



**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**

Kalibrierung eines Dosisleistungsmesssystems
für den Einsatz in gepulsten Strahlungsfeldern

Wissenschaftliche Arbeit
im Fach Physik
Lehramt an Gymnasien

eingereicht von

Petrov, Vladislav

geboren am 18.10.1994 in Samarkand

Gutachter:

Dr. Thomas Kormoll

Prof. Dr. Arno Straessner

Technische Universität Dresden

Fakultät Physik

Institut für Kern- und Teilchenphysik

Dresden April 2022

Eingereicht am: 11.04.2022

Betreuerin: Dr. Theresa Werner

Kurzfassung

Ein vom Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden entwickelter Prototyp eines Ortsdosisleistungsmessgeräts muss zur Weiterentwicklung und Verwendung kalibriert und geprüft werden. In der vorliegenden Arbeit werden für den Prototyp in einem kontinuierlichen Strahlungsfeld eine Kalibrierfunktion und Kalibrierungsparameter für die einzelnen Detektoren des Messsystems bestimmt. Mithilfe dieser wird im Anschluss Energiedosismessung auf der Grundlage der im Szintillationsmaterial deponierten Energie, durchgeführt. Außerdem wird das Messsystem auf Stabilität und den Einsatz in einem gepulsten Strahlungsfeld überprüft.

Abstract

The prototype of an area dose rate measuring device developed by the Institute for Nuclear and Particle Physics of the Technical University of Dresden must be calibrated and tested for further development and use. In this thesis, dose calibration parameters are determined for the individual detectors of the prototype in a continuous radiation field. The calibration is then used to measure the absorbed dose based on the energy deposited in the scintillation material.

Inhaltsverzeichnis	
Abbildungsverzeichnis	ii
Tabellenverzeichnis	iii
1 Einleitung.....	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Grundlagen der Dosimetrie	3
2.2 Wechselwirkungen der Photonen mit Materie.....	5
2.2.1 Photoelektrischer Effekt	6
2.2.2 Inkohärente Streuung.....	6
2.2.3 Paarbildung.....	7
2.2.4 Wirkungsquerschnitt und Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten.....	7
2.3 Strahlungsdetektoren	9
2.3.1 Ionisationskammer und Zählrohr.....	9
2.3.2 Szintillationsdetektoren	10
2.4 Bestimmung der Compton-Kanten bei organischen Szintillatoren	13
3 Material und Methoden	15
3.0.1 Messsystem	15
3.0.2 Datenverarbeitung.....	17
3.1 Kalibriermessung	19
3.1.1 Aufbau	19
3.1.2 Verwendeten Quellen und Zeiten.....	19
3.2 Messungen im gepulsten Strahlungsfeld.....	20
3.2.1 Aufbau zur Probemessung.....	20
3.2.2 Prüfmessung am PTB	22
4 Auswertung der Messdaten.....	23
4.1 Bestimmung der Kalibrierungskurve für den $H^*(10)$ Detektor	23
4.2 Bestimmung des Untergrundsignals	31
4.3. Bestimmung der Kalibrierungskurve für $H'(0,07)$ Detektor	32
4.4 Vergleich der Ortsdosisleistung mit den Kalibrierparametern.....	35
4.5 Auswertung der Messung im gepulsten Strahlungsfeld	38
4.6. Messung an dem PTB	42
5 Zusammenfassung.....	43
6 Diskussion und Ausblick.....	45
Quellenverzeichnis.....	47
Anhang:.....	55

Abbildungsverzeichnis

1. Compton-Streuprozess eines Photons an einem Elektron.....	6
2. Abhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnitts von der Kernladungszahl	9
3. Schematischer Aufbau einer Ionisationskammer	9
4. Schematischer Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohrs.....	10
5. Schematischer Aufbau eines Detektors mit PSEV.....	11
6. Wechselwirkungsquerschnitte einem organischen Szintillator	12
7. Gammaskopie einer ^{137}Cs Quelle mit einem HPGe Detektor	13
8. Detektorspektrum einer ^{137}Cs – Quelle mit einem organischen Szintillator (EJ-256).....	14
9. Schematische Aufbau des Messsystems.....	15
10. Verbaute organische Szintillatoren.....	16
11. Messsystem Prototypen.....	17
12. DAQ Benutzeroberfläche.....	18
13. Messaufbau in einem statischen Strahlungsfeld.....	19
14. Schematischer Aufbau Messung im gepulsten Strahlungsfeld.....	21
15. Messaufbau zur Generierung eines gepulsten Strahlungsfeldes.....	22
16. Röntgenanlage zur Erzeugung gepulster Strahlungsfelder.....	23
17. Pulsladungshistogramm des $H^*(10)$ Detektorelements einer ^{22}Na -Messung.....	24
18. Pulsladungshistogramm ^{22}Na -Quellen mit Compton-Kanten.....	25
19. Pulsladungshistogramm des $H^*(10)$ Detektorelements unterschiedlicher Quellen.....	26
20. Kalibrierungskurve $H^*(10)$ Detektorelements.....	28
21. Energie- und Pulsladungshistogramm des $H^*(10)$ Detektorelements	29
22. Energie- und Pulsladungshistogramm des $H^*(10)$ Detektorelements vergrößert.....	30
23. Pulsladungshistogramme der Untergrundmessung.....	31
24. Pulsladungshistogramm des $H'(0,07)$ Detektorelements unterschiedlicher Quellen.....	32
25. Kalibrierungskurve des $H'(0,07)$ Detektorelements.....	34
26. Energie und Pulsladungshistogramm des $H'(0,07)$ Detektorelements.....	35
27. Amplituden-Frequenzhistogramm des gepulsten Strahlungsfeldes.....	39
28. Pulsladungshistogramme dynamischer Messungen.....	40
29. Amplituden-Frequenzhistogramme des gepulsten Strahlungsfeldes PTB.....	42
30. Referenzdosiswerte und Messwerte im Vergleich.....	43

Tabellenverzeichnis

1. Emissionsenergien der Quellen und die zugehörigen Compton-Kanten.....	20
2. Zu den Pulsladungen in Kanälen bestimmte Energien für den $H^*(10)$ Detektor.....	27
3. Zu den Pulsladungen in Kanälen bestimmte Energien für den $H'(0,07)$ Detektor.....	33
4. Berechnete Dosis und Dosisleistungswerte der $H^*(10)$ Messungen.....	36
5. Berechnete Dosis und Dosisleistungswerte der $H'(0,07)$ Messungen.....	37
6. Vergleich der Dosiswerte im gepulsten und kontinuierlichen Strahlungsfeld.....	41

1 Einleitung

Laut dem Bundesamt für Strahlenschutz beträgt die durchschnittliche Strahlenexposition eines Menschen in Deutschland 2,1 Millisievert im Jahr aus natürlichen Quellen und 1,7 mSv aus dem Bereich der Medizin [1]. Der hohe Anteil der durch Medizin verursachten Strahlenbelastung ist auf die relativ häufige Anwendung von diagnostischen Verfahren wie Röntgen und Computer-Tomographie zurückzuführen sowie die immer häufiger angewendeten Therapien mit ionisierender Strahlung. Die Anwendung von ionisierender Strahlung ist dabei stets mit einem Risiko verbunden, aus diesem Grund muss die Einhaltung der drei Grundsätze des Strahlenschutzes erfolgen: Rechtfertigung, Optimierung und Limitierung [2, S.4]. Da man im Bereich der Medizin von einer Rechtfertigung ausgeht, müssen die zwei anderen Grundsätze gestärkt werden.

Die Verwendung von ionisierender Strahlung für Diagnostik und Therapie bedeutet auch eine höhere Exposition für das medizinische Personal. Laut der Empfehlung der Strahlenschutzkommission vom 07.09.2018 [3 S. 11] betrug 2012 der Mittelwert der effektiven Dosis unter den strahlenschutzüberwachten Personen im medizinischen Bereich 0,4 mSv. Diese Zahl scheint sich auf den ersten Blick im Einklang mit den vom Strahlenschutzgesetz (StrlSchG) [4, § 80] festgelegten Grenzwerten zu befinden. Die Ortsdosis wird jedoch mit Geräten gemessen, welche für kontinuierliche Strahlungsfelder entwickelt worden sind. Als kontinuierlich wird jedes ionisierende Strahlungsfeld betrachtet, deren Dosisleistung an einem Ort über eine Zeitspanne von 10 s konstant ist [5, S 3].

Die Mehrheit der heutzutage verwendeten diagnostischen Röntgen- und CT-Anlagen sowie Teilchenbeschleuniger für z. B. Hadronentherapie erzeugen dagegen ein sogenanntes gepulstes Strahlungsfeld. Die Pulslängen bewegen sich dabei, je nach Anwendungsbereich, zwischen Femtosekunden und Millisekunden. In diesen Zeitintervallen kann die deponierte Dosis pro Puls ebenfalls stark variieren [6, S 1].

In der Sitzung des Fachausschuss für Strahlenschutz des Länderausschusses für Atomkernenergie wurde festgestellt, dass zum jetzigen Zeitpunkt keines der aktiven elektronischen Personendosimeter (EPD) in gepulsten Feldern verlässliche Werte angeben kann und diese somit nicht zur Messung geeignet sind [7, S 1]. Der Grund dafür liegt in dem messtechnischen Konzept der aktiven elektronischen Dosimeter. In diesem wird die Dosisleistung meist über einen Zeitabschnitt von mehreren Sekunden integriert, um die Unsicherheit gering zu halten, jedoch kann dadurch eine von der Realität abweichende

Dosisleistung angezeigt werden. Die Korrekturparameter bezüglich der Totzeit des jeweiligen Dosimeters sind dabei auf ein kontinuierliches Strahlungsfeld geeicht, weshalb im Falle einer Pulsdauer, die kleiner als die Totzeit ist, Messwerte verloren gehen. Somit kann keine genaue Aussage getroffen werden, ob die aktuellen Strahlenschutzmaßnahmen beim Betrieb von technischen und medizinischen Anlagen zur Erzeugung von gepulsten Strahlungsfeldern ausreichend sind. Es besteht ein akuter Mangel an einem zuverlässigen Echtzeitdosimetriesystem, mit dessen Hilfe die Ortsdosisleistung in gepulsten Strahlungsfeldern überprüft werden kann.

Ein Prototyp eines neuen Dosisleistungsmessgeräts auf Basis von organischen Szintillatoren wird am Institut für Kern- und Teilchenphysik an der Technischen Universität entwickelt. Dieses soll in der Lage sein, sowohl die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ als auch die Richtungs-Äquivalentdosis $H'(0,07)$ in kontinuierlichen sowie in gepulsten Strahlungsfeldern zu messen. In bereits durchgeführten Untersuchungen wurde festgestellt, dass aus den Messdaten die Zeitstruktur verschiedener gepulster Strahlungsfelder rekonstruiert werden kann. Außerdem wurde quantitativ bestätigt, dass das Messsystem zur Bewertung von Dosis und Dosisleistung verwendet werden kann [8]. Der nächste Schritt und der Inhalt der vorliegenden Arbeit sind die Energiekalibrierung des Prototyps und die quantitative Überprüfung innerhalb eines gepulsten Strahlungsfeldes.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Grundlagen der Dosimetrie

Energiedosis

Eine der grundlegenden physikalischen Größen im Bereich der ionisierenden Strahlungen ist die Energiedosis D . Diese ist definiert als die durch ionisierende Strahlung mittlere deponierte Energie E , in einem Masseelement dm [2, S. 22]; [9, S. 27].

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1)$$

Die zu der Energiedosis D zugehörige SI-Einheit ist Gray und ist definiert als $1\text{Gy} = 1 \text{ a}$ die Dosis von dem Material abhängig ist, muss zur Bestimmung der Energiedo s exponierte Material definiert sein.

Energiedosisleistung

Die Dosisleistung \dot{D} ist definiert als der Differentialquotient aus der Dosis D nach der Zeit t . Dementsprechend wird die Einheit $1 \frac{\text{Gy}}{\text{s}}$ verwendet [9, S. 27]. Die Berechnung erfolgt nach:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (2)$$

Äquivalentdosis

Die Äquivalentdosis ist ein Oberbegriff für eine strahlenbiologisch bewertete G . Energiedosis. Hierbei muss zunächst unterschieden werden zwischen den messbaren „operativen Größen“ und den nicht messbaren, sogenannten „Schutzgrößen“. Die Schutzgrößen lassen sich nicht direkt messen – sie können nur abgeschätzt und berechnet werden. Anhand der berechneten Schutzgrößen werden gesetzliche Dosisgrenzwerte für Menschen festgelegt. Somit sind operative Messgrößen notwendig, welche als Grundlage für die Abschätzung der zu erwartenden Strahlenexposition dienen.

Schutzgröße - Organ-Äquivalentdosis

Die biologischen Wirkungen von ionisierender Strahlung auf den menschlichen Körper hängen sowohl von der Art der Strahlung als auch von dem jeweils exponierten Gewebetyp bzw. Organ ab. Wie bereits erwähnt, ist die Energiedosis D materialabhängig und gibt auch keinen Aufschluss über die Strahlungsart. Bei der Organ-Äquivalentdosis H_T werden diese Faktoren in Form von dem dimensionslosen Strahlungswichtungsfaktor w_R sowie der Ionisationsart R (radiation) und dem Gewebetyp T (tissue) bei der Energiedosis miteinbezogen.

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (3)$$

Dabei wird bei der Exposition mit unterschiedlichen Strahlungsarten über diese summiert. Die einzelnen Strahlungswichtungsfaktoren sind in der Strahlenschutzverordnung ICRP 103 definiert. Die Organ-Äquivalentdosis H_T wird dabei in Sievert (Sv) angegeben. [2, S. 26].

Schutzgröße - Effektive Dosis

Für die Berechnung der Strahlungsexposition für den gesamten menschlichen Körper ist eine Organ-Äquivalentdosis nicht ausreichend, da diese nur für das jeweilige Organ definiert ist. Aus diesem Grund muss man über alle einzelnen Organ-Äquivalentdosen aufsummieren und einen weiteren Gewebewichtungsfaktor w_T nach ICRP 103 einführen:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \cdot \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (4)$$

Die effektive Dosis E ist, analog zur Organ-Äquivalentdosis, eine gesetzliche Richtgröße für den Strahlenschutz und wird auch als Schutzgröße definiert. Diese ist zwar möglich zu berechnen, aber nicht direkt zu messen. Für die Messung und Einschätzung der Strahlenexposition sind zu den Schutzgrößen analoge Messgrößen bzw. operative Messgrößen notwendig [2, S. 63].

Operative Größen: Ortsdosis und Personendosis:

Die Ortsdosis ist eine Abschätzung der Äquivalentdosis für Weichteilgewebe, welche in einem Raumpunkt gemessen wird. Hierbei wird zwischen der richtungsunabhängigen Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$ und der Richtungs-Äquivalentdosis $H'(d, \vec{\Omega})$ unterschieden, wobei d die Messtiefe in mm und $\vec{\Omega}$ den Raumwinkel beschreibt.

Die Personendosis ist dagegen eine Abschätzung der Äquivalentdosis im Weichteilgewebe, die am menschlichen Körper gemessen wird. Dabei unterteilt man in:

- Oberflächen-Personendosis $H_p(0,07)$ - Abschätzung der effektiven Dosis an der Haut bzw. in der Tiefe von 0,07 mm
- Tiefen-Personendosis $H_p(10)$ - Abschätzung der effektiven Dosis für die Körperstelle in der Tiefe von 10 mm bzw. der jeweiligen Organe

Diese werden mit jeweils geeichten und dafür vorgesehenen am Körper getragenen Personendosimetern gemessen [2, S. 66].

Ortsdosisleistung

Die Ortsdosisleistung \dot{H} entspricht analog der Dosisleistung dem Differentialquotienten der Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(d)$ nach der Zeit.

$$\dot{H} = \frac{dH^*(10)}{dt} \quad (5)$$

Die physikalische Einheit dafür ist $1\text{Sv}\cdot\text{s}^{-1}$ aber aufgrund der Richtwerte wird überwiegend die Einheit in $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ verwendet [10, S. 2].

2.2 Wechselwirkungen der Photonen mit Materie

Photonen können sowohl mit den Atomhüllen als auch mit dem Atomkern und dem Coulombfeld der Atomkerne wechselwirken. Dabei kann die Energie der Photonen vollständig oder auch nur teilweise abgegeben werden. Für die Messung und den Nachweis von ionisierender Strahlung sind vor allem drei Wechselwirkungen der Photonen mit Materie von großer Bedeutung.

2.2.1 Photoelektrischer Effekt

Bei einem photoelektrischen Effekt wird ein einfallendes Photon durch das Herauslösen eines fest gebundenen Elektrons aus einer inneren Schale des Atoms vollständig absorbiert. Diese Wechselwirkung kann nur stattfinden, wenn die Energie E_γ des absorbierten Photons größer als die Bindungsenergie E_B des Elektrons ist.

Wurde ein Elektron herausgelöst, so gleicht seine kinetische Energie E_e der Differenz aus der Photonenenergie E_γ und der Austrittsarbeit W_A des Elektrons.

$$E_e = E_\gamma - W_A = h\nu - W_A \quad (6)$$

Die Energie des Photons ist dabei definiert über das Planck'sche Wirkungsquantum h und der Frequenz ν [11, S. 48].

2.2.2 Inkohärente Streuung

Als inkohärente Streuung wird die inelastische Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron eines Atoms bezeichnet, bei der ein Teil der Photonenenergie E_γ auf das Elektron übertragen wird. Dabei wird das Photon mit reduzierter Energie unter einem Winkel θ und das Elektron unter einem Winkel φ zu der ursprünglichen Bahn des Photons gestreut (Abbildung 1). Im idealisierten Fall der inkohärenten Streuung, auch als Compton-Streuung bezeichnet, wird angenommen, dass das Hüllenelektron sich vor der Streuung in Ruhe befindet [11, S. 49];[14, S. 174].

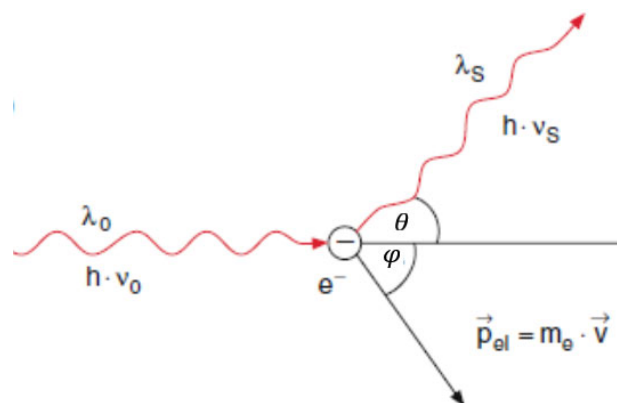


Abbildung 1: Compton-Streuprozess eines Photons an einem Elektron. Dabei ist λ_0 die ursprüngliche Wellenlänge des Photons und ν_0 die ursprüngliche Frequenz. Der Index s wird nach der Streuung verwendet. Das h steht für das plancksche Wirkungsquantum. Abbildung nach [12, S. 87].

Die winkelabhängige Energie des gestreuten Photons E'_γ wird abgeleitet aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz und kann mithilfe der Formel (7) berechnet werden.

$$E'_\gamma(\theta) = hv' = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos(\theta))} \quad (7)$$

Dabei beträgt $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$, was der Ruheenergie eines Elektrons entspricht. Beträgt der Winkel $\theta = 0^\circ$, so wird auf das Elektron keine Energie übertragen. Bei einem Winkel von 180° wird das Photon zurückgestreut und es erfolgt die maximale Energieübertragung. Die auf das Elektron übertragene Energie lässt sich anhand von $E'_e = E_\gamma - E'_\gamma$ berechnen.

2.2.3 Paarbildung

Besitzt ein Photon mindestens die doppelte Ruhemassenenergie eines Elektrons, kann dieses sich in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln. Die Paarbildung erfolgt dabei meistens im Coulombfeld eines Atomkerns. Die gesamte Energie E_γ wird dabei auf ein Elektron-Positron-Paar aufgeteilt. Nach kurzer Zeit findet eine Annihilation des Antiteilchens statt, bei der zwei Photonen mit der Energie von jeweils $E_\gamma = 0,511 \text{ MeV}$ in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Bei höheren Energien von Photonen steigt die Wahrscheinlichkeit dieser Wechselwirkung [11, S. 50].

2.2.4 Wirkungsquerschnitt und Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten

Das Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung wird als Wirkungsquerschnitt σ bezeichnet. Dieser entspricht dem Quotienten aus der Anzahl der Wechselwirkungen N und der Teilchenfluenz Φ . Es gilt: [15, S. 17]

$$\sigma = \frac{N}{\Phi} \quad (8)$$

Die Teilchenfluenz ist dagegen definiert als die Anzahl der Teilchen dN , die ein Flächenelement einer Kugeloberfläche dA passieren, und besitzt die Einheit $\frac{1}{\text{m}^2}$ [13, S. 174].

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (9)$$

Die Wahrscheinlichkeit für den photoelektrischen Effekt hängt von zwei Faktoren ab: der Kernladungszahl Z des Materials und die Energie der Photonen. Aus diesem Grund gilt für den Wirkungsquerschnitt für den photoelektrischen Effekt:

$$\sigma_p \sim \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (10)$$

Dabei liegt der Exponent n zwischen 4 und 5 [11, S. 48]. Dies bedeutet, dass bei Materialien mit sehr hohen Kernladungszahlen die Wahrscheinlichkeit für die Absorption der Photonenstrahlung sehr groß ist. So können diese Materialien, wie zum Beispiel Blei, zur Abschirmung eingesetzt werden.

Auch für die Compton-Streuung ist der Wirkungsquerschnitt sowohl von der Kernladungszahl Z der Photonenenergie abhängig als auch von dem Streuwinkel. Die Berechnung erfolgt dabei nach der Klein-Nishina-Formel mit $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z \cdot r_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (11)$$

Dabei steht $d\Omega$ für ein Raumwinkelelement und r_0 für den klassischen Elektronenradius [11, S. 50]. Die Wahrscheinlichkeit für die Paarbildung steigt dabei mit dem Logarithmus der Photonenenergie und nimmt proportional mit größer werdenden Kernladungszahlen Z zu.

$$\sigma_{pb} \sim Z \cdot \log E_\gamma \quad (12)$$

Die Energie der Photonen soll dabei $E_\gamma > 1,022 \text{ MeV}$ sein [15, S. 118].

Eine Veranschaulichung der Wahrscheinlichkeiten für die Wechselwirkungen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl und der Photonenenergie ist in der Abbildung 2 zu sehen

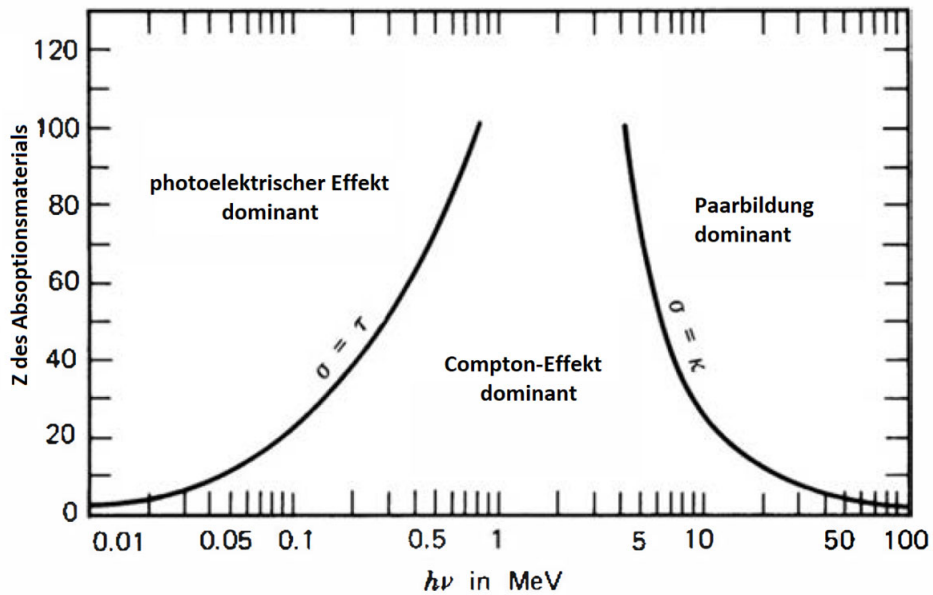


Abbildung 2: Abhängigkeit von drei möglichen Wechselwirkungen von Photonen mit Materie in Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Materials und der Energie der Photonen. Abbildung nach [11, S. 51].

2.3 Strahlungsdetektoren

2.3.1 Ionisationskammer und Zählrohr

Einer der einfachsten Strahlungsdetektoren ist die Ionisationskammer. In dieser wird ein Gas zwischen zwei Kondensatorplatten durch eingehende Strahlung ionisiert. Die dabei frei gewordenen Ladungsträger können als Strom nachgewiesen werden.

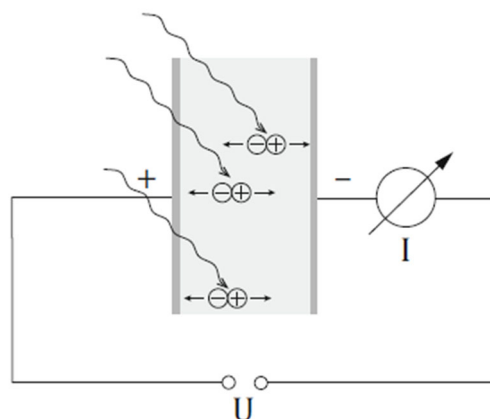


Abbildung 3: Schematischer Aufbau einer Ionisationskammer [16, S. 182].

Der am weitesten verbreitete Strahlungsdetektor ist das Geiger-Müller-Zählrohr. Das Zählrohr besteht aus einer mit Gas gefüllten Metallröhre, die gleichzeitig als Kathode verwendet wird. Im Inneren des Zählrohres verläuft ein dünner Metalldraht, der als die Anode fungiert. Zwischen der Anode und der Kathode wird eine Spannung angelegt. Wird das Gas im Inneren des Zählrohres durch Strahlung ionisiert, führt dies durch die anliegende Spannung zu einer Elektronenkaskade. Diese wird mithilfe eines Analog-Digital-Umsetzers in ein Signal zur Weiterverarbeitung umgewandelt. Der schematische Aufbau ist in der Abbildung 4 dargestellt [16, S. 181-183].

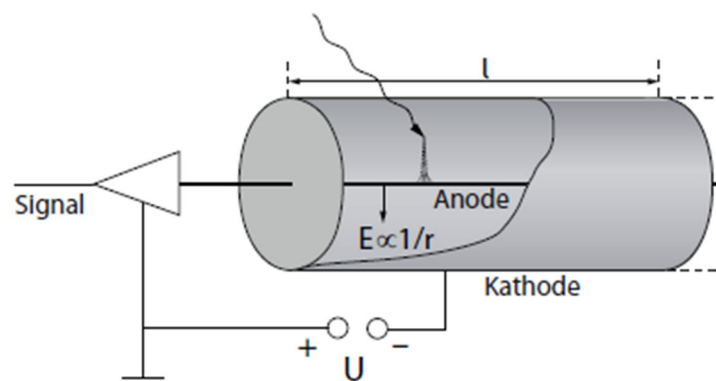


Abbildung 4: Schematischer Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohrs [16, S. 182].

Die lawinenartige Entladung des Zählrohres bedeutet auch einen der Hauptnachteile dieses Messsystems - eine relativ große Totzeit zwischen 50 bis 100 μs [16, S. 196] [11, S. 213]. Als Totzeit wird das Zeitfenster bezeichnet, in dem keine weitere Registrierung von ionisierender Strahlung möglich ist. Diese kann auch durch eine langsame Signalverarbeitung negativ beeinflusst werden.

2.3.2 Szintillationsdetektoren

Eine weitere Möglichkeit zum Nachweis von ionisierender Strahlung bieten Szintillationsdetektoren. Diese bestehen grundsätzlich aus dem Szintillationsmaterial, einem Photosekundärelektronenvervielfacher (PSEV) und einem Verstärker, der das Signal für weitere Verarbeitung anpasst. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 5 zu sehen.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Messsystem für ionisierende Strahlung vorgestellt, welches nach diesem Prinzip aufgebaut ist. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten näher beschrieben.

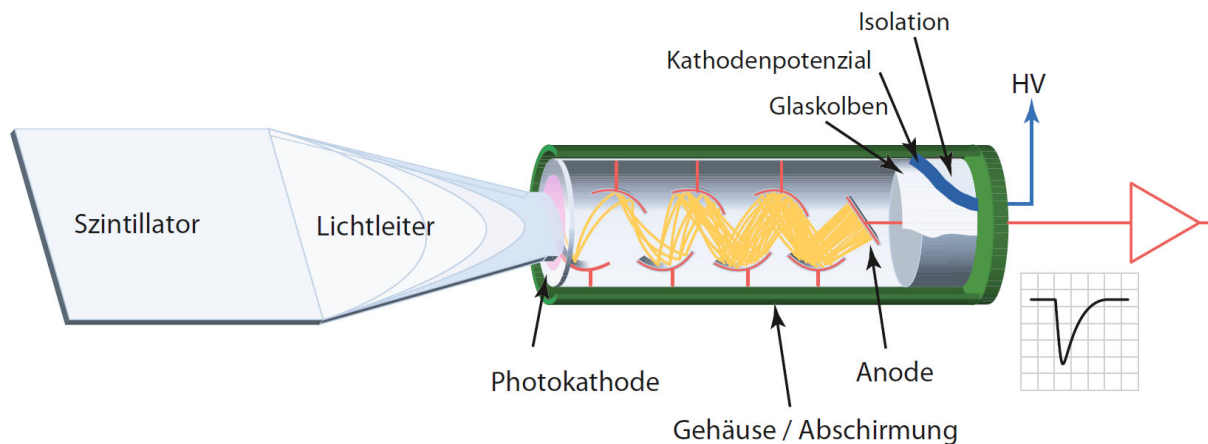


Abbildung 5: Aufbau eines Szintillationsdetektors. Dieser ist Abgebildet bestehend aus einem Szintillator, einem optionalen Lichtleiter, einem Photosekundärelektronenvervielfacher (PSEV) und einem ADC-Wandler [16, S. 497].

Organische Szintillatoren

Als Szintillatoren werden Materialien bezeichnet, welche in der Lage sind, ionisierende Strahlung in Licht bzw. Lichtblitze umzuwandeln. Wird ein Photon mit der Wellenlänge λ absorbiert und innerhalb von wenigen ns wieder emittiert, so besitzt das emittierte Photon die gleiche Wellenlänge. Dieser Vorgang wird als Fluoreszenz bezeichnet. Von einer Phosphoreszenz spricht man, wenn die im Szintillationsmaterial angeregten Elektronen aus dem durch ionisierende Strahlung hervorgerufenen angeregten Zustand auf ein Zwischenenergieniveau unter Aussendung von Photonen herabfallen [11, S. 223]. Als organische Szintillatoren werden verschiedene durchsichtige Kohlenwasserstoffverbindungen mit geringen Kernladungszahlen verwendet.

Wie bereits im Kapitel 2.2.4 erwähnt, hängen die Wechselwirkungsquerschnitte und damit die Wahrscheinlichkeiten für Wechselwirkungen von Photonen mit Materie von der Kernladungszahl ab. Für einen organischen Szintillator auf Polyvinyltoluol-Basis ist der Querschnitt in der Abbildung 6 zu sehen. Darin erkennt man, dass fast alle Wechselwirkungen für den vorliegenden Szintillator eine geringe Wahrscheinlichkeit haben. Der Photoeffekt findet im Gegensatz zu Materialien mit hoher Kernladungszahl kaum statt und die wahrscheinlichste Wechselwirkung ist die Compton-Streuung.

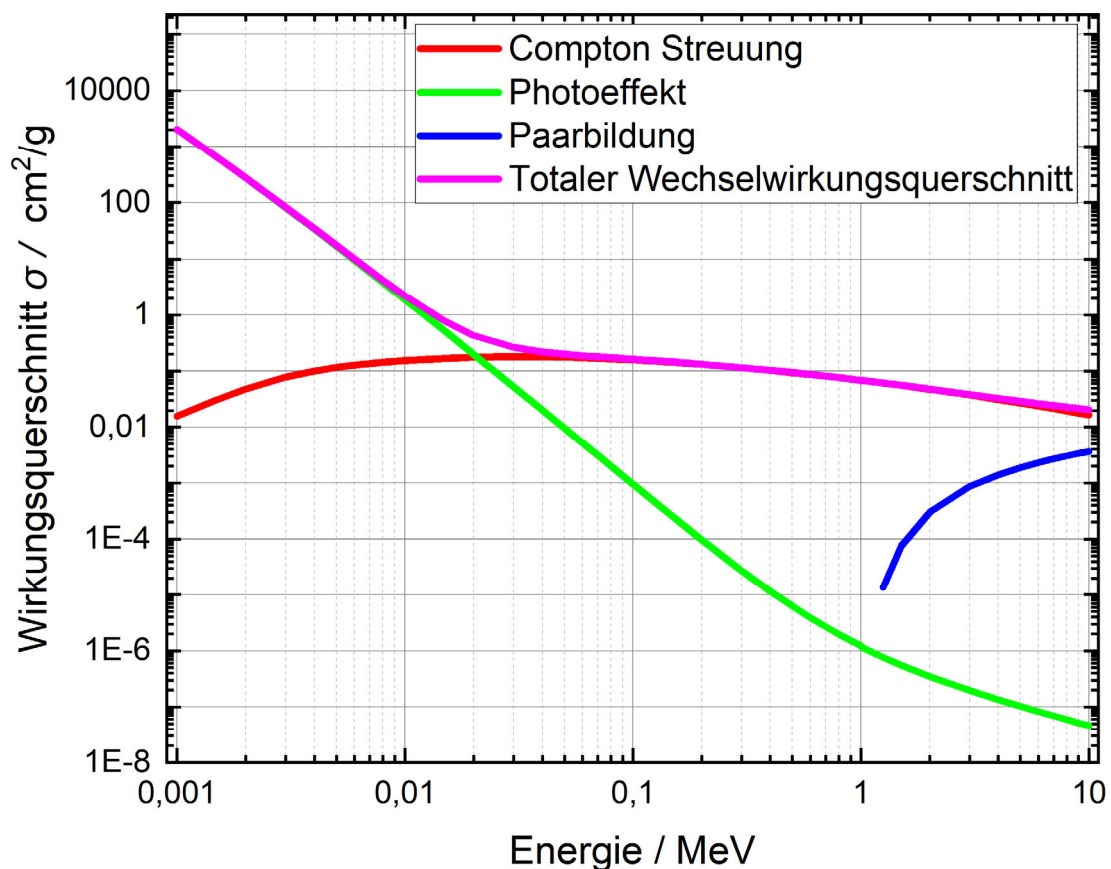


Abbildung 6: Wechselwirkungsquerschnitte für Polyvinyltoluol (PVT). In dem Diagramm sind die Verläufe der Wechselwirkungsquerschnitte des Photoeffekts (lila), der Compton-Streuung (blau) und der Paarbildung (grün) eingezeichnet. Das Diagramm wurde mithilfe der „NIST XCOM: Photon Cross Sections Database“ erstellt.

Photosekundärelektronenvervielfacher oder PSEV

Photosekundärelektronenvervielfacher (PSEV) oder auch Photomultiplier (engl.) vervielfachen einzelne in den Szintillatoren entstehende Lichtimpulse und wandeln diese in elektrische Signale um. Der schematische Aufbau ist in der Abbildung 5 zu sehen.

Ein PSEV besteht aus einer evakuierten Glasröhre, welche im Inneren neben einer Photokathode und Anode mehrere Dynoden besitzt. Trifft ein Photon auf die Photokathode, so wird aus dieser nach dem Prinzip des äußeren photoelektrischen Effekts ein Elektron herausgelöst. Dieses Elektron wird auf die nächstliegende Dynode beschleunigt, sodass sich weitere Elektronen lösen. Dieser Vorgang wird mehrere Male wiederholt, bis alle herausgelösten Elektronen auf die Signalanode treffen. Die Anzahl der Elektronen wird dabei um den Faktor 10^8 vergrößert [16, S. 415; S. 497].

2.4 Bestimmung der Compton-Kanten bei organischen Szintillatoren

Zur Kalibrierung eines Messsystems für ionisierende Strahlung ist es notwendig, Referenzmessungen durchzuführen und zu vergleichen. Dabei werden in erster Linie die Gammaskpektren verglichen. Für viele Nuklide sind die Verläufe von Energiehistogrammen bekannt. Die Abbildung 7 zeigt ein typisches Gammaskpektrum für eine ^{137}Cs -Quelle, welche mithilfe eines hochreinen Germanium-Detektors (HPGe-Detektors) aufgenommen wurde.

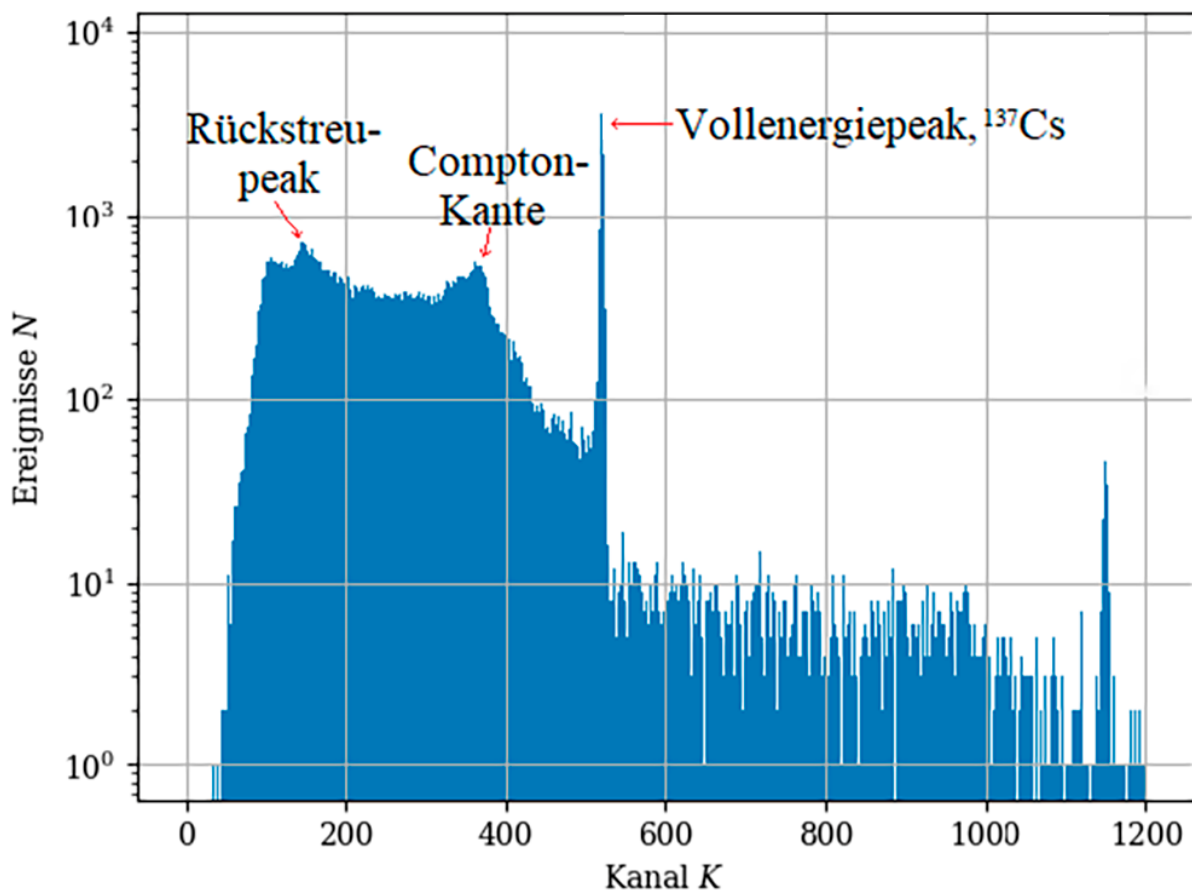


Abbildung 7: Gammaskpektrum einer ^{137}Cs Quelle aufgenommen mit einem HPGe-Detektor. Zu erkennen ist ein Vollenergiepeak bei 662 keV, die Compton-Kante, sowie Rückstreu-Peak gut zu identifizieren. [28]

In der Abbildung 7 ist ein Vollenergiepeak zu sehen. Wird aber ein organischer Szintillator zur Erstellung von Energiehistogrammen verwendet, können dabei keine Vollenergiepeaks bei höheren Energien abgebildet werden. Wie bereits im vorhergehenden Kapitel erwähnt und in der Abbildung 6 zu erkennen, findet in einem organischen Szintillator bei höheren Energien kein Photoeffekt statt und die Compton-Streuung ist vorherrschend. Daher können sich in den Energiehistogrammen von Niedrig-Z-Szintillatoren auch keine Vollenergiepeaks bei höheren Energien ausbilden. Diese haben gegenüber den anorganischen Szintillatoren eine geringere Auflösung. Für Energiekalibrierung muss hierbei die Compton-Kante bestimmt werden. Dabei ist zu beachten, dass das Compton-Maximum in den Pulsladungshistogrammen nicht an derselben Position wie die Compton-Kante liegt. Dies wurde quantitativ in der Arbeit von Swiderski et al. untersucht [17]. Die Energie der Compton-Kanten wird dabei mit der Formel (7) für Photonen und mit $E'_e = E_\gamma - E'_\gamma$ für Elektronen berechnet. Die Abbildung 8 zeigt ein Pulsladungshistogramm mit dem Detektorspektrum eines organischen Szintillators.

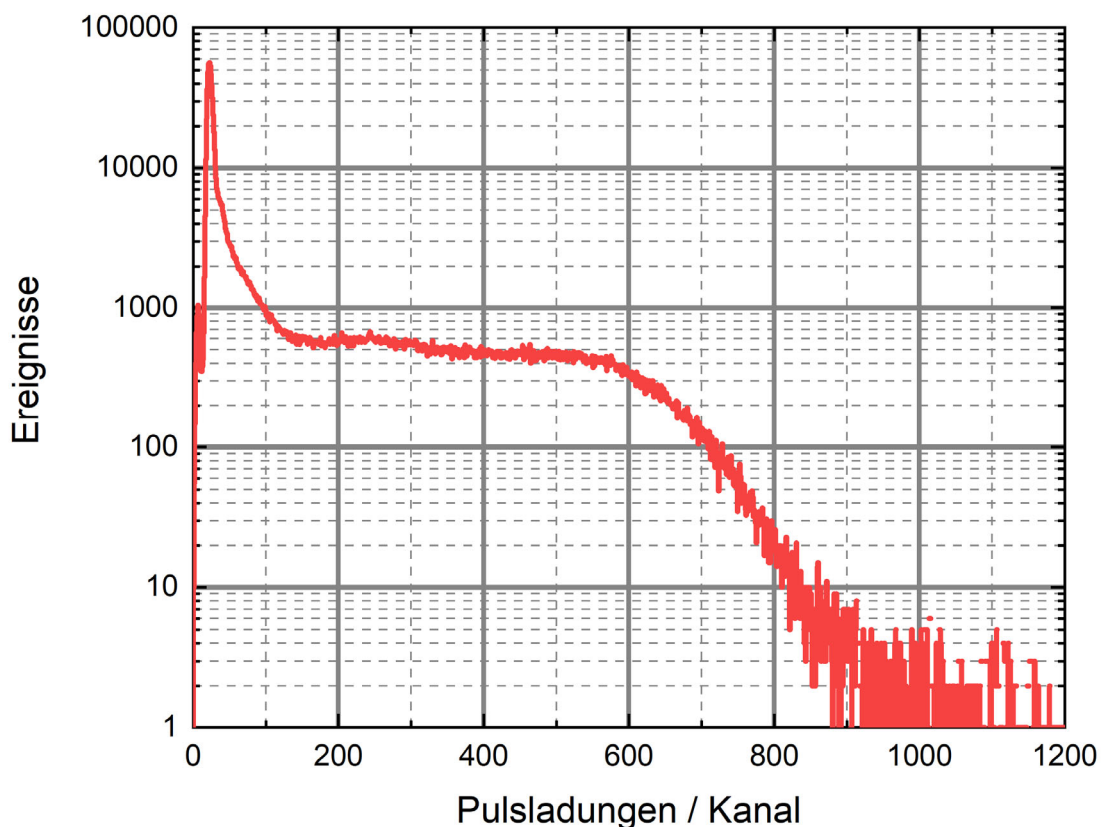


Abbildung 8: Detektorspektrum einer ^{137}Cs – Quelle mit einem organischen Szintillator (EJ-256). Es sind keine Vollenergiepeaks zu erkennen. Nur eine Compton-Kante.

3 Material und Methoden

Wie bereits in der Einleitung vorgestellt, ist der zentrale Aspekt der vorliegenden Arbeit die Energiekalibrierung eines Messsystem-Prototyps, welches gemäß den von Physikalisch-Technische Bundesanstalt gestellten Anforderungen die Umgebungs-Äquivalentdosen $H^*(10)$ sowie Richtungs-Äquivalentdosen $H'(0,07)$ sowohl in kontinuierlichen als auch in gepulsten Strahlungsfeldern messen kann. Das Messsystem wird im Folgenden vorgestellt.

3.0.1 Messsystem

Alle Messungen erfolgten mithilfe des am Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität konzipierten Prototyps eines Ortsdosis- bzw. Ortsdosisleistungsmessgeräts. In diesem werden die in den Niedrig-Z-Szintillatoren entstandenen Photonen direkt zum PSEV geleitet und in Spannungsimpulse umgewandelt. Anschließend werden die Signale digitalisiert und ausgewertet. Der schematische Aufbau ist in der Abbildung 9 zu sehen.

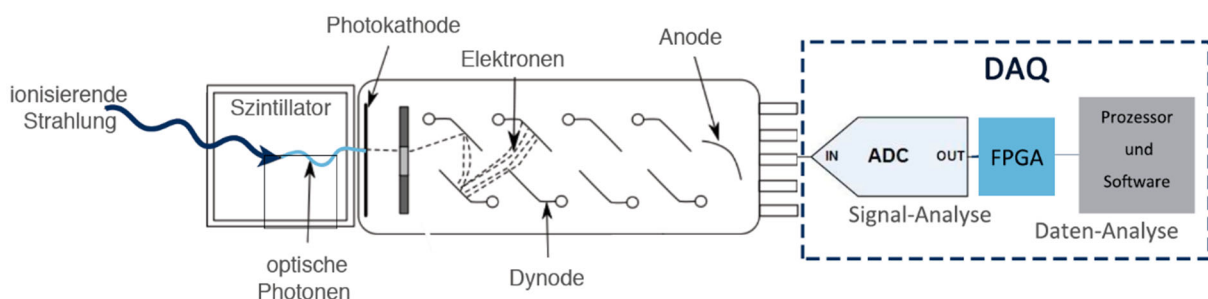


Abbildung 9: Dargestellt ist der schematische Aufbau des Messsystems. Durch ionisierende Strahlung entstehen in dem Szintillator Lichtpulse, welche vom PSEV detektiert und in Spannungsimpulse umgewandelt werden. Das Integral über die Spannungspulse ist dabei proportional zu der Anzahl der detektierten Photonen und der im Szintillator deponierten Energie. Die Spannungsimpulse werden an die Datenausleseeinheit (DAQ) weitergeleitet. Abbildung nach [28].

Das Messsystem verfügt über zwei Detektorelemente. Diese unterscheiden sich in den verbauten zylinderförmigen organischen Szintillatoren:

- $H^*(10)$ - Element als Gewebeäquivalent für die Tiefen-Personendosis mit einer Masse von $m = 7,2089$ g, einer Höhe 20 mm und einem Durchmesser von 21 mm.

- $H'(0,07)$ - Element als Gewebeäquivalent für die Oberflächen-Personendosis mit einer Masse von $m = 0,1853$ g, einer Höhe von 1 mm und einem Durchmesser von 21 mm.

Das Material ist eine Polyvinyltoluol-Basis, welches mit 0,5-1% Blei versetzt wurde und unter dem Handelsnamen „EJ-256“ von der Firma Scionix vertrieben wird [24]. Da die organischen Szintillatoren in erster Linie aus Kohlenwasserstoffverbindungen bestehen, können diese als gewebe-äquivalentes Material angesehen werden. Die verwendeten Szintillatoren sind in der Abbildung 10 zu sehen.

Jeder Szintillator ist passgenau an je einen PSEV angelegt, sodass möglichst viele Szintillationsphotonen detektiert werden können. Die beiden Detektorelemente werden außerdem mit lichtundurchlässigem Material bedeckt, um die lichtempfindlichen PSEVs vor externer Lichteinstrahlung zu schützen und die Messdaten nicht zu verfälschen.

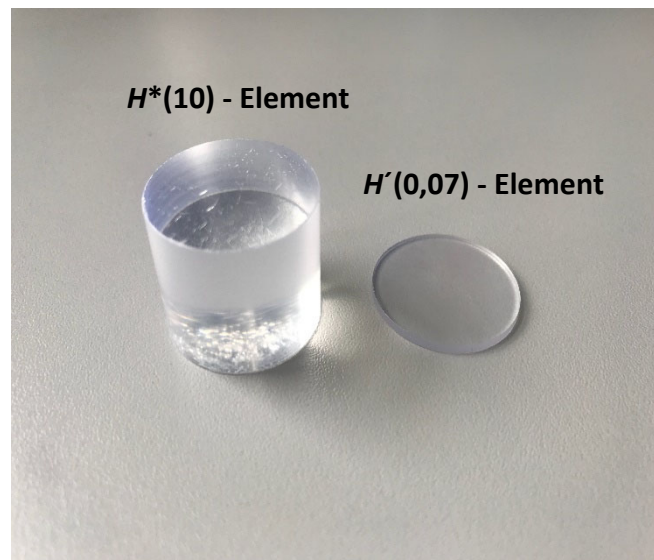


Abbildung 10: Gezeigt sind die verbauten organische Szintillatoren. $H^*(10)$ -Element - rechts auf dem Bild und $H'(0,07)$ -Element links.

Bei dem im Messsystem verbauten PSEV handelt es sich um den PDM04-9111-CN der Firma ET-Enterprises Ltd [25] dessen Funktionsweise bereits im Kapitel 2.3.2 beschrieben wurde.

Die Auswertung der Signale erfolgt mithilfe der im Messsystem verbauten Datenausleseeinheit (DAQ125, Serious Dynamics) [26]. In dieser werden die Ereignissignale aus dem PSEV mithilfe eines Analog-Digital-Umsetzers (ADC) bei einer Frequenz von 125 MHz digitalisiert. Zunächst wird das eingehende Signal mit einem Verstärker intensiviert, um ein besseres Verhältnis zwischen dem eigentlichen Signal und den Untergrundsignal zu erhalten. Der im Messsystem verbaute ADC besitzt eine Auflösung von 14 Bit. Dies entspricht 16384 möglichen Stufen und die Abtastung erfolgt mit maximal 125 MHz [19]. Anschließend werden

die Daten im Field Programmable Gate Array (FPGA) in Echtzeit analysiert. Das Integral über die Spannungssignale im ADC entspricht dabei den Pulsladungen.

All das wird von dem im Messsystem verbauten Open-Source-Development-Board „PocketBeagle“ gesteuert. Der Mini-Computer sorgt für die Kommunikation zwischen den einzelnen Komponenten und dient der weiteren Datenverarbeitung und Abspeicherung der Messdaten. Der Prozessor verfügt über eine Analysesoftware und ist in der Lage, aus den Messdaten nach einer Kalibrierung des Messsystems die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ sowie die Richtungs-Äquivalentdosis $H'(0,07)$ zu berechnen und auf dem verbauten Anzeigeelement darstellen zu lassen. Der entwickelte Prototyp ist in der Abbildung 11 zu sehen.

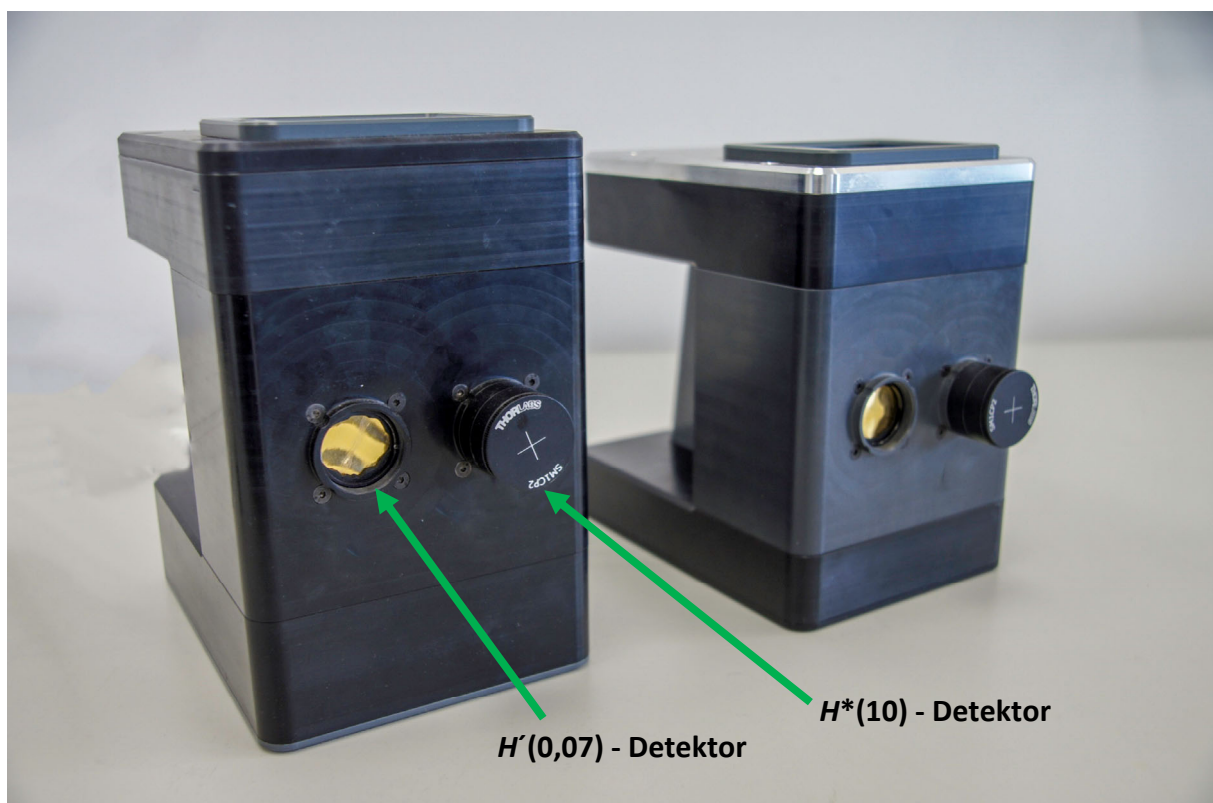


Abbildung 11: Gezeigt sind die beiden entwickelten Prototypen mit den jeweiligen Detektorelementen zur Messung von $H'(0,07)$ und $H^*(10)$

3.0.2 Datenverarbeitung

Die vom PSEV gemessenen Ereignissignale werden nach der Digitalisierung vom FPGA analysiert und die entsprechenden Analyseparameter in Form von Listmode-Daten in Binärform gespeichert. Die Listmode-Daten beinhalten drei Parameter: die integrierten

Pulsladungen Q , der jeweilige Zeitstempel t eines Signals und der Pulsformparameter PSD. Die Pulsladungen Q sind dabei proportional zu der im Szintillatormaterial deponierten Energie. Die Zeitstempel geben Auskunft über die Ankunftszeit der Ereignisse im Detektor. Das Integrationsfenster legt die Grenzen für den, zu Analysierten Puls woraus der Pulsformparameter bestimmt werden kann. Der Pulsformparameter gibt Aufschluss über die Pulsform, wird jedoch für die Analyse in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet.

Das Messsystem besitzt eine Software zur Steuerung und Konfigurierung der DAQ-Einheit. Die Steuerung erfolgt dabei über eine Benutzeroberfläche die in der Abbildung 12 dargestellt ist. Hierbei ist es möglich u.a. das Offset, die Integrationsfenster, eine digitale Verstärkung (PGA gain) sowie eine Triggerschwelle (Threshold) der Detektoren einzustellen. Für die vorliegende Arbeit sind jedoch nur zwei Parameter relevant. Die Einstellung des Offsets erfolgt so, dass die Nulllinie (Baseline) des vom System registrierten Pulses auf der Nulllinie des Analog-Digital-Umsetzers liegt. Die Einstellung des Threshold-Parameters setzt eine Schwelle für das Messsystem ab welcher Pulshöhe die Ereignisse gezählt werden. Dieser Parameter ist essentiell für die Unterdrückung des Untergrunds.

Bei allen Messungen in dieser Arbeit wurden folgende Parameter eingestellt:

- Für den $H^*(10)$ Detektor beträgt der Offset = 264 und die Triggerschwelle = 280
- Für den $H'(0,07)$ Detektor beträgt der Offset = -130 und die Triggerschwelle = 90

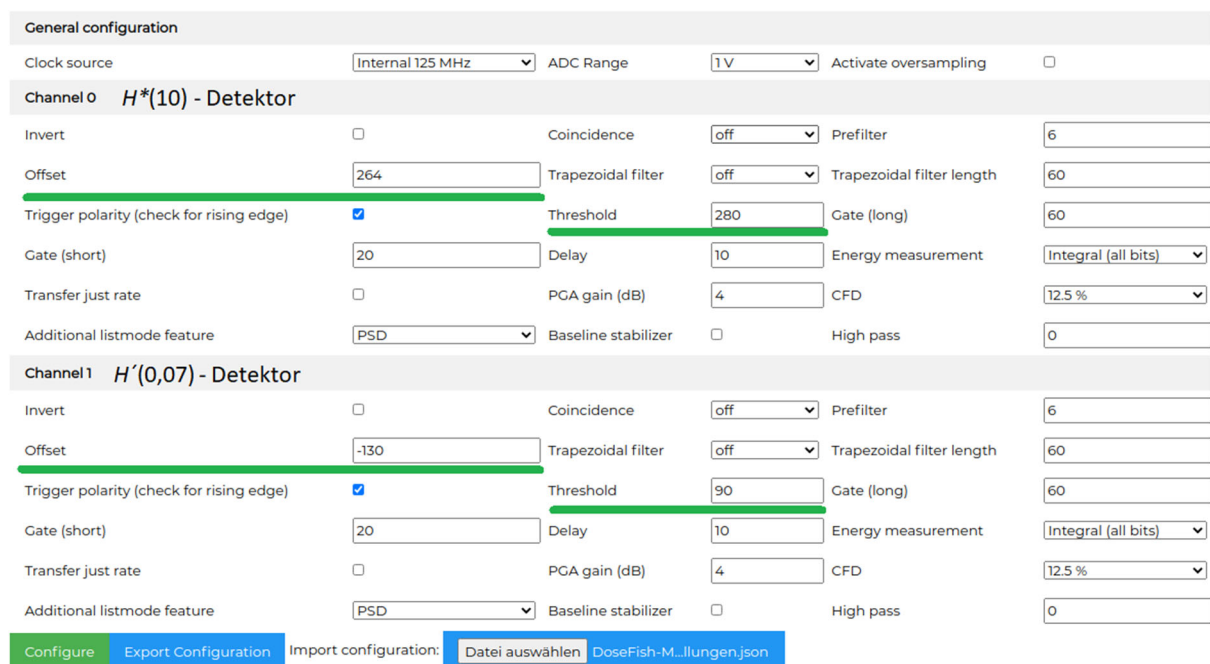


Abbildung 12: DAQ-Benutzeroberfläche mit den Konfigurationsmöglichkeiten der jeweiligen Detektoren. Die für diese Arbeit relevanten Parameter wurden in der Abbildung markiert.

3.1 Kalibriermessung

Für die Energiekalibrierung des Messsystems zur weiteren Anwendung in gepulsten Strahlungsfeldern wurden Messungen in kontinuierlichen Strahlungsfeldern verschiedener Radionuklide durchgeführt. Das in 3.0.1. beschriebene Messsystem mit der in 3.0.2 beschriebenen Datennahme wurde für die Experimente in dieser Arbeit benutzt. Der Messaufbau wird im Folgenden beschrieben.

3.1.1 Aufbau

Bei den Messungen im kontinuierlichen Strahlungsfeld befand sich das Messsystem in einem definierten Abstand von 40 cm zu den radioaktiven Quellen. Die Quellen wurden zentral gegenüber den Detektorelementen positioniert um eine einheitliche Bestrahlung von den $H^*(10)$ und $H'(0,07)$ Detektoren zu gewährleisten. Für eine Referenzmessung wurde die Dosisleistung der Quellen im Abstand von 40 cm mithilfe eines bereits kalibrierten Dosisleistungsmonitors für $H^*(10)$, dem Berthold LB 123, gemessen. Der schematische Aufbau ist in der Abbildung 13 zu sehen.

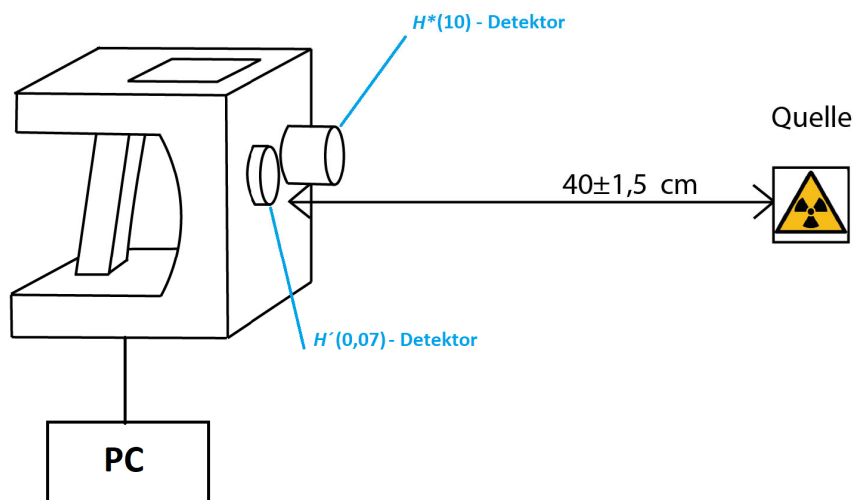


Abbildung 13: Aufbau für eine Messung in einem statischen Strahlungsfeld einer radioaktiven Quelle. Das Messsystem ist dabei mit einem Computer zur Konfiguration, Steuerung und Datenabspeicherung verbunden.

3.1.2 Verwendeten Quellen und Zeiten

Für die Kalibriermessung wurden die in Tabelle 1 aufgeführten Quellen verwendet. Dabei handelte es sich um münzförmige, genormte Strahlungsquellen mit bekannter Aktivität. Die Verwendung erfolgte unter der Einhaltung der Strahlenschutzverordnung. Für die Auswertung

der Messdaten wurde eine Übersicht mit den jeweils häufigsten Emissionsenergien und Strahlungsarten der verwendeten Quellen erstellt, diese sind ebenfalls in der Tabelle 1 zu finden. Die Daten wurden hierfür aus dem „Lund/LBNL Nuclear Data Search“ entnommen [18]. Außerdem erfolgte die Berechnung der zu den Emissionsenergien zugehörigen Compton-Kanten gemäß dem im 2.4 beschriebenen Ablauf (Formel 7).

Zu Überprüfung der Reproduzierbarkeit und der Abschätzung der statistischen Unsicherheit wurden die Messungen an unterschiedlichen Tagen wiederholt und verglichen. Die Bestrahlungszeit betrug dabei zwischen 20 und 30 Minuten.

Außerdem erfolgte eine Referenzmessung ohne radioaktive Quellen, um den Untergrund des Messsystems zu bestimmen.

Tabelle 1: Die häufigsten Emissionsenergien der Quellen und die zugehörigen Compton-Kanten. Bei Energien unter 60 keV wurde die gesamte Energie in den Detektoren deponiert, weshalb keine Compton-Kanten berechnet wurden.

Nuklid	Emissionsenergien in keV	Compton-Kanten in keV
²²Na	511	340,6
	1274,53	1061,69
¹³³Ba	30,6-30,9	/
	80,99	19,49
	302,853	164,26
	356	207,25
¹³⁷Cs	32	/
	661,657	477,333
¹⁵²Eu	40,11	/
	121,78	39,3
	344,2785	197,62
²⁴¹Am	13,9	/
	59,54	/
²⁴⁴Cm	14,28	/
	18,296	/

3.2 Messungen im gepulsten Strahlungsfeld

3.2.1 Aufbau zur Probemessung

Um ein gepulstes Strahlungsfeld zu generieren bedarf man einer Vorrichtung bei der man gewährleisten kann, dass die Detektoren periodischen Pulsen mit einer definierten Länge und Frequenz ausgesetzt werden. Für diesen Zweck wurde zunächst eine Halterung in Form einer Drehscheibe für die münzförmigen Quellen entworfen und anschließend mit einem 3D-

Drucker gefertigt. Die Drehscheibe besitzt dabei einen Durchmesser von 10 cm. Die punktförmigen Quellen befinden sich beim Einsetzen in die Halterung in einem Abstand von 3,15 cm zum Mittelpunkt. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 14 zu finden. Die Drehscheibe soll als Aufsatz für einen Schrittmotor PD42 von Trinamic MC GmbH dienen, wodurch eine periodische Bewegung gewährleistet wird. Für die Generierung eines gepulsten Strahlungsfeldes wurde der Abstand d zwischen dem Detektor und den Quellen weitestgehend bis auf einen Spalt der Dicke s mithilfe von Bleiblöcken abgeschirmt. Damit wurde gewährleistet, dass die Emissionsstrahlung der Quellen nicht kontinuierlich, sondern in Pulsen auf den Detektor trifft. Der schematische Aufbau ist in der Abbildung 14 zu sehen und im Anhang A1 eine Fotografie des tatsächlichen Versuchsaufbaus. In Abbildung 15 ist die Fotografie eines weiteren experimentellen Aufbaus zu sehen, bei dem die Bleiabschirmung durch eine Wolframabschirmung mit einer Bohrung von 5 mm ausgetauscht wurde. Mit dieser war es möglich die Quellen, bis auf die Bohrung abzuschirmen und eine bessere Kollimation des Strahlungsfeldes zu erhalten.

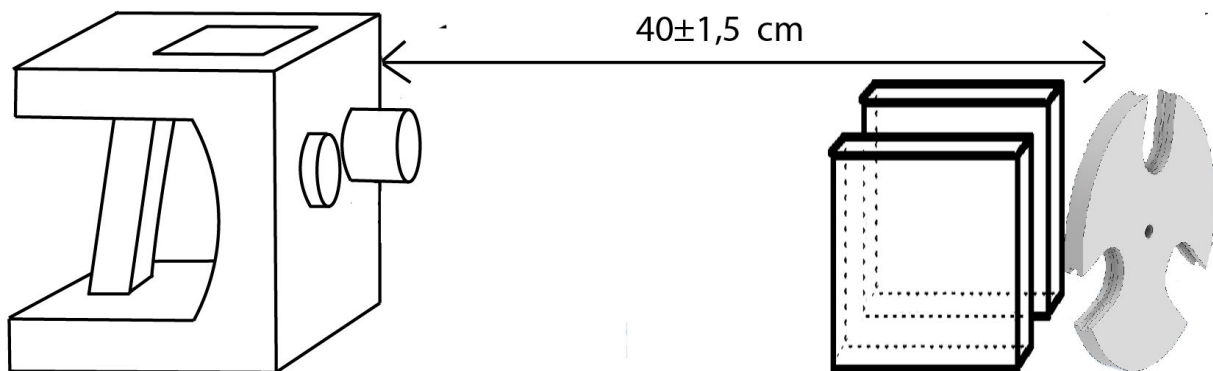


Abbildung 14: Schematische Darstellung einer Messung im gepulsten Strahlungsfeld. In die Einbuchtungen des Drehrades werden die Strahlungsquellen platziert. Das Rad wird an einem Motor angeschlossen.

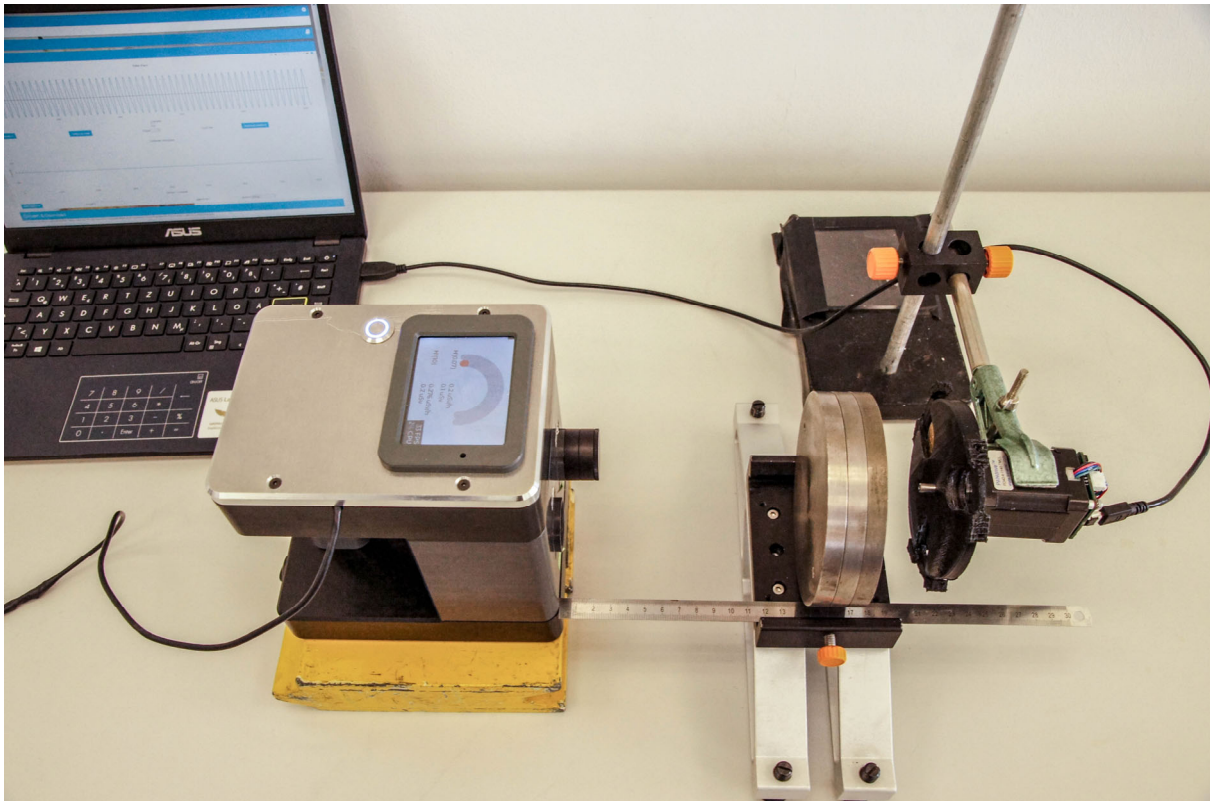


Abbildung 15: Messaufbau zur Generierung eines gepulsten Strahlungsfeldes mithilfe einer Wolframabschirmung.

Es erfolgten mehrere Messungen mit unterschiedlichen Drehgeschwindigkeiten des Motors von 30 bis 2400 Umdrehungen pro Minute. Für Referenzwerte erfolgten auch statische Messungen, bei denen die Strahlungsquelle unter an einzelnen Positionen hinter der Wolframabschirmung zum Messsystem positioniert wurde.

3.2.2 Prüfmessung am PTB

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig verfügt über eine Anlage zur Erzeugung gepulster Photonen-Strahlungsfelder [27]. Mithilfe dieser ist es möglich, den Prototyp auf seine Eignung zum Einsatz im gepulsten Strahlungsfeld quantitativ zu überprüfen. Die Anlage verfügt über eine einstellbare Röntgenröhre und ein Filterrad zur Variierung des Feldes. Der Aufbau ist in der Abbildung 16 zu sehen. Bei den an der Anlage erzeugten Feldern wird sich an aktuellen medizinischen Geräten orientiert, bei denen ionisierende Strahlung zum Einsatz kommt. Es können jedoch alle relevanten Strahlungsfeldparameter wie die Bestrahlungsdauer, Röntgenspannung, Pulsfrequenz und Pulsdosisleistung eingestellt werden. Es ist dabei möglich, sowohl Einzelpulse als auch Pulsfolgen zu erzeugen mit einer maximalen Frequenz von $f = 100$ Hz [20]. Die Messungen

erfolgten dabei gemäß den Bedingungen der ISO 4037 (N-Serie) zur Überprüfung, inwiefern die Prototypen den Anforderungen für Strahlenschutzmessgeräte von PTB A 23.2. entspricht.



Abbildung 16: Röntgenanlage zur Erzeugung gepulster Strahlungsfelder mit dem Filtrerrad und dem Prüfstand für die Messsysteme [27].

4 Auswertung der Messdaten

4.1 Bestimmung der Kalibrierungskurve für den $H^*(10)$ Detektor

Wie bereits in Kapitel 3.0.2. erwähnt, werden die Pulsladungen von dem Messsystem in Form von Listmode-Dateien abgespeichert. Zur weiteren Analyse müssen diese zunächst umgewandelt werden. Mithilfe des vom Serious Dynamics bereitgestellten Programms ist es möglich aus den Listmode-Daten Pulsladungshistogramme zu erzeugen. Im Programm wird dabei die Anzahl der Ereignisse über die Pulsladungen in Kanälen angeordnet. Dabei ist es möglich die Kanalbreite in Bin-Anzahl festzulegen. Bei allen untersuchten Messungen wurde die Bin-Breite bei der Umwandlung auf 5000 gesetzt. Es wird angenommen, dass der Kanal 5000 dem Kanal 500.000 der Originalanzahl entspricht.

Außerdem findet eine Sortierung der Daten nach dem jeweiligen Detektorelement statt, da beim Messen zunächst immer beide Kanäle in einer Messdatei zusammengefasst werden. Die

Darstellung der Histogramme sowie weitere Visualisierungen wurden mithilfe des Programms Origin erstellt. In der Abbildung 17 ist so ein Histogramm zu sehen.

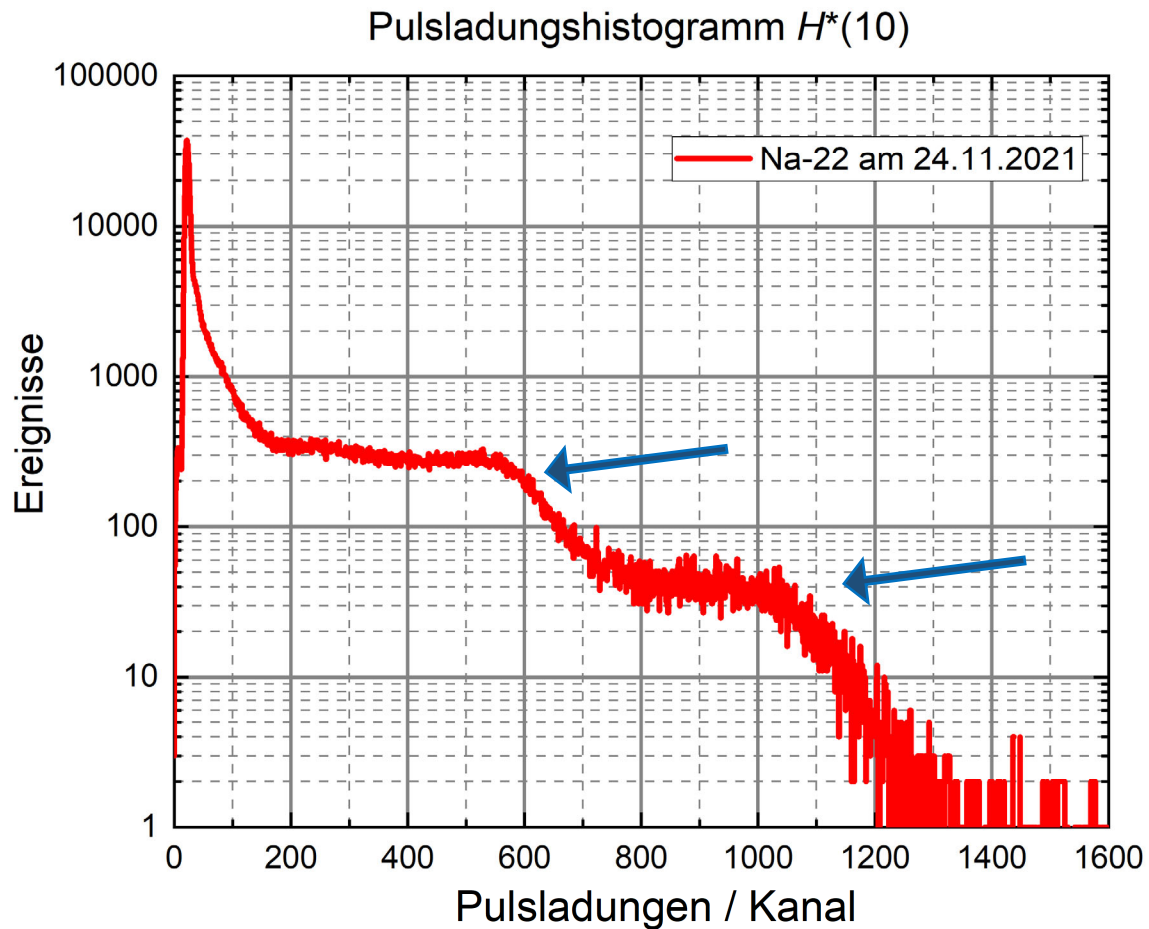


Abbildung 17: Pulsladungshistogramm des $H^*(10)$ Detektorelements einer ^{22}Na -Messung. Die jeweiligen Compton-Kanten sind deutlich sichtbar (mit Pfeilen gekennzeichnet).

In dem vorliegenden Pulsladungshistogramm einer ^{22}Na -Quelle aus dem $H^*(10)$ Detektor sind typische Strukturen erkennbar und es ist möglich, die zu den Compton-Kanten zugehörigen Kanäle des Messsystems gemäß der im Kapitel 2.4 beschriebenen Methode zu bestimmen. Die Emissionsenergien einer ^{22}Na Quelle sowie die Energiewerte der Compton-Kanten wurden in der Tabelle 1 bereits aufgeführt. Diese charakteristischen Strukturen können im Histogramm eindeutig identifiziert werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass es in Szintillatoren mit niedriger Kernladungszahl Z aufgrund der geringen Auflösung bei Energien größer als 60 keV keine Vollenergie-Peaks gibt und die maximalen Energien der Compton-Kanten mit einer Unsicherheit von 10% abgeschätzt werden.

Zur Überprüfung der Kontinuität der Datenerfassung durch das Messsystem wurden Messergebnisse von verschiedenen Tagen in die Betrachtung miteinbezogen. In der Abbildung

18 ist zu erkennen, dass die Strukturen der Histogramme aus unterschiedlichen Messtagen in der Gesamtheit übereinstimmen. Das spricht für die Stabilität des Messsystems. Die Abweichungen konnten hierbei durch die minimalen Variationen in der Position des Messsystems gegenüber der Strahlungsquelle entstanden sein.

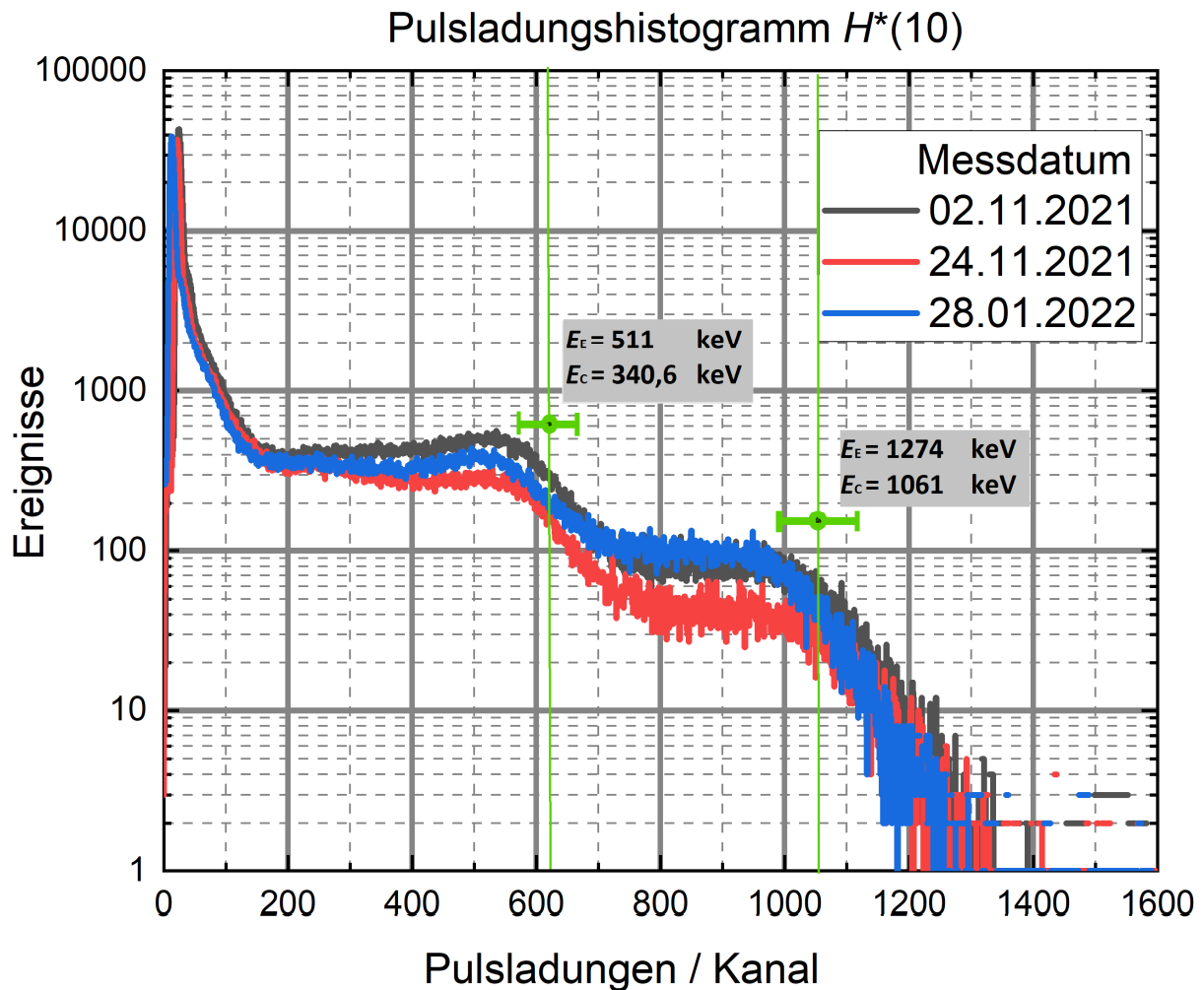


Abbildung 18: Pulsladungshistogramm einer ^{22}Na -Quelle. Zum Vergleich wurden die Messdaten aus unterschiedlichen Messungen gegenübergestellt. Die Position der Compton-Kanten mit den Energien E_c wird mit einer Genauigkeit von 10% abgeschätzt (in der Abbildung grün markiert).

Aufgrund der großen Unsicherheit bei der Bestimmung der Compton-Kanten in den Pulsladungshistogrammen ist die Auswertung der Messung verschiedener Radionuklide notwendig. Analog zum oben beschriebenen Ablauf wurden die Messergebnisse aller in Tabelle 1 aufgelisteter Quellen umgewandelt und in ein gemeinsames Histogramm eingefügt (Abbildung 19).

Pulsladungshistogramm $H^*(10)$

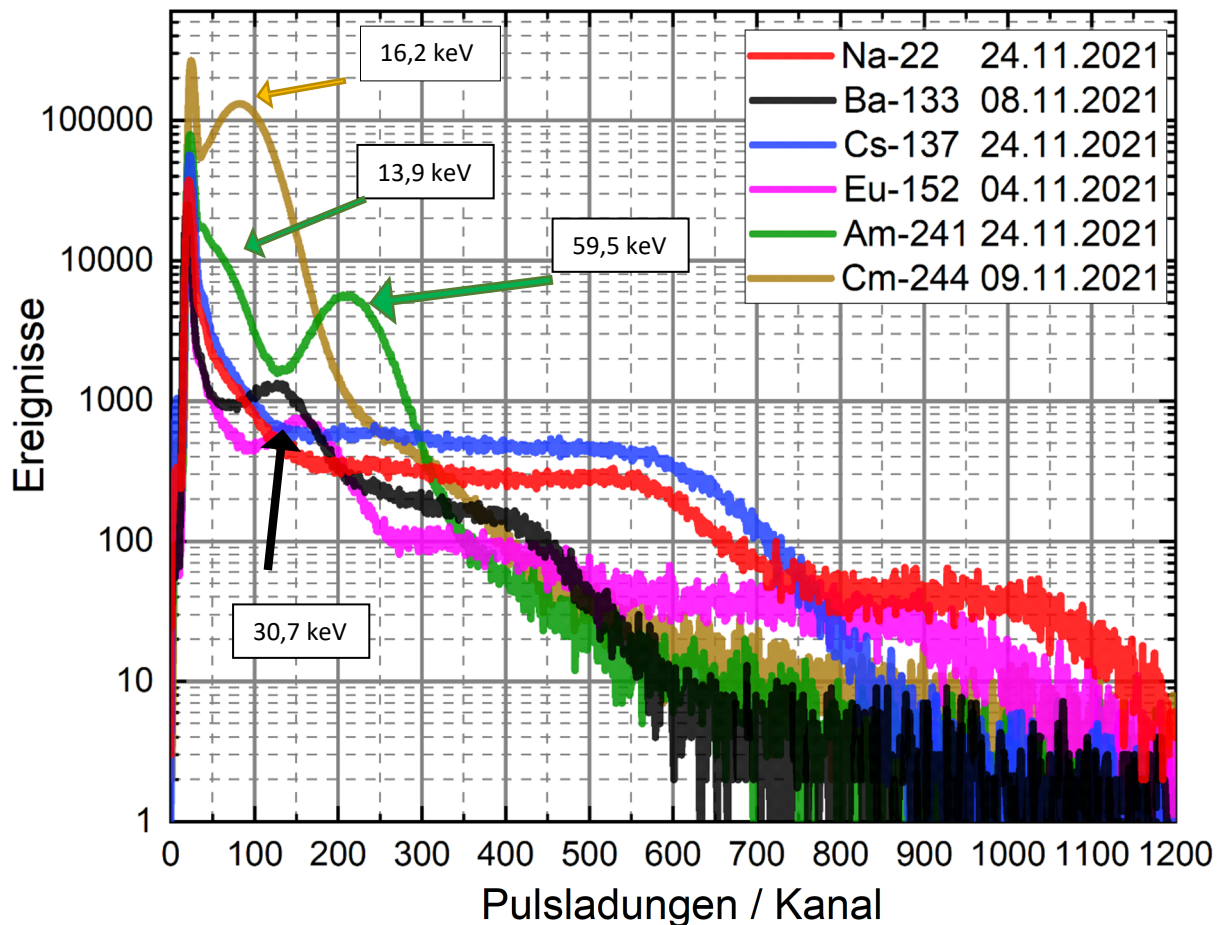


Abbildung 19: Pulsladungshistogramm des $H^*(10)$ Detektorelements. Gezeigt sind die jeweiligen Pulsladungshistogramme zu Messungen mit unterschiedlichen Quellen. Zu sehen sind sowohl die Vollenergieabsorptionen der Röntgenstrahlen als auch die Compton-Kanten. Die Energien der Compton-Kanten wurden der Tabelle 1 entnommen.

Die von den Nukliden ^{241}Am und ^{244}Cm emittierte ionisierende Strahlung besteht zum großen Teil aus Röntgenstrahlung. Diese besitzt eine zu geringe Energie, um mit dem Detektormaterial eine Compton-Wechselwirkung einzugehen. Die meiste Energie wird vollständig absorbiert, da in diesem Energiebereich der Photoeffekt dominant ist. Durch die deutlicher definierten Absorptionspeaks ist die Zuweisung der Energien zu den detektierten Pulsladungen in Kanälen in diesem Bereich genauer möglich. Zur Minimierung der möglichen Unsicherheiten wurden die Messungen der einzelnen Quellen mehrere Male wiederholt.

Das Nuklid ^{244}Cm besitzt, wie in der Tabelle 1 zu sehen, zwei Röntgenenergieemissionslinien, welche mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten und nahe beieinanderliegen: $E_1 = 14,28 \text{ keV}$

und $E_2 = 18,3$ keV. Diese sind in dem Histogramm aufgrund der geringen Energieauflösung des organische Szintillators nicht zu unterscheiden, weshalb hierbei der Mittelwert beider Energien ausgewählt wurde.

Mithilfe der in Tabelle 1 bestimmten Energien der Compton-Kanten und des vollständigen Histogramms wurde eine weitere Tabelle erstellt in der die jeweiligen Pulsladungen in Kanälen mit den zugehörigen Energien zusammengefügt werden (Tabelle 2). Hierbei wurden nur die Werte der Pulsladungen in Kanälen eingetragen, welche sich über mehrere Messungen hinweg als konstant erwiesen haben. Dabei wurde, wie bereits erwähnt, eine Unsicherheit von 10% angenommen.

Tabelle 2: Zu den Pulsladungen in Kanälen bestimmte Energien für den $H^*(10)$ Detektor.

Kanal	Energie / keV	Nuklid
$56 \pm 5,6$	13,9	^{241}Am
$83 \pm 8,3$	16,289	^{244}Cm
$126 \pm 12,6$	30,75	^{133}Ba
$155 \pm 15,5$	39,705	^{152}Eu
$211 \pm 21,1$	59,54	^{241}Am
450 ± 45	207,25	^{133}Ba
$585 \pm 58,5$	340,6	^{22}Na
700 ± 70	477,333	^{137}Cs
1060 ± 106	1061,69	^{22}Na

Da im Vorfeld die Anzahl der Kanäle bei der Umwandlung der Messdaten aus den Listmode-Dateien auf 5000 gesetzt wurde, beziehen sich in der vorliegenden Arbeit alle Werte auf diese Kanal-Breite. Für das Kalibrieren des Messsystems ist es notwendig, einen Zusammenhang zwischen den Kanälen der Detektoren und den deponierten Energien herzuleiten. Aus diesem Grund werden im Folgenden die „Pulsladungen im Kanal“ als „Kanal“ abgekürzt.

Aufgrund von mehreren nahe beieinanderliegenden Emissionsenergien der ^{152}Eu - und ^{133}Ba -Quellen könnten nur sehr wenige Punkte mit Sicherheit bestimmt werden.

Beim Vergleich der Pulsladungen in Kanälen zu den Energien fällt auf, dass mit steigenden Energien das Verhältnis gegen 1 läuft, während bei Energien zwischen 13 keV und 400 keV kein linearer Zusammenhang zu erkennen ist.

Zur Bestimmung der Kalibrierungskurve wurde im nächsten Schritt aus den Werten der Tabelle 2 eine quadratische Regressionsgleichung im Programm Origin bestimmt und nach den Unsicherheiten gewichtet (Abbildung 20).

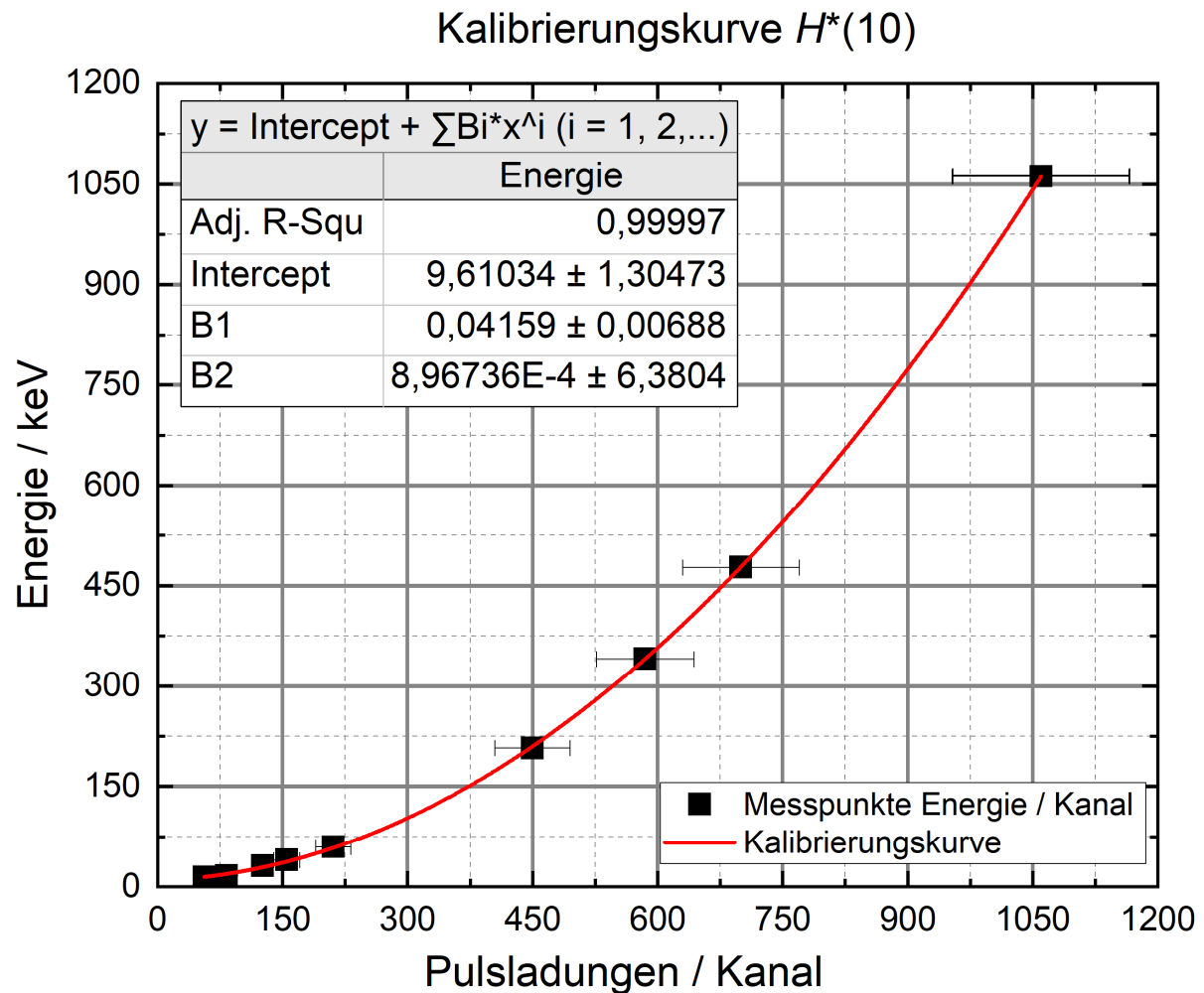


Abbildung 20: Mit Origin bestimmte Kalibrierungskurve aus den Werten der Tabelle 2. Zu sehen ist der Zusammenhang zwischen den Kanälen des Messsystems und den Emissionsenergien der verwendeten Nuklide.

Durch das Anwenden der Kalibrierungskurve auf ein Pulsladungshistogramm ist es möglich ein Energiehistogramm zu erstellen (Abbildung 21). Die Berechnung der Energien erfolgt dabei nach der aus der Kalibrierung ermittelten Formel:

$$\text{Energie} = 8,96736\text{E-}4 \cdot (\text{Kanal})^2 + 0,04159 \cdot \text{Kanal} + 9,61034 \quad (13)$$

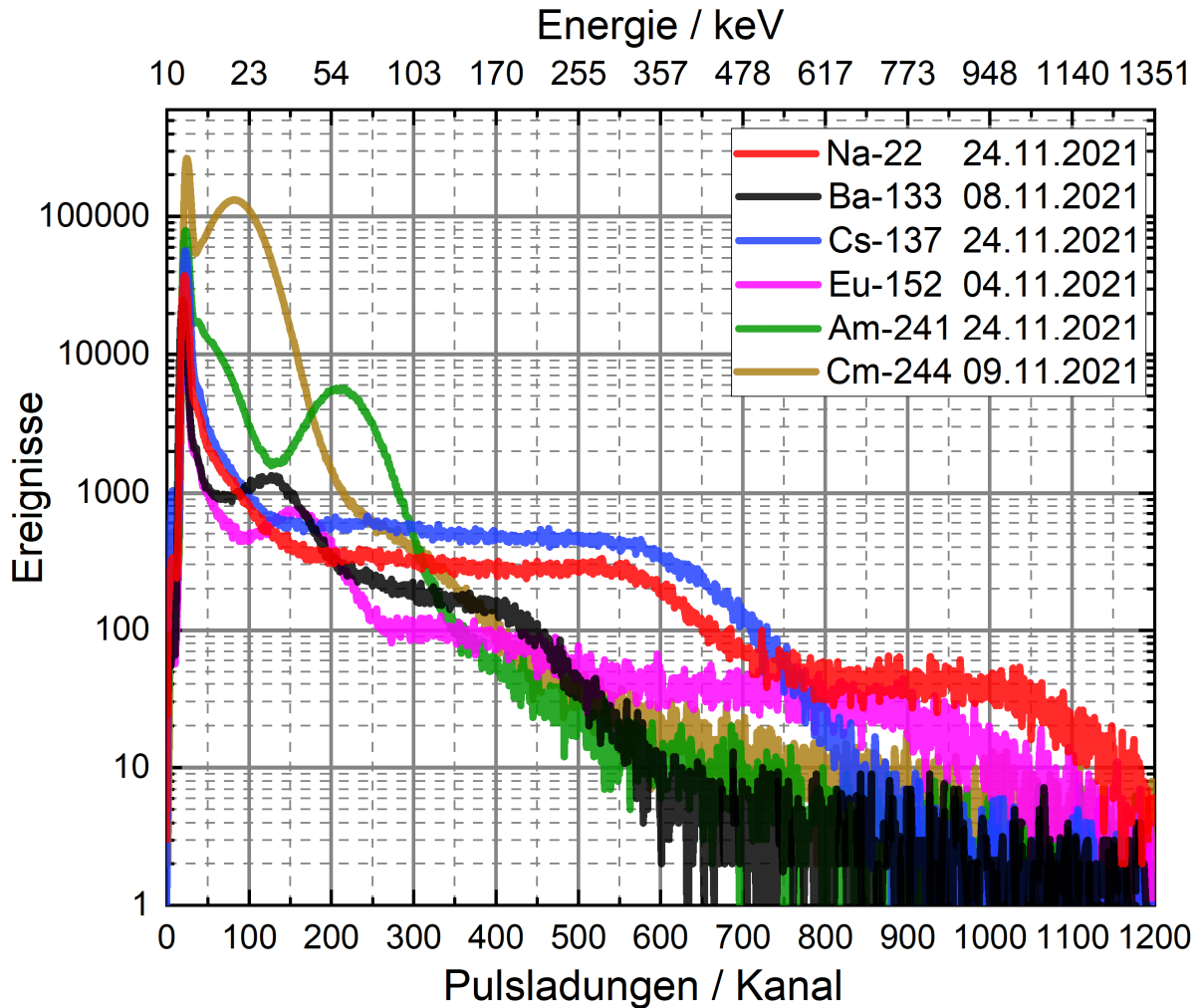


Abbildung 21: Energie und Pulsladungshistogramm des H*(10) Detektors. Die Energieachse (oben) mit den zugehörigen Pulsladungen (unten).

Wird der Bereich des Energie-Pulsladungshistogramms von 0 bis 130 keV betrachtet, sieht man, dass nach dem vermutlichen Untergrundpeak das Messsystem in der Lage ist, Photonen mit Energien ab etwa 12 bis 13 keV zu detektieren und nachzuweisen. Eine vergrößerte Darstellung ist in der Abbildung 22 zu sehen.

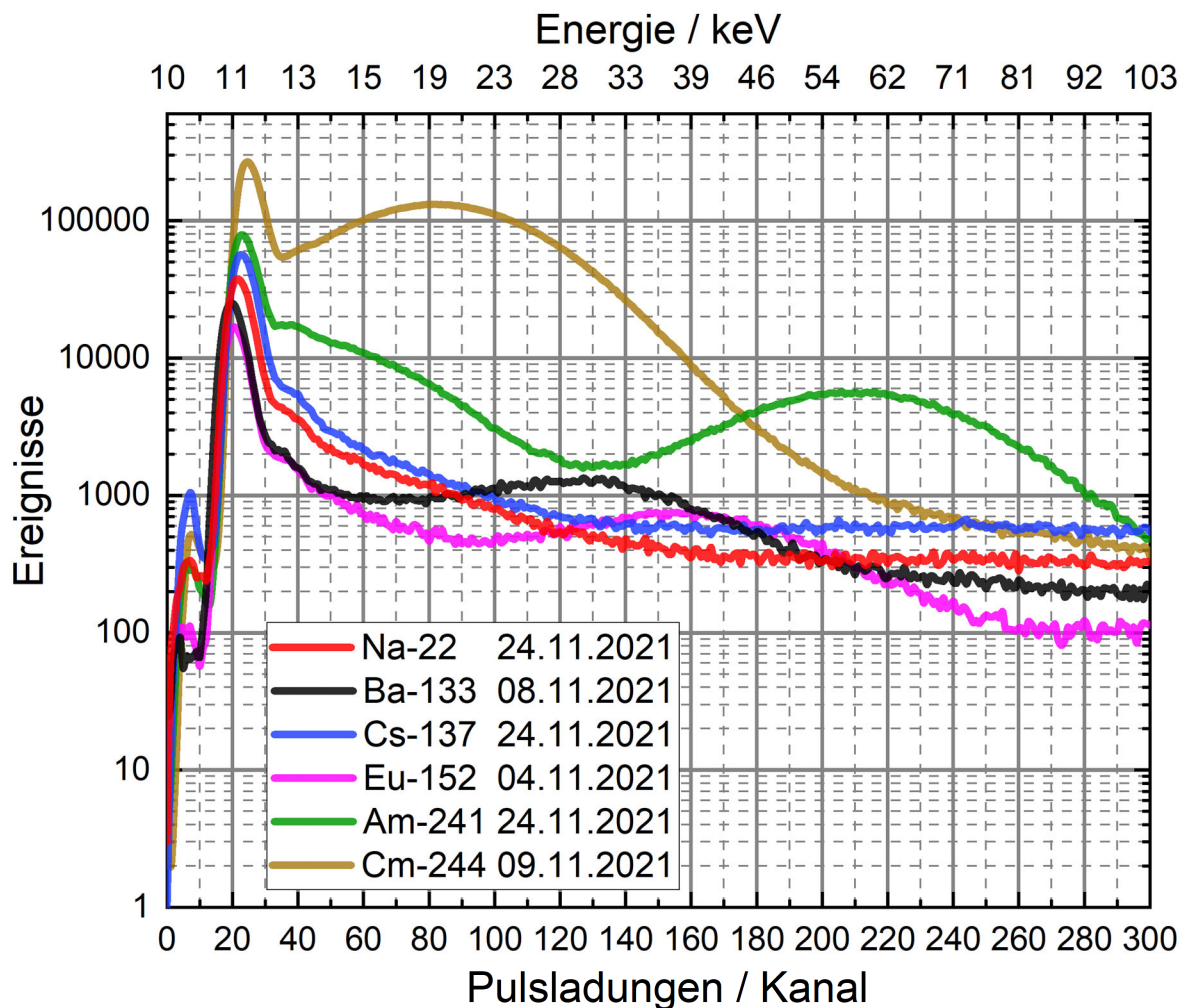


Abbildung 22: Energie- und Pulsladungshistogramm des $H^*(10)$ Detektors im Bereich bis 100 keV. Die Energieachse (oben) mit den zugehörigen Pulsladungen (unten). Zu erkennen ist der Untergrundpeak zwischen Kanal 0 und 35 bei allen Messkurven.

Auffällig ist hierbei, dass die Energien, welche aus der Kalibrierungskurve bestimmt wurden, bei Kanälen zwischen 0 und 100 von den tatsächlichen abweichen. Bei der Auswertung wurde für das Nuklid ^{244}Cm der Energiepeak als Mittelwert zwischen 14,2 keV und 18,2 keV angenommen. In der Abbildung 22 ist jedoch eine starke Verschiebung zu sehen. Ähnliches gilt für den Verlauf der ^{241}Am -Werte. Die Ursache dafür liegt in der berechneten Kalibrierungskurve, welche einen Offset von $(9,61 \pm 1,3)$ keV aufweist. Dadurch kann es passieren, dass Ereignisse im Energiebereich zwischen 0 und 20 keV bei der Auswertung höher gewichtet werden.

4.2 Bestimmung des Untergrundsignals

In den Pulsladungshistogrammen sind im Bereich von kleinen Pulsladungen sehr hohe Ereigniszahlen zu verzeichnen. Diese stammen jedoch nicht aus den Energieemissionsspektrum der verwendeten Quellen. Aus diesem Grund wird angenommen, dass es sich hierbei um Untergrundsignale handelt. Um dies genauer zu untersuchen, wurden, wie bereits im Kapitel 3.1.2 erwähnt, Messungen in Abwesenheit von Strahlungsquellen vollzogen. Die Daten aus diesen Messungen wurden analog zur in 4.1 beschriebenen Auswertung ermittelt.

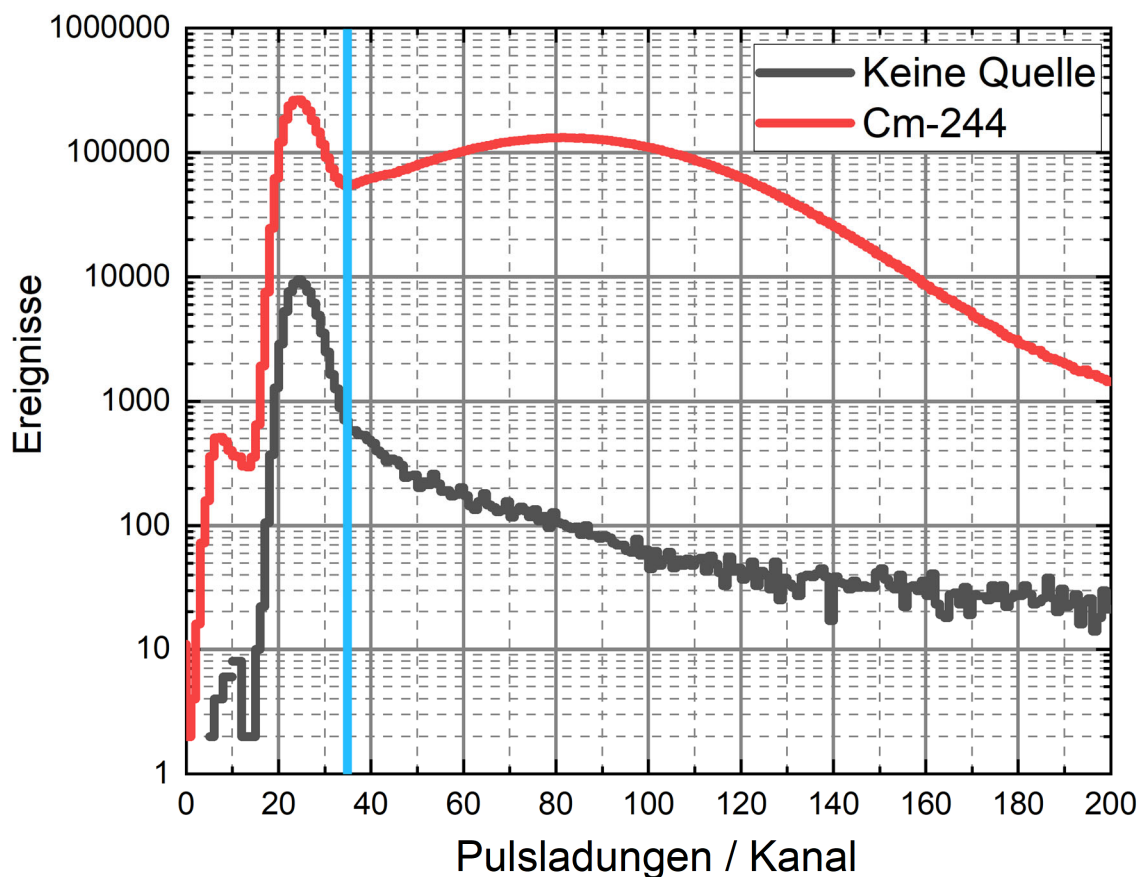


Abbildung 23: Gezeigt sind zwei Pulsladungshistogramme von einer Untergrundmessung (ohne Quelle) und einer Messung mit externem Strahlungsfeld (^{244}Cm -Quelle).

Wie in der Abbildung 23 zu sehen, verläuft die Kurve des Pulsladungshistogramms im Bereich zwischen Kanal 0 und Kanal 35 identisch sowohl mit als auch ohne eine Strahlungsquelle. Dieser Verlauf ist ebenfalls in der Abbildung 22 zu sehen. Somit kann hierbei von einem Untergrundsignal ausgegangen werden.

Die dabei bestimmten Grenzen für das Untergrundsignal liegen bei Kanal 35 für den $H^*(10)$ Detektor und bei Kanal 40 für den $H'(0,07)$ Detektor. Diese Grenzen werden in den nachfolgenden Auswertungen mitberücksichtigt und bei der Kalibrierung des Messsystems beachtet. Die untere Messgrenze liegt somit bei ca. 10 keV für den $H'(0,07)$ Detektor und bei ca. 12 keV für den $H^*(10)$ Detektor.

4.3. Bestimmung der Kalibrierungskurve für $H'(0,07)$ Detektor

Aufgrund der unterschiedlichen Größen der Szintillatoren und unterschiedlicher Einstellungen des DAQ-System für beide Detektoren ist es nicht möglich, die Kalibrierungsparameter von dem $H^*(10)$ Detektor auf den $H'(0,07)$ zu übertragen. Die Bestimmung der Kalibrierungskurve muss hierfür separat geschehen.

Analog zum in 4.1. beschriebenen Ablauf wurden Pulsladungshistogramme für den $H'(0,07)$ Detektor erstellt und ausgewertet (Abbildung 24).

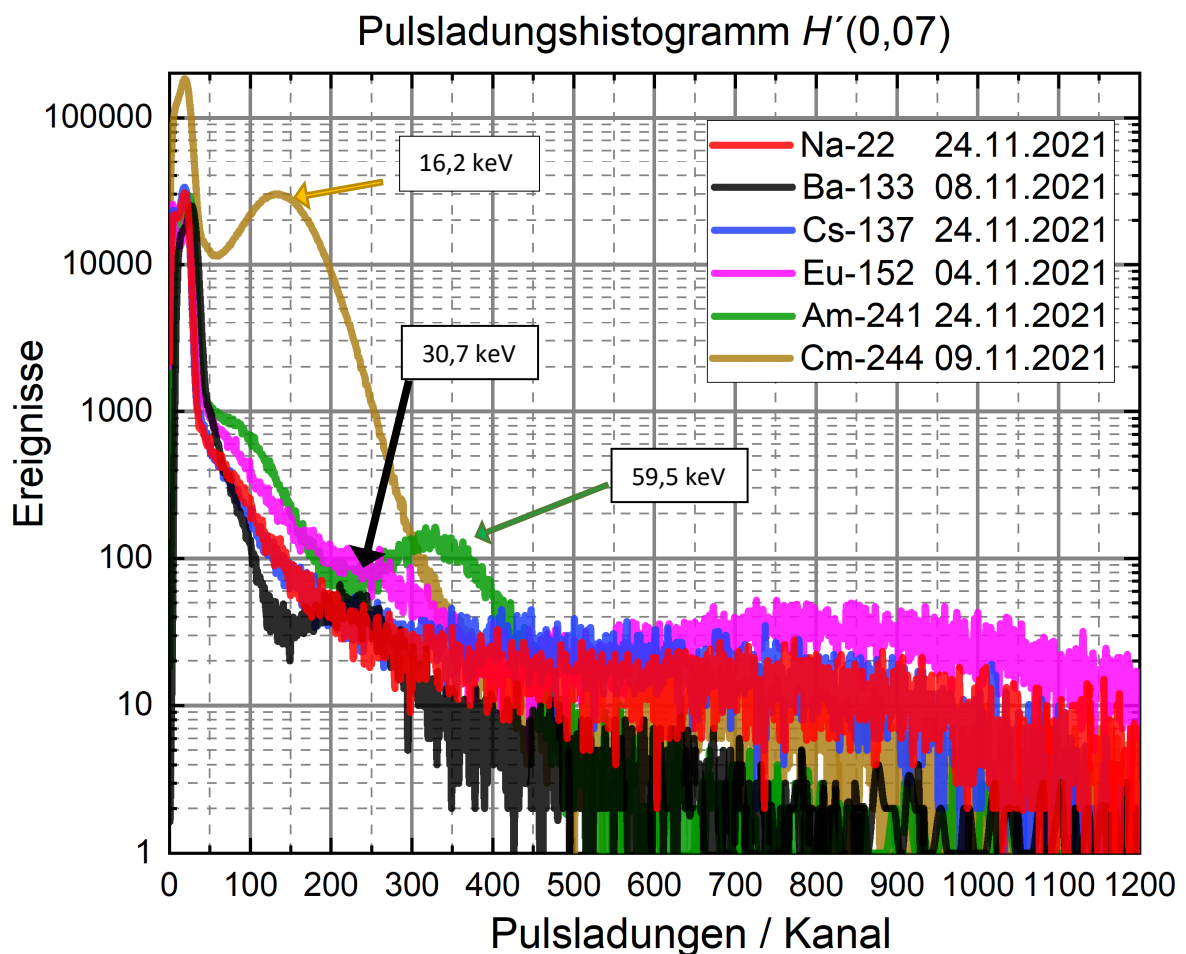


Abbildung 24: Pulsladungshistogramm des $H'(0,07)$ Detektors. Die durch Röntgenstrahlung verursachten Absorptionsspeaks sind gut zu erkennen, während die Compton-Kanten von Photonen höherer Energien verschmiert werden.

Hierbei ist auffällig, dass die typischen Strukturen der Energieemissionsspektren wesentlich schwerer zu identifizieren sind, da die höher energetischen Photonen nicht mit dem Szintillatormaterial wechselwirken und somit nicht detektiert werden.

Aus diesem Grund wurden die Pulsladungen der Röntgenstrahlen als Hauptreferenz ausgewählt, da diese besser in dem Pulsladungshistogramm zu erkennen sind. Die Zuweisung der Energien zu den jeweiligen Kanälen erfolgte analog zum im Kapitel 4.2 beschriebenen Ablauf. Die Unsicherheit wurde hierbei auf 5% gesetzt.

Tabelle 3: Zu den Pulsladungen in Kanälen bestimmte Energien für den $H'(0,07)$ Detektor.

Kanal	Energie / keV	Nuklid
104 ± 5,2	13,9	²⁴¹ Am
140 ± 7	16,288	²⁴⁴ Cm
211 ± 10,55	30,75	¹³³ Ba
259 ± 12,95	39,7	¹⁵² Eu
330 ± 16,5	59,54	²⁴¹ Am
854 ± 42,7	340,6	²² Na

Die aus den Werten der Tabelle 3 in Origin ermittelte Kalibrierfunktion ähnelt, wie erwartet, der für den $H^*(10)$ Detektor (Abbildung 25). Die ermittelte Kalibrierungskurve für Energien pro Kanal hat die Form:

$$\text{Energie} = 4,41778\text{E-}4 \cdot (\text{Kanal})^2 + 0,001323 \cdot \text{Kanal} + 7,10369 \quad (14)$$

Anhand dieser Kalibrierungsfunktion wurde zum Ablauf in 4.1 ein Energie-Pulsladungshistogramm für den $H'(0,07)$ Detektor erstellt, das in der Abbildung 25 zu sehen ist.

Kalibrierungskurve $H(0,07)$

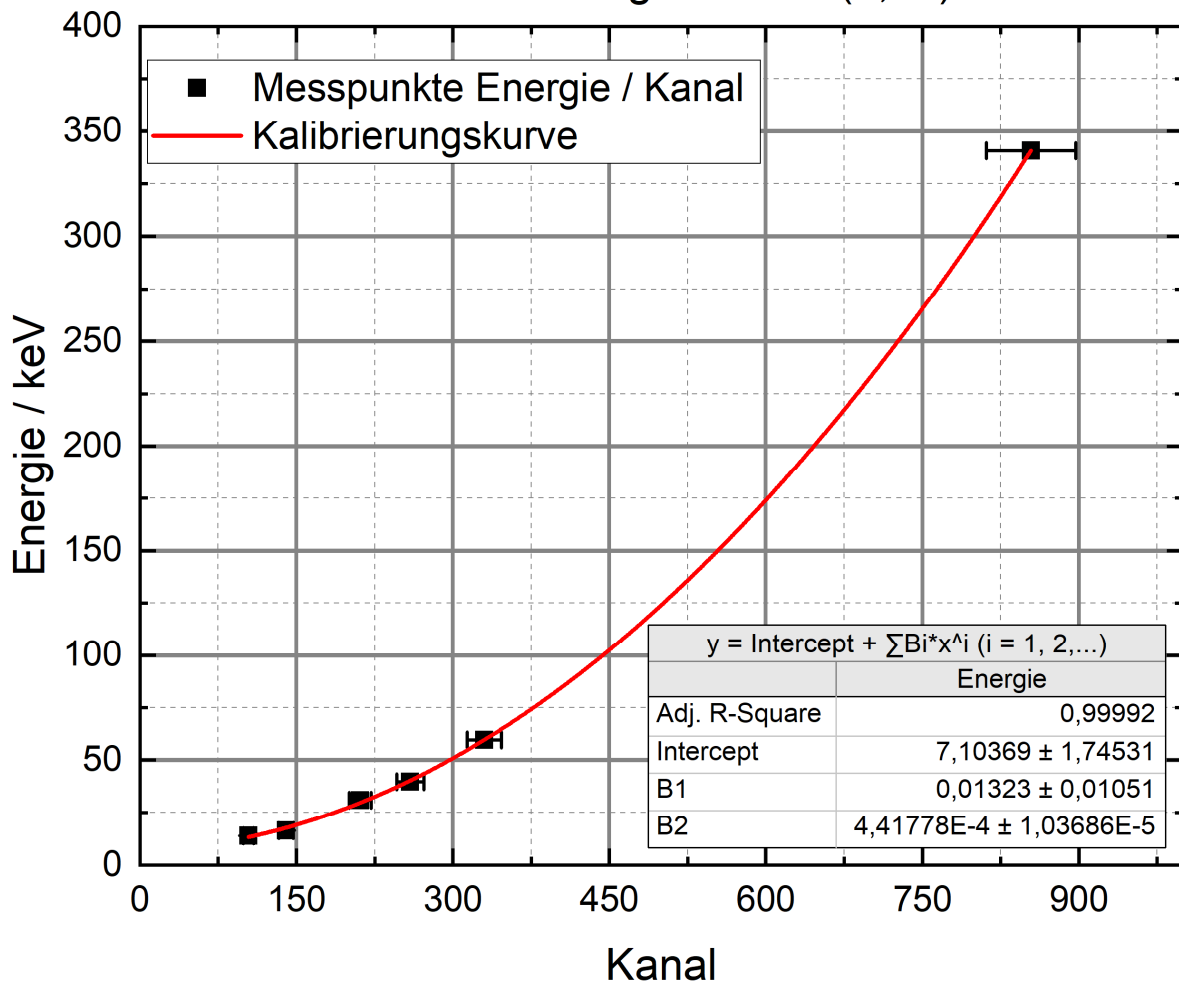


Abbildung 25: Mit Origin bestimmte Kalibrierungskurve aus den Werten der Tabelle 2. Zu sehen ist der Zusammenhang zwischen den Kanälen des Messsystems und den Energien.

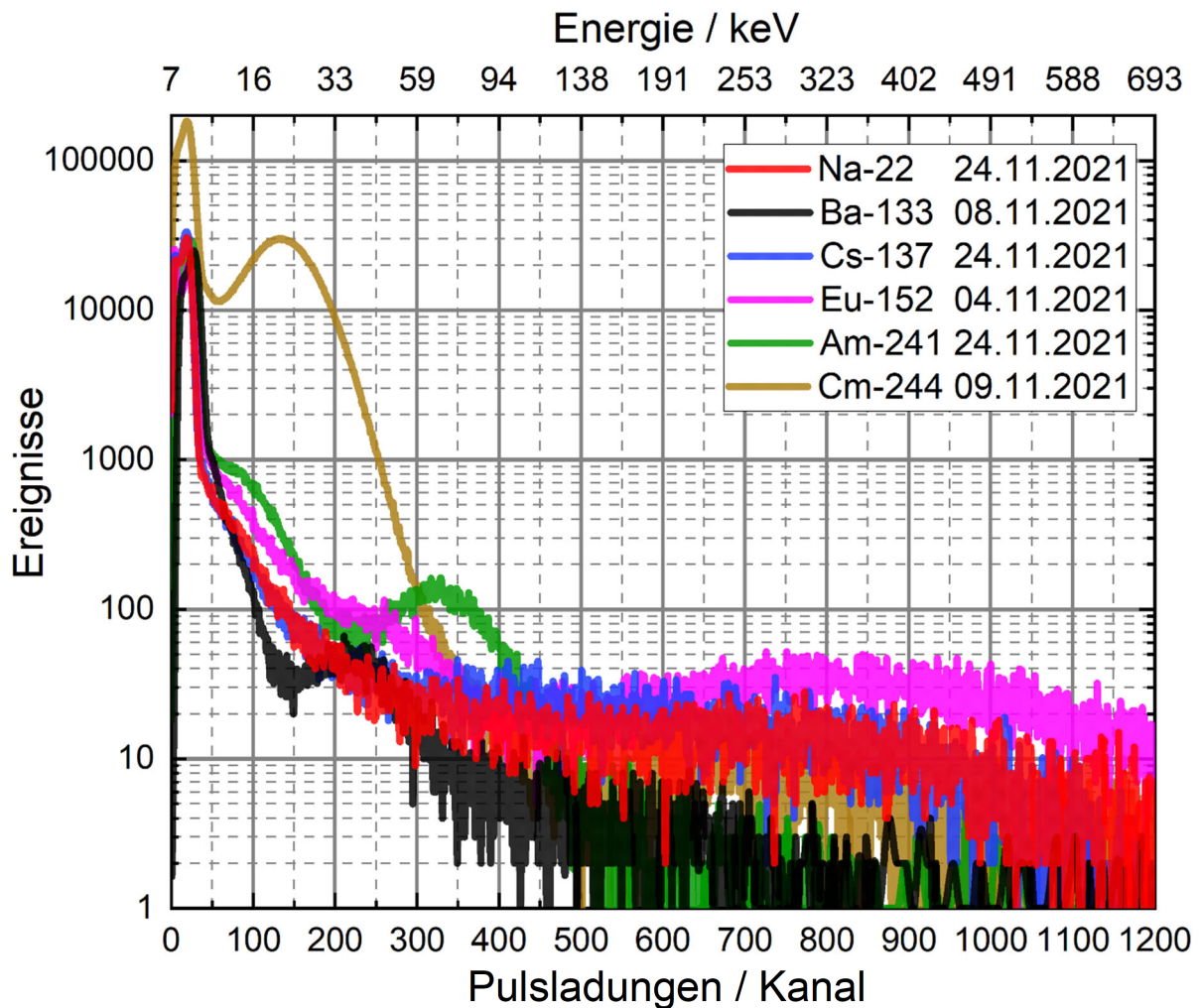


Abbildung 26: Energie und Pulsladungshistogramm des $H^*(0,07)$ Detektors. Die Energieachse (oben) mit den zugehörigen Pulsladungen (unten).

Ähnlich wie bei den kalibrierten Energien des $H^*(10)$ Detektors, sind Abweichungen im Bereich der niedrigen Energien zu verzeichnen. Der mathematische Energie-Peak der ^{244}Cm -Quelle (ca. 19 keV) weicht somit von dem als Mittelwert der Emissionsenergie (16,23 keV) ab, der zwischen 14,2 keV und 18,2 keV angenommen worden war. Der Offset der Kalibrierungsfunktion ist hier jedoch bei $(7,1 \pm 1,75)$ keV, wodurch die Abweichung etwas geringer ausfällt.

4.4 Vergleich der Ortsdosisleistung mit den Kalibrierparametern

Für die Berechnung der Dosis nach der Formel (1) muss zunächst aus den Messdaten die deponierte Energie bestimmt werden. Dies kann erfolgen indem die pro Kanal K registrierten Ereignisse R mit den aus der Kalibrierungsfunktion F bestimmten Energien E_k ein Produkt

bilden. Dadurch erhält man die deponierte Energie E_{dk} pro Kanal. Die Summe über alle pro Kanal deponierten Energien entspricht dabei der gesamten deponierten Energie E_{Dg} der Messung.

$$E_{Dg} = \sum_K E_{dk} = \sum_K R \cdot F(K) \quad (15)$$

Bei der Umwandlung der Daten aus dem Listmode-Format in Pulsladungshistogramm die Anzahl der Kanäle auf 5000 gesetzt (vgl. Kapitel 4.1) und im Kapitel 4.3 wurden die Grenzen des Untergrundsignals bestimmt. Damit erfolgt die Summation in der Formel von der jeweiligen Untergrundgrenze bis zum Kanal 5000.

Für die $H^*(10)$ -Referenzmessung wurde der Dosisleistungsmonitor Berthold LB 123 verwendet. Dieser misst jedoch nur Energien im Bereich von 30 keV bis 1,3 MeV. Dadurch kann es zu größeren Abweichungen zwischen den Messwerten kommen.

Mit der gesamten deponierten Energie kann im nächsten Schritt die Berechnung der Dosis nach der Formel (1) vollzogen werden, da die Massen der Szintillatoren bekannt sind. Im letzten Schritt wird die Dosisleistung nach der Formel 2 bestimmt. Die Ergebnisse der jeweiligen Messungen für den $H^*(10)$ Detektor sind in der Tabelle 4 aufgelistet. Die Ergebnisse des $H^*(0,07)$ sind in der Tabelle 5 zu finden.

Tabelle 4: Berechnete Dosis und Dosisleistungswerte der $H^*(10)$ -Messungen. Zur Referenz sind die Messergebnisse des Dosisleistungsmessgerätes „Berthold LB 123“ mit angegeben. Bei ^{22}Na und ^{241}Am wurden zum Vergleich unterschiedliche Messungen einbezogen.

Nuklid	Deponierte Energie / J	Energiedosis / μGy	Bestrahlungszeit / s	Dosisleistung aufgenommen mit dem Messsystem / $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$	Dosisleistung aufgenommen mit dem Berthold LB 123 / $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$
^{22}Na	6,92E-09	0,96	1604,10	2,15	2,36
^{22}Na	2,56E-09	0,35	600,72	2,12	2,35
^{22}Na	5,63E-09	0,78	1281,32	2,19	keine Messung
^{133}Ba	9,99E-10	0,15	1601,48	0,32	0,35
^{137}Cs	8,45E-09	1,17	2358,33	1,79	1,80
^{152}Eu	9,85E-10	0,14	1601,01	0,30	0,28
^{241}Am	7,69E-09	1,07	1476,69	2,61	1,92
^{241}Am	1,02E-08	1,41	1601,5	3,17	2,24

²⁴⁴ Cm	3,56E-08	4,94	2700	6,58	keine Messung
-------------------	----------	------	------	------	---------------

Tabelle 5: Berechnete Dosis und Dosisleistungswerte der $H'(0,07)$ -Messungen. Referenzwerte sind hierbei nicht vorhanden. Bei ²⁴¹Am wurden zum Vergleich unterschiedliche Messungen miteinbezogen.

Nuklid	Deponierte Energie / J	Energiedosis / μGy	Bestrahlungszeit / s	Dosisleistung aufgenommen mit dem Messsystem / $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$
²² Na	5,86E-10	3,17	1604,10	7,11
¹³³ Ba	7,06E-11	0,53	1601,48	1,19
¹³⁷ Cs	5,18E-10	2,84	2358,33	4,33
¹⁵² Eu	1,47E-10	0,82	1601,01	1,84
²⁴¹ Am	3,93E-10	2,27	1476,69	5,19
²⁴¹ Am	4,56E-10	2,47	1601,5	5,54
²⁴⁴ Cm	9,74E-09	52,74	2700	70,32

Anhand der Tabelle 4 ist zu erkennen, dass die berechneten Dosiswerte starke Abweichungen zu den Berthold LB 123-Referenzwerten bei Strahlungsquellen aufweisen, bei denen die Energieemissionsspektren im Bereich zwischen 10 keV und 60 keV liegen. Die Überschätzung der Dosisleistungen kann zwei Ursachen haben. Zum einen hat das Messsystem eine höhere Sensibilität bezüglich niederenergetischer Strahlen als das Referenz Dosisleistungsmessgerät LB 123. Zum anderen werden die detektierten Pulsladungen im bereits erwähnten Bereich aufgrund der Verschiebung der Kalibrierungsfunktion (13) stärker gewichtet.

Die Tabelle 5 zeigt die berechneten Dosisleistungen für den $H'(0,07)$. Diese Werte sind, aufgrund der enormen Massenunterschiede der Szintillatoren, erwartungsgemäß viel höher als $H^*(10)$ -Dosisleistungen. Da keine weiteren Dosisleistungsmessgeräte zu Überprüfung der Werte $H'(0,07)$ existieren, wurden hierbei auch keine Referenzwerte angegeben.

Eine Möglichkeit zur Überprüfung der $H'(0,07)$ Werte ist die Überprüfung mit den Konversionsfaktoren nach den Vorgaben der ICRU gemäß der DIN 6818- 1:2004-08, welche zur Kalibrierung von Strahlenschutzdosimetern verwendet werden. Diese Werte sind jedoch definiert für monoenergetische Photonenstrahlungen. Die, bei den Messungen verwendeten Quellen, besitzen jedoch breite Energieemissionsspektren.

Um die Genauigkeit des Messsystems für Richtungs-Äquivalentdosis $H'(0,07)$ zu überprüfen, muss eine Messung mit monoenergetischer Photonenstrahlung erfolgen.

4.5 Auswertung der Messung im gepulsten Strahlungsfeld

Prüfung im gepulsten Strahlungsfeld

Der erste Schritt bei der Auswertung der Messung im gepulsten Strahlungsfeld ist die Überprüfung, ob bei dem in 3.2.1 beschriebenen Aufbau ein gepulstes Feld entstanden ist.

Dafür wurden die Listmode-Daten mithilfe des vom Serious Dynamics bereitgestellten Programms in Zählraten-Diagramme umgewandelt. Ein Zählratenhistogramm ist in der Abbildung A2 zu sehen. Die Anzahl der Pulse Q wurde nach den zugehörigen Zeitstempel t sortiert. Für die Analyse wurde bei der Umwandlung der Listmode-Dateien die Bin-Breite für die Zeitintervalle auf 0,001 s gesetzt sowie ein Zeitabschnitt von 10 Sekunden ausgewählt.

Sollte es sich bei der Messung um ein gepulstes Strahlungsfeld handeln, so wäre man in der Lage, mithilfe der Fouriertransformation die Frequenz f des gepulsten Feldes aus der Zählrate zu bestimmen.

Die Fourier-Transformation der Messergebnisse wurde mithilfe des Programms Origin berechnet und in Form eines Frequenz-Amplituden-Diagramms dargestellt (Abbildung 27). Die Abtastung erfolgte hierbei mit einem Intervall von 0,001 s analog zu der gesetzten Zeit-Bin-Breite.

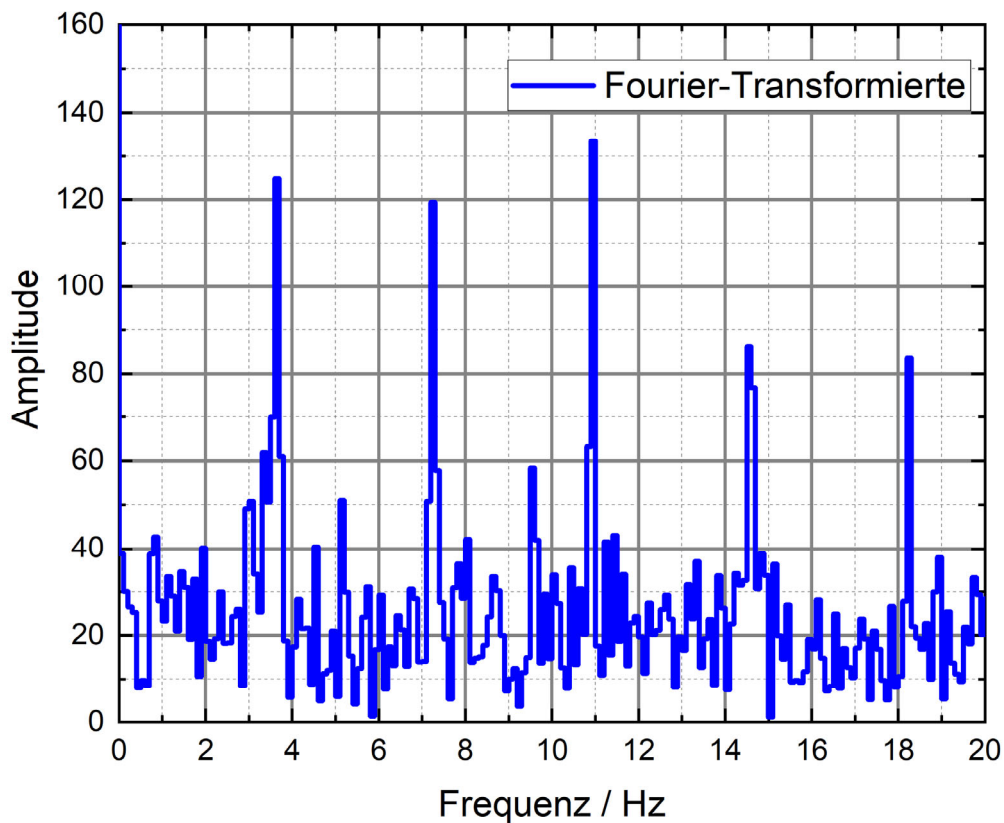


Abbildung 27: Amplituden-Frequenzhistogramm nach einer Fouriertransformation des Zählratenhistogramms der Messung mit einer langsamen Drehung. Zu erkennen ist die Frequenz von 3,7 Hz und weitere Vielfache dieser Frequenz.

Aus dem Ergebnis der Fouriertransformation lässt sich darauf schließen, dass es sich hierbei um ein gepulstes Strahlungsfeld handelt. Das Fouriertransformierte Diagramm von einer weiteren Messungen mit höherer Frequenz ist im Anhang unter A3 zu finden.

Stabilität des Messsystems

Im nächsten Schritt der Auswertung muss das Verhalten des Messsystems im gepulsten Strahlungsfeld geprüft werden. Zunächst wird der Einfluss der Frequenz des gepulsten Strahlungsfeldes auf das System untersucht. Es wird erwartet, dass das Messsystem gemäß der gestellten Anforderung des PTB nicht durch hohe Pulsfrequenzen gestört wird und in der Lage ist, dosistreu zu messen. Dazu werden zunächst Pulsladungshistogramme erstellt und verglichen. Die Umwandlung der Listmode-Daten erfolgte hierbei analog zu dem im Kapitel 4.1 beschriebenen Ablauf.

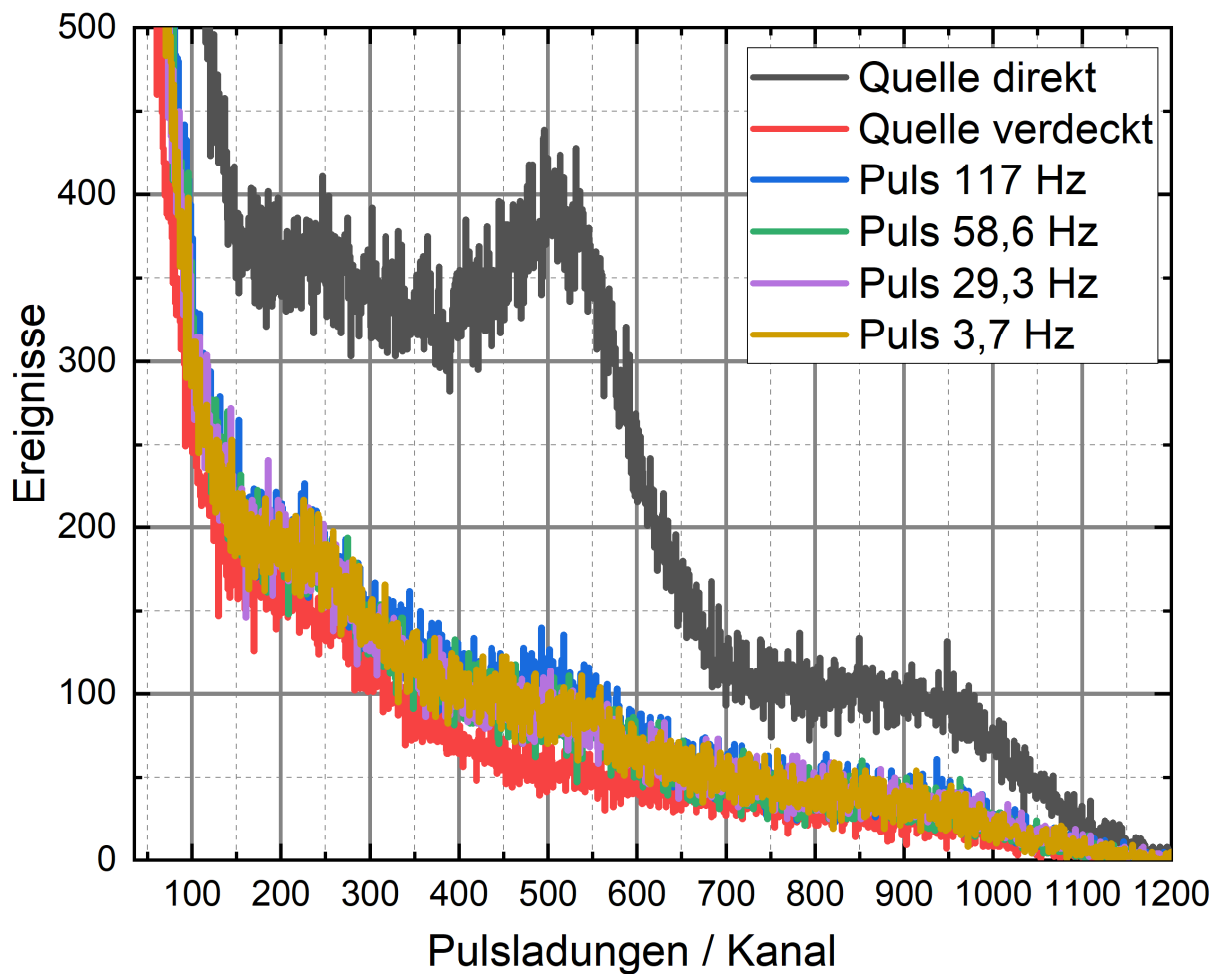


Abbildung 28: Pulsladungshistogramme dynamischer Messungen mit unterschiedlichen Frequenzen. Die Messung erfolgte mit einer ^{22}Na -Quelle nach dem Aufbau in der Abbildung 15.

Wie in der Abbildung 28 zu sehen, ist der Verlauf der Histogramme sowohl bei niedrigen Frequenzen wie $f = 3,7$ Hz als auch bei sehr hohen $f = 117$ Hz nahe zu identisch. Ein weiteres Pulsladungshistogramm ist im Anhang unter A4 zu finden.

Dosismessung im gepulsten Strahlungsfeld

Der nächste Schritt ist die Überprüfung, ob sich die Dosis D_P aus der gepulsten Messung aus den Dosisanteilen der statischen Messungen bestimmen lässt. Die hier beschriebene Auswertung bezieht sich nur auf die Messungen mit dem in der Abbildung 16 dargestellten Aufbau.

Hierfür werden die Dosiswerte für die gepulste Strahlung bestimmt und mit den Werten von statischen Messungen verglichen. Die Bestimmung der Dosiswerte erfolgt dabei nach der Formel (15) analog zu der im Kapitel 4.4 beschriebenen Methode. Neben der Dosis für die gepulste Strahlung wurden die Dosen für kontinuierliche Messungen mit einer abgeschirmten Quelle und einer direkten Quellenexposition bestimmt.

Eine gepulste Messung kann idealisiert als Abfolge von mehreren einzelnen statischen Messungen angenommen werden, sodass die Dosis D_p der gepulsten Messung sich als der gewichtete Mittelwert aus den statischen Dosen D_d und D_v berechnen lässt.

$$D_p \approx D_d \cdot A + D_v \cdot B \quad (16)$$

Die Faktoren A und B sind Wichtungsfaktoren der statischen Messung. Die jeweiligen Wichtungsfaktoren hängen hierbei von der Geometrie des Drehrades mit den Strahlungsquellen als auch von der Öffnung in der Abschirmung ab. Die jeweiligen Abmessungen wurden im Kapitel 3.1.1 aufgelistet. Die Wichtungsfaktoren werden hierbei als Kreisbogenanteile definiert und lassen sich mit:

$$B = 1 - A = 1 - \frac{d}{2\pi r} \quad (17)$$

berechnen. Dabei entspricht d aufgrund von Dreifachsymmetrie des Rades dem $\frac{1}{3}$ des Durchmesser der Öffnung in der Abschirmung und r dem Abstand der Quelle zum Drehzentrum. Die berechneten Dosiswerte sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Tabelle 6: Vergleich der gemessenen Dosis im gepulsten Feld und der berechneten Dosis aus den statischen Werten.

Messung	Dosis / μGy	Formelzeichen
statisch Quelle direkt	1,38	D_d
statisch Quelle verdeckt	0,33	D_v
gepulstes Feld mit $f = 58,6\text{Hz}$	0,45	D_p
gewichtete Berechnung	0,41	

Der ermittelte Wert für die Dosis aus den statischen Komponenten befindet sich im erwarteten Bereich. Daraus lässt sich ableiten, dass das Messsystem keine Abweichungen im Verhalten beim Messen im gepulsten Strahlungsfeld aufweist. Die Messergebnisse können

hierbei rechnerisch aus den Werten eines kontinuierlichen Feldes abgeleitet werden. Die Unsicherheit beträgt hierbei ca. 9% .

4.6. Messung an dem PTB

Die in 3.2.2 beschriebene Prüfmessung an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig wurde von Dr. Theresa Werner und Dr. Thomas Kormoll unter den Bedingungen der ISO 4937 (N-Serie) durchgeführt und ausgewertet. Ziel dabei war der Vergleich der gemessenen Werte für $H^*(10)$ und $H'(0,07)$ des Prototyps des Ortsdosisleistungsmessgeräts mit den zugehörigen Referenzwerten der PTB und der daraus resultierenden Eignung zum Einsatz in gepulsten Strahlungsfeldern.

Hierfür wurden zunächst analog zum Kapitel 4.5 aus den aufgenommenen Zählratenhistogramm der Messdaten mittels der Fouriertransformation die Frequenzen des externen Bestrahlungsfeldes zur Überprüfung bestimmt.

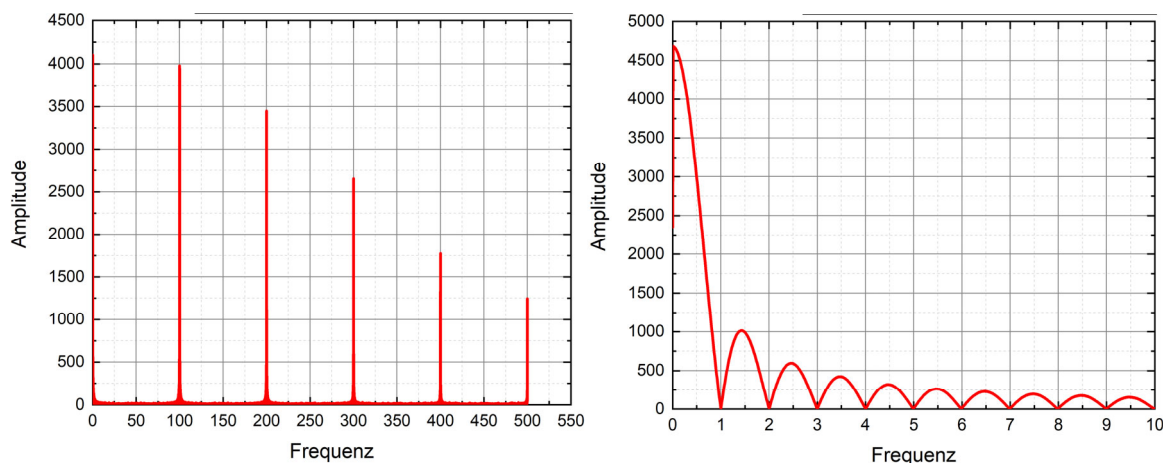


Abbildung 29: Amplituden-Frequenzhistogramme nach einer Fouriertransformation der Zählratenhistogramme zweier Messungen. Links zu sehen ist eine Messung im gepulsten Strahlungsfeld mit der Zeitstruktur $f = 100\text{Hz}$ und einer Pulsdauer von 1 ms und rechts die von einer Messung mit $f = 0,5\text{ Hz}$ und der Pulsdauer von 1 s.

Wie in der Abbildung 29 zu sehen, ist es möglich, aus den Messdaten des Prototyps die Frequenz des gepulsten Strahlungsfeldes genau zu bestimmen. Daraus lässt sich ableiten, dass das Ortsdosisleistungsmessgerät aufgrund der geringen Totzeit in der Lage ist, sehr kurze Pulse zu detektieren, und dass es damit die gestellten Anforderungen erfüllt.

Im nächsten Schritt wurden die gemessenen Dosiswerte für $H^*(10)$ und $H'(0,07)$ mit den Referenzwerten der PTB verglichen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 30

dargestellt. Hierfür wurden mehrere Messungen unter unterschiedlichen Bedingungen (Variation von Pulsdosisleistung und Frequenz) gemäß der N-Serie nach ISO 4037 ausgewertet.

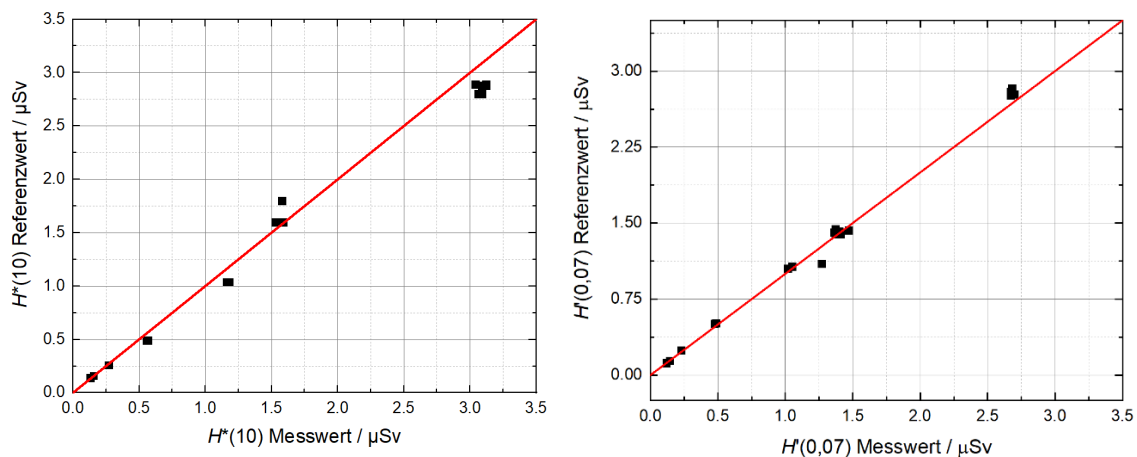


Abbildung 30: Zu sehen sind die Referenzdosiswerte über den gemessenen Dosiswerten für $H^*(10)$ links und für $H'(0,07)$ rechts. Rot dargestellt ist der Idealfall mit absoluter Übereinstimmung der Messwerte gegenüber der Referenzwerte [29].

In der Abbildung 30 ist zu sehen, dass die Mehrheit der Messwerte dicht an der Ideallinie liegt. Dies bedeutet, dass das Messsystem in gepulsten Strahlungsfeldern zuverlässige Dosismesswerte liefern kann. Anhand dieser Ergebnisse kann bestätigt werden, dass die in dieser Arbeit bestimmten Kalibrierfunktionen und Kalibrierungsparameter für beide Detektoren des Messsystem richtig sind.

5 Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, das neu entwickelte Dosisleistungsmesssystem zur Messung der Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ und der Richtungs- Äquivalentdosis $H'(0,07)$ in bekannten, kontinuierlichen Strahlungsfeldern zu kalibrieren und die Funktionsweise in gepulsten Strahlungsfeldern zu prüfen.

Dazu wurden zunächst mehrere Messungen mit dem Prototyp in kontinuierlichen Photonenstrahlungsfeldern von bekannten radioaktiven Nukliden durchgeführt. Aus den Listmode-Daten der Messungen wurden mithilfe des von Serious Dynamics bereitgestellten Programms Pulsladungshistogramme erstellt. Durch die Verwendung eines organischen Szintillatormaterials mit einer geringen Kernladungszahl war die zu erwartende

Wechselwirkung im Detektor - die Compton-Streuung sowie der Photoeffekt - bei geringen Energien zu beobachten.

Anhand der Strukturen der Ereignisse über den Pulsleistungen pro Kanal wurden die Compton-Kanten abgeschätzt und Absorptionspeaks bei geringen Energien bestimmt. Mithilfe der bekannten Energieemissionsspektren der verwendeten Quellen und der berechneten Energien der Compton-Kanten nach der Formel 7 wurde eine Kalibrierungsfunktion der Pulsleistungen in Kanälen gegenüber den Energien erstellt. Dieser Vorgang wurde separat für $H^*(10)$ und $H'(0,07)$ Detektorelement durchgeführt. Die daraus bestimmten Kalibrierfunktionen ermöglichten eine Berechnung der Dosis aus den Messdaten. Außerdem erfolgte eine Bestimmung des Untergrundes, welche im Folgenden bei der Auswertung berücksichtigt wurde. Die berechneten Dosiswerte, sowie die Dosisleistungswerte, wurden mit Referenzwerten eines bereits kalibrierten Dosisleistungsmonitors für $H^*(10)$, dem Berthold LB-123, verglichen. Diese wiesen stärkere Unterschiede bei Dosiswerten von Strahlungsquellen, bei denen der größere Teil der Emissionsenergien im Bereich unter 100 keV liegt, auf. Dies resultiert aus der bestimmten Kalibrierungskurve und dem darin enthaltenen Offset, aber auch aus dem eingeschränkten Energiespektrum des Berthold LB-123. Durch ähnliche Ergebnisse aus mehreren Wiederholungsmessungen kann einer guten Reproduzierbarkeit der Messwerte ausgegangen werden.

Zur Produktion eines gepulsten Strahlungsfeldes mit variablen Frequenzen wurde eine drehbare Halterung für Quellen entworfen. Während der Messung wurden die Quellen bis auf eine definierte Öffnung abgeschirmt, sodass die Detektoren des Prototyps nur pulsartig der ionisierenden Strahlung ausgesetzt waren. Die Messergebnisse wurden zunächst mithilfe einer Fourieranalyse auf das Vorhandensein einer periodischen Zeitstruktur untersucht, um die Bestätigung für ein gepulstes Strahlungsfeld und die korrekte Funktionsweise des Prototyps zu erhalten. Im Anschluss erfolgte der Vergleich der gemessenen Dosis im gepulsten Strahlungsfeld gegenüber einem idealisierten gewichteten Mittelwert aus den statischen Dosiswerten. Die Messwerte wurden dabei von unterschiedlichen Frequenzen nicht beeinflusst. Die resultierenden Ergebnisse wiesen eine Abweichung von ca. 9% auf, was für die Verwendbarkeit des Messsystems in gepulsten Strahlungsfeldern spricht.

Um dies quantitativ zu überprüfen wurden weitere Messexperimente an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Experimente in definierten gepulsten Strahlungsfeldern mit bekannten Pulsleistungen zeigten, dass sich mit den

bestimmten Kalibrierfunktionen und den Kalibrierparametern, für den Prototyp des Ortsdosisleistungsmessgeräts, sehr genaue Dosiswerte bestimmen lassen. Die in dieser Arbeit beschriebene Kalibrierung des Messsystems ist aus diesem Grund als erfolgreich anzusehen und das Messsystem ist somit für den Einsatz in gepulsten Strahlungsfeldern geeignet.

6 Diskussion und Ausblick

Grundsätzlich lässt sich sagen, dass die vorgenommenen Ziele dieser Arbeit in vollem Maße umgesetzt worden sind. Die aus der Kalibrierung des Prototyps berechneten Dosiswerte stimmten im Großteil mit den Referenzen überein. Die Abweichungen waren dabei in erster Linie, wie bereits in 4.4 erwähnt, die Folge der bestimmten Kalibrierungsfunktion und dem darin enthaltenen Offset, welche zu einer Überschätzung der Energien bis 30 keV führen. Dies kann in der Zukunft durch Korrekturen in der Auswertungssoftware behoben werden.

Die Messungen im gepulsten Strahlungsfeld haben gezeigt, dass sowohl die genaue Zeitstruktur, als auch die Dosiswerte aus den Messdaten bestimmen werden kann. Die Unsicherheiten lagen dabei stets unterhalb von 10%. Durch ausführliche Messungen an der PTB wurde festgestellt, dass der Prototyp des Messsystems die gestellten Anforderungen nach PTB-A 23.3 bezüglich der Messung in gepulsten Strahlungsfeldern erfüllt.

Für die Weiterentwicklung des Messsystems sind weitere Untersuchungen, Verminderung Messunsicherheiten und Optimierungen sowie die Verbesserung und Verkleinerung des Prototyps in Aussicht.

Quellenverzeichnis

- [1] Bundesamt für Strahlenschutz, „Grenzwerte im Strahlenschutz“, www.bfs.de/DE/themen/ion/strahlenschutz/grenzwerte/grenzwerte_node.html, abgerufen am 25. März 2022.
- [2] ICRP, „*Publication 103 - The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*“, *Annals of the ICRP* **37** (2007).
- [3] Strahlenschutzkommission, „*Grundlagen zur Begründung von Grenzwerten für beruflich strahlenexponierte Personen*“, (2018), www.ssk.de/SharedDocs/Beratungsergebnisse/2018/2018-09-07Grenzwerte.html, abgerufen am 25. März 2022.
- [4] Strahlenschutzgesetz – StrlSchG, „§ 83 StrlSchG - Einzelnorm“, www.gesetze-im-internet.de/strlschg/_83.html, abgerufen am 25. März 2022.
- [5] P. Ambrosi, „*Messtechnische Probleme elektronischer Dosimeter in gepulsten Strahlungsfeldern*“, Vortrag, Physikalisch-Technische-Bundesanstalt. (2009) <https://www.apr.drg.de/media/document/1393/APT-2009-Ambrosi-Messtechnische-Probleme.pdf>, abgerufen am 25. März 2022.
- [6] Physikalisch-Technische Bundesanstalt. „*Problematik bei Messungen in gepulsten Photonen-Strahlungsfeldern*“ (2009).
- [7] Bundesamt für die Sicherheit der nuklearen Entsorgung, „*Messung der Personendosis mit elektronischen Personendosimetern in gepulsten Feldern*“, www.base.bund.de/SharedDocs/Downloads/BASE/DE/rsh/3-bmub/3_95_Personendosis_0212.html, abgerufen am 27. März 2022.
- [8] T. Werner, u. a. „*Dose Rate Measurements in Pulsed Radiation Fields by Means of an Organic Scintillator*“. *EPJ Web of Conferences*, herausgegeben von A. Lyoussi u. a., Bd. 253, 2021, S. 09002. *Crossref*, <https://doi.org/10.1051/epjconf/202125309002>.
- [9] International Commission on Radiation Units and Measurements, „*ICRU Report No. 85 - Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation Revised*“ (2011).
- [10] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, nukleare Sicherheit und Verbraucherschutz, „*Grundlagen und Hinweise zur Messung von Ortsdosis und Ortsdosisleistung*“, Urban und Fischer, Jena, (2000).
- [11] G. F. Knoll, „*Radiation detection and measurement*“, Wiley & Sons, New York, NY, 4. ed. (2010)

- [12] W. Demtröder, „*Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*“, Springer, 4., Überarb. Aufl. (2010).
- [13] H. Krieger, „*Strahlungsmessung und Dosimetrie.*“ Springer Spektrum, 2., Überarb. u. erw. Aufl. (2013).
- [14] H. Krieger. „*Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes: Strahlenschutzrecht, Stand 2019*“, Springer Spektrum, 6. Aufl, (2019).
- [15] H. Krieger und W. Petzold, „*Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz: Band 1: Grundlagen*“, Vieweg + Teubner Verlag, 3.Aufl., (1992).
- [16] H. Kolanoski, und N. Wermes, „*Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*“, Springer Spektrum, 1. Aufl., (2016).
- [17] L. Swiderski, M. Moszyński, W. Czarnacki, J. Iwanowska, A.a Syntfeld-Każuch, T. Szczeniak, G. Pausch, C. Plettner, K. Roemer, „*Measurement of Compton edge position in low-Z scintillators. Radiation Measurements*“, Bd. 45, Nr. 3–6, , S. 605–07. Crossref, <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2009.10.015> (2010).
- [18] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström, R.B. Firestone. „Decay data search“. *Lund/LBNL Nuclear Data Search*, nucldata.nuclear.lu.se/toi. Zugegriffen 1. November 2021.
- [19] Serious Dynamics. „DAQ125 Firmware“. *Serious Dynamics*, serious-dynamics.de/daq/firmware.pdf. Zugegriffen 1. Dezember 2021.
- [20] J. Klammer, J. Roth, O. Hupe: „*Novel reference radiation fields for pulsed photon radiation installed at PTB*“, in: *Radiation Protection Dosimetry*, Bd. 151, Nr. 3, S. 478–482, [online] doi:10.1093/rpd/ncs043 (2012).
- [21] Strahlenschutzgesetz - StrlSchG, „Gesetz zum Schutz vor der schädlichen Wirkung ionisierender Strahlung“, (2021).
- [22] Strahlenschutzverordnung - StrlSchV, „Verordnung zum Schutz vor der schädlichen Wirkung ionisierender Strahlung“,
- [23] Sarenio. *Berechnungsgrundlage für die Ermittlung von Körper-Äquivalentdosen bei äußerer Strahlenexposition*. Beltz Verlag, 2017.
- [24] Eljen Technology, „EJ-256 - Lead Loaded Plastic Scintillator“ <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-256> abgerufen am 27. März 2022
- [25] ET Enterprises, „PDM04-911-CN“, <https://et-enterprises.com/products/photodetector-modules/analogue-modules/product/pdm04-9111-cn> abgerufen am 27. März 2022


- [26] Serious Dynamics, „DAQ125“, <https://serious-dynamics.de/daq125/>, abgerufen am 27. März 2022
- [27] Physikalisch-Technische Bundesanstalt, „Erzeugung definierter gepulster Photonen-Strahlungsfelder jetzt möglich“. *PTB.de* vom 28.04.2010, www.ptb.de/cms/ptb/fachabteilungen/abt6/forschungsnachrichtenabt6/nachricht-aus-dem-jahresbericht.html?tx_news_pi1%5Bnews%5D=4495&tx_news_pi1%5Bcontroller%5D=News&tx_news_pi1%5Baction%5D=detail&tx_news_pi1%5Bday%5D=28&tx_news_pi1%5Bmonth%5D=4&tx_news_pi1%5Byear%5D=2010&cHash=24e0d9b2c518d5570de26944ff136377 abgerufen am 27. März 2022
- [28] V. Melzer, „*Realisierung eines roboter-unterstützten Weitwinkel-Compton-Aufbaus zur Energiekalibrierung von Niedrig-Z-Szintillatoren*“. Bachelor-Arbeit. Technische Universität Dresden (2020)
- [29] T. Kormoll und T. Werner, „*Dosismessungen in gepulsten Strahlungsfeldern – Strahlzeitprotokoll*“. Technische Universität Dresden (2022)

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt zu haben sowie alle Stellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, durch die Angabe der Quellen als Entlehnung kenntlich gemacht zu haben. Ich reiche sie erstmals als Prüfungsleistung ein. Mir ist bekannt, dass ein Betrugsversuch mit der Note "nicht ausreichend" (5,0) geahndet wird und im Wiederholungsfall zum Ausschluss von der Erbringung weiterer Prüfungsleistungen führen kann.

Name: Petrov
Vorname: Vladislav
Matrikelnummer: 4046910

Dresden, den 11.04.2022

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'B. Tempel', is written over a horizontal line.

Unterschrift

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei verschiedenen Personen bedanken, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben.

Zuerst geht mein Dank an Dr. Theresa Werner, die meine wissenschaftliche Arbeit aktiv betreut hat, Unterstützung bot und konstruktive Kritik äußerte.

Ich danke auch Dr. Thomas Kormoll, der meine Abschlussarbeit ebenfalls betreut hat und als Erstgutachter begutachtet. Als Leiter der Arbeitsgruppe Strahlungsphysik hat er mich durch hilfreiche Erklärungen, Motivation und praktische Hilfestellung bei den Experimenten erheblich unterstützt.

Weiterhin möchte ich Dirk Döhler für die Unterstützung bei der Erstellung des 3D-Drucks bedanken.

Ganz besonderer Dank geht an Daniala Süß, für das finale Korrekturlesen.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Freundin Sophie Wiegand und meiner Familie bedanken, die mir während dieser Zeit emotional zur Seite gestanden haben.

Anhang:

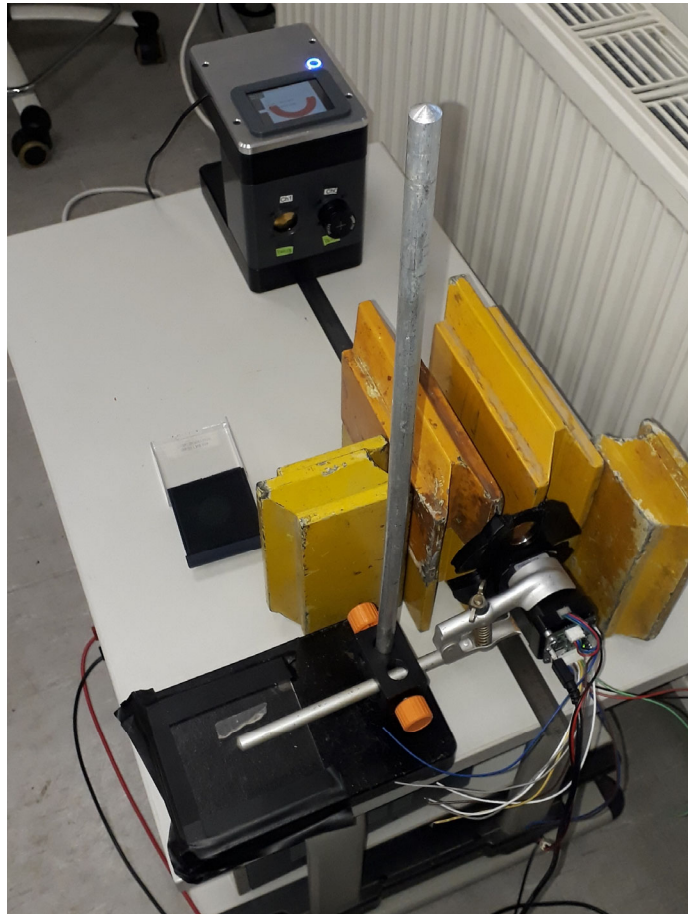


Abbildung A1: Messaufbau nach Abbildung 14 zur Erzeugung eines gepulstes Strahlungsfelds. Die Abschirmung erfolgte dabei mit Blei.

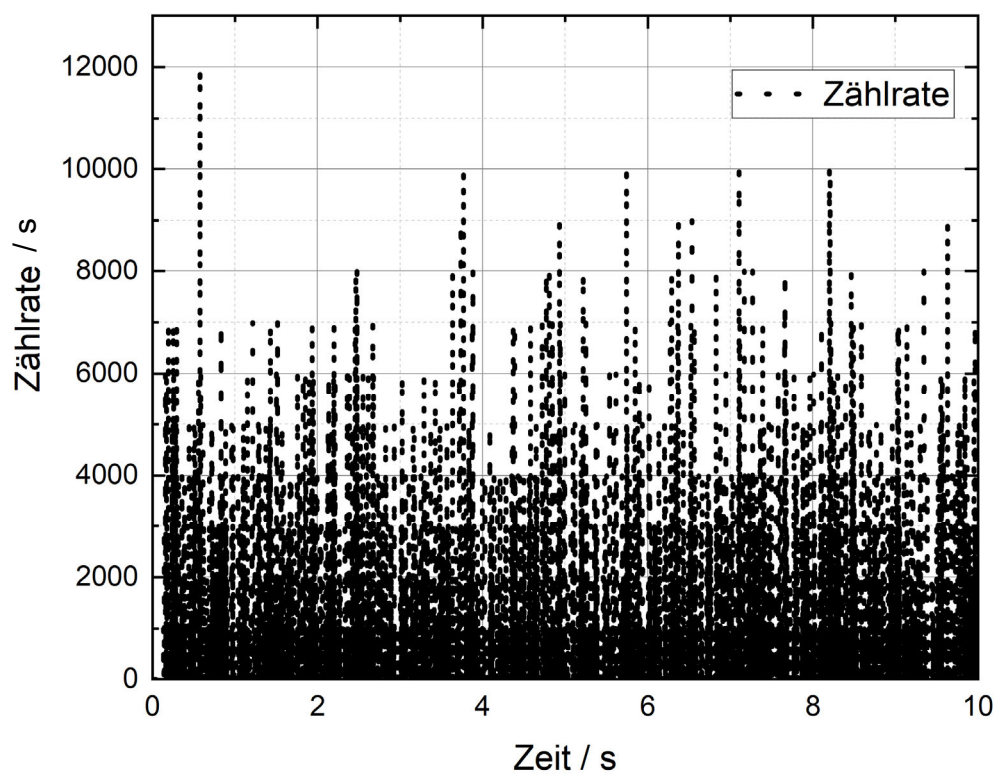


Abbildung A2: Zählratenhistogramm einer Messung im gepulstes Strahlungsfeld.

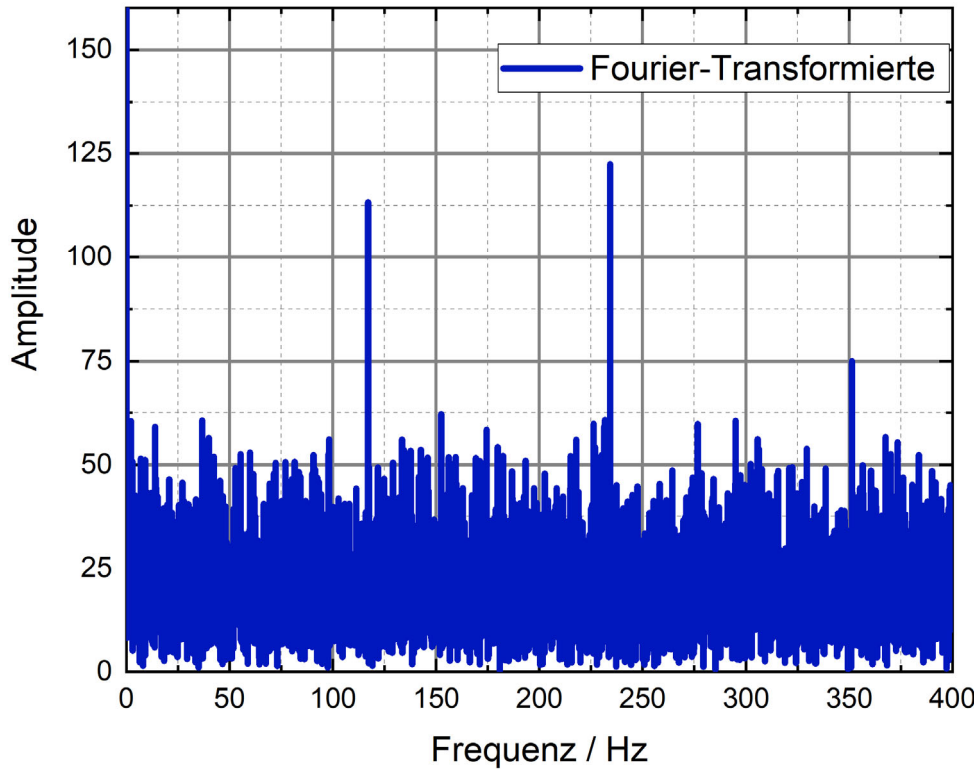


Abbildung A3: Amplituden-Frequenzhistogramm nach einer Fouriertransformation des Zählratenhistogramms der Messung mit einer schnellen Drehung. Zu erkennen ist die Frequenz von 117 Hz und weitere vielfache dieser Frequenz.

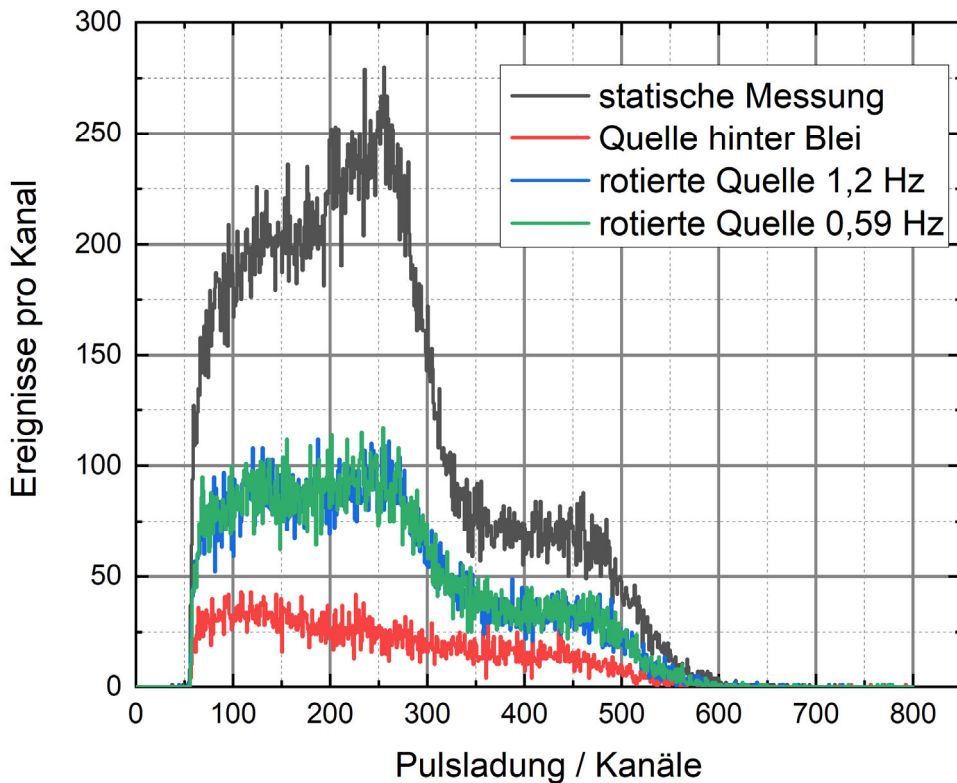


Abbildung A4: Pulsladungshistogramme von dynamischen Messungen mit unterschiedlichen Frequenzen. Die Messung erfolgte mit einer ^{22}Na nach dem Aufbau in der Abbildung 14 und A1.