportproblemen in allen Aggregatzuständen der Materie angewendet. Die Lösungsansätze der Gleichung kommen heute bei Programmen zur Berechnung von Neutronen- und γ -Abschirmungen zum Einsatz.

Das deterministische Berechnungsverfahren ANISN berechnet über einen numerischen Lösungsansatz die eindimensionale, energieabhängige und zeitunabhängige Boltzmann-Gleichung für Neutronen und/oder γ -Strahlung in Kugel-, Platten- oder Zylindergeometrien. ANISN ermöglicht mit diesem Lösungsverfahren u.a. die Bestimmung des Schwächungsverhaltens der Strahlung beim Durchgang durch verschiedene Materialien. Da es sich um ein numerisches Verfahren handelt, das im Gegensatz zum Monte-Carlo Verfahren unabhängig ist von stochastischen Größen, eignet es sich besonders zum Einsatz bei „Deep-Penetration“ Berechnungen.

Für die ANISN-Rechnungen werden die Wirkungsquerschnitte für das Neutronen- und/oder γ -Transportverhalten benötigt, die in Form der Wirkungsquerschnitts-Bibliothek LAHI⁸ als externe Datei zur Verfügung steht. Sie wurde 1991 von 800 MeV maximaler Energie erweitert bis zu 2,8 GeV mit Hilfe von HETC-Rechnungen, die es ermöglichen, auf der Basis von physikalischen Modellen (z.B. INCE) auch doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte zu erstellen. Über doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte ($dE, d\Omega$) kann eine numerische Lösung der Boltzmann-Gleichung für anisotrope Flußverteilungen erfolgen. Liegen die Wirkungsquerschnitte nur einfach differenziell vor (dE), so kann nur eine isotrope Flußverteilung zu Grunde gelegt werden. Da die notwendigen doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitte nur bis zu einer Neutronenenergie von 800 MeV experimentell abgesichert sind, werden S_n Transportprogramme wie ANISN mit berechneten Wirkungsquerschnitten versorgt, die auf HETC Kalkulationen basieren.

Grundlegende Modellannahmen der Monte-Carlo Simulation können im Vergleich mit Wirkungsquerschnittmessungen getestet werden. Seit 1983 wurden in Zusammenarbeit von KFA-Jülich und LANL-Los Alamos, USA, im Rahmen eines umfangreichen Experimentierprogramms zum Überprüfen der Physikmodelle im HETC doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitte für protoneninduzierte Kernreaktionen

⁸ Aufbau und Struktur der LAHI-Bibliothek werden ausführlich in der Promotion J.Moll /Mol 91/ beschrieben.

bei Energien bis 800 MeV am LAMPF-Beschleuniger in Los Alamos gemessen. Besonderer Wert wurde auf die winkel- und energieabhängige Neutronenproduktion oberhalb einiger 100 MeV gelegt, die als Quelle für Hochenergieabschirmungen von entscheidender Bedeutung ist (s. /Fil 92/ S. 4.16). Diese realitätsnahen, doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte können in S_n Programmen als Datenbasis verwendet werden.

Bei der Generierung der Schwächungsparameter für den CASL-Algorithmus wurde im ANISN die Möglichkeit genutzt, Neutronen bestimmter Energie⁹ durch verschiedene Materialien¹⁰ in Ausbreitungsrichtung abzuschwächen und als Ergebnis tiefenabhängige Neutronenspektren zu erhalten (s. Kap 5.1). Die Neutronenspektren werden normiert auf ein Primärteilchen und stellen den tiefen- und energieabhängigen Neutronenfluß in einem bestimmten Material bei einer definierten Ausgangsenergie der Neutronen dar. Über die verschiedenen Neutronenflüsse des ANISN können später die für den CASL-Algorithmus notwendigen Parameter λ (Schwächungslänge), B („Buildup“-Faktor) und $\tilde{D}$ (Dosisfaktor) berechnet werden.

Die umfangreichen ANISN-Neutronenflüsse werden in einer externen Datei organisiert (s. Kap. 5.4) und bei jeder CASL-Rechnung zur Kalkulation der o.g. Parameter aufgerufen. Somit stehen im CASL neben den Daten der Quellverteilung (HETC) auch die grundlegenden Daten der verschiedenen Schwächungsparameter zur Verfügung, ohne daß vom Benutzer aufwendige ANISN-Rechnungen durchgeführt werden müssen.

Bleibt noch zu erwähnen, daß das „Aufsetzen“ von ANISN-Rechnungen gute Kenntnisse des Programms erfordert, sowohl in bezug auf den Ablauf der Rechnung als auch bei der Analyse des erstellten Outputs. Die komplizierte Prozedur der Einarbeitung und Handhabung von ANISN entspricht nicht den Bedienungsanforderungen eines anwendungsorientierten Berechnungsverfahrens im Sinne dieser Arbeit.

⁹ Die Energiegruppenstruktur entspricht der Organisation der LAHI-Bibliothek (s. Tab. 5-1).

¹⁰ Die Materialzusammensetzung wurde definiert über die separate Erstellung von makroskopischen Wirkungsquerschnitten aus LAHI-Daten von H, C, O, Al, Si und Fe. Der makroskopische WQ ist das Produkt aus dem mikroskopischen WQ des einzelnen Kerns (LAHI-Library; s. Kap. 5.1.1) multipliziert mit der Dichte der Kerne im bestrahlten Material.

3.1.3 Kopplung von statistischen und deterministischen Verfahren

Bei ständig steigenden Rechenkapazitäten (Großrechenanlagen, Workstations) entwickelte sich die Idee, bei Dosiskalkulationen und Abschirmungsberechnungen großer Volumina, die Vorzüge der beiden o.g. Berechnungsmethoden zu nutzen:

1. Vorteil des Monte-Carlo Verfahrens HETC :

⇒ Winkel-, energie-, und richtungsabhängiges Transportverhalten von Teilchen nach „state of the art“ in dreidimensionaler Ausrichtung sind zu berechnen.

2. Vorteil des eindimensionalen Transport-Codes ANISN :

⇒ Große Materialtiefen sind zu berechnen („Deep-Penetration“), da es sich um ein numerisches Verfahren handelt.

Um die Vorteile zu kombinieren, wurde eine „Kopplung“ der beiden Programme HETC und ANISN hergestellt¹¹. Die umfangreichen Targetreaktionen wurden mit der Monte-Carlo-Methode über Dick-Target Rechnungen ermittelt. Ausgehend von der Quelle wurden die so errechneten Neutronenflüsse nach einer nicht zu großen Transportstrecke mit Rücksicht auf die Qualität der Statistik an einer sogenannten Kopplungsoberfläche an das Programm ANISN übergeben. Anschließend konnten beliebige Durchdringungstiefen mit ANISN berechnet werden.

Die Beschreibung deutet schon die Komplexität dieses Berechnungsverfahrens an. Neben dem Präparieren der Daten für die Übergabe in das Programm ANISN, müssen z.B. der Abstand der Kopplungsoberfläche zur Quelle (Statistik) und die Form der Kopplungsoberfläche den aktuellen Problemen (Geometrie der Abschirmung, Energie des Protonenstrahls etc.) angepaßt werden.

Ein solches Verfahren eignet sich nicht für den „schnellen“ Einsatz, da zu detaillierte Kenntnisse des Kopplungsverfahrens erforderlich sind, die z.B. aus Zeitgründen nicht von jedem erbracht werden können, wenn Berechnungen notwendig sind, ohne einen absoluten „Spezialisten“ zu Rate ziehen zu müssen.

Im CASL-Verfahren wird ebenfalls versucht, die beiden o.g. Vorteile zu nutzen. Allerdings werden nicht die Programme gekoppelt bzw. die Daten vom einen Programm in das andere transferiert, sondern es werden mit beiden Programmen Da-

¹¹ Die detaillierte Darstellung des Kopplungsverfahrens ist /Mol 91/ S.55 ff. zu entnehmen.

ten errechnet (Quellverteilungen, Neutronenflüsse), die in dem gemeinsamen Simulationsverfahren CASL weiter verarbeitet werden.

Der durch das „Ray-Tracing“ Verfahren des CASL entstehende Nachteil der möglichen Inhomogenitäten¹² bei Dosisleistungsverteilungen muß der wesentlich komplexeren Handhabung anderer Verfahren gegenübergestellt werden. Zu berücksichtigen ist auch, daß eine Klassifizierung der Output-Qualitäten der verschiedenen Verfahren aufgrund der Aktualität der technischen Anforderungen noch nicht systematisch durchgeführt worden ist. Um die verschiedenen Berechnungsverfahren und deren Ergebnisse verifizieren zu können, müßten umfangreiche und systematische Messungen von Dosis- und Flußverteilungen im Mittelennergiebereich durchgeführt werden. Derartige Meßreihen liegen zur Zeit nicht vor, und es bleibt abzuwarten, wie die Qualität der z.B. mit CASL berechneten Dosisleistungs- und Neutronenflußverteilungen einzustufen ist.

3.2 Das Moyer-Modell

Die Kombination von Daten aus HETC- und ANISN-Berechnungen wird im CASL-Verfahren mit Hilfe eines Algorithmus vollzogen (s. Gl. 4-1), der sich an dem Moyer-Modell orientiert, das zur Kalkulation von Neutronen induzierten Dosisverteilungen an Hochenergiebeschleunigern aufgestellt wurde.

Moyer entwickelte sein Modell Anfang der 60er Jahre über Abschirmungsstudien am Bevatron Protonenbeschleuniger (6 GeV) des Lawrence-Radiation Laboratory. Bei Messungen stellte er fest, daß der beste Abschirmungseffekt durch die Reduzierung der Neutronenflüsse zu erreichen war. Die Dosisleistung an der Oberfläche der Abschirmung war direkt proportional der Neutronenflußdichte. Er beschrieb 1961 eine semi-empirische Methode, die über die Berechnung des hochenergetischen Neutronenflusses die Bestimmung der Äquivalentdosisleistung an der Oberfläche der Abschirmung ermöglichte. Das Modell bezieht sich auf große Abschirmungstiefen, in denen die Kaskade voll entwickelt ist und ein Gleichgewichtsspektrum besteht. Hierdurch schließt das Modell kurze Abschirmungsdistanzen aus und

¹² In Abhängigkeit von der Geometrie der Abschirmung und der Anordnung der verschiedenen Materialien können bei der Isodosisverteilung „Unstetigkeiten“ durch das „Ray-Tracing“ Verfahren der CASL Berechnungsmethode entstehen (s. Kap. 4.3.2).

besitzt nur Gültigkeit für den Anwendungsbereich der „Deep-Penetration“ Berechnungen.

Bei einer hinreichend großen Abschirmung und einer Protonen - Punktquelle, die mit einem dünnen Target reagiert (s. Abb. 3-3), kann die Dosis an der Oberfläche der Abschirmung gemäß Gl. 3-3 formuliert werden:

$$H = r^{-2} \cdot \int_{E_{\min.}}^{E_{\max.}} F(E) \cdot B(E, \theta) \cdot \exp[-d(\theta) / \lambda(E)] \cdot \frac{d^2 n(E, \theta)}{dE d\Omega} dE$$

Gl. 3-3 : Berechnung der Dosis am Aufpunkt P (gem. Abb. 3-3) /IAE 88/

Die Dosis H am Aufpunkt P (s. Abb. 3-3) an der Abschirmungsdicke d mit dem Abstand r zur Quelle (Target) wird berechnet in Abhängigkeit der Neutronenenergie E, dem Dosiskonversionsfaktor F, der Schwächungslänge λ^{13} , dem „Buildup“-Faktor B(E) und dem Neutronenertrag $[d^2 n / dE d\Omega]$ bei Richtungswinkel θ pro Einheit Energieintervall dE und Raumwinkel d Ω (vergl. /IAE 88/). Die in Gleichung 3-3 auf ein Neutron pro Sekunde normierte Dosis wird über den Quellstrom in eine Dosisleistung umgerechnet.

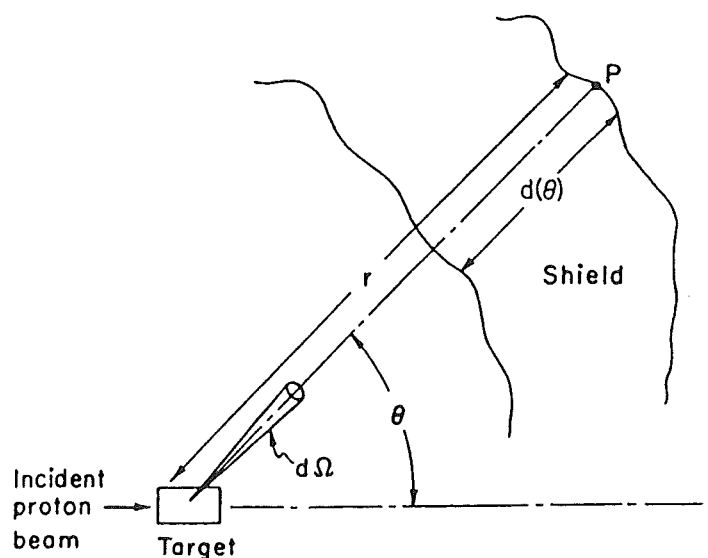


Abb. 3-3 : Schematisches Diagramm der Abschirmungsgeometrie für das verallgemeinerte Moyer-Modell /IAE 88/

¹³ Legt Strahlung einer definierten Energie in einem bestimmten Material die Strecke der materialabhängigen Schwächungslänge λ zurück, dann wird die Strahlung bedingt durch das Material um den Faktor e^{-1} geschwächt.

Die in ihren Abhängigkeiten verallgemeinerte Gleichung 3-3 wurde von Moyer durch verschiedene Annahmen vereinfacht.

1. Die Schwächungslänge $\lambda(E)$ für Protonenenergien $E \geq 150$ MeV wird als konstant angenommen und ist somit nur noch materialabhängig (vergl. /Pat 73/). Dieser Annahme liegt die Überlegung zu Grunde, daß sich bei höheren Energien entsprechend Abb. 3-4 die Schwächungslänge aller Materialien einem konstanten Wert annähert. Protonen mit Energien $E \leq 150$ MeV werden nicht berücksichtigt bei der Berechnung der Schwächung.
2. Der Dosiskonversionsfaktor $F(E)$ wird als Konstante angesehen, die der Tatsache Rechnung tragen soll, daß die Dosis nicht hauptsächlich durch die Neutronen $E \geq 150$ MeV, von denen die Kaskade und damit der Transport vorangetrieben wird, sondern überwiegend durch die Neutronen der Energie $E \leq 50$ MeV produziert wird.
3. Der „Buildup“-Faktor wird als Konstante gehandhabt, die nur abhängig ist vom jeweiligen Targetmaterial und der vorliegenden Protoneneinschußenergie.

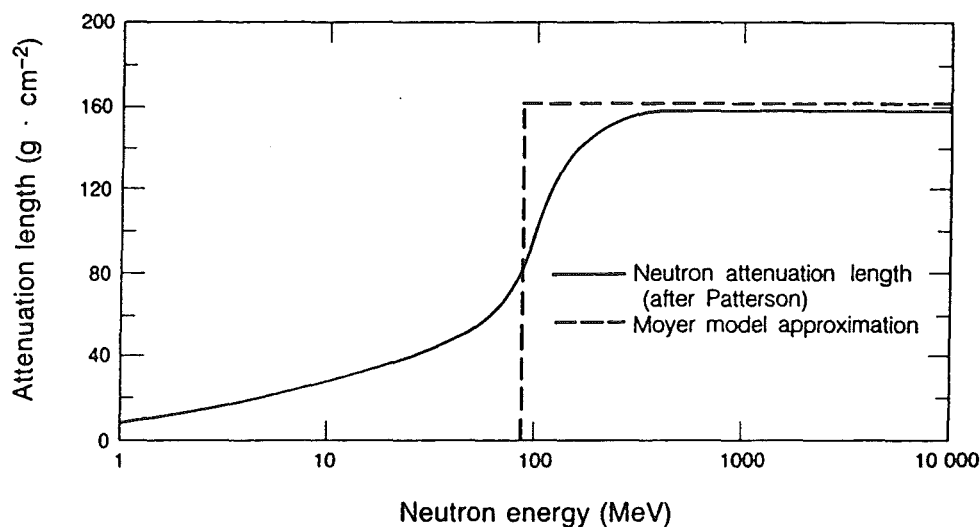


Abb. 3-4 : Neutronen Schwächungslänge als Funktion der Energie. Die gestrichelte Stufenfunktion zeigt die Annahme des Moyer-Modells /IAE 88/

Werden diese Annahmen in Gleichung 3-3 berücksichtigt, dann ergibt sich proportional zum Teilchenfluß die Äquivalentdosis beim Gleichgewicht der Kaskade und Protoneneinschußenergien über 150 MeV gemäß Gl. 3-4:

$$H = r^{-2} \cdot F \cdot B \cdot \exp[-d(\theta) / \lambda] \cdot \int_{E \geq 150 \text{ MeV}}^{E_{\max}} \frac{d^2 n(E, \theta)}{dE d\Omega} dE$$

Gl. 3-4 : Gleichung nach Moyer unter Berücksichtigung vereinfachender Annahmen mit den Konstanten F, B und λ (vergl. /IAE 88/)

Die von Moyer getroffenen Annahmen basieren auf der Interpretation des Neutronenflußverhaltens beim Durchgang durch homogene Materie und der damit verbundenen Schwächung. Er stellte fest, daß die energetische Zusammensetzung des Neutronenspektrums an der Oberfläche von großen Abschirmungen ab einer bestimmten Durchdringungstiefe (einige Schwächungslängen) konstant ist und ein Gleichgewichtszustand erreicht wird, in dem sich bei weiterer Schwächung das Energiespektrum nicht mehr verändert. Dies bedeutet, daß die Oberflächendosis nur abhängig ist von der Energie und der Anzahl der eingeschossenen Protonen, da keine „Aufbaureaktionen“ im Gleichgewicht vorliegen. Da das Schwächungsverhalten charakterisiert wird durch den Anteil hochenergetischer Neutronen¹⁴ der Energie E_h ($100 \text{ MeV} \leq E_h \leq E_{\max.}$), beschreibt Moyer über diesen hochenergetischen Neutronenfluß die Schwächungslänge λ , die den wichtigsten Schwächungsparameter darstellt, da sie exponentiell in die Berechnungen eingeht.

Dem Neutronenfluß im Energiebereich unterhalb 100 MeV, der hauptsächlich für die Dosisproduktion verantwortlich ist und der beim Schwächungsverhalten keine Berücksichtigung findet, wird bei Moyer durch einen über die gesamte Abschirmungstiefe konstanten Faktor Rechnung getragen. Aus diesen Betrachtungen und Annahmen zieht er Rückschlüsse auf die erzeugte Dosis des totalen Neutronenflusses der Energie E_t ($0 < E_t \leq E_{\max.}$).

Der Neutronenfluß über 100 MeV geht nach einer kurzen Abschirmungstiefe, die abhängig ist von der Dichte des Materials, ins Gleichgewicht über, bei dem die Zusammensetzung des Energiespektrums konstant bleibt. Bei diesem Übergang der Schwächungsfunktion ergibt sich bei halblogarithmischer Darstellung ein linearer Verlauf bis zum Ende der maximalen Abschirmungstiefe. In diesem Bereich des Gleichgewichts, in dem die energetische Zusammensetzung (Energiespektrum) bei der weiteren Schwächung konstant bleibt, existiert eine konstante Schwächungslänge. Da Moyer nur an der Abschätzung der Oberflächendosen größerer Abschir-

¹⁴ Neutronen der Energie $> 20 \text{ MeV}$ werden als hochenergetische Neutronen klassifiziert (s./DIN 91/).

mungen („Deep-Penetration“) interessiert war und nicht explizit die Dosisleistungsverläufe im Abschirmungsmaterial berechnen wollte, ist er von einem Gleichgewichtsspektrum an der Oberfläche und damit von konstanten Schwächungsparametern ausgegangen (s. Abb. 3-5).

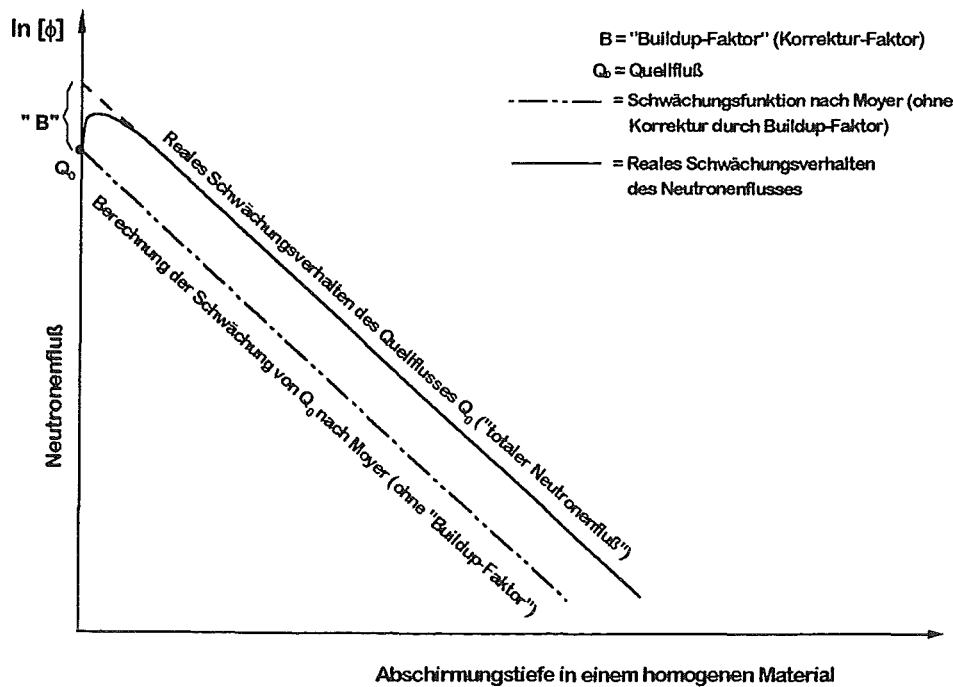


Abb. 3-5: Schematischer Verlauf des totalen Neutronenflusses in einem homogenen Material, kombiniert mit der Berechnung nach Moyer

Nach Moyer wird aus dem Schwächungsverlauf des hochenergetischen Neutronenflusses im Bereich des Gleichgewichtes über die Steigung der Schwächungsfunktion die konstante Schwächungslänge λ ermittelt und anschließend der gesamten Abschirmungstiefe zugeordnet. Wird mit diesem konstanten λ gemäß Moyer die Schwächung des Quellflusses Q_0 (s. Abb. 3-5) berechnet, so ergibt sich der in Abb. 3-5 dargestellte lineare Funktionsverlauf (bei halblogarithmischer Zeichnung), der den totalen Neutronenfluß im betrachteten Material unterschätzen würde. Moyer korrigiert die Lage seiner „linearen“ Funktion mit dem „Buildup“-Faktor (y-Achsenabschnitt), der ebenfalls über den gesamten Abschirmungsbereich konstant ist.

Diese Form der Korrektur beachtet nicht die Varianz der Energiespektren bei der Schwächung des hochenergetischen Neutronenflusses in einem bestimmten Mate-

rial. Infolgedessen ergibt sich für die Staffelung von verschiedenen Abschirmungsmaterialien die Möglichkeit der Multiplizität dieser „Unterschätzung“.

Für das CASL-Verfahren wird ein Algorithmus gewählt (s. Gl. 4-1), der sich zwar an der Dosisgleichung nach Moyer orientiert, da für die Kalkulation der Schwächung auch im CASL nur die hochenergetischen Neutronenflüsse ($E > 100 \text{ MeV}$) berücksichtigt werden. Allerdings finden auch grundlegende Änderungen statt. Im Gegensatz zu Moyers Annahme werden die o.g. Parameter nicht als Konstante angesehen, sondern in Abhängigkeit der Programm-Eingaben energie-, material-, und tiefenabhängig über eine intervallweise Entwicklung berechnet, um die Varianz der Energiespektren zu berücksichtigen. Dies setzt voraus, daß die Neutronenflüsse über den für den hochenergetischen Fluß relevanten Energiebereich (100 MeV bis 2,8 GeV) und für alle Materialien (Eisen, Gußeisen, Normalbeton, Schwerbeton, Trockener Boden, Erde) tiefenabhängig zur Verfügung stehen (s. Kap. 5.1). Die intervallweise Zuordnung der Abschirmungsparameter entspricht einer Kurvenschar, die im Gegensatz zu Moyer nicht das Schwächungsverhalten über der gesamten Abschirmungstiefe als konstant ansieht, sondern für jedes Intervall eine Schwächungsfunktion definiert, mit der pro Intervall konstanten Schwächungslänge λ und dem entsprechenden „Buildup“-Faktor B.

Besondere Auswirkungen auf die Ergebnisse besitzt die Schwächungslänge λ , da sie neben der Abschirmdicke des Aufpunktes die einzige Größe darstellt, die exponentiell in die Berechnungen eingeht. Unbestritten ist die Tatsache, daß die Schwächungslänge sich mit zunehmender Energie einem konstanten Wert nähert, der nur noch von der Materialbeschaffenheit abhängt. Die Schwächungslänge variabel zu gestalten, erscheint notwendig, da der Energiebereich der extremen Varianz, der sich in Abb. 3-4 im Bereich um 100 MeV bewegt, noch nicht wissenschaftlich eindeutig festgelegt wurde. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoller, gerade in dem für CASL signifikanten Energiebereich (100 MeV bis 2,8 GeV) diesen Parameter mit Hilfe von eigenen Rechnungen variabel zu gestalten. Das grundsätzliche Verhalten der Annäherung an eine Konstante bei steigender Energie zeigen sowohl eigene Berechnungen (CASL Parameter, s. Kap. 4.2.2) der Schwächungslänge (s. Abb. 3-6 u. Abb. 3-7) als auch Rechnungen von japanischen Wissenschaftlern (s. Abb. 3-8). Die graphischen Darstellungen der Ergebnisse aller berechneten Parameter von sämtlichen Abschirmungsmaterialien befinden sich im Kap. 9.1 des Anhangs.

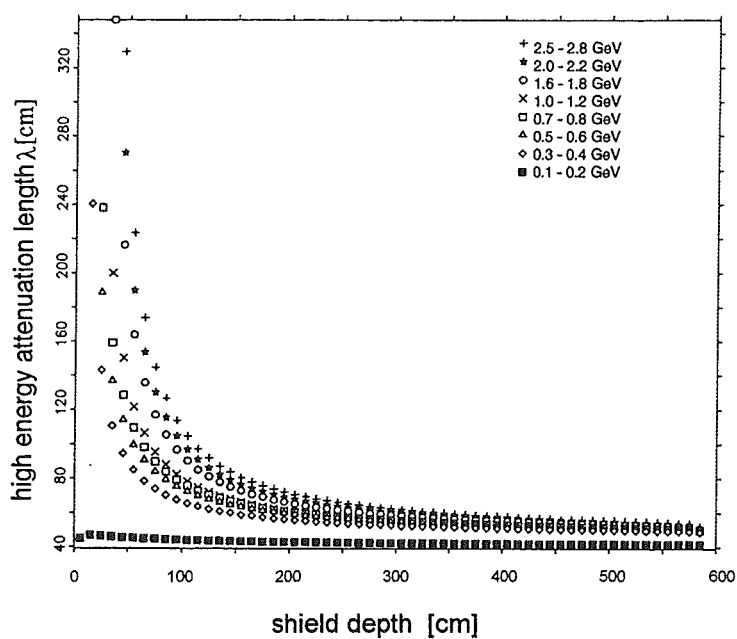


Abb. 3-6 : Tiefenabhängiger Verlauf der Schwächungslänge λ [cm] in Normalbeton für verschiedene Energien (ANISN / CASL)

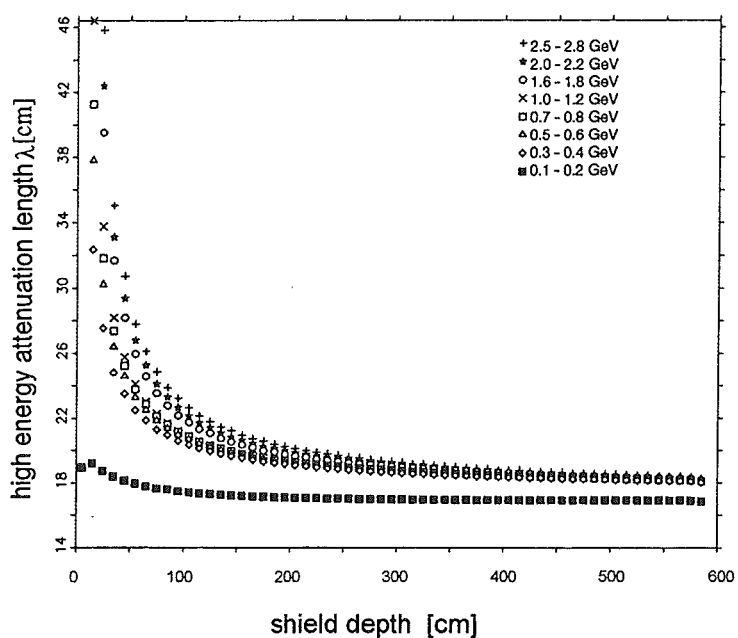


Abb. 3-7 : Tiefenabhängiger Verlauf der Schwächungslänge λ [cm] in Eisen für verschiedene Energien (ANISN / CASL)

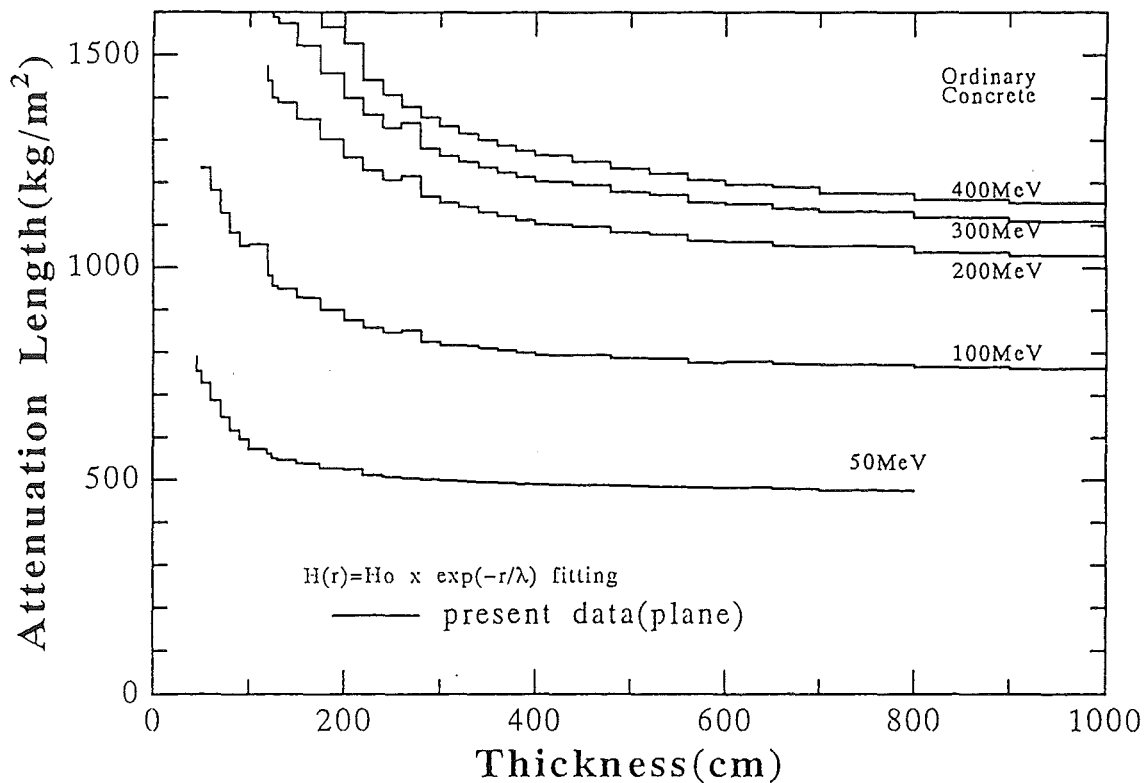


Abb. 3-8: Tiefenabhängiger Verlauf der Schwächungslänge λ [kg/m²] in Normalbeton für verschiedene Energien /Kot 94/

Der konkrete Energiebereich des Übergangs der Schwächungslänge in eine konstante Größe ist wissenschaftlich noch nicht genau festgelegt. Bei sehr hohen Teilchenenergien (einige TeV) besteht allerdings die gesicherte Erkenntnis, daß sich die Schwächungslänge konstant verhält. Dieser Sachverhalt kann dazu verwendet werden, das CASL-Modell bei Energien über dem derzeitigen Anwendungsbereich ($E > 2,8$ GeV) dem Modell von Moyer wieder anzunähern und bei diesen sehr hohen Energien ebenfalls mit konstanten Schwächungslängen zu rechnen. Auf dieser Basis wäre eine Erweiterung des Einsatzbereiches von CASL zu einigen TeV möglich, z.B. durch Extrapolationsverfahren, ohne zusätzliches Datenmaterial erzeugen zu müssen.

4 Berechnungsverfahren CASL (Computer Aided Shield Layout)

4.1 Dosisleistungs- und Flußkalkulationen mit CASL

Die Idee eine Dosisleistungs- und Flußkalkulation mit einer Schwächungsgleichung auf der Basis des Moyer-Modells zu praktizieren, die aufbaut auf der Datenbasis von Monte-Carlo und deterministischen Verfahren, wurde 1984 von T.W. Armstrong /Arm 84/ veröffentlicht. Unter dem Namen CASL (Computer Aided Shield Layout) wurde diese Methode vorgestellt. Sie sollte z.B. Anwendung finden bei der Beurteilung der geplanten Spallations-Neutronen-Quelle (SNQ), die im Forschungszentrum Jülich Mitte der 80er Jahre errichtet werden sollte. Nachdem das Projekt nicht realisiert werden konnte, wurde die Ermittlung von Dosisleistungsgrößen in diesem Energiebereich und dieser Problemstellung mit Hilfe des CASL-Verfahrens nicht mehr konsequent verfolgt und nicht programmtechnisch weiterentwickelt.

Die Teilchentransportprogramme auf der Basis der Monte-Carlo Simulation und der deterministischen Verfahren besitzen den Vorteil, die Physik nach „state-of-the-art“ zu repräsentieren. Der Umgang mit diesen Programmen erfordert allerdings viel Erfahrung bei der Umsetzung der technisch-physikalischen Probleme und der Erstellung der programmspezifischen Eingabeparameter. Die erzeugten Daten sind ohne „Aufbereitung“ fast nur von Experten zu interpretieren. Diese Voraussetzungen erfordern ein hohes Maß an Einarbeitung von den Benutzern der o.g. Programme, verbunden mit einem großen Zeitaufwand. Aus diesem Grund wurde versucht, mit CASL ein Anwendungssystem zu entwickeln, das in der Lage ist, in einem technisch relevanten Energiebereich (100 MeV bis 2,8 GeV) Dosisleistungs- und Flußgrößen zu berechnen mit einem Verfahren, das von einem breiteren Personenkreis (Strahlenschutzbeauftragte, Ingenieure etc.) eingesetzt und bedient werden kann.

Selbstverständlich sind auch beim Einsatz von CASL Fachkenntnisse des Strahlenschutzes und der Physik notwendig. Die Handhabung des CASL-Verfahrens ist jedoch wesentlich einfacher strukturiert als bei den o.g. Programmen (HETC, ANISN), und der Output ist wesentlich einfacher zu interpretieren, wobei der Benutzer die „Grenzen“ der Leistungsfähigkeit von CASL („Ray-Tracing“, „Deep-Penetration“ $\Leftrightarrow$ keine Berechnungen im „Nahbereich“ der Quelle) unbedingt bei der Beurteilung der Ergebnisse berücksichtigen muß.

Ausgangspunkt der Berechnungen ist ein beschleunigter Protonenstrahl, der auf ein Targetmaterial trifft und anschließend eine Dosisleistungs- und Flußverteilung verursacht, die durch die erzeugten Neutronen charakterisiert wird. Das CASL-Verfahren wurde ausgelegt für die Berechnung von Dosisleistungs- und Flußwerten bei „Deep-Penetration“ Problemen, wie sie vor allem bei Abschirmungen in der Mittel- und Hochenergiephysik üblich sind.

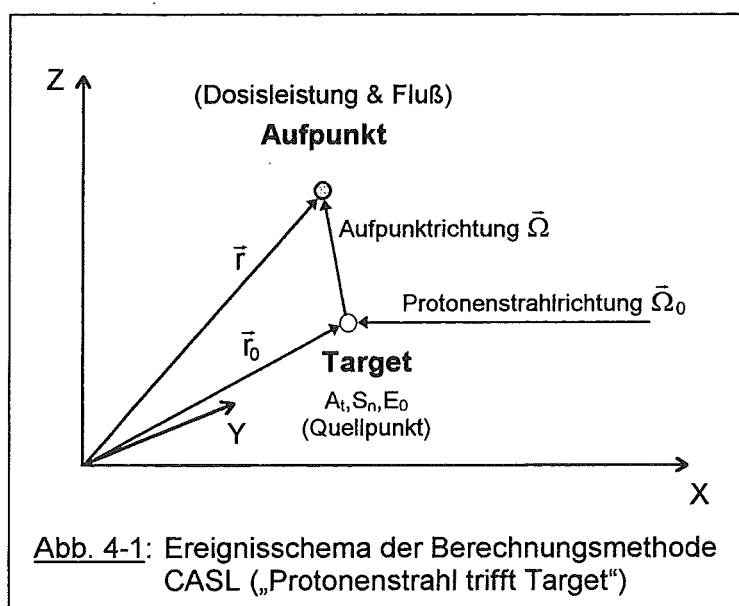
Für die Berechnung eines Strahlenschutz- bzw. Abschirmungsproblems mit CASL sind lediglich Kenntnisse erforderlich über :

- die Geometrie und die Materialzusammensetzung der Abschirmung,
- die Energie, den Teilchenstrom und die Richtung des Protonenstrahls,
- die Materialbeschaffenheit am Quellpunkt (Target) und
- die Aufpunktkoordinaten der zu berechnenden Äquivalentdosisleistungen und der Neutronenflüsse.

Mit Hilfe dieser Eingangsdaten kann das CASL-Verfahren einfach bedient werden. Über die verschiedenen Möglichkeiten der Handhabung des Programms informieren Kap. 4.3 u. 4.4 detailliert.

4.2 Konzeption des CASL-Verfahrens

Die semi-empirische Berechnungsmethode des CASL stützt sich auf die Daten von HETC-Kalkulationen und eindimensionalen ANISN-Neutronentransportrechnungen (s. Kap. 5.1). Die mit diesen Programmen gewonnenen Daten werden dazu verwendet, die Winkelverteilung des Quellflusses (HETC) und die notwendigen Schwächungsparameter (λ , B , $\tilde{D}$) aus den Neutronenflußverteilungen (ANISN) zu berechnen. In welchem Umfang die Daten erzeugt wurden und in welcher Form sie programmtechnisch verarbeitet werden, behandeln die Kapitel 5.1 bzw. 4.3 ausführlich.



Die Dosisleistung und der Neutronenfluß sollen an frei wählbaren Aufpunkten ($\vec{r}$) in einem dreidimensionalen Koordinatensystem berechnet werden. Die Grundlage für die gesamte Berechnung bildet die Annahme, daß ein Protonenstrahl der Richtung $\vec{\Omega}_0$ mit der Energie E_0 (100 MeV bis 3 GeV) am Ort $\vec{r}_0$ auf ein Target der Massenzahl A_t trifft (s. Abb. 4-1). Die im Target stattfindende Reaktion, die als punktförmig angesehen wird, führt im Quellpunkt in Richtung des Aufpunktes $\vec{\Omega}$ zur Produktionsrate $\dot{S}_n$ von hochenergetischen Neutronen, die zusätzlich abhängig ist von der Energie E_0 und der Richtung $\vec{\Omega}_0$ des Protonenstrahls und der Massenzahl A_t des Targets. Da der Aufpunkt vom Benutzer frei wählbar ist im dreidimensionalen Raum, kann diese punktweise Berechnung von Dosisleistung und Fluß im CASL auch dazu verwendet werden, räumliche Ausbreitungen zu kalkulieren (z.B. Liniendetektor, Isodosislinien etc.; s.Kap. 4.4).

Der Einsatzbereich des CASL-Verfahrens wird hauptsächlich von der Protonenenergie und der Materialzusammensetzung der Abschirmung bestimmt.

1. Protoneneinschußenergie (Quellenergie): $E_{\min.} = 100 \text{ MeV}$ bis $E_{\max.} = 3 \text{ GeV}$

2. Materialien der Abschirmung:

Normalbeton, Schwerbeton, Eisen, Gußeisen, Erde, trockener Boden

Für die o.g. Energien und Materialien wurden die notwendigen Daten (ANISN und HETC, s. Kap. 5) ermittelt und in das Programm eingebaut, bzw. als externe Datenbasis angelegt. Bei der Wahl des Abschirmungsmaterials wurden die für Beschleunigeranlagen typischen Materialzusammensetzungen berücksichtigt, die für das Schwächungsverhalten und die Dosisleistungsverteilung ausschlaggebend sind. Die Abschirmungszusammensetzung wurde auch auf sechs Materialien begrenzt, um die umfangreichen Datenmengen zu limitieren. Zusätzlich zu den o.g. Materialien können auch frei wählbare Materialien verwendet werden (insgesamt max. 100 verschiedene), die über ihre Dichte zu definieren sind. Die hierfür erforderlichen Daten werden im CASL aus den verfügbaren Datensätzen durch Interpolation berechnet. Das Targetmaterial kann frei gewählt werden über die Eingabe seiner Massenzahl.

4.2.1 Die Dosisleistungsgleichung

Die wichtigsten Parameter zur Berechnung von Dosisleistungsverteilungen resultieren aus der Beschaffenheit der Quelle (Lage, Energie, Richtungsabhängigkeit), der Art des Abschirmungsmaterials (Dichte, Geometrie) und den zu bestimmenden energie- und tiefenabhängigen Schwächungsparametern der Schwächungsgleichung.

Im Gegensatz zu Moyer, der von einer konstanten Schwächungslänge bei Neutronen über 150 MeV ausgeht (s. Kap. 3.3), wird im CASL mit einer energie- und tiefenabhängigen Schwächungslänge λ gerechnet, die wie bei Moyer selbstverständlich auch von der Art des verwendeten Materials (Abschirmung) abhängig ist. Ebenfalls verändert wurde die Art der Dosisleistungsberechnung, bei der Moyer von einem konstanten Faktor für die Umrechnung von hochenergetischem Neutronenfluß in Äquivalentdosis ausgeht. In dieser Arbeit wird über energieabhängige Neutronenkonversionsfaktoren $[\text{Sv} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}]$ ein Dosisfaktor definiert (s. Gl. 4-7), der

in den Algorithmus eingebaut wurde (s. Gl. 4-1) und den Neutronenfluß [$\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$] in eine Äquivalentdosisleistung [$\text{Sv}\cdot\text{s}^{-1}$ bzw. $\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$] umrechnet.

Unter Berücksichtigung der o.g. Veränderungen wird in Anlehnung an das Moyer-Modell zur Berechnung von Dosisleistungsverteilungen bei Quellenergien über 100 MeV als Berechnungsgrundlage des CASL folgende semi-empirische Schwächungsgleichung verwendet:

$$\dot{D}(\vec{r}) = \frac{\tilde{D}(T) \cdot \dot{S}_n(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_0; E_0, A_t) \cdot B(E_0, t) \cdot \exp\left(-t/\lambda(E_0, t)\right)}{\left|\vec{r} - \vec{r}_0\right|^2}$$

Gl. 4-1 : CASL - Schwächungsgleichung für Dosisleistung /Fil 95/

mit: $\dot{D}(\vec{r})$ = Äquivalentdosisleistung [$\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$] am Aufpunkt $\vec{r}$ in Richtung $\vec{\Omega}$, die verursacht wird durch den einfallenden Protonenstrahl der Energie E_0 und der Richtung $\vec{\Omega}_0$, der am Ort $\vec{r}_0$ auf ein Target mit der Massenzahl A_t trifft (s. Abb. 4-1).

$\tilde{D}(T)$ = Dosisfaktor [$\text{Sv}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{n}^{-1}$], der aus dem Verhältnis von „gewichtetem“ totalem zu hochenergetischem Neutronenfluß in der Tiefe T berechnet wird.

$\dot{S}_n(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_0; E_0, A_t)$ = winkelabhängige Produktionsrate hochenergetischer Neutronen [n/s] in Abhängigkeit der Protoneneinschußenergie E_0 und der Strahlrichtung $\vec{\Omega}_0$, sowie der Richtung des Aufpunktes $\vec{\Omega}$ und der Massenzahl A_t des Targets.

$B(E_0, t)$ = „Buildup“-Faktor in Abhängigkeit der Protonenenergie E_0 und der durchdrungenen Abschirmungstiefe t .

$\lambda(E_0, t)$ = Schwächungslänge [cm] in Abhängigkeit der Protonenenergie E_0 und der durchdrungenen Abschirmungstiefe t [cm].

Die Dosisleistungskalkulation (s. Gl. 4-1) basiert auf der Schwächung des hochenergetischen Neutronenflusses ϕ_h ($E \geq 100$ MeV) (im Folgenden „schneller Fluß“¹⁵ genannt), der aus dem Quellpunkt gespeist wird. Der aus dem Quellpunkt austretende schnelle Fluß hängt ab von der Winkelverteilung in der Quelle ($\dot{S}_n$) und von der Primärteilchenzahl¹⁶. Das Schwächungsverhalten (s. Gl. 4-2) beim Transport

¹⁵ In der Hoch- und Mittelenergiephysik ist der „schnelle Fluß“ ein gängiger Begriff, der bei genauer Betrachtung nicht vollständig mit der DIN 6802, Teil 1 (s. /DIN 91/) übereinstimmt, da dort die schnellen Neutronen klassifiziert werden im Energiebereich von $10 \text{ keV} < E \leq 20 \text{ MeV}$.

¹⁶ Die Primärteilchenzahl des eintreffenden Strahls wird im Programm über den Strom [mA] definiert (s. Gl. 4-6).

von der Quelle zum Aufpunkt wird charakterisiert durch den Verlauf des schnellen Flusses.

$$\phi_h(t) = \frac{B(E_0, t) \cdot \exp(-t/\lambda(E_0, t))}{|r - r_0|^2}$$

Gl. 4-2 : Schwächungsverhalten des hochenergetischen („schnellen“) Neutronenflusses ϕ_h ($E \geq 100$ MeV) bezogen auf ein Quellneutron

Die mit ANISN intervallweise berechneten schnellen Flüsse (normiert auf ein Quellneutron) werden auszugsweise in Abb. 4-2 dargestellt am Beispiel von Eisen und Erde mit Quellenergien von 0.1-0.2 GeV, 0.3-0.4 GeV, 1.0-1.2 GeV und 2.5-2.8 GeV. Die Absolutwerte der Grafik beziehen sich auf ein Quellneutron der o.g. Energiegruppe und stellen die Schwächung des Neutrons dar (vergl. Kap. 5.1.1) in Abhängigkeit von der Materialtiefe. Da die ANISN-Flußwerte in Intervallbreiten von je 10 cm Abschirmungsmaterial berechnet wurden, stellen die Grafiken der Flußverläufe in Abb. 4-2 und Abb. 4-3 die interpolierten Funktionen der ANISN-Neutronenflußdaten dar.

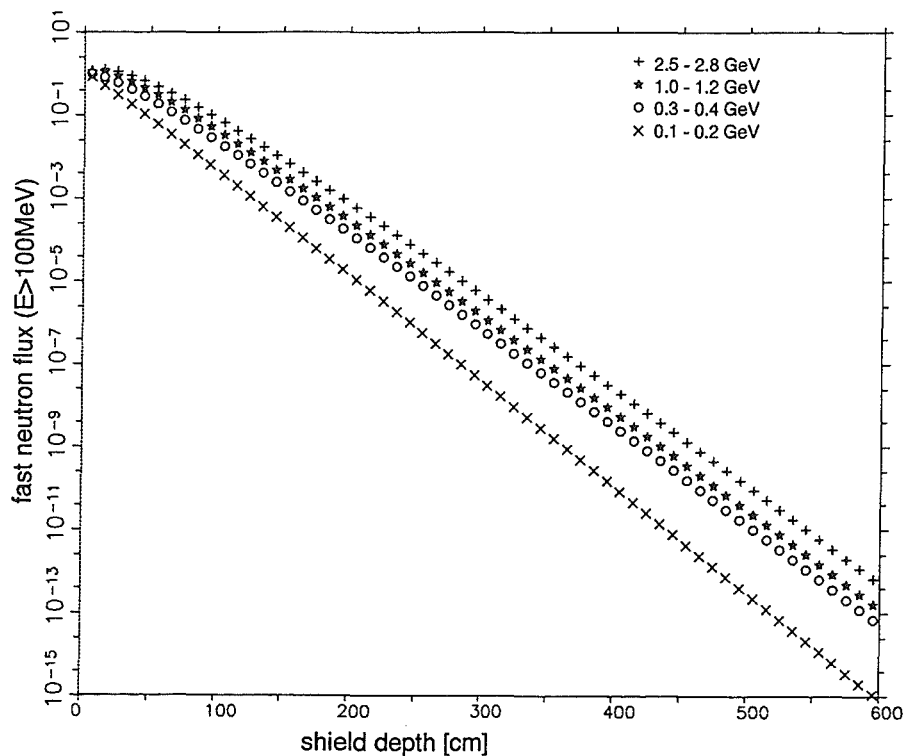


Abb. 4-2: Schwächung des hochenergetischen Neutronenflusses ϕ_h [$\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$] in Eisen für verschiedene Quellenergien bezogen auf ein Quellneutron

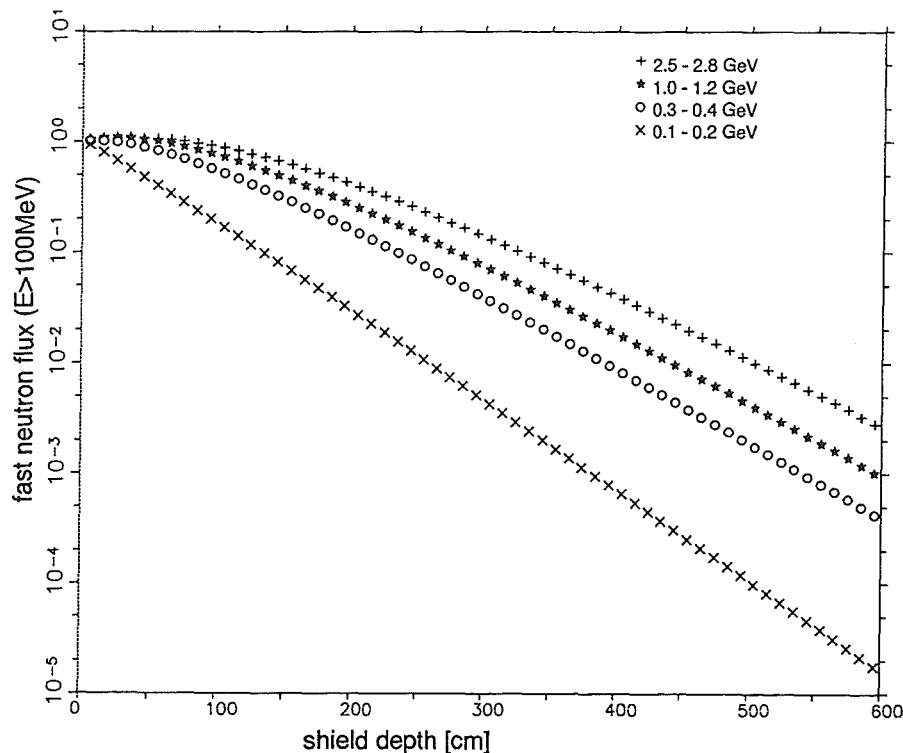


Abb. 4-3 : Schwächung des hochenergetischen Neutronenflusses ϕ_h [$\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$] in Erde für verschiedene Quellenergien bezogen auf ein Quellneutron

Aus den Flußverteilungen wird deutlich, daß sich die Schwächung des schnellen Flusses nach einem kurzen anfänglichen Anstieg mit zunehmender Abschirmungstiefe einer stetigen Exponentialfunktion angleicht, die monoton fallend ist. Über dieses Schwächungsverhalten können die Schwächungsparameter λ und B berechnet werden (s. Gl. 4-3 u. Gl. 4-4).

Ein großer Dosisanteil wird verursacht von Neutronen im Energiebereich kleiner 100 MeV, so daß eine Diskrepanz besteht zwischen den o.g. „Transportmechanismen“ und der Dosisdeposition. Dieser Sachverhalt wird berücksichtigt durch den Dosisfaktor $\tilde{D}(T)$. Zur Ermittlung dieses Parameters wurde zusätzlich zum schnellen Fluß auch der totale Neutronenfluß (im Folgenden „totaler Fluß“ genannt) über alle Energien (10^{-10} MeV bis 2,8 GeV) mit ANISN berechnet (s. Kap. 5.2). Der Dosisfaktor setzt den totalen Fluß ins Verhältnis zum schnellen Fluß, um den Anteil des dosisrelevanten Neutronenspektrums unter 100 MeV zu berücksichtigen. Zusätzlich wird der totale Fluß mit energieabhängigen Dosis-Konversionsfaktoren „gewichtet“, so daß direkt aus der Flußverteilung eine Dosisleistung berechnet werden

kann. Der Dosisfaktor berücksichtigt den Anteil niederenergetischer Neutronen, die beim Transportverhalten in großen Abschirmungen kaum eine Rolle spielen, und gleichzeitig „wichtet“ er die berechneten Neutronenflüsse energieabhängig zu einer Dosisleistung (s. Gl. 4-1 und Gl. 4-7).

Neben der Schwächung und der Dosisverteilung wird auch die Winkelabhängigkeit der Quellverteilung kalkuliert. Über die Produktionsrate $\dot{S}_n$ wird in Abhängigkeit von der Protoneneinschussenergie E_0 , der Strahlrichtung $\vec{\Omega}_0$, der Richtung des Aufpunktes $\vec{\Omega}$ und der Massenzahl A_t des Targets (Abschirmung) die winkelabhängige Produktionsrate hochenergetischer Neutronen im Quellpunkt berechnet.

4.2.2 Die Parameter der Dosisleistungsberechnung

Das CASL-Verfahren berechnet die Äquivalentdosisleistung und den hochenergetischen Neutronenfluß ($E \geq 100$ MeV) an frei zu wählenden Aufpunkten. Die hierfür notwendigen Parameter (s. Gl. 4-2) sind:

- die Schwächungslänge λ [cm]
- die Neutronenproduktionsrate $\dot{S}_n$ [$n \cdot s^{-1}$]
- der „Buildup“-Faktor [dimensionlos]
- der Dosisfaktor $\tilde{D}$ [$Sv \cdot cm^2 \cdot n^{-1}$]

Diese vier Parameter müssen direkt im CASL berechnet und/oder als externe Datenbasis zur Verfügung gestellt werden. Im Folgenden werden deren Berechnungsmethoden erläutert, bei denen beachtet werden muß, daß es sich um intervallweise Entwicklungen von Parametern handelt.

Die Schwächungslänge

Die Schwächungslänge λ definiert die Dicke eines Materials bei deren Durchdringung der Neutronenfluß einer bestimmten Energie materialabhängig geschwächt wird um den Faktor e^{-1} . Sie wächst mit zunehmender Neutronenenergie und nähert sich bei höheren Energien und zunehmender Abschirmungstiefe einem konstanten Wert an. Diese Entwicklung zu einem konstanten Wert bei hohen Energien ist unbestritten, jedoch ist der genaue Energiebereich noch nicht abgesichert. Desweiteren ist λ sehr stark materialabhängig.

Die Varianz des wichtigsten Parameters der Dosisleistungsgleichung, genau in dem für das CASL-Verfahren signifikanten Energiebereich (100 MeV bis 2,8 GeV), hat dazu geführt, daß die Schwächungslängen für jedes Abschirmungsmaterial (6 m) und jeden Energiebereich intervallweise ($\Delta t = 10$ cm) bestimmt wurden, um diesen exponentiell in die Dosisleistungsgleichung eingehenden Parameter präziser definieren zu können.

Bei Abschirmungstiefen über 6 m verwendet das CASL-Verfahren für die Parameter λ , B und $\tilde{D}$ die Werte der maximalen „Entwicklungstiefe“, da sich die Schwächungslänge und der Dosisfaktor mit zunehmender Abschirmungstiefe einem konstanten Wert annähern (vergl. Kap. 9.1).

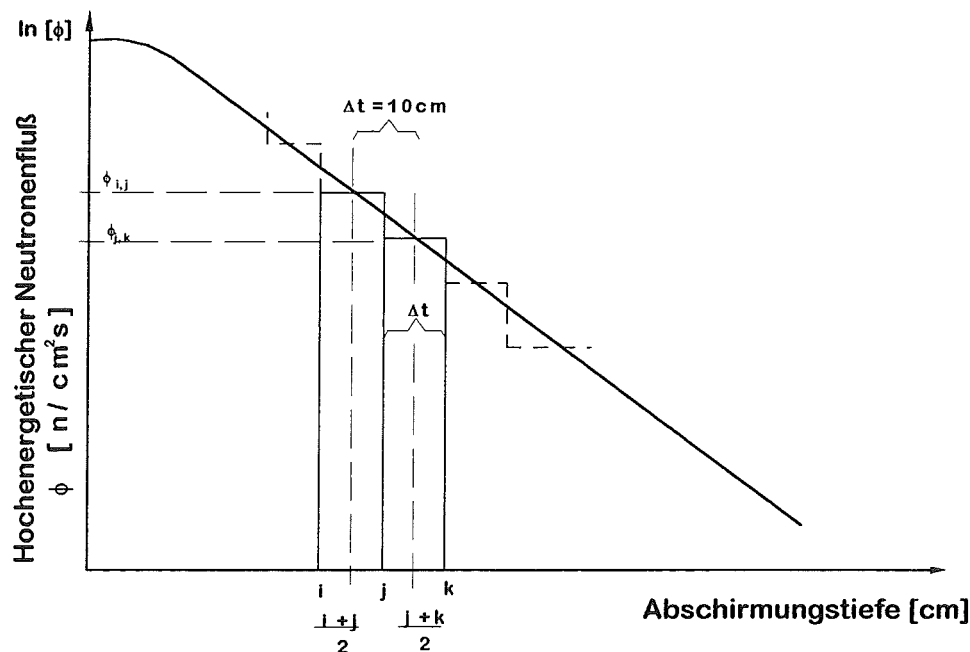


Abb. 4-4: Indizieren des betrachteten Intervalls $[i,j]$ und $[j,k]$

Der Verlauf des schnellen Flusses stellt sich aus den ANISN-Daten als Treppenfunktion dar, an deren willkürlich gewählten Intervallen $[i,j]$ und $[j,k]$ (s. Abb. 4-4) die Berechnung der Schwächungslänge erläutert wird. Die Funktionswerte $\phi_{[i,j]}$ und $\phi_{[j,k]}$ (schnelle Flüsse) sind über der jeweiligen Intervallbreite konstant. Über die „Entwicklungstiefe der Parameter“ von insgesamt 6 m Abschirmungsmaterial wer-

den mit $\Delta t = 10$ cm identische Intervallbreiten definiert. Ausnahmen bilden bei der Intervallbreite nur die Quellintervalle von 1 cm und 9 cm Länge.

Von diesen Voraussetzungen ausgehend, werden die Funktionswerte den jeweiligen Intervallmitten $(i+j)/2$ und $(j+k)/2$ zugeordnet. Die materialabhängige Schwächung, bezogen auf die Distanz zwischen den Intervallmitten, entspricht sowohl dem Verhältnis der Flußwerte ($\phi_{[j,k]} / \phi_{[i,j]}$) als auch der exponentiellen Schwächungsfunktion ($e^{-(\lambda x)}$). Im betrachteten Intervall bezieht sich die Schwächungsfunktion gem. Gl. 4-3 auf die Intervallbreite $[(i+j)/2, (j+k)/2] \triangleq \Delta t$ (10 cm). Werden diese beiden Bedingungen gleichgesetzt, ergibt sich aus diesem Zusammenhang die Gl. 4-3. Der „Buildup“-Faktor ist über dem betrachteten Intervall konstant und wird bei der Kalkulation von λ nicht berücksichtigt.

$$\exp \left[\frac{- \left(\left(\frac{i+j}{2} \right) - \left(\frac{j+k}{2} \right) \right)}{\lambda \left[\left(\frac{i+j}{2} \right) - \left(\frac{j+k}{2} \right) \right]} \right] = \frac{\phi_{j,k}}{\phi_{i,j}} \quad \text{Gl. 4-3 : Konstantes } \lambda \text{ im Intervall } [(i+j)/2; (j+k)/2]$$

Die Werte des schnellen Flusses ($\phi_{[j,k]}$ bzw. $\phi_{[i,j]}$) können den ANISN Kalkulationen entnommen werden, wobei die Intervallbreite dieser Berechnungen ebenfalls auf Δt festgelegt wurde. Wird die Intervallbreite $[(i+j)/2, (j+k)/2]$ durch Δt ersetzt, die Gleichung logarithmiert und nach λ aufgelöst, so ergibt sich die Gleichung 4-4 für die intervallweise Berechnung von λ . Der berechnete λ -Wert wird dem Intervall $[i;j]$ zugeordnet. Über eine Interpolationsroutine der berechneten Schwächungslängen im CASL wird es ermöglicht, auch „Zwischenwerte“ von Abschirmungstiefen zu bestimmen, so daß die Treppenfunktion der Schwächungslängen zu einer stetigen Funktion „geglättet“ wird.

$$\lambda_{[i;j]} = \frac{\Delta t}{\ln(\phi_{[i;j]}) - \ln(\phi_{[j;k]})}$$

Gl. 4-4 : Intervallweise Berechnung der Schwächungslänge λ

mit: $\lambda_{[i;j]}$ = Schwächungslänge im Intervall $[i;j]$; Δt = Intervallbreite (10 cm)
 $\phi_{[i;j]}$, $\phi_{[j;k]}$ = hochenergetischer („schneller“) Neutronenfluß in den Intervallen $[i;j]$ und $[j;k]$

Durch diese Berechnungsvorschrift wird jedem Intervall eine konstante Schwächungslänge zugeordnet, die es ermöglicht, auch den „Buildup“-Faktor zu berechnen.

Der „Buildup“-Faktor

Mit Hilfe der berechneten Schwächungslängen konnte der „Buildup“-Faktor errechnet werden, der einen tiefen- und energieabhängigen Korrekturfaktor darstellt, der nicht dem physikalischen Begriff des Buildup entspricht und deshalb mit Anführungsstrichen versehen wird. Er dient der Korrektur der anfänglichen geringen Überhöhung des schnellen Flusses in Quellnähe, der bei Materialien höherer Dichte stärker ausgeprägt ist. Im totalen Fluß, dessen Anteile bei der Schwächungsberechnung vernachlässigt werden, da sie nicht relevant sind für die Transportmechanismen, wird diese „Aufbaureaktion“ wesentlich deutlicher. In Abbildung 4-5 wird der Unterschied zwischen schnellem und totalem Fluß in bezug auf die anfängliche „Aufbaureaktion“ veranschaulicht. Dabei wird gut sichtbar, daß bei der Berechnung mit zunehmender Abschirmungstiefe diese „Erhöhung“ des Neutronenflusses im Quellbereich einer Korrektur bedarf, die ansonsten über die ausschließliche Schwächungsberechnung in größeren Materialtiefen nicht berücksichtigt würde. Zu diesem Zweck wird der „Buildup“-Faktor verwendet (vergl. Kap. 3.2).

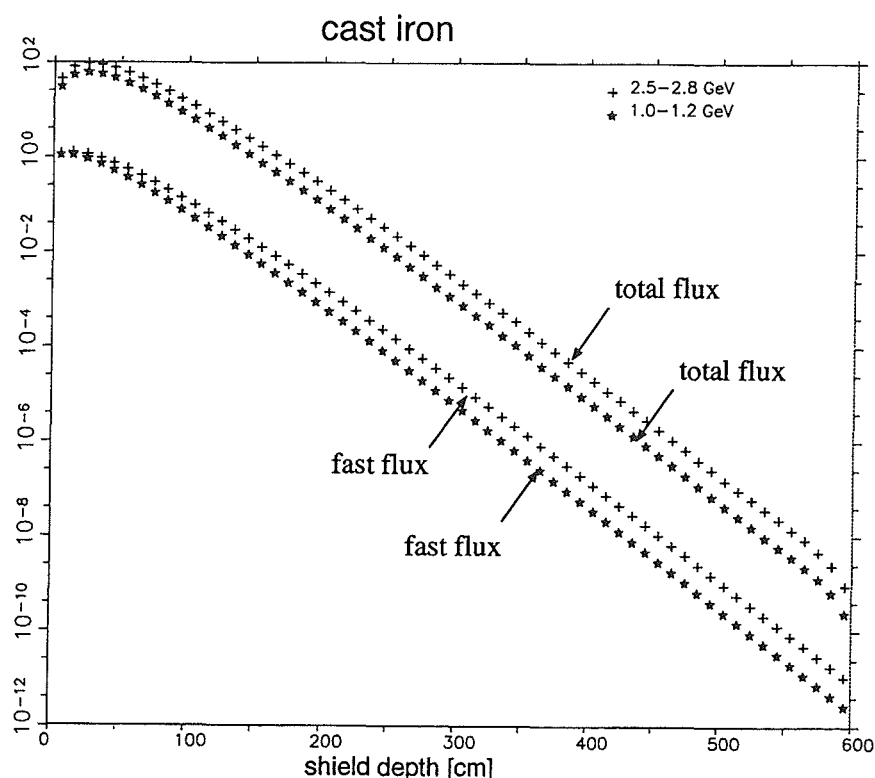


Abb. 4-5: Totaler und schneller Fluß [$\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ pro Quellneutron] aufgetragen über der Abschirmungstiefe am Beispiel von Gußeisen

Auch der „Buildup“-Faktor wird intervallweise berechnet. Dabei wird die Definition des schnellen Flusses zu Grunde gelegt. Für das betrachtete Intervall $[i;j]$ gilt für den tiefenabhängigen schnellen Fluß (vergl. Gl. 4-2) unter Berücksichtigung der materialabhängigen Schwächung folgende Definition:

$$\phi_{[i,j]} = B_{[i,j]} \cdot \exp \left[-t \left[\frac{i+j}{2} \right] / \lambda_{[i,j]} \right]$$

Gl. 4-5: Schwächung des schnellen Flusses im Intervall $[i;j]$
bezogen auf ein Quellneutron

Aus dieser Gleichung für das Intervall $[i;j]$ mit konstanter Schwächungslänge $\lambda_{[i,j]}$ berechnet sich der im Intervall $[i;j]$ ebenfalls konstante „Buildup“-Faktor $B_{[i,j]}$ mit der Abschirmungstiefe entsprechend Gl. 4-6 und ordnet diesen Wert der Intervallmitte des Intervalls $[i,j]$ in der Materialtiefe $t=(i+j)/2$ zu.

$$B_{[i,j]} = \frac{\phi_{[i,j]}}{\exp \left(-t \left[\frac{i+j}{2} \right] / \lambda_{[i,j]} \right)}$$

Gl. 4-6 : Intervallweise Berechnung des „Buildup“-Faktors im Intervall $[i;j]$

mit: $t [(i+j)/2]$ = Abschirmungstiefe ; $\phi_{[i,j]}$ = Hochenergetischer Neutronenfluß im Intervall $[i,j]$

Mit dieser Vorschrift bezüglich der Generierung von λ und B wird für jedes Intervall eine Schwächungsfunktion erstellt, deren Konstanten nur für den Bereich dieses einzelnen Intervalls definiert sind.

Der Dosisfaktor

Mit Hilfe des tiefenabhängigen Dosisfaktors $\tilde{D}(T)$ sollen zwei Sachverhalte in der Berechnung berücksichtigt und umgesetzt werden:

1. Das Verhältnis von totalem Neutronenfluß (10^{-10} MeV - 2,8 GeV) zu schnellem Neutronenfluß (100 MeV - 2,8 GeV) wird in Abhängigkeit von der Materialtiefe bestimmt. Über diese Relation soll der Dosisfaktor die spektrale Zusammensetzung (Energieverteilung) der geschwächten Neutronen in der entsprechenden Abschirmungstiefe berücksichtigen und auf diese Weise bei der Dosisleistungsberechnung den Anteil der dosisrelevanten Neutronen unter 100 MeV entspre-

chend bewerten. Diese Bewertung führt dazu, daß der Anteil der Neutronen unter 100 MeV an der gesamten Dosis berücksichtigt wird, um die Unterschätzung der Dosisleistung zu vermeiden, die aus der Berechnung der Dosisleistung ausschließlich aus dem schnellen Neutronenfluß resultieren würde. Der Dosisfaktor hängt dann vom Niederenergie-Neutronenspektrum ab, welches sich bei unterschiedlichen Materialzusammensetzungen und -tiefen verschieden stark verändern kann.

2. Die energie- und materialabhängigen Konversionsfaktoren $K(E)$ werden gemäß Gl. 4-7 mit dem totalen Neutronenfluß multipliziert, der dadurch zu einer Dosisleistung „gewichtet“ wird. In Kap. 5.2 wird auf die Herkunft und die Verarbeitung der Konversionsfaktoren näher eingegangen.

Der Dosisfaktor $\tilde{D}(T)$ wird tiefenabhängig für jedes Material berechnet. Da es sich auch bei diesem Parameter um eine intervallweise Entwicklung handelt, wird auch hier wieder Bezug genommen auf das Intervall $[i;j]$:

$$\tilde{D}(T_{[i;j]}) = \frac{\int_{10^{-10} \text{ MeV}}^{2,8 \text{ GeV}} K(E) \cdot \phi_{[i;j]}(E) dE}{\int_{100 \text{ MeV}}^{2,8 \text{ GeV}} \phi_{[i;j]}(E) dE}$$

Gl. 4-7 : Berechnung des Dosisfaktors $\tilde{D}(T_{[i;j]})$ für das Intervall $[i;j]$

Der Dosisfaktor $\tilde{D}(T)$ wird wie die Schwächungslänge λ und der „Buildup“-Faktor B bei jedem Programmdurchlauf aus den Neutronenfluß-Daten (ANISN) neu berechnet, die in einer externen Datenbasis zur Verfügung gestellt werden.

Die Neutronenproduktionsrate

Beim Beschuß des Targets (s. Abb. 4-1) wird die Neutronenproduktionsrate in Abhängigkeit vom Targetmaterial, der Einschußenergie und dem Winkel zum Aufpunkt bestimmt. Zu diesem Zweck wird im Quellpunkt der winkel- und energieabhängige Neutronenproduktionsertrag (yield) pro eingeschossenem Proton und nicht elastischer Streuung (s. Gl. 3-2) berechnet und mit der Teilchenzahl, die sich über den Teilchenstrom definiert (s. Gl. 4-9), die Neutronenproduktion in Aufpunkt-richtung ermittelt (s. Gl. 4-8).

Wie schon in Kap. 3.1.1 erläutert, handelt es sich bei diesen HETC-Kalkulationen um Dünn-Target Rechnungen, die bei großvolumigen Quellen nicht die Ausbreitung der Kaskade nach INCE beschreiben. Außerdem müßte bei Dick-Target Rechnungen wieder eine Kopplung zwischen statistischen Rechenverfahren (HETC) und deterministischen Verfahren (ANISN) hergestellt werden, was kontraproduktiv auf die Zielsetzung der anwendungsorientierten Gestaltung von CASL wirken würde (vergl. Kap. 3.1.3).

Der Quellterm $\overset{\circ}{S}_n$ der Dosisleistungsgleichung (s. Gl. 4-1) basiert auf HETC Dünn-Target Rechnungen. Da die zu berechnenden Abschirmungen im CASL großvolumige Targets darstellen, werden die Dünn-Target Daten im CASL mit Hilfe des Faktors n^* auf Dick-Target Produktionsraten umgerechnet. Über den Faktor n^* soll die Anzahl von hochenergetischen Stößen abgeschätzt werden, die im Dick-Target produziert werden.

In der Vergangenheit wurde die Näherung $n^* \simeq 2 E_0$ verwendet bei Massenzahlen $A_t \cong \text{Fe}$ und Quellenergien $E_0 \geq 1 \text{ GeV}$, wobei mit E_0 in GeV zu rechnen ist. Dieses Näherungsverfahren kommt auch im CASL zum Einsatz. Untersuchungen zu dieser Abschätzung haben gezeigt, daß die Annahme im CASL, die Dünn-Target-Quelle (aus den HETC-Daten) mit n^* auf Dick-Target zu skalieren, eine konservative Abschätzung ist, die auf keinen Fall die entsprechende Neutronenproduktion unterschätzt. Aus der Abschätzung der Dick-Target Anteile mit Hilfe von n^* folgt die im CASL verwendete Berechnungsmethode des Quellterms aus den Dünn-Target Rechnungen gemäß Gl. 4-8.

$$\overset{\circ}{S}_n(\bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}_0; E_0, A_t) = \bar{I} \cdot C \cdot n^*(E_0) \cdot \frac{dN}{d\Omega}(\bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega}_0; E_0, A_t)$$

Gl. 4-8 : Neutronenproduktionsrate der empirischen Dick-Target Abschätzung aus HETC Dünn-Target Ergebnissen über den Faktor n^*

Mit dem durchschnittlichen Beam-Strom $\bar{I}$ [mA], dem Umrechnungsfaktor für die Primärteilchenzahlen C [$6.25 \cdot 10^{15}$ Protonen/s pro Einheit Beam-Strom] und den Dünn-Target Ergebnissen der HETC-Berechnungen $dN/d\Omega$, die den Neutronenertrag pro nicht-elastischer Streuung pro Steradian für Energien über 100 MeV wiedergeben, wird der gesuchte Quellstrom von Neutronen [n/s] in Aufpunkttrichtung gemäß Gl. 4-8 bestimmt.

Der errechnete hochenergetische Neutronenfluß wird vom Quellpunkt in unmittelbarer Richtung zum Aufpunkt geschwächt. Diese direkte Berechnungsmethode wird „Ray-Tracing“ genannt und hat den Vorteil von sehr geringen Rechenzeiten. Die Schwächung dieses Teilchenflusses in Aufpunktrichtung wird über die Gleichung 4-1 bestimmt. Die Konversion des schnellen Flusses (Neutronen über 100 MeV) in Äquivalentdosen wird dabei mit Hilfe des Dosisfaktors (s. Gl. 4-7) berechnet.

Der Nachteil des „Ray-Tracing“ Verfahrens liegt in der unbeachteten „Historie“ der einzelnen Teilchen. Im Gegensatz zu HETC-Rechnungen wird die Entwicklung, oder besser gesagt die Lebensgeschichte, des einzelnen Teilchens nicht beachtet, sondern eine lineare Schwächung berechnet, bei der keine Rücksicht genommen wird auf Reaktionen der näheren Umgebung. Dieser Sachverhalt kann dazu führen, daß Sprünge auftreten können an geometrischen Kanten oder versetzten Materialübergängen, bei denen in der Realität weichere Übergänge stattfinden würden, als sie beim CASL errechnet werden.

4.3 Handhabung des Programms

4.3.1 Input-Parameter

Alle notwendigen Parameter bei der Benutzung des Programms CASL werden in Form eines „Jobs“ eingegeben. Diese Art der Handhabung resultiert aus der Bearbeitung des Programms über einen Großrechner (IBM ES 9000-620) des ZAM (Zentralinstitut für Angewandte Mathematik) im Forschungszentrum-Jülich.

Im Falle des CASL wurde der Quellcode unter der Benutzernummer des Autors gespeichert. Beim Aufruf des Programms über einen „Job“ werden die zugehörigen Job-Parameter automatisch eingelesen. In der Tab. 4-1 werden die Parameter, die in einem Job enthalten sind, mit ihren Einheiten aufgelistet.

Es ist beabsichtigt, die Eingabe in Zukunft auch interaktiv zu gestalten und das Programm auf Workstations laufen zu lassen. Auf eine detaillierte Darstellung des Job-Aufbaus wird verzichtet, da die verwendeten Befehle aus der KFA spezifischen Job Control Language (JCL) stammen und bei einer interaktiven- oder Workstation-Version entfallen würden.

Die folgende Tabelle soll eine Übersicht geben über die geringe Anzahl von Daten und die minimalen Anforderungen, die an den Benutzer gestellt werden beim Aufsetzen einer CASL-Rechnung. In der Tabelle werden neben den Berechnungsmöglichkeiten die notwendigen Eingabedaten aufgeführt, die vom Benutzer definiert werden müssen.

Die einzige Eingabe, die dem ungeübten Benutzer Probleme bereiten könnte, ist die Beschreibung der Abschirmungsgeometrie, die über eine separate Datei eingelesen wird.

Voraussetzung für sämtliche Berechnungen ist die Vorgabe der Abschirmungsgeometrie, die sich auf die Combinatorial Geometry (CG) stützt und entweder in der Form einer Datei eingelesen werden kann oder in dem zu erstellenden Job mit den Formalismen der CG zu definieren ist.

Input-Parameter des CASL	
Nr. = optionale Auswahl und $\Rightarrow$ die notwendigen Eingaben für die gewählte(n) Anwendung(en)	
Geometrie der Abschirmung (CG-Grafik)	• CG-Datei einlesen, die vor dem Programmlauf separat bearbeitet und getestet werden kann $\Rightarrow$ Dateiname in Job • CG-Definitionen direkt $\Rightarrow$ Geometrie Beschreibung im Job
Quelle	$\Rightarrow$ Kartesische Koordinaten (x,y,z) des Quellpunktes [cm] $\Rightarrow$ Richtungscosinus des Protonenstrahls [dimensionslos] $\Rightarrow$ Strom des Protonenstrahls [mA] $\Rightarrow$ Energie der eingeschossenen Protonen [MeV] $\Rightarrow$ Massenzahl des Targets [dimensionslos]
(Nr. 1 - 4) Berechnung von Äquivalent- dosisleistung und hochenergetischem Neutronenfluß ($E \geq 100$ MeV) über:	1. <u>Einzelne Aufpunkte</u> : $\Rightarrow$ Kartesische Koordinaten (x,y,z) [cm] 2. <u>Liniendetektoren</u> : $\Rightarrow$ Ausgangspunkt der Detektionslinie (x,y,z) [cm] $\Rightarrow$ Richtungscosinus des Detektors [dimensionslos] $\Rightarrow$ Länge des Detektors [cm] 3. <u>Isodosislينين</u> : $\Rightarrow$ Mittelpunkt des 2D-Schnittes/Bildes durch die 3D-Geometrie (x,y,z) [cm] $\Rightarrow$ Richtungscosinus Nr. 1 des 2D-Schnittes [dimensionslos] $\Rightarrow$ Länge des 2D-Schnittes in Richtung Nr. 1 [cm] $\Rightarrow$ Richtungscosinus Nr. 2 des 2D-Schnittes [dimensionslos] $\Rightarrow$ Länge des 2D-Schnittes in Richtung Nr. 2 [cm] $\Rightarrow$ Dosisleistungskriterium der zu zeichnenden Linie(n) [mSv/h] 4. <u>Aufpunkte in Form eines kugelförmiges Maschen-Gitters</u> : $\Rightarrow$ Winkel Psi (Psi min., Psi max., Δ Psi) [deg] $\Rightarrow$ Winkel Theta (Theta min., Theta max., Δ Theta) [deg] $\Rightarrow$ Distanzen zum Nullpunkt (Pol)
(Nr. 5 -6) Berechnung von Distanzen bzw. Äquivalent- dosisleistungen	5. <u>Distanzberechnung über Richtungsvektoren bezüglich eines frei wählbaren Dosisleistungskriteriums</u> : $\Rightarrow$ Winkel Psi (Psi min., Psi max., Δ Psi) [deg] $\Rightarrow$ Winkel Theta (Theta min., Theta max., Δ Theta) [deg] $\Rightarrow$ Dosisleistungskriterium der zu berechnenden Distanz [mSv/h] 6. <u>Dosisleistungsberechnung über Richtungsvektoren bezüglich der Oberfläche der Abschirmung</u> : $\Rightarrow$ Winkel Psi (Psi min., Psi max., Δ Psi) [deg] $\Rightarrow$ Winkel Theta (Theta min., Theta max., Δ Theta) [deg]

Tab. 4-1: Die Input-Parameter des Programms CASL

Die „CG“-Geometrie beschreibt komplexe dreidimensionale Konfigurationen mit Hilfe der Boole'schen Algebra (Vereinigungsmenge, Differenzmenge und Schnittmenge) aus einfachen geometrischen Primitiven (geometrischen Körpern wie Kugel, Zylinder, Quader usw.). Diese Darstellung unterteilt den Kartesischen Raum in Regionen oder Zonen (s. /Fil 92/ Kap. 2.3).

Der eindeutige Vorteil einer separaten Geometrie-Datei liegt in der Möglichkeit, bei komplexen Geometrien die Funktion des Geometrie-Inputs separat testen und evtl. ändern zu können, ohne darauf angewiesen zu sein, den Job bei jedem Geometrie-Test starten zu müssen und auf Fehlersuche zu gehen.

Desweiteren muß für die Kalkulation die Quelle definiert werden in bezug auf ihre Ortskoordinaten (x,y,z), die Strahlrichtung (Richtungscosinus), die Protonenenergie (MeV), die Art des Targets (Massenzahl) und den Protonenstrom (Milliampere). Der Quellstrom definiert sich über die Anzahl der pro Zeiteinheit fließenden Protonen und ist über Gl. 4-9 zu berechnen.

$$\text{Strom [A]} = \text{Elementarladung [A}\cdot\text{s/p]} \cdot \text{Teilchenzahl [p/s]}$$

Gl. 4-9: Berechnung des Quellstroms (Elementarladung = $1,6 \cdot 10^{-19}$ [As])

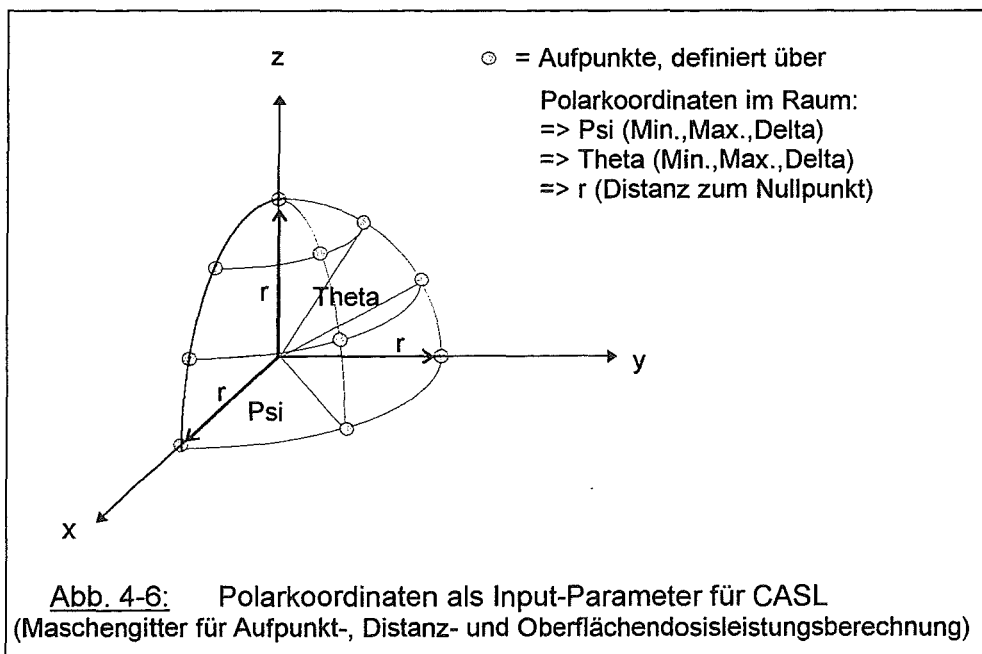
Würde z.B. mit der max. Teilchenzahl von COSY im Rahmen des Genehmigungsverfahrens (10^9 Protonen/s) gerechnet, so müßte im Input ein Quellstrom von 0,16 nA eingegeben werden. Da die Anzahl der Primärteilchen direkt proportional ist zum hochenergetischen Neutronenfluß und der daraus resultierenden Dosisleistung (s. Gl. 4-1), wird der immense Einfluß des Quellstroms auf die Ergebnisse deutlich.

Das Bezugssystem für alle Eingaben von Koordinaten ist das kartesische Koordinatensystem der Abschirmungsgeometrie. Die Funktionen der in Tab. 4-1 (Nr. 4-6) aufgeführten Polarwinkel Psi ($\text{Psi}_{\text{max}} = 360^\circ \text{ deg}$) und Theta ($\text{Theta}_{\text{max}} = 180^\circ \text{ deg}$) werden in Abb. 4-6 an folgendem Beispiel verdeutlicht:

- Psi = Minimum 0° , Maximum 90° , $\Delta\text{Psi } 45^\circ$
- Theta = Minimum 0° , Maximum 90° , $\Delta\text{Theta } 30^\circ$
- Distanz = Distanz zum Pol (Pol $\stackrel{\text{def}}{=}$ Geometrie-Nullpunkt)

Bei diesen Polarkoordinaten im Raum bildet der Nullpunkt des kartesischen Koordinatensystems den Pol, die Polarebene liegt in der x,y-Ebene, die x-Achse stellt die Polarachse dar, und über die wird der Abstand zum Pol (Nullpunkt) festgelegt.

Der Winkel Psi ist definiert von 0° - 360° deg bezüglich der Polarachse (x-Achse) und der Winkel Theta bezieht sich auf die z-Achse und kann von 0° - 180° deg festgelegt werden. Die Schrittweiten der Winkelintervalle zwischen den maximalen und minimalen Werten der Polarwinkel müssen ebenfalls eingegeben werden, um die „Dichte“ des gewünschten Maschengitters festzulegen. Da mehrere Distanzen zum Pol eingegeben werden können, ist es möglich, Punkte auf der Oberfläche von konzentrischen Kugeln oder Kugelausschnitten zu erzeugen und zu berechnen.



CASL erlaubt mit Hilfe dieses Maschengitters auch die Berechnung von Distanzen zum Nullpunkt bezüglich eines vorgegebenen Dosisleistungskriteriums (s. Tab. 4-1, Nr. 5). Es errechnet entlang dem Richtungsvektor des Aufpunktes die Dosisleistung bis der vorgegebene Dosisleistungswert erreicht wird und gibt anschließend die entsprechende Distanz bezüglich dieser gewünschten Richtung aus.

4.3.2 Output-Variationen

In den folgenden drei Unterkapiteln werden die Ergebnisse der in Tabelle 4-1 aufgeführten sechs Berechnungsmöglichkeiten an Beispielen dargestellt und erläutert. Um die Darstellung der Ergebnisse möglichst übersichtlich zu gestalten und zugleich Vergleichsmöglichkeiten zwischen den einzelnen Rechnungen durch geringfügige Variation von Eingabeparametern (z.B. Quellenergie) zu bieten, werden für die zu berechnenden Demos folgende Bedingungen festgelegt:

1. Geometrie: a) Drei konzentrische Kugeln mit den Radien:
 $r_1 = 1.5 \text{ m}$ (Eisen), $r_2 = 4 \text{ m}$ (Normalbeton) und $r_3 = 10 \text{ m}$ (Erde).
 b) Drei Quader gleichen Ursprungs mit den Kantenlängen:
 $l_1 = 3 \text{ m}$ (Eisen), $l_2 = 8 \text{ m}$ (Normalbeton) und $l_3 = 20 \text{ m}$ (Erde).
2. Material: Der kleinste Körper besteht aus reinem Eisen, die zweite Schicht aus Normalbeton und die letzte, äußerste Schicht, beinhaltet Erde. Diese beiden Materialien stellen die „klassischen“ Abschirmungsmaterialien beim Bau von Beschleunigern dar.
3. Quellenergie: 250 MeV , 1000 MeV , 2500 MeV ; Die Quelle befindet sich bei allen Berechnungen im geometrischen Mittelpunkt.
4. Target: Das Targetmaterial besteht aus reinem Eisen (Massenzahl = 56).
5. Strom: Der Quellstrom wird auf $3,2 \cdot 10^{-6} \text{ mA}$ festgelegt. Dieser Wert entspricht einem Teilchenfluß von $2 \cdot 10^{10}$ Protonen pro Sekunde (vergl. Kap. 4, Gl. 4-9).

Die unter 1. a) aufgeführte Kugelgeometrie wird bei allen sechs Berechnungsvarianten verwendet, während die unter 1. b) beschriebene Quadergeometrie ausschließlich bei der Berechnung von Isodosislينien benötigt wird (s. Abb. 4-21 und 4-22), um die Auswirkungen des „Ray-Tracing“ Verfahrens zu veranschaulichen.

Auf eine zu starke Variation der einzelnen Parameter wurde verzichtet. Aus Gründen der Übersicht wurden ein konstanter Quellstrom, gleichbleibendes Targetmaterial und maximal zwei Geometrievarianten gewählt. Selbstverständlich wären auch eine sehr große Bandbreite an verschiedenen Parametern oder eine Ausdehnung bis hin zu einer reinen Parameterstudie möglich gewesen. Der Autor hat bewußt auf eine solche Form der Darstellung verzichtet, da sie nicht zur Klärung der Fra-

gen in bezug auf die Anwendung des CASL-Verfahrens und die Bewertung der berechneten Ergebnisse beigetragen hätte.

Das größte Problem bei der Verifizierung und Einordnung der CASL-Ergebnisse liegt in dem zu geringen experimentellen Datenmaterial im Bereich der Mittelenergiephysik. Bei den zur Verfügung stehenden Experimenten kann die Parametrierung (Quellstrom, Einschußenergie, Targetmaterial etc.) nicht eindeutig nachvollzogen werden oder fehlt gänzlich, so daß die Vergleichbarkeit der experimentellen und gerechneten Daten nicht gewährleistet wäre. Eine Parameterstudie würde erst einen Sinn ergeben, wenn ein eindeutig nachvollziehbares Experiment (Ausgangsparameter) repräsentative Dosisleistungen (Meßergebnisse) liefern könnte.

4.3.2.1 Einzelne Aufpunkte, Liniendetektoren, Isodosislينien

Die in Tabelle 4-1 als „Berechnung Nr. 1-3“ beschriebenen Verfahren werden unter Berücksichtigung der o.g. Bedingungen und Parameter berechnet (drei Quellenergien: 250 MeV, 1000 MeV, 2500 MeV) und die entsprechenden Ergebnisse dargestellt und erläutert. Begonnen wird in Abb. 4-7 bis Abb. 4-10 mit den Ergebnissen der Quellenergie von 250 MeV kombiniert mit der Kugelgeometrie. Die einzelnen Berechnungsvarianten (Aufpunkte, Liniendetektor, Isodosislينien) des CASL liefern folgende Output-Informationen:

1. Einzelne Aufpunkte: Ausgegeben werden die Absolutwerte der Dosisleistung [mSv/h] und des schnellen Neutronenflusses [$\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$] bezüglich der definierten kartesischen Aufpunktkoordinaten. Im Beispiel werden zwei Punkte (point 1 und point 2) definiert in 200 cm und 500 cm Abstand zur Quelle in Quellrichtung, die als Vergleichsmöglichkeit in die Grafik des Liniendetektors eingezeichnet werden.
2. Liniendetektoren: Eine 2-D Grafik der Dosisleistungs- und Neutronenflußverteilung entlang der definierten Detektorlinie wird erstellt (Detektorverlauf [cm] über der Dosisleistung [mSv/h] bzw. dem schnellen Neutronenfluß [$\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$]). Zusätzlich werden die Absolutwerte der kartesischen Koordinaten, der Dosisleistung und des schnellen Neutronenflusses aller berücksichtigten Stützstellen der Rechnung ausgegeben (Bem.: In den Abbildungen werden nur die 2-D Grafiken gezeigt und nicht die Absolutwerte). In den Beispielen werden Liniendetektoren von 600 cm Länge in Quellrichtung dargestellt, die ihren Ursprung im Quellpunkt haben.

3. Isodosislينين: Geliefert wird ein 2-D Schnitt mit Isodosislينين gemäß den definierten Dosisleistungskriterien (10^1 , 10^{-2} und 10^{-5} bzw. 10^{-6} mSv/h) und zusätzlich die entsprechende Flußverteilung schneller Neutronen. In den Beispielen werden 2-D Schnitte durch die Abschirmung ($1200\text{ cm} \cdot 1200\text{ cm}$) abgebildet mit Zentrum im geometrischen Mittelpunkt.

NO.	NAME	VALUE	DESCRIPTION
1	IBAR	0.3200E-05	average proton beam current, in milliamps
2	EZERO	0.2500E+03	proton beam energy, in MeV
3	ATARG	0.5600E+02	mass number of target
4	XZERO	0.0000E+00	X coordinate of neutron source (cm)
5	YZERO	0.0000E+00	Y coordinate of neutron source (cm)
6	ZZERO	0.0000E+00	Z coordinate of neutron source (cm)
7	ALPHA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, X-component
8	BETA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, Y-component
9	GAMMA0	0.1000E+01	proton beam dir. cosine, Z-component

point detector : computes dose rate at a specified point
 DETECTOR at point 1

X	Y	Z	Dose	Fast Flux
0.000E+00	0.000E+00	2.000E+02	6.808E+01	4.789E+03

point detector : computes dose rate at a specified point
 DETECTOR at point 2

X	Y	Z	Dose	Fast Flux
0.000E+00	0.000E+00	5.000E+02	6.610E-02	5.299E+00

Abb. 4-7: Absolutwerte von Dosisleistung [mSv/h] und schnellem Neutronenfluß [n/cm²·s] an den Aufpunkten „point 1“ und „point 2“ bei 250 MeV Quellenergie.

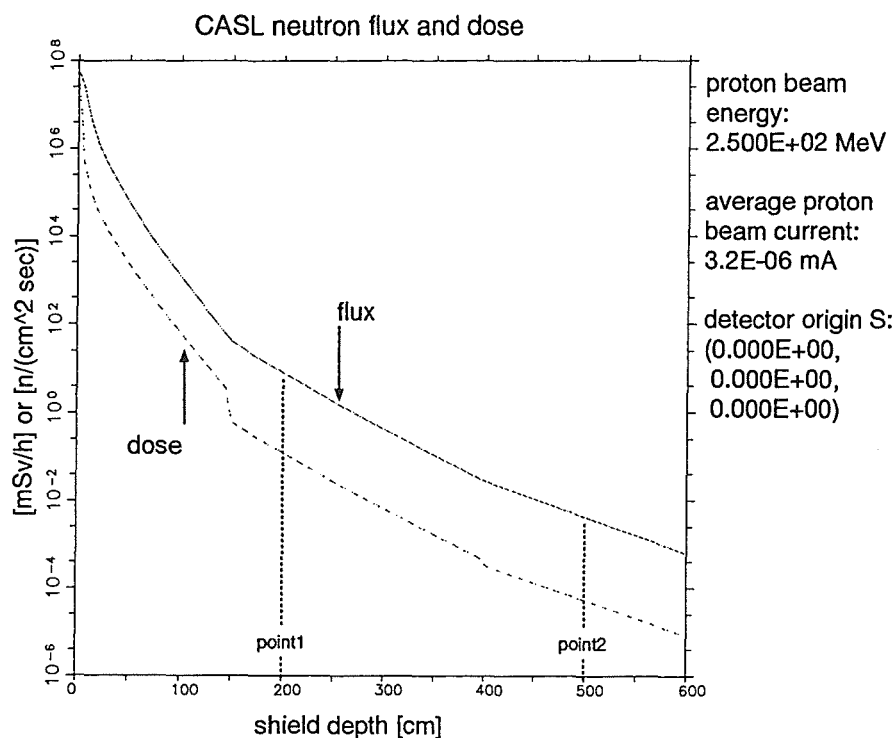


Abb. 4-8: Detektorlinie (600 cm) vom Quellpunkt in Quellrichtung bei 250 MeV Quellenergie (incl. „point 1“ und „point 2“)

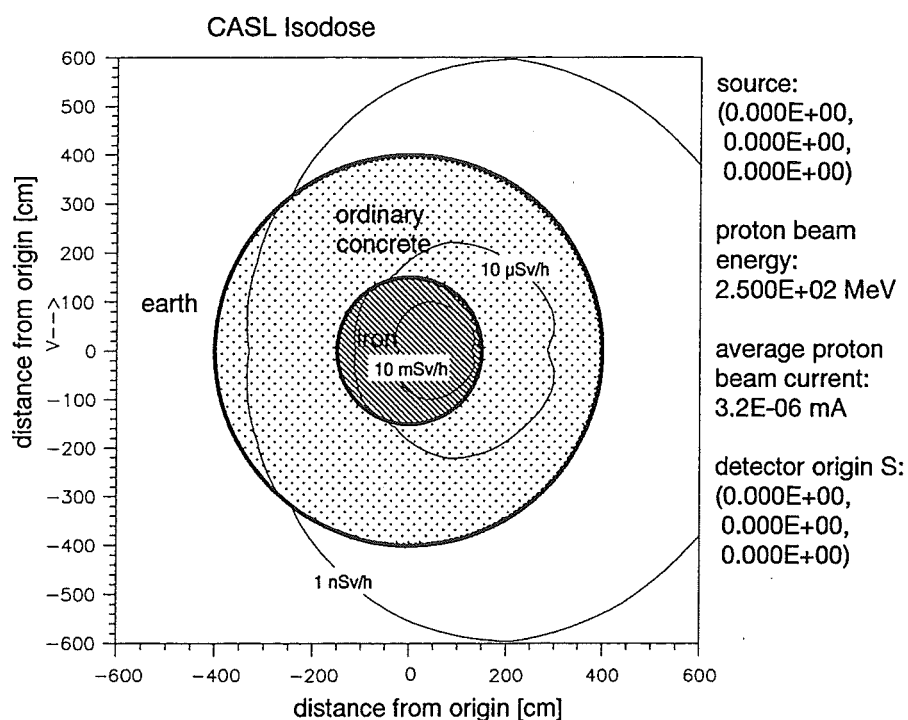


Abb. 4-9: Isodosislinien gemäß den Dosisleistungskriterien (10^1 , 10^{-2} und 10^{-6} mSv/h) bei 250 MeV Quellenergie.

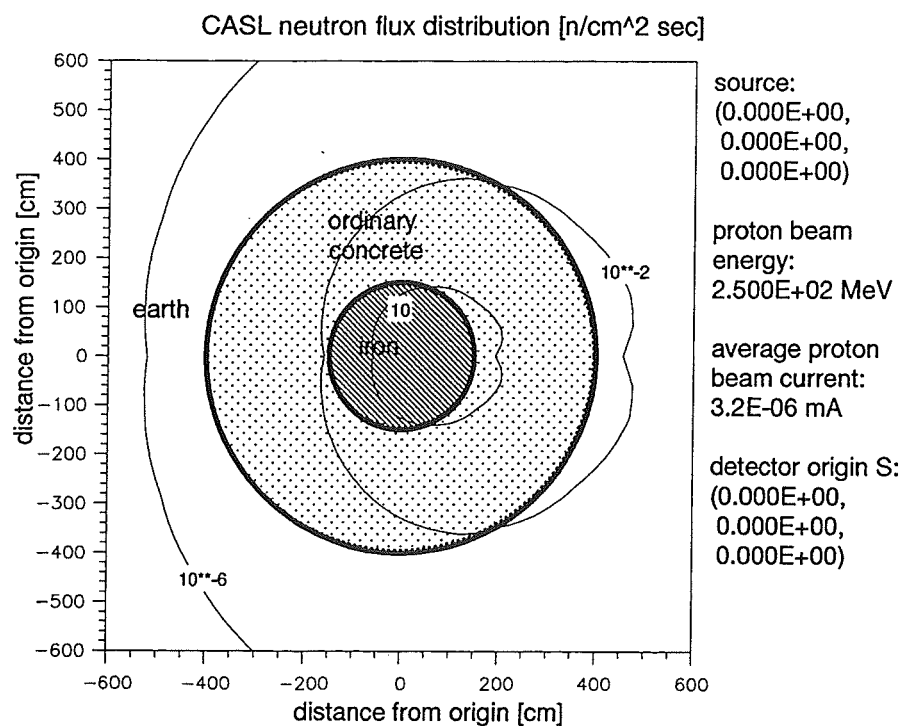


Abb. 4-10: Verteilung des schnellen Neutronenflusses bei 250 MeV Quellenergie

In den folgenden vier Abbildungen (Abb. 4-11 bis Abb. 4-14) wurde bei den Berechnungen lediglich die Energie der eingeschossenen Protonen auf 1000 MeV erhöht. Alle übrigen Bedingungen blieben konstant gegenüber den Berechnungen aus Abb. 4-7 bis 4-10.

NO.	NAME	VALUE	DESCRIPTION
1	IBAR	0.3200E-05	average proton beam current, in milliamps
2	EZERO	0.1000E+04	proton beam energy, in MeV
3	ATARG	0.5600E+02	mass number of target
4	XZERO	0.0000E+00	X coordinate of neutron source (cm)
5	YZERO	0.0000E+00	Y coordinate of neutron source (cm)
6	ZZERO	0.0000E+00	Z coordinate of neutron source (cm)
7	ALPHA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, X-component
8	BETA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, Y-component
9	GAMMA0	0.1000E+01	proton beam dir. cosine, Z-component

point detector : computes dose rate at a specified point
DETECTOR at point 1

X	Y	Z	Dose	Fast Flux
0.000E+00	0.000E+00	2.000E+02	6.808E+01	4.789E+03

point detector : computes dose rate at a specified point
DETECTOR at point 2

X	Y	Z	Dose	Fast Flux
0.000E+00	0.000E+00	5.000E+02	6.610E-02	5.299E+00

Abb. 4-11: Absolutwerte von Dosisleistung [mSv/h] und schnellem Neutronenfluß [n/cm²·s] an den Aufpunkten „point 1“ und „point 2“ bei 1000 MeV Quellenergie.

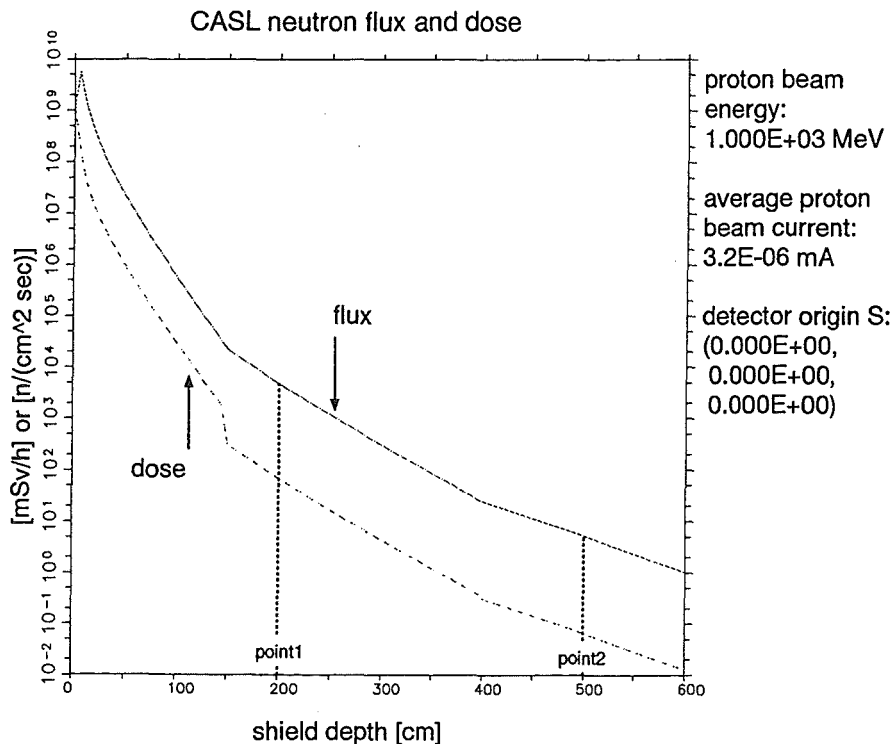


Abb. 4-12: Detektorlinie (600 cm) vom Quellpunkt in Quellrichtung bei 1000 MeV Quellenergie (incl. „point 1“ und „point 2“)

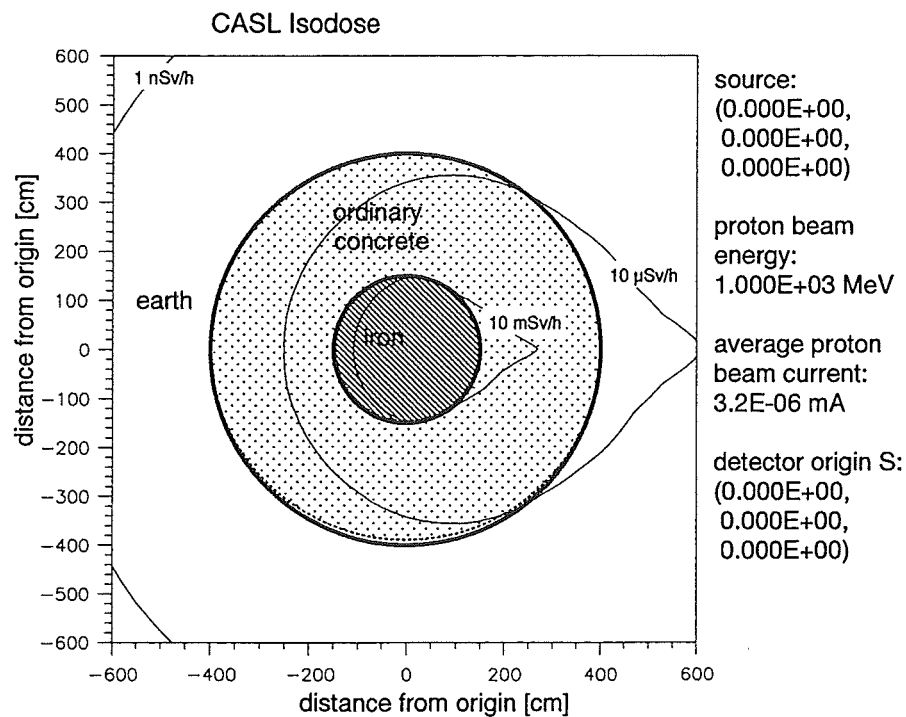


Abb. 4-13: Isodosislinien gemäß den Dosisleistungskriterien (10^1 , 10^{-2} und 10^{-6} mSv/h) bei 1000 MeV Quellenergie.

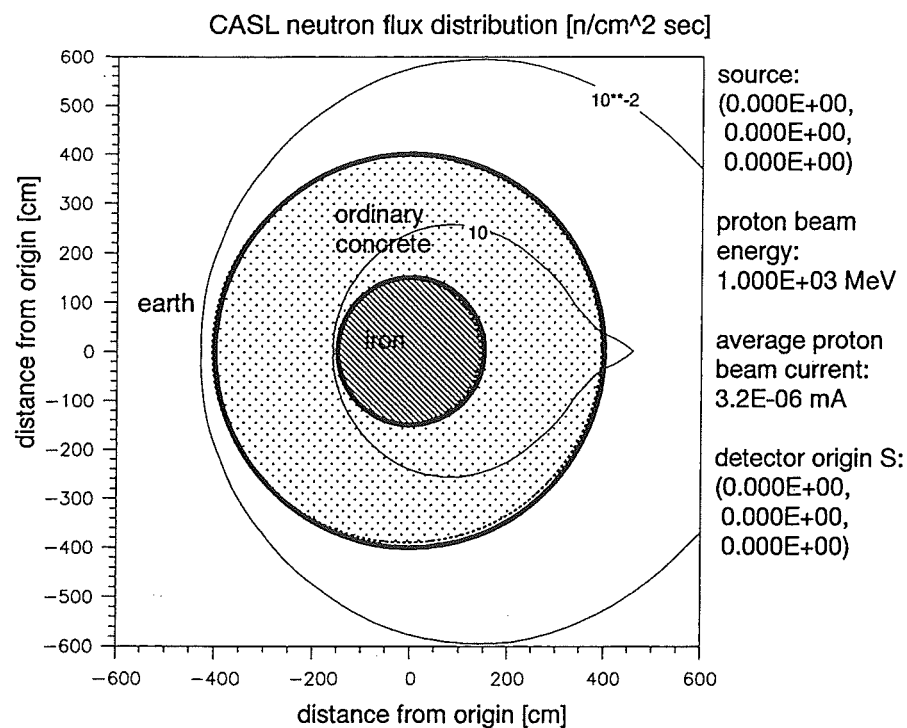


Abb. 4-14: Verteilung des schnellen Neutronenflusses bei 1000 MeV Quellenergie

In den folgenden vier Abbildungen (Abb. 4-15 bis Abb. 4-18) wurde bei den Berechnungen lediglich die Energie der eingeschossenen Protonen auf 2500 MeV erhöht. Alle übrigen Bedingungen bleiben konstant gegenüber den Berechnungen aus Abb. 4-7 bis 4-10.

NO.	NAME	VALUE	DESCRIPTION
1	IBAR	0.3200E-05	average proton beam current, in milliamps
2	EZERO	0.2500E+04	proton beam energy, in MeV
3	ATARG	0.5600E+02	mass number of target
4	XZERO	0.0000E+00	X coordinate of neutron source (cm)
5	YZERO	0.0000E+00	Y coordinate of neutron source (cm)
6	ZZERO	0.0000E+00	Z coordinate of neutron source (cm)
7	ALPHA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, X-component
8	BETA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, Y-component
9	GAMMA0	0.1000E+01	proton beam dir. cosine, Z-component

point detector : computes dose rate at a specified point
DETECTOR at point 1

X	Y	Z	Dose	Fast Flux
0.000E+00	0.000E+00	2.000E+02	8.170E+02	5.676E+04

point detector : computes dose rate at a specified point
DETECTOR at point 2

X	Y	Z	Dose	Fast Flux
0.000E+00	0.000E+00	5.000E+02	1.510E+00	1.079E+02

Abb. 4-15: Absolutwerte von Dosisleistung [mSv/h] und schnellem Neutronenfluß [n/cm²·s] an den Aufpunkten „point 1“ und „point 2“ bei 2500 MeV Quellenergie.

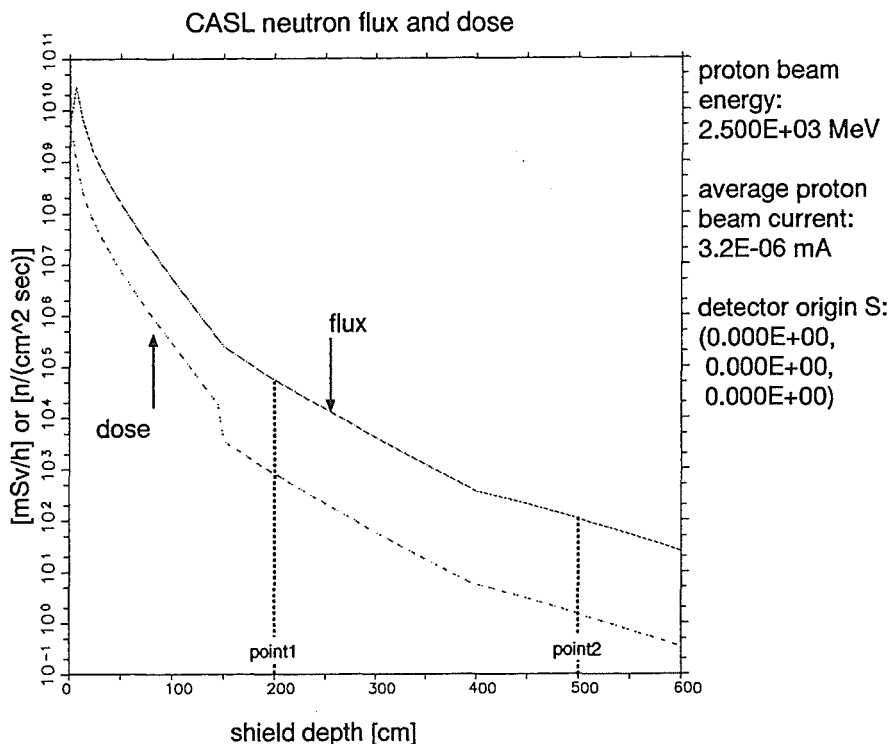


Abb. 4-16: Detektorlinie (600 cm) vom Quellpunkt in Quellrichtung bei 2500 MeV Quellenergie (incl. „point 1“ und „point 2“)

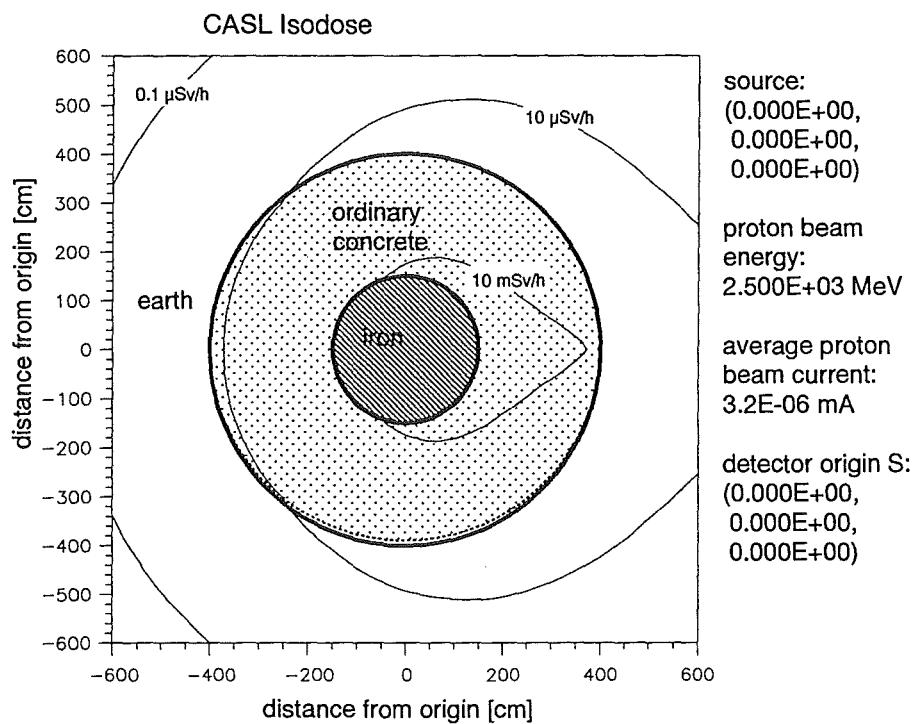


Abb. 4-17: Isodosislinien gemäß den Dosisleistungskriterien (10^1 , 10^{-2} und 10^{-6} mSv/h) bei 2500 MeV Quellenergie.

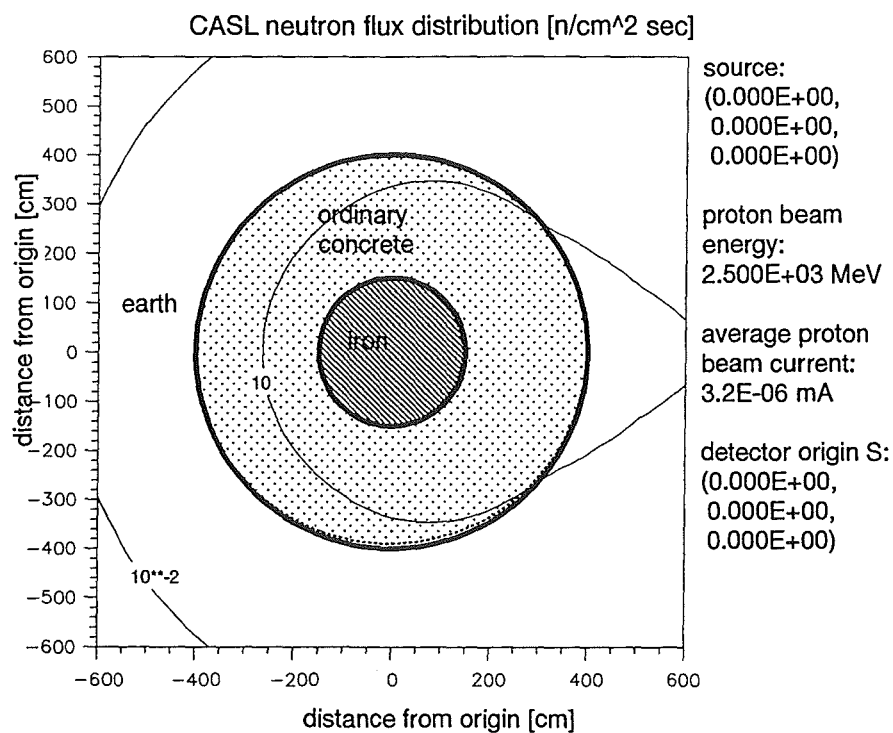


Abb. 4-18: Verteilung des schnellen Neutronenflusses bei 2500 MeV Quellenergie

In den folgenden vier Abbildungen (Abb. 4-19 bis Abb. 4-22) wurde bei den Berechnungen abweichend von den vorhergehenden Beispielen die Quadergeometrie verwendet und nur mit einer Protoneneinschüßenergie von 2500 MeV gerechnet. Alle übrigen Bedingungen bleiben konstant gegenüber den Berechnungen aus Abb. 4-7 bis 4-10.

NO.	NAME	VALUE	DESCRIPTION
1	IBAR	0.3200E-05	average proton beam current, in milliamps
2	EZERO	0.2500E+04	proton beam energy, in MeV
3	ATARG	0.5600E+02	mass number of target
4	XZERO	0.0000E+00	X coordinate of neutron source (cm)
5	YZERO	0.0000E+00	Y coordinate of neutron source (cm)
6	ZZERO	0.0000E+00	Z coordinate of neutron source (cm)
7	ALPHA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, X-component
8	BETA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, Y-component
9	GAMMA0	0.1000E+01	proton beam dir. cosine, Z-component

point detector : computes dose rate at a specified point

DETECTOR at point 1					
X	Y	Z	Dose	Fast Flux	
0.000E+00	0.000E+00	2.000E+02	8.170E+02	5.676E+04	

point detector : computes dose rate at a specified point

DETECTOR at point 2					
X	Y	Z	Dose	Fast Flux	
0.000E+00	0.000E+00	5.000E+02	1.510E+00	1.079E+02	

Abb. 4-19: Absolutwerte von Dosisleistung [mSv/h] und schnellem Neutronenfluß [n/cm²·s] an den Aufpunkten „point 1“ und „point 2“ bei 2500 MeV Quellenergie.

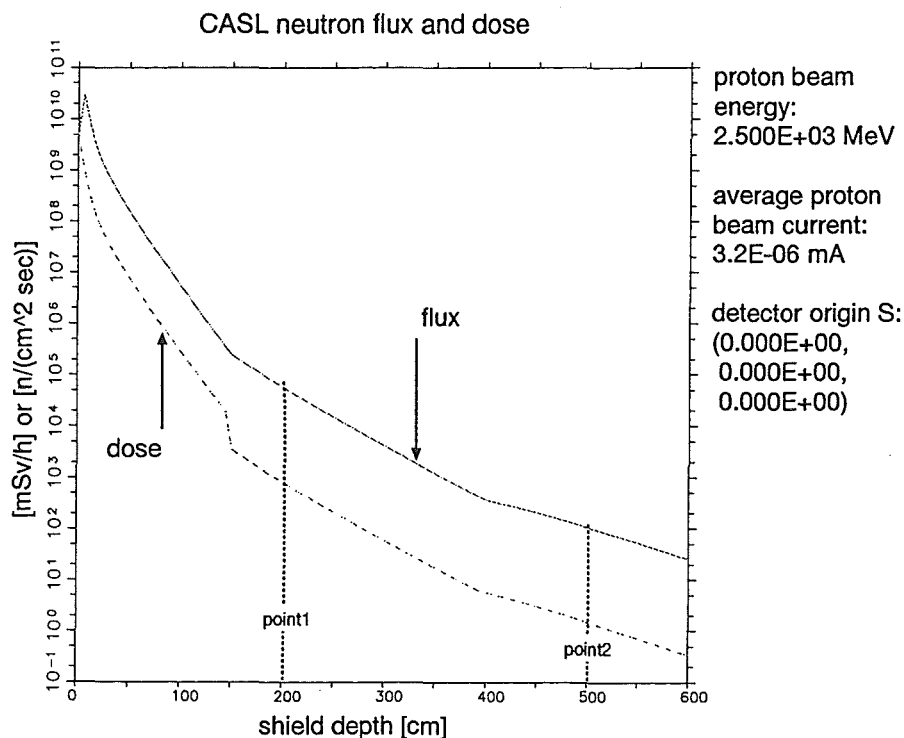


Abb. 4-20: Detektorlinie (600 cm) vom Quellpunkt in Quellrichtung bei 2500 MeV Quellenergie (incl. „point1“ und „point2“)

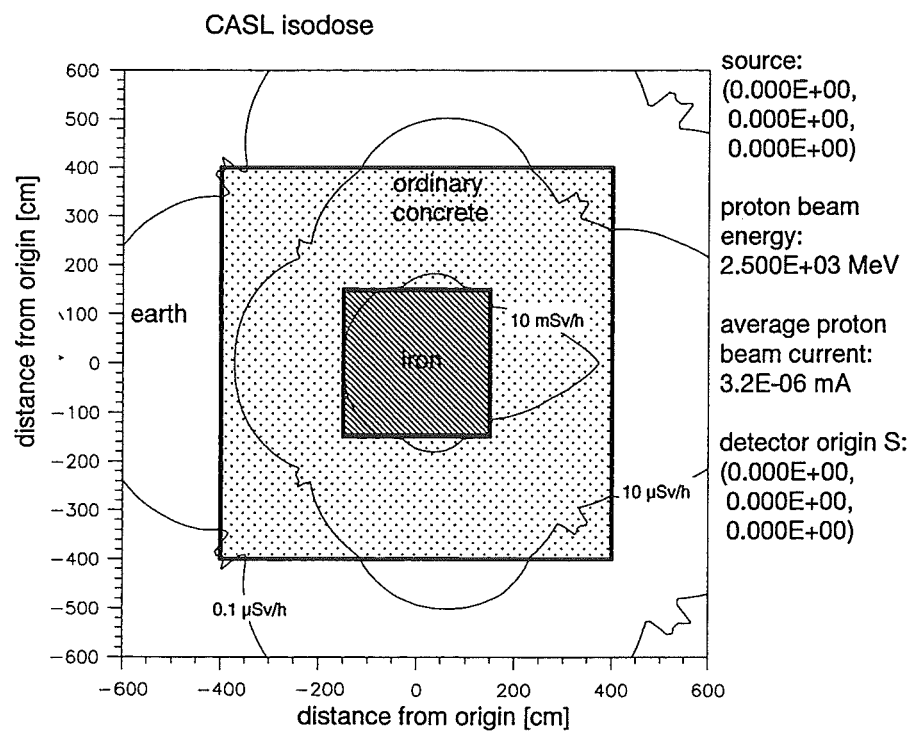


Abb. 4-21: Isodosislinien gemäß den Dosisleistungskriterien (10^1 , 10^{-2} und 10^{-6} mSv/h) bei 2500 MeV Quellenergie.

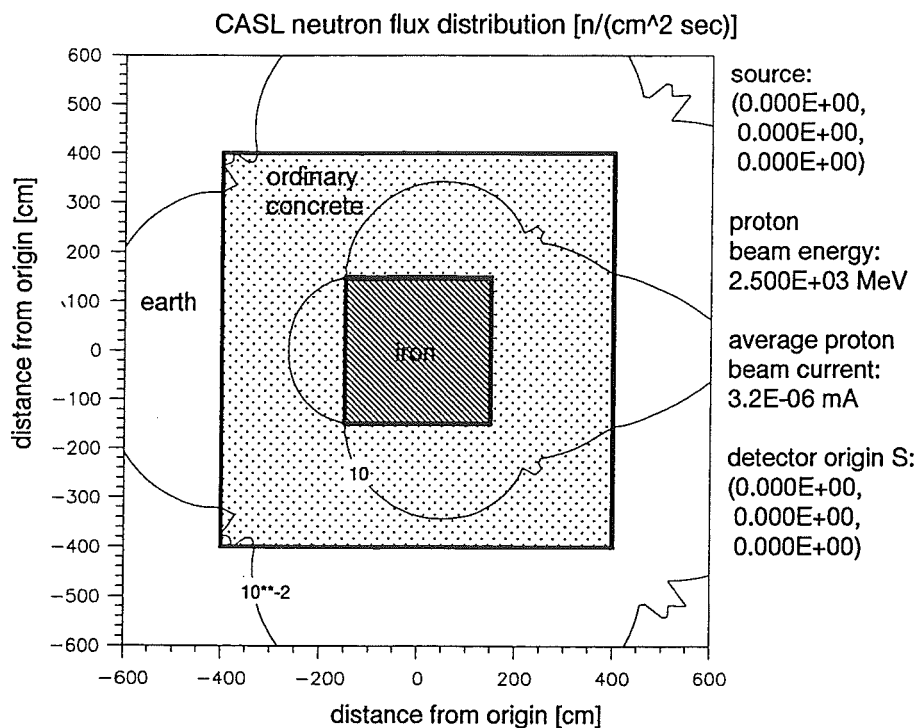


Abb. 4-22: Verteilung des schnellen Neutronenflusses bei 2500 MeV Quellenergie

Die Lage der beiden berechneten Punkte (Abb. 4-7, 4-12, 4-15 und 4-19) wurde zusätzlich in die Grafiken der Liniendetektoren (Abb. 4-8, 4-12, 4-16, 4-20) eingefügt, um eine Einordnung der Absolutwerte aus den Berechnungen der einzelnen Aufpunkte zu ermöglichen.

Der „Knick“ der Dosisleistungsverteilung bei den Liniendetektoren in einer Abschirmungstiefe von 150 cm in Quellrichtung ist auf die Materialgrenze Eisen-Normalbeton zurückzuführen. Da die Dosisleistungswerte über die Schwächung des schnellen Neutronenflusses mit Hilfe des Dosisfaktors (s. Gl. 4-1 und 4-7) berechnet werden, bewirken die unterschiedlichen Dosisfaktoren der verschiedenen Materialien beim Materialübergang eine sprunghafte Änderung der Dosisleistung. Der gleiche Effekt kann in einer Abschirmungstiefe von 4 m in Quellrichtung, beim Übergang von Normalbeton in Erde, beobachtet werden. An dieser Stelle fällt der Sprung in der Dosisleistungsverteilung wesentlich kleiner aus, da der schnelle Neutronenfluß schon erheblich abgeschwächt wurde - die logarithmische Skalierung ist zu berücksichtigen - und zusätzlich die Dosisfaktoren nicht so extrem differieren wie zwischen Eisen und Normalbeton.

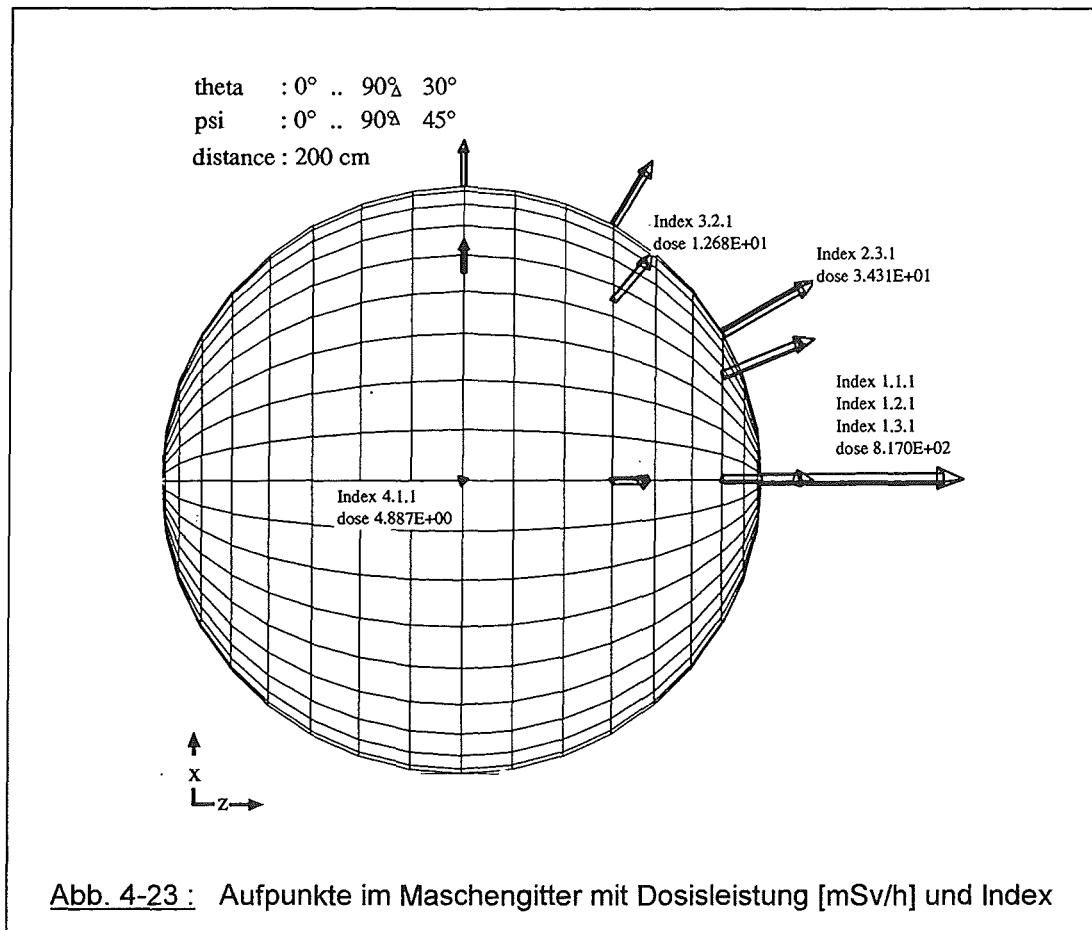
Am Verlauf der Isodosislينien zeigt sich bei zunehmender Quellenergie (Abb. 4-9, 4-13, 4-17) deutlich die Verstärkung der „Vorwärtsrichtung“ (Ausbreitung in Quellrichtung) und der Anstieg bzw. die Ausdehnung der Isodosislينien mit steigender Quellenergie. Auch die Steigerung der Primärteilchenzahl (Quellstrom) würde einen Anstieg der Dosisleistungen und somit eine „Ausdehnung“ der Isodosislينien bewirken. Der Einfluß des Quellstroms auf die Dosisleistungen wird besonders bei den Berechnungen der Spallationsneutronenquellen SNQ (Spallations Neutronen Quelle) und ESS (European Spallation Source) deutlich (s. Kap. 6.3), die trotz der relativ geringen Energie von 1.1 GeV bzw. 1.35 GeV aufgrund des hohen Teilchenstroms von 5 mA bzw. 3.7 mA (hohe Teilchenzahl) extreme Dosisleistungen erzeugen können.

4.3.2.2 Aufpunkte eines kugelförmigen Maschengitters

Das CASL-Verfahren ermöglicht neben der Berechnung von Dosisleistungs- und Flußwerten an einzelnen Aufpunkten auch die Definition von flächendeckenden Maschen auf der Oberfläche einer Kugel (Maschengitter). Diese Methode wird beim Input in Tabelle 4-1 als „Berechnung Nr. 4“ beschrieben. Im Gegensatz zu

den vorangegangenen Beispielen wird im Fall des Maschengitters zur Demonstration ausschließlich die Kugelgeometrie verwendet und nur eine Quellenergie (2500 MeV) berechnet, da dies ausreichend erscheint, um den Aufbau des zugehörigen Outputs zu erläutern. Die Definition der Polarkoordinaten erfolgt gemäß Abb. 4-6 mit einer Distanz zum Nullpunkt von 200 cm.

Die Berechnungsmethode Nr. 4 gibt die Absolutwerte der Dosisleistung [mSv/h] und des schnellen Neutronenflusses [$\text{n}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$] bezüglich der definierten Polarkoordinaten (Index: Theta, Psi, Distanz) aus. In Abb. 4-23 werden die Ergebnisse der Berechnung von Polarkoordinaten gemäß Abb. 4-6 grafisch dargestellt. Die Pfeillänge der einzelnen Aufpunkte ist direkt proportional der dort berechneten Dosisleistung und wird mit dem Index gemäß Abb. 4-24 versehen.



Aus dieser Darstellung wird die starke Vorwärtsrichtung (z-Richtung) der Quelle deutlich, die sich im Mittelpunkt bzw. im geometrischen Nullpunkt befindet. Die in Abb. 4-23 gezeigte 3-D Grafik wurde nachträglich auf einer Workstation erstellt und steht zur Zeit im CASL noch nicht zur Verfügung. Im Zuge der Installation des

CASL auf Workstations können an der grafischen Auswertung der Ergebnisse Änderungen vorgenommen werden, die eventuell auch eine interaktive Handhabung der Output-Grafiken ermöglichen.

Die in dieser Arbeit beschriebene Version des CASL (Version Januar 1995) liefert im Output die in kartesische Koordinaten umgerechneten Polarkoordinaten, inklusive der zugehörigen Dosisleistungs- und Flußwerte. Um eine Zuordnung der beiden Koordinatentypen zu gewährleisten, wird der Output hinter jedem berechneten Aufpunkt mit einem Index versehen, der sich an den Parametern der Polarkoordinaten Theta, Psi und der Distanz orientiert. Für das Beispiel der Abb. 4-23 liefert CASL folgenden Output:

NO.	NAME	VALUE	DESCRIPTION
1	IBAR	0.3200E-05	average proton beam current, in milliamps
2	EZERO	0.2500E+04	proton beam energy, in MeV
3	ATARG	0.5600E+02	mass number of target
4	XZERO	0.0000E+00	X coordinate of neutron source (cm)
5	YZERO	0.0000E+00	Y coordinate of neutron source (cm)
6	ZZERO	0.0000E+00	Z coordinate of neutron source (cm)
7	ALPHA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, X-component
8	BETA0	0.0000E+00	proton beam dir. cosine, Y-component
9	GAMMA0	0.1000E+01	proton beam dir. cosine, Z-component

DATA BASE MATERIALS ARE DEFINED AS:

1 = ordinary concrete
 2 = heavy concrete
 3 = cast iron
 4 = dry soil
 5 = earth
 6 = iron start numbering new materials with 7, and input density

CG MATERIAL	CASL MATERIAL	DENSITY OF NEW MAT
1	6	7.8000E+00
2	1	2.3000E+00
3	5	1.8000E+00

mesh grid : computes dose rate and flux at a specified distance along a ray

NO.	NAME	VALUE	DESCRIPTION
1	THSTRT	0.0000E+00	starting angle for a ray
2	DELTH	0.3000E+02	delta theta between rays
3	THSTOP	0.9000E+02	last angle for rays
4	PSI	0.0000E+00	polar angle to start
5	DELPSI	0.4500E+02	delta polar angle
6	PSISTP	0.9000E+02	last polar angle

THETA : 0.000E+00 3.000E+01 6.000E+01 9.000E+01
 PSI : 0.000E+00 4.500E+01 9.000E+01
 DISTANCE : 2.000E+02
 Index : Theta . Psi . Distance

X	Y	Z	Dose	Fast Flux	Index
[cm]	[cm]	[cm]	[mSv/h]	[n/cm**2*s]	
0.000E+00	0.000E+00	2.000E+02	8.170E+02	5.676E+04	1. 1. 1
0.000E+00	0.000E+00	2.000E+02	8.170E+02	5.676E+04	1. 2. 1
0.000E+00	0.000E+00	2.000E+02	8.170E+02	5.676E+04	1. 3. 1
1.000E+02	0.000E+00	1.732E+02	3.431E+01	2.383E+03	2. 1. 1
7.071E+01	7.071E+01	1.732E+02	3.431E+01	2.383E+03	2. 2. 1
0.000E+00	1.000E+02	1.732E+02	3.431E+01	2.383E+03	2. 3. 1
1.732E+02	0.000E+00	1.000E+02	1.268E+01	8.810E+02	3. 1. 1
1.225E+02	1.225E+02	1.000E+02	1.268E+01	8.810E+02	3. 2. 1
0.000E+00	1.732E+02	1.000E+02	1.268E+01	8.810E+02	3. 3. 1
2.000E+02	0.000E+00	0.000E+00	4.887E+00	3.395E+02	4. 1. 1
1.414E+02	1.414E+02	0.000E+00	4.887E+00	3.395E+02	4. 2. 1
0.000E+00	2.000E+02	0.000E+00	4.887E+00	3.395E+02	4. 3. 1

--- CASL terminated ---

Abb. 4-24 : Casl-Output „Aufpunkte eines kugelförmigen Maschengitters“

Die „fett“ gedruckten Aufpunkte und Dosisleistungen aus Abb. 4-24 entsprechen den beschrifteten „Dosisleistungspfeilen“ des Maschengitters in Abb. 4-23. Da bei Theta 0° deg sich die ersten drei Werte von Psi (s. zweiter Index Abb. 4-24) auf der Rotationsachse (z-Achse) befinden und äquidistant zum Nullpunkt sind (s. dritter Index Abb. 4-24), liegen diese ersten drei Koordinaten an dem selben Aufpunkt.

4.3.2.3 Oberflächendosisleistungs- und Distanzberechnungen

Zur Vollständigkeit der momentan verfügbaren Output-Variationen fehlen noch Erläuterungen zur Oberflächendosisleistungs- und Distanzberechnung, deren Input-Parameter in Tab. 4-1 unter Nr. 4 und Nr. 5 beschrieben werden. Diese beiden Berechnungsverfahren dienen vor allem der Dimensionierung von Abschirmungen in bezug auf ihre Materialzusammensetzung und Abmessungen. Im Gegensatz zur schon erwähnten 2-D Grafik der Isodosislينien, liefert die Oberflächendosisleistungs- und Distanzberechnung Absolutwerte und keine Grafiken. Bei der detaillierten Beurteilung von Abschirmungen müssen solche Absolutwert-Berechnungen durchgeführt werden, da die Beurteilung mit Hilfe der Isodosislينien zu unpräzise ist.

Im Berechnungsbeispiel (s. Abb. 4-25) werden die Parameter gemäß Kapitel 4.3.2 gewählt unter Verwendung der Kugelgeometrie und einer Quellenergie von 2500 MeV. Es erscheint auch hier ausreichend, nur ein Berechnungsbeispiel aufzulisten, um die Gestaltung des entsprechenden Outputs zu veranschaulichen. Die Ergebnisse sowohl der Oberflächenosis- als auch der Distanzberechnung werden in Abb. 4-25 dargestellt.

Die Distanzberechnung bei frei definierbarem Dosisleistungskriterium [mSv/h] erlaubt z.B. die Berechnung einer Abschirmungsdicke bei festgelegter Materialzusammensetzung und -schichtung. Vorab müssen dem Programm über die Definition der Winkel Psi und Theta (s. Abb. 4-6) die Richtungen der zu berechnenden Aufpunkte mitgeteilt werden. Über das eingegebene Dosisleistungskriterium bestimmt CASL die Distanzen in Aufpunkttrichtung bis zum Erreichen des Dosisleistungskriteriums. Mit Hilfe einer solchen Berechnung können unter Berücksichtigung beispielsweise gesetzlich vorgeschriebener Grenzwerte (Kontrollbereichsgrenze) Abschirmmodelle für verschiedene Quellenergien und Targetmaterialien entworfen und dimensioniert werden. Diese Problemstellung besteht bei jeder Planung und Umgestaltung von Beschleunigeranlagen oder deren Komponenten.

```

//*****
//* Material :          iron,ordinary concrete,earth          *
//* Energy :           2,5 GeV                                *
//* Average Proton Beam : 3.2E-6 mA                            *
//* Geometry :         SPHERE (r=150,400,10000cm);Source in Center *
//*****
NO.  NAME      VALUE      DESCRIPTION
 1 IBAR      0.3200E-05    average proton beam current,in milliamps
 2 EZERO     0.2500E+04    proton beam energy, in MeV
 3 ATARG     0.5600E+02    mass number of target
 4 XZERO     0.0000E+00    X coordinate of neutron source (cm)
 5 YZERO     0.0000E+00    Y coordinate of neutron source (cm)
 6 ZZERO     0.0000E+00    Z coordinate of neutron source (cm)
 7 ALPHA0    0.0000E+00    proton beam dir. cosine, X-component
 8 BETA0     0.0000E+00    proton beam dir. cosine, Y-component
 9 GAMMA0    0.1000E+01    proton beam dir. cosine, Z-component
DATA BASE MATERIALS ARE DEFINED AS:
1 = ordinary concrete , 2 = heavy concrete , 3 = cast iron , 4 = dry soil , 5 = earth , 6 = iron
start numbering new materials with 7, and input density
CG MATERIAL  CASL MATERIAL  DENSITY OF NEW MAT
      1          6          7.8000E+00
      2          1          2.3000E+00
      3          5          1.8000E+00
-----
compute distance along a ray direction for a specified dose rate criterion.
dose rate criterion : 0.1000E+02 mSv/h
NO.  NAME      VALUE      DESCRIPTION
 1 THSTRT     0.0000E+00    starting angle for a ray
 2 DELTH      0.3000E+02    delta theta between rays
 3 THSTOP     0.9000E+02    last angle for rays
 4 PSI        0.0000E+00    polar angle to start
 5 DELPSI     0.4500E+02    delta polar angle
 6 PSISTP     0.9000E+02    last polar angle

THETA : 0.000E+00 3.000E+01 6.000E+01 9.000E+01
PSI : 0.000E+00 4.500E+01 9.000E+01
Index : Theta . Psi

      X          Y          Z          DIST          PSI          THETA          DOSE-          FAST FLUX          Index
      [cm]       [cm]       [cm]       [cm]       [deg]       [deg]       [mSv/h]       [n/cm**2*s]
0.0000E+00 0.0000E+00 3.7300E+02 3.7300E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 1.0000E+01 6.9680E+02 1 . 1
0.0000E+00 0.0000E+00 3.7300E+02 3.7300E+02 4.5000E+01 0.0000E+00 1.0000E+01 6.9680E+02 1 . 2
0.0000E+00 0.0000E+00 3.7300E+02 3.7300E+02 9.0000E+01 0.0000E+00 1.0000E+01 6.9680E+02 1 . 3
1.2300E+02 0.0000E+00 2.1304E+02 2.4600E+02 0.0000E+00 3.0000E+01 1.0000E+01 6.9102E+02 2 . 1
8.6974E+01 8.6974E+01 2.1304E+02 2.4600E+02 4.5000E+01 3.0000E+01 1.0000E+01 6.9102E+02 2 . 2
0.0000E+00 1.2300E+02 2.1304E+02 2.4600E+02 9.0000E+01 3.0000E+01 1.0000E+01 6.9102E+02 2 . 3
1.8100E+02 0.0000E+00 1.0450E+02 2.0900E+02 0.0000E+00 6.0000E+01 1.0000E+01 6.8736E+02 3 . 1
1.2799E+02 1.2799E+02 1.0450E+02 2.0900E+02 4.5000E+01 6.0000E+01 1.0000E+01 6.8736E+02 3 . 2
0.0000E+00 1.8100E+02 1.0450E+02 2.0900E+02 9.0000E+01 6.0000E+01 1.0000E+01 6.8736E+02 3 . 3
1.7500E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 1.7500E+02 0.0000E+00 9.0000E+01 1.0000E+01 6.8955E+02 4 . 1
1.2374E+02 1.2374E+02 0.0000E+00 1.7500E+02 4.5000E+01 9.0000E+01 1.0000E+01 6.8955E+02 4 . 2
0.0000E+00 1.7500E+02 0.0000E+00 1.7500E+02 9.0000E+01 9.0000E+01 1.0000E+01 6.8955E+02 4 . 3
-----
computes dose rate at outside surface of shield.
NO.  NAME      VALUE      DESCRIPTION
 1 THSTRT     0.0000E+00    starting angle for a ray
 2 DELTH      0.3000E+02    delta theta between rays
 3 THSTOP     0.9000E+02    last angle for rays
 4 PSI        0.0000E+00    polar angle to start
 5 DELPSI     0.4500E+02    delta polar angle
 6 PSISTP     0.9000E+02    last polar angle

THETA : 0.000E+00 3.000E+01 6.000E+01 9.000E+01
PSI : 0.000E+00 4.500E+01 9.000E+01
Index : Theta . Psi

      X          Y          Z          DIST          PSI          THETA          DOSE-          FAST FLUX          Index
      [cm]       [cm]       [cm]       [cm]       [deg]       [deg]       [mSv/h]       [n/cm**2*s]
0.0000E+00 0.0000E+00 4.0000E+02 4.0000E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 5.2825E+00 3.6868E+02 1 . 1
0.0000E+00 0.0000E+00 4.0000E+02 4.0000E+02 4.5000E+01 0.0000E+00 5.2825E+00 3.6868E+02 1 . 2
0.0000E+00 0.0000E+00 4.0000E+02 4.0000E+02 9.0000E+01 0.0000E+00 5.2825E+00 3.6868E+02 1 . 3
2.0000E+02 0.0000E+00 3.4641E+02 4.0000E+02 0.0000E+00 3.0000E+01 2.2182E-01 1.5482E+01 2 . 1
1.4142E+02 1.4142E+02 3.4641E+02 4.0000E+02 4.5000E+01 3.0000E+01 2.2182E-01 1.5482E+01 2 . 2
0.0000E+00 2.0000E+02 3.4641E+02 4.0000E+02 9.0000E+01 3.0000E+01 2.2182E-01 1.5482E+01 2 . 3
3.4641E+02 0.0000E+00 2.0000E+02 4.0000E+02 0.0000E+00 6.0000E+01 8.2000E-02 5.7230E+00 3 . 1
2.4495E+02 2.4495E+02 2.0000E+02 4.0000E+02 4.5000E+01 6.0000E+01 8.2000E-02 5.7230E+00 3 . 2
0.0000E+00 3.4641E+02 2.0000E+02 4.0000E+02 9.0000E+01 6.0000E+01 8.2000E-02 5.7230E+00 3 . 3
4.0000E+02 0.0000E+00 0.0000E+00 4.0000E+02 0.0000E+00 9.0000E+01 3.1597E-02 2.2052E+00 4 . 1
2.8284E+02 2.8284E+02 0.0000E+00 4.0000E+02 4.5000E+01 9.0000E+01 3.1597E-02 2.2052E+00 4 . 2
0.0000E+00 4.0000E+02 0.0000E+00 4.0000E+02 9.0000E+01 9.0000E+01 3.1597E-02 2.2052E+00 4 . 3
--- CASL terminated ---

```

Abb. 4-25 : CASL-Output „Oberflächendosisleistungs- und Distanzberechnung“

Mit der Oberflächendosisleistungsberechnung besteht die Möglichkeit, ausgehend vom geometrischen Nullpunkt, in definierten Richtungen (Theta, Psi) die Oberflächendosisleistungen der betrachteten Abschirmung berechnen zu lassen. Bei der Gestaltung der Richtungsvektoren ist genauso zu verfahren wie bei der Beschreibung des Maschengitters (s. Kap. 4.3.2.2). Der einzige Unterschied besteht darin, daß bei der Oberflächendosisleistungsberechnung das Programm in Abhängigkeit der Richtungsvektoren die Distanz zum Aufpunkt (Oberfläche) nicht vorgegeben bekommt, sondern selbst berechnet.

Der Output dieses Verfahrens (s. Abb. 4-25) liefert die kartesischen Koordinaten der Aufpunkte inklusive der zugehörigen Winkel (Psi und Theta), die Dosisleistung [mSv/h], den schnellen Neutronenfluß [$\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$] und den zugehörigen Index der Aufpunkte bzw. Richtungsvektoren.

4.4 Programmablauf des CASL

In den vorangegangenen Kapiteln wurde auf den Algorithmus (s. Gl. 4-1) des CASL und die Berechnungsmethoden der notwendigen Parameter (B , λ , $\tilde{D}$) eingegangen. Die komplexe Programmstruktur des CASL unter Berücksichtigung des Programmaufbaus, der einzelnen Subroutinen, der Variablen etc. kann hier nicht in allen Einzelheiten beschrieben werden.

Für Leser, die an detaillierteren Informationen über das Programm interessiert sind, wird an dieser Stelle auf das Handbuch des CASL verwiesen, das sich zur Zeit noch in Arbeit befindet und bei Bedarf über den Autor oder die Arbeitsgruppe Strahlungstransport des IKP (Institut für Kernphysik) des Forschungszentrums Jülich zu beziehen ist.

In diesem Kapitel wird der grundsätzliche Verlauf einer Neutronenfluß- bzw. Dosisleistungsberechnung beschrieben, unter besonderer Beachtung des Materialübergangs. Diese Rechnung bildet die Grundlage aller Berechnungsvarianten des CASL (s. Abb. 4-27) und wird an einer Abschirmung mit nur zwei verschiedenen Materialien erläutert (s. Abb. 4-26), wobei der

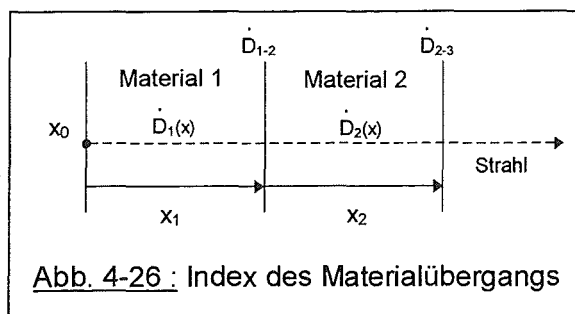


Abb. 4-26 : Index des Materialübergangs

„Strahl“ ausgehend vom Quellpunkt x_0 zuerst in Material 1 und anschließend in Material 2 geschwächt wird. Die Schwächung im Material 1 mit den zu berechnenden Äquivalentdosisleistungen und Neutronenflüssen wird bestimmt über das Schwächungsverhalten des schnellen (hochenergetischen) Neutronenflusses ϕ_h an der Stelle x ($0 \leq x \leq x_1$). Zu diesem Zweck wird zuerst der Neutronenstrom im Quellpunkt x_0 über die Input-Daten Strom, Targetmaterial und Quellenergie in Aufpunkttrichtung berechnet:

$$\varphi_0 = \bar{I} \cdot n^* \cdot 6.25 \cdot 10^{15} \cdot \frac{dN}{d\Omega} \left[\frac{n}{s} \right] \quad \text{Gl. 4-10 : Neutronenstrom in Aufpunkttrichtung}$$

mit:

- $\bar{I}$ = Quellstrom [mA],
- n^* = $2 \cdot E_0$ (Quellenergie in GeV) [dimensionslos],
- $6.25 \cdot 10^{15}$ = Umrechnungsfaktor Protonen pro Stromeinheit in Milliampere [p/mA·s]
- $dN/d\Omega$ = Neutronenproduktion im Quellpunkt; HET-Daten interpoliert über Energie, Targetmaterial und Winkel [n/p].

Über φ_0 kann jetzt der schnelle Neutronenfluß $\phi_h(x)$ an der gewünschten Stelle x im Material 1 bestimmt werden. Die Parameter λ und B des Materials 1 werden über die Neutronenflüsse (ANISN) der externen Datenbasis errechnet (s. Gl. 4-4 und 4-6). Mit Hilfe dieser Parameter errechnet sich $\phi_h(x)$ gemäß Gl. 4-11:

$$\phi_h(x) = \varphi_0 \cdot B(x) \cdot \exp\left[-\frac{x}{\lambda(x)}\right] \cdot |x|^{-2} \left[\frac{n}{\text{cm}^2 \cdot s} \right]$$

Gl. 4-11 : Schneller Neutronenfluß am Aufpunkt x im Material 1 (s. Gl. 4-1)

Die entsprechende Dosisleistung am Aufpunkt x im Material 1 ergibt sich durch Multiplikation mit dem ebenfalls über die externe Datenbasis errechneten Dosisfaktor. Über ihn wird der schnelle Neutronenfluß in eine Äquivalentdosisleistung umgerechnet:

$$\dot{D}_1(x) = \tilde{D}(x) \cdot \phi_h(x) \left[\frac{\text{mSv}}{h} \right]$$

Gl. 4-12 : Äquivalentdosisleistung am Aufpunkt x im Material 1

Beim Übergang in das Material 2 stellt sich das Problem, daß die Neutronenflüsse (ANISN) und damit auch die Schwächungsparameter für homogenes Material definiert wurden. Somit müssen Voraussetzungen geschaffen werden, die eine Verarbeitung dieser Daten auch im zweiten Material ermöglichen. Im CASL wird diese

Voraussetzung über die Bestimmung der bereits im ersten Material zurückgelegten mittleren freien Wege¹⁷ geschaffen. Diese im Material 1 durchlaufenen mittleren freien Wege werden auf das Verhalten im Material 2 umgerechnet und somit ein homogenes Material 1+2 simuliert, dessen Schwächungsverhalten jetzt wieder über die Neutronenflüsse (ANISN) berechnet werden kann.

An der Materialgrenze (x_1) errechnet sich die Dosisleistung zu $\dot{D}_{1-2} = \dot{D}_1(x_1)$, dabei wurden $n_1 = x_1/\lambda(x_1)$ mittlere freie Wege zurückgelegt. Im Medium 2 werden die benötigten tiefenabhängigen Schwächungsparameter über die Datenbasis generiert, unter Benutzung der „effektiven Distanz“, die definiert wird über die Anzahl der bereits im Medium 1 zurückgelegten mittleren freien Wege n_1 .

Für den Grenzübergang wird eine „Start-Distanz“ x^s für den Beginn des Mediums 2 definiert. Stellt n_2 die im Medium 2 über eine Distanz x_i zurückgelegten mittleren freien Wege dar $n_2(x_i) = x_i/\lambda(x_i)$ und genügt x_i gleichzeitig der Bedingung $n_1 = x_i/\lambda(x_i)$, so wird der interpolierte Wert von x_i als „Start-Distanz“ $x^s = x_i$ definiert. Über diesen Vorgang wird, ausgehend vom Quellpunkt, eine fiktive Distanz zur Materialgrenze 1-2 definiert unter den Schwächungsbedingungen des Materials 2. Jetzt können bei gleichem (simuliertem) Schwächungsverhalten der beiden Materialzonen die tiefenabhängigen Neutronenflüsse eingelesen werden und die entsprechenden Schwächungsparameter im Medium 2 bestimmt werden.

In der Tiefe x_2 im Material 2 werden aus der Datenbasis Neutronenflüsse eingelesen, die einer Materialtiefe von $x^s + x_2$ entsprechen und aus denen die Schwächungsparameter $B(x^s + x_2)$, $\lambda(x^s + x_2)$ und der Dosisfaktor $\tilde{D}(x^s + x_2)$ berechnet werden.

Diese Berechnungen laufen bei allen im CASL verfügbaren Varianten ab. Die einzelnen Berechnungsvarianten unterscheiden sich in der weiteren Verarbeitung (Dosisleistungskriterium, Oberflächendosisleistung etc.) der gewonnenen Daten. Den Programmablauf in der Übersicht unter Einbeziehung der erläuterten Dosisleistungs- und Neutronenflußberechnung liefert Abb. 4-27.

¹⁷ Die „mittleren freien Wege“ werden im CASL definiert über das Verhältnis der zurückgelegten Wegstrecke (materialabhängige Schwächung) zur material- und energieabhängigen Schwächungslänge.

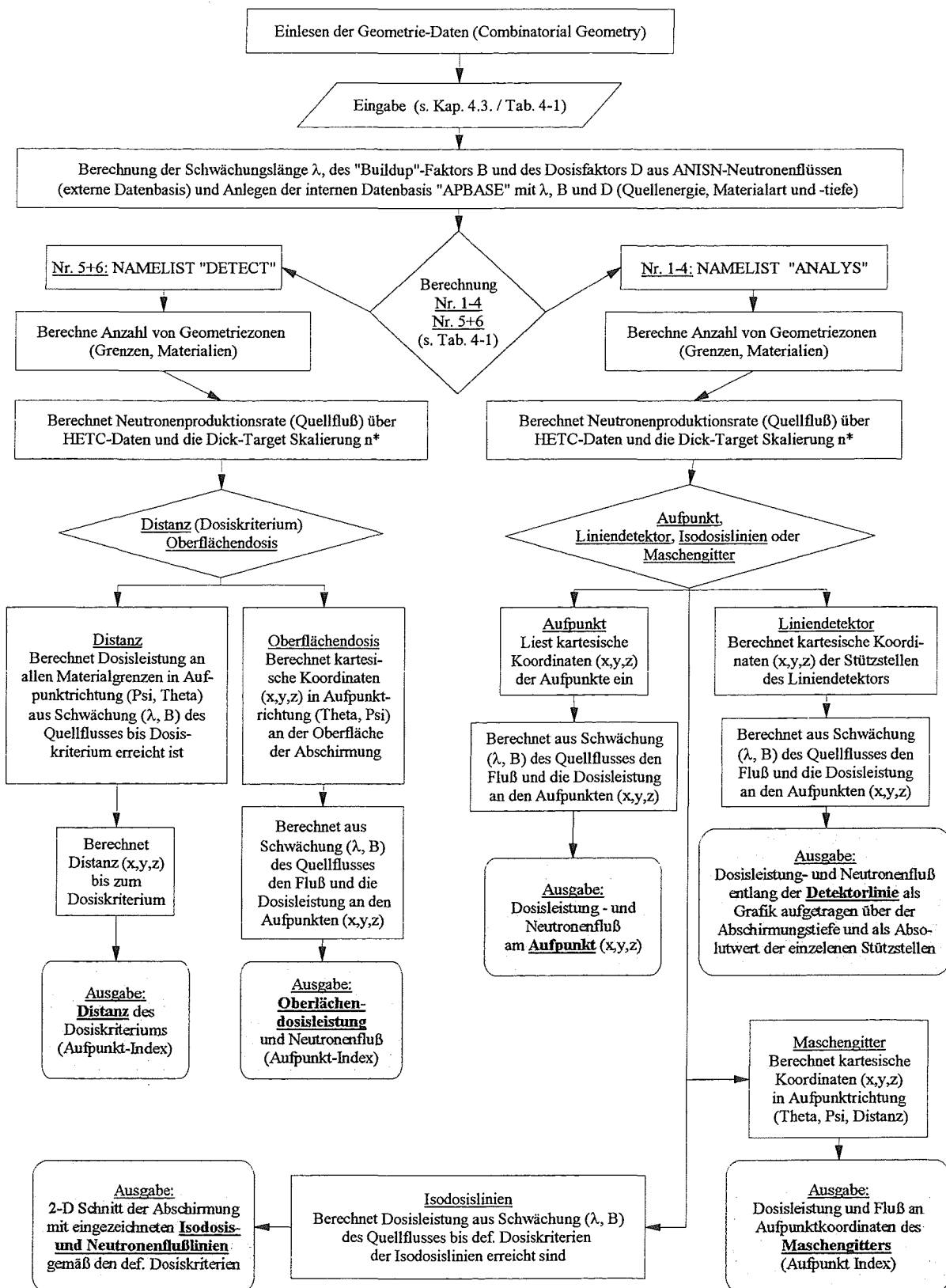


Abb. 4-27 : Schematische Übersicht des CASL-Programmablaufs

5 Aufbau und Organisation der Datenbasis

5.1 ANISN - Neutronenflüsse

Die Berechnungsmethode des deterministischen Berechnungsverfahrens ANISN mit dessen Hilfe das Schwächungsverhalten von Neutronen unter der Bedingung anisotroper Streumechanismen bestimmt werden kann, wurde bereits in Kap. 3.1.2 bezüglich seiner Rechenmethodik ausführlich beschrieben. In diesem Kapitel werden die Eckwerte (Energie, Material, Wirkungsquerschnitts-Bibliothek etc.) der Berechnungen und die Art und Ordnung der gewonnenen Daten beschrieben.

5.1.1 Kurzbeschreibung des Programms ANISN

Das Programm löst die eindimensionale Boltzmann Transport - Gleichung für Platten-, Zylinder- oder Kugelgeometrien. Nach Definition der Intervallgröße in der gewählten Geometrie und Festlegung der energetischen Zusammensetzung der Quelle (Energiegruppenstruktur) durch den Benutzer, wird der Teilchenfluß unter Einbeziehung der zugehörigen Wirkungsquerschnitte durch die vorgegebene Geometrie transportiert. Die in der Wirkungsquerschnitts-Bibliothek vorliegenden Streumatrizen, die die Übergänge beim Transport in andere Energiegruppen beschreiben, werden in Legendre-Koeffizienten dargestellt, die besonders gut geeignet sind, um Winkelverteilungen zu berücksichtigen (vergl. /Mol 91/). Der Transportalgorithmus berechnet anhand der Wirkungsquerschnitte entsprechend der vorliegenden Energiegruppenstruktur die energetische Verteilung der berechneten Flußanteile beim Übergang von einem Raumintervall in das nächste Intervall. Der Transport wird in Quellrichtung betrachtet (eindimensional) und die Flußanteile auf der Transportstrecke werden für ein Quellneutron bzw. -photon berechnet.

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der grundsätzlichen Möglichkeit, beliebig große Transportstrecken und somit beliebig tiefe Abschirmungen zu berechnen. Der Nachteil, der durch den Einbau der gewonnenen ANISN-Daten in das CASL-Verfahren kompensiert werden kann, liegt bei der Eindimensionalität der Rechnung. Es kann nur in Quellrichtung transportiert werden, und es können nur Teilchenflüsse und keine Dosisleistungsverteilungen bestimmt werden. Diese Nachteile, des ansonsten leistungsfähigen Programms ANISN, verhindern seinen Einsatz bei der praxisorientierten Planung und Gestaltung von „Deep-Penetration“ Abschirmungen.

Eine wichtige Voraussetzung für das Aufsetzen der Rechnungen ist die Kenntnis der Energiegruppenstruktur der verwendeten Wirkungsquerschnitts-Bibliothek. Bei den hier vorliegenden Rechnungen wurde die von J. Moll /Mol 91/ bis zu Neutronenenergien von 2,8 GeV erweiterte LAHI-Library verwendet. Diese Bibliothek wurde anfänglich aus den Wirkungsquerschnittsdaten der LASL-Library (Los Alamos 1978; Neutronen: $E_{\max}=800$ MeV) und der HILO-Library (Oak Ridge 1981; Neutronen und γ : $E_{\max}=400$ MeV) zusammengestellt und 1991 bis zu einer Energie von 2,8 GeV weiter entwickelt. Die Energiegruppenstruktur der erweiterten LAHI-Library bezüglich der Neutronenwirkungsquerschnitte wird in Tab. 5-1 aufgelistet.

Neutronen - Energieintervalle der LAHI-Library					
Gr.Nr.	Energie [MeV]	Gr.Nr.	Energie [MeV]	Gr.Nr.	Energie [MeV]
1	2500 - 2800	22	27,5 - 30,0	43	$7,43 \cdot 10^{-1} - 9,07 \cdot 10^{-1}$
2	2200 - 2500	23	25,0 - 27,5	44	$4,98 \cdot 10^{-1} - 7,43 \cdot 10^{-1}$
3	2000 - 2200	24	22,5 - 25,0	45	$3,34 \cdot 10^{-1} - 4,98 \cdot 10^{-1}$
4	1800 - 2000	25	20,0 - 22,5	46	$2,24 \cdot 10^{-1} - 3,34 \cdot 10^{-1}$
5	1600 - 1800	26	17,5 - 20,0	47	$1,50 \cdot 10^{-1} - 2,24 \cdot 10^{-1}$
6	1400 - 1600	27	14,9 - 17,5	48	$8,65 \cdot 10^{-2} - 1,50 \cdot 10^{-1}$
7	1200 - 1400	28	13,5 - 14,9	49	$3,18 \cdot 10^{-2} - 8,65 \cdot 10^{-2}$
8	1000 - 1200	29	12,2 - 13,5	50	$1,50 \cdot 10^{-2} - 3,18 \cdot 10^{-2}$
9	800 - 1000	30	10,0 - 12,2	51	$7,10 \cdot 10^{-3} - 1,50 \cdot 10^{-2}$
10	700 - 800	31	8,19 - 10,0	52	$3,35 \cdot 10^{-3} - 7,10 \cdot 10^{-3}$
11	600 - 700	32	6,70 - 8,19	53	$1,58 \cdot 10^{-3} - 3,35 \cdot 10^{-3}$
12	500 - 600	33	5,49 - 6,70	54	$4,54 \cdot 10^{-4} - 1,58 \cdot 10^{-3}$
13	400 - 500	34	4,49 - 5,49	55	$1,01 \cdot 10^{-4} - 4,54 \cdot 10^{-4}$
14	300 - 400	35	3,68 - 4,49	56	$2,26 \cdot 10^{-5} - 1,01 \cdot 10^{-4}$
15	200 - 300	36	3,01 - 3,68	57	$1,07 \cdot 10^{-5} - 2,26 \cdot 10^{-5}$
16	100 - 200	37	2,46 - 3,01	58	$5,04 \cdot 10^{-6} - 1,07 \cdot 10^{-5}$
17	50 - 100	38	2,02 - 2,46	59	$2,38 \cdot 10^{-6} - 5,04 \cdot 10^{-6}$
18	45 - 50	39	1,65 - 2,02	60	$1,12 \cdot 10^{-6} - 2,38 \cdot 10^{-6}$
19	40 - 45	40	1,35 - 1,65	61	$4,14 \cdot 10^{-7} - 1,12 \cdot 10^{-6}$
20	35 - 40	41	1,11 - 1,35	62	$0,10 \cdot 10^{-9} - 4,14 \cdot 10^{-7}$
21	30 - 35	42	0,90 - 1,11		

mit: Energie [MeV] $\triangleq$ Energiebereich der betreffenden Energiegruppe dessen Wirkungsquerschnitte in der LAHI-Bibliothek enthalten sind ; Gr.Nr. $\triangleq$ Nummer der Energiegruppe.

Tab. 5-1 : Energiegruppenstruktur (Neutronen) der erweiterten LAHI-Library (s. /Mol 91/)

Beim Input wird entsprechend der Energiegruppenstruktur der Library die Anzahl der Energiegruppen angegeben und diejenige Energiegruppe vorgegeben, aus der das „Startneutron“ emittiert werden soll. Bei der Gestaltung der räumlichen Intervalle müssen im Input die Geometrie (*Platte*, Zylinder, Kugel) und die zu betrachtenden Intervallbreiten der Raumintervalle festgelegt werden.

5.1.2 Totaler und Schneller-Neutronenfluß

Bei der Transportstrecke der Neutronen wird von einer maximal 6 m tiefen Abschirmung ausgegangen, für die eine Plattengeometrie verwendet wird, die in 61 Raumintervalle unterteilt wird (hier: Startintervalle 1 cm u. 9 cm, alle anderen 10 cm). Das Abschirmungsmaterial ist homogen und besteht jeweils aus folgenden sechs Materialien, deren Zusammensetzung in Tab. 5-2 definiert wird:

Element	Atomare Dichte [$\cdot 10^{24}$ Atome / cm^3]					
	Eisen	Gußeisen	Normalbeton	Schwerbeton	Trockener Boden ^(a)	Erde ^(b)
H			$3.86 \cdot 10^{-3}$	$1.13 \cdot 10^{-2}$		$6.02 \cdot 10^{-3}$
C		$1.08 \cdot 10^{-2}$				
O			$4.54 \cdot 10^{-2}$	$4.22 \cdot 10^{-2}$	$3.21 \cdot 10^{-2}$	$3.73 \cdot 10^{-2}$
Al			$4.82 \cdot 10^{-4}$	$9.02 \cdot 10^{-4}$		
Si		$3.09 \cdot 10^{-3}$	$2.08 \cdot 10^{-2}$	$2.55 \cdot 10^{-3}$	$1.60 \cdot 10^{-2}$	$1.72 \cdot 10^{-2}$
Fe	$8.60 \cdot 10^{-2}$	$7.35 \cdot 10^{-2}$	$1.07 \cdot 10^{-3}$	$2.15 \cdot 10^{-2}$		
ρ [g/cm^3]	7.8	7.2	2.3	3.6	1.6	1.8

mit: (a) = SiO_2 und (b) = $\text{SiO}_2 + 5\% \text{H}_2\text{O}$

Tab. 5-2 : Materialzusammensetzung der Abschirmungen für ANISN-Input, deren Neutronenflüsse im CASL verarbeitet werden.

Die zweite wichtige Voraussetzung neben der geometrischen Aufteilung der Abschirmung bildet die Energiegruppenstruktur, die gemäß Tab. 5-1 der Vorgabe der LAHI-Library entspricht und mit einer Anzahl von 83 Gruppen (62 Neutronengruppen + 21 γ -Gruppen) im Input angegeben wird. Von den 83 Gruppen werden bei

der Berechnung des schnellen und totalen Flusses selbstverständlich nur die Neutronengruppen berücksichtigt.

Für die „Startbedingungen“ der Schwächungsberechnung müssen die Energie und das Raumintervall des Quellneutrons angegeben werden. Das Programm ANISN errechnet ausgehend von dem definierten Quellneutron die Schwächung und die damit zusammenhängende energetische und räumliche Verteilung der Neutronenflußanteile (nur in Quellrichtung).

Aus diesen Informationen des Inputs über die Energiegruppenstruktur und die Aufteilung der Raumintervalle wird im Output neben vielen anderen Informationen eine Matrix (Energiegruppe, Raumintervall) aufgebaut, die den einzelnen Intervallen (Energie, Ort) den zugehörigen Neutronenflußwert zuordnet. Die Struktur der mit ANISN gewonnenen Neutronenflüsse wird in Tab. 5-3 veranschaulicht.

Struktur des ANISN-Outputs (Neutronenflüsse) bezüglich <u>einer</u> Quellenergie									
	<u>Grp.1</u>		<u>Grp.2</u>		<u>Grp.3</u>				<u>Grp.62</u>
<u>Int.1</u>	(x ₁ y ₁)	<u>Int.1</u>	(x ₂ y ₁)	<u>Int.1</u>	(x ₃ y ₁)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	<u>Int.1</u>	(x ₆₂ y ₁)
<u>Int.2</u>	(x ₁ y ₂)	<u>Int.2</u>	(x ₂ y ₂)	<u>Int.2</u>	(x ₃ y ₂)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	<u>Int.2</u>	(x ₆₂ y ₂)
..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)
..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)
<u>Int.61</u>	(x ₁ y ₆₁)	<u>Int.61</u>	(x ₂ y ₆₁)	<u>Int.61</u>	(x ₃ y ₆₁)	..:.....(.:.)	..:.....(.:.)	<u>Int.61</u>	(x ₆₂ y ₆₁)

mit: Int. $\triangleq$ Nummer des Raumintervalls der Material-/Abschirmungstiefe ; Grp.Nr. $\triangleq$ Nr. der Energiegruppe gem. Tab. 5-1.

Tab. 5-3 : Output Matrix der Neutronenflüsse des ANISN

In der Matrizen-Darstellung des Neutronenflusses im ANISN-Output werden die Werte der Neutronenflüsse, hier willkürlich als „(xy)“ bezeichnet, auf ein Quellneutron normiert und in der Einheit [Neutronen/cm²·s] ausgegeben. Greift man z.B. den Wert x₃y₂ heraus, so handelt es sich hierbei um den Neutronenfluß der Energiegruppe 3 (2,0 GeV - 2,2 GeV ; s. Tab. 5-1) im Raumintervall 2 (10 cm - 20 cm Abschirmungstiefe). Die Matrizen müssen für jedes Material (6 Materialien; s. Tab. 5-2) und für jede Quellenergiegruppe, die im CASL vorgesehen ist (16 Quellenergiegruppen), mit Hilfe von ANISN berechnet werden.

Zur Bestimmung des schnellen Flusses ϕ_s ($100 \text{ MeV} \leq E \leq 2,8 \text{ GeV}$) und des totalen Flusses ϕ_t ($10^{-10} \text{ MeV} \leq E \leq 2,8 \text{ GeV}$) betrachtet man eine Matrize definierter Quellenergie (E_0) und definierten Materials (m_1) und summiert die Neutronenflüsse entsprechend der Berechnungsvorschrift Gl. 5-1. Die Gleichungen orientieren sich

an der Matrizen-Darstellung aus Tab. 5-3 und deren Indizierung. Die errechneten Werte gelten für das 1. Raumintervall (l_1) (Index y_1); die folgenden Raumintervalle (Index y_2 bis y_{61}) werden analog berechnet.

$$\phi_s(E_0, m_1, l_1) = \sum_{i=1}^{16} x_i y_i \quad \text{und} \quad \phi_t(E_0, m_1, l_1) = \sum_{i=1}^{62} x_i y_i$$

Gl. 5-1 : Berechnung des schnellen und totalen Flusses in $[n/cm^2 \cdot s \text{ pro Quellneutron}]$ aus ANISN-Matrizen im Raumintervall l_1 für die Quellenergie E_0 und das Material m_1 .

Aus dieser Berechnungsvorschrift ergeben sich sowohl für den schnellen als auch für den totalen Fluß 61 tiefenabhängige Neutronenflüsse für das Material m_1 , bei der Quellenergie E_0 . Werden die ANISN - Berechnungen für alle Materialien (s. Tab. 5-2) und alle Quellenergiegruppen (100 MeV bis 2,8 GeV) gemäß Gl. 5-1 ausgewertet, dann ergibt sich ein Datensatz, der für den schnellen und den totalen Fluß pro Material 16 Datenblöcke verschiedener Quellenergiegruppen mit je 61 Neutronenflußwerten $[n/cm^2 \cdot s \text{ pro Quellneutron}]$ enthält. Dieser Datensatz wird dem Programm CASL als externe Datenbasis zur Verfügung gestellt.

Zu bemerken bleibt noch, daß der totale Fluß über die Berechnungsvorschrift Gl. 5-1 hinaus mit Konversionsfaktoren „gewichtet“ wurde. Die Berechnungsvorschrift (s. Gl. 5-2) dieser „Wichtung“ wird im folgenden Kap. 5-2 definiert und erläutert.

5.2 Konversionsfaktoren Fluß $\leftrightarrow$ Dosisleistung

In den Kapiteln 3 und 4 wurde bereits beschrieben, daß bei der Schwächungs- und Dosisleistungsberechnung dem totalen Fluß die Rolle der „Dosiskenngröße“ zukommt. Der Anteil des totalen Flusses berücksichtigt im Dosisfaktor (s. Gl. 4-7) den Anteil des Neutronenflusses im Energiebereich $E < 100 \text{ MeV}$ und stellt das Verhältnis her zwischen totalem und schnellem Fluß. Ihm fällt gleichzeitig die Aufgabe zu, den totalen Neutronenfluß, der sich in seinem Spektrum über alle LAHI-Energiegruppen erstreckt mit einem energieabhängigen Konversionsfaktor in eine Dosisleistung umzurechnen. Zu diesem Zweck wurde der totale Fluß in Ergänzung der Gl. 5-1 wie folgt berechnet.

$$\phi_{t(\text{gew.})}(E_0, m_1, l_1) = \sum_{i=1}^{62} (k_i \cdot x_i y_i)$$

Gl. 5-2 : „Wichtung“ des totalen Flusses $[\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}]$
durch energieabhängige Konversionsfaktoren k_i

Der Konversionsfaktor k_i ist ein energieabhängiger Äquivalentdosisfaktor der Einheit $[\text{Sv} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}]$. Durch diese „Wichtung“ des totalen Neutronenflusses erhält der Dosisfaktor $\tilde{D}(T)$ (s. Gl. 4-1 und 4-7) ebenfalls die Einheit $[\text{Sv} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}]$, die den zu berechnenden Neutronenfluß in Abhängigkeit von seiner Schwächung auf dem Weg von der Quelle zum Aufpunkt zu einer Äquivalentdosisleistung $[\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ bzw. $\text{Sv} \cdot \text{s}^{-1}]$ umrechnet.

Die notwendigen Konversionsfaktoren für Neutronen wurden einer Studie entnommen /Sta 93/, in der aus der Literatur und dem entsprechenden Regelwerk (z.B. Strahlenschutzverordnung, ICRU¹⁸, ICRP¹⁹) die zum jetzigen Zeitpunkt diskutierten Konversionsfaktoren für Pionen, Photonen, Protonen und Neutronen zusammengetragen wurden. Den Verlauf der verwendeten Konversionsfaktoren für Neutronen in Abhängigkeit von der Energie zeigt Abb. 5-1.

Bei der Energieeinteilung der Konversionsfaktoren wurde die Möglichkeit genutzt, Konversionsfaktoren aus einem „Konversionsdatensatz“ unter Zuhilfenahme einer FORTRAN-Routine zu erzeugen (vergl. /Sta 93/), wobei Energiegruppenstrukturen vom Benutzer frei definiert werden können. Um in den Gruppenstrukturen der

¹⁸ ICRU = International Commission on Radiation Units and Measurements.

¹⁹ ICRP = International Commission on Radiation Protection

ANISN-Ergebnisse rechnen zu können, orientierte sich die Generierung der Neutronen Konversionsfaktoren an der Energiegruppenstruktur der LAHI-Library (s. Tab. 5-1). Auf diese Weise wurden energieabhängige Konversionsfaktoren zur Umrechnung von Neutronenflüssen in Äquivalentdosen erzeugt, die im Anhang Kap. 9.2 dokumentiert sind. Sie wurden bei der „Wichtung“ des totalen Flusses zu einer „Dosiskenngröße“ des CASL Algorithmus zu Grunde gelegt.

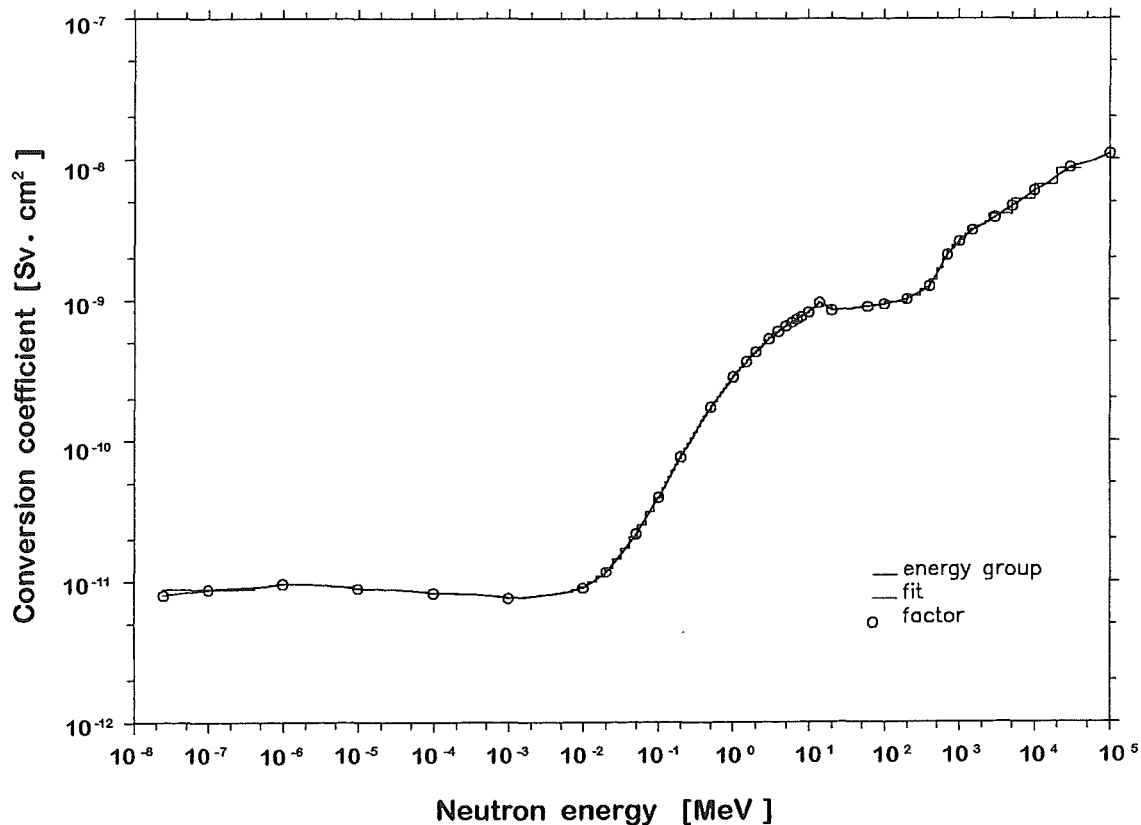


Abb. 5-1 : Grafik der Neutronen-Konversionsfaktoren [$\text{Sv} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$] in Abhängigkeit der Neutronenenergie [MeV] /Sta 93/

5.3 HET - Neutronenproduktionsraten der Quelle

Führt man sich noch einmal das „Ray-Tracing“ Verfahren der CASL-Dosisleistungsberechnungen vor Augen, so wird deutlich, daß neben den schon beschriebenen Daten des Schwächungsverhaltens (ANISN) noch die Daten der anisotropen Quellverteilung (s. Abb. 4-1) fehlen. Die zu erzeugenden Daten müssen die energie- und winkelabhängige Neutronenproduktion des punktförmigen Targets nach Protonenbeschuß pro eingeschossenem Proton beschreiben. Mit der Neutronenproduktionsrate pro Raumwinkel kann anschließend der Quellstrom (Protonen/s) in einen Neutronenfluß ($\text{n/cm}^2\cdot\text{s}$) umgerechnet werden, der die Quelle in Richtung des Aufpunktes verläßt. Auf dem Weg von der Quelle zum Aufpunkt wird die Schwächung (λ , B) des hochenergetischen Neutronenflusses berechnet.

Die benötigten Neutronenproduktionsraten der Quelle werden mit HETC Dünn-Target Rechnungen erzeugt. Die Ergebnisdaten stellen die Neutronenproduktion pro nicht-elastischer Wechselwirkung pro Raumwinkel dar, die abhängig sind von der Protoneneinschuß-Energie, dem Targetmaterial und dem zu betrachtenden Winkelintervall. Die Dünn-Target Neutronenproduktionsraten wurden für folgende Parameter berechnet:

1. Targetmaterialien (Massenzahl):

C (12), Al (27), Fe (56), In (115), Pb (207), U (238).

2. Protoneneinschuß-Energie:

0.1 GeV, 0.3 GeV, 0.6 GeV, 1.1 GeV, 1.5 GeV, 2.0 GeV, 2.5 GeV, 3.0 GeV.

3. Winkel [deg]:

0°, 2.5°, 7.5°, 15°, 25°, 35°, 50°, 70°, 90°, 110°, 130°, 150°, 170°, 180°.

Die erzeugten Daten wurden direkt in den CASL-Quellcode als „Daten-Block“ eingebaut.

Um die starke Anisotropie des erzeugten Neutronenfeldes darzustellen und zu beschreiben, empfiehlt es sich, die Neutronenproduktion pro eingeschossenem Primärteilchen dem zugehörigen Winkel gegenüberzustellen. In den Abb. 5-2 bis 5-8 ist die Neutronenproduktion bei verschiedenen Einschußenergien aller Materialien dem Winkel gegenübergestellt.

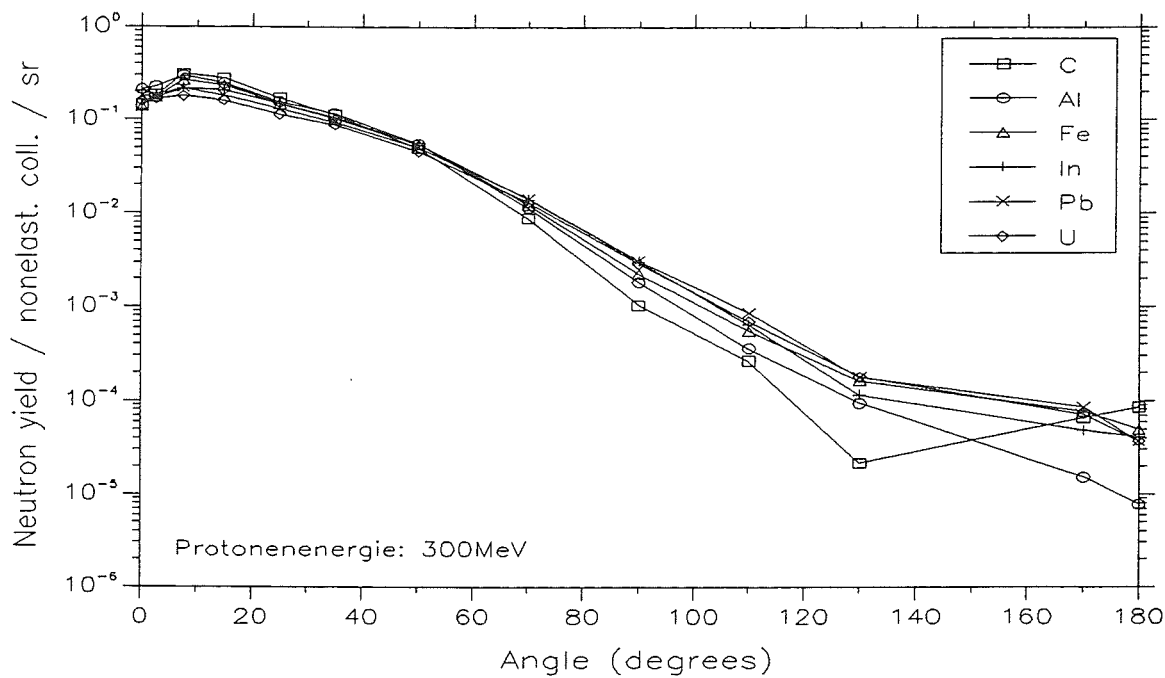


Abb. 5-2 : Neutronenproduktionsrate pro eingeschossenem Proton der Energie $E_p = 0.3$ GeV für alle Materialien, aufgetragen über alle Winkel /Bau 94/

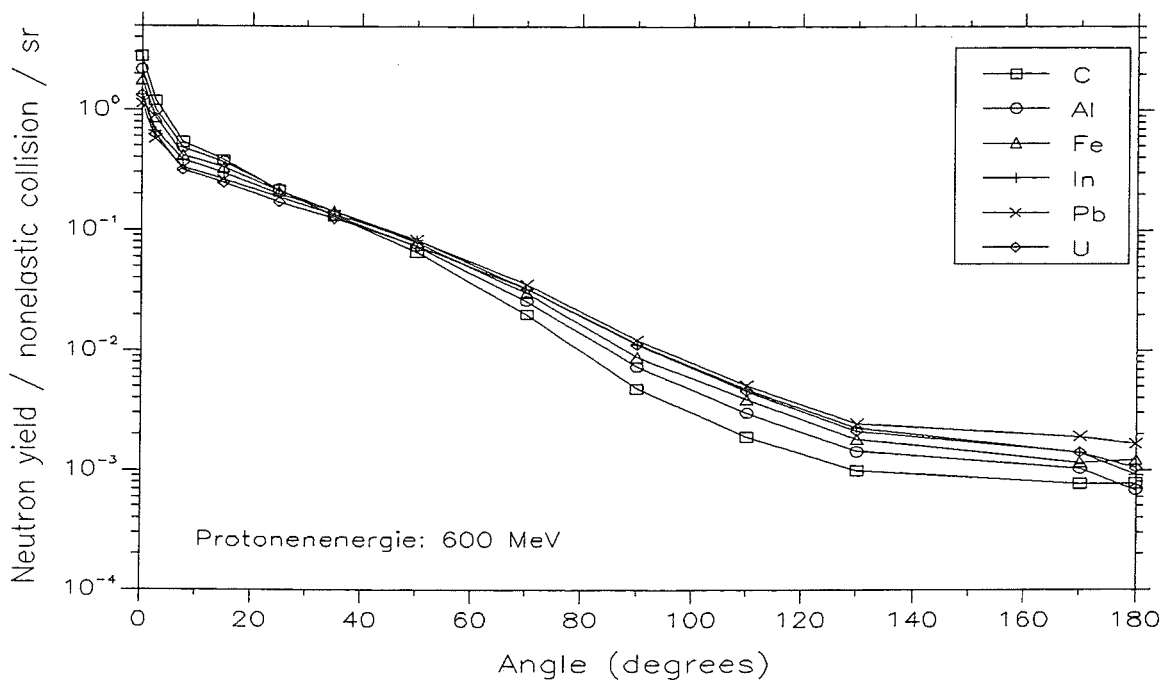


Abb. 5-3 : Neutronenproduktionsrate pro eingeschossenem Proton der Energie $E_p = 0.6$ GeV für alle Materialien, aufgetragen über alle Winkel /Bau 94/

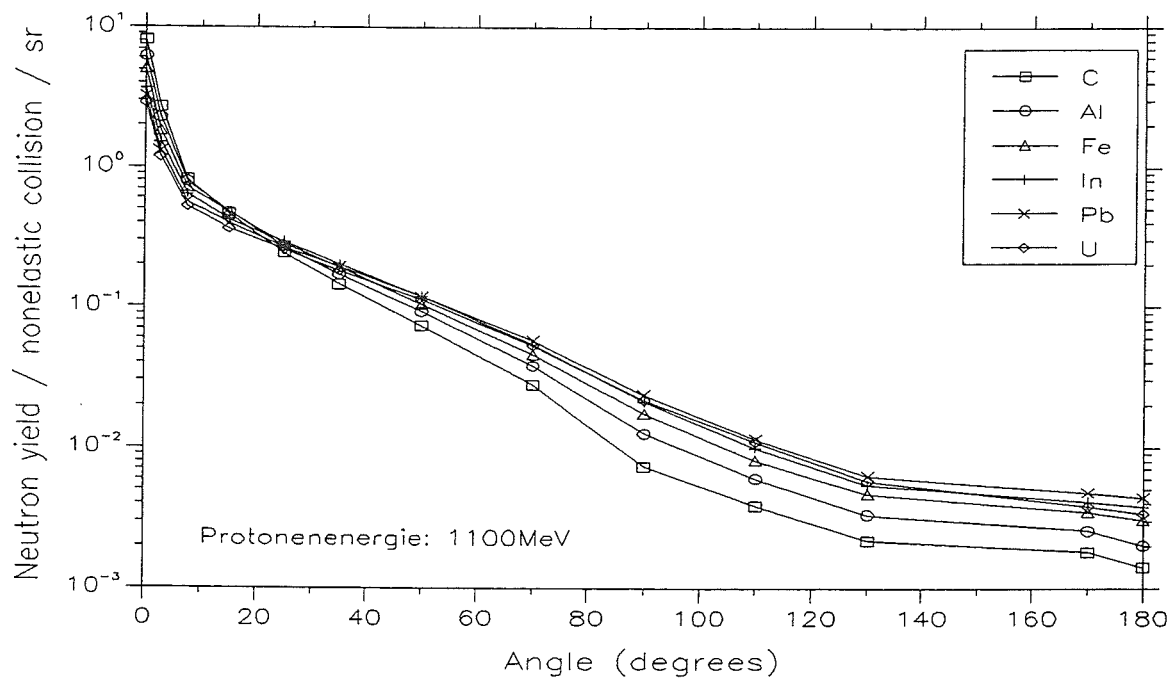


Abb. 5-4 : Neutronenproduktionsrate pro eingeschossenem Proton der Energie $E_p = 1.1$ GeV für alle Materialien, aufgetragen über alle Winkel /Bau 94/

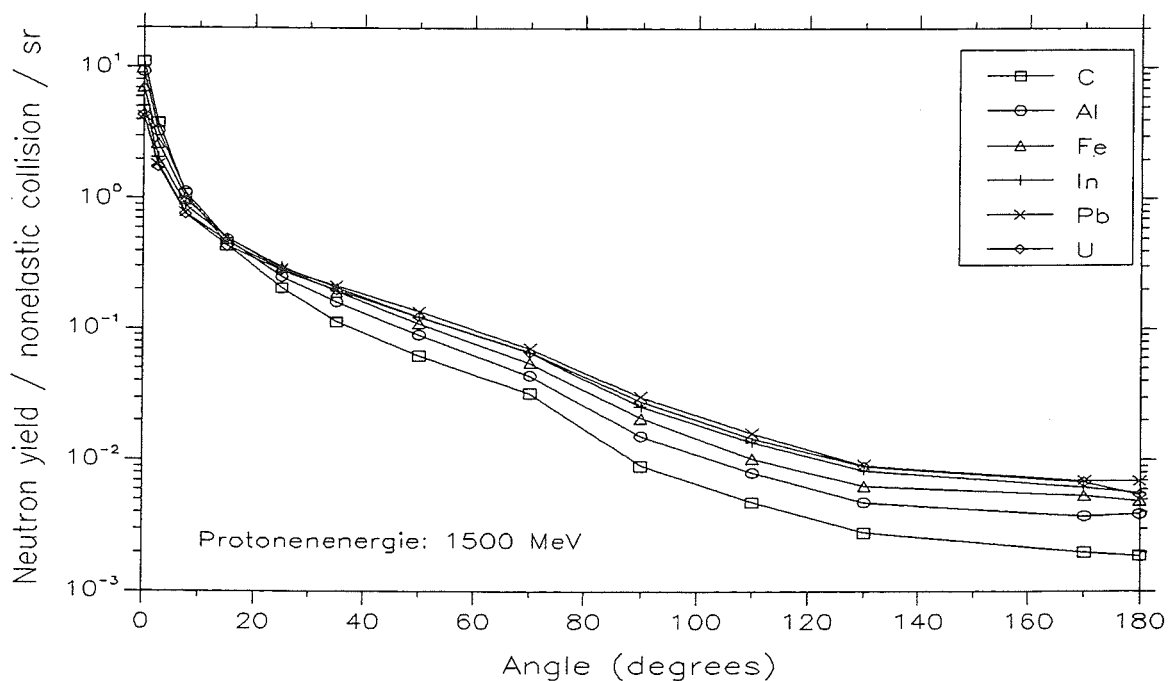


Abb. 5-5 : Neutronenproduktionsrate pro eingeschossenem Proton der Energie $E_p = 1.5$ GeV für alle Materialien, aufgetragen über alle Winkel /Bau 94/

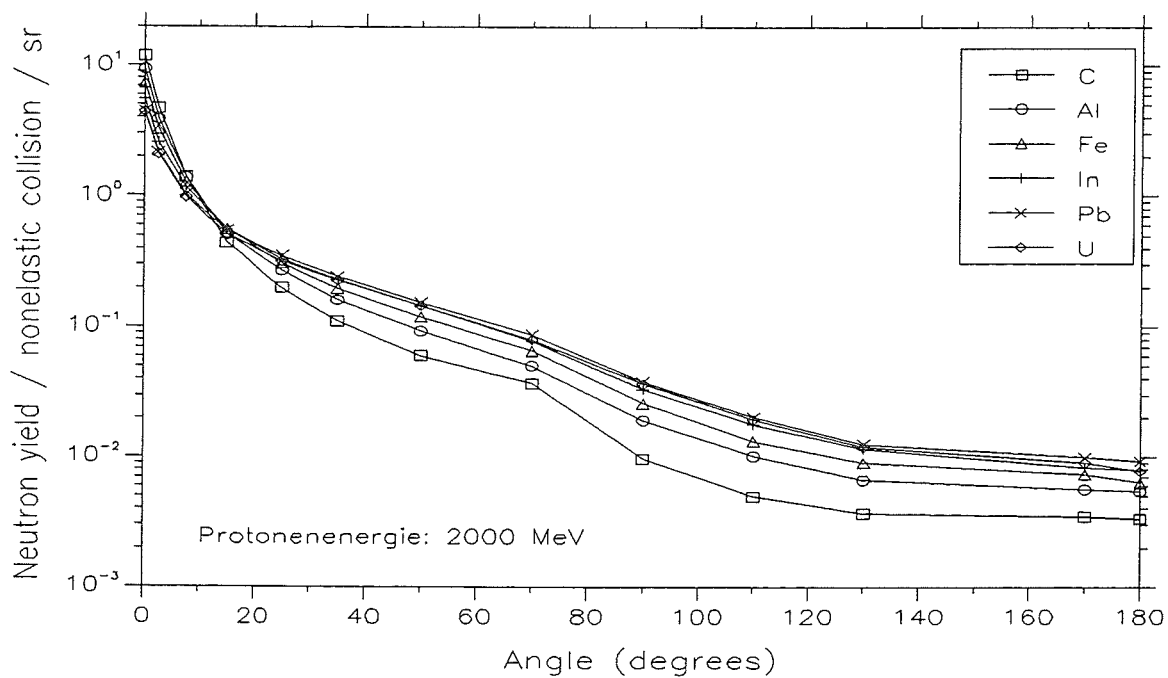


Abb. 5-6 : Neutronenproduktionsrate pro eingeschossenem Proton der Energie $E_p = 2.0$ GeV für alle Materialien, aufgetragen über alle Winkel /Bau 94/

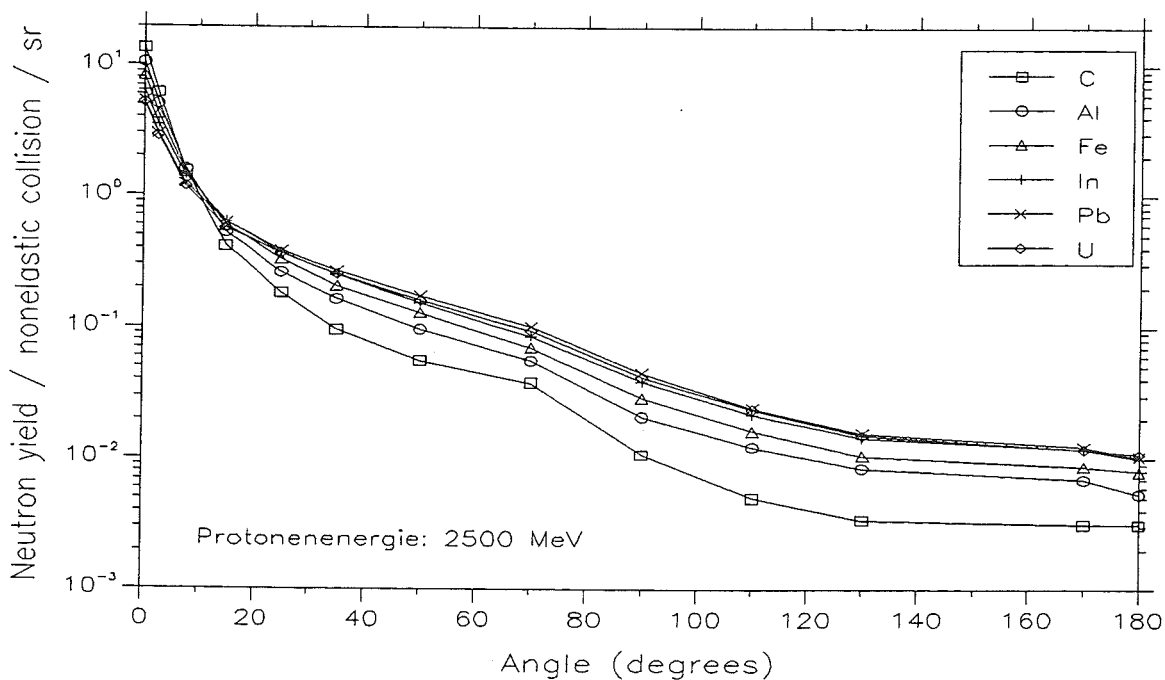


Abb. 5-7 : Neutronenproduktionsrate pro eingeschossenem Proton der Energie $E_p = 2.5$ GeV für alle Materialien, aufgetragen über alle Winkel /Bau 94/

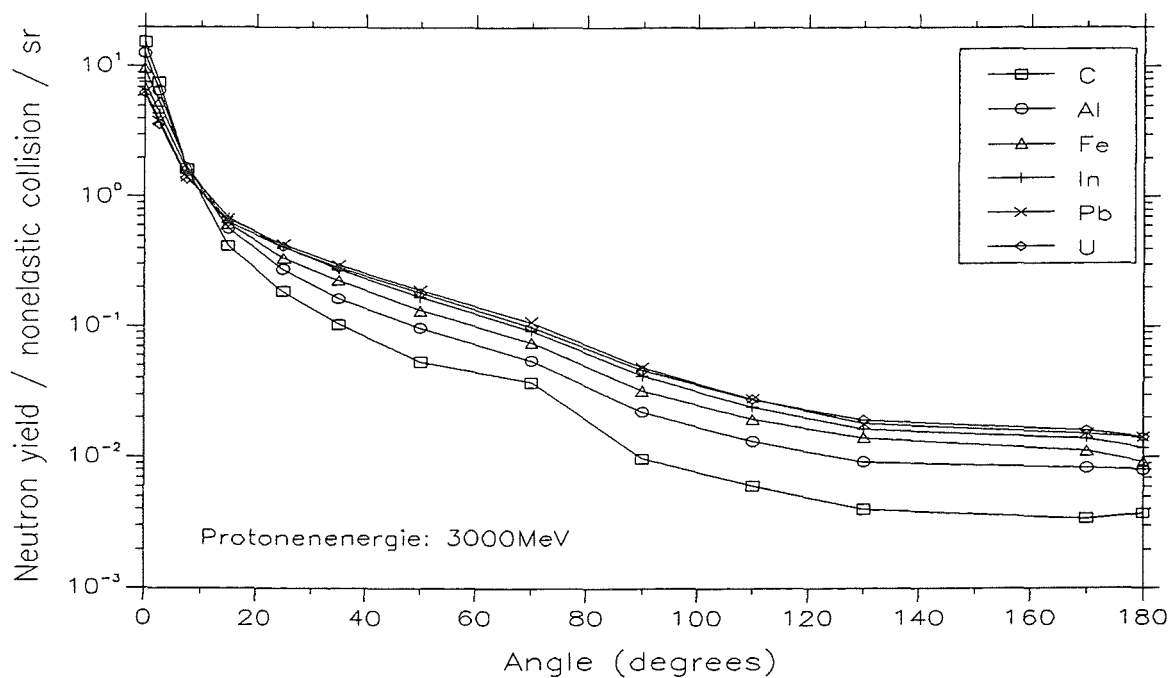


Abb. 5-8: Neutronenproduktionsrate pro eingeschossenem Proton der Energie $E_p = 3.0 \text{ GeV}$ für alle Materialien, aufgetragen über alle Winkel /Bau 94/

Der Verlauf der Neutronenproduktionen zeigt bei zunehmender Energie der eingeschossenen Primärteilchen (Protonen) bei allen Targetmaterialien einen signifikanten Anstieg der Vorwärtsrichtung (0° -Richtung), der auch bei den Rechnungen mit CASL deutlich wird. Im CASL zeigen sich bei hohen Energien u.a. durch die HETC-Daten starke „Spitzen“ bei der Ausbreitung in Quellrichtung.

5.4 Organisation der Datenbasis

Neben Daten, die bei der Konzeption und Entwicklung des CASL-Verfahrens berechnet wurden, wie z.B. die „Wichtung“ des totalen Flusses durch Konversionsfaktoren (s. Gl. 5-2), und nicht mehr direkt vom CASL benötigt und eingelesen werden müssen, werden dem Programm Datenblöcke zur Verfügung gestellt, die während des Programmablaufs verarbeitet werden. Zu diesem Zweck werden folgende Datensätze bereitgestellt:

1. Die HETC-Daten der energie- und winkelabhängigen Neutronenproduktionsraten der Quelle (s. Kap. 5.3).
2. Die mit ANISN berechneten Neutronenflüsse (s. Kap. 5.1), über die im Programm CASL alle benötigten Parameter (Schwächungslänge, „Buildup-Faktor“ und Dosisfaktor) bestimmt werden.

Der HETC-Datensatz befindet sich im Quellcode und wird dort blockweise aufgelistet, sortiert nach den sechs Targetmaterialien (C, Al, Fe, In, Pb, U). Jedes Targetmaterial wird wiederum gemäß den Protoneneinschussenergien (0.1 GeV bis 3.0 GeV) in acht Abschnitte unterteilt. Die Werte der Neutronenproduktionsraten werden in diesen Abschnitten anhand der vierzehn aufsteigenden Emissionswinkel (0°deg bis 180°deg) aufgelistet. Für die HETC-Daten der vorliegenden Targetmaterialien sind auch in Zukunft keine signifikanten Änderungen zu erwarten. Nur bei einer Erweiterung der maximalen Protoneneinschussenergie oder der Verwendung von Targetmaterialien mit Massenzahlen kleiner als Kohlenstoff bzw. größer als Uran müßte dieser Datenblock erweitert und der entsprechende Zugriff geringfügig geändert werden.

Die Anzahl der Targetmaterialien bedarf in Zukunft ebenfalls keiner Änderung, da im Rahmen der verfügbaren Neutronenproduktionsraten des CASL alle Targetmaterialien zwischen Kohlenstoff und Uran frei definierbar sind. Über die Eingabe ihrer Massenzahl und die anschließenden Interpolationsroutinen können für alle Targetmaterialien die entsprechenden Neutronenproduktionsraten aus den o.g. Daten errechnet werden. Eine Erweiterung bezüglich der Targetmaterialien erscheint deshalb nur sinnvoll, wenn mit Targets gerechnet werden soll, die in ihrer Massenzahl weit unter Kohlenstoff oder weit über Uran liegen. Beide Fälle sind für den Einsatzbereich des CASL nicht zu erwarten.

Die Integration der HETC-Daten in den Quellcode erscheint sinnvoll aufgrund der relativ geringen Datenmenge und der zu erwartenden Beständigkeit der Daten.

Für die unter 2. aufgeführten ANISN-Daten stellt sich die Situation etwas anders dar. Bei einer Erweiterung des CASL-Verfahrens in bezug auf die Abschirmungsmaterialien und die max. Quellenergie wird eine Änderung dieses Datensatzes zwingend notwendig. Die Neutronenflüsse werden in der Datenbasis nach den Abschirmungsmaterialien (Eisen, Gußeisen, Normalbeton, Schwerbeton, trockener Boden, Erde) in Blöcken aufgelistet. Diese Blöcke teilen sich jeweils in den schnellen Neutronenfluß und den „gewichteten“ totalen Neutronenfluß²⁰. Die tiefenabhängigen Neutronenflüsse (0 m bis 6 m) werden in diesen Teilblöcken in Abhängigkeit von den sechzehn Quellenergiegruppen (0.1 GeV bis 2.8 GeV) aufgelistet.

Der so entstehende Datensatz wird aufgrund seiner Größe als externe Datei angelegt. Dieses Verfahren bietet zusätzlich die Möglichkeit, über die Änderung der Neutronenflußdaten ohne grundsätzliche Veränderungen im Quellcode z.B. eine Erhöhung der maximalen Energie oder eine Erweiterung der Abschirmungsmaterialien vorzunehmen. Voraussetzung hierzu wären neue ANISN-Berechnungen und geringfügige Änderungen im Programm bezüglich des Datenzugriffs.

Bei der Überlegung, ob eine solche Erweiterung für den Einsatzbereich des CASL sinnvoll wäre, sollte berücksichtigt werden, daß im Programm CASL beliebige Abschirmungsmaterialien über die Eingabe ihrer Dichte frei definiert werden können. Der Autor sieht die vorliegenden Abschirmungsmaterialien als ausreichend an, da die „klassischen“ Abschirmungsmaterialien des vorgesehenen CASL-Anwendungsbereichs berücksichtigt werden. Vor einer Erweiterung der ANISN-Daten bezüglich der maximalen Energie müßte überprüft werden, ob durch Extrapolation der verfügbaren Daten evtl. der Energiebereich $E > 3$ GeV abgedeckt werden kann, ohne daß zusätzliches Datenmaterial erforderlich wird.

Der extern abgelegte ANISN-Datensatz wird bei jedem Programmdurchlauf von CASL eingelesen und über die Berechnungsvorschriften (s. Kap. 4.2.2) werden die einzelnen Parameter (Schwächungslänge, „Buildup-Faktor“ und Dosisfaktor) berechnet, nach den gleichen Kriterien (Parameter, Material, Energie, Abschirmungstiefe) sortiert und in einer internen Datenbasis („APBASE“ = Attenuation Parameter Base) als temporäre Datei abgelegt.

²⁰ Der Anhang (Kap. 9.4) enthält die totalen Neutronenflüsse gem. Gl. 5-1 als ursprüngliche Daten ohne „Wichtung“ durch die energieabhängigen Konversionsfaktoren. Die Neutronen-Konversionsfaktoren werden im Anhang Kap. 9.6 tabelliert.

6 Anwendungen des CASL - Verfahrens

Die Beurteilung und Einordnung der mit CASL gewonnenen Dosisleistungsverteilungen im Vergleich zu vorliegenden experimentellen Daten von Abschirmungsexperimenten und laufenden Anlagen sind schwierig. Andererseits lassen die Erfahrungswerte von gemessenen Dosisraten an existierenden Abschirmungssystemen ausreichende Übereinstimmung erwarten.

Mit handelsüblichen Neutronenmonitoren (direkte Dosisleistungsmessung) kann der Meßbereich über 100 MeV nicht abgedeckt werden (s. Kap. 2.2). Bei allen in der Literatur recherchierten Experimenten wurden Messungen hochenergetischer Neutronen unter großem Aufwand (Kalibrierung, Konstruktion der Meßgeräte ect.) vorgenommen. Bei den Beschreibungen und Auswertungen fehlen bei vielen Experimenten einige für das CASL-Verfahren notwendige Parameter oder werden nicht eindeutig definiert. Die Problembereiche der Parametrierung lassen sich in zwei Hauptgruppen aufteilen:

1. die Geometrie (Abmessungen, Materialzusammensetzung etc.)
2. die technisch - physikalischen Daten (Teilchenenergie und -strom, Target etc.)

Eine willkürliche Dimensionierung der fehlenden Parameter würde erhebliche Auswirkungen auf die errechneten Dosisleistungsverteilungen mit sich bringen.

Abhilfe schaffen könnte nur die systematische experimentelle Ermittlung von Dosisleistungsverteilungen unter Berücksichtigung der im CASL und auch anderen Berechnungsmethoden relevanten Parameter. Voraussetzungen einer solchen Meßreihe wären die Einbeziehung der aktuellen Konversionsfaktoren und die Vorgabe einer einwandfrei rekonstruierbaren Geometrie und Materialzusammensetzung. Selbstverständlich würden derartige Meßreihen auch vielfältige Fehlerquellen beinhalten, die je nach Qualität der Vorbereitung und Durchführung stark eingeschränkt werden könnten. Die experimentell gewonnenen Dosisleistungsverteilungen im Energiebereich bis 3 GeV könnten eine Orientierungshilfe für die Rechenergebnisse liefern und die Einstufung der verschiedenen Berechnungsmodelle ermöglichen. Beim Aufbau des Beamstops am TOF - Experiment (s. Abb. 6-10 und 6-11) wurde eine solche Meßreihe in Erwägung gezogen, da eine Platzierung von Detektorröhren in vorzubereitende Hohlräume zu diesem Zeitpunkt relativ einfach möglich gewesen wäre. Dieses Vorhaben wurde allerdings wieder fallengelassen

aus finanziellen Gründen und aufgrund des vorherrschenden Zeitdrucks bei der Inbetriebnahme der Anlage.

Eine rein rechnerische Überprüfung der CASL Ergebnisse anhand anderer Rechen - Codes erscheint nicht sinnvoll, da diese entweder der Problemstellung nicht gerecht werden (z.B. ist HETC nicht für „Deep-Penetration“ Probleme geeignet) oder keine vergleichbaren Ergebnisse liefern (z.B. ANISN liefert keine Dosisleistungen). Im gemeinsamen Anwendungsbereich der beiden Programme HETC und CASL (50 cm - 100 cm Abschirmungstiefe Eisen) wurden Vergleichsrechnungen bei speziellen Anwendungen durchgeführt, um die CASL Ergebnisse zumindest „einordnen“ zu können. Hier zeigte sich, daß die CASL Berechnungen im o.g. Bereich besonders in der 0°-Richtung relativ konservative Ergebnisse liefern.

In den folgenden Kapiteln werden Anwendungen des CASL Codes aufgeführt, die im Zusammenhang stehen mit dem Genehmigungsverfahren und der betriebsinternen Planung von Strahlenschutzmaßnahmen am COSY. Neben der Dimensionierung und Auslegung der verschiedenen Beamstops von COSY - Experimenten (s. Kap. 6.1 und 6.2) werden auch Ergebnisse eines Kopplungsverfahrens (HETC-ANISN) nachgerechnet und mit CASL Ergebnissen verglichen (s. Kap. 6.3). Zusätzlich werden in Kap. 6.4 Vorstudien zur geplanten ESS (European Spallation Source) vorgestellt, bei denen die Abschirmung der Targetstation untersucht wurde. Diese Ergebnisse werden ebenfalls mit einem Kopplungsverfahren verglichen.

Die Beispiele sollen die Praktikabilität des CASL-Verfahrens veranschaulichen und den vorgesehenen Einsatzbereich verdeutlichen. Bei den Vergleichen mit den Kopplungsverfahren soll gezeigt werden, daß auch mit dem anwendungsorientierten CASL-Verfahren praxisrelevante Ergebnisse erzielt werden können, ohne die sehr komplizierten Kopplungsverfahren handhaben zu müssen.

6.1 Abschirmung eines Niederenergie-Protonenmeßplatzes

Aus medizinischer Sicht bietet die Energiedeposition von Protonen (Teilchenstrahlung) in Weichteilgewebe wesentliche Vorteile (s. Abb. 6-1) im Vergleich zu Photonenstrahlung (z.B. Co 60). Um diese Vorteile in Zukunft für die therapeutische Behandlung von Tumoren nutzen zu können, müssen Vorstudien durchgeführt werden, die Aussagen liefern über das Verhalten der Protonen in gewebeäquivalentem Material. An COSY wurde zu diesem Zweck ein Experimentierplatz eingerichtet

(s. Abb. 2-2 „Medizin“ und Abb. 2-3 „NEMP“), an dem eine maximale Protonenenergie von 250 MeV bei einem maximalen Teilchenstrom von $1,6 \cdot 10^{-10}$ mA (10^6 Protonen/s) vorgesehen ist. Dieses Experiment wurde nachträglich eingerichtet, und für die Gestaltung des notwendigen Zugangs zu diesem Kontrollbereich wurden CASL Rechnungen herangezogen.

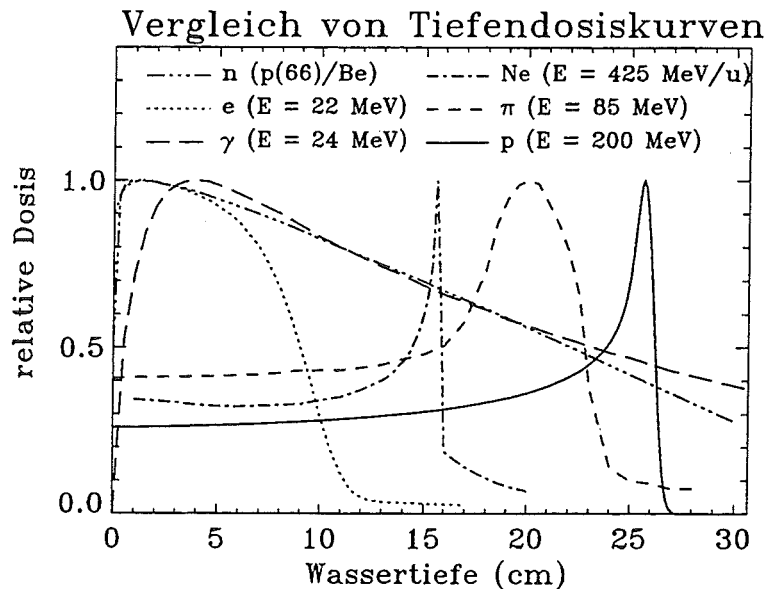


Abb. 6-1 : Tiefendosisverteilungen verschiedener Strahlenarten in Wasser /Sch 93/

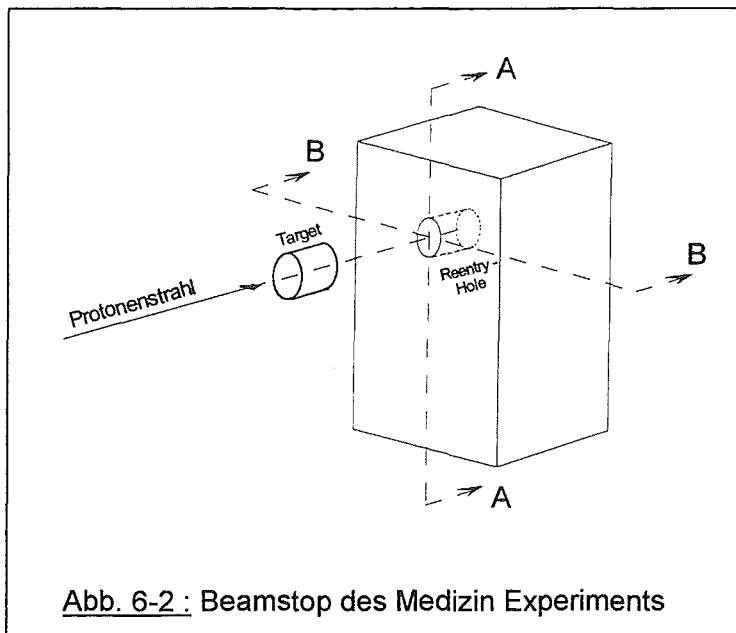
Beim Medizin-Experiment wird die Einhaltung der maximalen Energie des Protonenstrahls (250 MeV) gewährleistet durch die Auslenkung zum Experimentierplatz über einen Steuermagneten. Die maximale Feldstärke des Magneten erlaubt nur die Ablenkung von Protonen bis zu einer Energie von höchstens 250 MeV. Treten Protonen höherer Energie auf, so können diese nicht zum Medizin-Experimentierplatz gelenkt werden und reagieren vor dem Experiment mit Materie, ebenso wie beim totalen Ausfall des Steuermagneten (Stromausfall). Die Einhaltung des maximalen Teilchenstroms ($1,6 \cdot 10^{-10}$ mA) wird gemäß dem Sicherheitskonzept mit Neutronenmonitoren außerhalb des Experimentierplatzes (s. Kap. 2.2) gewährleistet. Da beim Medizin-Experiment von allen COSY-Experimenten die kleinste Auslenkungsenergie (250 MeV) und der niedrigste Strom zugrunde gelegt werden, stellt dieses Experiment die geringsten Anforderungen an die Abschirmungen.

Gesucht wurde eine möglichst praktikable Konstruktion des zugehörigen Beamstops, der nach folgenden Kriterien und Vorgaben zu gestalten war:

- die Kontrollbereichsgrenze ($7,5 \mu\text{Sv/h}$) befindet sich direkt hinter dem Beamstop, da dort ein Zugang existiert (s. Abb. 2-3);
- die maximale Auslegung beträgt 250 MeV Protonenenergie und $1,6 \cdot 10^{-10} \text{ mA}$ Teilchenstrom ($\approx 10^6$ Protonen/s);
- die Targetstation (s. Abb. 6-1) muß für die Experimente vor dem Beamstop installiert werden und sich auf einer optimalen Höhe befinden;
- die Materialzusammensetzung sollte möglichst ökonomisch sein (Beton);
- die Dimensionierung des Beamstops wird durch eine tragende Decke begrenzt;
- das „re-entry hole“ (s. Abb. 6-1), das eine zu starke Rückstreuung des Strahls verhindern soll, darf nicht zu tief in der Abschirmung liegen, da in diesem Hohlraum ansonsten Abschirmungsmaterial in 0° -Richtung fehlt.

Für die Berechnungen mit CASL wird die in Abb. 6-2 dargestellte Anordnung verwendet. Das „re-entry hole“ und das Target werden als Zylinder definiert, die eine gemeinsame Rotationsachse besitzen. Um den späteren Experimenten möglichst nahe zu kommen, wurde das Target mit Erde gefüllt, einem Material geringer Dichte. Der Beamstop besteht ausschließlich aus Normalbeton.

Im CASL wurden die Isodosislينien des vertikalen Schnitts A-A und des horizontalen Schnitts B-B berechnet (s. Abb. 6-2). Von besonderem Interesse ist die 0° -Richtung, da sich in dieser Ausbreitungsrichtung der Zugang des Kontrollbereichs befindet.



hang entnommen werden (Kap. 9.3.1).

Den Verlauf der Isodosislينien der Schnittbilder zeigen Abb. 6-3 und Abb. 6-4. Die zugehörigen Neutronenflußverteilungen können dem An-

Diese beiden Schnittbilder stellen selbstverständlich nur Teilergebnisse dar. Es wurden auch mit den anderen Berechnungsmethoden des CASL (s. Tab. 4-1) weitere Dosisleistungen an diesem Beamstop berechnet (z.B. Aufpunkt, Liniendetektor

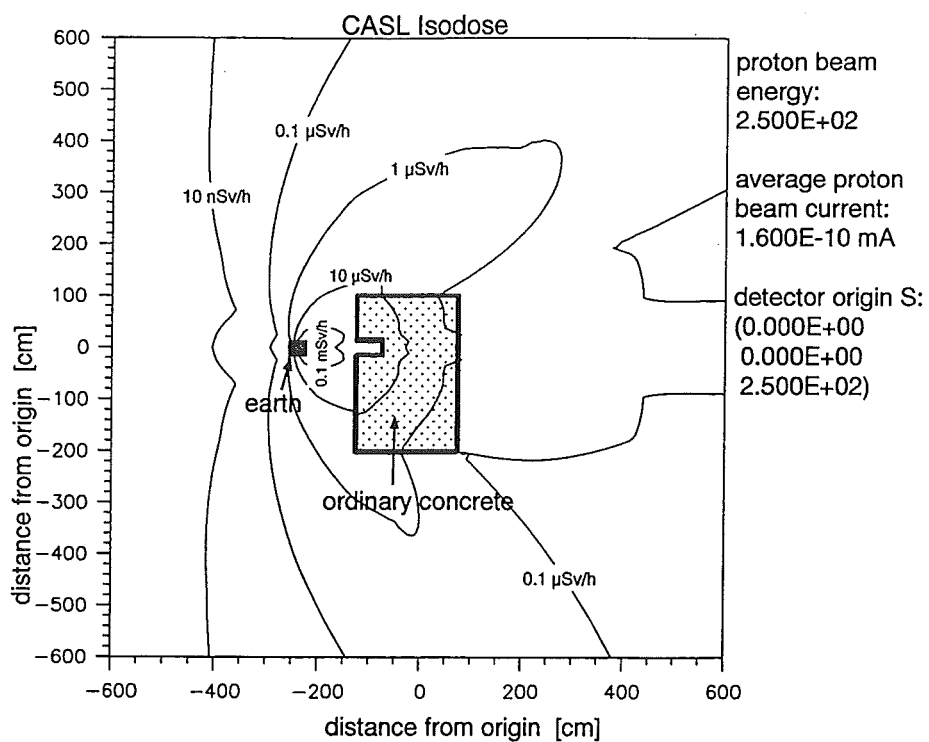


Abb. 6-3 : Isodosislinien des Medizin-Beamstops (gem. Abb. 6-2: Schnitt A-A)

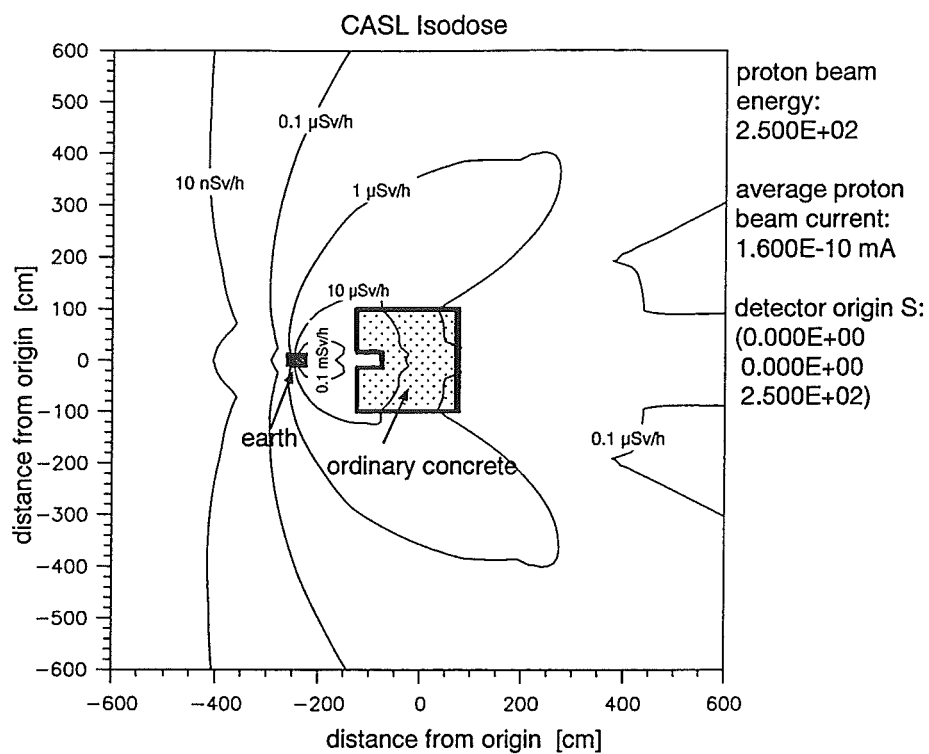


Abb. 6-4 : Isodosislinien des Medizin-Beamstops (gem. Abb. 6-2: Schnitt B-B)

in 0°-Richtung und „Skyshine“²¹ in 90°-Richtung unter Einbeziehung der Betondecke). Berücksichtigt man die schon erwähnte konservative Abschätzung mit dem CASL-Verfahren, so geht aus allen Ergebnissen hervor, daß im Zugangsbereich des vorgesehenen Kontrollbereiches die Dosisleistung von 7,5 µSv/h eingehalten wird. Dieser Sachverhalt ist auch bei den Isodosislinien der Abb. 6-3 und 6-4 zu sehen.

Weitere Berechnungen führten zu der Erkenntnis, daß ohne Zusatz von Eisen eine hinreichende Abschirmung gewährleistet werden kann. Statt eines freistehenden Beamstops reicht eine Aufmauerung an der Wand des Kontrollbereichszugangs aus (s. Abb. 2-3), um den Anforderungen bei der Einrichtung eines Kontrollbereiches zu genügen. Somit ist mit Hilfe der CASL-Rechnungen für den Medizin-Meßplatz eine sehr praktikable Alternative aus den anfänglichen Überlegungen eines separaten Beamstops hervorgegangen. Außerdem ist sie ökonomisch, da sie mit geringem Aufwand umgesetzt werden kann und auch ohne umfangreiche Umbauten in der Zukunft andere Nutzungsmöglichkeiten dieses Experimentierplatzes zuläßt.

6.2 Abschirmungen bei Mittelenergiephysik - Experimenten

Die Abschirmungen der beiden Experimente TOF und Big Karl (s. Abb. 2-3) wurden bei der Beamstop-Planung gemäß den Vereinbarungen im Genehmigungsverfahren mit einer maximalen Energie von 2,5 GeV und einem maximalen Teilchenstrom von $1,6 \cdot 10^{-7}$ mA (10^9 Protonen/s) berechnet. Diese Daten wurden in Übereinstimmung mit den Projektverantwortlichen als Verlustraten festgelegt und bilden die Grundlage der Strahlenschutzrechnungen im Sicherheitsbericht (s. Kap. 2.2).

Höhere Verlustraten sollten auch erfaßt werden, damit die daraus resultierenden Anforderungen bei der Bauplanung insofern berücksichtigt werden können, als eine spätere Nachrüstung ohne größere Schwierigkeiten (Platzbedarf, Statik, Gebäudedichtheit) durchgeführt werden kann /Pro 88/.

Während der Planungsphase wurden mit CASL etliche Berechnungen der beiden Beamstops unter Variation der verschiedenen Parameter (Energie, Strom, Abmes-

²¹ Skyshine bezeichnet die Abstrahlung (Dosisleistung) in Richtung der Hallendecke.

sungen, „Design“, Material) durchgeführt. In diesem Kapitel werden sowohl die Ergebnisse (Gestaltung der Beamstops) im Zusammenhang mit dem Genehmigungsverfahren (s. Abb. 6-7 und 6-12), als auch Ergebnisse aus Berechnungen höherer Quellstärken (s. Abb. 6-8 bis 6-9 und Abb. 6-13 bis 6-15) vorgestellt.

TOF (Time Of Flight Detector)

Dieses Experiment besteht im wesentlichen aus einem ca. 9 m langen Edelstahltank mit einem Durchmesser von ca. 3 m und einem Gewicht von ca. 30 Tonnen, der auf Schienen geführt wird (s. Abb. 6-5). Der Tank ist an den Innenwänden mit Szintillatoren ausgelegt, am Strahleintritt befindet sich das Target. Mit Hilfe dieses großvolumigen Detektors (Szintillatorhodoskop) wird versucht, Teilchen zu qualifizieren, die bei der Reaktion im Target erzeugt werden. Anhand ihrer Auftreffpunkte (Ortskoordinaten) und des zugehörigen Auftreffzeitpunkts können Erkenntnisse über Art und Qualität der Reaktionsprodukte gewonnen werden.

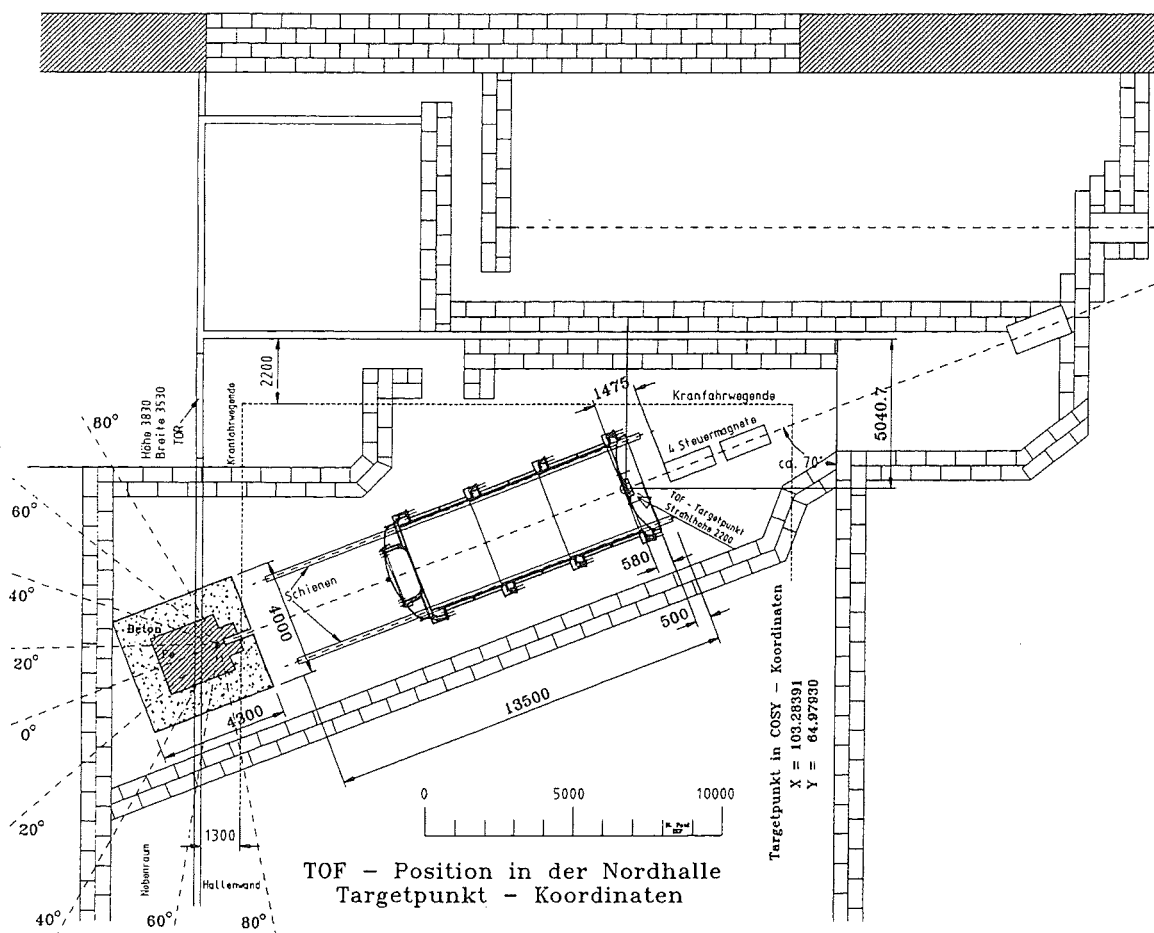
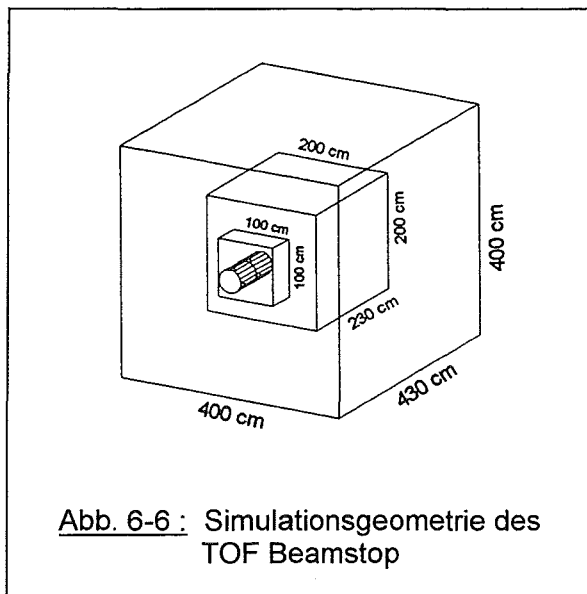


Abb. 6-5: TOF Experiment mit Beamstop und berechneten Strahlrichtungen

Die Vorgaben, nach denen der Beamstop des Experiments TOF zu berechnen und zu gestalten war, können in folgenden Punkten zusammengefaßt werden:

- die Kontrollbereichsgrenze ($7,5 \mu\text{Sv/h}$) liegt direkt hinter dem Beamstop, da sich in Strahlrichtung (0° -Richtung) am Ende des Beamstops (plus 1 m Betonwand) ein Betriebsraum (EDV-Zentrale) befindet (s. Abb. 2-3);
- die maximale Auslegung (Genehmigungsverfahren) beträgt $2,5 \text{ GeV}$ Protonenenergie und $1,6 \cdot 10^{-7} \text{ mA}$ Teilchenstrom ($\cong 10^9$ Protonen/s); zusätzlich wurden für $2,5 \text{ GeV}$ und $3,2 \cdot 10^{-6} \text{ mA}$ Berechnungen durchgeführt;
- die Größe des Eisenkerns (s. Abb. 6-6 und 6-7) muß optimiert werden;
- das „re-entry hole“ muß angepaßt werden.



Bei den CASL-Rechnungen wurde für die Simulation des TOF Beamstop eine Geometrie verwendet (s. Abb. 6-6), die ein von Eisen umhülltes „re-entry hole“ ($\varnothing 20 \text{ cm}$ und 1 m lang) und direkt im Anschluß daran einen Eisenblock ($2\text{m} \cdot 2\text{m} \cdot 2,3\text{m}$) vorsieht. Dieser „Eisenkern“ wird von einer ca. 1 m dicken Betonschicht umgeben. Verschiedene Berechnungen (Aufpunkte, Liniendetektoren, Isodosislينien, Oberflächendosisleistungen), ergaben für

die o.g. Parameter die in Abb. 6-7 zusammengefaßten Ergebnisse.

Die Berechnungen ergaben bei einem gemäß Abb. 6-6 ausgelegten Beamstop eine maximale Oberflächendosisleistung in der kritischen 0° -Richtung von $2,1 \mu\text{Sv/h}$. Unter diesen Voraussetzungen und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß in Strahlrichtung noch eine ca. 1 m dicke Betonwand folgt (s. Abb. 2-3 und Abb. 6-5), genügt die ermittelte Konstruktion den Bedingungen der Kontrollbereichsgrenze. Zudem liegen die CASL-Ergebnisse (konservativ) immer geringfügig über den zu erwartenden Dosisleistungen. Mit diesem Beamstop, der alleine ein Gewicht von rund 211 t besitzt (ca. 136 t Beton und 75 t Eisen bei Dichten von $2,3 \text{ g/cm}^3$ bzw.

7,8 g/cm³), erfüllt der als Kontrollbereich ausgewiesene Experimentierplatz TOF die Anforderungen des Genehmigungsverfahrens.

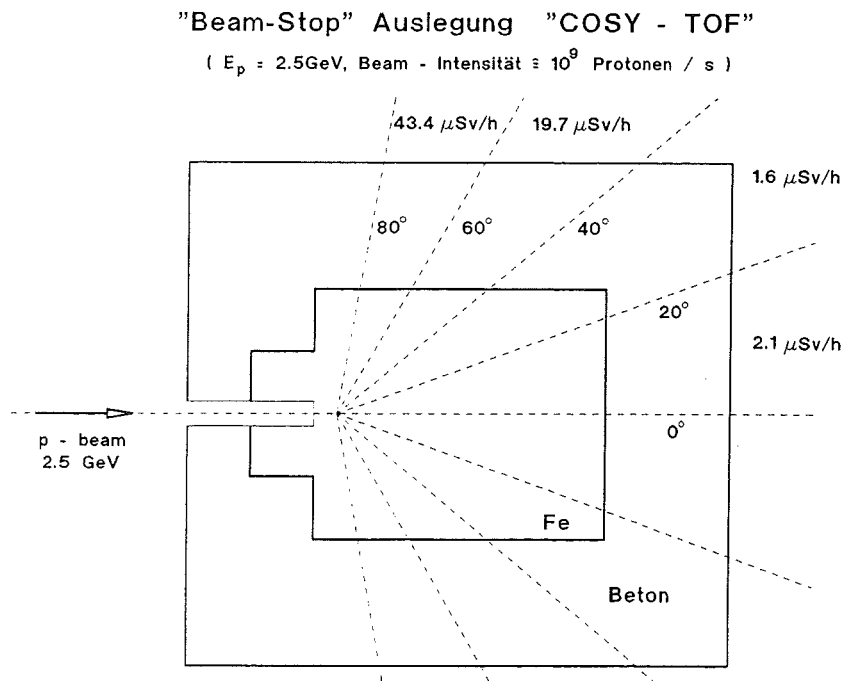


Abb. 6-7 : Oberflächendosisleistungen [$\mu\text{Sv/h}$] der eingezeichneten Winkelintervalle am TOF Beamstop /Fil 93/

Um auch die Auswirkungen von Teilchenflüssen über 10^9 Protonen/s einordnen zu können (s. Kap. 2.2), wurden u.a. mit der gleichen Beamstop-Konstruktion, bei einer maximalen Teilchenenergie von 2,5 GeV, auch höhere Ströme berechnet. Die Geometrie und die Materialien blieben dabei unverändert. Die Isodosislينien der Berechnung mit einem Teilchenstrom von $3,2 \cdot 10^{-6}$ mA ($2 \cdot 10^{10}$ Protonen/s) sind im Schnittbild Abb. 6-8 (Strahlrichtung in 1 m Tiefe, vergl. Abb. 6-10) und im Schnittbild Abb. 6-9 (Seitenansicht, vergl. Abb. 6-7 und 6-11) dokumentiert.

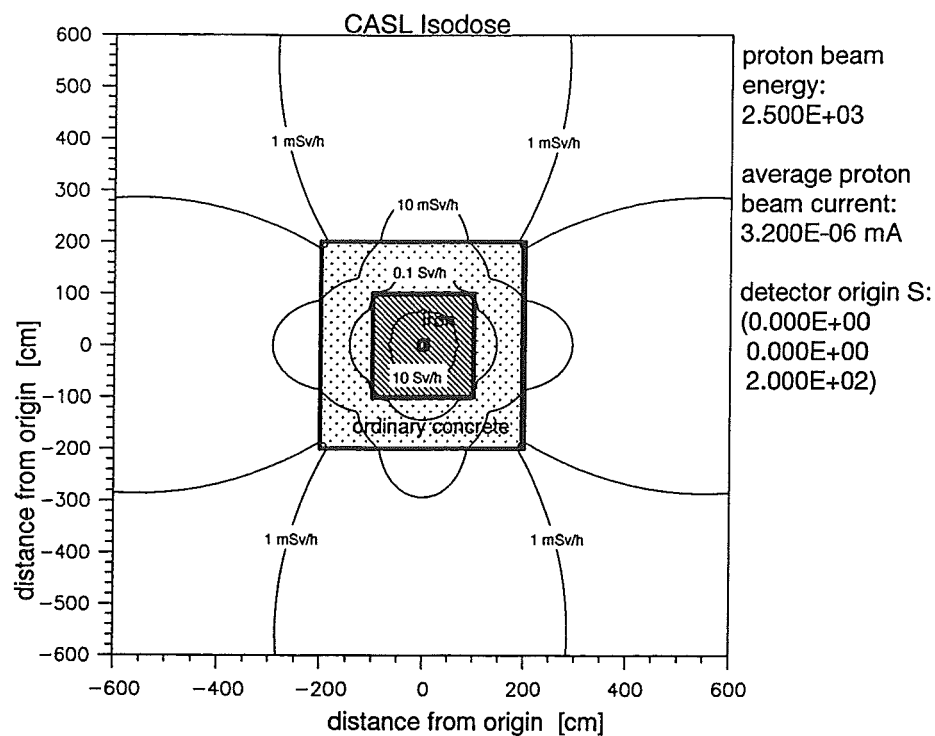


Abb. 6-8 : Isodosislينien TOF-Beamstop, Strahlrichtung in 1 m Tiefe

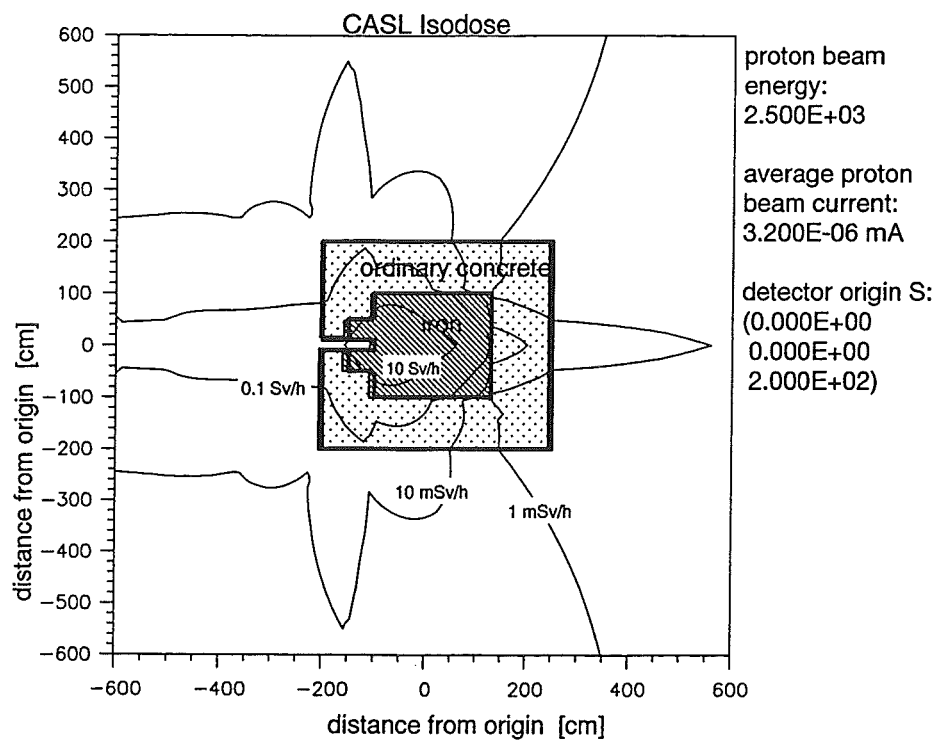


Abb. 6-9 : Isodosislينien TOF-Beamstop, vertikaler Schnitt durch „re-entry hole“

Die Erhöhung des Teilchenstroms um den Faktor 20 im Vergleich zum maximalen Teilchenstrom gemäß Genehmigungsverfahren hat deutliche Auswirkungen auf die zu erwartende Dosisleistung. Bei dieser eckigen Geometrie kommen die Nachteile des „Ray-Tracing“ Verfahrens deutlich zum Ausdruck. Unabhängig von der Interpretationsbreite der berechneten Dosisleistungen, z.B. in bezug auf die 0°-Richtung, steht außer Zweifel, daß die Auslegung des Beamstops bei diesen Teilchenströmen nicht mehr den Anforderungen der Kontrollbereichsgrenze ($7,5 \mu\text{Sv/h}$) genügen wird. Die Berechnungen lassen eine Dosisleistung von ca. 1 mSv/h an der Rückseite des Beamstop (in Strahlrichtung) erwarten. Diese Erkenntnis verdeutlicht die Notwendigkeit einer zuverlässigen Kontrolle der Teilchenströme mit Hilfe der Neutronenmonitore, um bei einer Überschreitung des vereinbarten Grenzwertes eine umgehende Abschaltung der Anlage zu gewährleisten.

Der TOF-Beamstop wurde gemäß Abb. 6-6 im Stapelverfahren aufgebaut und die verbleibenden Hohlräume (in Strahlrichtung) zwischen dem Beamstop und der Hallenwand (s. Abb. 6-5) zusätzlich mit Beton ausgefüllt.

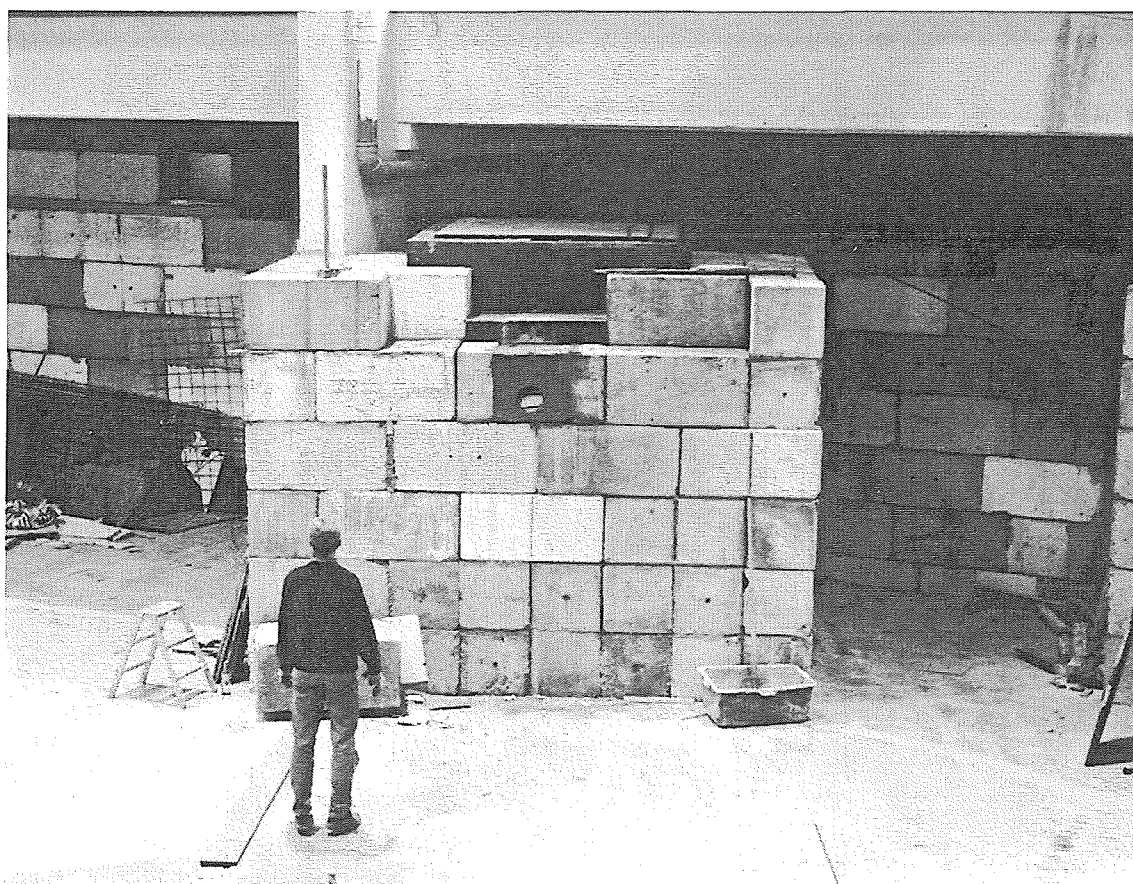


Abb. 6-10 : TOF Beamstop im Aufbau (gemäß Abb. 6-6), Ansicht Strahlrichtung.



Abb. 6-11 : TOF Beamstop im Aufbau (gemäß Abb. 6-6), Seitenansicht.

Big Karl (Magnetspektrometer)

Das Big Karl-Experiment existiert schon seit Anfang der 70'er Jahre und wurde zu Betriebsbeginn aus dem Zyklotron mit beschleunigten Ionen versorgt. Es wurde mit Ionen bis zur Größenordnung des Schwefels experimentiert. Das Magnetspektrometer Big Karl bewirkt über die Einstellung der Magnetfeldstärke die Ablenkung verschiedener Teilchen der Targetreaktion. Diese meßbaren Ablenkungen liefern Aussagen über Energie- bzw. Ladungszustände der erzeugten Teilchen.

Die Planung von COSY ordnete dem Zyklotron die Funktion eines Vorbeschleunigers (Protonenbeschleunigung bis 40 MeV) zu und bewirkte den Umzug des Experimentes Big Karl von seinem „Stammpatz“, dem jetzigen TOF Experimentierplatz, zu seinem momentanen Standort (s. Abb. 2-3). Dieser Umzug erfordert eine Berechnung und Auslegung des Big Karl-Beamstops anhand der zur Zeit relevanten Parameter (Genehmigungsverfahren). Bei der Auslegung des Beamstops werden die gleichen Daten (Teilchenenergie und -strom) zugrunde gelegt wie beim TOF-Experiment. Die im CASL verwendete Geometrie entspricht der Bemaßung und Materialzusammensetzung in Abb. 6-12. Hier werden auch die Ergebnisse der CASL-Berechnungen des Big Karl-Beamstops zusammengefaßt.

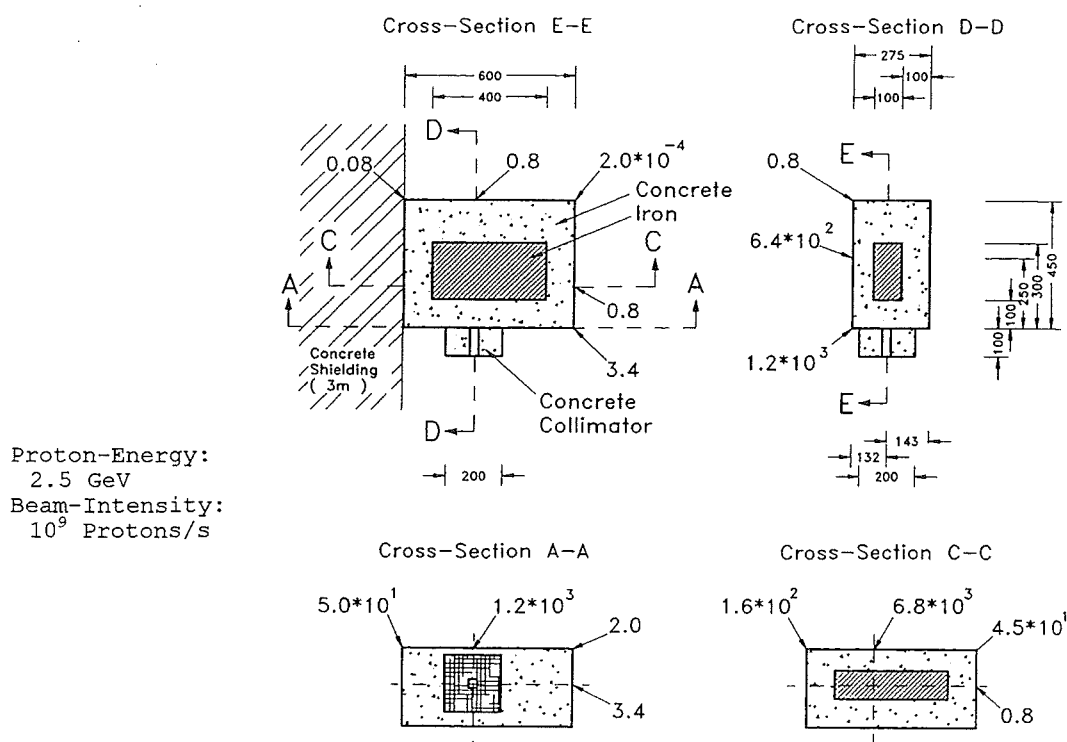


Abb. 6-12 : Oberflächendosisleistungen [$\mu\text{Sv/h}$] am Big Karl-Beamstop /Fil 93/

Die spezielle Problematik bei der Auslegung des Big Karl-Beamstops besteht in:

- dem seitlich angeordneten Kontrollbereichszugang (s. Abb. 2-3),
- dem sehr geringen Platz für zusätzliche Abschirmungen zwischen Experiment und vorgesehenem Beamstop,
- und den unterschiedlichen Einfallswinkeln des Protonenstrahls.

Die Berechnungen mit den Parametern des Genehmigungsverfahrens führten zu einer Dimensionierung des Eisenkerns von 4m·1m·2m. Dieser Eisenkern besitzt eine Betonumhüllung von 1 m bis 2,5 m Dicke (vergl. Abb.6-12). Die Auslegung des Beamstops ohne „re-entry hole“ konnte nicht realisiert werden, da sie zu unverträglichen Dosisleistungen führte, bedingt durch sehr starkes Streuverhalten an der Oberfläche des Beamstops. Somit war es zwingend notwendig, ein „re-entry hole“ zu entwerfen, das ein ausreichendes Abschirmungsverhalten aufweist und gleichzeitig die verschiedenen Einfallsrichtungen des Strahls berücksichtigen kann. Für die Variation der Strahlrichtung wäre ein horizontaler Spalt in Strahlhöhe im Beamstop ideal gewesen. Diese Version hätte allerdings eine zu hohe Dosisleistung in Richtung des Kontrollbereichszugangs bewirkt. Die Lösung brachte ein mobiles „re-entry hole“, das auf Schienen geführt wird und den Strahlrichtungen vor Beginn des Experiments angepaßt werden kann (s. Abb. 6-13 und Abb. 6-14).

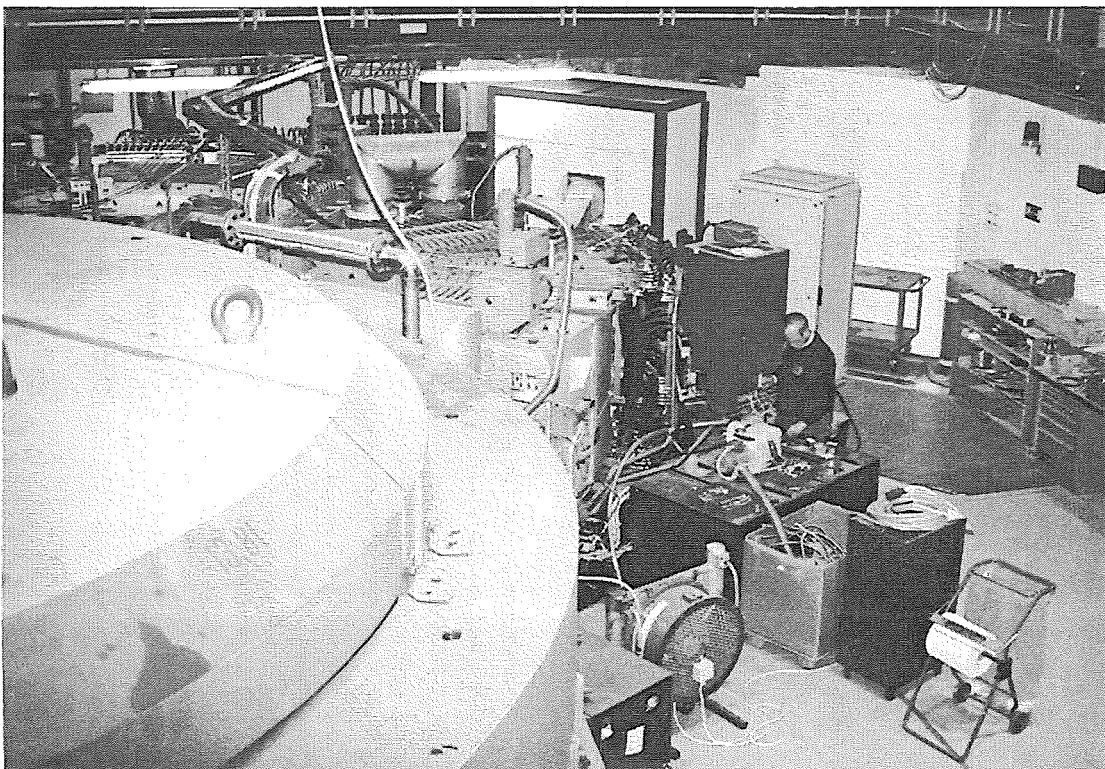


Abb. 6-13 : Big Karl-Beamstop mit Experimentaufbau (gem. Abb. 6-12, Schnitt A-A)

Während in Abb. 6-13 die „re-entry hole“ Konstruktion durch ihre Stahlumrahmung gut zu erkennen ist (Gewicht ca. 9 t), wirkt der Rest des Beamstops auf den Betrachter lediglich wie eine normale Wand. Dahinter verbirgt sich der gesamte restliche Aufbau des Beamstops (s. Abb. 6-12) mit einem Gewicht von ca. 214 t (152 t Beton und 62 t Eisen bei Dichten von $2,3 \text{ g/cm}^3$ bzw. $7,8 \text{ g/cm}^3$).

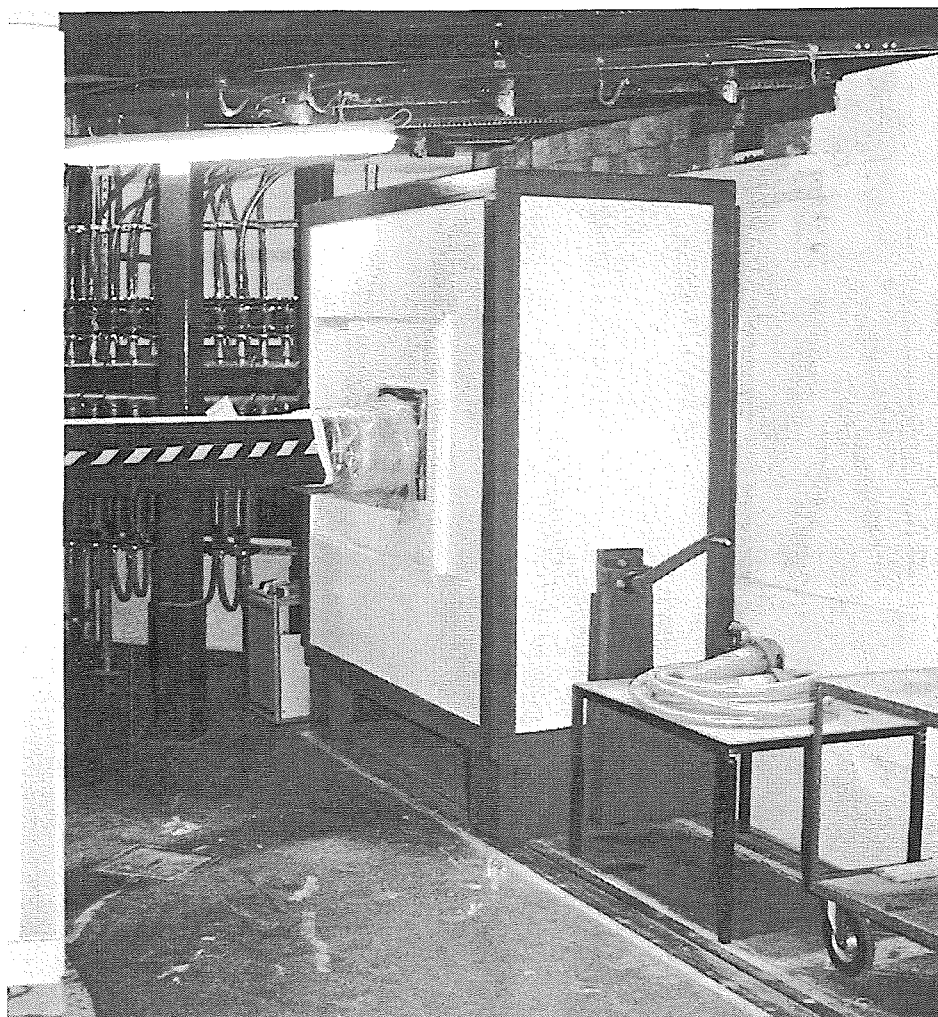


Abb. 6-14 : „re-entry hole“ Konstruktion des Big Karl-Beamstops (rechteckiger Stahlrahmen) mit angesetztem Strahlrohr und Schienenführung

Diese Konstruktion des Big Karl-Beamstops genügt den Anforderungen der Kontrollbereichsgrenze ($7,5 \mu\text{Sv/h}$) bei Verwendung der Daten des Genehmigungsverfahrens. Auch beim Big Karl-Experiment wurden Berechnungen mit gleicher Energie (2,5 GeV) und größeren Teilchenflüssen durchgeführt ($2 \cdot 10^{10}$ Protonen/s). Bei den Ergebnissen wird deutlich, daß der Kontrollbereichszugang einen kritischen Bereich darstellt (s. Abb. 6-15 bis Abb. 6-17).

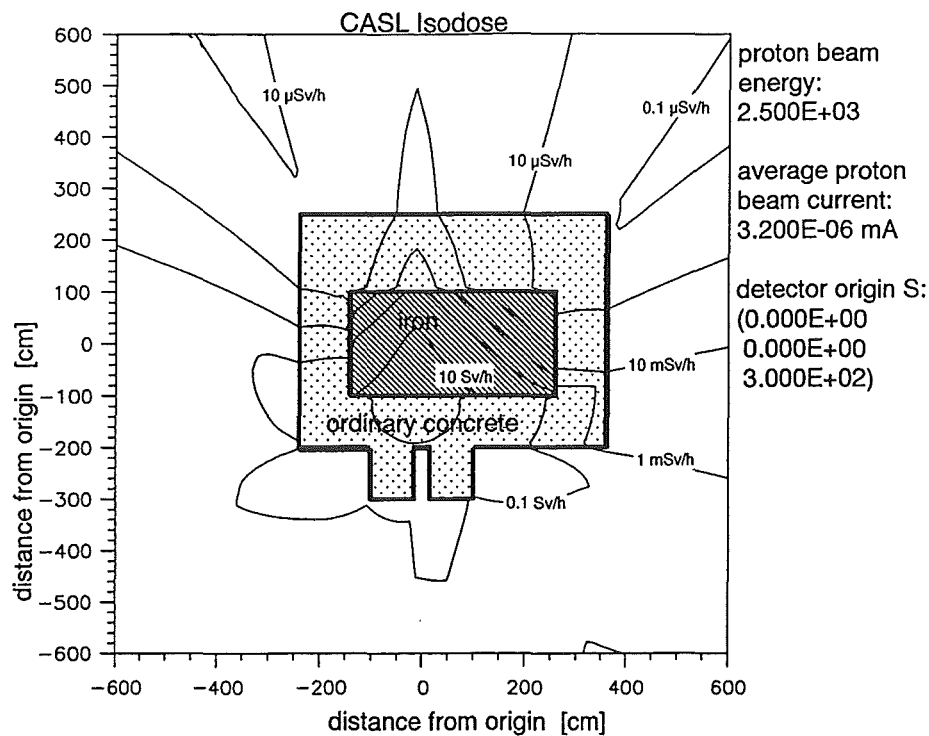


Abb. 6-15 : Isodosislينien des Big Karl-Beamstops (gem. Abb. 6-12: Schnitt E-E)

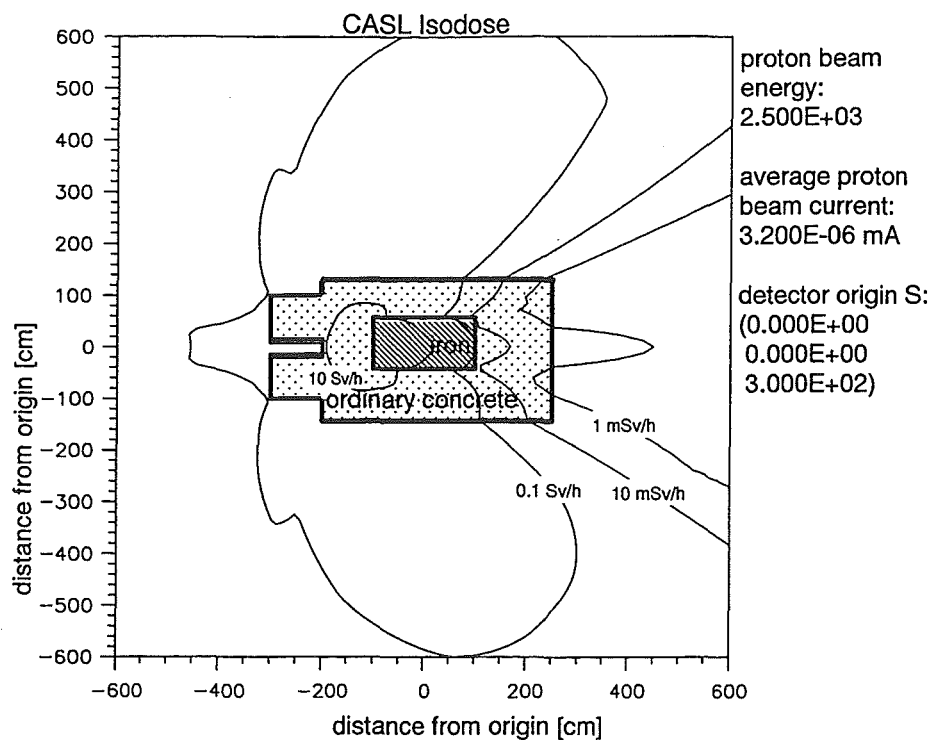


Abb. 6-16 : Isodosislينien des Big Karl-Beamstops (gem. Abb. 6-12: Schnitt D-D)

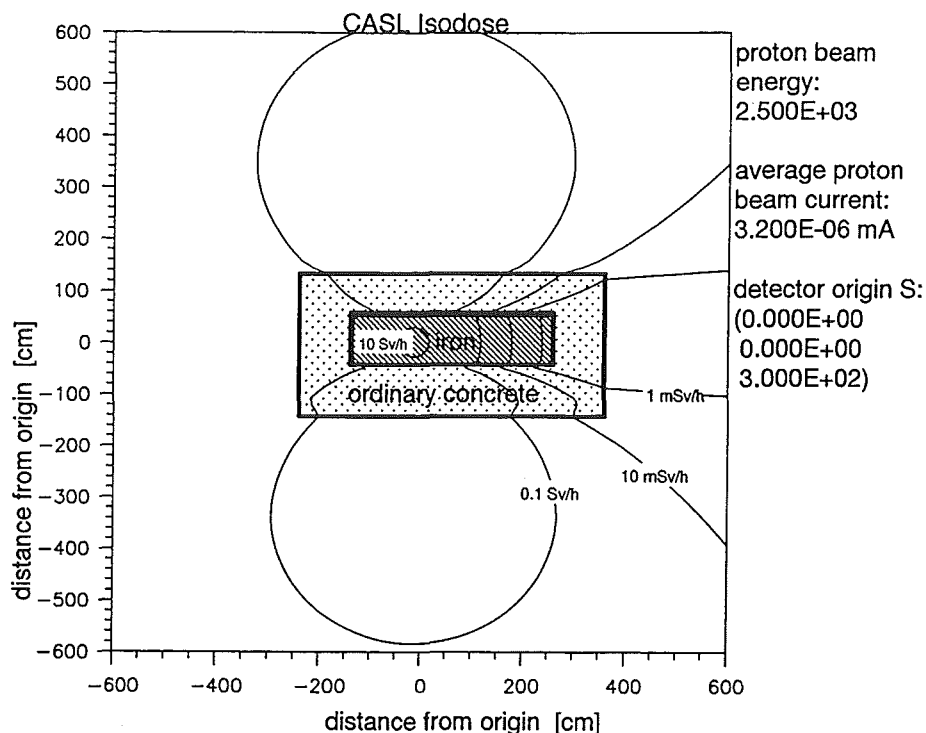


Abb. 6-17 : Isodosislinien des Big Karl-Beamstops (gem. Abb. 6-12: Schnitt C-C)

Da dem Kontrollbereichszugang eine besondere Bedeutung (Personenschutz) zukommt, wurde noch innerhalb des Kontrollbereichs direkt neben dem Beamstop ein Neutronenmonitor installiert (s. Abb. 2-3). Hiermit soll noch im Kontrollbereich selber die Einhaltung der Teilchenströme von maximal $2 \cdot 10^{10}$ Protonen/s überwacht werden, um bei Überschreitung dieses Grenzwertes die Anlage abschalten zu können. Dies ist sinnvoll, da die Kontrollbereichsgrenze an dieser Stelle nur noch aus einer Stahltür besteht (hinter der ebenfalls ein Neutronenmonitor angebracht wurde).

Aus Abb. 6-16 und Abb. 6-17 wird ebenfalls deutlich, daß auch der Skyshine nicht unproblematisch ist. Allerdings muß bei dieser Betrachtung berücksichtigt werden, daß hier keine Decken und andere Materialien, die als Abschirmung fungieren können, in die Berechnungen einbezogen wurden. Der vom Skyshine betroffene Teil der Halle ist außerdem für den Personenschutz nicht von der gleichen Bedeutung wie die direkten Zugänge zum Kontrollbereich, da der Bereich oberhalb der Experimente während des Strahlbetriebs oder grundsätzlich nicht begehbar ist.

6.3 Abschirmung der Beschleunigungstrecke am COSY

Die CASL-Berechnungen des TOF- und Big Karl-Beamstops beeinflussten die Gestaltung und Dimensionierung dieser beiden massiven Abschirmungen. Nicht alle baulichen Strahlenschutzmaßnahmen („Deep-Penetration“) konnten mit CASL in der Planungsphase berechnet werden. Die „Außenabschirmung“ der COSY-Halle (s. Abb. 6-18) wurden u.a. mit Hilfe eines Kopplungsverfahrens (s. Kap. 3.1.3; vergl. /Mol 91/) berechnet.

Mit diesen Kopplungsrechnungen wurden unter den Bedingungen des Genehmigungsverfahrens (2,5 GeV Teilchenenergie; $1,6 \cdot 10^{-7}$ mA Teilchenstrom) die zu erwartenden Dosisleistungen berechnet. Verursacher dieser Dosisleistungsverteilungen ist ein zylindrisches Stop-Target (s. Kap. 2.2), das sich direkt im Strahlrohr befindet (massives Eisen, 20 cm $\varnothing$). In Abb. 6-18 (vergl. Abb. 2-3) werden die Ergebnisse der Kopplungsrechnung eingezeichnet, für die Außenseite der COSY-Halle in 75°deg (145 $\mu\text{Sv/h}$) und 90°deg (120 $\mu\text{Sv/h}$) zur Strahlrichtung (s. Tab. 6-1).

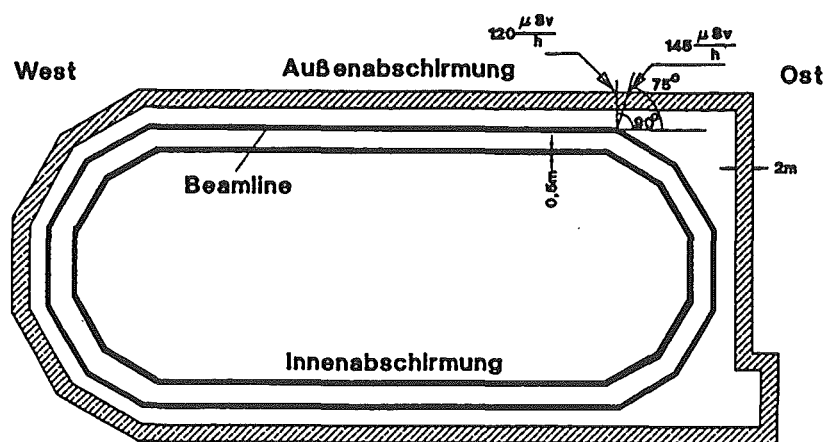


Abb. 6-18 : Konzeption der Seitenabschirmung der COSY-Ringanlage, „Beispiel für „Bulk“ Abschirmungsauslegung“ aus /Fil 92/

Um eine „Einstufung“ der CASL-Ergebnisse zu ermöglichen und die anwendungsorientierte Auslegung dieses Simulationsverfahrens zu verdeutlichen, wurde die o.g. Abschirmung mit dem CASL-Verfahren nachgerechnet. Ausgehend von den Bedingungen, die auch der Kopplungsrechnung zu Grunde lagen, sind Dosisleistungen unter Verwendung verschiedener Berechnungsmöglichkeiten (s. Tab. 4-1, Nr. 1-3) bestimmt worden. Folgende Berechnungen wurden durchgeführt:

- Isodosislينين (Dosisleistungsverteilungen [mSv/h]) wurden für einen Ausschnitt der COSY-Halle berechnet, um eine Übersicht zu liefern (s. Abb. 6-19). Bei dieser Geometrie werden am „kantigen“ Verlauf der Dosisleistungen erneut die Nachteile des „Ray-Tracing“ Verfahrens deutlich. Ebenfalls zu erkennen ist die sehr starke Ausbreitung der Dosisleistung in Quellrichtung, die in dieser extremen Form der Überprüfung bedarf, was allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geleistet werden kann. Am Verlauf der Isodosislينie von 1 mSv/h ist jetzt schon zu sehen, daß die Oberflächendosisleistung der CASL-Aufpunkt-rechnungen an der Außenseite der Hallenwände sowohl in 0°- als auch in 90°-Richtung über 1 mSv/h liegen werden.
- Liniendetektoren (hochenergetischer Neutronenfluß [n/cm²·s] und Dosisleistung [mSv/h]) wurden entlang der Quellrichtung (0°-Richtung; s. Abb. 6-20) und senkrecht zur Quellrichtung (90°-Richtung; s. Abb. 6-21) berechnet. Der Ursprung der Detektoren liegt in beiden Fällen direkt im Quellpunkt (Stop-Target). Am Verlauf der Detektorlinien ist noch deutlicher als bei den Isodosislينين zu erkennen, daß die Dosisleistungen in 0°deg und in 90°deg zur Quellrichtung an der Oberfläche der Hallenwand (grau unterlegt) über 1 mSv/h liegen.

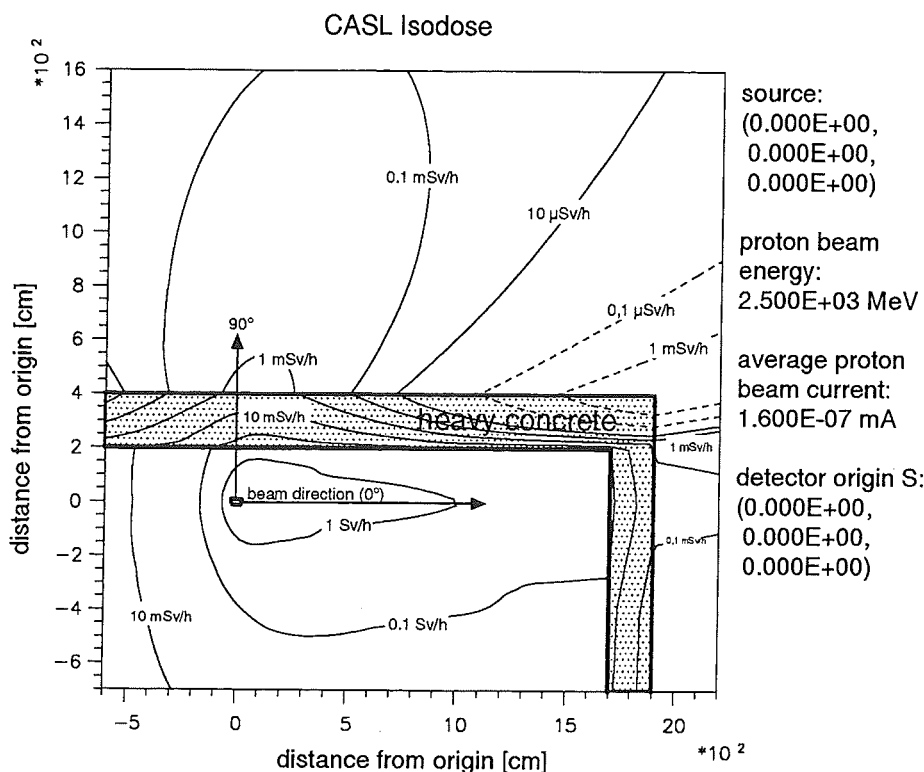


Abb. 6-19 : CASL-Isodosislينين verursacht durch Stop-Target (bei 2,5 GeV und $1,6 \cdot 10^{-7}$ mA) zu Beginn des Biegesektors in der COSY-Halle (Ost)

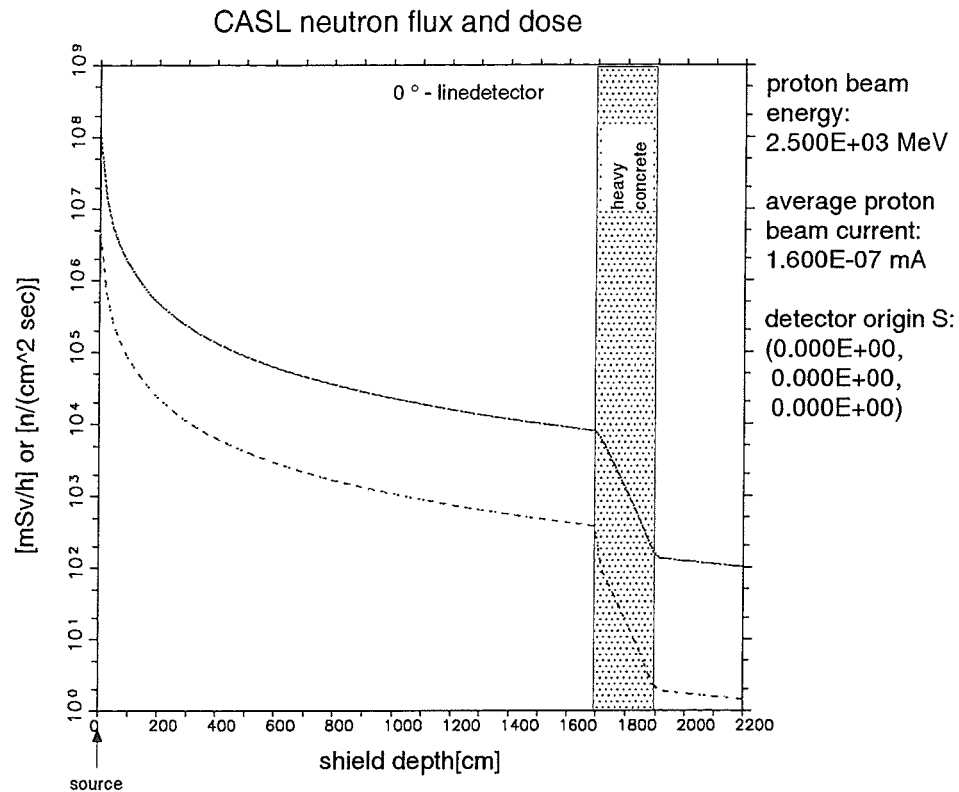


Abb. 6-20 : Liniendetektor in Strahlrichtung (0° deg) ausgehend vom Stop-Target

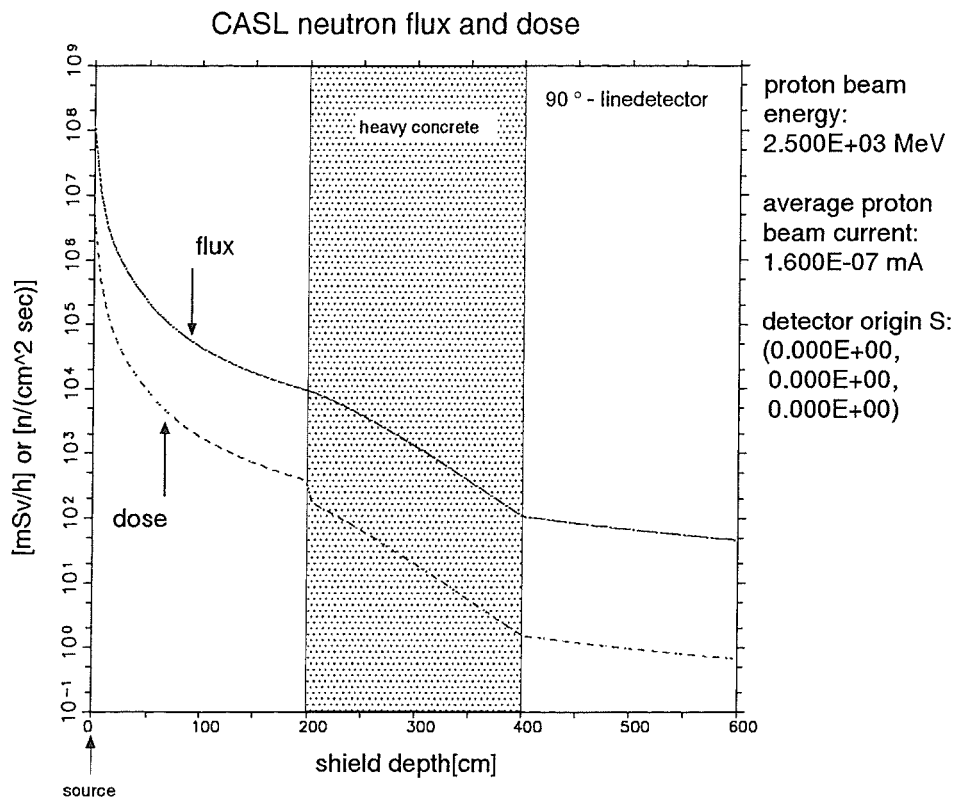


Abb. 6-21 : Liniendetektor senkrecht zur Strahlrichtung (90° deg) ausgehend vom Stop-Target

- Einzelne Aufpunkte wurden in 90°deg und 75°deg zur Strahlrichtung an der Oberfläche der Hallenwand berechnet, um die Dosisleistungen direkt mit den o.g. Ergebnissen der Kopplungsrechnung vergleichen zu können. Bei den CASL Berechnungen wurde als Abschirmungsmaterial Schwerbeton für die Hallenwand verwendet. Über die Zusammensetzung des Betons bei den Kopplungsrechnungen liegen keine Informationen vor. Dieses Informationsdefizit ist nicht von besonderer Bedeutung, da die CASL-Dosisleistungen trotz der Verwendung des Betons höherer Dichte und stärkerer Abschirmungswirkung (als bei Normalbeton) noch ca. eine Größenordnung über den Ergebnissen der Kopplungsrechnungen liegen.

	Oberflächendosisleistungen der COSY-Hallenwand in 90° deg und 75° deg zur Strahlrichtung (s. Abb. 6-18)	
	90° deg	75° deg
CASL-Rechnungen	1,54 mSv/h	1,88 mSv/h
Kopplungsrechnungen (vergl. /Fil 92/)	0,12 mSv/h	0,145 mSv/h

Tab. 6-1: CASL-Berechnungen der Oberflächendosisleistungen der COSY-Hallenwand im „Vergleich“ mit den Kopplungsrechnungen gemäß /Mol 91/ und /Fil 92/

Im Vergleich der CASL-Ergebnisse mit den Resultaten der Kopplungsrechnungen zeigt sich erneut, daß die Dosisleistungen der CASL-Rechnungen wesentlich konservativer ausfallen. Wie schon zu Beginn dieses Kapitels erläutert wurde, kann im Rahmen dieser Arbeit keine detaillierte Analyse der verschiedenen Rechenverfahren vorgenommen werden. Neben den bereits erwähnten Problemen der CASL-Berechnungsmethode stellt z.B. die Dimensionierung der Kopplungsoberfläche, des „Übergangs“ der beiden Rechenverfahren HETC und ANISN, einen weiteren wichtigen Diskussionspunkt dar.

Bei der Gegenüberstellung von CASL-Ergebnissen mit einer anderen Version der Kopplungsrechnung (s. Kap. 6.4.2; s. /Sta 94/) werden sehr gute Übereinstimmungen erzielt. Dieser Sachverhalt wirft die Frage auf, ob diese Unterschiede im Verhältnis der einzelnen Kopplungsverfahren zueinander zu suchen sind, oder ob es sich um Differenzen handelt, die mit dem Fallbeispiel zusammenhängen. Festzustellen bleibt, daß auf jeden Fall die Kopplungsverfahren wesentlich aufwendiger zu handhaben sind als die CASL-Rechnungen.

6.4 Hochstromspallationsquellen

Bei Spallationsquellen werden verschiedenste Targetmaterialien mit hochenergetischen, geladenen Teilchen (z.B. Protonen) beschossen, um die entstehenden Spallationsprodukte (z.B. Spallationsneutronen) zu experimentellen Zwecken oder anderen technischen Anwendungen zu nutzen. Bei den z.Z. geplanten Projekten werden Protonenleistungen zwischen 5 MW und 100 MW diskutiert. Eine Anwendung die zukunftsweisend sein könnte, ist die geplante Umwandlung (Transmutation) von langlebigem radioaktivem Abfall durch Bestrahlung mit Neutronen in nuklearen Abfall mit geringerem Gefahrenpotential (z.B. kürzere Halbwertszeiten, andere Strahlungsarten bzw. -energien).

6.4.1 SNQ (Spallations Neutronen Quelle)

Am Beispiel der nicht realisierten Spallationsneutronenquelle SNQ (s. Kap. 4.1) soll gezeigt werden, daß dem Benutzer des CASL-Verfahrens auch bei komplizierteren Geometrien übersichtliche Ergebnisse schnell zur Verfügung stehen. In der Vergangenheit mußte zur Erstellung solcher „Interpretationshilfen für den Strahlenschutz“ sehr viel Aufwand betrieben werden. Ist beim CASL die Hürde der Geometriegestaltung genommen, so können ohne Einschränkungen sofort sämtliche Berechnungsvarianten des CASL eingesetzt werden.

Bei den folgenden Darstellungen ist ein Vergleich der Ergebnisse nicht beabsichtigt. Die Berechnungen sollen lediglich zeigen, daß auch komplexere Geometrien berechnet werden können, um Problemzonen der geplanten Abschirmungen zu verdeutlichen.

Die SNQ wurde als teilweise unterirdischer Linearbeschleuniger geplant, dessen Strahlführung ca. 2 m über Bodenniveau liegen sollte. In Abb. 6-22 wird ein Schnitt senkrecht zur Strahlführung dargestellt, aus dem deutlich wird, daß ein Teilbereich dieser Anlage mit einem Erdwall abgeschirmt werden sollte. Auf die Einzelheiten des Beschleunigers, die verschiedenen Anlagenkomponenten und Raumaufteilungen wird im Folgenden nicht weiter eingegangen.

Zum besseren Verständnis der CASL-Ergebnisse muß noch darauf hingewiesen werden, daß im Zentrum der Strahlführung („accelerator“ in Abb. 6-22) die Quelle in Form eines Targets positioniert wurde.

Die SNQ wurde zu Beginn der 80'er Jahre unter Verwendung der in Abb. 6-23 gezeigten „Hilsgeometrie“ in bezug auf Fluß- und Dosisleistungsverteilungen berechnet (detaillierte Darstellung in /Fil 92/, Kap. 5).

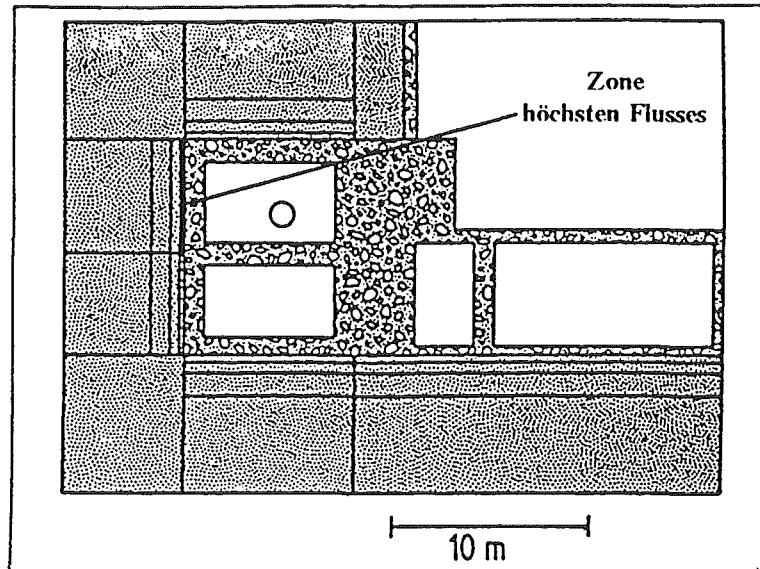


Abb. 6-22 : Technisches Layout des Beschleunigertunnels der SNQ /Fil 92/

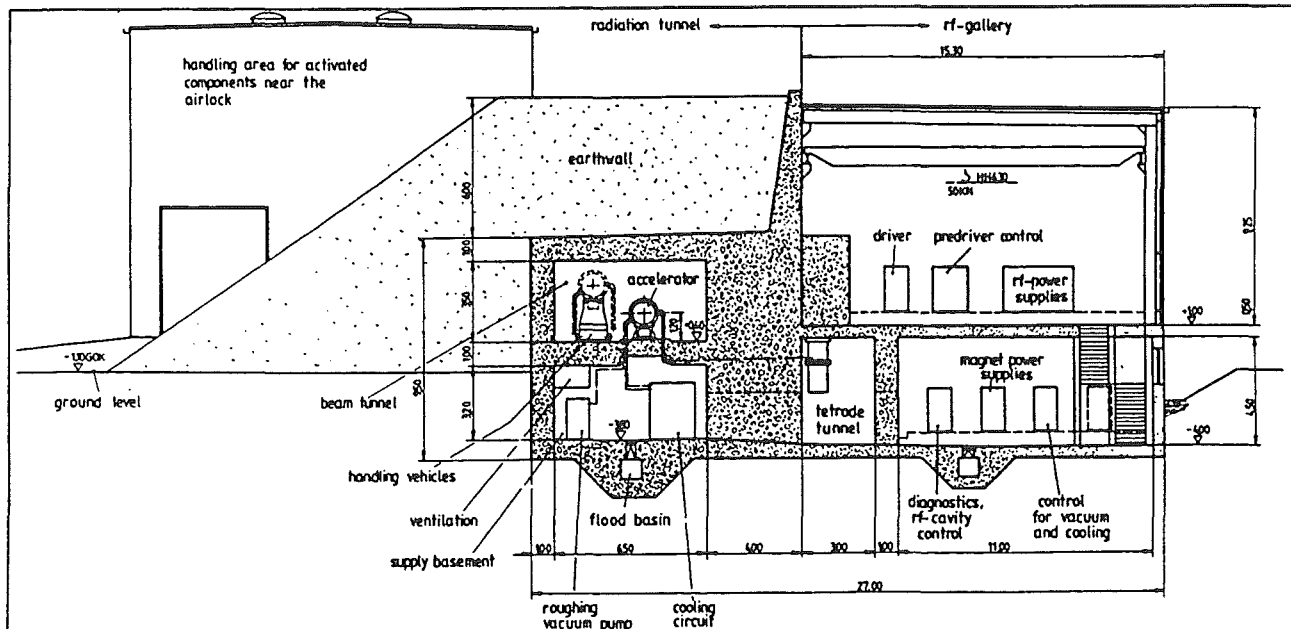


Abb. 6-23 : 3-dimensionales Geometriemodell für die Computersimulation des Beschleunigertunnels der SNQ /Fil 92/

Bei den CASL-Berechnungen der SNQ wird unterschieden zwischen dem totalen Strahlverlust des Stop-Targets (z.B. beim Störfall; s. Kap. 2.2) und dem kontinuierli-

chen Strahlverlust während des Normalbetriebs (Lost-Target). Diese beiden Fälle unterscheiden sich im CASL-Input wie folgt:

1. Das Stop-Target stellt den Totalverlust des Strahls dar. In dieser Situation muß mit einem punktförmigen Strahlverlust bei einem maximalen Teilchenstrom (Auslegungsgrößen der Anlage) von $3,1 \cdot 10^{16}$ Protonen/s (5 mA) und der maximalen Teilchenenergie von 1,1 GeV gerechnet werden. Die Ergebnisse der CASL-Rechnungen werden in Form von Isodosislinien in Abb. 6-24 gezeigt. Die Darstellung des zugehörigen Schnittbildes orientiert sich an der technischen Zeichnung in Abb. 6-22 und verläuft ebenfalls senkrecht zu Strahlrichtung.

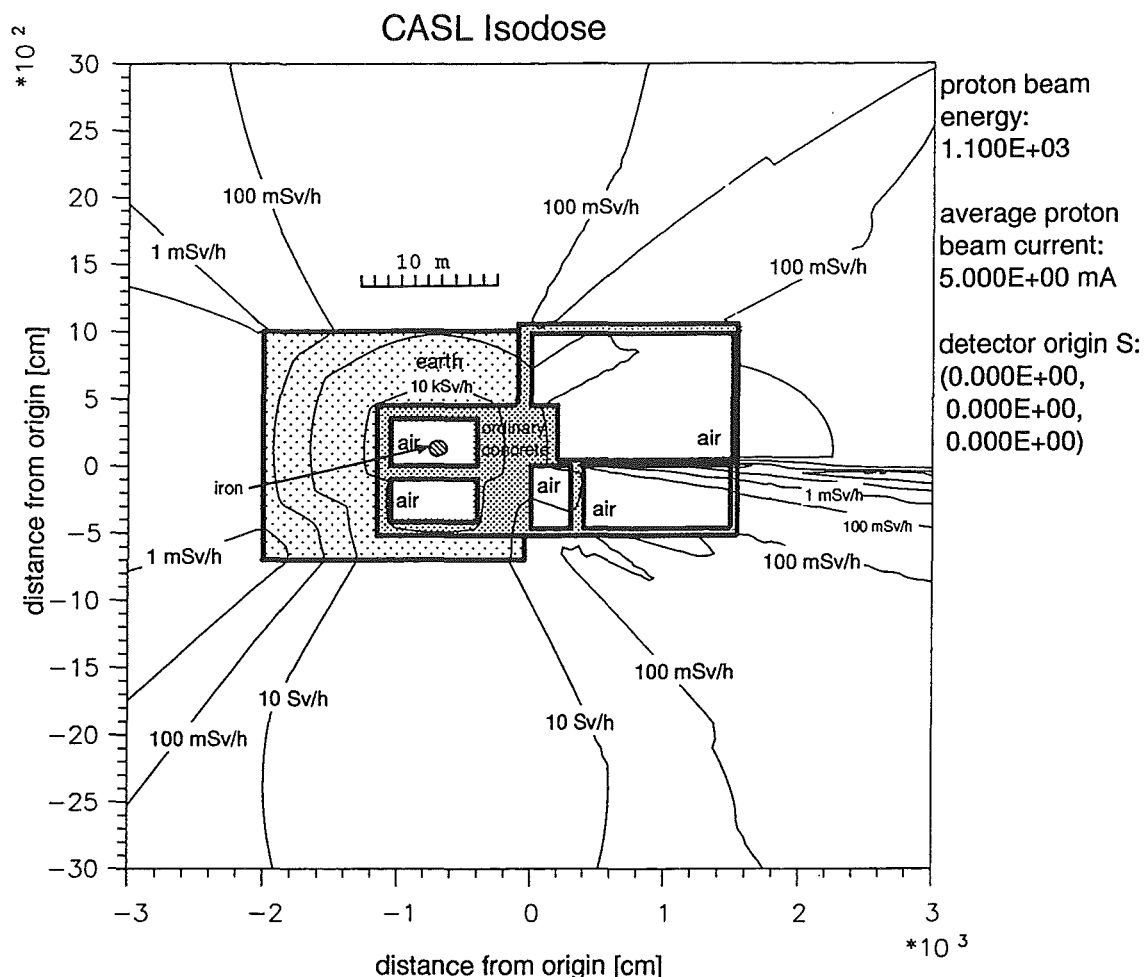


Abb. 6-24 : CASL-Dosisleistungen bei Stop-Target in Strahlführung der SNQ

2. Das Lost-Target beschreibt einen kontinuierlichen Strahlverlust, der während des Normalbetriebs erfolgen kann. Um diesen Fall simulieren zu können, wird der Verlust einer Punktquelle von $3 \cdot 10^9$ Protonen/s ($4,8 \cdot 10^{-7}$ mA) angenommen

(vergl. Linienquelle in /Fil 92/) und ebenfalls eine maximale Teilchenenergie von 1,1 GeV verwendet. In Abb. 6-25 werden die Ergebnisse dieser Berechnung in Form von Isodosenlinien dargestellt.

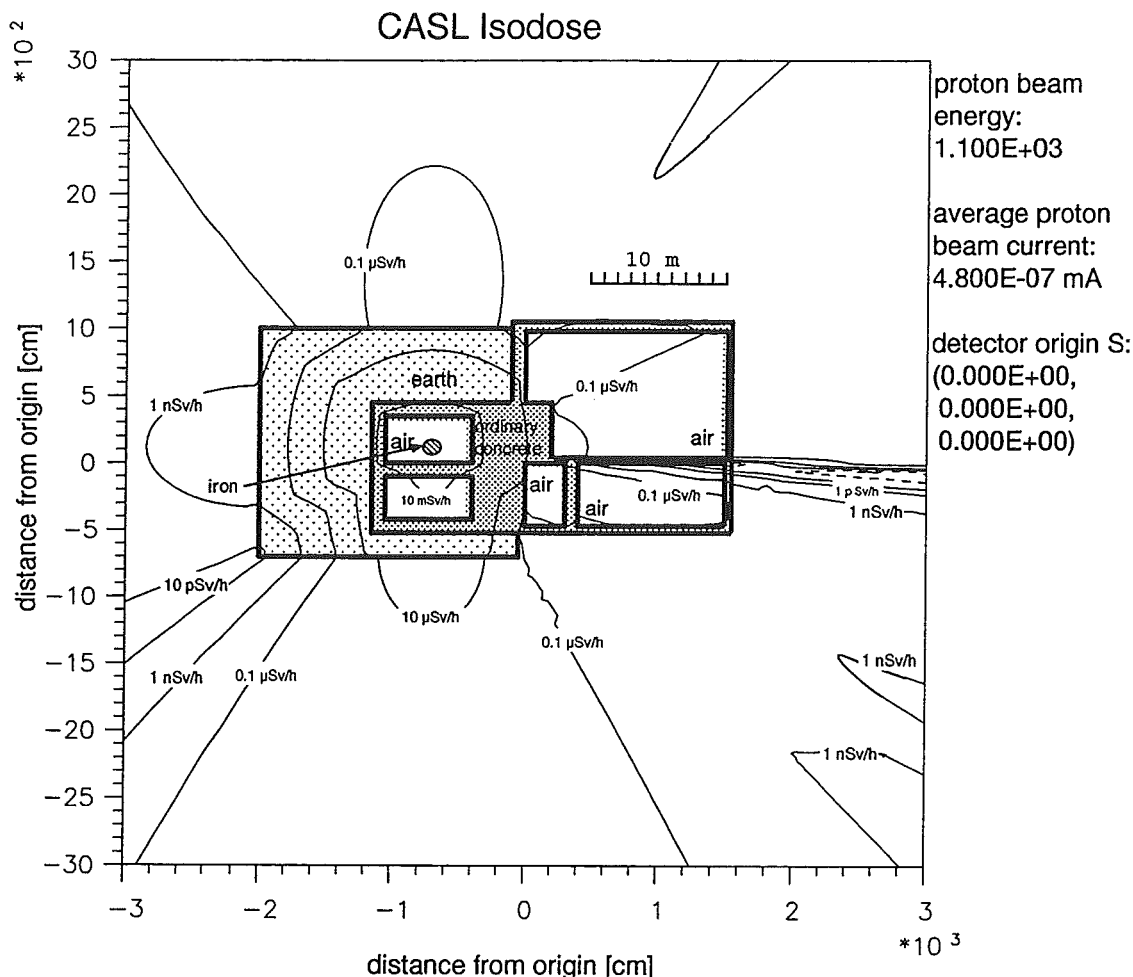


Abb. 6-25 : CASL-Dosisleistungen bei Lost-Target in Strahlführung der SNQ

Die während des Strahlbetriebs begehbaren Bereiche innerhalb und außerhalb der Anlage (s. "gallery" in Abb. 6-22) sind für den Strahlenschutz von besonderer Bedeutung.

Beim Stop-Target muß berücksichtigt werden, daß in einem derartigen Störfall die Beschleunigeranlage abgeschaltet werden muß. Anders als bei einem Kernreaktor, dessen Nuklidinventar ständig präsent ist (z.B. Brennstäbe) und ein permanentes Gefahrenpotential darstellt, kann bei einer Beschleunigeranlage das akute Gefahrenpotential „abgeschaltet“ werden. Wird der Beschleunigungsvorgang unterbrochen und der im Strahlengang befindliche Teilchenstrom kontrolliert vernichtet, so

existieren in der Anlage keine Dosisleistungen mehr, wenn man von Aktivierungsreaktionen absieht.

Trotz der sehr geringen Expositionszeit (Abschaltung) hätten Dosisleistungen um 10 Sv/h an frei zugänglichen Bereichen (z.B. Erdwall und „gallery“; s. Abb. 6-22 und 6-24) eine Überarbeitung der Abschirmungskonzeption erforderlich gemacht. Zu dieser Einschätzung würde man auch gelangen, wenn die CASL-Ergebnisse um eine Größenordnung zu konservativ wären.

Beim Lost-Target zeichnet sich zwischen der 10 $\mu\text{Sv/h}$ Linie und der 1 $\mu\text{Sv/h}$ Linie (s. Abb. 6-25) ein Verlauf der 7,5 $\mu\text{Sv/h}$ Kontrollbereichsgrenze direkt entlang der zugänglichen Bereiche ab. Würde nach einer detaillierteren Berechnung sich dieser Sachverhalt bestätigen, so könnte in diesem Fall bei geringfügiger Verstärkung der Abschirmung ein Sicherheitsfaktor erzielt werden bezüglich der Überschreitung des Kontrollbereichsgrenzwertes.

Unabhängig von der Verifizierung der CASL-Ergebnisse geben diese Berechnungen der geplanten SNQ-Abschirmungen Aufschluß über die Problembereiche dieses Konzepts bezüglich des Strahlenschutzes. Es wird deutlich, daß der Störfall (Stop-Target) in seiner Auslegung und den zugehörigen Sicherheitsmaßnahmen (z.B. Abschirmungen, Abschaltzeiten, Meßgeräte etc.) dringend einer kritischen Überprüfung bedurft hätte.

6.4.2 ESS (European Spallation Source)

Die Planung der Europäischen Spallationsneutronenquelle ESS ermöglicht ebenfalls eine praxisorientierte Anwendung des CASL-Verfahrens. Die Leistungsparameter dieser Kombinationsanlage (ein Linear- und zwei Ringbeschleuniger) liegen bei einem maximalen Protonenstrom von $2,3 \cdot 10^{16}$ Protonen/s mit der maximalen Teilchenenergie von 1350 MeV. Zur Abschirmung der zugehörigen Targetstation ist massives Eisen oder Gußeisen vorgesehen. Ziel dieser Abschirmung ist die Einhaltung der Dosisleistung von 7,5 $\mu\text{Sv/h}$ (Kontrollbereichsgrenze) an ihrer Außenseite.

Die geplante Auslegung des Targets und der zugehörigen Abschirmung wurde bereits in einer Diplomarbeit /Sta 94/ untersucht. In dieser Studie wurde über ein HETC - ANISN Kopplungsverfahren u.a. die Abschirmungsdicke (Eisen, Gußeisen) einer Kugelgeometrie errechnet für die Auslegungsgrößen der Anlage (1350 MeV

Teilchenenergie und 3,7 mA Teilchenstrom ($2,3 \cdot 10^{16}$ Protonen/s)). Bei diesem Kopplungsverfahren liegt das Target im Zentrum einer Kugel, und auf einem Radius von 110 cm befindet sich die Kopplungsfläche, auf der die HETC-Daten an ANISN übergeben werden und mit diesem numerischen Verfahren der weitere Transport durch die Abschirmung berechnet wird (s. Abb. 6-26). Horizontal zur Strahlrichtung werden die in verschiedene Ausbreitungsrichtungen zu berechnenden „Abschirmungssegmente“ von 0° bis 180° deg in sechs Sektoren unterteilt.

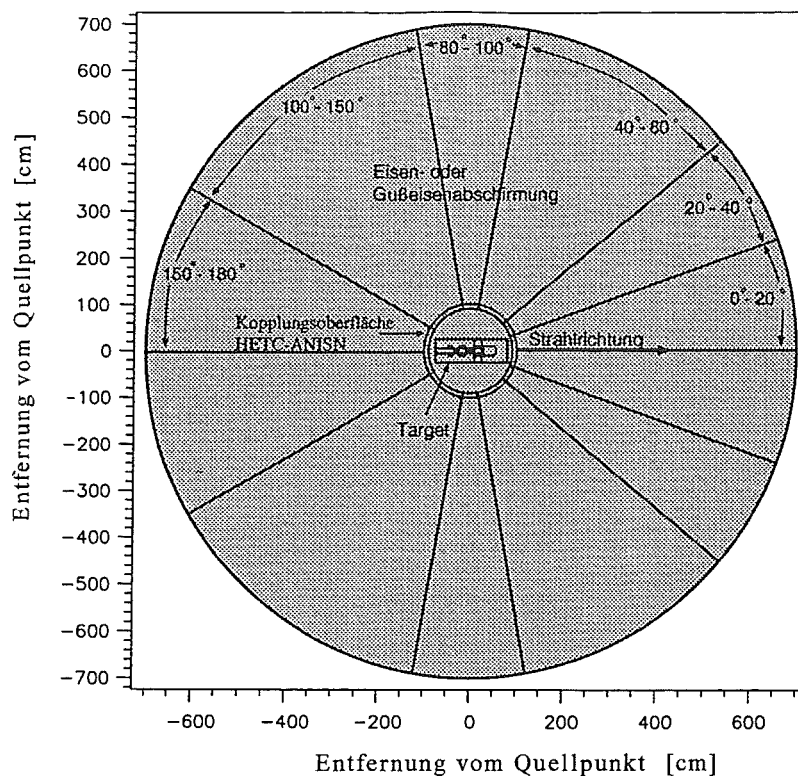


Abb. 6-26 : Schnittbild (Draufsicht) der ESS Targetstation mit der zugehörigen Abschirmungsgeometrie incl. Winkelaufteilung und Kopplungsfläche

Mit Hilfe eines neueren Kopplungsverfahrens /Sta 94/ werden die Dimensionierungen (Grenzwert der Oberflächendosisleistung $7,5 \mu\text{Sv/h}$) dieser einzelnen Segmente für die Materialien Eisen und Gußeisen berechnet (s. Tab. 6-2) unter Verwendung der o.g. Auslegungsparameter.

Unter Einsatz der gleichen Geometrie und der gleichen Parameter (Teilchenenergie und -strom) wird mit dem CASL-Verfahren die Auslegung der ESS-Abschirmung nachgerechnet. Um einen ersten Eindruck zu vermitteln über den Verlauf der

Dosisleistungen werden in Abb. 6-27 Isodosislينien im Schnitt durch die massive Eisenabschirmung (Kugel, $\varnothing$ 14 m) gezeigt. Bei der Planung und Bewertung einer solchen Anlage ist es immer sinnvoll, sich zuerst einen „grobe Überblick“ zu verschaffen (s. Abb. 6-27), bevor detaillierte Berechnungen durchgeführt werden. Obwohl im Fall ESS nach der o.g. Zielsetzung nur die zu vergleichenden Abschirmungsdicken (s. Tab 6-2) berechnet werden müßten, soll mit Abb. 6-27 ein Eindruck vermittelt werden über die Größenordnungen und die Verteilungen der zu erwartenden Dosisleistungen an einer solchen Anlage.

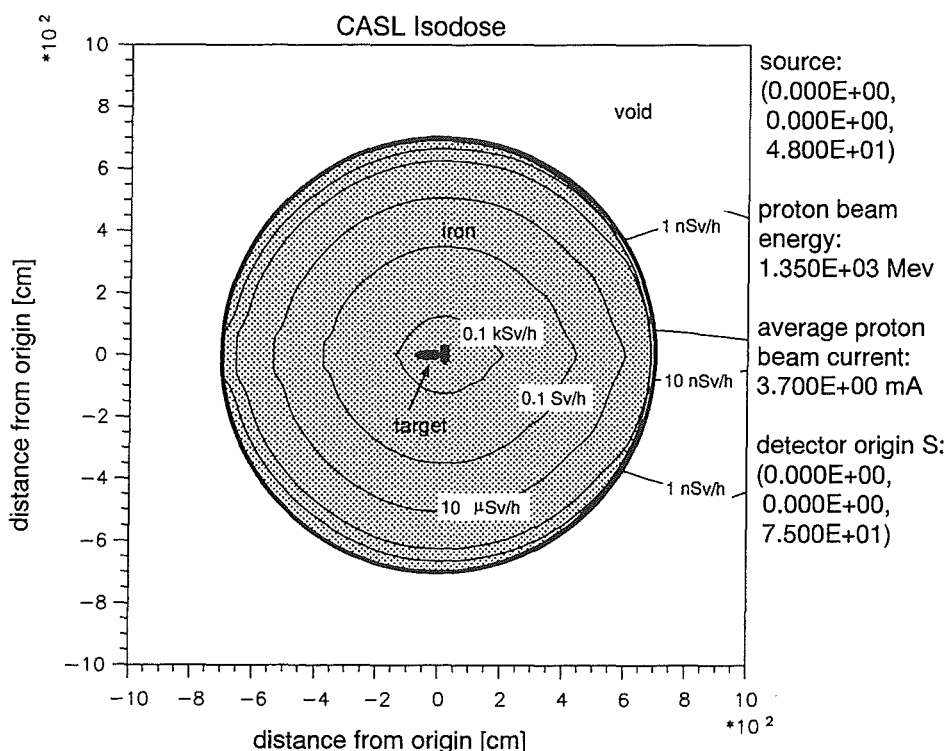


Abb. 6-27 : Isodosislينien der CASL Berechnungen im Schnittbild (Draufsicht) der ESS Targetstation mit Eisenabschirmung

In Abb. 6-28 verdeutlicht eine Ausschnittvergrößerung (4 m $\cdot$ 4 m) der vorangegangenen Darstellung die Struktur des Targets und die Dosisleistungsverteilung im „Nahbereich“ des Targets. Bei dieser Darstellung muß noch einmal darauf aufmerksam gemacht werden, daß es sich bei CASL um ein Simulationsverfahren handelt, das von seiner Konzeption darauf ausgelegt ist, Probleme von „Deep-Penetration“ Abschirmungen zu berechnen. Daher können die CASL-Ergebnisse im direkten Quellbereich nicht ohne weiteres verwendet werden. Erst nach Abschirmungstiefen

von einigen Schwächungslängen (bei Eisen im o.g. Energiebereich bei ca. 18 cm) greift die Methodik des CASL, die an das Moyer-Modell angelehnt ist.

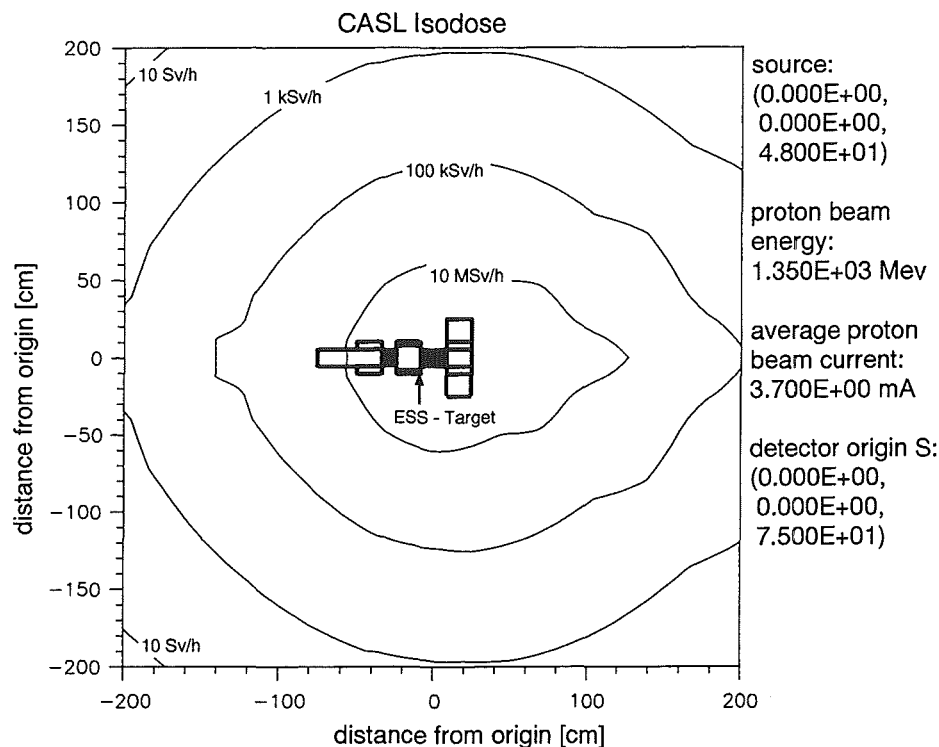


Abb. 6-28 : Ausschnittvergrößerung von Abb. 6-27 der ESS Targetstation in massivem Eisen

Um die CASL-Ergebnisse konkret mit den Kopplungsrechnungen vergleichen zu können, wurden mit dem CASL-Verfahren unter Einsatz der „Distanzberechnung“ (s. Tab. 4-1, Nr. 5) und des Dosisleistungskriteriums von $7,5 \mu\text{Sv/h}$ die Abschirmungsdicken von Eisen und Gußeisen in 30° deg und 165° deg berechnet. Die Ergebnisse der CASL Berechnungen im Vergleich zu denen des Kopplungsverfahrens (s. /Sta 94/) werden in Tab. 6-2 aufgelistet.

Da außer den Werten der Tab. 6-2 von der o.g. Kopplungsrechnung keine weiteren verwertbaren Ergebnisse in /Sta 94/ dokumentiert wurden, ergeben zusätzliche Berechnungen der ESS-Abschirmung mit dem CASL-Verfahren keinen Sinn. Der Ergebnisvergleich der aufgeführten Rechnungen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung bei der Auslegung der ESS-Abschirmung bezüglich der geforderten maximalen Oberflächendosisleistung von $7,5 \mu\text{Sv/h}$. Die geringsten Differenzen zwischen

den beiden Berechnungsmethoden bestehen bei beiden Materialien in der „Vorwärtsrichtung“ (30°deg zur Strahlrichtung; 566 cm $\Leftrightarrow$ 559 cm; s. Tab. 6-2).

Vergleich der ESS-Abschirmungsdicken aus CASL- und Kopplungsrechnung (bei 7,5 μ Sv/h Oberflächendosisleistung)				
	CASL 30° deg	Kopplung ⁽²⁾ 20°- 40° deg	CASL 165° deg	Kopplung ⁽²⁾ 150°- 180° deg
Eisen ⁽¹⁾	566 cm	559 cm ⁽²⁾	494 cm	472 cm ⁽²⁾
Gußeisen ⁽¹⁾	601 cm	604 cm ⁽²⁾	521 cm	504 cm ⁽²⁾

(1) Gerechnet wurde mit massiven Materialien, deren Dichten Tab. 5-2 zu entnehmen sind.

(2) Diese Werte wurden den Ergebnissen der in /Sta 94/ dokumentierten Kopplungsrechnungen entnommen.

Tab. 6-2 : CASL- und Kopplungsergebnisse der ESS-Abschirmungsrechnungen

Auf die Problematik der Vergleichbarkeit bzw. Einstufung der CASL Ergebnisse wurde bereits hingewiesen. Die Ursachen sowohl für die fast deckungsgleichen Ergebnisse (s. Tab. 6-2) dieses Kapitels, als auch für den Unterschied von fast einer Größenordnung zwischen den CASL Berechnungen und den Resultaten der Kopplungsrechnung /Mol 91/ (s. Kap. 6.3) können nicht ohne Unterstützung von experimentellen Ergebnissen abschließend analysiert werden.

Festzustellen bleibt, daß sich auch beim letzten Berechnungsbeispiel mit dem CASL-Verfahren gezeigt hat, daß es in bezug auf die Handhabung erhebliche Vorteile besitzt gegenüber anderen, in diesem Bereich eingesetzten Programmen. Trotz der offenen Frage bezüglich der Ergebnisqualitäten bietet CASL schon zum jetzigen Zeitpunkt eine gute Möglichkeit, Orientierungshilfen zu bieten und eventuelle Schwachstellen bei der Abschirmungsplanung und -gestaltung von Beschleunigeranlagen aufzudecken.

7 Diskussion

Die Berechnung von Neutronendosen und -flüssen an Protonenbeschleunigern weisen andere Problemstellungen auf als Dosisleistungsberechnungen an den meisten Kernreaktoren. Der Beschleunigerbetrieb kann Neutronen produzieren, die eine sehr viel höhere Energie besitzen und Neutronenflüsse, die stärker gebündelt sein können, so daß wesentlich größere punktuelle Neutronendosisleistungen möglich sind als im Reaktorbereich.

Bei Planung und Inbetriebnahme einer Protonenbeschleunigeranlage müssen unter den Aspekten des Genehmigungsverfahrens, der Ökonomie der Anlage und der konstruktiven Grenzen baulicher Maßnahmen sehr viele Berechnungen bezüglich der Dosisleistungsverteilungen durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wurde das Simulationsverfahren CASL entwickelt mit dem Ziel, ein anwendungsorientiertes und aussagekräftiges Berechnungsverfahren für „Deep-Penetration“ Probleme einem großen Personenkreis zugänglich zu machen.

Ein besonderes sicherheitstechnisches Problem bei der Konzeption von Beschleunigeranlagen stellt die Auslegung der Abschirmungen dar. Diese großvolumigen baulichen Strahlenschutzeinrichtungen erfordern Berechnungen in großen Abschirmungstiefen, die im notwendigen Umfang mit den z.Z. zur Verfügung stehenden Programmen nur bedingt durchgeführt werden können, da diese nicht primär für die Anwendung im Strahlenschutz ausgelegt wurden.

Die Möglichkeit mit stochastischen Verfahren Dosisleistungs- und Neutronenflußverteilungen zu berechnen, stellt nicht nur den Anwender vor das Problem der Handhabung eines solchen Programms, sondern das Verfahren selbst stößt bei großen Abschirmungstiefen an die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit. Aufgrund der begrenzten Anzahl von Ausgangsereignissen können am Ende von „dicken“ Abschirmungen mit diesen Verfahren keine statistischen Aussagen gemacht werden. Die erzielten Ergebnisse bei geringeren Transportstrecken repräsentieren zwar den Stand der Wissenschaft, können aber keine direkt auswertbaren Ergebnisse für die zu betrachtenden großen Abschirmungstiefen liefern.

Numerische Verfahren besitzen zwar die Möglichkeit, ein „Deep-Penetration“ Problem auch bis in sehr große Abschirmungstiefen zu berechnen, sie sind aber wegen ihrer geometrischen Möglichkeiten nur beschränkt einsetzbar.

Die „Synthese“ der beiden o.g. Verfahren in Form einer Kopplung (/Mol 91/, /Sta 94/) ist mit einer sehr intensiven Einarbeitung verbunden. Sowohl die Berechnungen als auch die Interpretation der Ergebnisse sind sehr aufwendig und erfordern fundierte Kenntnisse beider Programme. Hinzu kommt, daß jeder Berechnungsfall individuell gestaltet werden muß (z.B. Größe und Lage der Kopplungsoberfläche in Abhängigkeit des Materials), so daß einem Einsatz mit größeren Variationen (z.B. bei Materialien, Dimensionen der Abschirmung etc.) enge Grenzen gesetzt sind. Anwendungsbeispiele verschiedener Kopplungsvarianten wurden mit dem CASL-Verfahren nachgerechnet und verglichen. Hierbei wurden im relevanten Energiebereich ausreichende Übereinstimmungen erzielt. Ein Vergleich und systematische Parameterstudien auf der Basis von stochastischen bzw. deterministischen Verfahren erscheinen nicht sinnvoll, da gerade diese Programme sowohl in die Kopplungsrechnungen als auch in das CASL-Verfahren (Datenmaterial) eingebunden sind.

Da Kopplungsverfahren allgemein zur Berechnung von Strahlenschutzparametern im Beschleunigerbereich nicht genügend praxisorientiert sind, soll das Berechnungsverfahren CASL eine neue Kombinationsmöglichkeit der statistischen und numerischen Verfahren liefern und eine anwendungsorientierte Alternative zur Berechnung von Dosisleistungen bieten.

Das CASL-Verfahren wurde entwickelt in Anlehnung an das Moyer-Modell, das zur Berechnung von Oberflächendosen bei „Deep-Penetration“ Problemen dient. Übernommen wurde die Überlegung, daß ausschließlich der schnelle Neutronenfluß (im CASL: $E \geq 100$ MeV) für den Transport durch Materie und die damit zusammenhängende Schwächung der Neutronen verantwortlich ist und erst bei der Berechnung der Dosisleistung die Anteile des Neutronenspektrums unter 150 MeV (bzw. im CASL < 100 MeV) berücksichtigt werden müssen.

Im Unterschied zu Moyer, der nur die Oberfläche der Abschirmung betrachtet und aufgrund des dort herrschenden Gleichgewichtsspektrums von einer konstanten Schwächungslänge (bei $E > 150$ MeV) ausgeht, wird im CASL eine Energie- und Tiefenabhängigkeit der Schwächungslänge eingeführt. In Abänderung des Moyer-Modells wird auch nicht von einem konstanten Dosiskonversionsfaktor ausgegangen, vielmehr werden die Neutronenkonversionsfaktoren nach Stand der Wissenschaft über den totalen Neutronenfluß („Wichtung“) energieabhängig in die Dosisleistungsberechnung eingebracht.

Die Richtungsabhängigkeit der punktförmigen Quelle wird über HETC-Neutronenproduktionsraten in Abhängigkeit der Protoneneinschussenergie und des Targetmaterials berücksichtigt. Von dieser Quellverteilung ausgehend wird mit Hilfe der ANISN-Neutronenflüsse die lineare Schwächung der Neutronen bis hin zum Aufpunkt berechnet. Zu diesem Zweck werden bei jedem Berechnungsvorgang die ANISN-Daten eingelesen und daraus die notwendigen Schwächungsparameter bestimmt.

Da das CASL-Verfahren das Schwächungsverhalten der Neutronen in Materie ausschließlich über die umfangreichen ANISN-Daten berechnet, werden sie in einer externen Datei angelegt und verwaltet. Eine Erweiterung der Datenbasis (Abschirmungsmaterialien, Energiebereiche) zu einem späteren Zeitpunkt wäre somit problemlos möglich, da nur geringfügige Änderungen im Quellcode vorgenommen werden müßten.

Die HETC-Daten wurden direkt in den Quellcode eingebaut, da sie schon jetzt in der Lage sind, Richtungsabhängigkeiten von Targetmaterialien zwischen den Massenzahlen des Kohlenstoffs und des Urans durch Interpolationsroutinen zu berechnen. Eine Erweiterung der Quellverteilungsdaten wäre nur sinnvoll, wenn Targetmaterialien außerhalb dieser Grenzen eingesetzt würden und signifikante Unterschiede zu den vorhandenen Targetmaterialien bezüglich Neutronenproduktionsraten festgestellt würden.

Die Berechnung von „Deep-Penetration“ Problemen aus der Praxis (TOF-, Big Karl- und Medizin-Beamstop; Abschirmung der COSY-Beschleunigungsstrecke; ESS; SNQ) mit dem CASL-Verfahren haben gezeigt, daß das Ziel der anwendungsorientierten Kalkulation von Neutronendosisverteilungen erreicht ist. Das bezieht sich sowohl auf die relativ einfache Gestaltung der Problembeschreibung, als auch auf die unkomplizierte Auswertung der Ergebnisse. Die verschiedenen Berechnungsvarianten (s. Tab. 4-1) ermöglichen ein problemorientiertes Vorgehen bei den Berechnungen von Strahlenschutzparametern.

Bezüglich der Handhabung des CASL-Verfahrens könnten sich für den ungeübten Benutzer lediglich bei der Erstellung der Abschirmungsgeometrie (CG-Grafik) geringfügige Probleme ergeben. Hier kann durch gezielte Anleitung und die Bereitstellung von rekonstruierbaren Geometriebeispielen leicht Abhilfe geschaffen werden.

Trotz der noch ausstehenden genauen Verifizierung der CASL-Ergebnisse wurden die Beamstop Berechnungen an den Experimenten TOF und Big Karl bei der Planung und Dimensionierung dieser baulichen, passiven Strahlenschutzeinrichtungen berücksichtigt. In diesen beiden Fällen wurden begleitend zu den CASL-Rechnungen auch HETC-Vergleichsrechnungen durchgeführt, die ein konservatives Verhalten der CASL Ergebnisse aufzeigten. Diese sehr aufwendigen HETC-Rechnungen wurden nur bei der Gestaltung der beiden Beamstops eingesetzt, um eine Orientierungshilfe für die zahlreichen CASL-Rechnungen zu liefern.

Beim Einsatz von CASL muß berücksichtigt werden, daß es nicht für Berechnungen im Nahbereich der Quelle eingesetzt werden darf, da es dort keine „Gültigkeit“ besitzt. Es wurde entwickelt und ausgelegt für „Deep-Penetration“ Anwendungen.

Das „Ray-Tracing“ Verfahren kann zu „Sprüngen“ bei Isodosislينien führen, da die Schwächung nur in Abhängigkeit der durchdrungenen Materialtiefe und direkt in Aufpunktrichtung (Quelle⇒Aufpunkt) berechnet wird und dabei nicht beachtet, welche Beiträge die Umgebung auf dieser „Schwächungsstrecke“ liefert.

Die entwickelte Konzeption des CASL-Verfahrens läßt einen einfachen Ausbau der externen Datenbasis zu und ermöglicht somit den Einbau weiterer Abschirmungsmaterialien und die Berechnung von Quellenergien über 3 GeV. Da die Schwächungslänge, der wichtigste Parameter der Schwächungsfunktion, sich bei Energien über 3 GeV einer Konstante annähert, sollte in Erwägung gezogen werden, bei Quellenergien über 3 GeV nicht die Datenbasis auszubauen, sondern die zum jetzigen Zeitpunkt schon möglichen Ergebnisse entsprechend den höheren Quellenergien zu extrapolieren. Wäre die Variante der Extrapolation zu höheren Energien erfolgreich, so könnte das CASL-Verfahren ohne Erweiterung der Datenbasis bis zu einigen TeV ausgebaut werden.

Geplant ist die Implementierung des CASL-Verfahrens auf Workstations, die bereits über die notwendige Geometrie-Verarbeitung (Combinatorial Geometry) und Grafik-Software (GR-Software) verfügen. Somit könnte der aktuellen Entwicklung der dezentralen Rechenkapazitäten entsprochen werden und das CASL-Verfahren einem größeren Anwenderkreis zugänglich gemacht werden. Parallel zu dieser Rechnerumstellung könnte eine Änderung des Eingabeverfahrens der CASL-Daten in Zukunft die interaktive Handhabung ermöglichen. Kombiniert mit direkten Fehlermeldungen würde dies eine Vereinfachung der Dateneingabe bewirken.

Auch der Erweiterung der Ergebnisdarstellung sind kaum Grenzen gesetzt (3D, Oberflächenverteilung, etc.). Da es sich im CASL immer um die Berechnung und grafische Verarbeitung von einzelnen Aufpunkten handelt, könnten die Output-Daten auf unterschiedlichste Weise grafisch verarbeitet werden. Angestrebt wird u.a. eine Berechnungsvariante, die direkt die Dimensionierung einer vorgegebenen Abschirmungsgeometrie in Abhängigkeit der Quelldaten vornimmt (Abschirmungsdesign). Dies wird in ähnlicher Form bereits bei der Vorgabe des Dosisleistungskriteriums und der anschließenden Berechnung der zugehörigen Abschirmungstiefe ansatzweise umgesetzt (s. Tab. 4-1; Nr. 5).

Festzuhalten bleibt, daß mit dem CASL-Verfahren unter Berücksichtigung seines vorgesehenen Einsatzbereiches (Energie, Abstand zur Quelle, etc.) und der Konservativität seiner Ergebnisse eine Einschätzung von Neutronendosisverteilungen an „Deep-Penetration“ Abschirmungen bereits zum jetzigen Zeitpunkt möglich ist. Die Verifizierung der Ergebnisse ist noch nicht zufriedenstellend gelöst und bedarf unbedingt der Ermittlung und Bereitstellung experimenteller Daten von Neutronendosis- und Neutronenflußverteilungen im Mittel- und Hochenergiebereich bei „Deep-Penetration“ Abschirmungen (vergl. /NEA 95/), um die Resultate des Programms CASL einordnen und eventuell korrigieren zu können. Das Ziel, ein anwendungsorientiertes Berechnungsverfahren zur Verfügung zu stellen, das die Belange des Strahlenschutzes an Protonenbeschleunigern berücksichtigt und eine praxisorientierte Berechnung von Strahlenschutzparametern ermöglicht, wurde erreicht.

8 Literaturverzeichnis

- /Arm 72/ T.W. Armstrong, K.C. Chandler
HETC - A High Energy Transport Code
 Nuclear Science and Engineering: Vol.49, p. 110, 1972.
- /Arm 81/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, R.D. Neef
Theoretical Target Physics for the SNQ Spallation Source
 KFA-Report Jül-Spez-120, KFA-Jülich, 1981.
- /Arm 84/ T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges, H. Schaal
Calculational Methods and High Energy Cross Sections for Spallation Source Shielding
 Proceedings of the seventh meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-VII), pp. 208-213, Chalk River Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario Canada, 1984.
- /Bau 94/ R. Baur
Simulation von Hochenergie- Neutronenproduktionsdaten zur Bestimmung von Quellverteilungen bis 3.0 GeV für Abschirmungen von Mittlereenergiebeschleunigern
 Studienarbeit in Fachbereich Sicherheitstechnik der Bergischen Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Fachgebiet Reaktorsicherheit / Sicherheit kerntechnischer Anlagen, Wuppertal, 1994, nicht veröffentlicht.
- /Bel 82/ E.A. Belogorlov et al.
Depth Dose and Detph Dose Equivalent Data for Neutrons with Energy from Thermal up to Several TeV
 Nuclear Instruments and Methods Vol.199, pp. 563-572, North-Holland Publishing Company, 1982.
- /DIN 88/ Normenausschuß Radiologie (NAR) im DIN und Normenausschuß Materialprüfung (NMP) im DIN
DIN 6802, Teil 3 : Neutronendosimetrie
Neutronenmeßverfahren und -geräte für den Strahlenschutz Kennzeichnende Eigenschaften
 Deutsches Institut für Normung e.V., Beuth Verlag, Berlin, Okt. 1988.
- /Din 89/ H. Dinter, K. Tesch, C. Yamaguchi
Shielding of Proton Accelerators: A Comparison Between the Moyer Model and Monte Carlo Calculations
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A276, pp. 1-7 , North-Holland Amsterdam, 1989.
- /DIN 91/ Normenausschuß Radiologie (NAR) im DIN und Normenausschuß Kerntechnik (NKe) im DIN
DIN 6802, Teil 1 :
Neutronendosimetrie Spezielle Begriffe und Benennungen
 Deutsches Institut für Normung e.V., Beuth Verlag, Berlin, Nov. 1991.

- /Eng 73/ W.W. Engle, Jr.
A Users Manual for ANISN, A One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering Union Carbide Corporation Nuclear Division
Rep.No. K-1693 Update 1973, Oak Ridge Tennessee, 1973.
- /Fil 92/ D. Filges
Moderne Monte Carlo Teilchentransport-Simulationsverfahren für sicherheitstechnische Anwendungen und Fragestellungen in der Beschleunigertechnik und der Raumfahrt
Habilitationsschrift, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal / Fachbereich Sicherheitstechnik,
KFA-Report Jül-2609, Jülich, April 1992.
- /Fil 93/ D. Filges, N. Paul, B. Wolfertz
Computer Aided Shield Layout of Beam Dumps for the Big Karl and TOF- Facilities at COSY
Annual Report 1992 , Institut für Kernphysik, pp.: 255 - 256,
Forschungszentrum Jülich, Jül-2590, Jülich, Feb. 1993.
- /Fil 95/ D. Filges, R.-D. Neef, H. Schaal, B. Wolfertz
Procedures and Data for Shielding Calculations of Spallation Target Stations and Accelerators in the Medium Energy Range
Proceedings of the Specialists Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, pp.: 251 - 273,
28-29 April 1994, Arlington Texas (USA),
OECD Documents - Nuclear Energy Agency / Organisation for Economic Cooperation and Development (NEA / OECD), Paris, 1995.
- /For 93/ Forschungszentrum Jülich GmbH
Das Projekt COSY - Vorstoß zu den Rätseln der Quarks
Informationsbröschüre der KFA-Jülich, 1993.
- /Hag 88/ 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: Vol.98, pp. 272-278, 1988.
- /Her 89/ E. Hering, R. Martin, M. Stohrer
Physik für Ingenieure
VDI-Verlag, Düsseldorf, 1989.
- /IAE 88/ International Atomic Energy Agency (IAEA)
Radiological Safety Aspects of the Operation of Proton Accelerators
Technical Reports Series No. 283, Wien, 1988.
- /Kaz 91/ Shin Kazuo, Uwamino Yoshitomo et al.
Transmission of Intermediate-Energy Neutrons and Associated Gamma Rays through Iron, Lead, Graphite and Concrete Shields
Nuclear Science and Engineering: Vol.109, pp. 380-390 , 1991.

-
- /Kil 93/ K. Kilian, R. Maier, O. Schult, J. Speth
Zwischen Kernphysik und Teilchenphysik
Das Jülicher Cooler-Synchrotron COSY und sein Forschungsprogramm
Physikalische Blätter 49 (1993) Nr.12, pp. 1089-1093, Weinheim, 1993
- /Kot 94/ H. Kotegawa, S. Tanaka, Y. Sakamoto, Y. Nakane, H. Nalashima
Attenuation Data of Point Isotropic Neutron Sources up to 400 MeV in Water, Ordinary Concrete and Iron
Department of Technical Information, JAERI-Data/Code 94-003,
Japan Atomic Energy Research Institute, 1994.
- /Lin 62/ K.H. Lindackers
Praktische Durchführung von Abschirmungsberechnungen
Thiemig Taschenbuch Bd.3, Verlag Karl Thiemig, München, 1962.
- /Mol 91/ J. Moll
Die Bereitstellung computergestützter Methoden zur Analyse der Strahlungssituation an Teilchenbeschleunigern und deren exemplarische Anwendung auf das Cooler-Synchrotron COSY
Dissertationsschrift, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal / Fachbereich Sicherheitstechnik,
KFA-Report Jül-2435, Jülich, Januar 1991.
- /NEA 95/ Nuclear Energy Agency (OECD Documents)
Summary and Conclusions of the Specialists' Meeting
Proceedings of the Specialists Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, pp.: 7 - 17,
28-29 April 1994, Arlington Texas (USA),
OECD Documents - Nuclear Energy Agency / Organisation for Economic Cooperation and Development (NEA / OECD), Paris, 1995.
- /Pat 73/ H.W. Patterson, R.H. Thomas
Accelerator Health Physics
Academic Press, New York and London, 1973.
- /Pro 88/ H.J. Probst
Strahlenschutzrechnung für COSY
Institut für Kernphysik (IKP), KFA Jülich, Dez. 1988, unveröffentlicht.
- /Pro 94/ H.J. Probst
Strahlenschutzbelehrung
Institut für Kernphysik (IKP), KFA Jülich, Mai 1994, unveröffentlicht.
- /Rou 69/ J.T. Routti, R.H. Thomas
Moyer Integrals for Estimating Shielding of High-Energy Accelerators
Nuclear Instruments and Methods Vol.76, pp. 157-163
North-Holland Amsterdam, 1969.
- /Sch 86/ W. Scharf
Particle Accelerators and their uses, Part 1, Accelerator Design
Harwood Academic Publishers London, Amsterdam (OPA), 1986.

-
- /Sch 93/ S.G. Scheib
Spot-Scanning mit Protonen: Experimentelle Resultate und Therapieplanung
Dissertationsschrift, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich,
Abteilung Strahlenmedizin des Paul Scherer Instituts (PSI)
Dissertation ETH Nr. 10451, Zürich, 1993
- /Sis 94/ J. Sisterson
A Newsletter for those interested in proton, light ion and heavy charged particle radiotherapy
PARTICLES Number 14,
Harvard Cyclotron Laboratory, Cambridge, July 1994.
- /Sta 93/ H.P. Stammen
Diskussion von Konversionsfaktoren zur Berechnung der Strahlenexposition durch Neutronen, Protonen, Pionen und Gammateilchen bis 100 GeV
Studienarbeit im Fachbereich Sicherheitstechnik der Bergischen Universität - Gesamthochschule Wuppertal,
Fachgebiet Reaktorsicherheit / Sicherheit kerntechnischer Anlagen,
Wuppertal, 1993, unveröffentlicht.
- /Sta 94/ H.P. Stammen
Abschirmuntersuchungen zur Targetstation einer Spallationsneutronenquelle mit Protonenenergien zwischen 800 MeV und 3000 MeV im Rahmen der Entwicklung der „Europäischen-Spallationsneutronenquelle (ESS)“
Diplomarbeit im Fachbereich Sicherheitstechnik der Bergischen Universität - Gesamthochschule Wuppertal,
Fachgebiet Reaktorsicherheit / Sicherheit kerntechnischer Anlagen,
Wuppertal, 1994, unveröffentlicht.
- /Ste 82/ G.R. Stevenson, L. Kuei-Lin, R. Thomas
Determination of Transverse Shielding for Proton Accelerators Using the Moyer Model
Health Physics: Vol.43, No.1 (July), pp. 13-29,
Pergamon Press, USA, 1982.
- /Str 94/ Strahlenschutzverordnung - StrlSchV
Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlung
vom 13. Oktober 1976 (BGBl. I S. 2905; 1977 I S. 184, 269) in der Fassung der Bekanntmachung vom 30. Juni 1989 (BGBl. I S. 1321, 1926), zuletzt geändert durch das Gesetz über Medizinprodukte vom 2. August 1994 (BGBl. I S. 1963)
9. Auflage, Carl Heymanns Verlag, Köln, 1994.
- /Wil 92/ K. Wille
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen
Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.

- /Zaz 86/ J.M. Zazula, P. Cloth, D. Filges, G. Sterzenbach
Secondary Particle Yield and Energy Release Data from Intranuclear-Cascade-Evaporation Model Calculations of High Energy (20-1100 MeV) Neutron Interaction with Elements of Shielding and Biological Importance
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B16, pp. 506-514, North-Holland Amsterdam, 1986.
- /Zaz 87/ J.M. Zazula, D. Filges, P. Cloth
Sky and Groundshine Phenomena and Related Radiological Quantities Evaluated for the Environment of a High-Current Spallation Facility
Particle Accelerators: Vol. 21, pp. 29-42,
Gordon and Breach Science Publishers, USA, 1987.

9 Anhang

9.1 Grafiken der Parameter λ , B und $\tilde{D}$

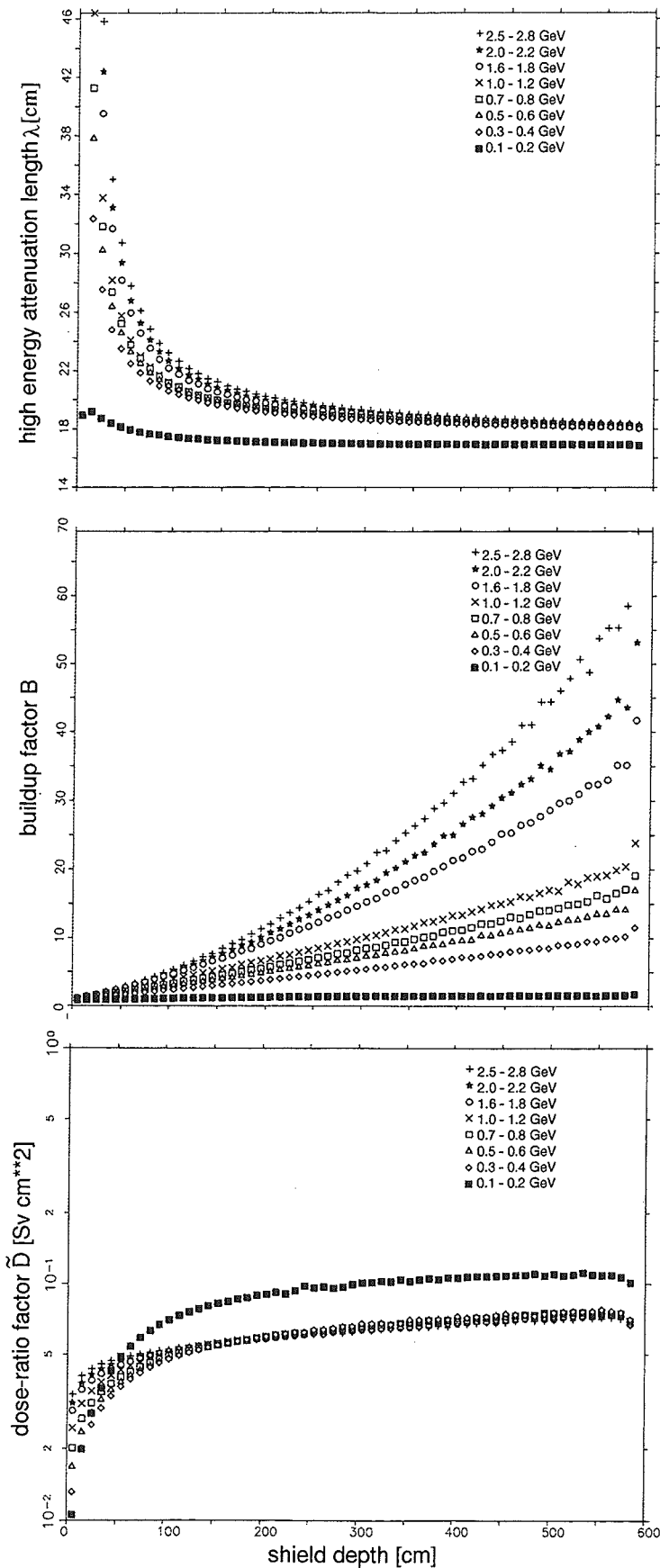


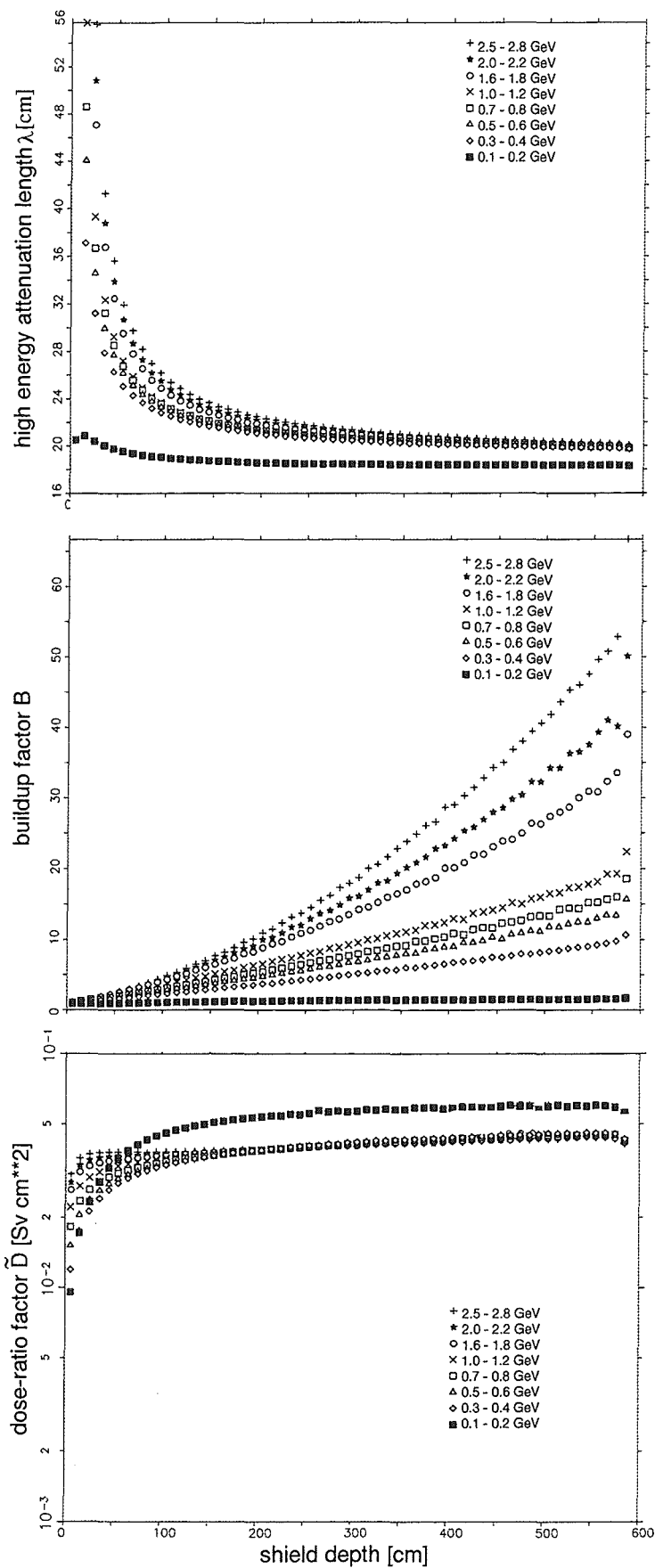
Abb. 9-1 :

Schwächungslänge,
„Buildup-Faktor“ und
Dosisfaktor für

Eisen

verschiedener Ener-
giegruppen [GeV],
aufgetragen über der
Materialtiefe [cm]

Abb. 9-2 :
Schwächungslänge,
„Buildup-Faktor“ und
Dosisfaktor für
Gußeisen
verschiedener Ener-
giegruppen [GeV],
aufgetragen über der
Materialtiefe [cm]



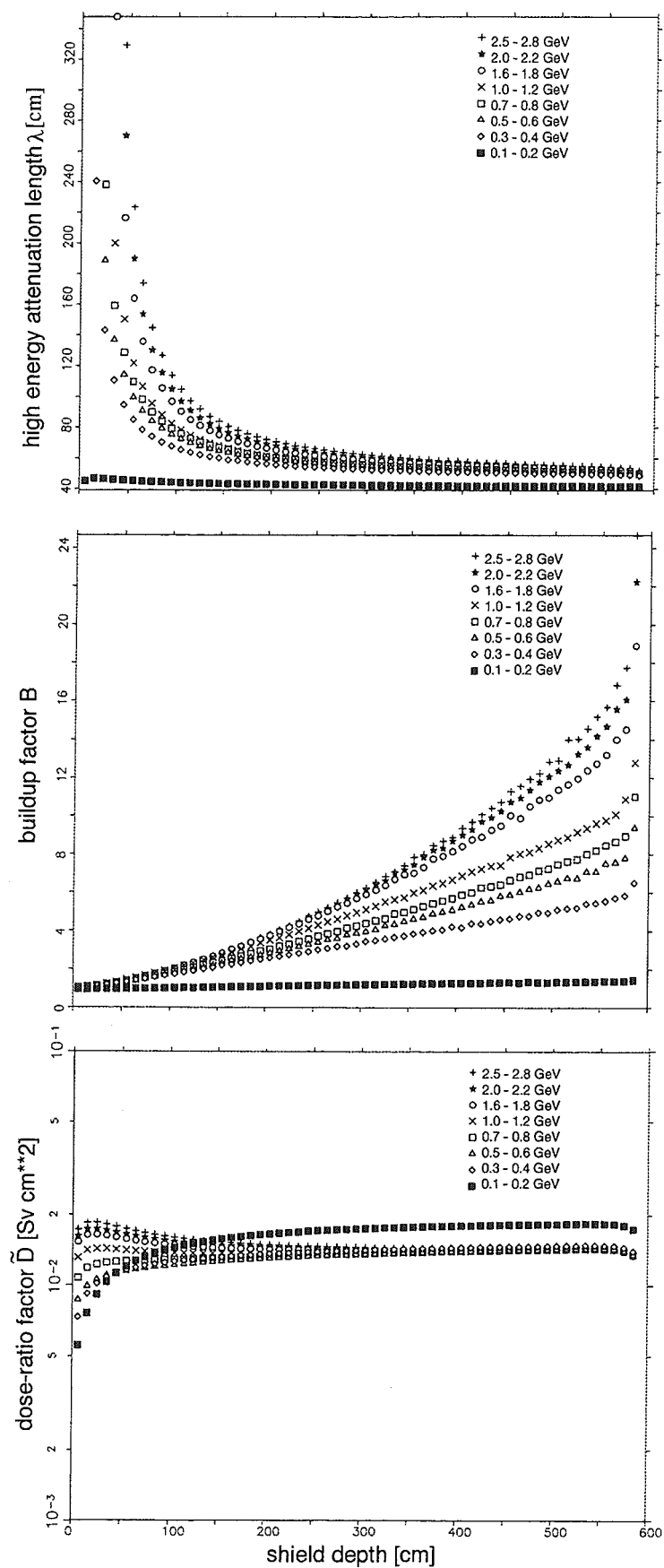


Abb. 9-3 :

Schwächungslänge,
„Buildup-Faktor“ und
Dosisfaktor für
Normalbeton
verschiedener Ener-
giegruppen [GeV],
aufgetragen über der
Materialtiefe [cm]

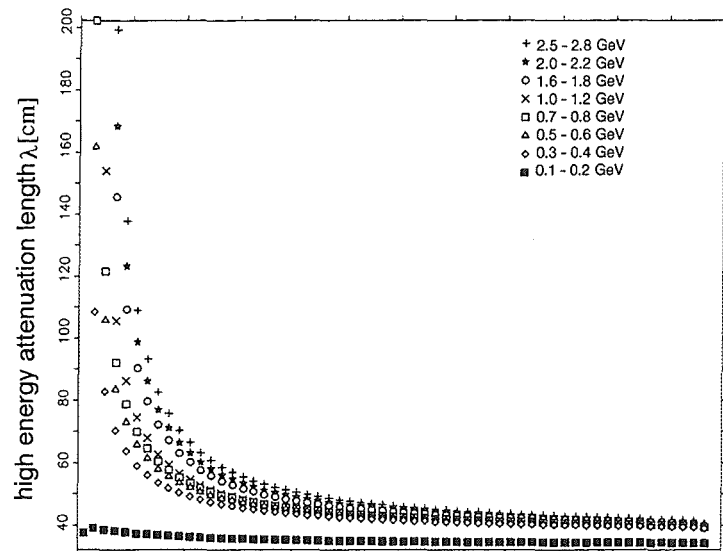
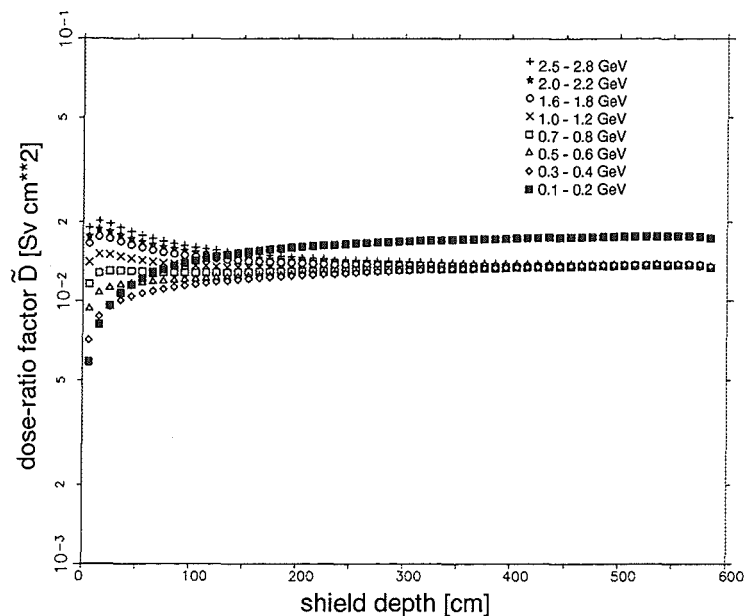
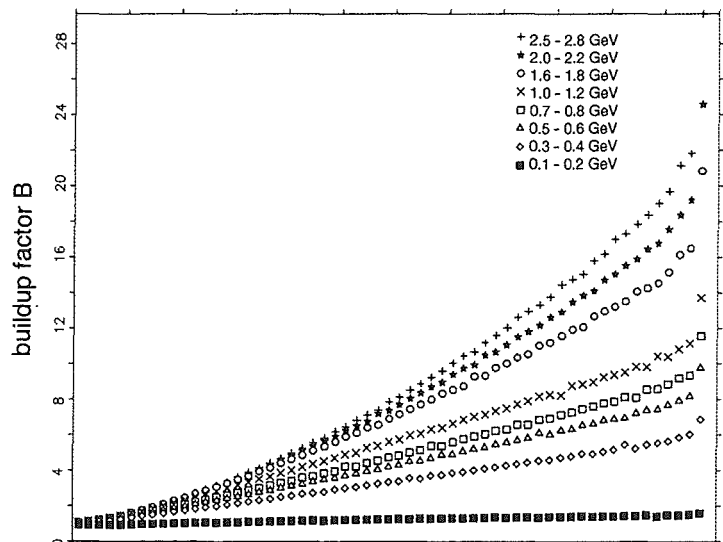


Abb. 9-4 :

Schwächungslänge,
„Buildup-Faktor“ und
Dosisfaktor für
Schwerbeton
verschiedener Ener-
giegruppen [GeV],
aufgetragen über der
Materialtiefe [cm]



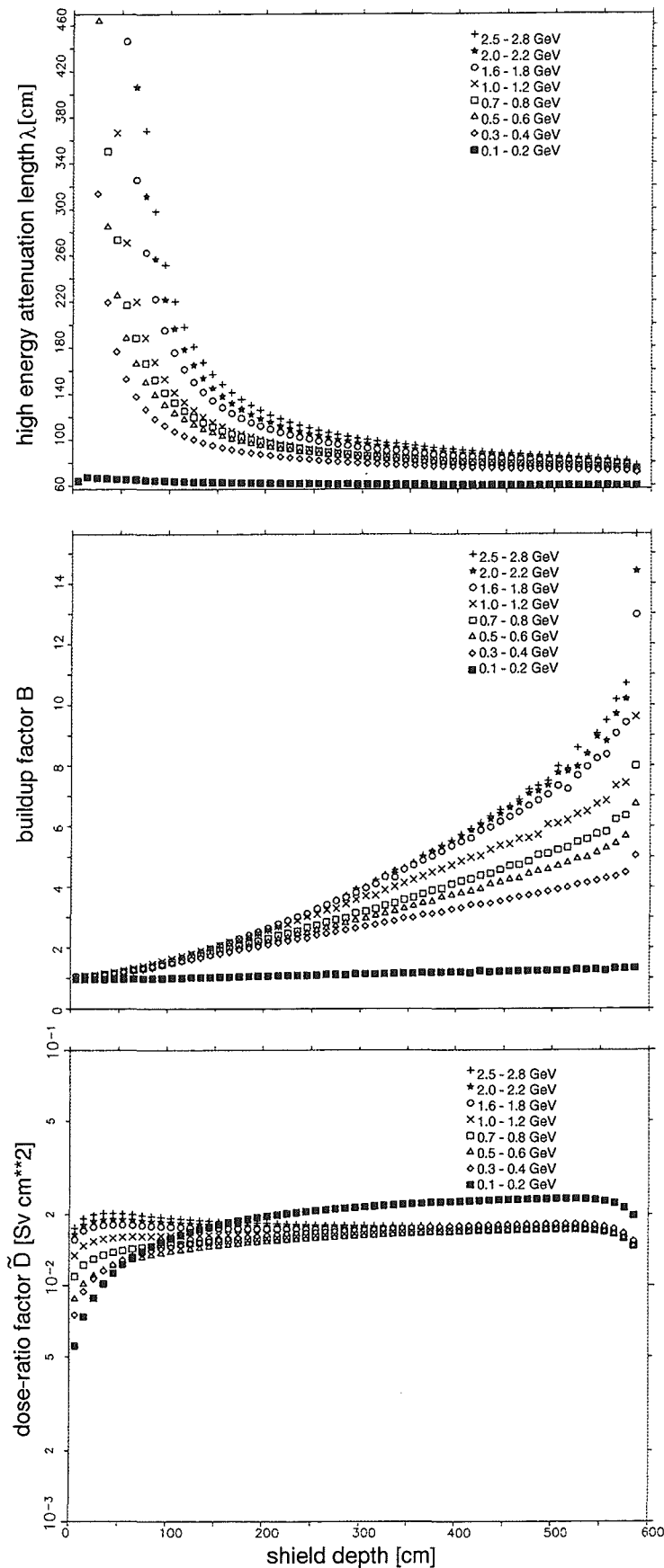
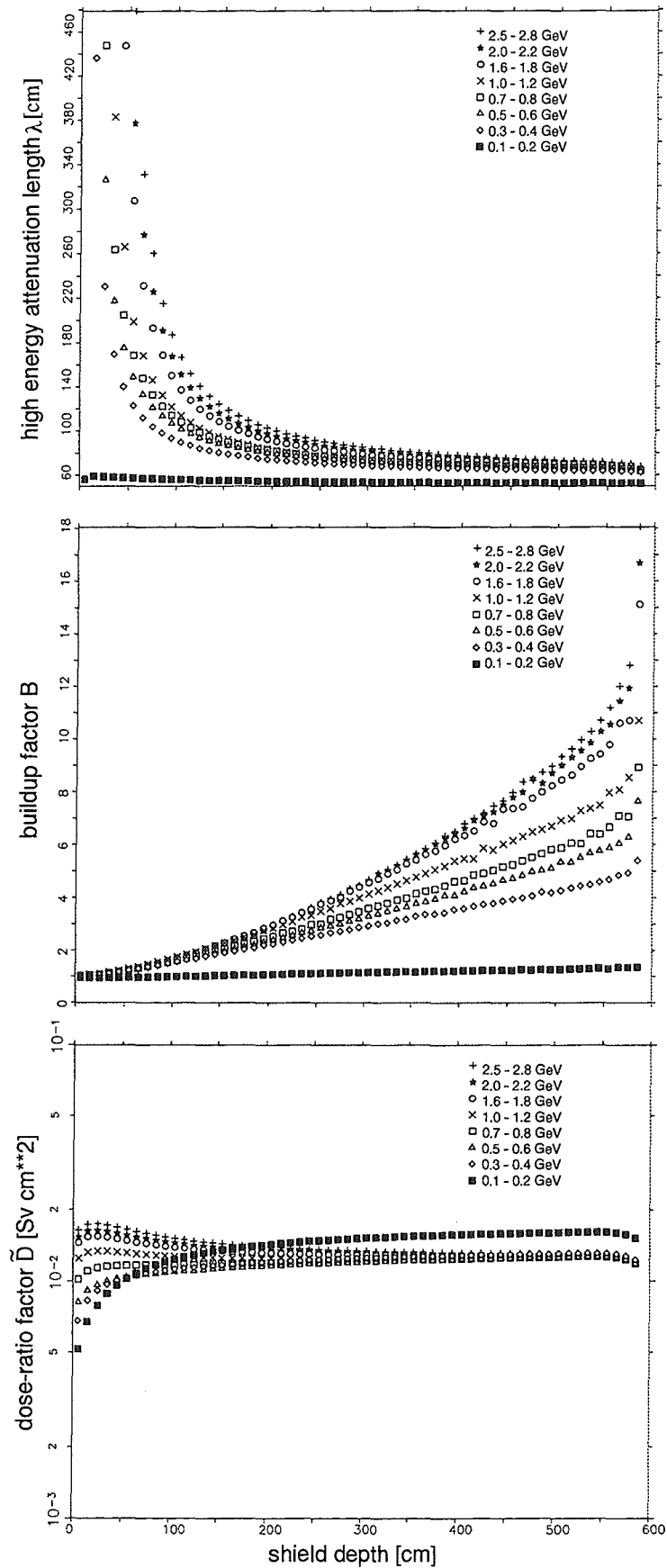


Abb. 9-5 :

Schwächungslänge,
„Buildup-Faktor“ und
Dosisfaktor für
trockenen Boden
verschiedener Ener-
giegruppen [GeV],
aufgetragen über der
Materialtiefe [cm]

Abb. 9-6 :
Schwächungslänge,
„Buildup-Faktor“ und
Dosisfaktor für
Erde
verschiedener Ener-
giegruppen [GeV],
aufgetragen über der
Materialtiefe [cm]



9.2 Konversionsfaktoren Neutronenfluß-zu-Dosisleistung

In Tabelle 9-1 werden die energieabhängigen Konversionsfaktoren aufgelistet, die eine Umrechnung des Neutronenflusses in eine Äquivalentdosis ermöglichen. Sie wurden über eine FORTRAN-Routine gemäß /Sta 93/ errechnet für Neutronen über 62 Energieintervalle ($E_{\min.}=10^{-8}$ MeV bis $E_{\max.}=2.8 \cdot 10^3$ MeV).

Energie-Intervalle [MeV]	Konversionsfaktoren [Sv·cm ² ·n ⁻¹]
0,1000 E-07 - 0,4140 E-06	0,84197 E-11
0,4140 E-06 - 0,1120 E-05	0,93422 E-11
0,1120 E-05 - 0,2380 E-05	0,95894 E-11
0,2380 E-05 - 0,5040 E-05	0,94429 E-11
0,5040 E-05 - 0,1070 E-04	0,91325 E-11
0,1070 E-04 - 0,2260 E-04	0,88805 E-11
0,2260 E-04 - 0,1010 E-03	0,86514 E-11
0,1010 E-03 - 0,4540 E-03	0,82014 E-11
0,4540 E-03 - 0,1580 E-02	0,77654 E-11
0,1580 E-02 - 0,3350 E-02	0,78623 E-11
0,3350 E-02 - 0,7100 E-02	0,82631 E-11
0,7100 E-02 - 0,1500 E-01	0,91444 E-11
0,1500 E-01 - 0,3180 E-01	0,12320 E-10
0,3180 E-01 - 0,8650 E-01	0,22671 E-10
0,8650 E-01 - 0,1500 E+00	0,44829 E-10
0,1500 E+00 - 0,2240 E+00	0,70922 E-10
0,2240 E+00 - 0,3340 E+00	0,10092 E-09
0,3340 E+00 - 0,4980 E+00	0,14426 E-09
0,4980 E+00 - 0,7430 E+00	0,19826 E-09
0,7430 E+00 - 0,9070 E+00	0,24588 E-09
0,9070 E+00 - 0,1110 E+01	0,28654 E-09
0,1110 E+01 - 0,1350 E+01	0,32186 E-09
0,1350 E+01 - 0,1650 E+01	0,36480 E-09
0,1650 E+01 - 0,2020 E+01	0,40638 E-09
0,2020 E+01 - 0,2460 E+01	0,45092 E-09
0,2460 E+01 - 0,3010 E+01	0,50011 E-09
0,3010 E+01 - 0,3680 E+01	0,55163 E-09
0,3680 E+01 - 0,4490 E+01	0,60350 E-09
0,4490 E+01 - 0,5490 E+01	0,65210 E-09
0,5490 E+01 - 0,6700 E+01	0,69634 E-09
0,6700 E+01 - 0,8190 E+01	0,74223 E-09
0,8190 E+01 - 0,1000 E+02	0,79150 E-09
0,1000 E+02 - 0,1220 E+02	0,85659 E-09

0,1220 E+02 - 0,1350 E+02	0,91917 E-09
0,1350 E+02 - 0,1490 E+02	0,95665 E-09
0,1490 E+02 - 0,1750 E+02	0,92062 E-09
0,1750 E+02 - 0,2000 E+02	0,87368 E-09
0,2000 E+02 - 0,2250 E+02	0,85152 E-09
0,2250 E+02 - 0,2500 E+02	0,85465 E-09
0,2500 E+02 - 0,2750 E+02	0,85778 E-09
0,2750 E+02 - 0,3000 E+02	0,86090 E-09
0,3000 E+02 - 0,3500 E+02	0,86550 E-09
0,3500 E+02 - 0,4000 E+02	0,87177 E-09
0,4000 E+02 - 0,4500 E+02	0,87803 E-09
0,4500 E+02 - 0,5000 E+02	0,88429 E-09
0,5000 E+02 - 0,1000 E+03	0,91018 E-09
0,1000 E+03 - 0,2000 E+03	0,97197 E-09
0,2000 E+03 - 0,3000 E+03	0,10739 E-08
0,3000 E+03 - 0,4000 E+03	0,11957 E-08
0,4000 E+03 - 0,5000 E+03	0,13922 E-08
0,5000 E+03 - 0,6000 E+03	0,16736 E-08
0,6000 E+03 - 0,7000 E+03	0,19546 E-08
0,7000 E+03 - 0,8000 E+03	0,21838 E-08
0,8000 E+03 - 0,1000 E+04	0,24370 E-08
0,1000 E+04 - 0,1200 E+04	0,27231 E-08
0,1200 E+04 - 0,1400 E+04	0,29398 E-08
0,1400 E+04 - 0,1600 E+04	0,31564 E-08
0,1600 E+04 - 0,1800 E+04	0,32572 E-08
0,1800 E+04 - 0,2000 E+04	0,33560 E-08
0,2000 E+04 - 0,2200 E+04	0,34548 E-08
0,2200 E+04 - 0,2500 E+04	0,35770 E-08
0,2500 E+04 - 0,2800 E+04	0,37252 E-08

Tab. 9-1 : Liste der energieabhängigen Konversionsfaktoren gemäß /Sta 93/
zur „Wichtung“ des totalen Flusses (s. Kap. 5.2)

9.3 Ergebnisse (Neutronenflußverteilungen) der CASL Anwendungen

9.3.1 Medizin Experiment

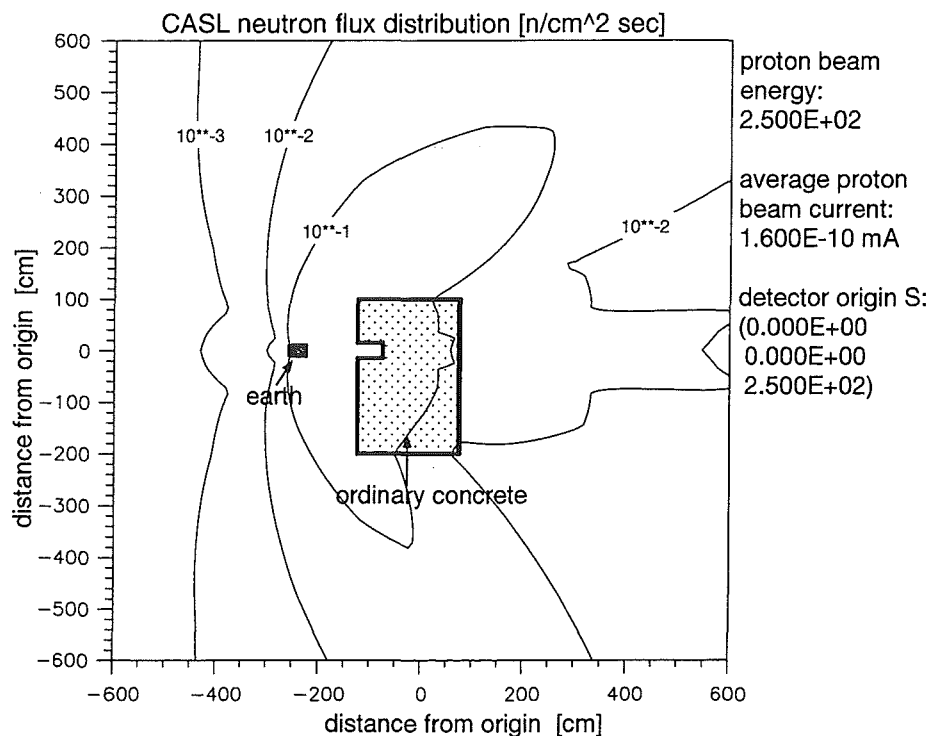


Abb. 9-7 : CASL-Neutronenflußverteilungen bei Medizin-Beamstop in der Seitenansicht (vergl. Abb. 6-3)

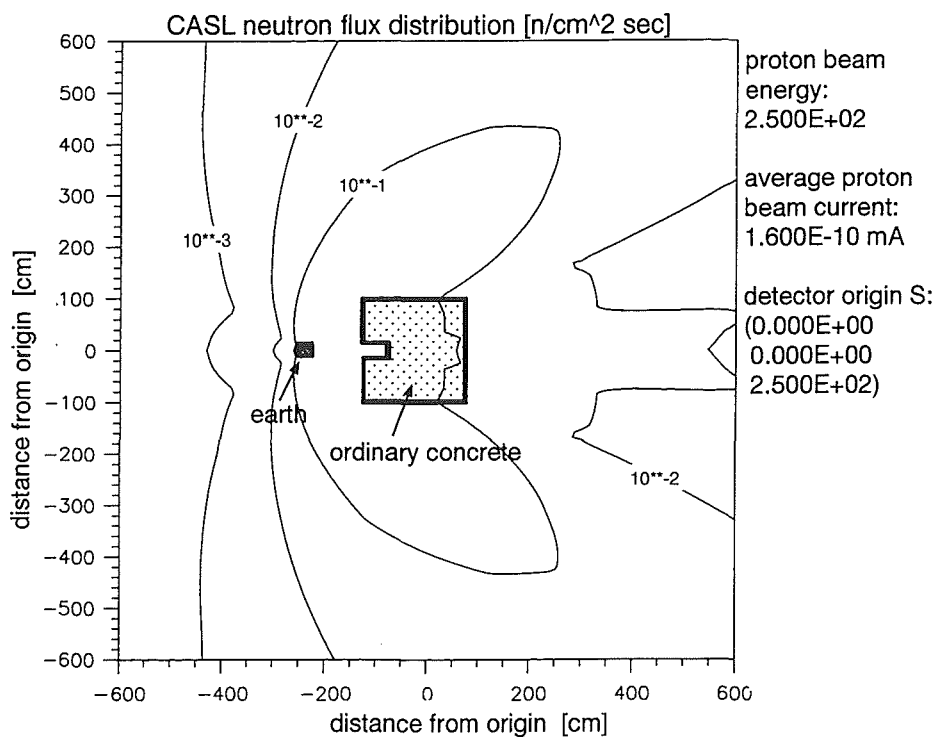


Abb. 9-8 : CASL-Neutronenflußverteilungen bei Medizin-Beamstop in der Draufsicht (vergl. Abb. 6-4)

9.3.2 TOF (Time Of Flight)

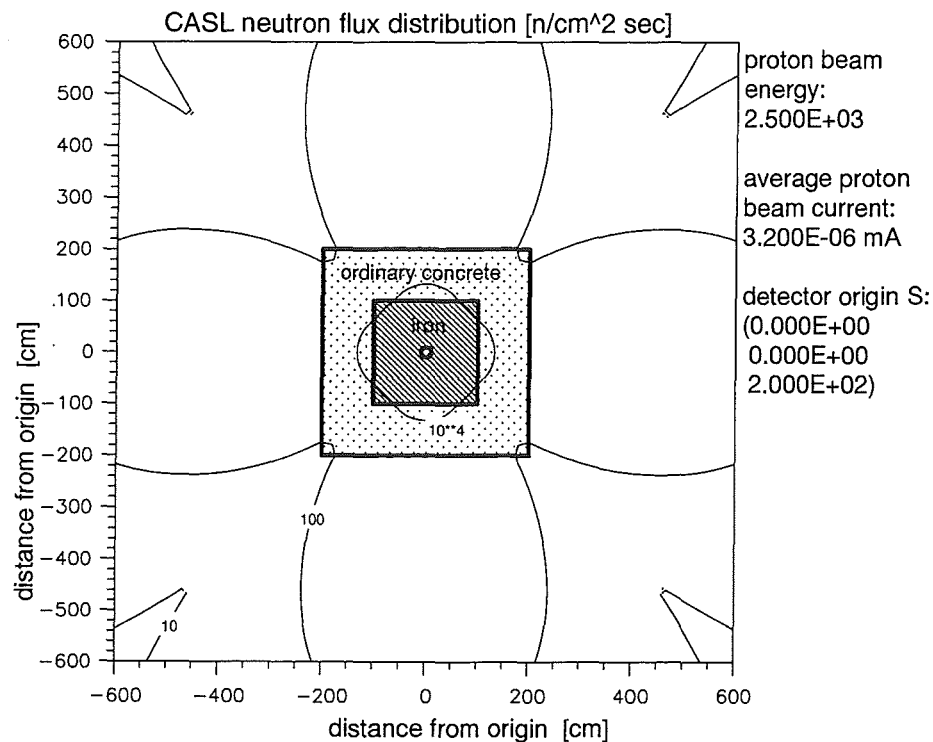


Abb. 9-9 : CASL-Neutronenflußverteilungen beim TOF-Beamstop, Strahlrichtung in 1 m Tiefe (vergl. Abb. 6-8)

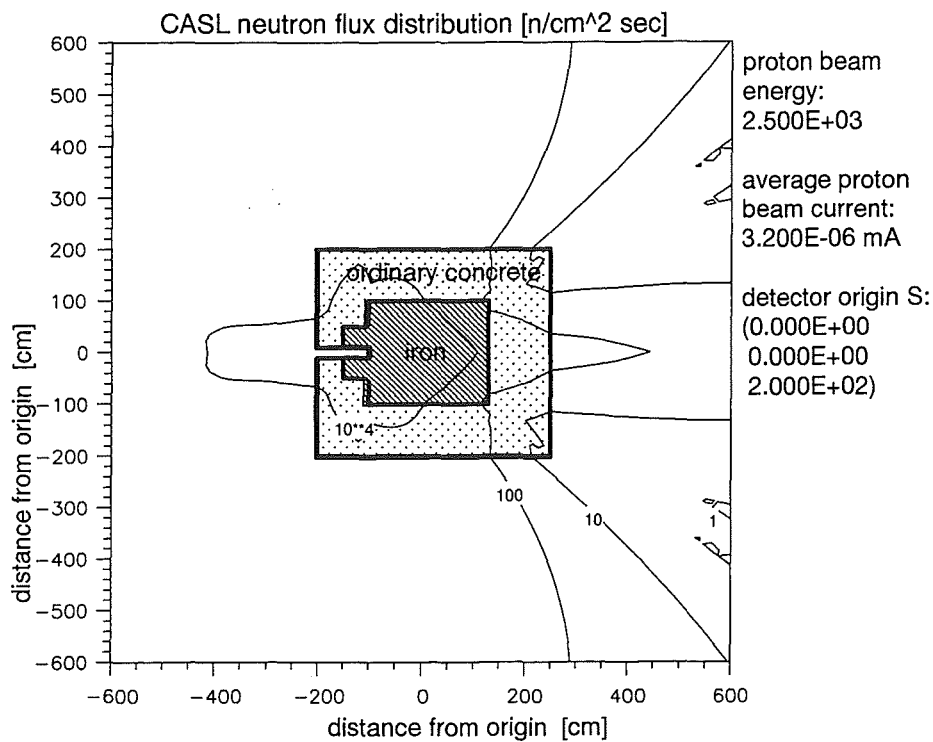


Abb. 9-10 : CASL-Neutronenflußverteilungen beim TOF-Beamstop, vertikaler Schnitt durch Reentry-Hole (vergl. Abb. 6-9)

9.3.3 Big Karl

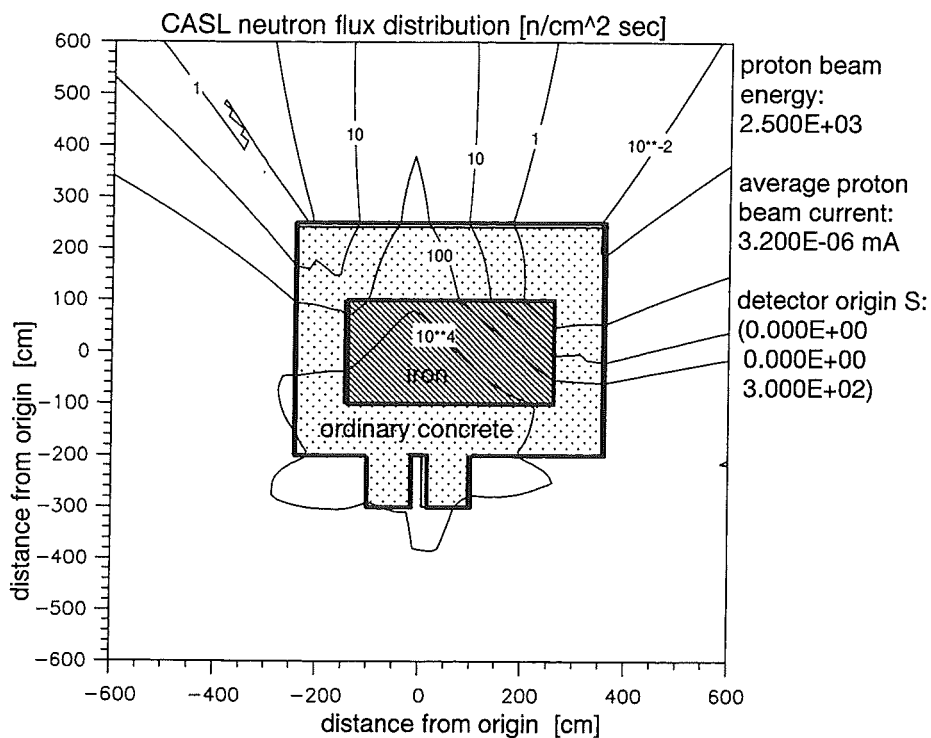


Abb. 9-11 : CASL-Neutronenflußverteilungen bei Big Karl-Beamstop (vergl. Abb. 6-15)

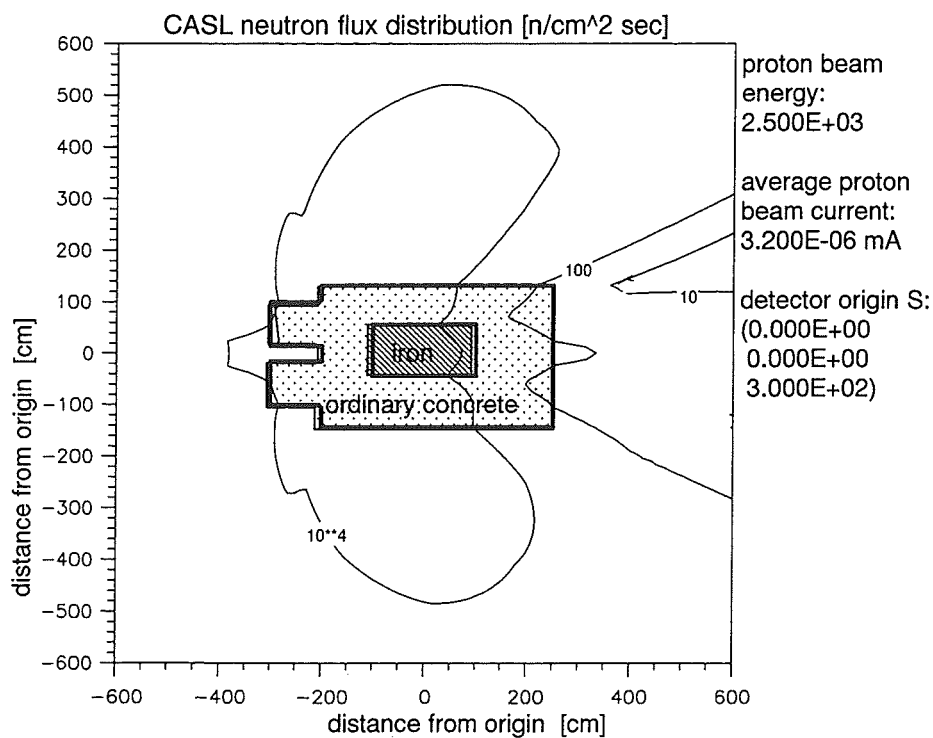


Abb. 9-12 : CASL-Neutronenflußverteilungen bei Big Karl-Beamstop (vergl. Abb. 6-16)

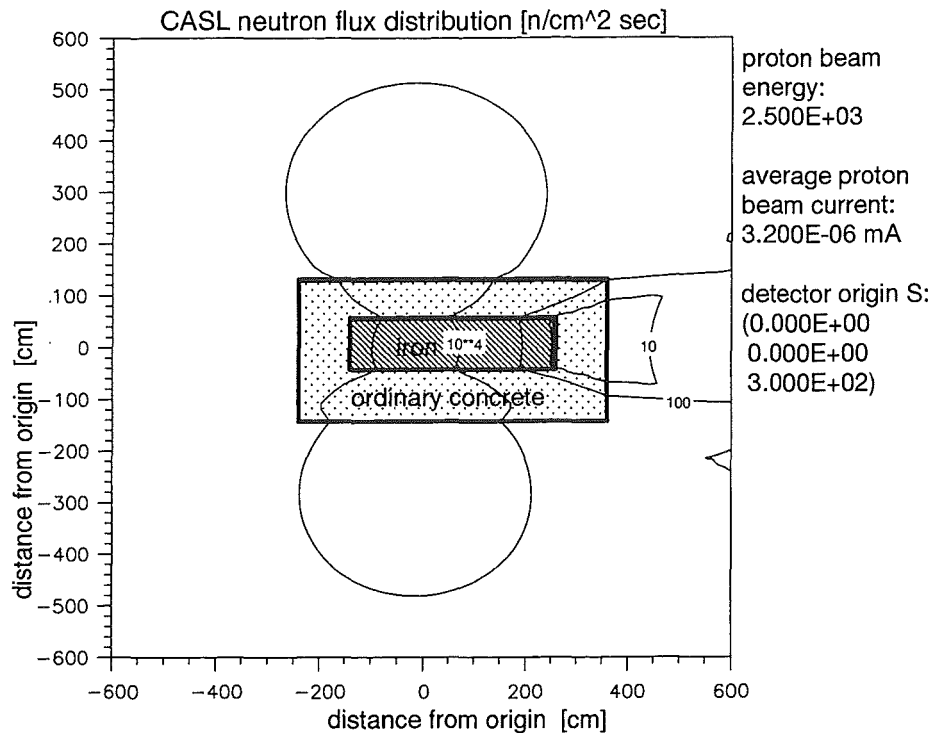


Abb. 9-13: CASL-Neutronenflußverteilungen bei Big Karl-Beamstop (vergl. Abb. 6-17)

9.3.4 Abschirmung der Beschleunigungsstrecke am COSY

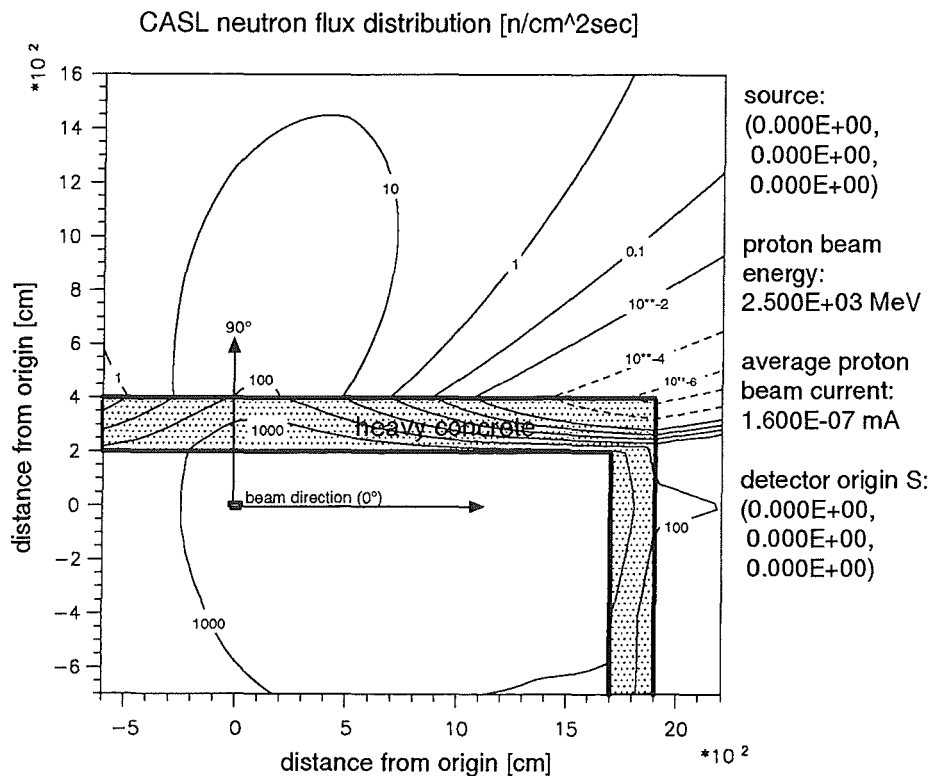


Abb. 9-14: CASL-Neutronenflußverteilungen verursacht durch Stop-Target zu Beginn des Biegesektors in der COSY-Halle (Ost) (vergl. Abb. 6-19)

9.3.5 SNQ (Spallations Neutronen Quelle)

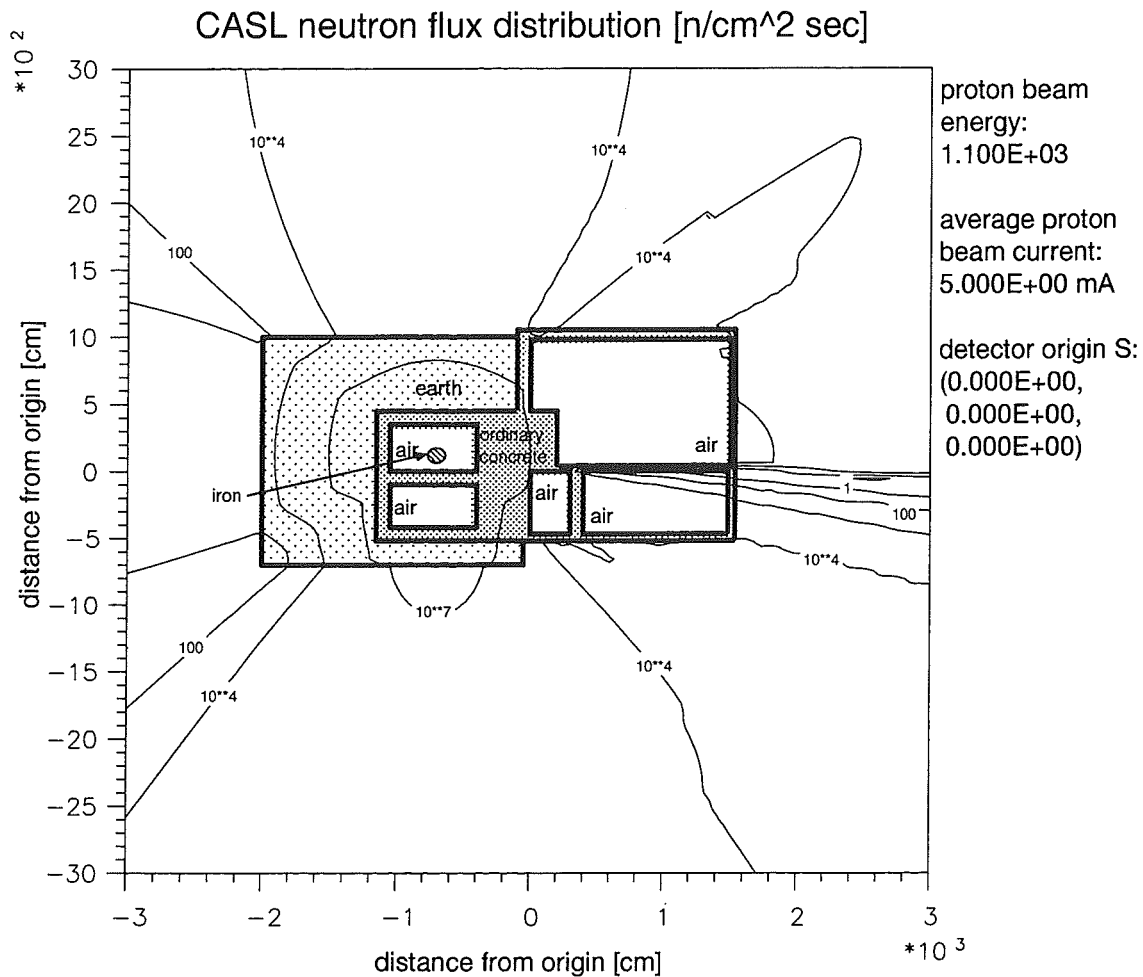
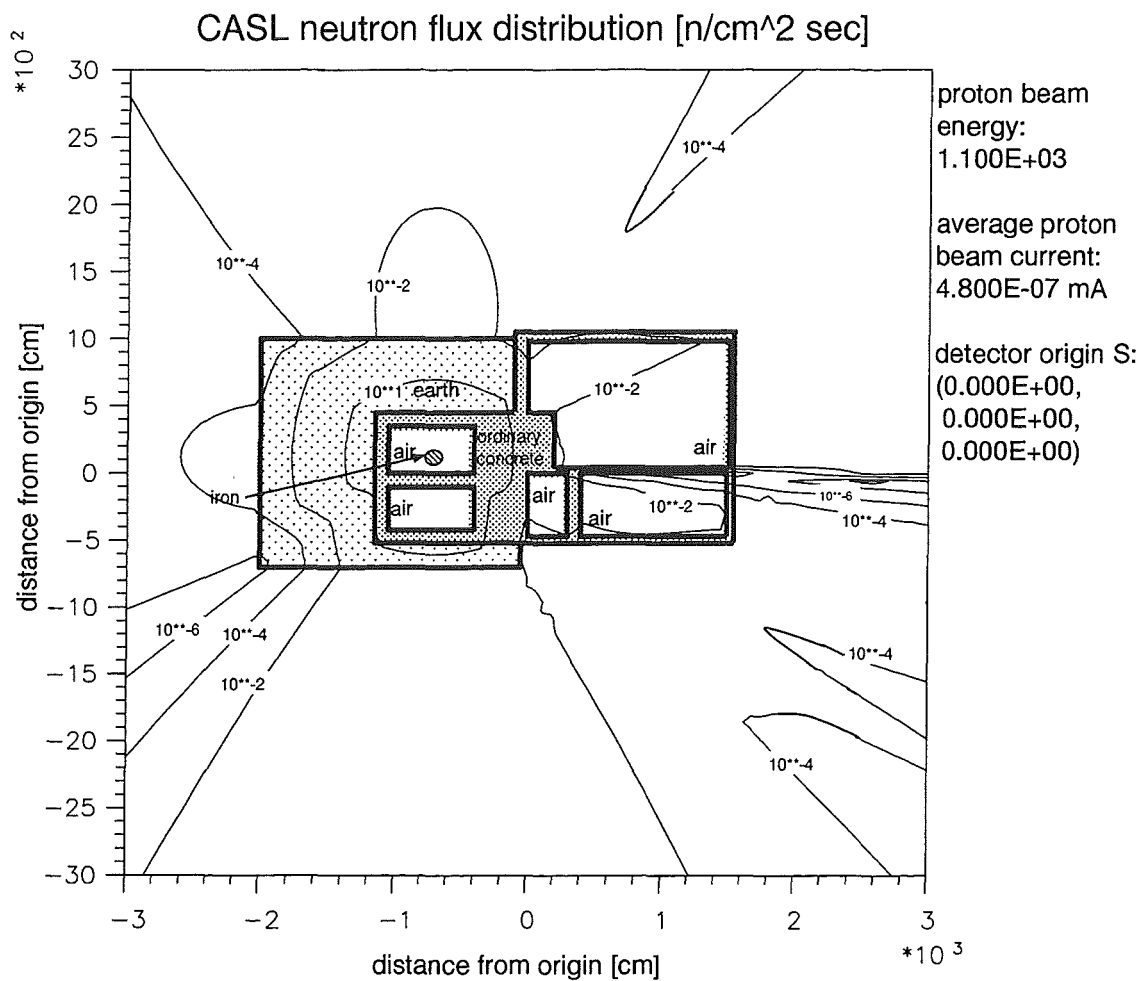


Abb. 9-15: CASL-Neutronenflußverteilungen bei Stop-Target in Strahlführung der SNQ (vergl. Abb. 6-24)



**Abb. 9-16 : CASL-Neutronenflußverteilungen bei Lost-Target
in Strahlführung der SNQ (vergl. Abb. 6-25)**

9.3.6 ESS (European Spallation Source)

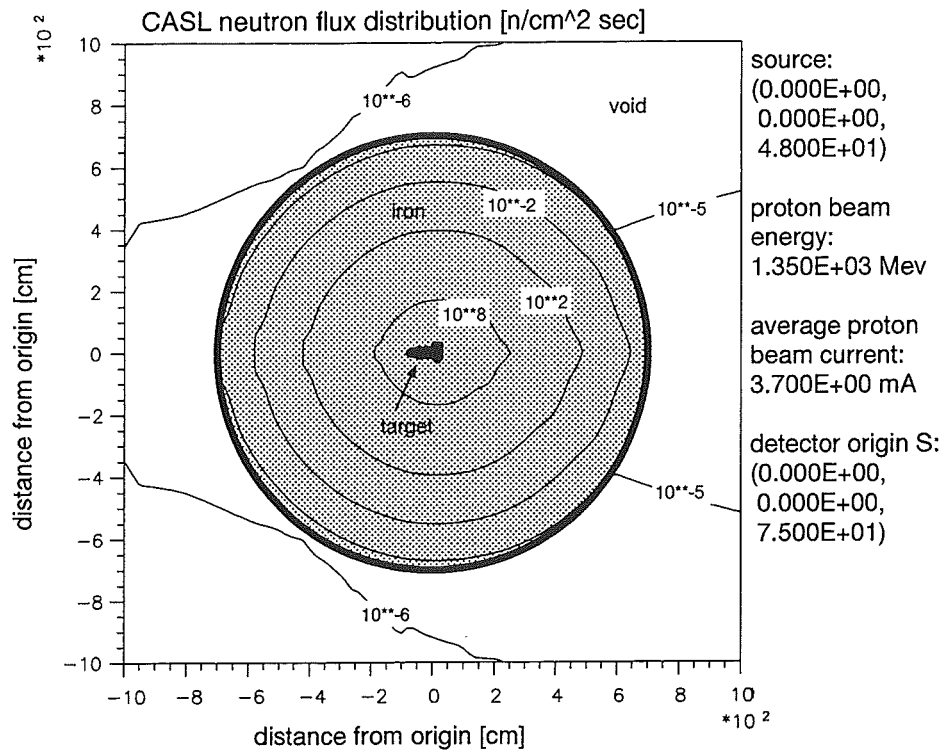


Abb. 9-17 : Neutronenflußverteilungen der CASL-Berechnungen im Schnittbild (Draufsicht) der ESS-Targetstation mit Eisenabschirmung (vergl. Abb. 6-27)

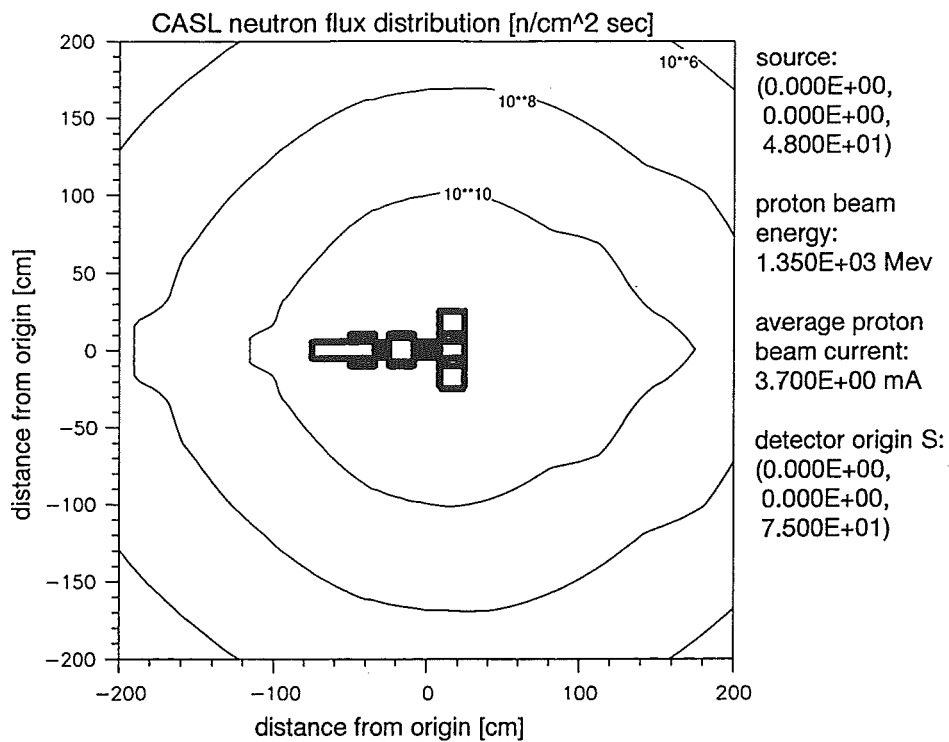


Abb. 9-18 : Ausschnittvergrößerung von Abb. 9-17 der ESS-Targetstation in massivem Eisen (vergl. Abb. 6-28)

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. rer. nat. Alfons Tietze, dem Inhaber des Lehrstuhls für Reaktorsicherheit / Sicherheit kerntechnischer Anlagen der Bergischen Universität - Gesamthochschule Wuppertal und Herrn Privatdozenten Dr. rer. nat. Detlef Filges vom Institut für Kernphysik (IKP) des Forschungszentrums Jülich (KFA). Ohne ihre wissenschaftliche Beratung und ihre persönliche und sachliche Unterstützung wäre die Fertigstellung der Arbeit kaum denkbar gewesen.

Zu danken habe ich auch den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Strahlungstransport des Instituts für Kernphysik für vielfältige Hilfeleistungen.

Jül-3197
Februar 1996
ISSN 0944-2952