



Eberhard Altstadt, Carsten Beckert, Roland Beyer,
Hartwig Freiesleben, Vladimir Galindo,
Martin Greschner, Eckart Grosse, Arnd Junghans,
Joakim Klug, Bärbel Naumann, Steffen Schneider,
Klaus Seidel, Andreas Wagner, Frank-Peter Weiß

Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie

Gemeinsamer Abschlussbericht
der DFG Projekte GR 1674/2 und FR 575/5,
zusammen mit dem Institut für Kern- und Teilchen-
physik, Technische Universität Dresden



Wissenschaftlich-Technische Berichte
FZR-426
April 2005

Eberhard Altstadt, Carsten Beckert, Roland Beyer,
Hartwig Freiesleben, Vladimir Galindo, Martin Greschner,
Eckart Grosse, Arnd Junghans, Joakim Klug,
Bärbel Naumann, Steffen Schneider, Klaus Seidel,
Andreas Wagner, Frank-Peter Weiß

**Energiedispersive Untersuchung der
Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie**

Gemeinsamer Abschlussbericht
der DFG Projekte GR 1674/2 und FR 575/5,
zusammen mit dem Institut für Kern- und
Teilchenphysik, Technische Universität Dresden

Bibliothek FZ Rossendorf

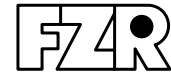


01279788



Forschungszentrum
Rossendorf

FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF



WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

FZR-426

2005

*Eberhard Altstadt, Carsten Beckert, Roland Beyer, Hartwig Freiesleben,
Vladimir Galindo, Martin Greschner, Eckart Grosse, Arnd Junghans,
Joakim Klug, Bärbel Naumann, Steffen Schneider, Klaus Seidel,
Andreas Wagner, Frank-Peter Weiß*

Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie

gemeinsamer Abschlussbericht
der DFG Projekte GR 1674/2 und FR 575/5
April 2005

zusammen mit dem
Institut für Kern- und Teilchenphysik, Technische Universität Dresden,

Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie

Abschlussbericht

Eberhard Altstadt¹, Carsten Beckert¹, Roland Beyer²,
Hartwig Freiesleben^{3,*}, Vladimir Galindo^{1,3}, Martin Greschner³,
Eckart Grosse², Arnd Junghans^{2,*}, Joakim Klug², Bärbel Naumann³,
Steffen Schneider⁴, Klaus Seidel³, Andreas Wagner², Frank-Peter Weiß¹

¹ Institut für Sicherheitsforschung, Forschungszentrum Rossendorf e.V.

² Institut für Kern- und Hadronenphysik, Forschungszentrum Rossendorf e.V.

³ Institut für Kern- und Teilchenphysik, Technische Universität Dresden

⁴ Zentralabteilung Forschungstechnik, Forschungszentrum Rossendorf e.V.

*e-mail der Kontaktpersonen: Freiesleben@physik.tu-dresden.de; A.Junghans@fz-rossendorf.de

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Aufbau der gepulsten Photoneutronenquelle: Übersicht	6
3	Beryllium-Trennfolien	15
4	Neutronenradiator	18
4.1	Abmessungen des Neutronenradiators	18
4.2	Leistungsdichteverteilung im Neutronenradiator	20
4.3	Temperaturverteilung im Neutronenradiator	26
4.4	Mechanische Parameter des Radiatorkanals	28
4.5	Teilchenfluenzen an der Radiatoroberfläche	32
4.6	Zeitabhängigkeit des Teilchenstromes am Radiator	36
4.7	Aktivierung des Neutronenradiators	39
5	Bleikreislauf	44
6	Strahlfänger und Bleihaus	47
6.1	Konstruktion des Strahlfängers	47
6.2	Energie- und Temperaturverteilung im Strahlfänger	48
6.3	Äquivalentdosisleistung am Neutronenradiator und Strahlfänger	52
6.4	Betrachtungen zum Strahlenschutz während des Strahlbetriebes	54
6.5	Aktivierung des Strahlfängers	55
7	Abschirmung der Dosisleistung im Bleihaus	60
8	Teilchenflüsse und Reaktionsraten am Messplatz	67
9	Aufbau des Kollimators	75
10	Entwicklung von Detektoren	81
10.1	BaF ₂ Detektoranordnung zum Nachweis von Photonen aus Neutroneneinfangreaktionen	81
10.2	Energieauflösung	82
10.3	Zeitauflösung	84
10.4	Ausleseelektronik	84
10.5	Nachweis von Neutronen	86
10.6	Vergleich mit anderen Neutronenflugzeitexperimenten	90
11	Zusammenfassung und Ausblick	92

Symbole

Abkürzungen

ANSYS	General Purpose Finite Element Analysis Software Package www.ansys.com
CFD	Computational Fluid Dynamics
ELBE	Elektronen Linearbeschleuniger für Strahlen hoher Brillianz und niedriger Emittanz
FE	Finite Elemente
FIDAP	Functional Image Data Analysis Platform
FLUKA	FLUktuierende KAskade www.fluka.org
FWHM	Full Width at Half Maximum (Halbwertsbreite)
MCNP	A General Monte Carlo N-Particle Transport Code http://laws.lanl.gov/x5/MCNP/
TTF2	Tesla Test Facility 2, DESY, Hamburg
UHV	Ultra-Hoch-Vakuum

chemische Elemente

Am	Americium
Ar	Argon
Be	Beryllium
Bi	Bismut
C	Kohlenstoff
Cm	Curium
Cs	Cäsium
Hg	Quecksilber
I	Jod
Li	Lithium
Mo	Molybdän
Np	Neptunium
Pb	Blei
Pu	Plutonium
Sm	Samarium
Tc	Technetium
U	Uran

Indizes

<i>depo</i>	deponiert
<i>Det</i>	Detektor
e^-	Elektronen
<i>F</i>	Fluid (flüssiges Metall) des Neutronenradiator
<i>in</i>	Parameter beim Eintritt in den Radiator-Kanal
<i>max</i>	Maximalwert
<i>n</i>	Neutronen
<i>out</i>	Parameter beim Austritt aus dem Radiator-Kanal
<i>rms</i>	„root mean square“ Streuung
<i>ToF</i>	Time of Flight
<i>W</i>	Kanalwand des Neutronenradiator
γ	Photonen

Geometrie

x, y, z	kartesische Koordinaten
θ	Polarwinkel
φ	Azimutwinkel

physikalische Größen

A	Aktivität; Fläche	t	Zeit
A_∞	Sättigungsaktivität	$T_{1/2}$	Halbwertszeit
B	Breite	T	Flugzeit, Tiefe oder Temperatur
c_P	spezifische Wärme	T_0	Eintrittstemperatur
d	Dicke	u_r	radiale Verschiebung
\dot{D}	Energiedosisleistung	v	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
d_b	Elektronenstrahldurchmesser	V	Volumen
E	Teilchen-Energie	X_0	Strahlungslänge
E	Elastizitätsmodul	Z	Kernladungszahl
E_0	Energie des Elektronenstrahls	ΔE	Energieverlust; deponierte Energie
\dot{H}	Äquivalentdosisleistung	ε_B	Bruchdehnung
I	Elektronenstromstärke	λ	Wärmeleitfähigkeit
I_γ	absolute Intensität der Gamma-Energie pro 100 Zerfälle	ϱ	Materialdichte
L	Länge	σ_F	Fließspannung
$P/\Delta V$	Leistungsdichte	σ_B	Bruchspannung
q_{vol}	Wärmeeintrag/Volumen	σ	Standardabweichung
R	Radius	Φ	Teilchenfluenz
r_b	Elektronenstrahlradius	Ψ	Teilchenstromdichte
s	Wand-Dicke des Radiator-Kanals		

1 Einleitung

In diesem Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben „Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie, insbesondere Werkstoffen für Fusions- und Materialien aus Spaltreaktoren“ (gemeinsamer Antrag von Wissenschaftlern des FZ Rossendorf - GR 1674 / 2 - 1, 2 - und der TU Dresden - FR 575 / 5 - 1, 2) wird der nach dreijähriger Förderung erreichte Stand geschildert. Ziel dieses auf fünf Jahre angelegten Projektes ist der Aufbau und die erste Nutzung eines sehr kompakten Flugzeitsystems zur Untersuchung der Wechselwirkung von schnellen Neutronen mit Konstruktionsmaterialien für Fusions- und Spaltreaktoren sowie mit langlebigen Radioisotopen. Darüber hinaus sollen astrophysikalisch relevante Experimente zu Fragen der Elementsynthese durchgeführt werden. Für die geplanten Experimente ist entscheidend, dass über eine Messung der Flugzeit der Neutronen ihre Energie berechnet werden kann, also mit einem energiemarkierten Neutronenstrahl gearbeitet wird. Über die Entwicklung der gepulsten Photoneutronenquelle wurde auf Konferenzen zur Kerntechnik berichtet [Bec03, Alt04].

Das gesamte Projekt gliedert sich in zwei Abschnitte:

1. Entwicklung, Aufbau und Erprobung einer gepulsten Photoneutronenquelle am ELBE-Beschleuniger des FZ Rossendorf,
2. Einsatz der Photoneutronenquelle für Messungen von Wirkungsquerschnitten induziert von schnellen, energiemarkierten Neutronen.

Nach dreijähriger Förderung ist die physikalisch-technische Entwicklung der gepulsten Photoneutronenquelle bis hin zu Fertigungszeichnungen abgeschlossen; sie basiert auf einem Radiator aus flüssigem Blei, in dem die vom Elektronenstrahl des ELBE-Beschleunigers erzeugten Bremsstrahlungsphotonen in einer Sekundärreaktion ihrerseits Photoneutronen mit einer kontinuierlichen Energieverteilung produzieren. Wegen der extrem guten Pulseigenschaften des supraleitenden Linearbeschleunigers (Pulslänge $\Delta t < 10$ ps bei einer Wiederholfrequenz von $f = 13$ MHz) entstehen die Photoneutronen ebenfalls in einem sehr kurzen Zeitintervall, so dass (falls der Radiator hinreichend dünn ist) ein sehr kurzer Neutronenpuls resultiert, dessen Entstehungszeitpunkt durch die Zeitstruktur des Elektronenstrahls markierbar ist.

Die Entwicklung der Photoneutronenquelle stellte sich als sehr anspruchsvoll und äußerst aufwändig heraus, nachdem klar wurde, dass sich das ursprünglich geplante Feststofftarget zur Neutronenerzeugung nicht realisieren ließ. Um die Neutronenstreuung zu minimieren, muss das Target klein sein (Größenordnung 1cm^3). Die in diesem Target deponierte Leistung von bis zu 25 kW kann weder durch Wärmestrahlung noch durch Gasströmung unterhalb der Schmelztemperatur verfügbarer Materialien abgeführt werden. Aus diesem Grunde war es entgegen der ursprünglichen Planung nötig, auf einen Targetkanal (Mo) überzugehen, in dem flüssiges Blei strömt. Für diese Lösung gibt es kein technologisches Vorbild. Die Auslegung der Photoneutronenquelle für Temperaturen bis 500 °C und die Fragen der Materialverträglichkeit haben den Entwicklungs- und Fertigungsaufwand gegenüber dem ursprünglichen Ansatz vervielfacht. Vorversuche werden seit längerer Zeit an einem Kreislauf mit flüssigem Blei durchgeführt. Kommerziell erhältliche Konstruktionskomponenten wurden beschafft und wichtige Bauteile wie der Molybdänkanal und der direkt gekühlte Strahlfänger wurden gefertigt. Das Strahlführungssystem zur Neutronenhalle am ELBE-Beschleuniger (die ELBE-Anlage

ist in Abb. 1.1 dargestellt) ist noch nicht fertiggestellt. Sein Aufbau wird aber nach der erfolgreichen Inbetriebnahme der Bremsstrahlungs- und Röntgenstrahlungsmessplätze und des Freie-Elektronen- Lasers (FEL) durch das Forschungszentrum Rossendorf mit Nachdruck betrieben, so dass mit seiner Fertigstellung bis Anfang 2006 zu rechnen ist.

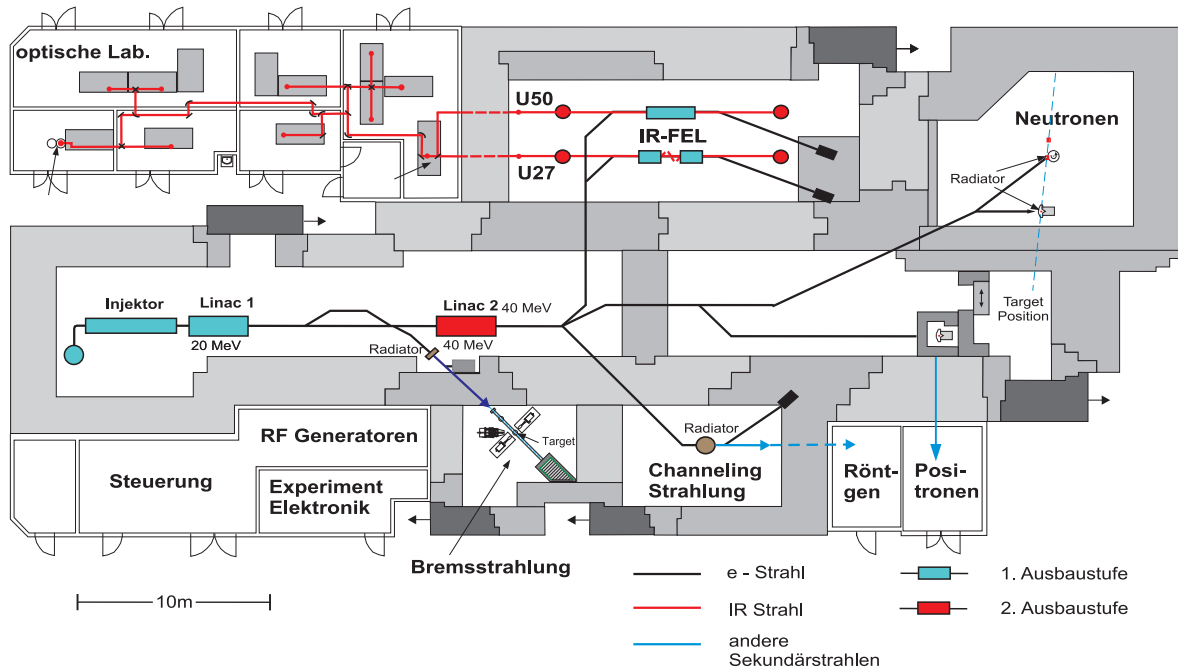


Abbildung 1.1: Die ELBE-Anlage.

Dieser Bericht fasst alle technischen und physikalischen Überlegungen zur gepulsten Photoneutronenquelle zusammen. Er beinhaltet des Weiteren die unter Strahlenschutzaspekten durchgeführten Untersuchungen. Die Vorarbeiten für die Durchführung von kernphysikalischen Experimenten sind ebenfalls dargestellt. Die zum Abschluss der ersten Phase des Projektes noch durchzuführenden Arbeiten werden im letzten Kapitel zusammengefasst.

Für den zweiten Abschnitt des Projekts, die Messung von Wirkungsquerschnitten schneller Neutronen in verschiedenen Materialien, hat das Forschungszentrum für eine erfolgreiche Durchführung Voraussetzungen geschaffen: Mit Herrn Dr. A.R. Junghans wurde dem Projekt „Aufbau und Nutzung einer gepulsten Neutronenquelle an ELBE“ ein Kernphysiker als Projektleiter zugeordnet. Herr Dr. K. Noack vom Institut für Sicherheitsforschung wird für die Vorausrechnung und die Auswertung der Experimente mit Monte-Carlo Simulationen verantwortlich sein. Beide sind unbefristet am FZR angestellt. Darüberhinaus sind z.Zt. ein Nachwuchswissenschaftler (post-doc) und ein Diplomand in Physik mit Arbeiten befasst, die der Nutzung der Neutronenquelle dienen. Externe Nutzer vom Institut für Kern- und Teilchenphysik der TU Dresden, sowie von der FH Zittau haben Interesse an der Nutzung der geplanten Photoneutronenquelle bekundet. Hauptnutzer der Anlage werden aber die den F & E Projekten „Strahlungsinduzierte Transmutation“, „Nukleare Astrophysik“ und „Teilchen- und Strahlungstransport“ des FZR zugeordneten Wissenschaftler sein. Dazu kommt die Beteiligung von Mitarbeitern des Programmbereichs „Radioökologie“, durch die radiochemische Kompetenz für den Einsatz radioaktiver Proben eingebracht wird.

2 Aufbau der gepulsten Photoneutronenquelle: Übersicht

Die gepulste Photoneutronenquelle befindet sich in der Neutronenhalle der Strahlungsquelle ELBE des Forschungszentrums Rossendorf (siehe Abb. 1.1). In diesem Labor werden im zeitlichen Wechsel zwei weitere Neutronenquellen der TU Dresden betrieben. Es handelt sich dabei um eine DT-Quelle für 14 MeV Neutronen sowie um einen massiven Radiator aus Wolfram, ebenfalls zur Erzeugung von Photoneutronen mit dem Elektronenstrahl von ELBE; beide sind für die Bearbeitung von Aufgabenstellungen aus der Fusionsmaterialforschung vorgesehen. Abb. 2.1 zeigt schematisch die Elektronenstrahlführung wahlweise zur gepulsten Photoneutronenquelle bzw. zum oben genannte Wolframradiator. Die gepulste Neutronenquelle wird so aufgebaut, dass sie mit einem Kollimatorkanal Messungen im Nachbarraum erlaubt. Die zu verwendenden Kollimatoreinsätze können dem Experiment angepasst werden.

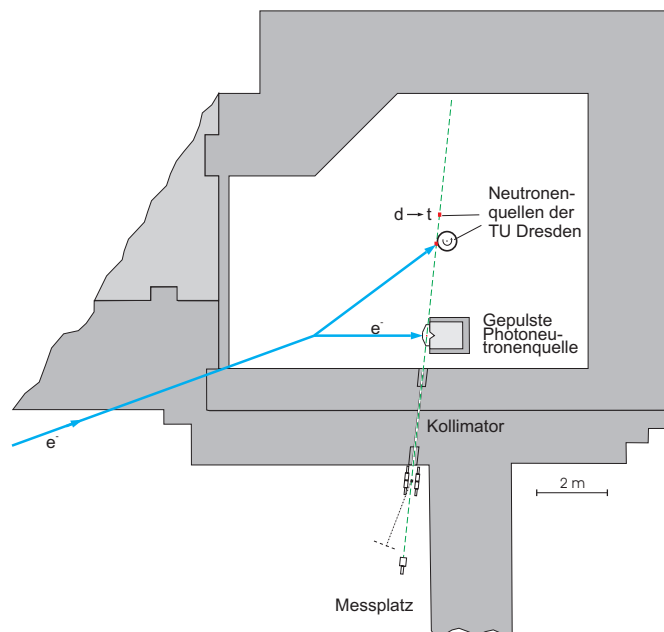


Abbildung 2.1: Übersichtszeichnung der Neutronenhalle an ELBE. Gezeigt sind schematisch die Neutronenquellen sowie die Elektronenstrahlführung. Die Quellen sind auf einer Achse angeordnet, so dass ein gemeinsamer Kollimator für den Messplatz im Nachbarraum verwendet werden kann.

In Abb. 2.2 ist die in Messposition befindliche gepulste Photoneutronenquelle (bestehend aus dem Kreislauf für das flüssige Blei und dem Strahlfänger) über dem Bleihaus im Untergeschoss zu sehen. Die komplette Photoneutronenquelle hat eine Masse von ca. 3,5 t und wird mit Hilfe einer Spindelhubanlage verfahren. Der Hub zwischen Mess- und Ruheposition beträgt 2,80 m. Die nötige Positioniergenauigkeit relativ zum Elektronenstrahl von 0,5 mm in vertikaler und von 0,2 mm in horizontaler Richtung wird mit Hilfe der Hubspindeln selbst und mit einer Linearführung erreicht. Das Bleihaus mit Deckplatte (siehe Abb. 2.3) ist so angelegt, dass die Neutronenhalle während der Messpausen trotz der Aktivierung der Komponenten der Photoneutronenquelle begangen werden kann.

Die Notwendigkeit eines verfahrbaren Targets bedingt, dass der Elektronenstrahl durch zwei Beryllium-Fenster und den dazwischen liegenden Luftspalt geführt werden muss,

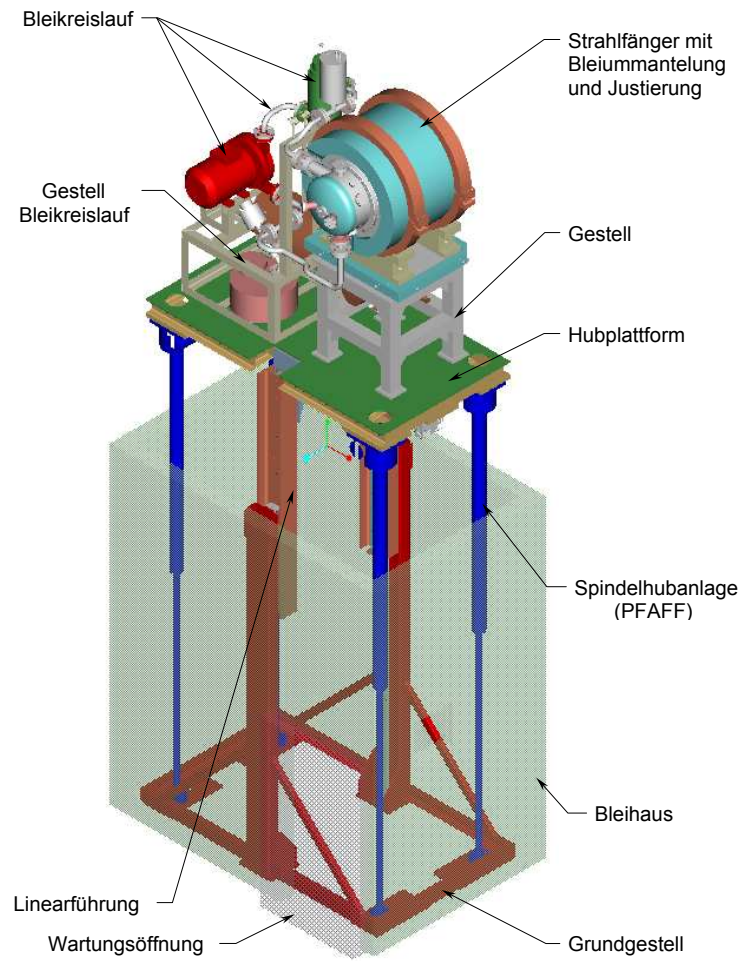


Abbildung 2.2: Aufbau der gepulsten Photoneutronenquelle in der Neutronenhalle des ELBE-Gebäudes. Der Bleikreislauf (mit Neutronenradiator) und der Strahlfänger stehen auf einer Hubplattform und sind in eine Bleiabschirmung versenkbar, wenn die Anlage nicht betrieben wird.

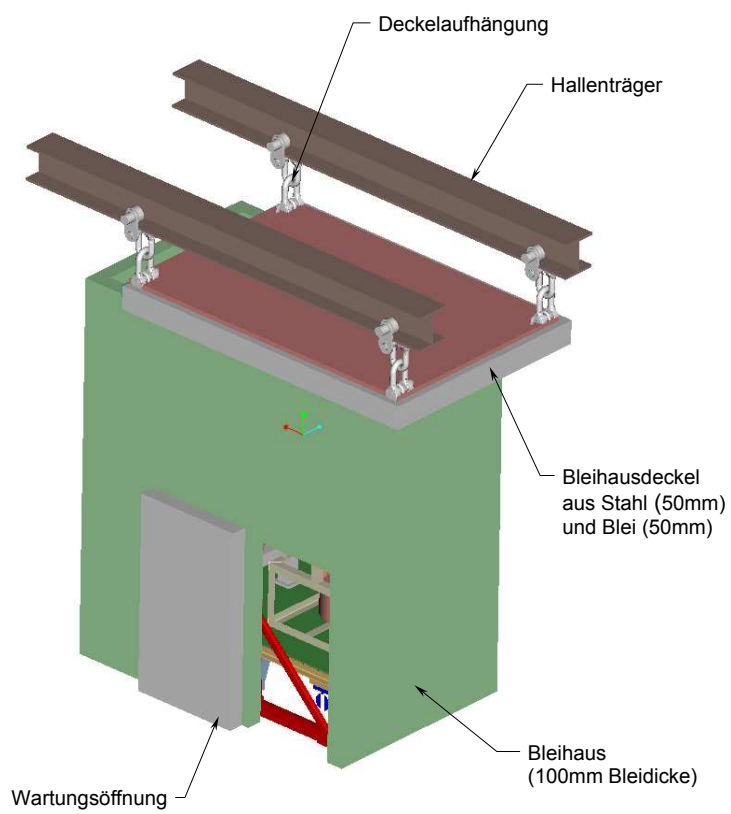


Abbildung 2.3: *Gepulste Photoneutronenquelle eingeschlossen in der Bleiabschirmung.*

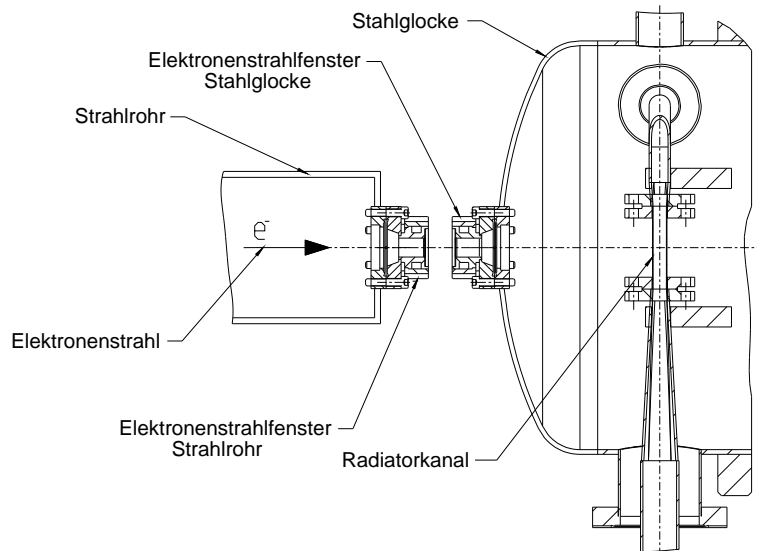


Abbildung 2.4: *Detailzeichnung der Elektronenstrahlführung. Der Elektronenstrahl tritt aus dem Beschleunigervakuum durch zwei Be-Fenster in die Stahlglocke mit dem Neutronenradiator.*

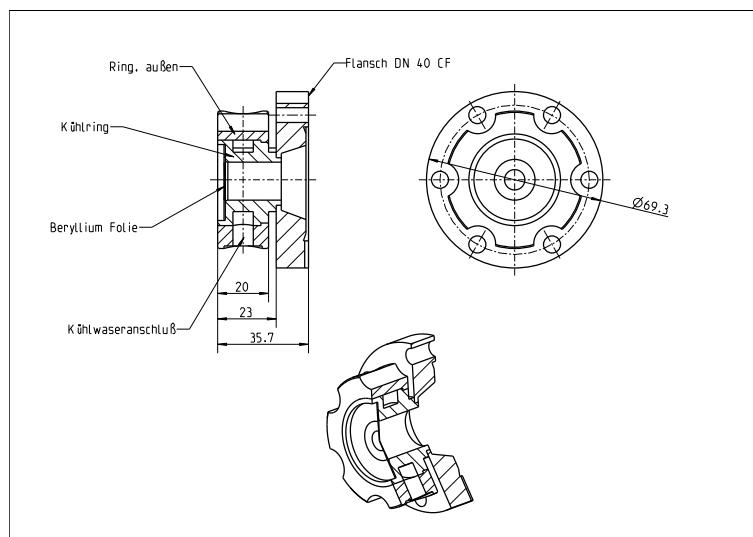


Abbildung 2.5: *Auslegung der Be-Fenster. Die Dicke des Be-Fensters verjüngt sich von 500 μm am Rand auf 200 μm im Bereich des Elektronenstrahls.*

bevor er den Bleiradiator trifft (Abb. 2.4). Die Be-Fenster sind im Bereich des Strahlflecks auf eine Stärke von 200 μm abgedünnt und über den äußeren Rand mit Wasser gekühlt, siehe auch Kap. 3. Es ist daran gedacht, den Spalt zwischen den Fenstern entweder mit trockenem Stickstoff zu durchspülen oder mit einer Manschette zu umfassen und mit einem inerten Gas, z.B. Ar, zu spülen, um unerwünschte Oxidation des heißen Be-Fensters in der Atmosphäre der Neutronenhalle zu vermeiden. Details des gekühlten Fensters sind in Abb. 2.5 dargestellt.

Das ursprüngliche Konzept zur Erzeugung gepulster Photoneutronen sah einen durch

Wärmestrahlung oder zusätzlich konvektiv mit Gas gekühlten, festen Wolframradiator vor. Um aus den Elektronenpulsen im ps-Bereich (unter 10 ps) Neutronenpulse am Radiator mit einer Breite unterhalb von 2 ns erzeugen zu können und um die gewünschte Energieauflösung von $\Delta E/E \leq 1\%$ bei einer kurzen Flugzeitstrecke von ca. 3,6 m zu erreichen, braucht man einerseits ein möglichst kleines Radiatorvolumen, in dem die Neutronen durch (γ, n) -Reaktion aus der Elektronenbremsstrahlung erzeugt werden. Je kleiner das Volumen gewählt werden kann, um so weniger werden die Photoneutronen im Radiator gestreut. Entsprechend erhält man kurze Neutronenpulse, hohe Energieauflösung und einen niedrigen Untergrund an unerwünschten thermischen Neutronen. Andererseits kann das Radiatorvolumen nicht beliebig klein gewählt werden, weil dies die Neutronenquellstärke verringert. Rechnungen haben ergeben, dass das Optimum zwischen Quellstärke und Energieauflösung bei einem kubischen Volumen von etwa 1 cm^3 liegt. Die thermische Analyse hat gezeigt, dass kein dichtes Feststofftarget dieses Volumens bei Elektronenenergien zwischen 20 - 50 MeV und Strömen bis 1 mA durch Wärmestrahlung und Konvektionskühlung unterhalb der Schmelztemperatur gekühlt werden kann. Eine Kühlung mit Wasser wurde ausgeschlossen, da die Neutronen durch Streuung am Wasserstoff moderiert würden. Deshalb ist flüssiges Blei als Radiatormaterial gewählt worden. Das Blei zirkuliert in einem Kreislauf, siehe Abb. 2.6 und Kap. 5. Die durch den Elektronenstrahl eingetragene Energie wird durch einen Wärmetauscher an den Kühlwasserkreislauf abgegeben. Nach Beendigung der Messung fließt das Blei in einen Vorratsbehälter zurück, so dass es nicht im Kreislauf erstarrt. Der Vorratsbehälter ist beheizbar, um das Blei vor jeder Messung erneut verflüssigen und in den Kreislauf zurückfördern zu können. Dies geschieht über ein Argon-Druckpolster. An diese Stelle sollte angemerkt werden, dass die im Blei-Radiator auftretende Leistungsdichte von ca. 10 kW/cm^3 um etwa einen Faktor 10 größer ist als die Leistungsdichte in einem Druckwasserreaktor. Der hier vorgestellte Bleikreislauf stellt damit auch eine ausgezeichnete Testanlage für die Untersuchung entsprechender thermodynamischer Probleme dar.

Im Bereich des Elektronenstrahlbrennflecks wird der Bleikreislauf durch die Vaku-umglocke vor dem Strahlfänger geführt. Der Strahlfänger ist selbst Teil des Vaku-umgefäßes. Dies ist ebenfalls in Abb. 2.6 zu sehen und im Detail in Abb. 2.7 dargestellt. Die Wandung des Bleikreislaufes besteht zum größten Teil aus einem niedrig legierten, schwer aktivierbaren Edelstahlrohr (Durchmesser 27 mm). Wie in Kap. 4.4 gezeigt wird, muss wegen der hohen thermo-mechanischen Lasten im Bereich des auftreffenden Elektronenstrahles ein Kanalsegment aus Molybdän (Mo) eingeflanscht werden. Das Mo-Segment hat eine Wanddicke von 0,5 mm und einen quadratischen Innenquerschnitt von 11,2 mm x 11,2 mm (Abb. 2.8). Die Verjüngung des Querschnittes an dieser Stelle führt zu einer höheren Strömungsgeschwindigkeit des flüssigen Bleis und damit zu verbesserter konvektiver Kühlung der Mo-Wand. Der quadratische Querschnitt wurde gewählt, um die Neutronenausbeute über dem gesamten Strahlfleck zu erhöhen, da durch dass in Strahlrichtung die Elektronen die gleiche Bremsschichtdicke durchlaufen. Dies lässt sich mit einem kreisförmigen Querschnitt nicht erreichen.

Über die genannten Überlegungen hinaus (niedrige Schmelztemperatur des Flüssigmetalls einerseits und hohe Festigkeit des Wandmaterials im relevanten Temperaturbereich andererseits) hat die Wahl der Materialien Pb und Mo im Wesentlichen folgende Gründe: Für hohe Neutronenausbeuten wird ein Material hoher Ordnungszahl benötigt, das die Elektronen effektiv bremst und das eine möglichst hohe Neutronenausbeute für die (γ, n) -Reaktion liefert. Dies ist bei Pb der Fall. Im Unterschied zu Hg wird Pb im

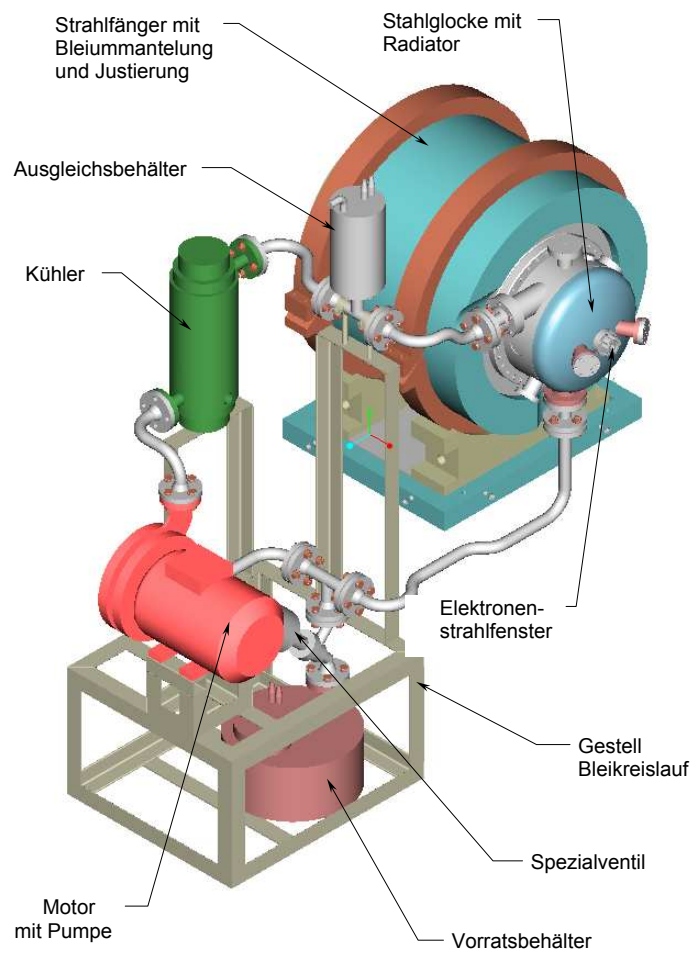
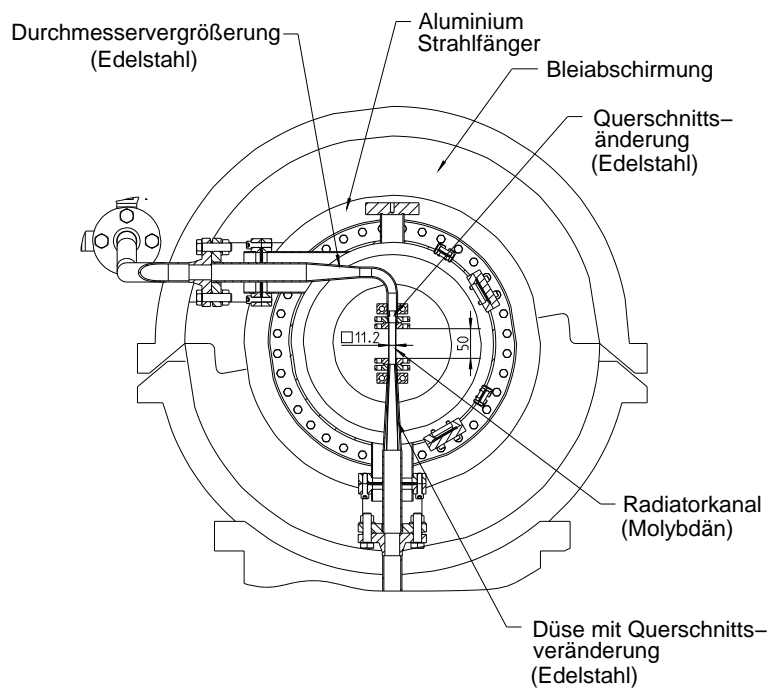


Abbildung 2.6: Anordnung des Flüssigbleikreislaufs.



Bleikreislauf im Bereich des Radiators

Abbildung 2.7: Darstellung des Neutronenradiator. Durch ein Mo-Rohr mit quadratischem Querschnitt im Zentrum der Stahlglocke wird flüssiges Blei gepumpt.

vorliegenden Strahlungsfeld weniger stark aktiviert. Es ist zudem weniger giftig und bietet wegen des großen Abstandes zwischen Schmelz- und Siedetemperatur von etwa 1420 °C höhere Sicherheit beim Anlagenbetrieb, insbesondere bei Störungen mit Ausfall der Kühlung. Die Alternative eines Pb/Bi-Eutektikums wurde wegen der schlechteren Verträglichkeit mit dem Edelstahl als Wandmaterial verworfen. Das Wandmaterial, in dem die Elektronen ebenfalls bereits einen Teil ihrer Energie deponieren, muss vor allem eine gute thermische Leitfähigkeit, eine große Bruchdehnung und eine hohe Schmelztemperatur besitzen, damit lokale heiße Zonen vermieden und thermo-mechanisches Versagen ausgeschlossen werden kann. Von allen betrachteten Wandmaterialien hat sich Mo als einzig mögliche Variante herausgestellt (siehe Tabelle 4.5). Die Verwendung von Be scheitert trotz der im Vergleich zu Mo geringeren Energiedeposition in der Wand an der niedrigen Bruchdehnung insbesondere bei niedrigen Temperaturen nach Abkühlung des Neutronenradiator.

Als Richtwert kann man annehmen, dass ein Elektronenstrahl mit 50 MeV Energie etwa die Hälfte seiner Leistung (ca. 23 kW) im Pb/Mo-Radiator abgibt. Die Leistungsdichteverteilung im Neutronenradiator wird in Kap. 4.2, die resultierende Temperaturverteilung in Kap. 4.3 und die mechanische Belastung des Radiatorkanals in Kap. 4.4 behandelt. Die verbleibende Leistung in Form des durchtretenden Elektronenstrahls, der ebenfalls vorwärts gerichteten Bremsstrahlungskeule und der nahezu isotrop abgestrahlten Neutronen muss soweit wie möglich im Strahlfänger hinter dem Radiator absorbiert und von dort auf möglichst niedrigem Temperaturniveau abgeführt werden. Aus diesem Grund ist ein direkt mit Wasser gekühlter Strahlfänger mit einem Kerndurchmesser von 500 mm im Abstand von 70 mm hinter dem Neutronenradiator angeordnet (Abb. 2.9). Die Temperatur des Strahlfängers muß möglichst niedrig sein,

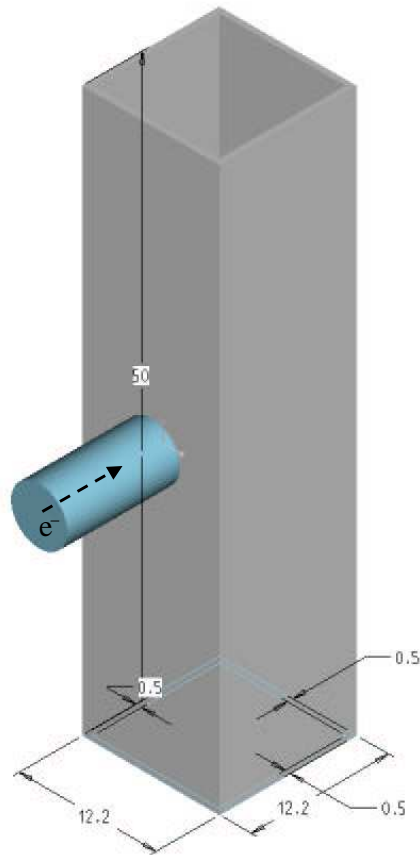


Abbildung 2.8: Darstellung des Mo-Segments. Durch ein Mo-Rohr mit quadratischem Querschnitt im Zentrum der Stahlglocke wird flüssiges Blei gepumpt. Im vom Elektronenstrahl durchsetzten Volumen erzeugt die entstehende Bremsstrahlung Neutronen durch (γ, n) Reaktionen.

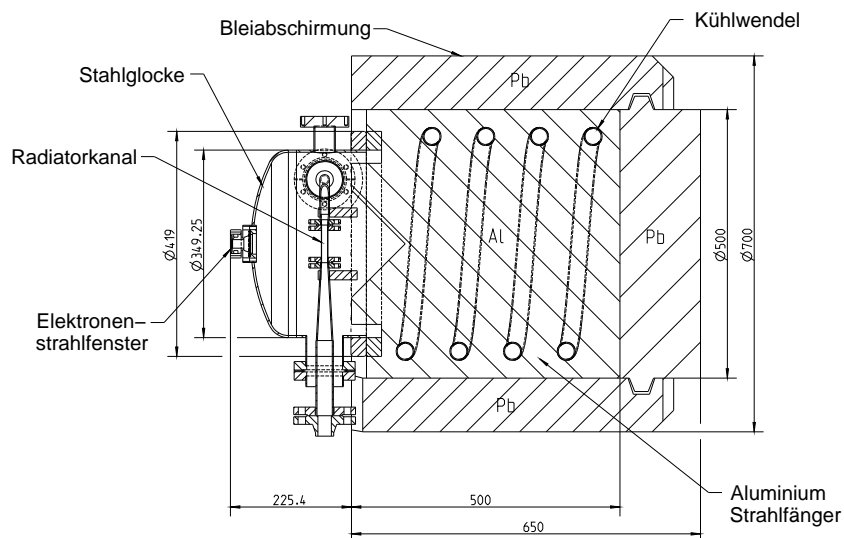


Abbildung 2.9: Entwurf des Strahlfängers. Der zylindrische Reinstaluminiumkörper wird durch eine wasserdurchflossene Edelstahlwendel gekühlt. Die Bleiabschirmung dient dem Strahlenschutz.

um die Wärmebelastung des Radiators durch Wärmestrahlung des Strahlfänger so gering wie möglich zu halten. Der Strahlfänger besteht aus reinem Aluminium, das vergleichsweise wenig aktiviert wird und eine gute Wärmeleitfähigkeit besitzt. In den Aluminium-Grundkörper wird eine Wendel aus einem Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von 30 mm eingegossen. Dieses Rohr wird zur Abfuhr der in den Strahlfänger eingetragenen Wärmeleistung von Wasser durchströmt, das schließlich über den Wärmetauscher der Neutronenhalle gekühlt wird. Das Wasser und das Aluminium des Strahlfängers bewirken dabei auch eine Abschirmung der Neutronen und Elektronen. Um auch den Strahlungsuntergrund an Photonen in der Neutronenhalle und den angrenzenden Räumen zu reduzieren, wird der Aluminiumkörper von Pb ummantelt (siehe ebenfalls Abb. 2.9). Rechnungen zur Energie- und Temperaturverteilung im Strahlfänger werden in Kap. 6.2 diskutiert. Die Äquivalentdosisleistung am Neutronenradiator, am Strahlfänger und ausserhalb der Neutronenhalle werden in Kap. 6.3 und in Kap. 6.5 dargestellt. Die mit Neutronenaktivierung verbundene Problematik wird in Kap. 6.4, und 7 behandelt.

Da die Elektronen und die Bremsstrahlung eine ausgeprägte Strahlungskeule in Vorwärtsrichtung bilden, die Neutronen dagegen nahezu isotrop abgestrahlt werden, ist es sinnvoll, die Neutronen für die Messung der Wirkungsquerschnitte am Messplatz im an die Neutronenhalle angrenzenden Raum (siehe Abb. 2.1) unter einem Winkel von ca. 90° in Bezug zur Einfallsrichtung der Elektronen auszukoppeln. Dies geschieht über ein dünnes Edelstahlfenster in der Stahlglocke und über den Kollimator zwischen Neutronenhalle und Messraum. Zudem ist darauf zu achten, dass, auch in rückwärtiger Richtung vom Messplatz aus gesehen, wenig Material in der Stahlglocke angeordnet ist, an dem die primären Neutronen gestreut werden. Auf diese Weise wird erreicht, dass der Untergrund durch diese gestreuten, langsamen Neutronen am Messplatz niedrig bleibt. Die Berechnungen zum Strahlungsuntergrund und zur Pulsstruktur der Neutronen am Messplatz werden in Kap. 8 präsentiert. Der Kollimatoraufbau und Simulationen zum Neutronenfluss werden in Kap. 9 dargestellt. Die Entwicklung von Detektoren zum Nachweis von Neutronen und Photonen aus Neutroneneinfangreaktionen ist in Kap. 10 beschrieben.

3 Beryllium-Trennfolien

Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, bedingt die Konzeption der verfahrbaren Targets, dass der Elektronenstrahl einige Zentimeter durch Luft geführt werden muss. Damit muss sowohl das Ende des Elektronenstrahlrohres als auch der Eintritt in die Stahlglocke durch je ein Folienfenster abgeschlossen werden. Als Material für diese Fenster wird Beryllium verwendet. Da Beryllium stark toxisch ist und ein Bruch des Fensters zu einer schwer zu beseitigenden Verschmutzung des Strahlrohres führen kann, wurde untersucht, ob es durch andere Materialien ersetzt werden kann. Insbesondere wurde eine Fensterversion betrachtet, die bei DESY (Hamburg) am TTF2 verwendet wird. Diese besteht aus einer Sandwich-Anordnung aus Kohlenstoff und Titan. Dabei wird die im Fenster deponierte Energie als Wärme über den Kohlenstoff abgeführt. Das Titan sorgt für die UHV-Dichtung des Strahlrohres. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass dieser Fenstertyp in unserem Anwendungsfall nicht geeignet ist, weil die Wärmeleitfähigkeit von Kohlenstoff (bei etwa gleicher Energieabsorption pro Länge von C und Be) je nach Struktur des Kohlenstoffmaterials auch im günstigsten Fall weniger als die Hälfte derjenigen von Beryllium beträgt. In der Anwendung bei TTF2 wird dieser Nachteil in Kauf genommen, weil dort das Hauptproblem darin besteht, dass die Hochfrequenz des Beschleunigers gepulst ist und damit Temperaturoszillationen in der Fensterfolie auftreten, die von Kohlenstoff weitaus besser verkraftet werden als von Beryllium. Bei ELBE dagegen treten durch den cw-Betrieb keine Temperaturoszillationen auf. Allerdings sind hier die Anforderungen an die Strahlaustrittsfenster dadurch höher, dass der Strahl auch nach dem Durchtritt durch das Fenster noch so scharf gebündelt sein muss, dass er nicht am Neutronenradiator vorbeigeht. Bei TTF2 dagegen wird der Elektronenstrahl nach dem Durchgang durch das Fenster nicht mehr genutzt sondern direkt in den Strahlfänger geführt. Der Strahl kann damit dort schon vorher aufgefächert werden, was zur Verringerung der Maximaltemperatur im Zentrum der Fensterfolie führt. Bei ELBE dagegen führt die erforderliche scharfe Bündelung des Strahls zu hohen Temperaturen, die ein Material mit sehr guter Wärmeleitfähigkeit verlangen. Deshalb wurde in unserem Fall an Beryllium als Fensterfolienmaterial festgehalten.

Die Ergebnisse einer thermischen Analyse, d. h., die auftretenden Maximaltemperaturen im Zentrum der Folien als Funktion des Folien- und des Strahldurchmessers, zeigt Tabelle 3.1.

Durchmesser Be-Fenster	Durchmesser Strahl	T_{\max} im Be-Fenster
16 mm, konisch	3 mm	804 °C
16 mm, konisch	8 mm	434 °C
10 mm, konisch	3 mm	633 °C

Tabelle 3.1: *Temperaturen im Berylliumfenster für verschiedene Parameterwerte.*

Bei der Rechnung wurde ein Leistungseintrag in die Folien von 300 W/mm bei einem mittleren Elektronenstrom von 1 mA zugrunde gelegt. Die Temperatur am Rand des Folienfensters wird durch Kühlung des Flansches auf 35 °C festgehalten. Es wurde eine linear vom Zentrum der Folie aus ansteigende Dicke von 0,2 mm bis 0,5 mm gewählt. Die technische Realisierung der Strahlfenster einschließlich des Flanschmoduls ist in

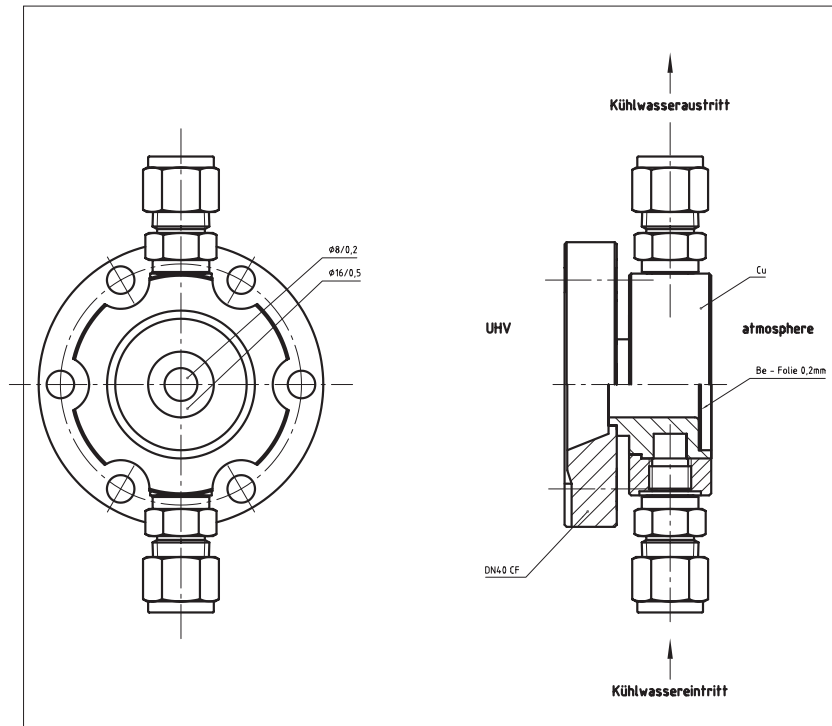


Abbildung 3.1: Flanschmodul mit Berylliumtrennfolie. Gezeigt sind u.a. die Flanschkuhlung und die Einbindung der Trennfolie.

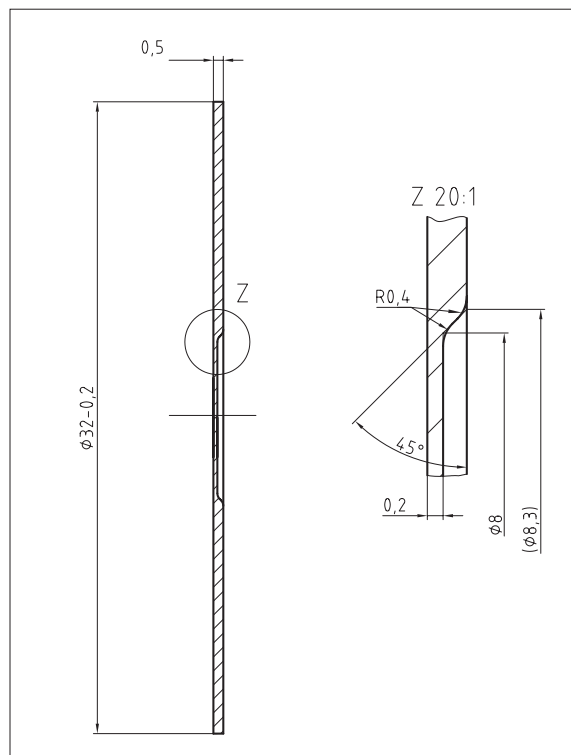


Abbildung 3.2: Beryllium-Trennfolie mit abgestufter Dicke.

den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellt. Dabei wurde die Berylliumfolie aus Gründen der einfacheren technologischen Realisierbarkeit nicht als konische Folie hergestellt, sondern als Folie mit konstanter Dicke von 0,2 mm im Innenbereich (bis 8 mm Durchmesser) und mit 0,5 mm Dicke im Außenbereich (bis 16 mm Durchmesser). Die Wärmeableitung von den Folien zum Kühlflansch ändert sich dabei im Vergleich mit einer konischen Folie nur minimal, so dass die in Tabelle 3.1 angegebenen Temperaturwerte weiterhin annähernd richtig sind.

Für die Winkelaufstreuung des Elektronenstrahls durch den zentralen Teil der Berylliumfolie (0,2 mm) wurde ein Wert von $\theta_{\text{rms}} = 11$ mrad berechnet. Das führt für 200 mm Abstand zwischen dem Austrittsfenster des Beschleunigerstrahlrohres und dem Eintrittsfenster der Stahlglocke zu einer Aufweitung des Elektronenstrahldurchmessers von 4,4 mm. Wenn beim Experiment kleine Strahldurchmesser auf der Fensterfolie gewählt werden, können entsprechend Tabelle 3.1 im Zentrum des Austrittsfensters Temperaturen auftreten, die 600° überschreiten. Dabei besteht auf der Außenseite der Folie die Gefahr von Korrosion durch den in der Luft enthaltenen Wasserdampf. Deshalb wird vorgesehen, die Folienfenster auf dieser Seite mit Stickstoffgas anzublasen oder eine Manschette um beide Fenster zu legen, die mit einem inerten Gas, z. B. Ar, gespült wird.

4 Neutronenradiator

4.1 Abmessungen des Neutronenradiators

Der Neutronenradiator, dargestellt in Abb. 4.1, besteht aus einem Molybdän-Kanal der Wandstärke 0,5 mm, durch welchen flüssiges Blei fließt. Die Breite und die Tiefe des Kanalquerschnitts betragen je 11,2 mm, was zwei Strahlungslängen, ($X_0 = 5,6$ cm), von Blei entspricht. Die in den Teilchentransportrechnungen betrachtete Höhe des Kanals (z -Richtung, Abb. 4.1) wurde entsprechend der Problemstellung variabel gewählt.

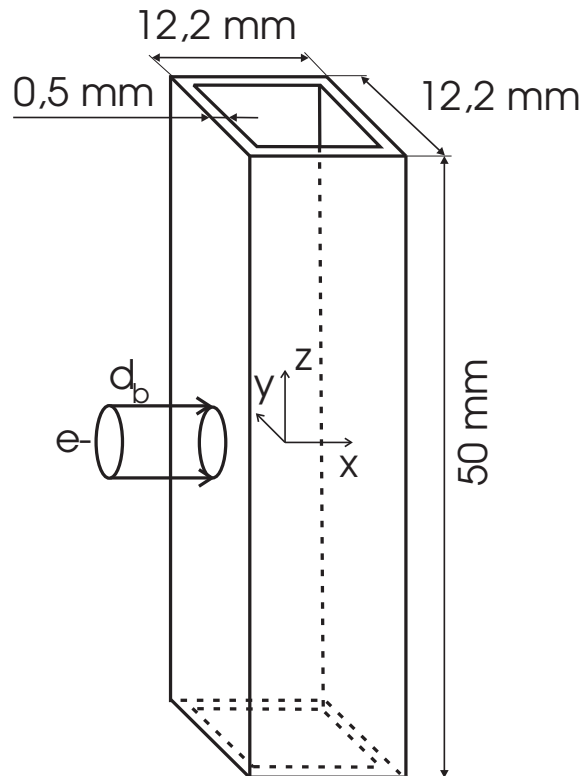


Abbildung 4.1: Geometrie der Molybdän-Kanalwand des Neutronenradiators. In den folgenden Ausführungen wird immer ein rechtshändiges Koordinatensystem betrachtet. Der Koordinatenursprung befindet sich in der Mitte des Radiators. Das flüssige Blei zirkuliert in einer Bleischleife und durchströmt den Kanal in z -Richtung von unten nach oben.

Die Parameter, die im Wesentlichen die Neutronenintensität am Messplatz bestimmen, sind die Radiatorgröße und der nutzbare Querschnitt, die Elektronenenergie, der Elektronenstrom und die Länge des Flugweges der Neutronen. Da die Neutronen nahezu isotrop aus dem Radiator emittiert werden, hat die Richtung, unter der die Neutronen entkoppelt werden, auf die Neutronenintensität am Messplatz einen geringeren Einfluss. Die Richtung ist gegeben durch den Vektor $(-\sin 5,315^\circ, -\cos 5,315^\circ, 0)$, der die Mittelachse der Bohrung durch die Betonwand, die die Neutronenhalle und den Messraum trennt, beschreibt (vgl. Abb. 2.1). Die maximale Elektronenenergie an ELBE ist derzeit zu $E_{e^-} = 40$ MeV ausgelegt und die maximal erreichbare Elektronenstromstärke beträgt $I_{e^-} = 1$ mA. Die gegebenen Räumlichkeiten in der ELBE-Halle

ermöglichen bei Positionierung des Messplatzes in einer minimalen Entfernung von 20 cm hinter der Betonwand eine Flugweglänge von mindestens $L_{ToF} = 362$ cm. Im Teilbericht [FZR-369] zu dem vorliegenden DFG-Projekt betragen die Breite und Tiefe des Radiator-Kanalquerschnitts jeweils eine Strahlungslänge von Blei ($X_0 = 5,6$ mm). Dieser Radiator sei bezeichnet als $1X_0$ -Radiator. Mit dem Programm MCNP wurden Neutronenflüsse und -ströme berechnet. Als Geometrie-Eingabe wurde nur der Bleiradiator ohne Hülle betrachtet, d. h. es wurden keine weiteren Komponenten berücksichtigt. Für einen normalverteilten Elektronenstrahl der Energie 30 MeV und $\sigma = 1$ mm erhält man bei einer Stromstärke von 1 mA am Messplatz nach einem Flugweg von $L_{ToF} = 361,55$ cm eine Neutronenstromdichte von $\Psi_n \approx 4,8 \cdot 10^6 / (\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. Für diese Größenordnung der Neutronenstromdichte sind die Raten der zu messenden Reaktionen zum Teil sehr klein. Die Erhöhung der Elektronenenergie auf $E_{e^-} = 40$ MeV liefert eine Neutronenstromdichte von $\Psi_n \approx 6 \cdot 10^6 / (\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ (s. auch Tab. 4.1). Es ist allerdings bei Flugzeitexperimenten mit markierten Neutronen zu beachten, dass sich im Energiebereich der jeweiligen Messung die Neutronenpulse am Messplatz überlappen können, d. h. langsame Neutronen, produziert vom i -ten Elektronenpuls, werden von schnellen Neutronen aus dem $(i+1)$ -ten Elektronenpuls ein- oder überholt. Um die Neutronenpulse trennen zu können, müssen daher Elektronenpulse der Quelle ausgeblendet werden, was zu einer Verringerung der Neutronenstromdichte führt. Würde bei der derzeitigen ELBE-Elektronenquelle (Frequenz 13 MHz, Pulsabstand 77 ns) nur jeder 4. Elektronenpuls verwendet werden, erreichen die im Radiator generierten Photonen den Messplatz alle 308 ns. Dies bestimmt somit die kleinste zu verwendende Neutronenenergie, welche ungefähr 660 keV beträgt. Bei diesen Überlegungen ist aber zu berücksichtigen, dass der ELBE-Linac vorraussichtlich im Jahr 2007 mit einer Photoelektronenquelle ausgerüstet wird, die eine mittlere Stromstärke von 1 mA schon bei einer Wiederholrate von 1 MHz erlauben soll. Bei dieser Rate können Neutronen bis hinunter zu 70 keV ohne Mehrdeutigkeit zu den Detektoren gelangen, bei einer vierfachen Untersetzung bis zu ca. 5 keV. Die Verwendung nur jedes 4. Elektronenpulses reduziert die Neutronenstromdichte am Messplatz auf ein Viertel. Daher ist es wünschenswert, die Neutronenstromdichte am Messplatz zu erhöhen, z. B. durch Vergrößerung des Radiators. Dies bedeutet allerdings auch eine Verschlechterung der Energieauflösung. Bei einer hier berechtigten nichtrelativistischen Betrachtung ergibt sich die relative Energieauflösung:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_n}{L_n}\right)^2}. \quad (4.1)$$

Die absolute Zeitauflösung ergibt sich aus der Breite des Neutronenpulses am Radiator und aus der absoluten Zeitauflösung des Detektors, d.h.

$$\Delta t_{ToF} = \sqrt{(\Delta t_{\text{Radiator}})^2 + (\Delta t_{\text{Detektor}})^2}. \quad (4.2)$$

In einer MCNP-Rechnung wurden Bleiradiatoren (ohne Kanalwand) mit Breiten B und Tiefen T von jeweils 1, 2 und 3 Strahlungslängen betrachtet. Die Inzidenzelektronen waren um die Strahlrichtung normalverteilt mit $\sigma = 1$ mm und die Energie betrug $E_{e^-} = 40$ MeV. Berechnet wurde der zeitabhängige Neutronenstrom durch die seitliche Austrittsfläche ($y = -B/2$) über die gesamte Tiefe ($-T/2 < x < T/2$) und über eine Höhe von 2 cm ($-1 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$). Es wurden die Neutronen gezählt, deren Flugrichtung einen Winkel kleiner als 1° zur Normalen der Austrittsfläche hatten. Aus den pulsförmigen Kurvenverläufen, die in Kapitel 4.6 dargestellt sind, wurden die

Zeitaufösungen $\Delta t_{\text{Radiator}}$ (FWHM) am Radiator abgelesen (s. Tab. 4.1). Der Abstand der Austrittsfläche zur Elektronenstrahlachse ist entsprechend der Radiatorbreite B unterschiedlich, $B/2 = 2,8$ mm, 5,6 mm und 8,4 mm. In Kapitel 4.6 wird für alle hier betrachteten Radiatorgrößen zusätzlich der zeitabhängige Neutronenstrom durch eine Fläche mit festem Abstand zur Elektronenstrahlachse von 8,5 mm berechnet.

Ausgehend von den Werten $\Delta t_{\text{Radiator}}$ und einer realistisch eingeschätzten Detektorzeitaufösung von 600 ps (FWHM) ergeben sich die jeweiligen Zeitaufösungen Δt_{ToF} . In der letzten Spalte der Tab. 4.1 sind für die betrachteten Radiatorvarianten die Verschlechterungen der Energieaufösungen bezogen auf den $1X_0$ -Radiator ($B = T = 1X_0$) angegeben. Der Zuwachs an Neutronen am Messplatz bei zunehmender Dicke des Radiators von $X_0 = 5,6$ mm auf $2X_0 = 11,2$ mm ist bedeutend größer als von $2X_0$ auf $3X_0$. Die größere Dicke bringt einen bedeutend kleineren Zuwachs an Neutronen. Wesentlich günstiger ist der Radiator mit $B = 1X_0$ und $T = 2X_0$. Um jedoch die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, dass möglichst alle Inzidenzelektronen den Radiator treffen, wurde eine Radiatorbreite von $2X_0$ gewählt. Für Neutronen mit Energien $E_n < 4$ MeV und $\Delta t_{\text{ToF}} \approx 660$ ps ergibt sich bei einer Flugstrecke von $L_{\text{ToF}} = 361,55$ cm eine Energieaufösung von $\Delta E/E < 1\%$. Im Vergleich zum $1X_0$ -Radiator verschlechtert sich die Energieaufösung für den $2X_0$ -Radiator ($B = T = 2X_0$) um 6,2%.

Radiator-		n-Fluss am Messplatz		n-Fluss am Messplatz für $E_n > 660$ keV $n/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$	$\Delta t_{\text{Radiator}}$ FWHM an der Radiatoroberfläche ps	Δt_{ToF} bei $\Delta t_{\text{Det.}} = 600$ ps	Änderung von $\Delta E/E$ bezogen auf $B = T = 1X_0$
Breite B in X_0	Tiefe T in X_0	bei $I_{e^-} = 1$ mA $n/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$	Faktor bezogen auf $B = T = 1X_0$				
1	1	$6,06 \cdot 10^6$	1	$5,21 \cdot 10^6$	170	624	0,0%
1	2	$1,38 \cdot 10^7$	2,27	$1,18 \cdot 10^7$	185	628	0,7%
1	3	$1,81 \cdot 10^7$	2,98	$1,55 \cdot 10^7$	200	632	1,4%
2	1	$6,34 \cdot 10^6$	1,05	$5,45 \cdot 10^6$	230	643	3,0%
2	2	$1,60 \cdot 10^7$	2,65	$1,37 \cdot 10^7$	280	662	6,2%
2	3	$2,25 \cdot 10^7$	3,71	$1,92 \cdot 10^7$	290	666	6,9%
3	1	$6,28 \cdot 10^6$	1,04	$5,40 \cdot 10^6$	320	682	9,4%
3	2	$1,65 \cdot 10^7$	2,72	$1,41 \cdot 10^7$	340	690	10,6%
3	3	$2,38 \cdot 10^7$	3,92	$2,03 \cdot 10^7$	375	708	13,5%

Tabelle 4.1: Mit MCNP berechnete Neutronenstromdichte am Messplatz und abgeschätzte Energieaufösung für verschieden große Bleiradiatoren ($E_{e^-} = 40$ MeV, $I_{e^-} = 1$ mA und $L_{\text{ToF}} = 361,55$ cm); Geometrie-Eingabe in MCNP: Nur der Bleiradiator ohne Hülle, keine weiteren Komponenten.

4.2 Leistungsdichteverteilung im Neutronenradiator

Die Bestimmung der Leistungsdichteverteilung im Neutronenradiator, welche aus der Verteilung der deponierten Energie und der Annahme einer Stromstärke von 1 mA berechnet wird, ist die Grundlage für die Berechnung der Temperaturverteilung im

Neutronenradiator (s. Kapitel 4.3). Mit dem Programm FLUKA wurden für zwei Strahlenergien (30 MeV und 50 MeV) sowie für zwei Strahldurchmesser (3 mm und 8 mm) Rechnungen zur Verteilung der Leistungsdichte im Radiator durchgeführt. Ein engmaschiges Gitter mit Schrittweiten zwischen $100\ \mu\text{m}$ und $600\ \mu\text{m}$ wurde über die Radiator-Geometrie gelegt. Getrennt betrachtet werden der Bereich des flüssigen Bleis sowie drei Kanalwandbereiche: A) die Seite des Kanals, auf welchen der Elektronenstrahl direkt trifft, B) die Wandseite, aus welcher der Strahl in Strahlrichtung austritt und C) die beiden seitlichen Kanalwände. In den einzelnen Volumenelementen wird die deponierte Energie (bei Annahme einer Stromstärke I die deponierte Leistung) berechnet. Die Radiator-Höhe beträgt in den Teilchentransportrechnungen 6 cm ($\Delta z = \pm 3\text{ cm}$). Da 98,5 % der im Neutronenradiator deponierten Energie im Höhenbereich von $\Delta z = \pm 1\text{ cm}$ registriert werden, wird das Berechnungsgitter auf diesen Höhenbereich beschränkt. Die integralen Werte der in den 4 Seiten der Molybdän-Kanalwand sowie im flüssigen Blei deponierten Energie bei verschiedenen Strahlenergien und -durchmessern sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Strahl-Energie	30 MeV		50 MeV	
	3 mm	8 mm	3 mm	8 mm
Strahldurchmesser d_b				
ΔE Mo-Wandseite A (Strahleintritt)	0,74	0,74	0,73	0,73
ΔE Mo-Wandseite B (Strahlaustritt)	0,12	0,11	0,40	0,38
ΔE Mo-Wandseiten C (seitlich)	0,12	0,19	0,15	0,25
Summe ΔE Mo-Kanal ($z = \pm 1\text{ cm}$)	0,98	1,04	1,28	1,36
ΔE flüssiges Blei ($z = \pm 1\text{ cm}$)	16,67	16,22	22,48	21,92
Summe ΔE Neutronenradiator	17,65	17,26	23,76	23,28

Tabelle 4.2: *Deponierte Energie pro Inzidenzelektron in MeV im Neutronenradiator bei $E_0 = 30\text{ MeV}$ bzw. $E_0 = 50\text{ MeV}$ sowie bei verschiedenen Strahlbreiten. Die Wanddicke des Molybdän-Kanals beträgt 0,5 mm; die Breite und Tiefe des Radiators beträgt 12,2 mm und der betrachtete Höhenbereich liegt zwischen $\pm 1\text{ cm}$.*

Zur Darstellung der Verteilungen der deponierten Leistung für ausgewählte Bereiche im flüssigen Blei wurden Rechnungen mit einem größeren geometrischen Gitter durchgeführt. Betrachtet wurden 16 Abschnitte auf der x- und der y-Achse ($\Delta x = \Delta y = 0,7\text{ mm}$) und 20 Abschnitte auf der z-Achse ($\Delta z = 0,5\text{ mm}$) (das Koordinatensystem ist in Abb. 4.1 definiert). Die Ergebnisse für die Strahlenergie 30 MeV sind in den Abb. 4.2 (Bereiche des Strahleintritts) und 4.3 (Bereiche am Radiatorrand) und für 50 MeV entsprechend in den Abb. 4.4 bzw. 4.5 dargestellt. Zum Vergleich sind in den Abbildungen die Materialkanten der im Teilbericht [FZR-369] beschriebenen schmaleren Radiator-Variante markiert.

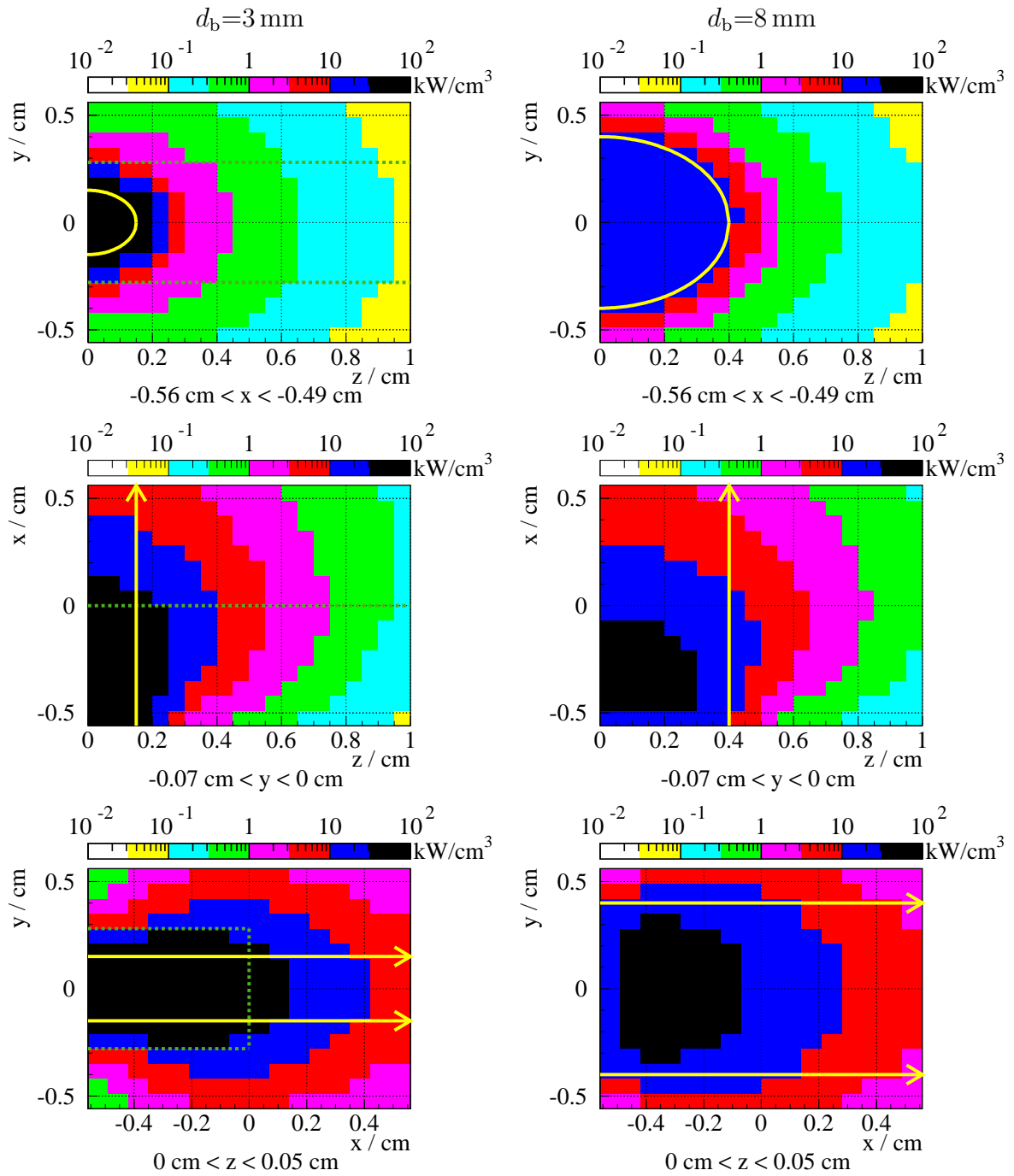


Abbildung 4.2: Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b = 3 \text{ mm}$ (linke Spalte) und $d_b = 8 \text{ mm}$ (rechte Spalte) bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$;
 Oben: Radiatorrand bei Strahleintritt; Mitte und Unten: mittlere Bereiche des Radiators. Zur Orientierung zeigen die gelben Pfeile die Strahlrichtung mit maximalem Strahldurchmesser; in der linken Spalte zeigen die gepunkteten Linien zum Vergleich die Begrenzung des schmalen Radiators.

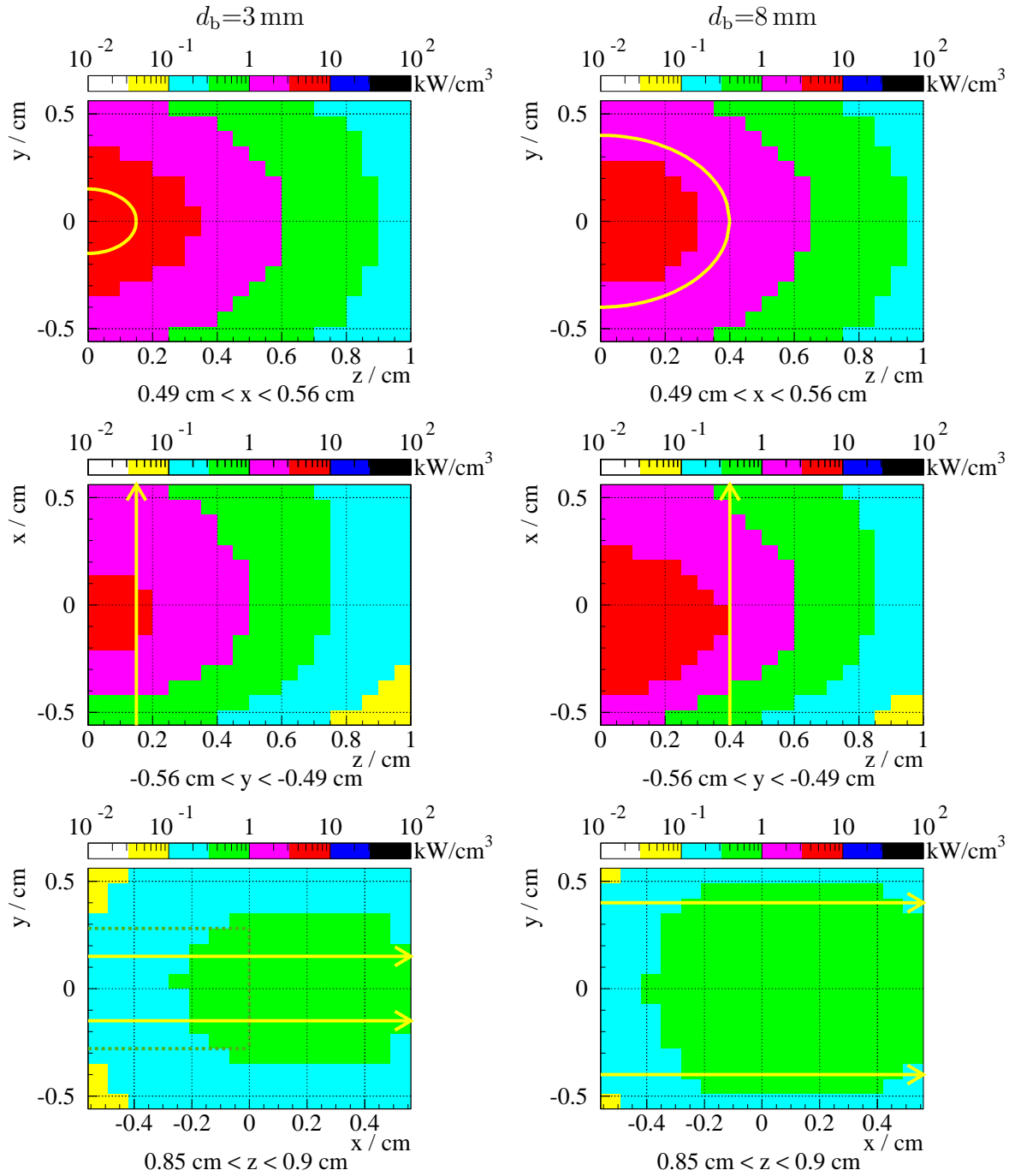


Abbildung 4.3: Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b = 3 \text{ mm}$ (linke Spalte) und $d_b = 8 \text{ mm}$ (rechte Spalte) bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$;
 Oben: Radiatorrand bei Strahlaustritt; Mitte: rechter Radiatorrand; Unten: Radiatorrand in ca. 1 cm Höhe. Zur Orientierung zeigen die gelben Pfeile die Strahlrichtung mit maximalem Strahldurchmesser; links unten zeigen die gepunkteten Linien zum Vergleich die Begrenzung des schmalen Radiators.

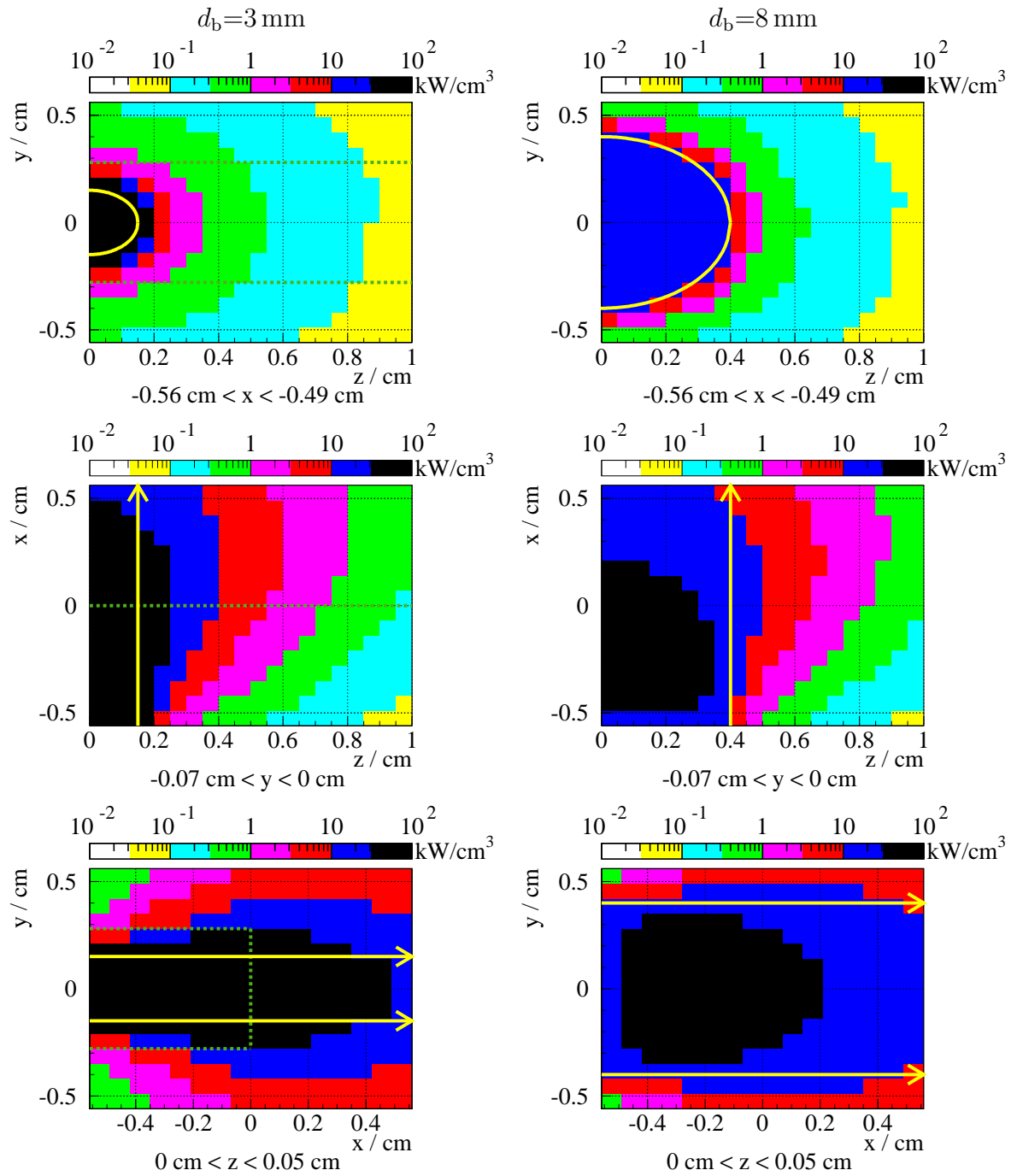


Abbildung 4.4: Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b = 3 \text{ mm}$ (linke Spalte) und $d_b = 8 \text{ mm}$ (rechte Spalte) bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$;
 Oben: Radiatorrand bei Strahleintritt; Mitte und Unten: mittlere Bereiche des Radiators. Zur Orientierung zeigen die gelben Pfeile die Strahlrichtung mit maximalem Strahldurchmesser; in der linken Spalte zeigen die gepunkteten Linien zum Vergleich die Begrenzung des schmalen Radiators.

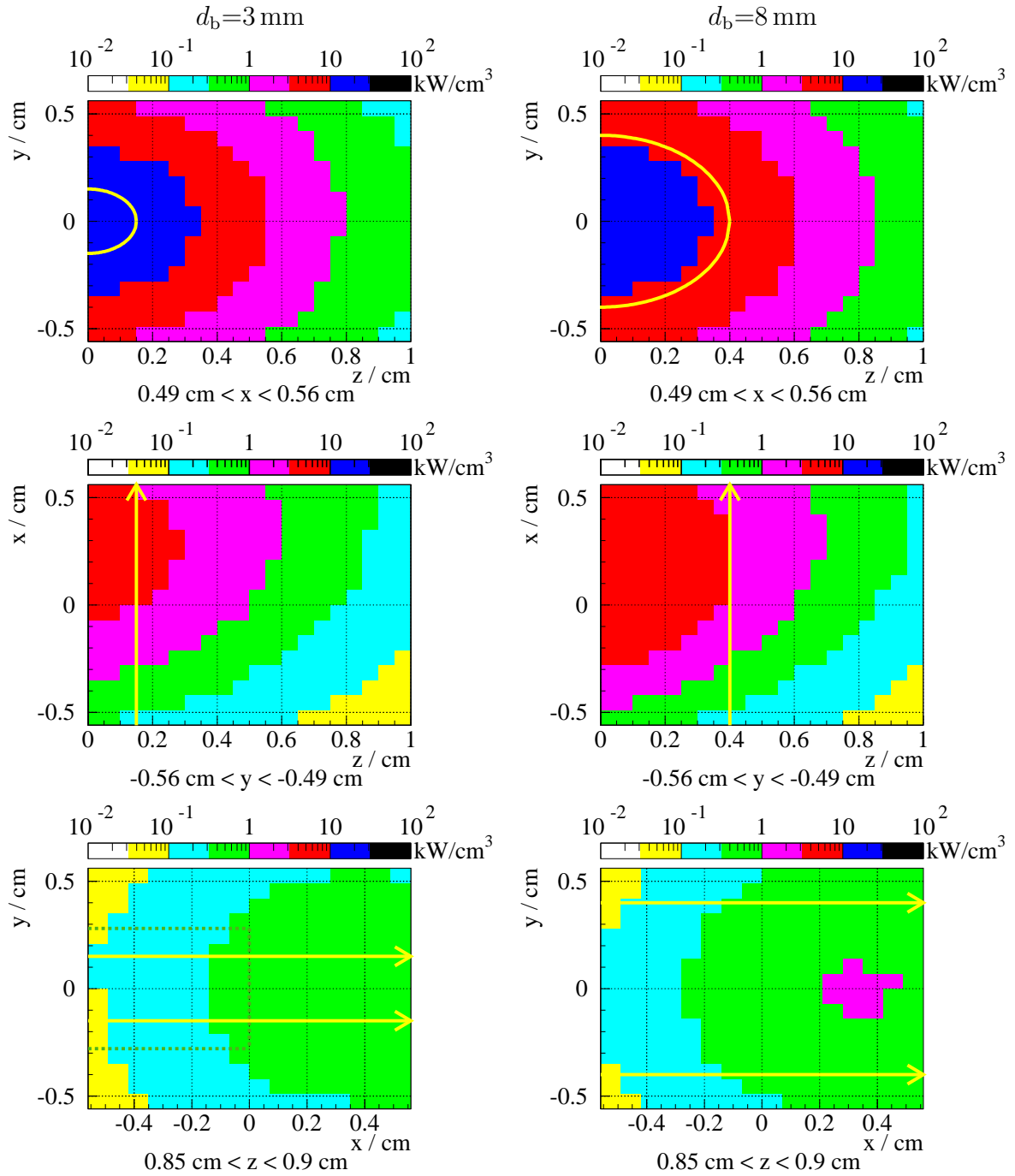


Abbildung 4.5: Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b=3 \text{ mm}$ (linke Spalte) und $d_b=8 \text{ mm}$ (rechte Spalte) bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$;

Oben: Radiatorrand bei Strahlaustritt; Mitte: rechter Radiatorrand; Unten: Radiatorrand in ca. 1 cm Höhe. Zur Orientierung zeigen die gelben Pfeile die Strahlrichtung mit maximalem Strahldurchmesser; links unten zeigen die gepunkteten Linien zum Vergleich die Begrenzung des schmalen Radiators.

4.3 Temperaturverteilung im Neutronenradiator

Aufbauend auf den mit dem Programm FLUKA berechneten Leistungsdichteverteilungen in der Molybdän-Kanalwand und im flüssigen Blei (s. Tab. 4.2) wurden mit dem Programm FIDAP [FIDAP] die Temperaturverteilungen bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten berechnet. Ausgegangen wurde von einer Stromstärke von 1 mA, zwei Strahlenergien 30 MeV und 50 MeV, sowie zwei Strahldurchmessern 3 mm und 8 mm. Die Kanalwand aus Molybdän hat eine Dicke von 0,5 mm und der Kanalquerschnitt beträgt 11,2 mm × 11,2 mm. In den FIDAP-Rechnungen wurden die Eintrittstemperatur und die Wandtemperatur am Kanaleingang mit 400 °C angenommen. In Tab. 4.3 sind die Ergebnisse der FIDAP-Rechnungen zusammengefasst.

Energie	30 MeV			50 MeV		
$v_{\text{Pb}} / (\text{m/s})$	1	2	5	1	2	5
Strahldurchmesser 3 mm						
$T_{\text{max} wand} / ^\circ\text{C}$	1435	1175	910	1423	1168	907
$T_{\text{max} Pb} / ^\circ\text{C}$	1379	1095	802	1367	1088	799
$T_{\text{out}} / ^\circ\text{C}$	434 - 612	415 - 525	405-459	452 - 611	418 - 522	404 - 458
$\langle T_{\text{out}} \rangle / ^\circ\text{C}$	488	444	417	519	459	423
Strahldurchmesser 8 mm						
$T_{\text{max} wand} / ^\circ\text{C}$	818	675	553	808	669	550
$T_{\text{max} Pb} / ^\circ\text{C}$	805	658	533	795	652	530
$T_{\text{out}} / ^\circ\text{C}$	437 - 577	417 - 497	406 - 442	485 - 573	437 - 494	412 - 441
$\langle T_{\text{out}} \rangle / ^\circ\text{C}$	489	442	417	520	459	424

Tabelle 4.3: Charakteristische Temperaturen im Radiator bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $E_0 = 50 \text{ MeV}$ berechnet mit dem Programm FIDAP für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten v_{Pb} und Strahldurchmesser. Die Eintrittstemperatur des Bleis beträgt $T_0 = 400^\circ\text{C}$.

Die Temperaturerhöhung im Blei kann bei Kenntnis der deponierten Leistung mit Hilfe von Gleichung (4.3) grob abgeschätzt werden:

$$P = \rho c_p \Delta T A v, \quad (4.3)$$

wobei mit P die im Blei deponierte Leistung, mit $\rho = 10330 \text{ kg/m}^3$ die Bleidichte bei einer angenommenen Temperatur von 585°C , mit $c_p = 150 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ die spezifische Wärme und mit A die Querschnittsfläche des Radiators bezeichnet werden. Bei einer Strahlenergie von 30 MeV, einer Stromstärke von 1 mA und einem Strahldurchmesser von 8 mm werden 16,2 kW im Blei deponiert (s. Tab. 4.2). Daraus ergeben sich für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten v die Erwärmungen ΔT im Blei der Tab. 4.4.

Diese Ergebnisse stimmen recht gut mit den Ergebnissen $\langle T_{\text{out}} \rangle$ aus Tab. 4.3 überein. $\langle T_{\text{out}} \rangle$ ist der über das Temperaturprofil am Ausgang des Mo-Kanal gemittelte Temperaturwert.

Strömungsgeschwindigkeit	$v/(m/s)$	1	2	5
Temperaturerhöhung	$\Delta T/^\circ C$	84	42	16

Tabelle 4.4: Temperaturerhöhung des Bleis im Radiator als Funktion seiner Strömungsgeschwindigkeit. Strahlenergie: 30 MeV, Stromstärke: 1 mA, Strahldurchmesser: 8 mm

Bei Annahme eines Elektronenstrahls (Durchmesser 8 mm) mit der Energie von 30 MeV und der Stromstärke von 1 mA und einer Blei-Strömungsgeschwindigkeit von 1 m/s in der Querschnittsfläche $11,2\text{ mm} \times 11,2\text{ mm}$ ergibt sich aus der numerischen Simulation mit dem Programm FIDAP die in Abb. 4.6 dargestellte Temperaturverteilung im Neutronenradiator. Abb. 4.7 zeigt die Temperaturverteilung entlang der Mittellinie an der Außenseite der Molybdän-Kanalwand.

In Abb. 4.8 werden die Temperaturverteilungen im Neutronenradiator bei drei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten (1, 2 und 5 m/s) für $E_0 = 30\text{ MeV}$, $I = 1\text{ mA}$ und $d_b = 8\text{ mm}$ gegenübergestellt. Dargestellt ist jeweils der halbe Radiator im Höhenbereich $\Delta z = \pm 1\text{ cm}$.

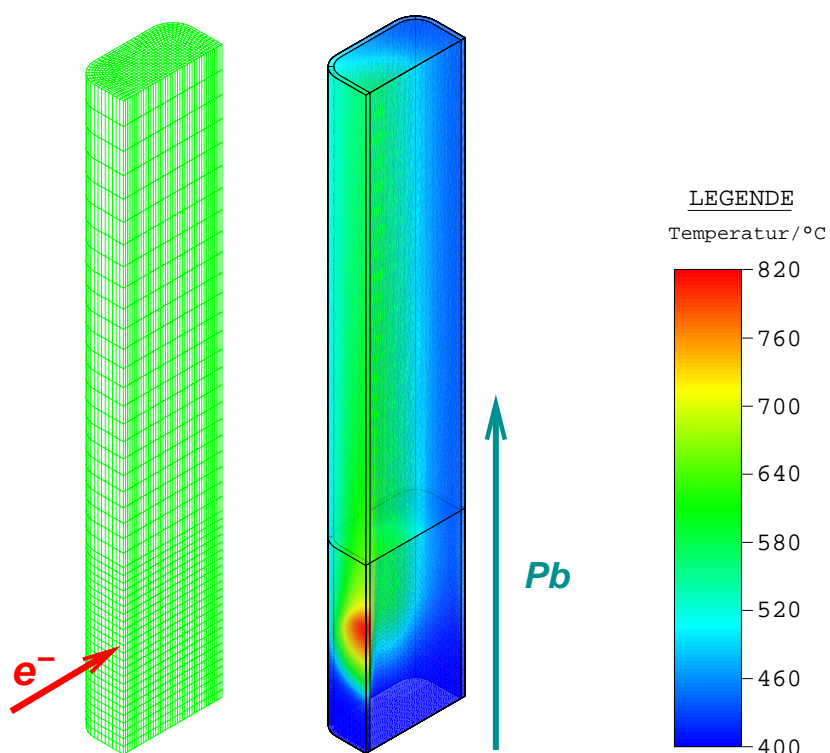


Abbildung 4.6: FIDAP-Rechengitter und Temperaturverteilung bei $E_0 = 30\text{ MeV}$, $I = 1\text{ mA}$, $d_b = 8\text{ mm}$, $v_{Pb} = 1\text{ m/s}$ und $T_0 = 400^\circ C$.

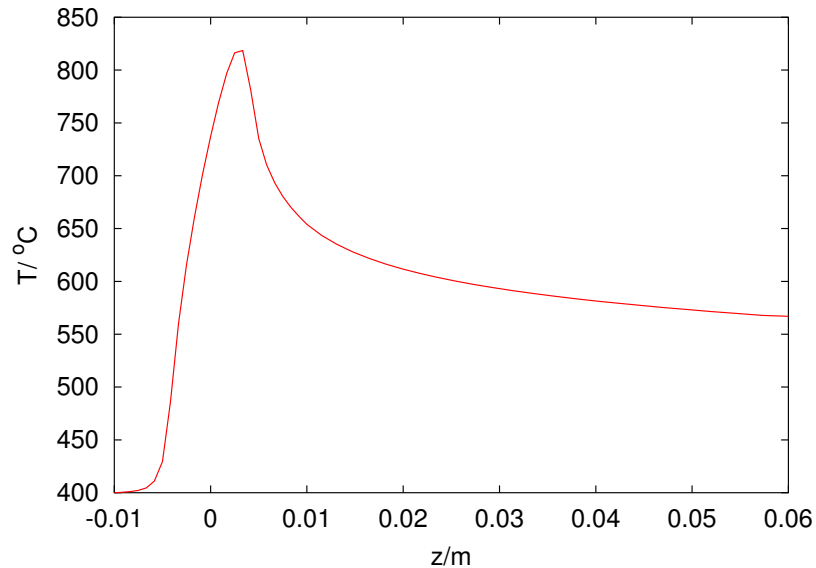


Abbildung 4.7: Temperaturverlauf entlang der Mittellinie an der Außenseite der Molybdän-Kanalwand bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$, $I = 1 \text{ mA}$, $d_b = 8 \text{ mm}$ und $v = 1 \text{ m/s}$.

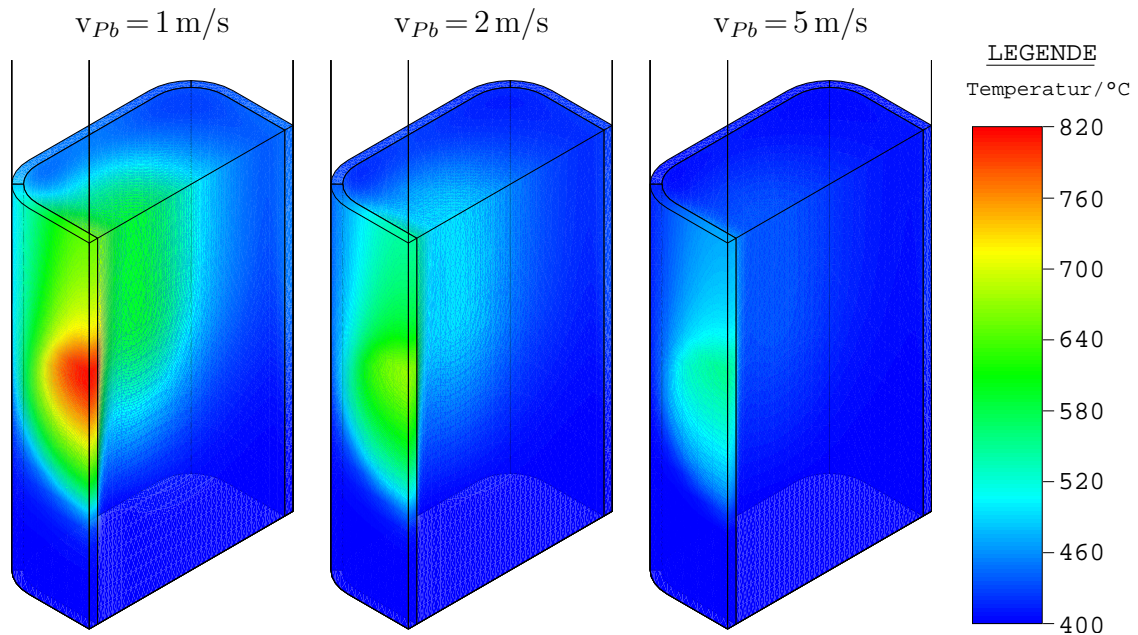


Abbildung 4.8: Vergleich der Temperaturverteilungen bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten von Blei ($E_0 = 30 \text{ MeV}$; $I = 1 \text{ mA}$; $d_b = 8 \text{ mm}$; $T_0 = 400^\circ \text{C}$). Die entsprechenden Temperaturwerte sind der Tab. 4.3 zu entnehmen.

4.4 Mechanische Parameter des Radiatorkanals

Die Kriterien der Materialauswahl für die Kanalwand des Neutronenradiators aus thermo-mechanischer Sicht sind

- hohe Duktilität (Bruchdehnung $>2\%$),
- hohe Schmelztemperatur und hohe Wärmeleitfähigkeit sowie
- geringe volumetrische Wärme ($\Delta P/V$) bei Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl.

Im Rahmen dieser Studie wurden erste Untersuchungen für eine Beryllium-Kanalwand durchgeführt (s. Teilbericht [FZR-369]). Testuntersuchungen zur Materialverträglich-

keit von Beryllium mit Blei zeigten, dass sich Be in heißem flüssigen Blei auflöst und daher als Kanalwand nicht eingesetzt werden kann. Aufgrund der Kenngrößen verschiedener Materialien (siehe Tab. 4.5) ist Molybdän als Werkstoff für die Kanalwand ausgewählt worden.

Material	Be	Ti	V	Nb	Mo	Ta	W
Kernladungszahl Z	4	22	23	41	42	73	74
Schmelztemp. $T_{\text{liq}}/^{\circ}\text{C}$	1278	1688	1910	2468	2622	2996	3380
Dichte $\rho/(\text{kg}/\text{m}^3)$	1850	4510	6000	8570	10210	16600	19300
Wärmeleitzahl $\lambda/(\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K}))$	161	22	31	54	146	58	160
$P_{\text{depo}}/(\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{g})$	1,65	1,62	1,58	1,51	1,49	1,33	1,32
Wärmeeintrag $q_{\text{Vol}}/(\text{kW}/\text{cm}^3)$	43	103	134	183	215	311	359
Streckgrenze bei RT/MPa	459	200	300	k.A.	420	k.A.	k.A.
Zugfestigkeit/MPa	653	350	400	343	1280	k.A.	1200
Bruchdehnung bei $RT/\%$	2	0,4	2	40	30	40	0,3
Therm. Ausdehnung/ $(10^{-6}/\text{K})$	11,5	8,6	8,4	7,8	4,8	6,5	4,3

Tabelle 4.5: Parameter verschiedener Materialien, die als Radiatorkanal in Erwägung gezogen werden.

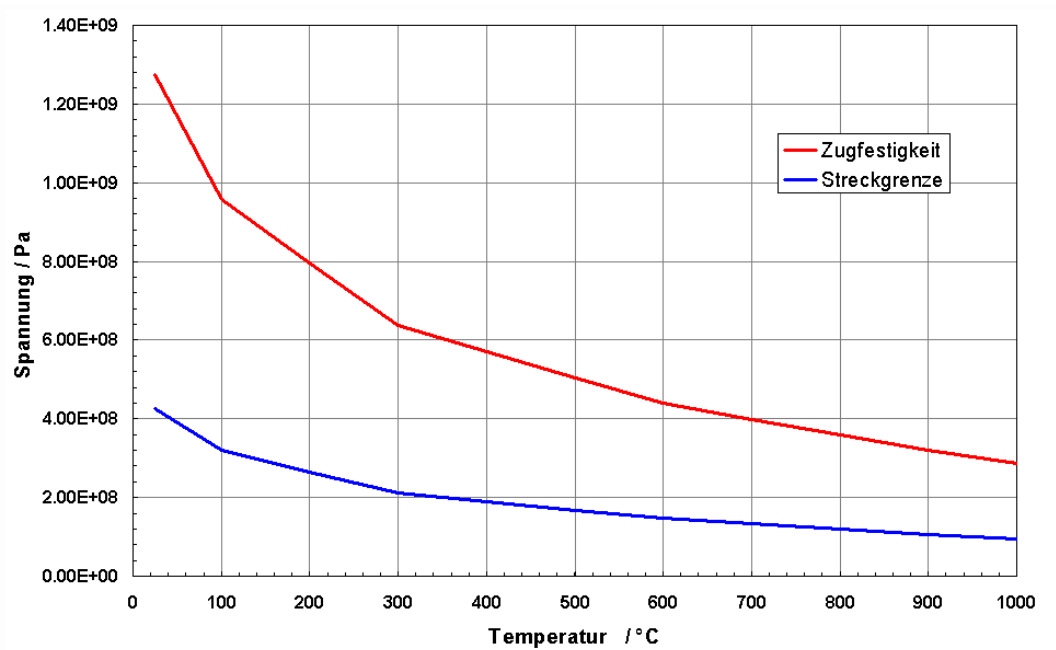


Abbildung 4.9: Bruchspannung für Molybdän als Funktion der Temperatur.

Dabei sind als relevante Eigenschaften für elastische oder plastische Verformung die Fließspannung σ_F , die Bruchdehnung ε_B und die Bruchspannung σ_B zu betrachten. Es muss gewährleistet sein, dass bei wiederholter Erwärmung und Abkühlung des Radiatorkanals keine plastische Verformung erfolgt oder das Röhrechen durch Überschreiten der Bruchdehnung ε_B bricht. Die große Bruchdehnung von Mo ist für den

vorliegenden Zweck mit 30% besonders günstig. In Abb.4.9 ist die Bruchspannung für Molybdän über der Temperatur dargestellt. Für die mechanischen Rechnungen wurde der FE-Code ANSYS 5.7 [ANSYS] verwendet. Das Modell umfasst nur die Molybdän-Kanalwand des Neutronenradiators. Die Temperaturfelder wurden aus den Ergebnissen der FIDAP-Rechnungen (vgl. Kapitel 4.3) importiert. Der Festigkeitsanalyse des Molybdän-Kanals wurde eine Wanddicke von 0,5 mm, ein Innenquerschnitt von $11,2\text{ mm} \times 11,2\text{ mm}$ sowie ein innerer Kantenradius von 1 mm zu Grunde gelegt. Die Ergebnisse der ANSYS-Rechnungen sind in Tab. 4.6 zusammengestellt.

In Abb.4.10 werden die Temperaturlasten, die Vergleichsspannungen und die plastischen Dehnungen für jeweils zwei verschiedene Strahldurchmesser bei unterschiedlichen Blei-Strömungsgeschwindigkeiten verglichen. Molybdän ist in allen Fällen als Radiatorwandmaterial geeignet.

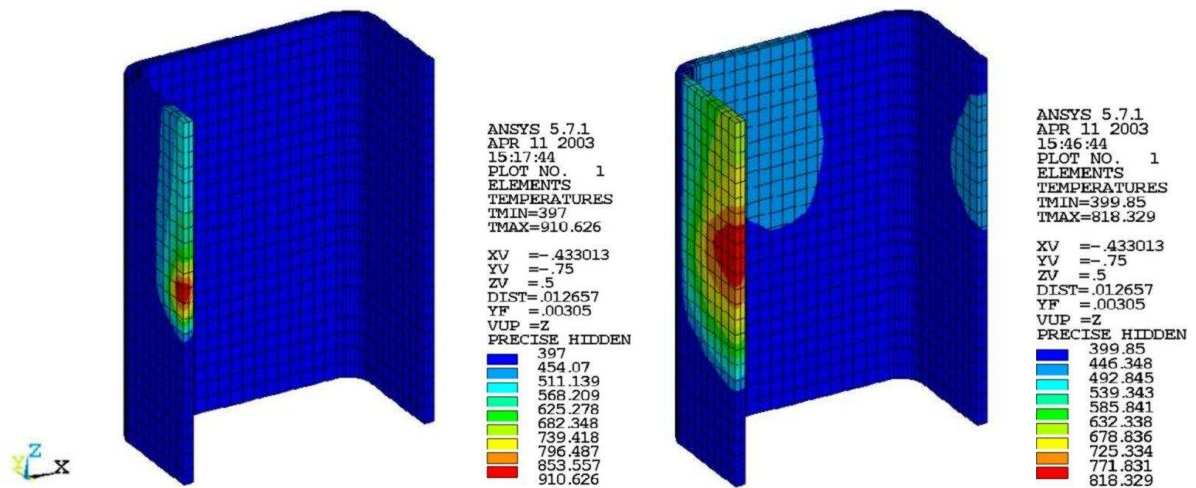
	d_b mm	v_{Pb} m/s	$T_{\max W}$ °C	$\Delta T_{\max W}$ K	σ_{\max} MPa	ϵ_{pl}	$\frac{\epsilon_{eqv}^{pl}}{\epsilon_{frac}^{pl}(RT)}$
1*	3	5	911	511	206	0,0045	0,017
2	8	5	553	153	-	-	-
3	8	2	674	274	-	-	-
4*	8	1	818	418	210	0,0037	0,014

Tabelle 4.6: Gegenüberstellung von Spannungen und Dehnungen im Molybdän-Kanal bei verschiedenen Strahldurchmessern d_b und Strömungsgeschwindigkeiten v_{Pb} ; die Strahlenergie beträgt 30 MeV, die Stromstärke $I = 1\text{ mA}$ und die Eintrittstemperatur $T_0 = 400^\circ\text{C}$. $\Delta T_{\max W}$ gibt die maximale Temperaturdifferenz über die Kanalwand an. σ_{\max} ist die maximale von-Mises-Vergleichsspannung in der Wand, ϵ_{pl} die maximale plastische Vergleichsdehnung, $\epsilon_{eqv}^{pl}/\epsilon_{frac}^{pl}(RT)$ ist die maximale plastische Vergleichsdehnung bezogen auf die plastische Bruchdehnung bei Raumtemperatur (RT). Mit * werden die Varianten gekennzeichnet, deren Ergebnisse in Abb. 4.10 dargestellt sind.

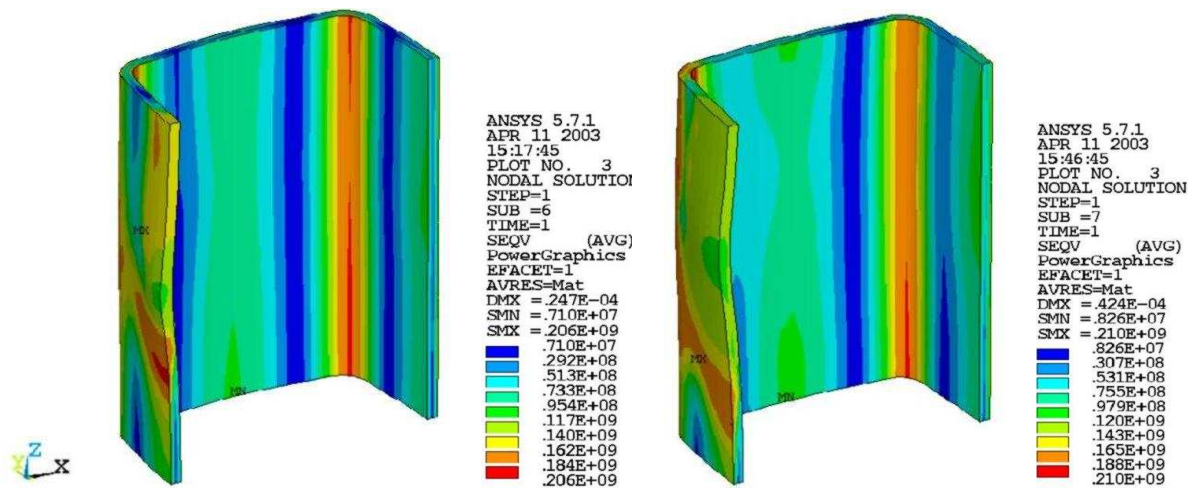
$d_b=3\text{ mm}; v_{pb}=5\text{ m/s}$

$d_b=8\text{ mm}; v_{pb}=1\text{ m/s}$

Temperaturlast



Vergleichsspannung im Strahlbereich



plastische Dehnung im Strahlbereich

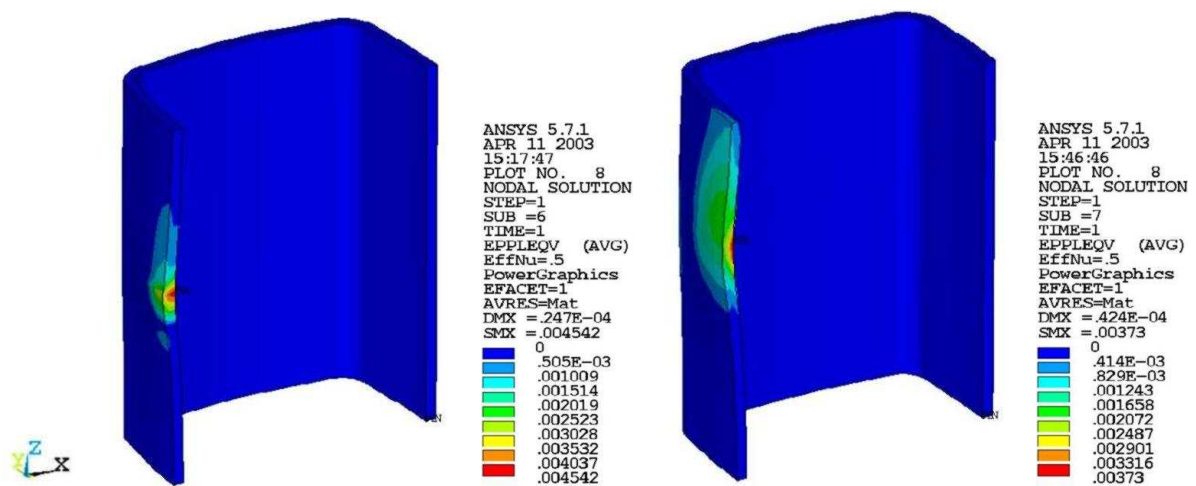


Abbildung 4.10: Variantenvergleiche für die Kanalwand bei $E_0 = 30\text{ MeV}$, $I = 1\text{ mA}$ und $T_0 = 400^\circ\text{ C}$: Temperaturlasten, Vergleichsspannungen und plastische Dehnungen. Links: $d_b = 3\text{ mm}$ und $v_{pb} = 5\text{ m/s}$; rechts: $d_b = 8\text{ mm}$ und $v_{pb} = 1\text{ m/s}$.

4.5 Teilchenfluenzen an der Radiatoroberfläche

Bei Bestrahlung des Radiators wechselwirken die Elektronen mit den Kernen im Material und die (Sekundär-)Elektronen, Photoneutronen und Photonen treten an der Molybdän-Oberfläche aus. Für die Durchführung von Flugzeitexperimenten werden die Photoneutronen nahezu senkrecht zum Elektronenstrahl ausgekoppelt und wechselwirken nach Durchfliegen der ca. 3,6 m langen Flugstrecke mit dem zu untersuchenden Target-Material. Mit den Teilchentransport-Programmen FLUKA und MCNP [Bri93] wurden die Teilchenfluenzen an der Radiator-Oberfläche bei $E_0 = 40$ MeV berechnet. Den Programmen liegt die in Abb. 4.11 dargestellte Geometrie zu Grunde. Der Neutronenradiator wurde zwischen $0 \text{ cm} < z < 2,5 \text{ cm}$ in 7 Höhenabschnitte unterteilt. Ausgehend von $z = 0 \text{ mm}$ werden die Höhenabschnitte begrenzt durch die z -Koordinaten: 1,5 mm (entspricht $d_b = 3 \text{ mm}$); 3 mm; 5 mm; 10 mm; 15 mm; 20 mm und 25 mm. Die Kanalwand wird in drei Seiten A (Strahleintritt), B (Strahlaustritt) und C (Seitenwand in Richtung $y < 0$, d.h. Richtung Neutronenkollimator) zerlegt und für jeden Höhenabschnitt werden die Fluenzspektren (n , γ , e^-) berechnet. Die integralen Werte der Einzelspektren sind in Tab. 4.7 zusammengestellt. Mit den beiden Programmpaketen MCNP4C2 und FLUKA wurden Vergleichsrechnungen durchgeführt. Am Beispiel des ersten Höhenabschnitts werden die Spektren der in Richtung Kollimator emittierten Teilchen in Abb. 4.12 verglichen. Die FLUKA-Ergebnisse für alle Abschnitte und Wandseiten sind in Abb. 4.13 dargestellt.

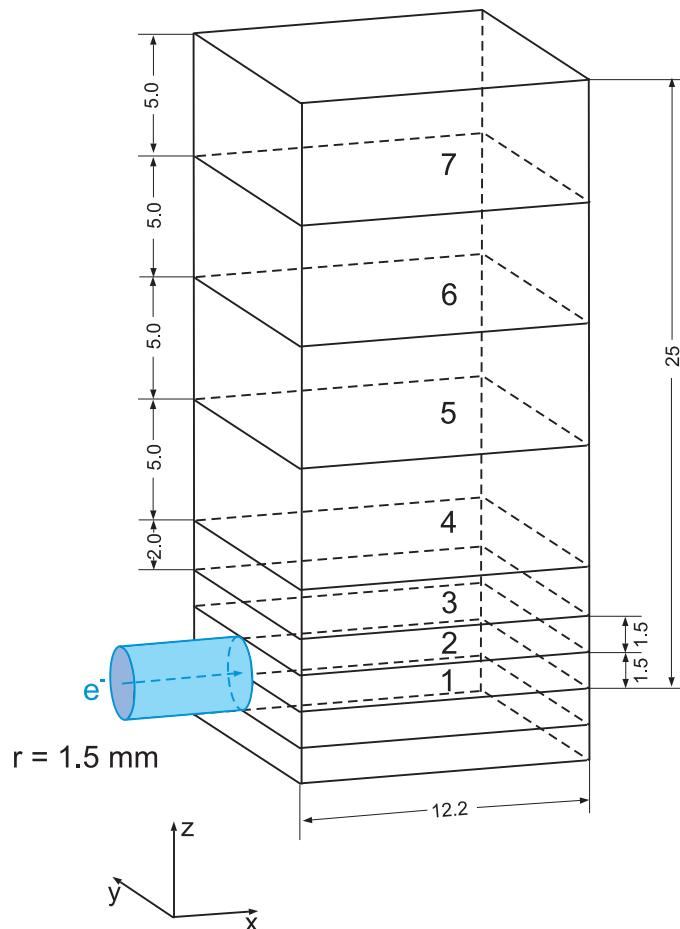


Abbildung 4.11: Horizontale Unterteilung des Neutronenradiators für Fluenzberechnungen; alle Maßangaben in Millimeter.

Seite	Nr.	Fluenz / (cm ² e ⁻) ⁻¹		
		n	γ	e ⁻
Strahl- eintritt A	1	1,05·10 ⁻³ ± 4,4·10 ⁻⁶	4,03·10 ⁻¹ ± 8,2·10 ⁻⁴	6,83·10 ⁻² ± 2,7·10 ⁻³
	2	8,40·10 ⁻⁴ ± 4,4·10 ⁻⁶	1,34·10 ⁻¹ ± 8,4·10 ⁻⁴	1,65·10 ⁻² ± 5,5·10 ⁻⁴
	3	6,18·10 ⁻⁴ ± 3,1·10 ⁻⁶	2,26·10 ⁻¹ ± 6,4·10 ⁻⁴	7,31·10 ⁻³ ± 2,5·10 ⁻⁴
	4	3,58·10 ⁻⁴ ± 1,9·10 ⁻⁶	1,22·10 ⁻¹ ± 3,0·10 ⁻⁴	2,15·10 ⁻³ ± 1,2·10 ⁻⁴
	5	1,77·10 ⁻⁴ ± 1,4·10 ⁻⁶	5,10·10 ⁻² ± 2,4·10 ⁻⁴	4,46·10 ⁻⁴ ± 3,2·10 ⁻⁵
	6	9,79·10 ⁻⁵ ± 1,2·10 ⁻⁶	2,35·10 ⁻² ± 1,8·10 ⁻⁴	1,92·10 ⁻⁴ ± 1,9·10 ⁻⁵
	7	5,78·10 ⁻⁵ ± 9,9·10 ⁻⁷	1,18·10 ⁻² ± 1,5·10 ⁻⁴	1,02·10 ⁻⁴ ± 1,1·10 ⁻⁵
Strahl- austritt B	1	1,47·10 ⁻³ ± 8,1·10 ⁻⁶	4,28·10 ⁰ ± 2,7·10 ⁻³	2,07·10 ⁻¹ ± 4,7·10 ⁻³
	2	1,22·10 ⁻³ ± 7,9·10 ⁻⁶	2,97·10 ⁰ ± 2,3·10 ⁻³	1,39·10 ⁻¹ ± 3,1·10 ⁻³
	3	8,93·10 ⁻⁴ ± 5,7·10 ⁻⁶	1,75·10 ⁰ ± 1,6·10 ⁻³	7,24·10 ⁻² ± 2,2·10 ⁻³
	4	4,72·10 ⁻⁴ ± 2,7·10 ⁻⁶	6,47·10 ⁻¹ ± 7,6·10 ⁻⁴	1,75·10 ⁻² ± 5,0·10 ⁻⁴
	5	2,05·10 ⁻⁴ ± 2,1·10 ⁻⁶	1,66·10 ⁻¹ ± 4,8·10 ⁻⁴	2,42·10 ⁻³ ± 1,3·10 ⁻⁴
	6	1,05·10 ⁻⁴ ± 1,7·10 ⁻⁶	5,72·10 ⁻² ± 3,1·10 ⁻⁴	6,77·10 ⁻⁴ ± 3,8·10 ⁻⁵
	7	5,95·10 ⁻⁵ ± 1,3·10 ⁻⁶	2,40·10 ⁻² ± 2,3·10 ⁻⁴	2,64·10 ⁻⁴ ± 2,2·10 ⁻⁵
Seite Richtung Kollim- ator C	1*	8,15·10 ⁻⁴ ± 4,1·10 ⁻⁶	8,27·10 ⁻¹ ± 1,4·10 ⁻³	5,60·10 ⁻² ± 7,3·10 ⁻³
	2	7,46·10 ⁻⁴ ± 3,7·10 ⁻⁶	7,22·10 ⁻¹ ± 1,2·10 ⁻³	4,37·10 ⁻² ± 7,5·10 ⁻³
	3	6,17·10 ⁻⁴ ± 3,0·10 ⁻⁶	5,42·10 ⁻¹ ± 9,4·10 ⁻⁴	2,54·10 ⁻² ± 4,5·10 ⁻⁴
	4	3,83·10 ⁻⁴ ± 1,8·10 ⁻⁶	2,65·10 ⁻¹ ± 5,5·10 ⁻⁴	6,68·10 ⁻³ ± 1,9·10 ⁻⁴
	5	1,88·10 ⁻⁴ ± 1,4·10 ⁻⁶	9,06·10 ⁻² ± 2,9·10 ⁻⁴	1,07·10 ⁻³ ± 8,6·10 ⁻⁵
	6	1,01·10 ⁻⁴ ± 1,2·10 ⁻⁶	3,64·10 ⁻² ± 2,9·10 ⁻⁴	3,60·10 ⁻⁴ ± 2,5·10 ⁻⁵
	7	5,92·10 ⁻⁵ ± 9,6·10 ⁻⁷	1,67·10 ⁻² ± 1,7·10 ⁻⁴	1,66·10 ⁻⁴ ± 1,8·10 ⁻⁵

Tabelle 4.7: Teilchenfluenzen an drei Seiten der Molybdän-Kanal-Oberfläche berechnet mit FLUKA für 7 Höhenabschnitte bei $E_0 = 40$ MeV und $r_b = 0,15$ cm; *: Spektren s. Abb. 4.12.

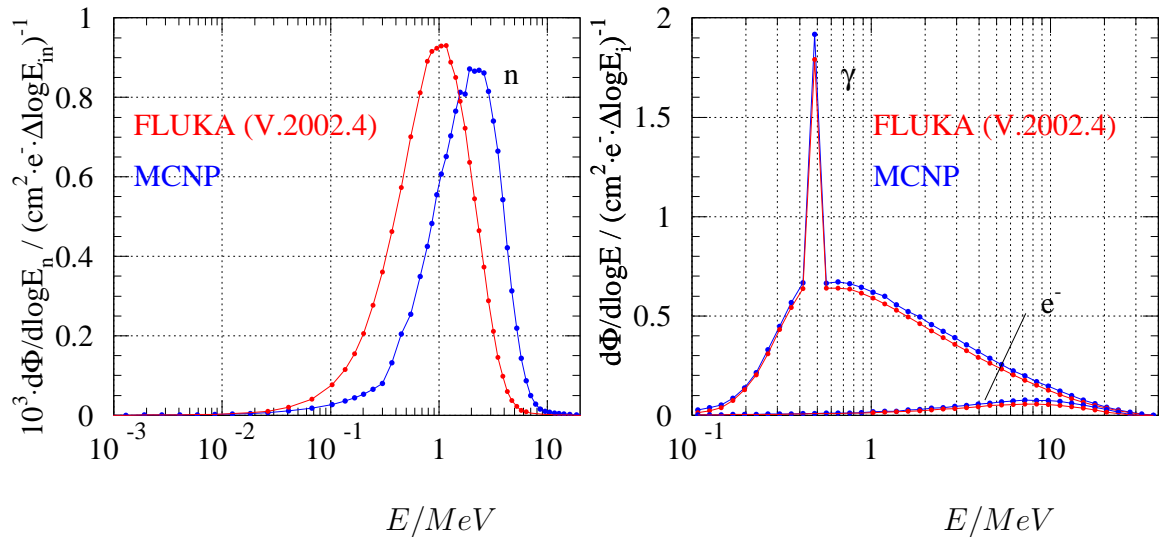


Abbildung 4.12: Vergleich der Fluenzverteilungen der in Richtung Kollimator emittierten Teilchen im Zentrum des Radiators berechnet mit FLUKA (rot) und MCNP (blau); links: Neutronen und rechts: Photonen und Elektronen; $E_0 = 40$ MeV und $d_b = 3$ mm.

Wie in Abb. 4.12 zu erkennen ist, zeigen die Vergleichsrechnungen mit MCNP und

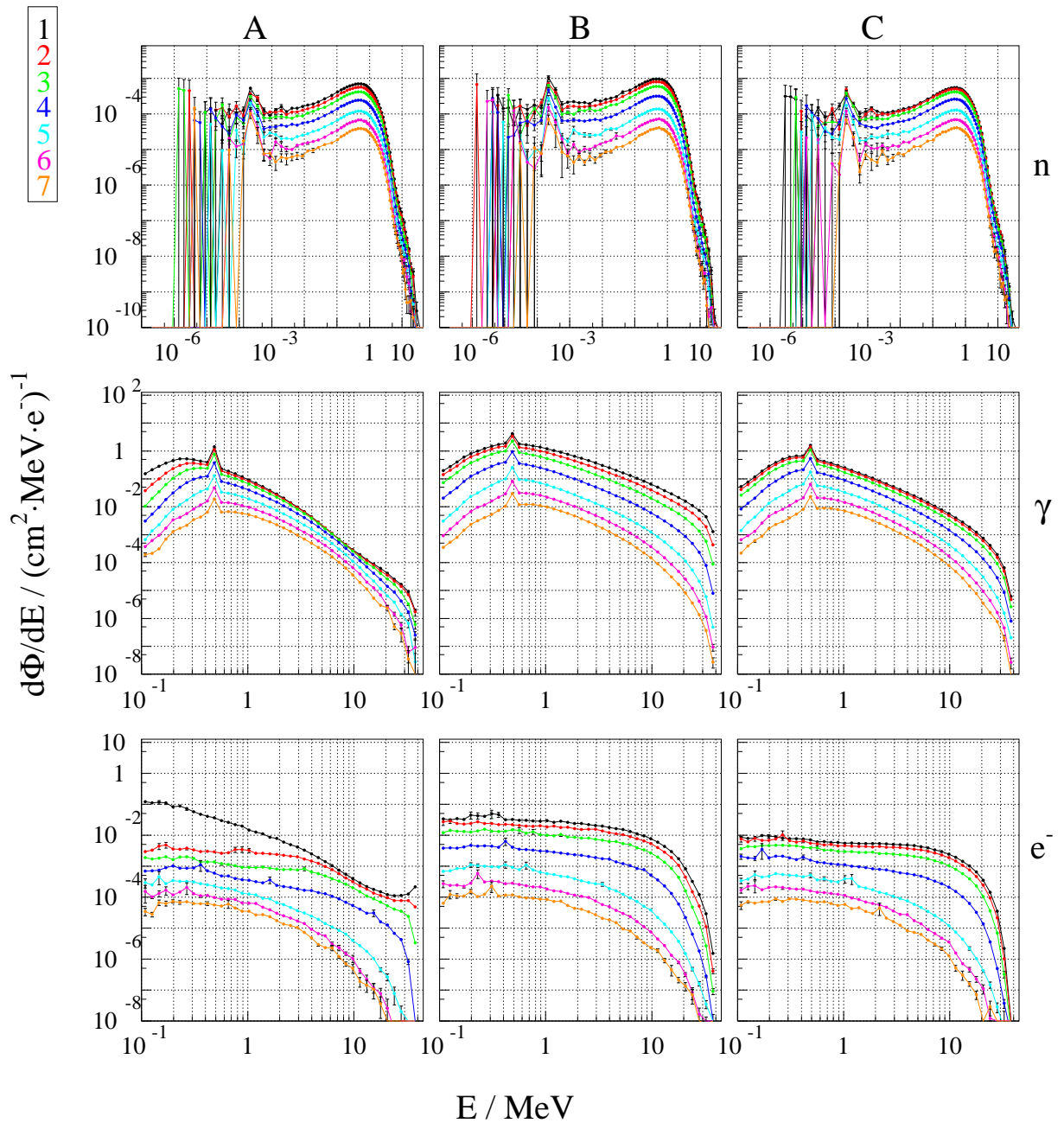


Abbildung 4.13: Ortsabhängige Verteilungen der Fluenzen für Neutronen, Photonen und Elektronen an der Oberfläche der Molybdän-Kanalwand bei $E_0 = 40 \text{ MeV}$ und $d_b = 3 \text{ mm}$. In jedem Histogramm sind die Spektren der in Abb. 4.11 dargestellten 7 Höhenabschnitte enthalten; die Farblegende der Höhenabschnitte befindet sich in der oberen linken Ecke; die integralen Werte sind Tab. 4.7 zu entnehmen;

A: zurückgestreute Teilchen aus der yz -Ebene bei $x = -0,61 \text{ cm}$;

B: in Strahlrichtung emittierte Teilchen aus der yz -Ebene bei $x = 0,61 \text{ cm}$;

C: seitlich emittierte Teilchen aus der xz -Ebene bei $y = -0,61 \text{ cm}$.

FLUKA deutlich Unterschiede im Neutronenemissionsspektrum. Um diese Diskrepanz aufzuklären, wurden detaillierte Untersuchungen von A. Rogov durchgeführt [Rog04]. In einer ersten Vergleichsrechnung wurden energieintegrierte Photoneutronenausbeuten aus Bleitargets unterschiedlicher Dicke bei Elektronenenergien von 18,7, 28,3 und 34,5 MeV berechnet und mit experimentellen Daten von Barber und George [BG59]

verglichen. Die mit MCNP berechnete Ausbeute ist um ca. 22% niedriger als die experimentelle. Bei FLUKA sinkt dieser Wert mit wachsender Energie von 58% auf 42%. In einer zweiten Vergleichsrechnung wurden Neutronenspektren simuliert, die bei der Bestrahlung eines 1 cm dicken Pb-Targets mit einem Elektronenstrahl von 3 mm Durchmesser und der Energie $E = 30$ MeV entstehen. Zum Vergleich werden experimentelle Photoneutronenspektren herangezogen, die mit Bremsstrahlung der Endpunktenergie von 31 MeV von McNeill, Jury und Hewitt an einem dünnen Bleitarget gemessen wurden [MJH70]. Abb. 4.14 zeigt das Ergebnis, bei dem die Neutronenstromdichte aus der MCNP-Rechnung in der Höhe an die experimentellen Daten angepasst wurde. Das Maximum der FLUKA-Ergebnisse wurde dem Maximum der MCNP-Rechnung gleichgesetzt. Offensichtlich liefert nur MCNP eine gute Beschreibung der experimentellen Daten. Da die Erzeugung von Bremsstrahlung in beiden Programmen gleich gut beschrieben wird (siehe Abb. 4.12 rechts), muss der Unterschied auf die Behandlung des (γ, n) -Prozesses zurückgeführt werden. Zunächst unterscheiden sich die in den Programmen generierten Neutronenspektren auf Grund verschiedener Parametrisierungen des (γ, n) -Wirkungsquerschnitts. Darüberhinaus werden physikalische Größen in den Programmen unterschiedlich behandelt: MCNP nutzt energieabhängige, winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte sowie kontinuierliche Neutronenenergien und behandelt den Resonanzbereich näherungsweise; FLUKA nutzt die Multi-Gruppen Näherung mit Gruppenstruktur und näherungsweise Behandlung von Winkelverteilungen sowie Neutronenenergien in Gruppenstruktur, behandelt aber den Resonanzbereich nicht. Offensichtlich ist der MCNP-Code wesentlich besser geeignet, den Transport von Neutronen, die in einer von einem Elektronenstrahl getriebenen Photoneutronenquelle entstehen, zu beschreiben.

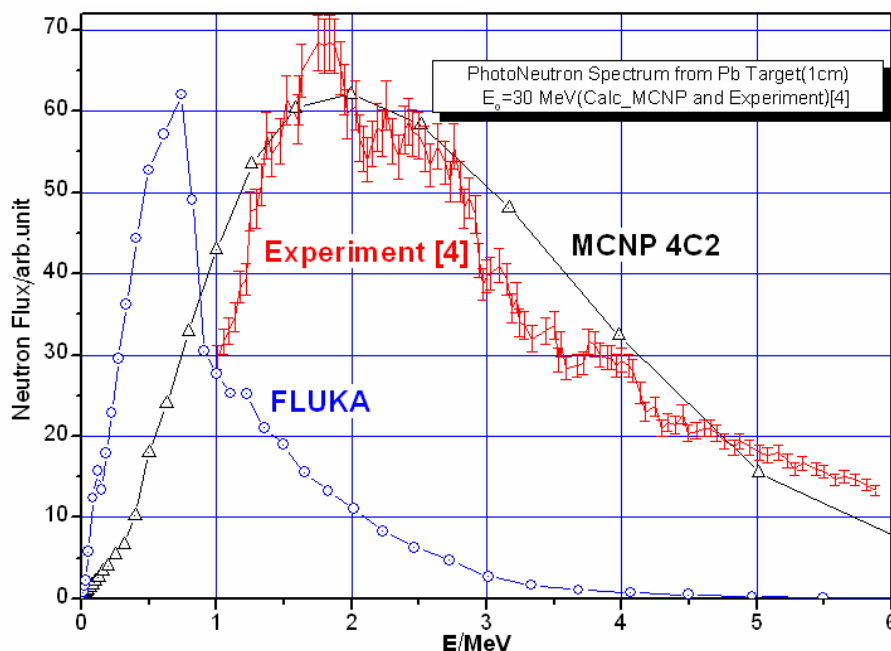


Abbildung 4.14: Photoneutronen-Spektren eines 1 cm dicken Bleitargets, das mit Elektronen von 30 MeV bestrahlt wurde, berechnet mit FLUKA und MCNP. Die experimentellen Daten [MJH70] sind durch Bestrahlung eines Bleitargets mit Bremsstrahlungsphotonen der Endpunktenergie von 31 MeV gewonnen [Rog04].

4.6 Zeitabhängigkeit des Teilchenstromes am Radiator

Mit dem Programm MCNP wurde die Zeitabhängigkeit des Teilchenstromes am Radiator d. h. der über eine Fläche am Radiator integrierte Teilchenstrom als Funktion der Zeit berechnet. In den Abbildungen entspricht dabei die Zeit $t = 0$ dem Zeitpunkt, zu dem alle Inzidenzelektronen gleichzeitig auf den Radiator treffen. Wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt, wurden in einer MCNP-Rechnung Bleiradiatoren (ohne Mo-Wand) mit Breiten B und Tiefen T von jeweils 1, 2, und 3 Strahlungslängen vom Blei betrachtet ($X_0(\text{Pb}) = 5,6$ mm). Die Inzidenzelektronen waren normalverteilt mit $\sigma = 1$ mm und die Energie betrug $E_{e^-} = 40$ MeV. Berechnet wurde der zeitabhängige Neutronenstrom durch die seitliche Austrittsfläche ($y = -B/2$) über die gesamte Tiefe ($-T/2 < x < T/2$) und über eine Höhe von 2 cm ($-1 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$). Es wurden die Neutronen gezählt, deren Flugrichtung einen Winkel kleiner als 1° zur Normalen der Austrittsfläche (vgl. Abb. 4.1) hatten. In Abb. 4.15 sind die pulsformigen Kurvenverläufe zu sehen, wobei bei allen Neutronenströmen über den gesamten Neutronenenergiebereich integriert wurde. Aus diesen Kurven wurde grob die Breite des Neutronenpulses $\Delta t_{\text{Radiator}}(\text{FWHM})$ am Radiator abgelesen (siehe Tab. 4.1). Der Abstand der Austrittsfläche zur Elektronenstrahlachse ist entsprechend der Radiatorbreite B unterschiedlich, $B/2 = 2,8$ mm, 5,6 mm und 8,4 mm. Für alle hier betrachteten Radiatorgrößen wurde in einer weiteren MCNP-Rechnung die Zeitabhängigkeit des Neutronenstromes durch eine Fläche mit festem Abstand zur Elektronenstrahlachse von 8,5 mm berechnet ($y = -8,5$ mm, $-8,4 \text{ mm} < x < 8,4 \text{ mm}$, $-1 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$). Auch hier wurden wiederum nur die Neutronen gezählt, die einen Winkel kleiner als 1° zur Normalen dieser Fläche hatten. In Abb. 4.16 sind die mit dem Programm MCNP berechneten Neutronenpulse dargestellt. Aufgrund des selben Abstandes der Fläche zur Elektronenstrahlachse liegen die Pulse übereinander. Deutlich ist zu sehen, dass die Vertiefung des Radiators eine signifikante Zunahme an Neutronen bringt, während die Verbreiterung des Radiators die Neutronenintensität kaum erhöht. Der Zuwachs an Neutronen bei zunehmender Tiefe des Radiators von $X_0 = 5,6$ mm auf $2X_0 = 11,2$ mm ist bedeutend größer als von $2X_0$ auf $3X_0$. Bei dem Radiator mit Tiefe $T = 2X_0$ hat die Breite B einen geringen Einfluss auf die Breite des Neutronenpulses, das heißt, sie verschlechtert nur unwesentlich die Zeitauflösung der Flugzeitmessung. Für den Entwurf der Photoneutronenquelle wurden, wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt, eine Radiatortiefe und -breite von $2X_0$ gewählt. Für diesen Radiator wurde nun in einer weiteren MCNP-Rechnung der Neutronenstrom durch eine Kreisfläche am Radiator bestimmt für zwei verschiedene Fälle: Im ersten Fall steht die Kreisfläche senkrecht zur y -Richtung und im zweiten Fall steht die Kreisfläche senkrecht zur Richtung, in der die Neutronen durch den Kollimator zum Messplatz entkoppelt werden. Der Entkopplungswinkel beträgt $-5,315^\circ$ zur y -Richtung, d.h. die Entkopplungsrichtung ist $(-\sin 5,315^\circ, -\cos 5,315^\circ, 0)$. Dieser Winkel ist der Bohrungswinkel durch die Betonwand zwischen der Neutronenhalle und dem Messraum. Die Kreisfläche hat einen Abstand zum Radiatormittelpunkt von jeweils 0,66 cm und einen Radius von 0,66 cm.

Wiederum wurden nur die Neutronen gezählt, die einen Winkel kleiner als 1° zur Normalen der Kreisfläche hatten. In Abb. 4.17 ist zu sehen, dass sich die Neutronenströme durch die Kreisflächen bei 0° und $5,315^\circ$ nicht unterscheiden. Die Neutronenpulsbreite liegt, wie auch in Abb. 4.15 und 4.16 zu sehen ist, unter 1 ns. Abb. 4.18 zeigt, dass die entsprechenden Elektronen- und Photonenpulsbreiten unter 0,12 ns liegen (Fußbreite).

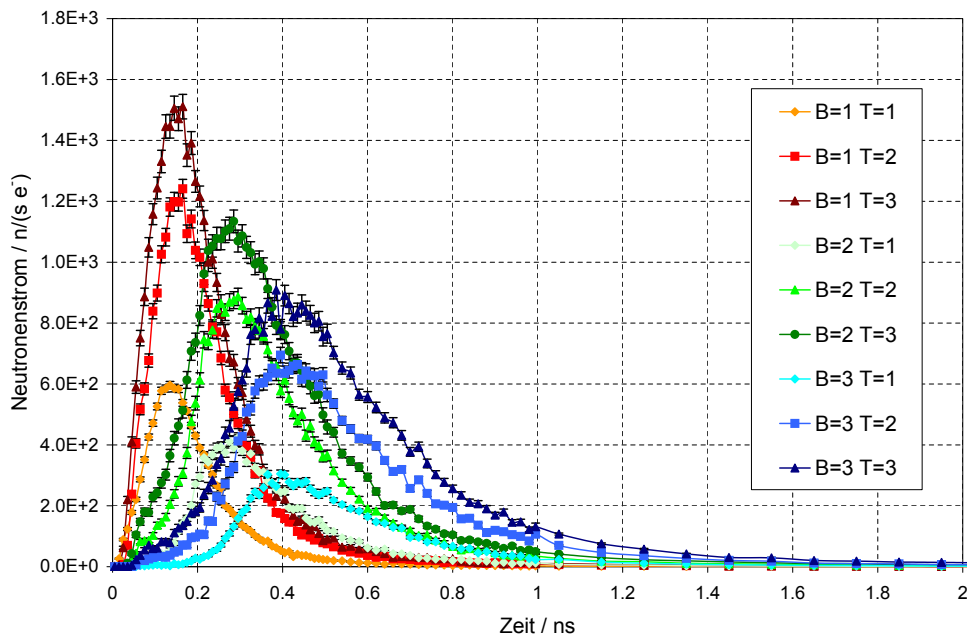


Abbildung 4.15: Zeitabhängiger Neutronenstrom pro Elektron an der Radiatoroberfläche integriert über die Fläche mit $-T/2 < x < T/2$, $y = -B/2$ und $-1 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$ für Pb- Radiatoren mit Breite B und Tiefe T in Einheiten der Strahlungslänge vom Blei ($X_0(\text{Pb}) = 5,6 \text{ mm}$). Der Winkel zwischen der Neutronenflugrichtung und der Oberflächennormale ist $< 1^\circ$.

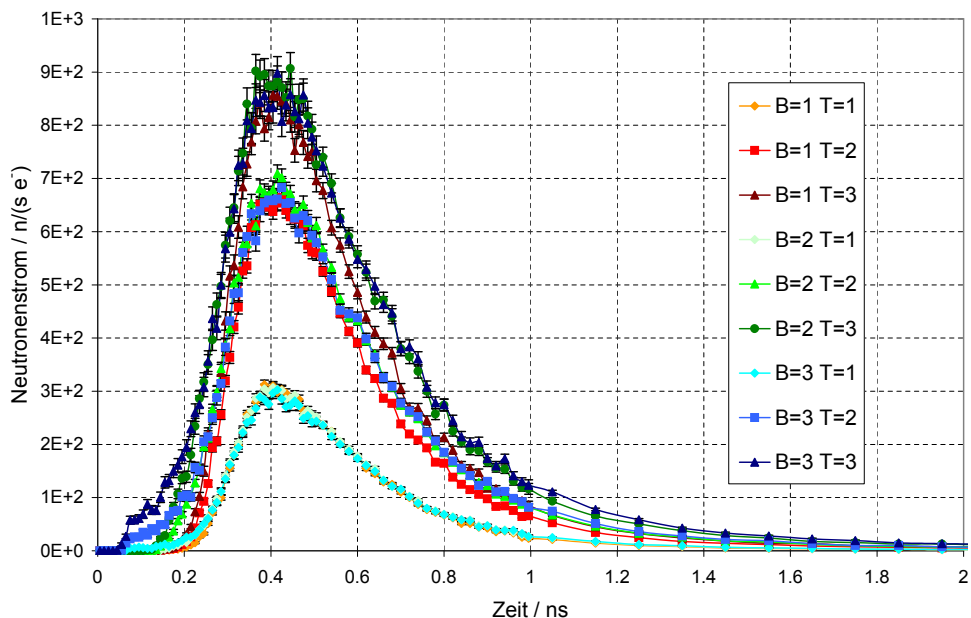


Abbildung 4.16: Zeitabhängiger Neutronenstrom pro Elektron am Radiator integriert über die Fläche mit $-8,4 \text{ mm} < x < 8,4 \text{ mm}$, $y = -8,5 \text{ mm}$ und $-1 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$ für Pb- Radiatoren mit Breite B und Tiefe T in Einheiten der Strahlungslänge vom Blei ($X_0(\text{Pb}) = 5,6 \text{ mm}$). Der Winkel zwischen der Neutronenflugrichtung und der Oberflächennormale ist $< 1^\circ$.

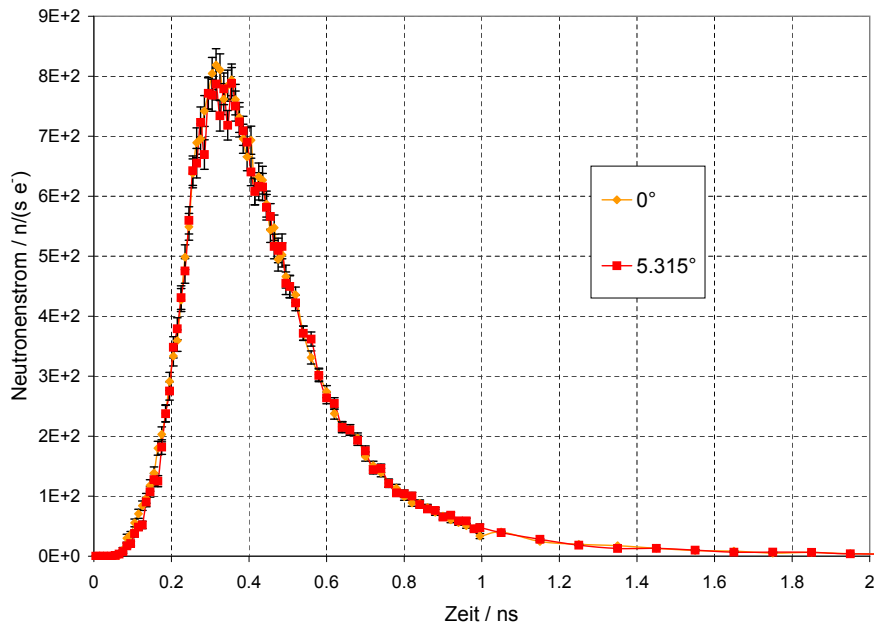


Abbildung 4.17: Zeitabhängiger Neutronenstrom pro Elektron am $(11,2\text{ mm} \cdot 11,2\text{ mm})$ -Pb-Radiator integriert über eine Kreisfläche mit $0,66\text{ cm}$ Radius in einem Abstand von $0,66\text{ cm}$ zum Radiatormittelpunkt senkrecht zur y -Richtung oder zur Kollimatorrichtung $(-\sin 5,315^\circ, -\cos 5,315^\circ, 0)$. Der Winkel zwischen der Neutronenflugrichtung und der Oberflächennormale ist $< 1^\circ$.

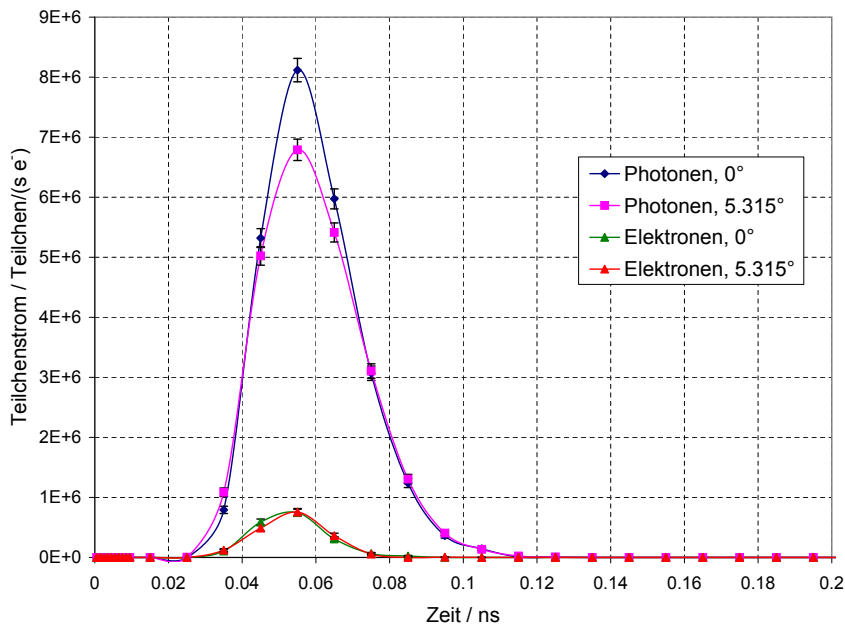


Abbildung 4.18: Zeitabhängiger Photonen- und Elektronenstrom pro Elektron am $(11,2\text{ mm} \cdot 11,2\text{ mm})$ -Pb-Radiator integriert über eine Kreisfläche mit Radius $0,66\text{ cm}$ in einem Abstand von $0,66\text{ cm}$ zum Radiatormittelpunkt senkrecht zur y -Richtung oder zur Kollimatorrichtung $(-\sin 5,315^\circ, -\cos 5,315^\circ, 0)$. Der Winkel zwischen der Neutronenflugrichtung und der Oberflächennormale ist $< 1^\circ$.

4.7 Aktivierung des Neutronenradiator

Die Berechnung der Aktivierung des Neutronenradiator während der Bestrahlung wurde mit dem Programm FLUKA entsprechend der in Kapitel 4.5 beschriebenen Geometrie durchgeführt. Angenommen wurde ein paralleler Elektronenstrahl mit einem Durchmesser von 3 mm und zwei Strahlenergien (50 MeV und 40 MeV) bei jeweils einer Stromstärke von 1 mA. Die Rechnungen für 50 MeV und 40 MeV wurden mit unterschiedlichen Programmversionen von FLUKA durchgeführt. Die Datenbanken der Kern-Photo-Wirkungsquerschnitte für Blei und Molybdän wurden in der aktuellsten Version (2002.4) aufgrund unserer Hinweise modifiziert. Die Ergebnisse bei der Strahlenergie 50 MeV wurden mit der bis Juni 2003 gültigen Version 2002.1 und bei 40 MeV mit der ab Juni 2003 verfügbaren Version 2002.4 berechnet. In Abb. 4.19 sind die Parametrisierungen der Kern-Photo-Reaktionen an Blei und Molybdän für die beiden Programmversionen gegenübergestellt.

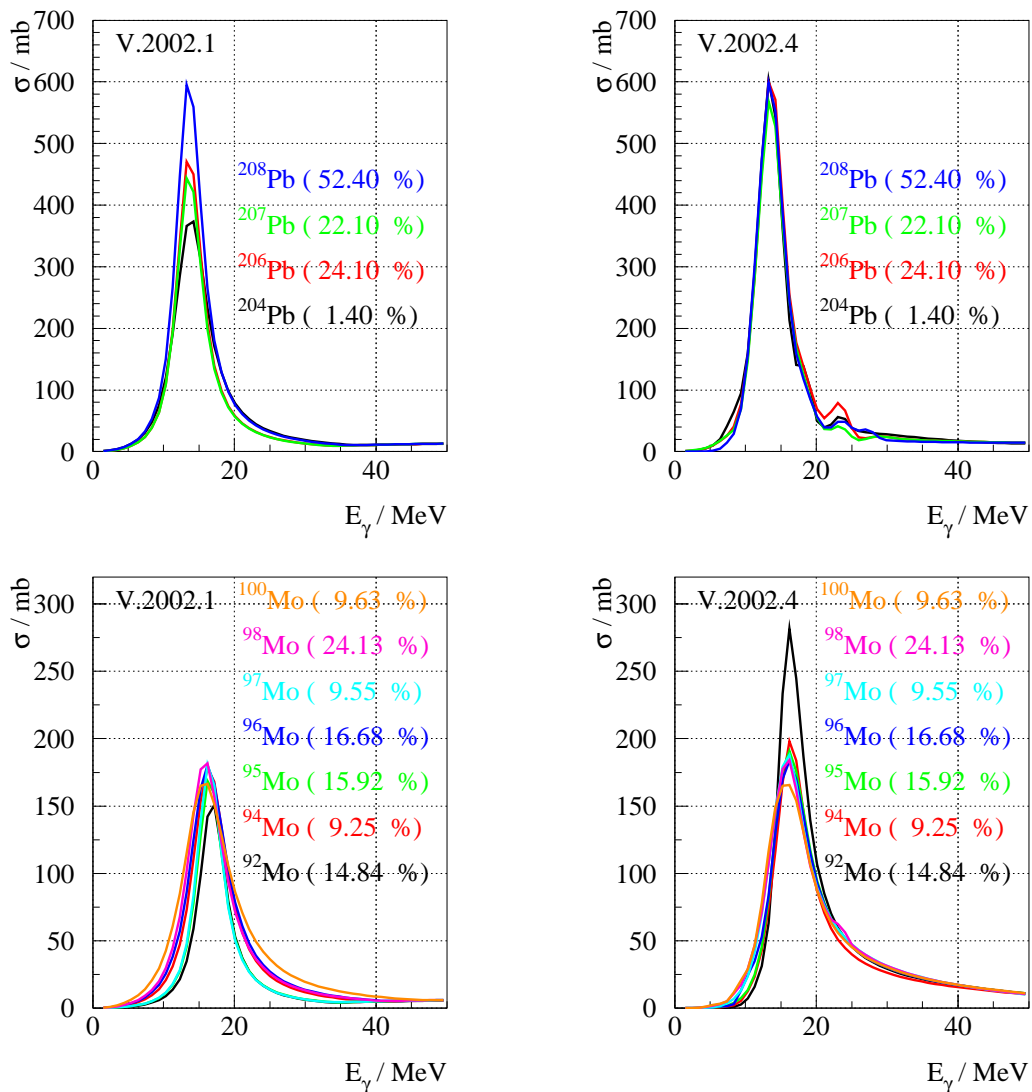


Abbildung 4.19: Vergleich der Parametrisierungen der Wirkungsquerschnitte für Blei- und Molybdän-Isotope im Programm FLUKA. Die Prozentangaben sind die Isotopenanteile in der natürlichen Zusammensetzung. Links: Version 2002.1; rechts: Version 2002.4.

Tabelle 4.8 enthält die Ergebnisse der Aktivierungsrechnungen für die Molybdän-Kanalwand bei 50 MeV und 40 MeV, berechnet mit $1,6 \cdot 10^8$ bzw. 10^8 Ereignissen. Einge-
tragen sind die gebildeten instabilen Nuklide, deren Halbwertszeiten $T_{1/2}$, die Anzahl
auftretender (und emittierter) Gamma-Energien beim radioaktiven Zerfall, N_γ , die
Sättigungsaktivitäten A_∞ (mit Angabe der Standardfehler, bezogen auf den mittlere-
ren Wert der Sättigungsaktivität in Prozent), sowie der Hinweis auf die Abbildung,
in welcher die Zeitabhängigkeit der Aktivität dargestellt ist. Die Ergebnisse der im
flüssigen Blei gebildeten instabilen Nuklide sind in entsprechender Weise in Tab. 4.9
zusammengestellt.

Strahlenergie		50 MeV			40 MeV		
Anzahl von Ereignissen		10 ⁸			1,6·10 ⁸		
FLUKA-Version		2002.1			2002.4		
Nuklid	$T_{1/2}$	N_γ	A_∞ / Bq	Abb.	A_∞ / Bq	Abb.	
⁹³ Mo	4,0·10 ³ a	1	8,9·10 ¹⁰ ± 0,4%	4.22a	8,0·10 ¹⁰ ± 0,2%	4.20a	
⁹⁹ Mo	65,94 h	37	7,1·10 ¹⁰ ± 0,3%	4.22a	4,9·10 ¹⁰ ± 0,2%	4.20a	
⁹¹ Nb	680 a		5,3·10 ¹⁰ ± 0,3%	4.22a	7,8·10 ¹⁰ ± 0,2%	4.20a	
⁹¹ Mo	15,49 m	20	3,1·10 ¹⁰ ± 0,6%	4.22a	4,4·10 ¹⁰ ± 0,3%	4.20a	
⁹⁰ Nb	14,6 h	55	1,7·10 ⁹ ± 2,3%	4.22a	3,9·10 ⁹ ± 1,5%	4.20a	
⁹² Nb	3,47·10 ⁷ a	2	6,0·10 ⁸ ± 4,3%		6,1·10 ⁸ ± 1,9%		
⁹⁴ Nb	2,03·10 ⁴ a	2	5,4·10 ⁸ ± 2,9%	4.22a	5,9·10 ⁸ ± 1,4%	4.20a	
¹⁰¹ Mo	14,61 m	191	5,3·10 ⁸ ± 1,2%	4.22a	4,6·10 ⁸ ± 0,7%	4.20a	
⁹⁰ Mo	5,67 h	24	4,9·10 ⁸ ± 2,0%	4.22a	1,2·10 ⁹ ± 2,3%	4.20a	
⁹⁵ Nb	34,98 d	3	3,6·10 ⁸ ± 6,6%	4.22a	3,1·10 ⁸ ± 5,4%	4.20a	
⁸⁸ Zr	83,4 d	1	2,5·10 ⁸ ± 6,9%	4.22a	4,0·10 ⁸ ± 1,4%	4.20a	
⁹⁶ Nb	23,35 h	31	2,4·10 ⁸ ± 3,6%	4.22a	2,3·10 ⁸ ± 3,5%	4.20a	
⁸⁹ Zr	78,41 h	5	2,4·10 ⁸ ± 1,7%	4.22a	2,2·10 ⁸ ± 2,8%	4.20a	
⁹³ Zr	1,53·10 ⁶ a	1	2,1·10 ⁸ ± 2,5%		2,4·10 ⁸ ± 2,0%		
⁹⁷ Nb	72,1 m	13	1,6·10 ⁸ ± 3,1%	4.22b	1,2·10 ⁸ ± 4,5%	4.20b	
⁸⁹ Nb	1,9 h	92	1,4·10 ⁸ ± 4,6%	4.22b	3,5·10 ⁷ ± 10%	4.20b	
⁸⁷ Zr	1,68 h	28	4,8·10 ⁷ ± 16%	4.22b	6,5·10 ⁷ ± 7,6%	4.20b	
⁸⁷ Y	79,8 h	2	4,1·10 ⁷ ± 7,8%	4.22b	9,1·10 ⁷ ± 4,5%	4.20b	
⁹⁸ Nb	2,86 s		3,0·10 ⁷ ± 7,1%	4.22b	2,6·10 ⁷ ± 7,5%	4.20b	
⁹⁹ Nb	15 s		1,6·10 ⁷ ± 24%	4.22b	1,3·10 ⁷ ± 23%	4.20b	
⁸⁹ Mo	2,04 m	8	1,5·10 ⁷ ± 22%	4.22b	3,9·10 ⁵ ± 100%	4.20b	
⁸⁶ Y	14,74 h	104	1,4·10 ⁷ ± 29%	4.22b			
⁹⁵ Zr	64,02 d	3	9,4·10 ⁶ ± 19%	4.22b	1,5·10 ⁷ ± 15%	4.20b	
⁸⁶ Zr	16,5 h	12	7,8·10 ⁶ ± 12%	4.22b	7,8·10 ⁵ ± 65%	4.20b	
⁸⁸ Y	106,65 d	6	1,6·10 ⁶ ± 58%	4.22b	3,9·10 ⁵ ± 100%	4.20b	
⁹⁰ Y	64,1 h	2	7,8·10 ⁵ ± 100%	4.22b	1,6·10 ⁶ ± 38%	4.20b	
³ H	12,33 a				2,0·10 ⁶ ± 30%	4.20b	
⁹⁶ Tc	4,28 d				1,2·10 ⁶ ± 49%	4.20b	

Tabelle 4.8: Sättigungsaktivitäten der in der Molybdän-Kanalwand gebildeten instabilen Nuklide bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $E_0 = 40 \text{ MeV}$; Elektronenstromstärke $I = 1 \text{ mA}$.

Strahlenergie		50 MeV			40 MeV			
Anzahl von Ereignissen		10 ⁸			1,6·10 ⁸			
FLUKA-Version		2002.1			2002.4			
Nuklid	$T_{1/2}$	N_γ	A_∞ / Bq		Abb.	A_∞ / Bq		Abb.
²⁰⁵ Pb	1,53·10 ⁷ a		5,4·10 ¹² ± 0,03%		4.23a	5,6·10 ¹² ± 0,02%		4.21a
²⁰³ Pb	51,87 h	3	3,4·10 ¹¹ ± 0,2%		4.23a	3,7·10 ¹¹ ± 0,1%		4.21a
²⁰² Pb	5,25·10 ⁴ a		7,3·10 ¹⁰ ± 0,5%		4.23a	4,2·10 ¹⁰ ± 0,3%		4.21a
²⁰¹ Pb	9,33 h	75	5,5·10 ⁹ ± 1,7%		4.23a	3,2·10 ⁹ ± 0,9%		4.21a
²⁰⁶ Tl	4,2 m	3	1,6·10 ⁹ ± 2,6%		4.23a	8,7·10 ⁸ ± 2,5%		4.21a
²⁰⁴ Tl	3,78 a		1,1·10 ⁹ ± 2,4%		4.23a	4,5·10 ⁸ ± 1,3%		4.21a
²⁰⁰ Pb	21,5 h	20	1,0·10 ⁹ ± 1,8%		4.23a	2,5·10 ⁸ ± 4,1%		4.21a
²⁰⁷ Tl	4,77 m	3	8,6·10 ⁸ ± 4,0%		4.23a	6,1·10 ⁸ ± 1,8%		4.21a
²⁰⁹ Pb	3,25 h		4,9·10 ⁸ ± 0,2%		4.23a	4,3·10 ⁸ ± 0,5%		4.21a
²⁰² Tl	12,23 d	3	1,3·10 ⁸ ± 7,5%		4.23a	3,1·10 ⁷ ± 12%		4.21a
¹⁹⁹ Pb	90,0 m	119	5,4·10 ⁷ ± 19%		4.23a			
²⁰¹ Tl	72,91 h	9	3,0·10 ⁷ ± 6,5%		4.23a	7,8·10 ⁶ ± 20%		4.21a
²⁰⁰ Tl	26,1 h	95	6,2·10 ⁶ ± 20%		4.23a			
³ H	12,33 a		2,3·10 ⁶ ± 33%		4.23a	7,8·10 ⁵ ± 65%		4.21a
⁸⁴ As	3,24 s		1,6·10 ⁶ ± 58%		4.23b			
¹²² In	1,5 s		1,6·10 ⁶ ± 58%		4.23b			
²⁰⁴ Bi	11,22 h	275	1,6·10 ⁶ ± 58%		4.23b			
²⁰⁵ Bi	15,31 d	150	1,6·10 ⁶ ± 58%		4.23b			
²⁰⁷ Bi	31,55 a	6	1,6·10 ⁶ ± 58%		4.23b	2,3·10 ⁶ ± 49%		4.21a
²⁰⁸ Bi	3,68·10 ⁵ a	1	1,6·10 ⁶ ± 100%			7,8·10 ⁵ ± 65%		
⁹⁴ Y	18,7 m	54				7,8·10 ⁵ ± 65%		4.21b
¹⁰⁶ Tc	36 s					7,8·10 ⁵ ± 65%		4.21b
²⁰³ Hg	46,612 d	1	1,6·10 ⁶ ± 58%		4.23b	2,0·10 ⁶ ± 29%		4.21a
²⁰⁵ Hg	5,20 m	13	5,8·10 ⁵ ± 45%		4.23b	5,0·10 ⁵ ± 28%		4.21b
¹⁰³ Nb	1,5 s		7,8·10 ⁵ ± 100%		4.23b	3,9·10 ⁵ ± 100%		4.21b
⁹⁹ Nb	36 s					3,9·10 ⁵ ± 100%		4.21b
¹⁰³ Mo	67,5 s					3,9·10 ⁵ ± 100%		4.21b
²⁰⁸ Tl	3,05 m	29				1,7·10 ⁵ ± 100%		4.21b
⁸⁸ Kr	2,84 h	88	7,8·10 ⁵ ± 100%		4.23b			
⁹³ Sr	7,42 m	161	7,8·10 ⁵ ± 100%		4.23b			
⁹⁷ Zr	16,9 h	42	7,8·10 ⁵ ± 100%		4.23b			
¹⁰⁶ Ru	1,02 a		7,8·10 ⁵ ± 100%		4.23b			
¹²⁷ Sb	92,4 h	37	7,8·10 ⁵ ± 100%		4.23b			
²⁰⁶ Bi	6,24 d	84	7,8·10 ⁵ ± 100%		4.23b			

Tabelle 4.9: Sättigungsaktivitäten der im flüssigen Blei gebildeten instabilen Nuklide bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $E_0 = 40 \text{ MeV}$ und eine Elektronenstromstärke von $I = 1 \text{ mA}$.
Anmerkung : Für die Strahlenergie 50 MeV werden 13 weitere radioaktive Isotope durch Photospaltung erzeugt. Sie haben sehr kurze Halbwertszeiten und die sehr kleinen Aktivitäten sind mit großen Fehlern behaftet; Sie werden daher nicht aufgeführt.

In den Abbildungen 4.20 und 4.21 werden die Aktivitäten der im Molybdän-Kanal bzw. im flüssigen Blei für die Strahlenergie $E_0 = 40$ MeV und Elektronenstromstärke $I = 1$ mA bei einer Strahldauer von 120 h und anschließender Strahlpause von 48 h dargestellt. Die Abbildungen 4.22 und 4.23 zeigen die entsprechenden Ergebnisse für eine Strahlenergie von 50 MeV.

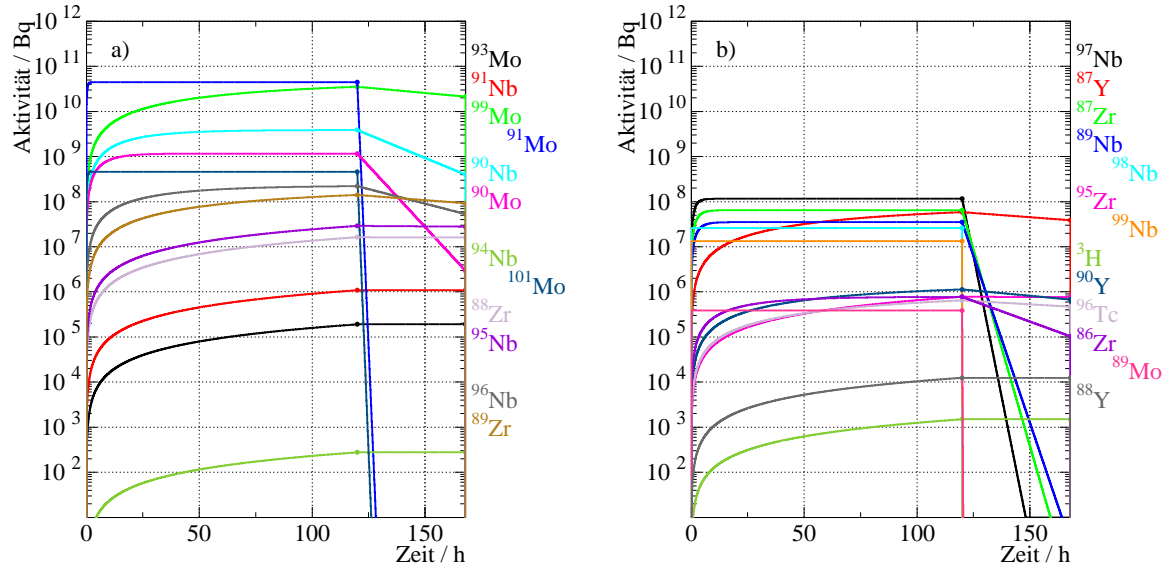


Abbildung 4.20: Zeitabhängige Aktivitäten der im Molybdän-Kanal gebildeten Nuklide bei $E_0 = 40$ MeV und $I = 1$ mA während 120h Bestrahlung und 48h Pause. Die Anordnung der Nuklide von oben nach unten neben den Abbildungen entspricht einer fallenden Sättigungsaktivität, wobei links die Nuklide mit einer Halbwertszeit größer und rechts kleiner 1 h eingetragen sind.

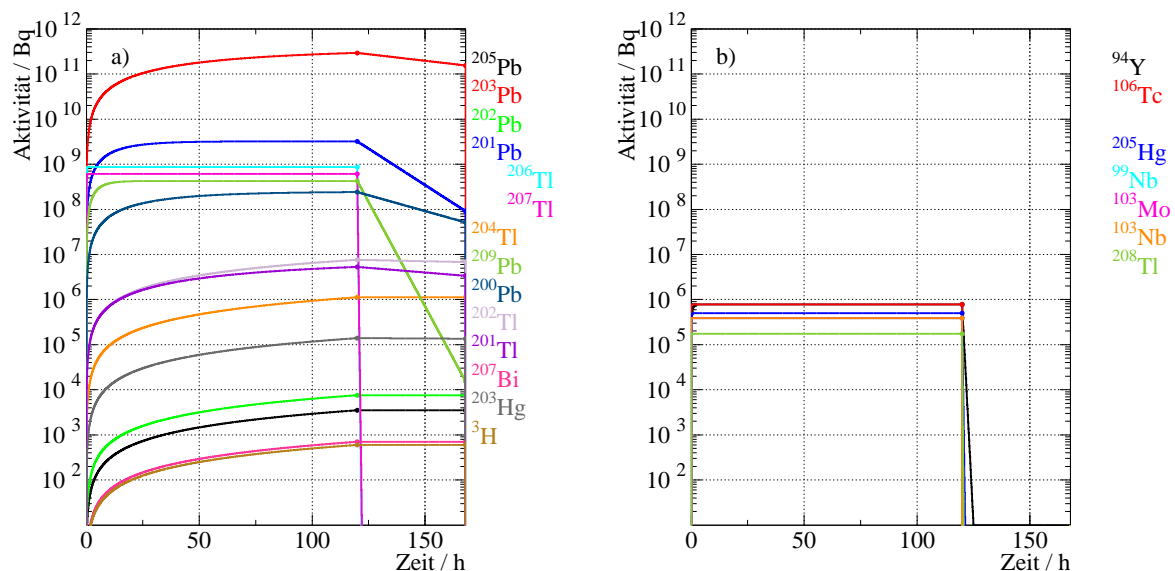


Abbildung 4.21: Zeitabhängige Aktivitäten der im flüssigen Blei gebildeten Nuklide bei $E_0 = 40$ MeV und $I = 1$ mA während 120h Bestrahlung und 48h Pause. Zur Anordnung der Nuklide siehe Abb. 4.20.

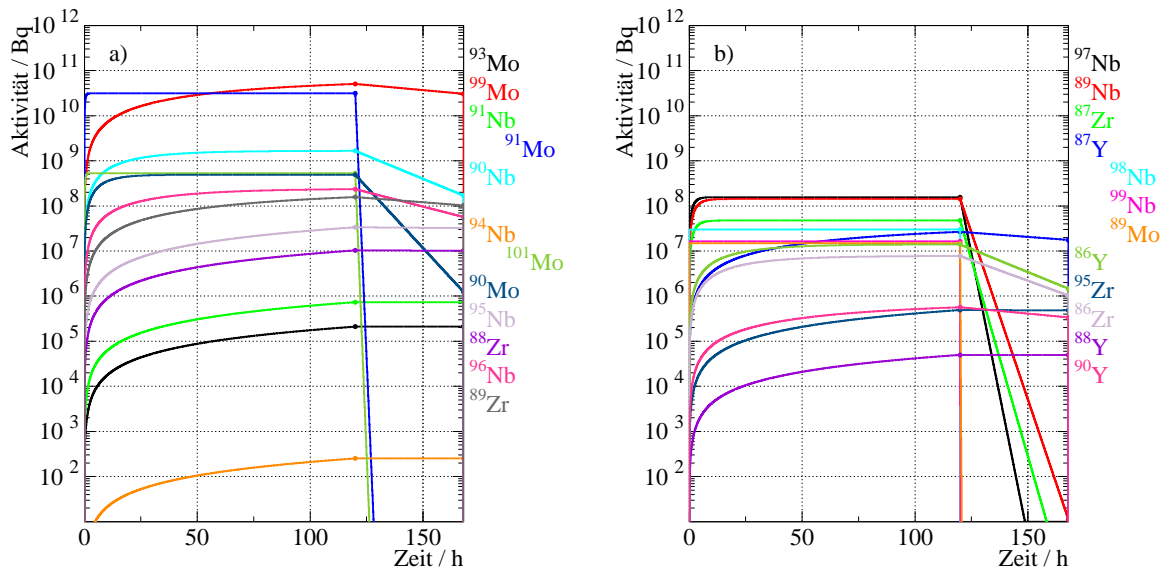


Abbildung 4.22: Zeitabhängige Aktivitäten der im Molybdän-Kanal gebildeten Nuklide bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause. Zur Anordnung der Nuklide siehe Abb. 4.20.

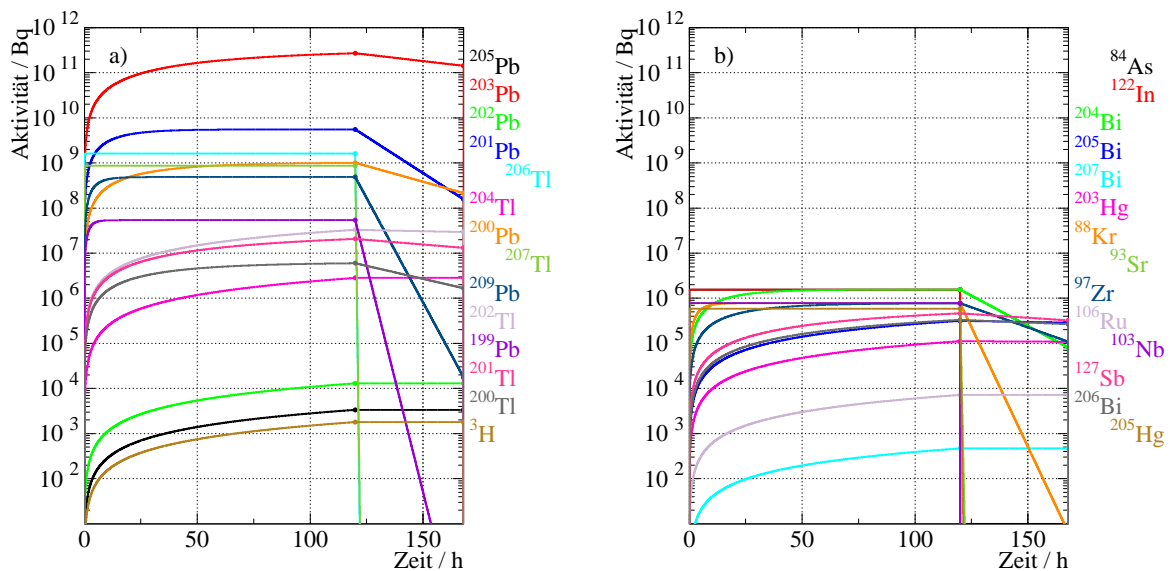


Abbildung 4.23: Zeitabhängige Aktivitäten der im flüssigen Blei gebildeten Nuklide bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause. Zur Anordnung der Nuklide siehe Abb. 4.20.

Bei Strahlpausen wird das flüssige Blei in einen Speicher-Behälter abgelassen und die gesamte Photoneutronenquelle wird in ein Bleihaus abgesenkt. Die durch spontanen Zerfall in der Molybdän-Kanalwand und im flüssigen Blei emittierte Reststrahlung wird in den Wänden des Bleihauses abgeschirmt. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden in Kapitel 7 zusammengefasst. Auch der (von der TU Dresden erstellte) W-Neutronenradiator kann in ein abdeckbares Bleihaus abgesenkt werden; das Tritiumtarget wird während der Strahlpausen in einer „glove box“ aufbewahrt. Alle drei Neutronenquellen können damit unabhängig voneinander betrieben werden. Falls keine Flugzeitexperimente durchgeführt werden, wird der Kollimatorkanal durch Eisen- und Polyethyleinsätze verschlossen.

5 Bleikreislauf

Der hohe Energieeintrag des fokussierten Elektronenstrahls bedingt die Verwendung eines Flüssigmetalltargets. Als Targetmaterial wurde Blei ausgewählt.

Eine experimentelle Versuchsanlage (siehe Abbildung 5.1) wurde installiert, um die in Abschnitt 4.3 vorgestellten numerischen Rechnungen zu validieren und um Erfahrungen hinsichtlich des Betriebsverhaltens der gesamten Anlage und ihrer einzelnen Komponenten sowie der Materialverträglichkeit von flüssigem Blei und der eingesetzten Konstruktionswerkstoffe über längere Zeiträume zu gewinnen.

Der Versuchskreislauf wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Physik in Riga-Salaspils, Lettland, entworfen und aufgebaut. Das Blei zirkuliert in einer Rohrleitung aus Edelstahl (SS316L) mit einem Innendurchmesser von 27 mm bei einer Wandstärke von 3,2 mm. Weitere Komponenten der Anlage wie der Sammelbehälter, der Ausgleichstank und der Kühler sind ebenfalls aus dem gleichen Material gefertigt. Ein wesentliches Element ist die Radiatorsektion, bestehend aus dem eigentlichen Bleikanal mit einer quadratischen Querschnittsfläche von $11,2 \text{ mm} \times 11,2 \text{ mm}$ sowie einer Düse und einem Diffusor als Übergang zum Rohrleitungssystem des Kreislaufes. Die Wandstärken des Radiatorkanals sind im Vergleich zu den Rohrleitungen auf 0,5 mm reduziert worden. Aus praktischen Gründen wurden die ersten Versuche mit einem Edelstahlkanal durchgeführt, der aber später durch ein Kanalstück gleicher Geometrie aus Molybdän ersetzt wurde. Der Targetkanal ist mit dem restlichen Kreislauf durch Flansche verbunden und aus diesem Grund leicht auswechselbar. Beim Entwurf von Düse und Diffusor musste neben der Verengung bzw. Erweiterung der Querschnittsfläche auch der Übergang von einer kreisförmigen zur quadratischen Querschnittsform berücksichtigt werden. Eine wesentliche Bedingung war, zusätzliche Druckverluste infolge von Wirbelablösungen sowie die Ausbildung von Rezirkulationsgebieten zu vermeiden. Aus diesem Grund wurde beispielsweise der Öffnungswinkel des Diffusors auf maximal 3° begrenzt.

Im ausgeschalteten Anlagenzustand befindet sich das Bleiinventar im Sammelbehälter unterhalb des Bleikreislaufs. Der Sammelbehälter verfügt über ein Volumen von ungefähr 10 l und ist auf der gesamten Außenfläche mit elektrischen Heizern bestückt, mit deren Hilfe das feste Blei aufgeschmolzen und auf die erforderliche Fülltemperatur von etwa 400°C gebracht wird. Zum Füllen der Anlage wird ein entsprechendes Ventil in der Speiseleitung geöffnet und durch die Zuleitung von Argongas in den Sammelbehälter eine Druckerhöhung herbeigeführt. Zu diesem Zweck ist der Behälter an ein Schutzgassystem angeschlossen. Der Anlagendruck wird ebenfalls über das Gassystem kontrolliert. Dazu ist ein zweiter Anschluss am Ausgleichsbehälter vorhanden. Der Versuchskreislauf ist für einen maximalen Druck von 6 bar ausgelegt. Um eine Konvektion des Bleis zu gewährleisten, müssen alle bleiführenden Anlagenteile beheizt und mit einer Wärmeisolation versehen werden. Hierzu sind verschiedene elektrische Heizelemente mit einer Gesamtheizleistung von 17 kW installiert. Für eine Überwachung der lokalen Temperaturen sind an verschiedenen Punkten der Versuchsanlage 20 Thermoelemente angebracht.

Die Bleiströmung wird durch eine elektromagnetische Induktionspumpe generiert. Das hier verwendete Pumpenkonzept nutzt eine rotierende Anordnung von Permanentmagneten, um ein wanderndes Magnetfeld entlang des Pumpenkanals und damit eine antreibende Kraft auf das elektrisch leitfähige Fluid zu erzeugen. Die Permanentmagnete sind auf zwei Scheiben befestigt, die den flachen Pumpenkanal von beiden Seiten umschließen. Mittels eines Asynchronmotors werden die Scheiben in Rotation versetzt.

Die Förderrate der Pumpe wird über die Drehzahl des Motors gesteuert, der Maximalwert beträgt ca. 0,3 l/s. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 2,4 m/s im Radiatorkanal. Die Flussrate wird mit Hilfe eines induktiven Durchflussmessers bestimmt. Das Messprinzip beruht auf dem inversen Pumpenkonzept. Auf einer frei gelagerten Scheibe unterhalb des Strömungskanals sind einzelne Permanentmagnete angebracht. Eine Strömung innerhalb des Kanals ruft ein Drehmoment hervor und versetzt damit die Scheibe in Rotation. Die resultierende Winkelgeschwindigkeit zeigt eine lineare Abhängigkeit von der Flussrate des Flüssigmetalls.

Gegenwärtig werden Experimente zur Untersuchung hinsichtlich der Materialverträglichkeit von Molybdän und Blei bzw. Edelstahl SS316L sowie zur Untersuchung des Wärmeübergangsverhaltens am Radiatorkanal durchgeführt. Es ist vorgesehen, den Leistungseintrag des Elektronenstrahls zumindest angenähert mittels einer Induktionsheizung zu simulieren. Zu diesem Zweck steht eine Hochfrequenzheizung (150-350 kHz, 20 kW, ELDEC Schwenk Induction GmbH) zur Verfügung. Neben der Möglichkeit mit Hilfe dieser Induktionsheizung hohe Wärmestromdichten zu realisieren, besteht ein entscheidender Vorteil darin, die Wärmebelastung des Targetkanals trägheitslos variieren zu können. Innerhalb des Versuchskreislaufes ist ein Wärmetauscher integriert, der eine Abfuhr der zugeführten Wärmemengen gewährleisten soll. Dieser Kühler ist als mehrschaliger Zylinder aufgebaut, in dessen Zentrum das flüssige Blei strömt. Die Schmelze ist durch eine Edelstahlwand von einer ruhenden Schicht Hochtemperaturöl getrennt, an die sich ein äußerer Zylinderspalt anschließt, der von Wasser durchströmt wird. Die Wärme wird vom Flüssigmetall über das Öl an das Wasser abgeführt. Die maximale Kühlleistung beträgt 30 kW. Eine Steuerung der Kühlleistung kann durch eine Variation des Füllstandes des Öls im mittleren Zylinderspalt während des Experiments vorgenommen werden. Zu diesem Zweck ist der Kühler mit einem Ölreservoir außerhalb der Anlage verbunden, dessen vertikale Position mittels Stellmotor verändert wird. Die Versuchsanlage wurde in Betrieb genommen und getestet. Alle Anlagenkomponenten erfüllen die bei der Projektierung spezifizierten Anforderungen. Der Versuchskreislauf wurde mit der entsprechenden Steuer- und Überwachungselektronik ausgestattet, deren Probetrieb kürzlich erfolgreich abgeschlossen werden konnte.

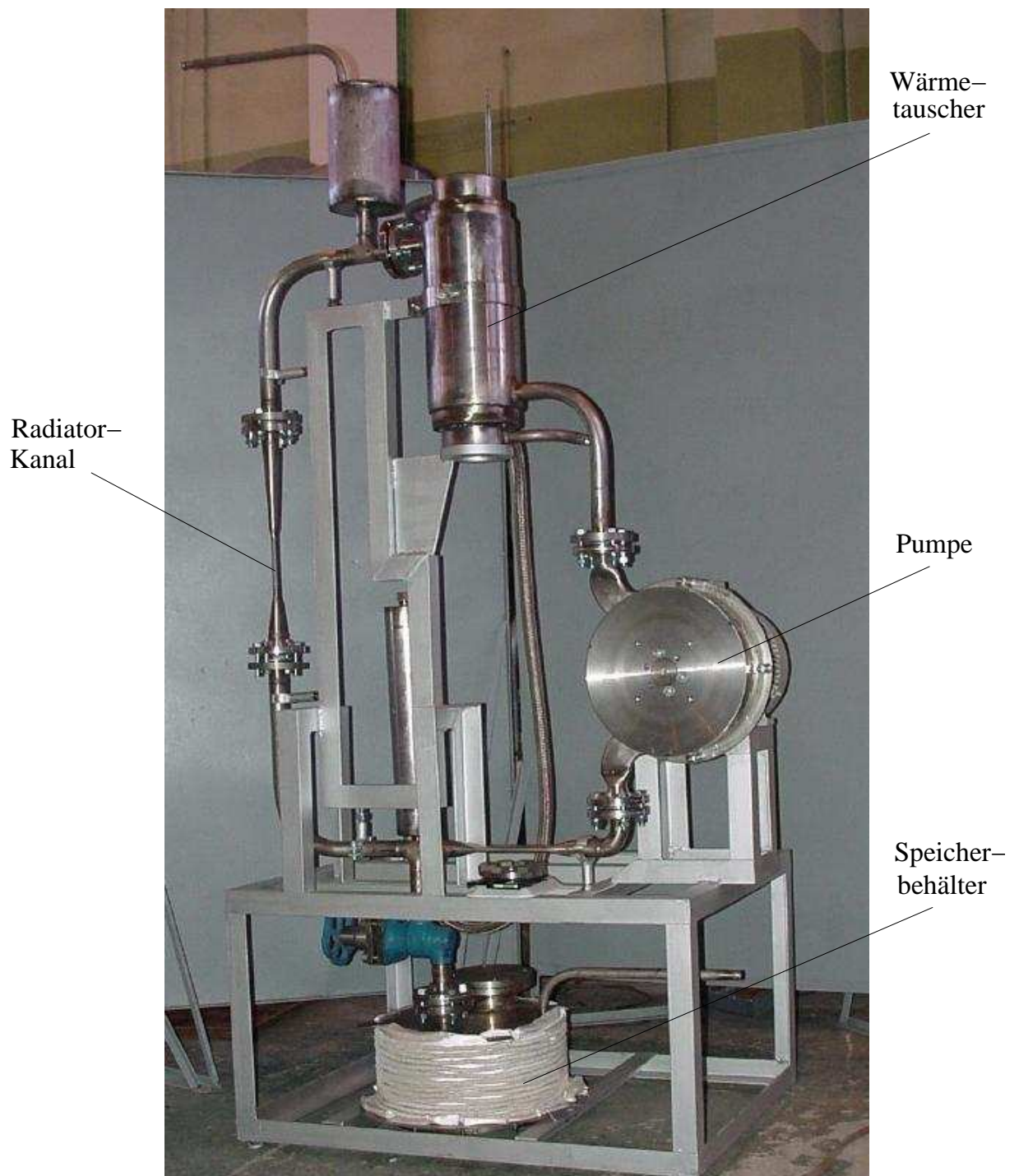


Abbildung 5.1: Testaufbau des Bleikreislaufs der gepulsten Photoneutronenquelle.

6 Strahlfänger und Bleihaus

Die vom Radiator in Vorwärtsrichtung emittierte Strahlung wird in einem Strahlfänger absorbiert. Die Konstruktion des Strahlfängers wird in Kapitel 6.1 beschrieben. Mit dem Programm FLUKA wurde die Energieverteilung bei Bestrahlung des Neutronenradiator und des Strahlfängers berechnet. Darauf aufbauend wurden mit dem Programm ANSYS Rechnungen zur Aufheizung des Strahlfängers durchgeführt; die Ergebnisse werden in Kapitel 6.2 dargelegt. Bei den im folgenden gezeigten Simulationen beträgt der Abstand Radiator zu Strahlfänger 50 mm. Die Rechnungen wurden mit einem Abstand von 70 mm wiederholt, um sicherzustellen, dass die berechneten Leistungsdichteverteilungen und Aktivierungen sich nicht signifikant ändern.

6.1 Konstruktion des Strahlfängers

Der Aufbau des Strahlfängers ist in Abb. 6.1 skizziert. Abb. 2.2 zeigte diese Komponenten als Teil der gesamten Photoneutronenquelle. Der vordere Bereich ist als Klöpperboden ausgeführt. Innerhalb dieser Stahlglocke befindet sich der Neutronenradiator. Mehrere Fenster ermöglichen den nahezu verlustfreien Strahleintritt und die Auskopplung der Photoneutronen unter einem Winkel von ca. 90° . Der Strahlfänger besteht aus einem Kern aus Reinstaluminium und wird von einer Blei-Abschirmung umschlossen. Im Aluminium wird ein Spiralgang zur Aufnahme einer Stahlwendel zur Wasserkühlung vorgesehen.

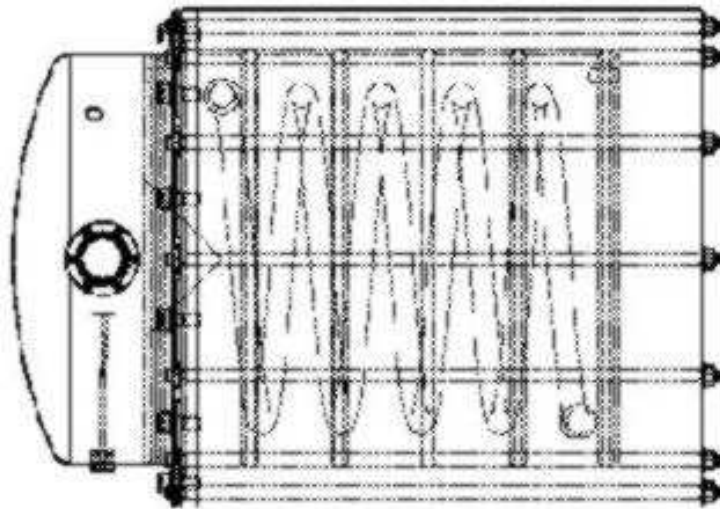


Abbildung 6.1: *Aufbau des Neutronenradiator und Strahlfängers; der Elektronenstrahl tritt von links durch ein Be-Fenster ein.*

Der Aluminium-Kern ist zylindrisch und hat einen Radius von 25 cm; die Länge beträgt 50 cm. Der im Neutronenradiator aufgestreute Elektronenstrahl trifft im Eingangsbereich des Strahlfängers auf eine konusartige Vertiefung mit Radius und Tiefe von 10 cm. Der zylindrische Aluminium-Kern des Strahlfängers wird radial umschlossen von einem 60 cm langen Bleimantel der Dicke 10 cm. In Strahlrichtung wird hinter dem Aluminium-Zylinder eine 15 cm dicke Bleiplatte (Radius 25 cm) zur weiteren Abschirmung angebracht. In Abb. 6.2 ist das den Teilchentransportrechnungen zu Grunde gelegte Modell des Neutronenradiator und Strahlfängers, gezeigt.

Dargestellt ist der Schnitt in der xz -Ebene bei $y = 0$ cm (vgl. Abb. 4.1).

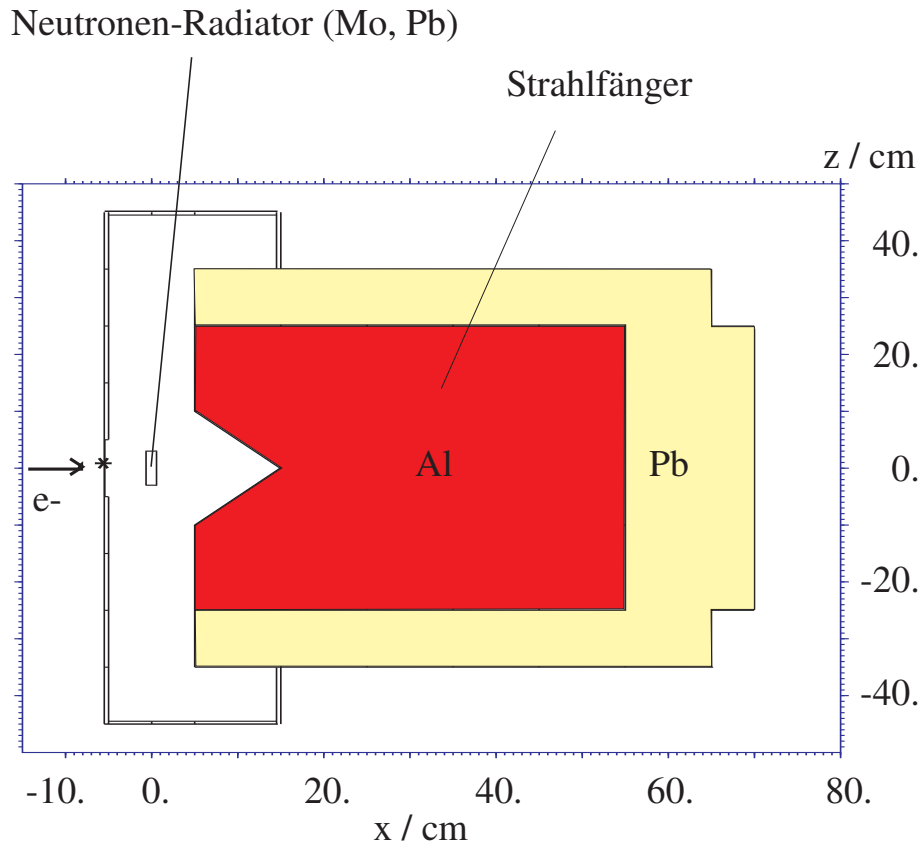


Abbildung 6.2: Schnitt in der xz -Ebene bei $y = 0$ cm durch das Modell des Neutronenradiator und des Strahlfängers. Der Elektronenstrahl trifft von links auf das Eingangsfenster aus Beryllium.

6.2 Energie- und Temperaturverteilung im Strahlfänger

Zur Bestimmung der Energieverteilung im Neutronenradiator und in den angrenzenden Komponenten während der Bestrahlung wurden mit dem Programm FLUKA mehrere Teilchentransportrechnungen durchgeführt. Die Strahlenergie und die radiale Ausdehnung eines parallel angenommenen Elektronenstrahls wurden variiert. Die Energiebilanzen pro Inzidenzelektron wurden für die in Abb. 4.1 beschriebene Geometrie des Neutronenradiator und die in Abb. 6.2 dargelegte Geometrie des Strahlfängers berechnet. Die Ergebnisse werden in Tab. 6.1 zusammengefasst. Verglichen wird weiterhin mit der im Teilbericht [FZR-369] diskutierten schmaleren Radiator-Variante. Betrachtet werden die beiden Strahlenergien 30 MeV und 50 MeV sowie die Strahldurchmesser 3 mm und 8 mm.

In Abb. 6.3 werden die Leistungsdichteverteilungen im Strahlfänger für Strahlenergien von 30 MeV und 50 MeV bei Bestrahlung eines 12,2 mm breiten und tiefen Neutronenradiator mit einem 3 mm Elektronenstrahl der Stromstärke 1 mA gezeigt.

Ausgehend von der Verteilung der Leistungsdichte im Strahlfänger wurden von der Firma HTS Rechnungen zur Temperaturverteilung durchgeführt [HTS]. Verwendet wurde der Programmcode ANSYS. Als Beispiele sind in den Abb. 6.4 und 6.5 die

	Strahl-Energie					
	30 MeV			50 MeV		
	Radiator-Breite bzw. -Tiefe					
	6,6 mm	12,2 mm	6,6 mm	12,2 mm	6,6 mm	12,2 mm
	Strahldurchmesser					
	3 mm		8 mm	3 mm		8 mm
ΔE Be-Folie (d = 500 μm)	0,132	0,132	0,132	0,132	0,132	0,132
ΔE Mo-Wand (d = 500 μm)	1,635	1,004	1,084	1,828	1,303	1,390
ΔE Blei flüssig	10,113	16,662	16,191	10,946	22,580	22,034
ΔE Edelstahl	0,766	0,418	0,506	0,576	0,552	0,631
ΔE Strahlfänger	16,327	10,525	10,837	35,521	23,832	24,221
<i>Aluminium-Kern</i>	<i>14,502</i>	<i>8,921</i>	<i>9,221</i>	<i>32,247</i>	<i>20,677</i>	<i>21,061</i>
<i>Blei-Abschirmung (Platte)</i>	<i>0,569</i>	<i>0,429</i>	<i>0,430</i>	<i>1,731</i>	<i>1,302</i>	<i>1,304</i>
<i>Blei-Abschirmung (Ring)</i>	<i>1,256</i>	<i>1,175</i>	<i>1,186</i>	<i>1,543</i>	<i>1,853</i>	<i>1,856</i>
Energie der Reststrahlung	0,988	1,207	1,202	0,878	1,487	1,475
Energie-Summe	29,961	29,948	29,952	49,881	49,886	49,883

Tabelle 6.1: *Energiedeposition im Neutronenradiator und in den angrenzenden Komponenten bei $E_0 = 30 \text{ MeV}$ und $E_0 = 50 \text{ MeV}$. Verglichen werden Ergebnisse bei verschiedenen Strahlbreiten sowie unterschiedlicher Radiator-Geometrie. Mit ΔE wird die im Material deponierte Energie bezeichnet. Unter Reststrahlung wird die Energie verstanden, welche die das System verlassenden Teilchen forttragen. Alle Energien in MeV.*

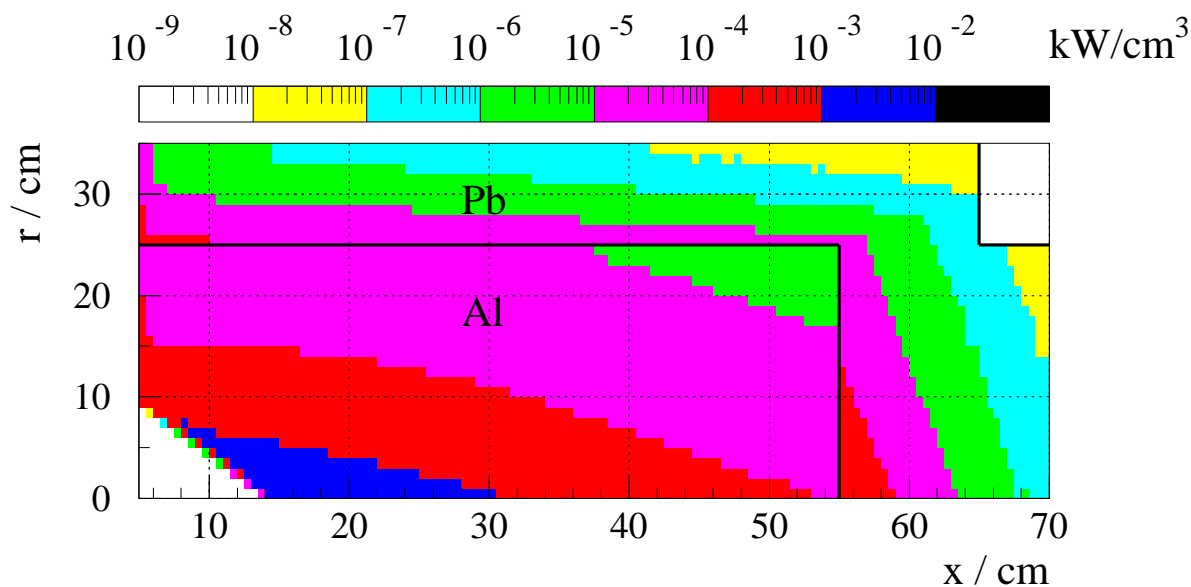
Temperaturverteilungen im Aluminium-Kern und in der Blei-Abschirmung für eine Strahlenergie von 50 MeV gezeigt. Als Parameter gehen in diese Rechnung ein: Volumenstrom des Kühlwassers: 1,7 m³/h, Strömungsgeschwindigkeit: 0,66 m/s, Eintritts- (Austritts)temperatur: 32(42) °C.

Die höchste Temperatur im Aluminium beträgt knapp 200 °C. Die Schmelztemperatur von 660 °C wird nicht erreicht. In der Blei-Abschirmung hinter dem Aluminium-Kern in Strahlrichtung werden Temperaturen bis 67 °C berechnet (Abb. 6.5). Hier ist die eingetragene Wärmeleistungsdichte am größten (s. Abb. 6.3). Die maximale Temperatur von ca. 100 °C tritt jedoch im vorderen Bereich des Mantels auf.

Abgeschätzt wurde, dass ein Ausfall der Wasserkühlung bis zum Abschalten des Elektronenstrahls durch das Interlock-System kurzzeitig zu einer Aufheizung des Kühlwassers bis zu 80 °C führt.

Im Falle einer fehlerhaften Strahlführung, welche dazu führt, dass der Neutronenradiator sich nicht im Strahlengang befindet, werden Temperaturen im Aluminium erreicht, die zum Schmelzen führen können. Die Position des Elektronenstrahls muss also überwacht werden.

a) $E_0 = 30 \text{ MeV}$; $I = 1 \text{ mA}$; ΔP (Strahlfänger) = 10,52 kW; $(\Delta P/V)_{\text{max}} = 6,6 \text{ W/cm}^3$



b) $E_0 = 50 \text{ MeV}$; $I = 1 \text{ mA}$; ΔP (Strahlfänger) = 23,83 kW; $(\Delta P/V)_{\text{max}} = 22,5 \text{ W/cm}^3$

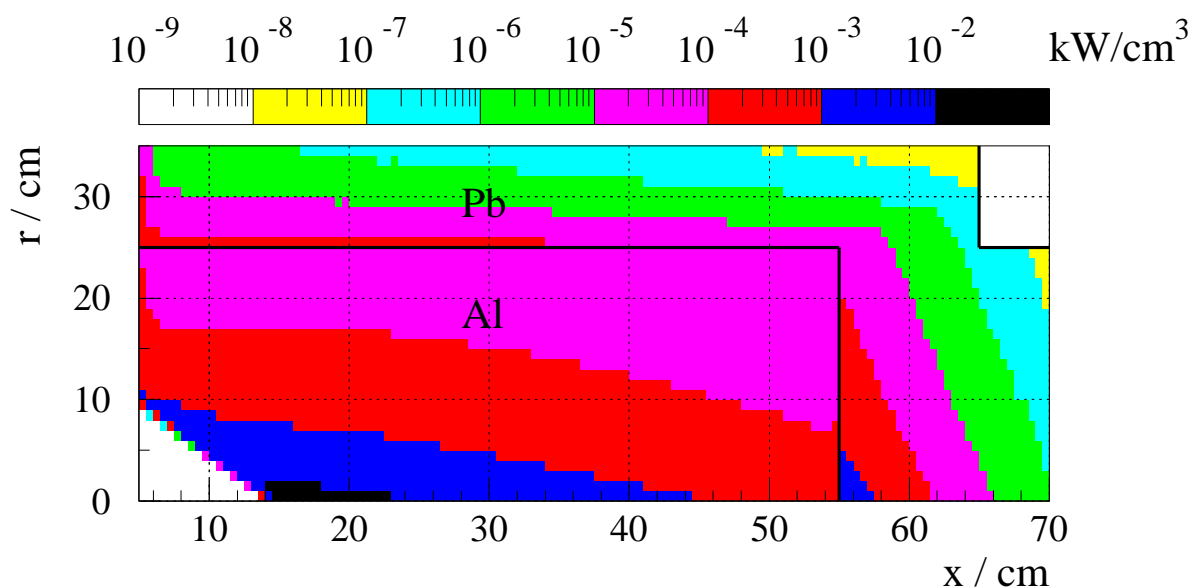
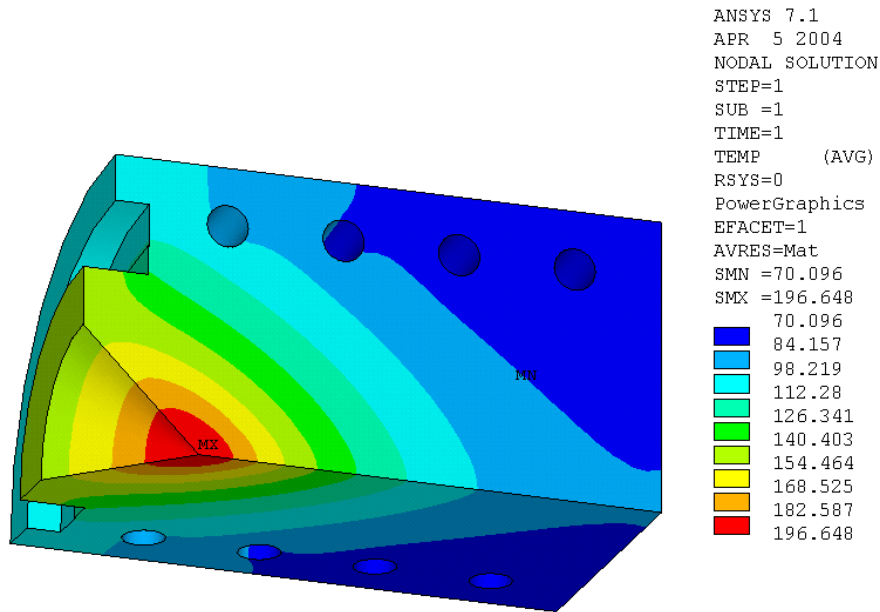


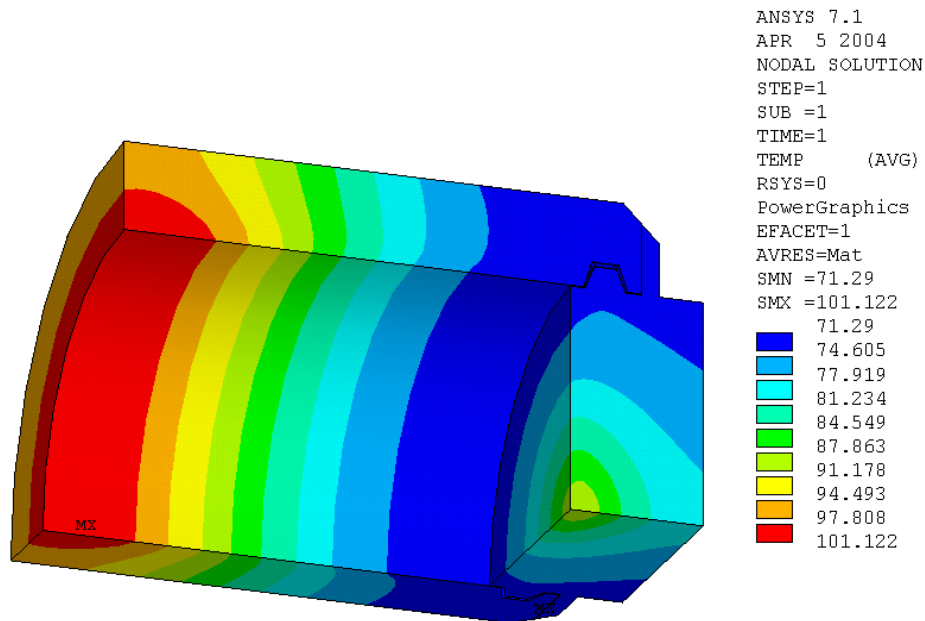
Abbildung 6.3: Leistungsdichteverteilungen im Strahlfänger für $E_0 = 30 \text{ MeV}$ (a) und $E_0 = 50 \text{ MeV}$ (b) sowie $I = 1 \text{ mA}$ bei Bestrahlung eines 12,2 mm breiten und tiefen Neutronenradiators mit Molybdän-Kanalwand (Dicke 0,5 mm) gefüllt mit flüssigem Blei. Der Strahldurchmesser beträgt 8 mm. Die Mitte des Neutronenradiator befindet sich bei $x = 0 \text{ cm}$.

Es wurde ein Gitter mit 35 radialen Abschnitten ($\Delta r = 1 \text{ cm}$) und 130 Abschnitten in Strahlrichtung ($\Delta x = 0,5 \text{ cm}$) zu Grunde gelegt.



Beam Dump mit Q=24 kW, Version 05.04.2004

Abbildung 6.4: Temperaturverteilungen im Aluminium-Kern des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ sowie $I = 1 \text{ mA}$, berechnet mit dem Programmcode ANSYS [HTS].



Beam Dump mit Q=24 kW, Version 05.04.2004

Abbildung 6.5: Temperaturverteilungen in der Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ sowie $I = 1 \text{ mA}$, berechnet mit dem Programmcode ANSYS [HTS].

6.3 Äquivalentdosisleistung am Neutronenradiator und Strahlfänger

Berechnet wurde die Verteilung der Äquivalentdosisleistung an der Oberfläche des Neutronenradiators während des Strahlbetriebs bei einer Strahlenergie von 50 MeV und einer Stromstärke von 1 mA. Die mit FLUKA berechneten Fluenzspektren wurden in einzelnen radialen und transversalen Oberflächensegmenten um den Neutronenradiator herum bestimmt. In Abb. 6.6 wurde das den Rechnungen zu Grunde gelegte Modell aus Abb. 6.2 mit der Information ergänzt, an welchen radialen und transversalen Abschnitten die mittleren Fluenzen für Neutronen und Photonen berechnet wurden (s. Position der Sternchen). Die Positionen A bis G dienen der Orientierung bei der Darstellung der Ergebnisse entlang des Weges beginnend am Strahleintritt über den Strahlfängermantel bis zur Strahlachse hinter dem Strahlfänger.

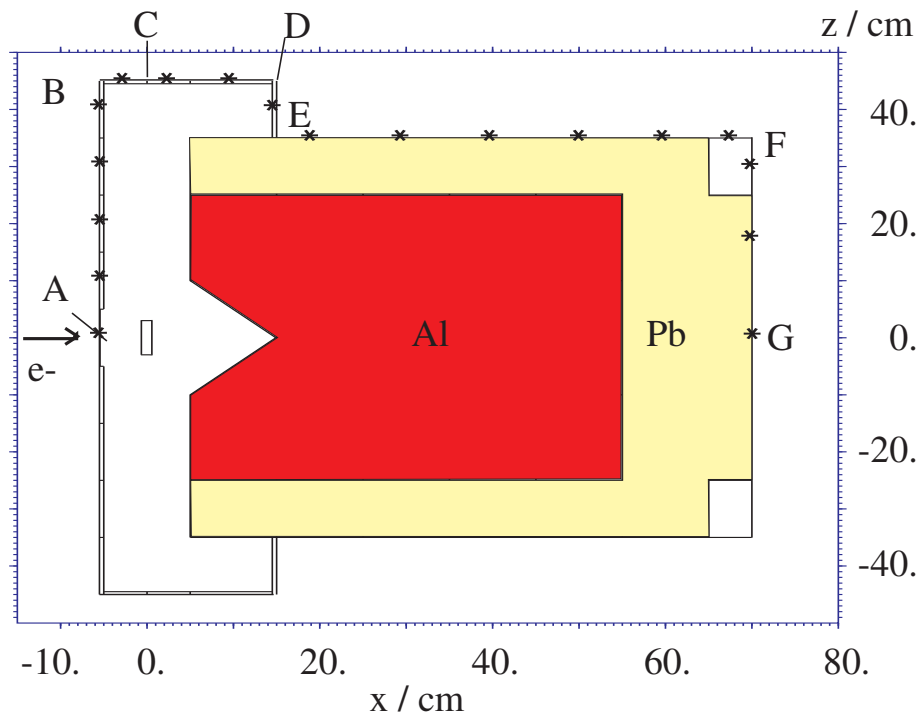


Abbildung 6.6: Modell des Neutronenradiators und des Strahlfängers für die Berechnung der Äquivalentdosisleistung (Vertikalschnitt). Die mit Sternchen gekennzeichneten Positionen beschreiben die Oberflächenabschnitte, für welche die Rechnungen durchgeführt wurden. Die Buchstaben A bis G beschreiben Positionen entlang des Umfangs. Position A befindet sich auf der Strahlachse; C entspricht der Position des Neutronenradiators und G befindet sich in der Strahlachse hinter dem Strahlfänger.

Mit Hilfe von Konversionsfaktoren aus [ICRP] werden die Fluenzspektren in die energieabhängigen Verteilungen der mittleren Äquivalentdosisleistung umgerechnet. Nach Integration über die Energie ergeben sich die in den Abb. 6.7 und 6.8 dargestellten Verteilungen der mittleren Äquivalentdosisleistungen um den Neutronenradiator und Strahlfänger. Die Positionen A bis G sind in den Abbildungen markiert. Abb. 6.7 zeigt die Verteilung der Äquivalentdosisleistung um den Aluminium-Kern ohne die Blei-Abschirmung und in Abb. 6.8 ist die Verteilung um den Strahlfänger mit Blei-Abschirmung dargestellt.

Man erkennt die Abschirmwirkung des 10 cm dicken Bleimantels (von Position D bis F)

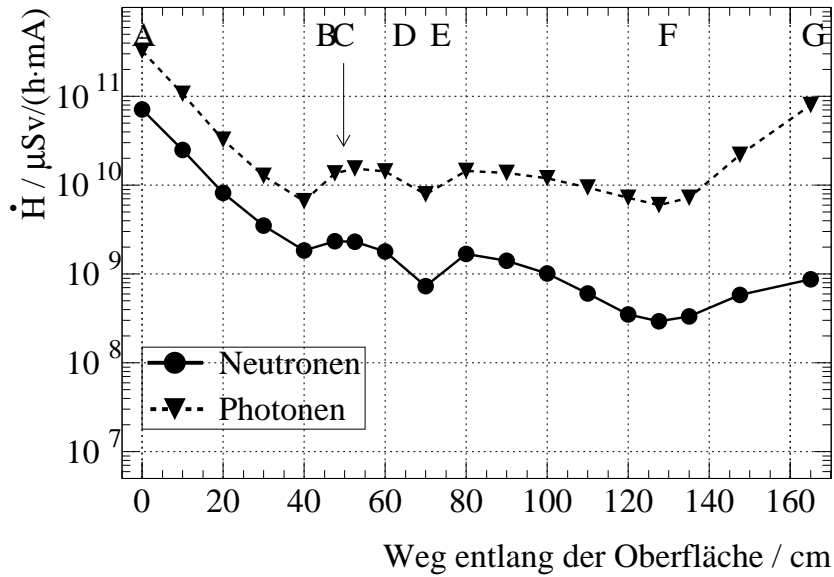


Abbildung 6.7: Verteilungen der Photonen- und Neutronen-Äquivalentdosisleistungen um den Neutronenradiator und Aluminiumkern ohne Blei-Abschirmung bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$.

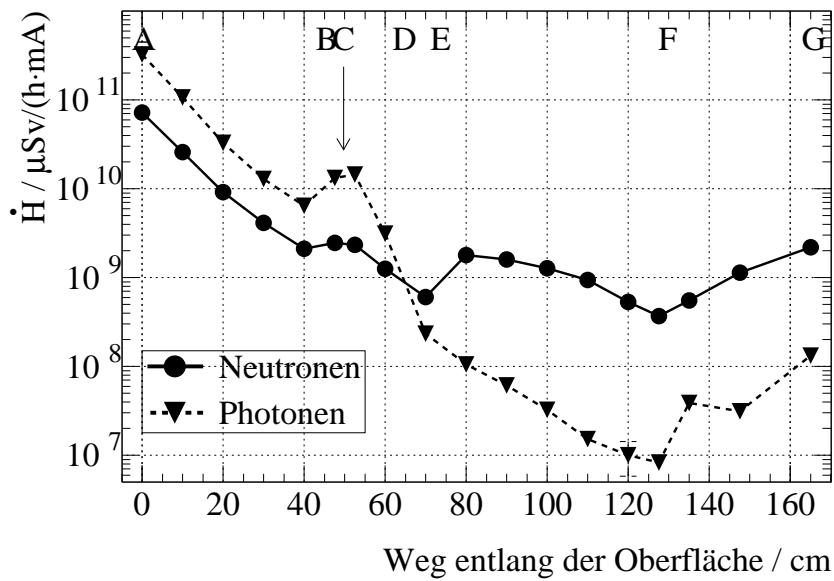


Abbildung 6.8: Verteilungen der Photonen- und Neutronen-Äquivalentdosisleistungen um den Neutronenradiator und Aluminiumkern mit Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$.

und der dem Aluminium-Kern nachgeordneten 15 cm dicken Bleiplatte (von Position F bis G) für die Photonendosis von bis zu 3 Größenordnungen. Die Neutronendosisleistung wird in der Bleiplatte (Bereich der Strahlachse) um ca. einen Faktor 2 erhöht.

6.4 Betrachtungen zum Strahlenschutz während des Strahlbetriebes

Mit dem Programm MCNP wurde die Photonen-Äquivalentdosisleistung in Strahlrichtung der Inzidenzelektronen 10 cm hinter der 2,4 m dicken Betonwand der Neutronenhalle berechnet, wo sich das Messlabor befindet, das während der Experimente genutzt werden soll. Da dieser Raum als Überwachungsbereich eingestuft wurde, ist in ihm entsprechend der Betriebsgenehmigung des ELBE-Beschleunigers der Grenzwert der Dosisleistung von $2,5 \mu\text{Sv/h}$ einzuhalten. Die MCNP-Geometrieingabe enthält die Anordnung des Strahlfängers im Neutronenlabor und den Bereich im benachbarten Messraum, in dem die Photonen-Äquivalentdosisleistung berechnet wurde; sie ist in Abb. 6.9 gezeigt. Die Geometrie des Strahlfängers entspricht der aus Abb. 6.2, d. h., hinter dem 50 cm langen Aluminiumzylinder mit der 10 cm tiefen Einkerbung befindet sich eine 15 cm dicke Bleiplatte. Bei der MCNP-Rechnung wurde die Photonen-Äquivalentdosisleistung 10 cm hinter der Betonwand auf einem quadratischen Gitter mit einer Gitterweite von 10 cm an $5 \times 5 = 25$ Punkten bestimmt. Der Gitterpunkt in der Mitte liegt dabei genau auf der Elektronenstrahlachse.

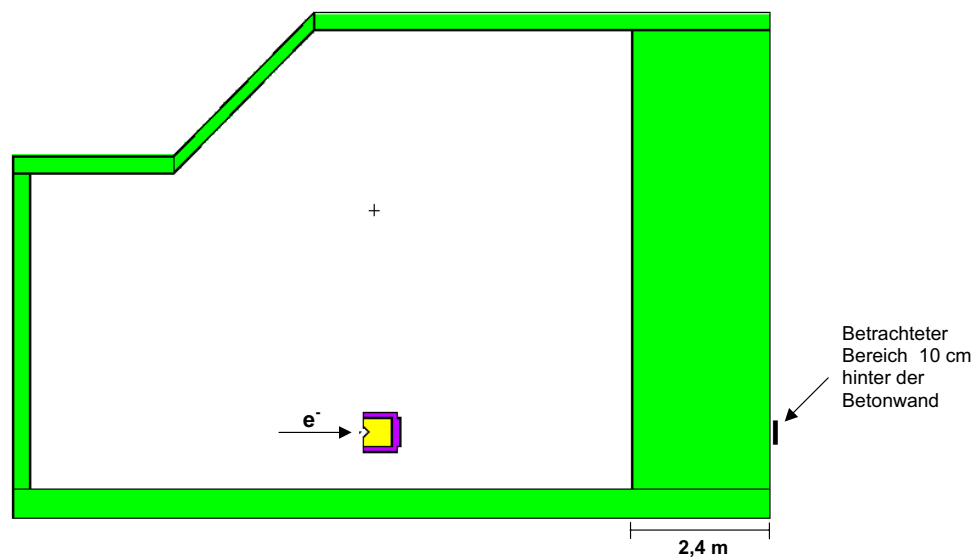


Abbildung 6.9: MCNP-Geometrieingabe mit der Anordnung des Strahlfängers im Neutronenlabor. Die schwarze Linie 10 cm hinter der 2,4 m dicken Betonwand markiert den Bereich, in dem die Photonen-Äquivalentdosisleistung berechnet wurde.

Es wurde eine Elektronenenergie von 50 MeV angenommen. Die Ergebnisse sind angegeben für eine Elektronenstromstärke von 1 mA. Die Dichte des Betons beträgt $2,5 \text{ g/cm}^3$ und die Photonen und Elektronen wurden in zwei getrennten Rechnungen bis zu einer minimalen Energie von 100 keV bzw. 1 keV betrachtet. Bei einer e^- - und γ -Schwelle von 100 keV liegen die Maximalwerte auf der Strahlachse zwischen 0,7 und $0,75 \mu\text{Sv/h}$ bei Verwendung unterschiedlicher Konversionsfaktoren (ANSI/ANS-6.1.1-1977, ICRP- 21 und neuere ICRP Daten [ICRP95]) mit einem relativen statistischen Fehler unter 4%. Bei einer Schwelle von 1 keV liegen die Werte nur unwesentlich höher,

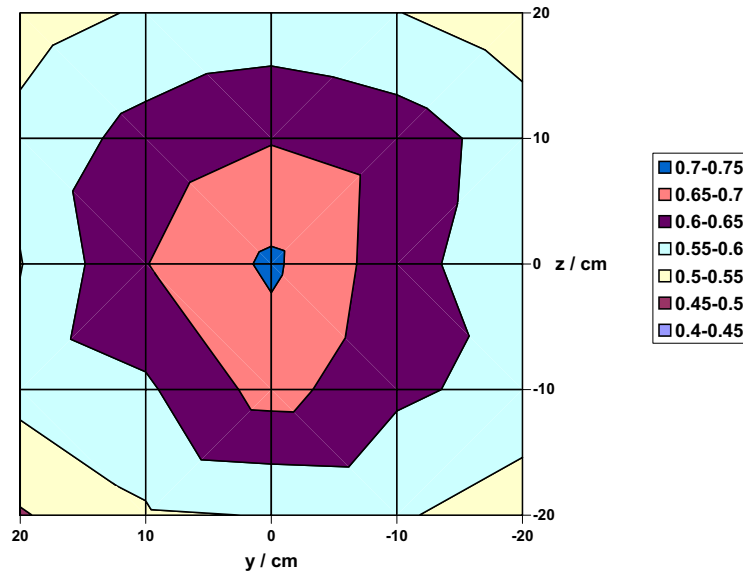


Abbildung 6.10: Mit MCNP berechnete Photonen-Äquivalentdosisleistung in $\mu\text{S}/\text{h}$ im Abstand von 10 cm hinter der 2,4 m dicken Betonwand aus Abb. 6.9 . $E_{e^-} = 50 \text{ MeV}$, $I_{e^-} = 1 \text{ mA}$, e^- - und γ -Schwelle bei 100 keV, relativer statistischer Fehler kleiner als 8%.

d.h. unter $0,8 \mu\text{Sv}/\text{h}$. Das MCNP-Ergebnis für die Rechnung mit e^- - und γ -Schwelle bei 100 keV ist in Abb.6.10 zu sehen. Wie erwartet liegt das Maximum in der Mitte des Gitters. Die mangelnde Radialsymmetrie ist auf die relativen statistischen Fehler zurückzuführen, die $< 8\%$ sind. Die Abschirmung ist also ausreichend, denn die maximal zulässige Äquivalentdosisleistung von $2,5 \mu\text{Sv}/\text{h}$ in jedem Punkt 10 cm hinter der Betonwand wird nicht erreicht, sondern deutlich unterschritten.

6.5 Aktivierung des Strahlfängers

Mit dem Programm FLUKA wurden die Sättigungsaktivitäten der im Strahlfänger entstehenden instabilen Nuklide für eine Strahlenergie von $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und eine Stromstärke von 1 mA berechnet. Der Strahlfänger wurde in 20 Teilvolumina unterteilt (s. Abb. 6.11): 10 Volumina bilden den Aluminium-Kern und 10 die Blei-Abschirmung und für jedes Teilvolumen wurde die in ihm erzeugte Anzahl von Nukliden pro Inzidenzelektron bestimmt. Bei Kenntnis der Stromstärke des Elektronenstrahls ergeben sich daraus die Sättigungsaktivitäten der instabilen Nuklide.

Die in den Teilvolumina des Aluminium-Kerns und der Blei-Abschirmung generierten Sättigungsaktivitäten der einzelnen instabilen Nuklide sind in den Tabellen 6.2 und 6.3 zusammengestellt. Geordnet wurden die Nuklide nach der Größe der Sättigungsaktivität im jeweils zuerst aufgeführten Teilvolumen. Für ein Zeitregime von 120 h Bestrahlung und 48 h Strahlpause wurden unter Berücksichtigung der mit dem Programm FLUKA berechneten Sättigungsaktivitäten und der entsprechenden Halbwertszeiten, die zeitabhängigen Aktivitäten der instabilen Nuklide für jedes einzelne Teilvolumen des Strahlfängers berechnet. In den Abbildungen 6.12 und 6.13 werden beispielhaft für den Aluminium-Kern bzw. die Blei-Abschirmung des

Strahlfängers für jeweils zwei Teilvolumina die Zeitabhängigkeiten dargestellt.

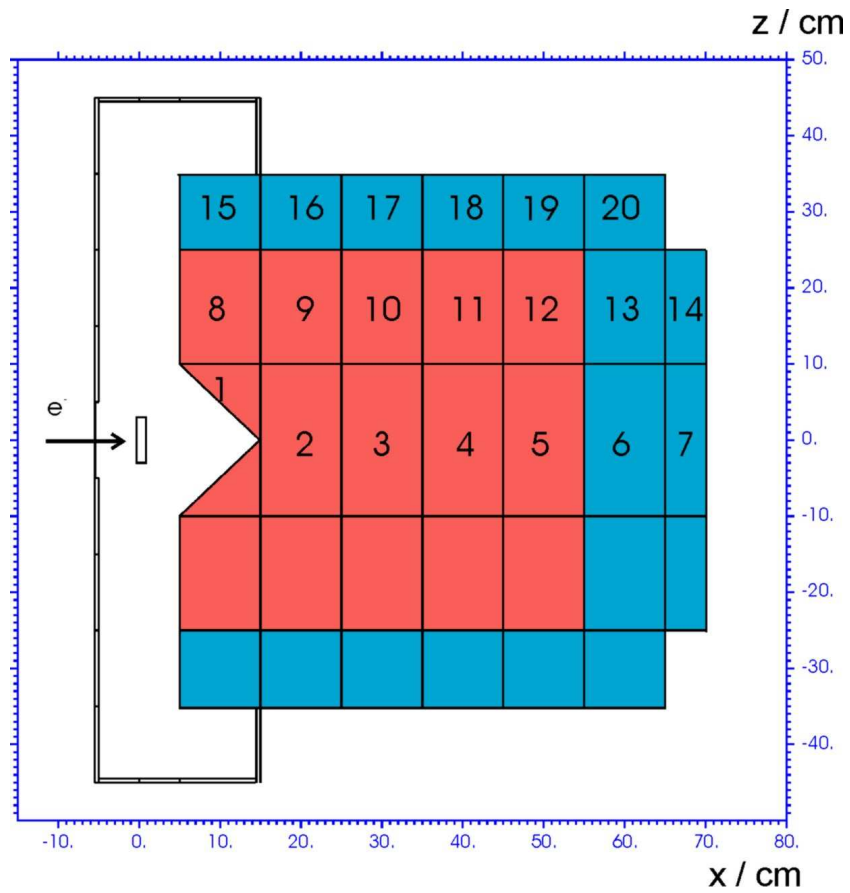


Abbildung 6.11: Geometrische Unterteilung des Strahlfängers für Aktivierungsrechnungen; rot: Aluminium-Kern (Wasserkühlung wurde vernachlässigt); blau: Blei-Abschirmung.

Nuklid	$T_{1/2}$	Sättigungsaktivität in Bq				
		Teilvolumina Aluminium : $0 \text{ cm} < r < 10 \text{ cm}$				
		1	2 (Abb. 6.12)	3	4	5
^{26}Al	$7,17 \cdot 10^5 \text{ a}$	$2,0 \cdot 10^{12} \pm 0,1\%$	$3,9 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$8,5 \cdot 10^{11}$	$4,1 \cdot 10^{11}$
^{22}Na	$2,602 \text{ a}$	$1,6 \cdot 10^{10} \pm 0,8\%$	$4,1 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{10}$	$9,6 \cdot 10^9$	$4,6 \cdot 10^9$
^{28}Al	$2,24 \text{ m}$	$1,1 \cdot 10^{10} \pm 0,1\%$	$1,9 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$
^{27}Mg	$9,46 \text{ m}$	$7,2 \cdot 10^9 \pm 0,5\%$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$9,1 \cdot 10^9$	$4,7 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^9$
^{25}Al	$7,18 \text{ s}$	$4,7 \cdot 10^9 \pm 1,3\%$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$5,3 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^9$
^3H	$12,33 \text{ a}$	$2,7 \cdot 10^9 \pm 2,5\%$	$6,3 \cdot 10^9$	$3,1 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^8$
^{24}Na	$14,95 \text{ h}$	$2,1 \cdot 10^9 \pm 1,2\%$	$5,2 \cdot 10^9$	$2,9 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$	$7,5 \cdot 10^8$
^{25}Na	$59,1 \text{ s}$	$8,8 \cdot 10^8 \pm 2,9\%$	$2,3 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$5,0 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$
^{18}F	$109,8 \text{ m}$	$4,7 \cdot 10^7 \pm 14\%$	$2,4 \cdot 10^8$	$1,4 \cdot 10^8$	$5,1 \cdot 10^7$	$4,1 \cdot 10^7$
^{21}Na	$22,5 \text{ s}$	$2,0 \cdot 10^7 \pm 18\%$	$8,4 \cdot 10^7$	$2,7 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$
^{27}Si	$4,16 \text{ s}$	$1,7 \cdot 10^7 \pm 21\%$	$9,9 \cdot 10^6$	$6,1 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^6$
^{23}Mg	$11,3 \text{ s}$	$5,0 \cdot 10^6 \pm 47\%$	$7,5 \cdot 10^6$	$8,7 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^6$
^{21}F	$4,16 \text{ s}$	$1,2 \cdot 10^6 \pm 100\%$	$3,7 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
^{20}F	$11,16 \text{ s}$		$2,5 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	
		Teilvolumina Aluminium : $10 \text{ cm} < r < 25 \text{ cm}$				
		8	9 (Abb. 6.12)	10	11	12
^{26}Al	$7,17 \cdot 10^5 \text{ a}$	$4,6 \cdot 10^{11} \pm 0,2\%$	$7,1 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^{11}$	$4,6 \cdot 10^{11}$	$2,9 \cdot 10^{11}$
^{28}Al	$2,24 \text{ m}$	$4,1 \cdot 10^{10} \pm 0,1\%$	$5,3 \cdot 10^{10}$	$5,3 \cdot 10^{10}$	$4,7 \cdot 10^{10}$	$3,9 \cdot 10^{10}$
^{27}Mg	$9,46 \text{ m}$	$8,5 \cdot 10^9 \pm 1,2\%$	$1,0 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^9$	$5,6 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^9$
^{24}Na	$14,95 \text{ h}$	$1,8 \cdot 10^9 \pm 1,1\%$	$2,0 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^8$
^{22}Na	$2,602 \text{ a}$	$1,4 \cdot 10^9 \pm 3,1\%$	$3,4 \cdot 10^9$	$4,0 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^9$
^{25}Al	$7,18 \text{ s}$	$4,6 \cdot 10^8 \pm 5,8\%$	$1,0 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^8$
^3H	$12,33 \text{ a}$	$4,6 \cdot 10^8 \pm 5,4\%$	$7,9 \cdot 10^8$	$8,3 \cdot 10^8$	$6,0 \cdot 10^8$	$3,9 \cdot 10^8$
^{25}Na	$59,1 \text{ s}$	$7,8 \cdot 10^7 \pm 13\%$	$1,7 \cdot 10^8$	$2,3 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^8$
^{27}Si	$4,16 \text{ s}$	$3,7 \cdot 10^6 \pm 41\%$	$1,2 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
^{21}Na	$22,49 \text{ s}$	$1,2 \cdot 10^6 \pm 100\%$	$2,5 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$
^{18}F	$109,8 \text{ m}$		$1,2 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^6$

Tabelle 6.2: Sättigungsaktivitäten instabiler Nuklide in den Teilvolumina des Strahlfänger-Aluminium-Kerns bei Bestrahlung des Neutronenradiator mit $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und einer Stromstärke von $I = 1 \text{ mA}$.

Die Ergebnisse basieren auf einer FLUKA-Rechnung mit $5 \cdot 10^7$ Ereignissen. Für die Teilvolumina 2 und 9 sind die zeitabhängigen Aktivitäten in Abb. 6.12 dargestellt.

Nuklid	$T_{1/2}$	Sättigungsaktivität in Bq				
		Teilvolumina Blei : 25 cm < r < 35 cm				
		15 (Abb. 6.13)	16	17	18	19
^{205}Pb	$1,53 \cdot 10^7$ a	$2,1 \cdot 10^{11} \pm 0,4\%$	$2,1 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$8,6 \cdot 10^{10}$
^{203}Pb	51,87 h	$1,3 \cdot 10^{10} \pm 0,9\%$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$8,1 \cdot 10^9$	$5,2 \cdot 10^9$
^{209}Pb	3,25 h	$2,6 \cdot 10^9 \pm 0,1\%$	$3,0 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$
^{202}Pb	$5,25 \cdot 10^4$ a	$7,2 \cdot 10^8 \pm 2,6\%$	$7,6 \cdot 10^8$	$7,8 \cdot 10^8$	$6,5 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^8$
^{201}Pb	9,33 h	$1,4 \cdot 10^7 \pm 22\%$	$3,1 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^7$
^{207}Tl	4,77 m	$1,0 \cdot 10^7 \pm 30\%$	$8,6 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^7$	$8,2 \cdot 10^6$	$5,4 \cdot 10^6$
^{206}Tl	4,20 m	$8,5 \cdot 10^6 \pm 28\%$	$7,7 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^6$	$9,1 \cdot 10^6$	$4,9 \cdot 10^6$
^{200}Pb	21,5 h	$2,5 \cdot 10^6 \pm 61\%$	$1,2 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
^{205}Hg	5,2 m	$1,6 \cdot 10^6 \pm 11\%$	$7,8 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$	$8,7 \cdot 10^5$
^{208}Tl	3,05 m	$5,9 \cdot 10^5 \pm 100\%$	$7,7 \cdot 10^6$			
^{203}Hg	46,612 d	$5,7 \cdot 10^5 \pm 100\%$		$3,8 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$	
^{204}Tl	3,78 a		$1,2 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
^3H	12,33 a		$5,7 \cdot 10^5$		$5,9 \cdot 10^5$	
^{202}Tl	12,23 d				$1,2 \cdot 10^6$	

		Teilvolumina Blei : 55 cm < x < 70 cm				
		6 (Abb. 6.13)	7	13	14	20
^{205}Pb	$1,53 \cdot 10^7$ a	$4,5 \cdot 10^{11} \pm 0,2\%$	$1,4 \cdot 10^9$	$4,0 \cdot 10^{11}$	$2,0 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^{10}$
^{203}Pb	51,87 h	$3,1 \cdot 10^{10} \pm 0,6\%$	$8,6 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$6,9 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^9$
^{202}Pb	$5,25 \cdot 10^4$ a	$3,8 \cdot 10^9 \pm 1,6\%$	$1,2 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^6$	$8,8 \cdot 10^7$
^{209}Pb	3,25 h	$1,2 \cdot 10^9 \pm 0,5\%$	$2,0 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^8$	$9,2 \cdot 10^8$
^{201}Pb	9,33 h	$3,6 \cdot 10^8 \pm 6,2\%$		$1,9 \cdot 10^8$		$4,9 \cdot 10^6$
^{206}Tl	4,20 m	$1,2 \cdot 10^8 \pm 11\%$		$4,9 \cdot 10^7$		
^{204}Tl	3,78 a	$7,3 \cdot 10^7 \pm 21\%$		$3,6 \cdot 10^7$		
^{200}Pb	21,5 h	$6,6 \cdot 10^7 \pm 15\%$		$1,4 \cdot 10^7$		$1,2 \cdot 10^6$
^{207}Tl	4,77 m	$4,0 \cdot 10^7 \pm 16\%$		$4,8 \cdot 10^7$		$3,6 \cdot 10^6$
^{202}Tl	12,23 d	$1,1 \cdot 10^7 \pm 51\%$		$5,0 \cdot 10^6$		
^{201}Tl	72,912 h	$3,7 \cdot 10^6 \pm 100\%$		$1,2 \cdot 10^6$		
^{199}Pb	90 m	$2,5 \cdot 10^6 \pm 61\%$		$1,2 \cdot 10^6$		
^{205}Hg	5,2 m	$1,6 \cdot 10^6 \pm 23\%$	$2,7 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^6$	$3,1 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$

Tabelle 6.3: Sättigungsaktivitäten instabiler Nuklide in den Teilvolumina der Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$.

Die Ergebnisse basieren auf einer FLUKA-Rechnung mit $5 \cdot 10^7$ Ereignissen. Für die Teilvolumina 15 und 6 sind die zeitabhängigen Aktivitäten in der Abb. 6.13 dargestellt.

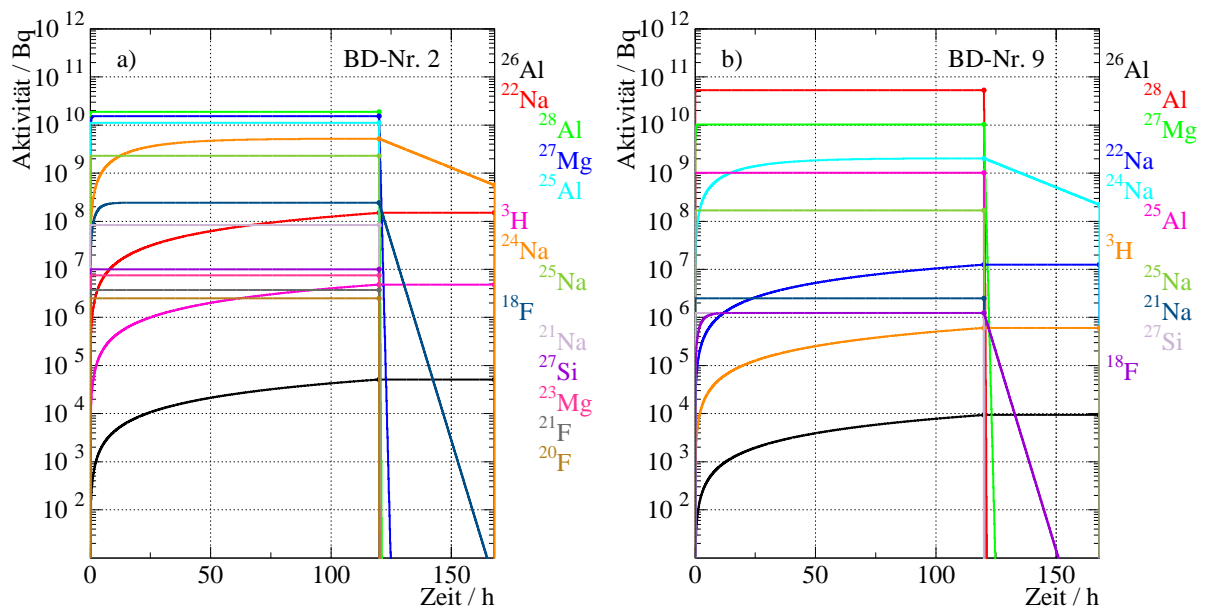


Abbildung 6.12: Zeitabhängige Aktivitäten im Aluminium-Kern des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause; links: Teilvolumen Nr. 2 und rechts: Teilvolumen Nr. 9 (s. Abb. 6.11).

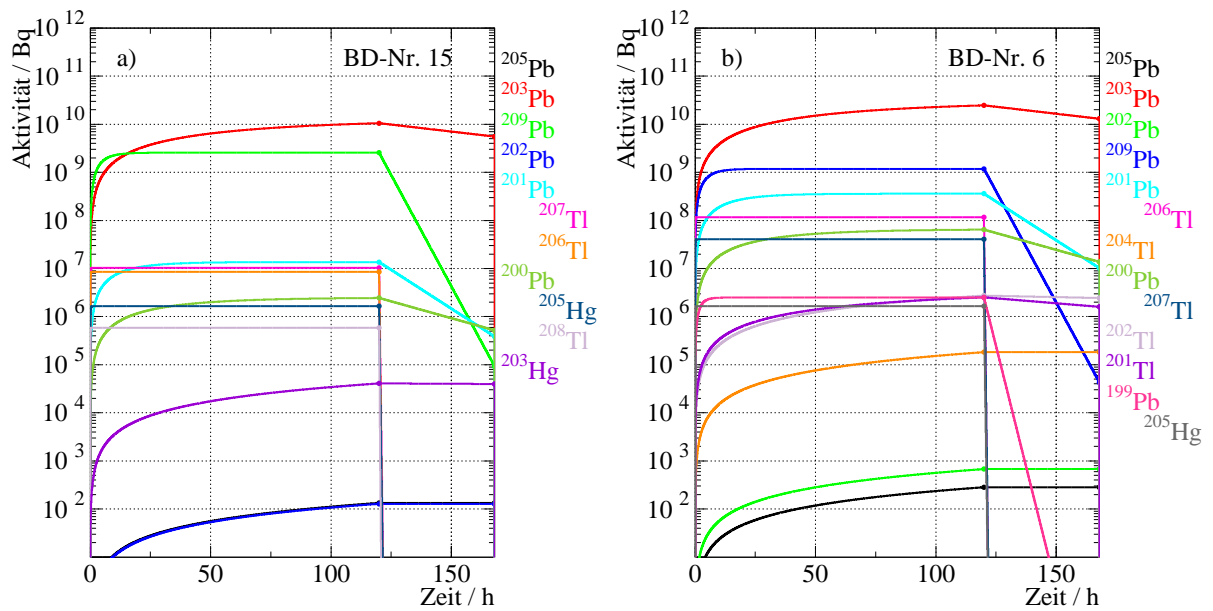


Abbildung 6.13: Zeitabhängige Aktivitäten in der Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause; links: Teilvolumen Nr. 15 und rechts: Teilvolumen Nr. 6 (s. Abb. 6.11).

7 Abschirmung der Dosisleistung im Bleihaus

Der Elektronenstrahl, die Bremsstrahlung und Photoneutronen führen zur Aktivierung des gepulsten Photoneutronentargets, vornehmlich zu der des Radiatorkanals, des Bleis und des Strahlfängers. Daher wurden ausführliche Rechnungen zur Bestimmung der Äquivalentdosisleistung bzw. der Aktivierungen unter verschiedenen Betriebsbedingungen mit dem Programm FLUKA durchgeführt, deren Ergebnisse in Kap. 4.7, 6.3 und 6.5 dargestellt wurden. Sie zeigen die Notwendigkeit, die gesamte Photoneutronenquelle bei Nichtbenutzung in ein Bleihaus abzusenken, welches sich direkt unter dem Target befindet. Das Bleihaus ist so auszulegen, dass die Neutronenhalle nach Absenken der Photoneutronenquelle betreten werden kann. Die Berechnung der Dosisleistung außerhalb des Bleihauses basiert auf der Annahme eines vorgegebenen Zeitregimes. Ausgegangen wird von einer Strahldauer von 120 h und einer anschließenden Strahlpause von 1 h, nach der die Neutronenhalle wieder betretbar sein soll.

Der radioaktive Zerfall im Neutronenradiator oder in den Komponenten des Strahlfängers läuft durch β -Zerfall und Emission von Gamma-Strahlung entsprechend der Zerfallsschemata ab. Für den Molybdän-Kanal und das flüssige Blei wurde von den Aktivitäten zum Zeitpunkt $t=121$ h in den Abb. 4.22 und 4.23 ausgegangen. Für die Teilvolumina des Strahlfängers sind die Aktivitäten zu diesem Zeitpunkt aus den Abb. 6.12 und 6.13 zu entnehmen. Die beim spontanen Zerfall der Radionuklide emittierten Gammas sind nuklidspezifisch und wurden der Literatur entnommen (s. [Chu99]). Generiert wurden entsprechend der zum Zeitpunkt $t=121$ h vorhandenen Aktivitäten die Energiespektren der Gamma-Strahlung in der Molybdän-Kanalwand sowie in den einzelnen Strahlfänger-Teilvolumina. In Abb. 7.1 sind die den Rechnungen zur Abschirmung der Strahlung zu Grunde gelegten Energiespektren der emittierten Gamma-Strahlung dargestellt. Die Positionen der zerfallenden Nuklide im flüssigen Blei, dem Molybdän-Kanal bzw. in den Teilvolumina des Strahlfängers werden im entsprechenden Volumenelement gleichverteilt. Ausgegangen wird von einer isotropen Verteilung der Gamma-Strahlung. Angenommen wird weiterhin, dass das flüssige Blei während der Strahlpause in einen speziellen Speicher-Behälter abgelassen wird, welcher sich unterhalb des Strahlfängers befindet. Die Monte-Carlo-Rechnungen basieren auf der in Abb. 7.2 dargestellten Geometrie.

In Abb. 7.3 sind die über jeweils 1 dm^3 gemittelten Verteilungen der Energiedosisleistung aus der Strahlung in der Radiator-Kanalwand und allen Teilvolumina des Strahlfängers entsprechend Abb. 6.11 dargestellt. Gezeigt werden die in einem Gitter $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 10 \text{ cm}$ gemittelten ortsabhängigen Energiedosisleistungen in den sechs das Bleihaus umgebenden Luftschichten. In den Histogrammen sind jeweils die maximalen Werte in jeder Ebene angegeben. Die 10 cm dicke Bleihauswand im Bereich $-30 \text{ cm} < x < -20 \text{ cm}$ schirmt die Strahlung aus der Molybdän-Kanalwand und aus den vorderen Aluminium-Volumina des Strahlfängers nur ungenügend ab (Bild oben links). Aus diesen Teilvolumina werden beim spontanen Zerfall Gamma-Energien bis 4,239 MeV emittiert (s. Abb. 7.1). Die diskreten Linien lassen sich den in Tab. 4.8, 4.9, 6.2, 6.3 aufgeführten instabilen Nukliden zuordnen.

In zusätzlichen Rechnungen wurde diese senkrechte Bleihauswand vor dem Molybdän-Kanal im Bereich $-40 \text{ cm} < y < 40 \text{ cm}$ und $-40 \text{ cm} < z < 40 \text{ cm}$ speziell betrachtet. Die Bleihauswanddicke wurde in 5 cm Schritten variiert und von 10 cm auf 15 cm bzw. 20 cm verstärkt. Für die drei Wandstärken 10 cm, 15 cm und 20 cm wurden berechnet

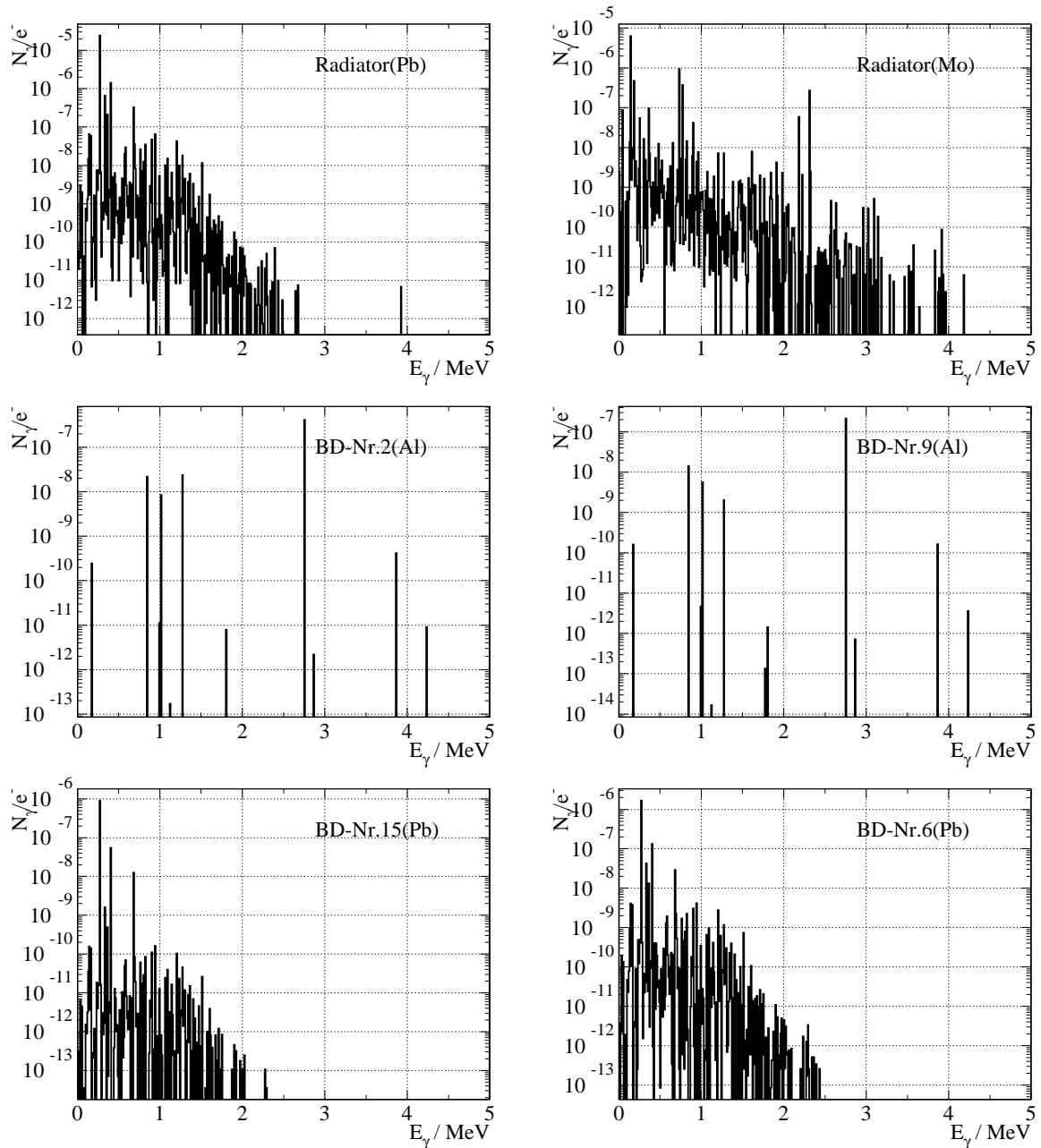


Abbildung 7.1: *Energiespektren der Gamma-Strahlung im flüssigen Blei, der Molybdän-Kanalwand sowie in den Teilvolumina mit den Nummern 2 (Al), 6 (Pb), 9 (Al) und 15 (Pb) des Strahlfängers (s. Abb. 6.11).*

- die Verteilungen der Energiedosisleistung aus der deponierten Energie in einem Gitter von $\Delta y = \Delta z = 5 \text{ cm}$ und $\Delta x = 2,5 \text{ cm}$ (s. Abb. 7.5) und
- die mittleren Äquivalentdosisleistung aus der Photonenfluenz (Übergang vom Blei zur umgebenden Luft) gemittelt über eine Fläche von $\Delta y \cdot \Delta z = 80 \text{ cm} \cdot 80 \text{ cm}$ (s. Abb. 7.4, Tab. 7.1).

Durchgeführt wurden vollständige Teilchentransportrechnungen aus dem Molybdän-Kanal und den Strahlfänger-Teilvolumina Nr. 1, 2, 8 und 9.

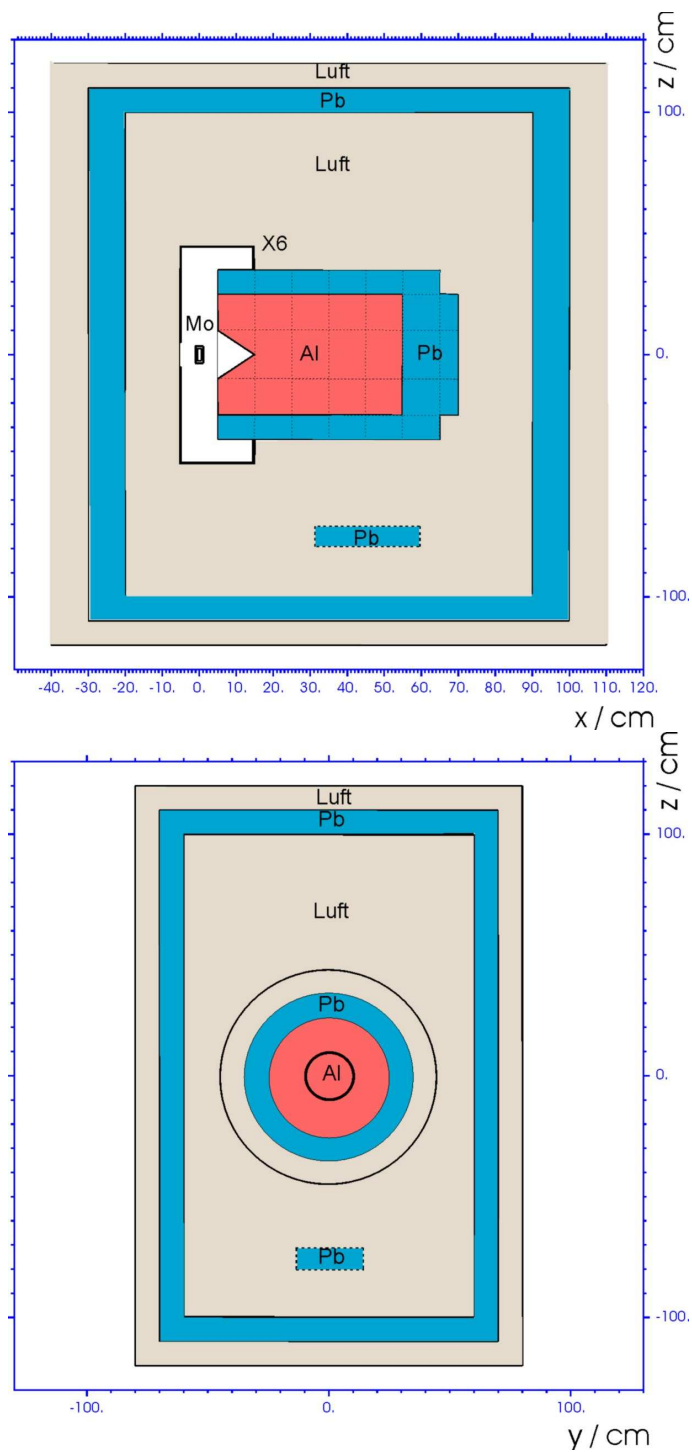


Abbildung 7.2: Geometrische Anordnung der Komponenten des Neutronen-Produktionstargets im Bleihaus.

Für den betrachteten Ausschnitt der Bleihauswand wurden für die drei Varianten der Wanddicken die Energiedosisverteilungen aus der Molybdän-Kanalwand und den vier Aluminiumvolumina des Strahlfängers (Nr. 1, 2, 8 und 9) im Bereich zwischen $-40 \text{ cm} < x < -27,5 \text{ cm}$ berechnet. Es wurden Schichtdicken von 2,5 cm gewählt, welche entsprechend der Variante mit Blei oder mit Luft belegt sind. Die Ergebnisse werden in Abb. 7.5 gegenübergestellt.

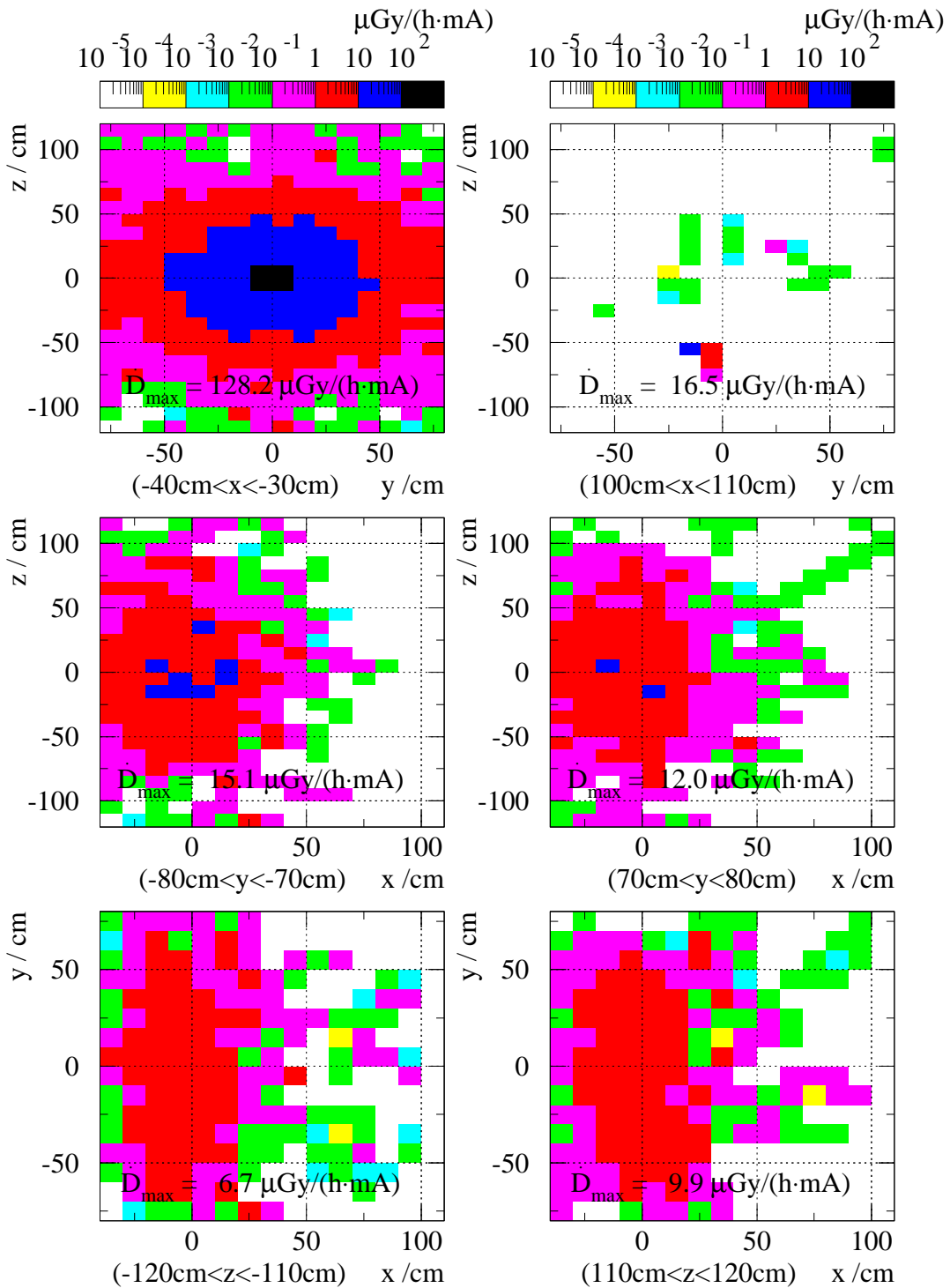


Abbildung 7.3: Verteilungen der Energiedosisleistungen in der die 6 Seiten des Bleihauses umgebenden Luft bei Berücksichtigung der Strahlung aus allen Teilvolumina (Abb. 6.11). Verwendet wurde ein geometrisches Gitter mit $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 10 \text{ cm}$. Angegeben sind die maximalen Werte der Energiedosisleistung in jeder Ebene, gemittelt über 1 dm^3 .

Die Ergebnisse der Berechnung der energieabhängigen Äquivalentdosisleistung aus der Photonenfluenz beim Übergang von Blei zur Luft in Tab. 7.1 und Abb. 7.5 zeigen, dass an der Seite des Bleihauses, vor welcher sich das Molybdän-Röhrchen nach dem Ab-

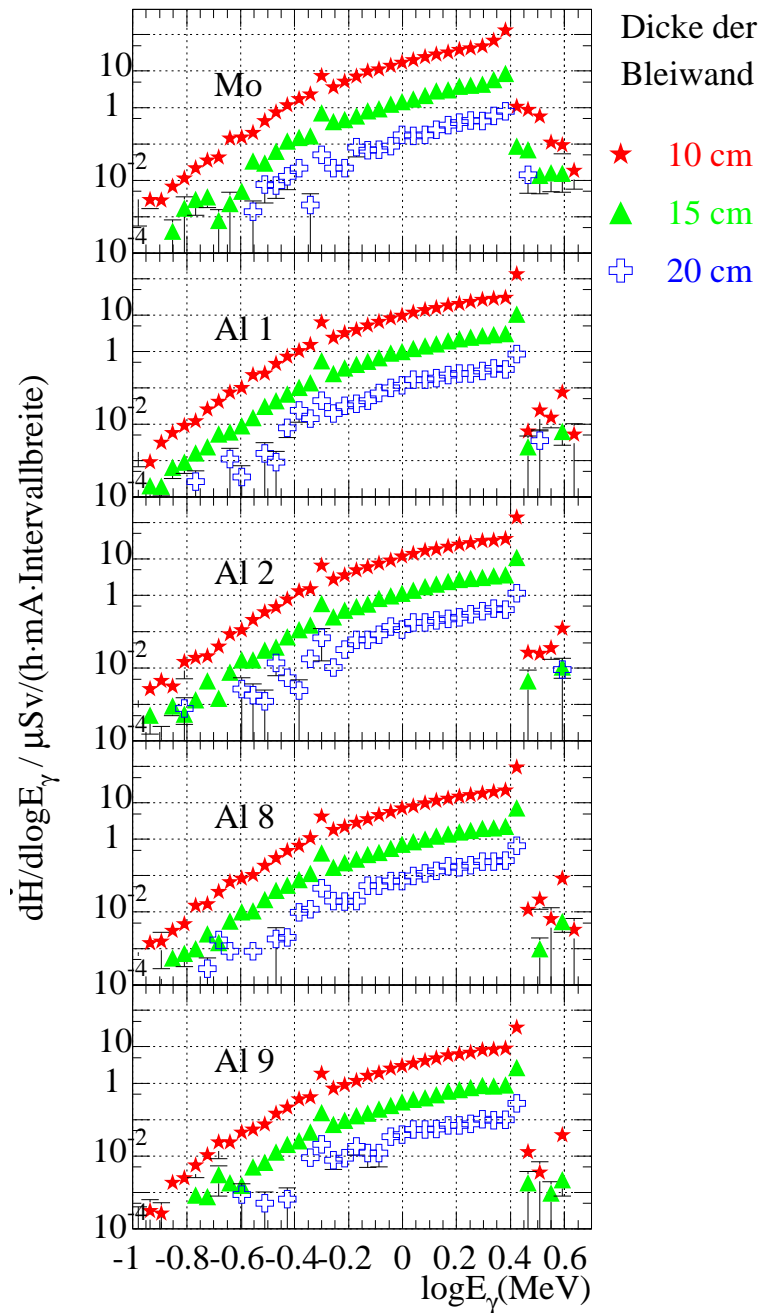


Abbildung 7.4: Äquivalentdosisleistungen als Funktion von $\log(E_\gamma/\text{MeV})$ bei verschiedenen dicken Blei-Abschirmungen der Bleihaus-Seite, vor welcher sich der Radiator-Kanal bei Absenkung in das Bleihaus befindet. Betrachtet wird in der Ebene (y,z) eine Fläche von $80\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ unmittelbar an der Bleihauswand. Die zusätzliche Dicke zu der 10 cm dicken Bleihauswand variiert und beträgt 0 cm, 5 cm oder 10 cm. Die summarischen Äquivalentdosisleistungen sind in Tab. 7.1

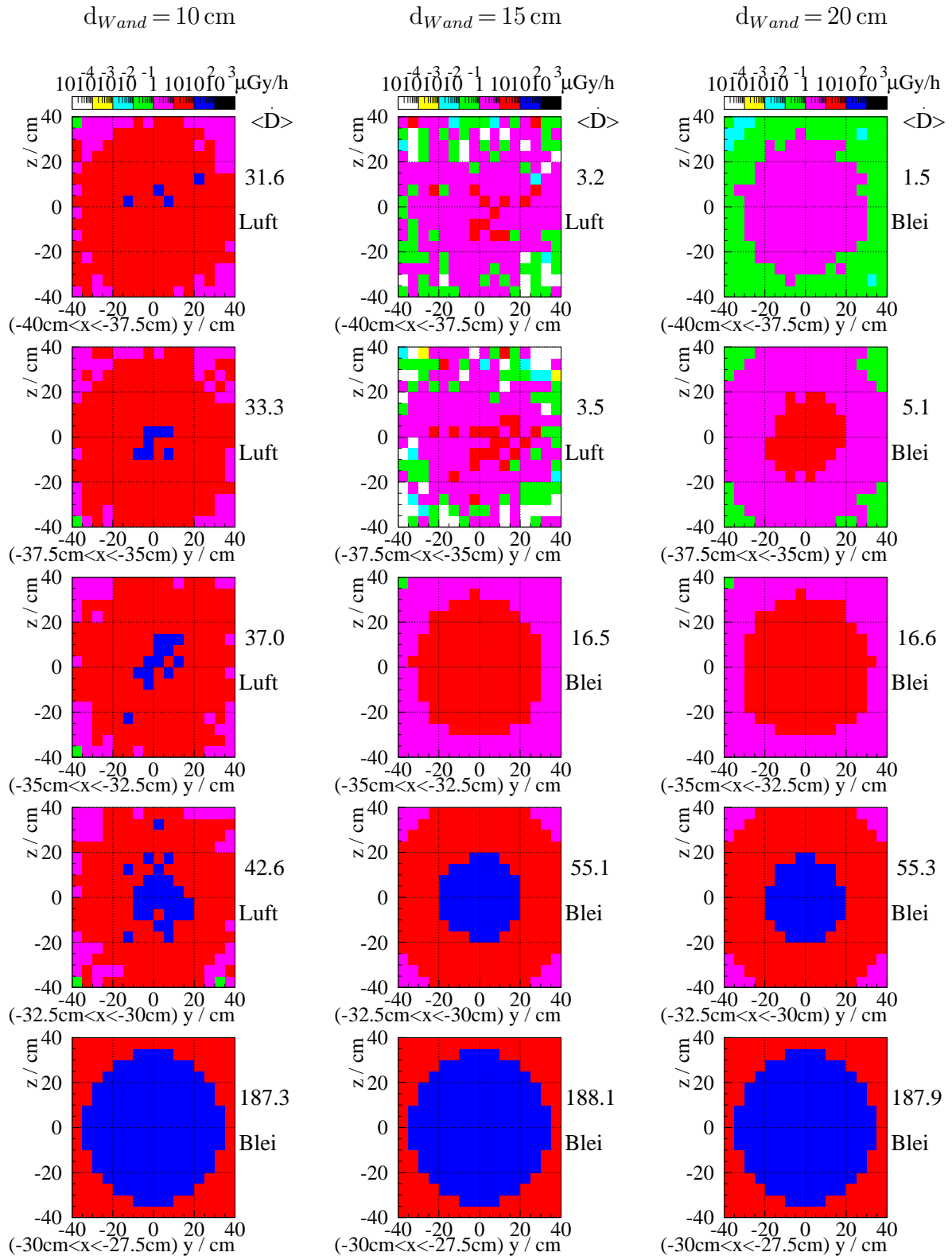


Abbildung 7.5: Verteilungen der Energiedosisleistung in $\mu\text{Gy/h}$ für $I = 1 \text{ mA}$ bei variabler Bleihauswanddicke: links: 10 cm, Mitte: 15 cm und rechts: 20 cm. Die Energiedosisverteilungen entsprechen von oben nach unten 2,5 cm dicken Materialschichten beginnend bei $x = -40 \text{ cm}$ (vergl. Abb. 7.2). Neben den Histogrammen stehen jeweils die über die Fläche ($80 \text{ cm} \times 80 \text{ cm}$) gemittelten Energiedosisleistungen in $\mu\text{Gy/h}$ je Schicht.

Position	mittlere Photonen-Äquivalentdosisleistung in $\mu\text{Gy}/(\text{h}\cdot\text{mA})$		
	zusätzliche Bleidicke		
	0 cm	5 cm	10 cm
Molybdän-Kanalwand	$22,00 \pm 0,32$	$1,87 \pm 0,08$	$0,18 \pm 0,02$
Al1	$15,68 \pm 0,15$	$1,49 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,01$
Al2	$17,65 \pm 0,27$	$1,70 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,02$
Al8	$11,15 \pm 0,10$	$1,07 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,01$
Al9	$4,45 \pm 0,08$	$0,43 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,01$
Summe	$70,93 \pm 0,92$	$6,56 \pm 0,18$	$0,67 \pm 0,07$

Tabelle 7.1: Mittlere Äquivalentdosisleistungen aus dem spontanen Zerfall bei verschiedenen dicken Abschirmungen nach 120 h Bestrahlung mit $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ sowie 1 h Strahlpause entsprechend der Spektren aus Abb. 7.4, gemittelt über eine Fläche von $80 \text{ cm} \times 80 \text{ cm}$ an der vorderen Bleihauswand.

senken befindet, nach 120 h Bestrahlung und einer Stunde Strahlpause eine mittlere Äquivalentdosisleistung von ca. $150 \mu\text{Sv}/\text{h}$ zu erwarten ist. Bei einem Daueraufenthalt (2000 h im Jahr) vor der Bleihauswand im Bereich $\Delta y = \Delta z = \pm 40 \text{ cm}$ wäre zur Einhaltung des gesetzlichen Grenzwertes von 20 mSv im Jahr eine maximale Äquivalentdosisleistung von $10 \mu\text{Sv}/\text{h}$ erlaubt. Ohne zusätzliche Bleiwand-Verstärkung erfordern die berechneten höheren Werte die Einschränkung der Aufenthaltszeit vor dieser Bleihauswand; der entsprechende Bereich sollte nach Ausmessen der Ortsdosisleistung kenntlich gemacht werden.

Die vorliegenden Berechnungen bei maximaler Strahlenergie, maximaler Stromstärke, einer Strahlzeitdauer von 120 h und der sehr kurz gewählten Zeit von einer Stunde Strahlpause ergeben eine Abschätzung der maximal zu erwartenden Dosisleistung. Bei längeren Strahlzeitpausen nehmen die Aktivitäten der Nuklide entsprechend ihrer Halbwertszeiten ab und die Äquivalentdosisleistung wird entsprechend kleiner.

8 Teilchenflüsse und Reaktionsraten am Messplatz

Mit dem Monte-Carlo-Code MCNP [Bri00] (Version 4C2) wurden der Teilchenfluss (Neutronen und Photonen) und der Neutronenuntergrund am Messplatz untersucht. Weiterhin wurden für verschiedene Targets am Messplatz die Raten neutroneninduzierter Kernreaktionen berechnet.

Die wesentlichen Parameter, die die Neutronenintensität am Messplatz bestimmen, sind die Radiatorgröße, die Energie der Inzidenzelektronen, Elektronenstromstärke und die Länge des Flugweges der Neutronen bis zum Messplatz. Der Neutronenradiator besteht aus einem Molybdän-Kanal mit einer Wanddicke von 0,5 mm, durch den flüssiges Blei zirkuliert. Die Breite und Tiefe des Kanalquerschnitts betragen 11,2 mm (siehe Abb. 2.8 oder 4.1). Wenn Elektronen mit einer Energie von $E_{e^-} = 40$ MeV auf diesen Radiator treffen und die Elektronenstromstärke 1 mA beträgt, so sagt die MCNP-Rechnung voraus, dass der Radiator eine Neutronenquellstärke von $2,67 \times 10^{13}$ /s hat und dass die totale Neutronenstromdichte am Messplatz $1,7 \times 10^7$ /($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) beträgt. Dabei wird ein Neutronenflugweg vom Radiator bis zum Messplatz, am dem sich das zu untersuchende Target befindet von $L_{\text{tof}} = 362$ cm zugrunde gelegt. In Tabelle 8.1 sind die Quellstärke am Radiator und die totale Neutronenstromdichte am Messplatz für Inzidenzelektronen mit Energien von 20, 30 und 40 MeV aufgeführt.

Energie der Inzidenzelektronen in MeV	Neutronenquellstärke am Radiator in n/s	Neutronenstromdichte am Messplatz in n/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)
20	$7,88 \cdot 10^{12}$	$5,03 \cdot 10^6$
30	$1,86 \cdot 10^{13}$	$1,19 \cdot 10^7$
40	$2,67 \cdot 10^{13}$	$1,70 \cdot 10^7$

Tabelle 8.1: *Neutronenquellstärke am Neutronenradiator und Neutronenstromdichte am Messplatz nach einer MCNP-Rechnung (Flugweg vom Radiator bis zum Messplatz: $L_{\text{ToF}} = 362$ cm, Elektronenstromstärke: $I_{e^-} = 1$ mA).*

Mit MCNP wurde der Neutronenuntergrund am Messplatz berechnet. Dazu wurde dasselbe Geometrie-Modell verwendet wie im Teilbericht zur Auslegung des Neutronen-Produktionstargets [FZR 369, S. 40]. Allerdings wurden jetzt statt den zeitabhängigen Flüssen [FZR 369, S. 41] die energiedifferentiellen Flüsse am Messplatz berechnet. Das Geometrie-Modell berücksichtigt den Strahlfänger, den Neutronenradiator, die Stahlglocke und einen konischen Kollimator durch die Betonwand (Abb. 8.1). In diesem Modell wird noch der $1X_0$ Radiator betrachtet. Er besteht aus einem Beryllium-Kanal mit einer Wanddicke von 0,5 mm. Die Breite und Tiefe des Kanalquerschnitts betragen 5,6 mm, d. h. genau eine Strahlungslänge vom Blei und damit die Hälfte der Breite und Tiefe der derzeitigen Radiatorkonfiguration. Die folgenden Aussagen zum Neutronenuntergrund am Messplatz lassen sich trotzdem auf die derzeitige Radiatorkonfiguration des 11,2 mm-Pb-Mo-Radiators übertragen. Der Kollimator in Abb. 8.1 ist ein Kreiskegel, bei dem der Eingangs- und der Ausgangsradius an den Betonwänden so gewählt ist, dass 20 cm hinter der Betonwand (Flugweg: 362 cm) am Messplatz ein Target mit 1,5 cm Radius ausgeleuchtet wird und dass lediglich der Neutronenradiator im Blickfeld des Kollimators steht. Die Kollimatorwand besteht aus boriiertem Polyethylen. Dieses Kollimatormodell berücksichtigt zwei Konzepte: Erstens soll Material aus dem Blickfeld des Kollimators genommen werden, insbesondere in der Nähe des Radiators.

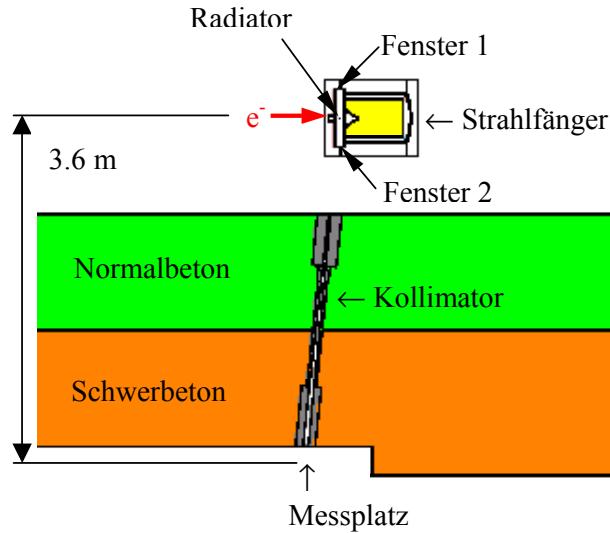


Abbildung 8.1: MCNP-Geometrie-Eingabe für den Neutronenradiator und Strahlfänger mit Kollimator-Modell für die Betonwand (Flugweg $L_{\text{ToF}} = 3,62 \text{ m}$).

Zweitens soll der Untergrund thermischer Neutronen durch das borierte Polyethylen als Wandmaterial des Kollimators reduziert werden. Abbildung 8.2 zeigt die energie-differentiellen Neutronenflüsse am Messplatz für den kleinen Radiator und für eine Elektronenenergie von $E_{e^-} = 30 \text{ MeV}$. Fast alle Neutronen stammen aus dem Bleiradiator oder der Radiatorwand. Die im Bleiradiator erzeugten Neutronen, die direkt zum Messplatz fliegen, haben fast ausnahmslos keine weiteren Stöße im Blei erfahren, bevor sie am Messplatz ankommen. Der Neutronenuntergrund am Messplatz ist gering und er stammt von den Materialien in der Nähe des Radiators, die im Blickfeld des Kollimators liegen, d. h. von den Edelstahlfenstern 1 und 2 der Stahlglocke (siehe Abb. 8.1), und vom Kollimator selbst. Die beiden Edelstahlfenster haben eine Dicke von jeweils 1 mm.

Zur Zeit wird unter Zuhilfenahme weiterer MCNP-Simulationen der Kollimator entwickelt. Die ersten Resultate sind in Kapitel 9 dargestellt. Die Kollimatorgeometrie und Materialzusammensetzung werden dahingehend optimiert, dass das zu untersuchende Target am Messplatz durch einen gut kollimierten Neutronenstrahl ausgeleuchtet wird, wobei außerhalb des Targets im Bereich der aufzubauenden Detektoren der Neutronen- und Photonenuntergrund möglichst gering sein soll.

Mit MCNP wurde die zeitabhängige Neutronenstromdichte am Messplatz berechnet, wobei neben dem 11,2 mm-Blei-Molybdän-Radiator ein Kollimatorekanal von 3 cm Durchmesser berücksichtigt wurde. Wie Abb. 8.3 zeigt, können die Neutronen am Messplatz von den Bremsstrahlungsphotonen und den sekundären Elektronen separiert werden, da sich die Flugzeiten, die diese Teilchen benötigen, um vom Radiator zum Messplatz zu gelangen (Flugweg: $L_{\text{tof}} = 362 \text{ cm}$) deutlich unterscheiden. Nach Tab. 8.1 beträgt bei einer Elektronenenergie von $E_{e^-} = 40 \text{ MeV}$ und einem Elektronenstrom von $I_{e^-} = 1 \text{ mA}$ die Neutronenstromdichte am Messplatz $1,7 \cdot 10^7 / (\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. In Abb. 8.4 ist die Neutronenstromdichte am Messplatz als Funktion der Ankunftszeit der Neutronen für $E_{e^-} = 20, 30$ und 40 MeV gezeigt. Die Neutronenausbeute am Messplatz steigt stark mit zunehmender Elektronenenergie an. Die höchste Neutronenintensität

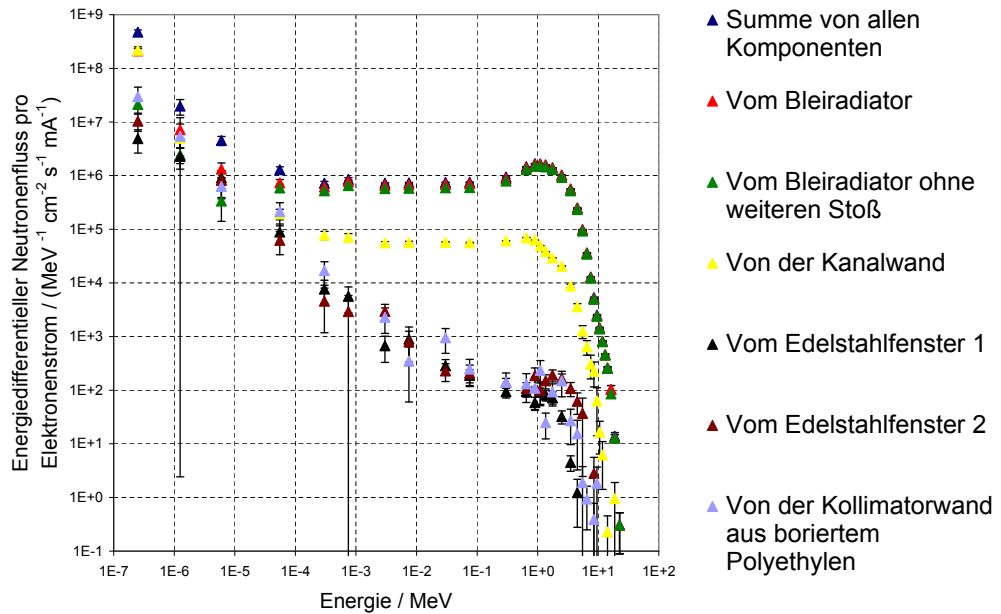


Abbildung 8.2: *Energiedifferenzielle Neutronenstromdichte pro Elektronenstrom am Messplatz für den kleinen Radiator (MCNP-Rechnung, Geometrie-Modell nach Abb. 8.1, $E_{e^-} = 30 \text{ MeV}$)*

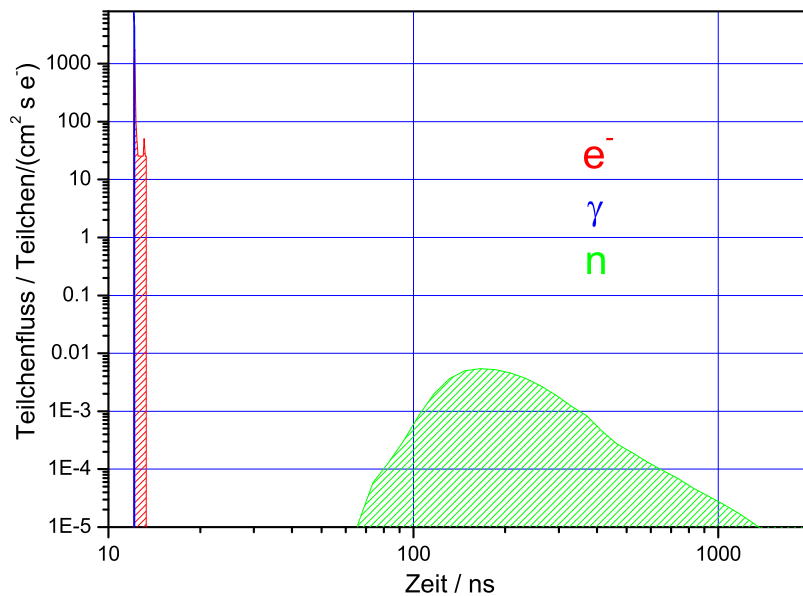


Abbildung 8.3: *Fluss von Photonen, Elektronen und Neutronen am Target als Funktion der Ankunftszeit. Photonen haben eine Flugzeit von 12 ns. Die gestreuten Elektronen haben eine nur geringfügig längere Flugzeit. Die Verteilung der Neutronen erstreckt sich hier von 65 ns bis zu über 1 μs .*

am Messplatz liegt ungefähr bei einer Neutronenenergie von 2 MeV ($E_n = 2 \text{ MeV}$ entspricht $t = 184 \text{ ns}$). Die nahezu gleichzeitig im Radiator erzeugten Neutronen haben verschiedene Energien, sie erreichen den Messplatz also zu verschiedenen Zeiten. Gelingt es, für jedes Neutron die Ankunftszeit am Messplatz zu bestimmen, kennt man

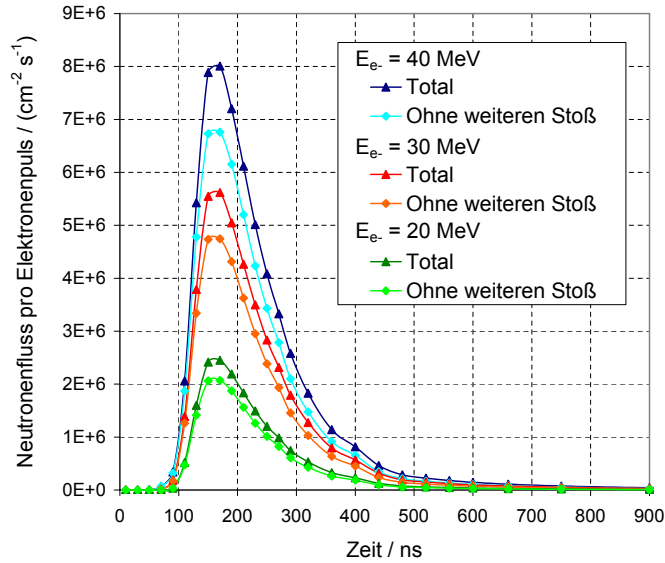


Abbildung 8.4: Neutronenstromdichte pro Elektronenpuls (Elektronen pro Puls = $1 \text{ mA}/13 \text{ MHz} = 4,8 \cdot 10^8$ Elektronen) am Messplatz als Funktion der Ankunftszeit infolge eines Elektronenpulses am Radiator (δ -Funktion) mit $E_{e^-} = 20, 30$ und 40 MeV für alle Quellneutronen (total) und für die Quellneutronen, die ohne weitere Stöße im Radiator den Messplatz erreichen.

seine Energie; man spricht von einem energiemarkierten Neutronenstrahl. Die für eine Messung zugängliche Neutronenenergie ergibt sich aus dem Pulsabstand der verwendeten Elektronenpulse. In dem verwendeten MCNP-Rechenmodell treffen die Elektronen eines Pulses alle zur Zeit $t=0$ auf den Radiator. Nach 12 ns erreichen die prompten Photonen den Messplatz (vgl. Abb. 8.3). Bei der Standard-Frequenz des gepulsten Elektronenstrahls von 13 MHz kommt der nächste Photonenpuls nach $77 \text{ ns} + 12 \text{ ns} = 89 \text{ ns}$ am Messplatz an. Zur Messung von Reaktionen mit energiemarkierten Neutronen kann somit nur das Zeitintervall von 12 - 89 ns genutzt werden. Die größte Zeit definiert die kleinste Neutronenenergie, die zur Messung verwendet werden kann: $E_n = 8,55 \text{ MeV}$ ($t < 89 \text{ ns}$ entspricht $E_n > 8,55 \text{ MeV}$). Abbildung 8.4 und 8.3 zeigen allerdings, dass die Neutronenstromdichte für Neutronen mit Ankunftszeiten am Messplatz unter 100 ns für die Messungen neutroneninduzierter Prozesse zu gering ist. Um den ausnutzbaren Zeitbereich zu vergrößern, soll nur jeder vierte Elektronenpuls verwendet werden; dann erreicht der nächste Photonenpuls nach $2^2 \cdot 77 \text{ ns} + 12 \text{ ns} = 320 \text{ ns}$ den Messplatz. Die kleinste für die Messung zu verwendende Neutronenenergie ist dann 660 keV ($t < 320 \text{ ns}$ entspricht $E_n > 660 \text{ keV}$). Die Neutronenstromdichte am Messplatz ist jetzt jedoch um den Faktor vier reduziert. Für eine Elektronenenergie von 40 MeV und einem Elektronenstrom von $I_{e^-} = 0,25 \text{ mA}$ beträgt er demnach nur noch $4,25 \cdot 10^6 / (\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. Die resultierende integrale Neutronenstromdichte im Messbereich von 660 keV bis 7 MeV reduziert sich auf zirka $3,5 \cdot 10^6 / (\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. Wird nur jeder 8. Elektronenpuls verwendet, d. h. die Frequenz der Elektronenpulsung ist $1,625 \text{ MHz}$ und $I_{e^-} = 0,125 \text{ mA}$, so liegt der Messbereich der Neutronenenergien zwischen 172 keV bis 7 MeV . Die Reduktion der mittleren Elektronenstromstärke durch Reduktion der ELBE-Standardfrequenz tritt nicht mehr auf, wenn ab 2007 die supraleitende Photo-Elektronenquelle, die z.Z. entwickelt und höhere Ströme je Puls liefern wird, zur Verfügung steht. Mit ihr können Neutronen bis unter 70 keV ohne Pulsuntersetzung und bis zu 5 keV mit vierfacher

Untersetzung ohne Mehrdeutigkeiten nachgewiesen werden.

Bei Experimenten mit gepulsten Neutronen ist die zeitlich richtige Zuordnung, d. h. die „richtige Energiemarkierung“ zu treffen: schnelle Neutronen aus einem Elektronenpuls können zeitgleich mit langsamen aus einem früheren Elektronenpuls am Messplatz ankommen und sind ununterscheidbar. Durch Verwenden eines ${}^6\text{Li}$ -Absorbers können langsame Neutronen von weniger als 200 keV effektiv absorbiert und Mehrdeutigkeiten ausgeschlossen werden.

Der Bedarf an Kerndaten ist dokumentiert in der „NEA: High Priority Nuclear Data Request List“ [NEA01]. Die Liste enthält u. a. viele Anfragen für Neutronenwirkungsquerschnitte in dem an ELBE relevanten Energiebereich von 172 keV bis 7 MeV. Die Messung von Neutronenwirkungsquerschnitten für Fusions- und Spaltreaktoren, für von Beschleunigern getriebenen Systemen und für die Transmutation von nuklearem Abfall ist eine Hauptaufgabe, der an der Photoneutronenquelle an ELBE nachgegangen werden kann. In von Beschleunigern getriebenen Systemen reichen die Neutronenenergien vom thermischen Energiebereich bis zu einige 100 MeV. Auch für die niedrigeren Energien bis 20 MeV sind viele Neutronenwirkungsquerschnitte von Interesse, die nicht oder nur ungenau gemessen wurden. Entsprechende Daten werden z. B. für Targetmaterialien und Kühlmittel (Pb, Bi) und für Strukturmaterialien wie Zirkon benötigt. Neutronen in diesem Energiebereich sind auch von Interesse für die Transmutation von Pu-Isotopen, von minoren Aktiniden und von langlebigen Spaltprodukten wie ${}^{129}\text{I}$, ${}^{135}\text{Cs}$ und ${}^{99}\text{Tc}$. Es ist ein Vorteil, dass die Photoneutronenquelle an ELBE auf dem Gelände des Forschungszentrums Rossendorf steht, so dass radioaktive Targetmaterialien eingesetzt werden können. Von besonderem Interesse ist die Transmutation von geradzahigen Pu-Isotopen und von minoren Aktiniden, die aus Pu in Spaltreaktoren produziert werden. Diese Nuklide haben einen großen Anteil an der langlebigen Aktivität abgebrannter Brennstäbe, insbesondere wenn diese ursprünglich ${}^{239}\text{Pu}$ enthielten. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen, die ihre Transmutation zu kurzlebigeren Spaltprodukten erlaubt, sind von besonderem Interesse, so dass in mehreren Ländern versucht wird, diese zu bestimmen. Innerhalb des 6. Rahmenprogramms hat die EU den besonderen Bedarf an Kerndaten formuliert, insbesondere im Integrierten Projekt EUROTRANS.

In Tabelle 8.2 sind die gepulsten Photoneutronenquellen zusammengestellt, die weltweit in Betrieb oder in Planung sind. Bei Neutronenenergien oberhalb 70 keV übertrifft ELBE alle existierenden hochauflösenden Neutronenstrahlen einschließlich nToF am CERN-PS hinsichtlich der Intensität. Die auf einem Protonenbeschleuniger basierenden Neutronenquellen in Los Alamos und die geplante Neutronen-Spallationsquelle in Oak Ridge verlieren gegenüber ELBE ihren großen Vorteil der höheren Intensität, da lange Flugwege notwendig sind, um eine Energieauflösung unter 1 % zu erreichen, wie sie an ELBE erwartet wird.

Die Energieauflösung an ELBE wurde auch mit MCNP-Rechnungen abgeschätzt. Wird die Breite des Elektronenpulses vernachlässigt und eine absolute Zeitauflösung eines Detektors von 300 ps angenommen, so ist bei einer Breite des Neutronenpulses am Radiator von 280 ps (MCNP-Abschätzung, siehe Tab. 4.1) die Energieauflösung am Messplatz unter 1 % für Neutronenenergien unter 10 MeV. Da die Breite des Elektronenpulses unter 10 ps liegt, impliziert sie keine signifikante Verschlechterung der Energieauflösung. Zum Beispiel ist die Energieauflösung $\Delta E/E \approx 0,55\%$ für eine Neutronenenergie von 3 MeV. Die Eigenschaften des Neutronenstrahls, die sich auf der Basis des gegenwärtigen Elektronenstrahls an ELBE vorhersagen lassen, sind in der ersten der beiden Spalten aufgelistet, die sich auf ELBE beziehen ($E_{e^-} = 40\text{ MeV}$, $I_{e^-} = 0,15\text{ mA}$,

n-ToF Anlage	CERN n-ToF	LANL NSC	ORNL SNS	FZK VdG	ORNL ORELA	IRMM GELINA	ELBE	ELBE mit photogun
Pulsladung nC							0,08	0,8
Leistung kW	45	64	2000	0,2	8	7	5	40
Pulse pro s	0,4	20	60	$25 \cdot 10^4$	525	800	$1,6 \cdot 10^6$	10^6
Flugweg m	183	20	20	0,8	40	20	3,6	3,6
n-Pulslänge ns	>7	125	350	2	8	≥ 1	≈ 1	≈ 1
E_{\min}/eV	1	1	1	$3 \cdot 10^3$	10	10	$172 \cdot 10^3$	$67 \cdot 10^3$
E_{\max}/eV	$5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	10^8	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^6$
$\Delta E/E/\%$	≤ 1	5	13	3	$\leq 0,6$	0,2	≤ 1	≤ 1
n-Stromdichte $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$	$\approx 10^5$	$5 \cdot 10^6$	10^8	10^4	$4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$	$1,65 \cdot 10^7$

Tabelle 8.2: *Parameter gegenwärtiger und geplanter Einrichtungen für Flugzeiterperimente mit Neutronen; $\Delta E/E$ ist für jeweils die Maximalenergie angegeben.*

$f_{e^-} = 1,6 \text{ MHz}$). Die zweite zeigt die erwarteten Verbesserungen, wenn der geplante mit einem Laser getriebene Photo-Kathoden-Elektronen-Injektor es erlaubt, die Anzahl der Elektronen in einem Puls zu erhöhen ($E_{e^-} = 40 \text{ MeV}$, $I_{e^-} = 0,8 \text{ mA}$, $f_{e^-} = 1 \text{ MHz}$). Es wird erwartet, dass die Elektronenquelle einen maximalen mittleren Strom von 1 mA bei einer Pulsfrequenz von 1 MHz statt der bisherigen 13 MHz liefert. Dies würde bei gleicher Neutronenintensität am Messplatz die kleinstmögliche Neutronenenergie, die für die Messung verwendet werden kann, herabsetzen. Damit stünde bei maximalem Elektronenstrom ($I_{e^-} = 1 \text{ mA}$) ein Messbereich für Neutronenenergien von 67 keV bis 7 MeV zur Verfügung. Wird wiederum nur jeder 4. (8.) Elektronenpuls verwendet, d. h. die Elektronenpulsfrequenz ist $0,25 \text{ MHz}$ ($0,125 \text{ MHz}$) und $I_{e^-} = 0,25 \text{ mA}$ ($0,125 \text{ mA}$), so können bereits Reaktionen mit Neutronenenergien ab zirka $4,2 \text{ keV}$ ($1,1 \text{ keV}$) gemessen werden.

Der Energiebereich von 3 keV bis 200 keV ist für das Verständnis der Erzeugung schwerer Elemente in der Nukleosynthese durch (n, γ) -Prozesse von großem Interesse. Insbesondere langsame s-Prozesse bei Sterntemperaturen von $15 - 30 \text{ keV}$ können untersucht werden. Laborexperimente zur Bestimmung der relevanten Kerndaten wurden größtenteils an der gepulsten Neutronenquelle ORELA in Oak Ridge ausgeführt, die wie die Neutronenquelle an ELBE auf einem linearen Elektronenbeschleuniger beruht, und insbesondere am FZK-VdG in Karlsruhe. Beim Vergleich der jeweiligen Eigenschaften des Neutronenstrahls wird das Potential zur Gewinnung verbesserter Daten an ELBE offensichtlich.

Mit MCNP wurden Reaktionsraten am Messplatz berechnet. Im Geometriemodell wurden nur der Radiator und die zwei Edelstahlfenster der Stahlglocke in Kollimator- und in entgegengesetzter Richtung berücksichtigt, die eine Dicke von 1 mm haben. Der Elektronenstrahl mit $E_{e^-} = 20 \text{ MeV}$ und $I_{e^-} = 1 \text{ mA}$ trifft auf den $11,2 \text{ mm}$ Pb-Mo-Radiator und die zum Messplatz entkoppelten Neutronen treffen in $3,62 \text{ m}$ Entfernung auf die Targetfolie. Diese Folie hat einen Radius von $1,5 \text{ cm}$ und eine Massenbelegung von

$d \cdot \rho = 10 \text{ mg/cm}^2$. Als Targetmaterialien wurden alle in MCNP-4C2 vorhandenen Nuklide der schweren Elemente Pb, Bi, U und Pu und der minoren Aktinide Np, Am und Cm betrachtet. Zusätzlich wurde ^{147}Sm behandelt. Berechnet wurden jeweils die Raten für die Reaktionen (n, α) , $(n, 2n)$, (n, γ) , (n, f) und (n, n') (für die ersten drei angeregten Zustände), soweit die entsprechenden Wirkungsquerschnitte in der Datenbibliothek von MCNP-4C2 vorhanden waren. Bei der Messung von (n, α) - und (n, f) -Reaktionen werden dünnere Folien ($d \cdot \rho = 100 \mu\text{g/cm}^2$) verwendet. Berechnet wurden die Reaktionsraten integriert über alle Energien und integriert über den Energiebereich von 0 bis 660 keV und über den Energiebereich von 660 keV bis 7 MeV. In Tabelle 8.3 sind exemplarisch einige Reaktionsraten angegeben.

Aus den exemplarischen Beispielen in Tab. 8.3 sind einige Reaktionen auch in der "NEA: High Priority Nuclear Data Request List" von 2001 enthalten. Diese stehen dort in der Rubrik für Anforderungen für die Spaltreaktor-Technologie. Die Anforderungen an diese Reaktionen stehen in Tabelle 8.4.

Reaktionen pro Stunde			
Reaktion		Neutronenenergiebereich	
		0 bis 660 keV	660 keV bis 7 MeV
^{207}Pb (n, n')	1. angeregter Zustand	$1,88 \cdot 10^4$	$1,57 \cdot 10^6$
	2. angeregter Zustand	0	$8,85 \cdot 10^5$
^{209}Bi (n, α)		$5,39 \cdot 10^{-3}$	$1,64 \cdot 10^{-1}$
^{209}Bi (n, n')	1. angeregter Zustand	0	$8,22 \cdot 10^5$
	2. angeregter Zustand	0	$4,50 \cdot 10^5$
^{238}U (n, n')	1. angeregter Zustand	$5,94 \cdot 10^5$	$1,62 \cdot 10^6$
	2. angeregter Zustand	$6,95 \cdot 10^4$	$6,49 \cdot 10^5$
^{237}Np (n, f)		$1,66 \cdot 10^3$	$3,94 \cdot 10^4$
^{237}Np (n, γ)		$5,30 \cdot 10^5$	$2,18 \cdot 10^5$
^{239}Pu (n, f)		$1,17 \cdot 10^4$	$4,64 \cdot 10^4$
^{239}Pu (n, γ)		$1,34 \cdot 10^5$	$3,41 \cdot 10^4$
^{241}Am (n, f)		$6,69 \cdot 10^2$	$4,14 \cdot 10^4$
^{241}Am (n, γ)		$5,52 \cdot 10^5$	$1,14 \cdot 10^5$

Tabelle 8.3: Mit MCNP berechnete Reaktionsraten. Exemplarisch ausgesuchte Materialien der Targetfolien: ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu und ^{241}Am . Der Radius der Targetfolien ist 1,5 cm und die Massenbelegung beträgt bei (n, n') und (n, γ) $d \cdot \rho = 10 \text{ mg/cm}^2$ und bei (n, α) sowie (n, f) $d \cdot \rho = 100 \mu\text{g/cm}^2$.

	Reaktion	Energiebereich	Geforderte Genauigkeit
Kühlmaterial	^{209}Bi (alle)	therm. - 20 MeV	20%
Primäre Aktinide	^{238}U (n, n')	E_{th} - 5 MeV	5% 10%
	^{239}Pu (n, f) Tritium Ausbeute	therm. - 20 MeV	20%
Sekundäre Aktinide	^{237}Np (n, γ)	1 keV - 5 MeV	5 - 10%
	^{241}Am (n, γ)	1 keV - 5 MeV	5 - 10%

Tabelle 8.4: Reaktionen aus Tabelle 8.3, die in der “NEA: High Priority Nuclear Data Request List“ von 2001 stehen, einschließlich der gestellten experimentellen Anforderungen.

9 Aufbau des Kollimators

Für Flugzeitexperimente mit der gepulsten Photoneutronenquelle wurde in die Wand des Neutronenlabors ein Kanal eingebracht, wie in Abb. 9.1 schematisch gezeigt ist. Die Quelle befindet sich in der Neutronenhalle, die zu untersuchenden Proben (Targets) werden hinter der 2,4 m dicken Hallenwand aus Beton (Dichte $2,5 \text{ g/cm}^3$, Dicke 1,2 m) und Schwerbeton (Dichte $3,6 \text{ g/cm}^3$, Dicke 1,2 m) aufgestellt. Quelle und Target befinden sich auf der Achse des Kanals im Abstand von 1,0 m vor der Innenwand der Halle und 0,5 m hinter der Außenwand, woraus eine Flugstrecke von 3,9 m resultiert. Der in den vorhergehenden Kapiteln benutzte Abstand von der Außenwand von 20 cm (Flugstrecke 3,62 m) ist für die geplante experimentellen Aufbauten und dabei verwendeten Detektoren zu gering. Die Targets werden von Detektoren umgeben, die die Produkte der Wechselwirkung, z. B. Protonen, α -Teilchen, Spaltfragmente der mittels Flugzeit nach ihrer Energie sortierten Quellneutronen nachweisen. Während die Targets den Quellneutronen in vollem Umfang und ungestört durch Zwischenwechselwirkungen ausgesetzt werden sollen, müssen die Detektoren vor den Quellneutronen abgeschirmt werden. Dazu sollen die Verschlüsse des Kanals aus Eisen und Polyethylen entfernt und für die Dauer von Flugzeitexperimenten durch geeignete Formstücke (Kollimatoren) ersetzt werden. Das räumliche Profil der Neutronenstromdichte, das die Kollimatoren im Gebiet von Probe und Detektoren formen, soll scharf begrenzte Ränder haben, damit die Detektoren auch in der Nähe der Proben angeordnet werden können. Dabei sind weitere Anforderungen an die Formstücke zu stellen, die von dem geplanten Experiment bestimmt sind. Auf die Problematik des Nachweises von γ -Quanten aus (n, γ) -Reaktionen wird am Ende des Kapitels eingegangen.

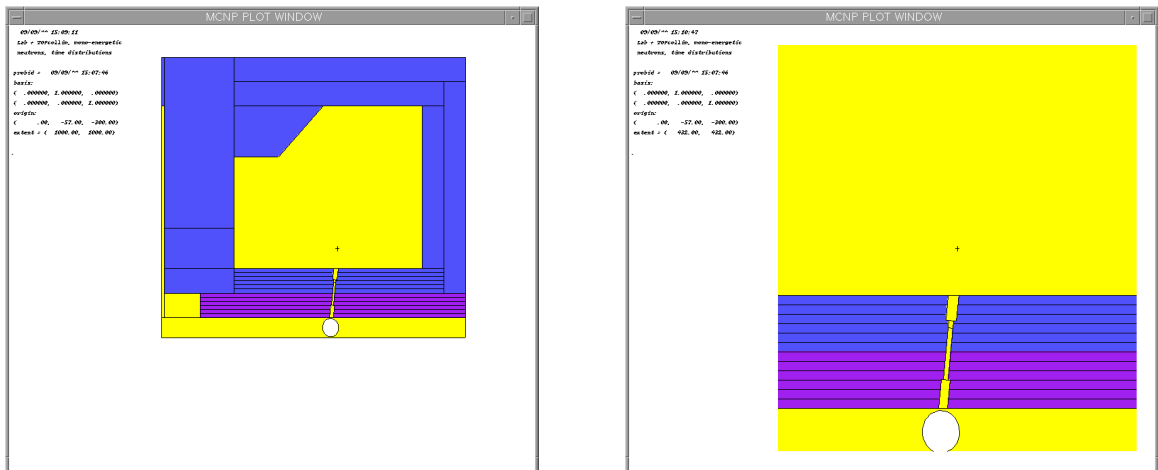


Abbildung 9.1: *Horizontaler Schnitt durch die Neutronenhalle (links) in Höhe der Photoneutronenquelle mit Kanal zum Detektorraum (rechts vergrößert), der für Flugzeitexperimente geöffnet werden kann.*

Die Außenradien für Kollimatoren sind durch den Kanal in der Wand vorgegeben (vom Inneren der Neutronenhalle nach außen) mit:

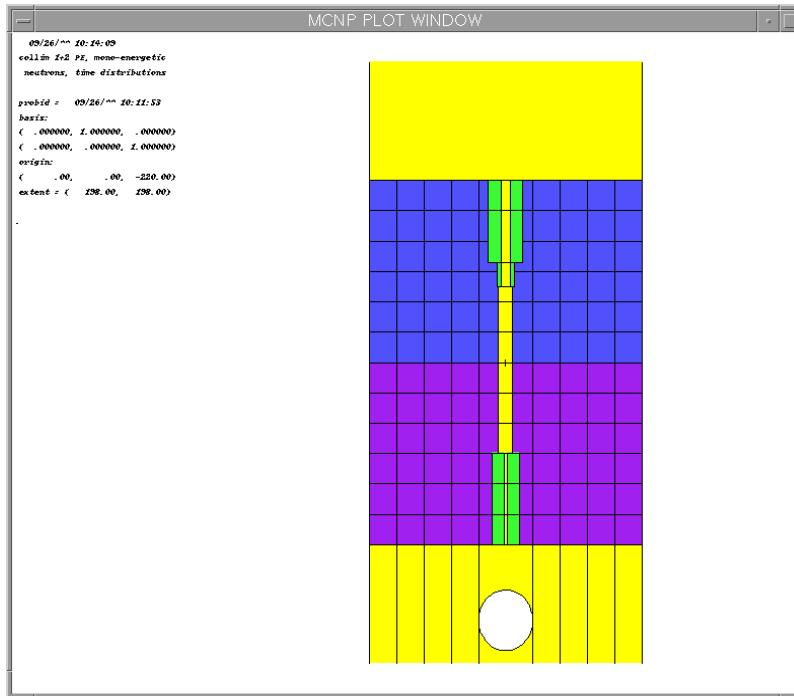


Abbildung 9.2: Kanal in der Wand der Neutronenhalle mit eingefügtem Vorkollimator (oberes Element) und Nachkollimator (unteres Element) für Flugzeitexperimente.

Radius	$r_1 = 12,75$ cm	auf einer Länge von	$l_1 = 54$ cm,
	$r_2 = 6,25$ cm		$l_2 = 16$ cm,
	$r_3 = 5,25$ cm		$l_3 = 110$ cm,
	$r_4 = 10,25$ cm		$l_4 = 60$ cm.

Der Neutronenstrahl soll am Ort der Proben einen Radius von 1,5 cm haben, was u. a. den Einsatz des vorhandenen Detektorsystems RoSiB erlauben würde.

Die Formung dieses Strahlprofils soll so erfolgen, dass der Anteil der Neutronen, die an Kollimatorelementen gestreut werden und durch längere Wege zur Probe oder Energieverlust die Flugzeitspektrometrie stören, vernachlässigbar klein bleibt. Ebenso soll am Ort des Targets die Photonenstromdichte, die durch unelastische Streuung und Einfang von Neutronen in den Kollimatormaterialien erzeugt werden, klein und/oder eliminierbar sein, wenn Detektoren eingesetzt werden, die empfindlich für Photonen sind. Die Neutronenerzeugung erfolgt in einem Volumen, das durch den Radius des Elektronenstrahls (ca. 1,5 mm) und die Dicke des Bleitargets (11,2 mm) bestimmt ist.

Zum Entwurf von Kollimatoranordnungen wurde das Monte Carlo Programm MCNP-4 [Bri00] mit Kerndaten der Fusion Evaluated Nuclear Data Library FENDL-2 [Wie98] eingesetzt. Das dreidimensionale geometrische Modell für die Berechnungen ist in Abb. 9.2 skizziert. Der Neutron-Photon-Transport durch die Hallenwand und den Kanal mit verschiedenen Einsätzen wurde in einem Wandsegment von 1 m Radius simuliert. Die Neutronenquelle befindet sich auf der Kanalachse in einer Entfernung von 1,0 m von der Innenwand, Detektoren sind in 0,5 m Abstand von der Außenwand auf der Kanalachse angeordnet. Dass der tatsächliche Kanal unter einem Winkel von ca. 5° verläuft (vgl. Abb. 8.1) hat für die nachfolgende Betrachtung keine Bedeutung (vgl.

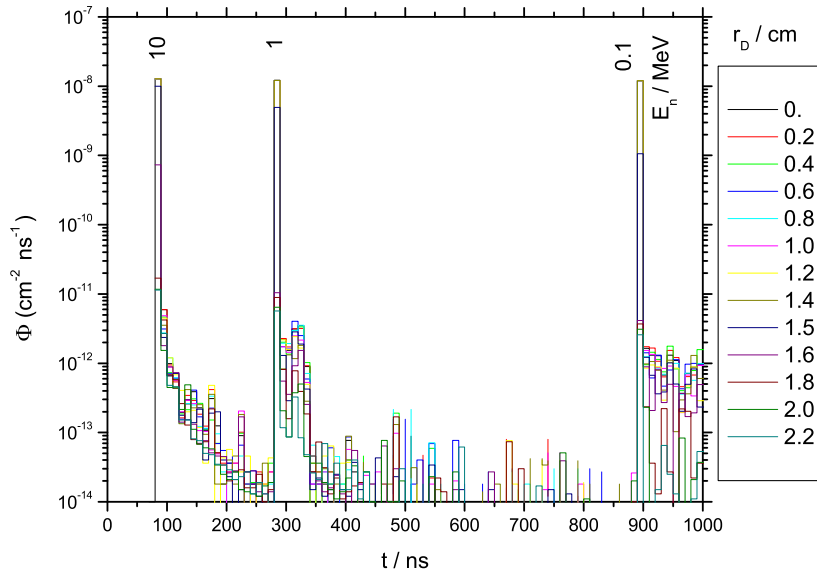


Abbildung 9.3: Zeitspektren der Neutronenstromdichte in verschiedenen Abständen von der Kollimatorachse (Ringdetektoren mit Radius r_D , Distanz zur Neutronenquelle 3,9 m) pro Quellneutron, wobei Neutronen mit den Energien 10 MeV, 1 MeV und 100 keV mit gleicher Häufigkeit und isotrop bei $t = 0$ gestartet wurden.

auch Abb. 4.17). Die Neutronenquelle wurde als Volumenquelle (liegender Zylinder mit 3 mm Durchmesser und 1,1 cm Länge) beschrieben, in der Neutronen homogen verteilt und isotrop gestartet werden. Im Quellvolumen ist Vakuum, um Wechselwirkungen der Neutronen allein in der Kollimatoranordnung zu erfassen und von solchen z. B. im Blei der Quelle zu trennen. Die Detektoren für Neutronen und Photonen wurden als Kreislänge mit verschiedenen Radien r_d um die Kanalachse (z -Achse, Tally F5Z) in einem sphärischen Vakuumvolumen (weiß in Abb. 9.2) definiert.

Um störende Wirkungen der Kollimatoren zu erfassen, wurden monoenergetische Neutronen gestartet und die Zeitspektren der von den Detektoren registrierten Neutronen und Photonen aufgezeichnet. Für die Zeitspektren schneller Quellneutronen wurde eine Kanalbreite von 10 ns gewählt. Damit werden für Quellneutronen, z. B. mit einer Energie von $E_n = 0,5$ MeV, Verlängerungen des Weges zwischen Quelle und Detektor durch Streuungen in der Kollimatoranordnung ab 2,5% und Verringerungen der Energie ab 5% erfasst, indem diese Neutronen in Zeitkanälen registriert werden, die dem Kanal folgen, in dem die direkt durchlaufenden Neutronen erfasst werden.

Da die Neutronenwechselwirkungen stark von der Energie abhängen, wurden vier verschiedene Energien für die startenden Neutronen ausgewählt: 10 MeV als höchster Wert, wo das kontinuierliche Quellspektrum [FZR-369] nur noch eine Teilchenstromdichte von etwa 10^{-3} von der im Maximum hat; 1 MeV und 0,1 MeV im Bereich um das Maximum; 10 keV, wo die Teilchenstromdichte noch die Hälfte von der im Maximum ist und ihre Flugzeit von $3 \mu\text{s}$ die Einbeziehung in Experimente erst erlaubt, wenn die Pulsfrequenz der Quelle entsprechend klein ist. Diese Gruppe ist wegen des anderen Zeitmaßstabes in Abb. 9.3 nicht dargestellt. Die Energiestaffelung erlaubte außerdem, dass Neutronen dieser Energien gleichzeitig in einer Berechnung gestartet werden konnten.

Nach einigen Variationen von Geometrie und Material wurde eine Anordnung gefunden,

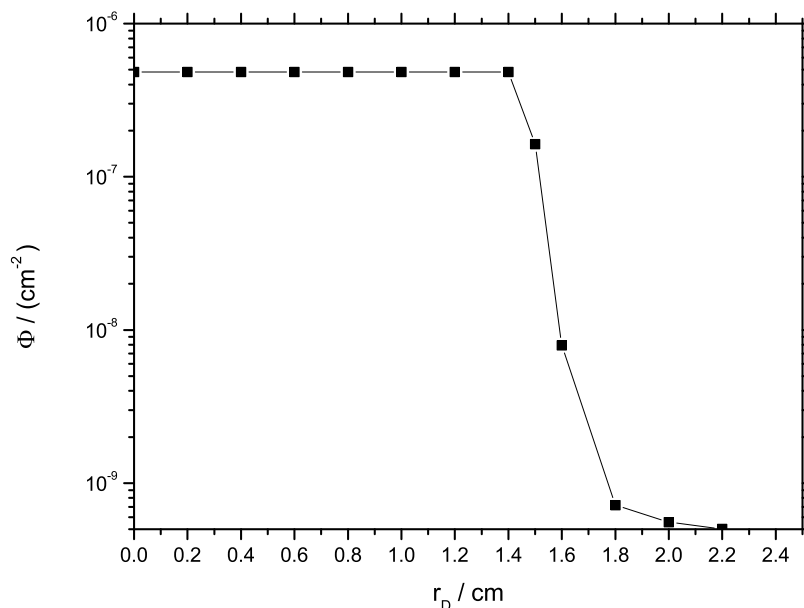


Abbildung 9.4: Neutronenfluenz als Funktion des Abstandes von der Kollimatorachse (Ringdetektoren mit Radius r_D) pro Quellneutron, wobei Neutronen mit den Energien 10 MeV, 1 MeV, 100 keV und 10 keV mit gleicher Häufigkeit und isotrop gestartet wurden.

die hinreichend gute Kollimierung zeigte und auch im Umgang mit den Einsatzstücken in den Kanal praktikabel erscheint. Die folgenden Ergebnisse gelten für diese Anordnung (Abb. 9.2). Ein Hohlzylinder mit Innenradius $r_{ih} = 1,3 \text{ cm}$, Außenradius $r_{ah} = 10,25 \text{ cm}$ (r_4) und Länge $l_h = 60 \text{ cm}$ (l_4) formt das Strahlprofil in Detektornähe. Er besteht aus HD-Polyethylen ($\rho = 0,95 \text{ g/cm}^3$) und hat eine Masse von 18,5 kg.

Diesem Nachkollimator ist ein Vorkollimator vorgelagert. Dieser ist so dimensioniert, dass seine Teile, die von Quellneutronen getroffen werden, von den Detektoren durch den Nachkollimator hindurch nicht „gesehen werden“ können. Der zylinderförmige Vorkollimator in Abb. 9.2 hat einen Innenradius von $r_{iv} = 3,5 \text{ cm}$ bei einem Außenradius von $r_{av1} = 12,75 \text{ cm}$ (r_1) auf einer Länge von $l_{v1} = 54 \text{ cm}$ (l_1) und anschließendem Außenradius $r_{av2} = 6,25 \text{ cm}$ (r_2) auf einer Länge von $l_{v2} = 16 \text{ cm}$ (l_2). Er besteht aus HD-Polyethylen ($\rho = 0,95 \text{ g/cm}^3$) und hat eine Masse von 25,5 kg.

In Abb. 9.3 sind die Zeitspektren der Neutronenstromdichte für den Bereich bis zu $t = 1,0 \mu\text{s}$ nach Start der Neutronen gezeigt, die die Ringdetektoren mit verschiedenen Radien r_D registrieren. Die Zeitgruppen mit Quellneutronen erreichen die volle Höhe für $r_D \leq 1,4 \text{ cm}$ und fallen für größere r_D schnell auf ein Niveau, das die nachfolgenden Zeitgruppen mit gestreuten Neutronen haben. Gleiches Verhalten wurde auch für die 10 keV Quellneutronen erhalten, die in einer Zeitgruppe bei $t = 3 \mu\text{s}$ registriert werden.

Die gesamte (über t integrierte) Neutronenfluenz, die der Detektor bei $r_D = 0$ pro 1 Quellneutron registrierte, beträgt $4,84 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-2}$. Die Summe der Fluenzen in den vier Zeitgruppen mit Quellneutronen unterscheidet sich von der gesamten Fluenz um $-5,3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2}$, d. h. die gestreuten Neutronen haben einen Anteil von $1,1 \cdot 10^{-3}$.

Das Profil des Neutronenstrahls ist in Abb. 9.4 dargestellt, indem die gesamte Neutronenfluenz der Ringdetektoren mit verschiedenen Radien aufgetragen ist. Der halbe Wert der Teilchenstromdichte im Zentrum wird innerhalb 1 mm erreicht; 2 mm vom

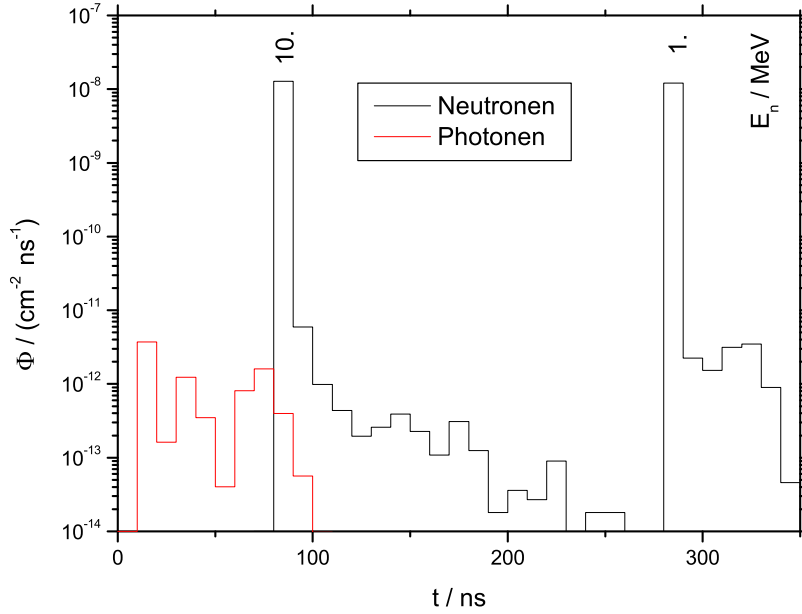


Abbildung 9.5: Zeitspektren des Neutronen- und des Photonenflusses auf der Kollimatorachse ($r_D = 0$) im Abstand von 3,9 m von der Neutronenquelle und normiert auf 1 Quellneutron, wobei Neutronen mit den Energien 10 MeV, 1 MeV, 100 keV und 10 keV mit gleicher Häufigkeit und isotrop bei $t = 0$ gestartet wurden.

Plateau entfernt ist die Teilchenstromdichte schon fast zwei Größenordnungen kleiner. Eine schwache Energieabhängigkeit der Randschärfe kann in Abb. 9.3 erkannt werden. Sie bleibt aber auch für die kleinste Neutronenenergie noch im mm-Bereich.

Photonen, die von den Neutronen im Kollimator erzeugt wurden, sind in Abb. 9.5 mit eingetragen. Die gesamte Photonenfluenz pro 1 Quellneutron beträgt bei $r_D = 0$, also auf der Kollimatorachse, $3,69 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2}$. Gemessen an der Neutronenfluenz von $4,84 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-2}$, ist dies ein Anteil von $7,6 \cdot 10^{-4}$. Durch die Geometrie von Vor- und Nachkollimator sind die Photonen von den Neutronen zeitlich separiert. Sie treten nur bis zu Zeiten von $t = 100 \text{ ns}$ auf, wo Quellneutronen registriert werden, deren Stromdichte nur etwa 10^{-3} von der im Maximum des Photoneutronenspektrums ausmacht.

Mit Monte Carlo Berechnungen wurde also gezeigt, dass mittels zweier Polyethylenkörper mit den Massen $m_v = 25,5 \text{ kg}$ und $m_n = 18,5 \text{ kg}$, die vom Neutronenlabor bzw. vom Proben/Detektorraum aus in den vorhandenen Kanal in die Laborwand eingesetzt werden, für Neutronen mit Energien von 10 keV bis 10 MeV ein scharfes Neutronenstrahlprofil geformt werden kann. Bei einem Radius des Neutronenstrahls von 1,5 cm fällt die Neutronenstromdichte am Rand innerhalb von 0,15 cm auf 10^{-1} des Wertes im Zentrum.

Die gewählte Geometrie von Vor- und Nachkollimator bewirkt, dass die Neutronen aus der Quelle (Zylindervolumen mit 3 mm Durchmesser und Länge von 1,12 cm) durch Streuungen an der Kollimatoranordnung einen die Flugzeitspektrometrie störenden Anteil von Neutronen am Ort der Probe zur Folge hat, der nur $1,1 \cdot 10^{-3}$ beträgt. Er beinhaltet für die Energie im Maximum des Photoneutronenspektrums alle Neutronen deren Weglänge zum Detektor sich um mindestens 2,5% vergrößert bzw, deren Energie sich um mindestens 5% verkleinert. Die von den Neutronen induzierte Produktion von Photonen in der Kollimatoranordnung führt zu einer Flussdichte am Ort der Probe, die

nur $7,6 \cdot 10^{-4}$ der der Neutronen ausmacht. Außerdem sind diese sekundären Photonen zeitlich weitgehend von den Neutronen getrennt.

Die bislang dargestellten Überlegungen schließen nicht die Betrachtung von Bremsstrahlphotonen ein, die direkt vom Neutronenradiator durch den Kollimator das Target erreichen. Dieser Photonenpuls ist um ca. 6 Größenordnungen intensiver als der Neutronenpuls (vgl. Abb. 8.3), so dass die Rate an Compton-gestreuten Photonen, die von den Detektoren „gesehen“ wird, nicht vernachlässigt werden kann. Ebenso werden die Detektoren von den durch die Kollimatoreinsätze durchtretenden Photonen getroffen, da diese Streustrahlung nicht kollimiert ist und u.U. einen weiten Bereich außerhalb der Kollimatorachse und des Targets überdeckt. Dieses Problem ist ohne Bedeutung, wenn Teilchendetektoren für geladene Teilchen verwendet werden, die auf Photonen nicht ansprechen. Im Fall der Untersuchung von (n, γ) -Reaktionen kann die Streustrahlungsrate die Reaktionsrate um Größenordnungen übertreffen. Daher muss für die Untersuchung von (n, γ) -Reaktionen der Kollimator anders aufgebaut sein: er muss neben Polyethylen auch Blei enthalten, um Streustrahlung zu absorbieren; Comptonstreuung am Target ist unvermeidbar. Untersuchungen zu einem Kollimator, der bei dem Studium von (n, γ) -Reaktionen eingesetzt werden kann, werden gegenwärtig durchgeführt. Für diese Experimente wird voraussichtlich ein Photonenabsorber in den Kollimatorkanal eingesetzt, für den ein Material mit geringer Neutronenproduktion ausgewählt werden muss.

10 Entwicklung von Detektoren

Die Photoneutronenquelle erzeugt hohe Neutronenflüsse im Bereich bis zu ca. 7 MeV, wie im Kapitel 8 durch Monte Carlo Simulationen (MCNP und FLUKA) gezeigt wurde. Wird die Repetitionsrate des Elektronenstrahls von 13 MHz um einen Faktor 8 reduziert, so können auch langsamere Neutronen bis zu ca. 170 keV nachgewiesen werden. Im Kapitel 8 wurden schon einige, zu untersuchende neutroneninduzierte Reaktionen aufgezählt. Die Untersuchung des Neutroneneinfangs (n,γ) unterscheidet sich von Reaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal, wie z.B. (n,p), (n,α), oder (n,f): die Messung von geladenen Teilchen erfordert die Verwendung von dünnen Targets (Massenbelegung $< 1 \text{ mg/cm}^2$), damit diese ohne signifikanten Energieverlust aus dem Target entkommen und nachgewiesen werden können. Bei (n,γ)-Reaktionen hingegen können auch wesentlich dickere Targets verwendet werden und damit kann eine höhere Reaktionsrate erzielt werden. Die Reaktionsrate R in einem Experiment ist hierbei gegeben durch $R = n\sigma\epsilon\Psi$, wobei n die Anzahl der Targetatome ist, σ der zu bestimmende Wirkungsquerschnitt, ϵ die Detektoreffizienz und Ψ die Neutronenstromdichte am Targetort. Die energiedispersive Messung erfolgt, indem die Flugzeit der Neutronen vom Radiator bis zum Targetort, an dem die Reaktion stattfindet, gemessen wird. Der Start wird durch den nur wenige ps langen Strahlimpuls von ELBE ausgelöst und ist daher mit hoher Genauigkeit bekannt. Der Zeitpunkt der Reaktion im Target muss nun gleichfalls mit möglichst hoher Genauigkeit bestimmt werden, um eine präzise Messung der Energie der Neutronen zu erhalten. Im folgenden werden Detektoren zum Nachweis von Photonen und Neutronen diskutiert. Zum Nachweis geladener Teilchen können bereits vorhandene Detektorsysteme, wie der Rossendorfer Silizium Ball, oder andere geeignete Halbleiterzähler eingesetzt werden.

10.1 BaF₂ Detektoranordnung zum Nachweis von Photonen aus Neutroneneinfangreaktionen

Bariumfluorid (BaF₂) ist ein ideales Material zum Nachweis von Photonen, da es eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit hat (Strahlungslänge $X = 2,05 \text{ cm}$) und extrem schnelle Signale liefert, die eine genaue Bestimmung des Reaktionszeitpunktes erlauben. Für Neutroneneinfangreaktionen (n,γ) wird eine Anordnung aus bis zu 60 BaF₂-Szintillatoren aufgebaut. Die Szintillatoren haben eine Länge von 20 cm und einen hexagonalen Querschnitt mit einem Innenkreisdurchmesser von 53 mm. Eine mögliche Anordnung von 42 Detektoren ist in Abb.10.1 gezeigt. In dieser Anordnung werden ca. 78% des gesamten Raumwinkels erfasst. Die BaF₂-Kristalle wurden ursprünglich für das Two Arm Photon Spectrometer TAPS angeschafft und sind teilweise noch mit alten Photovervielfachern vom Typ EMI 9954 QB bestückt. Zur Optimierung der erreichbaren Zeitauflösung wurden sie mit neuen, schnellen Photovervielfachern Hamamatsu R2059 aufgerüstet. Zusätzlich wird die Hochspannung mit modernen aktiven Spannungsversorgungen bereitgestellt, die weniger Wärme dissipieren und die Benutzung von Hochspannungs-Kabeln überflüssig machen.

Das Szintillationslicht von BaF₂ besteht aus einer schnellen und aus einer langsamen Komponente. Die schnelle Komponente wird im Wellenlängenbereich von $\lambda = 195\text{-}220 \text{ nm}$ mit einer Abklingzeit $\tau = 0,6 \text{ ns}$ emittiert. Die langsame Komponente hat ihr Maximum bei $\lambda = 320 \text{ nm}$ und eine Abklingzeit von ca. 620 ns. Die schnelle Komponente des Szintillationslichts befindet sich bereits im Ultravioletten (UV). Daher müssen

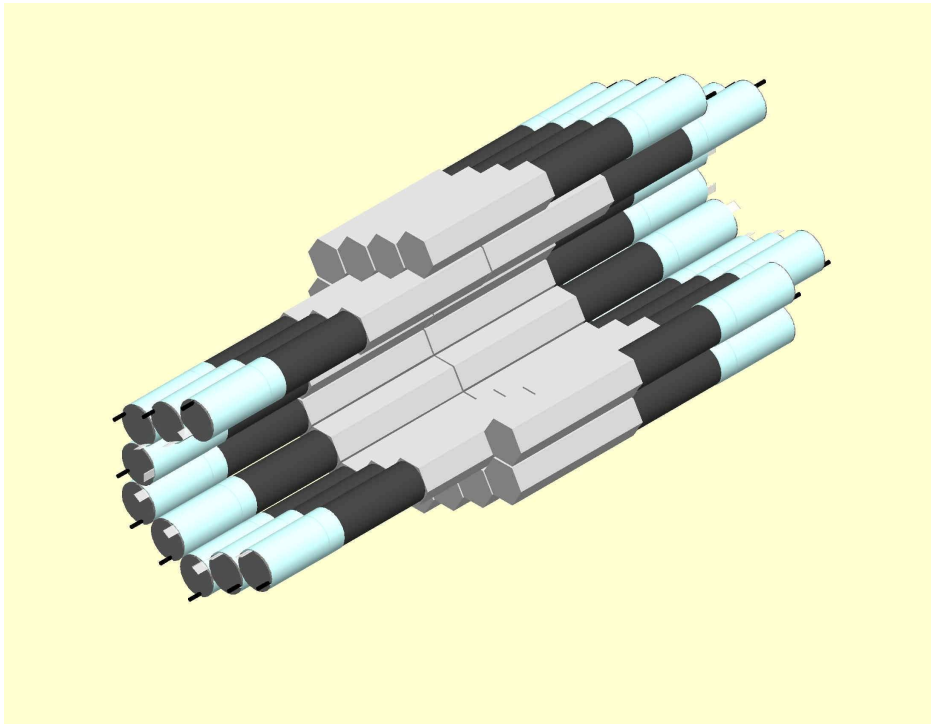


Abbildung 10.1: *Detektoranordnung aus 42 BaF₂ Szintillationskristallen mit hexagonalem Querschnitt und einer Länge von jeweils 20 cm. Jeder Kristall wird von einem Photovervielfacher Hamamatsu R2059 ausgelesen. Die Anordnung besteht aus einem doppelten Ring von jeweils 12 Szintillatoren und einem äußeren Ring von 18 Szintillatoren. Das Target befindet sich in der Mitte zwischen den beiden inneren Ringen.*

spezielle Photovervielfacher verwendet werden, die UV-durchlässige Fenster aus synthetischem Quarzglas besitzen. Bei photoneninduzierter Anregung macht die schnelle Komponente ca. 10% des Szintillationslichts aus. Das Verhältnis der Intensität beider Komponenten hängt von der einfallenden Strahlung ab und ist für geladene Teilchen, z. B. α -Teilchen, anders als für Photonen. Daher kann durch Nachweis des Szintillationslichts mit zwei verschiedenen Integrationszeiten, die an die schnelle und langsame Komponente angepasst sind, eine Teilchendiskrimination erfolgen und z. B. detektorintrinsischer Untergrund (durch α -Aktivität) identifiziert werden.

10.2 Energieauflösung

Die Energieauflösung wurde durch Messungen mit ^{60}Co -Quellen bestimmt und beträgt in diesem Energiebereich, $E_\gamma = 1173$ und 1332 keV typischerweise $\Delta E/E = 12\%$. In Abb. 10.2 sind die Gammaspektren einer ^{60}Co -Quelle, die mit verschiedenen Detektoren gemessen wurden, dargestellt. Die beiden Linien werden nicht von allen Detektorkristallen gleich gut aufgelöst. Das Peak-Valley Verhältnis hängt stark von dem individuellen BaF₂-Kristall ab. Es ist definiert als der Quotient aus der Amplitude des Peaks bei 1332 keV zur niedrigsten Amplitude im Tal zwischen den beiden Gamma-Peaks. Das Peak-Valley Verhältnis wurde für alle vorhandenen Detektoren gemessen und dient als ein Maß für die Energieauflösung der Detektoren. In Abb.10.3 ist das Peak-Valley Verhältnis der vorhandenen Detektoren dargestellt, die zum großen Teil noch mit alten Photovervielfachern gekoppelt sind.

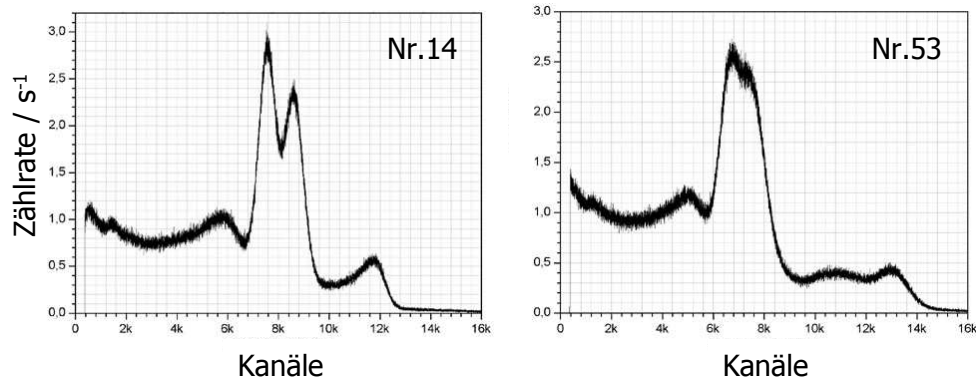


Abbildung 10.2: *Gammapektrum einer ^{60}Co -Quelle gemessen mit verschiedenen BaF_2 -Detektoren. Die Auflösung der beiden Gamma-Linien hängt stark von dem individuellen Detektor ab.*

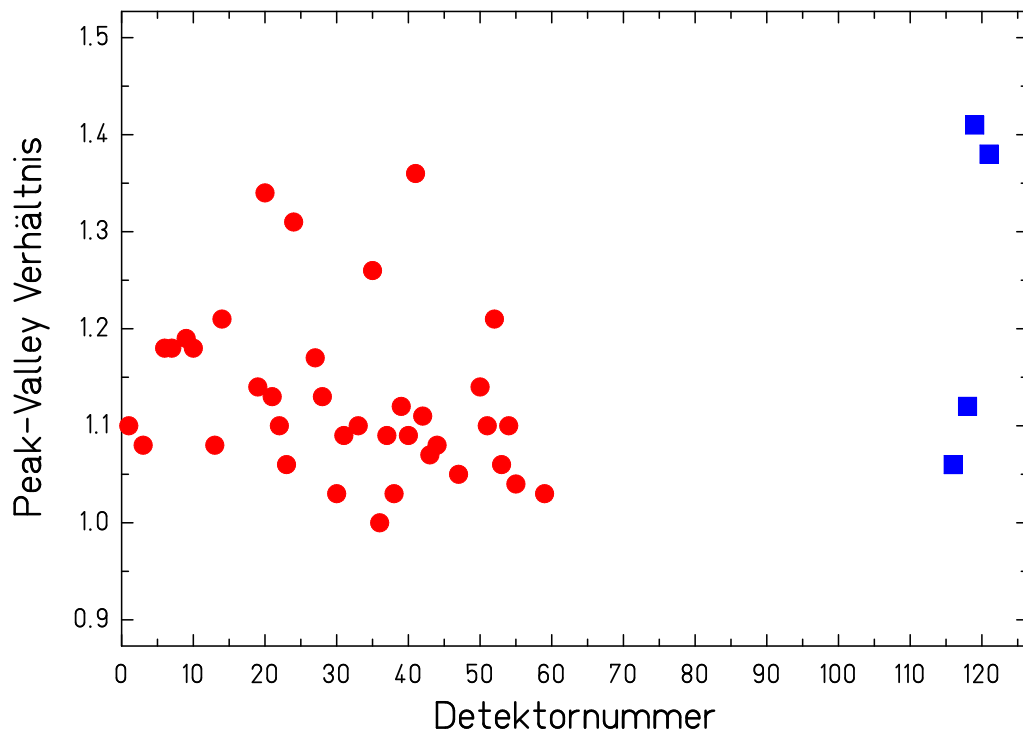


Abbildung 10.3: *Peak-Valley Verhältnis für BaF_2 -Detektormodule. Messpunkte von Detektoren mit EMI Photovervielfachern sind durch kreisförmige Symbole dargestellt, quadratische Symbole sind Messpunkte von Detektoren mit neuen Hamamatsu Photovervielfachern.*

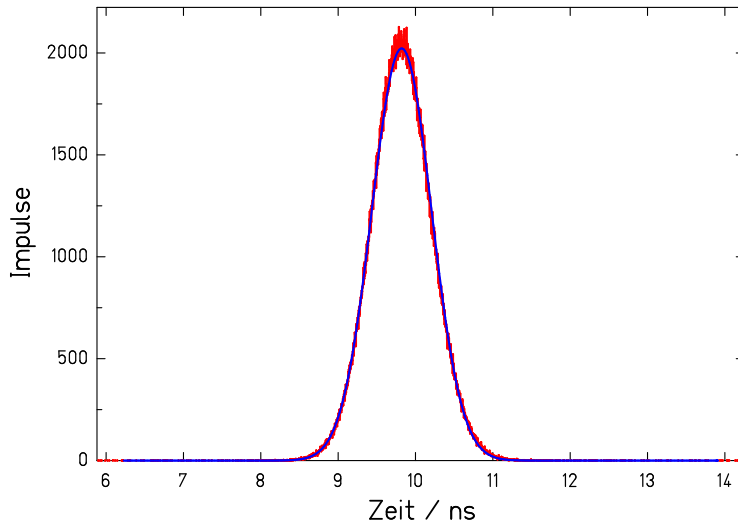


Abbildung 10.4: Zeitauflösung zweier BaF_2 Detektoren gemessen mit den koinzidenten Gammaquanten einer ^{60}Co Quelle. Die Breite (FWHM) des Peaks beträgt 910 ps.

10.3 Zeitauflösung

Die Zeitauflösung der BaF_2 -Detektoren wurde ebenfalls mit einer ^{60}Co -Quelle untersucht. Die beiden Gammaquanten werden mit Halbwertszeiten im sub-ps Bereich von angeregten Zuständen im ^{60}Ni emittiert und sind daher für unsere Messungen als koinzident anzusehen. Die Quelle wurde zwischen zwei parallel nebeneinander liegenden Detektormodulen plaziert, um eine hohe Koinzidenzzählrate zu erhalten. Die Ausgangssignale der Photovervielfacher wurden über Philipps Constant Fraction Diskriminatoren und mit geeignet gewählten Kabeldelays mit einem TAC (Time-Amplitude-Converter) verbunden. In Abb. 10.4 ist ein typisches Zeitspektrum einer Messung mit der ^{60}Co -Quelle dargestellt. Die Breite (FWHM) des Peaks beträgt 910 ps, woraus eine Zeitauflösung eines Detektors von 640 ps abgeleitet werden kann. Der TAC war auf eine Dispersion von 2,55 ps/Kanal eingestellt.

In Abb. 10.5 sind die Zeitauflösungen aller Detektoren dargestellt. Durch die Verwendung der neuen Hamamatsu R2059 Photovervielfacher ergibt sich eine deutliche Verbesserung der Zeitauflösung von vorher 830 ± 10 ps (FWHM) auf ca. 640 ps (FWHM).

10.4 Ausleseelektronik

Experimente mit dem BaF_2 -Detektorarray erfordern die Messung der erzeugten Ladung Q und des Zeitpunkts T des Signals für bis zu 60 Detektormodule mit hoher Präzision. Zur Pulsformanalyse muss das Signal der BaF_2 -Detektoren aufgeteilt werden und mit einem kurzen Zeitfenster (20 ns) sowie mit einem langen Zeitfenster ($2 \mu\text{s}$) integriert werden. Mit dieser Methode kann z. B. der intrinsische Untergrund durch im Bariumfluorid enthaltenes Radium (α -Zerfälle) von den zu messenden Gammaquanten aus dem Neutroneneinfang diskriminiert werden.

Am FZR wurde ein Datenaufnahmesystem mit VMEbus Standard Modulen aufgebaut, um die Pulsformanalyse an BaF_2 Signalen zu testen. Die Auslese wurde für Detek-

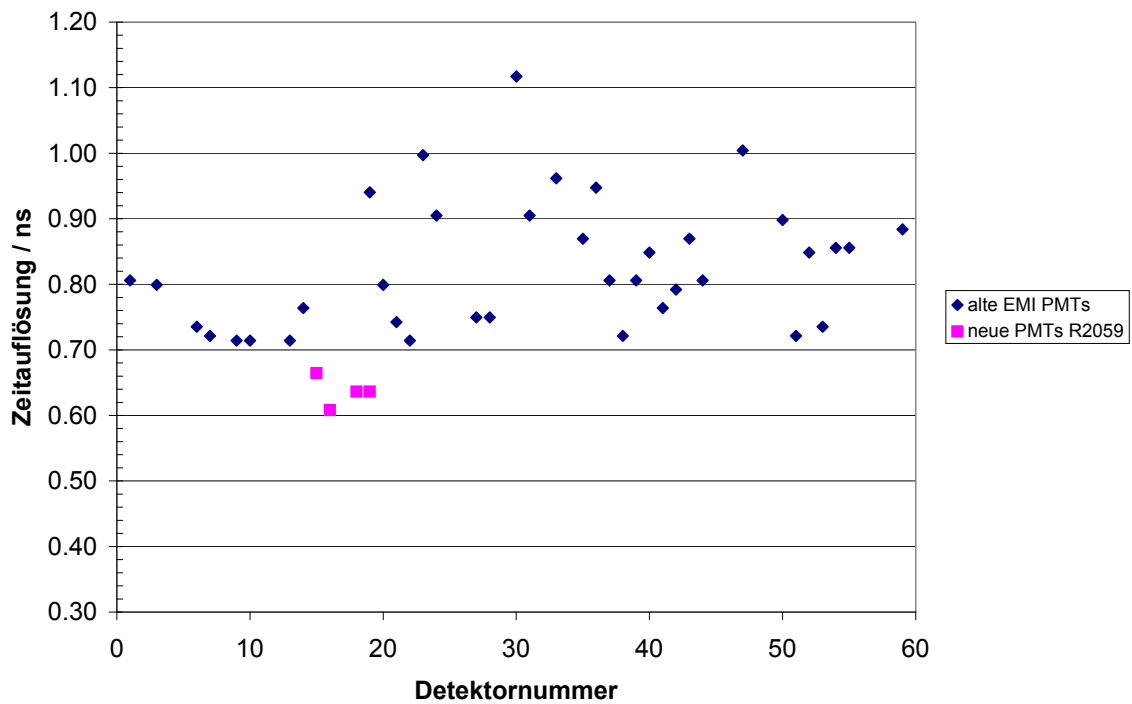


Abbildung 10.5: Zeitauflösung gemessen für alle BaF₂-Detektormodule im Vergleich mit einem Referenzdetektor. Die Zeitauflösung wurde mit koinzidenten Gammaquanten einer ⁶⁰Co-Quelle bestimmt. Durch die Verwendung der neuen Photovervielfacher wird eine Verbesserung der Zeitauflösung erreicht. Der Mittelwert mit neuen Photovervielfachern beträgt ca. 640 ps(FWHM).

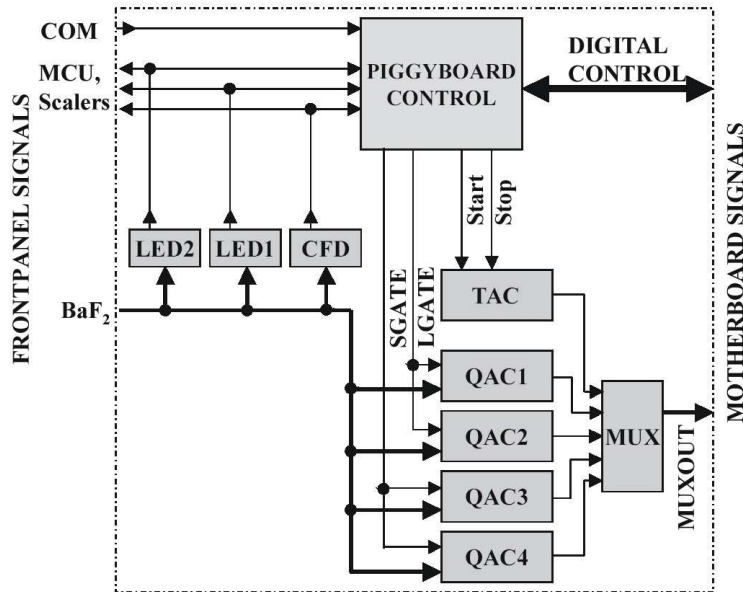


Abbildung 10.6: Blockschaltbild der Ausleseelektronik für die BaF_2 -Szintillatoren [Dre03]. Das BaF_2 -Signal wird aktiv aufgeteilt, aus einem Constant Fraction Diskriminator (CFD) wird das Zeitsignal mit Hilfe eines Zeit-Amplituden-Konverters (TAC) abgeleitet. Das Signal wird durch vier Ladungs-Amplituden Converter (QAC) mit langem und kurzem Zeitfenster sowie mit hoher und niedriger Verstärkung integriert.

tortestzwecke in der graphischen, objektorientierten Programmiersprache LABVIEW durchgeführt [Bey04]. Ausserdem gibt es ein RIO3-basiertes Echtzeitunixsystem, auf dem das von der GSI Darmstadt entwickelte Listmode-Datenaufnahmesystem MBS läuft. Die Auslese der BaF_2 -Anordnung soll durch eine von der TAPS Kollaboration, Universität Giessen, [Dre03] neu entwickelte, dedizierte VME Elektronik erfolgen. Ein auf dem CAEN V874A vierfach Analog-Digital-Wandler (ADC) basierendes VME Modul wird durch eine Ausleseelektronik (piggyboard) ergänzt, die für jeden Detektor die Zeitinformation sowie die Ladungsinformationen misst. Die Ladungsinformation wird über das kurze und lange Zeitfenster, jeweils mit hoher und niedriger Verstärkung, integriert. In Abb. 10.6 ist das Blockschaltbild dieses Elektronikmoduls dargestellt [Dre03]. Die erreichte Ausleserate beträgt bis zu $7,5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, die Zeitauflösung der Elektronik ist $\sigma_t < 50 \text{ ps}$ [Dre03].

10.5 Nachweis von Neutronen

Neutronen werden in der Regel indirekt entweder durch elastische Streuung oder durch Kernreaktionen im Detektormaterial nachgewiesen. Je nach Energiebereich kommen verschiedene Detektortypen zum Einsatz. Die Flugzeit schneller Neutronen im MeV-Bereich kann z. B. durch Protonenrückstoß in Plastikszintillatoren, wie ELJEN EJ200, erfolgen. Diese erlauben auf Grund der gegenüber Flüssigszintillatoren kürzeren Anstiegszeiten eine Zeitauflösung im Sub-Nanosekundenbereich. Flüssigszintillatoren, z. B. BC513, erlauben wiederum eine Pulsformdiskriminierung der Neutronensignale aufgrund verschieden langer Szintillationslichtkomponenten und damit Abtrennung des

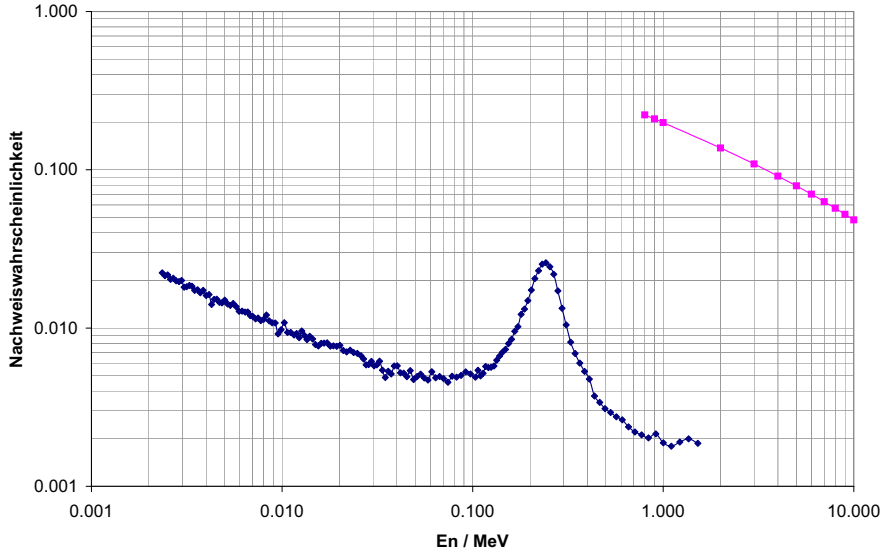


Abbildung 10.7: Theoretische Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Neutronenenergie für ein 10 mm dicken Lithiumglasszintillator (GS20) (Rauten) und einen 10 mm dicken Plastiksintillator (EJ200) (Quadrate). Der zugrundeliegende ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$ Wirkungsquerschnitt ist [Fri75] entnommen. Im Plastiksintillator werden Neutronen durch elastische Streuung an Protonen nachgewiesen, die Nachweisschwelle liegt typischerweise bei einigen hundert keV Protonenenergie.

Photonenuntergrunds. Die erreichbare Zeitauflösung liegt typischerweise im Bereich > 2 ns.

Alternativ kann auch ein mit ${}^6\text{Li}$ angereicherter Glas-Szintillator eingesetzt werden. Der Nachweis von Neutronen durch den Aufbruch ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ ist auch noch bei Neutronenenergien unterhalb weniger hundert keV möglich, wo der Protonenrückstoß in herkömmlichen Szintillatormaterialien nur noch sehr kleine Signale liefert, die nicht mehr vom Rauschen getrennt werden können. Durch den hohen Q-Wert der Aufbruchreaktion ist eine teilweise Diskriminierung gegen den Photonuntergrund möglich. Der Detektor kann auch schnelle Neutronen mit einigen MeV kinetischer Energie nachweisen, allerdings mit abnehmender Effizienz. Die theoretische Effizienzkurve eines solchen Detektors ist in Abb.10.7 dargestellt. Eventuelle Mehrfachstreuungsprozesse, die zu einer Effizienzerhöhung führen, sind hier nicht berücksichtigt. Der Peak in der Effizienzkurve geht auf eine $5/2^-$ -Resonanz bei $E_n = 242$ keV in ${}^7\text{Li}$ zurück. Oberhalb der Resonanz nimmt die Effizienz weiter monoton ab.

In Abb. 10.8 sind Energiespektren eines mit ${}^6\text{Li}$ angereicherten Glas-Szintillators gezeigt. Das Neutronenspektrum einer ${}^{252}\text{Cf}$ -Quelle zeigt deutlich den Peak des ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchs, der auf einem abfallenden Untergrund von Photonen sitzt, die ebenfalls von der Spaltneutronenquelle emittiert werden. Das Spektrum einer reinen Gammaquelle ${}^{60}\text{Co}$ zeigt die nicht aufgelösten Compton-Kanten der beiden Übergänge bei 1172 und 1332 keV, sowie die „Compton-Kante“ des Summenpeaks. Die Absoluthöhen der beiden Spektren hängen von der Aktivität der Quellen ab und sind nicht aufeinander normiert.

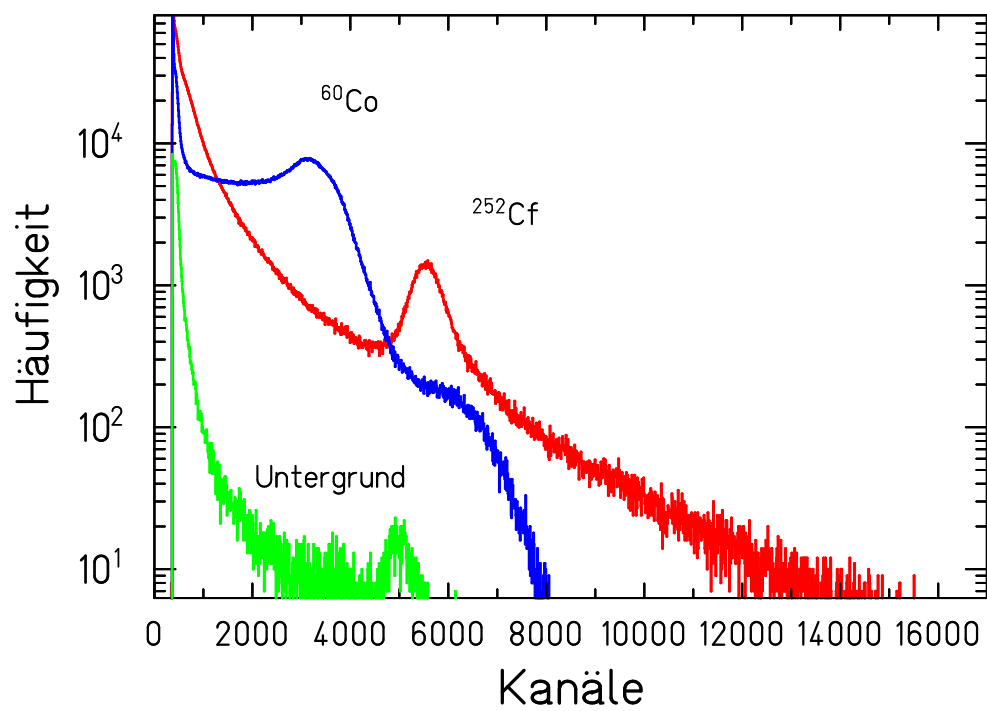


Abbildung 10.8: *Energiespektren eines Lithiumglasszintillators (GS20) Dicke = 25 mm. Die Histogramme sind mit den im Bild benannten Quellen aufgenommen worden. Die ^{252}Cf Quelle befand sich in einer 1 cm dicken Umhüllung aus Polyethylen (PE). Zum Vergleich sind auch das Spektrum einer ^{60}Co -Quelle sowie ein Untergrundspektrum der gleichen Messzeit dargestellt.*

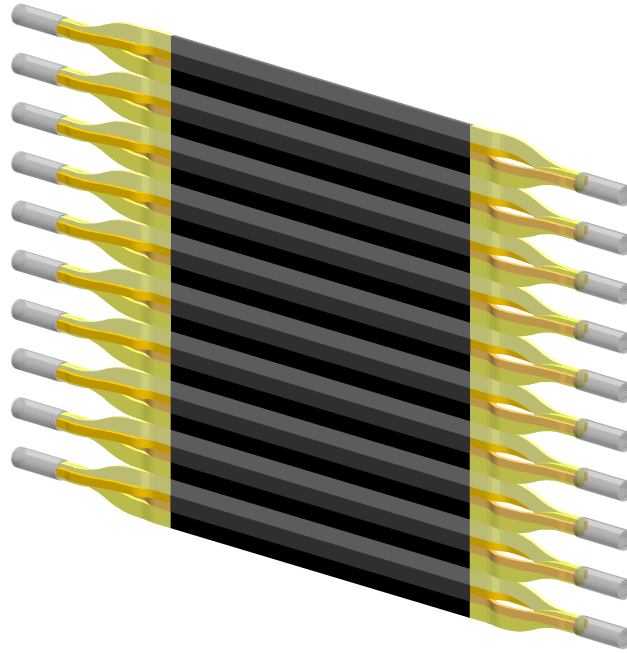


Abbildung 10.9: Jeweils 3 Streifen Szintillatormaterial EJ200 (Länge 100 cm) werden über adiabatische Lichtleiter aus UV-transparentem Plexiglas an zwei Photovervielfacher Hamamatsu R2059 angekoppelt. Gezeigt sind hier 10 Detektormodule, die eine Plastikszintillatorwand von ca. 1 m² aktiver Fläche bilden. Die Spannungsversorgung erfolgt über aktive Spannungsteiler.

Der Untergrund ohne Quellen geht auf Raumuntergrund und kosmische Höhenstrahlung zurück. Die Energieauflösung des Neutronenpeaks liegt bei ca. 13 %, was ein typischer Wert für einen Li-Glas-Szintillator ist.

Schnelle Neutronen oberhalb einiger hundert keV werden vorteilhaft durch einen Plastikszintillator nachgewiesen. Die elastische Streuung von Neutronen mit Protonen des Szintillatormaterials hat einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt in diesem Energiebereich. Die Nachweiseffizienz für Neutronen in einem 10 mm dicken Plastikszintillator ist in Abb.10.7 gezeigt. Außerdem besitzen Plastikszintillatoren eine sehr gute Zeitauflösung.

In Abb. 10.9 ist eine dreidimensionale Entwurfszeichnung einer Plastikszintillatorwand zum Nachweis schneller Neutronen dargestellt. Durch die beidseitige Auslese mit zwei Photovervielfachern kann auch der Ort der Neutronenwechselwirkung nachgewiesen werden und die Flugzeit des Neutrons bestimmt werden.

In Abb. 10.10 ist ein Flugzeitspektrum eines Detektorprototypen der Plastikszintillatorwand dargestellt. Der Szintillator besteht aus zwei parallelen Streifen von jeweils 100 cm Länge mit einem Querschnitt von 11 mm · 42 mm. Die Flugzeit wurde mit einem BaF₂-Detektormodul gestartet, an dem eine ²⁵²Cf-Neutronenquelle angebracht wurde. Die Gammaquanten aus dem Zerfall der Spaltfragmente werden nahezu koinzident mit den Neutronen emittiert und starten die Flugzeitmessung. Der Abstand von der Neutronenquelle zum Detektor beträgt ca. 10 cm. Der linke Peak in Abb. 10.10 besteht aus Koinzidenzen mit Signalen von Gammaquanten, der breite Peak rechts daneben

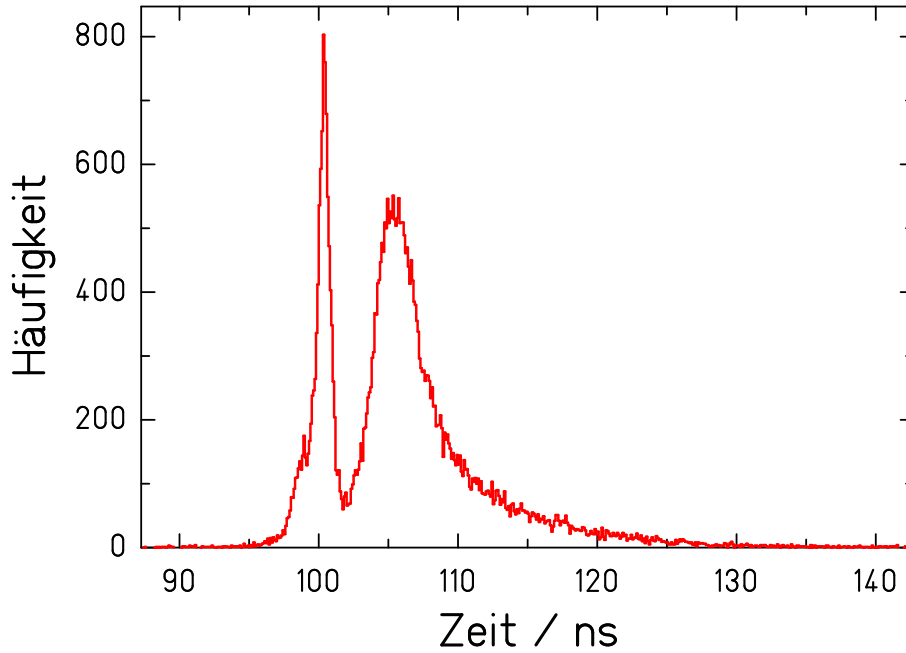


Abbildung 10.10: Flugzeitspektrum einer ^{252}Cf -Neutronenquelle gemessen mit einem Plastiksziintillationsdetektormodul. Die Dispersion des Zeit-Digital-Konverters (TDC) beträgt 100 ps/Kanal . Der Abstand der Neutronenquelle zum Plastiksziintillator beträgt ca. 10 cm . Der Zeitnullpunkt ist willkürlich. Der linke Peak wird durch Gammaquanten verursacht, der rechte Peak durch Neutronen.

ist die Flugzeitverteilung der Spaltneutronen der ^{252}Cf -Quelle. Das Maximum liegt bei ca. 7 ns , was ungefähr 1 MeV Neutronenenergie entspricht. Da der Detektor 100 cm lang ist, variieren die möglichen Flugstrecken der Neutronen beträchtlich. Dieser Effekt kann korrigiert werden, in dem die Ortsauflösung durch die beidseitige Auslese des Plastiksziintillatormoduls genutzt wird, um die Flugstrecke ereignisweise zu bestimmen. Aus der Breite des Gammapeaks im Spektrum ergibt sich eine Flugzeitauflösung des Plastiksziintillators von ca. $0,9\text{ ns}$ (FWHM).

10.6 Vergleich mit anderen Neutronenflugzeitexperimenten

Mit der gemessenen intrinsischen Zeitauflösung und der in Abb. 10.1 gezeigten BaF_2 -Anordnung, kann die erreichbare Energieauflösung in (n,γ) -Messungen abgeschätzt werden:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_n}{L_n}\right)^2}, \quad (10.1)$$

wobei T die Flugzeit, $\Delta T = \sqrt{\Delta T_{\text{BaF}_2}^2 + \Delta T_\gamma^2}$ die Flugzeitunschärfe, gegeben durch die Detektorauflösung und die Variation der Photonenflugstrecke vom Target zum Nachweisort im Detektor, L_n die Flugstrecke der Neutronen vom Radiator bis zum Target ist und ΔL_n die Variation der Flugstrecke durch Target- und Radiatordicken enthält. In Abb.10.11 ist die erreichbare Energieauflösung als Funktion der Neutronenenergie dargestellt.

Die Neutronenflugzeitanlagen GELINA und CERN n-TOF erreichen Energieauflösungen im Bereich von $0,2\% - 0,7\%$, [Coc02] für Neutronen um $E_n = 1\text{ MeV}$. Die Neu-

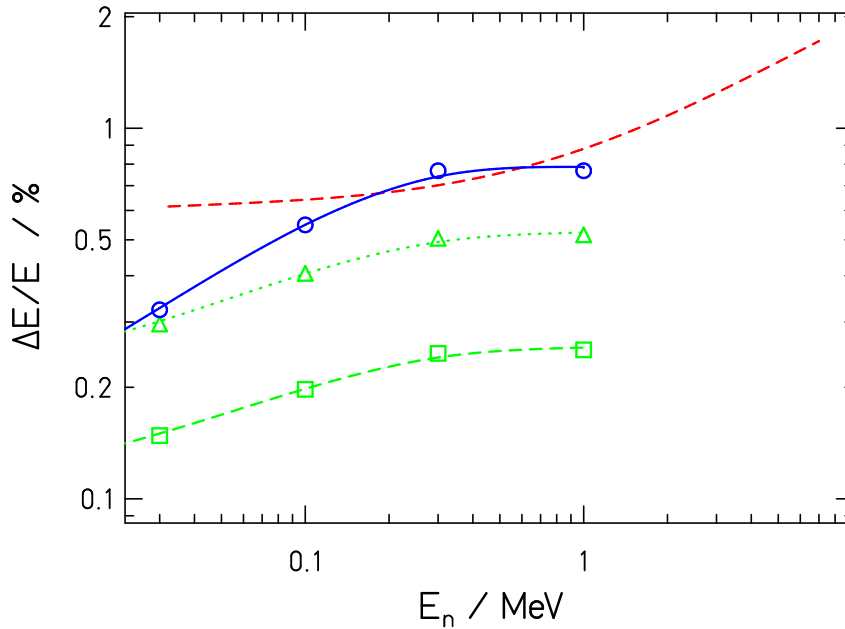


Abbildung 10.11: Erwartete Energieauflösung für eine (n,γ) -Messung mit der BaF_2 -Detektoranordnung (gestrichelte Linie). Die angenommene Neutronenflugstrecke beträgt 3,6 m, die intrinsische Flugzeitauflösung 700 ps (FWHM). Die Radiator- und Targetdicke beträgt jeweils 11 mm. Zum Vergleich sind die Energieauflösungen von CERN n_TOF (Kreise) und GELINA (Dreiecke 25 m, Quadrate 50 m Flugstrecke) dargestellt, siehe Fig. 8 b) von Ref. [Coc02].

Neutronenradiatoren bei GELINA und CERN n_TOF enthalten beide einen Moderator, der zu einer energieabhängigen Ungenauigkeit der Neutronenflugstrecke führt und damit zu einer variierenden Energieauflösung. Diese Zahlen beinhalten nicht den Einfluss der Probengeometrie und des Detektorsystems, der bei den dort verwendeten, langen Flugstrecken als gering angenommen wird. Im Vergleich dazu erhalten wir nur geringfügig höhere Werte, wobei hier allerdings der Einfluss des Detektorsystems und die Probengeometrie berücksichtigt werden muss. Daraus folgt zum einen, dass unsere Photoneutronenquelle im Vergleich mit diesen Anlagen sehr kompetitiv sein wird und zum anderen, dass die in Entwicklung befindlichen Detektorsysteme eine sehr gute Zeitauflösung besitzen, um Neutroneneinfangreaktionen mit hoher Genauigkeit nachzuweisen. Aus Abb. 10.11 ist ersichtlich, dass um 1 MeV Neutronenenergie die Flugzeitauflösung des Detektorsystems maßgeblich wird. Hier wurde von dem gemessenen Wert von 0,7 ns (FWHM) ausgegangen.

Die Flugstreckenvariation durch die Radiatorausdehnung und durch die Probendicke tragen gleichermaßen zur Energieauflösung bei und dürfen nicht sehr groß sein im Vergleich zur Flugstrecke. Daher sollten die Probendicken ebenfalls auf ca. 1 cm beschränkt werden, wenn höchste Energieauflösung verlangt wird. Dies bedeutet für Experimente mit isotonenangereicherten Targets keine Beschränkung, da dort die Materialmengen in der Regel maximal im Grammbereich liegen.

11 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Bericht wurde die technische Machbarkeit einer gepulsten Photoneutronenquelle am ELBE-Beschleuniger des FZ Rossendorf dargestellt. Dabei wurde im Einzelnen die Auskopplung des Elektronenstrahls aus dem ELBE-Strahlführungssystem und seine Einkopplung in den Neutronenradiator beschrieben. Die Details des Neutronenradiator aus flüssigem Blei, d.h. Abmessungen, Energie- und Temperaturverteilungen sowie mechanische Parameter wurden betrachtet, Teilchenfluenzen, der zeitabhängige Teilchenstrom und Aktivierungsverhalten wurden untersucht. Entsprechende Studien wurden für den Strahlfänger durchgeführt. Neutronenradiator und Strahlfänger sind eine kompakte Einheit, mit dem Mo-Kanal im Bleikreislauf als Herzstück. Die Untersuchungen zum Aktivierungsverhalten ergaben die Notwendigkeit, die Photoneutronenquelle für Zeiten der Nichtbenutzung in ein Bleihaus abzusenken. Neben diesen physikalisch-technischen Aspekten wurden Vorarbeiten zu zukünftigen Experimenten geschildert; sie betreffen den Neutronenkollimator und Detektorentwicklungen für erste Experimente.

Zahlreiche Arbeiten, die zur Inbetriebnahme der gepulsten Photoneutronenquelle durchgeführt werden müssen und z.T. schon abgeschlossen sind, wurden in diesem Bericht nicht behandelt. Dazu zählen als wichtigste

- die wärmetechnische Auslegung des Kühlkreislaufes,
- fertigungstechnische Details der Realisierung einer wasserdurchflossenen Stahlwendel in dem Strahlfänger aus Reinstaluminium,
- konstruktive Details von Neutronenradiator, Bleikreislauf und Strahlfänger in Hinblick auf thermische Verformungen,
- Rechnersteuerung des Bleiskreislaufs (Anfahren, Regelung und Steuerung unter Strahllast, Abschalten),
- Konstruktion des Bleihauses,
- die Details der Hubvorrichtung, die den gesamten Kühlwasserkreislauf mit bewegen muss,
- Aufstellung der gepulsten Photoneutronenquelle an dem Ort, an dem sich die Achse des Elektronenstrahls und die des Kollimator schneiden,
- endgültige Auslegung des Kollimators.

Wir gehen davon aus, dass mit Fertigstellung der Strahlführung zur Neutronenhalle auch die Photoneutronenquelle aufgebaut sein wird, so dass die Inbetriebnahme zu Beginn des Jahres 2006 erfolgen kann. Ausgehend von typischen Elektronenstrahleigenschaften von ELBE (beispielsweise: $E_0 = 30$ MeV, $I = 0,25$ mA) erlaubt die beschriebene Anordnung Messungen von Neutronen-Wirkungsquerschnitten im Energiebereich zwischen 660 keV und 7 MeV mit einer Auflösung besser als $\Delta E/E \leq 1\%$. Dies ist ein attraktiver Bereich für die Messung von Transmutationsquerschnitten langlebiger Radionuklide und insbesondere von Plutonium und Minoren Actiniden (MA) und für die Messung von Wirkungsquerschnitten für die astrophysikalische Forschung. Damit kann das FZR zur Forschung an zukunftsorientierten und gesellschaftlich hochrelevanten Wissenschaftsfeldern beitragen.

Literatur

- [Alt04] Altstadt E., Beckert C., Freiesleben H., Galindo V., Gross E., Junghans A., Naumann B., Weiß F.-P., *Design of a Photoneutron Source for Time-of-Flight Experiments at the Radiation Source ELBE*, 12th International Conference on Nuclear Engineering ICONE-12, Washington D.C., USA, 25-29 April 2004, Proceedings on CD-Rom paper 49456.
- [ANSYS] ANSYS *User's Manual for Rev. 5.6*, Swansons Analysis Systems, Inc., 1999.
- [BG59] Barber W. C. and George W. D., *Neutron Yields from Targets Bombarded by Electrons* Physical Review Vol. 116, 6 (1959) 1551 - 1559
- [Bec03] Beckert C., Freiesleben H., Grosse E., Naumann B., Weiß F.-P., *Particle Flux Calculations for a Pulsed Photoneutron Source at the Radiation Source ELBE*, Proceedings of the Annual Meeting on Nuclear Technology 2003, Berlin, 20-22 May 2003, p. 47-51.
- [Bey04] Beyer R., *Praktikumsarbeit*, FZR, 2004.
- [Bri93] Briesmeister J.F., Editor, *MCNP a General Monte Carlo N-Particle Transport Code*, Version 4A, LA 12625 M, November 1993.
- [Bri00] J. F. Briesmeister (ed.), *MCNP - a General Monte Carlo N-Particle Transport Code*, Los Alamos National Laboratory, Report LA-13709, 2000.
- [Chu99] Chu S.Y.F., Ekström L.P. and Firestone R.B., The Lund/LBNL Data Search, Version 2.0, February 1999,
<http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/index.asp>.
- [Coc02] C. Coceva, M. Frisoni, M. Magnani, A. Mengoni, *On the figure of merit in neutron-time-of-flight measurements*, NIM A 489 (2002) 346.
- [Die88] Dietrich S.S. and Berman B.L., *Atlas of Photoneutron Cross Sections obtained with Monoenergetic Photons*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 38, No.2, March 1988, p.199.
- [Dre03] C. P. Drexler, U. Thöring, W. Bonn et al., *The new readout electronics for the BaF₂-calorimeter TAPS*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 50:969-973 (2003)
- [Esp59] Espe W., *Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik Band I*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1959.
- [Fas95] Fasso A. et al., *FLUKA ; performances and applications in the intermediate energy range*, Proceedings of an AEN/NEA Specialists Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, Arlington, Texas, 28-29 April 1994, OECD Documents, Paris 1995, p. 287-304.
- [Fas97] Fasso A. et al., *Total Giant Resonance Photonuclear Cross-Section for Light Nuclei : A Database for the FLUKA Monte Carlo Transport Code*, Proceedings of the III Specialists Meeting on shielding aspects of accelerators, targets and irradiation facilities, Sendai, Japan, 12-13 May 1997.

- [Fer94] Ferrari A. and Sala P.R., *A new model for hadronic interactions at intermediate energies for the FLUKA code*, Proceedings MC93 Int. Conf. on Monte-Carlo Simulations in High Energy and Nuclear Physics, Tallahassee, Florida, 22-26 February 1993. Ed. by P. Dragovitsch et al., World Scientific, Singapore 1994, p. 277-288.
- [Fer96] Ferrari A. et al., *Fluence to effective dose and effective dose equivalent conversion coefficients for photons from 50 keV to 10 GeV*, Radiation Protection Dosimetry 67 (1996) 245.
- [FIDAP] Fluent Inc. : *FIDAP 8 theory manual*, Lebanon, NH, USA,1998.
- [FLUKA] Fasso A., Ferrari A. and Sala P.R., *Proc. of the Monte Carlo 2000 Conference*, Lisbon, 23-26 October 2000, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- [Fri75] S.J.Friesenhahn, V.J.Orphan, A.D.Carlson, M.P.Fricke, W.M.Lopez, *Measurements of the ${}^6\text{Li}$ and ${}^{10}\text{B}$ Partial Cross Sections from 1 to 1500 keV*, Conf. on Nucl. Cross-Sect. and Techn., Washington 1975 C,75WASH,1,232,197503, EXFOR: #10303
- [FZR-369] Altstadt E. et al., *Energiedispersive Untersuchung der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Materie, Teilbericht: Auslegung des Neutronen-Produktionstargets*, FZ Rossendorf, Wissenschaftlich-Technischer Bericht FZR-369 (2003).
- [HTS] Bergander, H. *FEM-Thermalberechnung des Beam Dump eines Neutronenproduktions-Target*. Ergebnisbericht HTS-T-065-02 vom 23.11.2002.
- [ICRP] International Commission on Radiological Protection, *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, Publication 60, Ann. ICRP 21 (1991).
- [ICRP95] International Commission on Radiological Protection, *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*, ICRP Publication 74 (1995).
- [MJH70] McNeill K. G., Jury J. W., Hewitt J. S., *Fine structure in the photoneutron spectra from praseodymium-141 and lead*, Can. Jour. Phys. 48 (1970) 950.
- [NEA01] *The NEA High Priority Nuclear Data Request List*, Status in May 2001, OECD-NEA Nuclear Science Committee.
- [NIST] National Institute of Standards and Technology, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [Rog04] Rogov A., Private Communication, 2004
- [Tsa74] Tsai Y., *Pair production and bremsstrahlung of charged leptons*, Stanford Linear Accelerator Center, Rev. Mod. Phys., Vol. 46, No. 4, 1974.
- [Tul00] Tuli J.K., *Nuclear wallet cards*, 6th edition, National Nuclear Data Center, Jan. 2000.

- [Wie98] H. Wienke, M. Herman, *FENDL/MG-2.0 and FENDL/MC-2.0 - the processed cross section libraries for neutron photon transport calculations*, Report IAEA- NDS-176, Vienna 1998.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die ELBE-Anlage.	5
2.1	Übersichtszeichnung der Neutronenhalle an ELBE. Gezeigt sind schematisch die Neutronenquellen sowie die Elektronenstrahlführung. Die Quellen sind auf einer Achse angeordnet, so dass ein gemeinsamer Kollimator für den Messplatz im Nachbarraum verwendet werden kann. . .	6
2.2	Aufbau der gepulsten Photoneutronenquelle in der Neutronenhalle des ELBE-Gebäudes. Der Bleikreislauf (mit Neutronenradiator) und der Strahlfänger stehen auf einer Hubplattform und sind in eine Bleiabschirmung versenkbar, wenn die Anlage nicht betrieben wird.	7
2.3	Gepulste Photoneutronenquelle eingeschlossen in der Bleiabschirmung.	8
2.4	Detailzeichnung der Elektronenstrahlführung. Der Elektronenstrahl tritt aus dem Beschleunigervakuum durch zwei Be-Fenster in die Stahlglocke mit dem Neutronenradiator.	9
2.5	Auslegung der Be-Fenster. Die Dicke des Be-Fensters verjüngt sich von 500 μm am Rand auf 200 μm im Bereich des Elektronenstrahls.	9
2.6	Anordnung des Flüssigbleikreislaufs.	11
2.7	Darstellung des Neutronenradiators. Durch ein Mo-Rohr mit quadratischem Querschnitt im Zentrum der Stahlglocke wird flüssiges Blei gepumpt.	12
2.8	Darstellung des Mo-Segments. Durch ein Mo-Rohr mit quadratischem Querschnitt im Zentrum der Stahlglocke wird flüssiges Blei gepumpt. Im vom Elektronenstrahl durchsetzten Volumen erzeugt die entstehende Bremsstrahlung Neutronen durch (γ, n) Reaktionen.	13
2.9	Entwurf des Strahlfängers. Der zylindrische Reinstaluminiumkörper wird durch eine wasserdurchflossene Edelstahlwendel gekühlt. Die Bleiabschirmung dient dem Strahlenschutz.	13
3.1	Flanschmodul mit Berylliumtrennfolie. Gezeigt sind u.a. die Flanschkühlung und die Einbindung der Trennfolie.	16
3.2	Beryllium-Trennfolie mit abgestufter Dicke.	16
4.1	Geometrie der Molybdän-Kanalwand des Neutronenradiators. In den folgenden Ausführungen wird immer ein rechtshändiges Koordinatensystem betrachtet. Der Koordinatenursprung befindet sich in der Mitte des Radiators. Das flüssige Blei zirkuliert in einer Bleischleife und durchströmt den Kanal in z -Richtung von unten nach oben.	18
4.2	Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b=3\text{ mm}$ (linke Spalte) und $d_b=8\text{ mm}$ (rechte Spalte) bei $E_0 = 30\text{ MeV}$ und $I = 1\text{ mA}$	22
4.3	Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b=3\text{ mm}$ (linke Spalte) und $d_b=8\text{ mm}$ (rechte Spalte) bei $E_0 = 30\text{ MeV}$ und $I = 1\text{ mA}$	23

4.4	Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b=3$ mm (linke Spalte) und $d_b=8$ mm (rechte Spalte) bei $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA.	24
4.5	Leistungsdichteverteilungen in verschiedenen Bereichen im flüssigen Blei für zwei verschiedene Strahldurchmesser $d_b=3$ mm (linke Spalte) und $d_b=8$ mm (rechte Spalte) bei $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA.	25
4.6	FIDAP-Rechengitter und Temperaturverteilung bei $E_0 = 30$ MeV, $I = 1$ mA, $d_b = 8$ mm, $v_{Pb} = 1$ m/s und $T_0 = 400$ °C.	27
4.7	Temperaturverlauf entlang der Mittellinie an der Außenseite der Molybdän-Kanalwand bei $E_0 = 30$ MeV, $I = 1$ mA, $d_b = 8$ mm und $v = 1$ m/s.	28
4.8	Vergleich der Temperaturverteilungen bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten von Blei ($E_0 = 30$ MeV; $I = 1$ mA; $d_b = 8$ mm; $T_0 = 400$ °C). Die entsprechenden Temperaturwerte sind der Tab. 4.3 zu entnehmen.	28
4.9	Bruchspannung für Molybdän als Funktion der Temperatur.	29
4.10	Variantenvergleiche für die Kanalwand bei $E_0 = 30$ MeV, $I = 1$ mA und $T_0 = 400$ °C: Temperaturlasten, Vergleichsspannungen und plastische Dehnungen.	31
4.11	Horizontale Unterteilung des Neutronenradiators für Fluenzberechnungen; alle Maßangaben in Millimeter.	32
4.12	Vergleich der Fluenzverteilungen der in Richtung Kollimator emittierten Teilchen im Zentrum des Radiators berechnet mit FLUKA (rot) und MCNP (blau); links: Neutronen und rechts: Photonen und Elektronen; $E_0 = 40$ MeV und $d_b = 3$ mm.	33
4.13	Ortsabhängige Verteilungen der Fluenzen für Neutronen, Photonen und Elektronen an der Oberfläche der Molybdän-Kanalwand bei $E_0 = 40$ MeV und $d_b = 3$ mm. In jedem Histogramm sind die Spektren der in Abb. 4.11 dargestellten 7 Höhenabschnitte enthalten; die Farblegende der Höhenabschnitte befindet sich in der oberen linken Ecke; die integralen Werte sind Tab. 4.7 zu entnehmen.	34
4.14	Photoneutronen-Spektren eines 1 cm dicken Bleitargets, das mit Elektronen von 30 MeV bestrahlt wurde, berechnet mit FLUKA und MCNP. Die experimentellen Daten [MJH70] sind durch Bestrahlung eines Bleitargets mit Bremsstrahlungsphotonen der Endpunktenergie von 31 MeV gewonnen [Rog04].	35
4.15	Zeitabhängiger Neutronenstrom pro Elektron an der Radiatoroberfläche integriert über die Fläche mit $-T/2 < x < T/2$, $y = -B/2$ und -1 cm $< z < 1$ cm für Pb- Radiatoren mit Breite B und Tiefe T in Einheiten der Strahlungslänge vom Blei ($X_0(\text{Pb}) = 5,6$ mm). Der Winkel zwischen der Neutronenflugrichtung und der Oberflächennormale ist $< 1^\circ$	37

4.16	Zeitabhängiger Neutronenstrom pro Elektron am Radiator integriert über die Fläche mit $-8,4 \text{ mm} < x < 8,4 \text{ mm}$, $y = -8,5 \text{ mm}$ und $-1 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$ für Pb- Radiatoren mit Breite B und Tiefe T in Einheiten der Strahlungslänge vom Blei ($X_0(\text{Pb}) = 5,6 \text{ mm}$). Der Winkel zwischen der Neutronenflugrichtung und der Oberflächennormale ist $< 1^\circ$	37
4.17	Zeitabhängiger Neutronenstrom pro Elektron am $(11,2 \text{ mm} \cdot 11,2 \text{ mm})$ -Pb-Radiator integriert über eine Kreisfläche mit $0,66 \text{ cm}$ Radius in einem Abstand von $0,66 \text{ cm}$ zum Radiatormittelpunkt senkrecht zur y -Richtung oder zur Kollimatorrichtung $(-\sin 5,315^\circ, -\cos 5,315^\circ, 0)$	38
4.18	Zeitabhängiger Photonen- und Elektronenstrom pro Elektron am $(11,2 \text{ mm} \cdot 11,2 \text{ mm})$ -Pb-Radiator integriert über eine Kreisfläche mit Radius $0,66 \text{ cm}$ in einem Abstand von $0,66 \text{ cm}$ zum Radiatormittelpunkt senkrecht zur y -Richtung oder zur Kollimatorrichtung $(-\sin 5,315^\circ, -\cos 5,315^\circ, 0)$	38
4.19	Vergleich der Parametrisierungen der Wirkungsquerschnitte für Blei- und Molybdän-Isotope im Programm FLUKA. Die Prozentangaben sind die Isotopenanteile in der natürlichen Zusammensetzung. Links: Version 2002.1; rechts: Version 2002.4.	39
4.20	Zeitabhängige Aktivitäten der im Molybdän-Kanal gebildeten Nuklide bei $E_0 = 40 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause.	42
4.21	Zeitabhängige Aktivitäten der im flüssigen Blei gebildeten Nuklide bei $E_0 = 40 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause. Zur Anordnung der Nuklide siehe Abb. 4.20.	42
4.22	Zeitabhängige Aktivitäten der im Molybdän-Kanal gebildeten Nuklide bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause.	43
4.23	Zeitabhängige Aktivitäten der im flüssigen Blei gebildeten Nuklide bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ und $I = 1 \text{ mA}$ während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause.	43
5.1	Testaufbau des Bleikreislaufs der gepulsten Photoneutronenquelle. . . .	46
6.1	Aufbau des Neutronenradiator und Strahlfängers; der Elektronenstrahl tritt von links durch ein Be-Fenster ein.	47
6.2	Schnitt in der xz -Ebene bei $y = 0 \text{ cm}$ durch das Modell des Neutronenradiator und des Strahlfängers. Der Elektronenstrahl trifft von links auf das Eingangsfenster aus Beryllium.	48
6.3	Leistungsdichteverteilungen im Strahlfänger für $E_0 = 30 \text{ MeV}$ (a) und $E_0 = 50 \text{ MeV}$ (b) sowie $I = 1 \text{ mA}$ bei Bestrahlung eines $12,2 \text{ mm}$ breiten und tiefen Neutronenradiator mit Molybdän-Kanalwand (Dicke $0,5 \text{ mm}$) gefüllt mit flüssigem Blei. Der Strahldurchmesser beträgt 8 mm . Die Mitte des Neutronenradiator befindet sich bei $x = 0 \text{ cm}$	50
6.4	Temperaturverteilungen im Aluminium-Kern des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ sowie $I = 1 \text{ mA}$, berechnet mit dem Programmcode ANSYS [HTS].	51
6.5	Temperaturverteilungen in der Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50 \text{ MeV}$ sowie $I = 1 \text{ mA}$, berechnet mit dem Programmcode ANSYS [HTS].	51

6.6	Modell des Neutronenradiator und des Strahlfängers für die Berechnung der Äquivalentdosisleistung (Vertikalschnitt). Die mit Sterchen gekennzeichneten Positionen beschreiben die Oberflächenabschnitte, für welche die Rechnungen durchgeführt wurden.	52
6.7	Verteilungen der Photonen- und Neutronen-Äquivalentdosisleistungen um den Neutronenradiator und Aluminiumkern ohne Blei-Abschirmung bei $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA.	53
6.8	Verteilungen der Photonen- und Neutronen-Äquivalentdosisleistungen um den Neutronenradiator und Aluminiumkern mit Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA.	53
6.9	MCNP-Geometrieingabe mit der Anordnung des Strahlfängers im Neutronenlabor. Die schwarze Linie 10 cm hinter der 2,4 m dicken Betonwand markiert den Bereich, in dem die Photonen-Äquivalentdosisleistung berechnet wurde.	54
6.10	Mit MCNP berechnete Photonen-Äquivalentdosisleistung in $\mu\text{S/h}$ im Abstand von 10 cm hinter der 2,4 m dicken Betonwand aus Abb. 6.9 . $E_{e^-} = 50$ MeV, $I_{e^-} = 1$ mA, e^- - und γ -Schwelle bei 100 keV, relativer statistischer Fehler kleiner als 8%.	55
6.11	Geometrische Unterteilung des Strahlfängers für Aktivierungsrechnungen; rot: Aluminium-Kern (Wasserkühlung wurde vernachlässigt); blau: Blei-Abschirmung.	56
6.12	Zeitabhängige Aktivitäten im Aluminium-Kern des Strahlfängers bei $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause; links: Teilvolumen Nr. 2 und rechts: Teilvolumen Nr. 9 (s. Abb. 6.11).	59
6.13	Zeitabhängige Aktivitäten in der Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA während 120 h Bestrahlung und 48 h Pause; links: Teilvolumen Nr. 15 und rechts: Teilvolumen Nr. 6 (s. Abb. 6.11). .	59
7.1	Energiespektren der Gamma-Strahlung im flüssigen Blei, der Molybdän-Kanalwand sowie in den Teilvolumina mit den Nummern 2 (Al), 6 (Pb), 9 (Al) und 15 (Pb) des Strahlfängers (s. Abb. 6.11).	61
7.2	Geometrische Anordnung der Komponenten des Neutronen-Produktionstargets im Bleihaus.	62
7.3	Verteilungen der Energiedosisleistungen in der die 6 Seiten des Bleihauses umgebenden Luft	63
7.4	Äquivalentdosisleistungen als Funktion von $\log(E_\gamma/\text{MeV})$ bei verschiedenen dicken Blei-Abschirmungen der Bleihaus-Seite, vor welcher sich der Radiator-Kanal bei Absenkung in das Bleihaus befindet. Betrachtet wird in der Ebene (y, z) eine Fläche von $80 \text{ cm} \times 80 \text{ cm}$ unmittelbar an der Bleihauswand. Die zusätzliche Dicke zu der 10 cm dicken Bleihauswand variiert und beträgt 0 cm, 5 cm oder 10 cm.	64

7.5	Verteilungen der Energiedosisleistung in $\mu\text{Gy/h}$ für $I = 1 \text{ mA}$ bei variabler Bleihauswanddicke: links: 10 cm, Mitte: 15 cm und rechts: 20 cm. Die Energiedosisverteilungen entsprechen von oben nach unten 2,5 cm dicken Materialschichten beginnend bei $x = -40 \text{ cm}$ (vergl. Abb. 7.2). Neben den Histogrammen stehen jeweils die über die Fläche ($80 \text{ cm} \times 80 \text{ cm}$) gemittelten Energiedosisleistungen in $\mu\text{Gy/h}$ je Schicht.	65
8.1	MCNP-Geometrie-Eingabe für den Neutronenradiator und Strahlfänger mit Kollimator-Modell für die Betonwand (Flugweg $L_{\text{ToF}} = 3,62 \text{ m}$). . .	68
8.2	Energiedifferentielle Neutronenstromdichte pro Elektronenstrom am Messplatz für den kleinen Radiator (MCNP-Rechnung, Geometrie-Modell nach Abb. 8.1, $E_{e^-} = 30 \text{ MeV}$)	69
8.3	Fluss von Photonen, Elektronen und Neutronen am Target als Funktion der Ankunftszeit. Photonen haben ein Flugzeit von 12 ns. Die gestreuten Elektronen haben eine nur geringfügig längere Flugzeit. Die Verteilung der Neutronen erstreckt sich hier von 65 ns bis zu über 1 μs	69
8.4	Neutronenstromdichte pro Elektronenpuls (Elektronen pro Puls = $1 \text{ mA}/13 \text{ MHz} = 4,8 \cdot 10^8$ Elektronen) am Messplatz als Funktion der Ankunftszeit infolge eines Elektronenpulses am Radiator (δ -Funktion) mit $E_{e^-} = 20, 30$ und 40 MeV für alle Quellneutronen (total) und für die Quellneutronen, die ohne weitere Stöße im Radiator den Messplatz erreichen.	70
9.1	Horizontaler Schnitt durch die Neutronenhalle (links) in Höhe der Photoneutronenquelle mit Kanal zum Detektorraum (rechts vergrößert), der für Flugzeitexperimente geöffnet werden kann.	75
9.2	Kanal in der Wand der Neutronenhalle mit eingefügtem Vorkollimator (oberes Element) und Nachkollimator (unteres Element) für Flugzeitexperimente.	76
9.3	Zeitspektren der Neutronenstromdichte in verschiedenen Abständen von der Kollimatorachse (Ringdetektoren mit Radius r_D , Distanz zur Neutronenquelle 3,9 m) pro Quellneutron, wobei Neutronen mit den Energien 10 MeV, 1 MeV und 100 keV mit gleicher Häufigkeit und isotrop bei $t = 0$ gestartet wurden.	77
9.4	Neutronenfluenz als Funktion des Abstandes von der Kollimatorachse (Ringdetektoren mit Radius r_D) pro Quellneutron, wobei Neutronen mit den Energien 10 MeV, 1 MeV, 100 keV und 10 keV mit gleicher Häufigkeit und isotrop gestartet wurden.	78
9.5	Zeitspektren des Neutronen- und des Photonenflusses auf der Kollimatorachse ($r_D = 0$) im Abstand von 3,9 m von der Neutronenquelle und normiert auf 1 Quellneutron, wobei Neutronen mit den Energien 10 MeV, 1 MeV, 100 keV und 10 keV mit gleicher Häufigkeit und isotrop bei $t = 0$ gestartet wurden.	79

10.1	Detektoranordnung aus 42 BaF ₂ Szintillationskristallen mit hexagonalem Querschnitt und einer Länge von jeweils 20 cm. Jeder Kristall wird von einem Photovervielfacher Hamamatsu R2059 ausgelesen. Die Anordnung besteht aus einem doppelten Ring von jeweils 12 Szintillatoren und einem äußeren Ring von 18 Szintillatoren. Das Target befindet sich in der Mitte zwischen den beiden inneren Ringen.	82
10.2	Gammaspektrum einer ⁶⁰ Co-Quelle gemessen mit verschiedenen BaF ₂ -Detektoren.	83
10.3	Peak-Valley Verhältnis für BaF ₂ -Detektormodule.	83
10.4	Zeitauflosungsspektrum zweier BaF ₂ -Detektoren gemessen mit den koinzidenten Gammaquanten einer ⁶⁰ Co-Quelle.	84
10.5	Zeitauflosung gemessen für alle BaF ₂ -Detektormodule im Vergleich mit einem Referenzdetektor.	85
10.6	Blockschaltbild der Ausleseelektronik für die BaF ₂ -Szintillatoren.	86
10.7	Theoretische Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Neutronenenergie für einen 10 mm dicken Lithiumglasszintillator (GS20) (Rauten) und einen 10 mm dicken Plastiksintillator (EJ200) (Quadrate).	87
10.8	Energiespektren eines Lithiumglasszintillators (GS20).	88
10.9	Plastiksintillatorwand zum Nachweis von schnellen Neutronen.	89
10.10	Flugzeitspektrum einer ²⁵² Cf Quelle gemessen mit einem Plastiksintillationsdetektor	90
10.11	Erwartete Energieauflösung für (n,γ)-Messungen mit der BaF ₂ -Detektoranordnung.	91

Tabellenverzeichnis

3.1	Temperaturen im Berylliumfenster für verschiedene Parameterwerte.	15
4.1	Mit MCNP berechnete Neutronenstromdichte am Messplatz und abgeschätzte Energieauflösung für verschieden große Bleiradiatoren ($E_{e-} = 40$ MeV, $I_{e-} = 1$ mA und $L_{\text{ToF}} = 361,55$ cm); Geometrie-Eingabe in MCNP: Nur der Bleiradiator ohne Hülle, keine weiteren Komponenten.	20
4.2	Deponierte Energie pro Inzidenzelektron in MeV im Neutronenradiator bei $E_0 = 30$ MeV bzw. $E_0 = 50$ MeV sowie bei verschiedenen Strahlbreiten. Die Wanddicke des Molybdän-Kanals beträgt 0,5 mm; die Breite und Tiefe des Radiators beträgt 12,2 mm und der betrachtete Höhenbereich liegt zwischen ± 1 cm.	21
4.3	Charakteristische Temperaturen im Radiator bei $E_0 = 30$ MeV und $E_0 = 50$ MeV berechnet mit dem Programm FIDAP für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten v_{Pb} und Strahldurchmesser. Die Eintrittstemperatur des Bleis beträgt $T_0 = 400$ °C.	26
4.4	Temperaturerhöhung des Bleis im Radiator als Funktion seiner Strömungsgeschwindigkeit. Strahlenergie: 30 MeV, Stromstärke: 1 mA, Strahldurchmesser: 8 mm	27

4.5	Parameter verschiedener Materialien, die als Radiatorkanal in Erwägung gezogen werden.	29
4.6	Gegenüberstellung von Spannungen und Dehnungen im Molybdän-Kanal bei verschiedenen Strahldurchmessern d_b und Strömungsgeschwindigkeiten v_{Pb} ; die Strahlenergie beträgt 30 MeV, die Stromstärke $I = 1$ mA und die Eintrittstemperatur $T_0 = 400$ °C.	30
4.7	Teilchenfluenzen an drei Seiten der Molybdän-Kanal-Oberfläche berechnet mit FLUKA für 7 Höhenabschnitte bei $E_0 = 40$ MeV und $r_b = 0,15$ cm; *: Spektren s. Abb. 4.12.	33
4.8	Sättigungsaktivitäten der in der Molybdän-Kanalwand gebildeten instabilen Nuklide bei $E_0 = 50$ MeV und $E_0 = 40$ MeV; Elektronenstromstärke $I = 1$ mA.	40
4.9	Sättigungsaktivitäten der im flüssigen Blei gebildeten instabilen Nuklide bei $E_0 = 50$ MeV und $E_0 = 40$ MeV und eine Elektronenstromstärke von $I = 1$ mA.	41
6.1	Energiedeposition im Neutronenradiator und in den angrenzenden Komponenten bei $E_0 = 30$ MeV und $E_0 = 50$ MeV. Verglichen werden Ergebnisse bei verschiedenen Strahlbreiten sowie unterschiedlicher Radiator-Geometrie. Mit ΔE wird die im Material deponierte Energie bezeichnet. Unter Reststrahlung wird die Energie verstanden, welche die das System verlassenden Teilchen forttragen. Alle Energien in MeV.	49
6.2	Sättigungsaktivitäten instabiler Nuklide in den Teilvolumina des Strahlfänger-Aluminium-Kerns bei Bestrahlung des Neutronenradiators mit $E_0 = 50$ MeV und einer Stromstärke von $I = 1$ mA.	57
6.3	Sättigungsaktivitäten instabiler Nuklide in den Teilvolumina der Blei-Abschirmung des Strahlfängers bei $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA.	58
7.1	Mittlere Äquivalentdosisleistungen aus dem spontanen Zerfall bei verschieden dicken Abschirmungen nach 120 h Bestrahlung mit $E_0 = 50$ MeV und $I = 1$ mA sowie 1 h Strahlpause entsprechend der Spektren aus Abb. 7.4, gemittelt über eine Fläche von 80 cm \times 80 cm an der vorderen Bleihauswand.	66
8.1	Neutronenquellstärke am Neutronenradiator und Neutronenstromdichte am Messplatz nach einer MCNP-Rechnung (Flugweg vom Radiator bis zum Messplatz: $L_{ToF} = 362$ cm, Elektronenstromstärke: $I_{e^-} = 1$ mA).	67
8.2	Parameter gegenwärtiger und geplanter Einrichtungen für Flugzeitexperimente mit Neutronen; $\Delta E/E$ ist für jeweils die Maximalenergie angegeben.	72
8.3	Mit MCNP berechnete Reaktionsraten. Exemplarisch ausgesuchte Materialien der Targetfolien: ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu und ^{241}Am . Der Radius der Targetfolien ist $1,5$ cm und die Massenbelegung beträgt bei (n, n') und (n, γ) $d \cdot \rho = 10$ mg/cm ² und bei (n, α) sowie (n, f) $d \cdot \rho = 100$ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	73
8.4	Reaktionen aus Tabelle 8.3, die in der "NEA: High Priority Nuclear Data Request List" von 2001 stehen, einschließlich der gestellten experimentellen Anforderungen.	74