

Experimentelle Untersuchung eines Verfahrens zur zerstörungsfreien Bestimmung der Feuchtigkeit von Steinsalz

Masterarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades

Master of Science (M. Sc.)

im Studiengang Physik

GOTTFRIED WILHELM LEIBNIZ UNIVERSITÄT
HANNOVER

Fakultät für Mathematik und Physik

Institut für Radioökologie und Strahlenschutz

eingereicht von Tobias Kampmeier

Matr. Nummer 3053360

Geprüft durch:
und

Prof. Dr. rer. nat. Clemens Walther
Dr. rer. nat. Jan-Willem Vahlbruch

Betreuung durch:

Dr. rer. nat. Erik Pönitz

Hannover, 11.07.2019

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Tobias Kampmeier, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe.

Die Stellen der Arbeit, die anderen Quellen im Wortlaut oder dem Sinn entsprechend nach entnommen wurden, sind durch Zitate und Angaben der Herkunft kenntlich gemacht.

Hannover, den 11. Juli 2019

Tobias Kampmeier

Inhaltsverzeichnis

Selbstständigkeitserklärung	iii
Inhaltsverzeichnis	v
Formelzeichen und Abkürzungen	vii
Kurzfassung	xi
1. Einordnung der Arbeit	1
1.1. Umsetzung der geologischen Tiefenlagerung in verschiedenen Wirtsgesteinen	2
1.1.1. Allgemeines	2
1.1.2. Ideales Wirtsgestein	3
1.1.3. Eigenschaften der Wirtsgesteine	4
1.1.4. Tiefenlagermodell für Steinsalz	5
1.2. Feuchte	6
1.3. Die NMM-Messmethode zur Feuchtebestimmung und ihr Vergleich zu weiteren (in situ)-Methoden	7
1.3.1. Die Grenzen des NMM	8
2. Grundlagen der Neutronenphysik	11
2.1. Eigenschaften des Neutrons	11
2.2. Wirkungsquerschnitt, Stoßzahl und freie Weglänge	12
2.2.1. Mikroskopischer und Makroskopischer Wirkungsquerschnitt	13
2.2.2. Differenzieller Wirkungsquerschnitt	13
2.2.3. Freie Weglänge	14
2.2.4. Die Stoßzahl	15
2.3. Allgemeine Eigenschaften von Neutronenwechselwirkungen	15
2.3.1. Klassische Kollisionstheorie	15
Koordinatensysteme	15
Kollisionskinematik	17
2.3.2. Neutronenmoderation- und transport	22
Charakterisierungsgrößen von Neutronenfeldern	22
Allgemeiner Transport	23
Diffusionslänge	24
Bremsung	24
Lethargie und mittleres logarithmisches Energiedekrement	25
2.4. Neutronenquellen	26
2.4.1. Energetische Betrachtung	26
2.4.2. Die Radioisotopenquelle ^{241}Am - ^9Be	27
Neutronenerzeugungsreaktion und Energiespektrum	27
Quellaufbau	31
3. Nachweis und Messung von Neutronen	33
3.1. Kernreaktionen geladener Teilchen	33

3.2.	1/ v -Gesetz	34
3.3.	Allgemeine Eigenschaften gasgefüllter Neutronendetektoren	35
3.3.1.	^3He -Detektor	37
	Pulshöhenspektrum und Wandeffekte	38
3.3.2.	BF_3 -Detektor	40
	Pulshöhenspektrum und Wandeffekte	41
	Detektorelektronik	43
4.	Experimentalaufbau	45
4.1.	Aufbau des Versuchsstandes	45
4.1.1.	Endlagerbehälter	45
4.1.2.	Salzbehälter	48
4.1.3.	Neutronenquelle	51
4.1.4.	^3He -Zählrohr	51
4.2.	Versuchsdurchführung	53
5.	Simulationsrechnungen	57
5.1.	Der Monte-Carlo Code MCNP (Monte-Carlo N-Particle Transport Code)	57
5.2.	Simulationsgeometrie und deren Reduktion in Bezug auf den Experimentalaufbau	58
6.	Messdatenvergleich und Validierung	67
7.	Zusammenfassung und Ausblick	73
	Literatur	75
	Abbildungsverzeichnis	79
	Tabellenverzeichnis	81
A.	Erläuterungen und Ergänzungen	83
A.1.	Spektrum der ^{241}Am - ^9Be – (α, n)-Quelle	83
A.2.	Messergebnisse im Detail	84
A.3.	Aufteilung des Versuchslaboratoriums	90
A.4.	MCNP-Quellcode	91
	Danksagung	101

Formelzeichen und Abkürzungen

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
θ	kg	volumetrischer Wassergehalt
λ	m	De Broglie-Wellenlänge
ξ		mittleres logarithmisches Energiedekrement
λ	m	freie Weglänge
λ_s		Streuweglänge
λ_{tr}		Transportweglänge
μ	m	De Broglie-Wellenlänge
v	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeit
ν		Stoßzahl
Φ	$1/\text{cm}^2\text{s}$	Neutronenfluss
Σ	cm^{-1}	makroskopischer Wirkungsquerschnitt
σ_a	$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$	Absorptionsquerschnitt
σ_c	b	Einfangsquerschnitt
σ_f	b	Spaltquerschnitt
σ_s	b	Streuquerschnitt
σ_{se}	b	elastischer Streuquerschnitt
σ_{si}	b	inelastischer Streuquerschnitt
σ_{tot}	b	totaler Wirkungsquerschnitt
τ	s	mittlere Stoßzeit
θ		Massenschwerpunktswinkel
\tilde{u}	m/s	Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes
ϱ_c		Positionsvektor des Massenschwerpunktes
Ci	$1 \text{ Ci} = 37 \text{ GBq}$	Curie
D	cm	Diffusionskoeffizient
$d\Omega$		Raumwinkelement
dV		Volumenelement
E	eV	kinetische Neutronenenergie
E_n	eV	Neutronenenergie
E_s	eV	Schwellenenergie
j	$1/\text{cm}^2\text{s}$	Stromdichte
k	$1/\text{m}$	Wellenvektor
k_b	$1,38 \cdot 10^{23} \text{ m}^2\text{kgs}^{-2}\text{K}^{-1}$	Boltzmannkonstante
L	cm	Diffusionslänge
m	kg	reduzierte Masse
N		Teilchenzahl
r		Ortskoordinate
R	m	Radius
R	s^{-1}	Reaktionsrate
S		Quelldefinition
T	K	Moderatortemperatur

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
T	eV	kinetische Energie
u	kg	Trockenmasse
u		Lethargie
u_m	kg	massenbezogener Wassergehalt
u_v	kg	volumenbezogener Wassergehalt

Abkürzung	Beschreibung
BMU	Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit
DIN	Deutsches Institut für Normung e.V.
FDR	Frequenzbereichsreflektometrie (Frequency Domain Reflectometry)
NMM	Neutron Moisture Meter
RFA	Röntgenfluoreszenzanalyse
TDR	Zeitbereichsreflektometrie (Time Domain Reflectometry)

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein konkretes Messverfahren zur Bestimmung des Wassergehalts in Steinsalz (Halit) untersucht.

Dieses Verfahren soll die Möglichkeit eines Monitorings von Tiefenlagern für hochradioaktive Abfall- bzw. Reststoffe unter naturwissenschaftlich-technischen Aspekten untersuchen. Der Schwerpunkt dieser Arbeit bildet dabei die Grundlagenforschung zur Analyse von Orts- und Zeitentwicklung sicherheitsrelevanter Zustandsgrößen in einem Tiefen-/Endlager und daraus resultierend eine Entwicklung von für das längerfristige Monitoring geeigneten Messgrößen.

Es bietet sich hierfür der Nachweis von langsamen (thermischen) Neutronen mittels geeigneter Detektoren an, da Endlagerbehälter, auch nach längerer Standzeit, Neutronenquellen darstellen. Aufgrund der veränderten Moderation von Neutronen durch einfließendes Wasser wird so eine zerstörungsfreie Messmethode zur Bestimmung der Feuchte im Wirtsgestein Steinsalz möglich.

Im Rahmen eines Laborexperiments wurde die Eignung einer Neutronensonde für langsame Neutronen zur Wassergehaltsbestimmung in Steinsalz untersucht. Hierzu wurde ein Versuchsstand konstruiert und aufgebaut, der aus einer Neutronenquelle, Gusseisen/Stahl und Blei (Endlagerbehälter), Steinsalz (Versatzmaterial und Wirtsgestein), Wasser (Abschirmung der Rückstreuneutronen von den Betonwänden) und einer geeigneten Neutronensonde (He-3-Proportionalzählrohr) besteht. Als Neutronenquelle wurde eine Americium-Beryllium-Quelle verwendet. Mit dieser Anordnung wurde ein im Salzstock eingelagerter Endlagerbehälter nachempfunden.

Die experimentellen Ergebnisse wurden mit Strahlungstransportrechnungen, die mit MCNP (Monte-Carlo N-Particle Transport Code) durchgeführt wurden, verglichen. Es wurden Simulationen zu verschiedenen Feuchtegehalten im Steinsalz durchgeführt.

1. Einordnung der Arbeit

Nur wenige Themen erfahren eine so große mediale Aufmerksamkeit wie die Diskussion über die Vor- und Nachteile der friedlichen Nutzung der Kernenergie. In diesem Zusammenhang tritt auch der Streit über die Entsorgung und der Endlagerung der anfallenden radioaktiven Rest- und Abfallstoffe in den Vordergrund, nicht zuletzt durch die Medienpräsenz der Schachtanlage Asse II, die durch Wassereinbrüche und Einsturzgefahr in die Schlagzeilen geriet. Diese Meldungen verdeutlichen, dass für die hochradioaktiven Abfälle ein sicheres Entsorgungskonzept entwickelt werden muss, welches bisher nicht besteht.

Das Gesamtaufkommen anfallender Abfallstoffe aus Kernkraftwerken und vielzähligen Aktivitäten aus Forschung, Medizin und Industrie, welche es zu entsorgen gilt, werden für das Jahr 2040 auf rund 300.000 m³ geschätzt. Circa 90 % des anfallenden Materials sind Abfälle mit vernachlässigbarer Wärmeentwicklung und sollen größtenteils im Endlager Konrad endgelagert werden. Für die ca. 29.000 m³ wärmeentwickelnder Abfälle, die mehr als 99 % der Gesamtkaktivität des Abfalls in Deutschland beinhalten, existiert derweil kein Endlager. [RGM12] Für die Ermittlung eines geeigneten Endlagerstandorts wurde das Gesetz zur Suche und Auswahl eines Standortes für ein Endlager für wärmeentwickelnde, radioaktive Abfälle - das Standortauswahlgesetz [Bun17]- verfasst.

Die Sicherheitsanforderungen des BMU (2010) und das Standortauswahlgesetz fordern eine Rückholbarkeit während der Betriebsphase des Tiefenendlagers. Die Erfahrungen mit der Schachtanlage Asse II bewogen ein Umdenken von der bisher favorisierten Einlagerung ohne Vorkehrungen zur Rückholbarkeit zu einer Festlegung, die radioaktiven Reststoffe während der Betriebsphase des Endlagers rückholbar einzulagern. Eine Rückholbarkeit der hochradioaktiven Reststoffe war bis 2010 in Deutschland nicht vorgesehen [SLM15].

Die im Endlager eingelagerten Behälter dürfen ihre Integrität über einen Zeitraum von 500 Jahren nicht verlieren. Sollte es dennoch zu einer Mobilisierung von Radionukliden kommen, werden im Allgemeinen zwei Szenarien diskutiert. Die Ausbreitung von Radionukliden über den Gas- und den Wasserpfad.

Als Worst-Case-Szenario wird angenommen, dass ein Zutritt von Wasser oder Lösungen nicht unterbunden werden kann. Allgemein sollen durch Abdichtungsbauwerke Fluidströme in und aus der Einlagerungskammer vermieden oder verzögert werden. Als Folge von Feuchtigkeit in den eingelagerten Abfällen oder dem Versatzmaterial der Kammer kann es zur Korrosion der Abfallbehälter kommen. Infolge der Korrosion entstehen Gase, die den Innendruck der Kammer erhöhen. Auch eine Zersetzung von organischem Material muss bei der Gasbildung berücksichtigt werden. Entscheidend ist der sich einstellende Potenzialunterschied des Luftdrucks zwischen dem Kammerinnern und des gesamten Grubenbaues, in dem Umgebungsdruck herrscht. Es stellt sich eine Gasströmung aus der Kammer ein.

Im zweiten Szenario wird von einem gefluteten Grubenbau ausgegangen. Als Worst-Case wird hier der instantane Zulauf der Grube, ein wassergesättigtes Deckgebirge und der Kontakt mit einem Grundwasserleiter vorausgesetzt. Der gesamte hydrostatische Lösungsdruck liegt am Damm an, der die Einlagerungskammer von der Grubenbaue trennt. Es stellt sich ein Druckunterschied zwischen Kammer und Grubenbaue ein, da in der Kammer normaler Luftdruck oder ein erhöhter Gasdruck aufgrund der Korrosionsprozesse herrscht. Es kommt zu einer in die Kammer gerichteten Lösungsströmung, die mit dem Druckausgleich und unter

Einfluss der Gebirgskonvergenz zu einem Auspressen der Lösung und so zu einem Austritt von Radionukliden führt. [SLM15; SVM16]

Diese möglichen Szenarien erfordern eine Überwachung der Entwicklung des Tiefenlagers mit geeigneter Messtechnik, um Abweichungen vom Normalbetrieb des Endlagers feststellen zu können.

Für das Wirtsgestein Steinsalz, welches in §1 (3) des StandAG [Bun17] genannt wird, ist die Wasserlöslichkeit und die Vermeidung eines Wassereintritts ein wichtiger Sicherheitsaspekt, sodass der Feuchtegehalt in der Nähe eines Endlagerbehälters ein entscheidendes Kriterium sein kann, ob die Option der Rückholung umgesetzt wird.

1.1. Umsetzung der geologischen Tiefenlagerung in verschiedenen Wirtsgesteinen

Für die Einlagerung radioaktiver, wärmeentwickelnder Reststoffe in geologische Tiefenformationen ist für die Option der Rückholung eine Vielzahl möglicher Szenarien denkbar. Die derzeit diskutierten Verfahren reichen von einem Abschluss von Einlagerungskammern mit Toren über einen Versatz und Abschluss von Einlagerungsfeldern bis zum Verfüllen und vollständigen Verschluss des Grubengebäudes, bei dem die Schächte jedoch unberührt bleiben. Für die Gewährleistung einer Überwachung der Reststoffe sowie der gesamten Grubeninfrastruktur (Bauten und Barrieren) durch ein geeignetes Monitoring/Überwachungssystem, ist es nach heute verfügbaren Messmethoden und Signalübertragungsverfahren unabdingbar, die Grubenbaue im Nahbereich der Einlagerungszonen offenzuhalten. Von diesen Grubenbauen können Messsysteme durch beispielsweise Bohrungen in den Nahbereich der Einlagerungsbe-
reiche installiert und Kontrollmessungen durchgeführt werden. Oberflächennahe Messungen sind ungenügend und zeitlich zu verzögert, um Ereignisse, abweichend vom Regelbetrieb des Tiefen-/Endlagers, frühzeitig erkennen und entgegenwirken zu können.

Für die Errichtung eines Tiefen-/Endlagers in Deutschland stehen die potenziellen Wirtsgesteine Kristallingestein, Ton, Tonstein sowie Steinsalz in flacher und steiler Lagerung zur Verfügung. Die Eigenschaften der genannten Wirtsgesteine unterscheiden sich jedoch stark, insbesondere mit Blick auf die Eignung für ein Tiefen-/Endlager [SMG15]. Die Eigenschaften der einzelnen Wirtsgesteine und deren Eignung für ein Endlager sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

1.1.1. Allgemeines

Das Wirtsgestein bezeichnet den Bereich in der Geosphäre, in der die radioaktiven Rest- bzw. Abfallstoffe eingelagert werden. Dabei muss zwischen Gestein und Gebirge differenziert werden. Als Gestein wird eine überwiegend homogene Ansammlung von Mineralien als festes Gefüge mit einheitlicher Entstehung bezeichnet. [SMG15; Lei50] Die Eigenschaften eines Gebirges hängen maßgeblich von der Schichtung und Klüftung des Gesteins ab. Das Kriechverhalten einzelner Gesteine muss gesondert betrachtet werden [SMG15].

Tabelle 1.1.: Eigenschaften potenzieller Wirtsgesteine mit Relevanz für ein Endlager [SMG15; Bun07]

Eigenschaft	Steinsalz	Ton	Tonstein	Kristallingestein
Temperaturleitfähigkeit	hoch	gering	gering	mittel
Durchlässigkeit	praktisch undurchlässig	sehr gering	sehr gering bis gering	sehr gering bis gering
Festigkeit	mittel	sehr gering	gering bis mittel	hoch
Verformungsverhalten	viskos (Kriechen)	plastisch	plastisch bis spröde	spröde
Hohlraumstabilität	Eigenstabilität	Ausbau notwendig	Ausbau notwendig	hoch bis gering
In-situ-Spannungen	lithostatisch isotrop	schwach anisotrop	anisotrop	anisotrop
Löslichkeit	hoch	sehr gering	sehr gering	sehr gering
Sorptionsfähigkeit	sehr gering	sehr hoch	sehr hoch	mittel bis hoch
Temperaturbelastbarkeit	hoch	gering	gering	hoch

1.1.2. Ideales Wirtsgestein

Ein ideales Wirtsgestein verhindert zusammen mit technischen Barrieren den Eintritt von Flüssigkeit zu den eingelagerten Radionukliden. Hierfür notwendig ist eine geringe Permeabilität des Wirtsgesteins sowie die Verhinderung des Flüssigkeitzutritts durch technische Barrieren. Falls es zu einem Flüssigkeitzutritt und einer Aktivitätsfreisetzung kommt, sollte das Wirtsgestein eine ausreichende Sorptionsfähigkeit zur Aufnahme der freigesetzten Nuklide aufweisen. Die vorhandene Feuchtigkeit begünstigt Korrosion und führt zu Gasentwicklung. Ein ideales Wirtsgestein ist in der Lage, diesem Gasdruck standzuhalten, ohne negative Auswirkungen auf die Barrierewirkung zu entwickeln.

Zudem ist die Einlagerung radioaktiver, wärmeentwickelnder Rest- bzw. Abfallstoffe mit einer thermischen Einwirkung auf das Wirtsgestein verbunden. Ein ideales Wirtsgestein verfügt dementsprechend über eine gute Wärmeleitfähigkeit, um die durch die Endlagerbehälter freigesetzte Restzerfallswärme abzuführen. Auch dies darf keine negativen Auswirkungen auf die Stabilität und Integrität des Endlagerstandorts hervorrufen.

Ebenso muss die Standsicherheit der Hohlräume im Zeitraum der Einlagerungsphase bis einschließlich der Phase einer möglichen Rückholung gewährleistet sein. Es wird daher eine langfristige Eigenstandsicherheit oder eine Standsicherheit durch einen Ausbau gefordert. Eine Verträglichkeit des Wirtsgesteins mit eingeleiteten Gasen, insbesondere Sauerstoff, und Feuchtigkeit ist essenziell. Durch eine geeignete Standortwahl, frei von Vulkanismus und hoher plattentektonischer Aktivität, sollen Radionuklide über einen Zeitraum von einer Millionen Jahre zurückgehalten werden. [SMG15]

1.1.3. Eigenschaften der Wirtsgesteine

Kein zur Verfügung stehendes Wirtsgestein erfüllt die Anforderungen eines idealen Wirtsgesteins. Eine Prüfung der möglichen Wirtsgesteine auf ihre Eignung für ein Endlager ist daher notwendig.

Steinsalz Steinsalz entsteht bei der Verdunstung von Wasser und ist als Ausfällungsprodukt aus der Verdunstung früherer Binnenmeere entstanden. Steinsalzvorkommen sind mit anderen Sedimenten vergesellschaftet. Ursächlich dafür ist die Entstehung, welche auf Klimaänderungen und damit verbundene Meeresvor- und Rückzüge zurückzuführen ist. Die Sedimentation beginnt im Allgemeinen mit der Ablagerung von Ton, gefolgt von einer Schicht Calcit/Dolomit unterschiedlicher Mächtigkeit und einer Schicht Gips bzw. Anhydrit. Abschließend folgt Halit. Bei Steinsalzvorkommen ist zu unterscheiden zwischen flacher und steiler Lagerung. Direkt nach dem Sedimentationsprozess liegt eine flache Lagerung vor.

Steinsalz verhält sich bei äußerer Krafteinwirkung wie ein Viskoplast und strebt einen isotropen Spannungszustand an [SLM15]. Bei einer Tiefeneinlagerung mit darüber befindlichen Gesteinsschichten größerer Dichte im Vergleich zum Salz, kommt es zu einer Dichteinversion. Eine weitere Eigenschaft ist das Kriechverhalten. Diese Eigenschaft ermöglicht das Aufsteigen des Salzes durch Störungen im Deckgestein und damit die Ausbildung von Salzkissen und Salzstöcken. Dieses Salz liegt in steiler Lagerung vor. Ein Nachteil der steilen Lagerung ist die Existenz aufgefalteter, spröder Anhydritblöcke, die die Spannungen aus dem Gebirge aufnehmen. Eine Entstehung von Trennflächen, durch die die Möglichkeit des Wasserzutritts besteht, ist dadurch nicht auszuschließen.

Als positive Eigenschaften des Steinsalzes als Wirtsgestein für ein Tiefenlager sind dessen geringe Permeabilität, eine hohe Wärmeleitfähigkeit sowie die Standfestigkeit über kurze Zeiträume zu nennen. Die bereits erwähnte Kriechfähigkeit des Steinsalzes ist ebenfalls als positiv einzustufen, da es so zu einem schnellen Einschluss der radioaktiven Reststoffe kommt. Die Kriechfähigkeit nimmt bei zunehmender Temperatur und Feuchte zu. Dieser Effekt wird somit durch Einlagerung radioaktiver, wärmeentwickelnder Reststoffe verstärkt. Für eine Endlagerung mit Rückholoption ist diese Eigenschaft jedoch von Vorteil, da Hohlräume im Steinsalz keine Langzeitstabilität aufweisen.

Hingegen kritisch ist die Wasserlöslichkeit von Steinsalz und Kaliflözen. Bei fehlendem oder gestörtem wasserunlöslichen Hutgestein tritt der Salzstock mit Grundwasser in Kontakt und wird abgelautet. Dies geschieht so lange, bis sich ein Lösungsgleichgewicht eingestellt hat und sich ein gesondertes Grundwasserstockwerk aufgrund der höheren Dichte des Salzwassers aufbaut. Dies ist ungünstig, falls sich ein neues Grundwassermilieu als Folge von Klimaveränderungen bildet und erneut Süßwasser zufließen kann. Durch Zufluss von ungesättigten Süßwässern würden sich Hohlräume ausbilden, die die Integrität der geologischen Barriere schädigen. Hinzukommt der Nachteil der nicht vorhandenen Sorptionsfähigkeit des Salzes von kontaminierten Lösungen im Vergleich zu Ton. [SMG15; SVM16; SLM15; MRG12]

Ton Bei Ton handelt es sich um unverfestigte Sedimente, die aus Partikeln kleiner $2\ \mu\text{m}$ bestehen. Wesentlicher Bestandteil von Tonen sind plättchenförmige Minerale aus Silikat-Tetraeder-Schichten und Aluminiumhydroxid-Oktaeder-Schichten. Zu unterscheiden ist zwischen nicht quellfähigen Zweischicht-Tonmineralen und quellfähigen Mineralen. Natürlich vorkommende Tonminerale bestehen im Allgemeinen aus beiden Typen sowie aus einem Anteil von Quarz, Feldspat und Calcit.

Zu den positiven Eigenschaften des Tons oder Tonformationen gehören die geringe Permea-

bilität, die Sorptionsfähigkeit gegenüber Radionukliden und auch die Quellfähigkeit, die bei ungeplantem Wassereintritt in ein Ton-Endlager zur Selbstabdichtung der Trennflächen führt. Ton besitzt einen kleinen Verformungsmodul, wodurch bereits kleine Spannungen große plastische Verformungen hervorrufen. Zudem ändert Ton seine Eigenschaften bei Austrocknung und Wasserentzug und ist empfindlich gegenüber Bewitterung und Temperatureintrag durch radioaktive, wärmeentwickelnde Reststoffe. Bei hohen Temperaturen werden die Tonminerale umgewandelt, die plastischen Eigenschaften gehen verloren und es können Schrumpfrisse entstehen.

Tonstein Bei Tonstein handelt es sich um verfestigten Ton. Tonstein verfügt nur über eine geringe Quellfähigkeit im Vergleich zu Ton, die bei der Verfestigung verloren gegangen ist. Es bildet sich ein Trennflächensystem senkrecht zur Hauptspannungsrichtung aus, wodurch potenzielle Wasserwegsamkeiten entstehen können. Dennoch ist die Wasserdurchlässigkeit im Allgemeinen sehr gering.

Tonstein ist standfester als Ton und besitzt ebenfalls die Eigenschaft, Radionuklide zu sorbieren. Beim Auffahren von Hohlräumen ist eine Ausbausicherung erforderlich.

Kristallines Hartgestein Kristalline Hartgesteine umfassen mineralogisch unterschiedliche Gesteine magmatischer oder metamorpher Genese. Diese Gesteine sind dicht, weisen aber Trennflächen auf, die durch thermische Eigenspannungen bei der Abkühlung des Gesteins entstehen. Eine weitere Ursache für Trennflächen können tektonische Spannungen sein.

Trennflächen sind maßgebend für die Festigkeit des Gebirges. Da ein Hartgesteinsgebirge einen Gebirgstragring ausbildet und dadurch selbst tragfähig ist, ist ein Ausbau nur an besonders stark geklüfteten Bereichen notwendig, was eine positive Eigenschaft des Gesteins darstellt. Durch die Trennflächen fließt Grundwasser dem Tiefen- Endlager zu, weshalb Kristallingestein hinsichtlich seiner Permeabilität nicht als geologische Barriere angesehen werden kann. Eine Barrierefunktion muss durch geotechnische Barrieren und chemisch inerte Behälter technisch realisiert werden.

Die Wärmeleitfähigkeit des Gesteins ist als gut zu bezeichnen. Abhängig vom Mineralbestand werden hohe Wärmemengen unterschiedlich abgeleitet, sodass wärmeentwickelnde Reststoffe keine Auswirkung auf das Mineralgefüge haben. Die Wärmeleitfähigkeit ist jedoch geringer im Vergleich zum Steinsalz.

1.1.4. Tiefenlagermodell für Steinsalz

Das Einlagerungsmodell, dargestellt in Abbildung 1.1, verfolgt eine Einlagerung der Abfallstoffe in POLLUX-Behältern bzw. in Behältern, die den Abmaßen der genannten Behälter entsprechen. Es wird ein Schachtdurchmesser von 7,5 m, eine Zugangsstrecke mit einer Breite 7,6 m und einer Höhe von 3,8 m sowie einer Einlagerungsstrecke mit einer Breite von 5,1 m und einer Höhe von 3,7 m angenommen [SLM15]. Die Einlagerungsstrecken werden jeweils mit 6 Behältern bestückt.

Das Monitoring soll im Nahbereich der Einlagerungsstrecken erfolgen, sodass entsprechende Monitoringstrecken erforderlich sind. Diese Strecken sollen oberhalb der Einlagerungsstrecken liegen und über eine Höhe von 2,6 m verfügen. Von den durch Menschen begehbaren Monitoringstrecken aus werden Bohrungen in Richtung der Einlagerungsstrecken gesetzt, so dass die Messtechnik in den Nahfeldbereich des Endlagerbehälters eingeführt werden kann. Die

Bohrungen sollen 1 m vor dem Endlagerbehälter enden. Die begehbaren Monitoringstrecken liegen 40 m oberhalb der Einlagerungssohle (h_1).

Das generische Tiefenlagermodell für Steinsalz in flacher Lagerung ist in einer mindestens 150 m mächtigen Salzschieht angelegt. Zur Abdichtung der Einlagerungsstrecken wird ein Damm aus Salzbeton verwendet, die Einlagerungs- und Monitoringstrecken werden später mit Salzgrus verfüllt. Da im Vergleich zu Steinsalz in steiler Lagerung bei Steinsalz in flacher Lagerung geringere tektonische Kräfte auf das Steinsalz gewirkt haben, wird eine etwas höhere Feuchtigkeit für das Steinsalz in flacher Lagerung angenommen. Für das Wirtsgestein in flacher Lagerung in einer Einlagerungsteufe von 600 m wird eine Dichte von 2200 kg/m^3 vorausgesetzt, für das Wirtsgestein in steiler Lagerung eine Einlagerungsteufe von 800 m und eine Dichte von 2195 kg/m^3 .

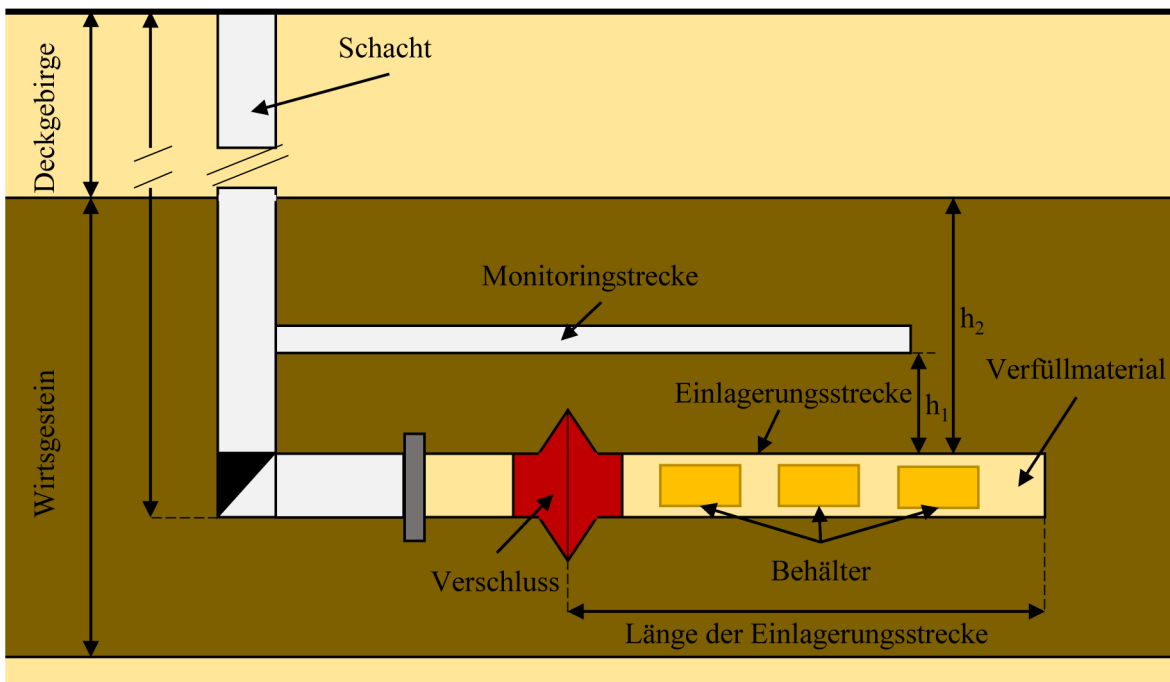


Abbildung 1.1.: Konzeptionelles Modell der Streckenlagerung in einem Tiefenlager für hochradioaktive Abfallstoffe mit Rückholung [SMG15]

1.2. Feuchte

Die in einem Stoff enthaltene Wassermenge (Feuchte) wird im Allgemeinen als massenbezogener Wassergehalt u_m oder als volumenbezogener Wassergehalt u_v angegeben. Es gelten die Zusammenhänge

$$u_m = \frac{\text{Masse des Wassers}}{\text{Masse des trockenen Stoffes}} \quad (1.1)$$

für den massebezogenen Feuchtegehalt und

$$u_v = \frac{\text{Volumen des Wassers}}{\text{Volumen des trockenen Stoffes}} \quad (1.2)$$

für den volumenbezogenen Wassergehalt. Beide Wassergehalte sind dimensionslose Größen und beziehen sich auf die Trockenmasse des Bezugsstoffes. Für die Trockenmasse gilt

$$u_m = \frac{m_h - m_d}{m_d} \quad (1.3)$$

mit auf die Trockenmasse des Bezugsstoffes bezogene Feuchte in Prozent, der Masse der feuchten Probe m_h und der bis zur Gewichtskonstanz getrockneten Probe m_d . Bezogen auf die Rohdichte des Bezugsstoffes und die Dichte des Wasser kann entsprechend folgender Zusammenhang gefunden werden:

$$u_m = \frac{\rho_w}{\rho_s} \cdot u_v \quad (1.4)$$

mit den jeweiligen Rohdichten von Wasser ρ_w und des Bezugsstoffes ρ_s . [MS06; Fis+97]

1.3. Die NMM-Messmethode zur Feuchtebestimmung und ihr Vergleich zu weiteren (in situ)-Methoden

Das Potenzial der Neutronenmethode zur Messung des Wassers bzw. des Feuchtegehalts im Boden und später in einer Vielzahl weiterer Materialien wurde bereits Anfang der 1950er Jahre in Kanada und den Vereinigten Staaten von Amerika erkannt. Pionierarbeit leisteten dabei Belcher, Cuykendall, Sack [BCS50], die bereits 1950 erste Versuche zur Bestimmung der Feuchte in Bodenproben in nach heutigem Maßstab primitiven Versuchsaufbauten durchführten. Die Messungen wurden in herkömmlichen 55 Gallonen (208, 2L) Abfallbehältern aus Blech durchgeführt, in die unterschiedlich feuchter Boden und die Messsonde mitsamt Quelle eingeführt wurden. Die Ergebnisse zeigten, dass diese Messmethode über weite Bereiche des Feuchtegehaltes zuverlässige Ergebnisse liefert. Eine im Boden vorkommende inhomogene Verteilung von Partikeln unterschiedlicher Korngröße hatte einen untergeordneten Einfluss auf das Messergebnis. Die Bestimmung der Feuchte mit Neutronendetektoren für langsame Neutronen, auch als Neutron Moisture Meter (NMM) bezeichnet, etablierte sich in den späten 1960er bis 1970er Jahren in der Bodenkunde und Landwirtschaft zu einem dominierenden Messverfahren. Auch in Deutschland wurden Experimente zur Feuchtigkeitsbestimmung durchgeführt. So bestimmten W. Kühn 1959 die Feuchtigkeit in Steinkohle, Braunkohle, Sand, Holz und Rohsalzen mit erhöhtem Kristallwassergehalt, insbesondere Carnallit. Auch hier zeigten die Messungen, dass mit der Zählrate der detektierten Neutronen auf den Carnallitanteil und somit auf die Feuchte in Rohsalzen, aber auch in allen anderen untersuchten Materialien auf die Feuchte geschlossen werden kann [Küh59].

Das Einsatzgebiet der NMM-Sonden erstreckt sich heute über angewandte Wissenschaften, dem Maschinenbau und der Industrie zur schnellen, zerstörungsfreien Überwachung des volumetrischen Bodenwassergehaltes. Auch in der Forstwirtschaft, der Landwirtschaft und den Umweltwissenschaften kommt der in-situ Methode eine große Bedeutung zu.

Basierend auf der Verlangsamung emittierter, schneller Neutronen aus einer Neutronenquelle, ist die Neutronenmethode zur Bestimmung der Feuchte eine zerstörungsfreie Messmethode. Die eigentliche Messung der Bodenfeuchte erfolgt in der Regel durch das Absenken einer Sonde, kombiniert aus einer Neutronenquelle und einem Detektor in ein Bodenloch. Gemessen wird in verschiedenen Tiefen und Zugangslöchern.

Der Bodenwassergehalt wird aus der Zählrate der moderierten, langsamen Neutronen und einer im Labor erzeugten Kalibrierkurve berechnet. Die Kalibrierkurve ist vorzugsweise spezifisch für die zu untersuchende Situation, da eine Abhängigkeit von der Art des Zugangslöches und der Dichte des zu messenden Materials sowie dessen Zusammensetzung besteht.

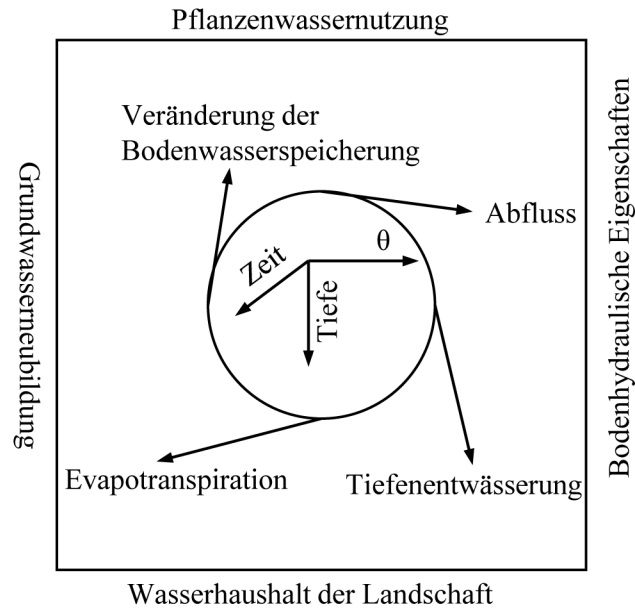


Abbildung 1.2.: Schematisches Diagramm möglicher Anwendungen des Neutron Moisture Meters. In Anlehnung an [Gre81]

Mögliche Anwendungen einer NMM-Sonde sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Das NMM ist allgemein dafür geeignet, den volumetrischen Bodenwassergehalt zu bestimmen. Diese Information ermöglicht die Bestimmung einer Wassergehaltsverteilung in Raum und Zeit. [Gre81]

1.3.1. Die Grenzen des NMM

Die Stärke des Neutron Moisture Meters besteht in der schnellen, reproduzierbaren und zerstörungsfreien Probenahme eines relativ großen Bodenvolumens. Voraussetzung ist eine vorherige Kalibrierung. Bei Volumina mit einem Radius größer 150 mm neigt die Sonde dazu, steile Gradienten des Wassergehaltes zu glätten. Nachteilig ist zudem die Unempfindlichkeit in der Nähe von Oberflächen bis zu einer Tiefe von weniger als 300 mm und damit verbunden ein geringer Grad der räumlichen Auflösung [SSS14]. NMM sind als Oberflächen- und Profilmessgeräte erhältlich. Die Messzeiten belaufen sich im Allgemeinen auf 1 bis 2 min in Profiltiefen größer 300 mm.

Es existieren eine Vielzahl von Feuchtigkeitsmessmethoden, die aktuell in verschiedensten Situationen ihre Anwendung finden. Oftmals scheiden konventionelle Techniken wie die Ofentrocknung aus, da eine Reproduzierbarkeit der Messung oder eine Feuchtigkeitsmessung eines Bodenprofils ausscheidet. Tabelle 1.2 listet alternative Bodenfeuchte-Messmethoden bezüglich ihrer Reproduzierbarkeit, Sensitivität und Messgenauigkeit auf.

1.3. Die NMM-Messmethode zur Feuchtebestimmung und ihr Vergleich zu weiteren (in situ)-Methoden

Tabelle 1.2.: Allgemeine Spezifikationen weit verbreiteter Bodenfeuchte-Messsonden. θ bezeichnet hier den volumetrischen Wassergehalt. [SSS14]

Parameter	Konv. Techniken	Moderne Techniken					
	Ofentrocknung	NMM	TDR	FDR	Kap. Technik		
Genauigkeit	$\pm 0,01$ g auf 100 g	$\pm 0,001\%$ $\pm 0,002\%\theta$	–	$\pm 0,01\%$ $\pm 0,02\%\theta$	–	$\pm 0,025\%\theta$	$\pm 1\% - \pm 3\%\theta$
Reproduzierbarkeit	nicht möglich	$\pm 0,011\%$ $\pm 0,03\%\theta$	–	$\pm 0,2\% - 0,3\%\theta$		$\pm 0,3\% - 0,4\%\theta$	$\pm 0,2\% - \pm 0,3\%\theta$
Sensitivität	$\pm 1,5^\circ\text{C}$	$\pm 0,011\% - \pm 4\%\theta$		$\pm 1\% - \pm 3\%\theta$		$\pm 1\% - \pm 3\%\theta$	$\pm 1\% - \pm 3\%\theta$
Installation	Laboranwendung	Für Profilmessung ist Zugangsrohr erforderlich		dauerhaftes oder temporäres Vergraben möglich	oder	Ein PVC-Zugangsschlauch ist erforderlich; dauerhaft in situ vergraben	dauerhaftes oder temporäres Vergraben möglich

Die Zeitbereichsreflektometrie (TDR, engl. Time Domain Reflectometry), die Frequenzbereichsreflektometrie (FDR, engl. Frequency Domain Reflectometry) und die kapazitive Technik sind Verfahren, die auf den dielektrischen Eigenschaften des zu untersuchenden Materials basieren. Sie machen sich die große Spanne der Dielektrizitätskonstante von bspw. trockenem Boden ($2 - 5$) zu reinem Wasser ($= 81$) [SSS14] zu nutze. Aufgrund des zu vernachlässigenden Temperatureinflusses auf die elektrische Permittivität überzeugen diese Techniken in oberflächennahen Messbereichen im Vergleich zur NMM-Technik. In den weiteren Punkten Genauigkeit, Reproduzierbarkeit und Sensitivität kann die NMM-Technologie im Vergleich zu den dielektrischen Verfahren überzeugen und ist damit die am häufigsten eingesetzte Messmethode. Die notwendige Neutronenquelle und damit verbunden unterwiesenes Fachpersonal im Umgang mit radioaktiven Quellen führt zu nicht unerheblichen Kosten.

2. Grundlagen der Neutronenphysik

In diesem Kapitel wird eine Einführung zu den grundlegenden Definitionen, Eigenschaften und Wechselwirkungen von Neutronen mit Materie gegeben, die für das Verständnis und die Vorgehensweise im experimentellen Teil dieser Arbeit von Bedeutung sind. Ein besonderes Augenmerk wird dabei auf die Wechselwirkungsmechanismen gelegt, die später für die prompte Detektion der Neutronen im Experimentaltel von Bedeutung sind.

2.1. Eigenschaften des Neutrons

Die Energie freier Neutronen erstreckt sich über mehrere Größenordnungen. Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über die Klassifizierung der Energiebereiche von Neutronen in der Kernphysik und in der Neutronenstreuung. Es werden die Zusammenhänge der De Broglie-Wellenlänge und der Neutronengeschwindigkeit gezeigt.

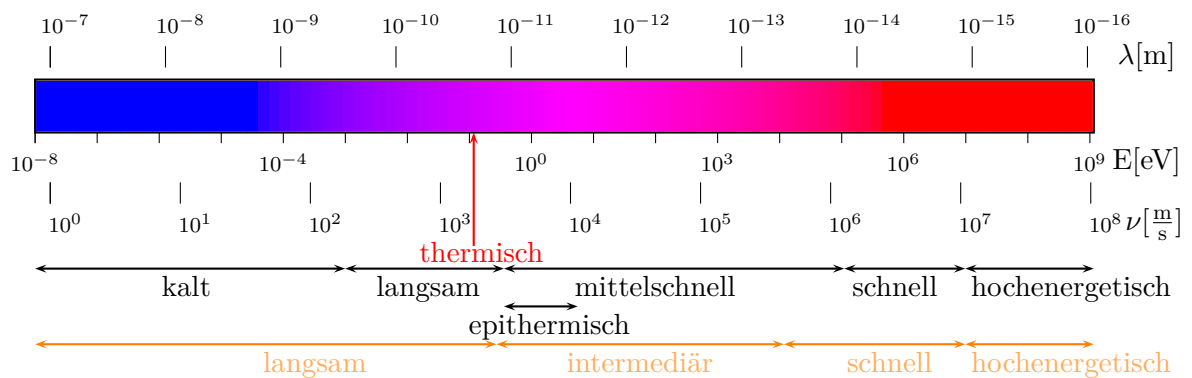


Abbildung 2.1.: Spektrum der Neutronenenergien verknüpft mit der De Broglie Wellenlänge und der Geschwindigkeit von Neutronen. Die Energieklassifizierung erfolgt nach DIN 25401 [DIN15] (schwarz) und nach DIN 6814-2 [DIN00] (orange).

Im Bereich thermischer Energien folgt das Neutron einer Geschwindigkeitsverteilung, die durch die Maxwellverteilung beschrieben werden kann. Das Maximum dieser Verteilung tritt bei

$$v = \left(\frac{3k_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

auf, sodass für die kinetische Energie E des Neutrons

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.2)$$

gilt mit der Masse des Neutrons $m = 1,675 \cdot 10^{-27}$ kg, der Moderator Temperatur T und der Boltzmannkonstante k_B .

Allgemein üblich ist der Ausdruck der Neutronenenergie in Form einer Temperatur, welcher auf dem Zusammenhang

$$E = k_B T \quad (2.3)$$

beruht. Die De Broglie-Wellenlänge λ ergibt sich zu

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (2.4)$$

mit der Planckkonstante $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js. Der Impuls \mathbf{p} des Neutrons hat die Größe

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}, \quad (2.5)$$

mit Wellenvektor

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.6)$$

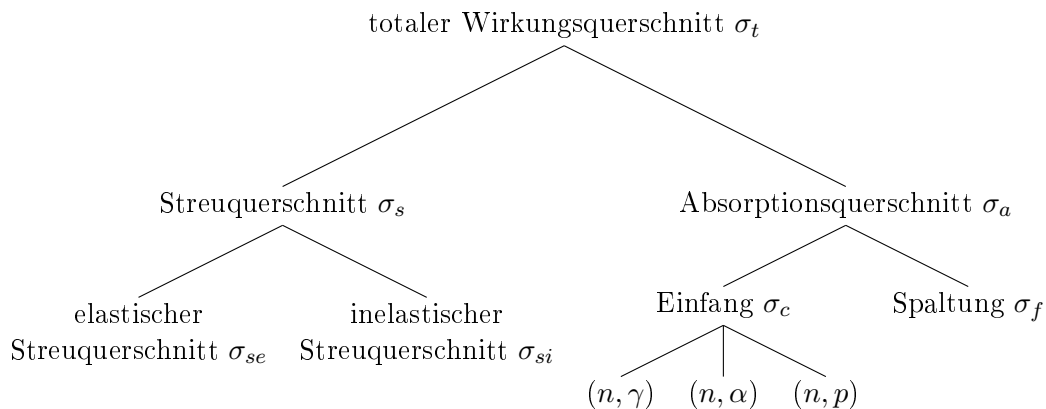
sodass mithilfe der Gleichungen 2.2, 2.3, 2.4, 2.5 und 2.6 der Zusammenhang

$$E = k_B T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.7)$$

gefunden werden kann. Neutronen mit der Geschwindigkeit $v = 2200$ m/s werden aus Konvention als thermische Neutronen bezeichnet. [Squ12; FMS09]

2.2. Wirkungsquerschnitt, Stoßzahl und freie Weglänge

Neutronen können in vielerlei Hinsicht in Wechselwirkung mit Materie treten. Diese Möglichkeiten werden durch Wirkungs- und Reaktionsquerschnitte beschrieben. Diese geben dabei eine Wahrscheinlichkeit dafür an, dass eine einfallende Wellenstrahlung (Sichtweise der Quantenmechanik) oder ein einfallendes Teilchen (Projektil) mit einem anderen Teilchen (Streuemedium oder Target) in Wechselwirkung tritt und Mechanismen wie Absorption, Streuung oder Kernreaktionen eintreten. Das nachfolgende Baumdiagramm in Anlehnung an [AL92], gibt einen Überblick über mögliche Wechselwirkungsprozesse durch Neutronenstrahlung.



2.2.1. Mikroskopischer und Makroskopischer Wirkungsquerschnitt

Es treffe ein paralleler Neutronenstrahl der Intensität J auf Materie, die N gleiche Atome pro cm^3 enthält. J sei dabei die Anzahl der Neutronen, die pro Sekunde durch eine zur Strahlrichtung senkrechten Fläche von 1 cm^2 tritt. Die Anzahl der Ereignisse aus Absorption (a) und Streuung (s) pro Sekunde und cm^3 ergibt

$$\nu = N \cdot \sigma \cdot J. \quad (2.8)$$

Dazu wird angenommen, dass der Teilchenstrom die Schicht ungeschwächt durchdringt. Als atomarer Wirkungsquerschnitt wird σ mit der Dimension $[\text{cm}^2]$ bezeichnet. Es wird unterschieden zwischen Absorptionsquerschnitt σ_a und Streuquerschnitt σ_s .

Die Summe aller Wirkungsquerschnitte wird als totaler Wirkungsquerschnitt bezeichnet.

Die Größe

$$\sigma \cdot N = \Sigma [\text{cm}^{-1}] \quad (2.9)$$

wird als makroskopischer Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Gleichfalls kann Σ als eine Wahrscheinlichkeit dafür aufgefasst werden, dass ein Neutron auf einem Weg von 1 cm gestreut oder absorbiert wird.

2.2.2. Differenzieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \quad (2.10)$$

ist die Anzahl an Neutronen, die pro Sekunde in einem infinitesimalen Winkel $d\Omega$ in Richtung θ, ϕ mit finaler Energie zwischen E' und $E' + dE'$ gestreut werden. Somit gilt $(\Phi d\Omega dE')$.

Der totale Streuquerschnitt ist definiert als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_0^\infty \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right) dE', \quad (2.11)$$

wobei alle gestreuten Neutronen berücksichtigt werden, die pro Sekunde und in Richtung Φ gestreut werden. Verdeutlicht wird der Sachverhalt in Abbildung 2.2. Aus der Definition der drei Wirkungsquerschnitte ergibt sich die Gleichung

$$\sigma_{tot} = \int_{\text{alle Richtungen}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (2.12)$$

und damit der totale Streuquerschnitt.

Falls die Streuung achsensymmetrisch ist, das heißt $d\sigma/d\Omega$ lediglich von θ abhängt, so vereinfacht sich der totale Streuquerschnitt zu

$$\sigma_{tot} = \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi \sin\theta d\theta. \quad (2.13)$$

[Squ12].

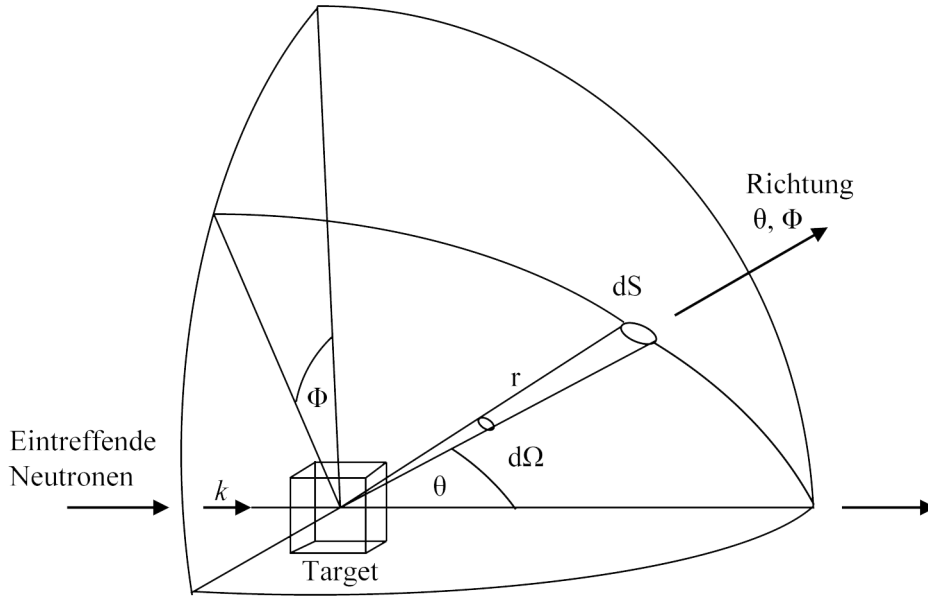


Abbildung 2.2.: Darstellung des differentiellen Streuquerschnitts nach [Squ12].

2.2.3. Freie Weglänge

Für die Klärung des Begriffs der freien Weglänge treffe ein Neutron auf die Oberfläche eines Targets. Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit einem Atom dieses Targets ist proportional zum Weg Δx in dem Target. Somit gilt

$$\Sigma \cdot \Delta x. \quad (2.14)$$

Σ ist hier der makroskopische Wirkungsquerschnitt. Entsprechend gilt für die Wahrscheinlichkeit, einen Weg Δx ohne Treffer zurückzulegen

$$1 - \Sigma \cdot \Delta x. \quad (2.15)$$

Dieser Ausdruck soll verallgemeinert werden und ein Ausdruck für $n \cdot \Delta x = x$ [cm] ohne Treffer gefunden werden. Es ergibt sich

$$(1 - \Sigma \cdot \Delta x)^n = (1 - \Sigma \cdot \Delta x)^{\frac{x}{\Delta x}} = (1 - \Sigma \cdot \Delta x)^{\frac{\Sigma \cdot x}{\Sigma \cdot \Delta x}} \quad (2.16)$$

Für $\Delta x \rightarrow 0$, somit $n \rightarrow \infty$, $x = \text{const.}$ ist die Wahrscheinlichkeit

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} (1 - \Sigma \cdot \Delta x)^{\frac{\Sigma \cdot x}{\Sigma \cdot \Delta x}} = e^{-\Sigma x} \quad (2.17)$$

Somit wurde ein Ausdruck für die Durchdringung der Strecke x ohne Treffer gefunden. Die Trefferwahrscheinlichkeit nach dem Durchlaufen der Strecke x auf dem nachfolgenden Weg dx ein Atom zu treffen, ist entsprechend durch Zuhilfenahme von Gleichung 2.24 und 2.25

$$e^{-\Sigma x} \cdot \Sigma dx. \quad (2.18)$$

Für einen beliebig langen Weg ergibt sich die Wahrscheinlichkeit zu

$$\int_0^\infty e^{-\Sigma x} \Sigma dx = 1. \quad (2.19)$$

Es soll jedoch ein Ausdruck für die Länge des Weges gefunden werden, auf dem das Neutron im Mittel einmal stößt. Durch Multiplikation aller Wege x mit der summierten Häufigkeit ihres Auftretens und anschließender Division durch die Anzahl, kann der mittlere Weg für einen Treffer gefunden werden.

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\Sigma x} \Sigma dx}{\int_0^\infty e^{-\Sigma x} dx} = \int_0^\infty x e^{-\Sigma x} dx = \frac{1}{\Sigma} \quad (2.20)$$

Das Resultat zeigt, dass die freie Weglänge λ das Reziproke des makroskopischen Wirkungsquerschnittes Σ ist. Somit gilt abschließend

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N\sigma}. \quad (2.21)$$

2.2.4. Die Stoßzahl

Es bewege sich ein Neutron mit konstanter Geschwindigkeit v , dann ist die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen gegeben durch

$$\tau = \frac{\lambda}{v}. \quad (2.22)$$

Die Anzahl der Stöße pro Neutron und Sekunde ergibt sich somit zu

$$v = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{\lambda} = v \cdot \Sigma. \quad (2.23)$$

Die Stoßzahl ist eine gebräuchliche Größe und wird später bei der näheren Erläuterung der in dieser Arbeit verwendeten Zählrohre zum Nachweis thermischer Neutronen Verwendung finden. Ist beispielsweise ein Target mit Absorptionsquerschnitt Σ_a gegeben, in dem sich eine Anzahl von n Neutronen mit einer Geschwindigkeit v befindet. Dann ist $n \cdot v = \Phi \cdot \Sigma_a$ die Anzahl der pro Sekunde in diesem Target absorbierten Neutronen, wobei $\Phi = n \cdot v$ der Neutronenfluss ist.

2.3. Allgemeine Eigenschaften von Neutronenwechselwirkungen

In diesem Kapitel werden mithilfe der nicht-relativistischen Mechanik – der Newtonschen Mechanik – kinematische Beziehungen und Wirkungsquerschnitte für Zweikörperwechselwirkungen entwickelt.

Die kinematischen Beziehungen, die auf den Gesetzen der Energie- und Impulserhaltung basieren, gelten für alle nicht-relativistischen Kollisionen, unabhängig von der Größe der wechselwirkenden Körper. Die Betrachtungen sind gleichermaßen anwendbar auf Neutronenwechselwirkungen und Teilchen, die Ladung tragen. Die abgeleiteten Wirkungsquerschnitte gelten aufgrund der Herleitung aus der Newtonschen Mechanik nur für klassische Wechselwirkungen, somit für Körper, die mit Masse und Ausdehnung der Newtonschen Näherung an die Quantenmechanik genügen. Eine quantenmechanische Betrachtung wird in dieser Arbeit nur am Rande erläutert.

2.3.1. Klassische Kollisionstheorie

Koordinatensysteme

Es existiert eine Vielzahl an möglichen Koordinatensystemen, aus denen heraus eine Zweikörperwechselwirkung betrachtet werden kann. Drei Systeme haben sich dabei als nützlich

erwiesen. Diese sind das Laborsystem (L-System), das Center of Momentum/Mass-System (CMS/C-System) und das Relative Coordinate-System (R-System).

Das Laborsystem ist ein ruhendes System in Bezug auf einen stationären Beobachter im Labor. Das C-System ist ein System, bei dem der Gesamtimpuls der kollidierenden Teilchen gleich Null ist. Haben die kollidierenden Partikel eine ungleiche Ruhemasse, so bewegt sich der Impulsmittelpunkt im Labor mit der gleichen Geschwindigkeit wie der Massenmittelpunkt. Das R-System ist ein sich in Ruhe befindliches System in Bezug auf einen Partikel bzw. dessen Anfangskonstellation. Im Allgemeinen wird das Zielteilchen als Ursprung des Systems gewählt. Es stellt sich die Frage, warum verschiedene Koordinatensysteme gebraucht werden, da die physikalischen Folgen einer Interaktion zweier Teilchen unabhängig vom gewählten System sind. Das L-System wird allgemein gewählt, da die Ziele, z. B. Detektoren, ruhen und die auf die Ziele gerichteten Partikel eine bekannte Energie besitzen. Ein weiteres Koordinatensystem wäre nützlich, da das L-System nicht das System der Partikel in der Anfangskonstellation ist. Ein System wäre von Vorteil, in dem ein Teilchen ein anderes Teilchen auf sich zubewegen sieht, während es sich selbst in einem R-System befindet, also in Ruhe ist. Ein solches System ist das C-System. Die Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes eines isolierten Systems von Teilchen bleibt konstant, unabhängig von ihrer Bewegung und Interaktion, die sich in dem System befinden. Um dies zu zeigen, bewegen sich zwei Teilchen in drei Dimensionen, die sich gegenseitig durch die Kräfte des jeweils anderen Teilchens beeinflussen. So sind die Bewegungsgleichungen der Teilchen gegeben durch

$$m_1 \ddot{\boldsymbol{\rho}}_1 = \mathbf{F}_{21} \quad (2.24)$$

und

$$m_2 \ddot{\boldsymbol{\rho}}_2 = \mathbf{F}_{12}, \quad (2.25)$$

wobei $\ddot{\boldsymbol{\rho}}_1$ und $\ddot{\boldsymbol{\rho}}_2$ die Beschleunigungsvektoren der Teilchen 1 und 2 relativ zu dem beliebig platzierten Ursprung im L-System sind. Für den Massenschwerpunkt der Massen m_1 und m_2 mit den äquivalenten Vektoren \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 gilt

$$m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 \equiv 0. \quad (2.26)$$

Der Positionsvektor des Massenschwerpunktes $\boldsymbol{\rho}_c$ kann durch Substitution der Vektoren $\mathbf{r}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_c$ und $\mathbf{r}_2 = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_c$ zu

$$m_1 \boldsymbol{\rho}_1 + m_2 \boldsymbol{\rho}_2 = (m_1 + m_2) \boldsymbol{\rho}_c \quad (2.27)$$

überführt werden. Nach zweimaliger Differenzierung nach der Zeit und Substitution durch Gleichung 2.24 und 2.25 ergibt

$$m_1 \ddot{\boldsymbol{\rho}}_1 + m_2 \ddot{\boldsymbol{\rho}}_2 = (m_1 + m_2) \ddot{\boldsymbol{\rho}}_c = \mathbf{F}_{21} + \mathbf{F}_{12}, \quad (2.28)$$

unter Berücksichtigung des dritten Newtonschen Gesetzes, $\ddot{\boldsymbol{\rho}}_c = 0$ und $\dot{\boldsymbol{\rho}}_c = \text{const.}$. Die Geschwindigkeit des Massenschwerpunkts ist allerdings konstant in der Zeit, woraus sich die zuvor aufgestellte Hypothese als wahr herausstellt. Eine Subtraktion der Gleichung 2.25 von Gleichung 2.24 ergibt

$$\ddot{\boldsymbol{\rho}}_1 - \ddot{\boldsymbol{\rho}}_2 = \frac{\mathbf{F}_{21}}{m_1} - \frac{\mathbf{F}_{12}}{m_2} = \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \right) \mathbf{F}_{21}, \quad (2.29)$$

unter Berücksichtigung von $-\mathbf{F}_{12} = \mathbf{F}_{21}$. Das R-System, ausgehend von Teilchen 2, kann aufgestellt werden durch die Definition des Positionsvektors \mathbf{r} des Teilchens 1 relativ zu Teilchen 2, formuliert zu

$$\mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2. \quad (2.30)$$

Mit Einführung der reduzierten Masse m

$$m \equiv \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2.31)$$

kann Gleichung 2.29 als

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}_{21} \quad (2.32)$$

geschrieben werden. Der Ausdruck entspricht dem zweiten Newtonschen Gesetz für die Bewegung des Teilchens mit der Masse m im Koordinatensystem, in dem Teilchen 2 ruht unter dem Einfluss der Kraft von Teilchen 2 auf Teilchen 1.

Die Gleichungen demonstrieren, dass ein isoliertes Zwei-Körper-System äquivalent zu zwei Ein-Körper-Systemen agiert. Der Massenschwerpunkt bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit im Laborsystem. Ein Teilchen bewegt sich in dem System, wohingegen das zweite Teilchen ruht. Die Bewegung ist im Vergleich die eines Teilchens mit reduzierter Masse, auf welches eine Kraft wirkt, die derjenigen entspricht, die das sich in Ruhe befindliche Teilchen auf das bewegende Teilchen ausübt.

Das Center-of-Mass-System ist von der Namensgebung irreführend. Der Schwerpunkt bildet hier nicht den Ursprung des Koordinatensystems, sondern ein Teilchen.

Kollisionskinematik

Vor einer möglichen Kollision bewege sich allein Teilchen 1 und dessen Massenschwerpunkt parallel zur Z-Achse mit Geschwindigkeit \tilde{u} . Die Position des Massenschwerpunktes ist definiert als der Punkt, in dem jegliche Momente der Massen verschwinden, sodass

$$m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 = 0 \quad (2.33)$$

mit den Vektoren \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 , ausgehend vom Massenschwerpunkt zu den Teilchen 1 und 2. Ableiten nach der Zeit ergibt

$$m_1 \dot{\mathbf{r}}_1 + m_2 \dot{\mathbf{r}}_2 = 0, \quad (2.34)$$

dessen Ausdruck impliziert, dass der Massenschwerpunkt gleichfalls das Momentenzentrum ist. Die x-Komponente der Gleichung 2.33 ist somit

$$m_1 (\dot{x}_1 - \dot{x}_c) + m_2 (\dot{x}_2 - \dot{x}_c) = 0 \quad (2.35)$$

und gleichfalls für die z-Komponente

$$m_1 (\dot{z}_1 - \dot{z}_c) + m_2 (\dot{z}_2 - \dot{z}_c) = 0. \quad (2.36)$$

Es gilt $\dot{z}_1 = \tilde{v}_1$, $\dot{z}_2 = 0$ und per Definition $\dot{z}_c = \tilde{u}$, sodass aus diesen Zusammenhängen

$$\tilde{u} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1 \quad (2.37)$$

erhalten werden kann.

Dabei handelt es sich um die Geschwindigkeit des Massenschwerpunktes und des Center-of-Mass-Systems. Die Geschwindigkeit des Center-of-Mass-Systems ist parallel zur Z-Achse gerichtet, somit ergibt sich eine Geschwindigkeit von

$$\tilde{\mathbf{u}} = (\tilde{u}_x, \tilde{u}_y, \tilde{u}_z) = \left(0, 0, \frac{m_1}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1 \right). \quad (2.38)$$

Das Targetteilchen, welches sich im Laborsystem in Ruhe befindet, bewegt sich im C-System mit der Geschwindigkeit des Schwerpunktes. Die Geschwindigkeit ist die gleiche, mit der sich der Massenschwerpunkt im L-System bewegt. Sie beträgt

$$v_2 = \tilde{\mathbf{u}} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1. \quad (2.39)$$

Das Projektil mit der Geschwindigkeit \tilde{v}_1 im L-System besitzt die Geschwindigkeit

$$v_1 = \tilde{v}_1 \tilde{\mathbf{u}} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1 \quad (2.40)$$

im C-System.

Zu beachten ist hier, dass die Relativgeschwindigkeit beider Teilchen zueinander im L- und im C-System dieselbe ist.

$$v_1 + v_2 = \tilde{v}_1 \quad (2.41)$$

Die gesamte kinetische Energie ist im C-System im Vergleich zum L-System geringer. Es gilt

$$T = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1^2 = \frac{1}{2} m \tilde{v}_1^2 \quad (2.42)$$

für die gesamte kinetische Energie im C-System und

$$\tilde{T} = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 \quad (2.43)$$

für die kinetische Energie im L-System.

Die Differenz der beiden Energien ist durch das Driften des Massenschwerpunktes im L-System begründet, wie in Gleichung 2.44 dargestellt wurde.

$$\tilde{T}_c = \tilde{T} - T = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) \tilde{u}^2 \quad (2.44)$$

Der Massenschwerpunkt bewegt sich unabhängig von den beiden in Wechselwirkung tretenden Teilchen. Aus diesem Grund ist die dem Massenschwerpunkt zugeordnete Energie \tilde{T}_c nicht frei verfügbar. Sie muss dem System als kinetische Energie erhalten bleiben.

Aus diesem Grund wird oft das C-System gewählt. Hier steht die kinetische Energie für Transformationen in andere Energieformen zur Verfügung.

Anwendung auf die elastische Streuung Bei einem elastischen Streuprozess ist die kinetische Energie zweier in Wechselwirkung tretender Teilchen vor und nach dem Stoß identisch. Ausgedrückt im C-System bedeutet dies

$$\frac{1}{2} m_1 v_3^2 + \frac{1}{2} m_2 v_4^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2. \quad (2.45)$$

Wird Gleichung 2.45 nach v_3 umgestellt unter Berücksichtigung von Gleichung 2.39 und 2.40 und unter Berücksichtigung des Zusammenhangs

$$m_2 v_4 = m_1 v_3, \quad (2.46)$$

so kann der Ausdruck

$$v_3 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1 \quad (2.47)$$

gefunden werden. Die rechte Seite der Gleichung ist der Ausdruck für v_1 . Somit ist gezeigt, dass

$$v_3 = v_1 \quad (2.48)$$

und weiterhin

$$v_4 = v_2 \quad (2.49)$$

gilt. Die dargestellten mathematischen Formulierungen zeigen, dass ein Beobachter, der sich im Schwerpunkt befindet, die beiden Teilchen sowohl vor als auch nach der Kollision mit gleicher Geschwindigkeit wahrnimmt. Abbildung 2.3 zeigt die Kollisionsprozesse im Labor- und im Schwerpunktsystem.

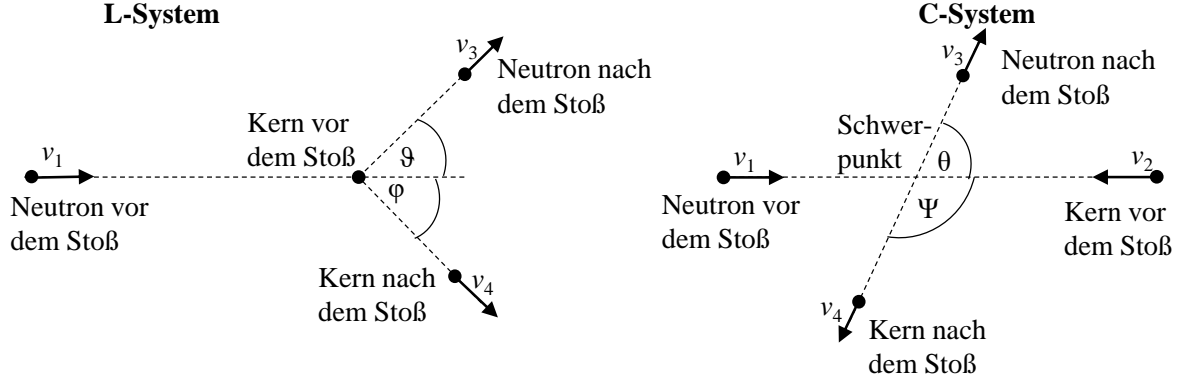


Abbildung 2.3.: Labor- und Schwerpunktsystem

Der Massenschwerpunkt befinde sich in Ruhe und die Teilchen träten mit gleicher Geschwindigkeit in und aus dem Massenschwerpunkt aus. Teilchen 1 wird gestreut und tritt durch die Wechselwirkung im Schwerpunkt mit dem Massenschwerpunktswinkel θ aus. Dann gilt der Zusammenhang

$$\Psi = \pi - \theta. \quad (2.50)$$

Nun soll eine Koordinatentransformation in das Laborsystem erfolgen. Die Geschwindigkeit des Teilchens 1 im Laborsystem ist

$$\tilde{v}_3 = v_3 + \tilde{\mathbf{u}}. \quad (2.51)$$

Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass der Geschwindigkeitsvektor eines Teilchens im L-System aus der Summe der Geschwindigkeit des Teilchens im C-System und zusätzlich der Geschwindigkeit des C-Systems im L-System besteht. Entlang der Z-Achse ergeben sich somit die Komponenten zu

$$\tilde{v}_3 \cos \tilde{\theta}_1 = v_3 \cos \theta_1 + \tilde{u} \quad (2.52)$$

und entsprechend

$$\tilde{v}_3 \sin \tilde{\theta}_1 = v_3 \sin \theta_1. \quad (2.53)$$

Mit der Berücksichtigung von 2.39, 2.40 und 2.48 ergibt sich

$$\tilde{v}_3 \cos \tilde{\theta}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1 \cos \Theta_1 + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1 \quad (2.54)$$

und entsprechend

$$\tilde{v}_3 \sin \tilde{\theta}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \tilde{v}_1 \sin \theta_1. \quad (2.55)$$

Das Quadrieren der beiden Gleichungen und Eliminieren von θ führt zur Geschwindigkeit des Teilchens 1,

$$\tilde{v}_3 = \sqrt{\frac{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos \theta_1}{(m_1 + m_2)^2}}. \quad (2.56)$$

Gleichung 2.56 quadriert führt schließlich auf die kinetische Energie des Teilchens, welches aus dem Streuprozess im Laborsystem hervorgeht. Es gilt

$$\tilde{T}_3 = \tilde{T}_1 \left[\frac{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1m_2 \cos \theta_1}{(m_1 + m_2)^2} \right]. \quad (2.57)$$

Für den Streuwinkel ϑ im Laborsystem kann ebenfalls ein Ausdruck gefunden werden. Das Finden eines Ausdrucks für $\cos \theta$ aus Gleichung 2.54, gleichzeitiges Quadrieren der Gleichung und Gleichung 2.55 führt zu

$$\tilde{v}_3 = \tilde{v}_1 \left\{ \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cos \tilde{\theta}_1 + \sqrt{\frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} + \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 \cos^2 \tilde{\theta}_1} \right\}. \quad (2.58)$$

Weiteres Quadrieren führt zu der gesuchten kinetischen Energie des Teilchens 1:

$$\tilde{T}_3 = \tilde{T}_1 \left\{ \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cos \tilde{\theta}_1 + \sqrt{\frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} + \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 \cos^2 \tilde{\theta}_1} \right\}^2 \quad (2.59)$$

Da es sich um elastische Streuung, somit einer Interaktion der Teilchen ohne Energieverlust bzw. Umwandlung in andere Energieformen handelt, gilt

$$\tilde{T}_4 = \tilde{T}_1 - \tilde{T}_3. \quad (2.60)$$

Somit ist ein Ausdruck für die Energie des zweiten Teilchen gefunden.

Weiterhin soll ein Zusammenhang der Streuwinkel im Labor- und Center-of-Mass-System gefunden werden. Dazu werden die Gleichungen 2.54 und 2.55 durcheinander dividiert und die Geschwindigkeiten eliminiert. Es ergibt sich

$$\frac{\cos \tilde{\theta}_1}{\sin \tilde{\theta}_1} = \frac{\cos \theta_1}{\sin \theta_1} + \frac{m_1}{m_2 \sin \theta_1} \quad (2.61)$$

bzw.

$$\tan \tilde{\theta} = \frac{\sin \theta}{\frac{m_1}{m_2} + \cos \theta}. \quad (2.62)$$

Für Teilchen 2 kann ein ähnlicher Ausdruck gefunden werden,

$$\tan \tilde{\Psi} = \frac{\sin \Psi}{1 + \cos \Psi} \quad (2.63)$$

bzw. mit $\Psi = \pi - \theta$

$$\tan \tilde{\Psi} = \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta}. \quad (2.64)$$

Die Impulserhaltung verlangt nunmehr die Erfüllung von

$$m_1 \tilde{v}_3 \sin \tilde{\theta} = m_2 \tilde{v}_4 \sin \tilde{\Psi} \quad (2.65)$$

bzw.

$$\sin \Psi = \frac{m_1 \tilde{v}_3}{m_2 \tilde{v}_4} \sin \tilde{\theta}. \quad (2.66)$$

Im Folgenden wird vorausgesetzt, dass das Target keine Rückwärtsstreuung im Laborsystem vollziehen kann und $\tilde{\Psi} \leq \frac{\pi}{2}$ gilt. Die Überprüfung ist intuitiv. Angenommen, Teilchen 2 würde eine Rückwärtsstreuung absolvieren, so müsste Teilchen 1 in Vorwärtsrichtung mit größerer Geschwindigkeit aus der Streuung hervorgehen, als es die Impulserhaltung erlaubt. Die totale kinetische Energie des Systems würde erhöht und damit die Energieerhaltung verletzt werden. Mögliche Werte des Streuwinkels im Laborsystem belaufen sich somit auf $0 \leq \tilde{\theta} \leq \pi$ für $m_2 > m_1$ oder auf $0 \leq \tilde{\theta} \leq \pi/2$ für $m_2 = m_1$, falls die Massen beider Teilchen gleich groß sind.

Anwendung auf die inelastische Streuung Gegeben sei eine Interaktion, bei der Teilchen 1 mit Geschwindigkeit \tilde{v}_1 im Laborsystem mit Teilchen 2 streut. Teilchen 2 befinde sich anfangs in Ruhe. Nach dem Streuprozess gehe Teilchen 1 mit einem Winkel $\tilde{\theta}_1$ und einer Geschwindigkeit \tilde{v}_3 hervor, Teilchen 2 mit Winkel $\tilde{\theta}_2$ und einer Geschwindigkeit \tilde{v}_4 . Anders als beim zuvor behandelten elastischen Stoß ist die Masse erhalten, die kinetische Energie jedoch nicht. Ein Teil der Energie E^* verbleibe als innere Energie oder Verformungsenergie in den Teilchen.

Im C-System gilt

$$m_1 T_3 = m_2 T_4 \quad (2.67)$$

und für die Energieerhaltung nachfolgend entsprechend mit Berücksichtigung der inneren Energie

$$T_1 + T_2 = T_3 + T_4 + E^*. \quad (2.68)$$

Nach der Kollision gilt unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung

$$T_3 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (T_1 + T_2 - E^*) \quad (2.69)$$

und für T_4

$$T_4 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} (T_1 + T_2 - E^*) \quad (2.70)$$

mit maximal möglicher kinetischer Energie im C-System direkt aus Gleichung 2.42

$$T_1 + T_2 = \frac{1}{2} m \tilde{v}_1^2. \quad (2.71)$$

Die Resultate sind winkelunabhängig. Dies ist eine Besonderheit im C-System und ein Grund für die Verwendung dieses Systems. Damit die entsprechenden Geschwindigkeiten der Ausgangsteilchen erhalten werden, müssen die Gleichungen 2.69 und 2.70 nach der Geschwindigkeit des jeweiligen Teilchens umgestellt werden. Es ergibt sich der Zusammenhang

$$v_3 = \sqrt{2 \frac{m_2}{m_1 + m_2} (T_1 + T_2 - E^*)} \quad (2.72)$$

und

$$v_4 = \sqrt{2 \frac{m_1}{m_1 + m_2} (T_1 + T_2 - E^*)}. \quad (2.73)$$

Fortan ist die mathematische Beschreibung analog zum elastischen Stoß. Für die finale kinetische Energie des Teilchen 1 im Laborsystem wird

$$\tilde{T}_3 = \tilde{T}_1 \left\{ \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cos \tilde{\theta} + \sqrt{\frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} + \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 \cos^2 \tilde{\theta} - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{E^*}{\tilde{T}_1}} \right\}^2 \quad (2.74)$$

erhalten. Für eine Energie $E^* = 0$ ergibt sich die totale kinetische Energie der elastischen Streuung. Die Ausführungen wurden maßgeblich den Werken [DH79; Fod71] entnommen.

2.3.2. Neutronenmoderation- und transport

Charakterisierungsgrößen von Neutronenfeldern

Es sei ein Volumenelement $dV = dx dy dz$ eines Streumediums mit Ortskoordinate \mathbf{r} gegeben. Zudem sei in diesem Volumenelement $n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) dV d\Omega dv$ die Neutronenanzahl, deren Geschwindigkeitsrichtung durch den Richtungsvektor $\boldsymbol{\Omega}$ im Raumwinkelement $d\Omega$ charakterisiert ist und deren Geschwindigkeitsbetrag im Intervall zwischen v und $v + dv$ liegt.

$n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) dV d\Omega dv$ ist somit die Anzahl der Neutronen in 1 cm^3 , also die Dichte im Einheitsintervall mit der Neutronengeschwindigkeit im Geschwindigkeitsintervall mit Geschwindigkeitsrichtungen in der Raumwinkeleinheit $\boldsymbol{\Omega}$. Diese Angaben sind hinreichend zur Beschreibung eines Neutronenfeldes. Eine Zeitabhängigkeit ist zusätzlich möglich.

Wird über alle Geschwindigkeitsbeiträge integriert, so erhält man die Gesamtanzahl der Neutronen im Volumenelement dV am Ort \mathbf{r} :

$$n(\mathbf{r})dV = dV \int_0^\infty dv \int_{4\pi} d\Omega n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) \quad (2.75)$$

$n(\mathbf{r})$ ist hierbei die Dichte am Ort \mathbf{r} . Die Anzahl der Neutronen am Ort \mathbf{r} mit der Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$, die pro Sekunde durch 1 cm^2 einer senkrecht zu $\boldsymbol{\Omega}$ stehenden Fläche in ein Raumwinkelement $d\Omega$ um $\boldsymbol{\Omega}$ hindurchtreten, seien beschrieben durch den differentiellen Neutronenfluss

$$F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) d\Omega dv = n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) v d\Omega dv. \quad (2.76)$$

Abschließend wird mit

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) d\Omega = n\mathbf{r} \cdot \bar{\mathbf{v}} \quad (2.77)$$

der Gesamtfluss, oder kurz Fluss am Ort \mathbf{r} bezeichnet. $\Phi(\mathbf{r})$ beschreibt hierbei die Anzahl der Neutronen, die pro Sekunde durch die Einheitskugel mit dem Querschnitt $\pi \cdot R^2 = 1 \text{ cm}^2$, somit mit der Oberfläche $4\pi R^2 = 4 \text{ cm}^2$ hindurchtreten. Oft kann die vektorielle Dichte oder der vektorielle Fluss als Funktion eines Winkels gegen eine Symmetrieachse des Feldes dargestellt werden. Das heißt, das Feld wird als rotations-symmetrisch aufgefasst. Dies macht die Beschreibung des Feldes mittels Kugelfunktionen möglich. Für $F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$ ergibt sich eine Entwicklung der Form

$$F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l + 1) F_l(\mathbf{r}) P_l(\cos(\vartheta)) \quad (2.78)$$

mit

$$F_l(\mathbf{r}) = 2\pi \int_0^\pi F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) P_l(\cos(\vartheta)) \sin(\vartheta) d\vartheta \quad (2.79)$$

und insbesondere

$$F_0(\mathbf{r}) = 2\pi \int_0^\pi F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \sin(\vartheta) d\vartheta = \int_{4\pi} F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) d\Omega = \Phi(\mathbf{r}). \quad (2.80)$$

Abschließend wird der zweite Koeffizient näher betrachtet und die Größe der Stromdichte j eingeführt. Der Betrag der Stromdichte beschreibt die Anzahl der Neutronen, die durch eine senkrecht zur Verteilungsachse stehende Fläche von 1 cm^2 pro Sekunde in Richtung der Verteilungsachse laufen. Es folgt

$$j = \int_{4\pi} F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\vartheta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \cos(\vartheta) \sin(\vartheta) d\vartheta \quad (2.81)$$

und durch Vergleich

$$j = F_1(\mathbf{r}). \quad (2.82)$$

Allgemeiner Transport

Die Anzahl von Neutronen kann räumlich in einem Volumenelement $dV = dx dy dz$ und zeitlich in einem Neutronenfeld mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$ im Raumwinkel $d\Omega$ variieren, welches an folgenden Gründen liegen kann:

- Abfluss

$$\operatorname{div}\boldsymbol{\Omega} \cdot F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) dV d\Omega dv \quad (2.83)$$

- Verlust durch Absorption und Streuung in andere Raumrichtungen

$$\Sigma_t \cdot F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) dV d\Omega dv \quad (2.84)$$

mit

$$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s, \quad (2.85)$$

die Zusammensetzung des totalen makroskopischen Wirkungsquerschnitts aus den makroskopischen Wirkungsquerschnitten aus Streuung und Absorption.

- Gewinn durch Streuung und Wechsel von Geschwindigkeitsintervallen

$$\int_0^\infty dv' \int_{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \Sigma_s(v') g(v'v, \boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega}) F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', v') dV d\Omega dv \quad (2.86)$$

$g(v'v, \boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega})$ gibt hierbei die Wahrscheinlichkeit einer Rückstreuung aus der Richtung $\boldsymbol{\Omega}'$ mit der Geschwindigkeit v' in das Intervall $v, v + dv; d\Omega$ an.

- Erzeugung von Neutronen aus im Volumenelement befindlichen Quellen

$$S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) dV d\Omega dv \quad (2.87)$$

Die Summe dieser genannten Beiträge beschreibt die zeitliche Änderung der Dichte im Volumen dV .

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v)}{\partial t} &= \frac{1}{v} \frac{\partial F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v)}{\partial t} = -\operatorname{div}\boldsymbol{\Omega} F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) - \Sigma_t(v) F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v) + \\ &+ \int_0^\infty dv' \int_{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \Sigma_s(v') g(v'v, \boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega}) F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', v') + S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, v). \end{aligned} \right\} \quad (2.88)$$

Diese Integrodifferentialgleichung beschreibt den Fluss bei gegebener Quellverteilung unter der Berücksichtigung eventueller Randbedingungen. Eine analytische Lösung der Gleichung 2.88 ist nicht durchführbar bzw. nur durch eine Voraussetzung starker Vereinfachungen.

Eine Näherung ist die stationäre, energieunabhängige Transportgleichung zur Beschreibung zeitlich konstanter Neutronenfelder mit konstanter Geschwindigkeit. Sie lautet

$$\operatorname{div}\boldsymbol{\Omega} F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma_t F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \int_{4\pi} d\boldsymbol{\Omega}' \Sigma_s(\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\Omega}) F(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') + S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}). \quad (2.89)$$

Der Übersichtlichkeit wegen wird häufig nicht die differentielle, sondern die integrale Form der Transportgleichung angegeben.

$$\varphi(\mathbf{x}) = \int_A K(\mathbf{x}', \mathbf{x}) \varphi(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \varphi_0(\mathbf{x}) \quad (2.90)$$

Die Vektoren \mathbf{x} und \mathbf{x}' charakterisieren hierbei Punkte in einem sechsdimensionalen Zustandsraum A . Er wird durch drei Ortskoordinaten, zwei Richtungskoordinaten und der Energie

beschrieben. Somit steht \mathbf{x} als Abkürzung für $(\mathbf{x}) = (\mathbf{r}, \mathbf{E}, \mathbf{\Omega})$.

Zur Lösung der Transportgleichung werden verschiedene numerische Methoden und Näherungsverfahren verwendet. Eine wichtige und in dieser Arbeit eingesetzte Methode ist die Monte-Carlo-Methode. Näheres zur Anwendung ist dem Kapitel 5 zu entnehmen.

Diffusionslänge

Es sei an die Beziehungen $F_0(x) = \Phi(x)$, dem Fluss, $\Sigma_{s,0} = \Sigma_s$, dem Streuquerschnitt und der Stromdichte $F_1(x) = j(x)$ erinnert. Zudem sei $q(x)$ die Quelledichte. Dann kann eine Kontinuitätsgleichung

$$\frac{dj}{dx} + \Sigma_a \Phi = q \quad (2.91)$$

aufgestellt werden. Verluste durch den Ausfluss und die Absorption sind im stationären Feld gleich der Quelledichte. Zusammen mit der Beziehung

$$\frac{1}{3} \frac{dF_0}{dx} + [\Sigma_t - \Sigma_{s1}] F_1(x) = 0 \quad (2.92)$$

folgt das Resultat

$$j = -\frac{1}{3 [\Sigma_s (1 - \overline{\cos \vartheta_0}) + \Sigma_a]} \cdot \frac{d\Phi}{dx} = -D \cdot \frac{d\Phi}{dx}. \quad (2.93)$$

Dies ist das Ficksche Gesetz der Diffusion. D wird als Diffusionskoeffizient bezeichnet und besitzt die Dimension [cm]. Es ergibt sich der abschließende Zusammenhang zu

$$D = \frac{1}{3 \Sigma_s (1 - \overline{\cos \vartheta_0})} = \frac{1}{3} \frac{\lambda_s}{(1 - \overline{\cos \vartheta_0})} = \frac{\lambda_{tr}}{3}, \quad (2.94)$$

woraus sich letztlich die elementare Diffusionsgleichung

$$-D \frac{d^2\Phi}{dx^2} + \Sigma_a \Phi = q \quad (2.95)$$

ergibt. Gleichung 2.94 ergibt sich aus der Erkenntnis, dass Σ_a meist neben Σ_s vernachlässigt werden kann. λ_{tr} ist hierbei die Transportweglänge, die bei Diffusionsvorgängen in nicht isotrop streuenden Medien an die Stelle der Streulänge λ_s tritt.

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (2.96)$$

L wird als Diffusionslänge bezeichnet. Sie ist ein Maß für die Relaxationslänge eines Neutronenfeldes.

Bremmung

Bei der nachfolgenden Erläuterung der Moderation oder Bremsung von Neutronen wird nur die Bremsung bzw. Energieabgabe durch elastische Stöße an frei liegenden, ruhenden Kernen vor dem Stoß berücksichtigt. Es werden die inelastische Streuung, induziert durch sehr schnelle Neutronen und Effekte chemischer Bindungen, vernachlässigt.

Es sei eine homogene Quelledichte $S(E)$ in einem unendlich ausgedehnten Streumedium gegeben. Hierfür lässt sich die Bilanzgleichung aufstellen, die

$$(\Sigma_s + \Sigma_a) \Phi(E) = \int_0^\infty \Sigma_s \Phi(E') g(E' E) dE' + S(E) \quad (2.97)$$

lautet, somit die Verluste durch Absorption und Streuung auf der linken Seite der Gleichung gleichsetzt mit dem Gewinn durch Abbremsung von Neutronen mit ursprünglich höherer Energie und zusätzlich noch mögliche Quellen S addiert.

Die Gleichung 2.97 ist ein Spezialfall der allgemeinen Transportgleichung, dargestellt in Gleichung 2.88.

Der Kern $g(E' E)dE$ gibt hierbei die Wahrscheinlichkeit für die Energieabgabe des Neutrons an, sodass das Neutron mit der Energie E' vor dem Stoß in das Intervall $(E, E + dE)$ eintritt. Neutronen können durch Stöße keine Energie hinzugewinnen, folglich ist g für $E > E'$ Null.

$(\Sigma_s + \Sigma_a) \Phi(E) = \psi(E)$ wird als Stoßdichte bezeichnet und gibt die Anzahl der pro Kubikzentimeter und Sekunde stoßenden Neutronen an. Wird dieser Zusammenhang in Gleichung 2.97 eingesetzt, lautet diese

$$\psi(E) = \int_0^\infty \frac{\sigma_s}{\sigma_s + \sigma_a} \psi(E') g(E' E) dE' + S(E) \quad (2.98)$$

Lethargie und mittleres logarithmisches Energiedekrement

Im Allgemeinen wird bei der Behandlung von Bremsproblemen nicht von der Energie E , sondern von der Lethargie u gesprochen. Für die Lethargie gilt

$$u = \ln \frac{const.}{E}. \quad (2.99)$$

Zu klären bleibt noch, wie groß der mittlere Energieverlust eines Neutrons bei einem Stoß ist. Hierfür wird üblicherweise der Mittelwert der Größe $\ln \left(\frac{E_1}{E_2} \right)$ gebildet. Es gilt

$$\xi = \overline{\ln \frac{E_2}{E_1}} = \overline{u - u'} = \int g(u' u) (u - u') du \quad (2.100)$$

bzw.

$$\xi = \int_{u'}^{u' + \ln \frac{1}{\alpha}} \frac{1}{1 - \alpha} e^{-(u - u')} (u - u') du = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha \quad (2.101)$$

mit der Hilfsgröße $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$.

Die Größe ξ gibt den Betrag der Energie an, die ein Elektron bei einem Stoß verliert. Eine gute Näherungsformel für das mittlere logarithmische Energiedekrement lautet

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}}. \quad (2.102)$$

Außerdem kann mithilfe von ξ die Anzahl an Stößen angegeben werden, die für eine Energieabgabe des Neutrons von einer Anfangsenergie E_0 zu einer Endenergie E notwendig sind. Hierfür gilt

$$\nu \cdot \xi = \ln \frac{E_0}{E} \quad (2.103)$$

bzw.

$$\nu = \frac{\ln \frac{E_0}{E}}{\xi} = \frac{u - u_0}{\xi}. \quad (2.104)$$

2.4. Neutronenquellen

In dieser Arbeit wurden mithilfe von radioaktiven Neutronenquellen die für die Versuchszwecke notwendigen Neutronen bereitgestellt. Bei dieser Art von Quellen werden die zur Neutronenerzeugung notwendigen geladenen Teilchen oder γ -Quanten durch radioaktive Nuklide erzeugt. Neutronenquellen werden durch die Art der zur Neutronenerzeugung ablaufenden Kernreaktion unterschieden. Dies können (α, n) oder (γ, n) Reaktionen sein. Dazu muss die Bindungsenergie zur Abtrennung eines Neutrons aufgebracht werden, die mit wachsender Massenzahl steigt. Aus diesem Grund werden zur Erzeugung von Neutronen vorzugsweise leichte Targetmaterialien wie ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ oder ${}^{19}\text{F}$ verwendet. Eine Verwendung von Targetmaterialien mit Massezahlen $A > 100$, bei denen die Bindungsenergie der Neutronen wieder sinkt, ist zwar prinzipiell möglich, aufgrund der starken Coulomb-Abstoßung jedoch erst bei sehr hohen Energien, die die Energien der α -Teilchen und verfügbaren γ -Energien übersteigen. [DH79]

2.4.1. Energetische Betrachtung

Unter Zuhilfenahme des Impuls- und Energiesatzes der klassischen Mechanik können Überlegungen bezüglich der Schwellenenergie E_s für endo- und exotherme Prozesse angestellt werden. Ein Projektilkern mit der Masse m_P treffe mit der Geschwindigkeit v und der Energie $E = \frac{m_P}{2}v^2$ auf einen sich in Ruhe befindlichen Targetkern.

So gilt unter der Berücksichtigung der Energieerhaltung

$$\frac{m_P \cdot v^2}{2} = \frac{m_{\text{zwischen}} \cdot v_{\text{zwischen}}^2}{2} + Q \quad (2.105)$$

mit der Masse des Zwischenkerns m_{zwischen} und dessen Geschwindigkeit v_{zwischen} . Nach dem Impulssatz gilt

$$m_P \cdot v = m_{\text{zwischen}} \cdot v_{\text{zwischen}} \quad (2.106)$$

und damit nach Umstellen nach v_{zwischen} und Quadrieren

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_P v^2}{2} - \frac{m_{\text{zwischen}}}{2} \left(\frac{m_P}{m_{\text{zwischen}}} \right)^2 v^2 &= Q \\ \frac{m_P v^2}{2} \left\{ 1 - \frac{m_P}{m_{\text{zwischen}}} \right\} &= Q \\ E_S &= \frac{Q}{1 - \frac{m_P}{m_{\text{zwischen}}}} \end{aligned} \right\} \quad (2.107)$$

Im weiteren Verlauf soll ein Ausdruck für die Energieverteilung auf das Neutron und den Restkern bei einem exothermen Prozess gefunden werden. Nachfolgend wird dies zunächst für einen ruhenden Zwischenkern erläutert. Der Zwischenkern zerfällt in ein Neutron der Masse m_n und einem Restkern der Masse m_r . Es gilt

$$m_n \frac{v_n^2}{2} + m_r \frac{v_r^2}{2} = Q \quad (2.108)$$

und der Impulserhaltung entsprechend

$$m_n v_n = m_r v_r \quad (2.109)$$

Abschließend gilt

$$\left. \begin{aligned} m_n \frac{v_n^2}{2} \left[1 + \frac{m_n}{m_r} \right] &= Q \\ E_n = \frac{Q}{1 + \frac{m_n}{m_r}} &= \frac{m_r}{m_{\text{zwischen}}} \cdot Q. \end{aligned} \right\} \quad (2.110)$$

Im Allgemeinen hat das einfallende Primärteilchen eine nicht zu vernachlässigende kinetische Energie. Ist dies der Fall, so tritt eine Abhängigkeit der Neutronenenergie vom Emissionswinkel gegenüber der Richtung des primären Teilchens auf. Nachfolgend werden zwei Grenzfälle, die Emission in Vorwärtsrichtung (0°) und Rückwärtsrichtung (180°) behandelt. Die Anwendung des bereits bekannten Energiesatzes ergibt

$$m_p \frac{v^2}{2} + Q = E + Q = m_n \frac{v_n^2}{2} + m_r \frac{v_r^2}{2} \quad (2.111)$$

und des ebenfalls bekannten Impulssatzes die Beziehung

$$m_p \cdot v = \pm(M_n v_n - m_r v_r). \quad (2.112)$$

Das + beschreibt dabei die Emission unter 0° und das – Emission unter 180° . Es folgt der Zusammenhang

$$E_n = m_n \frac{v_n^2}{2} = \frac{Q}{1 + \frac{m_n}{m_r}} + E \frac{m_p}{(m_r + m_n)^2} \left\{ 2 + \frac{m_r(m_n + m_r)}{m_p \cdot m_n} \left[1 - \frac{m_p}{m_r} \right] \pm \right. \\ \left. \pm 2 \sqrt{1 + \frac{m_r(m_n + m_r)}{m_p \cdot m_n} \left[\frac{Q}{E} + \left(1 - \frac{m_p}{m_r} \right) \right]} \right\} \quad (2.113)$$

Das positive Vorzeichen steht in diesem Fall für Vorwärts-, das negative Vorzeichen für den Fall der Rückwärtsemission. Bei den beiden vorgestellten Gleichungen handelt es sich um Spezialfälle.

2.4.2. Die Radioisotopenquelle ^{241}Am - ^9Be

Moderne Radioisotopenquellen nutzen transuranische Isotope zur Neutronenerzeugung, da diese im Vergleich zu Polonium und Radium weniger Sekundärstrahlung erzeugen. Die am häufigsten verwendete radioaktive Neutronenquelle ist die ^{241}Am - ^9Be -Quelle. Nachfolgend wird diese Quelle näher erläutert.

Neutronenerzeugungsreaktion und Energiespektrum

Gleichung 2.114 zeigt die Erzeugung des Neutrons aus den Edukten ^9Be und eines α -Teilchens.



Der als Produkt aus der Kernreaktion herausgehende ^{12}C Kern kann sowohl im Grundzustand als auch in angeregten Zuständen von 4,43 MeV oder 7,65 MeV vorliegen. Abbildung 2.4 zeigt das Energieniveauschema des Kohlenstoffisotopes ^{12}C .

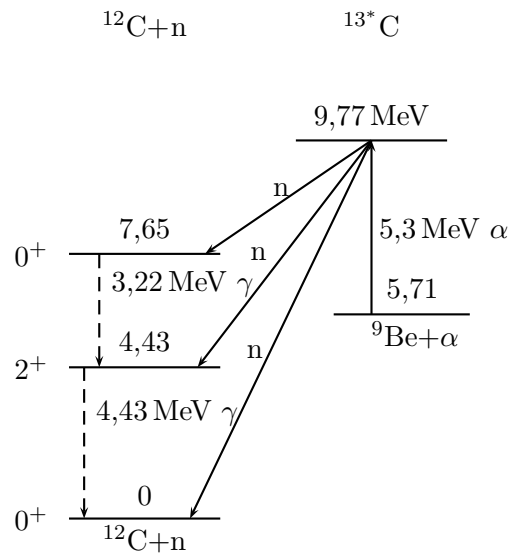
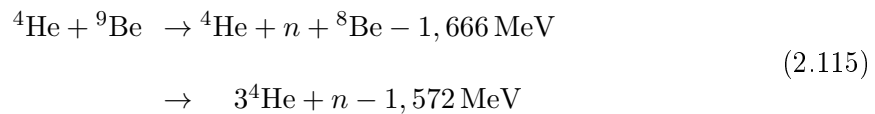


Abbildung 2.4.: Energieleveldiagramm der ${}^9\text{Be}$ Neutronen-Erzeugungsreaktion

Der Übergang in den ersten angeregten Zustand kann durch die Messung von 4,43 MeV γ -Strahlung leicht überprüft werden. Anders verhält es sich bei dem zweiten Zustand von 7,65 MeV. Hierbei handelt es sich um einen 0^+ Zustand, der durch die Emission eines α -Teilchens mit einer Partialbreite von 1 eV zerfällt. Ein direkter Übergang in den Grundzustand ist verboten. Die geringe Breite des γ -Zerfalls deutet darauf hin, dass weniger als 0,1% über das Energielevel von 3,2 MeV γ -Strahlung in das nächst tieferliegende Niveau gesenkt werden.

Niederenergetische Neutronen können mit Vielkörperstreuprozessen in Verbindung gebracht werden. Explizit ist damit die Reaktion



gemeint. In dieser Reaktion zerfällt das ${}^8\text{Be}$ unter Aussendung von 94 keV wiederum in zwei α -Teilchen. Diese Wechselwirkung kann als ein inelastischer Streuprozess aufgefasst werden. Die Neutronenerzeugung bzw. deren Ausbeute ist abhängig von der Energie der einfallenden α -Teilchen. Die Ausbeute an Neutronen aus einem dicken Beryllium-Target ist in Abbildung 2.5 dargestellt als Funktion der α -Energie. Runnalls und Boucher [RB56] fanden 1956 den empirischen Zusammenhang

$$T = (0,95) \cdot 0,152 \cdot E^{3,65} \text{ n}/10^6 \alpha - \text{Teilchen},
 \tag{2.116}$$

der für die Neutronenausbeute in dicken Targets gilt. Der Faktor 0,95 ergibt sich aus dem damaligen kanadischen Standard von 1956. Anderson und Hertz [AH71] berechneten die Ausbeute ebenfalls, jedoch über Wirkungsquerschnitte dünner Targets via Reaktionsquerschnitte

von [GM65] und Bremsenergien von [Bad+56] mithilfe der Gleichung

$$T = \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{(dE/dx)_{\text{Be}}} dE. \quad (2.117)$$

$\sigma(E)$ beschreibt den Wirkungsquerschnitt dünner Targets der ${}^9\text{Be}(\alpha, n)$ Reaktion, $(dE/dx)_{\text{Be}}$ das Bremsvermögen des Berylliums für α -Teilchen und E_0 die Energie des α -Teilchens.

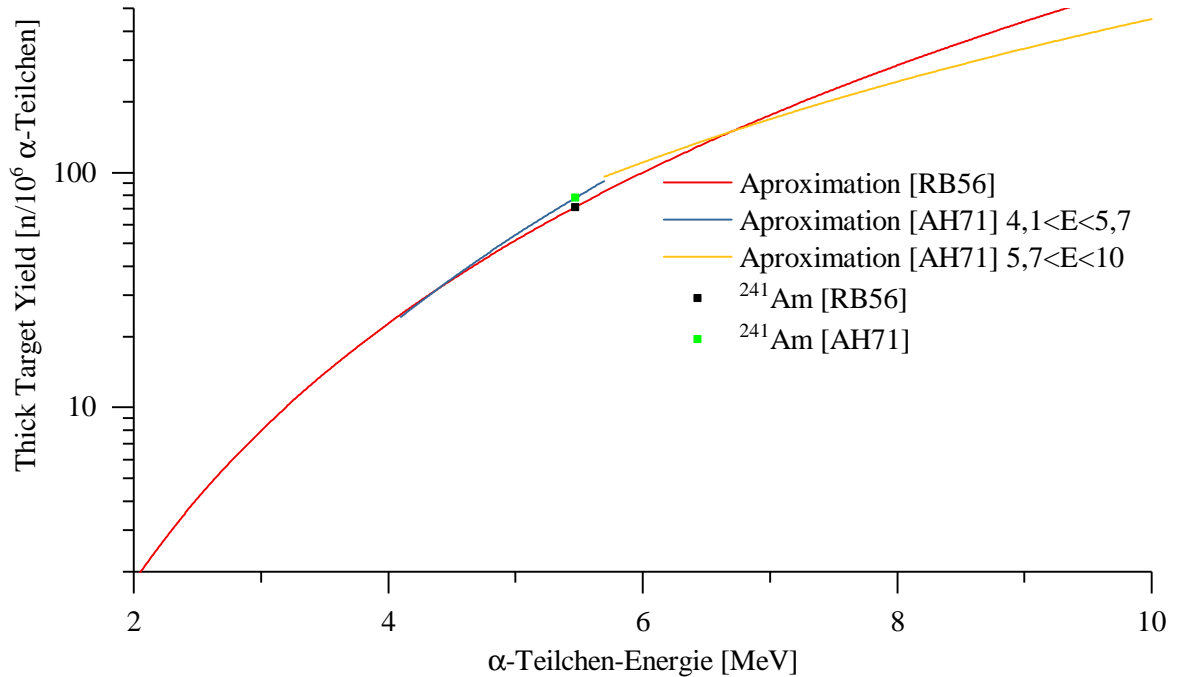


Abbildung 2.5.: Neutronenerzeugungsquerschnitt aus massiven Berylliumtargets

Runnalls und Boucher geben zusätzlich eine Approximation für den Energiebereich $4,1 \text{ MeV} < E \leq 5,7 \text{ MeV}$

$$T = 0,08 \cdot E^{4,05} \quad (2.118)$$

und für den Energiebereich $5,7 \text{ MeV} < E \leq 10 \text{ MeV}$ in der Form

$$T = 0,8 \cdot E^{2,75} \quad (2.119)$$

an. Diese sind ebenfalls in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Fehler betragen jeweils $\pm 2\%$ und $\pm 3\%$. Jegliche Energien E sind in MeV einzusetzen.

Bei typischen Energien reagiert nur etwa eines von 10^4 α -Teilchen, bevor es in der Quelle gestoppt wird. Dennoch ist die Neutronenausbeute im Vergleich zu anderen Targetmaterialien extrem hoch, weshalb Beryllium verwendet wird.

Ein typisches Energiespektrum einer ${}^{241}\text{Am}$ - ${}^9\text{Be} - (\alpha, n)$ -Quelle ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Maxima werden bei Energien von $3,3 \text{ MeV}$, $4,3 \text{ MeV}$, $4,8 - 5 \text{ MeV}$, $6,8 \text{ MeV}$ und $7,7 \text{ MeV}$ erreicht. Eine kleine Flanke ist zudem bei $9,5 \text{ MeV}$ angesetzt [Lor73].

Die mittlere Neutronenenergie beträgt 4,16 MeV [Int]. Die maximale Neutronenenergie ergibt sich aus der Energie der α -Teilchen und des Q-Wertes der Neutronen-Erzeugungsreaktion. Sie beträgt 11,25 MeV. Bei den emittierten Neutronen handelt es sich keinesfalls um monoenergetische Neutronen. Die $^{241}\text{Am}-^9\text{Be} - (\alpha, n)$ -Quelle weist ein breites Spektrum auf, welches nicht mit dem Spektrum eines Endlagerbehälters (Spaltneutronenspektrum) vergleichbar ist.

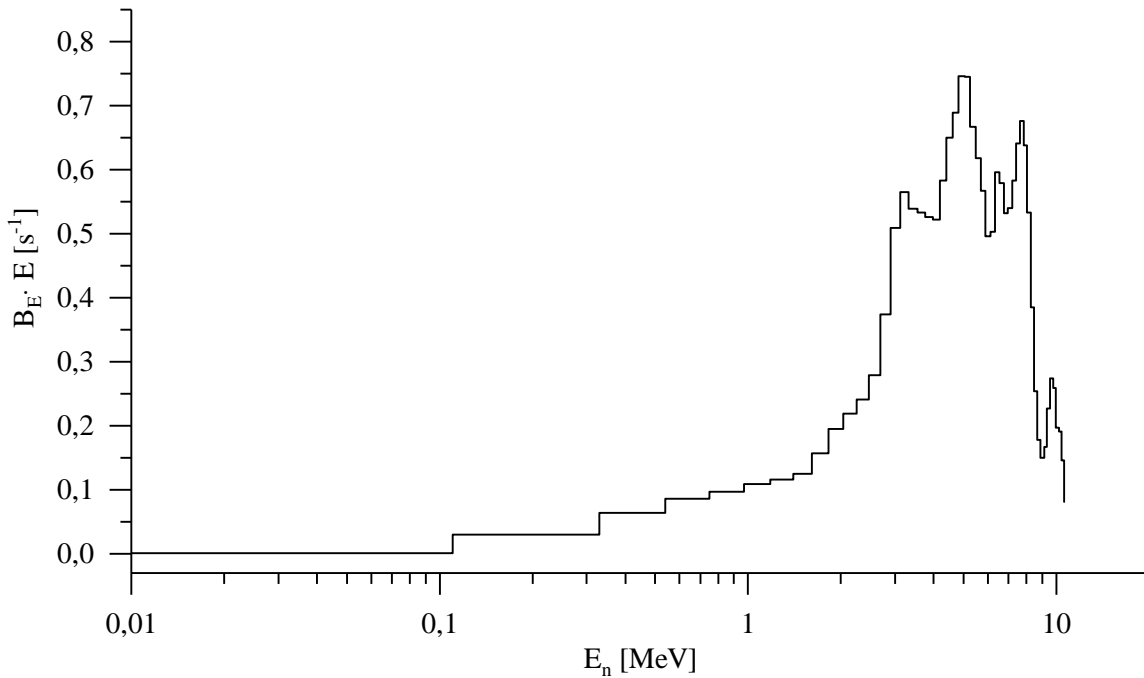


Abbildung 2.6.: Spektrum der $^{241}\text{Am}-^9\text{Be} - (\alpha, n)$ -Quelle nach [Int].
 Messdaten und Erklärungen zur Darstellung sind dem Abschnitt A zu entnehmen.

Allgemein besteht eine gewisse Abhängigkeit des Neutronenspektrums von den Abmaßen der Quelle. Bei Quellen geringer Größe entstehen Neutronen im Wesentlichen ohne weitere Wechselwirkungen in der Quelle. Bei größeren Quellen haben Sekundärprozesse, wie Neutronenstreuung innerhalb der Quellstruktur ($n, 2n$) und ($n, \text{Spaltung}$) einen Einfluss auf die detaillierte Form des entstehenden Neutronenspektrums. [CB83]

Quellaufbau

Die aktive Komponente einer Quelle wird oft in Legierungsform hergestellt und gewährleistet so eine gleichmäßige und homogene Verteilung des α -Emitters durch die Berylliummatrix. Beryllium bildet Legierungen der Form MBe_{13} aus, wobei M das Aktinid repräsentiert. [CB83]

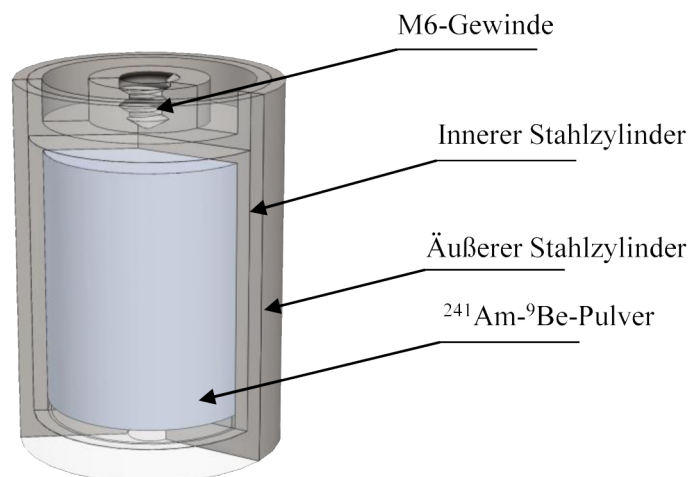


Abbildung 2.7.: ^{241}Am - ^9Be – (α , n)-Neutronenquellenkapsel nach [Ame79]

Die in dem experimentellen Teil dieser Arbeit verwendeten Quelle von Amersham Buchler besteht aus einem doppelwandigen Zylinder aus rostfreiem Stahl (ALSI316), der in einem Vakuumschmelzprozess gefertigt wurde. In dem Innenzylinder befindet sich das aktive Volumen aus einer Mischung aus Americiumoxid und Berylliumpulver. Diese Quelle verwendet keine Aktinidlegierung, wie heutzutage im Allgemeinen üblich, sondern ein Metallpulvergemisch, welches unter hohem Druck verdichtet wurde. Lorch [Lor73] gibt die Zusammensetzung einer 1 Ci-Quelle mit 4,6 g Beryllium auf 0,37 g Americiumoxid an, die mit einem Druck von 4 t verdichtet wurde. Abgedichtet wurde der Zylinder mit Argon als verwendetem Schutzgas.

3. Nachweis und Messung von Neutronen

Die Mechanismen zum Nachweis von Neutronen basieren auf indirekten Methoden. Der Nachweis von Neutronen basiert auf der Messung elektrischer Ströme. Thermische Neutronen mit geringer kinetischer Energie und ohne elektrische Ladung können nur indirekt nach Kernreaktionen mit Zielatomen gemessen werden, die entweder ionisierende Strahlung oder ionisierte Teilchen emittieren. Es existieren zwei grundlegende Arten von Wechselwirkungen, die einen Neutronennachweis ermöglichen. Das Neutron kann an einem Kern gestreut werden und einen Teil seiner kinetischen Energie auf den Kern übertragen. Ist genügend Energie übertragen worden, so ionisiert der Rückstoßkern das Material um den Interaktionspunkt. Diese Art von Wechselwirkung ist nur für leichte Kerne wie Wasserstoff oder Helium wirksam. Eine zweite Möglichkeit ist die Einleitung einer Kernreaktion und der Nachweis emittierter Reaktionsprodukte. Für den Nachweis infrage kommende Kernreaktionen werden in Kapitel 3.1 ausführlicher erläutert. Detektoren, die Rückstoß- oder Reaktionsmechanismen zum Nachweis nutzen, können feste, flüssige oder gasförmige Detektionsmedien verwenden. Dieses Kapitel wird die Funktionsweise von gasgefüllten Detektoren, die in dieser Arbeit verwendet wurden, näher erläutern. Zur Verfügung standen sowohl Bortrifluorid- als auch ^3He -Zählrohre. Bestandteil dieser Arbeit war es, das am Besten für diese Arbeit geeignete Zählrohr zu ermitteln. Aus diesem Grund werden die Vor- und Nachteile beider Zählgase nachfolgend erläutert.

3.1. Kernreaktionen geladener Teilchen

Im Allgemeinen werden drei exotherme Neutroneneinfangprozesse zum Nachweis thermischer Neutronen genutzt, die im Endzustand geladene Partikel aufweisen, große Wirkungsquerschnitte für langsame Neutronen besitzen und dem in Kapitel 3.2 näher erläuterten $1/v$ -Gesetz gehorchen. Diese Reaktionen sind $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ und $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$.

Die $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ -Reaktion ist die am häufigsten verwendete Reaktion zum Nachweis langsamer Neutronen. Ursächlich dafür ist die Verfügbarkeit des Bors, und weil Borverbindungen sowohl in fester als auch in gasförmiger Form, vorliegen. Ein sehr gut geeignetes Gas ist das Bortrifluorid (BF_3) als Reaktionsgas in einem Proportionalzählrohr. Der Vorteil des Neutronennachweises in einem Proportionalzählrohr ist die hohe Effizienz des Detektors, da die geladenen Partikel, entstanden aus der Kernreaktion, ausschließlich im aktiven Zählrohrvolumen detektiert werden und kein Energieverlust der Teilchen durch einen Austritt aus einem festen Targetmaterial stattfindet.

Eine weitere Reaktion, die in Tabelle 3.1 gelistet ist, ist die $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$. Helium liegt ausschließlich als Gas vor. Somit wird eine natürlich vorkommende Zählrohrfüllung möglich, die bei Drücken bis zwölf Atmosphären in Proportionalzählrohren Verwendung findet.

Ein Kriterium für die Wahl eines Detektors ist somit ein hoher Reaktionsquerschnitt, der insbesondere bei der Wahl eines gasförmigen aktiven Mediums zu beachten ist, eine hohe Isotopenhäufigkeit im natürlichen vorkommenden Element oder alternativ eine wirtschaftliche Quelle der künstlichen Erzeugung und zudem noch die Eigenschaft, mögliche Gammastrahlen im Detektionsprozess diskriminieren zu können. Hierfür ausschlaggebend ist der Q -Wert der

Reaktion, der die bei der Reaktion freigesetzte Energie bestimmt.

Tabelle 3.1.: $1/\nu$ (n, α) und (n, p) Reaktionen nach [Hol81]

Nuklid	Vorkommen [%]	Reaktion	Q [MeV]	σ_0 [b]	$\delta\sigma/\sigma$ [%]
^{10}B	19,1 – 20,3	$^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$	2,792	3838 ± 6	0,16
^6Li	7,34 – 7,68	$^6\text{Li}(\text{n}, \alpha)^3\text{H}$	4,78	941 ± 3	0,32
^3He	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$^3\text{He}(\text{n}, \text{p})^3\text{H}$	0,764	5327 ± 10	0,19

3.2. $1/v$ -Gesetz

Da Neutronen ungeladen sind, können sie entweder durch Streuung von geladenen oder ungeladenen Teilchen und Zählung der Rückstöße oder durch die Erzeugung von Kernreaktionen gezählt werden, deren Produkte detektiert werden.

Für Neutronen mit Energien $E_n < 0,1 \text{ keV}$ ist die Energie des Rückstoßteilchens zu gering, um es in herkömmlichen Zählern nachweisen zu können, sodass nur eine Kernreaktion als Nachweismethode zielführend ist.

Für die Kernreaktion $A(\text{n}, \text{b})\text{B}$ hat der Wirkungsquerschnitt die Form

$$\sigma(v) = \frac{1}{\pi\hbar^4} |M|^2 \frac{p_b^2}{v_b v} (2I_b + 1), \quad (3.1)$$

wobei die kinetische Energie des austretenden Teilchens b in der Größenordnung von 1 MeV ist. In diesem Fall ist der Phasenraumfaktor (Dichte der Endzustände) p_b unabhängig von der Neutronengeschwindigkeit. Ist zudem das Kernmatrixelement M unabhängig von der Geschwindigkeit, das heißt, es gibt keine nahegelegenen Resonanzen, so ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu $1/v$. Ist σ_0 der Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen, kann der Wirkungsquerschnitt als

$$\sigma(v) = \sigma_0 v_0 / v \quad (3.2)$$

geschrieben werden.

Detektoren, die diese Eigenschaft erfüllen, werden $1/v$ -Detektoren genannt.

Sie besitzen zudem weitere praktische Eigenschaften, auf die nachfolgend eingegangen werden soll. Es werde angenommen, dass ein Strahl langsamer Neutronen ein dünnes Target durchquert. So dünn, dass beim Durchgang eine vernachlässigbare Dämpfung des Neutronenstrahls erzeugt wird. Dann gilt für die Reaktionsrate des Neutroneneinfangs R in Zerfällen pro Sekunde, die im Target erzeugt werden

$$R(x) = \int_v n(v, x) v \Sigma_r(v) dv, \quad (3.3)$$

wobei $n(v, x)$ die Neutronendichte, v die Geschwindigkeit des Neutrons und x eine Position im Detektor darstellt. $\Sigma_r(v)$ bezeichne nachfolgend den makroskopischen Reaktionsquerschnitt für Neutronen. Die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Reaktionsquerschnittes ist im Allgemeinen nicht trivial. Es wird deshalb nachfolgend auf zwei Fälle eingegangen. Diese sind $\Sigma_r(v) = \text{const.} = \Sigma_0$ und $\Sigma_r(v) = \Sigma_{2200} \cdot v_{2200}/v$. Im ersten Fall ist die Reaktionsrate proportional zur Neutronenflussdichte $\Phi(v, x)$,

$$R(x) = \Sigma_0 \int_v n(v, x) v dv = \Sigma_0 \int_v \Phi(v, x) dv. \quad (3.4)$$

Im zweiten Fall ist das Ergebnis proportional zur Neutronendichte. Es ergibt sich

$$R(x) = \Sigma_{2200} \cdot v_{2200} \cdot \int_v n(v, x) dv = \Sigma_{2200} \cdot v_{2200} \cdot n(x). \quad (3.5)$$

Ist N_t die Gesamtzahl der Targetkerne und ist der Isotopengehalt des Targets genau bekannt, so liefert eine Messung von R einen Wert für den räumlichen Mittelwert der Neutronendichte n und nicht für den integrierten Fluss $\phi = \int n(v)v dv$ [Byr13]. Es gilt

$$R = N_t \int n(v) v \sigma(v) dv = N_t \sigma_0 n, \quad (3.6)$$

wobei $n = \int n(v) dv$ die integrierte Neutronendichte im Strahl und N_t die Gesamtzahl der Targetkerne ist.

Die totale Reaktionsrate kann somit als

$$R = \int_x R(x) dx = \epsilon \Phi \quad (3.7)$$

geschrieben werden, wobei Φ die Neutronenflussdichte integriert über die Geschwindigkeit an repräsentativen Punkten im Detektor ist. ϵ beschreibt die Detektoreffizienz. Die Dimension dieser Größe ist eine Länge zum Quadrat. Gleiches gilt für den mikroskopischen Reaktionsquerschnitt. Es ergibt sich für die Effizienz

$$\epsilon = \frac{1}{\Phi} \cdot \int_x \int_v \Sigma(v, x) \Phi(v, x) dx dv. \quad (3.8)$$

3.3. Allgemeine Eigenschaften gasgefüllter Neutronendetektoren

Wie oben erwähnt, ist die Grundlage für den Nachweis thermischer Neutronen in gasgefüllten Detektoren die Erzeugung von Ladung durch Ionisation, induziert durch die bei der Kernreaktion entstandenen Produkte. Der Neutronennachweis geschieht in einem mit Zählgas gefüllten Stahl- oder Aluminiumzylinder, welches die Kathode bildet. Eine Hochspannungsanode ist entlang der Zylinderachse gespannt. In dem durch die Hochspannung erzeugten $1/r$ -Feld werden Elektronen, die durch die Ionisation des Gases durch die Reaktionsprodukte entstanden sind, zur Anode beschleunigt. Entsprechend werden Ionen zur Kathode (Detektorwand) beschleunigt. In einem Gaszählrohr werden circa 30 eV für die Erzeugung eines Ionenpaares benötigt [Rei+91]. Es wird ein Ausgangssignal erzeugt, dessen Größe von der angelegten Spannung, der Geometrie des Zählrohres und dem verwendeten Zählgas abhängt. Die genannten Parameter bestimmen, ob der Detektor im Ionisationsbereich, Proportionalbereich oder im Geiger-Müller-Bereich betrieben wird.

Wird das Zählrohr ohne eine angelegte Spannung oder im Bereich niedriger Feldstärken betrieben, rekombinieren die primären Elektronen und Ionen mit großer Wahrscheinlichkeit. Die Elektronen und Ionen können nicht schnell genug getrennt werden.

Mit steigender Anodenspannung steigt die Wahrscheinlichkeit der Ladungstrennung an und damit auch das Ausgangssignal. Ein Zählrohr arbeitet im Ionisationsbereich, wenn eine genügend große Spannung an der Anode anliegt, sodass nahezu alle primären Ladungsträger getrennt und zur Anode bzw. zur Kathode beschleunigt werden. Der Rekombinationsprozess wird im Arbeitsmodus der Ionisationskammer weitestgehend unterbunden. An diesem Punkt ist im Pulshöhen-Spannungs-Diagramm ein Plateau erreicht. Leichte Spannungserhöhung am Zähldraht bewirkt keine gesteigerte Ladungssammlung. In diesem Bereich ist die im Gas deponierte Energie proportional zur detektierten Ladung und unabhängig von der Spannung.

Bei weiterer Spannungserhöhung wechselt der Arbeitsmodus in den Proportionalbereich. In diesem Bereich ist die elektrische Feldstärke so groß, dass die primär erzeugten Elektronen zur Ionisierung weitere Gasmoleküle ionisieren und eine Sekundärionisation auslösen. Es kommt zu einer Multiplikation der aus einem primären Ereignis resultierenden Ionen. Dieser Effekt wird Lawineneffekt genannt. Die so verstärkte Ladung ist über einen großen Betriebsspannungsbereich proportional zur primären Ladung. In einem Pulshöhen-Spannungs-Diagramm haben deshalb die Kurven unterschiedlicher Primärionisation gleiche Abstände. Dies bedeutet, dass die Gasverstärkung unabhängig von der Primärionisation ist [KW16]. Eine weitere daraus resultierende Eigenschaft ist das entstehende Plateau im Zählraten-Spannungs-Diagramm eines Proportionalzählers, wie in Abbildung 3.1 für ^3He - und BF_3 -Zählgase dargestellt ist. Auf diesem Plateau ist die Zählrate nahezu unabhängig von der Spannung, sodass in diesem Bereich die Betriebsspannung gewählt wird.

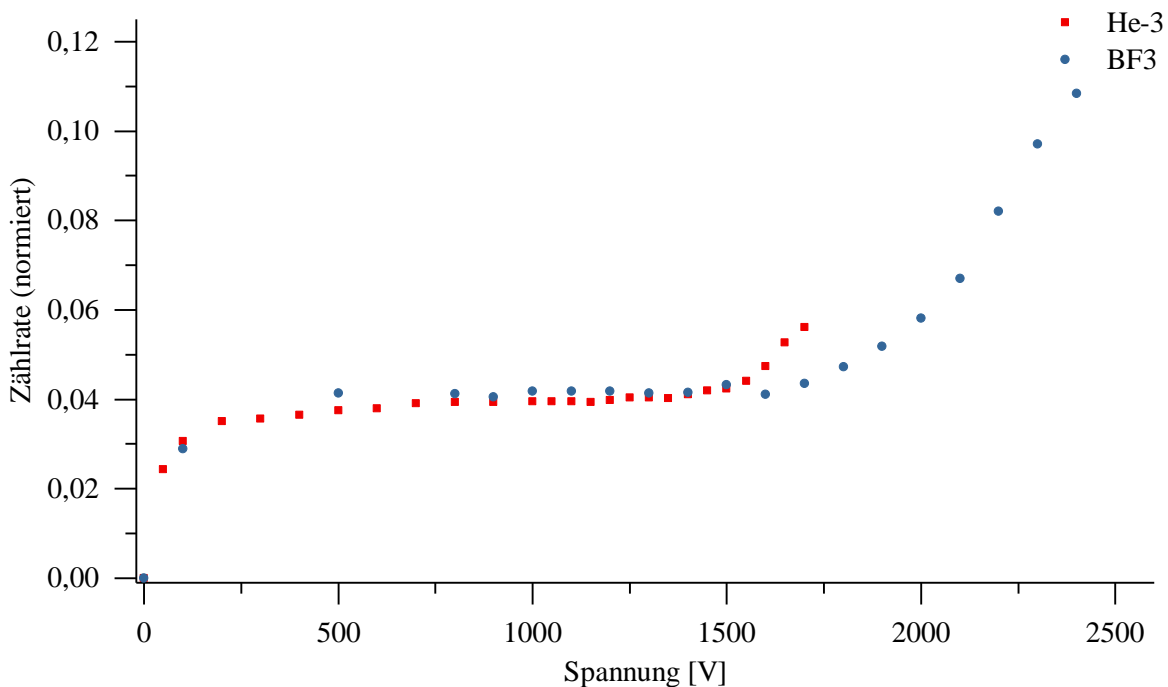


Abbildung 3.1.: Charakteristik der Proportionalzählrohre

Die durch die angelegte Spannung einstellbare Gasverstärkung mit einem Verstärkungsfaktor von bis zu 10^8 ist proportional zu der Menge primär erzeugter Ladung. Der hohe Verstärkungsfaktor ermöglicht die Detektion einzelner Neutronen. Aus diesem Grund wird im Nachfolgenden von einem Proportionalzählrohr gesprochen. Damit der Verstärkungsprozess im Proportionalzählrohr aufrechterhalten werden kann, muss ein Elektron genügend Energie in einer oder mehreren freien Weglängen aufbringen und abgeben können. Die freie Weglänge des Elektrons beträgt etwa 1 bis $2 \mu\text{m}$ und für eine Verstärkung von 10^6 sind weniger als 20 mittlere freie Weglängen erforderlich. Dies deutet auf einen lokal begrenzten Multiplikationsprozess in unmittelbarer Nähe des Zählrahtes hin. Diese Eigenschaft wird später in Kapitel 3.3.2 nochmals aufgegriffen.

Bei weiter ansteigender Spannung wird die Proportionalität des Ausgangssignals zur Primärionisation begrenzt. Ursächlich sind Raumladungseffekte, die durch die begrenzte Beweglichkeit der Ionen hervorgerufen werden und zu einer Ionenwolke bei hoher Gasverstärkung führen. Bei weiterer anwachsender Gasverstärkung wird das Signal letztlich unabhängig von der Primärionisation.

Der zylindrische Aufbau hat wichtige Vorteile. Gammastrahlung kann leicht diskriminiert werden und gegenüber Magnetfeldern ist die Zählröhre nahezu unempfindlich. Nachteilig ist die langsame Reaktionszeit, wodurch eine Anwendung mit hoher Zählrate ausscheidet. [PG97]

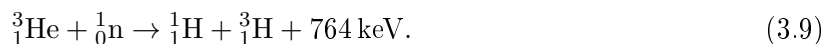
Die Eigenschaften der Fertigungsmaterialien Stahl und Aluminium sind ähnlich. Stahl absorbiert circa 3% der einfallenden Neutronen, Aluminium etwa 0,5% [Rei+91]. Mögliche, in dieser Arbeit diskutierte, Zählgase sind ^3He und BF_3 , worauf in den Kapiteln 3.3.1 und 3.3.2 vertieft eingegangen wird.

^3He -Proportionalzähler werden im Allgemeinen im Bereich von 1200 bis 1800 V betrieben. In dem angegebenen Spannungsbereich ist die Erhöhung des Zählwirkungsgrades mit der Erhöhung der Spannung aufgrund der besseren Erfassung der Primärladungsträger sehr gering. Die Steigung liegt etwa bei 1% pro 100 V. Anzumerken ist jedoch, dass die Gesamtladung durch Gasmultiplikation um etwa 100% pro 100 V zunimmt. Ähnlich verhält es sich bei Bortrifluorid-Proportionalzählrohren, die jedoch mit höheren Spannungen betrieben werden.

3.3.1. ^3He -Detektor

^3He ist in der Atmosphäre sehr selten. Es macht etwa 1 ppm des natürlichen Heliums aus, sodass es für technische Anwendungen von in Reaktoren produziertem Tritium separiert werden muss [Rei+91]. Eine weitere Quelle sind Kernwaffen.

Die im Detektor primär ablaufende Kernreaktion lautet



Diese Kernreaktion ist exotherm mit einem Q-Wert von 765 keV [Kra88]. Diese Energie wird unter Berücksichtigung der Energie und Impulserhaltung auf die Reaktionsprodukte aufgeteilt. Das Triton erfährt dabei unter Stoß in Vorwärtsrichtung eine Energie von maximal 191 keV und das Proton aufgrund seiner geringeren Masse im Vergleich zum Triton um den Faktor drei eine maximale Energie von 573 keV.

So groß der Reaktionsquerschnitt der $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ -Reaktion zu allen weiteren infrage kommenden Kernreaktionen zum Nachweis thermischer Neutronen auch ist, so birgt ^3He als Zählgas auch Nachteile. Der größte Nachteil des Zählgases ergibt sich aus dem konkurrierenden Effekt der elastischen Streuung von Neutronen mit ^3He ab einer Neutronenenergie von ca. 50 keV. Ab dieser Energie ist der Streuquerschnitt etwa doppelt so groß wie der Reaktionsquerschnitt [CMR54]. Elastische Kollisionen erzeugen ^3He -Rückstöße mit einer kontinuierlichen Energieverteilung von Null bis zu einer Maximalenergie von $E = 3/4E_n$ für Neutronen mit einer einfallenden Energie E_n . Somit sind Mehrdeutigkeiten auf Grundlage der Neutronenenergie möglich, die entweder durch die Reaktion eines Neutrons mit bestimmter Energie, oder einem Rückstoßereignis durch ein Neutronen mit im Vergleich höherer Energie, entstehen. [Mar+60]

Abbildung 3.2 zeigt die Wirkungsquerschnitte des ^3He . Für thermische Neutronen beträgt der Reaktionsquerschnitt 5330 b. Der Reaktionsquerschnitt folgt einer strengen $1/\sqrt{E}$ Abhängigkeit, wobei E die einfallende Neutronenenergie ist.

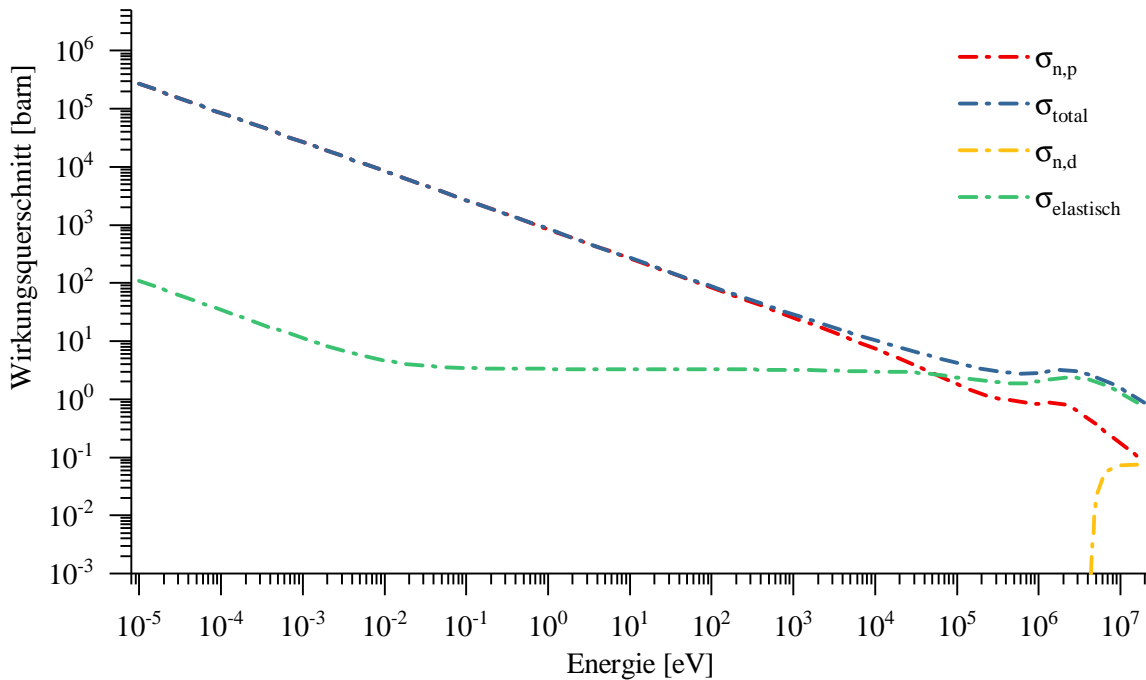


Abbildung 3.2.: $^3\text{He}(n,p)$ - und $((n,d))$ -Reaktionsquerschnitt, elastischer Streuquerschnitt sowie der totale Wirkungsquerschnitt aller zuvor genannter Wirkungsquerschnitte [Int04]

Abbildung 3.2 verdeutlicht mehrere Eigenschaften, die für die Anwendung eines ^3He -Zählrohres berücksichtigt werden müssen. Das Energiespektrum zeigt keine Energieschwelle. Dies bedeutet, dass ein Nachweis von Neutronen jeglicher Energie prinzipiell möglich ist.

Der Wirkungsquerschnitt steigt mit sinkender Neutronenenergie ($1/\sqrt{E}$). Dies impliziert eine besonders hohe Empfindlichkeit des Zählrohres für thermische Neutronen. Dies bedeutet jedoch auch, dass aus der Zählrate des Detektors ohne Kenntnis des Energiespektrums nicht auf die Neutronenflussdichte geschlossen werden kann. Eine große Anzahl schneller Neutronen können eine gleiche Zählrate wie eine im Vergleich geringe Anzahl thermischer Neutronen erzeugen.

Pulshöhenspektrum und Wandeffekte

Abbildung 3.3 zeigt ein typisches Pulshöhenspektrum eines ^3He -Proportionalzählrohres. Die Form des Spektrums, sowohl bei ^3He - als auch bei BF_3 -Proportionalzählrohren ist hauptsächlich auf die Kinematik der Kernreaktion und auf die Wahl der Verstärkerelektronik bzw. auf deren Integrationszeiten zurückzuführen.

Der hochenergetische Peak bei 764 keV entspricht der völligen Absorption des Protons und des Tritons im aktiven Gasvolumen. Dies ist die maximal bei der Kernreaktion freigesetzte Energie, die auf das Proton und Triton aufgeteilt wird. Es wird deutlich, dass durch die Lage des Vollenergiepeaks nicht auf die Energie des in der Reaktion ausgelösten Neutrons geschlossen werden kann. Das Spektrum eines Neutronen-Proportionalzählrohres gibt in keinerlei Maß Auskunft auf die Energieverteilung der detektierten Neutronen.

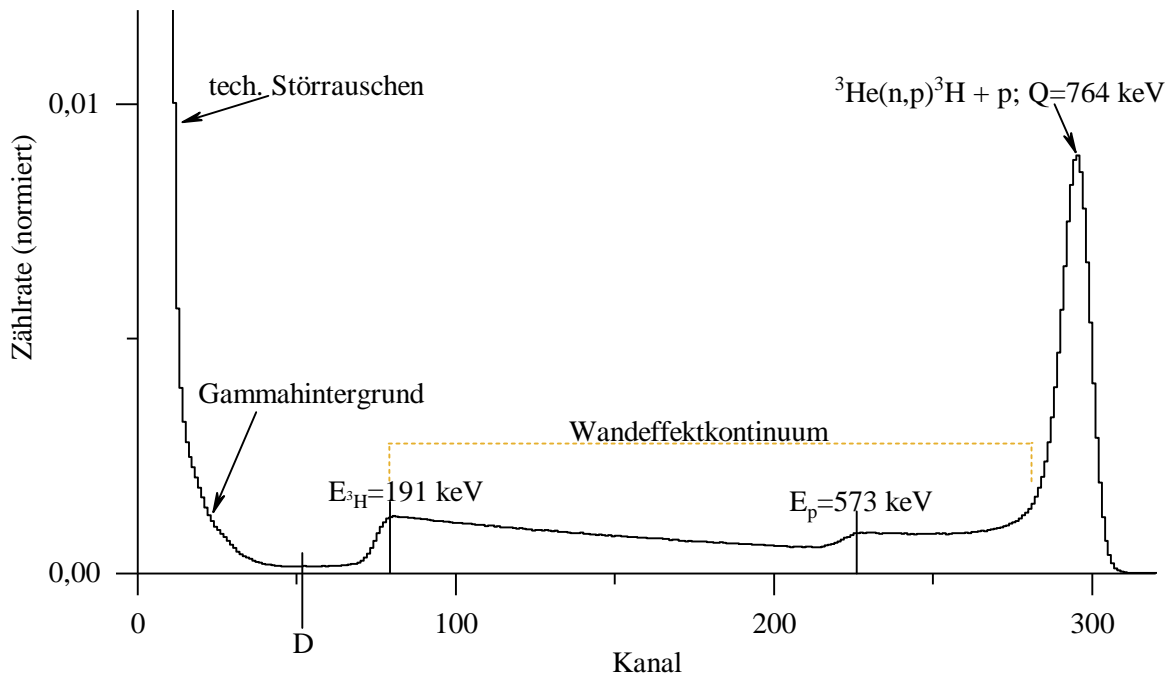


Abbildung 3.3.: Spektrum des verwendeten He-3 Zählrohres

Jegliche weitere Ausdehnung des Spektrums zu niedrigeren Energien hin ist bedingt durch Wandeffekte. Dieser Effekt tritt ein, wenn die Ionisationsspuren der Teilchen nicht ausschließlich im Zählgas verlaufen. Mögliche Szenarien auftretender Wandeffekte sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Protonen und Tritiumkerne, die durch Kernreaktionen nahe der Detektorwand erzeugt wurden, können im Fall des Auftreffens auf die Wandung nicht mehr ihre gesamte Energie im Gasvolumen deponieren. Diese Ereignisse erzeugen kleinere Signalpulse als die Ereignisse, bei denen beide Teilchen im Zählgas absorbiert werden.

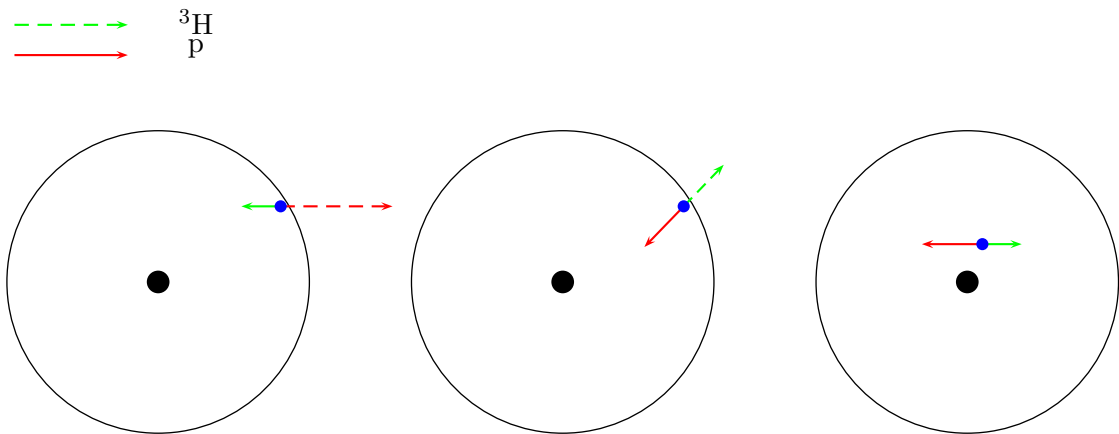


Abbildung 3.4.: Schematischer Aufbau eines Gaszählrohres zur Verdeutlichung möglicher Wandeffekte

Im Spektrum sind mehrere steile Flanken zu erkennen. Die erste Flanke bei 191 keV entsteht durch die Emission von Proton und Triton unter 180° , wobei aufgrund des Impulserhaltungssatzes das Proton $3/4$ und das Triton $1/4$ der bei der Reaktion freigesetzten Energie erhalten. Wird ein thermisches Neutron in unmittelbarer Nähe zur Detektorwandung eingefangen, so

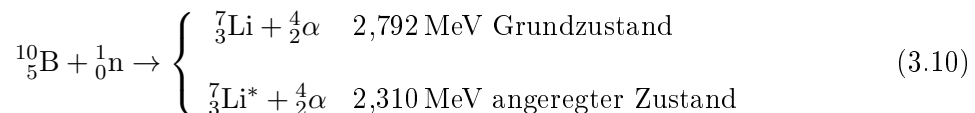
wird mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % das Proton in Richtung Wand und das Triton in das Gas emittiert. Das Maximum des Peaks liegt circa bei 1/4 des Vollenergiepeaks. Eine weitere Flanke ist im Spektrum bei 573 keV zu erkennen. Hier hat das Proton seine Energie vollständig an das aktive Gasvolumen abgegeben. Ereignisse, die oberhalb 764 keV liegen, stammen von mehreren Neutronen, die gleichzeitig im Zählrohr nachgewiesen wurden. Diese werden als Pile-Up-Ereignisse bezeichnet.

Im Tal, links von 191 keV, liegen die zahlenmäßig wenigsten Impulse. Hier wird die Diskriminatorschwelle D gesetzt, ab der die Ereignisse gezählt werden sollen. Bei voller Funktionsfähigkeit des Zählrohres sollte dieser Bereich sehr ausgeprägt sein. Links von dem Tal steigt die Zählrate wieder an. Dies hat im Wesentlichen Störimpulse, verursacht durch Gammastrahlung und elektronisches Rauschen der Verstärkerelektronik, als Ursache.

Alle Nachweisreaktionen im Zählrohr sind ausreichend exotherm, sodass die kinetische Energie der Reaktionsprodukte ausschließlich durch den Q -Wert der Reaktion bestimmt wird und keine Interaktion mit der sehr geringen Energie der einfallenden langsamen Neutronen stattfindet. Der Weg, den die erzeugten Reaktionsprodukte zurücklegen, hat ebenfalls einen erheblichen Einfluss auf die Detektordimension. Das aktive Medium des Detektors muss groß genug sein, um die Reaktionsprodukte vollständig zu bremsen, sodass sie ihre gesamte kinetische Energie im Zählrohr deponieren. Bei einem gasförmigen Detektionsmedium können die Reichweiten der Reaktionsprodukte mehrere Zentimeter betragen und im Vergleich zu den Detektorabmaßen signifikant sein, sodass unter Umständen nicht die gesamte Energie der Reaktionsprodukte detektiert wird. Die Folge wäre eine Ausbildung eines sehr flachen Zählplateaus, welches die Möglichkeit zwischen Ereignissen niedriger Amplitude und damit durch Gammastrahlung induzierte Prozesse zu unterscheiden, maximiert. Auf der anderen Seite wird eine signifikante Anzahl an neutroneninduzierten Ereignissen, deren Energie nicht vollständig deponiert wird, erhöht. Als Konsequenz wird ein Niedrigenergiekontinuum zur eigentlichen Pulshöhenverteilung hinzugefügt, wodurch die Detektorleistung erheblich leidet. Sind die Detektorausmaße jedoch vernachlässigbar gegenüber der Produktreichweite, so können diese Verluste vernachlässigt werden.

3.3.2. BF_3 -Detektor

Die Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, dargestellt in Gleichung 3.10, erzeugt zwei mögliche Reaktionsprodukte des ^7Li . Etwa 94 % gehen in den angeregten Zustand über, lediglich 6 % gehen direkt in den Grundzustand, wenn Neutronen mit thermischer Energie eine Kernreaktion induzieren. Die angeregten Lithiumkerne gehen mit einer Halbwertszeit von $\sim 10^{-13}$ s jedoch schnell unter der Emission eines 480 keV Gammaquants in den Grundzustand über [Kno10].



Der Q -Wert der Reaktion mit 2,792 MeV bzw. 2,31 MeV ist sehr hoch, sodass die Energie des einfallenden Neutrons gegenüber der Energie der Reaktionsprodukte vernachlässigbar klein ist und im Wesentlichen den Q -Wert selbst bestimmen. Aus diesem Grund ist es auch bei der $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ unmöglich, Information über die Energie des einfallenden Neutrons zu extrahieren. Da die Geschwindigkeit des thermischen Neutrons und damit sein Impuls sehr klein ist, müssen die Reaktionsprodukte ebenfalls einen Nettoimpuls von nahezu Null besitzen. Als Konsequenz können die Reaktionsprodukte der $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ -Reaktion lediglich in entgegengesetzter Richtung, also um 180° emittiert werden. Gleiches gilt für die Energieaufteilung. Die

Energien des Alphateilchens und des Lithiumkerns können unter Betrachtung der Energie- und Impulserhaltung bestimmt werden. Für die Energieerhaltung gilt

$$E_{Li} + E_{\alpha} = 2,31 \text{ MeV}, \quad (3.11)$$

sodass gleichzeitig für den Impuls

$$m_{Li}v_{Li} = m_{\alpha}v_{\alpha} \quad (3.12)$$

gilt bzw.

$$\sqrt{2m_{Li}E_{Li}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}}. \quad (3.13)$$

Durch Lösen der Gleichungen ergibt sich für die Energien der Reaktionsprodukte $E_{Li} = 0,84 \text{ MeV}$ und $E_{\alpha} = 1,47 \text{ MeV}$.

Abbildung 3.5 zeigt Wirkungsquerschnitte des ^{10}B . Auch hier ist, wie beim ^3He , ein $1/v$ -Verlauf erkennbar. Der (n, α) -Reaktionsquerschnitt ist mit $3838 \pm 9 \text{ Barn}$ [Gro79] deutlich geringer als der des ^3He . Der Reaktionsquerschnitt kann mithilfe von [Sow+70] durch

$$\sigma_{n\alpha} = \frac{13,837}{\sqrt{E}} - 0,312 - 1,014 \cdot 10^{-2}\sqrt{E} + \frac{2,809 \cdot 10^5}{\sqrt{E} \left[(170,3 - E)^2 + 2,243 \cdot 10^4 \right]} \quad (3.14)$$

modelliert werden.

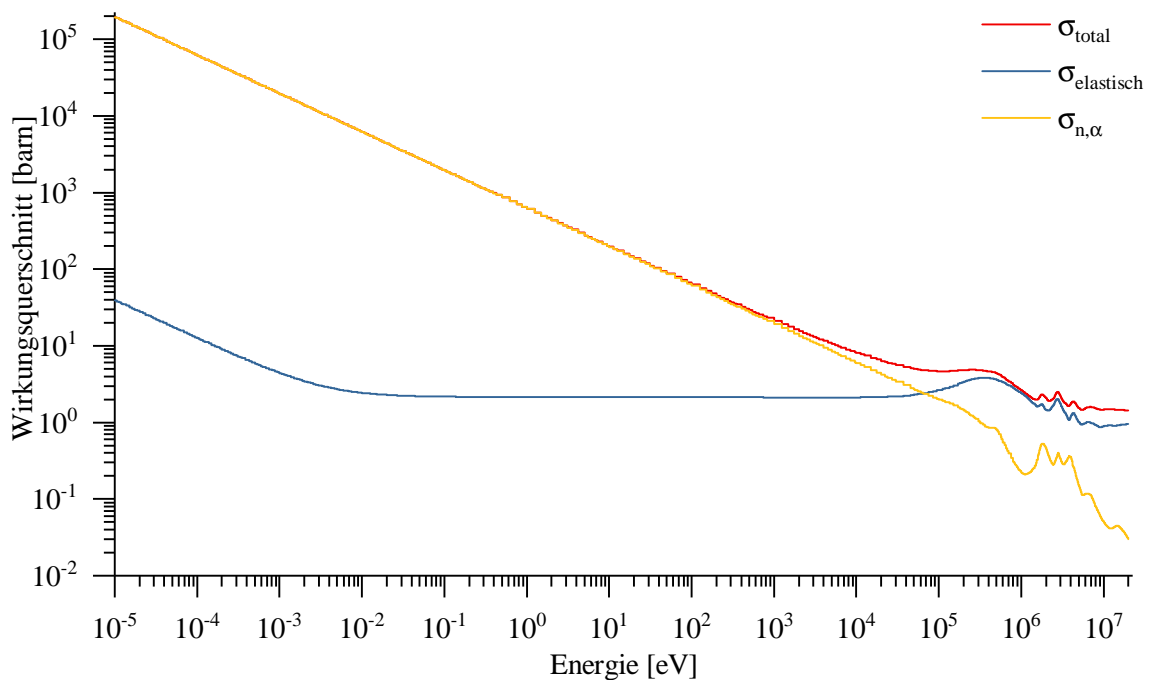


Abbildung 3.5.: Wirkungs- und Reaktionsquerschnitte des ^{10}B [HDY17]

Pulshöhenspektrum und Wandeffekte

Abbildung 3.6 zeigt ein klassisches Impulshöhenspektrum eines BF_3 -Proportionalzählers. Auch in diesem Spektrum sind einige Effekte, die auf die Interaktion mit den Detektorwänden zurückzuführen sind, zu erkennen.

Bei einer großen Röhre laufen fast alle Reaktion weit entfernt von den Wänden des Detektors ab, sodass die volle Energie der Reaktionsprodukte im Proportionalgas abgeschieden werden kann. Wäre dies der Fall, so würde das Spektrum lediglich die Vollenergiepeaks des

angeregten und des Grundzustands des ${}^7\text{Li}$ bei 2,31 MeV und 2,79 MeV im Verzweigungsverhältnis 94 : 6 zeigen. Sobald die Röhre nicht mehr groß im Vergleich der Reichweiten der α -Teilchen und Rückstoß-Lithiumkerne ist, kommt es zu Wandeffekten. Die Reichweite der bei der Reaktion erzeugten α -Partikel beträgt circa 1 cm [Kno10], sodass der Wandeffekt für die meisten kommerziell erwerbbaaren Zählrohre eine gewichtige Rolle einnimmt. Die Folge ist eine Addition eines Kontinuums links von den Vollenergiepeaks im Spektrum. Da auch hier das ankommende Neutron keinen nennenswerten Impuls trägt, müssen die entstehenden Reaktionsprodukte entgegengesetzt gerichtet sein. Trifft das α -Teilchen auf die Detektorwand, so wird der ${}^7\text{Li}$ -Rückstoß von der Wand in das aktive Detektorvolumen geleitet und setzt mit hoher Wahrscheinlichkeit seine volle Energie im Gas um. Umgekehrt wird die volle Energie des α -Teilchens im Gas deponiert. Es ist daher anzunehmen, dass Wandverluste nur jeweils für ein Reaktionsprodukt vorliegen. Es existieren somit zwei Möglichkeiten der Energiedeposition mit einem Einfluss von Wandeffekten. Das α -Teilchen trifft auf die Wand, nachdem es einen Teil seiner Energie im Füllgas abgeschieden hat, während der ${}^7\text{Li}$ -Stoß vollständig im Gas absorbiert wird. Andererseits kann der ${}^7\text{Li}$ -Rückstoßkern auf die Wand treffen, nachdem er einen Teil seiner Energie abgegeben hat und das α -Teilchen vollständig absorbiert wurde. Im erstgenannten Fall ist eine Reaktion in einem Abstand zur Detektorwand zwischen Null und der Reichweite des α -Teilchens möglich. Die im Zählgas deponierte Energiemenge kann somit zwischen $E_{\text{Li}} + 0$ und $E_{\text{Li}} + E_{\alpha}$ liegen. Alle Orte der Reaktion im Detektor sind grundsätzlich gleichwahrscheinlich. Entsprechend sind die Ereignisse zwischen den genannten Extremen gleichverteilt. Gleiches gilt für den zweiten Fall. Dort liegt die im Gas deponierte Energie zwischen $E_{\alpha} + 0$ und $E_{\alpha} + E_{\text{Li}}$. Die kombinierte Energiedeposition der Ereignisse, bei denen ein Reaktionsprodukt in Wechselwirkung mit der Detektorwand trifft, ist die Summe der beiden Fälle. Somit reicht das Wandeffekt-Kontinuum von $E_{\text{Li}} = 0,84$ MeV bis zum Vollenergiepeak bei $E_{\text{Li}} + E_{\alpha} = 2,31$ MeV

In dieser Betrachtung wurde nur der angeregte Zustand berücksichtigt. Der deutlich weniger wahrscheinliche Fall der Wechselwirkung des Grundzustandes mit Wandeffekten ist im Spektrum im Allgemeinen nicht erkennbar.

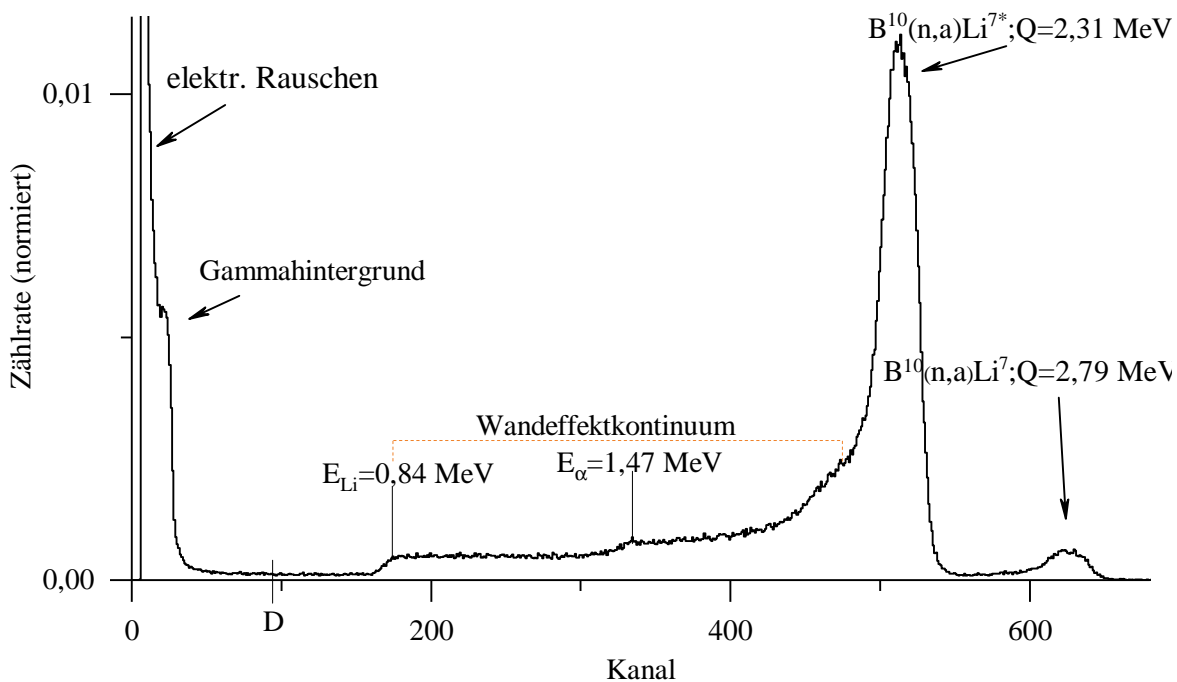


Abbildung 3.6.: Spektrum des verwendeten Bortrifluorid-Zählrohres

Detektorelektronik

Das ^3He -Zählrohr ist über einen Vorverstärker und einem Hauptverstärker an einem Vielkanalanalysator angeschlossen. Bei dem Vorverstärker handelt es sich um einen Ortec 142PC. Dabei handelt es sich um einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, der speziell auf die Verwendung von Proportionalzählrohren abgestimmt ist. Abbildung 3.7 zeigt die Messanordnung des Experimentes.

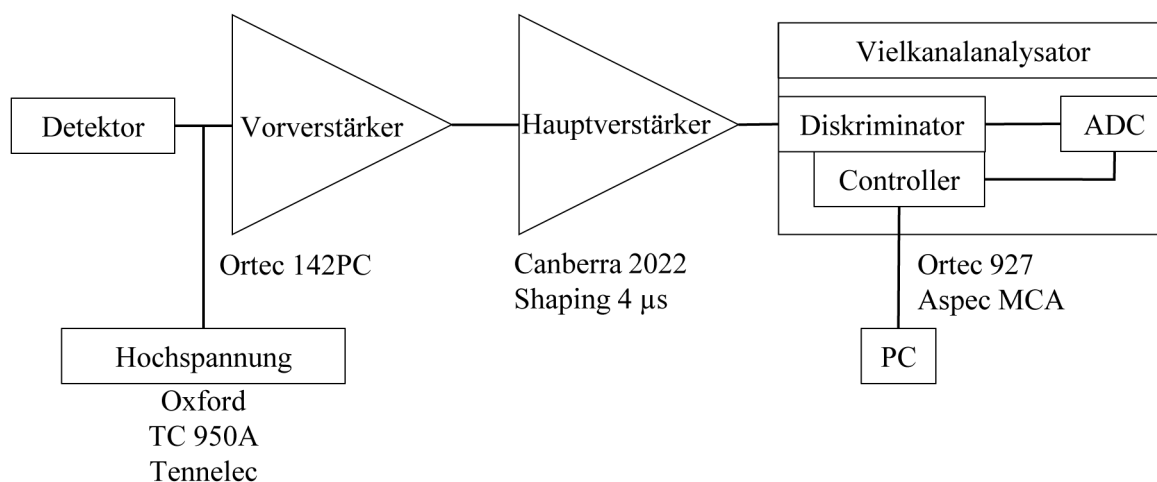


Abbildung 3.7.: Schematischer Aufbau der Detektorelektronik und Benennung der verwendeten Komponenten

Der direkte Anschluss des Zählrohres an den ladungsempfindlichen Vorverstärker Ortec 142PC war aufgrund des Aufbaus des Experimentes und den Bemühungen, die Elektronik mit möglichst wenig Salz in Kontakt treten zu lassen, nicht möglich. Um dennoch das bestmögliche Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielen zu können, wurden möglichst kurze und gut geschirmte Koaxialkabel mit BNC-Bajonett-Steckverbindung verwendet. So wurden mögliche Eigenkapazitäten und Impedanzen durch das Kabel auf ein Mindestmaß reduziert. Die verwendeten Kabel besaßen eine Impedanz von $50\ \Omega$ und wurden jeweils an den dafür vorgesehenen Ein- und Ausgängen der Verstärkerbauteile angeschlossen.

Bei dem verwendeten Hauptverstärker handelt es sich um einen Canberra 2022 mit der Möglichkeit der Einstellung der Integrationszeit von $0,2\ \mu\text{s}$ bis $12\ \mu\text{s}$. Dieser wandelt das Ausgangssignal des Vorverstärkers in wahlweise uni- oder bipolare Signale um. Es wurde in dieser Arbeit der Unipolarmodus verwendet. Der Hauptverstärker stellt zudem die Spannungsversorgung für den Vorverstärker dar. Hierfür dient eine serielle Schnittstelle. Für die Hochspannungsversorgung wurde ein Oxford TC950A Tennelec verwendet mit der Möglichkeit der Spannungsversorgung von $0\ \text{V}$ bis $\pm 5000\ \text{V}$. Als Vielkanalanalysator diente der Ortec 927 Aspec MCA in Verbindung mit der Software Ortec Majestro.

In einem Proportionalzählrohr ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen etwa drei Größenordnungen höher als die Driftgeschwindigkeit der bei Kernreaktionen erzeugten Ionen. Da der Lawineneffekt vornehmlich nah an der Anode wirkt, ist die Zeit bis zum Erreichen der Anode für Elektronen mit $10^{-8}\ \text{s}$ sehr kurz. Die erzeugten Ionen benötigen zum Erreichen der Kathode erheblich mehr Zeit. Die erzeugten Unipolarpulse haben zeitlich betrachtet eine schnelle Anstiegszeit durch die Bewegung der Elektronen und eine nachfolgende langsamere

Anstiegszeit begründet durch die im Vergleich langsamere Bewegung der positiven Ionen. Die Pulsamplitude ist daher vornehmlich auf die Bewegung der Ionen zurückzuführen, die im Extremfall den kompletten Anoden-Kathodenraum durchqueren müssen. Erst bei vollständiger Sammlung der Ionen an der Kathode kann die maximale Amplitude erreicht werden. Integrationszeiten von bis zu $200\ \mu\text{s}$ sind möglich, die durch Differenzierung ohne nennenswerte Pulshöhenverluste nach unten korrigiert werden können. Eine Annäherung der Dispersionszeit, begründet durch die Variation der Driftzeit der Primärelektronen, ist möglich. Es werden Integrationszeiten für ^3He -Zählrohre von $2,5\ \mu\text{s}$ angegeben [Rei+91].

In dieser Arbeit wurden ebenfalls Experimente zur Ermittlung der optimalen Integrationszeit der verfügbaren Zählrohre angestellt. Abbildung 3.8 zeigt Pulshöhenspektren eines ^3He -Zählrohres mit verschiedenen Integrationszeiten von $0,5$ bis $2,5\ \mu\text{s}$.

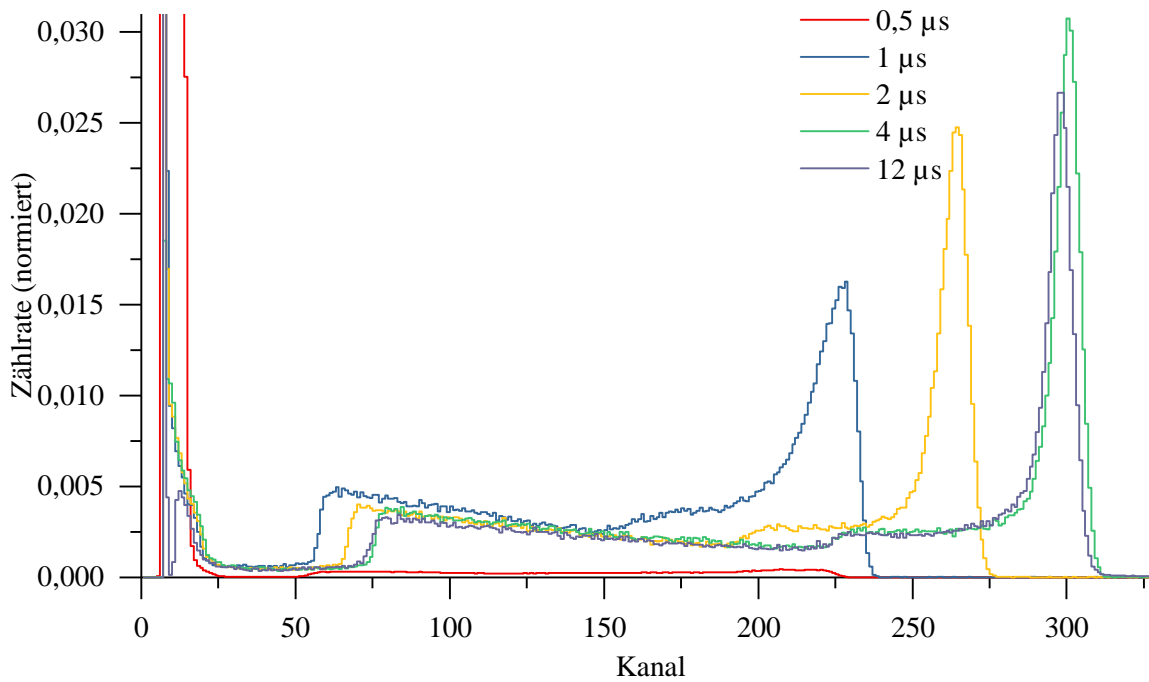


Abbildung 3.8.: Darstellung der Spektren mit verschiedenen Integrationszeiten des Hauptverstärkers

4. Experimentalaufbau

Nachfolgend wird auf die Entwicklung und den Aufbau des nachempfundenen Salzstocks und des Endlagerbehälters im Labormaßstab eingegangen, mit dem Feuchtigkeitsmessungen unter Verwendung eines ^3He -Zählrohres zu vorher eingestellten Feuchtigkeitsgraden durchgeführt wurden.

4.1. Aufbau des Versuchsstandes

Der experimentelle Aufbau wurde auf die für das Experiment zur Verfügung gestellten Räumlichkeiten zugeschnitten und konzipiert. Es galten bei der Konstruktion Flächentraglasten der Bodenplatte und Fluchtwege zu berücksichtigen. Diesbezüglich wurde sich für einen Aufbau zu direkter Wandnähe entschieden. Eine Raumaufteilung ist maßstabsgetreu der Abbildung A.5 zu entnehmen.

Der Versuchsstand wird für die Beschreibung in zwei Komponenten aufgeteilt. Beschrieben wird der Salzbehälter und der Endlagerbehälter.

4.1.1. Endlagerbehälter

Der Endlagerbehälter soll an den des POLLUX angelehnt sein. Aufgebaut ist er in dieser Anordnung aus Blei- und Stahlziegeln. Die Ziegel sind quaderförmig und in verschiedenen Größen verbaut. Im einzelnen besteht der aufgebaute Behälter aus 61 Blei- und 85 Stahlziegeln mit den Maßen $50\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 200\text{ mm}$, fünf Bleiziegel der Maße $50\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ und jeweils vier Ziegel mit den Maßen $25\text{ mm} \times 50\text{ mm} \times 100\text{ mm}$, sodass insgesamt 159 Ziegel verbaut wurden.

Für die Positionierung der durch einen Versorgungsschacht mittig einzubringenden Neutronenquelle wurde ein Bleiziegel der Maße $50\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ verwendet, der zusätzlich an der Kopfseite eine Bohrung von 60 mm Tiefe und 30 mm besitzt. So konnten konstante Versuchsbedingungen durch die Positionierung der Quelle geschaffen werden.

Blei Für den Aufbau standen verschiedene Chargen von Bleiziegeln zur Verfügung, aus denen ausgewählt werden konnte. Insgesamt wurden für den Aufbau 70 Ziegel benötigt. Auch hier war die Zusammensetzung der Ziegel unbekannt, lediglich das Gewicht der Ziegel und die Oberflächenbeschaffenheit unterschieden sich nur leicht. Um insbesondere störende Legierungsbestandteile wie Tantal und Antimon selektieren zu können, die zur Härtung eingesetzt werden und unter Strahlenschutzaspekten in Form von der Bildung von Aktivierungsprodukten hinderlich sind, wurde ebenfalls die RFA-Messtechnik eingesetzt. Die Ergebnisse der Bleiuntersuchung sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1.: Legierungsbestandteile zur Verfügung gestellter Bleiziegel. Werte wurden ermittelt mithilfe von mobiler Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)

	Bleiziegel blank		Bleiziegel Silberlack		Bleiziegel braun		Bleiziegel beige	
	PPM	±	PPM	±	PPM	±	PPM	±
Al								
Fe			609	515	741	551	1042	526
Ni	2648	271	2774	265	3054	281	2760	262
Cu								
Zn	302	115	293	112	346	122	482	121
Zr	1711	121	1695	118	1674	121	1601	113
Mo								
Pd	852	124	832	122	758	121	859	115
Ag	412	126	273	118	394	125	391	115
Cd	132	12	165	10	139	12	153	12
Sn	3840	291	2711	255	4238	287	3507	259
Ti	541	333			675	331	26000	851
Sb	51000	735	24000	515	57000	760	29000	542
Ta	30000	1193	31000	1140	30000	1161	30000	1109
Pt	3218	384	3305	359			3072	358
Pb	904000	3607	932000	3545	901000	3523	900000	3445
Cr			284	177				
V							1058	379

Die Untersuchungen zeigen für alle Ziegel einen ähnlich hohen Bleianteil. Gleiches gilt für Tantal. Bei Antimon sind jedoch größere Unterschiede erkennbar, weshalb sich für die Bleiziegel mit dem geringsten Antimonanteil entschieden wurde.

Stahl Für den Aufbau des Behälters standen insgesamt 89 mattgrün lackierte Stahlziegel unbekannter Legierungszusammensetzung zur Verfügung. Es wurde zunächst ein niedrig legierter Stahl angenommen, da unlackierte Stellen bereits von Korrosion befallen waren. Zur Überprüfung der Eignung für den Aufbau, insbesondere den Ausschluss störender Legierungsbestandteile, wie Mangan und Nickel, wurde eine RFA-Pistole eingesetzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Die Tabelle 4.2 bestätigt die Vermutung, dass es sich um niedrig legierten Stahl handelt. Mangan, Chrom und Nickel sind in sehr kleinen Mengen vorhanden.

Abbildung 4.1 zeigt den Konstruktionsschnitt des Endlagerbehälters. Der Schnitt wurde auf Höhe der Mittelsenkrechten vollzogen. Der Behälter ist symmetrisch aufgebaut, weshalb der Schnitt repräsentativ für den gesamten Behälter ist. Zu erkennen ist ebenfalls der Versorgungsschacht für die Neutronenquelle mit der Positionsbohrung für die Platzierung der Quelle.

Tabelle 4.2.: Legierungsbestandteile der verwendeten Stahlziegel. Werte wurden ermittelt mit Hilfe von mobiler Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)

	Stahlziegel	
	PPM	Unsicherheit
Al	57000	1226
Cr	282	48
Mn	705	322
Fe	938000	3077
Ni	309	308
Cu	550	174
Zn	462	108
Zr	13	10
Mo	87	17
Ag	127	32
Sn	569	70
W	339	238
Pb	348	105
Bi	129	59

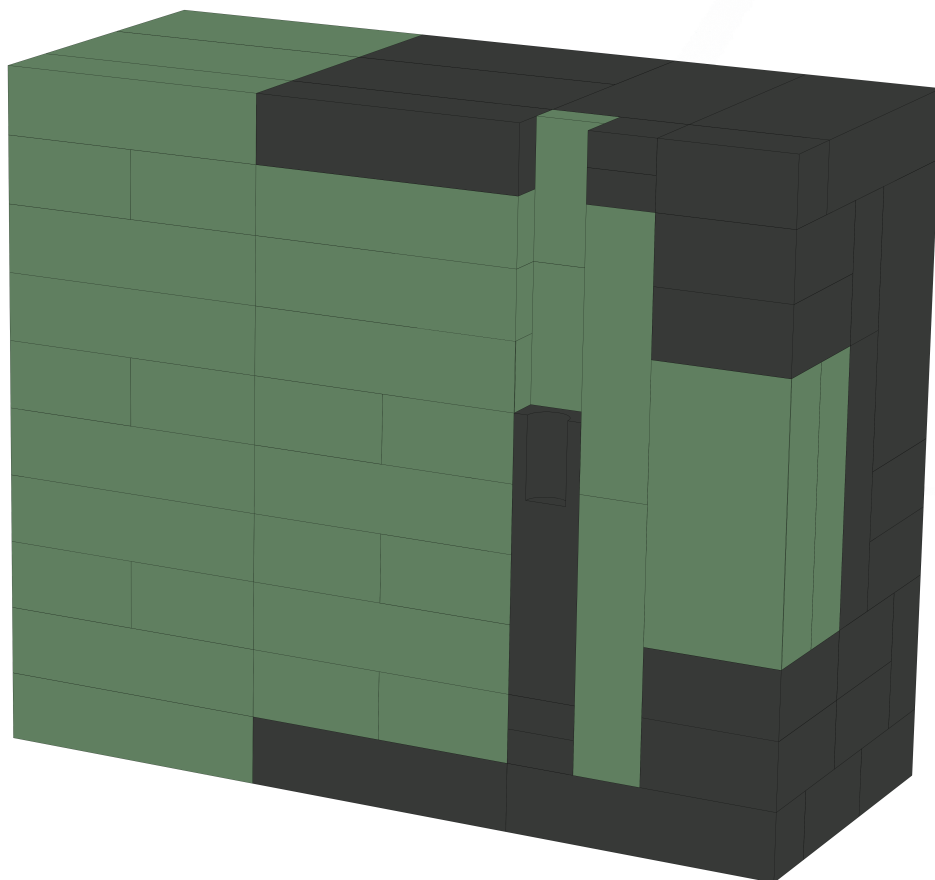


Abbildung 4.1.: Schnittdarstellung des Endlagerbehälters

4.1.2. Salzbehälter

Der Salzbehälter, der im Endlagerkontext den Salzstock simuliert, fasst ein Volumen von $0,3 \text{ m}^3$. Das Innenmaß beträgt $500 \text{ mm} \times 500 \text{ mm} \times 1200 \text{ mm}$. Die Behälterwandung besteht aus einer 4 mm starken, kaltgewalzten Aluminiumlegierung, die durch innenliegende, verschraubte Aluminiumwinkelbleche zusammengehalten wird. Aluminium wurde aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts für thermische Neutronen gewählt, da der Behälter nur ein Behelf für die bessere Handhabung des Salzes im Labormaßstab darstellt.

Aufgrund des Gewichtes des später eingefüllten Steinsalzes wurde sich für eine Konstruktion mit liegender Bodenplatte und auf der Platte stehenden Seitenteilen entschieden. Die Abmaße der Aluminiumteile betragen somit $508 \text{ mm} \times 1208 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ für die Bodenplatte, $500 \text{ mm} \times 1200 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ für die langen Seitenteile und $508 \text{ mm} \times 500 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ für die kurzen Seitenteile. Die genaue Zusammensetzung der Platten ist in Tabelle 4.3 einzusehen. Die Platten wurden mit handelsüblichen M4-Gewindeschrauben und entsprechenden Muttern verschraubt.

Tabelle 4.3.: Legierungsbestandteile der verwendeten Aluminiumteile.

	Aluminiumziegel	
	PPM	Unsicherheit
Al	999000	240
Ti	23	10
Ni	327	28
Zn	16	7
Zr	3	1
Mo	3	1
Pd	15	4
Ag	12	3
Sn	755	110
W	28	19
Pb	30	27

Abbildung 4.2 zeigt eine Schnittzeichnung des Salzbehälters. Auch hier wurde für den Schnitt die Mittelsenkrechte gewählt, ein Schnitt durch das zentrierte Hüllrohr der Sondenhalterung.

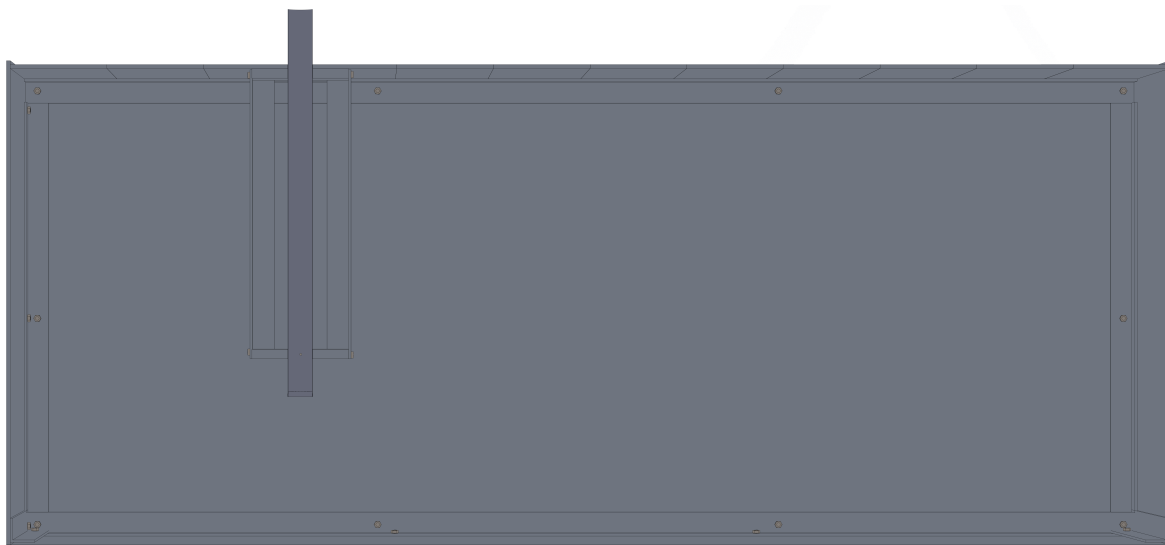


Abbildung 4.2.: Schnittzeichnung des Salzbehälters

Für das Einbringen des ^3He -Zählrohres wurde ein Sondenhalter konstruiert, der im Wesentlichen aus zwei Aluminiumplatten mit Führungsbohrung und darin eingespanntem Hüllrohr besteht, die ebenfalls mit Winkelschienen befestigt sind. Abbildung 4.3 zeigt die verwendete Konstruktion.

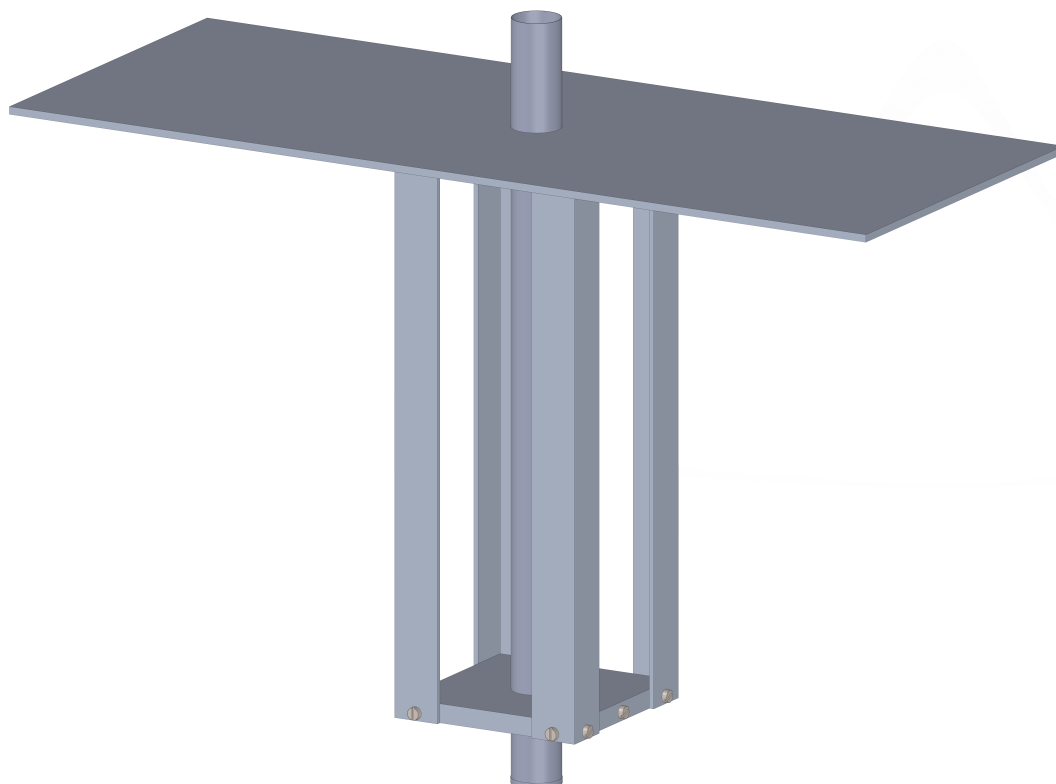


Abbildung 4.3.: Konstruktion des Sondenhalters

Der Sondenhalter wird senkrecht in den Salzbehälter gesetzt. Der Sondenhalter wird auf eine eigens dafür angebrachte Führungsschiene auf der Oberseite des Salzbehälters positioniert.

Die Schiene des Sondenhalters hat eine Breite von 200 mm, sodass mit der Auflagefläche für ausreichend Stabilität gesorgt ist.

In das Hüllrohr des Sondenhalters wird das Proportionalzählrohr eingeführt, um einen Kontakt mit Salz zu vermeiden. Das Hüllrohr wurde mit Kunststoffschrauben in den Halter eingespannt. Dies ermöglicht eine spätere Justierung des Zählrohres, falls verschiedene Zählrohre verwendet werden sollten mit unterschiedlich großem aktiven Volumen.

Das restliche Topteil des Behälters besteht aus zehn 100 mm breiten Aluminiumblechen, sodass die Sonde in 100 mm Schritten verschoben werden kann. So wurde eine Messanordnung konstruiert, die maximal elf Messpositionen bzw. Abstände zur Neutronenquelle bzw. zum Endlagerbehälter bedienen kann.

Paraffin und Wasser Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei dem geplanten Versuchsvorhaben um ein Laborexperiment. Der Aufbau wurde in einem mit Barytbeton umschlossenen Kellerraum durchgeführt, der neben dem eigentlichen Aufbau noch über weitere Einbauten verfügt. Der Aufbau wurde parallel zur Wand mit der Längsseite des Salzbehälters positioniert. Da der Aufbau mit seinen Dimensionen bei Weitem nicht an die eines Salzstocks heranreicht und zusätzlich noch Streumaterialien (Außenwände, Einbauten) in der Nähe des Aufbaus vorhanden waren, musste der Einfluss möglicher Rückstreuneutronen aus eben diesen Einbauten oder den Außenwänden auf die zu messende Zählrate möglichst gering gehalten werden bzw. den Einfluss auf die Detektorposition auf ein Minimum beschränken. Hierfür wurden Paraffinplatten der Maße 300 mm × 485 mm × 38 mm verwendet. Sie wurden einlagig an die Längsseite des Salzbehälters zur Raumseite positioniert.

Auf die Oberseite des Salzbehälters wurden 10 l-Wasserkanister der Maße 290 mm × 190 mm × 220 mm zur Abschirmung möglicher Rückstreuevents positioniert. Es wurden zwölf Kanister auf der Anordnung platziert. Die Stirnseite wurde ebenfalls bündig mit Wasser abgeschirmt. Hierzu wurden passend zwei übereinander gestapelte Euroboxen mit 1 l Kautexflaschen gefüllt. Abschließend wurde an die Längsseite raumseits eine auf Rollbrettern gelagerte Kunststoffwanne mit 300 l Fassungsvermögen platziert. Die Auflagefläche der insgesamt drei nebeneinander platzierten Bretter befand sich auf einer Höhe von 120 mm, auf die die Wanne mit den Maßen von 520 mm × 1170 mm × 700 mm gestellt wurde. Durch die Verwendung der Rollbretter und die dadurch mögliche Verschiebung der Wasserwanne wurde das Umsetzen des Sondenhalters im Salz maßgeblich erleichtert.

Steinsalz/ Stein-Auftausalz der Süddeutschen Salzwerke Als Füllmaterial des Salzbehälters wurde auf Stein-Auftausalz aufgrund der schnellen Verfügbarkeit zurückgegriffen. Der Aufbau wurde mit Salz einer Masse von insgesamt 387,386 kg gefüllt. Dies impliziert eine Dichte von $1,291 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$.

Das verwendete Salz besaß zu Beginn die Kornklasse M, d.h. mittelgrobes Salz. Die DIN EN16811-1 [DIN16] schreibt einen Massenanteil von Natriumchlorid für Stein-Auftausalze von $\geq 90\%$ und einen Sulfatgehalt von $\leq 3\%$ vor. Drei zuvor unabhängig voneinander durchgeführte Lösungsversuche bestätigten diese Angaben. Lediglich ein Anteil von 2% blieb als unlösbarer, poröser Feststoff zurück. Die Eigenschaften des Minerals und die vielfältige Elementzusammensetzung (ermittelt durch Massenspektrometrie) lassen Schiefergestein vermuten. Auf die genaue Zusammensetzung des Bodenkörpers und der Salzlösung, insbesondere die genaue Quantifizierung des Natriumchloridgehalts, wurde verzichtet.

Trocknungsversuche zur Bestimmung des Feuchtegehaltes im Salz zeigten einen Feuchtegehalt von lediglich 0,2%. Dies ist nach DIN EN16811-1 der empfohlene Feuchtegehalt für den

Transport von Streusalz und wird mit einem Gehalt von 0,6 % als trockenes Salz klassifiziert.

4.1.3. Neutronenquelle

Als Neutronenquelle wurde, wie bereits in Kapitel 2.4.2 vorgestellt, eine zylinderförmige ^{241}Am - ^9Be -Quelle verwendet. Die Quelle, klassifiziert mit der nominellen Aktivität von 3 Ci und gefertigt von Amersham, besaß am 21.07.1966 eine Emissionsrate von $7,88 \cdot 10^6$ n/s. Eine Unsicherheit des Messwertes liegt nicht vor. Für die Simulationszwecke wurde eine Zerfallskorrektur der Aktivität vorgenommen.

4.1.4. ^3He -Zählrohr

Für die Neutronenmessung wurde ein ^3He -Zählrohr verwendet. Das LND-252 mit einer maximalen Länge von 284,5 mm und einer Nutzlänge von 203,2 mm ist aus Aluminium gefertigt und wird mit einer Betriebsspannung von 1153 V bei einem Gasdruck von 3040 Torr, somit ca. 4,053 bar betrieben. Das Nutzvolumen beträgt $89,01 \text{ cm}^3$, wobei das Zählgas zusätzlich noch mit Kohlenstoffdioxid versetzt wurde. Quantitative Angaben zum Kohlenstoffdioxid liegen nicht vor. Gleiches gilt für die Unsicherheiten des Gasdruckes.

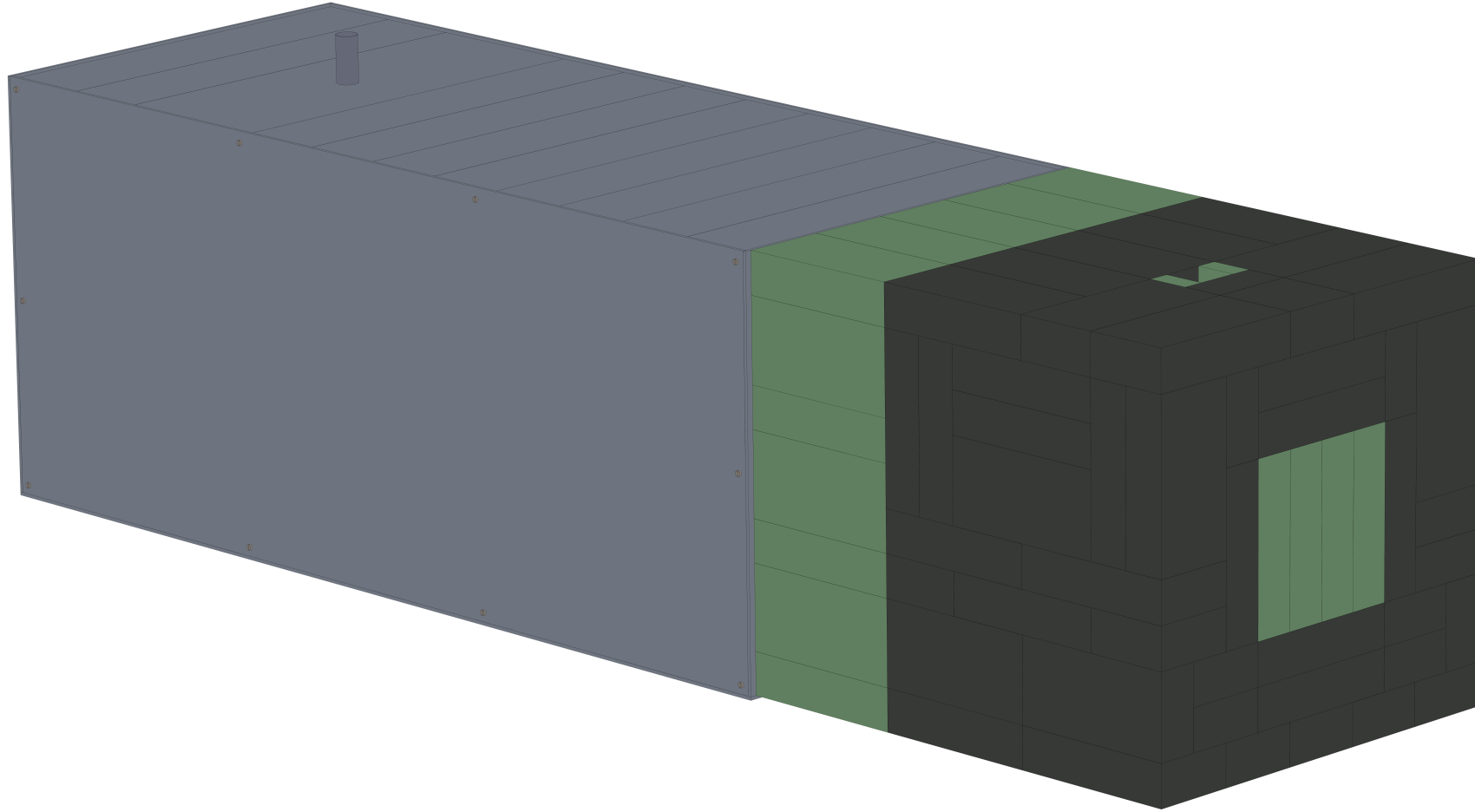


Abbildung 4.4.: Gesamtaufbauskizze des Experimentalaufbaus ohne Rückstreuneutronenabschirmung und Zählrohr.

4.2. Versuchsdurchführung

Der zuvor erläuterte Versuchsaufbau ermöglicht die Positionierung des ^3He -Zählrohres an elf verschiedenen Abständen zur fest platzierten Neutronenquelle. Hierbei sind die Längenangaben zum Bezugspunkt der Seitenwand der Aluminiumbox zu sehen. Eine Messposition mit einem Abstand von 10 cm bedeutet somit einen Abstand von 10 cm zur Seitenwand der Aluminiumbox, die in Kongruenz zur Fläche des Stahlbehälters mit der Neutronenquelle steht. Die Messreihe des trockenen Salzes, welches lediglich über einen natürlich vorkommenden Feuchtegehalt von 0,2 % verfügte, besteht aus neun Messpunkten. Es wurde sich hierbei für Abstände zur Neutronenquelle von 30 cm bis 110 cm entschieden. Die Entscheidungsfindung wurde durch die zu erwartende hohe Totzeit des Zählrohres in direkter Nähe zur Neutronenquelle beeinflusst. Die Messungen in 50 cm und 40 cm Abstand zeigten einen deutlichen Anstieg der Totzeit, weshalb sich für einen Abbruch der Messreihe mit letzter Position bei 30 cm entschieden wurde. Die Messergebnisse sind in Tabelle 4.4 für die durchgeführten Messreihen für eine Feuchte von 0,2 %, 2,5 %, 5 % und 10 % zu entnehmen und für eine abschließende Diskussion in Abbildung 6.1 dargestellt.

Tabelle 4.4.: Messergebnisse der experimentellen Feuchtemessung durch die Bestimmung der Neutronenfluenz mit Feuchten von 0,2 %, 2,5 %, 5 % und 10 % sowie 10 % mit zusätzlichem Paraffin zur besseren Abschirmung von Rückstreuneutronen.

Abstand	0,2 %	2,5 %	5 %	10 %	10 % + Paraffin
	[cps] ±	[cps] ±	[cps] ±	[cps] ±	[cps] ±
10		109,631 0,487	152,817 0,621	219,691 0,724	
20		79,918 0,420	103,449 0,429	139,917 0,565	
30	24,273 0,284	54,872 0,387	65,678 0,321	77,683 0,511	
40	15,133 0,225	34,240 0,230	36,439 0,237	37,907 0,237	
50	10,423 0,186	19,220 0,177	19,678 0,106	17,938 0,127	
60	6,698 0,129	13,122 0,145	11,017 0,104	7,607 0,059	
70	4,530 0,087	7,042 0,089	5,578 0,065	3,589 0,034	
80	2,890 0,069	4,183 0,057	2,858 0,035	1,849 0,006	1,860 0,006
90	1,914 0,040	2,274 0,035	1,435 0,018	1,144 0,005	1,022 0,004
100	1,236 0,029	1,242 0,026	0,791 0,009	0,676 0,004	0,487 0,003
110	0,978 0,026	1,024 0,017	0,968 0,014	0,461 0,003	0,260 0,002

Alle weiteren Messreihen bestehen aus elf Positionsmessungen. Eine weitere Ausnahme bildet eine zusätzliche 10 % Messreihe, die einer weiteren Erläuterung bedarf.

Da der Salzbehälter lediglich verschraubt und nicht zusätzlich abgedichtet wurde, wurde vor dem Befüllen des Behälters mit 387,386 kg Salz eine handelsübliche Folie mit einer Stärke von 40 μm gelegt und der Behälter ausgekleidet. Der Grund hierfür war, einem möglichen Wasseraustritt bei späteren Messreihen vorzubeugen.

Die Messsonde wurde versetzt, indem das Salz mittels einer Handschaufel an der zu platzierenden Position größtenteils aus dem eigentlichen Salzbehälter in Silikoneimer geschaufelt wurde und nach Versetzen der Sonde bzw. des Sondenhalters das Material wieder in die eigentliche Anordnung überführt wurde. Beim Verfüllen der Hohlräume, insbesondere in der Nähe der Messsonde, musste auf eine ausreichende Verdichtung geachtet werden. Nicht selten kam es durch eine unzureichende Verdichtung zu überschüssigem Salz, welches nicht mehr in den eigentlichen Salzbehälter passte. Ein erneuter Ausbau der Sonde und eine erneute Verdichtung

des Schüttguts waren dann notwendig.

Das Umsetzen des Sondenhalters beanspruchte je etwa 15 bis 25 min, je nach Feuchtigkeitsgrad des Salzes und dessen Kriechverhalten. Ab einem Feuchteanteil von 5 % konnte senkrecht am Sondenhalter hinab per Handschaufel gegraben werden, ohne dass es zu einem Abrutschen des Salzes kam. Für die Sondenverschiebung wurde die raumseits und längs vor der Salzbox befindliche Wasserwanne auf den Rollbrettern verschoben, sodass eine Umsetzung der Sonde mit möglichst geringem körperlichen Aufwand geschehen konnte.

Für die Wasserzugabe musste etwa die Hälfte des Salzes aus der Versuchsanordnung entfernt werden, um eine entsprechend homogene Verteilung des Wassers und eine damit verbundene Durchmischung des Salzes gewährleisten zu können. Hierfür wurde ein für 500 kg ausgelegter Transportbehälter genutzt und umgeschaufelt. Die Wasserzugabe bestand aus einer Zugabe- und Einwirkzeit und einer darauffolgenden Mischphase. Das Mischen wurde teils von Hand mit Schaufel, teils mit Schlagbohrmaschine und Rührquirl durchgeführt. Nach der Wasserzugabe wurde das Salz aus dem Transportbehälter wieder in die Versuchsanordnung gegeben und die Salze ebenfalls nochmals gründlich miteinander vermengt. So wurde eine größtmögliche Homogenität des Salz-Wassergemisches sichergestellt.

Bis zu einer Feuchte von 5 % Massenanteil konnte eine Volumenzunahme beobachtet werden. Die Verdichtung des Salzes, sodass es weiterhin in die Anordnung passte, wurde zunehmend anspruchsvoller. Aufgrund des Drucks, der für die Verdichtung des Salzes notwendig war, dehnte sich der Salzbehälter aus und geriet leicht aus seiner ursprünglichen Form. Der nach der Verdichtung nicht mehr formstabile Behälter ist in Abbildung A.6 abgebildet. Die dort gezeigten Abdeckbleche aus Aluminium auf der Oberseite des Salzbehälters schlossen in der ursprünglichen Form bündig mit den Seitenwänden des Behälters ab. Das Ausmaß der Verformung, die besonders aufgrund der wirkenden Kräfte im mittleren Bereich des Behälters auftritt, beträgt 2 cm bis 5 cm. Auf eine Korrektur durch eine erneute Biegung wurde aufgrund der Eigenschaften des Aluminiums verzichtet. Es galt, einen Bruch der Seitenwand zu vermeiden. Es bildete sich kein Bodensatz aus gelöstem Salz und Wasser. Anders war es bei einer Feuchte von 10 %. Hier war eine sofortige Bildung einer vom Salz abgesetzten Wasserphase am Boden des Salzbehälters zu beobachten. Somit kann bei einer Feuchte von 10 % Massenanteil von keiner homogenen Verteilung mehr gesprochen werden. Diese Beobachtung gab Anlass dazu, weitere geplante Experimente mit höheren Feuchtegehalten abzubrechen, da eine homogene Feuchteverteilung nicht mehr gewährleistet werden kann und ein möglicher Feuchtegradient, insbesondere für eine anschließende Simulation der experimentellen Ergebnisse, nicht ermittelbar ist.

Statt den Wassergehalt im Salzbehälter noch weiter zu erhöhen, wurden Bemühungen unternommen, die bestehende Abschirmung der erwarteten Rückstreuneutronen aus Betonwänden und anderen Einbauten im Labor zu verbessern. Anlass dazu gaben die Messergebnisse der hinteren Messpositionen ab einem Abstand von 80 cm. Ab dieser Messposition wurden zusätzliche Paraffinplatten auf und neben dem Salzbehälter positioniert. Auch der Hohlraum zwischen Salzbehälter und Barytbetonwand wurde mit Paraffin ausgekleidet. Die zuvor verwendete Abschirmung aus Wasserkanistern wurde beibehalten und auf bzw. neben den Paraffinplatten angeordnet. Die Feuchte wurde mit jeder Messreihe gesteigert. Mit jeder Messreihe wurden entsprechend 9,6847 kg Wasser zugegeben. Die natürliche Feuchte von 0,2 % wurde für die Berechnung der weiteren Feuchten als 0 angenommen und entsprechend bei der Menge der Wasserzugabe nicht berücksichtigt.

Um die Unsicherheiten der Zählraten möglichst gering zu halten, wurde versucht, die Dauer der Messung so zu wählen, dass mindestens 1000 Impulse durch die Zähllektronik des Zählrohres detektiert wurden. Dieses Ziel wurde, bis auf wenige Ausnahmen in der Messreihe der 0,2 % Feuchte, erreicht. Die Messzeiten beliefen sich von 15 min in geringem Abstand

zur Quelle und im trockenen Salz bis zu 18 h bei Messungen im nassen Salz bei maximalem Abstand.

Die ermittelten Zählraten wurden mithilfe einer 24 h-Untergrundmessung korrigiert.

Die Neutronenquelle wurde für die Zeit einer Messungen aus ihrer Abschirmung mittels einer ca. 100 cm langen Abstandsstange genommen und in einer Transportabschirmung verwahrt. Lediglich für die eigentliche Messung wurde die Quelle aus dieser Behelfsabschirmung genommen und in den Stahl/Blei-Aufbau gestellt. Während der Sondenverschiebung wurden die 12-121 Wasserkanister um die zylinderförmige Neutronentransportabschirmung gestellt, sodass eine maximale Abschirmung in Richtung des in dem Labor arbeitenden Personals gegeben war. Die Dosisleistung wurde permanent überwacht und versucht auf ein Mindestmaß zu reduzieren.

5. Simulationsrechnungen

Für eine Bestätigung der experimentell erhaltenen Ergebnisse durch Simulationsrechnungen zur Vorhersage möglicher Störfälle in einem Endlager für hochradioaktive Abfälle, wurde der Monte-Carlo N-Particle Transport Code, im Folgenden MCNP, verwendet. Die allgemeine Theorie zur Berechnung des Neutronentransports wird nachfolgend in Bezug auf die Funktionsweise der verwendeten Monte-Carlo-Rechnung näher erläutert. Anschließend wird auf das in dieser Arbeit simulierte Modell und dessen Ergebnisse eingegangen.

5.1. Der Monte-Carlo Code MCNP (Monte-Carlo N-Particle Transport Code)

Die Monte-Carlo-Methode ist eine numerisches Verfahren zur Lösung mathematischer Problemstellungen auf der Grundlage der Modellierung von Zufallsgrößen. Der Verlauf eines Ereignisses unter Berücksichtigung der zeitlichen Komponente wird hierbei durch zufällige Faktoren beeinflusst.

Der Neutronentransport bzw. allgemein der Teilchen- oder Photonentransport in einem Medium unterliegt statistischen und physikalischen Gesetzen, wobei die Wahrscheinlichkeitsdichten der beeinflussenden Parameter der Wechselwirkung als bekannt vorausgesetzt werden. Sind diese Wahrscheinlichkeitsdichten unbekannt, können sie im Allgemeinen aus physikalischen Überlegungen abgeleitet werden. Auf dieser Grundlage wird die Beschreibung der Bewegung eines Neutrons im Medium durch Zufallsgrößen möglich.

Es wird dafür ein frei ausgewähltes Neutron auf seinem Weg durch das Medium verfolgt, dessen Zustand durch Ort, Energie und Flugrichtung zunächst bekannt ist und nachfolgend auf der Trajektorie untersucht wird. Auf der Basis der Vielzahl von untersuchten Teilchenspuren können statistische Aussagen über den Neutronentransport gewonnen werden.

Es wird ein willkürlicher Zustand eines Teilchens aus der Quellverteilung $\Phi_0(\mathbf{x})$ ausgewählt und als Ausgangszustand \mathbf{x}' in den Integrkern $K(\mathbf{x}', \mathbf{x})$ der integralen Form der Transportgleichung 5.1 eingesetzt.

$$\Psi(\mathbf{x}) = \int_A K(\mathbf{x}', \mathbf{x})\Phi(\mathbf{x}')d\mathbf{x}' + \Phi_0(\mathbf{x}) \quad (5.1)$$

Die Variablen \mathbf{x}' und \mathbf{x} charakterisieren eine Trajektorie im sechsdimensionalen Zustandsraum A , der durch drei Ortskoordinaten, zwei Richtungskoordinaten sowie die Energie beschrieben wird. Es handelt sich somit bei x um eine verkürzte Schreibweise für $(\mathbf{x}) = (\mathbf{r}, \mathbf{E}, \boldsymbol{\Omega})$ Weiteres ist dem Abschnitt 2.3.2 zu entnehmen.

Es folgt eine Ermittlung des Zustandes nach der ersten Wechselwirkung. Dieser Zustand wird wieder in den Integrkern eingesetzt und wiederum der Zustand, jetzt nach der zweiten Wechselwirkung, ermittelt. Diese Prozedur wird so lange verfolgt, bis das Neutron absorbiert ist oder ein Zustand erreicht wird, bei dem eine weitere Verfolgung der Trajektorie abgebrochen werden soll.

Es existieren zwei Möglichkeiten zur Untersuchung von Strahlungstransportproblemen. Diese Möglichkeiten sind durch Bezeichnung der analogen und nicht-analogen Monte-Carlo-Rechnung unterschieden.

Die analoge Rechnung simuliert Teilschritte der Neutronenbewegung gemäß physikalischer Realprozesse, wohingegen nicht-analoge Rechnungen auf der Annahme von Wahrscheinlichkeitsverteilungen beruhen. Im Allgemeinen wird die nicht-analoge Methode verwendet, um den Fehler des Ergebnisses möglichst klein zu halten. Fehler, die durch die Verwendung der nicht-analogen Rechnung entstehen, können später relativiert werden.

Eine weitere wichtige und in dieser Arbeit genutzte Methode ist die Aufspaltungstechnik. Hierbei werden Neutronenpfade nach ihrer Relevanz für die weitere Rechnung mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit gewichtet, in mehrere Einzelzweige aufgespalten und gegebenenfalls abgebrochen, wenn sie für das konstruierte System nicht mehr relevant sind. So können Volumen mit der Wichtigkeit 0 gewichtet werden, wenn sie für den zu simulierenden Aufbau von keiner Wichtigkeit sind oder mit 2 gewichtet werden, wenn in diesem Volumen beispielsweise eine Zählrate der eintreffenden Neutronen bestimmt werden soll. [DH79]

5.2. Simulationsgeometrie und deren Reduktion in Bezug auf den Experimentalaufbau

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten MCNP-Simulationsrechnungen handelt es sich um Modellrechnungen, deren realitätsgetreue Abbildung in Bezug auf die real durchgeführten experimentellen Messungen nur eingeschränkt möglich gewesen ist. Die Gründe für diese Reduktion der Simulationsgeometrie im Vergleich zum Realaufbau sind vielfältig. So basieren viele Annahmen von Materialzusammensetzungen sowie Quellaufbau und Sondenkonstruktion teils auf groben Schätzungen. Die Gründe werden nachfolgend erläutert.

Wie bereits in Kapitel 4 erwähnt, besteht der experimentelle Aufbau aus einer Vielzahl unterschiedlicher Materialien. In Teilen ist die genaue Materialzusammensetzung nicht bekannt, sondern kann nur geschätzt werden. Ein Großteil der verbauten Metalle wurde mithilfe von RFA untersucht und somit auf deren Zusammensetzung geschlossen. Hierfür ist gerätespezifisch eine Unsicherheit von mindestens 3% zu berücksichtigen. Die Zusammensetzung des Bleis und des Stahls in der Simulation wurden dabei gemäß den RFA-Ergebnissen berücksichtigt. Ein Kohlenstoffanteil im Stahl konnte mit der RFA-Technik jedoch nicht bestimmt werden und wurde entsprechend in der Simulation nicht berücksichtigt.

Für das Steinsalz wurde in Näherung reines Natriumchlorid angenommen. Weder Anteile von Kalium noch der etwa 2% ausmachende, in Wasser unlösliche Teil, wurden berücksichtigt. Informationen zum Aufbau und zur Zusammensetzung sind auch dem Kapitel 4.1.2 zu entnehmen.

Für das verwendete Paraffin wurden Standardwerte angenommen. Die zur Definition des Paraffins im MCNP-Code notwendigen Daten der Isotopenanteile wurden [DS] entnommen.

Ähnlich verhält es sich mit dem raum umschließenden Barytbeton. Eine genaue Zusammensetzung des verbauten Strahlenschutzbetons ist nicht bekannt. Aus diesem Grund wurde ebenfalls eine Standardzusammensetzung nach [MCC+] verwendet. Diese deckt sich mit der Bandbreite der Materialzusammensetzung, die nach DIN25413-1 [DIN13] vorgeschrieben ist.

Für die Neutronenquellenkonstruktion wurde bzgl. der Materialzusammensetzung auf Daten von Lorch [Lor73] zurückgegriffen und bzgl. der Dimensionen auf [Ame79]. Die vorliegenden Daten geben nicht ausreichend Information für eine vollständige Konstruktion der Quelle. Insbesondere der innere Aufbau des Zylinders bzw. des aktiven Volumens konnte nur näherungsweise geschätzt werden. Die genaue Größe des Volumens ist unbekannt. Gleiches gilt für die Dichte des aktiven Pulvers.

Das Neutronenproportionalzählrohr wurde in Form eines Zylinders in die Geometrie eingefügt. Die Halterung aus Aluminiumwinkelblechen wurde wegen des anzunehmenden geringen Einflusses auf die zu messende Zählrate vernachlässigt. Lediglich der Aluminiumkorpus des Salzbehälters wurde in 4 mm Dicke berücksichtigt. Die die Seitenwände zusammenhaltenden Winkelbleche geringerer Mächtigkeit wurden nicht simuliert.

Gleiches gilt für die Wasserkanister aus Kunststoff. Die Wandung aus Kunststoff wurde nicht simuliert, da die Dichte herkömmlichen Polyethylens im Vergleich zum Wasser mit $0,93 \text{ g/cm}^3$ geringer ist. Die nuklidspezifischen Daten wie Masse und natürliches Mischungsverhältnis wurden [DS] entnommen.

Abbildung 5.1 und 5.2 zeigen die Gesamtgeometrie des in MCNP simulierten Aufbaus. Die Abbildung 5.1 zeigt den Schnitt durch den Koordinatenursprung in der x-z-Ebene. Als Koordinatenursprung wurde die Neutronenquelle gewählt.

Die in den Grafiken dargestellten roten Ziffern benennen die konstruierten Volumina mithilfe von zuvor definierten Oberflächen in Form von Ebenen in blauen Ziffern.

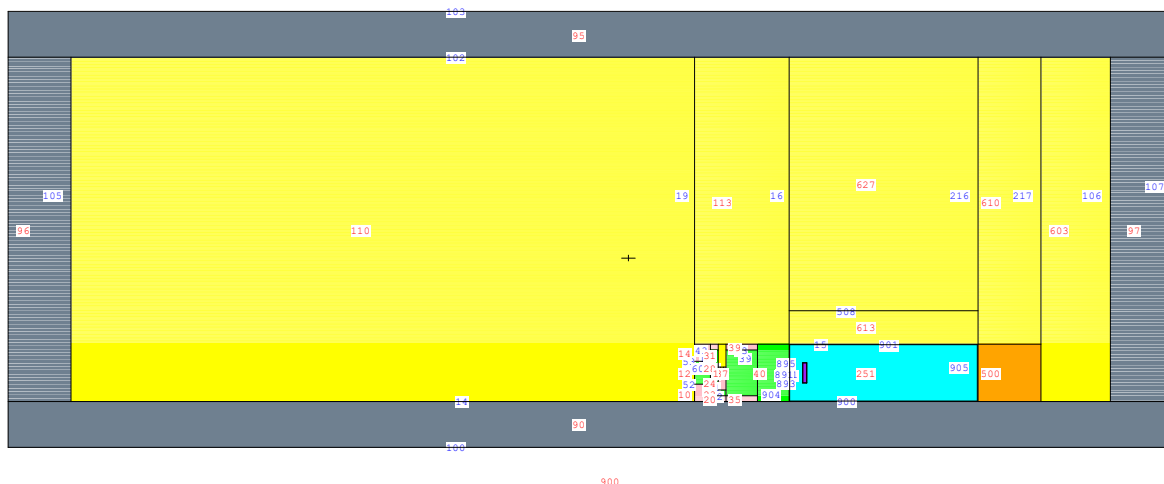


Abbildung 5.1.: x-z-Schnittansicht der gesamten Simulationsgeometrie bei $y = 0$

Die Farben wurden durch den Geometrieeditor frei gewählt und zeigen die verwendeten Materialien. Gelb wird die Raumluft gekennzeichnet, blau der Salzbehälter, orange die Wasserabschirmung, grün die Stahlziegel und rosa die verbauten Bleiziegel. In violett ist die Neutronensonde im Schnittbild im linken Bereich des Salzbehälters eingezeichnet. Die grau gefärbten Flächen zeigen die Barytbetonwände. Boden-, Decken- und Seitenflächen sind dabei mit einer gleichen Mächtigkeit angenommen. Eigene Messungen ergaben eine Wandstärke von 40 cm. Die Boden- und Deckenplatte wurde mit gleicher Stärke angenommen, obwohl für deren Stärke keine Daten vorliegen.

Abbildung 5.2 veranschaulicht die Raumaufteilung mit Schnitt durch den Ursprung in der x-y-Ebene. Die Schnittansicht zeigt die Rückstreuneutronenabschirmung aus Wasser rechts neben dem Salzbehälter und mittig vor dem Salzbehälter. Zu sehen ist ebenfalls ein Luftspalt zwischen Salz- und Wasserbehälter sowie in rot dargestellt die an den Salzbehälter angelehnten Paraffinplatten.

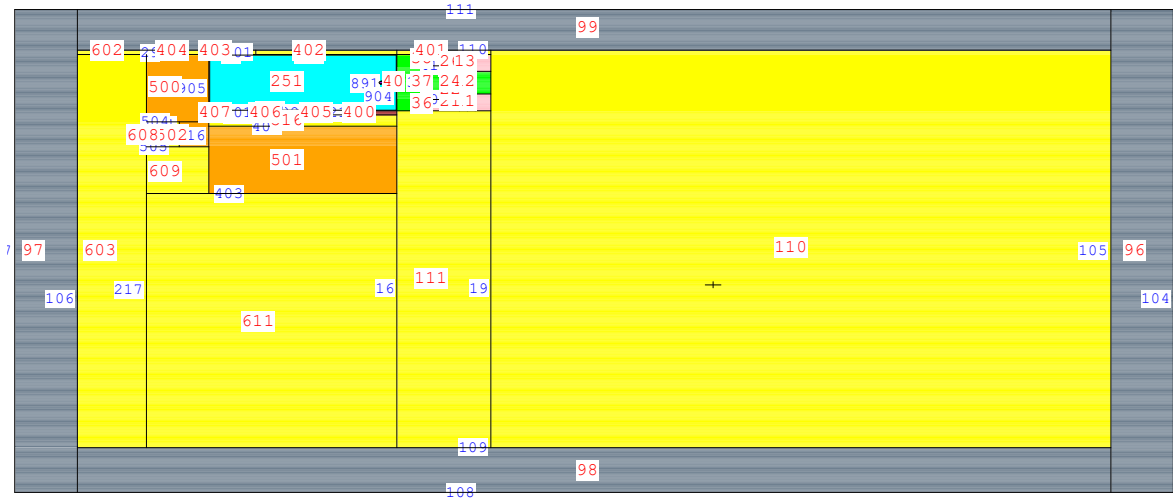


Abbildung 5.2.: x-y-Schnittansicht der gesamten Simulationsgeometrie bei $z = 0$

Abbildung 5.3 zeigt die x-y-Schnittansicht auf Z-Koordinate +26 cm mit Vergrößerung auf den Versuchsaufbau. Dargestellt sind hier die verwendeten zwölf 12l Wasserkanister, die symmetrisch auf dem Salzbehälter angeordnet wurden. Da die Behälter nicht bündig mit dem Salzbehälter und den umliegenden Wasserkanistern abschließen, wurden zusätzlich Hohlräume konstruiert, die mit Luft ausgefüllt sind. Dadurch entsteht das abgebildete Gittermuster aus orangefarbenen Wasserkanistern und gelben Lufteinschlüssen. Die Wasserkanister sind nicht formstabil, sodass es sich bei den Lufteinschlüssen ebenfalls um Näherungen handelt. Die Abstände der Kanister wurden über die gesamte Fläche gemittelt.

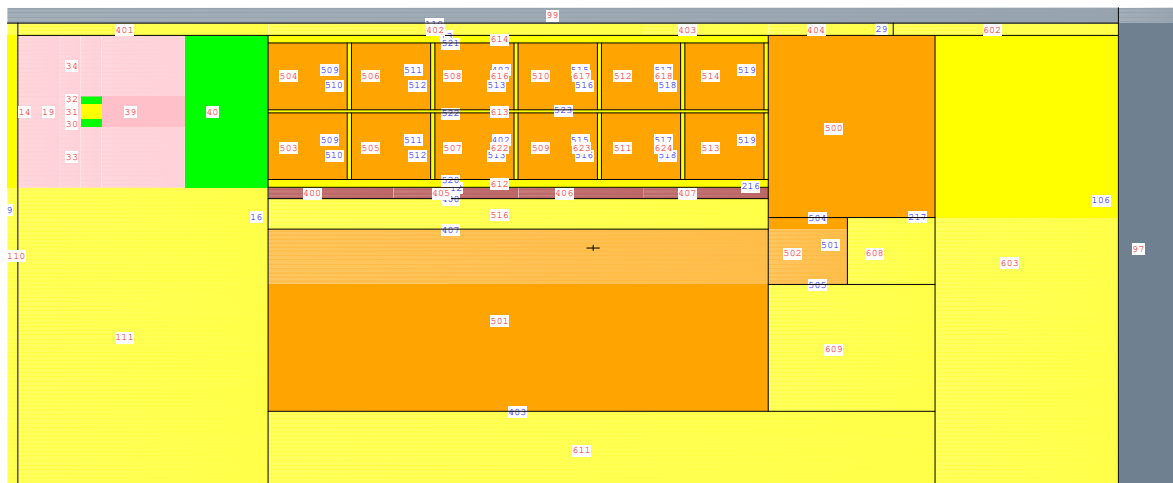


Abbildung 5.3.: x-y-Schnittansicht bei $z = 26$ cm

Abbildung 5.4 zeigt die x-y-Schnittansicht durch den Koordinatenursprung. Zu sehen ist hier die einschichtige Paraffinabschirmung neben dem Salzbehälter in blau.

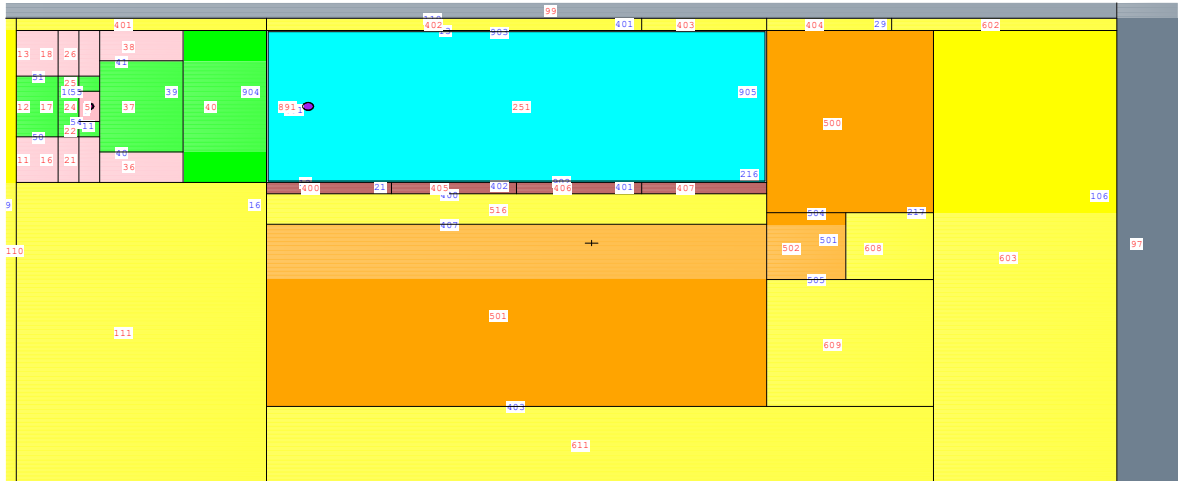


Abbildung 5.4.: x-y-Schnittansicht

Abbildung 5.5 zeigt die x-z-Ansicht durch den Ursprung mit Vergrößerung auf die Experimentargeometrie. Hier wird der symmetrische Aufbau des Endlagerbehälters deutlich. Der Kern des Behälters besteht wie auch im Experiment aus einem Eisenkern, in dem die Neutronenquelle mittels eines mit einem Bohrloch versehenen Bleiziegels platziert wird. Die Ober- und Unterseite des Behälters besteht aus einer einfachen Schicht Bleiziegel mit einer Dicke von 5 cm. Nur die linke Außenwand des in der Abbildung dargestellten Behälters besteht symmetrisch aufgebaut oben und unten aus einer Schicht Blei mit einer Breite von 10 cm und einer Höhe von 30 cm.

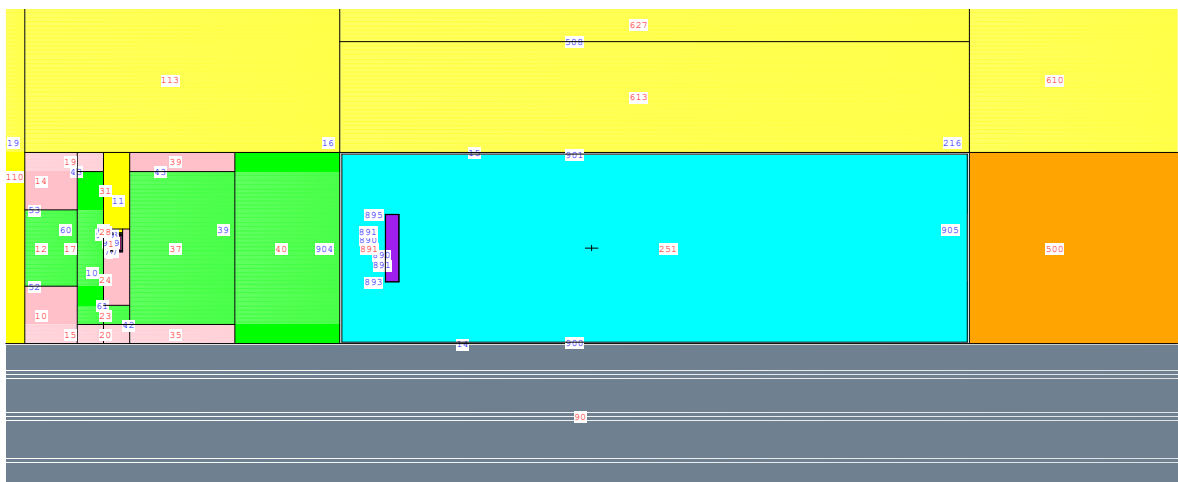


Abbildung 5.5.: x-z-Schnittansicht

In Abbildung 5.6 ist die simulierte Geometrie der Neutronenquelle dargestellt. Die Quelle befindet sich in einem Bleiziegel, der mit einer Bohrung versehen ist. Die Bohrung ist etwas tiefer ausgeführt, sodass die zylinderförmige Quelle nicht mit der Oberfläche des Bleiziegels abschließt. Der Spalt zwischen Quelle und Ziegeloberfläche beträgt 1 cm. Die Quelle verfügt über ein M6-Gewinde, welches in der Simulation durch einen weiteren inneren zylinderförmigen Ring angedeutet ist. Die Spaltmaße zwischen Außenzylinder und Innenzylinder sind geschätzt. Die vorhandenen Datenblätter verfügten diesbezüglich über keine Informationen.

Auf eine Überprüfung der tatsächlichen Maße mittels Messschieber wurde aus Strahlenschutzaspekten verzichtet.

Der innere Zylinder mit der Ziffer 1 stellt das aktive Volumen der Quelle dar. Das rot gefärbte Volumen mit einer Dichte von $1,28887 \text{ g/cm}^3$ symbolisiert das verpresste Pulvergemisch aus Americiumoxid und Beryllium. Die Dichte wurde mithilfe der Angaben der Stoffmengen von Lorch [Lor73] berechnet. Genaue Daten über das aktive Volumen liegen nicht vor. Entsprechend handelt es sich hier um eine Schätzung.

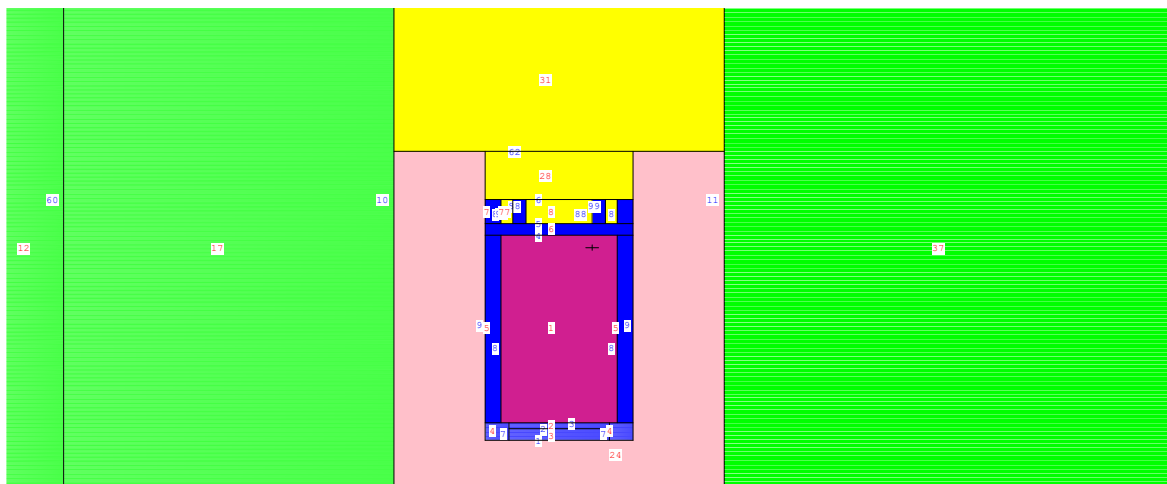


Abbildung 5.6.: x-z-Schnittansicht mit y-Komponente $y = -20 \text{ cm}$

Abbildung 5.7 zeigt die x-z-Schnittansicht bei $y = -20 \text{ cm}$. Die Abbildung zeigt ebenfalls den gesamten Experimental Aufbau. Der Behälter ist symmetrisch aufgebaut und zeigt, dass die äußere Schicht zur Seitenwand und in Raumrichtung aus Blei besteht.

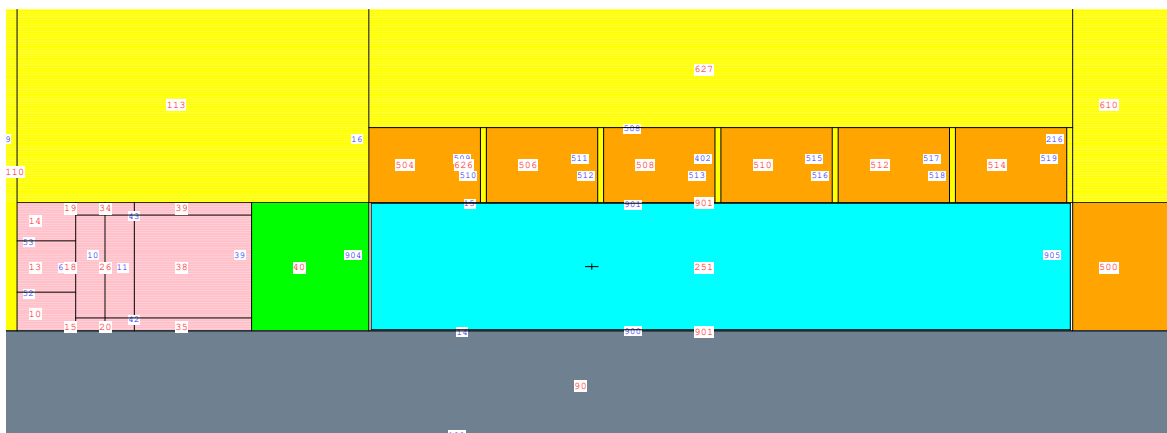


Abbildung 5.7.: x-z-Schnittansicht

Lediglich 20 cm ab der Aluminiumwand des Salzbehälters bestehen aus Stahlziegeln. Im Realaufbau wurde die Aluminiumkiste mittels Schlitzschrauben verschraubt. Da es sich nicht um Senkkopfschrauben handelt, konnte der Endlagerbehälter im Experimental Aufbau nicht nahtlos an dem Salzbehälter platziert werden. Es entstand ein Luftspalt von etwa 4 mm, der in der Simulation nicht berücksichtigt wurde. Grund hierfür war die geringe Relevanz in Bezug

auf eine Beeinflussung der zu erwartenden Zählrate. Gleiches gilt für geringe Luft einschüsse bedingt durch den Aufbau des Endlagerbehälters mit Ziegeln. Geringe Luft einschüsse durch eine leicht unebene Bodenplatte konnten nicht vermieden werden. Da auch dieser Einfluss im Vorhinein als vernachlässigbar eingestuft wurde, sind diese Spalte, die in der Regel unter 2 mm betragen, in der Simulation nicht berücksichtigt.

Bei der Durchführung der experimentellen Messungen bei einem Feuchtegrad von 10 % wurde die Bildung einer Wassersäule am Boden des Salzbehälters beobachtet. Diese Phase aus gelöstem und ungelöstem Salz und Wasser besaß eine Höhe von etwa 10 cm. Auch diese Beobachtungen wurden in der MCNP-Simulationsgeometrie berücksichtigt. Abbildung 5.8 zeigt in Orange dargestellt die Salz-Wasser-Ansammlung. Für diesen Bereich wurde eine erhöhte Dichte von $1,55 \text{ g/cm}^3$ angenommen. Der Berechnung liegen Schätzungen zugrunde, dass in der wässrigen Phase 15,495 kg Wasser und 44,48 kg Steinsalz teils in gelöster Form vorliegen. Entsprechend befindet sich oberhalb der Wassersäule eine Salzfraktion mit einer Masse von 309,909 kg und mit einer Wassermenge von 23,24 kg. Die Dichte des Volumens mit der Ziffer 251 beträgt demnach $1,388 \text{ g/cm}^3$.

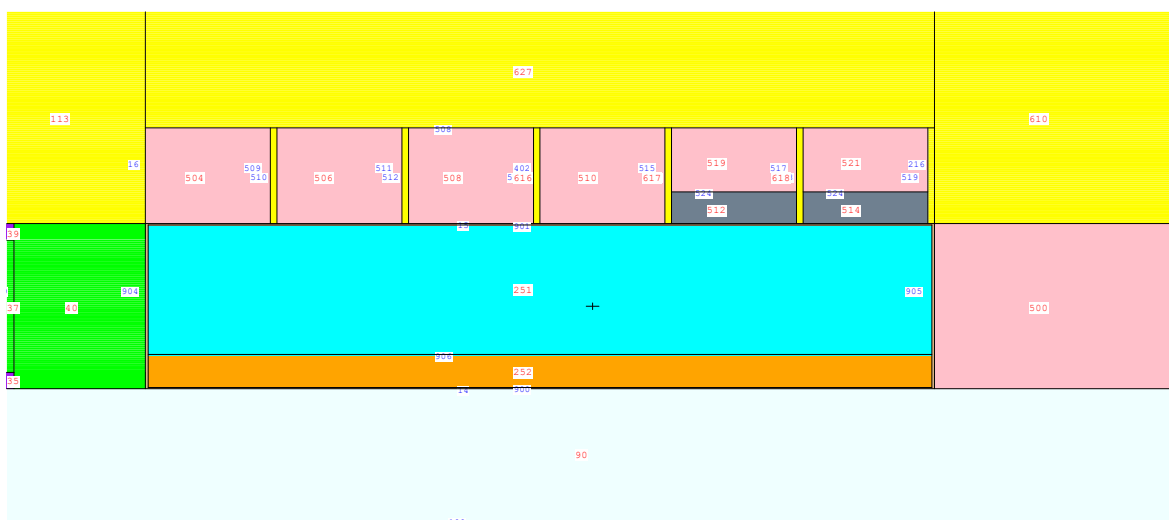


Abbildung 5.8.: x-z-Schnittansicht

Auch die zusätzlich platzierten Paraffinplatten zur stärkeren Abschirmung der Rückstreuneutronen wurden berücksichtigt, wie Abbildung 5.9 zu entnehmen ist. Eine zusätzliche Schicht wurde zwischen Wasserbehälter und Salzbehälterseitenwand platziert, zudem zwei Platten zwischen Salzbehälter und Barytbetonwand. Die Dicken der Paraffinplatten auf dem Salzbehälter variierten leicht. Hier wurde eine 10 cm starke Abschirmung unterhalb der eigentlichen Wasserkanister ergänzt. Da diese Abschirmung nicht lückenlos gewesen ist, wurde die Geometrie angenähert, indem die eigentlichen Wasserkanister in einen Paraffin und einen Wasseranteil aufgeteilt wurden. Dies ist ebenfalls in Abbildung 5.8 dargestellt.

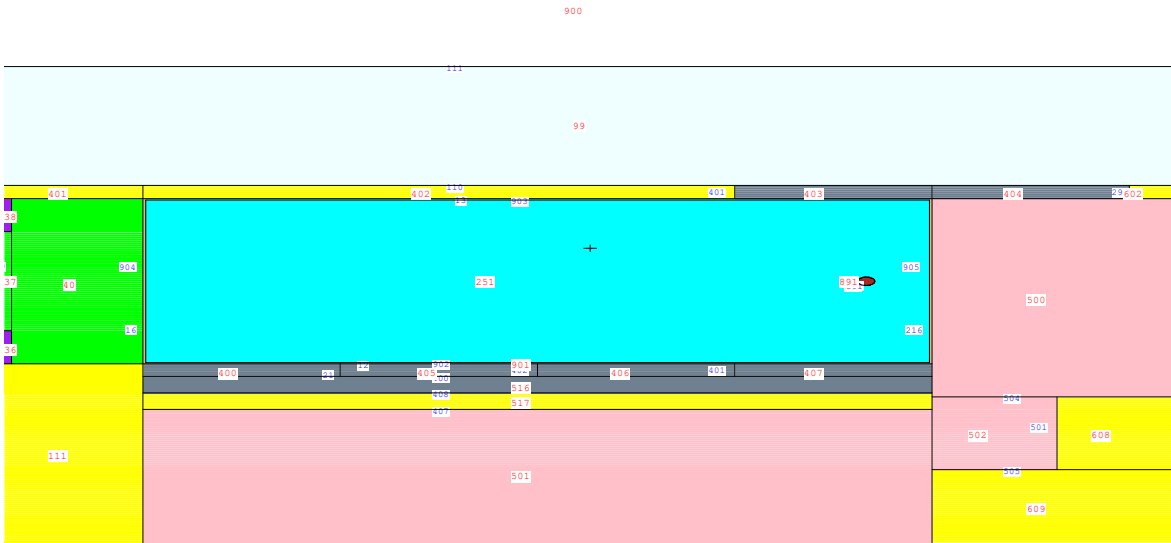


Abbildung 5.9.: x-y-Schnittansicht bei $z = 0$

Die Tabelle 5.1 zeigt die Simulationsergebnisse der Feuchtigkeitsgrade 0,2 %, 2,5 %, 5 % und 10 %. Die Berechnungsgrundlage lieferte das in Kapitel A.4 angehängte Script. Lediglich die Detektorposition wurde geändert, indem die Oberflächen 890 und 891 entsprechend angepasst wurden und das Material M5 in der Materialcard, dessen Zusammensetzung sich mit steigendem Wassergehalt ändert.

Tabelle 5.1.: MCNP-Simulationsergebnisse der Messreihen

Abstand	0,2 %		2,5 %		5 %		10 %	
	[cps]	±	[cps]	±	[cps]	±	[cps]	±
10	62,230	0,261	158,504	0,460	280,157	0,583	488,530	13,190
20	42,410	0,221	111,979	0,392	183,298	0,623	246,848	9,133
30	28,757	0,167	72,289	0,311	103,380	0,486	99,796	5,988
40	19,535	0,143	44,412	0,244	53,552	0,348	35,693	0,357
50	12,652	0,114	25,800	0,188	25,686	0,236	12,894	0,222
60	8,196	0,089	14,706	0,146	12,120	0,164	4,585	0,133
70	5,422	0,076	8,393	0,113	5,822	0,114	1,811	0,091
80	3,601	0,082	4,404	0,077	2,783	0,077	0,890	0,067
90	2,146	0,046	2,476	0,060	1,463	0,056	0,481	0,035
100	1,454	0,041	1,532	0,052	0,801	0,039	0,278	0,031
110	1,121	0,048	0,862	0,035	0,576	0,043	0,335	0,035

Die Tabelle 5.2 zeigt weitere Ergebnisse zu Rechnungen einer 10 %-Konstellation und einer 10 %-Konstellation mit zusätzlicher Rückstreuneutronenabschirmung aus Paraffin.

Tabelle 5.2.: MCNP-Simulationsergebnisse der Messreihen mit zusätzlich simulierter Wassersäule und verstärkter Paraffinabschirmung

Abstand	Wassersäule		Wassersäule+Paraffin	
	[cps]	±	[cps]	±
10	380,314	1,027		
20	212,385	0,786		
30	97,995	0,539		
40	40,144	0,341		
50	15,973	0,220		
60	6,249	0,143		
70	2,572	0,081		
80	1,162	0,057	1,031	0,053
90	0,560	0,034	0,457	0,030
100	0,435	0,042	0,331	0,029
110	0,325	0,032	0,196	0,025

Die Ergebnisse basieren auf einer Statistik von verschiedenen Neutronenanzahlen, deren Lebensgeschichten verfolgt wurden. Für die Messreihe der Feuchtigkeit 0,2% wurden $5 \cdot 10^8$ n simuliert. Alle weiteren Reihen verfügen über eine Statistik von $1 \cdot 10^9$ n. Diese Anzahlen reichten aus, um alle statistischen Tests, die MCNP durchführt, zu bestehen.

6. Messdatenvergleich und Validierung

Abbildung 6.1 zeigt die in dieser Arbeit experimentell und simulativ mittels MCNP gewonnenen Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessungen in Steinsalz.

Das Diagramm zeigt halblogarithmisch aufgetragen die Zählrate des Zählrohres in Impulsen pro Sekunde in Abhängigkeit vom Abstand zur Quelle. Als Nullpunkt für den Abstand wurde die kurze Seite des Salzbehälters zur Neutronenquelle gewählt. Experimentell gemessen wurden die Zählraten bei Feuchten von 0,2 %, 2,5 %, 5 % und 10 %. Zusätzlich wurde eine kurze Messreihe mit Messpunkten der hinteren Positionen mit stärkerer Abschirmung aus zusätzlichem Paraffin aufgenommen.

Gemessen wurden neun Zählraten zu Positionen bzw. Abständen zur Neutronenquelle für den Feuchtegehalt von 0 % und jeweils elf Zählraten zu Positionen für die Gehalte von 2,5 %, 5 % und 10 %. Die Messreihe mit zusätzlich Paraffin als Abschirmung besteht aus vier Messpunkten der Abstände 80 cm bis 110 cm zur Aluminiumwandung des Salzbehälters.

Die Fehler, die sich aus der Wurzel der Impulse ergeben, betragen für alle Messpunkte unter drei Prozent.

Für alle experimentell erzeugten Messreihen wurden Simulationen durchgeführt. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 6.1 in gleicher Farbe wie die zugehörigen experimentellen Ergebnisse dargestellt, jedoch durch Punkt-Strich-Verbindungslinien oder Punkt-Verbindungslinien verbunden, sodass eine Unterscheidung und gleichzeitig ein Vergleich der Verläufe möglich ist. Zusätzlich zu den bereits erwähnten Simulationen wurden zwei weitere Messreihen zu Feuchtegraden von 10 % durchgeführt, da eine Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen unzureichend gewesen ist. Dabei handelt es sich um eine Simulation, bei der eine Wassersäule am Boden des Salzbehälters mit einer Höhe von 10 cm angenommen worden ist. Die zugehörigen Simulationsergebnisse sind durch eine Punkt-Verbindungslinie gekennzeichnet. Dieser Simulationsgeometrie wurde eine zusätzliche Paraffinabschirmung hinzugefügt, deren Messergebnisse der dem Diagramm mit der Legendenbezeichnung (zusätzl. Paraffin) zu entnehmen sind.

Grundsätzlich kann als ideales Ergebnis ein linearer Verlauf der Messkurve in logarithmischer Darstellung angenommen werden. Grund hierfür ist die Abschwächung der Neutronenintensität gemäß dem Absorptionsgesetz, dem ein exponentieller Verlauf zugrunde liegt. Die Mechanismen, die hier zu einer Schwächung der Intensität und damit zu einer Minderung der Zählrate mit zunehmendem Abstand zur Neutronenquelle führen, sind die Absorption und die Moderation der Neutronen durch elastische Streuprozesse, die wiederum die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption erhöhen. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass der Absorption im Vergleich zu den Streuprozessen lediglich eine untergeordnete Rolle zugeschrieben werden kann. Dieser Verlauf ist in allen Messreihen, sowohl in den experimentellen als auch in den Simulationskurven ausgeprägt. Die Gründe für eine Abweichung von einem linearen Verlaufen können vielfältig sein. Zu erwähnen ist das Abstandsquadratgesetz, welches näherungsweise berücksichtigt werden muss. Der Detektor und auch die Quelle besitzen eine räumliche Ausdehnung, weshalb die Quelle nur in grober Näherung als punktförmig angenommen werden kann. Hinzu kommt eine mögliche Änderung des Neutronenspektrums aufgrund der verbauten Materialien kombiniert mit einer Neutronennachweiswahrscheinlichkeit des Detektors, die stark von dem Neutronenspektrum abhängt. Weitere Abweichungen von einem

linearen Verlauf werden nachfolgend für die Messreihen verschiedener Feuchtigkeitsgrade im Salz diskutiert.

Die rote Kurve mit kompakter Verbindungslinie zeigt die Messergebnisse der Feuchte von 0,2%. Lediglich bei den Messpunkten mit den Abständen 30 cm und 110 cm liegt eine Abweichung vom linearen Verlauf vor, die nicht mehr im Rahmen der Messunsicherheit liegt. Verifiziert wird diese Aussage durch die Steigung des Punkt-Liniendiagramms. Als Steigung ist nachfolgend die Sekantensteigung zweier Messwerte gemeint. So beträgt die Steigung im Mittel über die Abstände 40 cm bis 100 cm $-0,23$. Die Abnahme der Zählrate bzw. die Steigung der Messpunkte 30 cm bis 40 cm beträgt jedoch $-0,914$ und zwischen 100 cm und 110 cm $-0,0258$. Mögliche Gründe für die Abweichung bei dem 30 cm-Messpunkt können eine Dichteanomalie des Salz-Wasser-Gemisches sein, eine inhomogene Feuchteverteilung im Salz oder eine lückenhafte Abschirmung rückgestreuter moderierter Neutronen aufgrund des Kristallwassergehaltes im Barytbeton. Keine dieser drei Hypothesen kann durch die Betrachtung der einzelnen Messreihe bestätigt oder entkräftet werden.

Auffällig bei der 0,2%-Messreihe ist außerdem, dass sämtliche Zählraten der Simulation höher als die experimentellen Zählraten ausfallen. Die Abweichungen der Simulationsergebnisse von den experimentellen Ergebnissen reichen von 10,1% bei einem Abstand von 90 cm bis 22,5% bei einem Abstand von 40 cm. Im Mittel beträgt die prozentuale Abweichung 17,07%. Dies kann ein Indiz für einen systematischen Fehler in der Simulationsgeometrie sein. Eine Ursache kann auch eine unzureichend genaue Quellgeometrie sein. Wie in Kapitel 5 bereits erwähnt, ist der Aufbau der Neutronenquelle nicht hinreichend genau bekannt und kann somit eine Fehlerquelle sein. So hat eine marginale Dichteänderung des simulierten aktiven Volumens in dem Quellzylinder einen großen Einfluss auf den Neutronenfluss. Eine fälschlich angenommene zu geringe Dichte des Americiumoxid-Berylliumgemisches führt dazu, dass mehr Neutronen emittiert werden im Vergleich zu einem Gemisch mit höherer Dichte. Der Grund hierfür ist nicht etwa die freie Weglänge der Neutronen in der Quellgeometrie, sondern vielmehr die Selbstabsorption der für die Neutronenerzeugung notwendigen α -Teilchen im Targetmaterial. Da die genaue Zusammensetzung des aktiven Materials, die genaue Aktivität und damit auch die Dichte nicht bekannt ist, ist die Annahme einer zu geringen Dichte und damit eine Überschätzung der Zählrate denkbar. Dieser Effekt müsste jedoch Einfluss auf alle Messreihen erhalten, weshalb eine tendenziell zu hohe Zählrate bei allen Ergebnissen zu erwarten wäre. Eine ähnliche Annahme wurde für das Zählrohr als Detektionsmedium getroffen. Der Gasdruck des Zählrohres ist allgemein bekannt, jedoch nicht dessen Unsicherheit und die Temperatur, bei der die Befüllung stattgefunden hat. Desweiteren sind dem ^3He Spuren von Kohlenstoffdioxid als Löschgas beigemischt. Die Simulation basiert auf der Annahme eines reinen Gases, ohne einen Zusatz von Kohlenstoffdioxid. Die Kohlenstoffatome führen durch ihre Stoßprozesse zu einer Minderung der Sensitivität. Eine quantitative Angabe der Kohlenstoffdioxidbeimischung ist nicht bekannt. Es ist allerdings davon auszugehen, dass es sich um eine Beimischung im einstelligen Prozent- oder sogar im Promillebereich handelt. Dies kann ein Grund für die allgemein geringer ausfallenden Zählraten des Experimentes im Vergleich zur Simulation sein, jedoch wird der Einfluss auf den Strahlungstransport aufgrund der geringen Menge als sehr gering eingeschätzt.

Allgemein für die durchgeführten Strahlungstransportrechnungen gilt, dass ein Unterschied zum Experiment durch die in der Simulation verwendeten Wirkungs- und Reaktionsquerschnitte auftreten kann. Kleine Unsicherheiten in den Reaktionsquerschnitten können nach mehreren Wechselwirkungen zu großen Unterschieden zwischen Simulation und Experiment führen. Auch sind häufig keine Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte angegeben.

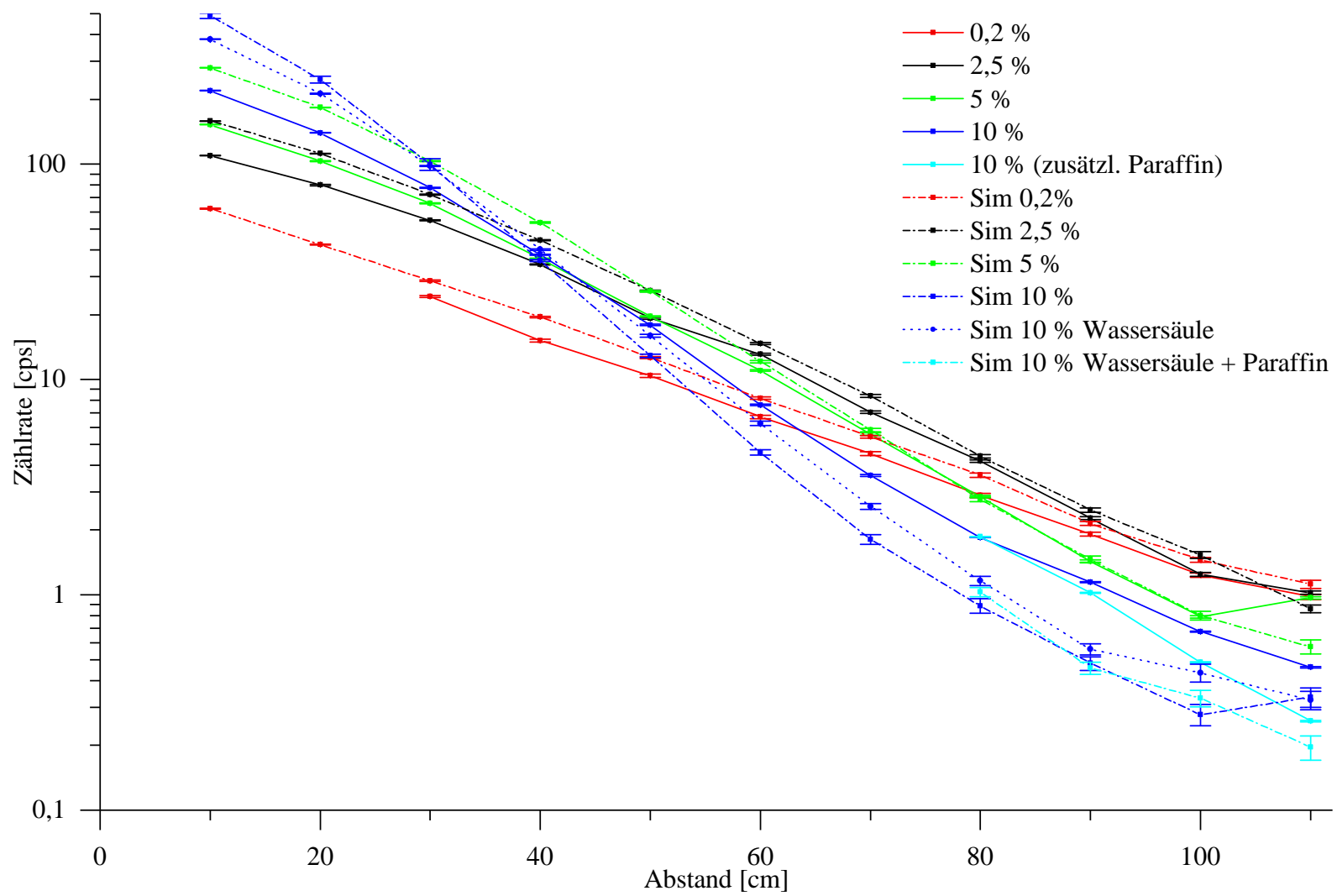


Abbildung 6.1.: Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessungen mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit Feuchten von 0,2 %, 2,5 %, 5 % und 10 % zusammen mit den jeweiligen MCNP-Simulationen.

Ab einer Distanz von 100 cm ist eine geringere Abnahme der Zählrate im Vergleich zum Mittel erkennbar. Dies lässt die Vermutung zu, dass die Abschirmung möglicher Rückstreuneutronen durch das zusätzlich hinzugefügte Wasser zur Neutronenabschirmung und der Abschirmeffekt durch die Steinsalzschiebt im Vergleich zu anderen Messpositionen in der Mitte des Salzbehälters ungenügend ist. Somit ist es möglich, dass unerwünschte, langsame Neutronen den Weg wiederum in den Aufbau zum Zählrohr zurück finden und für einen Anstieg der Zählrate sorgen.

Die Punkt-Linien-Verbindungsline in schwarz zeigt die experimentellen Ergebnisse der Messungen mit einer Feuchte von 2,5 % und die Kurve mit der Punkt-Strich-Verbindungsline die zugehörigen Simulationsergebnisse. Im Vergleich zu den Ergebnissen der 0,2 %-Reihe ist ein linearer Verlauf sowohl bei den experimentellen Ergebnissen, als auch bei den Simulationsergebnissen weitaus weniger stark ausgeprägt. Vielmehr kommt es bei den Kurzdistanz-Messpunkten ab einem Abstand von 50 cm zu einem Abflachen der Kurve, hingegen ab einem Abstand von 60 cm zu einem stärkeren Abfall der Zählrate im Vergleich zur roten Kurve. Auch hier ist die Simulationskurve im Vergleich zur Messkurve mit einer höheren Zählrate vertreten. Die Differenz der Kurven ist jedoch nicht konstant, sondern verringert sich mit zunehmendem Abstand. Die Zählraten nähern sich an, bis die Zählrate der Simulation bei 110 cm sogar unter die Rate der experimentellen Messung fällt. Die prozentualen Abweichungen der Simulation von den experimentell erhaltenen Werten reichen von 5,2 % bei Distanz 80 cm bis 30,8 % bei einem Abstand von 10 cm. Die prozentuale Abweichung im Mittel beträgt 19,06 %. Die mittlere prozentuale Abweichung ist damit um 1,99 % größer im Vergleich zur Messreihe der 0,2 %-Feuchte.

Die Steigung der experimentell erstellten Kurve beträgt über den gesamten Messbereich von 10 cm bis 110 cm $-1,09$. Die Steigung der Simulationskurve fällt mit $-1,58$ deutlich größer aus. Grund dafür sind insbesondere die höheren Zählraten von 10 cm bis 60 cm im Vergleich zum Experiment. Bei weiterer Betrachtung fällt auf, dass die Zählrate im Vergleich zum Mittel bei beiden Kurven bis 30 cm geringer ist, der Verlauf der Kurven bis 100 cm deutlich steiler abfällt und wiederum bei der experimentellen Kurve bis zum Messpunkt bei 110 cm ansteigt. Mit zunehmender Feuchte nimmt die Masse des im Salzbehälter befindlichen gleichbleibenden Volumens zu und damit ebenfalls die Dichte. Mit zunehmender Massendichte steigt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Neutrons im Streumedium. Es folgt eine Reduzierung der freien Weglänge des Neutrons im Vergleich zum Streumedium niedrigerer Dichte. Verantwortlich dafür ist der im Vergleich höhere Wasserstoffgehalt im Streumedium. Aufgrund der ähnlichen Massen von Neutron und Wasserstoffkern kommt es zu einem maximalen Energieübertrag im Stoßprozess. Dies ist ein Grund für den stärkeren Abfall der Kurve, besonders im Messbereich der mittleren Abstände im Behälter. Nach hinreichend vielen Stoßprozessen besitzen die Neutronen nicht mehr genügend kinetische Energie, um den Weg zum Detektor zurückzulegen und werden vor dem Erreichen und der Möglichkeit der Wechselwirkung mit dem Zählrohr im Salz-Wasser-Gemisch absorbiert. Gleichzeitig besteht jedoch die Möglichkeit der besseren Moderation/Bremmung der Neutronen auf thermische Energien. Dies erklärt die höhere Zählrate im Kurzdistanzmessbereich bis zu 30 cm Abstand. Mit weiterer Wasserzugabe und der damit verbundenen Erhöhung des Wasserstoffgehalts wird dieser Effekt verstärkt. Eine stärkere Erhöhung der Zählrate im Kurzdistanzmessbereich und eine weitere Verringerung der Zählrate ab 80 cm Abstand ist zu erwarten.

Eine Erhöhung des Wassergehaltes führt somit zu einer besseren Moderation der Neutronen. Daraus folgend ist ein Anstieg der Zählrate zu erwarten, da der Detektor besonders empfindlich für langsame Neutronen ist. Zu erkennen ist dieser Trend insbesondere bei den Messergebnissen kurzer Abstände. Bei den hinteren Messpositionen kommt es jedoch verstärkt zu einem

Sinken der Zählrate. Zum einen, wie bereits erwähnt, durch die gesteigerte Interaktion zwischen Neutron und Wasserstoffkern, zum anderen sind jedoch die Isotope ^{23}Na , ^{35}Cl und ^{37}Cl recht starke Absorber für langsame Neutronen. Mit einem höheren Wassergehalt steigt somit gleichzeitig auch die Wahrscheinlichkeit einer Absorption durch die drei genannten Isotope. Dies führt zu dem Effekt, dass ein höherer Feuchtegehalt, der typischerweise zu einer höheren Zählrate führen soll, insbesondere bei den hinteren Messpositionen zu einer geringeren Zählrate führt. Dieser Effekt ist bei allen weiteren Mess- und Simulationskurven erkennbar.

Die grün dargestellten Kurven beschreiben den Verlauf der Mess- und Simulationskurven für die 5 %-Feuchte. Auch hier liegt die Zählrate der Simulationskurve von 10 cm bis 70 cm über dem Niveau der experimentellen Ergebnisse. Auch ist hier eine Annäherung der Zählrate von der Simulation an die Experimentalkurve erkennbar. Die Steigung der Simulationskurve bis 70 cm beträgt $-4,57$, die Steigung der Experimentalkurve lediglich $-2,45$. Die prozentualen Abweichungen der Zählraten reichen von $1,2\%$ bis $68,1\%$ und betragen im Mittel $24,4\%$. Die größten Abweichungen bestehen bei den Werten der Abstände von 10 cm bis 60 cm. Die Abweichungen betragen der Reihenfolge nach $45,4\%$, $43,5\%$, $36,5\%$, $32,6\%$, $23,4\%$ und $9,1\%$. Die Abweichung bei 110 cm bildet mit $68,1\%$ den Spitzenwert. Über die Gründe der anfänglichen großen Abweichung der Simulation von dem Experiment lassen sich weiterhin nur Vermutungen anstellen. Eine Ursache könnte eine gesteigerte Moderation der Neutronen in der Simulation durch die „statische“ Abschirmung vor Rückstreuneutronen sein. Es ist möglich, dass diese die Realität nicht ausreichend gut abbildet. Dass die Steigung der Kurve von 10 cm bis 30 cm zunimmt, spricht für einen anfänglich geringeren Moderatoreffekt und später für eine Überlagerung des Moderatoreffekts durch die Wasserabschirmung und den Wassergehalt im Steinsalz.

Bei den Mess- und Simulationswerten von 70 cm bis 100 cm kann von einer sehr guten Übereinstimmung gesprochen werden. Die Mess- und Simulationspunkte überlagern sich im Rahmen ihrer Unsicherheiten. Dieser Sachverhalt entkräftet jedoch die Vermutung zur $0,2\%$ Messkurve, dass die in Gänze höheren Raten der Simulation im Vergleich zu den Experimentalwerten auf eine zu hoch abgeschätzte Quellstärke zurückzuführen sind. Dennoch kann die Unkenntnis über die Quelldefinition nicht zurückgewiesen werden. Der Messwert bei einer Distanz von 110 cm liegt auf einem Niveau, welches mit den Zählraten der roten und schwarzen Kurven vergleichbar ist, während die Simulation von einer weiteren Senkung der Zählrate von 100 cm auf 110 cm ausgeht. Dies spricht für einen aufbaubedingten Fehler. Der Grund für einen Anstieg der Zählrate bei 5 % Feuchte und ansonsten einer Abflachung aller weiteren Kurven ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine mangelhafte Abschirmung gegenüber Rückstreuneutronen zurückzuführen. Eine 10 cm starke Salzsicht und eine Abschirmung aus mit Wasser gefüllten Kautexflaschen scheint für eine Abschirmung nicht optimal zu sein. Um diese Hypothese zu bestätigen, wurden sowohl Messungen als auch Simulationen mit zusätzlicher Abschirmung aus Paraffin durchgeführt. Da die niedrigsten Zählraten bei Messungen der Feuchte von 10 % anzunehmen waren, wurde sich für eine erneute Messung des 10 % Aufbaus entschieden.

Die blau dargestellten Kurven zeigen die 10 %-Messungen und Simulationen. Die Kurve mit kompakter Verbindungslinie zeigt die experimentellen Ergebnisse, die Kurve mit der Punkt-Strich-Verbindungslinie die Simulation mit einer homogen verteilten Feuchte im Salzbehälter. Die Kurve mit der Punkt-Verbindungslinie zeigt Simulationsergebnisse der abgeschätzten Zwei-Phasen-Geometrie aus Wassersäule und darüber befindlicher Salzfraktion im Salzbehälter. Die Steigung der Simulationskurven ist, wie zu erwarten, die größte im Vergleich zu den bisher erläuterten Kurven. Mit einem Wert von $-4,88$ bildet die Simulationskurve der homogenen 10 %-Verteilung den Spitzenwert, gefolgt von $-3,8$ bei der Zwei-Phasen-Simulation. Wie zu erwarten, fällt die Steigung der Ergebnisse der homogenen Verteilung am negativsten aus. Zu erwähnen ist zudem der Schnittpunkt der Simulationskurven. Während die Simulati-

onsergebnisse bei einem Abstand von 30 cm im Rahmen der Unsicherheit deckungsgleich sind und sich mit steigendem Abstand wieder voneinander entfernen, findet ein Schnittpunkt der Simulationskurven mit der Experimentalkurve erst bei einem Abstand von 40 cm statt. Während bei der Simulation der homogenen Verteilung eine konstante Steigung im Bereich von 20 cm bis 70 cm mit einem Wert von $-2,45$ vorliegt, ist der Bereich der Steigungskonstanz bei der realitätsnäheren Zwei-Phasen-Simulation von 20 cm bis 90 cm mit einer Steigung von $-1,62$ gegeben und stärker ausgeprägt. Ab 90 cm verringert sich die Steigung und nimmt einen Wert von $-0,01$ an. Es kann hierbei fast von einer Stagnation der Zählrate gesprochen werden. Die Simulationsgeometrie der homogenen Feuchteverteilung ergibt sogar einen positiven Anstieg der Zählrate, sodass die Simulationsergebnisse sich im Rahmen der Unsicherheit bei 110 cm gleichen. Bei der Experimentalkurve kann von keiner konstanten Steigung gesprochen werden. Wie bei 2,5 % und 5 % Feuchte zuvor ebenfalls, nimmt die Steigung des Graphen mit zunehmendem Abstand zur Quelle zu, bis der Verlauf ab einem Abstand von 80 cm abflacht. Zu einer Erhöhung der Zählrate wie bei 5 %, kommt es nicht.

Um die Abflachung der Zählratenverläufe ab einer Distanz von 90 cm durch eine unzureichende Abschirmung rückgestreuter Neutronen zu begründen, wurde die hellblaue Kurve mittels verstärkter Paraffinabschirmung aufgenommen und simuliert. Die Ergebnisse sind ein eindeutiger Beleg für die Existenz von Rückstreuneutronen, da der Verlauf der Zählrate keinen Anstieg zeigt ab einem Abstand von 100 cm und die Zählrate bei einem Abstand von 110 cm den niedrigsten experimentell gemessenen Wert von $0,26$ cps annimmt. Dieser Sachverhalt zeigt deutlich, dass der Anstieg der Zählraten der Messgeometrie geschuldet ist. Zudem zeigen die Ergebnisse, dass eine stärkere Salzsicht als Abschirmung unerwünschter Rückstreuneutronen, wie sie in der Mitte des Salzbehälters vorliegt, bereits ausreicht. Indiz ist hier die Zählrate der hellblauen Kurve des Messpunktes 80 cm. Die Zählrate der Messung mit und ohne zusätzlichem Paraffin sind unter Berücksichtigung der Unsicherheit gleich. Die zeigt, dass hier ein verminderter Einfluss unerwünschter Rückstreuneutronen vorliegt.

Der Verlauf der hellblauen Simulationskurve ähnelt in Bezug auf Steigung der Simulationskurve ohne zusätzlicher Paraffinabschirmung. Lediglich der letzte Messabschnitt von 100 cm bis 110 cm unterscheidet sich in der Steigung des Graphen. Die hellblaue Kurve besitzt eine negativere Steigung von $-1,35$ im Vergleich von $-1,1$ zur Kurve ohne Abschirmung.

Bei einem Aufbau größerer Dimension des Salzbehälters oder stärkerer Abschirmung ist ein linearer Verlauf zu erwarten. Die lineare Weiterführung der Zählrate auf ein Minimum lässt ein nahezu ideales Messergebnis für die verwendete Messanordnung vermuten.

Sowohl die experimentellen, als auch die Simulationsergebnisse zeigen eine Abhängigkeit der Zählrate in einigen Messpositionen. Für eine Beurteilung der Ergebnisse mit Blick auf eine Eignung zur Feuchtebestimmung im Nahfeld eines Endlagerbehälters sind die hinteren Messpositionen von besonderer Bedeutung. Bei dem Abstand von 100 cm ist eine klare Abhängigkeit der Zählrate vom Feuchtegehalt erkennbar. Es ist ein großer Unterschied zwischen den Zählraten des trockenen Salzes und des feuchten Salzes mit einem Wassergehalt von 10 % erkennbar, jedoch nur ein geringer Unterschied in den Zählraten zwischen trockenem Salz und Salz mit den Feuchten von 2,5 % und 5 %. Auch lässt sich mit der Betrachtung sämtlicher Messergebnisse folgern, dass die Datenpunkte der Messpositionen 20 cm, 30 cm und 40 cm unter dem Einfluss von rückgestreuten Neutronen entstanden sind. Hier hat der Barytbeton, dessen Zusammensetzung ebenfalls nicht genau bekannt ist, einen größeren Einfluss aufgrund der unzureichenden Wasserabschirmung im Vergleich zu den mittleren Messpositionen. Dies gilt ebenfalls, wie schon erwähnt, für die Messdaten des Abstandes von 110 cm.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, einen möglichen Wassereintrich und damit einen steigenden Wassergehalt in einem aus Steinsalz als Wirtsgestein bestehenden potentiellen Endlager für hochradioaktive Abfallstoffe in einem Laborexperiment zu messen und die erhaltenen Ergebnisse mithilfe von MCNP-Simulationsrechnungen zu bestätigen. Das Monitoring von Endlagerbehältern im Streckenlagerungskonzept im Wirtsgestein Steinsalz galt hierbei als Motiv.

Die Ergebnisse zeigen, dass grundsätzlich eine Messung von Neutronen durch Gasproportionalzählrohre mit neutronensensitiver Gasfüllung im Nahfeldbereich eines Endlagerbehälters zu einer von Null verschiedenen Zählrate führt und dadurch ermöglicht wird. Die Ergebnisse zeigen ebenfalls einen Einbruch der Zählrate mit zunehmender Feuchtigkeit. Somit ist zudem gezeigt, dass dies als Indikator für eine (ungewollte) Veränderung der Umgebungsparameter dienen kann. Die Möglichkeit des Monitorings mithilfe einer in-situ-Feuchtigkeitsmesssonde ist somit bewiesen.

Sowohl die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit als auch die simulativ gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass eine Übereinstimmung von Experiment und Simulation möglich ist. Voraussetzung für eine gute Übereinstimmung ist jedoch eine genaue Kenntnis der Umgebungsparameter. Eine lückenlose Übereinstimmung von Experiment und Simulation konnte diese Arbeit nicht leisten. Die Gründe dafür sind vielfältig. Die Fehlerquellen sind die unzureichende Kenntnis über den Quellaufbau- und die Stärke, sowie die bereits erläuterten Vereinfachungen und Annahmen der Simulationsgeometrie in Materialzusammensetzung und Konstruktion. Die Ergebnisse zeigen jedoch auch, dass mit hinreichender Kenntnis aller Parameter eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse möglich ist.

Bei einem Monitoring im Endlager kann von einem vernachlässigbaren Einfluss von Rückstreuneutronen ausgegangen werden. Dies ist in den Ausmaßen des vorhandenen Salzvolumens begründet. Es sind keine weiteren Maßnahmen zur Abschirmung etwaiger Neutronen notwendig, sodass eine Abschirmung ebenfalls nicht unzureichend ausfallen kann. Die Folge wäre ein linearer Verlauf der Zählrate mit zunehmendem Abstand zur Neutronenquelle. Ein abflachender Verlauf oder gar ein Anstieg der Zählrate mit zunehmendem Abstand ist damit ausgeschlossen. Dies belegt ebenfalls die Messreihe mit aufgestockter Paraffinabschirmung. Außerdem ist davon auszugehen, dass die Zählraten bei einem Versuchsaufbau größerer Dimension nach unten korrigiert werden können, da mögliche Störfaktoren und Einflüsse weitaus geringer ausfallen werden. Zur Überprüfung dieses Sachverhalts bietet sich ein Versuchsaufbau mit deutlich größerer Salzmenge an. Die Dimensionen dieses Versuchsaufbaus beliefen sich jedoch auf dem maximal Durchführbaren.

Somit hat diese Arbeit gezeigt, dass der Einsatz von Neutronenproportionalzählrohren zur in-situ-Bestimmung der Neutronenzählrate in Kombination zu simulierten Feuchten im Endlager eine Möglichkeit zur Bestimmung der Feuchte im Salz und damit ein Indikator für einen Wassereintrich im Endlager sein kann. Somit existiert eine weitere Möglichkeit der Nahfeldüberwachung im Endlagerkontext. In wie weit diese Methode zum Einsatz kommen wird oder gar welcher Stellenwert ein Feuchtigkeitseinbruch im Salz-Endlager zukommen wird, ist nach jetzigem Stand nicht absehbar und bleibt die nächsten Jahrzehnte abzuwarten.

Literatur

- [AH71] M. E. Anderson und M. R. Hertz. »Thick Target Yields for the $^9\text{Be}(\alpha, n)$ Reaction«. In: *Nuclear Science and Engineering* 44.3 (1971), S. 437–439.
- [AL92] K. Almenas und R. Lee. *Nuclear Engineering: An Introduction*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1992.
- [Ame79] Amersham Buchler. *Technisches Bulletin 76/7: Neutronenquellen: Americium-241/Beryllium und Californium-252*. Hrsg. von Amersham Buchler GmnH & Co KG. 1979.
- [Bad+56] M. Bader u. a. »Stopping Cross Section of Solids for Protons, 50-600 keV«. In: *Physical Review* 103.1 (1956), S. 32–38.
- [BCS50] D. J. Belcher, T. R. Cuykendall und H. S. Sack. »The measurement of soil moisture and density by neutron and gamma-ray scattering: Technical development report no. 127«. In: *Civil aeronautics administration technical development and evaluation center* (1950).
- [Bun07] Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe. *Endlagerung radioaktiver Abfälle in Deutschland: Untersuchung und Bewertung von Regionen mit potenziell geeigneten Wirtsgesteinsformationen*. Hrsg. von Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe. Hannover/Berlin, 2007.
- [Bun17] Bundesamt für kerntechnische Entsorgungssicherheit. *Gesetz zur Suche und Auswahl eines Standortes für ein Endlager für hochradioaktive Abfälle (Standortauswahlgesetz: StandAG. 20.07.2017)*.
- [Byr13] James Byrne. *Neutrons, Nuclei and Matter: An Exploration of the Physics of Slow Neutrons*. Dover Books on Physics. Newburyport: Dover Publications, 2013.
- [CB83] S. Cierjacks und H. H. Barschall, Hrsg. *Neutron sources: For basic physics and applications*. Bd. 2. Neutron physics and nuclear data in science and technology. Oxford: Pergamon Press, 1983.
- [CMR54] L. Cranberg, R. L. Mills und T. R. Roberts. *LA-1853 Total neutron cross section of ^3He* . Hrsg. von Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California. Los Alamos, New Mexico, 1954.
- [DH79] Birgit Dörschel und Lieselott Herforth. *Neutronen-Personendosimetrie*. Bd. 7. Physikalische Reihe. Basel und s.l.: Birkhäuser Basel, 1979.
- [DIN00] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. *Begriffe in der radiologischen Technik Teil 2: Strahlungsphysik*. Berlin, Juli 2000.
- [DIN13] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. *Klassifikation von Abschirmbetonen nach Elementanteilen – Teil 1: Abschirmung von Neutronenstrahlung*. Berlin, April 2013.
- [DIN15] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. *Begriffe der Kerntechnik, nur auf CD-ROM*. Berlin, April 2015.
- [DIN16] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. *Winterdienstausrüstung-Enteisungsmittel-Teil1: Natriumchlorid-Anforderungen und Prüfverfahren; Deutsche Fassung EN 16811-1:2016*. 10.2016.
- [DS] K. Russel DePriest und Karen C. Saavedra. *MatMCNP: A Code for Producing Material Cards for MCNP*. Hrsg. von Sandia National Laboratories. Albuquerque, New Mexico 87185 und Livermore, California 94550.

- [Fis+97] Heinz-Martin Fischer u. a. *Lehrbuch der Bauphysik: Schall / Wärme / Feuchte / Licht / Brand / Klima*. 4., neubearbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 1997.
- [FMS09] Albert Furrer, Jöel Mesot und Thierry Strässle. *Neutron scattering in condensed matter physics*. Bd. 4. Series on neutron techniques and applications. Singapore: World Scientific, 2009.
- [Fod71] Anthony Foderaro. *The elements of neutron interaction theory*. Cambridge, Mass.: MIT Press, 1971.
- [GM65] J. H. Gibbons und R. L. Macklin. »Total Cross Section for $\text{Be9}(\alpha, n)$ «. In: *Physical Review* 137.6B (1965), B1508–B1509.
- [Gre81] Emmet Lewis Greacen, Hrsg. *Soil water assessment by the neutron method*. (Melbourne): CSIRO Australia, (1981).
- [Gro79] Gudmar Grosshoeg. »Neutron ionization chambers«. In: *Nuclear Instruments and Methods* 162.1-3 (1979), S. 125–160.
- [HDY17] G. Hale, D. Dodder und P. Young, Hrsg. *JEFF-3.3 - Joint Evaluated Fission and Fusion File*. 2017.
- [Hol81] N. E. Holden. *Neutron capture cross section standards for BNL 325, Fourth Edition*. 1981.
- [Int] International Organization for Standardization. *Reference neutron radiations — Part 1: Characteristics and methods of production*.
- [Int04] International Atomic Energy Agency, Hrsg. *Fusion Evaluated Nuclear Data Library (FENDL-2.1)*. 2004.
- [Kno10] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. 4. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2010.
- [Kra88] Kenneth S. Krane. *Introductory nuclear physics*. Rev. ed., [Nachdr.] Hoboken, NJ: Wiley, 1988.
- [Küh59] W. Kühn. »Feuchtigkeitsbestimmung durch elastische Streuung schneller Neutronen«. In: *Atompraxis* 5 (1959), S. 133–137.
- [KW16] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. 1. Aufl. 2016. Berlin und Heidelberg: Springer Spektrum, 2016.
- [Lei50] H. Leitmeier. *Einführung in die Gesteinskunde*. Vienna und s.l.: Springer Vienna, 1950.
- [Lor73] Edgar A. Lorch. »Neutron Spectra of $^{214}\text{Am}/\text{B}$, $^{241}\text{Am}/\text{Be}$, $^{241}\text{Am}/\text{F}$, $^{242}\text{Cm}/\text{Be}$, $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ and ^{252}Cf isotopic neutron sources«. In: *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes* 24.10 (1973), S. 585–591.
- [Mar+60] J. B. Marion u. a. »Fast Neutron Physics: Part 1, Techniques«. In: *Physics Today* 13.8 (1960), S. 36–38.
- [MCC+] R. J. MCConn Jr. u. a. *Compendium of Material Composition Data for Radiation Transport Modeling*. Hrsg. von Pacific Northwest National Laboratory.
- [MRG12] Kurt Mengel, Klaus-Jürgen Röhlig und Horst Geckeis. »Endlagerung radioaktiver Abfälle: Die Wirtsgesteine: Tonstein, Granit, Steinsalz«. In: *Chemie in unserer Zeit* 46.4 (2012), S. 208–217.
- [MS06] Andreas W. Momber und Rolf-Rainer Schulz. *Handbuch der Oberflächenbearbeitung Beton: Bearbeitung ; Eigenschaften ; Prüfung*. 1. Aufl. Bauhandbuch. s.l.: Springer-Verlag, 2006.
- [PG97] D. N. Poenaru und Walter Greiner. *Experimental techniques in nuclear physics*. Berlin: Walter de Gruyter, 1997.

-
- [RB56] O. J. C. Runnalls und R. R. Boucher. »NEUTRON YIELDS FROM ACTINIDE-BERYLLIUM ALLOYS«. In: *Canadian Journal of Physics* 34.9 (1956), S. 949–958.
- [Rei+91] Doug Reilly u. a. *Passive nondestructive assay of nuclear materials*. Springfield, VA: US Department of Commerce, National Technical Information Service, 1991.
- [RGM12] Klaus-Jürgen Röhlig, Horst Geckeis und Kurt Mengel. »Endlagerung radioaktiver Abfälle: Fakten und Konzepte«. In: *Chemie in unserer Zeit* 46.3 (2012), S. 140–149.
- [SLM15] Joachim Stahlmann, Rocio Leon-Vargas und Volker Mintzlaff. *ENTRIA-Arbeitsbericht-03 Generische Tiefenlagermodelle mit Option zur Rückholung der radioaktiven Reststoffe: Geologische und Geotechnische Aspekte für die Auslegung: Vertikalprojekt 6: Einlagerung in tiefe geologische Formationen mit Vorkehrung zur Überwachung und Rückholbarkeit*. Braunschweig, 2015.
- [SMG15] Joachim Stahlmann, Christian Missal und Andreas Gährken. »Interaktionen zwischen Abdichtungsbauwerk und Wirtsgestein im Steinsalz«. In: *Bautechnik* 92.5 (2015), S. 370–376.
- [Sow+70] M. G. Sowerby u. a. »The ratio of the $6\text{Li}(n, \alpha)$ to $10\text{B}(n, \alpha)$ cross-sections from 10 eV TO 80 keV and recommended values of the $10\text{B}(n, \alpha)$ cross-section«. In: *Journal of Nuclear Energy* 24.6 (1970), S. 323–336.
- [Squ12] Gordon Leslie Squires. *Introduction to the theory of thermal neutron scattering*. Third edition. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.
- [SSS14] Susha Lekshmi S.U., D. N. Singh und Maryam Shojaei Baghini. »A critical review of soil moisture measurement«. In: *Measurement* 54 (2014), S. 92–105.
- [SVM16] Joachim Stahlmann, Rocio Leon Vargas und Volker Mintzlaff. »Geotechnische und geologische Aspekte für Tiefenlagerkonzepte mit der Option der Rückholung der radioaktiven Reststoffe«. In: *Bautechnik* 93.3 (2016), S. 141–150.

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Konzeptionelles Modell der Streckenlagerung in einem Tiefenlager für hochradioaktive Abfallstoffe mit Rückholoption [SMG15]	6
1.2.	Schematisches Diagramm möglicher Anwendungen des Neutron Moisture Meters. In Anlehnung an [Gre81]	8
2.1.	Spektrum der Neutronenenergien verknüpft mit der De Broglie Wellenlänge und der Geschwindigkeit von Neutronen. Die Energieklassifizierung erfolgt nach DIN 25401 [DIN15] (schwarz) und nach DIN 6814-2 [DIN00] (orange).	11
2.2.	Darstellung des differentiellen Streuquerschnitts nach [Squ12].	14
2.3.	Labor- und Schwerpunktsystem	19
2.4.	Energieleveldiagramm der ^9Be Neutronen-Erzeugungsreaktion	28
2.5.	Neutronenerzeugungsquerschnitt aus massiven Berylliumtargets	29
2.6.	Spektrum der ^{241}Am - ^9Be - (α, n) -Quelle nach [Int]. Messdaten und Erklärungen zur Darstellung sind dem Abschnitt A zu entnehmen.	30
2.7.	^{241}Am - ^9Be - (α, n) -Neutronenquellenkapsel nach [Ame79]	31
3.1.	Charakteristik der Proportionalzählrohre	36
3.2.	$^3_1\text{He}(n, p)$ - und $((n, d))$ -Reaktionsquerschnitt, elastischer Streuquerschnitt sowie der totale Wirkungsquerschnitt aller zuvor genannter Wirkungsquerschnitte [Int04]	38
3.3.	Spektrum des verwendeten He-3 Zählrohres	39
3.4.	Schematischer Aufbau eines Gaszählrohres zur Verdeutlichung möglicher Wandeffekte	39
3.5.	Wirkungs- und Reaktionsquerschnitte des ^{10}B [HDY17]	41
3.6.	Spektrum des verwendeten Bortrifluorid-Zählrohres	42
3.7.	Schematischer Aufbau der Detektorelektronik und Benennung der verwendeten Komponenten	43
3.8.	Darstellung der Spektren mit verschiedenen Integrationszeiten des Hauptverstärkers	44
4.1.	Schnittdarstellung des Endlagerbehälters	47
4.2.	Schnittzeichnung des Salzbehälters	49
4.3.	Konstruktion des Sondenhalters	49
4.4.	Gesamtaufbauskizze des Experimentalaufbaus ohne Rückstreuneutronenabschirmung und Zählrohr.	52
5.1.	x-z-Schnittansicht der gesamten Simulationsgeometrie bei $y = 0$	59
5.2.	x-y-Schnittansicht der gesamten Simulationsgeometrie bei $z = 0$	60
5.3.	x-y-Schnittansicht bei $z = 26$ cm	60
5.4.	x-y-Schnittansicht	61
5.5.	x-z-Schnittansicht	61
5.6.	x-z-Schnittansicht mit y-Komponente $y = -20$ cm	62
5.7.	x-z-Schnittansicht	62
5.8.	x-z-Schnittansicht	63

5.9.	x-y-Schnittansicht bei $z = 0$	64
6.1.	Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessungen mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit Feuchten von 0,2 %, 2,5 %, 5 % und 10 % zusammen mit den jeweiligen MCNP-Simulationen.	69
A.1.	Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessung mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 0,2 % zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation. . .	85
A.2.	Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessung mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 2,5 % zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation. . .	86
A.3.	Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessung mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 5 % zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation. . .	87
A.4.	Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessungen mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 10 % zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation. . .	88
A.5.	Raumplan des Versuchslaboratoriums	90
A.6.	Fotografie des gefüllten, aber offenen Salzbehälters	100

Tabellenverzeichnis

1.1.	Eigenschaften potenzieller Wirtsgesteine mit Relevanz für ein Endlager [SMG15; Bun07]	3
1.2.	Allgemeine Spezifikationen weit verbreiteter Bodenfeuchte-Messsonden. θ bezeichnet hier den volumetrischen Wassergehalt. [SSS14]	9
3.1.	$1/\nu$ (n, α) und (n, p) Reaktionen nach [Hol81]	34
4.1.	Legierungsbestandteile zur Verfügung gestellter Bleiziegel. Werte wurden ermittelt mithilfe von mobiler Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)	46
4.2.	Legierungsbestandteile der verwendeten Stahlziegel. Werte wurden ermittelt mithilfe von mobiler Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)	47
4.3.	Legierungsbestandteile der verwendeten Aluminiumteile.	48
4.4.	Messergebnisse der experimentellen Feuchtemessung durch die Bestimmung der Neutronenfluenz mit Feuchten von 0,2 %, 2,5 %, 5 % und 10 % sowie 10 % mit zusätzlichem Paraffin zur besseren Abschirmung von Rückstreuneutronen. . .	53
5.1.	MCNP-Simulationsergebnisse der Messreihen	64
5.2.	MCNP-Simulationsergebnisse der Messreihen mit zusätzlich simulierter Wassersäule und verstärkter Paraffinabschirmung	65
A.1.	Messdaten des Am-Be-Spektrums	84

A. Erläuterungen und Ergänzungen

A.1. Spektrum der ^{241}Am - ^9Be – (α, n) -Quelle

Abbildung 2.6 zeigt das Spektrum der in dieser Arbeit verwendeten ^{241}Am - ^9Be – (α, n) -Quelle. Sind Spektren als kontinuierliche Funktionen gegeben, wird im Allgemeinen die Spektrale Quellstärke $B_E = dB/dE$ gegenüber der Neutronenenergie E aufgetragen bei linearer Skalierung oder $dB/d(\ln E/E_0)$ falls die Energie logarithmisch aufgetragen wird. Die logarithmische Skalierung ist auch als Lethargieplot bekannt. Der Parameter E_0 ist dabei willkürlich zu setzen. Er dient zur Definition des Arguments des Logarithmus mit der Dimension 1. Unter Berücksichtigung, dass $d(\ln x) = dx/x$ ist, folgt $dB/d(\ln E/E_0) = E \cdot dB/dE = E \cdot B_E$. Mit diesen Verknüpfungen können Spektren so dargestellt werden, dass gleiche Flächen unter der Kurve gleiche Quellstärkenverhältnisse widerspiegeln. Es folgt

$$\int_{E_1}^{E_2} B_E(E) \cdot dE = \int_{E_1}^{E_2} E \cdot B_E(E) \cdot (dE/E). \quad (\text{A.1})$$

Für die Darstellung der Ordinate gilt explizit

$$E_n \cdot B_E = B_i / \ln(E_{i+1}/E_i) \quad (\text{A.2})$$

mit den nachfolgend in der Tabelle A.1 aufgeführten Werten.

Tabelle A.1.: Messdaten des Am-Be-Spektrums

E [MeV]	BeE [1/s]	E [MeV]	BeE [1/s]
4,14E-07	0,00115	5,47	0,61849
0,11	0,0304	5,68	0,56742
0,33	0,06356	5,89	0,49631
0,54	0,08554	6,11	0,50307
0,75	0,09719	6,32	0,59618
0,97	0,1092	6,54	0,57902
1,18	0,11582	6,75	0,53204
1,4	0,12521	6,96	0,53985
1,61	0,1566	7,18	0,58276
1,82	0,19542	7,39	0,64086
2,04	0,21943	7,61	0,67594
2,25	0,24119	7,82	0,63774
2,47	0,27942	8,03	0,53277
2,68	0,37392	8,25	0,38511
2,9	0,50921	8,46	0,25397
3,11	0,56472	8,68	0,1782
3,32	0,53926	8,89	0,15013
3,54	0,53272	9,11	0,16718
3,75	0,52622	9,32	0,22709
3,97	0,52187	9,53	0,27385
4,18	0,58346	9,75	0,25904
4,39	0,65032	9,96	0,19655
4,61	0,68917	10,2	0,19054
4,82	0,7461	10,4	0,14595
5,04	0,7447	10,6	0,08078
5,25	0,66747	10,8	–

A.2. Messergebnisse im Detail

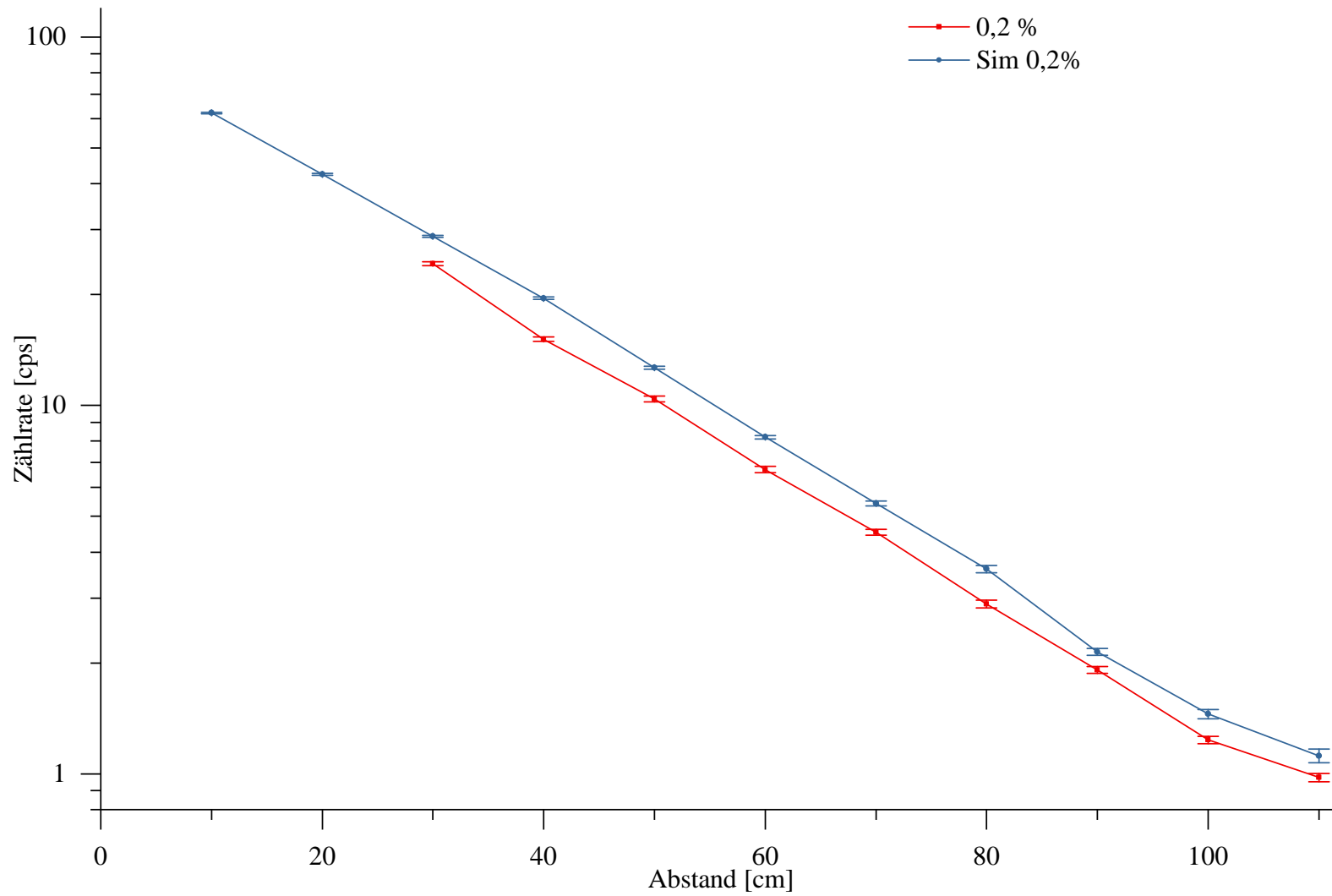


Abbildung A.1.: Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessung mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 0,2 % zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation.

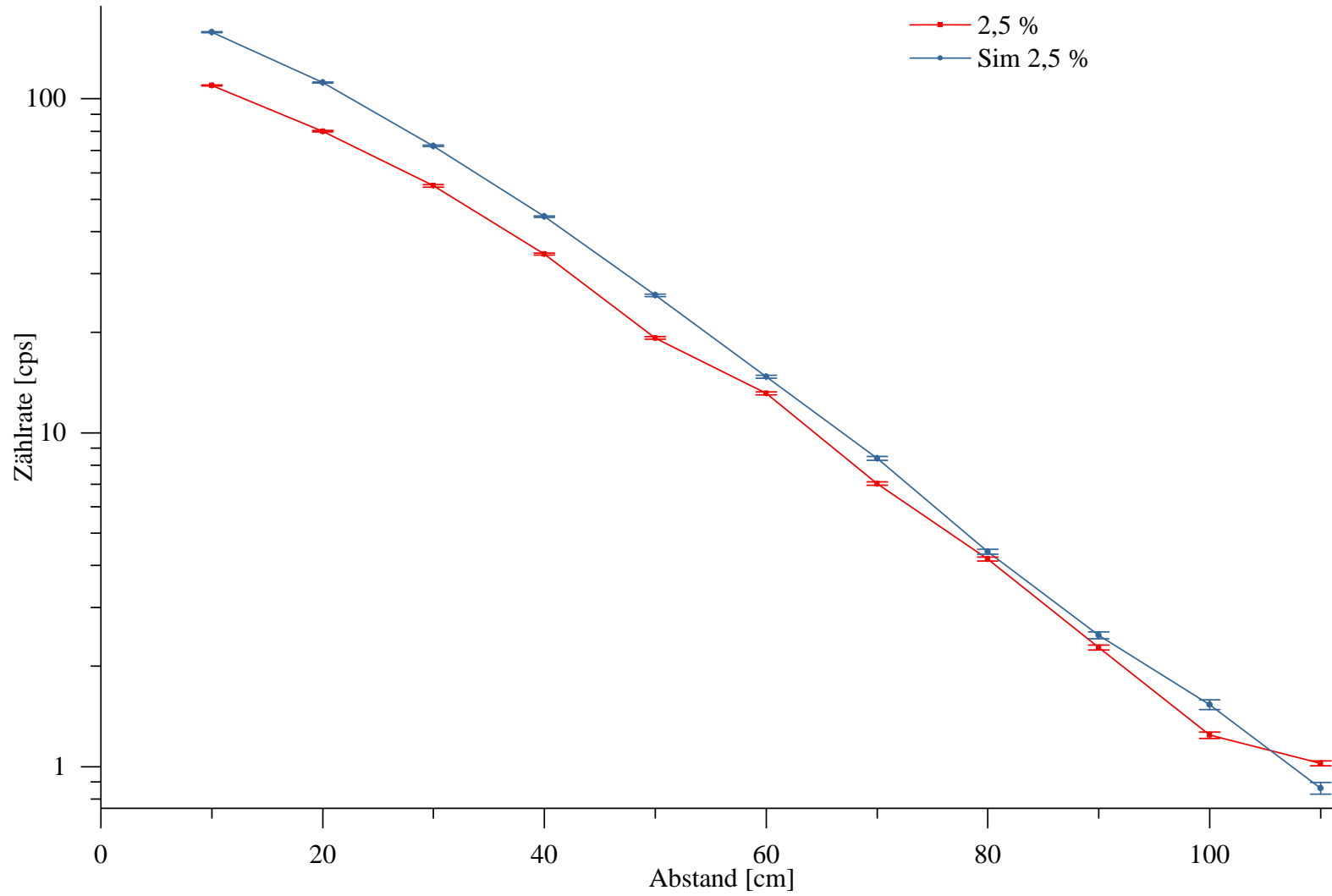


Abbildung A.2.: Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessung mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 2,5 % zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation.

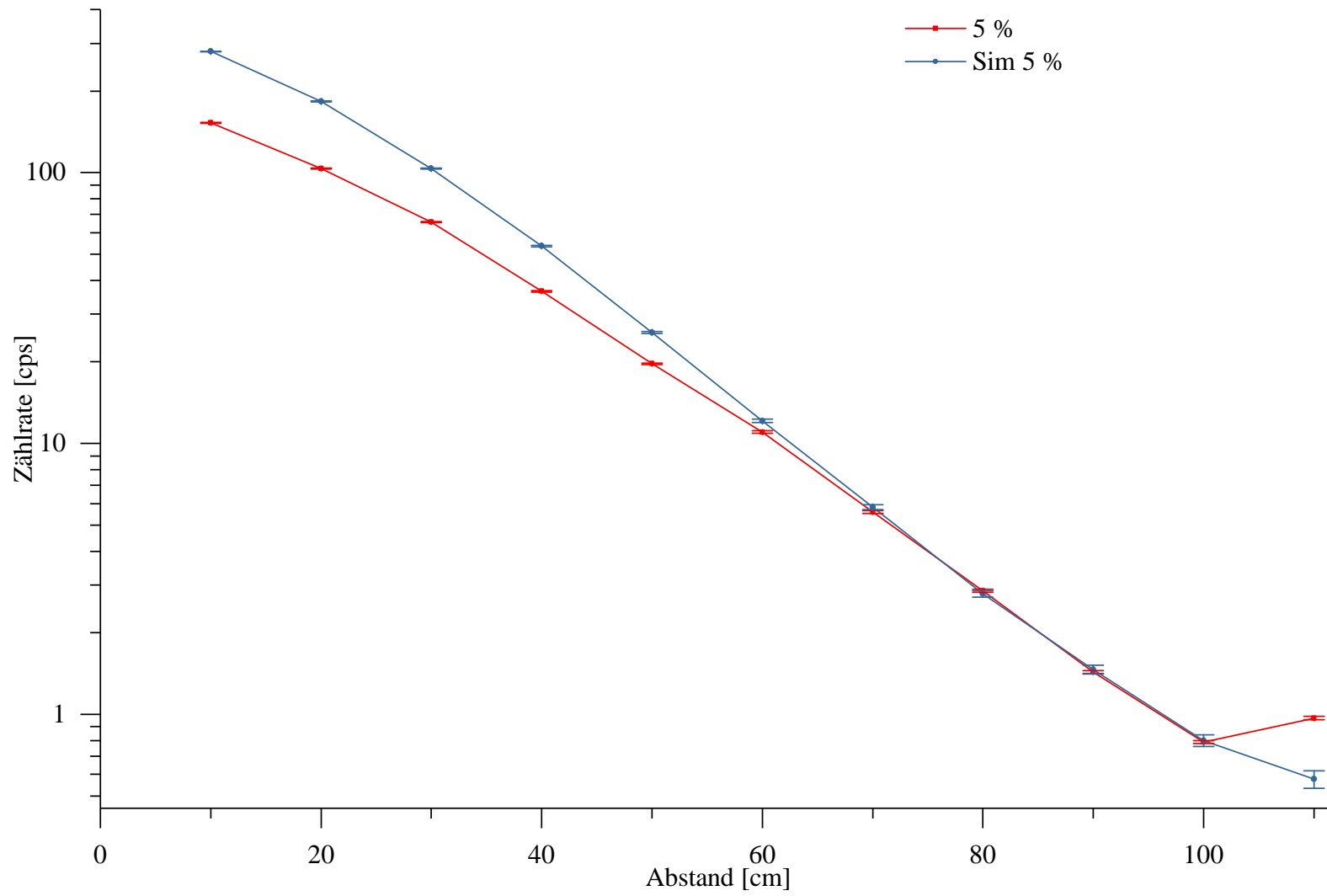


Abbildung A.3.: Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessung mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 5% zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation.

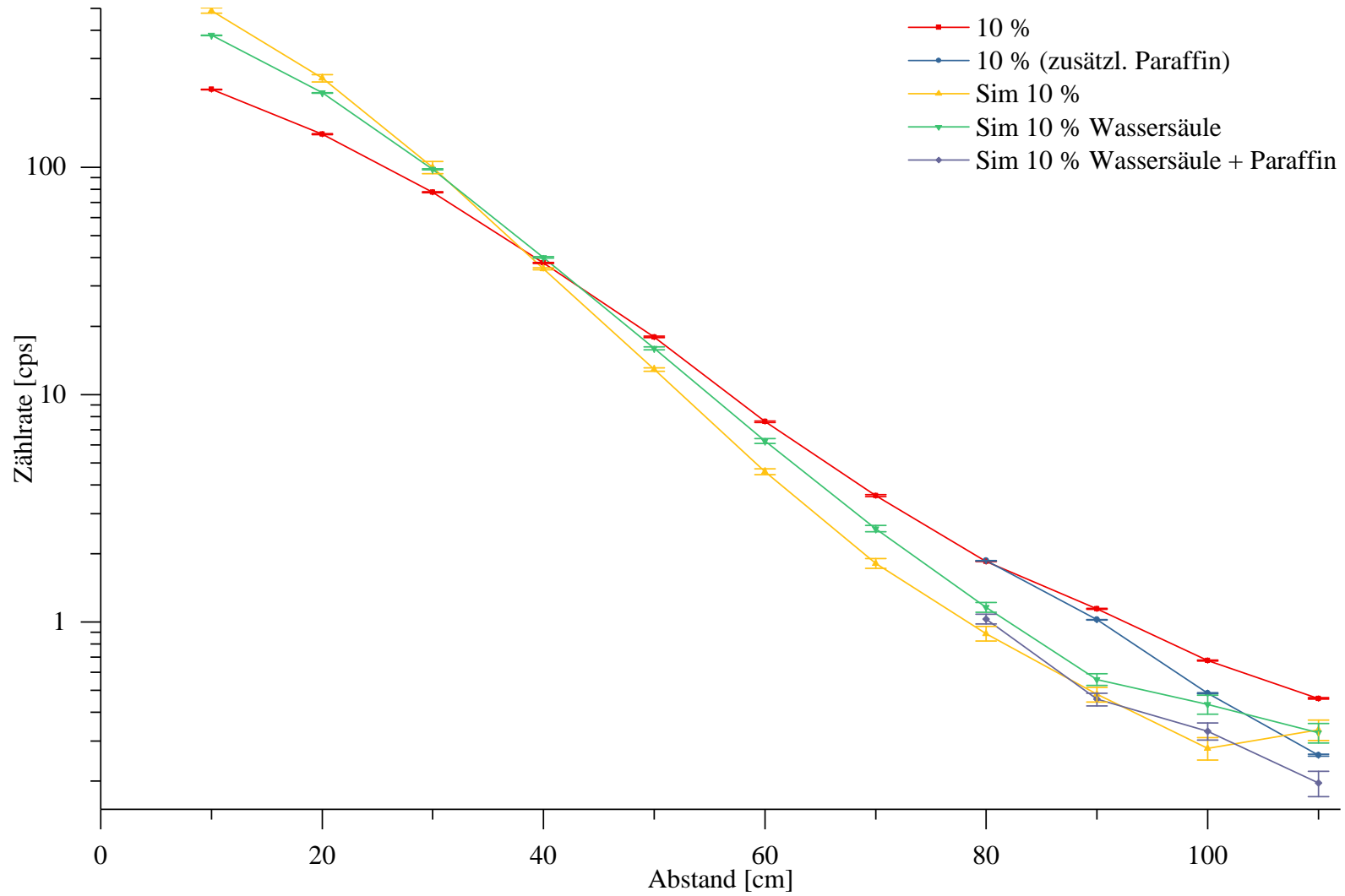


Abbildung A.4.: Experimentelle Ergebnisse der Feuchtigkeitsmessungen mittels ^3He -Proportionalzählrohr mit der Feuchte von 10% zusammen mit der jeweiligen MCNP-Simulation.

A.3. Aufteilung des Versuchslaboratoriums

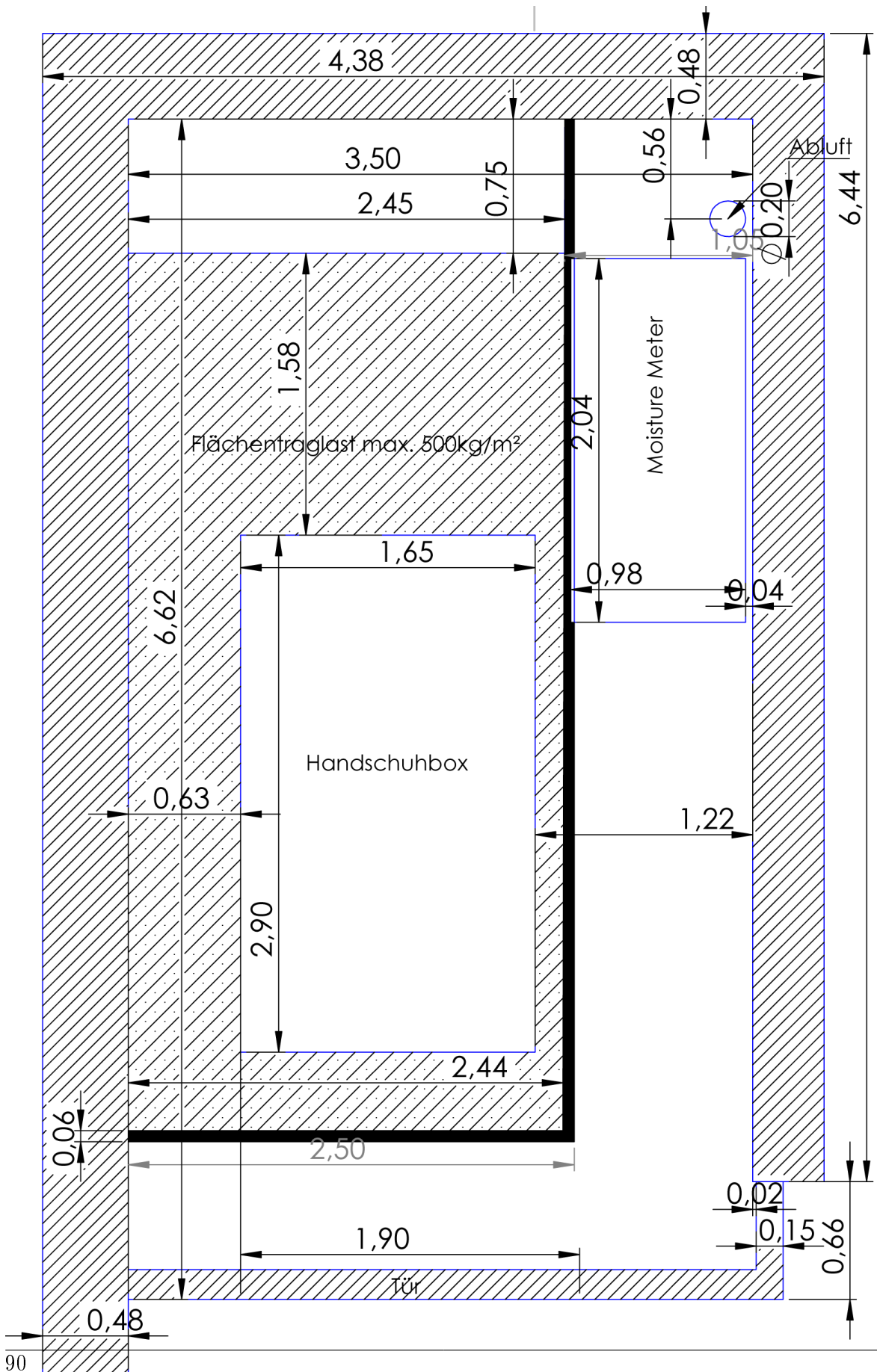


Abbildung A.5.: Raumplan des Versuchslaboratoriums

A.4. MCNP-Quellcode

Quellcode für Arbeit

Model Neutron Moisture Meter Aufbau, 2,5% Feuchte, d = 30 cm

C Neutronenquelle

1	1	-1.28887	3	-4	-8		
2	2	-7.93	2	-3	-7		
3	2	-7.93	1	-2	-7		
4	2	-7.93	1	-3	7	-9	
5	2	-7.93	3	-4	8	-9	
6	2	-7.93	4	-5		-9	
7	2	-7.93	5	-6	8	-9	
77	2	-7.93	5	-6	88	-99	
8	3	-0.0012	5	-6		-8 (99:-88)	

C Ziegelabmaße

10	8	-11.04	19	-60	12	-13	14	-52	
11	8	-11.04	19	-60	12	-50	52	-53	
12	4	-7.8258	19	-60	50	-51	52	-53	
13	8	-11.04	19	-60	51	-13	52	-53	
14	8	-11.04	19	-60	12	-13	53	-15	
15	8	-11.04	60	-10	12	-13	14	-42	
16	8	-11.04	60	-10	12	-50	42	-43	
17	4	-7.8258	60	-10	50	-51	42	-43	
18	8	-11.04	60	-10	51	-13	42	-43	
19	8	-11.04	60	-10	12	-13	43	-15	
20	8	-11.04	10	-11	12	-13	14	-42	
21	8	-11.04	10	-11	12	-50	42	-43	
22	4	-7.8258	10	-11	50	-54	42	-43	
23	4	-7.8258	10	-11	54	-55	42	-61	
24	8	-11.04	10	-11	54	-55	61	-62	(9:-1)
25	4	-7.8258	10	-11	55	-51	42	-43	
26	8	-11.04	10	-11	51	-13	42	-43	
28	3	-0.001205					6	-62	-9
30	4	-7.8258	10	-11	54	-17	62	-15	
31	3	-0.001205	10	-11	17	-18	62	-15	
32	4	-7.8258	10	-11	18	-55	62	-15	
33	8	-11.04	10	-11	12	-54	43	-15	
34	8	-11.04	10	-11	55	-13	43	-15	
35	8	-11.04	11	-39	12	-13	14	-42	
36	8	-11.04	11	-39	12	-40	42	-43	
37	4	-7.8258	11	-39	40	-41	42	-43	
38	8	-11.04	11	-39	41	-13	42	-43	
39	8	-11.04	11	-39	12	-13	43	-15	
40	4	-7.8258	39	-16	12	-13	14	-15	

C Barytbetonwände

90	11	-3.35	104	-107	108	-111	100	-14	
95	11	-3.35	104	-107	108	-111	102	-103	
96	11	-3.35	104	-105	108	-111	14	-102	
97	11	-3.35	106	-107	108	-111	14	-102	
98	11	-3.35	105	-106	108	-109	14	-102	
99	11	-3.35	105	-106	110	-111	14	-102	
110	3	-0.001205	105	-19	109	-110	14	-102	
111	3	-0.001205	19	-16	109	-12	14	-15	
113	3	-0.001205	19	-16	109	-13	15	-102	
251	5	-1.3558524	904	-905	902	-903	900	-901 (-892:895:891)	

Quellcode für Arbeit

C Paraffin

400	10	-0.93	16	-21	400	-12	14	-15
401	3	-0.001205	19	-16	13	-110	14	-15
402	3	-0.001205	16	-401	13	-110	14	-15
403	3	-0.001205	401	-216	13	-110	14	-15
404	3	-0.001205	216	-29	13	-110	14	-15
405	10	-0.93	21	-402	400	-12	14	-15
406	10	-0.93	402	-401	400	-12	14	-15
407	10	-0.93	401	-216	400	-12	14	-15

C Wassertanks

C Da 500 aus PE-Flaschen, Lufteinschlüsse Dichte vorzugsweise 0,8 genähert!

500	7	-0.8	216	-217	504	-13	14	-15
501	7	-1	16	-216	403	-407	404	-406
502	7	-1	216	-506	505	-504	14	-507
503	7	-1	16	-509	520	-522	15	-508
504	7	-1	16	-509	523	-521	15	-508
505	7	-1	510	-511	520	-522	15	-508
506	7	-1	510	-511	523	-521	15	-508
507	7	-1	512	-513	520	-522	15	-508
508	7	-1	512	-513	523	-521	15	-508
509	7	-1	514	-515	520	-522	15	-508
510	7	-1	514	-515	523	-521	15	-508
511	7	-1	516	-517	520	-522	15	-508
512	7	-1	516	-517	523	-521	15	-508
513	7	-1	518	-519	520	-522	15	-508
514	7	-1	518	-519	523	-521	15	-508
515	3	-0.001205	16	-216	403	-407	406	-405
516	3	-0.001205	16	-216	407	-400	404	-405

C Alubehälter

901 12 -2.69 16 -216 12 -13 14 -15 (-904:-900:-902:903:905:901)

C Luft

600	3	-0.001205	19	-29	13	-110	15	-125
601	3	-0.001205	19	-29	13	-110	125	-102
602	3	-0.001205	29	-106	13	-110	14	-102
603	3	-0.001205	217	-106	109	-13	14	-102
604	3	-0.001205	16	-216	403	-400	14	-404
605	3	-0.001205	16	-216	400	-12	15	-102
606	3	-0.001205	16	-216	403	-400	405	-102
607	3	-0.001205	216	-501	505	-504	507	-102
608	3	-0.001205	501	-217	505	-504	14	-102
609	3	-0.001205	216	-217	403	-505	14	-102
610	3	-0.001205	216	-217	504	-13	15	-102
611	3	-0.001205	16	-217	109	-403	14	-102
612	3	-0.001205	16	-216	12	-520	15	-508
613	3	-0.001205	16	-216	522	-523	15	-508
614	3	-0.001205	16	-216	521	-13	15	-508
615	3	-0.001205	511	-512	523	-521	15	-508
616	3	-0.001205	513	-514	523	-521	15	-508
617	3	-0.001205	515	-516	523	-521	15	-508
618	3	-0.001205	517	-518	523	-521	15	-508
619	3	-0.001205	519	-216	523	-521	15	-508
620	3	-0.001205	509	-510	520	-522	15	-508


```

                                Quellcode für Arbeit
621 3 -0.001205 511 -512 520 -522 15 -508
622 3 -0.001205 513 -514 520 -522 15 -508
623 3 -0.001205 515 -516 520 -522 15 -508
624 3 -0.001205 517 -518 520 -522 15 -508
625 3 -0.001205 519 -216 520 -522 15 -508
626 3 -0.001205 509 -510 523 -521 15 -508
627 3 -0.001205 16 -216 12 -13 508 -102
C
C 602 3 -0.001205 216 -29 123 -502 14 -102
C 603 3 -0.001205 501 -29 502 -12 14 -102
C
C Zählrohr
890 2 -7.93 892 -893 -891
C eine Null in Dichte ergänzt?!3 am Ende gelöscht, ersetzt durch 0
891 51 -0.000050 893 -894 -890
892 2 -7.93 893 -894 890 -891
893 2 -7.93 894 -895 -891
C void cell outside
900 0 (-104: 107:-108: 111:-100: 103) $ IMP:N 0

C Endlagerbehälter
1 PZ -1.0
2 PZ -0.76
3 PZ -0.64
4 PZ 3.26
5 PZ 3.5
6 PZ 4.0
7 C/Z -0.5 0 0.76
8 C/Z -0.5 0 0.88
9 C/Z -0.5 0 1.12
88 C/Z -0.5 0 0.50
99 C/Z -0.5 0 0.7
10 PX -3.0
11 PX 2.0
12 PY -25.0
13 PY 25.0
14 PZ -25.0
15 PZ 25.0
16 PX 42.0
17 PY -2.5
18 PY 2.5
19 PX -18.0
21 PX 72.0
29 PX 192.0
39 PX 22.0
40 PY -15.0
41 PY 15.0
42 PZ -20.0
43 PZ 20.0
50 PY -10.0
51 PY 10.0
52 PZ -10.0

```

Quellcode für Arbeit

53	PZ	10.0	
54	PY	-5.0	
55	PY	5.0	
60	PX	-8.0	
61	PZ	-15.0	
62	PZ	5.0	
100	PZ	-65.0	
101	PZ	-25.0	
102	PZ	275.0	
103	PZ	315.0	
104	PX	-454.0	
105	PX	-414.0	
106	PX	246.0	
107	PX	286.0	
108	PY	-365.0	
109	PY	-325.0	
110	PY	29.0	
111	PY	65.0	
112	PY	49.0	
120	PY	-41.0	
121	PY	41.0	
122	PZ	41.0	
123	PY	-49.0	
124	PY	49.0	
125	PZ	49.0	
216	PX	162.0	
217	PX	202.0	
360	PY	41.0	
362	PY	49.0	
890	C/Z	52.0	0 1.27
891	C/Z	52.0	0 1.32
892	PZ	-8.83	
893	PZ	-8.78	
894	PZ	8.78	
895	PZ	8.83	
C Paraffin			
400	PY	-28.8	
401	PX	132.0	
402	PX	102.0	
403	PY	-98.8	
404	PZ	-13	
405	PZ	39	
406	PZ	31	
407	PY	-38.8	
C Wassertanks			
500	PY	0	
501	PX	181	
502	PY	-47	
503	PZ	4	
504	PY	-35.0	
505	PY	-57	
506	PX	181	

Quellcode für Arbeit

```

507 PZ 33
508 PZ 54
509 PX 61
510 PX 62
511 PX 81
512 PX 82
513 PX 101
514 PX 102
515 PX 121
516 PX 122
517 PX 141
518 PX 142
519 PX 161
520 PY -22.5
521 PY 22.5
522 PY -0.5
523 PY 0.5
C Aluminiumbox
900 PZ -24.6
901 PZ 24.6
902 PY -24.6
903 PY 24.6
904 PX 42.4
905 PX 161.6

MODE N
IMP:N 1 100R 2 4R 0 $ neutron source + outside (64)
SDEF POS=-0.5 0 0 AXS=0 0 1 RAD=D1 EXT=D2 ERG=D4 PAR=1
SI1 0 0.88
SI2 A -0.64 3.26
SP2 0.5 0.5
SI4 4.14E-7 1.10E-1 3.30E-1 5.40E-1 7.50E-1 9.70E-1 1.18E+0 1.40E+0
1.61E+0 1.82E+0 2.04E+0 2.25E+0 2.47E+0 2.68E+0 2.90E+0 3.11E+0
3.32E+0 3.54E+0 3.75E+0 3.97E+0 4.18E+0 4.39E+0 4.61E+0 4.82E+0
5.04E+0 5.25E+0 5.47E+0 5.68E+0 5.89E+0 6.11E+0 6.32E+0 6.54E+0
6.75E+0 6.96E+0 7.18E+0 7.39E+0 7.61E+0 7.82E+0 8.03E+0 8.25E+0
8.46E+0 8.68E+0 8.89E+0 9.11E+0 9.32E+0 9.53E+0 9.75E+0 9.96E+0
1.02E+1 1.04E+1 1.06E+1 1.08E+1 1.10E+1
SP4 0.00E+0 1.44E-2 3.34E-2 3.13E-2 2.81E-2 2.50E-2 2.14E-2 1.98E-2
1.75E-2 1.92E-2 2.23E-2 2.15E-2 2.25E-2 2.28E-2 2.95E-2 3.56E-2
3.69E-2 3.46E-2 3.07E-2 3.00E-2 2.69E-2 2.86E-2 3.18E-2 3.07E-2
3.33E-2 3.04E-2 2.74E-2 2.33E-2 2.06E-2 1.82E-2 1.77E-2 2.04E-2
1.83E-2 1.63E-2 1.68E-2 1.68E-2 1.88E-2 1.84E-2 1.69E-2 1.44E-2
9.68E-3 6.52E-3 4.26E-3 3.67E-3 3.81E-3 5.06E-3 6.25E-3 5.52E-3
4.68E-3 3.70E-3 2.78E-3 1.51E-3 3.63E-4

F4:N 891
E4 1E-9 616ILOG 19.202 20
F104:N 891
FM104 9.061E-3 51 (103) (2)
E104 20
C material cards
C AmO2 + Be

```

Quellcode für Arbeit

M1 95241 -0.065702142
8016 -0.0087233906
4009 -0.92529040
12000 -0.00028406095

M2 14028 -0.00919 14029 -0.00048 14030 -0.00033 24050 -0.00960 &
24052 -0.19251 24053 -0.02225 24054 -0.00564 25055 -0.02000 &
26054 -0.03454 26056 -0.56223 26057 -0.01322 28058 -0.08736 &
28060 -0.03481 28061 -0.00154 28062 -0.00499 28064 -0.00131 \$ steel, No.

1.4833
C Air (Dry, near Sea Level) Dichte 0.001205

M3 6000 0.000150
7014 0.784431
8016 0.210748
18000 0.004671

M4 13027 0.111424947847
24050 0.000012429178
24052 0.000239684328
24053 0.000027178279
24054 0.000006765249
25055 0.000676846547
26054 0.051781824938
26056 0.812863911945
26057 0.018772572633
26058 0.002498284796
28058 0.000189035737
28060 0.000072815843
28061 0.000003165266
28062 0.000010092532
28064 0.000002569922
29063 0.000315675552
29065 0.000140832839
30066 0.000103352556
30067 0.000015057495
30068 0.000068765044
30070 0.000002273533
40090 0.000003867176
40091 0.000000843337
40092 0.000001289059
40094 0.000001306346
40096 0.000000210459
42092 0.000006948870
42094 0.000004375923
42095 0.000007575368
42096 0.000007972310
42097 0.000004591132
42098 0.000011664345
42100 0.000004696346
47107 0.000032191499
47109 0.000029907498
50112 0.000002452285
50114 0.000001668565
50115 0.000000859564

Quellcode für Arbeit

50116	0.000036758998
50117	0.000019416032
50118	0.000061231288
50119	0.000021716629
50120	0.000082366447
50122	0.000011705238
50124	0.000014637868
74180	0.000000116712
74182	0.000025773883
74183	0.000013917897
74184	0.000029800444
74186	0.000027651000
82204	0.000001240200
82206	0.000021349162
82207	0.000019577447
82208	0.000046418924
83209	0.000032558055
C Salz; 2,5% Feuchte Dichte 1,3558524g/cm^3	
M5	1001 0.130441887
	1002 0.0000150031
	8016 0.065072218
	8017 0.0000247877
	8016 0.000133723
	11023 0.402154191
	17035 0.304671586
	17037 0.097482038
MT5	lwtr
M7	01001 0.666590
	01002 0.000077
	08016 0.332523
	08017 0.000127
	08016 0.000683
MT7	lwtr
M8	26054 0.05845
	26056 0.001999275
	26057 0.000046172
	26058 0.00000614464
	28058 0.006428832
	28060 0.002476362
	28061 0.000107646
	28062 0.000343232
	28064 0.0000873993
	30064 0.000440289
	30066 0.000248306
	30067 0.0000361758
	30068 0.000165209
	30070 0.00000546219
	40090 0.001910119
	40091 0.000416551
	40092 0.000636706
	40094 0.000645245
	40096 0.000103952

		Quellcode für Arbeit
46102	0.0000159336	
46104	0.00017402	
46105	0.000348822	
46106	0.000426928	
46108	0.000413337	
46110	0.000183081	
47107	0.000262144	
47109	0.000243545	
48106	0.00000366596	
48108	0.00000261017	
48110	0.0000366303	
48111	0.0000375395	
48112	0.0000707677	
48113	0.0000358385	
48114	0.0000842585	
48116	0.0000219664	
50112	0.0000442617	
50114	0.0000301162	
50115	0.0000155144	
50116	0.00066347	
50117	0.000350443	
50118	0.001105175	
50119	0.000391967	
50120	0.001486647	
50122	0.000211237	
50124	0.000264202	
51121	0.022531653	
51123	0.016852464	
73180	0.00000411117	
73181	0.034227135	
78000	0.000000406205	
82204	0.012582551	
82206	0.216599631	
82207	0.198624558	
82208	0.470946916	
24050	0.0000474189	
24052	0.000914427	
24053	0.000103689	
24054	0.0000258103	
M51	2003	1
C Paraffin Dichte 0.93g/cm ³ Formel C25H52		
M10	1001	-0.148605
	6000	-0.851395
MT10	lwtr	
C Barytbeton 76, Concrete, Barite (type BA) Dichte 3.35		
M11	1001	0.109602
	8016	0.600189
	12000	0.001515
	13027	0.004777
	14000	0.011473
	16000	0.103654
	20000	0.038593

Quellcode für Arbeit

```
26054 0.00153214985
26056 0.02405147602
26057 0.00055545347
26058 0.00007392066
C Bariumfraktion extra aufgesplittet. Keine natürliche Zusammensetzung verfügbar
56130 0.00011022198
56132 0.00010502283
56134 0.00251326911
56135 0.00685455936
56136 0.00816682482
56137 0.01167937056
56138 0.07455373134
MT11 lwtr
C Aluminum, Alloy 4043-O Density (g/cm3) =2.690000
M12 4009 -0.000005
12000 -0.000280
13027 -0.939000
14000 -0.052500
22000 -0.001130
25055 -0.000280
26000 -0.004530
29000 -0.001700
30000 -0.000570
PHYS:N J 20 J J J
NPS 1E9
PRINT
```

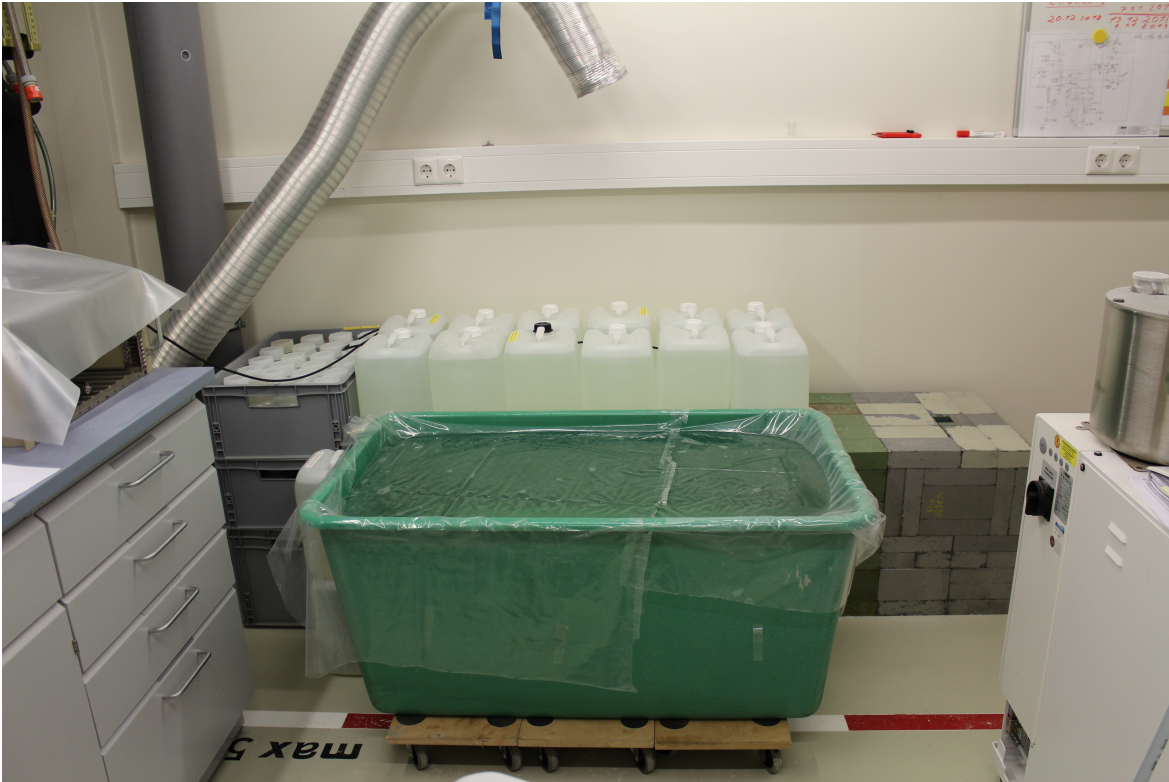


Abbildung A.6.: Fotografie des gefüllten, aber offenen Salzbehälters

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Clemens Walther für die Möglichkeit des Schreibens dieser Arbeit am Institut für Radioökologie und Strahlenschutz der Leibniz Universität. In gleicher Weise danke ich Herrn Dr. Jan-Willem Vahlbruch für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Ich möchte mich für die Betreuung sowie den fachlichen Austausch bei Herrn Dr. Erik Pönitz bedanken. Außerdem danke ich ihm für die Erstellung der Quellcode-Skizze für die MCNP-Rechnungen sowie für die zahlreichen Anmerkungen und Hilfestellungen bei der Durchsicht der Arbeit.

Ein weiterer Dank gilt Herrn Ralf Groffmann und Herrn Sebastian Büchner für ihre Hilfsbereitschaft, Bereitstellung und Einführung in die verwendeten Messgeräte.

Herrn Frank Köpke und Herrn Michael Senft danke ich für jegliche Metallarbeiten, die für den Versuchsstand notwendig waren.

Herrn Karl Heinz Ivanek gilt mein Dank für die Unterstützung beim Beschaffen jeglicher Materialien, insbesondere beim Einkauf des Salzes.

Herrn Dr. Stefan Bister gilt mein besonderer Dank. Nicht allein für die Unterstützung bei den Messungen in den sehr frühen Morgen- und späten Abendstunden, sondern insbesondere auch an den zahlreichen Wochenenden. Ich danke ihm für das mir zu jeder Zeit entgegengebrachte Vertrauen.

Weiterhin möchte ich mich bei Sandra Reinhard für die Unterstützung beim Abbau des Experimentes bedanken. Ihr und unserem gemeinsamen Kollegen Manuel Raiwa danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre im Büro.

Ich möchte allen Mitarbeitern des IRS für die Hilfsbereitschaft und die Unterstützung in allen Belangen und der angenehmen Arbeitsatmosphäre danken.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mir jederzeit zur Seite stand und mich beim Verfassen dieser Arbeit unterstützt hat.