Monte-Carlo-Simulationen am Mainzer Mikrotron mit Hilfe von FLUKA

von

Steffen Heidrich

November 2014

Abschlussarbeit zur Erlangung des akademischen Grades "Master of Science" (M.Sc.) in Physik



Betreuer: Prof. Dr. Kurt Aulenbacher

Ich versichere, dass ich die Masterarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Steffen Heidrich, Mainz, den 26. November 2014

Steffen Heidrich B2 Institut für Kernphysik Johann-Joachim-Becher-Weg 45 Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz sheidric@uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1.	Einl	eitung	1	
2.	The	oretische Grundlagen	5	
	2.1.	Bremsstrahlung	5	
	2.2.	Deltaresonanz	6	
	2.3.	Riesenresonanz	6	
	2.4.	Äquivalenzdosis	7	
	2.5.	Funktionsweise von FLUKA	8	
	2.6.	Strahlenschutz-Überwachungsanlage	10	
3.	Detektoren 1			
	3.1.	Gamma-Proportional-Zählrohr mit Energiefilter FHZ 620 A $$	11	
	3.2.	Neutronen-Zähler BIOREM FHT 750	12	
	3.3.	Neutronensonde FHT 762 Wendi II	13	
	3.4.	Sensomess-Plastikszintillatoren	13	
	3.5.	Germaniumdetektor NGC 3019	14	
4.	Exp	erimente und Simulationen	17	
	4.1.	Simulation und dosimetrische Vermessung des Strahlführungstun-		
		nels	17	
		4.1.1. Aufbau	18	
		4.1.2. Durchführung	21	
		4.1.3. Ergebnisse und Diskussion	22	
	4.2.	Aktivierung einer mehrschichtigen Metallprobe	30	
		4.2.1. Aufbau	31	
		4.2.2. Durchführung	33	
		4.2.3. Auswertung und Diskussion	34	
	4.3.	Abluftaktivierung	45	
		4.3.1. Aufbau der Messanordnung	45	

	4.3.2. Bestimmung der Nachweiseffizenz	47
	4.3.3. Theorie zur Erzeugung der Messdaten	49
	4.3.4. Entstehung und Analyse des Abluftspektrums	52
	4.3.5. Evaluation verschiedener Analyseverfahren	59
	4.3.6. Transport der Radionuklide	65
5.	Fazit	73
6.	Ausblick	75
7.	Danksagung	77
Α.	Anhang	83
	A.1. Installation und Anwendung von FLUKA	83
	A.2. Spezifikationen des dedizierten FLUKA-Servers	88
	A.3. Daten zur Punktquellen-Effizienzkalibrierung	89
	A.4. Verwendete Materialien und ihre Zuordnung in Regionen	91
	A.5. Daten zur Effizienzkalibrierung der Abluftflaschen	92
	A.6. Messdaten zur Abluftanalyse	93
	A.7. Weitere Simulationsergebnisse und andere Perspektiven \ldots	95
	A.8. Simulationen zu MESA	96

1. Einleitung

In den kommenden Jahren soll am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz neben MAMI (**MA**inzer **MI**krotron) ein weiterer Elektronenbeschleuniger namens MESA (**M**ainz **E**nergy Recovering **S**uperconducting **A**ccelerator) errichtet werden. MESA soll in der letzten Ausbaustufe eine Strahlenergie von 100 MeV bei einem Strom von 10 mA erreichen, was der sechsfachen Strahlleistung von MAMI entspricht. Dabei benötigt er im Vergleich zu MAMI nur ein Drittel der elektrischen Leistung, was durch die Verwendung eines Systems zur Energierückgewinnung ermöglicht wird.

Durch die Errichtung des neuen Elektronenbeschleunigers ergeben sich diverse strahlenschutztechnische Herausforderungen, welche neben dem sicheren Umgang mit der fertigen Apparatur auch ihren Aufbau betreffen, da er zeitgleich zum normalen Strahlbetrieb und in örtlicher Nähe zu MAMI stattfindet. Um die Sicherheit aller Beteiligten zu gewährleisten, ist es nötig, jedem möglichen Störfall ausreichende Schutzmaßnahmen entgegen zu setzen. Der nötige Umfang dieser Vorkehrungen ist schwer abzuschätzen, was den Einsatz einer entsprechenden Simulationssoftware interessant macht.

Das Monte-Carlo-Programm FLUKA (**FLU**ktuierende **KA**skade) wird bereits seit einigen Jahrzehnten am CERN weiterentwickelt und ist optimiert für die Behandlung strahlenschutztechnischer Problemstellungen. Die Hauptaufgabe dieser Masterarbeit besteht unter anderem darin, das Programm in den hiesigen Strahlenschutz zu etablieren. Neben den rein theoretischen Aspekten der Funktionsweise und Anwendung von FLUKA soll daher auch die Konzeption sinnvoller und simulierbarer Experimente diskutiert werden.

Ein Vergleich der durch Simulationen und Messungen gewonnenen Ergebnisse zeigt in den ersten beiden Kapiteln, dass die betrachteten Szenarien wirklichkeitsgetreu in ein FLUKA-Modell übertragen werden konnten und sich auf diese Weise nützliche Informationen zu den Planungsgrundlagen von MESA generieren lassen. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit der Isotopenkonzentration der radioaktiven Abluft, die bei dem Betrieb eines Elektronenbeschleunigers entsteht. Dabei werden verschiedene Verfahren zur Bestimmung der Abluftaktivität evaluiert und die experimentellen Ergebnisse der favorisierten Methode genutzt, um in Kombination mit einer FLUKA-Simulation zu weiterführenden Erkenntnissen zu gelangen.

Der Aufbau von MAMI sowie von Teilen des geplanten neuen Beschleunigers ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Für die Errichtung von MESA notwendige oder angedachte bauliche Maßnahmen sind weiß schraffiert. Die Positionen der durchgeführten Experimente sind durch grün-gelbe Sterne markiert.



Abbildung 1.1. – Die Abbildung zeigt ein Modell des Mainzer Mikrotrons sowie Teile des geplanten Aufbaus von MESA. Für die Errichtung des neuen Beschleunigers notwendige und angedachte bauliche Maßnahmen sind weiß schraffiert. Die Positionen der durchgeführten Experimente werden durch grün-gelbe Sterne angezeigt. Die violett dargestellte Strahlenschutzmauer wurde als vorbereitende Maßnahme für den Bau von MESA im Strahlführungstunnel errichtet und gewährleistet die Personensicherheit im gekennzeichneten kritischen Bereich und auf dem Baugelände des neuen Beschleunigers (verändert nach [37]).

2. Theoretische Grundlagen

Die Simulation der Wechselwirkung von hochenergetischen Teilchenstrahlen mit Materie setzt die Kenntnis der möglichen Streuprozesse im elastischen, inelastischen und tiefinelastischen Bereich voraus. Zusätzlich muss das verwendete Programm in der Lage sein, die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten eines bestimmten Ereignisses korrekt zu berechnen und sie in das richtige Verhältnis zu konkurrierenden Prozessen zu setzen. Im Folgenden wird daher das Funktionsprinzip von FLUKA erklärt und der dosimetrische Einfluss der wichtigsten Streuprozesse diskutiert, die bei einem Elektronenbeschleuniger wie MAMI auftreten.

2.1. Bremsstrahlung

Bremsstrahlung bezeichnet Photonen, die durch die Wechselwirkung geladenener Teilchen mit dem Coulombfeld von Atomkernen erzeugt werden, und tritt massiv in den Strahlfängern von Teilchenbeschleunigern auf. Die Energieverteilung der Photonen ist kontinuierlich und erreicht maximal die kinetische Energie des verursachenden Teilchens. Da die emittierte Leistung P reziprok proportional zu der quadrierten Ruhemasse m_0 der beschleunigten Teilchen ist, erzeugen Leptonen dabei zumeist ein deutlich intensiveres Strahlungsfeld als Hadronen.

$$P \propto \frac{1}{m_0^2} \tag{2.1}$$

Die Erzeugung von Bremsstrahlung bildet oft die Grundlage für die Entstehung eines Teilchenschauers, der sich typischerweise hauptsächlich aus Photonen, Elektronen und Positronen zusammensetzt. Die Produktion dieser Tochterpartikel setzt sich so lange fort, bis die Ausgangsenergie des primären Photons vollständig in Wärmeenergie oder bei Kernprozessen umgewandelt wurde [3].

2.2. Deltaresonanz

Ab einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 MeV können in einer tiefinelastischen Streuung Delta-Baryonen aus Elektronen und Nukleonen erzeugt werden.

$$e^- + p \rightarrow \Delta^0 \rightarrow p + \pi^- \mid n + \pi^0$$
 (2.2)

$$e^- + n \rightarrow \Delta^- \rightarrow n + \pi^-$$
 (2.3)

Nach einer Lebensdauer von $5,58 \cdot 10^{-24}$ s zerfallen diese Deltaresonanzen in ein Pion und ein Nukleon. Die dabei frei werdende Energie von mindestens 152 MeV verteilt sich zufällig auf die jeweiligen Zerfallsprodukte. Dabei entstehen mitunter hochenergetische Neutronen, die nur schwer abzuschirmen und daher für den Strahlenschutz von besonderer Bedeutung sind [4].

2.3. Riesenresonanz

Die Absorption eines hochenergetischen Photons durch einen Atomkern kann zu der Bildung einer Riesenresonanz führen, was anschaulich der Schwingungsanregung des gesamten Kerns entspricht. Typischerweise finden diese Anregungen innerhalb eines Energiebereichs von 10 bis 30 MeV statt und und zerfallen nach etwa 10^{-21} s durch die Emission eines Photons oder Nukleons. Der Wirkungsquerschnitt ihrer Erzeugung liegt typischerweise im Bereich von einigen hundert millibarn, sodass Riesenresonanzen im Elektronenbeschleuniger die häufigste Quelle schneller und relativistischer Neutronen im Energiebereich von 5 bis 30 MeV darstellen [4].

2.4. Äquivalenzdosis

Die bei der Wechselwirkung eines hochenergetischen Elektronenstrahls mit Materie auftretende ionisierende Strahlung setzt sich aus verschiedenen Teilchenflüssen zusammen und kann in Form der Äquivalenzdosis H quantifiziert werden, welche der mit dem Strahlenwichtungsfaktor ω gewichteten Energiedosis D entspricht. Dabei wird H in der Einheit Sv und D in der Einheit J kg⁻¹ angegeben. Das einheitslose ω orientiert sich an der Art der ionisierenden Strahlung und ihrem Potential, biologische Schäden zu verursachen.

$$H = \omega \cdot D \tag{2.4}$$

Den meisten Teilchen werden energieunabhängige Strahlenwichtungsfaktoren zugeordnet, die zwischen $\omega = 1$ für Photonen und $\omega = 20$ für Alphateilchen liegen. Eine Ausnahme bilden Neutronen, deren Wirkungsquerschnitt mit Materie stark energieabhängig ist und die ein Maximum mit $\omega = 20$ bei einer kinetischen Energie von etwa $E_{kin} = 1$ MeV aufweisen. Im Zuge stetiger Forschung werden die Strahlenwichtungsfaktoren insbesondere für Neutronen fortlaufend aktualisiert und können dem jährlichen $ICRP^1$ -Bericht [32] entnommen werden.

Bei dem Betrieb eines Elektronenbeschleunigers entstehen im Falle eines Strahlverlusts hauptsächlich Elektronen und Photonen, welche in der näheren Umgebung des Verlusts den größten Teil der Äquivalenzdosis verursachen. Da das Durchdringvermögen dieser Teilchen jedoch vergleichsweise gering ist, reduziert sich ihre Anzahl drastisch mit zunehmender Abschirmung, bis das Strahlungsfeld schließlich überwiegend von schnellen und somit wechelswirkungsarmen Neutronen dominiert wird. Obwohl diese Art von Neutronen um einige Größenordnungen seltener erzeugt werden als Elektronen und Photonen, liegt daher in ihrer Abschirmung eine der größten Herausforderungen des Strahlenschutzes.

¹International comission on radiological protection

2.5. Funktionsweise von FLUKA

Die Monte-Carlo-Simulationssoftware FLUKA berechnet schrittweise und auf mikroskopischer Ebene die Schauerbildung von primären Strahlteilchen bei ihrem Eindringen in Materie. Für das Eintreten jedes möglichen Ereignisses, an dem ein Primär- oder Schauerteilchen teilnehmen kann, ist im Programm ein Wahrscheinlichkeitsintervall hinterlegt, welches nach definierten Schrittweiten mit einer dem Teilchen zugeordneten Zufallszahl verglichen wird. Liegt die Zufallszahl innerhalb des entsprechenden Intervalls, so fällt der Vergleich positiv aus und das Ereignis tritt ein. Auf diese Weise bewegen sich alle erzeugten Teilchen bis zu den Grenzen des Simulationsraums oder bis zum Erreichen einer bestimmten energetischen Untergrenze², fort [17].

Wird dieselbe Simulation mehrmals durchgeführt, so ergibt sich nach dem Monte-Carlo-Prinzip jedes Mal ein neues Schauerbild. Dieses Phänomen ist in Abbildung 2.1 anhand der Ergebnisse von vier Simulationen dargestellt, die sich abgesehen von den verwendeten Zufallszahlen nicht unterscheiden und die Entwicklung eines Teilchenschauers betrachten, der durch die Wechselwirkung eines einzelnen 4 TeV-Protons mit einem Blei-Target verursacht wird. Die Ergebnisse jeder einzelnen Simulation werden von FLUKA gespeichert und in der weiteren Auswertung aufsummiert, sodass letztendlich die Betrachtung eines Vielteilchenstrahls auf makroskopischer Ebene möglich wird. Diese Entwicklung zeigt Abbildung 2.2 anhand des Unterschieds zwischen einer einzelnen Simulation und der Summe aus $5 \cdot 10^4$ Simulationen. Als Beispiel dient hierfür die simulierte Ortsdosis, die auftritt, wenn ein 2 GeV-Elektron auf ein massives Goldtarget trifft. Dabei zeigt sich erwartungsgemäß, dass erst die Summe aller Simulationen ein aussagekräftiges Bild der Dosisverteilung mit markanten Äquidosislinien liefert.

Um neben dieser theoretischen Betrachtung einen praktischen Bezug zu dem Programm herstellen zu können, wird eine Lektüre des Kapitels A.1 im Anhang empfohlen, das die Grundzüge der Handhabung von FLUKA anhand eines einfachen Beispiels vermittelt.

 $^{^{2}}$ Die energetische Untergrenze liegt zumeist bei $10 \, \mathrm{keV}$



Abbildung 2.1. – Die Abbildung zeigt die von FLUKA simulierten Teilchenschauer eines von links einfallenden 4 TeV-Protons, das auf ein Bleitarget trifft. Da der Zufallszahlengenerator bei jeder der vier Simulationen den Schauerteilchen andere Werte zuordnet, ergeben sich immer neue Schauerverläufe.



Abbildung 2.2. – Die Abbildung demonstriert beispielhaft das Monte-Carlo-Prinzip anhand der simulierten Ortsdosis, die von einem 2 GeV-Elektron erzeugt wird, das in ein massives, 4 cm langes Goldtarget eindringt. Auf der linken Seite ist das Ergebnis einer einzelnen Simulation und auf der rechten Seite das Ergebnis von $5 \cdot 10^4$ Simulationen dargestellt.

2.6. Strahlenschutz-Überwachungsanlage

Zu den verschiedenen Automatismen einer ausgefeilten Sicherheitskette, die dazu dient, jedwede Möglichkeit der Personengefährdung an MAMI auszuschließen, gehört die **S**trahlenschutz-**Ü**ber**wa**chungsanlage (**SÜWA**) [39]. Sie besteht aus einem Netzwerk an Gamma- und Neutronendetektoren, das sich über ein umfassendes Gebiet in und außerhalb der Experimentierhallen erstreckt und permanent Daten über die vorliegenden Ortsdosisleistungen liefert. Meldet eine der Sonden eine Überschreitung des festgelegten Grenzwerts von 10 μ Sv h⁻¹, so wird der Elektronenstrahl durch eine automatische Abschaltung der Energiezufuhr innerhalb weniger Millisekunden unterbrochen. Da die Messwerte zusätzlich von dem Bedienpersonal von MAMI überwacht werden, tritt dieser Fall jedoch nur äußerst selten ein und es kann gewährleistet werden, dass die erzeugten Dosisleistungen in allen betretbaren Bereichen dauerhaft unterhalb von 1 μ Sv h⁻¹

3. Detektoren

Im Zuge dieser Arbeit wurde eine Vielzahl an verschiedenen Detektorsystemen eingesetzt, die für die Bestimmung strahlenschutzrelevanter Größen genutzt werden können. Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit ihren prinzipiellen Funktionsweisen und verweist auf die Experimente, für die sie verwendet wurden.

3.1. Gamma-Proportional-Zählrohr mit Energiefilter FHZ 620 A

Die in Kapitel 4.1 beschriebene Vermessung der Gamma-Dosisleistung wurde mithilfe eines typischen Proportional-Zählrohrs durchgeführt, dessen Funktionsweise in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Durch ein für Röntgen- und Gamma-Strahlung transparentes Eintrittsfenster fallen hochenergetische Photonen in das Zählrohr ein und ionisieren Teile des enthaltenen Argon-Gases. Die dabei freigesetzten Elektronen wandern zu dem mittig gelegenem Anodendraht und werden in seiner Nähe stark beschleunigt, was über weitere Stoßionisationen zu der Ausbildung einer Elektronenlawine führt. Trifft diese Lawine schließlich auf den Draht, so erzeugt sie einen messbaren Strom, der proportional zu der Energie des detektierten Photons ist. Um die Erzeugung von Sekundärelektronen durch beschleunigte Ionen zu unterbinden, ist dem Argongas ein 10%-iger Methan-Anteil als Löschgas beigemischt.

Der detektierbare Photonen-Energiebereich reicht von 33 keV bis 1,3 MeV. Die relative Detektor-Unsicherheit ist abhängig von der Flussdichte und dem Energiespektrum der einfallenden Photonen, liegt jedoch innerhalb des Arbeitsbereichs unterhalb von 4% [33].



Abbildung 3.1. – Die in den Detektor einfallenden Photonen ionisieren das Argon-Gas und erzeugen dabei freie Ladungsträger, welche durch eine angelegte Zählrohrspannung zu dem Anodendraht und der zylindrischen Außenwand hin beschleunigt werden. Die dabei entstehende Elektronenlawine wird von dem Anodendraht absorbiert und erzeugt hier einen messbaren Stromfluss.

3.2. Neutronen-Zähler BIOREM FHT 750¹

Der sensitive Bereich des FHT-750-Neutronenzählers besteht aus einem mit BF_3 -Gas gefüllten Aluminiumzylinder, der in einen zylindrischen Plastikmoderator eingefasst ist. Das Borfluorid ist dabei zu 96 % mit ¹⁰B angereichert, welches im Vergleich zu seinem in der Natur viermal häufiger vorkommendem Pendant ¹¹B einen um mehrere Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitt für Neutronen-Kernreaktionen aufweist und so zu einem deutlichen Anstieg der Detektor-Sensitivität führt.

Obwohl der Aufbau des Detektors dem eines Proportionalzählrohrs ähnelt, bestehen markante Abweichungen in seinem Funktionsprinzip, was daran liegt, dass die zu detektierenden Neutronen keiner elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen und somit auf direktem Wege keine signifikante Menge an freien Ladungsträgern erzeugen können. In dem dazu nötigen Zusatzschritt nehmen die einfallenden Neutronen zunächst an einer ${}^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ -Kernreaktion teil, was die Emission eines α -Teilchens zur Folge hat. Der frei gewordene Heliumkern dient als Ersatz-Primärteilchen und ionisiert sofort das umliegende Bariumfluorid-Gas, was zu der Entwicklung einer messbaren Elektronenlawine führt. Auf diese Weise wird der Neutronenfluss am Standort des Detektors ermittelt und zur Be-

¹Ebenso wie der Neutronen-Zähler FHT 762 Wendi II wurde dieses System für die Vermessung der in Kapitel 4.1 diskutierten Ortsdosisleistungen verwendet.

stimmung der vorliegenden Dosisleistung mit einem konstanten Kalibrierfaktor multipliziert.

Da die dem Messprinzip zu Grunde liegenden Kernreaktionen durch bereits moderierte Neutronen verursacht werden, können über das resultierende Stromsignal keine Rückschlüsse auf die ursprüngliche Energie der Teilchen gezogen werden. Der Strahlenwichtungsfaktor von Neutronen hängt jedoch stark von ihrer Energie ab, was bei dieser Art der Dosismessung zu großen relativen Fehlern führt, welche im Datenblatt mit 35% angegeben sind [34]. Der für diesen Wert gültige Messbereich erstreckt sich über eine Neutronen-Energie von 25 meV bis 15 MeV.

3.3. Neutronensonde FHT 762 Wendi II

Der Aufbau und die Funktionsweise des FHT 762-Neutronendetektors gleicht bis auf zwei Innovationen dem seines Vorgängers. Die erste Änderung betrifft das verwendete Zählgas. Hier wird anstelle von Borfluorid ³He eingesetzt, was aufgrund seines größeren Wirkungsquerschnitts für Neutronen-Kernreaktionen das Ansprechvermögen des Detektors erhöht und seine relative Messunsicherheit auf 28% reduziert.

Des Weiteren wurde der Plastikmoderator um eine Schicht aus Wolfram ergänzt, wodurch sich die obere Grenze des messbaren Neutronen-Energiebereichs auf 5 GeV erweitert und somit die Detektion von hochenergetischen Neutronen aus Deltaresonanzen ermöglicht wird [35].

3.4. Sensomess-Plastikszintillatoren

Die Plastikszintillatoren wurden aus ehemaligen Kontaminationsmonitoren ausgebaut und dienen nun zur Echtzeit-Überwachung der in MAMI erzeugten radioaktiven Abluft. Sie werden alljährlich kalibriert und befinden sich in den Abluftschächten des Beschleunigers [40]. Ihr Signal wird permanent dokumentiert und liefert wichtige Informationen für die Auswertung des in Kapitel 4.3 beschriebenen Experiments.

3.5. Germaniumdetektor NGC 3019

Der Halbleiterdetektor dient zur Aufnahme von Gammaspektren aus den Zerfällen radioaktiver Isotope und wurde für die in den Kapiteln 4.2 und 4.3 diskutierten Messungen verwendet. Sein grundlegender Aufbau ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der wichtigste Bestandteil ist ein hochreiner Germaniumkristall, welcher sich an der Detektorfrontseite hinter einem 7 mm starken Einlassfenster aus Aluminium befindet und in der Abbildung grün markiert ist. In dem Kristall werden durch die Absorption eines Photons freie Ladungsträger erzeugt, deren Menge sich proportional zu der Energie des Photons verhält. Die dadurch erzeugten Stromsignale werden anschließend als einzelne Ereignisse abhängig von ihrer Gesamtladung in einen der 4096 Kanäle des angeschlossenen Vielkanalanalysators eingeordnet. Ein mit dem Analysator verbundener Laptop speichert die resultierenden Datensätze und stellt sie in Echtzeit mithilfe der Analysesoftware Genie 2000 (Canberra) in einem Spektrum dar. Damit dieser Prozess nicht durch die thermische Erzeugung freier Elektronen überdeckt wird, ist an den Detektor ein mit flüssigem Stickstoff gefüllter Dewar angeschlossen, welcher den Germaniumkristall auf einer Temperatur von etwa 78K hält und in der Abbildung blau hervorgehoben wurde.

Die dabei erzielte Energieauflösung ist abhängig von der Frequenz der einfallenden Photonen, liegt jedoch innerhalb des nachweisbaren Bereichs von 1 keV bis 1850 keV bei maximal 1,9 keV [36].



Abbildung 3.2. – Die Abbildung zeigt ein Foto des Gammadetektors, in dem die Positionen seiner wichtigsten Bestandteile farblich markiert wurden. Der grün gekennzeichnete Germaniumkristall dient zur Detektion von hochenergetischen Photonen und befindet sich an der Frontseite des Detektors hinter einem 0,7 mm starken Aluminiumfenster. Um thermisches Rauschen zu unterdrücken wird er von dem blau markierten Stickstoff-Dewar während der Messung gekühlt.

4. Experimente und Simulationen

Im Folgenden werden anhand dreier Szenarien verschiedene Anwendungsmöglichkeiten von FLUKA für den Strahlenschutz an MAMI diskutiert. Hierfür betrachtet Kapitel 4.1 das direkte Strahlungsfeld eines totalen Strahlverlusts, dessen Auswirkungen sowohl simuliert als auch in einem Experiment vermessen wurden. In Kapitel 4.2 wird eine mehrschichtige Metallprobe mithilfe des MAMI-Elektronenstrahls aufaktiviert und anschließend auf die Entstehung verschiedener radioaktiver Isotope untersucht. Das letzte Szenario diskutiert in Kapitel 4.3 die Entstehung und den Transport von Abluftnukliden, die in den Strahlfängern von MAMI entstehen. Jedes dieser Kapitel erfordert die Simulation von komplexen Teilchenschauern und liefert so einen guten Einblick in die Möglichkeiten von FLUKA.

4.1. Simulation und dosimetrische Vermessung des Strahlführungstunnels

Damit das MESA-Baugelände gefahrlos betreten werden kann, wurde hinter der MAMI-Strahlführung eine Barytbetonmauer im Strahlführungstunnel (SFTU) errichtet. Sie gewährleistet auf dem größten Teil des Geländes die Einhaltung des Grenzwerts für Überwachungsbereiche von maximal 6 mSv a^{-1} und zusätzlich auf einem kleineren Teilgebiet die Zulassung als Kontrollbereich. Ihr genauer Standort ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Der größte hier denkbare Havariefall tritt bei einem Versagen des letzten SFTU-Umlenkdipols auf, sodass der Strahl nicht mehr in die Spektrometerhalle abgelenkt wird, sondern in gerader Linie auf die Schutzmauer trifft. Dieses Szenario wurde bei geringen Strahlströmen zu zwei verschiedenen Fertigungsstadien



Abbildung 4.1. – Die Abbildung zeigt den Bauplatz der Schutzmauer sowie die Standorte der Dosimeter während des absichtlich herbeigeführten Dipol-Ausfalls. Der erste Messplatz liegt wenige Zentimeter hinter der neu errichteten Mauer. Die zweite Position befindet sich an der Grenze zwischen Baugelände und gesperrtem Bereich. Eine dritte Messung wurde am Notausgang durchgeführt, da die bereits vorhandenen Normalbetonwände hier ihre geringste Stärke aufweisen.

der Mauer im Dezember 2013 und im Mai 2014 herbeigeführt und parallel dazu mit FLUKA simuliert.

4.1.1. Aufbau

Für dieses Experiment wurden keine Änderungen an der Strahlführung oder der Umgebung von MAMI vorgenommen. Die Schwierigkeit lag somit nicht in der Konstruktion eines bestimmten Aufbaus, sondern in der genauen Vermessung des Umlenkdipols, der Strahlführung und des SFTU, um ein möglichst wirklichkeitsgetreues Simulationsmodell anfertigen zu können.

Abbildung 4.2 zeigt ein Foto des SFTU, auf dem der blau lackierte Dipol und im Hintergrund Teile der Schutzmauer zu sehen sind. Die Vermessung der SFTU-Geometrie gestaltete sich aufgrund behindernder Strahlführungselemente insbesondere am Dipol schwierig, weswegen relativ hohe Fehlertoleranzen angenommen werden müssen.

Die Strahlführung verläuft in einen Winkel von $(9,0 \pm 0,2)^{\circ}$ zur Lotrechten der Barytmauer und tritt unter einen Winkel von $(6,0 \pm 0,2)^{\circ}$ in den Umlenkdipol ein. Im Dipol liegt die Sollbahn des Elektronenstrahls auf einem Radius von $(367,0 \pm 1,0)$ cm. Das Eisenjoch des Magneten hat einen Außenradius von $(455,0 \pm 1,0)$ cm und einen Innenradius von $(345,0 \pm 1,0)$ cm. Der Abstand des Dipols zum Schutzwall beträgt $(160,0 \pm 0,1)$ cm. Die Mauer besteht aus $150 \times 50 \times 50$ cm großen Barytbeton-Blöcken mit einer Dichte von 3,2 g cm⁻³ und war zum Aufnahmezeitpunkt 2 m tief. Da sich der Schutzwall während des ersten Experiments noch im Aufbau befand, sind zudem ein 150 cm hoher Deckenspalt und eine 50 cm breite Öffnung an seiner Seite zu beachten. Vor Beginn der zweiten Messung wurde die Mauer in beide Richtungen geschlossen und auf einer Höhe von 2 m um 1 m vertieft.

Aus den Ergebnissen der geometrischen Vermessung wurde das in Abbildung 4.3 dargestellte FLUKA-Modell angefertigt. Der horizontale Querschnitt zeigt den Messaufbau im SFTU und ist im Vergleich zu Abbildung 4.1 um 90° gegen den Uhrzeigersinn gedreht.

Nach der Erstellung der **FLUKA-Geometrie** wurden für die verschiedenen Regionen Materialien definiert. Von besonderem Interesse sind die Regionen, die im intensivsten Strahlungsfeld nach Strahlverlust liegen oder direkt vom Elektronenstrahl des Beschleunigers getroffen werden. Darunter fallen der Dipol, die Barytmauer und der nach dem Dipol parallel zur Strahlführung verlaufende Bleischutz. Eine genaue Auflistung der einzelnen Regionen und der ihnen zugeordneten



Abbildung 4.2. – Das Foto zeigt den Umlenkdipol, in dem der Strahlverlust herbeigeführt wird, sowie im Hintergrund einen Teil der Schutzmauer aus Barytbeton. Die geometrischen Gegebenheiten weisen viele Details auf, die in der Simulation aufgrund ihres geringen Einflusses vernachlässigt werden.

Materialien findet sich im Anhang unter Kapitel A.4.



Abbildung 4.3. – Das Modell zeigt den SFTU zum Zeitpunkt des ersten Experiments im Dezember 2013. Die grün dargestellte Schutzmauer besteht aus Barytbeton, weswegen sie eine höhere Dichte und ein besseres Abschirmvermögen als die umliegenden Tunnelwände aufweist. Die Darstellung ist im Vergleich zu Abbildung 4.1 um 90° gegen den Uhrzeigersinn gedreht.

4.1.2. Durchführung

Um nicht das Risiko einer Strahlrohrperforation einzugehen, wurden die Experimente mit vergleichsweise niedrigen Strahlströmen von 10 nA und 100 nA durchgeführt. Die Energie der Elektronen betrug beide Male 1,5 GeV.

In beiden Experimenten wurde die Äquivalenzdosis an drei Standorten mithilfe eines FHZ-620-A-Proportionalzählrohrs sowie einer Neutronensonde bestimmt. Dazu diente im ersten Experiment der FHT-750 und im zweiten Experiment der FHT-762-Neutronendetektor. Die Messplätze sind in Abbildung 4.3 gekennzeichnet und befinden sich direkt hinter der Mauer, an der Grenze zum MESA-Baugelände und im nahe gelegenen Notausgang.

Parallel zu den Messungen wurde der Strahlverlust mit FLUKA simuliert. Die dafür modellierten Szenarien entsprechen den durchgeführten Experimenten, sowie einer kompletten Schließung der Mauer auf 2 m und 3 m Tiefe. Die simulierte Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls wird als gaußförmig mit einem FWHM von 1 mm angenommen. Als globale Einstellung wurde das *PRE-CISION*-Paket gewählt, welches in Kapitel A.1 näher beschrieben ist. Zusätzlich wurden die Module *PHOTONUC* und *MUPHOTON* aktiviert, mit deren Hilfe sich photonukleare Prozesse simulieren lassen.

Es ist anzunehmen, dass die Dosisleistung hinter der Schutzmauer hauptsächlich durch Neutronen verursacht wird. Das Produktionsverhältnis von freien Neutronen zu Photonen ist in der Realität jedoch so gering, dass enorm viele Primärteilchen simuliert werden müssten, um ein statistisch aussagekräftiges Bild über die zu erwartenden Neutronenflussdichten zu erhalten. Als Resultat davon entsteht ein Ungleichgewicht zwischen den statistischen Unsicherheiten der simulierten Teilchenflüsse, was sich letztendlich in einer starken Erhöhung des benötigten Rechenaufwands niederschlägt. Dieses Problem kann durch die sinnvolle Anwendung verschiedener FLUKA-Optionen gelöst werden, die Einfluss auf die simulierte Häufigkeit physikalischer Streuprozesse nehmen. Eine der wichtigsten Einstellungen betrifft hierbei die Wahrscheinlichkeit inelastischer Photon-Kern-Streuungen, welche über das Modul LAM-BIAS eingestellt werden kann. Die Erhöhung dieses Werts um einen Faktor 50 schafft ein ausgewogeneres Mengenverhältnis zwischen Elektronen, Photonen und Neutronen, sodass die relativen Fehlertoleranzen der simulierten Teilchenflüsse in derselben Größenordnung bleiben. Die auf diese Weise ermittelte Neutronenflussdichte wird abschließend wieder durch 50 geteilt, um einen korrekten Realitätsbezug herzustellen.

Eine weitere Möglichkeit zur Verringerung des Rechenaufwands liegt in der regional abhängigen Definition energetischer Untergrenzen. Der Wirkungsquerschnitt für neutroneninduzierte Kernreaktionen hängt von der Zusammensetzung des am Streuprozess teilnehmenden Nuklids ab und ist abgesehen von Resonanzfällen antiproportional zu der Energie des streuenden Neutrons. Thermische und langsame Neutronen können die Schutzmauer daher größtenteils nicht durchdringen, weswegen die energetische Untergrenze für ihren Transport in den Regionen vor der Mauer auf 1 keV gesetzt wurde.

Durch diese Schritte ist es insgesamt möglich, die Rechenzeit der einzelnen Szenarien bei einer Menge von 10⁸ simulierten Primärteilchen um einen Faktor 10 zu reduzieren.

4.1.3. Ergebnisse und Diskussion

Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 4.4 als farbliche Konturplots mit überlagerter Modell-Geometrie dargestellt. Jeder der vier Plots behandelt einen anderen Maueraufbau und ist mit zunehmender Mauerstärke alphabetisch eingeordnet. Eine logarithmische Farbskala gibt die berechnete Dosisleistung in $mSv h^{-1}$ bei einem Strahlverlust von 100 µA an und erstreckt sich effektiv über 10 Größenordnungen. Da auf diese Weise keine dreidimensionale Darstellung möglich ist, wird an jedem Punkt nur die maximal simulierte Leistung eines kompletten Höhenprofils abgebildet.

Insbesondere in der nahen Umgebung des Dipols lassen sich mehrere Äquidosislinien finden, die je nach Ausprägung der Schutzmauer unterschiedliche Verläufe und Ausdehnungen aufweisen. Mit zunehmender Entfernung zum Zentrum des Strahlverlusts verlieren diese Bereiche immer mehr ihre Homogenität, bis schließlich einzelne Teilchenbahnen und Streuzentren in Form von Streifen und einzelnen Pixeln sichtbar werden. Dieses Phänomen ist ein Zeichen dafür, dass nur eine geringe Zahl an simulierten Teilchen das entsprechende Gebiet erreicht hat und deutet auf erhöhte statistische Unsicherheiten hin.

Es zeigt sich, dass bereits die Schließung der Mauer auf 2m Länge die Dosisleistung auf dem MESA-Baugelände um einen Faktor 10 von etwa 400 mSv h⁻¹ auf 10 bis 50 mSv h⁻¹ reduziert. Eine Verstärkung auf bis zu 3m Tiefe senkt die Belastung weiterhin um 2 Größenordnungen auf wenige μ Sv h⁻¹.



Abbildung 4.4. – Die Abbildung zeigt die dosimetrischen Auswirkungen eines 100 µA-Strahlverlusts im letzten Umlenkdipol des Strahlführungstunnels bei einer Elektronenenergie von 1,5 GeV. a.: Zustand der Mauer während des ersten Experiments mit seitlichem Durchgang und Deckenspalt (siehe Abbildung 4.3); b: Lückenschließung der Mauer in X- und Y-Richtung; c.: Zustand der Mauer während des zweiten Experiments mit 1 m tiefer Verstärkung in Z-Richtung auf 2 m-Höhe; d: Auffüllen der Verstärkung bis zur Decke.

Neben der übersichtlichen Darstellungsweise von Simulationsergebnissen mittels Konturplots, die jedoch keine Fehlerangaben beinhalten und aufgrund des dem Betrachter überlassenden Vergleichs zwischen Plot und Farbskala recht ungenau sind, bietet FLUKA die Möglichkeit, simulierte Dosisleistungen über benutzerdefinierte Raumvolumen zu integrieren. Für die hier betrachteten Szenarien wurden 1 m³ große Kuben an den Messstandorten ausgewählt und über jeweils 20 unabhängige Durchläufe der Simulation gemittelt. Als Resultat ergibt sich für jeden Messplatz ein Mittelwert und ein Fehler für das Ergebnis der simulierten Dosisleistung.

Tabelle 4.1 stellt die errechneten Werte denen der Messung gegenüber, wobei die durch Neutronen und Photonen verursachten Dosisleistungen getrennt voneinander behandelt werden. Aufgrund einer zu geringen Statistik ergibt sich aus der Simulation für das zweite Experiment nur ein aussagekräftiger Wert bezüglich der Neutronendosis am Messplatz direkt hinter der Mauer. Die Ergebnisse aller anderen Standorte weisen hier Unsicherheiten von mindestens 130 % auf, weswegen sie in der weiteren Auswertung nicht verwendet werden. Im Gegensatz dazu liegt für das erste Experiment zu jedem Messplatz sowohl ein Wert für die Photonen- als auch für die Neutronendosisleistung vor. Um die Ergebnisse der Messungen und Simulationen besser vergleichen zu können, wurden sie direkt auf einen Strahlverlust von 100 µA normiert.

Es zeigt sich, dass die simulierte Neutronendosisleistung an allen Messplätzen innerhalb der Detektorunsicherheit mit den experimentell gewonnenen Daten übereinstimmt. Es muss dabei jedoch berücksichtigt werden, dass der Messfehler nach Kapitel 3.2 bei bis zu 35% liegt, was den positiven Ausfall des Vergleichs stark begünstigt. Im Gegensatz dazu überschneiden sich die Ergebnisse der Photonen-Dosisleistungen nicht im Rahmen der angenommenen Fehler. Die relative Abweichung von Simulation zu Messung liegt hier zwischen (18,0 ± 0,8) % und (58,0 ± 1,7) %, was vermuten lässt, dass die Simulation nicht mit den realen Bedingungen des Experiments übereinstimmt.

Im Jahre 2010 wurde ein ähnliches Abschirmungsexperiment an dem Alternating Gradient Synchrotron in Brookhaven mit 2,83 GeV Protonen durchgeführt. Hier heißt es im Fazit: "The results demonstrate that FLUKA reproduces the data within 40% up to several meters of shielding, a very good agreement was obtained for the data taken by the large experimental setup and the important thickness of the shield." [30].

Neutronen Dezember 2013					
Messplatz	Simulation $[mSv h^{-1}]$	Messung $[mSv h^{-1}]$	Verhältnis		
1	$1220,0 \pm 4,7$	$1590,0 \pm 55,7$	$0,77\pm0,27$		
2	$410,0\pm3,\!9$	$390,0\pm13,7$	$1,05\pm0,38$		
3	$14,0\pm0,3$	$15,5\pm5,4$	$0,\!90\pm0,\!37$		
Photonen Dezember 2013					
Messplatz	Simulation $[mSv h^{-1}]$	Messung $[mSv h^{-1}]$	Verhältnis		
1	$94,0\pm0,6$	$80,0\pm0,1$	$1,\!18\pm0,\!08$		
2	$41,0\pm0,4$	$26,0\pm0,1$	$1,\!58\pm0,\!17$		
3	$1,6 \pm 0,4$	$2,5\pm0,1$	$0,\!64\pm0,\!16$		
Neutronen Mai 2014					
Messplatz	Simulation $[mSv h^{-1}]$	Messung $[mSv h^{-1}]$	Verhältnis		
1	$450,0 \pm 17,0$	$290,0\pm8,1$	$1,\!55\pm0,\!73$		

Tabelle 4.1. – Die Tabelle listet die Ergebnisse der Simulationen und der Experimente auf und vergleicht sie miteinander. Dabei lassen sich Abweichungen von maximal 58% feststellen, wobei die gemessenen Neutronen-Dosisleistungen an jedem Standort innerhalb der Fehler mit den experimentell gewonnenen Daten übereinstimmen.

Mit 40% stimmen die referierten Abweichungen sehr gut mit den festgestellten Abweichungen der in diesem Kapitel aufgeführten Ergebnisse überein, weswegen angenommen werden kann, dass auch bei der Simulation des Strahlführungstunnels aufgrund geometrischer Messfehler keine perfekte Reproduktion der experimentellen Geometrie durch ein FLUKA-Modell möglich war. Das Ausmaß der daraus resultierenden Fehler soll im Folgenden anhand einer Änderung des simulierten Winkels zwischen der MAMI-Strahlführung und dem Umlenkdipol diskutiert werden.

Abbildung 4.5 stellt die Verteilung der Dosisleistung im Dipol anhand eines Querschnitts auf Strahlhöhe durch den Magneten dar. Es lässt sich gut erkennen, wo der Strahl das Strahlrohr verlässt und auf das Eisenjoch des Magneten trifft. Abhängig von seinem Eintrittwinkel verändert sich dabei die Wegstrecke, die er bis zu seinem Austritt durch das Metall zurücklegen muss. Dieser Winkel wurde zu $(6,0 \pm 0,2)^{\circ}$ vermessen, weswegen neben dem in Abbildung 4.4 dargestellten Fall die Szenarien für 4° und 8° simuliert und für den Messplatz direkt hinter der Mauer ausgewertet wurden. Die resultierenden Ortsdosisleistungen sind in Tabelle 4.2 jeweils sowohl für Photonen als auch für Neutronen aufgelistet.

Dezember 2013	Simulation $[mSv h^{-1}]$		
${f Einfallswinkel}$	Neutronen	Photonen	
4°	$1450,0\pm4,2$	$108,0\pm0,6$	
6°	$1220,0 \pm 4,7$	$94,0\pm0,6$	
8°	$1121,0\pm3,3$	$86,0\pm0,5$	

Tabelle 4.2. – Die Tabelle zeigt die Auswirkungen auf die Ergebnisse der simulierten Dosisleistung bei einer Änderung des Winkels zwischen der Strahlführung und dem Dipol um 2°. Die Betrachtung des gemessenen Sollwinkels von 6° ergibt eine Gesamtleistung von $(1314, 0 \pm 4, 7) \text{ mSv h}^{-1}$, welche sich bei der Simulation eines Einfallswinkels von 4° um 19% auf $(1558, 0 \pm 4, 2) \text{ mSv h}^{-1}$ erhöht und bei der Simulation eines Einfallswinkels von 8° um 8% auf $(1207, 0 \pm 3, 3) \text{ mSv h}^{-1}$ verringert.

Es zeigt sich, dass eine Erhöhung des Einfallswinkels um 2° zu einer Reduzierung der berechneten Neutronen-Dosisleistung um $(8,0 \pm 0,4)$ % von $(1220,0 \pm 4,7)$ mSv h⁻¹ auf $(1121,0 \pm 3,3)$ mSv h⁻¹ führt. Die simulierte Photonen-Dosisleistung verringert sich analog dazu um $(9,0 \pm 0,7)$ % von $(94,0 \pm 0,6)$ mSv h⁻¹ auf $(86,0 \pm 0,5)$ mSv h⁻¹. Durch eine Änderung des Winkels auf 4° erhöht sich der Wert für Neutronen um $(19,0 \pm 0,6)$ % auf $(1450,0 \pm 4,2)$ mSv h⁻¹ und für Photonen um $(15,0 \pm 1,0)$ % auf $(108,0 \pm 0,6)$ mSv h⁻¹. Der Bereich, in dem die verschiedenen Simulationsergebnisse variieren, beträgt also nahezu 30% des für 6° errechneten Ausgangswerts und liegt somit in derselben Größenordnung wie die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Simulation und denen der Messung.

Als Konsequenz daraus muss bei Simulationen, die eine komplizierte oder nur schwer zu vermessende Geometrie aufweisen, davon ausgegangen werden, dass der tatsächliche Fehler den berechneten statistischen weit übersteigt. Die durch diese Problematik erzeugten Unsicherheiten liegen im zweistelligen Prozentbereich, was für viele wissenschaftliche Anwendungen ein inakzeptables Resultat darstellt. Aus Sicht des Strahlenschutzes handelt es sich jedoch um einen völlig zufriedenstellenden Wert, da hier Gefahrenpotentiale anhand ihrer Größenordnungen evaluiert werden und immer dementsprechende Sicherheitsabstände gegeben sind. Der praktische Nutzen der in diesem Kapitel durchgeführten Simulationen bleibt daher trotz großer Unsicherheiten erhalten, sodass abschließend eine Einschätzung der am Bauplatz von MESA herrschenden Sicherheitslage erfolgen soll. Von besonderem Interesse ist dabei die maximale effektive Dosis, die

	Havariefall	Effektive Dosis [mSv]		
Messplatz	Verlustleistung	Dauer	Mai 2014	fertiggestellt
1	$150\mathrm{kW}$	1 s	$(81,0\pm2,3)\cdot10^{-3}$	$(2,7\pm0,2)\cdot10^{-3}$
2	$150\mathrm{kW}$	1 s	$(39,0\pm1,1)\cdot10^{-3}$	$< 2 \cdot 10^{-3}$
1	$1,5\mathrm{kW}$	8 h	$23,0\pm0,7$	$0,7\pm0,1$
2	$1,5\mathrm{kW}$	8 h	$11,0 \pm 0,3$	<0,6

Tabelle 4.3. – Die Tabelle listet die effektiven Dosen auf, die an den Messplätzen 1 und 2 bei verschiedenen Havariefällen zu erwarten sind. In blau sind die Werte dargestellt, die auf der Grundlage einer Messung berechnet wurden, und in rot diejenigen, die sich aus den Ergebnissen einer FLUKA-Simulation ergeben. Bei der Simulation der fertiggestellten Mauer konnten aus Gründen der Rechenzeit nicht genügend Teilchen simuliert werden, um einen statistisch aussagekräftigen Wert für Messplatz 2 zu liefern. Stattdessen ist eine maximale Obergrenze angegeben, die sich aus den Ergebnissen zu Gebieten ergibt, die näher an der Mauer liegen.

von einem Menschen aufgenommen werden könnte, der sich in dem betrachteten Gebiet während eines Havariefalls aufhält, und die sich aus dem Produkt der Ortsdosisleistung mit der maximalen Dauer des Störfalls ergibt.

In Tabelle 4.3 sind die effektiven Dosen aufgelistet, die im Überwachungsbereich an Messplatz 2 und im Kontrollbereich an Messplatz 1 während zwei verschiedener Havariefälle zu erwarten sind. Dabei muss bedacht werden, dass der Kontrollbereich nicht von Personal betreten werden wird und die dazu aufgeführten Ergebnisse nur aufgrund ihrer höheren statistischen Genauigkeit als weitere Orientierungshilfe dienen sollen. Sollten für das jeweilig betrachtete Szenario Messwerte zur Verfügung stehen, so wurden diese den Ergebnissen der entsprechenden FLUKA-Simulation vorgezogen und sind blau dargestellt. Da die Schutzmauer zum momentanen Zeitpunkt noch nicht fertiggestellt ist, liegen



Abbildung 4.5. – Die Abbildung zeigt die simulierte Dosisverteilung in der näheren Umgebung des Umlenkdipols. Der dem zugrunde liegende Einfallswinkel des Elektronenstrahls beträgt 4°, wodurch nur eine schmale Kante des Magnetjochs getroffen wird.

zu dem Fall einer 3m tiefen und vollständig geschlossenen Mauer noch keine Messdaten vor, weswegen hierfür stattdessen die rot gekennzeichneten Simulationsergebnisse verwendet wurden.

Der erste Havariefall betrachtet einen totalen Strahlverlust während des Betriebs von MAMI unter Volllast. Die Strahlenergie beträgt daher 1,5 GeV bei einem Strahlstrom von 100 μ A, was einer Strahlleistung von 150 kW entspricht. Sollte es während der Arbeiten an MESA

vor der Fertigstellung der Mauer zu einem solchen Ereignis kommen, so würden im Überwachungsbereich Ortsdosisleistungen von bis zu $H_{\rm max} = (140.0 \pm 3.9) \,{\rm mSv} \,{\rm h}^{-1}$ erreicht werden. Die mögliche Dauer dieses Havariefalls beträgt jedoch nur wenige Millisekunden, da der Strahlbetrieb selbst bei einem Versagen der Sicherheitskette aufgrund einer unvermeidlichen Strahlrohrperforation nicht aufrecht erhalten werden könnte. Unter der überhöhten Annahme, dass der Störfall über einen Zeitraum von $T_{\text{max}} = 1$ s anhielte, betrüge die aufnehmbare effektive Dosis somit maximal $(39,0 \pm 1,1) \mu$ Sv, was in etwa einem Tausendstel des nach Abschnit 5 §49 der Strahlenschutzverordnung [1] zugelassenen Grenzwerts von 50 mSv entspricht und daher keinerlei Gefahrenpotential darstellt.

Neben dem Szenario eines totalen Strahlverlusts ist es jedoch auch denkbar, dass geringere Verluste zu keiner Strahlrohrperforation führen und so über einen längeren Zeitraum anhalten könnten. Unter außerordentlichen Umständen wäre es auf diese Weise vorstellbar, dass während eines kompletten Arbeitstages von 8 h eine durchschnittliche Leistung von etwa 1,5 kW verloren geht. Unter der Annahme einer noch nicht fertiggestellten Mauer akkumuliert sich in einem solchen Fall an Messplatz 2 eine effektive Dosis von $(11,0 \pm 0,3)$ mSv. Obwohl dies nur etwa einem Fünftel des angegebenen Grenzwerts entspricht, wird auf Grundlage der FLUKA-Simulationen empfohlen, die Schutzmauer auf einer Tiefe von 3 m vollständig zu schließen, da durch diesen verhältnismäßig geringen Arbeitsaufwand eine weitere Absenkung der maximal aufnehmbaren Dosis um einen Faktor 18 auf weniger als 0,6 mSv möglich wäre.

Abschließend zeigt sich, dass keines der betrachteten Szenarien die Entstehung eines nicht akzeptablen Strahlungsfeldes zur Folge hätte, wobei sowohl technisches Versagen als auch grobe Fahrlässigkeit mit in Betracht gezogen wurden. Eine Gefährdung des am Bau beteiligten Personals kann somit bereits zum aktuellen Zeitpunkt und insbesondere nach Fertigstellung der Mauer ausgeschlossen werden.

4.2. Aktivierung einer mehrschichtigen Metallprobe

Neben der Kenntnis über die Verteilung direkter Ortsdosen ist es für den Strahlenschutz wichtig, die Gefahr remanenter Strahlungsquellen zu erkennen und beurteilen zu können. Remanente Strahlungsquellen sind Objekte, die über Kernreaktionen mit hochenergetischen Strahlteilchen und deren Streuprodukte aktiviert werden und auch nach dem Abschalten des Beschleunigers weiterhin eine radioaktive Belastung darstellen.

Um ein solches Nachglühen möglichst gering zu halten, können bei der Konstruktion eines Beschleunigers Materialien verwendet werden, die bei einer Bestrahlung nur kurzlebige Radioisotope produzieren. Eine Anwendung dieses Prinzips findet sich in dem Vakuumsystem des Mainzer Mikrotrons, welches aus Aluminium errichtet wurde, obwohl Stahl günstiger und einfacher zu handhaben gewesen wäre. ²⁷Al aktiviert sich größtenteils über den Einfang eines Neutrons und anschließender Emission eines α -Teilchens zu ²⁴Na. Das Natrium-Tochternuklid zerfällt nachfolgend mit einer Halbwertszeit von nur 15 Stunden und unter der Emission eines β^- -Teilchens in das stabile Isotop ²⁴Mg.

Die entstehende Belastung ist somit auch bei massivem Strahlverlust zeitlich überschaubar und es kann kein langfristiger Stapeleffekt auftreten. Aus diesem Grund reduziert die Verwendung von Aluminium das Aufkommen anhaltender remanenter Dosen beträchtlich. Der Einsatz dieses Materials ist bei der Errichtung eines Beschleunigers jedoch nur eingeschränkt möglich. Strahloptische Elemente wie Magnete und Kavitäten bestehen aus verschiedenen Legierungen und weisen nur selten günstige Eigenschaften bezüglich ihrer radioaktiven Aktivierung auf. Das Ausmaß der Aktivierung lässt sich dabei nur schwer abschätzen und muss dennoch bei der Konstruktion eines neuen Beschleunigers beachtet werden, was den Einsatz von FLUKA sehr interessant macht. Um Erfahrungen im Umgang mit dem Programm auf diesem Gebiet zu sammeln, wurde ein Experiment zur Bestrahlung einer mehrschichtigen Metallprobe durchgeführt und parallel dazu mit FLUKA simuliert.

4.2.1. Aufbau

Das Experiment zielt darauf ab, ein möglichst breites Spektrum an Radionukliden in nachweisbaren Konzentrationen zu erzeugen. Vor diesem Hintergrund wurde als Target eine geschichtete Metallprobe gewählt, die aus einzelnen Blechen mit einer maximalen Stärke von 1 mm besteht.

Abbildung 4.6 zeigt ein Foto der fertigen Probe, auf dem die verschiedenen Metallschichten zu erkennen sind. Die oberste und unterste Schicht besteht aus einem (0.5 ± 0.1) mm starken Aluminiumblech, das hauptsächlich zur Fixierung der dazwischen liegenden Metalle dient. Die zweite Schicht bildet eine $(1,0\pm0,1)$ mm starke Bleiplatte, deren Sinn darin besteht, aus den einfallenden Elektronen ein intensives Bremsstrahlungsspektrum zu erzeugen. Die daraus hervorgehenden hochenergetischen Photonen nehmen an (γ, n) -Reaktionen in den umliegenden Bleikernen teil und führen zu der Entwicklung hoher Neutronenflussdichten. Das resultierende Elektronen-, Photonen- und Neutronen-Konglomerat verursacht abschließend in den tieferen Schichten aus $(1,0\pm0,1)$ mm starkem Stahl und einer ebenso starken Aluminiumlegierung ein breites Spektrum an Kernreaktionen und somit eine gute Ausbeute an nachweisbaren Radioisotopen.



Abbildung 4.6. – Das Foto zeigt den Aufbau der aktivierten mehrschichtigen Metallprobe. Der Elektronenstrahl trifft von vorne zunächst auf ein 0,5 mm starkes Aluminiumblech und anschließend auf jeweils 1 mm Blei, Stahl und Aluminium.

Die Vermessung der aktivierten Probe geschieht mithilfe eines γ -Detektors der Marke DSG NGC 3019. Er wurde am 31.10.1997 von Professor Backe anhand verschiedener Radioisotope über einen Energiebereich von 88 keV bis 1333 keV effizienzkalibriert. Die verwendeten Quellen wurden in einem Abstand von 1 m vermessen und können näherungsweise als punktförmig betrachtet werden [40]. Um Professor Backes Ergebnisse verwenden zu können, müssen die Metallbleche daher auch auf einem möglichst punktförmigen Gebiet aktiviert werden.



Abbildung 4.7. – Um zu Zwecken einer punktförmigen Aktivierung den Teilchenschauer räumlich begrenzt zu halten, dient eine Bleischicht als Radiator und gleichzeitig als Neutronenquelle. Über (n,α) - und (n,p)-Kernreaktionen entstehen in den nachfolgenden Materialien Radionuklide mit spezifischen Zerfallsspektren. Das Material wurde für 11 min mit einem 855 MeV-Elektronenstrahl bei einem Strahlstrom von 10 nA aktiviert. Die logarithmische Farbskala gibt die mittlere Neutronenspurdichte pro Strahlelektron an.
Abbildung 4.7 zeigt einen seitlichen Querschnitt durch ein FLUKA-Modell der Probe sowie das Ergebnis einer durchgeführten Simulation zur Bestimmung der Neutronenspurdichte. Wie zu erkennen ist, bildet sich in der Bleischicht ein sehr konzentrierter Neutronenschauer, was an der hohen Dichte des Materials und der hohen Energie der einfallenden Elektronen von 855 MeV liegt. 96% der simulierten Neutronen bewegen sich dabei innerhalb eines 2 mm-Radius zur Strahlachse, wodurch in diesem Bereich auch ein Großteil der aktivierenden Kernreaktionen stattfindet. Der Germaniumdetektor steht während der Messung in einem Abstand von $(50,0 \pm 0,1)$ cm zu den Metallproben. Das Verhältnis von Messdistanz zu Probendurchmesser liegt somit bei 125, was die Annahme einer punktförmigen Quelle rechtfertigt. Der fertige Aufbau ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Zu sehen sind der Germaniumdetektor und die in eine simple Halterung eingespannte Probe sowie der mit dem Detektor verbundene Vielkanalanalysator und der daran angeschlossene Laptop.



Abbildung 4.8. – Die Abbildung zeigt ein Foto des fertigen Messaufbaus. Die Probe ist mit einer Klammer an einer verschiebbaren Halterung befestigt und befindet sich auf derselben Höhe wie der Germaniumkristall im Detektor. Der Abstand zwischen Detektor und Blech betrug bei der ersten Testmessung $(200,0 \pm 0,1)$ cm und wurde aufgrund zu geringer Zählraten anschließend auf $(50,0 \pm 0,1)$ cm reduziert.

4.2.2. Durchführung

Zu Beginn des Experiments wurde die Probe unmittelbar hinter dem Endflansch der Strahlführung in den RTM3-Strahlfänger gestellt und für 11 min bei einem Strahlstrom von 10 nA mit 855 MeV-Elektronen bestrahlt. Anschließend wurden die nun radioaktiven Bleche schnellstmöglich an den Messplatz transportiert, nacheinander in die vorbereitete Halterung eingespannt und für jeweils 15 min mit dem Gammadetektor untersucht, wobei die erste Messung 10 min nach dem Abschluss der Bestrahlung gestartet wurde. Abschließend wurde zu Zwecken der Untergrundkorrektur ein 15-minütiges Untergrundspektrum aufgenommen. Die Auswertung der sich ergebenden Aufnahmen erfolgte mit der Analysesoftware *Genie 2000*.

Parallel zu dem Experiment wurde eine FLUKA-Simulation durchgeführt, die auf dem bereits in Abbildung 4.7 gezeigten Modell basiert. Die Intensitätsverteilung des angenommenen Elektronenstrahls wurde als gaußförmig mit einem FWHM von 1 mm angenommen. Zusätzlich zu den Rahmenbedingungen der in Kapitel 4.1 behandelten Simulation wurden die Module *RADDECAY*, *IRRPRO-FIL* und *DCYTIMES* aktiviert, welche zur Regulierung radioaktiver Zerfälle dienen.

4.2.3. Auswertung und Diskussion

Um die tatsächliche Aktivität der einzelnen Isotope zu ermitteln, muss das Ansprechvermögen des Detektors für alle Photonenenergien bekannt sein. Die hierfür benötigte Effizienzkalibrierung wird mithilfe der Messergebnisse von Professor Backe durchgeführt, welche in Abbildung 4.9 anhand des 1997 aufgenommenen Punktquellen-Spektrums dargestellt sind [40]. Zum Einsatz kamen die Isotope ²²Na, ⁵⁴Mn, ⁵⁷Co, ⁶⁰Co, ¹³³Ba und ¹³⁷Cs, welche sich eindeutig im Spektrum nachweisen lassen und deren Zerfallsenergien aus Quelle [25] entnommen wurden.

Bevor zur weiteren Auswertung die Flächen der einzelnen Spektrallinien bestimmt werden, sollte zunächst eine Untergrundkorrektur erfolgen. Da sich in den vorhandenen Daten jedoch keine Aufnahme des Untergrunds finden lässt, muss dieser Schritt übersprungen werden.

Neben dem nun nicht weiter behandelbaren Untergrund des Messstandorts muss der durch die Testisotope selbst erzeugte Compton-Untergrund beachtet werden. Er entsteht dadurch, dass der Detektor mitunter nicht alle Schauerteilchen eines registrierten Photons absorbieren kann, was zu nicht identifizierbaren Kanalzuordnungen führt. Die Analysesoftware *Genie 2000* berechnet den Compton-Untergrund B_i nach Gleichung (4.1) kanalweise für jeden Kanal i und berücksichtigt dabei die durchschnittliche Höhe des Untergrunds L_{avg} vor (i < L) und R_{avg} hinter (i > R) der Spektrallinie sowie die gemessene Zahl an Ereignissen der einzelnen Kanäle Y_i [22].



Abbildung 4.9. – Die Abbildung zeigt das Spektrum der von Professor Backe durchgeführten Punktquellen-Vermessung. Es sind einige markante Spektrallinien zu erkennen, die sich erwartungsgemäß den verwendeten Isotopen zuordnen lassen.

$$B_{\rm i} = L_{\rm avg} + \frac{\sum_{\rm j=L}^{\rm l} Y_{\rm j}}{\sum_{\rm j=L}^{\rm R} Y_{\rm j}} \cdot \left(R_{\rm avg} - L_{\rm avg}\right)$$
(4.1)

Wird B_i von Y_i abgezogen, so bleibt wie in Gleichung (4.3) gezeigt die im i-ten Kanal gemessene Anzahl an Ereignissen Z_i der untergrundkorrigierten Spektrallinie übrig. Die Gesamtzahl Z_{reg} an registrierten Photonen hängt über die Detektoreffizienz ϵ von der Zahl an insgesamt emittierten Photonen Z_{all} ab, welche sich wiederum nach Gleichung (4.6) über die Emissionswahrscheinlichkeit I und der Messzeit T_{Mess} aus der Probenaktivität A_{akt} errechnen lässt. Dabei ist es wichtig, das Alter T der Quelle zu berücksichtigen, um so den korrekten Wert für A_{akt} zu Beginn der Messung aus der bekannten Startaktivität A_0 zu erhalten.

Gleichung (4.6) zeigt den Zusammenhang zwischen der Detektoreffizienz und den anderen beschriebenen Größen, welche abgesehen von Z_{reg} alle aus [25] entnommen werden. Über sie wird die Nachweiseffizienz für alle identifizierten Spektrallinien und somit für verschiedene Photonenenergien berechnet. Der daraus

$$Z_{\rm i} = Y_{\rm i} - B_{\rm i} \tag{4.2}$$

$$Z_{\rm reg} = \sum_{\rm j=L}^{\rm R} Z_{\rm j} = \epsilon \cdot Z_{\rm all} \tag{4.3}$$

$$= \epsilon \cdot I \cdot \int_0^{T_{\text{Mess}}} \mathrm{d}t A_0 \mathrm{e}^{-\lambda(T+t)}$$
(4.4)

$$= \epsilon \cdot I \cdot \frac{A_{\text{akt}}}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda T_{\text{Mess}}} \right)$$
(4.5)

$$\Leftrightarrow \epsilon = \frac{Z_{\text{reg}} \cdot \lambda}{I \cdot A_{\text{akt}} \cdot (1 - e^{-\lambda T_{\text{Mess}}})}$$
(4.6)

resultierende Datensatz findet sich im Anhang unter Kapitel A.3.

In Anbetracht des hohen Alters der Messung darf jedoch nicht ohne Überprüfung davon ausgegangen werden, dass die resultierenden Effizienzen immer noch den aktuellen Zustand des Detektors repräsentieren. Aus diesem Grund wurde eine erneute Effizienzkalibrierung durchgeführt und deren Ergebnisse mit den Resultaten von Professor Backe verglichen. Dieser Vergleich ist in Abbildung 4.10 dargestellt und zeigt eine gute Übereinstimmung beider Datensätze. Die jeweils angepasste Effizienzfunktion $\epsilon(E)$ wird über Gleichung (4.7) beschrieben und ist für HPGe-Detektoren optimiert [21].

$$\epsilon(E) = \exp[-a + b \cdot \ln(\frac{E}{1 \text{ keV}}) - c \cdot \ln^2(\frac{E}{1 \text{ keV}}) + d \cdot \ln^3(\frac{E}{1 \text{ keV}})$$
(4.7)

Der resultierende Kurvenverlauf kann über die Änderung des Abschwächungskoeffizienten für Photonen unterschiedlicher Energie erklärt werden. Das 0,7 mm starke Detektor-Einlassfenster genügt, um den sensitiven Germanium-Kristall von niederenergetischen Photonen abzuschirmen, sodass nur wenige Teilchen nachgewiesen werden können und die Detektoreffizienz dementsprechend gering ausfällt. Mit zunehmender Energie verringert sich die Streuwahrscheinlichkeit der Photonen am Aluminiumfenster und es erreichen mehr Teilchen den Germaniumkristall, was den steilen Anstieg der Kurve bis zu ihrem Maximum bei etwa 100 keV erklärt. Eine weitere Zunahme der Photonenenergie erhöht zwar kontinuierlich die Menge an Photonen, die das Einlassfenster passieren, jedoch sinkt gleichzeitig auch ihr Streuwirkungsquerschnitt mit dem Halbleitermaterial,



Abbildung 4.10. – Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der ermittelten Effizienzen von der Photonenenergie. Dabei sind die Werte, die auf den Messungen von Professor Backe basieren, rot dargestellt und diejenigen, die im Verlauf dieser Arbeit ermittelt wurden, blau. An beide Messdatensätze wurden Kalibrationskurven angepasst, deren absolute Abweichung zueinander als graue Kurve dargestellt ist. Sie erreicht bei 51,7 keV ein Maximum von 0,0012 %, was einer relativen Abweichung von 9,3 % entspricht.

sodass die Nachweiseffizienz nun wieder sinkt. Dieses Verhalten führt zu dem Abfall der Kurve nach ihrem Maximum.

Die ermittelten $\chi^2_{\rm red}$ liegen mit $\chi^2_{\rm red,Backe} = 0,64$ und $\chi^2_{\rm red,neu} = 0,10$ für beide Kalibrationskurven deutlich unterhalb von 1, was auf eine Überschätzung der angenommenen Fehler hinweist. Den größten Einfluss haben hier die statistischen Fehler der Messung und der vom Hersteller angegebene Fehler zu der Aktivität der vermessenen Isotope. Ersterer lässt sich über Gleichung (4.3) und die in Kapitel A.3 angehängten Messdatensätze für jeden Messpunkt nachvollziehen. Letzterer kann jedoch nur den Datenblättern der Proben [40] entnommen werden und entzieht aufgrund fehlender weiterführender Angaben einer näheren Kontrolle. Es muss daher angenommen werden, dass hier die Ursache für die Überschätzung der Fehler liegt. Als Konsequenz daraus werden die Fehler der nachfolgend berechneten und auf den Ergebnissen der Anpassung basierenden Werte ebenfalls überschätzt. Wie sich zeigen wird, liegt der resultierende Gesamtfehler jedoch trotzdem innerhalb eines akzeptablen Rahmens von wenigen Prozent und hat daher keine Auswirkungen auf die in diesem Kapitel angestellten Schlussfolgerungen.

Die aus der Anpassung resultierenden Kurvenparameter stimmen innerhalb ihrer Fehler für beide Messdatensätze miteinander überein. Da die Ergebnisse der aktuellen Effizienzkalibrierung jedoch deutlich geringere Unsicherheiten aufweisen, wird ihre Anwendung für zukünftige Projekte empfohlen. Aufgrund eines Detektorschadens konnte die Kalibrierung allerdings erst in einem fortgeschrittenem Stadium dieser Arbeit durchgeführt werden, weswegen ihre Resultate keinen Eingang in die Analyse der aktivierten Metallbleche findet.

Im Anschluss an die erfolgte Effizienzkalibrierung muss für die sich ergebene Anpassfunktion eine Fehlerfortpflanzung durchgeführt werden. Da die angepassten Parameter a, b, c und d stark miteinander korreliert sind, scheidet hierfür eine gewöhnliche Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus und es wird an deren Stelle das allgemeine Gesetz der Fehlerfortpflanzung in Matrizenform genutzt [2]. Dabei wird $\epsilon(E)$, wie in Gleichung (4.9) gezeigt, durch eine Taylorentwicklung erster Ordnung parameterweise linear genähert und mit der Kovarianzmatrix C_A verknüpft. Der Beweis, dass sich mit dieser Methode die korrekten Fehlertoleranzen in einer sehr guten Näherung errechnen lassen, soll nicht an dieser Stelle erfolgen, wird jedoch ausführlich in [23] und [24] beschrieben.

$$T = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial a}, \frac{\partial \epsilon}{\partial b}, \frac{\partial \epsilon}{\partial c}, \frac{\partial \epsilon}{\partial d}\right)$$
(4.8)

$$\Delta \epsilon = \sqrt{\mathrm{TC}_{\mathrm{A}} \mathrm{T}^{t}} \tag{4.9}$$

Nachdem nun sowohl die energieabhängigen Effizienzen $\epsilon(E)$ als auch ihre Fehler berechnet werden können, sind alle Voraussetzungen geschaffen, um die in Abbildung 4.11 dargestellten Spektren der aktivierten Bleche auszuwerten. Die einzelnen Aufnahmen zeigen eine Vielzahl an charakteristischen Spektrallinien und für jede Probe jeweils einen uncharakteristischen 511 keV-Summenpeak, der durch den Zerfall verschiedener Positronenemitter entsteht.



Abbildung 4.11. – Nach der Korrektur Untergrunds bleiben die charakteristischen Linien der aktivierten Bleche übrig. Die Menge der auf diese Weise identifizierten Isotope entspricht den Erwartungen und wird über eine Vielzahl an verschiedenen Kernreaktionen erzeugt.

Wie zu erwarten, finden sich im Spektrum der Aluminiumprobe aufgrund eines 3%-igen Magnesiumanteils neben einer ²⁴Na-Linie noch zwei charakteristische Linien von ²⁷Mg. Dabei entsteht ²⁴Na in einer (n,α) -Reaktion aus ²⁷Al und ²⁷Mg in einer (n,γ) -Reaktion aus ²⁶Mg. Anhand des Stahlblech-Spektrums lassen sich die Isotope ⁴⁹Cr, ⁵³Fe und ⁵⁷Ni nachweisen, welche durch Photodesintegration aus den stabilen Nukliden ⁵⁰Cr, ⁵⁴Fe und ⁵⁸Ni entstehen. Daneben finden sich die Zerfallslinien der Isotope ⁵⁶Mn und ³⁸Cl, wobei Ersteres über (n,γ) -Reaktionen aus ⁵⁵Mn erzeugt wird und Letzteres das Produkt induzierter Kernspaltungen ist.

Im Vergleich zu ihren beiden Vorgängern lassen sich die einzelnen Linien im Spektrum der Bleiprobe deutlich schwerer identifizieren. Hier wird aufgrund der großen Anzahl und Masse der erzeugten Isotope eine Vielzahl an verschiedenen Photonenenergien bereitgestellt, welche teilweise sehr nah beieinander liegen oder sogar nicht mehr getrennt aufgelöst werden können. Infolgedessen kann die Herkunft einiger Spektrallinien nicht genau bestimmt werden, was sie für die weitere Auswertung unbrauchbar macht. Nichtsdestotrotz bleiben 20 bestimmbare Linien übrig, die sieben verschiedenen Isotopen zugeordnet werden können. Den größten Anteil nehmen dabei die Blei-Isotope ¹⁹⁶Pb und ¹⁹⁹Pb ein, welche durch Photodesintegration aus ihren stabilen Mutternukliden entstehen. Daneben finden sich Thallium-, Bismut- und Goldisotope, welche über eine Vielzahl an Photon-, Neutron- und Proton-induzierten Kernreaktionen erzeugt werden.

$$A_{\rm akt} = \frac{Z_{\rm reg} \cdot \lambda}{I \cdot 4\epsilon(E) \cdot (1 - e^{-\lambda T_{\rm Mess}})}$$
(4.10)

Insgesamt gelang die Identifikation von 15 verschiedenen Isotopen, deren Aktivitäten im nächsten Schritt bestimmt werden sollen. Dafür wird Gleichung (4.6), wie in Gleichung (4.10) gezeigt, nach A_{akt} umgestellt und um einen Faktor $\frac{1}{4}$ ergänzt, da die Messung im Gegensatz zu der Effizienzkalibrierung bei einer Detektordistanz von nur 50 cm anstelle von 1 m durchgeführt wurde. Liegen für ein Isotop mehrere Linien vor, so wird aus den resultierenden NAktivitäten, wie in Gleichung (4.12) gezeigt, der nach ihren Fehlern ΔA_{akt} gewichtete Mittelwert A_{gew} gebildet.

$$A_{\text{gew}} = \sum_{j=1}^{N} \frac{A_{\text{akt},j}}{\Delta A_{\text{akt},j}} \cdot \left(\sum_{j=1}^{N} \frac{1}{\Delta A_{\text{akt},j}}\right)^{-1}$$
(4.11)

$$\Delta A_{\text{gew}} = \sqrt{N} \cdot \left(\sum_{j=1}^{N} \frac{1}{\Delta A_{\text{akt},j}}\right)^{-1}$$
(4.12)

Tabelle 4.4 stellt die so ermittelten Aktivitäten den Ergebnissen der Simulation gegenüber. Zusätzlich wird die zugrunde liegende Kernreaktion angegeben, wobei n für Neutronen, α für Alpha-Teilchen, γ für Photonen und p für Protonen steht. f steht für eine Kernspaltung und x bedeutet, dass mehrere Reaktionen möglich sind. Der Vergleich der einzelnen Einträge zeigt ein durchwachsenes Resultat mit teilweise sehr guten Übereinstimmungen, jedoch auch mit Abweichungen von bis zu (144,0 ± 3,5) %. Die gegenübergestellten Werte liegen somit immer in der gleichen Größenordnung, überlagern sich jedoch nur in fünf von fünfzehn Fällen innerhalb der Fehler.

Im Jahr 2004 wurde ein vergleichbares Experiment am CERN durchgeführt, dessen Ziel es war, verschiedene Metalle mit einem 120 GeV-Hadronenstrahl zu aktivieren. Anschließend wurden die Proben mit einem HPGe-Detektor vermessen und die daraus resultierenden Ergebnisse mit denen einer FLUKA-Simulation verglichen [27].

Abbildung 4.12 stellt die an MAMI und am CERN ermittelten Verhältnisse der gemessenen zu den simulierten Aktivitäten in Histogrammform dar. Dabei sind in blau die Verhältnisse gekennzeichnet, die innerhalb ihrer Fehler bei 1 liegen, und in rot diejenigen, die dieses Kriterium nicht erfüllen. Um eine bessere Vergleichbarkeit herzustellen, wurden aus den Daten des CERN-Experiments nur die Ergebnisse zu den Metallen verwendet, die auch im MAMI-Experiment benutzt wurden, was einer Gesamtzahl von 40 identifizierten Isotopen entspricht.

Es zeigt sich erwartungsgemäß, dass das Aktivitätsverhältnis in beiden Histogrammen am häufigsten in den Bereich zwischen 0,8 und 1,2 fällt. Für das an MAMI durchgeführte Experiment wurde hier eine relative Häufigkeit von 33% ermittelt und für die CERN-Messung ein Wert von 45%. Mit zunehmenden Ab-

	Aktivität [kBq] Verhältnis		
Kernreaktion	Simulation $A_{ m sim}$	Experiment A_{exp}	$\frac{A_{\rm sim}}{A_{\rm exp}}$
$^{27}\mathrm{Al}(\mathrm{n},\alpha)^{24}\mathrm{Na}$	$1,\!80 \pm 0,\!07$	$4,38 \pm 0,63$	$2,44 \pm 0,35$
$^{26}\mathrm{Mg}(\mathrm{n},\gamma)^{27}\mathrm{Mg}$	$21,\!42 \pm 1,\!70$	$23,\!12 \pm 1,\!71$	$1,08 \pm 0,12$
$^{56}\mathrm{Fe}(\gamma,\mathrm{f})^{38}\mathrm{Cl}$	$2,05 \pm 0,23$	$3,32 \pm 0,75$	$1,62 \pm 0,37$
$^{56}\mathrm{Fe}(\gamma,\mathrm{f})^{44}\mathrm{Sc}$	$5,\!49 \pm 0,\!27$	$11,88 \pm 1,31$	$2,16 \pm 0,26$
$^{50}\mathrm{Cr}(\gamma,\mathrm{n})^{49}\mathrm{Cr}$	$65,37 \pm 0,99$	$64,\!83 \pm 1,\!71$	$0,99\pm0,03$
$^{54}\mathrm{Fe}(\gamma,\mathrm{n})^{53}\mathrm{Fe}$	$89,56 \pm 2,69$	$40,\!47 \pm 3,\!01$	$0,45 \pm 0,03$
56 Fe(n,p) 56 Mn	$4,94\pm0,25$	$10,\!49 \pm 2,\!42$	$2,\!12\pm0,\!50$
$^{58}\mathrm{Ni}(\gamma,\mathrm{n})^{57}\mathrm{Ni}$	$1,\!82\pm0,\!07$	$2,98 \pm 0,34$	$1,\!64\pm0,\!19$
$^{\mathrm{A}}\mathrm{Pb}(\mathrm{x,x})^{190}\mathrm{Au}$	$31,\!47\pm1,\!16$	$22,\!12 \pm 0,\!51$	$0,70\pm0,03$
$^{\mathrm{A}}\mathrm{Pb}(\mathrm{x,x})^{193}\mathrm{Tl}$	$30,20 \pm 1,36$	$11,59 \pm 1,39$	$0,\!38\pm0,\!05$
$^{\mathrm{A}}\mathrm{Pb}(\mathrm{x,x})^{195}\mathrm{Tl}$	$45,\!37 \pm 1,\!59$	$43,\!68 \pm 1,\!92$	$0,96\pm0,05$
$^{\mathrm{A}}\mathrm{Pb}(\mathrm{x,x})^{196}\mathrm{Tl}$	$25,53 \pm 0,92$	$24,\!89 \pm 0,\!90$	$0,98 \pm 0,04$
$^{\mathrm{A}}\mathrm{Pb}(\mathrm{x,x})^{196}\mathrm{Pb}$	$36,\!13 \pm 1,\!34$	$65,85 \pm 10,82$	$1,82 \pm 0,30$
$^{\mathrm{A}}\mathrm{Pb}(\mathrm{x,x})^{199}\mathrm{Pb}$	$44,99 \pm 1,62$	$35,86 \pm 1,39$	$0,80 \pm 0,04$
$^{\mathrm{A}}\mathrm{Pb}(\mathrm{x,x})^{200}\mathrm{Bi}$	$6{,}02\pm0{,}50$	$5,98 \pm 0,70$	$0,\!99\pm0,\!11$
Summe	$412,16 \pm 4,74$	$371,44 \pm 12,24$	$0,90 \pm 0,03$

Tabelle 4.4. – Die Tabelle listet die Aktivitäten aller identifizierten Isotope aus der Probenvermessung auf und stellt sie den Ergebnissen der Simulation gegenüber. Das Verhältnis der gemessenen zu der simulierten Aktivität bewegt innerhalb eines Bereichs von 0,38 bis 2,44, wobei die besten Resultate für die Bleischicht erzielt werden. Hier überlagern sich die ermittelten Aktivitäten in drei von sieben Fällen innerhalb der Fehler. stand nimmt die relative Häufigkeit in beide Richtungen immer weiter ab, wobei das MAMI-Histogramm im Vergleich zum CERN-Histogramm deutlich flacher verläuft und somit mehr Abweichungen in Bereichen von über 100% aufweist.

Es ist zu beachten, dass sich das Experiment der CERN-Studie in Hinsicht Aufbau, Art des Strahls und Anzahl an identifizierten Isotopen deutlich von dem in dieser Arbeit durchgeführten Experiment unterscheidet. Jedoch zeigen der gleichartige Verlauf der Histogramme und der ähnliche Prozentsatz an Isotopen, deren gemessene Aktivität mit der simulierten übereinstimmt, dass es sich dabei um ein typisches Resultat handelt.

Mehr als die Hälfte der ermittelten Aktivitätsverhältnisse ist von 1 verschieden, was in der CERN-Studie über unbekannte Spurenelemente in den Metallproben erklärt wird [27]. Diese Begründung lässt sich jedoch nur bedingt auf die Ergebnisse des MAMI-Experiments übertragen, da hier auch für die Aktivitäten von ²⁴Na und ⁵⁷Ni große Abweichungen von bis zu 144 % ermit-



Abbildung 4.12. – Die Abbildung stellt die Ergebnisse des an MAMI durchgeführten Experiments denen einer 2004 am CERN durchgeführten Studie [27] gegenüber. Die Histogramme zeigen die relative Häufigkeit der Aktivitätsverhältnisse A_{exp} zu A_{sim} . Dabei repräsentiert der blaue Bereich die Menge an Isotopen, deren gemessene Aktivität innerhalb ihrer Fehler mit den Ergebnissen der Simulation übereinstimmt.

telt wurden, obwohl diese Isotope aus den Hauptkomponenten der jeweiligen Bleche entstehen. Da weitere Studien [26][28] zu demselben Schluss kommen wie das CERN-Experiment, ist davon auszugehen, dass die in diesem Kapitel festgestellten Diskrepanzen zusätzlich auf einem Fehler des durchgeführten Experiments oder des angefertigten FLUKA-Modells beruhen. Es fällt auf, dass die in Tabelle 4.4 aufgelisteten Verhältnisse mit zunehmender Schichttiefe immer öfter und weiter von 1 abweichen. Insbesondere bei dem Übergang von Blei zu Stahl ist ein großer Sprung zu erkennen, was die Vermutung nahelegt, dass die angenommene Stahlzusammensetzung nicht der Realität entspricht. Fehler, die an dieser Stelle im FLUKA-Modell gemacht werden, haben großen Einfluss auf die resultierende Neutronenflussdichte und somit auf die Aktivierung aller nachfolgenden Materialien. Zwar wurden hierfür institutsinterne Nachforschungen betrieben [41], jedoch wurde keine chemische Analyse durchgeführt, mit der als einzig sichere Methode die tatsächliche Zusammensetzung des Stahls hätte bestimmt werden können. Des Weiteren wurden die Bleche vor ihrer Aktivierung nur einer oberflächlichen Reinigung unterzogen und mit ungeschützten Händen in den Strahlfänger eingebaut. Dabei aufgetragene Verschmutzungen könnten zusätzlichen Einfluss auf die gemessenen Aktivitäten haben.

Insgesamt zeigen sich diverse Fehlerquellen, die bei der Durchführung des Experiments aufgetreten sind und mit großer Wahrscheinlichkeit zu den gezeigten Diskrepanzen führen. Umso positiver fällt auf, dass trotzdem keine der gemessenen Aktivitäten um mehr als einen Faktor 2,44 von den Ergebnissen der Simulation abweicht. Hier zeigt sich eine der großen Stärken von FLUKA, die darin besteht, dass kleine Änderungen im Modell auch nur kleine Auswirkungen auf die Simulation haben und nicht zu chaotischen Effekten führen.

4.3. Abluftaktivierung

Zu Zwecken des Strahlenschutzes werden in regelmäßigen Abständen Proben aus der Abluft des Mainzer Mikrotrons unter Betriebsbedingungen entnommen und auf ihre Radioaktivität hin untersucht. Im Zuge dessen werden Gammaspektren mithilfe eines Germaniumdetektors aufgenommen und in dem Bestreben analysiert, Aussagen über die in den Proben enthaltenen Konzentrationen verschiedener Radionuklide machen zu können. Bei den drei dominantesten Abluftnukliden handelt es sich um β^+ -Strahler, weswegen sie im Zerfallsspektrum eine Summenlinie bei 511 keV erzeugen. Die analytische Trennung der darin enthaltenen Einzelaktivitäten gestaltet sich schwierig und kann mittels verschiedener Methoden erfolgen, die in diesem Kapitel evaluiert werden sollen. Neben den Positronenemittern enthält die Abluft geringe Konzentrationen des Isotops ⁴¹Ar, die sich jedoch aufgrund einer charakteristischen Zerfallslinie bei 1294 keV verhältnismäßig einfach bestimmen lassen.

4.3.1. Aufbau der Messanordnung

Da die Abluftnuklide zum Teil Halbwertszeiten von nur wenigen Minuten aufweisen, ist es wichtig, den Transportweg zwischen dem Ort der Entnahme und dem Messplatz möglichst kurz zu halten. Zu diesem Zweck wurde eine MesSStation für Radioaktive Isotope aus der Abluft (MSSRIA) auf dem Gelände des Instituts für Kernphysik errichtet. MSSRIA besteht aus einer bleiummantelten Aluminiumhalterung für Druckluftflaschen und einem Germaniumdetektor zur Aufnahme von γ -Spektren. Ihr Aufbau ist in Abbildung 4.13 dargestellt und ermöglicht eine zeitsparende und nahezu untergrundfreie Vermessung der Abluftproben.



Abbildung 4.13. – Die Abbildung zeigt eine mit *Inventor* (AutoCAD) angefertigte Zeichnung von MSSRIA sowie ein Foto des Aufbaus nachdem zusätzlich zum Zwecke der Untergrundreduzierung eine 5 cm starke Bleiburg errichtet wurde. Um die Nachweiseffizienz zu maximieren, lässt sich die Probenflasche bis auf wenige cm an den Detektor heranführen.

4.3.2. Bestimmung der Nachweiseffizenz

Analog zu Kapitel 4.2 muss für die Anordnung des Messverfahrens eine Effizienzkalibrierung durchgeführt werden. Hierfür wird ähnlich vorgegangen wie bei der Vermessung der Punktquellen, weswegen an dieser Stelle nur eine auf das Wesentliche konzentrierte Beschreibung erfolgen soll.

Bei der untersuchten Probe handelt es sich um eine Druckluftflasche desselben Typs, wie er bei den Abluftmessungen verwendet wird. Um aus der Flasche eine für die Kalibrierung geeignete Quelle herzustellen, wurde sie von der *Nuclitec* GmbH mit verschiedenen Radioisotopen bekannter Aktivität befüllt. Die Strahler sind dabei homogen in einem schwammartigen Material eingelagert, das in guter Näherung die Eigenschaften einer komprimierten Abluftprobe nachahmt. Abbildung 4.14 zeigt das untergrundkorrigierte Spektrum der gelieferten Isotopenflasche, das über einen Zeitraum von 3h aufgenommen wurde. Es können alle Spektrallinien identifiziert werden, die in Anbetracht der im Anhang unter Kapitel A.5 aufgeführten Liste an Nukliden zu erwarten sind.

Die weiterhin analog zu Kapitel 4.2 durchgeführte Auswertung liefert die in Abbildung 4.15 dargestellte Kalibrationskurve. Über sie lässt sich die Nachweiseffizienz für 511 keV-Photonen zu $(0,1440 \pm 0,0027)$ % und für 1294 keV-Photonen zu $(0,0678 \pm 0,0015)$ % bestimmen. Der Kurvenverlauf ähnelt der in Abbildung 4.10 gezeigten Punktquellen-Kalibrationskurve, weist jedoch ein um etwa 50 keV nach rechts verschobenes Maximum bei 150 keV auf. Dieser Unterschied lässt sich dadurch erklären, dass bei der Messung im Vergleich zu der Untersuchung der Punktquellen anstelle von 50 cm Luft mehrere mm Flaschenstahl zwischen dem Detektor und den Isotopen lag. Die auf diese Weise verstärkte Abschirmung resultiert in eine Verlagerung der Nachweiseffizienz zu Gunsten höherenergetischer Photonen mit höherem Durchdringvermögen.



Abbildung 4.14. – Das untergrundkorrigierte Spektrum der Probenflasche zeigt alle nach Tabelle A.6 zu erwartenden Spektrallinien. Besonders dominant stechen hierbei die Linien von 57 Co und 139 Ce heraus.



Abbildung 4.15. – Der Verlauf der Datenpunkte entspricht den an eine Effizienzkurve gestellten Erwartungen, wie sie bereits in Kapitel 4.2.3 diskutiert wurden. Aufgrund des geringen Abstands zwischen Detektor und Probenflasche sind die einzelnen Effizienzen etwa um einen Faktor 10 größer als die der Punktquellen-Kalibrierung.

4.3.3. Theorie zur Erzeugung der Messdaten

Um die in Gleichung (4.13) gezeigten Einzelaktivitäten A_k der drei β^+ -Strahler analytisch trennen zu können, müssen mehrere Spektren nacheinander aufgenommen werden, aus denen sich anschließend der zeitliche Verlauf der Gesamtaktivität bestimmen lässt.

$$A_k = A_{k,0} \cdot e^{-\lambda_k t} \tag{4.13}$$

Die Zerfälle der k Positronen-Emitter werden, wie in Gleichung (4.14) beschrieben, mit der Nachweiseffizienz $\epsilon(511 \text{ keV})$ als eine Menge an Ereignissen $Z_k(t)$ vom Detektor registriert. Dabei nimmt er jedoch nur die Summe $Z_{\text{sum}}(t)$ der insgesamt detektierten 511 keV-Photonen wahr und kann nicht nach ihrem Ursprung unterscheiden. Weiterhin ist zu beachten, dass bei jeder e⁺e⁻-Annihilation zwei 511 keV-Photonen entstehen, weswegen die sich ergebende Gleichung (4.15) einen zusätzlichen Faktor 2 enthält. Die Wahrscheinlichkeit für einen β^+ -Zerfall liegt für alle Isotope näherungsweise bei 100 %, weswegen hier keine zusätzliche Korrektur nötig ist.

$$Z_k(t) = 2 \cdot \epsilon \frac{A_{k,0}}{\lambda_k} \left(1 - e^{-\lambda_k t} \right)$$
(4.14)

$$\Rightarrow Z_{\text{sum}}(t) = \sum_{k=1}^{3} Z_k(t) = 2 \cdot \epsilon \sum_{k=1}^{3} \frac{A_{k,0}}{\lambda_k} \left(1 - e^{-\lambda_k t}\right)$$
(4.15)

Experimentell kann $Z_{sum}(t)$ nicht kontinuierlich, sondern nur für n diskrete zeitliche Abstände bestimmt werden, was es zu $Z_{sum,n}$ reduziert. Um daraus wie in Gleichung (4.18) gezeigt einen Aktivitätsverlauf zu erhalten, wird die mittlere Aktivität $A_{exp,n}$ über das n-te Zeitintervall $T_n = t_{n+1} - t_n$ gebildet und für den Zeitpunkt $t_n + \frac{T_n}{2}$ angenommen. $A_{exp,n}$ entspricht dabei der effizienzund intensitätskorrigierten Detektorrate $R_{Det,n}$. Die auf diese Weise ermittelte Aktivität liegt immer über ihrem realen Vergleichswert, der sich direkt aus dem radioaktiven Zerfallsgesetz nach Gleichung (4.19) zu $A_{real,n}$ ergibt. Das Verhältnis $V(T_n)$ von $A_{exp,n}$ zu $A_{real,n}$ steigt nach Gleichung (4.25) hyperbolisch mit einem Dämpfungsfaktor $\frac{2}{\lambda T}$ an und geht wie zu erwarten für infinitesimal kurze Messintervalle gegen 1. Für eine bessere Übersicht gilt hierbei $T_n = T$, $\lambda_k = \lambda$ und $A_{k,0} = A_0$.

$$A_{\exp,n} = \frac{R_{\text{Det},n}}{2 \cdot I \cdot \epsilon \cdot T_n} \tag{4.16}$$

$$=\frac{Z_{\mathrm{sum},n+1}-Z_{\mathrm{sum},n}}{2\cdot I\cdot\epsilon\cdot T_n}\tag{4.17}$$

$$=\frac{Z_{\rm sum}(t_{n+1})-Z_{\rm sum}(t_n)}{2\cdot I\cdot\epsilon\cdot T_n} \tag{4.18}$$

$$A_{\text{real},n} = \sum_{k=1}^{3} A_{k,0} e^{-\lambda_k \left(t_n + \frac{T_n}{2}\right)}$$
(4.19)

$$\Rightarrow V(T) = \frac{A_{\exp,n}}{A_{real,n}} = \frac{\frac{A_0}{\lambda T} \left(\left(1 - e^{-\lambda t_{n+1}} \right) - \left(1 - e^{-\lambda_1 t_n} \right) \right)}{A_0 e^{-\lambda \left(t_n + \frac{T}{2} \right)}}$$
(4.20)

=

$$=\frac{1}{\lambda T}\frac{e^{-\lambda t_n} - e^{-\lambda t_{n+1}}}{e^{-\lambda t_n} e^{-\lambda \frac{T}{2}}}$$
(4.21)

$$=\frac{1}{\lambda T}\frac{e^{-\lambda t_n} - e^{-\lambda(t_n+T)}}{e^{-\lambda t_n}e^{-\lambda T_2}}$$
(4.22)

$$=\frac{1}{\lambda T}\frac{1-e^{-\lambda T}}{e^{-\lambda \frac{T}{2}}}$$
(4.23)

$$=\frac{1}{\lambda T}\left(e^{\lambda \frac{T}{2}}-e^{-\lambda \frac{T}{2}}\right) \tag{4.24}$$

$$=\frac{2}{\lambda T}\sinh\left(\frac{\lambda T}{2}\right) \tag{4.25}$$

$$\lim_{T \to 0} V(T) = \lim_{T \to 0} \cosh\left(\frac{\lambda T}{2}\right) = 1$$
(4.26)

Anhand von Abbildung 4.16 lässt sich der hyperbolische Verlauf von $V(T_n)$ gut erkennen, wobei sich zeigt, dass die experimentell ermittelte Aktivität für eine Messintervalllänge von einer Halbwertszeit bereits um etwa zwei Prozent über ihrem wahren Vergleichswert liegt. Abhängig von der verlangten Fehlertoleranz müssen die Messintervalle entsprechend kurz gehalten werden, was im Konflikt dazu steht, dass Isotope mit geringer Aktivität mitunter über lange Zeiträume vermessen werden müssen, um den unvermeidlichen statistischen Fehler des Zählexperiments auf das benötigte Maß zu reduzieren.



Abbildung 4.16. – Die Abbildung zeigt das von der Länge des Messintervalls abhängige Verhältnis von experimentell ermittelter zu tatsächlicher Nuklidaktivität. Solange die Messzeit unterhalb einer Halbwertszeit bleibt, liegt der resultierende Fehler im Bereich von wenigen Prozent, ist jedoch mitunter nicht vernachlässigbar.

Liegt ein Gemisch aus mehreren Isotopen vor, die Photonen derselben Energie emittieren, so kann der Überschätzungsfehler nicht herausgerechnet werden. Ob es mithilfe anderer Analysemethoden möglich ist, dieses Problem zu umgehen, wird in Kapitel 4.3.5 diskutiert.

4.3.4. Entstehung und Analyse des Abluftspektrums

Das in der Abluft vorliegende Radionuklidgemisch wird von den drei β^+ -Strahlern ¹⁵O, ¹³N und ¹¹C sowie dem β^- -Strahler ⁴¹Ar dominiert. Im Gegensatz zu den Positronenemittern kann ⁴¹Ar eindeutig anhand einer 1294 keV-Linie im Zerfallsspektrum nachgewiesen werden, welche durch den Übergang des zunächst angeregt vorliegenden Tochternuklids ⁴¹K in den Grundzustand erzeugt wird. Die Analyse dieses Isotops gestaltet sich somit unproblematisch und erfolgt als vereinfachter Spezialfall mit denselben Verfahren, die für die Untersuchung der anderen Abluftnuklide genutzt werden und im Folgenden beschrieben sind. Ein beispielhaftes Abluftspektrum ist in Abbildung 4.17 dargestellt.



Abbildung 4.17. – Die Abbildung zeigt ein Gammaspektrum der Abluft aus dem Lüftungsschacht der Spektrometerhalle. Die Nuklide ¹⁵O, ¹³N, ¹¹C erzeugen als Positronenemitter eine Summenlinie bei 511 keV, ⁴¹Ar weist hingegen eine spezifische Zerfallslinie bei 1294 keV auf.



Abbildung 4.18. – Die einzelnen Messpunkte ergeben sich aus der Summe an registrierten Photonen bei einer Energie von 511 keV. Die Anteile der einzelnen Nuklide werden durch eine Anpassung von $Z_{\rm sum}(t)$ an die Datenkurve ermittelt. Dabei gilt $a = 2\epsilon A_0(^{11}{\rm C}), b = 2\epsilon A_0(^{13}{\rm N}), c = 2\epsilon A_0(^{15}{\rm O})$. Problematisch bei diesem Verfahren ist, dass die Datenpunkte nicht unabhängig voneinander sind, sondern aufeinander aufbauen und somit für die Anpassung nicht korrekt gewichtet werden können, was den großen Wert für $\chi^2_{\rm red} = 2,32$ erklärt.

Um die Aktivitätsanteile der einzelnen Positronenemitter zu bestimmen, werden mehrere Spektren in definierten zeitlichen Abständen aufgenommen. Die Halbwertszeiten der Radionuklide unterscheiden sich mit $T_{\frac{1}{2}}(^{11}\text{C}) = 1220 \text{ s}$, $T_{\frac{1}{2}}(^{13}\text{N}) = 598 \text{ s}$ und $T_{\frac{1}{2}}(^{15}\text{O}) = 122 \text{ s}$ deutlich voneinander, sodass ihr anteilmäßiges Vorkommen Einfluss auf den Verlauf der Summenlinienentwicklung hat. Abbildung 4.18 zeigt die zeitliche Zunahme der 511 keV-Summenlinie, die über den im Anhang unter Tabelle A.7 aufgelisteten Messdatensatz der Spektrometerhallenabluft bestimmt wurde. Wie zu erwarten, steigt die Kurve zunächst steil an und wird mit zunehmender Zeit immer flacher. Nach etwa einer Stunde sind schließlich kaum noch aktive Isotope in der Flasche vorhanden, weswegen die Zahl an registrierten Ereignissen asymptotisch gegen eine obere Grenze von etwa $12 \cdot 10^4$ strebt. Um die Detektor-Startraten $a = R_0(^{11}\text{C}) = R_{1,0}, b = R_0(^{13}\text{N}) = R_{2,0}$ und $c = R_0(^{15}\text{O}) = R_{3,0}$ der β^+ -Strahler zu ermitteln, wird $Z_{\text{sum}}(t)$ aus Gleichung (4.15) an die Datenpunkte angepasst. Dieses Verfahren erhält zu Zwecken der eindeutigen Bezugnahme von nun an die Bezeichnung direktes Integralverfahren. Bei der Anwendung des Verfahrens muss beachtet werden, dass die Messwerte nicht unabhängig voneinander sind und daher für die Anpassung nicht korrekt gewichtet werden können. Der Fehler, der dadurch entsteht, ist analytisch nur schwer zu erfassen und wird im nächsten Kapitel numerisch bestimmt.

Nach Gleichung (4.18) lässt sich aus $Z_{\text{sum},n}$ eine Datenkurve für die Detektorrate $R_{\text{Det},n}$ erstellen. Ihr Verlauf ist in Abbildung 4.19 dargestellt und fällt wie zu erwarten zunächst steil ab, um sich mit zunehmender Zeit asymptotisch der x-Achse zu nähern. Im Gegensatz zu $Z_{\text{sum},n}$ handelt es sich bei $R_{\text{Det},n}$ um voneinander unabhängige Werte, weswegen die Anpassung der kontinuierlichen Detektorrate $R_{\text{Det}}(t) = 2\epsilon A_{\text{real}}(t)$ mit einer korrekten Fehlergewichtung durchgeführt werden kann. Diese Art der Analyse wird von nun an als direktes Differentialverfahren bezeichnet.

Um aus den Ergebnissen der beiden Verfahren die in Tabelle 4.5 aufgelisteten Startaktivitäten der einzelnen Isotope zu Beginn der Messung zu erhalten, müssen die ermittelten Detektor-Startraten nach Gleichung (4.28) effizienz- und intensitätskorrigiert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass der Faktor $\frac{1}{2}$ für die Berechnung der ⁴¹Ar-Aktivität wegfällt.

$$A_{k,0} = \frac{R_{k,0}}{2 \cdot \epsilon} \tag{4.27}$$

$$A_{4,0} = \frac{R_{4,0}}{\epsilon}$$
(4.28)

Ein Vergleich der Tabelleneinträge zeigt, dass sich die Ergebnisse der beiden unterschiedlichen Verfahren im Rahmen ihrer Fehler überlagern. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass weder die Überschätzung der Detektorrate beim *direkten Differentialverfahren* noch die gegenseitige Abhängigkeit der Messpunkte beim *direkten Integralverfahren* einen ausschlaggebenen Effekt auf die Resultate der jeweiligen Analyseform haben.

Nachdem nun die Aktivitäten für den Zeitpunkt zu Beginn der Messung bekannt sind, müssen einige Korrekturen durchgeführt werden, um die Isotopenaktivität im Abluftschacht zu erhalten. Auf dem Weg von der Probeentnahmestelle



Abbildung 4.19. – Über Gleichung (4.18) wird aus der in Abbildung 4.18 dargestellten Messkurve die Aktivität der Probe bestimmt. Indem die Detektorrate $R(t) = 2\epsilon A_{\text{real}}(t)$ an die Kurve angepasst wird, können auch hier die einzelnen Startaktivitäten bestimmt werden. Die Parameter a, b und c sind dabei genauso definiert wie in Abbildung 4.18. Der Nachteil der Methode liegt in dem in Gleichung (4.25) diskutierten Problem bei der Überschätzung von $A_{\exp}(t)$.

	Direktes Integralverfahren		Direktes Differentialverfahren	
Isotop	Startrate [Hz]	Startaktivität [kBq]	Startrate [Hz]	Startaktivität [kBq]
$^{11}\mathrm{C}$	$45{,}01\pm0{,}14$	$15{,}63\pm0{,}15$	$44{,}41\pm0{,}62$	$15{,}42\pm0{,}26$
^{13}N	$45{,}98\pm0{,}32$	$16{,}00\pm0{,}19$	$47,\!06\pm1,\!47$	$16{,}34\pm0{,}53$
^{15}O	$15{,}20\pm0{,}47$	$5{,}28\pm0{,}17$	$14{,}65\pm2{,}35$	$5{,}09\pm0{,}82$
⁴¹ Ar	$8,\!95\pm0,\!01$	$6{,}60\pm0{,}07$	$8,\!87\pm0,\!06$	$6{,}54\pm0{,}08$

Tabelle 4.5. – Die Tabelle listet die aus den beiden Verfahren gewonnenen Detektorraten auf, sowie die daraus hervorgehende Aktivität der Abluft zu Beginn der Messung. Bis auf die Ergebnisse für ⁴¹Ar überlagern sich die Aktivitäten der einzelnen Isotope innerhalb ihrer Fehlertoleranz. Daraus lässt sich schließen, dass weder die fehlende Gewichtung beim *direkten Integralverfahren* noch die Überschätzung der Aktivität beim *direkten Differentialverfahren* nennenswerte Fehlerquellen darstellen.

zu der Messstation zerfällt eine nicht zu vernachlässigende Menge an Isotopen, weswegen die berechneten Aktivitäten wie in Gleichung (4.29) gezeigt über die Transportzeit $T_{\text{trans}} = (114, 0 \pm 0, 1)$ s einen Korrekturfaktor K_1 erhalten. Die darüber bestimmte Aktivität $A_{k,F}(T_{\text{Füll}})$ gibt die isotopenspezifische Flaschenaktivität am Ende des Entnahmevorgangs der Abluft aus dem Schacht an.

$$A_{k,F}(T_{\text{Füll}}) = K_1 \cdot A_{k,0} = A_{k,0} \cdot e^{\lambda_k T_{\text{trans}}}$$

$$(4.29)$$

Einen weiteren wichtigen Einfluss hat die Dauer $T_{\text{Füll}} = (482, 0 \pm 0, 1)$ s des Abfüllvorgangs. Während dieser Zeit besteht ein konstanter Zustrom $P_k = \frac{A_{k,\text{Ges}}}{T_{\text{Füll}}}$ an frisch produzierten Isotopen, die jedoch während des Befüllens mit ihren Zerfallskonstanten λ_k zerfallen und so zu der Aktivität $A_{k,F}(t)$ in der Flasche führen. Um daraus einen Korrekturfaktor K_2 zu bestimmen, wird die in Gleichung (4.30) gezeigte Differentialgleichung mithilfe der Randbedingung $A_{k,F}(0) = 0$ gelöst und nach der insgesamt abgefüllten Aktivität $A_{k,\text{Ges}}$ aufgelöst.

$$\frac{\mathrm{d}A_{k,F}(t)}{\mathrm{d}t} = P_k - \lambda_k A_{k,F}(t) \tag{4.30}$$

$$\Rightarrow A_{k,F}(t) = \frac{P_k}{\lambda_k} \cdot \left(1 - e^{-\lambda_k t}\right) \tag{4.31}$$

$$\Leftrightarrow A_{k,\text{Ges}} = \frac{A_{k,F}(t) \cdot \lambda_k \cdot T_{\text{Füll}}}{1 - e^{-\lambda_k t}}$$
(4.32)

Wird Gleichung (4.32) auf das in die Flasche gefüllte Abluftvolumen $V_{\text{Füll}}$ normiert, so ergibt sich nach Gleichung (4.33) die isotopenspezifische Aktivitätsdichte ρ_k im Schacht. Dabei errechnet sich $V_{\text{Füll}} = (700, 0 \pm 3, 2)$ l über Gleichung (4.34) aus dem erreichten Flaschendruck $p = (200, 0 \pm 0, 5)$ bar, dem Flaschenvolumen $V_{\text{Flasche}} = 41$ und einem Korrekturfaktor $k_{\text{Temp}} = 0.875 \pm 0.033$, der die Volumenänderung der Abluft berücksichtigt, welche sich beim Einfüllen in die Flasche erhitzt. Zur Bestimmung von $k_{\text{Temp}} = \frac{p_2}{p_1}$ wurden mit einem im Gaskompressor integrierten Manometer die Flaschendrücke $p_1 = (200, 0 \pm 0, 5)$ bar direkt am Ende des Füllvorgangs und $p_2 = (175, 0 \pm 0, 5)$ bar zwei Stunden später, nachdem die Flasche auf Raumtemperatur abgekühlt war, gemessen.

Um ρ_k für die Kalibration der Abluftsonden nutzen zu können, muss im nächsten Schritt das von der Abluftsonde erzeugte Signal zu dem Zeitpunkt

$$\rho_k = \frac{A_{k,\text{neu}} \cdot \lambda_k \cdot T_{\text{Füll}}}{V_{\text{Füll}} \cdot (1 - e^{-\lambda_k T_{\text{Füll}}})} = K_2 \cdot A_{k,\text{neu}} = K_1 \cdot K_2 \cdot A_{k,0}$$
(4.33)

mit
$$V_{\text{Füll}} = k_{\text{Temp}} \cdot \frac{p}{1 \text{ bar}} \cdot V_{\text{Flasche}}$$
 (4.34)

der Probenentnahme ausgewertet werden. Der Verlauf des Sondensignals ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Die Entnahme der Abluft beginnt zum Zeitpunkt t = 234 min und endet bei t = 242 min. Um das mittlere Signal S_{mit} zu bilden, wurde eine lineare Regression über den Bereich t = 94 min bis t = 258 mindurchgeführt. Der Mittelpunkt der Entnahme befindet sich bei t = 238 min, was in die angepasste Funktion eingesetzt einen Wert für S_{mit} von $(1273, 0 \pm 0.5)$ Hz ergibt.

Mit S_{mit} und ρ_k lassen sich nun über Gleichung (4.35) die Kalibrationsfaktoren $K_{k,\text{Sonde}}$ für die einzelnen Isotope sowie K_{sum} für die Summe aller Isotope bestimmen. Die resultierenden Werte sind in Tabelle 4.6 aufgelistet. Dabei werden nur die Ergebnisse des direkten Differentialverfahrens verwendet, da das direkte Integralverfahren wie bereits in Tabelle 4.5 gezeigt nahezu die gleichen Werte liefert. Der errechnete Summenfaktor liegt bei $K_{\text{sum}} = (87,75 \pm 5,68) \text{ Bq Hz}^{-1} \text{ m}^{-3}$, was innerhalb der Fehler mit dem Mittelwert der letzten sechs Jahre von $K_{\text{mit}} = (100,0 \pm 1,6) \text{ Bq Hz}^{-1} \text{ m}^{-3}$ übereinstimmt. K_{mit} wurde hierfür über die im Anhang gezeigte Tabelle A.8 aus den Aufzeichnungen des Strahlenschutzes errechnet [40].

$$K_{k,\text{Sonde}} = \frac{S_{\text{mit}}}{\rho_k} \tag{4.35}$$

$$K_{\rm sum} = \sum_{k=1}^{4} K_{k,\rm Sonde} \tag{4.36}$$



Abbildung 4.20. – Um die Abluftsonden kalibrieren zu können, wird das von ihnen aufgenommene Signal zum Zeitpunkt der Abluftentnahme benötigt. Dazu wird für das Sondensignal eine lineare Regression im blau unterlegten Bereich durchgeführt und der rot markierte Entnahmezeitpunkt in die sich ergebende Anpassfunktion eingesetzt. Der Mittelwert des Strahlstroms beträgt über den betrachteten Zeitraum $I_0 = (50, 0 \pm 0, 5) \,\mu\text{A}.$

Isotop	Aktivitätskonzentration [Bql ⁻¹]	Kalibrationsfaktor [Bq Hz ⁻¹ m ⁻³]	
¹¹ C	$26,85 \pm 1,37$	$21,09 \pm 1,08$	
¹³ N	$34,74 \pm 2,02$	$27,29 \pm 1,59$	
¹⁵ O	$40,41 \pm 6,77$	$31,75 \pm 5,32$	
$^{41}\mathrm{Ar}$	$9,70 \pm 0,49$	$7,62 \pm 0,39$	
Summe	$111,70 \pm 7,22$	$87,75 \pm 5,68$	
Mittelwert 2007-2012	-	$100,0 \pm 1,6$	

Tabelle 4.6. – Die Aktivitäten der verschiedenen Abluftisotope konnten bei relativen Fehlern von 5% bis 17% mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Der sich ergebene Kalibrationsfaktor liegt für die Gesamtaktivität bei $(87,75 \pm 5,68)$ BqHz⁻¹l⁻¹, was mit dem Mittelwert der letzten Jahre innerhalb der Fehler übereinstimmt [40].

4.3.5. Evaluation verschiedener Analyseverfahren

Neben den bereits beschriebenen *direkten Verfahren* wurde parallel zu der Konstruktion von MSSRIA die Anwendung zweier weiterer Analysemethoden untersucht, die in dieser Arbeit als *segmentierte Verfahren* bezeichnet werden. Da sich herausgestellt hat, dass diese beiden Methoden nur unzureichende Ergebnisse liefern, wurden sie nie an realen Messdaten getestet, weswegen an dieser Stelle nur eine knappe Beschreibung ihrer Funktionsweise erfolgen soll.

Die segmentierten Verfahren betrachten im ersten Schritt ausschließlich den langlebigsten β^+ -Strahler des Nuklidgemischs, welcher durch das ¹¹C-Isotop mit einer Halbwertszeit von $T_{\frac{1}{2}}(^{11}\text{C}) = 1220\,\text{s}$ repräsentiert wird. Es ist anzunehmen, dass das in Gleichung (4.38) dargestellte Aktivitätsverhältnis V_{CN} von ¹¹C zu ¹³N nach sieben bis acht ¹³N-Halbwertszeiten groß genug geworden ist, um in guter Näherung alle von nun an registrierten Zerfälle ausschließlich dem ¹¹C-Isotop zuzuschreiben. Abbildung 4.21 zeigt, dass diese Annahme berechtigt ist, solange die Ausgangsaktivitäten der Isotope in derselben Größenordnung liegen.

$$V_{\rm CN}(t) = \frac{R_{1,0}}{R_{2,0}} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$
(4.37)

$$=K_0 e^{0,035\min^{-1}t} \tag{4.38}$$

Werden die Gleichungen (4.39) und (4.40) an die jeweiligen Messkurven für den Bereich nach sieben Halbwertszeiten angepasst, so lässt sich die Startaktivität $A_{1,0}$ des ¹¹C-Isotops bestimmen und sein Einfluss von der ursprünglichen Messkurve abziehen. Der übrig bleibende Datensatz repräsentiert nur noch die Aktivitäten von ¹³N und ¹⁵O. Derselbe Prozess wird zur Bestimmung von $A_{2,0}$ und $A_{3,0}$ angewandt, sodass schließlich alle Aktivitäten bekannt sind¹.

$$Z_k(t) = 2 \cdot \epsilon \frac{A_{k,0}}{\lambda_k} \left(1 - e^{-\lambda_k t}\right)$$
(4.39)

$$R_k(t) = R_{k,0} e^{-\lambda_k t} \tag{4.40}$$

¹Die Anpassung von Gleichung (4.40) wird von nun an als segmentiertes Differentialverfahren und die Anpassung von Gleichung (4.14) als segmentiertes Integralverfahren bezeichnet.



Abbildung 4.21. – Solange die Startaktivitäten $A_0(^{11}C)$ und $A_0(^{13}N)$ in derselben Größenordnung liegen, kann der Einfluss des ¹³N-Isotops nach wenigen Halbwertszeiten vernachlässigt werden.

Um evaluieren zu können, welches der direkten und segmentierten Verfahren am besten zur Analyse der Abluft verwendet werden kann, wurden sie in einer Monte-Carlo-Simulation miteinander verglichen. Das dafür geschriebene Mathematicaskript ist auf der DVD im Anhang hinterlegt. In dem Skript wird zunächst eine theoretische Detektor-Zählrate $R_{k,0}$ zu Beginn einer simulierten Messung für jedes der drei Nuklide angenommen. Beginnend mit einer Summenrate von $R_{sum,0} = 3$ Hz, die sich aus den drei Startraten $R_{1,0} = 1$ Hz, $R_{2,0} = 1$ Hz und $R_{3,0} = 1$ Hz zusammensetzt, wird in 1 Hz-Schritten jede mögliche Verteilung an Einzelraten bis zu einer gesetzten maximalen Einzelrate $R_{max,0}$ berechnet und für die weitere Verwendung zeilenweise in einer Matrix M_R hinterlegt. Verschiedene Kombinationen an Einzelraten führen dabei zwangsweise zu derselben Summenrate. Beispielsweise existieren für $R_{sum,0} = 4$ Hz und $R_{max,0} = 2$ Hz, wie in Tabelle 4.7 zu sehen ist, drei mögliche Verteilungen.

$R_{1,0}[Hz]$	$R_{2,0}[Hz]$	$R_{3,0}[Hz]$
2	1	1
1	2	1
1	1	2

Tabelle 4.7. – Die Tabelle zeigt die möglichen Verteilungen an Einzelraten $R_{k,0}$, die bei einer Gesamtrate von $R_{\text{sum},0} = 4 \text{ Hz}$ simuliert werden.

Aus den einzelnen Matrixzeilen werden nun theoretische Messdatensätze erzeugt. Dafür werden die Zeileneinträge $R_{k,0}$ zunächst in Gleichung (4.15) als Startaktivität $A_{k,0} = \frac{R_{k,0}}{2\epsilon}$ eingesetzt, um für die im Experiment verwendeten Messzeiten eine theoretische und diskrete Summenpeakentwicklung $Z_{\text{sum},n}$ zu ermitteln. Danach erhält jeder der errechneten $Z_{\text{sum},n}$ eine statistische Abweichung, die mithilfe der Poissonverteilung und des *Mathematica*-Zufallszahlengenerators generiert wird. Der letztendlich daraus resultierende Datensatz entspricht in guter Näherung einer realen Messkurve und bietet eine gute Grundlage für die Simulation der vier verschiedenen Analyseverfahren. Aufgrund der zufälligen statistischen Schwankungen ist dabei zu erwarten, dass dasselbe Verfahren trotz gleicher $R_{k,0}$ bei jeder Durchführung andere Ergebnisse liefert. Aus diesem Grund simuliert das erstellte Programm zu jeder Matrixzeile 100 Analysen mit unterschiedlichen Start-Zufallszahlen, aus deren Ergebnissen ein Mittelwert für die errechnete Detektorrate mit dazugehöriger Standardabweichung gebildet wird. Diese Art der Auswertung ist insofern sinnvoll, als dass zum einen gezeigt werden kann, ob ein betrachtetes Verfahren im Durchschnitt das richtige Resultat liefert und zum anderen, ob der mögliche Fehlerbereich einer Einzelmessung innerhalb eines akzeptablen Rahmens liegt.

In den Abbildungen 4.22 und 4.23 werden die errechneten Mittelwerte mit den angenommenen Detektorraten $R_{sum,0}$ verglichen. Im Idealfall sollte das Ergebnis eines Verfahrens mit $R_{sum,0}$ übereinstimmen und einen möglichst kleinen Fehler aufweisen. Um das Prinzip der Darstellung zu veranschaulichen, behandelt Abbildung 4.22 zunächst nur einen Summenratenbereich von 3 bis 9 Hz². Bereits anhand dieses kleinen Intervalls fallen deutliche Defizite des orange dargestellten segmentierten Differentialverfahrens auf. Die berechneten Mittelwerte liegen hier zwar nur um maximal 15% über den Sollwerten, jedoch wachsen die dazugehörigen Fehler mit zunehmendem $R_{0,sum}$ rapide an und entsprechen so bereits ab einer Summenrate von $R_{0,sum} = 5$ Hz einem relativen Fehler von über 100%. Daraus lässt sich schließen, dass das Verfahren sehr fehleranfällig gegenüber statistischen Schwankungen des Messdatensatzes ist. Nur im Mittel werden annehmbare Ergebnisse erzielt, was in der praktischen Anwendung bei der Behandlung einzelner Datensätze jedoch keinen Nutzen hat.

Nachdem das segmentierte Differentialverfahren für eine praktische Anwendung verworfen wurde, können die verbleibenden Analysemethoden anhand einer Erweiterung des simulierten Summenratenbereichs auf 15 bis 300 Hz in Abbildung 4.23 näher untersucht werden. Im Gegensatz zu Abbildung 4.22 fallen hier große relative Fehler des rot dargestellten segmentierten Integralverfahrens auf, welche bis zu einer Summenrate von etwa $R_{0,\text{sum}} = 120 \text{ Hz}$ kontinuierlich auf einen Wert von fast 20 % wachsen.

Ähnlich wie bei dem segmentierten Differentialverfahren besteht somit auch für das segmentierte Integralverfahren eine starke Anfälligkeit gegenüber statistischer Abweichungen einzelner Messpunkte. Im Gegensatz dazu zeigen die blau und grün dargestellten direkten Verfahren durchgängig sehr gute Resultate. Ihre Abweichungen zum Sollwert betragen maximal 1% und ihre Fehler überschreiten nie 2%. Dieses Resultat spiegelt das Ergebnis der experimentell durchgeführten Abluftanalyse wider, das ebenfalls eine Überlagerung der durch beide Verfahren ermittelten Abluftaktivitäten gezeigt hat.

Obwohl auf Basis dieser Evaluation nichts gegen den Einsatz des direkten Inte-

²Zu beachten ist hierbei, dass für jede in die Simulation eingehende Gesamtrate (wahre Rate) mehrere Verteilungen an Einzelraten existieren, was zu einer Überlagerung der Fehlerbalken in den Abbildungen führt.



Abbildung 4.22. – In der Abbildung ist eine Evaluation der verschiedenen Methoden zur Aktivitätsbestimmung über einen Bereich der Summenrate von 3 bis 9 Hz zu sehen. Die vier untersuchten Verfahren sind das segmentierte Differentialverfahren (orange), das direkte Differentialverfahren (blau), das direkte Integralverfahren (grün) und das segmentierte Integralverfahren (rot). Zur besseren Einsicht wurden die Ergebnisse horizontal zueinander verschoben, beziehen sich aber dennoch in 1 Hz-Schritten auf dieselben Ausgangsraten. Die violetten Punkte stellen die bei den Simulationen angenommenen Eingangswerte dar.



Abbildung 4.23. – Abbildung 4.22 zeigt die große Unsicherheit des *segmentierten* Differentialverfahrens, weshalb hier zur besseren Anschauung nur noch die übrigen drei Methoden für einen größeren Ratenbereich dargestellt sind. Dabei zeigt das segmentierte Integralverfahren ab einer Summenrate von 20 Hz zunehmend größere Fehler und Abweichungen zum Richtwert. Im Gegensatz dazu liefern die beiden direkten Verfahren ausnahmslos gute und nahezu gleichwertige Resultate.

gralverfahrens spricht, wird dennoch zukünftig das direkte Differentialverfahren für die Abluftanalyse genutzt. Das ausschlaggebene Argument hierfür ist, dass zwar beide Verfahren nach Kapitel 4.3.3 nicht exakt kalkulierbare Fehlerquellen enthalten, der zu erwartende Fehler des direkten Differentialverfahrens aber immer zu einer Überschätzung der tatsächlich vorliegenden Aktivität führt. Im Sinne des Strahlenschutzes kann somit das Risiko einer unerwartet hohen radioaktiven Belastung vermieden und die Einhaltung aller Grenzwerte gesichert werden.

4.3.6. Transport der Radionuklide

Um die Ergebnisse einer experimentellen Abluftanalyse sinnvoll mit denen einer FLUKA-Simulation kombinieren zu können, müssen die Entstehung der Radionuklide und ihr Transport analytisch nachvollzogen werden.

Die radioaktiven Abluftnuklide werden größtenteils am Ende der Strahlführung im Strahlfänger erzeugt. Ihre Produktion startet mit dem Eintreffen der ersten Elektronen und ist direkt proportional zum Teilchenstrom I(t). Nach ihrer Erzeugung werden sie mit der umgebenden Luft von den vorhandenen Abluftschächten angesaugt und aus der Anlage hinaus befördert, wobei sie an den installierten Überwachungssonden vorbeiströmen.

Um die Abhängigkeit des Sondensignals S(t) zu dem Strahlstrom I(t) zu beschreiben, müssen mehrere Parameter definiert werden. Die einzelnen Radionuklide $N_x(t)$ werden mit einer zum Strahlstrom proportionalen Rate $k_x \cdot I(t)$ erzeugt. Anschließend zerfallen sie entweder mit der Zerfallskonstanten λ_x oder werden mit einer für alle Isotope anteilsmäßig konstanten Transportrate R in den Abluftschacht transportiert. Sind diese Parameter bekannt, ermöglichen sie nach der Lösung der sich ergebenden Differentialgleichung (4.41) die Bestimmung der in der Experimentierhalle vorliegenden Nuklidmenge.

Im Regelfall werden die Radionuklide ausschließlich über den Abluftschacht abgeführt, sodass sich der von der Sonde detektierte Nuklidstrom $\nu(t)$ nach Gleichung (4.45) über die Transportrate R und die Transportzeit T_{Trans} ergibt. Des Weiteren ist der Nuklidstrom proportional zu dem Aktivitätsstrom $\alpha_x(t) = \lambda_x \nu_x(t)$, welcher nach Gleichung (4.47) über einen Effizienzfaktor ϵ_x das Sondensignal $S_x(t)$ ergibt.

Nachdem auf diese Weise eine erste mathematische Beschreibung erfolgt ist, sollen als Nächstes die in der Gleichung verwendeten Parameter bestimmt wer-

$$\frac{\mathrm{d}N_x(t)}{\mathrm{d}t} = k_x I(t) - \lambda_x N_x(t) - RN_x(t) \tag{4.41}$$

$$=k_x I(t) - (\lambda_x + R)N_x(t) \tag{4.42}$$

$$=k_x I(t) - \sigma_x N_x(t) \tag{4.43}$$

$$\Rightarrow N_x(t) = k_x e^{-\sigma_x t} \int_0^t \mathrm{d}\tau e^{\sigma_x \tau} I(\tau)$$
(4.44)

$$\nu_{\rm x}(t) = R e^{-\lambda_x T_{\rm Trans}} N_x(t) \tag{4.45}$$

$$\Rightarrow \alpha_x(t) = \lambda_x R e^{-\lambda_x T_{\text{Trans}}} N_x(t) \tag{4.46}$$

$$\Rightarrow S_x(t) = \epsilon_x \lambda_x R e^{-\lambda_x T_{\text{Trans}}} N_x(t) \tag{4.47}$$

$$\Rightarrow S_{\text{Sum}}(t) = \sum_{x=1}^{n} S_x(t) \tag{4.48}$$

den. Dabei handelt es sich um die isotopenabhängigen Nachweiseffizienzen ϵ_x , die Transportrate R und die Transportzeit T_{Trans} . Hierfür wird als Erstes Gleichung (4.47), wie in Gleichung (4.52) gezeigt, für den konstanten Strom I_0 und den Zeitpunkt $t = T_{\text{Mess}}$ nach R aufgelöst. Dabei erlaubt erst die Näherung von $T_{\text{Mess}} \to \infty$ eine analytische Lösung der Gleichung und ist insofern berechtigt, als dass der Strahlstrom wie in Abbildung 4.20 gezeigt über einen Zeitraum von mehr als 3 h bei einem Wert von $I_0 = (50, 0 \pm 0.5) \,\mu\text{A}$ stagniert. Im Falle R = 0 und bei der Betrachtung des langlebigsten Positronenemitters ¹¹C gilt somit für den einzigen zeitabhängigen Term von Gleichung (4.52) $(1 - e^{-\sigma_1 \cdot 3h}) = 0.998 \approx 1$. Aufgrund seiner großen Halbwertszeit von 109 min wird dieser Grenzwert für das ⁴¹Ar-Isotop jedoch erst deutlich später erreicht. Der zeitabhängige Term ergibt hier nach 3 h einen Wert von 0,678, weswegen ⁴¹Ar in den weiteren Berechnungen keine Verwendung findet.

Nachdem S_x nach R aufgelöst wurde, müssen erneut die einzelnen Komponenten der sich ergebenden Gleichung bestimmt werden. Am zugänglichsten ist dabei der Aktivitätsstrom $\alpha_x = \vartheta \cdot \rho_x$, der sich aus dem Produkt des Abluft-Volumenstroms ϑ und der Aktivitätsdichte ρ_x der einzelnen Isotope ergibt. Zur konkreten Berechnung können $\vartheta = (15506, 0 \pm 155, 1) \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ aus einem $T\ddot{U}V$ -Prüfbericht des Jahres 2011 [38] und ρ_k aus Tabelle 4.6 entnommen werden, was jedoch erst später im Zuge der Bestimmung aller Parameter erfolgen soll.

Als Nächstes wird T_{Trans} aus dem Signal der Abluftsonde und dem Verlauf des

$$S_x = \epsilon_x \lambda_x R e^{-\lambda_x T_{\text{Trans}}} k_x e^{-\sigma_x T_{\text{Mess}}} \int_0^{T_{\text{Mess}}} \mathrm{d}\tau e^{\sigma_x \tau} I_0 \tag{4.49}$$

$$= \epsilon_x \lambda_x R e^{-\lambda_x T_{\text{Trans}}} \frac{k_x}{\sigma_x} I_0 \left(1 - e^{-\sigma_x T_{\text{Mess}}} \right)$$
(4.50)

$$=\frac{S_x}{\alpha_x}\lambda_x Re^{-\lambda_x T_{\text{Trans}}}\frac{k_x}{\sigma_x}I_0\left(1-e^{-\sigma_x T_{\text{Mess}}}\right)$$
(4.51)

$$\Rightarrow \lim_{T_{\text{Mess}}\to\infty} [R] = \frac{\lambda_x \cdot \alpha_x}{I_0 k_x \lambda_x e^{-\lambda T_{\text{Trans}}} - \alpha_x}$$
(4.52)

Strahlstroms I_{exp} ermittelt. Der dazu herangezogene Datensatz ergibt sich aus einer Messung vom 05.03.14, bei der der Strahlstrom nahezu linear auf einen Maximalstrom von 20µA hochgeregelt wurde und das Sondensignal vor dem Beginn der Messung bis auf gewöhnliches Untergrundrauschen keine Abluftaktivität angezeigt hat. Die resultierenden Messkurven sind in Abbildung 4.24 dargestellt und zeigen eine deutlich zeitverschobene Abhängigkeit des Sondensignals vom Strahlstrom. Der Verlauf des Stromsignals wird mit einer linearen Regression über den Bereich von t = 330 s bis t = 570 s angepasst, was zu der Anpassfunktion $I_{\exp}(t) = \left(\frac{0.09}{1 \text{ s}}t - 31, 24\right) \mu \text{A}$ führt. Die Ermittlung des resultierenden Sondensignals soll nun mit $I_{exp}(\tau)$ über Gleichung (4.48) erfolgen. Um die Berechnung möglichst einfach zu gestalten, wird die Zeitachse dabei so gewählt, dass der lineare Stromanstieg zum Zeitpunkt t = 0 beginnt.

$$N_x(t) = k_x e^{-\sigma_x t} \int_0^t \mathrm{d}\tau e^{\sigma_x \tau} I_{\exp}(\tau)$$
(4.53)

$$=k_{x}e^{-\sigma_{x}t}\int_{0}^{t}\mathrm{d}\tau e^{\sigma_{x}\tau}m\tau$$

$$_{\mu_{x}\qquad \beta_{x}}$$

$$(4.54)$$

$$=e^{-\sigma_x t}e^{\sigma_x t}\frac{\overbrace{k_x \sigma_x m}}{\sigma_x^2}t - \frac{\overbrace{k_x m}}{\sigma_x^2}$$
(4.55)

$$=\mu_x t + \beta_x \tag{4.56}$$

$$\Rightarrow S_{\exp}(t) \propto \sum_{x=1}^{n} \mu_x t + \beta_x \tag{4.57}$$

 μ_x

$$=\mu_{\rm Sum}t+\beta_{\rm Sum}\tag{4.58}$$

Die sich ergebene Gleichung (4.58) zeigt, dass ein linear ansteigender Strom

=



Abbildung 4.24. – Die Abbildung zeigt den dokumentierten Elektronenstrahlstrom, welcher grün markiert ist, und vergleicht ihn mit dem rot dargestellten Abluftsondensignal der Spektrometerhalle. Die Analyse des zeitlichen Abstands beider Signale ermöglicht die Bestimmung der Diffusionszeit, welche in diesem Fall bei $(161, 0 \pm 8, 6)$ s liegt.
ein linear ansteigendes Sondensignal zur Folge hat. Der Abstand der Abszissenschnittpunkte beider Funktionen ist somit gleich der Transportzeit der Radionuklide. Der Verlauf des Sondensignals ergibt sich über lineare Regression zu $S_{\exp}(t) = \left(\frac{0.10}{1_{s}}t - 51, 87\right)$ Hz. Aus dem Vergleich von $I_{exp}(t)$ mit $S_{\exp}(t)$ ergibt sich für die Transportzeit ein Wert von $T_{\text{Trans}} = (161, 42 \pm 85, 88)$ s.

Im nächsten Schritt werden die Produktionsraten k_x der einzelnen Isotope ermittelt, deren Bestimmung über eine FLUKA-Simulation erfolgt. Die Entstehung der Abluftnuklide findet größtenteils im Strahlfänger statt, weswegen sich das Modell der Simulation auf dessen Aufbau konzentriert. Der Strahlfänger der Spektrometerhalle basiert auf demselben Design wie der A4-Strahlfänger, welcher in Quelle [15] näher beschrieben wird. Prinzipiell besteht er aus einem etwa 2 m langen und 50 cm durchmessenden Aluminiumzylinder, der mit von Wasser umspülten Aluminiumgranulat gefüllt ist. Sein Abschluss bildet eine 11 cm dicke Kupferplatte, welche dazu dient, verbleibende Reststrahlung aufzufangen. Eine Darstellung des Aufbaus findet sich in Abbildung 4.25 und zeigt eine Obenauf-Sicht des Strahlfängers und der umgebenden Betonwände.

Der simulierte Teilchenstrahl trifft mit einer Energie von 1,55 GeV mittig auf den Strahlfänger und weist einen Durchmesser von 1 cm auf. Die für die Simulation genutzten Einstellungen entsprechen denen des in Kapitel 4.2 diskutierten FLUKA-Modells, nur dass anstelle der Aktivität die durchschnittliche Zahl an erzeugten Nukliden $N_{\text{Prim},x}$ pro einfallendem Elektron dokumentiert wird. Nach Gleichung (4.59) lässt sich über die Ergebnisse der Simulation und den Strahlstrom $I_0 = 50 \,\mu\text{A}$ die Produktionsrate k_x aus $N_{\text{Prim},x}$ berechnen.

$$k_x = N_{\text{Prim},x} I_0 \tag{4.59}$$

Tabelle 4.8 listet alle errechneten Parameter und die sich daraus ergebenden Transportraten R für die verschiedenen Isotope auf. Die aufgeführten Ergebnisse widersprechen der Erwartung, dass es sich bei R um einen von den Isotopen unabhängigen und konstanten Wert handeln sollte. Für ¹¹C ergibt sich sogar eine negative Transportrate, was der externen Zufuhr von Nukliden entsprechen würde. Dieses Ergebnis ist physikalisch nicht sinnvoll und lässt sich dadurch erklären, dass der Kohlenstoffdioxidgehalt des Strahlfängerraums nicht genau bekannt ist. Bei der Simulation wurde der im Jahre 2012 festgestellte weltweite Mittelwert von 400 ppm [29] verwendet. Da die Halle unterirdisch liegt, kann ein deutlich höherer Anteil vermutet werden, was sich jedoch aufgrund zu hoher remanenter Ortsdosisleistungen nur schwer in der näheren Umgebung der Strahlfängers überprüfen lässt. Sollte diese Annahme korrekt sein, würde bereits eine 25 %ige Erhöhung des CO₂-Anteils genügen, um für die entsprechende Transportrate einen positiven Wert zu erhalten.



Abbildung 4.25. – Die Abbildung zeigt das angefertigte FLUKA-Modell des Strahlfängers, welcher sich am Ende der Strahlführung in einem von Erdreich umgebenen Betonbunker befindet. Der Strahlfänger besteht aus einem etwa 2m langen Aluminiumzylinder, der mit einem Gemisch aus Wasser und Aluminiumgranulat gefüllt ist und von einer 11 cm starken Kupferplatte abgeschlossen wird.

Isotop	Aktivitätsstrom [kBq s ⁻¹]	Produktionsrate [s ⁻¹ pA ⁻¹]	Transportrate $[10^{-4}s^{-1}]$
¹¹ C	$116,0 \pm 1,2$	$319,9 \pm 27,1$	$-29,0 \pm 2,0$
¹³ N	$150,0 \pm 1,5$	$413,9 \pm 36,9$	$5,2 \pm 1,1$
¹⁵ O	$174,0 \pm 1,7$	$481,4 \pm 87,0$	$22,7 \pm 16,4$

Tabelle 4.8. – Aus dem Aktivitätsstrom α_x , der Nuklid-Produktionsrate k_x und der Transportzeit T_{Trans} lässt sich nach Gleichung (4.52) die Transportrate R berechnen. Für ¹¹C ergibt sich hierfür ein negativer Wert, was bedeuten würde, dass durch den Abluftschacht Nuklide zu- anstatt abgeführt werden, und daher nicht der Realität entsprechen kann.

Als sinnvolle Ergebnisse bleiben die Transportraten der Isotope ¹⁵O und ¹³N übrig. Dabei zeigt sich für ¹⁵O mit $R = (0,0023 \pm 0,0016) \,\mathrm{s}^{-1}$ ein hoher relativer Fehler von $\frac{\Delta R}{R} = 72 \,\%$, der hauptsächlich aus dem großen Fehler der ermittelten Transportzeit $T_{\mathrm{Trans}} = (161,0\pm 8,6) \,\mathrm{s}$ resultiert. Hier liegt $\Delta T_{\mathrm{Trans}}$ bei 72 % der Halbwertszeit des Isotops, was entsprechend großen Einfluss auf die errechnete Transportrate hat. Im Gegensatz dazu liegt die Halbwertszeit von ¹³N mit 9,97 min um einen Faktor 7 über dem Fehler der Transportzeit, was sich in einem deutlich geringeren relativen Fehler für $R = (5,2\pm 1,1) \, 10^{-4} \mathrm{s}^{-1}$ von $\frac{\Delta R}{R} = 21 \,\%$ niederschlägt. Der über das Stickstoffisotop ermittelte Wert wird daher als Ergebnis für die Transportrate favorisiert.

Abgeschen davon, dass nun ein weiterer Parameter zur Lösung von Gleichung (4.48) bekannt ist, lässt sich auch direkt über R eine Aussage bezüglich des Nuklidtransports aus dem Strahlfängerraum treffen. Der Einfluss der Transportrate auf die vorhandene Nuklidmenge entspricht exakt dem einer Zerfallskonstanten. Aus diesem Grunde kann über Gleichung (4.60) die Zeit T_R ermittelt werden, in der die Hälfte des aktiven Raumvolumens durch den Abluftschacht abtransportiert wird.

$$T_R = \frac{\ln(2)}{R} \tag{4.60}$$

Der sich ergebende Wert liegt bei $T_R = (22, 2 \pm 4, 7)$ min, was in etwa der Halbwertszeit des ¹¹C-Isotops von $(20, 3 \pm 4, 7)$ min entspricht und damit überraschend hoch ausfällt. Daraus lässt sich schließen, dass die erzeugten Positronenemitter schneller zerfallen, als über die Schächte abgesaugt werden. Ein Ausfall des Ventilationssystems würde daher keine dramatischen Konsequenzen auf die Aktivitätsdichte in der Spektrometerhalle haben. Der maximale Stapelfaktor K_S , der im Falle eines solchen Versagens auftreten würde, kann über Gleichung (4.61) bestimmt werden und ist in Tabelle 4.9 für die verschiedenen Isotope aufgeführt.

$$K_S = \lim_{t \to \infty} \left(\frac{N_x(t, R = 0)}{N_x(t, R = 22, 2\min)} \right) = \frac{\lambda_x + R}{\lambda_x}$$
(4.61)

Wie zu erwarten, erreicht er mit $K_S = 2.85 \pm 0.39$ sein Maximum für das langlebigste Abluftisotop ⁴¹Ar und hat im Gegensatz dazu für das kurzlebige ¹⁵O-Isotop bei einem Wert von $K_S = 1.09 \pm 0.02$ kaum Auswirkungen auf die Aktivitätskonzentration in der Luft.

Bis auf die Aktivitätsstrom-Effizienz ϵ_x sind nun alle Parameter aus Gleichung (4.48) bekannt. Eine für die Bestimmung von ϵ_x nötige Effizienzkalibrierung der Abluftsonde mit monoenergetischen Strahlern soll jedoch nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit stattfinden. Sollte dieser Wert in einem zukünftigen Projekt ermittelt werden, so wäre es möglich, die Zusammensetzung der Abluft durch eine Anpassung von Gleichung (4.48) an das Sondensignal zu bestimmen. Dieses Verfahren könnte zwar die aktuell genutzte Abluftanalyse aufgrund zu hoher zu erwartender Fehler nicht ablösen, böte jedoch die Möglichkeit einer zeitsparenden Gegenkontrolle.

Isotop	Halbwertszeit [min]	Stapelfaktor
¹¹ C	22,3	$2{,}00\pm0{,}21$
¹³ N	13,0	$1{,}59\pm0{,}12$
$^{15}\mathrm{O}$	2,03	$1,\!09\pm0,\!02$
⁴¹ Ar	41,0	$2,\!85\pm0,\!39$

Tabelle 4.9. – Der Stapelfaktor K_S zeigt die relative Erhöhung der Konzentration an Isotopen in der Luft der Spektrometerhalle im Falle eines Versagens des Ventilationssystems. Bei einem maximalen Faktor von $K_S = 2,85$ sind dabei keine dramatischen Konsequenzen zu erwarten.

5. Fazit

Die Anfertigung dieser Arbeit basierte auf der Motivation, die Monte-Carlo-Simulationssoftware FLUKA im Strahlenschutz des Instituts für Kernphysik zu etablieren. Dieses Ziel wurde bereits frühzeitig erreicht, was insbesondere auf die in den Kapiteln 4.1 und 4.2 diskutierten Ergebnisse zurückzuführen ist. Da sich die Funktionsweise des Programms nur schwer intuitiv erfassen lässt, bestand dabei ein großes Risiko durch Handhabungsfehler, weswegen neben den durchgeführten Simulationen experimentelle Messungen als Orientierungshilfe dienen sollten. Auf diese Weise konnte ein FLUKA-Modell generiert werden, mit dem sich wirklichkeitsgetreu die Ortsdosisleistung hinter der neu errichteten Strahlenschutzmauer berechnen lässt. Bei einer angestrebten Mauertiefe von 3 m ist nach den Ergebnissen der Simulation auch im Falle einer Beschleunigerhavarie nicht mit Dosisleistungen oberhalb von $1 \,\mathrm{mSv}\,\mathrm{h}^{-1}$ zu rechnen, womit sich eine Gefährdung der am Bau von MESA beteiligten Arbeitskräfte ausschließen lässt. Der Vergleich der experimentell gewonnenen Ergebnisse mit denen der Simulation hat des Weiteren nahegelegt, dass Fehler bei der Vermessung der SFTU-Geometrie gemacht worden sein könnten, was sich in Abweichungen von bis zu 37 % niederschlägt. Ungenauigkeiten dieser Größenordnung lassen sich bei solch komplexen Simulationen nur schwer vermeiden, haben bei dem betrachteten Szenario jedoch aus strahlenschutztechnischer Sicht keine weitere Bedeutung.

Neben der Berechnung direkter Ortsdosisleistungen soll FLUKA dazu benutzt werden, remanente Dosisleistungen zu simulieren. Eine solche Simulation weist in ihrer Struktur deutliche Unterschiede zu dem Aufbau eines Modells zur Bestimmung direkter Strahlungsfelder auf und betrachtet vorwiegend die Aktivierung von verschiedenen Materialien bei dem Betrieb eines Beschleunigers. Um auch hier Erfahrungen im Umgang mit dem Programm zu sammeln, wurde eine mehrschichtige Metallprobe aktiviert und auf die Entstehung radioaktiver Isotope hin untersucht. Dabei konnten fünfzehn verschiedene Radionuklide mit Aktivitäten von bis zu ($66,0 \pm 1,1$) kBq identifiziert werden. Für die oberste Metallschicht aus Blei wurde eine gute Ubereinstimmung der Ergebnisse des Experiments mit denen der Simulation festgestellt, welche in drei von sieben Fällen innerhalb der angenommenen Fehler lag. In den tieferen Schichten konnte dieses Resultat nicht reproduziert werden, was sich jedoch über Verschmutzungen der Bleche und unbekannte Spurenelemente erklären ließ. Insgesamt lagen aber auch hier die Abweichungen mit maximal $(144,0 \pm 3,5)$ % noch in einem für den Strahlenschutz akzeptablen Rahmen.

Im letzten Kapitel wurde die Entwicklung eines Verfahrens zur Analyse der in der Abluft von MAMI vorhandenen Aktivitätskonzentrationen beschrieben. Hier konnten sowohl in experimenteller als auch theoretischer Hinsicht enorme Fortschritte erzielt werden. Die Konstruktion der Messvorrichtung MSSRIA auf dem Gelände des Instituts für Kernphysik hat die Transportzeit der komprimierten Abluft auf wenige Minuten reduziert, womit eine hervorragende Grundlage für die Erzeugung reproduzierbarer Ergebnisse geschaffen wurde. Mithilfe eines speziell geschriebenen Monte-Carlo-Programms konnte des Weiteren gezeigt werden, dass sich die Abluftaktivität mit diesem System auf wenige Prozent genau bestimmen lässt.

Die Ergebnisse einer experimentellen Abluftanalyse wurden mit den Resultaten einer FLUKA-Simulation kombiniert, um Aussagen über die Dynamik der Produktion und des Transports der Abluftisotope treffen zu können. Hierzu wurden auf Basis eines begründeten mathematischen Modells verschiedene Parameter ermittelt, die den Einfluss des Ventilationssystems auf die Aktivitätskonzentration beschreiben. Insbesondere konnte die Verweilzeit der aktivierten Abluft im Strahlfängerraum zu $(22,2 \pm 4,7)$ min bestimmt werden, was bedeutet, dass die meisten produzierten Isotope schneller zerfallen als durch die Abluftschächte hinaus transportiert werden. Des Weiteren wurde der Kalibrationsfaktor, welcher das Verhältnis der Aktivitätskonzentration im Abluftschacht zu dem aufgenommenen Sondensignal beschreibt zu $(88,0 \pm 0,6)$ Bq Hz⁻¹ m⁻³ bestimmt.

Insgesamt wurden alle gesetzten Ziele erreicht und zum Teil sogar bei Weitem übertroffen. Sowohl aus praktischer als auch aus rein theoretischer Sicht konnten umfangreiche Erfolge verzeichnet werden und es wurden diverse Voraussetzungen geschaffen, die zukünftig einen noch umfassenderen Strahlenschutz an MAMI und MESA ermöglichen.

6. Ausblick

Bei der Betrachtung der einzelnen Kapitel fallen an vielen Stellen Möglichkeiten für zukünftige Projekte ins Auge.

Bereits in den ersten Kapiteln wird festgestellt, dass einer der fehleranfälligsten und zeitraubendsten Schritte bei der Modellierung einer FLUKA-Simulation in der Vermessung der geometrischen Bedingungen liegt. Die Erstellung eines elektronischen Sammelarchivs, in dem sämtliche Konstruktionsaufzeichnungen dokumentiert sind, die den Aufbau des Beschleunigers betreffen, würde hier enorme Erleichterung verschaffen und ist langfristig angestrebt. Unabhängig davon werden jedoch auch schon zum jetzigen Zeitpunkt Simulationen durchgeführt, die den normalen Betrieb von MESA und verschiedene Havariefälle betrachten. Einige der simulierten Szenarien finden sich im Anhang unter Kapitel A.8 und es ist davon auszugehen, dass auch in Zukunft ein großer Bedarf an ähnlichen Simulationen besteht.

Da sich MAMI und MESA dasselbe Ventilationssystem teilen werden, ist es auf dem Gebiet der Abluftanalyse wichtig, die unterschiedlichen Einflüsse beider Beschleuniger frühzeitig zu analysieren. Bei dem Betrieb von MESA ist aufgrund des im Vergleich zu MAMI deutlich höheren Strahlstroms auch mit einer stark erhöhten Abluftaktivität zu rechnen. Es ist zwar zu erwarten, dass das entwickelte Messsystem auch hier alle Anforderungen des Strahlenschutzes erfüllt, jedoch müssen unter Umständen Möglichkeiten gefunden werden, die den Ausstoß der aktivierten Abluft in die Umwelt reduziert, um weiterhin die gesetzten Grenzwerte einzuhalten.

7. Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich durch ihren aufrichtigen Einsatz während der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

Ganz besonders gilt dieser Dank meinem Betreuer Herr Professor Aulenbacher, der mir überhaupt erst die Möglichkeit verschafft hat, an diesem spannenden Thema arbeiten zu können, und auf dessen Unterstützung und wertvolle Ratschläge immer Verlass war.

Daneben erhält Herr Professor Gradl meinen Dank für die von ihm übernommene Rolle als zweiter Gutachter.

Des Weiteren bedanke ich mich bei meinen Arbeitskollegen, Kommilitonen und Freunden, die mir immer mit Rat und Tat beiseite standen und von denen mich manche schon seit Beginn meines Studiums begleiten.

Nicht zuletzt gilt ein großer Dank meinen Eltern, durch deren Hilfe mir ein Studium ermöglicht wurde, das mir viel Freude gebracht hat und auf das ich ohne Reue zurückblicken kann.

Abschließend möchte ich mich bei meiner geliebten Frau Jenny bedanken. Obwohl es auch Momente gab, die von Anstrengung und Frustration geprägt wurden, stand sie mir immer zur Seite und fand stets die richtigen Worte, um mich zu motivieren und an meinen Zielen festhalten zu lassen.

Literaturverzeichnis

- "Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung - StrlSchV)," Bundesministerium der Justiz und für Verbraucherschutz (2012).
- [2] V. Blobel, E. Lohrmann "Statistischen und numerische Methoden der Datenanalyse," Taubner Studienbücher, (1998).
- [3] Glenn F. Knoll, "Radiation Detection and Measurment, Third Edition," Wiley, (1999).
- [4] B. L. Berman, F. C. Fultz, "Reviews of Modern Physics, Bd. 47," Übersichtsartikel zur GDR, (1975).
- [5] H. Dinter, J. Pang, K. Tesch, "Nuclear Technology Publishing: Calculation Of Electron-Photon Doses Behind Beam Absorbers At High Energy Electron Accelerators," DESY, Hamburg (1989).
- [6] K. Ott, "Sicherheitsbericht f
 ür den Betrieb der Speicherringanlage Metrology Light Source MLS des Willy - Wien - Labors der Physikalisch technischen Bundesanstalt in Berlin - Adlershof," BESSY, Berlin (2008).
- [7] S. Ban, H. Nakamura, T. Sato, K. Shin, "Nuclear Technology Publishing: Radioactivity Induced In A 2,5 GeV Electron Dump," High Energy Research Organisation, Ibaraki, Japan (2000).
- [8] G. Graeff, R. Ley, A. Osipowicz, G. Werth, "Intense Source of Slow Positrons from Pulsed Electron Accelerators," Institut f
 ür Physik, Universität Mainz (1984).
- [9] A. Göök, "Dissertation: Determination of Photofission Fragment Characteristics of ^{234,238}U and ²³²Th in the Barrier Region," TU Darmstadt (2012).

- [10] O. A. P. Tavares, S. B. Duarte, A. Deppmann, V. P. Likhachev "New Approach to Nuclear Photofission Reactions above 0,15 GeV," Instituto de Fisica, São Paulo (2003).
- [11] Yu. P. Gangrskii, P. Zuzaan, A. G. Belov, Z. Blaszchak, V. I. Zhemenik, B. N. Markov, G. V. Myshinskii "Yield of Fission Fragments from the Photofission of Actinide Nuclei," Joint Institute for Nuclear Research, Dubna (2013).
- [12] D. D. Hinshelwood et al, "High-Power, Pulsed Bremsstrahlung Source for Inducing Photofission," Plasma Physics Division, Naval Research Laboratory, Washington (2011).
- [13] J. Bauer et al, "Benchmark studies of induced radioactivity at a high energy electron accelerator, Part I: Specific activities," CERN, SLAC RP-Department, US Department of Energy (2008).
- [14] S. Altieri, A. Braghieri, A. Panzeri, P. Pedroni, T. Pinelli, "Design of a new beam dump for the MAMI accelerator at Mainz," Dipartimento di Fisica Nucleare e Teorica Università di Pavia, I.N.F.N (1991).
- [15] D. Dimmer, "Entwurf der Strahlfänger für MAMI B und Untersuchungen an Bleiglaszählern für das WA 89 Experiment am CERN," Institut für Kernphysik, Mainz (1988).
- [16] G. Battistoni, S. Muraro, P.R. Sala, F. Cerutti, A. Ferrari, S. Roesler, A. Fasso', J. Ranft, "The FLUKA code: Description and benchmarking," Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006, Fermilab 6–8 September 2006, M.Albrow, R. Raja eds., AIP Conference Proceeding 896, 31-49, (2007).
- [17] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso', and J. Ranft, "FLUKA: a multi-particle transport code," CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_ 05/11, SLAC-R-773.
- [18] O A P Travares, E De Paiva, R Ya Kezerashvili et. al., "Photofission of Al-27 nucleus in the quasi-deuteron region of photonuclear absorption," J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1979).

- [19] G. Battistoni, V. Boccone, F. Broggi et. al., "FLUKA Capabilities and CERN Applications for the Study of Radiation Damage to Electronis at High-Energy Hadron Accelerators," Progress in NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Vol. 2 pp.948-954 (2011).
- [20] Oliver Müller, "Zerfallsspektroskopie von Xe-144," Bachelor-Thesis (2012).
- [21] Marie-Christine Lépy, "Detection efficiency," Laboratoire National Henri Becquerel, IAEA - ALMERA Technical Visit (2010)
- [22] Genie 2000, "Spectroscopy Software Customization Tools," Canberra Industries (2006)
- [23] Sigmund Brandt, "Statistische Methoden der Datenanalyse," Bibliographisches Inst. (1968)
- [24] Philip R. Bevington, D. Keith Robinson "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science - 3rd ed.," McGraw-Hill Higher Education (2003)
- [25] Ernest O. Lawrence, "The Berkeley Laboratory Isotopes Projekct's Exploring the Table of Isotopes," Berkeley National Laboratory (2000), http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm
- [26] Markus Brugger et al, "Activation benchmark study at 2.5 GeV electron accelerator," Progress in Nuclear Science and Technology, CERN (2014)
- [27] Markus Brugger et al, "Benchmark Studies of induced Radioactivity produced in LHC Materials, Part I: Specific Activities," Progress in Nuclear Science and Technology, CERN (2014)
- [28] M. Santana Leitner et al, "Comparison of FLUKA Predictions to Measurements of induced Activities of Shielding and environmental Samples irridiated with 2.5 GeV Electrons at the Pohang Light Source," SLAC, Stanford, USA (2014)
- [29] Seinfield et al, "Atmospheric chemistry an physics: from air pollution to climate change," John Wiley and Sons, (2012)
- [30] H. Hirayama et al, "Inter-comparison of medium-energy neu- tron attenuation in iron and concrete," Proc. the 10th Meeting of the Task Force on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities, SATIF-10, CERN (2010)

- [31] F. Ballarini et. al., "Nuclear models in FLUKA: present capabilities, open problems and future improvements," SLAC-PUB-10813 (2004)
- [32] ICRP, "The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection," ICRP Publication 103, Ann. ICRP 37 (2-4), (2007)
- [33] Eberline Instruments, "Detektoren zur Umgebungsüberwachung Serie FHZ 600," THI, Strahlen und Umweltmesstechnik, (1986)
- [34] Eberline Instruments, "Neutronen-Sonde Biorem FHT 750," Technische Spezifikationen
- [35] Eberline Instruments, "Neutronen-Sonde Biorem FHT 762 Wendi II," Technische Spezifikationen
- [36] DSG Detector Systems GmbH, "NGC 3019," Technische Spezifikationen
- [37] Institut für Kernphysik Johannes Gutenberg Universität Mainz, Abteilung Kommunikation und Presse, Stand: 02. November 2014. http://www.uni-mainz.de/presse/22026.php.
- [38] TÜV Rheinland, "Prüfung vom 28.12.2011, RLT-Anlage, Spektrometerhalle," Interne Kommunikation, KPH Abteilung Strahlenschutz (2011)
- [39] M. Göbel, "Personen-Sicherheitssystem am Mainzer Mikrotron," Interne Kommunikation, Strahlenschutz des Instituts für Kernphysik, (2007)
- [40] Interne Kommunikation, Strahlenschutz kernphysikalisches Institut, (2013-2014)
- [41] Interne Kommunikation, Werkstatt KPH, (2013-2014)

A. Anhang

A.1. Installation und Anwendung von FLUKA

Im Folgenden wird die Anwendung von FLUKA in Verbindung mit der Benutzeroberfläche FLAIR (FLUKA Advanced Interface) anhand eines einfachen Beispiels beschrieben.

Die hierfür benötigten Installationsdateien können über <http://www.fluka.org> und <http://www.fluka.org/flair> bezogen werden, wobei die Verwendung der 64-bit Varianten zu empfehlen ist. Nachdem FLUKA und FLAIR installiert wurden, muss zunächst eine Verknüpfung zwischen beiden Programmen hergestellt werden. Dazu wird unter dem Menüpunkt *Tools - Preferences - Fluka Directory* der Dateipfad ausgewählt, in dem FLUKA installiert wurde, und in dem sich unter anderem die Datei *flukahp* befindet.

Das Ziel des folgenden Beispiels ist die Berechnung der Ortsdosisleistung, die durch einen 100 MeV-Elektronenstrahl erzeugt wird, welcher auf eine 2 cm starke Wolframplatte trifft. Abbildung A.1 zeigt den Startbildschirm von FLAIR, der durch Anklicken des Menüpunkts *FLUKA* am linken Bildschirmrand aufgerufen werden kann. Hier wird die zu erstellende Simulationsdatei betitelt und der gewünschte Speicherort ausgewählt, wobei dieses Beispiel den Namen *tutorial* erhalten soll.

Als Nächstes wird der Punkt *Input* markiert, woraufhin sich eine Reihe an Untermenüs öffnet, über die ein konkretes Simulationsmodell erstellt werden kann. Unter *General* werden globale Voreinstellungen ausgewählt, die je nach Bedarf eine andere Reihe an Physikmodulen lädt, die ansonsten später einzeln aktiviert werden müssten. An dieser Stelle soll als *DEFAULT PRECISION* verwendet werden, das die Simulation eines breiten Spektrums an physikalischen Prozessen ermöglicht. Eine genaue Beschreibung dieser Prozesse kann eingesehen werden, indem das *DEFAULT*-Feld angeklickt und über F1 die Hilfsfunktion aufgerufen wird.

<u>File Edit Card Input View</u>	<u>T</u> ools <u>H</u> elp							
	25	× — 🎘 🎒 🔺 🔺 🙀 😂 😂	🛕 🕸 & 🗅 🕃 🛀 🤇					0
- Fluka			Fluka Project Inform	ation			+ =	▼ ▲
	Project:	utorial.flair						2
	Directory:	home					Į.	3
TH Geometry	Title:	tutoria						-
Media	Input:	tutorial.inp	1 😂 📮	Executable:			1	13
+ Physics	Geometry:			Geom Output:				
Transport	Notes			ocom output				
H Biasing								
Descoring								
H = Flair								
EH_Preprocessor								
Debug								
-A Run								
- Files								
	Туре	Name	S	tart Va	alue	Status	Elapsed	_ &
	Debug	Region #1	- 1		?			\rightarrow
T - Object	Run	<neue_halle_final></neue_halle_final>	-		3		0	6
- Material	Data	<neue_halle_final></neue_halle_final>	-		ſ			2000
Elements								
- Calculator								
- Dicom								
La Pet								
	-						L	17
Inp: tutorial.inp +		Exe:	Dir: /home					

Abbildung A.1. – Die Abbildung zeigt den Startbildschirm von FLAIR mit bereits eingetragenem Dateinamen und Speicherort. Mithilfe der links aufgeführten Menüpunkte können die Eigenschaften der Simulation definiert werden, aus denen das Programm anschließend eine für FLUKA lesbare *input*-Datei erzeugt.

Der nächste Hauptmenüpunkt Primary beschäftigt sich mit den Eigenschaften der simulierten Primärteilchen. Hier wird unter *BEAM* als Teilchenart *ELEC-TRON* ausgewählt und für die Energie 0,1 eingegeben, da das Programm in GeV rechnet. Die übrigen Kartenoptionen behandeln die Intensitäts-, Winkel-, und Impulsverteilung des Strahls und müssen an dieser Stelle nicht verändert werden. Im Feld *BEAMPOS* wird die Startposition des Teilchenstrahls in Zentimetern eingegeben, welche sich für diese Simulation an der Stelle x = 0, y = 0und z = -2 befinden soll. Mithilfe des letzten Felds *START* wird die Menge an Primärteilchen oder die Gesamtzeit definiert, über die das Programm simuliert. Für dieses Beispiel genügt eine Teilchenzahl von 10^6 , welche unter *No*. eingetragen wird.

Nachdem nun die grundlegenden Physikmodule und die Eigenschaften des Strahls feststehen, müssen als Nächstes unter *Geometry* einzelne Objekte erstellt werden, aus denen sich später das Gesamtmodell zusammensetzt. In diesem Fall wird unter *Bodies* zu den bereits vorhandenen Körpern *blkbody* und *void* mit Rechtsklick nur ein einzelnes RPP-Objekt hinzugefügt, mit dessen Hilfe ein beliebig ausgedehnter Quader definiert werden kann. Dieser Quader soll später die Wolframplatte darstellen, weswegen als Randparameter $X_{\min} = -10$, $X_{\max} =$ 10, $Y_{\min} = -10$, $Y_{\max} = 10$, $Z_{\min} = 0$, $Z_{\max} = 2$ und als Name Target eingetragen werden.

Zusammen mit den voreingestellten Objekten stehen nun insgesamt drei einzelne Körper zur Verfügung, die im nächsten Punkt *Region* miteinander verknüpft werden. Hier erfolgt die Definition verschiedener Regionen, in denen die einzelnen Objekte addiert und voneinander abgezogen werden können. Neben der voreingestellten Region *BLKBODY* müssen für dieses Beispiel zwei weitere Karten erzeugt werden, die *VOID* und *TARGET* genannt werden sollen. Unter *VOID* wird +void-Target eingegeben, wodurch eine kugelförmige Region beschrieben wird, aus der die erstellte Wolframplatte *Target* ausgeschnitten ist. Der Raum, an dem sich die Platte befinden soll, ist somit zunächst undefiniert, weswegen anschließend in der dritten Region *TARGET* die Eingabe +*Target* gemacht werden muss.

Nachdem auf diese Weise eine geometrische Modellgrundlage erzeugt wurde, werden den einzelnen Regionen Materialien zugeordnet, was unter dem Punkt *Media - Assignmat* geschieht. In diesem Menüfeld wird zusätzlich zu den bereits vorhandenen Karten eine Weitere erstellt, in der die Region *TARGET* ausgewählt und mit dem Material *TUNGSTEN* versehen wird. Alle anderen *Media*-Felder dienen der benutzerdefinierten Erzeugung von Materialien, die noch nicht in der FLUKA-Datenbank vorliegen und sollen an dieser Stelle außer Acht gelassen werden.

Bevor die Simulation nun gestartet werden kann, muss die zu dokumentierende Größe definiert werden. Hierfür wird unter dem Menüpunkt *Scoring* eine *USR-BIN*-Karte generiert und als *Part*.-Eintrag *DOSE-EQ* ausgewählt. Auch hier ist der Name frei wählbar, jedoch sollte als *Unit BIN* und als *Type X-Y-Z* eingetragen werden. Des Weiteren muss eine Festlegung der Grenzen des zu beobachtenden Raums stattfinden, welche in diesem Fall durch die Einträge $X_{\min} = -10$, $X_{\max} = 10$, $Y_{\min} = -10$, $Y_{\max} = 10$, $Z_{\min} = -10$ und $Z_{\max} = 20$ erfolgen soll. Die letzte Kartenspalte definiert abschließend die Auflösung, mit der die simulierte Ortsdosis dokumentiert wird. Sie soll in diesem Beispiel NX = 150, NY = 150und NZ = 400 betragen.

Im nächsten Schritt wird das Process-Feld ausgewählt, mit dessen Hilfe sich

über *Run* die Simulation starten lässt, ohne dass weitere Einstellungen nötig sind. Nach einer erfolgreichen Simulation müssen die generierten Daten unter dem Punkt *Data* ausgewertet werden. Hierzu wird der Dateiname *tutorial_* 41.bnn ausgewählt und die Dateien *tutorial001_ fort.41* bis *tutorial005_ fort.41* hinzugefügt. Durch einen Klick auf *Process* werden die Simulationsergebnisse anschließend zusammengeführt und in ein spezielles FLUKA-Format übertragen.

Zur grafischen Darstellung der generierten Datei wird unter dem Punkt *Plot* eine *USRBIN*-Karte hinzugefügt. Durch Doppelklicken der Karte öffnet sich ein Menü, in dem unter dem Feld *File* die Datei *tutorial_ 41.bnn* ausgewählt wird. Nun können die Simulationsergebnisse durch Anklicken der *Plot*-Taste, wie in Abbildung A.2 gezeigt, dargestellt werden, wobei der berechnete Dosis-Mittelwert pro Primärteilchen standardmäßig in der Einheit pSv angegeben wird. Um daraus abschließend die Dosisleistung in pSv h⁻¹ zu erhalten, muss unter *Norm* die Menge N_{e^-} an Elektronen eingegeben werden, die bei dem gewünschten Strom *I* innerhalb einer Stunde auf die Wolframplatte trifft.

$$N_{\rm e^-} = \frac{I \cdot 1 \,\rm h}{e}$$

Es ist zu beachten, dass sich dieses Beispiel nur auf die grundlegendsten Optionen konzentriert, die für die Erzeugung einer ersten erfolgreichen Simulation benötigt werden. Für die Erstellung komplexerer Szenarien und insbesondere bei der Behandlung photonuklearer Prozesse muss deutlich tiefer in die Programmstruktur eingedrungen werden. Um dieses Ziel zu erreichen, wird die Betrachtung der auf der beiliegenden DVD zur Verfügung gestellten input-Dateien empfohlen, die als Orientierungshilfe zum Ausbau des hier beschriebenen Testszenarios dienen können.

Des Weiteren müssen bei der Durchführung anspruchsvoller FLUKA-Simulationen hohe Rechenzeiten berücksichtigt werden, die abhängig von den zur Verfügung stehenden Ressourcen mehrere Tage oder Wochen betragen können. Im Zuge dieser Arbeit wurde hierfür ein dedizierter FLUKA-Server aufgesetzt, der auf eine möglichst hohe Anzahl an Prozessorkernen ausgelegt wurde, und die Rechenzeit im Vergleich zu dem bis dahin verwendeten i5-Bürorechner um einen Faktor 3 reduziert. Er lässt sich über eine SSH-Verbindung im Netzwerk des Instituts für Kernphysik graphisch aufrufen und dank der bereits durchgeführ-



Abbildung A.2. – Die Ergebnisse der fertigen Simulation können aus verschiedenen Perspektiven benutzerdefiniert dargestellt werden. Abgesehen von der Achsenbeschriftung wurden für die hier gezeigte Abbildung jedoch keine weiteren Einstellungen im *Plot*-Menü geändert, sodass die ermittelte Dosis in pSv pro Primärteilchen angegeben wird.

ten Installation von FLUKA sofort für Simulationen verwenden. Seine genauen Gerätespezifikationen finden sich unter Kapitel A.2.

A.2. Spezifikationen des dedizierten FLUKA-Servers

Tabelle A.1. – Die Gerätespezifikationen des aufgesetzten Servers sind speziell auf die Anforderungen von FLUKA-Anwendungen ausgelegt. Dies wird insbesondere durch die hohe Anzahl an Prozessorkernen und die schnelle Datenübertragung dank der verwendeten SSD Festplatten erreicht.

A.3. Daten zur Punktquellen-Effizienzkalibrierung

Isotop	$\mathbf{E}_{\gamma} \ [\mathbf{keV}]$	Distanz [m]	I [%]	A ₀ [kBq]	A _{akt} [kBq]	$\mathbf{Z}_{\mathrm{reg}}$	Effizienz [%]
¹³³ Ba	81	1	36,8	407	351	$5515,0 \pm 17,7$	$0,0142 \pm 0,0005$
¹⁰⁹ Cd	88	1	3,6	$426,0 \pm 2,6$	$125,0\pm0,8$	$195,0\pm10,0$	$0,0144 \pm 0,0074$
⁵⁷ Co	122	1	85,6	$463,0 \pm 1,9$	$57,0\pm0,2$	$2047,0 \pm 14,1$	$0,0139 \pm 0,0010$
⁵⁷ Co	137	1	16,8	$463,0 \pm 1,9$	$57,0\pm0,2$	$264,0\pm9,7$	$0,0092 \pm 0,0034$
¹³³ Ba	276	1	7,2	407	351	$692,0\pm7,3$	$0,0092 \pm 0,0010$
¹³³ Ba	303	1	18,3	407	351	$1715,0\pm9,3$	$0,0089 \pm 0,0009$
¹³³ Ba	356	1	62,1	407	351	$4830,0 \pm 8,7$	$0,0074 \pm 0,0001$
¹³³ Ba	384	1	8,9	407	351	$701,0\pm5,3$	$0,0075 \pm 0,0006$
^{137}Cs	662	1	85,1	$411,0 \pm 1,6$	$390,0\pm1,6$	$4411,0\pm7,5$	$0,0044 \pm 0,0001$
⁵⁴ Mn	835	1	100	$422,0 \pm 1,7$	$68,0\pm0,3$	$794,0\pm4,3$	$0,0039 \pm 0,0002$
⁶⁰ Co	1173	1	100	$429,0 \pm 1,7$	$319,0\pm1,3$	$2769,0 \pm 6,1$	$0,0029 \pm 0,0001$
²² Na	1275	1	100	$400,0 \pm 1,6$	$220,0\pm0,9$	$1863,0 \pm 4,7$	$0,0028 \pm 0,0001$
⁶⁰ Co	1332,5	1	100	$429,0 \pm 1,7$	$319,0 \pm 1,3$	$2526,0 \pm 5,3$	$0,0026 \pm 0,0001$

Tabelle A.2. – Das Alter der Proben betrug zu Beginn der von Professor Backe durchgeführten Messung 2,25 a wobei die Messzeit bei 300 s lag. Für die Startaktivität von ¹³³Ba wird ein Fehler von 0% angegeben, was zwar anzuzweifeln ist, jedoch ohne weitere Aufzeichnungen nicht mehr genauer nachvollzogen werden kann und daher akzeptiert werden muss.



Abbildung A.3. – Untergrundkorrigiertes Summenspektrum der einzeln vermessenen Punktquellen zu Zwecken der Effizienzkalibrierung. Die Spektrallinie von ²⁴¹Am übersteigt den dargestellten Bereich und erreicht in der Spitze eine Anzahl von 14824 registrierten Ereignissen.

Isotop	$\mathbf{E}_{\gamma} \ [\mathbf{keV}]$	Distanz [m]	I [%]	A ₀ [kBq]	A _{akt} [kBq]	$\rm Z_{reg}$	Effizienz [%]
²⁴¹ Am	56	$0,500 \pm 0,005$	35,9	$395,0\pm1,6$	$383,0 \pm 1,5$	$46450,0\pm 102,2$	$0,0141 \pm 0,0007$
¹³³ Ba	81	$0,500 \pm 0,005$	36,8	$404,0 \pm 1,6$	$65,0\pm0,3$	$8190,0 \pm 11,5$	$0,0154 \pm 0,0007$
¹³³ Ba	276	$0,500 \pm 0,005$	7,2	$404,0\pm1,6$	$65,0\pm0,3$	$1014,0\pm3,7$	$0,0090 \pm 0,0005$
¹³³ Ba	303	$0,500 \pm 0,005$	18,3	$404,0\pm1,6$	$65,0\pm0,3$	$2362,0\pm5,2$	$0,0082 \pm 0,0005$
¹³³ Ba	356	$0,500 \pm 0,005$	62,1	$404,0\pm1,6$	$65,0\pm0,3$	$7020,0 \pm 8,4$	$0,0072 \pm 0,0003$
¹³³ Ba	384	$0,500 \pm 0,005$	8,9	$404,0\pm1,6$	$65,0\pm0,3$	$930,0\pm5,3$	$0,0066 \pm 0,0004$
^{137}Cs	662	$0,500\pm0,005$	85,1	$411,0\pm1,6$	$264,0\pm1,1$	$23140,0\pm 16,\!2$	$0,0043 \pm 0,0002$
⁶⁰ Co	1173	$0,500\pm0,005$	100	$429,0\pm1,7$	$344,0\pm1,4$	$2326,0 \pm 14,0$	$0,0028 \pm 0,0002$
⁶⁰ Co	1333	$0,500 \pm 0,005$	100	$429,0 \pm 1,7$	$344,0 \pm 1,4$	$2118,0 \pm 4,7$	$0,0026 \pm 0,0001$

Tabelle A.3. – Das Alter der Proben betrug zu Beginn der aktuellen Messung 19,2 a für die Isotope ⁶⁰Co,¹³⁷Cs und ²⁴¹Am und 27,7 a für das Isotop ¹³³Ba. Die Messzeit betrug jeweils 600 s, wobei die Distanz zwischen Detektor und Proben (50,00 ± 0,05) cm betrug. Die sich ergebenen Effizienzen wurden auf eine Distanz von (100,00 ± 0,05) cm normiert, um sie mit den Resultaten der Messung von Professor Backe vergleichen zu können.

A.4. Verwendete Materialien und ihre Zuordnung in Regionen

		Massenanteil [%]										
Region	Η	С	Ν	0	Mg	Al	S	Si	Ar	Ca	Fe	Ba
Luft	0,06	0,001	75,5	23,7	0,0	0,0	0,0	0,0	0,01	0,0	0,0	0,0
Beton	0,6	18,1	0,0	42,1	3,2	0,0	0,0	22,2	0,0	$_{31,6}$	0,0	0,0
Schutzwall	0,3	8,4	0,0	29,4	1,5	0,0	4,9	14,5	0,0	19,7	0,0	21,3
Dipol	0,0	0,0	0, 0	0,0	0,0	0,0	0,0	$_{0,0}$	0,0	0,0	100,0	0,0
Strahlführung	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

Tabelle A.4. – Die Tabelle listet die materielle Zusammensetzung der einzelnen Regionen der SFTU-Simulation auf. Für alle Elemente wird eine natürlich Isotopenverteilung angenommen.

			Ν	Aasser	nantei	1 [%]		
Region	Si	Fe	Ni	Cr	Mn	Mg	Al	Pb
Stahl	0,5	71,5	9,0	18,0	1,0	0,0	0,0	0,0
Aluminiumlegierung	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	100,0	$_{0,0}$
Blei	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	3,0	97,0	100,0
Endflansch	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	100,0	0,0

Tabelle A.5. – Die Tabelle listet die materielle Zusammensetzung der einzelnen Regionen der Metallproben-Simulation auf.

A.5. Daten zur Effizienzkalibrierung der Abluftflaschen

Isotop	\mathbf{E}_{γ} [keV]	I [%]	A ₀ [kBq]	A_{akt} [kBq]	$\mathbf{Z}_{\mathbf{reg}}$	Effizienz [%]
²⁴¹ Am	60	35,9	$50,0 \pm 4,0$	$49{,}9\pm4{,}0$	$30036,0\pm42,1$	$0,\!0155\pm0,\!0013$
¹³³ Ba	81	36,8	$1,\!94\pm0,\!16$	$1{,}94\pm0{,}16$	$4363,0\pm27,1$	$0,\!0567\pm0,\!0057$
⁵⁷ Co	122	85,2	$12,8\pm1,0$	$12{,}6\pm1{,}0$	$275630,0\pm82,7$	$0,\!2386 \pm 0,\!0191$
¹³⁹ Ce	166	79,7	$11,\!6\pm0,\!9$	$11,\!2\pm0,\!9$	$254711,\!0\pm76,\!4$	$0,\!2647\pm0,\!0211$
¹³³ Ba	356	62,4	$1,\!94\pm0,\!16$	$1{,}94\pm0{,}16$	$24064,0\pm28,9$	$0,1844 \pm 0,0149$
⁸⁵ Sr	514	98,2	$5,4 \pm 0,4$	$5,0\pm0,4$	$74552,0\pm44,7$	$0,\!1397\pm0,\!0112$
^{137}Cs	662	85,2	$3,6\pm0,3$	$3,6\pm0,3$	$39008,0\pm27,3$	$0,1166 \pm 0,0094$
⁵⁴ Mn	835	100,0	$3,5\pm0,3$	$3,4\pm0,3$	$36536,0\pm25,6$	$0,0986 \pm 0,0079$
⁸⁸ Y	898	93,9	$6,9\pm0,6$	$6,6\pm0,5$	$59155,\!0\pm29,\!6$	$0,\!0883 \pm 0,\!0071$
⁶⁵ Zn	1116	50,7	$8,4\pm0,7$	$8,3\pm0,7$	$35800,0\pm21,5$	$0,\!0793 \pm 0,\!0064$
⁸⁸ Y	1836	99,3	$6,9\pm0,6$	$6,6\pm0,5$	$37432,00\pm18,72$	$0,\!0529 \pm 0,\!0042$

Tabelle A.6. – Das Alter der Proben betrug zu Beginn der Messung 17 d, die Messzeit lag bei 3 h. Für alle Startaktivitäten ist ein Fehler von 8% angegeben.

	Ereigniss	9		Ereignisse			
Zeit [s]	Positronenemitter	Argon-41	Zeit [s]	Positronenemitter	Argon-41		
0	0	0	1140	69497	9520		
30	3124	274	1260	73570	10543		
60	6134	519	1380	77363	11461		
90	9083	752	1500	80832	12339		
120	11794	1024	1800	88145	14686		
150	14416	1300	2100	94155	16997		
180	16974	1537	2400	98976	19064		
210	19361	1801	2700	102934	21059		
240	21669	2100	3000	106160	23140		
270	23968	2355	3300	108704	24936		
300	26141	2639	3600	110935	26838		
420	34625	3685	4200	114094	30384		
540	41921	4684	4800	116164	33760		
660	48598	5718	5400	117909	36861		
780	54621	6651	6000	118939	39741		
900	60037	7610	6600	119706	42410		
1020	64962	8601					

A.6. Messdaten zur Abluftanalyse

Tabelle A.7. – Der Datensatz beruht auf jeweils 33 Einzelmessungen für die Positronenemitter und das Isotop 41 Ar, die hier zur Darstellung der Linienentwicklung aufsummiert wurden.

Jahr	Kalibrationsfaktor $[Bq Hz^{-1} m^{-3}]$
2007	104
2009	143
2012(a)	$75,0 \pm 0,8$
2012(b)	$80,0 \pm 0,6$
Mittelwert	$100,0 \pm 1,6$

Tabelle A.8. – Die Kalibrationsfaktoren wurden den Aufzeichnungen des Strahlenschutzes entnommen und basieren größtenteils auf den Messergebnissen der Kernchemie. 2012 wurde MSSRIA erbaut und getestet, weswegen hier zwei Datensätze zur Verfügung stehen, wobei (a) das Resultat der Kernchemie markiert und (b) das von MSSRIA.

A.7. Weitere Simulationsergebnisse und andere Perspektiven



Abbildung A.4. – Obenauf-Ansicht der Dosisverteilung an der Strahlenschutzmauer mit limitierten Grenzen des angezeigten Wertebereichs zu Zwecken der besseren Auflösung. Das simulierte Fertigungsstadium der Mauer entspricht dabei der mit (d) markierten Version von Abbildung 4.4.



A.8. Simulationen zu MESA

Abbildung A.5. – Die Abbildung zeigt ein mit FLUKA erstelltes Modell zu MESA, bei dem die untersuchten kritischen Bereiche durch rot-grüne Punkte gekennzeichnet sind.



Abbildung A.6. – Simulationsergebnisse zweier Szenarien bei totalem Strahlverlust von 1 mA und einer Strahl-Energie von 150 MeV.



Abbildung A.7. – Betrachtung der Dosisleisung am Elektronikbunker bei Normalbetrieb und zwei verschiedenen Mauerhöhen.



Abbildung A.8. – Obenauf-Ansicht eines FLUKA Modells für die geplante neue Halle, welche um den A4-Strahlfänger herum gebaut werden soll.



Abbildung A.9. – Dosisverteilung bei totalem Strahlverlust von 1 mA bei einer Energie von 100 MeV auf Höhe des Experiments.



Abbildung A.10. – Seitenansicht des in der Abbildung A.9 vorgestellten Szenarios.