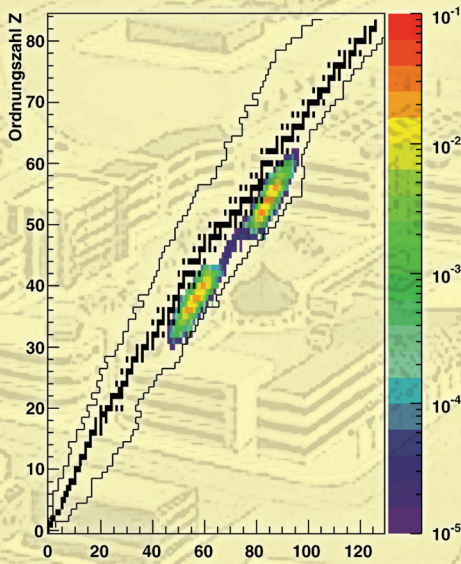
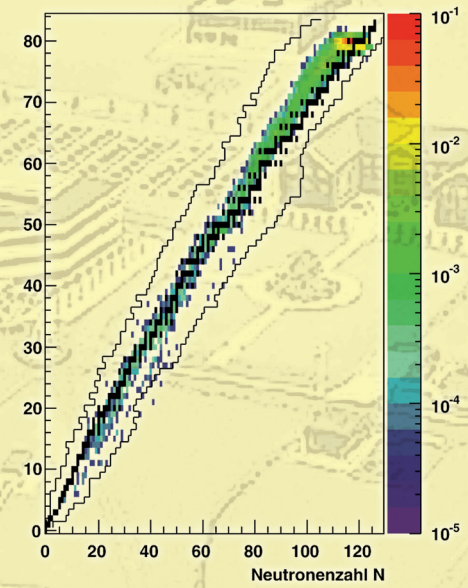


²³⁵U thermische Spaltung



1,2 GeV p ⇒ ^{nat}Hg



Sicherheitstechnik im Wandel Nuklearer Systeme Strahlenschutz bei Spallationsneutronenquellen und Transmutationsanlagen

Kay Nünighoff

Forschungszentrum Jülich GmbH
Institut für Energieforschung (IEF)
Sicherheitsforschung und Reaktortechnik (IEF-6)

Sicherheitstechnik im Wandel Nuklearer Systeme

Strahlenschutz bei Spallationsneutronenquellen und Transmutationsanlagen

Kay Nünighoff

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energie & Umwelt / Energy & Environment

Band / Volume 40

ISSN 1866-1793

ISBN 978-3-89336-578-4

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek.
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte Bibliografische Daten
sind im Internet über <<http://dnb.d-nb.de>> abrufbar.

Herausgeber und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek, Verlag
D-52425 Jülich
Telefon (02461) 61-5368 · Telefax (02461) 61-6103
e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Medien, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2009

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Energie & Umwelt / Energy & Environment Band / Volume 40

D 468 (Habil.-Schr., Wuppertal, Univ., 2009)

ISSN 1866-1793
ISBN 978-3-89336-578-4

Vollständig frei verfügbar im Internet auf dem Jülicher Open Access Server (JUWEL)
unter <http://www.fz-juelich.de/zb/juwel>

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Inhaltsangabe

Obwohl der Strahlenschutz nur ein Teilbereich des Arbeitsschutzes ist, kommt ihm ein hoher Stellenwert zu. In der Praxis spiegelt sich dies in der zumeist personell paritätischen Aufspaltung, der für die Arbeitssicherheit zuständigen Abteilungen, in die Bereiche Strahlenschutz und Arbeitsschutz auf. Im Gegensatz zum klassischen Arbeitsschutz, muß der Strahlenschutz neben den Auswirkungen auf die direkt betroffenen Arbeitnehmer auch die Folgen für die Menschen, welche in der Umgebung der Anlage leben, berücksichtigen. Auf diese Weise verschmelzen im Strahlenschutz Arbeitssicherheit und Umweltschutz zu einer untrennbaren Einheit. Betrachtet man ferner die Erzeugung langlebiger Radionuklide, so muss der Strahlenschutz Zeiträume erfassen, welche jenseits der Betriebsdauer der Anlage in ferner Zukunft liegen. Diese Anforderungen verlangen zuverlässige Sicherheitsanalysen mit hoher Vorhersagekraft, um bereits in der Planungsphase radiologische Gefahren zu erkennen, diese zu bewerten und ein Konzept für die Sicherheitstechnik zu erarbeiten, welches gegebenenfalls auch weit über die Lebensdauer der Anlage hinaus Lösungen für strahlenschutzrelevante Probleme liefert.

Die beim Betrieb von Kernreaktoren auftretenden radiologischen Gefahren sind wohl bekannt. Die Aufgaben des Strahlenschutzes zum sicheren Betrieb derartiger Anlagen kann als Stand der Technik angesehen werden und ist durch eine Vielzahl von technischen Regelwerken, Normen und Gesetzen festgeschrieben. Allerdings haben Kernreaktoren im Bezug auf ihre Leistungsdichten ihre technischen Grenzen erreicht. Insbesondere ist die Kühlung des Reaktorkerns bei deutlich höheren Neutronenflüssen und Leistungsdichten nicht mehr realisierbar.

Zur Überschreitung dieser technischen Grenze wurden in den letzten Jahren Konzepte diskutiert, welche auf dem physikalischen Prozess der Spallation beruhen und Neutronen durch den Beschuss von Schwermetallen (wie z.B. Blei, Quecksilber oder Tantal) mit hochenergetischen Protonen erzeugen. Bislang waren diese Konzepte durch die Leistung der notwendigen Teilchenbeschleuniger nicht realisierbar. Die Entwicklung der Beschleunigertechnologie erlaubt es heute, Protonenbeschleuniger im MW-Bereich zu bauen und zu betreiben. Dies wird durch den Bau und die Inbetriebnahme der beiden MW-Spallationsneutronenquellen SNS (Oak Ridge, Tennessee, USA) mit 1,4 MW Leistung und J-PARC (Japan) mit 1 MW Leistung belegt.

Die Realisierung von Protonenbeschleunigern in dieser Leistungsklasse öffnet auch den Weg zur Realisierung energieerzeugenden Systemen (energy amplifying), wie sie z.B. von Carlo Rubbia vorgeschlagen wurden. Diese Anlagen können einerseits zur Energieerzeugung verwendet werden, andererseits können langlebige Spaltprodukte durch Transmutation, d.h. Umwandlung durch neutroneninduzierte Kernreaktionen, in kurzlebige Radionuklide überführt werden, wodurch die Endlagerproblematik entschärft werden kann.

Die oben skizzierte Entwicklung belegt, dass Beschleuniger nicht mehr ausschließlich für Forschungszwecke realisiert werden, sondern das Gebiet der angewandten

Technik betreten haben. Mit dem Aufkommen von beschleunigergetriebenen Systemen im MW-Bereich wird auch der Strahlenschutz mit neuen Problemen konfrontiert. Insbesondere die hohen kinetischen Energien der Primärteilchen machen eine Erweiterung der aus der Kerntechnik bekannten Berechnungsmethoden erforderlich. Während bei herkömmlichen Kernreaktoren Sekundärteilchen aus der Spaltreaktion mit kinetischen Energien bis maximal 2-3 MeV auftreten, liegen diese bei Spallationsreaktionen bis hin zur maximalen Einschussenergie z.B. der Protonen, d.h. bis hin zu einigen GeV. Um strahlenschutzrelevante Fragen beantworten zu können, müssen daher die Probleme von Wechselwirkungen in einem bis zu drei Größenordnungen höher liegenden Energiebereich betrachtet werden. Auch die entstehenden Nuklidvektoren unterscheiden sich deutlich von den aus der Kerntechnik bekannten Nuklidvektoren, was eine neue Bewertung der Radiotoxizität erforderlich macht.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die zur Verfügung stehenden Berechnungsmethoden sowohl untereinander verglichen als auch mit den Ergebnissen ausgewählter Experimente konfrontiert werden. Ausgehend von der Produktion der Sekundärteilchen, der Radiotoxizität, der Energiedeposition, bis hin zur Moderation von Neutronen und dem Transport dieser durch Neutronenleiter soll die Bandbreite der an den Strahlenschutz gestellten Probleme sowie dessen numerische Lösung beschrieben werden.

Es wird sich zeigen, dass für die Lösung strahlenschutzrelevanter Fragestellungen komplexe Berechnungsmethoden erforderlich werden. Insbesondere das Interesse der Grundlagenforschung nach kalten Neutronenstrahlen macht nicht nur die Betrachtung der Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen notwendig, sondern auch eine dezidierte Betrachtung von neutronenoptischen Effekten, welche die Neutronen in entfernter liegende Anlagenbereiche transportieren können, als es mit herkömmlichen Rechenmodellen vorhergesagt werden kann.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Berechnungsmethoden erlauben es den für den Strahlenschutz verantwortlichen Ingenieuren, radiologische Gefahren während der Konzeption eines beschleunigergetriebenen Systems zu analysieren und frühzeitig und damit kostengünstig während der Planungsphase die notwendigen Sicherheitsmaßnahmen festzulegen und in das Gesamtkonzept zu integrieren. Dies soll sowohl am Beispiel von Spallationsneutronenquellen wie auch Transmutationsanlagen im Rahmen dieser Arbeit diskutiert werden.

Abschluss dieser Arbeit soll eine Sicherheitsphilosophie sein, wie innovative beschleunigergetriebene System mit hoher Leistung aus Sicht der Sicherheitswissenschaft behandelt werden können.

Abstract

Although radiation protection is only a small part in occupational safety physics, it is of high relevance. In practice this important role can be seen in the equal representation of radiation protection and occupational safety in the safety departments. In contrast to occupational safety, radiation protection has not only to consider the effect of radiation on the employees, but furthermore the influence on people living in the vicinity of a nuclear facility. In this way, radiation protection joins together the fields of occupational safety and environmental protection. Taking into account the production of longlived radionuclides, radiation protection has to consider time periods much longer than the operational phase of a facility. All this requires reliable safety analysis with a high predictive power. This opens the possibility to recognize radiological hazards during the design phase of a new project and the development of a safety concept.

Radiological hazards during the operation of nuclear power plants are well known. The duties belonging to radiation protection can be considered as state of the technology and is regulated by various comprehensive bodies of legislation, laws, and standards. However, nuclear reactors have reached a technical limit according to the power density. Especially the cooling of the reactor core at much higher neutron fluxes is currently not feasible.

To push the boundary towards higher neutron fluxes concepts based on spallation reactions have been discussed. Here neutrons are produced by bombarding a heavy metal target (e.g. mercury, tungsten, or tantalum) with high energetic protons. Up to now such facilities could not be realised because of the high power particle accelerators needed. Recent developments of the accelerator technology open the possibility of construction and operating proton accelerators in the MW region. This will be demonstrated by construction and commissioning of two MW spallation neutron sources, namely SNS (Oak Ridge, Tennessee, USA) with a power of 1.4 MW and J-PARC (Japan) with 1 MW.

The realisation of proton accelerators at this power level will open the way towards energy amplifiers, as proposed e.g. by Carlo Rubbia. Such a facility will not only produce electric power. Furthermore longlived radionuclides can be transmuted into shortlived or even stable nuclides by neutron induced nuclear reactions. A mitigation of the problem of nuclear waste disposal.

The above discussed developments prove that accelerators are not only constructed for research, moreover application of these technology becomes state of the art. With the emergence of particle accelerators in the MW region, radiation protection is confronted with new kind of problems to be solved. Especially the higher kinetic energies of the primary beam particles requires modification and expansion of computer programs well known in nuclear engineering. In contrast to nuclear reactors with kinetic energies up to 2-3 MeV, in spallation reaction secondary particles up to the incident energy in the GeV region will be produced. Problems related to radiation protection have to be considered in an energy range three orders of magnitude higher than known from nuclear reactors.

In this thesis existing computer codes will be compared and validated with data from selected experiments. Questions concerning radiation protection covers a broad range: production of secondary particles, induced radiotoxicity, energy deposition, and the moderation of neutrons and their transport through neutron guides. All these topics will be discussed and numerical solutions will be presented.

To answer questions concerning the radiation protection of such facilities complex numerical simulations are mandatory. Especially the strong interest in the field of basic research in cold neutron beams requires not only the study of the interaction of high energetic particles with matter, but furthermore the investigation of the influence of neutron optical phenomena.

The presented numerical methods allow the engineer responsible for radiation protection to analyse radiological hazards during the design phase of a project and the early and cheap implementation of technical solutions improving safety. Quoted as an example spallation neutron sources as well as energy amplifier will be discussed.

At the end the philosophy of the safety of high power accelerator driven systems will be discussed from the point of view of a safety scientist.

Inhaltsverzeichnis

1	Sicherheitswissenschaft und nukleare Sicherheitstechnik	1
1.1	Einordnung des Strahlenschutzes in die Sicherheitstechnik	2
1.2	Ursprünge in der Kerntechnik des 20. Jahrhunderts	5
1.3	Aufbruch ins 21. Jahrhundert	6
	Hochtemperaturreaktor	6
	Fusionsreaktoren	6
	Beschleunigergetriebene Systeme	6
1.4	Strahlenunfälle zwischen 1944 und 2003	8
2	Beschleunigergetriebene Systeme	13
2.1	Teilchenbeschleuniger	13
	2.1.1 Der Linarbeschleuniger	14
	2.1.2 Das Zyklotron	16
	2.1.3 Das Synchrotron	17
	2.1.4 Fixed Field Alternating Gradient Synchrotron	17
2.2	Spallationsneutronenquellen	19
2.3	Subkritische Systeme zur Transmutation und Energieerzeugung	23
3	Neue Anforderungen an den Strahlenschutz	29
3.1	Quellterme der Primär- und Sekundärteilchen	29
3.2	Induzierte Radioaktivität	31
3.3	Abschirmung hochenergetischer Neutronenstrahlen	33
3.4	Energiedeposition in Hochleistungstargets	35
4	Wechselwirkungsmechanismen von Teilchen mit Materie	37
4.1	Grundlagen der Spallationsphysik	37
4.2	Wechselwirkung von Neutronen mit Materie	39
	Wechselwirkung relativistischer Neutronen $E > 20$ MeV	40

	Wechselwirkung schneller Neutronen $4 \text{ eV} < E < 20 \text{ MeV}$. . .	41
	Wechselwirkung thermischer und subthermischer Neutronen $E < 4 \text{ eV}$	41
4.3	Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie bis ca. 20 MeV	42
4.4	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	43
5	Moderne Methoden im numerischen Strahlenschutz	45
5.1	Terminologie in der Strahlenphysik	46
	Teilchenflußdichte	46
	Teilchenfluenz	47
5.2	Physikalische Grundlage des Strahlungstransportes	48
5.3	Deterministische Verfahren	
	S_N Methode	49
5.3.1	Das DOORS System	50
5.4	Stochastische Verfahren	
	Monte-Carlo Methode	51
5.4.1	Erweiterung zu höheren Energien $\geq 20 \text{ MeV}$	51
5.4.2	Erweiterung zu niedrigeren Energien $\leq 1 \text{ meV}$	53
5.4.3	Virtueller Detektoren	54
5.4.4	Monte-Carlo Programmsysteme	55
	Das Programmsystem HERMES	58
	Die Programmsysteme LCS, MCNP und MCNPX	59
	Das Programmsystem PHITS	60
5.5	Gekoppelte Berechnungsverfahren	61
5.6	Semi-empirische Berechnungsverfahren	62
	Das Moyer-Modell	62
	Das Programm CASL	65
	Das Programm BULK-I	66
	Das Programm DUCT-III	67
	Das Programm SKYDOSE	68
6	Beurteilung der Vorhersagekraft von Rechenverfahren zum Strahlungstransport	70
6.1	Quellterme von Neutronen und geladenen Teilchen	70
6.1.1	Validierung doppelt differentieller Neutronenproduktionswirkungsquerschnitte	71
6.1.2	Validierung der Neutronenmultiplizität	75
6.2	Energiedeposition in Spallationstargets	79
6.3	Validierung des Neutronentransportes in komplexen Geometrien	85

7	Lösung ausgewählter Probleme im praktischen Strahlenschutz nuklearer Systeme mit Hilfe numerischer Verfahren	95
7.1	Ortsdosisleistung und Aktivierung	96
7.1.1	Grundlagen der Ortsdosisleistungsberechnung	96
7.1.2	Ortsdosisleistung der primären Strahlung	98
	Ortsdosisleistung aufgrund des Neutronenfeldes	98
	Ortsdosisleistung aufgrund des Photonenfeldes	100
7.1.3	Induzierte Radioaktivität	101
	Flüssigmetalltarget	104
	Moderatorsystem	109
	Strahlverschlüsse	111
7.2	Auslegung einer Abschirmung	114
7.2.1	Allgemeine Grundlagen zur Abschirmung	114
7.2.2	Abschirmung eines Neutronenleiters am Beispiel eines Forschungsreaktors und einer Spallationsneutronenquelle	117
	Beispiel Forschungsreaktor	117
	Beispiel Spallationsneutronenquelle	122
7.2.3	Vergleich zwischen S_N - und Monte-Carlo-Methode	131
7.2.4	Abschirmung einer Targetstation	133
7.2.5	Das Skyshine Problem	138
7.2.6	Realisierung von Abschirmungen an Spallationsneutronen- quellen	141
8	Sicherheitstechnische Bewertung und Konzepte ausgewählter Kapitel des Strahlen- und Arbeitsschutzes	143
8.1	Sicherheitswissenschaftliche Terminologie im Zusammenhang mit dem Strahlenschutz	143
8.2	Beurteilung der Quellterme von Spallationsquellen	146
8.3	Kalte Quellen	147
8.4	Materialverhalten unter hoher Strahlenbelastung	149
	Materialbelastung im Target	150
	Materialschädigung im Moderator	152
8.5	Kavitationserosion in kurzgepulsten Targets	154
8.6	Bewertung der Radiotoxizität eines Quecksilbertargets	159
	Das ^{210}Po -Problem	162
8.7	Transmutation abgebrannter Brennelemente aus Leistungsreaktoren	164
8.8	Reaktivitätstransienten in subkritischen Anordnungen	166

9 Sicherheitsanalyse von beschleunigergetriebenen Systemen	171
9.1 Primärfahrenanalyse und "First Principles"	171
9.2 Integration der Sicherheitstechnik	173
10 Sicherheitsphilosophie bei Beschleunigergetriebenen Systemen	175
10.1 Grundprinzipien	
Nuklearer Sicherheitstechnik	177
Das ALARA-Prinzip	177
Das Barrierenprinzip	178
Die Redundanz	179
Die Inhärenz	179
10.2 Gefährdungen durch ionisierende Strahlen	180
10.2.1 Externe Strahlenexposition	180
10.2.2 Interne Strahlenexpositionen	181
11 Zusammenfassung	183
Ein Blick in die Zukunft	185
Literaturverzeichnis	188
Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	205

Kapitel 1

Sicherheitswissenschaft und nukleare Sicherheitstechnik

Mit der Industrialisierung Ende des 18. Jahrhunderts hielten immer mehr Maschinen Einzug in das Arbeitsleben. Verbunden hiermit verschoben sich auch die Risiken mit denen die Arbeitskräfte konfrontiert wurden. Jedoch erst Ende des 19. Jahrhunderts begann man sich mit den Risiken der Arbeitswelt auseinanderzusetzen und stellte gesetzliche Vorgaben an den technischen Arbeitsschutz. Die Unternehmer wurden in die Pflicht genommen, für ein sicheres Arbeitsumfeld ihrer Beschäftigten Sorge zu tragen. Diese Entwicklung hält bis heute an und bestimmt das gegenwärtige Bild der Sicherheitstechnik: Einem Wechselspiel zwischen Unternehmer, Arbeitnehmer, staatlicher Aufsicht, Gutachterorganisationen, Hersteller von Anlagen und Betriebsmittel, Normungsgremien, aber auch von Forschung und Wissenschaft. Aufgabe der Sicherheitstechnik ist es, Risiken aufzudecken und diese durch geeignete Lösungen zu minimieren.

Die wissenschaftliche Auseinandersetzung mit den Risiken der Arbeitswelt begründete Ende des 20. Jahrhunderts die Sicherheitswissenschaft mit der Sicherheitstechnik als Disziplin zur praktischen Umsetzung sicherheitswissenschaftlicher Erkenntnisse. Insbesondere das 20. Jahrhundert hat innerhalb von wenigen Jahrzehnten zahlreiche neue Technologien hervorgebracht und das moderne Arbeitsleben und seine Risiken verändert.

Die Entdeckung der Kernspaltung durch Otto Hahn und Fritz Straßmann [1] und deren theoretische Erklärung durch Lise Meitner und Otto Robert Frisch [2] begründete das atomare Zeitalter. Die Spaltung von schweren Atomkernen und die damit verbundene Freisetzung von Energie wird heute zur Stromerzeugung in Kernkraftwerken genutzt. Aber auch in vielen Bereichen der Technik kommen ionisierende Strahlen zum Einsatz und stellen eine Gefahr für die Beschäftigten dar. Insbesondere die fehlende Wahrnehmungsmöglichkeit des Menschen für ionisierende Strahlung –sie ist unsichtbar, geruchslos, lautlos und nicht spürbar– stellt für viele eine sehr abstrakte Gefährdung dar. Gerade durch diese Abstraktheit können viele Menschen mit dieser Gefahr nicht umgehen. Der Strahlenschutz

befasst sich mit den Gefahren ionisierender Strahlung und sorgt mit seiner Meßtechnik für die quantitative Beurteilung einer potenziellen Gefährdung und reduziert durch geeignete Maßnahmen die Exposition der Beschäftigten auf ein Minimum. In diesem Kapitel soll zunächst das Verhältnis von Strahlenschutz und Sicherheitstechnik diskutiert werden (Abschn. 1.1). In Abschn. 1.2 soll die bisherige Entwicklung auf dem Gebiet der nuklearen Sicherheit reflektiert und in Abschn. 1.3 auf die Entwicklung zukünftiger nuklearer Systeme eingegangen werden.

1.1 Einordnung des Strahlenschutzes in die Sicherheitstechnik

Der Strahlenschutz und die Sicherheit nuklearer Systeme sind nur zwei der vielen Spezialgebiete der modernen Sicherheitstechnik. Die Vielfalt und zunehmende Komplexität der Technik hat zur Ausbildung verschiedener Teilgebiete in der Sicherheitstechnik geführt, wie in Abb.1.1 veranschaulicht ist. Auch wenn diese hier strikt getrennt dargestellt sind, überschneiden sie sich in der Praxis häufig.

Aber wie fügt sich der Strahlenschutz und die Sicherheit nuklearer Systeme in den

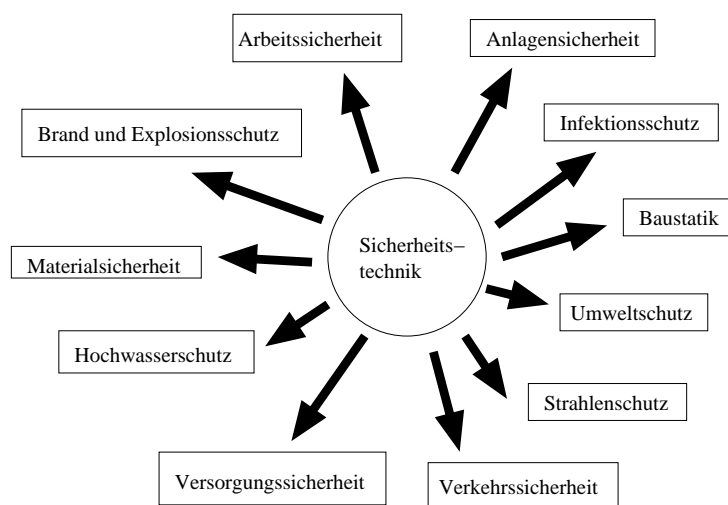


Abbildung 1.1: Übersicht der unterschiedlichen Teilbereiche der Sicherheitstechnik.

Themenkomplex der Sicherheitstechnik ein? Zunächst ist der Strahlenschutz nur ein kleines Spezialgebiet unter vielen, jedoch werden in der Praxis alle Elemen-

te des Mensch-Maschine-Umwelt-Systems tangiert, wie es in Abb.1.2 dargestellt ist. Primäre Aufgabe des Strahlenschutzes ist der Schutz des Menschen vor einer

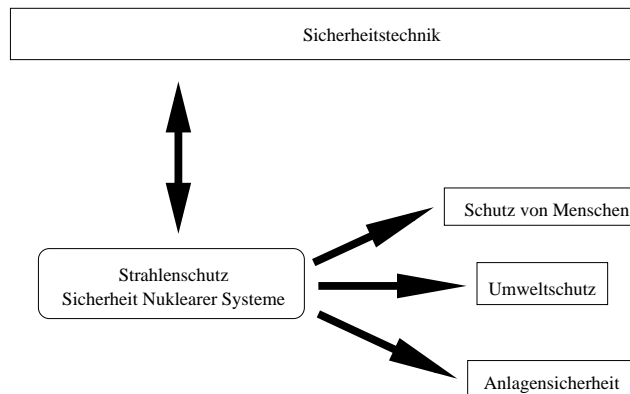


Abbildung 1.2: *Zusammenspiel Strahlenschutz/Sicherheit Nuklearer Systeme und Sicherheitstechnik.*

erhöhten Strahlenexposition. Während sich der klassische Arbeitsschutz nur auf den Schutz von Beschäftigten konzentriert, unterscheidet der Strahlenschutz sehr differenziert zwischen den Personengruppen, die vor einer erhöhten Strahlenexposition geschützt werden müssen:

- beruflich strahlenexponierte Personen,
- sonstige Beschäftigte,
- Patienten,
- Personen, welche zur akuten Gefahrenabwehr eingesetzt werden,
- allgemeine Bevölkerung.

In der Bundesrepublik Deutschland regelt die Strahlenschutzverordnung [8] die maximal zulässigen Grenzwerte einer Strahlenexposition. Für beruflich strahlenexponierte Personen, welche in Kontrollbereichen tätig werden dürfen, sind höhere Strahlendosen zulässig, als für Beschäftigte in anderen Betriebsteilen. Die Strahlenschutzverordnung legt auch fest, wie hoch die Strahlenbelastung von Personen in der Nachbarschaft von Anlagen und Einrichtungen zur Erzeugung und Verwendung ionisierender Strahlen sein darf. Höhere Strahlendosen dürfen Personen im Rahmen der Gefahrenabwehr (z.B. Feuerwehr und Katastrophenschutz) erhalten, da dies in der Regel nur ein einmalige Ereignis darstellt. Komplizierter

ist der Strahlenschutz bei Patienten, welche beispielsweise im Rahmen einer Tumorthherapie mit ionisierenden Strahlen behandelt werden. Auch hier kann durch technische und organisatorische Maßnahmen die Strahlenbelastung von gesundem Gewebe reduziert werden.

Wie bereits oben geschildert, muss die Strahlenbelastung auch außerhalb nuklearer Anlagen auf ein Minimum reduziert werden. Die Abschirmung der direkten Strahlung, sowie Einschluß und Rückhaltung von Radionukliden in der Anlage sind Formen der Emissionsbegrenzung.

Unter Einwirkung von Teilchenstrahlen neigen viele Werkstoffe zu einer Veränderung ihrer Eigenschaften. In der Regel steigt der Elastizitätsmodul, was zu einer Versprödung führt. Durch Abschätzung der zu erwartenden Strahlschädigung können sicherheitsrelevante Bauteile überwacht und im Rahmen vorgegebener Intervalle ausgetauscht werden, so dass die Betriebssicherheit der Anlage gewährleistet bleibt.

Der Strahlenschutz und insbesondere die Reaktorsicherheit haben auch ihrerseits die moderne Sicherheitstechnik beeinflusst. Im Rahmen der Risikostudien zu Kernkraftwerken [6, 7] wurden erstmals probabilistische Sicherheitsanalysen zur Beurteilung von Risiken in komplexen technischen Anlagen eingesetzt. Inzwischen kommen probabilistische Sicherheitsanalysen in vielen Bereichen der Technik, z.B. in Form von Fehlerbaumanalysen oder auch abgeleitete Verfahren wie die Ausfall-Effekt-Analyse sowie das in der chemischen Industrie eingesetzte PAAG-Verfahren (Prognose, Auffinden der Ursache, Abschätzen der Auswirkungen, Gegenmaßnahmen) [3] zur Anwendung, um Systeme zu analysieren und deren Risiko zu bewerten.

Ein weiteres Beispiel ist das Barrierenprinzip, welches die Ausbreitung und das Entweichen von radioaktiven Nukliden durch mehrere Barrieren verhindern soll. Dieses Prinzip findet sich beispielsweise in Laboren wieder, in denen mit hochinfektiösen Material umgegangen wird.

Auch heute noch ist der Strahlenschutz geprägt von der Interdisziplinarität. So greifen im Strahlenschutz Physik (Beschreibung der elementaren Wechselwirkungsprozesse, Meßtechnik), Biologie (Strahlenschädigung auf zellulärer Ebene), Physiologie (Verhalten von Nukliden im Körper), Medizin (Strahlentherapie, Nuklearmedizin), Ingenieurwissenschaften (technische Anlagensicherheit, Werkstoffverhalten), Geologie (Endlagerung) und Ökologie (Ausbreitung und Einfluß von Radionukliden im Ökosystem) ineinander, um die einzelnen Wirkungsmechanismen zu verstehen und mit Hilfe dieser Kenntnisse einen optimalen Schutz vor ionisierenden Strahlen zu erzielen.

1.2 Ursprünge in der Kerntechnik des 20. Jahrhunderts

Der Strahlenschutz ist eine recht junge Teildisziplin der Sicherheitstechnik. Die Entwicklung begann erst in den 40er Jahren, nachdem Otto Hahn und Fritz Straßmann [1] die Kernspaltung experimentell nachgewiesen und die Möglichkeit der Kernspaltung von Lise Meitner und Otto Robert Frisch [2] theoretisch erklärt worden ist. Eine rasante Entwicklung durchlief die Kerntechnik vor allem in den USA während des zweiten Weltkrieges im Rahmen des Manhattan Projektes [4] zur Entwicklung der ersten Atombombe. Enrico Fermi baute in dieser Zeit den ersten Kernreaktor in Chicago [5], wo ihm am 2. Dezember 1942 erstmals eine kontrollierte nukleare Kettenreaktion gelang. Bereits wenige Jahre später gingen die ersten Kernreaktoren zur Uranproduktion in Betrieb. Die zivile Nutzung der Kerntechnik wurde allerdings erst nach dem zweiten Weltkrieg ernsthaft betrieben. In der Bundesrepublik Deutschland wurde ab den 50er Jahren die Entwicklung von Kernkraftwerken oder nuklearen Schiffsantrieben vorangetrieben. Mit der Inbetriebnahme von Kernreaktoren stellte sich auch die Frage nach deren Risiko. Während bei herkömmlichen Technologien auf Erfahrungswerte zurückgegriffen werden konnte, und somit eine empirische Abschätzung des Risikos erlaubt, fehlten in den 70er Jahren zuverlässige, empirische Werte zur Eintrittswahrscheinlichkeit und Schadensschwere bei Unfällen in Kernkraftwerken. Aus diesem Grunde wurde 1976 die *Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke* [6] vom Bundesministerium für Forschung und Technologie in Auftrag gegeben. Basierend auf der amerikanischen *Rasmussen-Studie* [7] wurden erstmals probabilistische Analyseverfahren zur Beurteilung des Risikos nuklearer Anlagen eingesetzt. Diese beiden Studien bedeuteten auch ein Novum in der Sicherheitstechnik, da probabilistische Sicherheitsanalysen bisher nicht genutzt wurden. Im Laufe der Jahre entwickelten sich diese Methoden fort und hielten in vielen Bereichen der Technik Einzug, um vor allem das Risiko komplexer technischer Anlagen beurteilen zu können. Probabilistische Sicherheitsanalysen versuchen aufgrund hypothetischer Störfälle das Sicherheitsverhalten von Anlagen zu untersuchen. Hierzu sind neben den Ausfallwahrscheinlichkeiten der betrachteten Komponenten, welche entweder bekannt sind oder aus der Betriebserfahrung gewonnen werden müssen, vor allem Detailkenntnisse der Anlage und ihres Verhaltens erforderlich. In nuklearen Anlagen betrifft dies vor allem das kernphysikalische Verhalten (Reaktordynamik), welches eng mit dem thermodynamischen Verhalten gekoppelt ist. Durch Analyse des Anlagenverhaltens einerseits und Abschätzung der Schadensschwere andererseits, kann das Risiko mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsrechnung ermittelt werden. Vor allem die Simulation der Prozesse im Reaktor ist eine wesentliche Stütze probabilistischer Sicherheitsanalysen. Neben der Reaktorsicherheit, welche sich mit den physikalischen Auswirkungen auf den Reaktor beschäftigt, behandelt der Strahlenschutz die Begrenzung der Einwirkung ionisierender Strahlung auf den Menschen.

1.3 Aufbruch ins 21. Jahrhundert

Während die Energieerzeugung durch nukleare Systeme im 20. Jahrhundert hauptsächlich durch Druckwasser-, Siedewasser- und durch schnelle Brutreaktoren geprägt wurde, könnten in Zukunft drei weitere nukleare System zur Erzeugung von elektrischer Energie oder thermischer Prozeßwärme zur Verfügung stehen:

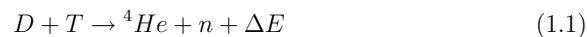
- der Hochtemperaturreaktor,
- der Fusionsreaktor,
- und beschleunigergetriebene unterkritische Reaktoren (ADS, accelerator driven systems).

Hochtemperaturreaktor

Der bereits Ende der 50er Jahre entwickelte gasgekühlte Hochtemperaturreaktor gilt als einer der sichersten Reaktortypen weltweit. Bislang ist jedoch erst ein Kernkraftwerk mit 300 MW elektrischer Leistung dieses Typs realisiert und betrieben worden (THTR 300) [9]. In den letzten Jahren erfuhr der Hochtemperaturreaktor, vor allem durch seine inhärente Sicherheit, und der Möglichkeit eines Thorium Brennstoffkreislaufes weltweit ein neues Interesse [10, 11, 12]. Aufgrund der hohen Temperaturen des Kühlgases kann dieser Reaktortyp auch zur Erzeugung von Prozeßwärme [13, 14, 15, 16] genutzt werden.

Fusionsreaktoren

Mit dem Beginn des ITER-Projektes (International Thermonuclear Experimental Reactor) [17, 18], einem Prototypen eines Fusionsreaktors, welcher im südfranzösischen Cadarache gebaut werden wird, soll die Gewinnung von Energie mit einem Fusionsreaktor nachgewiesen sowie wesentliche Funktionen eines Fusionskraftwerkes entwickelt und getestet werden. Während das Plasma im Fusionsreaktor brennt, wird aufgrund der Fusionsreaktion



ein schnelles Neutron freigesetzt, welches ca. 80 % der bei der Kernreaktion freigesetzten Energie von 17,5 MeV trägt. Somit sind auch im inneren eines Fusionreaktors starke Neutronen- und Gammfelder zu erwarten. Diese führen vor allem in den Wandmaterialien zu Aktivierungen.

Beschleunigergetriebene Systeme

Die Weiterentwicklung der Beschleunigertechnologie ermöglicht die Realisierung von beschleunigergetriebenen Systemen (ADS). Sie erlauben nicht nur die Bereitstellung von Neutronenstrahlen als Sonden zur Grundlagen-, Material- und Werkstoffforschung (Ersatz von Forschungsreaktoren) [32, 33, 34, 43], sondern auch die

Erzeugung elektrischer Energie (Ersatz von Leistungsreaktoren) [44, 45, 46, 47]. Die Option hochradioaktive Abfälle zu transmutieren [48, 50, 52], dies bedeutet durch Kernreaktionen in einen anderen, kurzlebigeren Kern zu überführen, könnte die Problematik der Endlagerung hochradioaktiver Abfallstoffe deutlich entschärfen. Da derartige Systeme ohne hochangereicherte Kernbrennstoffe auskommen, können auch Schwierigkeiten durch die Proliferation (d.h. nicht Weiterverbreitung von waffenfähigen nuklear Material) ausgeschlossen werden.

Die Weiterentwicklung der Beschleunigertechnologie erlaubt es inzwischen, Spallationsneutronenquellen für die Materialforschung im MW-Bereich zu bauen und zu betreiben. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit von beschleunigergetriebenen Systemen sind subkritische Reaktoren, bei denen der für die Kettenreaktion erforderliche Neutronenfluß durch ein beschleunigergetriebenes Spallationstarget im Zentrum des Reaktorkerns aufrecht erhalten bzw. erst möglich gemacht wird. Während beim Fusionsreaktor die kinetische Energie der Neutronen nur unwesentlich höher als bei einem Kernreaktor ist, treten bei Spallationstargets Neutronen mit Energien bis in den GeV-Bereich auf. Beschleunigergetriebene Systeme lassen sich in drei Klassen einteilen:

- Spallationsneutronenquellen → Forschung,
- Energy Amplifier → Stromerzeugung,
- Transmutationsanlagen → Umwandlung langlebiger Radionuklide in kurzlebige oder stabile Nuklide.

Wobei die Einteilung in Energy-Amplifier und Transmutationsanlagen eher historisch bedingt ist und in modernen Studien beide Klassen miteinander verschmelzen. Nach heutigem Stand befinden sich Spallationsneutronenquellen im MW-Bereich bereits in der Realisierung [34, 43], während sich unterkritische Reaktorsysteme oder Transmutationsanlagen derzeit in der Forschungs- und Entwicklungsphase befinden und mit einer Realisierung eines Prototyps erst innerhalb der nächsten zehn Jahre zu rechnen ist. Dennoch ist es bereits jetzt sinnvoll, die Problematiken für den Strahlenschutz in dieser frühen Phase aufzuzeigen und Sicherheitskonzepte zu entwickeln. Dies gewährleistet einen hohen Sicherheitsstandard bei der Einführung einer neuen nuklearen Technologie von Beginn an. Im Rahmen dieser Arbeit soll jedoch die Behandlung beschleunigergetriebener Systeme im Vordergrund stehen, da sie aufgrund der hohen Strahlintensität viele sicherheitsrelevante Systemkomponenten berührt. Einen Schwerpunkt bildet der Einsatz moderner Simulationsverfahren um kernphysikalische Kenngrößen (z.B. Energiedeposition, Ausbreitung von Strahlenfeldern, Ortsdosisleistung, Materialschädigungen (dpa= displacements per atom)) zu ermitteln. Die Vorhersagekraft dieser Simulationsverfahren wird durch den Vergleich mit ausgewählten Experimenten überprüft.

1.4 Strahlenunfälle zwischen 1944 und 2003

Bereits in den 60er Jahren wurde am AGS Beschleuniger des Brookhaven National Laboratory in Brookhaven, USA, eine Korrelation zwischen der Strahlenbelastung des Personals und der Steigerung der Protonenstrahlintensität beobachtet [117]. Abb. 1.3 veranschaulicht diesen Sachverhalt. Dies zeigt, dass sich im Fal-

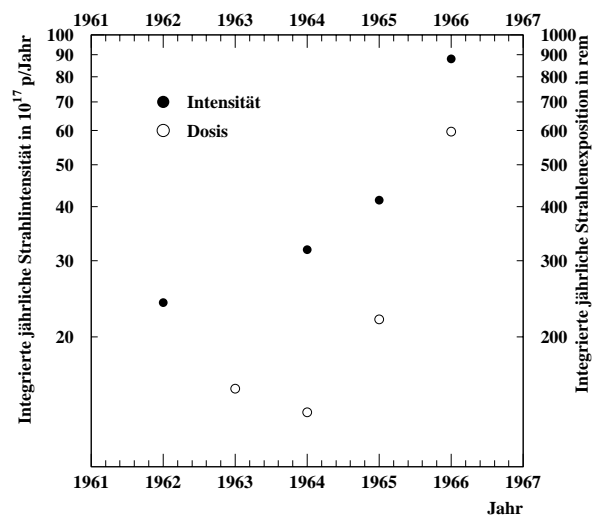


Abbildung 1.3: Korrelation zwischen der kumulierten Personendosis und der Strahlintensität des 30 GeV Protonbeschleunigers des Brookhaven National Laboratory, USA [117].

le von beschleunigergetriebenen Systemen, welche zum Teil mit hochintensiven Teilchenstrahlen betrieben werden, dem Strahlenschutz mit zunehmender Intensität immer mehr Bedeutung zukommt. Insbesondere für die Wahrscheinlichkeit von kanzerogenen und mutagenen Schädigungen, also auf Ebene der DNA, spielt die steigende, integrierte Personendosis eine Rolle.

Aber wie sieht die Situation bei akuten Strahlenschäden aus? Hierzu soll zunächst ein kleiner Exkurs die unterschiedliche Terminologie des Begriffs Unfalls erörtert werden. Im nuklearen Bereich unterscheidet sich die Definition des Unfalles drastisch von der in der Sicherheitswissenschaft üblichen Terminologie. Während die klassische Definition unter einem Unfall ein plötzlich eintretendes und eine Verletzung verursachendes Ereignis versteht, versteht die nukleare Sicherheitstechnik bereits unter der Möglichkeit einer erhöhten Strahlenexposition einen Unfall.

Bevor auf das Unfallgeschehen an Beschleunigern näher eingegangen wird, soll

zuvor die generelle Unfallstatistik, wie sie von der WHO (World Health Organization) und IAEA (International Atomic Energy Agency) in Zusammenarbeit mit ORISE (Oak Ridge Institut of Science and Education - Radiation Accidents Registry) veröffentlicht wird [19], erörtert werden. Im Zeitraum zwischen 1944 –dem Beginn der Nutzung der Kerntechnik– bis 2000 haben sich weltweit insgesamt 417 Strahlenunfälle ereignet (siehe Tab. 1.1). Davon ereigneten sich mit 24 Unfällen

Anlagenart	Zahl der Unfälle	Summe
<i>Kritikalitätsunfälle:</i>		
kritische Anordnungen	8	20
Reaktoren	6	
Chemische Verarbeitung	6	
<i>Bestrahlungseinrichtungen:</i>		
umschlossene Quellen	208	315
Röntgenanlagen	82	
Beschleuniger	24	
Radargeneratoren	1	
<i>Radioisotope:</i>		
Transurane	28	91
Tritium	2	
Spaltprodukte	11	
Radium	1	
Diagnose und Therapie	38	
Sonstige	11	
		426

Tabelle 1.1: *Unfallstatistik weltweiter Strahlenunfälle zwischen 1944 und 2003 [20].*

gerade mal 5,6 % aller Unfälle in Beschleunigeranlagen. Damit sind Unfälle in Beschleunigern um einen Faktor vier häufiger als Unfälle mit Reaktoren, welche gerade mal 1,4 % der gesamten Strahlenunfälle darstellen. Diese Zahlen erlauben noch keine Risikoabschätzung. Erst durch die Angabe von Zahl der exponierten Personen, Zahl der signifikanten Strahlenbelastungen und tödlichen Unfällen, kann ein detaillierteres Bild des Unfallgeschehens gewonnen werden. Tab. 1.2 listet die entsprechenden Zahlenwerte auf. Hierbei tritt zunächst ein Widerspruch auf, da 426 Strahlenunfällen 133.802 betroffenen Personen gegenüberstehen, was einer durchschnittlichen Anzahl von Betroffenen pro Strahlenunfall von 314 Personen entspräche. Diese hohe Zahl ist insbesondere auf die Unfälle von Tschernobyl (116.500 Personen) und Kyshtym (10.180 Personen) zurückzuführen [20], bei der eine große Zahl von Personen im Umfeld der nuklearen Anlagen von den Auswirkungen der Freisetzung von Radionukliden betroffen waren. Betrachtet man nur die Zahl der Betroffenen mit signifikanten Strahlenbelastungen, dies sind dann die

	Zahl der Unfälle	Zahl der betroffenen Personen	signifikante Strahlen- expositionen	Todes- fälle
USA	253	1.361	801	30
nicht USA	173	132.441	2.252	104
Gesamt	426	133.802	3.053	134

Tabelle 1.2: *Zahl der Strahlenunfälle, betroffenen Personen und Todesfälle in den USA und weltweit zwischen 1944 und 2003 [20].*

Personen die eine Verletzung davongetragen haben, so ergibt sich eine mittlere Anzahl von 7,2 Verletzten pro Strahlenunfall, respektive 0,3 Tote pro Strahlenunfall.

Für diese Arbeit sind allerdings die Unfälle im Zusammenhang mit Beschleunigern von grösserem Interesse, da in beschleunigergetriebenen Systemen Strahlenfelder auftreten, welche extrem hohe Ortsdosisleistungen hervorrufen. In der Literatur finden sich jedoch nur wenige Informationen zum Unfallgeschehen in Beschleunigern. Wurden erhöhte Strahlenexpositionen gemessen, waren die Auswirkungen der Strahlenexposition medizinisch kaum nachweisbar. Nur in wenigen Fällen berichtet die Literatur von schweren Verletzungen. Eine Auflistung von Strahlenunfällen von Patterson und Thomas [117] gibt einen Überblick über das Unfallgeschehen an Beschleunigeranlagen im Zeitraum zwischen 1944 und 1970. Tab. 1.3 fasst die wesentlichen Merkmale der 18 geschilderten Unfälle zusammen. Auch wenn aktuelle Daten fehlen, können bestimmte Ursachen und Unfallmuster herausgearbeitet werden. Eine genauere Betrachtung der dokumentierten Fälle zeigte, dass eine Schädigung durch ionisierende Strahlung medizinisch oft nicht nachweisbar war, jedoch mit Hilfe der Personendosimetrie die Strahlenbelastung dokumentiert werden konnte, womit die Einstufung als Strahlenunfall gerechtfertigt ist. Zu bemerken ist, dass hier nur deterministische Strahlenschäden betrachtet werden können, da stochastische Schäden erst Jahre später auftreten können und ein kausaler Zusammenhang nur schwer herzustellen ist. Die schwersten Verletzungen traten in Fällen mit hohen Teilkörperdosen auf, was in beiden Fällen zu Gliedmaßenverlusten führte. Die häufigste Ursache der Unfälle konnte auf ein Versagen bzw. Manipulation der vorhandenen Sicherheitseinrichtungen zurückgeführt werden. Ferner ist zu bemerken, dass sich alle Unfälle im Rahmen von Instandsetzungs-, Instandhaltungs- oder Umbauarbeiten ereigneten. In den meisten Fällen kamen die Expositionen durch Arbeiten an, bzw. den Umgang mit aktivierten Komponenten zustande. Ein Exposition mit dem Primärstrahl war Ursache für die beiden schweren Strahlenunfälle, welche die Amputationen von Gliedmaßen zur Folge hatten.

Das Unfallgeschehen zeigt bereits, welche Themenbereiche bei der strahlenphysi-

kalischen Untersuchung von beschleunigergetriebenen Systemen einer besonderen Aufmerksamkeit bedürfen. Hierbei handelt es sich um

- die Ausbreitung von primären und sekundären Strahlenfeldern sowie
- die Aktivierung von Systemkomponenten.

Sobald die Gefahren identifiziert und analysiert worden sind, muss die Sicherheitstechnik sowohl durch technische wie auch administrative Lösungen eine Betriebsumgebung für einen gefahrungsfreien Betrieb der Anlage finden. Dies soll unter anderem Thema dieser Arbeit sein.

Beschleuniger- typ	Strahlen- belastung	Verletzungs- schwere	Zahl der Verletzten
1200 keV elektrostatischer Generator	1000-2000 „tissue-rem“	großflächige, schwere Radiodermatitis	6
Linac	50 mr - 1r	medizinisch nicht nachweisbar	7
Linac	nicht angegeben	medizinisch nicht nachweisbar	2
Linac	nicht angegeben	medizinisch nicht nachweisbar	1
van de Graff	760 rad (Gesicht) 53 rad (Ganzkörper)	Verbrennungen an Gesicht, Bauch und Händen	2
Synchrotron	2,8 - 3,8 rem	medizinisch nicht nachweisbar	2
Zyklotron	3,4 rem	medizinisch nicht nachweisbar	1
Zyklotron	3,6 rem	medizinisch nicht nachweisbar	1
van de Graff	51 rem (Finger)	medizinisch nicht nachweisbar	1
Linac	3 rem	medizinisch nicht nachweisbar	1
Linac	0,2 - 5 rad (intern) 42.000 - 240.000 rad (Hand) 200 - 29.000 rad (Fuß)	Amputation einer Hand und eines Fusses	1
Linac	300 rem (Fuß)	medizinisch nicht nachweisbar	1
Synchrotron	3 - 4,6 rem	medizinisch nicht nachweisbar	2
Synchrotron	3,2 rem	medizinisch nicht nachweisbar	1
van de Graff	100 - 600 rem	Amputation einer Hand, punktuelle Gewebezerstörung am Fuß	3
Linac	0,9-2,7 rem	medizinisch nicht nachweisbar	6
Linac	2,1 und 0,9 rem	medizinisch nicht nachweisbar	1
Linac	1 rem	medizinisch nicht nachweisbar	1

Tabelle 1.3: *Tabellarische Übersicht über Strahlenunfälle an Beschleunigeranlagen in den USA zwischen 1944 und 1970 [117]. (100 rem = 1 Sv, 100 rad=1 Gy, 1 R = 258·10⁻⁶ C/kg)*

Kapitel 2

Beschleunigergetriebene Systeme

Beschleunigergetriebene Systeme bestehen aus zwei grundlegenden Komponenten: dem Beschleuniger, welcher einen Strahl geladener Teilchen –meist Protonen– im GeV Bereich erzeugt und einem Spallationstarget, indem durch Wechselwirkung der hochenergetischen Strahlteilchen mit den Atomkernen des Spallationstargets Neutronen erzeugt werden. Je nach Anwendung des beschleunigergetriebenen Systems unterscheidet sich die Umgebung des Spallationstargets. Im Falle einer Spallationsneutronenquelle, welche Neutronenstrahlen für die Materialwissenschaft und Festkörperphysik zur Verfügung stellt, kommt es auf einen hohen Konvertierungsgrad von schnellen zu thermischen und/oder kalten Neutronen an. Hier wird oft ein schneller Reflektor und ein kleiner Moderator eingesetzt. Bei einer Anlage zur Energieerzeugung oder zur Transmutation wird das Spallationstarget mit einem unterkritischen Reaktorkern umgeben. Hier dient das Spallationstarget als Lieferant der zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion erforderlichen Neutronen.

2.1 Teilchenbeschleuniger

Aufgrund der Tatsache, dass Teilchenbeschleuniger eine wesentliche Komponente beschleunigergetriebener Systeme darstellen, soll an dieser Stelle auf die grundlegenden Funktionsprinzipien der unterschiedlichen Beschleunigertypen eingegangen werden.

Teilchenbeschleuniger beschleunigen geladene Teilchen –bis auf wenige Ausnahmen– durch hochfrequente, elektromagnetische Wechselfelder. In beschleunigergetriebenen Systemen kommen vor allem folgende vier Typen von Beschleunigern zum Einsatz:

- Linearbeschleuniger,
- Zyklotron,
- Synchrotron,

- FFAG, Fixed Field Alternating Gradient.

Diese sollen in den folgenden Unterkapiteln kurz vorgestellt werden.

2.1.1 Der Linarbeschleuniger

Der älteste Beschleunigertyp ist der Linearbeschleuniger, häufig auch nur LINAC (engl. Linear Accelerator) abgekürzt. Er basiert auf einer Idee von G. Ising [21] und wurde erstmalig von R. Wideröe [22] realisiert. Die erreichbare Endenergie des Teilchenstrahls hängt dabei im wesentlichen von der Länge des Beschleunigers ab. Für eine kinetische Energie von ca. 1 GeV werden für einen Protonenbeschleuniger Längen von ca. 1.000 m benötigt. Linearbeschleuniger nutzen eine hochfrequente Wechselspannung zur Beschleunigung der Teilchen aus (HF-Beschleuniger). Aufgrund dieser Wechselspannung ist kein kontinuierlicher Strahlbetrieb möglich, sondern es kann immer nur ein gepulster Strahl erzeugt werden. Hierbei werden die Teilchen im Takt der Hochfrequenz gebündelt. Bei der Wideröe-Struktur sind die Feldvektoren des elektrischen Feldes in benachbarten Beschleunigerstrukturen entgegengesetzt und es gilt folgende Beziehung:

$$d = \frac{1}{2}vT = \frac{1}{2}\frac{v}{\nu} = \frac{1}{2}\frac{v}{c}\lambda = \frac{1}{2}\beta\lambda \quad (2.1)$$

Hierbei ist d der Abstand zwischen zwei Beschleunigerstrecken, v die Teilchengeschwindigkeit und $\beta = v/c$ das Verhältnis von Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit. T ist die Periode der HF-Schwingung, deren Kehrwert ist die Frequenz ν der HF, woraus sich zusammen mit der Lichtgeschwindigkeit c deren Wellenlänge $\lambda = c/\nu$ ergibt. Aufgrund der Beschleunigung, die die Teilchen erfahren, ändert sich nach jedem Durchlauf einer Beschleunigungsstrecke die kinetische Energie

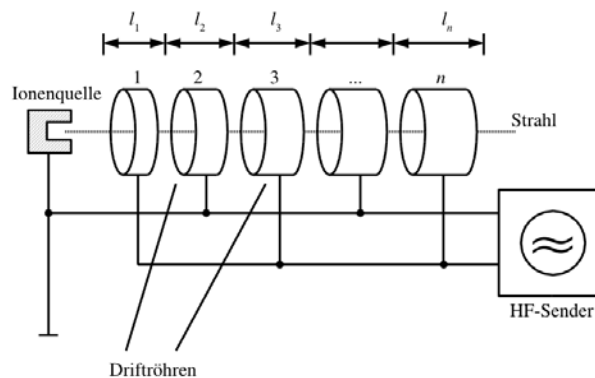


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Linearbeschleunigers nach Wideröe.

–und damit die Geschwindigkeit– der Teilchen. Demnach muss auch der Abstand d zwischen den Beschleunigerstrecken entsprechend Gl. 2.1 größer werden. Dies bedeutet, dass die Driftröhren mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit immer länger werden. Abb. 2.1 zeigt schematisch den Aufbau einer Wideröe-Struktur mit den immer länger werdenden Driftröhren. Typischerweise wird die Wideröe-Struktur bis zu einem β von 0,005 bis 0,05 eingesetzt, was bei Protonen einer kinetischen Energie von 12 keV bis 1,17 MeV entspricht. Im gleichen Energiebereich kommen heute allerdings RFQ-Strukturen (Radio Frequency Quadropole) zum Einsatz. Hier gilt für die Synchronisationsbedingung:

$$d = \beta\lambda \tag{2.2}$$

RFQ-Strukturen werden bei Frequenzen zwischen 5 und 500 MHz betrieben und zeichnen sich durch kompakte Bauformen mit typischen Längen zwischen 1-3 m aus [23]. Sie beschleunigen Protonen bis zu 2,5 MeV. Anschließend kommen Driftröhren-Linearbeschleuniger (DTL) zum Einsatz, welche die Protonen bis hin zu 20 MeV beschleunigen können. Um die Protonen zu noch höheren Energien zu beschleunigen, werden Hohlraumresonatoren, welche meist in Gruppen zusammengefaßt sind, verwendet. Diese als Cavities bezeichneten Strukturen sind auch in den schematischen Abbildungen eines Beschleunigers für GeV Protonen (Abb. 2.2 und Abb. 2.3) dargestellt und werden als CCDTL (coupled cavity drift tube linac) bzw. CCL (coupled cavity linac) bezeichnet. Mit diesen Beschleunigerstrukturen können Energien bis in den GeV-Bereich erzielt werden [33].

Durch den Einsatz supraleitender Beschleunigerstrukturen (siehe Abb. 2.3), welche höhere Feldgradienten als normalleitende Beschleunigerstrukturen erlauben,

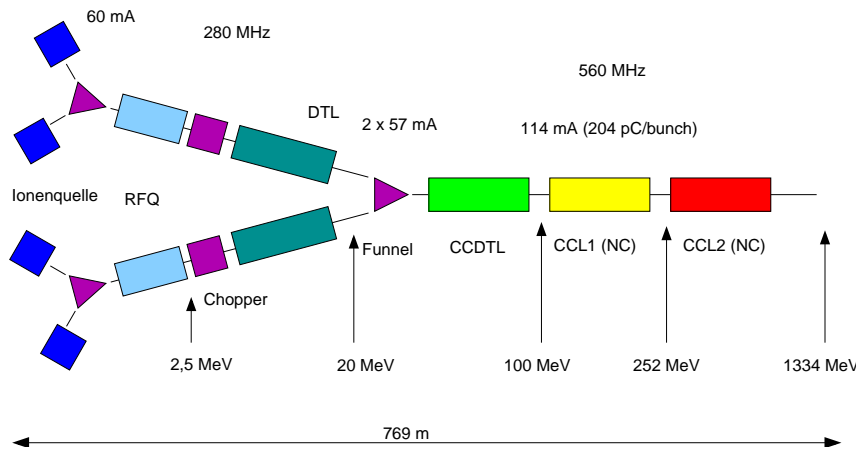


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Linearbeschleunigers der ESS mit normalleitenden Beschleunigerstrukturen [33]

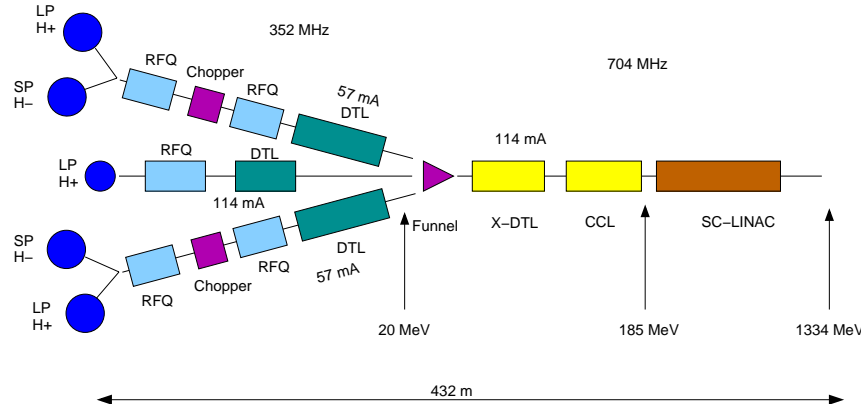


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Linearbeschleunigers der ESS mit supraleitenden Beschleunigerstrukturen [33]

können heute kürzere Baulängen erreicht werden. Im Beispiel des Protonenbeschleunigers des Referenzentwurfs für die Europäische Spallationsneutronenquelle ESS [33] reduziert sich die Baulänge um 56 % von 769 m im Falle des normalleitenden Beschleunigers (siehe Abb. 2.2) auf 432 m, wenn supraleitende Kavitäten verwendet werden (siehe Abb. 2.3).

2.1.2 Das Zyklotron

Anfang der 30er Jahre entwickelte E.O. Lawrence zusammen mit M.S. Livingstone das Zyklotron in Berkley (USA) [24, 25, 26, 27, 28]. Bei diesem Beschleunigertyp laufen die Teilchen auf Kreisbahnen und durchlaufen auf jeder Kreisbahn zweimal eine Beschleunigungsstrecke. Beim Zyklotron befinden sich zwei D-förmige Elektroden innerhalb eines homogenen Magnetfeldes. Die Beschleunigungsstrecke bildet der Spalt zwischen den beiden Elektroden. Da in einem konstanten Magnetfeld die Umlauffrequenz ω konstant ist, muss sich mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit der Bahnradius r erhöhen, wie in Gl. 2.3 ersichtlich.

$$\omega = \frac{e}{\gamma m_P} B = \frac{p}{r \gamma m_P} = \text{const.} \quad (2.3)$$

In Gl. 2.3 ist e die Elementarladung, m_P die Ruhemasse des Protons, B die magnetische Flußdichte, p der Impuls des Teilchens und γ der Lorentzfaktor. Allerdings lassen sich mit einem klassischen Zyklotron nur Protonenenergien bis maximal 22 MeV erreichen. Die Weiterentwicklung des Zyklotrons zum Isochronzyklotron erlaubt heute die Beschleunigung von Protonen bis zu 600 MeV. Charakteristisch für das Isochronzyklotron ist das nach außen hin ansteigende Magnetfeld und eine Segmentierung des Magnetfeldes. Die

schweizerische Spallationsquelle SINQ am Paul Scherrer Instiut in Villingen wird mit einem Isochronzyklotron betrieben. Auch für Energieamplifier und Transmutationsanlagen, welche mit einem kontinuierlich arbeitenden Spallationstarget betrieben werden, sind in den Konzeptstudien in der Regel Isochronzyklotrone vorgesehen.

2.1.3 Das Synchrotron

Im Gegensatz zum Zyklotron, bei dem der Bahnradius variabel und die magnetische Feldstärke konstant ist, läuft der Teilchenstrahl im Synchrotron auf einer Bahn mit festem Radius. Um dies zu erreichen muss das Magnetfeld entsprechend der Teilchenenergie nachgefahren werden. Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt durch eine Beschleunigungsstrecke, welche in der Regel durch HF-Hohlraumresonatoren realisiert wird. Abb. 2.4 zeigt schematisch die Beschleunigeranlage COSY (COoler SYnchrotron) des Forschungszentrums Jülich, an der ein Teil der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente durchgeführt worden sind. Mit Hilfe eines Zyklotrons werden die Teilchen auf eine Energie von 20 MeV vorbeschleunigt, bevor sie in das Synchrotron injiziert werden. In einem der linearen Segmente ist die HF-Beschleunigerstruktur montiert (Cavity in Abb. 2.4). Mit diesem Synchrotron lassen sich Protonen mit kinetischen Energien bis zu 2.5 GeV erzielen.

2.1.4 Fixed Field Alternating Gradient Synchrotron

Die Idee eines Fixed Field Alternating Gradient (FFAG) Synchrotrons stammt ursprünglich von T. Ohkawa und wurde erstmals 1953 veröffentlicht [29]. Ein erstes FFAG Synchrotron wurde Ende der 50er Jahre von Kerst, Cole und Symon [30] gebaut. Allerdings wurden bis heute, mit Ausnahme einiger FFAG's für Elektronstrahlen in den 60er Jahren, keine weiteren FFAG's mehr realisiert. Die drei wesentlichen Vorteile eines FFAG's sind:

- Starke Fokussierung,
- Wandernder Orbit,
- Keine Chromatizität.

Aufgrund dieser Vorteile ist das FFAG-Synchrotron wieder in den Fokus von Forschungs- und Entwicklungsarbeiten gelangt. Insbesondere in Japan wird an der Realisierung eines FFAG-Synchrotrons gearbeitet [31].

Bei subkritischen Systemen zur Energieerzeugung werden oft aufgrund der geringeren kinetischen Energie der Projektilen und kompakteren Bauform Zyklotrone

vorgesehen. Gepulste Spallationsneutronenquellen werden in der Regel mit Linearbeschleunigern realisiert, da kinetische Energien zwischen 1-3 GeV erforderlich sind. Bei kontinuierlichen Spallationsneutronenquellen, wie z.B. der SINQ am Paul Scherrer Institut, werden auch Zyklotrone eingesetzt.

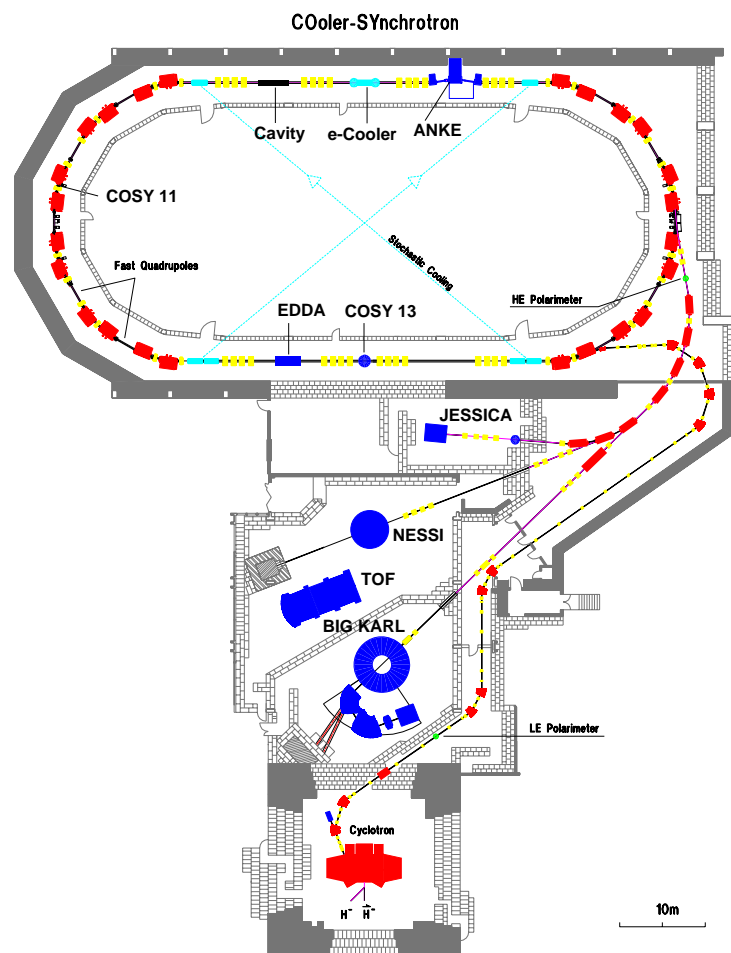


Abbildung 2.4: COSY Beschleunigeranlage am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich mit verschiedenen internen und externen Strahlplätzen für kernphysikalische Experimente.

2.2 Spallationsneutronenquellen

Die klassische Methode Neutronen für die Forschung bereitzustellen ist die Erzeugung von Neutronen durch Kernspaltung in einem Forschungsreaktor. Forschungsreaktoren sind im Gegensatz zu Reaktoren zur Energieerzeugung auf hohe Neutronenflüsse ausgelegt. Oftmals werden die geforderten Neutronenflüsse nur durch den Einsatz von hochangereichertem Uran als Kernbrennstoff erzielt, was oft zu Komplikationen mit der Proliferation führt. Ferner macht die zum Teil geringe Akzeptanz und die Angst vor einem Reaktorunfall in der Bevölkerung die Genehmigung bzw. den weiteren Betrieb von Forschungsreaktoren zu einem Politikum.

Aber auch technische Gründe sprechen für die Suche nach alternativen Möglichkeiten zur Erzeugung von hochintensiven Neutronenstrahlen. Vor allem die hohe Leistungsdichte, wie sie in Höchstflußreaktoren –den leistungsstärksten Forschungsreaktoren– auftreten, erlauben keine weitere Steigerung der Neutronenflüsse. Mit dem Höchstflußreaktor am Institut Laue-Langevin (ILL) in Grenoble (Frankreich) [157, 158] ist heutzutage eine technische Grenze erreicht, welche nur schwer überschritten werden kann, wie es dem Trend der in Abb. 2.5 dargestellten Flüsse ent-

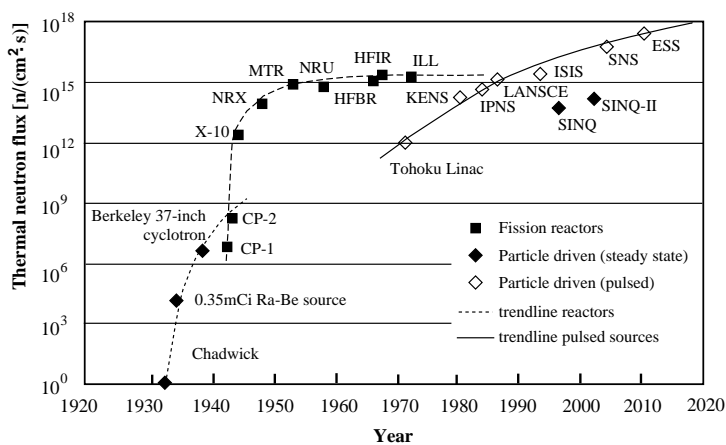


Abbildung 2.5: Zeitliche Entwicklung der Leistungsfähigkeit von Neutronenquellen zu Forschungszwecken.

nommen werden kann. Um noch intensivere Neutronenstrahlen zu erzeugen, kommen heute und in Zukunft Spallationsneutronenquellen zum Einsatz. Anfang der achtziger Jahre wurden die ersten Spallationsneutronenquellen in Betrieb genommen, und in den nächsten Jahren werden die ersten MW-Spallationsneutronenquellen (SNS in den USA [34] und JSNS in Japan [43]) ihren regelmäßigen Betrieb aufnehmen. Deren Neutronenflüsse werden die eines Forschungsreaktors um

mehrere Größenordnungen überschreiten. Bei Spallationsneutronenquellen kann man zwischen kontinuierlichen Quellen (z.B. die SINQ am Paul-Scherrer-Institut, Schweiz) und gepulsten Quellen (z.B. ISIS am Rutherford-Appleton-Laboratory, Großbritannien oder der SNS in Oak Ridge, USA [34]) unterscheiden. Gepulste Quellen lassen sich in kurzgepulste Quellen (ISIS, SNS, JSNS) mit Pulslängen im μs -Bereich und in Langpulsquellen (geplante ESS [33]) mit Pulslängen im ms-Bereich weiter unterteilen. Im folgenden soll das Funktionsprinzip einer Spallationsneutronenquelle beschrieben werden. Abb. 2.6 zeigt die wesentlichen Komponenten einer Spallationsneutronenquelle. Zunächst werden mit einer Ionenquelle geladene Wasserstoffionen generiert. Bei der ESS waren H^{2+} -Ionen vorgesehen. Diese werden in einem Beschleuniger, z.B. einem Linearbeschleuniger auf Ener-

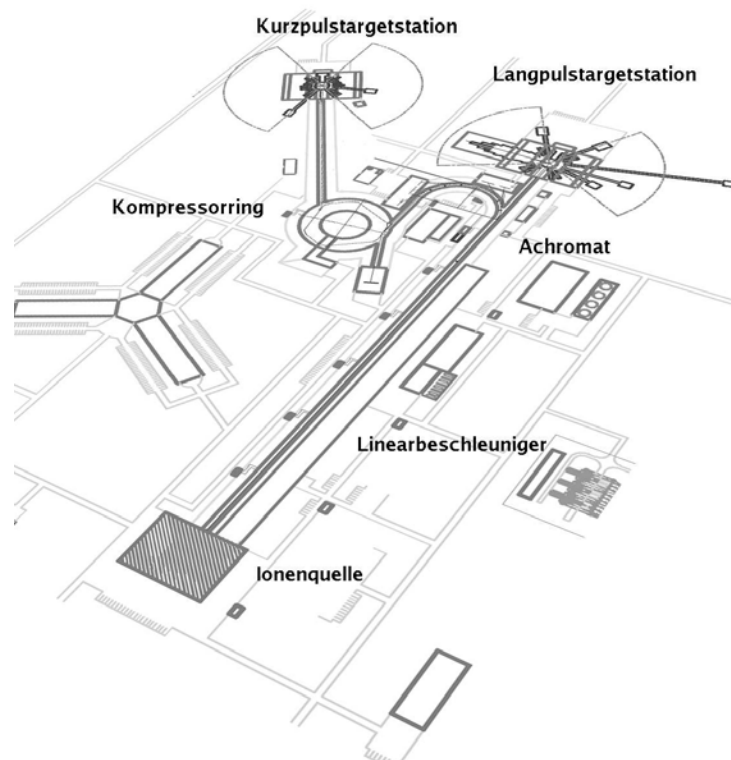


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der wesentlichen Komponenten einer Spallationsneutronenquelle am Beispiel des Referenzentwurfs der ESS (Stand 1996) [32].

gien zwischen 1 und 3 GeV beschleunigt. Zur Beantwortung der Frage nach der optimalen Einschußenergie kann der Ausbeutefaktor η_E herangezogen werden.

$$\eta_E = \frac{N_n}{N_p \cdot E_p} \quad (2.4)$$

Dieser ergibt sich aus dem Verhältnis der Anzahl der erzeugten Neutronen N_n zur Zahl der eingeschossenen Protonen N_p und der Strahlenergie E_p . Aus verschiedenen Experimenten [35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42] und Simulationen [132] konnte η_E für unterschiedliche Targetgeometrien bestimmt werden, wie in Abb. 2.7 dargestellt. Es zeigt sich ein Maximum im Bereich zwischen 1-3 GeV. Dieser Energiebereich begründet sich darin, dass sich bei höheren Einschußenergien weitere Reaktionskanäle – vor allem die Erzeugung von Pionen – öffnen, worin andere Teilchen in Konkurrenz zu den Neutronen emittiert werden, was zu Lasten der Neutronenproduktion geht. Abb. 2.7 ist ferner zu entnehmen, dass diese optimale Einschussenergie im wesentlichen unabhängig von der Targetgeometrie ist.

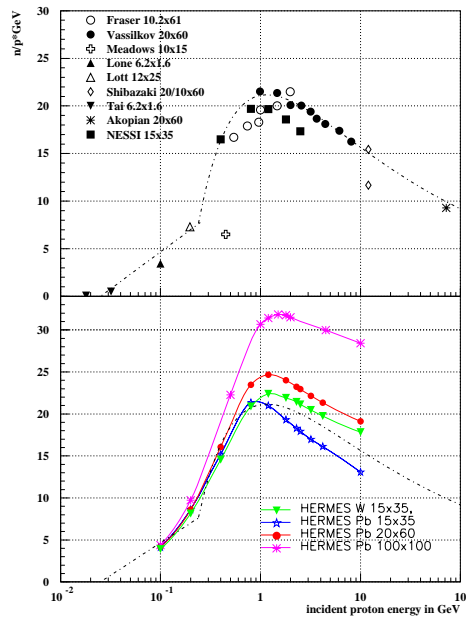


Abbildung 2.7: Neutronenausbeute als Funktion der Einschußenergie. Im oberen Diagramm sind verschiedene Messungen dargestellt. Im unteren das Verhalten für verschiedene Targetgrößen und -materialien aufgrund von Simulationen mit HERMES [86] (siehe auch Abschn. 5.4.4).

Im Falle einer Langpulsquelle kann der Protonenpuls direkt aus dem Linearbeschleuniger auf die Targetstation geführt werden. In Abschn. 2.1.1 ist bereits erwähnt worden, dass Protonenstrahlen am Ende eines Linacs immer eine Pulsstruktur aufweisen. Diese entspricht jedoch nicht der Pulsstruktur, wie sie für eine Kurzpulstargetstation benötigt wird. Aus diesem Grund wird ein Kompressorring benötigt, der die Teilchenpakete aus dem Linearbeschleuniger auf die gewünschte Pulsstruktur komprimiert. Sobald die erforderliche Teilchenzahl akkumuliert worden ist, wird der Puls auf das Target geschossen. Beim Auftreffen auf das Schwermetalltarget werden aufgrund der Spallationsreaktion (siehe auch Abschn. 4.1) Neutronen freigesetzt.

Abb. 2.8 zeigt eine typische Target-Moderator-Reflektor Anordnung einer Spallationsneutronenquelle. Die im Target erzeugten Neutronen verlassen dieses und werden im umgebenden Reflektor reflektiert. Ein Bleireflektor, wie er bei der ESS [32, 33] vorgesehen ist, stellt ein schnelles System dar, da Blei Neutronen im wesentlichen reflektiert, ohne die kinetische Energie der Neutronen wesentlich zu beeinflussen. Die SNS [34] nutzt einen inneren Berilliumreflektor, welcher von einem Eisenreflektor umgeben ist. Berillium hat den Vorteil, dass es Neutronen vormoderieren kann. Somit kann ein höherer Neutronenfluss erzielt werden. Nachteil ist, dass sich durch die Vormoderation die Abklingzeit des Pulses verlängert, wodurch die Zeitstruktur einer kurzgepulsten Quelle negativ beeinflusst wird.

Die eigentliche Erzeugung thermischer oder kalter Neutronen findet in Moderatoren statt. Hier werden die MeV Neutronen, wie sie in Spallationsreaktionen freigesetzt werden, zu meV Neutronen abgebremst. Für thermische Neutronen wird üblicherweise Wasser bei Raumtemperatur ($T \approx 300$ K) verwendet. Als kalte Neutronenquellen kommen unterschiedliche Materialien, wie flüssiger Wasserstoff, Mesitylen oder festes Methan, bei tiefen Temperaturen ($T \approx 20$ K) zum Einsatz. Bei kurzgepulsten Quellen werden in der Regel kleine Moderatoren eingesetzt (ca. $12 \times 15 \times 10$ cm³). Das sich durch die kleinen Moderatoren nur ein untermoderiertes Spektrum ausbildet, wird durch die verbesserte zeitliche Pulsstruktur in Kauf genommen. Aufgrund der Isotropie der thermischen Neutronen nimmt der Neutronenfluss mit $1/r^2$ ab. Um den Fluss am Probenort des Neutronenstreuinstrumentes zu erhöhen, werden Neutronen-

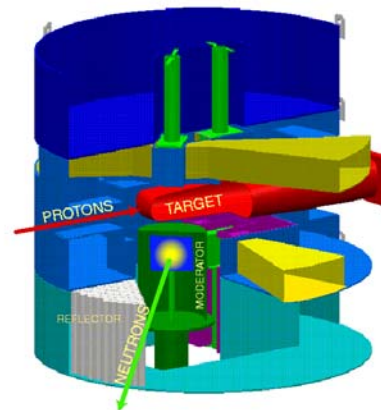


Abbildung 2.8: Innerer Teil einer Spallationsneutronenquelle mit Target, Reflektor und Moderatoren entsprechend dem Referenzentwurf der ESS [32, 137].

leiter eingesetzt, welche thermische und kalte Neutronen reflektieren und somit die Raumwinkelverluste reduzieren. Je nach Art des Neutronenstreuinstrumentes werden lange Neutronenleiter benötigt, welche zum Teil ausserhalb der Experimentierhalle zu separaten kleineren Experimentierbereichen führen.

2.3 Subkritische Systeme zur Transmutation und Energieerzeugung

Die erste Veröffentlichung eines beschleunigerbetriebenen Systems zur Energieerzeugung stammt von C. Rubbia et al. [44, 45, 46, 47] und beschreibt das Funktionsprinzip eines Energy Amplifiers (Energieverstärker). Hier wird ein Protonenstrahl auf ein Spallationstarget geschossen, welches innerhalb eines Reaktorkerns positioniert ist (siehe auch Abb. 2.10). Durch den das Target umgebenden Spaltstoff und die einsetzende Kettenreaktion wird im Reaktorkern aufgrund der Spaltung des Kernbrennstoffes mehr Energie freigesetzt, als zum Beschleunigen der Teilchen erforderlich ist. Ein Vorschlag zur Umwandlung von langlebigen Radionukliden durch Transmutation mit thermischen Neutronen mit Hilfe eines beschleunigergetriebenen Systems wurde 1998 von Ch. Bowman vorgeschlagen [48].

Neben der Energieerzeugung ist die Transmutation, dies bedeutet Umwandlung langlebiger Radionuklide (vor allem langlebige Spaltfragmente und minore Actinide) in stabile oder kurzlebige Isotope, eine weitere Anwendung subkritischer

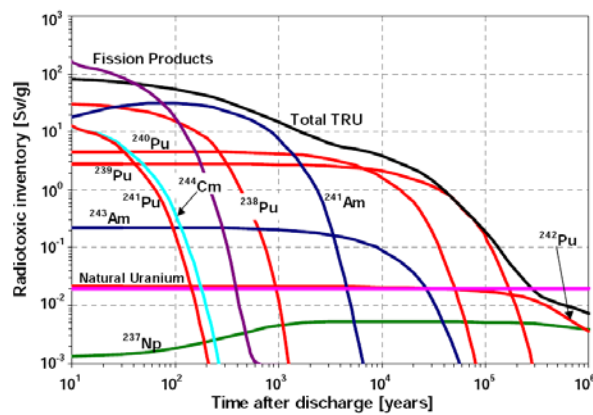


Abbildung 2.9: Vergleich der Radiotoxizität verschiedener Radionuklide eines abgebrannten Brennelementes im Vergleich zur Radiotoxizität von natürlichem Uranerz [51].

Forschungs- institut	Neutronen- spektrum	Brennstoff u. Kühlung	Anwendung
BNL ¹	schnell	festes U/Pu, Na/Pb gekühlt	Energieerzeugung Transmutation von SP und MA
	thermisch	U/Pu Partikel, He gekühlt	SP und MA Transmutation
JAERI ²	schnell	festes U/Pu, Na gekühlt	MA Transmutation
	schnell	Salzschmelze U/Pu	MA Transmutation
LANL ³	schnell	U/Pu, Pb-Bi gekühlt	MA Transmutation
	thermisch	Salzschmelze, U/Pu	Pu Vernichtung Transmutation von SP und MA
	thermisch	Salzschmelze, Th/U	Energieerzeugung
CERN ⁴	schnell	festes ThO ₂ /UO ₂ , Pb/Pb-Bi gekühlt	Energieerzeugung Transmutation
ITEP ⁵	schnell	U/Pu, Salzschmelze oder Pb/Pb-Bi Kühlung	Pu Vernichtung Transmutation von MA und SP
	thermisch	festes W-Pu, D ₂ O gekühlt	Pu Vernichtung
	thermisch	U/Pu, D ₂ O gekühlt	Energieerzeugung Transmutation von MA und SP
CEA ⁶	schnell	U/Pu, Pb gekühlt	MA Transmutation

¹ Brookhaven National Laboratory, Brookhaven, USA

² Japane Atomic Energy Research Institut, Japan

³ Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA

⁴ Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Genf, Schweiz

⁵ Institut of Theoretical and Experimental Physics, Moskau, Russland

⁶ Commissariat à l'Energie Atomique, Frankreich

Tabelle 2.1: *Verschiedene Konzepte zur Energieerzeugung und Transmutation von Spaltprodukten (SP) und minoren Actiniden (MA) mit beschleunigergetriebenen Systemen [52].*

Systeme. Den Prozess der Transmutation zeigte bereits Rutherford 1919 an leichten Elementen. Mit Hilfe der Transmutation läßt sich die Radiotoxizität hochaktiver, radioaktiver Abfallstoffe aus abgebrannten Brennelementen deutlich reduzieren. Abb. 2.9 zeigt die Radiotoxizität verschiedener Radionuklide im Vergleich zu natürlichem Uranerz, wie sie typischerweise in abgebrannten Brennelementen auftritt. Die Radiotoxizität wird über einen langen Zeitraum vom Plutonium, gefolgt von Americium und Curium dominiert. Eine Transmutation allein dieser

drei Nuklide würde die Radiotoxizität um einen Faktor 100 reduzieren. Weltweit wird an verschiedenen Konzepten zur Realisierung eines beschleunigergetriebenen Systems zur Energieerzeugung und Transmutation gearbeitet. Tab. 2.1 gibt eine Übersicht der verschiedenen Konzepte (Stand 1997) [52]. Neben verschiedenen Kühlmedien werden auch unterschiedliche Brennstoffkreisläufe untersucht. Aus sicherheitstechnischer Sicht ist vor allem der Th-U-Kreislauf interessant, da nur eine geringe Menge höherer Actiniden gebildet werden, wie es beim Uran-Plutonium-Kreislauf der Fall ist. Der generelle Aufbau eines beschleunigergetriebenen Systems (ADS = Accelerator Driven System) ist in Abb. 2.10 dargestellt und entspricht dem Referenzentwurf der europäischen Roadmap zur Entwicklung eines beschleunigergetriebenen Systems für die Transmutation nukleare Abfälle [53]. Im Gegensatz zu herkömmlichen, kritischen –im kerntechnischen Sin-

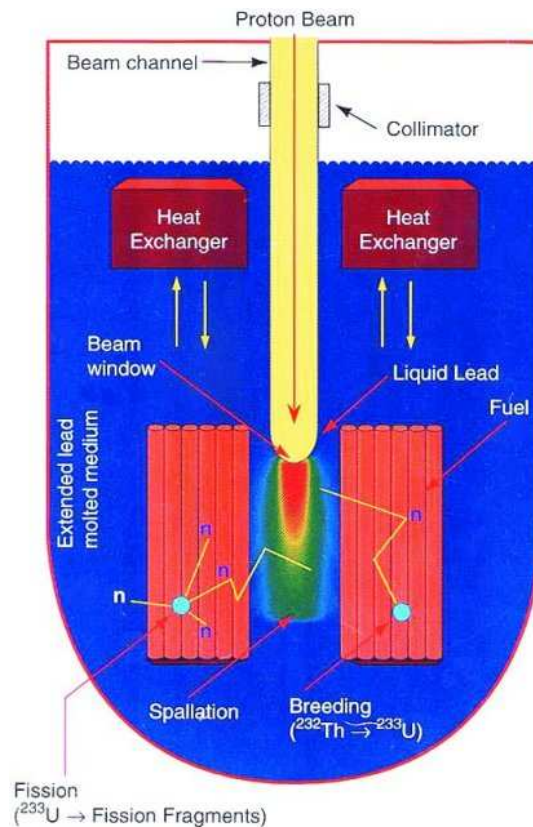


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung eines beschleunigergetriebenen Systems zur Transmutation und Energieerzeugung [53].

ne (siehe auch Abschn. 8.8– Reaktoren, welche die Kettenreaktion im Reaktorkern selbstständig aufrecht erhalten können, werden hier subkritische Reaktorkerne eingesetzt. In diesen Anlagen ist die Neutronenbilanz so gewählt, dass mehr Neutronen absorbiert oder durch Leckage verloren gehen, als durch Spaltprozesse erzeugt werden. Aus diesem Grund sind subkritische Reaktoren nicht in der Lage, die notwendige Kettenreaktion aufrecht zu erhalten, so dass durch eine externe Quelle die fehlenden Neutronen ins System eingespeist werden müssen. Dies geschieht in der Regel mit Hilfe eines Spallationstargets aus flüssigem Blei oder einer eutektischen Blei-Wismut-Legierung, welches mit einem Protonenstrahl im Energiebereich zwischen 0,6 und 1 GeV bei einem Strahlstrom von ≈ 12 mA betrieben wird. In Abb. 2.10 sieht man, wie der Protonenstrahl von oben, auf das sich im Zentrum befindliche Spallationstarget, geschossen wird. Radial um das Spallationstarget befindet sich der Brennstoff, welcher aus Spalt- und Brutstoffen sowie den zu transmutierenden Radionukliden besteht. Die beim Betrieb erzeugte Wärme wird mit Wärmetauschern an einen sekundären Kreislauf abgegeben. Dieser treibt, wie bei allen Kraftwerken üblich, eine Turbine zur Erzeugung elektrischer Energie an.

Interessant ist bei diesen Systemen die Energiebilanz, da für den Betrieb des Beschleunigers elektrische Energie benötigt wird. Ein wirtschaftlicher Betrieb ist daher nur dann möglich, wenn mehr elektrische Energie erzeugt werden kann, als für den Beschleunigerbetrieb erforderlich ist. Für den von Carlo Rubbia vorgeschlagenen Energy Amplifier wird eine Leistung von 1.500 MW_{th} angestrebt (siehe auch Abb. 2.11). Dies entspricht einer Energierate in eV pro Sekunde von

$$1,5 \cdot 10^9 \left[\frac{J}{s} \right] \cdot 6,2 \cdot 10^{18} \left[\frac{eV}{J} \right] = 9,3 \cdot 10^{27} \left[\frac{eV}{s} \right] \quad (2.5)$$

Pro Spaltung werden im Mittel 2,5 Neutronen emittiert, wobei eine Energie von ca. 200 MeV freigesetzt wird. Die Anzahl der durch Spaltungen zusätzlich erzeugten Neutronen N_n kann aus dem Multiplikationsfaktor k (siehe Abschn. 8.8) bestimmt werden:

$$N_n = \frac{1}{(1 - k)} \quad (2.6)$$

Für $k=0.98$ [46] ergeben sich somit 50 zusätzliche Neutronen. Mit der obigen Annahme von 2,5 Neutronen pro Spaltung ergeben sich somit 20 Spaltungen pro Neutron aus dem Spallationstarget. Wird ein Blei Target eingesetzt [46] kann von einer Neutronenproduktion bei 1 GeV Strahlenergie von ca. 30 Neutronen pro Proton ausgegangen werden (siehe auch Abschn. 6.1.2), von denen ca. 40 % eine Spaltung verursachen. Mit obigen Annahmen kann aus der in Gl. 2.5 angegebenen Energierate die Anzahl der erforderlichen Protonen bestimmt werden:

$$\frac{9,3 \cdot 10^{27} \left[\frac{eV}{s} \right]}{2,5 \left[\frac{n}{\text{Spaltung}} \right] \cdot 200 \cdot 10^6 \left[\frac{eV}{\text{Spaltung}} \right] \cdot 20 \left[\frac{\text{Spaltung}}{n} \right] \cdot 0,4 \left[\frac{\text{Spaltung}}{n} \right] \cdot 30 \left[\frac{n}{p} \right]} = 7,75 \cdot 10^{16} \left[\frac{p}{s} \right] \quad (2.7)$$

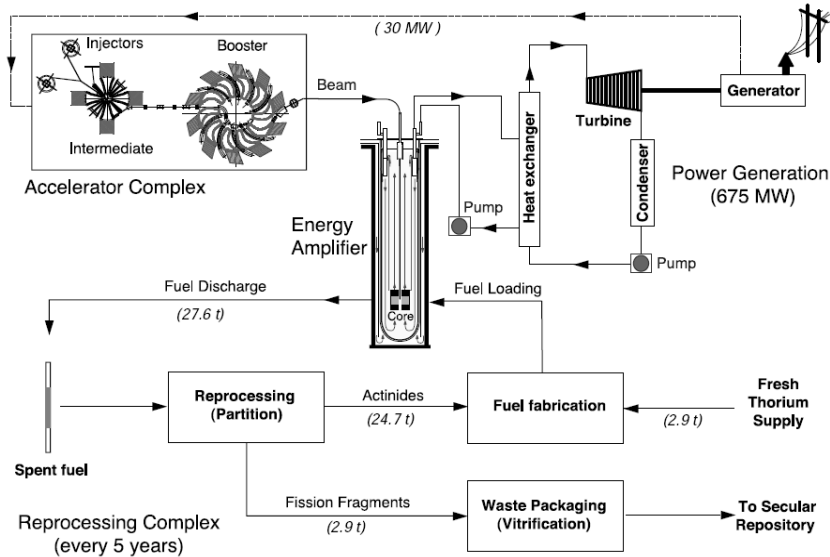


Abbildung 2.11: Schema eines energieerzeugenden Systems mit Massenströmen und den zu erwartenden Leistungen. Nur ca. 5 % der erzeugten elektrischen Leistung wird für den Betrieb des Beschleunigers benötigt [46].

Dies entspricht einem Strahlstrom, welcher das Spallationstarget treibt von

$$7,75 \cdot 10^{16} \left[\frac{p}{s} \right] \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \left[\frac{C}{p} \right] = 12,4 [mA] \quad (2.8)$$

Bei einer Strahlenergie $E_p=1$ GeV ergibt sich eine Leistung des Protonenstrahls von 12,4 MW. Da nur 40 % der elektrischen Leistung beim Betrieb eines Beschleunigers in Strahlenergie umgewandelt werden, werden insgesamt 31 MW elektrische Energie benötigt. Ausgehend von den 1.500 MW_{th} und einem Wirkungsgrad $\eta=0,45$ kann mit einem solchen System eine elektrische Leistung von 675 MW_{el} erzeugt werden. Da der Anteil der erzeugten elektrischen Energie für den Beschleunigerbetrieb nur bei 4,6 % liegt ist ein wirtschaftlicher Betrieb eines solchen Systems durchaus möglich.

Die Realisierung soll in zwei Phasen erfolgen. Das Ziel der ersten Phase ist der prinzipielle Nachweis der Funktion eines beschleunigergetriebenen Systems (ADS), wobei herkömmlicher Kernbrennstoff eingesetzt wird. Entsprechend der europäischen Roadmap [53] soll dies bis 2013 erfolgen. Der Zusatz von minoren Actiniden (z.B. Neptunium, Americium und Curium) im Brennstoff, mit dem Ziel diese zu transmutieren wird dann in der zweiten Phase angestrebt. Ein solches System (ADT=Accelerator Driven Transmutation) soll ab 2025 verfügbar sein.

Neben den kernphysikalischen Gesichtspunkten, auf dessen Grundlage der sichere Betrieb der Anlage beruht, ist eine geeignete Einbindung dieser Systeme in den bestehenden Brennstoffkreislauf von Bedeutung. Eine erfolgversprechende Transmutation setzt die entsprechende Aufarbeitung des radioaktiven Abfalls voraus. Insbesondere Plutonium stellt aufgrund seiner hohen Radiotoxizität (siehe auch Abschn. 8.7 und Tab. 8.5) ein Problem bei der Endlagerung von radioaktiven Abfällen dar. Andererseits ist Plutonium ein Brennstoff und kann zur Energieerzeugung genutzt werden. Abb. 2.12 zeigt die langfristige Entwicklung der Radiotoxizität bei verschiedenen Szenarien. Es ist offensichtlich, dass auf ei-

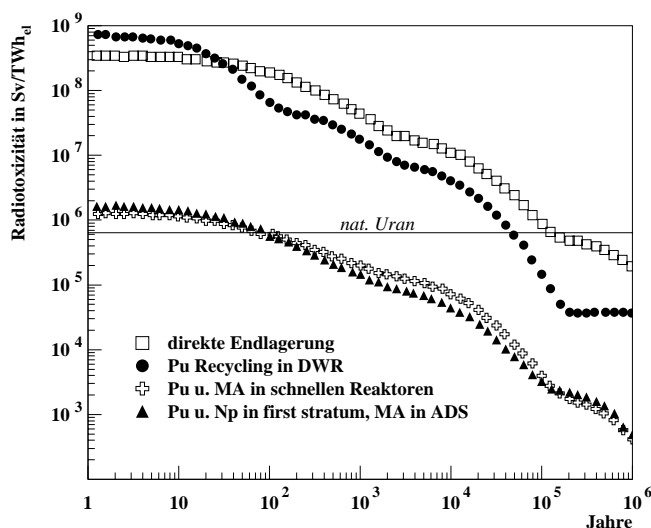


Abbildung 2.12: Einfluß verschiedener Szenarien zur Transmutation auf die Radiotoxizität als Funktion der Zeit nach Betriebsende [53].

ne direkte Endlagerung, ohne Aufarbeitung des Pu, aus sicherheitstechnischer Sicht verzichtet werden sollte, da hier die höchste Radiotoxizität zu erwarten ist. Durch Recycling des Pu und dessen Einsatz als Brennstoff in Druckwasserreaktoren (DWR) in Form von MOX-Brennstoff (Misch Oxid) kann bereits durch Verbrennung (Spaltung) des Pu eine Reduzierung der Radiotoxizität erzielt werden. Durch Verbrennung von Pu und minoren Actiniden (MA) in schnellen Reaktoren, kann die Radiotoxizität erheblich gesenkt werden. Als Alternative zu schnellen Reaktoren, kann eine Kombination aus herkömmlichen Reaktoren zur Verbrennung des Pu und Np und eine Verbrennung der MA in beschleunigergetriebenen Systemen (ADS) angesehen werden (sogenanntes „double strata“-Szenario) [53].

Kapitel 3

Neue Anforderungen an den Strahlenschutz

Die hohe Einschussenergie der Protonen von ein paar MeV bis hin zu einigen GeV führt zur Ausbildung von Strahlungsfeldern, welche sich von denen aus der konventionellen Reaktortechnik bekannten deutlich unterscheiden. Insbesondere die hohe kinetische Energie der Protonen und die bei den Spallationsreaktionen freigesetzten Neutronen bis hin zur Einschussenergie führt zu neuen Problemen bei der Auslegung von Abschirmungen derartiger Systeme. Ferner unterscheidet sich die Verteilung der im Target erzeugten Radionuklide von dem im Reaktorkern entstehenden Nuklidvektor. Betrachtet man schließlich hochintensive gepulste Spallationstargets, wie sie in Spallationsneutronenquellen eingesetzt werden, so treten aufgrund der hohen Energiedeposition wesentlich höhere mechanische und thermische Belastungen und Materialschädigungen auf, als sie bisher bekannt waren. In diesem Kapitel sollen die wesentlichen Unterschiede

- in den Quelltermen,
- den Nuklidvektoren
- und der Energiedeposition

diskutiert und die daraus resultierende besondere Problematik für den Strahlenschutz von beschleunigergetriebenen Systemen herausgearbeitet werden.

3.1 Quellterme der Primär- und Sekundärteilchen

Die Neutronenspektren eines Kernreaktors und eines Spallationstargets weisen deutliche Unterschiede, insbesondere im hochenergetischen Bereich des Spektrums auf (siehe Fig. 3.1). Während die Lage des Maximums in beiden Fällen zwischen 1 MeV und 3 MeV liegt, zeigt das Spaltspektrum nach dem Maximum eine

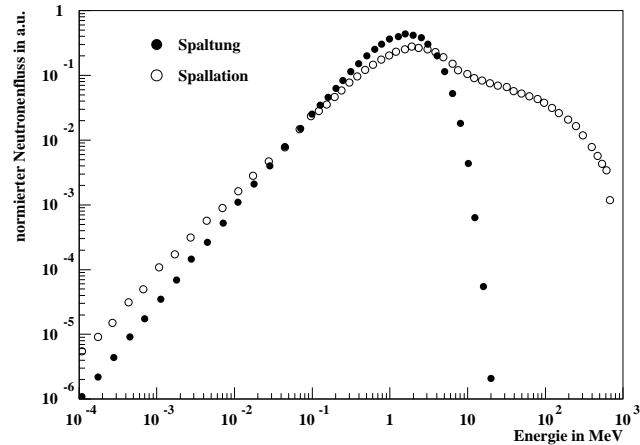


Abbildung 3.1: Vergleich der Neutronenspektren in einem Reaktorkern und einem Spallationstarget (Wolfram, $E_p=800$ MeV), wie sie beim Betrieb der Quelle auftreten [54].

rapide Abnahme des Neutronenflusses. Bei der maximalen Energie eines Reaktors von ca. 20 MeV ist der Neutronenfluss fast fünf Größenordnungen kleiner als bei einem Spallationstarget, dessen Neutronenspektrum bis hin zur Einschussenergie des Protons reicht (in Abb. 3.1 sind dies $E_p=800$ MeV). Dagegen nimmt das Neutronenspektrum eines Spallationstargets im Energiebereich zwischen 1 MeV und 1 GeV nur um ca. zwei Größenordnungen ab. Diese hochenergetischen Neutronen haben einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt (siehe auch Abschn. 4.2), d.h. sie haben eine sehr große Reichweite in den Medien der Umgebung. Dies hat unmittelbare Auswirkungen auf die Auslegung der Abschirmung (siehe auch Abschn. 3.3).

3.2 Induzierte Radioaktivität

Die induzierte Radioaktivität ist vor allem nach dem Abschalten des Beschleunigers von Interesse, da sie die Ortsdosisleistung in den einzelnen Anlagenteilen dominiert. Bei beschleunigergetriebenen Systemen werden im wesentlichen durch drei Effekte Radionuklide in Anlagenteilen erzeugt:

1. protoneninduzierte Kernreaktionen,
2. Spallationsreaktionen und
3. neutroneninduzierte Kernreaktionen.

Protoneninduzierte Kernreaktionen treten vor allem im Bereich der Beschleunigerkomponenten aufgrund von Strahlverlusten auf. Aufgrund der Strahldivergenz verliert ein Beschleuniger auch im Normalbetrieb eine gewisse Anzahl Teilchen, welche dann Bauteile aktivieren können, was zu einem erhöhten Strahlungspegel nach Abschaltung des Beschleunigers führt. Bei höheren Teilchenenergien kann diese Verluststrahlung ebenfalls Spallationsreaktionen mit den Atomkernen der Strukturmaterialien auslösen.

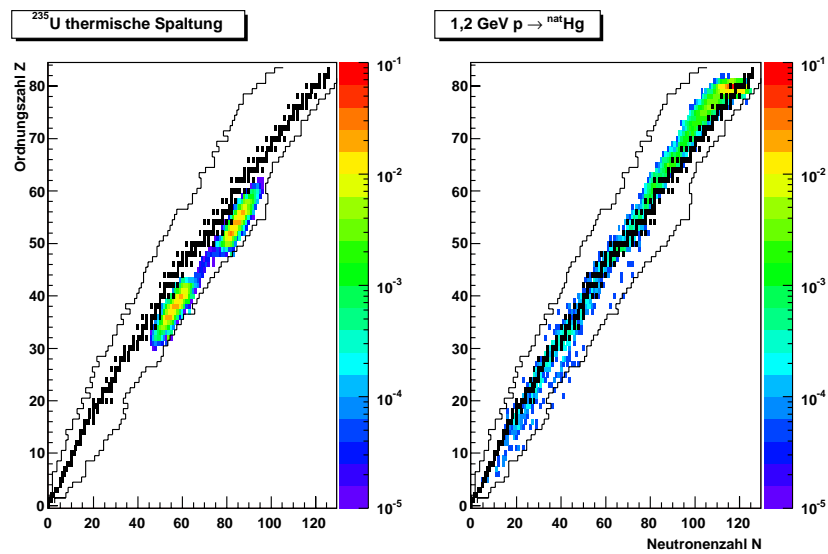


Abbildung 3.2: Typische Restkernverteilung in einem Kernreaktor bei der Spaltung von ^{235}U (links) und in einem Quecksilbertarget bei 1,2 GeV Einschussenergie der Protonen.

Spallationsreaktionen dominieren die Bildung von Radionukliden im Targetmaterial. Abb. 3.2 zeigt einen Vergleich der bei der Spaltung von ^{235}U mit thermischen Neutronen erzeugten Radionuklide und der bei einer Spallationsreaktion in einem Quecksilbertarget produzierten Radionuklide. Deutlich ist die typisch asymmetrische Spaltung des Urans mit thermischen Neutronen zu erkennen, während bei der Spallation eher eine symmetrische Spaltung auftritt. Für den Strahlenschutz lassen sich zwei Punkte ableiten: Zum einen werden bei der Spallation deutlich mehr verschiedene Radionuklide erzeugt, welche nahezu die gesamte Nuklidkarte oberhalb der Stabilitätsgerade bevölkern, andererseits braucht bei einem Spallationstarget das Targetmaterial nicht mehrmals im Jahr gewechselt werden, wie es bei einem Brennelement eines Reaktors der Fall ist, sondern bleibt während der gesamten Lebensdauer in Betrieb, wodurch sich die gesamte anfallende Restmenge an radioaktivem Material reduziert. Ein weiterer Unterschied ist die auftretende Zerfallsart der erzeugten Radionuklide. Während bei der thermischen Spaltung von ^{235}U hauptsächlich β^- -Strahler erzeugt werden, entstehen bei der Spallation vorwiegend β^+ -Strahler.

Die freigesetzten Neutronen können umgebende Strukturmaterialien aktivieren. Diese neutroneninduzierten Kernreaktionen können auch in Anlagenteilen in größerer Entfernung vom Target noch Radionuklide erzeugen.

Die Kenntnis über die erzeugten Radionuklide und der hieraus resultierenden Ortsdosisleistung ist für den Strahlenschutz von Interesse, wenn im Rahmen von Instandsetzungs- oder Instandhaltungsarbeiten Anlagenteile ersetzt werden müssen. Die in den Anlagenteilen induzierte Radioaktivität kann zu hohen Strahlenbelastungen des Betriebspersonals führen. Unter Umständen ist die Ortsdosisleistung derart hoch, dass die Arbeiten in einer heißen Zelle (z.B. Austausch der Targethülle) durchgeführt werden müssen.

3.3 Abschirmung hochenergetischer Neutronenstrahlen

Der hohe Anteil an hochenergetischen Neutronen des Quellspektrums (siehe Abschn. 3.1, welcher bis in den GeV Bereich hineinreicht, macht die Abschirmung gegenüber Neutronen schwierig, da ihr Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Energie abnimmt und Neutronen somit nicht mehr wechselwirken. Hierdurch wird die mittlere freie Weglänge $\bar{\lambda}$ mit zunehmender Energie immer größer, wie es die in Tab. 3.1 dargestellten experimentellen bzw. simulierten Daten verschiedener Beschleunigeranlagen belegen [55]. Die mittlere frei Weglänge $\bar{\lambda}$ kann nach Gl. 3.1

Material	Anlage	Energie in MeV	Winkel in °	Dichte ρ in g/cm ³	λ in cm	exp. oder berechnet
Beton	HIMAC	700	0	2,25	55,3	exp.
	HIMAC	700	0	2,25	50,3	berechnet
	KEK	500	0	2,35	60,9	exp.
	KEK	500	90	2,35	52,3	exp.
	SLAC	400	90	2,35	52,8	exp.
	ISIS	370	90	2,36	52,3	exp.
	ISIS	370	90	2,36	49,5	berechnet
	KEK	230	90	2,35	38,3	exp.
	TIARA	65	0	2,31	16,9	exp.
	INS	52	0	2,3	20,9	exp.
	TIARA	40	0	2,31	12,6	exp.
	CYRIC	32,5	0	2,4	12,9	exp.
	CYRIC	22	0	2,4	11,25	exp.
Eisen	HIMAC	700	0	7,8	20,57	exp.
	HIMAC	700	0	7,8	19,9	berechnet
	KEK	500	90	$\approx 7,07$	26,6	exp.
	ISIS	370	90	7,8	20,65	exp.
	ISIS	370	90	7,8	19,3	berechnet
	LANSCE	315	0	7,18	20,6	exp.
	KEK	230	90	$\approx 7,07$	16,4	exp.
	TIARA	65	0	7,87	8,64	exp.
	INS	52	0	7,14	9,5	exp.
	TIARA	40	0	7,87	7,0	exp.
	CYRIC	32,5	0	7,75	7,5	exp.
	CYRIC	22	0	7,75	6,1	exp.

Tabelle 3.1: Vergleich der mittleren freien Weglängen $\bar{\lambda}$ für Neutronenenergien > 20 MeV aus verschiedenen Experimenten und Berechnungen (aus [55]).

aus der Massenzahl A , der Dichte ρ und dem inelastischen Wirkungsquerschnitt σ_{inelas} bestimmt werden.

$$\bar{\lambda} = \frac{A}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma_{inelas}} \quad (3.1)$$

Wird der totale Wirkungsquerschnitt σ_T zugrundegelegt, erhält man die sogenannte nuclear collision length λ_T :

$$\lambda_T = \frac{A}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma_T} \quad (3.2)$$

Mit ihrer Hilfe kann schließlich die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\Phi(x)dx$ als Funktion des Abstandes x angegeben werden:

$$\Phi(x)dx = \frac{1}{\lambda_T} e^{-\frac{x}{\lambda_T}} dx \quad (3.3)$$

Bei Spallationsneutronenquellen kommt erschwerend hinzu, dass das Neutronenspektrum, welches den Moderator verläßt, stark untermoderiert ist, im Gegensatz zum Forschungsreaktor, wo sich ein Spektrum im thermischen Gleichgewicht einstellt. Es gibt nur sehr wenige Experimente, welche eine Validierung der Rechenprogramme zur Auslegung von Abschirmungen erlauben. Hierbei spielt vor allem die Schwierigkeit der Messung hochenergetischer Neutronen hinter dicken Abschirmwänden eine Rolle. Zum einen lassen sich schnelle Neutronen messtechnisch nur sehr schwer und wenn nur mit geringer Nachweiswahrscheinlichkeit erfassen und zum anderen nimmt natürlich die Zahl der Neutronen mit zunehmender Abschirmdicke ab.

3.4 Energiedeposition in Hochleistungstargets

Auf den ersten Blick scheint die Energiedeposition eher eine Frage der thermodynamischen Auslegung einer solchen Anlage zu sein als ein Strahlenschutzproblem. Dennoch berührt es den Strahlenschutz in zweierlei Hinsicht: zum einem ist die Ursache der Energiedeposition die Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit dem Targetmaterial und zum anderen können Schädigungen in Anlagenbereichen auftreten, was zur Freisetzung von Radionuklide führen kann (z.B. Versagen der Targethülle). Daher ist es im Interesse des Strahlenschutzes, das Verhalten von Strukturmaterialien und mögliche Schädigungsmechanismen bereits während der Planungsphase zu studieren und aufzudecken.

Hochleistungstargets, wie sie bei modernen, gepulsten Spallationsneutronenquellen der MW-Klasse zum Einsatz kommen, werden mit einer mittleren Leistungsdichte von 125 MW/m^3 beansprucht. Die Leistungsdichte im Puls ist dabei noch um Größenordnungen höher und erzielt bei einer 5 MW Quelle Werte von 2500 MW/m^3 [32] (Spitzenleistung im Puls). Vergleicht man diese Leistungsdichte mit Kernreaktoren, so ist die Leistungsdichte im Puls in einer Spallationsneutronenquelle um einen Faktor 25 höher. Tab. 3.2 vergleicht die in der

	ESS	ILL	DWR	THTR	SBR
Thermische Leistung in [MW]	5	58,3	3.700	750	755
Leistungsdichte in [MW/m^3]	2.500	3.000	92	6	375

Tabelle 3.2: Vergleich der thermischen Leistung sowie der Leistungsdichte verschiedener Reaktortypen mit einer Spallationsneutronenquelle [32, 56, 57].

Machbarkeitsstudie der Europäischen Spallationsneutronenquelle [32] angegebene Leistungsdichte mit der eines $3,7 \text{ GW}_{th}$ Druckwasserreaktors (DWR), eines 750 MW_{th} gasgekühlten Hochtemperaturreaktors (THTR) und eines 755 MW_{th} Schnellen Brutreaktor (SBR) [57]. Dieser Vergleich ist jedoch nur aus technischer Sicht interessant, da sich die Auslegung eines Kernreaktors zur Energieerzeugung deutlich von der eines Forschungsreaktors unterscheidet. Deshalb ist auch der Vergleich der Spallationsneutronenquelle mit dem zur Zeit leistungsstärksten Forschungsreaktor, dem Höchstflußreaktor des Instituts Laue-Langevin in Grenoble, aufgeführt [56]. Hier sind die mittleren Leistungsdichten vergleichbar, allerdings bei einem Faktor 12 unterschiedlicher thermischer Leistung. Kenntnisse über die Energiedeposition sind nicht nur für die thermodynamische und strukturmechanische Auslegung der Targethülle, wie z.B. mechanische Stabilität, Strömungsmechanik im Flüssigmetalltarget oder die Auslegung der Kühlleistung von Bedeutung. Auch die zu erwartenden Temperaturanstiege sind für die Beurteilung der thermischen Belastung der eingesetzten Materialien relevant. Vor allem der durch den gepulsten Energieeintrag verursachte Druckpuls führt zu

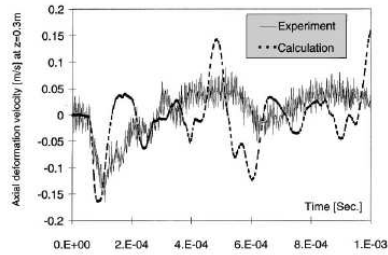


Abbildung 3.3: Vergleich der zeitlichen Entwicklung der Verformungsgeschwindigkeit in einem Flüssigmetalltarget zwischen Experiment und FEM-Rechnung [143].

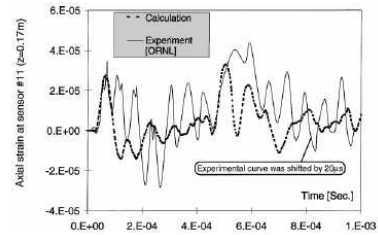


Abbildung 3.4: Vergleich der zeitlichen Entwicklung der axialen Spannung in einem Flüssigmetalltarget zwischen Experiment und FEM-Rechnung [143].

Bauteilbelastungen, wie sie in nuklearen Systemen bislang nicht bekannt waren. Aufgrund fehlender Betriebserfahrungen von kurzgepulsten Hochleistungstargets waren Experimente zur Validierung des Zusammenspiels von Kernphysik und Strukturmechanik zur Auslegung der Targethülle, welche die erste Sicherheitsbarriere darstellt, unverzichtbar. Abb. 3.3 zeigt einen Vergleich mit experimentellen Daten des ASTE Experiments [143, 144] und einer thermodynamischen Rechnung mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode [143]. Durch den gepulsten Energieeintrag wird das Quecksilber erwärmt und dehnt sich aus, wodurch es zu Druckwellen im Flüssigmetalltarget kommt. Diese Druckwellen übertragen sich auf die Targethülle, welche in der Lage sein muss, diese Spannungen aufzunehmen.

Kapitel 4

Wechselwirkungsmechanismen von Teilchen mit Materie

Die Ausbreitung von Strahlenfeldern ist geprägt durch die Wechselwirkung ihrer Teilchen mit der Materie. Aufgrund des Welle-Teilchen-Dualismus [58] darf jede Strahlenart als Teilchenstrahlung beschrieben werden, so dass nicht nur die klassischen Korpuskularstrahlen (α -Strahlen, β -Strahlen, Neutronen, Protonen), sondern auch Photonen (γ -Strahlen, Röntgenstrahlung) –die eigentlich elektromagnetische Wellen sind– als Teilchen bezeichnet werden dürfen. Je nach Strahlungsart treten unterschiedliche Wechselwirkungsmechanismen auf, die die Ausbreitung der jeweiligen Strahlungsart entscheidend beeinflussen. In diesem Kapitel sollen die kernphysikalischen Prozesse, wie sie in einer beschleunigergetriebenen Anlage auftreten, aber auch die Wechselwirkungsmechanismen der wichtigsten Strahlungsarten (Neutronen, geladene Teilchen und Photonen) kurz erörtert werden.

4.1 Grundlagen der Spallationsphysik

Bei der Betrachtung von beschleunigergetriebenen Systemen treten neben der Kernspaltung auch Kernreaktionen auf, welche sich deutlich von der Kernspaltung unterscheiden. Dies sind vor allem die Spallation und bei höheren Energien die Multifragmentation. Im folgenden soll die Spallationsreaktion näher betrachtet werden. Sie kann in mehrere Phasen unterteilt werden.

- Intra-Nukleare-Kaskade \rightarrow Stossprozesse innerhalb eines Atomkerns,
- Verdampfung,
- Hochenergiespaltung und
- Inter-Nukleare-Kaskade \rightarrow Stossprozesse zwischen Atomkernen.

Trifft ein Hadron (Proton oder Neutron) einen Kern, so kann dieses Hadron Stöße mit den Nukleonen des Kerns ausführen. Da es sich hierbei um Stöße innerhalb eines Atomkerns handelt, spricht man von der Intra-Nuklearen-Kaskade. Je nachdem ob das Hadron den Kern zentral oder peripher trifft, können mehr (zentraler Stoß) oder weniger Nukleonen (peripherer Stoß) aus dem Kern heraus gestossen werden. Voraussetzung ist, dass die De-Broglie Wellenlänge des Teilchens kleiner ist als der mittlere Abstand der Nukleonen im Kern. Nach der Intra-Nuklearen-Kaskade bleibt ein hochangeregter Restkern übrig. Dieser wird seine überschüssige Energie durch Verdampfung von Nukleonen, aber auch zusammengesetzten Clusterteilchen (wie z.B. Deuteronen, Tritonen, α -Teilchen) abgeben. Bei höheren Anregungsenergien kann es auch zu einer Spaltung kommen, bei der sich der Kern in zwei Bruchstücke teilt, welche wiederum ihre überschüssige Energie mittels Verdampfung abbauen können. Reicht die Anregungsenergie nicht mehr aus, um Teilchen zu emittieren, wird die Restenergie in Form von γ -Strahlung abgegeben. Werden Teilchen mit hohen Energien emittiert, so können diese wiederum Spallationsreaktionen in weiteren Atomkernen auslösen. Diese Inter-Nukleare-Kaskade führt zur Ausbildung eines hadronischen Schauers im Targetmedium.

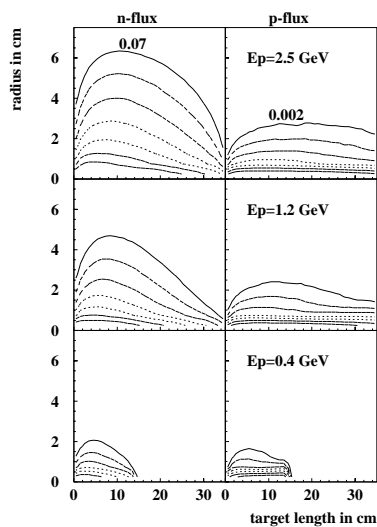


Abbildung 4.1: Monte-Carlo Simulation der räumlichen Verteilung des Neutronen- und Protonenflusses in einem zylindrischen Blei-Target für drei verschiedene Energien.

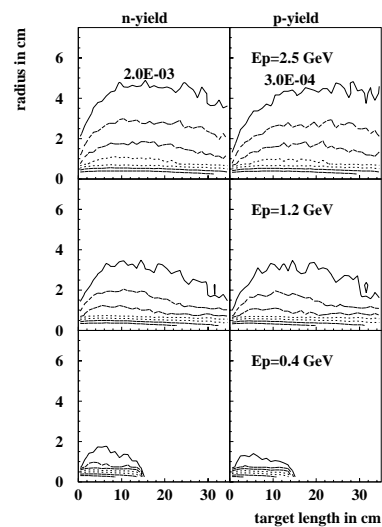


Abbildung 4.2: Monte-Carlo Simulation der räumlichen Verteilung der Neutronen- und Protonenerzeugung in einem zylindrischen Blei-Target für drei verschiedene Energien.

Wie weit sich dieser Schauer ausbreitet hängt im wesentlichen von folgenden Randbedingungen ab:

- der Targetgeometrie (Länge und Durchmesser),
- der Einschußenergie,
- der Strahlgeometrie des Primärstrahls und
- dem Targetmaterial.

Die Ausbreitung des hadronischen Schauers in einem Zylindertarget veranschaulichen Abb. 4.1 und Abb. 4.2 am Beispiel eines Bleitargets. Vor allem der Einfluß der Einschußenergie ist sehr gut erkennbar. Bei einer Einschußenergie von 400 MeV endet die Teilchenproduktion in ca. 15 cm Targettiefe und weist eine maximale radiale Ausdehnung von $r=2$ cm auf. Interessant ist auch der Vergleich mit der Reichweite von Protonen aufgrund der elektronischen Bremswirkung, wie sie nach der Bethe-Bloch Formel berechnet werden kann (siehe auch Abschn. 4.3). Diese liegt für Blei bei 400 MeV bei ca. 14 cm und stimmt sehr gut mit dem Ende der Teilchenproduktion überein. Bei höheren Energien steigt die Reichweite auf 69 cm ($E_p=1,2$ GeV) bzw. 1,69 m ($E_p=2,5$ GeV) an, so dass die Reichweite die Targetlänge übersteigt. Ist die Reichweite kleiner als die Targetlänge, so spricht man von einem Stopptarget.

4.2 Wechselwirkung von Neutronen mit Materie

Neutronen können aufgrund ihrer Energie in verschiedene Energiebereiche eingeteilt und klassifiziert werden, wie in Tab. 4.1 dargestellt. Die Wechselwirkung der Neutronen hängt unter anderem von ihrer kinetischen Energie ab. Neutronen

Art	Energiebereich	v_n in km/s
relativistisch	>5 MeV	$> 0.1 \cdot c=30.000$
schnell	1 eV - 5 MeV	>1.400
epithermisch	100 meV - 1 eV	9,8
thermisch	2 meV - 100 meV	2,2
kalt,subthermisch	50 μ eV - 2 meV	$<2,2$
VCN (very cold neutrons)	0,2 μ eV - 50 μ eV	
UCN (ultra cold neutrons)	$<0,2$ μ eV	

Tabelle 4.1: Einteilung der Neutronen aufgrund ihrer kinetischen Energie

können aufgrund ihrer fehlenden elektrischen Ladung nur hadronisch wechselwirken, d.h. nur mit anderen Hadronen oder Kernen. Daher können Neutronen keine Wechselwirkung mit der Elektronenhülle ausüben, also keine elektronische Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass es zu einer Reaktion zwischen einem Neutron und einem Kern kommt, wird durch den Wirkungsquerschnitt definiert. Je größer dieser ist, desto wahrscheinlicher ist eine Reaktion. Hierbei kann generell zwischen Streuung und Absorption unterschieden werden, wie in Tab. 4.2 aufgelistet [59]. Bei einer inelastischen Streuung wird das Neutron vom

Streuung	elastisch	$A(n,n)A$
	inelastisch	$A(n,n')A$
Absorption	Spaltung	$A(n,f)B+C$
	Einfang	$A(n,\gamma)A$
	p-Emission	$A(n,p)B$
	d-Emission	$A(n,d)B$
	t-Emission	$A(n,t)B$
	^3He -Emission	$A(n,^3\text{He})B$
	α -Emission	$A(n,\alpha)B$
	n-Emission	$A(n,xn)B$

Tabelle 4.2: Übersicht über die wichtigsten Wechselwirkungsmöglichkeiten von Neutronen mit Materie [59].

Kern absorbiert. Bei einer elastischen Streuung findet nur ein Stoßprozeß zwischen Neutron und Kern statt, wobei sich Richtung und Energie des Neutrons ändern können. Aufgrund der Impulserhaltung führen Stöße mit leichten Kernen zu einem höheren Energieverlust als Stöße mit schwereren Kernen. Die erklärt vor allem die Moderationseigenschaften von Wasser, Beryllium oder Graphit sowie die Reflektionseigenschaften von Blei. Bei der inelastischen Streuung kann das Neutron den Kern anregen. Daher sind inelastische Reaktionen Schwellenreaktionen die eine Mindestenergie im MeV-Bereich erfordern.

Wechselwirkung relativistischer Neutronen $E > 20$ MeV

Neutronen mit kinetischen Energien können nur mit Kernen wechselwirken, wobei hier die zuvor diskutierte Spallationsreaktion im Vordergrund steht. Der eigentliche Ablauf unterscheidet sich nicht von der protoninduzierten Spallationsreaktion wie sie in Abschn. 4.1 diskutiert worden ist. Lediglich die elektronische Wechselwirkung mit der Elektronenhülle kommt aufgrund der fehlenden Ladung des Neutrons nicht zum Tragen.

Wechselwirkung schneller Neutronen $4 \text{ eV} < E < 20 \text{ MeV}$

Dieser Energiebereich kann in zwei Bereiche als Funktion der kinetischen Energie der Neutronen unterteilt werden:

- inelastische Kernreaktionen $\rightarrow E_n > 1 \text{ keV}$ und
- Resonanzbereich $\rightarrow E_n < 1 \text{ keV}$.

Oberhalb von ca. 1 keV treten vorallem inelastische Kernreaktionen auf, bei denen ein Neutron vom Kern absorbiert und einen angeregten Zwischenkern erzeugt wird. Durch Emission von Teilchen –dies können Neutronen, aber auch ein Proton, Deuteron, Triton, ^3He - oder ^4He -Kerne sein– wird die Anregungsenergie abgebaut. Reicht die Energie zur Emission von Teilchen nicht mehr aus, wird diese durch γ -Strahlung weiter abgebaut.

Im Resonanzbereich kann das einfallende Neutron in den Kern eingebaut werden. Ähnlich dem Schalenmodell der Elektronenhülle gibt es ein analoges Schalenmodell für die Nukleonen, so dass auf bestimmten Energieniveaus des Kerns ein Neutron wesentlich leichter eingebunden werden kann. Nach dem Neutroneneinfang bildet sich ein angeregter Kern, welcher durch Emission von γ -Strahlung in den Grundzustand übergeht ((n, γ)-Reaktion). Diese Energieniveaus sind für jeden kern charakteristisch und können als Resonanzen, welche den $1/v$ -Verlauf des Wirkungsquerschnitts überlagern, in Messungen des Wirkungsquerschnittes gemessen werden. Im in Abb. 7.16 dargestellten Wirkungsquerschnitt sind die Resonanzen des Cadmiums im Energiebereich zwischen 100 eV und 10 keV sehr gut erkennbar. Eine einzelne Resonanz läßt sich mit Hilfe der Breit-Wigner-Formel darstellen:

$$\sigma_{n,\gamma} = \pi \cdot \frac{\hbar^2}{m_n^2 \cdot v^2} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4.1)$$

Hier ist m_n die Masse des Neutron, v dessen Geschwindigkeit, \hbar das Planck'sche Wirkungsquantum geteilt durch 2π , E_r die Resonanzenergie und E die kinetische Energie des Neutrons. Γ_n ist die partielle Breite der Resonanz für den Neutroneneinfang und Γ_γ für den γ -Zerfall. Die totale Breite der Resonanz gibt $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ an.

Wechselwirkung thermischer und subthermischer Neutronen $E < 4 \text{ eV}$

Bei kinetischen Energien der einfallenden Neutronen unterhalb von $E=4 \text{ eV}$ werden in den Simulationsprogrammen spezielle Datensätze, sogenannte $S(\alpha,\beta)$ -Daten eingesetzt. Diese Wirkungsquerschnitte berücksichtigen, dass das einfallende Neutron einen Teil seiner Energie auf das Molekül übertragen kann, indem es Schwingungs- oder Rotationsmoden des Moleküls anregt. Mit deren Hilfe kann

der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung von Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern wie folgt beschrieben werden:

$$\sigma(E \rightarrow E', \mu) = \frac{\sigma_b}{2kT} \sqrt{\frac{E'}{E}} S(\alpha, \beta) \quad (4.2)$$

Hierbei beschreibt E die Energie des einfallenden Neutrons und E' die Energie des gestreuten Neutrons, k ist die Boltzmann Konstante, T die Temperatur des Mediums in Kelvin und σ_b bezeichnet den gebundenen Streuquerschnitt des Mediums. $S(\alpha, \beta)$ gibt das Streugesetz als Funktion des Impulsübertrages α und des Energieübertrages β an:

$$\alpha = \frac{E' + E - 2\sqrt{E'E}\mu}{AkT} \quad (4.3) \quad \beta = \frac{E' - E}{kT} \quad (4.4)$$

In Abb. 4.3 und Abb. 4.4 sind die inelastischen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{inelastisch}$ für Eis, Methan, Methanhydrat, Mesitylen und para-Wasserstoff dargestellt. Neue $S(\alpha, \beta)$ -Datensätze für Eis, Wasserstoff, Methan und Aluminium wurden in Zusammenarbeit mit dem Institut für Kernenergetik der Universität Stuttgart entwickelt [155, 154]. Neuartig sind $S(\alpha, \beta)$ -Datensätze für Methanhydrat und Mesitylen, welche vom Centro Atomico Bariloche in Argentinien entwickelt worden sind [60, 61, 62]. Im Rahmen dieser Arbeit konnten diese Wirkungsquerschnitte erstmals in einer realistischen Target-Moderator-Reflektor Anordnung experimentell validiert werden (siehe auch Abschn. 6.3).

4.3 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie bis ca. 20 MeV

Die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit niedrigeren Energien (bis ca. 20 MeV) wird dominiert von der inelastischen Streuung an der Atomhülle, wobei die Atome ionisiert werden. Dieser Effekt kann durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben werden (Gl. 4.5), welche das Bremsvermögen S in Energieverlust pro Wegstrecke angibt:

$$S = -\frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{4m^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2) I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (4.5)$$

In Gleichung 4.5 ist ρ die Dichte des Mediums, Z die mittlere Kernladungszahl des Mediums, A die mittlere Massenzahl des Mediums und I das Ionisationspotenzial des Mediums, z ist die Ladungszahl des Einschußteilchens, mc^2 dessen Ruhemasse und β seine Geschwindigkeit. K ist eine Konstante mit $K=0,307$ MeV cm² mol und δ eine Dichtekorrektur für die verschiedenen Phasen des Mediums. Abb. 4.5

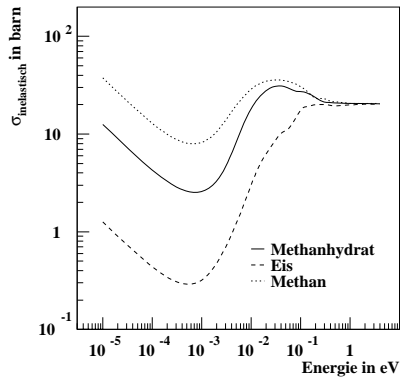


Abbildung 4.3:
Inelastischer Wirkungsquerschnitt der $S(\alpha,\beta)$ -Streumatrix für Eis, Methan und Methanhydrat als Funktion der Neutronenenergie.

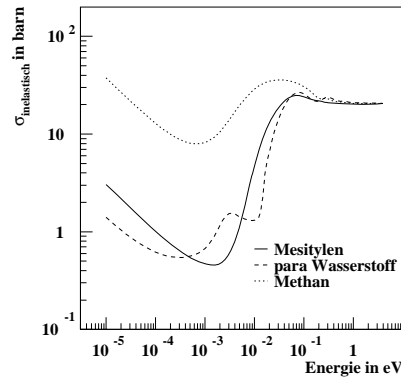


Abbildung 4.4:
Inelastischer Wirkungsquerschnitt der $S(\alpha,\beta)$ -Streumatrix für Methan, para-Wasserstoff und Mesitylen als Funktion der Neutronenenergie.

zeigt das Bremsvermögen sowie die hieraus abgeleitete Reichweite für verschiedener Materialien (Aluminium, Wasser, Blei und Wolfram) für Protonen als Funktion der Strahlenergie. Aus Abb. 4.5 lässt sich auch sehr schön die starke Abhängigkeit von der Dichte des Materials erkennen.

4.4 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie unterscheidet man zwischen Absorption und Streuung. Bei der Absorption geht die Energie der Photonen vollständig oder teilweise verloren, bei der Streuung ändert sich die Richtung der Photonen. Photonen können sowohl mit der Atomhülle wechselwirken, wie auch mit dem Coulombfeld des Atomkerns oder mit dem Atomkern direkt. Zu den Wechselwirkungen mit der Atomhülle zählen:

- *Kohärente Streuung (Thomsonstreuung, Rayleigh-Streuung)*: Bei der Streuung an einem Elektron ändert sich nur die Richtung des Photons, seine Energie bleibt konstant.
- *Inkohärente Streuung (Compton-Streuung)*: Neben der Änderung der Richtung wird ein Teil der Energie des Photons auf ein äußeres Elektron übertragen, wodurch dieses aus der Elektronenhülle gelöst werden kann.
- *Photoeffekt*: Das Photon stößt ein inneres Elektron aus der Atomhülle, wobei die Energie des Photons vollständig absorbiert wird.

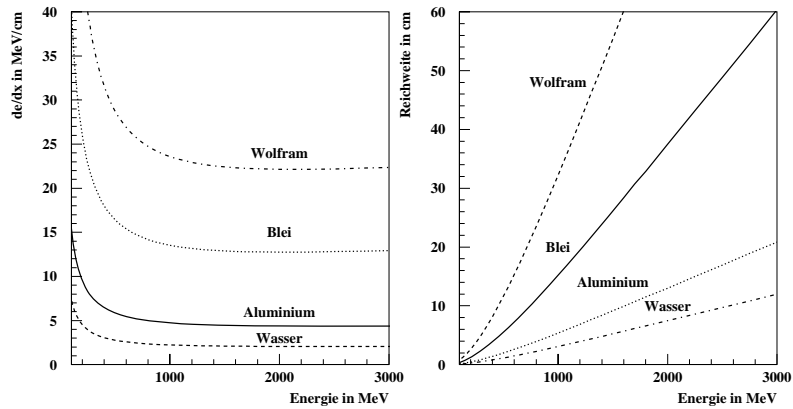


Abbildung 4.5: Bremsvermögen (links) und Reichweite (rechts) von Protonen in Wasser, Aluminium, Blei und Wolfram als Funktion der Energie.

Bei einer Wechselwirkung im Coulombfeld des Atomkerns kann es bei Energien oberhalb von 1022 keV zur Bildung eines Elektron-Positron-Paares kommen (*Paarbildung*). Überträgt das Photon seine Energie auf den Atomkern oder einzelne Nukleonen, so spricht man vom *Kernphotoeffekt*. Hierbei können sowohl Nukleonen aus dem Kern gelöst werden als auch die zusätzliche Energie in Form von γ -Strahlung vom Kern abgegeben werden.

Mit Hilfe der Quanten Elektro Dynamik (QED), einer quantenmechanischen Theorie, kann die Wechselwirkung von Photonen, aber auch Elektronen, sehr genau beschrieben und modelliert werden. Die QED ist heute die am vollständigsten beschriebene Theorie zur elektroschwachen Wechselwirkung –eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen der modernen Physik– deren Austauschteilchen das Photon ist.

Kapitel 5

Moderne Methoden im numerischen Strahlenschutz

Aufgrund der anhaltenden Entwicklung in der Informationstechnik wird der numerische Strahlenschutz, d.h. die rechnergestützte Simulation der Ausbreitung von Strahlenfeldern sowie deren Wechselwirkung mit der Materie, in Zukunft immer mehr an Bedeutung gewinnen. Insbesondere planungsbegleitende Simulationen helfen Probleme im Vorfeld aufzudecken und somit hohe Baukosten zu einem späteren Zeitpunkt zu vermeiden. Auch in Genehmigungsanträgen wird

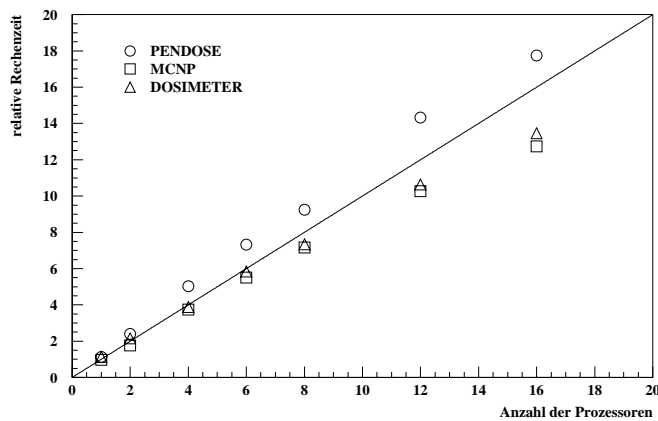


Abbildung 5.1: Verhältnis der Rechenzeiten (Rechenzeit mit einem Prozessor/Rechenzeit mit n Prozessoren) für das gleiche Problem und gleiche Anzahl Histories für drei verschiedene Monte-Carlo Programme (PENDOSE, DOSIMETER und MCNP) [75].

immer mehr Wert auf eine genaue Vorhersage der zu erwartenden Dosisleistungen und Aktivierungen gelegt.

Die Entwicklung in der Informationstechnologie hat zu immer leistungsfähigeren Rechnern geführt, so dass mit heutigen Prozessoren bereits auf einfachen PC's komplexe Simulationen durchgeführt werden können. Durch Vernetzung mehrerer PC's zu sogenannten Clustern können mit Hilfe der Parallelisierung der Programme die Rechenzeiten linear zur Anzahl der eingesetzten Prozessoren verkürzt werden [75], wie es in Abb. 5.1 dargestellt ist. Aufgetragen ist hier das Verhältnis der Rechenzeit eines Prozessors zur Rechenzeit mit n Prozessoren. Dieses Verhältnis gibt an, um welchen Faktor die Simulation schneller beendet ist. Hier ist ersichtlich, dass sich die Rechenzeit nahezu linear mit der Anzahl der verwendeten Prozessoren reduziert. Die Linie zeigt die theoretische Idealkurve, welche jedoch aufgrund der internen Rechnerkommunikation nicht immer erreicht werden kann.

In diesem Kapitel soll die Strahlungstransportgleichung als physikalische Grundlage aller Strahlungstransportrechnungen erörtert sowie Programmsysteme zur deren Lösung diskutiert werden.

5.1 Terminologie in der Strahlenphysik

Zur Beschreibung eines Strahlenfeldes ist die Teilchenflußdichte φ eine der zentralen Größen. Sie gibt an wieviele Teilchen $\Delta(\Delta N)$ in einer Zeiteinheit Δt eine Fläche ΔA senkrecht durchstossen:

$$\varphi(\vec{x}, t) = \frac{d^2 N}{dt dA_{\perp}} \quad (5.1)$$

Sind für alle Orte \vec{x} die Teilchenart i , ihre Energie E und Richtung $\vec{\Omega}$ bekannt, kann das Strahlenfeld am Ort \vec{x} zum Zeitpunkt t eindeutig beschrieben werden:

$$\varphi_{E\Omega,i}(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) = \frac{d^2 \varphi_i(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)}{dE d\Omega} \quad (5.2)$$

Aus dieser als Energie- und Richtungsverteilung der Teilchenflußdichte bekannten Gleichung können durch Integration über die jeweiligen Variablen weitere Strahlungsfeldgrößen abgeleitet werden [63]. Wie sich zeigen wird, basieren die Definitionen der virtuellen Detektoren (in Analogie zu Detektoren in der Experimentalphysik) in Monte-Carlo Simulationsprogrammen auf diesen Strahlungsfeldgrößen.

Teilchenflußdichte

Die Integration über die Energie E und Richtung Ω der Energie- und Richtungsverteilung der Teilchenflußdichte liefert die Teilchenflußdichte $\varphi_i(\vec{x}, t)$ am Ort \vec{x}

zum Zeitpunkt t :

$$\varphi_i(\vec{x}, t) = \int_E \int_{4\pi} \varphi_{E\Omega,i} dE d\Omega \quad (5.3)$$

Integriert man nur über die Energie, so erhält man die Richtungsverteilung der Teilchenflußdichte $\varphi_{\Omega,i}(\vec{x}, t)$:

$$\varphi_{\Omega,i}(\vec{x}, t) = \int_E \varphi_{E\Omega,i} dE \quad (5.4)$$

In Analogie zu Gl. 5.4 erhält man durch Integration über alle Richtungen Ω die spektrale Teilchenflußdichte $\varphi_{E,i}(\vec{x}, t)$:

$$\varphi_{E,i}(\vec{x}, t) = \int_{4\pi} \varphi_{E\Omega,i} d\Omega \quad (5.5)$$

Teilchenfluenz

Integriert man die Teilchenflußdichte $\varphi_{E\Omega,i}$ zusätzlich über die Zeit t , so erhält man die Teilchenfluenz $\Phi_i(\vec{x})$ am Ort \vec{x} :

$$\Phi_i(\vec{x}) = \int_t \varphi_i dt = \int_E \int_{4\pi} \int_t \varphi_{E\Omega,i}(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) dt dE d\Omega \quad (5.6)$$

Dieser wird oftmals auch als *skalarer Fluß* bezeichnet. Auch hier kann wieder in Analogie zur Bestimmung der spektralen Teilchenflußdichte und Richtungsverteilung der Teilchenflußdichte durch Integration über die Energie E , respektive die Richtung Ω die spektrale Teilchenfluenz $\Phi_{E,i}$ abgeleitet werden:

$$\Phi_{E,i}(\vec{x}) = \int_t \varphi_{E,i} dt = \int_{4\pi} \int_t \varphi_{E\Omega,i} d\Omega dt \quad (5.7)$$

Und respektive für die Richtungsverteilung der Teilchenfluenz $\Phi_{\Omega,i}$:

$$\Phi_{\Omega,i}(\vec{x}) = \int_t \varphi_{\Omega,i} dt = \int_E \int_t \varphi_{E\Omega,i} dE dt \quad (5.8)$$

Da auch die Fluenz ein Maß für die Teilchendichte ist, können mit ihrer Hilfe sowohl Reaktionsraten wie auch zu erwartende Zählraten abgeschätzt werden.

5.2 Physikalische Grundlage des Strahlungstransportes

Bei der Beschreibung des Strahlungstransportes müssen drei wesentliche Effekte berücksichtigt werden:

- die Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine Reaktion stattfindet. Diese ergibt sich aus dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_t .
- die Richtungs- und Energieänderung des einfallenden Teilchens
- die Produktion von Sekundärteilchen mit ihren Energie- und Richtungsverteilungen

Die Ausbreitung von Strahlenfeldern lässt sich allgemein durch die Boltzmannsche Transportgleichung (Gl. 5.9) beschreiben [63]:

$$\begin{aligned} \Omega \nabla \varphi_{E\Omega}(r, E, \Omega) &= -\Sigma_t(E) \varphi_{E\Omega}(r, E, \Omega) \\ &+ \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_S(E') p(E, E', \Omega, \Omega') \times \varphi_{E\Omega}(r, E, E', \Omega, \Omega') d\Omega' dE' \\ &+ s_{E\Omega}(r, E, \Omega) \end{aligned} \quad (5.9)$$

In Gl. 5.9 beschreibt der Term

$$-\Sigma_t(E) \varphi_{E\Omega}(r, E, \Omega) \quad (5.10)$$

die Herausstreuung oder Absorption von Teilchen aus einem Energie- und Richtungsintervall. Σ_t ist hier der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt des am Ort r vorhandenen Materials. Mit dem negativen Vorzeichen wird der Verlust von Teilchen angedeutet, während bei den übrigen beiden Termen die positiven Vorzeichen ein Zugewinn an Teilchen bedeuten. Das Hineinstreuen von Teilchen in ein Energie- und Richtungsintervall wird durch den Integralterm

$$\int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_S(E') p(E, E', \Omega, \Omega') \times \varphi_{E\Omega}(r, E, E', \Omega, \Omega') d\Omega' dE' \quad (5.11)$$

beschrieben, in den der makroskopische Streuquerschnitt Σ_s eingeht. Der letzte Ausdruck

$$+s_{E\Omega}(r, E, \Omega) \quad (5.12)$$

beschreibt die am Ort r erzeugten Teilchen, welche in das jeweilige Energie- und Richtungsintervall fallen mit der Quelldichteverteilung $s_{E\Omega}$. Die Boltzmannsche Strahlungstransportgleichung stellt eine Integrodifferentialgleichung dar, welche sich nicht geschlossen lösen lässt. Eine Lösung der Strahlungstransportgleichung kann durch folgende numerische Verfahren erzielt werden [63]. Dies sind:

- die Methode der sukzessiven Streuungen,
- die Punktkernintegration,
- die Methode der diskreten Ordinaten und
- die Monte-Carlo Methode.

Auf die Methode der diskreten Ordinaten sowie die Monte-Carlo Methode soll in den folgenden Abschnitten (Abschn. 5.3 und Abschn. 5.4) im Detail eingegangen und ihre Vor- und Nachteile diskutiert werden. Schließlich wird im Abschn. 5.5 auf die Möglichkeit der Kombination beider Verfahren –gekoppelte Berechnungsmethoden– eingegangen. Bei der Berechnung von Strahlenfeldern in ausgedehnten Materialien, wie es zum Beispiel bei Abschirmungen der Fall ist, werden häufig auch semi-empirische Berechnungsverfahren eingesetzt, welche in Abschn. 5.6 vorgestellt werden. Ausgewählte Beispiele für die Lösung von für den Strahlenschutz relevanten Problemen mit Hilfe derartiger Verfahren werden in Kap. 7 diskutiert.

5.3 Deterministische Verfahren S_N Methode

Bei der S_N-Methode handelt es sich um ein numerisches Verfahren zur Lösung der Boltzmannschen Strahlungstransportgleichung. Nimmt man an, dass die Streuung unabhängig von der ursprünglichen Richtung ist, vereinfacht sich Gleichung 5.11 weiter, indem man einen einzigen Streuwinkel μ_0 betrachtet, anstelle einer Funktion aus den beiden Richtungsvektoren Ω und Ω' :

$$\mu_0 = \Omega \cdot \Omega' \quad (5.13)$$

Durch diese Vereinfachung muss die Strahlungstransportgleichung nur noch über die Energie integriert werden, was zu einem Satz von Vielgruppen-Gleichungen führt. Die über die jeweiligen Gruppen integrierten Flüsse wechselwirken entsprechend den mittleren Wirkungsquerschnitten. Somit kann die räumliche Verteilung mit Hilfe algebraischer Gleichungen dargestellt werden.

Mit Hilfe der Methode der diskreten Ordinaten werden Gleichungen über einen speziellen Satz diskreter Richtungen aufgestellt, wobei das Integral über die einzelnen Richtungen gewichtet wird. Dieses Gleichungssystem kann dann mit Hilfe von rekursiven und iterativen Prozeduren gelöst werden. Dieses Verfahren basiert auf der diskreten S_N Methode von Carlson und Bell [74].

5.3.1 Das DOORS System

Eines der verbreitetsten Programmsysteme, welches die Strahlungstransportgleichung mit Hilfe der diskreten Ordinaten löst, ist das DOORS System (Discrete Ordinate Oak Ridge System) [64]. Mit diesem modularen System läßt sich der Transport von Neutronen und Photonen basierend auf Wirkungsquerschnittsdaten simulieren. In der vorliegenden Arbeit wurde das DOORS System zur Berechnung und Auslegung von Abschirmungen eingesetzt und soll daher an dieser Stelle näher vorgestellt werden. Eine Übersicht des DOORS System zeigt Abb. 5.2.

Zunächst werden die in der Geometrie benötigten Materialien definiert. Der Wirkungsquerschnitt wird hierbei aus den für das jeweilige Element vorliegenden Wirkungsquerschnittsdatensätzen –entsprechend seiner Häufigkeit im Material– zusammengesetzt und ein materialspezifischer Transportwirkungsquerschnittsdatensatz erzeugt. Dies geschieht mit Hilfe des AXMIX Codes (ANISN X-section MIXing Code) [65]. Als Wirkungsquerschnittsbibliothek wurde auf eine zu höheren Energien erweiterten HILO Bibliothek [67], der HILO2K [68] zurückgegriffen, welche 83 Energiegruppen für Neutronen und 22 Energiegruppen für Photonen umfasst. Nachdem die Transportwirkungsquerschnitte erstellt worden sind, werden die Daten mit Hilfe des GIP Codes (Group-organized cross section Input Program) [66] für die Verwendung mit ANISN [69], DORT [70] oder TORT [71] aufbereitet. ANISN [69] erlaubt die 1-dimensionale Lösung der Strahlungstrans-

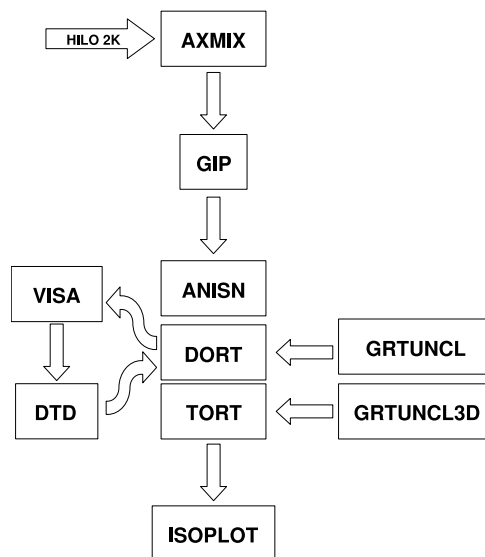


Abbildung 5.2: Aufbau des DOORS Systems inklusive zusätzlicher Hilfsprogramme.

portgleichung sowohl in Kugel- als auch Stab- oder Zylindergeometrie. Zur Lösung 2-dimensionaler Probleme steht DORT [70] und bei 3-dimensionalen Fragestellungen TORT [71] zur Verfügung. Die Visualisierung der Ergebnisse erfolgt mit dem ISOPLOT [72] Modul. Desweiteren existiert mit dem GRTUNCL [73] Modul ein First-Collision-Source Code, welcher aus einer Punktquelle eine Quellverteilung für DORT in der jeweiligen Geometrie berechnet.

5.4 Stochastische Verfahren Monte-Carlo Methode

Die Monte-Carlo Methode stellt ein virtuelles Experiment dar. Hierbei wird die Lebensgeschichte (die History) eines Teilchens –und der von diesem Teilchen erzeugten Sekundärteilchen– simuliert. Die Simulation endet, wenn das Teilchen entweder absorbiert wird, die Grenze des Geometriemodelles erreicht oder sein statistisches Gewicht einen vorgegebenen Wert unterschreitet. Durch die Simulation einer Vielzahl solcher Histories erhält man eine Bild, welches mit der Realität übereinstimmt und dem stochastischen Charakter ionisierender Strahlung gerecht wird.

5.4.1 Erweiterung zu höheren Energien ≥ 20 MeV

Aus der Reaktortechnik ist die Simulation des Teilchentransportes bis zu Energien von ≤ 20 MeV gut bekannt und kann zuverlässig von Codes wie MORSE [76], MCP [77] oder dem moderneren MCNP [78] beschrieben werden. Während MORSE in Energiegruppen rechnet und die jeweiligen Wirkungsquerschnitte die Gruppenübergänge steuern, liegen bei MCNP die Wirkungsquerschnitte als Punktdaten vor. Die maximale kinetische Energie der betrachteten Teilchen liegt bei 20 MeV. Dies ist für Anwendungen wie Strahlungsfeldberechnungen in Kernreaktoren oder die Bestrahlungsplanung in der Nuklearmedizin ausreichend.

Bei höheren kinetischen Energien der Primärteilchen, wie sie in der Regel in modernen Teilchenbeschleunigern auftreten, werden Energien im GeV Bereich erzielt. Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, findet bei diesen Energien die sogenannte Spallationsreaktion statt. Mit Hilfe spezieller Programm-Module wie z.B. HETC im HERMES [86], LAHET im LCS-System [83] (dem Vorläufer des MCNPX [85] Systems) kann der Spallationsprozess mit seinen drei Phasen

- Intra-Nukleare-Kaskade (INC),
- Hochenergiespaltung und
- Verdampfung

beschrieben werden. In diesen Modellen wird auf der Ebene eines einzelnen Atomkerns eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt, womit die bei der Reaktion entstehenden Teilchen mit ihrer Richtung und kinetischen Energie berechnet werden. Weisen diese Sekundärteilchen (insbesondere Neutronen und Protonen) genügend Energie auf und ist ihre Reichweite kleiner als der betrachtete Geometriebereich, so können weitere Reaktionen erzeugt werden, so dass sich im Material ein Schauer ausbildet. Dieser hadronische Schauer wird als Inter-Nukleare-Kaskade bezeichnet. Insbesondere bei der Neutronenproduktion im Spallationstarget (siehe Abschnitt 6.1) spielt die Ausbildung des hadronischen Schauers eine entscheidende Rolle. Einen höheren Detaillierungsgrad der Physik kann mit Hilfe der Quantenmolekulardynamik (QMD) erreicht werden wie sie im japanischen PHITS System [100] eingebunden ist. Allerdings ist das quantenmolekulardynamische Modell sehr rechenintensiv, so dass komplexe Strukturen kaum simuliert werden können. Es eignet sich zur Zeit daher vielmehr für Anwendungen, bei denen sich Vereinfachungen in der Simulation der Primärreaktion verbieten.

5.4.2 Erweiterung zu niedrigeren Energien ≤ 1 meV

Bei der Verwendung von Neutronen als Sonde zur Untersuchung von Materialeigenschaften werden von den Wissenschaftlern immer häufiger kalte Neutronen zur Durchführung ihrer Forschungsarbeiten gewünscht. Mit den Ultrakalten Neutronen (UCN: ultra cold neutron) werden von der physikalischen Grundlagenforschung sogar kalte Neutronenquellen bis hinab in den neV-Bereich gefordert. Subthermische Neutronen zeigen optische Eigenschaften, das heißt sie können an Oberflächen total reflektiert werden, sofern Energie und Einfallswinkel stimmen. Diese Reflektionseigenschaften sind erstmals im PHITS System berücksichtigt worden und werden durch folgende empirische Formel beschrieben [101]:

$$R = \begin{cases} R_0 & Q \leq Q_c \\ \frac{1}{2}R_0(1 - \tanh[Q - mQ_c])(1 - \alpha(Q - Q_c)) & Q > Q_c \end{cases} \quad (5.14)$$

In Gl. 5.14 beschreibt R_0 die Reflektivität des Materials, Q die Länge des Streuvektors und Q_c den kritischen Streuwellenvektor. m ist ein Materialparameter des zu simulierenden Neutronenleiters, welcher sich aus dem Leitermaterial des Doppellagenaufbaus sowie der Zahl der Doppellagen zusammensetzt. Moderne Leiter haben heutzutage $m=3$, während einfache Nickel-Spiegel oft nur $m=1$ aufweisen. Der Parameter α beschreibt ein lineares Verhalten bis hin zum Cut-off bei $Q=mQ_c$ und W gibt dessen Breite an. Abb. 5.3 zeigt typische Reflektionskurven als Funktion der Länge des Streuvektors Q für ^{nat}Ni und ^{58}Ni .

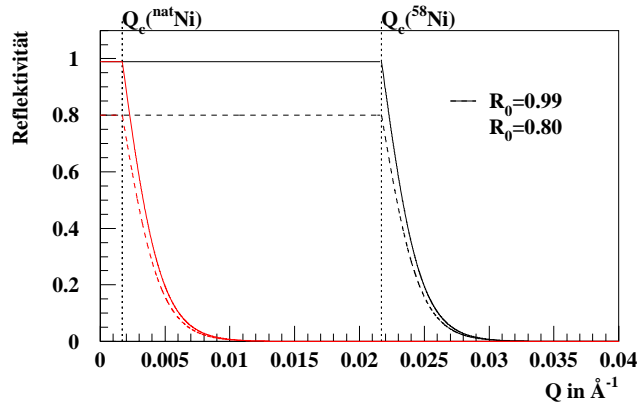


Abbildung 5.3: Reflektivitätskurve für natürliches Nickel und ^{58}Ni für unterschiedliche Reflektionen R_0 .

5.4.3 Virtueller Detektoren

Nachdem ein Geometriemodell –also ein virtuelles Abbild des zu untersuchenden Systems, bestehend aus der geometrischen Anordnung und einer Materialzuweisung– angefertigt worden ist, kann mit Hilfe von physikalischen Modellen und Wirkungsquerschnittsdaten der Teilchentransport in dem System simuliert werden. Zur Analyse stehen verschiedene virtuelle Detektoren zur Verfügung, mit denen bestimmte physikalische Größen ermittelt werden können [78, 86]. Diese virtuellen Detektoren sind vergleichbar mit realen Detektoren in der Experimentalphysik. Einer der am häufigsten verwendeten virtuellen Detektoren ist der Oberflächenstromdetektor, welcher die Zahl der durch eine definierte Oberfläche dringende Teilchenzahl bestimmt, indem der Teilchenfluß über alle Richtungen, Energien sowie über Zeit und Fläche integriert wird:

$$I_S = \int_A \int_\mu \int_t \int_E |\mu| \varphi(\vec{r}, E, t) A dE dt d\mu dA \quad (5.15)$$

Der Volumenfluß wird mit Hilfe der Spurlänge der Teilchen im betrachteten Volumenelement V bestimmt (track length estimate of cell flux). Die Spurlänge T_l in der Zelle ergibt sich aus der Geschwindigkeit der Teilchen v sowie der zum Durchqueren des Volumenelementes V benötigten Zeit t . Der Volumenfluß ergibt sich durch Integration, indem das Teilchengewicht W mit der aufs Volumen bezogenen Spurlänge T_l/V multipliziert und die Summe aus allen Spuren aufaddiert wird. Somit gilt für den Volumenfluß J_V :

$$J_V = \int_V \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} = \sum \frac{W T_l}{V} \quad (5.16)$$

Der Oberflächenfluss kann in Analogie zum Verfahren der Spurlängenabschätzung bestimmt werden. Wenn man die Dicke δ des Volumens gegen Null gehen läßt, ergibt sich das Volumen zu $A\delta$. In diesem Fall gilt für die Spurlänge T_l $d/\cos\Theta$, wobei Θ den Winkel zwischen dem Richtungsvektor des Teilchens und der Flächennormalen angibt. Somit ergibt sich für den Oberflächenfluß:

$$J_S = \int_A \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dA}{A} = \sum \frac{W \delta}{A \delta |\cos\Theta|} = \sum \frac{W}{A |\cos\Theta|} \quad (5.17)$$

Um den Teilchenfluß an einem beliebigen Punkt bestimmen zu können, werden sogenannte Punktdetektoren eingesetzt. Bei diesem Verfahren wird an jedem Kollisionspunkt der mögliche Beitrag zum Teilchenfluß am definierten Punkt des Detektors bestimmt. Im ersten Schritt wird die Wahrscheinlichkeit p bestimmt, mit der das Teilchen in Richtung des Detektors gestreut wird:

$$p(\mu, \phi) d\Omega \cdot e^{-\int_0^R \Sigma_T(s) ds} \quad (5.18)$$

Hier ist ϕ der Azimutalwinkel und μ der Richtungscosinus des Winkels zwischen dem Richtungsvektor des einfallenden Teilchens und der Richtung vom Kollisionspunkt zum Detektorpunkt im Abstand R . $d\Omega$ gibt den Raumwinkel an, in den das Teilchen emittiert wird. Der Exponentialterm gibt die Schwächung des Teilchenstrahls auf seinem Weg vom Kollisionspunkt zum Detektorpunkt an, wobei $\Sigma_T(s)$ den totalen makroskopischen Wirkungsquerschnitt am Ort s beschreibt. Nimmt man ein Flächenelement dA an, welches ein Element einer Fläche ist, deren Flächennormale die Strecke R zwischen Kollisionspunkt und Detektorpunkt ist, so kann der Raumwinkel auch als $d\Omega=dA/R^2$ angegeben werden, so dass im Falle einer Einheitsfläche $dA=1$ gilt:

$$\frac{p(\mu, \phi)}{R^2} e^{-\int_0^R \Sigma_T(s) ds} \quad (5.19)$$

Unter der Annahme das alle Quell- und Streuerverteilungen eine azimutale Symmetrie aufweisen, vereinfacht sich p zu

$$p(\mu) = \int_0^{2\pi} p(\mu, \phi) d\phi \quad (5.20)$$

Somit kann der Fluss Φ am Detektorpunkt wie folgt bestimmt werden:

$$\Phi(\vec{r}, E, t, \mu) = \sum \frac{W p(\mu) e^{-\lambda}}{2\pi R^2} \quad (5.21)$$

mit $\lambda = \int_0^R \Sigma_T(s) ds$. Punktdetektoren haben den Vorteil, dass mit ihrer Hilfe auch Teilchenflüsse in weiter entfernt liegenden Geometrietellen mit ausreichender Statistik bestimmt werden können, wo die Bestimmung der Teilchenflüsse der erst genannten Methoden den Einsatz von varianzreduzierenden Techniken oder enorme Rechenzeiten erfordern würden. Allerdings können bestimmte Effekte, wie zum Beispiel Reflektionen (z.B. von kalten oder thermischen Neutronen in Neutronenleitern) nicht berücksichtigt werden. Somit erfordert der Einsatz des Punktdetektors Erfahrung bei der Bewertung seiner Resultate.

5.4.4 Monte-Carlo Programmsysteme

Inzwischen existiert eine Vielzahl unterschiedlicher Programmsysteme auf der Basis der Monte-Carlo Methode, mit denen der Transport von verschiedenen Teilchen im Energiebereich von einigen TeV bis hinunter in den neV Bereich simuliert werden kann. Hierbei lassen sich die einzelnen Programmteile der Systeme in ihren Energiebereich aufteilen. Der Hochenergiebereich wird vor allem durch Quantenmolekulardynamische Modelle (z.B. JQMD=JAERI Quantum Molecular Dynamic Modell) [103] oder von Stringmodellen (z.B. LQGSM=Los Alamos Quark Gluon String Modell [95]) abgedeckt. Diese Modelle simulieren hochenergetische

Programmsystem	Funktionalität	Labor
FLUKA [79, 80]	E_{max} 100 TeV, Dual-Parton, QGSM, INC, Transport von n und γ auf Basis von Gruppendaten für $E < 20$ MeV, QED	INFN ¹ , CERN ²
GEANT-4 [81]	Hochenergiephysik, Detektorsimulation und UCN	CERN
HERMES [86]	Dual-Parton Modell, INC für Hadronen und Mesonen, mit $E > 1$ MeV, Transport von n und γ auf Basis von Gruppendaten für $E < 20$ MeV, QED, Kritikalitätsrechnungen	FZJ
LCS [83], MCNPX [85]	INC für Hadronen und Mesonen, Transport von n und γ auf Basis von Punktdaten für $E < 20$ MeV, QED, Kritikalitätsrechnungen	LANL ³
MCNP [78]	n, γ Transport auf Basis von Punktdaten $E < 20$ MeV, Kritikalitätsrechnungen	LANL
MARS [82]	E_{max} 100 TeV, CEM für $1 \text{ MeV} < E < 2 \text{ GeV}$, $E > 2 \text{ GeV}$ Dual-Parton, Transport von n und γ auf Basis von Punktdaten für $E < 20$ MeV	FNAL ⁴
PHITS [100]	QMD, INC, Stringmodell, n und γ auf Basis von Punktdaten für $E < 20$ MeV, Neutronenreflektion	JAERI ⁵
SCALE [105]	Kritikalität, Abschirmung, Wärtransport	ORNL ⁶
TRIPOLI-4 [106]	Kritikalitätsberechnungen, n- und γ Transport bis 150 MeV, e^+ und e^- für $1 \text{ MeV} < E < \text{einigen GeV}$	CEA ⁷

Tabelle 5.1: Übersicht der Programmsysteme auf Basis der Monte-Carlo Methode.

¹Istituto Nazionale per la Fisica della Materia²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire³Los Alamos National Laboratory⁴Fermi National Accelerator Laboratory⁵Japan Atomic Energy Reserach Institute⁶Oak Ridge National Laboratory⁷Commissariat à l'énergie atomique

Hadron-Kern Kollisionen und Kern-Kern Kollisionen. Im gleichen Energiebereich existieren noch die Dual-Parton Modelle, wie DPMJET-II [107] oder MC-4 [111]. Im Energiebereich zwischen 20 MeV und ca. 5 GeV kommen INC-Modelle, welche in der Regel auf dem Modell von Bertini [88, 89, 90, 91] basieren, zum Einsatz (z.B. HETC [87], LAHET [83]). Weitere Modelle in diesem Bereich sind das ISABEL-Modell [92, 93], das CEM-Modell [94, 95] und das INCL-Modell [96, 97, 98].

Nach der Intra-Nuklearen Kaskade wird vom INC Modell zu einem Verdampfungsmodell gewechselt, wo durch Emission die Anregungsenergie E^* des verbliebenen Restkerns weiter abgebaut wird. Ein klassisches Verdampfungsmodell ist das Modell von Dresner [108]. Mit diesem Modell werden Nukleonen (Protonen und Neutronen) sowie leichte Kerne bis hin zum ^4He isotrop emittiert. Neuere Verdampfungsmodelle gibt es von S. Furihata (GEM) [109] und K.H. Schmidt (ABLA) [110]. Zu den physikalischen Details der oben genannten Modelle sei auf die zitierte Literatur verwiesen.

Der Transport von Neutronen und Photonen wird von Transportprogrammen behandelt, welche auf Wirkungsquerschnittsbibliotheken basieren. Hierbei unterscheiden sich Programme, in denen die Wirkungsquerschnitte als Gruppendaten (MORSE) oder in Form von Punktdaten (MCNP) vorliegen. Oft erlauben diese Programme auch eine Kritikalitätsberechnung, so dass auch kritische Anordnungen simuliert werden können. Die Simulation von kalten Neutronen und ultrakalten Neutronen kann mit speziellen Programmen erfolgen.

Die Wechselwirkung von Elektronen und Photonen mit Materie kann mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) behandelt werden. Ein klassisches Programm hierfür stellt das EGS-4 [99] dar.

Wie zuvor erörtert, existiert für jeden Energiebereich ein anderes Programm zur Simulation des Strahlungstransportes. In der Realität müssen fast immer mehrere Energiebereiche und Teilchenarten simultan betrachtet werden. Um den Datenstrom zwischen den einzelnen Programmen zu vereinfachen, sind mehrerer dieser Programme zu ganzen Programmsystemen zusammengefasst worden. Tab. 5.1 gibt eine Übersicht der gängigsten Programmsysteme auf Basis der Monte-Carlo Methode. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Programmsysteme sollen im folgenden kurz vorgestellt werden.

Das Programmsystem HERMES

Das im Forschungszentrum Jülich entwickelte Programmsystem HERMES (High Energy Radiation Monte-Carlo Elaborate System) ist modular aufgebaut und erlaubt einen Datenaustausch zwischen den einzelnen Modulen über sogenannte submission-files. Die Struktur des HERMES-Systems ist in Abb. 5.4 dargestellt. Zur Beschreibung der Hadron-Kern Wechselwirkung sowie der Simulation des Transports hochenergetischer Neutronen, Protonen, Deuteronen, Tritonen, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, π^\pm und μ^\pm stehen zwei Programme zur Auswahl: das HETC-Juelich (High Energy Transport Code) [87] sowie das MC4 [111]. Neutronen und Photonen mit einer kinetischen Energie unterhalb von 20 MeV können mit MORSE (Multigroup Oak Ridge Stochastic Experiment) [76] transportiert werden. Im MORSE wird der Transport von Teilchen vor allem durch Übergänge in den jeweiligen Energiegruppen gesteuert. Die Aufteilung des Energiespektrums ist somit durch die in den verwendeten Wirkungsquerschnittsbibliotheken definierten Energiegruppen festgelegt. Im NDEM-Modul können weitere Photonen durch die Abregung angeregter Restkerne (nach der Verdampfung) erzeugt werden. Schließlich steht mit EGS-4 [99] ein quantenelektrodynamischer Code zur detaillierten Simulation des Transports von Elektronen, Photonen und π^0 -Zerfällen zur Verfügung. Zur Lösung von Fragestellungen bei denen die Verteilung des Quellspektrums eine entscheidende Rolle spielt (z.B. bei der Simulation der Energiedeposition, welche stark von der räumlichen Intensitätsverteilung des Primärstrahls abhängt) können im SPG Modul beliebige Quellverteilungen –auch auf der Basis gemessener Strahlprofile– generiert werden.

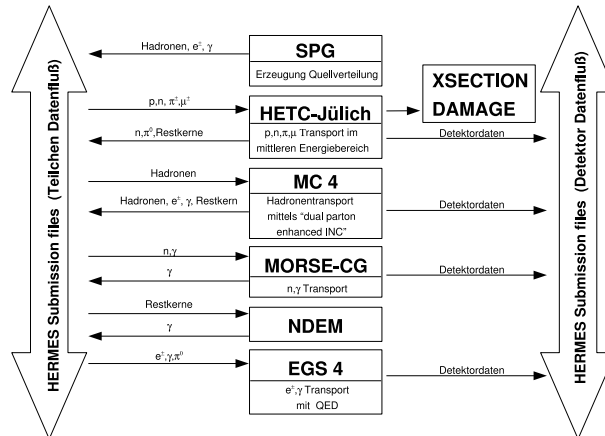


Abbildung 5.4: Struktur des HERMES Programmsystems mit Angaben zum Datenaustausch zwischen den einzelnen Programmen und Datenauskopplung zu den Detektoren [131].

Die Programmsysteme LCS, MCNP und MCNPX

Das vom Los Alamos National Laboratory entwickelte LCS (Los Alamos Code System) [83] nutzt für den Hochenergetransport ebenfalls mit dem LAHET-Modul eine HETC [87] Variante. Den Transport niederenergetischer Neutronen und Photonen übernimmt das ebenfalls in Los Alamos entwickelte MCNP [78]. Mit dem im MCNP integrierten KCODE können kritische Anordnungen simuliert werden (siehe auch Abschn. 7.2.2). Im Gegensatz zum MORSE liegen die Wirkungsquerschnitte als Punktdaten vor, so dass durch Interpolation zwischen den Datenpunkten jede beliebige Aufteilung der Spektren in Energie- und Winkelgruppen möglich ist. Den Aufbau des LCS mit seinen Programmen und Datenströmen ist in Abb. 5.5 dargestellt. Im Rahmen des ATP (Accelerator driven

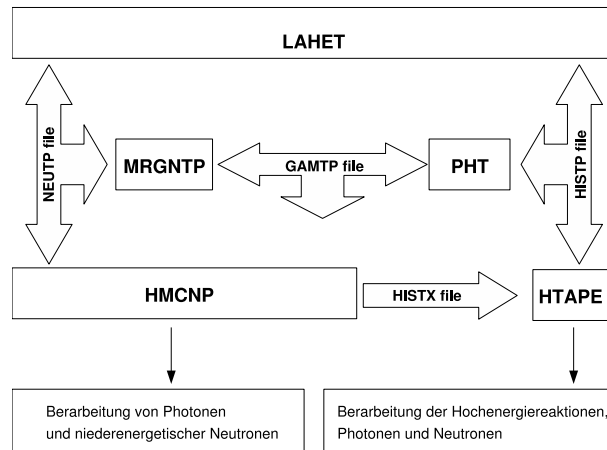


Abbildung 5.5: Aufbau des LCS Systems. Die Pfeile symbolisieren Dateien zum Datenaustausch [83].

Tritium Production) Projektes wurde das LCS und MCNP stärker miteinander verschmolzen und weiterentwickelt. Inzwischen beinhaltet das MCNPX-System mehr Funktionen als das zurzeit parallel weiterentwickelte MCNP. Im LCS findet der Datenaustausch ebenfalls über Dateien statt. Neutronen mit Energien unter 20 MeV werden in der NEUTP-Datei gespeichert. Alle weiteren Teilchen aus der im LAHET behandelten Intra-Nuclearen-Kaskade werden in der HISTP-Datei gespeichert. Die Emission von Photonen aus den angeregten Restkernen (nach der Verdampfung) erfolgt mit dem PHT-Modul und die entsprechenden Photonendaten werden in die GAMTP-Datei geschrieben. Soll ein gekoppelter Neutronen-Photonen Transport mit dem integrierten MCNP Version HMCNP simuliert werden, können die beiden Dateien NEUTP und GAMTP mit Hilfe des MRGNTP-Moduls zusammengefasst werden. Die Resultate werden in der Datei

HISTX gespeichert. Schließlich können mit dem Modul HTAPE die Ergebnisse der LAHET- und HMCNP-Simulation ausgewertet werden, wozu die beiden Dateien HISTP und HISTX ausgewertet werden.

Das Programmsystem PHITS

Das in Japan entwickelte PHITS (Particle and Heavy-Ion Transport System) entstand im Rahmen der Entwicklungsarbeiten des J-PARC Projektes [43] in Japan. Seine historische Entwicklung begann mit der Weiterentwicklung des von W.A. Coleman and T.W. Armstrong entwickelten NMTC (Nucleus Meson Transport Code) [102] zum NMTC/JAM [104]. Die Stärke des PHITS Programmsystems liegt vor allem in der Möglichkeit die Hadron-Kern Reaktion bei Einschubenergien bis hin zu 200 GeV zu simulieren, sowie der Möglichkeit die Reflektion kalter Neutronen an Oberflächen zu berücksichtigen. Eine weitere Option ist die Simulation nuklearer Reaktionen mit Hilfe des quantenmolekulardynamischen Codes JQMD [103]. Als Verdampfungsmodell wird im PHITS standardmäßig das von S. Furihata entwickelte GEM (Generalized Evaporation Modell) eingesetzt [109]. Abb. 5.6 zeigt die vereinfachte Struktur des PHITS Systems.

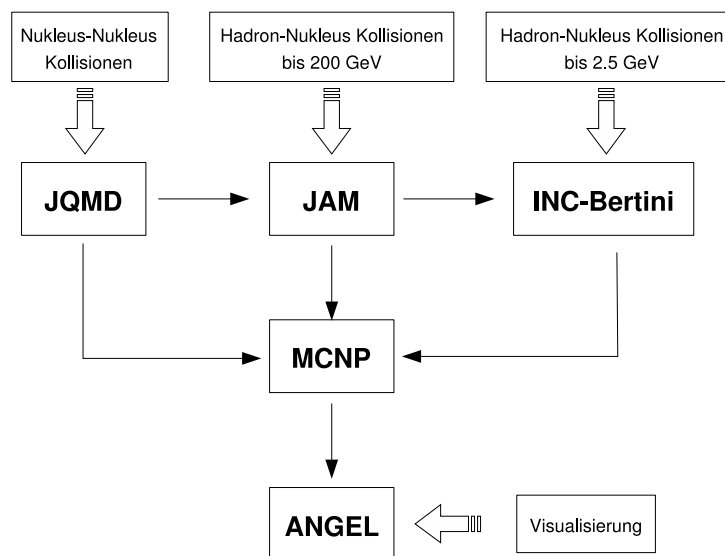


Abbildung 5.6: Struktur des PHITS Systems.

5.5 Gekoppelte Berechnungsverfahren

Da sowohl numerische Verfahren wie auch die Monte-Carlo Methode Stärken und Schwächen aufweisen (siehe Abschn. 5.3+5.4), kann in der Praxis auch eine gekoppelte Berechnung durchgeführt werden. Hierbei wird jeweils das für die Problemstellung geeigneteste Verfahren gewählt und an einer definierten Schnittstelle die Methode gewechselt. In diesem Fall spricht man von gekoppelten Verfahren. Ein typisches Beispiel hierfür ist die Berechnung einer Abschirmung des Target-Moderator-Reflektorsystems einer Spallationsneutronenquelle. Im Inneren des Systems, wo ein hoher Detaillierungsgrad erforderlich ist, wird das Strahlenfeld mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Anschließend wird über eine Schnittstelle der Neutronen- und Photonenfluss aufbereitet und als Quellterm in einer SN-Berechnung verwendet. Mit der SN-Methode kann dann die Ausbreitung des Strahlenfeldes in verschiedenen Medien berechnet werden. Allerdings ist diese Methode auf Neutralteilchen begrenzt. Durch den Vergleich der ermittelten Neutronen- und Photonenflüssen –und der daraus resultierenden Ortsdosisleistung (siehe auch Abschn. 7.1.1)– mit vorgegebenen Grenzwerten kann die erforderliche Dicke der Abschirmung bestimmt werden. Für den Datenaustausch zwischen den einzelnen Programmen sind entsprechende Schnittstellen entwickelt worden, die die Daten für die nachfolgenden Programme aufbereiten. Gebräuchliche Kopplungsmethoden sind in Tab. 5.2 angegeben. In Abschn. 7.2 wird am Beispiel der Berechnung einer Abschirmung eines Neutronenleiters die Anwendung einer gekoppelten Berechnungsmethode (MCNP→DORT) näher eingegangen.

Kopplung zwischen	Kopplungsart	Schnittstelle
HETC → ANISN		J. Moll[112]
MCNP(X) → ANISN	Monte-Carlo → S_N	MTA [113]
MCNP(X) → DORT		MTD [113]
MCNP(X) → TORT		MTT [113]
DORT → DORT		S_N → S_N

Tabelle 5.2: *Tabellarische Übersicht der gebräuchlichsten Kopplungsmethoden.*

5.6 Semi-empirische Berechnungsverfahren

Während die zuvor diskutierten stochastischen und deterministischen Rechenverfahren im wesentlichen eine Lösung der Boltzmannschen Strahlungstransportgleichung herbeiführen, lösen semi-empirische Rechenverfahren einfache analytische Gleichungen, welche die Abschwächung von Strahlenfeldern in ungestörten Geometrien berechnen. Semi-empirische Verfahren werden besonders bei Abschirmungsrechnungen eingesetzt. Bei der Monte-Carlo Methode ist der Rechenaufwand –und damit der Zeitaufwand– sehr hoch. Die statistische Genauigkeit bei Deep-Penetration Problemen –der Ausbreitung von Strahlenfeldern in dicken Materieschichten– kann sehr schnell zu ungenau werden. Eine der grundlegendsten Annahmen ist die Schwächung von Teilchenflüssen beim Durchgang durch Materie der Dicke x als Funktion ihrer Schwächungslänge λ , welche sich im einfachsten Fall als einfache, exponentielle Schwächung darstellen läßt:

$$\dot{D}(x) = \dot{D}_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (5.22)$$

Aufgrund von Streuungen können auch Teilchen aus anderen Bereichen Beiträge zur Dosisleistung $\dot{D}(x)$ liefern. Dieses als „Build-up“-Effekt bekannte Phänomen kann mit Hilfe eines Aufbaufaktor B in Gl. 5.22 berücksichtigt werden, so dass sich folgender Ausdruck ergibt:

$$\dot{D}(x) = \dot{D}_0 \cdot B \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (5.23)$$

Allerdings berücksichtigen beide Ausdrücke noch nicht folgende grundlegende physikalische Sachverhalte:

- Richtungsabhängigkeit der Ausbreitung des Strahlenfeldes und
- Energieabhängigkeit der Ausbreitung des Strahlenfeldes.

Das Moyer-Modell

Eines der grundlegendsten semi-empirischen Modelle ist das Moyer-Modell, welches im Laufe der Zeit immer weiter verfeinert wurde. Anfang der 60er Jahre entwickelte B.J. Moyer ein erstes einfaches Modell zur Berechnung von Abschirmungen von Protonenbeschleuniger [115, 116]. Abb. 5.7 illustriert die wichtigsten Größen, welche ins Moyer-Modell eingehen. Hier bezeichnet d die Dicke der Abschirmung, θ den Winkel zwischen Strahlachse und Aufpunkt P und der Parameter a gibt den Abstand der Abschirmung vom Target an. Die Distanz zwischen Target und Aufpunkt P wird mit r bezeichnet und $d\Omega$ gibt das Raumwinkelement an, welches für den Punkt P von Interesse ist. Trifft ein Protonenstrahl auf ein Target, so kann die Anzahl der in einem bestimmten Energieintervall $E + dE$

emittierten Neutronen in einen Raumwinkel $d\Omega$ als Funktion der Quellstärke des Protonenstrahls S wie folgt angegeben werden:

$$S\left(\frac{d^2n}{dEd\Omega}\right) \quad (5.24)$$

Hierbei wird von einer punktförmigen Quelle der sekundären Neutronen ausgegangen. Betrachtet man Abb. 5.7, so sieht man, dass bis zum Erreichen des Punktes P eine Abschirmungsdicke x abhängig vom Winkel Θ durchdrungen werden muß:

$$x = \frac{d}{\sin \Theta} \quad (5.25)$$

Für eine mittlere Schwächungslänge $\lambda(E)$ (siehe auch Tab. 3.1) für Neutronen der kinetischen Energie E ergibt sich somit ein Schwächungsfaktor von

$$e^{-\frac{d}{\lambda(E)\sin\Theta}} \quad (5.26)$$

Schließlich muss noch der bereits eingeführte Aufbaufaktor $B(E)$, welcher das „Hineinstreuen“ von weiteren Neutronen am Aufpunkt P als Funktion der Energie E beschreibt, berücksichtigt werden. Somit kann der Neutronenfluß am Ort P im Energieintervall $E + dE$ mit folgendem Term beschrieben werden:

$$\frac{dn}{dE} = S\left(\frac{d^2n}{dEd\Omega}\right)d\Omega B(E)e^{-\frac{d}{\lambda(E)\sin\Theta}} \quad (5.27)$$

In Gl. 5.27 kann der Raumwinkel $d\Omega$ auch als

$$d\Omega = 4\pi d\Omega = \frac{1}{r^2} = \frac{\sin^2 \Theta}{(a+d)^2} \quad (5.28)$$

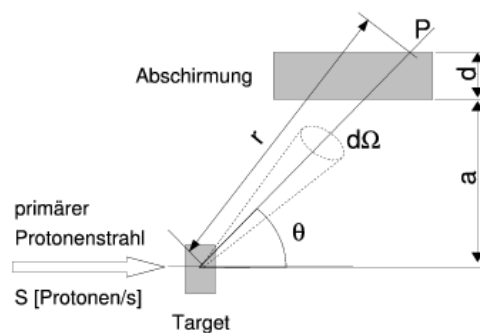


Abbildung 5.7: Illustration der grundlegenden Idee zur Berechnung der Dosisleistung hinter einer Abschirmung nach dem Moyer-Modell [115, 116].

geschrieben werden. Durch Integration über die Energie zwischen den Grenzen E_{min} und E_{max} erhält man den Neutronenfluß am Ort P hinter der Abschirmung:

$$\Phi_P = \int_{E_{min}}^{E_{max}} S \left(\frac{d^2 n}{dE d\Omega} \right) d\Omega B(E) e^{-\frac{d}{\lambda(E) \sin \Theta}} dE \quad (5.29)$$

Allerdings hat Moyer in den 60er Jahren, vor allem da ihm keine experimentellen Daten vorlagen, noch weitere Vereinfachungen eingeführt [117]. Moyer legte fest, dass die Schwächungslänge $\lambda(E)$ oberhalb von 150 MeV konstant sein sollte, da der inelastische Wirkungsquerschnitt oberhalb von 150 MeV ebenfalls konstant ist. Ausserdem vernachlässigte er alle Neutronen unterhalb von 150 MeV, indem er für $E < 150$ MeV $\lambda(E) = 0$ setzte. Mit dieser unteren Integrationsgrenze für E_{min} in Gl. 5.29 und durch Vorziehen des Konstanten Terms vor das Integral, ergibt sich:

$$\Phi_P(E_n > 150 \text{ MeV}) = S \cdot e^{-\frac{d}{\lambda} \sin \Theta} d\Omega \int_{150 \text{ MeV}}^{E_{max}} B(E) \left(\frac{d^2 n}{dE d\Omega} \right) dE \quad (5.30)$$

Das Integral vereinfachte Moyer im nächsten Schritt, indem er einen Multiplizitätsfaktor $m(E_{max})$ einführte, welcher alle emittierten Neutronen im gesamten Raumwinkel mit kinetischen Energien größer als 150 MeV und einer relativen Winkelverteilung $f(\Theta)$ nach einer Wechselwirkung eines Protonenstrahls mit einem Target beschreibt. Hierbei sind $m(E_{max})$ und $f(\Theta)$ Konstanten für eine bestimmte Energie E_{max} und einen bestimmten Targettyp. Diese Konstanten musste Moyer empirisch aus Experimenten und Monte-Carlo Simulationen gewinnen. Mit dieser Vereinfachung ergibt sich für den Neutronenfluß am Ort P ein einfacher analytischer Ausdruck:

$$\Phi_P(E_n > 150 \text{ MeV}) = \frac{S \cdot m(E_{max}) f(\Theta) \sin^2 \Theta}{(a + d)^2} e^{-\frac{d}{\lambda \sin \Theta}} \quad (5.31)$$

In einer weiteren Annahme ging Moyer von einer konstanten Beziehung zwischen Dosisleistung \dot{D} und Fluß Φ für Neutronen oberhalb von 150 MeV aus. Durch Multiplikation des Neutronenflusses Φ mit einem Dosiskonversionsfaktor Γ konnte er die Dosisleistung am Punkt P bestimmen. In seiner letzten Annahme ging Moyer davon aus, dass nach mehreren Abschwächungslängen Neutronen mit Energien kleiner als 150 MeV mit den hochenergetischen Neutronen in einem Gleichgewichtszustand stehen. Den Beitrag der niederenergetischen Neutronen berücksichtigte Moyer daher mit einem weiteren Faktor $k > 1$. Somit konnte Moyer die Dosisleistung am Punkt P –wie in Abb. 5.7 dargestellt– mit folgender semi-empirischen Formel berechnen:

$$\dot{D}_P = \frac{k \cdot F \cdot S \cdot m(E_{max}) f(\Theta) \sin^2 \Theta}{(a + d)^2} e^{-\frac{d}{\lambda \sin \Theta}} \quad (5.32)$$

Trotz seiner starken Vereinfachungen können Moyer's Arbeiten als Pionierarbeit auf dem Gebiet der semi-empirischen Rechenverfahren angesehen werden.

Auf das Moyer-Verfahren basierend haben sich einfache Computermodelle zur Auslegung von Abschirmungen an Beschleunigeranlagen weiterentwickelt. Diese semi-empirischen Codes, wie z.B.

- CASL (Computer Aided Shielding Layout) → Abschirmung,
- BULK-I → Abschirmung,
- DUCT-III → Strahlungsausbreitung in Labyrinthen und Kanälen und
- SKYDOSE → Strahlenbelastung durch Skyshine.

sollen im folgenden kurz vorgestellt und deren Erweiterungen gegenüber dem Moyer-Modell diskutiert werden.

Das Programm CASL

Die zunächst von T.W. Armstrong et al. veröffentlichte Idee, die Berechnung von Dosisleistungen und Teilchenflüssen mit Hilfe des Moyer-Modells und einer auf Monte-Carlo Simulationen basierenden Datenbasis durchzuführen [118], wurde in den 90er Jahren in Jülich mit dem Ziel weiterentwickelt [119], Ingenieuren und Strahlenschutzbeauftragten ein einfach zu handhabendes Computerprogramm zur Dimensionierung von Abschirmungen zur Verfügung zu stellen. Im Gegensatz zu Moyer, welcher von einem konstanten Dosiskonversionsfaktor sowie einer konstanten Schwächungslänge ausgeht, nutzt CASL tiefenabhängige Dosiskonversionsfaktoren $\Gamma(t)$ sowie tiefen- und energieabhängige Schwächungslängen $\lambda(E, t)$, wobei t die Tiefe innerhalb der Abschirmung angibt. Hierdurch wird der Änderung des Spektrums beim Durchgang durch Materie Rechnung getragen. Ausserdem ist CASL in der Lage, 3D-Geometrien in einem kartesischen Koordinatensystem zu berechnen. Abb. 5.8 veranschaulicht die im CASL verwendeten vektoriellen Größen. Der im CASL verwendete analytische Ausdruck zur Berechnung der Dosisleistung am Ort \vec{r} lautet [120]:

$$\dot{D}(\vec{r}) = \frac{\Gamma(t) S_n(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}_0; E_0; A_T) \cdot B(E_0, t)}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} e^{-\frac{t}{\lambda(E_0, t)}} \quad (5.33)$$

Die dem CASL zugrunde liegende Datenbasis wurde mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen mit HETC und eindimensionalen Neutronentransportgleichungen mit ANISN bestimmt. Zurzeit können Strahlungsfelder aufgrund von Protonenstrahlen mit kinetischen Energien zwischen 100 MeV und 3 GeV berechnet werden. Als Abschirmmaterialien stehen Normalbeton, Schwerbeton, Eisen, Gußeisen, Erde und trockener Boden zur Verfügung. CASL wurde unter anderem zur Auslegung der Abschirmung des Jülicher Protonenbeschleunigers COSY, wie auch zur Dimensionierung der Abschirmung der ESS Targetstation eingesetzt [119].

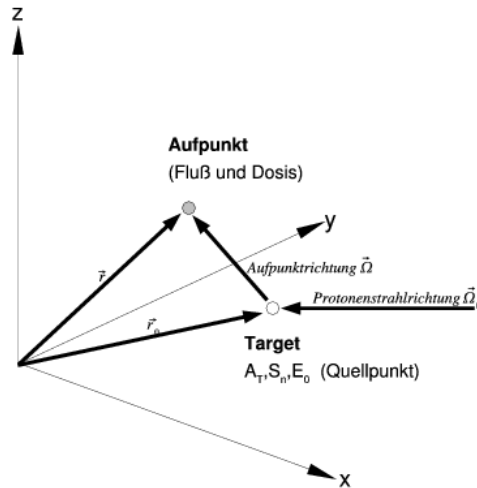


Abbildung 5.8: Im CASL verwendete Vektoren im kartesischen Koordinatensystem. Dargestellt sind die Richtungsvektoren des primären Protonenstrahles $\vec{\Omega}_0$, eines sekundären Neutronenstrahls $\vec{\Omega}$ sowie die Ortsvektoren des Targetpunktes \vec{r}_0 und des betrachteten Aufpunktes \vec{r} (aus [119]).

Das Programm BULK-I

Ein ähnliches Konzept –ein einfaches Werkzeug zur Auslegung von Abschirmungen zur Verfügung zu stellen– verfolgt das in Japan am KEK entwickelte BULK-I [121]. Hier wird die Abschirmung mit Hilfe einer Tabellenkalkulation berechnet. Auch BULK-I geht zunächst von einer exponentiellen Schwächung der Ortsdosisleistung und einer Abnahme aufgrund des Abstandsquadratgesetzes aus:

$$H(r, t) = H_0 \frac{e^{-\frac{1}{\cos \Theta} \lambda t}}{r^2} \quad (5.34)$$

In Gl. 5.34 ist $H(r, t)$ die effektive Dosis pro Quellproton in pSv, r gibt den Abstand vom Target an, t die Dicke der Abschirmung und H_0 die Quellstärke pro Proton in pSv/cm². Wie zuvor ist λ die Schwächungslänge und Θ der Einfallswinkel. H_0 und λ hängen ab von

- der Protonenenergie,
- dem Emissionswinkel,
- dem Targetmaterial und
- dem Material der Abschirmung.

Um Absorptions- und Abbremsseffekte der Neutronen zu berücksichtigen, wurde Gl. 5.34 erweitert:

$$H(r, t) = \frac{H_0}{r^2} e^{\lambda \frac{t}{\cos \Theta_i}} \{ \alpha - [1 - e^{\frac{\beta}{\cos \Theta_i} t}] \times (\alpha - 1) \} \quad (5.35)$$

Hier ist α der Quotient aus $H(r, 0)r^2/H_0$ und β ein Fitparameter, welcher von der Protonenenergie, dem Emissionswinkel und dem Material der Abschirmung abhängt. Die entsprechende Parametersätze wurde mit dem MCNPX System sowohl für Neutronen wie auch für Photonen bestimmt. Mit der aktuellen Version von BULK-I können Abschirmungen für Protonenstrahlen im Energiebereich von $50 \text{ MeV} < E_p < 500 \text{ MeV}$ berechnet werden. Der Emissionswinkel reicht von 0° - 180° und teilt sich in zwölf Winkelgruppen auf. Als Abschirmmaterial stehen Beton und Eisen zur Verfügung. Im Vergleich zum CASL ist die Geometrie im BULK-I stark eingeschränkt und erlaubt im wesentlichen nur kubische Abschirmungen. Als Ergebniss liefert BULK-I die Dosisleistung in $\mu\text{Sv}/\text{Woche}$ für die Photonen-dosisleistung, Neutronendosisleistung und der totalen Dosisleistung.

Das Programm DUCT-III

Ein generelles Problem bei Abschirmungen stellen Öffnungen dar. Beispiele hierzu sind Eingängen Lüftungskanäle oder Versorgungsschächte. Diese sollten labyrinthartig ausgeführt sein. Diese Labyrinth lassen sich mit den zuvor beschriebenen Rechenverfahren nicht behandeln. DUCT-III [122] –ein semi-empirischer Code– versucht für derartige Geometrien die notwendige Abschirmungsdicke unter Berücksichtigung von „Streaming“-Effekten zu bestimmen. Mit Hilfe von DUCT-III können gemischte Neutronen und Photonenfelder bis 15 MeV respective 10 MeV sowie reine Neutronenfelder bis 3 GeV berechnet werden. In DUCT-III wird der energieabhängige Fluß $\Phi(x)$ in einer Tiefe x mit folgendem Ausdruck beschrieben:

$$\Phi(x) = \Phi_0(x) + \gamma^2 A_2 \sum_{j=1}^N S_j \Phi_j^{(i)}(x) + \gamma^8 A_8 \sum_{J=1}^N S_J \Phi_J^{(8)}(x) \quad (5.36)$$

Hierbei ist $\Phi_0(x)$ der Flußbeitrag aufgrund der direkten Komponente. Dieser kann angegeben werden als

$$\Phi_0(x) = \frac{S_0}{S_d} \sum_m \frac{dS_m(x)}{4\pi r_m^2} \quad (5.37)$$

Es ist leicht zu sehen, dass die Quellstärke im wesentlichen aufgrund der Raumwinkels im Abstand r_m abnimmt sowie im Verhältnis von der Querschnittsflächen der Durchführung S_d zum betrachteten Querschnitt S_m im Abschnitt m skaliert. A_2 ergibt sich aus der Albedo-Matrix A und der Einheitsmatrix I nach

$$A_2 = A(I + A + A^2) \quad (5.38)$$

A_8 kann analog angegeben werden als

$$A_8 = A^4 + A^5 + \dots + A^M \quad (5.39)$$

wobei für hochenergetische Neutronen $M=20$ benutzt wird. Die Streuung von Neutronen an den Seitenflächen kann nun mit dem Ausdruck

$$S_j = (\cos \Theta_j - \cos \Theta_{j+a}) \frac{A}{I - A} \frac{S_0}{S_a} \quad (5.40)$$

beschrieben werden, wobei der Einfallswinkel Θ berücksichtigt wird. In obiger Gleichung ist A wieder die Albedo-Matrix, I die Einheitsmatrix, S_0 gibt die isotrope Quellstärke und S_a die innere Oberfläche des Strömungskanals an.

Die dem DUCT-III Code zugrunde liegenden empirischen Daten wurden mit Hilfe von ANISN oder Monte-Carlo Simulationen gewonnen.

Das Programm SKYDOSE

Ein Beispiel für ein Programm zur Berechnung des Skyshines ist SKYDOSE [123], welches den Gamma-Skyshine im Abstand von bis zu 3 km vom Quellpunkt berechnen kann. Die Theorie des SKYDOSE Codes basiert auf der Integral-Line-Beam-Methode. Diese Methode basiert auf der Verfügbarkeit einer line beam response function (LBRF) $\mathfrak{R}(x, E', \Phi(\Omega))$, welche die Luft-Kerma eines emittierten Photons der Energie E im Winkel Φ zur Achse zwischen Quellpunkt und Aufpunkt beschreibt. Die Skyshine-Dosis am Aufpunkt $R(x)$ aufgrund einer Quellverteilung $S(E, \Omega) dE d\Omega$ erhält man, indem man über alle Quellenergien E und Emissionswinkel Ω integriert:

$$R(x) = \int_0^\infty dE' \int_{\Omega_s} d\Omega S(E', \Omega) \mathfrak{R}(x, E', \Phi(\Omega)) \quad (5.41)$$

Wobei mit Ω_s nur die Richtungen betrachtet werden, in denen die Photonen die Atmosphäre ungehindert erreichen können. Hierdurch entstehen folgende Einschränkungen und Näherungen dieses Verfahrens:

- Wände, welche die Quelle kollimieren, sind für Photonen „schwarz“, d.h. alle Photonen werden absorbiert und
- die Umhüllung der Quelle hat eine vernachlässigbare Störung auf das Strahlenfeld.

Während vor allem die zweite Annahme bei großen Entfernungen vom Quellpunkt gültig ist, trifft dies in unmittelbarer Nähe der Quelle nicht zu, da hier zusätzliche Beiträge von Photonen, welche die Abschirmung durchdringen, zur Dosis beitragen. SKYDOSE arbeitet nur mit monoenergetischen und isotropen Quellverteilungen, welche wie folgt angegeben werden können:

$$S(E', \Omega) = \frac{S_p}{4\pi} \delta(E' - E) \quad (5.42)$$

Hierdurch kann Gl. 5.41 in Polarkoordinaten umgewandelt und vereinfacht werden. Da in der Regel die Quelle von einer Abschirmung umgeben ist, muss der Ausdruck noch um einen Aufbaufaktor $B(E, \lambda)$ (λ ist die mittlere freie Weglänge) erweitert werden, um Dosisbeiträge von Photonen, welche durch die Abschirmung gelangen, berücksichtigen zu können. Somit ergibt sich schliesslich folgender Term:

$$R(x) = \frac{S_p}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} d\omega \mathfrak{R}(x, E, \phi) B(E, \lambda) e^{-\lambda} \quad (5.43)$$

In Gl. 5.43 gibt ω den Kosinus zum Polarwinkel Θ an. Der Azimuthalwinkel ψ wird durch die Projektion der horizontalen Ebene auf die Quellpunkt-Aufpunkt-Achse definiert, wobei durch ω_{min} und ω_{max} der erlaubte Winkelbereich festgelegt wird, der durch die Kollimation der Quelle vorgegeben ist. Mit SKYDOSE können drei vorgegebene Geometrien (offenes Silo, unendliche Mauer und offenes rechteckiges Gebäude) jeweils mit optionaler Abschirmung berechnet werden, wobei vier Abschirmmaterialien (Wasser, Beton, Eisen und Blei) zur Verfügung stehen.

Kapitel 6

Beurteilung der Vorhersagekraft von Rechenverfahren zum Strahlungstransport

Um planungsbegleitend strahlenschutzrelevante Rechnungen durchführen zu können ist die Validierung der verwendeten Modelle und Programmsysteme unerlässlich. Hierzu müssen Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit experimentellen Resultaten ausgewählter Experimente verglichen werden.

6.1 Quellterme von Neutronen und geladenen Teilchen

Bei einer Spallationsneutronenquelle, aber auch beim Spallationstarget eines unterkritischen Reaktors, steht die Produktion von Neutronen im Vordergrund. Für den Strahlenschutz ist die Kenntnis über die Neutronenproduktion von grundlegendem Interesse, da sie die Quellverteilung für alle weiteren strahlenschutzrelevanten Berechnungen darstellt. Eine fehlerhafte oder ungenaue Vorhersage des Quellterms würde sich als systematischer Fehler durch sämtliche anschließende Berechnungen ziehen. Um die Vorhersagekraft beurteilen zu können, werden die Ergebnisse mit experimentellen Daten konfrontiert. Von besonderem Interesse sind hierbei:

- Energiespektrum der Neutronen,
- Winkelverteilung der Neutronen und
- Neutronenmultiplizität.

Als Targetmaterial werden vor allem Schwermetalle wie Blei, Wolfram oder Tantal aufgrund ihres Neutronenreichtums eingesetzt. Aber auch flüssige Targets,

wie Quecksilber oder Blei-Bismut-Eutektikum, werden als Targetmaterial verwendet. Flüssigmetalltargets haben den großen Vorteil, dass sie Targetmaterial und Kühlmedium zugleich sind. Bei Feststofftargets wird die effektive Dichte des Targetmaterials durch das Kühlmedium reduziert, was eine Abnahme des Neutronenflusses zur Folge hat.

Ein weiterer zu berücksichtigender Aspekt ist die korrekte Beschreibung der Produktion geladener Teilchen. Insbesondere die Wasserstoff- und Heliumproduktion ist aus sicherheitstechnischer Sicht von besonderem Interesse, da sich die Wasserstoff- und Heliumatome an den Korngrenzen der Strukturmaterialien anlagern und zu einer Materialversprödung führen. Diese Materialversprödung führt zu einer verminderten Lebensdauer der Bauteile und könnte beim Versagen sicherheitsrelevanter Bauteile zur Freisetzung von radioaktivem Inventar führen.

6.1.1 Validierung doppelt differentieller Neutronenproduktionswirkungsquerschnitte

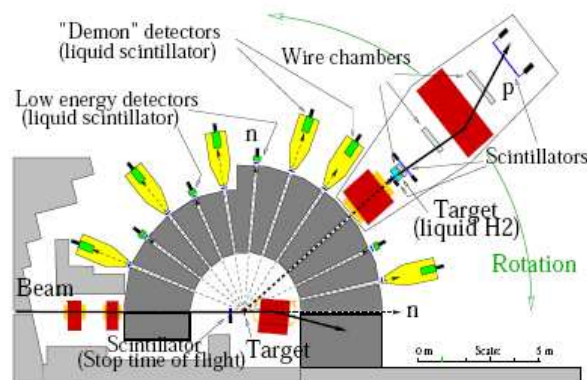


Abbildung 6.1: Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung doppelt differentieller Neutronenproduktionswirkungsquerschnitte am SATURN-Beschleuniger [127].

Eine der genauesten experimentell zu erfassenden Größen ist der doppelt differentielle Produktionswirkungsquerschnitt, da er sowohl die Energie- wie auch die Richtungsverteilung der erzeugten Neutronen gleichzeitig beschreibt.

Am SATURN Beschleuniger in Saclay (Frankreich) wurden die Energiespektren der bei einer protoneninduzierten Spallationsreaktion emittierten Neutronen für verschiedene Winkel gemessen [124, 125]. Die Daten für Blei als potentielles Targetmaterial und Eisen als Beispiel eines typischen Strukturmaterials wurden in Form doppelt differentieller Wirkungsquerschnitte veröffentlicht [126, 127] und konnten mit Ergebnissen von Monte-Carlo Simulationen verglichen werden.

Der Produktionswirkungsquerschnitt σ_{prod} bestimmt sich aus der mittleren Anzahl der pro Reaktion emittierten Neutronen pro Energie- und Winkelgruppe $M_n(E, \Omega)$ und dem Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{reac} :

$$\sigma_{prod} = \frac{M_n(E, \Omega)}{N_{reac.}} \sigma_{reac} \frac{1}{dE d\Omega} \quad (6.1)$$

$N_{reac.}$ gibt die Zahl der stattgefundenen Reaktionen an. Hier ergibt sich der Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{reac} aus der Reaktionswahrscheinlichkeit $P_{reac.}$ (Anzahl der Reaktionen pro Quellteilchen) und dem geometrischen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{geo} = \pi * (r_0 A^{\frac{1}{3}})^2 \quad (6.2)$$

als Funktion der Massenzahl A und dem Kernradius $r_0=1,26$ fm:

$$\sigma_{reac} = P_{reac} \sigma_{geo} = \frac{N_{reac.}}{N_p} \sigma_{geo} \quad (6.3)$$

N_p ist hier die Zahl der auf das Target treffenden Primärprotonen. Somit gilt schließlich für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der Neutronenproduktion $d^2\sigma_{prod}/dE d\Omega$:

$$\frac{d^2\sigma_{prod}}{dE d\Omega} = \frac{M_n(E, \Omega)}{N_p} \pi (r_0 A^{\frac{1}{3}})^2 \frac{1}{dE d\Omega} \quad (6.4)$$

In den Simulationen wurden die im Experiment verwendeten Targetgeometrien verwendet. Die Targets hatten einen Durchmesser von 3 cm und eine Länge von 2 cm (Blei) bzw. 3 cm (Eisen). Abb. 6.1 zeigt den Versuchsaufbau. Ein Vergleich der gemessenen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/d\Omega dE$ mit Ergebnissen von Monte-Carlo Simulationen ist in Abb. 6.2 dargestellt. Die MCNPX Simulationen sind mit zwei unterschiedlichen Modellen (siehe auch Abschn. 5.4.4) durchgeführt worden. Einmal mit dem Modell von Bertini [88, 89, 90, 91] und dem Verdampfungsmodell von Dresner [108], wobei zwischen der Intra-Nuklearen-Kaskade und der Verdampfung ein Preequilibriummodell zwischen geschaltet worden ist. Vor allem in der Vorwärtsrichtung zeigt dieses Modell eine Überhöhung der in Strahlrichtung emittierten Teilchen während der Kaskade. Ein bessere Übereinstimmung kann mit dem INC-Modell von J. Cugnon (INCL) [96, 97, 98] und dem Verdampfungsmodell von K.H. Schmidt (ABLA) [110] erzielt werden. Die Ursache der Überhöhung der Vorwärtsrichtung liegt in einer fehlerhaften Parametrisierung der Winkelverteilung der $NN \rightarrow N\Delta$ Reaktion im Bertini-Modell. Durch eine Anpassung im INCL-Modell konnte eine deutlich bessere Übereinstimmung erzielt werden. Die höhere Anzahl an produzierten Verdampfungsteilchen liegt an einer unterschiedlichen Verteilung der Anregungsenergie als Eingangsparameter ins Verdampfungsmodell. Insbesondere die unterschiedliche Behandlung des Pauli-Blockings im Bertini- und INCL-Modell führt beim

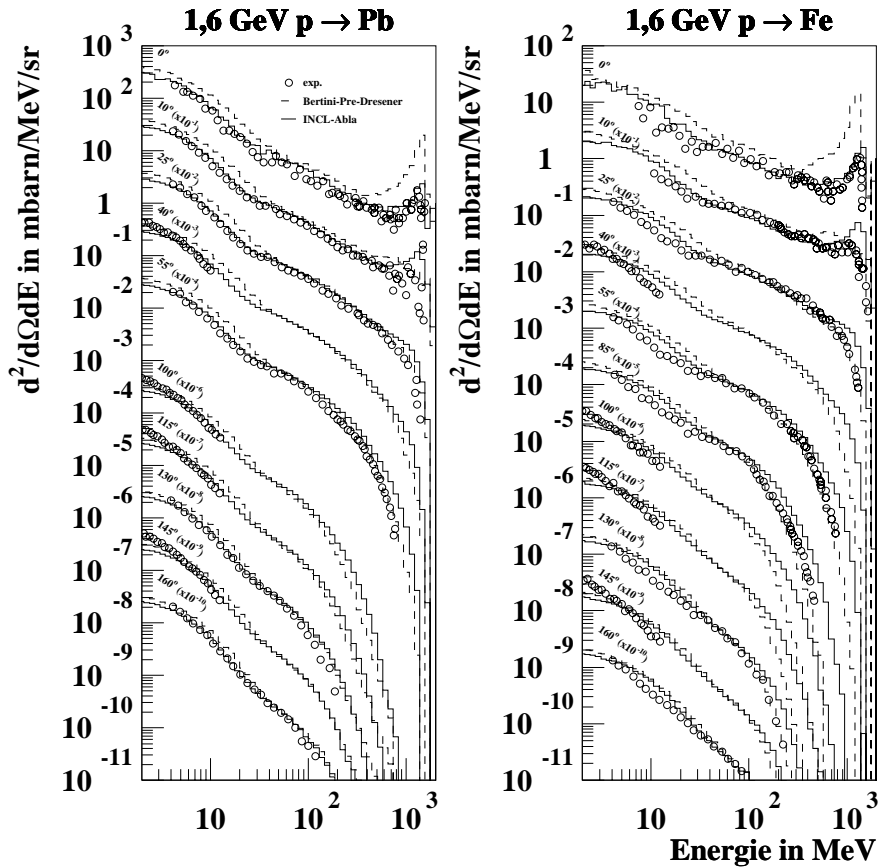


Abbildung 6.2: Vergleich der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für $1,6 \text{ GeV } p \rightarrow \text{Pb}$ (links) und $1,6 \text{ GeV } p \rightarrow \text{Fe}$ (rechts) zwischen MCNPX mit verschiedenen Physikmodellen und experimentellen Daten [126, 127].

INCL-Modell zu einer geringeren Anregungsenergieverteilung und somit zu einer verminderten Emission von Nukleonen während der Verdampfungsphase. Ein weiteres umfangreiches Programmsystem stellt das japanische PHITS [100] dar. Neben dem klassischen Bertini Modell zur Beschreibung der intra-nuklearen Kaskade ist das Verdampfungsmodell GEM (Generalized Evaporation Modell) [109] verfügbar. Bei der Simulation der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigt das Bertini Modell in Vorwärtsrichtung dieselbe spektrale Überhöhung wie im MCNPX System. Mit Hilfe des im PHITS Programmsystems enthaltenen

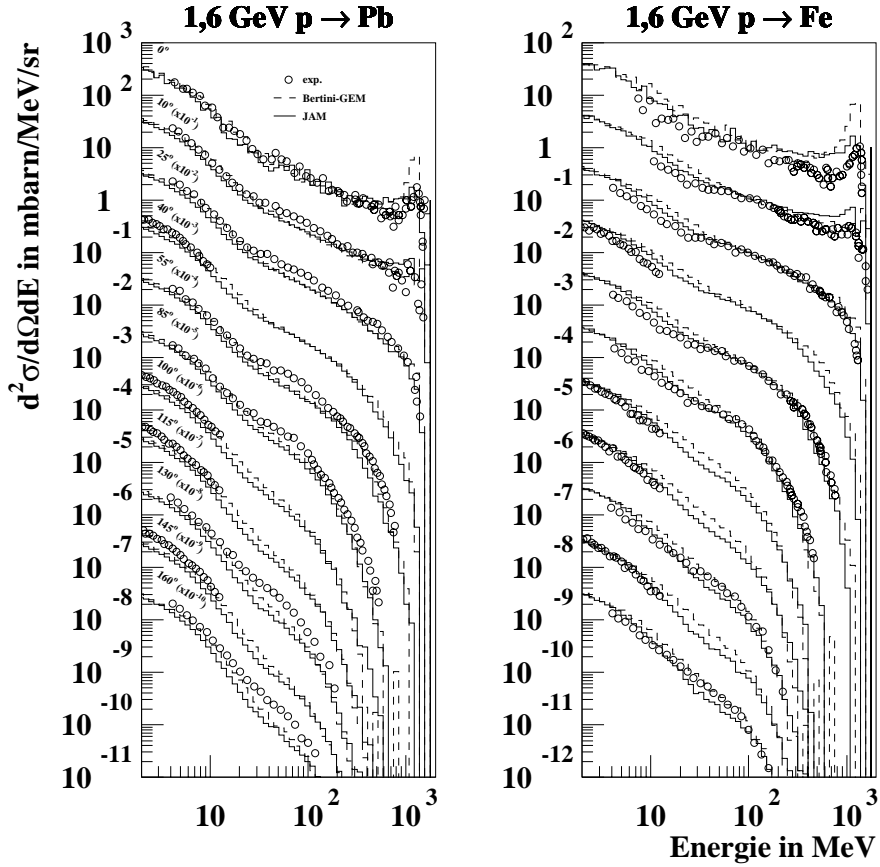


Abbildung 6.3: Vergleich der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für $1,6 \text{ GeV } p \rightarrow \text{Pb}$ (links) und $1,6 \text{ GeV } p \rightarrow \text{Fe}$ (rechts) zwischen PHITS mit verschiedenen Physikmodellen und experimentellen Daten [126, 127].

String-Modells in Form des JAM-Codes [104] können auch höhere Einschubenergien behandelt werden. Ein Vergleich mit den experimentellen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten, wie sie am SATURN Beschleuniger gemessen worden sind, zeigt eine sehr gute Übereinstimmung bei der Nutzung des JAM-Codes, jedoch zeigen sich auch hier die bereits zuvor diskutierten Schwächen des Bertini Modells, wenn auch wesentlich schwächer ausgeprägt.

6.1.2 Validierung der Neutronenmultiplizität

Für den Betrieb eines Spallationstargets, sei es in einer Spallationsneutronenquelle oder einem ADS, ist die Kenntnis der Neutronenproduktion von Bedeutung. Ältere Experimente konnten nur die Neutronenproduktion als mittlere Neutronenmultiplizität (oft als Yield bezeichnet) M_n messen [128, 129]. Das in Abschn. 6.1.1 beschriebene Experiment ist ideal, die intra-nukleare Kaskade und das anschließende Verdampfungsmodell zu validieren, da zur Bestimmung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt immer nur die Reaktion an einem Kern betrachtet wird. In einem realen Target mit Längen bis zu einem halben Meter spielt jedoch auch die inter-nukleare Kaskade, welche die Ausbreitung des hadronischen Schauers bestimmt, eine Rolle. Sie bestimmt unter anderem, wieviele Neutronen pro eingeschossenem Proton erzeugt werden (siehe auch Abschn. 4.1). Mit dem NESSI Experiment (Neutron Szintillator and Silicon Detector), welches am Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich betrieben wurde, konnte nicht nur die mittlere Neutronenmultiplizität M_n sondern auch die Häufigkeitsverteilung der Neutronenmultiplizität $H(M_n)$ bestimmt werden [130]. Diese Meßgröße stellt eine wesentlich sensitivere Methode zur Validierung von Rechenmodellen dar [131, 132], da nicht nur der Mittelwert, sondern auch die statistische Verteilung der Neutronenmultiplizitäten von den Modellen richtig beschrieben

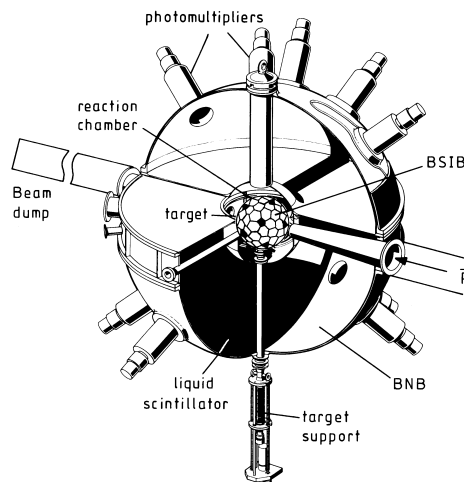


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung des NESSI Experimentes. Mit den beiden konzentrischen 4π -Detektoren BSiB und BNB können sowohl die entstehenden geladenen Teilchen wie auch Neutronen nachgewiesen werden.

werden muss. Hier spiegelt sich beispielsweise wieder, wie ein Proton einen Targetkern trifft: Bei peripheren Stößen erfolgt ein hoher Energieübertrag auf die Sekundärteilchen, wodurch der Kern weniger Anregungsenergie erhält und die Zahl der in der Verdampfungsphase erzeugten Teilchen gering ausfällt. In diesem Fall zeigt sich eine geringe Neutronenmultiplizität. Ganz anders sieht es bei zentralen Stößen aus, bei denen viel Energie auf den Kern übertragen werden kann. Diese hohe Anregungsenergie führt in der Verdampfung zu einer hohen Teilchenproduktion und ist für eine hohe Neutronenproduktion verantwortlich. Abb. 6.4 zeigt den wesentlichen Aufbau des NESSI Experimentes. Das eigentliche Target wird vom BSiB-Detektor (Berlin Silicon Ball) [133] umgeben. Mit seinen 158 unabhängigen Silizium-Halbleiterdetektoren können leichte geladene Teilchen in einem Raumwinkel von nahezu 4π nachgewiesen werden [134, 135]. Den BSiB umgibt konzentrisch der BNB (Berlin Neutron Ball) [136], ein 4π -Detektor zum Nachweis einzelner Neutronen. Der BNB besteht aus zwei mit einer Szintillatorflüssigkeit gefüllten Halbkugeln. Dringt ein Neutron, welches in der Regel eine kinetische Energien zwischen einigen 100 keV und ein paar GeV hat, in diese Halbkugeln ein, wird es zunächst durch Stoßprozesse mit den Molekülen der

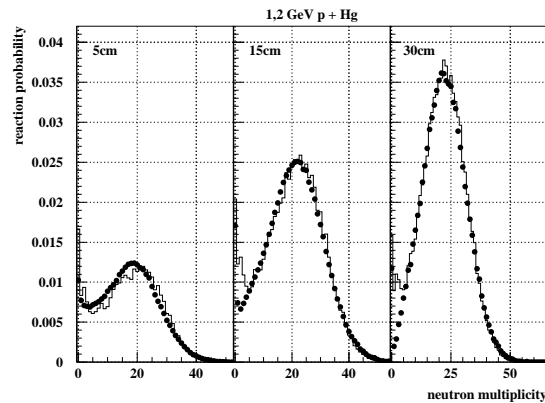


Abbildung 6.5: Neutronenmultiplizitätsverteilung für drei unterschiedlich lange Quecksilbertargets. Die Punkte stellen die mit NESSI gemessenen Werte dar, das durchgezogene Histogramm eine Monte-Carlo-Simulation mit HERMES.

Szintillatorflüssigkeit auf thermische Energien (ca. 0.25 meV) abgebremst. Der Szintillatorflüssigkeit ist ein Gadoliniumsalz beigemischt. Der extrem hohe Absorptionswirkungsquerschnitt der Gadolinium-Isotope ^{155}Gd ($\sigma_a=61.000$ barn) und ^{157}Gd ($\sigma_a=254.000$ barn) wird für den Nachweis der Neutronen über eine (n,γ) Reaktion genutzt. Die bei der Absorption der Neutronen am Gadolinium erzeugten γ -Quanten verursachen in der Szintillatorflüssigkeit Lichtblitze, welche

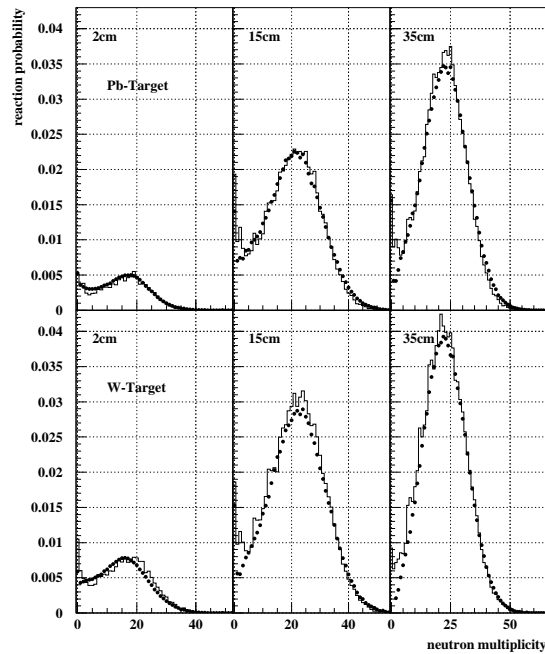


Abbildung 6.6: Vergleich zwischen experimentell gemessenen Neutronenmultiplizitätsverteilungen und HERMES Simulation für Wolfram und Blei bei einer Einschussenergie von 1,2 GeV.

mit Photomultiplier in elektrische Signale umgesetzt und von einem Datenaufnahmesystem registriert werden. Für jedes auf das Target treffende Proton wird nun die Anzahl der produzierten Neutronen bestimmt.

Abb. 6.5 zeigt typische Neutronenmultiplizitätsverteilungen, wie sie mit dem NESSI Experiment gemessen worden sind. Hier sind für drei Quecksilbertargets unterschiedlicher Länge (5 cm, 15 cm und 30 cm) und einem Durchmesser von 15 cm die gemessenen Neutronenmultiplizitätsverteilungen (schwarze Punkte) bei einer Einschussenergie der Protonen von 1.2 GeV dargestellt. Aufgrund der Tatsache, dass viele Spallationstargets aus Quecksilber bestehen werden und bei einer Einschussenergie von 1-3 GeV betrieben werden sollen, sind diese Messungen von besonderer Bedeutung. Gleichzeitig sind in Abb. 6.5 die Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen dargestellt, welche mit dem HERMES Programmsystem berechnet worden sind. Die Abweichungen der experimentell bestimmten

Target	Länge	HERMES		LCS		MCNPX		NESSI	
		$\langle M_n \rangle$	σ	$\langle M_n \rangle$	σ	$\langle M_n \rangle$	σ	$\langle M_n \rangle$	σ
$E_p = 1, 2 \text{ GeV}$									
Hg	5 cm	17,2	10,0	18,1	10,6	18,1	10,6	16,9	9,6
	15 cm	19,9	10,3	21,2	10,9	21,2	10,9	20,5	10,2
	30 cm	21,2	9,8	22,4	10,3	22,5	10,3	21,9	9,4
Pb	2 cm	14,6	8,5	15,1	8,5	15,2	8,7	14,5	8,6
	15 cm	19,6	10,1	20,5	10,2	20,5	10,4	20,2	10,2
	35 cm	21,4	9,7	22,2	9,8	22,1	10,0	22,2	9,9
W	2 cm	15,0	9,0	16,3	9,2	16,1	9,4	14,8	8,5
	15 cm	20,9	10,2	22,6	10,6	22,5	10,6	21,6	10,2
	35 cm	21,6	9,4	23,4	9,9	23,4	9,9	22,6	9,2
$E_p = 2, 5 \text{ GeV}$									
Hg	5 cm	26,1	16,0	28,5	17,6	27,1	16,7	25,1	14,5
	15 cm	33,2	17,6	36,3	19,1	35,0	18,2	33,7	15,9
	30 cm	38,5	16,5	41,5	18,0	40,1	17,1	38,4	15,0
Pb	2 cm	21,3	12,9	22,3	13,0	22,3	13,6	19,4	12,3
	15 cm	31,7	16,8	34,1	17,3	33,9	18,0	32,3	16,3
	35 cm	37,7	16,3	40,5	16,6	40,4	17,2	38,4	15,6
W	2 cm	22,8	14,3	24,9	15,0	24,7	15,5	20,5	12,7
	15 cm	36,7	17,9	40,6	18,7	40,7	19,4	36,6	16,5
	35 cm	42,3	15,2	47,0	15,7	47,3	16,3	41,6	14,3

Tabelle 6.1: Vergleich der mittleren Neutronenmultiplizitäten $\langle M_n \rangle$ und der Standardabweichung σ von HERMES, LCS, MCNPX und NESSI für Targets mit 15 cm Durchmesser bei Einschußenergien E_p von 1,2 und 2,5 GeV. Die Ergebnisse der Simulationen sind mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gefaltet.

Verteilungen mit den Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation sind kleiner als 5 %. Die gleiche Übereinstimmung konnte auch bei anderen Targetmaterialien – hier Blei und Wolfram – gefunden werden. Abb. 6.6 zeigt die gute Übereinstimmung zwischen der Vorhersage der Monte-Carlo Simulation und der mit NESSI gemessenen Verteilungen für unterschiedliche Targetlängen. Eine detaillierte Übersicht der gemessenen, mittleren Neutronenmultiplizität für verschiedene Targetmaterialien (Quecksilber, Blei und Wolfram) sowie verschiedenen Targetlängen ist in Tab. 6.1 angegeben. Hier sind den NESSI-Daten Resultate von drei verschiedenen Programmsystemen (HERMES, LCS und MCNPX, vergleiche auch Abschn. 5.4.4) gegenübergestellt.

6.2 Energiedeposition in Spallationstargets

Die Energiedeposition im Target ist nicht nur für die Auslegung der Kühlleistung erforderlich, sondern ist insbesondere bei Flüssigmetall-Targets auch sicherheitstechnisch von Bedeutung. Durch den hohen Energieeintrag bilden sich im Flüssigmetall Druckwellen aus, welche Kavitationsschäden an der Targethülle verursachen (siehe Abschn. 8.5). Diese können zum Versagen der Targethülle führen, was eine mögliche Freisetzung von aktiviertem Targetmaterial zur Folge haben könnte. Schließlich stellt die Targethülle die erste Barriere zur Vermeidung einer Radionuklidfreisetzung dar (Barrierenprinzip, siehe auch Abschn. 10.1).

Mit Hilfe zweier Experimente konnte die Energiedeposition in einem Spallationstarget mit zwei unterschiedlichen Methoden bestimmt werden. Beim ASTE-Experiment (AGS Spallation Target Experiment) [142], welches am AGS-Beschleuniger des Brookhaven National Laboratory (USA) durchgeführt worden

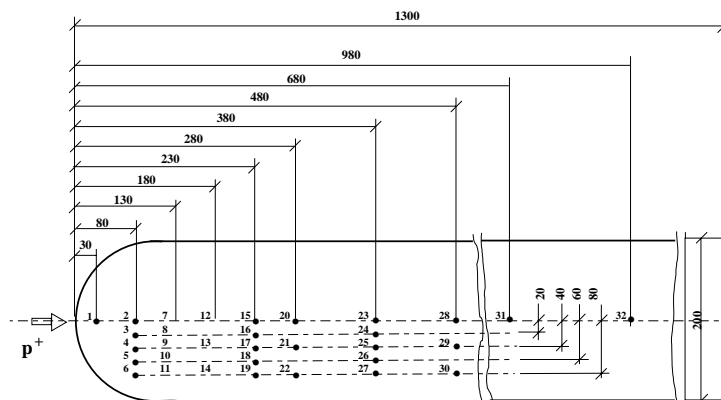


Abbildung 6.7: Lage der 32 Thermoelemente im ASTE Quecksilbertarget [143].

ist, konnte die Energiedeposition indirekt über die Temperaturerhöhung im Target bestimmt werden. Hierzu wurden Thermoelemente an verschiedenen Stellen im Target positioniert. Der Energieeintrag erfolgte durch zwei Pulse eines 24 GeV Protonenstrahls mit $4 \cdot 10^{12}$ Protonen pro Puls, was einem Energieinhalt von 30 kJ entspricht. Ein weiteres Experiment wurde am COSY Beschleuniger des Forschungszentrums Jülich durchgeführt [141]. Mit einem kontinuierlichen Protonenstrahl wurde ein Quecksilbertarget bestrahlt. Die kinetische Energie bei diesem Experiment betrug 1,2 GeV, was der Einschußenergie der geplanten ESS entspricht. Im Gegensatz zur Messung der Temperaturerhöhung wurde in diesem Experiment die Energiedeposition direkt mit TLD's (Thermo-Lumineszenz-Detektoren) bestimmt. Durch Wahl geeigneter TLD's konnte sogar experimentell zwischen der Energiedeposition von geladenen Teilchen und Neutronen unterschieden werden.

Zunächst sollen die Ergebnisse des ASTE Experimentes [142] näher betrachtet werden. Abb. 6.7 zeigt die Lage der 32 Thermoelemente im Quecksilbertarget [143]. Die Besonderheit bei der Simulation des ASTE-Targets lag in der hohen Energie von 24 GeV, ein Energiebereich wo das klassische INC-Modell die kernphysikalischen Prozesses nicht mehr vollständig beschreibt.

Da die Energiedeposition stark vom Stahlprofil abhängt, wurde beim ASTE-Experiment die räumliche Intensitätsverteilung mit Hilfe einer Indiumfolie be-

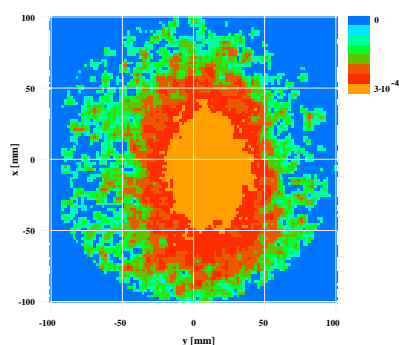


Abbildung 6.8: Gemessenes Profil des AGS-Protonenstrahls, welcher auf das ASTE-Target traf.

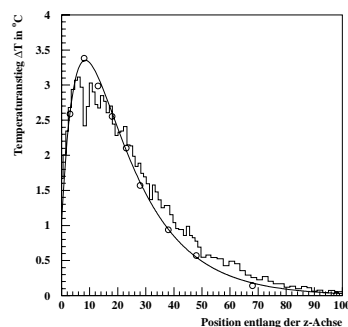


Abbildung 6.9: Vergleich zwischen Messungen des Temperaturanstiegs im ASTE-Experiment und der aus der mit HERMES berechneten Energiedeposition abgeleiteten Temperaturanstieg in $^{\circ}\text{C}$.

stimmt. Abb. 6.8 zeigt die Intensitätsverteilung, wie sie für die beiden Protonenpulse, mit denen das ASTE-Target beschossen worden ist, gemessen wurde. Erst die Modellierung der räumlichen Verteilung des Primärstrahls führt auch zu einer richtigen Wiedergabe der räumlichen Verteilung der Energiedeposition im Target. Bei einem idealen Strahl ohne räumliche Ausdehnung (pencil-beam) würde die Energiedeposition auf der Strahlachse stark überschätzt werden, während die radiale Verteilung zu geringe Werte zeigen würde. Trotz der hohen Energie des Protonenstrahls ist die Übereinstimmung zwischen der aus der Energiedeposition abgeleiteten Temperaturerhöhung, wie sie mit dem HERMES-Programmsystem berechnet worden ist [141], und den im ASTE Experiment gemessenen Temperaturerhöhungen sehr gut. Das Schema einer Energiedepositionsrechnung mit dem HERMES-System ist schematisch in Abb. 6.10 dargestellt. Abb. 6.9 kann

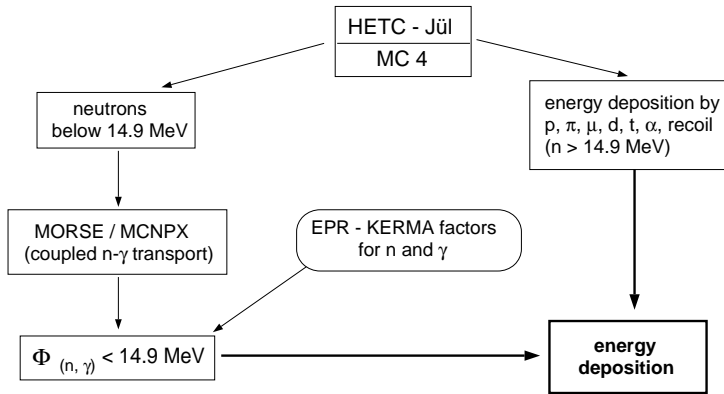


Abbildung 6.10: Schematische Darstellung des Rechenverfahrens zur Bestimmung der Energiedeposition mit HERMES [164].

entnommen werden, dass der Peak von der Simulation leicht unterschätzt wird. Dringt der Schauer tiefer ins Target ein (>20 cm) überschätzt die Simulation die Messwerte. In Abb. 6.9 ist auch ein Fit durch die experimentellen Daten gezeigt. Dieser gibt einen analytischen Ausdruck der Energiedeposition entlang der Strahlachse wieder, wie er von G.S. Bauer et al. [142] angegeben worden ist:

$$p(z) = P_0 \cdot (1 - e^{-\frac{z+a}{b}}) e^{-z/c} \quad (6.5)$$

Führt man einen Fit durch die experimentellen Daten durch, so erhält man für $P_0=7,9$, für $a=1,2$, für $b=8,5$ und für $c=18$.

Näher an der eigentlichen Energie von 1,2 GeV von geplanten und im Bau befindlichen Spallationsneutronenquellen (SNS [34]) ist ein im Rahmen der NESSI Experimente durchgeführter Versuch zur direkten Messung der Energiedeposition mit Hilfe von Thermolumineszenzdetektoren. Bei der Thermolumineszenzdo-

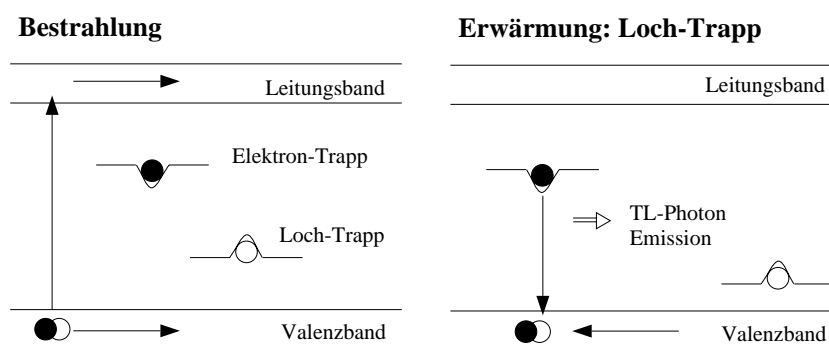


Abbildung 6.11: Funktionsprinzip eines Thermolumineszenzdetektors [141].

simetrie kommen Kristalle zum Einsatz, bei denen durch Absorption ionisierender Strahlung Elektron-Loch-Paare gebildet werden. Diese können rekombinieren oder an metastabilen Haftstellen eingefangen werden. Bei Erwärmung werden die Elektron-Loch-Paare aus den metastabilen Haftstellen befreit, wobei Licht emittiert wird. Die bei der Erwärmung gemessene Lichtmenge ist proportional zur absorbierten Energiedosis, wodurch sich die Thermolumineszenzdosimetrie ideal für diese experimentelle Untersuchung der Energiedeposition eignet. Abb. 6.11 veranschaulicht das Prinzip der Thermolumineszenz. Bei den hier vorgestellten Messungen wurden Thulium dotierte CaF_2 Kristalle verwendet. Wie in Abschn. 4.3 erörtert, kann der Energieverlust in einem Medium durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden. Betrachtet man die Absorption von Protonen in Quecksilber, so ergibt sich ein Bremsvermögen von $S = -0,0298 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}$, und für CaF_2 von $S = -0,0475 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}$. Abb. 6.12 zeigt die Energieabhängigkeit des Bremsvermögens S für CaF_2 und Quecksilber.

Das unterschiedliche Bremsvermögen muss bei der Analyse der Daten berücksichtigt werden, da mit den CaF_2 -Kristallen nur die Energiedeposition im CaF_2 , nicht aber im Targetmedium gemessen werden kann.

Bereits beim ASTE-Experiment wurde auf die Bedeutung des Strahlprofils des auf das Target treffenden Protonenstrahls hingewiesen. Daher wurde auch bei diesem Experiment das Strahlprofil experimentell bestimmt. Hier wurde jedoch nicht auf eine Aktivierungsanalyse einer Indiumfolie zurückgegriffen, sondern das Strahlprofil mit TLD's bestimmt, welche auf der Stirnseite des Quecksilbertargets angeordnet waren. Abb. 6.13 zeigt das aus der gemessenen Energiedeposition bestimmte Strahlprofil im Vergleich zu dem in der HERMES-Simulation verwendeten Strahlprofil. Die gemessenen Energiedepositionen wurden auf die Zahl der Protonen normiert, welche das Target getroffen haben. Ihr Nachweis erfolgte mit Hilfe des Startzählers des NESSI Experimentes. Hierdurch konnten die mit den TLD's gemessenen Energiedepositionen auf das Volumen des Kristalls und auf die

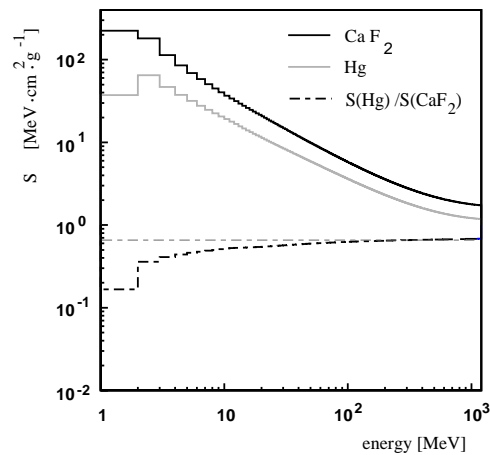


Abbildung 6.12: Vergleich des Bremsvermögens von Kalziumfluorid und Quecksilber. Gezeigt ist auch der Quotient $S(\text{Hg})/S(\text{CaF}_2)$ [141].

Zahl der eingeschossenen Protonen normiert werden. Ein Vergleich zwischen der Monte-Carlo Simulation und experimentellen Resultaten zeigt Abb. 6.14. Hier ist die Energiedeposition auf der Symmetrieachse des Quecksilbertargets dargestellt. Es zeigt sich eine ebenso gute Übereinstimmung wie beim ASTE Experiment.

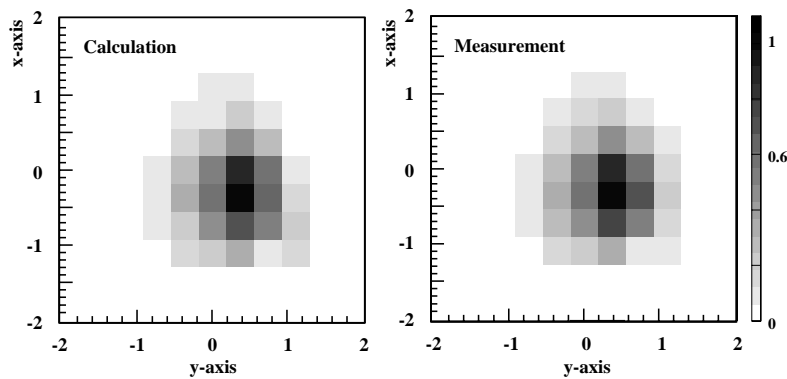


Abbildung 6.13: Mit Hilfe von Thermolumineszenzdetektoren bestimmtes Strahlprofil und in der Monte-Carlo Simulation mit HERMES verwendete Strahlprofil [141].

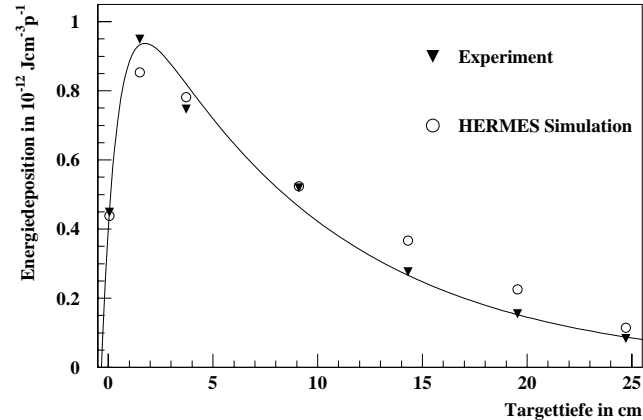


Abbildung 6.14: Gemessene und simulierte Energiedeposition in einem zylindrischen Quecksilbertarget mit einem Durchmesser von 15 cm. [141].

Auch hier zeigt die Simulation bei größeren Targettiefen leicht erhöhte Werte. Auch die mit TLD's gemessenen Energiedepositionen lassen sich durch Gl. 6.5 beschreiben, wie ebenfalls in Abb. 6.14 gezeigt ist.

Mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen läßt sich die Energiedeposition auch nach der Teilchenart aufschlüsseln, bzw. eine Energiebilanz erstellen. Tab. 6.2 gibt eine Übersicht, welche primären und sekundär erzeugten Teilchen zur Energiedeposition im Target beitragen. Die gezeigten Daten sind für ein flaches Zylindertarget mit einem Durchmesser von 50 cm und einer Höhe von 5 cm bei einer Energie des Protonenstrahls von 2 GeV bestimmt worden. Die Strahlleistung lag hier bei 250 kW, wobei der Protonenstrahl durch die Mantelfläche des Zylinders eindrang. Tabelle 6.2 gibt den Vergleich zwischen verschiedenen Targetmaterialien an. Deutlich ist der Einfluß der Dichte erkennbar: Je höher die Dichte des Targetmaterials, desto höher ist auch die Energiedeposition. Dominiert wird die Energiedeposition vom primären Protonenstrahl, welcher mit bis zu 25 % der Energiedeposition im Target verursacht. Weitere 20 % werden von Sekundärteilchen –insbesondere den Photonen (8,4 %)– beigetragen. Die Neutronen zeigen nur einen geringen Beitrag zur Energiedeposition, jedoch tragen Sie fast 55 % der Strahlenergie und deponieren diese durch Wechselwirkungsmechanismen in umliegenden Anlagenteilen.

Als Fazit läßt sich festhalten, dass die Energiedeposition mit Hilfe der Monte-Carlo Methode mit hinreichender Genauigkeit vorhergesagt werden kann. Dies konnte durch den Vergleich von Simulationen mit zwei unterschiedlichen Messverfahren zur Bestimmung der Energiedeposition nachgewiesen werden.

Teilchenart	Energiedeposition in kW		
	Wolfram	Quecksilber	Blei
Neutronen	0,19	0,05	0,07
Photonen	21,09	18,27	15,75
Protonen	64,79	58,36	54,98
π^+ und π^-	6,88	5,75	5,32
π^0	0,12	0,11	0,11
Deutronen	3,29	4,39	4,06
Tritonen	2,56	3,00	3,21
^3He	0,54	0,58	0,55
^4He	13,66	14,14	15,80
Summe	113,11	104,65	99,85
$E_{dep.}/E_{beam}$	45,25 %	41,86 %	39,94 %

Tabelle 6.2: *Energiedeposition nach Teilchenarten, aufgeschlüsselt für verschiedene Targetmaterialien und einer Strahlenergie von 2 GeV.*

6.3 Validierung des Neutronentransportes in komplexen Geometrien

Im Rahmen der Machbarkeitsstudie zur Europäischen Spallationsneutronenquelle ESS wurde am Jülicher Protonenbeschleuniger das Experiment JESSICA (Jülicher Experimental Spallation Target Set-up In COSY Area) durchgeführt [137, 138]. Bei JESSICA handelt es sich um einen 1:1 Aufbau der Target-Moderator-Reflektor Anordnung, wie sie im Referenz Entwurf der ESS von 1996 beschrieben worden ist [32]. Neben der Untersuchung neuartiger kryogener Moderatormaterialien zur Realisierung fortschrittlicher kalter Neutronenquellen ermöglichte das JESSICA Experiment die Normierung der experimentellen Flugzeitspektren – beziehungsweise der hieraus bestimmten Energiespektren – auf die Zahl der eingeschossenen Protonen. Dies ist eine Eigenschaft die frühere Experimente nicht leisten konnten [139, 140, 145, 146]. Hierdurch eignet sich JESSICA insbesondere als Benchmark zur Validierung von Simulationsprogrammen, da hier sowohl eine komplexe Geometrie als auch ein großer Energiebereich zwischen wenigen meV bis hin zu einigen GeV von der Simulation betrachtet werden muss. Abb. 6.15 zeigt den schematischen Aufbau des JESSICA Experimentes.

JESSICA war das einzige Experiment am COSY Beschleuniger, welches mit einem gepulsten Protonenstrahl betrieben worden ist. Die kinetische Energie der Protonen betrug 1,3 GeV, die Pulslänge war kürzer als 1 μs . Pro Puls trafen zwischen 10^8 und 10^9 Protonen das Target. Da COSY nicht für einen gepulsten Strahlbetrieb ausgelegt ist, konnte der Strahl nur mit Hilfe eines Diagnosekickers (Elektromagnet zur Beeinflussung der Umlaufbahn des Protonenstrahls im Synchrotron) extrahiert werden. Hierzu war ein gekühlter Strahl, d.h. ein Strahl mit

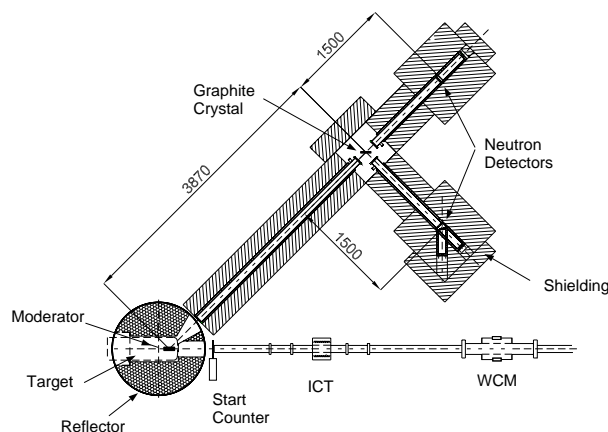


Abbildung 6.15: Schematische Darstellung des JESSICA Experimentes.

geringem Strahldurchmesser bei geringer Divergenz, zwingend erforderlich [147]. Mit Hilfe dieser „Fast-Kicker-Extraction“ konnte ein kurzgepulster Protonenstrahl für JESSICA bereitgestellt werden. Die Strahlparameter sind in Tabelle 6.3 aufgelistet.

Die Messung der Intensität des gepulsten Protonenstrahls ist aufgrund der hohen Zählrate mit herkömmlichen Verfahren zum Nachweis ionisierender Strahlung nicht mehr möglich. Daher wurden hier indirekte Verfahren eingesetzt. Beim WCM (Wall Current Monitor) [149] wird der durch den Protonenstrahl in der Strahlrohrwand induzierte Spiegelstrom gemessen, welcher proportional zur Zahl der Protonen im Puls ist. Eine zweite Methode macht sich das den Protonenstrahl umgebende Magnetfeld zunutze, indem es den vom Magnetfeld in einer Spule induzierten Strom mißt [148]. Dieser ICT (Integrating Current Transformer) wurde bereits am CERN eingesetzt und zeigte eine Genauigkeit von besser als 5 % [150]. Die Energiespektren wurden aus Flugzeitmessungen der Neutronen gewonnen. Hierzu wurde die Zeit zwischen dem Auftreffen des Protonenstrahls auf das Tar-

Kinetische Energie	1,3 GeV
Pulsbreite	$< 1 \mu\text{s}$
Intensität	$10^8 - 10^9$ Protonen per Puls
Frequenz	$5 \cdot 10^{-2}$ Hz

Tabelle 6.3: Parameter des beim JESSICA Experiment verwendeten Protonenstrahls.

get und der Ankunft der Neutronen am Ort des Neutronendetektors gemessen. Das Startsignal lieferte ein einfacher Szintillationszähler zwischen Protonenstrahlrohr und Reflektor. Das Stoppsignal erzeugte ein LiGdBO-Szintillationsneutronendetektor [151, 152], welcher sich in ca. 5,3 m Abstand von der Moderatoroberfläche befand. Die Neutronenflugstrecke war durch eine ca. 1 cm dicke Schicht Borsäure und einer ca. 30 cm dicken Polyethylenschicht abgeschirmt, um die Untergrundstrahlung während der Messung zu minimieren.

Außerdem bestand die Möglichkeit mittels eines pyrolytischen Graphitkristalls Neutronen, welche die Bragg-Bedingung

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \Theta \quad (6.6)$$

erfüllen, aus dem Strahl zu reflektieren, was eine wellenlängenabhängige Untersuchung der Flugzeitspektren ermöglichte. In Gl. 6.6 ist λ die Wellenlänge des Neutrons, d die Gitterkonstante des Streukristalls, Θ der Braggwinkel und n die Ordnung des Reflexes. Mit einem Gitterabstand d von 3,35 Å und einem Bragg-Winkel von $\Theta=45^\circ$ konnten Flugszeitspektren für die Wellenlängen von 4,74 Å, 2,37 Å, 1,58 Å, 1,19 Å und 0,95 Å analysiert werden.

Eine wesentliche Stärke –und daher insbesondere für die Überprüfung der Vorhersagekraft von Simulationsprogrammen zum Strahlungstransport in komplexen

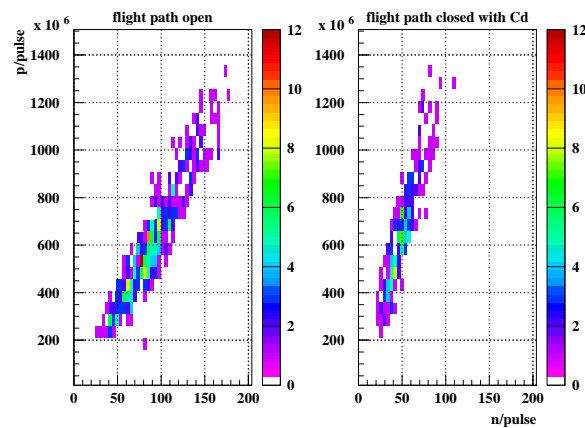


Abbildung 6.16: Korrelation von Neutronen und Protonen bei offener und mit Cd verschlossener Neutronenflugstrecke.

Geometrien geeignet – ist die Bestimmung der Zahl der Protonen pro Puls. Alle Simulationsprogramme normieren ihre Resultate auf die Zahl der Quellteilchen. Da

mit JESSICA die Zahl der Protonen pro Puls wie auch das Neutronenspektrum für jeden Puls bestimmt werden kann, ergibt sich die Möglichkeit die gemessenen und simulierten Spektren auf einer absoluten Skala zu vergleichen. In Abb. 6.16 ist die Korrelation zwischen Neutronen und Protonen gezeigt. Je mehr Protonen das Target treffen, desto mehr Neutronen werden im Detektor nachgewiesen. Da bei konstanter Energie die Anzahl der erzeugten Neutronen nur von der Intensität des Protonenpulses abhängt, ist hier eine lineare Korrelation zu erwarten. Abweichungen vom linearen Verhalten würden auf Totzeitprobleme des Neutronendetektors oder auf eine Sättigung der Vorverstärker des Protonenmonitors deuten. Wird die Neutronenflugstrecke mit einem Cd-Blech verschlossen, so dass alle Neutronen mit Energien kleiner als 0.4 eV absorbiert werden, erreichen nur noch die schnellen Neutronen den Detektor, so dass bei gleicher Protonenstrahlintensität weniger Neutronen detektiert werden, was in Abb. 6.16 sehr schön zu erkennen ist.

Das Flugzeitspektrum wird aus einer sogenannten Differenzmessung gewonnen. In einer ersten Messung wird zunächst das Flugzeitspektrum aller den Moderator verlassenden Neutronen gemessen. Bei einer zweiten Messung wird der Eingang zur Neutronenflugstrecke mit einem Neutronenabsorber –z.B. Cd oder B_4C – verschlossen, was die thermischen Neutronen daran hindert zum Detektor zu gelangen. Dieses zweite Spektrum wird dann von der ersten Messung subtrahiert, so dass man das thermische Flugzeitspektrum erhält. Abb. 6.17 veranschaulicht die Rohdaten sowie eine Cd-Messung und eine Untergrundmessung (ohne Moderator). Aus den Flugzeitspektren können nun die Energiespektren bestimmt werden, indem die zeitabhängige Zählrate in die energieabhängige Zählrate umgerechnet wird. Bevor diese mit den Simulationen verglichen werden konnten, musste das Energiespektrum noch mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gewichtet werden, da die Nachweiswahrscheinlichkeit energieabhängig ist. Einer der bekanntesten Materialien zur Moderation von Neutronen ist Wasser, welches auch in der Reaktortechnik als Moderatormaterial eingesetzt wird. Daher war es naheliegend, das Experiment mit einem Wassermoderator zu simulieren und das erhaltene Energiespektrum mit den experimentellen Daten zu vergleichen. Wie Abb. 6.18 zu entnehmen ist, ist die Übereinstimmung erwartungsgemäß sehr gut. Aufgrund des hohen Interesses von zukünftigen Nutzern einer Spallationsneutronenquelle nach subthermischen Neutronen stand die Untersuchung kryogener Moderatoren im Vordergrund. Diese können als mögliche kalte Neutronenquellen in Spallationsneutronenquellen wie auch in Forschungsreaktoren eingesetzt werden. Die einfachste Möglichkeit ein kaltes Spektrum zu erzeugen, ist das Einfrieren und Abkühlen des Wassermoderators auf Temperaturen bis hinunter zu $T=20$ K. Abb. 6.19 zeigt beispielsweise die Ergebnisse für $T=20$ K und $T=70$ K [154]. Es fällt deutlich auf, dass oberhalb von $E=1$ meV die Spektren von MCNPX richtig beschrieben werden, jedoch unterhalb von 1 meV Abweichungen von mehr als einen Faktor 10 zu beobachten sind.

Bei der Simulation der Eismoderatoren wurden neu entwickelte Streugesetze, so-

genannte $S(\alpha,\beta)$ -Daten, verwendet, welche die Anregung von Rotations- und Vibrations-schwingungen der Eismoleküle durch den Energieübertrag der einfallenden Neutronen berücksichtigen [155] (siehe auch Abschn. 4.2). Es war zunächst unklar, ob die Ursache für die beobachtete Diskrepanz in den neuen Wirkungsquerschnitten oder als Messfehler im Experiment zu suchen war. Neben Eis wurden auch bekannte Materialien –wie flüssiger Wasserstoff oder festes Methan– untersucht, aber auch innovativere Materialien wie Methanhydrat und Mesitylen [156]. Allerdings zeigte sich bei allen kalten Moderatoren eine Überhöhung der gemessenen Spektren bei Energien kleiner als 1 meV. Dies zeigt ebenfalls Abb. 6.19, wo beispielhaft der Vergleich zwischen MCNPX Simulationen und Messungen mit JESSICA für festes Methan und flüssigem Wasserstoff bei $T=20$ K gezeigt sind. Zur Klärung der Ursache wurden spezielle Experimente durchgeführt, um die Ursache für den Unterschied zwischen Simulation und Experiment erklären zu können. Hierzu wurde ein Eismoderator verwendet, wie er auch bei den Experimenten von Whittemore und McReynolds [139] verwendet worden ist. Der Moderator wurde entkoppelt, um zu verhindern, dass verzögerte Neutronen aus dem Bleirefektor zurück in den Moderator gelangen und zu einem falschen Zeitpunkt den Detektor erreichen. Wie im linken Spektrum in Abb. 6.20 zu sehen ist, bildet sich hier eine deutliche Überhöhung des Spektrums unterhalb von 1 meV aus. Aufgrund dieses Ergebnisses wurde die Hypothese aufgestellt, dass es sich hierbei um an der Strahlrohrwand reflektierte Neutronen handelt. Zur Prüfung

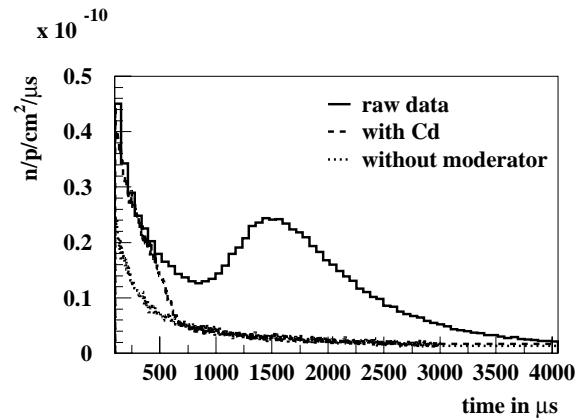


Abbildung 6.17: *Thermisches Flugzeitspektrum eines Wassermoderators bei Raumtemperatur. Dargestellt ist auch die Cd-Messung sowie ein Untergrundspektrum.*

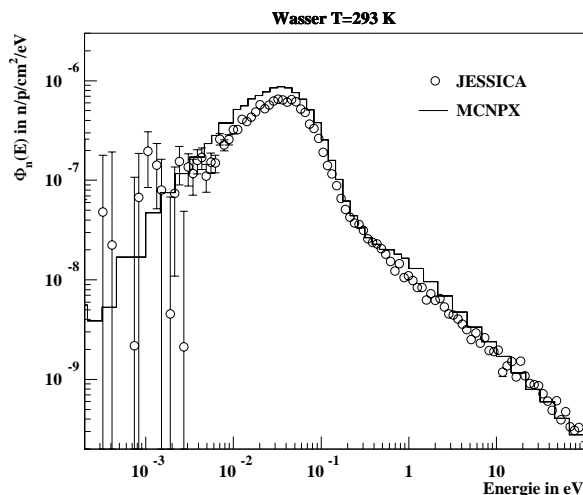


Abbildung 6.18: Vergleich der Energiespektren von Wasser gemessen mit JESSICA (offene Symbole) und einer MCNPX Simulation (durchgezogene Linie).

dieser Hypothese wurden in der Mitte des Strahlrohres zwei Cd-Blenden eingebaut. Diese sollten verhindern, dass eventuell reflektierte Neutronen den Detektor erreichen. Nach dem Einbau der Blenden zeigt sich deutlich, wie die zuvor beobachtete Überhöhung im Spektrum verschwindet, wodurch die zuvor aufgestellte Hypothese verifiziert werden konnte. Um letztendlich sicher zu gehen, wurde das Strahlrohr entfernt. Wie im rechten Bild der Abb. 6.20 zu sehen ist, zeigt sich das gleiche Verhalten wie bei einer Messung mit zwei Cd-Blenden. Durch diese Experimente konnte zweifelsfrei nachgewiesen werden, dass es sich bei der spektralen Überhöhung um Neutronen handelt, welche an den Strahlrohrwänden reflektiert worden sind. Durch Bestimmung einer Korrekturfunktion konnten die mit JESSICA gemessenen Spektren auf diesen Effekt hin korrigiert werden und erneut mit den Ergebnissen der MCNPX Simulationen konfrontiert werden. Nach der Korrektur auf die zusätzlich reflektierten Neutronen ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation für alle kalten Moderatormaterialien besser als 5 % wie in Abb. 6.21 zu sehen ist. Hier sind die Spektren für Methan, Methanhydrat, Mesitylen und Eis bei einer Temperatur von 20 K gezeigt. Somit konnte nachgewiesen werden, dass die spektrale Überhöhung der Spektren unterhalb von 1 meV auf an der Strahlrohroberfläche reflektierte Neutronen zurückgeführt

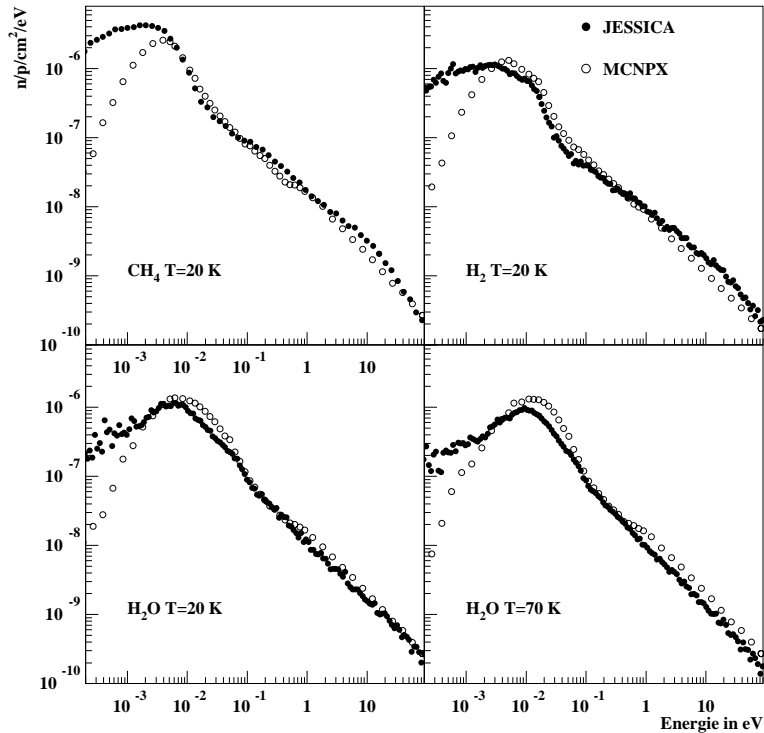


Abbildung 6.19: Vergleich zwischen MCNPX und JESSICA für verschiedene Materialien (CH_4 , H_2 und Eis) bei $T=20$ K. Zusätzlich sind die Daten für Eis bei $T=70$ K dargestellt.

werden kann. Gleichzeitig demonstriert das Experiment, dass durch die fehlende Behandlung von neutronenoptischen Eigenschaften –hier ist die Reflexion kalter Neutronen an der Strahlrohrwandung gemeint, ähnlich der Totalreflexion des Lichtes– der Neutronenfluss im Energiebereich unterhalb von 1 meV um bis zu einer Größenordnung unterschätzt wird.

Das PHITS [100] Programmsystem erlaubt die Definition einer Reflexionskurve für bestimmte Oberflächen (siehe auch Abschn. 5.4.2). Auf diese Weise können Neutronen als Funktion ihrer kinetischen Energie und ihres Einfallswinkels auf der Oberfläche eine Totalreflexion vollziehen. Hier stellt das JESSICA Experi-

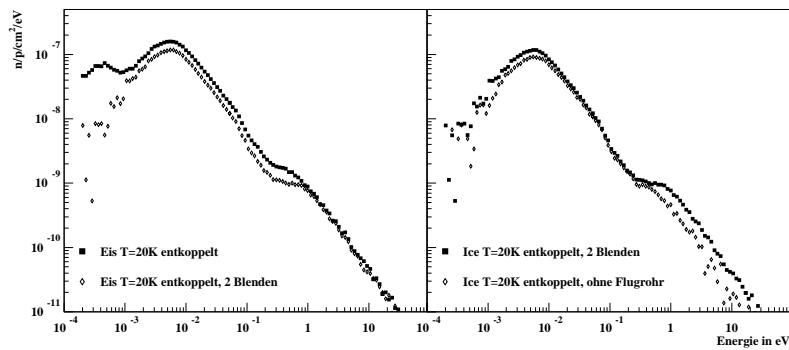


Abbildung 6.20: Experimentelle Untersuchung zum Einfluß des Edelstahlflugrohres auf das gemessene Energiespektrum.

ment eine ideale Datenbasis zur Validierung zur Verfügung. Am Beispiel des Eis-Moderators bei $T=20$ K soll die Vorhersagekraft des PHITS Codesystems validiert werden. Anders als bei HERMES und MCNPX gibt es im PHITS keinen Punktdetektor, sondern eine sogenannte „duct-source“. Hierbei wird von einer Volumen- bzw. Oberflächenquelle nur der Raumwinkel betrachtet, der in die Richtung eines definierten Kanals eindringt. Die Quellverteilung wird so variiert, dass sich auf der Oberfläche des Kanals eine homogene Teilchendichte einstellt. Aus diesem Grunde erfolgt die Simulation mit PHITS in zwei Schritten. Im ersten Schritt wird das Neutronenspektrum berechnet, welches aus der Moderatoroberfläche austritt. Durch Division des Spektrums mit seinem Integralwert erhält man die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Neutron einer bestimmten Energie die Moderatoroberfläche verläßt. Mit dieser Quellverteilung wird im zweiten Schritt eine Flächenquelle auf der Moderatoroberfläche definiert. Mit Hilfe der duct-source wird nun die Emission der Neutronen in Richtung des Flugrohres gesteuert. Mit einem Oberflächendetektor kann dann der Neutronenfluß am Ende des Flugrohres bestimmt werden. Durch Normierung auf den im ersten Schritt bestimmten Integralwert, kann das Spektrum pro Proton angegeben werden. Somit stellen sich zwei Fragen:

- Wie gut funktioniert der Neutronentransport mit Hilfe der duct-source?
- Wie gut funktioniert die Totalreflexion der Neutronen?

Zur Beantwortung dieser Fragen wurde als erstes eine Simulation ohne Berücksichtigung der Totalreflexion von Neutronen durchgeführt, so dass zunächst die duct-source Option getestet werden konnte. Wie in Abb. 6.22 gezeigt, stimmt das von PHITS vorhergesagte Spektrum mit dem gemessenen Spektrum sehr gut

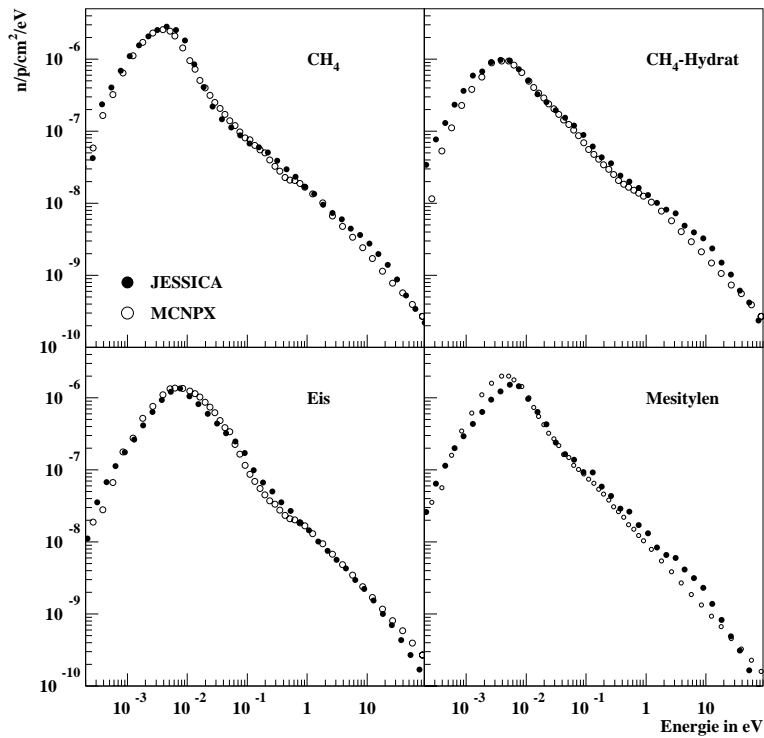


Abbildung 6.21: Vergleich zwischen MCNPX und JESSICA für CH_4 , Methanhydrat, Mesitylen und Eis bei $T=20\text{ K}$ nach Korrektur der im Strahlrohr reflektierten Neutronen.

überein (linkes Histogramm in Abb. 6.22). Auch hier zeigt sich die zu erwartende Überhöhung bei subthermischen Neutronen. Korrigiert man die Messdaten auf diesen Effekt und vergleicht diese mit den Simulationsergebnissen, so zeigt sich eine ebenso exzellente Übereinstimmung wie sie auch mit MCNPX erzielt wurde (Abb. 6.22, mitte). Nachdem die Funktion der duct-source validiert werden konnte, wurde eine Simulation unter Berücksichtigung der Totalreflexion subthermischer Neutronen durchgeführt. Hierzu musste für die innere Oberfläche des Edelstahlrohrs dessen Reflektionskurve definiert werden, welche jedoch nicht bekannt ist. Allerdings ist bekannt, dass vor allem das im Edelstahl enthaltene Nickel für die Neutronenreflexion verantwortlich ist. Daher wurde für das Flugrohr die Reflektionskurve eines schlechten Nickelleiters mit $m=1$ definiert. Wie im rechten

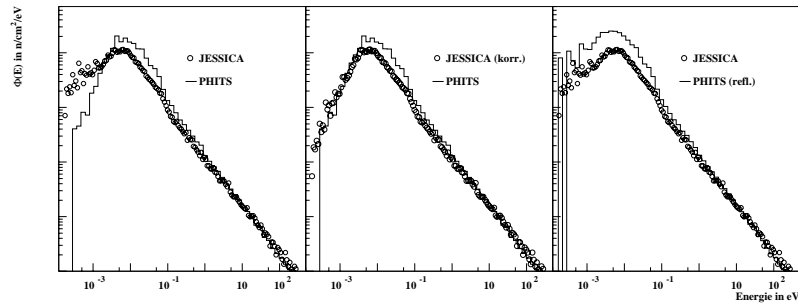


Abbildung 6.22: Vergleich experimenteller Daten des JESSICA Experimentes mit PHITS Simulationen eines Eismoderators bei $T=20$ K. Das linke Histogramm zeigt den direkten Vergleich einer PHITS Simulation mit gemessenen Daten. In der Mitte sind die experimentellen Daten auf den Effekt des Strahlrohrs korrigiert und im rechten ist die Totalreflexion von Neutronen in der Simulation berücksichtigt worden.

Histogramm in Abb. 6.22 zu sehen ist, kann hierdurch eine recht gute Übereinstimmung des Kurvenverlaufs mit den unkorrigierten experimentellen Daten erzielt werden. Hierdurch konnte erstmals die Simulation, ausgehend vom 1,3 GeV Proton als Primärteilchen, über den Spallationsprozeß im Target, dem Transport der erzeugten Neutronen und deren Moderation in kryogenen Moderatormaterialien, bis hin zum Transport subthermischer Neutronen zum Detektorort mit absolut normierten experimentellen Daten validiert werden. Die Überschätzung des Maximums kann auf die idealisierte Annahme, dass das Flugrohr eine reine Nickeloberfläche anstatt einer Edeltstahlfläche hat, erklärt werden.

Kapitel 7

Lösung ausgewählter Probleme im praktischen Strahlenschutz nuklearer Systeme mit Hilfe numerischer Verfahren

In diesem Kapitel soll am Beispiel ausgewählter Probleme der Einsatz numerischer Verfahren zur Lösung von strahlenschutzrelevanten Fragestellungen dargestellt werden. Für den modernen Strahlenschutz stellt der Einsatz vor allem von Monte-Carlo-Verfahren den Stand von Wissenschaft und Technik dar. Insbesondere ihr frühzeitiger Einsatz erlaubt es strahlenschutzrelevante Probleme zu diagnostizieren und bereits in der Planungsphase Lösungen zu integrieren, so dass für moderne nukleare Anlagen ein geschlossenes Sicherheitskonzept realisiert werden kann. Hauptaugenmerk soll hier auf zwei Schwerpunkte gelegt werden, nämlich

- Aktivierung und
- Abschirmung.

Am Beispiel des Target-Moderator-Reflektor Systems der Europäischen Spallationsneutronenquelle ESS soll die Aktivierung und Ortsdosisleistung im Normalbetrieb diskutiert werden. Die Problematik der Abschirmung soll anhand eines Neutronenleiters an der amerikanischen Spallationsneutronenquelle SNS [34] im Vergleich zur Abschirmung eines Neutronenleitersystems am europäischen Forschungsreaktors HFR [158] erörtert werden.

7.1 Ortsdosisleistung und Aktivierung

7.1.1 Grundlagen der Ortsdosisleistungsberechnung

Vom physikalischen Standpunkt muss man zunächst nur die Energiedosis D , welche die absorbierte Energiemenge in der SI-Einheit Gray angibt, betrachten:

$$D = \frac{\Delta E_{\text{absorb.}}}{\Delta m} = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta E_{\text{absorb.}}}{\Delta V} \quad (7.1)$$

Berücksichtigt man ferner, dass die Schädigung des menschlichen Körpers stark von der Strahlenart abhängt (biologische Wirksamkeit), so kommt man zur Äquivalentdosis H in der SI-Einheit Sievert. Diese ergibt sich aus der Energiedosis D , indem diese mit der für die Strahlenart spezifischen relativen biologischen Wirksamkeit ω_R gewichtet wird:

$$H_T = \sum_i \omega_{Ri} \cdot D_{Ti} \quad (7.2)$$

Tab.

7.1

gibt für die verschiedenen Strahlenarten die Strahlungs-Wichtungsfaktoren ω_R an [159]. Diese Strahlungswichtungsfaktoren spiegeln bereits das Gefährdungspotenzial der jeweiligen Strahlungsarten wieder. Genauere Berechnungen erfolgen durch die Umrechnung des Neutronen- oder Photonenflusses in eine Ortsdosisleistung mit Hilfe von Dosisleistungsfaktoren. Hierbei wird die spektrale Verteilung des Strahlenfeldes berücksichtigt. Die Ortsdosisleistung ergibt sich beispielsweise mit MCNPX aus der Wichtung des Neutronenflusses am Orte x mit den entsprechenden energieabhängigen Dosisleistungsfaktoren Γ für Neutronen Γ_n und Photonen Γ_γ :

$$\dot{D}(E) = \int_E \Phi_n(E, x) \cdot \Gamma_n(E) dE + \int_E \Phi_\gamma(E, x) \cdot \Gamma_\gamma(E) dE \quad (7.3)$$

Strahlungsart		Strahlungswichtungsfaktor ω_R
Photonen		1
Elektronen, Myonen		1
Neutronen	E < 10 keV	5
	10-100 keV	10
	0,1-2 MeV	20
	2-20 MeV	10
	E > 20 MeV	5
Protonen	E > 2 MeV	5
α , Schwerionen, Spaltfragmente		20

Tabelle 7.1: Strahlungswichtungsfaktoren ω_R nach ICRP60 [159]

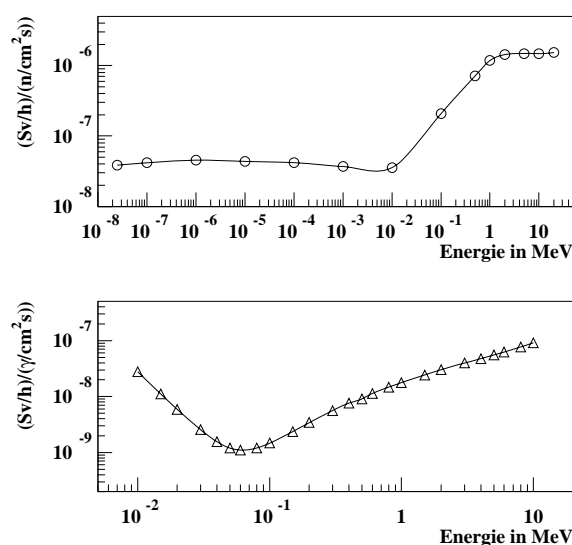


Abbildung 7.1: Dosisumwandlungsfaktoren zur Bestimmung der Ortsdosisleistung aus dem Neutronenfluß (oberer Graph) und Photonenfluß (unterer Graph) entsprechend ICRP-21.

Abb. 7.1 zeigt die verwendeten Dosisleistungsfaktoren für Neutronen und Photonen entsprechend ICRP-21 [160]. Aufgrund der geringen Reichweite von β - und α -Strahlung genügt dem praktischen Strahlenschutz die Beschränkung auf Neutronen und Photonen, da diese beiden Strahlenarten die größten Reichweiten aufweisen. Auch wenn in den Anlagen ein hochenergetischer Protonenstrahl vorhanden ist, wird das Strahlenfeld durch die Sekundärteilchen bestimmt. Eine Betrachtung der durch den primären Protonenstrahl verursachten Strahlenexposition wäre ein Spezialfall und müsste anhand eines hypothetischen Unfalls analysiert werden, da der primäre Protonenstrahl aus technischen Gründen (Personensicherheitssystem, evakuierte Strahlrohre, etc.) im Normalbetrieb nicht zugänglich ist. Die Beurteilung der Ortsdosisleistung in beschleunigergetriebenen Systemen erfordert die Analyse von mehreren Systemzuständen:

- Beschleuniger in Betrieb \rightarrow Normalbetrieb
- Beschleuniger in Betrieb \rightarrow Störfall
- Beschleuniger abgeschaltet \rightarrow Wartungsarbeiten

Befindet sich die Anlage im Normalbetrieb, d.h. der Beschleuniger ist in Betrieb, werden die Strahlenfelder und die hieraus resultierende Ortsdosisleistung von den Kernreaktionen des Primärstrahls bestimmt. Dies sind zum einen die Spallationsreaktionen im Target und zum anderen die Reaktionen von hochenergetischen Protonen im Beschleuniger aufgrund von unvermeidbaren Strahlverlusten. Sobald der Beschleuniger abgeschaltet ist, wird die Ortsdosisleistung von den im Normalbetrieb erzeugten Radionukliden dominiert. Sie ist vor allem für Instandsetzungs- und Instandhaltungsarbeiten von Bedeutung, da durch ihre Kenntnis eine erhöhte Strahlenexposition des Personals vermieden werden kann. Bei einem beschleunigergetriebenen System können verschiedene Störfälle im Zusammenhang mit dem Beschleuniger betrachtet werden:

- Strahlverluste durch Ausfall von Magneten zur Strahlführung,
- Leistungsvariationen des Protonenstrahls,
- Verlust der Strahlaufweitung.

7.1.2 Ortsdosisleistung der primären Strahlung

Während des Normalbetriebes wird die Ortsdosisleistung, beispielsweise bei Spallationsneutronenquellen, durch die Wechselwirkungsprozesse des hochenergetischen Protonenstrahls mit dem Flüssigmetalltarget bestimmt. Für den Strahlenschutz vom besonderen Interesse sind hier vor allem die Neutronen und Photonen, welche im Vergleich zu geladenen Teilchen auch in Medien hoher Dichte eine nicht unerhebliche Reichweite besitzen. Den höchsten Beitrag zur Ortsdosisleistung bilden die während der Spallationsreaktionen im Quecksilbertarget erzeugten Neutronen. Abb. 7.2 zeigt die räumliche Verteilung der Ortsdosisleistung in der Target-Moderator-Reflektor Anordnung der ESS. Bei den hier gezeigten Ergebnissen einer MCNPX-Simulation wurde auf die Modellierung der biologischen Abschirmung verzichtet. Jedoch erhält man bereits einen Überblick, über die während des Strahlbetriebs zu erwartenden Ortsdosisleistungen. Es zeigt sich bereits, dass im Inneren einer Spallationsneutronenquelle der MW-Klasse Ortsdosisleistungen von mehr als 10 GSv/h auftreten.

Ortsdosisleistung aufgrund des Neutronenfeldes

Zunächst soll die Ortsdosisleistung aufgrund des sich einstellenden Neutronenfeldes näher betrachtet werden. Anhand dieser Isodosisdarstellungen kann auch der Einfluß der Geometrie und den verwendeten Materialien diskutiert werden. Im rechten Bild in Abb. 7.2 sieht man sehr gut die beiden Moderatoren und wie sich das Neutronenfeld in den drei Öffnungen im Bleirefektor ausbreitet (zwei Öffnungen für den Moderator in 45°-Position und eine für den Moderator in

0°-Position). Auch in dieser Ebene, welche ca. 20 cm unterhalb der Protonenstrahlachse liegt, sieht man noch die Auswirkungen von Rückstreuungseffekten in die Protonenbeamline am linken Bildrand. Detailliertere Informationen lassen sich aus der Projektion auf die jeweiligen Achsen gewinnen, wie es in den Histogrammen in Abb. 7.3 gezeigt ist. Die oberen Graphen zeigen die Ortsdosisleistung auf der Mittelachse in Richtung des Protonenstrahles, links wiederum für die Moderatorebene und rechts für die Targetebene. Die beiden Täler im linken oberen Bild der Abb. 7.3 ergeben sich durch die Moderatoren. Sowohl in der Projektion der Targetebene wie auch in der Moderatorebene fällt auf, dass die Dosisleistung am linken Bildbereich weniger stark abfällt, als am rechten Bildrand, was auf den zuvor erörterten Effekt der Rückstreuung von Neutronen in die Protonenbeamline zurückzuführen ist. Im rechten oberen Bild aus Abb. 7.3 sieht man die Wechselwirkung des Protonenstrahls beim Auftreffen auf das Quecksilbertarget, dessen Fenster bei $z=0$ cm beginnt. Auch hier sieht man die Selbstabschirmung (rechter Bildrand) und Rückstreuung (linker Bildrand). Die beiden unteren Bilder zeigen die vertikale (rechts unten) und horizontale (links unten) Ausbreitung des Neutronenfeldes senkrecht zur Richtung des Protonenstrahls. Hier sieht man, dass an der äußeren Oberfläche des Bleirefektors –also an der Schnittfläche zwischen Reflektor und biologischer Abschirmung– die Dosisleistung immer noch ca. 10 MSv/h beträgt. Die vertikale Ausbreitung des Strahlenfeldes ist insbesondere für den „Skyshine“ –dies beschreibt die Ausbreitung und Streuung des Strahlenfeldes in der Atmosphäre– und den „Groundshine“ –die Ausbreitung des Strahlenfeldes ins Erdreich– von Interesse.

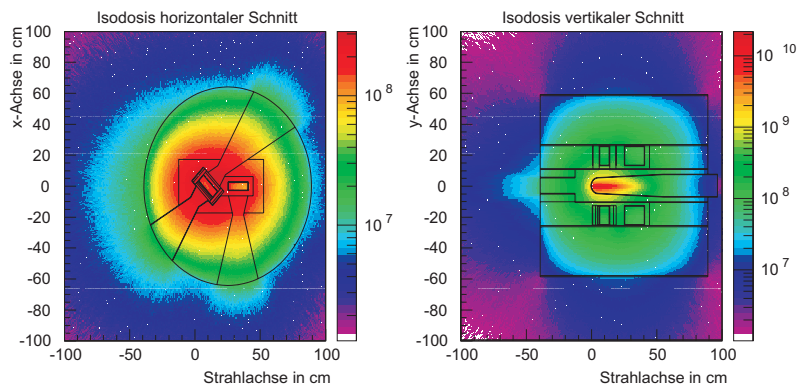


Abbildung 7.2: Isodosisplot des Neutronenfeldes in Sv/h im Inneren der ESS für eine mittlere Strahlleistung von 3,45 mA. Das linke Bild zeigt die Isodosisverteilung in einem horizontalen Schnitt durch die untere Moderatorebene. Rechts ist ein vertikaler Schnitt durch die Targetebene dargestellt.

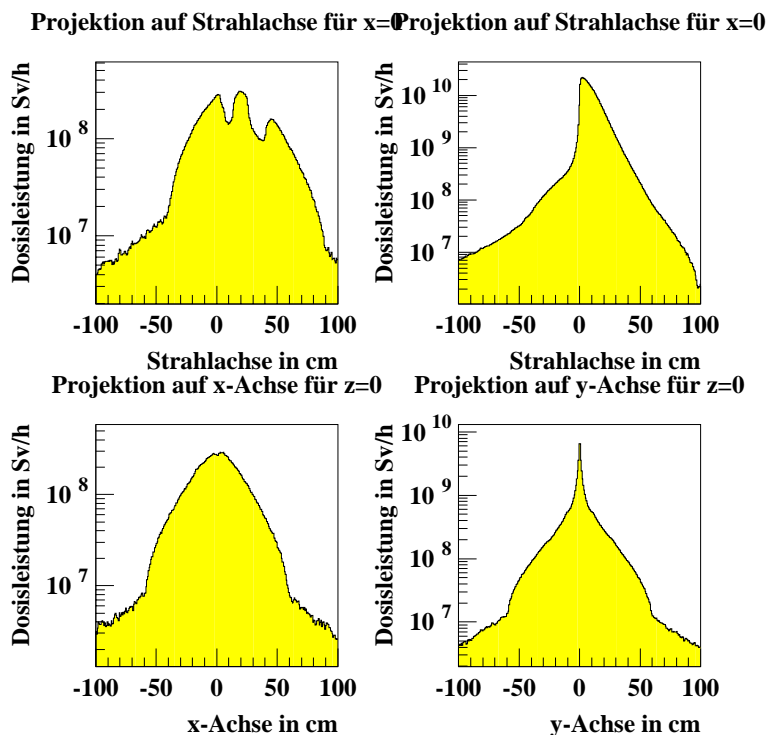


Abbildung 7.3: Dosisleistung auf der Strahlachse, der x-Achse sowie der y-Achse aus der Projektion der Mittelachsen aus Abb. 7.2.

Ortsdosisleistung aufgrund des Photonenfeldes

Als weiteren Aspekt muss das sich in der Anlage ausbreitende Photonenfeld betrachtet werden. Dieses resultiert aus der Abregung angeregter Restkerne und der damit verbundenen Emission vom Gammastrahlung. In analoger Vorgehensweise konnte das Photonenfeld mit Hilfe des MCNPX Codesystems berechnet werden. Für die gleichen Schnittebenen der Geometrie zeigt Abb. 7.4 die räumliche Isodosisverteilung des Photonenfeldes. Obwohl die Ortsdosisleistung aufgrund des Photonenfeldes fast einen Faktor 1.000 geringer ist, als die vom Neutronenfeld hervorgerufene Ortsdosisleistung, werden immer noch Werte von mehr als 10 MSv/h im Inneren und von mehr als 10 kSv/h an der Oberfläche des Bleirefektors erzielt.

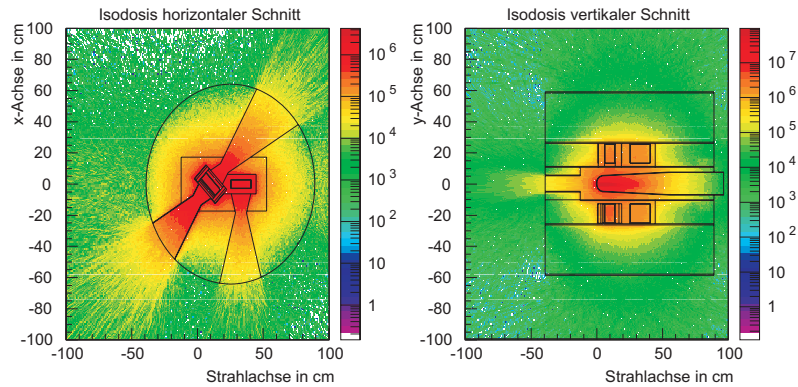


Abbildung 7.4: Isodosisplois des Photoniefeldes in Sv/h im Inneren der ESS für eine mittlere Strahlleistung von 3,45 mA. Das linke Bild zeigt die Isodosisverteilung in einem horizontalen Schnitt durch die untere Moderatorebene. Rechts ist ein vertikaler Schnitt durch die Targetebene dargestellt.

Vor allem die Reflektoröffnungen zur Extraktion der Neutronenstrahlen sind im linken Bild von Abb. 7.4 sehr gut zu sehen. Auch das in den Moderatoren erzeugte Photoniefeld, welches vor allem auf inelastische Wechselwirkungen von Neutronen mit dem Moderatormedium zurückzuführen ist, kann sehr gut beobachtet werden.

7.1.3 Induzierte Radioaktivität

Die bei der Spallationsreaktion entstehenden Radionuklide, wie auch die durch neutroneninduzierte Kernreaktionen verursachte Bildung von Radionukliden, führt zu einer Aktivität, welche auch nach Abschalten des Beschleunigers –z.B. in Wartungspausen– im System vorhanden bleibt. Die Abnahme der Radioaktivität hängt dabei von der charakteristischen Halbwertszeit der radioaktiven Isotope ab. Mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen konnte die Aktivierung verschiedener Komponenten des Target-Moderator-Reflektor Systems untersucht werden [164]. Als wesentliche Komponenten, welche im Wartungsbetrieb gehandhabt werden müssen, wären hier

- das Flüssigmetalltarget mit seiner Targethülle,
- die Moderatorsysteme und
- die Strahlverschlüsse (Shutter-Räder)

zu nennen. Im Folgenden sollen die zu erwartenden Aktivierungen in den jeweiligen Komponenten diskutiert werden. Zuvor soll jedoch das Rechenverfahren

zur Ermittlung der Aktivierung am Beispiel des für diese Rechnungen eingesetzten HERMES Programmsystems [86] vorgestellt werden. Abb. 7.5 illustriert die gewählte Rechenmethode. Zunächst wurde mit Hilfe des HETC [87] die Wech-

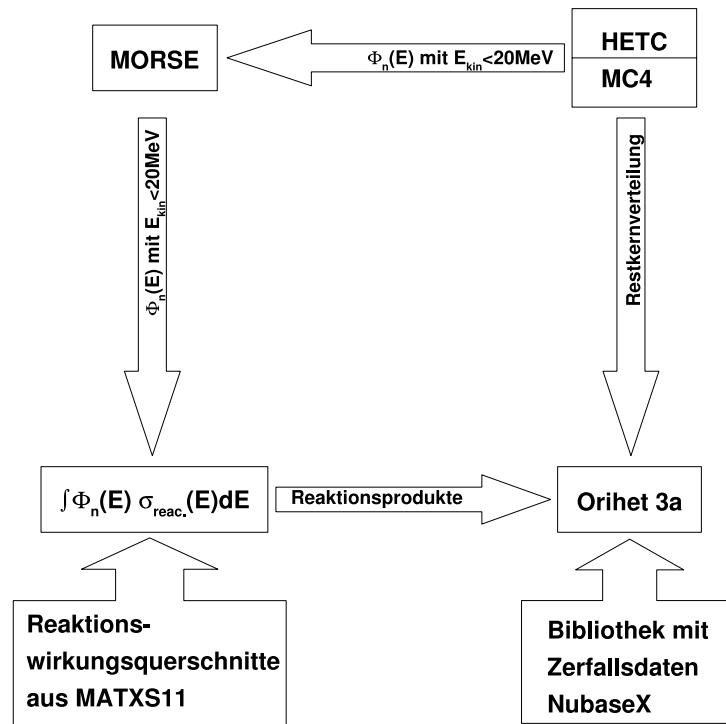


Abbildung 7.5: Rechenverfahren zur Bestimmung der Aktivierung in Bauteilen aufgrund des primären Protonenstrahls und des sekundären Neutronenfelds.

selwirkung des Protonenstrahls mit dem Target und der Transport der erzeugten Neutronen oberhalb einer Energie von 20 MeV simuliert. Der Transport langsamerer Neutronen erfolgte mit Hilfe des MORSE-Codes [76]. Der sich in den jeweiligen Bauteilen einstellende Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV wurde mit den in Frage kommenden Reaktionswirkungsquerschnitten gefaltet und somit die Produktionsrate bestimmt. Für Protonen und Neutronen oberhalb einer Energie von 20 MeV liefert HETC oder MC4 [111] direkt die erzeugten Radionuklide aufgrund von Spallationsreaktionen (Restkernverteilung). Die Beiträge aus beiden Modulen konnten summiert und an Orihet3a [161] –einer Weiterentwicklung des ORIGEN [162], einem Programm zur Berechnung des Abbrandes in Kernreaktoren– übergeben werden, welches mit Hilfe der Bateman-Gleichungen [163] die Aktivität und den radioaktiven Zerfall berechnet. Auf diese Weise kann

die zeitabhängige Aktivität unter Berücksichtigung von Betriebszyklen bestimmt werden. Die Bateman-Gleichungen bestehen aus einem Satz Differentialgleichungen der Form:

$$\frac{dN_i}{dt} = -\tau_i N_i + \sum_k f_{ik} \tau_k N_k + B_i \quad i = 1..I \quad (7.4)$$

Für jedes der betrachteten I Nuklide wird eine Differentialgleichung aufgestellt. In Gl. 7.4 gibt τ_i die Zerfallskonstante des Nuklids i an, und N_i dessen Konzentration. Die Produktion des Nuklides i wird durch die Produktionsrate B_i angegeben. Der Summenterm beschreibt die Produktion des Nuklides i aus dem Zerfall von Nukliden, deren Zerfallsprodukt gerade das Nuklid i ist. Mit f_{ik} wird die Wahrscheinlichkeit des entsprechenden Zerfallkanals berücksichtigt. Diese I gekoppelten Differentialgleichungen lassen sich dann in Matrixschreibweise angeben:

$$\left[\dot{N} \right] = [A] \times [N] + [B] \quad (7.5)$$

$\left[\dot{N} \right]$ und $[N]$ sind die Spaltenmatrizen der Änderungsraten und Konzentrationen aller I Nuklide im Betrachteten System. $[B]$ gibt die Matrix der Produktionsraten an und $[A]$ ist die Zerfallsmatrix mit den jeweiligen Matrixelementen

$$a_{ik} = f_{ik} \tau_k - \sigma_i i \Phi(t) \quad (7.6)$$

Hierbei wird durch den Term $\sigma_i i \Phi(t)$ der Abbrand, also die Vernichtung des Nuklides i durch Wechselwirkungen des Teilchenflusses $\Phi(t)$ mit den Nukliden i , berücksichtigt. Im Gegensatz zu ORIGEN wird der Abbrand bei Orihet3a nicht unterstützt.

Flüssigmetalltarget

Aufgrund der höheren Neutronenausbeute werden heutzutage häufig Flüssigmetalltargets eingesetzt [34, 43, 33, 165]. Ihr Vorteil liegt in ihrer Eigenschaft Targetmaterial und Kühlmedium zugleich zu sein. Während bei kurzgepulsten Spallationstargets in der Regel Quecksilber als Targetmaterial verwendet wird, kommt bei kontinuierlichen Targets von Spallationsquellen oder beschleunigergetriebenen Systemen eher Blei oder Blei-Wismut-Eutektikum als Targetmaterial zum Einsatz [165].

Mit dem zuvor beschriebenen Verfahren wurde die Produktion von radioaktiven Isotopen im Quecksilbertarget der europäischen Spallationsneutronenquelle ESS wie auch in der Targethülle berechnet. Abb. 7.6 zeigt die Produktionsraten pro Primärproton der im Target erzeugten Nuklide, aufgeschlüsselt nach Isobaren

Residual Nuclei Production in ^{nat}Hg irradiated with 1334 MeV Protons

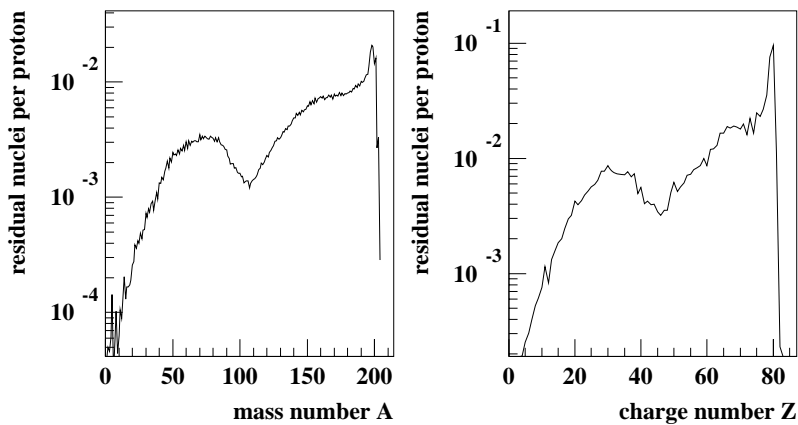


Abbildung 7.6: Produktionsraten von Nukliden in ^{nat}Hg nach Bestrahlung mit 1.334 MeV Protonen als Funktion der Massenzahl (links) und Ordnungszahl (rechts) [164].

(linker Graph) und Isotopen (rechter Graph). Die maximalen Produktionsraten liegen im Bereich der Elemente, welche sich in direkter Nachbarschaft zum Targetmaterial und oberhalb der Stabilitätsgeraden –und daher in der Regel β^+ -Strahler sind– befinden. Mit abnehmender Massen- und Ordnungszahl geht auch die Produktionsrate zurück, bis diese wieder ein Maximum bei $A \approx 70$ und $Z \approx 40$ erreicht, wie Abb. 7.6 zeigt. Dieses Maximum erklärt sich durch die während des Spallationsprozesses auftretende Hochenergiespaltung des angeregten Restkerns. Da nur

ein Maximum auftritt, kann hier von einer symmetrischen Spaltung gesprochen werden. Während die Radionuklidproduktion im Target durch den Spallationsprozess dominiert wird, ist die Erzeugung von radioaktiven Kernen in der aus Edelstahl gefertigten Targethülle von den neutroneninduzierten Kernreaktionen bestimmt. Hier spielt vor allem die elementare Zusammensetzung des Edelstahls eine entscheidende Rolle. Tab. 7.2 gibt die Materialzusammensetzung des für die Targethülle vorgesehenen austenitischen Edelstahls HT-9 an. Anhand der angegebenen Elemente und deren natürlicher Isotopenmischung kann die Möglichkeit der Entstehung radioaktiver Nuklide aufgrund von Kernreaktionen überprüft werden. Mögliche Produktionsraten können durch Faltung des Neutronenflusses Φ_n mit den entsprechenden Reaktionswirkungsquerschnitten σ_n und Skalierung mit der Quellstärke S und der numerischen Dichte ρ_N des jeweiligen Isotops, wie in Gl. 7.7 angegeben, bestimmt werden:

$$\dot{N} = \rho_N \cdot S \cdot \int \Phi_n(E) \cdot \sigma_{Reak.}(E) dE \quad (7.7)$$

In Referenz [164] finden sich für die Targethülle folgende in Tab. 7.3 aufgeführten Produktionsraten pro Proton. Die höchste Produktionsrate weist das ^{55}Fe Isotop mit einer Produktionsrate von $2,93 \cdot 10^{-2}$ Atomen/Proton auf. Das langlebigste Nuklid ist das ^{53}Mn mit einer Halbwertszeit von $\tau_2 = 3,7 \cdot 10^6$ Jahren. Skaliert man die jeweiligen Produktionsraten pro Proton mit der Anzahl der Protonen pro Sekunde, so kann mit Hilfe des Orihet-3a Codes der zeitliche Aufbau der Radioaktivität bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der geplanten Zykluszeiten, lässt sich somit das radioaktive Inventar des Targets vorhersagen. Für die geplante ESS wurden fünf Nutzerbetriebszyklen pro Jahr von jeweils 45 Tagen, welche von vier Wartungspausen unterbrochen werden, angenommen. Hierbei sind drei kurze Wartungspausen von 14 Tagen Dauer und eine lange Wartungspause von 84 Tagen Dauer vorgesehen. Mit Hilfe des Orihet-3a Codes wurde der

Element	Anteil in Gew.-%	Element	Anteil in Gew.-%
Fe	ad 100	Mn	0.4 bis 1.0
Cr	8.2 bis 13.0	Co	≤ 0.01
Mo	≤ 1.0	Ni	≤ 0.1
W	≤ 2.0	Si	0.2 bis 1.0
V	≤ 0.3	P	≤ 0.05
Nb	≤ 0.15	S	≤ 0.03
Ta	≤ 0.07	C	0.05 bis 0.2
Ti	≤ 0.3	N	0.01 bis 0.05

Tabelle 7.2: *Legierungsbestandteile des für die Targethülle vorgesehenen Edelstahls HT-9.*

Nuklid	Halbwertszeit	Produktionsrate pro Proton
^3H	12.3 a	$3.10 \cdot 10^{-3}$
^{53}Fe	8.5 m	$1.02 \cdot 10^{-4}$
^{55}Fe	2.7 a	$2.93 \cdot 10^{-2}$
^{53}Mn	$3.7 \cdot 10^6$ a	$2.44 \cdot 10^{-3}$
^{54}Mn	312 d	$1.32 \cdot 10^{-2}$
^{56}Mn	2.58 h	$1.37 \cdot 10^{-2}$
^{51}Cr	27.2 d	$3.31 \cdot 10^{-3}$
^{52}V	3.75 m	$1.44 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 7.3: Produktionsraten der durch Neutronenreaktionen im Targetcontainer produzierten Radionuklide [164].

Aktivitätsaufbau während eines Betriebsjahres und für eine Betriebsdauer von 30 Jahren unter Berücksichtigung der Betriebszyklen berechnet. Abb. 7.7 zeigt die Abnahme der Radioaktivität im Target und seiner Hülle nach Abschaltung der Anlage. Es zeigt sich, dass sich die Gesamtaktivität im Quecksilber nach ei-

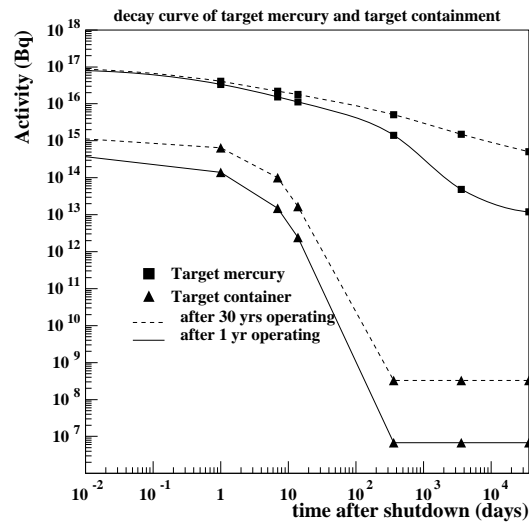


Abbildung 7.7: Abklingverhalten des radioaktiven Inventars nach Abschaltung der Anlage im Quecksilbertarget (Quadrate) und in der Targethülle (Dreiecke) für ein Betriebsjahr (durchgezogene Linie) und 30 Betriebsjahre (gestrichelte Linie) [164].

nem Betriebsjahr und nach 30 Betriebsjahren nicht unterscheidet, jedoch sich im Langzeitverhalten Unterschiede ergeben. Anders sieht es in der Targethülle aus: Hier steigt die Aktivitätsmenge während der Betriebsdauer noch an. Jedoch ist die Gesamtaktivität in der Hülle ca 2-2,5 Größenordnungen geringer als die Aktivität des Quecksilbers. Genauere Einblicke in das Aktivitätsverhalten gewinnt man durch die Untersuchung der Leitnuclide. Dies sind die Radionuklide, die in bestimmten Zeitabschnitten die höchsten Beiträge zur Gesamtaktivität beitragen und somit das Abklingverhalten dominieren. Betrachtet man einen Zeitraum von 10^6 Jahren, so zeigt sich, dass das entstandene Tritium in den ersten 20 Jahren den Hauptanteil an der Gesamtaktivität bildet. Später übernimmt das Quecksilberisotop ^{194}Hg und das Gadoliniumisotop ^{150}Gd die Rolle des Leitnuklides. Die Ergebnisse einer HERMES Simulation mit nachgeschalteter Orihet 3a Rechnung für 30 Jahre Vollastbetrieb ist in Abb. 7.8 dargestellt. Die Gesamtaktivität im

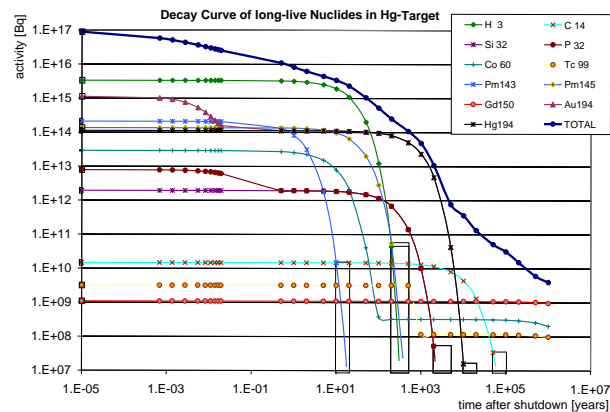


Abbildung 7.8: Vorhergesagter Zerfall der radioaktiven Isotope nach 30 Jahren Vollastbetrieb als Funktion der Zeit nach Abschaltung in Jahren [164].

Flüssigmetalltarget erreicht dabei Werte bis zu 10^5 TBq. Diese Aktivität wird zunächst durch Tritium und ^{194}Au bestimmt. Obwohl ^{194}Au nur eine Halbwertszeit von 39,5 h hat, dominiert es bis ca. 5000 Jahre nach Abschaltung die Gesamtaktivität im Target. Ursache hierfür ist, dass das ^{194}Au nicht nur direkt bei der Spallationsreaktion entsteht, sondern auch als Tochternuklid aus dem durch Elektroneneinfang zerfallenden radioaktiven Quecksilberisotop ^{194}Hg , welches eine Halbwertszeit von 400 Jahren hat, gebildet wird. Für das Langzeitverhalten ist im wesentlichen das ^{150}Gd verantwortlich, was nach 10.000 Jahren immer noch eine Aktivität von 1 GBq aufweist.

Y.U. Titarenko et al. haben die Produktionsraten in natürlichem Quecksilber mit Hilfe der γ -Spektroskopie nach Bestrahlung mit Protonen experimentell bestimmt

[166]. Jedoch zeigen sich Unterschiede bis zu einem Faktor fünf für bestimmte Isotope. Tab. 7.4 gibt eine tabellarische Übersicht für ausgewählte Isotope.

Nuklid	$T_{1/2}$	σ_{Prod} [mbarn]		Verhältnis
		Experiment	Simulation	Exp. / Simulation
^{147}Eu	24 d	18.8	5.0	3.76
^{148}Eu	54.5 d	0.725	3.5	0.21
^{149}Gd	9.28 d	5.13	6.3	0.81
^{151}Gd	124 d	13.0	4.1	3.17
^{148}Tb	60 m	9.31	2.3	4.05
^{149}Tb	4.1 h	5.13	4.0	1.28
^{150}Tb	3.48 h	7.89	5.7	1.38
^{151}Tb	17.61	13	6.2	2.1
^{152}Tb	17.5 h	12.1	6.9	1.75
^{152}Dy	2.38 h	11.9	5.7	2.09
^{188}Pt	10.2 d	25.2	7.1	3.55
^{189}Au	28.7 m	3.3	9.4	0.35
^{190}Au	42.8 m	42	10.2	4.12
^{194}Au	38.02	24.9	8.6	2.89
^{190}Hg	20 m	15.8	7.9	2.00
^{192}Hg	4.85 h	14.8	10.7	1.38
^{194}Tl	32.8 m	6.3	2.4	2.63

Tabelle 7.4: Vergleich experimentell ermittelter Produktionswirkungsquerschnitte [166] mit simulierten Daten [164] für $^{nat}\text{Hg}(p,x)$.

Moderatorsystem

Die relativ nah am Target positionierten Moderatorsysteme befinden sich in einer Region hoher Teilchenflüsse (siehe auch Abb. 7.2 und Abb. 7.4). Da die Lebensdauer des Moderatorbehälters aufgrund von Strahlschädigungen begrenzt ist, muss der Moderatorbehälter in entsprechenden Intervallen gewechselt werden. Desweiteren stellen vergiftete Moderatoren –hier ist innerhalb des Moderators ein stark neutronenabsorbierendes Material (Cd, Gd, etc.) montiert– Komponenten dar, die aufgrund des Abbrandes des Neutronenabsorbers regelmässig erneuert werden müssen. Zur besseren Planung der notwendigen Arbeitsabläufe wurde die zu erwartende Aktivierung des Moderatorbehälters und des Moderatormaterials berechnet. Auch hier wurden die Restkernverteilungen –nicht berücksichtigt sind hier die während der Intra-nuklearen Kaskade bzw. Verdampfung emittierten Kerne– aus Spallationsreaktionen aufgrund hochenergetischer Neutronen $E > 20$ MeV wie auch aufgrund von Kernreaktionen für Energien unterhalb von 20 MeV berechnet. Abb. 7.9 zeigt exemplarisch die Restkernverteilungen eines Wassermoderators, sowohl für das Wasser als Moderatormaterial, wie auch für

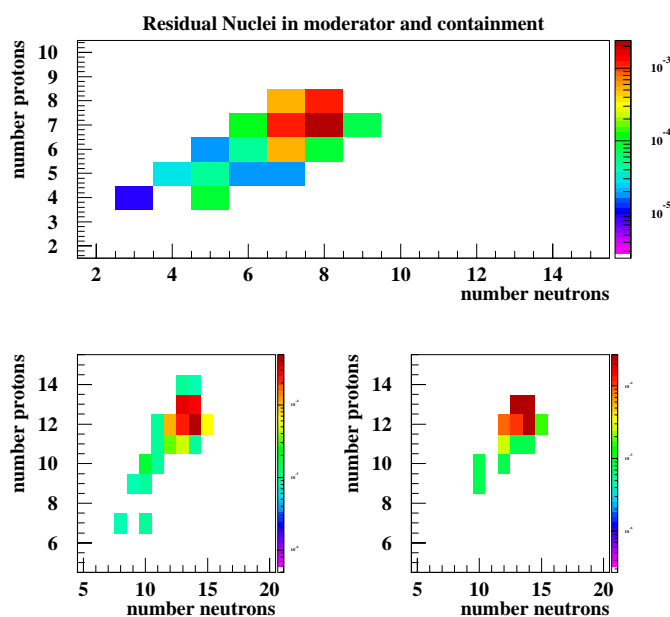


Abbildung 7.9: Produktion von radioaktiven Isotopen oberhalb des ${}^4_2\text{He}$ im Wassermoderator (oben) wie auch in den Behälterwänden. Links unten ist die Verteilung für die Seitenwände und rechts unten für die dem Target zugewandten Behälterboden dargestellt [164].

Reaktion	Aluminium		Magnesium					
	^{27}Al	t_H	^{24}Mg	t_H	^{25}Mg	t_H	^{26}Mg	t_H
(n, γ)	^{28}Al	2,2 m					^{27}Mg	9,46 m
(n,2n)	^{26}Al	6,4 s	^{23}Mg	11,3 s				
(n,3n)	^{25}Al	7,2 s	^{22}Mg	3,86 s	^{23}Mg	11,3 s		
(n,p)	^{27}Mg	9,46 m	^{24}Na	14,96 h	^{25}Na	59,6 s	^{26}Na	1,07 s
(n,d)					^{24}Na	14,96 h	^{25}Na	59,6 s
(n,t)			^{22}Na	2,6 a			^{24}Na	14,96 h
(n, α)	^{24}Na	14,96 h					^{23}Ne	37,2 s

Tabelle 7.5: Reaktionen von Neutronen mit dem Moderatorstrukturmaterial, produzierte radioaktive Nuklide und deren Halbwertszeit [164].

das Behältermaterial, einer Aluminiumlegierung (AlMg₃: 97 % Al, 3 % Mg). Für die Kernreaktionen wurde zunächst die Möglichkeit der Aktivierung für die in der Aluminiumlegierung in Form des natürlichen Isotopengemisches vorkommenden stabilen Isotope die Aktivierungsmöglichkeit geprüft. Tab. 7.5 listet die für die ^{27}Al , ^{24}Mg , ^{25}Mg und ^{26}Mg möglichen Aktivierungsreaktionen aufgrund von Neutroneneinfangreaktionen ($E_n < 20$ MeV) auf. Nach der Simulation der Produktionsraten konnte wiederum das Langzeitverhalten der produzierten Radionuklide mit Orihet 3a bestimmt werden. Im Moderatormaterial Wasser wird die Gesamtaktivität von 20 TBq vor allem durch die Isotope ^{15}O und ^{13}N bestimmt, welche jedoch innerhalb von ca. 8 h zerfallen, wodurch sich die Aktivität bereits auf ca. 200 GBq reduziert. Am langlebigsten sind die Isotope ^7Be und ^{14}C , wie in Abb. 7.10 dargestellt. Vor allem das langlebige ^{14}C sorgt für eine konstante Aktivität von 10 GBq im Langzeitverhalten. Im Moderatorbehälter wird die Ge-

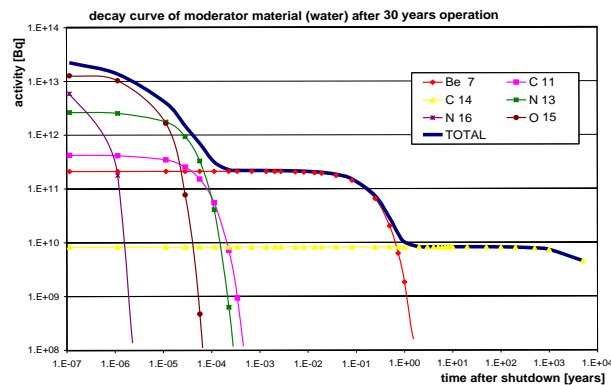


Abbildung 7.10: Abklingverhalten im Wasser des thermischen Wassermoderators nach 30 Jahren Vollastbetrieb [164].

samtaktivität von 300 TBq zunächst von den Isotopen ^{28}Al und ^{27}Mg bestimmt, wie in Abb. 7.11 dargestellt. Das Langzeitverhalten prägt das Isotop ^{26}Al mit einer Aktivität von ca. 1 GBq. Obwohl zunächst die Gesamtaktivität im Moderatorbehälter kurz nach Abschaltung um ca. einen Faktor 10 höher ist, zeigt sich im Langzeitverhalten ein umgekehrtes Bild. Hier ist die Gesamtaktivität des Behälters einen Faktor 10 geringer als die Aktivität des Wassers.

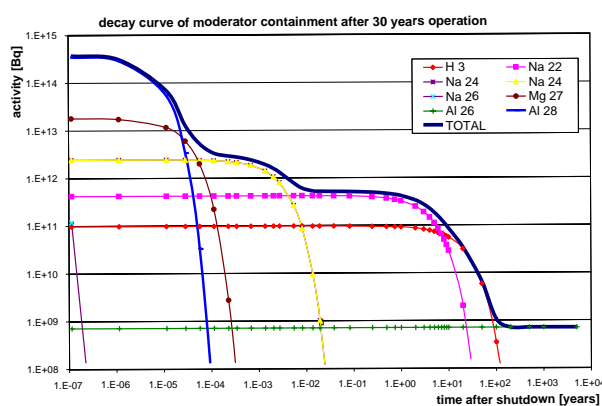


Abbildung 7.11: Abklingverhalten des aus AlMg_3 gefertigten Moderatorbehälters des thermischen Wassermoderators nach 30 Jahren Vollastbetrieb [164].

Strahlverschlüsse

Eine Besonderheit bei Spallationsneutronenquellen sind die Strahlverschlüsse der Strahlrohre, die die im Target produzierten und im Moderator thermalisierten Neutronen zu den Experimenten leiten (siehe Abb. 7.12). Da die Neutronenleiter auf die Moderatoroberfläche gerichtet sind, also auf Regionen hoher Neutronen- und Photonenflüsse, kommt den Strahlverschlüssen eine besondere Bedeutung zu. Einerseits sollen sie die Neutronenleiter verschließen und somit die Neutronen- und Photonenstrahlung abschirmen, wenn Wartungs- oder Aufbauarbeiten an den Neutronenstreuinstrumenten durchgeführt werden müssen. Andererseits sind die Neutronenleiter innerhalb des Strahlverschlusses einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt und müssen gegebenenfalls aufgrund der Strahlschädigung gewechselt werden. Hierzu muss der Strahlverschluss demontiert und ausgebaut werden. Für diese Handhabung sind wiederum die zu erwartenden Aktivitäten zur Planung und Konzeption der Arbeitsabläufe notwendig, um eine möglichst geringe Strahlenbelastung bei den Beschäftigten zu verursachen. Abb. 7.12 zeigt den schematischen Aufbau eines radförmigen Strahlverschlusses (Shutter-Rad)

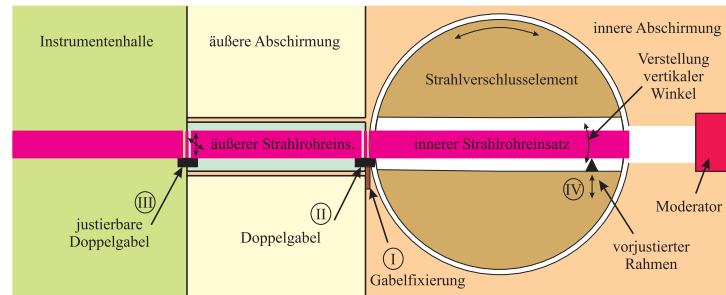


Abbildung 7.12: Schematischer Aufbau des Strahlverschlusses mit Positionierungsmöglichkeit des Neutronenleiters [172].

mit einem Radius von ca. 2,80 m. Während des Betriebs steht der Neutronenleiter horizontal und Neutronen aus dem Inneren der Targetstationen können ungehindert in den Neutronenleiter eindringen und zu den Instrumenten gelangen. Bei Wartungsarbeiten wird das Shutter-Rad um 90° verdreht, so dass der Neutronenleiter senkrecht steht und das Material des Shutter-Rades als Abschirmung dient. Für die Aktivierungsrechnungen wurde ein vereinfachtes Geometriemodell verwendet, bei denen Kreisringsegmente aus Eisen vor den Öffnungen im Bleirefektor gesetzt wurden, wie in Abb. 7.13 dargestellt. Da sich die Strahlverschlüsse

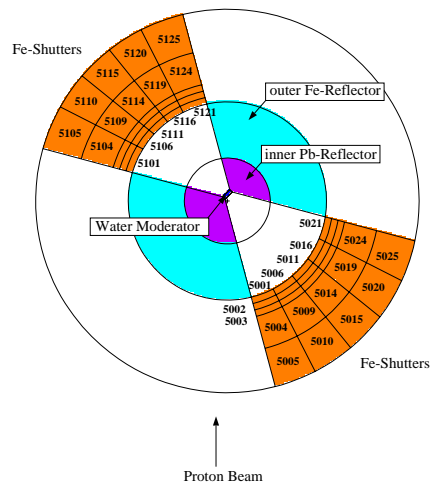


Abbildung 7.13: Vereinfachtes Geometriemodell zur Berechnung der Aktivierung des Strahlverschlusses mit Hilfe einer gekoppelten HERMES - Orihet-3a Simulation [164].

weit außerhalb befinden, wurden hier nur die Neutronen unterhalb von 20 MeV betrachtet. Aufgrund der Lage der einzelnen Strahlverschlüsse wurde mit einer höheren Aktivierung der mehr in Richtung des Protonenstrahls angeordneten Strahlverschlüssen gerechnet. Diese Annahme konnte durch die Ergebnisse der Simulationsrechnungen verifiziert werden, wie es das Abklingverhalten in Abb. 7.14 zeigt. Man sieht deutlich, dass die mehr in Strahlrichtung angeordneten Strahl-

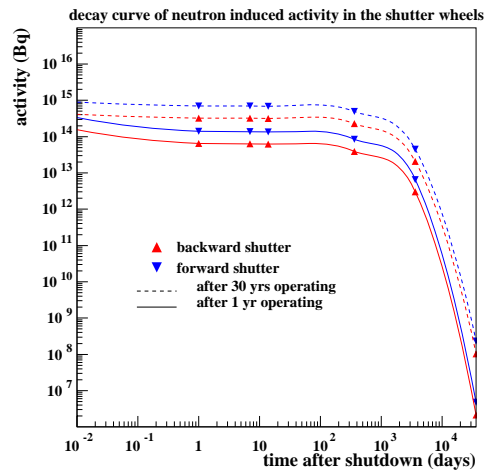


Abbildung 7.14: Abklingverhalten der unterschiedlich zum Protonenstrahl ausgerichteten Strahlverschlüsse nach 1 Jahr sowie nach 30 Jahren Vollastbetrieb [164].

verschlüsse (forward shutter, in Abb. 7.13 links oben dargestellt) um einen Faktor zwei höhere Aktivitäten aufweisen als die mehr entgegen der Strahlachse des Protonenstrahls positionierten Strahlverschlüsse (backward shutter, in Abb. 7.13 rechts unten dargestellt). Dieser Effekt lässt sich durch den sich in Strahlrichtung ausbreitenden hadronischen Schauer erklären (siehe auch Abschn. 4.1).

7.2 Auslegung einer Abschirmung

7.2.1 Allgemeine Grundlagen zur Abschirmung

Die Auslegung einer Abschirmung stellt hohe Ansprüche an eine Simulation, da es sich hierbei stets um ein “deep-penetration”-Problem handelt. Aber wie könnte eine ideale Abschirmung eines Neutronenleiters aussehen? Im Prinzip kann sich der Aufbau einer Abschirmung an den physikalischen Wechselwirkungsprozessen orientieren. Hochenergetische Neutronen mit kinetischen Energien $E > 100$ MeV werden vor allem inelastische Kernreaktionen – dies sind im wesentlichen Spallationsreaktionen – auslösen, wobei sich die kinetische Energie auf die freigesetzten Neutronen und Fragmente verteilt. Im nächsten Schritt müssen die schnellen Neutronen moderiert werden, indem sie durch elastische Stöße einen Teil ihrer Energie auf die Atomkerne des Abschirmmaterials übertragen. Je ähnlicher die Masse von Neutron und Kern ist, desto effektiver kann Energie auf den Kern übertragen werden und desto schneller kann das Neutron auf thermische Energien gebracht werden. Da alle Materialien im thermischen und subthermischen Bereich eine Zunahme des Absorptionswirkungsquerschnittes mit abnehmender Energie zeigen, sollte sich im Anschluß eines moderierenden Materials ein Material mit einem möglichst hohen Absorptionsquerschnitt anschließen, welches die Neutronen einfängt. Abb. 7.16 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt für typische Neutronenabsorber wie ^3He , ^6Li , ^{10}B oder Cd. Bei vielen Absorptionsreaktionen werden

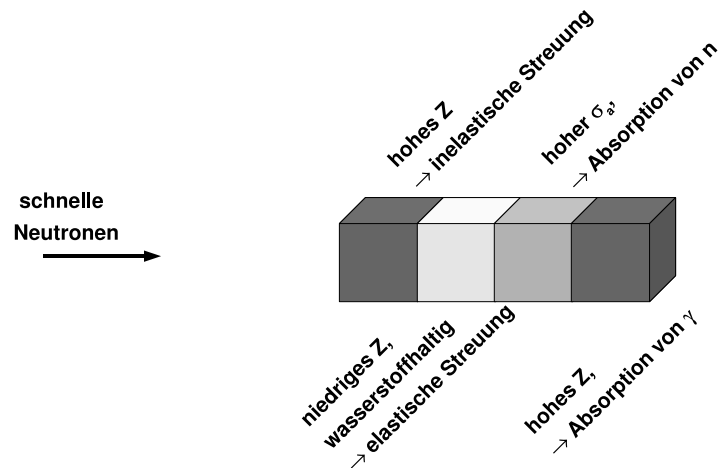


Abbildung 7.15: Idealisierter Aufbau einer Neutronenabschirmung basierend auf den physikalischen Wechselwirkungsmechanismen[63].

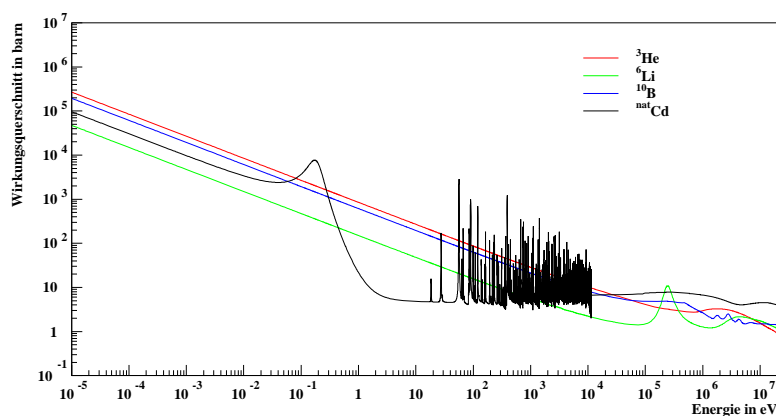


Abbildung 7.16: Totaler Wirkungsquerschnitt für typische Neutronenabsorber wie ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ oder Cd .

Photonen emittiert, die ebenfalls abgeschirmt werden müssen. Durch Vermeidung von Absorbermaterialien, welche Neutronen über (n,γ) -Reaktion absorbieren (z.B. Cd), kann die auftretende Photonenstrahlung reduziert werden. Eine effektive Abschirmung gegen Photonen sollte aus einem Material hoher Massenzahl bestehen. Somit würde der ideale Aufbau einer Abschirmung gegen Neutronenfeldern mit Energiespektren, welche einen hochenergetischen Anteil aufweisen, wie in Abb. 7.15 gezeigt, aussehen. Allerdings läßt sich in der Praxis ein solcher Aufbau aufgrund weiterer Rahmenbedingungen in der Regel nicht realisieren. Viele Elemente mit einer hohen Ordnungs- und Massenzahl (z.B. Blei, Quecksilber, Uran) sind Schwermetalle und sind häufig als Gefahrstoffe klassifiziert. Hierdurch kommt es in der Praxis zu Einschränkungen aufgrund von Vorschriften und Regelungen des konventionellen Arbeitsschutzes. Ähnlich stellt sich die Problematik bei Materialien zur Neutronenmoderation dar. Besonders geeignet sind Materialien mit einem hohen Wasserstoffanteil. Ein einfaches Material wäre Wasser. Andere wasserstoffhaltige Materialien sind einfache Kunststoffe wie Polyethylen oder Polypropylen, welche im wesentlichen aus Kohlenwasserstoffketten bestehen. Zwar sind Kunststoffe keine Gefahrstoffe, jedoch können sie, wenn sie in großen Mengen verbaut werden, die Brandlast erhöhen, so dass sich unter Umständen ein Konflikt mit dem Brandschutz ergibt. Schließlich sind auch viele Neutronenabsorber als Gefahrstoffe ausgewiesen (z.B. Lithium, Bor, Cadmium). Hier kann es hilfreich sein, anstatt der reinen Elemente ungefährlichere Verbindungen zu nutzen, da die Neutronenabsorption nur auf atomarer Ebene, nicht aber

Ursache	Wirkung	Schnittstelle zu
Materialien mit hoher Massenzahl sind oft Schwermetalle	Gefahrstoffe	Arbeitsschutz
Materialien mit hohem Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen	Gefahrstoffe	Arbeitsschutz
Wasserstoffhaltige Materialien	Erhöhung der Brandlast	Brandschutz
hohes Eigengewicht	hohe Flächenbelastung	Baustatik
hoher Materialbedarf	hoher Kostenfaktor	Ökonomie
kompakte, massive Bauform	Zugänglichkeit für Instandhaltung und Instandsetzung stark eingeschränkt	Arbeitsschutz Produktion

Tabelle 7.6: *Die Auslegung einer Abschirmung beeinflussende Rahmenbedingungen und deren Auswirkung auf weitere Disziplinen.*

auf molekularer abläuft. Aus den zuvor diskutierten Problemen lassen sich neben den strahlenphysikalischen Bedingungen noch weitere Rahmenbedingungen, welche die Auslegung einer Abschirmung beeinflussen, ableiten wie in Tab. 7.6 aufgelistet.

Zur Untersuchung der neutronenphysikalischen Aspekte innerhalb der Abschirmung können sowohl deterministische Berechnungsmethoden (S_N Methode, siehe Abschn. 5.3) oder aber Monte-Carlo Verfahren (siehe Abschn. 5.4) eingesetzt werden, wie im folgenden an drei Beispielen demonstriert wird:

- Abschirmung eines Neutronenleitersystems an einem Forschungsreaktor $\rightarrow S_N$ -Methode,
- Abschirmung eines Neutronenleiters an einer Spallationsneutronenquelle $\rightarrow S_N$ -Methode, Monte-Carlo Methode,
- Abschirmung der Targetstation einer Spallationsneutronenquelle \rightarrow Monte-Carlo Methode.

7.2.2 Abschirmung eines Neutronenleiters am Beispiel eines Forschungsreaktors und einer Spallationsneutronenquelle

Die unterschiedliche Problematik der Auslegung der Abschirmung von Neutronenleitern soll durch die Gegenüberstellung einer Studie zur Überprüfung der Wirksamkeit der Neutronenleiterabschirmung am weltweit leistungsstärksten Forschungsreaktor HFR [158] des Instituts Laue-Langevin in Grenoble [167] und einer Neutronenleiterabschirmung an der zurzeit weltweit leistungsstärksten Spallationsneutronenquelle SNS [34] verdeutlicht werden. Hierbei soll die unterschiedliche Problematik bei der Berechnung der aus den Neutronen- und Photonenströmen abgeleiteten Ortsdosisleistungen diskutiert werden.

Zudem kommt erschwerend hinzu, dass moderne Neutronenleitersysteme kalte und thermische Neutronen durch Reflektion an ihren Wänden reflektieren und somit den Neutronenfluss über weite Strecken aufrecht erhalten können, ohne dass eine durch den Raumwinkel bedingte $1/r^2$ -Abnahme zu beobachten ist.

Beispiel Forschungsreaktor

Im Rahmen der Erneuerung des Neutronenleitersysteme H1 und H2 am 58 MW Hochflußreaktor des Instituts Laue-Langevin in Grenoble (Frankreich) sollte die vorhandene Abschirmung auf die Einhaltung der zulässigen Ortsdosisleistung mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation überprüft werden. Aufgrund der fächerförmig auseinander laufenden Neutronenleitersysteme, welche horizontal übereinander liegen und gegeneinander verdreht sind, versagen aufgrund der komplizierten

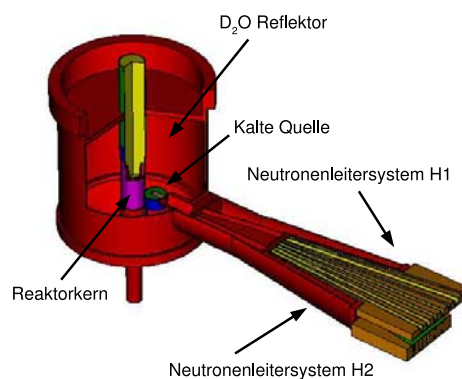


Abbildung 7.17: MCNPX Modell des vorderen Neutronenleitersystems H1 (oberes Leitersystem) und H2 (unteres Leitersystem) des Hochflußreaktors des Instituts Laue-Langevin, Grenoble.

Geometrie (siehe auch Abb. 7.17) semi-empirische wie auch deterministische Rechenverfahren. Selbst an Monte-Carlo Simulationen stellt dieses Problem sehr hohe Anforderungen und geht an die Grenzen des zurzeit mit Monte-Carlo Simulationen machbaren. Da jedoch die Neutronenspektren am Eingang der Neutronenleiter nicht bekannt waren, wurde zunächst das Neutronen- und Gammastrahlungsfeld ausgehend vom Reaktorkern simuliert. Mit Hilfe eines detaillierten Geometriemodells des Reaktorkerns und der relevanten Neutronenleiter, wie sie in Abb. 7.17 dargestellt sind, wurden die ungestörten Neutronenflüsse mit Hilfe des MCNPX [85] Programmsystems berechnet. Ein Vergleich mit analytischen Berechnungen von Ageron [157] zeigt eine sehr gute Übereinstimmung, wie es Abb. 7.18 zeigt. In diesem Bild läßt sich auch sehr gut der Einfluß einiger Kom-

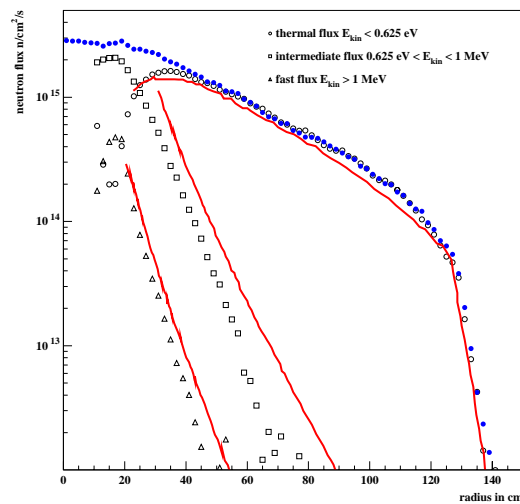


Abbildung 7.18: Vergleich der analytisch berechneten ungestörten Neutronenflüsse (offene Symbole) mit MCNPX Simulationen (durchgezogenen Linien) für unterschiedliche Neutronenergien als Funktion des Radius.

ponenten des Reaktors erkennen. Einerseits sieht man sehr gut die Abnahme des thermischen Flusses im Bereich des ringförmigen Brennelementes, dessen Außenradius bei ca. 20 cm liegt, was auf die Absorption von Neutronen im Uran zurückzuführen ist. Die starke Abnahme des epithermischen und schnellen Flusses ist auf die Moderation der Neutronen aufgrund der elastischen Streuung, in den das Brennelement umgebenen D₂O Tank, erklärbar. Der D₂O Tank hat einen Durchmesser von ca. 1,30 m und wird dann von H₂O umgeben. Der höhere Absorptionswirkungsquerschnitt von Wasserstoff gegenüber Deuterium ist für die

stärkere Abnahme des thermischen Neutronenflusses ab einer Entfernung von ca. 1,3 m von der Mittelachse des Reaktors verantwortlich. Aufgrund der sehr komplexen Geometrie des Neutronenleitersystems, wie sie in Abb. 7.17 dargestellt ist, konnte hier kein vereinfachtes Geometriemodell entwickelt werden, so dass ein gekoppeltes Berechnungsverfahren zwischen einer Monte-Carlo Simulation und einer Simulation mit dem Verfahren der Diskreten-Ordinaten nicht realisierbar

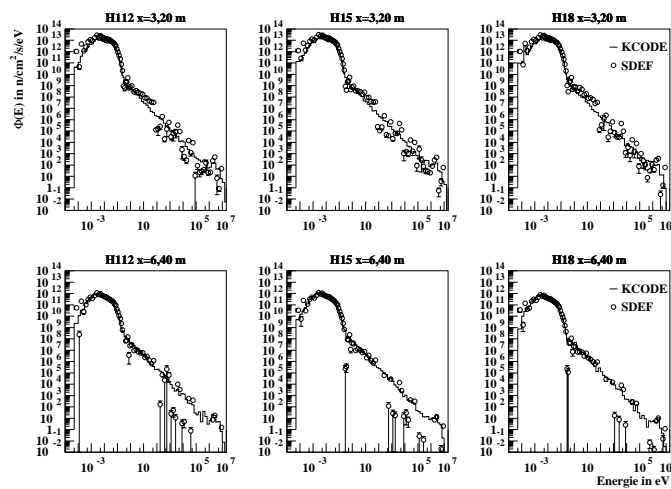


Abbildung 7.19: Vergleich der berechneten Spektren für Simulationen basierend auf einer Kritikalitätsrechnung des Reaktorkerns (KCODE) und die mit Hilfe einer sekundären Quellverteilung am Anfang des Neutronenleitersystems berechneten Neutronenspektren in den Neutronenleitern.

war. Aus diesem Grunde wurde der Neutronenfluss wie auch der korrespondierende Photonenfluss ebenfalls mit MCNPX simuliert, wobei die varianzreduzierende Methode des Geometrie-Splittings eingesetzt worden ist. Hierbei werden große, zusammenhängende Geometrieteile in kleinere Segmente aufgeteilt und den jeweiligen Geometriezonen ein Wichtungsfaktor zugewiesen. Dringt ein Teilchen in eine neue Geometriezone ein, so wird sein statistisches Gewicht mit dem zu dieser Geometriezone gehörenden Wichtungsfaktor multipliziert. Überschreitet dieses neue statistische Gewicht einen bestimmten Grenzwert, wird das Teilchen in zwei Teilchen aufgesplittet, wobei jedes Teilchen genau die Hälfte des statistischen Gewichtes zugewiesen bekommt. Auf diese Weise kann die Teilchenpopulation in weiter außenliegenden Geometriebereichen verbessert werden, wodurch sich verlässlichere Resultate ergeben.

Um in der Simulation ausreichend Neutronen in das Leitersystem zu bekommen, ohne Rechenzeit in nicht relevanten Geometriebereichen zu verschwenden, wurden die Simulationen mit einer sekundären Quellverteilung durchgeführt. Hierzu wurde das Energiespektrum am Eingang der Neutronenleiter in den beiden Strahlkanälen H1 und H2 berechnet, welche dann als sekundäre Quellverteilung für Strahlungstransportrechnungen in Analagenteilen, welche mehrere Meter entfernt vom Reaktor sind, genutzt werden konnte. Abb. 7.19 zeigt einen Vergleich der mit Hilfe von Punktdetektoren bestimmten Spektren innerhalb von drei verschiedenen Neutronenleitern (der mittlere und jeweils die beiden äußeren) einmal im Abstand von 3,22 m und einmal im Abstand von 6,40 m. Während die durchgezogene Linie das Spektrum darstellt, welches von einer Kritikalitätsrechnung des Brennelementes (primäre Quelle) als Quellterm ausgeht, symbolisieren die Punkte die Resultate, welche mit Hilfe einer sekundären Quelle berechnet worden sind. Die gute Übereinstimmung zwischen den Resultaten mit primärer und sekundärer Quelle belegt, dass für die sekundäre Quelle die richtigen Parameter verwendet worden sind. Eine gute Ausleuchtung wurde durch eine Begrenzung des Raumwinkels, in den die sekundäre Quelle emittiert, auf $\pm 15^\circ$ erzielt. Die mit Hilfe der sekundären Quelle ermittelten Dosisleistungen in der Ebene des Neutronenleitersystems H1 aufgrund der Neutronen- und Gammastrahlung sind in Abb. 7.20 dargestellt. Sowohl der Swimmingpool (linker Bereich in den Isodosisplots) wie auch die Kasematte (rechter Bereich in den Isodosisplots) sind von einer ca. 50 cm dicken Betonabschirmung umgeben. Sehr gut ist die Absorption der Neutronen im

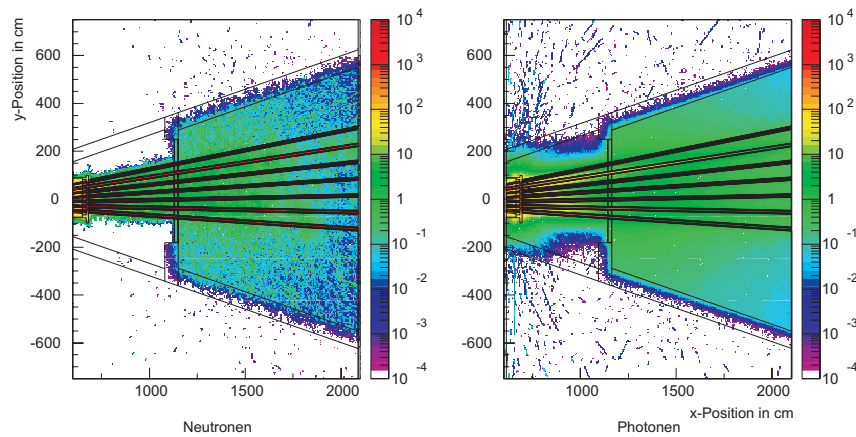


Abbildung 7.20: Mit MCNPX simulierte räumliche Verteilung der Dosisleistung (in Sv/h) für Neutronen und Photonen im Swimmingpool und anschließender Kasematte des Leitersystems H1 bis zu einer Entfernung von 21 m vom Reaktormittelpunkt.

Wasser des Swimmingpools zu sehen, welche die Neutronenleiter verlassen. In der Kasematte, wo die Neutronenleiter durch Luft gehen, haben die Neutronen dagegen eine wesentlich höhere Reichweite und werden erst in der Betonabschirmung geschwächt. Dennoch konnte aufgrund der Simulation gezeigt werden, dass an der Außenseite der Abschirmung eine Ortsdosisleistung von $D < 0,1$ mSv/h erreicht werden kann, womit zumindest nach der deutschen Strahlenschutzverordnung die Grenzwerte innerhalb eines Kontrollbereiches eingehalten werden können. Dieses Beispiel zeigt mit welchen komplexen und detailgenauen Geometrien reale Fragestellungen, wie sie die Abschirmung hochintensiver Neutronenquellen darstellen – mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation untersucht werden können. Die Dimensionierung der Abschirmung ist im Falle des Forschungsreaktors im wesentlichen von dessen Leistung und dem damit verbundenen Neutronenfluß abhängig. Zusätzliche Probleme, wie sie durch hochenergetische Neutronen erzeugt werden können, treten hier nicht auf, da es sich im wesentlichen um ein Spektrum im thermischen

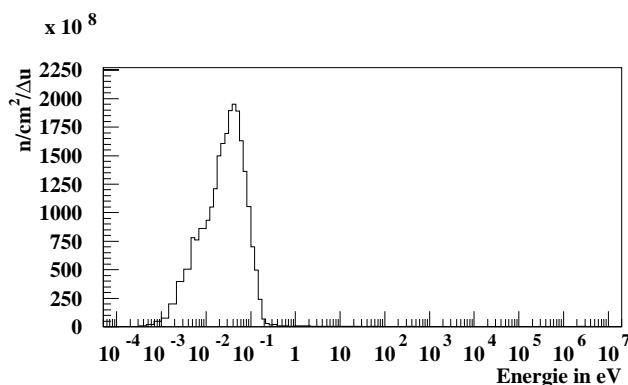


Abbildung 7.21: Lethargiespektrum am Anfang des Neutronenleiters H15 im Abstand von 3,22 m vom Reaktorkern.

Gleichgewicht handelt, wie mit Abb. 7.21 belegt werden kann. Hier zeigt sich sehr gut, dass die höher energetischen Neutronen kaum von Bedeutung, ja sogar fast nicht sichtbar sind. Dominiert wird das Neutronenspektrum von thermischen Neutronen, welcher von einem kleineren Peak kalter Neutronen aus der kalten Quelle (flüssiges D_2) überlagert wird, wodurch sich die schwach ausgeprägte Doppelstruktur erklärt. Insgesamt haben mehr als 99 % aller Neutronen eine kinetische Energie unterhalb von 200 meV.

Beispiel Spallationsneutronenquelle

Im Rahmen der Genehmigung des Aufbaus eines Neutronen-Spin-Echo Instrumentes an der amerikanischen Spallationsneutronenquelle SNS in Oak Ridge, Tennessee, [34] wurde die Abschirmung des Neutronenleiters berechnet. Der Neutronenleiter, welcher eine Öffnung im biologischen Abschirmblock der Targetstation darstellt, ist auf den flüssigen Wasserstoffmoderator gerichtet. Abb. 7.22 zeigt die ersten ca. 14 m des Neutronenleiters ab dem Ende der biologischen Abschirmung der Targetstation mit den erforderlichen Einbauten. Zur Formung der Pulsstruktur kommen insgesamt vier Chopper zum Einsatz. Chopper sind im wesentlichen schnell drehende Scheiben mit einer Beschichtung aus Neutronenabsorbieren und Öffnungen. Nur Neutronen mit der richtigen Wellenlänge können die Anordnung aus den vier Choppern passieren. Im rechten Bildteil ist auch der Zylinder (Revolvertrommel) zu sehen, welcher insgesamt drei Silizium-Bender beinhaltet, mit denen der Neutronenstrahl polarisiert und dabei um $3,5^\circ$ abgelenkt wird. Außerdem ist (in gelb) ein Beamstop für schnelle Neutronen dargestellt.

Mit Hilfe von numerischen Verfahren konnte die Abschirmung ausgelegt werden. Vorgabe war ein Grenzwert der Dosisleistung an der äußeren Oberfläche der Abschirmung von $0,25 \text{ mrem/h}$, dies entspricht $2,5 \mu\text{Sv/h}$. Die Auslegung der Abschirmung basiert auf einem gekoppelten Rechenverfahren [168](siehe auch Abschn. 5.2).

In einer ersten Rechnung wurde die Wechselwirkung des Protonenstrahls mit dem Quecksilbertarget und der Transport der Neutronen im Inneren der Targetstation mit Hilfe einer MCNPX Simulation mit hohem Detaillierungsgrad durchgeführt

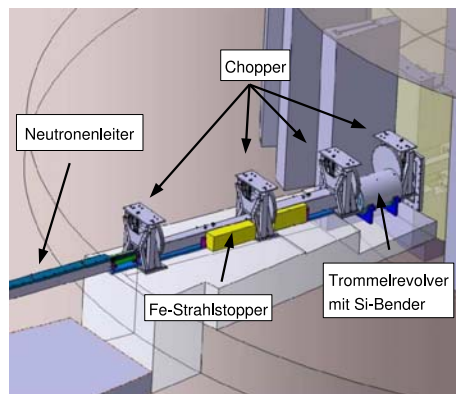


Abbildung 7.22: CAD Darstellung des vorderen Bereichs des Neutronenleiters des geplanten NSE Instrumentes an der amerikanischen Spallationsneutronenquelle SNS in Oak Ridge, Tennessee.

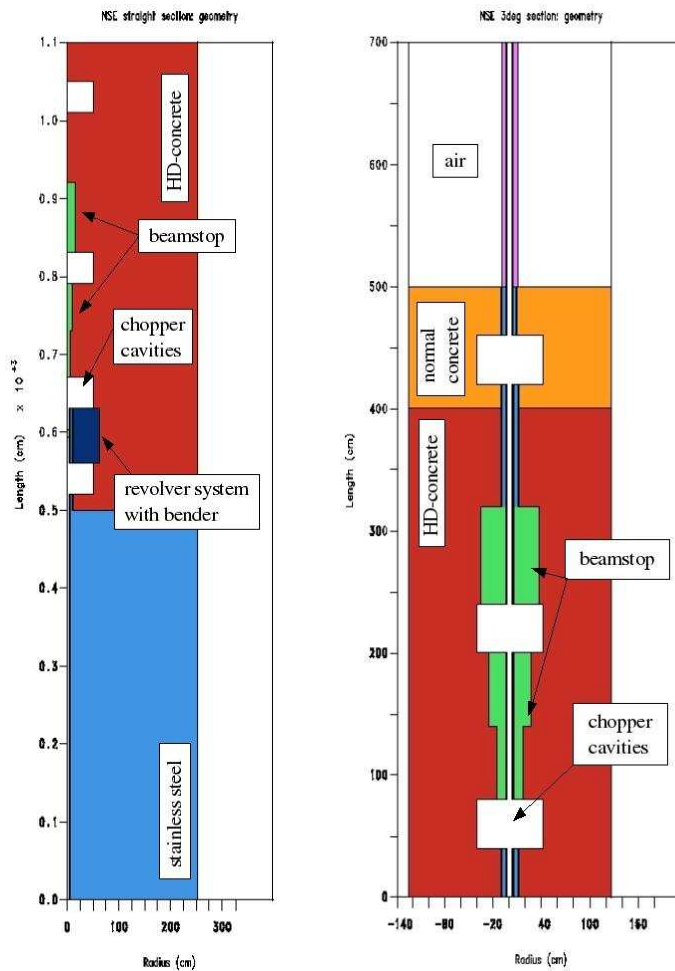


Abbildung 7.23: 2D r - z -Geometriemodell der \mathcal{O} -Richtung (linkes Bild) und der 3.5° -Richtung (rechtes Bild) der Neutronenleiterabschirmung des NSE-Instrumentes.

[169]. Auf diese Weise konnte das Energiespektrum der Neutronen, welche die Oberfläche des Moderators verlassen, bestimmt werden.

Die Neutronen- und Photonenflüsse in der Abschirmung sowie die hieraus resultierenden Ortsdosisleistungen wurden mit Hilfe des 2D-Diskreten Ordinaten Programm DORT [70] berechnet. Hierzu wurde eine vereinfachte r - z -Geometrie des

Neutronenleitersystems erstellt und sowohl Neutronenleiter, Chopperkavitäten, Revolvertrommel der Silizium-Bender und der Beamstop als konzentrische Zylinder beschrieben. Ein zweites r-z-Geometriemodell beginnt an der Mittelposition des Silizium-Benders und repräsentiert den um $3,5^\circ$ abgewinkelten Teil des Neutronenleiters. Abb. 7.23 zeigt die verwendeten Geometriemodelle und die ausgewählten Materialien, welche im folgenden kurz erörtert werden sollen.

Die ersten 5 m um den Neutronenleiter sind aus Stahl und beschreiben den Monolithen der Abschirmung der Targetstation. Außerhalb der Targetstation wurde Schwerbeton als Abschirmmaterial gewählt, da es durch seinen hohen Wasserstoffanteil die schnellen Neutronen moderieren kann. Die Position der Chopper wurden als Vakuumräume gestaltet, da in diesem Bereich keine effektive Abschirmung vorhanden ist. Der Trommelrevolver mit den Si-Bendern ist jedoch modelliert wurden, da er als Stahltonne Einfluss auf die Ausbreitung des Strahlenfeldes nimmt. Nach 6,7 m endet der Neutronenleiter (aufgrund seiner Richtungsänderung um $3,5^\circ$ am Si-Bender) und ein kegelförmiger Strahlstopper soll

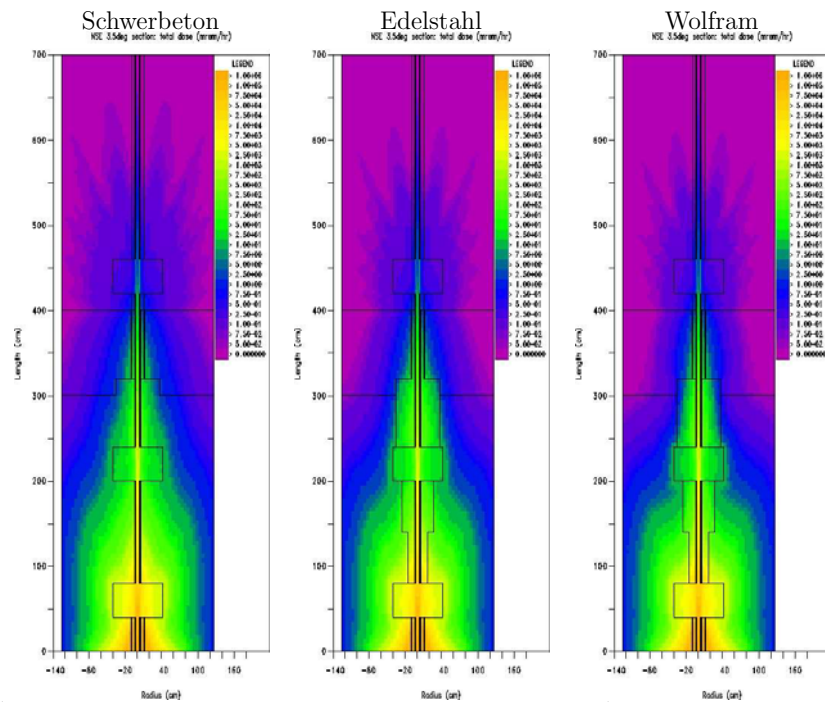


Abbildung 7.24: Isodos Darstellung innerhalb der Abschirmung mit unterschiedlichen Materialien des Strahlstoppers. Links Schwerbeton mit einer Dichte von $\rho=3,93 \text{ g/cm}^3$, in der Mitte Stahl mit $\rho=8,03 \text{ g/cm}^3$ und links mit einem Wolfram-Strahlstopper mit einer Dichte von $\rho=19,3 \text{ g/cm}^3$.

die Ausbreitung von vor allem schnellen Neutronen effektiv begrenzen.

Mit Hilfe des zweiten Geometriemodells (rechte Grafik in Abb. 7.23) konnte die Ausbreitung des Strahlenfeldes nach dem Si-Bender in einer zweiten Rechnung untersucht werden. Neben dem Trommelrevolver sind hier drei Chopper Positionen berücksichtigt sowie der konzentrische Strahlstopper um den Neutronenleiter herum. Neben Schwerbeton wurden auch Eisen und Wolfram als mögliche Materialien des Strahlstoppers untersucht. Auch wenn mit Wolfram eine deutlich dünnere Abschirmung erzielt werden könnte, sind die Kosten für Wolfram zu hoch für eine praktische Lösung. Daher wurde auf Eisen zurückgegriffen, was immernoch einen Vorteil gegenüber Schwerbeton zeigt und wesentlich kostengünstiger ist. Die mit DORT berechnete räumliche Verteilung der Ortsdosisleistung im $3,5^\circ$ Arm des Neutronenleiters ist in Abb. 7.24 dargestellt.

Zur Durchführung der DORT-Rechnungen wurde zunächst das mit MCNPX berechnete Moderatorspektrum an die Energiegruppenstruktur der im DORT verwendeten Wirkungsquerschnittsbibliothek HILO2k [170] angepaßt. Mit Hilfe des First-Collision Moduls GRTUNCL [73] wurde die Quelle für die DORT-Rechnungen bestimmt. Im nächsten Schritt konnte die Ortsdosisleistung mit DORT berechnet werden.

Abb. 7.25 zeigt die räumliche Verteilung der Ortsdosisleistung in 0° -Richtung für Neutronen, Photonen und der Superposition aus beiden räumlichen Verteilungen. Man erkennt deutlich, dass die Photonen im geringeren Maße zur gesamten Ortsdosisleistung beitragen. Deutlich sieht man auch die wesentlich stärkere Abschwächung des Photonenfeldes im Edelstahl des Trommelrevolvers und des Strahlstoppers. Außerdem kann man in Abb. 7.25 sehen, wie der Neutronenstrahl, welcher nicht in die $3,5^\circ$ -Richtung reflektiert wird, in Geradeausrichtung in der Abschirmung gestoppt wird. Die Effektivität des Strahlstoppers kann Abb. 7.26 entnommen werden. Hier ist die Ortsdosisleistung auf der Strahlachse dargestellt. Zunächst ist die Ausbreitung des Strahlenfeldes aufgrund des evakuierten Neutronenleiters ungehindert, so dass die Ortsdosisleistung lediglich dem Abstandsgesetz folgt und eine $1/r^2$ -Abnahme zeigt. Die Reflektionen von Neutronen im Neutronenleiter können nicht behandelt werden und bleiben daher bei diesen Rechnungen unberücksichtigt.

Eine erste Schwächung des Strahles tritt im Si-Bender auf, was die Stufe bei 5,90 m erklärt. Danach breitet sich der Neutronenstrahl weiter im Neutronenleiter aus, was wiederum als $1/r^2$ -Abnahme erkennbar ist, bis aufgrund der $3,5^\circ$ Richtungsänderung der Strahl aus geometrischen Gründen in die Wand eindringt, was ab ca. 7 m der Fall ist. Hier setzt aufgrund der Abschirmwirkung des Schwerbetons eine wesentlich stärkere Abnahme der Ortsdosisleistung ein. Das Plateau bei 8,00 m erklärt sich durch die dritte Chopperkavität und der von ihr hervorgerufenen Überhöhung der Ortsdosisleistung durch reflektierte Neutronen. Setzt man einen Edelstahlstrahlstopper ein (gestrichelte Linie), so kann die Ortsdosisleistung noch stärker abgeschwächt werden. Dies erlaubt eine Verkürzung der axialen Länge der Abschirmung um ca. einen halben Meter. Die erforderliche Dicke

der Abschirmung erhält man, indem man die Kurve der radialen Ortsdosisleistung mit dem geforderten Grenzwert schneidet. Für vier verschiedene Positionen zeigt Abb. 7.27 die Ortsdosisleistung als Funktion des Radius. Die bei $z=5,40$ m und $z=6,50$ m erkennbaren Plateaus werden von der Chopperkavität verursacht, da innerhalb der Kavität kein Material vorhanden ist, welches die Neutronen- bzw. Photonenstrahlen schwächt. Bei $z=5,90$ m sieht man bei ca. 1,10 m den Materialübergang zwischen Edelstahl (Trommelrevolver) und Schwerbeton als Änderung der Steigung der Kurve.

Auf diese Weise kann die erforderliche Dicke der Abschirmung als Funktion der

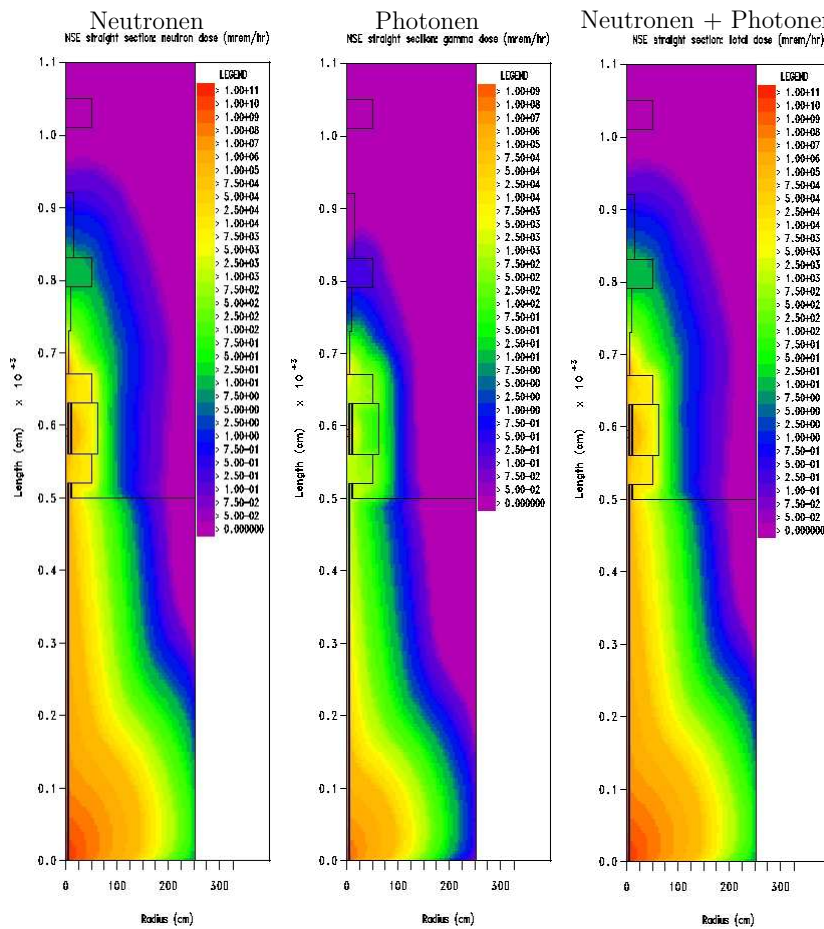


Abbildung 7.25: Räumliche Verteilung der Ortsdosisleistung für Neutronen (links), Photonen (mitte) und der Summe aus Photonen und Neutronen (rechts) für die θ -Richtung.

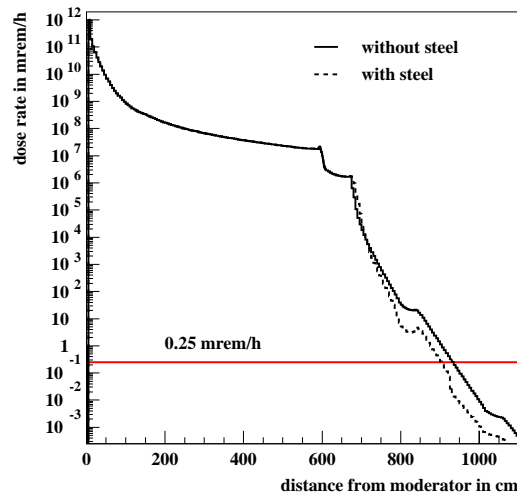


Abbildung 7.26: Ortsdosisleistung (Neutronen und Photonen) auf der Strahlachse für eine reine Schwerbetonabschirmung (durchgezogene Linie) und einen zusätzlichen Edelstahlstrahlstopper (gestrichelte Linie). Die rote Linie repräsentiert den einzuhaltenden Grenzwert an der Außenseite der Abschirmung.

Neutronenleiterlänge (Abstand vom Moderator) ermittelt und angegeben werden, wie in Abb. 7.28 dargestellt. Da hier nur die Ausbreitung des Strahlenfeldes innerhalb des Abschirmmaterials berechnet worden ist, kann davon ausgegangen werden, dass die tatsächliche Dosisleistung an der Oberfläche etwas geringer ausfällt, da die Dosisleistung aufgrund von Rückstreuungseffekten leicht überhöht ist. Ferner zeigte sich, dass durch den Verlust der direkten Sicht („line of sight“) auf den Moderator, indem ein Teil der subthermischen Neutronen im Si-Bender um $3,5^2$ abgelenkt werden, der hochenergetische Anteil des Neutronenstrahls tangential in die Abschirmung eindringt und effektiv abgeschirmt werden kann.

Aus diesen Berechnungen konnte eine erforderliche Dicke der Abschirmung von 1,80 m bestimmt werden, um den geforderten Grenzwert von 0,25 mrem/h (0,25 μ Sv/h) einzuhalten. Nach 10 m kann die Abschirmung auf eine Dicke von 60 cm reduziert werden und ab einem Abstand von 11 m vom Moderator schirmt sich der Neutronenleiter durch seine Strukturmaterialien nahezu selbst ab. Basierend auf den zuvor beschriebenen nuklearen Berechnungen konnte ein ingenieurtechnischer Entwurf der Abschirmung erstellt werden. Abb. 7.29 zeigt die 3D-Konstruktion auf Basis der zuvor diskutierten Berechnungen. Hierbei sind folgende Konstruktionsprinzipien berücksichtigt worden:

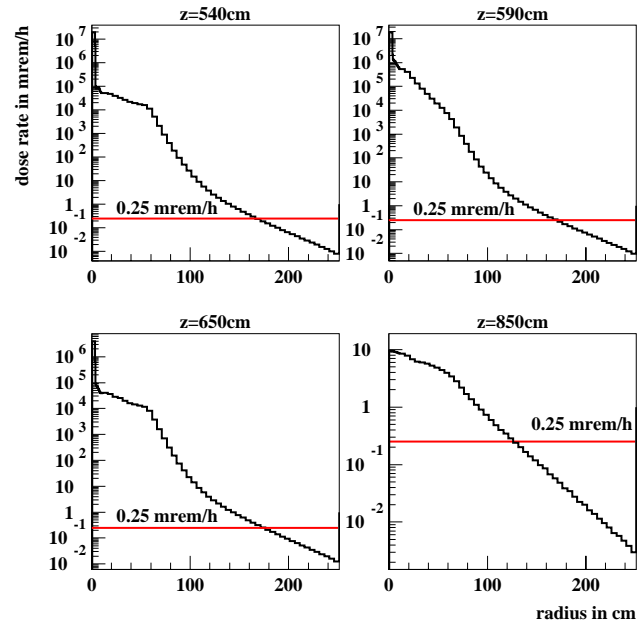


Abbildung 7.27: Ortsdosisleistung (Neutronen und Photonen) als Funktion des Radius an vier verschiedenen Positionen: im Abstand von 5,40 m (erste Chopperkavität), 5,90 m (Mitte des Si-Benders), 6,50 m (zweite Chopperkavität) und 8,50 m (Strahlstopper). Zusätzlich ist der geforderte Grenzwert von 0,25 mrem/h eingetragen.

- „Line of sight“ vermeiden → Reduzierung des hochenergetischen Anteils im Spektrum,
- Durchführungen, z.B. für Versorgungsleitungen, als Labyrinth gestalten,
- verschachtelter Aufbau von Abschirmblöcken und
- soviel Abschirmung wie nötig, so wenig wie möglich → Kostenfaktor.

Bis zu einer Entfernung von 10 m vom Moderator ist die Abschirmung aus Schwerbetonblöcken aufgebaut. Der letzte Chopper ist von einem kleineren Abschirmblock aus Normalbeton umgeben. Diese Konfiguration ergab sich im wesentlichen aus Abb. 7.28. Dass die Abschirmung mit zunehmender Entfernung breiter wird, steht auf den ersten Blick im Gegensatz zu den Ergebnissen der nuklearen Berechnungen. Dies erklärt sich jedoch durch die radiale Aufteilung der zur

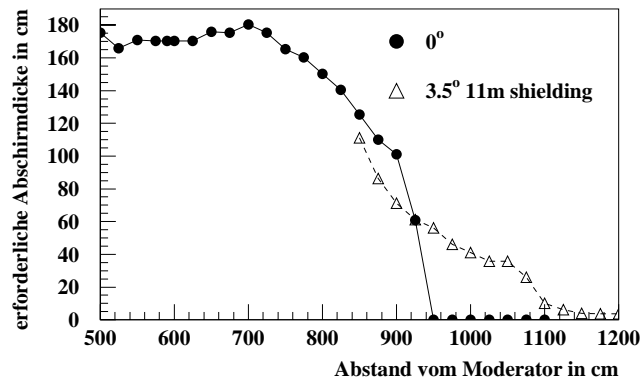


Abbildung 7.28: Mittels eines gekoppelten Rechenverfahrens ermittelte, erforderliche Dicke der Abschirmung des Neutronenleiters als Funktion der Neutronenleiterlänge.

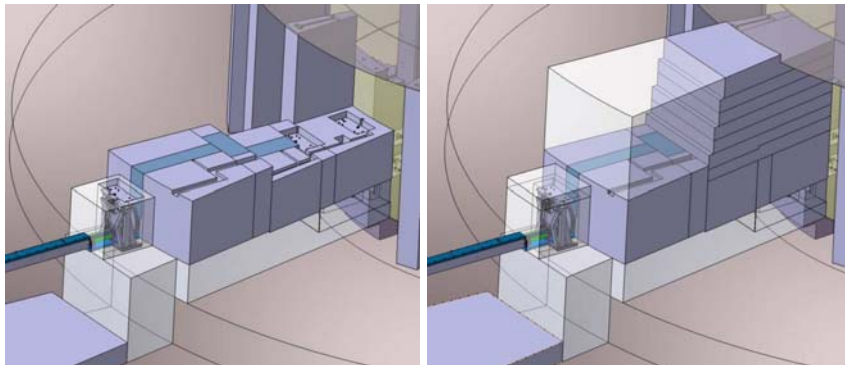


Abbildung 7.29: 3D Konstruktion der Neutronenleiterabschirmung des an der amerikanischen Spallationsneutronenstelle geplanten NSE-Instrumentes.

Verfügung stehenden Fläche der Neutronenleiterhalle, wodurch Tortenstück ähnliche Grundflächen entstehen. Im Bereich nahe des Abschirmungsmonolithen der Targetstation steht nur ein begrenzter Raum zu den benachbarten Instrumenten zur Verfügung, so dass hier nur in dem dem jeweiligen Instrument zugeordnete Bereich die Abschirmung aufgebaut werden kann. Die fehlende Dicke der Abschirmung wird durch die Abschirmung der Nachbarinstrumente ausgeglichen, so dass eine ringförmige Abschirmung um den Monolithen entsteht. Im linken Bild der Abb. 7.29 sieht man auch die labyrinthartigen Schächte, in denen die Versor-

gungleitungen verlaufen. Der modulare Aufbau der Abschirmung erlaubt es, die Abschirmung zu entfernen und somit Instandsetzungs- und Instandhaltungsarbeiten durchzuführen. Die ständig auftretenden Überlappungen der Abschirmblöcke, was sehr gut im rechten Bild der Abb. 7.29 zu sehen ist, verhindert, dass Neutronen durch diese zwangsläufig entstehenden Spalten die Abschirmung ungehindert durchdringen können. Ausnahme bilden die Seitenwände, welche aus organisatorischen Gründen nicht mit den Abschirmungen der Nachbarinstrumente verzahnt ausgelegt werden konnten.

7.2.3 Vergleich zwischen S_N - und Monte-Carlo-Methode

Aufgrund der einfachen r-z-Geometrie der DORT-Simulationen der in Abschn. 7.2.2 beschriebenen Abschirmung eignete sich diese Simulation für einen Vergleich zwischen beiden Methoden. Das Geometriemodell der DORT-Rechnungen wurde übernommen und eine MCNPX-Simulation durchgeführt. Damit die Teilchen tief in die Abschirmung eindringen, wurde wieder mit der varianzreduzierenden Methode des Geometriesplittings gearbeitet, ein Verfahren welches bereits in Abschn. 7.2 erörtert worden ist. Obwohl beiden Problemen dieselbe

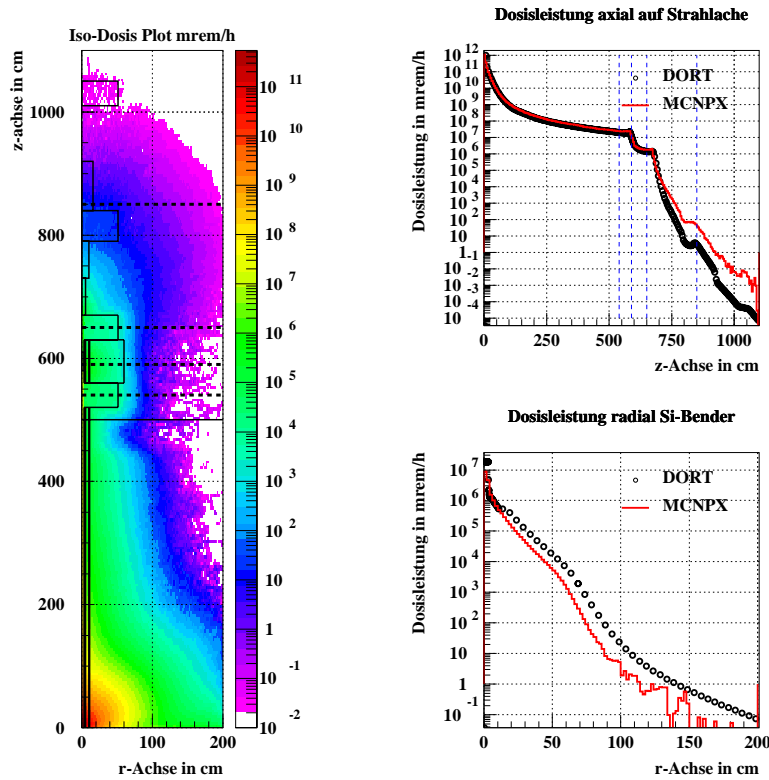


Abbildung 7.30: Vergleich einer MCNPX-Simulation und einer DORT-Berechnung der Abschirmung des geplanten Neutronen-Spin-Echo Instrumentes an der SNS, Oak Ridge, USA. Dargestellt ist die Dosisleistung aufgrund des Neutronen- und Photonfeldes.

Physik zugrunde liegt, unterscheiden sich beide Berechnungsmethoden in ihrem Rechenverfahren (Monte-Carlo und Diskrete Ordinaten) und in den verwendeten Wirkungsquerschnittsbibliotheken. Betrachtet man die räumliche Verteilung der Ortsdosisleistung für die 0° -Richtung (linkes Histogramm in Abb. 7.30), so zeigt sich ein ähnliches Bild, wie es von den DORT Rechnungen bekannt ist (vergleiche auch Abb. 7.25). Da diese 2D-Isodosisplots nur schwer miteinander vergleichbar sind, wurde die Dosisleistung auf der Strahlachse sowie an den durch die gestrichelten Linien markierten Punkten als Funktion des Radius, dargestellt. Vergleicht man den longitudinalen Verlauf der Dosisleistung auf der Strahlachse, so ist eine sehr

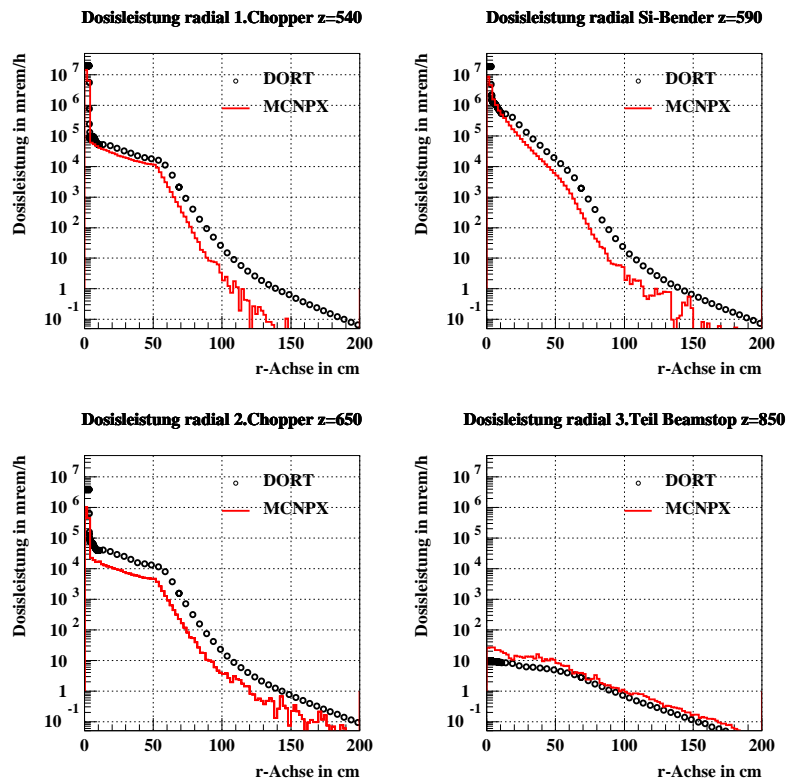


Abbildung 7.31: Vergleich einer MCNPX-Simulation und einer DORT-Berechnung der Abschirmung des geplanten Neutronen-Spin-Echo Instrumentes an der SNS, Oak Ridge, USA. Dargestellt ist die Dosisleistung des Neutronen- und Photonenfeldes.

gute Übereinstimmung zwischen den DORT- und MCNPX-Resultaten erkennbar (Graph oben rechts in Abb. 7.30). Unterschiede zeigen sich erst ab einer Entfernung von 7 m vom Moderator, wo der Strahl im Strahlstopper aus Edelstahl verschwindet. Hier zeigt MCNPX deutlich höhere Ortsdosisleistungen als DORT. Auch das Plateau der dritten Chopperkavität wird von MCNPX beschrieben. Die Vergleiche der radialen Verläufe der Dosisleistung an den Orten der ersten Chopperkavität, des Si-Bender, der zweiten Chopperkavität sowie im Bereich des Strahlstoppers sind in Abb. 7.31 dargestellt. Allerdings ist auffällig, dass in radialer Richtung MCNPX geringere Dosisleistungen liefert als DORT. Eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Systemen ist im Bereich des Strahlstoppers bei $z=8,50$ m zu beobachten. Vom qualitativen Verlauf scheinen beide Programmesysteme die gleiche Charakteristik aufzuweisen.

Aus diesem einfachen Beispiel läßt sich jedoch ableiten, dass mit Hilfe der Methode der diskreten Ordinaten für einfache Geometrien sehr schnell ein Überblick der Strahlungsfelder und der zu erwartenden Ortsdosisleistungen gewonnen werden kann. Genauere Untersuchungen können mit Hilfe der Monte-Carlo Methode erfolgen, setzen jedoch Erfahrung beim Einsatz varianzreduzierender Methoden voraus.

7.2.4 Abschirmung einer Targetstation

Die Auslegung der Abschirmung eines Spallationstargets stellt hohe Anforderungen an die Simulation der Strahlungsfelder, da aufgrund der hohen Intensität auch geringe Anteile des primären Flusses noch zu erheblichen Dosisleistungen führen können. Andererseits wird durch die Abschirmung der Transport von Teilchen behindert (siehe auch Abschn. 7.2). Auch hier stellen insbesondere die hochenergetischen Neutronen mit Energien von einigen MeV bis einigen GeV aufgrund ihrer großen Reichweite das Hauptproblem bei der Abschirmung dar. Dies kann durch folgende einfache Abschätzung veranschaulicht werden: Die Dosisleistung im Target während des Betriebs liegt bei ca. 10 GSv/h (vgl. Abschn. 7.1.2). Um den nach Strahlenschutzverordnung [8] gültigen Grenzwert für den betrieblichen Überwachungsbereich von z.Z. $0,5 \mu\text{Sv/h}$ einzuhalten, sind nach einer simplen Abschätzung nach Gl. 5.22 ca. 37,5 Abschwächungslängen λ erforderlich:

$$\begin{aligned} 0,5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Sv}}{\text{h}} &= 10^{10} \frac{\text{Sv}}{\text{h}} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \\ \ln\left(\frac{0,5 \cdot 10^{-6}}{10^{10}}\right) &= -\frac{x}{\lambda} \\ 37,5 &= \frac{x}{\lambda} \\ x &= 37,5 \cdot \lambda \end{aligned}$$

Legt man die in Tab. 3.1 aufgeführten Abschwächungslängen zu Grunde, so ergibt sich für Beton mit $\lambda_{\text{Beton}}(E_n=700 \text{ MeV})=55,3 \text{ cm}$ eine erforder-

Anordnung	Material	Schichtdicke in cm und Richtung		
		0°	90°	180°
Model 1	Eisen	475	425	375
	Beton	50	50	50
Model 2	Eisen	425	375	325
	Beton	100	100	100
Model 3	Eisen	325	275	225
	Beton	50	50	50
	Eisen	100	100	100
	Beton	50	50	50

Tabelle 7.7: Anordnung der Abschirmmaterialien in den MCNPX-Simulationen [171].

liche Dicke der Abschirmung von 21 m. Bei einer Eisenabschirmung mit $\lambda_{Fe}(E_n=700 \text{ MeV})=20,5 \text{ cm}$ reduziert sich die Dicke auf ca. 8 m. Im folgenden wird sich zeigen, dass mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen eine Abschirmung konzipiert werden konnte, bei der eine Dicke von nur ca. 5,5 m ausreichend ist. Im Rahmen der ESS-Designstudie wurden verschiedene Aufbauten der biologischen Abschirmung der ESS-Targestation mit Hilfe von Monte-Carlo Simulation untersucht [171], welche aus unterschiedlichen Anordnungen und Schichtdicken von Eisen und Beton aufgebaut wurden. Zur Durchführung einer solchen Monte-Carlo Simulation waren zwei Schritte erforderlich:

1. die Simulation zur Bestimmung eines Quellterms und
2. die Simulation des Strahlenfeldes im Abschirmblock.

Mit Hilfe von varianzreduzierenden Methoden konnte am Beispiel der ESS gezeigt werden wie mit Hilfe von MCNPX die Ausbreitung des Strahlenfeldes simuliert werden konnte. Im ersten Schritt wurde ein vereinfachtes Modell der Target-Moderator-Reflektor Anordnung simuliert und die Neutronen betrachtet, welche die Reflektoraussenseite verlassen. In [171] wurde gezeigt, dass für die Dosisleistung insbesondere Neutronen oberhalb einer Energie von 1 MeV, welche die Oberfläche unter einem Winkel bis maximal 60° verlassen, signifikant zur Dosisleistung beitragen. Aufgrund dieser Ergebnisse konnte eine Parametrisierung der Quellverteilung erstellt werden. Für die Simulation des Abschirmblockes wurde eine Zylindergeometrie gewählt, welche aus konzentrischen Kugelschalen aufgebaut ist, wie in Abb. 7.32 dargestellt. Diese Geometrie erlaubt die Anwendung eines sogenannten Geometrie-Splittings (siehe auch Abschn. 7.2.2 und [85]), um die Teilchendichte konstant zu halten. Neben dem Geomtriesplitting kam jedoch auch die Methode des weight-windows [85] zum Einsatz, welche als Funktion von Ort, Energie und statistischem Gewicht eine Teilchenspur

- in mehrere Spuren aufspaltet → wenn das statistische Gewicht des Teilchens oberhalb eines vorgegebenen, oberen Limits liegt,
- vernichtet → wenn das statistische Gewicht unterhalb eines vorgegebenen, unteren Limits liegt oder
- unverändert bleibt → wenn das statistische Gewicht zwischen dem unteren und oberen Limit liegt.

Auf diese Weise gelang es eine Monte-Carlo Simulation mit MCNPX durchzuführen, welche die in den in Tab. 7.7 aufgelisteten Abschirmmodellen auftretenden Dosisleistungen simulierte. Die resultierende Dosisleistung für die Vorwärtsrichtung ist in Abb. 7.33 dargestellt. Der Übergang von Eisen auf Beton läßt sich an der veränderten Steigung der Kurve deutlich sehen.

Basierend auf den zuvor beschriebenen Ergebnissen konnte eine Abschirmung konstruiert werden. Diese besteht aus Eisenblöcke, welche in vertikaler Richtung verzahnt und in horizontaler Richtung versetzt angeordnet sind. Durch diese Anordnung kann die „line-of-sight“ –also die direkte Sicht auf die Quelle– vermieden und eine Leckage von Neutronen durch Spalte verhindert werden. Abb. 7.34 zeigt die 3D-Darstellung der Konstruktion der Abschirmung. Ebenfalls in Abb. 7.34 sind Öffnungen zu sehen, durch welche die Neutronen zu den Instrumenten ge-

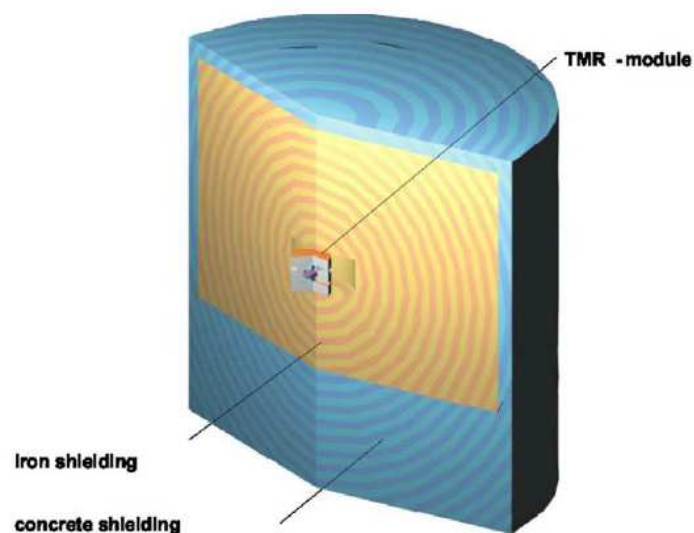


Abbildung 7.32: MCNPX-Geometriemodell der Abschirmung einer Spallationsneutronenquelle. Diese ist aus konzentrischen Kugelschalen aufgebaut [171].

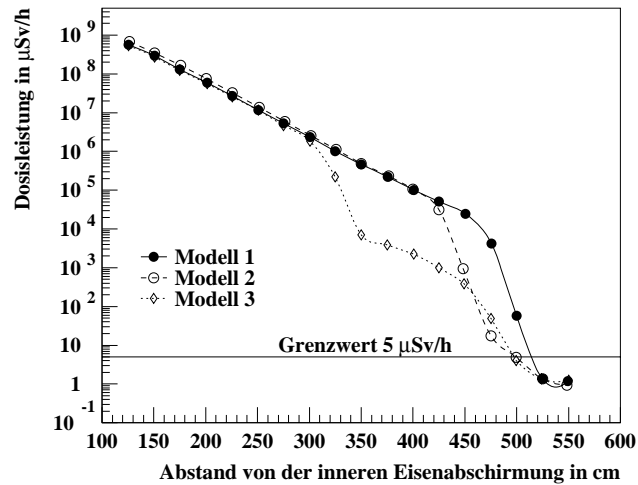


Abbildung 7.33: MCNPX-Simulation der Dosisleistung als Funktion der Abschirmdicke für verschiedene Aufbauten der Abschirmung für eine Targetstation, welche mit einem Protonenstrahl von $E_p=1.2 \text{ GeV}$ betrieben wird [171].

langen. Eine der größten Öffnungen ist für den Targetwagen vorgesehen, auf dem das Target für Wartungsarbeiten in eine heiße Zelle gefahren werden kann. Auch der Übergang zum Protonenbeschleuniger sowie Versorgungsleitungen der Moderatoren stellen Öffnungen im Abschirmblock dar, welche zu Leckagen führen. Desweiteren ist in Abb. 7.34 der asymmetrische Aufbau der Abschirmung zu sehen. Aufgrund der Impulserhaltung sind vor allem die schnellen Neutronen in Strahlrichtung gerichtet, so dass hier eine größere Abschirmdicke erforderlich ist als z.B. seitlich oder entgegen der Richtung des Protonenstrahles.

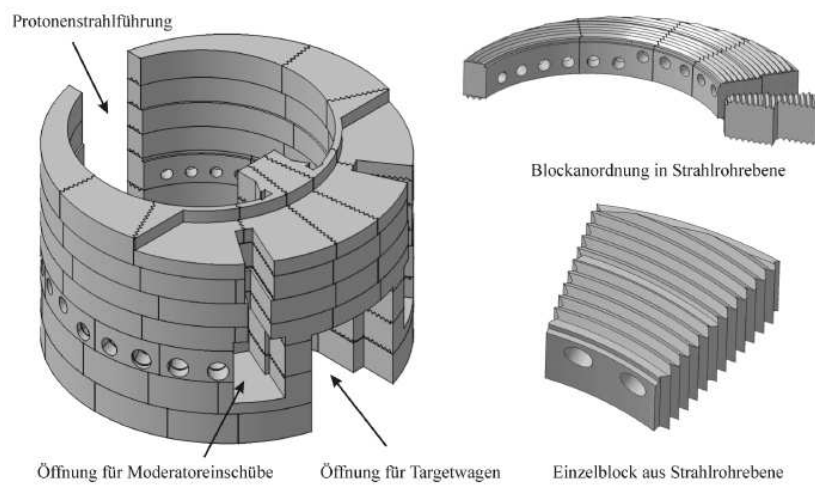


Abbildung 7.34: Aufbau der Abschirmung einer Spallationsneutronenquelle mit Hilfe von ineinander verzahnten Abschirmblöcken zur Vermeidung der Strahlenleckage durch Spalte [172].

7.2.5 Das Skyshine Problem

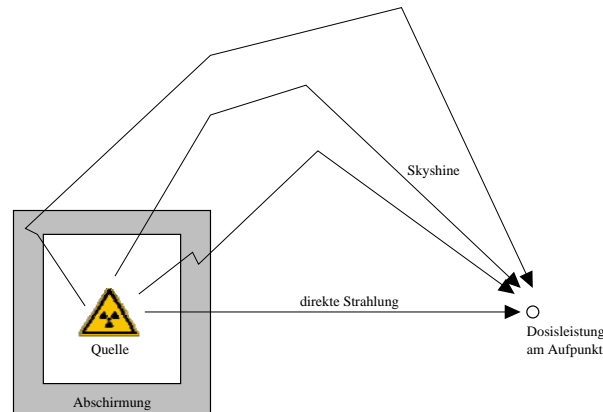


Abbildung 7.35: Schematische Darstellung des Skyshine-Problems.

Ein weiterer Aspekt bei der Abschirmung hochintensiver Quellen ist das sogenannte Skyshine-Phänomen. Hierbei werden die die Abschirmung verlassenden Teilchen, welche in der Atmosphäre in Richtung des Aufpunktes gestreut werden, betrachtet. Der Skyshine kann auch noch in Entfernungen von einigen Kilometern signifikante Beiträge zur Ortsdosisleistung liefern. Besondere Bedeutung kommt dem Skyshine bei neutralen Teilchen wie z.B. Neutronen oder Photonen zu. Abb. 7.35 veranschaulicht diesen Effekt schematisch. Bereits in den 70er Jahren wurden empirische Formeln verwendet, um den Skyshine rechnerisch zu erfassen. Patterson und Thomas [117] geben beispielsweise folgende empirische Formel zur Berechnung des Skyshines an:

$$\Phi(r) = \frac{aQ}{4\pi r^2} (1 - e^{-\frac{r}{\mu}}) e^{-\frac{r}{\lambda}} \quad (7.8)$$

In dieser Gleichung wird die Neutronenflussdichte Φ als Funktion des Abstandes r von der Quelle berechnet. Hierbei geht ein empirischer Aufbaufaktor $a=2,8$ und der Diffusionskoeffizient $\mu \approx 56$ m ein. Die Quellstärke Q sowie die Schwächungslänge λ für hochenergetische Neutronen müssen zuvor separat bestimmt werden. Jedoch gilt diese Gleichung erst bei Abständen von $r > 20$ m. Ferner fanden Stevenson und Thomas heraus, dass die Äquivalentdosisleistung H in Sv/emittiertem Neutron im Abstand r für einen grossen Energiebereich der primären Protonen mit folgender Formel beschrieben werden kann [173].

$$H(r) = \frac{3 \cdot 10^{-15}}{r^2} e^{-\frac{r}{\lambda}} \quad (7.9)$$

Stapleton, o'Brien und Thomas stellten eine ähnliche empirische Formel zur Abschätzung der Dosisleistung am Ort r unter Berücksichtigung des Skyshines auf [174]:

$$H(r) = \frac{a}{(b+r)^2} e^{-\frac{r}{\lambda}} \quad (7.10)$$

In oben stehender Gleichung ist $H(r)$ die Äquivalentdosisleistung in Sv/emittiertes Neutron. a ist ein empirischer Wert von $2 \cdot 10^{15} \text{ m}^2 \text{ Sv/n}$ und $b=40 \text{ m}$. λ ist auch hier wieder die energieabhängige Schwächungslänge λ der Neutronen. Eine Übersicht der Schwächungslängen in Luft als Funktion der maximalen Neutronenenergie zeigt Abb. 7.36: Neben den empirischen Formeln wer-

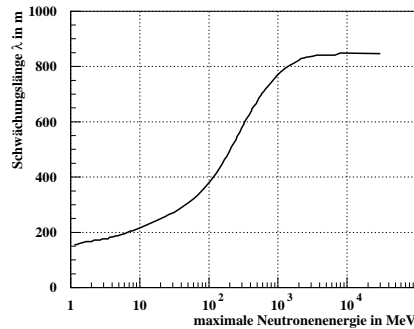


Abbildung 7.36: Energieabhängige Schwächungslängen für Neutronen in Luft zur Anwendung in Gl. 7.9 und Gl. 7.10 aus [175].

den heute auch Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Nakashima et al. geben den mit NMTC-MCNP simulierten Skyshine für primäre Protonenergien von 600 MeV und 3 GeV an. Abb. 7.37 zeigt den Vergleich der Dosisleistung in μSv /emittiertem Neutron zwischen den empirischen Formeln nach Stevenson und Thomas (Gl. 7.9) sowie nach Stapleton (Gl. 7.10) und Monte-Carlo Simulationen [176]. Der Vergleich zwischen den beiden empirischen Formeln und der Monte-Carlo Simulation zeigt deutlich, dass die Formel nach Stapleton die Monte-Carlo Daten wesentlich besser beschreibt. Die Formel nach Stevenson liefert vor allem bei größeren Entfernungen um einen Faktor zwei bis drei höhere Ortsdosisleistungen. Messungen des Neutronenskyshines am Fermilab [177] bei einer Energie von 500 GeV des primären Protonenstrahls zeigen jedoch eine gute Übereinstimmung mit empirischen Daten nach Gl. 7.8. Während die Messung von 1974 im Abstand von 1 km noch einen Dosisleistung von $\approx 1 \mu\text{Sv}$ zeigt (siehe Abb. 7.38), wurde bei einer zweiten Messung 1980 – nachdem die obere Abschirmung verbessert worden ist – deutlich geringere Dosisleistungen gemessen.

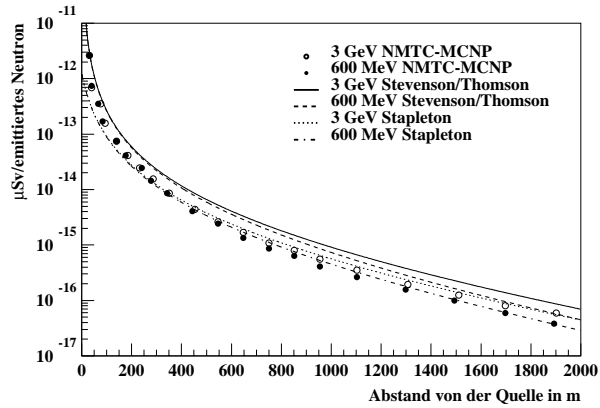


Abbildung 7.37: Vergleich der Dosisleistung aufgrund von Skyshine zwischen Monte-Carlo-Simulation [176] und empirischen Formeln nach Stevenson/Thomson und Stapleton.

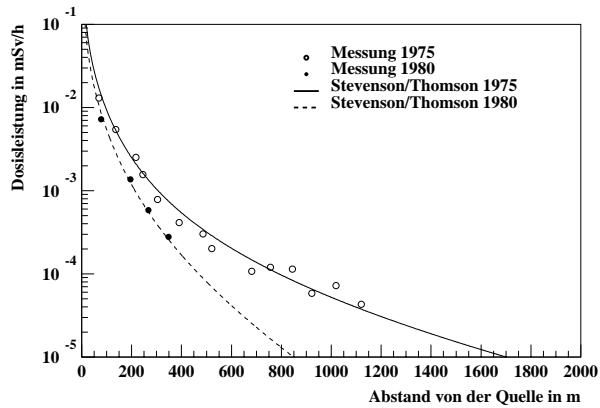


Abbildung 7.38: Vergleich zwischen gemessener Ortsdosisleistung und Gl. 7.8 am 400 GeV Protonenbeschleuniger des Fermilabs (nach [177]).

7.2.6 Realisierung von Abschirmungen an Spallationsneutronenquellen

Abschließend sollen für jeweils zwei verschiedene Anlagen die realisierten Abschirmungen vorgestellt werden. Hierbei handelt es sich einmal um die schweizerische Spallationsneutronenquelle SINQ des Paul-Scherrer-Instituts und der sich im Bau befindlichen japanischen Spallationsneutronenquelle JSNS des J-PARC [43] Projektes. Bei der SINQ handelt es sich um eine kontinuierliche Spallationsneutronenquelle, welche mit einem 590 MeV Protonenstrahl getrieben wird, welcher in vertikaler Richtung das Target trifft. Die realisierte Abschirmung, welche zum größten Teil aus Beton besteht, ist in Abb. 7.39 dargestellt. Insbesondere

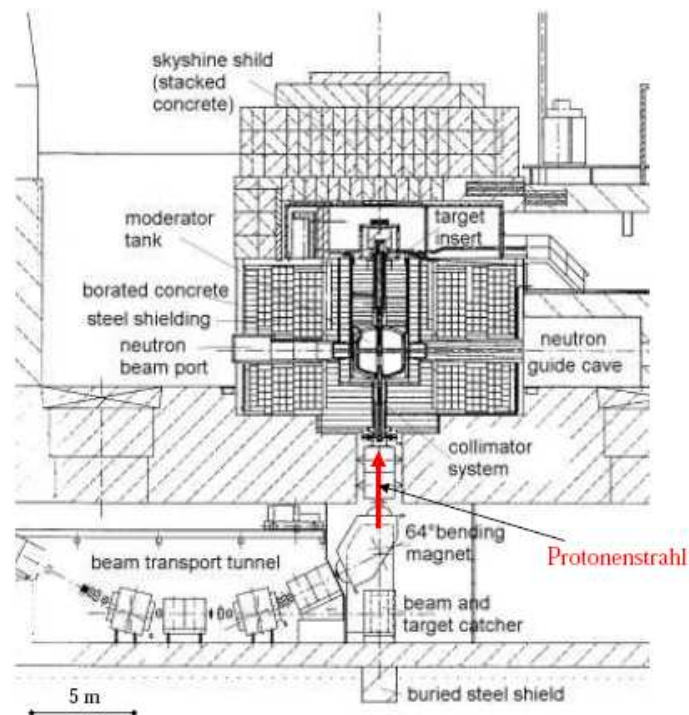


Abbildung 7.39: Aufbau der Abschirmung der schweizerischen Spallationsneutronenquelle SINQ [178].

durch den vertikalen Einschub kommt bei dieser Anlage die Abschirmung gegen Skyshine einer besonderen Bedeutung zu, da sich aufgrund der Impulserhaltung der hadronische Schauer nach oben ausbreitet und somit, wie in Abschn. 7.2.5

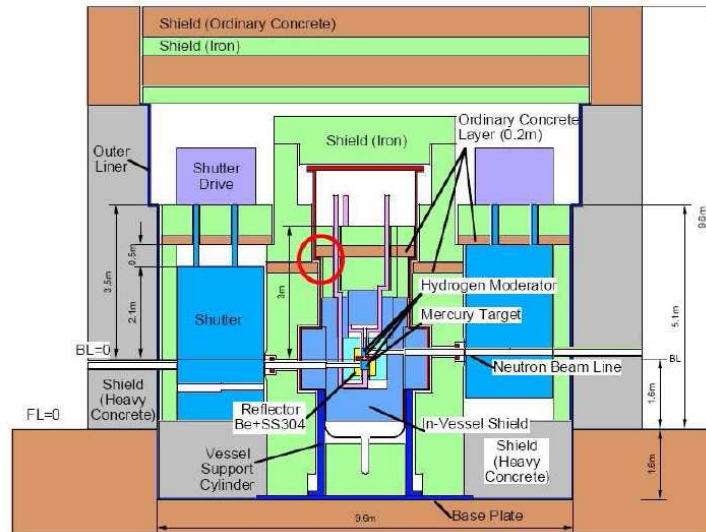


Abbildung 7.40: Schematischer Aufbau des Abschirmblockes, wie er zur Zeit in Japan aufgebaut wird [178].

diskutiert, bei nicht ausreichend ausgelegter Abschirmung zu hohen Dosisleistungen außerhalb der Anlage führen kann. Die massive, ca. 5 m dicke Skyshine-Abschirmung oberhalb des eigentlichen Abschirmblockes ist gut erkennbar. Sie muss jedoch einerseits schnelle Neutronen absorbieren, andererseits jedoch demontierbar sein, damit Wartungsarbeiten am Target durchgeführt werden können. In radialer Richtung weist die Abschirmung ebenfalls eine Dicke von fast 5 m auf. Ein weiteres Beispiel ist die Abschirmung der japanischen Spallationsneutronenquelle JSNS [43], welche sich zurzeit im Bau befindet. Hierbei handelt es sich um eine Spallationsneutronenquelle der MW-Klasse, welche von einem 3 GeV Protonenstrahl getrieben wird. Im Unterschied zur SINQ wird hier jedoch ein gepulster Protonenstrahl mit 25 Hz horizontal auf das Target geschossen. Wie man in Abb. 7.40 sehen kann, existiert auch hier eine massive Abschirmung oberhalb des Targets zur Reduzierung des Skyshines. Ferner kann man hier den unterschiedlichen Einsatz von verschiedenen Materialien sehen, wie Eisen, Schwerbeton und Normalbeton. Beide Anlagen weisen Abschirmdicken zwischen 5 und 7 m auf, was mit den in Abschn. 7.2.4 vorgestellten Resultaten für die geplante ESS [32, 33] in Einklang steht. Die etwas dickere Abschirmung der japanischen Targetstation kann auf die höhere Einschussenergie der Protonen von $E_p=3$ GeV zurückgeführt werden.

Kapitel 8

Sicherheitstechnische Bewertung und Konzepte ausgewählter Kapitel des Strahlen- und Arbeitsschutzes

8.1 Sicherheitswissenschaftliche Terminologie im Zusammenhang mit dem Strahlenschutz

In diesem Kapitel sollen neue, den Strahlen- und/oder Arbeitsschutz betreffende Risiken von beschleunigergetriebener Systeme vorgestellt und ihre sicherheitstechnische Relevanz diskutiert werden. Zuvor werden die grundlegenden Begriffe der Sicherheitswissenschaft kurz erörtert und auf den Strahlenschutz übertragen. Unter *Sicherheit* versteht man in der Sicherheitswissenschaft einen Zustand der Ungefährlichkeit, also den Ausschluß der Möglichkeit einer Schädigung. Besteht prinzipiell die Möglichkeit, dass eine Schädigung eintritt, so spricht man in der Sicherheitswissenschaft von einer *Gefahr*. Somit kann Gefahr auch als Zustand definiert werden, in dem ein Sicherheitsdefizit vorhanden ist. Ordnet man der Gefahr wie auch dem gefährdeten Objekt einen Wirkungsbereich zu, kann man zwischen den in Abb. 8.1 dargestellten Zuständen unterscheiden. Sobald sich der Wirkungsbereich der Gefahr und der des gefährdeten Objektes überschneidet, tritt eine *Gefährdung* ein, also ein Zustand mit der Möglichkeit einer Schädigung. Aufgabe der Sicherheitstechnik ist es, Gefahren und die sich aus ihnen ergebenden Gefährdungen zu erkennen und durch geeignete technische oder organisatorische Maßnahmen das Mensch-Maschine-Umwelt-System vor Schädigungen zu bewahren.

Ziel der Sicherheitstechnik ist es durch geeignete Sicherheitskonzepte Gefahren zu vermeiden oder aber die Gefährdung zu minimieren und die Auswirkungen

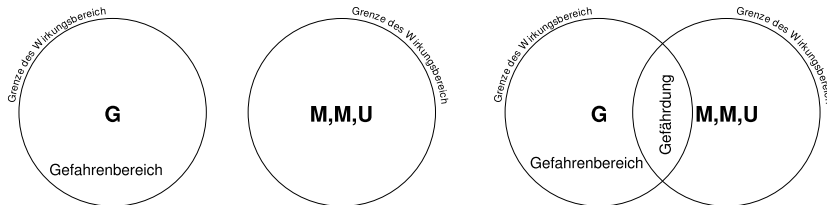


Abbildung 8.1: Kommt es zur Überschneidung der Wirkungsbereiche Gefahr und des Mensch-Maschine-Umwelt-Systems, tritt eine Gefährdung ein. (nach [3])

einer Gefahr auf das Mensch-Maschine-Umwelt-System so gering wie möglich zu halten.

Die Effektivität der Sicherheitskonzepte kann anhand der 6-Wege-Methode nach Compes [179] bewertet werden. Diese läßt sich in der Erreichung des Schutzziels in folgende sechs Stufen einordnen, wobei die Rangfolge die Wirksamkeit der Maßnahme widerspiegelt (siehe Abb.8.2). Somit sind Sicherheitskonzepte, welche direkt auf die Gefahr einwirken, die höchsten Effektivitäten zuzuordnen. Hier wird der Kausalität der Gefährdung mittelbar begegnet. Nach der 6-Wege-Methode ist Sicherheit nur durch die Eliminierung der Gefahr –wie es der 1. und 2. Weg vorsieht– möglich, da sich nur so ein gefahrenfreier Zustand herstellen läßt. Der 3. bis 6. Weg versucht durch geeignete Maßnahmen die Gefährdung zu minimieren. Hierbei kann entweder der Wirkungsbereich der Gefahr (3. Weg), oder des Gefährdeten (4. bis 6. Weg) soweit begrenzt werden, dass es nicht mehr zu einer Gefährdung kommen kann. In diesen Fällen kann keine Sicherheit mehr im

Risikokontrolle an der Gefahrenquelle	1. Weg:	$\textcircled{G} \Rightarrow \text{M,M,U}$
	Gefahr vermeiden	Gefahr von vornherein vermeiden
	2. Weg:	$\textcircled{M} \Rightarrow \text{M,M,U}$
	Gefahr beseitigen	Gefahr baldmöglichst beseitigen
Risikokontrolle am gefährdeten Objekt	3. Weg:	$\textcircled{G} \rightarrow \text{M,M,U}$
	Gefährdung unwirksam	Gefahr sofort/baldigst eindämmen
	4. Weg:	$\text{G} \rightarrow \text{M,M,U}$
	Gefährdung vermeiden	Gefährdetes von vornherein fernhalten
	5. Weg:	$\text{G} \rightarrow \text{M,M,U}$
	Gefährdung beseitigen	Gefährdetes baldmöglichst entfernen
	6. Weg:	$\text{G} \rightarrow \text{M,M,U}$
	Gefährdung unwirksam	Gefährdetes sofort/baldigst schützen

Abbildung 8.2: Die 6-Wege Methode zum Sichern und Schützen nach Compes. (G =Gefahr, M,M,U =Mensch, Maschine, Umwelt-System) [179]

Sinne der Sicherheitswissenschaft erreicht werden, sondern nur noch ein *Schutz*, also eine Minderung der Auswirkungen einer Gefahr auf das Mensch-Maschine-Umwelt-System. Insbesondere der sechste Weg –hiermit ist in der Regel der Einsatz persönlicher Schutzausrüstung gemeint– ist im Umgang mit ionisierender Strahlung nicht praktikabel, da keine sinnvolle persönliche Schutzausrüstung gegen ionisierende Strahlen existiert. Auch im Schutz vor ionisierender Strahlung

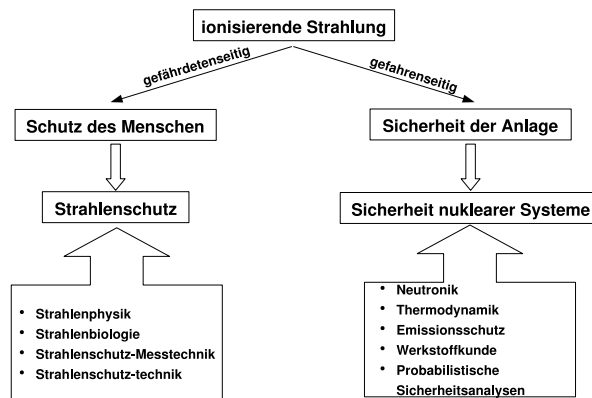


Abbildung 8.3: Erreichung von Sicherheit und Schutz vor ionisierender Strahlung.

gibt es in der Praxis zwei methodische Vorgehensweisen:

Einerseits den Strahlenschutz, der Schutzmaßnahmen ausgehend vom gefährdeten Objekt (strahlenexponierte Person, Bevölkerung) oder aber ausgehend von der Gefahr (Beschleuniger, Kernreaktor, Strahlenquelle) untersucht. Der Strahlenschutz setzt sich im wesentlichen mit den physikalischen Wechselwirkungen ionisierender Strahlen und deren biologischen Auswirkungen auf den Menschen auseinander und versucht diese qualitativ und quantitativ zu erfassen, um geeignete Schutzmaßnahmen zu finden und deren Wirksamkeit zu überprüfen.

Einen anderen Ansatz verfolgt die Sicherheit nuklearer Systeme (z.B. die Reaktorsicherheit): hier werden Anlagenzustände aufgrund nuklearer Parameter und den daraus resultierenden thermodynamischen Effekten analysiert. Durch weiterführende probabilistische Sicherheitsanalysen kann neben den Auswirkungen von Störungen (z.B. Transienten) auch deren Eintrittswahrscheinlichkeit quantitativ beziffert werden. Dies erlaubt die Optimierung von Maßnahmen auch hinsichtlich des Risikos, welches sich aus Eintrittswahrscheinlichkeit und Schadensschwere ergibt. Diese direkt an der Gefahrenseite angreifende Analyse der Systeme kann bereits planungsbegleitend erfolgen und notwendige Sicherheitskonzepte frühzeitig in das Anlagenkonzept integrieren. Im folgenden wird der Begriff

des Störfalles wie in der Kerntechnik üblich als Betriebsstörung aufgefaßt, welche von der Anlage durch vorhandene Sicherheitseinrichtungen und -maßnahmen beherrscht wird, ohne dass eine Möglichkeit einer erhöhten Strahlenexposition sowohl der Beschäftigten wie auch der Bevölkerung besteht.

In den folgenden Abschnitten sollen ausgewählte Probleme, die beim Betrieb von beschleunigergetriebenen Systemen auftreten, erörtert und ihre Auswirkungen auf die Sicherheit des Systems anhand der 6-Wege Methode diskutiert werden.

8.2 Beurteilung der Quellterme von Spallationsquellen

Die sehr unterschiedlichen Quellterme erfordern ein unterschiedliches Vorgehen bei der Berechnung von Strahlenfeldern von konventionellen nuklearen Anlagen (Leistungs- und Forschungsreaktoren) und beschleunigergetriebenen Systemen. Insbesondere die hohe Energie der primären Protonen im GeV Bereich erfordert zunächst ein Studium der Vorhersagekraft der entsprechenden Simulationsprogramme (Kap. 6). Allein die Simulation der Spallationsreaktion bestimmt bereits das radioaktive Inventar (Abschn. 3.2), aber auch die Schädigungsmechanismen durch Wasserstoff- und Heliumversprödung (siehe auch Abschn. 8.4). Die Ausbreitung des Neutronenfeldes und des von ihm erzeugten Photonenfeldes bestimmt Größen wie Energiedeposition (Abschn. 6.2), Aktivierung (Abschn. 7.1.3) oder die Dimensionierung der Abschirmung der Anlage (Abschn. 7.2 und Abschn. 7.2.4). In dieser Arbeit konnte anhand ausgewählter Experimente gezeigt werden, dass moderne Simulationsprogramme die Ausbildung des hadronischen Schauers richtig beschreiben können (Abschn. 6.1.1-6.1.2). Insbesondere die Tatsache, dass in Spallationsneutronenquellen untermoderierte Neutronenspektren mit einem hohen Anteil schneller Neutronen auftreten, erfordert wesentlich dickere Abschirmungen, als bei Leistungsreaktoren zur Erzeugung elektrischer Energie, bei denen die Photonenfelder die Auslegung der Abschirmung dominieren.

8.3 Kalte Quellen

Der steigende Bedarf an Neutronenstrahlen mit subthermischen Energien und die damit verbundene Frage nach intensiven kalten Quellen an Forschungsreaktoren und Spallationsneutronenquellen, hat Forschungs- und Entwicklungsarbeiten zu fortschrittlichen Materialien initiiert. Bisher kommen in kalten Quellen vor allem flüssiger Wasserstoff (H_2 oder D_2) oder –insbesondere bei Spallationsneutronenquellen– festes Methan (CH_4) bei Temperaturen zwischen 10 K und 20 K zum Einsatz. Beide Materialien sind leicht entzündlich und explosiv und sind in der Regel in direkter Nähe –zum Teil nur wenige Zentimeter– vom Reaktorkern oder Spallationstarget angeordnet. Eine mögliche Explosion (z.B. durch Rekombination freier Radikale) könnte daher sowohl zu Schäden am Reaktorkern/Spallationstarget führen, als auch über die sich anschließenden, evakuierten Strahlrohre eine direkte Freisetzung von hochradioaktivem Material aus dem Reaktorkern/Spallationstarget zur Folge haben. In Tab. 8.1 sind ausgewählte Materialparameter häufig verwendeter Moderatormaterialien aufgelistet. Während Wasserstoff oder Methan bei Raumtemperatur gasförmig sind, liegt der Siedepunkt von Methan nochmals 50 K oberhalb der Siedetemperatur von Wasserstoff. Dies bedeutet, dass bei einem Ausfall der Kühlung des Moderatorsystems, sowohl Methan wie auch Wasserstoff verdampfen, so dass aus ca. 1 l festem Methan oder flüssigem Wasserstoff ≈ 1.000 l Gas entstehen, während festes Mesitylen einfach nur auftaut. Auch liegt die obere Explosionsgrenze nur knapp oberhalb der unteren Explosionsgrenze für Wasserstoff oder Methan. Aufgrund dieser bei-

Material	Schmelzpunkt in K	Siedepunkt in K	Zündtemperatur in K	Explosionsgrenze in Vol-%
Wasserstoff	14	20	833	4 bis 75
Methan	91	112	868	4,4 bis 16,5
Mesitylen	228	437	823	1 bis 6
Wasser	273	373	–	–

Tabelle 8.1: *Materialparameter verschiedener Materialien, welches als kryogene Moderatoren verwendet werden.*

den Tatsachen –geringere Expansion bei Ausfall der Kühlung, sowie kleinerer Explosionsbereich– stellt der Einsatz von Mesitylen als Moderatormaterial ein Gewinn an Sicherheit dar, der die Wahrscheinlichkeit einer Explosion in unmittelbarer Nähe einer stark radioaktiven Systemkomponente (Reaktorkern, Spallationstarget) reduziert. Entscheidend für den Einsatz ist jedoch auch das von einem Mesitylenmoderator erzeugte Energiespektrum. Mit Hilfe des in Kap. 6.3 beschriebenen JESSICA Experimentes konnte das Energiespektrum eines Mesitylenmoderators vermessen werden. Abb. 8.4 zeigt den Vergleich des Energiespektrums von Mesitylen mit verschiedenen anderen Materialien bei einer Temperatur

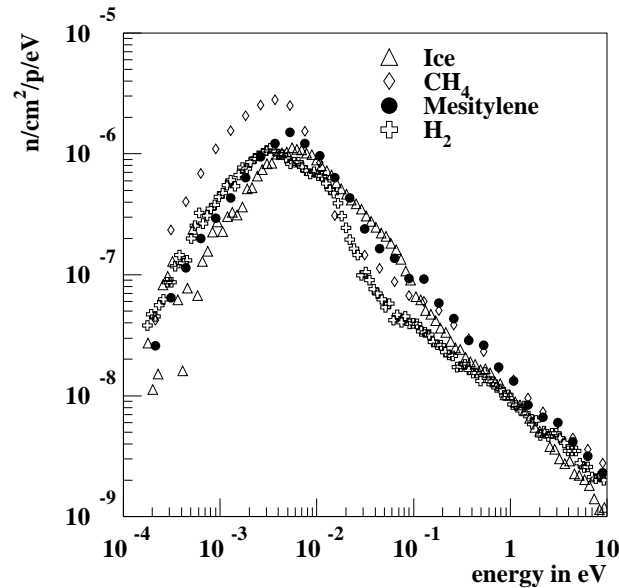


Abbildung 8.4: Vergleich der Energiespektren verschiedener Moderatormaterialien bei einer Temperatur von $T=20$ K.

von $T=20$ K. Aus dieser Grafik ist einerseits erkennbar, dass festes Methan festem Mesitylen im Sinne der erreichbaren Intensität deutlich überlegen ist, jedoch Mesitylen vergleichbare Neutronenintensitäten wie flüssiger Wasserstoff zeigt. Im Energiebereich zwischen 10 meV und 100 meV ist festes Mesitylen flüssigem Wasserstoff sogar überlegen. Diese experimentellen Daten belegen, dass Mesitylen eine Alternative zu flüssigem Wasserstoff darstellt. Auch sicherheitstechnischer Sicht würde ein Austausch von Wasserstoff durch Mesitylen den 2. Weg der Methode des Sicherens und Schützens entsprechen, da hier ein gefährlicher Stoff durch ein weniger gefährlichen Stoff ersetzt wird. Praktische Beispiele für den Einsatz von Mesitylen als Moderatormaterial sind die kalte Quelle der Cornell Cold Neutron Beam Facility an einem 500 kW Triga Forschungsreaktor [206] der Cornell University, USA oder der geplante Einsatz am gepulsten Forschungsreaktor IBR-2M des Frank Laboratory of Neutron Physics in Dubna, Russland [207].

8.4 Materialverhalten unter hoher Strahlenbelastung

Das Materialverhalten unter hoher Strahlenbelastung zeigt sehr deutlich die Interdisziplinarität, welche zur Lösung sicherheitstechnischer Probleme erforderlich ist. Zunächst behandelt die *Strahlenphysik* die physikalischen Phänomene in Materialien, welche durch die Wechselwirkungsprozesse der ionisierenden Strahlung mit den Materialien verursacht werden. Die *Materialwissenschaft* und *Werkstoffkunde* untersucht mit ihren Methoden die Änderung der Material- und Werkstoffeigenschaften, wie zum Beispiel den Elastizitätsmodul, die Zugfestigkeit oder die Oberflächenhärte. Mit Hilfe der Vorhersagen der zu erwartenden Strahlenbelastungen sowie den Erkenntnissen der Werkstoffwissenschaften, können Komponenten auf ihre Lebensdauer hin untersucht und sicherheitstechnisch bewertet werden, was in den Bereich der *Technischen Zuverlässigkeit* fällt. Je nach Resultat dieser Bewertung können Wartungsintervalle oder auch maximale Standzeiten bis zum Austausch der jeweiligen Komponente definiert und festgelegt werden. Hierdurch können Gefährdungen, welche durch Bauteilversagen oder Funktionsverlust auftreten, vermieden werden.

Als typische Strahlenschädigungen treten im wesentlichen folgende drei Effekte auf:

- displacements per atom (dpa) → Versetzungen von Gitteratomen durch Rückstosskerne,
- Wasserstoff- und Heliumproduktion → Versprödung des Materials durch Anlagerung an den Korngrenzen und
- Bildung von chemischen Verunreinigungen durch Spaltprodukte.

Durch die den Werkstoff treffenden, hochenergetischen Protonen oder Neutronen werden Atome von ihren Gitterplätze auf Zwischengitterplätze gestossen. Hierbei bilden sich entweder Frenkel Paare oder Fehlstellen. Ein Maß hierfür ist die Anzahl der dpa's, welche sich auch dem displacement-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{dpa}(E)$ und dem Neutronenfluß $\Phi(E)$:

$$dpa = \int_0^{E_{max}} \sigma_{dpa} \cdot \Phi(E) dE \quad (8.1)$$

Eine typische Änderung der Werkstoffeigenschaft durch dpa's ist die Änderung des Elastizitätsmoduls. Aufgrund der Verschiebung von Atomen im Kristallgitter nimmt der Elastizitätsmodul zu, wodurch es zur Versteifung des Materials kommt. Gleichzeitig erhöht sich die Zugfestigkeit des Werkstoffs [180]. Die Änderungen im Spannungs-Dehnungs-Diagramm für Stahl mit der Werkstoffnummer DIN 1.4926 und Mod9Cr1Mo bei unterschiedlichen Strahlenbelastungen (displacements per

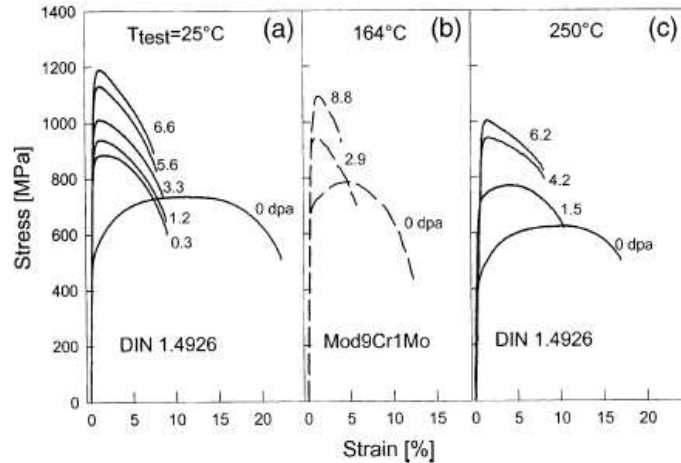


Abbildung 8.5: Spannungsdehnungsdiagramme für Stahl DIN 1.4926 und Mod9Cr1Mo bei unterschiedlichen Strahlen- und Temperaturbelastungen [180].

atom, dpa) sind in Abb. 8.5 Man sieht deutlich, wie sich der Bereich der plastischen Verformung mit zunehmender Strahlenschädigung verkleinert. Auch den Anstieg der Zugfestigkeit mit zunehmender dpa Zahl ist deutlich zu erkennen. Andererseits sinkt die Zugfestigkeit mit steigender Temperatur, was insbesondere in Betriebsumgebungen mit hohen Strahlenfeldern aufgrund der dort herrschenden Temperaturen von Bedeutung ist.

Ein weiterer Effekt ist die Erhöhung der Oberflächenhärte [180]. Abb. 8.6 zeigt die Zunahme der Vickers Härte als Funktion der dpa's für drei verschiedene Stahlsorten sowie Tantal. Ein weiterer Punkt ist die Einlagerung von Helium Atomen –bevorzugt an den Korngrenzen des Materialgefüges– in den Werkstoffen, was zur Versprödung führt.

Materialbelastung im Target

Insbesondere bei hochintensiven Quellen kommt es durch die Energiedeposition zu nicht unerheblichen Temperaturanstiegen und thermischen Belastungen. In diesem Fall muss geprüft werden, ob die sich einstellende Temperatur bereits die Festigkeit des Werkstoffes verändert und die auftretende Wärmemenge abgeführt werden kann. Sicherheitstechnisch sind in diesem Zusammenhang technische Maßnahmen von Bedeutung, die beispielsweise einen Ausfall der Kühlung erkennen und automatisch entsprechende Gegenmaßnahmen einleiten, welche ein Bauteilversagen verhindern. Ein hypothetischer Störfall in einer Spallationsneu-

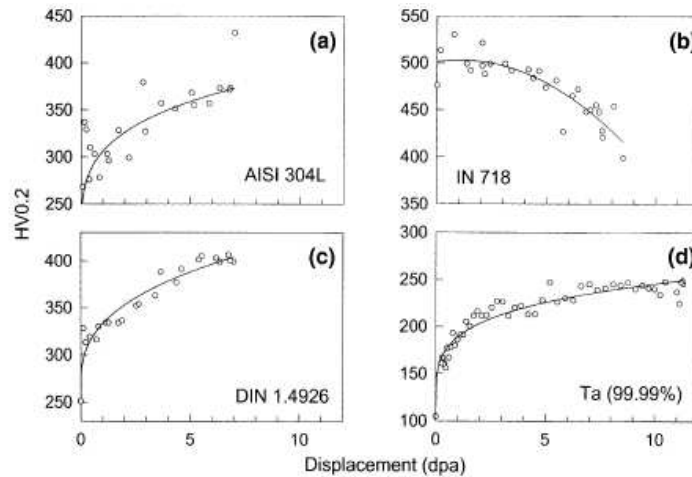


Abbildung 8.6: Änderung der Vickers-Härte bei Raumtemperatur unter Strahlenbelastung für (a) AISI 304L, (b) IN 718, (c) DIN 1.4926 und (d) Tantal [180].

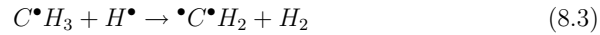
tronenquelle wäre ein Defokussierungsstörfall des Protonenstrahl. In diesem Fall würden die Magnete, welche den Strahl aufweiten ausfallen und ein kollimierter Strahl das Targetfenster treffen. Die hohe, lokal stark begrenzte Energiedeposition würde in wenigen Pulsen –dies sind in einer mit 50 Hz getriebenen Anlage der MW-Klasse nur Bruchteile einer Sekunde– die Targethülle beschädigen, so dass das Flüssigmetall des Targets austreten kann. Um einen solchen Störfall zu vermeiden, ist eine permanente Überwachung des Strahlprofils notwendig, deren Analyse direkt mit der Steuerung des Beschleunigers gekoppelt ist und diesen im Falle einer Defokussierung sofort abschaltet. Als passive Sicherheitseinrichtung ist die Targethülle redundant ausgelegt, d.h. die eigentliche, das Flüssigmetall einschließende Hülle ist mit einer weiteren Sicherheitshülle umgeben. Sollte die primäre Hülle beschädigt werden, fließt das Metall in eine spezielle Auffangwanne, um den restlichen Anlagenteil nicht zu kontaminieren. Auch diese Sicherheitsmaßnahme kann als passiv angesehen werden, da sie allein aufgrund der Schwerkraft funktioniert und keine Pumpen erforderlich sind. Aufgrund des Barrierenprinzips kann der 3. Weg des Sicherens und Schützens auch im Störfall noch als erfüllt angesehen werden.

Materialschädigung im Moderator

Durch den hohen Neutronenfluß in den Moderatoren kann es zur Bildung von Radikalen kommen. Insbesondere Methan, aber auch Wasserstoff und Eis zeigen unter hohen Neutronenflüssen die Bildung von Radikalen [181]:

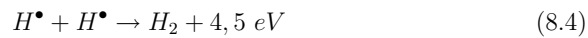


Das Wasserstoffradikal H^{\bullet} ist in der Lage, ein weiteres Wasserstoffatom aus dem Methylradikal zu entfernen, so dass ein Diradikal übrigbleibt.



Reagieren diese Diradikale miteinander, können sich langkettige Kohlenwasserstoffe bilden (z.B. $-[CH_2=CH_2]-$), welche sich im Moderatorbehälter ablagern, oder Versorgungsleitungen verschließen [182], so dass ein normaler Betrieb des Moderators nicht mehr möglich ist.

Ein weiterer Aspekt ist die Rekombination von Wasserstoffradikalen. Durch die eingeschränkte Mobilität der Radikale in der Kristallstruktur des festen Methans können sich freie Radikale im Moderator anlagern. Kommt es zu einer zufälligen Rekombination, läuft folgende exotherme Reaktion ab:



Diese Energiefreisetzung kann eine Kettenreaktion auslösen, wodurch weitere Radikale rekombinieren, so dass eine spontane Energiefreisetzung im Moderator

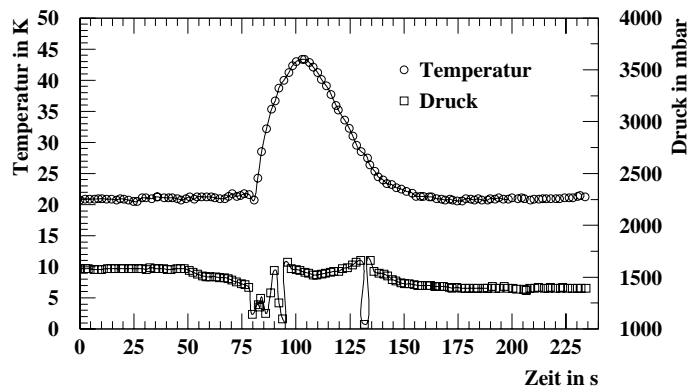


Abbildung 8.7: Spontane Energiefreisetzung durch Rekombination freier Radikaler („burping“) in einem Methanmoderator bei $T=20 \text{ K}$ [184].

ausgelöst und beobachtet werden kann [183]. Bei genügend großer Energiefreisetzung kann es zum Bersten des Moderatorbehälters kommen [184]. Abb. 8.7 zeigt den typischen Temperaturanstieg sowie den korrelierten Druckanstieg, wie er während einer spontanen Energiefreisetzung in einem realen Moderator (hier ein Methanmoderator bei $T=20$ K der IPNS, Argonne National Laboratory, USA) beobachtet worden ist [184].

Da Methan und Wasserstoff leicht entzündlich sind, müssen Sicherheitsmaßnahmen des Explosionsschutzes beachtet werden. Oft wird der innere Bereich mit Helium geflutet, wodurch eine Inertisierung erfolgt und die Bildung einer explosiven Atmosphäre vermieden wird. Studien haben gezeigt, dass Mesitylen diese Eigenschaften nicht zeigt [185, 186], jedoch ähnliche neutronische Eigenschaften wie Wasserstoff aufweist. Der Austausch von Wasserstoff mit Mesitylen kann daher als 1. oder 2. Weg des Sicherns und Schützens angesehen werden, da Moderatormaterialien, welche zum Behälterversagen führen können, durch ungefährlichere Materialien ersetzt oder bei neu zur errichtenden Anlagen von vornherein vermieden werden können.

8.5 Kavitationserosion in kurzgepulsten Targets

Durch den gepulsten Strahlbetrieb mit kurzen ($<1 \mu\text{s}$), hochintensiven Protonenpulsen werden insbesondere Spallationstargets von Hochstromquellen enorm belastet. In Flüssigmetalltargets bilden sich durch den gepulsten Energieeintrag Druckwellen aus, welche sich im Target ausbreiten und an der Targethülle reflektiert werden (siehe auch Kapitel 3.4). Diese Druckwellen verursachen Spannungen in der Targethülle, wodurch diese verformt wird. Solange sich die Verformung im elastischen Bereich abspielt, kann die Targethülle die Spannungen aufnehmen und abbauen. Kritisch wird es, wenn der Bereich der plastischen Verformung erreicht wird und sich die Bauteilbelastung der Zugfestigkeit des Werkstoffs nähert.

Ein anderer Effekt ist die als *Pitting* bezeichnete Schädigung der Oberfläche durch Kavitationserosion. Dieser aus dem Schiffbau bekannte Effekt [187, 188] wurde durch Experimente in Japan [190] und den USA [191] erstmals auch im nuklearen Bereich beobachtet. Vor allem die Schädigungsmechanismen der primären Targethülle als erste Barriere zur Ausbreitungsverhinderung ist vom sicherheitstechnischen Standpunkt von hohem Interesse. Auch in diesem Fall sind strahlenphysikalische Phänomene, welche thermohydraulische Reaktionen hervorrufen, die zu strukturmechanischen Schädigungen führen, ein Beispiel für die Interdisziplinarität bei der Beurteilung von sicherheitsrelevanten Bauteilen. Durch die Druckwellen bilden sich Gebiete mit niedrigem Druck im flüssigen Quecksilber aus. Ist der Druck unterhalb eines kritischen Druckwertes, so verdampft die Flüssigkeit und es bilden sich Dampfblasen. Gelangt die Dampfblase in einen Bereich höheren Druckes, kollabiert die Blase und es kommt es zu einer kugelsymmetrischen Implosion. Erfolgt die Implosion der Blase in der Nähe der Targetoberfläche, so kann die Implosion nur asymmetrisch erfolgen, wodurch ein Flüssigmetallstrahl (Jet) entsteht, welcher die Oberfläche beschädigen kann [189].

Mit Hilfe verschiedener Untersuchungsmethoden wurde der Schädigungsmechanismus in Quecksilbertargets untersucht. Folgende drei Methoden –deren Ergebnisse im Folgenden erörtert werden– wurden hierzu eingesetzt:

- Split Hopkins Pressure Bar (SHPB) [192],
- Magnetic Impact Testing Machine (MIMTM) [193] und
- Experimente mit Protonenstrahlen [194]

Kikuchi et al. [192] untersuchten in Japan mit Hilfe von Split Hopkins Pressure Bar Experimenten, ob ein Zusammenhang zwischen der Amplitude der Druckwelle und der Schädigung existiert. Auch der Frage nach einer Schwelle zur Auslösung von Kavitationserosionen wurden untersucht. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 8.8 schematisch dargestellt. Bei diesen Versuchen werden die zu testenden Materialien

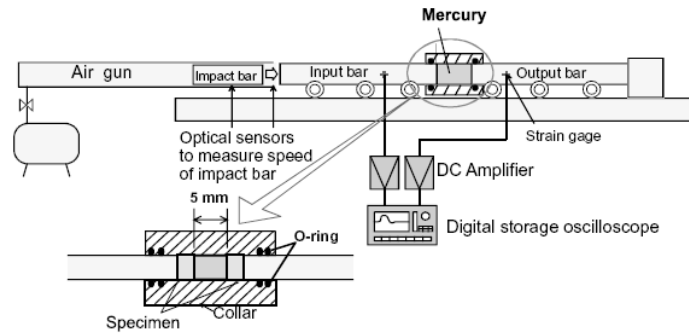


Abbildung 8.8: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Untersuchung von Kavitations-Erosionen (Pitting) mit Hilfe der Split-Hopkins-Pressure-Bar Methode [192].

in einem Kragen eingespannt. Zwischen den beiden Flächen befindet sich blasenfreies Quecksilber. Mit Hilfe eines Pressluftantriebs wird ein Bolzen auf die Probe geschossen, wodurch ein Druckpuls im Quecksilber generiert wird. Aufgrund der Geschwindigkeit kann auf die Stärke des Druckpulses geschlossen werden. Anschließend wird die Probe ausgebaut und mikroskopisch bei 450-facher Vergrößerung ausgewertet. Diese Experimente zeigten eine Abhängigkeit der Schädigung von der Stärke der Druckwelle. Abb. 8.9 zeigt deutliche Oberflächenschäden bei einer Druckwelle von einer Stärke von 84 MPa. Sehr gut sind die kraterförmigen Einschläge zu erkennen. Durch diese Materialabtragung (Erosion) wird die Wandstärke des Protonenstrahlenfensters während des Betriebs immer weiter re-

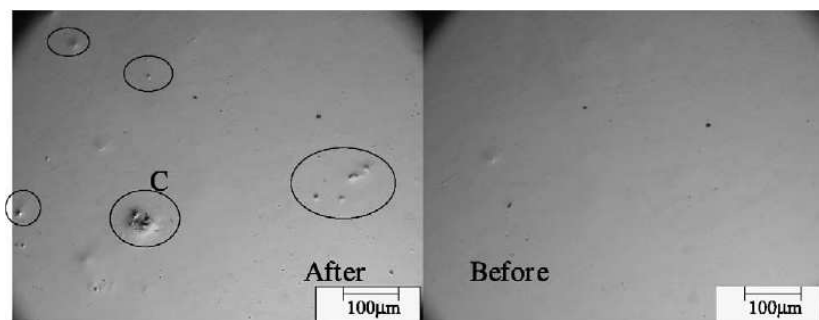


Abbildung 8.9: Vergleich der unbelasteten Probe (rechts) und einer mit einer Druckwelle von 84 MPa beaufschlagten Probe aus Stahl 316SS [192].

duziert, so dass es den Belastungen des Druckpulses, welcher zu immer höheren Spannungen im Bauteil führt, nicht mehr standhalten kann. Hierdurch kann es zum Austreten von hochradioaktivem Quecksilber kommen, was ein sicherheitstechnisches Problem darstellt. Über geeignete Sicherheitsmaßnahmen ist bereits im vorausgehenden Abschn. 8.4 berichtet worden. Diese Studie [192] liefert bereits Hinweise, dass es für diese Schädigungsart eine Schwelle gibt. Bei Druckpulsen von nur 17 MPa wurden keine Oberflächenschädigungen durch Pitting beobachtet, wie es in Abb. 8.10 zu sehen ist. Hier ist nur eine plastische Verformung zu

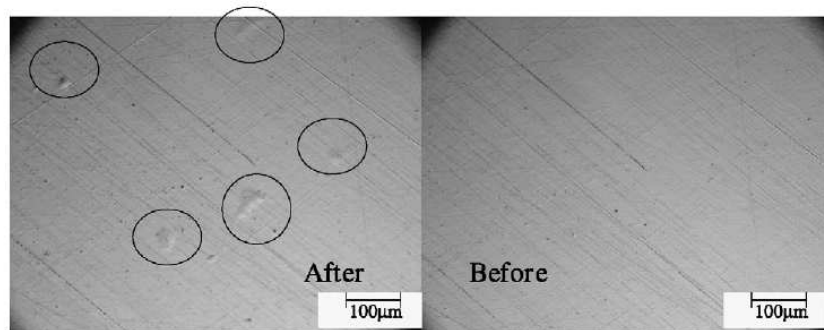


Abbildung 8.10: Vergleich der unbelasteten Probe (rechts) und einer mit einer Druckwelle von 17 MPa beaufschlagten Probe aus Stahl 316SS [192].

beobachten, ohne dass jedoch ein Materialabtrag und damit eine Reduzierung der Wandstärke, verbunden ist. Ferner berichten die Autoren, dass kein Zusammenhang zwischen einer Vorschädigung (z.B. durch Kratzer) und dem Pitting-Effekt besteht. Während Kikuchi et al. ihre Untersuchungen mit nur jeweils 10 Pulsen durchführten, stellt sich jedoch die Frage, wie sich Pitting Effekte im realen Betrieb darstellen. Bei einer Pulsfrequenz von 50 Hz wird ein Target im Betrieb mit $4,32 \cdot 10^6$ Pulsen pro Tag belastet. Aufgrund dieser Motivation führten Futakawa et al. [193] Experimente unter Dauerbelastung mit Hilfe einer Magnetic Impact Testing Machine (MIMTM) durch. Mit dieser Methode lassen sich Frequenzen von bis zu 200 Hz erzeugen und somit die Langzeitwirkung von bis zu 10^{10} Zyklen (dies entspricht ca. 6,3 Jahren Vollastbetrieb) untersuchen. Auch die Auswirkung einer Oberflächenhärtung zur Reduzierung des Pitting-Effektes ist in dieser Studie untersucht worden [193]. Die Tiefe der einzelnen Pittings wurde detailliert untersucht und in Korrelation zur Pulszahl gebracht. Abb. 8.11 zeigt sowohl den Anteil der geschädigten Fläche als auch die mittlere Erosionstiefe als Funktion der Pulszahl. Nach 10^6 Pulsen (dies entspricht ca. 1 Tag Vollastbetrieb) ist bereits die gesamte Oberfläche geschädigt. Ab diesem Zeitpunkt nimmt auch die mittlere Erosionstiefe deutlich zu. Aus diesem Ergebnis läßt sich bereits schließen, dass der Materialabtrag größer wird, je stärker die Fläche geschädigt ist. Durch

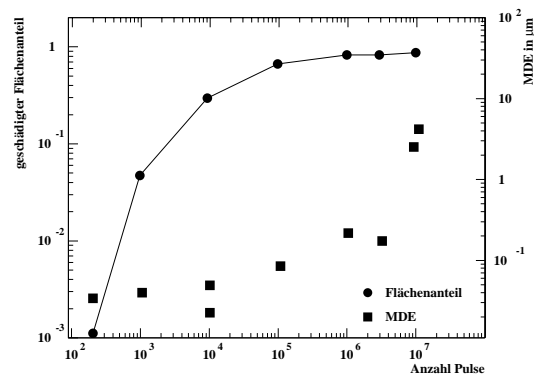


Abbildung 8.11: Abhängigkeit des geschädigten Flächenanteils sowie der mittleren Erosionstiefe als Funktion der Pulszahl [193].

eine Oberflächenbehandlung soll diese gehärtet und somit unempfindlicher gegen Erosion gemacht werden, wodurch eine Erhöhung der Standzeit erzielt werden soll. Ein Verfahren ist das Kolsterisieren, wobei Kohlenstoff in die Oberfläche eindiffundiert wird. Dieses Verfahren zur Oberflächenhärtung konnte die Anzahl der Pulse, mit denen das Target belastet wird, deutlich erhöhen, wie in Abb. 8.12 dargestellt. Eine weitere Möglichkeit die Kavitationserosion zu minimieren ist

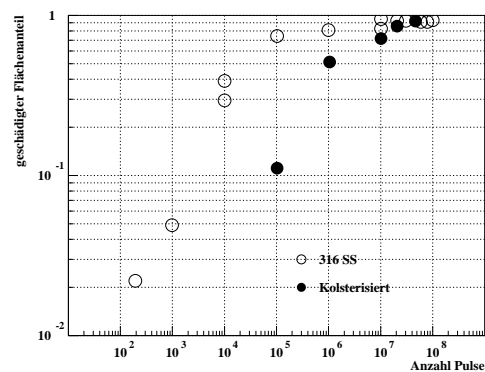


Abbildung 8.12: Einfluß der Oberflächenbehandlung (Kolsterisieren) auf den geschädigten Flächenanteil als Funktion der Pulszahl (aus [193]).

Target	äquivalente Leistung in MW	Anteil der geschädigten Fläche in %	mittlere Erosions- tiefe in nm
hohe Leistung	2,5	4,6	132
mittlere Leistung	1,1	0,3	12
niedrige Leistung	0,4	0,2	4
1.000 Pulse	2,9	3,6	101
He-Blasen	2,7	0,3	8
Kolsterisiert	3,1	0,03	0,1

Tabelle 8.2: *Tabellarische Übersicht der experimentellen Resultate der Protonenstrahllexperimente zur Untersuchung des Pitting-Effektes [194].*

das Einblasen von Helium Blasen, wodurch die Druckwelle gedämpft werden soll. Dies ist in Messungen am Los Alamos National Laboratory experimentell getestet worden [194]. Obwohl der eingesetzte Beschleuniger einen Faktor 10 weniger Intensität hat als bei Spallationsneutronenquellen der MW-Klasse üblich, konnten durch Skalierung des Testtargets vergleichbare Energieeinträge von 4-18 MJ/m³ simuliert werden. Tab. 8.2 gibt eine Übersicht der beobachteten Flächenschädigung und der mittleren Erosionstiefe aufgrund von Protonenstrahllexperimenten. Quantitativ ist die Einleitung von He-Blasen einen Faktor 10 besser als eine unbehandelte Oberfläche. Kolsterisieren jedoch einen Faktor 100. Ob eine Kombination beider Methoden einen Faktor 1.000 Verbesserung bringt, ist zurzeit noch nicht geklärt. Aus sicherheitstechnischer Sicht ist eine Reduzierung der Schädigung aus zweierlei Hinsicht von Interesse. Einerseits würde eine Loch in der Targethülle ein Durchbrechen der ersten Barriere zur Verhinderung der Ausbreitung radioaktivem Flüssigmetalls darstellen, und andererseits bedeutet eine erhöhte Standzeit weniger Instandhaltungsarbeiten (Austausch der Targethülle) über die Lebensdauer der Anlage, was zu einer Minimierung der kollektiven Dosis der in diesen Anlagenbereichen tätigen Arbeitnehmer beiträgt.

8.6 Bewertung der Radiotoxizität eines Quecksilbertargets

Unter der Radiotoxizität wird ein Maß verstanden, welches die Strahlenbelastung durch ein inkorporiertes Radionuklid beschreibt. Während die Radiotoxizität nur die gesundheitsschädigende Wirkung der emittierten, ionisierenden Strahlung betrachtet, muss der Arbeitsschutz auch die toxischen Effekte betrachten, welche die Radiotoxizität nicht beinhaltet. Der Unterschied kann am Beispiel von Quecksilber –welches als Targetmaterial in kurzgepulsten Spallationsneutronenquellen eingesetzt und somit auch aktiviert wird– veranschaulicht werden. Während die Toxikologie bei einer akuten Quecksilbervergiftung von einer tödlichen Menge von 150-300 mg ausgeht, reichen bereits 0,56-1,36 mg des radioaktiven Quecksilberisotops ^{194}Hg aus, um eine tödliche Strahlendosis zu erzielen. Die Radiotoxizität eines radioaktiven Kerns hängt von mehreren Parametern ab:

- der physikalische Halbwertszeit $\tau_{1/2}^{phys}$,
- der biologische Halbwertszeit $\tau_{1/2}^{biol}$,
- der Zerfallsart (α, β, γ) und
- der Zerfallsenergie.

Während die physikalische Halbwertszeit $t_{1/2}$ über die Beziehung

$$A = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \cdot N \quad (8.5)$$

die Aktivität A einer vorhandenen Anzahl Kerne N definiert, gibt die biologische Halbwertszeit die Verweildauer im menschlichen Körper aufgrund von Stoffwechselprozessen an. Für die Strahlenbelastung ist das Zusammenspiel aus physikalischer und biologischer Halbwertszeit, der effektiven Halbwertszeit $\tau_{1/2}^{eff}$, von Bedeutung:

$$\tau_{1/2}^{eff} = \frac{\tau_{1/2}^{phys} \cdot \tau_{1/2}^{biol}}{\tau_{1/2}^{phys} + \tau_{1/2}^{biol}} \quad (8.6)$$

Die effektive Halbwertszeit berücksichtigt neben dem physikalischen Zerfall der inkorporierten Radionuklide auch die Ausscheidung der Nuklide aufgrund des menschlichen Stoffwechsels. Hierbei ist zu berücksichtigen, ob das Radionuklid in elementarer Form oder eingebaut in chemischen Verbindungen inkorporiert wird, weil der Stoffwechsel unter Umständen Verbindungen anders behandelt, was zu abweichenden biologischen Halbwertszeiten führt. Je länger ein Nuklid im Körper verbleibt, desto länger wird der Körper durch das inkorporierte Radionuklid belastet. Hier spielt auch die Zerfallsart eine bedeutende Rolle. Während

γ -Strahlen den Körper in der Regel verlassen, deponieren α -Strahler ihre komplette Zerfallsenergie nahezu lokal am Zerfallsort und tragen somit zu besonders hohen Strahlendosen bei. Aus diesem Grund sind vor allem Transurane, welche zum grossen Teil α -Strahler sind, mit einer hohen Radiotoxizität verbunden. Um von der Aktivität auf die resultierende Dosis zu gelangen, werden Dosiskonversionsfaktoren in der Einheit Sv/Bq verwendet, welche für eine Vielzahl von Radionukliden tabelliert sind und sowohl physikalische wie auch strahlenbiologische Aspekte berücksichtigen [195]. Die Radiotoxizität spielt insbesondere beim Rückbau der Anlage eine große Rolle, da sich die Entsorgung radioaktiver Abfallstoffe einerseits nach der Halbwertszeit, aber auch nach der Radiotoxizität der Nuklide richtet. Dieser Abschnitt fokussiert sich im wesentlichen auf Spallationsneutronenquellen, da bei Transmutationsanlagen und Energie-Verstärkern aufgrund des dort eingesetzten Kernbrennstoffes eine besondere Problematik auftritt (siehe auch Abschn. 8.7 und 8.8). Die induzierte Radioaktivität in Spallationsneutronenquellen findet sich vor allem in folgenden Bereichen: dem Target, den Baugruppen des Beschleunigers, den Strahlrohreinbauten, sowie in den Abschirmungen. Ein

Isotop	Halbwertszeit in Jahren	Dosiskonversionsfaktor in Sv/Bq
<i>metallische Werkstoffe</i>		
^{22}Na	2,6	$3,2 \cdot 10^{-9}$
^{54}Mn	0,85	$7,1 \cdot 10^{-10}$
^{59}Fe	0,12	$1,8 \cdot 10^{-9}$
^{60}Co	5,3	$3,4 \cdot 10^{-9}$
^{65}Zn	0,67	$3,9 \cdot 10^{-9}$
^{108}Ag	127	–
^{110}Ag	0,68	$2,8 \cdot 10^{-9}$
^{123}Sn	0,35	$2,1 \cdot 10^{-9}$
^{125}Sn	0,025	$3,1 \cdot 10^{-9}$
^{134}Cs	2,1	$1,9 \cdot 10^{-8}$
<i>Beton</i>		
^{22}Na	2,6	$3,2 \cdot 10^{-9}$
^{46}Sc	0,22	$1,5 \cdot 10^{-9}$
^{54}Mn	0,85	$7,1 \cdot 10^{-10}$
^{60}Co	5,3	$3,4 \cdot 10^{-9}$
^{133}Ba	10,5	$1,5 \cdot 10^{-9}$
^{134}Cs	2,1	$1,9 \cdot 10^{-8}$
^{137}Cs	30,0	$1,3 \cdot 10^{-8}$
^{152}Eu	13,3	$1,4 \cdot 10^{-9}$
^{154}Eu	8,8	$2,0 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 8.3: Radionuklide, Halbwertszeiten und Radiotoxizität [195] in Abschirmungen von Teilchenbeschleunigern (basierend auf [196]).

Studie der Europäischen Kommission untersuchte bereits die radiologischen und ökonomischen Aspekte des Rückbaus von Teilchenbeschleunigern [196]. Die in der Abschirmung des Beschleunigers zu erwartenden Radionuklide sind in Tab. 8.3 aufgeführt. Unterschieden wird hier zwischen metallischen Werkstoffen und Beton. Tab. 8.3 ist zu entnehmen, dass im Bereich der Beschleunigerabschirmung vor allem kurzlebige Radionuklide mit Halbwertszeiten unter einem Jahr erzeugt werden. Mit Ausnahme der Cäsium und Barium Nuklide weisen die zu erwartenden Nuklide eine mittlere Radiotoxizität auf. Basierend auf diesen Ergebnissen wird in einer schwedischen Studie zur Entsorgung einer Spallationsneutronenquelle von keinen größeren Problemen aufgrund des radioaktiven Inventars der Beschleunigerabschirmung ausgegangen [197].

Ein Großteil der Radioaktivität wird im Spallationstarget erzeugt. Bei der Ausbildung des Nuklidvektors spielt vor allem das eingesetzte Targetmaterial eine entscheidende Rolle. Zurzeit werden folgende Materialien als Targets für Spallationsneutronenquellen eingesetzt:

- Flüssigmetalltargets
 - Quecksilber
 - Blei-Bismut-Eutektikum
- Feststofftargets
 - Tantal
 - Wolfram
 - Blei

Am Beispiel eines Quecksilbertargets einer Spallationsneutronenquelle soll die Radiotoxizität im folgenden erörtert werden. Die induzierte Radioaktivität wird vor allem durch die beim Spallationsprozess erzeugten Restkerne bestimmt (siehe auch Abschn. 7.1.3). Bei der Simulation der Restkernverteilung mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen –insbesondere im Target– muss auf die geeignete Wahl der Parameter in den verwendeten Hochenergiemodulen geachtet werden (vergl. auch Abschn. 5.4). Abb. 8.13 zeigt am Beispiel eines natürlichen Isotopgemisches von Quecksilber, welche Radionuklide durch protoneninduzierte Spallationsreaktionen der Quecksilberkerne entstehen. Realistischer erscheint die Option des RAL-Codes, welcher die Hochenergiespaltung von angeregten Restkernen berücksichtigt. Dieser Reaktionsmechanismus wird im ORNL Code vernachlässigt und ist für die Vorhersage der induzierten Radioaktivität daher nicht geeignet. Vergleicht man die Restkernverteilung aus einer Spallationsreaktion mit der einer Spaltreaktion, so fällt auf, dass beide Reaktionen unterschiedliche Bereiche auf der Nuklidkarte bevölkern. Während bei der Spaltung hauptsächlich β^- -Strahler entstehen –also einer Bevölkerung unterhalb des Stabilitätstaes– werden bei der

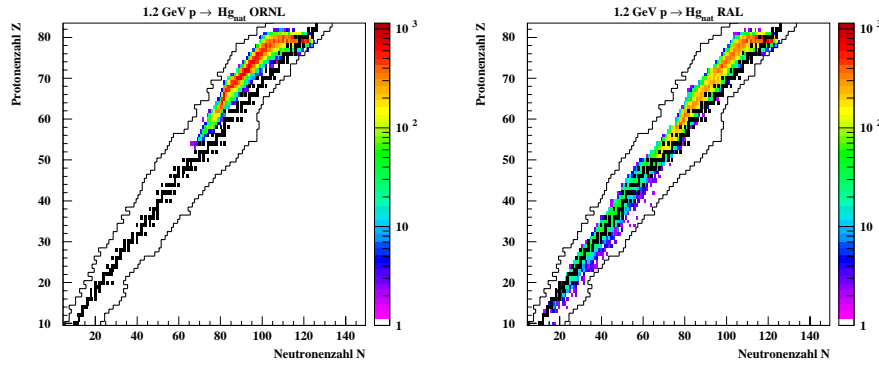
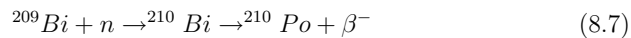


Abbildung 8.13: *Unterschiedliche Restkernverteilung aufgrund der gewählten Parameter im HET. Links wurde der ORNL Code verwendet und rechts der RAL Code, welcher auch die Hochenergiespaltung beinhaltet.*

Spallationsreaktion bevorzugt β^+ -Strahler generiert. Wie in Abb. 8.13 erkennbar, entspricht dies einer Bevölkerung oberhalb der Stabilitätsgeraden. Erklären läßt sich dieses Verhalten durch die hohe Anzahl freigesetzter Neutronen während der intra-nuklearen Kaskade und Verdampfung, so dass am Ende neutronenarme Kerne übrigbleiben, welche sich durch Emission von Positronen dann wieder der Stabilitätsgerade nähern.

Das ^{210}Po -Problem

Ein weiterer Mechanismus zur Erzeugung radioaktiver Kerne ist der Neutroneneinfang durch stabile Kerne. Dieser erklärt das Auftreten von schwereren Kernen als das ursprüngliche Targetmaterial. Eine besondere Problematik stellt hier die Bildung von ^{210}Po in Blei-Bismuth-Eutektikum-Targets dar, welches über folgenden Reaktionsmechanismus aus dem einzigen stabilen Bismuthisotop ^{209}Bi gebildet wird:



Aufgrund der Tatsache, dass Blei-Bismuth-Eutektikum sowohl als Targetmaterial in Spallationsneutronenquellen eingesetzt wird als auch als Target in subkritischen Reaktoren, ist die Bildung von ^{210}Po aus sicherheitstechnischer Sicht aufgrund seiner sehr hohen Radiotoxizität von $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ Sv/Bq}$ von besonderem Interesse. Entsprechend der 6-Wege-Methode des Sicherns und Schützens wäre ein Verzicht auf Blei-Bismuth-Eutektikum zur Vermeidung der Bildung des hoch radiotoxischen Polonium anzustreben (1. Weg: Gefahr von vornherein vermeiden) und auf andere Targetmaterialien auszuweichen.

Im Rahmen der Machbarkeitsstudie zur Realisierung der Europäischen Spallati-

onsneutronenquelle ESS wurde bereits das zu erwartende radioaktive Inventar im Target bestimmt [32, 33]. Tab. 8.4 gibt für die wichtigsten im Target erzeugten Radionuklide die Aktivität nach 30 Betriebsjahren an sowie die daraus abgeleitete Radiotoxizität. Die höchste Radiotoxizität hat somit das ^{203}Hg und trägt mit

Isotop	Aktivität in Bq	Dosiskonversions- faktor in Sv/Bq	Radiotoxizität in Sv
^{203}Hg	$4,93 \cdot 10^{16}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$9,36 \cdot 10^7$
^{194}Hg	$6,69 \cdot 10^{14}$	$5,1 \cdot 10^{-9}$	$3,41 \cdot 10^6$
^{172}Lu	$2,34 \cdot 10^{15}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$3,04 \cdot 10^6$
^{148}Gd	$1,12 \cdot 10^{14}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$6,27 \cdot 10^6$
^{172}Hf	$2,33 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$2,33 \cdot 10^6$
^{183}Re	$3,32 \cdot 10^{15}$	$7,6 \cdot 10^{-10}$	$2,52 \cdot 10^6$
^{194}Au	$3,34 \cdot 10^{15}$	$4,2 \cdot 10^{-10}$	$1,40 \cdot 10^6$
^{195}Au	$1,33 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$3,33 \cdot 10^6$
^{169}Yb	$1,11 \cdot 10^{15}$	$7,1 \cdot 10^{-10}$	$7,86 \cdot 10^5$
^{178}W	$2,84 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{-11}$	$6,25 \cdot 10^5$
^{181}W	$3,19 \cdot 10^{15}$	$7,6 \cdot 10^{-10}$	$2,43 \cdot 10^5$

Tabelle 8.4: *Radioaktives Inventar im Quecksilbertarget der ESS nach 30 Betriebsjahren und resultierende Radiotoxizität [198].*

einem Anteil von 76 % zur gesamten Radiotoxizität des Targets von $1,22 \cdot 10^8$ Sv bei. Vergleicht man dies mit der Radiotoxizität des Brennstoffs eines $1 \text{ GW}_{\text{elektr.}}$ Druckwasserreaktors von $4,0 \cdot 10^{12}$ Sv, so ist die Radiotoxizität einer Spallationsquelle um vier Größenordnungen geringer.

Die besondere sicherheitstechnische Bedeutung von Quecksilber basiert auf seinem Aggregatzustand. Da Quecksilber flüssig ist, bildet sich immer ein Dampfdruck und somit eine Gasphase oberhalb der Flüssigkeit. Hierdurch kann es beim Umgang mit Quecksilber zur Inhalation von Quecksilberdämpfen kommen, welche –wie zuvor erörtert– sowohl toxisch als auch radiotoxisch auf den Körper einwirken. Solange das Quecksilber während des Betriebs der Anlage in einem geschlossenen Kreislauf gehandhabt wird, besteht keine direkte Gefahr der Inkorporation oder der Ausbreitung radioaktiver Quecksilberdämpfe. Für den Rückbau und die anschließende Entsorgung des Quecksilbers muss das Quecksilber jedoch zunächst in einen festen Aggregatzustand überführt werden. Dies kann entweder durch Bildung anorganischer Verbindungen (z.B. HgS , HgO , HgSe , Hg_2Cl , Hg_2Cl_2) oder durch metallische Legierungen (Amalgame) erfolgen. Bei der Wahl des geeigneten Verfahrens kommt der Löslichkeit der jeweiligen Verbindung/Legierung in Wasser, in Bezug auf die Endlagerfähigkeit, eine hohe Bedeutung zu. Aktuelle Untersuchungen [199] zeigten, dass HgS (Zinnober) die geringste Löslichkeit in Wasser aufweist und somit auch im hypothetischen Fall eines Wassereintruchs ins Endlager, das Quecksilber nicht ausgeschwemmt werden kann.

8.7 Transmutation abgebrannter Brennelemente aus Leistungsreaktoren

Abgebrannte Brennelemente aus Kernreaktoren weisen eine hohe Radiotoxizität auf. Verantwortlich hierfür sind Transurane (TRU), minore Actinide (MA) und Spaltprodukte (FP). Lange Halbwertzeiten der jeweiligen Isotope bereiten vor allem bei der Endlagerung große Probleme, da hier der sichere Einschluß des radioaktiven Inventars über mehrere Millionen von Jahren gewährleistet werden muss.

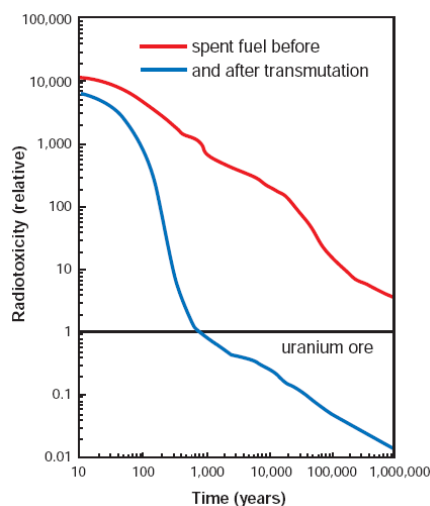


Abbildung 8.14: Reduzierung der Radiotoxizität durch Transmutation am Beispiel des radioaktiven Inventars abgebrannter Brennelemente [53].

Abb. 8.14 zeigt die relative Radiotoxizität bezogen auf die Radiotoxizität von natürlichem Uranerz als Funktion der Zeit. Deutlich ist die langsame Abnahme der Radiotoxizität abgebrannter Brennelemente aufgrund des radioaktiven Zerfalls (rote Kurve) zu sehen. Mit Hilfe von beschleunigergetriebenen Systemen soll durch Transmutation –also der Umwandlung langlebiger Radionuklide durch induzierte Kernreaktionen– die Abnahme der Radiotoxizität beschleunigt werden. Wie Abb. 8.14 zu entnehmen ist, nimmt die Radiotoxizität nach erfolgter Transmutation deutlich schneller ab (blaue Kurve) als es beim unbehandelten radioaktivem Abfall aus abgebrannten Brennelementen der Fall ist. Hier wird bereits nach 1.000 Jahren das gleiche Niveau wie bei natürlichem Uranerz erreicht. Die Einlagerungsdauer verkürzt sich

somit von $>10^6$ auf 10^3 Jahren, also um drei Größenordnungen.

Eine sicherheitswissenschaftliche Einordnung der Transmutation in die 6-Wege Methode ist als Weg 2 anzusehen (Gefahr baldmöglichst beseitigen), da die Gefahr der hohen Radiotoxizität durch Transmutation deutlich reduziert werden kann. Allerdings gilt dies nur auf einer zeitlichen Skala. Bei der räumlichen Betrachtung muss das radioaktive Material immer noch in geeigneten Behältern abgeschirmt werden, was dann eher dem Weg 3 der 6-Wege Methode entspricht. Jedoch können beide Maßnahmen als effektiv angesehen werden, da in beiden Fällen, d.h. bei der zeitlichen wie auch der räumlichen Betrachtung der Maßnahme, die Gefährdung gefahrenseitig reduziert wird.

Eine detaillierte Übersicht der typischerweise in einem Leichtwasserreaktor erzeugten Radionuklide, deren Halbwertszeiten und produzierte Mengen sind in Tab. 8.5 aufgeführt. Die Transurane wie ^{237}Np und Pu-Isotope werden durch sukzessiven Neutroneneinfang aus ^{235}U und ^{238}U gebildet. Da es sich bei Transuranen und minoren Aktiniden ausschließlich um α -Strahler handelt, weisen diese Isotope eine hohe Radiotoxizität auf. Die Gefährdung bei den Spaltprodukten liegt neben einer langen Halbwertszeit insbesondere in der Wasserlöslichkeit einiger Elemente. Würde Grundwasser ins Endlager gelangen, könnten diese im Grundwasser gelöst und mit diesem in den Nahrungskreislauf gelangen und somit zu Inkorporation und einer damit verbundenen Strahlenbelastung führen. Bevor die

Isotop	Halbwertszeit in Jahren	Menge in kg/Jahr	Zerfallsart	Dosiskonversions- faktor in Sv/Bq
<i>Pu und minore Actinide</i>				
^{237}Np	2.100.000	14,5	α	$1,1 \cdot 10^{-7}$
^{238}Pu	80	4,5	α	$2,3 \cdot 10^{-7}$
^{239}Pu	24.000	166,0	α	$2,5 \cdot 10^{-7}$
^{240}Pu	6.600	76,2	α	$2,5 \cdot 10^{-7}$
^{241}Pu	14	25,4	α, β	$4,8 \cdot 10^{-9}$
^{242}Pu	380.000	15,5	$\alpha, \text{Spaltung}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$
^{241}Am	430	16,6	α	$2,0 \cdot 10^{-7}$
^{243}Am	7.400	3,0	α	$2,0 \cdot 10^{-7}$
^{244}Cm	18	0,6	$\alpha, \text{Spaltung}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$
<i>Langlebige Spaltprodukte</i>				
^{79}Se	65.000	0,2	β	$2,9 \cdot 10^{-9}$
^{90}Sr	29	13,4	β	$2,8 \cdot 10^{-8}$
^{93}Zr	1.500.000	23,2	β	$1,1 \cdot 10^{-9}$
^{99}Tc	210.000	24,7	β	$6,4 \cdot 10^{-10}$
^{107}Pd	6.500.000	7,3	β	$3,7 \cdot 10^{-11}$
^{126}Sn	100.000	1,0	β	$4,7 \cdot 10^{-9}$
^{129}I	17.000.000	5,8	β	$1,1 \cdot 10^{-7}$
^{135}Cs	3.000.000	9,4	β	$2,0 \cdot 10^{-9}$
^{137}Cs	30	31,8	β	$1,3 \cdot 10^{-8}$
^{153}Sm	90	0,4	β	$7,4 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 8.5: *Jährliche Produktion von Pu, minoren Aktiniden und langlebigen Spaltprodukten eines 3.000 MWth Druckwasserreaktors (Nach zehn Jahren Zerfall) [200].*

Nuklide transmutiert werden können, müssen sie aus den abgebrannten Brennelementen separiert werden (Partitioning). Hierzu stehen zwei verschiedene Verfahren zur Verfügung: hydrochemische und pyrochemische Verfahren. Das bekannteste hydrochemische Verfahren ist das PUREX-Verfahren, bei dem der abgebrann-

te Brennstoff in Salpetersäure gelöst wird und das enthaltene U und Pu abgetrennt werden kann. Für minore Aktinide ist dieses Verfahren zurzeit noch nicht verfügbar und muss erst weiterentwickelt werden [200]. Spaltstoffe werden oft im pyrochemischen Verfahren durch Affinierung von geschmolzenen Salzlösungen separiert.

8.8 Reaktivitätstransienten in subkritischen Anordnungen

Die Frage nach der Kritikalität beziehungsweise Reaktivität einer nuklearen Anlage, welche Kernbrennstoffe enthält, ist für die nukleare Sicherheit von hoher Bedeutung. Um den Einfluß von Reaktivitätsänderungen auf das System zu untersuchen, werden in der nuklearen Sicherheit Transienten studiert. Dies sind allgemein Änderungen der Betriebsparameter und deren Auswirkungen auf die nuklearen und thermodynamischen Eigenschaften des Gesamtsystems.

Unter der Kritikalität k wird der Multiplikationsfaktor von einer Neutronengeneration zur nächsten verstanden:

$$k = \frac{\text{Anzahl der Neutronen einer Generation}}{\text{Anzahl der Neutronen der vorausgegangenen Generation}} \quad (8.8)$$

Werden genauso viele Neutronen erzeugt wie durch Absorption und Leckage verloren gehen, spricht man von einer kritischen Anordnung mit der Kritikalität $k=1$. Neben den prompten Neutronen, welche direkt bei der Kernspaltung freigesetzt werden, entstehen auch verzögerte Neutronen als Folge von radioaktiven Umwandlungen der Spaltprodukte. Diese liefern einen Beitrag β zur Kritikalität. Die Reaktivität ρ ergibt sich aus der Kritikalität k

$$\rho = \frac{k - 1}{k} \quad (8.9)$$

und kann zur Beschreibung die zeitliche Änderung des Neutronenflusses verwendet werden. Eine Übersicht von Begriffen und Werten der Kritikalität und Reaktivität ist in Tab. 8.6 aufgelistet. Eine Verstärkung des Neutronenflusses durch eine Reaktivitätserhöhung kann zu einer sehr schnellen und starken Leistungserhöhung führen und katastrophale Auswirkungen haben. Der wohl bekannteste Reaktivitätsunfall ist der Reaktorunfall von Tschernobyl, bei der durch eine starke Reaktivitätstransiente eine Leistungsexkursion stattgefunden hat, welche zur Explosion des Reaktorkerns führte [201]. Kritikalitäts- oder Reaktivitätsunfälle können sich aber auch bei der Handhabung und Verarbeitung von spaltbarem Material ereignen wie es der Unfall von Tokaimura belegt, bei denen Arbeiter bei der Mischung von Uran die kritische Masse überschritten hatten und diese dann prompt kritisch wurde. Durch die Neutronen- und begleitende Gammastrahlung

Terminus	Kritikalität	Reaktivität
unterkritisch	$k < 1$	$\rho < 0$
kritisch	$k = 1$	$\rho = 0$
überkritisch	$k > 1$	$\rho > 0$
verzögert überkritisch	$1 < k < 1 + \beta$	$0 < \rho < \beta$
prompt kritisch	$k = 1 + \beta$	$\rho = \beta$
prompt überkritisch	$k > 1 + \beta$	$\rho > \beta$

Tabelle 8.6: *Begriffsdefinition zur Kritikalität und Reaktivität.*

kamen damals zwei Arbeiter ums Leben [202, 203].

Diese beiden Unfälle zeigen, dass die Betrachtung der Kritikalitätssicherheit unverzichtbar ist, um schwere Unfälle und Katastrophen zu vermeiden. Im Hinblick auf Kritikalitätssicherheit kann ein sicherer Zustand nur bei Spallationsneutronenquellen erreicht werden, da hier keine Kernbrennstoffe mehr eingesetzt werden. In Anlehnung an die 6-Wege Methode wird hier der 1. Weg gewählt (Gefahr von vornherein vermeiden). Auch wenn mit einem Uran Target hohe Neutronenmultiplizitäten erzielt werden könnten, hat es sich als Auslegungskriterium durchgesetzt, auf den Einsatz von Spalt- und Brutstoffen als Targetmaterial zu verzichten.

Anders sieht es bei beschleunigergetriebenen Systemen zur Energieerzeugung und Transmutation aus. In diesen Anlagen werden bewußt Spalt- und Brutstoffe eingesetzt, um diese einerseits zu vernichten und andererseits die bei ihrer Spaltung frei werdenden Energie zur Stromerzeugung zu nutzen.

Bei beschleunigerbetriebenen Systemen mit subkritischen Reaktorkernen werden in der Regel folgende drei Transienten untersucht [204, 205]:

- Leistungserhöhung des Primärstrahls (UTOP),
- Ausfall der Primärkühlmittelpumpen (ULOF) und
- Verlust der Wärmesenke im Sekundärkreis (ULOHS)

Bei allen drei Transienten kommt es entweder durch eine Leistungsexkursion oder durch Beeinflussung der Wärmeabfuhr zur Temperaturerhöhung des Kerns. Mit Hilfe thermodynamischer Berechnungen muss daher die Belastung der Bauteile im Reaktorkern untersucht werden, ob es in der Anlage zum Versagen von Bauteilen (Kernschmelzunfall) kommen kann. Im folgenden sollen die Auswirkungen auf ein beschleunigergetriebenes System erörtert werden. Abb. 8.15 zeigt die zeitliche Entwicklung für die drei oben aufgeführten Transienten UTOP (unprotected transient overpower), ULOF (unprotected loss of flow) und ULOHS (unprotected loss of heat sink) auf die Temperatur von Brennstoff, Hüllrohr und Kühlmedium [205]. Eriksson und Cahalan [205] untersuchten für einen mit flüssigem Blei-Wismut-Eutektikum gekühlten unterkritischen Reaktor einer Nennleistung von

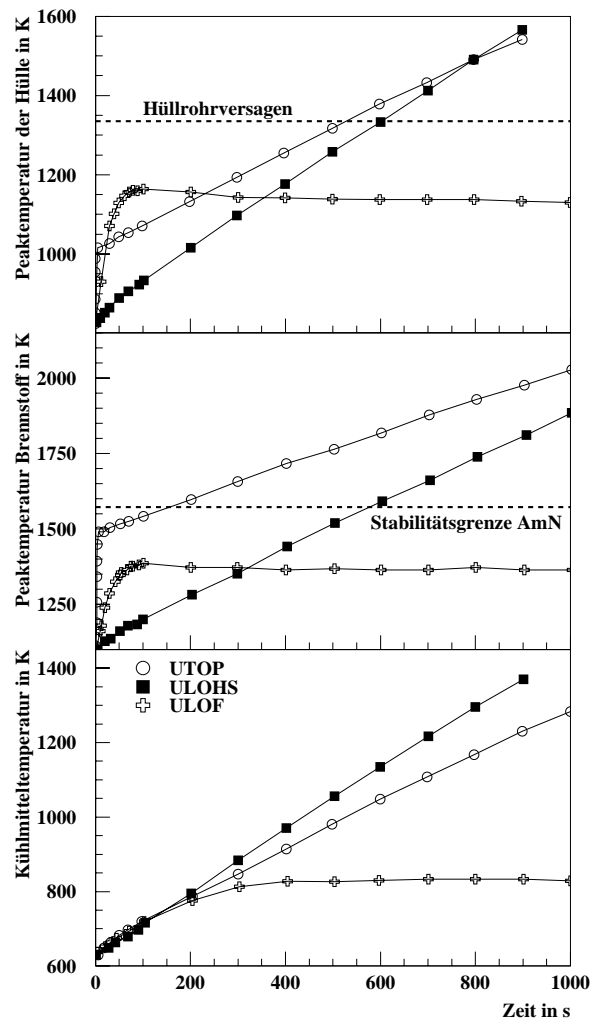


Abbildung 8.15: Zeitliches Verhalten verschiedener Transienten und deren Auswirkung auf die Temperatur von Brennstoff, Hüllrohr und Kühlmedium [205].

800 MW_{th}, wie sich die drei verschiedenen Transienten auf das System auswirken. Im Falle einer plötzlichen Leistungserhöhung des Primärstrahls (UTOP), kommt es zum rasanten Temperaturanstieg in Brennstoff und Hüllrohr. Werden keine ge-

eigneten Gegenmaßnahmen ergriffen, wird nach ca. 150 s die Stabilitätsgrenze des Brennstoffes und nach ca. 500 s eine Temperatur erreicht, bei der das Hüllrohrmaterial versagt. Etwas langsamer verläuft der Temperaturanstieg beim Ausfall der Wärmesenke im Sekundärkreis (ULOHS). Hier wird die Stabilitätsgrenze des Brennstoffes sowie ein Versagen des Hüllrohrmaterials nach ca. 600 s erreicht. Unbedenklich ist dagegen der Ausfall der primären Kühlkreislaufes (ULOF), wo sich nach ca. 100 s ein neues Temperaturniveau einstellt, ohne dass jedoch mit einem Versagen von Brenn- und Werkstoffen zu rechnen ist. Eine geeignete Gegenmaßnahme ist entweder ein Abschalten des Primärstrahls oder eine Verlagerung des hadronischen Schauers durch Verschiebung des Wechselwirkungspunktes des Primärstrahls im Spallationstarget außerhalb des Reaktorkerns. Aus sicherheitstechnischer Sicht wäre eine passive Sicherheitseinrichtung ideal, da hiermit der Reaktor auch bei Ausfall der Hilfsenergie sicher abgeschaltet werden könnte. Ein geeigneter Indikator ist die Temperatur im Kühlmedium (siehe unteres Diagramm in Abb. 8.15), da sich der Temperaturanstieg in den ersten 200 s bei allen drei betrachteten Transienten gleich entwickelt. Eriksson und Calahan [205] berichten von zwei Möglichkeiten, das Strahlrohr mit Targetmaterial zu fluten (\rightarrow Verlagerung des hadronischen Schauers). Eine Variante nutzt ein U-förmiges Staurohr, welches auf der einen Seite mit dem Strahlrohr des Primärstrahls und auf der anderen Seite mit der Schutzgasatmosphäre verbunden ist (linkes Bild in Abb. 8.16). Kommt es zur Erwärmung des Kühlmediums, so dehnt sich die

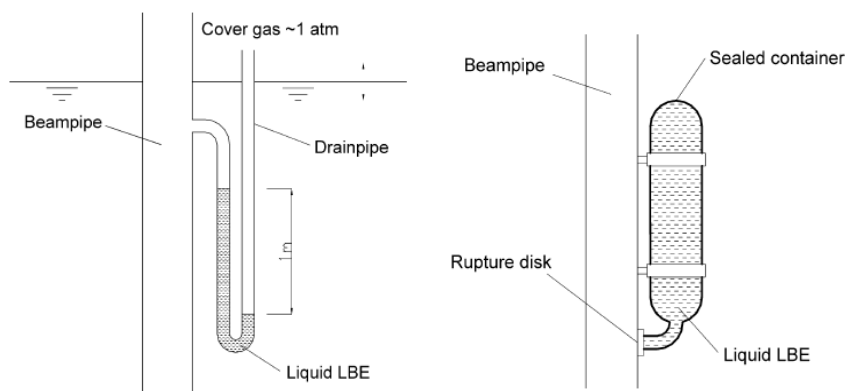


Abbildung 8.16: *Verschiedene Möglichkeiten zur Strahlrohrflutung unter Ausnutzung passiver Sicherheitseinrichtungen [205].*

ses aus und es kommt zu einem Druckanstieg des Schutzgases, so dass das im U-Rohr enthaltene Flüssigmetall ins Strahlrohr gedrückt wird. Die zweite Va-

riante macht sich das Prinzip der Berstscheibe (rechtes Bild in Abb. 8.16) zu Nutze. Ein abgeschlossener Behälter ist mit dem Flüssigmetall gefüllt, wobei eine Berstscheibe den Ausgang ins Protonenstrahlrohr verschließt. Kommt es zu einer Reaktivitätstransiente, steigt die Temperatur des Targetmaterials, welches sich dann ausdehnt und die Berstscheibe zerbricht, wodurch das Flüssigmetall ins Strahlrohr fließen kann. Ein weiteres Konzept beruht auf der Auslösung eines Schaltprozesses, welcher durch die Ausdehnung des Kühlmediums ausgelöst wird und den Ablenkmagneten des Primärstrahls abschaltet, so dass der Protonenstrahl nicht mehr aufs Target, sondern auf einen Strahlstopper geleitet wird.

Kapitel 9

Sicherheitsanalyse von beschleunigergetriebenen Systemen

Wie bereits zuvor diskutiert, sind die Gefahren, die sich aus der Erzeugung ionisierender Strahlung ergeben, von besonderem Interesse bei der Gefährdungsanalyse von beschleunigergetriebenen Systemen. Bei der Durchführung ist vor allem die Beschreibung relevanter Kernreaktionen durch geeignete physikalische Modelle von Bedeutung, um die sich aus der Kern-, Teilchen- und Strahlenphysik ergebenden Gefahren zu erkennen und beurteilen zu können. Im folgenden soll die Primärgefahrenanalyse kurz vorgestellt werden, die vom Ansatz her die naturwissenschaftliche Betrachtung des Systems in den Vordergrund stellt (primäre Gefahren) und im zweiten Schritt die Gefährdungsbeurteilung anhand der technischen Eigenschaften des Systems vollzieht. Später soll die Integration der Sicherheitstechnik am Beispiel der Planungsphase eines beschleunigergetriebenen Systems erörtert werden.

9.1 Primärgefahrenanalyse und “First Principles”

Als grundlegende Strategie zur sicherheitswissenschaftlichen Analyse von Systemen kann der Weg von den naturwissenschaftlichen Phänomenen (z.B. Reaktionen, Effekte, Prozesses aus Physik, Chemie, Biologie etc.) über die ingenieurwissenschaftliche Realisierung und anschließender sicherheitswissenschaftlicher Betrachtung angesehen werden. Dieses Vorgehen kann auch als Primärgefahrenanalyse bezeichnet werden, da zunächst die reinen naturwissenschaftlichen Gefahren („First Principles“) herausgearbeitet, modelliert, analysiert und bewertet werden. Das prinzipielle Vorgehen bei einer Primärgefahrenanalyse zeigt Abb. 9.1. Im Falle von Anlagen in denen ionisierende Strahlung auftritt, sind in erster Linie

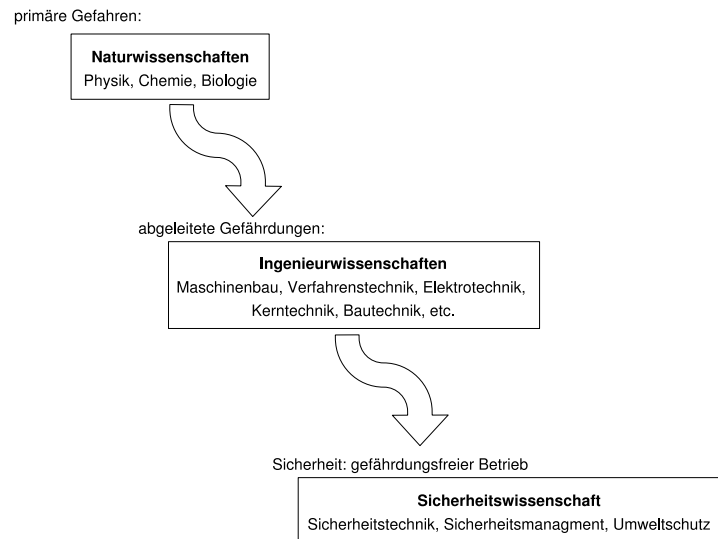


Abbildung 9.1: Strategie zur sicherheitstechnischen Analyse von nuklearen Systemen auf der Basis von Primärgefahren.

detaillierte Kenntnisse über die physikalischen Eigenschaften –hier vor allem aus den Teildisziplinen Kern-, Teilchen-, und Strahlenphysik– notwendig, da sie die prinzipiellen Gefahren darstellen. An dieser Stelle wird auf das naturwissenschaftliche Wissen zurückgegriffen. Ist dies noch nicht vorhanden oder unvollständig, so muss dies durch geeignete Experimente (siehe auch Kapitel 6) erworben werden. Anhand dieser Experimente können Theorien und physikalische Modelle verifiziert werden, so dass grundlegende naturwissenschaftliche Phänomene simuliert und somit Parameter berechnet werden können („First Principles“). Aufgabe der Ingenieurwissenschaften ist es, auf der Basis der naturwissenschaftlichen Erkenntnisse, die technische Realisierung herbeizuführen. Bei komplexen Anlagen sind neben dem klassischen Maschinenbau auch ingenieurwissenschaftliche Disziplinen wie die Elektrotechnik (vor allem die Mess- und Regeltechnik), die Bautechnik oder die Verfahrenstechnik involviert. Aufgabe der Sicherheitswissenschaft ist es, die grundlegenden physikalischen Gefahren im Zusammenspiel mit der technischen Realisierung zu bewerten und potenzielle Gefährdungen zu ermitteln. Hierzu stehen der Sicherheitswissenschaft verschiedene Methoden der Gefahrenanalyse zur Verfügung. Nach der Sicherheitsanalyse können primär technische Lösungen zur Gefahrenabwehr vorgeschlagen und in die technische Realisierung integriert werden (→Sicherheitstechnik). Andererseits können sekundär organisatorische Maßnahmen ergriffen werden, welche komplementär zu technischen Lösungen die Sicherheit einer Anlage oder eines Systems gewährleisten sol-

len (→Sicherheitsmanagement). Während die Sicherheitstechnik am effektivsten bereits während der Planungsphase integriert werden kann und vor allem technische Störungen verhindern kann, dient das Sicherheitsmanagement dem Ausleben einer Sicherheitskultur, welche auch in einem gewissen Rahmen menschliches Fehlverhalten minimieren kann. Ein weiterer wesentlicher Aspekt ist in der heutigen Zeit die Auswirkung des Betriebs auf die Umwelt. Hier kann zwischen dem Normalbetrieb und Störfallbetrieb unterschieden werden. Im Normalbetrieb wird die Belastung der Umwelt durch den Emissions- und Immissionsschutz gewährleistet. Die Störfallvorsorge trifft im wesentlichen technische und organisatorische Maßnahmen, um bei einem Unfall die Auswirkungen auf die Umwelt so gering wie möglich zu halten.

9.2 Integration der Sicherheitstechnik

Neben der Analyse konventioneller Gefahren und hieraus resultierenden Gefährdungen, müssen in nuklearen Anlagen zusätzlich direkte und indirekte Gefährdungen aufgrund von ionisierenden Strahlen betrachtet werden. Hohe Prozessorleistungen, weiterentwickelte Rechenmodelle sowie die Möglichkeit Simulationen auf mehreren Prozessoren simultan laufen zu lassen (Parallelisierbarkeit von Monte-Carlo Verfahren) erlauben die detaillierte Berechnung von Strahlenfeldern und deren Ausbreitung auch in komplexen Geometrien und können daher frühzeitig in die Entwicklungsphase und der Sicherheitsanalyse eingebunden werden. Vor allem durch die Parallelisierbarkeit kann die erforderliche Rechenzeit nahezu linear mit der Anzahl der Prozessoren reduziert werden [75] (siehe auch Kapitel 5), so dass heute die Physik an einem Ensemble von vielen Teilchen, welche sich statistisch unabhängig verhalten, detailgetreu simuliert und das nukleare Verhalten der Anlage vorhergesagt werden kann. Die physikalischen Modelle zur Kern-, Teilchen- und Strahlenphysik können daher als Basis aller weiteren sicherheitstechnischen Analysen genutzt werden. Wie ein beschleunigergetriebenes System unter besonderer Berücksichtigung von nuklearen Gefährdungen sicherheitstechnisch während der Entwicklungsphase analysiert werden kann, ist in Abb. 9.2 schematisch dargestellt. Basierend auf einem technischen Konzept sowie nach Festlegung der Parameter des Protonenstrahls, kann ein Geometriemodell der Anlage erstellt und eine Simulation der kernphysikalischen Prozesses und des Strahlentransportes durchgeführt werden. Aus den hierbei gewonnenen nuklearen Parametern –in der Regel sind dies Teilchenflüsse– und aus den daraus abgeleiteten Größen wie Dosisleistung, Energiedeposition oder auch Materialschädigung, können die Eingangsgrößen für thermodynamische und strukturmechanische Simulationen auf der Basis von finiten Elementen bestimmt werden. In dieser Phase können Bauteilbelastungen sowie erforderliche Kühlleistungen untersucht werden. Bereits an dieser Stelle können die Ergebnisse bewertet und gegebenenfalls Änderungen am Konzept vorgenommen werden. Weiterhin können Auswirkungen des

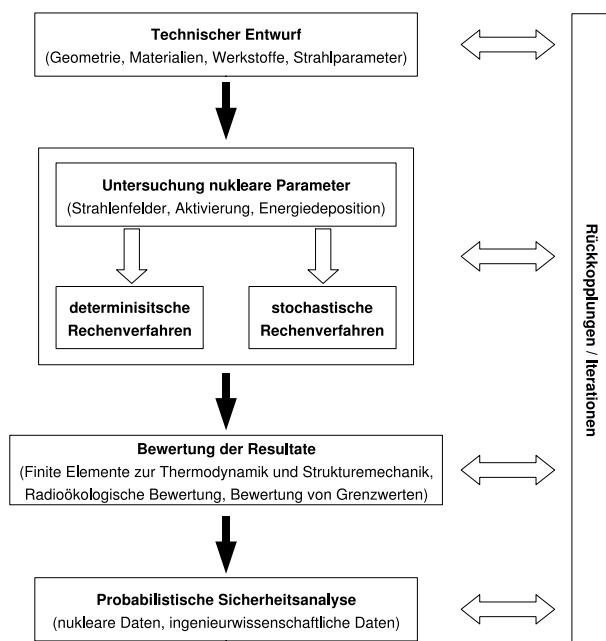


Abbildung 9.2: Vorgehen zur Analyse der Sicherheit eines Beschleunigergetriebenen Systems unter besonderer Berücksichtigung Strahlenphysikalischer Risiken.

Betriebs auf die Beschäftigten wie auch auf die Umwelt untersucht werden. Ein Schwerpunkt, insbesondere bei nuklearen Anlagen, ist die spätere Möglichkeit des Rückbaus der Anlage. Auch zur Beantwortung dieser Frage können die kern- und strahlenphysikalischen Simulationen Beiträge liefern, um das zu erwartende radioaktive Inventar der Anlage zu bewerten. Liegen sowohl die Ergebnisse der nuklearen wie auch der thermodynamischen und strukturmeechanischen Berechnungen vor, kann das gesamte System mit Hilfe von probabilistischen Sicherheitsanalysen untersucht werden. An jeder Stelle der Analyse können Rückkopplungen zur Optimierung der Sicherheit des Gesamtsystems vorgenommen werden und deren Auswirkungen durch Computersimulationen untersucht werden. Insbesondere durch das enge Zusammenspiel aller drei Methoden

- Kern- und Strahlenphysikalische Berechnungen,
- Ingenieurwissenschaftliche Berechnungsmethoden und
- Probabilistische Sicherheitsanalysen

kann eine optimale Integration der Sicherheitstechnik erfolgen.

Kapitel 10

Sicherheitsphilosophie bei Beschleunigergetriebenen Systemen

Experience shows us, however, that the research instruments of today are rapidly modified and adapted to become the work-a-day tools of tomorrow. This undoubtedly happening now with particle accelerators.

schrieben 1973 H.W. Patterson und R.H. Thomas im Vorwort zu ihrem Buch „Accelerator Health Physics“ [117] und prognostizierten vor fast 34 Jahren, dass sich die Beschleunigertechnologie vom reinen Großgerät der Grundlagenforschung hin zu zuverlässigen Beschleunigern für dezidierte Anwendungen entwickeln wird. 30 Jahr später zeigt U. Amaldi [208] in seiner Zusammenstellung der Nutzung von Beschleunigeranlagen, dass Patterson und Thomas mit ihrem Zitat Recht

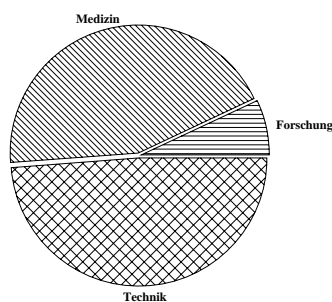


Abbildung 10.1: Prozentuale Verteilung der Anwendungsgebiete von Teilchenbeschleunigern in 2003. Nur 7 % aller Beschleuniger wurden in der Forschung eingesetzt, jedoch bereits 44 % in der Medizin und 49 % in der Technik [208].

behalten sollten. Heute hat die kommerzielle Nutzung von Protonenbeschleunigern Einzug in Medizin und Technik gehalten, so dass in diesen Bereichen bereits über 80 % aller Beschleuniger betrieben werden, wie es in Abb. 10.1 dargestellt ist [208]. Obwohl die Forschung die leistungsfähigsten Beschleuniger betreibt und die Entwicklung immer noch vorantreibt, werden nur knapp 7 % aller Beschleuniger im Forschungsbereich eingesetzt.

Am deutlichsten ist die Entwicklung im medizinischen Bereich zu beobachten. Waren Tumorthérapien auf der Basis von Protonen bislang nur in Form von medizinischen Studien an Beschleunigeranlagen der Grundlagenforschung möglich, entstehen inzwischen spezielle Bestrahlungszentren –zum Teil auch in Form von privaten Kliniken–, welche bei der Tumorthérapie auf Protonenbeschleuniger setzen. Auch im Bereich der Energietechnik ist in naher Zukunft mit der Realisierung erster Prototypen und Demonstrationsanlagen von sogenannten ADS's (Accelerator Driven System) zur Erzeugung elektrischer Energie und zur Transmutation hochradioaktiver Abfallstoffe zu rechnen. Der Einsatz von Teilchenbeschleunigern, aufgeschlüsselt nach ihren Anwendungen, zeigt Tab. 10.1 sehr eindrucksvoll.

Anwendung	Anzahl	%-Anteil
<i>Forschung</i>		
Hochenergiebeschleuniger in der Forschung $E > 1 \text{ GeV}$	120	0,68 %
Niedrigenergiebeschleuniger in der Forschung (inkl. Biomedizin)	≈ 1.000	5,74%
Synchrotronstrahlungsquellen in der Forschung	> 100	0,57 %
<i>Medizin</i>		
Radioisotopen Produktion	≈ 200	1,15 %
Beschleuniger zur Radiotherapie	> 7.500	43,05
<i>Technik</i>		
Industrielle Prozesse und Forschung	≈ 1.500	8,61 %
Ionenimplantierung, Oberflächenbearbeitung	> 7.000	40,20 %

Tabelle 10.1: Übersicht der in 2003 betriebenen Teilchenbeschleuniger aufgeschlüsselt nach ihrem Anwendungsgebiet [208].

Dies zeigt bereits, dass sich auch die Sicherheitstechnik mit ihren Teilbereichen Strahlenschutz und Reaktorsicherheit den neuen Risiken, welche diese Technologi-

en mitbringen, stellen und begegnen muss. In diesem Kapitel soll der erste Versuch unternommen werden, ein Sicherheitsphilosophie für beschleunigergetriebene Systeme auf der Grundlage ihrer physikalischen Rahmenbedingungen zu entwerfen. Zunächst sollen die radiologischen Gefahren eines beschleunigergetriebenen Systems angegeben werden. Auf konventionelle Gefahren, wie elektrischer Strom, Magnetfelder, Gefahrstoffe, Kranarbeiten, etc., soll an dieser Stelle verzichtet werden, da diese Gefahren nicht charakteristisch für die hier diskutierten nuklearen Systeme sind. Betrachtet man den Menschen, so kann dieser auf zwei Arten geschädigt werden: den *deterministischen Strahlenschäden* und den *stochastischen Strahlenschäden*. Obwohl beide Schädigungsmechanismen dieselbe Ursache haben, treten unterschiedliche Schädigungen auf. Hier ist die ionisierende Strahlung die Gefahr, jedoch können zwei Gefährdungen betrachtet werden. Es wird sich zeigen, dass für beide Gefährdungen unterschiedliche Strategien erforderlich sind, welche aber immer an derselben Gefahr angreifen.

10.1 Grundprinzipien Nuklearer Sicherheitstechnik

Bereits in der Kerntechnik haben sich verschiedene Grundprinzipien zur Auslegung, Konstruktion und Bau nuklearer Anlagen herauskristallisiert, welche den sicheren Betrieb der Anlage ermöglichen soll. Die Motivation der einzelnen Prinzipien ist jedoch unterschiedlich. In Tab. 10.2 sind die wesentlichen Prinzipien sowie deren Idee aufgeführt.

Prinzip	Zweck
ALARA	Reduzierung der Strahlenbelastung von Individuen auf ein möglichst geringes Maß bei vertretbarem Aufwand
Barrierenprinzip	Verhinderung der Freisetzung von Radionukliden in die Umwelt
Redundanz	Gewährleistung des sicheren Betriebs der Anlage bei zufälligem Ausfall sicherheitsrelevanter Systeme oder Subsysteme
Inhärenz	Eine Gefährdung kann aufgrund von Naturgesetzen und Bauprinzipien nicht auftreten (<i>inhärente Sicherheit</i>)

Tabelle 10.2: *Sicherheitstechnische Prinzipien der nuklearen Sicherheitstechnik.*

Das ALARA-Prinzip

Das ALARA-Prinzip (*as low as reasonable achievable*) verfolgt den Grundsatz, die Strahlenbelastung sowohl der Beschäftigten als auch der allgemeinen Bevölkerung möglichst gering zu halten. Dieses Prinzip leitet sich aus den stochastischen

Strahlenschäden des Menschen (dies sind vor allem mutagene und kanzerogene Effekte) ab. Hauptmerkmal der stochastischen Strahlenschäden ist

- die Unabhängigkeit der Schwere der Schädigung von der Strahlendosis,
- die Abhängigkeit der Eintrittswahrscheinlichkeit einer Schädigung von der Strahlendosis
- sowie dem Fehlen einer Schwellendosis.

Dies bedeutet, dass Sicherheit nur für die Strahlendosis Null erzielt werden kann, was in der Praxis nicht realisierbar ist – allein die natürliche Radioaktivität führt zu einer dauernden Strahlenbelastung. Durch die Einschränkung „reasonable achievable“ –vernünftiger Weise erreichbar– wird den realen Anforderungen Rechnung getragen. Die Strahlendosis soll so weit wie möglich unterhalb von Grenzwerten gehalten werden, wie es im Rahmen von wirtschaftlichen und sozialen Faktoren möglich und vertretbar ist [209]. Vor allem die stetig steigenden Kosten zur Erhöhung der Sicherheit würden irgendwann den Bereich der Rentabilität verlassen. Der Vorteil dieses Prinzips ist die konsequente Reduzierung der Strahlenbelastung, allerdings mit dem Nachteil des Kompromisses gegenüber wirtschaftlichen Gesichtspunkten. Die große Herausforderung der Sicherheitstechnik liegt in der Findung einer Lösung, welche sowohl die Strahlendosis reduziert als auch die hierzu erforderlichen Investitionskosten minimiert. Die konsequente Berücksichtigung des ALARA-Prinzips in der Entwurfsphase dient dem Schutz des Menschen vor Gefährdungen durch ionisierende Strahlung.

Das Barrierenprinzip

Das Barrierenprinzip verfolgt das Ziel, die Ausbreitung von radioaktivem Material und dessen Freisetzung in Anlagenteile und in die Umwelt zu verhindern. Für den Bereich der Kernreaktoren ist dieses Prinzip im kerntechnischen Normenwerk (KTA-Regeln) verankert [210]. Hierbei werden die radioaktiven Stoffe von mehreren Hüllen (Barrieren) umgeben, welche die Ausbreitung der Radionuklide verhindern sollen. Je mehr Barrieren den radioaktiven Stoff umgeben, desto unwahrscheinlicher wird die Freisetzung von Radionukliden bei Versagen einer Barriere. Die Wahrscheinlichkeit für eine Freisetzung von umschlossenen Radionukliden aufgrund des Versagens der Barrieren, lässt sich mit den Methoden der technischen Zuverlässigkeit bestimmen und kann somit in probabilistischen Sicherheitsanalysen berücksichtigt werden. Setzt man das Barrierenprinzip der 6-Wege-Methode des Sicherns und Schützens gegenüber, so entspricht dies der Kapselung der Gefahr. Aus der Sichtweise des Strahlenschutzes dient das Barrierenprinzip vorrangig der Vermeidung von Inkorporationen, sei es durch die berufliche Tätigkeit innerhalb der Anlage, als auch durch die Inkorporation von freigesetzten Radionukliden durch die Bevölkerung über die unterschiedlichen Expositionspfade (siehe auch Abschn. 10.2.2).

Die Redundanz

Durch die redundante –also mehrfache– Auslegung von sicherheitsrelevanten Systemkomponenten, kann die Ausfallwahrscheinlichkeit p des Gesamtsystems entsprechend Gl. 10.1 aus der Ausfallwahrscheinlichkeit p_i der Teilsysteme berechnet und deutlich reduziert werden:

$$p_{total}^{Ausfall} = \prod_i p_i^{Ausfall} \quad (10.1)$$

Im einfachsten Fall wird das sicherheitsrelevante System in gleicher Ausführung mehrfach integriert (z.B. Hauptkühlmittelpumpen in Kernkraftwerken). Bei der diversitären Redundanz wird bei den Ersatzsystemen auf eine unterschiedliche Realisierung bei gleicher Funktion zurückgegriffen. Auf diese Weise kann ein Totalausfall durch einen *Common Failure* ausgeschlossen werden. Als Beispiel kann hier die unterschiedliche Hilfsenergie –pneumatisch, elektrisch, etc.– von Strahlverschlüssen angesehen werden, so dass z.B. bei Ausfall der Druckluftversorgung der Strahlverschluss über einen Elektromotor angetrieben werden kann. Eine weitere Unterscheidung lässt sich in warmen und kalten Redundanzen vornehmen. Von einer warmen Redundanz spricht man, wenn das Ersatzsystem kontinuierlich mitläuft (z.B. Kühlmittelpumpen). Dementsprechend wird bei einer kalten Redundanz das Ausweichsystem erst bei Ausfall der Hauptkomponente in Betrieb genommen (z.B. Notstromaggregate zur Absicherung von Stromausfällen).

Die Inhärenz

Die inhärente Sicherheit einer Anlage kann erzielt werden, indem man die Anlage derart konzipiert, dass sich die Anlage infolge von Naturgesetzen immer in einem gefährdungslosen Zustand befindet. Ein klassisches Beispiel ist der Hochtemperaturreaktor. Hier steigt der Absorptionswirkungsquerschnitt für Neutronen mit steigender Temperatur, wodurch weniger Neutronen zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion zur Verfügung stehen. Es kommt zur Leistungsabnahme und in deren Folge zur Temperaturabnahme. Hierdurch kann ein Kernschmelzunfall – allein durch ein physikalisches Wechselspiel von Temperatur und Neutronenabsorption – verhindert werden.

10.2 Gefährdungen durch ionisierende Strahlen

Die Gefährdungen durch ionisierende Strahlen umfassen in erster Linie die Einwirkung der ionisierenden Strahlung auf den Menschen durch externe und interne Strahlenexposition. In einem weiteren Schritt müssen mögliche Unfälle betrachtet werden, welche durch Einwirkung ionisierender Strahlen auf Bauteile und Teilsysteme einer beschleunigerbetriebenen Anlage zu Ereignissen führen, welche beim Versagen der betroffenen Komponenten zu Verletzungen oder Gesundheitsbeeinträchtigungen der dort tätigen Beschäftigten führen. Dies soll im folgenden diskutiert werden.

10.2.1 Externe Strahlenexposition

Ein externe Strahlenexposition kann einerseits aufgrund der in der Anlage auftretenden Teilchenstrahlen (Protonenstrahl, Neutronenstrahlen) und von den sich in den Anlagenteilen ausbreitenden Neutronen- und Photonenfeldern verursacht werden. Tab. 10.3 gibt einen Überblick über die möglichen Schädigungsmechanismen und dem Subsystem, indem mit einer derartigen Gefahr zu rechnen ist. Aufgrund der hohen Intensität des primären Protonenstrahls wie auch gegebene

Gefahr	Gefährdung	Subsystem
primärer Protonenstrahl	vorwiegend deterministische Strahlenschäden	Beschleuniger, Targetstation, Reaktorkern
Neutronenstrahlen	vorwiegend deterministische Strahlenschäden	Targetstation, Instrumenthalle
Photonenfelder	deterministische und stochastische Schädigungen	Beschleuniger, Targetstation, Reaktorkern, Instrumenthalle
Neutronenfelder	deterministische und stochastische Schädigungen	Beschleuniger, Targetstation, Reaktorkern, Instrumenthalle

Tabelle 10.3: *Gefahren für externe Strahlenexpositionen in beschleunigergetriebenen Systemen*

nenfalls aus der Anlage extrahierter Neutronenstrahlen, ist im Falle einer direkten Strahlenexposition mit starken deterministischen Strahlenschäden im Bereich letaler Dosen zu rechnen. Wie bereits beim Unfallgeschehen an Beschleunigeranlagen in Abschn. 1.4 beschrieben, waren Unfälle mit der höchsten Unfallschwere diejenigen, bei denen Menschen in den Bereich des Primärstrahls geraten waren.

10.2.2 Interne Strahlenexpositionen

Interne Strahlenexpositionen treten immer dann auf, wenn Radionuklide durch

- Inhalation,
- Ingestion oder
- über offene Wunden

inkorporiert werden. Vor allem α -Strahler führen aufgrund ihrer hohen Ionisationsdichte im menschlichen Gewebe zu hohen Strahlendosen. Daher sollte bei der Auswahl der in beschleunigergetriebenen Systemen eingesetzten Materialien darauf geachtet werden, dass die Erzeugung von α -Strahlern möglichst vermieden wird (1. Weg des Sicherns und Schützens: Gefahr von vornherein vermeiden). Dies ist bei Anlagen zur Transmutation von minoren Aktiniden und Transuranen sowie Energy-Amplifier, welche Kernbrennstoffe enthalten, in der Regel nicht zu realisieren. Bei reinen Spallationsneutronenquellen kann jedoch durch die geeignete Wahl des Targetmaterials die Produktion von α -Strahlern vermieden werden, indem z.B. auf Bismuth –welches unter Neutroneneinfang den α -Stahler ^{210}Po bildet (siehe Kap. 8.6)– verzichtet wird. Ebenfalls problematisch sind Radionuklide, welche als Elemente am Stoffwechsel des Menschen beteiligt sind oder gar vom Körper eingelagert werden. Hier wäre zum Beispiel ^{90}Sr zu nennen, welches als Kalziumersatz im Knochen eingebaut wird, und somit direkt die blutbildenden Zellen des Knochenmarks bestrahlt. Eine weitere Möglichkeit die in Betracht gezogen werden muss, ist die Erzeugung von Radionukliden im Erdreich und Grundwasser (*ground shine*) oder in der Luft (*sky shine*), welche über diverse Expositionspfade wie zum Beispiel

- ground shine
 - Erdreich→Pflanze→Mensch
 - Erdreich→Pflanze→Tier→Mensch
 - Grundwasser→Mensch
- sky shine
 - Atemluft→Mensch
 - Pflanze→Mensch
 - Pflanze→Tier→Mensch

von den in der Nachbarschaft einer beschleunigergetriebenen Anlage lebenden Menschen inkorporiert werden können. Aktivierungsreaktionen im Erdreich, dem Grundwasser oder der Luft werden vor allem durch Neutronen verursacht, welche mit hohen Energien in den Spallationsreaktionen entstehen und ein hohes

Durchdringungsvermögen durch Materie haben (siehe auch Abschn. 4.1 + 4.2). Eine Übersicht, von welchen Anlagenteilen der beschleunigergetriebenen Systemen Gefahren einer internen Strahlenexposition ausgehen, sind exemplarisch in Tab. 10.4 aufgeführt.

Gefahr	Gefährdung	Subsystem
α -Strahler	Inkorporation	Target, Brennstoff
Luftaktivierung sky shine	Inhalation	Targetstation, Experimentierbereiche, Beschleunigertunnel
Neutronenfelder	Aktivierung von Komponenten, Staub	Beschleuniger, Targetstation, Instrumentenhalle, heiße Zellen
ground shine	Inkorporation →Expositionspfade	Beschleuniger, Targetstation

Tabelle 10.4: *Gefahren durch interne Strahlenexpositionen beim Betrieb von beschleunigergetriebenen Systemen*

Kapitel 11

Zusammenfassung

Mit dem Aufkommen von beschleunigergetriebenen Systemen, sei es in Form von Spallationsneutronenquellen oder als unterkritische Reaktorsysteme, entstehen Betriebsumgebungen, welche vor allem durch den kernphysikalischen Prozess der Spallation geprägt sind. Abgrenzen lassen sich diese Systeme gegenüber herkömmlichen nuklearen Anlagen (Forschungsreaktoren, Kernkraftwerken, etc.) in der höheren Teilchenenergie (MeV→GeV) und hinsichtlich der Teilchenbeschleunigern der Hochenergiephysik in den deutlich höheren mittleren Leistungen. Obwohl die Anzahl der im Beschleuniger vorhandenen Protonen im zur Zeit größten Beschleuniger –dem Large Hadron Collider (LHC) am CERN [211]– vergleichbar mit der in beschleunigergetriebenen Systemen auftretenden Protonenzahlen ist, zirkuliert der Protonenstrahl für mehrere Stunden im Beschleuniger, so

Parameter	ESS	EA	LHC ¹
Anzahl Protonen	$4,7 \cdot 10^{14}$	$7,8 \cdot 10^{16}$ p/s	$3,1 \cdot 10^{14}$
Wiederholrate	50 Hz	cw	$2,7 \cdot 10^{-5}$ Hz
kinetische Energie der Protonen	1,3 GeV	1 GeV	7 TeV
mittlere Strahlleistung	5 MW	12 MW _{th}	9 kW

Tabelle 11.1: *Vergleich ausgewählter Parameter von Beschleunigern geplanter und im Bau befindlicher Anlagen.*

dass der Betrieb des LHC zu Vergleichszwecken als gepulste Quelle mit sehr niedriger Wiederholrate aufgefaßt werden kann. Hierdurch ist die mittlere Leistung deutlich geringer als bei beschleunigergetriebenen Systemen. Tab. 11.1 vergleicht ausgewählte Parameter von geplanten beschleunigergetriebenen Systemen (ESS, EA) mit dem LHC.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten die aufgrund der den Systemen zugrundeliegenden kernphysikalischen Prozesse beim Übergang von kernspaltungsbasierten Anlagen zu spallationsbasierten Systemen herausgearbeitet werden. Es zeigte sich,

¹Angenommen wird eine Lebensdauer des umlaufenden Strahls von 10 h.

dass infolge der verbesserten Leistungsfähigkeit von Rechnersystemen wie auch der konsequenten Verbesserungen von physikalischen Modellen, die Monte-Carlo Methode zu einer zuverlässigen Methode der Simulation von nuklearen Systemen entwickelt worden ist. Mit ihrer Hilfe können Probleme der Strahlenphysik frühzeitig untersucht und Gefährdungsabschätzungen getroffen werden. Es zeigte sich auch, dass semi-empirische wie auch deterministische Verfahren aufgrund der komplexen Geometrien derartiger Anlagen kaum noch in der Lage sind, die Strahlungsfelder richtig wiederzugeben.

Mit Hilfe der Simulation können Gefahren sehr früh erkannt werden und technische Lösungen zur Gefahrenvermeidung (1. Weg des Sicherns und Schützens) ergriffen werden (beispielsweise in der Vermeidung von Isotopen, welche aufgrund von Wechselwirkungen langlebige radioaktive Isotope bilden). Die Möglichkeit, nukleare Systeme planungsbegleitend zu simulieren, verzahnt Strahlenschutz und nukleare Sicherheitstechnik mit den klassischen Gebieten der Ingenieurwissenschaften wie Maschinen- und Anlagenbau.

Aufgrund der kernphysikalischen Simulation konnten Probleme erkannt, aber auch technische Lösungen gefunden werden, was exemplarisch dokumentiert worden ist. Zukünftig können kern- und strahlenphysikalische Simulationen einen entscheidende Beitrag leisten, einen optimalen Strahlenschutz sowohl an neuen wie auch an bestehenden Anlagen zu gewährleisten. Auf diese Weise kann nicht nur die Sicherheit für die Menschen, die Anlage selbst und die Umwelt erhöht, sondern auch kostspielige und zeitaufwendige Nachbesserungen vermieden werden. Auch heute noch werden viele Entscheidungen zur Auslegung von Strahlenschutzmaßnahmen auf grobe Abschätzungen und einfache Berechnungen getroffen, welche aufgrund ihrer Vereinfachungen die Realität heutiger, komplexer Anlagen nicht mehr beschreiben können. Somit soll diese Arbeit auch ein Beitrag sein, den numerischen Strahlenschutz stärker in den Vordergrund zu stellen und seine praktische Bedeutung herauszustellen.

Ein Blick in die Zukunft

Abschließen soll diese Arbeit mit einem Ausblick in die Zukunft der Neutronenquellen. Festkörperphysiker, Biophysiker und Materialwissenschaftler sind ständig auf der Suche nach leistungsfähigeren Quellen. Obwohl mit den Spallationsneutronenquellen die technische Grenze des Forschungsreaktors überschritten werden konnte, zeigen sich –wie im Rahmen dieser Arbeit diskutiert wurde– auch bei den Spallationsneutronenquellen Grenzen in der Leistungssteigerung. Um noch intensivere Neutronenquellen realisieren zu können, bestehen Visionen, mit Hilfe von laserinduzierten Fusionsreaktionen Neutronenflüsse bis hin zu 10^{19} n/s in der Zukunft erzielen zu können [212, 213]. Vor allem die Trägheitsfusion könnte in Zukunft zu wesentlich höheren Neutronenflüssen führen, wie es von Taylor et al. prognostiziert wird. Diese zukünftige Entwicklung ist in Anlehnung an Abb. 2.5 in Abb. 11.1 dargestellt. Um mit Hilfe der Fusion Neutronen

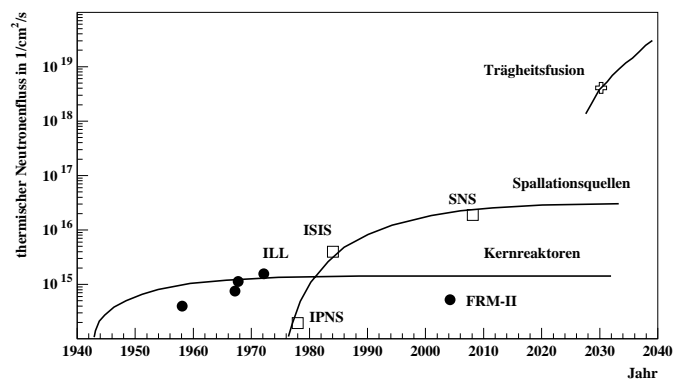


Abbildung 11.1: Zukünftige Entwicklung der erreichbaren Neutronenflüssen von Neutronenquellen durch Einsatz von Trägheitsfusion [213].

zu erzeugen, werden zwei verschiedene Wege verfolgt: Trägheitsfusion und TNSA (target normal sheath acceleration [214]). Bei der Trägheitsfusion wird das Target (Deuterium und Tritium) zunächst von allen Seiten mit sogenannten Kompressionslasern bestrahlt und anschließend durch einen Laserpuls gezündet. Hierbei werden schnelle Neutronen im MeV Bereich erzeugt, welche –ähnlich wie bei einem Reaktor, Neutronengenerator oder einer Spallationsquelle– auf thermische oder kalte Energien moderiert werden müssen. Abb. 11.2 zeigt schematisch das Prinzip zur Erzeugung von thermischen oder subthermischen Neutronen mit Hilfe der Trägheitsfusion. Beim zweiten Verfahren (TNSA) wird ein fokussierter und kurzgepulster Laserstrahl mit einer Wellenlänge von $\approx 1 \mu\text{m}$ und einer Pulsdauer von 0,7 ps im Winkel von 45° auf ein Produktionstarget aus Aluminium geschos-

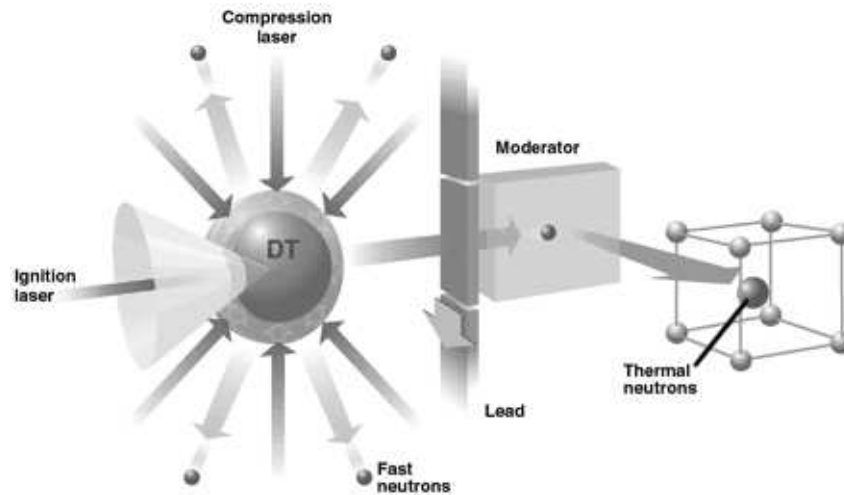


Abbildung 11.2: Prinzip der Erzeugung von Neutronenstrahlen durch Trägheitsfusion [213].

sen. Bei der Wechselwirkung mit dem Targetmaterial wird eine Elektronenwolke erzeugt, deren elektrostatisches Feld die freigesetzten Protonen in Richtung der Oberflächennormale des Targets beschleunigt. Hierbei werden die Protonen auf Energien im 10^1 MeV-Bereich beschleunigt. Das Spektrum ähnelt dem eines aus der Spallationsphysik bekannten Verdampfungsspektrums [215]. Durch Wechselwirkung der Protonen mit dem Targetmaterial des sekundären Targets werden dann Neutronen im MeV-Bereich erzeugt. Abb. 11.3 zeigt schematisch das Prinzip der Neutronenerzeugung auf der Basis des TNSA-Verfahrens. Neutronenquellen auf der Basis der TNSA sind bereits für den Laborbetrieb (table-top neutron sources) realisiert worden [212].

Voraussetzung für eine technologische Anwendung derartiger Neutronenquellen ist jedoch, dass sich die Lasertechnologie innerhalb der nächsten 40 Jahre weiterentwickelt, so dass hochintensive Laserpulse im TJ-Bereich mit Pulsraten von 10 Hz und Pulsen im fs-Bereich betrieben werden können. Derart hohe Quellstärken von gepulsten Neutronenfeldern werden vor allem den Bereich der Abschirmungen immer wieder herausfordern, neue, innovative Konzepte zu erstellen, um den Bau kompakter und kostengünstiger Abschirmungen zu ermöglichen. Gleichzeitig müssen Abschirmungen nicht nur die ionisierende Strahlung, sondern auch hochintensive Laserpulse an deren Ausbreitung hindern, ohne dass sie selbst durch den Laserstrahl geschwächt (z.B. durch Verdampfung) wird. Eine Problematik, welche sich bereits in der heutigen Zeit bei Laserabschirmungen von Materialbearbeitungslasern zeigt.

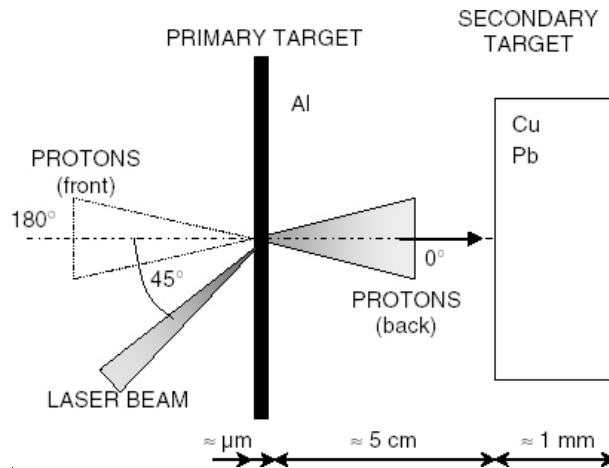


Abbildung 11.3: Prinzip der Erzeugung von Neutronenstrahlen durch „target normal sheath acceleration“ [212].

Die hier aufgezeigte Entwicklung zeigt, wie sehr in Zukunft der Strahlenschutz von ionisierender Strahlung und optischer Strahlung miteinander verschmelzen wird. Die Lösung sicherheitstechnischer Fragestellungen wird daher immer komplexere Formen annehmen und somit auch in Zukunft noch Raum für viele, interessante sicherheitswissenschaftliche Studien bieten, welches immer stärker von Computersimulationen geprägt sein werden.

Literaturverzeichnis

- [1] O. Hahn und F. Straßmann, *Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle*, Naturwissenschaften, 27(1938)11
- [2] L. Meitner und O.R. Frisch, *Disintegration of Uranium by Neutrons: a New Type of Nuclear Reaction*, Nature 143(1939)239
- [3] R. Skiba, *Taschenbuch Arbeitssicherheit*, 8.Auflage, ISBN 3-503-03520-6, Erich Schmidt Verlag, Bielefeld, 1994
- [4] R. Rhodes, *The Making of the Atomic Bomb*, Verlag Simon & Schuster, ISBN 0-684-81378-5, 1987
- [5] E. Fermi, *Experimental production of a divergent chain reaction*, Am.J,Phys20(1952)536
- [6] Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke, Der Bundesminister für Forschung und Technologie, Verlag TÜV Rheinland, ISBN 3-921059-67-4, 1980
- [7] N.C. Rasmussen, *An Assesment of Accident Risks in US Commercial Nuclear Power Plants*, United States Nuclear Regulatory Commision, WASH-1400 (NUREG-75/014), Oktober 1975
- [8] Verordnung über den Schutz von Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung-StrSchV)
- [9] *Das 300-MW-Prototyp-Kernkraftwerk mit Kugelhaufen - THTR*, Atomwirtschaft-Atomtechnik 14(1969)118
- [10] A. Koster, H.D. Matzner und D.R. Nicholsi, *PBMR design for the future*, Nucl.Eng.D. 222(2003)231
- [11] P.J. Venter und M.N. Mitchell, *Integrated design approach of the pebble BeD modular reactor using models*, Nucl.Eng.D. 237(2007)1341

-
- [12] Z. Zhang und Y. Sun, *Economic potential of modular reactor nuclear power plants based on the Chinese HTR-PM project*, Nucl.Eng.D. 237(2007)2265
- [13] H. Barnert, C.B. von der Decken und K. Kugler, *The HTR and nuclear process heat applications*, Nucl.Eng.D. 78(1984)91
- [14] W. Jäger, I. Weisbrodt und H. Hörning, *Nuclear process heat applications for the modular HTR*, Nucl.Eng.D. 78(1984)137
- [15] E. Teuchert et al., *Physics features of the HTR for process heat*, Nucl.Eng.D. 78(1984)147
- [16] J. Sing und H. Barnert, *New perspectives and pre-feasibility results of the process heat HTR work* Nucl.Eng.D. 136(1990)51
- [17] D. Clery, *\$12 Billion Gamble*, Science 314(2006)238
- [18] N. Holtkamp, *An overview of the ITER project*, Fus.Eng.D. 82(2007)427
- [19] Oak Ridge Institute of Science and Education, Radiation Accident Registry
- [20] N. Dainiak und R.C. Ricks, *The evolving role of haematopoietic cell transplantation in radiation injury: potentials and limitations*, Br.J.Radiol. 27(2005)169
- [21] G. Ising, Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik 18(1924)1
- [22] R. Wideröe, *Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen*, Archiv für Elektrotechnik 21(1928)387
- [23] F. Hinterberger, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, ISBN 3-540-61238-6, 1997
- [24] E.O. Lawrence, Science 72(1930)376
- [25] E.O. Lawrence und M.S. Livingston, *Proceedings of the American Physics Society, Minutes of the Washington Meeting*, Phys.Rev. 37(1931)1707
- [26] E.O. Lawrence und M.S. Livingston, *The Production of High Speed Protons Without the Use of High Voltages*, Phys.Rev. 38(1931)834
- [27] D.H. Sloan und E.O. Lawrence, *The Production of Heavy High Speed Ions Without the Use of High Voltages*, Phys.Rev. 38(1931)2021

-
- [28] E.O. Lawrence und M.S. Livingston, *The Production of High Speed Light Ions Without the Use of High Voltages*, Phys.Rev. 40(1932)19
- [29] T. Ohkawa, *Proceedings of the Annual Meeting of JPS*,1953
- [30] K.R. Symon et al., Phys.Rev. 103(1956)1837
- [31] Y. Mori, *Development of FFAG accelerators and their applications for intense secondary particle production*, Nucl.Instr.Meth.A 562(2006)591
- [32] The European Spallation Source Study ESS, Vol III, The ESS Technical Study, report ESS-96-53-M, ISBN 090 237 6659, 1996.
- [33] The European Source Project, Vol. III, Technical Report, ISBN 3-89336-303-3, 2002.
- [34] *National Spallation Neutron Source. Executive Summary*, Oak Ridge National Laboratory, May 1997
- [35] A.G. Akopyan et al., Atomn. Energ. **75**, 219 (1993).
- [36] J.S. Fraser et al., *Neutron production in thick targets bombarded by high energy protons*. Physics in Canada **21**, 17-18 (1966).
- [37] M.A. Lone et al., *Neutron yield from 100 MeV protons on Pb and ^7Li targets*. Nucl.Instr&Meth. **214**, 333 (1983).
- [38] B. Lott et al., *Neutron multiplicity distributions for 200 MeV proton-, deuteron- and ^4He -induced spallation reactions on thick Pb targets*. Nucl.Instr&Meth. **414**, 100 (1998).
- [39] J.W. Meadows et al., *Neutron production by 450-MeV protons*. Nucl.Instr&Meth. **25**, 349 (1964).
- [40] H. Shibasaki et al., *Experimental study on neutron yield for 12 GeV protons*. Preprint for ICANS-XIII, PSI, 1995.
- [41] Y.K. Taik et al., *Neutron yields from thick targets bombarded by 18- and 32 MeV protons*. Phys. Rev. **C109**, 2068 (1958).
- [42] R.G. Vassilkov and V.I. Yurevich, *Neutron emission from an extended lead target under the action of light ions in the GeV region*. ICANS-XI,KEK,1990,Seite 340.
- [43] *High-Intensity Proton Accelerator Facility Project, J-PARC*, <http://j-parc.jp>

-
- [44] F. Carminati et al., *An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator*, CERN/AT/93-47(ET), 1993
- [45] C. Rubbia et al., *A high gain energy amplifier operated with fast neutrons*, Proceedings of the Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, USA, 25-29 July, 1994
- [46] C. Rubbia et al., *Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier*, CERN/AT/95-44(ET), 1995
- [47] C. Rubbia et al., *CERN Group conceptual design of a fast neutron operated high power amplifier*, Status Report, IAEA-TECDOC-985, November 1997
- [48] Ch.D. Bowman, *Accelerator-Driven Systems for Nuclear Waste Transmutation*, Annu.Rev.Part.Sci. 48(1998)505-556
- [49] E. Rutherford, *Collisions of alpha Particles with Light Atoms. IV. An Anomalous Effect in Nitrogen*, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 6th series 37(1919)581
- [50] W. Gudowski, *Nuclear Waste Management - Status, Prospects and Hopes*, Nucl.Phys.A 752(2005)623c-632c
- [51] P. Seltborg, *Source efficiency and high-energy neutronics in accelerator-driven systems*, Dissertation, KTH, Department of Nuclear and Reactor Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm, 2005
- [52] *Accelerator driven systems - energy generation and transmutation of nuclear waste*, Status Report, IAEA-TECDOC-985, November 1997
- [53] *A European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration*, ISBN 88-8286-008-6, ENEA, 2001
- [54] G.J. Russel, *Spallation Physics - An Overview*, Proceedings of the 11th Meeting of the International Collaboration of Advanced Neutron Sources, ICANS-XI, KEK-report 90-25(1991), Tsukuba, Japan, 1990
- [55] T. Nakamura, *Summarised Experimental Results of Neutron Shielding and Attenuation Length*, Proceedings of the Specialists Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets, and Irradiation Facilities SATIF-7, Sacavem, Portugal, Mai 2004

- OECD Documents-Nuclear Energy Agency/Organisation for Economic Cooperation and Development, Paris, 2005
- [56] B.P. Maier, *Der deutsch-britisch-französische Höchstflußreaktor in Grenoble und sein Forschungsprogramm*, Naturwissenschaften 64(1977)59-68
- [57] D. Bünemann, *Kerntechnik-Fakten, Daten, Zahlen*, Kerntechnische Gesellschaft, 4.Auflage,1989
- [58] L.de Broglie, *Recherches sur la thorie des quanta* Dissertation, 1924, veröffentlicht 1925
- [59] A. Ziegler und J. Heithoff, *Lehrbuch der Reaktortechnik - Bd. 1 Reaktortheorie*, ISBN 3-540-12198-6, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1983
- [60] J.R.Granada, V.H.Gillette, M.M.Sbaffoni, F.Cantargi, S,PETRIW, M.E.Pepe, *Preliminary Evaluation of the Cold Neutron Cross Sections of CH₄-Hydrate*, Proceedings of the 6th Meeting of Collaboration of Advanced Cold Moderators, Jülich, 11-13 September 2002, ISBN 3-89336-363-7
- [61] F.Cantargi, J.J.Blosstein L.Torres, J.R.Granada, Thermal Neutron Cross Section of Liquid and Solid Mesitylene, Nucl.Inst.Meth. B **248** (2006) 340-342
- [62] F.Cantargi, J.R.Granada, S.Petriw, M.M.Sbaffoni, New scattering kernels for some materials of interest as advanced cold neutron moderators,private communication, Physica B, article in press
- [63] B. Dörschel, V. Schuricht und J. Steuer, *Praktische Strahlenschutzphysik*,Spektrum Akademischer Verlag, ISBN 3-86025-013-2, 1992
- [64] DOORS3.2, Manual, CCC-650, Radiation Safety Information Computational Center RSICC, Oak Ridge National Laboratory, USA, 1998
- [65] G.C. Haynes,*The AXMIX Program for Cross Section Mixing and Library Arrangement*, TM-5295, December 1974
- [66] W.A. Rhoades,*The GIP Program for Preperation of Group-Organized Cross Section Libraries*, Informal Notes, November 1975
- [67] R.G. Alsmiller, Jr., J.M. Barnes and J.D. Drischler,*Neutron Photon Multigroup Cross Sections for Neutron Energies Less Than or Equal to 400 MeV (Revision 1)*, ORNL/TM-9801, Februar 1986

- [68] R.A. Lillie and F.X. Gallmeier, *HILO Transport Cross-Section Library Extension*, Proc. of the 3rd Int. Topical Meeting on Nuclear Applications of Accelerator Technology, pp. 520-526, American Nuclear Society, La Grange Park, 1999
- [69] W.W. Engle, *ANISN, A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering*, K-1693, Union Carbide Corporation Nuclear Division, Oak Ridge, Tennessee, USA, March 1967
- [70] M.B. Emmett, W.A. Rhoades, R.L. Childs, and J.O. Johnson, *the DORT section of „A User’s Manual for MASH 1.0 - A Monte Carlo Adjoint Shielding Code System”*, ORNL/TM-11778, Oak Ridge National Laboratory, USA, March 1992
- [71] W.A. Rhoades and D.B. Simpson, *The TORT Three-Dimensional Discrete Ordinates Neutron/Photon Transport Code*, ORNL/TM-13221, Oak Ridge National Laboratory, October 1997
- [72] D.T. Ingersoll and C.O. Slater, *DOGS- A Collection of Graphics for Support of Discrete Ordinates Codes*, ORNL/TM-7188, Oak Ridge National Laboratory, USA, 1980
- [73] R.L. Childs, *GRTUNCL: First Collision Source Program*, ORNL Informal Notes, Oak Ridge National Laboratory, 1982
- [74] B.G. Carlson und G.I. Bell, *Solution of the Transport Equation by the S_N Method*, Proceedings of the U.N. International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Genf, 1958
- [75] J. Gouriou, *Monte Carlo Simulation on a 9-node PC Cluster*, Proceedings of the Monte Carlo 2000 Conference, Lissabon, Portugal, 23.-26. Oktober 2000
- [76] M.B. Emmett., *The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System*. ORNL-4972/R1, Oak-Ridge, 1979.
- [77] E.D. Cashwell et al., *Monte Carlo Photon Codes: MCG and MCP*, Los Alamos Scientific Laboratory Report, LA-5157-MS, Los Alamos National Laboratory, March 1973
- [78] J.F. Briesmeister, *MCNP - A Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport*. Los Alamos National Laboratory, LA-7396-M Revision 2, September 1986.
- [79] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, *FLUKA: a multi-particle transport code*, CERN-2005-10 (2005), INFN/TC-05/11, SLAC-R-773

-
- [80] A. Fasso, A. Ferrari, S. Roesler, P.R. Sala, G. Battistoni, F. Cerutti, E. Gadioli, M.V. Garzelli, F. Ballarini, A. Ottolenghi, A. Empl and J. Ranft, *The physics models of FLUKA: status and recent developments*, Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference (CHEP2003), La Jolla, CA, USA, March 24-28, 2003, (paper MOMT005), eConf C0303241 (2003), arXiv:hep-ph/0306267
- [81] S. Agostinelli et al., *GEANT-4 - a simulation toolkit*, Nucl.Instr.Meth.A 506(2003)250
- [82] N.V. Mokhov, *The mars Code System Users Guide, Version 13(95)*, Fermilab-FN628, 1995
- [83] R.E. Prael et al., *User Guide to LCS: The LAHET Code System*. Los Alamos National Laboratory, Report LA-UR-89-3014, September 1989.
- [84] O. Bersillon., *TIERCE: A Code System for Particles and Radiation Transport in Thick Targets*. Proceedings of the 2nd International Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Schweden, 1996.
- [85] H.G. Hughes *et al.*, *MCNPX-The LAHET/MCNP Code Merger*, X-Division Research Note XTM-RN(U)97-012, LA-UR-97-4891, Los Alamos National Laboratory (1997)
- [86] P. Cloth et al., *HERMES*, Report Juel 2203, ISSN 0366-0885, Mai 1988.
- [87] T.W. Armstrong and K.C. Chandler, *HETC - A High Energy Transport Code*, Nucl.Sci.&Eng. 49(1972)110
- [88] H.W. Bertini et al., Phys.Rev. 134(1963)1801
- [89] H.W. Bertini et al., Phys.Rev. 188(1969)1711
- [90] H.W. Bertini et al., Phys.Rev.C 1(1970)423
- [91] H.W. Bertini et al., Phys.Rev. 6(1972)631
- [92] Y. Yariv et al., Phys.Rev.C 20(1979)2227
- [93] Y. Yariv et al., Phys.Rev.C 24(1981)448
- [94] S.G. Mashnik, A.J. Sierk, O. Bersillon, and T.A. Gabriel, *Cascade-Exciton Model Detailed Analysis of Proton Spallation at Energies for 10 MeV to 5 GeV*, Nucl.Instr.Meth.A 414(1998)68

-
- [95] S.G. Mashnik, K.K. Gudima, I.V. Moskalenko, R.E. Prael, and A.J. Sierk, *CEM2K and LAQGSM codes as event generators for space-radiation-shielding and cosmic-ray-propagation applications*, Advances in Space Research 34(2004)1277
- [96] J. Cugnon, Nucl.Phys.A 462(1987)751
- [97] J. Cugnon et al., Nucl.Phys.A 620(1997)475
- [98] J. Cugnon et al., Phys.Rev.C 56(1997)2431
- [99] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, *EGS-User's Manual. The EGS4-Code System*, SLAC-265, 1985
- [100] H. Iwase, K. Niita und T. Nakamura, *Development of General-Purpose Particle and Heavy Ion Transport Monte Carlo Code*,
- [101] H. Iwase und K. Niita, *PHITS Ver. 2.08, User's Manual, English version*, J.Nucl.Sci.Tech. 39(2002)1142-1151
- [102] W.A. Coleman und T.W. Armstrong, *The Nucleon-Meson Transport Code NMTC*, Report ORNL-4606, Oak Ridge National Laboratory, 1971
- [103] K. Niita et al., *Analysis of the (N, xN_{prime}) reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model*, Phys.Rev.C 52(1995)2620
- [104] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba, *Relativistic nuclear collisions at 10A GeV energies from p+Be to Au+Au with the hadronic cascade model*, Phys.Rev.C 61(1999)024901
- [105] *SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation.*, NUREG/CR-0200, Rev. 6 (ORNL/NUREG/CSD-2/R6), Vols. I, II and III (December 1999)
- [106] J.P. Both, H. Derriennic, B. Morillon, J.C. Nimal, *A Survey of TRIPOLI-4*, Proceedings of the 8th International Conference on Radiation Shielding, Arlington, Texas, USA, 24-28 avril 1994, pp. 373-380.
- [107] J. Ranft, *Dual parton model at cosmic ray energies*, Phys.Rev.D 51(1995)64
- [108] L. Dresner, *EVAP - A FORTRAN program for calculating the evaporation of various particles from excited compound nuclei*, ORNL-TM-196, Oak Ridge National Laboratory, 1962

- [109] S. Furihata, *Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions*, Nucl.Instr.Meth.**B171**(2000)251-258
- [110] J.-J. Gaimard and K.-H. Schmidt, *A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction*, Nucl.Phys.A 531(1991)709
- [111] G. Sterzenbach et al., *2nd Int. Topical Meeting on Nuclear Application of Accelerator Technology*, AccApp98, ISBN 0-89448-633-0, September 20-23, Getlinburg, USA, 1998
- [112] J. Moll, *Die Bereitstellung computerunterstützter Methoden zur Analyse der Strahlungssituation an Teilchenbeschleunigern und deren exemplarische Anwendung auf das Cooler-Synchrotron COSY*, Berichte des Forschungszentrums Jülich; 2435, ISSN 0366-0885, Januar 1991
- [113] F.X. Gallmeier und R.E. Pevey, *Creation of a Set of Interface Utilities to allow Coupled Monte-Carlo/Discrete Ordinates Shielding Analyses*, Third International Topical Meeting on Nuclear Applications of Accelerator Technology, Long Beach, November 1999
- [114] R.A. Lillie, *DTD: A Coupling Code for Two-Dimensional R-Z Cylindrical Geometries*, Trans.Am.Nucl.Soc. 61(1990)381
- [115] B.J. Moyer, *Evaluation of Shielding Required for the Improved Bevatron*, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL-9769, Juni 1961
- [116] B.J. Moyer, *Method of Calculating the Shielding Enclosure of the Bevatron*, in Premier Colloque International sur la Protection Auprès des Grand Accélérateurs, Seite 65, Presses Universitaires de France, Paris, 1962
- [117] H.W. Patterson und R.H. Thomas, *Accelerator Health Physics*, Academic Press, New York/London, 1973, ISBN 0-12-547150-5
- [118] T.W. Armstrong, P. Cloth, D. Filges und H. Schaal, *Calculational Methods and High Energy Cross Sections for Spallations Source Shielding*, Proceedings of the 7th meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-VII), Chalk River Nuclear Laboratories, Ontario, Kanada, 1994
- [119] B. Wolfertz, *Entwicklung eines ingenieurmäßigen Simulationssystems zur Berechnung von Strahlenschutzparametern an Protonenbeschleunigern im Energiebereich bis 3 GeV*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3197, ISSN 0944-2952, Februar 1996

- [120] D. Filges, R.D. Neef, H. Schaal und 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, Arlington, Texas, USA, April 1994
OECD Documents-Nuclear Energy Agency/Organisation for Economic Cooperation and Development, Paris, 1995
- [121] R. Tayama et al., *Development of a Radiation Shielding Tool for Proton Accelerator Facilities (BULK-I)*, Proceedings of the 7th Meeting of the Expert Group on Shielding Aspects of Accelerators, Targets, and Irradiation Facilities (SATIF-7), Sacavém, Portugal, May 2004, NEA/OECD, 2005
- [122] R. Tayama et al., *DUCT-III: A Simple Design Code for Duct Streaming Radiations*, KEK Internal 2001-8, November 2001
- [123] J.J. Shultis, R.E. Faw und R.C. Brockhoff, *SKYDOSE: A Code for Gamma Skyshine Calculations Using the Integral Line-Baem Method*, SAND95-1748, Sandia National Laboratories, August 1995
- [124] F. Borne et al., *Spallation neutron spectra measurements-Part I: Time-of-flight technique*, Nucl.Instr.&Meth. A 385(197)339-344
- [125] E. Martinez et al., *Spallation neutron spectra measurements-Part II: Proton recoil spectrometer*, Nucl.Instr.&Meth. A 385(197)345-353
- [126] X. Ledoux et al., *Spallation Neutron Production by 0.8, 1.2, and 1.6 GeV Protons on Pb Targets*, Phys.Rev.Lett. 82(1999)4412
- [127] S.Leray et al., *Spallation neutron production by 0.8, 1.2, and 1.6 GeV protons on various targets*, Phys.Rev. C 65(2002)044621
- [128] G. Morgan et al., *LANL Sunnyside Experiment: Study of Neutron Production in Accelerator-Driven Targets*. Proceedings of the International Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, USA 1994
- [129] M.S. Zucker et al., *Spallation Neutron Production Measurements*. Proceedings of the Second International Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Schweden, 1996
- [130] A. Letourneau et al., *Neutron Production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons*, Nucl.Instr.Meth. B 170(2000)299-322

- [131] D. Filges et al., *Spallation neutron production and the current intranuclear cascade and transport codes*, Eur.Phys.J. **A** 11(2001)467-490
- [132] K. Nünighoff, *Experimente und Theorien zur Neutronenproduktion in Schwermetalltargets -Anwendbarkeit von Monte-Carlo Simulationsverfahren zur sicherheitstechnischen Auslegung der Euroäischen Spallationsneutronenquelle ESS*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3916, ISSN 0944-2952, 2001
- [133] P. Figuera et al., Z.Phy.A 352(1995)315
- [134] M. Enke et al., *Evaluation of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo simulation*, Nucl.Phys.A 657(1999)317
- [135] D. Hilscher et al., *Helium production for 0.8-2.5 GeV proton induced spallation reactions, damage induced in metallic window materials*, J.Nucl.Mat. 296(1002)83
- [136] D. Hilscher et al., Nucl.Instr.&Meth.A 414(1998)100
- [137] H. Tietze-Jaensch, *JESSICA, the ESS-like target/reflector and advanced cold moderator test facility*, Physica **B** 276-278(2000)102-103
- [138] K. Nünighoff et al., *Investigation of the Neutronic Performance of Cold Moderators with JESSICA*, Nucl.Phys.News Vol.12,No.4,2002
- [139] W.L. Whittimore, A.W. McReynolds, *Differential Neutron Thermalization*, Annual Summary Report, GA-2503, General Atomic, San Diego, 1961
- [140] A.W. McReynolds, W.L. Whittimore, *Inelastic Scattering of Neutrons from Very Cold Materials*, IAEA, S33-35, p.421, 1962
- [141] A. Tietze, *Grundlegende Untersuchungen sicherheitsrelevanter Materialbelastungen zum Targetsystem der Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS) -Vergleich Experiment und Theorie-*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3857, ISSN 0944-2952, 2001
- [142] G.S. Bauer, H. Spitzer, G. von Holzen, L. Ni und J. Hastings, *Heat deposition in mercury by 24 GeV protons*, 14th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, Starved Rock Lodge, Utica, Illinois, USA, Juni 1998
- [143] L. Ni, G.S Bauer, H. Spitzer, *Effects of pulsed power input into a liquid metal target*, Nucl.Instr.Meth.**A**425(1999)57-64

-
- [144] M. Futukawa, K. Kikuchi, H. Conrad und H. Stechemesser, *Pressure and stress waves in a spallation neutron source mercury target generated by high-power proton pulses*, Nucl.Instr.Meth. A 439(2000)1-7
- [145] K Inoue, N. Otomoe, Journal of Nuclear Science and Technology 13(389)1976.
- [146] K. Inoue et al., Atomic Energy Society of Japan 21(865)1979.
- [147] J. Dietrich et al., *Proceedings of EPAC*, Vienna, Austria, 2000
- [148] BERGOZ Instrumentation, Saint Genis Pouilly, France
- [149] H. Lawin et al., *IKP Annual Report 1991*, Forschungszentrum Jülich, report JÜL-2590(1991), ISSN 0366-0885
- [150] J.-P. Revol, The TARC Experiment (PS211): Neutron Driven Transmutation By Adiabatic Reonance Crossing, CERN 99-11, ISSN 0007-8328, 1999
- [151] J.B. Czirr et al., Nucl.Inst.&Meth. A424(1999)15
- [152] J.B. Czirr et al., Nucl.Inst.&Meth. A476(2002)309
- [153] K. Nünighoff et al., *Investigations of the Neutron Performance of a Methane Hydrate Moderator*, Proceedings of the 17th Meeting of the International Collaboration of Advanced Neutron Sources, Santa Fe, New Mexico, USA, April 2005
- [154] K.Nünighoff et al., *Ice moderator experiments at very low temperatures*, Eur.Phys.J. A 22(2004)519-528
- [155] J. Keinert, M. Mattes, W. Bernmat, *Thermal neutron cross section data for light water ice, liquid hydrogen and solid methane for the temperature range from 14 K up to 273 K in MCNP(X) format*, IKE 6-198, 2002
- [156] K. Nuenighoff et al., *Investigations of the Neutron Performance of a Methane Hydrate Moderator*, Nucl.Inst.&Meth.A562(2006)565.
- [157] *ILL Yellow Book 1986*, Institut Laue-Langevin, Grenoble, France, 1986
- [158] *The Yellow Book 2005*, Institut Laue-Langevin, Grenoble, France, 2005

- [159] International Commission on Radiological Protection, *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, Report No.60(1991)
- [160] International Commission on Radiological Protection, *Data for Protection Against Ionizing Radiation from External Sources: Supplement to ICRP Publication 15*, ICRP-21, April 1971
- [161] F. Atchison and H. Schaal, *Orihet 3 - Version 1.1, A Guide for Users*, Paul Scherrer Institut, Villigen, Schweiz, Mai 2000
- [162] M.J. Bell, Report ORNL-4628, Oak Ridge National Laboratory, RSICC Computer Code Collection CCC-217, 1973
- [163] H. Bateman, *The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radio-active transformations*, Proc.Cambridge Phil.Soc. 15(1910)423
- [164] B. Lensing, *Untersuchung sicherheitstechnisch relevanter nuklearer Parameter einer hochintensiven Spallationsneutronenquelle im MW Bereich am Beispiel des Referenzentwurfs der Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS)*, Dissertation, Bergische Universität Wuppertal, März 2004
- [165] C. Fazio et al., *The MEGAPIE-TEST project: Supporting research and lessons learned in first-of-a-kind spallation target technology*, Nuclear Engineering and Design, in press, 2008
- [166] Y.E. Titarenko et al., *Study of residual nuclide yields from 0.1, 0.2, 0.6 and 2.6 GeV proton irradiated thin ^{nat}Hg targets*, Report LA-UR-00-3600, Los Alamos National Laboratory, 2000
- [167] K. Nünighoff, S. Fuard und R. Gähler, *Monte-Carlo Simulations of the radiation fields in the H1/H2 neutron guide system of the High Flux Reactor at ILL*, Proceedings of the 17th Meeting of the International Collaboration of Advanced Neutron Sources, Santa Fe, New Mexico, USA, April 2005
- [168] J.A. Bucholz, F.X. Gallmeier, I. Popova, *Egress Shielding Studies for the SNS Accelerator System*, Proceedings of 5th International Topical Meeting on Nuclear Applications of Accelerator Technologies, Reno, Nevada, USA, 11.-15. November 2001
- [169] R.A. Lillie und F.X. Gallmeier, *Source Terms for all Beam Tube Calculations*, internal report, SNS, Oak Ridge, USA

- [170] R.A. Lillie and F.X. Gallmeier, *HILO Transport Cross-Section Library Extension*, Proc. of the 3rd Int. Topical Meeting on Nuclear Applications of Accelerator Technology, pp. 520-526, American Nuclear Society, La Grange Park, 1999
- [171] I. Koprivnikar, *The Biological Shield of High Intensity Spallation Neutron Sources: A Monte-Carlo Design Study*, Dissertation Technische Universität Graz, 2001
- [172] M. Butzek, *Sicherheitstechnische Auslegung der Betriebsumgebung eines Hochleistungs-Spallationstargetsystems der Megawattklasse mit Quecksilber als Targetmaterial*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, JÜL-4175, ISSN0944-2952, 2004
- [173] G.R. Stevenson und R.H. Thomas, *A Simple Procedure for the Estimation of Neutron Skyshine from Proton Accelerators*
- [174] K. Hayashi, *Evaluation Method of Neutron and Photon Skyshine*, KEK Proceedings 98-16, JHF-98-7, Tsukuba, Japan, 1999
- [175] J.D. Cossairt, *Radiation Physics for Personnel and Environmental Protection*, Fermilab Report TM-1834, Revision 9B, Fermi National Accelerator Laboratory, 2007
- [176] H. Nakashima et al., *Radiation Safety Design for the J-PARC Project*, Radiation Protection Dosimetry 115(2005)564
- [177] J.D. Cossairt und L.V. Coulson, *Neutron Skyshine Measurement at Fermilab*, Health Physics 48(1985)175
- [178] R. Hanslik, *Sicherheitstechnische Analyse und Auslegungsaspekte von Abschirmungen gegen Teilchenstrahlung am Beispiel von Spallationsanlagen im Megawattbereich*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, JÜL 4225, ISSN 0944-2952, Forschungszentrum Jülich GmbH, 2006
- [179] P. Compes, *Vorlesungsskript Einführung in die Sicherheitswissenschaft*, Bergische Universität Wuppertal, 1993
- [180] L. Chen et al., *Summary of the results from post-irradiation examination of spent targets at the FZ-Juelich*, J.Nucl.Mat. 318(2003)56-69
- [181] T.A. Broome, *Prospects for Targets and Methane Moderators at ISIS*, 13th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, ICANS-XIII, 11.-14. Oktober 1995, Villigen, Schweiz

- [182] T.A. Broome, J.R. Hogston, M. Holding and W.S. Howells, *The ISIS Methane Moderator*, 12th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, ICANS-XII, May 24-28, 1993, Abingdon, Oxfordshire, U.K.
- [183] J.M. Carpenter, *Thermally activated release of stored chemical energy in cryogenic media*, Nature 330(1987)358
- [184] J.M. Carpenter, U. Walter and D.F.R. Mildner *Analysis of the burping behaviour of the cold solid methane moderator at IPNS*, Proceedings of the 9th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, ICANS-XI, 22.-26. September 1986, Villigen, Schweiz
- [185] Shabalin et al., *Study of Radiation Effects in Hydrogenous Moderator Materials at Low Temperatures*, Proceedings of the 6th Meeting of Collaboration of Advanced Cold Moderators, Jülich, 11-13 September 2002, ISBN 3-89336-363-7
- [186] Shabalin et al., *Spontaneous Burp Phenomenon: Analysis of Experimental Data and Approach to Theoretical Interpretation*, Proceedings of the 6th Meeting of Collaboration of Advanced Cold Moderators, Jülich, 11-13 September 2002, ISBN 3-89336-363-7
- [187] Y. Tomita und A.Shima, J.Fluid Mech. 169(1986)535
- [188] A. Philipp und W. Lauterborn, J.Fluid Mech.361(1998)75
- [189] R. Bachert, *Dreidimensionale, instationäre Effekte kavitierender Strömungen*, Dissertationsschrift, Technische Universität Darmstadt, 2004
- [190] H. Kogawa et al., Proceedings of the 3rd International Workshop on Mercury Target Development, Oak Ridge National Laboratory, November 2001
- [191] B. Riemer, Proceedings of the 3rd International Workshop on Mercury Target Development, Oak Ridge National Laboratory, November 2001
- [192] Kikuchi et al., *R&D on Mercury Target Pitting Issue*, J.Nucl.Mat. 318(2003)84-91
- [193] M. Futakawa et al., *Pitting damage by pressure waves in a mercury target*, J.Nucl.Mat. 343(2005)70-80
- [194] J.R. Haines et al., *Overview of the R&D Program for the Spallation Neutron Source Target*, 11th International Conference on Nuclear Engineering, ICONE-11, 20.-23.April 2003, Tokyo, Japan

- [195] IAEA Safety Series 115, *International Basic Safety Standards for Protection against Ionizing Radiation and for the Safety of Radiation Sources*, International Atomic Energy Agency, Wien, 1996
- [196] *Evaluation of the Radiological and Economic Consequences of Decommissioning Particle Accelerators*, European Commission Nuclear, Safety and the Environment, Report EUR-19151, 1999
- [197] U. Bergström und E. Eriksson, *Overview of decommissioning of the European Spallation Source, located in Sweden*, STUDEVIK/N-05/074, 2005
- [198] E. Eriksson, *Overview of Safety Aspects for European Spallation Source (ESS), for a location in Skane*, SUTDEVIK/N-05/070, ISBN 91-7010-374-7, 2005
- [199] S. Chiriki et al., *Decommissioning and safety of high power spallation sources*, Scientific Report 2006, Forschungszentrum Jülich, <http://www.fz-juelich.de/ua/scientific-report-2006>
- [200] H. Condé, *Introduction to ADS for Waste Incineration and Energy Production*, Report on Impact, Applications, Interactions of Nuclear Science, NuPECC, 2002
- [201] Informationskreis KernEnergie (Hrsg.), *Der Reaktorunfall in Tschernobyl*, 4. Auflage 2007, ISBN 3-926956-48-8
- [202] IAEA, *Report on the preliminary fact finding mission following the accident at the nuclear fuel processing facility in Tokaimura, Japan*, International Atomic Energy Agency, Wien, 1999
- [203] T.P. McLaughlin et al., *A Review of Criticality Accidents*, Report LA-13638, Los Alamos National Laboratory, 2000
- [204] F. Lypsch, *Aspekte des Einsatzes von Systemen zur Transmutation radioaktiver Stoffe - Neutronik, Technik, Sicherheitsverhalten-*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, JÜL-3181, ISSN 0944-2952, 1996
- [205] M. Eriksson und J.E. Cahalan, *Inherent shutdown capabilities in accelerator-driven systems*, Ann.Nucl.E. 29(2002)1689-1706
- [206] K. Ünlü und C. Rios-Martinez, *Cold Neutron PGAA facility developments at university research reactors in the US*, J.Rad.Nucl.Chem. 265(2005)329

-
- [207] S. Kulikov und E. Shabalin, *Complex of Neutron Moderators for the IBR-2M Reactor*, Proceedings of the 17th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, April 24-29, 2005, Santa Fe, New Mexico, USA
- [208] U. Amaldi, *Nuclear physics applications in diagnostics and cancer therapy*, Nucl.Phys. A 751(2005)409c-428c
- [209] Richtlinie 96/26/Euroatom des Rates vom 13.Mai 1996 zur Festlegung der grundlegenden Sicherheitsnormen für den Schutz der Gesundheit der Arbeitskräfte und der Bevölkerung gegen die Gefahren ionisierender Strahlung
- [210] Kerntechnischer Ausschuß, *KTA-BR 3, „Einschluß der radioaktiven Stoffe“*, KTA-GS-73, Stand März 2004
- [211] *LHC - the guide*, CERN-Brochure-2008-001-Eng, CERN, January 2008
- [212] T. Zagar et al., *Laser-generated nanosecond pulsed neutron sources: scaling from VULCAN to table-top*, New Journal of Physics 7(2005)253
- [213] A. Taylor et al., *A Route to the Brightest Possible Neutron Source?*, Science 315(2007)1092
- [214] S.C. Wilks et al., *Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions*, Phys.Plasmas 8(2001)542
- [215] P. McKenna et al., *Broad Energy Spectrum of Laser-Accelerated Protons for Spallation-Related Physics*, Phys.Rev.Let 94(2005)084801

Tabellenverzeichnis

1.1	<i>Unfallstatistik weltweiter Strahlenunfälle zwischen 1944 und 2003 [20].</i>	9
1.2	<i>Zahl der Strahlenunfälle, betroffenen Personen und Todesfälle in den USA und weltweit zwischen 1944 und 2003 [20].</i>	10
1.3	<i>Tabellarische Übersicht über Strahlenunfälle an Beschleunigeranlagen in den USA zwischen 1944 und 1970 [117]. (100 rem = 1 Sv, 100 rad=1 Gy, 1 R = 258·10⁻⁶ C/kg)</i>	12
2.1	<i>Verschiedene Konzepte zur Energieerzeugung und Transmutation von Spaltprodukten (SP) und minoren Actiniden (MA) mit beschleunigergetriebenen Systemen [52].</i>	24
3.1	<i>Vergleich der mittleren freien Weglängen $\bar{\lambda}$ für Neutronenenergien >20 MeV aus verschiedenen Experimenten und Berechnungen (aus [55]).</i>	33
3.2	<i>Vergleich der thermischen Leistung sowie der Leistungsdichte verschiedener Reaktortypen mit einer Spallationsneutronenquelle [32, 56, 57].</i>	35
4.1	<i>Einteilung der Neutronen aufgrund ihrer kinetischen Energie . . .</i>	39
4.2	<i>Übersicht über die wichtigsten Wechselwirkungsmöglichkeiten von Neutronen mit Materie [59].</i>	40
5.1	<i>Übersicht der Programmsysteme auf Basis der Monte-Carlo Methode.</i>	56
5.2	<i>Tabellarische Übersicht der gebräuchlichsten Kopplungsmethoden.</i>	61
6.1	<i>Vergleich der mittleren Neutronenmultiplizitäten $\langle M_n \rangle$ und der Standardabweichung σ von HERMES, LCS, MCNPX und NESSI für Targets mit 15 cm Durchmesser bei Einschußenergien E_p von 1,2 und 2,5 GeV. Die Ergebnisse der Simulationen sind mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gefaltet.</i>	78
6.2	<i>Energiedeposition nach Teilchenarten, aufgeschlüsselt für verschiedene Targetmaterialien und einer Strahlenergie von 2 GeV.</i>	85

6.3	<i>Parameter des beim JESSICA Experiment verwendeten Protonenstrahls.</i>	86
7.1	<i>Strahlungswichtungsfaktoren ω_R nach ICRP60 [159]</i>	96
7.2	<i>Legierungsbestandteile des für die Targethülle vorgesehenen Edelstahl HT-9.</i>	105
7.3	<i>Produktionsraten der durch Neutronenreaktionen im Targetcontainer produzierten Radionuklide [164].</i>	106
7.4	<i>Vergleich experimentell ermittelter Produktionswirkungsquerschnitte [166] mit simulierten Daten [164] für $^{nat}\text{Hg}(p,x)$.</i>	108
7.5	<i>Reaktionen von Neutronen mit dem Moderatorstrukturmaterial, produzierte radioaktive Nukliden und deren Halbwertszeit [164].</i>	110
7.6	<i>Die Auslegung einer Abschirmung beeinflussende Rahmenbedingungen und deren Auswirkung auf weitere Disziplinen.</i>	116
7.7	<i>Anordnung der Abschirmmaterialien in den MCNPX-Simulationen [171].</i>	134
8.1	<i>Materialparameter verschiedener Materialien, welches als kryogene Moderatoren verwendet werden.</i>	147
8.2	<i>Tabellarische Übersicht der experimentellen Resultate der Protonenstrahlexperimente zur Untersuchung des Pitting-Effektes [194].</i>	158
8.3	<i>Radionuklide, Halbwertszeiten und Radiotoxizität [195] in Abschirmungen von Teilchenbeschleunigern (basierend auf [196]).</i>	160
8.4	<i>Radioaktives Inventar im Quecksilbertarget der ESS nach 30 Betriebsjahren und resultierende Radiotoxizität [198].</i>	163
8.5	<i>Jährliche Produktion von Pu, minoren Aktiniden und langlebigen Spaltprodukten eines 3.000 MWth Druckwasserreaktors (Nach zehn Jahren Zerfall) [200].</i>	165
8.6	<i>Begriffsdefinition zur Kritikalität und Reaktivität.</i>	167
10.1	<i>Übersicht der in 2003 betriebenen Teilchenbeschleuniger aufgeschlüsselt nach ihrem Anwendungsgebiet [208].</i>	176
10.2	<i>Sicherheitstechnische Prinzipien der nuklearen Sicherheitstechnik.</i>	177
10.3	<i>Gefahren für externe Strahlenexpositionen in beschleunigergetriebenen Systemen</i>	180
10.4	<i>Gefahren durch interne Strahlenexpositionen beim Betrieb von beschleunigergetriebenen Systemen</i>	182
11.1	<i>Vergleich ausgewählter Parameter von Beschleunigern geplanter und im Bau findlicher Anlagen.</i>	183

Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Übersicht der unterschiedlichen Teilbereiche der Sicherheitstechnik.</i>	2
1.2	<i>Zusammenspiel Strahlenschutz/Sicherheit Nuklearer Systeme und Sicherheitstechnik.</i>	3
1.3	<i>Korrelation zwischen der kumulierten Personendosis und der Strahlintensität des 30 GeV Protonbeschleunigers des Brookhaven National Laboratory, USA [117].</i>	8
2.1	<i>Schematische Darstellung eines Linearbeschleunigers nach Wideröe.</i>	14
2.2	<i>Schematische Darstellung des Linearbeschleunigers der ESS mit normalleitenden Beschleunigerstrukturen [33].</i>	15
2.3	<i>Schematische Darstellung des Linearbeschleunigers der ESS mit supraleitenden Beschleunigerstrukturen [33].</i>	16
2.4	<i>COSY Beschleunigeranlage am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich mit verschiedenen internen und externen Strahlplätzen für kernphysikalische Experimente.</i>	18
2.5	<i>Zeitliche Entwicklung der Leistungsfähigkeit von Neutronenquellen zu Forschungszwecken.</i>	19
2.6	<i>Schematische Darstellung der wesentlichen Komponenten einer Spallationsneutronenquelle am Beispiel des Referenzentwurfs der ESS (Stand 1996) [32].</i>	20
2.7	<i>Neutronenausbeute als Funktion der Einschußenergie. Im oberen Diagramm sind verschiedene Messungen dargestellt. Im unteren das Verhalten für verschiedene Targetgrößen und -materialien aufgrund von Simulationen mit HERMES [86] (siehe auch Abschn. 5.4.4).</i>	21
2.8	<i>Innerer Teil einer Spallationsneutronenquelle mit Target, Reflektor und Moderatoren entsprechend dem Referenzentwurf der ESS [32, 137].</i>	22
2.9	<i>Vergleich der Radiotoxizität verschiedener Radionuklide eines abgebrannten Brennelementes im Vergleich zur Radiotoxizität von natürlichem Uranerz [51].</i>	23
2.10	<i>Schematische Darstellung eines beschleunigergetriebenen Systems zur Transmutation und Energieerzeugung [53].</i>	25

2.11	Schema eines energieerzeugenden Systems mit Massenströmen und den zu erwartenden Leistungen. Nur ca. 5 % der erzeugten elektrischen Leistung wird für den Betrieb des Beschleunigers benötigt [46].	27
2.12	<i>Einfluß verschiedener Szenarien zur Transmutation auf die Radio-toxizität als Funktion der Zeit nach Betriebsende</i> [53].	28
3.1	<i>Vergleich der Neutronenspektren in einem Reaktorkern und einem Spallationstarget (Wolfram, $E_p=800$ MeV), wie sie beim Betrieb der Quelle auftreten</i> [54].	30
3.2	<i>Typische Restkernverteilung in einem Kernreaktor bei der Spaltung von ^{235}U (links) und in einem Quecksilbertarget bei 1,2 GeV Einschußenergie der Protonen.</i>	31
3.3	<i>Vergleich der zeitlichen Entwicklung der Verformungsgeschwindigkeit in einem Flüssigmetalltarget zwischen Experiment und FEM-Rechnung</i> [143].	36
3.4	<i>Vergleich der zeitlichen Entwicklung der axialen Spannung in einem Flüssigmetalltarget zwischen Experiment und FEM-Rechnung</i> [143].	36
4.1	<i>Monte-Carlo Simulation der räumlichen Verteilung des Neutronen- und Protonenflusses in einem zylindrischen Blei-Target für drei verschiedene Energien.</i>	38
4.2	<i>Monte-Carlo Simulation der räumlichen Verteilung der Neutronen- und Protonenerzeugung in einem zylindrischen Blei-Target für drei verschiedene Energien.</i>	38
4.3	<i>Inelastischer Wirkungsquerschnitt der $S(\alpha,\beta)$-Streumatrix für Eis, Methan und Methanhydrat als Funktion der Neutronenenergie.</i>	43
4.4	<i>Inelastischer Wirkungsquerschnitt der $S(\alpha,\beta)$-Streumatrix für Methan, para-Wasserstoff und Mesitylen als Funktion der Neutronenenergie.</i>	43
4.5	<i>Bremsvermögen (links) und Reichweite (rechts) von Protonen in Wasser, Aluminium, Blei und Wolfram als Funktion der Energie.</i>	44
5.1	<i>Verhältnis der Rechenzeiten (Rechenzeit mit einem Prozessor/Rechenzeit mit n Prozessoren) für das gleiche Problem und gleiche Anzahl Histories für drei verschiedene Monte-Carlo Programme (PENDOSE, DOSIMETER und MCNP) [75].</i>	45
5.2	<i>Aufbau des DOORS Systems inklusive zusätzlicher Hilfsprogramme.</i>	50
5.3	<i>Reflektivitätskurve für natürliches Nickel und ^{58}Ni für unterschiedliche Reflektionen R_0.</i>	53

5.4	<i>Struktur des HERMES Programmsystems mit Angaben zum Datenaustausch zwischen den einzelnen Programmen und Datenauskopplung zu den Detektoren [131].</i>	58
5.5	<i>Aufbau des LCS Systems. Die Pfeile symbolisieren Dateien zum Datenaustausch [83].</i>	59
5.6	<i>Stuktur des PHITS Systems.</i>	60
5.7	<i>Illustration der grundlegenden Idee zur Berechnung der Dosisleistung hinter einer Abschirmung nach dem Moyer-Modell [115, 116].</i>	63
5.8	<i>Im CASL verwendete Vektoren im kartesischen Koordinatensystem. Dargestellt sind die Richtungsvektoren des primären Protonenstrahles $\vec{\Omega}_0$, eines sekundären Neutronenstrahls $\vec{\Omega}$ sowie die Ortsvektoren des Targetpunktes \vec{r}_0 und des betrachteten Aufpunktes \vec{r} (aus [119]).</i>	66
6.1	<i>Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung doppelt differentieller Neutronenproduktionswirkungsquerschnitte am SATURN-Beschleuniger [127].</i>	71
6.2	<i>Vergleich der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für 1,6 GeV $p \rightarrow Pb$ (links) und 1,6 GeV $\rightarrow Fe$ (rechts) zwischen MCNPX mit verschiedenen Physikmodellen und experimentellen Daten [126, 127].</i>	73
6.3	<i>Vergleich der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für 1,6 GeV $p \rightarrow Pb$ (links) und 1,6 GeV $\rightarrow Fe$ (rechts) zwischen PHITS mit verschiedenen Physikmodellen und experimentellen Daten [126, 127].</i>	74
6.4	<i>Schematische Darstellung des NESSI Experimentes. Mit den beiden konzentrischen 4π-Detektoren BSiB und BNB können sowohl die entstehenden geladenen Teilchen wie auch Neutronen nachgewiesen werden.</i>	75
6.5	<i>Neutronenmultiplizitätsverteilung für drei unterschiedlich lange Quecksilbertargets. Die Punkte stellen die mit NESSI gemessenen Werte dar, das durchgezogene Histogramm eine Monte-Carlo-Simulation mit HERMES.</i>	76
6.6	<i>Vergleich zwischen experimentell gemessenen Neutronenmultiplizitätsverteilungen und HERMES Simulation für Wolfram und Blei bei einer Einschußenergie von 1,2 GeV.</i>	77
6.7	<i>Lage der 32 Thermoelemente im ASTE Quecksilbertarget [143].</i>	79
6.8	<i>Gemessenes Profil des AGS-Protonenstrahls, welcher auf das ASTE-Target traf.</i>	80
6.9	<i>Vergleich zwischen Messungen des Temperaturanstiegs im ASTE-Experiment und der aus der mit HERMES berechneten Energiedeposition abgeleiteten Temperaturanstieg in °C.</i>	80

6.10	<i>Schematische Darstellung des Rechenverfahrens zur Bestimmung der Energiedeposition mit HERMES [164].</i>	81
6.11	<i>Funktionsprinzip eines Thermolumineszenzdetektors [141].</i>	82
6.12	<i>Vergleich des Bremsvermögens von Kalziumfluorid und Quecksilber. Gezeigt ist auch der Quotient $S(\text{Hg})/S(\text{CaF}_2)$ [141].</i>	83
6.13	<i>Mit Hilfe von Thermolumineszenzdetektoren bestimmtes Strahlprofil und in der Monte-Carlo Simulation mit HERMES verwendete Strahlprofil [141].</i>	83
6.14	<i>Gemessene und simulierte Energiedeposition in einem zylindrischen Quecksilbertarget mit einem Durchmesser von 15 cm. [141].</i>	84
6.15	<i>Schematische Darstellung des JESSICA Experimentes.</i>	86
6.16	<i>Korrelation von Neutronen und Protonen bei offener und mit Cd verschlossener Neutronenflugstrecke.</i>	87
6.17	<i>Thermisches Flugzeitspektrum eines Wassermoderators bei Raumtemperatur. Dargestellt ist auch die Cd-Messung sowie ein Untergrundspektrum.</i>	89
6.18	<i>Vergleich der Energiespektren von Wasser gemessen mit JESSICA (offene Symbole) und einer MCNPX Simulation (durchgezogene Linie).</i>	90
6.19	<i>Vergleich zwischen MCNPX und JESSICA für verschiedene Materialien (CH_4, H_2 und Eis) bei $T=20$ K. Zusätzlich sind die Daten für Eis bei $T=70$ K dargestellt.</i>	91
6.20	<i>Experimentelle Untersuchung zum Einfluß des Edelstahlflugrohres auf das gemessene Energiespektrum.</i>	92
6.21	<i>Vergleich zwischen MCNPX und JESSICA für CH_4, Methanhydrat, Mesitylen und Eis bei $T=20$ K nach Korrektur der im Strahlrohr reflektierten Neutronen.</i>	93
6.22	<i>Vergleich experimenteller Daten des JESSICA Experimentes mit PHITS Simulationen eines Eismoderators bei $T=20$ K. Das linke Histogramm zeigt den direkten Vergleich einer PHITS Simulation mit gemessenen Daten. In der Mitte sind die experimentellen Daten auf den Effekt des Strahlrohrs korrigiert und im rechten ist die Totalreflexion von Neutronen in der Simulation berücksichtigt worden.</i>	94
7.1	<i>Dosiskonversionsfaktoren zur Bestimmung der Ortsdosisleistung aus dem Neutronenfluß (oberer Graph) und Photonenfluß (unterer Graph) entsprechend ICRP-21.</i>	97
7.2	<i>Isodosisplot des Neutronenfeldes in Sv/h im Inneren der ESS für eine mittlere Strahlleistung von 3,45 mA. Das linke Bild zeigt die Isodosisverteilung in einem horizontalen Schnitt durch die untere Moderatorebene. Rechts ist ein vertikaler Schnitt durch die Targeebene dargestellt.</i>	99

7.3	<i>Dosisleistung auf der Strahlachse, der x-Achse sowie der y-Achse aus der Projektion der Mittelachsen aus Abb. 7.2.</i>	100
7.4	<i>Isodosisplot des Photonenfeldes in Sv/h im Inneren der ESS für eine mittlere Strahlleistung von 3,45 mA. Das linke Bild zeigt die Isodosisverteilung in einem horizontalen Schnitt durch die untere Moderatorebene. Rechts ist ein vertikaler Schnitt durch die Targetebene dargestellt.</i>	101
7.5	<i>Rechenverfahren zur Bestimmung der Aktivierung in Bauteilen aufgrund des primären Protonenstrahls und des sekundären Neutronenfelds.</i>	102
7.6	<i>Restkernverteilung bei der Spallation von Hg(nat) nach A und Z .</i>	104
7.7	<i>Abklingverhalten des radioaktiven Inventars nach Abschaltung der Anlage im Quecksilbertarget (Quadrate) und in der Targethülle (Dreiecke) für ein Betriebsjahr (durchgezogene Linie) und 30 Betriebsjahre (gestrichelte Linie) [164].</i>	106
7.8	<i>Vorhergesagter Zerfall der radioaktiven Isotope nach 30 Jahren Volllastbetrieb als Funktion der Zeit nach Abschaltung in Jahren [164].</i>	107
7.9	<i>Produktion von radioaktiven Isotopen oberhalb des ${}^4_2\text{He}$ im Wassermoderator (oben) wie auch in den Behälterwänden. Links unten ist die Verteilung für die Seitenwände und rechts unten für die dem Target zugewandten Behälterboden dargestellt [164].</i>	109
7.10	<i>Abklingverhalten im Wasser des thermischen Wassermoderators nach 30 Jahren Volllastbetrieb [164].</i>	110
7.11	<i>Abklingverhalten des aus AlMg₃ gefertigten Moderatorbehälters des thermischen Wassermoderators nach 30 Jahren Volllastbetrieb [164].</i>	111
7.12	<i>Schematischer Aufbau des Strahlverschlusses mit Positionierungsmöglichkeit des Neutronenleiters [172].</i>	112
7.13	<i>Vereinfachtes Geometriemodell zur Berechnung der Aktivierung des Strahlverschlusses mit Hilfe einer gekoppelten HERMES - Orihet-3a Simulation [164].</i>	112
7.14	<i>Abklingverhalten der unterschiedlich zum Protonenstrahl ausgerichteten Strahlverschlüsse nach 1 Jahr sowie nach 30 Jahren Volllastbetrieb [164].</i>	113
7.15	<i>Idealisierter Aufbau einer Neutronenabschirmung basierend auf den physikalischen Wechselwirkungsmechanismen[63].</i>	114
7.16	<i>Totaler Wirkungsquerschnitt für typische Neutronenabsorber wie ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ oder Cd.</i>	115
7.17	<i>MCNPX Modell des vorderen Neutronenleitersystems H1 (oberes Leitersystem) und H2 (unteres Leitersystem) des Hochflußreaktors des Instituts Laue-Langevin, Grenoble.</i>	117

7.18	<i>Vergleich der analytisch berechneten ungestörten Neutronenflüsse (offene Symbole) mit MCNPX Simulationen (durchgezogenen Linien) für unterschiedliche Neutronenergien als Funktion des Radius.</i>	118
7.19	<i>Vergleich der berechneten Spektren für Simulationen basierend auf einer Kritikalitätsrechnung des Reaktorkerns (KCODE) und die mit Hilfe einer sekundären Quellverteilung am Anfang des Neutronenleitersystems berechneten Neutronenspektren in den Neutronenleitern.</i>	119
7.20	<i>Mit MCNPX simulierte räumliche Verteilung der Dosisleistung (in Sv/h) für Neutronen und Photonen im Swimmingpool und anschließender Kasematte des Leitersystems H1 bis zu einer Entfernung von 21 m vom Reaktormittelpunkt.</i>	120
7.21	<i>Lethargiespektrum am Anfang des Neutronenleiters H15 im Abstand von 3,22 m vom Reaktorkern.</i>	121
7.22	<i>CAD Darstellung des vorderen Bereichs des Neutronenleiters des geplanten NSE Instrumentes an der amerikanischen Spallationsneutronenquelle SNS in Oak Ridge, Tennessee.</i>	122
7.23	<i>2D r-z-Geometriemodell der θ-Richtung (linkes Bild) und der 3.5°-Richtung (rechtes Bild) der Neutronenleiterabschirmung des NSE-Instrumentes.</i>	123
7.24	<i>Isodosis Darstellung innerhalb der Abschirmung mit unterschiedlichen Materialien des Strahlstoppers. Links Schwerbeton mit einer Dichte von $\rho=3,93 \text{ g/cm}^3$, in der Mitte Stahl mit $\rho=8,03 \text{ g/cm}^3$ und links mit einem Wolfram-Strahlstopper mit einer Dichte von $\rho=19,3 \text{ g/cm}^3$.</i>	124
7.25	<i>Räumliche Verteilung der Ortsdosisleistung für Neutronen (links), Photonen (mitte) und der Summe aus Photonen und Neutronen (rechts) für die θ-Richtung.</i>	126
7.26	<i>Ortsdosisleistung (Neutronen und Photonen) auf der Strahlachse für eine reine Schwerbetonabschirmung (durchgezogene Linie) und einen zusätzlichen Edelstahlstrahlstopper (gestrichelte Linie). Die rote Linie repräsentiert den einzuhaltenden Grenzwert an der Außenseite der Abschirmung.</i>	127
7.27	<i>Ortsdosisleistung (Neutronen und Photonen) als Funktion des Radius an vier verschiedenen Positionen: im Abstand von 5,40 m (erste Chopperkavität), 5,90 m (Mitte des Si-Benders), 6,50 m (zweite Chopperkavität) und 8,50 m (Strahlstopper). Zusätzlich ist der geforderte Grenzwert von 0,25 mrem/h eingetragen.</i>	128
7.28	<i>Mittels eines gekoppelten Rechenverfahrens ermittelte, erforderliche Dicke der Abschirmung des Neutronenleiters als Funktion der Neutronenleiterlänge.</i>	129
7.29	<i>3D Konstruktion der Neutronenleiterabschirmung des an der amerikanischen Spallationsneutronenstelle geplanten NSE-Instrumentes.</i>	129

7.30	<i>Vergleich einer MCNPX-Simulation und einer DORT-Berechnung der Abschirmung des geplanten Neutronen-Spin-Echo Instrumentes an der SNS, Oak Ridge, USA. Dargestellt ist die Dosisleistung aufgrund des Neutronen- und Photonenfeldes.</i>	131
7.31	<i>Vergleich einer MCNPX-Simulation und einer DORT-Berechnung der Abschirmung des geplanten Neutronen-Spin-Echo Instrumentes an der SNS, Oak Ridge, USA. Dargestellt ist die Dosisleistung des Neutronen- und Photonenfeldes.</i>	132
7.32	<i>MCNPX-Geometriemodell der Abschirmung einer Spallationsneutronenquelle. Diese ist aus konzentrischen Kugelschalen aufgebaut [171].</i>	135
7.33	<i>MCNPX-Simulation der Dosisleistung als Funktion der Abschirmdicke für verschiedene Aufbauten der Abschirmung für eine Targetstation, welche mit einem Protonenstahl von $E_p=1.2$ GeV betrieben wird [171].</i>	136
7.34	<i>Aufbau der Abschirmung einer Spallationsneutronenquelle mit Hilfe von ineinander verzahnten Abschirmblöcken zur Vermeidung der Strahlenleckage durch Spalte [172].</i>	137
7.35	<i>Schematische Darstellung des Skyshine-Problems.</i>	138
7.36	<i>Energieabhängige Schwächungslängen für Neutronen in Luft zur Anwendung in Gl. 7.9 und Gl. 7.10 aus [175].</i>	139
7.37	<i>Vergleich der Dosisleistung aufgrund von Skyshine zwischen Monte-Carlo-Simulation [176] und empirischen Formeln nach Stevenson/Thomson und Stapleton.</i>	140
7.38	<i>Vergleich zwischen gemessener Ortsdosisleistung und Gl. 7.8 am 400 GeV Protonenbeschleuniger des Fermilabs (nach [177]).</i>	140
7.39	<i>Aufbau der Abschirmung der schweizerischen Spallationsneutronenquelle SINQ [178].</i>	141
7.40	<i>Schematischer Aufbau des Abschirmblockes, wie er zur Zeit in Japan aufgebaut wird [178].</i>	142
8.1	<i>Kommt es zur Überschneidung der Wirkungsbereiche Gefahr und des Mensch-Maschine-Umwelt-Systems, tritt eine Gefährdung ein. (nach [3])</i>	144
8.2	<i>Die 6-Wege Methode zum Sichern und Schützen nach Compes. (G=Gefahr, M,M,U=Mensch,Maschine,Umwelt-System) [179]</i>	144
8.3	<i>Erreichung von Sicherheit und Schutz vor ionisierender Strahlung.</i>	145
8.4	<i>Vergleich der Energiespektren verschiedener Moderatormaterialien bei einer Temperatur von $T=20$ K.</i>	148
8.5	<i>Spannungsdehnungsdiagramme für Stahl DIN 1.4926 und Mod9Cr1Mo bei unterschiedlichen Strahlen- und Temperaturbelastungen [180].</i>	150

8.6	<i>Änderung der Vickers-Härte bei Raumtemperatur unter Strahlenbelastung für (a) AISI 304L, (b) IN 718, (c) DIN 1.4926 und (d) Tantal [180].</i>	151
8.7	<i>Spontane Energiefreisetzung durch Rekombination freier Radikaler („burping“) in einem Methanmoderator bei T=20 K [184].</i>	152
8.8	<i>Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Untersuchung von Kavitations-Erosionen (Pitting) mit Hilfe der Split-Hopkins-Pressure-Bar Methode [192].</i>	155
8.9	<i>Vergleich der unbelasteten Probe (rechts) und einer mit einer Druckwelle von 84 MPa beaufschlagten Probe aus Stahl 316SS [192].</i>	155
8.10	<i>Vergleich der unbelasteten Probe (rechts) und einer mit einer Druckwelle von 17 MPa beaufschlagten Probe aus Stahl 316SS [192].</i>	156
8.11	<i>Abhängigkeit des geschädigten Flächenanteils sowie der mittleren Erosionstiefe als Funktion der Pulszahl [193].</i>	157
8.12	<i>Einfluß der Oberflächenbehandlung (Kolsterisieren) auf den geschädigten Flächenanteil als Funktion der Pulszahl (aus [193]).</i>	157
8.13	<i>Unterschiedliche Restkernverteilung aufgrund der gewählten Parameter im HET. Links wurde der ORNL Code verwendet und rechts der RAL Code, welcher auch die Hochenergiespaltung beinhaltet.</i>	162
8.14	<i>Reduzierung der Radiotoxizität durch Transmutation am Beispiel des radioaktiven Inventars abgebrannter Brennelemente [53].</i>	164
8.15	<i>Zeitliches Verhalten verschiedener Transienten und deren Auswirkung auf die Temperatur von Brennstoff, Hüllrohr und Kühlmedium [205].</i>	168
8.16	<i>Verschiedene Möglichkeiten zur Strahlrohrflutung unter Ausnutzung passiver Sicherheitseinrichtungen [205].</i>	169
9.1	<i>Strategie zur sicherheitstechnischen Analyse von nuklearen Systemen auf der Basis von Primärgefahren.</i>	172
9.2	<i>Vorgehen zur Analyse der Sicherheit eines Beschleunigergetriebenen Systems unter besonderer Berücksichtigung Strahlenphysikalischer Risiken.</i>	174
10.1	<i>Prozentuale Verteilung der Anwendungsgebiete von Teilchenbeschleunigern in 2003. Nur 7 % aller Beschleuniger wurden in der Forschung eingesetzt, jedoch bereits 44 % in der Medizin und 49 % in der Technik [208].</i>	175
11.1	<i>Zukünftige Entwicklung der erreichbaren Neutronenflüssen von Neutronenquellen durch Einsatz von Trägheitsfusion [213].</i>	185
11.2	<i>Prinzip der Erzeugung von Neutronenstrahlen durch Trägheitsfusion [213].</i>	186

11.3 <i>Prinzip der Erzeugung von Neutronenstrahlen durch „target normal sheath acceleration“</i> [212].	187
--	-----

1. **Einsatz von multispektralen Satellitenbilddaten in der Wasserhaushalts- und Stoffstrommodellierung – dargestellt am Beispiel des Rureinzugsgebietes**
von C. Montzka (2008), XX, 238 Seiten
ISBN: 978-3-89336-508-1
2. **Ozone Production in the Atmosphere Simulation Chamber SAPHIR**
by C. A. Richter (2008), XIV, 147 pages
ISBN: 978-3-89336-513-5
3. **Entwicklung neuer Schutz- und Kontaktierungsschichten für Hochtemperatur-Brennstoffzellen**
von T. Kiefer (2008), 138 Seiten
ISBN: 978-3-89336-514-2
4. **Optimierung der Reflektivität keramischer Wärmedämmschichten aus Yttrium-teilstabilisiertem Zirkoniumdioxid für den Einsatz auf metallischen Komponenten in Gasturbinen**
von A. Stuke (2008), X, 201 Seiten
ISBN: 978-3-89336-515-9
5. **Lichtstreuende Oberflächen, Schichten und Schichtsysteme zur Verbesserung der Lichteinkopplung in Silizium-Dünnschichtsolarzellen**
von M. Berginski (2008), XV, 171 Seiten
ISBN: 978-3-89336-516-6
6. **Politiksznarien für den Klimaschutz IV – Szenarien bis 2030**
hrsg.von P. Markewitz, F. Chr. Matthes (2008), 376 Seiten
ISBN 978-3-89336-518-0
7. **Untersuchungen zum Verschmutzungsverhalten rheinischer Braunkohlen in Kohledampferzeugern**
von A. Schlüter (2008), 164 Seiten
ISBN 978-3-89336-524-1
8. **Inorganic Microporous Membranes for Gas Separation in Fossil Fuel Power Plants**
by G. van der Donk (2008), VI, 120 pages
ISBN: 978-3-89336-525-8
9. **Sinterung von Zirkoniumdioxid-Elektrolyten im Mehrlagenverbund der oxidkeramischen Brennstoffzelle (SOFC)**
von R. Mücke (2008), VI, 165 Seiten
ISBN: 978-3-89336-529-6
10. **Safety Considerations on Liquid Hydrogen**
by K. Verfondern (2008), VIII, 167 pages
ISBN: 978-3-89336-530-2

11. **Kerosinreformierung für Luftfahrtanwendungen**
von R. C. Samsun (2008), VII, 218 Seiten
ISBN: 978-3-89336-531-9
12. **Der 4. Deutsche Wasserstoff Congress 2008 – Tagungsband**
hrsg. von D. Stolten, B. Emonts, Th. Grube (2008), 269 Seiten
ISBN: 978-3-89336-533-3
13. **Organic matter in Late Devonian sediments as an indicator for environmental changes**
by M. Kloppisch (2008), XII, 188 pages
ISBN: 978-3-89336-534-0
14. **Entschwefelung von Mitteldestillaten für die Anwendung in mobilen Brennstoffzellen-Systemen**
von J. Latz (2008), XII, 215 Seiten
ISBN: 978-3-89336-535-7
15. **RED-IMPACT
Impact of Partitioning, Transmutation and Waste Reduction Technologies on the Final Nuclear Waste Disposal
SYNTHESIS REPORT**
ed. by W. von Lensa, R. Nabbi, M. Rossbach (2008), 178 pages
ISBN 978-3-89336-538-8
16. **Ferritic Steel Interconnectors and their Interactions with Ni Base Anodes in Solid Oxide Fuel Cells (SOFC)**
by J. H. Froitzheim (2008), 169 pages
ISBN: 978-3-89336-540-1
17. **Integrated Modelling of Nutrients in Selected River Basins of Turkey**
Results of a bilateral German-Turkish Research Project
project coord. M. Karpuzcu, F. Wendland (2008), XVI, 183 pages
ISBN: 978-3-89336-541-8
18. **Isotopengeochemische Studien zur klimatischen Ausprägung der Jüngeren Dryas in terrestrischen Archiven Eurasiens**
von J. Parplies (2008), XI, 155 Seiten, Anh.
ISBN: 978-3-89336-542-5
19. **Untersuchungen zur Klimavariabilität auf dem Tibetischen Plateau - Ein Beitrag auf der Basis stabiler Kohlenstoff- und Sauerstoffisotope in Jahrringen von Bäumen waldgrenznaher Standorte**
von J. Griessinger (2008), XIII, 172 Seiten
ISBN: 978-3-89336-544-9

20. **Neutron-Irradiation + Helium Hardening & Embrittlement Modeling of 9%Cr-Steels in an Engineering Perspective (HELENA)**
by R. Chaouadi (2008), VIII, 139 pages
ISBN: 978-3-89336-545-6
21. **Messung und Bewertung von Verkehrsemissionen**
von D. Klemp, B. Mittermaier (2009), ca. 230 Seiten, erscheint in Kürze
ISBN: 978-3-89336-546-3
22. **Verbundvorhaben APAWAGS (AOEV und Wassergenerierung) – Teilprojekt: Brennstoffreformierung – Schlussbericht**
von R. Peters, R. C. Samsun, J. Pasel, Z. Porš, D. Stolten (2008), VI, 106 Seiten
ISBN: 978-3-89336-547-0
23. **FREEVAL**
Evaluation of a Fire Radiative Power Product derived from Meteosat 8/9 and Identification of Operational User Needs
Final Report
project coord. M. Schultz, M. Wooster (2008), 139 pages
ISBN: 978-3-89336-549-4
24. **Untersuchungen zum Alkaliverhalten unter Oxycoal-Bedingungen**
von C. Weber (2008), VII, 143, XII Seiten
ISBN: 978-3-89336-551-7
25. **Grundlegende Untersuchungen zur Freisetzung von Spurstoffen, Heißgaschemie, Korrosionsbeständigkeit keramischer Werkstoffe und Alkalirückhaltung in der Druckkohlenstaubfeuerung**
von M. Müller (2008), 207 Seiten
ISBN: 978-3-89336-552-4
26. **Analytik von ozoninduzierten phenolischen Sekundärmetaboliten in *Nicotiana tabacum* L. cv Bel W3 mittels LC-MS**
von I. Koch (2008), III, V, 153 Seiten
ISBN 978-3-89336-553-1
27. **IEF-3 Report 2009. Grundlagenforschung für die Anwendung**
(2009), ca. 230 Seiten erscheint in Kürze
ISBN: 978-3-89336-554-8
28. **Influence of Composition and Processing in the Oxidation Behavior of MCrAlY-Coatings for TBC Applications**
by J. Toscano (2009), 168 pages
ISBN: 978-3-89336-556-2
29. **Modellgestützte Analyse signifikanter Phosphorbelastungen in hessischen Oberflächengewässern aus diffusen und punktuellen Quellen**
von B. Tetzlaff (2009), 149 Seiten
ISBN: 978-3-89336-557-9

30. **Nickelreaktivlot / Oxidkeramik – Fügungen als elektrisch isolierende Dichtungskonzepte für Hochtemperatur-Brennstoffzellen-Stacks**
von S. Zügner (2009), 136 Seiten
ISBN: 978-3-89336-558-6
31. **Langzeitbeobachtung der Dosisbelastung der Bevölkerung in radioaktiv kontaminierten Gebieten Weißrusslands – Korma-Studie**
von H. Dederichs, J. Pillath, B. Heuel-Fabianek, P. Hill, R. Lennartz (2009),
Getr. Pag.
ISBN: 978-3-89336-532-3
32. **Herstellung von Hochtemperatur-Brennstoffzellen über physikalische Gasphasenabscheidung**
von N. Jordán Escalona (2009), 148 Seiten
ISBN: 978-3-89336-532-3
33. **Real-time Digital Control of Plasma Position and Shape on the TEXTOR Tokamak**
by M. Mitri (2009), IV, 128 Seiten
ISBN: 978-3-89336-567-8
34. **Freisetzung und Einbindung von Alkalimetallverbindungen in kohlebefeuelten Kombikraftwerken**
von M. Müller (2009), 155 Seiten
ISBN: 978-3-89336-568-5
35. **Kosten von Brennstoffzellensystemen auf Massenbasis in Abhängigkeit von der Absatzmenge**
von J. Werhahn (2009), 242 Seiten
ISBN: 978-3-89336-569-2
36. **Einfluss von Reoxidationszyklen auf die Betriebsfestigkeit von anodengestützten Festoxid-Brennstoffzellen**
von M. Ettler (2009), 138 Seiten
ISBN: 978-3-89336-570-8
37. **Großflächige Plasmaabscheidung von mikrokristallinem Silizium für mikromorphe Dünnschichtsolarmodule**
von T. Kilper (2009), XVII, 154 Seiten
ISBN: 978-3-89336-572-2
38. **Generalized detailed balance theory of solar cells**
von T. Kirchartz (2009), IV, 198 Seiten
ISBN: 978-3-89336-573-9
39. **The Influence of the Dynamic Ergodic Divertor on the Radial Electric Field at the Tokamak TEXTOR**
von J. W. Coenen (2009), xii, 122, XXVI Seiten
ISBN: 978-3-89336-574-6

40. **Sicherheitstechnik im Wandel Nuklearer Systeme**
von K. Nünighoff (2009), viii, 215 Seiten
ISBN: 978-3-89336-578-4



Energie & Umwelt / Energy & Environment
Band / Volume 40
ISBN 978-3-89336-578-4

