Physikalische Parameter bei der Inkorporation von Radon und seinen Folgeprodukten im Modell und Organismus

Physical parameters during incorporation of radon and its progeny in a model system and organism

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Franziska Papenfuß aus Lüneburg
Tag der Einreichung: 15.12.2020, Tag der Prüfung: 17.02.2021
Darmstadt 2021 — D 17
Fachbereich Physik

1. Gutachten: PD Dr. Thomas Friedrich
2. Gutachten: Prof. Dr. Emanuel Schneck

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT

GSI
Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

Physikalische Parameter bei der Inkorporation von Radon und seinen Folgeprodukten im Modell und Organismus
Physical parameters during incorporation of radon and its progeny in a model system and organism

Genehmigte Dissertation von Franziska Papenfuß aus Lüneburg zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Physik

1. Gutachten: PD Dr. Thomas Friedrich
2. Gutachten: Prof. Dr. Emanuel Schneck

Tag der Einreichung: 15.12.2020
Tag der Prüfung: 17.02.2021

Darmstadt 2021 — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:
URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-176245
URL: http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/17624

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung – Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International
http://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 15. Dezember 2020

(Franziska Papenfuß)

Zusammenfassung

Das radioaktive Edelgas Radon ist allgegenwärtig in unserer Umwelt und trägt zu einem signifikanten Anteil der jährlichen Strahlenbelastung bei. Inhalierte Zerfallsprodukte akkumulieren in der Lunge und sind die zweithäufigste Ursache für die Induktion von Lungenkrebs nach Rauchen. Auf der anderen Seite wird Radon zur Behandlung von entzündlichen Krankheiten wie beispielsweise rheumatoider Arthritis und Morbus Bechterew eingesetzt. Dennoch ist der Wirkungsmechanismus der Radontherapie bis heute weitestgehend ungeklärt. Es existieren jedoch erste Hinweise auf eine Wirkung über die Stimulation des Immunsystems. Zur Risikoeinschätzung sowie der Aufklärung des Wirkungsmechanismus der Radontherapie ist eine akkurate Dosisbestimmung und Kenntnis der Radonverteilung im Körper essentiell.
Derzeitige Verfahren zur Dosisabschätzung beruhen jedoch auf unsicherheitsbehafteten, retrospektiven epidemiologischen Studien oder biokinetischen Modellen, in die Daten aus Tierexperimenten einfließen, die auf den menschlichen Organismus übertragen werden. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit Aktivitätsmessungen an einem Probanden direkt nach Radonexposition zur Dosisbestimmung in der abdominalen sowie thorakalen Region vorgestellt.
Nach einstündiger Inhalation von Radon und seinen Zerfallsprodukten in einem Therapiestollen wurden extern γ-Spektren der γ-emittierenden Radonzerfallsprodukte Blei (^{214}Pb) und Bismut (^{214}Bi) in der abdominalen und thorakalen Region eines freiwilligen Probanden aufgenommen. Aus diesen Spektren wurde der zeitliche Aktivitätsverlauf der Nuklide bestimmt und durch Kenntnis der Zerfallskaskade von Radon Rückschlüsse auf die in der Körperregion applizierte Dosis gezogen. Zudem wurden aus dem Zeitverlauf der Aktivitäten unterschiedliche Verweildauern von Radon in den einzelnen Körperregionen ermittelt und mit ihren physiologischen Charakteristika verknüpft. Um die in der Arbeit verwendete Messmethode zu validieren, wurden im Vorfeld Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte auf einem luftdurchströmten Filtersystem durchgeführt. Die so erhaltenen Daten können einheitlich in einem Modell mit rein physikalischen Parametern beschrieben und verstanden werden. Bei den Probandenmessungen hingegen musste die Modellvorstellung zur konsistenten Beschreibung der Daten um biologische Komponenten wie aktive Transportprozesse und unterschiedliche Gewebeeigenschaften erweitert werden. Ein weiteres Hindernis war die inhomogene Verteilung von Radon in den gemessenen Körperregionen, die bei der Aktivitätsbestimmung von ^{214}Pb und ^{214}Bi eine große Rolle spielt.
Bei den Probandenmessungen werden Dosiskonversionsfaktoren, die die Exposition mit einer bekannten Radonaktivitätskonzentration bei bekannter Expositionsdauer in eine Dosis überführen, für die abdominale und thorakale Region bestimmt. Diese betragen im Abdomen $1,55 \pm 0,33\,\mu$Gy und im Thorax $1,11 \pm 0,35\,\mu$Gy für eine einstündige Exposition bei $55\,\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$. Somit liegen sie in derselben Größenordnung wie derzeitige Modelle des Strahlenschutzes vorhersagen, jedoch weisen sie um einen Faktor $2-4$ höhere Dosiswerte auf. Des Weiteren kann ein linearer Zusammenhang zwischen der Radonaktivitätskonzentration während der Exposition und der applizierten Dosis verifiziert und jeweils zwei verschiedene Verweildauern für Radon in der abdominalen sowie thorakalen Region bestimmt werden. Daraus wird der Dosisanteil durch lang- sowie kurzzeitig gespeichertes Radon ermittelt, wobei etwa ein Drittel des Radons länger im Körper verbleibt und dabei für über 80 % der applizierten Dosis durch Radoninkorporation verantwortlich ist. Im Gegensatz zu der Vorhersage bisheriger Modelle deuten die in der Arbeit durchgeführten Messungen auf einen fast doppelt so hohen Anteil inkorporierten Radons hin, das nach Exposition schnell aus dem Körper abtransportiert wird. Zudem konnte ein größerer Anteil lang gespeicherten Radons in der abdominalen als in der thorakalen Region detektiert werden, was mit dem höheren subkutanen Fettgehalt im Abdomen korreliert wurde.
In dieser Arbeit werden durch direkte Aktivitätsmessungen am Probanden Dosiskonversionsfaktoren für verschiedene Körperregionen bestimmt. Die hier präsentierten Experimente liefern das erste in dieser Präzision erhobene Datenset, das ohne weitere Modellierungen eine inhomogene Verteilung von Radon im menschlichen Körper zeigt. Zusätzlich bietet es die Möglichkeit bisher existierende Modelle auf ihre Richtigkeit zu prüfen und anzupassen, um eine verbesserte Dosisabschätzung durch Radonexposition im Strahlenschutz und zur Untersuchung der entzündungshemmenden Wirkung von Radon zu erlangen.

Abstract

The radioactive noble gas radon is pervasive in our environment and contributes significantly to the annual radiation exposure. Inhaled progeny accumulates in the lung and is the second leading cause for lung cancer induction after smoking. On the other hand, radon is used to treat inflammatory diseases as rheumatoid arthritis or ankylosing spondylitis. However, the underlying mechanism of radon therapy is widely unknown although there are first indication that radon stimulates the immune system leading to an anti-inflammatory response. For both, risk assessment and revealing the underlying mechanism of radon action, a precise dose determination is essential.

Nevertheless, current dose assessments are based on uncertainty prone, retrospective epidemiological studies or biokinetic models, for which input data is partly gained from animal experiments making the transfer to human subjects necessary. Therefore, we present activity measurements at the abdomen and thorax of a voluntary patient directly after radon exposure to determine the applied dose.

After an one-hour inhalation of radon and its progeny in a therapy gallery, γ-spectra of the γ-emitting radon decay products lead (^{214}Pb) and bismuth (^{214}Bi) were recorded at the probands abdomen and thorax. Afterwards, the temporal activity curves of those isotopes were calculated and by taking into account the decay series of radon the applied doses to the abdominal and thoracic body site were determined. Moreover, different retention times for those body regions are derived and linked to their physiological characteristics. To validate the used measuring method, absorption measurements of radon decay products on a filter system were conducted. The gained data are described and interpreted with a model involving solely physical parameters. This model had to be adapted for biological and physiological parameters like active transport and tissue characeristics to accurately describe the measurements in a voluntary patient. Another obstacle was the inhomogeneous distribution of radon in the measurement region that influences the activity determination of ^{214}Pb and ^{214}Bi.

The measurements in a voluntary patient lead to dose conversion factors, transferring the exposure to certain radon activity concentrations over a known time interval into a dose, for the abdominal and thoracic body site. They are given with $1.55 \pm 0.33\,\mu$Gy in the abdomen and $1.11 \pm 0.35\,\mu$Gy in the thorax for an one-hour exposure at radon activity concentrations of $55\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$. Thus, they lie in the same order of magnitude as predicted by currently used dose assessment models in radiation protection, but show by a facor $2-4$ higher values. Moreover, a linear relation between the radon activity concentration during exposure and the applied dose was verified and two different retention times for radon were determined in the abdominal and thoracic region each. Hence, the dose fraction for long- and short-stored radon was identified, whereby about one third of radon is retained longer while being responsible for over 80 % of the applied dose due to radon incorporation. As a result, our measurements indicate almost twice the amount of short-stored radon than predicted by currently used models. In addition, a higher amount of long-stored radon was found in the abdominal than the thoracic body region reflecting the higher subcutaneous fat content of the abdomen.

In this thesis, dose conversion factors for distinct body regions are determined by direct activity measurements on a volunteer. Here presented experiments provide the first data set measured in such precision that directly shows the inhomogeneous radon distribution in the body without applying any model assumptions. Furthermore, the data allows for the testing and improvement of currently used models to obtain a more precise dose estimate from radon exposure for radiation protection purpose and for further investigations concerning the anti-inflammatory effects of radon.

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation **1**

2 Grundlagen **4**
2.1 Radioaktivität . . . 4
2.1.1 Zerfallsgesetz und Zerfallsreihen . . . 4
2.1.2 Zerfallsarten . . . 6
2.1.3 Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie . . . 7
2.1.4 Energiedeposition . . . 11
2.2 Strahlenwirkung . . . 12
2.2.1 DNS - der Wirkungsort ionisierender Strahlung . . . 12
2.2.2 Zellüberleben . . . 13
2.2.3 Fraktionierte Bestrahlung und Dosisrateneffekt . . . 14
2.2.4 Relative biologische Wirksamkeit und Äquivalentdosis . . . 14
2.2.5 Organismus . . . 15
2.2.6 „Non-targeted effects“ . . . 16
2.3 Strahlenexposition und Strahlenschutz . . . 16
2.4 Radon und Zerfallsprodukte . . . 17
2.4.1 Entstehung . . . 18
2.4.2 Vorkommen . . . 19
2.4.3 Radioaktiver Zerfall und Neutralisation . . . 20
2.4.4 Kenngrößen bei der Radonexposition . . . 21
2.4.5 Anheftungsprozesse . . . 22
2.4.6 Aktivitätsgrößenverteilung . . . 24
2.5 Radonexposition . . . 25
2.5.1 Inkorporation . . . 25
2.5.2 Dosis . . . 29
2.5.3 Risiko . . . 34
2.5.4 Therapeutischer Nutzen . . . 34

3 Materialien und Methoden **36**
3.1 Messung von Radon und Zerfallsprodukten . . . 36
3.1.1 AlphaGUARD . . . 36
3.1.2 RTM 1688-2 . . . 36
3.1.3 LB 124 SCINT . . . 37
3.1.4 AZ-3 . . . 37
3.2 Radonkammer . . . 38
3.3 Aktivitätsbestimmung der Zerfallsprodukte durch γ-Spektroskopie . . . 39
3.3.1 Detektor . . . 39
3.3.2 Datenaufnahme . . . 39
3.3.3 Spektrenauswertung . . . 42
3.4 Validierung des Effizienzfaktors . . . 45
3.4.1 Kalibrierquellen . . . 45
3.4.2 Kaliumquelle . . . 46
3.5 Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte . . . 48
3.5.1 Experimentablauf . . . 48
3.5.2 Expositionsbedingungen . . . 49
3.5.3 Aufnahme der γ-Spektren und Aktivitätsbestimmung . . . 50
3.5.4 Modellbeschreibung . . . 51

3.6 Messung am Probanden . . . 53
3.6.1 Experimentablauf . . . 53
3.6.2 Expositionsbedingungen . . . 53
3.6.3 Datenaufnahme . . . 57
3.6.4 Datenauswertung . . . 59
3.6.5 Modellvorstellung . . . 63
3.6.6 Dosisbestimmung . . . 66

4 Ergebnisse **68**
4.1 Validierung des Effizienzfaktors . . . 68
4.1.1 Kalibrierquellen . . . 68
4.1.2 Kaliumquelle . . . 69
4.1.3 Effizienzfaktor für Punkt- zu Volumenquellen . . . 70
4.2 Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte . . . 71
4.2.1 Daten und Datenanpassung . . . 72
4.2.2 Abhängigkeit von der Radonaktivitätskonzentration . . . 74
4.3 Messung am Probanden . . . 76
4.3.1 Daten . . . 76
4.3.2 Datenanpassung . . . 78
4.3.3 Dosisbestimmung . . . 82

5 Diskussion **85**
5.1 Einflussfaktoren auf die verwendeten Messsysteme . . . 85
5.2 Modell zur Datenanpassung . . . 85
5.3 Transportkoeffizienten für Radon . . . 87
5.4 Vergleich des Aktivitätsverlaufes mit dem biokinetischen Modell . . . 90
5.5 Dosisbestimmung . . . 94
5.6 Bedeutung für die Radontherapie . . . 96

6 Abschließende Betrachtungen **99**
6.1 Vorteile und Limitierungen der vorgestellten Messmethode . . . 99
6.2 Ausblick . . . 100

Literatur **102**

Anhang **xi**
A Flächenbestimmung bei der Auswertung der γ-Spektren . . . xi
B Untergrundabzug Probandenmessung . . . xi
C Absorptionsraten einzelner Zerfallsprodukte im Respirationstrakt . . . xii

Danksagung **xiv**

Abbildungsverzeichnis

1 Aktivitätsverläufe bei unterschiedlichen Zerfallsreihen . . . 5
2 Nuklidkarte . . . 6
3 Bahnstruktur eines 5 MeV α- und 1 MeV β-Teilchens in Wasser . . . 9
4 Wirkungsquerschnitt der einzelnen Photonenwechselwirkungsmechanismen . . . 10
5 Tiefendosisprofil verschiedener Strahlungsarten . . . 12
6 Karte der Radonaktivitätskonzentration in der Bodenluft in Deutschland . . . 19
7 Zerfallsschema von Radon . . . 20
8 Depositionsmechanismen der Radonzerfallsprodukte im Respirationstrakt . . . 25
9 Vereinfachtes biokinetisches Modell nach Leggett . . . 31
10 Aufbau der Radonkammer . . . 38
11 Beispielhaftes γ-Spektrum von Radonzerfallsprodukten . . . 40
12 Effizienzmessung zur Charakterisierung der Bleiabschirmung . . . 41
13 Messaufbau zur Bestimmung des Effizienzfaktors mit einer Kaliumquelle . . . 46
14 Messaufbau der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte . . . 49
15 Experimentablauf der Probandenmessung . . . 54
16 Schematische Stollenansicht . . . 54
17 Datenausschlussverfahren bei zu hohem Untergrundsignal . . . 61
18 Verwendete Probandengeometrie . . . 62
19 Vergleich des experimentell und theoretisch ermittelten Effizienfaktors mit einer Flächen- und Volumenquelle . . . 68
20 Experimentelle Bestimmung des Effizienzfaktors einer Kaliumquelle . . . 70
21 Abhängigkeit des Effizienzfaktors vom Volumen . . . 71
22 Aktivitätsverlauf der Zerfallsprodukte bei Absorptionsmessungen auf dem luftdurchströmten Filter . . . 73
23 Aktivitätsverlauf der Zerfallsprodukte bei Absorptionsmessungen auf den Wandfiltern . . . 74
24 Einfluss der Radonaktivitätkonzentration auf die Anfangsaktivität bei der Filtermessung . 75
25 Zeitlicher Verlauf der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten an unterschiedlichen Expositionstagen . 77
26 Gepoolte Aktivitätswerte und -verlauf der abdominalen Region . . . 79
27 Beispielhafte Anpassung des Aktvitätsverlufs einer einzelnen Messung in der abdominalen Region . . . 80
28 Skalierte Aktivitätswerte und -verlauf der thorakalen Region . . . 82
29 Ermittelte Dosiswerte für die abdominale und thorakale Region . . . 84
30 Aus dem Modell von Leggett simulierter Aktivitätsverlauf für die Messung am Probanden 91
31 Geometrie zur Bestimmung des Effizienzfaktors der subkutanen Fettschicht . . . 93

Tabellenverzeichnis

1 Gewebewichtungsfaktoren 16
2 Charakterisierung des Zerfalls von Radon und Folgeprodukten 20
3 Potentielle α-Energie der Radonzerfallsprodukte 21
4 Depositionseffizienzen in einzelnen Regionen des Respirationstraktes 26
5 Halbwertszeiten des Abtransportes von Radon aus dem Körper nach Harley und Jetter . . 27
6 Partitionskoeffizienten 32
7 Spezifikation der Canberra-Kalibrierquelle 41
8 Spezifikation der Flächen- und Volumenquelle 45
9 Kaliummenge und zugehörige berechnete Gesamtaktivität. 47
10 Experimentbedingungen der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte 50
11 Aktivitätsverteilung im Heilstollen Bad Kreuznach 55
12 Spezifikation der Expositionsbedingungen an verschiedenen Messtagen 56
13 Experimentbedingungen an verschiedenen Messtagen 58
14 Effizienzfaktoren der zur Auswertung verwendeten Referenzgeometrien 63
15 Bestimmung des Effizienzfaktors der subkutanen Fettschicht 93
16 Dosiskonversionsfaktoren für Radon und seine Zerfallsprodukte 96

Abkürzungsverzeichnis

AI	Alveolare Lungenregion
ALARA	As Low As Reasonably Achievable
BB	Trachea und Bronchien
bb	Bronchiolen
BEIR	Biologic Effects of Ionizing Radiation
BfS	Bundesamt für Strahlenschutz
BK	Bad Kreuznach
DDREF	Dosis- und Dosisraten-Effektivitäts-Faktor
DNS	Desoxyribonukleinsäure
DOE	Department of Energy
EEC	Gleichgewichtsäquivalente Radonaktivitätskonzentration
env	Umwelt
EPA	Environmental Protection Agency
ET1	Vorderer Nasenraum
ET2	Mund-Rachenraum
GSI	Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
HRTM	Human Respriratory Tract Model
ICRP	International Comission of Radiological Protection
LET	Linearer Energietransfer
LEAR	Absolut auf die Lebenszeit bezogenes erhöhtes Risiko
LNT	Linear No Threshold
NCRP	National Council on Radiation Protection and Measurements
NRC	National Research Council
P	Proband
PAE	Potentielle α-Energie
PAEC	Potentielle α-Energie Konzentration
qK	Quadratischer Wasserkanister
RBE	Relative Biologische Wirksamkeit
rH	Relative Luftfeuchtigkeit
RT	Respirationstrakt
SSK	Strahlenschutzkommission
UG	Untergrund
UNSCEAR	United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation
WL	Einheit Working Level
WLM	Einheit Working Level Month

1 Motivation

Ionisierende Strahlung ist allgegenwärtig in unserem Leben. Wir sind regelmäßig Exposition durch terrestrische Hintergrundstrahlung sowie auch zivilisatorischer Strahlenexposition durch Anwendungen in der Medizin und Technik ausgesetzt [1]. Hierdurch kann es zur Schädigung der **D**esoxyribo**n**uklein**s**äure DNS in den Zellen kommen, die bei fehlerhafter Reparatur zu Mutationen und somit zur Krebsentstehung und Erbschäden führen kann. Die Applikation hoher Ganzkörperdosen von ca. 3,5 Gy kann zum akuten Organversagen und einem schnell eintretenden Tod innerhalb weniger Tage führen wie es beispielsweise nach dem atomaren Unfall in Tschernobyl oder nach den Atombombenabwürfen über Hiroshima und Nagasaki der Fall war. Auf der anderen Seite findet ionisierende Strahlung jedoch auch in der Klinik für diagnostische oder therapeutische Zwecke Anwendung. So wird beispielsweise in der Strahlentherapie ionisierende Strahlung gezielt auf den Tumor gelenkt, um das Gewebe lokal zu schädigen und den Krebs zu bekämpfen. Sie wird zudem auch in der Industrie bei der Materialforschung und der Energiegewinnung in Atomkraftwerken eingesetzt [2].

Die negativen und positiven Aspekte ionisierender Strahlung sind auch bei dem radioaktiven Edelgas Radon wiederzufinden. Radon ist Teil der natürlichen Zerfallsreihe von Uran (^{238}U), welches im Gestein und Boden vorkommt. Das im Gestein entstehende Radongas wird in die Umwelt exhaliert [3] und ist weltweit für einen signifikanten Anteil der jährlichen Strahlenbelastung verantwortlich [4]. Bei seinem Zerfall über die Emission eines α-Teilchens entstehen feste Zerfallsprodukte, die sich bei Inhalation in der Lunge anlagern. Dort zerfallen sie weiter und deponieren ihre Energie [5]. Somit gilt die Exposition durch Radon als zweithäufigster Grund für Lungenkrebsinduktion nach Rauchen [6–8]. Bereits im späten 18. Jahrhundert wurde die damals sogenannte *Schneeberger Krankheit* entdeckt, die vor allem bei Bergarbeitern auftrat [9]. Hierbei handelte es sich nach heutigem Wissensstand um Lungenkrebs, der aufgrund der erhöhten Radonkonzentrationen in Minen vor allem bei Bergarbeitern auftrat. Jedoch wurde erst am Ende des 20. Jahrhunderts ein Zusammenhang zwischen der Exposition durch Radon und seinen Zerfallsprodukten mit einer erhöhten Lungenkrebsinzidenz in epidemiologischen Studien endgültig bewiesen [10].
Auf der anderen Seite wurde Radon bereits seit dem Mittelalter in Bädern als Heilmittel verwendet. Mit der Entdeckung des Elements konnten die genutzten Therapieorte mit der dort vorherrschenden erhöhten Radonkonzentration korreliert werden. So findet es auch noch heute in Bade- oder Inhalationskuren zur Behandlung entzündlicher Krankheiten wie beispielsweise Rheumatoider Arthritis oder Morbus Bechterew Anwendung. Die Patienten berichten $3-4$ Wochen nach der Therapie von einer Schmerzlinderung und erhöhten Mobilität, die für $6-12$ Monate anhält, sodass die Medikamenteneinnahme, die oft mit schweren Nebenwirkungen einhergeht, reduziert oder abgesetzt werden kann [11]. Erste klinische Studien bezüglich der entzündungshemmenden Wirkung der Radontherapie wurden jedoch erst Ende des 20. Jahrhunderts durchgeführt [11–13], in denen die Wirksamkeit der Radontherapie klinisch bestätigt wurde. Es ist jedoch zu beachten, dass diese Studien nicht den gängigen Standards entsprechen. Zur Untersuchung der vielen unbekannten Faktoren zur Wirkung der Radontherapie und dem möglichen damit einhergehenden Risiko wird derzeit in Kollaboration mit dem Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI, Darmstadt) die erste doppelt-verblindete, prospektive und randomisierte Patientenstudie durchgeführt, dessen Ergebnisse derzeit noch nicht vorliegen. Bei weiteren Untersuchungen konnte die Ausschüttung entzündungshemmender und schmerzunterdrückender Stoffe nachgewiesen werden [14, 15], wobei die Auswertung noch andauert. Auf Grundlage dieser Studien geht man derzeit von einer immunmodulierenden Wirkung der Radontherapie aus, die positive Effekte hervorruft.

Zur Abschätzung des Risikos, das mit Radonexposition einhergeht sowie der weiteren Untersuchung der entzündungshemmenden Wirkung von Radon ist eine akkurate Dosimetrie sowie die Kenntnis der Dosisverteilung im Körper essentiell. Derzeitige Dosisabschätzungen beruhen jedoch lediglich auf unsicherheitsbehafteten epidemiologischen Studien oder biokinetischen Modellen.

Bei den epidemiologischen Studien wird das erhöhte Risiko für Krebsinduktion sowie Erbschäden bei bekannter Dosis in Atombombenüberlebenden mit dem erhöhten Risiko bei bekannter Radonaktivitätskonzentration an Lungenkrebs zu erkranken aus Minenarbeiterstudien miteinander verglichen [16]. Hierbei ergeben sich Unsicherheiten aus der Abschätzung der Dosis, der die Atombombenüberlebenden ausgesetzt waren und bei der Abschätzung der Radonaktivitätskonzentration bei den Minenarbeitern [17, 18]. Zudem werden zwei unterschiedliche Expositionsszenarien miteinander verglichen. So handelt es sich bei den Atombombenüberlebenden um einen japanischen Gesellschaftsquerschnitt, der akuter, externer, locker-ionisierender Strahlung ausgesetzt war und bei den Minenarbeitern um männliche Erwachsene, die chronischer, interner, dicht-ionisierender Strahlung (α-Teilchen durch den Zerfall von Radon und Zerfallsprodukten) ausgesetzt waren [19]. Der Vergleich erlaubt außerdem ausschließlich eine Dosisabschätzung für die Lunge, da lediglich in diesem Organ eine signifikant erhöhte Krebsinzidenz nach Radonexposition beobachtet wird.
Einen weiteren Ansatz zur Dosisbestimmung stellen die biokinetischen Modelle dar [5], bei denen die Anheftung und Verteilung der Radonzerfallsprodukte in der Lunge untersucht werden. Die Grundlage dafür bilden Messungen der Aktivitätsgrößenverteilung von Radonzerfallsprodukten in der Luft, die angeben, welcher Anteil der Gesamtaktivität der Radonzerfallsprodukte mit welcher Partikelgröße verbunden ist [3]. Diese wird mit den geometrischen und physiologischen Annahmen bezüglich des Respirationstraktes kombiniert, um eine Dosisabschätzung in verschiedenen Lungenregionen zu erhalten [20]. Weiterhin wird die Verteilung inkorporierten Radons im Körper simuliert [21], wobei die Eingangsparameter dieser Simulationen auf den Daten von nur einer Messung des Radons in der Ausatemluft eines Menschen [22] sowie einer Messung der Radonkonzentration in verschiedenen Geweben von Ratten nach Radoninhalation beruhen [23]. Diese Eingangsparameter sind somit nicht sehr belastbar und müssen zunächst auf den menschlichen Organismus übertragen werden. Beide Ansätze der Dosisbestimmung nach Radonexposition weisen somit konzeptionelle Schwächen auf.

Um eine zuverlässigere Datenbasis herzustellen, fanden in dieser Arbeit Aktivitätsmessungen an einem Probanden nach Radonexposition in zwei spezifischen Körperregionen statt. Die Arbeit gliedert sich in zwei Teile, wobei im ersten die verwendete Messmethode anhand eines rein physikalischen Modells validiert wurde. Im zweiten Teil wurde dieselbe Messmethode verwendet und auf den menschlichen Organismus angewendet. Dies erlaubt die direkte Dosisbestimmung in der abdominalen und thorakalen Messregion bei bekannter Radonaktivitätskonzentration und Expositionszeit. Zusätzlich wurden unterschiedliche Retentionszeiten von Radon in den Körperregionen ermittelt, die mit den physiologischen Charakteristika des Abdomen und Thorax assoziiert wurden. Somit bildet das in dieser Arbeit erhobene Datenset den Ausgangspunkt, um bisherige Modelle und Dosisabschätzungen zu überprüfen und gegebenenfalls zu korrigieren. Die andauernde Verbesserung dieser Modelle ist von großer Bedeutung im Bereich des Strahlenschutzes, aber auch für weiterführende Untersuchungen zur Wirkungsweise der Radontherapie. Beide setzen die Kenntnis der Dosis sowie Dosisverteilung im Körper und deren zeitliche Entwicklung voraus. Nur auf dieser Grundlage kann eine akkurate Risikoeinschätzung und die Verknüpfung der Bestrahlung einzelner Organe und Gewebe mit einer biologischen Wirkung hergestellt werden.

Im Vergleich zu den wenigen vorherigen Messungen an Probanden nach Radonexposition untersucht diese Arbeit die Radonverteilung im Körper nach Inhalation und nicht Ingestion, zumal die Inhalation die Haupteintrittsroute von Radon in den Körper darstellt [24]. Es existieren lediglich zwei weitere bekannte Arbeiten, die diesen Inkorporationsweg näher untersuchen [22, 25]. Zudem werden in dieser Arbeit erstmals direkte Messungen an zwei unterschiedlichen Körperregionen vorgestellt, die unmittelbare Unterschiede je nach deren charakteristischen Physiologie aufweisen. Die meisten Messungen nach Radonexposition beruhen auf Ausatemmessungen, sodass nicht direkt in der Körperregion zerfallendes Radon detektiert wird, sondern der Abtransport aus den Organen über das Blut in die Ausatemluft [22, 26–28]. Es existieren jedoch drei weitere bekannte Datensets, bei denen externe γ-Spektroskopie nach Radonexposition (zweimal Ingestion [29, 30], einmal Inhalation [25]) eines Pro-

banden durchgeführt wurde. Jedoch wurden hier Ganzkörperzähler verwendet, sodass die räumliche Auflösung einzelner Messregionen wie in den in dieser Arbeit vorgestellten Experiment nicht möglich war. Des Weiteren wurde in diesen Messungen die Messzeit nach unter 10 h abgebrochen, da das Ansprechvermögen der Detektoren begrenzt war und keine erhöhten Aktivitäten mehr detektiert wurden. Mit Hilfe des in den hier vorgestellten Messungen verwendeten hochreinen Germaniumdetektors konnte jedoch der in den Exhalationsexperimenten bereits beobachtete geringe Anteil des Radons detektiert werden, der länger im Körper verbleibt und langsamer abtransportiert wird [22]. Somit ist die in dieser Arbeit vorgestellte Messung die einzig existierende Messung, die die Aufenthaltsdauer von Radon in verschiedenen Körperregionen durch eine direkte Messung detektiert und ohne Modellvorstellung die räumliche Verteilung der Radonkonzentration in diesen zeigt, aus der sich Dosiskonversionsfaktoren für einzelne Messregionen ableiten lassen.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf die physikalischen sowie biologischen Grundlagen eingegangen, die zum Verständnis der Arbeit nötig sind. Hierzu werden zunächst Strahlung und Strahlenwirkung allgemein erläutert und dann näher auf Radon und seine Zerfallsprodukte eingegangen.

2.1 Radioaktivität

Radioaktivität bezeichnet den spontanen Zerfall instabiler Atomkerne unter Emission eines Teilchens oder γ-Quants, sodass die Summe der Masse der Zerfallsprodukte geringer als die des Mutternuklids ist. Durch diesen Massendefekt wird beim radioaktiven Zerfall Energie frei, die auf die Zerfallsprodukte übertragen wird. Allgemein gilt: Je höher die Bindungsenergie eines Kerns ist, desto stabiler ist er. Für die Formulierung genereller Stabilitätskriterien eines Atomkerns können hierbei verschiedene Modelle verwendet werden. Das Tröpfchenmodell für mittlere bis schwere Kerne von Carl Friedrich Weizsäcker geht dabei von einer homogenen Dichte im Kern aus und es werden mittlere Bindungsenergien für die Nukleonen ermittelt. Einen anderen Ansatz stellt das Schalenmodell des Atomkerns dar. Hierbei wird der Atomkern als Potentialtopf betrachtet, in dem die Nukleonen diskrete Energieniveaus besetzen können, analog zu den Elektronen im Modell der Atomhülle. Aus den verschiedenen Modellbeschreibungen der Kerne ergeben sich Bindungsenergien eines Nukleons im Kern, die im einstelligen MeV-Bereich liegen. Die Elemente mit den höchsten Bindungsenergien sind ^{62}Ni, ^{58}Fe und ^{56}Fe. Hin zu höheren Nukleonenzahlen wird die Bindungsenergie jedoch aufgrund der steigenden Coulombabstoßung wegen der erhöhten Anzahl der im Kern vorhandenen Protonen wieder geringer und der Neutronenüberschuss nimmt zu. Symmetriebedingungen oder eine hohe Potentialbarriere, die durch einen Tunnelprozess vom zu emittierenden Teilchen überwunden werden muss, können jedoch die Umwandlung von Kernen behindern [31].

2.1.1 Zerfallsgesetz und Zerfallsreihen

Wenn N die Gesamtzahl aller instabilen Teilchen zum Zeitpunkt t ist, so wird dessen zeitliche Änderung durch die Aktivität A

$$A(t) = -\frac{\mathrm{d}N(t)}{\mathrm{d}t} = \lambda N(t) \tag{1}$$

beschrieben, wobei λ die Zerfallswahrscheinlichkeit pro Zeitintervall angibt und als *Zerfallskonstante* bezeichnet wird. Die Aktivität beschreibt somit die Anzahl der Zerfälle in einem bestimmten Zeitintervall und ist in der Einheit *Becquerel* ($1\,\mathrm{Bq} = \frac{1}{\mathrm{s}}$) gegeben. Das Lösen der linearen Differentialgleichung in Gleichung (1) liefert die Anzahl der Teilchen N, die nach der Zeit t noch vorhanden sind, wenn N_0 die Anzahl der Teilchen zum Zeitpunkt $t = 0$ ist

$$N(t) = N_0 \cdot \mathrm{e}^{-\lambda t}. \tag{2}$$

Analog folgt für die Aktivität mit der Anfangsaktivität A_0

$$A(t) = A_0 \cdot \mathrm{e}^{-\lambda t}. \tag{3}$$

Die Zeit, in der N_0 um die Hälfte reduziert wird, sodass $N(t_{\frac{1}{2}}) = \frac{N_0}{2}$ gilt, wird als Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}}$ bezeichnet und ist durch

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \tag{4}$$

gegeben.
Zerfällt ein Nuklid 1 mit der Zerfallskonstante λ_1, so kann sein Tochternuklid 2 ebenfalls instabil sein und mit der Zerfallskonstante λ_2 zu einem weiteren stabilen Nuklid 3 zerfallen. Mit der Annahme, dass

zum Startzeitpunkt $N_2(t=0) = N_3(t=0) = 0$ gilt und weder Teilchen das System verlassen noch dazu kommen, ergibt sich wie in Gleichung (1) ein System linearer Differentialgleichungen zu

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ \frac{\mathrm{d}N_3}{\mathrm{d}t} &= \lambda_2 N_2. \end{aligned} \tag{5}$$

Die Lösung des Differentialgleichungssystem ist graphisch in Abbildung 1 A dargestellt, wobei der Verlauf der Kurven von dem Verhältnis der Zerfallskonstanten λ_1 und λ_2 bestimmt wird. Haben die entstehenden Tochternuklide eine kleinere Zerfallskonstante als das Mutternuklid, so stellt sich kein Gleichgewicht zwischen den beiden ein [31]. Ist die Zerfallskonstante des Tochternuklids jedoch etwas größer als die des Mutternuklids, so stellt sich ein *transientes Gleichgewicht* ein, bei dem das Tochternuklid die Aktivität des Mutternuklids erreicht und überholt. Das Verhältnis $\frac{A_1}{A_1 - A_2}$ der beiden Aktivitäten nähert sich danach asymptotisch einem konstanten Wert an (siehe Abbildung 1 A) [32]. Haben die entstehenden Tochternuklide jedoch eine wesentlich größere Zerfallskonstante als das Mutternuklid, so kommt es zur Einstellung des sogenannten *säkularen Gleichgewichts*, bei dem sich die Aktivität des Tochternuklids asymptotisch der des Mutternuklids annähert, wobei die Teilchenzahl zu jeder Zeit geringer als die des Mutternuklids ist. Beispielhaft ist dies in Abbildung 1 B an dem realen Beispiel von Radon und seinen Zerfallsprodukten dargestellt. Die Halbwertszeit vom Radon-Isotop ^{222}Rn beträgt 3,8 d und die des nachfolgenden, instabilen Tochternuklids ^{218}Po 3,05 min. Im Gegensatz zum vorherigen Beispiel ist das durch den Zerfall von ^{218}Po entstehende Tochternuklid ^{214}Pb jedoch nicht stabil, sondern zerfällt mit einer Halbwertszeit von 26,8 min weiter zu ^{214}Bi, welches ebenfalls instabil ist und mit einer Halbwertszeit von 19,9 min zerfällt [33]. Somit muss das Gleichungssystem (5) um weitere instabile Nuklide ergänzt werden. Da im Laufe dieser Arbeit die Aktivitäten der γ-emittierenden Zerfallsprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi detektiert werden, sind weitere Zerfallsprodukte in diesem Beispiel nicht mit aufgeführt. Die Zerfallsreihe von Radon wird in dem Abschnitt 2.4.1 ausführlicher beschrieben. An Abbildung 1 B ist zu erkennen, dass die Tochternuklide nacheinander das säkulare Gleichgewicht mit Radon erreichen, welches sich bei dem Nuklid ^{214}Bi als letztes nach ungefähr 4 h einstellt. Beim Erreichen des säkularen Gleichgewichts passen sich die Halbwertszeiten der Folgeprodukte der Halbwertszeit des Mutternuklids an und weisen beim Beispiel von Radon ebenfalls eine Halbwertszeit von 3,8 d auf [34].

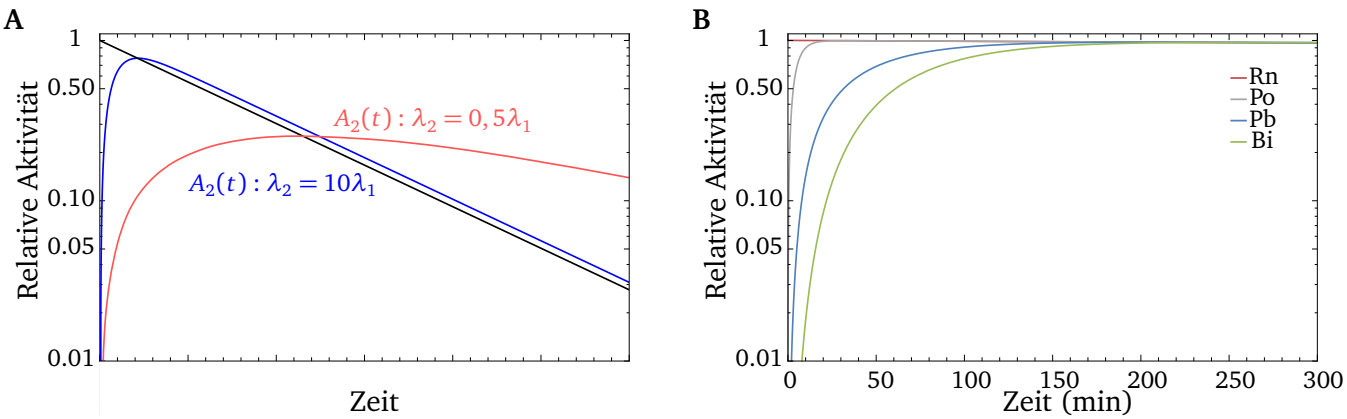

Abbildung 1: Aktivitätsverläufe bei unterschiedlichen Zerfallsreihen. (A) Aktivität des Mutternuklids A_1 (schwarz) und Tochternuklids A_2 für verschiedene Verhältnisse der Zerfallskonstanten, sodass sich kein Gleichgewicht (rot) oder ein transientes Gleichgewicht (blau) einstellt. (B) Einstellung des säkularen Gleichgewichts am Beispiel von Radon (rot) und seinen Zerfallsprodukten ^{218}Po (grau), ^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün), erstellt von Andreas Maier.

2.1.2 Zerfallsarten

Wie in Abbildung 2 zu erkennen, kann der radioaktive Zerfall instabiler Kerne über verschiedene Prozesse stattfinden. Es gibt jedoch drei Zerfallsarten, die hauptsächlich auftreten: der α-, β- und γ-Zerfall. Der α-Zerfall findet bei schwereren Kernen statt. Der β-Zerfall, wenn sich im Kern zu viele Neutronen oder Protonen befinden, sodass die Nukleonen eine niedrigere Bindungsenergie haben. Dadurch wird bei einem Neutronenüberschuss ein Elektron, das β^--Teilchen, emittiert und bei einem Protonenüberschuss ein Positron, das β^+-Teilchen. Außerdem befinden sich die Kerne nach einigen Zerfällen in einem angeregten Zustand, sodass zusätzlich ein γ-Quant aus dem Kern emittiert wird. Die verschiedenen Zerfallsprozesse werden in dem folgenden Abschnitt näher erläutert.

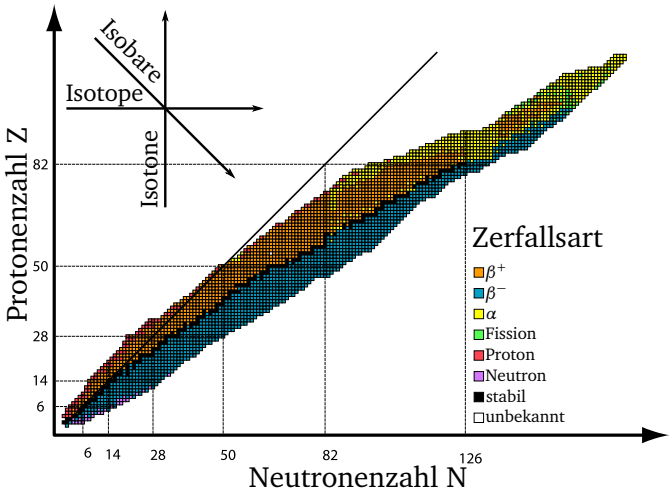

Abbildung 2: Nuklidkarte mit verschiedenen Zerfallsarten, geändert nach [35].

α-Zerfall

Bei dem Zerfall natürlicher radioaktiver Stoffe in der Umwelt sind α-Teilchen für den Hauptteil der natürlichen Strahlenbelastung verantwortlich [2]. Beim α-Zerfall wird ein Heliumkern ($^4_2$He) aus dem Atomkern emittiert

$$^A_Z X \rightarrow ^{A-4}_{Z-2} Y + ^4_2 \mathrm{He}, \tag{6}$$

wobei X das Mutternuklid und Y das Tochternuklid angibt. Alle von einem Kern emittierten α-Teilchen haben diskrete Energien, wobei diese durch verschiedene Anregungszustände der Mutter- und Tochternuklide leicht variieren können. Dabei gelten die Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung [31]. Der α-Zerfall tritt vor allem bei schwereren Kernen ab einer Massenzahl von ungefähr 150 auf, da sich erst ab diesen Nukleonenzahlen eine positive Energiebilanz zeigt (siehe Abbildung 2) [36]. Die Bindungsenergie der Nukleonen für das oberste Energieniveau beträgt in schweren Kernen $5,5 - 6,0\,\frac{\mathrm{MeV}}{u}$, die Bindungsenergie der Nukleonen in einem α-Teilchen jedoch 7,08 $\frac{\mathrm{MeV}}{u}$. Dadurch bildet sich zunächst im Kern ein α-Teilchen, das diesen anschließend verlässt. Die frei gewordene Energie geht komplett in die kinetische Energie E_{kin} von Tochterkern und α-Teilchen über, sodass $\Delta E_\alpha = E = E_{\mathrm{kin}}$ gilt. Aufgrund der Impulserhaltung wird der Großteil dieser auf das α-Teilchens mit $E_{\mathrm{kin}\alpha} = \frac{m_{^{A-4}_{Z-2}Y}}{m_{^{A-4}_{Z-2}Y} + m_\alpha} E_{\mathrm{kin}}$ übertragen. Die restliche Energie wird vom schwereren Tochterkern als Rückstoßaufgenommen [31]. Die Energie der emittierten α-Teilchen liegt somit zwischen $4 - 9\,\mathrm{MeV}$ [36].
Jedoch verhindert die Potentialbarriere das α—Teilchen am sofortigen Verlassen des Kerns, sodass es mit einer definierten Wahrscheinlichkeit durch diese tunneln muss, um emittiert zu werden. Je höher die Energie des α-Teilchens im Kern, desto höher ist auch seine Wahrscheinlichkeit den Potentialwall zu durchdringen. Die Zerfallskonstante des Mutternuklids kann als Produkt der Formungswahrscheinlichkeit des α-Teilchens im Kern, der Rate mit welcher dieses gegen die Innenwand des Potentialtopfes stößt und der Transmissionswahrscheinlichkeit durch den Potentialwall beschrieben werden. Somit ergibt sich nach der Geiger-Nuttalschen-Regel ein Zusammenhang zwischen der Energie der emittierten α-Teilchen $E_{\mathrm{kin}\alpha}$ und der Zerfallskonstante λ zu

$$\log E_\alpha = g + h \log \lambda, \tag{7}$$

wobei die Konstante h für alle natürlich vorkommenden Nuklide denselben Wert hat und sich g lediglich marginal für verschiedene Zerfallsreihen unterscheidet. Je höher also die Energie eines α-Teilchens ist, desto größer ist ebenfalls seine Zerfallskonstante [31].

β-Zerfall

Es gibt zwei Arten des β-Zerfalls. Zum einen den β^--Zerfall, bei dem ein Neutron im Kern zu einem Proton umgewandelt wird und ein freies Elektron e^-, das β^--Teilchen, sowie ein Antineutrino $\bar{\nu}$ emittiert werden

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu}. \tag{8} $$

Zum anderen den β^+-Zerfall, bei dem ein Proton im Kern zu einem Neutron umgewandelt wird und ein Positron e^+, das β^+-Teilchen, sowie ein Neutrino ν emittiert werden

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^+ + \nu, \tag{9} $$

sodass β-Zerfälle isobar sind [31]. Die emittierten β-Teilchen weisen ein kontinuierliches Energiespektrum auf, aus dem sich aufgrund der Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung die Existenz von Antineutrinos und Neutrinos ergibt [37]. Die Energie der emittierten β-Teilchen hängt dabei vom Kern ab und kann zwischen einigen keV und MeV variieren.
Da das vom Kern emittierte Positron jedoch ein Antiteilchen ist, wird es annihiliert, sobald es auf ein Elektron trifft, wobei zwei γ-Quanten in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Die Energie der beiden γ-Quanten ergibt sich aus der Ruheenergie des Elektron-Positron-Paares (1022 keV) und der bei Annihilation verhältnismäßig geringen kinetischen Energie des Teilchenpaars vor der Vernichtung [36].

γ-Zerfall

Nach dem Zerfall eines Kerns über die Emission eines α- oder β-Teilchens, befinden sich die Tochterkerne oft in einem angeregten Zustand [36]. Geht der Kern nun von seinem energetisch angeregten Zustand E_{exc} in einen niedrigeren Zustand wie beispielsweise den Grundzustand E_{gr} über, so wird ein γ-Quant ohne äußere Energiezufuhr aus dem Kern emittiert. Dabei verringert sich seine Masse und die Frequenz ν_{Ph} des ausgesendeten γ-Quants ist durch

$$ \Delta E = E_{\text{exc}} - E_{\text{gr}} = h\nu_{\text{Ph}} \rightarrow \nu_{\text{Ph}} = \frac{\Delta E}{h} \tag{10} $$

gegeben, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Die Energie der ausgesendeten γ-Quanten liegt zwischen $10^4 - 10^7$ eV [31], wobei es aufgrund der Vielfalt der möglichen Anregungszustände keine einfachen Beziehungen wie beispielsweise bei den Anregungszuständen der Elektronen in der Atomhülle gibt [36]. Die spezifische Wahrscheinlichkeit mit der die Übergänge stattfinden wird als *Verzweigungsverhältnis* bezeichnet [31].

2.1.3 Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie

Die Energieabsorption von Teilchen- sowie Photonenstrahlung findet hauptsächlich durch Anregung oder Ionisation von Atomen und Molekülen des Absorbermaterials statt. Bei genügend hohen Energien tritt Ionisation auf, bei der ein oder mehrere Orbitalelektronen aus dem Atom oder Molekül herausgeschlagen werden. Charakteristisch für ionisierende Strahlung ist die lokalisierte Abgabe von Energie. Die mittlere Energie, die für einen Ionisationsvorgang im biologischen Gewebe benötigt wird, beträgt 33 eV [2].

Teilchenstrahlen

Teilchenstrahlen können über verschiedene Mechanismen mit Atomen und Molekülen der durchquerten Materie wechselwirken. Jedoch findet bei diesen Prozessen meist nur ein geringer Energieübertrag statt, sodass zur vollständigen Abbremsung der Teilchen im Absorber viele Wechselwirkungsereignisse nötig sind [36].
Bei niedrigen Energien unter 1 MeV dominiert die sogenannte *nukleare Stoßbremsung*, bei der das Teilchen elastisch über Coulombwechselwirkung gestreut wird und nur wenig Energie verliert [38]. In erster Linie geben geladene Teilchen ihre Energie über die sogenannte *elektronische Stoßbremsung* ab, bei der sie inelastisch über Coulombwechselwirkungen an der Atomhülle oder einzelnen Hüllenelektronen streuen. Hierbei werden *weiche Stöße* und *harte Stöße* unterschieden. Bei weichen Stößen wird das Absorberatom über Coulombwechselwirkung ionisiert oder äußere Hüllenelektronen angeregt. Die bei der Ionisation entstandenen Sekundärelektronen weisen meist geringe Energien auf und geben diese in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungsortes wieder ab. Bei harten Stößen übertragen die Teilchen ihre Energie auf ein Hüllenelektron des Absorbers durch direkte Stöße [39]. Die so entstandenen Sekundärelektronen werden mit höheren Energien und größeren Streuwinkeln emittiert und allgemein als *δ—Elektronen* bezeichnet. Sie verlassen seitlich die ursprüngliche Teilchenbahn und regen selbst weitere Atome an oder ionisieren sie [36]. Mit sehr geringen Wahrscheinlichkeiten kommt es zu meist vernachlässigbaren Wechselwirkungen des einlaufenden Teilchens mit dem Kern, sodass Bremsstrahlung entsteht oder auch direkte Kernreaktionen stattfinden [36].

Alle Wechselwirkungen des Teilchens mit dem Absorbermaterial führen zu dessen Energieverlust, sodass das allgemeine Bremsvermögen S_{ges} als Energieverlust E des Teilchens pro Wegstrecke x definiert wird. Dieses ergibt sich aus dem Energieverlust durch das Stoßbremsvermögen $S_{\text{Stoß}}$ (harte und weiche Stöße) sowie dem Strahlungsbremsvermögen S_{Strahl} (Bremsstrahlung). Zudem fließen hierbei ebenfalls das nukleare Stoßbremsvermögen und Kernreaktionen mit ein, die aufgrund ihres geringen Beitrags im Folgenden jedoch nicht weiter berücksichtigt werden, sodass sich S_{ges} zu

$$S_{\text{ges}} = S_{\text{Stoß}} + S_{\text{Strahl}} = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \tag{11}$$

ergibt [39].
Bei der Betrachtung von α-Teilchen und anderen nichtrelativistischen Ionen spielt vor allem das elektronische Stoßbremsvermögen über die zuvor beschriebenen Prozesse eine Rolle und das Strahlungsbremsvermögen ist vernachlässigbar gering. Bei der Wechselwirkung eines einlaufenden α-Teilchens mit dem Absorbermaterial ist der Impulsübertrag auf die Hüllenelektronen der Absorberatome gering im Vergleich zum Impuls des eintreffenden Teilchens, da das eintreffende α-Teilchen eine verhältnismäßig große Masse besitzt. Dadurch kann die Flugbahn der α-Teilchen wie in Abbildung 3 A dargestellt durch eine Gerade angenähert werden [31]. Entlang des Teilchenweges ist eine hohe Ionisationsdichte zu beobachten, wobei die meisten abgebildeten Wechselwirkungsprozesse durch Sekundärelektronen, die durch weiche und harte Stöße entstanden sind, zu Stande kommen. Zudem ist in Abbildung 3 A die Spur eines δ-Elektrons zu erkennen, das von der geradlinigen Bahn des α-Teilchens abweicht. Die biologische Wirkung von Teilchenstrahlen wird somit hauptsächlich durch die sekundären Ionisationen der primär freigesetzten Elektronen bewirkt. Eine Quantifizierung des Energieübertrags des Teilchens auf das Absorbermaterial liefert die Bethe-Bloch-Formel

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}_{\text{Stoß}} = -\frac{Z_{\text{T}}^2 e^4 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 v_{\text{T}}^2 m_e}\left(\ln\frac{2m_e v_{\text{T}}^2}{\langle E_b\rangle} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2\right) \propto \rho_{\text{M}}\frac{Z_{\text{M}}}{A_{\text{M}}}\frac{Z_{\text{T}}^2}{v_{\text{T}}^2}, \tag{12}$$

wobei Z_{T} der Protonenzahl des Teilchens, $n_e = \rho_{\text{M}}\frac{Z_{\text{M}}}{A_{\text{M}}}\frac{N_{\text{A}}}{u}$ der Elektronendichte des Absorbermaterials mit der Absorbermaterialdichte ρ_{M}, der Avogadrokonstante N_{A}, der Protonenzahl Z_{M} und Massenzahl A_{M}

des Absorbermaterials sowie der molaren Massenkonstante u entspricht. Der Parameter ϵ_0 gibt die elektrische Feldkonstante im Vakuum an, v_T die Geschwindigkeit des Teilchens, m_e die Elektronenmasse, $\langle E_b \rangle$ die mittlere Anregungsenergie der Elektronen im Atom und $\beta = \frac{v_\mathrm{T}}{c}$ mit der Lichtgeschwindigkeit c. Somit ist der spezifische Energieverlust proportional zum Quadrat der Protonenzahl des einfallenden Teilchens und antiproportional zum Quadrat seiner Geschwindigkeit, jedoch unabhängig von seiner Masse. Zudem hängt der spezifische Energieübertrag ebenfalls vom Absorbermaterial ab und ist proportional zu dessen Elektronendichte und somit zu $\rho_\mathrm{M} \frac{Z_\mathrm{M}}{A_\mathrm{M}}$, sodass das auf die Dichte normierte elektronische Stoßbremsvermögen in schweren Elementen aufgrund ihres Neutronenüberschusses abnimmt [31]. Es existieren unterschiedliche Korrekturterme für die Bethe-Bloch-Formel wie beispielsweise die Barkas-Korrektur. Diese berücksichtigt die effektive Ladungszahl der einfallenden Teilchen, die bei abnehmender Geschwindigkeit aufgrund von Rekombination geringer wird [40].
Bei der Betrachtung von β^--Teilchen kann im Gegensatz zu α-Teilchen deren Ablenkung durch Stöße mit den Hüllenelektronen des Absorbermaterials nicht vernachlässigt werden. Das einfallende β^--Teilchen kann einen beliebigen Energiebetrag an den Stoßpartner abgeben, sodass die Teilchen stark streuen [39]. Die Proportionalitäten der Bethe-Bloch-Formel sind jedoch ebenfalls für Elektronen gültig. Demnach ist der spezifische Energieverlust für Elektronen bei gleicher kinetischer Energie wie der eines α-Teilchen aufgrund ihrer wesentlich geringeren Masse und somit höheren Geschwindigkeit geringer. Dies hat zur Folge, dass die Ionendichte entlang der Spur eines Elektrons im Vergleich zu der eines α-Teilchen bei gleicher, nicht-relativistischer kinetischer Energie geringer und die Reichweite der β^--Teilchen trotz größerer Streuung wesentlich größer ist [31]. So legt ein α-Teilchen mit einer Energie von 5 MeV etwa 38 μm in Wasser zurück [41], während ein Elektron mit einer Energie von 1 MeV eine Reichweite von 44 mm in Wasser hat [42]. Die charakteristischen Bahnstrukturen der unterschiedlichen Teilchen sind in Abbildung 3 A und B beispielhaft für ein 5 MeV α-Teilchen und ein 1 MeV β-Teilchen dargestellt. Wie zu erkennen ist die Ionendichte entlang de Spur des α-Teilchens wesentlich dichter als die des Elektrons mit einer Energie von 1 MeV. So wird im Kern der Spur des α-Teilchens viel Energie deponiert, was zu einer unterschiedlichen biologischen Wirksamkeit der beiden Strahlungsarten führt wie in Abschnitt 2.2.4 näher beschrieben wird.
Bei Elektronen spielt im Gegensatz zu α-Strahlen jedoch nicht nur das Stoßbremsvermögen, das durch die Bethe-Bloch-Formel (Gleichung (12)) gegeben ist, eine Rolle, sondern auch die Coulombwechselwirkung mit dem Atomkern, bei der Bremsstrahlung erzeugt wird. Der spezifischen Energieverlust durch Strahlbremsung übersteigt den Energieverlust durch Stoßbremsung allerdings, je nach Material, erst ab Energien zwischen 10-100 MeV [31].

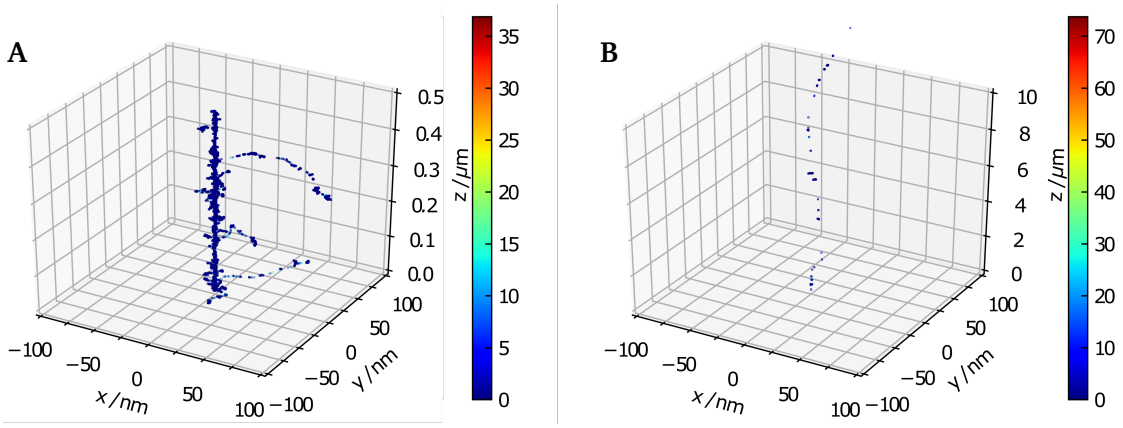

Abbildung 3: Bahnstruktur eines (A) α-Teilchens mit einer Energie von 5 MeV und (B) β^--Teilchens mit einer Energie von 1 MeV in Wasser. Die Farbskala gibt die Energiedeposition durch einzelne Wechselwirkungen in eV an. Die Abbildungen wurden von Tabea Pfuhl mit dem Monte-Carlo-Transport-Code TRAX [43] erstellt.

Photonenstrahlung

Im Gegensatz zu geladenen Teilchen, die Coulombinteraktionen mit den Ladungen des Targetmaterials erfahren, tragen Photonen keine Ladung, sodass sie stochastisch mit dem Absorbermaterial wechselwirken. Die Abnahme der Anzahl primär einfallender Photonen N_0 hängt somit von der durchstrahlten Dicke des Absorbers x ab, sodass sich das Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz zu

$$N(x) = N_0 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{Ph}} x} \tag{13}$$

ergibt. Hierbei ist μ_{Ph} der Schwächungskoeffizient der Photonenstrahlung. Über μ_{Ph} ist die Halbwertsdicke des jeweiligen Materials bei einer bestimmten Photonenenergie definiert, bei der die Zahl der einfallenden Photonen N_0 im Mittel auf 50 % abgenommen hat.

Der Schwächungskoeffizient der Photonenstrahlung setzt sich aus den einzelnen Querschnitten der Wechselwirkung mit Materie zusammen und zeigt einen komplizierten, von der Photonenenergie und Absorbermaterial abhängigen Verlauf, der in Abbildung 4 dargestellt ist und dessen einzelne Komponenten im Folgenden näher erläutert werden. Die drei dominierenden Effekte sind hierbei der *Photoeffekt*, die *Comptonstreuung* und *Paarerzeugung*. Andere Wechselwirkungsprozesse wie *Rayleigh-* und *Thomson-Streuung* sowie *Triplettbildung* und direkte Wechselwirkungen mit dem Kern sind meist vernachlässigbar gering [36].

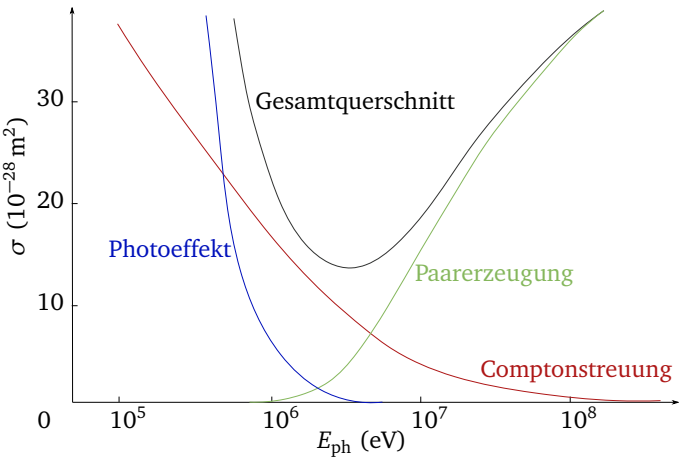

Abbildung 4: Wirkungsquerschnitt σ der einzelnen Photonenwechselwirkungsmechanismen für verschiedene Energien, geändert nach [31].

Beim **Photoeffekt** wird das einfallende Photon vollständig absorbiert und seine gesamte Energie auf ein Elektron, das das Atom verlässt, übertragen. Die kinetische Energie $E_{\mathrm{kin}e}$ des emittierten Elektrons ergibt sich zu $E_{\mathrm{kin}e} = h\nu - E_{\mathrm{B}e}$, wobei $E_{\mathrm{B}e}$ die Bindungsenergie des Elektrons angibt. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit nimmt mit erhöhter Elektronendichte zu, sodass etwa 80 % des Photoeffekts an der inneren K-Schale stattfindet und 20 % an Elektronen äußerer Schalen. Die durch den Photoeffekt entstandene Lücke in der inneren Elektronenschale wird durch Elektronen höherer Schalen aufgefüllt, welches zur Emission charakteristischer Fluoreszenz-Strahlung oder Auger-Elektronen führt.

In höheren Energiebereichen werden Photonen inkohärent durch **Comptonstreuung** abgelenkt. Hierbei verlieren sie einen Teil ihrer Energie und lösen äußere Elektronen aus den Atomhüllen des Absorbermaterials, was bei ausreichend hohen Energien wiederum zur Ionisation weiterer Atome führt. Das Photon wird bei diesem Prozess gestreut und bewegt sich mit einer niedrigeren Frequenz als zuvor weiter. Die Energie des gestreuten Photons $E'_{\mathrm{Ph}} = h\nu'$ ergibt sich aus der Energie- und Impulserhaltung zu

$$E'_{\mathrm{Ph}} = \frac{E_{\mathrm{Ph}}}{1 + \frac{E_{\mathrm{Ph}}}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos\varphi)}, \tag{14}$$

wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons angibt und φ den Streuwinkel des Photons. Die kinetische Energie des emittierten Elektrons $E_{\mathrm{kin}e}$ ergibt sich zu $E_{\mathrm{kin}e} = h\nu - h\nu' - E_{\mathrm{B}e}$, wobei die Bindungsenergie des Elektrons mit einigen wenigen eV in den oberen Atomschalen meist vernachlässigt werden kann. Durch die Winkelabhängigkeit des Energieübertrags weisen die emittierten Elektronen unterschiedliche Energien auf. Die Energieverteilung hat jedoch eine obere Grenze, die sogenannte *Compton-Kante*, da der Energieübertrag bei einem Streuwinkel von $\varphi = 180\,°$ maximal wird.

Ab Photonenenergien von mindestens $E_{\mathrm{Ph}} > 2m_e c^2 = 1022\,\mathrm{keV}$ kann zudem **Paarerzeugung** auftreten, bei der ein Elektron-Positron-Paar aus einem Photon entsteht. Das so entstandene Teilchen-Paar wird meist in die Richtung des einfallenden Photons emittiert und kann bei ausreichend hohen Energien wiederum andere Atome ionisieren. Sobald sich das Positron beinahe in Ruhe befindet, wird es mit einem Elektron annihiliert, sodass zwei γ-Quanten mit einer Energie von 511 keV in einem Winkel von 180° zueinander emittiert werden [31].
In dieser Arbeit werden Photonenenergien behandelt, die zwischen $10^5 - 2 \cdot 10^6\,\mathrm{eV}$ liegen. Somit sind wie in Abbildung 4 dargestellt der Photoeffekt und die Comptonstreuung die dominanten Wechselwirkungsprozesse.

2.1.4 Energiedeposition

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, wie verschiedene Strahlungsarten bei der Wechselwirkung mit Materie ihre Energie verlieren. Der Energieübertrag von geladenen Teilchen an einen bestrahlten Absorbers ist durch den ***l**inearen **E**nergie **T**ransfer* LET

$$LET = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \tag{15}$$

gegeben, der den Energieübertrag E an das Absorbermaterial pro zurückgelegter Wegstrecke x angibt. Somit entspricht der LET gerade dem negativen Stoßbremsvermögen aus Gleichung (11). Mit Hilfe des LETs wird eine Einteilung in locker- und dicht-ionisierende Strahlung vorgenommen. Liegt der LET im Bereich weniger $\frac{\mathrm{keV}}{\mu\mathrm{m}}$, so handelt es sich um *locker-ionisierende* Strahlung, liegt er höher, so ist die Strahlung *dicht-ionisierend*. Elektronen und durch Sekundärelektronen produzierte Photonenstrahlung zählen beispielsweise zu locker-ionisierender Strahlung, bei der die Ionisation gleichmäßig über das bestrahlte Volumen verteilt ist (siehe Abbildung 3 B), wohingegen α-Teilchen zu dicht-ionisierender Strahlung zählen, bei der sich die Ionisationsereignisse dicht in einem kompakten Volumen um die Bahnspur befinden (siehe Abbildung 3 A) [36].
Werden keine einzelnen Wechselwirkungsprozesse der einfallenden Teilchen oder Photonen mit den Atomen des Absorbermaterials betrachtet, sondern die globale Energiedeposition in einem definierten Volumen, lässt sich die applizierte *Energiedosis* D_{E} bestimmen. Diese gibt an, wie viel Energie E in einer bestimmten Masse des Absorbermateial m_{M} deponiert wird, sodass sie mit

$$D_{\mathrm{E}} = \frac{E}{m_{\mathrm{M}}} \tag{16}$$

gegeben ist. Die Einheit der Energiedosis ist das Gray, abgekürzt Gy und es gilt $1\,\mathrm{Gy} = 1\,\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}$.
Sie lässt sich zudem über den soeben definierten LET in Kombination mit der Teilchenfluenz F_{t} und der Dichte des Absorbermaterials ρ_{M} zu

$$D_{\mathrm{E}} = 1,6 \cdot 10^{-9} LET(\frac{\mathrm{keV}}{\mu\mathrm{m}}) F_{\mathrm{t}}(\frac{1}{\mathrm{cm}^2}) \frac{1}{\rho_{\mathrm{M}}}(\frac{\mathrm{cm}^3}{\mathrm{g}}). \tag{17}$$

bestimmen [44]. Für schwere geladene Teilchen ergibt sich der LET aus der Bethe-Bloch-Formel (12) und der Energieübertrag ist antiproportional zur Geschwindigkeit der Teilchen. Bei der Betrachtung eines schweren geladenen Teilchens, wie beispielsweise eines α-Teilchen, nimmt dessen Energie entlang seiner Wegstrecke ab, wodurch die Zahl der Ionisationen und somit der Energieverlust am Ende seiner Wegstrecke zunimmt. Bei zu niedrigen Energien von einigen Elektronenvolt kann jedoch keine Ionisation mehr stattfinden, sodass es größtenteils zur Anregung der Absorberatome und nuklearer Stoßbremsung kommt. Dieser Zusammenhang lässt sich in den sogenannten *Bragg-Kurven* wiederfinden, die das Tiefendosisprofil in einem Absorber darstellen, wenn monoenergetische Teilchenstrahlen auftreffen. Dabei

wird die deponierte Energie über der Eindringtiefe aufgetragen. Für schwere geladene Teilchen bildet sich dann ein Bragg-Maximum bei einer spezifischen Endringtiefe aus (siehe Abbildung 5 A und B). Die Endringtiefe ist dabei abhängig von der Ausgangsenergie der Teilchen. Das Bragg-Maximum ist selbst für einen monoenergetischen Teilchenstrahl aufgrund individueller Streuung der Teilchen in Reichweite, Richtung und Energieverlust etwas aufgeweitet. Photonen weisen im Gegensatz zu Teilchen jedoch keinen Bragg-Peak auf und geben ihre Energie homogener im bestrahlten Absorber ab (siehe Abbildung 5 B) [36]. Durch die charakteristische Energiedeposition der Teilchen bzw. Photonen ergeben sich Unterschiede in ihrer biologischen Wirksamkeit wie in den folgenden Abschnitten 2.2.2 und 2.2.4 näher beschrieben wird.

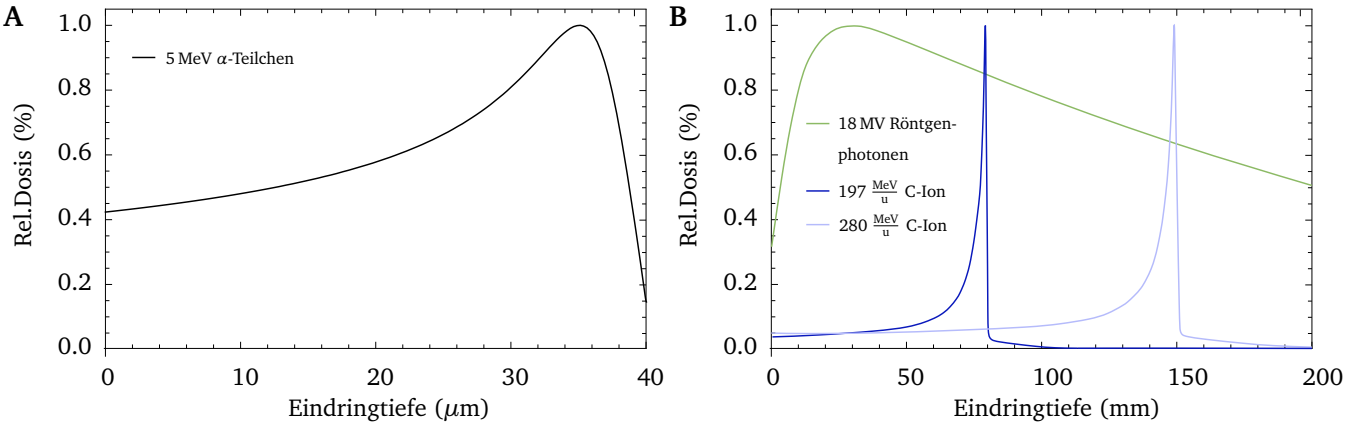

Abbildung 5: Tiefendosisprofil für (A) ein α-Teilchens mit einer Energie von 5 MeV sowie (B) Photonen mit einer Energie von 18 MV (grün) und Kohlenstoffionen mit Energien von 197 $\frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ (dunkelblau) und 280 $\frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ (hellblau), geändert nach [45].

2.2 Strahlenwirkung

Trifft ionisierende Strahlung auf biologisches Gewebe, so kommt es innerhalb von Femtosekunden zur oben beschriebenen Anregung und Ionisation der Absorberatome, die durch physikalische Prozesse beschrieben wird. Dies führt über chemische Prozesse innerhalb von Mikrosekunden zur DNS-Schädigung. Hierbei kann es zu DNS-Doppelstrangbrüchen kommen, die auf der biochemischen Ebene beschrieben werden. Anschließend kommt es innerhalb von Minuten bis wenigen Stunden zu Chromosomenaberrationen, die zur Zellschädigung führen und mit biologischen Methoden untersucht werden. Der Effekt auf Organe und den gesamten Organismus ist Gegenstand der Medizin und tritt erst Stunden, Tage, Monate, Jahre oder sogar Generationen später auf, je nach Art der Schädigung [2]. Die Mechanismen, die diesen Vorgängen zu Grunde liegen und die Bestimmung der applizierten Dosis, werden in diesem Abschnitt ausführlicher behandelt.

2.2.1 DNS - der Wirkungsort ionisierender Strahlung

Die biologischen Effekte der Exposition biologischen Gewebes mit ionisierender Strahlung sind meistens das Resultat der DNS-Schädigung in Zellen. Die *direkte Schädigung* bezeichnet die direkte Ionisation der DNS durch Strahlung, wohingegen bei der *indirekten Schädigung* vorwiegend Wassermoleküle in Zellen ionisiert werden, die zur weiteren Radiolyse von Wasser und zur Bildung anderer Radikale führen. Diese diffundieren zur DNS und bilden dort DNS-Radikale. Bei Photonenbestrahlung der Zelle dominiert die indirekte Schädigung, wobei für schwere geladenen Teilchen die direkte Schädigung überwiegt. Die Bestrahlung einer Zelle mit 1 Gy Photonenstrahlung induziert durchschnittlich über 1000 Basenschäden, 1000 Einzelstrang- und 40 Doppelstrangbrüche pro Zelle. Basenschäden und Einzelstrangbrüche der DNS können leicht behoben werden. Bei Doppelstrangbrüchen hingegen trennt sich die DNS-Doppelhelix in zwei Teile, was zur Fehleranfälligkeit bei der Reparatur führen kann. Auch wenn

der Großteil der Doppelstrangbrüche effizient repariert wird, kommt es bei fehlerhafter Reparatur zu Mutationen. Diese können zum einen unentdeckt bleiben und ohne weitere Folgen existieren. Zum anderen können sie zum Zelltod oder der Einstellung der Zellteilung führen, sodass die Mutation ebenfalls ohne schwerwiegende Folgen auf den Organismus bleibt. Einige wenige Mutationen, die die Zelle nicht an der Proliferation hindern, können jedoch auch in Krebsentstehung resultieren.
Die absorbierte Energie durch ionisierende Strahlung ist nicht gleichmäßig über die Zelle verteilt, sondern folgt der Spur der einfallenden Teilchen und der gegebenenfalls entstehenden δ-Elektronen (siehe Abschnitt 2.1.3). Das Schadensmuster der DNS ist dabei stark von der Strahlungsart abhängig und korreliert mit den in Abbildung 3 A und B dargestellten Bahnstrukturen. Der Schaden, der durch dicht-ionisierende Strahlung verursacht wird, ist allgemein komplexer als der durch locker-ionisierende Strahlung und dementsprechend schwieriger zu reparieren. Die beiden wichtigsten Reperaturprozesse von Doppelstrangbrüchen sind die *Homologe Rekombination* und die *Nichthomologe Endverknüpfung*. Die Homologe Rekombination kann nur in bestimmten Zellzyklusphasen auftreten, in denen eine identische Kopie des zu reparierenden DNS-Strangs im Zellkern vorliegt. Bei der Nichthomologen Endverknüpfung werden die zwei freien Enden des durchteilten DNS-Strangs miteinander verknüpft, ohne dass eine identische DNS-Sequenz als Vorlage genutzt wird. Deswegen ist sie wesentlich fehleranfälliger als die Homologe Rekombination und verantwortlich für fehlerhafte DNS-Sequenzen, die durch ionisierende Strahlung entstehen.

2.2.2 Zellüberleben

Im Folgenden wird Zellüberleben als die Fähigkeit der Zelle zur Proliferation definiert. Um das Zellüberleben zu bestimmen, werden sogenannte *Zellüberlebenskurven* angefertigt. Dort wird das relative Zellüberleben, das mit Koloniebildungsanalyse bestimmt wird, über der applizierten Dosis aufgetragen. Für die niedrig-LET Bestrahlung mit Photonen zeigt sich bei niedrigen Dosen ein exponentiell fallender Zusammenhang zwischen relativem Zellüberleben und der Dosis, der für höhere Dosiswerte jedoch den einfachen exponentiellen Abfall übersteigt. Für dicht-ionisierende Strahlung wie beispielsweise α-Teilchen ist jedoch ein durchgehend exponentieller Zusammenhang zwischen dem relativen Zellüberleben und der Dosis zu beobachten, wobei dessen Abfall stärker als für locker-ionisierende Strahlung ist. Ein Modell zur Beschreibung der Überlebenskurven liefert das linear-quadratische Modell

$$S_{\mathrm{rel}} = \mathrm{e}^{-(\alpha D + \beta D^2)}, \tag{18}$$

wobei S_{rel} das relative Zellüberleben, D die Dosis angibt und α und β Konstanten entsprechen, die die zur applizierten Dosis lineare und quadratische Komponente charakterisieren. Bei der Bestrahlung mit locker-ionisierender Strahlung existieren die zur Dosis lineare und quadratische Komponente in den Überlebenskurven. Bei locker-ionisierender Strahlung ist die Ionisationsdichte entlang der Teilchenbahn bzw. Photonenbahn gering. Somit treten die DNS-Schäden einzeln auf und können leichter repariert werden. Die Wahrscheinlichkeit für letale DNS-Schäden ist somit gering und der lineare Term α dominiert für niedrige Dosen die Überlebenskurve. Für höhere Dosiswerte steigt die Wahrscheinlichkeit, dass zwei oder mehrere DNS-Schäden in einer Zelle von zwei verschiedenen Teilchen/Photonen ausgelöst werden. Die so entstandenen *Multi-Spur-Schäden* sind schwerer zu reparieren und der quadratische Term β der Überlebenskurve kommt zum Tragen. Aufgrund dieser Systematik biegt sich die Überlebenskurve für locker-ionisierende Strahlung hin zu höheren Energien und eine sogenannte *Schulter* wird sichtbar. Wenn $D = \frac{\alpha}{\beta}$ gilt, leisten die lineare und quadratische Komponente denselben Beitrag zum Zelltod.
Bei dicht-ionisierender Strahlung ist die Ionendichte entlang der Teilchenspur sehr dicht, sodass viele Sekundärelektronen entstehen. Schädigen diese die DNS entstehen komplexe DNS-Schäden, die zu einer fehleranfälligeren Reparatur und somit mehr letalen Schäden führen. Da der DNS-Schaden, der durch dicht-ionisierende Strahlung entsteht, ohnehin komplex und schwer zu reparieren ist, bildet sich keine Schulter in der Überlebenskurve aus, sondern lediglich der α-Term ist zu beobachten. Die Überlebenskurve fällt zudem wesentlich steiler ab als für locker-ionisierende Strahlung [2].

2.2.3 Fraktionierte Bestrahlung und Dosisrateneffekt

Bei der Verabreichung einer hohen Dosis in kleinen Fraktionen mit zeitlichem Versatz lässt sich für Bestrahlung mit locker-ionisierender Strahlung ein erhöhtes Zellüberleben als bei einmaliger Verabreichung der Gesamtdosis beobachten. Durch DNS-Reparatur zwischen den einzelnen Fraktionen kommt es zur mehrfachen Wiederholung der oben beschriebenen Schulter, sodass die Überlebenskurve wesentlich flacher verläuft als bei der einmaligen Verabreichung der Dosis. Aufgrund der ausgeprägten Schulter bei locker-ionisierender Strahlung tritt dieser Effekt hier verstärkt auf und ist nicht für dicht-ionisierende Strahlung, die keine Schulter aufweist, zu beobachten. Dennoch findet die fraktionierte Bestrahlung auch in der Klinik bei der Teilchentherapie Anwendung, da andere Faktoren wie beispielsweise die Repopulation des umliegenden Gewebes und die mit der Zellzyklusphase variierende Strahlensensitivität zu positiven Effekten führen.
Dieses Wissen ist nun ebenfalls auf den sogenannten *Dosisrateneffekt* zu übertragen. Dieser besagt, dass der Effekt der applizierten Dosis geringer ist, wenn die Dosisrate niedriger und die Expositionszeit somit länger wird. Dies lässt sich mit der Betrachtung der Dosisrate als fraktionierte Bestrahlung mit unendlich vielen infinitesimal kleinen Fraktionen erklären. Bei sehr niedrigen Dosisraten würde die Überlebenskurve somit ebenfalls abflachen, da noch während der Expositionszeit Reparatur der DNS-Schäden stattfindet. Erneut tritt dieser Effekt lediglich bei locker-ionisierender Strahlung auf und spielt bei dicht-ionisierender Strahlung keine Rolle [2].
Die so in der Strahlenbiologie gewonnenen Erkenntnisse wurden in den Strahlenschutz übernommen und der sogenannte ***D**osis- und **D**osis**r**aten-**E**ffektivitäts-**F**aktor (DDREF)* für locker-ionisierende Strahlung definiert. Dieser gibt die Reduktion des durch Strahlung induzierten Krebsrisikos an, wenn die Dosis mit einer niedrigen Dosisrate im Vergleich zu einer einmalig akuten Exposition appliziert wird. Die Werte des DDREF werden für den gesamten Organismus definiert und stellen somit ein Mittel über verschiedene Gewebe dar. Darüber hinaus weisen die Werte keine Abhängigkeit von der Dosisrate auf, sondern werden pauschal für den Vergleich von „niedrigen“ und „hohen“ Dosisraten definiert. Die zur Abschätzung verwendeten Daten stammen aus der Strahlenbiologie und epidemiologischen Studien. Internationale Strahlenschutzgremien geben einen DDREF von 2 an [16], wobei deutsche Gremien der Verwendung des DDREF kritisch gegenüberstehen [46].

2.2.4 Relative biologische Wirksamkeit und Äquivalentdosis

Bereits in Abschnitt 2.1.3 wurde gezeigt, dass Photonen ihre Energie über andere Wechselwirkungsmechanismen als beispielsweise α-Teilchen abgeben, sodass sich für die Strahlungsarten verschiedene Bahnstrukturen ergeben. In den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 wurde beschrieben, welche Auswirkungen dies auf das Schadensmuster in der DNS hat und deren Beeinflussung auf das Zellüberleben untersucht. Daraus ergibt sich, dass dieselbe Bestrahlungsdosis aufgrund des unterschiedlichen Schadensmusters in einem größeren biologischen Effekt für α-Teilchen als für Photonenstrahlung resultiert. Somit wird die *Relative Biologische Wirksamkeit* RBW definiert, die das Dosisverhältnis zwischen 250 kV Röntgenstrahlung D_{x250} und der untersuchten Strahlungsart D_{i} angibt, bei der derselbe biologische Effekt erzielt wird

$$\mathrm{RBW} = \frac{D_{\mathrm{x250}}}{D_{\mathrm{i}}}\Big|_{\text{iso-Effekt}}. \tag{19}$$

Da die Überlebenskurve von Photonen eine breitere Schulter als die von hoch-LET Teilchenstrahlen aufweist, ist die RBW abhängig von der betrachteten Bestrahlungsdosis und nimmt regulär mit steigender Dosis ab. Somit ist sie bei einer fraktionierten Bestrahlung höher als für die Verabreichung einer einmaligen Gesamtdosis. Die RBW ist vom LET abhängig und es ist ein starker Anstieg bei LET-Werten von $10 - 100\,\frac{\mathrm{keV}}{\mu\mathrm{m}}$ zu beobachten mit einem Maximum bei ca. $100\,\frac{\mathrm{keV}}{\mu\mathrm{m}}$, da gerade bei diesem Energieübertrag der durchschnittliche Abstand zwischen zwei Ionisationen der Breite des DNS-Strangs entspricht. Anschließend fällt die RBW ab, da eine erhöhte Energiedeposition zwar zu einer erhöhten

Ionisationsdichte führt, diese jedoch mit keinem erhöhten biologischen Effekt einhergeht, da bereits alle getroffenen Zellen letale Schäden erlitten haben (Overkill-Effekt) [2].
Die unterschiedliche RBW für verschiedene Strahlungsarten führte im Strahlenschutz zur Einführung der sogenannten *Strahlungswichtungsfaktoren* w_{R}. Diese wurden von der Internationalen Strahlenschutzkommission (im Englischen: International Commission on Radiological Protection, kurz ICRP) aus experimentell ermittelten RBW-Werten der Strahlenbiologie und Überlegungen für biologisch relevante Endpunkte bestimmt. Die Festlegung berücksichtigt jedoch im Gegensatz zur Strahlenbiologie nicht die Abhängigkeit der RBW vom LET, sondern wird aus pragmatischen Gründen lediglich für unterschiedliche Strahlenarten angegeben. Laut der ICRP Publikation 92 [47] entspricht der Strahlungswichtungsfaktor bei Photonen sowie Elektronen 1, wohingegen er für α-Teilchen und schwere Ionen bei 20 liegt. Dies kann mit den Bahnstrukturen der einzelnen Teilchen und von Photonen erklärt werden. Aufgrund der höheren Ionisationdichte entlang der Bahnspur eines beim Zerfall emittierten α-Teilchens, ist die Energiedosis die für den gleichen biologischen Effekt benötigt wird, geringer als beispielsweise bei β^--Teilchen oder Photonen. Daraus ergibt sich, dass die Bestrahlung mit einem 1 Gy α-Strahlung einen größeren biologischen Effekt zur Folge hat als die Bestrahlung mit 1 Gy locker-ionisierender β^-- oder Photonenstrahlung.
Aus diesem Grund wird im Strahlenschutz die sogenannte *Äquivalentdosis* $D_{\text{Äqu}}$ angegeben, die die biologische Wirkung der Strahlung berücksichtigt. Sie ergib sich zu

$$D_{\text{Äqu}} = w_{\mathrm{R}} D_{\mathrm{E}} \tag{20}$$

und wird in *Sievert* Sv angegeben, wobei die Strahlungswichtungsfaktoren einheitenlos sind. Die Bestrahlung eines Organs mit 1 Sv α- und β^--Strahlung resultiert laut Definition in demselben biologischen Effekt.

2.2.5 Organismus

In diesem Abschnitt werden die durch ionisierende Strahlung verursachten Schädigungen der DNS in Zellen und deren Folgen auf den Organismus beschrieben. Ganzkörperbestrahlung mit hohen Dosen führt zum Absterben des Gewebes und Organversagen und somit zum Tod des gesamten Organismus. Als eine für den Menschen letale Dosis, bei der 50 % der exponierten Personen sterben, werden $3-4$ Gy angegeben. Bei Behandlung mit Antibiotika liegt der Wert in etwa doppelt so hoch bei 7 Gy. Niedrigere Dosiswerte können bei fehlerhafter Reparatur der DNS zu Mutationen führen. In seltenen Fällen kann dies in Krebsentstehung und Erbschäden resultieren.
Es wird meist zwischen *deterministischen* und *stochastischen Schäden* unterschieden. Bei deterministischen Schäden steigt die Schwere des Schadens und dessen Auftrittswahrscheinlichkeit mit der Dosis an. Dabei gibt es einen Schwellwert, der überschritten werden muss, bevor ein Effekt auftritt. So muss beispielsweise eine spezielle Schwell-Dosis überschritten werden, ab der die Wahrscheinlichkeit für den Verlust der Gewebefunktion rapide ansteigt und der Schaden mit der applizierten Dosis zunimmt. Stochastische Schäden hingegen können mit dem *Linear No Threshold*-Modell (kurz: LNT-Modell) beschrieben werden. Dabei steigt die Auftrittswahrscheinlichkeit des Schadens mit der Dosis an. Es gibt jedoch keine untere Grenze, ab der Effekte auftreten und die Schwere des Schadens ist unabhängig von der Dosis wie beispielsweise bei der Krebsinduktion oder Induktion von Erbschäden.
Jeder Risikoabschätzung liegt generell eine Modellvorstellung zu Grunde, da die erhobenen Daten auf die individuellen Fälle extrapoliert werden müssen, die sich beispielsweise in Dosisrate, Alter und Hintergrundlevel in der Region unterscheiden. Außerdem weisen verschiedene Gewebe im Körper unter der Annahme einer homogenen Ganzkörperbestrahlung unterschiedliche Strahlensensitivitäten auf. Auf Grundlage dessen wurden im Strahlenschutz die sogenannten *Gewebewichtungsfaktoren* w_{T} eingeführt. Diese geben den relativen Beitrag der einzelnen Gewebetypen und Organe zum totalen Strahlenschaden bei einer homogenen Ganzkörperbestrahlung an. Der totale Strahlenschaden ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit der Entstehung einer fatalen Krebserkrankung, dem Lebenszeitverlust durch diese und

deren Mortalitätsrate. Die Gewebewichtungsfaktoren sind in der ICRP Publikation 103 [16] angegeben und in Tabelle 1 aufgeführt. Die sechs Organe, die mit 72 % den größten Beitrag zur effektiven Dosis mit jeweils einem Gewebewichtungsfaktor von 0,12 leisten, sind die Lunge, Magen, Dickdarm, Knochenmark, Brust und der „Rest“. Der „Rest“, der in Strahlenschutz-Publikationen mit *Other* bezeichnet wird, beinhaltet alle anderen Organe und Gewebe, die nicht explizit mit in Tabelle 1 aufgeführt sind.

Tabelle 1: Gewebewichtungsfaktoren aus der ICRP Publikation 103 [16].

Gewebewichtungsfaktor	0,12	0,08	0,04	0,01
Organ oder Gewebe	Brust, Dickdarm, Knochenmark, Lunge, Magen, „Rest“	Keimdrüsen	Blase, Leber, Schilddrüse, Speiseröhre	Gehirn, Haut, Knochenoberfläche, Speicheldrüsen

Zusammenfassend lässt sich die sogenannte *effektive Dosis* D_{eff} für den Organismus definieren, die die absorbierte Energiedosis sowie Strahlungswichtungsfaktoren und einzelne bestrahlte Gewebe und Organe berücksichtigt, sodass sie sich zu

$$D_{\text{eff}} = \sum_{\text{T}} w_{\text{T}} D_{\text{Äqu}} = \sum_{\text{T,R}} w_{\text{T}} w_{\text{R}} D_{\text{E}} \tag{21}$$

ergibt. Sie ermöglicht den Vergleich von Risiken bei verschiedenen Expositionsszenarien.

2.2.6 „Non-targeted effects“

„Non-targeted effects“ treten in Zellen auf, in denen keinerlei Energiedeposition durch ionisierende Strahlung stattgefunden hat. Sie werden in *genomische Instabilitäten* und sogenannte *Bystander-Effekte* unterteilt. Die genomische Instabilität beschreibt den Effekt, dass die Nachkommen direkt bestrahlter Zellen eine erhöhte Mutationsrate aufweisen und vermehrt die Proliferation einstellen. Bei den Bystander-Effekten erhalten Zellen, die nicht direkt bestrahlt wurden, Signale über Zell-Zell-Kommunikation oder bestimmte Botenstoffe, die von den bestrahlten Zellen ausgesendet werden. So werden bei der Strahlentherapie auch teilweise sogenannte *abskopale Effekte* beobachtet. Dabei ist eine Reduktion der Metastasen bei Bestrahlung des Haupttumors zu beobachten, obwohl sich der Tumor selbst in einer anderen Körperregion befindet als die Metastasen [48].
Bystander-Effekte werden vor allem bei der Verabreichung besonders niedriger Dosen im mGy-Bereich bei niedrig-LET Bestrahlung oder dem Beschuss einer einzelnen Zelle mit hoch-LET Teilchen beobachtet. So zeigen *in-vitro* Experimente [49], dass der Beschuss einer einzelnen Zelle in einem Zellverband (primäre humane Fibroblasten) mit einem Heliumkern nach drei Tagen in einer Erhöhung des Schadenslevels der nicht bestrahlten Zellen um einen Faktor 2−3 führt. Dieser Anstieg ist unabhängig davon, ob 1, 4 oder sogar 200 Zellen des Zellverbandes getroffen werden. Somit weist der in dem Experiment beobachtete Bystander-Effekt keine Dosisabhängigkeit auf.
Der Bystander-Effekt könnte auch bei der Radontherapie, bei der sehr geringe Dosen von hoch-LET Strahlung verabreicht werden, eine Rolle spielen. Auch wenn lediglich eine geringe Anzahl von Zellen im Körper getroffen werden, kann dies zur Ausschüttung von Botenstoffen führen, die eine systematische Wirkung erzielen. So gibt es derzeit erste Anhaltspunkte für die Ausschüttung entzündungshemmender und schmerzunterdrückender Zytokine [50, 51].

2.3 Strahlenexposition und Strahlenschutz

In diesem Abschnitt wird auf die durchschnittliche Strahlenexposition aus natürlichen sowie zivilisatorischen Quellen und das damit verbundene Risiko eingegangen. Die wichtigsten Institutionen zur Auswertung und Risikoabschätzung aus den vorhandenen Daten bilden zum einen das ***U**nited **N**ations **S**cientific*

***C**ommittee on the **E**ffects of **A**tomic **R**adiation* UNSCEAR [52] sowie das US-amerikanische Pendant, das ***B**iological **E**ffects of **I**onizing **R**adiation* BEIR Komitee [53]. Die erhaltenen Ergebnisse fließen in die Empfehlungen der ***I**nternational **C**ommission on **R**adiological **P**rotection* ICRP [54] ein, die internationale Empfehlungen zum Strahlenschutz ausspricht, die von nationalen Gremien wie beispielsweise in Deutschland der **S**trahlen**s**chutz**k**ommission SSK [55] und dem ***B**undesamt **f**ür **S**trahlenschutz* BfS [56] in nationales Strahlenschutzrecht umgesetzt werden. Das US-amerikanische Pendant zur SSK bildet das ***N**ational **C**ouncil on **R**adiation **P**rotection and Measurements* NCRP [57], wobei nationale Gremien wie die ***N**uclear **R**egulatory **C**omission* NRC [58], das ***D**epartment **o**f **E**nergy* DOE [59] und die ***E**nvironmental **P**rotection **A**gency* EPA [60] internationale Empfehlungen auf nationales Recht übertragen.
Diese Gremien werten Studien bezüglich der Wirkung ionisierender Strahlung auf den Menschen aus und interpretieren die Ergebnisse. Auf Grundlage der erhaltenen Daten werden Strahlenschutzempfehlungen ausgesprochen. Die international von der ICRP ausgesprochenen Empfehlungen müssen dabei nicht zwingend in nationales Recht überführt werden. Die Gremien stellen ebenfalls Dosisabschätzungen, die mit Radonexposition einhergehen bereit, die als Vergleichsgrundlage der in dieser Arbeit erhaltenen Werte dienen.
In Deutschland liegt die jährliche Strahlenbelastung nach Daten aus dem Jahr 2017 durchschnittlich bei 3,8 mSv, wovon 2,1 mSv auf natürliche Quellen und 1,7 mSv auf zivilisatorische Exposition durch hauptsächlich medizinische Anwendungen zurückzuführen sind. Zur natürlichen Strahlenexposition tragen mit 0,3 mSv die kosmische Hintergrundstrahlung (auf Meereshöhe), 0,3 mSv Ingestion radioaktiver Stoffe und 0,4 mSv externe terrestrische Strahlung bei. Der Hauptverursacher ist mit 1,1 mSv jedoch die Inhalation von Radon und seinen Folgeprodukten [61]. Weltweit trägt die natürliche Strahlenbelastung im Mittel mit 2,4 mSv zur jährlichen effektiven Dosis bei, wobei Schwankungen von $1 - 13$ mSv je nach Land möglich sind. Auch hierbei macht die Inhalation von Radongas und Zerfallsprodukten den Hauptteil der Dosis mit durchschnittlich 1,3 mSv im Jahr aus, wobei Schwankungen von $0,2 - 10$ mSv beobachtet werden, je nach Land und der dort vorherrschenden Radonaktivitätskonzentration [62]. Die jährliche Strahlenbelastung aufgrund von Radon kann jedoch in lokalen Regionen eines Landes deutlich erhöht sein, sodass in Kerala, einer Region Indiens, Spitzenwerte von bis zu 70 mSv gemessen wurden [2].
Allgemein lassen sich natürlich in der Umwelt vorkommende Radionuklide in drei Kategorien unterteilen. Zum einen die Radionuklide ohne Zerfallsreihen, von denen das später in dieser Arbeit verwendete Kalium-Isotop ^{40}K das wichtigste ist, da es zu 0,0117 % als Bestandteil des Elementes Kalium in der Natur vorkommt. Somit ist es auch in Lebensmitteln und körpereigenen Bestandteilen vorhanden. Zum anderen existieren vier primordiale natürliche Zerfallsreihen auf der Erde: die *Thorium-Zerfallsreihe*, *Uran-Radium-Zerfallsreihe*, *Uran-Actinium-Zerfallsreihe* und *Neptunium-Zerfallsreihe*. Aus der Neptunium-Zerfallsreihe sind jedoch kaum noch Nuklide in der Natur aufgrund ihrer im Vergleich zur Existenz der Erde ($4{,}5 \cdot 10^9$ a) kurzen Halbwertszeiten nachweisbar. Außerdem gibt es weitere natürliche Radionuklide, die aufgrund kosmischer Strahlung ständig in der Atmosphäre erzeugt werden [61].
Da die Exposition mit ionisierender Strahlung ernsthafte gesundheitliche Folgen wie Krebsentstehung haben kann, gilt es, die Exposition mit ionisierender Strahlung möglichst gering zu halten. So lautet das Prinzip, nach dem im Strahlenschutz gehandelt wird, *ALARA*, was für ***A**s **L**ow **A**s **R**easonably **A**chievable* steht [2]. Die derzeitig von der ICRP empfohlene maximal erlaubte Jahresdosis entspricht 50 mSv [63], wobei im Mittel 20 $\frac{\text{mSv}}{\text{a}}$ in fünf Jahren nicht überschritten werden sollen.

2.4 Radon und Zerfallsprodukte

Radon ist ein natürlich vorkommendes, radioaktives Edelgas, das unter Emission ionisierender Strahlung über mehrere instabile Nuklide zerfällt. Es existieren drei natürlich vorkommende Radon-Isotope: Radon ^{222}Rn, Thoron ^{220}Rn und Actinon ^{219}Rn. Das Radon-Isotop ^{222}Rn geht aus der natürlichen Uran-Radium-Zerfallsreihe hervor. Thoron stammt aus der natürlichen Thorium-Zerfallsreihe (^{232}Th) und Actinon aus der Uran-Actinium-Zerfallsreihe (^{235}U) [31]. Im Gegensatz zu ^{222}Rn spielen ^{220}Rn und ^{219}Rn bei der natürlichen Strahlenbelastung jedoch eine untergeordnete Rolle, da sie mit einer Halbwertszeit von 55,6 s

und 3,96 s [33] zerfallen. Aufgrund ihrer geringen Lebensdauer kann nur ein geringer Teil des Gases aus dem Gestein in die Umwelt austreten und trägt nicht signifikant zur jährlichen Strahlenbelastung bei [64]. Das Radon-Isotop ^{222}Rn hingegen hat eine Halbwertszeit von 3,8 d, sodass es in größeren Mengen aus dem Gestein in die Umwelt austreten kann und für einen signifikanten Teil der jährlichen Strahlenbelastung verantwortlich ist (siehe Abschnitt 2.3). Für den Hauptteil der Dosis während der Exposition sind jedoch die durch Radonzerfall inhalierten, kurzlebigen Zerfallsprodukte verantwortlich [5, 62]. Aus diesem Grund soll in den nächsten Abschnitten näher auf ^{222}Rn und seine Zerfallsprodukte eingegangen werden. Wenn im Folgenden von Radon gesprochen wird, ist das ^{222}Rn-Isotop gemeint.

2.4.1 Entstehung

Radon entsteht als natürliches Zerfallsprodukt in uranhaltigem Gestein. Zwei Prozesse bestimmen den anschließenden Austritt des Gases aus dem Gestein in die umliegende Atmosphäre: *Emanation* und die anschließende *Exhalation*. Emanation bezeichnet den Prozess, bei dem Radon aus dem festen Gestein in Gesteinszwischenräume austritt. Er ist auf den Rückstoßdes Radonkerns bei dem Zerfall des Mutternuklids ^{226}Ra und Diffusion zurückzuführen. Die auf den Kern übertragene Rückstoßenergie beträgt 86 keV und seine Reichweite in Gestein somit lediglich $40-60$ nm, in den luftgefüllten Poren jedoch 60 μm. Dieser Prozess ist größtenteils temperaturunabhängig, jedoch spielt die Gesteinsfeuchtigkeit eine Rolle, da der Rückstoßweg von Radon in Luft wesentlich länger als in Wasser ist, sodass die Teilchen in luft- statt wassergefüllten Poren eine größere Reichweite haben und weitere Gesteinsschichten penetrieren können. Da die Radonkonzentration durch die Exhalation, die im Folgenden beschrieben wird, in den Gesteinszwischenräumen niedriger als im Gestein ist, diffundiert Radon ständig aus dem Gestein in die Gesteinszwischenräume.
Befindet sich das Radongas bereits in den Gesteinszwischenräumen, so findet die Exhalation des Gases in die Atmosphäre statt. Dieser Prozess beruht ebenfalls auf Diffusion und druckgesteuerter Konvektion [3]. Die Diffusion der Radonteilchen aus den Gesteinsporen in die Atmosphäre kann durch das Fick'sche Gesetz

$$l_{\mathrm{D}} = -D_{\mathrm{diff}} \frac{\mathrm{d}c_{\mathrm{B}}}{\mathrm{d}z} \tag{22}$$

beschrieben werden, wobei l_{D} der Flussdichte in z-Richtung und c_{B} der Gaskonzentration in den Gesteinszwischenräumen entspricht [65]. Die Diffusionskonstante D_{diff} ist durch die Einstein-Stokes-Gleichung zu

$$D_{\mathrm{diff}} = \frac{k_{\mathrm{B}} T}{6\pi\eta r} \tag{23}$$

gegeben, wobei k_{B} der Boltzmannkonstante, T der Temperatur, η der dynamischen Viskosität und r dem thermodynamischen Radius der Gasteilchen entspricht [66]. Die Flussdichte aus dem Gestein aufgrund von Konvektion l_{K} wird mit Darcyt's Gesetz

$$l_{\mathrm{K}} = -\frac{K}{\eta} \frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{press}}}{\mathrm{d}z} d c_{\mathrm{B}} \tag{24}$$

berechnet. Hierbei entspricht K der Permeabilität des Mediums und $\frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{press}}}{\mathrm{d}z}$ dem Druckgradienten. Der totale Radonfluss l aus dem Gestein ergibt sich aus der Summe der beiden Terme $l = l_{\mathrm{D}} + l_{\mathrm{K}}$ und wird von meteorologischen Bedingungen wie beispielsweise dem Druck und der Bodenfeuchtigkeit beeinflusst, sodass ein trockener Boden bei niedrigem Außendruck zu einem erhöhten Radonaustritt aus dem Gestein führt [3]. Allgemein kann Radon im Gestein bis zu einer Entfernung von einem Meter von seinem Entstehungsort diffundieren [5].
Die meteorologische Beeinflussung der vorherrschenden Radonkonzentration in der Umgebungsluft, die mit der Zerfallskonstante von Radon in die Radonaktivitätskonzentration überführt wird (siehe Glei-

chung (1), spielt ebenfalls bei den im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Probandenmessungen eine Rolle. So schwankten die Radonaktivitätskonzentrationen zwischen den unterschiedlichen Expositionstagen von $27 - 77\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$, wobei die Radonaktivitätskonzentration an den einzelnen Tagen über den Expositionszeitraum von einer Stunde nahezu konstant war.

2.4.2 Vorkommen

Die Radonkonzentration in der Umgebung ist jedoch nicht nur von den Umweltbedingungen, die den Austritt von Radon aus natürlichem Gestein und dem Boden beeinflussen, bestimmt, sondern hängt auch von der Bodenbeschaffenheit ab. So spielt vor Allem der allgemeine Anteil von Uran im Boden und Gestein und proportional dazu der Anteil von ^{238}U eine Rolle, da Radon ein Zerfallsprodukt in der natürlichen Uran-Radium-Zerfallsreihe (^{238}U) ist [67]. Je uranhaltiger der Boden ist, desto mehr Radon entsteht und kann emaniert und exhaliert werden. So kommt es auch innerhalb Deutschlands zu einer ungleichmäßigen Verteilung der Radonaktivitätskonzentration wie in Abbildung 6 dargestellt. Die Abbildung zeigt die Radonaktivitätskonzentration in der Bodenluft 1 m unter der Erdoberfläche [1]. Wie viel Radon aus der Bodenluft an die Oberfläche gelangt, hängt nun von der Permeabilität des Bodenmaterials und meteorologischen Bedingungen ab.

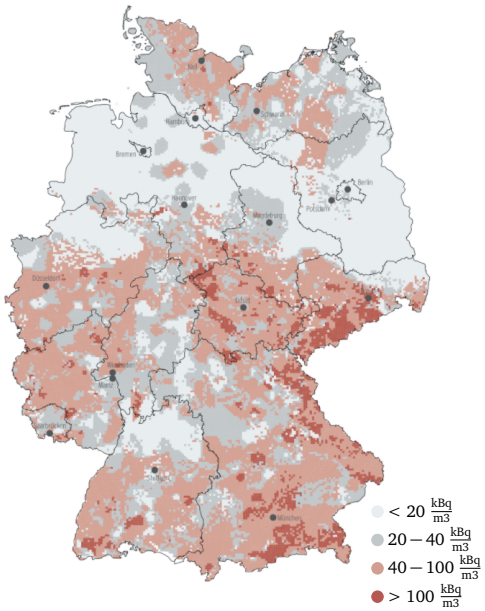

Abbildung 6: Deutschlandkarte der Radonaktivitätskonzentration in der Bodenluft in 1 m Tiefe. Dunkelrote Gebiete weisen eine höhere und graue Gebiete eine niedrigere Radonaktivitätskonzentration auf, geändert nach [1].

Die Radonkonzentration in der Außenluft wird zudem von weiteren Faktoren wie beispielsweise der Sonneneinstrahlung und somit auftretenden Strömungseffekten der Luft beeinflusst, sodass sie in Erdnähe nachts um einen Faktor 10 höher sein kann als am Tag, an dem warme Luft aufsteigt. Auch beeinflussen saisonale Effekte wie vermehrter Niederschlag oder vorherrschende Winde die Radonkonzentration [64]. Generell zeigen sich höhere Werte in Bodennähe bei sonnigem Wetter als bei regenreichem, windigen Wetter, bei dem vermehrt turbulente Strömungen in der Luft auftreten. Darum weist die Radonaktivitätskonzentration auch ihr Maximum während der Sommermonate und ihr Minimum im Winter auf. In Gebäudeinnenräumen ist jedoch der gegenteilige Effekt zu beobachten, da bei schlechtem Wetter der Außendruck niedriger ist und somit die Radonkonzentration im Innenraum aufgrund eines erhöhten Konvektionsstroms durch einen höheren Druckgradienten ansteigt (siehe Formel (24)), jedoch im Innenraum keine erhöhten Verwirbelungen durch Wind und Regen auftreten [3]. Im weltweiten Durchschnitt ergibt sich außerhalb von Gebäuden eine Radonaktivitätskonzentration von $10\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$, die je nach Region zwischen $1 - 100\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ schwankt. Für die Radonaktivitätskonzentration in Innenräumen ergibt sich ein Mittel von $40\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ [64]. In Deutschland liegt die mittlere Radonkonzentration in Wohnräumen bei $50\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ [46]. In anderen Regionen der Erde treten jedoch erhöhte Radonaktivitätskonzentrationen in Gebäuden auf. Besonders stark betroffen sind beispielsweise einige Regionen im Iran, Ecuador, Mexiko, Schweden, Luxemburg, Tschechien, Albanien und einige Teile Spaniens [4].

Aufgrund der zuvor beschriebenen gesundheitsschädlichen Folgen der Exposition mit ionisierender Strahlung gibt die EPA ein Limit von $148\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ für Häuser an [68]. Die ICRP hingegen empfiehlt, dass ein Level von $300\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ in Gebäuden nicht überschritten werden soll [69].

2.4.3 Radioaktiver Zerfall und Neutralisation

In Abbildung 7 ist der Zerfall von dem Uran-Isotop ^{238}U, welches sich in natürlichem Gestein und dem Boden befindet, über ausgelassene Zwischenschritte zum Radium-Isotop ^{226}Ra dargestellt. Dieses Nuklid zerfällt über die Emission eines α-Teilchens mit einer Halbwertszeit von 1600 a weiter zu dem Radon-Isotop ^{222}Rn, welches dann als radioaktives Edelgas aus dem Gestein und Boden emaniert und exhaliert wird. Der weitere Zerfall von Radon bis zu dem Blei-Isotop ^{210}Pb ist in Abbildung 7 mit den jeweiligen Halbwertszeiten und Zerfallsarten der Tochternuklide dargestellt. Das so entstehende ^{210}Pb hat mit 22,3 a die längste Halbwertszeit seit dem Zerfall von Radium. Durch die lange Halbwertszeit sind das Nuklid und alle folgenden Zerfälle bis zum stabilen Isotop ^{206}Pb biologisch irrelevant und werden hier nicht weiter aufgeführt [33, 67]. In Tabelle 2 sind die einzelnen Nuklide der Zerfallsreihe von ^{222}Rn bis ^{214}Po aufgeführt und jeweils ihre Halbwertszeit $t_{\frac{1}{2}}$, die Zerfallsart und Emissionsenergien mit den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen angegeben. Bei den Verzweigungsverhältnissen werden lediglich die mit einer Emissionswahrscheinlichkeit von über 19 % angegeben. Alle weiteren von den Nukliden emittierten γ-Quanten haben zu niedrige Emissionswahrscheinlichkeiten, um sie in den folgenden Experimenten auswerten zu können.

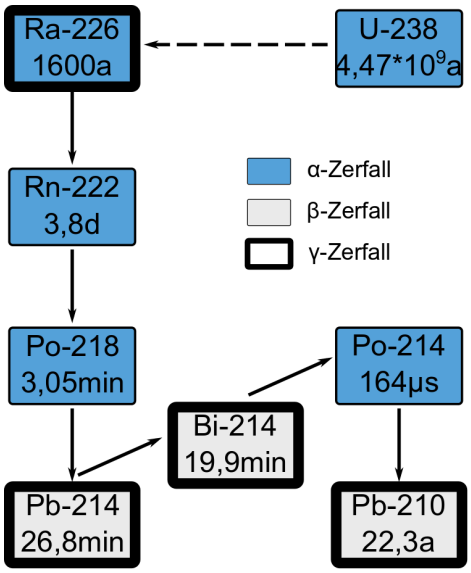

Abbildung 7: Zerfallsschema von ^{226}Ra zu ^{210}Pb mit Zerfallsarten und Halbwertszeiten der einzelnen Nuklide, Daten aus [33, 67].

In Tabelle 2 wird außerdem lediglich der α- und γ-Zerfall berücksichtigt, da die Emission der α-Teilchen für den Hauptteil der durch Radon im Körper deponierten Energie verantwortlich ist und die γ-Quanten bei den folgenden Messungen zur Detektion von Radon im Körper genutzt werden. Die emittierten β^--Teilchen von ^{214}Pb und ^{214}Bi spielen bei der Energiedeposition eine untergeordnete und vernachlässigbare Rolle und werden nicht weiter aufgeführt.

Tabelle 2: Halbwertszeiten $t_{\frac{1}{2}}$ und Emissionsenergien mit den Verzweigungsverhältnissen für den α- und γ-Zerfall von Radon und seinen Zerfallsprodukten bis ^{214}Po.

Nuklid	Halbwertszeit	Zerfallsart	Emissions-energie	Verzweigungs-verhältnis
^{222}Rn	3,8 d	α	5,49 MeV	0,999
^{218}Po	3,05 min	α	6,00 MeV	1
^{214}Pb	26,8 min	γ	242 keV	0,074
			295 keV	0,193
			352 keV	0,376
^{214}Bi	19,9 min	γ	609 keV	0,461
^{214}Po	164 μs	α	7,69 MeV	1

Das ^{222}Rn-Isotop, ^{218}Po und ^{214}Po zerfallen über die Emission eines α-Teilchens. Dabei werden Elektronen aus der Atomhülle mitgerissen und die Rückstoßenergie des zurückbleibenden Tochternuklids führt zum Abstreifen weiterer Hüllenelektronen, welches eine positive Autoionisation des zurückbleibenden Tochternuklids zur Folge hat [70]. Messungen mit Radon ergaben, dass nach dessen Zerfall über 80 % der ^{218}Po-Tochternuklide positiv geladen sind, wohingegen der Rest der Nuklide neutral ist.

Negativ geladene Ionen konnten nicht nachgewiesen werden [71, 72]. Weitere Messungen ergaben, dass die Ladung von Teilchen zu einer niedrigeren Diffusionskonstante von diesen in der Umgebungsluft führt [73]. Allerdings war der Effekt lediglich bei trockener Luft zu beobachten, wohingegen bei einer hohen relativen Luftfeuchtigkeit kein Unterschied im Diffusionsverhalten geladener und neutraler Teilchen zu beobachten war [74]. Daraus schlossen Frey et al. [75], dass die Anwesenheit von Wassermolekülen in der Luft zu einer schnelleren Neutralisation der Teilchen führt und deswegen bei erhöhter Luftfeuchtigkeit geladene Zerfallsprodukte so schnell neutralisiert werden, dass in den Messungen kein Unterschied im Diffusionsverhalten festgestellt werden konnte. Es konnten außerdem erhöhte Neutralisationsraten in Abhängigkeit von der Konzentration einzelner Gase und Spurengase in der Umgebung sowie der Radonkonzentration nachgewiesen werden [76–78].
Es existieren drei Mechanismen, die hauptsächlich für die Neutralisation der Tochternuklide verantwortlich sind: der *Elektronenfang*, der *Elektronentransfer* und die *Ionenrekombination*. Beim *Elektronenfang* dienen Spurengase mit einer hohen Elektronenaffinität wie Hydroxil-Radikale oder Stickstoffdioxid als Elektronenfänger entlang des Rückstoßweges des nach dem Zerfall entstehenden ^{218}Po-Isotops. Es kommt zu einer lokalen Erhöhung von kleinen negativ geladenen Ionen in unmittelbarer Nähe des entstandenen, positiv geladenen Tochternuklids, das sich mit diesen verbindet, sodass es neutralisiert wird [71, 75]. In der Anwesenheit von Sauerstoff dominiert der *Elektronentransfer* [79], bei dem das entstandene Tochternuklid ^{218}Po am Ende seines Rückstoßweges mit Sauerstoff reagiert, sodass Poloniumdioxid entsteht. Poloniumdioxid hat ein Ionisationspotential, das mit $10,44 \pm 0,05$ eV über dem von Spurengasen wie Stickstoffoxid (9,25 eV) oder Stickstoffdioxid (9,27 eV) liegt, sodass eine Elektronenübertragung stattfindet, die zur Neutralisation des positiv geladenen Poloniumdioxids führt [76–78]. Die *Ionenrekombination* spielt aufgrund der verhältnismäßig hohen Neutralisationsraten durch Elektronentransfer und Elektroneneinfang beim Radonzerfall eine eher untergeordnete Rolle. Dabei verbinden sich beim Zerfall frei gewordene negative Ladungsträger mit positiv geladenen Ionen, sodass das Atom bzw. Molekül wieder neutral wird [76, 78]. Allgemein überwiegt bei regulären Luftfeuchtigkeiten zwischen $30 - 90\,\%$ der Elektronenfang. Die Neutralisationsrate hängt hierbei hauptsächlich von der vom Radon generierten Ionisationsrate ab und ist proportional zu dieser [80]. Die Neutralisation der positiv geladenen Tochternuklide braucht meist Millisekunden oder länger [75].

2.4.4 Kenngrößen bei der Radonexposition

In diesem Abschnitt werden zunächst ein paar typische, meist historisch bedingte Größen zur Beschreibung der Radonexposition eingeführt. Im Strahlenschutz werden allgemein bei der Energiedeposition durch Radonexposition lediglich die α-Zerfälle von ^{222}Rn, ^{218}Po und ^{214}Po betrachtet, da diese zum einen wesentlich höhere Zerfallsenergien als die β- und γ-Zerfälle von ^{214}Pb und ^{214}Bi aufweisen. Außerdem haben sie eine höhere biologische Wirksamkeit, wodurch ihnen ein höherer Strahlungswichtungsfaktor von 20 zugeordnet wird (siehe Abschnitt 2.2.4). Somit wird bei der Energiedeposition durch Radonexposition der Anteil durch β- und γ-Zerfälle vernachlässigt und die *potentielle α-Energie* definiert. Die potentielle α-Energie ϵ_i eines Nuklids i in der Radonzerfallsreihe, im Folgenden mit PAE abgekürzt, gibt die totale α-Energie, die vom Zerfall des Nuklids bis zu ^{210}Pb frei wird, an. Geteilt durch die Zerfallskonstante λ_i ergibt sich die PAE pro Aktivität des jeweiligen Radionuklids. Die Werte der PAE für die Radonzerfallsprodukte sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Tabelle 3: Potentielle α-Energie PAE der Radonzerfallsprodukte.

Nuklid	^{218}Po	^{214}Pb	^{214}Bi	^{214}Po
PAE (MeV)	13,69	7,67	7,67	7,67

Die *potentielle α-Energie Konzentration* c_p der Umgebungsluft, im Folgenden mit PAEC abgekürzt, ist die Summe der PAE aller Radonzerfallsprodukte (^{218}Po, ^{214}Pb, ^{214}Bi und ^{214}Po) pro Luftvolumen und ergibt sich zu

$$c_\mathrm{p} = \sum_i c_i \frac{\epsilon_i}{\lambda_i}, \tag{25}$$

wobei c_i der Aktivitätskonzentration des jeweiligen Nuklids entspricht. Die historische Einheit der PAEC ist das sogenannte *Working Level* WL, wobei ein WL als beliebige Kombination von Radonfolgeprodukten in 1 m^3 Luft definiert ist, die gemeinsam eine PAE von $1,3 \cdot 10^8$ MeV besitzen.
Somit lässt sich die sogenannte *gleichgewichtsäquivalente Konzentration* c_eq, im Folgenden als EEC bezeichnet, berechnen. Diese gibt an, wie hoch die Radonaktivitätskonzentration sein müsste, wenn sich Radon im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten befindet, um die gleiche PAEC zu erhalten wie für ein beliebiges Gemisch von Radon und seinen Folgeprodukten. Im Gleichgewicht ist die Aktivität aller Nuklide dieselbe (siehe Abschnitt 2.1.1), sodass die Aktivitätskonzentration der einzelnen Nuklide durch $c_i = c_\mathrm{eq}$ gegeben ist. Einsetzen in Gleichung (25) ergibt

$$c_\mathrm{eq} = \frac{c_\mathrm{p}}{\sum_i \frac{\epsilon_i}{\lambda_i}} = \frac{\sum_i c_i \frac{\epsilon_i}{\lambda_i}}{\sum_i \frac{\epsilon_i}{\lambda_i}}. \tag{26}$$

Die EEC eines WL entspricht 3750 $\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$.
Die *PAE-Exposition* ist das Zeitintegral der PAEC. Die historische Einheit dieser Größe ist das sogenannte *Working Level Month* WLM, wobei ein Arbeiter einer PAEC von 1 WL über einen Arbeitsmonat mit 170 h ausgesetzt ist. Mit den zuvor beschriebenen Definitionen lässt sich die Einheit der PAE-Exposition ebenfalls in SI-Einheiten ausdrücken und der Zusammenhang zur historischen Einheit ergibt sich zu

$$1\,\mathrm{WLM} = 3,54\,\frac{\mathrm{mJh}}{\mathrm{m}^3}, \tag{27}$$

sodass ein WLM einer einstündigen Exposition bei einer EEC von 6,37·10^5 $\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ entspricht.
All diese Größen dienen der Beschreibung der Umgebungsluft während der Exposition und geben an, wie viel potentielle Energie durch Radonzerfallsprodukte sich in dieser befindet. Jedoch lassen sie keine Aussagen darüber zu, wie viel dieser Energie letztendlich während der Exposition im Körper deponiert wird. Dafür werden derzeit verschiedene Modellierungsansätze genutzt, die im Folgenden näher erläutert werden.

2.4.5 Anheftungsprozesse

Die festen Radontochternuklide Polonium, Blei und Bismut weisen einen niedrigen Dampfdruck auf, sodass sie mit anderen Nukliden koagulieren und an allen Oberflächen mit denen sie in Kontakt kommen kondensieren. Außerdem heften sie an Schwebstoffe und Tröpfchen in der Atmosphäre an [81]. Diese Anheftungsprozesse werden im Folgenden näher erläutert und quantifiziert.

Clustering

Im ersten Schritt nach dem Zerfall treten sogenannte „Clustering-Prozesse“ auf, bei denen sich die entstandenen, positiv geladenen Tochternuklide in einer Zeitspanne von unter einer Sekunde an Spurengase und Wasserdampf in der Umgebungsluft anheften [3]. Dieser Prozess, der zur schnellen Neutralisation der geladenen Zerfallsprodukte führt, wurde bereits in dem vorherigen Abschnitt 2.4.3 ausführlicher erläutert. Die so entstandenen Cluster haben eine Größe zwischen $0,5-5$ nm und weisen somit eine hohe Mobilität auf (siehe Gleichung (23)) [3, 82]. Sie werden allgemein als *unangeheftete Zerfallsprodukte* bezeichnet [5].

Anheftung an Aerosole

In den nächsten 1-100 s lagern sich die so entstandenen Cluster an Aerosole an [3]. Die Anheftungsgeschwindigkeit der Radionuklide und deren Größenverteilung wird dabei vom sogenannten *Anheftungskoeffizienten* bestimmt. Bei kleinen Aerosoldurchmessern $d < 0,1\,\mu$m ist dieser proportional zur Aerosoloberfläche und der mittleren Geschwindigkeit der Cluster. Für größere Aerosole ($d > 1\,\mu$m) ist der Anheftungsprozess ausschließlich von der Diffusionskonstante der Cluster und dem Aerosoldurchmesser abhängig. Die Anheftungswahrscheinlichkeit bei Zusammentreffen des Zerfallsproduktes mit dem Aerosol kann mit 100 % angenommen werden [83].

Zerfällt ein angeheftetes Zerfallsprodukt weiter über einen β- oder γ-Zerfall, so bleibt dessen Tochternuklid am Aerosol angeheftet, zerfällt es jedoch über einen α-Zerfall, so übersteigt die Rückstoßenergie des verbleibenden Tochternuklids ($\sim$ 100 keV) die potentielle Energie der Anheftung des Nuklids an der Aerosoloberfläche ($\sim$ 1 eV) [3, 82]. Deswegen kann sich ein bereits angeheftetes Zerfallsprodukt wieder vom Aerosol lösen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird jedoch mit wachsendem Aerosoldurchmesser geringer und ist durch den Rückstoßfaktor gegeben [84]. Demnach ergeben theoretisch sowie experimentell ermittelte Rückstoßfaktoren, dass sich je nach Aerosolmaterial und Partikelgrößenverteilung ungefähr 80 % des durch den α-Zerfall von ^{218}Po entstandenen ^{214}Pb-Isotops unter durchschnittlichen Außenbedingungen und ungefähr 50 ± 15 % unter durchschnittlichen Innenraumbedingungen lösen [3].

Anlagerung an Oberflächen

Neben der Anheftung der Zerfallsprodukte an Aerosole spielt jedoch auch die Anheftung der unangehefteten und angehefteten Zerfallsprodukte an Oberflächen und Wänden eine Rolle. Die Hauptablagerungsmechanismen sind dabei *Impaktion*, *Sedimentation* und *Diffusion*. Bei der *Impaktion* behalten größere Partikel aufgrund der Trägheit der Masse ihre Bewegungsrichtung auch bei Richtungsänderungen der Umgebungsluft bei und schlagen somit in Oberflächen ein. *Sedimentation* bezeichnet die Deposition durch gravitationsbedingtes Herabsinken eines Partikels. Die *Diffusion* bezeichnet in diesem Zusammenhang Brownsche Molekularbewegung und ist besonders für kleine Partikel relevant, die eine hohe Diffusionskonstante besitzen (siehe Formel 23). Die Depositionsgeschwindigkeit der Aerosole an Oberflächen ist hierbei vom Partikeldurchmesser abhängig und weist ein Minimum für Durchmesser zwischen $200-700$ nm auf [82, 85, 86]. Bei größeren Durchmessern spielen Impaktion und Sedimentation eine größere Rolle, sodass sich die Depositionsgeschwindigkeit um bis zu einem Faktor 100 erhöhen kann [87]. Bei sehr geringen Größen, wie sie bei den unangehefteten Cluster auftreten ($0,5-5$ nm), ist die Depositionsgeschwindigkeit aufgrund der größeren Diffusionskonstante für kleinere Partikel ebenfalls bis zu einem Faktor 100 erhöht [3, 80].

Aus dieser Systematik ergeben sich auch die Aktivitätsverhältnisse der Radonzerfallsprodukte in der Umgebungsluft. Für Innenräume ergibt sich für ^{218}Po:^{214}Pb:^{214}Bi ein Verhältnis von 1:0,1:0 für die unangehefteten und 1:0,75:0,6 für die angehefteten Tochternuklide. Bei den unangehefteten Zerfallsprodukten ist die Geschwindigkeit für die Deposition der Zerfallsprodukte an den Oberflächen durch Diffusion erhöht, sodass sich mehr Zerfallsprodukte während der Lebensdauer der einzelnen Nuklide ablagern. Die angehefteten Zerfallsprodukte weisen jedoch eine breitere Größenverteilung auf, sodass einige an Aerosole geheftete Zerfallsprodukte langsamer an den Oberflächen deponiert werden und auch noch für ^{214}Pb und ^{214}Bi erhöhte Aktivitäten in der Luft gemessen werden.

Unangehefteter Anteil der Zerfallsprodukte und Gleichgewichtsfaktor

Mit Hilfe der im vorherigen Abschnitt 2.4.4 definierten Größen lässt sich der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte f_{unatt} definieren, der das Verhältnis der PAEC der unangehefteten Zerfallsprodukte $c_{\text{p,unatt}}$ zu der gesamten PAEC c_{p} der Zerfallsprodukte angibt

$$f_{\text{unatt}} = \frac{c_{\text{p,unatt}}}{c_{\text{p}}}. \tag{28}$$

Zudem ist f_{unatt} abhängig von der Aerosolkonzentration [83], sodass sich ein empirischer Zusammenhang von

$$f_{\text{unatt}} = \frac{414}{Z(\frac{1}{\text{cm}^3})} \tag{29}$$

für Partikelkonzentrationen zwischen $2000\,\frac{1}{\text{cm}^3} < Z < 7 \cdot 10^5\,\frac{1}{\text{cm}^3}$ zeigt [88–90]. Jedoch wird der Anteil unangehefteter Tochternuklide in Situationen, in denen sich Radon mit seinen Folgeprodukten nicht im Gleichgewicht befindet, auf Grundlage dieser Gleichung unterschätzt [5]. Der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte ist ebenfalls wie die Radonkonzentration selbst, stark von Umweltbedingungen wie der Temperatur, dem Druck, der relativen Luftfeuchtigkeit, der Windgeschwindigkeit und den Wetterbedingungen wie beispielsweise Regen abhängig [24], sodass f_{unatt} in einem Bereich zwischen $0,006 - 0,83$ schwanken kann [82]. Nach Formel (29) ergibt sich jedoch, dass bei aktiver Ventilation oder Filterung der Aerosole aus der Luft, der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte steigt, wohingegen er bei Umgebungen mit hohen Aerosolkonzentrationen sinkt.
Durch die Anlagerung an Wänden und Oberflächen ist die Konzentration der Zerfallsprodukte in der Umgebungsluft geringer als im Gleichgewicht mit Radon angenommen [24, 82]. Um die Ablagerung der Aerosole und Cluster an Oberflächen zu quantifizieren, wurde der sogenannte Equilibriumsfaktor F eingeführt, der das Verhältnis der vorherrschenden PAEC der Zerfallsprodukte und der PAEC, die im Gleichgewicht vorherrschen würde, angibt. Dies ist gleichbedeutend mit dem Verhältnis der EEC zur vorherrschenden Radonaktivitätskonzentration c_{Rn}, sodass

$$F = \frac{c_{\text{p}}}{c_{\text{p,eq}}} = \frac{c_{\text{eq}}}{c_{\text{Rn}}} \tag{30}$$

gilt. Der Gleichgewichtsfaktor sowie der Anteil der unangehefteten Tochternuklide hängt stark von der Aerosolumgebung ab. So zeigt der Vergleich mehrerer Messungen, dass eine hohe Aerosolkonzentration in der Luft, die wie zuvor beschrieben mit niedrigeren Anheftungsraten einhergeht, zu einem erhöhten Gleichgewichtsfaktor von bis zu $\sim 0,6$ und einer starken Abnahme des Anteils von unangehefteten Tochternukliden bis unter 0,01 führt. Unter normalen Raumbedingungen liegen die Werte jedoch meist zwischen $F = 0,2 - 0,4$ und $f_{\text{unatt}} = 0,03 - 0,2$ [5].

2.4.6 Aktivitätsgrößenverteilung

Die Aktivitätsgrößenverteilung gibt an, welcher Anteil der Gesamtaktivität der Radonzerfallsprodukte mit welcher Partikelgröße verbunden ist. Sie kann durch Messungen in der Umgebungsluft bestimmt werden und hat Einfluss auf die Ablagerung der Zerfallsprodukte im Respirationstrakt während der Inhalation.
Zerfallsprodukte werden in einen angehefteten und unangehefteten Anteil aufgeteilt (siehe Abschnitt 2.4.5). Nach der ICRP-Einteilung [5] weisen die unangehefteten Cluster Größen von $0,5 - 5\,\text{nm}$ auf [91, 92]. Die angehefteten Zerfallsprodukte weisen eine trimodale Aktivitätsgrößenverteilung auf, sodass sie in den *Nukleationsmodus* mit Größen von $10 - 100\text{nm}$ [93, 94], dem *Akkumulationmodus* mit Größen von $100 - 450\,\text{nm}$ [82, 95] und den sogenannten *Coarse Mode* mit Partikeldurchmessern von mehr als $1\,\mu\text{m}$ [87, 96, 97] unterteilt werden. Die Größenverteilung in der Umgebungsluft hängt jedoch von vielen Parametern wie beispielsweise der relativen Luftfeuchtigkeit, Konzentration anderer Spurengase und Aerosole in der Luft sowie zusätzlichen Aerosolquellen in der Umgebung ab und kann stark variieren[5]. Allgemein liegt der Hauptteil der Aktivität von den Radonzerfallsprodukten ^{214}Pb und ^{214}Bi jedoch im Akkumulationsmodus, da gerade bei Partikeln dieser Größe die Depositionsgeschwindigkeit minimal ist (siehe Abschnitt 2.4.5) [87, 89, 91].

2.5 Radonexposition

In diesem Abschnitt werden die Inkorporation von Radon und seinen Folgeprodukten näher erläutert sowie auf die Dosisverteilung im Körper eingegangen und das damit einhergehende Risiko beschrieben. Des Weiteren wird jedoch auch der therapeutische Nutzen und Untersuchungen bezüglich der entzündungshemmenden Wirkung von Radon beschrieben.

2.5.1 Inkorporation

Es existieren drei Eintrittsrouten von Radon und seinen Zerfallsprodukten in den Körper: Inhalation, Aufnahme über die Haut oder Ingestion. Hohe Radonkonzentrationen im Trinkwasser führen zur Aufnahme von Radon über den Magen und Dünndarm in die Blutbahn [5]. Während Badekuren, bei denen Radon als Heilmittel eingesetzt wird, ist die Aufnahme über die Haut essentiell [98]. Die Inhalation stellt jedoch die Haupteintrittsroute von Radon in den Köper dar [24]. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Probandenmessungen wurden nach Exposition in einem Inhalationsstollen durchgeführt, sodass dieser Inkorporationsweg im Folgenden näher erläutert wird.

Inhalation

In etwa 1 % des inhalierten Radongases wird über die Lunge ins Blut aufgenommen, wobei die verbleibenden 99 % wieder ausgeatmet werden [99]. Das aufgenommene Radon wird über das Blut durch den Körper transportiert, wo es sich in verschiedenen Geweben und Organen anreichert [100]. Eingeatmete Zerfallsprodukte hingegen werden größtenteils über verschiedene Mechanismen im Respirationstrakt absorbiert und von dort aus mit niedrigen Raten weiter- oder abtransportiert (siehe Abbildung 8) [101].
Die aufgenommene Aktivität A_{inkRn} über Inhalation von Radongas ist durch

$$A_{\text{inkRn}} = c_{\text{Rn}} \lambda_{\text{RT-env}} V_{\text{RT}} t_{\text{Exp}} \tag{31}$$

gegeben. Hierbei ist c_{Rn} die Radonaktivitätskonzentration in der Umgebungsluft, $\lambda_{\text{RT-env}} = 2600 \frac{1}{\text{d}}$ die Übergangsrate von Radon aus der Umwelt in den Respirationstrakt aus Messungen von Harley und Jetter [22], $V_{\text{RT}} = 3{,}861$ das Respirationstraktvolumen und t_{Exp} die Expositionszeit [5].
Die Deposition der Zerfallsprodukte wird im Folgenden näher erläutert. Als morphologisches Modell zur Beschreibung des Respirationstraktes und der verschiedenen Mechanismen der Absorption und des Weitertransports der Zerfallsprodukte wird das sogennante ***H**uman **R**espiratory **T**ract **M**odel* HRTM [20] zu Grunde gelegt. Hierbei wird der Atemtrakt in fünf Regionen unterteilt: den vorderen Nasenraum ET1, den Mund- und Rachenraum inklusive Kehlkopf ET2, der Trachea und den Bronchien BB, den Bronchiolen bb und den respiratorischen Bronchien, alveolaren Ausstülpungen mit den Alveolen und dem alvolaren Interstitium AI. Die verschiedenen Regionen sind schematisch in Abbildung 8 dargestellt. Mit Hilfe dieses Modells können die verschiedenen Mechanismen, die zur Absorption der Zerfallsprodukte

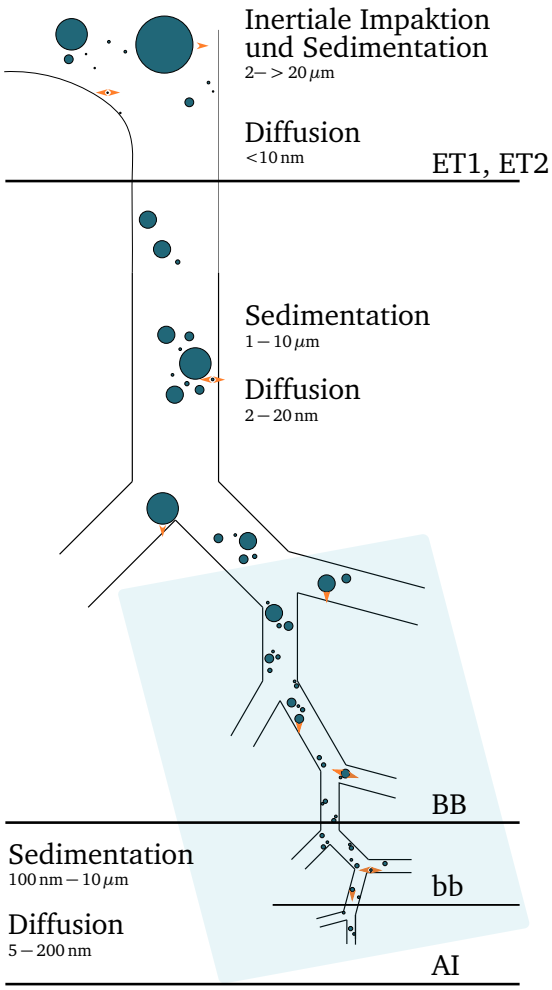

Abbildung 8: Depositionsmechanismen der angehefteten und unangehefteten Zerfallsprodukte im Respirationstrakt.

führen, spezifischen Regionen des Respirationstraktes zugeordnet werden und die Depositionseffizienz der einzelnen Regionen bezüglich unterschiedlicher Partikelgrößen untersucht werden.
Die Mechanismen, die zur Absorption der Zerfallsprodukte im Respirationstrakt führen sind die *Inertiale Impaktion*, bei der Partikel mit einem Durchmesser von $2-20\,\mu$m aufgrund der Trägheit der Masse ihre Bewegungsrichtung auch bei Ablenkung des eingeatmeten Luftstrom beibehalten und somit im Gewebe „einschlagen". Dieser Depositionsmechanismus tritt aufgrund erhöhter Luft- und Partikelgeschwindigkeiten vor allem in oberen Atemtraktsregionen (ET1, ET2, teilweise BB) auf und ist proportional zum Quadrat des Partikeldurchmessers d. *Sedimentation* tritt vorwiegend bei Partikelgrößen von $0,1-50\,\mu$m auf und ist ebenfalls proportional zu d^2. Hierbei werden schwerere Partikel bereits bei hohen Luftstromgeschwindigkeiten in ET2 und BB angelagert oder bei geringeren Luftstromgeschwindigkeiten und Partikeldurchmessern von $0,1-10\,\mu$m in AI. Der dritte Depositionsmechanismus ist die *Diffusion* für Partikel mit Durchmessern unter $0,2\,\mu$m, wobei der Mechanismus für kleiner werdende Partikel relevanter wird. Besonders kleine Partikel wie die unangehefteten Zerfallsprodukte werden aufgrund ihrer hohen Diffusionskonstante direkt in den oberen Regionen des Respirationstrakts (ET1, ET2) absorbiert. Partikel mit Größen von 5—200 nm, die hauptsächlich dem Nukleationsmodus (10—100 nm) angehören, werden vermehrt durch Diffusion in der alveolaren Region der Lunge (AI) deponiert, da hier niedrigere Strömungsgeschwindigkeiten und somit höhere Aufenthaltszeiten als in oberen Regionen des Respirationstrakts auftreten. Die Deposition durch Diffusion ist invers proportional zu d. Partikel mit einem Durchmesser von $0,2-0,5\,\mu$m weisen geringere Depositionsraten auf, da sie zu leicht für Depositionsprozesse wie Inertiale Impaktion sind, jedoch zu groß, um effektiv über Diffusion absorbiert zu werden [101–103]. Die Partikeldeposition im Respirationstrakt hängt somit stark von der Partikelgröße ab [24] und es müssen zusätzlich Effekte wie beispielsweise *hygroskopisches Wachstum* einiger Aerosole berücksichtigt werden [97]. Jedoch spielt ebenfalls die Atemfrequenz, die Geometrie und die Geschwindigkeit des Luftstroms im Respirationstrakt eine große Rolle, sodass die Partikeldeposition ebenfalls von individuellen morphologischen und physiologischen Gegebenheiten beeinflusst wird. Die Depositionseffizienzen für die fünf verschiedenen Regionen des Respirationstraktes wurden bei verschiedenen Expositionsszenarien und somit verschiedenen Größenverteilungen der Aerosole mit Hilfe von Modellannahmen bestimmt und sind in Tabelle 4 zusammengefasst [5].

Tabelle 4: Depositionseffizienzen in % nach Größenverteilung des jeweiligen Expositionsszenarios in den verschiedenen Regionen des Respirationstraktes, Daten aus [5].

Expositionsszenario	Größenmodus	Region des Respirationstraktes					
		ET1	ET2	BB	bb	AI	Total
Generell	unangeheftet	51,9	28,0	7,9	10,1	0,6	98,4
Innenraum	Nukleationsmodus	3,3	1,8	0,8	5,3	23,1	34,1
	Akkumulationsmodus	7,9	4,3	0,5	1,6	9,1	23,4
Mine	Akkumulationsmodus	3,2	1,7	0,4	2,2	9,9	17,4

Hierbei müssen jedoch die Unsicherheiten in der Größenverteilung der Aerosole für die verschiedenen Expositionsszenarien selbst berücksichtigt werden. Die in Tabelle 4 zusammengefassten Werte spiegeln die Deposition der Zerfallsprodukte über die soeben beschriebenen unterschiedlichen Mechanismen wider. So werden nahezu 100 % der unangehefteten Zerfallsprodukte im Respirationstrakt aufgrund ihrer hohen Diffusionskonstante absorbiert, wobei der Großteil sich bereits in den oberen Atemwegsregionen anlagert. Für Partikel des Nukleationsmodus überwiegt die Sedimentation in der alveolaren Region der Lunge und größere Partikel werden über Intertiale Impaktion in oberen Atemwegsregionen angelagert und weisen ein zweites Maximum in der alveolaren Region auf, wo sie durch Sedimentation abgelagert werden [103].

Allgemein ist die Aufnahme I eines Radonzerfallsprodukts i durch

$$I_{\mathrm{i}} = c_i B t_{\mathrm{Exp}} \tag{32}$$

gegeben, wobei c_{i} der Aktivitätskonzentration des Zerfallsproduktes, B der Atmungsrate (laut ICRP 1,2 $\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{h}}$ für einen Referenzarbeiter für alle Expositionsszenarien) und t_{Exp} der Expositionszeit entspricht.

Weiter- und Abtransport

Der Abtransport von Radon aus dem Körper findet in erster Linie über die Exhalation statt und andere Austrittsrouten über die Haut oder Ausscheidungen sind vernachlässigbar [26, 104]. Bei Exhalationsmessungen konnten verschiedene Aufenthaltszeiten von Radon im Körper festgestellt werden. So ergaben Messungen von Harley und Jetter [22] nach der Inhalation von Radongas fünf verschiedene Halbwertszeiten für die Eliminierung aus dem Körper. Dabei wurde der Anteil von Radon, das mit der jeweiligen Halbwertszeit im Körper verweilt, an der Gesamtaktivität bestimmt. Die Werte sind in Tabelle 5 aufgeführt.

Tabelle 5: Halbwertszeiten des Abtransportes von Radon aus dem Körper und dem Anteil an der Gesamtaktivität nach Harley und Jetter [22].

Halbwertszeit der Eliminierung	23 s	4,5 min	41 min	3,4 h	18 h
Anteil an der Gesamtaktivität (%)	8	9	18	32	33

Susskind et al. [105] und Ellis et al. [106] führten Inhalationsuntersuchungen mit anderen Edelgasen (Xenon und Krypton) an Menschen durch und konnten ebenfalls fünf Halbwertszeiten für die Elimination des jeweiligen Gases über Exhalation beobachten, wobei sich hier leicht kürzere Halbwertszeiten, vor allem für die lange Komponente von 10,4 h (7, 4—17 h) und 7 h (4, 2—9, 6 h), ergaben. Außerdem stellten sie fest, dass die lange Halbwertszeit mit dem totalen Fettgehalt im Körper korreliert ist. Kürzlich publizierte Messungen von Fojtik et al. [25] ergaben in Anlehnung an die Daten von Harley und Jetter nach Radoninhalation und anschließender Ausatemmessung Halbwertszeiten von 27 s, 4,6 min, 37 min und 6,0 h, wobei die lange Komponente, die in den Experimenten von Harley und Jetter gemessen wurde, nicht detektiert wurde. Zusätzlich wurden nach 30 minütiger Inhalation analog zu den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen extern γ-Spektren von ^{214}Pb und ^{214}Bi im Ganzkörperzähler aufgenommen, jedoch war es aufgrund der Datenlage nicht möglich, daraus Halbwertszeiten für den Radonabtransport aus dem Körper zu bestimmen.

Dies zeigt die schwache Datenlage, da lediglich zwei am Menschen erhobene Datensets nach Radoninhalation bekannt sind. Zudem wurde in den Messungen die Ausatemluft untersucht, sodass Radon zunächst aus den Organen ins Blut und von dort aus in die Ausatemluft transportiert werden musste, bevor die Messungen stattfanden. Über die externe γ-Spektroskopie in einem Ganzkörperzähler konnte zwar über die γ-emittierenden Zerfallsprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi direkt der Zerfall von Radon im Körper detektiert werden, jedoch wurde der Teil des Radons, der lange im Körper verbleibt, nicht detektiert und die Daten lassen keine Rückschlüsse auf die von Radon applizierte Dosis zu.

Weitere Experimente zur Bestimmung der Elimination von Radon aus dem Körper nach Ingestion ergaben, dass sich die Ergebnisse stark, je nach Füllstand des Magens und Aktivität der Probanden, unterscheiden. Ausatemmessungen von Hursh et al. [26] ergeben drei Eliminationszeiten (11 Min (61 %), 19 Min (34 %), 3 h (5 %)), die für einen vollen Magen höher lagen (12 Min (39 %), 58 Min (51 %), 5 h (10 %)). Suomela und Khalos [29] beobachteten unter Verwendung externer γ-Spektroskopie von ^{214}Bi eine Eliminationszeit mit einer Halbwertszeit zwischen 30 — 50 min, wobei bei einigen Messungen eine zweite Komponente mit einer Halbwertszeit von 1, 5 — 2 h zu beobachten war. Brown und Hess [28] beobachteten in Ausatemmessungen, je nach Aktivität des Probanden und dem Füllstand des Magens, bei

der Ingestion von radonhaltigem Wasser Halbwertszeiten für die Aufenthaltsdauer von Radon im Körper zwischen 17 – 400 min. Gosink et al.[27] beobachtete in Ausatemmessungen für niedrige körperliche Aktivität eine Halbwertszeit zwischen 45 – 65 min, die jedoch, wenn sich der Proband in Ruhe befand, auf 11,2 h anstieg. Auch Andersson und Nilsson [107] haben mit Hilfe von externer γ-Spektroskopie von ^{214}Bi die Verweildauer von Radon nach Ingestion im Körper gemessen, wobei sie eine Halbwertszeit von 35 min bestimmt haben. Allgemein ist an all diesen unterschiedlichen Messungen zu erkennen, dass sich bezüglich Radoninkorporation sowie den Transportmechnismen für Radon im Körper und die Beseitigung kein einheitliches Bild ergibt und stark von physiologischen Parametern und den äußeren Umständen der Inkorporation beeinflusst wird.

Bei dem Ab- und Weitertransport der inkorporierten Zerfallsprodukte im Respirationstrakt spielen drei Mechanismen eine Rolle: der *mukoziliäre Transport*, bei dem Partikel in den Mund-Rachenraum transportiert und anschließendes durch Schlucken oder Nasenschnäuzen entfernt werden, der Abtransport über das *Lymphsystem* oder die Beseitigung über die *Blutbahn* [101]. Der Beseitigungsmechanismus, der die oberen Regionen des Respirationstraktes (ET1, ET2, BB) dominiert, ist der mukoziliäre Transport, wohingegen in unteren Regionen (AI) die Partikel über das Blut oder Lymphsystem aufgenommen und in andere Körperregionen transportiert werden [20]. Zudem existieren in der alveolaren Region der Lunge (AI) Makrophagen, sodass dort deponierte Partikel über Phagozytose zu Lungenregionen, die Flimmerepithel besitzen, transportiert und über den mukoziliären Transport entfernt werden können [101]. Nach dem aktualisierten HRTM in der ICRP Publikation 130 [108] sind die Abtransportraten über das Lymphsystem so gering, dass dieser Mechanismus vernachlässigbar ist. Hauptsächlich spielt der mukoziliäre Transport in die Region ET2 des HRTM eine Rolle, von wo aus die Partikel mit einer Halbwertszeit von 10 min in den Verdauungstrakt transportiert werden. Aus ET1 wird etwa ein Drittel der absorbierten Partikel über die Atemluft oder Schnäuzen mit einer Halbwertszeit von 8 h entfernt. Die restlichen zwei Drittel gehen mit derselben Halbwertszeit in ET2 über. Von der alveolaren Region AI des Respirationstraktes werden Partikel mit einer Halbwertszeit von 230 d nach bb und von dort mit einer Halbwertszeit von 3,5 d nach BB transportiert, um anschließend mit einer Halbwertszeit von 1,7 h von BB zu ET2 und dann abtransportiert zu werden. Für den Abtransport über das Blut werden für alle Regionen außer ET1 dieselben Raten angenommen, wobei diese nuklidspezifisch sind und für ^{218}Po 5,5 h und für ^{214}Bi 17 h betragen. Für ^{214}Pb werden 10 % mit einer Halbwertszeit von 10 min aufgenommen und der Rest mit einer Halbwertszeit von 9,8 h, wobei für beide Absorptionsraten angenommen wird, dass jeweils 50 % des ^{214}Pb mit einer Halbwertszeit von 9,8 h in den Wänden des Atemtrakts gespeichert werden [108].
Dies hat zur Folge, dass keine effiziente Aufnahme der Zerfallsprodukte in den Körper stattfindet, bevor diese zerfallen sind. Dadurch kann die Aufnahme der Radonzerfallsprodukte über die Lunge während der Exposition vernachlässig werden und die Energie, die im Körperinneren deponiert wird, stammt ausschließlich von dort zerfallendem Radon.

2.5.2 Dosis

In diesem Abschnitt wird die Verteilung von Radon und seinen Zerfallsprodukten und die damit einhergehende Dosisverteilung im Körper beschrieben. Allgemein werden unter normalen Expositionsbedingungen über 95 % der effektiven Dosis durch Zerfallsprodukte und lediglich unter 5 % durch Radon selbst verursacht [5, 109]. Dies liegt an der hohen Depositionseffizienz der Zerfallsprodukte im Respirationstrakt, wohingegen lediglich 1 % des inhalierten Radongases in die Blutbahn übergeht [99]. In Kombination mit dem hohen Organwichtungsfaktor der Lunge trägt die Lungenäquivalentdosis somit mit über 95 % zur effektiven Dosis bei [100, 110]. Auch bei der Inhalation reinen Radongases ohne Zerfallsprodukte würde die Lungenäquivalentdosis mit $30 - 50\,\%$ durch den Zerfall von eingeatmeten Radongas im Respirationstrakt den Hauptteil der effektiven Dosis ausmachen [5, 111].

Dosiskonversionsfaktor

Der Dosiskonversionsfaktor gibt an, wie viel Dosis (effektive Dosis oder auch Organäquivalentdosis) durch die Exposition mit einer bekannten Radonaktivitätskonzentration über einen spezifischen Zeitraum unter definierten Expositionsbedingungen einhergeht. Regulär existieren zwei Ansätze, den Dosiskonversionsfaktor für Radon zu bestimmen: *epidemiologische Studien* und *dosimetrische Modelle* [4].
Um die Dosisverteilung durch inkorporiertes Radon zu bestimmen, wird als dosimetrisches Modell das biokinetische Modell von Leggett [21] zu Grunde gelegt. Jedoch werden 95 % der Dosis durch Radonzerfallsprodukte appliziert, sodass ebenfalls für die Dosis durch Absorption der Zerfallsprodukte ein weiteres dosimetrisches Modell, das HRTM, zu Grunde gelegt wird [5].
Bis vor kurzem hat die ICRP jedoch den epidemiologischen Ansatz zur Abschätzung der Lungendosis bevorzugt [112], wobei in neueren Veröffentlichungen der dosimetrische Ansatz an Wichtigkeit gewinnt und als gleichwertig mit dem epidemiologischen Ansatz gesehen wird [5, 113]. In diesem Abschnitt wird kurz auf die epidemiologischen Studien sowie das HRTM zur Bestimmung der Dosis durch Radonzerfallsprodukte eingegangen. Anschließend wird das biokinetische Modell nach Leggett zur Dosisbestimmung durch inkorporiertes Radon ausführlicher beschrieben, da dies zur Einordnung der in dieser Arbeit erhaltenen Daten zu Grunde gelegt wird und ebenfalls den Ausgangspunkt des hier entwickelten Modells zur Anpassung der aufgenommenen Daten darstellt.

Epidemiologische Studien

Bei den epidemiologischen Studien wird zur Abschätzung eines Dosiskonversionsfaktors die bei den Atombombenüberlebenden beobachtete Dosis-Risiko Beziehung ausgenutzt, um durch das bei den Minenarbeitern beobachtete Risiko durch erhöhte Radonexposition Rückschlüsse auf die ursächliche Dosis zu ziehen. Dazu wird zunächst das sogenannte *Gesamtdetriment*, das pro Sv angegeben wird, zu Grunde gelegt. Es beschreibt den Schaden der durch Strahlenexposition entsteht und bezieht die Schwere der Erkrankung bzgl. Lebenszeitverlust und Mortalitätsrate mit ein. Die Daten des Gesamtdetriments stammen hauptsächlich aus der Analyse der Atombombenüberlebenden, wobei ein DDREF von 2 angenommen wurde. Des Weiteren fließt das Risiko an ernsthaften Erbschäden zu erkranken mit in den Wert ein, sodass in der ICRP Publikation 60 ein Wert von $7,3 \cdot 10^{-2}\,\frac{1}{\mathrm{Sv}}$ für das Gesamtdetriment in der generellen Bevölkerung angegeben wird [63]. Dieser Wert wurde jedoch in der Publikation 103 erneuert, unter dem Einbezug neuer physikalischer und biologischer Erkenntnisse hinsichtlich der Strahlenwirkung. Die Bestimmung des Gesamtdetriments beruht außerdem nicht wie in Publikation 60 auf Mortalitätsdaten, sondern Inzidenzdaten, die zu der Zeit der Publikation 60 noch nicht zur Verfügung standen. Zudem wurde ein neues Dosimetrie-System für die Atombombenüberlebenden eingeführt. Somit ergibt sich der neue Wert zu $5,7 \cdot 10^{-2}\,\frac{1}{\mathrm{Sv}}$ [16].
Das Gesamtdetriment wird anschließend mit dem absolut erhöhten auf die Lebenszeit bezogenen Risiko, dem sogenannten ***L**ifetime **E**xcess **A**bsolute **R**isk* LEAR, durch Radonexposition aus Minenarbeiterstudien und neueren Studien zur Exposition in Wohnräumen verglichen. Aus dem Vergleich der beiden Werte ergibt sich somit die applizierte Dosis (in Sv) pro Aufenthaltsdauer bei einer bestimmten Ra-

donaktivitätskonzentration, dessen Einheit durch $\frac{\text{Sv}}{\text{WLM}}$ gegeben ist, was $\frac{\text{Sv}\cdot\text{m}^3}{\text{Bqh}}$ entspricht und sich somit in $\frac{\text{Sv}\cdot\text{m}^3}{\text{Jh}}$ überführen lässt (siehe Abschnitt 2.4.4) [19]. In der ICRP Publikation 65 [112] ergibt sich aus der gepoolten Analyse von sieben Minenarbeiterstudien mit 31000 Minenarbeitern ein LEAR von $2,83 \cdot 10^{-4}\,\frac{1}{\text{WLM}}$ $(0,08\,\frac{\text{m}^3}{\text{Jh}})$, sodass sich ein Dosiskonversionsfaktor von $4\,\frac{\text{mSv}}{\text{WLM}}$ ergibt. Dieser Dosiskonversionsfaktor wurde jedoch mit der Veröffentlichung neuer Studien in der ICRP Publikation 115 [113] angepasst, in der die Analyse von 11 Minenarbeiterstudien [114] mit 60000 Arbeitern und einer französisch-tschechischen Studien von Tomasek et al. [115] mit 10000 Minenarbeitern zu Grunde gelegt wurde. Aus der Auswertung der Daten ergibt sich eine Erhöhung des LEAR auf $5\cdot10^{-4}\,\frac{1}{\text{WLM}}$ $(0,14\,\frac{\text{m}^3}{\text{Jh}})$. Auf Grundlage dessen erhöht sich der Dosiskonversionsfaktor für die Bevölkerung von $4\,\frac{\text{mSv}}{\text{WLM}}$ auf $9\,\frac{\text{mSv}}{\text{WLM}}$. Der so aus den epidemiologischen Studien erhaltene Wert stimmt gut mit dem aus dosimetrischen Modellen überein, der je nach Expositionsszenario zwischen $10-20\,\frac{\text{mSv}}{\text{WLM}}$ liegt. In der Publikation 115 [113] wird ebenfalls auf drei große epidemiologische Studien zur häuslicher Exposition in Europa [6], Nordamerika [8] und China [7] eingegangen, wobei die aus den häuslichen und Minenarbeiterstudien ermittelten erhöhten relativen Wahrscheinlichkeiten an Lungenkrebs zu erkranken, gut übereinstimmen [113].
Die SSK in Deutschland hat jedoch von der Erhöhung des Dosiskonversionsfaktors entgegen der Empfehlung der ICRP zunächst abgesehen und ein Statement abgegeben. Unter anderem geäußerte Kritikpunkte sind, dass eine neue Studie mit Minenarbeitern von Kreuzer et al. [116] nicht in die Abschätzung des LEAR in der ICRP Publikation 115 mit einbezogen worden wäre, die halb so hohe Risikowerte aufweist als die anderen Minenarbeiterstudien. Somit wolle die SSK eine endgültige Auswertung der ICRP unter Einbezug dieser Studie abwarten. Außerdem wird Kritik an der Dosisabschätzung über epidemiologische Studien geäußert, da die Änderung des Gesamtdetriments mit einer Änderung der Risiko-Einschätzung für Radon einhergehen würde. So würde beispielsweise die Modifikation der Risikoabschätzung für Darmkrebs durch Röntgenbestrahlung eine Änderung des Gesamtdetriments bewirken und somit gleichzeitig die effektive Dosis durch Radonexposition, die sich aus dem Vergleich des LEAR aus Minenarbeiterstudien mit dem Gesamtdetriment ergibt. Zudem soll nach Meinung der SSK der DDREF, der laut ICRP für die Bestimmung des Gesamtdetriments mit 2 angenommen wurde, abgeschafft werden. Für die SSK ergibt sich noch kein abschließend geschlossenes Bild, sodass in Deutschland keine Anpassung der Dosiskonversionsfaktoren vorgenommen wird, solange es keine abschließende Empfehlung der ICRP gibt und eine internationale regulatorische Abstimmung erfolgt ist [46].
Ein anderer Kritikpunkt, der an epidemiologischen Studien geäußert wird, ist, dass zwei völlig unterschiedliche Expositionsszenarien miteinander verglichen werden. Bei dem Gesamtdetriment wird die Krebsinzidenz und vererbbare Effekte in der japanischen Gesamtbevölkerug nach akuter externer Exposition mit locker-ionisierender Strahlung betrachtet, bei der Radonexposition jedoch die Erhöhung der relativen Lungenkrebsmortalität in männlichen Erwachsenen nach chronischer, interner Exposition mit dicht-ionisierender Strahlung angegeben [19]. Weitere Unsicherheiten würden sich bei der Bestimmung der Radonaktivitätskonzentration während der Exposition der Minenarbeiter und der genauen Expositionszeit ergeben. Letztlich führe auch die Annahme der homogenen Dosisverteilung für größere Organe und Gewebe zu Unsicherheiten in der Dosisbestimmung [17, 18].

Dosimetrische Modelle

Durch den Zerfall von inkorporiertem Radon und Zerfallsprodukten wird Energie in verschiedenen Organen und Geweben deponiert, was zur Krebsinduktion führen kann. Zur Risikoabschätzung ist somit die Bestimmung der Dosisverteilung im Körper essentiell. Hierzu werden dosimetrische Modelle verwendet, die die Dynamik von Radionukliden im Körper bestimmen. Aus dem Zerfall der einzelnen Nuklide lässt sich somit die im Gewebe deponierte Energie bestimmen. Durch Multiplikation des so erhaltenen Energiedosiswerts mit dem jeweiligen Organwichtungsfaktor und der anschließenden Aufsummierung über alle Organe wird die effektive Dosis bestimmt.
Wie zu Beginn dieses Abschnitts beschrieben werden 95 % der effektiven Dosis in der Lunge appliziert, wovon wiederum über 95 % durch Zerfallsprodukte verursacht werden. Somit ist das HRTM zur Do-

sisbestimmung durch inhalierte Zerfallsprodukte von großer Bedeutung und wird im Folgenden kurz in seinen Grundzügen erläutert. Zudem spielt für die im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Probandenmessungen vor allem die Verteilung des inkorporierten Radongases eine Rolle, sodass diese im Folgenden ebenfalls beschrieben wird.

Die Dosis durch inkorporierte Zerfallsprodukte wird mit Hilfe des HRTM bestimmt, wobei die prinzipielle Unterteilung der einzelnen Regionen des Respirationstraktes bereits in Abschnitt 2.5.1 beschrieben wurde. Die Deposition der Radionuklide hängt zum einen von den Partikeleigenschaften wie beispielsweise der Größenverteilung, dem F-Faktor und dem Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte ab. Zum anderen spielen jedoch auch physiologische Bedingungen sowie das Atemvolumen, die Atemfrequenz oder auch das Alter der Person eine Rolle. Aus der Kombination dieser Parameter ergibt sich die charakteristische Deposition der Radionuklide im Respirationstrakt, aus der in Kombination mit den Abtransportraten die Dosiswerte für die strahlensensitiven Bereiche des Respirationstraktes berechnet werden. Die Lungendosis ergibt sich dann als Mittelwert aus der in BB, bb und AI applizieren Energiedosis. Mit dem Strahlungswichtungsfaktor für α-Teilchen von 20 und dem Organwichtungsfaktor für die Lunge von 0,12 ergibt sich die Lungenäquivalentdosis in Sv. Aufgrund der unterschiedlichen Größenverteilungen der an Aerosole gebundenen Zerfallsprodukte unterscheiden sich die Dosiswerte je nach Expositionsszenario [108]. Die so erhaltenen, aktuellen, geschlechtsspezifischen Dosiswerte sind in [117] für Expositionen in Bergwerken, Innenraumarbeitsplätzen und touristisch erschlossenen Höhlen angegeben.
Allgemein ergibt sich: Je kleiner der Partikeldurchmesser, desto höher ist die applizierte Dosis aufgrund der effektiveren Energiedeposition in den unteren Regionen des Respirationstraktes. Ab Partikelgrößen unter 3 nm ist jedoch eine Abnahme der effektiven Deposition zu beobachten, da aufgrund eines größeren Diffusionskoeffizienten die Partikel bereits im Nasen- und Rachenraum deponiert werden, der weniger strahlungssensitiv ist und aus dem sie über den mukoziliären Transportes verhältnismäßig schnell abtransportiert werden [78].

Für die Abschätzung der Dosis durch inkorporiertes Radon wird in der aktuellen ICRP Publikation 137 [5] das biokinetische Modell von Leggett [21] zu Grunde gelegt, welches die Dynamik und zeitliche Verteilung von Radongas im Körper und den einzelnen Organen und Gewebetypen simuliert. Da in den im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Probandenmessungen vor allem die Dosis durch inkorporiertes Radon in unterschiedlichen Körperregionen untersucht wird, können die durchgeführten Messungen mit dem Modell von Leggett verglichen werden, sodass dieses an dieser Stelle ausführlicher beschrieben wird. Wie in Abbildung 9 dargestellt wird der Körper in dem biokinetischen Modell in unterschiedliche Kompartimente i unterteilt, die die einzelnen Organe und Gewebe repräsentieren. Diese werden ausschließlich über das arterielle Blut mit Radon versorgt, das anschließend mit dem venösen Blut aus dem Organ zum Respirationstrakt transportiert wird. Wenn ein Radonteilchen in einem Organ zerfällt verbleiben die Tochternuklide am Zerfallsort und zerfallen weiter zu ^{210}Pb, bevor sie abtransportiert werden. Dadurch deponieren sie die komplette Energie, die durch α-Zerfälle entsteht und mit 19,18 MeV gegeben ist, in unmittelbarer Nähe ihres Zerfallsorts. Für die Berechnung der Radonverteilung und deren Dynamik zwischen den einzelnen Kompartimenten sind verschiedene Eingangsparameter nötig. Zum einen wird das Volumen der einzelnen Kompartimente benötigt, das sich aus ihrer

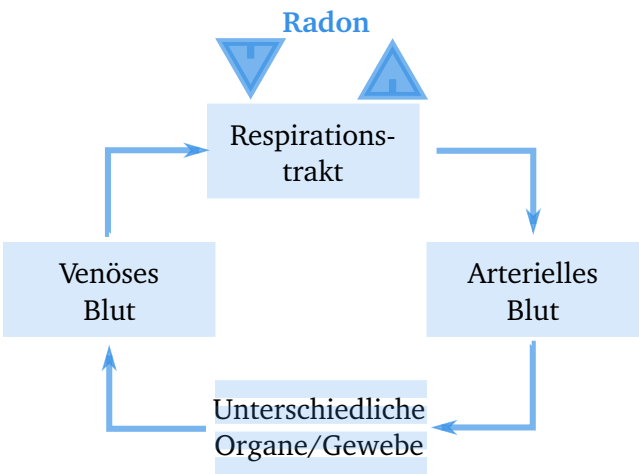

Abbildung 9: Dargestellt ist das vereinfachte biokinetische Modell nach Leggett zur Untersuchung der dynamischen Radonverteilung im Körper.

Masse m und Dichte ρ aus den ICRP Publikationen 23 [118] und 89 [119] zu $V_i = \frac{m_i}{\rho_i}$ ergibt. Zum anderen werden die Blutflussraten $F_{\mathrm{b}i}$ durch die einzelnen Kompartimente i aus der ICRP Publikation 89 [119] verwendet. Als weiterer Eingabeparameter dienen die sogenannten *Partitionskoeffizienten* P_i zwischen den einzelnen Kompartimenten und dem Blut. Der Partitionskoeffizient gibt den Quotienten der Radonkonzentrationen zweier Substanzen an, wenn sich Radon zwischen diesen im Gleichgewicht befindet. Da die Kompartimente meist lediglich über das Blut miteinander verbunden sind, müssen die Gewebe-Blut-Partitionskoeffizienten und der Blut-Luft-Partitionskoeffizient bekannt sein, da Radon über Inhalation in das arterielle Blut gelangt. Die in dem Modell verwendeten Partitionskoeffizienten beruhen jedoch auf lediglich einer Messung von Radonkonzentrationen im Gewebe von Ratten nach Radonexposition von Nussbaum und Hursh [23]. Eine Auffälligkeit ergab sich für Fettgewebe, das mehr als zehnmal so hohe Radonkonzentrationen aufwies als alle anderen Organe und Gewebe. Auf Grundlage dieser Messungen wurden die Daten auf den Menschen übertragen. Für nicht gemessene Organe wurden die Daten auf Basis des prozentualen Anteils von Fett und Nicht-Fett, aus dem die Gewebe und Organe bestehen, extrapoliert. Die im Modell von Leggett verwendeten Partitionskoeffizienten für die verschiedenen Organe und Gewebe sind in Tabelle 6 aufgeführt. Auch dabei wird der besonders hohe Partitionskoeffizient für Fett deutlich.

Tabelle 6: Aufgeführt sind die Partitionskoeffizienten aus dem Modell von Leggett [21] für den menschlichen Körper.

Partitionskoeffizient	11	0,7	0,5	0,4	0,43
Gewebe/Organ	Fett	Gehirn, Leber, Lunge, Magen-Darm-Trakt, Milz, Niere	Herz	Haut, Hoden, Knochen, Muskel	Blut/Luft

Auf Grundlage dieser Daten kann nun die zeitliche Aktivitätsänderung $\frac{\mathrm{d}A_i}{\mathrm{d}t}$ in jedem Kompartiment bestimmt werden, wobei davon auszugehen ist, dass sich instantan das Gleichgewicht zwischen Radon im Blut und dem jeweiligen Kompartiment einstellt. Somit ergibt sich die Aktivitätsänderung zu

$$\frac{\mathrm{d}A_i}{\mathrm{d}t} = F_{\mathrm{b,i}}(\lambda_{\mathrm{Rn}} c_{\mathrm{Rn,art}} - \frac{\lambda_{\mathrm{Rn}} c_{\mathrm{Rn},i}}{P_i}) - \lambda_{\mathrm{Rn}} A_i, \tag{33}$$

wobei $c_{\mathrm{Rn,art}}$ der Radonteilchenkonzentration im arteriellen Blut sowie $c_{\mathrm{Rn},i}$ in dem jeweiligen Kompartiment und λ_{Rn} der Zerfallskonstante von Radon entspricht. Diese Gleichung lässt sich umformulieren zu

$$\frac{\mathrm{d}A_i}{\mathrm{d}t} = \frac{F_{\mathrm{b,i}}}{V_{\mathrm{art}}} A_{\mathrm{art}} - \frac{F_{\mathrm{b,i}}}{P_i V_i} A_i - \lambda_{\mathrm{Rn}} A_i, \tag{34}$$

wobei A_{art} die Aktivität im arteriellen Blut angibt und V_{art} dessen Volumen. In dieser Formulierung beschreibt $\frac{F_{\mathrm{b,i}}}{V_{\mathrm{art}}}$ den Transferkoeffizienten der Aktivität vom arteriellen Blut ins Gewebe und $\frac{F_{\mathrm{b,i}}}{P_i V_i}$ den Transferkoeffizienten vom Kompartiment ins venöse Blut. Im Modell von Leggett et al. [21] wurde angenommen, dass 73 % des Blutes venös und 23 % arteriell sind. Zudem wurden zur Vereinfachung mehrere Kompartimente mit ähnlichen Eigenschaften zu einem zusammengefasst.
Für die Aktivitätsänderung der Luft im Respirationstrakt $\frac{\mathrm{d}A_{\mathrm{RT}}}{\mathrm{d}t}$ ist ein ähnlicher Zusammenhang wie in Gleichung (34) anzuwenden, jedoch sind hier mehrere Komponenten wie der Übergang von der Luft im Respirationstrakt (RT) zur Umwelt (env), dem Übergang von Radon vom venösen Blut in die Luft des Respirationstraktes sowie dessen Aufnahme aus der Luft des Respirationstraktes ins arterielle Blut zu beachten, sodass sich die Aktivitätsänderung im Respirationstrakt zu

$$\frac{\mathrm{d}A_{\mathrm{RT}}}{\mathrm{d}t} = \lambda_{\mathrm{RT\text{-}env}} \lambda_{\mathrm{Rn}} c_{\mathrm{Rn}} V_{\mathrm{RT}} - \lambda_{\mathrm{RT\text{-}env}} A_{\mathrm{RT}} + \frac{F}{V_{\mathrm{ven}}} A_{\mathrm{ven}} - \frac{F P_{\mathrm{bl\text{-}air}}}{V_{\mathrm{RT}}} A_{\mathrm{RT}} - \lambda_{\mathrm{Rn}} A_{\mathrm{RT}} \tag{35}$$

ergibt. Hierbei ist $\lambda_{\text{RT-env}} = 2600\,\frac{1}{\text{d}}$ der Transferkoeffizient vom Respirationstrakt in die Umwelt, die aus den zuvor beschriebenen Messungen von Harley und Jetter [22] bestimmt wurde, V_{ven} das Volumen des venösen Blutkompartiments und A_{ven} die Aktivität in diesem. Der Blut-Luft-Partitionskoeffizienten ist durch $P_{\text{bl-air}}$ angegeben.
In dem Modell ist der Transferkoeffizient von einem Kompartiment ins venöse Blut antiproportional zum Partitionskoeffizienten des Kompartiments. Da der Partitionskoeffizient von Fett bei etwa elf liegt und somit den aller anderen Gewebe um mindestens einen Faktor 15 übersteigt, kann davon ausgegagen werden, dass Radon besonders in diesem Kompartiment und anderen fetthaltigen Geweben lang gespeichert wird. Jedoch wird das Fettkompartiment in zwei Unterkompartimente mit unterschiedlichen Blutflussraten aufgeteilt, sodass in dem Fettgewebe mit einer viermal so hohen Blutdurchflussrate die biologische Halbwertszeit für die Radonelimination aus dem Gewebe viermal niedriger ist. Generell gilt, dass Gewebe mit einer hohen Blutflussrate und niedrigem Partitionskoeffizienten während der Exposition schnell die Aufsättigung mit Radon erreichen, dieses nach der Exposition aber ebenso schnell wieder abgeben, wobei die biologischen Halbwertszeiten des Abtransportes dabei wenige Minuten betragen. Für Fettgewebe mit einem hohen Partitionskoeffizienten und niedriger Durchblutung zeigen sich jedoch wesentlich höhere Halbwertszeiten, sodass es ca. 55 h dauert bis das Fett mit Radon aufgesättigt ist. Für andere fetthaltige Organe wie das rote Knochenmark dauert es beispielsweise 3 h [21].
Bei anderen Simulationen von Sakoda et al. [99] mit einem ähnlichen Modellaufbau wie dem von Leggett wurden die von Khursheed [100] und der NRC [120] hergeleiteten Patitioskoeffizienten als Eingabeparameter gewählt. Aus dieser Simulation ergibt sich für den Abtransport von Radon aus dem Fettgewebe eine Halbwertszeit von 6,3 h und dass nach einer simulierten Radoninhalation von 24 h die höchste Dosis im Fettgewebe zu finden ist. Jedoch weist auch das Knochenmark Dosiswerte auf, die in etwa zehnmal höher als in anderen Organen und Geweben liegen. Alle anderen Gewebetypen und Organe weisen verhältnismäßig niedrigere Dosiswerte auf [99].

Abschließende Dosiskonversionsfaktoren der ICRP

Beim Vergleich der aus epidemiologischen Studien und dosimetrischen Modellen hergeleiteten Dosiskonversionsfaktoren ergibt sich laut ICRP Publikation 126 [69] eine gute Übereinstimmung. In der ICRP Publikation 137 [5] wird hierbei auch auf eine aktuelle Studie in deutschen Minenarbeitern [116] eingegangen, aus der sich niedrigere LEARs für die Radonexposition ergeben. Dabei geht die ICRP darauf ein, dass die Werte aus dieser Studie leicht niedriger liegen, jedoch allgemein eine gute Übereinstimmung mit den bisherigen aufweisen [5]. Auf Grundlage der beiden Ansätze wurde ein aktueller Dosiskonversionsfaktor von $10\,\frac{\text{mSv}}{\text{WLM}}$ ($3\,\frac{\text{Svm}^3}{\text{Jh}}$) für Radonexposition festgelegt. Dieser ist unabhängig von der Aerosolcharakteristik der Umgebungsluft, wobei der Dosiskonversionsfaktor bei extremen Abweichungen von durchschnittlichen Zuständen wie bei einer starken Erhöhung oder Reduktion der Aerosolkonzentration in der Umgebungsluft angepasst werden muss. Bei hoher physischer Aktivität der Arbeiter oder bei Innenraumarbeiten in touristisch erschlossenen Höhlen wird jedoch ein Dosiskonversionsfaktor von $20\,\frac{\text{mSv}}{\text{WLM}}$ ($6\,\frac{\text{Svm}^3}{\text{Jh}}$) empfohlen. Die Dosiskonversionsfaktoren für unterschiedliche Expositionsszenarien für Radon und seinen Zerfallsprodukten für Frauen und Männer sowie für einzelne Organe sind in [117] gegeben. In der ICRP Publikation 115 [113] wird auf Grundlage der neuen epidemiologischen Daten empfohlen, dass ein Referenzlevel von $300\,\frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}$ in Häusern nicht überschritten werden soll, damit eine Jahresdosis von 10 mSv nicht überschritten wird. Dieser Richtwert wurde bereits ins deutsche Strahlenschutzgesetz adaptiert.
Für die Inhalation von reinem Radongas gibt die ICRP einen Dosiskonversionsfaktor von $4,36 \cdot 10^{-10}\,\frac{\text{Sv}}{\text{Bq}}$ an [117]. Dieser beruht auf den Simulationen des Modells von Leggett und bezieht die dynamische Verteilung von Radongas im Körper mit ein. Auf deren Grundlage wurde die applizierte Energiedosis in den einzelnen Organen bestimmt und mit Hilfe des Strahlungswichtungsfaktors von 20 für α-Strahlung in Organäquivalentdosen überführt. Daraus ergibt sich unter Einbezug der Organwichtungsfaktoren die effektive Dosis.

2.5.3 Risiko

Erstmals beobachteten Härting und Hesse 1879 [9] eine erhöhte Lungenkrebsinzidenz unter Minenabeitern, sodass die Krankheit unter dem Begriff der *Schneeberger Bergkrankheit* bekannt wurde. Im Jahr 1924 zogen Ludewig und Lorenser [121] eine Verbindung zwischen der Krankheit und den hohen Radonkonzentrationen in den Bergwerken. 1954 wurden dann erstmals die Radonzerfallsprodukte und nicht Radon selbst für die erhöhte Lungenkrebsinzidenz verantwortlich gemacht [122].
Weiterführende epidemiologische Studien des BEIR IV Komitees von vier Bergarbeiter-Kohorten belegten klar den Zusammenhang zwischen der Exposition mit Radon mit seinen Zerfallsprodukten und der Lungenkrebsinzidenz [10]. Die ICRP [112][113] gibt ein erhöhtes relatives Risiko von 1,34 $\frac{\%}{\mathrm{WLM}}$ (3,79 $\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{Jh}}$) für die Exposition durch Radon an. Es existieren außerdem weitere epidemiologische Studien für häusliche Radonexposition, bei der niedrigere Radonaktivitätskonzentrationen als in Bergwerken vorherrschen. Hier sind vor Allem die drei großen gepoolten Studien aus Europa von Darby et al. [6], Nordamerika von Krewski et al. [8] und China von Lubin et al. [7] zu nennen. Ein Vergleich der unterschiedlichen Studien findet sich in dem UNSCEAR Report 2006 Annex E [4]. Hierbei ergibt sich für eine lebenslange Exposition mit einer Radonaktivitätskonzentration von 100 $\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ ein erhöhtes relatives Risiko von 9,4 %, 18 % und 31,9 % (je nach Studie). Jedoch wurde einzig und allein bei Darby eine Korrektur für Unsicherheiten der Bestimmung der Radonaktivitätskonzentration während der Exposition vorgenommen, sodass sich ein erhöhtes relatives Risiko von 16 % statt der vorherigen 9,4 % ergibt. Bei der Abschätzung der relativen Risikoerhöhung wird ein LNT-Modell zu Grunde gelegt. Mit einem um 16 % erhöhten relativen Risiko ergibt sich ein kumulatives absolutes Risiko von 0,47 % bei einer Exposition bei 100 $\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ und 0,67 % bei 400 $\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ während seines Lebens an Lungenkrebs zu erkranken. Dabei liegt das Risiko einer Lungenkrebserkrankung ohne Radonexposition bei 0,41 % [6]. Außer einer erhöhten Lungenkrebsinzidenz gibt es jedoch keine Hinweise auf eine erhöhte Wahrscheinlichkeit eine andere Krebserkrankungen nach Radonexposition auszubilden [4].

2.5.4 Therapeutischer Nutzen

Seit dem Mittelalter wird Radon aber auch in Thermalbädern verwendet [11], um chronisch entzündliche Krankheiten zu behandeln. Auch wenn das Edelgas damals noch nicht bekannt war, wurden spezielle Badeorte aufgesucht, die nach der Entdeckung des Radon-Isotops ^{222}Rn im Jahr 1899 durch Marie und Pierre Curie [123], mit diesen in Verbindung gebracht wurden. So wird es bis heute meist in radonhaltigen Bädern, als Trinkkur oder in Inhalationsstollen angewendet [124]. Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen fanden im Zuge einer Inhalationstherapie statt. Diese wird in der Regel über einen Zeitraum von zwei Wochen verabreicht, in denen zehn einstündige Therapiesitzungen stattfinden. Bei jeder Therapiesitzung werden die Patienten in einem *Heilstollen* Radonaktivitätskonzentrationen zwischen $30-100\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ ausgesetzt [11]. Die Schwankungen in der Radonaktivitätskonzentration im Heilstollen ergibt sich aus den meteorologischen Gegebenheiten und kann lediglich marginal, je nach Stollenaufbau, durch Lüften beeinflusst werden. Auch wenn die Radonaktivitätskonzentrationen an unterschiedlichen Tagen stark variieren, kann sie über den Expositionszeitraum von einer Stunde als nahezu konstant angenommen werden. Meist erfolgen die ersten fünf Therapiesitzungen unter der Woche mit einer zweitägigen Pause am Wochenende, um in der nächsten Woche die Anwendung zu Ende zu führen [11].
Die Wirksamkeit der Radontherapie ist jedoch bis heute umstritten, zumal wenige klinische Studien vorliegen, die nach den gängigen Standards (prospektiv, doppelt-verblindet und randomisiert) durchgeführt wurden. Jedoch zeigen alle durchgeführten Studien einheitlich eine signifikante Schmerzreduktion bei Patienten, die unter Rheumatoider Arthritis, Morbus Bechterew, Osteoarthrose, Wirbelsäulenerkrankungen und Rückenschmerzen leiden [11, 13, 125–127]. Die Schmerzlinderung scheint für Osteoarthrose stärker zu sein als für Rheumatoide Arthritis, Morbus Bechterew und Rückenschmerzen [128]. Zudem konnte eine erhöhte Mobilität in Morbus-Bechterew Patienten beobachtet werden [129], wobei Patienten mit Rheumatoider Arthritis von einem länger anhaltenden Effekt der Radontherapie von bis zu 3 Monaten profitieren und der Effekt bei Morbus Bechterew Patienten lediglich 3 Wochen anhielt [130].

Weitere Untersuchungen zeigten hierbei, dass der Effekt durch einen Knochenwiederaufbau hervorgerufen wurde [131].
Zudem werden derzeit weiterführende Studien zur immunmodulierenden Wirkung von Radon im Zuge des GREWIS-Projektes, an dem ebenfalls die GSI beteiligt ist, untersucht. Hierbei konnte ebenfalls eine signifikante Schmerzreduktion in Patienten nach Radontherapie festgestellt werden [14, 15]. Darüber hinaus konnte bereits in vorangegangenen Studien eine Änderung im Immunstatus und die Ausschüttung spezieller Zytokine beobachtet werden, die das Schmerzempfinden [50, 129], Entzündungen [14, 51, 130, 132], den Knochenmetabolismus [133–136] und das Herz-Kreislauf-System [15, 137] beeinflussen. Jedoch sind die wenigsten dieser Studien verblindet und oft gibt es keine Kontrollgruppe.
Trotz vieler Hinweise gibt es nach wie vor keinen endgültig bewiesenen Mechanismus, der die Wirksamkeit der Radontherapie erklären könnte. Da die applizierten Dosiswerte zu gering sind, um eine Wirkung im klassischen Sinne zu erzielen, könnten „Non-targeted effects“ eine Rolle spielen, worauf auch die beobachtete Stimulation des Immunsystems hinweist.

3 Materialien und Methoden

In diesem Kapitel wird zunächst auf die in der Arbeit verwendeten Geräte sowie Mess- und Auswertemethoden eingegangen. Anschließend werden Messungen mit unterschiedlichen Kalibrierquellen vorgestellt, die zeigen, welche Abstände und Winkel zum verwendeten Detektor effizient detektiert werden. Dann wird der Experimentaufbau für Absorptionsmessungen von Radonzerfallsprodukten auf einem luftdurchströmten Filtersystem beschrieben, die der Validierung der in dieser Arbeit verwendeten Messmethode dienen. Zur Beschreibung der aus der Messung erhaltenen Daten wurde ein Modell entwickelt, das ausschließlich mit rein physikalischen Parametern beschrieben werden kann. Im Anschluss wurde die nun validierte Messmethode bei den hier vorgestellten Probandenmessungen eingesetzt. Das aus den Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte entwickelte Modell wurde unter Einbezug biologischer und physiologischer Parameter erweitert.

3.1 Messung von Radon und Zerfallsprodukten

Im Folgenden werden die Messgeräte sowie ihre zu Grunde liegenden Messverfahren beschrieben, die für diese Arbeit zur Bestimmung der Radonaktivitätskonzentration und der näheren Charakterisierung der Radonzerfallsprodukte während der Exposition und Datenaufnahme verwendet wurden.

3.1.1 AlphaGUARD

Der AlphaGUARD erlaubt die Messung der Radonaktivitätskonzentration in der Luft. Über Diffusion gelangt radonhaltige Luft durch einen Glasfaser-Filter, an dem sich die Radonzerfallsprodukte abscheiden, in die Ionisationskammer des Gerätes mit einem Volumen von 560 ml, an die eine Spannung von 750 V angelegt ist. Dort werden vom Radon und den Folgeprodukten emittierte α-Teilchen energieaufgelöst detektiert, um sie einem spezifischen Nuklid zuzuordnen. Die Anzahl der einfallenden α-Teilchen mit spezifischen Zerfallsenergien ist proportional zur Radonaktivitätskonzentration in der Ionisationskammer, sodass Rückschlüsse auf diese gezogen werden kann [138]. Der AlphaGUARD wird zum einen vom Stollenbetreiber *Acuradon* (Bad Kreuznach, Deutschland) zur Bestimmung der Radonaktivitätskonzentration in der Stollenluft während der Exposition des Probanden verwendet. Zum anderen wurde ein GSI-eigenes Gerät, der AlphaGUARD P30 (Bertin Instruments, Montigny-le-Bretonneux, Frankreich), bei der anschließenden Datenaufnahme zur Kontrolle der Radonaktivitätskonzentration im Messraum genutzt.

3.1.2 RTM 1688-2

Das Messgerät RTM 1688-2 (Sarad GmbH, Dresden, Deutschland) wird zur Bestimmung der Radonaktivitätskonzentration in der im Abschnitt 3.2 beschriebenen Radonkammer genutzt. Es saugt radonhaltige Umgebungsluft in die interne Messkammer, in der die Radonaktivitätskonzentration anhand der dort entstehenden kurzlebigen Folgeprodukte ^{218}Po und ^{214}Po mit Hilfe von α-Spektroskopie bestimmt wird. Durch den Zerfall von Radon liegt das ^{218}Po-Isotop als positiv geladenes Ion vor, das aufgrund des in der Messkammer angelegten elektrischen Feldes zu einem Halbleiterdetektor hin beschleunigt wird. Die Anzahl der auf den Detektor treffenden Ionen ist somit proportional zur Radonaktivitätskonzentration der eingesaugten Luft und in etwa 50 % der α-Zerfälle von ^{218}Po und ^{214}Po werden registriert. Da das im Halbleiterdetektor entstandene Spannungssignal proportional zu der Energie der eintreffenden α-Teilchen ist, können die einzelnen Isotope unterschieden werden. Die Anzahl der detektierten Signale innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls folgt einer Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert $\bar{x} = N_0$ und der Standardabweichung $\sigma = \sqrt{N_0}$. So können die Aktivitäten der einzelnen Zerfallsprodukte bestimmt werden, um über eine Proportionalitätsfaktor Rückschlüsse auf die Radonaktivitätskonzentration zu ziehen. Das Messgerät besitzt zwei Operationsmodi. Zum einen den *Fast Mode*, der lediglich auf der Messung von ^{218}Po basiert und bereits ab einer Messzeit von 12 min einsetzbar ist, da sich das Nuklid bereits nach dieser Zeit mit Radon im säkularen Gleichgewicht befindet. Zum anderen den *Slow*

Mode, bei dem die Messung auf beiden Polonium-Isotopen, ^{218}Po und ^{214}Po, beruht. Hierbei muss die Messzeit allerdings mindestens 180 min betragen, da sich erst nach dieser Zeit beide Isotope mit ^{222}Rn im Gleichgewicht befinden. Bei den Experimenten in der Radonkammer wurde aufgrund der regulären Expositionszeit von einer Stunde der *Fast Mode* zur Bestimmung der Radonaktivitätskonzentration verwendet [139].

3.1.3 LB 124 SCINT

Zur Messung von allgemeinen Oberflächenkontaminationen wird das LB 124 SCINT (Berthold Technologies GmbH & Co. KG, Bad Wildbad, Deutschland) verwendet, das α-, β- und γ-Strahlung nachweisen kann. Bei den in der Arbeit vorgestellten Messungen wurde es zur Messung der Oberflächenkontamination durch Radonzerfallsprodukte nach der Exposition verwendet. Es hat eine Messfläche von 170 cm^2 und besitzt einen Zink-Sulfid(ZnS)-Szintillator. Die im Kristall durch einfallende Teilchen entstehenden Lichtblitze werden über einen Reflektor zur Photokathode umgelenkt, die dann Photoelektronen emittiert. Diese gelangen anschließend in einen Photomultiplier, um dann als Spannungssignal detektiert zu werden. Geräteinterne Technik erlaubt die Unterscheidung zwischen α-, β- und γ-Strahlung anhand der Form des Spannungssignals. Die einfallenden Teilchen und Quanten werden gezählt und als *Impulse pro Sekunde* (ips) über eine einstellbare Messzeit gemittelt ausgegeben. In dem Messgerät sind allerdings keine Kalibrierungsfaktoren für Radon und seinen Folgeprodukten angegeben, sodass eine Umrechnung in eine Aktivität $\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{cm}^2}$ nicht direkt möglich ist [140]. Die gemessenen Werte lassen sich jedoch untereinander vergleichen, sodass sie Rückschlüsse auf eine mögliche Oberflächenkontamination zulassen.

3.1.4 AZ-3

Mit dem AZ-3 (α-Kernstrahlungsmesstechnik, Chemnitz, Deutschland) können Radonzerfallsprodukte in der Luft nachgewiesen und zwischen angehefteten und unangehefteten Tochternukliden unterschieden werden. Das Gerät besteht aus einem Filtersystem mit einem Metallgitter und nachgeschaltetem Glasfaserfilter. Bei dem in der Arbeit verwendeten Messprogramm wurde 4 min lang ein Luftstrom von $180\,\frac{\mathrm{l}}{\mathrm{h}} = 3\,\frac{\mathrm{l}}{\mathrm{min}}$ durch das Filtersystem gepumpt, sodass sich die unangehefteten Zerfallsprodukte am Gitter und die angehefteten Zerfallsprodukte am Glasfaserfilter anlagern. Beide Filter wurden separat ausgelesen und die auf ihnen befindliche PAEC, die durch den Zerfall der Zerfallsprodukte bis ^{210}Pb in einem definierten Volumen frei wird, vom AZ-3 für die unangehefteten $c_{\mathrm{p,unatt}}$ und angehefteten $c_{\mathrm{p,att}}$ Zerfallsprodukte berechnet [141].
Aus den mit dieser Messmethode erhaltenen Werten ließsich der Anteil der unangehefteten Tochternuklide f_{unatt} mit Gleichung (28) bestimmen

$$f_{\mathrm{unatt}} = \frac{c_{\mathrm{p,unatt}}}{c_{\mathrm{p}}} = \frac{c_{\mathrm{p,unatt}}}{c_{\mathrm{p,unatt}} + c_{\mathrm{p,att}}}. \tag{36}$$

Außerdem konnte durch die Kenntnis der Radonaktivitätskonzentration im Stollen der während der Exposition vorherrschende F-Faktor mit Gleichung (30)

$$F = \frac{c_{\mathrm{eq}}}{c_{\mathrm{Rn}}} = \frac{(c_{\mathrm{p,unatt}} + c_{\mathrm{p,att}})a}{c_{\mathrm{Rn}}} \tag{37}$$

bestimmt werden, wobei c_{Rn} gerade der durch den AlphaGUARD im Stollen gemessenen Radonaktivitätskonzentration (siehe Tabelle 12) entspricht. Der Faktor $a = \frac{3750\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}}{1{,}3\cdot 10^8\,\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{m}^3}}$ ist der Umrechnungsfaktor der PAEC in die EEC, bei der davon ausgegangen wird, dass sich Radon mit seinen Zerfallsprodukten im Gleichgewicht befindet und somit bei einer Radonaktivitätskonzentration von $3750\,\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ eine PAE von $1,3 \cdot 10^8$ MeV in einem Kubikmeter Luft frei wird (siehe Abschnitt 2.4.5).

3.2 Radonkammer

Um die Bedingungen in einem Heilstollen während der Radontherapie zu simulieren, wurde an der GSI eine Radonkammer gebaut [142], in der die Radonaktivitätskonzentration, Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Kohlenstoffdioxidgehalt variiert werden können, um Experimente mit Chemie- und Gewebeproben sowie Zellkulturen und Mäusen unter reproduzierbaren Expositionsbedingungen zu ermöglichen. Die Radonaktivitätskonzentration kann in einem Bereich von 0-10 $\frac{MBq}{m^3}$ je nach Aufsättigungszeit der Quelle und dem verwendeten Kammervolumen variiert werden. Die Temperatur kann im Bereich von 20-45 °C und die relative Luftfeuchtigkeit von 0-100 % eingestellt werden. Der Aufbau der Radonkammer ist in Abbildung 10 dargestellt. Radon wird mit Hilfe einer Radium-Quelle ^{226}Ra (RN-1025, Pylon Electronics, Ottawa, Kanada), die eine Aktivität von $41,8 \pm 1,7$ kBq (am 20.09.2012) aufweist, erzeugt [142]. Unter der Emission eines α-Teilchens entsteht mit einer Halbwertszeit von 1600 a aus ^{226}Ra ^{222}Rn, welches sich in der Quelle ansammelt. Durch den weiteren Zerfall des ^{222}Rn mit einer geringeren Halbwertszeit als der des Radiums von 3,8 d stellt sich nach einigen Tagen ein säkulares Gleichgewicht zwischen den beiden Isotopen ein (siehe Abschnitt 2.1.1) und die Quelle ist aufgesättigt. Die ^{222}Rn-Aktivität A_{Rn} in der Quelle lässt sich über die Lösung des Differentialgleichungssytems

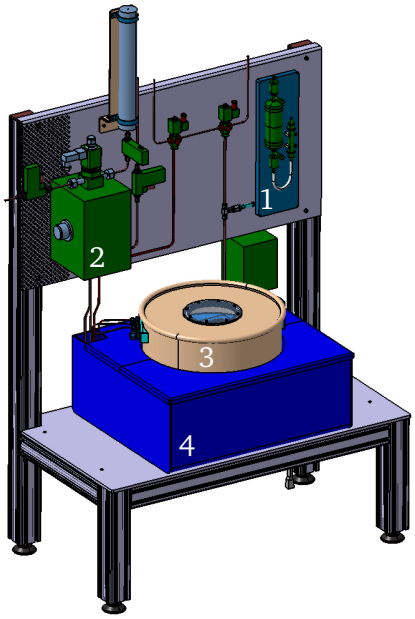

Abbildung 10: Aufbau der Radonkammer. 1: Radiumquelle, 2: Luftbefeuchtungssystem, 3: Expositionskammer, 4: Temperierbares Wasserbad, geändert nach [142].

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}Ra}{\mathrm{d}t} &= -\lambda_{\mathrm{Ra}} Ra \\ \frac{\mathrm{d}Rn}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Ra}} Ra - \lambda_{\mathrm{Rn}} Rn, \end{aligned} \tag{38}$$

bestimmen. Die Anzahl der Radiumatome Ra in der Quelle zu Beginn der Aufsättigungszeit ist durch $Ra(0) = \frac{A_{\mathrm{Ra}}(0)}{\lambda_{\mathrm{Ra}}}$ gegeben, wobei $\lambda_{\mathrm{Ra}} = 1,37 \cdot 10^{-10}\,\frac{1}{\mathrm{s}}$ [33] der Zerfallskonstante von Radium entspricht und A_{Ra} der Quellenstärke, die am 20.09.2012 mit 41860 ± 1680 Bq bestimmt wurde, sowie der Anzahl der Radonatome zu Aufsättigungsbeginn $Rn(0) = 0$. Durch die Lösung der Differentialgleichungen wird der zeitabhängige Verlauf der Anzahl der Radonatome Rn in der Quelle bestimmt, sodass die Multiplikation dieses Wertes mit der Zerfallskonstante von Radon $\lambda_{\mathrm{Rn}} = 2,097 \cdot 10^{-6}\,\frac{1}{\mathrm{s}}$ [33], dessen Aktivität zu jedem Aufsättigungszeitpunkt t angibt.

Um Radon in die Kammer zu leiten, wird die Quelle mit einem dosierten Luftstrom gespült, wobei die Radonaktivitätskonzentration in der Kammer durch die Aufsättigung der Quelle und somit der Zeitspanne zwischen letzter Quellenspülung und Experiment bestimmt wird. Nach der Radonzufuhr über einen Schlauch wird die Kammer für die Zeit der Exposition luftdicht verschlossen. Am Ende der Expositionszeit wird die Kammer mit Druckluft gespült und die radonhaltige Luft durch einen Aktivkohlefilter geleitet, in dem das Radon aufgrund der großen Oberfläche der Aktivkohle durch Van-der-Waals-Kräfte effektiv gebunden wird [143]. Im Filter zerfällt es mit einer Halbwertszeit von 3,8 d zu ^{218}Po und von da ausgehend zu weiteren Tochternukliden bis hin zum stabilen ^{206}Pb-Isotop.

Für die Radonexposition von *in-vitro* Proben steht zudem eine zweite, kleinere Kammern bereit, in der höhere Radonaktivitätskonzentrationen als in der großen erreicht werden können. Die große Kammer umfasst ein Volumen von 50 Litern und die Parameter Temperatur, Luftfeuchtigkeit und CO_2-

Konzentration können geregelt und mit Sensoren überwacht werden. Die Radonaktivitätskonzentration kann von 0-620 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ variiert werden. Die kleine Kammer hat ein Volumen von etwa drei Litern, sodass Radonaktivitätskonzentrationen von bis zu 10 $\frac{\text{MBq}}{\text{m}^3}$ erreicht werden können. Beide Kammern besitzen einen abnehmbaren Deckel, der diese gasdicht verschließt und zur Probenpositionierung und -entnahme geöffnet werden kann. Zum Einstellen der Parameter wurde eine LabView-basierte Bediensoftware entwickelt, welche die Sensorparameter ausliest, die Durchflussregler überwacht, den Ventilator kontrolliert und das Spülen der Kammer mit normaler Luft nach Beendigung des Experiments übernimmt. Zur Messung der kammerinternen Radonaktivitätskonzentration während der Exposition wird das Messgerät RTM 1688-2 verwendet (siehe Abschnitt 3.1.2).

3.3 Aktivitätsbestimmung der Zerfallsprodukte durch γ-Spektroskopie

Nach der Exposition der Proben in der Radonkammer bzw. des Probanden im Heilstollen wurden durch γ-Spektroskopie die Radonzerfallsprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi detektiert, um deren zeitlichen Aktivitätsverlauf zu bestimmen und somit Rückschlüsse auf das Mutternuklid ^{222}Rn zu ziehen. In diesem Abschnitt wird der Detektor zur Spektrenaufnahme nach der Exposition spezifiziert und die Aufnahme und Auswertung der γ-Spektren zur Aktivitätsbestimmung der Nuklide beschrieben.

3.3.1 Detektor

Zur γ-Spektroskopie wurde ein stickstoffgekühlter Halbleiterdetektor (BE3825 Mirion Technologies (Canberra) GmbH, Rüsselsheim, Deutschland) verwendet, der einen zylinderförmigen, hochreinen Germaniumkristall mit einer aktiven Fläche von 3800 mm^2 und einer Dicke von 26 mm besitzt. Der Kristall ist von einem 1,5 mm dicken Aluminiumgehäuse ummantelt und befindet sich in einem Abstand von 6 mm zu diesem. Die Betriebsspannung des Detektors beträgt 3500 V.
Halbleiterdetektoren bestehen aus einer n- und p-dotierten Schicht, an die eine hohe Spannung angelegt wird, sodass sich eine ladungsverarmte Zone ausbildet. Bei dem hier verwendeten Detektor wurde eine schwach dotierte i-Schicht (i für *intrinsic*) verwendet, die an ihren Enden n- und p-dotiert wurde, um die Übergangszone zu vergrößern und so die aktive Fläche bei gleichbleibender Kapazität zu erhöhen [31]. Gelangt ein Photon in die ladungsverarmte Zone, so kann es durch die Interaktion mit dem Detektormaterial zur Ionisation kommen, sodass freie Elektronen-Loch-Paare entstehen. Die freien Elektronen werden ans p-dotierte Ende beschleunigt und die Löcher wandern ans n-dotierte Ende. Dadurch entsteht ein Stromimpuls, der in einen Spannungsimpuls umgewandelt und im Vorverstärker verstärkt wird. Bei den in diesen Experimenten detektierten γ-Quanten ist die Wechselwirkung mit dem Detektormaterial hauptsächlich durch den Photoeffekt und die Comptonstreuung gegeben. Die charakteristischen Energiepeaks im γ-Spektrum sind in Abbildung 11 beispielhaft für die γ-emittierenden Radonzerfallsprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi dargestellt. Sie kommen durch die Wechselwirkung über den Photoeffekt zu Stande, bei dem die gesamte Energie der einfallenden γ-Quanten auf ein Elektron des Detektormaterials und dann auf weitere Sekundärelektronen übertragen wird. Die Energie der einfallenden Quanten ist somit proportional zur Amplitude des Spannungsimpulses. Bei der Wechselwirkung über die Comptonstreuung hingegen wird jeweils nur ein Teil der Energie der einfallenden γ-Quanten ans Detektormaterial abgegeben, sodass sich hieraus der niederenergetische Untergrund im Spektrum, da sogenannte *Compton-Kontinuum*, ausbildet. Aufgrund der geringen Bandlücke von Germanium (0,67 eV bei Raumtemperatur [144]) entstehen pro einfallendem γ-Quant viele Elektronen-Loch-Paare und der Detektor muss mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, um das Rauschen durch die thermische Bildung von freien Ladungsträgern im Material zu reduzieren [145].

3.3.2 Datenaufnahme

Nach der Exposition der Proben bzw. des Probanden wurden mit dem im vorherigen Abschnitt spezifizierten Detektor γ-Spektren zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Exposition aufgenommen, um aus diesen den zeitlichen Aktivitätsverlauf der ^{214}Pb und ^{214}Bi-Isotope zu bestimmen.

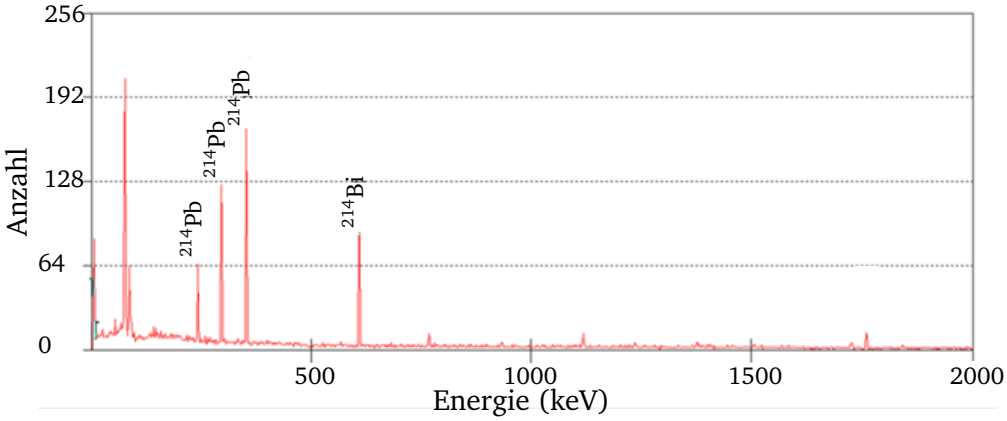

Abbildung 11: Typisches γ-Spektrum der γ-emittierenden Radonzerfallsprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi. Die ^{214}Pb-Linien liegen bei 242 keV, 295 keV und 352 keV und die ^{214}Bi-Linie bei 609 keV.

Die später in Abschnitt 3.5 beschriebenen Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte fanden nach Exposition in der Radonkammer an der GSI statt. Dabei waren der Detektor und die zu vermessende Probe von einer dicken Bleiabschirmung umgeben, die im Folgenden als Bleiburg bezeichnet wird. Dadurch ist eine mögliche Erhöhung und Störung des Signals durch den Untergrund stark minimiert und kann als vernachlässigbar gering angenommen werden.
Bei den Probandenmessungen (siehe Abschnitt 3.6) war dies jedoch nicht möglich, da die Messungen am Probanden selbst stattfanden, sodass eine Ummantelung mit der Bleiburg aufgrund von geometrischen Gegebenheiten nicht möglich war. Um den Untergrund dennoch effektiv zu reduzieren, wurde eine mobile Bleiabschirmung um die Kappe des Detektors gesetzt. Bei dieser handelt es sich um einen Hohlzylinder mit einer Länge von $15,3 \pm 0,2$ cm, einem Innenradius von $9,8 \pm 0,5$ cm und einem Außenradius von $15,5 \pm 0,5$ cm. Um den Einfluss der Bleiabschirmung auf das Messsignal näher zu charakterisieren, wurden Testmessungen durchgeführt, bei denen mehrmals mit und ohne Bleiummantelung der Untergrund im Messlabor an der GSI aufgenommen wurde. Dabei wurde das natürlich vorkommende Kalium-Isotop ^{40}K detektiert, welches beim Zerfall γ-Quanten mit einer Energie von 1461 keV emittiert. Unter der Annahme einer isotropen Verteilung des Kaliumsignals im Messraum, konnte eine Reduktion des Signals um $49,0 \pm 7,9$ % (Mittelwert mit Standardabweichung aus je sechs Messungen) durch die Verwendung der Bleiabschirmung festgestellt werden.
Um die Winkelabhängigkeit der Signalreduktion zu untersuchen, wurde weiterhin die relative Detektoreffizienz in Abhängigkeit vom Winkel und zum Abstand vom Detektor einmal mit und ohne Bleiabschirmung bestimmt. Der Experimentaufbau ist in Abbildung 12 dargestellt. Als Quelle wurde die im Lieferumfang des Detektor enthaltene Quelle, im Folgenden als *Canberra-Kalibrierquelle* bezeichnet, verwendet. Sie enthält das Europium-Isotop ^{155}Eu und Natrium-Isotop ^{22}Na, welches neben γ-Quanten ebenfalls β^+-Teilchen emittiert, die mit Elektronen annihiliert werden, sodass zwei γ-Quanten mit der Energie von 511 keV entstehen. Die Aktivitäten zum Zeitpunkt der Messung, Halbwertszeiten und Emissionsenergien mit den Verzweigungsverhältnissen der beiden Nuklide sind in Tabelle 7 aufgeführt. Die Aktivitäten können aufgrund der langen Halbwertszeit der Nuklide als konstant über den Messzeitraum von maximal 24 h pro Teilexperiment angenommen werden.

Die Quelle wurde je mit und ohne Bleiummantelung mittig, direkt vor die Detektorkappe im Abstand von 0 Metern aufgestellt und ein Spektrum aufgenommen. Anschließend wurde die Quelle je einmal im Abstand von einem halben Meter und einem Meter von der Mitte der Detektorkappe vermessen und in beiden Abständen in 15 °-Schritten von 0 − 180 ° azimutal verschoben und jeweils γ-Spektren aufgenommen. Der Winkel von 180 ° konnte in einem Abstand von einem halben Meter nicht gemessen werden, da die Quelle aufgrund der Detektorgröße dort nicht platziert werden konnte. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 12 A skizziert.

Anschließend wurde aus den Spektren die Fläche unter den einzelnen Linien für jedes Spektrum bestimmt und durch die Aufnahmedauer des Spektrums geteilt (siehe Abschnitt 3.3.3). Dann wurde der Quotient aus den so erhaltenen Zählraten mit dem Referenzwert in 0 m Abstand genommen. So konnte die Winkelabhängigkeit der relativen Detektionswahrscheinlichkeit bzw. der Verlauf der relativen Effizienzen in Abhängigkeit vom Winkel bestimmt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 12 B und C dargestellt.

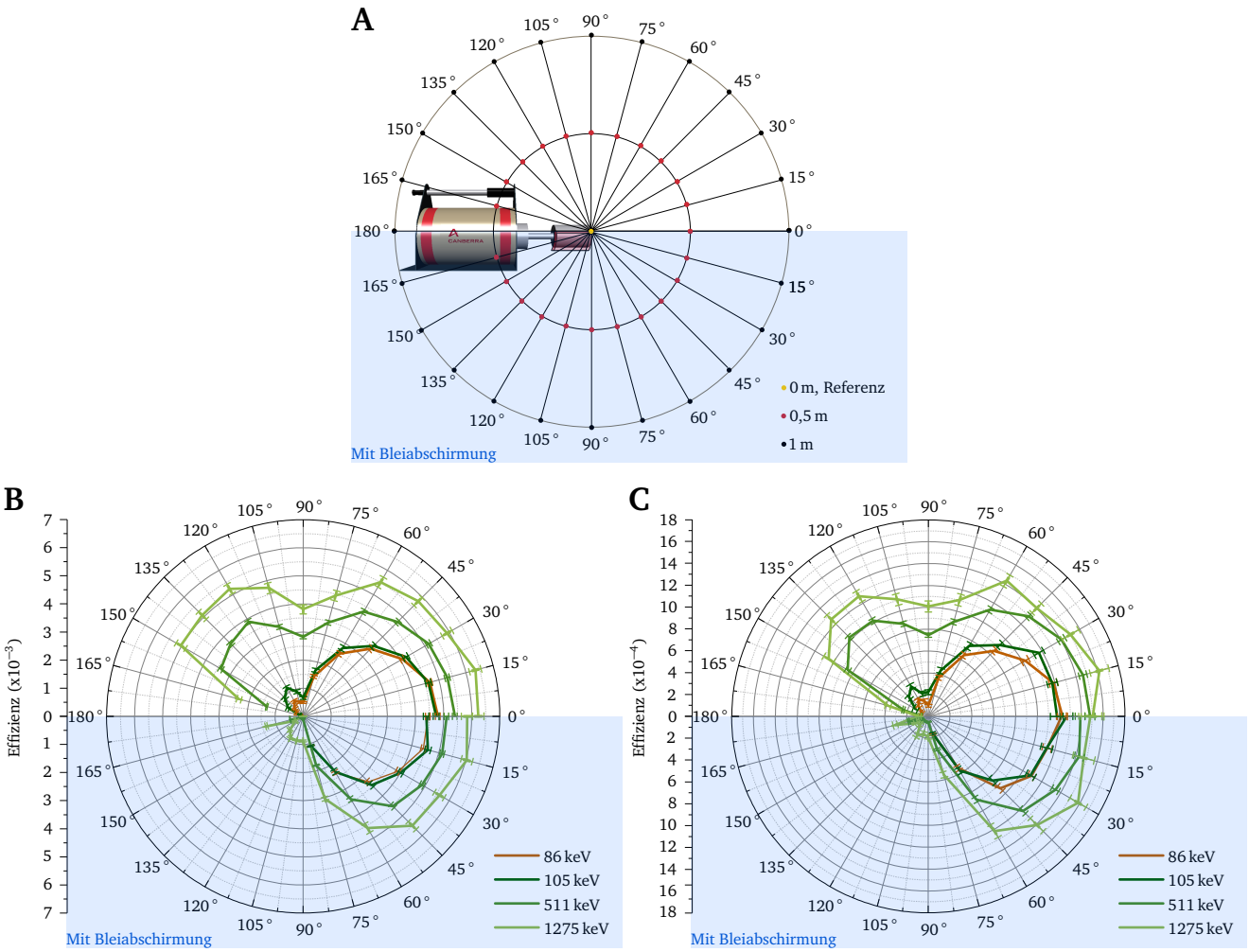

Abbildung 12: Dargestellt ist die Effizienzmessung zur Charakterisierung der Bleiabschirmung. (A) Experimentaufbau: Spektrenaufnahme direkt vor der Detektorkappe als Referenz (gelb) sowie in 15 ° Schritten in einem Abstand von 0,5 m (rot) und 1 m (schwarz) von 0 – 180 ° einmal ohne (obere Halbebene) und einmal mit Bleiabschirmung (untere Halbebene) für die Canberra-Kalibrierquelle. (B) Relative Effizienzen für die Vermessung in 0,5 m Abstand. **C** Relative Effizienzen für die Vermessung in 1 m Abstand.

Tabelle 7: Aufgeführt sind die Nuklide in der Canberra-Kalibrierquelle und deren Aktivität zum Zeitpunkt der Messung am 29.08.2018 gegen 17:15 Uhr sowie deren Halbwertszeiten und Emissionsenergien mit zugehörigen Verzweigungsverhältnissen.

Nuklid	^{155}Eu		^{22}Na	
Aktivität (Bq)	21735 ± 4347		14012 ± 2802	
Halbwertszeit (a)	4,76		2,60	
Emissionsenergie (keV)	86,5	105,3	511	1274,5
Verzweigungsverhältnis	0,307	0,212	2	0,999

Ohne die Verwendung der Bleiabschirmung ergibt sich der erwartete winkelabhängige Verlauf der Effizienz. Höherenergetische γ-Quanten zeigen höhere relative Effizienzwerte, da diese in dem hier betrachteten Energiebereich eine größere Absorptionslänge in Luft besitzen als niederenergetische γ-Quanten. Dies liegt daran, dass der Wirkungquerschnitt für den Photoeffekt und die Comptonstreuung für höhere Energien sinkt und somit die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der γ-Quanten mit dem Material geringer wird (siehe Abbildung 4). Aufgrund der zylinderförmigen Geometrie des Germaniumkristalls (siehe Abschnitt 3.3.1) ist ein Abfall der relativen Effizienzen bis zu dem Winkel von 90 ° zu beobachten, da die Querschnittsfläche des Germaniumkristalls, auf den die Photonen zur Detektion treffen, geringer wird. Hin zu höheren Winkeln lässt sich ein erneuter Aufbau des Signals beobachten, da dort die von den γ-Quanten „gesehene“ aktive Fläche des Detektorkristalls erneut größer wird. Jedoch ist eine Reduktion des Signals zu höheren Winkeln (leicht ab 120 °, verstärkt ab 135 °) zu beobachten, da sich dort teilweise andere Bestandteile des Detektors auf der Wegstrecke der von der Quelle emittierten γ-Quanten zum Detektorkristall befinden, die die Photonen effizienter absorbieren als Luft, sodass es zu einer Reduktion der relativen Detektionseffizienz unter diesen Winkeln kommt. Es ergibt sich dasselbe Bild für die Messungen in einem halben Meter und einem Meter Abstand, wobei die relativen Effizienzwerte für die Messung in einem Meter Abstand aufgrund der längeren in Luft zurückgelegten Wegstrecke und somit verstärkter Absorption geringer sind.
Bei der Verwendung der Bleiabschirmung ergibt sich für den vorderen Halbraum ($0-90\,°$) kaum ein Unterschied in den relativen Effizienzen im Vergleich zu der Messung ohne Bleiummantelung. Jedoch ist eine starke Reduktion des Signals aus dem hinteren Halbraum ($90-180\,°$) zu beobachten, sodass die Linien bei 86 keV und 105 keV auch bei erhöhter Messzeit nicht mehr detektierbar waren und auch das Signal der höher-energetischen Linien stark reduziert ist.
Somit schirmt die Bleiabschirmung den Untergrund im hinteren Halbraum des Detektors für alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen relevanten Energien der γ-Quanten (Radonzerfallsprodukte: 295 keV, 352 keV, 609 keV und Kalium-40: 1461 keV) effektiv ab, ohne nennenswerte Auswirkungen auf den vorderen Halbraum und somit die Messregion zu haben. Die Bleiabschirmung wird im Folgenden als *Kollimator* bezeichnet, da sie dazu führt, dass der Detektor den vorderen Halbraum fokussiert. Der Kollimator wurde in den später beschriebenen Probandenmessungen verwendet, da somit eine effektive Reduktion des Untergrundsignals und eine bessere Auflösung der gewünschten Zielregion erreicht wird.

3.3.3 Spektrenauswertung

Aus den aufgenommenen γ-Spektren lässt sich die Aktivität der detektierten Nuklide ^{214}Pb und ^{214}Bi bestimmen. Die Aktivität A ergibt sich zu

$$A = \frac{S_\mathrm{n} \cdot f_1 \cdot f_2}{\epsilon \cdot p \cdot t_\mathrm{m}}, \tag{39}$$

wobei S_n die untergrundbereinigte Fläche unter dem Peak im Spektrum angibt, f_1 die Koinzidenzkorrektur, f_2 die Zerfallskorrektur, p das Verzweigungsverhältnis, t_m die Aufnahmezeit der Spektren und ϵ die Detektionswahrscheinlichkeit eines von der Quelle ausgesendeten γ-Quants, welche zum einen von den Detektoreigenschaften und zum anderen von der Quellengeometrie abhängt [146]. Das Verzweigungsverhältnis der einzelnen Linien der Nuklide wurde direkt von der *Decay Data Search*-Seite [33] übernommen (siehe Tabelle 2). Dementsprechend ist es bei der Beschreibung der einzelnen Parameter nicht gesondert mit aufgeführt.

Flächenbestimmung S_n

Zunächst wurden die mit dem γ-Detektor und der Software Genie2000 aufgenommen Spektren energiekalibriert. Hierzu wurden charakteristische Peaks aus dem Spektrum gewählt (meist die ^{214}Pb und ^{214}Bi Peaks bei 295 keV, 352 keV und 609 keV sowie der ^{40}K Peak bei 1461 keV) und die Kanalzahl, bei der der Peak sein Maximum erreicht, mit der jeweiligen Energie korreliert. Anschließend wurde eine

automatische Peaksuche im Spektrum durchgeführt [147]. Fälschlicherweise erkannte Peaks wurden gelöscht und die Position nicht gefundener Peaks per Hand hinzugefügt. Zudem wurden händisch die Peakgrenzen angepasst und die Anzahl der Kanäle neben dem Peak ausgewählt, die zur Ermittlung des Peakuntergrundes verwendet wurden [148].
In dieser Arbeit fand die Flächenbestimmung unter den Peaks im Spektrum automatisiert mit einem Algorithmus der Auswertesoftware Genie2000 statt. Dabei wird zunächst die Gesamtanzahl der Signale in den zuvor festgelegten Peakgrenzen bestimmt. Um den abzuziehenden Peakuntergrund zu bestimmen, wurden rechts und links von der jeweiligen Peakgrenze 12 Kanäle angegeben, aus denen mit einer Stufenfunktion der Untergrund angenähert wird. Dieser wird im nächsten Schritt von der Gesamtzahl der Signale abgezogen, um die Peakfläche S_{Peak} zu erhalten. Bei der Ermittlung des Fehlers wird die Gesamtzahl der Signale in den Peakgrenzen als poissonverteilt angenommen, ebenso wie die Anzahl der Signale, aus denen der Untergrund bestimmt wurde. Eine ausführlichere Darstellung der Ermittlung der Peakfläche findet sich im Anhang A.
Durch die feste Angabe der Peakgrenzen werden jedoch Randkanäle bei der Auswertung des Fläche unter dem Peak abgeschnitten. Ebenso können sich Fehler aus dem Untergrundabzug im Spektrum ergeben, da dieser mit Stufenfunktion angenähert wird. Der Fehler durch die statistischen Schwankungen ist hierbei jedoch wesentlich größer, sodass diese Fehlerquellen bei der Bestimmung der Peakfläche vernachlässigt werden können.
Um aus der erhaltenen Peakfläche S_{Peak} die untergrundkorrigierte Fläche S_{n} zu bestimmen, die zur Aktivitätsbestimmung benötigt wird, muss der zum aufgenommenem Spektrum zugehörige Untergrund mit der Aufnahme eines Untergrundspektrums bestimmt und abgezogen werden. Dieses Vorgehen wird für die einzelnen Messungen in den jeweiligen Abschnitten beschrieben.

Bestimmung der Koinzidenzkorrektur f_1

Treffen zwei γ-Quanten mit den jeweiligen Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ gleichzeitig auf den Detektor und werden vom Detektormaterial absorbiert, so ist es technisch nicht möglich, die beiden voneinander zu trennen. Somit ergibt sich die ans Detektormaterial übertragene Energie $E_{\gamma 3} = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$ aus der Summe der beiden Einzelenergien. So wird das vom Detektor gemessene Signal der Energie $E_{\gamma 3}$ zugeordnet anstelle der beiden Einzelenergien. Bei der Häufung dieses Ereignisses würde sich im aufgenommenen Spektrum ein Peak bei der Energie $E_{\gamma 3}$ ausbilden, wohingegen die Peaks bei $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ kleiner wären. Um dennoch die korrekte Anzahl der auf den Detektor treffenden Anzahl von γ-Quanten mit den Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ zu erhalten, wird die Koinzidenzkorrektur für die einzelnen Emissionslinien der detektierten Nuklide bestimmt. Die Koinzidenzkorrektur ist in erster Linie von der Quellengeometrie und deren Abstand zum Detektor abhängig. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde sie unter Verwendung der Auswertesoftware Genie2000 bestimmt.

Bestimmung der Zerfallskorrektur f_2

Die Aufnahme eines γ-Spektrums kann je nach Aktivität der Probe zwischen einigen Sekunden und mehreren Stunden liegen. Während der Aufnahmedauer zerfällt jedoch das radioaktive Präparat, das sich auf dem Detektor befindet, weiter. Das hat zur Folge, dass die Aktivität über die Aufnahmedauer nicht konstant ist. Um dennoch Rückschlüsse auf die Aktivität des Präparats zu Aufnahmebeginn zu ziehen wird die Zerfallskorrektur bestimmt.
Bei dem Zerfall von Radon und seinen Folgeprodukten handelt es sich um eine Zerfallsreihe, sodass zwar alle Nuklide exponentiell zerfallen, jedoch auch neue Nuklide durch den Zerfall des jeweiligen Mutternuklids nachgeliefert werden (siehe Abschnitt 2.1.1). Dementsprechend kann der Aktivitätsverlauf der Radonzerfallsprodukte nicht durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden und die Zerfallskorrektur muss dem Aktivitätsverlauf des jeweiligen Nuklids (^{214}Pb und ^{214}Bi) angepasst werden. Hierzu wurden die Aktivitäten nach Gleichung (39) zunächst ohne Zerfallskorrektur bestimmt und diese anschließend in einem iterativen Verfahren ermittelt. Dazu wurde mit dem passenden Fitmodell (Abschnitt 3.5.4 für die Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte und Abschnitt 3.6.5 für die Probandenmessung)

der Verlauf der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten $A(t)$ über die Aufnahmedauer t_m des Spektrums bestimmt. Die Zerfallskorrektur f_2 für die Aktivität zur Zeit des Aufnahmebeginns des Spektrum t_i ergibt sich aus dem Quotienten der Aktivität zu Aufnahmebeginn des Spektrum $A(t_i)$ und der über die Messzeit t_m durchschnittlich vorherrschenden Aktivität $\frac{\int_{t_i}^{t_i+t_\mathrm{m}} A(t)}{t_\mathrm{m}}$ zu

$$f_2 = \frac{t_\mathrm{m} \cdot A(t_i)}{\int_{t_i}^{t_i+t_\mathrm{m}} A(t)}. \tag{40}$$

Dieser Term wurde an die jeweils ohne Zerfallskorrektur bestimmten Aktivitäten multipliziert und die neuen Aktivitätswerte als Eingabeparameter für das verwendete Fitmodell genommen. Anschließend wurde das Modell erneut an die zerfallskorrigierten Werte angepasst und mit dem so erhaltenen Aktivitätsverlauf die neue Zerfallskorrektur bestimmt. Dieses Vorgehen wurde dreimal wiederholt, da sich die Werte nach der dritten Iteration nur noch marginal änderten. Aus dem dritten Fitdurchlauf wurden die endgültigen Zerfallskorrekturen ermittelt, die zur finalen Aktivitätsbestimmung verwendet wurden. Bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Messungen betrug die Zerfallskorrektur maximal 50 %, wobei sie bei den später vorgestellten Probandenmessungen durchgehend zwischen $0,9 - 1,2$ lag. Somit stellt sie einen nicht zu vernachlässigenden Korrekturterm dar, der jedoch keinen Einfluss auf die Größenordnung der später ermittelten Werte hat.

Bestimmung des Effizienzfaktors ϵ

Der Effizienzfaktor gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein γ-Quant, welches aus einer Quelle emittiert wird, im Detektor detektiert wird. Dieser Faktor ist zum einen von der allgemeinen Detektoreffizienz für verschiedene Energien und zum anderen von der Probengeometrie abhängig. Nicht jedes γ-Quant, das auf den Detektor trifft, wird absorbiert und die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit dem Detektormaterial nimmt zu höheren Energien hin ab, da der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts und der Comptonstreuung hin zu höheren Energien geringer wird (siehe Abbildung 4). Außerdem spielt die Geometrie des Germaniumkristalls eine Rolle. Bei einer größeren aktiven Fläche und Dicke können mehr γ-Quanten detektiert werden. Aus der Kristallgeometrie und dem Aufbau des Detektors ergibt sich die in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Winkelabhängigkeit der Detektoreffizienz. Aber nicht nur die Detektoreffizienz ist ausschlaggebend, sondern auch die Probengeometrie spielt eine wichtige Rolle. So hat der Abstand der Probe zum Detektor Auswirkungen darauf, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein von der Quelle emittiertes γ-Quant den Detektorkristall erreicht. Da der Kristall ausgedehnt ist (siehe Abschnitt 3.3.1), deckt er in kleineren Abständen zur Probe einen größeren Raumwinkel ab als bei weiter Entfernung. Ist der Abstand der Probe zum Detektor jedoch größer als der Detektorkristall, was bereits ab ca. 6 cm der Fall ist, so ist dieser Effekt zu vernachlässigen. Hinzu kommt die Selbstabsorption der Probe. Wenn die Probe wesentlich größer als die Halbwertsdicke des Materials für die emittierten γ-Quanten ist, so werden Photonen, die aus den Randbereichen der Probe in die Richtung des Detektors emittiert werden, diesen dennoch kaum erreichen, da sie bereits in der Probe selbst absorbiert werden.
In dieser Arbeit wurde der Effizienzfaktor mit der Genie2000 Software *ISOCS/LabSOCS* bestimmt. Dazu konnten die Geometrien der bei den Messungen verwendeten Quellen in einer Untereinheit der Software gezeichnet und die Effizienzwerte für verschiedene Emissionsenergien programmintern bestimmt und ausgegeben werden. Die verwendete Software wurde dabei vom Hersteller speziell auf den verwendeten Detektor angepasst, indem nach Effizienzmessungen für verschiedene Raumpunkte und Monte Carlo Modellierungen ein räumliches Effizienzgitter erstellt wurde, mit dessen Hilfe gezeichneten Geometrien Effizienzen zugeordnet werden können [149]. Da die erhaltenen Effizienzfaktoren stark von der Probengeometrie abhängen, wird die Geometrie der verwendeten Quellen und Proben in den folgenden Kapiteln jeweils ausführlich beschrieben.

Die Messzeit
Die Messzeit entspricht der Aufnahmedauer eines Spektrums. Die Totzeit des Detektors wird hierbei mitberücksichtigt und lag bei allen folgend beschriebenen Messungen unter 1 %, wobei sie bei den Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte Werte von unter 0,25 % und aufgrund der verhältnismäßig niedrigen Aktivitäten bei der Probandenmessung unter 0,15 % aufwies.

3.4 Validierung des Effizienzfaktors

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben hängt der Effizienzfaktor von der intrinsischen Detektoreffizienz sowie der Probengeometrie ab und ist essentiell für die Aktivitätsbestimmung der gemessenen Nuklide. Da der Effizienzfaktor in dieser Arbeit jedoch mit einer Auswertesoftware bestimmt wurde, wurde zunächst überprüft, wie valide diese Bestimmung für verschiedene Geometrien in verschiedenen Raumwinkeln und Abständen vom Detektor ist. Zur Verifikation des Effizienzfaktors fanden Messungen mit drei unabhängigen Kalibrierquellen in verschiedenen Abständen zum Detektor statt.

3.4.1 Kalibrierquellen

Als Kalibrierquellen wurden eine Flächenquelle (19-012, GSI, Darmstadt, Deutschland) und Volumenquelle (19-013, GSI, Darmstadt, Deutschland) verwendet, deren Nuklide mit ihren Aktivitäten am Messtag, Halbwertszeiten und den Energien der emittierten γ-Quanten mit zugehörigem Verzweigungsverhältnis in Tabelle 8 aufgeführt sind.

Tabelle 8: In der Flächen- und Volumenquelle enthaltenen Nuklide mit ihrer jeweiligen Aktivität zum Zeitpunkt der Messung am 15.10.2019 um 12:00 Uhr sowie ihren Halbwertszeiten und Emissionsenergien mit zugehörigen Verzweigungsverhältnissen.

Nuklid	Aktivität Flächenquelle (Bq)	Aktivität Volumenquelle (Bq)	Halbwertszeit (d)	Emissionsenergie (keV)	Verzweigungsverhältnis
^{214}Am	943,4 ± 5,7	4542,7 ± 55,0	158004	59,5	0,359
^{109}Cd	2980,7 ± 23,5	14355,2 ± 186,1	462	88,0	0,036
^{139}Ce	249,0 ± 1,8	1199,4 ± 15,8	138	165,9	0,800
^{57}Co	194,4± 3,3	936,2 ± 18,7	272	122,1	0,856
				136,5	0,107
^{60}Co	520,6 ± 4,2	2506,3 ± 32,8	1925	1173,2	1,000
				1332,5	1,000
^{137}Cs	475,7 ± 4,8	2291,0 ± 32,0	10976	661,7	0,851
^{113}Sn	782,8 ± 7,8	3014,8 ± 45,0	115	255,1	0,018
				391,7	0,640
^{85}Sr	759,2 ± 5,3	2924,0 ± 56,0	65	514,0	0,960
^{88}Y	1563,1 ± 11,0	6018,6 ± 114,1	107	898,0	0,937
				1836,1	0,992
^{51}Cr	6735,0 ± 94,4	15350,9 ± 183,2	28	320,1	0,100

Die Flächenquelle besteht aus einem Filter, auf den in einem Durchmesser von 40 mm radioaktive Lösung aufgebracht wurde. Der Filter ist in einer 0,4 mm dicke Plastikfolie eingeschweißt. In der Volumenquelle ist das eingebrachte radioaktive Material homogen in einer Silikonharzlösung mit einem Volumen von 1000 cm^3 und einer Dichte von 0,98 $\frac{g}{cm^3}$ verteilt und befindet sich in einem zylinderförmigen Plastikbehältnis mit einem Außendurchmesser von 9,2 cm, einem Flüssigkeitsstand von 15 cm und einer Gefäßwandstärke von 1,5 mm. Die Quellen wurden mittig in verschiedenen Abständen (0 cm, 2 cm,

5 cm, 10 cm, 20 cm, 50 cm) unter Verwendung des Kollimators vor den Detektor gestellt und es wurde jeweils ein γ Spektrum aufgenommen. Aus diesen Spektren konnte bei bekannter Aktivität mit Gleichung (39)

$$A = \frac{S_\mathrm{n} \cdot f_1 \cdot f_2}{\epsilon \cdot p \cdot t_\mathrm{m}} \rightarrow \epsilon = \frac{S_\mathrm{n} \cdot f_1 \cdot f_2}{A \cdot p \cdot t_\mathrm{m}}$$

der Effizienzfaktor ϵ experimentell bestimmt werden. Aufgrund der langen Halbwertszeit der Nuklide im Vergleich zur Messzeit konnte die Zerfallskorrektur hier vernachlässigt werden. Bei der experimentellen Bestimmung des Effizienzfaktors lag jedoch keine Koinzidenzkorrektur f_1 vor, sodass lediglich $\frac{\epsilon}{f_1}$ bestimmt werden konnte. Der so bestimmte Effizienzfaktor wird im Folgenden als $\frac{\epsilon_\mathrm{exp}}{f_1}$ bezeichnet.
Dieser Effizienzfaktor konnte anschließend mit dem von der Auswertesoftware ermittelten Wert verglichen werden. Hierzu wurden für die Flächen- und Volumenquelle die zuvor beschriebenen Geometrien erstellt. Für die Flächenquelle wurde ein Kreis mit dem Radius von 20 mm und einem 0,4 mm dicken Absorber aus dem Material LDPE zwischen Quelle und Detektor angenommen. Für die Volumenquelle wurde ein Zylinder von der Seite mit einer Höhe von 15 cm und einem Radius von 4,6 cm angenommen. Die Quelle wurde mit einer Dichte von 0,98 $\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}$ umgeben von einer 0,15 cm dicken Schicht aus LDPE implementiert. Um die unterschiedlichen Abstände der Quellen zum Detektor zu simulieren, wurde eine Absorberschicht mit veränderlicher Dicke und der Dichte von Luft erstellt und dem jeweiligen Experimentszenario angepasst. Die so von der Auswertesoftware ermittelten Effizienzfaktoren werden im Folgenden als ϵ_theo bezeichnet. Die Auswertesoftware berechnete außerdem die Koinzidenzkorrektur f_1 für die einzelnen Geometrien. Diese waren meistens vernachlässigbar gering, außer bei der Flächenquelle in einem Abstand von 0 cm zur Detektorkappe, sodass auch für die von der Auswertesoftware erhaltenen Werte $\frac{\epsilon_\mathrm{theo}}{f_1}$ bestimmt wurde.
Im nächsten Schritt wurde der Quotient von ϵ_theo und ϵ_exp für die Flächen- und Volumenquelle in verschiedenen Abständen zum Detektor bestimmt. Da jedoch aufgrund der unbekannten Koinzidenzkorrektur für den experimentellen Wert lediglich $\frac{\epsilon_\mathrm{exp}}{f_1}$ bestimmt werden konnte, wurde in der Praxis der Quotient $\frac{\epsilon_\mathrm{theo}}{f_1} / \frac{\epsilon_\mathrm{exp}}{f_1}$ gebildet. Beträgt der Wert 1, so stimmen der theoretisch ermittelte Wert und experimentell bestimmte Wert ideal überein. Das Ergebnis der Messung ist in Abschnitt 4.1.1 beschrieben.

3.4.2 Kaliumquelle

In den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurden jedoch nicht nur kleinere Quellen, sondern ebenfalls ausgedehnte Quellen wie beispielsweise bei der Probandenmessung betrachtet. Somit erfolgte in dem hier beschriebenen Experiment eine Überprüfung des von der Auswertesoftware ermittelten Effizienzfaktors für größere Quellen. Hierzu wurde das natürlich vorkommende ^{40}K-Isotop genutzt. Es ist mit einem Prozentanteil von 0,0117 % in natürlichem Kalium enthalten und emittiert mit einer Wahrscheinlichkeit von 11 % γ-Quanten mit einer Energie von 1461 keV. Seine Halbwertszeit beträgt 1,28·10^9 a, sodass die Aktivität über die in dieser Arbeit verwendeten Messzeiträume als konstant angenommen werden kann [33]. Für das Experiment wurde wie in Abbildung 13 dargestellt ein quadratischer Kanister mit einer Wandstärke von 0,3 cm, einer Länge von $38,0 \pm 0,2$ cm und einer Tiefe von $20,25 \pm 0,50$ cm verwendet, in den $19,25 \pm 0,03$ l demineralisiertes Wasser gefüllt wurden, sodass er bis zu einer Höhe von $24,5 \pm 0,1$ cm befüllt war. Anschließend wurde das Wasser mit verschiedenen Mengen Kaliumchlorid (Art.-Nr. 6781.3 Carl Roth GmbH & Co. KG, Karlsruhe, Deutschland) angereichert, um γ-Spektren von

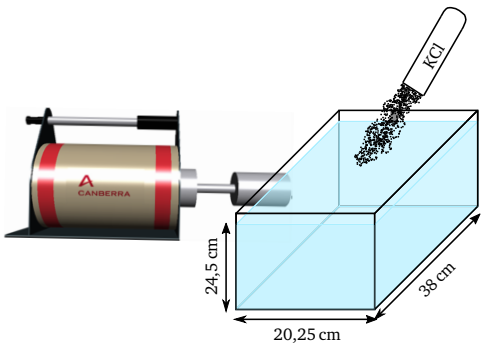

Abbildung 13: Experimentaufbau zur Vermessung der Kaliumquelle. Der quadratische Wasserkanister steht mittig vor dem Detektor und enthält verschiedene Mengen im Wasser gelöstes KCl, das als Quelle dient.

der Lösung aus dem Gefäßaufzunehmen. Die zuvor genannten Maße ergeben ein Füllvolumen von 18,85 l statt der soeben genannten 19,25 l. Diese Abweichung liegt darin begründet, dass der Kanister nach oben hin leicht ausläuft, was in der gezeichneten Geometrie nicht berücksichtigt werden konnte. Die Abweichungen sind jedoch gering und liegen im jeweiligen Fehlerbereich, wodurch sich keine Unsicherheiten beim Vergleich des experimentell ermittelten und theoretisch bestimmten Effizienzfaktors ergeben. Die Aktivität $A_{\text{K-40}}$ durch das gelöste Kalium war homogen über das Volumen verteilt. Sie lässt sich ermitteln, indem zunächst die Anzahl $N_{\text{K-40}}$ der hinzugefügten ^{40}K-Isotope über das prozentuale Vorkommen (0,0117 %), die Masse des hinzugegebenen Kaliumchlorids m_{KCl} unter Verwendung der molaren Masse M der einzelnen Elemente sowie der Avogadro-Konstante N_{A} bestimmt wird. Durch Multiplikation der Teilchenanzahl $N_{\text{K-40}}$ mit der Zerfallskonstante von ^{40}K $\lambda_{\text{K-40}}$ ergibt sich die Aktivität zu

$$\begin{aligned} A_{\text{K-40}} &= \lambda_{\text{K-40}} \cdot 0,000117 \cdot m_{\text{KCl}} \cdot \frac{M_{\text{K}}}{M_{\text{K}} + M_{\text{Cl}}} \cdot \frac{N_{\text{A}}}{M_{\text{K}}} \\ &= \lambda_{\text{K-40}} \cdot 0,000117 \cdot m_{\text{KCl}} \cdot \frac{N_{\text{A}}}{M_{\text{K}} + M_{\text{Cl}}}. \end{aligned} \tag{41}$$

In Tabelle 9 sind die in diesem Experiment verwendeten Mengen Kaliumchlorid, die in 19,25 l Wasser gelöst wurden, sowie die daraus resultierende Aktivität des Gesamtvolumens aufgeführt. Als Anhaltspunkt wurde die physiologische Kaliumkonzentration eines 79 Jahre alten Mannes von 1,69 $\frac{\text{g}_{\text{Kalium}}}{\text{kg}_{\text{Körpermasse}}}$ [30] angenommen. Das entspricht gerade $\frac{62,1\text{g}_{\text{KCl}}}{19,25\,\text{l Wasser}}$.

Tabelle 9: Kaliummenge und zugehörige berechnete Gesamtaktivität.

Menge KCl (g)	Aktivität (Bq)
0 ± 0	0 ± 0
$31,0 \pm 0,1$	503 ± 2
$62,1 \pm 0,1$	1008 ± 2
$93,1 \pm 0,1$	1511 ± 2
$186,2 \pm 0,1$	3022 ± 2

Im nächsten Schritt wurde der Kanister wie in Abbildung 13 dargestellt mittig vor den Detektor gestellt und γ-Spektren für die verschiedenen Konzentrationen der Kaliumchlorid-Lösung aufgenommen. Hierbei wurde der Kollimator zur Aufnahme der Spektren verwendet, um das Untergrundsignal des in der Umgebung natürlich vorhandenen Kaliums zu reduzieren. Der Versuch wurde mehrfach wiederholt, um mehr Messpunkte und somit eine bessere Statistik zu erhalten.
Die γ-Spektren wurden ausgewertet und die Fläche unter dem Kaliumpeak bestimmt (siehe Abschnitt 3.3.3). Anschließend wurde die so bestimmte Fläche S_{Peak} nach Gleichung (39) durch die jeweilige Aufnahmezeit des Spektrums t_{m} und das Verzweigungsverhältnis $p = 0,11$ von ^{40}K geteilt. Das so erhaltene Ergebnis $\frac{S_{\text{Peak}} \cdot f_2}{p \cdot t_{\text{mess}}}$ mit $f_2 = 1$ entspricht gerade $\frac{A_{\text{K-40}} \cdot \epsilon}{f_1} + UG$, wobei UG den Untergrund bezeichnet. Im nächsten Schritt wurde $\frac{S_{\text{Peak}} \cdot f_2}{p \cdot t_{\text{m}}}$ über die in Tabelle 9 aufgeführten ^{40}K-Aktivitäten aufgetragen und die Steigung bestimmt, die gerade dem experimentell bestimmten Effizienzaktor $\frac{\epsilon_{\text{exp}}}{f_1}$ entspricht. Der so ermittelte Wert kann nun mit dem von der Auswertesoftware ermittelten Wert $\frac{\epsilon_{\text{theo}}}{f_1}$ verglichen werden. Die eingelesene Geometrie ergibt sich hierbei nach den oben genannten Maßen wie in Abbildung 13 dargestellt. Als Quellenmaterial wurde hierbei Wasser angegeben und als Material der Kanisterwand PVC. Das Ergebnis ist in Abschnitt 4.1.2 aufgeführt.

3.5 Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte

Um die Mess- und Auswertemethode für folgende Probandenmessungen zu validieren, wurde zunächst ein luftdurchströmtes Filtersystem zur Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte in der Radonkammer unter kontrollierten Bedingungen exponiert. Ziel war es, die Aktivität auf den Filtern mit der Radonaktivitätskonzentration in der Kammer während der Exposition zu korrelieren und ein Modell zur Beschreibung des Aktivitätsverlaufs auf den Filtern zu entwickeln. Ergänzende Wandfiltermessungen dienten als weitere Konsistenzprüfung für das entwickelte Modell. Außerdem wurden Experimente bei verschiedener Luftfeuchtigkeit in der Kammer durchgeführt, um die Auswirkungen auf die Ablagerungscharakteristik der Zerfallsprodukte zu ermitteln. Zerfallsprodukte sind in diesem Zusammenhang alle Folgeprodukte von Radon bis zum Zerfall zu ^{210}Pb und umfasst somit ^{218}Po, ^{214}Pb,^{214}Bi und ^{214}Po, wobei lediglich die Isotope ^{214}Pb und ^{214}Bi γ-Quanten emittieren und in den durchgeführten Experimenten gemessen wurden.

3.5.1 Experimentablauf

Zunächst wird der Aufbau des verwendeten Modells zur Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte wie in Abbildung 14 dargestellt beschrieben. Während des Experiments wurde ein Filtersystem für eine Stunde in der Radonkammer exponiert. Dabei wurde mit einer angeschlossenen Pumpe ein definierter Luftstrom durch dieses erzeugt. Wenn die mit Radon und seinen Zerfallsprodukten angereicherte Luft das Filtersystem passiert, heften sich die Zerfallsprodukte an diesem an, wobei Radon ungehindert durchströmt.
Der Messaufbau ist in Abbildung 14 dargestellt. Es wurde ein 50 ml-Zentrifugenröhrchen (Sarstedt AG & Co. KG, Nümbrecht, Deutschland) verwendet, in dessen Deckel sowie Boden ein Loch gebohrt wurde, um es am Boden luftdicht mit einem Silikonschlauch (Deutsch & Neumann GmbH, Berlin, Deutschland) zu verbinden, dessen Innendurchmesser 4 mm und Außendurchmesser 6 mm betrug. An den Schlauch wurde eine Pumpe (Micro-Membranförderpumpe NMP 05 B, KNF Neuberger GmbH, Freiburg, Deutschland) angeschlossen, die je nach angelegter Spannung einen Luftstrom durch das System ermöglichte. In den folgenden Experimenten wurde konstant eine Spannung von 6 V angelegt, was einem Luftstrom von $193,4 \pm 2,8\,\frac{\mathrm{ml}}{\mathrm{min}}$ entsprach, wie in dieser Arbeit vorangehenden Experimenten mit einem Durchflussmessgerät (red-y, Vögtlin Instruments AG, Muttenz, Schweiz) ermittelt wurde. Anschließend wurde ein Filtersystem auf den Innendurchmesser des Zentrifugenröhrchens mit 27,2 mm zurechtgeschnitten und in dessen oberen Bereich befestigt. Das Filtersystem bestand aus einem Edelstahlgitter mit einer Maschenweite von 200 mesh (200 Maschen pro Zoll) und einer Drahtstärke von 0,053 mm (Zivipf.de, Treuchtlingen, Deutschland) sowie einem in Luftstromrichtung nachgeschalteten Glasfaserfilter mit einer Porendichte von 500 nm und einer Dicke von 0,4 mm (MN85/90, Macherey-Nagel GmbH & Co. KG, Düren, Deutschland). Die beiden Filter wurden mit einem Stück Haushaltsdraht separiert, der bei der anschließenden Aufnahme der γ-Spektren nach Exposition nicht mit vermessen wurde. Der Theorie nach lagern sich die unangehefteten Zerfallsprodukte aufgrund ihrer vergleichsweise hohen Diffusionskonstante ($D_{\mathrm{diff}} \propto \frac{1}{\mathrm{d}}$) vorwiegend am grobmaschigeren Gitter an, wobei die an Aerosole angehefteten Zerfallsprodukte durch den feinmaschigeren Glasfaserfilter absorbiert werden. Zur Trennung der unangehefteten und angehefteten Zerfallsprodukte ist jedoch ein höherer als der verwendete Luftdurchfluss nötig, da sich so auch bereits der Großteil der angehefteten Zerfallsprodukte am Gitter absorbiert wird. In vorangegangenen Experimenten wurde bei dem verwendeten Luftstrom von $193,4 \pm 2,8\,\frac{\mathrm{ml}}{\mathrm{min}}$ eine Anheftung der Zerfallsprodukte von 95 % im Glasfaserfilter gemessen, sodass bei dem Durchfluss der Zerfallsprodukte durch das Filtersystem, bestehend aus dem Edelstahlgitter und Glasfaserfilter, eine Anheftungswahrscheinlichkeit von 1 eine ausreichend gute Näherung darstellt.
Zur Konsistenzprüfung wurde dasselbe Filtersystem, bestehend aus einem Gitter und einem Glasfaserfilter, verwendet, um die Anheftung der Zerfallsprodukte an der Wand zu messen. Diese Messungen werden im Folgenden als Wandfiltermessungen bezeichnet. Dabei wurde das Filtersystem je auf dem Boden, an der Seitenwand und am Deckel der Kammer befestigt, um einen aussagekräftigen Querschnitt zu erhalten. Der Radius der drei befestigten Filtersysteme betrug hierbei jedoch jeweils 27,5 mm im

Gegensatz zu dem in Zentrifugenröhrchen verwendeten 13,6 mm, um ausreichend hohe Aktivitäten der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope für die anschließende Aufnahme von γ-Spektren zu erhalten. Die Wandfiltermessungen fanden parallel zu der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte im luftdurchströmten Filtersystem statt, um einen Vergleich beider Messungen bei exakt denselben Expositionsbedingungen zu erhalten.

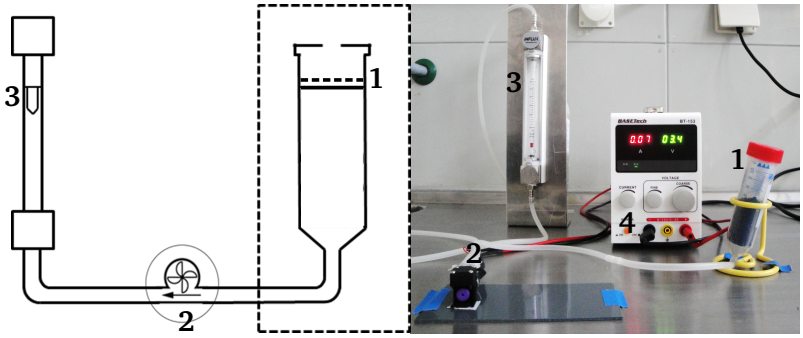

Abbildung 14: Messaufbau der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte; 1: Gitter und Filter, 2: Pumpe, 3: Messung der Durchflussrate, 4: Stromversorgung, geändert nach [142].

3.5.2 Expositionsbedingungen

Die Exposition des Modells fand in der zuvor beschriebenen kleinen Radonkammer (siehe Abschnitt 3.2) mit einem Volumen von etwa drei Litern statt, da so höhere Radonaktivitätskonzentrationen erreicht werden konnten. Dadurch wurde das Messintervall für die anschließende Aufnahme der γ-Spektren verkürzt und die Aufnahme mehrerer Datenpunkte möglich, um eine solide Datenbasis zu erhalten.
Für die Exposition wurde das Modell mittig in einem Ständer in der Kammer platziert und die Verbindung über einen Schlauch zur Pumpe hergestellt. Die von der Pumpe eingesogene Luft aus der Kammer wurde anschließend über einen Schlauch wieder in diese zurückgeführt. Nach Aufbau, Warmlaufen aller Regler und Starten der Software wurde die Kammer verschlossen. Insgesamt wurden elf Experimente bei normaler und zwei Experimente bei niedriger relativer Luftfeuchtigkeit durchgeführt. Für Experimente bei niedriger Luftfeuchtigkeit wurde die Kammer vor Radoneinleitung für 15 min mit der GSI-Druckluft, die eine sehr geringe Luftfeuchtigkeit besitzt, gespült, sodass Luftfeuchtigkeiten von ca. 20 % in der Kammer erreicht wurden im Vergleich zu den bei anderen Experimenten vorherrschenden $57-75\,\%$. Nach Verschließen der Kammer und eventuellem Spülen mit Druckluft wurde Luft über die Radiumquelle in die Kammer gespült. Die Radonaktivitätskonzentration ist von der Zeit der Quellenaufsättigung abhängig und betrug in den durchgeführten Experimenten $0,3-6\,\frac{\mathrm{MBq}}{\mathrm{m}^3}$. Parallel zum Einleiten des Radons wurde die Pumpenspannung innerhalb von 30 s hochgefahren und der Luftfluss durch das System startete. Nach einer Stunde Expositionszeit wurde die Pumpe ausgeschaltet und die Radonkammer für 5 min mit Druckluft gespült, um die radonhaltige Luft aus der Kammer in den angeschlossenen Aktivkohlefilter zu spülen, in dem das Radon gebunden wurde. Nach dem Spülen der Kammer wurde diese geöffnet, das Filtersystem mit einer Pinzette dem Zentrifugenröhrchen entnommen und auf eine Petri-Schale (Greiner Bio-One International GmbH, Kremsmünster, Österreich) gelegt. Nach Ausschluss einer Oberflächenkontamination mit dem LB 124 SCINT (siehe Abschnitt 3.1.3) wurde die Probe auf den γ-Detektor (siehe Abschnitt 3.3.1) gelegt und gemessen, bis keine messbare Aktivität mehr vorhanden war. Bei gleichzeitiger Exposition von den drei Wandfiltern wurden diese parallel zum Filtersystem im Zentrifugenröhrchen entnommen und gemeinsam auf eine separate Petri-Schale gelegt, um anschließend γ-Spektren aufzunehmen.
Eine Übersicht der einzelnen Parameter für alle Experimente ist in Tabelle 10 zusammengefasst. Zusätzlich sind ebenfalls die drei Experimente zur Bestimmung der Ablagerung der Zerfallsprodukte an der Kammerwand aufgeführt.

Tabelle 10: Experimentbedingungen der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte an verschiedenen Messtagen. Aufgeführt ist die Radonaktivitätskonzentration c_{Rn} in der Kammer, die relative Luftfeuchtigkeit rH, die Temperatur T und der Luftdruck p_{press}. Filter steht hierbei für das Filtersystem aus dem Zentrifugenröhrchen und (w) dafür, dass zusätzliche Filter an den Wänden befestigt wurden.

Messung	Datum	c_{Rn} ($\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$)	rH (%)	T (°C)	p (mbar)
Filter	25.05.2018	667 ± 104	$71,4 \pm 0,1$	$22,3 \pm 0,1$	1001 ± 3
Filter	30.05.2018	2005 ± 63	$68,6 \pm 0,1$	$22,2 \pm 0,1$	998 ± 3
Filter	08.06.2018	3750 ± 133	$67,2 \pm 0,1$	$23,2 \pm 0,1$	994 ± 3
Filter	16.06.2018	4169 ± 146	$71,2 \pm 0,1$	$22,0 \pm 0,1$	997 ± 3
Filter	21.06.2018	2668 ± 95	$66,8 \pm 0,1$	$22,6 \pm 0,1$	998 ± 3
Filter	09.07.2018	5023 ± 167	$65,8 \pm 0,1$	$22,2 \pm 0,1$	1003 ± 3
Filter	13.07.2018	3480 ± 128	$74,6 \pm 0,1$	$21,5 \pm 0,1$	1002 ± 3
Filter	17.07.2018	3854 ± 121	$68,8 \pm 0,1$	$22,7 \pm 0,1$	997 ± 3
Filter	22.07.2018	4143 ± 142	$74,1 \pm 0,1$	$21,6 \pm 0,1$	996 ± 3
Filter	03.08.2018	3304 ± 103	$72,0 \pm 0,1$	$22,7 \pm 0,1$	1004 ± 3
Filter (w)	10.02.2020	2884 ± 65	$57,3 \pm 0,1$	$22,2 \pm 0,1$	981 ± 3
Filter (w)	13.02.2020	3296 ± 132	$20,2 \pm 0,1$	$22,7 \pm 0,1$	991 ± 3
Filter (w)	18.02.2020	4559 ± 180	$22,1 \pm 0,1$	$22,3 \pm 0,1$	1007 ± 3

3.5.3 Aufnahme der γ-Spektren und Aktivitätsbestimmung

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen vorbereiteten Petri-Schalen wurden mittig auf dem γ-Detektor platziert und Spektren in verschiedenen Zeitintervallen aufgenommen, um aus ihnen den zeitlichen Aktivitätsverlauf von ^{214}Pb und ^{214}Bi zu bestimmen. Die Aufnahme der γ-Spektren wurde schnellstmöglich nach Exposition gestartet, um viele Aktivitätswerte zu erhalten. Das Zeitintervall der Spektrenaufnahme richtete sich dabei nach der Aktivität auf den Filtern. Nach jedem Messintervall wurde sofort eine neue Aufnahme gestartet. Bei der parallelen Vermessung des Filtersystems aus dem Zentrifugenröhrchen und den Wandfiltern, wurde nach jedem Messintervall möglichst schnell die Probe gewechselt und die Messzeit angepasst, um ein neues Spektrum aufzunehmen. Zu Beginn betrug die Aufnahmedauer eines Spektrums bei hoher Radonaktivitätskonzentration in der Kammer minimal 3 min, wobei zum Ende der Messung eine Aufnahmedauer von einer Stunde die Regel war. Danach war die auf den Filtern vorhandene Aktivität zu gering, um auswertbare Spektren aufzunehmen.
Zur Aktivitätsbestimmung wurde nach dem in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Verfahren die Fläche der im γ-Spektrum auftretenden Peaks bestimmt, um S_{Peak} zu erhalten. Da die Messungen in der Bleiburg stattfanden, war der Untergrund im Messraum bei den Messzeiten vernachlässigbar gering und nicht detektierbar, sodass $S_{\mathrm{Peak}} = S_{\mathrm{n}}$ gilt. Die Zerfallskorrektur der Daten wurde mit dem zuvor beschriebenen Verfahren bestimmt. Die Ermittlung des Effizienzfaktors ϵ erfolgte mit Hilfe der Auswertesoftware. Die für die Auswertung des Filtersystems aus dem Zentrifugenröhrchens bestimmte Geometrie besteht aus einem Zylinder mit einem Radius von 13,6 mm und einer Dicke von 0,7 mm, was der Dicke des Glasfaserfilters und Gitters gemeinsam entspricht. Die Probendichte wurde durch Wiegen des Filtersystems und Teilen durch das Volumen der gezeichneten Geometrie mit 0,9946 $\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}$ ermittelt. Der Glasfaserfilter und das Gitter mussten dabei gemeinsam betrachtet werden, da die Zeichnung von zwei separaten Quellen in der Auswertesoftware nicht möglich war. Der so definierte Zylinder befand sich in einem Gefäßaus Polystyrol, mit einer Bodenwandstärke von 1 mm und einer Seitenwandstärke von 1,9 mm, das die Petri-Schale simuliert. Für die Wandfiltermessung wurde eine leicht modifizierte Geometrie verwendet, wobei der Unterschied im Radius des gezeichneten Zylinders von 22,5 mm und der Dicke von 2,1 mm bestand, da bei der Messung drei Filtersysteme gestapelt wurden. Die Koinzidenzkorrektur f_1 wurde ebenfalls auf Grundlage der so erstellten Geometrie bestimmt und betrug 0,825 für die 609 keV-Linie des ^{214}Bi-Isotops

für das Filtersystem aus dem Zentrifugenröhrchen und 0,847 für die Wandfilter, wohingegen die ^{214}Pb-Linien vernachlässigbaren Korrekturtermen unterlagen. Mit dem so ermittelten Effizienzfaktor und der Koinzidenzkorrektur kann nach Gleichung (39) die Aktivität von ^{214}Pb und ^{214}Bi zu Beginn der einzelnen Messintervalle bestimmt werden, wodurch sich der zeitliche Aktivitätsverlauf von ^{214}Pb und ^{214}Bi ergibt.

3.5.4 Modellbeschreibung

Zur mathematischen Beschreibung des zeitlichen Aktivitätsverlaufs der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Kurven wurde die im Folgenden beschriebene Modellvorstellung entwickelt (Modellentwicklung von Thomas Friedrich). Hierzu wird das Expositionssystem in drei Komponenten unterteilt: das Filtersystem im Zentrifugenröhrchen, durch das ein konstanter Luftstrom fließt (Index f), die Wand der Radonkammer (Index w) und die Atmosphäre der Radonkammer (Index a). Die zeitliche Änderung der Anzahl der Radonzerfallsprodukte während der Exposition kann durch das folgende System von linearen Differentialgleichungen beschrieben werden

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}Po_\mathrm{f}}{\mathrm{d}t} &= qkPo_\mathrm{a} - \lambda_\mathrm{Po}Po_\mathrm{f} \\
\frac{\mathrm{d}Pb_\mathrm{f}}{\mathrm{d}t} &= qkPb_\mathrm{a} + \lambda_\mathrm{Po}Po_\mathrm{f} - \lambda_\mathrm{Pb}Pb_\mathrm{f} \\
\frac{\mathrm{d}Bi_\mathrm{f}}{\mathrm{d}t} &= qkBi_\mathrm{a} + \lambda_\mathrm{Pb}Pb_\mathrm{f} - \lambda_\mathrm{Bi}Bi_\mathrm{f} \\
\\
\frac{\mathrm{d}Po_\mathrm{w}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_\mathrm{F}Po_\mathrm{a} - \lambda_\mathrm{Po}Po_\mathrm{w} \\
\frac{\mathrm{d}Pb_\mathrm{w}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_\mathrm{F}Pb_\mathrm{a} + \lambda_\mathrm{Po}Po_\mathrm{w} - \lambda_\mathrm{Pb}Pb_\mathrm{w} \\
\frac{\mathrm{d}Bi_\mathrm{w}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_\mathrm{F}Bi_\mathrm{a} + \lambda_\mathrm{Pb}Pb_\mathrm{w} - \lambda_\mathrm{Bi}Bi_\mathrm{w} \\
\\
\frac{\mathrm{d}Po_\mathrm{a}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_\mathrm{Rn}Rn_\mathrm{a} - (\lambda_\mathrm{Po} + \lambda_\mathrm{F} + qk)Po_\mathrm{a} \\
\frac{\mathrm{d}Pb_\mathrm{a}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_\mathrm{Po}Po_\mathrm{a} - (\lambda_\mathrm{Pb} + \lambda_\mathrm{F} + qk)Pb_\mathrm{a} \\
\frac{\mathrm{d}Bi_\mathrm{a}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_\mathrm{Pb}Pb_\mathrm{a} - (\lambda_\mathrm{Bi} + \lambda_\mathrm{F} + qk)Bi_\mathrm{a}.
\end{aligned}
\tag{42}
$$

Hierbei entsprechen Po, Pb und Bi der Anzahl der ^{218}Po-, ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Atomen. Die jeweilige Zerfallskonstante der Nuklide ist durch λ_Po, λ_Pb oder λ_Bi gegeben und λ_F ist die Anheftungskonstante der Nuklide an der Wand, die angibt, welcher Anteil der Nuklide sich pro Zeitintervall an der Wand anheftet. Die Deposition der Nuklide im Filter wird durch den Faktor qk quantifiziert. Hierbei entspricht k der Wahrscheinlichkeit, dass ein Nuklid, welches das Filtersystem passiert in diesem hängen bleibt, wobei k mit 1 angenommen wird (siehe Abschnitt 3.5.1). Der Faktor q gibt den Anteil des Kammervolumens an, der pro Zeiteinheit durch das Filtersystem befördert wird. Bei einem Kammervolumen V_Kammer von 3,31 l und einer Durchflussrate von $193,4 \pm 2,8\,\frac{\mathrm{ml}}{\mathrm{min}}$ ergibt sich $q = 9,74 \pm 0,14 \cdot 10^{-4}\,\frac{1}{\mathrm{s}}$. Die Radonaktivitätskonzentration in der Kammeratmosphäre c_Rn kann über den Expositionszeitraum als konstant angenommen werden und die Anzahl der Radonatome in der Atmosphäre ergibt sich zu $Rn = \frac{c_\mathrm{Rn} \cdot V_\mathrm{Kammer}}{\lambda_\mathrm{Rn}}$. So ergeben sich die Anfangsbedingungen zum Lösen des Systems linearer Differentialgleichungen zu $Rn(t=0) = \frac{c_\mathrm{Rn} \cdot V_\mathrm{Kammer}}{\lambda_\mathrm{Rn}}$, $Po(t=0) = 0$, $Pb(t=0) = 0$ und $Bi(t=0) = 0$.

Nach der Expositionszeit von 60 min wurde das Filtersystem dem Zentrifugenröhrchen entnommen und die zeitliche Änderung der einzelnen Nuklide auf diesem kann ab diesem Zeitpunkt wie folgt beschrieben werden

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}Po_{\mathrm{f}}}{\mathrm{d}t} &= -\lambda_{\mathrm{Po}} Po_{\mathrm{f}} \\ \frac{\mathrm{dPb_f}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Po}} Po_{\mathrm{f}} - \lambda_{\mathrm{Pb}} Pb_{\mathrm{f}} \\ \frac{\mathrm{d}Bi_{\mathrm{f}}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Pb}} Pb_{\mathrm{f}} - \lambda_{\mathrm{Bi}} Bi_{\mathrm{f}},\end{aligned} \tag{43}$$

wobei die Anzahl der ^{218}Po-, ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Atome zu Beginn der Evaluationszeit $t = 0$ durch die Lösung des Systems linearer Differentialgleichungen in Gleichung (42) nach 60 min gegeben ist.
Der zeitliche Aktivitätsverlauf der einzelnen Nuklide ergibt sich somit durch die Multiplikation der Lösung der Gleichungssysteme mit der Zerfallskonstante für das jeweilige Nuklid, sodass aus der Teilchenzahl die Aktivität bestimmt wird. Dies bedeutet, dass alle Parameter der Gleichungssysteme bis auf λ_{F} gegeben sind. Dieser Parameter kann jedoch durch Anpassung des aus Gleichung (43) erhaltenen Aktivitätsverlaufes für ^{214}Pb und ^{214}Bi nach der Exposition an die Aktivitäten aus der luftdurchströmten Filtermessung bestimmt werden.
Zur weiteren Konsistenzprüfung wurde λ_{F} auch aus den zuvor beschriebenen Wandfiltermessungen experimentell bestimmt, indem die Differentialgleichungen für die Änderung der Anzahl der auf den drei Wandfiltern vorhandenen Nuklide nach der Exposition aufgestellt wurden. Jedoch muss hierbei beachtet werden, dass in diesem Fall nicht die komplette Kammerwand, sondern lediglich ein Ausschnitt davon betrachtet wird, sodass sich der prozentuale Anteil der Nuklide auf den Filtern im Verhältnis zur Kammerwand aus dem Quotienten der beiden Flächen mit $u = \frac{3 \cdot \pi r^2_{\mathrm{Wandfilter}}}{2 \cdot \pi r_{\mathrm{Kammer}} \cdot (r_{\mathrm{Kammer}} + h_{\mathrm{Kammer}})} = \frac{71\,\mathrm{cm}^2}{1234\,\mathrm{cm}^2}$ ergibt, wobei $r_{\mathrm{Wandfilter}} = 2,75\,\mathrm{cm}$ dem Radius der Wandfilter, $r_{\mathrm{Kammer}} = 8,5\,\mathrm{cm}$ dem Kammerradius und $h_{\mathrm{Kammer}} = 14,6\,\mathrm{cm}$ der Kammerhöhe entsprechen. Somit kann die Änderung der Anzahl der Nuklide auf den Wandfiltern während der Exposition beschrieben werden, indem an den aus Gleichung (42) für die Kammerwand erhaltenen Aktivitätsverlauf der Nuklide der Faktor u multipliziert wird. Nach der Exposition ergibt sich das Gleichungssystem für die Wandfilter analog zu dem mit Luft durchströmten Filter aus Gleichung (43) zu

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}Po_{\mathrm{wf}}}{\mathrm{d}t} &= -\lambda_{\mathrm{Po}} Po_{\mathrm{wf}} \\ \frac{\mathrm{d}Pb_{\mathrm{wf}}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Po}} Po_{\mathrm{wf}} - \lambda_{\mathrm{Pb}} Pb_{\mathrm{wf}} \\ \frac{\mathrm{d}Bi_{\mathrm{wf}}}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Pb}} Pb_{\mathrm{wf}} - \lambda_{\mathrm{Bi}} Bi_{\mathrm{wf}},\end{aligned} \tag{44}$$

wobei der Index wf für Wandfilter steht. Die Anzahl der Nuklide auf den Wandfiltern zum Expositionsende entspricht gerade der Lösung des Gleichungssystems aus Gleichung (42) für die Kammerwand nach 60 min multipliziert mit dem Faktor u. Die mit der jeweiligen Zerfallskonstante multiplizierten Lösungen des zeitlichen Verlaufs der Anzahl der Nuklide auf den Wandfiltern nach der Exposition können anschließend an die für ^{214}Pb und ^{214}Bi bestimmten Aktivitätswerte angepasst werden, um den Fitparameter λ_{F} aus den Wandfiltermessungen zu bestimmen.
Die so erhaltene Anheftungskonstante λ_{F} kann mit dem zuvor ermittelten Wert aus den Messungen des luftdurchströmten Filtersystems verglichen werden. Darüber hinaus kann die aus dem luftdurchströmten Filtersystem ermittelte Anheftungskonstante in die Lösung der Differentialgleichungen für die Wandfiltermessung eingesetzt werden und der so erhaltene Aktivitätsverlauf mit den aus den aufgenommenen γ-Spektren ermittelten Aktivitäten verglichen werden. Die Bestimmung des Faktors λ_{F} sowie die Lösung

des Gleichungssystems und der Vergleich mit den experimentell erhobenen Daten ist in Abschnitt 4.2.1 beschrieben. Des Weiteren wurden die aus dem Modell erhaltenen ^{218}Po-, ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten auf dem luftdurchströmten Filtersystem zu Expositionsende für die einzelnen Messungen über der Radonaktivitätskonzentration in der Kammer aufgetragen.

3.6 Messung am Probanden

Nach der Validierung des Messsystems mit den Absortptionsmessungen der Zerfallsprodukte auf dem luftdurchströmten Filtersystem, das mit rein physikalischen Paramtern beschrieben werden kann, findet in diesem Abschnitt die Übertragung auf den biologischen Organismus statt. Wie in der Einleitung beschrieben geht Radonexposition mit einem gewissen Risiko einher, wird aber ebenfalls im Zuge einer Radontherapie zur Behandlung entzündlicher Krankheiten verwendet. Die durch Radonexposition bei einer spezifischen Radonaktivitätskonzentration applizierte Dosis wird durch viele Faktoren wie beispielsweise der Aerosolzusammensetzung und Ventilation der Expositionsatmosphäre beeinflusst. Epidemiologische Studien und biokinetische Modelle werden meist zur Bestimmung eines Dosiskonversionsfaktors herangezogen, weisen jedoch inkonsistente Expositionsszenarien und eine unzureichende Datenlage auf. Somit fanden in dieser Arbeit direkte Messungen an einem freiwilligen Patienten, der sich einer Radontherapie unterzog, an zwei unterschiedlichen Körperregionen statt. Diese ermöglichen Aussagen über die Inkorporation, Dosisverteilung und applizierte Dosis im Körper während und nach Radonexposition zu treffen. Eine Besonderheit in diesem Expositionsszenario war die Filterung der Zerfallsprodukte während der Exposition, sodass in dieser Arbeit die Exposition mit radonhaltiger Luft mit einem geringen Anteil von Zerfallsprodukten betrachtet wird. Die Messungen waren laut der Ethikkommission (FB Medizin, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Deutschland) ohne weiteres Ethikvotum möglich, da sich der Patient ohnehin der vom Arzt verschriebenen Therapie unterzog.

3.6.1 Experimentablauf

In dem Experimentablauf wie in Abbildung 15 dargestellt hat sich ein freiwilliger Patient jeweils einer einstündigen Inhalationstherapie im Heilstollen Acuradon in Bad Kreuznach (Deutschland) unterzogen. Die Radonaktivitätskonzentrationen während der Expositionen lagen zwischen 27-77 $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$. Nach der Exposition wechselte der Proband die Kleidung, um eine Kontamination des Messsignals durch Zerfallsprodukte, die sich durch den Zerfall von Radon in der Luft angeheftet hatten, zu vermeiden. Zusätzlich wurde eine Oberflächenkontamination durch die Messung der Anzahl der α-Zerfälle sowie summierten β- und γ-Zerfälle mit dem Messgerät LB 124 SCINT (siehe Abschnitt 3.1.3) ausgeschlossen. Nachfolgend positionierte sich der Proband vor dem Detektor und γ-Spektren der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope wurden in Messintervallen zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Exposition entweder in der thorakalen oder abdominalen Region aufgenommen. Bei vier ersten Messungen im Jahr 2018 wurden verschiedene Messpositionen und -szenarien ausprobiert, um daraus ein einheitliches Messprotokoll für die zweite Messreihe im Jahr 2019 und einer letzten Messung im Jahr 2020 zu entwickeln. Weitere Details hierzu finden sich in den beiden folgenden Abschnitten.

3.6.2 Expositionsbedingungen

In Abbildung 16 ist eine schematische Ansicht des Heilstollens dargestellt. Die Position des Probanden während der Exposition war für jede Messung dieselbe und wird durch die hellblaue Liege dargestellt. Die Position wurde aufgrund der Nähe zum AlphaGUARD gewählt, der die Radonaktivitätskonzentration im Stollen während der Exposition gemessen hat (siehe Abschnitt 3.1.1). Außerdem befand sich direkt neben dem Kopfende der Liege ein Filter, der die Luft von Aerosolen und Zerfallsprodukten befreit. Vor der ersten Exposition wurden die α- und summierten β- sowie γ-Aktivitäten mit dem LB 124 SCINT (siehe Abschnitt 3.1.3) an verschiedenen Stellen im Stollen an den Wänden, auf dem Boden, in der Luft und am Einlassrohr bestimmt. Die Werte sind in Tabelle 11 aufgeführt. Da sie jedoch lediglich in der Einheit ips (Impulse pro Sekunde) verfügbar sind, können nur relative Aussagen getroffen

Abbildung 15: Experimentablauf der Probandenmessung. Links: Heilstollen in Bad Kreuznach mit AZ-3 zur Messung der Zerfallsprodukte auf der Liege (orange). Rechts: Aufnahme von γ-Spektren in der thorakalen und abdominalen Region des Probanden. Der Germaniumkristall des Detektors ist in blau dargestellt, der Kollimator in grau. Die Intensität der Rotfärbung zeigt schematisch die Detektionswahrscheinlichkeit in der Messregion.

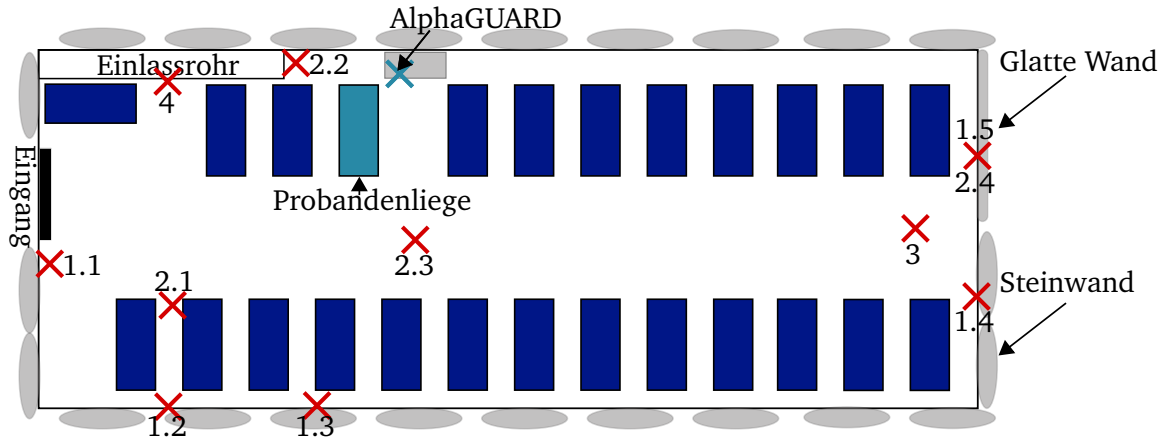

Abbildung 16: Stollenansicht mit den in Tabelle 11 aufgeführten Messpositionen (rote Kreuze) und Position des AlphaGUARDs (hellblaues Kreuz) sowie des Probanden während der Exposition (hellblaue Liege). Über das Einlassrohr wird Radongas ungefiltert in den Stollen gepumpt.

werden. Außerdem gibt das Messgerät keinen Messfehler, sodass hier kein Fehler der ermittelten Werte angegeben werden kann. Für die Messung ergaben sich einigermaßen konstante Werte für die β- und γ-Messung über den gesamten Stollen hinweg, unabhängig davon, ob die Messung an den Wänden oder auf dem Boden stattfand. An der hinteren Wand des Stollens (Messstelle 1.4 und 1.5) wurden leicht erhöhte Werte gemessen, wobei eine Signalabweichung von maximal 25 % zu beobachten war. Durch die Filterung der Luft im Stollen kann von einer geringen Aerosolanzahl in der Luft ausgegangen werden, wodurch der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte gegenüber den angehefteten Zerfallsprodukten höher als unter Normalbedingungen ist. Dadurch findet kaum eine Sedimentation der Zerfallsprodukte auf den Boden statt, sondern der Anlagerungsprozess wird aufgrund der geringen Größe der Teilchen und der damit verbundenen hohen Diffusionskonstanten größtenteils durch Diffusion bestimmt, sodass sich kein erheblicher Unterschied zwischen den Wand- und Bodenmessungen ergab. Die Messungen in der Luft (Messstelle 3) und auf dem Boden direkt am Einlassrohr (Messstelle 2.2) wiesen jedoch starke Abweichungen auch im α-Signal auf. Die Luftmessung (Messstelle 3) zeigte in allen Kanälen geringere Aktivitäten als die Wand- und Bodenmessung. Dies kann durch die Ablagerung der frisch in der Luft entstandenen Zerfallsprodukte an den Wänden erklärt werden, wodurch höhere Aktivitäten an diesen als in der Atmosphäregemessen wurden, aus der die Zerfallsprodukte aktiv gefiltert wurden. Am Boden des

Einlassrohres (Messstelle 2.2) hingegen war eine stark erhöhte α-, β- und γ-Aktivität der ^{218}Po-, ^{214}Pb-, ^{214}Bi- und ^{214}Po-Isotope zu messen, da dort die radonhaltige Luft ungefiltert in den Stollen eingeleitet wird. Die eingeleitete Luft enthält somit viele an Aerosole geheftete und unangeheftete Zerfallsprodukte, die sich vor der Filterung im Stollen in der Nähe des Einlassrohres an den Wänden und durch Sedimentation am Boden absetzen, sodass es in diesen Regionen zu einem erhöhten Messsignal kam. Die α-Aktivitätsmessungen sind konsistent mit den β- und γ-Messungen, weisen jedoch eine zusätzliche Systematik auf. So zeigten die Aktivitätswerte der Wandmessungen im vorderen Teil des Stollens (Messstelle 1.1 und 1.2) erhöhte Werte gegenüber dem hinteren Teil des Stollens (Messstelle 1.4 und 1.5). Diese Systematik spiegelte sich jedoch nicht in den Bodenmessungen wider (Messstelle 2.1 und 2.4), bei denen in der Mitte des Stollens (Messstelle 2.3) leicht niedrigere Aktivitäten als in Wandnähe festgestellt wurden. Aufgrund der durchgehend konstanten Werte der β- und γ-Aktivitäten müsste die Inhomogenität des α-Signals somit durch zerfallendes Radon und ^{218}Po zu Stande kommen. Da die Bodenmessung im hinteren Teil des Stollens jedoch keine Abweichung zu den Messungen im vorderen Teil des Stollens zeigte und ebenfalls keine Abweichung der β- und γ-Aktivität zu beobachten war, kann bei der zuvor beschriebenen Systematik von statistischen Schwankungen des Messsignals ausgegangen werden.

Tabelle 11: LB 124 SCINT-Werte der α- und summierten β- und γ-Aktivitäten für Messungen an der Wand 1, auf dem Boden 2, im Raum 3 und am Einlassrohr 4 an den in Abbildung 16 aufgeführten Positionen.

Ort	Wand					Boden				Luft	Einlassrohr
	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	2.1	2.2	2.3	2.4	3	4
α-Aktivität (ips)	38	40	40	24	26	40	60	28	40	14	24
β- und γ-Aktivität (ips)	71	73	71	80	87	72	140	68	72	36	70

Die Expositionszeit betrug bei jedem Experimentdurchgang eine Stunde. Die Radonaktivitätskonzentrationen im Stollen für die einzelnen Expositionstage sind in Tabelle 12 und später in Tabelle 13 aufgeführt. Die Werte der Radonaktivitätskonzentration wurden vom Stollenbetreiber mit dem AlphaGUARD bestimmt, dessen Messprinzip in Abschnitt 3.1.1 beschrieben wird. Die Schwankungen der Radonaktivitätskonzentration während der Exposition lagen im Fehlerbereich des angegebenen Messwertes. Sofern vorhanden, stimmten diese ebenfalls im Fehlerbereich mit einem zusätzlichen vom Strahlenschutzbeauftragten installierten Gerät im Stollen überein.
Zudem fand während der Exposition eine aktive Filterung der Zerfallsprodukte mit einem HEPA-Filtersystems aus der Stollenluft statt. Das Filtersystem wurde vom dortigen Strahlenschutz etabliert und deren Messungen mit einem sogenannten *CARBOTEST-Filtersystem* ergaben eine Senkung des F-Faktors von 0,2 auf 0,07 [150]. Auch Messungen mit dem AlphaGUARD ergaben eine Senkung auf einen F-Faktor von 0,026. Die Messung mit dem CARBOTEST-Filtersystem ergab zudem, dass besonders der Anteil der angehefteten Tochternuklide in der Stollenluft reduziert war, wobei auch für die unangehefteten Zerfallsprodukte eine Reduktion zu beobachten war. Der Anteil der Aktivität, der durch unangeheftete:angehefteten Zerfallsprodukte entstanden ist, verschob sich hierbei nach Einführung der Luftfilterung von 35,8 %:64,2 % zu 60,8 %:39,2 % [150].
Um die Parameter für jede Exposition des Probanden individuell zu bestimmen, wurden jedoch zusätzlich eigene Messungen mit dem AZ-3 (siehe Abschnitt 3.1.4) durchgeführt, bei denen der Gleichgewichtsfaktor F und der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte f_{unatt} nach der Hälfte der Expositionszeit (nach 30 min) in unmittelbarer Nähe des Expositionsortes (am Fußende der Liege auf Kopfhöhe des Probanden) bestimmt wurden. Zusammenfassend sind alle mit dem AZ-3 ermittelten Werte in Tabelle 12 aufgeführt. Aus den gemessenen PAEC der unangehefteten und angehefteten Zerfallsprodukten an den unterschiedlichen Expositionstagen wurde nach Gleichung (36) der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte bestimmt. Durch Einsetzen der Parameter in Gleichung (37) wurde zudem der F-Faktor ermittelt. Bei der Ermittlung der PAEC wird kein Messfehler angegeben, wodurch die Werte auch hier ohne Fehler angegeben sind.

Die ermittelten Werte stimmen grundsätzlich mit den vom Strahlenschutz angegebenen Werten [150] überein. Jedoch liegt der Anteil der unangehefteten Tochternuklide durchgehend etwas höher als die vom Strahlenschutz angegebenen $f_{\text{unatt}} = 60,8\,\%$. Beim Vergleich der F-Faktoren fällt auf, dass die mit dem AZ-3 ermittelten Werte um einen Faktor $2-6$ höher liegen als die mit dem AlphaGUARD bestimmten Werte. Außerdem liegen die Messungen mit dem CARBOTEST-Filtersystem systematisch niedriger als die mit dem AZ-3 ermittelten Werte, zeigen bis auf eine Ausnahme jedoch eine maximale Abweichung von 10 %. Die vor allem zu den AlphaGUARD-Messungen beobachtete Abweichungen können messstellenbedingt sein, da die mit dem AZ-3 durchgeführten Messungen in direkter Probandennähe und somit auch in direkter Nähe zum Einlassrohr stattfanden, aus dem ungefilterte Luft in den Stollen geblasen wurde. Dies kann die Erhöhung des F-Faktors gegenüber den Messungen des AlphaGUARDs und den Messungen vom Strahlenschutz [150] erklären, zumal ebenfalls die zuvor beschriebene LB 124 SCINT-Messung erhöhte Aktivitäten auf Wand und Boden für diese Region des Stollens ergibt. Somit dienen die in Probandennähe eigens durchgeführten AZ-3-Messungen als Grundlage für die weitere Auswertung.
Eine Ausnahme bildet die Messung am 31.07.2018, bei der ein geringerer Anteil der unangehefteten im Vergleich zu den angehefteten Zerfallsprodukten im Stollen festgestellt wurde. Des Weiteren wurde an diesem Tag ein deutlich erhöhter F-Faktor registriert, was die Vermutung nahe legt, dass die Filter im Stollen an diesem Tag ausgeschaltet waren. Dies sollte bei der weiteren Analyse der Daten berücksichtigt werden. Da es sich an diesem Tag jedoch um eine Messung zur Etablierung des Messprotokolls handelte, ist das Datenset, das an diesem Tag erhoben wurde, nicht weiter in die Auswertung der applizierten Dosen im Probanden mit eingeflossen.
Diese Messungen zeigen, dass es durch die niedrigere Aerosolkonzentration in der Luft laut Gleichung (29) zu einem erhöhten Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte kommt, die aufgrund ihrer geringen Größe eine große Diffusionskonstante besitzen. Dadurch heften sie sich vermehrt durch Diffusion an den Oberflächen des Stollen an und die Depositionsgeschwindigkeit nimmt zu. Aus diesem Grund und der aktiven Filterung der an Aerosole gebundenen Zerfallspodukte sinkt der F-Faktor in der Stollenluft (siehe Abschnitt 2.4.5). Dies bedeutet, dass während der Exposition allgemein weniger Zerfallsprodukte inhaliert wurden. Dabei ist der Anteil der unagehefteten Zerfallsprodukte, die inhaliert wurden und nahezu vollständig im Respirationstrakt absorbiert werden (siehe Abschnitt 2.5.1), jedoch verhältnismäßig hoch.

Tabelle 12: Bestimmung des Anteils der unangehefteten Zerfallsprodukte sowie des F-Faktors an verschiedenen Messtagen mit dem Messgerät AZ-3.

Datum	c(Rn) in $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$	PAEC^{att} in $\frac{\text{MeV}}{\text{cm}^3}$	$\text{PAEC}^{\text{unatt}}$ in $\frac{\text{MeV}}{\text{cm}^3}$	f_{unatt} in %	F-Faktor
25.04.2018	59,0±3,7	-	-	-	-
05.06.2018	76,0±4,7	61,1	171,5	73,7	0,0883
24.07.2018	52,0±n.a.	58,7	106,3	64,4	0,0915
31.07.2018	50,8±3,4	144,4	125,8	46,6	0,153
07.05.2019	28,2±1,9	22,8	65,1	74,1	0,0899
09.05.2019	70,3±9,2	44,6	149,5	77,0	0,0796
04.06.2019	77,0±4,6	29,6	154,1	83,9	0,0688
06.06.2019	55,5±3,7	34,0	138,7	80,3	0,0898
20.02.2020	27,3±1,8	9,7	67,2	87,4	0,0813

Während der Expositionszeit wurde mindestens einmal das Wohlbefinden des Probanden kontrolliert. An allen Expositionstagen außer dem 07.05.2019 befand sich der Proband in ruhender Position auf der Liege liegend. Am 07.05.2019 hingegen war während der ganzen Expositionszeit eine Stollenangestellte mit im Stollen, mit der sich der Proband angeregt unterhielt.

3.6.3 Datenaufnahme

Wie bereits erwähnt wurden die Messungen im Jahr 2018 zur Etablierung eines einheitlichen Messprotokolls der Exposition und vor allem der anschließenden Datenaufnahme genutzt. Hierbei wurden, wie Tabelle 13 aufgeführt, verschiedene Messorte und die Verwendung des in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Kollimators zur Abschirmung des Untergrunds getestet. Um konstantere Messbedingungen mit einer aktiven Filterung der Zerfallsprodukte in der Umgebungsluft zu schaffen, fanden alle Messungen, die 2019 und 2020 durchgeführt wurden, unter einheitlichen Bedingungen in einem Vorraum des Stollens statt. Somit besteht bei den Messungen keine Abhängigkeit von den Witterungsverhältnissen und weitere Messungen können ganzjährig durchgeführt werden. Durch die aktive Luftfilterung im Stollenvorraum sind zudem die Zerfallsprodukte in der Umgebungsluft, die den Messuntergrund erhöhen würden, reduziert. Des Weiteren wurde für alle im Folgenden beschriebenen Messungen der Kollimator verwendet, da so der Untergrund effizient reduziert werden konnte, ohne das Signal aus der Messregion maßgeblich zu beeinflussen (siehe Abschnitt 3.3.2). Im Folgenden wird das so etablierte Messprotokoll zur Aufnahme der Daten, die später zur Auswertung verwendet werden, beschrieben.

Nach der Ankunft am Stollen wurde der Messaufbau im Vorraum des Stollens aufgebaut. Hierbei wurde zunächst stoßgelüftet und das Fenster des Messraums anschließend geschlossen gehalten. Der Detektor wurde auf einem Hubwagen montiert, der sich stets in derselben Position möglichst mittig im Raum befand, auch wenn dies aufgrund der räumlichen Gegebenheiten nicht ideal realisierbar war. Anschließend wurde der Kollimator um die Detektorkappe gesetzt und der Hubwagen auf eine feste Höhe für die Abdomen- bzw. Thoraxmessung gefahren. Der in Abschnitt 3.1.1 beschriebene AlphaGUARD wurde im Messraum auf dem Boden platziert und mit einem Intervall von 10 min die Radonaktivitätskonzentration ermittelt. Der Stuhl, auf dem der Proband während der Datenaufnahme saß, war für alle Messungen derselbe, um eine einheitliche Positionierung vor dem Detektor zu gewährleisten. Für jede Messung wurde dasselbe Oberteil aus Baumwolle verwendet, um eine statische Aufladung der Kleidung, die zur Anlagerung von Zerfallsprodukten führt, zu vermeiden. Außerdem waren zur Reproduzierbarkeit der Messstelle die Positionen des Detektors für die Messungen auf dem Oberteil aufgezeichnet. Die Messung im abdominalen Bereich erfolgte mittig $2-3$ cm über dem Bauchnabel und die Messung im thorakalen Bereich rückseitig auf Höhe des rechten Schulterblattes des Probanden, sodass die Detektorkappenmitte in etwa 8 cm von der Wirbelsäule entfernt aufsaß. Diese Position wurde gewählt, um einen möglichst großen Teil der Lunge mit zu detektieren, da der rechte Lungenflügel aufgrund von anatomischen Gegebenheiten ein größeres Volumen als der linke Lungenflügel fasst und sich in dieser Messposition möglichst wenig Körpergewebe zwischen dem Detektor und der Lunge befindet.
Nach der korrekten Positionierung des Probanden wurde die Aufnahme eines Untergrundspektrums gestartet, wobei aufgrund von logistischen Gegebenheiten eine maximale Messzeit von 30 min möglich war. Anschließend verließder Proband den Messraum und begab sich in den Stollen, wo er für eine Stunde radonhaltige Luft inhalierte. Die unterschiedlichen Expositionsbedingungen sind in Tabelle 12 zusammengefasst. In der Zwischenzeit wurden unter Verwendung des Kollimators vier γ-Spektren für je eine Messzeit von 15 min vom Untergrund des Messraumes aufgenommen.
Nach erfolgter Exposition wechselte der Proband seine Kleidung, damit die während der Exposition angehefteten Zerfallsprodukte durch in der Luft zerfallendes Radon das Messsignal bei der folgenden Aufnahme von γ-Spektren nicht fälschlicherweise erhöhten. Zur Kontrolle wurde der Proband mit dem in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen LB 124 SCINT auf eine mögliche Oberflächenkontamination überprüft. Hierbei wurden die vom Gerät ermittelten α-Aktivitäten zu Grunde gelegt, da β-Teilchen und γ-Quanten, die durch im Körper zerfallende Nuklide emittiert werden, ebenfalls auf das LB 124 SCINT treffen. Dadurch konnte in diesem Kanal nicht zwischen Oberflächenkontamination und im Körper entstehendem Signal unterschieden werden. Nach Kleidungswechsel betrug die ermittelte α-Aktivität an der Messstelle im Mittel $0,88 \pm 0,87$ ips. Dies entsprach ca. 5 % des Signals von Vergleichsmessungen an einem Kollegen, der sich kurze Zeit zur Kontrolle im Stollen aufhielt und anschließend die Kontamination sei-

ner Kleidung gemessen hat. Zudem zeigte das Abkleben einer Messstelle auf der Haut des Probanden und anschließende Entfernung des Klebebands mit folgender LB 124 SCINT-Messung keine Reduktion des Messsignals im Vergleich zu der unabgeklebten Stelle auf der gegenüberliegenden Körperseite des Probanden. Somit konnte eine Oberflächenkontamination nach Wechseln der Kleidung ausgeschlossen werden, die das anschließend aufgenommene Messsignal verfälschen würde.
Nach erfolgter Oberflächenmessung positionierte sich der Proband analog zur vor der Exposition stattgefundenen Untergrundmessung vor dem Detektor und die Aufnahme von γ-Spektren zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Exposition wurde gestartet. Die Messzeit, über die ein γ-Spektrum aufgenommen wurde, wurde hierbei der noch vorhandenen Aktivität in der Messregion angepasst. Dabei wurde der Peakaufbau beobachtet und sobald die Peakhöhe und -form auswertbar erschien, wurde die Aufnahme gestoppt, um mit der Aufzeichnung eines neuen Spektrums zu beginnen. Während der kompletten Aufnahmezeit wurde die Radonaktivitätskonzentration im Messraum mit dem AlphaGUARD gemessen. Kleinere Pausen von wenigen Minuten erlaubten dem Probanden, sich etwas zu bewegen. Während der Messung hat der Proband meist eine Kleinigkeit zu essen zu sich genommen und zwischendurch etwas getrunken. In etwa 3 h nach Expositionsende wurde die Aufnahme der Spektren für ein Zeitintervall von ungefähr 1,5 h unterbrochen, um anschließend in verschiedenen Intervallen Spektren über bis zu 24 h nach der Exposition aufzunehmen. Während der 1,5 stündigen Unterbrechung wurden zwei weitere Untergrundspektren des Messraums aufgenommen und es erfolgte eine einstündige Messung mit dem wassergefüllten quadratischen Kanister aus Abschnitt 3.4.2. Die anschließende Messung der langen Zeitpunkte am Probanden erfolgte meist in einem anderen Messraum an der GSI. Der Proband saßhierzu auf demselben Stuhl wie in Bad Kreuznach und trug ebenfalls sein Messoberteil. Dadurch war die Positionierung des Probanden vor dem Detektor dieselbe, auch wenn der Messraum gewechselt wurde. Auch für Messungen an der GSI wurde der AlphaGUARD am Boden des Messraumes aufgebaut und die Radonaktivitätskonzentration in zehnminütigen Intervallen gemessen. Zwischen einzelnen Messungen gab es kleinere Pausen und eine längere Schlafpause.
Zur Untergrundbestimmung an der GSI wurden 12 Messungen mit dem quadratischen Wasserkanister an einer vergleichbaren Position im Raum wie die Messungen am Probanden durchgeführt. Dabei wurde ebenfalls der Kollimator verwendet und die Messzeit betrug je nach Messung $1,5 - 24$ h.

Tabelle 13: Experimentbedingungen an verschiedenen Messtagen. Aufgeführt sind das Datum, die im Stollen vorherrschende Radonaktivitätskonzentration c_{Rn}, der F-Faktor, die Messregion, die beim jeweiligen Teilexperiment vermessen wurde sowie der Messort und ob bei der Messung der Kollimator verwendet wird oder nicht.

Datum	**c(Rn) in $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$**	**F-Faktor**	**Messregion**	**Messort**	**Verwendung des Kollimators**
25.04.2018	59,0±3,7	-	Abdomen	Raum	Nein
05.06.2018	76,0±4,7	0,0883	Thorax	Draußen	Nein
24.07.2018	52,0±n.a.	0,0915	Thorax	Draußen	Ja
31.07.2018	50,8±3,4	0,153	Abdomen	Raum	Nein
07.05.2019	28,2±1,9	0,0899	Abdomen	Raum	Ja
09.05.2019	70,3±9,2	0,0796	Abdomen	Raum	Ja
04.06.2019	77,0±4,6	0,0688	Abdomen	Raum	Ja
06.06.2019	55,5±3,7	0,0898	Thorax	Raum	Ja
20.02.2020	27,3±1,8	0,0813	Abdomen	Raum	Ja

3.6.4 Datenauswertung

In diesem Abschnitt wird die Geometrie, die zur Aktivitätsbestimmung der Probandenmessung verwendet wurde, näher beschrieben und das Verfahren des Untergrundabzuges erläutert. Außerdem mussten aufgrund eines zu hohen Untergrundes in Bad Kreuznach Messpunkte aus den Datensets ausgeschlossen werden. Die Auswahl der Ausschlusskriterien wird ebenfalls in diesem Abschnitt beschrieben.

Untergrundabzug

Vor der Exposition des Probanden wurde ein Untergrundspektrum aufgenommen (siehe Abschnitt 3.6.3), um die nach der Exposition aufgenommenen Daten untergrundbereinigen zu können. Es konnte jedoch lediglich die 609 keV-Linie des ^{214}Bi-Isotops in diesem Spektrum ausgewertet werden, da das Signal der ^{214}Pb-Linien bei einer halben Stunde Messzeit zu niedrig war. Aufgrund der logistischen Gegebenheiten war es jedoch nicht möglich, ein Untergrundspektrum vor der Exposition mit ausreichend langer Messzeit aufzunehmen, um ebenfalls die ^{214}Pb-Linien auswerten zu können. Als Lösung wurden Untergrundmessungen sowohl in Bad Kreuznach als auch an der GSI mit dem in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen wasserbefüllten quadratischen Wasserkanister durchgeführt. Mit diesem konnten auch noch nach der Exposition des Probanden Untergrundspektren vom Messraum in Bad Kreuznach aufgenommen werden. Außerdem sind beliebig lange Aufnahmezeiten an der GSI möglich, sodass auch bei niedrigen Aktivitäten die Zählstatistik besser wird und die Peaks im Spektrum auswertbar sind.
Auf Grundlage des Vergleichs des in Bad Kreuznach ermittelten ^{214}Bi-Untergrunds für den Probanden und Wasserkanister kann ein Umrechnungsfaktor für die beiden Geometrien hergeleitet werden. Dadurch ist die Übertragung der für den Wasserkanister ermittelten Werte auf den Probanden möglich. Allerdings konnten auch für die Messungen mit dem Wasserkanister in Bad Kreuznach aufgrund zu geringer Messzeiten die ^{214}Pb-Linien nicht ausgewertet werden. Aus diesem Grund fanden weitere Messungen an der GSI mit längeren Messzeiten von bis zu 24 h statt. Durch den Vergleich der bei Messungen in Bad Kreuznach und an der GSI erhaltenen ^{214}Bi-Linien kann ein Umrechnungsfaktor für den Messort ermittelt werden. So konnten die Untergrundmessungen mit dem Wasserkanister an der GSI zur Bestimmung des ^{214}Pb-Untergunds für die Probandenmessungen an der GSI und die Probandenmessung in Bad Kreuznach genutzt werden. Die Berechnung der Umrechnungsfaktoren wird im Folgenden näher erläutert.
Um den Umrechnungsfaktor vom quadratischen Wasserkanister auf den Probanden zu erhalten, wird zunächst die Absorption des Untergrundsignals aus dem Raum durch den Probanden P bzw. den quadratischen Wasserkanier qK betrachtet. Das allgemeine Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz aus Gleichung (13) wird genutzt, um die Anzahl der detektierten Quanten, die durch die Fläche unter dem Peak im Spektrum S_{Peak} gegeben ist, in Abhängigkeit von der mittleren Schichtdicke des Probanden l_{P} oder des quadratischen Wasserkanisters l_{qK} auszudrücken

$$S_{\mathrm{P/qK}} = S_0 \mathrm{e}^{-\mu_{\mathrm{Ph}} l_{\mathrm{P/qK}}}.$$

Dabei entspricht S_0 der Anzahl der detektierten γ-Quanten ohne Absorber vor dem Detektor. Der Absorptionskoeffizient μ_{Ph} unterscheidet sich je nach Photonenenergie und dem Material, in dem die Photonen absorbiert werden. Für die Probandenmessung und den Wasserkanister wird als Absorbermaterial Wasser angenommen, sodass sich die Absorptionskoeffizienen zu $\mu_{\mathrm{Pb295}} = 1,194 \cdot 10^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$, $\mu_{\mathrm{Pb352}} = 1,160 \cdot 10^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ und $\mu_{\mathrm{Bi}} = 8,898 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$ ergeben, wobei die Indizies die jeweiligen Emissionslinien der detektierten Nuklide angeben. Somit gilt für das Verhältnis der von ^{214}Bi emittierten γ-Quanten, die nach Durchdringen des Probanden und des quadratischen Wasserkanister bei gleicher Messzeit im Detektor detektiert werden

$$\frac{S_{\mathrm{P,Bi}}}{S_{\mathrm{qK,Bi}}} = e^{-\mu_{\mathrm{Bi}}(l_{\mathrm{P}} - l_{\mathrm{qK}})} \rightarrow l_{\mathrm{P}} - l_{\mathrm{qK}} = \frac{\ln \frac{S_{\mathrm{P,Bi}}}{S_{\mathrm{qK,Bi}}}}{-\mu_{\mathrm{Bi}}}. \tag{45}$$

Dabei entspricht $l_\mathrm{P} - l_\mathrm{qK}$ gerade der Differenz der mittleren Schichtdicke des Probanden und des Wasserkanisters und der Index BK steht für den Messort Bad Kreuznach, wo die hier verwendeten Untergrundspektren aufgenommen wurden. Die Differenz wird im nächsten Schritt in das Verhältnis der im Gegensatz zum ^{214}Bi nicht messbaren ^{214}Pb-Linien eingesetzt (erneut unter der Annahme der gleichen Aufnahmedauern der beiden Spektren)

$$\frac{S_\mathrm{P,Pb}}{S_\mathrm{qK,Pb}} = \frac{S_\mathrm{P,BK,Bi}}{S_\mathrm{qK,BK,Bi}}^{\frac{\mu_\mathrm{Pb}}{\mu_\mathrm{Bi}}}, \tag{46}$$

woraus sich der Umrechnungsfaktor für den mit dem Wasserkanister ermittelten Untergrund für die Emissionslinien von ^{214}Pb auf den Probanden ergibt.
Der Umrechnungsfaktor für die Messorte (von GSI auf Bad Kreuznach) ergibt sich aus dem Verhältnis der mit dem Wasserkanister gemessenen ^{214}Bi-Linien in Bad Kreuznach und an der GSI unter der Annahme von derselben Aufnahmedauer der Spektren zu

$$\frac{S_\mathrm{qK,BK,Bi}}{S_\mathrm{qK,GSI,Bi}}. \tag{47}$$

Eine ausführlichere Betrachtung der Umrechnung des Untergrundes vom quadratischen Wasserkanister an der GSI auf den Untergrund für die Probandenmessung an der GSI sowie in Bad Kreuznach unter Einbezug der Aufnahmedauer der Spektren inklusive Fehlerrechnung befindet sich im Anhang B.
Der ^{214}Bi-Untergrund für den Probanden in Bad Kreuznach ergibt sich aus drei 30 minütigen Messungen und weist einen relativen Fehler von 14 % auf. Der ^{214}Bi-Untergrund des quadratischen Wasserkanisters in Bad Kreuznach wird aus drei 60 minütigen Messungen ermittelt und hat einen relativen Fehler von 8 %. Die Ermittlung der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Linien mit dem quadratischen Wasserkanister an der GSI kann beliebig oft über einen beliebig langen Zeitraum wiederholt werden, sodass sich hier im Gegensatz zu den anderen Messungen geringe Fehler ergeben.
Die Voraussetzungen, die für diese Ermittlung des Untergrundes gegeben sein müssen, sind zum einen, dass das Verhältnis der Untergrundaktivitäten von ^{214}Pb zu ^{214}Bi an der GSI dasselbe wie in Bad Kreuznach ist und zum anderen, dass der Untergrund als konstant über den gesamten Messzeitraum angesehen werden kann. Letzteres haben Untergrundmessungen an der GSI mit dem γ-Detektor an verschiedenen Tagen und zu verschiedenen Zeitpunkten über den Tag verteilt sowie die in Bad Kreuznach durchgeführten Untergrundmessungen gezeigt. Bei den Messungen in Bad Kreuznach muss jedoch beachtet werden, dass ein Anstieg der Radonaktivitätskonzentration im Messraum Schwankungen im ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Untergrund verursachen kann. Jedoch haben die Untergrundmessungen gezeigt, dass dies lediglich bei dem Ausschalten der Luftfilter im Vorraum ab einer Radonaktivitätskonzentration von ca. 2 $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ der Fall war. Da die Filter jedoch lediglich an einem Messtag ausgeschaltet und nur an diesem Tag so hohe Radonaktivitätskonzentrationen im Messraum erreicht wurden, kann der Untergrundabzug für alle anderen Messwerte auf diese Art erfolgen. Der Datensatz, bei dem die Filter im Messraum abgeschaltet wurden und die Radonaktivitätskonzentration auf über 2 $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ anstieg, wird im folgenden Abschnitt näher betrachtet.

Datenausschluss

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt lagen die mit dem AlphaGUARD gemessenen Radonaktivitätskonzentrationen im Messraum meist bei einem moderaten Level. Somit ließsich bei den vier Untergrundmessungen, die während der Exposition des Probanden mit dem Germaniumdetektor im Messraum durchgeführt wurden, sowie zwei weiteren in einer etwas längeren Messpause durchgeführten kein Einfluss der Radonaktivitätskonzentration im Messraum auf das Untergrundsignal von ^{214}Pb und ^{214}Bi beobachten. Bei der Messung am 04.06.2019 hingegen wurden die Filter im Stollenvorraum während des Patientenbetriebs ausgestellt und als die Tür zum Stollen geöffnet wurde, stieg die Radonaktivitätskon-

zentration im Messraum stark an. Der Verlauf der Radonaktivitätskonzentration ist in Abbildung 17 A dargestellt. Hierbei sieht man deutlich den Anstieg des Signals, sobald Patienten den Stollen betreten und wieder verlassen sowie einen Anstieg auf bis zu 10 $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ bei der zweiten Therapiesitzung knappe 6 h nach Expositionsbeginn des Probanden. Auch bei der einstündigen Messung des Wasserkanisters in der ersten längeren Messpause war ein erhöhtes Signal der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope festzustellen. Aus diesem Grund fanden drei weitere Untergrundmessungen mit einem anderen, nicht exponierten Probanden vor dem Detektor statt. Trotz geometrischer sowie physiologischer Abweichungen zu dem exponierten Probanden wurden diese Messungen als Grundlage zur Korrelation der Radonaktivitätskonzentration und des vom γ-Detektor detektierten Signals der ^{214}Pb und ^{214}Bi-Linien genutzt. Außerdem ergaben sich weitere Untergrundwerte aus den Messungen mit dem Wasserkanister, die nach dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verfahren auf die Probandengeometrie umgerechnet wurden. Da ^{214}Pb und ^{214}Bi Folgeprodukte von Radon sind und sich somit erst verzögert aufbauen wie in Abbildung 1 B zu erkennen ist, wurde zunächst ein Zeitintervall abgeschätzt, nach dem sich die Erhöhung der Radonaktivitätskonzentration im Messraum im ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Signal widerspiegelt. Für ^{214}Pb wurde hierbei ein Zeitversatz von $20 - 45$ min und für ^{214}Bi von $40 - 65$ min gewählt. Um die Abhängigkeit des Untergrundes von der Radonaktivitätskonzentration im Messraum zu ermitteln, wurden aus den Messungen des nicht exponierten Probanden und des Wasserkanisters die Fläche unter den Peaks S_{Peak} im Spektrum bestimmt und der Untergrund wie im vorherigen Abschnitt beschrieben abgezogen. Anschließend wurde die so erhaltene untergrundbereinigte Anzahl der detektierten Zerfälle S_{n} durch die Aufnahmedauer des Spektrums t_{m} und das Verzweigungsverhältnis der Emissionslinie p geteilt. Dann wurden diese Werte mit der niedrigsten Radonaktivitätskonzentration $c_{\mathrm{Rn,min}}$ in dem zuvor für ^{214}Pb und ^{214}Bi bestimmten Zeitversatz korreliert und eine Kalibriergerade durch den Ursprung gezogen (siehe Abbildung 17 B). Aus der Steigung der Geraden lassen sich mit der AlphaGUARD-Messung der Radonaktivitätskonzentration im Messraum die korrespondierenden $\frac{S_{\mathrm{n}}}{p \cdot t_{\mathrm{m}}}$-Werte für den ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Untergrund berechnen. Die so erhaltenen Werte wurden mit den auf die Emissionswahrscheinlichkeit und Untergrund korrigierten Zählraten der Messungen am exponierten Probanden verglichen. Entsprach der höchste Wert im Zeitversatzintervall mehr als 33 % des Messwertes der Probandenmessung, so wurde dieser Wert aus dem Datenset ausgeschlossen. Aus diesem Grund wurden 3 Datenpunkte für ^{214}Pb und 3 Datenpunkte für ^{214}Bi aus der Messung am 04.06.2019 in der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt. Da die Radonaktivitätskonzentration im Messraum an den anderen Messtagen niedriger waren und die Luftfilter im Stollenvorraum nicht abgestellt wurden, können dort die kompletten Datensets verwendet werden.

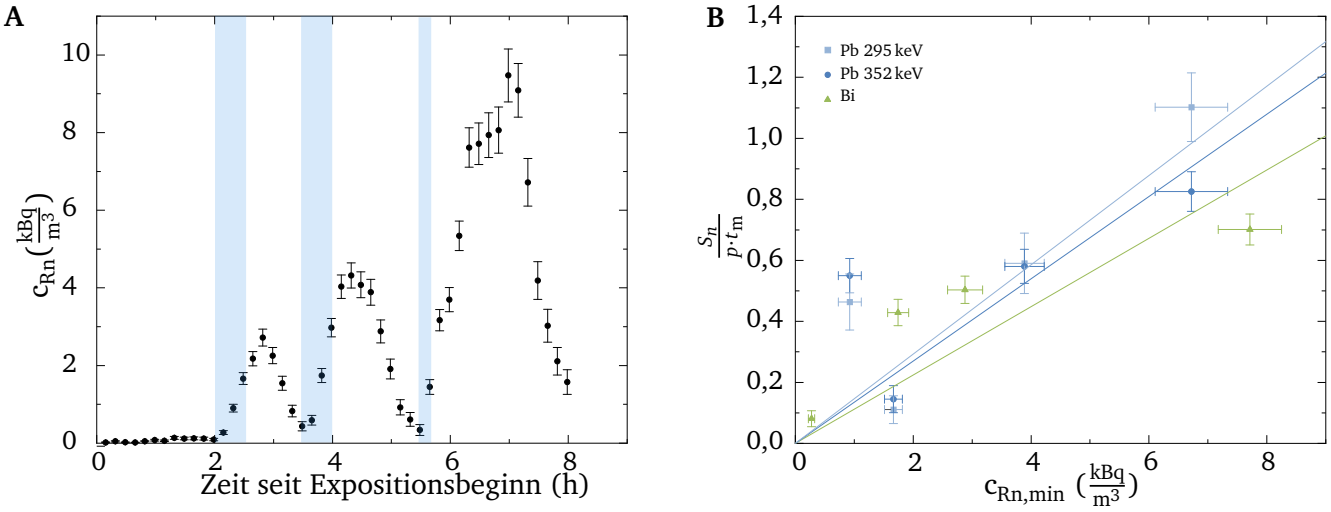

Abbildung 17: Datenausschlussverfahren bei zu hohem Untergrundsignal. (A) Verlauf der Radonaktivitätskonzentration im Messraum in Bad Kreuznach am 04.06.2019. Zeiten, zu denen die Türen zum Stollen geöffnet wurden, sind in blau gekennzeichnet. (B) Kalibriergerade zur Umrechnung der Radonaktivitätskonzentration c_{Rn} in auf die Emissionwahrscheinlichkeit korrigierten Zählraten der detektierten Nuklide.

Aktivitätsbestimmung

Die Bestimmung der Aktivität erfolgte mit dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Verfahren. Zur Ermittlung des Effizienzfaktors und der Koinzidenzkorrektur musste die Geometrie des Probanden definiert werden. Hierzu fand zunächst eine Vermessung des Probanden im Rumpfbereich statt. Dabei wurde mit einem Schneidermaßband der Umfang an den in Abbildung 18 aufgeführten Stellen gemessen und die Körperhöhe von der Stuhlkante bis zu den Schultern im Sitzen bestimmt.

Da für die Probandenmessung der in Abschnitt 3.3.2 charakterisierte Kollimator verwendet wurde und der Proband während der Messung auf einem Stuhl saß, befanden sich seine Beine und bei der abdominalen Messung ebenfalls die Arme des Probanden unter bzw. über der Bleiabschirmung, sodass diese bei der Bestimmung der Geometrie außen vor gelassen wurden. Da der Bauch auf der gesamten Detektorkappe während der Messung auflag, wurde als Form für den Probanden ein Quader statt einem Zylinder angenommen. Simplifiziert ergibt sich somit die in Abbildung 18 dargestellte Geometrie für die Messung in der abdominalen Region. Die zugehörigen Effizienzfaktoren sind in Tabelle 14 angegeben. Für die Thoraxmessung wurde der Detektor jedoch nicht mittig auf den Rumpf aufgesetzt, sondern rechts auf Schulterblatthöhe. Um den Effekt der Detektorverschiebung zu berücksichtigen, wurde als Extremfall angenommen, dass der Detektor an der oberen Kante der abdominalen Geometrie aufliegt. Dies wurde simuliert, indem die Symmetrieeigenschaften des Detektors ausgenutzt und ein 120 cm statt 60 cm hoher Quader als Geometrie betrachtet wurde. Da durch diese Änderung das doppelte Volumen für die Geometrie der thorakalen im Vergleich zur abdominalen Region angenommen wurde, musste der so erhaltene Effizienzfaktor anschließend mit zwei multipliziert werden. Erst so wurden die Effizienzfaktoren des Quaders aus Abbildung 18 bestimmt, wenn der Detektor mittig an der oberen Kante aufliegen würde. Zum besseren Vergleich der Effizienzfaktoren wurden diese mit dem Volumen V der jeweils verwendeten Geometrie multipliziert. Wie in Tabelle 14 zu sehen ergeben sich hierbei keine signifikanten Unterschiede für den Auflagepunkt des Detektors. Außerdem wurden die Effizienzfaktoren für Geometrien, die am Rande des angegebenen Fehlerbereichs der Probandenabmessung liegen, ermittelt. Auch dabei stimmen die ermittelten Effizienzfaktoren im Rahmen der Unsicherheiten überein. Dies rechtfertigt die Wahl der Geometrie, zumal gezeigt wurde, dass $\epsilon \cdot V$ recht unanfällig bezüglich Volumenänderungen ist. Eine Begründung für die Fehlerunanfälligkeit der Effizienzfaktoren findet sich in Abschnitt 4.1.3. Zur Aktivitätsbestimmung wurden die in Tabelle 14 aufgeführten Effizienzfaktoren für die jeweilige Referenzgeometrie genutzt. Es gilt jedoch zu beachten, dass für die Effizienzfaktorbestimmung eine homogene Energieverteilung in der gezeichneten Geometrie angenommen wird. Die für die betrachteten Geometrien ermittelten Koinzidenzkorrekturen sind vernachlässigbar gering, sodass diese im Folgenden nicht weiter berücksichtigt werden.

Abbildung 18: Dargestellt ist die zur Auswertung verwendete Probandengeometrie. Links: Umfang des Probanden an den jeweils mit rot eingezeichneten Messstellen. Rechts: Aus der Vermessung des Probanden ermittelte Geometrie für die abdominale Region.

Tabelle 14: Die Tabelle gibt die mit dem Volumen multiplizierte Effizienzfaktoren der detektierbaren Emissionslinien von ^{214}Pb und ^{214}Bi für die Referenzgeometrien der abdominalen sowie thorakalen Messregion und Geometrien mit den minimalen und maximalen Volumina an, die sich aus den Probandenabmessungen (Abbildung 18) ergeben.

Geometrie		Höhe (cm)	Breite (cm)	Tiefe (cm)	$\epsilon \cdot V$, 295 keV (l)	$\epsilon \cdot V$, 352 keV (l)	$\epsilon \cdot V$, 609 keV (l)
Abdomen	Ref.	60	28	24	$0,0366 \pm 0,0029$	$0,0320 \pm 0,0026$	$0,0218 \pm 0,0013$
	Min.	55	26	22	$0,0356 \pm 0,0028$	$0,0311 \pm 0,0025$	$0,0210 \pm 0,0013$
	Max.	65	30	26	$0,0375 \pm 0,0030$	$0,0328 \pm 0,0026$	$0,0225 \pm 0,0014$
Thorax	Ref.	120	28	24	$0,0371 \pm 0,0030$	$0,0325 \pm 0,0026$	$0,0223 \pm 0,0013$
	Min.	110	26	22	$0,0362 \pm 0,0029$	$0,0317 \pm 0,0025$	$0,0216 \pm 0,0013$
	Max.	130	30	26	$0,0379 \pm 0,0030$	$0,0333 \pm 0,0027$	$0,0229 \pm 0,0014$

3.6.5 Modellvorstellung

Wie zuvor bei den Absorptionsmessungen für die Zerfallsprodukte wurde ein Modell zur Beschreibung des Aktivitätsverlaufs der mit dem γ-Detektor gemessenen ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope im Probanden während und nach der Exposition entwickelt. Dieses Modell erlaubt außerdem Rückschlüsse auf den Aktivitätsverlauf von ^{218}Po und ^{222}Rn selbst. Es wurde auf den grundlegenden Überlegungen von Leggett et al. [21] entwickelt. Jedoch dienen in Abgrenzung zu den biokinetischen Modellen empirisch erhobene Daten als Eingabeparameter, die Rückschlüsse auf die physiologischen Gegebenheiten zulassen. Dementsprechend wird das hier entwickelte Modell den experimentell ermittelten Aktivitätsverläufe von ^{214}Pb und ^{214}Bi angepasst, wohingegen die biokinetischen Modelle auf Grundlage gegebener physiologischer Charakteristika Vorhersagen über die zeitlichen Aktivitätsverläufe treffen.
Bei der Entwicklung der Modellvorstellung wurde zunächst zwischen der abdominalen und thorakalen Messregion unterschieden. Da Transportraten der Zerfallsprodukte im Körper gering sind, kann im Abdomen davon ausgegangen werden, dass die dort detektierten ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope ausschließlich durch in der Messregion zerfallendes Radon zu Stande kommen. Somit kann zunächst nach dem Vorbild von Leggett et al. [21] eine Bilanzgleichung von Radonatomen, die in die Messregion gelangen (Rn_{in}) und Radonatomen, die die Messregion verlassen (Rn_{out}), aufgestellt werden und es gilt

$$\begin{aligned} Rn_{\mathrm{in}} &= c_{\mathrm{Rn,art}} F_{\mathrm{b}} \\ Rn_{\mathrm{out}} &= c_{\mathrm{Rn,ven}} F_{\mathrm{b}}, \end{aligned} \tag{48}$$

wobei F_{b} der Blutflussrate durch die Messregion entspricht, $c_{\mathrm{Rn,art}}$ der Radonteilchenkonzentration im arteriellen und $c_{\mathrm{Rn,ven}}$ der Radonteilchenkonzentration im venösen Blut. Wie im Ergebnisteil der Arbeit näher erläutert, wird jedoch eine Komponente von Radon mit kurzer (einige Minuten) und eine Komponente von Radon mit langer Aufenthaltsdauer (einige Stunden) in beiden Regionen beobachtet (siehe Abschnitt 4.3). Deswegen wird die Messregion in zwei Kompartimente, eines mit kurzer und eines mit langer Radonverweildauer, aufgeteilt. Außerdem ergibt sich aus Leggett et al. [21], dass die Radonteilchenkonzentration im arteriellen Blut proportional zur Radonaktivitätskonzentration in der inhalierten Luft c_{Rn} ist, solange die Ventilationsrate der Alveolen dieselbe bleibt, sodass $\frac{c_{\mathrm{Rn}}}{\lambda_{\mathrm{Rn}}} = k_{\mathrm{Rn}} \cdot c_{\mathrm{Rn,art}}$ gilt. Hierbei stellt k_{Rn} eine von individuellen anatomischen und physiologischen Gegebenheiten sowie von der Ventilationsrate der Alveolen abhängige Konstante dar, die das Verhältnis der Radonteilchenkonzentrationen zwischen der Stollenluft und dem arteriellen Blut im Gleichgewicht angibt. Die Zerfallskonstante von

Radon ist λ_{Rn}. Somit ergibt sich durch Einsetzen und Berücksichtigung der beiden unterschiedlichen Kompartimente Gleichung (48) zu

$$\begin{aligned} Rn_{\mathrm{in}} &= c_{\mathrm{Rn,art1}} F_{\mathrm{b1}} + c_{\mathrm{Rn,art2}} F_{\mathrm{b2}} = \frac{c_{\mathrm{Rn}}}{k_{\mathrm{Rn}} \cdot \lambda_{\mathrm{Rn}}} \cdot (F_{\mathrm{b1}} + F_{\mathrm{b2}}) \\ Rn_{\mathrm{out}} &= c_{\mathrm{Rn,ven1}} F_{\mathrm{b1}} + c_{\mathrm{Rn,ven2}} F_{\mathrm{b2}} = \frac{Rn_1}{V_1 P_1} \cdot F_{\mathrm{b1}} + \frac{Rn_2}{V_2 P_2} \cdot F_{\mathrm{b2}}. \end{aligned} \tag{49}$$

Dabei geben F_{b1} und F_{b2} die Blutflussraten durch Kompartiment 1 und 2 der Messregion an. Für die Konzentration von Radon im venösen Blut, das aus Kompartiment 1 und 2 kommt, wird die Definition des Partitionskoeffizienten P von Kompartiment 1 $P_1 = \frac{Rn_1}{V_1 \cdot c_{\mathrm{ven1}}}$ und 2 $P_2 = \frac{Rn_2}{V_2 \cdot c_{\mathrm{ven2}}}$ verwendet, mit der Annahme, dass sich sofort das Gleichgewicht zwischen der Radonkonzentration im Blut und dem Kompartiment einstellt. Die Anzahl der Radonatome in Kompartiment 1 und 2 ist durch Rn_1 und Rn_2 gegeben und die Volumina der beiden Kompartimente durch V_1 und V_2.
Als Bilanzgleichung ergibt sich die zeitliche Änderung der Radonatome Rn in der abdominalen Messregion ohne die Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls von Radon zu

$$\frac{\mathrm{d}Rn}{\mathrm{d}t} = \frac{c_{\mathrm{Rn}}}{k_{\mathrm{Rn}} \cdot \lambda_{\mathrm{Rn}}} \cdot (F_{\mathrm{b1}} + F_{\mathrm{b2}}) - \frac{Rn_1}{V_1 P_1} \cdot F_{\mathrm{b1}} - \frac{Rn_2}{V_2 P_2} \cdot F_{\mathrm{b2}}. \tag{50}$$

Da die Zerfallsprodukte in der abdominalen Region einzig und allein durch den Zerfall von inkorporiertem Radon entstehen, lässt sich ein System linearer Differentialgleichungen für die abdominale Region aufstellen

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}Rn}{\mathrm{d}t} &= \frac{c_{\mathrm{Rn}}}{k_{\mathrm{Rn}} \cdot \lambda_{\mathrm{Rn}}} \cdot (F_{\mathrm{b1}} + F_{\mathrm{b2}}) - \frac{Rn_1}{V_1 P_1} \cdot F_{\mathrm{b1}} - \frac{Rn_2}{V_2 P_2} \cdot F_{\mathrm{b2}} - \lambda_{\mathrm{Rn}} Rn \\ &= c_{\mathrm{Rn}}(T_{\mathrm{in1}} + T_{\mathrm{in2}}) - \lambda_{\mathrm{T1}} Rn_1 - \lambda_{\mathrm{T2}} Rn_2 - \lambda_{\mathrm{Rn}} Rn \\ \frac{\mathrm{d}Po}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Rn}} Rn - \lambda_{\mathrm{Po}} Po \\ \frac{\mathrm{d}Pb}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Po}} Po - \lambda_{\mathrm{Pb}} Pb \\ \frac{\mathrm{d}Bi}{\mathrm{d}t} &= \lambda_{\mathrm{Pb}} Pb - \lambda_{\mathrm{Bi}} Bi. \end{aligned} \tag{51}$$

Dabei stehen Po, Pb und Bi für die Anzahl der Nuklide ^{218}Po, ^{214}Pb und ^{214}Bi in der Messregion mit den zugehörigen Zerfallskonstanten $\lambda_{\mathrm{Po}}, \lambda_{\mathrm{Pb}}$ und λ_{Bi}. Die Transportkoeffizienten der Radonaktivitätskonzentration der Stollenluft in das Kompartiment 1 und 2 sind $T_{\mathrm{in1}} = \frac{F_{\mathrm{b1}}}{k_{\mathrm{Rn}} \cdot \lambda_{\mathrm{Rn}}}$ und $T_{\mathrm{in2}} = \frac{F_{\mathrm{b2}}}{k_{\mathrm{Rn}} \cdot \lambda_{\mathrm{Rn}}}$ und den Abtransportkoeffizienten der Radonteilchen aus den beiden Kompartimenten $\lambda_{\mathrm{T1}} = \frac{F_{\mathrm{b1}}}{V_1 P_1}$ und $\lambda_{\mathrm{T2}} = \frac{F_{\mathrm{b2}}}{V_2 P_2}$. Somit sind alle Parameter außer $T_{\mathrm{in1}}, T_{\mathrm{in2}}, \lambda_{\mathrm{T1}}$ und λ_{T2} bekannt. Bei den Gleichungen müssen jedoch die unterschiedlichen Situationen während und nach der Exposition berücksichtigt werden. Während der ersten Stunde, in der der Proband im Stollen exponiert wurde, wird Radon in die Messregion transportiert. Nach der Exposition kehrte der Proband jedoch in eine nicht radonhaltige Atmosphäre zurück, sodass Radon nur noch aus dem Körper ausgeschieden wird, ohne das neues nachgeliefert wird. Dies hat zur Folge, dass für die erste Stunde T_{in1} und T_{in2} unbekannt sind, nach der Exposition jedoch in erster Näherung verschwinden. Somit müssen die Differentialgleichungen für die erste Stunde während der Exposition und nach der Exposition separat gelöst werden. Die Anzahl der nach einer Stunde Exposition in der Messregion vorhandenen Nuklide gibt die Anfangsbedingung für die Lösung der Differentialgleichungen nach einer Stunde, bei denen kein weiteres Radon in den Körper aufgenommen wird.
Die Lösungen des Differentialgleichungssystems geben den Verlauf der Anzahl der einzelnen Nuklide an. Wird dieser mit den nuklidspezifischen Zerfallskonstanten multipliziert, ergibt sich der zeitliche Ak-

tivitätsverlauf der einzelnen Nuklide, der für ^{214}Pb und ^{214}Bi an die aufgenommenen Daten angepasst werden kann, um die unbekannten Parameter $T_{\text{in1}}, T_{\text{in2}}, \lambda_{\text{T1}}$ und λ_{T2} zu bestimmen und Rückschlüsse auf den Aktivitätsverlauf des nicht gemessenen ^{218}Po und ^{222}Rn zu ziehen.

Bei der Messung in der thorakalen Region werden im Gegensatz zur abdominalen Region ebenfalls direkt inkorporierte Zerfallsprodukte detektiert, die sich in den Atemwegen anheften und nicht erst durch den Zerfall von Radon entstehen. So muss das Differentialgleichungssystem aus Gleichung (51) um diesen Faktor angepasst werden und das System linearer Differentialgleichungen für die thorakale Messregion ergibt sich zu

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}Rn}{\mathrm{d}t} &= c_{\text{Rn}}(T_{\text{in1}} + T_{\text{in2}}) - \lambda_{\text{T1}} Rn_1 - \lambda_{\text{T2}} Rn_2 - \lambda_{\text{Rn}} Rn \\
\frac{\mathrm{d}Po}{\mathrm{d}t} &= k_{\text{Po}} \cdot c_{\text{Rn}} + \lambda_{\text{Rn}} Rn - \lambda_{\text{Po}} Po \\
\frac{\mathrm{d}Pb}{\mathrm{d}t} &= k_{\text{Pb}} \cdot c_{\text{Rn}} + \lambda_{\text{Po}} Po - \lambda_{\text{Pb}} Pb \\
\frac{\mathrm{d}Bi}{\mathrm{d}t} &= k_{\text{Bi}} \cdot c_{\text{Rn}} + \lambda_{\text{Pb}} Pb - \lambda_{\text{Bi}} Bi.
\end{aligned} \tag{52}$$

Die Parameter k_{Po}, k_{Pb} und k_{Bi} geben an, wie viele Nuklide bei einer bestimmten Radonaktivitätskonzentration im Respirationstrakt pro Zeitintervall aufgenommen und bei der anschließenden Messung detektiert werden. Die Parameter sind abhängig von dem während der Exposition vorherrschenden F-Faktor F, dem Atemminutenvolumen AMV des Probanden, dem Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte f_{unatt} und dem Anteil der inkorporierten Zerfallsprodukte, der vom Detektor detektiert wird k_{Det}. Die Parameter F und f_{unatt} wurden während der Exposition des Probanden mit dem Messgerät AZ-3 bestimmt (siehe Tabelle 12). Für das Atemminutenvolumen werden $0,48\,\frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ bei ruhender, nicht schlafender Aktivität auf Grundlage der ICRP Publikation 23 [118] angenommen. Der einzige unbestimmte Parameter ist somit durch k_{Det} gegeben, der neben $T_{\text{in1}}, T_{\text{in2}}, \lambda_{\text{T1}}$ und λ_{T2} einen weiteren Fitparameter bei der Auswertung der Messungen in der thorakalen Region darstellt.
Das Lösungsvorgehen und die Anpassung an die Daten sind analog zu dem zuvor beschriebenen Vorgehen bei dem System linearer Differentialgleichungen der abdominalen Region, wobei die Radonaktivitätskonzentration für die Zeit nach der Exposition 0 gesetzt wird und die Aufnahme der Zerfallsprodukte somit ebenfalls verschwindet. Eine ausführliche Herleitung der Vorfaktoren für die unterschiedlichen Nuklide, die als Eingabeparameter in das Fitmodell verwendet wurden, befindet sich im Anhang C.
Allgemein ist die durch inhalierte Radonzerfallsprodukte deponierte Energie E_{ip} durch

$$\begin{aligned}
E_{\text{ip}} &= t_{\text{Exp}} \cdot AMV \cdot c_{\text{p}} \cdot (0,984 \cdot f_{\text{unatt}} + 0,3 \cdot (1 - f_{\text{unatt}})) \\
&= t_{\text{Exp}} \cdot AMV \cdot c_{\text{Rn}} \cdot a \cdot F \cdot (0,984 \cdot f_{\text{unatt}} + 0,3 \cdot (1 - f_{\text{unatt}}))
\end{aligned} \tag{53}$$

gegeben, wobei t_{Exp} der Expositionszeit entspricht. Durch Multiplikation der Radonaktivitätskonzentration mit dem F-Faktor ergibt sich die EEC, die sich mit Hilfe des Umrechnungsfaktors $a = \frac{1,3 \cdot 10^8\,\frac{\text{MeV}}{\text{m}^3}}{3750\,\frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}}$ in die PAEC überführen lässt. Die Vorfaktoren 0,984 und 0,3 kommen dadurch zu Stande, dass laut Tabelle 4 in etwa 98,4 % der eingeatmeten unangehefteten Zerfallsprodukte im Respirationstrakt absorbiert werden, wohingegen es bei den angehefteten je nach Größe $17 - 42\,\%$ sind, sodass hier angenommen wird, das im Mittel 30 % der angehefteten Zerfallsprodukte absorbiert werden.

3.6.6 Dosisbestimmung

Mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verfahren wurde der Aktivitätsverlauf der einzelnen Nuklide bestimmt. Durch die Integration des zeitlichen Aktivitätsverlaufes seit dem Expositionsbeginn bis hin zu unendlich langen Zeitpunkten kann die Anzahl der in der Messregion zerfallenden Nuklide bestimmt werden. Da in der abdominalen Messregion kein nennenswerter Transport der Zerfallsprodukte stattfindet, entspricht die Gesamtzahl der dort zerfallenden Radonatome ebenfalls der Gesamtzahl der dort zerfallenden Folgeprodukte, sodass die Fläche unter den einzelnen Aktivitätskurven für ^{222}Rn, ^{218}Po, ^{214}Pb und ^{214}Bi gleich großist. Zudem kann die Anzahl der Nuklide ermittelt werden, die in Kompartiment 1 und 2 zerfallen, indem die beiden Teile der Differentialgleichung für Radon aus Gleichung (51) separat gelöst werden, sodass

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}Rn_1}{\mathrm{d}t} &= c_{\mathrm{Rn}} \cdot T_{\mathrm{in1}} - \lambda_{\mathrm{T1}} Rn_1 - \lambda_{\mathrm{Rn}} Rn_1 \\ \frac{\mathrm{d}Rn_2}{\mathrm{d}t} &= c_{\mathrm{Rn}} \cdot T_{\mathrm{in2}} - \lambda_{\mathrm{T2}} Rn_2 - \lambda_{\mathrm{Rn}} Rn_2, \end{aligned} \tag{54}$$

gilt. Dabei werden auch hier die Transportkoeffizienten der Radonaktivitätskonzentration in den Körper T_{in1} und T_{in2} nach der Expositionszeit von einer Stunde 0.
Die aus dem vorherigen Abschnitt ermittelten Fitparamter $T_{\mathrm{in1}}, T_{\mathrm{in2}}, \lambda_{\mathrm{T1}}$ und λ_{T2} werden in die Lösung der Differentialgleichungen für die beiden Kompartimente während und nach der Exposition eingesetzt. Die Lösung wird mit der Zerfallskonstante multipliziert und der so erhaltene Aktivitätsverlauf über die Zeit integriert. Hierbei wird jeweils der Kurvenverlauf während der Exposition über $0-60$ min integriert und mit der Integration der Lösung der Differentialgleichungen nach der Exposition von $60-\infty$ min addiert. Durch die Separation der Differentialgleichung für Radon in zwei Kompartimente kann die Anzahl der inkorporierten Radonatome in diesen unterschieden werden und somit ebenfalls der Dosisanteil durch Radon, welches nur kurze Zeit im Körper verbleibt mit dem von Radon, das für mehrere Stunden gespeichert wird, verglichen werden.
Die Zerfallsprodukte in der abdominalen Messregion entstehen einzig und allein durch den Zerfall von inkorporiertem Radon und weisen niedrige Abtransportraten auf. Deswegen kann davon ausgegangen werden, dass an der Stelle, an der ein Radonatom zerfällt, seine komplette PAE von 19,18 MeV deponiert wird. Durch die lange Halbwertszeit von ^{210}Pb mit über 22 a muss dieses Nuklid sowie seine Tochternuklide nicht weiter berücksichtigt werden. Die durch β-Zerfälle und Emission von γ-Quanten freiwerdende Energie verbleibt nicht an dem Zerfallsort des inkorporierten Radons, da diese eine längere Wegstrecke zurücklegen, auf der sie ihre Energie verteilt deponieren (siehe Abschnitt 2.1.3). Außerdem wird ihnen aufgrund des mikroskopischen Schadensmusters ein niedrigerer Strahlungswichtungsfaktor von 1 als der von α-Strahlung mit 20 zugewiesen. Aus diesen Gründen und Konsistenzgründen mit der ICRP wird somit für die weiteren Betrachtungen der Energiedeposition eines Radonatoms seine PAE angenommen. Durch die Berechnung der Anzahl der Radonatome kann somit durch Multiplikation mit der PAE die in der Messregion bzw. dessen Kompartimenten deponierte Energie bestimmt werden. Durch die Normierung auf die Masse der Messregion wird die Dosis in Gray (Gy) bestimmt, wobei eine homogene Energieverteilung in der Messregion angenommen werden musste (siehe Abschnitt 3.6.4).

Für die Dosisbestimmung in der thorakalen Region wird analog vorgegangen und zunächst die Dosis ermittelt, die durch die Inkorporation von Radon appliziert wird. Dabei wird ebenfalls zwischen der Dosis durch kurz und lang gespeichertem Radon unterschieden. Jedoch muss dort zudem die Dosis durch direkt inkorporierte Zerfallsprodukte, die nicht durch den Zerfall von Radon entstanden sind, berücksichtigt werden. Der Dosisanteil ergibt sich nach Gleichung (53) durch die Summe der durch die verschiedenen Zerfallsprodukte deponierten Energien. Jedoch muss noch der Parameter k_{det}, der sich aus der Anpassung ergibt und angibt, welcher Teil der deponierten Zerfallsprodukte in der Messregion detektiert wird, an die so deponierte Energie in der Messregion multipliziert werden. In Analogie zu

dem Vorgehen bei der abdominalen Region ergibt die Normierung auf die Masse der Messregion die dort applizierte Dosis unter der Annahme einer homogenen Energieverteilung. Die Summe der Dosis durch Radon und Zerfallsprodukte ergibt die Gesamtdosis, die im Thorax appliziert wird. Die Dosiswerte sind im Ergebnisteil der Arbeit (siehe Abschnitt 4.3) aufgeführt und weiterführende Betrachtungen bezüglich in der räumlichen Energieverteilung der Messregion sind in Abschnitt 5.4 beschrieben.

4 Ergebnisse

In diesem Kapitel wird auf die Ergebnisse der zuvor beschriebenen Experimente eingegangen. Zunächst werden die von der Auswertesoftware ermittelten Effizienzfaktoren verifiziert. Anschließend folgt die Auswertung der Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte auf dem luftdurchströmten Filtersystem, mit denen die Messmethode validiert wurde, um sie auf das biologische System anzuwenden. Schlussendlich werden die aus den Messungen erhaltenen Aktivitätsverläufe inklusive der Dosisbestimmung in der abdominalen und thorakalen Region vorgestellt.

4.1 Validierung des Effizienzfaktors

Wie zuvor in Abschnitt 3.4 beschrieben, fanden Messungen zur experimentellen Bestimmung des Effizienzfaktors mit Kalibrierquellen statt. Die so erhaltenen Werte konnten anschließend mit den von der Auswertesoftware bestimmten Werten verglichen werden. Des Weiteren folgt eine Betrachtung der Änderung des Effizienzfaktors bei unterschiedlich großen Geometrien, um schlussendlich die Fehleranfälligkeit der bei der Probandenmessung verwendeten Geometrien abschätzen zu können.

4.1.1 Kalibrierquellen

Zur Überprüfung des von der Auswertesoftware ausgegebenen Effizienzfaktors wurde zunächst mit einer Flächen- und Volumenquelle der Effizienzfaktor $\frac{\epsilon_{\text{exp}}}{f_1}$ in verschiedenen Abständen zum Detektor experimentell ermittelt (siehe Abschnitt 3.4.1). Außerdem wurde der Effizienzfaktor $\frac{\epsilon_{\text{theo}}}{f_1}$ für die beiden Quellen in verschiedenen Abständen durch die Auswertesoftware bestimmt und durch die ermittelte Koinzidenzkorrektur dividiert. Anschließend wurde der Quotient aus beiden Werten für alle in den Quellen detektierbaren Emissionslinien gebildet. Das Ergebnis ist in Abbildung 19 A und B für die Flächen- und Volumenquelle dargestellt.

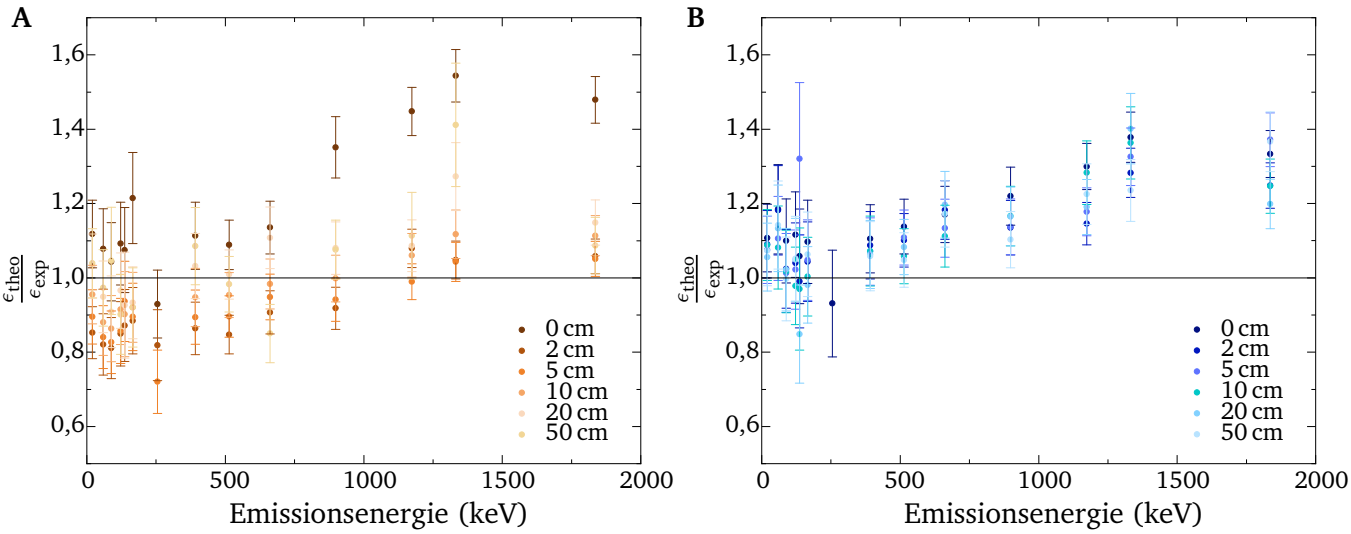

Abbildung 19: Quotient des theoretisch und experimentell ermittelten Effizienzfaktors mit einer (A) Flächenquelle und (B) Volumenquelle für verschiedene Energie und verschiedene Abstände zum Detektor.

Die theoretisch ermittelten Effizienzfaktoren stimmen überwiegend im Fehlerbereich mit den experimentell bestimmten Werten sowohl für die Flächen- als auch die Volumenquelle überein. Die Daten für beide Quellen weisen einen erhöhten Quotienten aus theoretisch und experimentell ermittelten Werten hin zu höheren Emissionsenergien auf. So wird bei der Flächenquelle (vgl. Abbildung 19 A) der theoretisch berechnete Effizienzfaktor für niedrigere Emissionsenergien (unter 100 keV) ab Abständen von 2 cm bis zu 25 % unterschätzt, wohingegen er für Emissionsenergien ab 1300 keV um knappe 20 % überschätzt wird. Außerdem ist bei der Vermessung der Flächenquelle eine systematische Erhöhung des $\frac{\epsilon_{\text{theo}}}{\epsilon_{\text{exp}}}$-Verhältnisses

für größere Abstände der Quelle zum Detektor zu beobachten. Eine Ausnahme bilden hierbei jedoch die von der Auswertesoftware bestimmten Effizienzfaktoren in einem Abstand von 0 cm, da hier die theoretisch bestimmten Werte nahezu durchgehend mit bis zu 60 % überschätzt werden.
Für die Volumenquelle in Abbildung 19 ist eine systematische Überschätzung des theoretisch ermittelten Effizienzfaktors von bis zu 40 % bei höheren Energien zu beobachten, wobei hier anders als bei der Flächenquelle keine klare Abstandsabhängigkeit festgestellt werden kann. Dennoch tritt wie zuvor bei der Flächenquelle eine systematische Erhöhung der von der Auswertesoftware bestimmten Effizienzfaktoren für einen Abstand von 0 cm auf. Dieser Effekt ist jedoch bei der Volumenquelle nicht so stark ausgeprägt wie bei der Flächenquelle, da bei dieser auch im Abstand von 0 cm aufgrund ihrer Ausdehnung größere Abstände zum Detektor mit abgedeckt werden.
Alles in allem ergibt sich eine gute Übereinstimmung der theoretisch bestimmten Werte mit den experimentell ermittelten. Besonders für Emissionsenergien, die unter 1000 keV liegen, ergibt sich eine Abweichung von maximal 25 %. Jedoch ist eine deutliche Überschätzung des Effizienzfaktors und der damit verbunden Detektionswahrscheinlichkeit in der Region direkt vor der Detektorkappe zu beobachten, sodass hier bei höheren Energien der theoretisch ermittelte Wert bis zu 60 % höher liegt als der experimentell ermittelte. Bei ausgedehnten Quellen wie beispielsweise der Volumenquelle wird diese jedoch durch die leichte Unterschätzung der Detektionswahrscheinlichkeit von ca. $10-15$ % für Energien unter 1000 keV in Abständen zwischen $2-10$ cm zum Detektor (siehe Abbildung 19 A) ausgeglichen. Grundsätzlich ergibt sich aus den Messungen jedoch, dass der mit der Auswertesoftware bestimmte Effizienzfaktor in den meisten Fällen leicht überschätzt wird, was nach Gleichung (39) in einer Unterschätzung der berechneten Aktivitäten resultiert.

4.1.2 Kaliumquelle

Wie in Abbildung 18 dargestellt handelt es sich bei den für die Probandenmessung verwendeten Geometrien um eine ausgedehnte Quelle, weswegen eine weitere Validierung des Effizienzfaktors für eine größere Volumenquelle erfolgt. Hierzu wird Kaliumchlorid in unterschiedlichen Mengen in einem wassergefüllten Kanister gelöst, der als Quelle dient (siehe Abschnitt 3.4.2). Aus der Kaliumkonzentration im Wasser lässt sich die erwartete Aktivität berechnen und aus den aufgenommenen γ-Spektren der Faktor $\frac{S_{\text{Peak}}}{p \cdot t_{\text{m}}}$ ermitteln, wobei die Zerfallskorrektur und Koinzidenzkorrektur als 1 angenommen werden können. Wird dieser Wert über der berechneten Aktivität aufgetragen, ergibt sich wie erwartet eine Gerade der Form $y = m \cdot x + b$. Die Steigung ist durch $m = \frac{S_{\text{Peak}}}{A \cdot p \cdot t_{\text{m}}}$ gegeben und entspricht somit gerade dem experimentell ermittelten Effizienzfaktor ϵ_{exp}. Der Schnittpunkt mit der y-Achse gibt den durch den wassergefüllten Kanister abgeschirmten Kaliumuntergrund im Messraum an. Bei der Anpassung der Geraden mit Fehlergewichtung der Form $\frac{1}{\sigma_y{}^2}$ beträgt der Schnittpunkt mit der y-Achse $b = 0,922 \pm 0,026\ \frac{\text{Signale}}{\text{s}}$. Die Steigung ergibt den experimentell bestimmten Effizienzfaktor zu $\epsilon_{\text{exp}} = (4,64 \pm 0,21) \cdot 10^{-4}$. Für den von der Auswertesoftware berechneten Wert gilt $\epsilon_{\text{theo}} = (5,28 \pm 0,21) \cdot 10^{-4}$. Somit weisen die Werte keinen signifikanten Unterschied auf. Für den Quotienten beider Werte ergibt sich $\frac{\epsilon_{\text{theo}}}{\epsilon_{\text{exp}}} = 1,14 \pm 0,07$, sodass der von der Auswertesoftware bestimmte Effizienzfaktor, wie zuvor bereits bei der Messung mit der Flächen- und Volumenquelle beobachtet, etwas höher als der experimentell bestimmte Wert liegt. Da die Maße des hier verwendeten Kanisters 38 cm x 20,25 cm x 24,5 cm (Länge x Tiefe x Höhe) betragen, liegen sie in derselben Größenordnung wie die verwendete Probandengeometrie mit 28 cm x 24 cm x 60 cm. Somit ist davon auszugehen, dass ebenfalls der für die Geometrie ermittelte Effizienzfaktor etwas zu hoch bestimmt wird und die berechneten Aktivitäten in Folge dessen etwas zu niedrig liegen. Jedoch gilt es zu beachten, dass bei dem Experiment mit der ausgedehnten Kaliumquelle die Emissionslinie von ^{40}K bei 1461 keV liegt, bei der Probandenmessung jedoch die Emissionslinien der Radonzerfallsprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi betrachtet werden, deren emittierte γ-Quanten Energien von 295 keV, 352 keV und 609 keV aufweisen. Da im vorherigen Abschnitt 4.1.1 festgestellt wurde, dass der theoretisch ermittelte Effizienzfaktor zu höheren Emissionsenergien hin stärker überschätzt wird als bei niedrigeren Emissionsenergien, wird die Abweichung des theoretisch ermittelten Effizienzfaktors der bei

der Probandenmessung betrachteten Nuklide geringer ausfallen und laut einer Abschätzung maximal 10 % betragen. Dies bedeutet, dass die Ermittlung des Effizienzfaktors angesichts der physiologischen Unsicherheiten keinen limitierenden Faktor bei der Messung am Probanden darstellt.

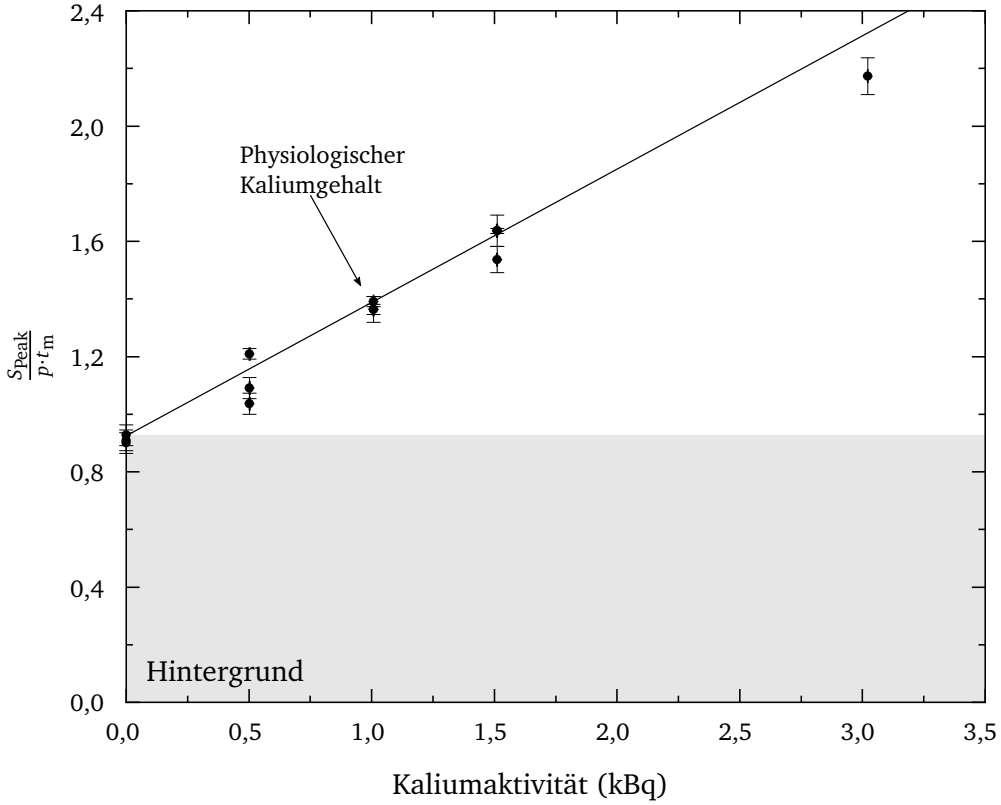

Abbildung 20: Experimentelle Bestimmung des Effizienzfaktors für eine Kaliumquelle. Die lineare Anpassung der Daten mit y-Fehlergewichtung des Typs $\frac{1}{\sigma_y{}^2}$ ergibt einen Effizienzfaktor von $\epsilon = \frac{S_{\text{Peak}} \cdot f_1 \cdot f_2}{A \cdot p \cdot t_{\text{m}}} = 4,64 \pm 0,21 \cdot 10^{-4}$, der Schnittpunkt mit der y-Achse bei $0,922 \pm 0,026$ gibt den durch den gefüllten Wasserkanister abgeschirmten Kaliumuntergrund im Messraum an.

4.1.3 Effizienzfaktor für Punkt- zu Volumenquellen

In diesem Abschnitt wird die Änderung des Effizienzfaktors für den Übergang von kleineren hin zu größeren Geometrien betrachtet. Hierfür werden mit der Auswertesoftware theoretisch berechnete Effizienzfaktoren miteinander verglichen. Zunächst wurde als Beispiel für eine besonders kleine Quelle als Geometrie ein Würfel, bestehend aus Wasser mit der Kantenlänge von 0,1 mm und ein zweiter mit einer Kantenlänge von 2 mm erstellt. Somit ergibt sich ein Volumenunterschied von einem Faktor 8000. Diese Würfel wurden mittig auf die Detektorkappe gesetzt. Anschließend wurde beispielhaft der Effizienzfaktor bei einer Energie von 1400 keV bestimmt, der sich für den kleineren Würfel zu $3,06 \pm 0,12 \cdot 10^{-2}$ und für den größeren zu $2,89 \pm 0,12 \cdot 10^{-2}$ ergibt. Die beiden Werte unterscheiden sich trotz des starken Volumenunterschieds der beiden Würfel lediglich marginal, da die Detektionswahrscheinlichkeit der γ-Quanten, die aus den Würfeln ausgesendet werden, für jeden Punkt darin in etwa gleich ist. Somit wird der gleiche Anteil von den beiden Würfeln ausgesendeter γ-Quanten den Detektor erreichen. Hin zu größeren Volumina ändert sich diese Situation jedoch, da die endliche aktive Fläche des Detektors hin zu größeren Abständen einen kleineren Raumwinkel der isotrop emittierten γ-Quanten abdeckt und die Detektionswahrscheinlichkeit somit geringer wird. Darüber hinaus tritt zunehmend Selbstabsorption in der Quelle auf. Die Überlagerung dieser beiden Effekte führt dazu, dass γ-Quanten, die aus einem weit entfernten Teil der Quelle emittiert werden, mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit auf den Detektor treffen. Dadurch wird der Effizienzfaktor für diese Region der Quelle sehr klein, wohingegen er

für Regionen der Quelle, die sich nah am Detektor befinden, höher ist. Mit der Simulation eines angenommenen Wasserzylinders mit einer Tiefe von 20,25 cm (Tiefe des quadratischen Wasserkanisters) und unterschiedlichen Radien lässt sich die Abhängigkeit des Effizienzfaktors von der seitlichen Ausdehnung der Quelle abschätzen. Es werden die Effizienzfaktoren bei einer Energie von 1400 keV für einen Radius von 10 cm, 20 cm, 50 cm, 100 cm und 200 cm ermittelt und mit dem jeweiligen Volumen des gezeichneten Zylinders multipliziert.

Das Ergebnis ist in Abbildung 21 dargestellt. Bei geringen Radien ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein aus der Quelle emittiertes γ-Quant auf den Detektor trifft für alle Punkte in der Quelle in etwa dieselbe. Das liegt daran, dass der Abstand der Quelle zum Detektor geringer als die Größe des Detektorkristalls mit einer aktiven Fläche von 3800 mm^2 ist. Somit gilt $\epsilon \cdot V \propto r^2$, wobei V dem Volumen der Quelle und r dessen Radius entspricht. Hin zu höheren Radien und dementsprechend höheren Volumina ist die Wahrscheinlichkeit der aus den Randbereichen der Quelle emittierten γ-Quanten zum Detektor zu gelangen aufgrund des geringeren Raumwinkels, den der Detektor einnimmt, und erhöhter Selbstabsorption geringer. Dies hat zur Folge, dass der ermittelte gemittelte Effizienzfaktor kleiner wird, wenn auch nicht so stark, wie das Volumen der Quelle anwächst. Somit entsteht der in Abbildung 21 gezeigte Übergangsbereich bei Radien von $5 - 100$ cm. Je größer das Volumen jedoch wird, desto geringer wird die Detektionwahrscheinlichkeit für die Randbereiche der Quelle, sodass bei ausreichend großen Volumina nahezu kein Signal, das von den Randbereichen ausgesendet wird, auf den Detektor trifft und $\epsilon \propto \frac{1}{r^2}$ gilt. Dadurch nähert sich $\epsilon \cdot V$ asymptotisch einem konstanten Wert an wie es in diesem Beispiel ab einem Radius von 100 cm der Fall ist.

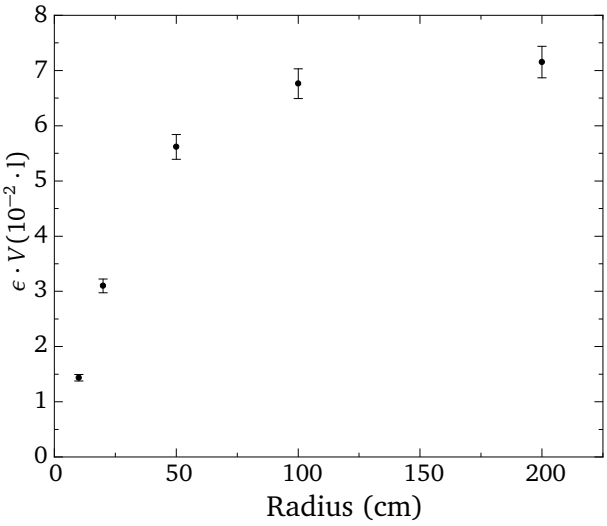

Abbildung 21: Effizienzfaktoren eines Zylinders der Tiefe 20,25 cm mit variierendem Radius r bei 1400 keV multipliziert mit dessen Volumen V. Bei kleinen Volumina gilt $\epsilon \cdot V \propto r^2$, wobei sich $\epsilon \cdot V$ hin zu größeren Volumina asymptotisch einem konstanten Wert annähert.

Dieses Phänomen tritt ebenfalls bei der in Abschnitt 18 beschriebenen Probandengeometrie auf. Aufgrund des großen Volumens der Geometrie werden Zerfälle in den Randbereichen kaum detektiert und es gilt $\epsilon \propto \frac{1}{V}$. Dadurch ist die Bestimmung des Effizienzfaktors und somit die berechnete Aktivität äußerst volumenanfällig. Da sich aber gerade das Volumen beim Teilen der aufintegrierten Aktivitäten durch die Masse ($m = V \cdot \rho$, wobei ρ der Dichte entspricht) kürzt, sind die am Ende bestimmten Dosiswerte relativ volumenunsensitiv. Dies bedeutet, dass Ungenauigkeiten bei der Geometrieerstellung später keine großen Auswirkungen bei der Dosisbestimmung haben und die ermittelten Dosiswerte somit relativ fehlerunanfällig sind.

4.2 Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte

In diesem Abschnitt wird auf die Ergebnisse der in Abschnitt 3.5 beschriebenen Experimente der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte auf einem luftdurchströmten Filtersystem eingegangen. Zunächst wird die Auswertung des in dem Zentrifugenröhrchens eingebauten, luftdurchströmten Filtersystem beschrieben, um anschließend die Wandfiltermessung analog auszuwerten und die beiden Ergebnisse in Relation zu setzen. Schlussendlich wird die Anfangsaktivität der ^{218}Po-, ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope in Abhängigkeit von der vorherrschenden Radonaktivitätskonzentration während der Exposition betrachtet.

4.2.1 Daten und Datenanpassung

Bei der Aufnahme der γ-Spektren der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope auf dem Filtersystem (siehe Abschnitt 3.5) waren meist zwei Emissionslinien von ^{214}Pb bei Energien von 295 keV und 352 keV auswertbar. Dadurch ergibt sich der Aktivitätswert des Nuklids aus dem Mittelwert der aus beiden Emissionslinien ermittelten Aktivitäten und der Fehler durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung. Laut der Lösung des linearen Systems von Differentialgleichungen aus Gleichung (42) und (43) stellen die Radonaktivitätskonzentration in der Kammer c_{Rn} einen konstanten Vorfaktor für die zeitliche Entwicklung der Teilchenanzahl von ^{218}Po, ^{214}Pb und ^{214}Bi dar. Dadurch können die erhaltenen Aktivitätswerte auf eine Radonaktivitätskonzentration von 1 $\frac{\mathrm{MBq}}{\mathrm{m}^3}$ skaliert und zu einem Datenset zusammengefasst werden, was im Folgenden als „Poolen“ bezeichnet wird. Der Fehler des Skalierungsfaktors ergibt sich hierbei aus dem Fehler der gemessenen Radonaktivitätskonzentration während der Exposition und geht über Gaußsche Fehlerfortpflanzung in den Fehler der ^{214}Pb und ^{214}Bi-Aktivitäten mit ein. Die gebündelten und später zerfallskorrigierten Aktivitäten für alle 13 durchgeführten Expositionen des luftdurchströmten Filtersystems sind in Abbildung 22 dargestellt. Dabei zeigt sich der erwartete Verlauf und die gute Übereinstimmung der Werte rechtfertigt das Poolen der Daten. Die Aktivitäten von ^{214}Pb fallen nahezu exponentiell ab, da zu Messbeginn der größte Teil des absorbierten ^{218}Po mit einer Halbwertszeit von 3,05 min bereits zerfallen ist. Dadurch befindet sich lediglich ein geringer Anteil von ^{218}Po auf dem Filtersystem und es entsteht kaum neues ^{214}Pb. Durch den Zerfall von ^{214}Pb mit einer Halbwertszeit von 26,8 min entsteht jedoch ^{214}Bi zusätzlich zu dem bereits auf dem Filtersystem absorbierten. Aus diesem Grund ist zunächst ein leichter Aufbau in den ^{214}Bi-Aktivitäten zu beobachten, bis nicht mehr genügend ^{214}Pb auf dem Filtersystem vorhanden ist, um den exponentiellen Zerfall des ^{214}Bi mit einer Halbwertszeit von 19,9 min auszugleichen, sodass die Aktivität von ^{214}Bi ebenfalls sinkt. Dennoch ist kein klarer exponentieller Abfall zu beobachten, da nach wie vor neues ^{214}Bi durch den Zerfall von noch auf dem Filtersystem vorhandenem ^{214}Pb entsteht.
Um die Daten anzupassen, wurde die Lösung des in Gleichung (43) beschriebenen Gleichungssystems mit der Zerfallskonstante des jeweiligen Nuklids multipliziert, um aus dem Verlauf der Teilchenzahl den Aktivitätsverlauf zu bestimmen. Dieser konnte anschließend an die experimentell ermittelten Aktivitäten angepasst werden, wobei die Anheftungskonstante der Zerfallsprodukte an der Kammerwand λ_{F} den einzigen freien Fitparameter darstellt. Die ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Daten wurden gleichzeitig angepasst und die Zerfallskorrektur iterativ ermittelt (siehe Abschnitt 3.3.3). Nach der dritten Iteration weist die Anpassung ein Optimum bei $\lambda_{\mathrm{F}} = 3,890 \pm 0,033\,\frac{1}{\mathrm{min}}$ auf, sodass sich eine Halbwertszeit von $t_{\frac{1}{2}\mathrm{F}} = 10,7 \pm 0,1\,\mathrm{s}$ für die Wandanheftung ergibt. Aus dem so erhaltenen Wert für λ_{F} kann mit dem Gleichungssystem aus Gleichung (42) ebenfalls der Verlauf der ^{218}Po-, ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten auf dem luftdurchströmten Filter während der Exposition simuliert werden.
Wie in Abbildung 22 dargestellt liefert das so entwickelte Modell eine sehr gute Beschreibung der experimentell ermittelten Daten. Somit konnten mit der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte auf einem luftdurchströmten Filtersystem die experimentell erhaltenen Daten konsistent mit einem theoretisch entwickelten Modell beschrieben werden. Außerdem weisen die experimentell erhaltenen Daten geringe Fluktuationen auf und zeigen den erwarteten Verlauf, was die Wahl der Mess- und Auswertemethode rechtfertigt.

Zur zusätzlichen Verifizierung der Modellvorstellung wurden ebenfalls Wandfiltermessungen durchgeführt (siehe Abschnitt 3.5). Der so erhaltene zeitliche Aktivitätsverlauf von ^{218}Po, ^{214}Pb und ^{214}Bi auf den Wandfiltern wurde wie auch die Aktivitäten bei dem luftdurchströmten Filtersystem auf 1 $\frac{\mathrm{MBq}}{\mathrm{m}^3}$ skaliert und die drei durchgeführten Messungen gepoolt. An die so erhaltenen Daten wurde zunächst die Lösung aus dem in Gleichung (44) gegebenen System linearer Differentialgleichungen mit dem einzigen freien Fitparameter λ_{F} angepasst und die Zerfallskorrektur iterativ bestimmt. Die so ermittelten Aktivitäten mit dem zugehörigen angepassten Kurvenverlauf sind in Abbildung 23 A dargestellt. Hierbei wird die Anheftungskonstante der Zerfallsprodukte an der Wand mit $\lambda_{\mathrm{F}} = 0,142 \pm 0,004\,\frac{1}{\mathrm{min}}$ bestimmt, sodass sich eine Halbwertszeit der Wandanheftung von $t_{\frac{1}{2}\mathrm{F}} = 4,88 \pm 0,14\,\mathrm{min}$ ergibt. Beim Vergleich der

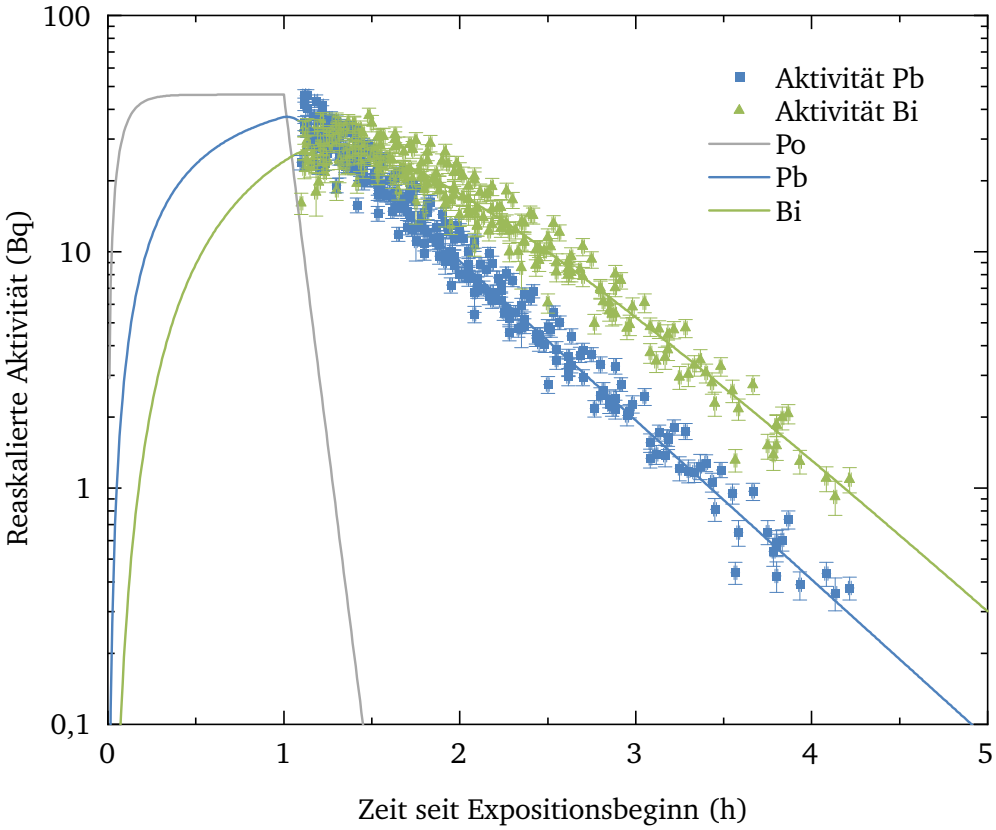

Abbildung 22: Experimentell bestimmte Aktivitäten der auf 1 $\frac{\text{MBq}}{\text{m}^3}$ skalierten, zerfallskorrigierten ^{214}Pb- (blau) und ^{214}Bi-Aktivitäten (grün) auf dem luftdurchströmten Filtersystems sowie der angepasste Verlauf der ^{218}Po- (grau), ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten mit der Anheftungskonstante $\lambda_\text{F} = 3,890 \pm 0,033\,\frac{1}{\text{min}}$.

Anheftungskonstante aus dem luftdurchströmten Filtersystemsystem ist dieser Wert um einen Faktor 27 größer. Wird jedoch die aus der luftdurchströmten Filtermessung erhaltene Halbwertszeit für die Anheftung in die Lösung des Differentialgleichungssystems aus Gleichung (44) eingesetzt und daraus der Aktivitätsverlauf sowie die zugehörige Zerfallskorrektur der einzelnen Messwerte bestimmt, ergibt sich der in Abbildung 23 B dargestellte Aktivitätsverlauf auf den Wänden. Daraus ergibt sich eine maximale Abweichung um den Faktor 3. Eine Erhöhung der Anheftungsskonstante um den Faktor 27 resultiert dementsprechend lediglich in einem Faktor 3 bei der Erhöhung der Aktivität auf der Kammerwand. Dies kann durch den Vergleich der Konstanten der einzelnen konkurrierenden Prozesse, durch die die Nuklide aus der Kammeratmosphäre entfernt werden, erklärt werden (siehe Gleichung (42)). Die in der Radonkammer vorhandenen Zerfallsprodukte entstehen allein durch den Zerfall von ^{222}Rn mit einer Halbwertszeit von 3,8 d, sodass ihre Anzahl in der Kammer begrenzt ist. Das so in der Kammeratmosphäre entstandene ^{218}Po kann über drei Prozesse, die Wandanheftung λ_F, die Absorption im luftdurchströmten Filtersystem qk oder durch den natürliche radioaktive Zerfall des Nuklids λ_Po, entfernt werden. Für ^{218}Po ist der Wert für die Zerfallskonstante $\lambda_\text{Po} = 0,227\,\frac{1}{\text{min}}$ einen knappen Faktor 4 höher als für die Absorption im luftdurchströmten Filter $qk = 5,84 \pm 0,08 \cdot 10^{-2}\,\frac{1}{\text{min}}$. Die aus den Wandfiltermessungen bestimmte Anheftungskonstante ist mit $\lambda_\text{F} = 0,142 \pm 0,004\,\frac{1}{\text{min}}$ gut halb so großwie die Zerfallskonstante. Dies führt dazu, dass sich in etwa $\frac{1}{3}$ der in der Atmosphäre vorhandenen Zerfallsprodukte an der Wand anheften. Die aus dem luftdurchströmten Filtersystem bestimmte Anheftungskonstante ist nun jedoch um einen Faktor 27 größer, was dazu führt, dass sich das Verhältnis der Konstanten der konkurrierenden Prozesse hin zur Wandanheftung verschiebt. Dementsprechend werden nahezu 95 % der ^{218}Po-Nuklide an der Wand abgeschieden, was jedoch lediglich zu einer Erhöhung der an der Wand abgeschiedenen Nuklide um den Faktor 3 führt. Durch die geringe Zerfallskonstante für ^{214}Pb und ^{214}Bi heftet sich oh-

nehin der Hauptteil der in der Kammeratmosphäre vorhandenen Nuklide an der Wand an, sodass die Erhöhung der Anheftungskonstante noch geringere Auswirkungen hat. Dennoch muss beachtet werden, dass sich jedoch ein Großteil der ^{218}Po-Isotope bereits an der Wand oder dem luftdurchströmten Filtersystem angeheftet hat und sich der für die ^{218}Po-Isotope beschriebene Effekt auf seine Zerfallsprodukte ^{214}Pb und ^{214}Bi überträgt, wodurch es auch hier zu einem knappen Faktor 3 erhöhten Aktivitäten auf der Kammerwand kommt, wenn sich die Anheftungskonstante um den Faktor 27 erhöht.
Indessen ergibt sich allgemein aus dem Vergleich der luftdurchströmten Filtermessung und der Wandfiltermessung, dass die aus der Wandfiltermessung ermittelte Anheftungskonstante für die Zerfallsprodukte an der Kammerwand zu niedrig ist und die Anheftung der Zerfallsprodukte an der Kammeroberfläche somit unterschätzt wird. Hierfür gibt es zwei mögliche Erklärungen. So existieren Kanten im Expositionssystem, an denen sich vermehrt Zerfallsprodukte anheften. Außerdem wurde die Luft durch den Deckel des Zentrifugenrörchens in das luftdurchströmte Filtersystem eingeleitet, sodass die Zerfallsprodukte diese Öffnung passieren müssen, bevor sie in das Filtersystem gelangen und dies ebenfalls einen Ort vermehrter Anlagerung darstellen könnte. Da die Wandfilter aber lediglich auf den glatten Oberflächen der Kammer befestigt werden können, werden Orte erhöhter Anheftung bei den Messungen der Wandfilter nicht mitdetektiert, was zur Unterschätzung der Anheftungskonstante führt. Zum anderen ist die Anheftungsoberfläche in der Kammer aufgrund des Experimentaufbaus mit dem Zentrifugenröhrchen, Ständer und Schläuchen deutlich größer als die im Modell angenommene Kammeroberfläche. Dadurch wird die Aktivität auf den Wandfiltern mit der aus dem luftdurchströmten Filtersystem erhaltenen Anheftungskonstante überschätzt. Mit Hilfe dieser Faktoren kann der beobachtete Unterschied in den Wandaktivitäten um den Faktors 3 erklärt werden.

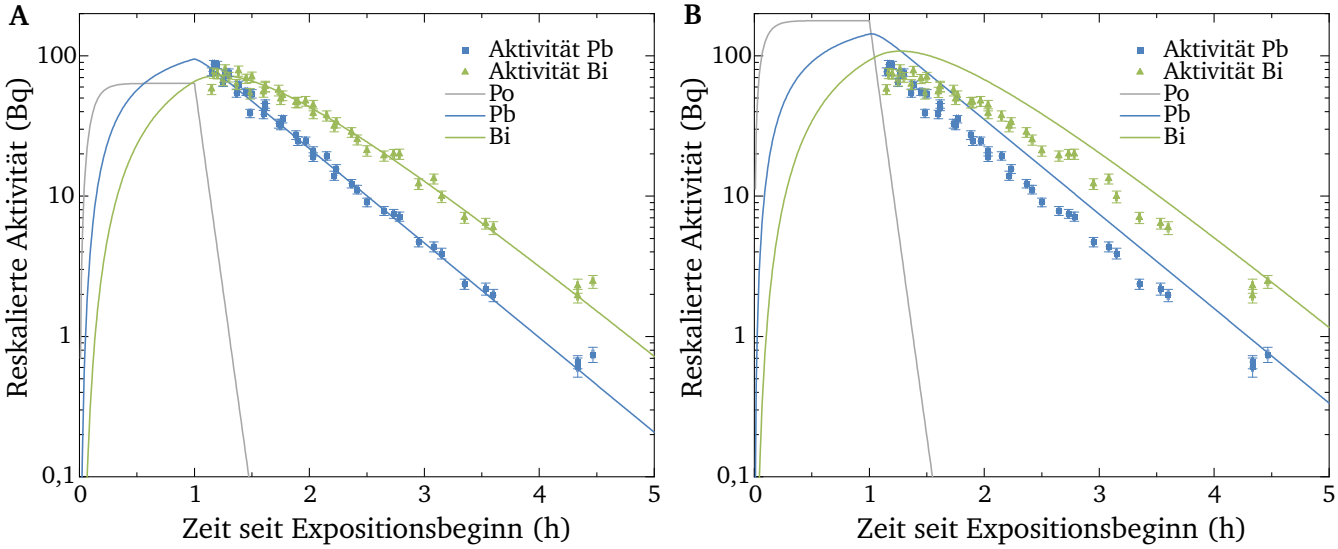

Abbildung 23: Experimentell bestimmte Aktivitäten der auf 1 $\frac{\text{MBq}}{\text{m}^3}$ skalierten, zerfallskorrigierten ^{214}Pb- (blau) und ^{214}Bi-Aktivitäten (grün) auf den Wandfiltern sowie der angepasste Verlauf der ^{218}Po- (grau), ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten mit der Anheftungskonstante aus der Anpassung (A) der Wandfiltermessung $\lambda_F = 0,142 \pm 0,004\,\frac{1}{\text{min}}$ und (B) des luftdurchstömten Filtersystems $\lambda_F = 3,890 \pm 0,033\,\frac{1}{\text{min}}$.

4.2.2 Abhängigkeit von der Radonaktivitätskonzentration

Die Daten, die bei den verschiedenen Radonaktivitätskonzentrationen in der Kammer ermittelt wurden, wurden zunächst skaliert und gepoolt. Anschließend wurde das Modellsystem angepasst (siehe Abschnitt 4.2.1). Dass dies ein legitimes Vorgehen ist, ergibt sich theoretisch aus der Lösung der Differentialgleichungen aus Abschnitt 3.5.4, die eine Linearität für die Aktivität der verschiedenen Nuklide auf dem Filtersystem und der in der Kammer vorherrschenden Radonaktivitätskonzentration vorhersagt. Dies soll in diesem Abschnitt jedoch experimentell überprüft werden und es wird dargestellt, inwieweit die

einzelnen nicht auf 1 $\frac{\text{MBq}}{\text{m}^3}$ skalierten Werte von der Anpassung der gepoolten Daten abweichen. Hierzu werden die aus den γ-Spektren ermittelten Aktivitätsverläufe der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope des luftdurchströmten Filtersystems aus den 13 Teilexperimenten einzeln angepasst und für jede einzelne Messung die individuelle Anheftungskonstante λ_F bestimmt. Durch Einsetzen in die Lösung des in Gleichung (42) beschriebenen Differentialgleichungssystems für das Filtersystem im Zentrifugenröhrchen und Multiplikation der so erhaltenen Teilchenzahl nach 60 minütiger Exposition mit der jeweiligen Zerfallskonstante ergibt sich die Aktivität der ^{218}Po-, ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope zu Messbeginn. Diese wird im Folgenden als Anfangsaktivität bezeichnet. Der Fehler des so ermittelten Wertes ergibt sich durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus dem Fitfehler für λ_F und der Ungenauigkeit für den Anteil des Kammervolumens, der in einer Sekunde durch das Filtersystem gesogen wird ($q = 9,74 \pm 0,14 \cdot 10^{-4}\,\frac{1}{\text{s}}$, siehe Abschnitt 3.6.5). Die Ungenauigkeit der Radonaktivitätskonzentration wird im Modell zunächst vernachlässigt, sodass diese nicht mit in den Fehler der Anfangsaktivität auf dem Filtersystem mit einfließt. Der Fehler wird jedoch als separater Fehler bei der Auftragung der ermittelten Anfangsaktivität der einzelnen Nuklide über der Radonaktivitätskonzentration in der Kammer aufgetragen. Dies hat den Vorteil, dass die Fehler aus unterschiedlichen Quellen separat dargestellt und quantifiziert werden können.

In Abbildung 24 sind die aus den einzelnen Anpassungen ermittelten Anfangsaktivitäten für ^{218}Po, ^{214}Pb und ^{214}Bi über der Radonaktivitätskonzentration c_Rn in der Kammer aufgetragen. Die Geraden stellen die aus der Anpassung der gepoolten Daten ermittelten Anfangsaktivitäten der Nuklide auf den Filtern in Abhängigkeit der Radonaktivitätskonzentration in der Kammer dar, wobei die transparente Fläche jeweils den Fehlerbereich angibt. Die eingekreisten Werte sind die Messungen, die bei niedriger relativer Luftfeuchtigkeit in der Kammer stattfanden.

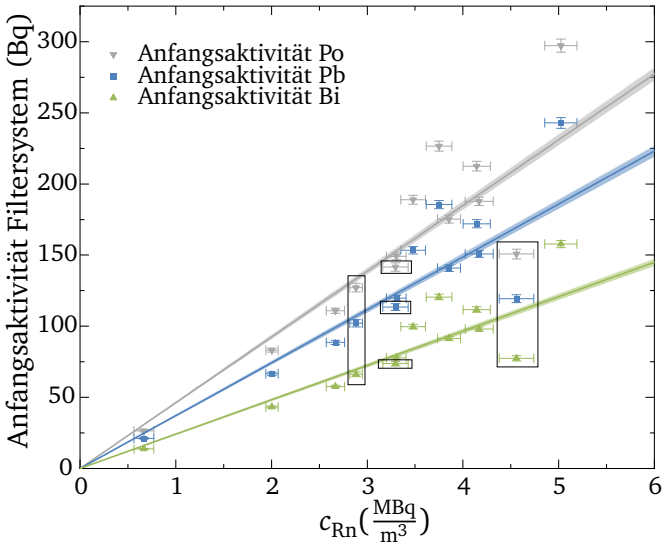

Abbildung 24: Aus den Einzelmessungen ermittelten Anfangsaktivitäten von ^{218}Po (grau), ^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) auf dem luftdurchströmten Filtersystem über der Radonaktivitätskonzentration c_Rn in der Kammer. Die Geraden geben die aus der Anpassung der gepoolten Daten extrapolierten Werte mit Fehlerbereich an. Eingekreiste Daten sind Messungen nach Exposition bei niedriger relativer Luftfeuchtigkeit.

Hierbei ist der lineare Zusammenhang der Radonaktivitätskonzentration und der Anfangsaktivität der Nuklide auf den Filtern deutlich zu erkennen. Jedoch ergeben sich Aktivitäten, die außerhalb des Fehlerbereichs liegen und teilweise sogar einen signifikanten Unterschied zu den aus der Anpassung der gepoolten Daten berechneten Anfangsaktivitäten aufweisen. Die beobachteten Fluktuationen der Daten zeichnen sich vor allem bei erhöhten Radonaktivitätskonzentrationen von über 4 $\frac{\text{MBq}}{\text{m3}}$ ab. Besonders stark weicht dabei die Messung bei einer Radonaktivitätskonzentration von $4,56 \pm 0,18\,\frac{\text{MBq}}{\text{m3}}$ und niedriger relativer Luftfeuchtigkeit in der Kammer ab. Die zwei weiteren Experimente, die bei niedriger Luftfeuchtigkeit in der Kammer durchgeführt wurden, weisen jedoch keine solche Abweichung auf (Messpunkte bei $2,88 \pm 0,07\,\frac{\text{MBq}}{\text{m3}}$ und $3,30 \pm 0,13\,\frac{\text{MBq}}{\text{m3}}$), wodurch ein systematischer Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Messung ausgeschlossen werden kann. Ein möglicher Erklärungsansatz für dieses Phänomen wäre, dass sich bei einer niedrigeren relativen Luftfeuchtigkeit weniger Wassermoleküle und somit Aerosole vorhanden sind, an die sich Zerfallsprodukte in der Kammer anheften können. Dies führt laut Gleichung (28) zu einem erhöhten Anteil unangehefteter Zerfallsprodukte in der Kammerluft, die aufgrund ihrer geringeren Größe eine höhere Diffusionskonstante als die angehefteten Zerfallsprodukte aufweisen, sodass sie sich vermehrt an der Wand ablagern. Dadurch wird die Anheftungskonstante an der Kammerwand größer, wobei der Luftstrom durch das Filtersystem

im Zentrifugenröhrchen $q \cdot k$ konstant bleibt. Jedoch ist eine große Änderung des Anheftungskoeffizienten nötig, um einen Effekt auf die Filtermessungen zu beobachten, da sich wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben ohnehin der Großteil der Zerfallsprodukte an der Wand anheftet. Gegen diese Theorie spricht ebenfalls, dass dieser Effekt bei niedrigeren Radonaktivitätskonzentrationen nicht zu beobachten ist. Zudem liegen teilweise Datenpunkte, die bei Experimenten ohne vorheriges Spülen der Kammer ermittelt wurden, aber dennoch eine leicht niedrigere Luftfeuchtigkeit als durchschnittlich aufweisen, über der Vorhersage aus der Anpassung der gepoolten Daten. Ein Beispiel hierfür ist der Punkt bei der höchsten Radonaktivitätskonzentration von über 5 $\frac{\mathrm{MBq}}{\mathrm{m}^3}$ ermittelt wurde.
Wie bereits erwähnt, treten starke Fluktuationen und signifikante Unterschiede zu der Vorhersage aus der Anpassung der gepoolten Daten jedoch erst ab Radonaktivitätskonzentrationen von 4 $\frac{\mathrm{MBq}}{\mathrm{m}^3}$ auf, die wesentlich höher liegen als die bei den Probandenmessungen vorherrschenden $27-77\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$. Für Radonaktivitätskonzentrationen unter 4 $\frac{\mathrm{MBq}}{\mathrm{m}^3}$ ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Anpassung der Einzelmessungen und der Extrapolation aus der Anpassung der gepoolten Daten. Somit ergibt sich allgemein eine gute Darstellung der erhobenen Daten durch das hier entwickelte Modell und identifizierte Abweichungen und Inkonsistenzen konnten im Nachhinein konsistent und stimmig erklärt werden. Im nächsten Schritt wird das für die Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte entwickelte Modell, das mit rein physikalischen Parametern beschrieben werden kann, auf das komplexere biologische System angepasst.

4.3 Messung am Probanden

In den vorherigen Abschnitten wurde die Messmethode validiert sowie eine Messreihe mit einem System durchgeführt, das mit rein physikalischen Parametern beschrieben werden kann. Das so entwickelte Modell kann die experimentell ermittelten Daten beschreiben. In diesem Abschnitt werden die Probandenmessungen zur Dosisbestimmung nach Inhalation von Radon und seinen Zerfallsprodukten vorgestellt und die Erkenntnisse, die im physikalischen System gewonnen wurden, auf das biologische System übertragen.

4.3.1 Daten

Nach der Exposition eines freiwilligen Probanden in einem Heilstollen (siehe Abschnitt 3.6) wurden γ-Spektren aufgenommen (siehe Abschnitt 3.6.3) und mit Gleichung (39) die Aktivitäten der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Isotope aus dessen Emissionslinien bei 295 keV, 352 keV und 609 keV bestimmt. Da der zeitliche Aktivitätsverlauf erst durch die Anpassung des Modells parametrisiert wird, wurde die Zerfallskorrektur bei der Aktivitätsbestimmung zunächst außen vor gelassen. Die Koinzidenzkorrektur ist sowohl für die Abdomen- als auch Thorax-Geometrie vernachlässigbar gering. Somit ergeben sich die vorläufigen Aktivitätswerte für die vier Messreihen in der abdominalen Region nach der Exposition mit verschiedenen Radonaktivitätskonzentrationen wie für ^{214}Pb in Abbildung 25 A und für ^{214}Bi in Abbildung 25 B dargestellt. Da für ^{214}Pb teilweise neben der Emissionslinie bei 352 keV ebenfalls die Emissionslinie bei 295 keV auswertbar ist, werden in diesem Fall zwei Aktivitätswerte für das Nuklid bestimmt, aus denen der Mittelwert gebildet wird, wobei sich der Fehler durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung ergibt. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten separat dargestellt.
Wie in Abbildung 25 A zu erkennen, fallen die ^{214}Pb-Aktivitäten innerhalb der ersten 3 h schnell und nahezu exponentiell ab. Anschließend ist eine Übergangsphase zu erkennen, nach der die ^{214}Pb-Aktivitäten langsamer abfallen. Die Datenpunkte ab 5 h nach Expositionsende weisen wesentlich höhere Aktivitätswerte auf als von dem Kurvenverlauf in den ersten 3 h nach Expositionsende zu erwarten wäre. Die gleiche Systematik zeigt sich ebenfalls für die ^{214}Bi-Aktivitäten in Abbildung 25 B. Der Aktivitätsverlauf unterscheidet sich jedoch von dem für ^{214}Pb, da direkt nach Exposition ein Anstieg zu beobachten ist, bevor die Aktivitäten abfallen. Dieser Verlauf lässt sich durch die Zerfallsreihe von ^{222}Rn erklären, da ^{214}Bi das Tochternuklid des zuvor zerfallenden ^{214}Pb ist. Nach der Exposition im Stollen wird ein großer Teil des inkorporierten Radons ^{222}Rn aus dem Körper transportiert, sodass die Aktivitäten von ^{214}Pb und ^{214}Bi

direkt nach Expositionsende größtenteils durch während der Exposition im Körper zerfallendes Radon verursacht werden. Da das Radontochternuklid ^{218}Po mit einer verhältnismäßig geringen Halbwertszeit von 3,05 min zu ^{214}Pb zerfällt, steigen die ^{214}Pb-Aktivitäten in den ersten 7 min nach Messbeginn an. Dieser Effekt ist jedoch aufgrund der kurzen Verzögerung zu Beginn der Messung wegen des Kleidungswechsels des Probanden und der Aufnahmedauer eines Spektrums von mindestens 3 min nicht zu beobachten. Anschließend wird ein nahezu exponentieller Zerfall in den ersten 2 h nach Expositionsende detektiert, bis annähernd alle ^{218}Po-Nuklide zerfallen sind, sodass kaum mehr ^{214}Pb nachgeliefert wird. Das bereits vorhandene ^{214}Pb zerfällt jedoch weiterhin exponentiell mit einer Halbwertszeit von 26,8 min. Somit ergibt sich der zunächst zu beobachtende Anstieg der ^{214}Bi-Aktivitäten, bis der größte Teil des ^{214}Pb zerfallen ist, sodass nicht mehr genügend ^{214}Bi nachgeliefert wird und der Aktivitätsverlauf ebenfalls in einen exponentiellen Zerfall übergeht.
Aufgrund der erhöhten Aktivitäten ab 5 h nach Expositionsende kann jedoch davon ausgegangen werden, dass ein geringer Teil des inkorporierten Radons länger in der Messregion verbleibt und mit niedrigeren Raten abtransportiert wird. Der geringe Anteil des lang gespeicherten Radons liefert hierbei genügend Zerfallsprodukte, sodass auch nach über 24 h noch ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten, die über dem Untergrund liegen, detektiert werden können. Durch diese Beobachtung wurde auch das Fitmodell für die Daten, das in Abschnitt 3.6.5 beschrieben wird, dementsprechend angepasst und die Messregion in zwei unterschiedliche Kompartimente aufgeteilt. In einem Kompartiment befindet sich der Großteil der inkorporierten Radonatome, wird jedoch nach beendeter Exposition schnell abtransportiert. In dem zweiten Kompartiment wird zwar nur ein kleiner Teil des inkorporierten Radons gespeichert, jedoch mit wesentlich niedrigeren Raten abtransportiert.
Außerdem zeigen die Verläufe der ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten, dass eine niedrigere Radonaktivitätskonzentration im Stollen zu niedrigeren Aktivitäten führt, wobei die Messung am 07.05.2019 eine Ausnahme darstellt, da bei einer Radonaktivitätskonzentration von $28,2 \pm 1,9\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ nur geringfügig niedrigere Aktivitätswerte als bei Radonaktivitätskonzentrationen von ca. $70\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ auftreten (siehe Abbildung 25 A und B). Eine mögliche Erklärung hierfür ist der Unterschied im Expositionsszenario, da sich an diesem Tag eine Stollenangestellte mit im Heilstollen befand, mit der der Proband sich während der Exposition durchgehend unterhalten hat und somit aktiver war im Gegensatz zu den anderen Expositionstagen, an denen er sich ruhend im Stollen befand.

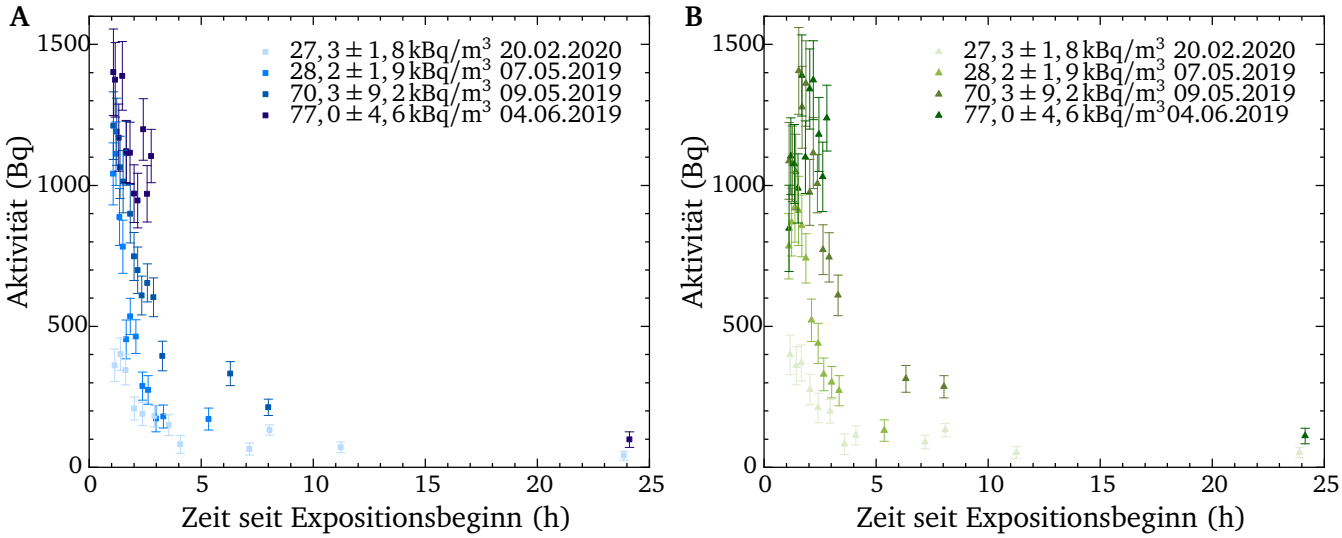

Abbildung 25: Zeitlicher Verlauf der (A) ^{214}Pb-Aktivitäten (blau) und (B) ^{214}Bi-Aktivitäten (grün) in der abdominalen Region des Probanden nach Exposition im Stollen bei verschiedenen Radonaktivitätskonzentrationen.

Aus dem in Abschnitt 3.6.5 beschriebenen Modellsystem ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Radonaktivitätskonzentration während der Exposition und den ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten, die anschließend detektiert werden. Aus den Graphen in Abbildung 25 A und B lässt sich zudem unter denselben Expositionsbedingungen eine positive Korrelation der Radonaktivitätskonzentration und gemessenen ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten ableiten, die später in Abschnitt 4.3.2 näher untersucht wird und zu einem zentralen Ergebnis dieser Arbeit führt.

4.3.2 Datenanpassung

Zunächst wird auf die Datenanpassung der Abdomenmessungen eingegangen, bevor das Datenset der Thoraxmessung analog ausgewertet wird. Für die abdominale Messung ergibt sich eine positive Korrelation zwischen der Radonaktivitätskonzentration im Stollen während der Exposition und der aus der Aufnahme der γ-Spektren erhaltenen Aktivitäten für ^{214}Pb und ^{214}Bi, wobei die Messung am 07.05.2019 wahrscheinlich aufgrund des Unterschieds im Expositionsszenario eine Ausnahme bildet. Außerdem ergibt sich aus dem auf die Probandenmessung angepassten Differentialgleichungssystem in Abschnitt 3.6.5, welches in vereinfachter Form bereits für die Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte verifiziert wurde, ein linearer Zusammenhang zwischen der Radonaktivitätskonzentration im Stollen und den ermittelten Aktivitäten. Aus diesem Grund können die Daten für verschiedene Messtage wie bereits bei der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte für eine bessere Datenlage bei der Anpassung auf eine einheitliche Radonaktivitätskonzentration von 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ skaliert und gepoolt werden. Dabei entsprechen 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ gerade einer typischen Radonakivitätskonzentration bei der Radoninhalationstherapie im Heilstollen. Wegen der Unterschiede im Expositionsszenario und der vermutlich daraus resultierenden unerwartet hohen Aktivitäten wird die Messung am 07.05.2019 hierbei ausgeschlossen. Eine genauere Betrachtung dieser Messung folgt jedoch noch später in diesem Abschnitt. Anschließend wird der Verlauf der Anzahl der ^{214}Pb und ^{214}Bi-Nuklide nach der Exposition aus dem Differentialgleichungssystem nach Gleichung (51) bestimmt und mit den Zerfallskonstanten des jeweiligen Nuklids multipliziert, um den zeitlichen Aktivitätsverlauf in Abhängigkeit von den vier Fitparametern $\lambda_{\text{T1}}, \lambda_{\text{T2}}, T_{\text{in1}}$ und T_{in2} zu erhalten. Die so erhaltenen Funktionen für ^{214}Pb und ^{214}Bi werden anschließend mit einem eigens entwickelten Mathematica-Skript, das von Thomas Friedrich (GSI) bereitgestellt wurde, an alle Datenpunkte gleichzeitig angepasst. Aus dem angepassten Aktivitätsverlauf wird die Zerfallskorrektur der einzelnen Messpunkte iterativ bestimmt (siehe Abschnitt 3.3.3). So ergeben sich für die Fitparamter schlussendlich Werte von

$$\begin{aligned}
T_{\text{in1}} &= (2,24 \pm 0,26) \cdot 10^{7}\ \frac{\text{Teilchen}}{\text{min}} \\
T_{\text{in2}} &= (2,31 \pm 0,33) \cdot 10^{6}\ \frac{\text{Teilchen}}{\text{min}} \\
\lambda_{\text{T1}} &= (3,35 \pm 0,51) \cdot 10^{-2}\ \frac{1}{\text{min}} \\
\lambda_{\text{T2}} &= (8,40 \pm 2,32) \cdot 10^{-4}\ \frac{1}{\text{min}}.
\end{aligned} \tag{55}$$

Die auf 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ skalierten, zerfallskorrigierten Datenpunkte mit der Anpassung sowie aus den Fitparametern bestimmten Aktivitätsverläufe von ^{222}Rn und ^{218}Po sowie ^{214}Pb und ^{214}Bi während der Exposition, die sich aus den Lösungen der Differentialgleichungssysteme in Gleichung (51) ergeben, sind auf verschiedenen Skalen in Abbildung 26 A und B dargestellt. In Abbildung 26 A sind die Datenpunkte bis zu 4 h nach Expositionsende auf linearer Skala dargestellt, da sich hier besonders gut der charakteristische Aktivitätsverlauf in den ersten Stunden während und nach der Exposition zeigt. Dabei ist zu erkennen, dass die Anpassung überwiegend im Fehlerbereich mit den Daten übereinstimmt. In Abbildung 26 B sind vor Allem die Datenpunkte, die zu längeren Zeitpunkten nach der Exposition aufgenommen wurden, gut erkennbar und der exponentielle Abfall mit einer größeren biologischen Halbwertszeit als bei

kürzeren Zeitpunkten zu erkennen. Die Halbwertszeit für Radon, das schnell abtransportiert wird, ist mit $\frac{\ln 2}{\lambda_{T1}} = \frac{F_{b1}}{V_1 P_1} = 20,7 \pm 3,1\,\text{min}$ gegeben und die Halbwertszeit für Radon, das mit niedrigeren Raten aus der Messregion abtransportiert wird, mit $\frac{\ln 2}{\lambda_{T2}} = \frac{F_{b2}}{V_2 P_2} = 13,8 \pm 3,8\,\text{h}$, wobei F_b der Blutflussrate durch das Kompartiment, V dessen Volumen und P dem jeweiligen Partitionskoeffizienten entspricht. Nach Abschnitt 3.6.5 ergibt sich zudem $\frac{T_{in1}}{T_{in2}} = \frac{F_{b1}}{F_{b2}} = 9,70 \pm 1,81$, sodass das Verhältnis der Transportkoeffizenten der Radonaktivitätskonzentration in die Kompartimente der Messregion dem Verhältnis ihrer Blutflussraten entspricht. Somit fließt basierend auf den soeben beschriebenen Messungen in der abdominalen Region ca. zehnmal mehr Blut durch Kompartiment 1 als durch Kompartiment 2.

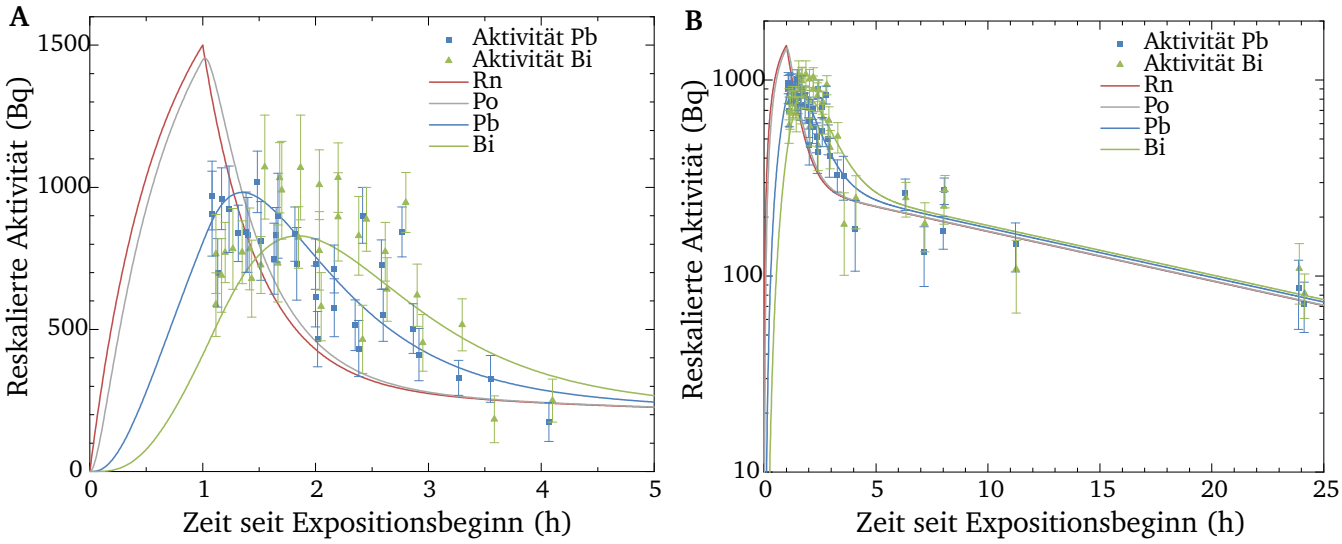

Abbildung 26: Gepoolte, auf 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ skalierte, zerfallskorrigierte Aktivitätswerte der abdominalen Region von ^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) mit angepasstem Kurvenverlauf für ^{222}Rn (rot), ^{218}Po (grau), ^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) über (A) den ersten 5 h seit Expositionsbeginn und (B) den gesamten Messzeitraum. Die Datenpunkte von ^{214}Pb sind um -1 min und die von ^{214}Pb um +1 min zur besseren optischen Darstellung verschoben.

Um die Vorgehensweise des Poolens mehrerer Messungen zu einem Datenset zu validieren und die Messung am 07.05.2019 näher zu untersuchen, wurden alle Datensets erneut einzeln angepasst. Allerdings wurden dabei teilweise aus der Anpassung der gepoolten Daten bestimmte Parameter verwendet. Da alle hier beschriebenen Datensets in der abdominalen Region aufgenommen wurden. Somit wird davon ausgegangen, dass sich die Abtransportkoeffizienten der beiden Kompartimente der Messregion bei gleichen Expositionsbedingungen bei unterschiedlichen Messungen nicht unterscheiden. Sie sind durch das Volumen und dem Partitionskoeffizienten des einzelnen Kompartiments sowie dessen Durchblutung gegeben, die unter konstanten Expositionsbedingungen immer dieselben sein sollten und nur von der individuellen Physiologie des Probanden abhängen. Darüber hinaus sollte sich das Verhältnis der Blutflussraten durch die beiden Kompartimente der Messregionen nicht ändern, sodass die Parameter λ_{T1}, λ_{T2} und das Verhältnis $\frac{T_{in1}}{T_{in2}}$ als konstant angenommen werden. Als einziger freier Fitparameter der einzelnen Messungen ergibt sich somit die Höhe des Verhältnisses $\frac{T_{in1}}{T_{in2}}$, welche in erster Linie von dem Anteil k_{Rn} des in der Umgebungsluft enthaltenen Radons abhängt, der ins arterielle Blut übertritt und von individuellen physiologischen Gegebenheiten und der Ventilationsrate der Alveolen beeinflusst wird. Eine typische Anpassung einer einzelnen Messung ist beispielhaft in Abbildung 27 A für das am 20.02.2020 aufgenommene Datenset dargestellt. Auch hier wurden die Aktivitätswerte wie bei der Anpassung der gepoolten Daten iterativ zerfallskorrigiert. Dabei ist die gute Übereinstimmung zwischen dem verwendeten Fitmodell und den Datenpunkten zu erkennen. Nach demselben Verfahren wird die Anpassung der Daten für die Messung am 07.05.2019 vorgenommen (siehe Abbildung 27 B). Da der letzte Datenpunkt knapp 6 h nach Expositionsbeginn aufgenommen wurde, ist die Abszisse dementsprechend angepasst. Trotz frei-

em Fitparameter, der die Höhe der Kurven reguliert, ist zu erkennen, dass mit den Parametern aus der Anpassung der gepoolten Daten keine zufriedenstellende Übereinstimmung der Messpunkte mit dem angepassten Aktivitätsverlauf erreicht wird und die Aktivitäten systematisch unterschätzt werden. Dies ist eine weitere Rechtfertigung für den Ausschluss dieses Datensets aus der Anpassung der gepoolten Daten. Eine mögliche Erklärung der Datenabweichung findet sich in dem veränderten Expositionsszenario durch die Unterhaltung des Probanden mit der Stollenangestellten während der Exposition. Allerdings kann der Einfluss nicht einzig und allein durch das geänderte Atemminutenvolumen und somit geänderten k_{Rn} erklärt werden, da diese Änderung mit in dem freien Fitparameter beinhaltet ist, sondern muss zusätzlich eine andere Ursache haben. Eine geänderte Blutflussrate durch die Kompartimente der Messregion durch eine aktivere Bewegung und damit verbunden erhöhtem Stoffwechsel des Probanden würde beispielsweise ebenfalls Auswirkungen auf die Parameter λ_{T1}, λ_{T2}, T_{in1} und T_{in2} haben. Alle soeben genannten Parameter sind von der Blutflussrate durch das jeweilige Kompartiment abhängig. Eine erhöhte physische Aktivität des Probanden kann mit einer veränderten Durchblutung einzelner Kompartimente einhergehen, was die beobachteten Abweichungen erklären könnte.

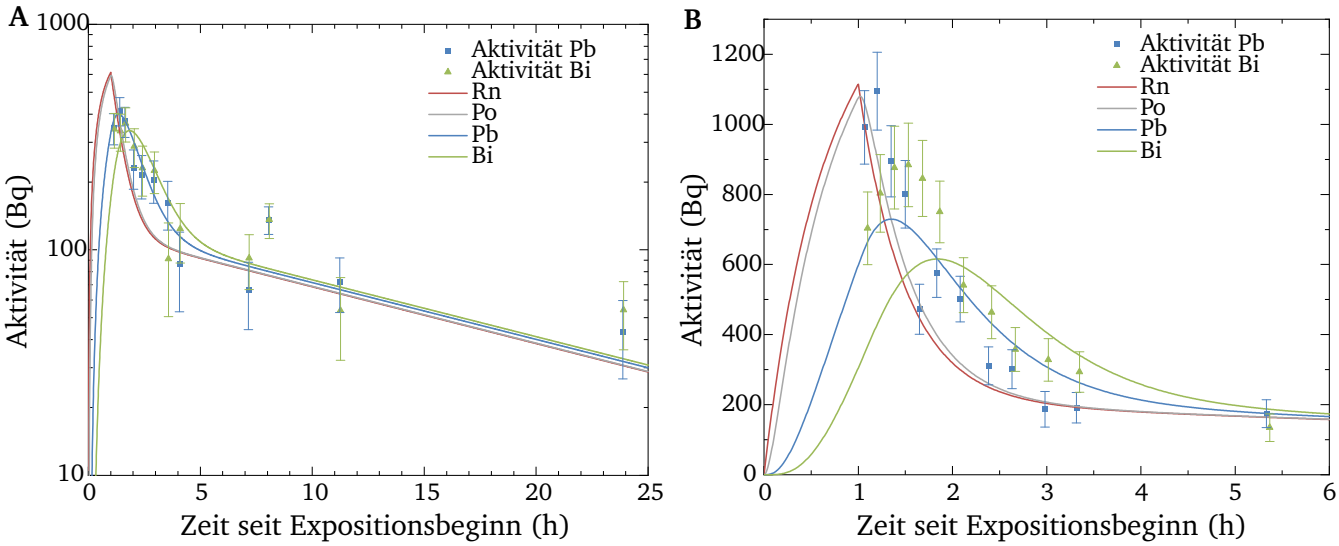

Abbildung 27: Typische Anpassung der zerfallskorrigierte Aktivitätswerte einer einzelnen Messung in der abdominalen Region von ^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) mit angepasstem Kurvenverlauf für ^{222}Rn (rot), ^{218}Po (grau),^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) am (A) 20.02.2020 und (B) 07.05.2019 mit festem $\lambda_{\mathrm{T1}}, \lambda_{\mathrm{T2}}$ und $\frac{T_{\mathrm{in1}}}{T_{\mathrm{in2}}}$ aus der Anpassung der gepoolten Daten.

Im nächsten Schritt wurde die Messung der thorakalen Region nach demselben Verfahren wie die Messung in der abdominalen Region ausgewertet. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die bestimmten Aktivitätswerte für die thorakale Region nach demselben Verfahren auf eine Radonaktiviätskonzentration von 55 $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ skaliert und mit einem iterativen Verfahren, aus dem die Zerfallskorrektur der einzelnen Werte hervorgeht, angepasst. Jedoch müssen in der thorakalen Region ebenfalls die mit eingeatmeten Zerfallsprodukte berücksichtigt werden, sodass das Differentialgleichungssystem aus Gleichung (52) ge-

löst und an die ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten nach der Exposition angepasst wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 28 A dargestellt und die Fitparameter ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
k_{\text{det}} &= 97,2 \pm 18,6\,\% \\
T_{\text{in1}} &= (6,06 \pm 3,87) \cdot 10^6\,\frac{\text{Teilchen}}{\text{min}} \\
T_{\text{in2}} &= (1,93 \pm 0,57) \cdot 10^6\,\frac{\text{Teilchen}}{\text{min}} \\
\lambda_{\text{T1}} &= (1,45 \pm 0,94) \cdot 10^{-2}\,\frac{1}{\text{min}} \\
\lambda_{\text{T2}} &= (1,32 \pm 0,45) \cdot 10^{-3}\,\frac{1}{\text{min}},
\end{aligned}$$

sodass sich die Halbwertszeiten des Abtransports für Radon aus der Messregion mit $47,8 \pm 30,9$ min und $8,8 \pm 3,0$ h ergeben.
Die so erhaltene Halbwertszeit der Langzeit-Komponente ist geringer als in der abdominalen Region, was für einen schnelleren Abtransport von Radon aus der thorakalen als abdominalen Messregion spricht. Für die Kurzzeit-Komponente ergibt sich eine höhere Halbwertszeit, wobei zu beachten ist, dass der relative Fehler des Wertes über 60 % beträgt.
Eine andere Anpassungsmöglichkeit beruht auf der Annahme, dass die beiden Kompartimente in der thorakalen Region aus denselben Gewebetypen wie in der abdominalen Region bestehen, sodass der Quotient $\frac{F_b}{V}$ und der Partitionskoeffizient P dieselben sind. Damit würden ebenfalls die Abtransportkoeffizienten λ_{T1} und λ_{T2} in der thorakalen mit denen in der abdominalen Region übereinstimmen, sodass diese aus der Anpassung der gepoolten Abdomendaten für den Thorax übernommen werden. Dadurch reduzieren sich die fünf freien Fitparamter, mit denen die gemessenen Aktivitätswerte angepasst werden, auf drei. Das Ergebnis dieser Anpassungsmethode ist in Abbildung 28 B dargestellt und die Fitparameter ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
k_{\text{det}} &= 46,3 \pm 18,4\,\% \\
T_{\text{in1}} &= (2,32 \pm 0,41) \cdot 10^7\,\frac{\text{Teilchen}}{\text{min}} \\
T_{\text{in2}} &= (1,61 \pm 0,20) \cdot 10^6\,\frac{\text{Teilchen}}{\text{min}}.
\end{aligned}$$

Auch dieses Modell liefert eine gute Übereinstimmung mit den Daten, wobei zu beobachten ist, dass die Halbwertszeit für die Langzeit-Komponente tendenziell überschätzt wird. Außerdem zeigt sich, dass der Anteil der detektierten, inkorporierten Zerfallsprodukte bei $46,3 \pm 18,4$ % statt den zuvor ermittelten $97,2 \pm 18,6$ % liegt, was einen wesentlich plausibleren Wert darstellt. Aufgrund des hohen Anteils der unangehefteten Zerfallsprodukte in der Stollenatmosphäre kann davon ausgegangen werden, dass sich ein Großteil der inhalierten Zerfallsprodukte im Mund- Rachenraum anlagert und nur ein geringer Anteil in die unteren Atemwege gelangt (vgl. Tabelle 4). Somit werden sie aufgrund des größeren Abstandes zum Detektor, der auf dem rechten Schulterblatt aufliegt, ineffizienter detektiert, als wenn sie in der Messregion direkt an der Detektorkappe deponiert wären.
Der Abtransportkoeffizienten von Kompartiment 1 bei der 5 Parameter-Anpassung weist einen hohen relativen Fehler von über 50 % auf, da zwei Parameter, die den Aktivitätsverlauf der ersten beiden Stunden beschreiben, gleichzeitig angepasst werden. Dies führt zu einer guten Beschreibung der Daten auf Kosten der Genauigkeit der bestimmten Parameter. Bei der 3 Parameter-Anpassung wurden die Abtransportkoeffizienten der Anpassung der gepoolten Abdomendaten zu Grunde gelegt, sodass lediglich 3 Parameter angepasst werden und die so erhaltenen Werte geringere relative Fehler aufweisen, aber gleichzeitig die Daten schlechter beschreiben. Aufgrund der besseren Beschreibung der Daten, insbeson-

dere der Langzeit-Komponente aus der 5 Parameter-Anpassung, wird diese als Grundlage für folgende Betrachtungen angenommen. Zudem ist zunächst offen, ob im Abdomen und Thorax dieselben Gewebetypen für die Kurz- und Langzeitkomponente verantwortlich sind, sodass die Übertragung der für die abdominale Region ermittelten Abtransportkoeffizienten nicht ohne weiteres auf die thorakale Region angewendet werden sollten.

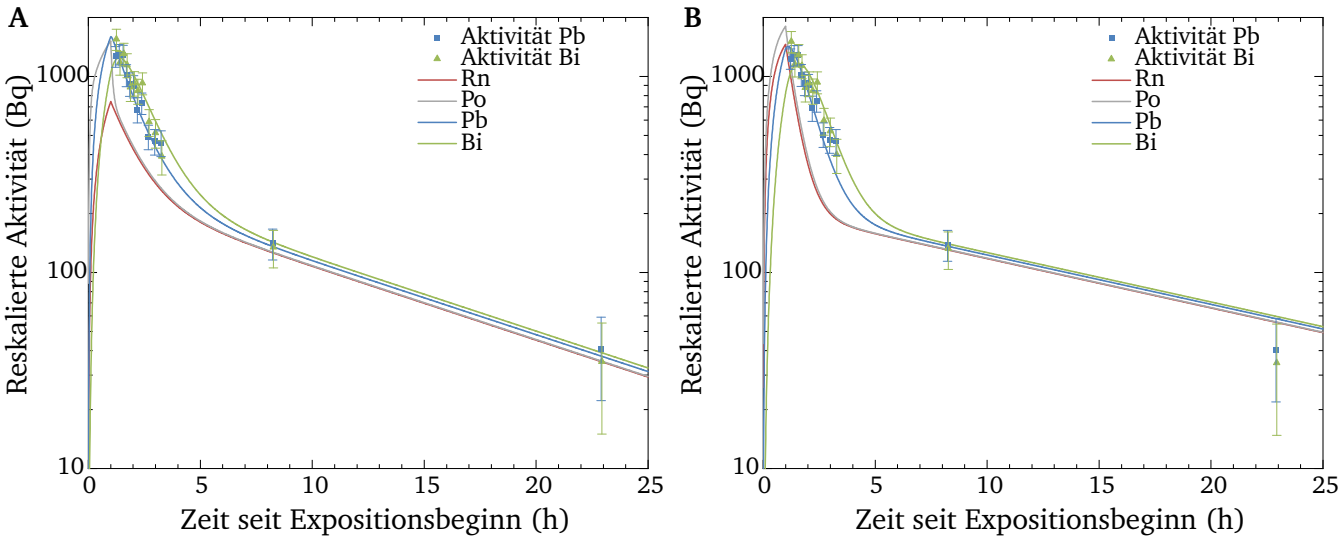

Abbildung 28: Auf 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ skalierte, zerfallskorrigierte Aktivitätswerte der thorakalen Region von ^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) mit angepasstem Kurvenverlauf für ^{222}Rn (rot), ^{218}Po (grau),^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) mit dem (A) 5 Paramter-Fitmodell und (B) Übernahme der Fitparameter λ_{T1} und λ_{T2} aus der Anpassung der gepoolten Daten aus der abdominalen Messung. Verschiebung der Datenpunkte von ^{214}Pb um -1 min und ^{214}Pb +1 min zur besseren optischen Darstellung.

4.3.3 Dosisbestimmung

Aus den angepassten Aktivitätsverläufen lassen sich nach dem in Abschnitt 3.6.6 beschriebenen Verfahren die Dosiswerte in der abdominalen und thorakalen Messregion bestimmen. Im Abdomen ergibt sich für die Anpassung der gepoolten Daten bei einer Radonaktivitätskonzentration von 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ bei einer einstündigen Exposition ein Dosiswert von $1,55 \pm 0,33\,\mu$Gy, wobei eine homogene Energieverteilung in der Messregion angenommen wird. Dieser Wert kann auf beliebige Radonaktivitätskonzentrationen bei einstündiger Exposition skaliert werden wie in Abbildung 29 A dargestellt. Diese Gerade ist ein zentrales Ergebnis dieser Arbeit, da sich über sie direkt die in der abdominalen Region applizierte Energiedosis durch eine einstündigen Exposition bei einer beliebigen Radonaktivitätskonzentration bestimmen lässt.
Nun muss überprüft werden, wie gut die so ermittelten Dosiswerte mit der Dosis, die aus den einzelnen Datensets ermittelt wurde, übereinstimmen. Dazu wurden die aus der Anpassung der einzelnen Datensets ermittelten Dosiswerte bestimmt. Die Anpassung der einzelnen Datensets erfolgte mit den Abtransportkoeffizienten λ_{T1} und λ_{T2} und dem Verhältnis der Transportkoeffizienten der Radonaktivitätskonzentration in die Messregion $\frac{T_{in1}}{T_{in2}}$ aus der Anpassung der gepoolten Daten (siehe Abschnitt 4.3.2). Die so erhaltenen modellierten Aktivitätsverläufe beschreiben die Daten mit Ausnahme der Messung am 07.05.2019 gut, sodass ebenfalls die Dosiswerte aus den so erhaltenen einzelnen Anpassungen bestimmt werden konnten, die in Abbildung 29 A eingetragen sind. Der Fehler der Dosis wurde mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus dem Integral der Fitfunktion bestimmt. Dabei wurde wie zuvor bei der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte der Fehler der Radonaktivitätskonzentration im Stollen während der Exposition außen vor gelassen, sodass sich der Dosisfehler der einzelnen Anpassungen einzig und allein aus dem Anpassungsfehler der Kurven ergibt. Der Fehler der Radonaktivitätskonzentration wurde als Fehler auf der Abszisse angegeben. Dies ermöglicht erneut die bessere Einschätzung der Fehlerquellen

und ihrem Beitrag zum Gesamtfehler. Für die gepoolten Daten der Messung, aus der sich die Gerade durch Skalierung auf andere Radonaktivitätskonzentrationen in Abbildung 29 A ergibt, wird der Fehler der Radonaktivitätskonzentration jedoch bereits über die Skalierung der einzelnen Datensets auf 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ berücksichtigt, sodass hier kein direkter Fehler für die Radonaktivitätskonzentration dargestellt wird. Die Messung am 07.05.2019, bei der der Proband sich während der Exposition unterhielt und nicht ruhend im Stollen befand, ist trotz abweichender Anpassung (vgl. Abbildung 27 B) mit in Abbildung 29 A eingetragen und weicht stärker von der Gerade ab als die anderen Datenpunkte der abdominalen Region. Da die Anpassung der Messung am 07.05.2019 die ^{214}Pb- und ^{214}Bi-Aktivitäten jedoch unterschätzt, müsste der in Abbildung 29 A eingetragene Datenpunkt noch höher liegen, sodass sich eine stärkere Abweichung von der Anpassung der gepoolten Daten ergibt. Bis auf diese Ausnahme weisen die Dosiswerte der Einzelmessung jedoch eine gute Übereinstimmung mit den extrapolierten Dosiswerten aus der Anpassung der gepoolten Daten auf, was das verwendete Fitmodell erneut bestätigt. Nach dem eben beschriebenen Verfahren der Anpassung der einzelnen Messungen wurde ebenfalls das unskalierte Datenset der thorakalen Region mit dem zugehörigen 5 Parameter-Fit angepasst und die Dosis durch inkorporiertes Radon und Zerfallsprodukte nach dem in Abschnitt 3.6.6 beschriebenen Verfahren ermittelt. Der so erhaltene Dosiswert wurde ebenfalls in Abbildung 29 A in grün eingetragen. Hierbei ergibt sich ein niedrigerer Dosiswert als für die abdominale Region, auch wenn die Werte aufgrund der großen relativen Fehler im Fehlerbereich übereinstimmen.

Ein weiteres zentrales Ergebnis dieser Arbeit sind die in Abbildung 29 B dargestellten Dosiswerte, die sich für eine einstündige Exposition bei 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ in der abdominalen und thorakalen Region aus der Anpassung der gepoolten Daten ergeben. Der Fehler der Radonaktivitätskonzentration während der Exposition im Stollen ist durch die Normierung bereits in den Dosiswerten enthalten. Die Gesamtdosis kann hierbei mit dem in Abschnitt 3.6.6 beschriebenen Verfahren in unterschiedliche Dosisanteile aufgeteilt werden. Sie ergibt sich aus der Summe der Dosis durch inkorporiertes Radon in dem Kompartiment mit einem hohen Abtransportkoeffizienten (*Kurzzeit-Komponente*) sowie dem Kompartiment, in dem Radon länger gespeichert wird (*Langzeit-Komponente*) und durch direkt inkorporierte Zerfallsprodukte. Beim Vergleich der Gesamtdosis in Abbildung 29 B ist wie zuvor in Abbildung 29 A erkennbar, das bei einstündiger Exposition bei 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ mit $1,11 \pm 0,35\,\mu$Gy eine tendenziell geringere Dosis im Thorax als im Abdomen mit $1,55 \pm 0,33\,\mu$Gy appliziert wird, obwohl die Werte keinen signifikanten Unterschied aufweisen. Die Langzeit-Komponente ist jedoch in beiden Messregionen für den Hauptteil der Dosis verantwortlich. So macht sie in der abdominalen Region mit $1,31 \pm 0,33\,\mu$Gy einen Dosisanteil von $84 \pm 4\,\%$ und in der thorakalen Region mit $0,71 \pm 0,32\,\mu$Gy einen Dosisanteil von $64 \pm 16\,\%$ aus. Die Dosiswerte weisen somit deutlich unterschiedliche Werte auf, auch wenn sie sich aufgrund der großen relativen Fehler im Fehlerbereich überlappen. Wie in Abbildung 26 B zu erkennen, wird jedoch nur ein geringer Anteil des insgesamt inkorporierten Radons für längere Zeit im Kompartiment 2 gespeichert, was aber den Hauptteil der Dosis ausmacht. Der Großteil des inkorporierten Radons wird schneller aus dem Kompartiment 1 abtransportiert und ist somit mit $0,24 \pm 0,04\,\mu$Gy lediglich für $16 \pm 4\,\%$ in der abdominalen und mit $0,15 \pm 0,14\,\mu$Gy für $14 \pm 14\,\%$ der applizierten Dosis in der thorakalen Region verantwortlich, sodass sich kein großer Unterschied in der Kurzzeit-Komponente der beiden Messregionen ergibt. Der große relative Fehler der Kurzzeit-Komponente in der thorakalen Region ergibt sich durch die ungenaue Bestimmung des Fitparamters T_{in1} wie im vorherigen Abschnitt 4.3.2 beschrieben. In der thorakalen Region kommen außerdem $0,25 \pm 0,03\,\mu$Gy und somit ein Gesamtdosisanteil von $23 \pm 8\,\%$ durch die direkte Inkorporation von Radonzerfallsprodukten zu Stande, die sich durch Inhalation im Respirationstrakt anlagern.
Insgesamt zeigt sich eine schwächere Langzeit-Komponente im Thorax als im Abdomen, die eine geringere Halbwertszeit aufweist. Somit kann davon ausgegangen werden, dass Radon weniger lang in der thorakalen als abdominalen Region gespeichert wird, wofür die zu Grunde liegende Physiologie der beiden Messregionen verantwortlich sein könnte. Diese Beobachtung wird in der Diskussion im Rahmen gängiger Betrachtungen im Strahlenschutz konsistent interpretiert. Da die Langzeit-Komponente zudem

für den Hauptteil der Gesamtdosis verantwortlich ist, kommen dementsprechend niedrigere Werte für die Gesamtdosis im Thorax als im Abdomen zu Stande. Es gilt jedoch zu beachten, dass die ermittelten Dosiswerte der beiden Messregionen aufgrund ihres relativen Fehlers von über 20 % keine signifikanten Unterschiede aufweisen.

Die so erhaltenen Ergebnisse ermöglichen die Bestimmung der durch Exposition bei einer beliebigen Radonaktivitätskonzentration applizierten Dosis in der abdominalen und thorakalen Region. Außerdem konnten durch die direkte Aktivitätsmessung der im Körper zerfallenden Radonfolgeprodukte Unterschiede für die Radonspeicherung in der thorakalen und abdominalen Region beobachtet und mit deren charakteristischen Physiologie verknüpft werden, wie in der folgenden Diskussion der Ergebnisse gezeigt wird.

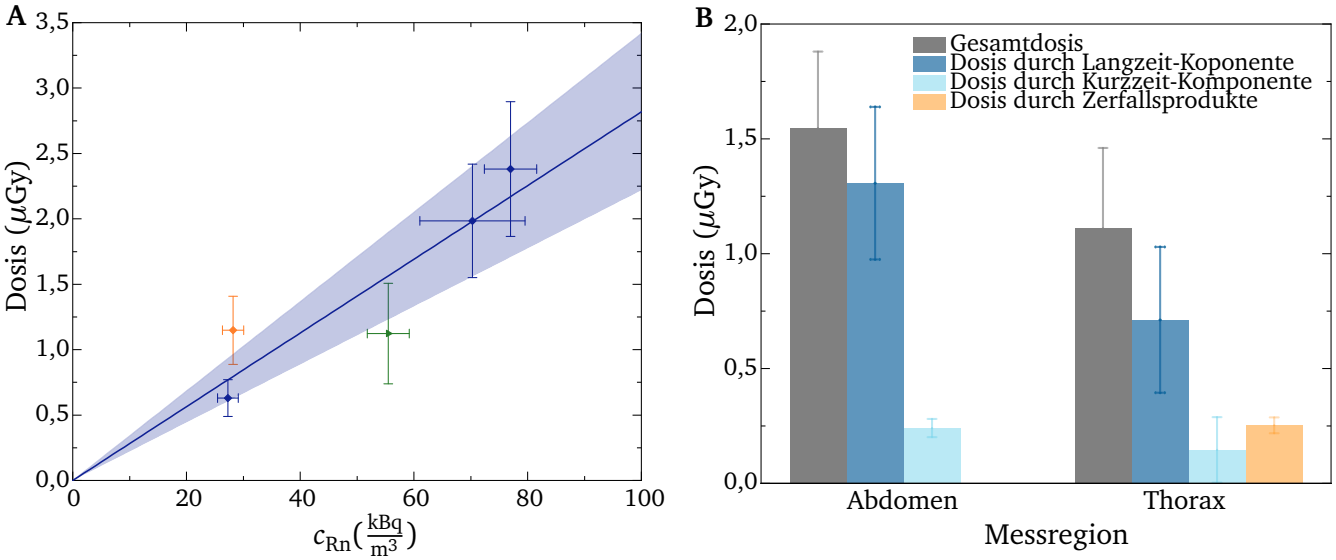

Abbildung 29: (A) Dosiswerte für eine einstündige Exposition bei verschiedenen Radonaktivitätskonzentrationen in der abdominalen (blau) und thorakalen (grün) Region sowie der Messung am 07.05.2019 (orange). Die Gerade gibt die extrapolierten Dosiswerte für die abdominale Region aus der Anpassung der gepoolten Daten inklusive Fehlerbereich an. (B) Dosiswerte für eine einstündige Exposition bei einer Radonaktivitätskonzentration von 55 $\frac{kBq}{m^3}$ in der abdominalen und thorakalen Region. Der Gesamtdosiswert ist in die Dosis durch die Langzeit-Komponente, Kurzzeit-Komponente und direkt inkorporierte Zerfallsprodukte unterteilt.

5 Diskussion

In diesem Teil der Arbeit werden die gewonnen Ergebnisse in Relation zu den bisher bekannten Daten gesetzt. Dabei wird auf das in der Arbeit verwendete Modell zur Beschreibung der am Probanden erhobenen Daten und die daraus erhaltenen Transportkoeffizienten in der abdominalen und thorakalen Messregion eingegangen. Außerdem werden die aus Messungen bestimmten Aktivitätsverläufe und Dosiswerte mit den im Strahlenschutz verwendeten Modellen verglichen und die Bedeutung für die Radontherapie herausgestellt.

5.1 Einflussfaktoren auf die verwendeten Messsysteme

Die Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte auf einem luftdurchströmten Filtersystem konnten mit ausschließlich physikalischen Parametern konsistent beschrieben werden. Bei den Probandenmessungen hingegen fließen biologische Komponenten mit ein. So kann der Aktivitätsverlauf nicht wie bei den Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte durch den exponentiellen Zerfall der Radonfolgeprodukte erklärt werden, sondern unterschiedliche biologische Halbwertszeiten von Radon im Gewebe werden beobachtet. Beispielsweise können auch individuell verschiedene Gewebezusammensetzungen, die sich in unterschiedlichen Partitionskoeffizienten äußern, die Radonverteilung und -kinetik im Körper beeinflussen. Außerdem kann der Anteil verschiedener Gewebe im Körper von Mensch zu Mensch variieren, sodass beispielsweise jemand mehr Muskelmasse hat, wohingegen ein anderer einen hohen Anteil an Fettgewebe besitzt. Dadurch können die für ein Individuum erhaltenen Dosiswerte nicht ohne weiteres auf eine andere Person übertragen werden. Aber auch die durch Radonexposition applizierte Dosis kann in einem einzelnen Menschen variieren je nach körperlicher Aktivität. So geht eine erhöhte körperliche Aktivität mit einem erhöhten Atemminutenvolumen einher, wodurch die Dosis durch direkt inkorporierte Zerfallsprodukte in der thorakalen Region steigt. Zudem sind die Organe und Gewebe im Körper besser durchblutet, was sich in veränderten Transportkoeffizienten äußert. So ergeben sich für die Probandenmessungen nicht nur inter- sondern ebenfalls intraindividuelle Unterschiede. Es konnte zwar ein einheitliches Messprotokoll für die Messungen entwickelt werden, das die Reproduzierbarkeit des Experimentablaufs erlaubt, dennoch existieren weitere Parameter wie beispielsweise die Tagesform des untersuchten Probanden, die nicht beeinflusst werden können. Dies führt zu höheren Schwankungen in den für die Probandenmessung ermittelten Werten im Vergleich zu den Absorptionsmessungen auf dem Filtersystem. Dort können alle Parameter exakt reproduziert werden und es sollte sich außerhalb der statistischen Schwankungen keine Abweichung zu einem zuvor durchgeführten Experiment ergeben. Da die Absorptionsmessungen der Zerfallsprodukte auf dem luftdurchströmten Filtersystem abschließend verstanden sind und die Probandenmessungen mehr Interpretationsraum lassen, werden vor allem diese in den nächsten Abschnitten näher untersucht und im Rahmen der bisher vorhandenen Literatur betrachtet.

5.2 Modell zur Datenanpassung

Zur Anpassung des ermittelten Aktivitätsverlaufs der Probandenmessung wird das in Abschnitt 3.6.5 beschriebene Modell verwendet. Dabei spiegeln die Fitparameter individuelle physiologische Eigenschaften des Probanden wie die Durchblutung und das Volumen einzelner Gewebe und deren Partitionkoeffizienten wider. Der Parameter k_{Rn} gibt zudem an, wie viel des in der Umgebungsluft vorhandenen Radon ins arterielle Blut gelangt und ist somit auch von der körperlichen Aktivität des Probanden und dem damit verbundenen Atemminutenvolumen abhängig. Inkorporiertes Radon löst sich im Gewebe und kann dort akkumulieren. Durch die Anlagerung von Radon im Körper entstehen auch noch nach der Exposition weitere Zerfallsprodukte. Die direkt inkorporierten Zerfallsprodukte werden lediglich in der thorakalen Region berücksichtigt. Der Anteil des Signals in der abdominalen Region, das durch inkorporierte Zerfallsprodukte entsteht, ist vernachlässigbar gering. Die einzige Möglichkeit dafür, dass inkorporierte Zerfallsprodukte während der Messzeit in die abdominale Region gelangen können, ist über den Respirationstrakt, da die Inhalation die Haupteintrittsroute von Radon und Zerfallsprodukten in den Körper darstellt (siehe Abschnitt 2.5.1). Vom Respirationstrakt aus können die direkt inkorporierten Radonzer-

fallsprodukte über das Lymphsystem, die Aufnahme ins Blut oder den mukoziliären Transport in die abdominale Region gelangen. Laut dem HRTM [20, 108] ist der Transport über das Lymphsystem jedoch vernachlässigbar gering und muss so nicht weiter berücksichtigt werden. Zudem werden die im Respirationstrakt deponierten Zerfallsprodukte je nach Nuklid mit verschiedenen Halbwertszeiten ins Blut aufgenommen. Diese Halbwertszeiten ergeben sich für ^{218}Po zu 5,5 h, wobei das Nuklid selbst eine Halbwertszeit von 3,05 min besitzt und somit größtenteils zerfällt, bevor es ins Blut aufgenommen werden kann. Für ^{214}Bi ergibt sich ein ähnliches Bild, da es mit einer biologischen Halbwertszeit von 17 h ins Blut aufgenommen wird, wobei es selbst eine Halbwertszeit von 19,9 min hat. Das ^{214}Pb-Isotop mit einer Halbwertszeit von 26,8 min hingegen wird zu 5 % mit einer Halbwertszeit von 10 min ins Blut aufgenommen. Weitere 5 % verbleiben mit einer Halbwertszeit von 9,8 h in den Wänden des Respirationstraktes, bevor sie ins Blut aufgenommen werden, sodass der Großteil ebenfalls zuvor zerfällt. Für die verbleibenden 90 % der ^{214}Pb-Nuklide übertrifft die biologische Halbwertszeit der Aufnahme ins Blut von mindestens 9,8 h erneut die physikalische Halbwertszeit, sodass davon ausgegangen werden kann, dass lediglich 5 % des im Respirationstrakt deponierten ^{214}Pb mit einer Halbwertszeit von 10 min ins Blut aufgenommen und über den Körper verteilt werden. Da der Detektor im hier vorgestellten Experiment lediglich einen kleinen Teil der abdominalen Region und somit des Blutes effektiv detektiert, kann davon ausgegangen werden, dass die Aufnahme direkt inkorporierter Zerfallsprodukte über das Blut keine Auswirkungen auf das gemessene Signal der abdominalen Region hat. Der mukoziliäre Transport hingegen kann eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen, wobei der einzige Transportweg in die abdominale Region über ET2 mit einer Halbwertszeit von 10 min führt. Aus allen anderen Regionen des Respirationstrats werden Partikel in diese Region befördert, wobei die Halbwertszeiten für den Transport aus AI, bb und ET1 erneut die physikalischen Halbwertszeiten der inkorporierten Zerfallsprodukte weit übersteigen, sodass diese größtenteils in der Region zerfallen, in der sie deponiert werden. In BB werden die Zerfallsprodukte mit einer Halbwertszeit von 1,7 h zu ET2 transportiert, wo sie mit einer Halbwertszeit von 10 min verschluckt werden und so in die abdominale Region gelangen können. Wie in Tabelle 4 dargestellt, wird jedoch nur ein Bruchteil der inkorporierten Zerfallsprodukte in den für den mukoziliären Transport relevanten Regionen des Respirationstrakts ET2 und BB deponiert. Für die angehefteten Zerfallsprodukte ergibt sich für die beiden Regionen zusammen eine Depositionseffizienz von unter 5 % und für die unangehefteten Zerfallsprodukte unter 30 %, wobei 28 % in ET2 direkt deponiert werden. Durch die Filterung der Stollenluft ist der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte aufgrund der Aerosolreduktion in der Umgebungsluft mit $64-87$ % zwar höher als unter normalen Bedingungen, sodass sich verhältnismäßig mehr Zerfallsprodukte in ET2 und BB anlagern, jedoch ist auch der F-Faktor mit unter 0,1 sehr gering, sodass ohnehin wenig Zerfallsprodukte in der eingeatmeten Umgebungsluft vorhanden sind, die dann im Respirationstrakt und somit auch ET2 und BB deponiert werden können. Insgesamt wird also lediglich ein geringer Anteil der Zerfallsprodukte aus dem Respirationstrakt in die abdominale Region transportiert. Wird der Anteil des Signals, das in der thorakalen Region durch Zerfallsprodukte entsteht mit dem durch dort inkorporiertes Radon verglichen, kann davon ausgegangen werden, dass der Anteil des Signals in der abdominalen Region durch direkt inkorporierte Zerfallsprodukte gerechtfertigterweise als vernachlässigbar angenommen wird.

Aus dem in dieser Arbeit vorgestellten Modell ergeben sich zudem die Transportkoeffizienten der Radonaktivitätskonzentration in der Stollenluft in die zwei Kompartimente der Messregion aus den Parametern $T_{\mathrm{in1}} = \frac{F_{\mathrm{b1}}}{k_{\mathrm{Rn}} \cdot \lambda_{\mathrm{Rn}}}$ und $T_{\mathrm{in2}} = \frac{F_{\mathrm{b2}}}{k_{\mathrm{Rn}} \cdot \lambda_{\mathrm{Rn}}}$. Dabei wird davon ausgegangen, das das Verhältnis der Radonkonzentration in der Umgebungsluft und dem arteriellen Blut $k_{\mathrm{R}} = \frac{c_{\mathrm{Rn}}}{\lambda_{\mathrm{Rn}} \cdot c_{\mathrm{Rn,art}}}$ für alle Messungen konstant ist. Wie die Messung am 07.05.2019, bei der der Proband in eine Unterhaltung während der Exposition verwickelt war, zeigt, gilt dies jedoch nicht für alle Expositionsszenarien. Laut ICRP Publikation 66 [20] steigt das Atemminutenvolumen vom Schlafen zum Sitzen um einen Faktor 1,2 von 7,5 $\frac{\mathrm{l}}{\mathrm{min}}$ auf 9 $\frac{\mathrm{l}}{\mathrm{min}}$ an, bis hin zu 25 $\frac{\mathrm{l}}{\mathrm{min}}$ für leichte Arbeiten wie beispielsweise Laborarbeit, Holzarbeit oder Putzen. Mit einem erhöhten Atemminutenvolumen durch die erhöhte Aktivität des Probanden steigt ebenfalls die Ventilationsrate der Alveolen. Somit ändert sich laut dem Modell von Leggett et

al. [21] ebenfalls die Radonkonzentration im arteriellen Blut, sodass der Faktor k_{Rn} für unterschiedliche körperliche Aktivität des Probanden nicht als konstant angenommen werden darf. Zudem sind T_{in1} und T_{in2} sowie die Abtransportkoeffizienten der Radonteilchen aus den Kompartimenten $\lambda_{\mathrm{T1}} = \frac{F_{\mathrm{b1}}}{V_1 P_1}$ und $\lambda_{\mathrm{T2}} = \frac{F_{\mathrm{b2}}}{V_2 P_2}$ proportional zu der Blutflussrate durch die einzelnen Kompartimente. Eine erhöhte Aktivität des Probanden während der Exposition geht mit einer erhöhten Blutflussrate der Gewebe einher, damit diese ausreichend mit Sauerstoff versorgt werden. Dies führt aber gleichzeitig auch zu einer erhöhten Aufnahme von Radon in die Gewebe während der Exposition, sodass die Radonkonzentration in den einzelnen Kompartimenten schneller ansteigt und früher ihre Sättigung erreicht und nach der Exposition schneller abtransportiert wird. Hierdurch entstehen nicht nur beim Poolen der einzelnen Messungen an unterschiedlichen Tagen sondern auch zwischen den einzelnen Aufnahmen der γ-Spektren größere Unsicherheiten als im rein physikalischen System der Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte. Dies zeigt sich auch in den stärkeren Fluktuationen der Werte der Probandenmessung, bei denen die Messwerte einen wesentlich höheren relativen Fehler aufweisen als die Messungen im physikalischen System, bei dem der relative Fehler meist durchgängig unter 5 % liegt.

5.3 Transportkoeffizienten für Radon

Aus dem Verhältnis der Transportkoeffizienten in Kompartiment 1 und 2 der Messregion T_{in1} und T_{in2} ergibt sich, dass in der abdominalen Region $9,70 \pm 1,81$ mal mehr Blut durch Kompartiment 1 als Kompartiment 2 fließt, wobei das Verhältnis in der thorakalen Region $3,14 \pm 2,21$ entspricht. Dies zeigt, dass sich das Verhältnis der Gewebe in der abdominalen und thorakalen Region hinsichtlich der Radonspeicherung unterscheidet und in der abdominalen Region ein größerer Anteil des Gewebes in der Messregion vorhanden ist, welches Radon lange speichert.
Die Abtransportkoeffizienten der Radonteilchen aus dem jeweiligen Kompartiment der Messregion λ_{T1} und λ_{T2} lassen sich direkt mit den Ausatemmessungen von Harley und Jetter [22] vergleichen. Für die abdominale Messung ergeben sich biologische Halbwertszeiten für den Abtransport von Radon aus dem jeweiligen Kompartiment von $20,3 \pm 3,1$ min und $13,8 \pm 3,8$ h und für die thorakale Region von $47,8 \pm 30,9$ min und $8,8 \pm 3,0$ h. Aus den Messungen von Harley und Jetter ergibt sich die Elimination von für 8 % der Gesamtaktivität verantwortliches inkorporiertes Radon mit einer Halbwertszeit von 23 s, 9 % mit einer Halbwertszeit von 4,5 min, 18 % mit einer Halbwertszeit von 41 min, 32 % mit einer Halbwertszeit von 3,4 h und 33 % mit einer Halbwertszeit von 18 h (siehe Tabelle 5. Beim Vergleich dieser Werte mit den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen fällt auf, dass die beiden niedrigsten von Harley und Jetter ermittelten Halbwertszeiten geringer sind als die Aufnahmezeit eines Datenpunktes bei der hier vorgestellten Messung, sodass diese Zeitkomponenten nicht aufgelöst werden können. Somit könnte es sein, dass die Kurzzeit-Komponente aus den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit einer Halbwertszeit von $20,27 \pm 3,1$ min eine Überlagerung der ersten drei von Harley und Jetter gemessenen Komponenten darstellt, die bei ihnen mit der Lunge, dem Blut und der Interzellularflüssigkeit in Zusammenhang gebracht wurden. Ebenso kann die gemessene Langzeit-Komponente mit einer Halbwertszeit von $13,8 \pm 3,8$ h eine Überlagerung der beiden langen Halbwertszeiten von Harley und Jetter darstellen, die mit der intrazellulären Flüssigkeit und dem Fett assoziiert sind. Jedoch ist zu erwähnen, dass das Ergebnis von Harley und Jetter auf einer einzigen Ausatemsluftmessung an einem Probanden beruhen und die gemessenen Aktivitäten so gering waren, dass lediglich eine von zwei Messungen ausgewertet werden konnte. Des Weiteren sind keine Fehlerbereiche der Werte angegeben, sodass wir den in dieser Arbeit erhaltenen zeitlichen Aktivitätsverlauf ebenfalls mit einem Fünf- statt Zwei-Komponenten-Fit hätten anpassen können. Dieses Anpassungsverfahren würde jedoch auf Grund einer Überanpassung zu großen Fehlern in den Parametern führen. Außerdem wurde bereits gezeigt, dass die Anpassung mit einem Zwei-Komponenten-Fit die Daten gut beschreibt und in den erhobenen Daten keine dritte Komponente sichtbar ist. Zudem handelt es sich bei den Messungen von Harley und Jetter um Ausatemmessungen, sodass Radon erst aus dem Gewebe ins Blut austritt, von wo aus es in die Ausatemluft gelangt und erst dort gemessen wird. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen hingegen wird Radon direkt an seinem Zerfallsort detektiert.

Auch in kürzlich veröffentlichten Messungen von Fojtik [25] wurde die Ausatemluft von Probanden gemessen und auf Grundlage des 5-Komponenten-Fits von Harley und Jetter die Halbwertszeiten der schnellsten 4 Komponenten bestimmt, die größtenteils eine gute Übereinstimmung mit den Messungen von Harley und Jetter aufweisen. Für die vierte Komponente erhielten Fojtik et al. jedoch eine Halbwertszeit von 6 h statt der von Harley und Jetter angegebenen 3,4 h. Zusätzlich konnte die Komponente mit einer Halbwertszeit von 18 h in diesem Experiment nicht nachgewiesen werden, sodass ein direkter Vergleich mit den in dieser Arbeit ermittelten Werten nicht möglich ist.
Auf Grundlage der ermittelten Abtransportkoeffizienten können die hier durchgeführten Messungen ebenfalls mit den Simulationen von Leggett et al. [21] verglichen werden, die die Grundlage für derzeitige Abschätzungen im Strahlenschutz liefern [5]. Das Modell von Leggett gibt theoretisch ermittelte Abtransportkoeffizienten an, die über die Angabe der Blutflussraten und Gewebevolumina aus der ICRP und den von Nussbaum und Hursh [23] ermittelten Partitionskoeffizienten und deren Extrapolation auf andere Gewebe berechnet werden. So ergibt sich für das Fettgewebe 2 der niedrigste Abtransportkoeffizient mit $\lambda_{\text{Leggett}} = 7,85 \cdot 10^{-4}\,\frac{1}{\text{min}}$. Der Abtransportkoeffizient der Langzeitkomponente in den hier vorgestellten Messungen beträgt in der abdominalen Region $\lambda_{\text{T2}} = (8,4 \pm 2,3) \cdot 10^{-4}\,\frac{1}{\text{min}}$, sodass die Werte im Fehlerbereich übereinstimmen, wobei der ermittelte Wert einen relativen Fehler von 25 % aufweist. Dadurch wird die in dieser Arbeit beobachtete Langzeit-Komponente mit dem im Probanden vorhandenen subkutanen Fettgewebe verbunden, das im Modell von Leggett dem Fettgewebe 2 entspricht. Die Werte der Abtransportraten aus dieser Arbeit und dem Modell von Leggett stimmen somit trotz der vielen Annahmen und Unsicherheiten, die das Modell von Leggett beinhaltet, gut überein. So wurde im Modell von Leggett beispielsweise das Volumen und die Blutflussrate des Kompartiments aus dem männlichen Referenzmenschen [118] abgeleitet. Der in dieser Arbeit untersuchte Proband weist jedoch ein höheres Gewicht als der Referenzmensch mit 72,1 kg auf. Dennoch kann durch den Vergleich der Abtransportraten davon ausgegangen werden, dass das Fettgewebe in beiden ähnlich gut durchblutet ist, sodass sich für beide ein ähnlicher Quotient $\frac{F_\text{b}}{V}$ ergibt. Zudem wurden im Legett-Modell die für Ratten ermittelten Partitionskoeffizienten auf den Menschen übertragen, was bei dem Vergleich der beiden Werte für den Abtransportkoeffizienten eine gute Näherung zu sein scheint. In der thorakalen Region hingegen ergibt sich aus den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ein Abtransportkoeffizient von $(13,2 \pm 4,5) \cdot 10^{-4}\,\frac{1}{\text{min}}$, der somit um einen knappen Faktor 2 höher liegt als der vom Modell von Leggett erhaltene Abtransportkoeffizient für das Fettgewebe 2. Wenn das im Modell von Leggett enthaltene Kompartiment Brust-a außen vor gelassen wird, liegt der von hier erhaltene Abtransportkoeffizient jedoch näher an dem des Fettkompartiments 2 als an allen anderen im Modell von Leggett verwendeten Kompartimenten. Der in dieser Arbeit bestimmte Abtransportkoeffizient kann nicht mit dem Brust-a-Gewebe korreliert sein, da bei der Aufsättigung von Radon in einem Körperteil die Anzahl der Radonteilchen im Gewebe proportional zu dessen Volumen ist. Da die männliche Brust-a mit einem Volumen von 16,3 ml klein im Vergleich zum Volumen des Fettkompartiments 2 mit 7,53 l ist, kann sich nicht genügend Radon in dieser lösen, um ein so hohes Signal im Detektor auszulösen. Zudem werden γ-Quanten, die aus diesem Kompartiment emittiert werden, mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit detektiert als γ-Quanten, die aus dem subkutanen Fettgewebe direkt unter der Haut, auf der der Detektor aufliegt, ausgesandt werden. Somit muss das Fettkompartiment 2 und nicht Brust-a-Gewebe mit der in dieser Arbeit beobachteten Langzeit-Komponente korreliert sein.
Dass die biologischen Halbwertszeiten für die Langzeit-Komponente in der abdominalen und thorakalen Region nicht übereinstimmen, kann mehrere Ursachen haben. Zum einen kann dies für eine bessere Durchblutung des Fettgewebes in der thorakalen als abdominalen Region sprechen. Zum anderen kann es ein Hinweis auf eine andere Gewebezusammensetzung der beiden Regionen sein, sodass sich der Partitionskoeffizient je nach Messregion ändert. Bei der Betrachtung der beiden zuvor genannten Fälle ergibt sich entweder eine 1,6 fach bessere Durchblutung des Fettgewebes in der thorakalen als in der abdominalen Region oder der Partitionskoeffizient und somit auch die Radonspeicherfähigkeit ist in der thorakalen Region um einen Faktor 1,6 niedriger. Unter der Annahme eines konstanten Verhältnisses von $\frac{F}{V}$ für das Fettkompartiment 2 ergibt sich aus den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen ein Partiti-

onskoeffizient von $10,3 \pm 2,8$ in der abdominalen Region und von $6,5 \pm 2,2$ in der thorakalen Region. In jedem Fall weisen die Ergebnisse andere Abtransportkoeffizienten im Abdomen und Thorax auf, wobei beide mit dem Fettkompartient 2 im Modell von Leggett identifiziert werden können. Hieraus ergibt sich ein möglicher Schwachpunkt der bisher existierenden biokinetischen Modelle, da die physiologischen Eigenschaften über komplette Kompartimente zusammengefasst werden. Jedoch kann es auch vor allem in großen über den Körper verteilten Kompartimenten zu Inhomogenitäten kommen, die im Legett-Modell nicht berücksichtigt werden. Die Kritik der Annahme einer homogenen Verteilung über zusammengefasste Gewebe und Organe wurde zudem bereits in ähnlicher Form in dem von UNSCEAR 2012 und 2017 veröffentlichten Berichten geäußert, jedoch nur im Zusammenhang mit epidemiologischen Studien, bei denen ebenfalls eine homogene Dosisverteilung in größeren Organen und Geweben angenommen wird [17, 18]. Darüber hinaus ergeben sich die größten Unterschiede der einzelnen existierenden biokinetischen Modelle von Leggett et al. [21], Hursh et al. [26] und Peterman und Perkins [104] durch die Verwendung unterschiedlicher Partitionskoeffizienten. Die verwendeten Partitionskoeffizienten beruhen zwar immer auf den Messungen von Nussbaum und Hursh [23] und wurden über den prozentualen Fettgehalt der einzelnen Organe auf diese extrapoliert. Jedoch werden je nach Modell unterschiedliche Annahmen für den Fettgehalt der einzelnen Organe angenommen bzw. eine unterschiedliche Aufteilung der einzelnen Kompartimente vorgenommen, sodass diese sich im Fettgehalt unterscheiden. Die Übertragbarkeit der Partitionskoeffizienten von den Messungen an Ratten auf den Menschen ist somit mit größeren Fehlern behaftet, zumal sich teilweise die Organkompositionen, die in einem Kompartiment im Modell angenommen werden, unterscheiden und somit einen anderen Fettgehalt aufweisen, was wiederum zu verschiedenen Partitionskoeffizienten führt [21].
Ein anderer möglicher Erklärungsansatz für die unterschiedlichen Retentionszeiten von Radon im Abdomen und Thorax wäre jedoch auch durch die Überlagerung der biologischen Halbwertszeiten zweier Kompartimente wie beispielsweise Fett 1 und Fett 2 gegeben. Da sich beide nicht eindeutig trennen lassen, könnte sich eine größere Steigung der Langzeit-Komponente im Thorax als Abdomen ergeben, wenn in der thorakalen Region neben Aktivitäten aus dem Fettkompartiment 2 ebenfalls Aktivitäten aus dem Fettkompartiment 1 detektiert werden. Eine ausführliche Erläuterung dieses Phänomens findet sich im folgenden Abschnitt 5.4.

Für die Kurzzeit-Komponente ergibt sich in der abdominalen Region ein Abtransportkoeffizient von $\lambda_{T1} = (3,35 \pm 0,51) \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{min}}$ und in der thorakalen Region von $\lambda_{T1} = (1,45 \pm 0,94) \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{min}}$, sodass in diesem Fall in dem Gewebe, dem die jeweilige Kurzzeit-Komponente zugeordnet wird, entweder eine bessere Durchblutung oder ein niedrigerer Partitionskoeffizient im Abdomen als im Thorax vorliegt. Auf Grundlage der Werte können die Abtransportkoeffizienten im Abdomen mit denen im Modell von Leggett verglichen werden, sodass diesem Wert entweder das rote Knochenmark mit $2,32 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{min}}$ oder der kortikale Knochen mit $4,21 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{min}}$ zugeordnet werden kann. Die Volumina beider Kompartimente sind mit 1,83 l und 2,32,l im Vergleich zum Fettkompartiment eher gering, jedoch ist in den Kompartimenten die Sättigung schneller erreicht, sodass nach einer Stunde Expositionzeit die Aktivitäten über denen vom Fettgewebe liegen könnten. Jedoch sind diese Kompartimente über den ganzen Körper verteilt und liegen nicht in der Region, die effizient vom Detektor erfasst wird. Auch dem Wert in der thorakalen Region kann kein klares Kompartiment aus dem Modell von Leggett zugeordnet werden. Dies verdeutlicht, dass der in dieser Arbeit vermessene Proband nicht dem männlichen Referenzmenschen, der dem Modell von Leggett zu Grunde gelegt wird, entspricht. Die gemessene Halbwertszeit der Kurzzeit-Komponente könnte aber auch einer Überlagerung mehrerer Halbwertszeiten aus verschiedenen Kompartimenten entsprechen. Eine andere mögliche Erklärung wäre, dass die Einteilung der verschiedenen Organe und Gewebe, wie sie in den bisherigen biokinetischen Modellen vorgenommen wurde [21, 99, 100, 104], Schwächen aufweist. Zwei mögliche Gründe hierfür sind zum einen Inhomogenitäten in den Kompartimenten selbst, durch eine bessere Durchblutung eines Kompartimentteils in einer Körperregion als in einer anderen oder eine leicht geänderte Gewebszusammensetzung, die in Inhomogenitäten bezüglich des Partitionskoeffizienten für das Kompartiment resultiert. Zum anderen könnten eventuell Gewebe zu-

sammengefasst sein, die unterschiedliche physiologische Parameter aufweisen, da die Einteilung in die einzelnen Kompartimente einzig und allein auf Daten des Referenzmenschen von der ICRP und einer Radonkonzentrationsmessung in Gewebe von Ratten nach Radonexposition beruht. Jedoch wurde das so entwickelte Modell anhand der Ausatemmessungen von Harley und Jetter verifiziert. Dennoch wäre es beispielsweise auch möglich, dass die in dieser Arbeit gemessene Kurzzeit-Komponente einem Organ oder Gewebe entspricht, dass mit mehreren zu einem Kompartiment zusammengefasst wurde und somit die Inhomogenität in einem Kompartiment widerspiegelt, die bereits mit der Variation der Langzeit-Komponente in der abdominalen und thorakalen Region suggeriert wurde.

Eine andere Betrachtungsweise als den Körper in klar abgegrenzte feste Kompartimente mit charakteristischen physiologischen Eigenschaften aufzuteilen, könnte sich unter der Annahme ergeben, dass sich alle Organe und Gewebe im Körper aus verschiedenen Bestandteilen zusammensetzen, die spezifische Radonlöslichkeiten aufweisen [151]. Unter der Betrachtungsweise würden sich aus der Ausatemmessung von Harley und Jetter [22] nicht fünf separierte Kompartimente im Körper ergeben, sondern fünf inhomogen im Körper verteilte Komponenten mit unterschiedlicher Radonlöslichkeit, die in verschiedenen Anteilen in den Organen und Geweben vorkommen. Zwei davon wären vermutlich Fett und Wasser, weitere könnten noch beispielsweise Proteine und Polysaccharide sein. Diese Betrachtungsweise wird ebenfalls bei der Extrapolation der Partitionskoeffizienten auf verschiedene Kompartimente angewendet, bei denen der Fett- und Wasseranteil einzelner Organe in Relation zueinander gesetzt wurden, um die Partitionskoeffizienten zu bestimmen. Bislang gibt es jedoch noch keine direkten Indizien solch einer Mikrokompartimentierung.

5.4 Vergleich des Aktivitätsverlaufes mit dem biokinetischen Modell

Zum Vergleich des Aktivitätsverlaufes der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit den derzeit gültigen Simulationen der ICRP auf Grundlage des Modells von Leggett, wurde das Modell simplifiziert und der Aktivitätsverlauf von ^{214}Pb und ^{214}Bi bei einer einstündigen Inhalation von 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ bestimmt. Thomas Friedrich fertigte die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit an und unterstützte bei der Interpretation der Daten. Bei diesem Modell wird der Körper in fünf Kompartimente aufgeteilt: das arterielle und venöse Blut, besser und schlechter durchblutetes Fettgewebe und alle weiteren im Modell von Leggett vorhandenen Kompartimente zu einem Kompartiment zusammengefasst. Letzteres scheint gerechtfertigt, zumal die zugehörigen Partitionskoeffizienten vergleichbare Werte aufweisen. Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 3.6.5 beschriebenen Modell handelt es sich hierbei um eine reine Simulation der Aktivitätsverläufe auf Grundlage von Eingangsparametern aus dem Modell von Leggett und Überlegungen bezüglich der unterschiedlichen Physiologie des Referenzmenschen und des Probanden, an dem die Messungen durchgeführt wurden.

Der so erhaltene Aktivitätsverlauf für ^{214}Pb und ^{214}Bi ist in Abbildung 30 A für den Referenzmenschen aus der ICRP Publikation 23 [118] dargestellt. Das Gesamtkörpergewicht des Referenzmenschen beträgt 72,1 kg. Das Gewicht des Probanden wird bei den folgenden Simulationen mit 90 kg angenommen. Unter der Annahme, dass der Großteil des zusätzlichen Gewichtes durch Fettgewebe zu Stande kommt, wird das Volumen der Fettkompartimente um die Gewichtsdifferenz zwischen Proband und Referenzmensch erhöht. Hierbei wird eine 50:50-Aufteilung des zusätzlichen Fetts in Kompartiment 1 und 2 angenommen. Somit ergibt sich der Aktivitätsverlauf für den Probanden wie in Abbildung 30 A dargestellt. Dabei ist zu erkennen, dass die deutliche Ausprägung der Kurzzeit-Komponente nahezu komplett verschwindet, da die Aktivitäten aus der Langzeit-Komponente und somit aus dem Fettgewebe die der Kurzzeit-Komponente übersteigen, sodass keine klare Trennung und kein abrupter Abfall der Aktivitäten kurz nach Expositionsende mehr zu beobachten ist.
In Abbildung 30 B ist der auf den Rumpf bezogene Aktivtätsverlauf des Probanden aus dem Modell von Leggett dargestellt. Hierbei wurde angenommen, dass sich 50 % des Gesamtkörperfettgehalts, 70 % des Blutes und 50 % des anderen Gewebes im Rumpf befinden. Um den Aktivitätsverlauf mit den in dieser

Arbeit durchgeführten Messungen vergleichen zu können, wurden die so erhaltenen Werte auf 40 kg normiert, da dies gerade der Masse der Geometrie, die zur Auswertung genutzt wurde, entspricht (40,32 kg, siehe Abbildung 18). Beim Vergleich mit der Anpassung der in dieser Arbeit bestimmten gepoolten Daten aus der Messung der abdominalen Region (Abbildung 30 B) ist zu erkennen, dass die aus den Messungen erhaltenen Daten durchgehend über denen aus der Modellierung liegen. Zudem spielt bei der Modellierung das Fettkompartiment 1 mit guter Durchblutung und somit einem höheren Abtransportkoeffizient eine große Rolle, was bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen jedoch nicht detektiert wurde. Dies deutet auf eine Lokalisation des Fettkompartiments 1 hin, die außerhalb des effektiven Messbereichs des Detektors liegt. Dadurch ist die Ausprägung der Kurzzeit-Komponente in den im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Messungen ausgeprägter als es die Vorhersage von Leggett et al. angibt. Wie zuvor beschrieben zeigt der Abtransportkoeffizient und somit die Steigung der Langzeit-Komponente, die mit dem Fettgewebe 2 korreliert ist, zwischen dem Modell von Leggett und den Messungen in dieser Arbeit eine sehr gute Übereinstimmung. Dies wird in Abbildung 30 jedoch nicht deutlich, da im Modell von Leggett ebenfalls die Fettkomponente mit einem höheren Abtransportkoeffizienten eine Rolle spielt und sich somit mit der Langzeit-Komponente (dem Fettkompartiment 2) überlagert, sodass die Steigung größer wirkt als sie ist.

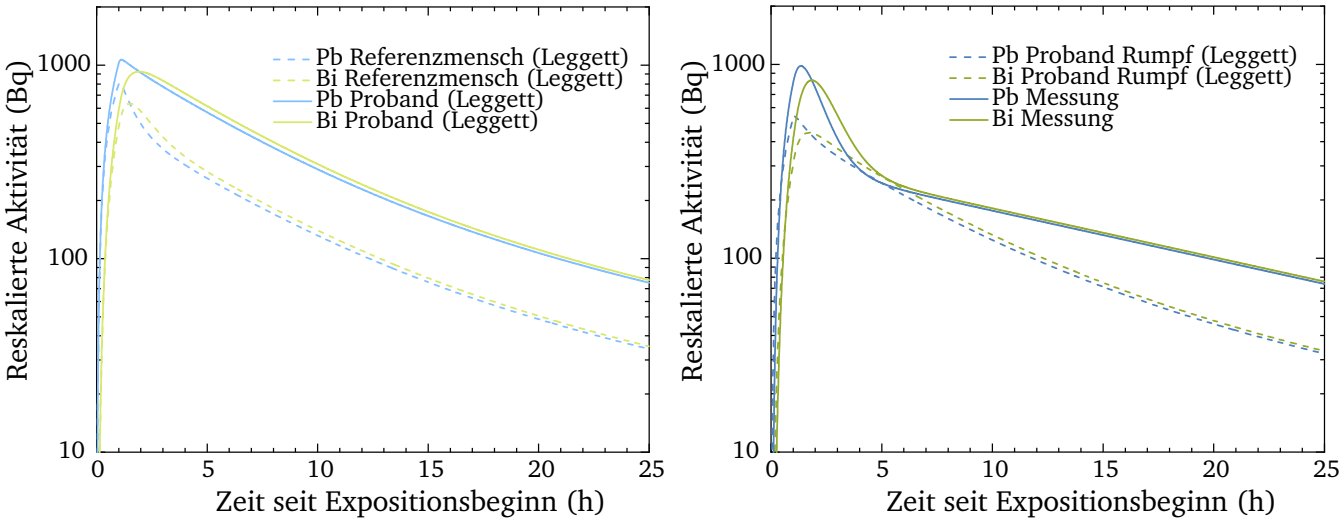

Abbildung 30: Simulierter Aktivitätsverlauf von ^{214}Pb (blau) und ^{214}Bi (grün) nach einstündiger Inhalation einer Radonaktivitätskonzentration von 55 $\frac{\text{kBq}}{\text{m}^3}$ mit dem simplifizierten Modell von Leggett für (A) den Referenzmenschen [118] (gestrichelte Linien) und auf den Probanden angepasst (durchgezogene Linien) und (B) den Rumpf des Probanden (gestrichelte Linien) und mit gleichzeitiger Darstellung der Anpassung der gepoolten Daten aus der abdominalen Messung (durchgezogenen Linien), Modellierung bereit gestellt von Thomas Friedrich.

Die gemessenen Aktivitäten liegen im Vergleich mit dem Modell von Leggett in der Langzeit-Komponente mehr als einen Faktor 2 höher. Dies kann in der Bestimmung des Effizienzfaktors begründet liegen, da eine homogene Aktivitätsverteilung in der Messregion angenommen wird. Hierbei muss zunächst jedoch berücksichtigt werden, wie effektiv die aus einer Körperregion emittierten γ-Quanten detektiert werden. Für die Probandengeometrie wurde ein großer Quader wie in Abbildung 18 dargestellt angenommen. So werden γ-Quanten, die aus den Randregionen des Probanden auf den Detektor treffen, nicht fälschlicherweise einem kleineren Volumen zugeordnet und die Aktivität in diesem überschätzt. Außerdem ergibt sich hieraus der Vorteil, dass der später ermittelte Dosiswert volumenunsensitiv ist und somit Fehler bei der Annahme der Probandengeometrie, vor allem in den Randbereichen, nicht schwer ins Gewicht fallen. Effektiv detektiert wird jedoch lediglich ein kleiner Ausschnitt der gezeichneten Geometrie. So haben theoretisch bestimmten Effizienzfaktoren für die Flächenquelle (siehe Abschnitt 3.4.1) gezeigt, dass der Effizienzfaktor bei einem Abstand der Quelle von 2 cm zur Detektorkappe auf 50 %

und bei einem Abstand von 5 cm auf 15 % abfällt. Bei einem Abstand von 10 cm ist er um einen Faktor 20 niedriger als direkt vor der Detektorkappe. Bei der Probandenmessung kommt zudem die Selbstabsorption erschwerend hinzu, da die Halbwertsdicke für γ-Quanten mit einer Energie von 295 keV, 352 keV und 609 keV in Wasser 5,81 cm, 5,98 cm, und 7,79 cm beträgt. Zusätzlich ist in Abbildung 12 die radiale Effizienzänderung dargestellt, die hauptsächlich durch die Kristallgeometrie verursacht wird. Aus der Überlagerung der effektiven Raumwinkeländerung durch die Erhöhung des Abstandes, der Selbstabsorption des Probanden und der radialen Effizienzverteilung ergibt sich eine wesentlich höhere Detektionswahrscheinlichkeit in der Nähe der Detektorkappe als bei größeren Abständen, sodass die Körperregionen, die nah am Detektor liegen, besonders effizient detektiert werden. Eine grobe Vorstellung dieses Bereichs liefert Abbildung 15, in der Bereiche, die besonders effektiv detektiert werden, stärker eingefärbt sind als Bereiche mit geringerer Detektionswahrscheinlichkeit. Aus der inhomogenen Detektionswahrscheinlichkeit in der Messregion ergibt sich jedoch ein Problem, da bei der Erstellung der Probandengeometrie eine Quelle mit homogener Aktivitätsverteilung angenommen werden musste. Die Kompartimente, die mit der Langzeit-Komponente und der Kurzzeit-Komponente im Körper assoziiert sind, folgen unter Umständen einer inhomogenen räumlichen Verteilung in der Messregion. Dies würde bedeuten, dass das Kompartiment, das für die Kurzzeit-Komponente verantwortlich ist, an einer anderen Stelle im Körper sitzt als das, welches für die Langzeit-Komponente verantwortlich ist. Somit würden beide Kompartimente unterschiedlich effizient detektiert werden, was zu einem systematischen Versatz der Aktivitäten der Kurzeit- und Langzeit-Komponente führen würde.
Aufgrund der langen biologischen Halbwertszeit und der Detektorposition ist davon auszugehen, dass die Langzeit-Komponente mit dem subkutanen Fett assoziiert ist, wohingegen die Kurzzeit-Komponente wegen ihrer kürzeren biologischen Halbwertszeit weniger fetthaltigem und besser durchblutetem Gewebe zugeordnet wird, das sich hinter der subkutanen Fettschicht befindet. Da jedoch eine homogene Aktivitätsverteilung über die gesamte gezeichnete Geometrie angenommen wird, würde bei einer inhomogenen Verteilung die Langzeit-Komponente aufgrund der Nähe des subkutanen Fettgewebes zur Detektorkappe effizienter detektiert werden als angenommen. Die Kurzzeit-Komponente, die hinter dem subkutanen Fett sitzt, würde ineffizienter detektiert werden als angenommen. Somit besitzt die Langzeit-Komponente höhere und die Kurzzeit-Komponente niedrigere Aktivitäten als es bei einer inhomogenen Verteilung der Aktivitäten im Körper der Fall wäre. Um eine quantitative Abschätzung des systematischen Aktivitätsversatzes durchzuführen, wird für den Probanden in den hier vorgestellten Messungen eine Masse von 90 kg zu Grunde gelegt. Im Referenzmenschen der ICRP [118] wird ein Gewicht von 72,1 kg mit Gesamtkörperfettgehalt von 13,9 kg angenommen. Unter der Abschätzung, dass das zusätzliche Körpergewicht größtenteils zusätzliches Fett ist, wird ein Gesamtkörperfettgehalt von $13,9\,\mathrm{kg} + 17,9\,\mathrm{kg} = 31,8\,\mathrm{kg}$ angenommen. Mit der Annahme, dass sich der Fettgehalt des Körpers durch etwa 50 % subkutanes und 50 % besser durchblutetes, viszerales Fett ergibt [21] und sich 50 % des subkutanen Fettes im Rumpf befinden [152], ergeben sich etwa 8 kg subkutanes Fettgewebe im Rumpf des Probanden. Bei der gleichmäßigen Verteilung an der Oberfläche der vorderen und hinteren Seite der in Abbildung 18 gezeichneten Probandengeometrie, ergibt sich die Unterhautfettschicht mit einer Dicke von etwa $d_{\mathrm{Fett}} = 2\,\mathrm{cm}$. Wird das Fett ebenfalls mit über die Seitenflächen verteilt, ergibt sich eine Schichtdicke von etwa $d_{\mathrm{Fett}} = 1\,\mathrm{cm}$. Auf Grundlage dieser beiden Fettschichtdicken wurde die bisher verwendete Probandengeometrie nun dementsprechend abgewandelt wie in Abbildung 31 dargestellt. Zunächst wurden für eine 1 cm bzw. 2 cm breite Schicht mit derselben Höhe und Länge wie die bisher verwendete Probandengeometrie die jeweiligen Effizienzfaktoren bei 295 keV, 352 keV und 609 keV bestimmt. Die Werte sind in Tabelle 15 gegeben. Anschließend wurde die hintere, dem Detektor abgewandte Fettschicht des Probanden simuliert, wobei zwischen Fettschicht und Detektor ein Absorber eingefügt wurde, dessen Tiefe der jeweiligen Tiefe der originalen Probandengeomtrie angepasst wurde, sodass sich immer eine Gesamttiefe von 24 cm ergab. Die so erhaltenen Effizienzfaktoren sowie den Mittelwert der Faktoren aus der vorderen und hinteren Fettschicht finden sich erneut in Tabelle 15. Beim Vergleich des Effizienzfaktors für die ursprüngliche Probandengeometrie bei 295 keV, 352 keV und 609 keV mit $9,08 \pm 0,73 \cdot 10^{-4}$, $7,94 \pm 0,64 \cdot 10^{-4}$ und $5,41 \pm 0,32 \cdot 10^{-4}$ ergibt sich somit im Mittel ein

Faktor 2,55, um den die wahren Aktivitäten für die Langzeit-Komponente niedriger liegen müssten. Dies entspricht in etwa dem Faktor, den die in dieser Arbeit bestimmten Aktivitäten der Langzeitkomponente von der Simulation des Modells von Leggett abweichen.

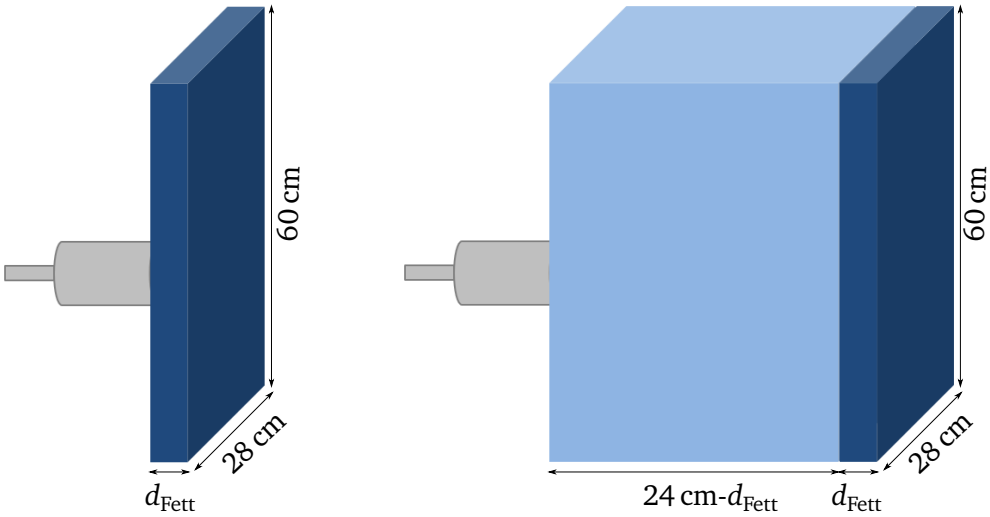

Abbildung 31: Geometrie zur Bestimmung des Effizienzfaktors der subkutanen Fettschicht des Probanden für eine Schichtdicke von $d_{\text{Fett}} = 1$ cm und $d_{\text{Fett}} = 2$ cm. In dunkelblau ist hierbei die aktive Fläche dargestellt, in hellblau ein nicht aktiver Absorber. Als Material wird Wasser angenommen.

Tabelle 15: Angegeben sind die Effizienzfaktoren für die in Abbildung 31 gezeichneten Geometrien bei einer Schichtdicke von 1 cm und 2 cm und Energien von 295 keV, 352 keV und 609 keV sowie der Mittelwert des Effizienzfaktors aus beiden Geometrien und der Korrekturfaktor aus dem Vergleich des bestimmten Mittelwerts mit den Werten für die Annahme einer homogenen Aktivitätsverteilung in dem Volumen aus Abbildung 18.

		295 keV	352 keV	609 keV
vordere Schicht	1 cm	$5,24 \pm 0,42 \cdot 10^{-3}$	$4,44 \pm 0,35 \cdot 10^{-3}$	$2,71 \pm 0,16 \cdot 10^{-3}$
	2 cm	$4,40 \pm 0,35 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \pm 0,30 \cdot 10^{-3}$	$2,32 \pm 0,14 \cdot 10^{-3}$
hintere Schicht	1 cm	$4,47 \pm 0,36 \cdot 10^{-5}$	$4,49 \pm 0,36 \cdot 10^{-5}$	$4,58 \pm 0,30 \cdot 10^{-5}$
	2 cm	$4,87 \pm 0,39 \cdot 10^{-5}$	$4,88 \pm 0,39 \cdot 10^{-5}$	$4,92 \pm 0,32 \cdot 10^{-5}$
Mittelwert	1 cm	$2,64 \pm 0,21 \cdot 10^{-3}$	$2,24 \pm 0,18 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \pm 0,08 \cdot 10^{-3}$
	2 cm	$9,08 \pm 0,73 \cdot 10^{-4}$	$7,94 \pm 0,64 \cdot 10^{-4}$	$5,41 \pm 0,32 \cdot 10^{-4}$
Korrektur-Faktor	1 cm	$2,91 \pm 0,33$	$2,55 \pm 0,21$	$2,39 \pm 0,27$
	2 cm	$2,82 \pm 0,32$	$2,45 \pm 0,28$	$2,19 \pm 0,18$

Durch die Extrapolation der Langzeit-Komponente hin zu früheren Zeitpunkten lässt sich zudem die Aktivität abschätzen, die durch die Kurzzeit-Komponente gegeben ist. Die Simulation der Aktivitätsverläufe für den Rumpf des Probanden ergibt hier eine maximale Aktivität von ^{214}Pb für alle Komponenten außer der Langzeit-Komponente von ca. 400 Bq, wohingegen die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen eine maximale ^{214}Pb-Aktivität von ca. 700 Bq für die Kurzzeit-Komponente ergeben. Unter der Annahme, dass die Kurzzeit-Komponente durch das arterielle und venöse Blut gegeben ist, kann eine homogenere Verteilung in der Messregion angenommen werden als für die Langzeit-Komponente. Jedoch wird der Hauptteil des Kompartiments aufgrund der schlechten Durchblutung des subkutanen Fettgewebes eher mittig in der Probandengeometrie sitzen, sodass sie ineffizienter detektiert wird als es bei einer homogenen Aktivitätsverteilung in der Messregion der Fall wäre. Aus diesem Grund wird der Effizienzfaktor für die Kurzzeit-Komponente überschätzt und die Aktivitäten müssten bei der Korrektur noch höher liegen

als bisher bestimmt. Somit ergeben sich auch nach Korrektur der möglichen Inhomogenitäten mehr als doppelt so hohe Aktivitäten für die Kurzzeit-Komponente als vom Legett-Modell vorhergesagt.
Zusammenfassend ergeben sich die Hauptunterschiede der in dieser Arbeit erhobenen Daten zu der Leggett-Simulationen durch die stärkere Kurzzeit-Komponente und durch das Fehlen von Kompartimenten mit einer Retentionszeit, die zwischen der der Kurzzeit- und Langzeit-Komponente liegt. Es gilt jedoch zu beachten, dass der Hauptteil der Dosis durch die Langzeit-Komponente verursacht wird, die mit dem Modell von Leggett übereinstimmt. Durch die schwierige Unterscheidung der Halbwertszeiten von Fettkompartiment 1 und 2 im Modell von Leggett, wirkt es, als ob die Aktivität mit einer biologischen Halbwertszeit abfällt, die einer Mischung der beiden Komponenten entspricht. Somit könnte die bei der Thoraxmessung ermittelte Halbwertszeit der Langzeit-Komponente nicht der Halbwertszeit des subkutanen Fettes (Fettkompartiment 2) entsprechen, sondern eine Überlagerung der Halbwertszeit der beiden Fettkompartimente im Modell von Leggett darstellen. Dies setzt jedoch voraus, dass das Fettkompartiment 1 in der Messregion so lokalisiert ist, dass es effizient vom Detektor erfasst werden kann. Jedoch ist auch bei den thorakalen Messungen eine ausgeprägtere Kurzzeit-Komponente zu erkennen als vom Modell vorhergesagt und die Aktivitäten der Kurzzeit-Komponente liegen höher. Dies bedeutet, dass die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen bezüglich der Kurzzeit-Komponente klare Abweichungen von dem derzeit im Strahlenschutz verwendeten biokinetischen Modell zeigen.
Auch andere Messungen von Fojtik et al. [25] weisen auf eine höhere Aktivität im Körper nach Radonexposition hin, als aus den biokinetischen Modellen zu erwarten wäre. Dies geht mit einer höheren Dosis durch Radonexposition als bisher angenommen einher. Außerdem zeigen die Messungen, dass weniger Radon in der Ausatemluft nach Exposition des Probanden (Inhalation von reinem Radongas) zu messen war als vom Modell von Leggett et al. vorhergesagt und somit mehr Radon im Körper verbleibt als bisher angenommen [25]. Hierbei sollte jedoch erneut die starke Abhängigkeit der Dosis von den individuellen physiologischen Gegebenheiten des Probanden und dem Expositionsszenario sowie der körperlichen Aktivität des Probanden während der Exposition und bei der anschließenden Messung berücksichtigt werden.

5.5 Dosisbestimmung

Der Hauptteil der applizierten Dosis kommt durch im Fett gespeichertes Radon zu Stande wie ebenfalls die Modelle von Leggett et al. [21] und Sakoda et al. [99] vorhersagen. So sind auch in den Messungen von Harley und Jetter [22] die beiden Komponenten mit den längsten Halbwertszeiten von 3,4 h und 18 h für 65 % der exhalierten Gesamtaktivität verantwortlich und die schnelleren Komponenten mit Halbwertszeiten von 23 s, 4,5 min und 42 min tragen mit insgesamt 35 % zur Gesamtaktivität bei. Nach dem Modell von Sakoda et al. [99] wird ein Energiedosisanteil der Langzeit-Komponente von 49 % mit den von Khursheed [100] ermittelten Partitionskoeffizienten und 41 % bei der Verwendung der Partitionskoeffizienten der NRC [120] vorhergesagt. Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ergeben einen Dosisbeitrag durch die Langzeit-Komponente von 84 ± 4 % in der abdominalen und 64 ± 16 % in der thorakalen Region. Ohne die Dosis durch direkt inkorporierte Zerfallsprodukte ergibt sich auch in der thorakalen Region ein Dosisbeitrag von 83 ± 15 % durch die Langzeit-Komponente von inkorporiertem Radon. Somit liegen die hier erhaltenen Werte klar über dem von Harley und Jetter sowie Sakoda et al. bestimmten Dosisanteil durch die Langzeit-Komponente.
Zusätzlich ist dabei zu beachten, dass die Werte nach einer längeren Inhalationszeit von 8,5 h bei Harley und Jetter oder 24 h bei den Simulationen von Sakoda et al. gelten, wohingegen bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen die Inhalationszeit 1 h beträgt. Somit wird in den meisten Geweben Radon noch nicht in Sättigung gegangen sein. Dies ist auch am Verlauf der für die in dieser Arbeit empirisch erhobenen Daten und daran angepassten Kurven zu erkennen, da diese auch am Ende der Expositionszeit noch ansteigen. Somit müsste der Anteil der deponierten Energie durch das Fettgewebe noch geringer sein als die Messungen von Harley und Jetter und Simulationen von Sakoda et al. vorhersagen. Hieraus ergibt sich ein Unterschied der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen im Vergleich zu den bereits erhobenen Daten. Eine Begründung könnte darin liegen, dass die Dosis bei den in dieser Arbeit durchge-

führten Messungen in spezifischen Messregionen bestimmt wird, bei denen wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, keine Kompartimente mit mittleren Radonretentionszeiten detektiert werden, wie die stark ausgeprägte Kurzzeit-Komponente in den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zeigt. Hierdurch fehlt der Dosisanteil durch mittlere Komponenten und die Langzeit-Komponente ist für den Großteil der applizierten Energiedosis verantwortlich.
Zudem liegen die für die Probandengeometrie bestimmten Aktivitätswerte der Langzeit-Komponente wie zuvor beschrieben um einen Faktor 2,55 höher, sodass die Dosis durch die Langzeit-Komponente um diesen Faktor überschätzt werden würde. Gleichzeitig ergibt sich aus dem Gewichtsunterschied von 8 kg subkutanem Fett und 40,32 kg der ursprünglichen Probandengeometrie jedoch ein Faktor 5 Massenunterschied, sodass die bestimmte Dosis für die Langzeit-Komponente unter dieser Annahme um einen Faktor $\frac{5}{2{,}55} \approx 2$ höher liegen würde, als für die homogene Aktivitätsverteilung in der ursprünglichen Geometrie angenommen. Auch die Dosiswerte für die Kurzzeit-Komponente würden höher liegen als für die homogene Aktivitätsverteilung angenommen, da sich zum einen höhere Aktivitäten ergeben und zur Dosisbestimmung durch eine geringere Masse geteilt werden muss als für die ursprüngliche Probandengeometrie angenommen.

Die ICRP gibt im elekronischen Anhang der Publikation 137 [117] Dosiskonversionsfaktoren für die Inhalation von reinem Radongas und die Inhalation von Zerfallsprodukten unter verschiedenen Größenverteilungen in Innenarbeitsplätzen, Minen und erschlossenen Höhlen an. Zum Vergleich mit den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen werden die Werte für Minen herangezogen, da es in diesem Expositionsszenario eine erzwungene Belüftung gibt, die die Zerfallsprodukte in der Umgebungsluft reduziert, sodass ein F-Faktor von 0,2 und ein höherer Anteil unangehefteter Zerfallsprodukte in der Umgebungsluft vorherrscht. Dieses Expositionsszenario ähnelt dem im Heilstollen am meisten, wobei bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Expositionsszenario ein weit höherer Anteil unangehefteter Zerfallsprodukte und ein niedrigerer F-Faktor von unter 0,1 gegeben waren. Zudem fließt in die Abschätzung der ICRP bereits der Strahlenwichtungsfaktor von 20 für α-Strahlung und die Organwichtungfaktoren mit ein. Außerdem sind die Dosiskonversionsfaktoren für einzelne Organe und nicht beispielsweise das Fettgewebe allgemein gegeben, was den Vergleich der Dosiswerte erschwert. Jedoch ist auch ein effektiver Dosiswert gegeben, mit dem die in dieser Arbeit erhaltenen Dosiswerte zumindest in der Größenordnung verglichen werden können. Für inhaliertes Radongas ergibt sich aus der ICRP ein Dosiskonversionsfaktor von $4,36 \cdot 10^{-10}\,\frac{\mathrm{Sv}}{\mathrm{Bq}}$. Unter der Annahme eines Strahlungswichtungsfaktors von 20 für α-Strahlung und der Berechnung der inhalierten Aktivität von 22,9 kBq nach Gleichung (31) bei einstündiger Inhalation einer Radonaktivitätskonzentration von $55\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ ergeben die in dieser Arbeit ausgewerteten Messungen für die abdominale Region einen Dosiskonversionsfaktor von $1,35 \pm 0,29 \cdot 10^{-9}\,\frac{\mathrm{Sv}}{\mathrm{Bq}}$ und für die thorakale Region $7,46 \pm 3,02 \cdot 10^{-10}\,\frac{\mathrm{Sv}}{\mathrm{Bq}}$. Die Dosis durch direkt inkorporierte Zerfallsprodukte wird hierbei außen vor gelassen und die Organwichtungsfaktoren nicht berücksichtigt. Somit liegen die in dieser Arbeit ermittelten Werte zwar in derselben Größenordnung, weisen jedoch höhere Werte vor allem in der abdominalen Region auf, obwohl laut ICRP die Lunge mit einer Organäquivalentdosis von $1 \cdot 10^{-9}\,\frac{\mathrm{Sv}}{\mathrm{Bq}}$ die höchste Dosis erhält. Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass die bei der Annahme einer homogenen Aktivitätsverteilung bestimmte Dosis für die Langzeit-Komponente, die laut den Ergebnissen dieser Arbeit für über 80 % der applizierten Energiedosis verantwortlich ist, möglicherweise um einen Faktor 2 unterschätzt wird. Somit würden die in dieser Arbeit ermittelten Dosiswerte noch wesentlich höher liegen und würden weiter von den von der ICRP empfohlenen Dosiskonversionsfaktoren abweichen. Die Werte für die Annahme einer homogenen Dosisverteilung in der Messregion sind nochmals in Tabelle 16 zusammengefasst.
Beim Vergleich der Dosiskonversionsfaktoren für eingeatmete Zerfallsprodukte kann direkt die Lungenäquivalentdosis zum Vergleich herangezogen werden. Diese ist für die Aerosolbedingungen in einer Mine laut ICRP Publikation 137 mit $24{,}3\,\frac{\mathrm{mSvm}^3}{\mathrm{mJh}}$ gegeben. Mit dem Strahlenwichtungsfaktor von 20 für α-Strahlung und der Lungenmasse aus Leggett et al. [21] mit 0,5 kg ergibt sich der in dieser Arbeit er-

mittelte Dosiskonversionsfaktor für die Lunge zu $15 \pm 2\,\frac{\mathrm{mSvm^3}}{\mathrm{mJh}}$ bei einem F-Faktor von 0,0898. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Strahlensensitivitäten verschiedener Regionen des Respirationstrakts in den in dieser Arbeit aufgeführten Ergebnissen aufgrund der begrenzten Detektorauflösung nicht weiter berücksichtigt werden konnten, worin mögliche Unterschiede begründet liegen könnten. Der Vergleich zwischen den von der ICRP [117] ermittelten Dosiskonversionsfaktoren durch inkorporierte Zerfallsprodukte und den in dieser Arbeit bestimmten Werten ist in Tabelle 16 aufgeführt.

Tabelle 16: Vergleich der in dieser Arbeit ermittelten Dosiskonversionsfaktoren für reines Radon und Radonzerfallsprodukte mit den von der ICRP [117] für die effektive Dosis angegebenen Werten.

	ICRP	Diese Arbeit	
Radongas ($\frac{\mathrm{Sv}}{\mathrm{Bq}}$)	$4,36 \cdot 10^{-10}$	Abdomen	$1,35 \pm 0,29 \cdot 10^{-9}$
		Thorax	$7,46 \pm 3,02 \cdot 10^{-10}$
Zerfallsprodukte ($\frac{\mathrm{mSvm^3}}{\mathrm{mJh}}$)	24,3		15 ± 2

Außerdem gibt die ICRP an, dass die Lungenäquivalentdosis für über 95 % der effektiven Dosis verantwortlich ist. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ergibt sich unter der Annahme einer homogenen Aktivitätsverteilung in der abdominalen und thorakalen Region mit einer Masse von 40,32 kg eine applizierte Energiedosis von $2,88 \pm 0,60 \cdot 10^{-11}\,\frac{\mathrm{Gym^3}}{\mathrm{Bqh}}$ und $1,56 \pm 0,63 \cdot 10^{-11}\,\frac{\mathrm{Gym^3}}{\mathrm{Bqh}}$. Unter der Annahme einer homogenen Energieverteilung der Zerfallsprodukte in der thorakalen Region ergibt sich der Dosiskonversionsfaktor zu $4,60 \pm 0,63 \cdot 10^{-12}\,\frac{\mathrm{Gym^3}}{\mathrm{Bqh}}$, sodass die Zerfallsprodukte unter dieser Annahme 23 ± 8 % der deponierten Energie ausmachen. Unter der Annahme einer Lungenmasse von 0,5 kg wird der Dosiskonversionsfakor für die Zerfallsprodukte jedoch mit $3,73 \pm 0,51 \cdot 10^{-10}\,\frac{\mathrm{Gym^3}}{\mathrm{Bqh}}$ bestimmt. Wird zusätzlich der Organwichtungsfaktor mit 0,12 für die Lunge und 0,88 für den Rest berücksichtigt, ergibt sich somit ein Dosisanteil der Zerfallsprodukte von 63 % bzw. 77 %, je nach Vergleich der Dosiskonversionsfaktoren für inhaliertes Radongas aus der abdominalen oder thorakalen Region. Somit ist dieser Wert niedriger als die von der ICRP angegebenen 95 %. Allerdings muss der geringe F-Faktor von 0,0898 bei der Exposition des Probanden berücksichtigt werden, sodass die Lungendosis bei höheren F-Faktoren ebenfalls zu über 95 % durch Zerfallsprodukte verursacht wird.

Darüber hinaus wird der Einfluss des direkt in der Lunge zerfallenden Radongases untersucht. Dieses deponiert eine Energie von $c_{\mathrm{Rn}} V_{\mathrm{RT}} t_{\mathrm{Exp}} \epsilon_{\mathrm{Po}} = 6,71 \cdot 10^{-7}$ J in der Lunge. Bei der Annahme einer homogenen Aktivitätsverteilung in der Messregion mit einer Masse von 40,32 kg ergibt dies $3,03 \cdot 10^{-13}\,\frac{\mathrm{Gym^3}}{\mathrm{Bqh}}$ und somit einen vernachlässigbar geringen Wert. Jedoch wird die Energie durch in der Lunge zerfallendes Radongas lediglich in dieser deponiert und unter der Annahme einer Lungenmasse von 0,5 kg ergibt sich ein Wert von $2,46 \cdot 10^{-11}\,\frac{\mathrm{Gym^3}}{\mathrm{Bqh}}$. Somit macht während der Exposition in der Lunge zerfallendes Radongas einen nicht vernachlässigbaren Dosisanteil bei der Exposition mit reinem Radongas aus, der jedoch bei Berücksichtigung der Organwichtungsfaktoren unter 10 % liegt und nicht wie von der ICRP angenommen bei über 30 %. Diese Abweichung lässt sich durch die höheren Dosiswerte von inkorporierten Radon, die wir im Vergleich zu den ICRP-Modellen erhalten, erklären.

5.6 Bedeutung für die Radontherapie

Die Inhalationstherapie, wie sie bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen durchgeführt wurde, wird meist in 10 einstündigen Sitzungen über einen Zeitraum von 14 Tagen durchgeführt. Hierbei liegen die Radonaktivitätskonzentrationen während der Exposition in der Regel zwischen $30 - 100\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m^3}}$.
Werden die in dieser Arbeit ermittelten Dosiswerte zu Grunde gelegt, bedeutet dies, dass in zehn einstündigen Therapiesitzungen bei $100\,\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m^3}}$ eine Dosis von etwa $30\,\mu$Gy appliziert wird. Diese wird durch die Emission von drei α-Teilchen mit Energien zwischen 5−8 MeV verursacht (siehe Tabelle 2), sodass im

Mittel eine Energie der α-Teilchen von 6,5 MeV angenommen wird. Der LET für die α-Teilchen in Wasser ist mit 73 $\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$ [41] gegeben. Nach Gleichung (17) entspricht dies einer Teilchenfluenz von $F_\text{t} = 260\,\frac{1}{\text{cm}^2}$. Mit einem Zellkernradius von $r_\text{Zelle} = 5\,\mu\text{m}$, ergibt sich somit, dass jeder $\frac{1}{3 \cdot F_\text{t} \cdot \pi r_\text{Zelle}^2} \approx 1600$. Zellkern von einem α-Teilchen getroffen wird. Somit kann nicht die direkte Bestrahlung der Zellen die Ursache für eine mögliche Wirkung der Radontherapie sein, sondern es muss durch die Bestrahlung der Zellen ausgelöste, weiterführende biologische Ursachen geben.
Wie in Simulationen festgestellt wurde, hat sich nach einstündiger Inhalation das Gleichgewicht zwischen der Radonaktivitätskonzentration im Blut und den einzelnen Geweben nicht eingestellt [99]. So kann es besonders in fetthaltigen, schlecht durchbluteten Geweben wie beispielsweise dem subkutanen Fettgewebe, bis zu über 20 h dauern, bis Radon annähernd seine Sättigung erreicht. Jedoch ist hierbei zu berücksichtigen, dass die Abtransportkoeffizienten aus dem fetthaltigen Gewebe ebenfalls gering sind, sodass Radon wie in den hier vorgestellten Messungen gezeigt bis zu über 24 h in diesem gespeichert wird. Für die Radontherapie bedeutet dies, dass die applizierte Dosis in weniger fetthaltigen Geweben mit guter Durchblutung über den Expositionszeitaum von 14 Tagen hinweg stark schwankt, da während und kurz nach der Exposition maximale Dosisraten erreicht werden, die von der Radonaktivitätskonzentration im Stollen abhängig sind. Durch den schnellen Abtransport des Radons aus diesen Geweben fällt die applizierte Dosisrate zwischen den einzelnen Expositionen auf nahezu 0 ab. In fetthaltigen Geweben wird Radon hingegen länger gespeichert, sodass die Dosisratenschwankungen in diesen Geweben über den Therapiezeitraum geringer aber immer noch vorhanden sind. Die in dieser Arbeit ermittelten biologische Halbwertszeiten betragen 18 h im Abdomen und 9 h im Thorax für das subkutane Fettgewebe, sodass auch bei der nächsten Exposition nach ca. 24 h ein geringer Anteil des inkorporierten Radons noch in diesem Gewebe enthalten ist. Jedoch zeigen die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse sowie die Simulationen von Sakoda et al. [99] und Leggett et al. [21], dass die maximalen Radonaktivitäten nach einer einstündigen Exposition in diesen Geweben im Vergleich zu Geweben mit weniger Fett und besserer Durchblutung geringer sind. Somit wird in fetthaltigen, schlecht durchbluteten Geweben während der Applikation einer Radontherapie eine weniger stark schwankende Bestrahlung als in fettarmen, gut durchbluteten Geweben erzielt. Dennoch sind auch hier die Dosisraten zwischen den einzelnen Sitzungen ebenfalls sehr gering und fallen über eine Bestrahlungspause von zwei Tagen auf nahezu 0 ab.
Ein Ansatzpunkt der Radontherapie könnte somit das Knochenmark sein, da dieses einen hohen Fettanteil und somit eine hohe Radonlöslichkeit aufweist. Durch die wiederholte Radonexposition wird dieses so mit einer dauerhaft niedrigen Dosisrate bestrahlt. Dies ist von besonderem Interesse, da sich im Knochenmark die Lymphozyten bilden, die eine essentielle Rolle bei der Immunabwehr spielen. So wird Niedrig-Dosis-Bestrahlung mit Röntgenstrahlung bereits seit dem frühen 20. Jahrhundert in der Klinik verwendet, um entzündungshemmende Effekte zu erzielen. Es zeigt sich eine maximale Wirkung bei der Verabreichung einer einzelnen Dosis zwischen $0,3 - 0,7$ Gy [153]. Der stärkste immunmodulierende Effekt wurde jedoch nach zwei Bestrahlungsserien mit jeweils fünf aufeinander folgenden Bestrahlungen mit je 0,5 Gy beobachtet, wobei zwischen den Serien eine Zeitspanne von acht Tagen lag [154]. Dies entspricht ähnlichen Bestrahlungsintervallen wie bei der Radontherapie, die in zweimal fünf Sitzungen mit einer Pause von zwei Tagen verabreicht wird. Jedoch handelt es sich bei der Radontherapie um Bestrahlung mit α-Teilchen, da die Hauptdosis durch den Zerfall von Radon und den beiden Polonium-Isotopen ^{218}Po und ^{214}Po appliziert wird. Die β-Strahlung und γ-Strahlung, die durch den Zerfall von ^{214}Pb und ^{214}Bi emittiert wird, leistet einen vernachlässigbar geringen Dosisbeitrag, da die Emissionsenergien weit unter denen der emittierten α-Teilchen liegen und die Energie teilweise vom Zerfallsort wegtransportiert wird. Des Weiteren muss zur Risikoabschätzung der Strahlungswichtungsfaktor von 20 für α- und 1 für β- und γ-Strahlung berücksichtigt werden. Durch die Bestrahlung mit α-Strahlung entstehen aufgrund des charakteristischen Energiedepositionsmuster jedoch komplexere DNS-Schadensmuster und generell erhöhte radiobiologische Effekte (siehe Abschnitt 2.2.1 und 2.2.4), sodass für diese Bestrahlungsart kein Dosisraten-Effekt zu beobachten ist und mögliche Effekte einer fraktionierten Bestrahlung somit einen komplexeren biologischen Ursprung haben müssen. So haben beispielsweise Studien gezeigt, dass DNS-Schäden, die bei geringen Dosiswerten (mit Röntgenstrahlung) entstehen, keine Reparatur

der Doppelstrangbrüche zeigen und zum apoptotischen Zelltod führen [155]. Zudem weisen weitere Studien darauf hin, dass durch die Apoptose von Zellen die Ausschüttung pro-inflammatorischer Zytokine reduziert und die Ausschüttung entzündungshemmender Zytokine gefördert wird, sodass Apoptose von Zellen einen immunsuppressiven Effekt verursacht [153]. Somit ließe sich ein möglicher Effekt der fraktionierten Bestrahlung auch bei der Radontherapie nicht ausschließen, da hierbei der Bestrahlungszeitraum ausgedehnter ist als bei einer einmaligen zehnstündigen Exposition. Zudem ist der zeitliche Verlauf des Aufbaus der Radonkonzentration in den verschiedenen Gewebetypen ein anderer für eine fraktionierte Bestrahlung als für eine einmalige Verabreichung, da Radon nach einer einstündigen Exposition noch nicht in allen Geweben aufgesättigt ist. Jedoch liegt die durch die Radontherapie applizierte Dosis laut den in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen bei etwa 3 μGy für eine einstündige Sitzung bei einer Radonaktivitätskonzentration von 100 $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$. Unter Berücksichtigung der Strahlungswichtungsfaktoren mit 20 für α-Strahlung liegt sie somit in etwa 4 Größenordnungen niedriger als die bei Niedrig-Dosis-Bestrahlung mit Röntgen applizierte Dosis (300 − 700 mGy pro Fraktion).
Neben dem inkorporierten Radon lagern sich während der Therapie inhalierte Zerfallsprodukte im Respirationstrakt an. Durch die inhomogene Verteilung der Zerfallsprodukte im Respirationstrakt kommt es zu lokal erhöhten Dosiswerten, wobei die höchsten Dosiswerte an der Bifurkation der Trachea vermutet werden [156]. In dieser Arbeit konnte unter Berücksichtigung der Gewebewichtungsfaktoren bestätigt werden, dass der Hauptteil der effektiven Dosis in der Lunge deponiert wird. Dabei spielt auch die Radiosensitivität unterschiedlicher Zellen eine Rolle. Basal- und Mukoszellen im Epithel der Brochien gelten beispielsweise als besonders strahlensensitiv. Somit geht die Radontherapie ebenfalls mit einem erhöhten Krebsrisiko einher. Für 10 einstündige Sitzungen bei 100 $\frac{\mathrm{kBq}}{\mathrm{m}^3}$ lässt sich unter der Annahme des LNT-Modells und unter Vernachlässigung von Dosisrateneffekten das erhöhte relative Risikos abschätzen. Laut Darby et al. [6] ist das erhöhte relative Risiko an Lungenkrebs zu erkranken mit 16 % für eine lebenslange Exposition (75 a) bei 100 $\frac{\mathrm{Bq}}{\mathrm{m}^3}$ gegeben. Somit steigt das Risiko durch eine Radontherapie an Lungenkrebs zu erkranken kaum merklich an und liegt nach wie vor bei 0,41 % [6]. Außerdem gilt es zu beachten, dass sich durchschnittlich eher ältere Menschen der Radontherapie unterziehen, sodass Spätfolgen meist keine Rolle spielen.
Die Exposition durch ionisierende Strahlung geht laut dem LNT-Modell jedoch immer mit einer Risikoerhöhung einher. Gleichzeitig berichten viele Patienten, die sich der Radontherapie unterzogen haben, aber von einer Linderung ihrer Symptome, sodass sie die Medikamenteneinnahme reduzieren können, die ebenfalls mit schweren Nebenwirkungen einhergehen kann. So sollte in jedem Fall individuell abgewogen werden, ob der Nutzen, den die Radontherapie bringt, das erhöhte Risiko rechtfertigt. Dies ist jedoch eine individuelle Entscheidung, die jeder für sich selbst treffen muss.

6 Abschließende Betrachtungen

In diesem Kapitel wird näher auf die Vorteile der in der Arbeit verwendete Messmethode eingegangen im Hinblick auf bisher bestehende Messungen. Außerdem werden auch Limitierungen genannt. Als letztes wird darauf eingegangen, welche weiterführenden Experimente und Anwendungen auf Grundlage dieser Arbeit denkbar wären.

6.1 Vorteile und Limitierungen der vorgestellten Messmethode

Die im Zuge dieser Arbeit entwickelte Messmethode erlaubt die Bestimmung der durch Radoninhalation applizierten Dosis in der abdominalen und thorakalen Körperregion durch die direkte Messung von Radonzerfallsprodukten über hochauflösende γ-Spektroskopie. Hierbei konnten zwei verschiedene Retentionszeiten für Radon in der jeweiligen Körperregion ermittelt werden, die sich zudem je nach physiologischer Charateristik der Messregion unterscheiden. Auf Grundlage des so ermittelten Aktivitätsverlaufs konnten Rückschlüsse auf die zeitliche Änderung der Radonaktivitätskonzentration in der Messregion gezogen werden, um letztendlich die dort applizierte Dosis zu ermitteln. Im Unterschied zu bisherigen epidemiologischen Studien und biokinetischen Modellen fand die Dosisbestimmung nur wenige Minuten nach Exposition statt, sodass die applizierte Dosis ermittelt werden konnte, ohne retrospektive Betrachtungen durchführen zu müssen. Im Gegensatz zu den bislang durchgeführten Ausatemmessungen in einigen wenigen Experimenten [22, 25] erlaubt diese Methode die direkte Messung am Wirkungsort der Strahlung, ohne den Übergang von Radon aus den Geweben ins Blut und von dort aus in die Ausatemluft berücksichtigen zu müssen. Jedoch erlaubt der Detektor keine Auflösung einzelner Organe, sodass die Aktivitätsverteilung in der Messregion als homogen angenommen werden musste. Dennoch lassen sich Dosiskonversionsfaktoren für verschiedene Körperregionen ermitteln und diese mit Abschätzungen der Detektoreffizienz weiter eingrenzen (siehe Abschnitt 5.5). Bislang fanden einige wenige Messungen ebenfalls mit externer γ-Spektroskopie nach Ingestion von radonhaltigem Wasser statt [29, 107] oder Inhalation von reinem Radongas [25], jedoch handelt es sich hierbei meist um γ-Spektroskopie mit Ganzkörperzählern, sodass keine Unterscheidung einzelner Körperregionen vorgenommen werden konnte. Zudem war das Ansprechvermögen der Detektoren zu gering, um die Langzeit-Komponente, die bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen klar bestimmt werden konnte, zu detektieren. Somit liegt der Vorteil der hier vorgestellten Messung in der höheren Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors, die eine akkurate Dosisbestimmung mit diesem Verfahren erlaubt. Außerdem spiegeln die erhaltenen Ergebnisse die physiologischen Charakteristika spezifischer Messregionen wider, die so noch in keiner Messung detektiert werden konnten. Somit bildet das in dieser Arbeit erhobene Datenset die Grundlage zur Validierung und Anpassung aktueller biokinetischer Modelle.
Derzeitige im Strahlenschutz verwendete Modelle beruhen auf dem in der ICRP [118] definierten Referenzmenschen und lassen derzeit keinen Raum zur Untersuchung interindividueller Unterschiede. Außerdem berücksichtigen sie meistens keine intraindividuellen Unterschiede durch erhöhte körperliche Aktivität. So wird zwar die erhöhte Atemfrequenz bei der Dosisabschätzung für inkorporierte Zerfallsprodukte berücksichtigt, die biokinetische Verteilung von Radon im Körper wird jedoch allein auf der Grundlage der Blutflussraten des Referenzmenschen simuliert. Dies ist ein im Strahlenschutz praktikables Vorgehen, um allgemein gültige Dosiskonversionsfaktoren abzuleiten, allerdings werden dabei individuelle Variationen außen vor gelassen und die so bestimmten Dosiskonversionsfaktoren sind nicht auf jeden gleichermaßen anwendbar. Das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren ermöglicht die individualisierte Dosimetrie und bietet die Möglichkeit zur weiteren Untersuchung von inter- und intraindividuellen Unterschieden.
Allgemeingültige Unterschiede der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen zu den bisher vorherrschenden Modellen, die nicht mit der individuellen Physiologie des Probanden erklärbar sind, ergeben sich unter anderem durch eine wesentlich stärkere Kurzzeit-Komponente. Darüber hinaus liegt der in dieser Arbeit bestimmte Dosiskonversionsfaktor für die Inkorporation von Radongas höher als bisherige Modelle vorhersagen. Die Anpassung dieser Modelle und somit eine verbesserte und akkuratere Dosimetrie ist

nicht nur essentiell für den Strahlenschutz sondern auch zur Untersuchung der immunmodulierenden Wirkung von Radon.

6.2 Ausblick

In dieser Arbeit konnte ein neues Messverfahren zur Ermittlung der Dosis in verschiedenen Körperregionen nach Radonexposition etabliert und validiert werden, das als Ausgangspunkt für weitere Experimente bildet. Hierbei kann an verschiedenen Stellen angesetzt werden, wobei einige Ideen zur Weiterführung des Projekts teilweise schon realisiert werden.

So werden derzeit zum Beispiel ergänzende Experimente für die Absorptionsmessung der Zerfallsprodukte geplant. Da nach wie vor Unsicherheiten bezüglich des Einflusses der relativen Luftfeuchtigkeit auf das Messsystem bei hohen Radonaktivitätskonzentrationen von über $4\,\frac{\mathrm{MBq}}{\mathrm{m}^3}$ herrschen, sollen hier mehrere Messpunkte für verschiedene relative Luftfeuchtigkeiten in diesem Radonaktivitätskonzentrationsbereich aufgenommen werden, um eine klare Systematik zu erkennen bzw. ausschließen zu können. Das hier vorgestellte luftdurchströmte Filtersystem stellt einen ersten Ansatz dar, der den Ausgangspunkt für eine Weiterentwicklung hin zu einer realistischeren Abbildung der Lunge genutzt werden kann. Durch weitere ergänzende Komponenten wie beispielsweise verschieden grob und feinmaschige Gitter und Glasfaserfilter können verschiedene Lungenregionen abgebildet werden, in denen sich spezifische Aerosolgrößen absetzen. Zudem kann die Geometrie des Modells geändert werden, sodass die Verzweigungen im Respirationstrakt dargestellt werden können. Hierfür könnte das Zentrifugenröhrchen, in dem sich das Filtersystem befindet, durch ein Modell, das an einem 3D-Drucker erstellt wird, ersetzt werden. Auch der konstante Luftstrom, der durch das Modell gesogen wird, könnte einem physiologischem Atemmuster angenähert werden, indem die Flussrichtung des Luftstroms einen Umkehrpunkt hat. Die Atemfrequenz sollte dabei angepasst werden können, um verschiedene Expositionsszenarien zu simulieren. Außerdem könnten mit einem Aerosolgenerator verschiedene Aerosolgrößen in der Kammer erzeugt werden, um ihr Absorptionsverhalten in einem verfeinerten Modell näher zu untersuchen.

Darüber hinaus finden derzeit erste Experimente mit Mäusen statt, um eine Dosimetrie mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Verfahren durchzuführen. Das Messverfahren zur Dosisbestimmung verläuft bei diesen Messungen analog zu dem in dieser Arbeit für die Probandenmessung vorgestellten. Jedoch muss das Modell zur Beschreibung der erhaltenen Daten angepasst werden. Zum einen müssen die Parameter vom Menschen auf die Maus angepasst werden. Zum anderen werden die Mäuse vor der Messung getötet, sodass der Abtransport von Radon aus dem Körper ausschließlich auf passiven Transportprozessen beruht.

Zur Fortführung der Probandenmessung gibt es ebenfalls mehrere Ansatzpunkte. So sollen bei allen zukünftigen Messungen die abdominale und thorakale Region des Probanden nach Exposition parallel vermessen werden. Dies ermöglicht den Vergleich der beiden Messregionen bei exakt denselben Expositionsbedingungen, sodass unbekannte Einflüsse wie die Aktivität des Probanden oder minimale Schwankungen der Radonaktivitätskonzentration im Expositionsraum beim Vergleich der beiden Messregionen keine Rolle mehr spielen. Zudem können an einem Messtag doppelt so viele Daten generiert werden wie bisher, sodass dies mit weniger Messungen zu einer aussagekräftigeren Statistik führt. Zunächst sollten weitere Messungen mit dem Probanden bei verschiedenen Radonaktivitätskonzentrationen im Stollen durchgeführt werden, um die erhaltenen Ergebnisse mit mehr Daten aussagekräftiger zu gestalten. Dies gilt vor allem für die Messung in der thorakalen Region, da der Trend, der beobachtet wurde, lediglich auf einer einzigen Messung beruht.
Im nächsten Schritt sollten dann die Expositionsbedingungen des Probanden geändert werden, sodass er sich während der Exposition nicht in Ruhe befindet, sondern aktiver ist wie bei der Messung am 07.05.2019. Mit diesen Messungen kann der Einfluss der Aktivität des Probanden quantifiziert werden. Hier wäre es zudem denkbar, die Körperfunktionen wie Atemminutenvolumen und Herzfrequenz wäh-

rend der Exposition und der anschließenden Messung aufzunehmen, um quantitative Zusammenhänge ziehen zu können.
Dann sollten die Messungen auf weitere Probanden und Probandengruppen ausgeweitet werden, um den Einfluss der individuellen Physiologie zu untersuchen. Hierzu wäre jedoch ein vorheriger Ethikantrag notwendig. Zuvor könnten erwartete Unterschiede mit dem Modell von Leggett simuliert werden und mit den anschließenden Messungen verglichen werden.
Ein weiterer denkbarer Ansatzpunkt wären Messungen zu verschiedenen Zeitpunkten nach Therapiebeginn, sodass beispielsweise eine Messung nach der dritten und fünften aufeinanderfolgenden Therapiesitzung stattfindet, um eventuelle Aufbaueffekte zu beobachten. Zudem wären Untersuchungen bezüglich des Einflusses des F-Faktors während der Exposition möglich, indem die Luftfilter in dem Heilstollen ausgestellt werden. So findet beispielsweise in Bad Gastein keine aktive Luftfilterung zur Reduktion der Zerfallsprodukte der Umgebungsluft während der Inhalationstherapie statt.

Das in dieser Arbeit etablierte Verfahren zur Dosisbestimmung wäre in einem nächsten Schritt zur Untersuchung der Verteilung weiterer γ-emittierender Nuklide mit γ-Energien zwischen $250 - 1550\,\mathrm{keV}$ nach Inkorporation anwendbar. Durch die unterschiedliche Aktivitätsverteilung im Körper können räumliche Unterschiede detektiert und mit den physiologischen Charakteristika der Messregion verknüpft werden. Dies erlaubt ebenfalls Rückschlüsse auf die Verteilung und Eigenschaften weiterer Nuklide im Körper.

Langfristig sollte versucht werden, Modelle, die im Strahlenschutz Anwendung finden, so zu modifizieren, dass sie die empirisch erhobenen Daten konsistent beschreiben und dabei individuelle physiologische Charakteristika einzelner Personengruppen wie beispielsweise das Verhältnis der Fett/Muskelmasse mit einbeziehen können. Da die in dieser Arbeit vorgestellte Messmethode und die so erhaltenen Daten die Dosis direkt am Ort ihres Wirkens quantifizieren, können sie die Grundlage zur Weiterentwicklung bisheriger Modelle bilden. Eine präzisiere Dosimetrie würde zu einer besseren Beurteilung der Effekte von Radon im Strahlenschutz so wie in der Therapie führen.

Literatur

[1] Bundesamt für Strahlenschutz. *Radon in der Boden-Luft in Deutschland*. 17.11.2020. URL: `https://www.bfs.de/DE/themen/ion/umwelt/radon/karten/boden.html`.

[2] E. J. Hall und A. J. Giaccia. *Radiobiology for the radiologist*. 7. ed. Philadelphia: Wolters Kluwer Health/Lippincott Williams & Wilkins, 2012.

[3] J. Porstendörfer. "Properties and behaviour of radon and thoron and their decay products in the air". In: *Journal of Aerosol Science* 25.2 (1994), S. 219–263.

[4] UNSCEAR. *Effects of ionizing radiation: United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation : UNSCEAR 2006 report to the General Assembly, Annex E*. UNSCEAR report. New York: United Nations, 2006.

[5] ICRP. *Occupational intakes of radionuclides: Part 3*. Bd. 137. ICRP publication. London: Sage, 2018.

[6] S. Darby et al. "Radon in homes and risk of lung cancer: collaborative analysis of individual data from 13 European case-control studies". In: *BMJ* 330.7485 (2005), S. 223.

[7] J. H. Lubin et al. "Risk of lung cancer and residential radon in China: pooled results of two studies". In: *International Journal of Cancer* 109.1 (2004), S. 132–137.

[8] D. Krewski et al. "A combined analysis of North American case-control studies of residential radon and lung cancer". In: *Journal of Toxicology and Environmental Health, Part A* 69.7 (2006), S. 533–597.

[9] F. H. Härting und W. Hesse. "Der Lungenkrebs, die Bergkrankheit in den Schneeberger Gruben." In: *Vierteljahresschrift für gerichtliche Medizin und öffentliches Sanitätswesen* 30 (1879), S. 296–309.

[10] BEIR. *Health risks of radon and other internally deposited alpha-emitters*. Bd. IV. BEIR. Washington, D.C.: National Acadamy Press, 1988.

[11] Peter Deetjen, Hrsg. *Radon und Gesundheit: Radon and health*. Frankfurt am Main: Lang, 1999.

[12] G. Lind-Albrecht. "Einfluss der Radonstollentherapie auf Schmerzen und Verlauf bei Spondylitis ankylosans: Einfluss der Radonstollentherapie auf Schmerzen und Verlauf bei Spondylitis ankylosans". Dissertation. Mainz: Johannes-Gutenberg Universität, 1994.

[13] H. Pratzel et al. "Wirksamkeitsnachweis von Radonbädern im Rahmen einer kurortmedizinischen Behandlung des zervikalen Schmerzsyndroms*". In: *Physikalische Medizin, Rehabilitationsmedizin, Kurortmedizin* 3.3 (1993), S. 76–82.

[14] P. F. Rühle et al. "Modulation of the peripheral immune system after low-dose radon spa therapy: Detailed longitudinal immune monitoring of patients within the RAD-ON01 study". In: *Autoimmunity* 50.2 (2017), S. 133–140.

[15] P. F. Rühle et al. "Impact of radon and combinatory radon/carbon dioxide spa on pain and hypertension: Results from the explorative RAD-ON01 study". In: *Modern Rheumatology* 29.1 (2018), S. 165–172.

[16] ICRP. *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. Bd. 103. ICRP publication. London: Sage, 2007.

[17] UNSCEAR. *Sources, effects and risks of ionizing radiation: United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation : UNSCEAR 2012 report to the General Assembly, with scientific annexes*. UNSCEAR report. New York: United Nations, 2012.

[18] UNSCEAR. *Sources, effects and risks of ionizing radiation: United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation : UNSCEAR 2017 report to the General Assembly, with scientific annexes*. UNSCEAR report. New York: United Nations, 2017.

[19] W.-U. Müller et al. “Current knowledge on radon risk: implications for practical radiation protection? radon workshop, 1/2 December 2015, Bonn, BMUB (Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, Bau und Reaktorsicherheit; Federal Ministry for the Environment, Nature Conservation, Building and Nuclear Safety)”. In: *Radiation and Environmental Biophysics* 55.3 (2016), S. 267–280.

[20] ICRP. *Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection*. Bd. 66. ICRP publication. London: Sage, 1994.

[21] R. Leggett et al. “A generic biokinetic model for noble gases with application to radon”. In: *Journal of Radiological Protection* 33.2 (2013), S. 413–432.

[22] J. H. Harley, E. S. Jetter und N. Nelson. “Elimination of radon from the body”. In: *Environment International* 20.5 (1994), S. 573–584.

[23] E. Nussbaum und J. B. Hursh. “Radon solubility in rat tissues”. In: *Science* 125.3247 (1957), S. 552–553.

[24] M. Smerajec und J. Vaupotič. “Nanoaerosols including radon decay products in outdoor and indoor air at a suburban site”. In: *Journal of Toxicology* 2012 (2012), S. 510876.

[25] P. Fojtík et al. “Radon Inhalation Experiments to Test Radon Exhalation Kinetics”. In: *Radiation Protection Dosimetry* (2020).

[26] J. B. Hursh et al. “The fate of radon ingested by man”. In: *Health Physics* June 1965 (1965), S. 465–476.

[27] T. A. Gosink, M. Baskaran und D. F. Hollemann. “Radon in the human body from drinking water”. In: *Health Physics* 59 (1990), S. 919–924.

[28] W. L. Brown und C. T. Hess. “Measurement of the biotransfer and time constant of radon from ingested water by human breath analysis”. In: *Health Physics* 62 (1992), S. 162–170.

[29] M. Suomela und H. Kahlos. “Studies on the elimination rate and the radiation exposure following ingestion of Rn-222 rich water”. In: *Health Physics* 23 (1972), S. 641–652.

[30] E. C. Anderson und W. H. Langham. “Average potassium concentration of the human body as a function of age”. In: *Science* 130.3377 (1959), S. 713–714.

[31] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 5. Auflage. Springer-Lehrbuch. Berlin und Heidelberg: Springer Spektrum, 2017.

[32] J. R. Prince. “Comments on Equilibrium, Transient Equilibrium, and Secular Equilibrium in Serial Radioactive Decay”. In: *Journal of Nuclear Medicine* 20 (1979), S. 162–164.

[33] S. Y. F. Chu, L. P. Ekström und R. B. Firestone. *The Lund/LBNL Nuclear Data Search*. 1999. URL: `http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/`.

[34] P. van Beek. “Berechnung der Ausbeuten von Radon und seinen Zerfallsprodukten in biologischem Gewebe”. Bachelorarbeit. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2014.

[35] Napy1kenobi. 2008. URL: `https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Table_isotopes.svg`.

[36] H. Krieger. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 4., überarb. u. erw. Aufl. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2012.

[37] W. Pauli. *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung in Tübingen*. Hrsg. von W. Pauli. 1930.

[38] J. T. Lett und Warren K. Sinclair. *DNA and Chromatin Damage Caused by Radiation*. 1. Aufl. s.l.: Elsevier Reference Monographs, 1993.

[39] E. B. Podgorsak. *Radiation Physics for Medical Physicists*. 2., enlarged ed. Biological and Medical Physics, Biomedical Engineering. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.

[40] J.-E. García-Ramos et al. Hrsg. *Basic concepts in nuclear physics: Theory, experiments and applications: 2015 La Rábida International Scientific Meeting on Nuclear Physics*. Bd. volume 182. Springer proceedings in physics. Switzerland: Springer, 2016.

[41] *Stopping Power and Range Tables for Alpha Particles*. 2.12.2020. URL: https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/ap_table.pl.

[42] *Stopping Power and Range Tables for Electrons*. 2.12.2020. URL: https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl.

[43] M. Krämer. "Calculation of heavy-ion track structure". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 105.1-4 (1995), S. 14–20.

[44] D. Schardt, T. Elsässer und D. Schulz-Ertner. "Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits". In: *Reviews of Modern Physics* 82.1 (2010), S. 383–425.

[45] A. I. Hufnagl. "Modelling neoplastic cell transformation and tumour induction for charged particles with the local effect model". Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2020.

[46] SSK. "Radon-Dosiskoeffizienten: Empfehlung der Strahlenschutzkomission". In: (2017).

[47] ICRP. *Relative biological effectiveness (RBE), quality factor (Q), and radiation weighting factor (wR)*. Bd. 92. ICRP publication. London: Sage, 2003.

[48] Munira Kadhim et al. "Non-targeted effects of ionising radiation–implications for low dose risk". In: *Mutation research* 752.2 (2013), S. 84–98.

[49] O. V. Belyakov et al. "Direct evidence for a bystander effect of ionizing radiation in primary human fibroblasts". In: *British Journal of Cancer* 84.5 (2001), S. 674–679.

[50] M. Kullmann et al. "Temporarily increased TGF-beta following radon spa correlates with reduced pain while serum IL-18 is a general predictive marker for pain sensitivity". In: *Radiation and Environmental Biophysics* 58.1 (2019), S. 129–135.

[51] A. Moder et al. "Effect of combined Low-Dose Radon- and Hyperthermia Treatment (LDRnHT) of patients with ankylosing spondylitis on serum levels of cytokines and bone metabolism markers: a pilot study". In: *International Journal of Low Radiation* 7.6 (2010), S. 423.

[52] *United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR)*. 4.12.2020. URL: https://www.unscear.org/.

[53] *National Academy of Sciences*. 4.12.2020. URL: http://www.nasonline.org/.

[54] *International Comission on Radiological Protection*. 4.12.2020. URL: https://www.icrp.org/.

[55] *Die Strahlenschutzkommission*. 4.12.2020. URL: https://www.ssk.de/DE/Home/home_node.html.

[56] *Bundesamt für Strahlenschutz*. 4.12.2020. URL: https://www.bfs.de/DE/home/home_node.html.

[57] *National Council on Radiation Protection and Measurement*. 4.12.2020. URL: https://ncrponline.org/.

[58] *National Regulatory Comission*. 4.12.2020. URL: https://www.nrc.gov/.

[59] *Department of Energy*. 4.12.2020. URL: https://www.energy.gov/.

[60] *Environmental Protection Agency*. 4.12.2020. URL: https://www.epa.gov/.

[61] Bundesamt für Strahlenschutz, Hrsg. *Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung - Jahresbericht 2017*.

[62] UNSCEAR. *Sources and effects of ionizing radiation: United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation UNSCEAR 2008 report to the General Assembly, with scientific annexes*. UNSCEAR report. New York: United Nations, 2010.

[63] ICRP. *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. Bd. 60. ICRP publication. London: Sage, 1990.

[64] UNSCEAR. *Sources and effects of ionizing radiation: United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation UNSCEAR 2000 report to the General Assembly, with scientific annexes*. Bd. UNSCEAR report. New York: United Nations, 2000.

[65] A. Fick. "Ueber Diffusion". In: *Annalen der Physik* 170.1 (1855), S. 59–86.

[66] A. Einstein. "Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen". In: *Annalen der Physik* 322.8 (1905), S. 549–560.

[67] *Karlsruher Nuklidkarte*. 10. Auflage. Karlsruhe und Lage: Nucleonica GmbH und Marktdienste Haberbeck GmbH, 2018.

[68] US EPA. *Building a New Home, Have You Considered Radon?* 2014. URL: `https://www.epa.gov/radon/building-new-home-have-you-considered-radon`.

[69] ICRP. *Radiological Protection against Radon Exposure*. Bd. 126. ICRP publication. London: Sage, 2014.

[70] S. Szucs und J. M. Delfosse. "Charge Spectrum of Recoiling Po-216 in the Alpha Decay of Rn-220". In: *Physical Review Letters* 15.4 (1965), S. 163–165.

[71] E. M. Wellisch. "LII. The distribution of the active deposit of radium in an electric field .—II". In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 26.154 (1913), S. 623–635.

[72] G. H. Henderson. "The distribution of the active deposit of radium in an electric field". In: *Proceedings and Transactions of the Nova Scotian Institute of Science* 14.2 (1916), S. 123–132.

[73] J. Porstendörfer. "Die Diffusionskoeffizienten und mittleren freien Weglängen der geladenen und neutralen Radon-Folgeprodukte in Luft". In: *Zeitschrift für Physik* 213.4 (1968), S. 384–396.

[74] J. Porstendörfer und T. T. Mercer. "Influence of electric charge and humidity upon the diffusion coefficient of radon decay products". In: *Health physics* 37.2 (1979), S. 191–199.

[75] G. Frey, P. K. Hopke und J. J. Stukel. "Effects of trace gases and water vapor on the diffusion coefficient of polonium-218". In: *Science* 211.4481 (1981), S. 480–481.

[76] K. D.. Chu und P. K. Hopke. "Neutralization kinetics for polonium-218". In: *Environmental Science & Technology* 22.6 (1988), S. 711–717.

[77] S. D. Goldstein und P. K. Hopke. "Environmental neutralization of polonium-218". In: *Environmental Science & Technology* 19.2 (1985), S. 146–150.

[78] P. K. Hopke. "The initial atmospheric behavior of radon decay products". In: *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* 203.2 (1996), S. 353–375.

[79] A. Busigin et al. "The nature of unattached RaA (218Po) particles". In: *Health Physics* 40 (1981), S. 333–343.

[80] P. Pagelkopf und J. Porstendörfer. "Neutralisation rate and the fraction of the positive 218Po-clusters in air". In: *Atmospheric Environment* 37.8 (2003), S. 1057–1064.

[81] J. Porstendörfer, G. Röbig und A. Ahmed. "Experimental determination of the attachment coefficients of atoms and ions on monodisperse aerosols". In: *Journal of Aerosol Science* 10.1 (1979), S. 21–28.

[82] J. Porstendörfer und A. Reineking. “Indoor Behaviour and Characteristics of Radon Progeny”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 45.1-4 (1992), S. 303–311.

[83] J. Porstendörfer und T. T. Mercer. “Adsorption probability of atoms and ions on particle surfaces in submicrometer size range”. In: *Journal of Aerosol Science* 9.5 (1978), S. 469–474.

[84] E. A. Bondietti, C. Papastefanou und C. Rangarajan. “Aerodynamic Size Associations of Natural Radioactivity with Ambient Aerosols”. In: *Radon and Its Decay Products*. Hrsg. von P. K. Hopke. Bd. 331. ACS Symposium Series. Washington, DC: American Chemical Society, 1987, S. 377–397.

[85] G. A. Sehmel und W. H. Hodgson. *Predicted dry deposition velocities*. Hrsg. von Office of Scientific and Technical Information. 1974.

[86] W. G. N. Slinn. “Some approximations for the wet and dry removal of particles and gases from the atmosphere”. In: *Water, Air, and Soil Pollution* 7.4 (1977).

[87] A. El-Hussein und A. A. Ahmed. “Unattached fraction and size distribution of aerosol-attached radon progeny in the open air”. In: *Applied Radiation and Isotopes* 46.12 (1995), S. 1393–1399.

[88] J. Porstendörfer. “Physical parameters and dose factors of the radon and thoron decay products”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 94.4 (2001), S. 365–373.

[89] Y.-S. Cheng et al. “Radon and Radon Progeny in the Carlsbad Caverns”. In: *Aerosol Science and Technology* 26.1 (1997), S. 74–92.

[90] G. Butterweck et al. “Unattached Fraction and the Aerosol Size Distribution of the Radon Progeny in a Natural Cave and Mine Atmospheres”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 45.1-4 (1992), S. 167–170.

[91] A. Mohammed. “Activity Size Distributions of Short Lived Radon Progeny in Indoor Air”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 86.2 (1999), S. 139–145.

[92] P. K. Hopke, M. Ramamurthi und C. S. Li. *Measurement of the size distributions of radon progeny in indoor air*. 1990.

[93] M. Kulmala et al. “Formation and growth rates of ultrafine atmospheric particles: a review of observations”. In: *Journal of Aerosol Science* 35.2 (2004), S. 143–176.

[94] E. O. Knutson et al. “Measurements of Radon Daughter Particle Size”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 7.1-4 (1984), S. 121–125.

[95] M. Shimo und H. Saito. “Size distribution of radon progeny aerosols in indoor and outdoor air”. In: *Journal of Environmental Radioactivity* 51.1 (2000), S. 49–57.

[96] K. H. Becker et al. “Radon Daughter Activity Size Distributions”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 7.1-4 (1984), S. 147–150.

[97] A. Reineking und J. Porstendörfer. “Activity size distributions of the shortlived radon decay products and their influence on the deposition probability in the human lung”. In: *Journal of Aerosol Science* 19.7 (1988), S. 1331–1337.

[98] W. Hofmann et al. “Radon transfer from thermal water to human organs in radon therapy: exhalation measurements and model simulations”. In: *Radiation and Environmental Biophysics* 58.4 (2019), S. 513–529.

[99] A. Sakoda et al. “Physiologically Based Pharmacokinetic Modeling of Inhaled Radon to Calculate Absorbed Doses in Mice, Rats, and Humans”. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 47.8 (2010), S. 731–738.

[100] A. Khursheed. “Doses to Systemic Tissues from Radon Gas”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 88.2 (2000), S. 171.

[101] B. O. Stuart. “Deposition and clearance of inhaled particles”. In: *Environmental Health Perspectives* 55 (1984), S. 369–390.

[102] W. Hofmann. “Modelling inhaled particle deposition in the human lung—A review”. In: *Journal of Aerosol Science* 42.10 (2011), S. 693–724.

[103] T. C. Carvalho, J. I. Peters und R. O. Williams. “Influence of particle size on regional lung deposition–what evidence is there?” In: *International Journal of Pharmaceutics* 406.1-2 (2011), S. 1–10.

[104] B. F. Peterman und C. J. Perkins. “Dynamics of Radioactive Chemically Inert Gases in the Human Body”. In: *Radiation Protection Dosimetry* 22 (1988), S. 5–12.

[105] H. Susskind et al. “Whole-body retention of radioxenon”. In: *Journal of Nuclear Medicine* 18.5 (1977), S. 462–471.

[106] K. J. Ellis et al. “Kinetics of inhaled krypton in man”. In: *Health Physics* 33.6 (1977), S. 515–522.

[107] I. O. Adersson und I. Nilsson. “Exposure following ingestion of water containing radon-222”. In: *Symposium on the Assessment of radioactive body burdens in man* 2 (1964), S. 317–326.

[108] ICRP. *Occupational intakes of radionuclides: Part 1*. Bd. 130. ICRP publication. London: Sage, 2015.

[109] A. Sakoda et al. “Absorbed doses of lungs from radon retained in airway lumens of mice and rats”. In: *Radiation and Environmental Biophysics* 52.3 (2013), S. 389–395.

[110] A. Sakoda et al. “Lung dosimetry of inhaled radon progeny in mice”. In: *Radiation and Environmental Biophysics* 51.4 (2012), S. 425–442.

[111] G. M. Kendall und T. J. Smith. “Doses to organs and tissues from radon and its decay products”. In: *Journal of Radiological Protection* 22.4 (2002), S. 389–406.

[112] ICRP. *Protection Against Radon-222 at Home and at Work*. Bd. 65. ICRP publication. London: Sage, 1993.

[113] ICRP. *Lung Cancer Risk from Radon and Progeny and Statement on Radon*. Bd. 115. ICRP publication. London: Sage, 2010.

[114] BEIR. *Health effects of exposure to radon*. Bd. VI. BEIR. Washington, D.C.: National Academy Press, 1999.

[115] L. Tomasek et al. “Lung cancer in French and Czech uranium miners: Radon-associated risk at low exposure rates and modifying effects of time since exposure and age at exposure”. In: *Reviews of Modern Physics* 169.2 (2008), S. 125–137.

[116] M. Kreuzer et al. “Lung cancer risk at low radon exposure rates in German uranium miners”. In: *British Journal of Cancer* 113.9 (2015), S. 1367–1369.

[117] ICRP. *Occupational intakes of radionuclides: Part 3: Electronic Annex*. Bd. 137. ICRP publication. London: Sage, 2018.

[118] ICRP. *Report on the Task Group on Reference Man*. Bd. 23. ICRP publication. Oxford: Pergamon Press, 1975.

[119] ICRP. *Basic Anatomical and Physiological Data for Use in Radiological Protection Reference Values*. Bd. 89. ICRP publication. London: Sage, 2002.

[120] NRC. *Risk assessment of radon in drinking water*. Washington, D.C: National Academy Press, 1999.

[121] P. Ludewig und E. Lorenser. “Untersuchung der Grubenluft in den Schneeberger Gruben auf den Gehalt an Radiumemanation”. In: *Zeitschrift für Physik* 22.1 (1924), S. 178–185.

[122] J. Shapiro. *An evaluation of pulmonary radiation dosage from radon and its daughter products*. Atomic Energy Project. New York: The University of Rochester, 1954.

[123] P. Curie und M. Curie. “Sur la radioactivité provoquée par les rayons de Becquerel”. In: *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l’Académie des Sciences* (1899).

[124] K. Becker. “One century of radon therapy”. In: *International Journal of Low Radiation* 1.3 (2004), S. 333.

[125] A. van Tubergen et al. “Combined spa–exercise therapy is effective in patients with ankylosing spondylitis: a randomized controlled trial”. In: *Arthritis & Rheumatism* 45.5 (2001), S. 430–438.

[126] A. Franke et al. “Long-term efficacy of radon spa therapy in rheumatoid arthritis–a randomized, sham-controlled study and follow-up”. In: *Rheumatology* 39.8 (2000), S. 894–902.

[127] A. Franke, L. Reiner und K. L. Resch. “Long-term benefit of radon spa therapy in the rehabilitation of rheumatoid arthritis: a randomised, double-blinded trial”. In: *Rheumatology International* 27.8 (2007), S. 703–713.

[128] A. Franke und T. Franke. “Long-term benefits of radon spa therapy in rheumatic diseases: results of the randomised, multi-centre IMuRa trial”. In: *Rheumatology International* 33.11 (2013), S. 2839–2850.

[129] M. Shehata et al. “Effect of combined spa-exercise therapy on circulating TGF-beta1 levels in patients with ankylosing spondylitis”. In: *Wiener klinische Wochenschrift* 118.9-10 (2006), S. 266–272.

[130] G. Dischereit et al. “Einfluss einer seriellen niedrig-dosierten Radonstollen-Hyperthermie auf Schmerz, Krankheitsaktivität und zentrale Zytokine des Knochenmetabolismus bei ankylosierender Spondylitis – eine Prospektivstudie”. In: *Aktuelle Rheumatologie* 39.05 (2014), S. 304–309.

[131] U. Lange et al. “Einfluss einer kombinierten seriellen Radonstollen-Hyperthermie auf klinische Parameter und ausgewählte Zytokine bei rheumatoider Arthritis und Osteoarthrose”. In: *Physikalische Medizin, Rehabilitationsmedizin, Kurortmedizin* 27.02 (2017), S. 87–94.

[132] U. Lange et al. “The impact of serial radon and hyperthermia exposure in a therapeutic adit on pivotal cytokines of bone metabolism in rheumatoid arthritis and osteoarthritis”. In: *Clinical Rheumatology* 35.11 (2016), S. 2783–2788.

[133] M. Winklmayr et al. “Radon balneotherapy and physical activity for osteoporosis prevention: a randomized, placebo-controlled intervention study”. In: *Radiation and Environmental Biophysics* 54.1 (2015), S. 123–136.

[134] U. Lange, U. Müller-Ladner und G. Dischereit. “Rheumatic Diseases and Molecular Physical Medicine – New Aspects”. In: *Physikalische Medizin, Rehabilitationsmedizin, Kurortmedizin* 27.04 (2017), S. 205–210.

[135] G. Schett und E. Gravallese. “Bone erosion in rheumatoid arthritis: mechanisms, diagnosis and treatment”. In: *Nature Reviews. Rheumatology* 8.11 (2012), S. 656–664.

[136] A. Guermazi et al. “Prevalence of abnormalities in knees detected by MRI in adults without knee osteoarthritis: population based observational study (Framingham Osteoarthritis Study)”. In: *BMJ* 345 (2012), e5339.

[137] M. S. Sabatine et al. “Evaluation of multiple biomarkers of cardiovascular stress for risk prediction and guiding medical therapy in patients with stable coronary disease”. In: *Circulation* 125.2 (2012), S. 233–240.

[138] F. Roessler und B. Holz. *Bedienungsanleitung ALPHAGUARD D50, D2000, DF2000*. 2020.

[139] SARAD GmbH. *Handbuch RTM1688-2*. 2019.

[140] Berthold Technologies GmbH und Co. KG. *Bedienungsanleitung LB 124 Scint Digital Contamination Monitor*. 2012.

[141] Alpha-Kernstralungsmesstechnik. *Bedienungsanleitung Alpha-Zähler AZ-3*. 2010.

[142] Andreas Maier. "Entwicklung einer Radonkammer und Messung der Radonlöslichkeit in Gewebe". Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2015.

[143] O. J. Wilson. "Radon transport in an activated charcoal canister". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 275.1 (1989), S. 163–171.

[144] K. Kopitzki und P. Herzog. *Einführung in die Festkörperphysik*. 5., durchgesehene Auflage. Teubner Studienbücher Physik. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2004.

[145] Mirion Technologies (Canberra) GmbH. *Germanium Detectors*. 2016. URL: `www.canberra.com`.

[146] K. Debertin. "Grundlagen der Gammaspektrometrie mit Halbleiterdetektoren". In: *Messanleitungen Umweltradioaktivität* (1992).

[147] Canberra Industries. *Genie 2000 Spectroscopy Software: Operations*. 2006.

[148] Canberra Industries. *Model S506 Interactive Peak Fit: Users Manual*. 2002.

[149] Mirion Technologies (Canberra) GmbH. *ISOCS/LabSOCS Detector Characterization Report*. 2015.

[150] G. Just. *Untersuchungen zur Reduzierung der Radonfolgeprodukte in der Atemluft*. Hrsg. von Forschungsbüro Radon und Balneologie. 2014.

[151] G. Kraft. *Energy deposition of radon: Private Mitteilung*. Hrsg. von F. Papenfuß. 6.01.2020.

[152] P. Störchle et al. "Measurement of mean subcutaneous fat thickness: eight standardised ultrasound sites compared to 216 randomly selected sites". In: *Scientific Reports* 8.1 (2018), S. 16268.

[153] F. Rödel et al. "Immunomodulatory properties and molecular effects in inflammatory diseases of low-dose x-irradiation". In: *Frontiers in Oncology* 2 (2012), S. 120.

[154] A. Liebmann et al. "Low-dose X-irradiation of adjuvant-induced arthritis in rats. Efficacy of different fractionation schedules". In: *Strahlentherapie und Onkologie : Organ der Deutschen Rontgengesellschaft ... [et al]* 180.3 (2004), S. 165–172.

[155] K. Rothkamm und M. Löbrich. "Evidence for a lack of DNA double-strand break repair in human cells exposed to very low x-ray doses". In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 100.9 (2003), S. 5057–5062.

[156] Imre Balásházy et al. "Non-linear relationship of cell hit and transformation probabilities in a low dose of inhaled radon progenies". In: *Journal of radiological protection : official journal of the Society for Radiological Protection* 29.2 (2009), S. 147–162.

[157] Canberra Industries. *Genie 2000 Spectroscopy Software: Customization Tools*. 2004.

Anhang

A Flächenbestimmung bei der Auswertung der γ-Spektren

Zur Flächenbestimmung in dieser Arbeit wird der Genie2000-interne *Summe / nicht linearer LSQ Fit* Algorithmus verwendet. Zunächst wird die Gesamtanzahl G_{Peak} der Signale über die Summe der Signalzahlen in den einzelnen Kanälen N_{Peak}, die die festgelegten Peakgrenzen umschließen, bestimmt. Jedoch sitzt der Peak auf einem Kontinuum, sodass dieser Signaluntergrund von der Gesamtzahl abgezogen werden muss. Um den Untergrund K_{Peak} zu bestimmen, werden rechts und links von der jeweiligen Peakgrenze 12 Kanäle $n = 12$ bestimmt, aus denen sich durch Summation das Gesamtuntergrundsignal $K_1 + K_2$ ergibt. Um Rückschlüsse auf den Untergrund in den Peakgrenzen K_{Peak} zu ziehen, wird der Untergrund der $2 \cdot 12$ Seitenkanäle auf die vom Peak eingeschlossene Kanalzahl bezogen und die Peakfläche S_{Peak} ergibt sich zu

$$S_{\text{Peak}} = G_{\text{Peak}} - K_{\text{Peak}} = G_{\text{Peak}} - \frac{N_{\text{Peak}}}{2n}(K_1 + K_2). \tag{56}$$

Da der Untergrund rechts und links vom Peak jedoch unterschiedlich ist, wird eine Stufenfunktion zur Berechnung des Untergrundes genutzt, sodass sich K zu

$$K_{\text{Peak}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{Peak}}} \frac{K_1}{n} + \frac{K_2 - K_1}{nG_{\text{Peak}}} \sum_{j=1}^{i} y_j = \frac{N_{\text{Peak}}}{n} K_1 + \frac{K_2 - K_1}{nG_{\text{Peak}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{Peak}}} \sum_{j=1}^{i} y_j = \frac{N_{\text{Peak}}}{n} K_1 + \frac{K_2 - K_1}{nG_{\text{Peak}}} \sum_{i=1}^{N} P_i \tag{57}$$

ergibt, wobei y_i gerade der Anzahl der Signale in Kanal i entspricht und $P_i = \sum_{j=1}^{i} y_i$ gilt.
Der Fehler von S_{Peak}, σ_S, ergibt sich zu:

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_G^2 + \sigma_B^2}, \tag{58}$$

wobei G_{Peak} poissonverteilt ist und somit $\sigma_G = \sqrt{G_{\text{Peak}}}$ gilt. Bei einem kontinuierlichen Untergrund wie in Gleichung 56, ergebe sich $\sigma_K^2 = \frac{N_{\text{Peak}}}{2n}^2 \sigma_{K1} + \frac{N_{\text{Peak}}}{2n}^2 \sigma_{K2} = \frac{N_{\text{Peak}}}{2n}^2 (K_1 + K_2)$, da K_1 und K_2 ebenfalls poissonverteilt sind, sodass $\sigma_S = \sqrt{G_{\text{Peak}} + \frac{N_{\text{Peak}}}{2n}^2 (K_1 + K_2)}$ gilt. Da jedoch zur Berechnung der Peakfläche eine Stufenfunktion für den Untergrund K_{Peak} angenommen wird, ergibt sich der Fehler der Peakfläche zu [157]

$$\sigma_S = \sqrt{G_{\text{Peak}} + \frac{1}{(nG_{\text{Peak}})^2}((N_{\text{Peak}} G_{\text{Peak}} - \sum P)^2 K_1 + (\sum P)^2 K_2 + (K_2 - K_1)^2 (\sum P)^2 (\frac{1}{G_{\text{Peak}}} + \frac{1}{\sum P}))}. \tag{59}$$

B Untergrundabzug Probandenmessung

Die erwartete Anzahl detektierter Zerfälle aus dem Untergrund S_{UG} für die Messzeit t_{m} der Probandenmessung P an der GSI und in Bad Kreuznach ergibt sich mit den auf die Aufnahmezeit des Spektrums bezogenen Umrechnungsfaktoren aus Abschnitt 3.6.3 zu

$$S_{\text{UG,P,GSI,x}} = S_{\text{UG,qK,GSI,i}} \cdot \frac{t_{\text{m}}}{t_{\text{UG,qK,GSI,x}}} \cdot (\frac{S_{\text{UG,P,BK,Bi}} \cdot t_{\text{UG,qK,BK,Bi}}}{S_{\text{UG,qK,BK,Bi}} \cdot t_{\text{UG,P,BK,Bi}}})^{\frac{\mu_x}{\mu_{\text{Bi}}}} \tag{60}$$

und

$$
\begin{aligned}
S_{\mathrm{UG,P,BK,x}} &= S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}} \cdot \frac{t_{\mathrm{m}}}{t_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}} \cdot \left(\frac{S_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}} \cdot t_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}}{S_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}} \cdot t_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}}}\right)^{\frac{\mu_x}{\mu_{\mathrm{Bi}}}} \cdot \frac{S_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}} \cdot t_{\mathrm{UG,qK,GSI,Bi}}}{S_{\mathrm{UG,qK,GSI,Bi}} \cdot t_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}} \\
&= S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}} \cdot \frac{t_{\mathrm{m}}}{t_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}} \cdot \left(\frac{S_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}}}{t_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}}}\right)^{\frac{\mu_x}{\mu_{\mathrm{Bi}}}} \cdot \left(\frac{S_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}}{t_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}}\right)^{1-\frac{\mu_x}{\mu_{\mathrm{Bi}}}} \cdot \left(\frac{S_{\mathrm{UG,qK,GSI,Bi}}}{t_{\mathrm{UG,qK,GSI,Bi}}}\right)^{-1}.
\end{aligned}
\tag{61}
$$

Mit dem jeweiligen Fehler

$$
\begin{aligned}
&\Delta(S_{\mathrm{UG,P,GSI,x}}) = \\
&S_{\mathrm{UG,P,GSI,x}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\mu_x}{\mu_{\mathrm{Bi}}}\right)^2 \cdot \left(\left(\frac{\Delta S_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}}}{S_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}}{S_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}}\right)^2\right) + \left(\frac{\Delta S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}}{S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}} \cdot \sqrt{\frac{S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}}{S_{\mathrm{UG,P,GSI,x}}}}\right)^2}
\end{aligned}
\tag{62}
$$

und

$$
\begin{aligned}
\Delta(S_{\mathrm{UG,P,BK,x}}) = S_{\mathrm{UG,P,BK,x}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\mu_x}{\mu_{\mathrm{Bi}}} \cdot \frac{\Delta S_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}}}{S_{\mathrm{UG,P,BK,Bi}}}\right)^2 + \left(\left(1 - \frac{\mu_x}{\mu_{\mathrm{Bi}}}\right) \cdot \frac{\Delta S_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}}{S_{\mathrm{UG,qK,BK,Bi}}}\right)^2 + \left(-\frac{\Delta S_{\mathrm{UG,qK,GSI,Bi}}}{S_{\mathrm{UG,qK,GSI,Bi}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}}{S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}} \cdot \sqrt{\frac{S_{\mathrm{UG,qK,GSI,x}}}{S_{\mathrm{UG,P,BK,x}}}}\right)^2}
\end{aligned}
\tag{63}
$$

wobei die Indizes BK für Bad Kreuznach, qK für den quadratischen Wasserkanister, P für Proband, Pb für ^{214}Pb, Bi für ^{214}Bi und x für die jeweils betrachtete Linie des Nuklids (^{214}Pb 295 keV, ^{214}Pb 352 keV oder ^{214}Bi 609 keV) stehen. Der ^{214}Bi-Untergrund des Probanden in Bad Kreuznach wird, wie zuvor erwähnt, direkt gemessen. Bei der Fehlerrechnung gilt es zu beachten, dass sich der Fehler der detektierten Anzahl der Zerfälle S_{Peak} nach Gleichung (59) ergibt und somit vereinfacht $\Delta S_{\mathrm{Peak}} = \sqrt{g \cdot S_{\mathrm{Peak}}}$ gilt, wobei die Konstante g vom Signal-Rausch-Verhältnis abhängt, welches sich je nach Emissionslinie und Messumgebung ändert. Dadurch, dass $\Delta S_{\mathrm{Peak}} \propto \sqrt{S_{\mathrm{Peak}}}$ gilt, muss diese Abhängigkeit ebenfalls in der Fehlerrechnung berücksichtigt werden, sodass beispielsweise der Fehler von S_{Peak} nicht linear, sondern wurzelförmig mit der Messzeit eingeht.

C Absorptionsraten einzelner Zerfallsprodukte im Respirationstrakt

Um die Absorptionsraten der einzelnen Zerfallsprodukte im Respirationstrakt während der Inhalation und davon ausgehend die Vorfaktoren k_{Po}, k_{Pb} und k_{Bi} in Gleichung 52 zu bestimmen, wird zunächst der Beitrag der einzelnen Nuklide zur PAEC der unangehefteten und angehefteten Zerfallsprodukte $c_{\mathrm{p,unatt/att}}$ berechnet. Dieser ergibt sich aus dem Verhältnis der Aktivitätskonzentration von ^{218}Po:^{214}Pb:^{214}Bi für die unangehefteten Zerfallsprodukte (c_{unatt}) mit 1:0,1:0 und für die angehefteten Zerfallsprodukte (c_{unatt}) mit 1:0,75:0,6 (siehe Abschnitt 2.4.6). Somit ist der Anteil der unangehefteten Zerfallsprodukte $f_{\mathrm{unatt,i}}$ durch die einzelnen Nuklide i mit

$$
\begin{aligned}
c_{\mathrm{p,unatt,Po}} = c_{\mathrm{unnatt,Po}} \cdot \frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} &\rightarrow f_{\mathrm{unatt,Po}} = \frac{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,1\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}} \\
c_{\mathrm{p,unatt,Pb}} = 0,1 c_{\mathrm{unnatt,Po}} \cdot \frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} &\rightarrow f_{\mathrm{unatt,Pb}} = \frac{0,1\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,1\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}}
\end{aligned}
\tag{64}
$$

gegeben und der Anteil der angehefteten Zerfallsprodukte $f_{\mathrm{att,i}}$ durch die einzelnen Nuklide mit

$$
\begin{aligned}
c_{\mathrm{p,att,Po}} = c_{\mathrm{att,Po}} \cdot \frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} &\rightarrow f_{\mathrm{att,Po}} = \frac{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}} \\
c_{\mathrm{p,att,Pb}} = 0,75 c_{\mathrm{att,Po}} \cdot \frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} &\rightarrow f_{\mathrm{att,Pb}} = \frac{0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}} \\
c_{\mathrm{p,att,Bi}} = 0,6 c_{\mathrm{att,Po}} \cdot \frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}} &\rightarrow f_{\mathrm{att,Bi}} = \frac{0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}}.
\end{aligned}
\tag{65}
$$

Daraus lässt sich nun mit Gleichung (53) der Anteil der deponierten Energie im Respirationstrakt bestimmen, der durch die einzelnen Nuklide verursacht wird. Bezogen auf die PAE des jeweiligen Nuklids ergibt sich die Anzahl der während der Expositionszeit deponierten Teilchen. Der auf die Messzeit bezogene Wert gibt die Absorptionsrate R_i der einzelnen Nuklide i zu:

$$
\begin{aligned}
R_{\mathrm{Po}} &= c_{\mathrm{Rn}} \cdot a \cdot F \cdot AMV \cdot \frac{1}{\lambda_{\mathrm{Po}}} \cdot \left(\frac{0,984 \cdot f_{\mathrm{unatt}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,1\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}} + \frac{0,3 \cdot (1 - f_{\mathrm{unatt}})}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}} \right) \\
R_{\mathrm{Pb}} &= c_{\mathrm{Rn}} \cdot a \cdot F \cdot AMV \cdot \frac{1}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} \cdot \left(\frac{0,1 \cdot 0,984 \cdot f_{\mathrm{unatt}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,1\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}} + \frac{0,75 \cdot 0,3 \cdot (1 - f_{\mathrm{unatt}})}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}} \right) \\
R_{\mathrm{Bi}} &= c_{\mathrm{Rn}} \cdot a \cdot F \cdot AMV \cdot \frac{1}{\lambda_{\mathrm{Bi}}} \cdot \frac{0,6 \cdot 0,3 \cdot (1 - f_{\mathrm{unatt}})}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}}.
\end{aligned}
\tag{66}
$$

Unter Berücksichtigung, dass der Detektor nicht alle inkorporierten Zerfallsprodukte detektiert, sondern lediglich den Anteil k_{Det}, ergeben sich die Vorfaktoren der einzelnen Nuklide in Gleichung (52) zu

$$
\begin{aligned}
k_{\mathrm{Po}} &= k_{\mathrm{det}} \cdot a \cdot F \cdot AMV \cdot \frac{1}{\lambda_{\mathrm{Po}}} \cdot \left(\frac{0,984 \cdot f_{\mathrm{unatt}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,1\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}} + \frac{0,3 \cdot (1 - f_{\mathrm{unatt}})}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}} \right) \\
k_{\mathrm{Pb}} &= k_{\mathrm{det}} \cdot a \cdot F \cdot AMV \cdot \frac{1}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} \cdot \left(\frac{0,1 \cdot 0,984 \cdot f_{\mathrm{unatt}}}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,1\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}}} + \frac{0,75 \cdot 0,3 \cdot (1 - f_{\mathrm{unatt}})}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}} \right) \\
k_{\mathrm{Bi}} &= k_{\mathrm{det}} \cdot a \cdot F \cdot AMV \cdot \frac{1}{\lambda_{\mathrm{Bi}}} \cdot \frac{0,6 \cdot 0,3 \cdot (1 - f_{\mathrm{unatt}})}{\frac{\epsilon_{\mathrm{Po}}}{\lambda_{\mathrm{Po}}} + 0,75\frac{\epsilon_{\mathrm{Pb}}}{\lambda_{\mathrm{Pb}}} + 0,6\frac{\epsilon_{\mathrm{Bi}}}{\lambda_{\mathrm{Bi}}}}.
\end{aligned}
\tag{67}
$$

Danksagung

Als letztes möchte ich noch die Gelegenheit nutzen, mich bei den Personen zu bedanken, ohne deren Hilfe diese Arbeit nicht in einem solchen Rahmen hätte stattfinden können.

Als erstes möchte ich meinem Doktorvater PD Dr. Thomas Friedrich danken. Er hat maßgeblich zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen, indem ich stets mit ihm über die neuesten Ergebnisse diskutieren und das weitere Vorgehen besprechen konnte. Zudem war er mir vor Allem bei der späteren Datenanalyse und Diskussion der Daten eine große Hilfe und hat die Modellvorstellungen in ein funktionierendes Mathematica-Skript umgesetzt. Darüber hinaus hat er mir durch die Begleitung einer seiner Vorlesungen die Möglichkeit gegeben, erste Erfahrungen in der Lehre zu sammeln, wofür ich ihm ebenfalls sehr dankbar bin.

Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Emanuel Schneck, der sich bereit erklärt hat, das Zweitgutachten dieser Arbeit zu übernehmen und sich die Zeit genommen hat, sich in das Themengebiet meiner Arbeit einzuarbeiten.

Besonderer Dank gilt auch Dr. Andreas Maier, der mich an der GSI willkommen geheißen und mich in das Themengebiet meiner Arbeit sowie die Mess- und Auswertemethoden eingeführt hat. Ich möchte ihm jedoch auch auf persönlicher Ebene danken, da er mit seinen Scherzen stets für gute Laune am Arbeitsplatz gesorgt und mir auch in privater Hinsicht stets den Rücken gestärkt hat.

Mein herzlichster Dank geht auch an Prof. Gerhard Kraft, der maßgeblich an der Entwicklung der Experimente beteiligt war und eine zentrale Rolle in dem Projekt eingenommen hat. Weiterhin möchte ich ihm für die regelmäßigen Tipps zu kulturellen Ereignissen in der Region danken, die stets einen Besuch wert waren.

Darüber hinaus geht mein Dank auch an Prof. Claudia Fournier, die mich in ihre Arbeitsgruppe aufgenommen hat und bei Problemen stets kompetenten Rat wusste. Durch ihren menschlichen Umgang habe ich mich stets sehr willkommen gefühlt.

Außerdem möchte ich mich recht herzlich bei Herrn Prof. Michael Hausmann bedanken, der mich bereits seit meinen Anfängen in der Biophysik an der Uni Heidelberg begleitet und mit seiner Vorlesung mein Interesse an diesem Themengebiet geweckt hat. Auch habe ich mich während meiner Bachelor- und Masterarbeit, die ich in seiner Arbeitsgruppe durchführen durfte, stets gut aufgehoben gefühlt. Durch die Teilnahmen an halbjährlichen Treffen hat er die Enstehung der Arbeit mitverfolgt und ich freue mich, dass er sich bereit erklärt hat, in meiner Prüfung als Drittprüfer zu fungieren.

Ebenso möchte ich Herrn Prof. Reinhold Walser danken, dass er sich bereit erklärt hat, Viertprüfer bei meiner Verteidigung zu sein.

Darüber hinaus bedanke ich mich beim BMBF für die finanzielle Unterstützung des Projekts (Förderungsnummer: 02NUK050A) sowie der Stiftung Giersch, die mir im Jahr 2019 den Giersch Excellence Grant verliehen hat. Zudem möchte ich mich auch bei den Graduiertenschulen HGS-HIRe und dem GrK 1657 bedanken, die mir den fachlichen sowie persönlichen Austausch mit anderen Doktoranden in einem interdisziplinären Umfeld ermöglicht haben.

Des Weiteren möchte ich mich bei der AccuMeda-Gruppe und Herrn Willebrandt bedanken, dass sie uns die Messungen in dem Inhalationsheilstollen in Bad Kreuznach ermöglicht haben.

Ebenfalls danke ich den Mitgliedern der Biophysik-Arbeitsgruppe an der GSI und besonders meinem Büro-Team für die schönen Gespräche und aufmunternden Worte. So auch Tabea Pfuhl, die sich die Zeit genommen hat, mir bei Problemen weiterzuhelfen und die Abbildungen der Bahnstrukturen in dieser Arbeit zur Verfügung gestellt hat. Mein Dank geht auch an Sylvie Lerchl, die gleichzeitig mit mir ihre Doktorarbeit begonnen hat und immer eine zuverlässige und kompetente Ansprechpartnerin bei Problemen war sowie eine hervorragende Zimmergenossin bei den GrK-Retreats. Auch möchte ich allen anderen Doktoranden der Biophysik-Abteilung für die tollen Gespräche, freundschaftliche Arbeitsatmosphäre und die freitäglichen Mittagsessenstreffen danken. Auch bei fachlichen Problemen waren neben Dr. Andreas Maier und Prof. Gerhard Kraft die anderen Arbeitspakets-Mitglieder Michaela Schmitt und Annika Hinrichs immer gute Ansprechpartner, mit denen man Probleme diskutieren konnte.

Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Pilarczyk bedanken, da er mich während der Betreuung meiner Bachelor- und Masterarbeit erstmals in die Wissenschaftswelt eingeführt und mich auf das Leben in der Forschung vorbereitet hat. So konnte ich viele von ihm erlernte Methoden und Sichtweisen ebenfalls in meiner Doktorandenzeit anwenden.

So möchte ich ebenfalls meinen Freunden danken, die für den wichtigen privaten Ausgleich während der Arbeit gesorgt haben und mit denen ich auftretende Probleme diskutieren und mir ihren Rat einholen konnte.

Tiefster Dank geht auch an meine Familie, die mich durchgehend, nicht nur in meinem Studium, unterstützt hat und auf die ich mich immer verlassen kann. Besonders hervorzuheben sind hierbei meine Eltern, die immer ein offenes Ohr für meine Probleme haben, mir den Rücken freihalten und mir mit Rat und Tat zur Seite stehen. Ohne sie wäre all dies nicht möglich gewesen.

Vielen lieben Dank!

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name	Franziska Papenfuß
Geburtsdatum	16.10.1993
Geburtsort	Lüneburg

Ausbildung

Seit 02.2018	TU Darmstadt (Durchführung an der GSI, Darmstadt) Promotion im Fachbereich Physik
10.2017	Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg Master in Physik (M.Sc.) Titel der Masterarbeit: „Steuerung interzellulärer Interaktionswege auf Nanoebene als Modell für Phänomene in der Tumorbehandlung“
10.2015-10.2017	Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg Masterstudium Physik
10.2015	Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg Bachelor in Physik (B.Sc.) Titel der Bachelorarbeit: „Untersuchung der Verträglichkeit in der Qualitätsprüfung von zellbeladenen, künstlichen, extrazellulären Matritzen“
10.2012-10.2015	Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg Bachelorstudium Physik
08.2009-11.2009	Lycée école internationale, Manosque Austausch Trimester
08.2004-07.2012	Wilhelm-Raabe-Schule, Lüneburg Abschluss: Abitur

Auszeichnungen

10.2019	Giersch-Excellence-Award, Stiftung Giersch
09.2019	Reisestipendium, Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik
09.2017	Reisestipendium, Gesellschaft für Biologische Strahlenforschung

Publikationsliste

Veröffentlichungen

2020 A. Maier, J. Wiedemann, F. Rapp, **F. Papenfuß**, U.S. Gaipl, G. Kraft, C. Fournier und B. Frey.
"Radon exposure – therapeutic benefit and cancer risk".
In: *International Journal of Molecular Sciences* (Eingereicht)

2019 G. Pilarczyk*, **F. Papenfuß***, F. Bestvater und M. Hausmann.
"Spatial Arrangements of Connexin43 in Cancer Related Cells and Re-Arrangements under Treatment Conditions: Investigations on the Nano-Scale by Super-Resolution Localization Light Microscopy".
In: *Cancers* 11.3 (2019), S. 301.
* geteilte Erstautorenschaft

2018 M. Hausmann, E. Wagner, J.-H.Lee, G. Schrock, W. Schaufler, M. Krufczik, **F. Papenfuß**, M. Port, F. Bestvater und H. Scherthan.
"Super-resolution localization microscopy of radiation-induced histone H2AX-phosphorylation in relation to H3K9-trimethylation in HeLa cells".
In: *Nanoscale* 10.9 (2018), S. 4320–4331.

Konferenzbeiträge

2020 **F. Papenfuß**, A. Maier, C. Fournier, G. Kraft und T. Friedrich.
"Dose determination in a patient after radon exposure in a therapy gallery".
Virtuelle Jahrestagung der Radiation Research Society, 2020 (Poster)

2020 **F. Papenfuß**, A. Maier, C. Fournier, G. Kraft und T. Friedrich.
"Dosisbestimmung in einem Patienten nach Radontherapie".
Virtuelle Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 2020 (Eingeladener Vortrag)

2019 **F. Papenfuß**, A. Maier, C. Fournier, T. Friedrich und G. Kraft.
"Dose determination in a patient after radon therapy".
HGS-HIRe Graduate Day, 2019, Darmstadt (Eingeladener Vortrag)

2019 **F. Papenfuß,** A. Maier, T. Friedrich, C. Fournier und G. Kraft.
"Probanden-Dosis bei der Radontherapie".
50. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Medizinische Physik, 2019, Stuttgart (Vortrag)

2019 **F. Papenfuß**, A. Maier, T. Friedrich, M. Durante, M. Hausmann und G. Kraft, C. Fournier.
"Patient dose in radon therapy".
International Conference on Radiation Research, 2019, Manchester (Poster)

2019 **F. Papenfuß**, A. Maier, T. Friedrich, M. Hausmann, G. Kraft, C. Fournier.
"Dose determination in a patient after radon therapy". GRK 1739 Essen Konferenz, 2019, Essen (Poster)

2018 **F. Papenfuß**, A. Maier, J. Jones, G. Kraft und C. Fournier.
"Attachement of radon progenies to aerosols in a lung model".
Jahrestagung der Gesellschaft für Biologische Strahlenforschung, 2018, Frankfurt a. M. (Poster)

2017 **F. Papenfuß**, G. Pilarczyk, F. Bestvater, M. Gunkel und M. Hausmann.
"High resolution localization microscopy visualizes endothelial agonists and membrane proteine turnover under anticancer therapy conditions".
Jahrestagung der European Radiation Research Society und der Gesellschaft für Biologische Strahlenforschung, 2017, Essen (Poster)