

## Diplomarbeit

# Aktivitätsbestimmung radonhaltiger Umweltproben und Quellen mittels Halbleiterdetektoren im kernphysikalischen Praktikum

vorgelegt von

ANDREA NUSTEDE

– Juli 2011 –



# Inhaltsverzeichnis

|  |    |
|--|----|
| Einleitung   | 1  |
| 1. Einführung in das Themengebiet  | 5  |
| 1.1. Historischer Überblick zu Radioaktivität und Strahlenschutz . . . . . | 5  |
| 1.2. Natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition . . . . .          | 7  |
| 1.3. Die besondere Bedeutung von Radon . . . . .                           | 8  |
| 1.4. Dosimetrie . . . . .  | 15 |
| 1.4.1. Physikalische Dosisgrößen . . . . .                                 | 15 |
| 1.4.2. Dosisgrößen des Strahlenschutzes . . . . .                          | 16 |
| 2. Theoretische Grundlagen und Spektrometrie mit Halbleiterdetektoren      | 19 |
| 2.1. Aktivität . . . . .   | 19 |
| 2.1.1. Das Zerfallsgesetz . . . . .  | 19 |
| 2.1.2. Emissionswahrscheinlichkeiten . . . . .                             | 21 |
| 2.2. Radioaktive Gleichgewichte . . . . .                                  | 23 |
| 2.3. Funktionsweise und Kenngrößen von Halbleiterdetektoren . . . . .      | 29 |
| 2.3.1. Halbleiterdetektoren . . . . .                                      | 30 |
| 2.3.2. Kenngrößen von Detektoren . . . . .                                 | 34 |
| 2.4. Energiespektren . . . . .   | 38 |
| 2.4.1. Merkmale von Alphaspektren . . . . .                                | 40 |
| 2.4.2. Merkmale von Gammaspektren . . . . .                                | 42 |
| 2.4.3. Detektorantwort und Responsefunktion . . . . .                      | 47 |
| 3. Alphaspektrometrie  | 51 |
| 3.1. Versuchsaufbau . . . . .  | 52 |
| 3.1.1. Aufbau zur Spektrometrie . . . . .                                  | 53 |

|  |     |
|--|-----|
| 3.1.2. Spezifikationen zur Radonmessung . . . . .  | 59  |
| 3.1.3. Datenverarbeitung und verwendete Software . . . . .   | 66  |
| 3.2. Datenaufnahme und Datenanalyse . . . . .  | 68  |
| 3.2.1. Kalibrierung . . . . .  | 69  |
| 3.2.2. Messungen fester Quellen . . . . .  | 72  |
| 3.2.3. Effizienz des Radonanreicherungsverfahrens . . . . .  | 78  |
| 3.2.4. Bestimmung von Aktivitäten aus Luftproben . . . . .   | 99  |
| 4. Resümee zum Aufbau des Messstandes  | 103 |
| 4.1. Optimierungen . . . . .   | 103 |
| 4.2. Eignung als Praktikumsversuch . . . . .   | 106 |
| 5. Gammaspektrometrie am Beispiel eines fossilen Dinosaurierknochens                                   | 109 |
| 5.1. Versuchsaufbau . . . . .  | 110 |
| 5.2. Qualitative Analyse . . . . .   | 111 |
| 5.2.1. Bestimmung der Nuklide . . . . .  | 112 |
| 5.2.2. Einordnung der Intensitätsverhältnisse . . . . .  | 115 |
| 5.3. Quantitative Aktivitätsanalyse . . . . .  | 117 |
| 5.3.1. Bestimmung der Aktivität der Nuklide der Uran-Radium-Reihe                                      | 118 |
| 5.3.2. Aktivitäten der Nuklide der Uran-Actinium-Reihe und die Aktivität von $^{40}\text{K}$ . . . . . | 120 |
| 5.3.3. Bestimmung der Gesamtaktivität . . . . .  | 121 |
| 5.4. Diskussion der Aktivitätsanalyse . . . . .  | 121 |
| 6. Zusammenfassung und Ausblick  | 123 |
| A. Daten der $\alpha$ -Quellen   | 127 |
| B. Anhang zur Fehlerrechnung   | 133 |
| C. Versuchsdurchführung  | 135 |
| D. Tabellen der qualitativen Dinosaurierknochen-Analyse  | 141 |
| E. CAD-Zeichnungen der wichtigsten neu konstruierten Bauteile  | 147 |



---

|   |     |
|---|-----|
| F. Der Messverstärker der Pt100-Sensoren    | 155 |
| G. Technische Daten der Turbomolekularpumpe | 163 |
| Literaturverzeichnis                        | 183 |



# Einleitung

*„Man muss die Dinge wirklich tun, denn obwohl man glaubt, man könnte es, so hat man doch so lange keine Gewissheit, bis man es selbst versucht hat.“*

*Sophokles, 5. Jh. v.Chr.*

Die Radioaktivität ist ein natürliches Phänomen unseres Universums und unserer Erde. In der heutigen Zeit wird Radioaktivität unter anderem zur Energiegewinnung, in der Nuklearmedizin, sowie in der Materialforschung genutzt. Die Nutzung von Kernenergie ist ein gesellschaftlich sehr umstrittenes Thema.

Die durch radioaktiven Zerfall entstehende, ionisierende Strahlung stellt eine potentielle Gefahr dar, da sie eine schädigende biologische Wirkung besitzt. Radioaktive Strahlung wird in  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung klassifiziert, wobei diese verschiedenen Strahlungsarten unterschiedliche biologische Wirkung besitzen, da sie unterschiedlich stark ionisieren.

Aufgrund der möglichen gesundheitlichen Risiken im Zusammenhang mit radioaktiver Strahlung wird die Umweltradioaktivität in der Bundesrepublik Deutschland flächendeckend durch Messungen überwacht. Bei den dabei ermittelten Strahlenexpositionen unterscheidet man zwischen natürlicher Exposition und zivilisatorischer Exposition.

Die Einführung in das Themengebiet dieser Arbeit befasst sich mit den Begrifflichkeiten der Radioaktivität und der natürlichen und zivilisatorischen Strahlenexposition. Dabei wird ersichtlich, dass dem radioaktiven Edelgas Radon eine besondere Bedeutung zukommt. Die Inhalation dieses Gases und seiner beim radioaktiven Zerfall entstehenden Produkte ist für den größten Teil der natürlichen Strahlenexposition verantwortlich. Im Mittel kann diese Exposition in Deutschland auf 1,1 mSv/a bei einem Gesamtwert der natürlichen Strahlenexposition von 2,1 mSv/a [BMU10] beziffert werden.

Das radioaktive Radongas wird durch die in der Erdkruste enthaltenen primordialen

Nuklide  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  und  $^{232}\text{Th}$ , die die Mutternuklide der natürlichen Zerfallsreihen sind, ununterbrochen neu gebildet. Unter bestimmten Umständen kann sich dieses geruchs- und geschmacklose Gas beispielsweise in Gebäuden anreichern. Nur über Messungen kann eine Aussage über die Radonaktivitätskonzentration in Luft getroffen werden, und die damit verbundenen gesundheitlichen Risiken abgeschätzt werden.

Zu diesem Zweck wurde innerhalb dieser Arbeit ein Messstand aufgebaut, der es ermöglicht, die Aktivität als Maß der ionisierenden Strahlung verschiedener Proben und Quellen zu bestimmen. Dieser Messstand dient speziell der Messung von  $\alpha$ -Strahlung und insbesondere dem Nachweis von Radon. Das Ziel dabei ist, diesen Messstand als Praktikumsversuch zu integrieren, so dass Studenten alle physikalischen Effekte, die bei diesem Versuch von Bedeutung sind, kennenlernen.

Dazu zählen die in Kapitel 2 dieser Arbeit diskutierten Themen. Hier wird zunächst die mathematische Beschreibung der Aktivität und des radioaktiven Zerfalls vorgenommen. In dem aufgebauten Messstand wird ein Halbleiterdetektor benutzt um die Strahlung zu messen. Die Funktionsweise dieser Art von Detektoren schließt sich daher in diesem Kapitel an und es werden die Wechselwirkungen der Strahlung mit dem Detektor beschrieben.

In Kapitel 3 wird die Realisierung des Messstandes beschrieben. Die Herausforderung des Messverfahrens ist es, das gasförmige Radon einer Luftprobe so zu präparieren, dass es in einer dünnen Schicht vorliegt und mittels eines Oberflächensperrschichtzählers detektiert werden kann. Hierzu wurde ein Prinzip verwendet, welches im Rahmen einer Dissertation an der Westfälischen-Wilhelms-Universität in Münster entwickelt wurde. Abschnitt 3.1 bezieht sich dabei auf die Beschreibung des Versuchsaufbaus. Viele Überlegungen, die die Funktionalität des Aufbaus betreffen, fließen hier ein. Abschnitt 3.2 bezieht sich auf die Auswertung der aufgenommenen Daten. Hier werden unterschiedliche Auswertungsmethoden zur Aktivitätsanalyse fester Quellen vorgestellt. Systematische Messungen, die zur Inbetriebnahme des Messstandes nötig waren, werden erläutert. Den größten Raum nimmt die Bestimmung der Effizienz des Radonanreicherungsverfahrens ein, da sie von zahlreichen Parametern abhängt. Der Aufbau und das Verfahren wurden auf systematische Fehler untersucht, die entscheidend dafür sind, wie genau die Aktivität gemessener Proben ermittelt werden kann. Kapitel 4 schlägt Optimierungen des Aufbaus vor, die sich aus diesen systematischen Messungen ergeben haben und

gibt Auskunft darüber, wie weit der Messstand bereits als Praktikumsversuch integriert werden konnte.

Die Aktivitätsmessung eines versteinerten Dinosaurierknochens, die in Kapitel 5 beschrieben wird, hat sich als zusätzliche Aufgabe während der Aufbauphase des Messstandes ergeben. Da die Messung von Radonaktivitäten aus Luftproben eine Messung der Umweltradioaktivität darstellt und es sich bei dem fossilen Knochen um eine Umweltprobe handelt, sollte hier ein Bezug hergestellt werden. Dabei wurde die Aktivitätsbestimmung durch Messung der  $\gamma$ -Strahlung vorgenommen. Ein von diesem Knochen ausgehendes Gesundheitsrisiko aufgrund erhöhter Radioaktivität sollte ermittelt werden.



# 1. Einführung in das Themengebiet

## 1.1. Historischer Überblick zu Radioaktivität und Strahlenschutz

Mit der Entstehung der Elemente durch Nukleosyntheseprozesse wie Kernfusion und Neutroneneinfang in unserem Universum beginnt auch die Geschichte der Radioaktivität. Die Uranisotope  $^{238}_{92}\text{U}$  und  $^{235}_{92}\text{U}$ , das Thoriumisotop  $^{232}_{90}\text{Th}$  sowie das Kaliumisotop  $^{40}_{19}\text{K}$ , um nur die bedeutendsten zu nennen, wurden vor rund fünf Milliarden Jahren gebildet und gehören damit zu den primordialen Nukliden. Andere, heute in der Natur vorkommende, radioaktive Nuklide sind Folgeprodukte der langlebigen primordialen Nuklide. Zudem werden einige radioaktive Nuklide, wie z.B.  $^{14}_6\text{C}$ ,  $^{10}_4\text{Be}$  und Tritium ( $^3_1\text{H}$ ) durch kosmische Strahlung in der Erdatmosphäre erzeugt.

Entdeckt wurde die Radioaktivität im Jahre 1896 durch den französischen Physiker Antoine-Henri Becquerel in einer Versuchsreihe mit Uransalz. Er fand heraus, dass das Schwärzen von Fotoplatten, welches er durch Fluoreszenz zu erklären versuchte, auch ohne vorherige Bestrahlung des Uransalzkristalls eintrat. Die gefundene Strahlung sah er als charakteristisch für das Element Uran an.

Marie und Pierre Curie untersuchten diese von Becquerel entdeckte Uran-Strahlung. Dazu erforschten sie unterschiedlichste uranhaltige Verbindungen hinsichtlich ihrer Aktivität. Als Ergebnis dieser Untersuchungen stellte sich heraus, dass die Strahlung ausschließlich von der Menge des enthaltenen Urans und nicht von der Art der Verbindung oder dem Aggregatzustand des Stoffes abhängig ist. Somit ist sie keine chemische Eigenschaft, sondern eine Eigenschaft der Uranatome.

Experimente mit Pechblende ergaben eine überproportional hohe Aktivität. Hieraus schloß das Ehepaar Curie, dass ein weiteres Element vorhanden sein müsse, welches

eine höhere Aktivität als Uran aufweist. Die Elemente Radium und Polonium wurden von ihnen entdeckt und der Begriff der Radioaktivität durch sie geprägt. 1903 wurde den drei oben genannten Wissenschaftlern für ihre Entdeckungen der Nobelpreis verliehen. Zudem wurden die alte Einheit der Aktivität, das Curie (Ci), welches der Aktivität von 1 g Radium entspricht, und die heutige SI-Einheit der Aktivität, das Becquerel (Bq), nach ihnen benannt.

Ernest Rutherfords Studien zur radioaktiven Strahlung zeigten, dass diese in drei unterschiedliche Strahlungsarten eingeteilt werden kann und gab ihnen die Namen  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung. In den Folgejahren identifizierte man die  $\alpha$ -Strahlung als Heliumatomkerne, die  $\beta$ -Strahlung als Elektronen und die  $\gamma$ -Strahlung als elektromagnetische Wellen.

Marie Curies Tochter Irène und ihrem Mann Frédéric Joliot-Curie gelang es im Jahr 1934 radioaktive Isotope künstlich zu erzeugen. Die Halbwertszeiten dieser künstlichen Isotope sind so kurz, dass sie in der Natur nicht existieren. Desweiteren entdeckten das Ehepaar 1934, dass es neben dem  $\beta^-$ - einen  $\beta^+$ -Zerfall gibt, bei dem Positronen statt Elektronen ausgesendet werden. 1938 bestrahlten Otto Hahn und der Chemiker Fritz Strassmann Uran mit Neutronen und erhielten radioaktive Barium-Isotope. Lise Meitner und Otto Robert Frisch erklärten dieses Ergebnis mit der Kernspaltung. Über die Massenformel von Weizäcker und die Beziehung  $E = mc^2$  konnte die bei der Reaktion frei werdende Energie berechnet werden. Weiterhin wurde entdeckt, dass bei der Spaltung von Uran durch Neutronen auch Neutronen frei gesetzt werden, die wiederum Uranspaltungen verursachen. Als Folge kann es zu einer nuklearen Kettenreaktion kommen. Die Entdeckung der Kernspaltung legte den Grundstein für die Energiegewinnung aus Atomkernen und die Entwicklung von Kernreaktoren und Atombomben. Durch die Entdeckung der radioaktiven Strahlung sind medizinische Anwendungen in der Diagnostik und in der Strahlentherapie möglich geworden.

An dieser Stelle sind nur die wenige Eckdaten zu den Anfängen der Radioaktivität und ihrer Nutzbarmachung genannt. Weiterführende Literatur findet sich beispielsweise unter [Ruh08].

Mit wachsenden Erkenntnissen zur Radioaktivität und der gesundheitsschädigenden Wirkung der ionisierenden Strahlung entwickelten sich der Strahlenschutz und damit eine gesetzliche Grundlage, in der dieser verankert ist. Seit Anfang der 50er Jahre werden in der Bundesrepublik Deutschland Messungen zur Überwachung der Um-



weltradioaktivität und der daraus resultierenden Strahlenexposition des Menschen durchgeführt. Die Messungen sollten zunächst über Fallout aus oberirdischen Kernwaffentests Aufschluss geben. Später, mit dem Einsatz von Forschungsreaktoren und Kernenergie ab Anfang der 60er Jahre, sollten sie auch die Umgebung von Kernenergieanlagen beaufsichtigen, wozu die BRD sowie alle anderen Gründungsstaaten durch den Vertrag zur Gründung der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) von 1957 verpflichtet war.

Das Atomgesetz, die Strahlenschutz- und Röntgenverordnung und das, nach dem Reaktorunfall von Tschernobyl im Jahr 1986 verabschiedete, Strahlenschutzvorsorgegesetz regeln heute den Umgang mit radioaktiven Stoffen, sowie die Überwachung der Umwelt zum Schutz der Bevölkerung. Der Überwachung der Umweltradioaktivität dient das Integrierte Mess- und Informationssystem (IMIS).

Das Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU) gibt jährlich Berichte zur Umweltradioaktivität und Strahlenexposition heraus. Der Aktuellste findet sich unter [BMU10].

## 1.2. Natürliche und zivilisatorische Strahlenexposition

Die natürliche Strahlenexposition setzt sich zusammen aus äußerer Exposition und innerer Exposition durch Inkorporation. Die äußere Exposition addiert sich aus kosmischer Strahlung, die abhängig von der Höhe über dem Meeresspiegel ist, und terrestrischer Strahlung, die durch die primordialen Nuklide und deren Zerfallsprodukte verursacht wird. Diese ist abhängig von der Bodenbeschaffenheit bzw. Zusammensetzung. Die innere Exposition geschieht zum größten Teil durch Inhalation von Radongas, welches den natürlichen Zerfallsreihen entstammt, sowie seiner Zerfallsprodukte die sich an Aerosole anlagern, verursacht. Zudem geschieht innere Exposition durch Aufnahme natürlicher radioaktiver Stoffe mit der Nahrung und mit Trinkwasser (Ingestion).

Ein weiterer Beitrag zur gesamten Strahlenexposition wird durch die zivilisatorische Strahlenexposition verursacht, mit der ausschließlich die von der menschlichen Zivilisation künstlich erzeugte Strahlung bezeichnet wird. Dazu zählt primär die medizinische Strahlenanwendung. Fallout von Kernwaffenversuchen, berufliche Strahlenexposition und die Folgen des Tschernobyl-Unfalls tragen im Mittel pro Kopf der Gesamtbevölkerung weniger zur Strahlenexposition bei. Auf die zivilisatorische Strahlenexposition kann durch Schutzmaßnahmen Einfluss genommen werden.

Die Tabellen 1.1 und 1.2 zeigen Daten der Verteilung von unterschiedlichen Quellen der Strahlenexposition.<sup>1</sup> Eine Definition der hier enthaltenen Dosisgrößen erfolgt am Ende dieses Kapitels in Abschnitt 1.4. Ein Vergleich der Expositionswerte für die Bundesrepublik Deutschland mit den Werten weltweiter effektiver Dosen zeigt, bis auf einen überdurchschnittlichen Wert im Bereich medizinischer Diagnose, Übereinstimmung.

Anhand der Werte der effektiven Dosen erkennt man die Bedeutung, die der Inhalation radioaktiver Isotope zukommt. Die innere Exposition ist zum größten Teil auf die Aufnahme des Edelgases Radon und seiner Folgeprodukte zurückzuführen.

### 1.3. Die besondere Bedeutung von Radon

Radon wird durch den Gehalt an Radium und Thorium in Gesteinen, Böden und diversen Baumaterialien ständig nachgebildet. Die Freisetzung des Radons aus einem Festkörperkristall in ein Porenvolumen nennt man Emanation.  $^{222}\text{Rn}$  erscheint als Emanation des langlebigen Mutternuklids Radium.  $^{220}\text{Rn}$  emaniert aus Thorium als langlebiges Mutternuklid - es wird daher auch Thoron genannt - und  $^{219}\text{Rn}$  wird aus Actinium freigesetzt - es wird entsprechend auch als Actinon bezeichnet. In den Tabellen A.2, A.4 und A.5 im Anhang Teil A sind die  $\alpha$ -Zerfälle der natürlichen

---

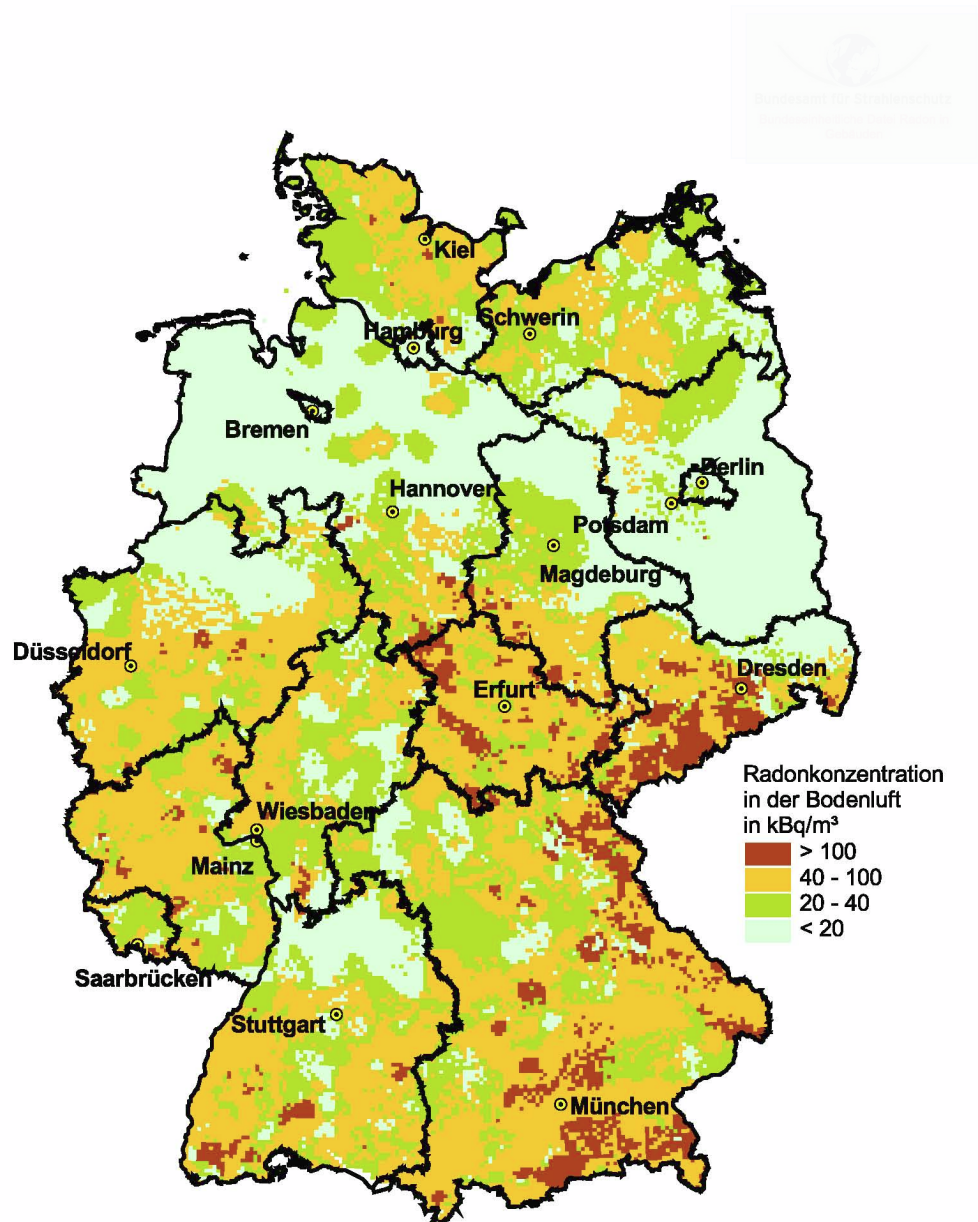
<sup>1</sup>Die Folgen des Reaktorunglücks in Fukushima (Japan) vom 11.03.2011 konnten hier noch nicht berücksichtigt werden.

|  | Mittlere effektive Dosis (mSv/a) |         |
|--|----------------------------------|---------|
| Natürliche Strahlenexposition  |                                  |         |
| durch kosmische Strahlung (in Meereshöhe)  | ca. 0,3                          |         |
| durch terrestrische Strahlung von außen  | ca. 0,4                          |         |
| bei Aufenthalt im Freien (5 Std./Tag)  |                                  | ca. 0,1 |
| bei Aufenthalt in Häusern (19 Std./Tag)  |                                  | ca. 0,3 |
| durch Inhalation von Radonfolgeprodukten   | ca. 1,1                          |         |
| bei Aufenthalt im Freien (5 Std./Tag)  |                                  | ca. 0,2 |
| bei Aufenthalt im Gebäude (19 Std./Tag)  |                                  | ca. 0,9 |
| durch Ingestion von natürlich radioaktiven Stoffen   | ca. 0,3                          |         |
| Summe der natürlichen Strahlenexposition   | ca. 2,1                          |         |
| Zivilisatorische Strahlenexposition  |                                  |         |
| durch Fallout von Kernwaffenversuchen  | <0,01                            |         |
| Strahlenexposition durch den Unfall im Kernkraftwerk Tschernobyl                               | <0,012                           |         |
| durch Kerntechnische Anlagen   | <0,01                            |         |
| durch Anwendung radioaktiver Stoffe und ionisierender Strahlen in der Medizin* (ohne Therapie) | ca. 1,8                          |         |
| davon durch nuklearmedizinische Untersuchungen   |                                  | ca. 0,1 |
| Summe der zivilisatorischen Strahlenexposition   | ca. 1,8                          |         |

**Tabelle 1.1.:** Mittlere effektive Dosis der Bevölkerung der Bundesrepublik Deutschland im Jahr 2009 nach [BMU10], \*Daten von 2008, Auswertungen von 2010.

| <b>Quellen natürlicher Strahlenexposition</b>       | $E$ (mSv/a) | Spannweite von $E$ für Einzelpersonen (mSv/a)   | Kommentar  |
|---|-------------|---|--|
| Inhalation (Radongas)                               | 1.26        | 0.2-10  | in manchen Häusern sehr viel größer  |
| Externe terrestrische Strahlung                     | 0.48        | 0.3-1   | ortsabhängig größer  |
| Ingestion   | 0.29        | 0.2-1   |  |
| Kosmische Strahlung                                 | 0.39        | 0.3-1   | Dosis nimmt mit der Höhe über NN zu  |
| Gesamt  | 2.4         | 1-13  | einige Bevölkerungsgruppen erreichen 10-20 mSv/a   |
| <b>Quellen zivilisatorischer Strahlenexposition</b> |             |   |  |
| Medizinische Diagnose (keine Therapie)              | 0.6         | 0-10 x  | Das Mittel schwankt je nach medizinischem Versorgungsstandard zwischen 0.03-2.0 mSv/a  |
| Fallout von Kernwaffenversuchen                     | 0.005       | höhere Dosen nahe der Testgebiete   | Das Mittel fällt seit 1963 von 0.11 mSv/a  |
| Berufliche Strahlenexposition                       | 0.005       | ~0-20   | Der Mittelwert aller beruflich strahlenexponierten Personen 0.7 mSv/a  |
| Tschernobyl-Unfall                                  | 0.002       | 1986 lag das Mittel für 300.000 Rettungskräfte bei nahezu 150 mSv/a. 350.000 Personen erhielten Dosen größer 10 mSv/a | Der Mittelwert der Nordhalbkugel sinkt seit 1986 von 0.04 mSv/a. Organdosen der Schilddrüse waren sehr viel größer.                            |
| Emissionen aus Kernkraftwerken                      | 0.0002      | Dosen können auf 0.02 mSv/a für Bevölkerungsgruppen im Umkreis von 1 km von Kernkraftwerken steigen                   |  |
| Gesamt  | 0.6         | 0-10 x  | Die individuelle Dosis hängt hauptsächlich von medizinischer Behandlung, beruflicher Exposition und Entfernung zu Unfall- und Testgebieten ab. |

**Tabelle 1.2.:** Daten zur Verteilung der weltweiten, mittleren, effektiven Dosis  $E$  ionisierender Strahlungen mit Erläuterungen nach [UNS08].



**Abbildung 1.1.:** Radonkarte Deutschlands aus [BfS10]: Bis September 2003 durchgeführte Messungen an 2346 Messorten jeweils einen Meter unter der Erdoberfläche.

Zerfallsreihen mit Halbwertszeiten angegeben.  $^{222}\text{Rn}$  kommt aufgrund seiner vergleichsweise langen Halbwertszeit von 3,835 Tagen die größte Bedeutung bezüglich der Strahlenexposition zu. Seine Halbwertszeit reicht aus, um aus den Bodenporen an die Oberfläche zu diffundieren und in die Luft austreten zu können. Die Freisetzung der Emanationen aus Oberflächen in die Atmosphäre wird Exhalation genannt. Die Radonexhalationsrate ist die Radonaktivität, die aus einer Oberfläche pro Flächen- und Zeiteinheit austritt und wird in  $\text{Bq}\cdot\text{m}^2\cdot\text{h}^{-1}$  angegeben. Eine mathematische Beschreibung für Exhalation und Emanation aus Diffusionsgleichungen (Fick'sches Gesetz) für radioaktive Gase im eindimensionalen Fall findet sich in [Hof04]. Die Freisetzung des Radons in den Porenraum erfolgt überwiegend über die Rückstoßenergie, die beim Zerfall des Mutternuklids auf das Tochternuklid übertragen wird. In abgeschlossenen Volumina stellen sich Sättigungskonzentrationen für Radon ein.

## Gesundheitliche Aspekte der Radonexposition

Zerfällt Radon als gasförmiges Element in der Luft, werden die Schwermetalle Polonium, Wismut und Blei als Tochternuklide gebildet, die sich an Aerosole anlagern. Durch Inhalation von Radon und an Aerosole angelagerte Zerfallsprodukte des Radons gelangen die Nuklide in die Lunge. Insbesondere die Zerfallsprodukte mit kurzer Halbwertszeit zerfallen vollständig und die dichtionisierende, energiereiche Strahlung schädigt dort die Zellen. Im 16. Jahrhundert wurde zum ersten mal eine Häufung von Lungenerkrankungen bei Bergarbeitern beobachtet, die als Schneeberger Krankheit bezeichnet wurde. Anlässlich dieses wiederholt beobachteten Phänomens wurde der Zusammenhang zwischen Lungenkrebs und der Exposition gegenüber Radon in diversen Studien untersucht. Neben den Untersuchungen mit beruflich strahlenexponierten Personen wie Bergarbeitern, wurde das Lungenkrebsrisiko bei langjähriger Exposition in Wohnungen mit erhöhter Radonkonzentration erforscht. Laut der Veröffentlichungen [SSK00],[SSK05] und [WHO09] zeigen sich ein Anstieg des Lungenkrebsrisikos mit wachsender Radonaktivität und eine signifikante Risikoerhöhung ab einer Aktivitätskonzentration von  $100 \text{ Bq}/\text{m}^3$ , sowohl für Raucher als auch für Nichtraucher. Die Radoninkorporation wird, nach dem Rauchen, als zweitgrößter Risikofaktor für Lungenkrebs eingestuft.

## Messung von Radon

Exhaliertes Radon kann sich in Gebäuden, Höhlen oder Bergwerken anreichern, so dass dort erheblich größere Konzentrationen von Radon und seinen Zerfallsprodukten vorliegen als in der Außenluft. Auch in Quellwasser kann Radon gelöst sein und von dort in die Luft austreten.

Der bundesweite Jahresmittelwert der Radonaktivitätskonzentration in Wohnräumen beträgt ungefähr  $50 \text{ Bq/m}^3$ . Während die Mehrzahl der Messwerte unter diesem Wert liegt, kommen auch Häuser mit einigen Tausend Becquerel pro Kubikmeter vor [BMU10]. Für die Radonkonzentration in Gebäuden gibt es regionale Unterschiede, die durch Geologie und Tektonik des Baugrundes bedingt sind. Über regionale Unterschiede der Radonbodenkonzentration gibt Abbildung 1.1 Auskunft. Zudem sind die Dichtigkeit des Hauses gegenüber dem Baugrund, die Bauweise des Gebäudes (Kamineffekte im Gebäude), sowie gegebenenfalls die Verwendung von Baumaterialien mit erhöhter Radium- oder Thoriumkonzentration und das individuelle Lüftungsverhalten der Bewohner für die Höhe der Radonkonzentration in einem Gebäude entscheidend.

Es gibt zahlreiche Methoden zur Messung der Radonaktivitätskonzentration in der Luft. Eine Übersicht über die derzeit existierenden Verfahren ist in [SSK02] gegeben. Die hier genannten Verfahren unterscheiden sich hinsichtlich ihrer möglichen Nachweisgrenzen. Eine Vieldraht-Ionisationskammer im Impulsbetrieb, die gleichzeitig zur Spektrometrie, also zur Energiebestimmung der gemessenen  $\alpha$ -Teilchen genutzt werden kann, oder Kammern mit elektrostatischer Abscheidung und Oberflächensperrschichtzählern zeichnen sich durch kleine Nachweisgrenzen von  $5 \text{ Bq/m}^3$  bei Kammervolumina von 1 l und Messzeiten von 3 h aus. Der Vorteil von Aktivkohlesammlern liegt darin, dass es sich dabei um ein passives Messverfahren handelt, was bedeutet, dass am Messort keine Stromversorgung benötigt wird. Das Aktivkohle-Röhrchen oder die Aktivkohle-Dose wird nach der Exposition mit einem Flüssigszintillationszähler oder einem  $\gamma$ -Spektrometer (meistens ein Germaniumdetektor) ausgewertet. Diffusionskammern mit Kernspur- oder Elektretdetektor eignen sich für Langzeitmessungen, die zur Abschätzung

mittlerer Dosen herangezogen werden.

Anhand der vorangegangenen Betrachtungen zeigt sich, dass Radonmessungen eine wichtige Grundlage bei der Bewertung des Strahlenrisikos sind. Für die Erstellung der vorliegenden Arbeit wurde daher eine Nachweisapparatur für Radon aufgebaut, dessen Prinzip am Institut für Kernphysik der Westfälischen-Wilhelms-Universität im Rahmen einer Dissertation entwickelt wurde und in [Net94] beschrieben ist.

Der Aufbau wurde neu konzipiert mit der Intention, ihn für das kernphysikalische Praktikum des Studiengangs “Scientific Instrumentation“ zur Verfügung zu stellen, um hier einen besonders praxisbezogenen Versuch zu integrieren.

Der Nachweis des Radons findet über  $\alpha$ -Spektrometrie mit Hilfe eines Oberflächensperrschichtzählers statt. Das Radon wird in einem der Spektrometrie vorgeschalteten Anreicherungsverfahren für die Messung aufbereitet. Bei der Extraktion des Radons aus der Luft macht man sich verschiedene physikalische Eigenschaften der Bestandteile der Luft zu Nutze. Eine genaue Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in Kapitel 3. Neben dem Radonnachweis ist der Messstand so geplant und angelegt worden, dass sich auch feste Proben von  $\alpha$ -Quellen untersuchen lassen.

In [Wut06] ist der prozentuale Stoffmengenanteil für Radon in trockener Luft mit einem Volumenanteil an Wasserdampf von bis zu 2,3 % mit  $7 \cdot 10^{-18} \%$ , die Dichte von Luft im Normzustand mit  $1,2924 \text{ kg/m}^3$  und die mittlere molare Masse mit  $28,968 \text{ g/mol}$  angegeben. Unter Berücksichtigung des Isotopenverhältnisses für Radon, welches nach [Rada] zu 90% aus  $^{222}\text{Rn}$  besteht, enthält dann ein  $\text{m}^3$  Luft bei Normbedingungen  $2,81 \cdot 10^{-18} \text{ mol } ^{222}\text{Rn}$ , also  $1,7 \cdot 10^6$  Atome  $^{222}\text{Rn}$ . Dies entspricht, wie man in Abschnitt 2.1.1 sehen wird, einer Aktivitätskonzentration von  $3,55 \text{ Bq/m}^3$ . Dieser Wert entspricht dem natürlichen Untergrund. Das Ziel ist es, den Aufbau mit einer Nachweisgrenze in diesem Bereich betreiben zu können, um eine leichte Erhöhung gegenüber diesem Wert messen zu können.



## 1.4. Dosimetrie

In diesem Abschnitt werden die Definitionen der durch Strahlenexposition hervorgerufenen Strahlendosen genannt. Man unterscheidet zwischen operativen Größen, das sind die physikalisch messbaren Größen, und Schutzgrößen. Schutzgrößen werden im Strahlenschutz angewendet, um das Strahlenrisiko abzuschätzen. Sie sind nicht messbar, sondern werden durch Rechnung aus den operativen Größen abgeleitet.

### 1.4.1. Physikalische Dosisgrößen

Die Strahlenwirkung beruht auf der Absorption von Strahlungsenergie. Die wichtigste Dosisgröße ist damit die **Energiedosis**  $D$ , sie entspricht der pro Masseelement  $dm$  absorbierten Energie  $dE_{\text{abs}}$  und ist proportional zur biologischen Wirkung [Kri09].

$$D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE_{\text{abs}}}{dV} \quad (1.1)$$

Unter der **Ionendosis**  $J$  versteht man die durch ionisierende Strahlung erzeugte elektrische Ladung  $dQ$  eines Vorzeichens pro Masse eines bestrahlten Gases.

$$J = \frac{dQ}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dQ}{dV} \quad (1.2)$$

Bei der Wechselwirkung von Photonen kommt es zur Umwandlung von Photonenenergie in Bewegungsenergie, d. h. zum Energieübertrag von Photonen auf geladenen Sekundärteilchen. Dieser Energieübertrag  $dE_{\text{trans}}$  pro Masse  $dm$  entspricht der dosimetrischen Messgröße **Kerma**  $K$  (***K**inetic **E**nergy **R**elaxed per unit **M**ass*).

$$K = \frac{dE_{\text{trans}}}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE_{\text{trans}}}{dV} \quad (1.3)$$

Ionendosis und Kerma sind aus messtechnischen Gründen leichter zugänglich als die Energiedosis. Beide sind ein Maß für die Energiedosis. Durch differenzieren der physikalischen Dosisgrößen nach der Zeit erhält man die entsprechenden Dosisleistungen. Die Einheiten der Dosen und Dosisleistungen sind in Tabelle 1.3 aufgeführt.

| Dosisgröße           | Zeichen   | SI-Einheit     |
|----------------------|-----------|----------------|
| Energiedosis         | $D$       | J/kg=Gy(Gray)  |
| Ionendosis           | $J$       | C/kg           |
| Kerma                | $K$       | J/kg=Gy(Gray)  |
| Dosisleistungen      | Zeichen   | SI-Einheit     |
| Energiedosisleistung | $\dot{E}$ | Watt/kg        |
| Ionendosisleistung   | $\dot{J}$ | A/kg=C/(s· kg) |
| Kermaleistung        | $\dot{K}$ | Watt/kg        |

**Tabelle 1.3.:** Einheiten und Zeichen der physikalischen Dosisgrößen nach [Kri09].

### 1.4.2. Dosisgrößen des Strahlenschutzes

Die Dosisgrößen des Strahlenschutzes berücksichtigen die unterschiedliche Wirkung der verschiedenen Strahlungsarten. Man unterscheidet die Strahlungsarten danach, ob die Strahlungsenergie auf kurzen (dicht ionisierende Strahlung, z. B.  $\alpha$ -Strahlung) oder längeren Wegstrecken (locker ionisierende Strahlung, z. B. Photonen) absorbiert wird. Die Dosisgröße, die die Art der Strahlung berücksichtigt, wird **Äquivalentdosis**  $H$  genannt. Sie wird durch

$$H = Q \cdot D \quad (1.4)$$

berechnet<sup>2</sup>. Der strahlungsabhängige Qualitätsfaktor  $Q$  ist dimensionslos und hat für  $\gamma$ -Strahlung per Definition den Wert 1. Der Wert des Qualitätsfaktors  $Q$  wird durch das unbeschränkte lineare Energieübertragungsvermögen in Wasser festgelegt und ist nur für die Äquivalentdosis definiert. Ihm entspricht der Strahlungs-Wichtungsfaktor  $w_R$  in der folgenden Definition der Organdosis. Um die Äquivalentdosis von der Energiedosis unterscheiden zu können, wurde eine eigene

<sup>2</sup>nach §3 der Strahlenschutzverordnung[Str01]: Produkt aus der Energiedosis (absorbierte Dosis) im ICRU-Weichteilgewebe und dem Qualitätsfaktor der Veröffentlichung Nr.51 der *International Commission on Radiation Units and Measurements*(ICRU). Das ICRU-Weichteilgewebe ist gewebeäquivalentes Material der Dichte 1 g/cm<sup>3</sup> mit der Zusammensetzung: 76,2% Sauerstoff, 11,1% Kohlenstoff, 10,1% Wasserstoff und 2,6% Stickstoff.

| Strahlungsart und Energiebereich                  |                     | $w_R$ |
|---|---------------------|-------|
| Photonen, alle Energien                           |                     | 1     |
| Elektronen und Myonen, alle Energien              |                     | 1     |
| Neutronen, Energie                                | < 10 keV            | 5     |
|   | 10 keV bis 100 keV  | 10    |
|   | > 100 keV bis 2 MeV | 20    |
|   | > 2 MeV bis 20 MeV  | 10    |
|   | > 20 MeV            | 5     |
| Protonen, außer Rückstoßprotonen                  | > 2 MeV             | 5     |
| $\alpha$ -Teilchen, Spaltfragmente, schwere Kerne |                     | 20    |

**Tabelle 1.4.:** Strahlungs-Wichtungsfaktoren  $w_R$  (nach [Str01])

SI-Einheit mit dem Namen *Sievert* (Sv) eingeführt:  $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg}$ . Bei unterschiedlichen Strahlungsarten  $i$  ist:

$$H_{\text{ges}} = \sum_i H_i = \sum_i (Q_i \cdot D_i) \quad (1.5)$$

Die **Organdosis**  $H_{T,R}$  ist nach [Str01] definiert als Produkt aus der mittleren Energiedosis  $D_{T,R}$  in einem Organ, Gewebe oder Körperteil und dem Strahlungs-Wichtungsfaktor, der für die unterschiedlichen Strahlungsarten in Tabelle 1.4 aufgeführt ist:

$$H_{T,R} = w_R \cdot D_{T,R} \quad (1.6)$$

Beim Vorliegen mehrerer Strahlungsarten und -energien gilt analog zur Äquivalentdosis

$$H_T = \sum_R H_{T,R} = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (1.7)$$

Da der menschliche Körper aus verschiedenen Organen und Geweben aufgebaut ist, ist die Strahlenempfindlichkeit der unterschiedlichen Gewebe bei der Abschätzung des Strahlenrisikos zu berücksichtigen. Die **effektive Dosis**  $E$  trägt diesem Rechnung. Die Organdosen  $H_T$  werden mit zugehörigen Gewebe-Wichtungsfaktoren  $w_T$  multipliziert:

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \quad (1.8)$$

Die Einheiten für Organdosis und effektive Dosis sind ebenfalls das *Sievert*. Die Gewebe-Wichtungsfaktoren  $w_T$  sind von der *International Commission on Radiological Protection* (ICRP) vorgeschlagen und sind deren Veröffentlichung Nr. 60 oder der Strahlenschutzverordnung [Str01] zu entnehmen.

## 2. Theoretische Grundlagen und Spektrometrie mit Halbleiterdetektoren

Die Analyse radioaktiver Nuklide im Rahmen dieser Diplomarbeit findet im wesentlichen über  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Strahlung statt. Während man bei  $\alpha$ -Strahlung tatsächlich von einem Zerfall des instabilen Atomkerns sprechen kann, bei dem ein Heliumatomkern ausgesendet wird, tritt  $\gamma$ -Strahlung bei der Abregung eines angeregten Kernzustandes in einen energetisch günstigeren oder in den Grundzustand auf. Angeregte Kernzustände treten häufig im Anschluss an einen radioaktiven  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfall auf. Zum Nachweis dieser unterschiedlichen Strahlungsarten werden Detektoren genutzt, die die Wechselwirkungsprozesse der Strahlung mit dem Detektor ausnutzt. In der vorliegenden Arbeit wurde mit Halbleiterdetektoren gearbeitet, die wegen ihrer guten Energieauflösung im Vergleich zu anderen Detektoren für spektrometrische Zwecke besonders geeignet sind. In diesem Kapitel werden daher zunächst der radioaktive Zerfall und anschließend die Wechselwirkungen der Strahlung mit dem Detektor beschrieben.

### 2.1. Aktivität

#### 2.1.1. Das Zerfallsgesetz

Die Eigenschaft eines Atomkerns, sich spontan unter Energieabgabe umzuwandeln, wird Radioaktivität genannt. Radioaktive Kerne liegen also in einem instabilen Zu-

stand vor. Die Kerne können sich zum einen im Grundzustand befinden und sich durch Teilchenemission in andere Kerne umwandeln. Bei diesen Kernumwandlungen unterscheidet man zwischen  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfall. Zum anderen können sich Kerne in angeregten Zuständen befinden und durch elektromagnetische Wechselwirkung unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung über ein oder mehrere Schritte in den Grundzustand übergehen. Geht ein radioaktiver Kern in einen stabilen Tochterkern über, spricht man von mononuklearem Zerfall. Der Tochterkern kann allerdings wiederum instabil sein. Alle Elemente mit ihren stabilen und instabilen Isotopen können in Nuklidkarten dargestellt werden, bei denen die Protonenzahl auf der Ordinate und die Neutronenzahl auf der Abzisse eingetragen wird. Die bekannteste dieser Darstellungen ist die *Karlsruher Nuklidkarte*. Hier finden sich auch Aussagen über Art und Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls, Isotopenhäufigkeiten und Halbwertszeiten.

Die genaue Anzahl der Atomkerne einer radioaktiven Substanz ist in den meisten Fällen nicht messbar. Demnach wird die Umwandlungsrate oder Aktivität  $A$  ermittelt. Die Aktivität ist proportional zu der Atomanzahl  $N$  und gibt die Anzahl der sich je Zeiteinheit umwandelnden Atomkerne  $-\frac{dN}{dt}$  eines radioaktiven Nuklids an.

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) \quad (2.1)$$

Auch die Aktivität wird meist über einen ihr proportionalen Messeffekt, z.B. ein elektrisches oder optisches Signal, das im jeweiligen Detektor erzeugt wird, bestimmt. Da es bei einer radioaktiven Umwandlung zur Emission mehrerer Teilchen oder Quanten kommen kann, stimmt die Aktivität faktisch nicht mit der, von einer radioaktiven Strahlungsquelle pro Zeiteinheit ausgesandten, Teilchenzahl überein. Der Proportionalitätsfaktor in Gleichung 2.1 wird auch Zerfallskonstante  $\lambda$  genannt, nach Separation der Variablen und Integration auf beiden Seiten erhält man mit  $N(t=0) = N_0$  das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

und mit  $A(t=0) = A_0 = \lambda N_0$

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.3)$$

Die Einheit der Aktivität  $A$  ist das Becquerel ( $1 \text{ Bq} = 1 \text{ Zerfall/s}$ ). Aktivitäten werden häufig auf eine Masse  $m$  oder ein Volumen  $V$  bezogen und man spricht von der spezifischen Aktivität

$$a = \frac{A}{m} \quad \text{angegeben in} \quad \frac{\text{Bq}}{\text{kg}} \quad (2.4)$$

und der Aktivitätskonzentration

$$C_A = \frac{A}{V} \quad \text{angegeben in} \quad \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}. \quad (2.5)$$

Der Zusammenhang zwischen der Zerfallskonstanten  $\lambda$  und der häufiger angegebenen Halbwertszeit  $t_{1/2}$  eines radioaktiven Nuklids ist gegeben durch

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}. \quad (2.6)$$

### 2.1.2. Emissionswahrscheinlichkeiten

Wie in Abschnitt 2.1.1 erwähnt, kann es durch eine radioaktive Umwandlung zur Aussendung unterschiedlicher Teilchen kommen. Die Energie der emittierten  $\alpha$ -Teilchen kann variieren, je nachdem, ob der Tochterkern den Grundzustand oder einen angeregten Zustand einnimmt. Ebenso können die Energien anschließend ausgesandter  $\gamma$ -Quanten unterschiedliche Werte annehmen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der bei einem radioaktiven Zerfall von allen möglichen Teilchen, ein Teilchen mit einer bestimmten Energie ausgesendet wird, ist in empirischen Datenbanken aufgenommen.

Emissionswahrscheinlichkeiten für  $\alpha$ -,  $\beta^+$ - und  $\beta^-$ -Teilchen und Photonen bestimmter Energien beziehen sich auf jeweils einen Zerfall eines Mutternuklids. Kann ein Nuklid also auf unterschiedliche Arten zerfallen, sind diese unterschiedliche Möglichkeiten eines Zerfalls schon in den angegebenen Werten berücksichtigt.

Um von einem  $\alpha$ - oder  $\gamma$ -Spektrum, bei dem eine Linie einer bestimmten Energie ausgewertet wird, auf die Aktivität schließen zu können, muss also entsprechend der Emissionswahrscheinlichkeit auf 100 % Gesamtwahrscheinlichkeit hochgerechnet werden. Die Emissionswahrscheinlichkeiten werden im folgenden mit  $P_\alpha$  und  $P_\gamma$  bezeichnet und werden in Prozent angegeben.

Sämtliche für die Auswertung benötigten Werte wurden der Datenbank "Nudat 2.5" des *BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY* [NNDC] entnommen.

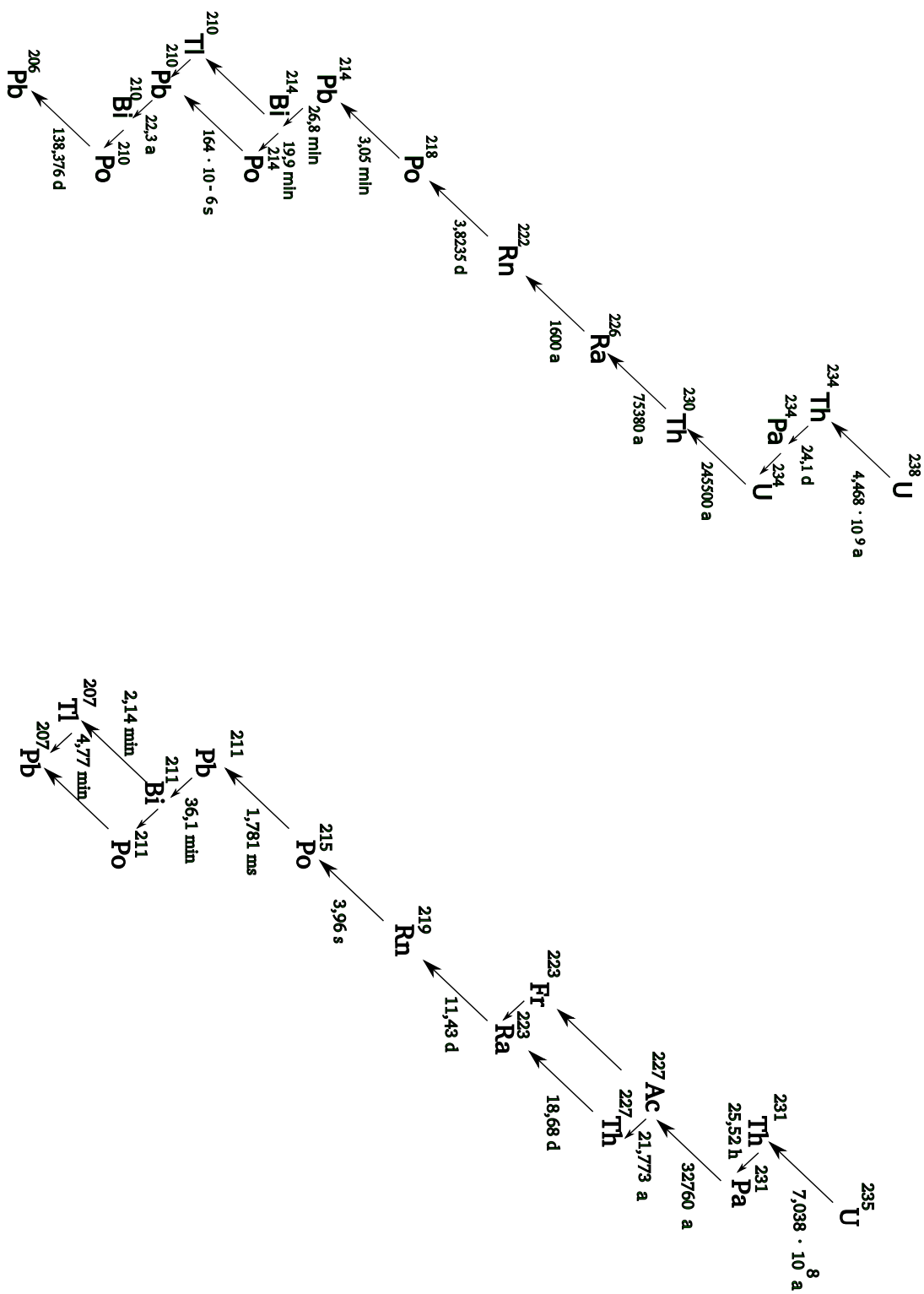


Abbildung 2.1.: Darstellungen der Uran-Radium-Zerfallsreihe (links) und der Uran-Actinium-Reihe (rechts).



## 2.2. Radioaktive Gleichgewichte

Radioaktive Nuklide können neben dem in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen mononuklearen Zerfall auch wieder in ein instabiles Nuklid zerfallen. Dies ist z.B. bei den natürlichen Zerfallsreihen der Fall.

So finden in der Uran-Radium-Reihe nacheinander 14 Zerfälle von  $^{238}\text{U}$  bis zum stabilen  $^{206}\text{Pb}$  mit ihren jeweiligen Zerfallskonstanten statt.

Ist ein Kern sowohl  $\alpha$ - als auch  $\beta$ -instabil, können in einer Zerfallsreihe Verzweigungen auftreten, wie in Abbildung 2.1, der Darstellung der Uran-Zerfallsreihen zu sehen ist. In der Regel überwiegt allerdings eine Art des Zerfalls deutlich.

Sind die Aktivitäten der einzelnen Zerfallsprodukte zu einer bestimmten Zeit  $t$  gesucht, betrachtet man zunächst die Anzahlen  $N_i$  der instabilen Kerne:

$$N_1 \xrightarrow{\lambda_1} N_2 \xrightarrow{\lambda_2} N_3 \xrightarrow{\lambda_3} \dots N_k$$

Die zeitliche Änderung von  $N_i$  ist gegeben durch

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1}N_{i-1} - \lambda_i N_i \quad (2.7)$$

wobei  $\lambda_{i-1}N_{i-1}$  der Zuwachsrates und  $-\lambda_i N_i$  der Zerfallsrate des  $i$ -ten Gliedes der Zerfallskette entspricht. Dieses System von Differentialgleichungen kann durch folgenden Ansatz gelöst werden [MK94]:

$$\begin{aligned} N_1 &= C_{11}e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 &= C_{21}e^{-\lambda_1 t} + C_{22}e^{-\lambda_2 t} \\ &\dots \\ N_k &= C_{k1}e^{-\lambda_1 t} + \dots + C_{kk}e^{-\lambda_k t} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Für die Koeffizienten mit  $i \neq j$  findet man die Rekursionsformel

$$C_{ij} = C_{(i-1,j)} \cdot \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j}. \quad (2.9)$$

Die Koeffizienten mit  $i = j$  ergeben sich aus den Anfangsbedingungen für  $t = 0$

$$N_{0i} = C_{i1} + C_{i2} + \cdots + C_{ii}. \quad (2.10)$$

Für  $N_2(t)$  erhält man eine inhomogene lineare Differentialgleichung 1. Ordnung

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 - \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t} = 0$$

die durch

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

unter der Annahme, dass  $N_{02} = N_2(t = 0) = 0$  gelöst wird. Nach Multiplikation von  $\lambda_2$  erhält man für die Aktivität:

$$A_2(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.11)$$

Für  $\lambda_1 = \lambda_2$  kann diese Gleichung nicht angewendet werden. In diesem Fall erhält man nach [SE62]:

$$A_2(t) = A_{01} \frac{t}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 t}. \quad (2.12)$$

Durch einsetzen von  $A_1(t) = A_{01} e^{-\lambda_1 t}$  ergibt sich aus Gleichung 2.11:

$$A_2(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1(t) (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}). \quad (2.13)$$

Bleiben die Aktivitäten von Mutternuklid und Tochternuklid zeitlich konstant, spricht man von einem radioaktiven Gleichgewicht. Die Bedingung hierfür ist  $(1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) \rightarrow 1$ . Ein radioaktives Gleichgewicht kann sich einstellen, wenn die Zerfallskonstante des Ausgangsnuklids kleiner ist als die Zerfallskonstante des Folgeproduktes.

### Säkulares Gleichgewicht

Man spricht von einem säkularen Gleichgewicht, wenn für die Halbwertszeiten gilt:  $t_{1/2}^1 \gg t_{1/2}^2$ , wenn also  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ . Für hinreichend große Zeiten wird aus Gleichung 2.13

$$A_2(t) = A_1(t) \quad \text{mit} \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \xrightarrow{\lambda_2 \gg \lambda_1} 1 \quad (2.14)$$

Die Aktivitäten von Mutter und Tochter im säkularen Gleichgewicht sind gleich und die Atomzahlen von Mutter- und Tochtersubstanz verhalten sich wie die Halbwertszeiten, da aus Gleichung 2.14 mit Gleichung 2.1 und Gleichung 2.6:

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{t_{1/2}^2}{t_{1/2}^1} \quad (2.15)$$

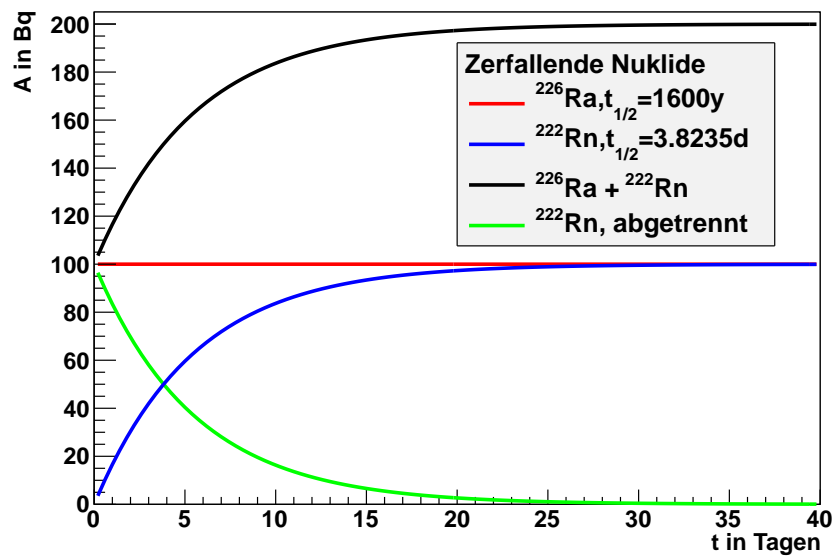
folgt.

Eine graphische Darstellung des Zerfalls



ist in Abbildung 2.2 gezeigt.  $^{226}\text{Ra}$  zerfällt nach Gleichung 2.3 und es wird von einer Anfangsaktivität  $A_0$  von 100 Bq ausgegangen. Der Verlauf der Kurve für  $^{222}\text{Rn}$  entspricht der Gleichung 2.13. Ebenfalls ist der Verlauf der Aktivität einer Radonquelle mit der Anfangsaktivität 100 Bq -wie sie entstehen würde, wenn man das gesamte Radon aus dem vorliegenden Gleichgewicht abtrennte- die also nicht mit Radium im radioaktiven Gleichgewicht steht, sowie die Summe der Aktivitäten von  $^{226}\text{Ra}$  und  $^{222}\text{Rn}$  im Gleichgewicht gezeigt. Dieses Gleichgewicht ist für die Bestimmung der Aktivität der Kalibrationsquelle, die in Abschnitt 3.2.3 beschrieben werden wird, von entscheidender Bedeutung und wurde daher als Beispiel für das säkulare Gleichgewicht angegeben. Das Gleichgewicht stellt sich innerhalb von 30 Tagen ein. Hier wird deutlich, dass die Aktivität von Radium als quasi konstant angesehen werden kann, demnach eine gleichmäßige Nacherzeugung für Radon vorliegt. Die Radonaktivität nimmt exponentiell mit der Zeit zu.

Diese Art des radioaktiven Gleichgewichtes ist besonders wichtig, da solche Gleichgewichte in den natürlichen Zerfallsreihen vorliegen. Gehen aus einem sehr langlebigen



**Abbildung 2.2.:** Zeitlicher Verlauf der Aktivitäten bei Einstellung eines säkularen Gleichgewichtes zwischen Radium und Radon im Zeitraum eines Monats. Durch die große Halbwertszeit des Radiums kann die Aktivität des Radiums und die Aktivität des Radons im Gleichgewicht als konstant angesehen werden, dabei sind die Aktivitäten sind gleich groß.

Mutternuklid nacheinander mehrere vergleichsweise kurzlebige Nuklide hervor, wie es in den natürlichen Zerfallsreihen der Fall ist, bildet sich ein mehrfaches säkulares Gleichgewicht aus und die Geschwindigkeit, mit der sich das Gleichgewicht für die ganze Reihe einstellt, wird durch das Nuklid mit der längsten Halbwertszeit bestimmt [Sto05].

Bei Aktivitätsbestimmungen von Umweltproben, die auf der Einstellung eines solchen Gleichgewichtes beruhen, müssen Überlegungen bezüglich der Störung des Gleichgewichtes durch biologische oder chemische Prozesse angestellt werden. Ebenso muss berücksichtigt werden, dass Radon als Edelgas unter Normalbedingungen gasförmig vorliegt. Es kommt also, wie schon in Abschnitt 1.3 erwähnt, zu Emanation von Radon, so dass in den natürlichen Zerfallsreihen aus diesem Grund die Aktivitäten je nach Emanationsrate trotz säkularem Gleichgewicht nicht übereinstimmen. Genauere Überlegungen hierzu werden ebenfalls in Abschnitt 3.2.3 bei der Berechnung der Radonaktivität der Kalibrierungsquelle angestellt.

### Transientes Gleichgewicht

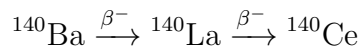
Von einem transienten Gleichgewicht spricht man im Fall von  $t_{1/2}^1 > t_{1/2}^2$ , bzw.  $\lambda_2 < \lambda_1$ . Die Abnahme der Aktivität des Mutternuklides kann in diesem Fall nicht mehr vernachlässigt werden. Ist die Gleichgewichtsbedingung in Gleichung 2.13 erfüllt, ist also die verstrichene Zeit genügend groß, so dass  $(1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) \rightarrow 1$ , gilt:

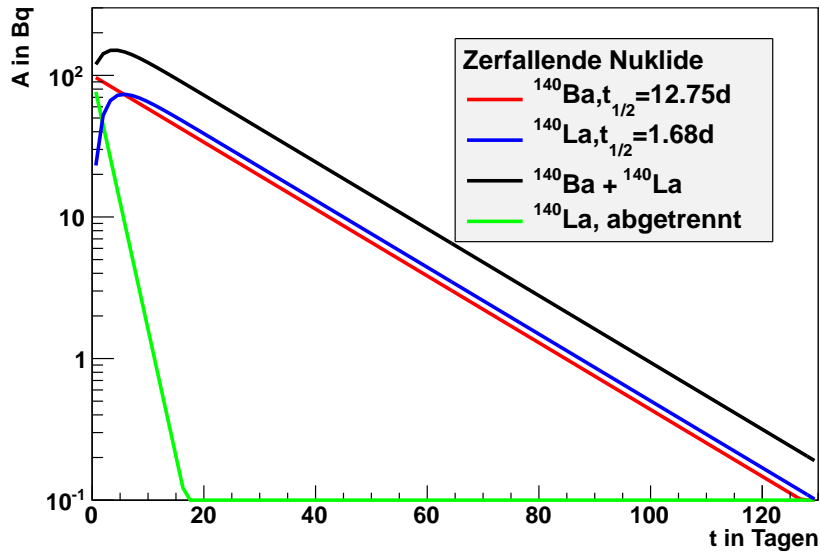
$$A_2(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1(t) \quad (2.16)$$

Im transienten Gleichgewicht ist das Verhältnis der Aktivitäten von Mutter- und Tochternuklid zwar konstant aber die Aktivität des Tochternuklids ist größer als die Aktivität des Mutternuklids. Das Verhältnis  $\frac{A_2(t)}{A_1(t)}$  wird durch den Faktor  $\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$  bestimmt. Mit Gleichung 2.1 und Gleichung 2.6 wird aus Gleichung 2.16:

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{t_{1/2}^2}{t_{1/2}^1 - t_{1/2}^2} \quad (2.17)$$

Als Beispiel dient der Zerfall



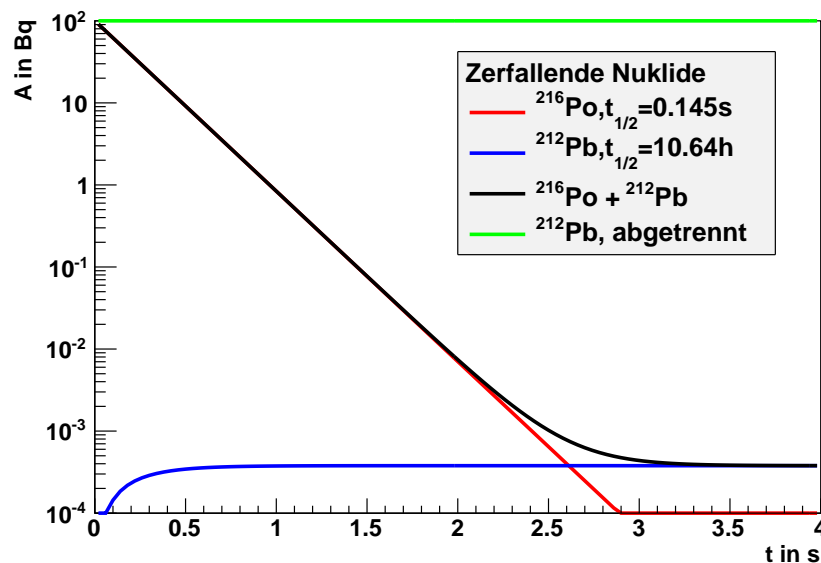


**Abbildung 2.3.:** Zeitlicher Verlauf der Aktivitäten bei Einstellung eines transienten Gleichgewichtes zwischen Barium und Lanthan. Die Einstellung des Gleichgewichtes ist nach ca. 17 Tagen erfolgt, danach zerfällt Lanthan im Gleichgewicht mit der Halbwertszeit des Bariums. Die Aktivität von Lanthan ist größer als die des Bariums.

, welcher in Abbildung 2.3 dargestellt ist. Für die Aktivität, bei der wiederum von einer Anfangsaktivität  $A_0$  von 100 Bq ausgegangen wird ist, die logarithmische Darstellung gewählt. Die Nacherzeugung von Lanthan erfolgt durch das exponentiell abklingende Barium. Die Lanthan-Aktivität durchläuft ein Maximum und klingt dann mit der Halbwertszeit des Bariums ab. Die Gleichgewichtseinstellung erfolgt nach 10 Halbwertszeiten des Tochternuklids. Analog zu Abbildung 2.2 ist der zeitliche Verlauf für reines Lanthan mit einer Anfangsaktivität von 100 Bq gezeigt.

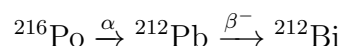
### Umwandlung ohne Gleichgewichtseinstellung

Ist  $t_{1/2}^1 < t_{1/2}^2$ , bzw.  $\lambda_2 > \lambda_1$ , so stellt sich kein Gleichgewicht ein. Nach Gleichung 2.13 kann das Verhältnis der Aktivitäten nicht konstant werden, da der Exponenti-



**Abbildung 2.4.:** Keine Gleichgewichtseinstellung zwischen Polonium und Blei: die Aktivität von Polonium sinkt innerhalb kurzer Zeit auf Null, d.h. das Polonium ist schnell in Blei umgewandelt. Durch die größere Halbwertszeit (also kleinere Zerfallskonstante) nimmt die Aktivität von Blei nur einen Bruchteil des Wertes der Aktivität von Polonium an und sinkt dann mit seiner eigenen Halbwertszeit.

alterm in diesem Fall nicht konvergiert. Dieser Fall ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Es ist der zeitliche Verlauf des Zerfalls



als Teil der Thorium-Reihe gezeigt.

## 2.3. Funktionsweise und Kenngrößen von Halbleiterdetektoren

Aufgrund der besonders guten Energieauflösung - begründet durch die Dichte des Festkörpermateri als Teil der Thorium-Reihe gezeigt.

Grundlegend muß unterschieden werden zwischen dem Nachweis geladener Teilchen, wie bei der  $\alpha$ -Strahlung und dem Nachweis ungeladener Teilchen wie Photonen. Sie werden indirekt über sekundäre Teilchen nachgewiesen werden, da sie über Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung freie Elektronen bzw. Elektron-Positron-Paare erzeugen [Pov09].

In dem aufgebauten Messstand zur  $\alpha$ -Spektrometrie wird ein Silizium-Oberflächensperrschichtzähler verwendet, bei der  $\gamma$ -Spektrometrie des Dinosaurierknochens wird ein *High Purity Germanium*-Detektor (HPGe-Detektor) eingesetzt.

### 2.3.1. Halbleiterdetektoren

Im Folgenden wird das Funktionsprinzip und die wichtigsten Eigenschaften von Halbleiterdetektoren erklärt. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [Leo87]. Halbleiterdetektoren arbeiten nach dem Prinzip einer Festkörperionisationskammer, d.h. ionisierende Strahlung fällt ein, erzeugt Elektron-Loch-Paare und die so entstehenden Ladungen müssen vor der Rekombination an den Feldgrenzen des äußeren elektrischen Feldes gesammelt werden.

Um die Eigenschaften des Halbleiters zu optimieren nutzt man dotierte Halbleiter. n-Halbleiter sind mit Atomen mit fünf Valenzelektronen dotiert, verfügen also über zusätzliche Elektronen, während p-Halbleiter, die mit Atomen mit drei Valenzelektronen dotiert sind, zusätzliche, Löcher aufweisen. Insgesamt bleibt der Halbleiter bei der Dotierung neutral, da neutrale Atome hinzugefügt werden.

Im Energieschema des Halbleiters erhält man bei der n-Dotierung besetzte Zustände unter dem Leitungsband und bei der p-Dotierung unbesetzte Zustände über dem Valenzband. In einem Bereich zwischen p- und n-dotiertem Halbleiter, dem sogenannten pn-Übergang, findet durch die Differenz der Konzentrationen von Elektronen und Löchern zunächst eine Diffusion der Löcher in das n-Gebiet und eine Diffusion der Elektronen in das p-Gebiet statt. Elektronen kombinieren auf beiden Seiten mit den Löchern, so dass beide Gebiete, die eingangs neutral waren, zusätzliche Ladungen erhalten. Dabei erhält das p-Gebiet die negative Ladung durch die zusätzlichen Elektronen und das n-Gebiet die positive Ladung durch die zusätzlichen Löcher.

Die Diffusion setzt sich so lange fort, bis sich die Potentialdifferenz und das, durch



die Raumladungen entstehende, elektrische Feld ausgleichen. In der Grenzschicht beider Raumladungen erhält man eine Verarmungszone, die quasi frei von beweglichen Ladungsträgern ist. Die Leitfähigkeit ist hier kleiner als in den angrenzenden Schichten. Diese Verarmungszone wird auch Sperrschicht genannt.

Ein solcher pn-Übergang zeigt Eigenschaften von Dioden. Beim Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrrichtung, d.h. negative Spannung an die p-Seite, positive Spannung an die n-Seite, vergrößert sich die Sperrschicht.

Werden durch ionisierende Strahlung Elektron-Loch-Paaren in dieser Sperrschicht erzeugt, werden diese Ladungen im elektrischen Feld zu den Elektroden hin beschleunigt und der Spannungsabfall der Sperrspannung ist ein messbares Signal. Die Größe der Sperrschicht legt damit das aktive Volumen zur Strahlungsmessung fest, denn nur hier ist das anliegende elektrische Feld aufgrund der geringen Leitfähigkeit groß genug, um die entstehenden Ladungsträger zu trennen, bevor diese rekombinieren können.

Da in beiden Versuchsteilen zur  $\alpha$ -Strahlung ein Oberflächensperrschichtzähler aus Silizium und im Versuchsteil zur  $\gamma$ -Spektroskopie ein Germaniumdetektor genutzt wird, sind die Eigenschaften von Silizium und Germanium, die für ihren Einsatz in Detektoren ausschlaggebend sind, in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die Bandlücke bzw. Breite der verbotenen Zone ist kleiner als die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares. Der Teil der deponierten Energie, der nicht für die Überwindung der Bandlücke benötigt wird, verwandelt sich in Anregung der Phononen, also Wärme, des Halbleiters.

pn-Übergänge in Halbleiterdetektoren sind meist unsymmetrisch, d.h. die Dotierungen sind unterschiedlich stark. Gilt die Relation  $N_A \gg N_D$  für die Akzeptor- und Donor-Verunreinigungskonzentrationen, so liegt die Verarmungszone nahezu vollständig auf der n-dotierten Seite. Mit der Kontakt- oder Diffusionsspannung  $U_D$ , die für Silizium bei Zimmertemperatur bei  $\approx 0,6 \text{ V}$  [Sto05] liegt, der von außen angelegten Spannung  $U_A$  und den in Tabelle 2.1 angegebenen Größen, läßt sich die Dicke der Sperrschicht über [Kle05]

$$d \simeq \sqrt{2\epsilon_0\epsilon_r\rho\mu(U_D + U_A)} \quad (2.18)$$

abschätzen. Bei planarer Geometrie kann man die für die Kapazität  $C$  des Detektors

$$C = \epsilon_0\epsilon_r \frac{A}{d} \quad (2.19)$$

|   | Si        | Ge        |
|---|-----------|-----------|
| Ordnungszahl $Z$  | 14        | 32        |
| Dichte $\varrho$ in $\text{kg}/\text{m}^3$  | 2300      | 5320      |
| Dielektrizitätszahl $\epsilon_r$  | 12        | 16,3      |
| Breite der verbotenen Zone in eV (bei 300 K)  | 1,11      | 0,66      |
| Mittlere Energie $\overline{W}_i$ je Ladungsträgerpaar in eV                                  | 3,65      | 2,95      |
| Elektronenbeweglichkeit $\mu_n$ in $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$       |           |           |
| bei 300 K   | 0,135     | 0,380     |
| bei 77 K  | 4         | 3,6       |
| Defektelektronenbeweglichkeit $\mu_p$ in $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ |           |           |
| bei 300 K   | 0,048     | 0,180     |
| bei 77 K  | 1,8       | 4,2       |
| Ladungsträgerlebensdauer $\tau$ in s  | $10^{-3}$ | $10^{-3}$ |
| spezifischer Widerstand $\rho$ bei Eigenleitung in $\Omega \cdot \text{m}$                    | 2300      | 0,47      |
| Fano-Faktor   | 0,1       | 0,1       |

**Tabelle 2.1.:** Eigenschaften von Silizium und Germanium nach [Sto05].

annehmen. Eine durch eine äußere Spannung angelegte verbreiterte Sperrschicht verringert die Kapazität des Detektors, was sich positiv auf das Rauschverhalten auswirkt [Leo87]. Ist das aktive Detektorvolumen groß genug, so dass die Teilchen hier vollständig gestoppt werden, ist die Anzahl der produzierten Ladungen proportional und damit der gemessene Spannungsimpuls proportional zu der Energie des Teilchens.

### **Oberflächensperrschichtzähler**

Die Sperrschicht entsteht hier durch den Kontakt zwischen Metall und Halbleiter (Schottky-Kontakt), der die gleichen Eigenschaften wie der pn-Übergang besitzt. Das Ionisierungsvolumen besteht aus einem n-dotierten Silizium-Einkristall, dessen Oberfläche zunächst geätzt wird, anschließend oxidiert und auf den die Elektroden beidseitig aufgedampft werden. Frontkontakt und Eintrittsfenster ist eine dünne Goldschicht, als Rückkontakt dient meist eine Aluminiumschicht. Bei angelegter Sperrspannung bildet sich auch hier eine Sperrschicht aus, die mit wachsender Spannung breiter wird. Ab einer bestimmten Sperrspannung breitet sich die Sperrschicht über die gesamte Siliziumschicht aus, so dass die Detektorschicht vollständig verarmt ist. Dann können auch Teilchen mit geringer kinetischer Energie in diesem Detektor nachgewiesen werden und es wird tatsächlich die gesamte Energie des Teilchens im Detektor deponiert und gemessen.

Die Bandlücke eines solchen Detektors liegt im Bereich der Photonenenergie sichtbaren Lichts (1,6-3,3 eV). Das dünne Eintrittsfenster wird von Umgebungslicht leicht durchdrungen und die Photonen wechselwirken im aktiven Volumen des Detektors. Daher ist es essentiell, den Detektor in einer lichtdichten Messkammer zu betreiben um kein Störsignal zu erhalten.

Die Lebensdauer eines derartigen Detektors ist begrenzt. Nach einer bestimmten Dosis einfallender Teilchen wird das Kristallgitter zerstört und der Zähler wird nach etwa  $10^7$  nachgewiesenen schweren Teilchen unbrauchbar [Bet08].

## HPGe-Detektoren

Wegen ihrer geringen Dicke sind Oberflächensperrschichtzähler zum Nachweis von  $\gamma$ -Quanten nicht geeignet. Um hierfür geeignete Detektorvolumina zu erhalten, nutzt man hochreine Germaniumkristalle, die als Detektor verwendet werden. Die Verunreinigungskonzentration bei diesen Detektoren ist kleiner als  $10^{10}$  Atome/cm<sup>3</sup> [CAN03]. Die Dicke der Sperrschicht hängt nach Gleichung 2.18 vom spezifischen Widerstand des Ausgangsmaterials und der Sperrspannung ab, welche begrenzt ist durch die Durchbruchspannung. Im Betrieb ist es daher unerlässlich, einen HPGe-Detektor auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs abzukühlen.

### 2.3.2. Kenngrößen von Detektoren

Im Allgemeinen hängt das Ansprechvermögen eines Detektors von der Art der ionisierenden Strahlung, dem Wirkungsquerschnitt für eine ionisierende Reaktion, dem Detektor und dessen Design, d.h. dem Material und Maße des Detektors, sowie dem Material, welches das aktive Volumen des Detektors umgibt, ab. Zudem bedingt das Eigenrauschen des Detektors, welches durch Leckstrom verursacht wird, das Ansprechvermögen.

Ist der Detektor dermaßen dimensioniert, dass Strahlungsteilchen gegebener Energie vollständig im aktiven Volumen gestoppt werden, erhält man pro Teilchen eine zur ursprünglichen Teilchenenergie proportionale Ladung in einer Sammelzeit  $t_s$ .

Dabei ist die mittlere Ionisierungsenergie  $\bar{W}_i$  größtenteils unabhängig vom Energiebetrag und der Art der Strahlung<sup>3</sup>, aber abhängig von der Temperatur<sup>4</sup>. Die gesammelten Ladungen werden durch nachgeschaltete Elektronik in einem Im-

---

<sup>3</sup>Die Strahlungsunabhängigkeit der mittleren Ionisierungsenergie ist nur bedingt gegeben. Daher ist es besser einen Detektor mit der Strahlung zu kalibrieren, die anschließend auch gemessen werden soll, für unterschiedliche Strahlungsarten kann es zum Impulshöhendefekt kommen [Kno00].

<sup>4</sup>Bei Silizium variiert der Wert zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares zwischen 3.62 eV bei 300 K und 3.76 eV bei 77 K [Kno00].

pulshöhenspektrum ausgegeben. Die verwendete Elektronik trägt zum Rauschen des Signals und damit zum Auflösungsvermögen des gesamten Versuchsaufbaus bei.

### Energieauflösung des Detektors

Zwischen der mittleren Anzahl der Ionisierungen  $I$ , der Strahlungsenergie  $E$  und der mittleren Energie pro Elektron-Loch-Paar  $\overline{W}_i$  besteht der Zusammenhang

$$I = \frac{E}{\overline{W}_i} \quad (2.20)$$

In der Poisson-Statistik ist das Auflösungsvermögen  $R$  einer statistischen Variable  $Z$  gegeben durch

$$R_Z = \frac{\text{FWHM}_Z}{Z} = 2\sqrt{2 \ln 2} \frac{\sigma_Z}{Z} \approx 2,35 \frac{\sigma_Z}{Z} = 2,35 \frac{\sqrt{Z}}{Z} \quad (2.21)$$

Für den Fall der mittleren Anzahl der Ionisierungen weicht die beobachtete statistische Varianz von der durch die Poisson-Statistik vorhergesagten statistischen Varianz ab und man definiert einen Korrekturfaktor, den Fano-Faktor, um diesen Effekt zu korrigieren:

$$F \equiv \frac{\sigma_{I, \text{beobachtet}}^2}{I} \quad (2.22)$$

Damit erhält man für die Energieauflösung  $R$  eines Detektors, die begrenzt ist durch die statistischen Schwankungen der erzeugten Ladungsträger:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F \overline{W}_i}{E}} \quad (2.23)$$

Für  $F$  von Silizium und Germanium gibt es in der Literatur unterschiedliche Werte, gerundete Werte beider sind in Tabelle 2.1 gegeben.

Nimmt man an, dass der Beitrag des elektronischen Rauschens (Leckstrom des Detektors, Rauschen der signalverarbeitenden Elektronik) unabhängig von der Energie der gemessenen Strahlung ist, lässt sich die Standardabweichung der gemessenen Energie schreiben als [Wei10b]

$$\Delta E = \sqrt{F \overline{W}_i E + (\Delta E_{\text{Elektronik}})^2} \quad (2.24)$$

## Totzeit

Detektorsysteme benötigen eine bestimmte Zeit, um einzelne Impulse zu verarbeiten. Diese Zeit wird Totzeit  $\tau$  genannt. Die Totzeit des gesamten Systems entspricht der Totzeit des Elements mit der größten Totzeit. Die Totzeit des Detektors selbst ist begrenzt durch die Sammelzeit  $t_s$ , während die Totzeit des Mehrkanalanalysators in der Datenspeicherungszeit begründet liegt.

Für die Behandlung der Totzeit gibt es zwei Modelle, nach denen zwischen wahrer Zählrate  $n$  und gemessener Zählrate  $m$  folgende Zusammenhänge formuliert werden können [Kno00]:

1. nicht-paralysierbar, d.h. nach jedem Impuls werden für eine feste Zeit  $\tau$  keine neuen Ereignisse registriert

$$n = \frac{m}{1 - m\tau}; \quad (2.25)$$

2. paralysierbar, d.h. die Totzeit eines Impulses wird auf die Totzeit eines vorhergehenden Impulses addiert

$$m = ne^{-n\tau}. \quad (2.26)$$

welche für kleine Zählraten mit ( $n \ll 1/\tau$ ) übereinstimmt

$$m \cong n(1 - n\tau) \quad (2.27)$$

Für eine Sperrschichtdicke von  $d = 250 \mu\text{m}$  und eine angelegte Spannung von 65 V, wie es den Werten bei der  $\alpha$ -Spektrometrie entspricht, ergibt sich eine angelegte Feldstärke von  $2,6 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ . Mit der in Tabelle 2.1 gegebenen Elektronenbeweglichkeit in Silizium bei 300 K läßt sich die Sammelzeit  $t_s$  abschätzen zu  $\sim 7 \text{ ns}$  und liegt damit deutlich unter der in [ORT08] angegebenen Totzeit der benutzten Messkarte von  $8 \mu\text{s}$ . Der Effekt der Totzeit wird durch die Software der Messkarte korrigiert

[ORT06]. Es werden die Zeiten  $t_{real}, t_{live}$  - beides in Sekunden- und  $t_{Dead}$  - in Prozent - angegeben, so dass der Zeit  $t_{live}$  der totzeitkorrigierten, effektiven Messzeit entspricht.

### Nachweiswahrscheinlichkeit eines Detektors

Um aus einer gemessenen Impulsrate die Aktivität einer radioaktiven Quelle bestimmen zu können, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit oder auch Effizienz eine weitere wichtige Kenngröße eines Detektors.

Zum einen definiert man die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$ ,

$$\epsilon = \frac{\text{Zahl der gezählten Ereignisse}}{\text{Zahl der durch die Quelle emittierten Strahlungsteilchen}}$$

zum anderen die interne Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_i$ ,

$$\epsilon_i = \frac{\text{Zahl der gezählten Ereignisse}}{\text{Zahl der auf den Detektor einfallenden Strahlungsteilchen}}$$

die für isotrope Quellen über die geometrische Akzeptanz zusammenhängen:

$$\epsilon = \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_i. \quad (2.28)$$

Der Raumwinkel  $\Omega$  hängt von der geometrischen Konfiguration des Experiments ab. Für eine punktförmige Quelle kann er leicht berechnet werden. Ist die empfindliche Detektorfläche ein Kreis mit Radius  $r$  im Abstand  $R$  von der Quelle, die auf der Detektorachse liegt, dann ist der kanonische Raumwinkel [Kle05] gegeben durch

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha) = 2\pi\left(1 - \frac{R}{\sqrt{r^2 + R^2}}\right). \quad (2.29)$$

Kann die Ausdehnung der Quelle nicht vernachlässigt werden, kann der Raumwinkel über eine Monte-Carlo-Simulation ermittelt werden. Hierzu wird innerhalb dieser Arbeit ein Programm genutzt, welches in [Whi02] beschrieben ist. Neben den Maßen von Quelle und Detektor, die sowohl rechteckig als auch kreisförmig sein können, wird für die Simulation der Abstand zwischen Quelle und Detektor eingegeben. Zudem können Verschiebungen der Achsen von Quelle und Detektor berücksichtigt werden. Die Anzahl der Emissionen der Quelle kann ebenfalls so vorgegeben werden,

dass sie größenordnungsmäßig der Anzahl im Experiment entspricht. Der Fehler, der in diesem Simulationsprogramm innerhalb des Konfidenzintervalles von 99,9 % abgeschätzt und angegeben wird, liegt bei  $1 \cdot 10^8$  simulierten Emissionen bei unter 0,1 %. Bei kleinerer Anzahl an simulierten Emissionen wird dieser Fehler des Raumwinkels größer.

Die interne Nachweiswahrscheinlichkeit ist abhängig von der Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit dem Detektormaterial und der Anzahl der dabei freigesetzten Ladungen. Für geladene Teilchen bedeutet das eine interne Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 1. Da die Wechselwirkungen von  $\gamma$ -Strahlung mit dem Detektor anders geartet sind, wie in Abschnitt 2.4.2 beschrieben wird, erhält man für  $\gamma$ -Strahlung eine Energieabhängigkeit der internen Nachweiswahrscheinlichkeit.

## 2.4. Energiespektren

Die Reaktionsenergie  $Q$  einer  $\alpha$ -Umwandlung eines Kerns  $X$  ergibt sich aus den Massendefekten und zugehörigen Bindungsenergien  $E_B$  der beteiligten Kerne:

$$Q = E_B({}^A_{Z-2}Y) + E_B({}^4_2\text{He}) - E_B({}^A_ZX) \stackrel{!}{>} 0$$

Wird kein angeregter Zustand des Tochterkerns  $Y$  gebildet, verteilt sich die freigeordnete Umwandlungsenergie unter Energie- und Impulserhaltung als kinetische Energie auf  $\alpha$ -Teilchen und Tochterkern. Aufgrund der kleinen Masse des  $\alpha$ -Teilchens erhält das  $\alpha$ -Teilchen den überwiegenden Anteil der kinetischen Energie, so dass die  $\alpha$ -Energie nur knapp unter dem  $Q$ -Wert liegt.

Die Spanne der Halbwertszeiten von  $\alpha$ -Zerfällen reicht von ns bis hin zu  $10^{17}$  Jahren [Bet08]. Sie können quantenmechanisch berechnet werden, indem man die Tunnelwahrscheinlichkeit bestimmt. Nach der Theorie von Gamow und der daraus resultierenden Regel von Geiger und Nutall<sup>5</sup> wächst die mittlere Lebensdauer  $\tau = \frac{1}{\lambda}$  exponentiell mit abnehmender Wurzel der kinetischen Energie des  $\alpha$ -Teilchens. Ein klei-

<sup>5</sup>Die Regel von Geiger-Nutall gab es als empirische Beziehung schon vor der Theorie von Gamow. Gamow lieferte allerdings die theoretische Erklärung und daher resultiert die Regel von Geiger-Nutall aus der Theorie.



ner Anstieg in der  $\alpha$ -Energie äußert sich daher in einem starken Abfall der Halbwertszeit. Daraus resultiert ebenfalls, dass die Zerfallskonstanten mit der Übergangsenergie wachsen und bei verschiedenen möglichen Übergängen eines Kerns die  $\alpha$ -Emission mit der größten Übergangsenergie überwiegt [Ams07]. Diese Beziehungen werden auch in den Tabellen der  $\alpha$ -Zerfälle im Anhang TeilA deutlich.

Nach radioaktiver Umwandlung verbleibt ein Kern häufig in einem Zustand höherer Energie. Diese Anregungszustände liegen meist  $10^4$  bis  $10^7$  eV [Sto05] über dem Grundzustand des Atomkerns. Diese angeregten Kerne unterscheiden sich im Kernspin und in der Größe des magnetischen und elektrischen Moments. Die Abregung in den Grundzustand kann durch  $\gamma$ -Übergänge entweder direkt oder über mehrere Stufen erfolgen. Die Energien der  $\gamma$ -Quanten lassen sich aus den Energiedifferenzen der Niveaus, zwischen denen sie stattfinden, berechnen. Ein  $\gamma$ -Übergang findet unter Drehimpuls- und Paritätserhaltung statt. Für die Quantenzahlen wurden Auswahlregeln für mögliche  $\gamma$ -Übergänge formuliert, die die Erhaltung von Drehimpuls und Parität gewährleisten [MK94]. Für einen Übergang  $J_1 \rightarrow J_2$  muss

$$|J_1 - J_2| \leq l \leq J_1 + J_2$$

gelten. Der Drehimpuls  $l$  des Photons legt die Multipolordnung der elektrischen oder magnetischen Multipolstrahlung fest. Für die Paritäten beider Kernzustände vor und nach einem  $\gamma$ -Übergang ist

$$P_1 = (-1)^l P_2 \quad \text{für } El\text{-Strahlung}$$

$$P_1 = (-1)^{l+1} P_2 \quad \text{für } Ml\text{-Strahlung}$$

Die Lebensdauer des angeregten Zustandes und die Übergangswahrscheinlichkeit hängen von der Multipolordnung des  $\gamma$ -Übergangs ab. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist größer bei kleinerer Multipolordnung.

Aus vorangegangenen Betrachtungen folgt, dass sowohl  $\alpha$ - als auch  $\gamma$ -Spektren diskrete Energiespektren sind. Die Kenntnis der Zerfallsschemata hilft, die auftretenden Linien in den Spektren zu deuten und eindeutig Zerfällen zuzuordnen. Diese und die für die Auswertung der gemessenen Spektren benötigten Werte für  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Energien werden ebenfalls aus [NNDC] entnommen.

### 2.4.1. Merkmale von Alphaspektren

Der typische Energiebereich von Alphastrahlung liegt zwischen 3 und 9 MeV (s. Anhang TeilA). Diese Energie wird beim Durchgang eines  $\alpha$ -Teilchens durch das Detektormaterial in Form von Anregung und Ionisation abgegeben. Die Wechselwirkungen, die größtenteils mit den Hüllennatomen des Detektormaterials stattfinden, führen zu Ionisation. Der darauf beruhende Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Pov09]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n z^2}{\beta^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2.30)$$

und ist in den Abbildungen 2.5 und 2.6 graphisch dargestellt. Dabei sind  $ze$  und  $v$  Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens und  $I$  das mittlere Anregungspotential der Atome (typischerweise  $16 \text{ eV} \cdot Z^{0.9}$  für Kernladungszahlen  $Z > 1$  [Pov09]<sup>6</sup>). Der Faktor  $n$  steht für die Elektronendichte des bremsenden Materials und wird nach

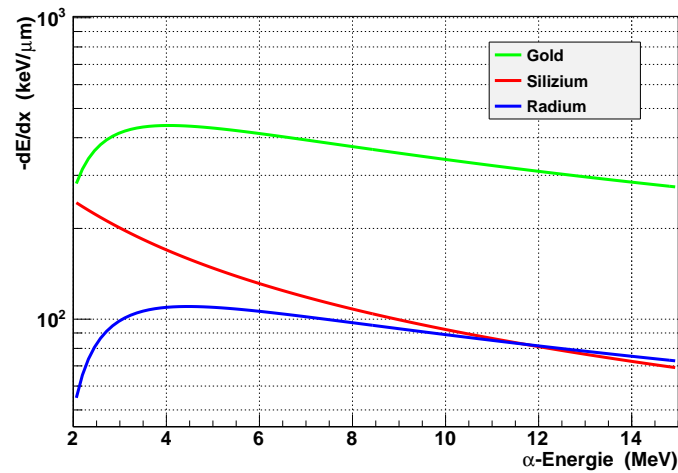
$$n = \frac{Z N_A \rho}{A}$$

berechnet, wobei  $Z$  und  $A$  Ordnungs- und Massezahl,  $\rho$  die Dichte des Absorbermaterials und  $N_A$  die Avogadro-Konstante ist. Energieverlust findet, außer im Detektor selbst, beim Durchdringen des Eintrittsfensters des Detektors statt. Zudem werden  $\alpha$ -Teilchen, die aus tieferen Schichten der Probe emittiert werden, in den darüber liegenden Schichten abgebremst und vom Detektor mit geringerer Energie registriert. Beides führt zu einer Linienverbreiterung an der linken Flanke im Spektrum einer monoenergetischen  $\alpha$ -Strahlung (*low energy tailing*). Die Aufbereitung der Proben in ausreichend dünnen Schichten ist daher von besonderer Bedeutung und findet meist auf chemischem Wege statt. In Abbildung 2.6 ist der Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen infolge von Stößen mit Gasmolekülen unter Normalbedingungen aufgetragen. Um Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen auf dem Weg zwischen Quelle und Detektor zu vermeiden, wird  $\alpha$ -Spektroskopie in Messkammern im Hochvakuumbereich, d.h. in einem Druckbereich zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-7}$  hPa, durchgeführt.

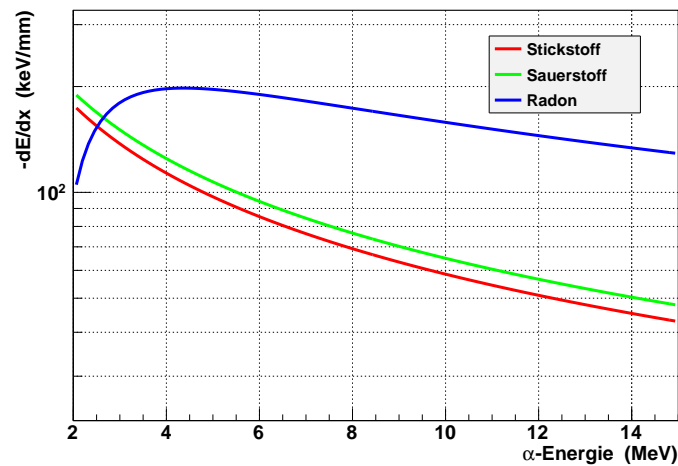
Neben der Wechselwirkung der  $\alpha$ -Teilchen mit den Hüllenelektronen, die *elektro-nisch* genannt wird, kann es zur sogenannten *nuklearen* Wechselwirkung mit den

---

<sup>6</sup>Hier variieren die empirischen Formeln in der Literatur, es ist beispielsweise  $\frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV}$  für  $Z < 13$  und  $\frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8 Z^{-1.19} \text{ eV}$  für  $Z \leq 13$  in [Leo87] gegeben



**Abbildung 2.5.:** Graphische Darstellung der Bethe-Bloch-Formel in unterschiedlichen Elementen. Aus Gold besteht das Eintrittsfenster, aus Silizium besteht das aktive Volumen des in den Versuchen zur  $\alpha$ -Strahlung verwendeten Detektors. Eine  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle, aus der Radon als Emanation austritt, wird zu Kalibrierungszwecken des Radonmessstandes verwendet. Ein  $\alpha$ -Teilchen der Energie 9 MeV verliert danach seine Energie in einer  $90\text{ }\mu\text{m}$  dicken Siliziumschicht. Die zum erstellen dieser Graphik benötigten Dichten, Ordnungs- und Massezahlen wurden [Gol], [Sil] und [Rad] entnommen.



**Abbildung 2.6.:** Graphische Darstellung der Bethe-Bloch-Formel für unterschiedliche Gase unter Normalbedingungen. Die Reichweite eines  $\alpha$ -Teilchens der Energie 5 MeV in Luft als Gemisch aus  $\approx 78\%$  Stickstoff und  $\approx 21\%$  Sauerstoff liegt demnach bei ca. 5 cm. Die zum erstellen dieser Graphik benötigten Dichten, Ordnungs- und Massezahlen wurden [Sti],[Sau] und [Rada] entnommen.

Ladungen der Atomkerne kommen [Bet08]. Dieser Wechselwirkungsprozess dominiert bei kleineren Geschwindigkeiten der  $\alpha$ -Teilchen, die, je mehr sie abgebremst werden, zunehmend elastische Stöße mit den abstoßenden Coulomb-Potentialen der Kerne erfahren. Der Gesamtenergieverlust  $(dE/dx)_{\text{total}}$  eines Ions in Materie ist also:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_e + \left(\frac{dE}{dx}\right)_n. \quad (2.31)$$

Die Reichweite eines Teilchens erhält man durch Integration

$$R = \int_E^0 \frac{dx}{dE} dE. \quad (2.32)$$

Der Energieverlust und damit auch die Reichweite sind statistische Größen.

### 2.4.2. Merkmale von Gammaspektren

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie ist im Gegensatz zur Wechselwirkung geladener Teilchen ( $\alpha, \beta$ ) mit Materie von anderer Natur. Durch die elektrische Neutralität wird die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung geringer.

Photonen können an den Atomhüllen, den elektrischen Feldern der Atomkerne oder den Atomkernen der durchdrungenen Materie streuen oder Energie abgeben. Durch das Absorptionsgesetz für einen Photonenstrahl der Intensität  $I_0$  [Kle05]

$$I(x) = I_0 e^{-(\mu/\varrho)X} = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.33)$$

kann die Intensität nach Durchqueren einer Materieschicht der Dicke  $x$  mit der Massenbelegung  $X = \varrho x$  quantitativ beschrieben werden.  $\mu$  ist der Absorptionskoeffizient. Der Massenabsorptionskoeffizient  $\mu/\varrho$  hängt mit den Wirkungsquerschnitten  $\sigma_i$  der unterschiedlichen Wechselwirkungen  $i$  über

$$\frac{\mu}{\varrho} = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \quad (2.34)$$

zusammen [Bet08].

Zu den Wechselwirkungen mit der Atomhülle gehören [Kri09]:

- Die **kohärente Streuung**, die im Bereich der niederenergetischen ionisierenden Strahlung auch Thomsonstreuung genannt wird. Die Photonen werden ohne Energieverlust gestreut, die Atomhülle bleibt dabei unverändert. Der Wirkungsquerschnitt pro Elektron für die elastische Streuung ist [Kle05],

$$\sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 = 0.665 \text{ barn}, \quad (2.35)$$

wobei  $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8 \text{ fm}$  der klassische Atomradius ist.

- Der **Comptoneffekt**, bei dem die inkohärent gestreuten Photonen einen Teil ihrer Energie verlieren und ihre Richtung um den Streuwinkel  $\theta$  ändern. Eines der äußeren, quasifreien Hüllenelektronen wird dabei aus der Hülle gestoßen. Die Energie des Photons nach der Streuung ist [Ams07]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (2.36)$$

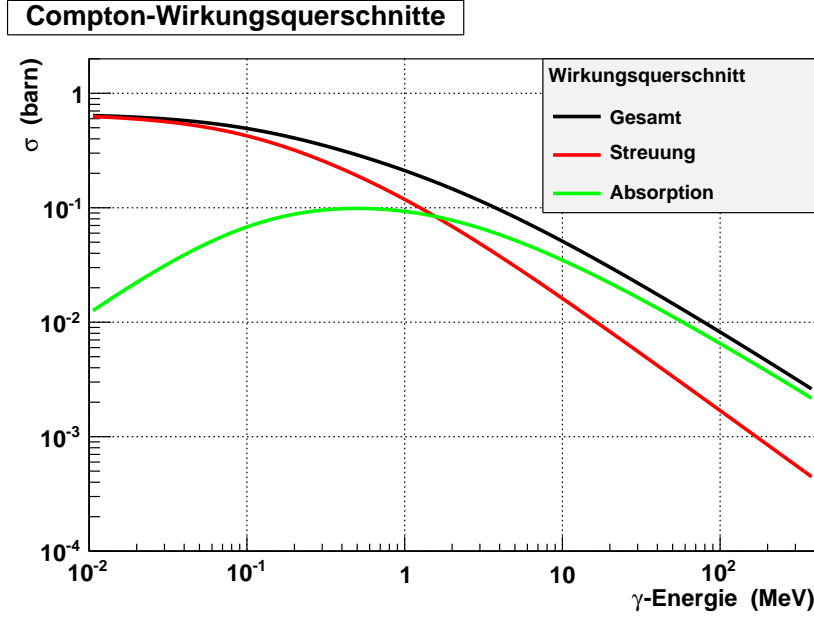
mit der reduzierten Photonenenergie  $\epsilon = E_\gamma / (m_e c^2)$ .

Die kinetische Energie des Elektrons ergibt sich aus der Differenz der Energie des Photons vor und nach dem Stoß, unter Vernachlässigung der (geringen) Bindungsenergie des Elektrons. Der Energieübertrag auf das Elektron wird maximal, wenn das Photon um  $\theta = \pi$  gestreut wird. Dieser Energie entspricht im Impulshöhenspektrum der sogenannten Compton-Kante. Der variable Energieübertrag spiegelt sich im Compton-Kontinuum wieder. Treten schon Streuprozesse außerhalb des Detektors auf, erscheint im Spektrum der so genannte Rückstreupeak bei einer Energie  $E_R = E_\gamma - E_\gamma \frac{2\epsilon}{1+2\epsilon}$ .

Dem Wirkungsquerschnitt des Compton-Effektes liegen die Berechnungen von O.Klein und Y.Nishina zugrunde [Bet08]. Er wird pro Elektron angegeben:

$$\sigma_C = 2\pi r_e^2 \left\{ \left( \frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \right) \left[ \frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right\} \quad (2.37)$$

Der Wirkungsquerschnitt eines Atoms mit  $Z$  Elektronen ergibt sich durch Multiplikation mit  $Z$ . Der Wirkungsquerschnitt des Comptoneffekts  $\sigma_C$  setzt



**Abbildung 2.7.:** Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts  $\sigma_C = \sigma_C^a + \sigma_C^s$  mit den Anteilen des Absorptionsquerschnitts  $\sigma_C^a$  und des Streuquerschnitts  $\sigma_C^s$

sich aus Absorptionsquerschnitt  $\sigma_C^a$  und Streuquerschnitt  $\sigma_C^s$  zusammen. Die Verhältnisse hierfür sind in Abbildung 2.7 wiedergegeben. Der Wirkungsquerschnitt eines Atoms mit  $Z$  Elektronen ergibt sich durch Multiplikation mit  $Z$ .

- Der **Photoeffekt** geht mit vollständiger Absorption des Photons einher. Es wird ein Elektron aus einer inneren Elektronenschale herausgelöst. Wird das Defektelektron in der Hülle durch ein Elektron aus einer äußeren Schale ersetzt, kann es zu Emission von Auger-Elektronen oder charakteristischer Röntgenstrahlung kommen. Für den Photoeffekt muss die Energie des Photons größer als die Bindungsenergie  $E_B$  des herausgeschlagenen Elektrons sein. Die Bewegungsenergie dieses Elektrons ist dann

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - E_B(\text{K, L, M, } \dots) . \quad (2.38)$$

Geht von einer Quelle  $\gamma$ -Strahlung unterschiedlicher Energie aus, kann es bei der Signalverarbeitung passieren, dass die durch zwei  $\gamma$ -Quanten gebildete Ladung so addiert wird, dass im Impulshöhenspektrum ein Summationspeak gebildet wird.

Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts, wiederum als Funktion der reduzierten Photonenenergie  $\epsilon$ , hat im Energiebereich der K-Absorptionskante folgende Näherung [Kle05]

$$\sigma_{\text{Ph}} = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon^{7/2}} r_e^2. \quad (2.39)$$

Für hohe Energien  $\epsilon \gg 1$  nimmt der Wirkungsquerschnitt langsamer mit der Energie ab und es gilt die Näherung [Kle05]

$$\sigma_{\text{Ph}} = 4\pi Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon} r_e^2, \quad (2.40)$$

$\alpha$  ist in beiden Näherungsformeln die Feinstrukturkonstante.

Kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen Coulomb-Feld des Atomkerns und einem Photon, kann

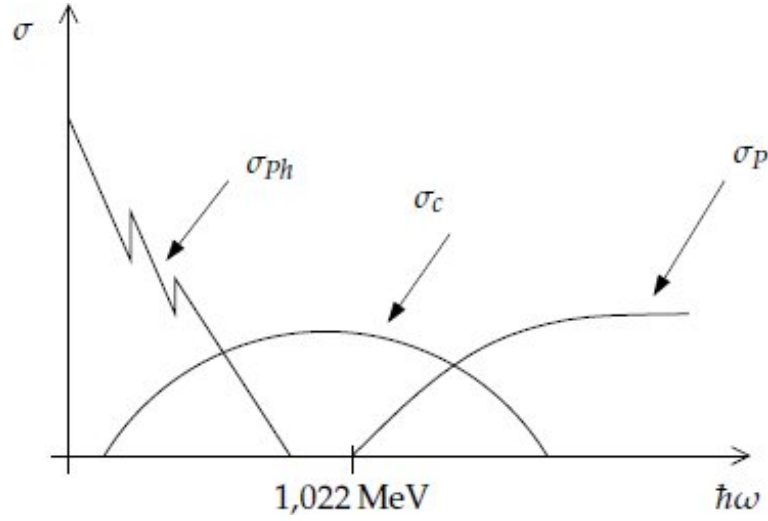
- es zur **Paarbildung** kommen. Das Photon wird dabei in ein Elektron-Positron-Paar verwandelt. Dieser Vorgang kann natürlich erst stattfinden, wenn die Photonenenergie dem Energie-Masse-Äquivalent zweier Elektronen übersteigt. Die so gebildeten Teilchen erhalten die Gesamtbewegungsenergie [Kri09], wobei der Rückstoß des Kerns vernachlässigt wurde

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - 2m_e c^2 = E_\gamma - 1022 \text{ keV}. \quad (2.41)$$

Diese Teilchen können weitere Atome ionisieren. Das Positron zerstrahlt mit einem anderen Elektron unter Bildung von Vernichtungsstrahlung. Verlassen diese aus der Annihilation stammenden  $\gamma$ -Quanten den Detektor ohne Wechselwirkung, werden Energien von  $E_\gamma - m_e c^2$  oder  $E_\gamma - 2m_e c^2$  vom Detektor registriert. Die bei diesen Energien auftretenden Linien werden *single escape peak* und *double escape peak* genannt.

Der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung hängt von der Ionisierung des Atoms ab. Für vollständig ionisierte Atome ist

$$\sigma_{\text{P}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln 2\epsilon - \frac{109}{54} \right). \quad (2.42)$$



**Abbildung 2.8.:** Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  (logarithmische Skala) der verschiedenen Wechselwirkungsarten von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $\hbar\omega$  [Wei10a].

Bei vollständiger Abschirmung der Kernladung gilt [Bet08]

$$\sigma_P = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left( \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad (2.43)$$

Der für Gammastrahlung primordialer und kosmogener Nuklide typische Energiebereich liegt zwischen 100 und 2000 keV. Effektiv gemessen wird bei  $\gamma$ -Spektrometrie der Photoeffekt. Die Wahl des Halbleiterdetektormaterials ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt dieses Effektes. Man nutzt Germaniumdetektoren wegen der größeren Atomzahl. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist dort im Vergleich mit Silizium als Detektormaterial sehr viel größer ( $Z_{Si} = 14$ ,  $Z_{Ge} = 32$ ,  $(\frac{32}{14})^5 \approx 62$ ). Bei kleinem  $Z$  ist der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung groß, im Impulshöhenspektrum dominiert das Compton-Kontinuum.



### 2.4.3. Detektorantwort und Responsefunktion

Die Detektorantwort ist linear, wenn ein gemessenes Impulshöhenspektrum, also die Verteilung der gemessenen Impulshöhen, die proportional zu den im Detektor entstehenden Spannungsimpulsen sind, durch einen linearen Zusammenhang aus dem Energiespektrum der einfallenden Strahlung hervorgeht. Die Responsefunktion eines Detektors ist das Impulshöhenspektrum monoenergetischer Strahlung. Im Idealfall ist das Impulshöhenspektrum monoenergetischer Strahlung gaußförmig. Ohne endliche Breite dieser Verteilung entspricht dies einer  $\delta$ -Distribution [Wei10b]:

$$\delta(t - \tau) = \lim_{\sigma \rightarrow 0} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp^{-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}}$$

,d.h. für eine feste einfallende Energie hat das Output-Signal eine einzige feste Amplitude. Ein Impulshöhenspektrum zeigt alle unterschiedlichen Wechselwirkungen, die die Strahlung erfährt. Daher sind gaußförmige Antwortspektren nicht immer realisiert. Im Falle von  $\gamma$ -Strahlung erzeugt der Photoeffekt eine gaußförmige Verteilung, die anderen in Abschnitt 2.4.2 genannten Wechselwirkungen treten zusätzlich auf. Die beobachtete Impulshöhenverteilung entspricht der Faltung eines  $\gamma$ -Spektrums mit der Responsefunktion des Detektors.

Auch im Falle von  $\alpha$ -Strahlung ist die Impulshöhenverteilung nicht gaußförmig, sondern eine asymmetrische Verteilung, bei der die linke Flanke bei kleineren Energien schwächer ansteigt als die rechte Flanke abfällt. Eine analytische Funktion zur Beschreibung eines  $\alpha$ -Peaks ist durch die Faltung einer normierten Gaußfunktion  $G(u)$  mit einer Exponentialfunktion  $E(u)$  nach [L'H84] und [Bor87] gegeben:

$$f(u) = G(u) * E(u)H(-u) \quad (2.44)$$

Dabei ist  $u$  die Energievariable und  $H(-u)$  die Heaviside-Funktion mit  $H(-u) = 1$  für  $-\infty < x \leq 0$  und  $H(-u) = 0$  sonst.

Der Nachweis eines  $\alpha$ -Teilchens kann durch zwei unabhängige Variablen  $x$  und  $y$  beschrieben werden, von denen die eine durch eine symmetrische Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und die andere durch eine asymmetrische Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion charakterisiert wird. Elektronisches Rauschen und Energiestreuung werden durch die symmetrische Verteilung, was der Responsefunktion des Detektors

entspricht, die unvollständige Sammlung der Ladung durch wird durch die asymmetrische Verteilung beschrieben.

$$p_x(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{s\sigma^2}\right) \quad -\infty < x < +\infty \quad (2.45)$$

$$p_y(y) = \frac{1}{\tau} \exp\left(\frac{y}{\tau}\right) H(-y) \quad -\infty < y < +\infty \quad (2.46)$$

$\sigma$  ist die Standardabweichung der Gaußfunktion und  $\tau$  ist der *tailing*-Parameter. Für  $u = x + y$  ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$p_u(u) = \int_{-\infty}^0 p_y(y) p_x(u - y) dy. \quad (2.47)$$

Durch Integration erhält man die normierte Funktion

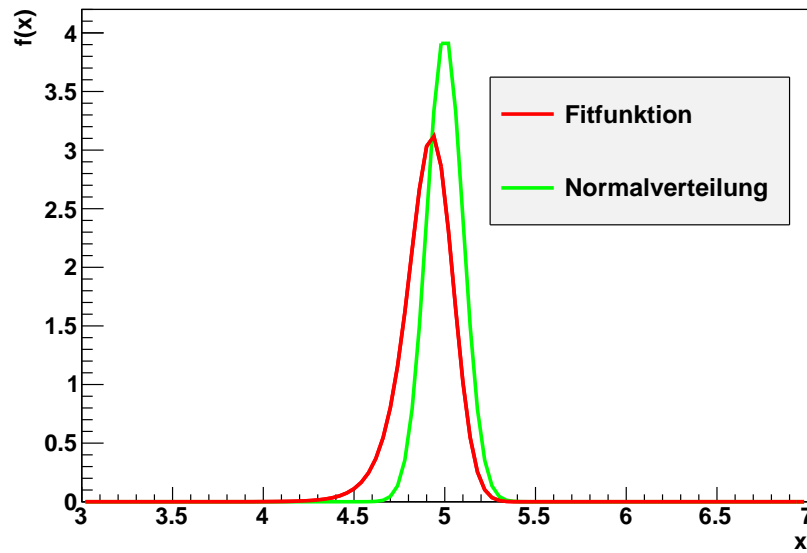
$$p_u(u) = \frac{1}{2\tau} \exp\left(\frac{u}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2}\right) \operatorname{erfc}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{u}{\sigma} + \frac{\sigma}{\tau}\right)\right]. \quad (2.48)$$

Für Peaks eines  $\alpha$ -Spektrums ist diese Funktion nicht normiert, so dass die Funktion 2.48 mit dem Flächeninhalt  $A$  multipliziert wird und die Peakposition sich durch Ersetzen von  $u$  durch  $(u - \mu)$  ergibt.

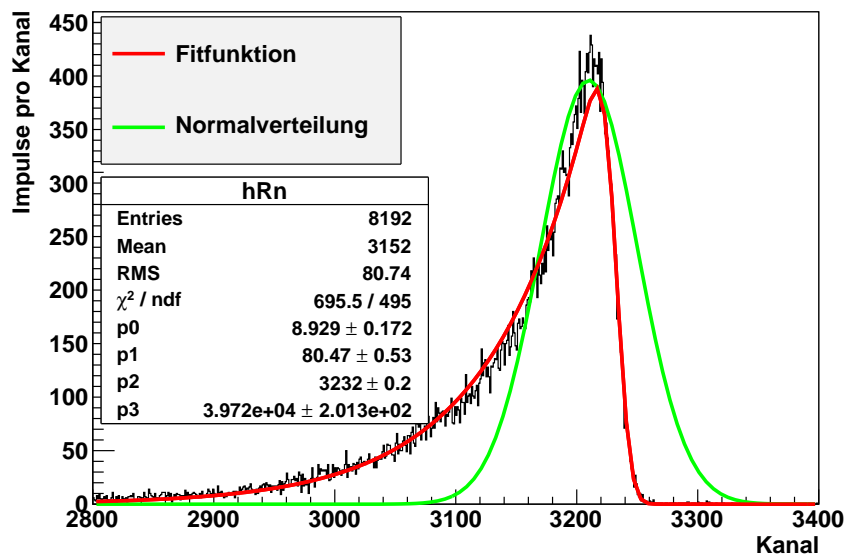
Der Verlauf dieser Funktion ist in Abbildung 2.9 im Vergleich mit der einfachen Normalverteilung dargestellt und in Abbildung 2.10 wird die Funktion angewendet auf den  $^{214}\text{Po}$ -Peak einer Radonmessung. Eine Verbesserung der Beschreibung erhält man nach [Bor87], in dem man eine Summe von Exponentialfunktionen nutzt. Für zwei Exponentialfunktionen mit den *Tailing*-Parametern  $\tau_1$  und  $\tau_2$  und dem Wichtungsfaktor  $\eta$ , der die beiden Exponentialfunktionen gewichtet, erhält man folgende Fitfunktion für ein Spektrum mit  $i$  Peaks:

$$f(u) = \sum_{i=1}^m \frac{A_i}{2} \left\{ \left( \frac{1-\eta}{\tau_1} \right) \exp\left(\frac{u-\mu_i}{\tau_1} + \frac{\sigma^2}{2\tau_1^2}\right) \operatorname{erfc}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{u-\mu_i}{\sigma} + \frac{\sigma}{\tau_1}\right)\right] + \frac{\eta}{\tau_2} \exp\left(\frac{u-\mu_i}{\tau_2} + \frac{\sigma^2}{2\tau_2^2}\right) \operatorname{erfc}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{u-\mu_i}{\sigma} + \frac{\sigma}{\tau_2}\right)\right] \right\} \quad (2.49)$$

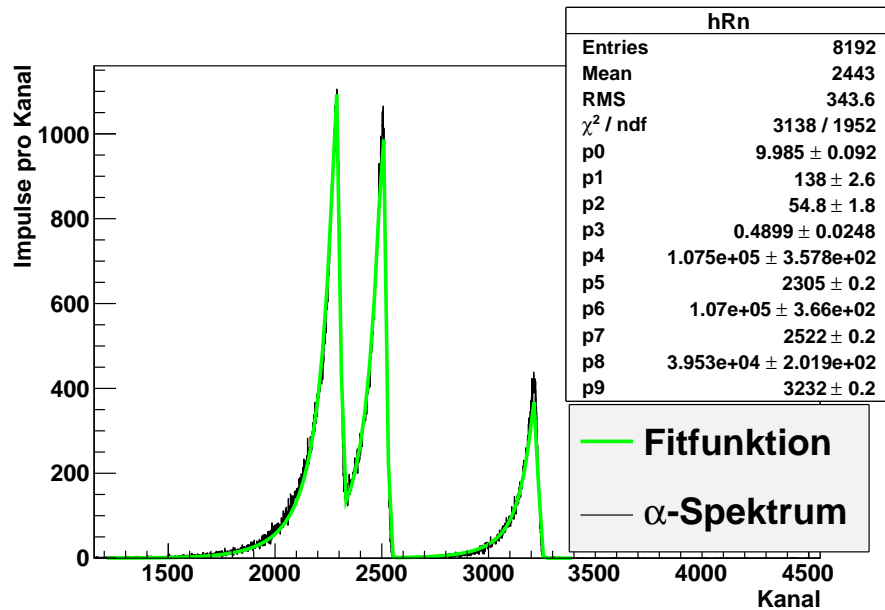
Die vier Parameter  $\sigma, \tau_1, \tau_2$  und  $\eta$ , die die Form der Peaks beschreiben sind für alle Peaks gleich. Die Parameter  $A_i$  für den Flächeninhalt und  $\mu_i$ , für die Peakposition, sind für den jeweiligen Peak spezifisch. In Abbildung 2.11 wurde die Funktion 2.49 angewendet auf ein gemessenes Radonspektrum. Um innerhalb der Auswertung



**Abbildung 2.9.:** Fitfunktion für monoenergetische  $\alpha$ -Spektren nach [Bor87] im Vergleich mit der Normalverteilung. Beide Funktionen sind normiert.



**Abbildung 2.10.:** Fitfunktion für monoenergetische  $\alpha$ -Spektren nach [Bor87] angewendet auf den  $^{214}\text{Po}$ -Peak einer Radonmessung im Vergleich mit einer Normalverteilung des gleichen Flächeninhalts.



**Abbildung 2.11.:** Fitfunktion für  $\alpha$ -Spektren mit mehreren Peaks nach [Bor87] angewendet auf eine Radonmessung. Links der  $^{222}\text{Rn}$ -Peak bei 5489 keV, in der Mitte der  $^{218}\text{Po}$ -Peak bei 6002 keV und rechts der  $^{214}\text{Po}$ -Peak bei 7687 keV. Betrachtet man noch einmal die Uran-Radium-Zerfallsreihe 2.1 und ihre Halbwertszeiten wird deutlich, dass  $^{222}\text{Rn}$  und  $^{214}\text{Po}$  im säkularen Gleichgewicht stehen, die Aktivität und damit auch die mit den Fitparametern p4 und p6 im Zusammenhang stehenden Impulsraten, gleich sind.  $^{214}\text{Po}$  steht nicht im Gleichgewicht, weist demnach eine differierende Aktivität und Impulsanzahl (Fläche des  $^{214}\text{Po}$ -Peaks als Fitparameter p8) auf. Der nächste  $\alpha$ -Zerfall wäre der Zerfall von  $^{210}\text{Po}$ . Er ist hier nicht zu sehen, da in der Reihe der Zerfall von  $^{210}\text{Pb}$  mit einer Halbwertszeit von 22,2 Jahren dazwischen liegt.

Verwechslungen zwischen der Aktivität  $A$  und dem Fitparameter der Flächeninhalte der Peaks  $A(=\text{Area})$  zu vermeiden, wird dort die Variable  $F(=\text{Fläche})$  genutzt.

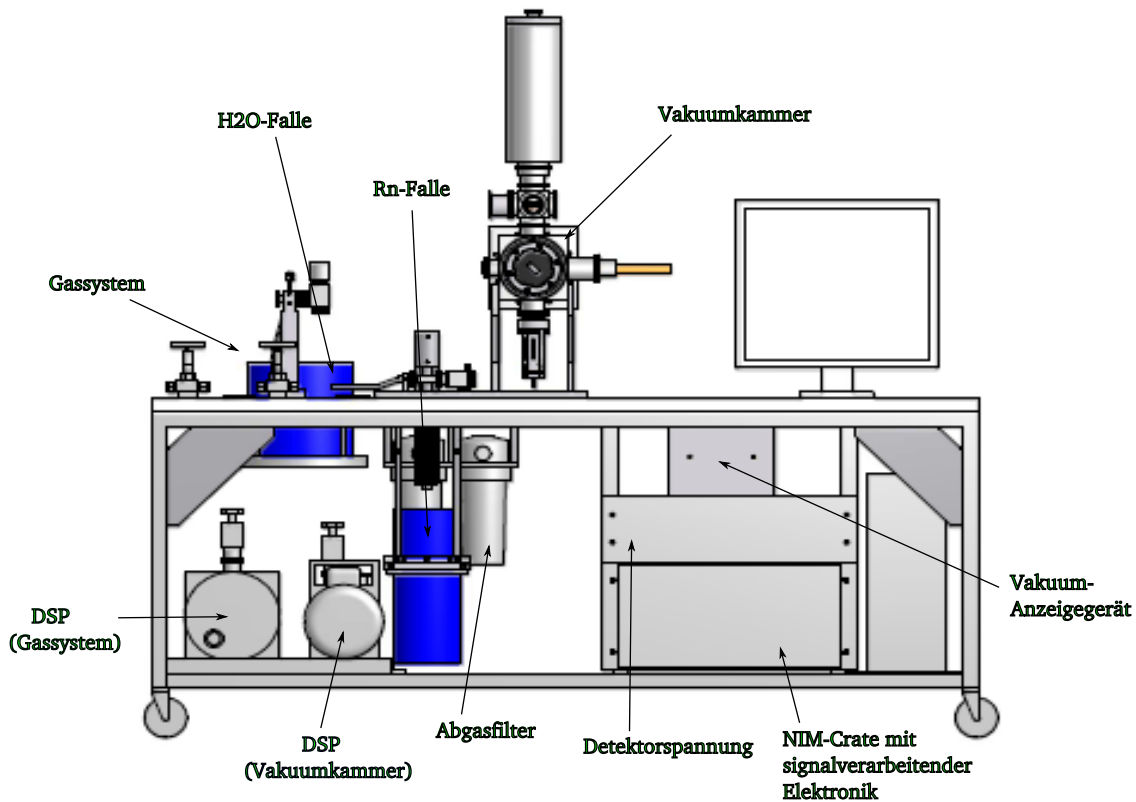
Auch in den neueren Veröffentlichungen [Ste94], [Bla98], [Gar06] und [Fer10] wird auf diese Beschreibung von [Bor87] der  $\alpha$ -Peaks zurückgegriffen.

### 3. Alphaspektrometrie

Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist der Aufbau und die Inbetriebnahme eines Messstandes zur Analyse von  $\alpha$ -Strahlung, speziell zum Nachweis von Radon. Dieser Messstand wird im Praktikum des Moduls “Anwendungen physikalischer Messmethoden“ des Studiengangs “Scientific Instrumentation“ genutzt.

In diesem Kapitel sind zunächst der Aufbau der Versuchsanordnung und anschließend die Datenauswertung der aufgenommenen Spektren beschrieben. Die Beschreibung des Messstandes ist, da er mit Entstehung dieser Arbeit neu konzipiert und aufgebaut wurde, ausführlich gestaltet worden.

Bei der Überwachung der Umweltradioaktivität im Bereich von  $\alpha$ -Strahlung sind zum einen natürliche Radionuklide der Zerfallsreihen, aber auch künstlich erzeugte Isotope der Elemente Plutonium, Americium, Neptunium und Curium entscheidend [BMU92]. Auf die besondere Bedeutung von Radon ist bereits in Abschnitt 1.3 hingewiesen worden. Auch geringe Aktivitäten, wie z. B. die Radonaktivität in Luft, tragen in hohem Maße zur natürlichen Strahlenexposition bei. Daher benötigt man eine Messmethode mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und geringem Untergrund. Aufgrund der Reichweite von  $\alpha$ -Strahlung, die in Abschnitt 2.4.1 bereits erläutert wurde, ist es wichtig, dass zu messende Proben keine zu große Dicke aufweisen. Daher werden Proben häufig auf radiochemischem Weg vorbehandelt. Dies ist außerdem sinnvoll, da bei unterschiedlichen Nukliden häufig ähnliche  $\alpha$ -Energien vorliegen, die durch mangelndes Auflösungsvermögen der Nachweisapparaturen nicht voneinander getrennt werden können. Die verschiedenen Elemente werden daher zunächst chemisch getrennt um anschließend Aktivitätsbestimmungen vorzunehmen. Anleitungen zur chemischen Aufbereitung werden in [Net94] gegeben und sind auch in [BMU92] beschrieben. Da der  $\alpha$ -Zerfall häufig mit der Emission von  $\gamma$ -Strahlung einhergeht, wurde in dieser Arbeit für die Analyse des Dinosaurierknochens auf die  $\gamma$ -spektrometrische Aktivitätsbestimmung zurückgegriffen, die sich in Kapitel 5 anschließt und auf die radiochemische Trennung von Proben verzichtet.



**Abbildung 3.1.:** Hier ist der gesamte Versuchsaufbau zu sehen. DSP=Drehschieberpumpe. Die Komponenten zur  $\alpha$ -Spektrometrie werden in beiden Versuchsteilen genutzt. Die Komponenten des Gassystems einschließlich der blau dargestellten Kühlfallen werden erst im Radonversuch verwendet. Unter der Tischplatte ist eine Stromverteilung für alle Komponenten des Aufbaus angebracht, so dass nur ein Strom- und ein Netzkabel nach außen führen.

### 3.1. Versuchsaufbau

Mit der im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebauten Versuchsanordnung können zwei unterschiedliche Experimente durchgeführt werden. Einerseits können feste Proben von  $\alpha$ -Quellen qualitativ und quantitativ analysiert werden. Andererseits kann die in Luftproben vorliegende Radonaktivität ermittelt werden.

Während die Vermessung der festen Proben direkt in einer evakuierten Probenkammer stattfinden kann, muss das gasförmige Radon zum Nachweis aus Luftproben zunächst angereichert und anschließend vor den Detektor gebracht werden, um es

dort in gleicher Art  $\alpha$ -spektrometrisch untersuchen zu können.

Die Grundidee des Anreicherungsverfahrens besteht darin, dass eine genommene Luftprobe, die sich in einem Probenbeutel befindet, zunächst in einer Kühlfalle von Wasser befreit wird. Radon besitzt einen geringeren Schmelzpunkt als Wasserdampf, so dass durch geeignete Wahl der Temperatur der Wasserfalle kein Radon für die Messung verloren gehen kann. Im nächsten Schritt wird in der Probe enthaltenes Radon in einer weiteren Kühlfalle, die auf die Temperatur flüssigen Stickstoffs abgekühlt wird, kryosorbiert, d.h. die einzelnen Radonatome lagern sich an die Wand der Gasleitung an. Die Hauptbestandteile der Luftprobe (Stickstoff und Sauerstoff) bleiben von beiden Kühlfällen unberührt, da sie bei Normaldruck Schmelzpunkte unter  $-210^{\circ}\text{C}$  [Sau] [Sti] aufweisen. Ist der gesamte Probenbeutel leer gepumpt, wird die Radonfalle, in der sich das angereicherte Radon befindet, wieder auf Zimmertemperatur erwärmt, mit Stickstoffgas gespült und in eine evakuierte Messkammer geleitet. In dieser Messkammer befindet sich ein Kaltkopf, dessen minimale Temperatur bei  $-206^{\circ}\text{C}$  liegt. Auf diesem Kaltkopf wird das Radon erneut kryosorbiert und anschließend samt seiner neu entstehenden Zerfallsprodukte  $\alpha$ -spektrometrisch untersucht.

In diesem Abschnitt werden daher zunächst der Aufbau zur  $\alpha$ -Spektrometrie und anschließend das Verfahren zur Anreicherung des Radons genauer vorgestellt.

### 3.1.1. Aufbau zur Spektrometrie

Für die  $\alpha$ -Spektrometrie werden ein Oberflächensperrschichtzähler in einer evakuierten Probenkammer, ein Vorverstärker, ein Hauptverstärker, ein Analog-Digital-Konverter inklusive Mehrkanal-Analysator und ein PC mit Bildschirm genutzt. Das Vakuum in der Probenkammer wird durch eine Drehschieberpumpe als Vorpumpe und eine Turbomolekularpumpe erzeugt. Es wird mit einem Vakuummeter gemessen und von einem dazugehörigem Betriebsgerät angezeigt. Der Gesamtaufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die jeweiligen Bauteile werden anschließend im Einzelnen besprochen.

## Vakuumerzeugung in der Probenkammer

Damit die zu messenden  $\alpha$ -Teilchen ihre Energie nicht auf dem Weg zwischen Quelle und Detektor an Luftmoleküle abgeben, wie es bereits in Abschnitt 2.4.1 und Abbildung 2.6) dargestellt wurde, benötigt man aufgrund der Dimensionen dieses Versuchsaufbaus eine mittlere freie Weglänge von max. 100 mm <sup>7</sup>. Dies entspricht nach [Wut06] für Luft bei 20°C einem Druck von  $10^{-3}$  mbar. Um diesen Druck im Versuchsaufbau zu realisieren, werden zwei Pumpen genutzt. Das Grobvakuum wird über eine Drehschieberpumpe der Firma *AEG Typ AD 71 N4* erzeugt. Sie dient als Vorpumpe für eine Turbomolekularpumpe, die in einem Druckbereich von 0,1-0,01 mbar beim Übergang von laminarer zu molekularer Strömung zugeschaltet wird. Die Turbomolekularpumpe *TURBOVAC SL 300* der Firma *Oerlikon Leybold Vacuum* wird durch den Frequenzwandler *TURBO.DRIVE TD 400* angetrieben. Die technischen Daten beider finden sich im Anhang Teil G in den Bildern G.1 und G.2. Ein *PENNINGVAC PTR 90* Transmitter, der ebenfalls von der Firma *Oerlikon Leybold Vacuum* stammt, dient der Vakuummessung in der Probenkammer. In dieser Messröhre sind ein Wärmeleitungs- und ein Ionisationsvakuummeter mit kalter Kathode (Penning-Vakuummeter) eingebaut. Im Feinvakuumbereich basiert die Funktionsweise auf der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitung (Pirani-Vakuummeter), im Hochvakuum beruht das Messprinzip auf der Ionisation der Gasmoleküle im elektrischen Feld, welche proportional zur Teilchenzahldichte ist, die wiederum ein Maß für den Druck ist. Eine genaue Beschreibung verschiedener Vakuummeter und ihrer Messprinzipien, sowie eine genaue Erklärung der Funktionsweisen von Drehschieber- und Turbomolekularpumpe, finden sich in [Vak97] und [Wut06].

Der mit dem *PENNINGVAC PTR 90* in der Probenkammer gemessene Druck wird in Kanal 1 des Betriebsgerätes *CENTER THREE* ausgegeben. Mit der Kombination der beiden oben genannten Pumpen erhält man innerhalb von einigen Minuten einen Druck von  $10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  mbar, was dem Hochvakuumbereich entspricht und für die  $\alpha$ -Spektrometrie ausreichend ist. Alle Flanschverbindungen sowie Durchführungen wurden beim Zusammenbau der Probenkammer mittels Heliumlecktester überprüft und so lange optimiert, bis der Aufbau als leckfrei angesehen werden konnte.

---

<sup>7</sup>Dieser Wert ist nach oben abgeschätzt, der maximale Abstand zwischen Probe und Detektor im Versuch beträgt 37,4 mm.



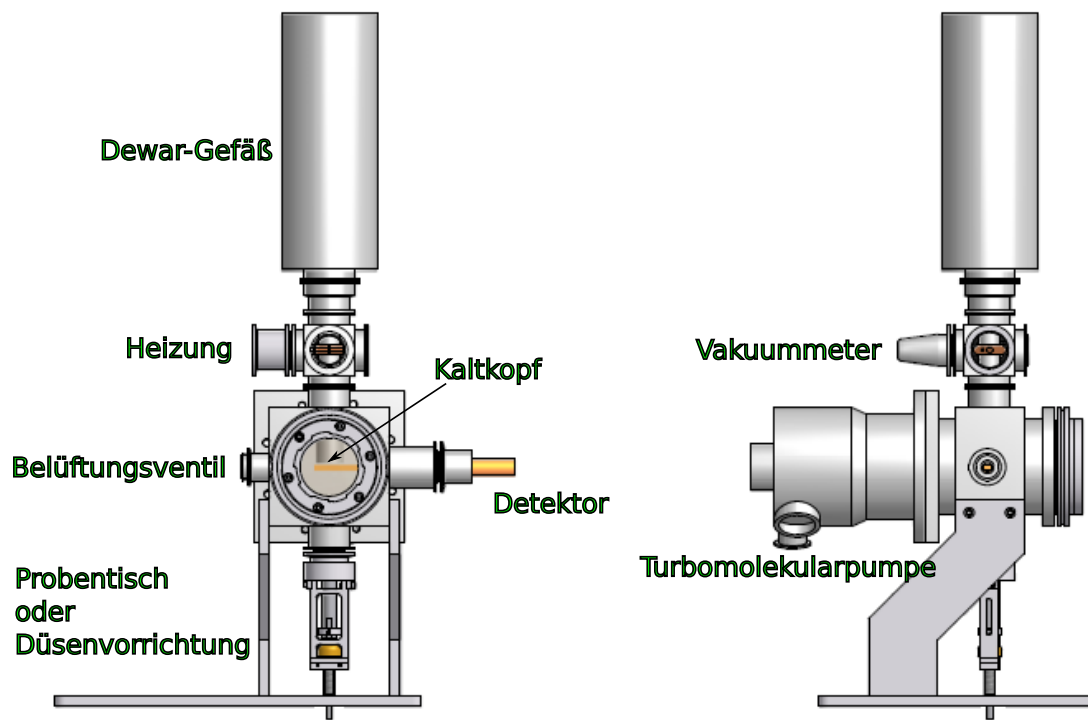
## Detektor und Spannungsversorgung

Der Detektor, ein Silizium-Oberflächensperrschichtzähler der Firma *Schlumberger*, der durch Ionenimplantationstechnik hergestellt wurde, wurde bereits bei der Entwicklung des Radonmessprinzips genutzt. In [Net94] sind die typischen Daten des Detektors laut Datenblatt angegeben mit:

|                       |  |
|-----------------------|--|
| Typ:                  | IPE 24×24-100-35                           |
| aktive Fläche:        | 576 mm <sup>2</sup> (24 mm×24 mm)          |
| aktive Schichtdicke:  | 200-300 μm                                 |
| anzulegende Spannung: | 60-70 V                                    |
| Ruhestrom:            | 40-150 nA (Messwert im Betrieb:100-200 nA) |
| Halbwertsbreite:      | 30 keV für 5 MeV α-Teilchen                |

Der Detektor ist in eine Fassung eingebaut, die an eine Durchführung montiert ist, welche auf der rechten Seite der Probenkammer über eine Flanschverbindungen angebracht ist. Mittels der Durchführung kann der Detektor weit in die Kammer rein oder wieder heraus gefahren werden. In Abbildung 3.2 ist der Probentisch zu sehen, der mittels Flanschverbindung an die Probenkammer angebracht wird. Auf den Probentisch wird die zu untersuchende feste Quelle positioniert. Von oben ragt der Kaltkopf in die Kammer, der auf -206°C abgekühlt wird, und auf dem Radon abgeschieden wird. Der Weg des Radons auf den Kaltkopf wird im folgendem Abschnitt erklärt. Der Detektor ist um 180° drehbar, so dass für beide Messungen definierte Messpositionen zur Verfügung stehen. In Messposition 1 zeigt die Detektorfläche nach unten und es können feste α-Quellen untersucht werden. In Messposition 2 zeigt die Detektorfläche nach oben und die α-Strahlung des am Kaltkopf abgeschiedenen Radons aus Luftproben kann bestimmt werden.

Der Probentisch wurde höhenverstellbar gewählt, um bei Proben mit hoher Aktivität durch Vergrößerung des Abstandes zum Detektor mögliche Totzeiten zu verringern. Für diesen Aufbau wurde der Probentisch nach Konstruktionsplänen von Daniel Bonaventura in der Feinmechanikwerkstatt des Instituts gefertigt und ist im Anhang Teil E in Abbildung E.3 gezeigt. Auf der Vorderseite der Höhenverstelleinheit befindet sich eine Skala von 0-35 mm, auf der der Abstand zwischen der Probe (genauer der Probenunterseite) und der Unterseite der Detektorfassung abzulesen ist.



**Abbildung 3.2.:** Die Probenkammer in der Front- und in der Seitenansicht: In der Frontansicht sind die Detektoreinheit, die von rechts in die Probenkammer hinein ragt, der höhenverstellbare Probestisch, der von unten in die Probenkammer führt und der Kaltkopf, der samt Heizvorrichtung (Mitte) und Dewar-Gefäß oben angebracht ist, zu sehen. Für den Versuchsteil mit festen Quellen wird der Detektor nach unten, zum Radonnachweis nach oben gewendet. Auf der Vorderseite der Kammer befindet sich der lichtdicht verschließbare Sichtflansch (s. Abbildung E.5), der zum Wechsel der  $\alpha$ -Quellen abmontiert werden muss. In der Seitenansicht erkennt man die auf der Rückseite der Kammer angebrachte Turbomolekularpumpe sowie das Vakuummeter neben der Heizvorrichtung (Kupferblock mit Heizpatrone).

Dieser Abstand wird im folgenden mit Probentischposition  $a$  bezeichnet und wird in mm angegeben<sup>8</sup>. Der Abstand des Detektors von der Unterseite der Detektorfassung beträgt 2,4 mm. Unter Berücksichtigung der Probenhöhe  $h$  ergibt sich der Abstand zwischen Quelle und Detektor, im folgenden Detektorposition  $d$  benannt, zu

$$d = (a - h + 2,4) \text{ mm} . \quad (3.1)$$

Dieses Maß wird deshalb so genau erläutert, da es zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz innerhalb der Auswertung wichtig ist. In die Bestimmung des Raumwinkels des Radonnachweises gehen weitere Überlegungen ein, so dass diese erst in Abschnitt 3.2.3 und der Abstand  $d$  in Gleichung 3.20 genannt werden.

Zur Spannungsversorgung des Detektors steht das Gerät *ORTEC Detector Control Unit Model 210* zur Verfügung. Die Spannung wird über den Vorverstärker an den Detektor angelegt. Da die im Detektor vorliegende Dicke der Verarmungszone von der angelegten Spannung nach Gleichung 2.18 abhängt, kann sicher gestellt werden, dass das aktive Volumen groß genug ist, um die nachzuweisenden  $\alpha$ -Teilchen vollständig im Detektor zu stoppen. Der oben angegebene Wert von 70 V sollte dabei nicht überschritten werden, da sonst die Durchbruchspannung erreicht wird und es zu einer irreversiblen Schädigung des Detektors kommen kann. Eine langsame Änderung der Spannung ist wichtig, da bei den üblicherweise dünnen Detektoren schon kleine Spannungsänderungen zu großen Änderungen des elektrischen Feldes führen.

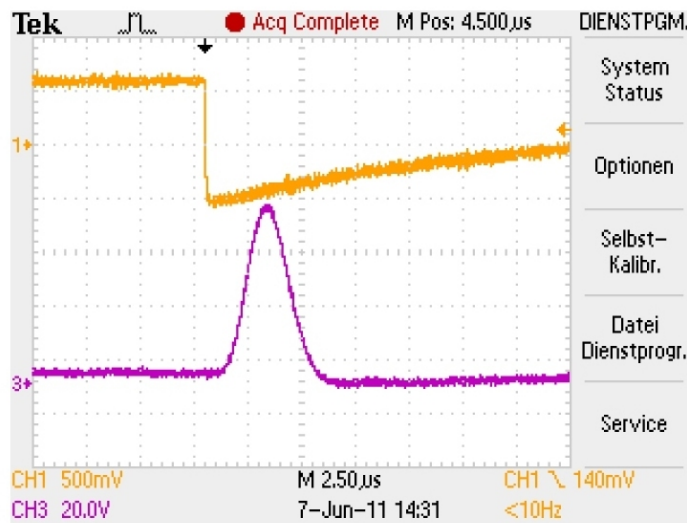
Da Oberflächensperrschichtzähler empfindlich gegenüber Umgebungslicht sind, ist die Probenkammer vorne mit einem Flansch LF-100 verschlossen, der über ein Fenster aus Plexiglas verfügt, welches mit einem Deckel aus schwarzem Plastik (POM) über einen Bajonettverschluss lichtdicht verschlossen werden kann. Genauer gezeigt ist dieser Flansch im Anhang Teil E in Abbildung E.5. Zum Wechsel von Proben wird der Flansch abgenommen.

### Vorverstärker und Hauptverstärker

Der Vorverstärker ist von der Firma *CANBERRA*, Modell *970D*. Es handelt sich hierbei um einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, da die Kapazität des Detektors von der Temperatur abhängt. Ladungsempfindliche Vorverstärker sind nicht

---

<sup>8</sup>Es gibt die Möglichkeit dieses Maß zu ändern, da die Detektorfassung so montiert ist, dass die Detektorposition gegenüber dem Kaltkopf auf insgesamt 6,5 mm erweitert werden kann.



**Abbildung 3.3.:** Signale nach dem Vorverstärker (orange in Kanal 1) und nach dem Hauptverstärker (violett in Kanal 3) mit einem Oszilloskop aufgenommen.

beeinträchtigt gegenüber Kapazitätsänderungen und die Ausgangsspannung des Verstärkers ist proportional zur Ladung am Eingang. Um Stabilität sicher zu stellen, muss die Kapazität des Vorverstärkers größer sein, als die Kapazitäten von Kabel und Detektor am Eingang. Die Kapazität des Detektors lässt sich mit der rel. Permittivität  $\epsilon_r = 12$  für Silizium,  $d = 250 \mu\text{m}$  und  $A = 576 \text{ mm}^2$  nach Gleichung 2.19 abschätzen zu 245 pF. Die Kapazität des Kabels hängt nach [Wei10b] von der Länge ab und lässt sich abschätzen mit 100 pF/m. Um die Kapazität des Kabels gering zu halten, wurde ein Kabel der Länge 65 cm gewählt und der Vorverstärker direkt unter dem Detektor an der Halterung der Probenkammer angebracht. Nach [Leo87] liegt die Kapazität eines solchen Vorverstärkers im Bereich von 10-100 nF. Die genauen Kenndaten des Verstärkers stehen leider nicht zur Verfügung.

Der ausgehende Spannungsimpuls ist negativ, sinkt innerhalb sehr kurzer Zeit auf den Minimalwert und steigt dann exponentiell wieder an, wie in Abbildung 3.3 in Kanal 1 des Oszilloskops zu sehen.

Der Hauptverstärker der Firma *CANBERRA*, Modell 2010 entstammt der allgemeinen Sammlung des Instituts. Im Hauptverstärker wird das Signal, zu sehen in Abbildung 3.3 in Kanal 3 des Oszilloskops, invertiert und weiter verstärkt. Es findet

Impulsformung statt. Der Spannungsimpuls wird somit in eine digitalisierbare Form gebracht.

### ADC-Karte

Für jedes nachgewiesene Teilchen liefern der Detektor und die nachgeschaltete Elektronik einen zur freigesetzten Ladung proportionalen Spannungsimpuls. Der Analog-Digital-Converter (ADC) erzeugt aus diesem Spannungsimpuls eine zum Maximalwert der Spannung proportionale digitalisierte Zahl, die Impulshöhe  $P$ . Die differentielle Verteilung der bei einem Experiment anfallenden Impulshöhen,  $dN/dP$ , d. h. die Anzahl der Impulse pro Intervall von  $P$  wird das Impulshöhenspektrum genannt [Kle05].

Im vorliegenden Versuch wird die Messkarte *ORTEC ADCAM MCB Model 926* verwendet. Die Impulshöhen werden hier in 8192 Kanälen gespeichert.

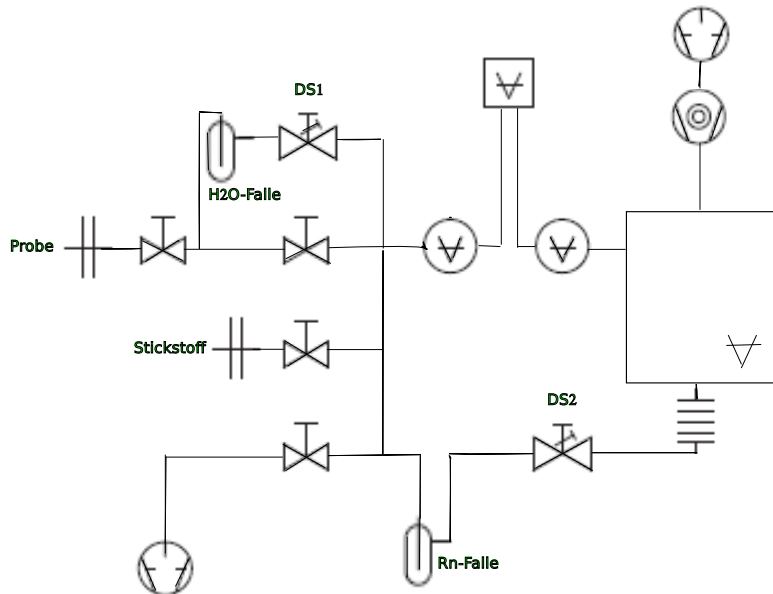
#### 3.1.2. Spezifikationen zur Radonmessung

Wie eingangs dieses Kapitels erwähnt, verläuft die  $\alpha$ -spektrometrische Untersuchung von Radon nach dem gleichen Prinzip, das im vorangegangenen Abschnitt 3.1.1 beschrieben wurde. Der Unterschied besteht darin, dass die Probe nicht auf dem Probentisch liegt, sondern dass sich das kryosorbierte Radon auf dem Kaltkopf befindet. Der Probentisch wird für den Nachweis von Radon durch die, auch eigens für den Versuchsaufbau konstruierte und gefertigte, Düsenvorrichtung ersetzt. Eine Abbildung findet sich im Anhang Teil E in Abb.E.4. Bei der Düse handelt es sich um eine Lavaldüse mit  $\varnothing 0,67$  mm an der engsten Stelle<sup>9</sup> und  $\varnothing 2,5$  mm am Düsenausgang<sup>10</sup>. Der Abstand zwischen engster Stelle und Düsenöffnung wird mit Hilfe eines 0,7 mm dicken Drahtes abgeschätzt, der sich  $(8,5 \pm 0,5)$  mm in der Düse versenken lässt. Der halbe Öffnungswinkel ergibt sich damit nach

$$\arctan \frac{(1,250 - 0,335)}{(8,5 \pm 0,5)} = 6,144^\circ \pm 0,006^\circ. \quad (3.2)$$

<sup>9</sup>gemessen mit dem Leuchttisch der Feinmechanikwerkstatt

<sup>10</sup>gemessen mit digitaler Schieblehre



**Abbildung 3.4.:** Schematische Darstellung des Gassystems zur Anreicherung von Radon aus einer Luftprobe. Die Symbole der Vakuumtechnik sind aus [Vak97] entnommen.

Der Weg des Radons aus dem Plastigas<sup>®</sup>-Probenbeutel an den Kaltkopf wird im Folgenden beschrieben. Eine schematische Darstellung des Gassystems zur Anreicherung des Radons aus Luftproben findet sich in Abbildung 3.4.

### Gassystem und Kühlfallen

Die zu analysierende Luftprobe wird mit Hilfe einer mit einem KF-10-Flansch modifizierten Luftpumpe genommen, die mit einem Plastigas<sup>®</sup>-Beutel mit dazwischengeschaltetem Ventil verbunden ist. Der Probenbeutel wird samt Ventil an das Gassystem geflanscht.

Das Gassystem besteht aus zwei Kühlfallen, die jeweils mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, einer Zuleitung für Stickstoffgas, die über einen Druckminderer (max. Arbeitsdruck 1,5 bar) der Firma *Vulkan* eingestellt wird, einer Drehschieberpumpe der Firma *Alcatel*, die das Gassystem evakuiert und einem Transmitter Modell *THERMOVAC TTR 91* zur Vakuummessung. Bevor das Ventil der Luftprobe geöffnet wird, wird das Gassystem mit Stickstoff gespült und evakuiert um mögliche Verunreinigungen zu beseitigen. Die einzelnen Bauteile des Gassystems wurden über

Swagelok-Verbindungen aneinander gefügt.

Im Bereich der Kühlfallen besteht die Gasleitung nicht aus Swagelok-Rohren, sondern aus 2 mm starkem, um die Oberfläche zu vergrößern zu Spiralen aufgedrehtem Kupferrohr. Die Luftprobe wird zunächst in der H<sub>2</sub>O-Falle von Wasser befreit. Das Kupferrohr taucht hier nicht direkt in den flüssigen Stickstoff ein. Es herrscht an dieser Stelle eine Temperatur zwischen -40°C und -55°C, bei der zwar das Wasser gefriert, aber Radon mit einem Siedepunkt von -61,8°C [Rada] nicht abgeschieden wird. Die Anreicherung des Radons findet in der Rn-Falle statt. Diese wird bis zum Rand mit flüssigem Stickstoff befüllt, so dass die Kupferspirale vollständig eintaucht und eine Temperatur von -190°C bis -195°C vorliegt. Es ist eine Temperatur unterhalb des Siede- und Schmelzpunktes von Radon nötig, da die Anreicherung aufgrund der geringen Stoffmenge nicht durch Kondensation des Radons, sondern durch Kryosorption stattfindet, bei der die Radonatome an der Oberfläche des Kupferrohrs adsorbiert werden. Diese Kryosorption von Radon im Kupferrohr aus strömender Luft bei Normaldruck beginnt nach [Net94] bei einer Temperatur zwischen -147°C und -153°C. Um die Effizienzen der H<sub>2</sub>O-Falle und der Rn-Falle, die von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen, optimieren zu können, ist beiden Kühlfallen jeweils ein Dosierventil (DS1 und DS2) nachgeschaltet. Der optimale Durchfluss ist in [Net94] mit max. 2,5 ml/s angegeben.

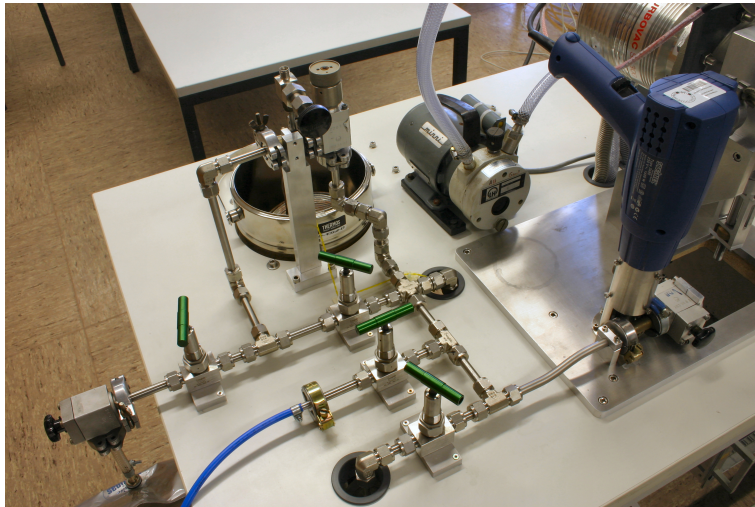
Das DS2 ist mit der Düsenvorrichtung verbunden, die am unteren Eingang der Probenkammer eingebaut ist. Der Probenbeutel wird über die Probenkammer leer gepumpt und der Durchfluss kann über den Kammerdruck  $p_K$  genau ermittelt werden. Nach [Wut06] hängen Durchfluss  $q_{pV}$  und Saugvermögen  $S$  einer Pumpe über

$$q_{pV} = p_K \cdot S \quad (3.3)$$

miteinander zusammen. Der Durchfluss 2,5 ml/s gilt für Normbedingungen und kann über

$$2,5 \cdot 1013,25 \cdot \frac{293,15 \text{ ml}}{273,15 \text{ s}} \cdot \text{mbar} = 2,72 \text{ mbar} \frac{1}{\text{s}} \quad (3.4)$$

in den Durchfluss bei 20°C umgerechnet werden. Für einen max. Durchfluss von 2,5 ml/s darf der Druck in der Probenkammer bei einem Saugvermögen der Turbomolekularpumpe für N<sub>2</sub> von 2701/s (s. Anhang Teil G, Abbildung G.2) 10<sup>-2</sup> mbar nicht überschreiten. Nachdem der richtige Durchfluss in die Probenkammer über DS2 eingestellt ist, wird die Turbomolekularpumpe ausgeschaltet, da die Pumpe über keine Kühlung verfügt und diese Gaslast nach [Oer08] zum Überhitzten der



**Abbildung 3.5.:** Dieses Foto zeigt das Gassystem zur Radonanreicherung. Man sieht die  $\text{H}_2\text{O}$ -Falle, die kleine Pumpe, die zum Abpumpen des Dewar-Gefäßes dient, sowie das Heißluftgebläse, mit der die Rn-Falle auf Raumtemperatur gebracht wird.

Pumpe führt.

Der Probenbeutel mit einem Volumen von  $V = (10 \pm 0,5) \text{ l}$  wird mit diesem Verfahren innerhalb von 1-2 h geleert. Das in der Rn-Falle kryosorbierte Radon muß erwärmt werden, um es als nächstes mit Stickstoff als Trägergas auf den Kaltkopf in der Probenkammer transportieren zu können. Daher wird, wenn der Beutel leer ist, das Gassystem, in dem bei Leeren des Beutels ein Druck von 1000 mbar herrscht, erneut evakuiert, um es vor Überdruck beim anschließenden Erwärmen des Radons und Spülen mit Stickstoffgas zu schützen. Sowohl das Vakuummessgerät als auch die Flanschverbindungen sind nicht für einen Anstieg des Druckes über Atmosphärendruck geeignet.

Der nächste Schritt besteht darin, das angereicherte Radon auf der Kaltfläche in der Probenkammer zu kryosorbieren, um anschließend mit der  $\alpha$ -spektrometrischen Analyse beginnen zu können. Während sich das Radon im Gassystem erwärmt (s.u. unter Erwärmen von Kupferspirale und Kaltkopf), wird der Kaltkopf in der Probenkammer abgekühlt. Dazu wird die Probenkammer durch hinzuschalten der Turbomolekularpumpe erneut evakuiert. Liegt hier ein Druck im Hochvakuumbereich vor, wird das Dewar-Gefäß mit flüssigem Stickstoff befüllt. Die Temperatur, bei der die Kryosorption auf der Kaltfläche bei einem Druck von  $1,33 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  in der Probenkammer effizient ist, liegt nach [Net94] bei max.  $-193^\circ\text{C}$ . Die für die Kryosorption auf dem Kaltkopf nötige Temperatur ist geringer als bei der Anreicherung in der Rn-



Falle, da in diesem Fall der umgebende Druck geringer ist. Durch Abpumpen des Dewar-Gefäßes erreicht man Verfestigung des Stickstoffes und eine Temperatur am Kaltkopf von  $-206^{\circ}\text{C}$ . Hierzu dient die Pumpe *LEYBOLD-HERAEUS MINNI A*, die auf dem Tisch steht. Hat der Kaltkopf entsprechende Temperatur erreicht und ist die Kupferspirale der Rn-Falle auf Zimmertemperatur erwärmt, wird die beweglich installierte Düse 5 mm vor den Kaltkopf gefahren und die Stickstoffzufuhr des Gas-systems und DS2 werden geöffnet. An DS2 wird ein Durchfluss von max. 0,25 ml/s [Net94] eingestellt. Dies entspricht analog zu oben nach Gleichung 3.3 einem Probenkammerdruck von max.  $10^{-3}$  mbar. Der Durchfluss ist durch die Kühlleistung des Kaltkopfes begründet und wird drei Minuten [Net94] aufrecht erhalten, um eine vollständige Spülung der Anreicherungsspirale zu erreichen. Anschließend wird die Düse nach unten und der Detektor in Messposition 2 gefahren.

### Temperaturmessungen

Für die Radonextraktion aus der Luftprobe und für die Kryosorption auf dem Kaltkopf ist die Kenntnis der Temperaturen in den Kühlfallen und auf dem Kaltkopf wichtig. Der Temperaturmessung dienen vier Pt100-Sensoren. Das Messprinzip dieses Temperaturfühlers beruht auf der Widerstandsänderung des enthaltenen Platindrahtes (Pt) in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei  $0^{\circ}\text{C}$  verfügt ein Pt100 über einen Nennwiderstand  $R_0$  von  $100\ \Omega$ . Ein Pt100 ist in der  $\text{H}_2\text{O}$ -Falle auf dem gleichen Kupferblech montiert, auf dem auch die Kupferspirale befestigt ist. In der Rn-Falle ist ein Kupferblock an der Spirale befestigt, in den ein Pt100 mit Keramikzylinder eingelassen ist. Zur besseren Verbindung von Kupfer und Keramikzylinder wurde hier mit Wärmeleitpaste gearbeitet. Der Pt100, der die Temperatur des Kaltkopfes angibt, befindet sich zwischen dem Kupferrohr, welches Dewar-Gefäß und Kaltkopf miteinander verbindet, und Kaltkopf. Der vierte Pt100 ist in der Heizpatrone integriert, die dem Aufheizen des Kaltkopfes dient (s.u. unter Erwärmen von Kupferspirale und Kaltkopf) und wird lediglich zur Überprüfung der Funktion der Heizpatrone genutzt. Der Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur variiert in den Bereichen über und unter  $0^{\circ}\text{C}$ . Nach DIN EN 60751 ist laut [Pt1]

$$R(T) = R_0(1 + AT + BT^2) \quad , \text{ wenn } T > 0 \quad (3.5)$$

$$R(T) = R_0(1 + AT + BT^2 + C(T - 100^{\circ}\text{C})T^3) \quad , \text{ wenn } T < 0, \quad (3.6)$$

mit den Koeffizienten

$$A = 3,9083 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$$

$$B = -5,775 \cdot 10^{-7} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-2}$$

$$B = -4,183 \cdot 10^{-12} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-3}.$$

Für den Betrieb der Pt100-Temperaturfühler wurde in der Elektronikwerkstatt des Instituts ein Messverstärker gebaut, der in das *NIM-crate* eingebaut wurde. Schaltpläne und Dokumentation zu diesem Messverstärker finden sich im Anhang Teil F. Über die Widerstände fließt ein Strom von 1 mA. Die über den jeweiligen Widerstand abfallende Spannung wird um einen Faktor von 83,5 verstärkt und von einem Datenerfassungsmodul *NI USB-6009* der Firma *National Instruments*, welches in den Messverstärker eingebaut ist, ausgelesen. Ein *LabVIEW*-Programm berechnet die von der Datenerfassungskarte ausgegebenen Spannungen unter Berücksichtigung der Leitungswiderstände und der unterschiedlichen Formeln aus [Pt1] und [Pt2]

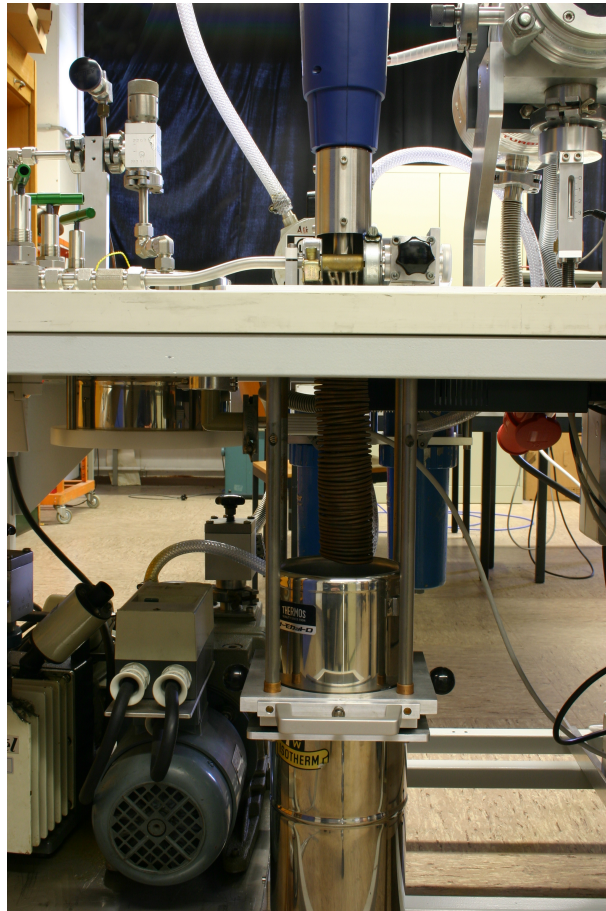
$$T = \frac{-AR_0 + \sqrt{(AR_0)^2 - 4BR_0(R_0 - R)}}{2BR_0} \quad \text{wenn } T > 0 \quad (3.7)$$

$$T = -5,67 \cdot 10^{-6} \cdot R^3 + 0,0024984 \cdot R^2 + 2,22764 \cdot R - 242,078 \quad \text{wenn } T < 0 \quad (3.8)$$

in Temperaturen um.

### Erwärmen von Kupferspirale und Kaltkopf

Die Rn-Falle ist so konstruiert, dass der Behälter, in dem sich der flüssige Stickstoff befindet, nach unten abgesenkt werden kann und die Kupferspirale sich immer in der gleichen Position befindet, wie in Bild 3.6 zu sehen ist. Die Kupferspirale wird zunächst einfach dadurch erwärmt, dass der Stickstoffbehälter nach unten gefahren wird. Um tatsächlich in der gesamten Spirale eine gleichmäßige Temperatur, die der Zimmertemperatur entspricht zu erhalten, ist über der Kupferspirale ein Heißluftgebläse angebracht. Dieses Heißluftgebläse der Firma *Steinel* Modell *HL 1610 S* transportiert über ein Heizrohr warme Luft an die Leitungen der Kupferspirale. Eine Konstruktionszeichnung des Heizrohrs ist im Anhang Teil E Abbildung E.6



**Abbildung 3.6.:** Dieses Foto zeigt die Kupferspirale der Rn-Falle, mit dem Stickstoffgefäß, welches sich nach unten absenken lässt. Heizrohr und Heißluftgebläse sind über dem Tisch angebracht.

beigefügt. Die Leistung des Gebläses ist mit 1600 W angegeben. Es ist in zwei Stufen auf entweder 300°C mit 240 l/min oder 500°C mit 450 l/min regelbar.

Nach einer erfolgreichen Messung muß das Radon von dem Kaltkopf beseitigt werden. Dazu wird der Kaltkopf erwärmt. Das Erwärmen des Kaltkopfes geschieht über eine Heizpatrone, die für diesen Aufbau von der Firma *WEMA* speziell angefertigt wurde. Sie verfügt über ein integriertes Pt100, eine Leistung von 150 W und benötigt eine Versorgungsspannung von max. 50 V. Sie ist in einem Kupferblock eingelassen, der an dem Kupferrohr zwischen Dewar-Gefäß und Kaltkopf angebracht ist. Auf gute Verbindung von Kupferrohr und Kupferblock wurde geachtet, um genügenden Wärmeübertrag im Vakuum zu gewährleisten. Die Position des Kupferblocks ist Abbildung 3.2 zu entnehmen. Die Spannungsversorgung der Heizpatrone übernimmt das Gerät *DELTA ELEKTRONIKA Power Supply SM 7020-D*.

### 3.1.3. Datenverarbeitung und verwendete Software

Mit Hilfe der zur Messkarte gehörenden Software *Maestro*<sup>®</sup>-32, die auf dem dem Versuchsaufbau integrierten Rechner installiert ist, werden die im Datenspeicher der Karte registrierten Impulshöhen als Spektrum ausgegeben.

Die genaue Handhabung dieser Software kann [ORT06] entnommen werden. An dieser Stelle seien nur die wichtigsten, bei diesem Aufbau angewendeten Funktionen erwähnt:

- Korrektur der Messzeit, die die Totzeit der ADC-Karte berücksichtigt (vgl. Abschnitt 2.3.2). Diese Korrektur liefert bis zu einer gemessenen Totzeit von 5 % verlässliche Ergebnisse.
- Es lassen sich im Spektrum auftretende Peaks automatisch auffinden. Dafür können verschiedene Empfindlichkeiten eingestellt werden.
- Es lassen sich bestimmte Bereiche markieren. Ein markierter Bereich wird *Range Of Interest (ROI)* genannt. Für diese *ROIs* lassen sich Berechnungen durchführen, die über die Funktion *Peak Info* abgefragt werden können.
- Die Funktion *Peak Info* enthält [ORT06]:
  - Peakposition
  - FWHM,  $FW(1/x)M$
  - Gross Area

$$A_g = \sum_{i=l}^h C_i$$

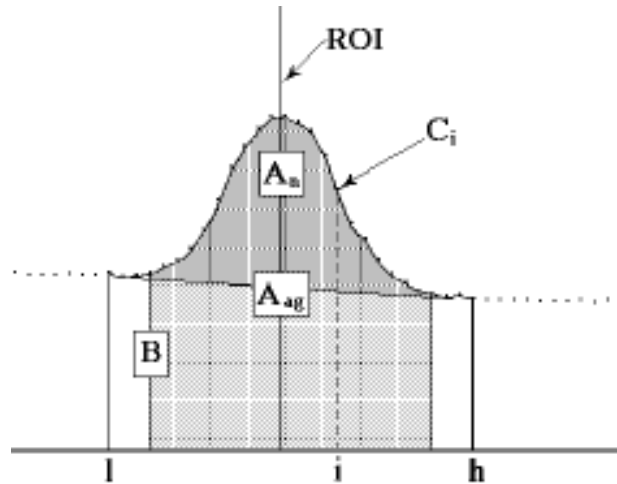
- Net Area  $\pm \sigma_{An}$

$$A_n = A_{ag} - \frac{B(h-l-5)}{h-l+1}$$

mit

$$A_{ag} = \sum_{i=l+3}^{h-3} C_i$$

$$B = \left( \sum_{i=l}^{l+2} C_i + \sum_{i=h-2}^h C_i \right) \frac{h-l+1}{6}$$



**Abbildung 3.7.:** Erläuterungen zu den Berechnungen für *Gross Area*  $A_g$ , *adjusted Gross Area*  $A_{ag}$  und *Net Area*  $A_n$  aus [ORT06]. Der *ROI* geht von Kanal  $l$  bis Kanal  $h$ .

$$\sigma_{An} = \sqrt{A_{ag} + B \left( \frac{h-l-5}{6} \right) \left( \frac{h-l-5}{h-l+1} \right)}.$$

Eine Erläuterung der Verwendeten Variablen findet sich in Abbildung 3.7.

- Es kann eine Energiekalibrierung des Spektrums vorgenommen werden.
- Berechnung der Zählrate aus Peakinhalt und totzeitkorrigierter Messzeit.
- Das aufgenommene Spektrum kann als *ASCII-file* gespeichert und sowohl jederzeit mit dem Programm wieder aufgerufen werden als auch mit anderer Software weiter verarbeitet werden. Datum, Uhrzeit, Messzeit und Parameter der Energiekalibrierung können dieser Datei entnommen werden.

Um eine genaue Auswertung der aufgenommenen Spektren vornehmen zu können, benötigt man zusätzlich folgende Operationen:

- Das zu einem aufgenommenen Spektrum zugehörige Untergrundspektrum muss unter Berücksichtigung der einzelnen Messzeiten von dem Spektrum subtrahiert werden können. Es gibt Fälle, in denen eine zu messende Linie im Spektrum eine Untergrundlinie (des gleichen Nuklids) enthält. Wird ein

solches Spektrum nicht untergrundbereinigt, indem das Untergrundspektrum skaliert auf die Messzeit der Probe abgezogen wird, erhält man falsche Werte für die gemessene Impulsrate.

- Die Bestimmung der Nettoimpulsanzahl einer auftretenden Linie muss auch möglich sein, wenn eine Quelle mehrere Linien mit ähnlicher Energie aufweist und die Peaks ineinander über gehen.
- Die, insbesondere bei der  $\alpha$ -Spektrometrie auftretende, asymmetrische Form der Linien (*low energy tailing*) muss Berücksichtigung finden.

Diese Funktionen sind unter *Maestro*<sup>®</sup>-32 nicht vorgesehen. Aus diesem Grund wird hier die am CERN entwickelte Software *ROOT* verwendet.

Die Berechnung von Reichweiten von  $\alpha$ -Teilchen in verschiedenen Medien übernimmt das Programm *SRIM* (*The **S**topping and **R**ange of **I**ons in **M**atter*) [Zie11], dass in [Zie04] beschrieben ist.

Zur Simulation aufgenommener  $\alpha$ -Spektren dient das Programm *AASI* (***A**dvanced **A**lphaspectrometric **S**imulation*) [Sii11], welches in [Sii05] beschrieben ist. Der Vorteil dieser Software gegenüber *SRIM* liegt darin, dass die geometrische Akzeptanz des Detektors in diesem Programm selbst berechnet wird. Es können verschiedene Nuklide ausgewählt werden, deren Daten bezüglich  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten bei der Simulation berücksichtigt werden.

## 3.2. Datenaufnahme und Datenanalyse

In diesem Abschnitt werden die mit dem zuvor beschriebenen Versuchsaufbau durchgeführten Messungen erläutert und ausgewertet. Die Messungen können unterteilt werden in Messungen zur Inbetriebnahme und zur Überprüfung der Funktionsweise des Aufbaus und in Messungen, die in gleicher Form von Studenten im Praktikum durchgeführt und ausgewertet werden.

### 3.2.1. Kalibrierung

Um den  $\alpha$ -Teilchen aus den verschiedensten Zerfällen eindeutig eine Energie zuzuordnen zu können, muss der  $\alpha$ - Messstand kalibriert werden. Die Kalibrierung wird mit Hilfe einer Mischquelle, die die Nuklide  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  enthält vorgenommen. Die jeweiligen  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  lassen sich Tabelle A.1 im Anhang entnehmen. Man erkennt anhand dieser Tabelle, dass sowohl  $^{239}\text{Pu}$ , als auch  $^{241}\text{Am}$  jeweils drei,  $^{244}\text{Cm}$  zwei  $\alpha$ -Übergänge mit verschiedener Energie aufweisen. Im gemessenen Spektrum, das in Abbildung 3.8 dargestellt ist, erkennt man, dass durch das mangelnde Auflösungsvermögen des Detektors diese nicht getrennt voneinander abgebildet werden.

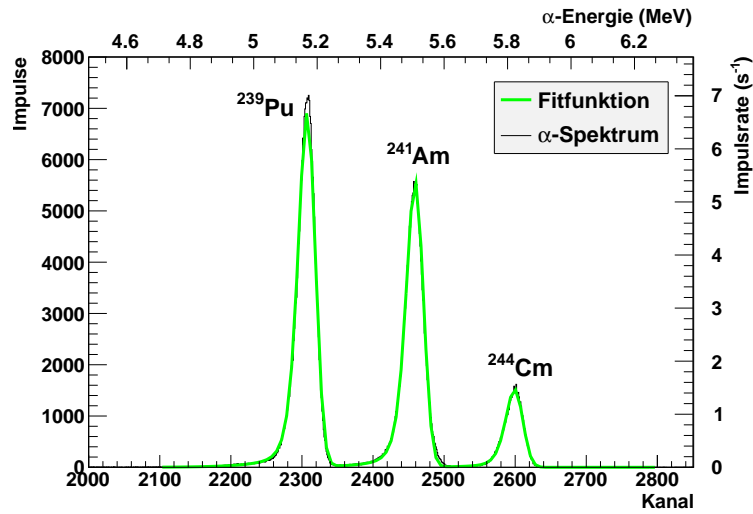
Bei der Kalibrierung, die mit dem Messprogramm *Maestro*<sup>®</sup>-32 vorgenommen wird, handelt es sich um eine lineare Kalibrierung, bei der den Kanälen  $K_1$  und  $K_2$  der Mittelwerte zweier Peaks die Energien  $E_1$  und  $E_2$  zugeordnet werden:

$$E(K) = E_1 + \frac{(E_2 - E_1)}{(K_2 - K_1)} \cdot (K - K_1). \quad (3.9)$$

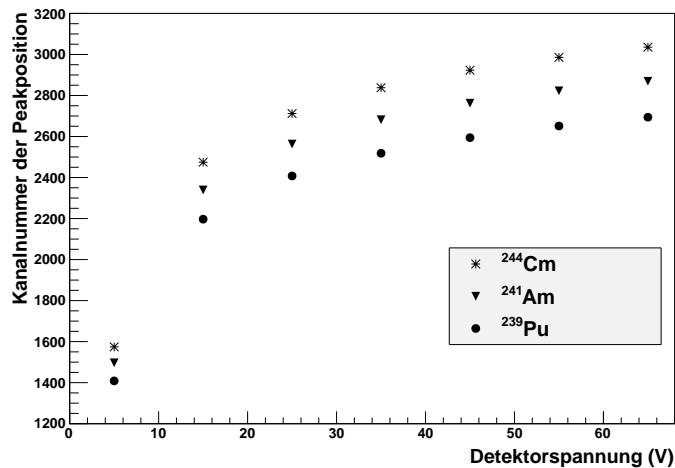
Es ist darauf zu achten, dass nur der Bereich des Peaks zur Kalibrierung herangezogen wird, der auch wirklich zu der entsprechenden Energie gehört, also jeweils der Bereich des Peaks der zu der Energie mit der höchsten Emissionswahrscheinlichkeit gehört. Zur Kalibrierung werden daher die Peaks der Nuklide  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  herangezogen, bei denen die verschiedenen Energien höhere Differenzen aufweisen. Die Halbwertsbreite des Gesamtpeaks kann direkt durch das Programm *Maestro*<sup>®</sup>-32 ermittelt werden. Dabei ergeben sich Werte von  $(60 \pm 3) \text{ keV}$ . Als Peakbereich mit dem kalibriert werden kann, steht demzufolge die Halbwertsbreite des Gesamtpeaks zur Verfügung.

Die Abbildung 3.9 zeigt die Peakpositionen der Mischquelle in Abhängigkeit von der Detektorspannung. Diese Messreihe wurde gemacht, um die Detektorspannung herauszufinden, bei der sich die Position der Peaks nicht mehr verschiebt. Bei dieser Spannung kann von einem vollständig verarmten Detektor ausgegangen werden, bei der sämtliche Elektronen-Loch-Paare, die durch die einfallende Spannung im Detektor erzeugt werden, auch zum Signal beitragen, also gesammelt werden, bevor sie rekombinieren können.

Will man aus dieser Messung die Aktivität der Nuklide der Mischquelle bestimmen, benötigt man die Maße der Quelle, die zum Raumwinkel beitragen, und die Messzeit, aus der sich über die Zahl der registrierten Impulse die Impulsrate ermit-



**Abbildung 3.8.:** Spektrum der Kalibrierungsquelle, die  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  enthält bei Probentischposition  $a = 10\text{ mm}$  mit einer Messzeit von  $t_{\text{live}} = 1035\text{ s}$ . Durch mangelndes Auflösungsvermögen des Detektors werden die einzelnen Linien der unterschiedlichen Nuklide nicht voneinander getrennt. Das  $\chi_r^2$  der Fitfunktion beträgt 5,9.



**Abbildung 3.9.:** Messung der Kalibrierungsquelle, die  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  enthält, bei unterschiedlichen Detektorspannungen. Bei kleineren Spannungen ist der Detektor nicht vollständig verarmt und die Teilchen verlieren Energie vor Eintritt in das aktive Volumen des Detektors.



teln läßt. Die Messzeit betrug  $t_{live} = 1035$  s. Die Probentischposition war  $a = 10$  mm, die Höhe der Probe ist  $h = 0,5$  mm und der Radius der Probe (Fleck auf der Probe) ist 3,8 mm. Daraus ergibt sich ein simulierter Raumwinkel von  $(2,072 \pm 0,015)$  sr. Die Aktivität der Nuklide ergibt sich nach:

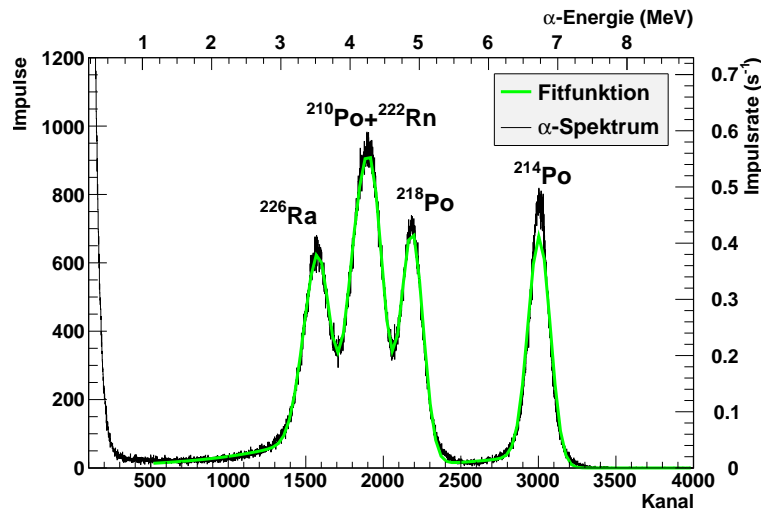
$$A = 4\pi \frac{N}{t_{live} \Omega P_{\alpha}} \quad (3.10)$$

Die Auswertung bezüglich der Aktivität wird in diesem Beispiel zum einen durch die Software *Maestro*<sup>®</sup>-32, zum anderen über die Fitfunktion nach Gleichung 2.49 durchgeführt. Eine Auswertung durch das Messprogramm ist hier möglich, da die Peaks der verschiedenen Nuklide deutlich voneinander getrennt sind und die Anzahl der Impulse zwischen den Peaks bei Null liegt. In beiden Verfahren wird jeweils von nur einem Peak pro Nuklid ausgegangen, und es werden die in A.1 angegebenen Werte für  $P_{\alpha}$  zunächst addiert und anschließend wird in Gleichung 3.10 die Summe eingesetzt. Dabei macht man einen kleinen Fehler, da die nicht in A.1 angegebenen  $\alpha$ -Energien z.T. in den so ausgewerteten Peaks enthalten sind. Die Aktivität wird dadurch eher als zu hoch ermittelt. Der Fehler der gegebenenfalls auftritt liegt jedoch innerhalb der angegebenen Messunsicherheiten.

|                       | <i>Maestro</i> <sup>®</sup> -32 | Fit          |
|-----------------------|---------------------------------|--------------|
| N( <sup>239</sup> Pu) | 228401 ± 478                    | 226706 ± 477 |
| N( <sup>241</sup> Am) | 183586 ± 428                    | 182612 ± 428 |
| N( <sup>244</sup> Cm) | 49462 ± 222                     | 49929 ± 222  |
| A( <sup>239</sup> Pu) | 1340 ± 10                       | 1331 ± 10    |
| A( <sup>241</sup> Am) | 1081 ± 8                        | 1075 ± 8     |
| A( <sup>244</sup> Cm) | 290 ± 2                         | 293 ± 2      |

Die Unsicherheit der gemessenen Impulse ist bei *Maestro*<sup>®</sup>-32  $\sqrt{N}$  und für die Fitfunktion die Unsicherheit des Fitparameters.

Die auf diese zwei unterschiedlichen Weisen bestimmten Aktivitäten der Mischquelle stimmen im Rahmen der Messunsicherheit überein. Die Aktivitäten der einzelnen Nuklide dieser Mischquelle waren ursprünglich nicht so unterschiedlich. Hier kommen die unterschiedlichen Halbwertszeiten zum tragen, die bei <sup>244</sup>Cm mit 18 Jahren sehr viel kleiner ist, als die der anderen beiden Nuklide.



**Abbildung 3.10.:** Spektrum einer Radium-Quelle, die durch eine unbekannte Materialschicht (vermutlich Gold oder Messing) abgedeckt ist. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 2,5 und  $t_{live} = 1646$  s.

### 3.2.2. Messungen fester Quellen

Anhand zwei weiterer untersuchter fester Quellen, die unterschiedlich präpariert sind, zeigt sich, wie sich die verschiedene Präparation auf das gemessenen Spektrum auswirkt. Bei der ersten Quelle handelt es sich um eine <sup>226</sup>Ra-Quelle, bei der zweiten um eine <sup>232</sup>Th-Quelle.

#### Radium

Bei dieser Radiumquelle handelt es sich um die Testquelle eines tragbaren Kontaminationsmonitors der Firma *HERFURTH* Modell *H1359*. Das aufgenommene Spektrum und die nach Gleichung 2.49 angepasste Funktion sind in Abbildung 3.10 zu sehen. Vergleicht man die Energiewerte der emittierten  $\alpha$ -Teilchen von Radium und seinen Folgeprodukten, die in Tabelle A.4 im Anhang zu finden sind, mit den Fitparametern, die die Mittelwerte der einzelnen Peaks angeben, stellt man fest, dass die Peaks zu kleineren Energien verschoben sind und durch die hohe Energieverschmierung der Energien die Linien von <sup>210</sup>Po und <sup>222</sup>Rn zusammenfallen. Energieverschiebung und -verschmierung sind auf eine dünne Schicht zurückzuführen, mit der die Testquelle abgedeckt ist.

| Nuklid            | $E_1$ (keV) | $E_2$ (keV)  | $R(E_1)$ ( $\mu\text{m}$ ) | $R(E_2)$ ( $\mu\text{m}$ ) | $s$ ( $\mu\text{m}$ ) |
|-------------------|-------------|--------------|----------------------------|----------------------------|-----------------------|
| $^{226}\text{Ra}$ | 4601        | $3389 \pm 4$ | 7,50                       | 5,15                       | 2,35                  |
| $^{226}\text{Ra}$ | 4784        | $3602 \pm 3$ | 7,88                       | 5,54                       | 2,34                  |
| $^{210}\text{Po}$ | 5304        | $4117 \pm 3$ | 9,01                       | 6,52                       | 2,49                  |
| $^{222}\text{Rn}$ | 5489        | $4370 \pm 3$ | 9,42                       | 7,03                       | 2,39                  |
| $^{218}\text{Po}$ | 6002        | $4928 \pm 1$ | 10,61                      | 8,19                       | 2,42                  |
| $^{214}\text{Po}$ | 7687        | $6767 \pm 1$ | 14,86                      | 12,47                      | 2,39                  |

**Tabelle 3.1.:** Reichweiten  $R$  für  $\alpha$ -Teilchen, die aus einer  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle stammen, welche durch eine dünne Schicht Gold abgedeckt ist im Vergleich mit einer nicht abgedeckten Quelle. Die Differenz der Reichweiten ergibt die Schichtdicke  $s$ .

Die Dicke dieser Schicht soll mit dem Programm *SRIM* abgeschätzt werden.  $E_1$  sei die Energie der von der Quelle emittierten  $\alpha$ -Teilchen,  $E_2$  sei die Energie im aufgenommenen Spektrum. Mit *SRIM* lassen sich für beide Energien die Reichweiten  $R$  in verschiedenen Medien bestimmen. Die Differenz der Reichweiten ergibt dann die Schichtdicke  $s$ . Die Abdeckung der Radiumquelle ist gold- oder messingfarbend. Für beide Metalle wurden die Berechnungen durchgeführt. Für Gold ergeben sich nach Nuklid aufgeschlüsselt, die in Tabelle 3.1 zusammengestellten Werte.

Unter Annahme einer Goldschicht ergibt sich als Mittelwert  $s = (2,40 \pm 0,02) \mu\text{m}$ . Analoge Berechnungen für eine Messingschicht ergeben eine Schichtdicke von ca.  $3 \mu\text{m}$  abhängig von den jeweiligen Zink- und Kupferanteilen in der Verbindung. Die für jedes Nuklid berechneten Schichtdicken stimmen im Rahmen von 6 % überein und liegen im Bereich von 2,34-2,49  $\mu\text{m}$ .

Die Bestimmung der gemessenen Aktivität der Quelle erfolgt aus den Flächeninhalten der Peaks, die aus den Fitparametern der insgesamt sechs Peaks abgelesen werden können. Für  $^{226}\text{Ra}$  wird die Summe beider Flächen berechnet, bei  $^{222}\text{Rn}$  bis  $^{211}\text{Po}$  wird auf die Emissionswahrscheinlichkeiten korrigiert. Die gemessene Zeit betrug  $t_{\text{live}} = 1646 \text{ s}$  und der Wert des simulierten Raumwinkels  $\Omega = (0,623 \pm 0,009) \text{ sr}$ . Die Maße der Quelle sind  $h = 4,5 \text{ mm}$  und  $r = 1 \text{ mm}$ . Gemessen wurde bei einer Probentischposition  $a = 30 \text{ mm}$ .

Es ergeben sich die Aktivitätswerte:

$$A_{226\text{Ra}} = (1679 \pm 40) \text{ Bq}$$

$$A_{222\text{Rn}} = (1786 \pm 33) \text{ Bq}$$

$$A_{218\text{Po}} = (1740 \pm 26) \text{ Bq}$$

$$A_{214\text{Po}} = (1729 \pm 25) \text{ Bq}$$

$$A_{210\text{Po}} = (1210 \pm 26) \text{ Bq}$$

In der Quelle sollte ein Gleichgewicht der Aktivitäten zwischen Radium und seinen Folgeprodukten vorliegen.  $^{210}\text{Po}$  ist dabei ausgenommen, da in der Zerfallsreihe  $^{210}\text{Pb}$  mit einer Halbwertszeit von 22,2 a dazwischen liegt.

In der Beschreibung des Messgeräts ist ein Aktivitätswert der Quelle von 1850 Bq angegeben. Unter Berücksichtigung des Alters der Quelle von  $(40 \pm 10)$  a erwartet man heute eine Aktivität von  $(1818 \pm 8)$  Bq.

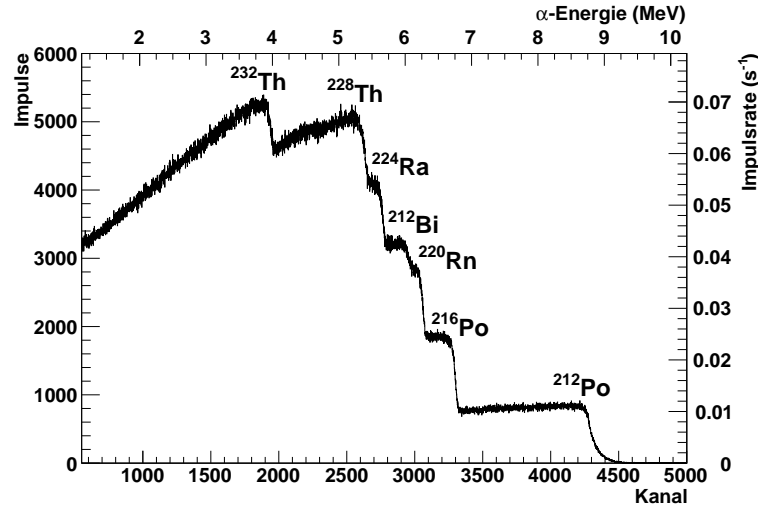
Der leicht nach unten abweichende Wert von dem angegebenen Literaturwert könnte durch Absorption in der abdeckenden Schicht bei geneigtem Strahlengang verursacht werden. Dies würde auch erklären, warum der gemessene Aktivitätswert für Radium kleiner ist, als der Wert der anderen Nuklide. Die Energie der von  $^{226}\text{Ra}$  emittierten  $\alpha$ -Strahlung ist am kleinsten, damit wären diese  $\alpha$ -Teilchen am stärksten von einer solchen Absorption betroffen. Aus diesem Grund wird hier kein Mittelwert der ermittelten Aktivitätswerte für  $^{226}\text{Ra}$  bis  $^{214}\text{Pb}$  berechnet.

## Thorium

Bei dieser Thoriumquelle handelt es sich um eine vergleichsweise dicke Quelle. Dadurch erhält man hohe Energieverluste der emittierten  $\alpha$ -Teilchen durch Selbstabsorption in der Probe. Die qualitative Analyse ergibt, dass sämtliche in der natürlichen Zerfallsreihe von  $^{232}\text{Th}$  vorkommenden  $\alpha$ -strahlenden Nuklide detektiert werden, wie ein Vergleich von Abbildung 3.11 mit Tabelle A.2 zeigt.

Die bisher benutzte Funktion der Gleichung 2.49 lässt sich nicht an das gemessene Spektrum anpassen. Berücksichtigt man sämtliche auftretende  $\alpha$ -Energien, ist dies eine Funktion mit 26 Fitparametern. Der Bereich des  $^{212}\text{Po}$ -Peaks lässt sich jedoch anfitten, so dass eine erste Einschätzung des Aktivitätswertes vorgenommen werden kann.

Um das gemessene Spektrum besser zu verstehen, wurden mehrere Simulationen mit der Software *AASI* durchgeführt. Die Reichweiten der emittierten  $\alpha$ -Teilchen von



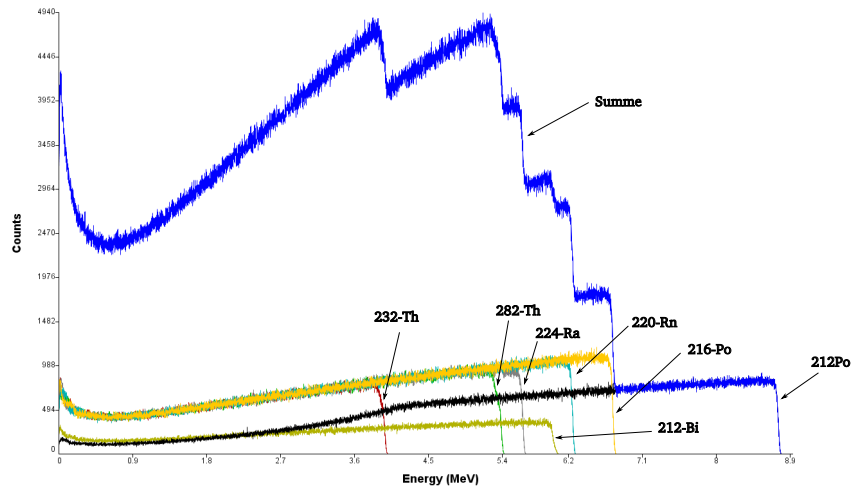
**Abbildung 3.11.:** Spektrum einer Thorium-Quelle nach einer gemessenen Zeit von  $t_{live} = 75565$  s. in einem Abstand von 2 mm.

<sup>232</sup>Th und seinen Folgeprodukten in Thorium und Thoriumdioxid reichen von  $9,9 \mu\text{m}$  bis  $30,7 \mu\text{m}$ . Die Stoffmengenanteile der Folgeprodukte werden nach Gleichung 2.15 nicht berücksichtigt.

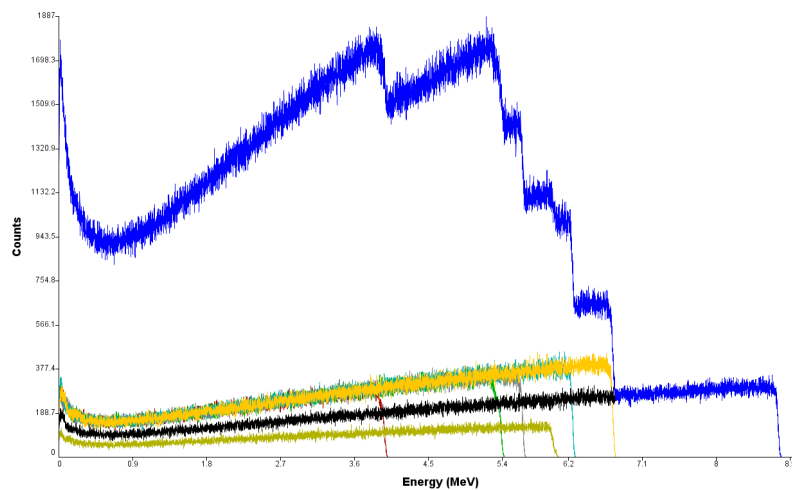
Gute Übereinstimmung zwischen gemessenem Spektrum und Simulation erhält man im Bereich der hohen Energien bei einer Schichtdicke ab  $10 \mu\text{m}$  Thoriumdioxid und einer vorgegebenen Aktivität von 300 Bq, die bei der Wahl der Anzahl der Emissionen der einzelnen Nuklide mit der gemessenen Zeit  $t_{live} = 75565$  s multipliziert wird. Zudem wurden die Verzweigungen in der Zerfallsreihe berücksichtigt, so dass bei angenommenem säkularem Gleichgewicht die Aktivitäten für die Nuklide von <sup>232</sup>Th bis <sup>216</sup>Bi bei 300 Bq liegen, <sup>212</sup>Bi nur zu 36 % über  $\alpha$ -Emission zerfällt und <sup>212</sup>Po nur zu 64 % gebildet wird.

In den Abbildungen 3.12 und 3.13 sind die Ergebnisse der Simulationen für die Schichtdicken 10 und  $32 \mu\text{m}$  zu sehen. Die Form des Spektrums ändert sich hier nicht wesentlich, die Anzahl der Impulse sinkt jedoch mit wachsender Schichtdicke, da hier Selbstabsorption in der Quelle zunimmt. Simulationen mit höheren Schichtdicken als  $32 \mu\text{m}$  machen keinen Sinn, da aus diesen weiteren Schichten keine  $\alpha$ -Teilchen zum Detektor vordringen können. Eine Simulation des gesamten Spektrums mit einer Schichtdicke von  $30 \mu\text{m}$  ist nicht möglich, da man dann die Zahl der Emissionen pro Nuklid so weit erhöhen muss, dass das Programm hier an seine Grenzen stößt.

Das Problem wird gelöst, indem für die einzelnen Nuklide jeweils eine Simulation



**Abbildung 3.12.:** Spektrum einer simulierten Thoriumquelle mit einer Schichtdicke von  $10\ \mu\text{m}$ : Dargestellt sind die Spektren der einzelnen Nuklide und das Summenspektrum für 300 Bq und einer Messzeit von 75565 s. Die Grafik ist durch das Simulationsprogramm erzeugt.



**Abbildung 3.13.:** Spektrum einer simulierten Thoriumquelle mit einer Schichtdicke von  $32\ \mu\text{m}$ : Dargestellt sind die Spektren der einzelnen Nuklide und das Summenspektrum für 300 Bq und einer Messzeit von 75565 s. Die Farbgebung der Einzelspektren entspricht Abbildung 3.12.

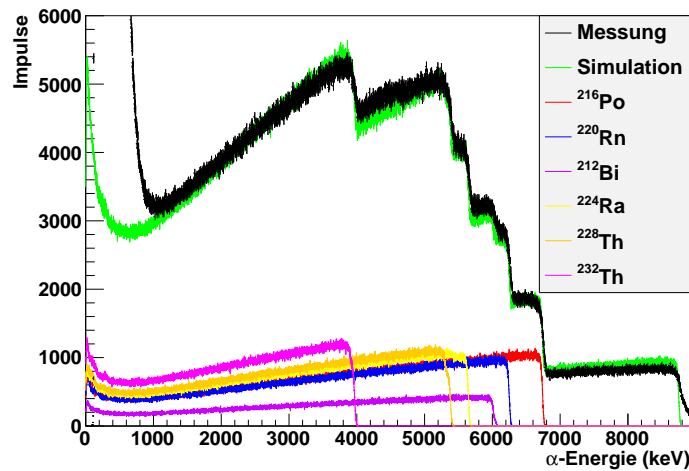
durchgeführt wird, in der als Schichtdicke die jeweilige Reichweite eingegeben wird. Anschließend werden die einzelnen Simulationen aufsummiert und mit dem gemessenen Spektrum verglichen.

Die Reichweiten in Thoriumdioxid mit einer Dichte von  $\rho = 10\text{g/cm}^3$  wurden mit *SRIM* bestimmt. Das Spektrum bzw. die Spektren, die in Abbildung 3.14 zu sehen sind, wurden mit folgenden Aktivitäten simuliert, bei denen sich eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation ergibt:

| Nuklid   | $^{232}\text{Th}$ | $^{228}\text{Th}$ | $^{224}\text{Ra}$ | $^{220}\text{Rn}$ | $^{216}\text{Po}$ | $^{212}\text{Bi}$ | $^{212}\text{Po}$ |
|--|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| R ( $\mu\text{m}$ )  | 9,9               | 15,2              | 16,2              | 18,8              | 20,9              | 17,9              | 30,7              |
| A (Bq)   | 390               | 450               | 450               | 450               | 510               | 194               | 557               |
| $\frac{A}{R} \left( \frac{\text{Bq}}{\mu\text{m}} \right)$ | 39,4              | 29,6              | 27,8              | 23,9              | 24,4              | 10,8              | 18,14             |

Geht man von einer Probe aus, in der die Nuklide homogen verteilt sind, kann man eine Aktivität pro  $\mu\text{m}$  als Hilfsgröße berechnen. Physikalisch exakter wäre es, die Aktivität pro Volumen anzugeben. Da die Oberfläche jedoch für alle Nuklide der betrachteten Quelle übereinstimmt, reicht diese Berechnung für eine Abschätzung des Ergebnisses aus.  $^{212}\text{Bi}$  zerfällt zu 36 % über  $\alpha$ -Zerfall,  $^{212}\text{Po}$  wird nur zu 64 % gebildet. Es fällt auf, dass der Wert von  $^{232}\text{Th}$  mit  $39,4\text{Bq}/\mu\text{m}$  höher liegt als der Wert der Folgenuklide. Für diese variiert der so berechnete Wert zwischen  $23,9\text{Bq}/\mu\text{m}$  und  $28,9\text{Bq}/\mu\text{m}$  unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses in der Zerfallsreihe (die Werte von  $^{212}\text{Bi}$  und  $^{212}\text{Po}$  können addiert werden). Dafür könnte die große Halbwertszeit von  $^{228}\text{Th}$  ausschlaggebend sein. Da man ein Gleichgewicht mit gleichen Aktivitäten zumindest zwischen  $^{228}\text{Th}$  und seinen Folgeprodukten erwartet, kann man aus den so berechneten Werten die Simulation optimieren.

Bei bekannter Dicke der Probe könnte man so die Aktivität der gesamten Probe berechnen. Dabei dürfen die Nuklide, die hier nicht nachgewiesen werden, da sie sich über  $\beta$ -Zerfall umwandeln, nicht vergessen werden.



**Abbildung 3.14.:** Simulierte Spektren, bei denen die Spektren der Nuklide einzeln mit verschiedenen Aktivitäten und Schichtdicken simuliert und anschließend summiert wurden.

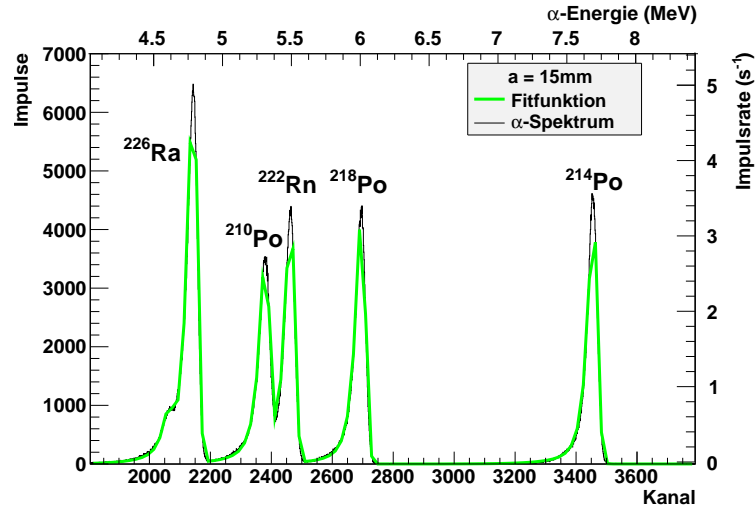
### 3.2.3. Effizienz des Radonanreicherungsverfahrens

Im Folgenden werden die Messungen diskutiert, die für die Inbetriebnahme des Aufbaus zum Nachweis von Radon aus Luftproben durchgeführt wurden. Um aus unbekannten Luftproben die Radonaktivität ermitteln zu können, ist die Kenntnis der Effizienz  $E_A$  des Anreicherungsverfahrens entscheidend.  $E_A$  berechnet sich aus dem Verhältnis von eingesetzter Radonaktivität  $A_{Rn}$  zur gemessenen Aktivität  $A_{gem}$  des auf dem Kaltkopf abgeschiedenen Radons.

$$E_A = \frac{A_{gem}}{A_{Rn}} \quad (3.11)$$

Die eingesetzte Radonaktivität  $A_{Rn}$  entstammt einer Radiumquelle, aus der Radon emaniert. Um  $A_{Rn}$  bestimmen zu können, benötigt man zum einen die Aktivität dieser Radiumquelle und des weiteren das Maß, in dem das Radon aus dieser Quelle freigesetzt wird. Die Bestimmung dieser Werte und die Berechnung von  $A_{Rn}$  wird daher zunächst in folgendem Abschnitt gezeigt, worauf im Anschluss die Messungen zur Bestimmung von  $A_{gem}$  diskutiert werden und die Berechnung der Effizienz des Anreicherungsverfahrens vorgenommen wird.





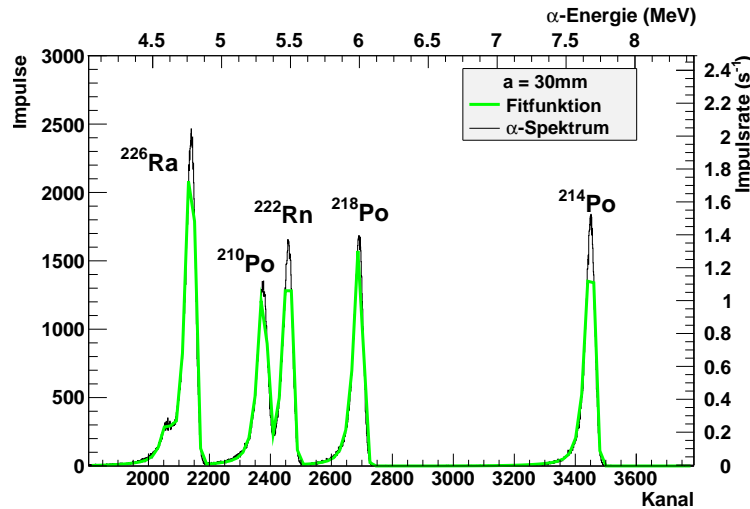
**Abbildung 3.15.:** Aufgenommenes Spektrum der Radiumquelle im Abstand von 15 mm. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 4,7.

### Herstellung einer Radonkalibrierungsquelle

Als Kalibrierungsquelle wurde die von M. Nettebrock benutzte  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle erneut aufbereitet. Bei Herstellung dieser Quelle wurde Radium elektrolytisch aus einer Radiumlösung auf einem Titan-Backing abgeschieden [Net94]. In der Elektrolyseschicht liegt ein säkulares Gleichgewicht zwischen Radium und den Folgeprodukten vor. Sowohl die Aktivität des Radiums, die in [Net94] mit  $(2750 \pm 74)$  Bq angegeben ist, als auch die Aktivitäten in der Elektrolyseschicht von  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{218}\text{Po}$ ,  $^{214}\text{Po}$  und  $^{210}\text{Po}$ , wurden für unterschiedliche Probentischpositionen  $a$   $\alpha$ -spektrometrisch bestimmt.

Die Spektren für  $a = 15$  mm und  $a = 30$  mm und die nach Gleichung 2.49 gemachten Fits sind in den Abbildungen 3.15 und 3.16 zu sehen. Im Vergleich beider Spektren erkennt man sofort die geringere Impulsrate bei größerem Abstand durch die geringere geometrische Akzeptanz. Ferner ist die Energieauflösung im Spektrum, insbesondere im Radiumpeak, bei  $a = 30$  mm besser, da der Strahlengang bei größerem Abstand geringere Unterschiede in der Weglänge durch Eintrittsfenster des Detektors und in der Quelle erfährt.

Die Ergebnisse der Messreihe, d. h. die Aktivitäten  $A_{X,E}$  der Elektrolyseschicht für jedes einzelne Nuklid  $X$  der Radiumzerfallsreihe, die über  $\alpha$ -Zerfälle nachgewiesen



**Abbildung 3.16.:** Aufgenommenes Spektrum der Radiumquelle im Abstand von 30 mm. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 2,1. Das bessere Auflösungsvermögen im Vergleich mit obigem Spektrum zeigt sich insbesondere am  $^{226}\text{Ra}$ -Peak, der aus zwei Peaks bei 4601 keV und 4784 keV besteht.

werden können, sind in den Tabellen 3.2 bis 3.7 dargestellt.

Die in diesen Tabellen enthaltenen Raumwinkel entstammen aus Simulationen, wie sie in Abschnitt 2.3.2 und in [Whi02] beschrieben sind. Es wurden die Größe der Quelle  $r = 5,5$  mm, die jeweiligen Abständen  $d$  zwischen Detektor und Probe unter Berücksichtigung der Probenhöhe von  $h = 0,3$  mm, sowie die Detektorseitenlängen von 24 mm vorgegeben. Desweiteren wurde für die Simulation die Anzahl der Emissionen so gewählt, dass sie dem Produkt der nach unten abgeschätzten Aktivität von 1000 Bq und der jeweiligen Messzeit entspricht. Die Unsicherheiten der simulierten Raumwinkel liegen damit in dem Bereich, den eine falsche Annahme der Größe  $r$  von  $\pm 0,5$  mm oder Verschiebungen der Achsen von Quelle und Detektor um jeweils 2 mm in beide Raumrichtungen hervorrufen würden.

Ein falsche Annahme der Größe  $d$  von  $\pm 0,5$  mm bewirkt besonders bei kleinen Abständen größere Unsicherheiten in den simulierten Raumwinkeln. Daher wurde auf dieses Mass, wie in Abschnitt 3.1.1 und Gleichung 3.1 schon erwähnt, besondere Sorgfalt gelegt.

Die genauen Energien der jeweiligen  $\alpha$ -Zerfälle und die dazugehörigen Emissionswahrscheinlichkeiten sind der Tabelle A.4 im Anhang Teil A zu entnehmen.

Die in den verschiedenen Abständen gemessenen Spektren wurden jeweils mit der in Gleichung 2.49 genannten Fitfunktion angepasst. Die als Fitparameter entnommenen Flächeninhalte der Peaks, die der Zahl der gemessenen Impulse entspre-

| $a$ (mm) | $t_{live}$ (s) | $\sum F_{Ra}$    | $\chi_r^2$ | $I_{Ra}$ (s <sup>-1</sup> ) | $\Omega$ (sr)     | $A_{Ra,E}$ (Bq) |
|----------|----------------|------------------|------------|-----------------------------|-------------------|-----------------|
| 10       | 1501           | $625379 \pm 952$ | 5,6        | $416,6 \pm 0,6$             | $1,994 \pm 0,012$ | $2625 \pm 17$   |
| 15       | 1288           | $350250 \pm 577$ | 4,7        | $271,9 \pm 0,4$             | $1,308 \pm 0,011$ | $2612 \pm 23$   |
| 20       | 1973           | $362460 \pm 669$ | 3,8        | $183,7 \pm 0,3$             | $0,889 \pm 0,008$ | $2596 \pm 23$   |
| 25       | 1366           | $182188 \pm 469$ | 2,9        | $133,4 \pm 0,3$             | $0,644 \pm 0,008$ | $2603 \pm 32$   |
| 30       | 1205           | $120276 \pm 380$ | 2,1        | $99,8 \pm 0,3$              | $0,482 \pm 0,007$ | $2601 \pm 40$   |
| 35       | 2027           | $155566 \pm 412$ | 2,6        | $76,7 \pm 0,2$              | $0,373 \pm 0,005$ | $2584 \pm 35$   |

**Tabelle 3.2.:** Bestimmung der <sup>226</sup>Ra-Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Proben-tischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Ra,E} = (2604 \pm 6)$  Bq.

| $a$ (mm) | $t_{live}$ (s) | $\sum F_{Rn}$    | $\chi_r^2$ | $I_{Rn}$ (s <sup>-1</sup> ) | $\Omega$ (sr)     | $A_{Rn,E}$ (Bq) |
|----------|----------------|------------------|------------|-----------------------------|-------------------|-----------------|
| 10       | 1501           | $375643 \pm 617$ | 5,6        | $250,3 \pm 0,4$             | $1,994 \pm 0,012$ | $1577 \pm 10$   |
| 15       | 1288           | $208080 \pm 482$ | 4,7        | $161,6 \pm 0,4$             | $1,308 \pm 0,011$ | $1552 \pm 14$   |
| 20       | 1973           | $217185 \pm 473$ | 3,8        | $110,1 \pm 0,2$             | $0,889 \pm 0,008$ | $1556 \pm 14$   |
| 25       | 1366           | $109028 \pm 350$ | 2,9        | $79,8 \pm 0,3$              | $0,644 \pm 0,008$ | $1558 \pm 20$   |
| 30       | 1205           | $71764 \pm 282$  | 2,1        | $59,6 \pm 0,2$              | $0,482 \pm 0,007$ | $1552 \pm 24$   |
| 35       | 2027           | $93885 \pm 317$  | 2,6        | $46,3 \pm 0,2$              | $0,373 \pm 0,005$ | $1560 \pm 21$   |

**Tabelle 3.3.:** Bestimmung der <sup>222</sup>Rn-Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Proben-tischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Rn,E} = (1559 \pm 4)$  Bq.

chen, werden für die beiden Radiumpeaks bei 4601 keV und 4784 keV aufaddiert, für <sup>222</sup>Rn, <sup>218</sup>Po, <sup>214</sup>Po und <sup>210</sup>Po mit der jeweiligen Emissionswahrscheinlichkeit  $P_\alpha$  multipliziert. Die so erhaltenen Flächeninhalte sind in den Tabellen 3.2 bis 3.7 für die einzelnen Nuklide  $X$  als  $\sum F_X$  enthalten, aus denen durch Division mit  $t_{live}$  die Impulsraten  $I_X$  berechnet wurden. Die aufgeführten Aktivitäten  $A_{X,E}$  gehen durch Multiplikation des Faktors  $\frac{4\pi}{\Omega}$  aus den Impulsraten  $I_X$  hervor.

| $a$ (mm) | $t_{live}$ (s) | $\sum F_{Po218}$ | $\chi_r^2$ | $I_{Po218}$ ( $s^{-1}$ ) | $\Omega$ (sr)     | $A_{Po218,E}$ (Bq) |
|----------|----------------|------------------|------------|--------------------------|-------------------|--------------------|
| 10       | 1501           | $376702 \pm 615$ | 5,6        | $251,0 \pm 0,4$          | $1,994 \pm 0,012$ | $1581 \pm 10$      |
| 15       | 1288           | $208974 \pm 459$ | 4,7        | $162,2 \pm 0,4$          | $1,308 \pm 0,011$ | $1558 \pm 14$      |
| 20       | 1973           | $218984 \pm 457$ | 3,8        | $111,0 \pm 0,2$          | $0,889 \pm 0,008$ | $1568 \pm 14$      |
| 25       | 1366           | $110161 \pm 320$ | 2,9        | $80,6 \pm 0,2$           | $0,644 \pm 0,008$ | $1574 \pm 20$      |
| 30       | 1205           | $73217 \pm 265$  | 2,1        | $60,8 \pm 0,2$           | $0,482 \pm 0,007$ | $1584 \pm 24$      |
| 35       | 2027           | $94822 \pm 303$  | 2,6        | $46,8 \pm 0,1$           | $0,373 \pm 0,005$ | $1575 \pm 21$      |

**Tabelle 3.4.:** Bestimmung der  $^{218}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Proben-tischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Po218,E} = (1573 \pm 4)$  Bq.

| $a$ (mm) | $t_{live}$ (s) | $\sum F_{Po214}$ | $\chi_r^2$ | $I_{Po214}$ ( $s^{-1}$ ) | $\Omega$ (sr)     | $A_{Po214,E}$ (Bq) |
|----------|----------------|------------------|------------|--------------------------|-------------------|--------------------|
| 10       | 1501           | $359480 \pm 597$ | 5,6        | $239,5 \pm 0,4$          | $1,994 \pm 0,012$ | $1509 \pm 10$      |
| 15       | 1288           | $206361 \pm 417$ | 4,7        | $160,2 \pm 0,3$          | $1,308 \pm 0,011$ | $1539 \pm 13$      |
| 20       | 1973           | $215765 \pm 459$ | 3,8        | $109,4 \pm 0,2$          | $0,889 \pm 0,008$ | $1545 \pm 14$      |
| 25       | 1366           | $110370 \pm 330$ | 2,9        | $80,8 \pm 0,2$           | $0,644 \pm 0,008$ | $1577 \pm 20$      |
| 30       | 1205           | $75735 \pm 260$  | 2,1        | $62,9 \pm 0,2$           | $0,482 \pm 0,007$ | $1638 \pm 25$      |
| 35       | 2027           | $104613 \pm 303$ | 2,6        | $51,6 \pm 0,1$           | $0,373 \pm 0,005$ | $1738 \pm 24$      |

**Tabelle 3.5.:** Bestimmung der  $^{214}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Proben-tischpositionen  $a$ . Die Angabe eines Mittelwertes ist hier nicht sinnvoll, da die gemessenen Aktivitäten der Proben-tischpositionen  $a = 30$  mm und  $a = 35$  mm mit den übrigen Werten nicht konsistent sind. Eine derartige Abweichung von 12 % (bei  $a = 35$  mm) von einem erwarteten Mittelwert, der mit den Aktivitätsmittelwerten von  $^{222}\text{Rn}$  und  $^{218}\text{Po}$  übereinstimmen sollte, ist bei früheren Messungen nicht beobachtet worden. Der Fehler liegt nicht in einer schlechten Anpassung durch die Fitfunktion, wie ein Vergleich mit Tabelle 3.6 zeigt.

| $a$ (mm) | $I_{Po214}$ ( $s^{-1}$ ) | $\Omega$ (sr)     | $A_{Po214,E}$ (Bq) |
|----------|--------------------------|-------------------|--------------------|
| 10       | $240 \pm 1$              | $1,994 \pm 0,012$ | $1565 \pm 16$      |
| 15       | $163 \pm 1$              | $1,308 \pm 0,011$ | $1512 \pm 11$      |
| 20       | $110 \pm 1$              | $0,889 \pm 0,008$ | $1554 \pm 19$      |
| 25       | $82 \pm 1$               | $0,644 \pm 0,008$ | $1600 \pm 28$      |
| 30       | $63 \pm 1$               | $0,482 \pm 0,007$ | $1642 \pm 36$      |
| 35       | $52 \pm 1$               | $0,373 \pm 0,005$ | $1751 \pm 41$      |

**Tabelle 3.6.:** Bestimmung der  $^{214}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht aus den Impulsraten, die durch die *Maestro*<sup>®</sup>-32-Software gegeben werden. Diese Auswertung kann verwendet werden, da sich der Peak mit keinen anderen Peaks des Spektrums überlagert.

| $a$ (mm) | $t_{live}$ (s) | $\sum F_{Po210}$ | $\chi_r^2$ | $I_{Po210}$ ( $s^{-1}$ ) | $\Omega$ (sr)     | $A_{Po210,E}$ (Bq) |
|----------|----------------|------------------|------------|--------------------------|-------------------|--------------------|
| 10       | 1501           | $297940 \pm 589$ | 5,6        | $198,5 \pm 0,4$          | $1,994 \pm 0,012$ | $1251 \pm 8$       |
| 15       | 1288           | $164798 \pm 440$ | 4,7        | $127,9 \pm 0,3$          | $1,308 \pm 0,011$ | $1229 \pm 11$      |
| 20       | 1973           | $171487 \pm 423$ | 3,8        | $86,9 \pm 0,2$           | $0,889 \pm 0,008$ | $1228 \pm 11$      |
| 25       | 1366           | $85938 \pm 309$  | 2,9        | $62,9 \pm 0,2$           | $0,644 \pm 0,008$ | $1228 \pm 16$      |
| 30       | 1205           | $57437 \pm 256$  | 2,1        | $47,7 \pm 0,2$           | $0,482 \pm 0,007$ | $1242 \pm 19$      |
| 35       | 2027           | $73342 \pm 283$  | 2,6        | $36,2 \pm 0,1$           | $0,373 \pm 0,005$ | $1219 \pm 17$      |

**Tabelle 3.7.:** Bestimmung der  $^{210}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Proben-tischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Po210,E} = (1233 \pm 5)$  Bq.

Anhand der berechneten Aktivitäten lassen sich folgende Ergebnisse ablesen:

- Die Aktivitäten der einzelnen Nuklide, die für die verschiedenen Abstände ermittelt wurden, stimmen im Rahmen der Messunsicherheiten für die verschiedenen Abstände gut überein. Starke systematische Unsicherheiten, sei es durch das Auswerteverfahren über die benutzte Fitfunktion oder bei der Ermittlung der Raumwinkel können somit ausgeschlossen werden.
- Wie zu erwarten, ist die Radiumaktivität  $A_{Ra,E}$  trotz säkularem Gleichgewicht zwischen  $^{226}\text{Ra}$  und  $^{222}\text{Rn}$  in der Elektrolyseschicht größer als die Radonaktivität  $A_{Rn,E}$ . Dies liegt an der Emanation des Radons aus der Elektrolyseschicht. Der Teil des Radons, der nicht in der Elektrolyseschicht nachzuweisen ist, wird in die Umgebungsluft der Radiumquelle freigesetzt.  
Die in den verschiedenen Abständen ermittelten Werte für  $A_{Rn,E}$  und  $A_{Po218,E}$  können im Rahmen der Messunsicherheit ebenfalls als gleich angesehen werden. Das säkulare Gleichgewicht mit gleichen Aktivitäten ist hier gut erfüllt.
- Zwischen  $^{214}\text{Po}$  und  $^{210}\text{Po}$  liegt in der Zerfallsreihe  $^{210}\text{Pb}$  mit einer Halbwertszeit von 22,2 a. Diese große Halbwertszeit erklärt, warum sich das radioaktive Gleichgewicht für  $^{210}\text{Po}$  noch nicht eingestellt hat, da das Alter der Quelle im Bereich einer Halbwertszeit von  $^{210}\text{Pb}$  liegt.
- Die Aktivität der Radiumquelle, die von entscheidender Bedeutung bei der Berechnung der eingesetzten Radonaktivität  $A_{Rn}$  ist, kann durch Berechnung des Mittelwertes und Berechnung der Standardabweichung des Mittelwertes aus den Ergebnissen von Tabelle 3.2 angegeben werden mit:

$$A_{Ra,E} = (2604 \pm 6) \text{ Bq} . \quad (3.12)$$

Dieser Wert liegt etwas unter dem in [Net94] angegebenen Wert. Unter Berücksichtigung der seit Herstellung der Quelle vergangenen Zeit würde man einen Wert von  $(2730 \pm 74) \text{ Bq}$  erwarten, d. h. man erhält eine Abweichung von 4,8 %. Eine Erklärung für den nach unten abweichenden Wert könnte ein Verlust des Radiums durch leichten Abrieb innerhalb der langen Zeit seit Herstellung der Quelle sein.

Da in [Net94] keine genaue Messmethode oder Berechnung erläutert wird, kann kein Vergleich z. B. bezüglich der Ermittlung des Raumwinkels angestellt werden.

Weitere Rechnungen haben gezeigt, dass eine Änderung des Abstandes von Quelle zu Detektor von  $500\text{ }\mu\text{m}$  sich derart auswirken, dass man einen Mittelwert der Radiumaktivität von  $A_{Ra,E} = (2688 \pm 17)\text{ Bq}$  erhält. Dieser Wert wäre im Rahmen der Unsicherheiten mit dem Wert  $(2730 \pm 74)\text{ Bq}$  konsistent. Die mit diesen Abständen erhaltenen Aktivitäten stimmen jedoch nicht mehr im Rahmen der Unsicherheiten überein sondern schwanken zwischen 2642 und 2741 Bq.

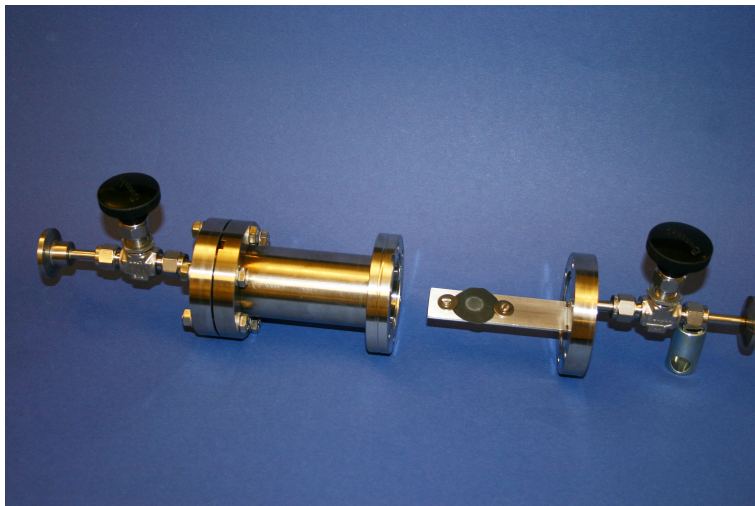
Nach der Analyse der Radiumquelle, bei der die Radiumaktivität und die Aktivitäten der Folgeprodukte in der Elektrolyseschicht bestimmt wurden, wurde sie in ein Vakuumgefäß eingebaut, so dass kein Radon nach außen entweichen kann, solange die Ventile und Flansche geschlossen sind. Die Quelle kann jetzt als Kalibrierungsquelle dienen, da sich in diesem Vakuumgefäß durch Emanation und Exhalation nach jedem Lufttausch erneut Radon in dem abgeschlossenen Volumen anreichert, bis sich, wie in Abschnitt 1.3 bemerkt, eine Sättigungskonzentration einstellt.

Die Abbildung 3.17 zeigt die auf dem Titan-Backing abgeschiedene Elektrolyseschicht, die hier fest in das Gefäß eingesetzt wird. Abbildung 3.18 zeigt das mit CF-Flanschen abgedichtete Gefäß nach dem Zusammenbau, aus dem desweiteren die Radonproben entnommen werden können.

Die Berechnung der seit dem letzten Lufttausch angereicherten Radonaktivität aus der Radiumquelle wird im Folgenden erklärt. Bei der Probenentnahme wird nun so vorgegangen, dass auf der einen Seite des Vakuumgefäßes die Luftpumpe, auf der anderen Seite der so aufgebauten Kalibrierungsquelle der Probenbeutel angeflanscht wird. Mit der Pumpe wird Luft durch das Gefäß in den Probenbeutel gepumpt. Das angereicherte Radon wird mit der Luft in die Probe transportiert und die Luft in dem Vakuumgefäß wird dabei vollständig ausgetauscht.

### **Bestimmung der Emanation und Berechnung der Radonaktivität der Kalibrierungsquelle**

Die Berechnung der Aktivität der Radonluftproben erfolgt nach den Betrachtungen zum radioaktiven Gleichgewicht. Eingesetzt in Gleichung 2.11 erhält man für



**Abbildung 3.17.:** Ultrahochvakuumgefäß vor dem Zusammenbau mit auf dem Titan-Backing elektrolytisch abgeschiedenem Radium

---



**Abbildung 3.18.:** Zusammengebaute Kalibrierungsquelle, die auf einer Seite mit der Luftpumpe und auf der anderen Seite mit einem Plastigas<sup>®</sup>-Beutel verbunden werden kann.

---



die gesamte Radonaktivität  $A_{Rn \text{ gesamt}}$ , die in einem Zeitraum  $t$  produziert wurde, folgende Gleichung:

$$A_{Rn \text{ gesamt}}(t) = \frac{\lambda_{Rn}}{\lambda_{Rn} - \lambda_{Ra}} \cdot A_{Ra,E} \cdot (e^{-\lambda_{Ra}t} - e^{-\lambda_{Rn}t}).$$

Ein Teil des Radons verbleibt in der Elektrolyseschicht, der andere Teil des Radons exhaliert. Aus der  $\alpha$ -spektrometrischen Analyse der Radiumquelle ist das Verhältnis der Radiumaktivität  $A_{Ra,E}$  zur Radonaktivität  $A_{Rn,E}$  in der Elektrolyseschicht bekannt und damit der Teil der Radiumaktivität, der zur Emanation des Radons beiträgt. Die Aktivität des in der Zeit  $t$  seit dem letzten Lufttausch gebildeten Radons lässt sich damit bestimmen [Net94] zu

$$A_{Rn \text{ in Luft}}(t) = \frac{\lambda_{Rn}}{\lambda_{Rn} - \lambda_{Ra}} \cdot A_{Ra,E} \cdot (e^{-\lambda_{Ra}t} - e^{-\lambda_{Rn}t}) \left(1 - \frac{A_{Rn,E}}{A_{Ra,E}}\right). \quad (3.13)$$

Der Faktor  $(1 - \frac{A_{Rn,E}}{A_{Ra,E}})$  beschreibt die Emanation bzw. Exhalation.

Die im vorherigen Abschnitt beschriebene  $\alpha$ -spektrometrische Analyse der Radiumquelle wurde im Abstand von elf Monaten zweimal durchgeführt. Die erste Messung<sup>11</sup> liefert das Ergebnis in Gleichung 3.14 und wurde vor der Messreihe zur Gesamteffizienz des Anreicherungsverfahrens, auf die im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird, durchgeführt. Die zweite Messung liefert das Ergebnis in Gleichung 3.15 und wurde nach der Messreihe zur Gesamteffizienz durchgeführt.

Aus den Messreihen zur Bestimmung der Radiumaktivität für verschiedene Abstände  $a$  (siehe Tab. 3.2, 3.3) wurden die Verhältnisse  $\frac{\sum F_{Rn}}{\sum F_{Ra}}$  sowie  $\frac{\sum F_{Po218}}{\sum F_{Ra}}$  gebildet. Zwischen diesen Nukliden hat sich ein säkulares Gleichgewicht ausgebildet und es entstehen keine Verluste der Aktivitäten durch Verzweigungen in der Zerfallsreihe. Aus diesen Verhältnissen wurden jeweils Mittelwert und Standardabweichung des Mittelwertes berechnet. Dieser Mittelwert wird für  $\frac{A_{Rn,E}}{A_{Ra,E}}$  eingesetzt und es ergibt sich für den Emanationsfaktor:

$$\left(1 - \frac{A_{Rn,E}}{A_{Ra,E}}\right) = (1 - (0,634 \pm 0,001)) = (0,366 \pm 0,001) \quad \text{Messung 1} \quad (3.14)$$

<sup>11</sup>Durch diese Messreihe konnte ein systematischer Fehler aufgedeckt werden. Die alte Detektorfassung wirkte als Blende für den Detektor, da sie nur Seitenlängen von 22 mm aufwies. Dies macht sich insbesondere bei großen Abständen zwischen Probe und Detektor bemerkbar bei denen dadurch die Raumwinkel falsch bestimmt wurde. Da hier nur die Messungen gleicher Abstände aufeinander bezogen werden, der Raumwinkel sich somit rauskürzt, kommt man bei der Bildung der Verhältnisse  $\frac{\sum F_{Rn}}{\sum F_{Ra}}$  und  $\frac{\sum F_{Po218}}{\sum F_{Ra}}$  zu richtigen Ergebnissen.

$$(1 - \frac{A_{Rn,E}}{A_{Ra,E}}) = (1 - (0,602 \pm 0,001)) = (0,398 \pm 0,001) \quad \text{Messung 2.} \quad (3.15)$$

Für die Berechnung von  $A_{Rn \text{ in Luft}}(t)$  aus Gleichung 3.13 wird der Mittelwert beider Messungen

$$(1 - \frac{A_{Rn,E}}{A_{Ra,E}}) = (0,382 \pm 0,016) \quad (3.16)$$

herangezogen.

Mit dem in [Net94] genannten Wert des Emanationsanteils von  $(33,0 \pm 3,2) \%$ , der ebenfalls  $\alpha$ -spektrometrisch bestimmt wurde, kann man eine wachsende Emanationsfähigkeit der Radiumquelle mit der Zeit ablesen. Zudem scheint es, dass diese durch häufige Verwendung der Quelle, wie innerhalb der Messreihe zur Effizienz des Verfahrens geschehen, zunimmt. Eine mögliche Erklärung ist, dass sich in einem abgeschlossenen Volumen eine Sättigung des Radons einstellt, bei häufigem Lufttausch in der Kalibrierungsquelle Radon aber immer neu nachproduziert wird. Die Porosität der Quelle, also die Größe des Porenvolumens, könnte also im Laufe der Zeit durch mehr Rückstoßenergie bei der Bildung von Radon aus Radium, die in der Elektrolyseschicht deponiert wird, zunehmen.

Aus Gleichung 3.13 und den in 3.12 und 3.16 bestimmten Werten lässt sich so die Radonaktivität in der genommenen Luftprobe errechnen. Zur Ermittlung von  $A_{Rn}$ , also der eingesetzten, maximal nachweisbaren Radonaktivität, muss noch der Zerfall des Radons in der Zeit  $t_{diff}$  von der Probenentnahme bis zum Beginn der Messung berücksichtigt werden.

$$A_{Rn}(t) = A_{Rn \text{ in Luft}}(t)e^{-\lambda_{Rn}t_{diff}} \quad (3.17)$$

Durch diese Korrektur kann der Wert  $A_{Rn}$ , der in Gleichung 3.11 zur Bestimmung der Effizienz benötigt wird, vollständig bestimmt werden. Die Werte für  $A_{gem}$  gehen aus der oben bereits erwähnten nun folgenden Beschreibung der Messreihe hervor.

### Bestimmung der Gesamteffizienz des Verfahrens

Bei der Anreicherung des Radons, zunächst in der Rn-Falle des Gassystems und im Weiteren bei der Kryosorption auf dem Kaltkopf in der Probenkammer, gehen,

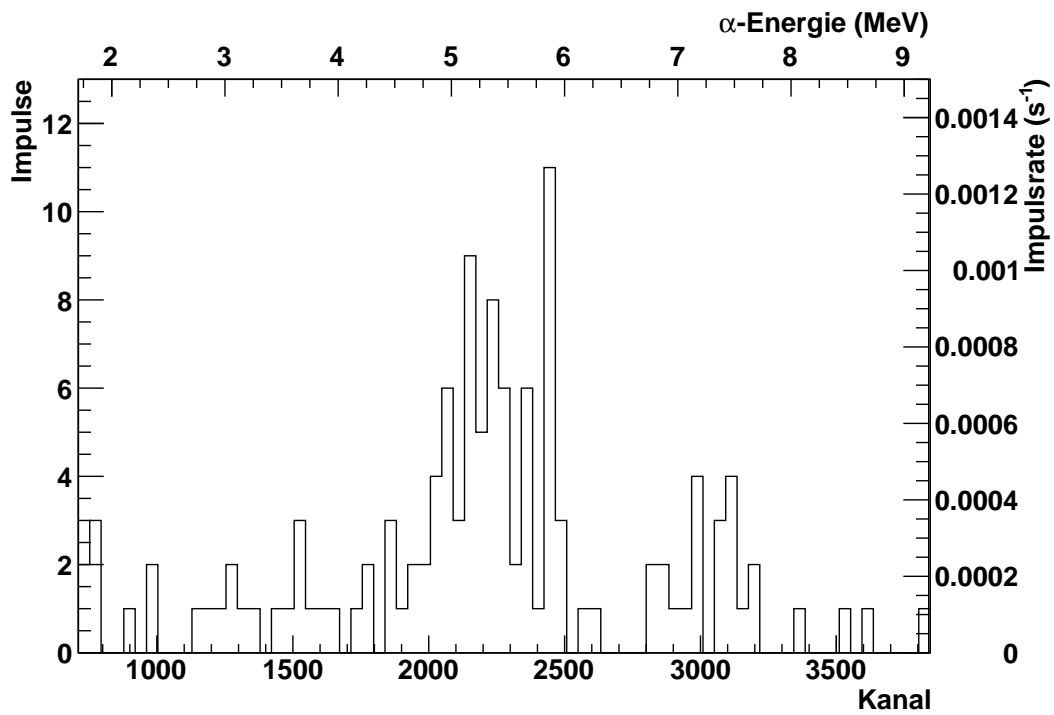
wie die Beschreibung des Gassystems in Abschnitt 3.1.2 zeigt, viele verschiedene Parameter ein. Die richtigen Temperaturen der Kühlfallen und der Kaltfläche, die Druckverhältnisse im Gassystem und in der Probenkammer und der davon abhängige Durchfluss bei der Anreicherung spielen eine große Rolle. Um festzustellen, ob der Anteil des auf dem Kaltkopf abgeschiedenen Radons einer Probe und damit die Effizienz des Anreicherungsverfahrens konstant ist, wurde eine Messreihe mit zehn Messungen und einer zusätzlichen Untergrundmessung durchgeführt. Erst mit Kenntnis dieser Effizienz können Aktivitäten unbekannter Luftproben analysiert werden.

Die Werte der verschiedenen Parameter sind in Abschnitt 3.1.2 aufgeführt. Zusätzlich findet sich im Anhang C eine detaillierte Versuchsdurchführung, aus der schrittweise hervor geht, wie bei den Messungen vorgegangen wurde.

Desweiteren wurden zwei Messungen, die bereits mit der hier vorgestellten Nachweisapparatur im Praktikum durchgeführt wurden, in die Messreihe mit aufgenommen. Vor der Messreihe wurde der Untergrund bestimmt. Dafür wurde ein Probenbeutel mit Luft befüllt und anschließend 90 Tage verschlossen gelagert. Nach dieser Zeit, die mehr als zwanzig Halbwertszeiten des Radons entspricht, erwartet man keine Radonaktivität mehr in der Probe. Das gemessene Untergrundspektrum ist in Abbildung 3.19 gezeigt. Die Messzeit des Untergrundspektrums betrug 8572 s, das Binning des Spektrums wurde so eingerichtet, dass ein Bin 100 keV umfasst. Dieses Untergrundspektrum wurde bei der Bestimmung der Nachweiseffizienz von den Spektren der weiterhin gemessenen Proben abgezogen. Die innerhalb der Messreihe aufgenommenen Spektren sind in den Abbildungen 3.20 bis 3.29 zu sehen. Die Spektren der Praktikumsversuche sind in den Abbildungen 3.30 und 3.31 gezeigt. Ein wesentlicher Unterschied dieser 12 verschiedenen Messungen ist die Anreicherungszeit des Radons in der Kalibrierungsquelle. Damit variiert der Wert der eingesetzten Radonaktivität  $A_{Rn}$ . Die jeweiligen Anreicherungszeiten in der Kalibrierungsquelle sind jeweils unter den zugehörigen Spektren angegeben. Die eingesetzten, maximal nachweisbaren Radonaktivitäten  $A_{Rn}$  unter Berücksichtigung der Korrektur des Zerfalls zwischen Probenentnahme und Messbeginn sind in Tabelle 3.9 aufgeführt.

Die Anreicherungszeiten, die zwischen drei Monaten und einem Tag variieren, führen nach Gleichung 3.13 zu Aktivitäten zwischen  $(157 \pm 7)$  und  $(995 \pm 42)$  Bq in der Luftprobe, ohne die in Gleichung 3.17 angegebenen Korrektur.

Die Auswertung der gemessenen, auf dem Kaltkopf abgeschiedenen Aktivität  $A_{gem}$  wurde analog zu der Bestimmung der Radiumaktivität der Kalibrierungsquelle aus der Fitfunktion nach [Bor87] nach Gleichung 2.49 bestimmt. Der aus dem Fit entstehende Parameter des Radonpeakinhalts  $F_{Rn}$  ist ebenfalls in Tabelle 3.9 mit da-



**Abbildung 3.19.:** Untergrundspektrum bei einer Messzeit von 8572s zur Messung der Nachweiseffizienz der Radonmessung. In diesem Histogramm umfasst ein Bin einen Energiebereich von 100 keV.

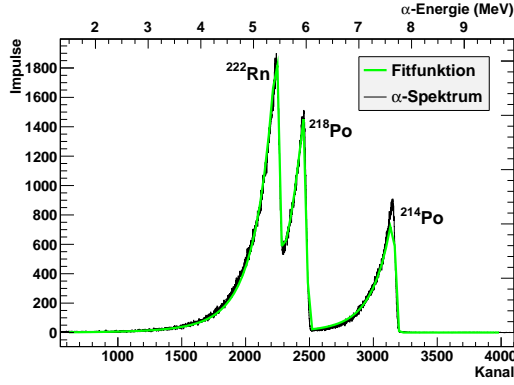


Abbildung 3.20.: Messung 1 nach einer Anreicherungszeit von 3 Monaten,  $t_{live} = 7339$  s

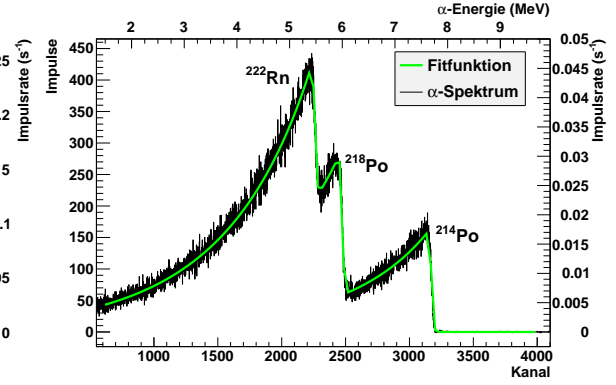


Abbildung 3.21.: Messung 2 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag,  $t_{live} = 9362$  s

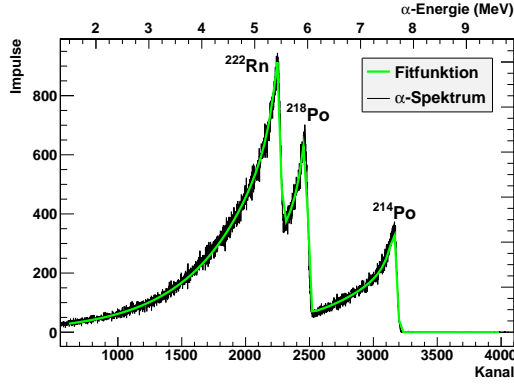


Abbildung 3.22.: Messung 3 nach einer Anreicherungszeit von 6 Tagen,  $t_{live} = 7522$  s

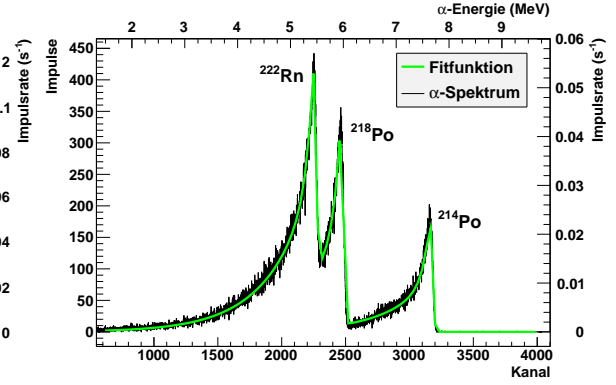


Abbildung 3.23.: Messung 4 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag,  $t_{live} = 7693$  s

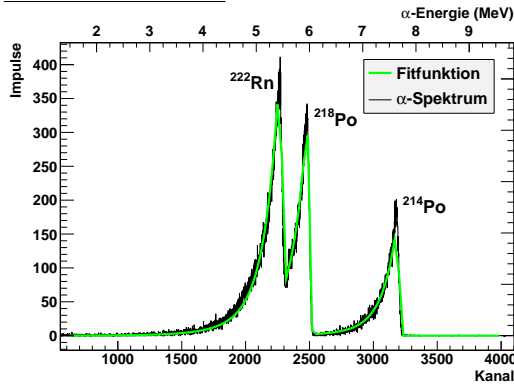


Abbildung 3.24.: Messung 5 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag,  $t_{live} = 7550$  s

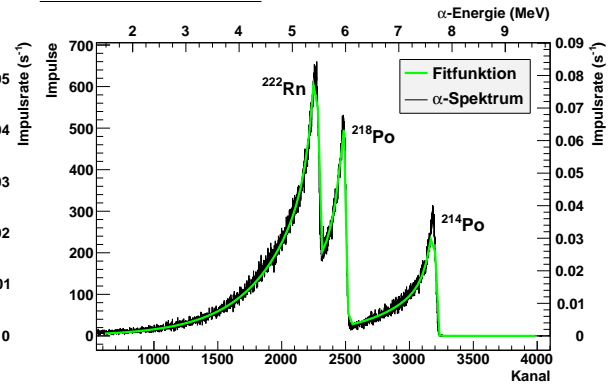


Abbildung 3.25.: Messung 6 nach einer Anreicherungszeit von 4 Tagen,  $t_{live} = 7599$  s

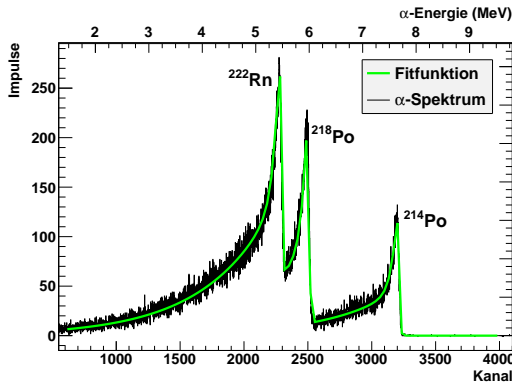


Abbildung 3.26.: Messung 7 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag,  $t_{live} = 7629$  s

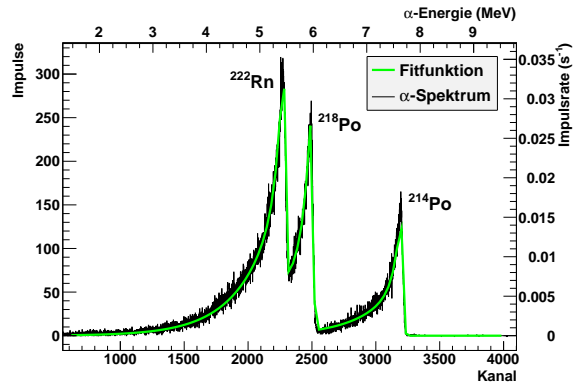


Abbildung 3.27.: Messung 8 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag,  $t_{live} = 8187$  s

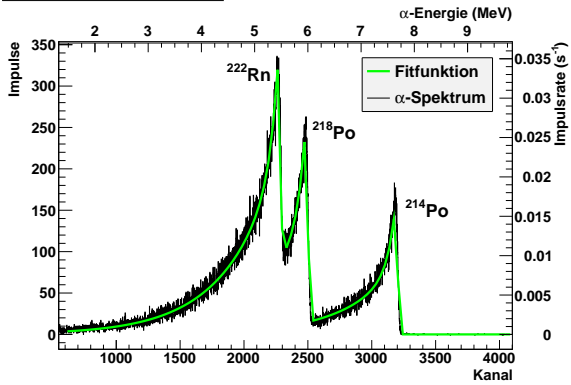


Abbildung 3.28.: Messung 9 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag,  $t_{live} = 9386$  s

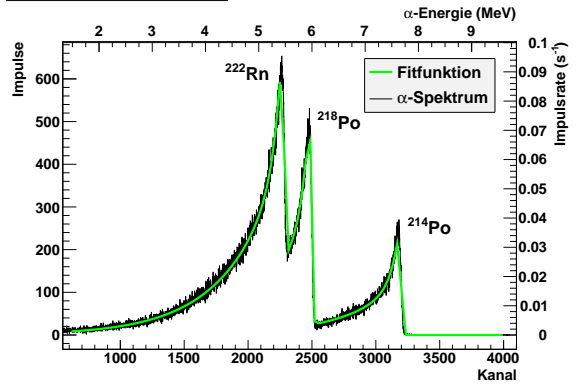


Abbildung 3.29.: Messung 10 nach einer Anreicherungszeit von 3 Tagen,  $t_{live} = 6650$  s

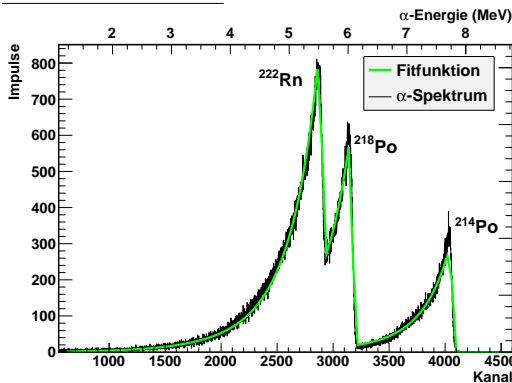


Abbildung 3.30.: Messung der Praktikumsgruppe 1 nach einer Anreicherungszeit von 28 Tagen,  $t_{live} = 7204$  s

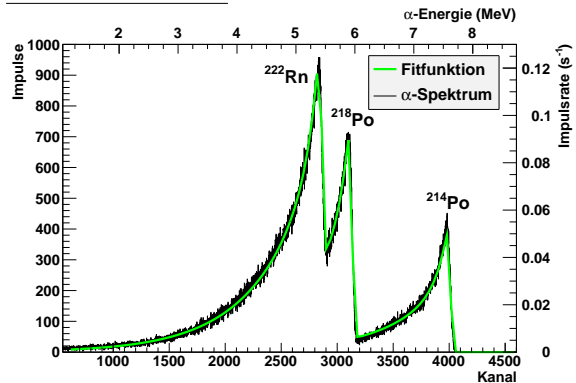


Abbildung 3.31.: Messung der Praktikumsgruppe 2 nach einer Anreicherungszeit von 21 Tagen,  $t_{live} = 7620$  s

zugehörndem Wert  $\chi_r^2$  des Fits aufgeföhrt. Die gemessenen Spektren werden sehr gut durch die Funktion beschrieben.

Die in Tabelle 3.9 angegebenen gemessenen Impulsraten  $I_{Rn}$  gehen durch Division von  $F_{Rn}$  durch die Emissionswahrscheinlichkeit  $P_\alpha = 0,9992$  und die gemessene Zeit  $t_{live}$  hervor. Aus den Impulsraten  $I_{Rn}$  wurden über den simulierten Raumwinkel die Aktivitäten  $A_{gem}$  berechnet. In die Simulation des Raumwinkels gehen folgende Überlegungen zum Radius des Radons  $r_{Rn}$  auf der Kaltfläche ein. Für diese Größe ist der Gasstrom aus der Düse auf den Kaltkopf entscheidend.

- Geht man von der einfachen Annahme eines geraden Strahlenganges hinter der Laval-Düse aus, kann der Radius  $r_{Rn}$  auf der Kaltfläche mit dem in Gleichung 3.2 angegebenen halben Öffnungswinkel von  $(6,144 \pm 0,006)^\circ$ , einem Abstand zwischen Düse und Kaltkopf von  $l = 5 \text{ mm}$  und dem Radius der Düse am Düsenausgang von  $r_{DA} = 1,25 \text{ mm}$  zu  $r_{Rn} = (1,79 \pm 0,01) \text{ mm}$  berechnet werden.
- Beobachtungen der abgeschiedenen Schicht auf dem Kaltkopf zeigen einen größeren Radius. Hier kann man, gemessen am Radius des Kaltkopfes von  $15 \text{ mm}$ , eine Schicht mit einem Radius von  $r_{Rn} = (8 \pm 2) \text{ mm}$  abschätzen. Dieser Wert lässt sich nur durch den Sichtflansch abschätzen und nicht direkt messen, da das Vakuum in der Probenkammer bei abgekühltem Kaltkopf erhalten bleiben muss. Die Annahme eines geraden Strahlenganges wird durch die gemachten Beobachtungen demnach nicht gestützt.

Die Erklärung ist, dass es durch den geringen Druck in der Probenkammer zunächst zu einer Aufweitung des Gasstrahls kommt.

Nach [Wut88] zeigt die Dichteverteilung der Gasströmung Knotenstrukturen, die sich im Abstand  $z$  hinter der Düse bilden. Hier ist die empirische Formel

$$z_0 = d_D \cdot 0,77 \cdot \sqrt{\frac{p_0}{p_K}} \quad (3.18)$$

für den ersten Knoten im Abstand  $z_0$ , den Düsendurchmesser  $d_D$  an der engsten Stelle, den Kammerdruck  $p_K$  und den Druck vor der Düse  $p_0$  gegeben.

Mit der Beschreibung des Flusses durch eine Düse nach [Wut82]

$$q_{pV} = A_{min} \cdot p_0 \cdot \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1} \cdot \frac{RT_0}{M_{molar}}} \quad (3.19)$$

lässt sich mit Gleichung 3.4, der kleinsten Querschnittsfläche der Düse  $A_{min} = \left(\frac{d_D}{2}\right)^2 \pi$ , den Werten für Stickstoffgas, das hier als Trägergas dient,  $\kappa = 1,404$  und  $M_{molar} = 0,028 \text{ kg/mol}$ ,  $T_0 = 293,15 \text{ K}$  und der allgemeinen Gaskonstante  $R = 8,314 \text{ J/(mol K)}$  der Druck  $p_0 = 3,82 \text{ mbar}$  angeben.

Aus den Gleichungen 3.3 und 3.18 ergibt sich demzufolge  $z_0 = 32 \text{ mm}$ <sup>12</sup>. Mit dem Abstand  $l = 5 \text{ mm}$  zwischen Düse und Kaltkopf liegt der Kaltkopf im vorderen Bereich des ersten Dichtebauches. Man erreicht dadurch nach [Net94] eine relativ scharf begrenzte, großflächige Abscheidung und eine gaussförmige Aktivitätsverteilung auf dem Kaltkopf. Die in [Net94] gemessene Aktivitätsverteilung deckt sich mit dem oben beobachteten, abgeschätzten Wert von  $r_{Rn} = (8 \pm 2) \text{ mm}$ .

Desweiteren benötigt man für die Simulation des Raumwinkel den Abstand  $d$  zwischen Kaltfläche und Detektor, der, falls er fehlerbehaftet ist, wieder die größte Fehlerquelle des Raumwinkels darstellt. Der Detektor in Messposition 2 ist so eingestellt, dass zwischen Unterseite der Detektorfassung und Kaltkopf bei Raumtemperatur ein Abstand von  $0,8 \text{ mm}$  vorliegt<sup>13</sup>. Das Kupferrohr, das Dewar-Gefäß und Kaltkopf verbindet, hat eine Länge von  $220 \text{ mm}$ . Bei einer Gesamttemperaturdifferenz zwischen  $20^\circ\text{C}$  und vollständig abgekühltem Kaltkopf bei  $-206^\circ\text{C}$  vergrößert sich der Abstand um  $0,8 \text{ mm}$ , so dass sich für den Abstand Kaltfläche-Detektor

$$d = (4,0 \pm 0,1) \text{ mm} \quad (3.20)$$

ergibt. Die Werte der simulierten Raumwinkel mit den maximalen Abweichungen bei Berücksichtigung der Unsicherheiten von  $r$  und  $d$  sind in Tabelle 3.8 aufgelistet. Dabei wurden 720000 Emissionen (2 h Messzeit mit  $100 \text{ Bq}$ ) simuliert. Bei einer angenommenen Aktivität von  $10 \text{ Bq}$  und 2 h Messzeit liegt die Unsicherheit des Raumwinkels bei  $0,07 \text{ sr}$ . Für die Umrechnung von  $I_{Rn}$  in  $A_{gem}$  in Tabelle 3.9 wird, den vorangegangenen Betrachtungen zufolge, der Raumwinkel  $\Omega = (4,23 \pm 0,24) \text{ sr}$  genutzt.

Da der Raumwinkel eine Fehlerquelle darstellt, jedoch bei jedem Versuch, gleich ob eine Probe der kalibrierten Quelle oder eine Luftprobe untersucht wird, bei gleichem Abstand  $l = 5 \text{ mm}$  zwischen Düse und Kaltkopf den gleichen Wert annehmen sollte,

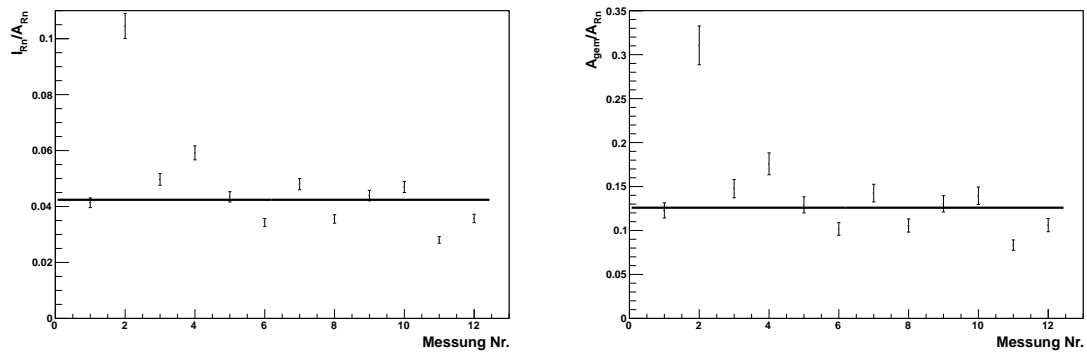
<sup>12</sup>In [Net94] ist  $z_0$  mit 14 bis 18 mm ohne eine Angabe der Werte  $p_0$  und  $p_K$  angeführt. Setzt man in Gleichung 3.18 die Gleichungen 3.3 und 3.19 ein, erkennt man die Abhängigkeit des Knotenpunktabstandes vom Saugvermögen der Turbomolekularpumpe. Da hier ein anderes Modell als in [Net94] genutzt wird, ist diese Differenz zu erklären.

<sup>13</sup>gemessen mit Parallel-Endmaß



| $r$ (mm) | $d$ (mm) | $\Omega$ (sr)   |
|----------|----------|-----------------|
| 8        | 4        | $4,23 \pm 0,02$ |
| 6        | 3,9      | $4,39 \pm 0,02$ |
| 10       | 4,1      | $4,01 \pm 0,02$ |

**Tabelle 3.8.:** Simulierte Raumwinkel des abgeschiedenen Radons zum Detektor unter Berücksichtigung der fehlerbehafteten Maße  $r$  und  $d$ .



**Abbildung 3.32.:** Aufgetragen sind die gemessenen Impulsraten bzw. Aktivitäten im Verhältnis zur eingesetzten Aktivität an einzelnen Messtagen.

wird neben dem Verhältnis  $\frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$ , das für die Effizienz  $E_A$  steht, auch das Verhältnis  $\frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$  in Tabelle 3.9 berechnet. Die Messungen 11 und 12 sind die Messungen der beiden Praktika. Die berechneten Verhältnisse  $\frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$  und  $\frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$  sind in Abbildung 3.32 visualisiert.

### Diskussion der Ergebnisse dieser Messreihe

Die Messreihe, die durchgeführt wurde, um den Aufbau zu testen und um systematische Fehler aufzudecken zeigt insgesamt gesehen, eine Streuung der berechneten Werte  $E_I = \frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$  und  $E_A = \frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$  um einen konstanten Wert. Vernachlässigt man Messung 2, welche den einzigen Ausreißer bildet, so schwankt die Gesamteffizienz zwischen Werten von (8,3-17,6) %. Da die Messungen durch unterschiedliche Anreicherungszeiten in der Kalibrierungsquelle mit verschiedensten Radonkonzentrationen in der Luftprobe durchgeführt wurden, scheint die Radonkonzentration in der Luftprobe keine Rolle bei diesem Anreicherungsverfahren zu spielen.

| Messung | $A_{Rn}$ (Bq) | $t_{live}$ (s) | $F_{Rn}$      | $\chi_r^2$ | $I_{Rn}$ (s <sup>-1</sup> ) | $\frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$ (%) | $A_{gem}$ (Bq) | $\frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$ (%) |
|---------|---------------|----------------|---------------|------------|-----------------------------|-----------------------------|----------------|------------------------------|
| 1       | 974 ± 41      | 7339           | 293197 ± 674  | 2,3        | 40,27 ± 0,09                | 4,13 ± 0,17                 | 120 ± 7        | 12,3 ± 0,9                   |
| 2       | 163 ± 7       | 9362           | 158261 ± 1079 | 1,0        | 17,04 ± 0,12                | 10,46 ± 0,44                | 51 ± 3         | 31,1 ± 2,2                   |
| 3       | 648 ± 27      | 7522           | 240430 ± 981  | 1,1        | 32,22 ± 0,13                | 4,97 ± 0,21                 | 96 ± 5         | 14,8 ± 1,0                   |
| 4       | 157 ± 7       | 7693           | 70878 ± 401   | 1,3        | 9,29 ± 0,05                 | 5,92 ± 0,25                 | 28 ± 2         | 17,6 ± 1,2                   |
| 5       | 153 ± 6       | 7550           | 49960 ± 260   | 1,3        | 6,67 ± 0,34                 | 4,35 ± 0,18                 | 20 ± 1         | 12,9 ± 0,9                   |
| 6       | 509 ± 21      | 7599           | 131419 ± 572  | 1,2        | 17,43 ± 0,08                | 3,43 ± 0,14                 | 52 ± 3         | 10,2 ± 0,7                   |
| 7       | 153 ± 6       | 7629           | 55519 ± 24    | 1,1        | 7,34 ± 0,01                 | 4,80 ± 0,20                 | 22 ± 1         | 14,3 ± 1,0                   |
| 8       | 162 ± 7       | 8187           | 46670 ± 297   | 1,3        | 5,75 ± 0,04                 | 3,56 ± 0,15                 | 17 ± 1         | 10,6 ± 0,7                   |
| 9       | 158 ± 7       | 9386           | 64649 ± 413   | 1,1        | 6,94 ± 0,04                 | 4,39 ± 0,19                 | 21 ± 1         | 13,0 ± 0,9                   |
| 10      | 417 ± 18      | 6650           | 129283 ± 590  | 1,1        | 19,60 ± 0,09                | 4,70 ± 0,20                 | 58 ± 3         | 14,0 ± 1,0                   |
| 11      | 968 ± 41      | 7204           | 194223 ± 619  | 1,6        | 27,18 ± 0,09                | 2,81 ± 0,12                 | 81 ± 5         | 8,3 ± 0,6                    |
| 12      | 950 ± 40      | 7620           | 256386 ± 826  | 1,3        | 33,92 ± 0,11                | 3,57 ± 0,15                 | 101 ± 6        | 10,6 ± 0,7                   |

Tabelle 3.9.: Ausgewertete Daten der Messreihe zur Bestimmung der Gesamteffizienz des Radonanreicherungsverfahrens.

Die Messungen 1 bis 10 sind eigene erhobenen Daten. Die Ergebnisse der Messungen 11 und 12 wurden aus den aufgenommenen Spektren zweier Praktikumsgruppen ermittelt. Die Verhältnisse  $\frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$  und  $\frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$  zeigen die jeweiligen Effizienzen an. Die großen Unterschiede der Werte  $A_{Rn}$  kommen durch die variierende Anreicherungszeit des Radons in der Kalibrierungsquelle zustande.

Während der Durchführung der Messreihe wurden die nacheinander erhaltenen Spektren miteinander verglichen. Vergleicht man Messung 1 und 2 (Abbildungen 3.20 und 3.21), erkennt man anhand des ausgeprägten *low energy tailings* in Abbildung 3.21 trotz geringerer eingesetzter Radonaktivität eine größere Schichtdicke, welche eine unvollständige Ladungssammlung im Detektor hervorruft. Eine größere Schichtdicke kann, außer durch eine größere Menge an Radon, auch durch eine unzureichende Wasserentfernung in der H<sub>2</sub>O-Falle, andere störende Restgase oder sonstige Verunreinigungen zustande kommen.

Da sich auch nach sechs Tagen bei der Messung 3 eine ähnliche Form des Spektrums zeigte, wurde der Kaltkopf im Anschluss an die Messung mit einem trockenen Tuch abgewischt und dadurch gereinigt. Nach Messung 4 wurde dazu übergegangen, den Kaltkopf nach der Messung mit Isopropanol zu reinigen. Daraufhin wurde in Messung 5 die gewünschte Form des Spektrums erzielt.

Mit den Berechnungen zu  $E_I = \frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$  und  $E_A = \frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$  kann die Erhöhung der Effizienz in Messung 2 dadurch erklärt werden, dass eine Kontamination des Kaltkopfes durch die Messung des Vortages vorlag. Die Effizienzergebnisse der Messungen 3 und 4 lassen sich dann deuten, indem man sich vor Augen führt, dass die Anreicherungszeit, die unter jedem Spektrum angegeben ist, gleichzeitig die Zeit ist, in der eine etwaige Kontamination der vorangegangenen Messung abfallen konnte. D.h. dass bei Messung 2 (1 Tag) eine größere Kontamination vorlag, als bei Messung 3 (6 Tage). Ein hohe Anreicherungszeit bedeutet aufgrund der höheren Radonaktivität gleichzeitig eine höhere Wahrscheinlichkeit einer Kontamination der Folgemessung.

Aufgrund der negativen Prägung des Begriffes Kontamination, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die auf dem Kaltkopf abgeschiedenen und gemessenen Radonaktivitäten einen maximalen Wert von  $(120 \pm 7)$  Bq nach einer Anreicherungszeit in der Kalibrierungsquelle von über drei Monaten aufweisen. Dieser Wert liegt weit unter der in [Str01] angegebenen Freigrenze für Radon von  $1 \cdot 10^8$  Bq.

Neben den Abweichungen der Effizienzwerte nach oben, die durch Reinigung des Kaltkopfes nach Messung 4 nicht weiter aufgetreten sind, sind die Abweichungen der Effizienzwerte nach unten zu erklären. Sowohl in Messung 6 als auch in der Praktikumsmessung 12 ist jeweils eine Temperatur in der Wasserfalle von unter -

62°C aufgetreten, was zum Ausfrieren von Radongas führen kann. Darauf beruhende Radon-Verluste werden bereits in [Net94] erwähnt. Für die Abweichung in der Praktikumsmessung 11 darüber hinaus könnte es weitere mögliche Erklärungen geben:

- Im Probenbeutel könnte noch eine kleine Menge Restgas vorhanden sein.
- Die Rn-Falle könnte möglicherweise nicht ausreichend mit Stickstoff gespült worden sein.
- Beim Nachfüllen der Rn-Falle mit flüssigem Stickstoff könnte möglicherweise Dosierventil 2 nicht geschlossen worden sein.

Aus den berechneten Werten  $E_I = \frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$  und  $E_A = \frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$  wird der Mittelwert und die Standardabweichung des Mittelwertes berechnet. Die Ergebnisse aus Messung 2 werden aufgrund der systematischen Abweichung durch die Kontamination wegen der vorangegangenen Messung verworfen. Es ergeben sich folgende Werte:

$$E_I = (4,24 \pm 0,26) \% \quad (3.21)$$

$$E_A = (12,59 \pm 0,78) \% \quad (3.22)$$

Diese Mittelwerte sind in Abbildung 3.32 als Geraden zu sehen. Die Tatsache, dass auch bei Erweiterung der Messunsicherheit auf das Konfidenzintervall von 99,7% immer noch drei der elf Messwerte ausserhalb dieses Intervalls liegen, zeigt, dass eine rein statistische Behandlung des Messfehlers nicht zweifellos zu einer richtigen Berechnung der Radonaktivität einer unbekannte Luftprobe führt. Bei diesen drei Messwerten handelt es sich jedoch um die Messungen, für deren Abweichungen oben bereits Erklärungen angeführt wurden. Im Konfidenzintervall von 99,7% liegt die Messunsicherheit bei 18,5%.

Sollen diese systematischen Messprobleme bei der Berechnung der Aktivität unbekannter Luftproben berücksichtigt werden, erhält man durch Messung 4 einen Fehler der Effizienz von +40% und durch Messung 11 einen Fehler von -34%.

### 3.2.4. Bestimmung von Aktivitäten aus Luftproben

Die Berechnung der Radonaktivitätskonzentration  $C_{A,Rn}$  aus Luftproben erfolgt nach den Gleichungen 3.17 und 2.5. Da in den hier gezeigten Messungen ebenfalls der Abstand  $l = 5 \text{ mm}$  zwischen Düse und Kaltkopf gewählt wurde, ist der Faktor der geometrischen Akzeptanz in folgender Gleichung bereits enthalten:

$$C_{A,Rn} = \frac{1}{E_I} \cdot \left( \frac{N_m}{t_m} - \frac{N_u}{t_u} \right) \cdot \frac{1000}{V_m} \cdot e^{\lambda_{Rn} \cdot t_{diff}}. \quad (3.23)$$

Für einen anderen Abstand  $l$  ändert sich der Radius  $r_{Rn}$  des abgeschiedenen Radons auf dem Kaltkopf und damit  $\Omega$ . Man kann dann die folgende Gleichung

$$C_{A,Rn} = \frac{1}{E_A} \cdot \left( \frac{N_m}{t_m} - \frac{N_u}{t_u} \right) \cdot \frac{1000}{V_m} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot e^{\lambda_{Rn} \cdot t_{diff}} \quad (3.24)$$

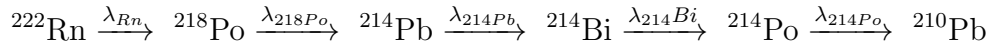
verwenden.

Die Aktivitätskonzentration des Radons wird dabei in  $\text{Bq/m}^3$  angegeben, die Gesamteffizienzfaktoren  $E_I$  und  $E_A$  lassen sich den Gleichungen 3.21 und 3.22 entnehmen.  $N_m$  und  $N_u$  sind die Anzahlen der registrierten Impulse der Messung der Probe und des Untergrundes mit den jeweiligen Messzeiten  $t_m$  und  $t_u$ .  $V_m$  bezieht sich auf das Volumen des eingesetzten Luftbeutels in Liter und  $t_{diff}$  entspricht der Zeit zwischen Probennahme und Messbeginn.

Es wurden drei Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse in den Abbildungen 3.33, 3.34 und 3.35 gezeigt sind. Zwei Messungen wurden mit Luftproben gemacht, als Untergrundmessung dient hier eine einfache Messung der Probenkammer, ohne das Verfahren der Abscheidung am Kaltkopf anzuwenden. Subtrahiert man die Impulse, die bei einfacher Messung der Probenkammer auftreten, erhält man aus der ersten Luftmessung:

| Nuklid  | $^{222}\text{Rn}$ | $^{218}\text{Po}$ | $^{214}\text{Po}$ |
|---------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Impulse | $26 \pm 5$        | $24 \pm 5$        | $18 \pm 4$        |

Um sämtliche Peaks zur Ermittlung der Radonaktivität heranziehen zu können benötigt man den Ablauf der Zerfallsreihe:



Es gilt der Ansatz 2.8 mit fünf Generationen, also  $k = 5$ . Die Anzahlen  $N_{Rn}$  und  $N_{214\text{Po}}$  werden nach Gleichung 2.1 in die Aktivitäten  $A_{Rn}$  und  $A_{214\text{Po}}$  umgerechnet. Die Aktivität  $A_{214\text{Po}}$  ergibt sich aus der Radonaktivität  $A_{Rn}$  zu Beginn der Messung nach:

$$A_{214\text{Po}} = A_{Rn} \sum_{i=1}^5 C_i e^{-\lambda_i t} \quad (3.25)$$

mit den für diesen speziellen Fall ermittelten Koeffizienten  $C_i$ :

$$C_1 = 1,009$$

$$C_2 = -0,024$$

$$C_3 = -4,413$$

$$C_4 = 3,428$$

$$C_5 = 1,2 \cdot 10^{-20}$$

Die Aktivität  $A_{218\text{Po}}$  ergibt sich aus der Radonaktivität  $A_{Rn}$  zu Beginn der Messung nach Gleichung 2.11. Nach obiger Rechnung unter Verwendung von Gleichung 3.23 erhält man:

$$C_{A,Rn} = (7,4 \pm 1,5) \text{ Bq/m}^3 \text{ aus den Berechnungen des } ^{222}\text{Rn-Peaks}$$

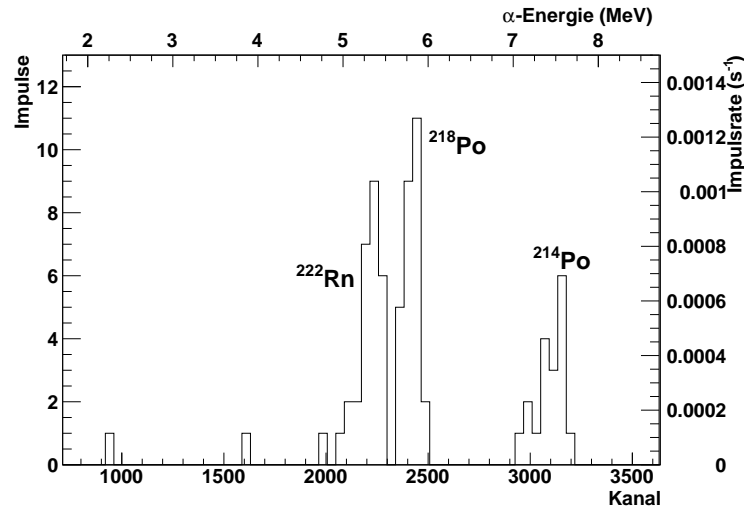
$$C_{A,Rn} = (6,9 \pm 1,5) \text{ Bq/m}^3 \text{ aus den Berechnungen des } ^{218}\text{Po-Peaks}$$

$$C_{A,Rn} = (5,7 \pm 1,3) \text{ Bq/m}^3 \text{ aus den Berechnungen des } ^{214}\text{Po-Peaks}$$

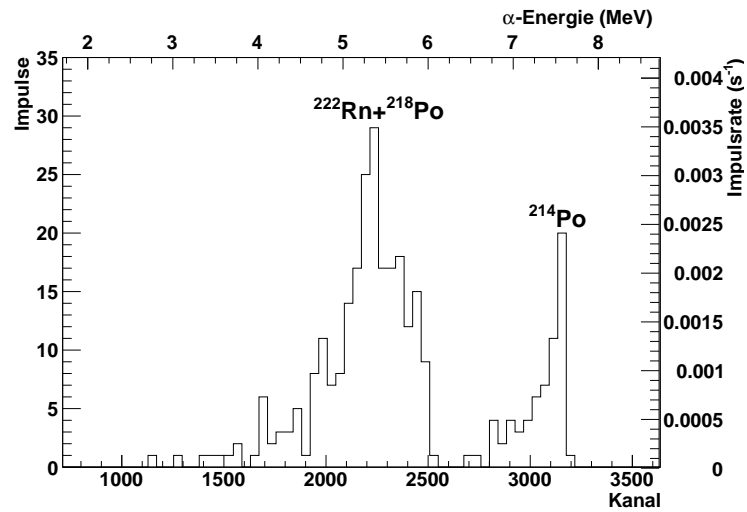
Für die zweite Messung kann die Radonaktivitätskonzentration nur aus dem  $^{214}\text{Po}$ -Peak ermittelt werden, da die beiden anderen nicht voneinander getrennt sind.

Man zählt 64 Impulse im  $^{214}\text{Po}$ -Peak, dies entspricht einer Radonaktivitätskonzentration von  $C_{A,Rn} = (21,1 \pm 2,8) \text{ Bq/m}^3$ .

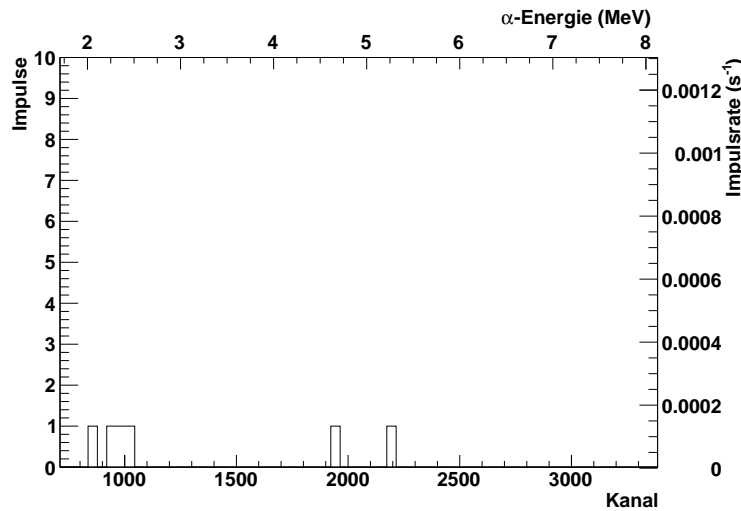
Beide Werte liegen im normalen Bereich von  $5\text{--}50 \text{ Bq/m}^3$  [BfS10] und unterliegen Schwankungen, die durch klimatische Bedingungen und verschiedene Ventilation



**Abbildung 3.33.:** Spektrum einer Luftprobe aus dem Keller des Instituts. Gemessene Zeit 8504 s, Zeit zwischen Probenentnahme und Messbeginn  $t_{diff} = 11580$  s.



**Abbildung 3.34.:** Spektrum einer Luftprobe aus dem Keller des Instituts drei Tage nach der ersten Messung aus Abbildung 3.33. Gemessene Zeit 8268 s, Zeit zwischen Probenentnahme und Messbeginn  $t_{diff} = 16200$  s.



**Abbildung 3.35.:** Im Anschluss an die beiden oben gemessenen Luftproben genommenes Untergrundspektrum der Messkammer, gemessene Zeit 7384 s.

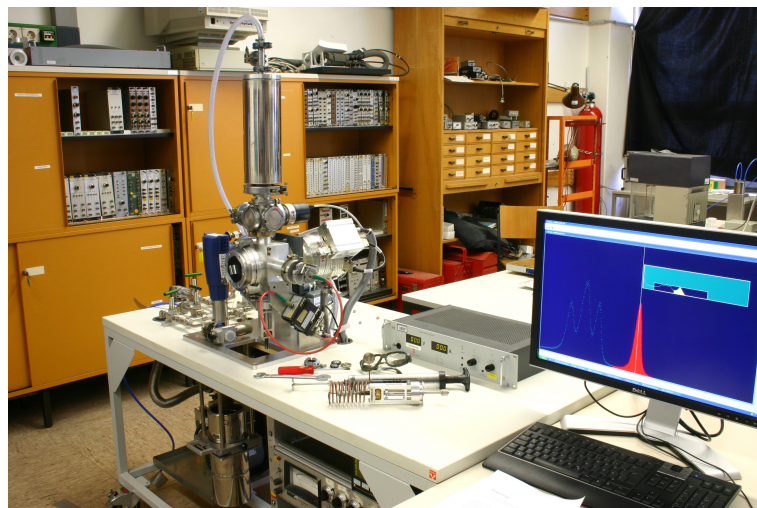
gegeben sind. Vergleicht man die so erhaltenen Werte mit dem Wert der Radonaktivitätskonzentration aus Abschnitt 1.3 von  $3,55 \text{ Bq/m}^3$ , der in Umgebungsluft erwartet wird, kann man bei den aus beiden Messungen erhaltenen Werten von keiner starken Erhöhung der Radonaktivitätskonzentrationen sprechen. Zudem muss berücksichtigt werden, dass das Untergrundspektrum nicht durch Abscheidung einer Luftprobe wie in Abschnitt 3.2.3 erhalten wurde. Misst man den Untergrund auf diese Weise, erhält man mehr Untergrundimpulse, die trotz Evakuieren und Spülen des Gassystems vor einer Messung, z. B. durch Verunreinigungen des Gassystems entstehen könnten. In den, in diesem Abschnitt diskutierten Proben konnte demnach Radon nachgewiesen werden, die genaue Signifikanz des erhaltenen Wertes durch unzureichende Untergrundbeschreibung jedoch nicht angegeben werden.



## 4. Resümee zum Aufbau des Messstandes

### 4.1. Optimierungen

Mit dem in Kapitel 3 beschriebenen Messstand konnten erfolgreich Messungen verschiedener Proben und Quellen durchgeführt werden. Ein Foto des Messstandes ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Zudem konnte der Aufbau bereits für Messungen im Praktikum zur Verfügung stehen. Dennoch sind natürlich Optimierungen des Aufbaus und auch der Genauigkeit der Auswertung möglich.



**Abbildung 4.1.:** Dieses Foto zeigt den gesamten Aufbau. Das im *Maestro*<sup>®</sup>-32-Programm sichtbare Spektrum entstammt der <sup>226</sup>Ra-Testquelle, die in Abschnitt 3.2.2 diskutiert wird. Im Vordergrund sichtbar ist die Düsenvorrichtung, die für den Radonnachweis eingebaut werden muss.

Zu den apparativen Optimierungen sei hier zum einen erwähnt, dass mit der Inbetriebnahme der neuen Turbomolekularpumpe keine Langzeitmessungen, die die Nachweisgrenzen des Aufbaus senken und beispielsweise bei der Messung der Thoriumprobe erst zu einem auswertbaren Spektrum führen, mehr möglich waren. Die Pumpe verfügt derzeit über keine externe Kühlung. Man merkt einen deutlichen Anstieg der Temperatur der Pumpe mit langer Laufzeit. Da ein Schaden der Pumpe durch Überhitzung nicht riskiert werden sollte, wurden die Messzeiten der Experimente mit dieser Pumpe auf ca. 2,5 h beschränkt. Die Anschaffung einer Kühlung ist bereits geplant.

Im Radonnachweis wird der Probenbeutel über die Vakuumkammer leer gepumpt. Der Vorteil besteht darin, dass der Durchfluss sehr gut über den Kammerdruck bestimmt werden kann. Dabei musste jedoch die Turbomolekularpumpe nach Einstellen des optimalen Durchflusses ausgeschaltet werden, da laut [Tur] ein Gasfluss in dieser Höhe zwingend trotz geringem Vorvakuum-Druck einer Kühlung der Pumpe bedarf. In [Tur] wird zu diesem Zweck eine Wasserkühlung empfohlen. Der Nachteil des Pumpens über die Probenkammer ist, dass mit der Kühlung des Kaltkopfes erst begonnen werden kann, wenn der Probenbeutel leer ist.

Bestünde die Möglichkeit den Kaltkopf abzukühlen, während die Probe gepumpt wird, würde man hier eine Zeiteinsparung bei einer Messung von ca. 40 Minuten erhalten. Mit Hilfe eines T-Stücks, das über drei KF-Flansche verfügt, an die Dosierventil 2, Düsenvorrichtung und der Wellschlauch der *Alcatel*-Pumpe angebracht werden können, könnte dies realisiert werden und die aus dieser Arbeit bewährten Verbindungen und Möglichkeiten könnten erhalten bleiben. Zusätzlich würde man noch einen längeren Wellschlauch und zwei Absperrventile benötigen.

Ein schnelles Erwärmen der Radonanreicherungs spirale ist durch das bereits integrierte Heißluftgebläse gewährleistet.

Weitere Optimierungen betreffen das *LabView*-Programm, das derzeit lediglich die Widerstände und Temperaturen der vier Pt100-Sensoren ausgibt. Optimal wäre ein akustisches Signal, wenn an einem der Temperaturmesspunkte ein kritischer Wert erreicht wird. Dies gilt insbesondere für die Temperatur der H<sub>2</sub>O-Falle, die sich schwerer einstellen lässt als die Temperatur der Rn-Falle. Außerdem erhält man durch eine Absenkung der Temperatur an dieser Stelle unter -62°C Verluste bei der Radonanreicherung, wie es in Kapitel 3 beschrieben wurde. Ein Labornetzgerät mit Fernsteuerung, welches die Heizpatrone mit Spannung versorgt, wäre von Vorteil, damit die Heizleistung automatisch endet, wenn eine bestimmte Temperatur

auf dem Kaltkopf erreicht ist. Sowohl akustisches Signal als auch Labornetzgerät müssten dann über das *LabView*-Programm angesteuert werden.

Zu den Optimierungen der Auswertungen sind im wesentlichen drei Punkte zu nennen. Die interne Nachweiswahrscheinlichkeit des Silizium-Oberflächensperrschichtzählers ist innerhalb der Auswertung mit 100 % angenommen worden. Da es sich bei dem Detektor um ein älteres Modell handelt, wäre es sicherlich von Vorteil die Funktionsweise mit einer kalibrierten  $\alpha$ -Quelle nicht zu hoher Aktivität (beispielsweise 1000 Bq) überprüfen zu können. Bei den Auswertungen beider Radiumquellen, also der Radium-Testquelle des Kontaminationsmonitors und bei der Kalibrierungsquelle des Radonnachweises wurden innerhalb dieser Arbeit leicht nach unten abweichende Messwerte zu den gegebenen Literaturwerten erhalten. Für diese Abweichungen gab es jedoch noch weitere Erklärungen außer einer internen Nachweiswahrscheinlichkeit des verwendeten Detektors von unter 100 %, wie in den Abschnitten 3.2.2 und 3.2.3 diskutiert.

Um die Aktivitätsverteilung und die Fläche des abgeschiedenen Radons auf der Kaltfläche genau ermitteln zu können, benötigt man eine Messung, die eine Ortsauflösung der emittierten  $\alpha$ -Strahlung auf dem Kaltkopf ermöglicht. Die einfachste Variante ist hier sicherlich, eine Blende für den Detektor zu konstruieren, die quasi nur senkrechte Strahlung von der Kaltfläche auf den Detektor zulässt. Da sich die waagerechte Position des Detektors zu der Kaltfläche variieren lässt, könnte man mit dieser Blende den Kaltkopf Stück für Stück abtasten. Neben der Blende benötigt man dafür eine Skala auf der Detektoreinheit, auf der sich die Position der Blende, relativ zur Kaltfläche, genau ablesen lässt.

Ein weiterer Punkt zur Optimierung der Auswertung ist die Behandlung des Untergrundes bei Radonmessungen. Bei Messungen bezüglich der Effizienz des Anreicherungsverfahrens trägt die Reinigung des Kaltkopfes im Anschluss an eine Messung, insbesondere bei hohen nachgewiesenen Aktivitäten, zu einer Verbesserung der Messergebnisse bei. Dies wurde in Kapitel 3 gezeigt. Die optimale Vorgehensweise ist gewiß, unmittelbar vor jeder einzelnen Messung eine Untergrundmessung durchzuführen. Da aussagekräftige Untergrundmessungen jeweils in ihrer Messzeit nicht unter der Messzeit der zu analysierenden Probe liegen sollten, muss für die Durchführung einer solchen Messung von Probe und Untergrund unter Berücksichtigung aller Zeiten (Auslaufzeiten der Turbomolekularpumpe, Abkühl- und Aufwärmzeiten des Kaltkopfes) mindestens acht Stunden veranschlagt werden.

Die oben genannten Optimierungen des Aufbaus wären hier sicherlich von Vorteil, so dass Untergrundmessung bereits über Nacht laufen könnten und Kühlung des Kaltkopfes gleichzeitig mit Pumpen der Probe einher gehen könnte.

Bei Messungen von Luftproben muss der Untergrund noch genau untersucht werden. Der Beitrag des nachgewiesenen Radons, der zum einen natürlicher Untergrund sein kann, zum anderen durch Verunreinigungen des Gassystems zustande kommen kann, muss durch verschiedene Messreihen belegt werden. Bisher kann nur gesagt werden, dass sich eine Untergrundmessung der Probenkammer von einer Untergrundmessung des Kaltkopfes nach Abscheidung einer Probe, in der durch lange Lagerungszeit eigentlich kein Radon mehr enthalten sein sollte, unterscheidet.

Die hier zusammengestellten Optimierungen sind schöne Zielsetzungen für das Erstellen einer Bachelor- oder Masterarbeit. Für die Eignung als Praktikumsversuch ist die innerhalb dieser Arbeit bereits erreichte Genauigkeit mit Sicherheit ausreichend.

## 4.2. Eignung als Praktikumsversuch

In den bisherigen Praktika wurde der Messstand von den jeweiligen Gruppen an zwei Tagen in aufeinanderfolgenden Wochen genutzt. Am ersten Messtag wurde jeweils die Kalibrierung der Versuchsanordnung mit Hilfe der Mischquelle und eine Messung der  $^{226}\text{Ra}$ -Testquelle vorgenommen. Für beide Quellen sollten die Aktivitäten bestimmt werden. Für die  $^{226}\text{Ra}$ -Testquelle sollte aus der Bethe-Bloch-Gleichung die Schichtdicke bestimmt werden.

Am zweiten Versuchstag wurde jeweils der Radonnachweis durchgeführt. Im Radonnachweis wurde mit der in Kapitel 3 beschriebenen Kalibrierungsquelle gearbeitet, so dass auch die Praktikanten die Effizienz ihrer eigenen Radonanreicherung berechnen konnten.

Sobald der Aufbau durch Integration einer Kühlung der Turbomolekularpumpe wieder für Langzeitmessungen zur Verfügung steht, kann die Thoriumprobe in das Messprogramm mit aufgenommen werden. Für diese Probe erhält man aufgrund der geringen Aktivität und der großen Dicke der Probe, die zu großer Energiestreuung

führt, erst bei einer Messzeit von einem Tag ein auswertbares Spektrum. Die Quelle sollte dann als unbekannte Quelle behandelt werden, die qualitativ auf ihre Radionuklide untersucht werden kann. Die  $\alpha$ -spektrometrische Analyse der Quelle kann am Ende des ersten Versuchstages gestartet und am nächsten Tag vom Betreuer oder von den Studenten selbst, gespeichert werden. Der Radonnachweis kann in der Zukunft mit unbekannten Luftproben durchgeführt werden. Hier besteht vielleicht Interesse, dass die Studenten den Plastigas<sup>®</sup>-Probenbeutel samt modifizierter Luftpumpe am ersten Versuchstag mitnehmen und zum zweiten Versuchstag mit einer von ihnen genommenen Probe, beispielsweise aus ihrem eigenen Keller, mitbringen. Um zu aussagekräftigen Messergebnissen zu kommen, sollte vor dem Radonnachweis am zweiten Versuchstag ein Untergrundspektrum der Probenkammer genommen werden.

Die innerhalb der vorliegenden Arbeit bei den Auswertungen benutzte Software *ROOT*, *SRIM* und *AASI* ist auf dem Praktikumsrechner installiert. Während der üblicherweise langen Wartezeiten bei Zählexperimenten, könnten sich die Praktikanten mit dieser Software unter Anleitung vertraut machen, und gegebenenfalls für ihre eigene Auswertung verwenden. Die Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Raumwinkel [Whi02] und die Nukliddatenbank [NNDC] wurden auch bisher schon verwendet. Insbesondere die Verwendung von *ROOT* wird für alle Studenten nützlich sein, die sich im Bereich der Kernphysik spezialisieren möchten.

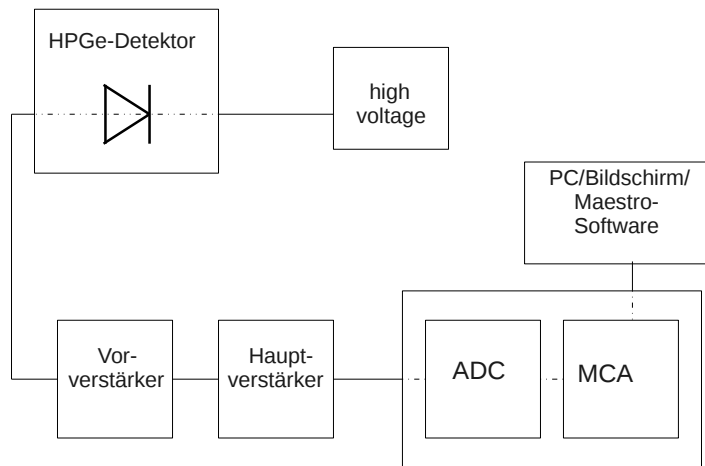


## 5. Gammaspektrometrie am Beispiel eines fossilen Dinosaurierknochens

Die Analyse des Dinosaurierknochens mittels  $\gamma$ -Spektrometrie ergibt sich zum einen aus dem Wunsch, den gesamten Knochen erforschen zu wollen. Desweiteren aus der Tatsache, dass die Aufbereitung einer Knochenprobe zu einer für die  $\alpha$ -Spektrometrie tauglichen Probe mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht möglich war. Eine Probe, die mit dem  $\alpha$ -Messstand gemessen wurde, zeigte zwar eine leicht erhöhte Aktivität im Vergleich zu einer Messung des Untergrundes. Aus



**Abbildung 5.1.:** Der versteinerte Dinosaurierknochen bei der Untersuchung durch das Handdosimeter der Firma *Graetz Modell X5 DE*. Man misst hier  $(500 \pm 300)$  nSv. In einem Abstand von 1 m findet man  $100 \pm 50$  nSv, ebenso für den Untergrund. In definiertem Abstand von 1 m zum untersuchten Dinosaurierknochen erfährt man also keine höhere Strahlenbelastung als ohnehin durch natürliche Strahlung gegeben ist. Die Maße des Knochens betragen  $56 \times 30 \times 14$  cm bei einer Masse von 20,9 kg.



**Abbildung 5.2.:** Blockschaltbild des Versuchsaufbaus zur  $\gamma$ -Spektrometrie mit Hilfe eines *High Purity* Germanium-Detektors

---

dieser Messung konnten jedoch, aufgrund mangelndem Auflösungsvermögens des Detektors und hoher Energieverschmierungen durch Absorption in der Probe, keine Aussagen bezüglich der in der Probe vorliegenden Nuklide und Aktivitäten getroffen werden.

## 5.1. Versuchsaufbau

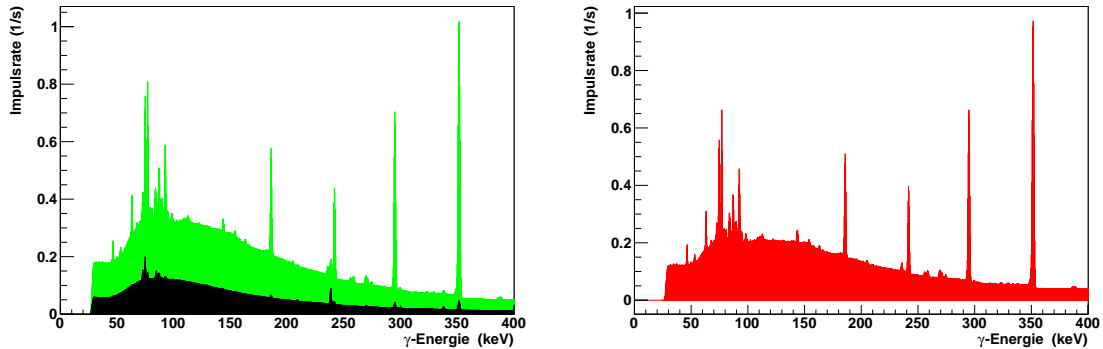
Der Versuchsaufbau zur  $\gamma$ -Spektrometrie ist analog zum Aufbau der  $\alpha$ -Spektrometrie. Insbesondere wird die gleiche Messkarte und die gleiche dazugehörige Software genutzt, so dass bezüglich dieser Komponenten auf Kapitel 3 verwiesen werden kann. Der Detektor der Firma *CANBERRA* Modell *GX3019* muss im Betrieb mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Die Kühlung mit dem Kryostaten Modell *7905SL-30* und der Vorverstärker Modell *2002CSL* bilden eine Einheit mit dem Detektor. Als Hauptverstärker dient bei diesem Aufbau das Modell *N968* der Firma *C.A.E.N.*. Das Auflösungsvermögen des Detektors ist in [CAN03] mit 1,9 keV



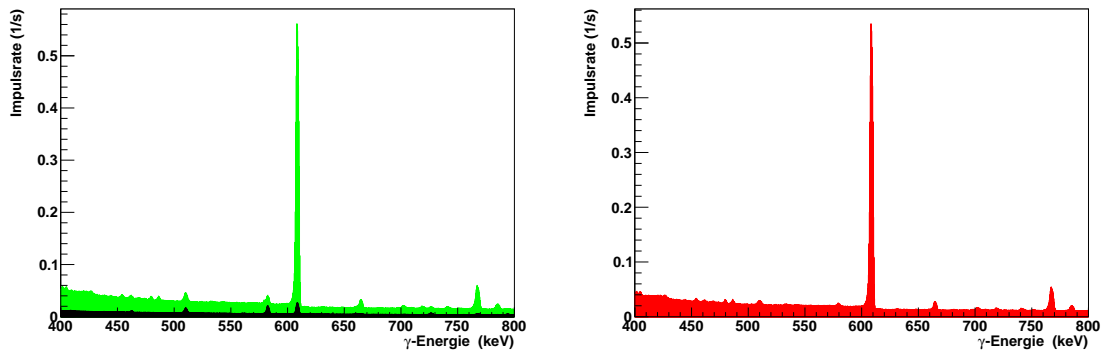
(FWHM) für das Nuklid  $^{60}_{27}\text{Co}$  bei  $E_\gamma = 1,333\text{ MeV}$  und mit  $0,950\text{ keV}$  (FWHM) für das Nuklid  $^{57}_{27}\text{Co}$  bei  $E_\gamma = 122\text{ keV}$ , angegeben.

## 5.2. Qualitative Analyse

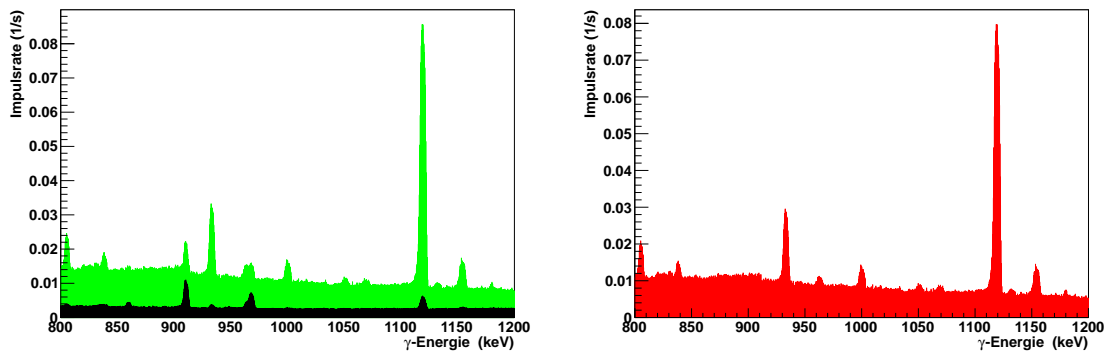
Bei der qualitativen Analyse wurde der ganze Knochen vor den Detektor gelegt. Die Kalibrierung der Energieachse wurde zuvor durch das *Maestro*<sup>®</sup>-32-Programm mit Hilfe einer  $^{22}\text{Na}$ -Quelle mit Linien bei  $511\text{ keV}$  (Annihilation) und  $1274,437\text{ keV}$  durchgeführt. Der Analyse des Knochens, mit einer Messzeit von  $t_{\text{live}} = 78767\text{ s}$ , wurde eine Messung des Untergrundes, mit einer Messzeit von  $t_{\text{live}} = 246093\text{ s}$ , angeschlossen. Die mit *ROOT* verarbeiteten Spektren sind in den Abbildungen 5.3 bis 5.7 zu sehen. Grün dargestellt sind die Spektren des Knochens, schwarz dargestellt sind die aufgenommenen Untergrundspektren und rot dargestellt sind die untergrundbereinigten Spektren. Letztere entstehen durch Subtraktion beider Spektren. Die Spektren des Knochens und des Untergrundes wurden jeweils mit der gemessenen Zeit skaliert.



**Abbildung 5.3.:** Impulsratenspektren zwischen  $0\text{ keV}$  und  $400\text{ keV}$ : Die Linien bei  $242\text{ keV}$ ,  $295\text{ keV}$  und  $352\text{ keV}$  sind  $\gamma$ -Linien von  $^{214}\text{Pb}$  der Uran-Radium-Zerfallsreihe. Die Linie bei  $186\text{ keV}$  entstammt z. T.  $^{226}\text{Ra}$ , ebenfalls aus dieser Reihe. Nach [Zob77] hat die  $\gamma$ -Linie von  $^{226}\text{Ra}$  im Gleichgewicht mit den Töchtern eine relativen Intensität von  $9\%$ , die Linien von  $^{214}\text{Pb}$  von links nach rechts relativen Intensitäten von  $16\%$ ,  $42\%$  und  $80\%$ . Die größere Intensität der Linie bei  $186\text{ keV}$  kommt durch Überlagerung mit der  $^{235}\text{U}$ -Linie der Uran-Actinium-Reihe zustande.



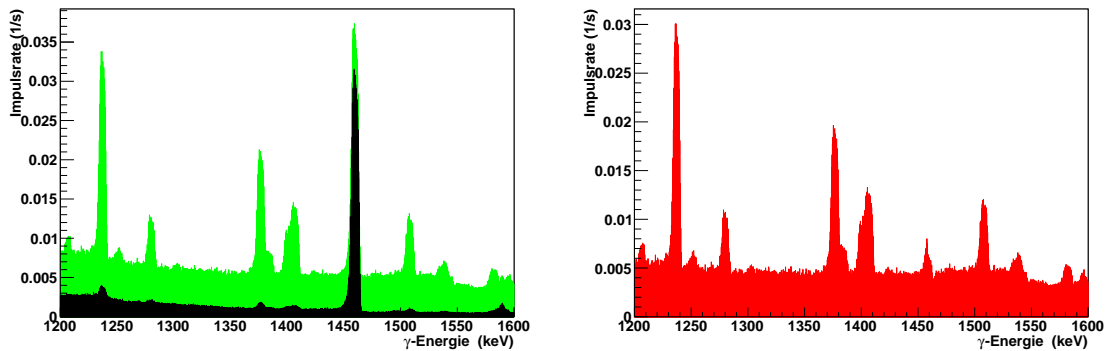
**Abbildung 5.4.:** Impulsratenspektren zwischen 400 keV und 800 keV: Deutlich zu sehen die  $^{214}\text{Bi}$ -Linie bei 609 keV der nach [Zob77] die relative Intensität von 100 % zukommt.



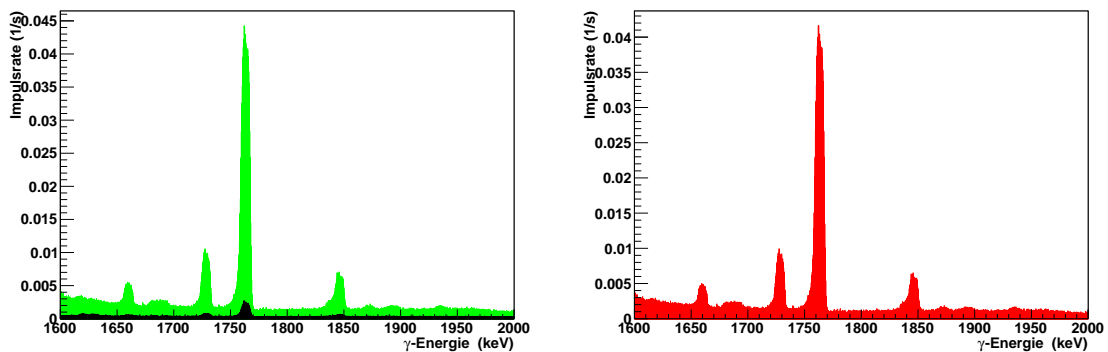
**Abbildung 5.5.:** Impulsratenspektren zwischen 800 keV und 1200 keV: Weitere  $^{214}\text{Bi}$ -Linien unterschiedlicher Intensität, der Vergleich zeigt hier, dass Linien z. T. nur durch den Untergrund zustande kommen. Die Linien bei 911 keV und 969 keV entstehen durch  $^{228}\text{Ac}$  aus der Thorium-Reihe und sind nach der Untergrundbereinigung nicht mehr im Spektrum enthalten. Die Linie die bei 964 keV bleibt, stammt von  $^{214}\text{Bi}$ .

### 5.2.1. Bestimmung der Nuklide

Einzelne Nuklide der Uranzerfallsreihen, die in Abbildung 2.1 dargestellt sind, sowie  $^{40}\text{K}$  konnten auf diesem Weg identifiziert werden. Um die Suche nach weiteren Nukliden in diesem Spektrum zu systematisieren, wurden aus der Datenbank [NNDC] sämtliche  $\gamma$ -Linien der Zerfallsreihe von  $^{238}\text{U}$  mit einer Intensität größer 0,1 % und sämtliche  $\gamma$ -Linien der Zerfallsreihe von  $^{235}\text{U}$  mit einer Intensität größer



**Abbildung 5.6.:** Impulsratenspektren zwischen 1200 keV und 1600 keV: Ausgeprägte Linie von  $^{40}\text{K}$  bei 1460 keV, hauptsächlich durch den Untergrund begründet, so dass im bereinigten Spektrum nur ein kleiner Peak zu sehen ist.



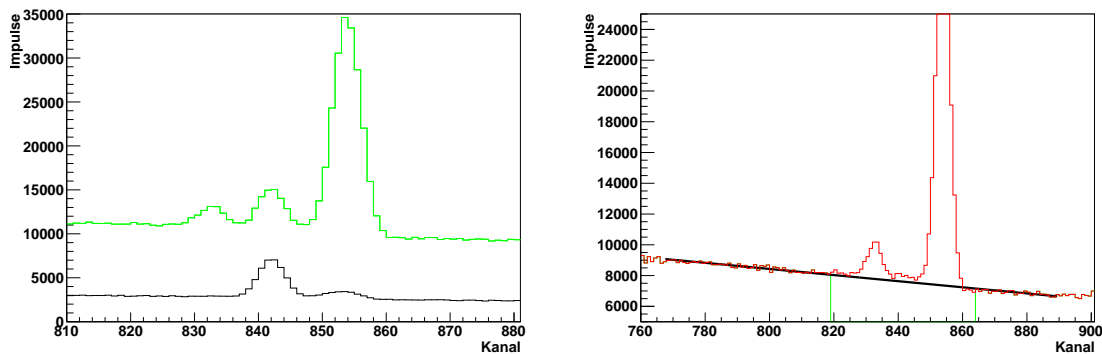
**Abbildung 5.7.:** Impulsratenspektren zwischen 1600 keV und 2000 keV: auch hier  $^{214}\text{Bi}$ -Linien unterschiedlicher Intensität.

1 % tabelliert. Diese Tabellen wurde mit dem Spektrum verglichen. Das Ergebnis dieses Vergleichs findet sich im Anhang Teil D.

Die Methode ergab, dass in dem durch den Knochen verursachten Spektrum, neben den Nukliden beider Uran-Reihen und Kalium, keine weiteren Nuklide zum aufgenommenen Spektrum beitragen.

Die Intensitäten der Tabellen passen zu den Höhen in dem aufgenommenen Spektrum. Die  $\gamma$ -Linien der Uran-Actinuum-Reihe sind weit weniger ausgeprägt als die  $\gamma$ -Linien der Uran-Radium-Reihe, was auf eine geringere Stoffmenge dieser Nuklide schließen lässt. Dies ist durch die Isotopenhäufigkeit von  $^{235}\text{U}$  im Vergleich zu  $^{238}\text{U}$  begründet.

Zwei der drei natürlichen Zerfallsreihen konnten im Knochen nachgewiesen werden.



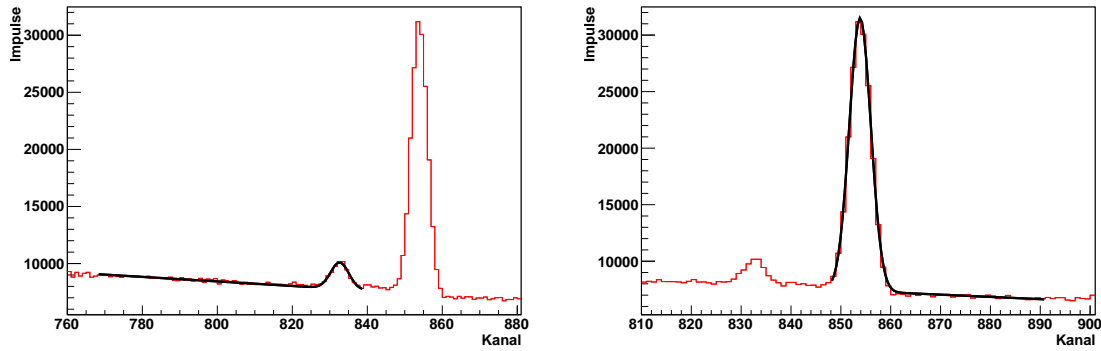
**Abbildung 5.8.:** Links das Spektrum von Probe und Untergrund. Der  $^{227}\text{Th}$ -Peak links liegt bei 236 keV, der  $^{214}\text{Pb}$ -Peak liegt bei 242 keV. Der Untergrund-Peak bei 238,5 keV könnte durch  $^{212}\text{Pb}$  aus der Thoriumreihe stammen. Rechts wird eine lineare Untergrundbeschreibung vorgenommen. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 1,4.

Die  $\gamma$ -Linien, die nur durch den Untergrund zustande kommen, konnten der Thorium-Reihe zugeordnet werden.

Die Versteinerung des Knochens entsteht dadurch, dass in Wasser gelöste Minerale im toten Knochengewebe das organische Material ersetzen. Thorium ist in Wasser nur sehr schlecht löslich, während es von Uran leichtlösliche Salze gibt.

Die Isotopenhäufigkeit von  $^{40}\text{K}$  in natürlichem Kalium beträgt 0,0117 % [NNDC]. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von  $1,248 \cdot 10^9$  a mit 89,28 % Wahrscheinlichkeit durch  $\beta^-$ -Zerfall zu  $^{40}\text{Ca}$  und mit 10,72 % Wahrscheinlichkeit durch Elektroneneinfang zu  $^{40}\text{Ar}$ .

Die hier nachgewiesene  $\gamma$ -Linie bei 1460,822 keV entstammt dem Elektroneneinfangprozess und tritt mit einer Emissionswahrscheinlichkeit  $P_\gamma$  von 10,66 % auf. Kalium und damit auch das Isotop  $^{40}\text{K}$  kommt in Gesteinen und in den meisten Lebewesen vor. Im menschlichen Körper übernimmt es viele wichtige Funktionen, wie z. B. die Reizleitung im Nervensystem. Damit trägt Kalium wesentlich zur natürlichen Strahlenexposition bei.



**Abbildung 5.9.:** Beschreibung der Peaks durch die Summe einer Gauss-Funktionen und einer Geraden. Die Geradenparameter sind fest aus oben gemachten Fit. Links der  $^{227}\text{Th}$ -Peak mit einem  $\chi_r^2$  des Fits von 1,8, rechts der  $^{214}\text{Pb}$ -Peak mit einem  $\chi_r^2$  des Fits von 2,8.

### 5.2.2. Einordnung der Intensitätsverhältnisse

Um das Verhältnis der Aktivität der Nuklide der  $^{238}\text{U}$ -Reihe und der  $^{235}\text{U}$ -Reihe zu bestimmen wurde aus beiden Reihen jeweils ein Nuklid heraus gesucht, so dass beide Nuklide  $\gamma$ -Strahlung ähnlicher Energie emittieren. Für ähnliche Energien ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors gleich. Für einen solchen Vergleich eignen sich nur der  $^{227}\text{Th}$ -Peak der Uran-Actinium-Reihe mit einer  $\gamma$ -Energie von 236 keV bei einer Emissionswahrscheinlichkeit  $P_\gamma$  von  $(7,251 \pm 0,016) \%$  und der  $^{214}\text{Pb}$ -Peak der Uran- Radium-Reihe mit einer  $\gamma$ -Energie von 242 keV bei einer Emissionswahrscheinlichkeit  $P_\gamma$  von  $(17,50 \pm 0,14) \%$ . Beide Linien sind in den Abbildungen 5.8 und 5.9 zu sehen. Die Abbildung 5.8 zeigt links das Spektrum des Knochens samt Untergrund und rechts das untergrundbereinigte Spektrum bei dem eine weitere Untergrundbeschreibung durch eine Gerade gemacht wird. Dieser Untergrund kommt durch Rückstreuung und insbesondere durch die jeweiligen Compton-Effekte der  $\gamma$ -Linien höherer Energie zustande. Die Abbildung 5.9 zeigt die jeweiligen Fits der Peaks mit einer Funktion der Form:

$$f(x) = p_0 + p_1 x + p_2 \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{x - p_3}{p_4} \right)^2 \right) \quad (5.1)$$

mit den festen Geradenparametern  $p_0 = (24330 \pm 195, 5)$  und  $p_1 = (-19, 87 \pm 0, 24)$  aus Abbildung 5.8.

Die Normalverteilung hat die Form

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right). \quad (5.2)$$

Wegen der Normierung der Normalverteilung lässt sich dann der Flächeninhalt der Peaks aus den Parametern  $p_2$  und  $p_4$  nach

$$F_{Peak} = \sqrt{2\pi} \cdot p_2 \cdot p_4 \quad (5.3)$$

mit den Werten  $p_2(^{227}\text{Th}) = (2318 \pm 60, 7)$ ,  $p_4(^{227}\text{Th}) = (2, 421 \pm 0, 074)$ ,  $p_2(^{214}\text{Pb}) = (24140 \pm 102, 2)$  und  $p_4(^{214}\text{Pb}) = (2, 16 \pm 0, 01)$  bestimmen.

Führt man diese Rechnungen für beide Peaks aus, so erhält man als Ergebnis das Aktivitätsverhältnis. Dazu dividiert man die Flächen durch die Emissionswahrscheinlichkeiten.

$$\frac{A_{227Th}}{A_{214Pb}} = \frac{F_{227Th}}{F_{214Pb}} \cdot \frac{(7.251 \pm 0.016)}{(17.50 \pm 0.14)} = (0.0446 \pm 0.0026). \quad (5.4)$$

Liegen die Nuklide  $^{227}\text{Th}$  und  $^{214}\text{Pb}$  im säkularen Gleichgewicht mit ihren jeweiligen Mutternukliden  $^{235}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  vor erwartet man

$$\frac{A_{227Th}}{A_{214Pb}} = \frac{A_{235U}}{A_{238U}}. \quad (5.5)$$

Nach Gleichung 2.1 und Gleichung 2.6 ist

$$\frac{A_{235U}}{A_{238U}} = \frac{N_{235U} \lambda_{238U}}{N_{238U} \lambda_{235U}} \quad (5.6)$$

$$\frac{N_{235U}}{N_{238U}} = (0.0446 \pm 0.0026) \frac{t_{1/2,235U}}{t_{1/2,238U}} = (0,007025 \pm 0,000410) \quad (5.7)$$

mit den Halbwertszeiten aus den Tabellen A.4 und A.5. Ein Vergleich mit den Isotopenhäufigkeiten von  $^{235}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  aus [NNDC]

$$\frac{0,7204\%}{99,2742\%} = 0,007257 \quad (5.8)$$

zeigt Übereinstimmung im Rahmen der Messunsicherheit mit dem in Gleichung 5.7 erhaltenen Ergebnis. Man kann also näherungsweise von einem säkularen Gleichgewicht der Zerfallsreihen ausgehen.

### 5.3. Quantitative Aktivitätsanalyse

Um eine Aktivitätsanalyse vornehmen zu können, benötigt man die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Diese hängt von der Energie der  $\gamma$ -Strahlung ab, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben ist. Die Kalibrierung des Versuchsaufbaus hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit einer kalibrierten  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle durchgeführt.  $^{137}\text{Cs}$  zerfällt mit einer Halbwertszeit von 30,08 a über  $\beta^-$ -Zerfall zu  $^{137}\text{Ba}$  unter Emission von  $\gamma$ -Strahlung mit einer Energie von 661,657 keV bei einer Emissionswahrscheinlichkeit  $P_\gamma$  von 85,1 % [NNDC]. Die Aktivität der Quelle ist gegeben mit  $A_{Cs} = (222000 \pm 10000) \text{ Bq}$ . Für die  $^{137}\text{Cs}$ -Linie und die  $^{214}\text{Bi}$ -Linie bei 609 keV wird dabei von einer gleichen internen Nachweiswahrscheinlichkeit ausgegangen. Es wurden zwei Messreihen innerhalb einer Bleiabschirmung durchgeführt:

Messreihe 1:

- Messung einer Knochenprobe mit einem Gewicht von 3,4 g bei einer Messzeit von  $t_{live,K} = 86928 \text{ s}$
- Messung der Cs-Quelle bei gleicher Versuchsgeometrie bei einer Messzeit von  $t_{live,Cs} = 5674 \text{ s}$
- Messung des Untergrundes bei einer Messzeit von  $t_{live,U} = 226045 \text{ s}$

Messreihe 2:

- Messung einer Knochenprobe mit einem Gewicht von 245 mg bei einer Messzeit von  $t_{live,K} = 334385$  s
- Messung des Untergrundes bei einer Messzeit von  $t_{live,U} = 166711$  s

### 5.3.1. Bestimmung der Aktivität der Nuklide der Uran-Radium-Reihe

Aus diesen aufgenommenen Spektren wurden erneut die untergrundbereinigten Impulsratenspektren erzeugt.

Bei der Auswertung der Linien wurden die Peaks im ersten Schritt mit einer Gauß-Funktion angefitet, danach wurden die Einträge der Kanäle des  $3\sigma$ -Bereiches aufsummiert. Bei der 3,4 g Probe und der  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle wurde im Abstand von  $(19,5 \pm 1)$  cm zum Detektor gemessen und von einer punktförmigen Quelle ausgegangen. Der Raumwinkel ergibt sich damit nach Gleichung 2.29 mit einem Detektorradius von 3 cm zu  $\Omega_1 = (0,073 \pm 0,001)$  sr. Die 245 mg Probe wurde so behandelt, dass sie zu feinem Staub zerrieben und in Folie eingeschweißt wurde. Anschließend wurde die aufbereitete, flache Probe mit einem Radius von  $r_P = 1$  cm direkt auf der Schutzkappe des Detektors fixiert, so dass der Abstand zwischen Detektor und Probe 0,5 cm beträgt. Durch Simulation ergibt sich  $\Omega_2 = (5,208 \pm 0,006)$  sr. Durch Gleichsetzen der Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon$  bei 609 keV und 662 keV erhält man, unter Berücksichtigung der Emissionswahrscheinlichkeiten der einzelnen Zerfälle die in Tabelle 5.1 zusammengefassten Ergebnisse. Man bekommt aus beiden Messreihen, im Rahmen der Messunsicherheit, übereinstimmende Werte für die spezifische Aktivität  $a$  von  $^{214}\text{Bi}$ . Der Wert, der durch die Messung der 3,4 g Probe in großem Abstand bestimmt wurde, besitzt die größere Unsicherheit. Für die Weiterverarbeitung des Messwertes wird der gewichtete Mittelwert bestimmt:

$$a_{^{214}\text{Bi}} = (1,416 \pm 0,076) \frac{\text{Bq}}{\text{g}}. \quad (5.9)$$



| Nuklid            | $m$ (g) | $I$ ( $s^{-1}$ )      | $P_\gamma$ (%) | $\epsilon$            | $A$ (Bq)           | $a$ (Bq/g)      |
|-------------------|---------|-----------------------|----------------|-----------------------|--------------------|-----------------|
| $^{137}\text{Cs}$ |         | $293,48 \pm 0,23$     | 85,1           | $0,00155 \pm 0,00006$ | $222000 \pm 10000$ |                 |
| $^{214}\text{Bi}$ | 3,400   | $0,00352 \pm 0,00055$ | 45,5           | $0,00155 \pm 0,00006$ | $5,0 \pm 0,8$      | $1,47 \pm 0,24$ |
| $^{214}\text{Bi}$ | 0,245   | $0,01740 \pm 0,00051$ | 45,5           | $0,111 \pm 0,005$     | $0,35 \pm 0,02$    | $1,41 \pm 0,08$ |

Tabelle 5.1.: Bestimmung spezifischer Aktivitäten  $a$  aus zwei unterschiedlichen Proben des Dinosaurierknochens. Masse  $m$ , Impulsrate  $I$ , Emissionswahrscheinlichkeit  $P_\gamma$ . Es gilt der Zusammenhang  $\epsilon = \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_i$  zwischen absoluter Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$  und interner Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_i$ , die hier mit  $\epsilon_i = (0,267 \pm 0,011)$  bestimmt wurde und der Zusammenhang  $A = \frac{I}{P_\gamma \epsilon}$  zwischen Impulsrate und Aktivität. Beide Messungen stimmen im Rahmen der Unsicherheit überein. Die Messung der 245 mg Probe ist genauer, da im Spektrum durch die erheblich größere Nachweiswahrscheinlichkeit eine größere Impulsrate zu messen ist.

### 5.3.2. Aktivitäten der Nuklide der Uran-Actinium-Reihe und die Aktivität von $^{40}\text{K}$

Für die folgenden Berechnungen wird das säkulare Gleichgewicht der beiden Uran-Reihen vorausgesetzt, d. h. nach Abschnitt 2.1.2, dass die Aktivitäten aller in der jeweiligen Reihe vorkommenden Nuklide gleich sind. Aus dem Aktivitätsverhältnis zwischen  $^{227}\text{Th}$  und  $^{214}\text{Pb}$ , welches in Abschnitt 5.2.2 in Gleichung 5.4 bestimmt wurde, und der spez. Aktivität  $a_{214\text{Bi}}$  lässt sich unter oben genannter Voraussetzung die spez. Aktivität von  $^{227}\text{Th}$  bestimmen.

$$a_{227\text{Th}} = \frac{A_{227\text{Th}}}{A_{214\text{Pb}}} \cdot a_{214\text{Bi}} = (0,063 \pm 0,005) \frac{\text{Bq}}{\text{g}} \quad (5.10)$$

Die Bestimmung der Aktivität von  $^{40}\text{K}$  verläuft analog zu Abschnitt 5.2.2. Betrachtet man Abbildung 5.6 und Tabelle D.1 im Anhang, so können der  $^{40}\text{K}$ -Peak und der  $^{214}\text{Bi}$ -Peak bei 1509 keV miteinander ins Verhältnis gesetzt werden. Auch in diesem Energiebereich wird von gleicher Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ausgegangen. Nach Beschreibung des Untergrundes durch eine Gerade mit den Parameter  $p_0 = (-23,67 \pm 50,73)$  und  $p_1 = (0,07152 \pm 0,000985)$  ( $\chi_r^2 = 1,5$ ) erhält man die Parameter der Gauss-Fits der Peaks:  $p_2(^{40}\text{K}) = (188,6 \pm 10,3)$ ,  $p_4(^{40}\text{K}) = (5,549 \pm 0,382)$  (mit  $\chi_r^2 = 2,9$ ),  $p_2(^{214}\text{Bi}) = (588,8 \pm 8,5)$  und  $p_4(^{214}\text{Bi}) = (9,503 \pm 0,124)$  (mit  $\chi_r^2 = 2,3$ ).

Durch Berechnung der Flächeninhalte nach Gleichung 5.3 folgt, wiederum unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeiten das Aktivitätsverhältnis, aus dem sich anschließend die spezifische Aktivität von  $^{40}\text{K}$  bestimmen lässt.

$$\frac{A_{40\text{K}}}{A_{214\text{Bi}}} = \frac{F_{40\text{K}}}{F_{214\text{Bi}}} \cdot \frac{(2.13 \pm 0.10)}{(10.66 \pm 0.18)} = (0.0374 \pm 0.0038) \quad (5.11)$$

$$a_{40\text{K}} = \frac{A_{40\text{K}}}{A_{214\text{Bi}}} \cdot a_{214\text{Bi}} = (0,053 \pm 0,006) \frac{\text{Bq}}{\text{g}} \quad (5.12)$$

### 5.3.3. Bestimmung der Gesamtaktivität

Zur Bestimmung der Gesamtaktivität des Knochens, geht man ein weiteres Mal von einem säkularen Gleichgewicht der Zerfallsreihen aus. Folglich kann von der berechneten spezifische Aktivität eines Nuklids die spezifische Aktivität der Reihe berechnet werden. Die spezifische Aktivität eines Nuklid muss dazu mit der Anzahl der Zerfälle in der Reihe multipliziert werden. Die Abbildung 2.1 zeigt 14 Zerfälle in der Uran-Radium-Reihe und 11 Zerfälle in der Uran-Actinium-Reihe. Man erhält:

$$a_{238U-Reihe} = (19,8 \pm 1,1) \frac{\text{Bq}}{\text{g}} \quad (5.13)$$

und

$$a_{235U-Reihe} = (0,69 \pm 0,06) \frac{\text{Bq}}{\text{g}}. \quad (5.14)$$

Zusammen mit Gleichung 5.12 sieht man, dass die Aktivität des Dinosaurierknochens fast ausschließliche durch die Nuklide der Uran-Radium-Reihe verursacht wird. Zusammen mit der Knochenmasse  $m = 20,9 \text{ kg}$  ergibt sich die Aktivität des Knochens aus den Gleichungen 5.12, 5.13 und 5.14:

$$A = (429349 \pm 23023) \text{ Bq} \quad (5.15)$$

Nach [Str01] liegt die Freigrenze der Aktivität für  $^{238}\text{U}$  und einige seiner Folgeprodukte bei 10 kBq und die Freigrenze der spezifischen Aktivität bei 10 Bq/g. Bei den anderen Nukliden der Reihe liegen die Freigrenzen über diesen Werten. Die Freigrenzen der spezifischen Aktivitäten sind bei dem hier analysierten Dinosaurierknochen also nicht überschritten.

## 5.4. Diskussion der Aktivitätsanalyse

Die hier vorgestellte Analyse stützt sich im wesentlichen auf zwei Annahmen. Zum einen, dass die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit in bestimmten

Intervallen als gleich angenommen werden kann, zum anderen, dass ein säkulares Gleichgewicht der natürlichen Zerfallsreihen in dem Dinosaurierknochen vorliegt.

Durch eine präzisere Kalibrierung der Nachweiswahrscheinlichkeit könnte die Annahme des säkularen Gleichgewichts überprüft werden.

Durch die Annahmen, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit der  $\gamma$ -Linie des Caesiums bei 662 keV der Nachweiswahrscheinlichkeit der  $\gamma$ -Linie des Wismuts bei 609 keV entspricht, liegt der ermittelte Wert der Aktivität von  $^{214}\text{Bi}$  eher zu hoch. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt mit wachsender Energie, da der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt kleiner wird. Dies wird auch anhand Abbildung 2.8 und in den Gleichungen 2.39 und 2.40 deutlich.

Durch die unzureichende Kalibrierung der Nachweiswahrscheinlichkeit konnte die Hypothese des säkularen Gleichgewichts nicht genauer untersucht werden. Emanation von Radon, Auswaschungen verschiedener Elemente oder andere chemische Vorgänge könnten zu leichten Variationen der Aktivitäten innerhalb der Reihen führen. Da die Anwesenheit aller Nuklide der Uran-Radium-Reihe bis hin zu  $^{210}\text{Pb}$  in Abschnitt 5.2.1 gezeigt werden konnte und die beobachteten Linien zu den Intensitäten in Tabelle D.1 passen, ist hier jedoch von keinem großen Fehler auszugehen.

Eine Verbesserung würde eine Simulation der Nachweiswahrscheinlichkeit der  $^{214}\text{Bi}$ -Linie bei 609 keV mit *GEANT4* oder eine kalibrierte  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle ergeben, mit der sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten nach [Zob77] berechnen liessen.

Die wichtige Aussage, dass die durch [Str01] gegebene Freigrenze der spezifischen Aktivitäten der enthaltenen Nuklide nicht überschritten wird, kann als gesichert angesehen werden.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messstand zur  $\alpha$ -Spektrometrie fester Quellen sowie zum Nachweis von Radon aufgebaut und getestet. Die kurze Reichweite von  $\alpha$ -Strahlung trägt dazu bei, dass die Strahlenexposition durch äußere Quellen, die  $\alpha$ -Strahlung emittieren, nicht wesentlich zur Strahlenexposition beitragen. Äußere Strahlenexposition entsteht im wesentlichen durch langreichweitige Strahlung, z. B.  $\gamma$ -Strahlung. Bei innerer Exposition, ist gerade die kurzreichweitige  $\alpha$ -Strahlung relevant, da sie durch ihre hohe ionisierende Wirkung eine besonders hohe biologische Wirksamkeit besitzt. Durch diesen unterschiedlichen Charakter der Wechselwirkungen der verschiedenen Strahlungsarten mit Materie, müssen  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Strahlung mit verschiedenen Methoden spektrometrisch untersucht werden.

Dies betrifft zum einen die Wahl des Detektors, zum anderen die Präparation der Proben oder Quellen.

Ein fossiler Dinosaurierknochen, der ebenfalls innerhalb dieser Arbeit bezüglich seiner Aktivität untersucht werden sollte, wurde daher mit einem bereits bestehenden Versuchsaufbau zur  $\gamma$ -Strahlung qualitativ und quantitativ analysiert. In dieser Analyse konnten die Nuklide der natürlichen Zerfallsreihen des Urans in ihrer natürlichen Zusammensetzung bezüglich der Isotopenhäufigkeit nachgewiesen werden. Die quantitative Analyse hat ergeben, dass die in diesem Knochen enthaltenen spezifischen Aktivitäten der verschiedenen Nuklide unterhalb der, durch die Strahlenschutzverordnung gegebenen, Freigrenzen liegen.

Aufgrund der Tatsache, dass der Anteil der inneren Exposition, der auf die Inhalation von Radon und seinen Folgeprodukten zurückzuführen ist, den größten Anteil der natürlichen Strahlenexposition ausmacht, sollte der in dieser Diplomarbeit aufge-

baute Messstand nicht nur die  $\alpha$ -Spektrometrie fester Quellen ermöglichen, sondern zusätzlich dem Nachweis von Radon dienen.

Die Extraktion des gasförmigen Radons aus Luft ist dabei entscheidend. Die Luftprobe wird derart aufbereitet, dass in einer Kühlfalle der Wasserdampf aus der Luftprobe entfernt und in einer weiteren Kühlfalle das Radon angereichert wird, bevor es auf einer Kaltfläche in einer Probenkammer kryosorbiert und anschließend  $\alpha$ -spektrometrisch untersucht wird.

Die Wichtigkeit der Präparation der zu messenden Quelle zeigte sich im Laufe dieser Arbeit an Messungen fester Quellen, bei denen Verluste der emittierten  $\alpha$ -Strahlung innerhalb der Probe durch Selbstabsorption eintreten. Findet Selbstabsorption statt, kann die absolute Aktivität einer gemessenen Probe nur unzureichend ermittelt werden.

Die Gesamteffizienz des Radonanreicherungsverfahrens konnte mit Hilfe einer Radonkalibrierungsquelle, die gebaut und deren Aktivität ebenfalls innerhalb dieser Arbeit ermittelt wurde, bestimmt werden. Der bisher erreichte Wert liegt bei einer Effizienz von  $E_A = (12,6 \pm 2,3) \%$ .

Systematische Effekte, die die Anreicherungs-effizienz betreffen konnten innerhalb dieser Arbeit aufgedeckt werden. Hier ist zum einen die Bedeutung des Untergrundes bei den Effizienzmessungen zu nennen. Dieser entsteht, da durch alleiniges Aufheizen der Kaltfläche die Kaltfläche nicht vollständig von Radon und seinen Folgeprodukten befreit wird. Desweiteren wird durch die Unterschreitung der Temperatur in der Kühlfalle zur Wasserentfernung auch ein Teil des Radons ausgefroren, wodurch die Anreicherungs-effizienz abnimmt.

Weitere Optimierungen des Aufbaus sind bereits geplant. Zum einen wären weitere Messungen der Gesamteffizienz des Anreicherungsverfahrens vorzunehmen, um die Unsicherheit des oben genannten Wertes zu minimieren. Unter Beachtung der möglichen systematischen Effekte und durch eine höhere Statistik sind diesbezüglich Optimierungen denkbar. Mit den bereits in Kapitel 4 vorgeschlagenen Optimierungen apparativer Natur, hier ist insbesondere das Versetzen der Pumpe des Gassystem und die Kühlung der Turbomolekularpumpe gemeint, können Vergleiche bezüglich der erreichten Effizienz angestellt werden.

Die Bestimmung der Nachweisgrenze bei der Messung von Luftproben ist erst dann sinnvoll, wenn eine genaue Beschreibung des Untergrundes vorliegt. Hierzu benötigt man eine Reihe von Messungen, die belegen, welcher Untergrund bei diesem Messverfahren naturgemäß zu erwarten ist. Die Beschreibung des Untergrundes ist ein zeitaufwendiger Prozess, da die genommenen Luftproben jeweils mindestens 30 Tage

verschlossen gelagert werden müssen, um die den natürlich gegebenen Radongehalt der Luft zu eliminieren. Um hier ein präzises Ergebnis zu erhalten, sollten im Laufe einer Messreihe zur Untergrundbestimmung keine Messungen mit hohen Radonaktivitäten aus der Radonkalibrierungsquelle durchgeführt werden. Aufgrund der Halbwertszeit von Radon ist noch mindestens 30 Tage mit Restaktivitäten aus solchen Messungen zu rechnen. Dies ist bereits untersucht worden.

Die Schwankungen der in dieser Arbeit ausgewerteten Luftproben bezüglich ihrer Aktivitätskonzentration sind normal, da diese stark von meteorologischen Gegebenheiten und der Ventilation am Ort der Probenentnahme abhängt. Obwohl die genaue Nachweisgrenze des Aufbaus bisher nicht angegeben werden konnte, lassen sich mit dem hier realisierten Aufbau Übersichtsmessungen durchführen, aus denen hervorgeht, ob eine genauere Beobachtung der Radonaktivitätskonzentration, beispielsweise in Gebäuden angezeigt ist, um einem gesundheitlichen Risiko aus dem Weg zu gehen.

Als weiteres, mögliches Anwendungsgebiet des Messstandes wäre die Feststellung von Exhalationsraten verschiedener Materialien denkbar. Dazu müsste eine Kammer konstruiert werden, die dem Prinzip der Radonkalibrierungsquelle nachempfunden ist. In dieser Kammer könnten die Materialien gelagert werden, so dass ein Anstieg der Radonaktivitätskonzentration in der Kammer gemessen werden könnte.

Neben diesen möglichen Anwendungsgebieten ist die Zielsetzung, den Aufbau in das Praktikum zu integrieren, während der Entstehung dieser Arbeit verwirklicht worden.





## A. Daten der $\alpha$ -Quellen

| Nuklid                 | Halbwertszeit                | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$   | Tochternuklid          |
|------------------------|------------------------------|------------------------|------------------|------------------------|
| $^{239}_{94}\text{Pu}$ | $(24110 \pm 30) \text{ a}$   | $5105,5 \pm 0,8$       | $11,94 \pm 0,07$ | $^{235}_{92}\text{U}$  |
| $^{239}_{94}\text{Pu}$ |                              | $5144,3 \pm 0,8$       | $17,11 \pm 0,14$ | $^{235}_{92}\text{U}$  |
| $^{239}_{94}\text{Pu}$ |                              | $5156,59 \pm 0,14$     | $70,77 \pm 0,14$ | $^{235}_{92}\text{U}$  |
| $^{241}_{95}\text{Am}$ | $(432,6 \pm 0,6) \text{ a}$  | 5388                   | $1,66 \pm 0,02$  | $^{237}_{93}\text{Np}$ |
| $^{241}_{95}\text{Am}$ |                              | $5442,80 \pm 0,13$     | $13,1 \pm 0,3$   | $^{237}_{93}\text{Np}$ |
| $^{241}_{95}\text{Am}$ |                              | $5485,56 \pm 0,12$     | $84,8 \pm 0,5$   | $^{237}_{93}\text{Np}$ |
| $^{244}_{96}\text{Cm}$ | $(18,11 \pm 0,03) \text{ a}$ | $5762,64 \pm 0,03$     | $23,1 \pm 0,1$   | $^{240}_{94}\text{Pu}$ |
| $^{244}_{96}\text{Cm}$ |                              | $5804,77 \pm 0,05$     | $76,9 \pm 0,1$   | $^{240}_{94}\text{Pu}$ |

Tabelle A.1.:  $\alpha$ -Zerfälle der Kalibrierungsquelle mit Halbwertszeiten,  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  ab 1% nach [NNDC]

| Nuklid                 | Halbwertszeit                            | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$ | Tochternuklid          |
|------------------------|--|------------------------|----------------|------------------------|
| $^{244}_{94}\text{Pu}$ | $(8,11 \pm 0,03) \cdot 10^7 \text{ a}$   | $4546 \pm 1$           | $19,4 \pm 0,8$ | $^{240}_{92}\text{U}$  |
| $^{244}_{94}\text{Pu}$ |  | $4589 \pm 1$           | $80,5 \pm 0,8$ | $^{240}_{92}\text{U}$  |
| $^{240}_{94}\text{Pu}$ | $(6561 \pm 7) \text{ a}$                 | $5123,68 \pm 0,23$     | $27,1 \pm 0,1$ | $^{236}_{92}\text{U}$  |
| $^{240}_{94}\text{Pu}$ |  | $5168,17 \pm 0,15$     | $72,8 \pm 0,1$ | $^{236}_{92}\text{U}$  |
| $^{236}_{92}\text{U}$  | $(2,342 \pm 0,004) \cdot 10^7 \text{ a}$ | $4445 \pm 5$           | $26 \pm 4$     | $^{232}_{90}\text{Th}$ |
| $^{236}_{92}\text{U}$  |  | $4494 \pm 3$           | $74 \pm 4$     | $^{232}_{90}\text{Th}$ |
| $^{232}_{90}\text{Th}$ | $(14,05 \pm 0,06) \cdot 10^9 \text{ a}$  | $3947,2 \pm 2,0$       | $21,7 \pm 1,3$ | $^{228}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{232}_{90}\text{Th}$ |  | $4012,3 \pm 1,4$       | $78,2 \pm 1,3$ | $^{228}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{228}_{90}\text{Th}$ | $(1,912 \pm 0,002) \text{ a}$            | $5340,36 \pm 0,15$     | $27,2 \pm 1,0$ | $^{224}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{228}_{90}\text{Th}$ |  | $5423,15 \pm 0,22$     | $72,2 \pm 1,1$ | $^{224}_{88}\text{Ra}$ |

| Nuklid                 | Halbwertszeit                   | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$       | Tochternuklid          |
|------------------------|---------------------------------|------------------------|----------------------|------------------------|
| $^{224}_{88}\text{Ra}$ | $(3,66 \pm 0,04) \text{ d}$     | $5448,6 \pm 1,2$       | $5,06 \pm 0,04$      | $^{220}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{224}_{88}\text{Ra}$ |                                 | $5685,37 \pm 0,15$     | $94,92 \pm 0,04$     | $^{220}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{220}_{86}\text{Rn}$ | $(55,6 \pm 0,1) \text{ s}$      | $6288,08 \pm 0,10$     | $99,886 \pm 0,017$   | $^{216}_{84}\text{Po}$ |
| $^{216}_{84}\text{Po}$ | $(0,145 \pm 0,002) \text{ s}$   | $6778,3 \pm 0,5$       | $99,9981 \pm 0,0003$ | $^{212}_{82}\text{Pb}$ |
| $^{212}_{83}\text{Bi}$ | $(60,55 \pm 0,06) \text{ min}$  | $6050,78 \pm 0,03$     | $25,13 \pm 0,07$     | $^{208}_{81}\text{Tl}$ |
| $^{212}_{83}\text{Bi}$ |                                 | $6089,88 \pm 0,03$     | $9,75 \pm 0,05$      | $^{208}_{81}\text{Tl}$ |
| $^{212}_{84}\text{Po}$ | $(0,299 \pm 0,002) \mu\text{s}$ | $8784,86 \pm 0,12$     | 100                  | $^{208}_{82}\text{Pb}$ |

Tabelle A.2.:  $\alpha$ -Zerfälle der Thorium-Reihe ( $4n$ ) mit Halbwertszeiten,  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  ab 1% nach [NNDC]

| Nuklid                 | Halbwertszeit                            | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$      | Tochternuklid          |
|------------------------|--|------------------------|---------------------|------------------------|
| $^{241}_{95}\text{Am}$ | $(432,6 \pm 0,6) \text{ a}$              | 5388                   | $1,66 \pm 0,02$     | $^{237}_{93}\text{Np}$ |
| $^{241}_{95}\text{Am}$ |  | $5442,80 \pm 0,13$     | $13,1 \pm 0,3$      | $^{237}_{93}\text{Np}$ |
| $^{241}_{95}\text{Am}$ |  | $5485,56 \pm 0,12$     | $84,8 \pm 0,5$      | $^{237}_{93}\text{Np}$ |
| $^{237}_{93}\text{Np}$ | $(2,144 \pm 0,007) \cdot 10^7 \text{ a}$ | $4640 \pm 1$           | $6,43 \pm 0,03$     | $^{233}_{91}\text{Pa}$ |
| $^{237}_{93}\text{Np}$ |  | $4665,0 \pm 0,9$       | $3,478 \pm 0,024$   | $^{233}_{91}\text{Pa}$ |
| $^{237}_{93}\text{Np}$ |  | $4771,4 \pm 0,8$       | $23,2 \pm 0,3$      | $^{233}_{91}\text{Pa}$ |
| $^{237}_{93}\text{Np}$ |  | $4788,0 \pm 0,9$       | $47,64 \pm 0,0,06$  | $^{233}_{91}\text{Pa}$ |
| $^{237}_{93}\text{Np}$ |  | $4803,5 \pm 1,0$       | $2,014 \pm 0,0,017$ | $^{233}_{91}\text{Pa}$ |
| $^{237}_{93}\text{Np}$ |  | $4816,8 \pm 1,0$       | $2,430 \pm 0,017$   | $^{233}_{91}\text{Pa}$ |
| $^{237}_{93}\text{Np}$ |  | $4872,7 \pm 1,4$       | $2,39 \pm 0,04$     | $^{233}_{91}\text{Pa}$ |
| $^{233}_{92}\text{U}$  | $(159,2 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ a}$   | $4729 \pm 2$           | 1,61                | $^{229}_{90}\text{Th}$ |
| $^{233}_{92}\text{U}$  |  | $4783,5 \pm 1,2$       | 13,2                | $^{229}_{90}\text{Th}$ |
| $^{233}_{92}\text{U}$  |  | $4824,2 \pm 1,2$       | $84,3 \pm 0,6$      | $^{229}_{90}\text{Th}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ | $(7340 \pm 160) \text{ a}$               | $4761 \pm 2$           | $1,0 \pm 0,4$       | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |  | $4797,8 \pm 1,2$       | $1,5 \pm 0,2$       | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |  | $4814,6 \pm 1,2$       | $9,30 \pm 0,08$     | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |

| Nuklid                 | Halbwertszeit                           | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$   | Tochter nuklid         |
|------------------------|---|------------------------|------------------|------------------------|
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |   | $4838 \pm 2$           | $5,0 \pm 0,2$    | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |   | $4845,3 \pm 1,2$       | $56,2 \pm 0,2$   | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |   | $4901,0 \pm 1,2$       | $10,20 \pm 0,08$ | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |   | $4967,5 \pm 1,2$       | $5,97 \pm 0,06$  | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |   | $4978,5 \pm 1,2$       | $3,17 \pm 0,04$  | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{229}_{90}\text{Th}$ |   | $5053 \pm 2$           | $6,6 \pm 0,1$    | $^{225}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ | $(10,0 \pm 0,1) \text{ d}$              | $5580 \pm 3$           | $1,2 \pm 0,1$    | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5609 \pm 3$           | $1,1 \pm 0,1$    | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5637 \pm 2$           | $4,4 \pm 0,3$    | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5682 \pm 2$           | $1,3 \pm 0,2$    | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5724 \pm 3$           | $3,1 \pm 0,5$    | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5732 \pm 2$           | $8,0 \pm 0,5$    | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5732 \pm 2$           | $1,32 \pm 0,10$  | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5790,6 \pm 2,2$       | $8,6 \pm 0,9$    | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5792,5 \pm 2,2$       | $18,1 \pm 2,0$   | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{225}_{89}\text{Ac}$ |   | $5830 \pm 2$           | $50,7 \pm 1,5$   | $^{221}_{87}\text{Fr}$ |
| $^{221}_{87}\text{Fr}$ | $(4,9 \pm 0,2) \text{ min}$             | $6126,3 \pm 1,5$       | $15,1 \pm 0,2$   | $^{219}_{85}\text{At}$ |
| $^{221}_{87}\text{Fr}$ |   | $6243 \pm 2$           | $1,34 \pm 0,10$  | $^{219}_{85}\text{At}$ |
| $^{221}_{87}\text{Fr}$ |   | $6341,0 \pm 1,3$       | $83,4 \pm 0,8$   | $^{219}_{85}\text{At}$ |
| $^{217}_{85}\text{At}$ | $(32,3 \pm 0,4) \text{ ms}$             | $7066,9 \pm 1,6$       | $99,89 \pm 0,10$ | $^{213}_{83}\text{Bi}$ |
| $^{213}_{83}\text{Bi}$ | $(45,59 \pm 0,06) \text{ min}$          | $5869 \pm 10$          | $1,94 \pm 0,04$  | $^{209}_{81}\text{Tl}$ |
| $^{213}_{84}\text{Po}$ | $(4,2 \pm 0,8) \mu\text{s}$             | $8375,9 \pm 2,5$       | $100 \pm 0,2$    | $^{209}_{82}\text{Pb}$ |
| $^{209}_{83}\text{Bi}$ | $(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{19} \text{ a}$ | $3077 \pm 3$           | $99,92 \pm 0,2$  | $^{205}_{81}\text{Tl}$ |

Tabelle A.3.:  $\alpha$ -Zerfälle der Neptunium-Reihe ( $4n + 1$ ) mit Halbwertszeiten,  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  ab 1% nach [NNDC]

| Nuklid                 | Halbwertszeit                            | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$       | Tochternuklid          |
|------------------------|--|------------------------|----------------------|------------------------|
| $^{238}_{92}\text{U}$  | $(4,468 \pm 0,003) \cdot 10^9 \text{ a}$ | $4151 \pm 5$           | $21 \pm 3$           | $^{234}_{90}\text{Th}$ |
| $^{238}_{92}\text{U}$  |  | $4198 \pm 3$           | $79 \pm 3$           | $^{234}_{90}\text{Th}$ |
| $^{234}_{92}\text{U}$  | $(2,455 \pm 0,006) \cdot 10^5 \text{ a}$ | $4722,4 \pm 1,4$       | $28,42 \pm 0,9$      | $^{230}_{90}\text{Th}$ |
| $^{234}_{92}\text{U}$  |  | $4774,6 \pm 1,4$       | $71,38 \pm 1,6$      | $^{230}_{90}\text{Th}$ |
| $^{230}_{90}\text{Th}$ | $(7,538 \pm 0,030) \cdot 10^4 \text{ a}$ | $4620,5 \pm 1,5$       | $23,4 \pm 1$         | $^{226}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{230}_{90}\text{Th}$ |  | $4687,0 \pm 1,5$       | $76,3 \pm 0,3$       | $^{226}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{226}_{88}\text{Ra}$ | $(1600 \pm 7) \text{ a}$                 | $4601 \pm 1$           | $5,55 \pm 0,05$      | $^{222}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{226}_{88}\text{Ra}$ |  | $4784,34 \pm 0,25$     | $94,45 \pm 0,05$     | $^{222}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{222}_{86}\text{Rn}$ | $(3,8235 \pm 0,0003) \text{ d}$          | $5489,48 \pm 0,30$     | $99,92 \pm 0,01$     | $^{218}_{84}\text{Po}$ |
| $^{218}_{84}\text{Po}$ | $(3,098 \pm 0,012) \text{ min}$          | $6002,35 \pm 0,09$     | $99,9789 \pm 0,0023$ | $^{214}_{82}\text{Pb}$ |
| $^{214}_{84}\text{Po}$ | $(164,3 \pm 2,0) \mu\text{s}$            | $7686,82 \pm 0,07$     | $99,9895 \pm 0,0006$ | $^{210}_{82}\text{Pb}$ |
| $^{210}_{84}\text{Po}$ | $(138,376 \pm 0,002) \text{ d}$          | $5304,33 \pm 0,07$     | 100                  | $^{206}_{82}\text{Pb}$ |

Tabelle A.4.:  $\alpha$ -Zerfälle der Uran-Radium-Reihe ( $4n + 2$ ) mit Halbwertszeiten,  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  ab 1% nach [NNDC]

| Nuklid                 | Halbwertszeit                            | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$   | Tochternuklid          |
|------------------------|--|------------------------|------------------|------------------------|
| $^{239}_{94}\text{Pu}$ | $(24110 \pm 30) \text{ a}$               | $5105,5 \pm 0,8$       | $11,94 \pm 0,07$ | $^{235}_{92}\text{U}$  |
| $^{239}_{94}\text{Pu}$ |  | $5144,3 \pm 0,8$       | $17,11 \pm 0,14$ | $^{235}_{92}\text{U}$  |
| $^{239}_{94}\text{Pu}$ |  | $5156,59 \pm 0,14$     | $70,77 \pm 0,14$ | $^{235}_{92}\text{U}$  |
| $^{235}_{92}\text{U}$  | $(703,8 \pm 0,5) \cdot 10^6 \text{ a}$   | $4366,1 \pm 2,0$       | $17 \pm 2$       | $^{231}_{90}\text{Th}$ |
| $^{235}_{92}\text{U}$  |  | $4397,8 \pm 1,3$       | $55 \pm 3$       | $^{231}_{90}\text{Th}$ |
| $^{235}_{92}\text{U}$  |  | $4414 \pm 4$           | $2,1 \pm 0,2$    | $^{231}_{90}\text{Th}$ |
| $^{235}_{92}\text{U}$  |  | $4502 \pm 2$           | $1,7 \pm 0,1$    | $^{231}_{90}\text{Th}$ |
| $^{235}_{92}\text{U}$  |  | $4556 \pm 2$           | $4,2 \pm 0,3$    | $^{231}_{90}\text{Th}$ |
| $^{235}_{92}\text{U}$  |  | $4596,4 \pm 1,3$       | $5,0 \pm 0,5$    | $^{231}_{90}\text{Th}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ | $(3,276 \pm 0,011) \cdot 10^4 \text{ a}$ | $4681 \pm 2$           | 1,5              | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |  | $4713 \pm 2$           | $1,0 \pm 0,1$    | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |

| Nuklid                 | Halbwertszeit                | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$  | Tochter nuklid         |
|------------------------|------------------------------|------------------------|-----------------|------------------------|
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $4736,0 \pm 0,8$       | 8,4             | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $4853 \pm 2$           | 1,4             | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $4934 \pm 2$           | 3               | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $4951,3 \pm 1,4$       | 22,8            | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $4986 \pm 2$           | 1,4             | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $5013,8 \pm 1,4$       | 25,4            | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $5028,4 \pm 1,0$       | 20              | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $5032 \pm 2$           | $2,50 \pm 0,25$ | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{231}_{91}\text{Pa}$ |                              | $5058,6 \pm 1,5$       | 11              | $^{227}_{89}\text{Ac}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ | $(18,68 \pm 0,09) \text{ d}$ | $5668,0 \pm 1,5$       | $2,06 \pm 0,12$ | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5693,0 \pm 1,6$       | $1,5 \pm 0,1$   | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5700,8 \pm 1,6$       | $3,63 \pm 0,20$ | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5708,8 \pm 1,6$       | $8,3 \pm 0,3$   | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5713,2 \pm 1,6$       | $4,89 \pm 0,20$ | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5756,87 \pm 0,15$     | $20,4 \pm 0,9$  | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5807,5 \pm 1,5$       | $1,27 \pm 0,02$ | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | 5866,6                 | $2,42 \pm 0,10$ | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5959,7 \pm 1,5$       | $3,00 \pm 0,15$ | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $5977,72 \pm 0,10$     | $23,5 \pm 0,9$  | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $6008,8 \pm 1,5$       | $2,90 \pm 0,15$ | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{227}_{90}\text{Th}$ |                              | $6038,01 \pm 0,15$     | $24,2 \pm 0,9$  | $^{223}_{88}\text{Ra}$ |
| $^{223}_{88}\text{Ra}$ | $(11,43 \pm 0,05) \text{ d}$ | $5433,6 \pm 0,5$       | $2,22 \pm 0,20$ | $^{219}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{223}_{88}\text{Ra}$ |                              | $5501,6 \pm 1,0$       | $1,00 \pm 0,15$ | $^{219}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{223}_{88}\text{Ra}$ |                              | $5539,8 \pm 0,9$       | $9,0 \pm 0,2$   | $^{219}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{223}_{88}\text{Ra}$ |                              | $5606,73 \pm 0,30$     | $25,2 \pm 0,5$  | $^{219}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{223}_{88}\text{Ra}$ |                              | $5716,23 \pm 0,29$     | $51,6 \pm 1,3$  | $^{219}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{223}_{88}\text{Ra}$ |                              | $5747,0 \pm 0,0,4$     | $9,0 \pm 0,2$   | $^{219}_{86}\text{Rn}$ |
| $^{223}_{88}\text{Ra}$ |                              | $5871,3 \pm 1,0$       | $1,0 \pm 0,2$   | $^{219}_{86}\text{Rn}$ |

| Nuklid                 | Halbwertszeit                  | $\alpha$ -Energie(keV) | $P_\alpha(\%)$      | Tochternuklid          |
|------------------------|--------------------------------|------------------------|---------------------|------------------------|
| $^{219}_{86}\text{Rn}$ | $(3,96 \pm 0,01) \text{ s}$    | $6425 \pm 1$           | $7,5 \pm 0,6$       | $^{215}_{84}\text{Po}$ |
| $^{219}_{86}\text{Rn}$ |                                | $6552,6 \pm 1,0$       | $12,9 \pm 0,6$      | $^{215}_{84}\text{Po}$ |
| $^{219}_{86}\text{Rn}$ |                                | $6819,1 \pm 0,3$       | $79,4 \pm 1,0$      | $^{215}_{84}\text{Po}$ |
| $^{215}_{84}\text{Po}$ | $(1,781 \pm 0,004) \text{ ms}$ | $7386,1 \pm 0,8$       | $99,99977 \pm 0,05$ | $^{211}_{82}\text{Pb}$ |
| $^{211}_{83}\text{Pb}$ | $(2,14 \pm 0,02) \text{ min}$  | $6278,2 \pm 0,7$       | $16,19 \pm 0,14$    | $^{207}_{81}\text{Tl}$ |
| $^{211}_{83}\text{Pb}$ |                                | $6622,9 \pm 0,6$       | $83,54 \pm 0,14$    | $^{207}_{81}\text{Tl}$ |

Tabelle A.5.:  $\alpha$ -Zerfälle der Uran-Actinium-Reihe ( $4n + 3$ ) mit Halbwertszeiten,  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  ab 1% nach [NNDC]

## B. Anhang zur Fehlerrechnung

Folgende Formeln zur Fehlerrechnung wurden innerhalb dieser Arbeit genutzt [Blu02]:

Arithmetischer Mittelwert  $\bar{x}$  von  $n$  Messungen:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{B.1})$$

Standardabweichung  $\sigma_x$ :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{B.2})$$

Standardabweichung des Mittelwerts  $\sigma_{\bar{x}}$ :

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{s_x}{\sqrt{n}} \quad (\text{B.3})$$

Standardabweichung  $\sigma_q$  von  $q = q(x_1, x_2, \dots)$  für unkorrelierte Messgrößen  $x_i$  (Gaussches Fehlerfortpflanzungsgesetz):

$$\sigma_q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots} \quad (\text{B.4})$$

Gewichteter Mittelwert  $x_w$  mehrerer Messwerte  $x_i$  mit den Varianzen  $\sigma_i^2$ :

$$x_w = \frac{\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (\text{B.5})$$

Standardabweichung des Mittelwerts  $\sigma_{x_w}$ :

$$\sigma_{x_w} = \sqrt{\frac{1}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (\text{B.6})$$



## C. Versuchsdurchführung

Detaillierte Versuchsbeschreibung mit Zeiten für den Radonnachweis:

1. Kalibrieren der Nachweisapparatur. Die Einstellungen des Verstärkers dürfen danach nicht mehr geändert werden.
2. Der Detektor wird bei ausgeschalteter Spannung aus der Probenkammer gefahren und in Richtung Kaltkopf gewendet.
3. Den Probentisch ausbauen und die Düsenvorrichtung einbauen. Die Düse wird ganz nach unten gefahren.
4. Befüllen des Plastigas<sup>®</sup>-Beutels mit einer Probe. Den Zeitpunkt der Probenentnahme notieren.
5. Den Plastigas<sup>®</sup>-Beutel an das Gassystem des Versuchsaufbaus flanschen.
6. Das Gassystem und die Probenkammer evakuieren, dabei sind nur das Ventil des Plastigas<sup>®</sup>-Beutels und das Ventil, das zur Stickstoffgasflasche führt, geschlossen. (Anschließend die Ventile der *Alcatel*-Pumpe schließen und die Pumpe ausschalten.)
7. Spülen der gesamten Nachweisapparatur mit Stickstoffgas.

8. Das *NIM crate* und den Messverstärker anschalten, anschließend das *LabVIEW*-Programm starten.
9. Die Kühlfallen mit flüssigem Stickstoff befüllen, so dass in der Kühlfalle für Wasser  $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$  und in der Radonfalle  $-195\text{ }^{\circ}\text{C}$  erreicht werden.
10. Der Plastigas<sup>®</sup>-Beutel wird geöffnet, der Gasstrom wird in die Kühlfalle für Wasser geleitet.
11. Dosierventil 1 wird 7 Umdrehungen weit geöffnet, der Gasstrom gelangt in die Radonfalle.
12. Dosierventil 2 wird durch Drehen auf der Vorderseite geöffnet. Durch Drehen an der Rückseite kann so dosiert werden, dass ein Durchfluss von  $2,5\text{ ml/s}$  [Net94] erreicht wird. Dies entspricht einem Druck in der Probenkammer bei eingeschalteter Turbomolekularpumpe von  $1 \cdot 10^{-2}\text{ mbar}$ .
13. Die Turbomolekularpumpe wird ausgeschaltet, da dieser Gasfluss ohne externe Kühlung zu Überhitzung führen würde [Oer08].  
Dieser Zustand bleibt ca. 1-2 h erhalten, bis der Plastigas<sup>®</sup>-Beutel leer ist [Net94].
14. Die Temperaturen der Kühlfallen im Auge behalten. Die Wasserkühlfalle darf den Siedepunkt von Radon ( $-61,8\text{ }^{\circ}\text{C}$  [Rada]) nicht unterschreiten, da das Radon dadurch hier für die Messung verloren gehen könnte. Sinkt die Temperatur in der Wasserkühlfalle zu rasch, kann mit dem Heißluftgebläse vorsichtig wieder erwärmt werden.
15. Der Stickstoff in der Radonkühlfalle muss ca. alle 20 Minuten nachgefüllt werden. Dazu das Dosierventil 2 an der Vorderseite schließen.

16. Wenn der Plastigas<sup>®</sup>-Beutel leer ist, wird das Dosierventil 1 geschlossen. Das Gassystem wird erneut evakuiert, da es sonst bei Erwärmen der Radonkühlfalle zu Überdruck im Gassystem kommen kann.
17. Dosierventil 2 wird geschlossen und die Turbomolekularpumpe wird angeschaltet. Wenn die Probenkammer im Hoch-Vakuumbereich ist, kann die Temperatur am Kaltkopf auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs abgesenkt werden [Net94]. Dazu wird das Dewar-Gefäß über der Probenkammer mit flüssigem Stickstoff befüllt.
18. Während die Temperatur am Kaltkopf gesenkt wird, muss das in der Kupferspirale kryosorbierte Radon wieder auf Raumtemperatur gebracht werden. Dazu senkt man das mit Stickstoff gefüllte Gefäß der Radonfalle nach unten.
19. Hat der Kaltkopf die Temperatur flüssigen Stickstoffs erreicht, wird das Dewar-Gefäß verschlossen und abgepumpt.
20. Durch die Drucksenkung tritt Verfestigung des Stickstoffes im Dewar-Gefäß ein und der Kaltkopf erreicht nach eine Temperatur von ca.  $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Ist die Temperatur auf diesen Wert abgesunken, kann mit der Abscheidung des Radons am Kaltkopf begonnen werden.
21. Die Kupferspirale der Radonfalle wird mit dem Heißluftgebläse auf gleichmäßige Temperatur gebracht, falls sich in der Abkühlphase des Kaltkopfes hier noch keine Raumtemperatur eingestellt hat.
22. Die Düse wird ganz nach oben gefahren, dies entspricht einem Abstand zwischen Kaltkopf und Düse von 5 mm.

23. Stickstoffgas wird als Trägergas in das Gassystem geleitet, so dass kein Überdruck in diesem entsteht. Der Druck, mit dem das Stickstoffgas in das Gassystem gelangt, wird mit dem Druckminderer der Gasflasche reguliert.
24. Der Durchfluss in die Probenkammer wird wiederum über Dosierventil 2 eingestellt. Der Wert beträgt in diesem Fall 0,25 ml/s [Net94]. Dies entspricht einem Druck in der Probenkammer bei eingeschalteter Turbomolekularpumpe von  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar. Die Spülung der Anreicherungsspirale und die Abscheidung des Radons am Kaltkopf benötigen drei Minuten [Net94]. In dieser Zeit wird der Durchfluss konstant aufrecht erhalten.
25. Nach Schließen der Gaszufuhr in die Probenkammer wird die Düse nach unten gefahren und der Detektor in die Messposition 2 unter den Kaltkopf gebracht. Durch den in der Probenkammer herrschenden Unterdruck muss man dabei vorsichtig vorgehen.
26. Den Bajonettverschluss des Sichtflansches schließen und die Detektorspannung auf 65 V einstellen.
27. Die *Maestro*<sup>®</sup>-32-Software wird gestartet und die  $\alpha$ -spektroskopische Analyse des abgeschiedenen Radons und seiner neu entstehenden Zerfallsprodukte kann beginnen.
28. Nach der Messung wird die Spannung des Detektors ausgeschaltet und der Detektor wird gewendet und zur Seite gefahren. Die Messung wird gespeichert.
29. Der Kaltkopf muß nun vom Radon befreit werden. Dazu schaltet man die Tischpumpe aus und die Heizpatrone ein. Die Spannung beträgt hier max. 50 V und der Strom max. 3 A.

30. Das Aufheizen des Kaltkopfes auf Raumtemperatur dauert ungefähr 30 Minuten und erst dann dürfen die Pumpen ausgeschaltet werden. Die Probenkammer wird belüftet, wenn die Turbomolekularpumpe ausgelaufen ist.



## D. Tabellen der qualitativen Dinosaurierknochen-Analyse

| Nuklid            | $\gamma$ -/X-Ray | Energie (keV) | Intensität (%) | Im Spektrum            |
|-------------------|------------------|---------------|----------------|------------------------|
| $^{214}\text{Pb}$ | XR l             | 10.8          | 12.0 % 6       | nicht enthalten        |
| $^{210}\text{Pb}$ | XR l             | 10.8          | 23.6 % 10      | nicht enthalten        |
| $^{214}\text{Bi}$ | XR l             | 11.1          | 0.62 % 3       | nicht enthalten        |
| $^{226}\text{Ra}$ | XR l             | 11.7          | 0.80 % 3       | nicht enthalten        |
| $^{230}\text{Th}$ | XR l             | 12.3          | 7.7 % 7        | nicht enthalten        |
| $^{238}\text{U}$  | XR l             | 13.0          | 7.3 % 10       | nicht enthalten        |
| $^{234}\text{U}$  | XR l             | 13.0          | 10.0 % 4       | nicht enthalten        |
| $^{234}\text{Th}$ | XR l             | 13.3          | 7.1 % 5        | nicht enthalten        |
| $^{210}\text{Pb}$ |                  | 46.539 1      | 4.25 % 4       | enthalten              |
| $^{234}\text{U}$  |                  | 53.20 2       | 0.1230 % 20    | eine Linie mit 53.2284 |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 53.2284 18    | 1.075 % 7      | eine Linie mit 53.20   |
| $^{234}\text{Th}$ |                  | 63.29 2       | 3.7 % 4        | enthalten              |
| $^{230}\text{Th}$ |                  | 67.672 2      | 0.38 % 3       | enthalten              |
| $^{214}\text{Pb}$ | XR $k\alpha_2$   | 74.815        | 5.8 % 3        | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$ | XR $k\alpha_2$   | 76.863        | 0.410 % 13     | eine Linie mit 77.107  |
| $^{214}\text{Pb}$ | XR $k\alpha_1$   | 77.107        | 9.7 % 5        | eine Linie mit 76.863  |
| $^{214}\text{Bi}$ | XR $k\alpha_1$   | 79.29         | 0.682 % 20     | enthalten              |
| $^{226}\text{Ra}$ | XR $k\alpha_2$   | 81.069        | 0.193 % 5      | enthalten              |
| $^{226}\text{Ra}$ | XR $k\alpha_1$   | 83.787        | 0.319 % 8      | enthalten              |
| $^{214}\text{Pb}$ | XR $k\beta_3$    | 86.83         | 1.17 % 6       | enthalten              |
| $^{214}\text{Pb}$ | XR $k\beta_2$    | 89.784        | 0.82 % 4       | eine Linie mit 89.807  |

| Nuklid            | $\gamma$ -/X-Ray | Energie (keV) | Intensität (%) | Im Spektrum             |
|-------------------|------------------|---------------|----------------|-------------------------|
| $^{214}\text{Bi}$ | XR $k\beta_1$    | 89.807        | 0.158 % 5      | eine Linie mit 89.784   |
| $^{234}\text{Th}$ |                  | 92.38 1       | 2.13 % 20      | eine Linie mit 92.80    |
| $^{234}\text{Th}$ |                  | 92.80 2       | 2.10 % 20      | eine Linie mit 92.38    |
| $^{234}\text{Th}$ |                  | 112.81 5      | 0.210 % 23     | enthalten               |
| $^{226}\text{Ra}$ |                  | 186.211 13    | 3.59 % 6       | enthalten               |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 241.9950 23   | 7.251 % 16     | enthalten               |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 258.86 3      | 0.531 % 4      | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 273.80 5      | 0.128 % 7      | eine Linie mit 274.80   |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 274.80 4      | 0.355 % 10     | eine Linie mit 273.80   |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 295.2228 18   | 18.42 % 4      | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 348.92 6      | 0.104 % 12     | eine Linie mit 351.9321 |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 351.9321 18   | 35.60 % 7      | eine Linie mit 348.92   |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 386.78 5      | 0.295 % 5      | eine Linie mit 388.89   |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 388.89 5      | 0.402 % 10     | eine Linie mit 386.78   |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 405.72 2      | 0.169 % 6      | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 454.79 2      | 0.292 % 4      | enthalten               |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 462.02 6      | 0.212 % 5      | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 469.77 4      | 0.132 % 5      | enthalten               |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 480.432 20    | 0.337 % 4      | enthalten               |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 487.14 6      | 0.432 % 5      | enthalten               |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 533.66 2      | 0.181 % 6      | enthalten               |
| $^{214}\text{Pb}$ |                  | 580.14 3      | 0.370 % 4      | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 609.320 5     | 45.49 % 16     | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 665.447 9     | 1.531 % 6      | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 703.11 4      | 0.472 % 9      | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 719.87 3      | 0.392 % 8      | enthalten               |
| $^{234}\text{Pa}$ |                  | 742.813 5     | 0.1066 % 23    | enthalten               |
| $^{214}\text{Bi}$ |                  | 752.85 3      | 0.128 % 7      | enthalten               |



| Nuklid $\gamma$ -/X-Ray | Energie (keV) | Intensität (%) | Im Spektrum            |
|-------------------------|---------------|----------------|------------------------|
| $^{234}\text{Pa}$       | 766.42 10     | 0.317 % 5      | eine Linie mit 768.360 |
| $^{214}\text{Bi}$       | 768.360 5     | 4.894 % 11     | eine Linie mit 766.42  |
| $^{214}\text{Pb}$       | 785.96 8      | 1.06 % 3       | eine Linie mit 786.35  |
| $^{214}\text{Bi}$       | 786.35 14     | 0.32 % 4       | eine Linie mit 785.96  |
| $^{214}\text{Bi}$       | 806.180 9     | 1.264 % 5      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 821.18 3      | 0.161 % 8      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 826.45 10     | 0.117 % 13     | enthalten              |
| $^{214}\text{Pb}$       | 839.07 8      | 0.583 % 8      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 934.056 6     | 3.107 % 10     | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 964.08 3      | 0.365 % 10     | enthalten              |
| $^{234}\text{Pa}$       | 1001.03 10    | 0.842 % 8      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1051.96 3     | 0.313 % 7      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1069.96 7     | 0.272 % 9      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1120.294 6    | 14.92 % 3      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1133.66 3     | 0.2512 % 10    | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1155.210 8    | 1.633 % 6      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1207.68 3     | 0.451 % 10     | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1238.122 7    | 5.834 % 15     | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1280.976 10   | 1.434 % 6      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1303.75 7     | 0.107 % 5      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1377.669 8    | 3.988 % 11     | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1385.310 13   | 0.793 % 5      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1401.515 12   | 1.330 % 5      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1407.988 11   | 2.394 % 7      | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1509.210 10   | 2.130 % 10     | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1538.53 5     | 0.398 % 11     | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1543.34 5     | 0.303 % 10     | enthalten              |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1583.204 15   | 0.705 % 5      | enthalten              |

| Nuklid $\gamma$ -/X-Ray | Energie (keV) | Intensität (%) | Im Spektrum     |
|-------------------------|---------------|----------------|-----------------|
| $^{214}\text{Bi}$       | 1599.37 5     | 0.324 % 12     | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1661.274 16   | 1.047 % 6      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1684.012 20   | 0.214 % 5      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1729.595 11   | 2.878 % 8      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1764.491 10   | 15.30 % 3      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1838.36 4     | 0.350 % 10     | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1847.429 13   | 2.025 % 9      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1873.16 5     | 0.214 % 8      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 1896.05 12    | 0.149 % 8      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 2118.514 19   | 1.160 % 6      | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 2204.059 22   | 4.924 % 18     | enthalten       |
| $^{214}\text{Bi}$       | 2293.38 3     | 0.307 % 3      | nicht enthalten |
| $^{214}\text{Bi}$       | 2447.70 3     | 1.548 % 7      | nicht enthalten |

Tabelle D.1.: Linien der Uran-Radium-Reihe nach Energie sortiert, Intensitäten ab 0,1% nach [NNDC].

| Isotope $\gamma$ -/X-Ray | Energie (keV) | Intensität (%) | Im Spektrum     |
|--------------------------|---------------|----------------|-----------------|
| $^{219}\text{Rn}$ XR 1   | 11.1          | 1.03 % 11      | nicht enthalten |
| $^{223}\text{Ra}$ XR 1   | 11.7          | 22.9 % 9       | nicht enthalten |
| $^{231}\text{Pa}$ XR 1   | 12.7          | 32.4 % 23      | nicht enthalten |
| $^{227}\text{Ac}$ XR 1   | 13.0          | 3.46 % 13      | nicht enthalten |
| $^{235}\text{U}$ XR 1    | 13.0          | 37 % 3         | nicht enthalten |
| $^{231}\text{Th}$ XR 1   | 13.3          | 65 % 12        | nicht enthalten |
| $^{231}\text{Th}$        | 25.640        | 14.1 % 9       | nicht enthalten |
| $^{231}\text{Pa}$        | 27.360        | 10.3 % 7       | nicht enthalten |
| $^{227}\text{Th}$        | 50.130        | 11.4 % 11      | enthalten       |

| Isotope           | $\gamma$ -/X-Ray | Energie (keV) | Intensität (%) | Im Spektrum                          |
|-------------------|------------------|---------------|----------------|--------------------------------------|
| $^{211}\text{Bi}$ | XR $k\alpha_1$   | 72.873        | 1.23 % 3       | evtl                                 |
| $^{227}\text{Th}$ |                  | 79.690        | 2.64 % 23      | eine Linie mit 79.29 in U-Ra-Reihe   |
| $^{223}\text{Ra}$ | XR $k\alpha_2$   | 81.069        | 15.0 % 4       | eine Linie mit 81.069 in U-Ra-Reihe  |
| $^{223}\text{Ra}$ | XR $k\alpha_1$   | 83.787        | 24.7 % 6       | eine Linie mit 83.787 in U-Ra-Reihe  |
| $^{231}\text{Th}$ |                  | 84.214        | 6.6 % 4        | eine Linie mit 83.787                |
| $^{227}\text{Th}$ | XR $k\alpha_2$   | 85.431        | 1.81 % 7       | nicht enthalten                      |
| $^{227}\text{Th}$ | XR $k\alpha_1$   | 88.471        | 2.96 % 11      | nicht enthalten                      |
| $^{231}\text{Th}$ |                  | 89.950        | 1.00 % 6       | eine Linie mit 89.957 u. U-Ra-Reihe  |
| $^{235}\text{U}$  | XR $k\alpha_2$   | 89.957        | 3.47 % 8       | eine Linie mit 89.950 u. U-Ra-Reihe  |
| $^{231}\text{Pa}$ | XR $k\alpha_1$   | 90.886        | 1.22 % 6       | nicht enthalten                      |
| $^{235}\text{U}$  | XR $k\alpha_1$   | 93.35         | 5.60 % 12      | eine Linie mit 93.880                |
| $^{227}\text{Th}$ |                  | 93.880        | 2.05 % 17      | eine Linie mit 93.35                 |
| $^{223}\text{Ra}$ | XR $k\beta_3$    | 94.247        | 2.98 % 7       | eine Linie mit 94.868                |
| $^{223}\text{Ra}$ | XR $k\beta_1$    | 94.868        | 5.69 % 13      | eine Linie mit 94.247                |
| $^{223}\text{Ra}$ | XR $k\beta_2$    | 97.53         | 2.14 % 5       | evtl                                 |
| $^{235}\text{U}$  | XR $k\beta_1$    | 105.604       | 1.32 % 3       | nicht enthalten                      |
| $^{235}\text{U}$  |                  | 109.160       | 1.54 % 5       | nicht enthalten                      |
| $^{223}\text{Ra}$ |                  | 122.319       | 1.209 % 22     | nicht enthalten                      |
| $^{235}\text{U}$  |                  | 143.760       | 10.96 % 14     | eine Linie mit 144.235               |
| $^{223}\text{Ra}$ |                  | 144.235       | 3.27 % 8       | eine Linie mit 143.760               |
| $^{223}\text{Ra}$ |                  | 154.208       | 5.70 % 16      | enthalten                            |
| $^{235}\text{U}$  |                  | 163.330       | 5.08 % 6       | enthalten                            |
| $^{235}\text{U}$  |                  | 185.715       | 57.2 % 8       | eine Linie mit 186.211 in U-Ra-Reihe |
| $^{235}\text{U}$  |                  | 205.311       | 5.01 % 7       | enthalten                            |
| $^{227}\text{Th}$ |                  | 210.620       | 1.70 % 18      | nicht enthalten                      |
| $^{227}\text{Th}$ |                  | 235.960       | 17.5 % 14      | enthalten                            |
| $^{227}\text{Th}$ |                  | 256.230       | 9.5 % 8        | enthalten                            |
| $^{223}\text{Ra}$ |                  | 269.463       | 13.9 % 3       | enthalten                            |

| Isotope $\gamma$ -/X-Ray | Energie (keV) | Intensität (%) | Im Spektrum                           |
|--------------------------|---------------|----------------|---------------------------------------|
| $^{219}\text{Rn}$        | 271.230       | 10.8 % 6       | enthalten                             |
| $^{231}\text{Pa}$        | 283.690       | 1.70 %         | nicht enthalten                       |
| $^{227}\text{Th}$        | 286.090       | 2.4 % 3        | nicht enthalten                       |
| $^{227}\text{Th}$        | 289.590       | 2.6 % 6        | nicht enthalten                       |
| $^{227}\text{Th}$        | 299.980       | 3.0 % 3        | dezentler Anstieg                     |
| $^{231}\text{Pa}$        | 300.070       | 2.47 % 16      | dezentler Anstieg                     |
| $^{231}\text{Pa}$        | 302.650       | 2.2 % 3        | dezentler Anstieg                     |
| $^{227}\text{Th}$        | 304.500       | 1.56 % 21      | dezentler Anstieg                     |
| $^{223}\text{Ra}$        | 323.871       | 3.99 % 9       | nicht enthalten                       |
| $^{227}\text{Th}$        | 329.850       | 4.0 % 4        | dezentler Anstieg                     |
| $^{231}\text{Pa}$        | 330.060       | 1.40 % 8       | dezentler Anstieg                     |
| $^{227}\text{Th}$        | 334.370       | 1.54 % 16      | nicht enthalten                       |
| $^{223}\text{Ra}$        | 338.282       | 2.84 % 7       | nicht enthalten                       |
| $^{211}\text{Bi}$        | 351.060       | 12.92 % 11     | eine Linie mit 351.9321 in U-Ra-Reihe |
| $^{219}\text{Rn}$        | 401.810       | 6.6 % 4        | enthalten                             |
| $^{211}\text{Pb}$        | 404.853       | 3.78 % 6       | eine Linie mit 405.72 in U-Ra-Reihe   |
| $^{211}\text{Pb}$        | 427.088       | 1.76 % 4       | nicht enthalten                       |
| $^{223}\text{Ra}$        | 445.033       | 1.29 % 5       | nicht enthalten                       |
| $^{211}\text{Pb}$        | 832.010       | 3.52 % 6       | nicht enthalten                       |

Tabelle D.2.: Linien der Uran-Aktinium-Reihe nach Energie sortiert, Intensitäten ab 1% nach [NNDC].

## E. CAD-Zeichnungen der wichtigsten neu konstruierten Bauteile



## D. Bonaventura

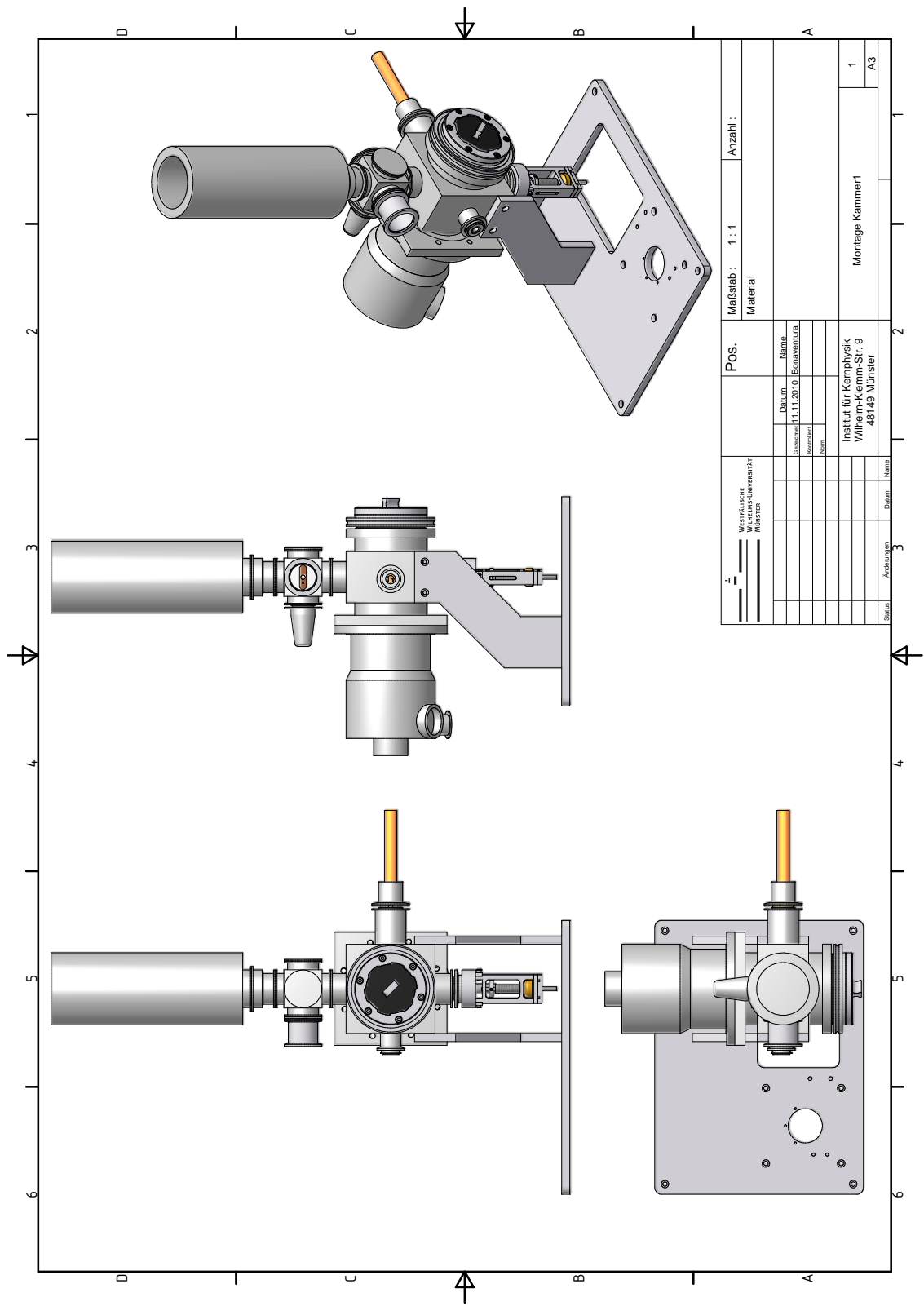
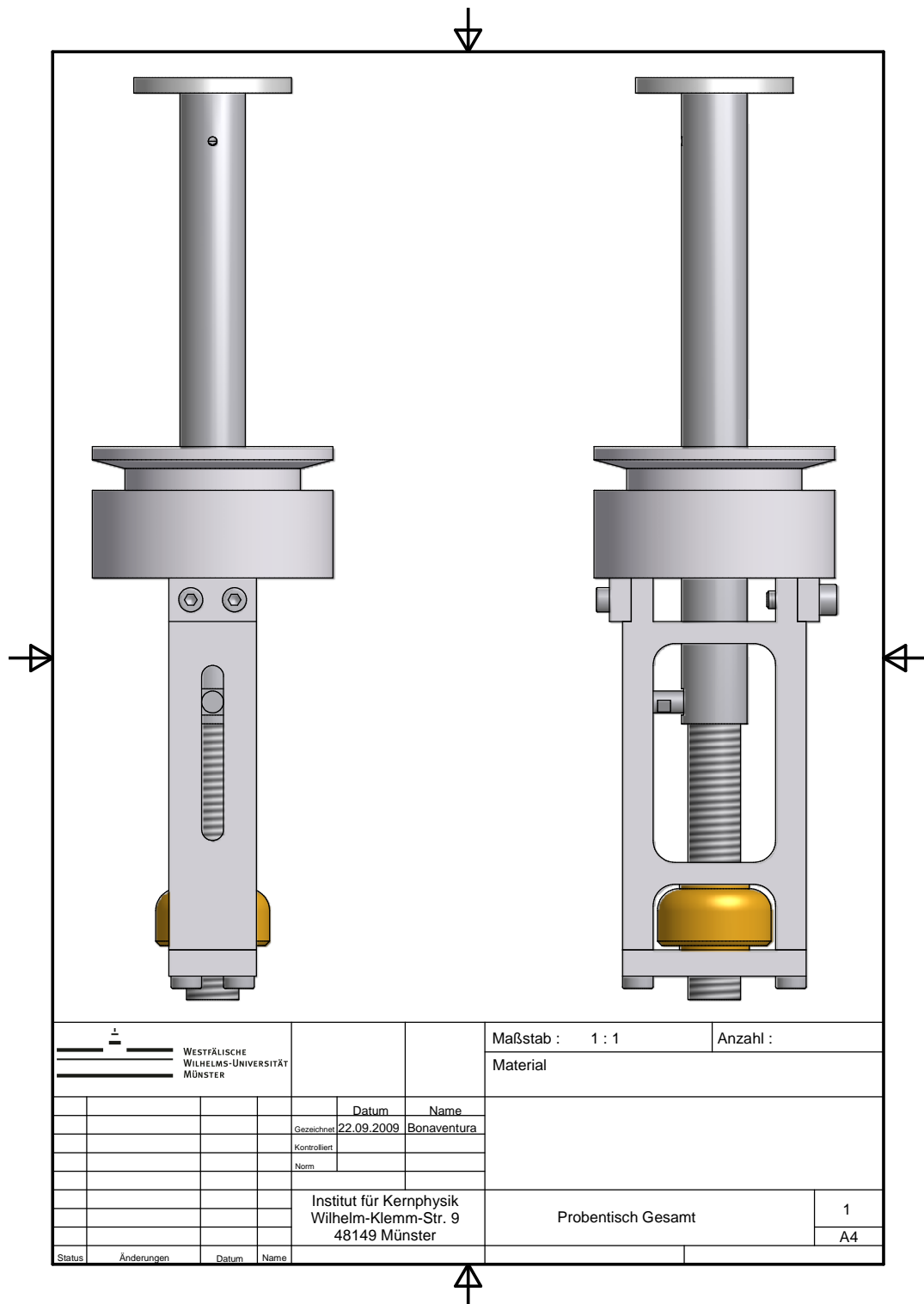


Abbildung E.2.: Die Probenkammer aus unterschiedlichen Perspektiven, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura



**Abbildung E.3.:** CAD-Zeichnung des Probestisches für feste Proben mit höhenverstellbarer Durchführung, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura



Abbildung E.4.: CAD-Zeichnung der Gasdüse mit höhenverstellbarer Durchführung, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura



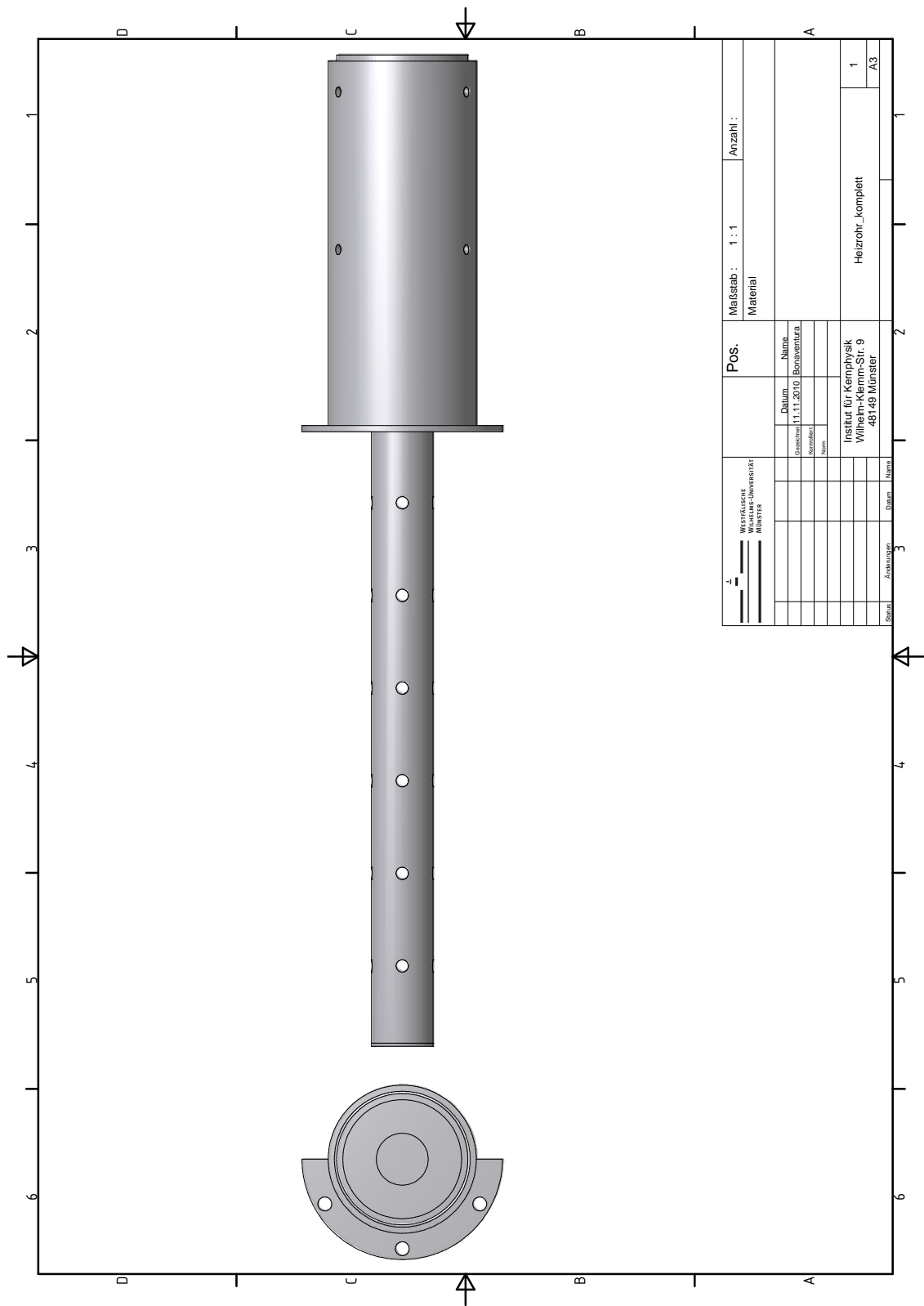


Abbildung E.6.: CAD-Zeichnung des Heizrohrs zum Erwärmen des Kupferspirale, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura



## **F. Der Messverstärker der Pt100-Sensoren**

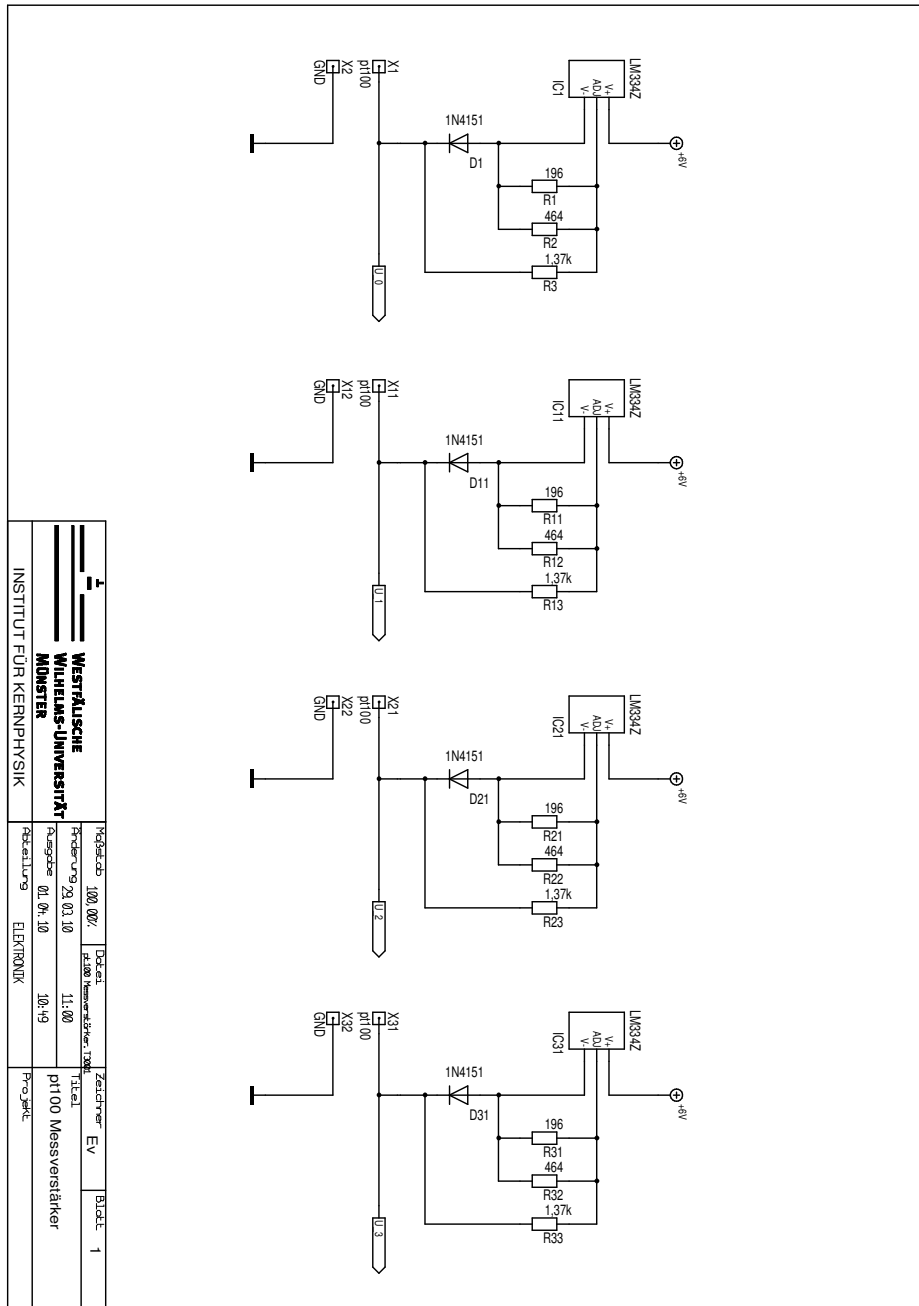


Abbildung F.1.: Schaltplan des Messverstärkers Seite 1, Verfasser: Marc Everding

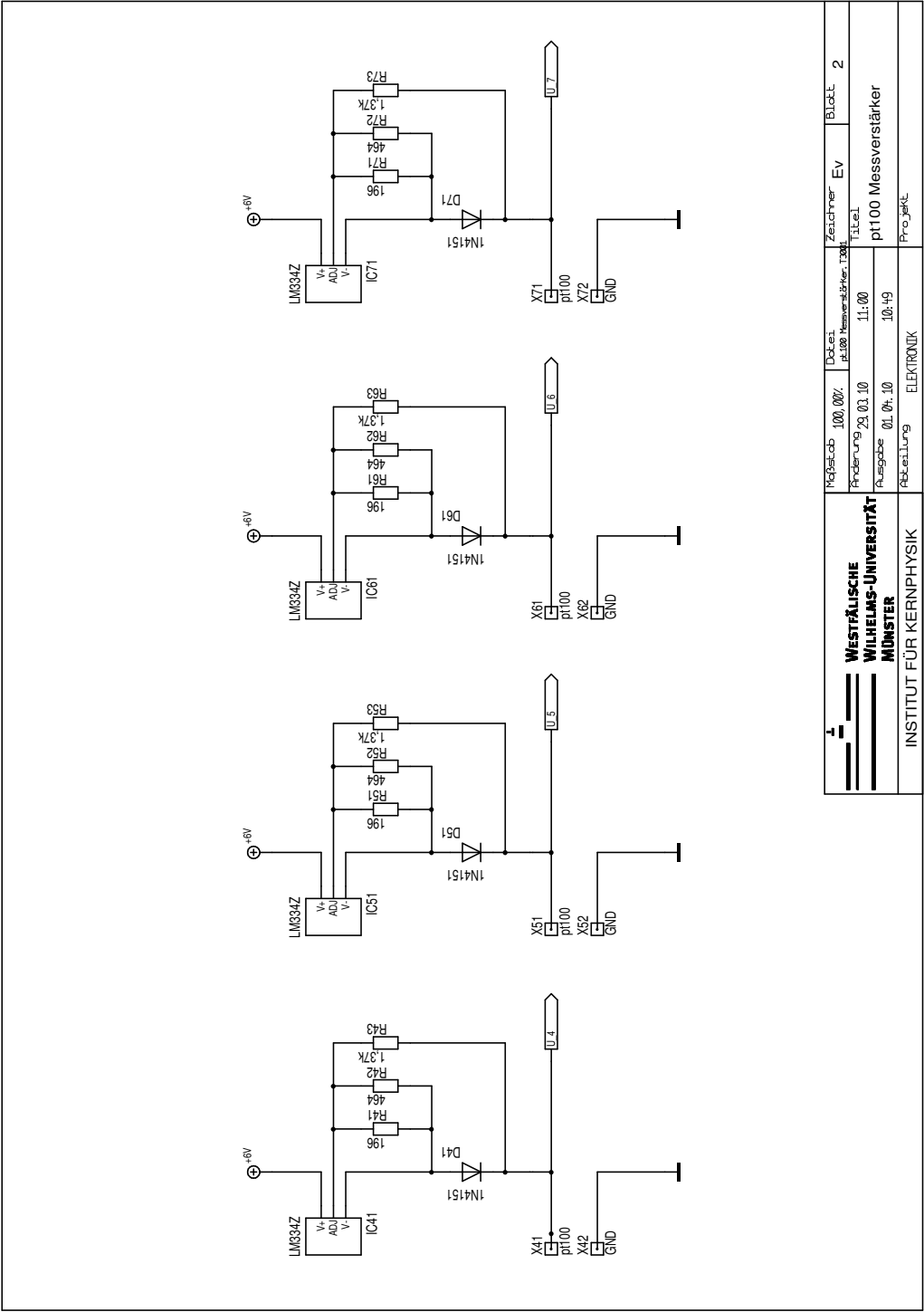


Abbildung F.2.: Schaltplan des Messverstärkers Seite 2, Verfasser: Marc Everding

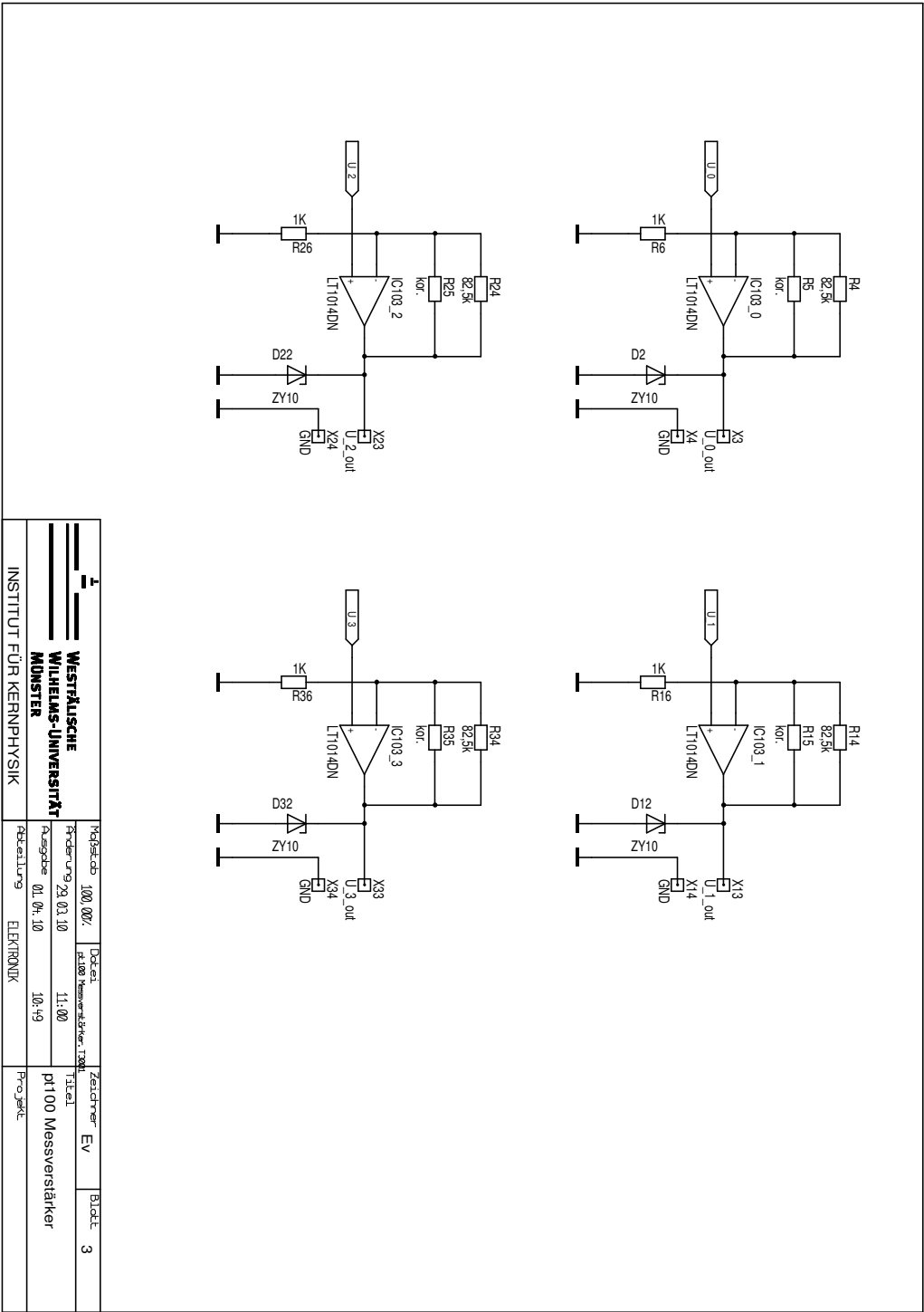


Abbildung F.3.: Schaltplan des Messverstärkers Seite 3, Verfasser: Marc Everding



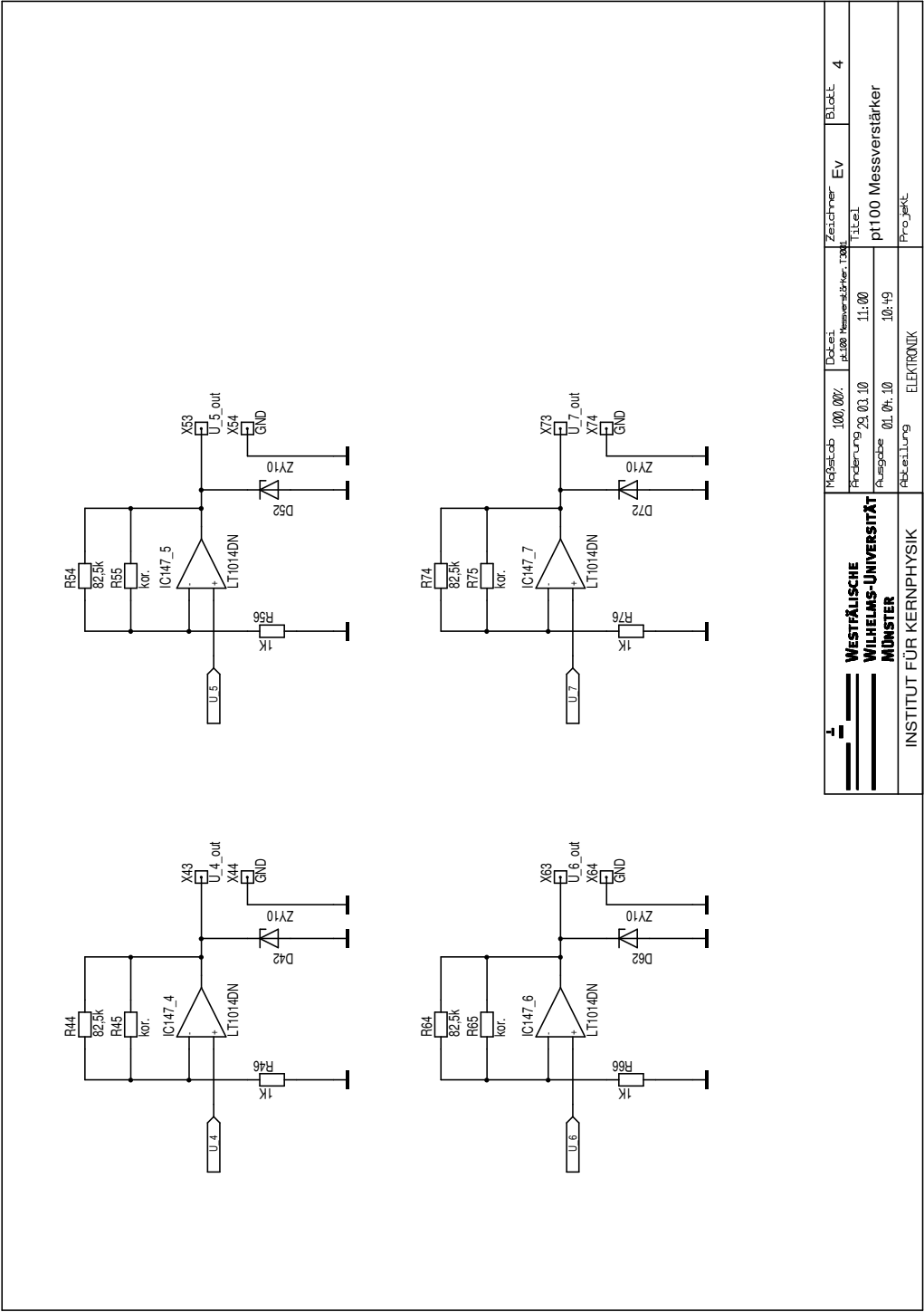


Abbildung F.4.: Schaltplan des Messverstärkers Seite 4, Verfasser: Marc Everding

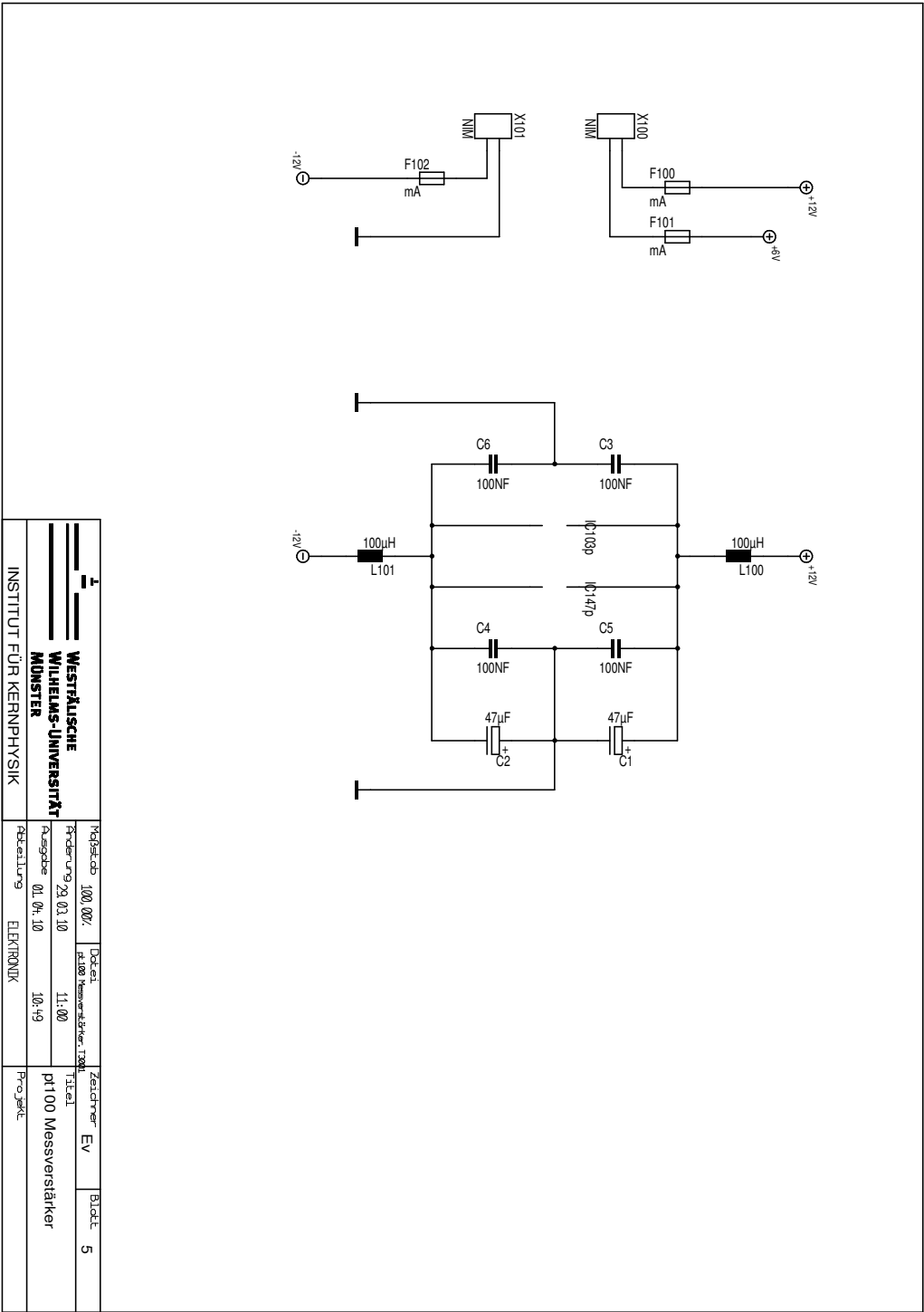


Abbildung F.5.: Schaltplan des Messverstärkers Seite 5, Verfasser: Marc Everding

## Messverstärker für pt100

Anzahl Kanäle: 8  
 Messstrom: 1mA  
 Verstärkungsfaktor: 83,5

| Kanal       | 0     | 0   | 1     | 1   | 2     | 2   | 3     | 3   | 4     | 4   | 5     | 5   | 6     | 6   | 7     | 7   |
|-------------|-------|-----|-------|-----|-------|-----|-------|-----|-------|-----|-------|-----|-------|-----|-------|-----|
| Sub-D 25pol | 1     | 2   | 3     | 4   | 5     | 6   | 7     | 8   | 9     | 10  | 11    | 12  | 14    | 15  | 16    | 17  |
| Funktion    | pt100 | GND | pt100 | GND | pt100 | GND | pt100 | GND | pt100 | GND | pt100 | GND | pt100 | GND | pt100 | GND |
| Messkarte   | AI0   | GND | AI1   | GND | AI2   | GND | AI3   | GND | AI4   | GND | AI5   | GND | AI6   | GND | AI7   | GND |

## Sollwerte:

| Widerstand | Wert [Ohm] | $U_{pt100}$ [mV] | $U_{out}$ [V] | zugehörige Temperatur [°C] |
|------------|------------|------------------|---------------|----------------------------|
| $R_1$      | 27,0100    | 27,0100          | 2,2553        | -180                       |
| $R_2$      | 69,9700    | 69,9700          | 5,8425        | -76                        |
| $R_3$      | 109,6300   | 109,6300         | 9,1541        | 25                         |

Verwendetes Messgerät zur Bestimmung der Widerstände: TTi LCR400

## Messung:

| Kanal                   | 0     | 1     | 2     | 3     | 4     | 5     | 6     | 7     |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $U_{out}$ bei $R_1$ [V] | 2,269 | 2,265 | 2,251 | 2,268 | 2,263 | 2,253 | 2,283 | 2,263 |
| $U_{out}$ bei $R_2$ [V] | 5,862 | 5,858 | 5,831 | 5,856 | 5,854 | 5,838 | 5,891 | 5,855 |
| $U_{out}$ bei $R_3$ [V] | 9,177 | 9,171 | 9,129 | 9,164 | 9,165 | 9,143 | 9,214 | 9,161 |

Verwendetes Messgerät zur Messung der Ausgangsspannung: TTi 1604

## Berechneter Spannungsfall am pt100

| Kanal                      | 0        | 1        | 2        | 3        | 4        | 5        | 6        | 7        |
|----------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| $U_{pt100}$ bei $R_1$ [mV] | 27,1737  | 27,1257  | 26,9581  | 27,1617  | 27,1018  | 26,9820  | 27,3413  | 27,1018  |
| $U_{pt100}$ bei $R_2$ [mV] | 70,2036  | 70,1557  | 69,8323  | 70,1317  | 70,1078  | 69,9162  | 70,5509  | 70,1198  |
| $U_{pt100}$ bei $R_3$ [mV] | 109,9042 | 109,8323 | 109,3293 | 109,7485 | 109,7605 | 109,4970 | 110,3473 | 109,7126 |

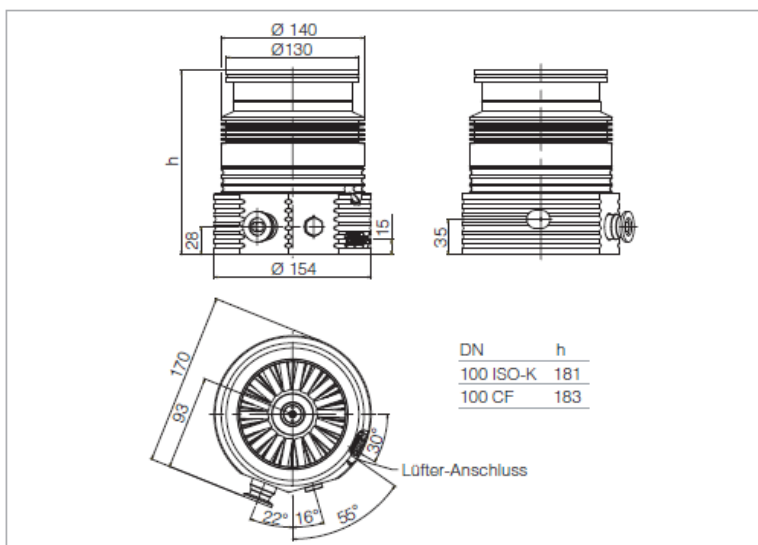
## Temperaturmessung

| Kanal | Sub-D | Position pt100            | Leitungswiderstand [Ohm] |
|-------|-------|---------------------------|--------------------------|
| 0     | 1;2   | Integriert in Heizelement | 0,58                     |
| 1     | 3;4   | Kühlkopf                  | 0,58                     |
| 2     | 5;6   | Radonfalle                | 0,27                     |
| 3     | 7;8   | Wasserfalle               | 0,27                     |
| 4     | 9;10  |                           |                          |
| 5     | 11;12 |                           |                          |
| 6     | 14;15 |                           |                          |
| 7     | 16;17 |                           |                          |

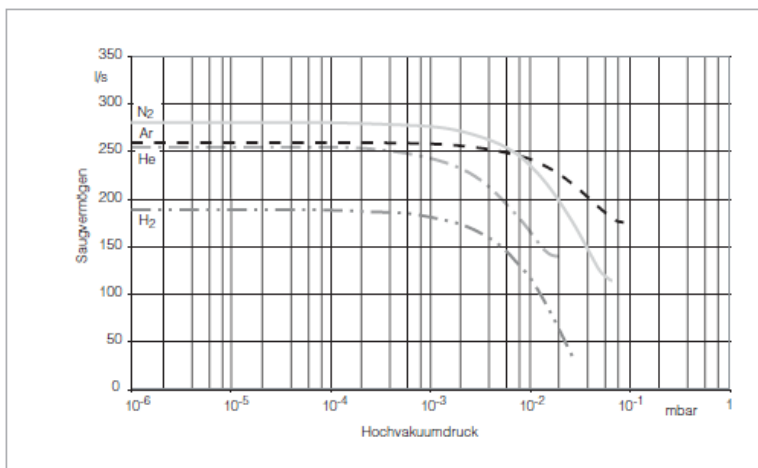
**Abbildung F.6.:** Dokumentation zum Bau des Messverstärkers und Details zur Temperaturmessung, Verfasser: Marc Everding



## G. Technische Daten der Turbomolekularpumpe



Maßzeichnung für die TURBOVAC SL 300



Saugvermögen in Abhängigkeit vom Einlass-Druck

Abbildung G.1.: Foto, Maßzeichnung und Saugvermögen der Turbomolekularpumpe aus [Oer09]

**Technische Daten****TURBOVAC SL 300**

|   |                            | O-Ring-gedichtet   | Metall-gedichtet |
|---|----------------------------|--|------------------|
| Hochvakuum-Anschluss  | DN                         | 100 ISO-K • 100 CF   |                  |
| Vorvakuum-Anschluss   | DN                         | DN 16 KF   |                  |
| Sperrgas- und Belüftungs-Anschluss  |                            | M 8  |                  |
| Pumpen-Gehäuse  |                            | Aluminium  | Edelstahl        |
| Saugvermögen (ohne Splitterschutz)  |                            |  |                  |
| N <sub>2</sub>  | l · s <sup>-1</sup>        | 270  |                  |
| Ar  | l · s <sup>-1</sup>        | 260  |                  |
| H <sub>2</sub>  | l · s <sup>-1</sup>        | 190  |                  |
| He  | l · s <sup>-1</sup>        | 255  |                  |
| Max. Gasdurchsatz mit Wasserkühlung   |                            |  |                  |
| N <sub>2</sub>  | mbar · l · s <sup>-1</sup> | 2,9  |                  |
| Ar  | mbar · l · s <sup>-1</sup> | 2,0  |                  |
| H <sub>2</sub>  | mbar · l · s <sup>-1</sup> | 0,9  |                  |
| He  | mbar · l · s <sup>-1</sup> | 1,9  |                  |
| Enddruck für CF-Version mit 2-stufiger ölgedichteter Drehschieber-Vakuumpumpe                 | mbar                       | < 10 <sup>-10</sup>  |                  |
| Max. zulässiger Vorvakuum-Druck für N <sub>2</sub> wassergekühlt                              | mbar                       | < 8  |                  |
| Empfohlene Vorpumpe<br>Drehschieber-Vakuumpumpe mit Scroll-Vakuumpumpe<br>Membran-Vakuumpumpe |                            | TRIVAC D 2,5 E / TRIVAC NT 5<br>SCROLLVAC SC 5 /15 D<br>DIVAC 2,5 VT |                  |
| Drehzahl  | min <sup>-1</sup>          | 60.000   |                  |
| Hochlaufzeit, ca.   | min                        | 4  |                  |
| Leistungsaufnahme bei Hochlauf  | W                          | 115  |                  |
| bei Enddruck  | W                          | 18   |                  |
| Schutzart   | IP                         | 20   |                  |
| Geräuschpegel   | dB(A)                      | < 49   |                  |
| Umgebungstemperatur bei Betrieb (wassergekühlte Pumpe)  |                            | +15 bis +45  |                  |
| bei Lagerung  | °C                         | -15 bis +70  |                  |
| Gewicht, ca.  |                            |  |                  |
| Pumpe   | kg                         | 5,2  | 7,4              |
| Pumpe mit TURBO.DRIVE   | kg                         | 5,8  | 8,0              |
| Pumpe mit TURBO.DRIVE und Luftkühlung   | kg                         | 6,3  | 8,5              |
| und Wasserkühlung   | kg                         | 6,1  | 8,3              |
| Max. relative Luftfeuchtigkeit, ca.   | %                          | 95 (nicht kondensierend)   |                  |

**Technische Daten****TURBO.DRIVE TD 400**

|                                 |      |                                  |
|---------------------------------|------|----------------------------------|
| Spannungsversorgung             | V DC | 24 ± 10%                         |
| Restwelligkeit                  | %    | < 3                              |
| Ausgang                         |      |                                  |
| Spannung, 3 Phasen              | V DC | 0 bis 24                         |
| Leistung                        | W    | 160                              |
| Frequenz                        | Hz   | 0 bis 1500                       |
| Umgebungstemperatur bei Betrieb | °C   | +5 bis +45                       |
| bei Lagerung                    | °C   | -15 bis +70                      |
| Gewicht, ca.                    | kg   | 0,7                              |
| Serien-Schnittstelle            |      | RS 232 C, RS 485 C oder Profibus |

**Abbildung G.2.:** Technische Daten der Turbomolekularpumpe und des Frequenzwandlers aus [Oer09].





# Abbildungsverzeichnis

|  |    |
|--|----|
| 1.1. Radonkarte Deutschlands aus [BfS10]: Bis September 2003 durchgeführte Messungen an 2346 Messorten jeweils einen Meter unter der Erdoberfläche. . . . .  | 11 |
| 2.1. Darstellungen der Uran-Radium-Zerfallsreihe (links) und der Uran-Actinium-Reihe (rechts). . . . .   | 22 |
| 2.2. Zeitlicher Verlauf der Aktivitäten bei Einstellung eines säkularen Gleichgewichtes zwischen Radium und Radon im Zeitraum eines Monats. Durch die große Halbwertszeit des Radiums kann die Aktivität des Radiums und die Aktivität des Radons im Gleichgewicht als konstant angesehen werden, dabei sind die Aktivitäten sind gleich groß. . . . . | 26 |
| 2.3. Zeitlicher Verlauf der Aktivitäten bei Einstellung eines transienten Gleichgewichtes zwischen Barium und Lanthan. Die Einstellung des Gleichgewichts ist nach ca. 17 Tagen erfolgt, danach zerfällt Lanthan im Gleichgewicht mit der Halbwertszeit des Bariums. Die Aktivität von Lanthan ist größer als die des Bariums. . . . .                 | 28 |

- 2.4. Keine Gleichgewichtseinstellung zwischen Polonium und Blei: die Aktivität von Polonium sinkt innerhalb kurzer Zeit auf Null, d.h. das Polonium ist schnell in Blei umgewandelt. Durch die größere Halbwertszeit (also kleinere Zerfallskonstante) nimmt die Aktivität von Blei nur einen Bruchteil des Wertes der Aktivität von Polonium an und sinkt dann mit seiner eigenen Halbwertszeit. . . . . 29
- 2.5. Graphische Darstellung der Bethe-Bloch-Formel in unterschiedlichen Elementen. Aus Gold besteht das Eintrittsfenster, aus Silizium besteht das aktive Volumen des in den Versuchen zur  $\alpha$ -Strahlung verwendeten Detektors. Eine  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle, aus der Radon als Emanation austritt, wird zu Kalibrierungszwecken des Radonmessstandes verwendet. Ein  $\alpha$ -Teilchen der Energie 9 MeV verliert danach seine Energie in einer 90  $\mu\text{m}$  dicken Siliziumschicht. Die zum erstellen dieser Graphik benötigten Dichten, Ordnungs- und Massezahlen wurden [Gol], [Sil] und [Radb] entnommen. . . . . 41
- 2.6. Graphische Darstellung der Bethe-Bloch-Formel für unterschiedliche Gase unter Normalbedingungen. Die Reichweite eines  $\alpha$ -Teilchens der Energie 5 MeV in Luft als Gemisch aus  $\approx 78\%$  Stickstoff und  $\approx 21\%$  Sauerstoff liegt demnach bei ca. 5 cm. Die zum erstellen dieser Graphik benötigten Dichten, Ordnungs- und Massezahlen wurden [Sti],[Sau] und [Rada] entnommen. . . . . 41
- 2.7. Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts  $\sigma_{\text{C}} = \sigma_{\text{C}}^{\text{a}} + \sigma_{\text{C}}^{\text{s}}$  mit den Anteilen des Absorptionsquerschnitts  $\sigma_{\text{C}}^{\text{a}}$  und des Streuquerschnitts  $\sigma_{\text{C}}^{\text{s}}$  44
- 2.8. Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  (logarithmische Skala) der verschiedenen Wechselwirkungsarten von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $\hbar\omega$  [Wei10a]. . . . . 46

- 2.9. Fitfunktion für monoenergetische  $\alpha$ -Spektren nach [Bor87] im Vergleich mit der Normalverteilung. Beide Funktionen sind normiert. . . . 49
- 2.10. Fitfunktion für monoenergetische  $\alpha$ -Spektren nach [Bor87] angewendet auf den  $^{214}\text{Po}$ -Peak einer Radonmessung im Vergleich mit einer Normalverteilung des gleichen Flächeninhalts. . . . . 49
- 2.11. Fitfunktion für  $\alpha$ -Spektren mit mehreren Peaks nach [Bor87] angewendet auf eine Radonmessung. Links der  $^{222}\text{Rn}$ -Peak bei 5489 keV, in der Mitte der  $^{218}\text{Po}$ -Peak bei 6002 keV und rechts der  $^{214}\text{Po}$ -Peak bei 7687 keV. Betrachtet man noch einmal die Uran-Radium-Zerfallsreihe 2.1 und ihre Halbwertszeiten wird deutlich, dass  $^{222}\text{Rn}$  und  $^{214}\text{Po}$  im säkularen Gleichgewicht stehen, die Aktivität und damit auch die mit den Fitparametern p4 und p6 im Zusammenhang stehenden Impulsraten, gleich sind.  $^{214}\text{Po}$  steht nicht im Gleichgewicht, weist demnach eine differierende Aktivität und Impulsanzahl (Fläche des  $^{214}\text{Po}$ -Peaks als Fitparameter p8) auf. Der nächste  $\alpha$ -Zerfall wäre der Zerfall von  $^{210}\text{Po}$ . Er ist hier nicht zu sehen, da in der Reihe der Zerfall von  $^{210}\text{Pb}$  mit einer Halbwertszeit von 22,2 Jahren dazwischen liegt. . . . . 50
- 3.1. Hier ist der gesamte Versuchsaufbau zu sehen. DSP=Drehschieberpumpe. Die Komponenten zur  $\alpha$ -Spektrometrie werden in beiden Versuchsteilen genutzt. Die Komponenten des Gassystems einschließlich der blau dargestellten Kühlfallen werden erst im Radonversuch verwendet. Unter der Tischplatte ist eine Stromverteilung für alle Komponenten des Aufbaus angebracht, so dass nur ein Strom- und ein Netzkabel nach außen führen. . . . 52

- 3.2. Die Probenkammer in der Front- und in der Seitenansicht: In der Frontansicht sind die Detektoreinheit, die von rechts in die Probenkammer hinein ragt, der höhenverstellbare Probentisch, der von unten in die Probenkammer führt und der Kaltkopf, der samt Heizvorrichtung (Mitte) und Dewar-Gefäß oben angebracht ist, zu sehen. Für den Versuchsteil mit festen Quellen wird der Detektor nach unten, zum Radonnachweis nach oben gewendet. Auf der Vorderseite der Kammer befindet sich der lichtdicht verschließbare Sichtflansch (s. Abbildung E.5), der zum Wechsel der  $\alpha$ -Quellen abmontiert werden muss. In der Seitenansicht erkennt man die auf der Rückseite der Kammer angebrachte Turbomolekularpumpe sowie das Vakuummeter neben der Heizvorrichtung (Kupferblock mit Heizpatrone). . . . . 56
- 3.3. Signale nach dem Vorverstärker (orange in Kanal 1) und nach dem Hauptverstärker (violett in Kanal 3) mit einem Oszilloskop aufgenommen. . . . . 58
- 3.4. Schematische Darstellung des Gassystems zur Anreicherung von Radon aus einer Luftprobe. Die Symbole der Vakuumtechnik sind aus [Vak97] entnommen. . . . . 60
- 3.5. Dieses Foto zeigt das Gassystem zur Radonanreicherung. Man sieht die H<sub>2</sub>O-Falle, die kleine Pumpe, die zum Abpumpen des Dewar-Gefäßes dient, sowie das Heißluftgebläse, mit der die Rn-Falle auf Raumtemperatur gebracht wird. . . . . 62
- 3.6. Dieses Foto zeigt die Kupferspirale der Rn-Falle, mit dem Stickstoffgefäß, welches sich nach unten absenken lässt. Heizrohr und Heißluftgebläse sind über dem Tisch angebracht. . . . . 65

- 3.7. Erläuterungen zu den Berechnungen für *Gross Area*  $A_g$ , *adjusted Gross Area*  $A_{ag}$  und *Net Area*  $A_n$  aus [ORT06]. Der *ROI* geht von Kanal  $l$  bis Kanal  $h$ . . . . . 67
- 3.8. Spektrum der Kalibrierungsquelle, die  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  enthält bei Probentischposition  $a = 10\text{ mm}$  mit einer Messzeit von  $t_{live} = 1035\text{ s}$ . Durch mangelndes Auflösungsvermögen des Detektors werden die einzelnen Linien der unterschiedlichen Nuklide nicht voneinander getrennt. Das  $\chi_r^2$  der Fitfunktion beträgt 5,9. . . . . 70
- 3.9. Messung der Kalibrierungsquelle, die  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{244}\text{Cm}$  enthält, bei unterschiedlichen Detektorspannungen. Bei kleineren Spannungen ist der Detektor nicht vollständig verarmt und die Teilchen verlieren Energie vor Eintritt in das aktive Volumen des Detektors. . . . . 70
- 3.10. Spektrum einer Radium-Quelle, die durch eine unbekannte Materialschicht (vermutlich Gold oder Messing) abgedeckt ist. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 2,5 und  $t_{live} = 1646\text{ s}$ . . . . . 72
- 3.11. Spektrum einer Thorium-Quelle nach einer gemessenen Zeit von  $t_{live} = 75565\text{ s}$  in einem Abstand von 2 mm. . . . . 75
- 3.12. Spektrum einer simulierten Thoriumquelle mit einer Schichtdicke von  $10\text{ }\mu\text{m}$ : Dargestellt sind die Spektren der einzelnen Nuklide und das Summenspektrum für 300 Bq und einer Messzeit von 75565 s. Die Grafik ist durch das Simulationsprogramm erzeugt. . . . . 76
- 3.13. Spektrum einer simulierten Thoriumquelle mit einer Schichtdicke von  $32\text{ }\mu\text{m}$ : Dargestellt sind die Spektren der einzelnen Nuklide und das Summenspektrum für 300 Bq und einer Messzeit von 75565 s. Die Farbgebung der Einzelspektren entspricht Abbildung 3.12. . . . . 76

- 3.14. Simulierte Spektren, bei denen die Spektren der Nuklide einzeln mit verschiedenen Aktivitäten und Schichtdicken simuliert und anschließend summiert wurden. . . . . 78
- 3.15. Aufgenommenes Spektrum der Radiumquelle im Abstand von 15 mm. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 4,7. . . . . 79
- 3.16. Aufgenommenes Spektrum der Radiumquelle im Abstand von 30 mm. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 2,1. Das bessere Auflösungsvermögen im Vergleich mit obigem Spektrum zeigt sich insbesondere am  $^{226}\text{Ra}$ -Peak, der aus zwei Peaks bei 4601 keV und 4784 keV besteht. . . . . 80
- 3.17. Ultrahochvakuumgefäß vor dem Zusammenbau mit auf dem Titan-Backing elektrolytisch abgeschiedenem Radium . . . . . 86
- 3.18. Zusammengebaute Kalibrierungsquelle, die auf einer Seite mit der Luftpumpe und auf der anderen Seite mit einem Plastigas<sup>®</sup>-Beutel verbunden werden kann. . . . . 86
- 3.19. Untergrundspektrum bei einer Messzeit von 8572 s zur Messung der Nachweiseffizienz der Radonmessung. In diesem Histogramm umfasst ein Bin einen Energiebereich von 100 keV. . . . . 90
- 3.20. Messung 1 nach einer Anreicherungszeit von 3 Monaten,  $t_{\text{live}} = 7339 \text{ s}$  . 91
- 3.21. Messung 2 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag,  $t_{\text{live}} = 9362 \text{ s}$  . . . . 91
- 3.22. Messung 3 nach einer Anreicherungszeit von 6 Tagen,  $t_{\text{live}} = 7522 \text{ s}$  . . 91

|   |     |
|---|-----|
| 3.23. Messung 4 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag, $t_{live} = 7693$ s . . .   | 91  |
| 3.24. Messung 5 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag, $t_{live} = 7550$ s . . .   | 91  |
| 3.25. Messung 6 nach einer Anreicherungszeit von 4 Tagen, $t_{live} = 7599$ s . .   | 91  |
| 3.26. Messung 7 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag, $t_{live} = 7629$ s . . .   | 92  |
| 3.27. Messung 8 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag, $t_{live} = 8187$ s . . .   | 92  |
| 3.28. Messung 9 nach einer Anreicherungszeit von 1 Tag, $t_{live} = 9386$ s . . .   | 92  |
| 3.29. Messung 10 nach einer Anreicherungszeit von 3 Tagen, $t_{live} = 6650$ s .  | 92  |
| 3.30. Messung der Praktikumsgruppe 1 nach einer Anreicherungszeit von<br>28 Tagen, $t_{live} = 7204$ s . . . . .  | 92  |
| 3.31. Messung der Praktikumsgruppe 2 nach einer Anreicherungszeit von<br>21 Tagen , $t_{live} = 7620$ s . . . . .   | 92  |
| 3.32. Aufgetragen sind die gemessenen Impulsraten bzw. Aktivitäten im<br>Verhältnis zur eingesetzten Aktivität an einzelnen Messtagen. . . . .                      | 95  |
| 3.33. Spektrum einer Luftprobe aus dem Keller des Instituts. Gemessene<br>Zeit 8504 s, Zeit zwischen Probenentnahme und Messbeginn $t_{diff} =$<br>11580 s. . . . . | 101 |

- 
- 3.34. Spektrum einer Luftprobe aus dem Keller des Instituts drei Tage nach der ersten Messung aus Abbildung 3.33. Gemessene Zeit 8268 s, Zeit zwischen Probenentnahme und Messbeginn  $t_{diff} = 16200$  s. . . . . 101
- 3.35. Im Anschluss an die beiden oben gemessenen Luftproben genommenes Untergrundspektrum der Messkammer, gemessene Zeit 7384 s. . . . . 102
- 4.1. Dieses Foto zeigt den gesamten Aufbau. Das im *Maestro*<sup>®</sup>-32-Programm sichtbare Spektrum entstammt der <sup>226</sup>Ra-Testquelle, die in Abschnitt 3.2.2 diskutiert wird. Im Vordergrund sichtbar ist die Düsenvorrichtung, die für den Radonnachweis eingebaut werden muss. 103
- 5.1. Der versteinerte Dinosaurierknochen bei der Untersuchung durch das Handdosimeter der Firma *Graetz* Modell *X5 DE*. Man misst hier  $(500 \pm 300)$  nSv. In einem Abstand von 1 m findet man  $100 \pm 50$  nSv, ebenso für den Untergrund. In definiertem Abstand von 1 m zum untersuchten Dinosaurierknochen erfährt man also keine höhere Strahlenbelastung als ohnehin durch natürliche Strahlung gegeben ist. Die Maße des Knochens betragen  $56 \times 30 \times 14$  cm bei einer Masse von 20,9 kg. . . . . 109
- 5.2. Blockschaltbild des Versuchsaufbaus zur  $\gamma$ -Spektrometrie mit Hilfe eines *High Purity* Germanium-Detektors . . . . . 110



- 5.3. Impulsratenspektren zwischen 0 keV und 400 keV: Die Linien bei 242 keV, 295 keV und 352 keV sind  $\gamma$ -Linien von  $^{214}\text{Pb}$  der Uran-Radium-Zerfallsreihe. Die Linie bei 186 keV entstammt z. T.  $^{226}\text{Ra}$ , ebenfalls aus dieser Reihe. Nach [Zob77] hat die  $\gamma$ -Linie von  $^{226}\text{Ra}$  im Gleichgewicht mit den Töchtern eine relativen Intensität von 9 %, die Linien von  $^{214}\text{Pb}$  von links nach rechts relativen Intensitäten von 16 %, 42 % und 80 %. Die größere Intensität der Linie bei 186 keV kommt durch Überlagerung mit der  $^{235}\text{U}$ -Linie der Uran-Actinium-Reihe zustande. . . . . 111
- 5.4. Impulsratenspektren zwischen 400 keV und 800 keV: Deutlich zu sehen die  $^{214}\text{Bi}$ -Linie bei 609 keV der nach [Zob77] die relative Intensität von 100 % zukommt. . . . . 112
- 5.5. Impulsratenspektren zwischen 800 keV und 1200 keV: Weitere  $^{214}\text{Bi}$ -Linien unterschiedlicher Intensität, der Vergleich zeigt hier, dass Linien z. T nur durch den Untergrund zustande kommen. Die Linien bei 911 keV und 969 keV entstehen durch  $^{228}\text{Ac}$  aus der Thorium-Reihe und sind nach der Untergrundbereinigung nicht mehr im Spektrum enthalten. Die Linie die bei 964 keV bleibt, stammt von  $^{214}\text{Bi}$ . . . . 112
- 5.6. Impulsratenspektren zwischen 1200 keV und 1600 keV: Ausgeprägte Linie von  $^{40}\text{K}$  bei 1460 keV, hauptsächlich durch den Untergrund begründet, so dass im bereinigten Spektrum nur ein kleiner Peak zu sehen ist. . . . . 113
- 5.7. Impulsratenspektren zwischen 1600 keV und 2000 keV: auch hier  $^{214}\text{Bi}$ -Linien unterschiedlicher Intensität. . . . . 113

- 5.8. Links das Spektrum von Probe und Untergrund. Der  $^{227}\text{Th}$ -Peak links liegt bei 236 keV, der  $^{214}\text{Pb}$ -Peak liegt bei 242 keV. Der Untergrund-Peak bei 238,5 keV könnte durch  $^{212}\text{Pb}$  aus der Thoriumreihe stammen. Rechts wird eine lineare Untergrundbeschreibung vorgenommen. Das  $\chi_r^2$  des Fits beträgt 1,4. . . . . 114
- 5.9. Beschreibung der Peaks durch die Summe einer Gauss-Funktionen und einer Geraden. Die Geradenparameter sind fest aus oben gemachten Fit. Links der  $^{227}\text{Th}$ -Peak mit einem  $\chi_r^2$  des Fits von 1,8, rechts der  $^{214}\text{Pb}$ -Peak mit einem  $\chi_r^2$  des Fits von 2,8. . . . . 115
- E.1. Gesamtversuchsaufbau aus unterschiedlichen Perspektiven, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura . . . . . 148
- E.2. Die Probenkammer aus unterschiedlichen Perspektiven, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura . . . . . 149
- E.3. CAD-Zeichnung des Probentisches für feste Proben mit höhenverstellbarer Durchführung, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura . . . . . 150
- E.4. CAD-Zeichnung der Gasdüse mit höhenverstellbarer Durchführung, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura . . . . . 151
- E.5. CAD-Zeichnung des Sichtflansches für die Probenkammer, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura . . . . . 152
- E.6. CAD-Zeichnung des Heizrohrs zum Erwärmen des Kupferspirale, erstellt mit Inventor Autodesk von D. Bonaventura . . . . . 153

---

|  |     |
|--|-----|
| F.1. Schaltplan des Messverstärkers Seite 1, Verfasser:Marc Everding . . .   | 156 |
| F.2. Schaltplan des Messverstärkers Seite 2, Verfasser:Marc Everding . . .   | 157 |
| F.3. Schaltplan des Messverstärkers Seite 3, Verfasser:Marc Everding . . .   | 158 |
| F.4. Schaltplan des Messverstärkers Seite 4, Verfasser:Marc Everding . . .   | 159 |
| F.5. Schaltplan des Messverstärkers Seite 5, Verfasser:Marc Everding . . .   | 160 |
| F.6. Dokumentation zum Bau des Messverstärkers und Details zur Temperaturmessung, Verfasser: Marc Everding . . . . . | 161 |
| G.1. Foto, Maßzeichnung und Saugvermögen der Turbomolekularpumpe aus [Oer09] . . . . .                               | 164 |
| G.2. Technische Daten der Turbomolekularpumpe und des Frequenzwandlers aus [Oer09]. . . . .                          | 165 |



# Tabellenverzeichnis

|   |    |
|---|----|
| 1.1. Mittlere effektive Dosis der Bevölkerung der Bundesrepublik Deutschland im Jahr 2009 nach [BMU10], *Daten von 2008, Auswertungen von 2010. . . . .   | 9  |
| 1.2. Daten zur Verteilung der weltweiten, mittleren, effektiven Dosis $E$ ionisierender Strahlungen mit Erläuterungen nach [UNS08]. . . . .   | 10 |
| 1.3. Einheiten und Zeichen der physikalischen Dosisgrößen nach [Kri09]. .   | 16 |
| 1.4. Strahlungs-Wichtungsfaktoren $w_R$ (nach [Str01]) . . . . .  | 17 |
| 2.1. Eigenschaften von Silizium und Germanium nach [Sto05]. . . . .   | 32 |
| 3.1. Reichweiten $R$ für $\alpha$ -Teilchen, die aus einer $^{226}\text{Ra}$ -Quelle stammen, welche durch eine dünne Schicht Gold abgedeckt ist im Vergleich mit einer nicht abgedeckten Quelle. Die Differenz der Reichweiten ergibt die Schichtdicke $s$ . . . . . | 73 |

- 3.2. Bestimmung der  $^{226}\text{Ra}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Probestischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Ra,E} = (2604 \pm 6) \text{ Bq}$ . . . . . 81
- 3.3. Bestimmung der  $^{222}\text{Rn}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Probestischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Rn,E} = (1559 \pm 4) \text{ Bq}$ . . . . . 81
- 3.4. Bestimmung der  $^{218}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Probestischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Po218,E} = (1573 \pm 4) \text{ Bq}$ . . . . . 82
- 3.5. Bestimmung der  $^{214}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Probestischpositionen  $a$ . Die Angabe eines Mittelwertes ist hier nicht sinnvoll, da die gemessenen Aktivitäten der Probestischpositionen  $a = 30 \text{ mm}$  und  $a = 35 \text{ mm}$  mit den übrigen Werten nicht konsistent sind. Eine derartige Abweichung von 12 % (bei  $a = 35 \text{ mm}$ ) von einem erwarteten Mittelwert, der mit den Aktivitätsmittelwerten von  $^{222}\text{Rn}$  und  $^{218}\text{Po}$  übereinstimmen sollte, ist bei früheren Messungen nicht beobachtet worden. Der Fehler liegt nicht in einer schlechten Anpassung durch die Fitfunktion, wie ein Vergleich mit Tabelle 3.6 zeigt. . . . . 82
- 3.6. Bestimmung der  $^{214}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht aus den Impulsraten, die durch die *Maestro*<sup>®</sup>-32-Software gegeben werden. Diese Auswertung kann verwendet werden, da sich der Peak mit keinen anderen Peaks des Spektrums überlagert. . . . . 83
- 3.7. Bestimmung der  $^{210}\text{Po}$ -Aktivität der Elektrolyseschicht bei verschiedenen Probestischpositionen  $a$ . Als Mittelwert erhält man  $A_{Po210,E} = (1233 \pm 5) \text{ Bq}$ . . . . . 83

|  |     |
|--|-----|
| 3.8. Simulierte Raumwinkel des abgeschiedenen Radons zum Detektor unter Berücksichtigung der fehlerbehafteten Maße $r$ und $d$ . . . . .   | 95  |
| 3.9. Ausgewertete Daten der Messreihe zur Bestimmung der Gesamteffizienz des Radonanreicherungsverfahrens. Die Messungen 1 bis 10 sind eigene erhobenen Daten. Die Ergebnisse der Messungen 11 und 12 wurden aus den aufgenommenen Spektren zweier Praktikumsgruppen ermittelt. Die Verhältnisse $\frac{I_{Rn}}{A_{Rn}}$ und $\frac{A_{gem}}{A_{Rn}}$ zeigen die jeweiligen Effizienzen an. Die großen Unterschiede der Werte $A_{Rn}$ kommen durch die variierende Anreicherungszeit des Radons in der Kalibrierungsquelle zustande. . . . .  | 96  |
| 5.1. Bestimmung spezifischer Aktivitäten $a$ aus zwei unterschiedlichen Proben des Dinosaurierknochens. Masse $m$ , Impulsrate $I$ , Emissionswahrscheinlichkeit $P_\gamma$ . Es gilt der Zusammenhang $\epsilon = \frac{\Omega}{4\pi}\epsilon_i$ zwischen absoluter Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon$ und interner Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_i$ , die hier mit $\epsilon_i = (0,267 \pm 0,011)$ bestimmt wurde und der Zusammenhang $A = \frac{I}{P_\gamma\epsilon}$ zwischen Impulsrate und Aktivität. Beide Messungen stimmen im Rahmen der Unsicherheit überein. Die Messung der 245 mg Probe ist genauer, da im Spektrum durch die erheblich größere Nachweiswahrscheinlichkeit eine größere Impulsrate zu messen ist. . . . . | 119 |
| A.1. $\alpha$ -Zerfälle der Kalibrierungsquelle mit Halbwertszeiten, $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten $P_\alpha$ ab 1% nach [NNDC] . . . . .   | 127 |
| A.2. $\alpha$ -Zerfälle der Thorium-Reihe ( $4n$ ) mit Halbwertszeiten, $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten $P_\alpha$ ab 1% nach [NNDC] . . . . .  | 128 |
| A.3. $\alpha$ -Zerfälle der Neptunium-Reihe ( $4n + 1$ ) mit Halbwertszeiten, $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten $P_\alpha$ ab 1% nach [NNDC] . . . . .  | 129 |

- 
- A.4.  $\alpha$ -Zerfälle der Uran-Radium-Reihe ( $4n + 2$ ) mit Halbwertszeiten,  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  ab 1% nach [NNDC] 130
- A.5.  $\alpha$ -Zerfälle der Uran-Actinium-Reihe ( $4n + 3$ ) mit Halbwertszeiten,  $\alpha$ -Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten  $P_\alpha$  ab 1% nach [NNDC] 132
- D.1. Linien der Uran-Radium-Reihe nach Energie sortiert, Intensitäten ab 0,1% nach [NNDC]. . . . . 144
- D.2. Linien der Uran-Aktinium-Reihe nach Energie sortiert, Intensitäten ab 1% nach [NNDC]. . . . . 146



# Literaturverzeichnis

- [Ams07] C. Amsler. *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverlag AG an der ETH Zürich, 2007.
- [Bet08] K. Bethge, B. Wiedemann and G. Walter. *Kernphysik Eine Einführung*. Springer Lehrbuch, 3. Auflage, 2008.
- [BfS10] *Die Radonkarte Deutschlands*. Bundesamt für Strahlenschutz [http://www.bfs.de/de/ion/radon/radon\\_boden/radonkarte.html](http://www.bfs.de/de/ion/radon/radon_boden/radonkarte.html), Stand 18.05.2010.
- [Bla98] C. Bland. *Choosing fitting functions to describe peak tails in alpha-particle spectrometry*. Applied Radiation and Isotopes Volume 49, pp. 1225-1229, 1998.
- [Blu02] P. Bluem. *Einführung zur Fehlerrechnung im Praktikum*. Universität Karlsruhe (TH) <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~bluem/Fehleranalyse.pdf>, 2002.
- [BMU92] *Alphaspektrometrie*. bearbeitet von K. Vogel, [http://www.bmu.de/files/pdfs/allgemein/application/pdf/strlrsch\\_messungen\\_alpha\\_grund.pdf](http://www.bmu.de/files/pdfs/allgemein/application/pdf/strlrsch_messungen_alpha_grund.pdf), 1992.

- [BMU10] BMU. *Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung Jahresbericht 2009*. [http://doris.bfs.de/jspui/bitstream/urn:nbn:de:0221-201103025410/3/JB\\_Umweltradioaktivitaet\\_2009.pdf](http://doris.bfs.de/jspui/bitstream/urn:nbn:de:0221-201103025410/3/JB_Umweltradioaktivitaet_2009.pdf), 2010.
- [Bor87] G. Bortels and P. Collaers. *Analytical Function for Fitting Peaks in Alpha-Particle Spectra from Si-Detectors*. Applied Radiation and Isotopes Vol. 38, No.10, pp. 831-837, 1987.
- [CAN03] CANBERRA. *Germanium Detectors User's Manual*. <http://www.canberra.com>, 2003.
- [Fer10] A. Fernández. *A method to reproduce alpha-particle spectra measured with semiconductor detectors*. Applied Radiation and Isotopes 68, pp. 941-945, 2010.
- [Gar06] E. Garcia. *Current status of alpha-particle spectrometry*. Applied Radiation and Isotopes 64, pp. 1273-1280, 2006.
- [Gol] <http://de.wikipedia.org/wiki/Gold>.
- [Hof04] B. Hoffmann. *Experimentelle und theoretische Untersuchungen über die Emanation und Migration von Radon in Baustoffen und Bauwerksabdichtungen*. Dissertation, Universität des Saarlandes Saarbrücken, 2004.
- [Kle05] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Verlag, 4. Auflage, 2005.
- [Kno00] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000.

- [Kri09] H. Krieger. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. Vieweg und Teubner, 3., überarbeitete und erweiterte Auflage, 2009.
- [Leo87] W. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1987.
- [L'H84] A. L'Hoir. *Study of the Asymmetrical Response of Silicon Surface Barrier Detectors to MeV Light Ions. Application to the Precise Analysis of Light Ions Energy Spectra*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 223, pp. 336-345, 1984.
- [MK94] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. Teubner Studienbücher, 1994.
- [Net94] M. Nettebrock. *Entwicklung von Nachweisverfahren für radioaktive Isotope hoher Radiotoxizität in Umweltproben*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1994.
- [NNDC] B. N. L. National Nuclear Data Center. *Brookhaven National Laboratory*. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
- [Oer08] *TURBOVAC SL 300 Wide-Range Turbomolekularpumpe mit integriertem oder externem Frequenzwandler*. Oerlikon Leybold Vacuum, 2008.
- [Oer09] *TURBOVAC and MAG Turbo-Molekularpumpen*. Oerlikon Leybold Vacuum [http://vacuumdetails.oerlikon.com/pdf/OLV\\_KA-1.pdf](http://vacuumdetails.oerlikon.com/pdf/OLV_KA-1.pdf), 2009.
- [ORT06] ORTEC. *MAESTRO-32 MCA Emulator for Microsoft Windows 2000 Professional and XP Professional-Software User's Manual- Software Version 6.0*. 2006.

- [ORT08] ORTEC. *Model 926 ADCAM Multichannel Buffer Hardware Manual*. 2008.
- [Pov09] B. Povh, C. Scholz, K. Rith et al. *Teilchen und Kerne*. Springer Lehrbuch, 8. Auflage, 2009.
- [Pt1] *Platin-Widerstandsthermometer Pt100 nach IEC 751 / DIN EN 60751*. [http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/scripts/Platin\\_Widerstandsthermometer.pdf](http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/scripts/Platin_Widerstandsthermometer.pdf).
- [Pt2] *Linearisierung von resistiven Sensoren*. [http://de.wikipedia.org/wiki/Linearisierung\\_von\\_resistiven\\_Sensoren](http://de.wikipedia.org/wiki/Linearisierung_von_resistiven_Sensoren).
- [Rada] <http://de.wikipedia.org/wiki/Radon>.
- [Radb] <http://de.wikipedia.org/wiki/Radium>.
- [Ruh08] A. Ruh. *Von den Röntgenstrahlen zum Fusionskraftwerk*. <http://www.vhs-rapperswil-jona.ch>, 2008.
- [Sau] <http://de.wikipedia.org/wiki/Sauerstoff>.
- [SE62] W. Seelmann-Eggebert, J. Flegenhimer, G. Pfennig et al. *Die mathematische Behandlung der Zerfalls- und Bildungsgesetze der Radioaktivität mit grafisch gelösten Beispielen*. Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1962.
- [Sii05] T. Siiskonen and R. Pöllänen. *Advanced simulation code for alpha spectrometry*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 550,

pp. 425-434, 2005.

- [Sii11] T. Siiskonen and R. Pöllänen. *Advanced simulation code for alpha spectrometry*. [http://www.stuk.fi/tutkimus/programs/aasi/en\\_GB/aasi/](http://www.stuk.fi/tutkimus/programs/aasi/en_GB/aasi/), 2011.
- [Sil] <http://de.wikipedia.org/wiki/Silicium>.
- [SSK00] *Epidemiologische Untersuchungen zum Lungenkrebsrisiko nach Exposition gegenüber Radon*. 169. Sitzung der Strahlenschutzkommission <http://www.ssk.de/de/werke/2000/volltext/ssk0007.pdf>, 2000.
- [SSK02] *Leitfaden zur Messung von Radon, Thoron und ihren Zerfallsprodukten*. Veröffentlichung der Strahlenschutzkommission Band 47 Herausgegeben vom Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, 2002.
- [SSK05] *Lungenkrebsrisiko durch Radonexpositionen in Wohnungen*. 199. Sitzung der Strahlenschutzkommission <http://www.ssk.de/de/werke/2005/volltext/ssk0504.pdf>, 2005.
- [Ste94] E. Steinbauer, G. Bortels, P. Bauer et al. *A survey of the physical processes which determine the response function of silicon detectors to alpha particles*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 339, pp. 102-108, 1994.
- [Sti] <http://de.wikipedia.org/wiki/Stickstoff>.
- [Sto05] W. Stolz. *Radioaktivität : Grundlagen - Messung - Anwendungen*. Teubner Verlag, 5. Auflage, 2005.

- [Str01] Strahlenschutzverordnung. *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen.* (StrlSchV) Bundesministerium der Justiz [http://bundesrecht.juris.de/strlschv\\_2001/](http://bundesrecht.juris.de/strlschv_2001/), 2001.
- [Tur] *TURBOVAC SL 300 Wide-Range Turbomolekularpumpe mit integriertem oder externem Frequenzwandler.*
- [UNS08] UNSCEAR. *Sources and Effects of Ionizing Radiation.* United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation [http://www.unscear.org/docs/reports/2008/09-86753\\_Report\\_2008\\_GA\\_Report.pdf](http://www.unscear.org/docs/reports/2008/09-86753_Report_2008_GA_Report.pdf), 2008.
- [Vak97] *Grundlagen der Vakuumschule.* Oerlikon Leybold Vacuum überarbeitet und zusammengestellt von Dr. Walter Umrath <http://homepages.fh-giessen.de/~hg8831/vakuumschule/leybold-grundlagen.pdf>, 1997.
- [Wei10a] C. Weinheimer. *Kern- und Teilchenphysik 1.* Skript zur Vorlesung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, WS 2009/2010.
- [Wei10b] C. Weinheimer, J. Wessels, T. Dietel et al. *Signal and Data Analysis.* Skript zur Vorlesung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, WS 2009/2010.
- [Whi02] R. Whitcher. *Calculation of the Average Solid Angle Subtended by a Detector to Source in a Parallel Plane by a Monte Carlo Method.* Radiation Protection Dosimetry, Vol. 102, No.4, pp. 365-369, 2002.
- [WHO09] *WHO Handbook on Indoor Radon.* World Health Organisation, 2009.

- [Wut82] M. Wutz, H. Adam and W. Walcher. *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. 2., völlig neubearbeitete und erweiterte Auflage, Vieweg Verlag, 1982.
- [Wut88] M. Wutz, H. Adam and W. Walcher. *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. 4., verbesserte Auflage, Vieweg Verlag, 1988.
- [Wut06] Wutz *Handbuch Vakuumtechnik Theorie und Praxis*. Karl Jousen, 9., überarbeitete und erweiterte Auflage, Vieweg Verlag, 2006.
- [Zie04] J. F. Ziegler. *SRIM-2003*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 219-220, pp. 1027-1036, 2004.
- [Zie11] J. F. Ziegler. *The Stopping and Range of Ions in Matter*. <http://www.srim.org/>, 2011.
- [Zob77] V. Zobel, J. Eberth, U. Eberth et al.  *$^{226}\text{Ra}$  as calibration standard for  $\text{Ge}(\text{Li})$  spectrometers*. Nuclear Instruments and Methods 141, pp. 329-336, 1977.





# Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Als erstes danke ich Herrn Prof. Dr. A. Khoukaz für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Aufgabenstellung, bei der ich sehr selbstständig arbeiten durfte. Auch für das stets offene Ohr bei Fragen und Problemen, bei denen er mir immer mit hilfreichen Denkanstößen weitergeholfen hat.

Herrn Prof. Dr. J. P. Wessels danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ein großer Dank geht an Daniel Bonaventura, der viele Arbeitsstunden mit der Konstruktion des Aufbaus verbracht hat. Ohne seine motivierte Arbeitsweise, sein technisches Wissen und seine kreativen Ideen wären die Umsetzung des Messstandes und diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Dieser Dank geht auch an Herrn G. Bourichter und die gesamten Mitarbeiter der Feinmechanischen Werkstatt für die zügige und präzise Arbeit.

Weiterhin möchte ich Roland Berendes und seinen Mitarbeitern aus der Elektronikwerkstatt danken. Ein besonderer Dank gilt hier Marc Everding, der mir den Messverstärker zur Temperaturmessung gebaut hat.

Gleichmaßen möchte ich mich bei Werner Hassenmeier für die schönen Fotos des Aufbaus bedanken,

ebenfalls bei Ralph Whitcher, der mir sein Simulationsprogramm zur Verfügung gestellt hat.

Ich danke meinen Bürokollegen Jonas Anielski, Sebastian Klamor, Stefan Korsten und Michael Kowalik für die angenehme Stimmung und für die hilfreichen Tipps rund um ROOT und Latex. Stefan danke ich ebenfalls für die Hilfe bei der Erstellung

des *LabView*-Programms. Zugleich danke ich den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Florian Bergmann, Ingo Burmeister, Paul Goslawski, Christina Husmann, Esperanza Köhler, Malte Mielke, Michael Papenbrock, Annika Passfeld, Tobias Rausmann, Daniel Schröer, Alexander Täschner, Alexander Winnemöller für die Aufnahme und die gute Atmosphäre.

Hier möchte ich Alexander Täschner für die Beantwortung aller Fragen rund um Vakuumtechnik und Fehlerrechnung danken. Besonderen Dank spreche ich Paul Goslawski aus, der sich viel Zeit bei der Korrektur der Arbeit genommen, viel konstruktive Kritik geübt und viele Anregungen gegeben hat. Ich weiß das sehr zu schätzen und es hat mir sehr geholfen.

Schließlich möchte ich allen Institutsmitgliedern danken, die mir durch ihre Hilfsbereitschaft und das schöne Arbeitsklima, die Zeit meiner Diplomarbeit zu einer sehr schönen Zeit gemacht haben.

Ein großes Dankeschön geht auch an Laurie Lösgen und Katharina Sudhoff, die sich ebenfalls die Zeit genommen haben, meine orthographischen Unsicherheiten zu verbessern.

Vielen Dank auch an Möppel und das Team vom Atelier dafür, dass ihr mir den Rücken frei gehalten und mir Mut gemacht habt. Vielen Dank für die aufmunternden Worte, die ihr nach den vergangenen langen Arbeitstagen für mich hattet.

Ein großer Dank gilt meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, die mich stets unterstützen und mir Halt geben.

Ich danke dir, Hakan, dass du mir immer beistehst, wenn ich Deine Unterstützung brauche, meine Launen erträgst, mich zum Lachen bringst und mir den Mut gegeben hast, diese Arbeit zu schreiben.





# Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Alle Textstellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, wurden unter der Angabe der Quelle deutlich gekennzeichnet.

Münster, Juli 2011

.....

(Andrea Nustede)