



DIPLOMARBEIT

Design der Strahlungsabschirmung für einen weißen Neutronenstrahl am TRIGA Mark II Forschungsreaktor der TU Wien

Ausgeführt am Atominstitut
der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von
Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Gerald Badurek
Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Erwin Jericha

durch

Michael Bacak

Neuburgerstraße 10
2512 Oeynhausen

7. Mai 2015

Michael Bacak

Abstract

The TRIGA MK II nuclear research reactor of the Institute of Atomic and Subatomic Physics in Vienna, operates with four neutron beam tubes. At one of these beam lines, a new shielding facility is planned, to allow experiments usage of a white neutron beam of the reactor at full power.

The design of this facility, from a radiation protection point of view, is topic of this thesis.

The institute requests a $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ beam cross section, which is unusually large, and therefore is a big challenge for the radiation protection. Additionally the facility will be limited in size due to the available space around the reactor and the bearing capacity of the floor of 5 t/m^2 . The simulation of the radiation shielding is done with MCNP (Monte Carlo N-Particle Transport Code), developed by Los Alamos National Laboratory. Crucial parts of the shielding will be analyzed in detail and a concluding evaluation of the radiation levels, dose rates, inside and outside of the facility, as well as the expected neutron flux is given.

Kurzfassung

Der TRIGA MK II Forschungsreaktor am Atominstitut der Technischen Universität Wien besitzt vier horizontale Strahlrohre. Eines dieser Strahlrohre soll eine permanente Abschirmvorrichtung erhalten, die es erlaubt, Experimenten die volle Intensität eines weißen Neutronenstrahls zur Verfügung zu stellen.

Das Design dieser Abschirmung, vom Standpunkt des Strahlenschutzes, wird in dieser Arbeit behandelt.

Der Wunsch seitens des Instituts nach einem ungewöhnlich großen $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ Strahlquerschnitt ist dabei eine der größten Herausforderungen für den Strahlenschutz. Weitere Randbedingungen stellen limitierende Faktoren, wie die maximale Bodenbelastung von 5 t/m^2 und dem Platzangebot rund um den Reaktor dar. Die Abschirmung wird mit dem Programm MCNP (Monte Carlo N-Particle Transport Code) simuliert. Dabei wird auf die kritischen Elemente der Abschirmung eingegangen und abschließend eine Gesamtevaluation der Strahlenbelastung, Dosisleistung inner- und außerhalb, sowie der zu erwartende Neutronenfluss entlang der Strahlachse diskutiert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung & Motivation	1
1.1	Ist-Situation	1
2	Physikalische Grundlagen	7
2.1	Neutronenphysik	7
2.1.1	Wechselwirkung und Wirkungsquerschnitt	8
2.1.2	Moderation schneller Neutronen	9
2.1.3	Absorption von Neutronen	10
2.2	γ -Strahlung	13
2.2.1	Wechselwirkung mit Materie	13
2.3	Strahlenbiophysik	16
2.3.1	Strahleneffekt	16
2.3.2	Charakterisierung und Dosis	17
2.3.3	Strahlenschutz	19
2.3.3.1	Relevante Abschirmmaterialien	22
3	Simulation	25
3.1	Monte-Carlo Simulation	25
3.2	MCNP	26
3.2.1	Aufbau und Eingabe	27
3.2.2	Ergebnisse	28
3.2.3	Varianzreduktion	29
3.2.3.1	Nicht-analoge Simulation	30
3.2.3.2	Physiksimplifikation	30
3.2.3.3	Geometry Splitting / Russian Roulette	31
3.2.3.4	Implicit capture	31
3.2.4	Ausgabe	32
4	Quellen	33
4.1	Flussmessungen am Strahlrohr B	33
4.1.1	Goldfolienaktivierung	34
4.1.2	Thermolumineszenz-Messungen	36
4.1.3	Messungen im Strahlrohr	37
4.2	Neutronenquelle	38
4.3	Photonen-Quelle	39
4.4	Zusammenfassung	43

5	Kammer	47
5.1	Abschirmung Strahlrohr B - Stand Sommer 2014	47
5.2	Randbedingungen	47
5.3	Kammer-Design	49
5.3.1	Kammer 1.0	49
5.3.2	Kammer 2.0	50
5.3.3	Kammer 3.0	53
6	Shutter	59
6.1	Form und Schließmechanismus	59
6.2	Shutter-Design	61
6.2.1	Gammastrahlung	66
7	Beamstop	69
7.1	Rückstreuung	70
7.2	Beamstop-Design	71
8	Ergebnisse	75
8.1	Offener Shutter	77
8.2	Geschlossener Shutter	80
8.3	Zusammenfassung und Ausblick	81

1 Einleitung & Motivation

Das Atominstitut der Technischen Universität Wien verfügt über den einzigen nuklearen Forschungsreaktor in Österreich. Seit 1963 bietet er die Möglichkeit, Forschung im Bereich Neutronenphysik zu betreiben. Das Institut hat beschlossen, eines der Strahlrohre des Reaktors mit einer Anlage bzw. Abschirmung auszustatten, die es ermöglichen soll, das gesamte weiße thermische Neutronenspektrum über einen Strahlquerschnitt von $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ zu nutzen. Gemeinsam mit der statischen Situation, die nur eine maximale Bodenbelastung von 5 t/m^2 zulässt, was die Massivität der Abschirmung einschränkt, stellt das eine große Herausforderung an den Strahlenschutz dar. Selbstverständlich soll der verfügbare Platz maximal ausgenutzt werden.

Neben der exzellenten Möglichkeiten für die Lehre sind bereits erste Experimente und Anwendungen für diesen weißen Strahl vorhanden und geben weitere Randbedingungen vor, vor allem an den benötigten Raum innerhalb der Abschirmung. Zwei Kandidaten, die den neuen Strahlplatz als Teststation verwenden wollen, sind der Wanderwellen-Neutronenspinresonator [1], sowie ein $R \times B$ -Drift-Momentum-Spektrometer [2], die beide für das internationale Forschungsprojekt PERC (Proton Elektron Radiation Channel) entwickelt werden. Auch für die Weiterentwicklung von Diamantdetektoren [3] ist der weiße Strahl von Interesse, solange der Neutronenfluss mindestens $10^6\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ beträgt, wobei der Strahlquerschnitt deutlich kleiner sein darf.

1.1 Ist-Situation

In Abbildung 1.1 ist ein horizontaler Schnitt durch den Reaktor zu sehen. Deutlich erkennbar sind drei radiale und ein tangentiales (bezogen auf den Reaktorkern) Strahlrohr, die thermische Säule, sowie der Trockenbestrahlungsraum für die Neutronenradiographie. Von Interesse für diese Arbeit ist das Strahlrohr B, da es das radiale Strahlrohr mit dem meisten Platz in der Reaktorhalle ist.

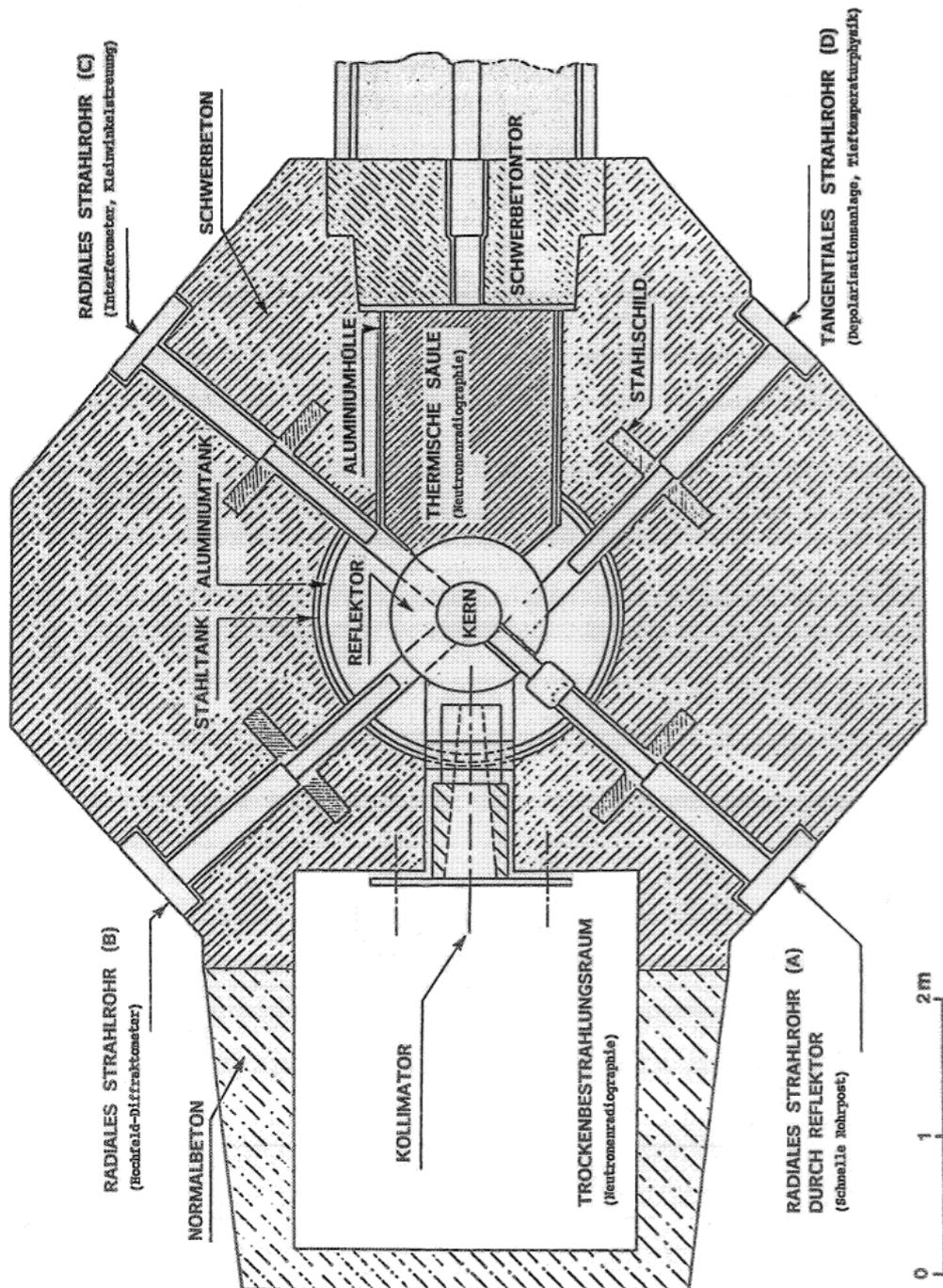


Abbildung 1.1: Horizontaler Schnitt durch den Reaktor auf Höhe der Strahlrohre.

Zur Zeit ist dieses Strahlrohr provisorisch abgeschirmt. Die derzeitige Abschirmung ist in Abbildung 1.2 rot umrandet zu erkennen. Sie besteht aus mehreren Betonelementen, die mittels Deckenkran bewegt werden können. Innerhalb des Betonsarkophags befindet sich ein dreiteiliger U-förmiger Borsäuretank mit der Aufgabe die Neutronen zu absorbieren, sowie ein massiver Betonblock zur Absorption der γ -Strahlung. Der unterste Teil des Borsäuretanks ist in Abbildung 1.3 zu erkennen. Seitlich des Strahlrohrs ist eine Konstruktion aus boriierten Polyethylenziegeln (weiß) und metallischen Containern (rechts) mit Bleifüllung zu sehen, welche die seitliche Abschirmung übernehmen, da der Tank aufgrund der Form der Reaktorwand nicht fluchtend an diese angestellt werden kann.

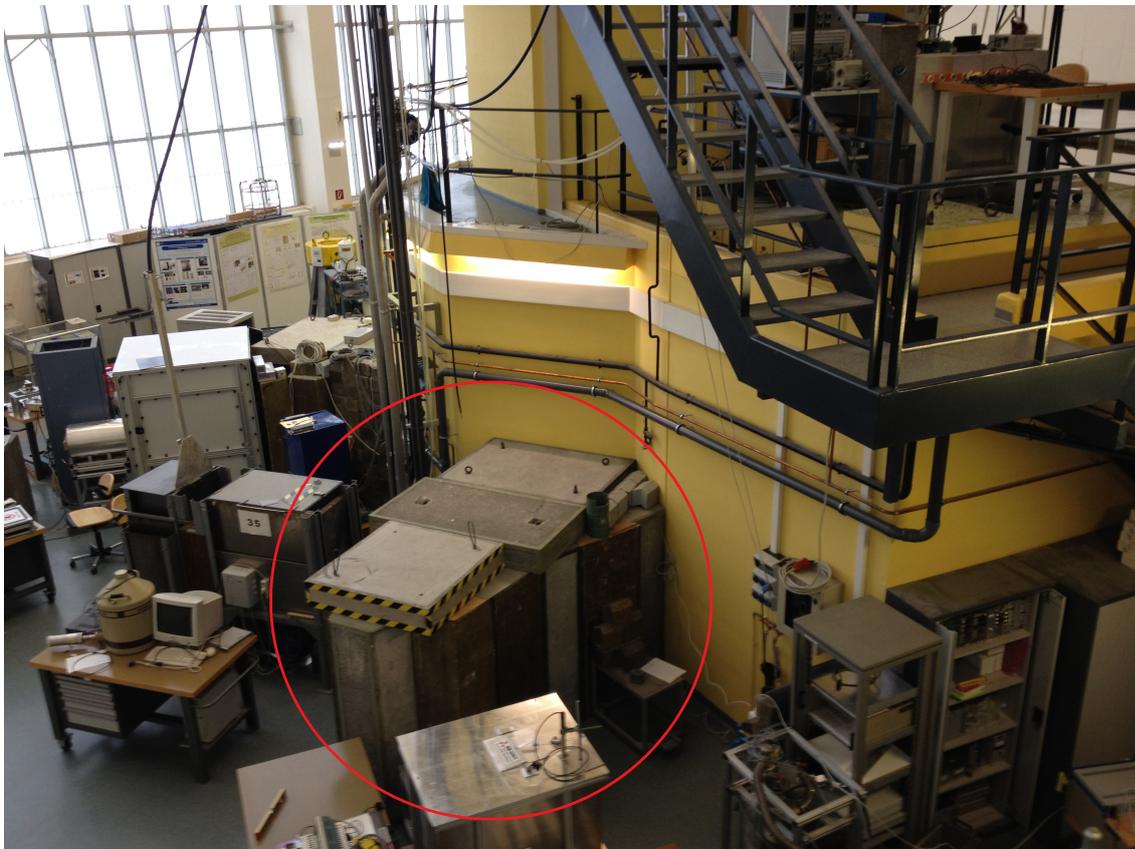


Abbildung 1.2: Ein Blick von der Galerie in die Reaktorhalle. Rot umrandet ist die Abschirmung des Strahlrohrs B. Die Blickrichtung entspricht ungefähr der Richtung Strahlrohr B zu thermischer Säule in Abbildung 1.1.

Der Tank besitzt auf Höhe des Strahlrohrs radiale Öffnungen nach außen, durch die einige Wellenlängen des weißen Neutronenstrahls mittel Braggreflexion nach außen reflektiert werden können. Diese wenigen Wellenlängen ausgenommen, ist diese massive Konstruktion aus Borsäuretank und Betonelementen, momentan nur zur Strahlungsabschirmung gedacht. Dadurch wird der Nutzen dieser Beamline auf Ex-

perimente limitiert, die mit geringer Intensität und monochromatischen Neutronenstrahlen auskommen oder so klein (maximal $0.8\text{ m} \times 0.8\text{ m}$) sind, dass sie innerhalb der Abschirmung Platz finden, wodurch ein Großteil der möglichen Experimente bereits ausgeschlossen ist.



Abbildung 1.3: (*Links*) Bild des Strahlrohrs mit geöffneter Abschirmung. Die einzelnen Betonelemente sind gut sichtbar. (*Rechts*) direkt vor dem, mit dem manuellen Bleishutter verschlossenen, Strahlrohr. Der gräuliche Körper mit der U-förmigen Ausnehmung, auf dem die Lampe und die Holzscheite liegen, ist der unterste Teil des Borsäuretanks auf den zwei weitere Elemente aufgesetzt werden können.

Eine weitere Unannehmlichkeit stellt jede fehlerhafte Einstellung des Experiments innerhalb der Abschirmung dar. Möchte man diesen Fehler beheben, benötigt dieser Eingriff etwa 1-2 Tage Reaktorstillstand, damit der Reaktor abklingen und die Abschirmung abgebaut werden kann. Gerade beim Aufbau eines neuen Experiments an diesem Strahlplatz kann das zu erheblichen Verzögerungen und Wartezeiten für andere Experimente führen. Außerdem müssen die Verantwortlichen des hausinternen Strahlenschutzes nach jeder Umbaumaßnahme die Abschirmung erneut überprüfen und abnehmen, was ebenfalls unpraktisch ist.

Die geplante Anlage soll daher eine angenehme Arbeitsumgebung zur Verfügung stellen. Das heißt, der Zugang soll einfach, zügig und unabhängig von Umbauarbeiten und erneuter Kontrolle durch den hausinternen Strahlenschutz möglich sein. Es soll möglich sein, Veränderungen am Experiment innerhalb der Abschirmung durchzuführen, ohne dass der Reaktor heruntergefahren werden muss und dadurch andere Experimente am Reaktor stört.



Abbildung 1.4: Blick auf das Strahlrohr ohne Abschirmung.

Diese Anforderungen können durch eine Abschirmung in Form einer begehbaren Kammer erfüllt werden. Der Wunsch, Änderungen am Experiment bei laufendem Reaktor durchzuführen, macht es des weiteren erforderlich, einen Verschlussmechanismus (Shutter) für das Strahlrohr vorzusehen, der die radioaktive Strahlung auf ein vernünftiges Niveau absenkt.

2 Physikalische Grundlagen

Im Hinblick auf die Abschirmung des gemischten Neutronen-Photonen-Strahlungsfelds, werden im folgenden Kapitel die relevanten Bereiche der Neutronen- und Photonophysik behandelt, vorrangig die Interaktion mit Materie. Weiters werden eine kurze Einführung in den Strahlenschutz sowie konkrete Maßnahmen zur Strahlungsabschirmung gegeben.

2.1 Neutronenphysik

Das Neutron ist ein Elementarteilchen. Neutronen und Protonen bilden zusammen den Atomkern und werden Nukleonen genannt. Die Zahl der Protonen in einem Kern wird Ordnungszahl Z genannt, N bezeichnet die Anzahl der Neutronen. Die Summe dieser zwei Zahlen nennt man Massenzahl A . Folgende Notationen für Atomkerne sind gebräuchlich:

$$(A, Z), \quad {}^A X, \quad {}_Z^A X, \quad {}_Z^A X_N.$$

Aus praktischen Gründen werden Neutronen nach ihrer kinetischen Energie unterteilt. Die Unterteilung erfolgt aufgrund der Wechselwirkungen, die charakteristisch für die jeweilige Energie sind. Obwohl es keine einheitliche und scharfe Abgrenzung dieser Energieklassen gibt, sind die gebräuchlichsten Begriffe unten angeführt.

- *Kalte* Neutronen: Neutronen, deren Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{mv}$, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und dem Impuls mv , groß genug ist, um noch an einem Kristall reflektiert zu werden. Üblicherweise sind das Neutronen mit einer Energie von bis zu 2 meV.
- *Thermische* Neutronen: Die mittlere Energie der Neutronen ist gleich der mittleren thermischen Energie der Atome eines Mediums. Die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen entspricht einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$dn(v) = Av^2 e^{-m_n v^2 / 2kT} dv, \quad (2.1)$$

wobei v die Geschwindigkeit der Neutronen, m_n die Neutronenmasse, k die Boltzmannkonstante und T die absolute Temperatur in Kelvin sind. Die mittlere kinetische Energie dieser Neutronen bei Raumtemperatur beträgt etwa 39 meV (quadratisch gemittelte Geschwindigkeit), jedoch spricht man bei einer Neutronenenergie von bis zu 0.1 eV (Absorptionskante von Cadmium) von thermischen Neutronen.

- *Epithermische* Neutronen: Bei Neutronen mit einer Energie von bis zu 1 eV spricht man von epithermischen Neutronen.
- *Schnelle* Neutronen: Diese Kategorie umfasst alle Neutronen mit einer Energie von über 1 eV. Obwohl bei höheren Energien eine feinere Einteilung in vielen Bereichen sinnvoll ist, reicht es diese Klassen, im Rahmen dieser Arbeit, zusammenzufassen.

2.1.1 Wechselwirkung und Wirkungsquerschnitt

Das Neutron unterliegt der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung, sowie der Gravitation. Die elektromagnetische Wechselwirkung rührt vom magnetischen Moment des Neutrons her. Da es keine Ladung besitzt, unterliegt es keiner Coulomb Wechselwirkung. Im Gegensatz zu gebundenen Neutronen in Atomkernen ist das freie Neutron instabil und zerfällt mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = (885.7 \pm 0.8)$ s unter Betazerfall [4]



Um die Wechselwirkung von Neutronen mit Materie zu beschreiben wurde der Wirkungsquerschnitt σ eingeführt. Ist J die Flussdichte eines kollimierten einfallenden Neutronenstrahls und N die Anzahl der Atomkerne, die dieser Flussdichte ausgesetzt ist, kann die Reaktionsrate r , mit der eine bestimmte Kernreaktion abläuft, geschrieben werden als

$$r = J\sigma N. \quad (2.3)$$

Dabei ist σ ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dieser Kernreaktion und hat die Einheit einer Fläche. Üblicherweise ist die Einheit von σ in der Kern- und Teilchenphysik in 1 barn = 1 b = 10^{-28} m² angegeben. Ein Wirkungsquerschnitt kann für verschiedenste Reaktionen festgelegt werden, zum Beispiel für Streuung und Absorption. Die Summe der Wahrscheinlichkeiten aller möglichen Interaktionen nennt man den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} . Das heißt, die Wahrscheinlichkeit, dass es überhaupt zu einer Wechselwirkung zwischen Neutron und speziellem Atomkern kommt ist gegeben durch

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i. \quad (2.4)$$

Um herauszufinden wie stark der einfallende Neutronenstrahl nach einer Wechselwirkung mit einem Targetmaterial abgeschwächt wurde, muss man die angestrahlte Fläche A mit dem Wirkungsquerschnitt aller angestrahlten Targetkerne vergleichen. In einem Target mit der Dicke x und einer Teilchendichte N , werden NAx Atome dem Strahl ausgesetzt. Ihr effektiver Wirkungsquerschnitt ist daher $NAx\sigma$. Ist n die Zahl der Neutronen, die im Strahl verbleiben, gilt für ein Target der Dicke dx

$$\frac{dn}{n} = -N\sigma dx. \quad (2.5)$$

Nach Integration ist die Zahl der transmittierten Neutronen $n(x)$ durch ein Target der Dicke x

$$n(x) = n(0)e^{-\Sigma x} \text{ mit } \Sigma = N\sigma. \quad (2.6)$$

Die Größe Σ wird als makroskopischer Wirkungsquerschnitt bezeichnet und hat die Dimension cm^{-1} . Die Beziehung zwischen Σ und der mittleren freien Weglänge λ_{tot} eines Neutrons in einem Material ist durch

$$\lambda_{tot} = \frac{1}{\Sigma_{tot}} \quad (2.7)$$

gegeben. Alle möglichen Interaktionen des Neutrons mit Targetkernen sind in dieser Relation berücksichtigt. Besteht das Targetmaterial aus Molekülen mit verschiedenen Isotopen i , mit verschiedenen Wirkungsquerschnitten σ_{ai} , wird Gleichung (2.3) zu

$$r_a = JN_{mol} \sum_i n_i \sigma_{ai}, \quad (2.8)$$

wobei

$$N_{mol} = \frac{\text{Massendichte}}{\text{Molekulargewicht}} \cdot \text{Avogadro-Konstante} \quad (2.9)$$

die Zahl der Moleküle in einem cm^3 repräsentiert. Der Index a spezifiziert dabei eine bestimmte Reaktion und n_i entspricht der Anzahl der Isotope in einem Molekül, mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{ai} [5]. Der Wirkungsquerschnitt σ_{ai} , dadurch auch Σ_a , ist charakteristisch für jedes Isotop und jede Reaktion.

Grundsätzlich kann der totale Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (2.4) als

$$\sigma_{tot} = \sigma_s + \sigma_a \quad (2.10)$$

geschrieben werden. Neutronen werden entweder von den Targetkernen gestreut, σ_s , oder absorbiert, σ_a . Ist eine Mischung aus verschiedenen Isotopen vorhanden, wobei C_i die Konzentration des Isotops i ist und $\sum_i C_i = 1$, werden die Streu- bzw. Absorptionswirkungsquerschnitte zu

$$\sigma_s = \sum_i C_i \sigma_{si} \quad \sigma_a = \sum_i C_i \sigma_{ai}. \quad (2.11)$$

2.1.2 Moderation schneller Neutronen

Bei der induzierten Spaltung von ${}_{92}^{235}\text{U}$, durch thermische Neutronen, werden durchschnittlich 2.5 Neutronen pro Spaltprozess freigesetzt. Diese freigesetzten Neutronen besitzen Energien im MeV-Bereich und müssen, um die Kettenreaktion aufrecht zu erhalten, abgebremst (moderiert) werden, da der Absorptionswirkungsquerschnitt (bei niedrigen Energien) indirekt proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen

ansteigt. Die Moderation der Neutronen geschieht über Stöße mit Atomkernen, in einem sogenannten Moderator. Die wichtigste Anforderung an einen Moderator ist ein hohes Abbremsvermögen, d.h. pro erlittenem Stoß soll das Neutron möglichst viel Energie verlieren. Ausgedrückt wird dies durch das mittlere logarithmische Energiedekrement

$$\xi = \ln \frac{E}{E'} = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha, \quad (2.12)$$

$$\alpha = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2. \quad (2.13)$$

Dabei ist E bzw. E' die Energie des Neutrons vor bzw. nach dem Stoß und A die Massenzahl des Kerns. Je leichter der Kern, umso größer der Energieverlust pro Stoß. Die Anzahl der Stöße n , die zur Abbremsung benötigt werden, ergibt sich zu

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E}{E_{therm}}. \quad (2.14)$$

Interessante Beispiele sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Im Reaktor wird die Moderation von leichtem Wasser übernommen. Zusätzlich zum Wasser ist der Kern von einem Graphitblock umgeben, der ebenfalls moderiert. Wichtiger als seine Moderationseigenschaft ist aber seine Reflexionseigenschaft. Dadurch wird ein Teil der Neutronen, die aus dem Kern emittiert werden, wieder in den Kern zurück reflektiert und somit die benötigte Menge an spaltbarem Material gesenkt bzw. der Neutronenfluss im Kern erhöht. Da die Strahlrohre direkt hinter dem Graphitreflektor beginnen, ist als Neutronenspektrum ein Graphitspektrum zu erwarten.

	1_1H	${}^{10}_5B$	${}^{12}_6C$
A	1	10	12
ξ	1	0.19	0.16
n	17.5	93.5	110.9

Tabelle 2.1: Mittleres logarithmisches Energiedekrement ξ und Anzahl der benötigten Stöße n zur Abbremsung von $E = 1 \text{ MeV}$ auf $E_{therm} = 25 \text{ meV}$.

2.1.3 Absorption von Neutronen

Zur Abschirmung von Neutronenstrahlung sind Materialien mit einem möglichst großen Absorptionswirkungsquerschnitt σ_a im relevanten Energiebereich notwendig. In Abb. 2.1 sind die Absorptionswirkungsquerschnitte typischer Abschirmmaterialien und Wasserstoff zu sehen. Man erkennt, dass sowohl Cadmium, Bor als auch Lithium für eine Abschirmung von Neutronenstrahlen geeignet sind. Im folgenden Abschnitt werden die Kernreaktionen der relevanten Abschirmmaterialien mit Neutronen behandelt.

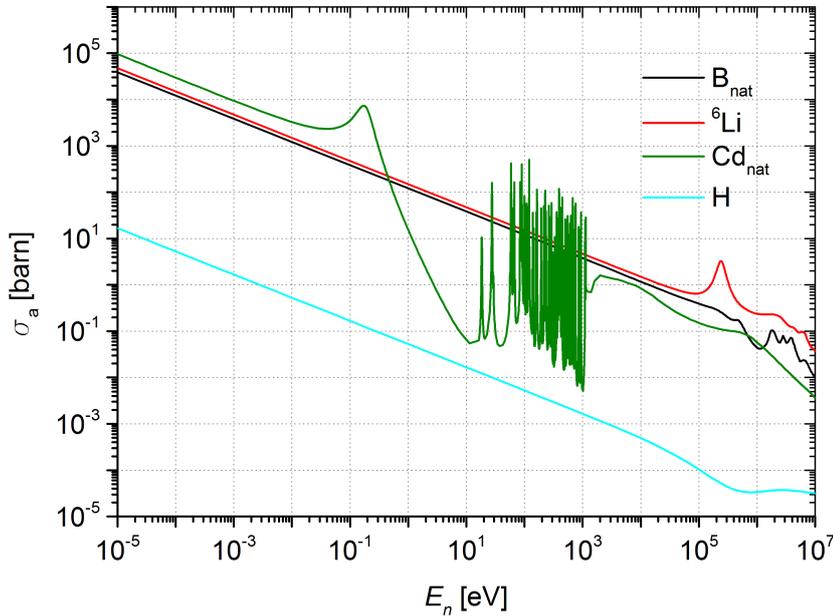
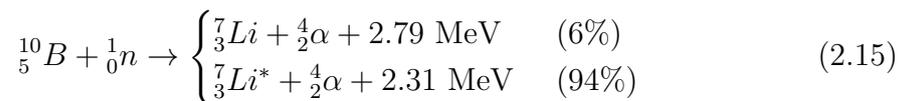


Abbildung 2.1: Absorptionswirkungsquerschnitte verschiedener Materialien [6] über die Energie der einfallenden Neutronen: Bor (B), Lithium (Li), Cadmium (Cd) und Wasserstoff (H).

Kernreaktionen in Bor

Bor kommt in einem natürlichen Isotopengemisch von 80.1% ${}^{11}_5\text{B}$ und 19.9% ${}^{10}_5\text{B}$ vor. Relevant für die Absorption von thermischen Neutronen ist jedoch nur ${}^{10}_5\text{B}$. Die bekannte ${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha)$ Reaktion lautet



wobei die Verzweigung andeutet, dass sich das Reaktionsprodukt ${}^7_3\text{Li}$ entweder in seinem Grundzustand oder ersten angeregten Zustand ${}^7_3\text{Li}^*$ befindet. Bei Verwendung von thermischen Neutronen mit einer Energie $E_n = 25$ meV, führen 94% aller Reaktionen in den ersten angeregten Zustand und nur 6% in den Grundzustand. Der Niveauunterschied zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand des ${}^7_3\text{Li}$ Kerns, beträgt 478 keV. Regt sich der Kern ab, emittiert er ein einzelnes Photon mit einer Energie von 478 keV, das bei der Dimensionierung der Abschirmung berücksichtigt werden muss. Der thermische Absorptionswirkungsquerschnitt dieser Reaktion beträgt $\sigma_a = 3840$ b [7].

Ausgelöst durch das entstehende α -Teilchen der Einfangreaktion gibt es zwei weitere relevante Reaktionen im Bor. Sowohl in ${}^{10}_5\text{B}$ als auch in ${}^{11}_5\text{B}$ finden sich die $B(\alpha, n)$ Reaktionen



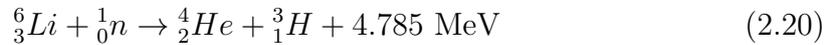
bei denen schnelle Neutronen entstehen, die ihrerseits wieder verlangsamt und absorbiert werden müssen. Bei geringen Quellstärken ist dieser Effekt vernachlässigbar, da die Wahrscheinlichkeit für diese Reaktion in natürlichem Bor bei etwa $0.6 \cdot 10^{-6}$ [8] liegt. Zwei weitere mögliche Reaktionen sind die $B(\alpha, p)$ Reaktionen



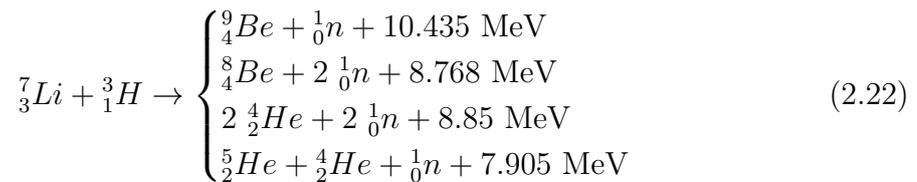
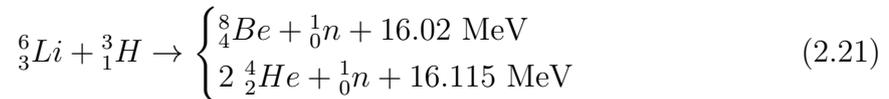
Die dabei entstehenden positiv geladenen Protonen besitzen allerdings keine große Reichweite (mittlere freie Weglänge) in Festkörpern und würden deshalb nicht durch die benötigte Abschirmung für Photonen und Neutronen dringen.

Kernreaktionen in Lithium

Lithium wird ebenfalls als Neutronenabsorber eingesetzt. Es kommt mit einer natürlichen Isotopenverteilung von 7.5% 6_3Li und 92.5% 7_3Li vor, wobei 6_3Li für die Absorptionsreaktion von Bedeutung ist. Gemäß der Reaktion



absorbiert 6_3Li thermische Neutronen ohne Emission von Photonen. Lithium ist daher empfehlenswert bei γ -sensitiven Detektoren. Ein Nachteil gegenüber Bor ist einerseits der geringere thermische Absorptionswirkungsquerschnitt von $\sigma_a = 940 \text{ b}(E_n = 25 \text{ meV})$, und dass das relevante Isotop nur zu 7.5% im natürlichen Isotopengemisch vorkommt. Das macht es für Abschirmungen notwendig, 6_3Li -angereichertes Lithium zu verwenden. Weiters problematisch, im Sinne einer Neutronenabschirmung, ist auch das Triton aus der Einfangreaktion (2.20). Dieses kann gemäß



wiederum schnelle Neutronen erzeugen. Im Vergleich zur $B(\alpha, n)$ Reaktion liegt die Wahrscheinlichkeit der Produktion eines schnellen Neutrons, etwa um einen Faktor

100 höher, bei $84 \cdot 10^{-6}$ [8] in 96% ${}^6_3\text{Li}$ -angereichertem Lithium. Bei dem am TRIGA MARK II zu erwartenden Neutronenfluss von $\Phi = 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ würde das einer Produktion schneller Neutronen von $8.4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ pro cm^2 Strahlquerschnitt entsprechen. Da diese schnellen Neutronen, um einen Faktor 100 biologisch schädlicher für den Menschen als thermische Neutronen sind, müssen sie in der Dimensionierung der Abschirmung auf jeden Fall berücksichtigt werden (siehe 2.3 „Strahlenbiophysik“).

Kernreaktionen in Cadmium

Ein sehr häufig verwendetes Material zur Abschirmung thermischer Neutronen ist Cadmium. Wie in den anderen Elementen auch ist nur ein Isotop, ${}^{113}_{48}\text{Cd}$, welches zu 12.22% im natürlichen Isotopengemisch vorkommt, für die Absorption thermischer Neutronen relevant. In der Reaktion



werden thermische Neutronen mit einem Absorptionswirkungsquerschnitt von $\sigma_a = 20 \text{ kb}$ absorbiert. Damit liegt der Wirkungsquerschnitt um ein Vielfaches höher, als bei Bor oder Lithium. Dadurch und durch die hohe Massendichte $\rho = 8.65 \text{ gcm}^{-3}$, reichen bereits 5 mm Cadmium aus, um den thermischen Neutronenfluss abzuschirmen. Der ${}^{114}_{48}\text{Cd}^*$ -Kern entsteht dabei in einem angeregten Zustand, dessen Energie 9.043 MeV über dem Grundzustand liegt. [4]. Die Abregung dieses Zustands durch ein einzelnes 9 MeV γ -Teilchen (oder γ -Kaskaden) ist sehr schwierig abzuschirmen und daher ist Cadmium in der Abschirmung zu vermeiden.

2.2 γ -Strahlung

2.2.1 Wechselwirkung mit Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie findet über drei verschiedene Effekte statt.

- Photoeffekt
- Compton-Streuung
- Paarerzeugung

Beim Photoeffekt wechselwirkt das Photon mit einem Hüllenelektron. Dabei wird das Photon eingefangen und das Elektron emittiert. Dies hat dann eine kinetische Energie von

$$E_e = E_\gamma - B_e. \quad (2.24)$$

Dabei ist E_γ die Energie des Photons und B_e die Bindungsenergie des Elektrons. Die Fehlstelle wird in dem Medium schnell wieder von einem Elektron besetzt und die Bindungsenergie als charakteristische Röntgen-Strahlung abgegeben. Manchmal

wird stattdessen auch ein Auger Elektron emittiert. Eine näherungsweise Formel für den Absorptionsquerschnitt ist nach [9]

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3.5}}. \quad (2.25)$$

Die glatte Abhängigkeit des Absorptionsquerschnitts wird durch die Absorptionskanten unterbrochen. Diese sind durch die Schalen in der Hülle bedingt. Wegen der hohen Potenz nimmt man zu Abschirmzwecken stets Materialien mit hoher Masenzahl Z .

Beim Compton-Effekt streut das Photon an einem Elektron:

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-. \quad (2.26)$$

Aus Energie- und Impulserhaltung folgt für die Energie des gestreuten Photons

$$E_{\gamma'} = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos\theta + 1/\alpha} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{m_0 c^2}{E_\gamma}. \quad (2.27)$$

Den maximalen Energieübertrag erhält man, wenn der Streuwinkel $\theta = \pi$ ist. Der Wirkungsquerschnitt σ_{Compt} ist durch die Klein-Nishina-Formel [10] gegeben.

Bei der Paarproduktion wird die Energie des Photons zur Produktion eines Elektron-Positron-Paares verwendet. Bei der Wechselwirkung des Photons mit einem freien Elektron ist die Schwelle 2.044 MeV [$\gamma + e^- \rightarrow e^- + (e^+ + e^-)$], findet die Wechselwirkung hingegen im elektrischen Feld des Kerns statt, beträgt sie nur 1.022 MeV [$\gamma + Zp \rightarrow Zp + (e^+ + e^-)$]. Die quantenmechanische Behandlung der Paarerzeugung findet man bei Bethe und Heitler [11]. Der Wirkungsquerschnitt ist für mittlere Energien, d.h.

$$2m_0 c^2 \ll E_\gamma \ll 1/(\alpha m_0 c^2 Z^{-1/3}) \quad (2.28)$$

gegeben durch

$$\sigma_{Paar} \simeq Z^2 \alpha \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right). \quad (2.29)$$

In Tabelle 2.2 sind die Energie- und Ladungsabhängigkeiten der drei Mechanismen zusammengefasst.

Die Abschwächung eines kollimierten Photonenstrahls, der eine Folie der Dicke dx durchquert, kann ähnlich wie bei Neutronenstrahlen angegeben werden. Ist n_0 die Zahl der einfallenden Neutronen pro Sekunde und dn die Zahl der absorbierten Photonen gilt

$$-\frac{dn}{n_0} = \mu dx \quad \text{mit} \quad \mu = N(\sigma_{Photo} + \sigma_{Compt} + \sigma_{Paar}). \quad (2.30)$$

Prozess	E	Z
Photoeffekt	E^{-3}	Z^4
Compton-Streuung	E^{-1}	Z
Paar-Erzeugung	$\ln E$	Z^2

Tabelle 2.2: Energie- und Ladungsabhängigkeiten der drei Wechselwirkungsmechanismen zwischen Photonen und Materie. [9]

Dabei ist N die Atomdichte der Folie und μ der lineare Absorptionskoeffizient. Dividiert man μ durch die Massendichte ρ des Materials erhält man den Massen-Absorptionskoeffizienten μ/ρ . Dieser ist für Blei in Abbildung 2.2, inklusive der verschiedenen Beiträge der einzelnen Prozesse, dargestellt. Generell lässt sich sagen, dass zur Abschirmung von γ -Strahlung Materialien mit hoher Ordnungszahl Z und hoher Dichte ρ am besten geeignet sind.

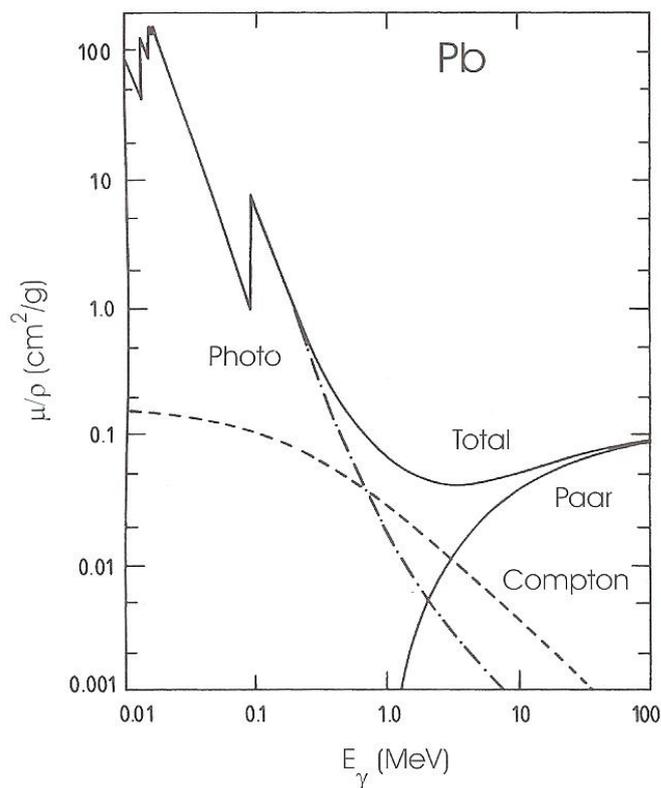


Abbildung 2.2: Der Massen-Absorptionskoeffizient μ/ρ für Photonen in Blei als Funktion der Energie. Die Beiträge der einzelnen Prozesse als auch ihre Summe sind dargestellt [9].

2.3 Strahlenbiophysik

Im folgenden Abschnitt wird die Wirkung ionisierender Strahlung auf biologische Systeme kurz beschrieben. Dabei werden Begriffe und Mechanismen erklärt, wobei speziell auf die im menschlichen Körper wichtigen Aspekte eingegangen wird. Weiters werden die gesetzlichen Grenzwerte und Konversionsfaktoren, die für die Simulationen und Berechnungen verwendet wurden, festgehalten.

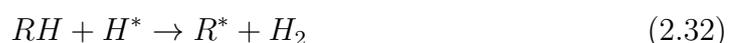
2.3.1 Strahleneffekt

Ionisierende Strahlung ist eine Bezeichnung für jede Teilchen- oder elektromagnetische Strahlung, die in der Lage ist, Elektronen aus Atomen oder Molekülen zu entfernen, sodass positiv geladene Ionen oder Molekülreste zurückbleiben. Durch das Entfernen von Elektronen, können chemische Verbindungen aufbrechen, wodurch chemische Radikale entstehen. Hierin liegt die biologisch schädliche Wirkung der Strahlung. Die erzeugten Ionen sind instabil und streben danach, die fehlenden Elektronen aus ihrer Umgebung zu holen, wodurch entweder die ursprünglichen Moleküle/Atome wiederhergestellt werden (Rekombination), oder auch durch Abspalten von Atomen andere Moleküle entstehen. Fragmente gesprengter Moleküle finden hingegen selten wieder zusammen. Sie reagieren mit anderen Molekülen, wodurch diese in der Regel ebenfalls ihre biologische Funktion verlieren.

Man kann zwei Arten von Strahlenwirkung unterscheiden: *direkte* und *indirekte*. Sie unterscheiden sich dadurch, dass bei der direkten Strahlenwirkung ein bestimmtes biologisches Ziel im Energiebereich die Strahlung absorbiert und in diesem Ziel auch die Anregung und Ionisation stattfindet. Unter einem solchen Ziel kann man sich ein Biomolekül RH vorstellen, wobei R ein organischer Rest ist. Durch Zuführung der Strahlenenergie, kann es in einen angeregten Zustand RH^* übergeführt werden. Dieser Zustand zerfällt dann weiter in zwei Radikale R^* und H^*



Das Bioradikal kann anschließend durch intramolekulare Umlagerung in einen Zustand irreversibler Schädigung übergehen, wodurch sich seine biologische Funktion ändert. Bei der indirekten Strahlenwirkung erfolgt die Energieabsorption hingegen in verschiedenen biologischen Strukturen, wobei chemisch reaktive Produkte gebildet werden, welche dann durch Diffusion an den Ort des biologischen Ziels gelangen und dort sekundär die Strahlenwirkung erfolgt. Das Medium, welches hauptsächlich zur indirekten Strahlenwirkung beiträgt, ist Wasser, weil es als weitaus häufigstes Molekül in biologischen Substanzen vorkommt. Das H^* -Radikal aus Gleichung (2.31) kann zum Beispiel weiter diffundieren und durch die Reaktion



zu einer indirekten Schädigung eines weiteren Biomoleküls führen. Die Folgen dieser Reaktionen reichen von reversiblen Störungen des Organismus bis zum Zell-

tod (deterministisch) bzw. Spätschäden (stochastisch), wie zum Beispiel Blutbildveränderungen, Tumore, Gefäßveränderungen oder Sterilität.

2.3.2 Charakterisierung und Dosis

Der Energieübertrag auf die absorbierende Substanz erfolgt durch geladene Teilchen. Bei der direkten Strahlung sind die primären Teilchen selbst die Ursache, bei der indirekten Strahlung entstehen geladene Sekundärteilchen. Die geladenen Teilchen ionisieren die Materie entlang ihrer Flugbahn. Je nach Teilchenart liegen die Ionisationsorte mehr oder weniger dicht zusammen. Daher spielt die Ionisationsdichte in den einzelnen mikroskopischen Volumina eine wichtige Rolle bei der Charakterisierung der Wirkung der Strahlung. Die entsprechende physikalische Größe ist der LET-Wert (Linear Energy Transfer). Der LET-Wert geladener Teilchen in einem Medium ist der Quotient aus dem mittleren Energieverlust dE , den das Teilchen durch Stöße erleidet, bei denen der Energieverlust kleiner ist als eine vorgegebene Energie Δ und dem dabei zurückgelegten Weg des Teilchens dx ,

$$LET = L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\Delta} . \quad (2.33)$$

L_{100} bedeutet z.B., dass nur Stöße mit Energieüberträgen $< 100 \text{ eV}$ betrachtet werden. Dadurch kann eine Forderung nach lokaler Energieabgabe erfüllt werden, da größere Energieüberträge dazu führen können, dass die Sekundärteilchen den Nahbereich der Wegstrecke verlassen. In Abbildung 2.3 sieht man eine schematische Darstellung der Ionisationsdichte bei Bestrahlung mit verschiedenen Strahlenarten bzw. LET-Werten. In dieser Abbildung ist der linke Teil qualitativ mit dem Durchgang von Photonen oder Elektronen, der mittlere Teil mit den Durchgang von Neutronen und der rechte Teil mit den Durchgang von Alphateilchen vergleichbar. Es ist unmittelbar erkenntlich, warum bei Photonenstrahlung von locker ionisierender bzw. bei Neutronen- und Alphastrahlung von dicht ionisierender Strahlung gesprochen wird. Zählt man die Ionisationspaare in Abb. 2.3, erkennt man, dass deren Anzahl in allen Volumina gleich groß, also die Energiedosis gleich hoch, ist. Der Unterschied liegt in den verschiedenen Ionisationsdichten der mikroskopischen Volumina, was genau durch den LET-Wert beschrieben wird.

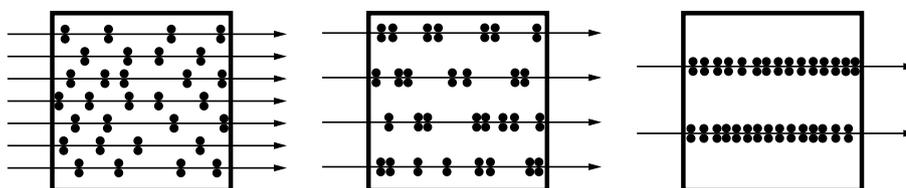


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Ionisationsdichte durch Strahlung unterschiedlich großer LET-Werte.

Es zeigt sich, dass die biologische Wirksamkeit mit der lokalen Ionisationsdichte zusammenhängt: Bei gleicher Energiedosis ist bei lockerer Ionisation die biologische

Wirksamkeit kleiner, bei dichter Ionisation größer. Damit ist der LET-Wert ein Maß für die biologische Wirksamkeit: Kleine LET-Werte ergeben bei gleicher abgegebener/aufgenommener Energiemenge eine kleinere biologische Wirksamkeit, große LET-Werte eine größere biologische Wirksamkeit. Heute werden die LET-Werte als Abschätzung für die Strahlenwichtungsfaktoren w_R herangezogen, sind aber nicht mit ihnen gleichzusetzen.

Die fundamentale physikalische Dosisgröße ist die pro Massenelement absorbierte Energie, da alle Strahlenwirkungen auf den Menschen letztlich auf der Absorption von Strahlungsenergie im Gewebe beruhen. Diese sogenannte Energiedosis D

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (2.34)$$

ist die über die gesamte Bestrahlungsdauer aufgenommene Energie, bezogen auf die bestrahlte Masse und wird in Gray ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$) gemessen. Die Strahlenwirkung auf lebende Organismen hängt jedoch nicht nur von der physikalischen Energiedosis ab, sondern auch davon, welche Art von ionisierender Strahlung diese Dosis verursacht hat, d.h. von ihrer relativen biologischen Wirksamkeit (RBW). So sind zum Beispiel Schwerionen um ein Vielfaches stärker wirksam, als die gleiche Energiedosis Röntgenphotonen. Diesem Effekt tragen die gewichteten Angaben der Äquivalentdosis

$$H = w_R \cdot D \quad (2.35)$$

Rechnung, wobei w_R der Strahlenwichtungsfaktor ist. Da der Wichtungsfaktor dimensionslos ist, hat die Äquivalentdosis dieselbe Einheit wie die Energiedosis. Zur Unterscheidung wird sie in der Einheit Sievert (Sv) angegeben. Wichtig zu wissen ist, dass diese Wichtungsfaktoren gesetzlich festgelegt werden. Sie sind Faktoren, die auf Empfehlung der internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) festgelegt werden. Diese Faktoren verändern sich im Laufe der Zeit, was in Abbildung 2.4 für Neutronen dargestellt ist. Die ICRP 60 ist aus dem Jahr 1990, verwendet eine Stufenfunktion für der Wichtungsfaktor der Neutronen, die aber durch eine kontinuierliche Funktion in der ICRP 103 abgelöst wurde. Man erkennt, dass im Bereich $< 1 \text{ keV}$ der Wichtungsfaktor in der ICRP 103 nur halb so groß ist, wie er in der ICRP 60 war. Das ist insofern wichtig, wenn man einen Vergleich zwischen Messwerten von Dosisleistungen Heute und vor 1990 machen möchte.

Die Organdosis H_T ist definiert als die in einem bestimmten Organ, Gewebe oder Körperteil T durch ionisierende Strahlung aufgenommene Energiedosis multipliziert mit dem Strahlungswichtungsfaktor w_R der betreffenden Strahlenart. Wenn die Strahlung aus unterschiedlichen Strahlenarten und -energien mit unterschiedlichen Werten für w_R besteht, gilt für die Organdosis

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}. \quad (2.36)$$

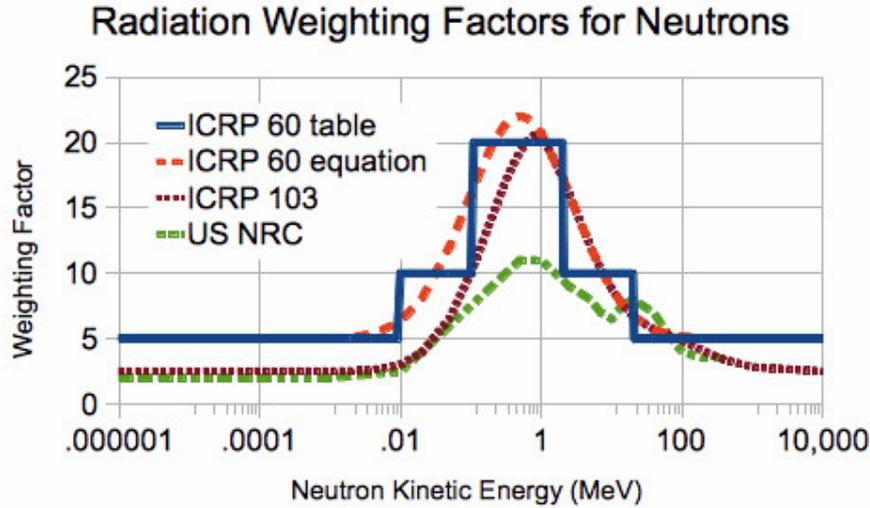


Abbildung 2.4: Historische Entwicklung der Strahlenwichtungsfaktoren w_R für Neutronen.

Die effektive Dosis E bzw. D_{eff} stellt ein Maß für die Strahlenexposition eines gesamten Menschen dar. Zusätzlich zur Äquivalent- und Organdosis, welche bereits die unterschiedliche Wirksamkeit der verschiedenen Strahlungsarten miteinbezieht, berücksichtigt die effektive Dosis auch die unterschiedliche Empfindlichkeit der Organe gegenüber ionisierender Strahlung. Die Haut des Menschen ist beispielsweise weit weniger empfindlich gegenüber einer Strahlenexposition als verschiedene innere Organe. Zur Berechnung der effektiven Dosis E werden die Organdosen H_T mit den Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T des Organs T multipliziert. Die Gewebe-Wichtungsfaktoren werden, ähnlich wie die Strahlenwichtungsfaktoren, kommissionell festgelegt. Die Summe der so gewichteten Organdosen ergibt die effektive Dosis

$$E = D_{eff} = \sum_T w_T \cdot H_T. \quad (2.37)$$

Um den Rechenaufwand zu verringern, wird in der Praxis die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ verwendet. Eine exakte Definition existiert, jedoch stellt sie im Wesentlichen die Äquivalentdosis in 10 mm Gewebetiefe dar, gewissermaßen an der Stelle eines gedachten inneren Organs. Wichtig ist, dass sie laut ICRP eine gute Abschätzung der effektiven Dosis für Photonen, Neutronen (bis 40 MeV) und Elektronen (bis 10 MeV) liefert [12]. Folgedessen werden alle Konversionsfaktoren für die Simulationen auf $H^*(10)$ bezogen.

2.3.3 Strahlenschutz

Die natürliche Strahlenexposition, durch kosmische bzw. terrestrische Strahlung, sowie Ingestion durch Nahrungsmittel und die Belastung durch Einatmen von natürlichem Radon-222, stellt zwar eine ortsabhängige, aber dennoch relativ konstante

Komponente der Strahlenbelastung dar. Addiert man den, stark von Person zu Person abhängigen, Wert der künstlichen Strahlenexposition, z.B. durch medizinische Anwendungen und Diagnostik (Bauchraum CT ca. 10 mSv), erhält ein Mitteleuropäer durchschnittlich eine effektive Dosis von etwa 4 mSv pro Jahr.

Strahlenschäden im Menschen treten in zwei Kategorien auf. Zu deterministischen Schäden zählen die Veränderungen, bei denen der Schaden der Folgewirkungen dosisabhängig ist. Ein deterministischer Schaden ist ab einer kurzzeitigen Bestrahlung mit einer Dosis von 100 mSv erstmals klinisch erfassbar. Die unmittelbaren Symptome (Stunden bis einige Wochen), nennt man Strahlenkrankheit. Symptomatisch für Dosen von 0.25-1 Sv sind Kopfschmerzen, Müdigkeit und Erbrechen. Bei 1-3 Sv kann es zu Durchfall, Übelkeit, Appetitlosigkeit, Haarausfall und Darmblutungen kommen. Erste Todesfälle sind bei dieser Dosis nach einigen Wochen zu erwarten. Wird ein Mensch akut mit einer Dosis von 3-5 Sv bestrahlt, wird er mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % innerhalb von 30 Tagen sterben - $LD_{50/30}$. Weitere Folgen sind zum Beispiel Koma, Delirium, innere Blutungen und Entzündungen. Generell gilt je höher die Dosis, umso schneller treten die Symptome ein. Auf der anderen Seite stehen die stochastischen Schäden. Zu den stochastischen Schäden zählen die Veränderungen, bei denen die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der Folgewirkungen dosisabhängig ist. Diese Ja-Nein Ereignisse, wie z.B. Mutationen und Krebsentstehung, besitzen keine Schwelldosis, vielmehr bedeutet es, dass für kleine Dosen die Wahrscheinlichkeit der Wirkung zwar gering, aber nicht Null ist.

Für alle Dosisgrößen lässt sich eine, für den Strahlenschutz wichtige Größe, die Dosisleistung definieren. Diese, in der Praxis wichtige Größe, ist als Differentialquotient der Dosis nach der Zeit definiert, zum Beispiel die effektive Dosisleistung

$$\dot{E} = \frac{dE}{dt}. \quad (2.38)$$

Um die Dosisleistung eines radioaktiven Strahlers abzuschätzen, werden sogenannte Dosisleistungskonstanten Γ berechnet. Diese, für jedes Radionuklid spezifische, Konstante beschreibt die Beziehung zwischen der Aktivität A einer radioaktiven punktförmigen, isotrop strahlenden Quelle und ihrer, in bestimmtem Abstand r , verursachten Strahlendosisleistung gemäß

$$\dot{H} = \Gamma_H \frac{A}{r^2}. \quad (2.39)$$

Die quadratische Abnahme der Dosisleistung mit dem Abstand zur Quelle, stellt den einfachsten und schnellsten Weg zur Reduzierung der Dosisleistung dar. Die anderen zwei As in der 3A Regel, eine gebräuchliche Regel im Strahlenschutz, sind Abschirmung und Aufenthaltszeit. Ähnlich zu diesen Dosisleistungskonstanten existieren energieabhängige Dosiskonversionskoeffizienten (DCC) für die einzelnen Strahlungsarten. Sie stellen eine Beziehung zwischen der Teilchenflussdichte ionisierender Strahlung $\Phi(E)$ und der, durch sie verursachten, Strahlendosisleistung gemäß

$$\dot{D}_{eff} = \int DCC(E) \cdot \Phi(E) dE. \quad (2.40)$$

her. Die Dosiskonversionskoeffizienten werden üblicherweise in pSvcm^2 angegeben und ebenfalls auf Empfehlung der ICRP festgelegt. Abhängig von der Bestrahlungsgeometrie, in Abbildung 2.5 dargestellt, unterscheiden sich die Werte dieser Koeffizienten, teilweise um bis zu 50 %. Einfach vorzustellen ist, dass eine frontale Bestrahlung die größte Angriffsfläche für die Strahlung bietet und somit die AP-Geometrie zu den höchsten DCCs führt. Um eine möglichst konservative Abschätzung zu erhalten, wurden für die Simulationen immer die Dosiskonversionskoeffizienten für die AP-Geometrie verwendet.

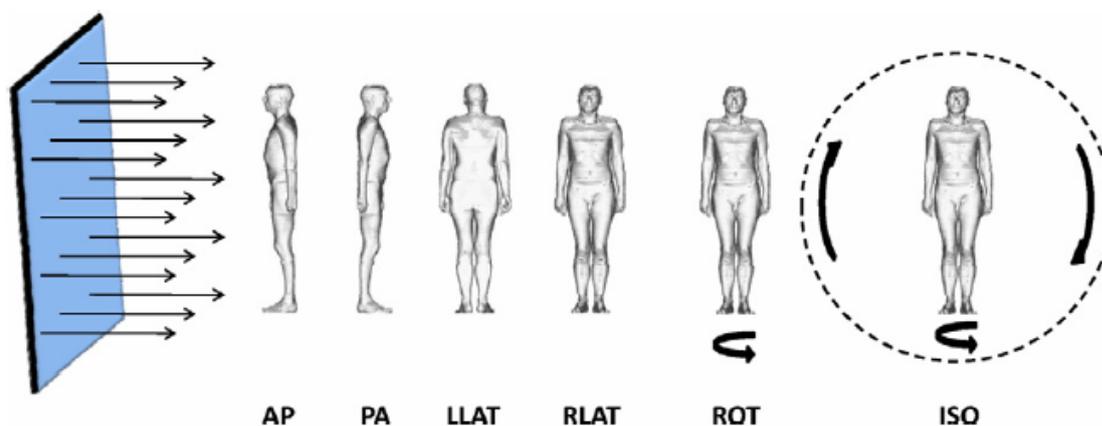


Abbildung 2.5: Schematische Repräsentation der idealisierten Bestrahlungsgeometrien: AP, antero-posterior; PA, postero-anterior; LLAT, left lateral; RLAT, right lateral; ROT, rotational; ISO, isotropic.

Der gesetzlich festgelegte Dosisgrenzwert in Österreich ist für beruflich strahlenexponierte Personen der Kategorie A (Personen, die ein Dosimeter besitzen und jährlich medizinisch überwacht werden) auf 20 mSv pro Jahr festgelegt. Das betrifft vor allem die Personen, die im Strahlenschutz arbeiten. Die meisten anderen Personen im Haus, wie z.B. auch Projektstudenten und Diplomanden, fallen in die Kategorie B, die zwar auch dosimetrisch aber nicht medizinisch überwacht wird. Für diese Gruppe gilt ein Jahresgrenzwert von 6 mSv. Da sich um die geplante Experimentierzone alle Mitarbeiter, unter Einhaltung dieser Grenzwerte, aufhalten können sollen, geben die 20 mSv/a eine Randbedingung für die Abschirmung vor. Rechnet man mit etwa 1600 Betriebsstunden des Reaktors und nimmt an, eine Person würde sich dauerhaft hinter der Abschirmung der Experimentierzone aufhalten, darf die Dosisleistung außerhalb der Abschirmung maximal $3.75 \mu\text{Sv/h}$ betragen.

2.3.3.1 Relevante Abschirmmaterialien

Die physikalischen Grundlagen zur Abschirmung von Neutronen und Photonen wurden bereits diskutiert. Spezielle Materialien, Mischungen bzw. Materialverbunde, die vor dem Hintergrund eines Neutronen-Photonen-Strahlungsfeldes des Forschungsreaktors, als Abschirmungsmaterialien geeignet sind, um die gesetzlich vorgeschriebenen Dosisgrenzwerte zu unterschreiten, werden untenstehend kurz diskutiert.

Gamma-Strahlung

Für die Abschirmung von Photonen-Strahlung sind zwei Dinge wichtig: Hohe Ordnungszahl und hohe Massendichte. Im Wesentlichen werden daher Blei und Wismut für die unmittelbare und kleinflächige Abschirmung verwendet. Zur Abschirmung größerer Strukturen (Kammern und Räume) wird Beton und Stahl verwendet, da diese Baustoffe für größere Strukturen, meist aus statischen Gründen, sowieso erforderlich sind.

Neutronen

Wie in Tabelle 2.1 ersichtlich ist, ist Wasserstoff der beste Moderator für schnelle Neutronen. Daher gilt es Materialien zu finden, die möglichst viel Wasserstoff beinhalten. In Tabelle 2.3 sind einige solche Materialien aufgelistet.

Material	H-Atome in 1 cm ³ ($\times 10^{22}$)
Paraffin	4.07
H_2 flüssig	4.65
LiH	5.91
H_2O	6.7
ZrH_2	7.34
Polyethylen	7.91
AlH_3	8.92
TiH_3	13.22

Tabelle 2.3: Wasserstoffdichten in verschiedenen Materialien. [13]

Obwohl es vom Standpunkt der Wasserstoffdichte, bessere Kandidaten gibt, ist Polyethylen wegen seiner einfachen Handhabung, Verarbeitbarkeit, mechanischen und chemischen Stabilität, sowie der Verfügbarkeit in großen Mengen das Standardmaterial in der Moderation schneller Neutronen außerhalb von Nuklearreaktoren. Ein weiterer Vorteil ist, dass sich Bor, in Pulverform einfach bei der Herstellung des Polyethylens beimengen lässt und man somit ein Material erhält, das zugleich moderiert und absorbiert. In den Simulationen wird dieser Stoff aus einem Gemisch von Polyethylen plus 3.5 % Bor, in natürlichem Isotopengemisch, verwendet.

Für die Abschirmung thermischer Neutronen ist das Polyethylen-Bor Gemisch allerdings nicht optimal, da der Wasserstoff die thermischen Neutronen stark streut, anstatt sie zu absorbieren. Es ist besser eine dünne Schicht Bor, z.B. in Form von B_4C zu verwenden, das in Platten hergestellt werden kann. Weitere gebräuchliche Materialien, die den gleichen Effekt haben, sind Cd-Bleche, LiF oder BN.

Ähnlich wie beim Polyethylen kann man borhaltiges Gestein als Grundlage für Beton verwenden. Unter der Annahme, dass die Abschirmung aus Betonwänden besteht, erhält man einen einfachen Schutz gegen Neutronenstreustrahlung, ohne die ganze Umgebung mit B_4C auskleiden zu müssen. In den Simulationen wird demnach auch Beton mit 3.5 % Bor, in natürlichem Isotopengemisch, verwendet. Auf Empfehlung einer Beton-Fachfirma, wurde der Borgehalt im Beton für die finalen Simulationen auf 2.0 % gesenkt, da es sonst Probleme mit der Festigkeit geben könnte.

3 Simulation

Berücksichtigt man die Anzahl der Teilchen, sowie die damit verbundenen Wechselwirkungen, ist eine analytische Lösung vieler Probleme meist aussichtslos. Als drittes Standbein physikalischer Forschung, neben Experiment und Theorie, werden in einer Simulation Experimente an einem Modell durchgeführt, um Erkenntnisse über das reale System zu gewinnen. Abgesehen davon, dass manche Probleme nur durch eine Simulation lösbar sind, bringen Simulationen auch weitere Vorteile mit sich:

- Direkte Veranschaulichung physikalischer Gesetzmäßigkeiten
- Nicht oder nur schwer messbare Größen erfassbar
- Parametervariation des Experiments - bis hin zu Extrembedingungen
- Einblicke in Zeit- und Größenskalen
- Machbarkeitsstudie
- Eine Untersuchung am realen System wäre zu aufwändig, zu teuer, ethisch nicht vertretbar, zu gefährlich, oder einfach nicht möglich
- Reproduzierbarkeit

Diesen Vorteilen stehen allerdings auch gewisse Grenzen gegenüber. Die erste Grenze folgt aus der Begrenztheit der Mittel, das heißt der Endlichkeit von Rechenkapazität und Zeit. Aufgrund dieser Einschränkungen muss ein Modell möglichst einfach sein. Das wiederum bedeutet, dass auch die verwendeten Modelle oft eine grobe Vereinfachung der Realität darstellen. Diese Vereinfachungen beeinträchtigen naturgemäß auch die Genauigkeit der Simulationsergebnisse. Die zweite Grenze folgt daraus: Ein Modell liefert nur in einem bestimmten Kontext Ergebnisse, die sich auf die Realität übertragen lassen. In anderen Parameterbereichen können die Resultate schlichtweg falsch sein.

Simulationen und deren Ergebnisse sind also mit einer gewissen Vorsicht zu genießen. Man sollte sich über die Möglichkeiten und Grenzen stets bewusst sein. Dennoch haben sie sich als wichtiges Instrument der Naturwissenschaften erwiesen und können, richtig eingesetzt, aufschlussreiche Ergebnisse liefern.

3.1 Monte-Carlo Simulation

Mit Monte-Carlo-Methoden ist es möglich, unter Hilfe von Zufallsmechanismen, ein mathematisches Problem numerisch zu lösen. Die Berechnung eines Integrals oder

eines Flächeninhalts sind nur zwei Beispiele. Allgemein wird dabei immer ein mathematisches Modell in ein stochastisches umgewandelt. Im Fall von Teilchentransport bedeutet dies, dass der Lauf jedes erzeugten Teilchens verfolgt wird, wobei weitere Ereignisse an Verzweigungspunkten (Kollisionen mit anderen Teilchen) von einer Wahrscheinlichkeitsverteilung abhängen, welche wiederum das gewählte Modell und das damit zusammenhängende Problem repräsentieren. Diese Wahrscheinlichkeitsfunktionen werden summiert, um das gesamte Phänomen zu beschreiben. Grundlage aller Monte-Carlo-Methoden ist das Gesetz der großen Zahlen, d.h. durch oftmalige Wiederholung vieler Zufallsereignisse erhält man die gesuchte Wahrscheinlichkeit.

Bei einer Monte-Carlo-Simulation leistet jedes Teilchen einen Beitrag x_i zur Messgröße. Ein Teilchen, das nie im Detektor ankommt, produziert auch keinen Eintrag. Eines, das ohne Wechselwirkung den Detektor erreicht, einen sehr großen. Die Wahrscheinlichkeit, dass irgendein Teilchen einen Beitrag zum Messergebnis im Intervall $x \rightarrow x + dx$ liefert, ist $p(x)dx$, wobei $p(x)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung ist, die den zugrunde liegenden physikalischen Prozessen unterliegt. Die gesuchte Messgröße ist der Erwartungswert

$$\langle x \rangle = \int_0^{\infty} xp(x) dx. \quad (3.1)$$

Da es nicht möglich ist, unendlich viele Teilchen zu simulieren, wird der Erwartungswert durch

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (3.2)$$

genähert. Nach dem Gesetz der großen Zahlen konvergiert für $N \rightarrow \infty$, \bar{x} gegen $\langle x \rangle$, was die Grundlage der Monte-Carlo-Simulationen ist. Ein Maß für die Zuverlässigkeit einer Statistik ist die Varianz der Stichprobe

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (3.3)$$

und damit verknüpft die Varianz des Mittelwerts

$$S_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{N} S^2, \quad (3.4)$$

wobei man immer danach strebt $S_{\bar{x}}^2$ zu minimieren.

3.2 MCNP

Grundlage für die Auslegung der Strahlenschutzeinrichtungen war der Monte Carlo N-Particle Transport Code (MCNP). MCNP wurde vom Los Alamos National Laboratory entwickelt und wird international durch die Nuclear Energy Agency

vertrieben. Es ist eine Software, die den Teilchentransport von Neutronen, Photonen oder Elektronen mit Hilfe von Monte-Carlo-Algorithmen simuliert. Neben zahlreichen anderen Applikationen dieses Codes kann er auch zur Abschätzung und Berechnung von erforderlichen Strahlenschilden und Dosimetrie verwendet werden.

3.2.1 Aufbau und Eingabe

Eine detaillierte Erklärung von MCNP kann in den Handbüchern nachgelesen werden. Dennoch sei der Aufbau und die Eingabemethode kurz erläutert. Die Eingabe erfolgt über eine ASCII Datei, die sich folgendermaßen gliedert:

Cell cards [Block 1]
Leerzeile
 Surface cards [Block 2]
Leerzeile
 Data cards [Block 3]

Die Geometrie des Modells wird in den ersten beiden Blöcken durch Boolesche Algebra definiert. In Block 2 werden dabei die Grenzflächen (Surface) definiert, welche in Block 1 zu Zellen (Cell), miteinander vereinigt oder voneinander ausgeschnitten werden. Weiters kann einer Zelle in Block 1 ein Material und seine Dichte zugewiesen werden. Im dritten Block befindet sich, kurz gesagt, alles andere: Quelldefinition, Materialspezifikationen, Detailgrad der Simulation, Messgrößen etc.

Zur Erfassung einer Messgröße wird in MCNP ein, sogenanntes *tally* (Tab. 3.1) verwendet, das jedem Volumen oder jeder Fläche zugeordnet werden kann. Diese *tallies* lassen sich weiter in *bins* unterteilen, um die Verteilung einer Größe nach Energie, Winkel oder Zeit zu untersuchen. An dieser Stelle ist auch noch zu sagen, dass MCNP alle Ergebnisse auf die Quellstärke $S = 1$ normiert. Daher müssen die Resultate der Simulation noch auf das reale Problem umgelegt werden.

Mnemonic	Teilchen (#)	Beschreibung	Einheiten
Fn1:#	n,p,e	Strom durch eine Fläche	Teilchen
Fn2:#	n,p,e	gemittelte Fluenz durch eine Fläche	$\#/cm^2$
Fn4:#	n,p,e	gemittelte Fluenz durch eine Zelle	$\#/cm^2$
Fn5a:#	n,p	Fluenz an einem Punkt	$\#/cm^2$
Fn6:#	n,p	absorbierte Energie in einer Zelle	MeV/g
Fn7:#	n	absorbierte Spaltenergie in einer Zelle	MeV/g
Fn8:#	n,p,e	Pulshöhenverteilung in einer Zelle	Pulse
Fmeshn4:#	n,p,e	gemittelte Fluenz durch Gitterzellen	$\#/cm^2$

Tabelle 3.1: Verschiedene Tallytypen.

Die gebräuchlichsten tallies sind F_n2 und F_{meshn4} , wobei n eine vom User bestimmte Nummer ist, um das tally zu identifizieren und die letzte Zahl (2 bzw. 4) den Typ des tallies bestimmt. $F2$ liefert die gemittelte Fluenz durch eine Fläche und F_{meshn4} , die gemittelte Fluenz durch eine Gitterzelle (Voxel). Weiters lassen sich den tallies sogenannte Modifikationskarten zuordnen. Sie bestimmen spezielle Eigenschaften der tallies. Zum Beispiel lässt sich dadurch festlegen, dass nur Teilchen, die in einem definierten Winkelbereich das tally durchfliegen, zum Ergebnis beitragen. Das lässt es zu, Richtungsabhängigkeit und Rückstreuung abzuschätzen. Eine weitere Modifikationskarte ist die „Dose Energy and Function Card“ mit der sich zum Beispiel die Fluenz eines F_n4 tallies in die Dosisrate gemäß

$$F4 = \frac{1}{V} \int_V dV \int_E \int_{4\pi} d\Omega DCC(E) \phi(r, E, \Omega) \quad (3.5)$$

konvertieren lässt, wobei $DCC(E)$ die Dosiskonversionsfaktoren darstellen (siehe DCC in 2.3.3 „Strahlenschutz“). Dazu müssen zwei Tabellen angegeben werden: die eine enthält die Randwerte E_1, E_2, \dots, E_k der Energieintervalle und die andere, die zu den jeweiligen Energien E_i gehörigen Fluenz-zu-Dosis Konversionsfaktoren (DCC). Dazwischen wird linear oder logarithmisch interpoliert. Solche Karten sind auch hilfreich, um Spektren zu bestimmen. Mittels „Energy Card“ ist es möglich ein tally in verschiedene Energiegruppen zu unterteilen und somit eine energieabhängige Fluenz zu erhalten.

3.2.2 Ergebnisse

Wie schon erwähnt, normiert MCNP alle Ergebnisse auf die Quellstärke, d.h. am Ende der Simulation werden alle Ergebnisse durch die Anzahl der Quellteilchen dividiert. Die Resultate der Simulation müssen demnach auf das reale Problem umgerechnet werden.

Zur Beurteilung der Ergebnisse berechnet MCNP zu jedem tally zehn statistische Tests, die automatisch eine Fehlermeldung verursachen, sollte einer nicht bestanden werden. Obwohl diese Tests eine gute Möglichkeit bieten die Ergebnisse einer Simulation zu überprüfen, sind sie dennoch keine hinreichende Bedingung für ein richtiges Ergebnis. In diesem Abschnitt werden drei statistische Tests kurz erklärt. Für eine detailliertere und vollständige Beschreibung aller Tests, sei auf das Handbuch von MCNP verwiesen.

Relativer Fehler

Der relative Fehler R ist definiert als

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}}. \quad (3.6)$$

In Tabelle 3.2 sind Richtwerte zur Qualität eines tallies angegeben, wie im MCNP Handbuch vorgeschlagen.

R	Qualität
> 0.5	unbrauchbar
0.2 – 0.5	fragwürdig
0.1 – 0.2	richtige Größenordnung
< 0.1	vertrauenswürdig

Tabelle 3.2: Qualität des tallies abhängig vom relativen Fehler.

Figure of Merit (FOM)

Ein Faktor, um die Effizienz einer Simulation zu beurteilen, ist die *Figure of Merit* (FOM). Diese Leistungszahl ist definiert als

$$FOM \equiv \frac{1}{R^2 T}, \quad (3.7)$$

wobei R der relative Fehler und T die Simulationszeit sind. Da $R^2 \propto 1/N$ (siehe Gleichung 3.4 und 3.6) und $T \propto N$ ist, sollte die FOM in der Regel konstant bleiben. Eine Simulation mit größerer FOM weist, für die selbe Laufzeit, einen geringeren Fehler auf bzw. benötigt weniger Zeit um gleichwertige Simulationsergebnisse zu liefern, als eine Simulation mit einer niedrigeren FOM, siehe 3.2.3 „Varianzreduktion“. Die Simulation mit der größten FOM ist also effizienter. Insofern ist der Begriff der Effizienz einer Simulation gerechtfertigt.

Slope

Dieser Wert beschreibt, ob bzw. wie schnell das Simulationsergebnis konvergiert. Der Wert *slope* kann Werte zwischen 0 und 10 annehmen und sollte größer als 3 sein.

3.2.3 Varianzreduktion

Das grundlegende Problem bei der Simulation von Abschirmungen liegt darin, dass eine Abschirmung möglichst alle Teilchen absorbieren sollte. Daher fallen in einen Detektor (tally) hinter der Abschirmung nur wenige Teilchen, was zu einem hohen relativen Fehler führt. Aus Gleichung 3.4 und 3.6 folgt $R \propto 1/\sqrt{N}$, mit N gleich der Anzahl an erzeugten Teilchen. Da $T \propto N$ ist $R = C/\sqrt{T}$, mit einer positiven Konstante C . Der relative Fehler R lässt sich nun auf zwei Arten verkleinern: (1) Erhöhung der Rechenzeit T und/oder (2) Verkleinerung von C . Während (1) immer zu einem richtigen Ergebnis führen wird, benötigt man z.B. die vierfache Zeit um den Fehler R zu halbieren. Deswegen sind in MCNP mehrere Techniken zur Varianzreduktion implementiert, die die Konstante C verkleinern können.

3.2.3.1 Nicht-analoge Simulation

Das einfachste Monte-Carlo Modell ist das analoge Modell. Die Teilchen werden von Event zu Event verfolgt, und das nächste Event wird immer zufällig, aus einer Menge möglicher Events, nach ihren natürlichen Wahrscheinlichkeiten ausgewählt. Jedes Teilchen repräsentiert ein physikalisches Teilchen. Dieses Modell funktioniert für gewisse Probleme gut. Für einen Detektor hinter einem stark absorbierendem Medium, oder eine Abschirmung ist es allerdings weniger geeignet. In einer analogen Simulation würden nur wenige Teilchen den Detektor erreichen bzw. wäre die statistische Unsicherheit zu groß. Ein nicht-analoges Modell versucht den „interessanten“ Teilchen öfters zu folgen, als den „uninteressanten“. Ein interessantes Teilchen ist jenes, das zu einem großen Teil zur gesuchten Messgröße beiträgt. Um sicher zu stellen, dass das Ergebnis im analogen und nicht-analogen Modell gleich ist, müssen die interessanten Teilchen modifiziert¹ werden. Zu diesem Zweck wird jedem Teilchen ein statistisches Gewicht, ein *weight*, zugeteilt. Dadurch bleibt der Erwartungswert, summiert über alle Teilchentrajektorien, erhalten.

Durch solche Techniken ist es möglich, die Laufzeit drastisch zu reduzieren, den Fehler zu verringern und bestimmte Simulationen mit vertretbarem Zeitaufwand überhaupt erst möglich zu machen.

In MCNP sind vier Typen von Varianzreduktionstechniken implementiert, deren Anwendung und Interpretation unterschiedlich kompliziert sind:

- Simplifikation
- Population control (geometry splitting/Russian roulette)
- Stichprobenmodifikation (implicit capture)
- Teilweise deterministische Methoden

Richtig benutzt können diese Methoden zu einer erheblich effizienteren Berechnung beitragen. Auf der anderen Seite können sie auch komplett falsche Ergebnisse herbeiführen, im schlimmsten Fall mit einer guten Statistik, was schwer zu erkennen wäre. Jede davon hat ihre eigenen Vor-, und Nachteile, manche sind einfacher zu benutzen und manche brauchen sehr viel Erfahrung. Im Folgenden wird kurz das Konzept der verwendeten Methoden, an jeweils einem Beispiel, dargestellt.

3.2.3.2 Physiksimplifikation

Die am einfachsten zu verwendenden Methoden um den Rechenaufwand zu minimieren, sind Simplifikationen. Beispiele hierfür sind der *energy* oder *time cutoff*. Dabei wird jedes Teilchen verworfen, dass nicht mehr in einem vorgegebenen interessanten Bereich ist.

¹importance sampling

3.2.3.3 Geometry Splitting / Russian Roulette

Eine weitere einfache und effiziente Methode ist GEOMETRY SPLITTING in Verbindung mit RUSSIAN ROULETTE. Man unterteilt dabei die Modellgeometrie in mehrere Bereiche mit unterschiedlicher importance I . Tritt ein Teilchen aus einer Zelle m in eine Zelle n ein, so wird der Faktor δ

$$\delta = \frac{I_n}{I_m} = \begin{cases} 1 & \text{kein Effekt} \\ < 1 & \text{Russian Roulette} \\ > 1 & \text{Teilchen in } \delta \text{ neue Teilchen splitten} \end{cases} \quad (3.8)$$

berechnet und mit dem Teilchen wird, dem Ergebnis entsprechend, weiter verfahren. Ist $\delta < 1$ überlebt das Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit von δ , sein statistisches Gewicht wird mit $1/\delta$ multipliziert, oder es wird mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - \delta$ eliminiert. Daher der Name Russian Roulette (Abb. 3.1). Im Fall $\delta = 2$ wird das Teilchen in zwei identische Teilchen, mit halbem statistischen Gewicht geteilt. Ist $\delta > 1$ aber nicht ganzzahlig, wird analog zum Fall $\delta = 2$, nur etwas komplizierter, verfahren. Wichtig anzumerken ist, dass große δ zu schlechten bzw. falschen Ergebnissen führen können (ab $\delta = 4$ gibt MCNP eine Warnung aus), da sich der Phasenraum der Teilchen, die dann in einem Detektor ankommen, verschieben kann. Im Handbuch wird empfohlen, $\delta = 2$ zwischen benachbarten Zellen nicht zu überschreiten.

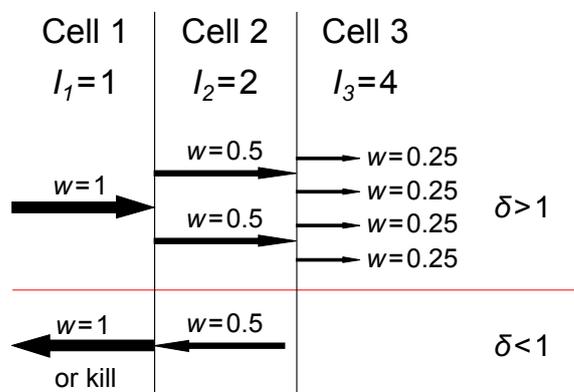


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung von GEOMETRY SPLITTING/RUSSIAN ROULETTE.

3.2.3.4 Implicit capture

Kollidiert ein Teilchen mit einem Atomkern, besteht eine Wahrscheinlichkeit, dass dieses Teilchen vom Kern absorbiert wird. Im analogen Modell wird das Teilchen dabei mit dieser Wahrscheinlichkeit eliminiert. Verwendet man dagegen *implicit capture*, wird das Teilchen niemals eliminiert, sondern sein statistisches Gewicht um die Absorptionswahrscheinlichkeit verringert. Dadurch verliert man kein Teilchen

durch Absorption, aber dem Effekt wird Rechnung getragen und der relative Fehler verringert.

3.2.4 Ausgabe

Obwohl das Ausgabeformat sehr gewöhnungsbedürftig ist, beinhaltet die Ausgabedatei eine Fülle an Informationen. Die input Datei, etwaige Kommentare bzw. Fehlermeldungen, tally Ergebnisse, sowie die Ergebnisse der zehn statistischen Tests werden immer mit ausgegeben. Bei umfangreichen Geometrien und mehreren tallies, kann das dazu führen, dass die ausgegebene Textdatei mehrere zehntausend Zeilen hat. Weiters bedeuten kleine Fehler nicht immer ein gutes Resultat. Es sind viele Faktoren, die eine genaue und präzise Simulation ausmachen. Die Interpretation der Ergebnisse obliegt dem Analysten, dessen Aufgabe es auch ist, diese Ergebnisse auf ihre Gültigkeit zu überprüfen. Das erfordert ein tiefes Verständnis der Problemstellung, sowie der Varianzreduktionen, die angewandt wurden.

4 Quellen

MCNP erlaubt dem Benutzer eine Vielzahl an Quellspezifikationen. Geometrischen Abmessungen, das Energiespektrum, die Winkelverteilungen oder Vorzugsrichtungen der emittierten Quellteilchen können, neben zahlreichen anderen Parametern, mittels vordefinierten Funktionen programmiert werden, ohne den Source-Code ändern zu müssen.

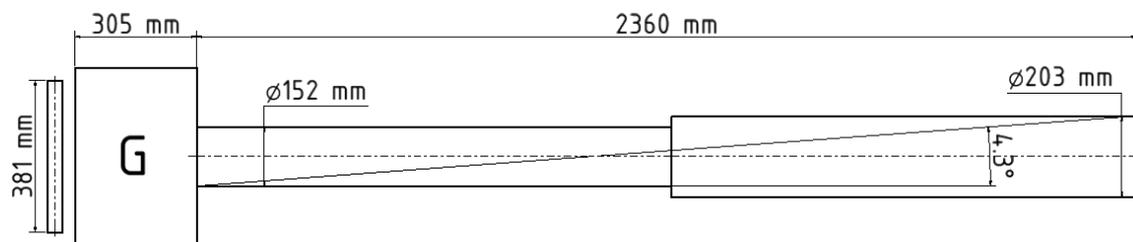


Abbildung 4.1: Skizze des Strahlrohr B am TRIGA Reaktor des Atominstutts. Ganz links ist ein Brennelement zu sehen. G ist der Graphitreflektor mit einer Dicke von 305 mm.

Ein wichtiger Parameter der Quelle ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Emissionswinkel. Betrachtet man die Skizze des Strahlrohrs in Abbildung 4.1, ergibt sich ein maximaler Divergenzwinkel von 4.3° . Aufgrund der Nähe des Strahlrohrs zum Reaktorkern (ca. 0.5 m) und des Größenverhältnisses zwischen der aktiven Länge der Brennstäbe (0.381 m) und innerem Strahlrohrdurchmesser (0.152 m), ist die Annahme einer Gleichverteilung der Einfallswinkel vom Kern in das Strahlrohr gerechtfertigt. Daher wird als Winkelverteilung für alle Quellen eine Gleichverteilung der Emissionswinkel zwischen 0 und 4.3° angenommen.

Im folgenden Abschnitt wird erklärt, welche Quellen, vor allem welche Spektren, für die nachfolgenden Simulationen verwendet werden und wie man Startwerte, z.B. den Absolutwert des Neutronenflusses, durch Fluss- und Dosismessungen für die Simulation erhält.

4.1 Flussmessungen am Strahlrohr B

Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 „Ergebnisse“ erwähnt, normiert MCNP die Ergebnisse auf die Anzahl der Quellteilchen. Um die Simulationsergebnisse auf das tatsächliche Problem umlegen zu können, ist es daher notwendig, die reale Quellstärke zu kennen, in diesem Fall die Neutronenflussdichte am Strahlrohr B. Hierfür

wurden Flussmessungen mit Goldfolien und Thermolumineszenzdosimeter (TLD) durchgeführt.

4.1.1 Goldfolienaktivierung

Bei der Neutronenaktivierung von ^{197}Au entsteht das instabile Isotop ^{198}Au , welches mit einer Halbwertszeit von 2.69517(21) Tagen durch β^- -Zerfall in ^{198}Hg zerfällt [4]. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 95.62 % wird dabei ein Gamma-Quant mit einer Energie von 411.802 05(17) keV [4] emittiert, welches in einem Germanium-Detektor registriert wird. Um dem Zerfall während der Messung Rechnung zu tragen, wird die erhaltene Peakfläche F_P bei 411.8 keV mittels folgender Gleichung korrigiert

$$(cts/s) = \frac{F_P \cdot \lambda}{1 - e^{-\lambda \cdot t_m}} \quad (4.1)$$

F_P wird von der Messsoftware als Nettowert (ohne Hintergrund) angegeben. Die Messdauer t_m wird ebenfalls ausgegeben und λ ist die Zerfallskonstante. Als nächster Schritt wird die Abklingzeit t_d zwischen Aktivierung und Beginn der Messung berücksichtigt:

$$A_0 = (cts/s)_{corr} \cdot e^{\lambda \cdot t_d}. \quad (4.2)$$

Um nun endgültig auf die Aktivität zu kommen muss an dieser Stelle nun die, durch Kalibrierung bestimmte, Detektoreffizienz η als auch den Neutronenselbstabschirmfaktor G der Goldfolie berücksichtigt werden:

$$A_0^{corr} = \frac{A_0}{G \cdot \eta} \quad (4.3)$$

Der Neutronenselbstabschirmfaktor G errechnet sich aus

$$G = \frac{1}{2 \cdot \mu \cdot \theta + 1}, \quad (4.4)$$

wobei μ der Massenabsorptionskoeffizient von Gold ist und für 411.8 keV Photonen einen Wert von ca. $\mu = 0.2 \text{ cm}^2/\text{g}$ hat [14]. Weiters ist $\theta = m/A$ die Flächendichte, mit der Masse m und der Querschnittsfläche A des Goldplättchens. Der Neutronenfluss ϕ_n kann jetzt über

$$\phi_n = \frac{A_0^{corr}}{N \cdot \sigma \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}})} \quad (4.5)$$

berechnet werden. Diesem sogenannten „capture“-Fluss liegt die Annahme eines konstanten thermischen Wirkungsquerschnitts, $\sigma = 98.7 \text{ b}$, für alle Neutronen zu Grunde. N entspricht der Gesamtteilchenzahl in der Folie, die durch Abwiegen der Folie, auf 0.1 mg genau, bestimmt wird, und t_{irr} gibt die Bestrahlungsdauer an. Um eine Aussage treffen zu können, wie hoch der Anteil an thermischen bzw. epithermischen Neutronen ist, werden auch mit Cadmium abgedeckte Goldfolien aktiviert.

Das Cadmium absorbiert dabei alle thermischen Neutronen. Für die gemessene Aktivität bei verwendeter Cadmium-Abschirmung muss berücksichtigt werden, dass mehr als nur die thermischen Neutronen abgeschirmt werden. Dies ergibt einen Korrekturfaktor von 1.22.

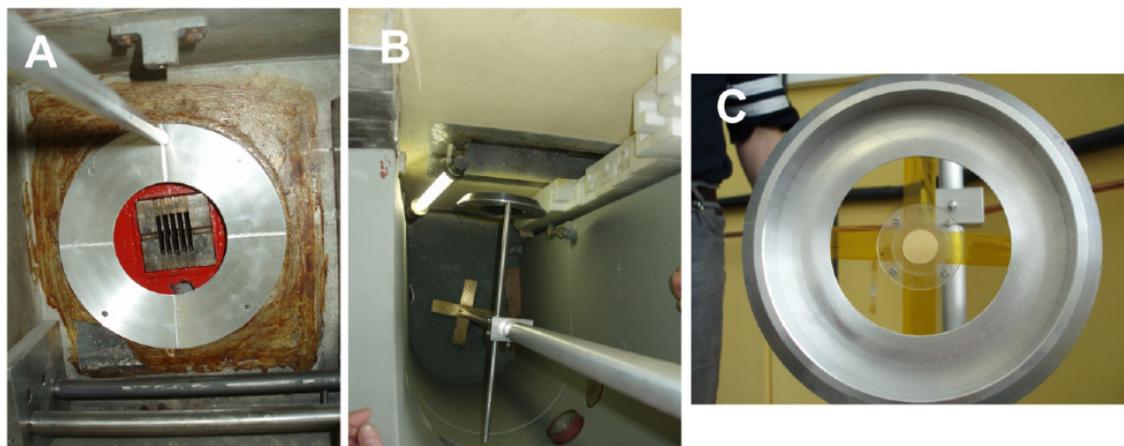


Abbildung 4.2: (A) Der Ring dockt direkt am Kollimator (rot) an, welcher sich aktuell im Strahlrohr B befindet - Entfernung vom Graphitreflektor: 236 cm. (B) Die Positionierung kann durch die lange Aluminiumstange von oben (auf der Abschirmung stehend) bei entsprechenden Reaktorleistungen gefahrlos durchgeführt werden. (C) Auf dem Probenträger wurde mittels Kapton-Klebeband eine Goldfolie (Durchmesser: 2 cm) angebracht.

Um den Neutronenfluss am Ende des Strahlrohres, 236 cm vom Graphitreflektor entfernt, zu messen, wurden Goldfolien, wie in Abb. 4.2 gezeigt¹, zentral vor dem Kollimator positioniert und für 15 Minuten dem Neutronenfluss bei reduzierter Reaktorleistung (5 kW bzw. 50 kW) ausgesetzt. Es wurde das selbe Setup, wie bei einer Messung in 2010 verwendet, um die Daten (vor allem nach dem Brennelementetausch 2012) zu vergleichen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Die Hauptfehlerquelle dieser Messung ist einerseits die Stabilität der Reaktorleistung, die erfahrungsgemäß bei etwa 10 % liegt, und andererseits die Anfahrzeit, also die Zeit, die benötigt wird, um auf die entsprechende Leistung anzufahren. Da der Reaktor manuell angefahren wird, kann dieser Wert von der Tagesverfassung des Reaktoroperators abhängen. Außerdem unterschätzt man aufgrund der Anfahrzeit den Neutronenfluss mit dieser Methode, da sich die Folien auch während dieser Zeit im Strahl befinden. Vor dem Hintergrund dieser Fehlerquellen, stimmen die aktuellen Messergebnisse und die Ergebnisse aus 2010 sehr gut überein. Da der Neutronenfluss linear mit der Reaktorleistung steigt, kann man auf die Maximalleistung des Reaktors von 250 kW extrapolieren und erhält einen „capture“-Fluss

¹©2010 Christoph Gösselsberger

P [kW]	Masse [g]	t_{irr} [s]	t_d [s]	t_m [s]	P_F [cts]	n-Fluss [$10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	n-Fluss 2010 [$10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]
5*	0.2880	900	17340	2021	6076	2.1	2.1
5	0.2881	900	15720	2255	16203	4.0	4.5
50*	0.2898	900	11220	666	18953	19.1	18.0
50	0.2880	900	14220	361	23529	36.4	37.2

Tabelle 4.1: Die Messdaten und Ergebnisse für den Neutronenfluss am Strahlrohr B. Folien, die mit * gekennzeichnet sind, sind mit Cadmium bedeckt. In der letzten Spalte sind die Ergebnisse von 2010 angegeben. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung.

von $1.8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (thermisch: $8.7 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Wichtig zu notieren ist, dass der Kollimator eingebaut war, was den Neutronenfluss etwa um einen Faktor 10 reduziert!

4.1.2 Thermolumineszenz-Messungen

Eine weitere Methode, um den Neutronenfluss zu bestimmen, ist ihn mittels Thermolumineszenzdosimeter (TLD) zu messen. Thermolumineszenz ist die Fähigkeit von bestimmten Materialien, die durch ionisierende Strahlung zugeführte Energie zu speichern und durch Ausheizen in Form von sichtbarem Licht wieder abzugeben. TLDs bestehen aus einem Material, das zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband eine hohe Konzentration von Elektronenfallen aufweist. Durch Bestrahlung werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben und können dann, statt wieder in das Valenzband zu fallen, in einer Falle gefangen werden. Setzt man ein TLD für einen längeren Zeitraum einer ionisierende Strahlungsquelle aus, so werden die Elektronenfallen immer weiter besetzt. Weiters können auch Löcher, die durch Strahlung entstanden sind, in solchen Fallen gefangen werden. Solange die Falle energetisch weit genug unter dem Leitungsband liegt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron bei Raumtemperatur wieder in das Leitungsband angeregt wird, sehr gering. Nach der Bestrahlung werden die TLDs langsam erhitzt. Wenn genug thermische Energie ($T > 100^\circ\text{C}$) vorhanden ist, werden die gefangenen Elektronen wieder aus den Fallen in das Leitungsband gehoben. Von dort fallen sie in das Valenzband oder rekombinieren mit einem Loch und emittieren dabei ein Photon. Diese Photonen werden anschließend detektiert und die Lichtausbeute wird als Funktion der Temperatur, als sogenannte „Glühkurve“ dargestellt [7]. Eine kurze schematische Übersicht ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Konkret wurden die Messungen mit sogenannten TLD-600 (${}^6\text{LiF}$: 95 % ${}^6\text{Li}$ angereichert, 300ppm Mg, 11ppm Ti - empfindlich auf Neutronen- und Photonenstrahlung) und TLD-700 (${}^7\text{LiF}$: 95 % ${}^7\text{Li}$ angereichert, Mg, Ti - empfindlich auf Photonenstrahlung) Kristallen durchgeführt. Durch die Verwendung dieser unterschiedlichen

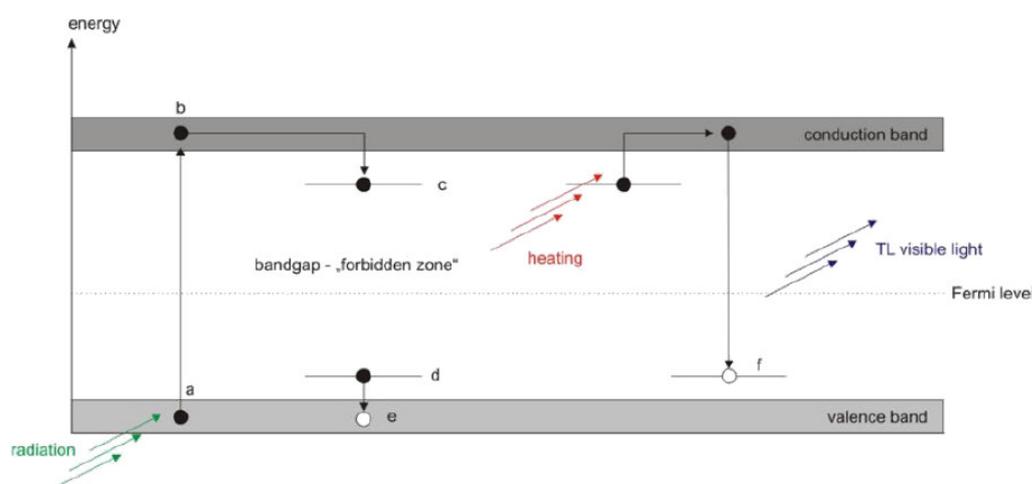


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Messprinzips von TLDs [15].

Typen von TLDs ist es möglich, die Photonen- von der Neutronenstrahlung zu trennen, und so Aussagen über den Neutronenfluss und die Gammadosisleistung zu erhalten. Um eine räumliche Auflösung des Neutronenstrahls zu erhalten, wurden die Dosimeter in einer Kunststoffmatrix, siehe Abbildung 4.4, angeordnet. Die optimale Reaktorleistung, um den vollen Bereich des TLD-Auslesegerätes (Photomultiplier) auszunützen (ohne ihn zu blenden), wurde bereits 2010 bestimmt. Aufgrund der Vergleichbarkeit wurden die selben Kristalle, wie 2010 verwendet und auch die Reaktorleistung von 5 kW, sowie die Bestrahlzeit von 15 min beibehalten. Die größten Fehlerquellen sind im Wesentlichen die selben wie bei den Goldfolien auch: Anfahrtzeit und Stabilität des Reaktors.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.5 dargestellt². Ohne Zahlenwerte anzuführen, sei auch hier die sehr gute Übereinstimmung dieser Messungen mit denen aus 2010 erwähnt. Der Unterschied zwischen den Ergebnissen der Goldfolien und der TLDs ist ungefähr ein Faktor 1.5, welcher erfahrungsgemäß vertretbar ist.

4.1.3 Messungen im Strahlrohr

Zeitgleich mit dieser Arbeit wurden Flussmessungen in mehreren Bereichen des Reaktors durchgeführt [16, 17]. Diese hatten den Zweck, das Spektrum radial um den Reaktorkern zu vermessen und dieses anschließend mit einem Simulationsmodell zu vergleichen. Da es einen gewissen Aufwand darstellt, die Abschirmung des Strahlrohrs zu entfernen, hat es sich angeboten die Messungen gemeinsam durchzuführen. Radial um den Reaktorkern bedeutet auch innerhalb des Strahlrohrs zu messen. Dazu wurde die hölzerne Hilfsvorrichtung in Abb. 4.6 angefertigt.

Innerhalb des Strahlrohrs wurden an drei Positionen mehrere unterschiedliche Fo-

²Speziellen Dank an Manfred Fugger für die Erklärungen zu den TLDs und die Hilfe bei Präparation und Auswertung des Experiments.

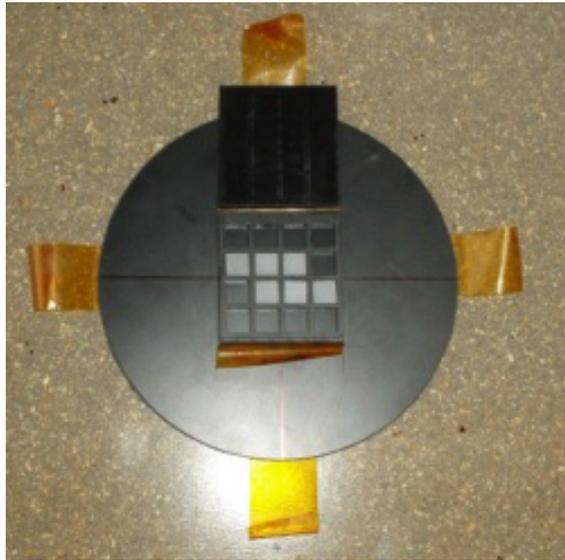


Abbildung 4.4: Anordnung der TLD-Kristalle in einer Kunststoffmatrix. Diese Kunststoffmatrix wird zur Messung mit Kaptonband auf die gleiche Vorrichtung, wie auch die Goldfolien geklebt und vor dem Strahlrohr positioniert.

lien, Abb. 4.6 (B), aktiviert. Das erlaubt es, nicht nur den Neutronenfluss sondern auch das Energiespektrum zu berechnen. Die wichtigste Position für diese Arbeit ist die Position nahe des Strahlrohrausgangs, etwa 210 cm vom Graphitreflektor entfernt und im Vordergrund in Abb. 4.6 (C) zu sehen, da diese Position am nächsten zur Position der Goldfolien und TLDs ist. Damit lässt sich der Neutronenfluss am Ausgang des Strahlrohrs ohne (!) Kollimator berechnen, was eine Abschätzung für den Einfluss des Kollimators erlaubt.

Das Ergebnis der Messung ist als differentieller Neutronenfluss in Abbildung 4.7, gemeinsam mit einem Histogramm der Daten, dargestellt. Integriert ergibt sich ein Neutronenfluss von $\phi_n = 6.19 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dieser Fluss unterscheidet sich um einen Faktor 30 zu den Goldfolien und einen Faktor 20 zu den TLDs. Bezieht man die um 30 cm geringere Distanz, sowie das Fehlen des Kollimators mit ein, sind diese Faktoren plausibel, was auch durch eine Simulation bestätigt wurde.

4.2 Neutronenquelle

Mit den Flussmessungen im Strahlrohr (siehe Kapitel 4.1.3 „Messungen im Strahlrohr“) konnte das Neutronenspektrum am Ausgang des Strahlrohrs gut vermessen werden. Das Ergebnis dieser Flussmessungen ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Zu erkennen ist ein typisches thermisches Neutronenspektrum (Graphitspektrum) mit seinem Maximum bei rund 25 meV. Gleichzeitig ist in Abbildung 4.7 auch das Histogramm (rot) für die Neutronenquelle in MCNP zu sehen. Das Histogramm für

Neutronenflussdichte ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)				Gammadosisrate (Gy/h)			
2.76E+07 ± 4.50E+06	2.78E+07 ± 4.54E+06	3.03E+07 ± 4.94E+06	3.04E+07 ± 4.96E+06	4.49E+00 ± 6.73E-01	4.67E+00 ± 7.00E-01	5.03E+00 ± 7.55E-01	4.61E+00 ± 6.92E-01
2.81E+07 ± 4.59E+06	3.08E+07 ± 5.02E+06	2.93E+07 ± 4.77E+06	2.88E+07 ± 4.72E+06	4.80E+00 ± 7.20E-01	5.40E+00 ± 8.09E-01	5.74E+00 ± 8.61E-01	5.73E+00 ± 8.60E-01
2.48E+07 ± 4.04E+06	2.89E+07 ± 4.71E+06	3.20E+07 ± 5.22E+06	2.89E+07 ± 4.71E+06	4.51E+00 ± 6.76E-01	5.74E+00 ± 8.61E-01	5.53E+00 ± 8.30E-01	5.23E+00 ± 7.85E-01
2.21E+07 ± 3.61E+06	2.73E+07 ± 4.45E+06	2.81E+07 ± 5.32E+06	2.99E+07 ± 4.88E+06	3.85E+00 ± 5.77E-01	4.79E+00 ± 7.19E-01	4.88E+00 ± 7.32E-01	4.69E+00 ± 7.04E-01

Abbildung 4.5: Neutronenflussdichte und Gammadosisleistung, extrapoliert auf 250 kW Reaktorleistung, bei geöffnetem Shutter. Die Matrix repräsentiert die Anordnung der TLDs im Messaufbau. Der Wert in einer Zelle ist der Messwert des korrespondierenden TLDs.

MCNP umfasst insgesamt zwölf Dekaden und jeweils einen Bin pro Dekade. Der Inhalt der Bins entspricht dem Integral des Flusses innerhalb der Grenzen der Bins, dividiert durch die Binbreite. Der letzte Bin hat eine obere Grenze von 18 MeV. In Abbildung 4.7 ist das Histogramm (rot) bereits von MCNP simuliert und von einem tally, mit zehn Bins pro Dekade, aufgenommen worden. Dadurch ergeben sich kleine Unebenheiten auf den Plateaus des Histogramms und die Flanken sind nicht vertikal, sondern schräg abfallend oder ansteigend zum nächsten „Messpunkt“. Für dieses Spektrum beträgt der mittlere Dosiskonversionsfaktor pro Fluenzeinheit (DCC) 38.3 pSvcm^2 .

4.3 Photonen-Quelle

Im Gegensatz zum gut bekannten Neutronenspektrum ist das Photonenspektrum des Forschungsreaktors in Wien nicht bekannt. Die beim Spaltprozess entstehende Gammastrahlung umfasst einen weiten Spektralbereich. Die γ -Strahlung während des Reaktorbetriebs setzt sich aus der prompt abgegebenen Spaltungs- γ -Strahlung und der, von der Reaktorbetriebszeit abhängigen, Spaltprodukt- γ -Strahlung (verzögert) zusammen. Das experimentell bestimmte prompte γ -Spaltspektrum von ^{235}U [18, 19] kann analytisch durch

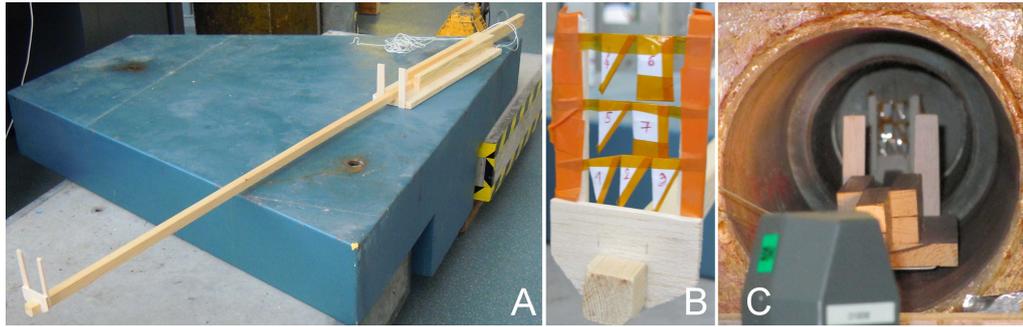


Abbildung 4.6: (A) Hölzerne Vorrichtung zur Folienaktivierung innerhalb des Strahlrohrs B - Codename: *BeamTubeExplorer*. (B) Verschiedene Folien werden in Papiertaschen eingepackt und mit Kaptonband an der Vorrichtung befestigt. (C) *BeamTubeExplorer* im Strahlrohr.

$$N(E) = \begin{cases} 38.13 \cdot (E - 0.085) \cdot e^{1.648 \cdot E}, & E < 0.3 \text{ MeV} \\ 26.8 \cdot e^{-2.30 \cdot E}, & 0.3 < E < 1 \text{ MeV} \\ 8.0 \cdot e^{-1.10 \cdot E}, & 1 < E < 8 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4.6)$$

beschrieben werden [20] und ist grafisch in Abbildung 4.8 dargestellt. Die verzögerte Gammstrahlung ist aufgrund der großen Zahl der bei der Kernspaltung entstehenden radioaktiven Isotope sehr komplex. Eine analytische Beschreibung ist daher schwierig. Darum ist das γ -Spektrum der Spaltprodukte im Gleichgewichtszustand in Abb. 4.8 als Histogramm angegeben ([21], Tab. 8-2). Diese zwei Spektren unterscheiden sich im Hinblick auf eine Abschirmung nicht wesentlich. Beide Maxima liegen unter 1 MeV und fallen mit höheren Energien rasch ab. Ein Unterschied liegt im zweiten Peak des Gleichgewichtsspektrums, zwischen 1 und 2 MeV, der sich nur ansatzweise im prompten Spektrum durch die rechte Schulter abzeichnet.

Um die biologische Wirksamkeit dieser Spektren zu bestimmen, werden sie als Photonenquelle in MCNP übertragen und ihr mittlerer DCC bestimmt. Die mittleren DCCs dieser zwei Spektren sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Zusätzlich wurde in MCNP der Spaltprozess von ^{235}U simuliert. Dabei wurde das Neutronenspaltpektrum von ^{235}U , das durch die Watt-Gleichung

$$n(E) = C \cdot e^{-E/a} \cdot \sinh \sqrt{bE} \quad \text{mit } a = 0.988, b = 2.249 \quad (4.7)$$

gegeben ist, durch eine 3 cm dicke Schicht ^{235}U (Brennelement), sowie 12 cm Wasser und anschließend durch 30 cm Graphit (Reflektor), entsprechend der Reaktorgeometrie in Wien, simuliert. Wenig überraschend ist das Ergebnis des Neutronenspektrums, welches wieder das gleiche Spektrum darstellt, das schon im Kapitel 4.2 „Neutronenquelle“ beschrieben wird. Wichtig sind allerdings nicht die Neutronen, sondern wie das γ -Spektrum, hinter dem Graphitreflektor, aussieht. Dieses Spektrum ist gemeinsam mit dem prompten Spektrum in Abb. 4.9 dargestellt und sein mittlerer DCC ist in Tabelle 4.2 eingetragen.

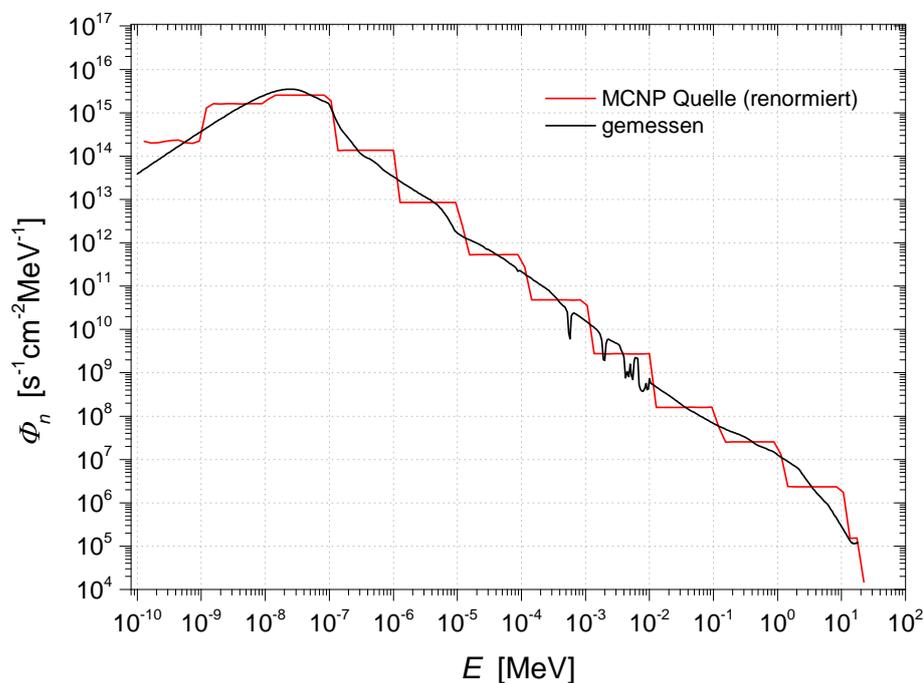


Abbildung 4.7: Gemessener differentieller Neutronenfluss und das Energiespektrum der Neutronenquelle als Histogramm in MCNP (rot).

	DCC_m [pSvcm ²]
prompt	3.82
verzögert	3.21
30 cm Graphit	4.2

Tabelle 4.2: Mittlere Dosiskonversionsfaktoren pro Fluenzeinheit für die verschiedenen Photonenspektren.

Obwohl das Maximum der Graphit-Verteilung bei niedrigeren Energien liegt, ist seine biologische Wirksamkeit höher als jene des prompten Spektrums. Erklärbar ist das durch die großen Beiträge der γ -Linien, die fast alle durch (n, γ) -Reaktionen in den Materialien entstehen. Der 2.2 MeV Peak ist durch die ${}^1\text{H}(n, \gamma){}^2\text{H}$ -Reaktion bedingt, während die Gruppe von γ -Linien, zwischen 3 und 5 MeV von der Reaktion ${}^{12}\text{C}(n, \gamma){}^{13}\text{C}$ stammt. Die Linien bei höheren Energien sind dem Sauerstoff im Wasser zuzuschreiben. Der Peak bei 511 keV entsteht durch Elektron-Positron-Paarvernichtung. Die Simulation ist stark vereinfacht und diese Spektren berücksichtigen nichts außer den angeführten Materialien. Anregungen durch Neu-

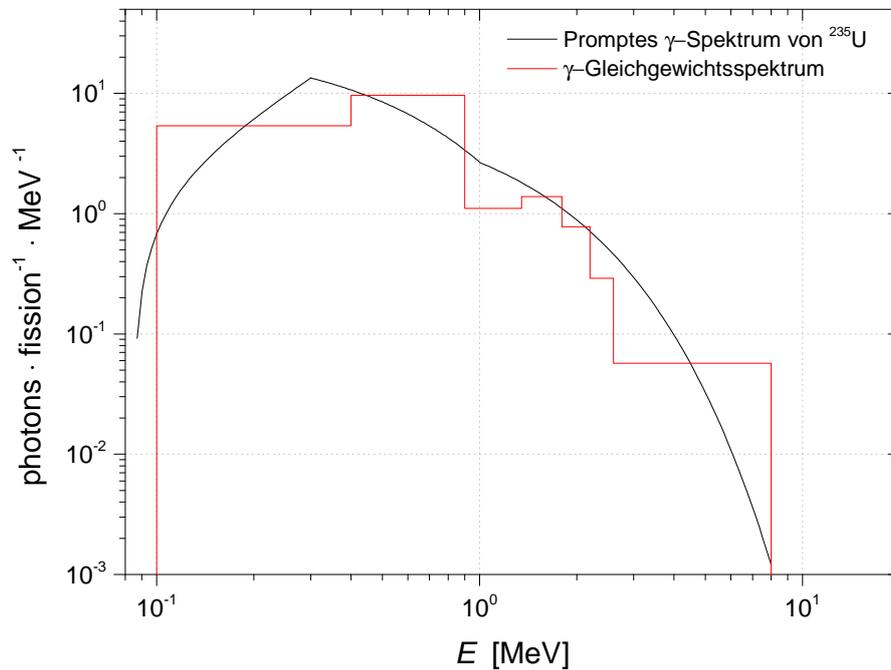


Abbildung 4.8: Analytischer Fit [22] des Gamma-Spaltspektrums an Messungen von ^{235}U .

tronen oder Gammastrahlung in den Medien bzw. Baumaterialien des Reaktors, sowie Aluminiumgehäuse etc. , werden dabei außer Acht gelassen. Um die Berechnungen und Simulationen möglichst konservativ durchzuführen, wird als γ -Quellspektrum für MCNP das 30 cm Graphit-Spektrum gewählt, da es die größte biologische Wirkung, also den höchsten DCC, besitzt.

Um später die γ -Dosisleistung in einem Punkt zu bestimmen, reicht es nicht aus nur den Dosisbeitrag pro Photon zu kennen, sondern es muss auch die Gesamtzahl der Photonen bekannt sein. Benötigt wird daher eine Abschätzung des Photonенflusses. In den TLD-Messungen wurde die γ -Dosisleistung auf bis zu $\dot{D}_{eff}^{TLD} = 6.6 \text{ Gy/h}$ bestimmt. Bei den TLD-Messungen war der Kollimator eingebaut. Um den Einfluss des Kollimators für γ -Strahlung abzuschätzen, wurde die Geometrie und die Materialien des Kollimators und des Strahlrohrs in MCNP simuliert. Der Unterschied im γ -Fluss zwischen leerem Strahlrohr und eingebautem Kollimator beträgt ungefähr einen Faktor 5, wobei die Dichte des Holzgehäuses mit 0.6 g/cm^3 angenommen wurde. Wäre kein Kollimator eingebaut, würde die γ -Dosisleistung am Strahlrohrausgang demnach $\dot{D}_{eff} = \dot{D}_{eff}^{TLD}/0.21 = 31.5 \text{ Gy/h}$ betragen. Aus den Simulationen ist bekannt, dass bei dem gewählten Spektrum der mittlere Dosiskonversionsfaktor $DCC_m = 4.2 \text{ pSvcm}^2$ beträgt. Da für Photonen $1 \text{ Gy} = 1 \text{ Sv}$ gilt, liefert die einfache

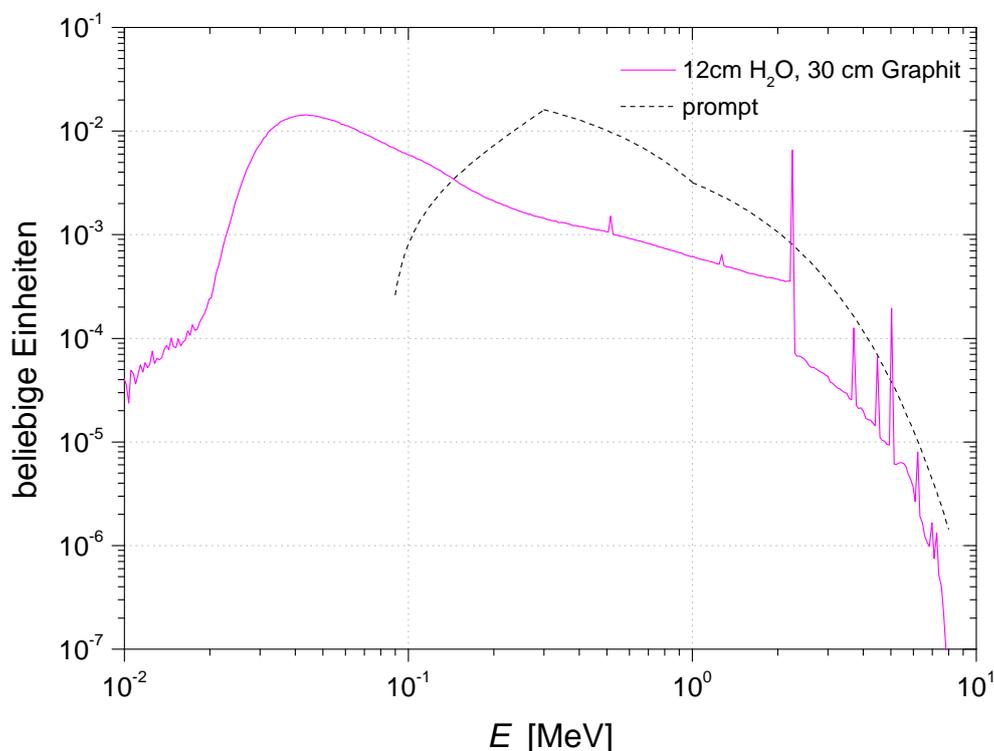


Abbildung 4.9: γ -Spektrum durch 12 cm Wasser und 30 cm Graphit (entspricht ca. Reaktorkern und Reflektor), sowie promptes γ -Spalterspektrum.

Division gemäß

$$\Phi_{\text{photon}} = \frac{\dot{D}_{\text{eff}}}{DCC_m} \quad (4.8)$$

eine Abschätzung des γ -Flusses zu $7.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{h}^{-1}$.

4.4 Zusammenfassung

Aus den Simulationen erhält man die mittleren Dosiskonversionsfaktoren DCC_m für Neutronen- und γ -Strahlung, die in Tabelle 4.3 zusammengefasst sind. Es stellt sich nun die Frage, in wie weit man der Simulation vertraut. Glücklicherweise existiert eine Dissertation [23], in der 1970 die Dosisleistung von Neutronen- und γ -Strahlung am äquivalenten (radialen) Strahlrohr C mit einem Phantom bestimmt wurde. Das Phantom stand dabei einen Meter von der Reaktorwand entfernt. Die Messergebnisse dieser Phantommessungen sind in Tabelle 4.4 gemeinsam mit den simulierten Dosisleistungen zusammengefasst.

Spektrum	$DCC_m(pSvcm^2)$
Neutronen	38.3
Neutronen gefiltert	12.5
Gamma	4.2

Tabelle 4.3: Mittlere Dosiskonversionsfaktoren pro Quellteilchen der verschiedenen Spektren.

Es ist deutlich, dass sich die nicht korrigierten Werte deutlich voneinander unterscheiden. Bei den Neutronen beträgt der Unterschied einen Faktor 4. Allerdings darf man nicht vergessen, dass damals die Neutronenstrahlung um rund einen Faktor 2 höher bewertet wurde als heute (siehe Abbildung 2.4 in Kapitel 2.3.2 „Charakterisierung und Dosis“). Korrigiert man die Messwerte aus 1970 um diesen Faktor, sind die Ergebnisse der Simulation für Neutronen um einen Faktor 2.27 und für γ -Strahlung um 1.75 kleiner als in den Messergebnissen von 1970. Das stellt für den Strahlenschutz zwar eine Unsicherheit dar, liegt aber jedenfalls in der richtigen Größenordnung.

	Dosisleistung [Sv/h]	
	Neutronen	γ
Hefner (1970)	107	21.8
Simulation	23.6	12.5
Hefner (korrigiert)	53.5	21.8

Tabelle 4.4: Vergleich der Messergebnisse der Dosisleistung aus [23] und den Ergebnissen der Simulation.

Bereits nach den ersten Simulationen wurde festgestellt, dass es sehr schwierig wird, den γ -Fluss bzw. den schnellen Neutronenfluss abzuschirmen. Filter oder Bender sind zwei Möglichkeiten diese Problematik zu umgehen, wobei Bender aufgrund des geringen Platzangebots nicht in Frage kommen.

Daher beschäftigt sich die Diplomarbeit von Andreas Hawlik [24] mit dem Design eines Filtersystems und der Strahlpräparation innerhalb des Strahlrohrs. Ergebnis dieser Arbeit ist ein Filtersystem, das sowohl die γ -Strahlung, als auch den schnellen Neutronenfluss reduzieren kann. Damit einher geht leider auch eine Reduktion des thermischen Neutronenflusses, die durch Streuung an den verwendeten Filtern bedingt ist. Dieser Verlust im thermischen Fluss wird durch die Wahl der Kristalle minimiert. Er muss allerdings in Kauf genommen werden, da die Strahlungsabschirmung ohne Filter wesentlich größer dimensioniert werden müsste. Das Filtersystem reduziert die γ -Strahlung um mindestens einen Faktor 0.03 im relevanten Energiebereich (bis 10 MeV). Dieser Wert entspricht dem realen Abschwächungskoeffizienten

bei 4 MeV für einen 10 cm Wismut-Filter. Da das Filtersystem γ -Strahlung breitbandig unterdrückt, kann der Reaktor- γ -Fluss durch einen Faktor 0.03 dividiert werden, um den Einfluss des Filters grob einzukalkulieren. Der schnelle Neutronenfluss ($E > 10$ eV) wird durch die Filter um einen Faktor 100 reduziert. Diese Maßnahme führt zu einem veränderten DCC_m für das Neutronenspektrum, siehe Tabelle 4.3. Für langsamere Neutronen ($E < 10$ eV) ist die Abschwächung durch die Filter eine Funktion des thermisch diffusen Wirkungsquerschnitts der Filtermaterialien. Da dieser Querschnitt naturgemäß nicht Null ist, findet auch im thermischen Bereich eine Abschwächung statt, sodass durch das Filtersystem nur mehr 30% des thermischen Neutronenflusses gelangen. Weiters muss der Strahlquerschnitt auf das $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ Fenster angepasst werden. Hawlik [24] schlägt außerdem einen Strahlrohreinschub aus borierterm Beton vor, der den Durchmesser des Strahls bereits innerhalb des Strahlrohrs von 15 cm auf 10 cm reduziert. Simulationen haben gezeigt, dass dabei der thermische Neutronenfluss um 25% sinkt, während der γ -Fluss mit 94% seiner ursprünglichen Intensität diesen Strahlrohreinschub relativ ungestört passiert. Obwohl der Strahlrohreinschub nur einen geringen Einfluss auf die γ -Strahlung hat, ist er wichtig um die Divergenz des Strahls zu verkleinern und jene Neutronen zu absorbieren, die sowieso nie für ein Experiment genutzt werden könnten. Da diese Neutronen bereits vor dem Strahlrohrauslass absorbiert werden, sinkt die Dosisleistung am Strahlrohrauslass und dahinter ab. Diese Korrekturfaktoren KF sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst und werden bei der Auswertung mit dem eingehenden Fluss (Neutronen und Gamma) multipliziert.

	Neutronen	γ
Filter	0.3	0.03
Strahlrohreinschub	0.75	0.94

Tabelle 4.5: Korrekturfaktoren KF für die Teilchenflüsse.

5 Kammer

Im folgenden Kapitel werden die wichtigsten Designschritte der Kammer mit sämtlichen Randbedingungen chronologisch erörtert. Die vollständigen Modelle und Ergebnisse der Simulationen werden nur beim finalen Konzept diskutiert, da zwischen erstem und endgültigem Design knapp 100 Iterationen notwendig waren.

5.1 Abschirmung Strahlrohr B - Stand Sommer 2014

Momentan wird am Strahlrohr B nur ein Bruchteil seines Neutronenflusses verwendet. Meist werden mittels Graphitkristall einige Wellenlängen des Spektrums durch kleine Öffnungen in der Abschirmung reflektiert und anschließend genutzt. Einen kurzen Überblick über den derzeitigen Aufbau gibt Abbildung 5.1. Auf dem Foto rechts unten in Abb. 5.1 ist die Abschirmung geöffnet und man erkennt den U-förmigen Borsäuretank. Bei Betrieb muss der Tank nach oben mit einem Deckel und mehreren Betonplatten verschlossen werden. Diese Situation ist für viele Experimentatoren unbefriedigend. Möchte man zum Beispiel, etwas an den Einstellungen innerhalb der Abschirmung ändern oder generell etwas anderes machen, bedeutet das jedes Mal mehrere Stunden (bis Tage) an Umbauarbeiten. Das ist nur bei Reaktorstillstand möglich, d.h. alle laufenden Experimente an den anderen Strahlrohren verlieren ebenfalls Strahlzeit. Nun soll ein Konzept erarbeitet werden, welches erlaubt das gesamte Neutronenspektrum zu nutzen, ohne dass bei Veränderung des Setups ein anderes Experiment gestört wird bzw. Strahlzeit verliert.

5.2 Randbedingungen

Die neue Experimentierkammer am Strahlrohr B des TRIGA MK II am Atominstytut muss an einige Randbedingungen angepasst werden. Diese umfassen sicherheitstechnische, praktische, rechtliche und bauliche Rahmenbedingungen.

Die entscheidende Anforderung an die Kammer ist ihre Abschirmwirkung. Sie muss so gestaltet sein, dass die maximale Dosisleistung in der Reaktorhalle den Grenzwert von $3.75 \mu\text{Sv/h}$ nicht übersteigt, da ab diesem Wert Aufenthaltsbeschränkungen in der Halle notwendig wären. Gleichzeitig kann die Abschirmung nicht beliebig groß bzw. massiv werden, da die Reaktorhalle unterkellert ist und die Decke zwischen Keller und Halle nur eine Last von etwa 5 t/m^2 trägt. Eine Unterstützung der Decke ist nicht möglich, da sich in den Räumen unterhalb des Strahlplatzes die Ventilation und der Wärmetauscher des Reaktors befinden.

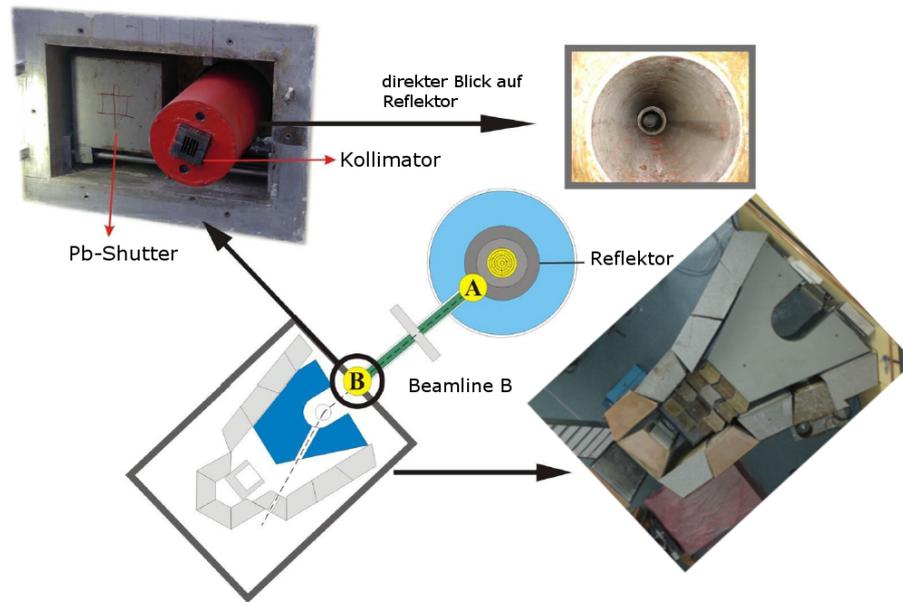


Abbildung 5.1: Kurzer Überblick über die Situation am Strahlrohr B. Mittig sieht man einen schematischen Querschnitt der relevanten Teile des Reaktors, inklusive Wasser (hellblau) und Reflektor (dunkelgrau). Von Punkt A nach Punkt B zieht sich das Strahlrohr B, das nach außen hin mit einem Borsäuretank (dunkelblau) und Betonziegeln (hellgrau) abgeschirmt wird. Rechts daneben ein Foto mit einer etwas anderen Konfiguration der Abschirmung vom Sommer 2014. Links oben zu sehen ist das Ende des Strahlrohres mit seinem manuellen Bleishutter, sowie der Kollimator in seinem roten Gehäuse, der bei Betrieb im Strahlrohr versenkt wird. Rechts oben, der direkte Blick, durch das Strahlrohr, auf den Reflektor des Reaktors.

Zu den praktischen Überlegungen zählen Größe und Zugänglichkeit der Kammer. Es muss gewährleistet sein, dass zukünftige Experimente bzw. Instrumente mit vertretbarem Aufwand in den Experimentierraum transportiert werden können. Weiters muss bei der Dimensionierung der Kammer darauf geachtet werden, dass so viel Platz wie möglich für experimentelle Aufbauten als auch darum herum verfügbar ist um Einstellungen und andere Änderungen vornehmen zu können.

Einen weiteren limitierenden Faktor stellt der Fluchtweg der Reaktorhalle dar. In ersten Gesprächen wurde entschieden, diesen Fluchtweg nicht zu verändern, was die Gesamtlänge der Kammer auf 5 m begrenzt. Weiters muss die Kammer aus rechtlichen Gründen abbaubar sein. Daher muss sie aus Einzelteilen aufgebaut werden, deren Größe und Masse durch die Traglast des Deckenkrans in der Reaktorhalle des Atominstututs Wien begrenzt sind. Ein Vorteil den man aus dieser Bedingung gewinnen kann, ist es die Kammerelemente modular zu gestalten. Sollte sich die Entscheidung bezüglich des Fluchtwegs ändern, könnte damit die Kammer mit zusätzlichen

Elementen einfach vergrößert werden.

Aus Messungen die 2010 [15] gemacht wurden, ergab sich, dass der kleine Bleishutter (Abb. 5.1, links oben) die Gammadosisleistung um einen Faktor 86.7 verringert. Bei Gammadosisleistungen von bis zu 6.6 Sv/h reicht das nicht aus, um unter den Grenzwert von $3.75 \mu\text{Sv/h}$ zu kommen. Das heißt der Wunsch nach gefahrlosem Zugang zum Experiment bei laufendem Reaktor verlangt nach einem neuen Shutter.

5.3 Kammer-Design

5.3.1 Kammer 1.0

Zunächst wurde eine nicht begehbare Kammer geplant. Bei dieser Version, wie sie in Abb. 5.2 zu sehen ist, sollte der experimentelle Aufbau zunächst außerhalb der Kammer auf ein Gerüst aufgebaut werden und anschließend von oben in die Abschirmung gehoben werden. Abschließend wird die Kammer wieder mit ihrem Deckel verschlossen. Sämtliche Manipulationen am Experiment sind, Dank der beidseitigen Türen, ohne Betreten der Kammer möglich. In diesem Design könnte die Kammer nicht beliebig breit werden, da sonst nicht jeder Punkt der Kammer von den Türen aus erreichbar wäre. Der Nachteil liegt daher in der limitierten Breite sowie der eher schlechten Zugänglichkeit zum Experiment. Dieses Konzept wurde aus den genannten Gründen von der Arbeitsgruppe abgelehnt.

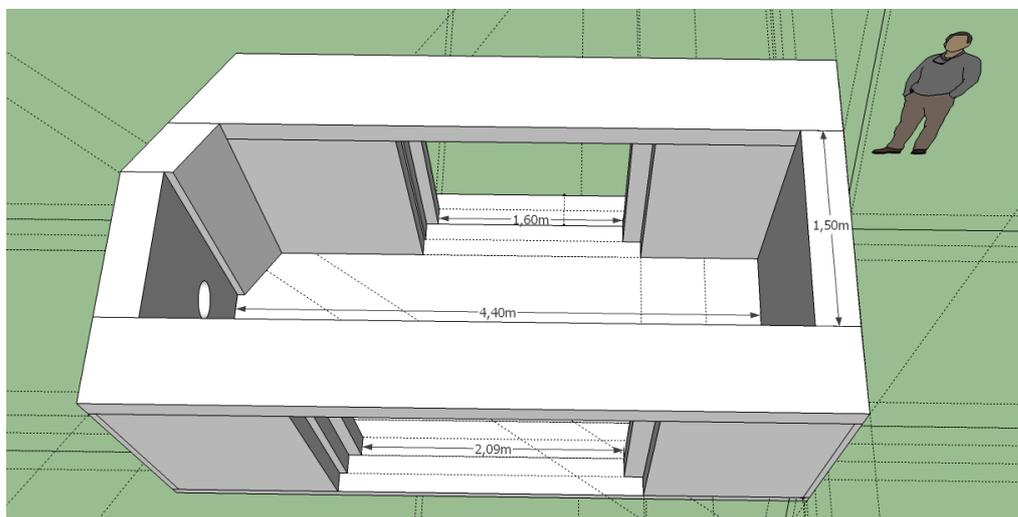


Abbildung 5.2: Die erste Version der Strahlkammer mit abgenommenem Deckel und offenen Türen. Der Neutronenstrahl fällt von links durch das Runde Loch in der Kammerwand ein.

Nach den Einwänden der Arbeitsgruppe wurde der Fokus auf eine begehbare Kammer gelegt. Im Wesentlichen waren die daraus folgenden Konzepte einfache Verbrei-

terungen der Kammer aus Abb. 5.2, die den verfügbaren Platz zur Gänze nützen.

5.3.2 Kammer 2.0

Eine begehbare Kammer erfordert einen neuen Shutter, der die Strahlung bei Reaktorbetrieb auf die erforderlichen $3.75 \mu\text{Sv/h}$ abschwächt, um das Arbeiten in der Kammer bei laufendem Reaktor zu ermöglichen. Das Design dieses Shutters wird in Kapitel 6 „Shutter“ genau diskutiert. Das zugehörige, stark vereinfachte MCNP-Modell ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Man erkennt den Hallenboden und die Reaktorwand (in der sich das Strahlrohr befindet) aus Normalbeton in gelb. Beim Strahlrohrauslass ist der manuelle kleine Bleishutter in blau dargestellt. Der türkise Block ist der Shutter aus boriertem PE in geöffneter Position. Im Shutter befinden sich blaue Bleiblöcke. Weiter hinten sieht man den Beamstop, der wieder aus boriertem PE und Blei besteht. In diesem Modell stellt die grüne borierte Betonwand die Grenzen der Abschirmung dar. Die Luft in der Kammer ist magentafärbig. Da das Modell im Wesentlichen rotationssymmetrisch um die Strahlachse ist bzw. in der Achse die höchste Teilchendichte zu erwarten ist, werden die meisten Ergebnisse nur als horizontaler und/oder vertikaler Schnitt durch die Strahlachse gezeigt.

Wichtig zu wissen ist, dass dieser Shutter zwar ausreicht um die Primärstrahlung des Reaktors ausreichend gut abzuschwächen, er dabei aber die Neutronenstrahlung in schwächere (bezogen auf die biologische Wirksamkeit) Gammastrahlung (Sekundärstrahlung) konvertiert. Diese Konvertierung reduziert die Dosisleistung allerdings nicht genug. Die im Shutter entstehende Gammastrahlung muss noch durch eine zusätzliche Trennwand aus Beton, siehe Abbildung 5.4, zwischen zugänglichem Experiment und Shutter abgeschwächt werden. Diese Trennwand trennt die Kammer in zwei kleinere, die fortan als Vorkammer (VK) und Experimentierkammer (EK) bezeichnet werden. Im MCNP-Modell wird dazu eine weitere Betonwand normal zur Strahlrichtung eingefügt.

Die Abbildungen 5.5 und 5.6 verdeutlichen diese Problematik. Zu sehen sind Simulationsergebnisse der Kammer mit und ohne Trennwand bei geschlossenem Shutter. Das Ergebnis der Simulation ist ein sogenanntes Meshtally (Fmeshn4). Hier stellt ein Meshtally ein 3D-Gitter in MCNP dar, das über den ganzen Raum gespannt ist und ihn in einzelne kubische Zellen (Voxel), in diesem Fall mit einer Kantenlänge von 2 cm, unterteilt. Die Farbskala in Abb. 5.5 gibt die Wahrscheinlichkeit pro Quellneutron an, dass ein Neutron ein Voxel durchquert hat. Man erkennt deutlich den Unterschied der beiden Kammervarianten. Während in der Einfachkammervariante Neutronen noch eine gewisse Chance haben durch den oder vorbei am Shutter zu gelangen, ist diese Chance für die Trennwandvariante praktisch Null. Zurückzuführen ist das darauf, dass schnelle Neutronen im Polyethylen soweit thermalisiert werden, dass selbst wenn sie nicht schon im Shutter absorbiert werden, anschließend in der borierten Betonzwischenwand absorbiert werden.

Eine größere Rolle spielt die Trennwand allerdings für die Photonen. In Abb. 5.6 sieht man die Wahrscheinlichkeit pro Quellneutron, dass ein Photon ein Voxel durch-

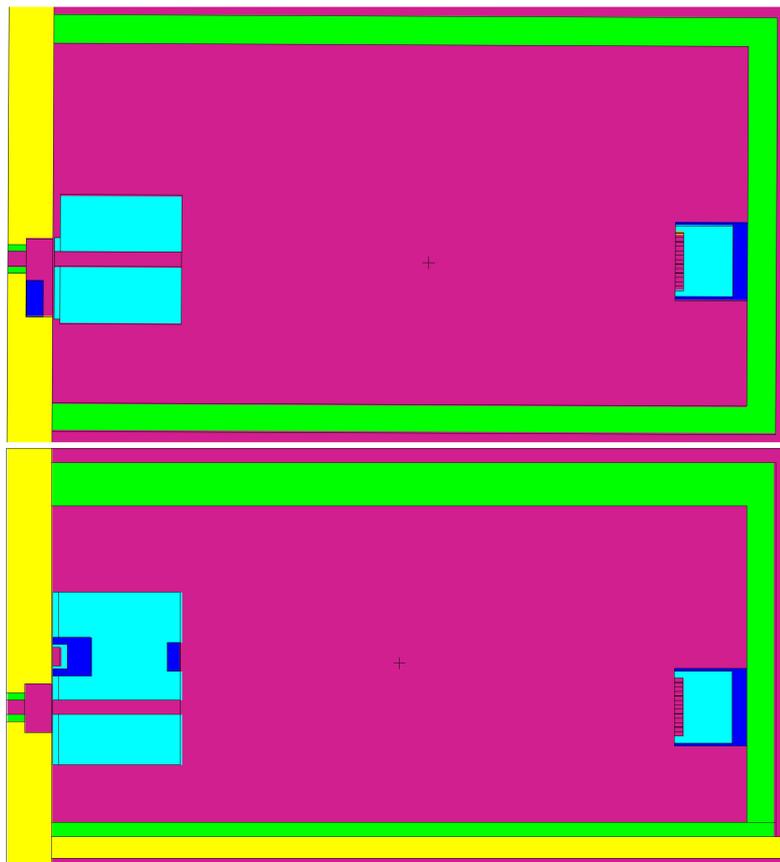


Abbildung 5.3: Horizontaler (*oben*) und vertikaler (*unten*) Schnitt des MCNP-Modells der einfachen Kammer mit geöffnetem Shutter durch die Strahlachse. Farbcode: gelb = Beton von Reaktor bzw. Hallenboden, magenta = Luft, blau = Blei, grün = Spezialbeton von Strahlrohreinschub bzw. Kammerwände, türkis = boriiertes PE.

quert hat. Da die Quelle nur Neutronen aussendet, sind diese Photonen durch Kernreaktionen der Quellneutronen mit der Umgebung entstanden. Vorrangig sind das Photonen aus der $(n, {}^{10}\text{B})$ -Reaktion, die durch die Betonwand gut abgeschirmt werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon durch die Trennwand kommt, ist im Vergleich zur Variante ohne Trennwand, um mindestens einen Faktor 40 kleiner. Schlussendlich reduziert man damit die Dosis soweit, dass das Arbeiten bei geschlossenem Shutter und laufendem Reaktor ohne Einschränkungen möglich wird.

Diese Wand erlaubt es außerdem die letzte Blende des Kollimationssystems (die zwei anderen Komponenten sind der Strahlrohreinschub und der Shutter) zu installieren. Da der gewünschte maximale Strahlquerschnitt $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ beträgt, werden in die Wand zwei Platten eingelegt, die $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ große Löcher besitzen.

Die erste (downstream) Platte ist $40\text{ cm} \times 40\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ groß und besteht aus bo-

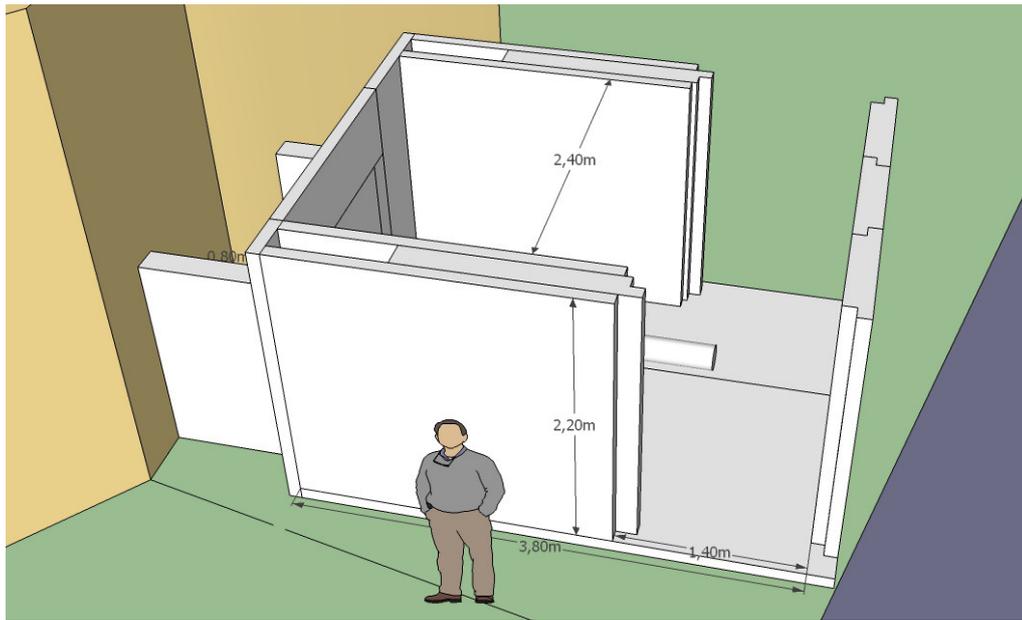


Abbildung 5.4: Die zweite Iteration des Konzepts der Strahlkammer mit abgenommenem Deckel und offenen Türen. Die Kammer ist in diesem Bild in der Reaktorhalle eingepasst. Der Reaktor (gelb) und der Fluchtweg (dunkelgrau) begrenzen die maximale Länge.

riertem Polyethylen. Sie soll den Neutronenstrahl auf seinen Maximalquerschnitt zurecht schneiden. Die zweite Platte ist eine $40\text{ cm} \times 40\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ große Bleiplatte und soll die aus der vorhergehenden Platte entstehenden Photonen abschirmen. Grafisch sind diese Einlageplatten in Abbildung 5.6 in B/D zu sehen. Man erkennt zwei unterschiedlich dicke Schichten in der Wand, sowie ein Durchgangsloch durch die Platten. Da sich der Shutter bewegt und nicht gewährleistet werden kann, dass die Positionierung in der Praxis auf Millimeter genau erfolgt, stellen diese Platten, als letzte Blende, einen fixen Bezugspunkt für das Experiment dar.

Damit gewährleistet ist, dass der Strahl diese $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ immer vollständig ausleuchtet, besitzt der Shutter eine größere Durchgangsbohrung mit einem Durchmesser von 10 cm . Das erlaubt einen Spielraum beim Positionieren des Shutters von $\pm 10\text{ mm}$ nach oben/unten bzw. rechts/links, siehe Abb. 5.7 links. Unter der Annahme, dass das Loch des Shutters und das Loch der Trennwand perfekt zueinander ausgerichtet sind, ist das Strahlprofil als Projektion auf die Y bzw. Z Achse für verschiedene Abstände vom Strahlrohrausgang in Abbildung 5.8 dargestellt. Das Profil bei 100 cm entspricht dem Profil nach den ersten 10 cm im Durchgangsloch der Trennwand. 120 cm entspricht genau dem Übergang von Trennwand und Experimentierkammer, d.h. dieses Strahlprofil steht dem Experiment zur Verfügung. In Abbildung 5.9 ist ein weiteres Merkmal der Trennwand sichtbar. In der Trennwand befindet sich unterhalb der PE- und Bleiplatten und dem dazugehörigen Loch, noch ein weiteres Loch, welches durch einen Stopfen aus PE (türkis) und Blei (blau)

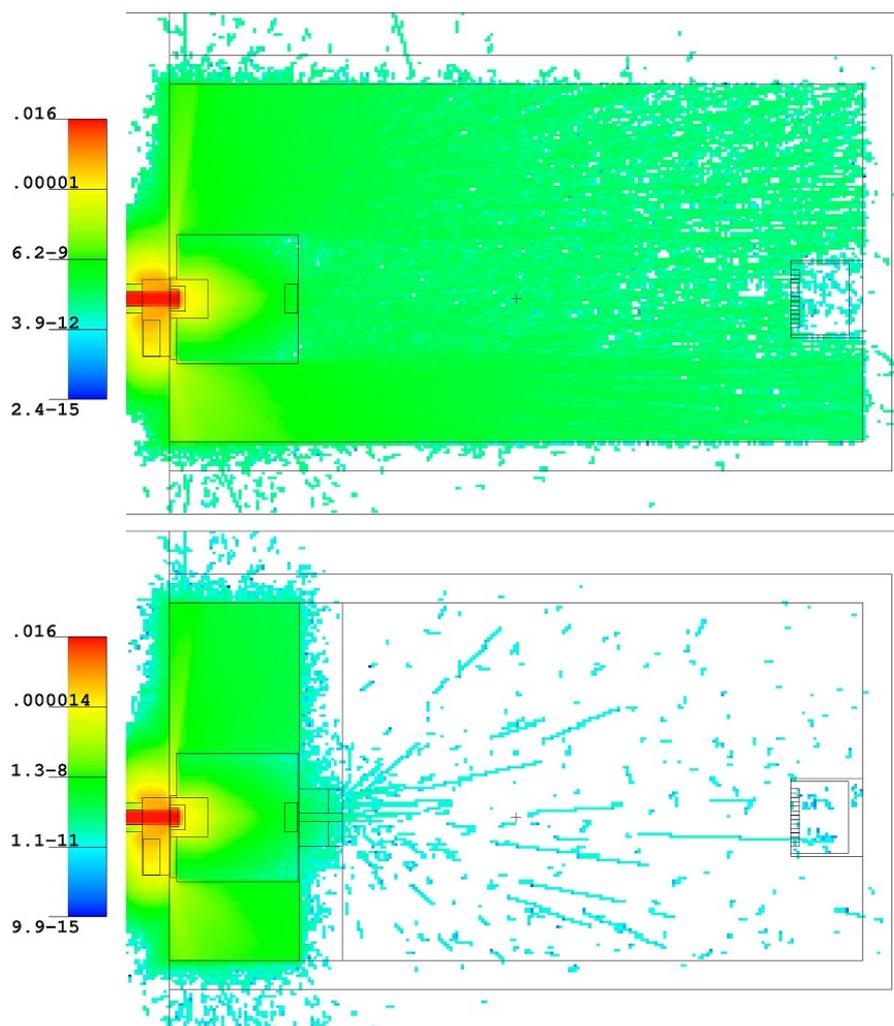


Abbildung 5.5: Durchgangswahrscheinlichkeit der Neutronen durch ein Voxel auf Strahlachsenhöhe für die Kammer ohne (oben) und mit (unten) Trennwand. Achtung: Farbskalen unterschiedlich!

verschlossen ist. Dieses Loch dient als Ladeluke für den Shutter. Befindet sich der Shutter in geschlossener Position, fluchten die Durchgangsbohrung des Shutters und das untere Loch in der Trennwand. Die Idee dahinter ist, dass man, falls benötigt, einen Kollimator oder strahlquerschnittsverringende Elemente (z.B. Zylinder aus Bleiglas mit rechteckigen Löchern mit $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ Querschnitt) in den Shutter vorverlagern kann, um im Experimentierraum Platz zu sparen, ohne die Trennwand entfernen zu müssen.

5.3.3 Kammer 3.0

Die letzte größere Änderung an der Kammer verändert das Zugangssystem. Wie in den Abbildungen 5.2 und 5.4 zu erkennen ist, wird der Zugang in die Kammer

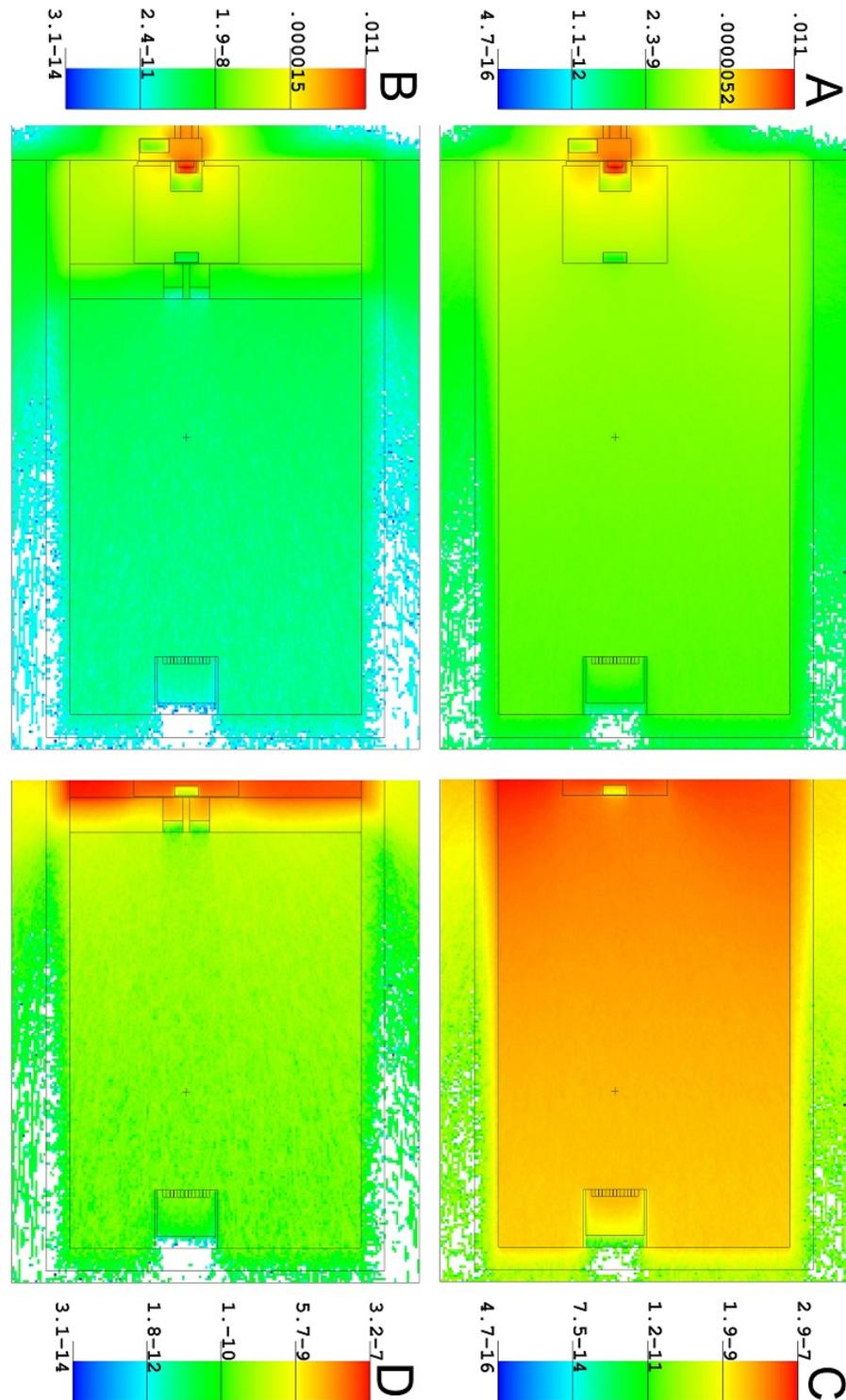


Abbildung 5.6: Durchgangswahrscheinlichkeit der Photonen durch ein Voxel der Kammer ohne (A/C) und mit (B/D) Trennwand. C und D sind Detailzeichnungen des hinteren Teils der Kammer.

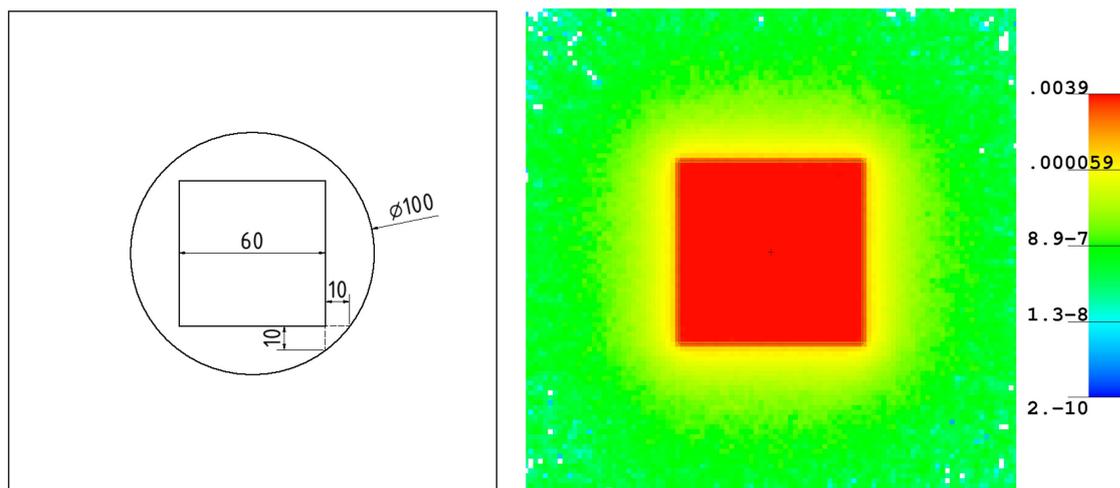


Abbildung 5.7: *Links* ist eine Skizze des runden Lochs im Shutter mit einem Durchmesser von 10 cm und dem 6 cm \times 6 cm Loch der Trennwand zu sehen. *Rechts* daneben ist das Strahlprofil einer MCNP-Simulation, die dieser Geometrie entspricht, dargestellt. Man erkennt den gelblichen Schatten des runden Lochs auch noch in 10 cm Wandtiefe.

durch vier bzw. zwei Schiebetüren ermöglicht. Dadurch ergeben sich zwei Probleme: Die Türen benötigen ein gewisses Spielmaß um sich bewegen zu können. Das bedeutet, dass an vielen Stellen im Türbereich Spalte vorhanden sein müssen, die eine Schwächung der Abschirmung bedeuten. Das lässt sich zwar durch konstruktive Maßnahmen (z.B. Überlappen von Tür und Wand) umgehen, verkompliziert dabei aber die Konstruktion und Modularität der Kammer. Die zweite Schwierigkeit besteht darin diese Türen zu bewegen. Berechnet man die Masse der Türen (1.5 m \times 2.4 m \times 0.3 m), die im Konzept in Abb. 5.4 verwendet werden, kommt man mit einer typischen Betondichte von 2.5 g/cm³ auf eine Masse von 2.7 t. Um diese Türen zu bewegen, gibt es eine Vielzahl an Möglichkeiten. Zum Beispiel könnte man die Türen auf einer Zahnstange (Zahnradbahn) mittels Muskelkraft oder Elektromotor bewegen. Am Attraktivsten und Elegantesten erscheint die Möglichkeit die Türen mit Luftdruck anzuheben und sie dann einfach per Hand in einer Schiene zu schieben. Der benötigte Druck beträgt 0.6 bar, was durch die bereits vorhandene Druckluftleitung zur Verfügung gestellt werden kann. Interessant ist dieses Konzept auch, weil es gemeinsam mit dem pneumatischen Hebemechanismus des Shutters (siehe 6.1 „Form und Schließmechanismus“) gesteuert werden könnte, sodass immer nur einer der Mechanismen betätigt werden kann. Das würde eine Vereinfachung hinsichtlich des Sicherheitssystems darstellen, da man die Steuerung so einrichten könnte, dass die Türen nicht geöffnet werden können, solange der Shutter offen ist. Die genaue Konstruktion dieses Luftkissenmechanismus ist allerdings nicht trivial, teuer und wenn der Boden nicht eben genug ist, werden die Türen immer in eine Richtung driften.

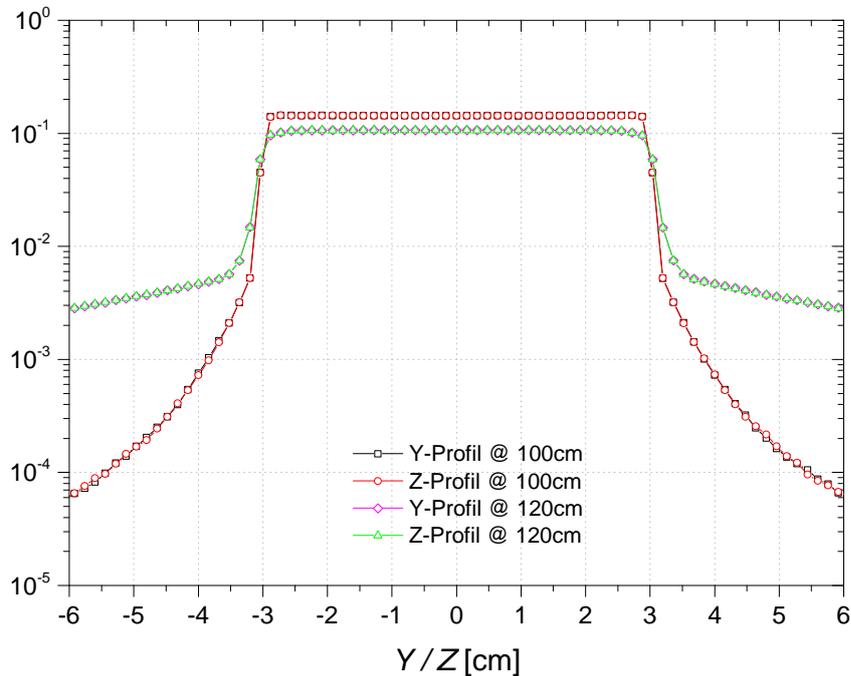


Abbildung 5.8: MCNP-Ergebnisse des Neutronenstrahlprofils in der Trennwand (100 cm) und direkt am Übergang in die Experimentierkammer (120 cm).

Ein anderer Weg diese massiven Türen gänzlich zu umgehen, ist ein einfaches Labyrinth aus Betonwänden zu konstruieren, die für die Strahlung eine Schikane darstellt. Die Simulationen haben gezeigt, dass es im Prinzip reicht die direkte Sicht auf den Strahl vom Eingang der Experimentierkammer zu blockieren. Abbildung 5.9 zeigt einen horizontalen Schnitt durch das MCNP-Modell der Kammer mit Labyrinth und angepasstem Reaktormodell (gelb). Der Eingang ins Labyrinth ist durch eine 5 cm starke boriierte PE Tür (türkis) versperrt, um etwaige Restneutronenstrahlung zu absorbieren. In diesem Modell ist ebenfalls die Varianzreduktionsmethode GEOMETRY SPLITTING, an den in Schichten unterteilten Wänden, zu erkennen. Die Wände selbst bestehen wiederum aus boriiertem Beton (grün). Die Luft ist magentafärbig und Blei in blau dargestellt. Ein weiterer kleiner Unterschied ist ein zusätzlicher Block aus boriiertem PE, seitlich zwischen altem und neuem Shutter. Er vermindert die seitliche Streuung zwischen Wand und neuem Shutter merklich. Die nummerierten Positionen werden in Kapitel 8 „Ergebnisse“ diskutiert.

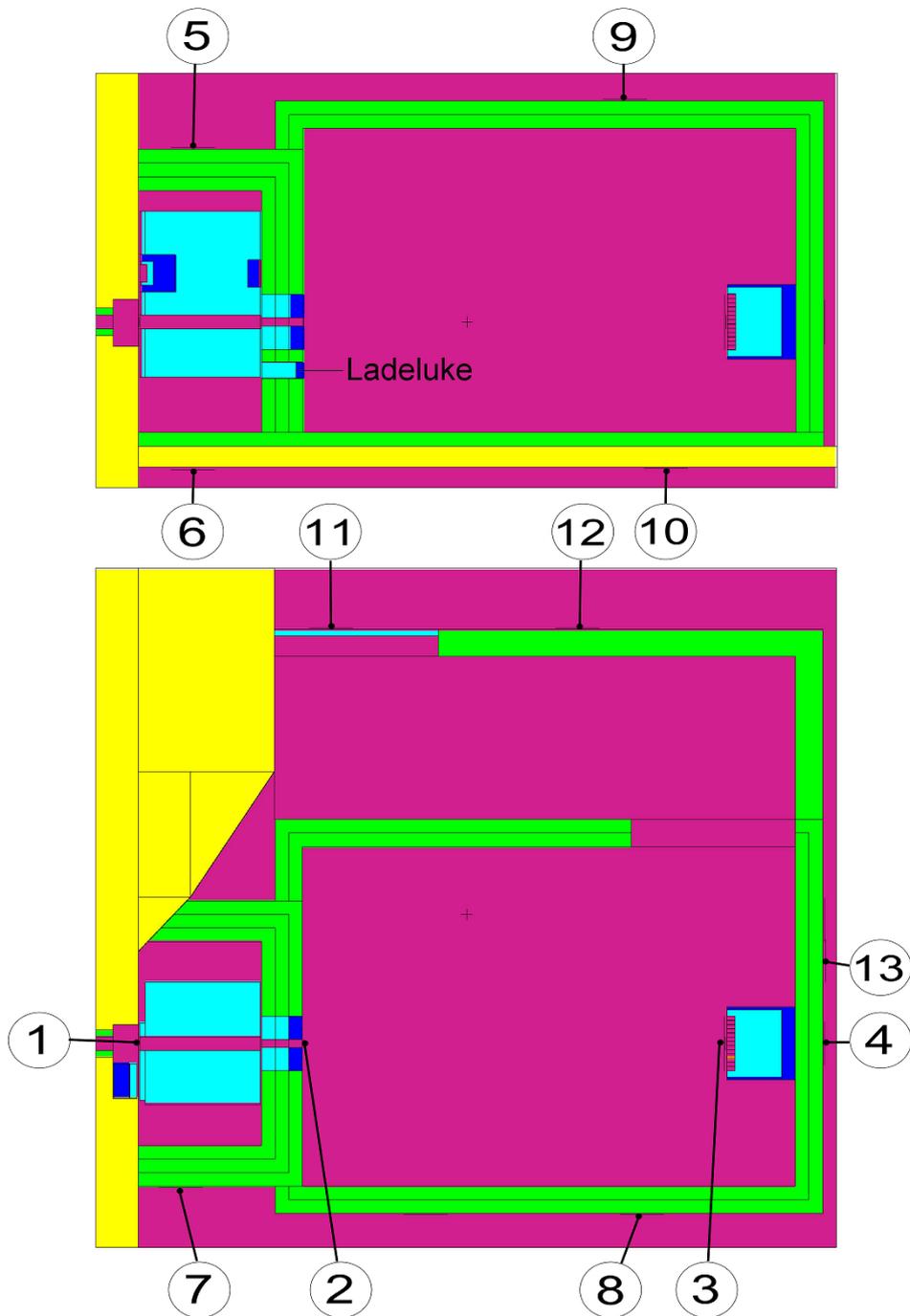


Abbildung 5.9: Version 3.0 des Kammermodells. Eingetragen sind die Positionen der Hotspots der Strahlung an der Außenseite der Kammer und andere interessante Positionen. Farbcode: gelb = Beton von Reaktor bzw. Hallenboden, magenta = Luft, blau = Blei, grün = Spezialbeton von Strahlrohreinschub bzw. Kammerwände, türkis = boriertes PE.

6 Shutter

Möchte man bei laufendem Reaktor innerhalb der Abschirmung eine Änderung am Experiment durchführen, muss man das Strahlrohr so verschließen, dass die Dosisleistung im Arbeitsbereich so gering wie vernünftig möglich ist (ALARA - as low as reasonably achievable). Genau diesen Zweck erfüllt ein Shutter. Er muss sowohl γ -Strahlung als auch ein breites Neutronenspektrum abschirmen. Wie schon erwähnt, wird die Abschirmung die Form einer begehbaren Kammer haben. Daher muss, in Verbindung mit einem Sicherheitssystem, gewährleistet sein, dass der Shutter schließt falls jemand die Kammer betritt während der Reaktor läuft. Dafür kommen verschiedene Bauformen und Mechanismen in Frage, die in diesem Abschnitt diskutiert werden.

Die geeigneten Abschirmmaterialien wurden bereits diskutiert und sind auch hier Blei bzw. Beton für Photonen und boriertes Polyethylen für Neutronen. Im Wesentlichen muss der Shutter folgende Kriterien erfüllen:

- Abschirmung des Neutron-Photon-Strahlungsfeldes, um das Arbeiten bei geschlossenem Shutter während Reaktorbetriebs zu ermöglichen
- schneller Notfall-Verschluss-Mechanismus
- Bodenbelastung (unter Berücksichtigung aller umstehenden Bauteile) kleiner 5 t/m^2
- kompakte Bauform, da seitlich nicht viel Platz vorhanden ist und damit downstream mehr Platz für Experimente bleibt

Wichtig zu erwähnen ist, dass sich das Design des Shutters nicht unabhängig vom Design der Kammer entwickelt hat (Kombination mit Trennwand).

6.1 Form und Schließmechanismus

Es wurden mehrere Möglichkeiten für die Form des Shutters in Betracht gezogen. Einfach erscheint ein zylindrischer Shutter, dessen Achse in Strahlrichtung liegt und der über die Mantelfläche rotiert wird. In einer anderen Variante ist es möglich, den Zylinder aufrecht auf einem Drehteller stehen zu lassen und eine Querbohrung in und aus der Strahlrichtung zu drehen. Beide Varianten sind in Abb. 6.1 dargestellt. Diese Bauformen haben den Vorteil, dass sie im Vergleich mit quaderförmigen Shuttern weniger Masse haben, jedoch den großen Nachteil, dass die Dicke der Abschirmung um das Durchgangsloch nicht konstant ist. Vor allem beim aufrechtstehenden

Shutter erfordert dies einen größeren Radius des Zylinders, um eine ausreichende Abschirmwirkung in alle Richtungen zu erhalten. Außerdem ist ein schnelles Schließen des Shutters durch die Drehgeschwindigkeit bzw. die Masse ($\gg 500$ kg) limitiert.

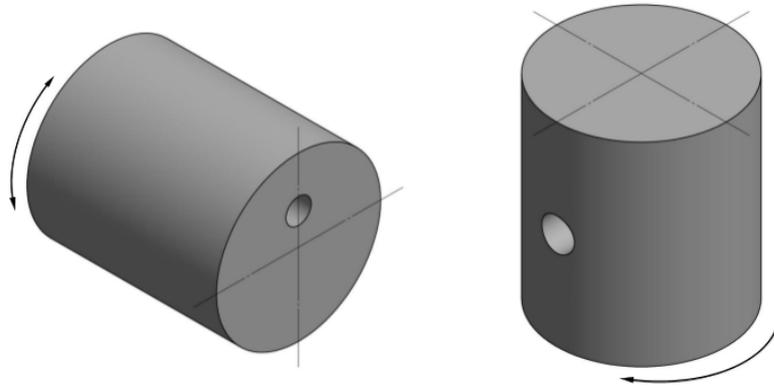


Abbildung 6.1: Die Abbildung zeigt die Möglichkeiten für einen zylinderförmigen Shutter. Bei der *linken* Variante liegt die Zylinderachse tiefer als die Strahlrohrachse. Somit kann die exzentrische Durchgangsbohrung in und aus dem Strahl gedreht werden. Bei der stehenden Bauform (*rechts*) liegt die Achse der Querbohrung auf der Höhe der Strahlachse.

Eine andere mögliche Form wäre ein quaderförmiger Shutter. Zwei Möglichkeiten um einen massiven Quader zwischen zwei Positionen zu bewegen sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Dabei ist die Verschlussposition immer die Ruheposition des Shutters, also in beiden Fällen die tiefest mögliche Position.

Der Verschlussmechanismus mittels schiefer Ebene ist eine gute und einfache Lösung, die bei vielen anderen Instrumenten der internationalen Forschung Anwendung findet (z.B. Großer Strahlverschluss am thermischen Strahlrohr H9 des ILL Grenoble). Schiebt man den Shutterblock pneumatisch hinauf, ist es im Notfall ausreichend ein Ventil zu öffnen und der Shutter würde, durch seine Masse und die Gravitation, nach unten gleiten. Jedoch kann diese Methode aus Platzgründen nicht verwendet werden. Um das Strahlrohr mit einem Durchmesser von 20 cm vollständig zu verschließen, müsste der Shutter eine Kantenlänge von ca. 1 m haben. Damit müsste die schiefe Ebene eine Mindestbreite von 1.6 m haben, was sich nicht mit dem vorhandenen Platz vereinbaren lässt.

Eine weitere Möglichkeit ist es den Shutter senkrecht zu heben. Dies kann entweder mittels Seilwinde oder Pneumatikkolben erfolgen. Problematisch an der Seilwinde ist jedoch, dass sie außerhalb der Abschirmung angebracht werden und das Seil durch eine Öffnung in die Kammer gelangen muss. Dies würde eine Schwächung der Abschirmung bedeuten. Zusätzlich muss bei dieser Variante die Decke der Abschirmung die Masse des Shutters tragen, sobald dieser angehoben wird. Das führt zu einer aufwändigeren Deckenkonstruktion, was diese Lösung zu kompliziert macht. Somit bietet sich die Variante den Shutter mit Pneumatikkolben zu heben an, wie

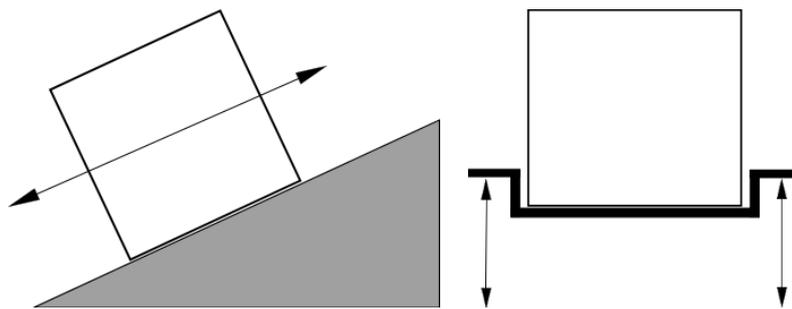


Abbildung 6.2: *Links* wird der Shutter von einem geeigneten Mechanismus (z.B. Pneumatik) in seine Offen-Position nach rechts oben gedrückt. Im Notfall kann eine Kupplung gelöst, oder ein Ventil geöffnet werden und der Shutter gleitet die Ebene hinunter und verschließt das Strahlrohr. *Rechts* wird der Shutter z.B. mittels Pneumatikkolben in die „Offenposition“ gehoben. Im Notfall kann der Druck in den Pneumatikzylindern über ein Ventil abgelassen werden und der Shutter sinkt und verschließt das Strahlrohr.

symbolisch in Abb. 6.2 rechts, angedeutet wird. Die Kolben können entweder direkt am Shutter oder an einer Art Wanne angebracht werden. Das Wannen-Design hat mehrere Vorteile, vor allem wird dabei aber die Mindestlänge der erforderlichen Kolben umgangen, was sonst dazu führen kann, dass der Shutter in seiner tiefsten Position, das Strahlrohr nicht ganz verschließen würde.

Pneumatische Systeme stellen für den Bewegungsmechanismus die einfachste Variante dar. Hydraulik kommt aus zwei Gründen nicht in Frage: Im Falle eines Lecks ist es sehr unangenehm direkt vor dem Strahlrohr sauber zu machen. Der andere Grund ist die nicht bekannte Degradierung der Hydraulikflüssigkeit im Strahlungsfeld. Bei einem pneumatischen System umgeht man diese Probleme und außerdem ist eine Druckluftzuleitung zum Experimentierplatz bereits vorhanden. Die Bewegung des Shutters mit einem Elektromotor ist eine denkbare Alternative zur Pneumatik. Allerdings müssten für den Notfall-Verschluss eine Kupplung und Dämpfer (Federn) vorgesehen werden damit der Shutter nicht ungebremst absinkt.

6.2 Shutter-Design

Blei, (borierter) Beton und boriertes Polyethylen sind auch für den Shutter die Standardmaterialien zur Abschirmung der Strahlung. Bei der Konstruktion des Shutters muss auch die Masse berücksichtigt werden, da der Shutter bewegt werden muss und der Hallenboden der Belastung standhalten muss. Die Dichten dieser Materialien sind sehr unterschiedlich: PE ca. 1 g/cm^3 , Beton ca. 2.5 g/cm^3 und Blei mit 11.4 g/cm^3 . Da das Design des Shutters nicht unabhängig vom Design der Kammer entwickelt wurde, wird auf eine chronologische Darstellung der Entwicklung des

Shutters verzichtet. In Abschnitt 5.3.2 „Kammer 2.0“ wird im Design der Kammer eine Trennwand eingefügt, die es ermöglicht den Hauptkörper des Shutters aus vergleichsweise leichtem borierten PE zu gestalten, da die Trennwand eine zusätzliche Abschirmung für die γ -Strahlung darstellt. Die Masseneinsparung im Vergleich zu einem Shutter aus Beton oder Blei gestattet es den Shutter großzügiger auszulegen. Ein Shutter aus Polyethylen bietet zusätzlich den Vorteil schnelle Neutronen abzubremesen und gleichzeitig durch das enthaltene Bor zu absorbieren. In mehreren Iterationen entstand so das Shutter Design, das in Abbildung 6.3 zu sehen ist.

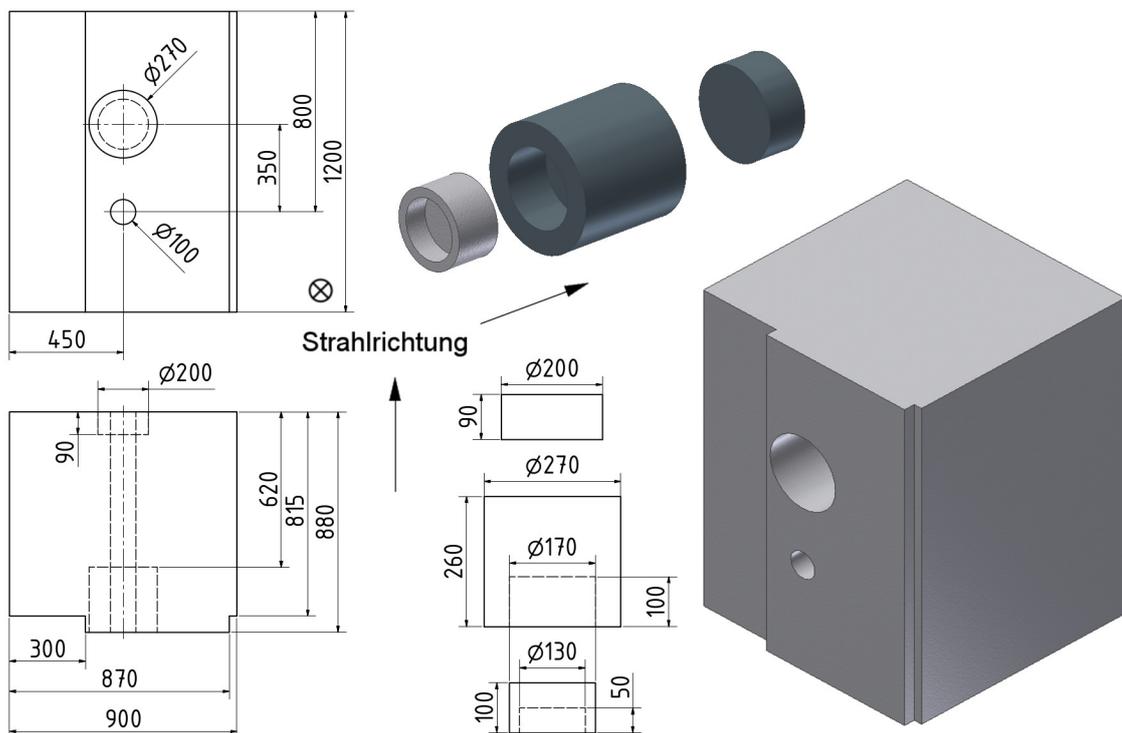


Abbildung 6.3: Die CAD-Darstellung des PE-Grundkörpers des Shutters (rechts), sowie der Einsätze (mittig oben, siehe Text). Maße in mm.

Die maximalen Abmessungen des Shutters betragen $1.2\text{ m} \times 0.9\text{ m} \times 0.88\text{ m}$ (H \times B \times T). Der Hauptkörper besteht aus boriertem Polyethylen und man erkennt, dass dieser im vorderen (upstream) Bereich asymmetrisch ist. Der schmale Absatz (Nase) in diesem Bereich hat den Zweck die Distanz zwischen Reaktorwand und Shutter zu verringern, da sonst die Neutronen- und γ -Strahlung durch den Spalt, ungehindert an die Vorkammerwände gelangt. Bedingt ist dieser Spalt durch Scharniere am Strahlrohrausgang. Diese Scharniere sind die Aufhängung bzw. das Schloss für die Strahlrohrtüren, jeweils etwa $5\text{ cm} \times 5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ groß, und verhindern ein dichtes Anliegen des Shutters an der Reaktorwand. Simulationen zeigen, dass ein 5 cm großer Spalt gegenüber einem 1 cm Spalt, eine Steigerung des Teilchenflusses an den Vorkammerwänden bedeutet. Das Ergebnis einer kurzen Simulation, siehe

Abbildung 6.4, ohne (links) und mit Nase (rechts) verdeutlicht den Unterschied (ca. 30 %) in der Belastung der seitlichen Vorkammerwände. Von links nach rechts ist jeweils das Strahlrohr, die Reaktorwand, der manuelle Shutter, ein Spalt und anschließend der Shutter, sowie die Trennwand hinter dem Shutter zu sehen. Da in der ersten Reihe die Quelle als hellstes Objekt sichtbar ist, ist in der zweiten Reihe in Abbildung 6.4 eine Detailzeichnung des gewünschten Ausschnitts mit anderer Farbskalierung zu sehen, wodurch die Unterscheidung deutlicher wird. Erwähnt sei noch, dass dieser Effekt an der rechten Vorkammerwand (Blickrichtung downstream) stärker ist, da die Ausnehmung des manuellen Bleishutters einen größeren Raumwinkel für die Einstrahlung in den Spalt zulässt und der Shutter nicht so viel mit der Reaktorwand überlappt, wie bei der linken Wand. Daher wird in der Geometrie der finalen Ergebnisse auch neben dem manuellen Shutter aus Blei, ein Block aus Polyethylen zu finden sein um diesen Raumwinkel noch besser abzudecken.

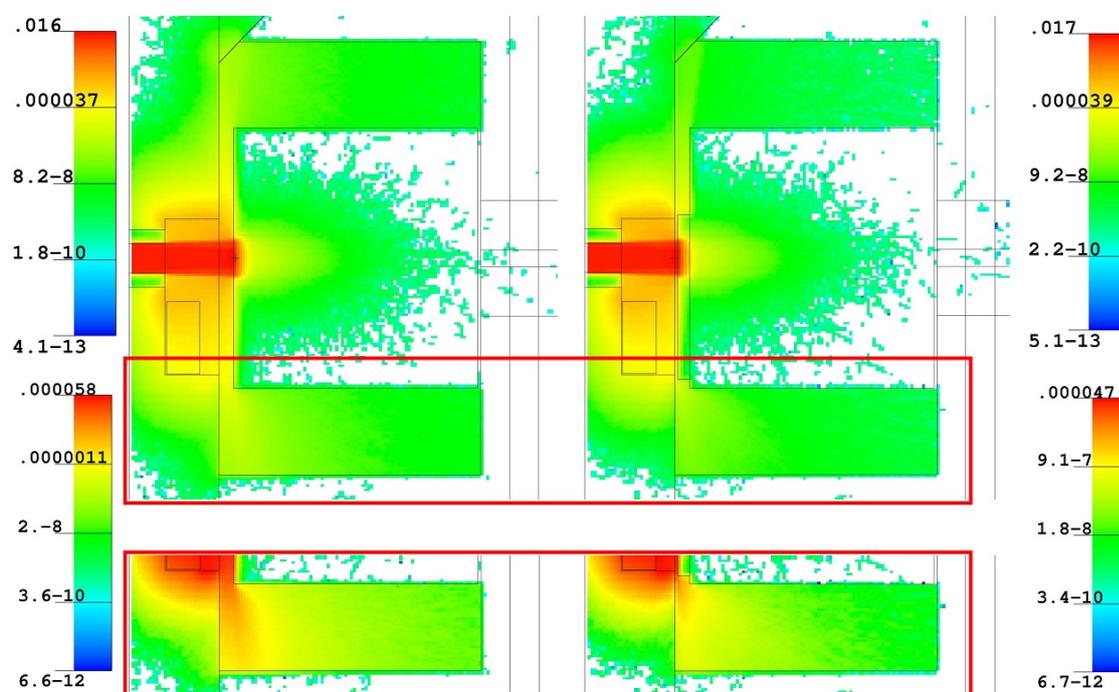


Abbildung 6.4: Vergleich der Durchgangswahrscheinlichkeit von Neutronen, bei Präsenz eines Shutters ohne (links) und mit Nase (rechts). Die Abbildungen unten stellen Detailansichten des rot umrahmten Bereichs darüber dar - zur besseren Darstellung der Farbskala. Gut erkennbar ist die deutliche Reduktion des Strahlungsfeldes, beim Shutter mit Nase.

In Abbildung 6.3 sind außerdem mehrere Ausnehmungen im Shutter zu sehen. Die Durchgangsbohrung (unterstes Loch) stellt im Prinzip eine Verlängerung des Strahlrohrs dar. Es ist praktischer den Strahl durch dieses Loch zu führen, als den Shutter kleiner zu machen und nur über die Strahlachse zu heben. Dadurch können seitlich

gestreute Neutronen bereits im Shutter absorbiert werden und die dabei frei werdende γ -Strahlung entsteht weiter upstream, was zu einer Reduktion der Dosisleistung auf die Wände bzw. den Raum außerhalb der Vorkammer führt. Außerdem erfüllt die Durchgangsbohrung einen weiteren Zweck. Die Dimension dieser Bohrung ist so gewählt, dass man darin, falls benötigt, noch einen Kollimator oder querschnittsverändernde Elemente einbauen könnte um in der Experimentierkammer Platz zu sparen.

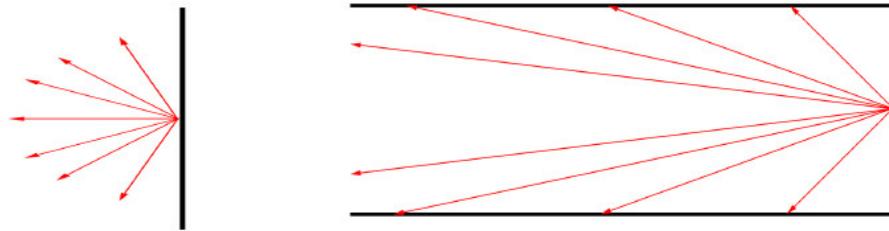


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung zur Minimierung der Rückstreuung für Neutronen [25].

Die zwei weiteren Öffnungen im Hauptkörper sind für Einsätze aus Blei gedacht. Während der hintere (downstream) Einsatz nur ein Zylinder aus Blei, zum Zweck der Reduktion der γ -Strahlung direkt vor dem Loch der Trennwand, ist, erfüllt der vordere Einsatz einen weiteren Zweck. Die geometrische Form des vorderen Bleieinsatzes erinnert an die Form eines Topfs. Der Grund für diese Form liegt in der Rückstreuung bzw. der seitlichen Streuung des Neutronenstrahls, die durch diese Form verringert wird. Der Raumwinkel zur Rückstreuung bzw. seitlichen Streuung wird durch Wände des Lochs verkleinert und die Strahlung dadurch in diesem Senkloch „gefangen“, was die Wahrscheinlichkeit der Absorption erhöht, siehe Abb. 6.5. In Abbildung 6.6 ist das Ergebnis einer Simulation eines Shutters ohne und mit Loch zu sehen.

Da Blei nicht zur Absorption der Neutronen beiträgt, muss das erste Material auf das die Neutronen treffen ein Neutronenabsorber sein. In den Simulationen war das ein kleinerer Topf aus boriiertem Polyethylen der im größeren Bleitopf steckt. Es kann aber auch eine Schicht aus „reinem“ Absorbermaterial, z.B. ein Cadmium-Blech oder eine Bornitrid-Fliese, verwendet werden. Dieses Schichtsystem bietet einen weiteren Vorteil: die im PE-Topf entstehende γ -Strahlung aus der Boreinfangreaktion wird direkt vom umgebenden Bleitopf abgeschwächt. Ein limitierender Faktor für die Lochtiefe ist der Raumbedarf. Da die schnellen Neutronen durch das Blei praktisch nicht abgebremst werden, muss in direkter Strahlrichtung noch genügend Polyethylen (Wasserstoff) zur Moderation vorhanden sein. Das erfordert eine Mindestdicke des Polyethylens zwischen den zwei Bleieinsätzen. Aus diesem Grund ist das Loch nur 5 cm tief, um wiederum Platz für das Experiment zu gewinnen. Die finale Konfiguration ist in Abbildung 6.7 bzw. 6.8 dargestellt.

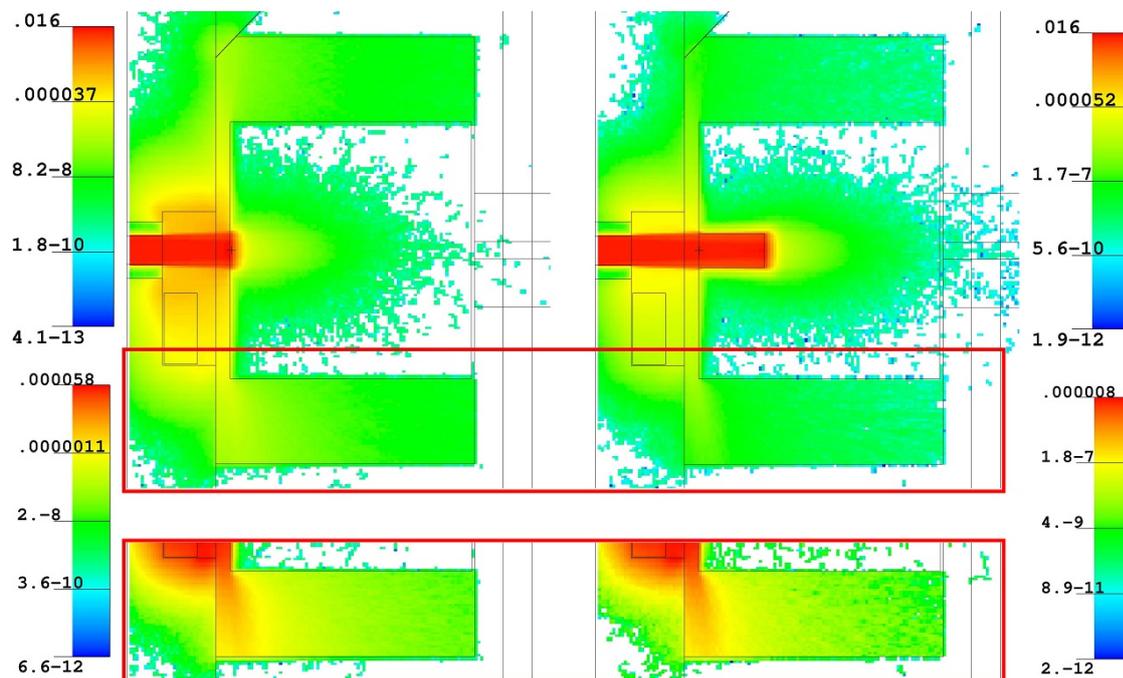


Abbildung 6.6: Vergleich zwischen Simulationsergebnissen eines Shutters ohne (*links*) bzw. mit Senkloch (*rechts*) zum „Einfangen“ der Neutronenstrahlung und den dazugehörigen Detailansichten unten. Auf den ersten Blick entdeckt man in den Detailansichten bzgl. der Farbpositionen keinen großen Unterschied. Betrachtet man allerdings die Farbskala genauer, erkennt man, dass die Farbe Rot, in der Detailansicht rechts, einem, um eine Zehnerpotenz, kleineren Wert entspricht als links. Das Vorhandensein des Lochs reduziert die Belastung auf die Seitenwände, um rund einen Faktor Zehn.

Vergleicht man die Abb. 6.4, 6.6 und 6.7 erkennt man, dass im endgültigen Setup die Neutronenstrahlung im Shutter in jede Richtung blockiert wird, bevor sie das Ende des Shutters erreicht¹. Wählt man die Lochtiefe zu groß, würden zu viele schnelle Neutronen ungehindert durch den Shutter in die Experimentierkammer gelangen, was in (Abb. 6.6), durch die Häufung der Farbpunkte rechts oben gezeigt ist. Simuliert man ohne Loch, wird die Strahlenbelastung auf den Vorkammerwänden zu groß. Der Abstand der Lochmittelpunkte des Durchgangslochs und des Sacklochs beträgt 35 cm. Wie man in Abbildung 6.7 rechts erkennt, ist dieser Abstand zur Abschirmung ausreichend. Diese Distanz ist weiters zur Auswahl der geeigneten Pneumatikkolben wichtig.

Um die Wiedererkennung und Position des Shutters in anderen Bildern zu erleich-

¹Anmerkung: Jede dieser Simulationen ist mit der selben Anzahl an Teilchen durchgeführt worden, was sie untereinander vergleichbar macht.

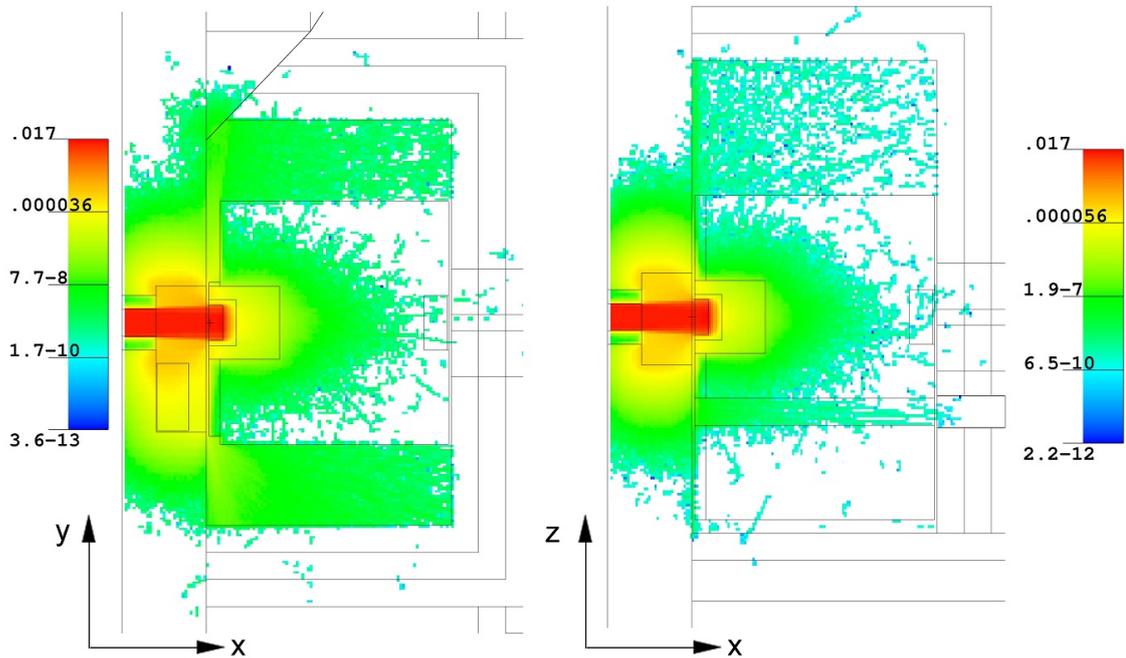


Abbildung 6.7: MCNP-Simulation des Shutters in endgültiger Konfiguration unter Neutronenstrahlung.

tern, ist die Geometrie des Shutters in offener und geschlossener Position, inklusive der beschriebenen Einsätze, in MCNP in Abbildung 6.8 zu sehen.

6.2.1 Gammastrahlung

Bis jetzt wurde der Shutter nur bezüglich Neutronenstrahlung diskutiert. Auf eine detaillierte Diskussion der Reaktor- und der Bor- γ -Strahlung wird hier verzichtet. Es sei auf die Ergebnisse der gesamten Kammer in Kapitel 8 „Ergebnisse“ verwiesen. Kurz lässt sich allerdings sagen, dass der Shutter in Kombination mit der Trennwand der Kammer, die die entstehende Bor- γ -Strahlung reduziert, sowie den Bleineinsätzen, die die Reaktor- γ -Strahlung reduzieren, allen Anforderungen entspricht.

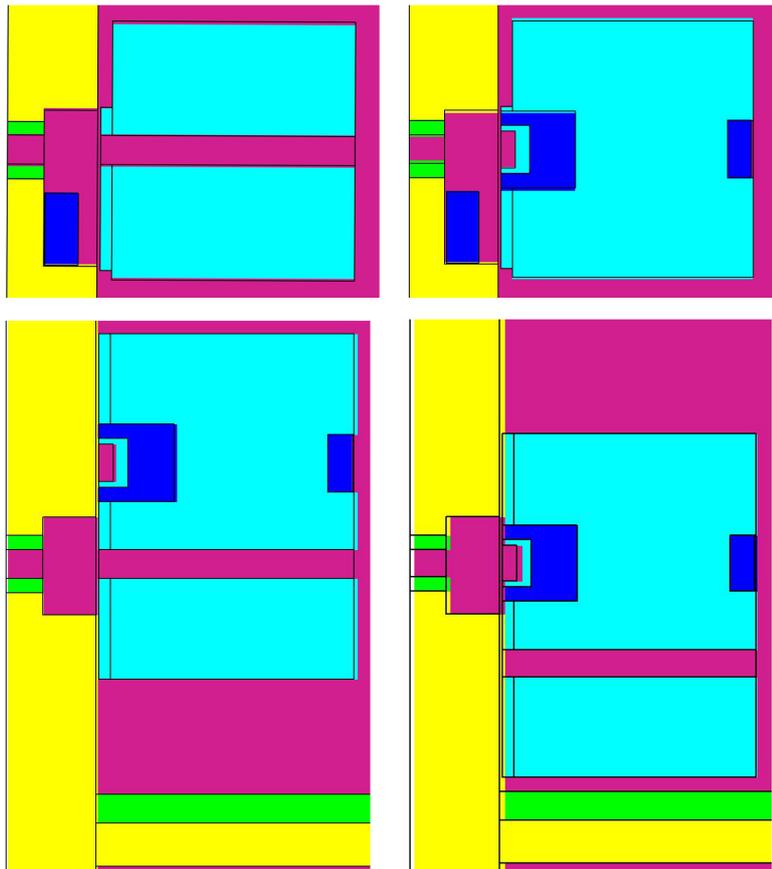


Abbildung 6.8: Darstellung des Shutters in geöffneter (*links*) und geschlossener (*rechts*) Position vor dem Strahlrohr. Oben ist ein horizontaler und unten ein vertikaler Schnitt durch den Shutter zu sehen. Boriertes PE ist in türkis, Blei in blau dargestellt. Die Reaktorwand und der Hallenboden sind gelb, die Luft ist magenta und der Kammerboden, sowie der Strahlrohreinschub sind grün.

7 Beamstop

Der Beamstop ist ein Teil der Abschirmung, der den Strahl nach dem Experiment stoppt und verhindert, dass er direkt auf die Betonwände strahlt. Er soll den Neutronenstrahl, nachdem dieser durch das Experiment gegangen ist, praktisch komplett absorbieren und die γ -Strahlung so weit reduzieren, dass die Betonwand dahinter ausreicht um außerhalb der Kammer eine akzeptable Dosisleistung zu gewährleisten. Der Beamstop muss im Hinblick auf Dimensionierung und Form folgende Kriterien erfüllen:

- Abschirmung des Neutron-Photon-Hauptstrahls, um außerhalb der Kammer eine akzeptable Dosisleistung zu gewährleisten
- Minimierung der Rückstreuung der Neutronen
- geringer Platzbedarf, um Experimenten mehr Platz zu ermöglichen
- Bodenbelastung (unter Berücksichtigung aller umstehenden Bauteile) kleiner 5 t/m^2

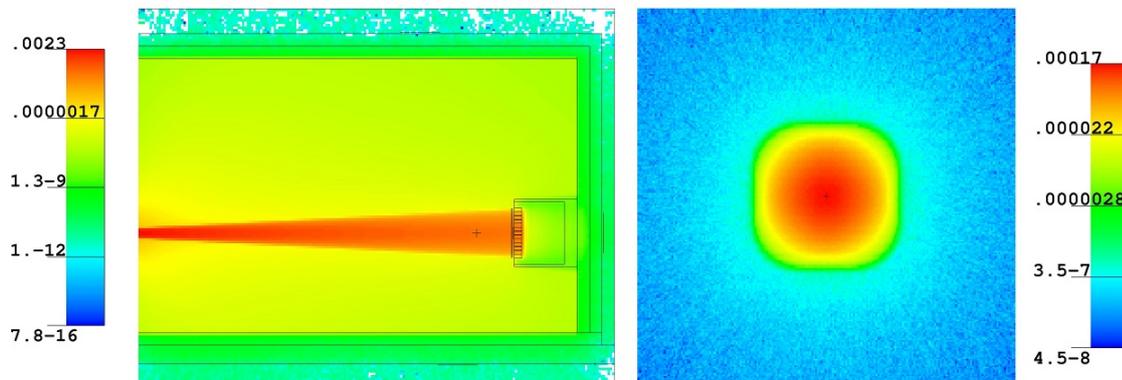


Abbildung 7.1: Darstellung der Strahlaufweitung beim Kammerdesign 3.0. Links ist ein XZ-Schnitt der Kammer zu sehen. Der Strahl geht von einem $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ Querschnitt, auf einen rundlichen Querschnitt mit einem Durchmesser von 40 cm , in einer Entfernung von 3.1 m (entspricht der Position des Beamstops) auf. Rechts sieht man den Strahlquerschnitt an der Position des Beamstops. Die realen Abmessungen des rechten Bildes betragen $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$.

Zur Minimierung der Rückstreuung trägt hauptsächlich die Geometrie des Beamstops, sowie die verwendeten Materialien bei. Im Wesentlichen muss der Raumwinkel, den die Neutronen zur Rückstreuung am Beamstop zur Verfügung haben,

minimiert werden. Einfach gesagt, man benötigt ein Loch und „fängt“ die Neutronen darin. Dazu muss das Loch in Strahlrichtung möglichst tief sein, was allerdings im Widerspruch zum geringen Platzbedarf bzw. der Bodenbelastung steht. Eine Herausforderung stellt auch der unüblich große 6 cm × 6 cm Strahlquerschnitt dar, aufgrund dessen der Durchmesser des Strahls am Ende der Kammer (ca. 3.1 m nach der Trennwand) 40 cm beträgt, siehe Abbildung 7.1. Man erkennt einen deutlichen Sprung, um einen Faktor 10, in der Intensität zwischen grün und hellblau, was genau dem 40 cm Durchmesser entspricht. Das bedeutet, dass der Beamstop eine Mindestquerschnitt von 0.5 m × 0.5 m benötigt.

7.1 Rückstreuung

Ähnlich wie beim Shutter kann die Rückstreuung dadurch minimiert werden, dass man die Neutronen in Löchern fängt, siehe Abbildung 6.5. Wenn die Lochwände zusätzlich noch aus einem stark absorbierenden Material (z.B. Bornitrid) bestehen, kann die Rückstreuung weiter minimiert werden. Die Simulationen haben gezeigt, dass ein Verhältnis der Lochtiefe zur Lochbreite größer als zwei nur mehr einen geringen Vorteil im Bezug auf die Minimierung der Rückstreuung liefert. Da auch hier die Lochtiefe aufgrund des Platzbedarfs nicht zu groß gewählt werden darf, wird die Lochtiefe auf 6 cm und die Kantenlängen des Lochquerschnitts auf 3 cm festgelegt.

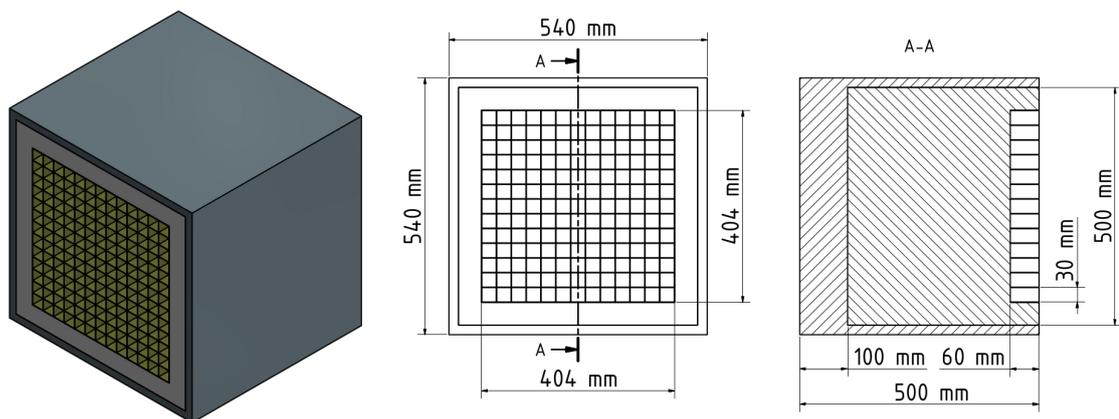


Abbildung 7.2: CAD-Zeichnung des Beamstops. Insgesamt 169 Gitterlöcher mit den Dimensionen 3 cm × 3 cm × 6 cm. Eingebettet in den Block aus boriiertem PE (hellgrau) ist das Gitter aus Bornitrid (golden). Der PE-Block wird von einer Schale aus Blei (dunkelgrau) umgeben.

7.2 Beamstop-Design

In der Realität werden die Löcher die Zwischenräume eines Gitters aus Bornitrid (o.ä. Materialien) bilden. In diesem 1 mm starken Gitter werden die meisten thermischen Neutronen absorbiert bevor sie in die Kammer zurück gestreut werden. Auch der Boden der Löcher muss mit einer Schicht aus Absorbermaterial ausgestattet sein, da unmittelbar hinter dem Gitter ein Block aus boriiertem Polyethylen liegt, der die Neutronen streuen kann. Die schnellen Neutronen können in diesem insgesamt 34 cm dicken boriierten Polyethylenblock thermalisiert und absorbiert werden. Die dabei freiwerdende γ -Strahlung wird in Strahlrichtung durch eine 10 cm starke Bleiplatte und seitlich durch die 2 cm dicke Bleihülle abgeschwächt. Für die Reaktor- γ -Strahlung reichen die 10 cm Blei in Strahlrichtung in Kombination mit der dahinter liegenden Betonwand aus, um die Dosisleistung außerhalb der Kammer auf ein akzeptables Niveau abzusenken. In Abbildung 7.2 ist der Beamstop in seiner finalen Konfiguration dargestellt.

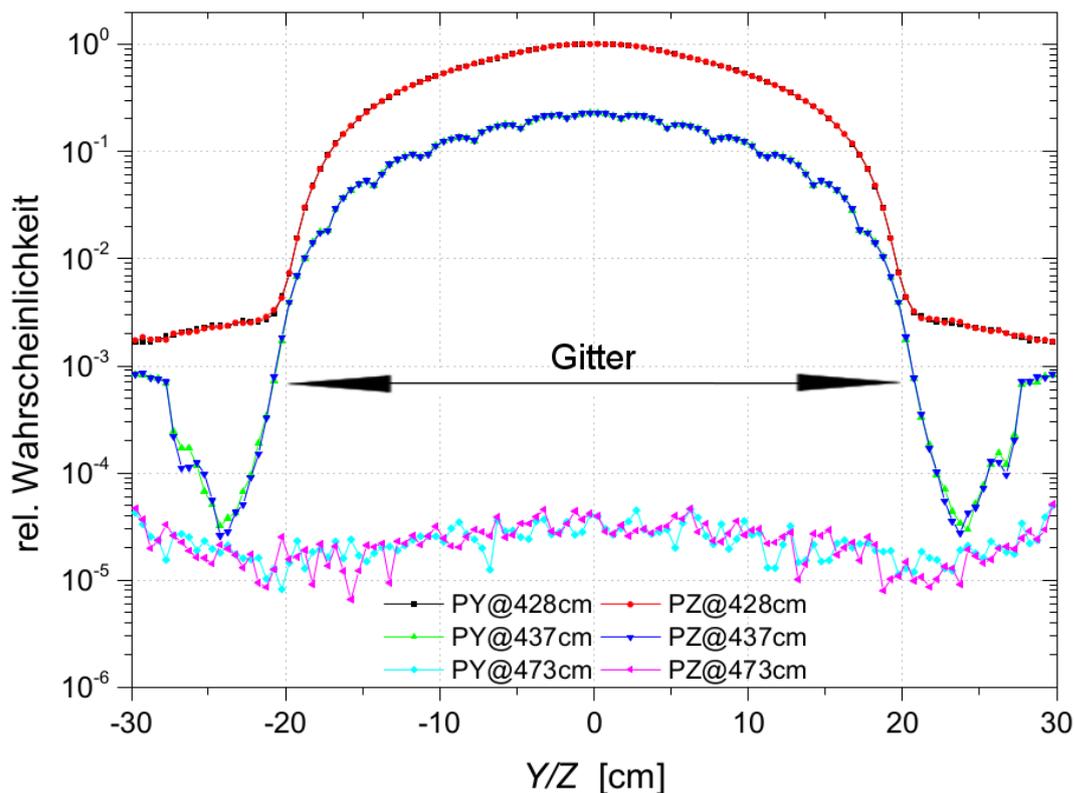


Abbildung 7.3: Y/Z-Beamprofile (Neutronen) kurz vor (@428cm) und in (@437cm bzw. @473cm) dem Beamstop. Der Beamstop beginnt 430 cm nach der Reaktorwand. Die Position @437cm entspricht daher der Position 1 cm nach dem Loch, innerhalb des PE-Blocks, während sich die Position @473cm kurz vor der Bleiplatte befindet.

In Abb. 7.3 sind die vertikalen (Z) und horizontalen (Y) Beamprofile (X-Achse entspricht Strahlachse) an mehreren Positionen entlang der Strahlachse dargestellt. Der auf den Beamstop einfallende Neutronenstrahl (@428cm = 428 cm von der Reaktorwand entfernt) fällt mit wachsendem Abstand zur Mitte schnell ab und ist bei einer Distanz von 20 cm bereits auf unter 1% seiner Maximalintensität abgefallen. Um den Strahl vollkommen im Beamstop zu fangen, muss das Gitter demnach 40 cm breit sein. Die zweite Position (@437cm) bei der ein Profil gezeigt ist, befindet sich 7 cm im Beamstop, das bedeutet 1 cm tief im PE-Block (Lochtiefe 6 cm). Betrachtet man das Profil dieser Position, erkennt man kleine Einbrüche in den sonst glatten Kurven (blau/grün) im Bereich ± 20 cm, die die zusätzliche Absorption des Gitters repräsentieren. Entfernt man sich weiter von der Mitte, ist eine stärkere Abschwächung als in der Mitte erkennbar. Das ist dadurch zu erklären, dass die Löcher zwar die Rückstreuung minimieren aber aus Luft bestehen und damit praktisch keine Neutronen absorbieren. Hingegen finden die Neutronen außerhalb (seitlich) des Gitters den PE-Block als Absorber vor. Da das Gitter in den Block eingelassen ist, müssen Neutronen, die nicht in das Gitter gelangen, durch zusätzliche 6 cm boriiertes Polyethylen, was die zusätzliche Abschwächung erklärt. Die letzte Position (@473cm) befindet sich unmittelbar vor der Bleiplatte des Beamstops. Die Abschwächung ist nahezu homogen über das gesamte Profil.

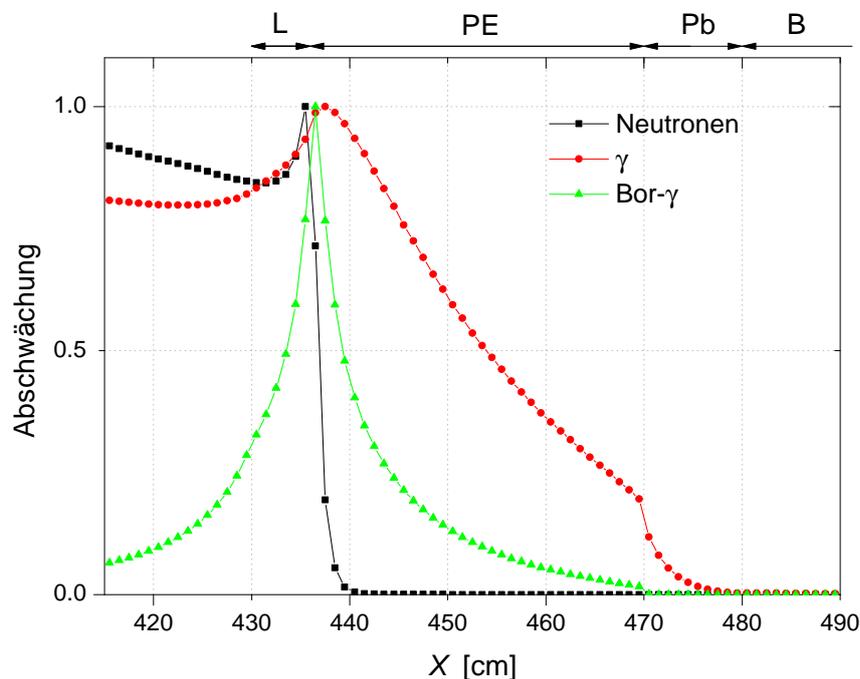


Abbildung 7.4: Abschwächung der einzelnen Strahlungstypen im Beamstop in linearer Darstellung, zur besseren Visualisierung der ersten paar Zentimeter des Beamstops. L = Loch, B = Beton.

Die Abschwächung von Neutronen- und γ -Strahlung im Beamstop, sowie der entstehenden Bor- γ -Strahlung ist in Abbildung 7.4 und 7.5 gezeigt. In der linearen Darstellung erkennt man das Verhalten vor und in den ersten paar Zentimetern des Beamstops besser, als in der logarithmischen. Der Beamstop beginnt wiederum bei $X = 430$ cm, danach folgen 6 cm Loch, 34 cm boriertes PE, 10 cm Blei und 30 cm borierter Beton. Man erkennt sehr schön wie die Neutronen im Loch gefangen werden und direkt am Lochboden ihre maximale Intensität erreichen, da auch die, durch den PE-Block des Beamstops, zurück gestreuten Neutronen zu einem Großteil im BN-Lochboden absorbiert werden. Am Lochboden bzw. direkt dahinter im boriierten Polyethylen werden sie absorbiert und ihre Intensität sinkt nach 8 cm Polyethylen auf 0.1% ab. Danach verläuft die Abschwächung der Neutronen langsamer, da die Thermalisierung der schnellen Neutronen eine gewisse Anzahl an Stößen erfordert. Sind die Neutronen erst thermalisiert werden sie direkt vom Bor absorbiert, bis schließlich bei 470 cm die 10 cm dicke Bleiplatte des Beamstops anfängt. Neutronen die durch die Bleiplatte gelangen, müssen anschließend noch durch 30 cm borierten Beton, was praktisch alle Neutronen absorbiert.

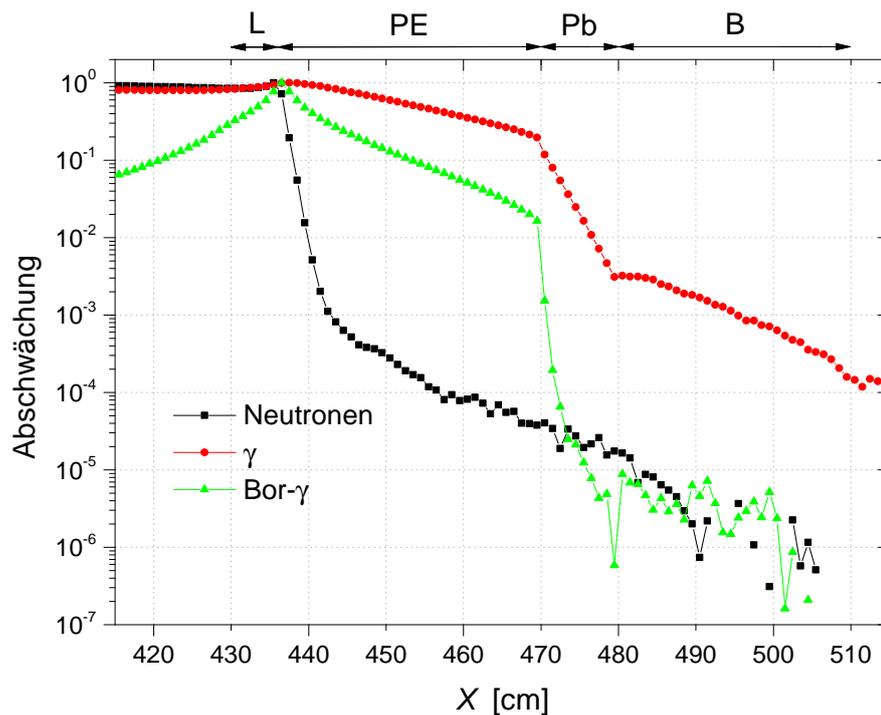


Abbildung 7.5: Abschwächung der einzelnen Strahlungstypen im Beamstop in logarithmischer Darstellung. L = Loch, B = Beton.

Das Verhalten der im Bor entstehenden γ -Strahlung ist eng an das der Neutronen gekoppelt. Wie man sieht ist das Maximum der Bor- γ -Strahlung um 1 cm gegenüber dem der Neutronen nach hinten verschoben, da das Maximum der Bor- γ -

Strahlung dort liegt, wo die Neutronen die größte Abschwächung erleiden, sprich absorbiert werden. Richtung Reaktor (negativ X) wird die Bor- γ -Strahlung ähnlich einer Exponential-Funktion ab, jedoch überlagert durch diverse geometrische und abschirmende Effekte. In Strahlrichtung wird sie anfangs nur relativ langsam durch das Polyethylen abgeschwächt, bei 470 cm nimmt sie allerdings rapide in der Bleiplatte ab und ist bereits vor dem Beton praktisch nicht mehr vorhanden. Für die γ -Strahlung des Reaktors ist der Beamstop alleine nicht ausreichend. Obwohl 10 cm Blei eine Abschwächung um zwei Größenordnungen verursachen, gelingt es erst dem Beton die Intensität auf 0.01% zu reduzieren. Gemeinsam mit dem Filtersystem das in Kapitel 4 „Quellen“ kurz zusammengefasst wurde, reicht das aus, um die erforderlichen Grenzwerte der Dosisleistung zu erreichen. Die vollständige Diskussion und die Ergebnisse zur Dosisleistung hinter dem Beamstop erfolgt, wie auch beim Shutter, erst mit der gesamten Kammer.

8 Ergebnisse

Da die konstruktiven Probleme aus dem Weg geräumt wurden, wurde das Modell 3.0 mit verschiedenen Wandstärken, Materialzusammensetzungen und Materialdichten (Betondichten) simuliert. In der ersten Simulation wurden Hotspots für Photonenstrahlung entlang der Außenseite der Abschirmung festgestellt, siehe Abbildung 8.1. Die Positionen dieser Hotspots sind in Abbildung 5.9 dargestellt und sind durch die Entstehung der Photonen im Shutter, Beamstop und der borierten Kammerwand zu erklären. In Abbildung 5.9 sind neben den Hotspots auch andere interessante Positionen der Simulation dargestellt. Die Positionen (1) Vorkammer (VK) Monitor, (2) Experimentierkammer (EK) Einlass, (3) Beamstop und (4) Hinter Beamstop befinden sich direkt auf der Strahlachse. Während Position (1) nur eine Art Monitor ist, wird bei (2) die Fluenz bestimmt, die später dem Experiment zur Verfügung steht. In (3) lässt sich quantifizieren, wie viel Fluenz durch die Divergenz des Strahls verloren geht, als auch die Rückstreuung des Beamstops bestimmen. Position (4) liefert Informationen über die Abschirmwirkung von Beamstop und Kammerwand. Alle weiteren Positionen stellen Messpunkte in Hotspots dar und sind wie folgt kurz beschrieben: (5) VK Decke, (6) VK Boden (Keller), (7) VK Seite, (8) EK Seite, (9) EK Decke, (10) EK Boden (Keller), (11) Labyrinth Eingang, (12) Labyrinth Seite, (13) Beamstop Seite.

Anschließend wurde an diesen Hotspots die Neutronen- bzw. Photonendosis bestimmt. Verwendet man eine Neutronenquelle benötigt man sowohl Neutronentalies als auch Photonentalies, um die Photonendosis aufgrund von Kernreaktionen der Neutronen und deren Folgereaktionen zu bestimmen. Im Gegensatz dazu, ist bei Verwendung einer Photonenquelle nur die Photonendosis zu bestimmen. Die Wahrscheinlichkeit für Reaktionen der Art (γ, n) ist zwar nicht Null, in der Realität allerdings vernachlässigbar. Insgesamt gilt es also pro Hotspot zwischen drei Dosen zu unterscheiden, bzw. diese zur Gesamtdosisleistung zu addieren.

MCNP gibt die Ergebnisse pro Quellteilchen aus. Um makroskopisch messbare Größen zu erhalten müssen diese mikroskopischen Beiträge mit zwei Faktoren multipliziert werden. Der erste Faktor ist der Quellflächenfaktor, der durch die MCNP-interne Normierung pro Quellteilchen bedingt ist und dessen Wert die Quellfläche in cm^2 (Standardlängeneinheit in MCNP ist Zentimeter) ist. Die verwendeten Quellen sind immer Flächenquellen, die den scheibenförmigen Querschnitt des Strahlrohreinschubs repräsentieren. Die Quelle hatte in allen Simulationen einen Durchmesser von 10 cm (Innendurchmesser des Strahlrohreinschubs) und damit ergibt sich der Quellflächenkorrekturfaktor QFK zu 78.54 (Kreisfläche mit $r = 5$). Dieser Faktor ist ein dimensionsloser Normierungsfaktor. Der zweite Faktor ist der durch Messun-

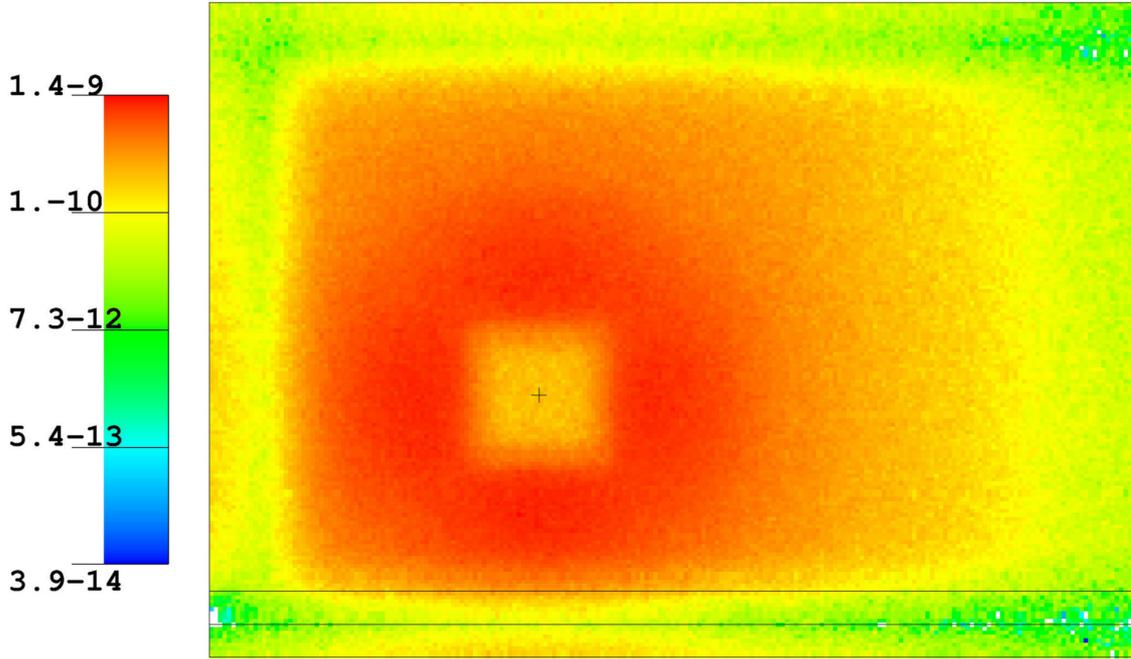


Abbildung 8.1: Darstellung des Hotspots (13). Zu sehen ist die Photonenfluenz pro Quellneutron in der YZ Ebene unmittelbar außerhalb der Kammer hinter dem Beamstop. Man erkennt deutlich die quadratische Abschattung (mittig) der Photonen durch den Beamstop und darum herum einen erhöhten Wert der Photonenfluenz.

gen bestimmte und korrigierte Neutronen- bzw. Photonenfluss. Die Berechnung der Dosisleistung an einem bestimmten Punkt ist kurz an einem Beispiel erläutert: Ein Fn2-tally, das mit einer Dose Energy and Function Card versehen ist, ergibt einen Wert von $1.0 \cdot 10^{-12} \text{ Svcm}^2$. Das bedeutet, dass ein Quellneutron an dem Punkt (Fläche) des tallies im Schnitt einen Beitrag zur Dosis von $1.0 \cdot 10^{-12} \text{ Svcm}^2$ leistet. Die Dosisleistung am Ort des tallies kann nun über

$$\dot{H}_n^*(10) = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ Svcm}^2 \cdot QFK \cdot \Phi_n^{corr} \cdot 3600 \text{ s/h} \quad (8.1)$$

berechnet werden, wobei

$$\begin{aligned} \Phi_n^{corr} &= 0.3 \cdot 0.75 \cdot \Phi_n^{meas} \\ &= 0.3 \cdot 0.75 \cdot 6.19 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 1.4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (8.2)$$

der korrigierte (gefilterte) Neutronenfluss ist. Die ersten zwei Faktoren in Gleichung (8.2) sind die Korrekturfaktoren aus Tabelle 4.5 und $6.19 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ist der gemessene Neutronenfluss kurz vor dem Ende des Strahlrohrs (siehe Kapitel 4.1.3 „Messungen im Strahlrohr“). Nach dieser Rechnung beträgt die Dosisleistung am Ort dieses tallies $\dot{H}_n^*(10) = 39.6 \text{ Sv/h}$.

Es muss zwischen den Ergebnissen mit offenem oder geschlossenem Shutter unterschieden werden. Für die Ergebnisse mit offenem Shutter sind die Dosisleistung außerhalb der Kammer sowie der Fluss innerhalb der Kammer interessant, während bei geschlossenem Shutter, sowohl die Dosisleistungen inner- als auch außerhalb der (Vor-)Kammer relevant sind.

Alle Simulationen wurden mit mindestens 10^{10} Quellteilchen simuliert. Die statistischen Fehler der Simulation sind, falls nicht anders angegeben, kleiner als 10%, ausgenommen Ergebnisse die Null sind. Der relativ große Fehler ist durch das grundsätzliche Problem beim Design einer Abschirmung (es soll so wenig wie möglich durchkommen) und den benötigten Zeitaufwand begründet. Eine Simulation der gesamten Kammer mit 10^{10} Quellteilchen dauert, auf dem verwendeten Rechner (ACPI x64 based PC, $12 \times$ i7-3930K @ 3.2 GHz, 32 GB RAM), ca. drei Tage, obwohl diverse Methoden zur Varianzreduktion implementiert waren.

Zusätzlich ist an dieser Stelle nochmals ausdrücklich darauf hingewiesen, dass diese Ergebnisse das vorgeschlagene Filtersystem von Andreas Hawlik [24] als Grundlage verwenden. Bezieht man diese Filterfaktoren nicht in die Ergebnisse mit ein, nimmt die Dosisleistungen in fast allen Bereichen der Abschirmung, um ein bis zwei Größenordnungen zu!

8.1 Offener Shutter

Die aus den Simulationsergebnissen abgeleiteten Dosisleistungen sind an relevanten Positionen in Tabelle 8.1 für verschiedene Betondichten und Wandstärken zusammengefasst. Die problematischen Punkte sind der Beamstop und der Keller (VK Boden und EK Boden). In beiden Fällen trägt hauptsächlich eine Form (Bor oder Reaktor) der γ -Strahlung zum Überschreiten des Grenzwerts von $3.75 \mu\text{Sv/h}$ bei. Um die auftretende Dosisleistung hinter dem Beamstop weiter zu reduzieren, wird die Bleiplatte des Beamstops um 5 cm in Strahlrichtung verlängert. Der erhöhte Wert unterhalb der Vorkammer (6) lässt sich durch eine zusätzliche Stahlplatte am Boden der Vorkammer weit genug reduzieren. Der leicht erhöhte Wert unterhalb der Experimentierkammer (10) kann nicht durch eine dickere Bodenplatte reduziert werden, da der Shutter (in geschlossener Position) die Bodenplatte der Kammer bereits fast berührt bzw. auch der vertikale Platz für das Experiment maximiert werden soll. Jedoch ist die Geometrie des Simulationsmodells sehr stark vereinfacht. In der Realität befindet sich unterhalb der Kammer, der Keller der Reaktorhalle mit einer Deckenhöhe von mindestens 4 m. Die Messpunkte (tallies) der Simulation befinden sich unmittelbar unterhalb dieser Decke. Das bedeutet eine zusätzliche Distanz zwischen tally und einem 2 m großen Menschen. Dadurch sinkt die Dosisleistung, die ein Mensch im Keller zu erwarten hat, weiter ab. Weiters liegt die Decke der Reaktorhalle auf $30 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$ ($H \times B$) großen Strahlträgern auf, zwischen denen nur ein Abstand von 30 cm liegt, was die Strahlung weiter reduziert. Vermutlich liegt die komplette Vorkammer der Kammer außerdem auf dem massiven Betonsockel des

Reaktors auf, d.h. die Strahlung, die durch den Boden der Vorkammer (6) dringt, wird direkt im Fundament des Reaktors selbst absorbiert¹.

		$H^*(10)_{4.0/20}$ ($\mu\text{Sv/h}$)				$H^*(10)_{2.5/30}$ ($\mu\text{Sv/h}$)			
		n	B- γ	γ	Σ	n	B- γ	γ	Σ
4	Hinter Beamstop	1.1	0.0	1.2	2.4	1.1	0.0	1.4	2.6
5	VK Decke	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.2	0.0	0.2
6	VK Boden	0.1	2.3	0.1	2.4	0.1	4.3	0.2	4.6
7	VK Seite	0.0	0.5	0.0	0.5	0.0	0.8	0.0	0.8
8	EK Seite	0.1	0.3	0.0	0.4	0.1	0.4	0.0	0.5
9	EK Decke	0.0	0.2	0.0	0.3	0.1	0.3	0.0	0.3
10	EK Boden	0.1	0.5	0.0	0.6	0.2	1.3	0.0	1.5
11	Labyrinth Eingang	0.0	0.1	0.0	0.2	0.0	0.1	0.0	0.2
12	Labyrinth Seite	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.1
13	Beamstop Seite	0.4	0.1	0.7	1.2	0.5	0.1	0.7	1.4

Tabelle 8.1: Vergleich der einzelnen Beiträge zur Gesamtdosisleistung der Strahlungstypen an den Positionen/Hotspots nach Abbildung 5.9 bei **geöffnetem** Shutter zwischen zwei Parametersets. Links wurde mit einer Betondichte von 4.0 g/cm^3 und mit 20 cm dicken Experimentierkammerwänden simuliert, während rechts die Dichte des Betons 2.5 g/cm^3 betrug und die Wände 30 cm dick waren.

Außerdem ist die Dosisleistung seitlich vom Beamstop (13) ebenfalls leicht erhöht. Die Dosisleistungen an den anderen Positionen sind miteinander vergleichbar und niedrig. Das macht es möglich die Dicke der Wände und die Betondichte zu optimieren. Es hat sich herausgestellt², dass mindestens eine Betondichte von 3.0 g/cm^3 erreicht werden kann. Da die Abschirmung grundsätzlich dem Beer-Lambert'schen Gesetz folgt, hängt die Abschirmwirkung der Wände vom Produkt der Betondichte ρ_i und der Wanddicke d_i ab. Damit ist es einfach verschiedene Parametervariationen schon im Vorhinein abzuschätzen. Bleibt das Produkt zweier Parametersets konstant, $C = \text{const} = \rho_1 d_1 = \rho_2 d_2$, so kann man prinzipiell davon ausgehen, dass die Abschirmwirkung ähnlich sein wird. Am Beispiel aus Tabelle 8.1 ergibt das Produkt $4 \cdot 20 = 80 \approx 75 = 2.5 \cdot 30$. Für alle Positionen außer im Keller und hinter dem Beamstop ist die Abschirmung zu stark, was es möglich macht die Abschirmung (Wandstärken) etwas schwächer auszulegen. Der Hintergedanke dabei ist, die Wände der Kammer so dünn wie möglich zu machen, um Material (Beton) und damit Gewicht zu sparen. Zusätzlich wurde der Borgehalt des Betons, auf Empfeh-

¹Dieser Sachverhalt ist leider nicht einfach zu bestimmen, da die Originalpläne des Reaktors nicht korrekt sind. Im Keller lässt sich aber aufgrund von Rohrleitungen, die durch die Decke des Kellers in die Reaktorhalle verlaufen, abschätzen, dass die Vorkammer zumindest zu einem großen Teil auf diesem Fundament steht.

²Smart Minerals GmbH ist das, mit dem Spezialbeton beauftragte, Unternehmen

lung der Smart Minerals GmbH, von 3.5 % auf 2.0 % abgesenkt³. Die Ergebnisse einer Simulation mit einer Wandstärke von 20 cm, einer Betondichte von 3.0 g/cm³ ($C = 60$), dem veränderten Betonrezept, sowie der Änderung am Beamstop und der zusätzlichen Stahlplatte in der Vorkammer, sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst.

	Position/ Hotspots	$H^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)			
		n	B- γ	γ	Σ
4	Hinter Beamstop	0.4	0.0	0.4	0.8
5	VK Decke	0.0 (52%)	0.2	0.0	0.2
6	VK Boden	0.0 (13%)	1.6	0.1	1.8
7	VK Seite	0.0 (40%)	1.3	0.0	1.3
8	EK Seite	0.1	1.1	0.1	1.3
9	EK Decke	0.1	0.7	0.0	0.9
10	EK Boden	0.1	0.3	0.1	0.5
11	Labyrinth Eingang	0.0 (14%)	0.3	0.0	0.3
12	Labyrinth Seite	0.0	0.2	0.0	0.2
13	Beamstop Seite	0.5	0.3	1.9	2.7

Tabelle 8.2: Beiträge zur Dosisleistung der verschiedenen Strahlungsarten an den Positionen/Hotspots nach Abbildung 5.9 bei **offenem** Shutter, einer Betondichte von 3.0 g/cm³ und mit 20 cm dicken Experimentierkammerwänden und einem Borgehalt von 2.0 % im Beton, sowie dem modifiziertem Beamstop (5 cm Blei) und der 3 cm dicken Stahlplatte in der Vorkammer. In Klammer ist der relative Fehler R angegeben, falls $R > 10$ %.

Hinter dem Beamstop (4) und im Keller (6) bzw. (10) sind die Dosisleistungen nun weit unterhalb des geforderten Grenzwerts. Die Reduktion der Wandstärke der Experimentierkammer gemeinsam mit den Änderungen der Betonrezeptur und der Betondichte führen dazu, dass die Dosisleistung an den Seitenwänden und der Decke, wie erwartet, zunimmt, jedoch noch ausreichend weit unterhalb des Grenzwerts liegt. Vor allem der Beitrag der Bor- γ -Strahlung steigt an, da die Neutronen nun den Beton tiefer penetrieren bevor sie absorbiert werden und dadurch die Betonschicht zur Abschirmung der entstehenden Bor- γ -Strahlung dünner ist. Allerdings beträgt die Gesamtdosisleistung auf Position (13), seitlich des Beamstops, in dieser Konfiguration 2.7 $\mu\text{Sv/h}$, deren Hauptursache die Reaktor- γ -Strahlung ist. Ohne eine weitere Simulation durchzuführen kann man sagen, dass eine 3 cm dicke Bleiwand (zusätzliche Verringerung um Faktor 0.25) rund um den Beamstop, diesen Hotspot stark genug dämpft. Da das Atominstitut sehr viel Bleielemente gelagert hat, kann diese Wand, falls notwendig, innerhalb weniger Stunden aufgebaut werden. Durch diese Wand könnte man außerdem auf die Veränderung des Beamstops verzichten.

³Probleme bei zu hohem Anteil der Zuschlagstoffe im Beton

	Position/ Hotspots	X	Neutronenfluss ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
1	VK Monitor	0 cm	$1.40 \cdot 10^8$
2	EK Einlass	120 cm	$2.89 \cdot 10^7$
3	Beamstop	425 cm	$1.74 \cdot 10^6$
4	Hinter Beamstop	500 cm	$8.51 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 8.3: Neutronenfluss an den Positionen entsprechend Abb. 5.9.

Da der Neutronenfluss nahezu unabhängig von der Wanddicke und der Betondichte ist, ist er in den oben angesprochenen Konfigurationen konstant. In Tabelle 8.3 ist der zu erwartende Neutronenfluss an den wichtigen Positionen entsprechend Abb. 5.9 zusammengefasst. Der Fluss von $1.40 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, der aus dem Strahlrohr in die Vorkammer gelangt (1), entspricht dabei dem Startwert von $6.19 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ multipliziert mit dem Korrekturfaktor der Filter (0.3) und des Strahlrohreinschubs (0.75) (siehe Kapitel 4 „Quellen“ bzw. Glg. (8.2)). Alle weiteren Verluste im Fluss entlang der Strahlachse sind auf die Verkleinerung des Strahlquerschnitts durch Blenden, die Divergenz des Strahls, sowie Streuung in Luft zurückzuführen. Diese Werte stellen einen Optimalfall dar. In der Realität können vor allem die tatsächlichen Filterfaktoren von den angenommenen Werten abweichen. Vermutlich wird sich der Neutronenfluss dadurch verringern. Weiters sei darauf hingewiesen, dass alle Ergebnisse zum Fluss nur bei perfekter Ausrichtung von Strahlrohr, Shutter und Trennwand simuliert sind.

8.2 Geschlossener Shutter

Für den geschlossenen Shutter ist vor allem die Dosisleistung um die Vorkammer (5), (6), (7) und am Einlass in die Experimentierkammer (2) von Interesse. Die Simulationsergebnisse mit den selben Parametern, wie für den geöffneten Shutter sind in Tabelle 8.4 zusammengefasst. Auf einen Blick ist die Effizienz der Shutter-Trennwand Kombination zu erkennen. Die 2.3 bzw $2.6 \mu\text{Sv/h}$ am Einlass in die Experimentierkammer sind unterhalb des Grenzwerts, wobei Neutronen den Großteil der Dosisleistung ausmachen. Das ist ein Hinweis darauf, dass die Dicke des PE-Körpers des Shutters in Strahlrichtung nicht weiter verringert werden sollte. Die Dosisleistung im Keller (6) ist weit unterhalb des Grenzwerts, auch ohne die zusätzliche Stahlplatte, die beim geöffneten Shutter diskutiert wurde.

Da sich die Rezeptur des Betons von 3.5% auf 2.0% Borgehalt geändert hat, ist in Tabelle 8.5 die zu erwartende Dosisleistung mit Stahlplatte in der Vorkammer und geänderter Betonrezeptur zusammengefasst. Eine weitere kleine Änderung zwischen Tabelle 8.4 und 8.5 liegt in der Reihenfolge der Einlagen (PE+Pb vs. Pb+PE) in der Trennwand der Kammer. Während im Setup von Tabelle 8.4 die Reihenfolge der Einlagen PE-Pb-PE (jeweils 10 cm downstream) war, ist sie in der Simulation von Tabelle 8.5 PE-PE-Pb. Der Unterschied wird in der Dosisleistung am Einlass

		$H^*(10)_{4.0/20}$ ($\mu\text{Sv/h}$)				$H^*(10)_{2.5/30}$ ($\mu\text{Sv/h}$)			
		n	B- γ	γ	Σ	n	B- γ	γ	Σ
2	Einlass EK	1.9	0.1	0.6	2.6	1.7	0.1	0.5	2.3
3	vor BS	0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.0	0.0	0.1
4	hinters BS	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
5	VK Decke	0.0	0.3	0.0	0.3	0.1	1.2	0.0	1.2
6	VK Boden	0.0	0.3	0.0	0.3	0.0	1.1	0.0	1.1
7	VK Seite	0.0	0.7	0.0	0.7	0.1	0.8	0.0	0.9
8	EK Seite	0.0	0.6	0.0	0.6	0.0	0.0	0.0	0.0
9	EK Decke	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
10	EK Boden	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
11	Lab Ausgang	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
12	Lab Seite hinten	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
13	Hinters BS Seite	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 8.4: Vergleich der einzelnen Beiträge zur Gesamtdosisleistung der Strahlungstypen an den Positionen/Hotspots nach Abbildung 5.9 bei **geschlossenem** Shutter zwischen zwei Parametersets. Links wurde mit einer Betondichte von 4.0 g/cm^3 und mit 20 cm dicken Experimentierkammerwänden simuliert, während rechts die Dichte des Betons 2.5 g/cm^3 betrug und die Wände 30 cm dick waren.

in die Experimentierkammer sichtbar. Dieses Phänomen ist nicht restlos geklärt. Die Simulation zeigt, dass die beste Anordnung für die Dosisleistung, PE-PE-Pb (downstream) ist.

8.3 Zusammenfassung und Ausblick

Bezüglich des Strahlenschutzes ist die Kammer in ihrem endgültigen Design gut geeignet, um das zuvor präparierte [24] Neutronen- γ -Strahlungsfeld des TRIGA MK II Forschungsreaktors der Technischen Universität Wien abzuschirmen. Die benötigten Wandstärken und Betondichten sind in Tabelle 8.6 nochmals zusammengefasst.

In Abbildung 8.2 ist die finale Version der Kammer inklusive aller Bauteile, dem Reaktor und dem Fluchtweg zu sehen. Zusätzlich ist in Abbildung 8.3 ein Grundriss der Kammer zu sehen, auf dem die Platzverhältnisse besser dargestellt sind. Die maximal mögliche Länge des Experiments beträgt demnach 3.05 m, und der maximale Platz auf die (rechte) Seite 2.39 m. Nicht zu sehen ist die Höhe der Kammer, die maximal 2.5 m beträgt, was eine Raumhöhe (innen) von 2.2 m bedeutet. Der Eingang ins Labyrinth ist selbstverständlich nicht so geplant, wie hier dargestellt. Da es für die Simulationen allerdings keinen Unterschied macht, wurde auf eine detailliertere Ausfertigung des Modells verzichtet. Die genaue Ausführung des Labyrinths (z.B. Labyrinth auf der anderen Seite), sowie des Eingangs muss die Arbeitsgruppe mit

	Position/ Hotspots	$H^*(10)$ ($\mu\text{Sv/h}$)			Σ
		n	B- γ	γ	
2	Einlass EK	0.4 (31%)	0.1	0.2	0.7
3	vor BS	0.0	0.0	0.0	0.0
4	hinter BS	0.0	0.0	0.0	0.0
5	VK Decke	0.0	0.7	0.0	0.7
6	VK Boden	0.0	0.6	0.0	0.6
7	VK Seite	0.0	1.3	0.0	1.3
8	EK Seite	0.0	0.0	0.0	0.0
9	EK Decke	0.0	0.0	0.0	0.0
10	EK Boden	0.0	0.0	0.0	0.0
11	Lab Ausgang	0.0	0.1	0.0	0.1
12	Lab Seite hinten	0.0	0.0	0.0	0.0
13	Hinter BS Seite	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabelle 8.5: Beiträge zur Dosisleistung der verschiedenen Strahlungsarten an den Positionen/Hotspots nach Abbildung 5.9 bei **geschlossenem** Shutter, einer Betondichte von 3.0 g/cm^3 und mit 20 cm dicken Experimentierkammerwänden und einem Borgehalt von 2.0 % im Beton, sowie dem modifiziertem Beamstop (15 cm Blei) und der 3 cm dicken Stahlplatte in der Vorkammer. In Klammer ist der relative Fehler R angegeben, falls $R > 10$ %.

dem Ziviltechniker ausarbeiten.

Erfreulich ist, dass aufgrund des zu erwartenden Neutronenflusses in der Experimentierkammer von über $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ die Weiterentwicklung der Diamantdetektoren an diesem Strahlplatz möglich ist.

Das endgültige Betonrezept war zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht bekannt. Mit dem Spezialbeton, der im Vergleich zu einem Standardbeton mehr Wasser (moderiert) und Bor (absorbiert) enthalten wird, sollten alle Simulationen nochmal durchgeführt werden. Sollte die Dichte des Betons nicht stark von der in der Simulation verwendeten Dichte abweichen, müssten die Ergebnisse vergleichbar bleiben.

	Betondichte (g/cm^3)	Wanddicke (cm)
Vorkammer (inkl. Decke)	3.0	30
Experimentierkammer (inkl. Decke)	3.0	20
Labyrinth (inkl. Decke)	3.0	20
Bodenplatte	3.0	10

Tabelle 8.6: Erforderliche Dicken der einzelnen Bauteile.

Interessant wäre allerdings eine Simulation des Shutter mit diesem Betonrezept. Der Ausschlussgrund für den Beton war die nicht vorhandene Moderationseigenschaft für schnelle Neutronen, was durch den erhöhten Wasseranteil kompensiert werden könnte. Ein großer Vorteil eines Betonschutters liegt schlicht und ergreifend in der Herstellung, da man Beton einfach gießen kann. Der PE-Shutter müsste, nach Rücksprache mit mehreren Firmen aus 3.5 cm starken PE-Platten zusammenschraubt werden. Um die erforderliche Länge von 88 cm zu erreichen bräuchte man daher 26 dieser Platten.

Da alle Ergebnisse auch mit dem internen Strahlenschutz des Atom Instituts überprüft und diskutiert wurden, sind die Mindestanforderungen für das Projekt „White House“ damit bekannt und können einem Ziviltechniker für statische Berechnungen und der konstruktiven Endausführung übergeben werden.

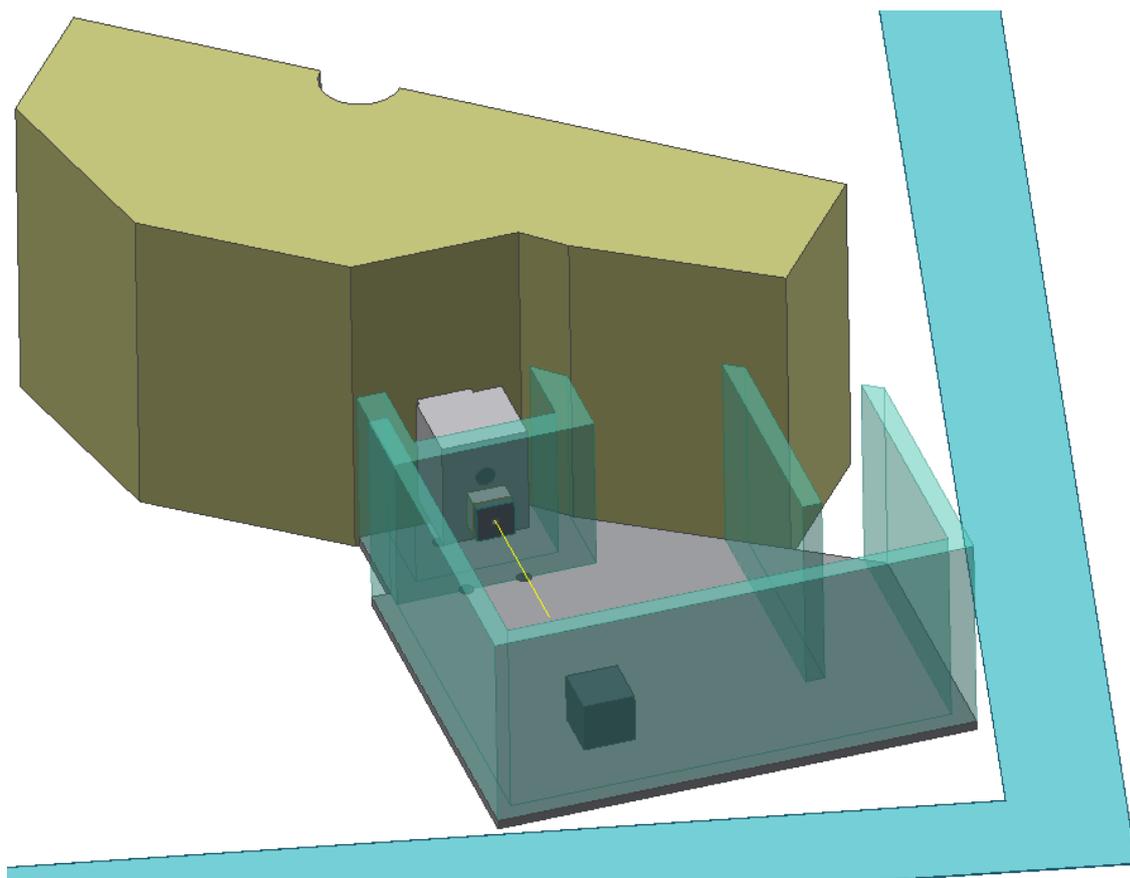


Abbildung 8.2: 3D-Modell der Kammer. Im Hintergrund ist in gelb eine Hälfte des Reaktors zu sehen. Der L-förmige türkis Körper stellt den Fluchtweg dar.

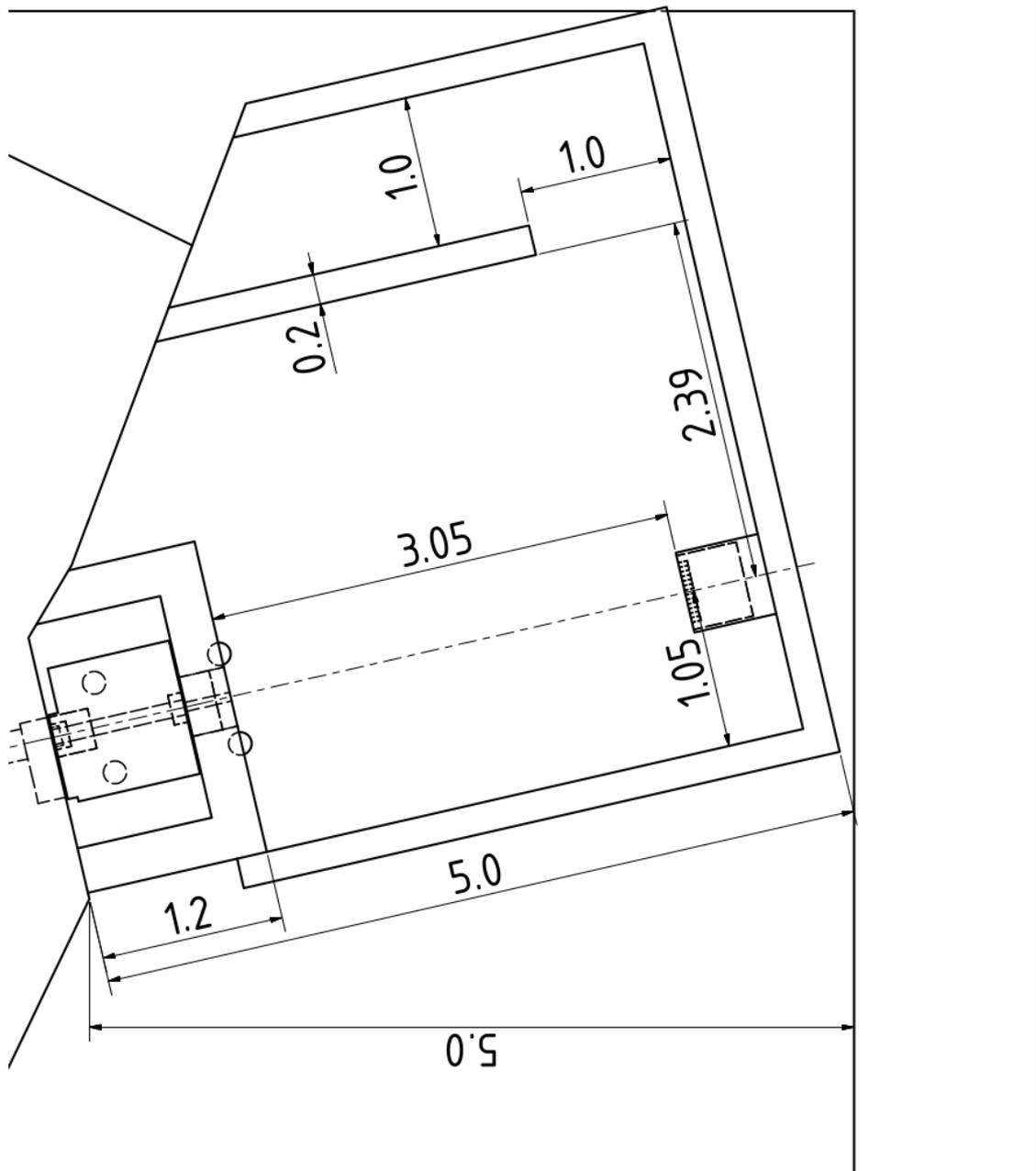


Abbildung 8.3: Grundriss des 3D Modells. Angaben in Meter.

Literaturverzeichnis

- [1] Ch. Gösselsberger, *Entwicklung eines Wanderwellen-Neutronenspinresonators*, Dissertation TU Wien, 2012.
- [2] X. Wang, G. Konrad, and H. Abele, *$R \times B$ drift momentum spectrometer with high resolution and large phase space acceptance*, Nuclear Instruments and Methods A 701 (2013) 254.
- [3] Ch. Weiss, *A CVD diamond detector for (n, α) cross-section measurements*, Dissertation TU Wien, 2014.
- [4] National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [5] K. Wirtz and K.H. Beckurts, *Elementare Neutronenphysik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1958.
- [6] G. Hale et al., *Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VII.1*, 2011.
- [7] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Wiley New York, 1999.
- [8] M.A. Lone, D.C. Santry, and W.M. Inglis, *MeV neutron production from thermal neutron capture in Li and B compounds*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 174 (1980) 521.
- [9] H. Machner, *Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik*, Weinheim: Wiley-VCH, 2005.
- [10] O. Klein and Y. Nishina, *Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac*, Z. f. Physik 52 (1929) 853.
- [11] H.A. Bethe and W. Heitler, *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*, Proc. Roy. Soc. London A 146 (1934) 83.
- [12] Authors on behalf of ICRP: N. Petoussi-Henss, W.E. Bolch, K.F. Eckerman, A. Endo, N. Hertel, J. Hunt, M. Pelliccioni, H. Schlattl, and M. Zankl, *Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures*, ICRP Publication 116 (Ann. ICRP 40), 2–5, 2010.
- [13] V.V. Skorokhod, I.A. Morozov, R.A. Morozova, V.I. Medvedev, M.N. Korotenko, P.A. Voznyuk, V.N. Shevel, A.V. Kondrashov, A.A. Rogozinska, and T.V. Dubovik, *High-Hydrogen Materials for Nuclear Energetics Application*, ICHMS, 2009.

- [14] M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar, D.S. Zucker, and K. Olsen, *NIST Standard Reference Database 8*, <http://www.nist.gov/>, Update Nov. 2010.
- [15] Ch. Gösselsberger, M. Hajek, and M. Fugger, *Heavy charged particle thermoluminescent efficiency of differently doped $\text{CaF}_2:\text{Tm}$ and $\text{LiF}:\text{Mg,Ti}$ phosphors with respect to ^{60}Co gamma irradiation*, AIAU 28605, Mai 2008.
- [16] M. Cagnazzo, C. Raith, T. Stummer, M. Villa, and H. Böck, *Validation of the MCNP6 model at the Atominstitut TRIGA reactor*, RRFM 2015 - A0029.
- [17] M. Cagnazzo, C. Raith, M. Villa, and H. Böck, *Measurements of the In-Core Neutron Flux Distribution and Energy Spectrum at the Triga Mark II Reactor of the Vienna University of Technology/Atominstitut*, NENE 2015.
- [18] R.W. Peelle, F.C. Maienschein, and T.A. Love, *The energy spectrum of prompt gamma rays accompanying thermal fission of ^{235}U* , ORNL-2609, Neutron Phys. Ann. Prog. Rep. 4 (1958) 45.
- [19] F.C. Maienschein, R.W. Peelle, and T.A. Love, *Characteristics of fission-product gamma rays emitted between $5 \cdot 10^{-8}$ and 10^{-6} sec after thermal fission of ^{235}U* , ORNL-2609, Neutron Phys. Ann. Prog. Rep. 4 (1958) 47.
- [20] Jerome M. Verbeke, Chris Haggmann, and Doug Wright, *Simulation of Neutron and Gamma Ray Emission from Fission and Photofission*, UCRL-AR-228518, 2010.
- [21] Argonne National Laboratory and United States Atomic Energy Commission, *Reactor Physics Constants*, Lemont, Ill. : ANL-5800, 1963.
- [22] T.E. Valentine, *MCNP-DSP Users Manual*, ORNL/TM-13334 R2, 2000.
- [23] A. Hefner, *Untersuchungen über die radiologische Gefährdung bei Strahlrohr-experimenten am TRIGAMARK II*, Dissertation Uni Wien, 1970.
- [24] A. Hawlik, *Strahlpräparation eines weißen Neutronenstrahls am TRIGA Mark II Forschungsreaktors der TU Wien*, Diplomarbeit TU Wien, 2015.
- [25] S. Haas, *Simulationen zur Abschirmung von Neutronen mit MCNP*, Diplomarbeit TU Wien, 2011.