



Bachelorarbeit

aus der Physik

**Interkalibration des hybriden pixelierten Dosepix-Detektors im Kontext
der Strahlüberwachung in der FLASH-Strahlentherapie**

Cornelius Hohnhorst

Betreuer: Dr. Martin Rongen

Abgabedatum: 18.06.2026

Kurzzusammenfassung

Die FLASH-Strahlentherapie nutzt ultrahohe Dosisleistungen von mehr als 40 Gy/s, um die Behandlungsdauer auf wenige Millisekunden zu reduzieren. Die damit verbundene kurze Bestrahlungszeit stellt hohe Anforderungen an die Strahlüberwachung, da Fehldosierungen kaum korrigierbar sind. Im Rahmen des NitroFLASH-Projekts werden vier Dosepix-Detektoren - hybride, pixelierte Halbleiterdetektoren zur Messung ionisierender Strahlung - auf einer ringförmigen Platine zur Echtzeit-Strahlpositionsbestimmung am PITZ-Beschleuniger eingesetzt. Da fertigungsbedingte Toleranzen zu signifikant unterschiedlichen Ansprechvermögen der einzelnen Detektoren führen, ist eine Interkalibration notwendig.

In dieser Arbeit wird ein zweistufiges Kalibrierverfahren entwickelt und validiert. Grundlage bilden Messungen der normierten Röntgenstrahlungsqualitäten der N-Serie gemäß ISO 4037-1 im Integrationmode. Zunächst wird eine detektorspezifische Mittelwertkorrektur aus der Verschiebung der iToT-Peakposition bestimmt. Anschließend wird ein Polynomfit vierter Ordnung an die verbleibenden energieabhängigen Abweichungen angepasst. Als Referenzdetektor dient Dosepix-Detektor 37.

Nach Anwendung beider Korrekturen liegen die mittleren Abweichungen aller untersuchten Detektoren unterhalb von $\pm 1\%$ für den Spannungsbereich von 20 kV bis 80 kV, womit das angestrebte Genauigkeitsziel erreicht wird. Detektor 127 erfährt dabei eine Verbesserung um den Faktor 50 ausgehend von einer ursprünglichen Abweichung von 32.5 %. Die Validierung anhand der W-Serie bestätigt die Übertragbarkeit des Verfahrens auf Strahlungsqualitäten mit ähnlicher spektraler Charakteristik. Für die H-Serie treten bei niedrigen Röhrenspannungen systematische Abweichungen auf, deren Ursache nicht abschließend geklärt werden konnte.

Ergänzend wird gezeigt, dass die mittlere Photonenenergie der Fluenz als gleichwertige Alternative zur Röhrenspannung als Kalibriergröße dienen kann. Der Einsatz von zwei Referenzdetektoren, je einem pro Raumrichtung, verbessert die Kalibrationsgenauigkeit gegenüber einem einzelnen Referenzdetektor.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Wechselwirkung zwischen Photonen und Materie	3
2.2	Lambert-Beersches Gesetz	6
2.3	Dosismessgrößen	7
2.4	Funktionsweise von Röntgenröhren	8
2.5	Der Dosepix-Detektor	10
2.5.1	Generelles Design	10
2.5.2	Funktionsweise	11
2.5.3	Digitale Signalverarbeitung	13
2.6	Das NitroFLASH-Konzept	14
2.7	Der PITZ-Beschleuniger	16
3	Herleitung der Interkalibration	16
3.1	Aufnahme der N-Serie im Integrationmode	16
3.2	Wahl des Referenzdetektors	19
3.3	Identifizierung und Korrektur defekter Pixel von Detektor 7	21
3.4	Analyse der relativen Response in der N-Serie	22
3.5	Auswirkung der Slotposition auf die gemessene iToT	23
3.6	Herleitung der Mittelwertkorrektur aus der iToT-Verteilung	25
4	Validierung des Interkalibrationsverfahren	32
4.1	Interkalibration mit unabhängigen Messungen	32
4.1.1	Korrektur der Messung um digitalen Pile-Up	33
4.1.2	Anwendung der Interkalibration im Kontext der H-Serie	34
4.1.3	Anwendung der Interkalibration im Kontext der W-Serie	37
4.1.4	Zwischenfazit zur Validierung der Interkalibration	39
4.2	Interkalibration mit einem neuen Dosepix-Detektor	40
4.3	Anwendung der Interkalibration im Kontext des NitroFLASH-Projekts	43
4.4	Weiterentwicklung der mittleren Energie als Kalibriergröße	45
5	Zusammenfassung	47
A	Anhang	50
	Literatur	53

1 Einleitung

Die FLASH-Strahlentherapie stellt einen vielversprechenden Ansatz in der modernen Strahlenmedizin dar. Durch den Einsatz von Dosisleistungen höher als 40 Gy/s lässt sich die Behandlungsdauer auf wenige Millisekunden reduzieren, wobei gleichzeitig das umliegende gesunde Gewebe im Vergleich zur konventionellen Bestrahlung besser geschont wird [1–5].

Das Prinzip ist dabei grundsätzlich mit verschiedenen Teilchenarten realisierbar, darunter Elektronen, Protonen und Photonen [6]. Die kurze Behandlungsdauer stellt zugleich erhöhte Anforderungen an die Strahlüberwachung, da Fehler in der Bestrahlung oder technische Probleme kaum korrigiert werden können und zu erheblichen Fehldosierungen führen können [7].

Ein ergänzendes Forschungsfeld ist der Einsatz sehr hochenergetischer Elektronen im VHEE-Bereich (50 MeV bis 250 MeV), der sich deutlich von den in der klinischen Praxis etablierten Energien von ≤ 20 MeV unterscheidet [6]. VHEE-Strahlen weisen flache Tiefendosisprofile auf und reagieren wenig empfindlich auf Variationen in der Materialzusammensetzung des durchstrahlten Gewebes, was sie besonders für die Behandlung tiefsitzender Tumore geeignet macht [6].

Eine präzise Echtzeit-Dosimetrie ist für die FLASH-Strahlentherapie daher unerlässlich. Im Rahmen des NitroFLASH-Projekts, einer Kollaboration des Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP) der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), der Strahlenschutzgruppe D3 des Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) Hamburg, der PITZ-Gruppe des DESY Zeuthen sowie der Berthold Technologies GmbH, wird zu diesem Zweck ein Strahlüberwachungssystem für den FLASHlab-Strahl am PITZ-Beschleuniger entwickelt [8]. Das System basiert auf dem Prinzip von Stickstoff-Fluoreszenz, wodurch beim Durchgang des Elektronenstrahls durch Luft UV-Licht emittiert wird, das von UV-sensitiven Kameras zur Bildgebung von Position und Breite des Strahls genutzt wird [6]. Ergänzend dazu sollen vier Dosepix-Detektoren, angeordnet auf einer ringförmigen Platine, die Position des Elektronenstrahls in der xy -Ebene in Echtzeit bestimmen.

Ein Dosepix ist ein hybrider, pixelierter Halbleiterdetektor, der ursprünglich am CERN in Zusammenarbeit mit dem ECAP entwickelt wurde [9]. Aufgrund von Fertigungstoleranzen und Unterschieden in der Pixelelektronik weisen verschiedene Dosepix-Detektoren voneinander abweichende Ansprechvermögen (Response) auf [6, 9, 10]. Für eine zuverlässige Strahlpositionsbestimmung ist es daher erforderlich, die eingesetzten Detektoren aufeinander zu kalibrieren; ein Prozess, der als Interkalibration bezeichnet wird.

Die vorliegende Bachelorarbeit befasst sich mit der Entwicklung und Validierung eines solchen Interkalibrationsverfahrens. Dazu wird zunächst die relative Response mehrerer Dosepix-Detektoren zueinander anhand standardisierter Röntgenstrahlungsqualitäten gemäß ISO 4037-1 [11] charakterisiert. Auf dieser Grundlage wird ein zweistufiges Korrekturverfahren entwickelt, das eine detektorspezifische Mittelwertkorrektur mit

einem spannungsabhängigen Polynomfit kombiniert. Die Übertragbarkeit des Verfahrens wird anhand unabhängiger Messdaten sowie eines neuen, bisher unkalibrierten Detektors überprüft. Darüber hinaus wird untersucht, ob eine Parametrisierung des Polynomfits über die mittlere Energie der Fluenz anstelle der Röhrenspannung zu gleichwertigen Korrekturergebnissen führt, was den praktischen Einsatz des Verfahrens in realen Messszenarien erleichtern würde. Abschließend wird im Kontext des NitroFLASH-Aufbaus untersucht, ob der Einsatz von zwei Referenzdetektoren gegenüber einem einzelnen Referenzdetektor zu einer verbesserten Kalibrationsgenauigkeit führt.

2 Theoretische Grundlagen

In der nachfolgenden Abhandlung werden die für die vorliegende Arbeit relevanten theoretischen Aspekte erörtert. Zunächst werden die für die Energiedeposition von hochenergetischen Photonen relevanten Wechselwirkungen beschrieben, bevor auf die relevanten Dosismessgrößen eingegangen wird. Im Anschluss wird auf die Funktionsweise von Röntgenröhren und der verwendeten Dosepix-Detektoren thematisiert.

2.1 Wechselwirkung zwischen Photonen und Materie

Photonen, welche Materie durchdringen, können mit dieser interagieren. Diese Wechselwirkungen bilden die physikalische Grundlage für den Nachweis von Photonen in Detektorsystemen. Zu den relevanten Prozessen zählen insbesondere der photoelektrische Effekt, die Comptonstreuung sowie bei ausreichend hohen Energien die Paarbildung.

In dieser Arbeit werden zum Nachweis von Strahlung Dosepix-Detektoren verwendet, die in Unterabschnitt 2.5 näher erläutert werden. Diese sind für einen Energiebereich von 10 keV bis 1 MeV ausgelegt [9]. Da die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Photonenenergien jedoch deutlich unterhalb der Paarbildungsschwelle (1022 keV) liegen (Energie < 150 keV), spielen in diesem Kontext ausschließlich der photoelektrische Effekt und die Comptonstreuung eine Rolle. Die entsprechenden Wechselwirkungsmechanismen inklusive der zur Vollständigkeit halber genannten Paarbildung sind in Abbildung 1 dargestellt.

Im Folgenden werden diese Effekte in Anlehnung an [12] und [13] näher erläutert.

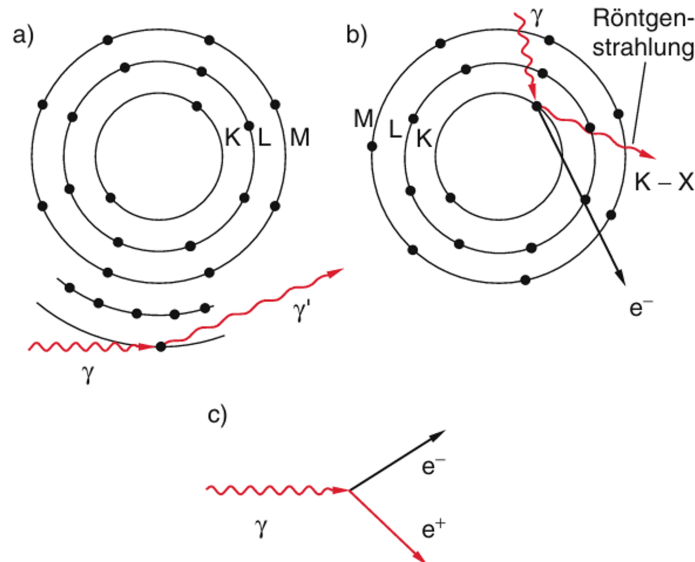


Abbildung 1: Skizze von a) Comptonstreuung, b) photoelektrischen Effekt und c) Paarbildung. Abbildung modifiziert entnommen aus [14].

Photoelektrischer Effekt: Der photoelektrische Effekt beschreibt die vollständige Absorption eines Photons durch ein gebundenes Elektron der Atomhülle, wobei es sich zumeist um ein Elektron aus den inneren Schalen handelt. Er dominiert bei niedrigen Photonenenergien, für Silizium (Si), aus welchem die später genutzten Sensoren bestehen, ist dies bei $E_\gamma < 60 \text{ keV}$ der Fall [15]. Die Voraussetzung für das Auftreten dieses Effekts ist, dass die Energie des einfallenden Photons größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons. Infolgedessen wird das Elektron aus dem Atom herausgelöst und erhält die Differenz aus Photonenenergie und Bindungsenergie als kinetische Energie. Die Wahrscheinlichkeit für den photoelektrischen Effekt nimmt mit der Ordnungszahl des Absorbermaterials zu und nimmt mit zunehmender Photonenenergie im Allgemeinen ab (vgl. Tabelle 1). Charakteristisch sind dabei sprunghafte Änderungen der Absorptionswahrscheinlichkeit an den Bindungsenergien der jeweiligen Elektronenschalen, den sogenannten Absorptionskanten. Nach der Ionisation entsteht in der Atomhülle ein Elektronenloch, das durch Elektronen aus äußeren Schalen aufgefüllt wird. Die dabei freiwerdende Energiedifferenz wird entweder in Form charakteristischer Röntgenstrahlung oder durch die Emission von Auger-Elektronen abgegeben.

Comptonstreuung: Der Comptoneffekt beschreibt die inelastische Streuung eines Photons an einem äußeren, schwach gebundenen Elektron der Atomhülle. Dabei überträgt das Photon einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf das Elektron, welches daraufhin aus der Hülle austritt, während das Photon mit niedrigerer Energie um den Winkel θ gestreut wird. Der Effekt wird auch als inkohärente Streuung bezeichnet und ist besonders bei Siliziumdetektoren im Bereich der Photonenenergie von etwa 60 keV bis 15 MeV [16] dominant.

Die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ des Photons wird durch die Compton-Formel beschrieben [17]:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta), \quad (1)$$

wobei λ und λ' die Wellenlängen vor und nach der Streuung, h das Plancksche Wirkungsquantum, m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit und θ der Streuwinkel des Photons sind.

Zur Verknüpfung von Wellenlänge und Energie wird die Beziehung [17]

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (2)$$

verwendet. Damit lässt sich aus der Änderung der Wellenlänge direkt die Änderung der Photonenenergie bestimmen.

Die auf das Elektron übertragene kinetische Energie E_{kin} ergibt sich aus der Differenz der Photonenenergie vor und nach der Streuung [17]:

$$E_{\text{kin}} = E_{\gamma} - E'_{\gamma} = E_{\gamma} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \right), \quad (3)$$

wobei E_{γ} die Energie des einfallenden Photons und E'_{γ} die Energie des gestreuten Photons ist. Somit ist das Maximum des Energieübertrags bei $\theta = 180^\circ$, welches als Compton-Kante bezeichnet wird [17]:

$$E_{\text{kin,max}} = \frac{2E_{\gamma}^2}{m_e c^2 + 2E_{\gamma}}. \quad (4)$$

Paarbildung: Die Paarbildung beschreibt die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares durch ein hochenergetisches Photon im Coulombfeld eines Atomkerns oder, seltener, eines Hüllenelektrons. Für Silizium ist dies die dominierende Interaktion für $E_{\gamma} \geq 15 \text{ MeV}$ [15]. Voraussetzung ist, dass die Photonenenergie die energetische Schwelle $E_{\gamma} > 2m_e c^2 \approx 1022 \text{ keV}$ überschreitet, wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons ist. Die überschüssige Photonenenergie wird als kinetische Energie auf das Elektron-Positron-Paar verteilt [17]:

$$E_{\text{kin}} = E_{\gamma} - 2m_e c^2 \quad (5)$$

Nach der Entstehung geben Elektron und Positron ihre kinetische Energie durch Stöße an das umgebende Medium ab. Das Positron rekombiniert nach Abbremsung mit einem Elektron, wobei die Energie in zwei 511 keV-Photonen der Vernichtungsstrahlung umgesetzt wird. Die Paarbildung tritt verstärkt bei Photonen hoher Energie und Materialien mit hoher Ordnungszahl auf, wobei die Wahrscheinlichkeit etwa proportional zu $Z\rho \ln E_{\gamma}$ wächst mit ρ als Massendichte.

Sowohl in Abbildung 2 als auch in Tabelle 1 lässt sich eine Korrelation zwischen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der drei Prozesse in Abhängigkeit zur Ordnungszahl und Photonenenergie erkennen. Der Wechselwirkungsquerschnitt σ sowie dessen Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z und der Photonenergie E_{γ} sind nach [18] für die dominierenden Wechselwirkungsprozesse in Tabelle 1 zusammengefasst dargestellt.

Der Compton-Wirkungsquerschnitt σ_C zeigt in Silizium für Photonenergien bis etwa 50 keV zunächst einen Anstieg. Für höhere Energien nimmt er wieder ab, jedoch deutlich langsamer als der photoelektrische Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} . Daraus folgt, dass die Compton-Streuung für Photonenergien ab etwa 60 keV [15] gegenüber dem Photoeffekt dominiert.

Der photoelektrische Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} nimmt mit steigender Photonenergie stark ab, weshalb der Photoeffekt nur im Bereich niedriger Energien den dominierenden Wechselwirkungsprozess darstellt. Darüber hinaus treten bei bestimmten Energien sprunghafte Änderungen im Wirkungsquerschnitt auf. Diese sind darauf zurückzuführen, dass die Photonenergie ausreicht, um Elektronen aus stärker gebundenen Schalen zu ionisieren, wodurch der Wirkungsquerschnitt diskontinuierlich ansteigt.

Da der Wechselwirkungsquerschnitt nur bei steigender Photonenergie bei der Paarbildung zunimmt, ist dies die dominierende Wechselwirkung für hohe Photonenergien.

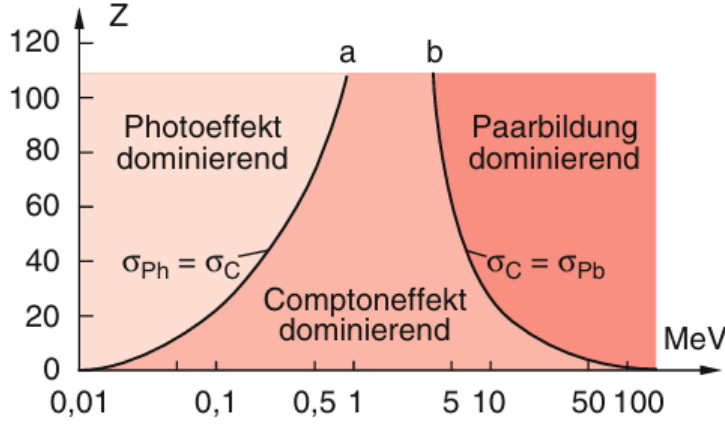


Abbildung 2: Die dominanten Bereiche für Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung als Funktion der Ordnungszahl Z des Absorbers und der Energie E_γ der γ -Quanten. Die Abbildung ist entnommen aus [14].

Prozess	Abhängigkeit von Z und E_γ
Photoeffekt	$\sigma \propto \frac{Z^{4-5}}{E_\gamma^{3.5}}$
Compton-Streuung	$\sigma \propto Z \cdot \frac{\ln(E_\gamma)}{E_\gamma}$
Paarbildung	$\sigma \propto Z^2 \cdot \ln(E_\gamma)$

Tabelle 1: Abhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnitts σ von Ordnungszahl Z und Photonenergie E_γ für verschiedene Wechselwirkungsprozesse nach [18] und [13].

2.2 Lambert-Beersches Gesetz

Gemäß des Lambert-Beerschen Gesetzes lässt sich die Abschwächung elektromagnetischer Strahlung beim Durchgang durch Materie wie folgt darstellen: Es gibt einen exponentiellen Abfall der Intensität I eines Photonenstrahls in Abhängigkeit von der durchlaufenen Strecke x im Material [17]

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}. \quad (6)$$

Dabei bezeichnet I_0 die Anfangsintensität und μ den materialspezifischen Schwächungskoeffizienten. Dieser fasst die Beiträge verschiedener Wechselwirkungsprozesse wie Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung zusammen und hängt sowohl von der Photonenergie als auch von der Ordnungszahl des Absorbermaterials ab. Der Schwächungskoeffizient lässt sich mit dem Wechselwirkungsquerschnitt verbinden über

$$\mu = n \sum_i \sigma_i = n\sigma, \quad (7)$$

wobei n die Partikeldichte des Materials ist und σ der Wechselwirkungsquerschnitt [17]. Also nimmt der Absorptionskoeffizient mit höherer Ordnungszahl und geringerer Photonenergie ($E_\gamma \leq 15$ MeV) zu nach den Relationen aus Tabelle 1.

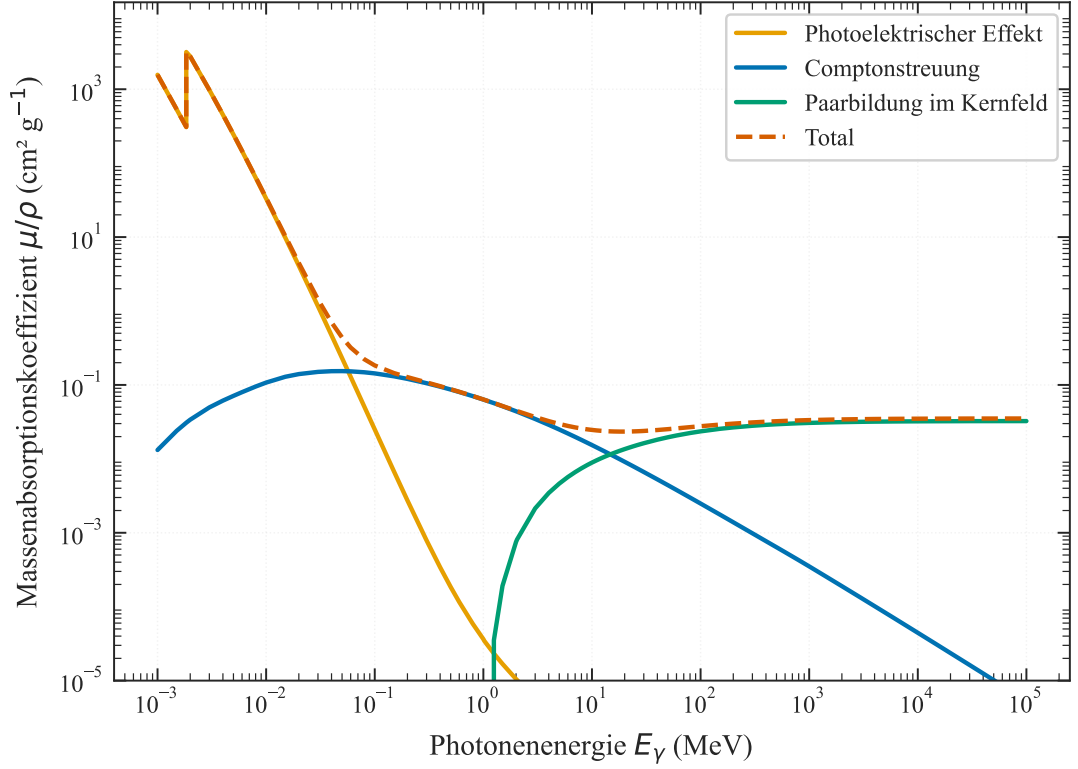


Abbildung 3: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ von Silizium ($Z=14$) in Abhängigkeit der Photonenergie E_γ . Daten entnommen aus [15].

Somit kann der Anteil an geringen Photonenergien reduziert werden. Außerdem lassen sich dadurch unterschiedliche Strahlungsqualitäten durch das Hinzufügen von Filtern mit variierenden Materialien erstellen. In Abbildung 3 ist der Massenabsorptionskoeffizient von Silizium, wie eingesetzt beim Dosepix-Detektor, dargestellt.

2.3 Dosismessgrößen

Die Analyse der Interaktion zwischen ionisierender Strahlung und Materie sowie deren biologische Effekte werden anhand unterschiedlicher Dosisgrößen charakterisiert. Als grundlegende Größe dient dabei die im bestrahlten Medium absorbierte Energie, aus der sowohl physikalische als auch strahlenschutzrelevante Größen abgeleitet werden. Die Erläuterungen im Folgenden sind angelehnt an [12, 19].

Die fundamentale physikalische Größe ist die *Energiedosis* D . Sie beschreibt die mittlere im Material deponierte Energie dE_{abs} pro Massenelement dm :

$$D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm}. \quad (8)$$

Ihre SI-Einheit ist Gray [Gy], wobei $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$. Die Energiedosis stellt die primäre Größe zur Quantifizierung physikalischer und biologischer Strahlenwirkungen dar, da sie direkt mit der im Gewebe deponierten Energie verknüpft ist. Sie ist materialabhängig.

Für strahlenschutzrelevante Bewertungen reicht die reine Energiedosis nicht aus, da unterschiedliche Strahlungsarten bei gleicher Energiedosis unterschiedliche biologische Wirkungen hervorrufen. Die *Äquivalentdosis* H_T berücksichtigt die unterschiedliche biologische Wirksamkeit verschiedener Strahlungsarten. Sie ergibt sich aus der gewichteten Energiedosis unter Verwendung des dimensionslosen Strahlungswichtungsfaktors w_R :

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}. \quad (9)$$

Dabei bezeichnet $D_{T,R}$ die im Gewebe T deponierte Energiedosis durch Strahlung der Art R .

Für Photonen und Elektronen gilt definitionsgemäß $w_R = 1$, während für stark ionisierende Strahlung (z. B. α -Teilchen) deutlich höhere Werte verwendet werden. Die Einheit der Äquivalentdosis ist Sievert (Sv), wobei $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J kg}^{-1}$.

Zur Bewertung des Gesamtrisikos für den menschlichen Organismus wird die *effektive Dosis* E eingeführt. Sie berücksichtigt zusätzlich die unterschiedliche Strahlenempfindlichkeit verschiedener Organe durch Gewebewichtungsfaktoren w_T :

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T. \quad (10)$$

Die effektive Dosis stellt somit eine Kenngröße für das stochastische Strahlenrisiko dar und erlaubt den Vergleich unterschiedlicher Expositionssituationen [12].

Für praktische Messungen im Strahlenschutz werden sogenannte *operative Dosisgrößen* verwendet. Eine zentrale Größe ist die Personendosis $H_p(d)$, die als Äquivalentdosis in einer definierten Gewebetiefe d in mm im Körper angegeben wird. Für durchdringende Strahlung wird üblicherweise die Tiefenpersonendosis $H_p(10)$ verwendet, die der Dosis in 10 mm Gewebetiefe entspricht. Für oberflächennahe Expositionen kommen beispielsweise $H_p(0,07)$ (Haut) oder $H_p(3)$ (Augenlinse) zum Einsatz. Diese Größen sind direkt messbar und dienen als praktische Abschätzung der effektiven Dosis im Strahlenschutz.

2.4 Funktionsweise von Röntgenröhren

Neben radioaktiven Strahlen wird in dieser Arbeit eine Röntgenröhre verwendet, welche aus einem evakuierten Gehäuse besteht, in dem sich eine Kathode und eine gegenüberliegende Anode befinden. Die Beschreibung der Funktionsweise orientiert sich an [20]. Durch das Erhitzen der Kathode werden Elektronen mittels thermischer Emission freigesetzt. Diese werden durch eine angelegte elektrische Spannung zur Anode beschleunigt und erreichen dabei eine kinetische Energie von

$$E_{\text{kin}} = e \cdot U,$$

wobei e die Elementarladung und U die Beschleunigungsspannung ist. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 4 gezeigt.

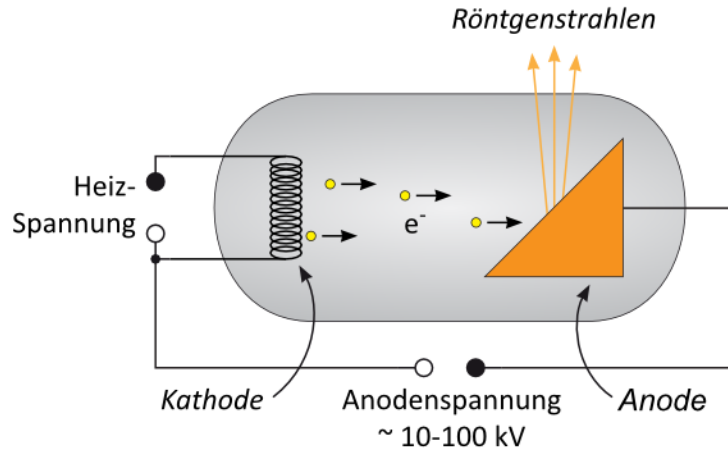


Abbildung 4: Schematischer Aufbau einer Röntgenröhre. Abbildung entnommen aus [20].

Beim Auftreffen der Elektronen auf das Anodenmaterial wird der überwiegende Teil der Energie in Wärme umgewandelt, während nur ein geringer Anteil zur Erzeugung von Röntgenstrahlung beiträgt. Die Bremsstrahlung ist eine Folge der Abbremsung hochenergetischer Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne und weist eine kontinuierliche spektrale Verteilung auf, deren Verlauf von der angelegten Beschleunigungsspannung abhängt. Die charakteristische Strahlung entsteht demgegenüber durch die Anregung der Atome im Anodenmaterial. Nach der Ionisation relaxieren die Atome durch Elektronenübergänge in energetisch niedrigere Zustände, wobei Photonen mit materialspezifischen Energien emittiert werden [21]. Zusammenfassend treten zwei physikalische Prozesse in Erscheinung: Einerseits entsteht ein kontinuierliches Spektrum der Bremsstrahlung, andererseits charakteristische Strahlung mit diskreten Energien, die vom Anodenmaterial abhängen. Beispielhafte Energiespektren einer Röntgenröhre mit einer Wolframanode sind in Abbildung 5 illustriert.

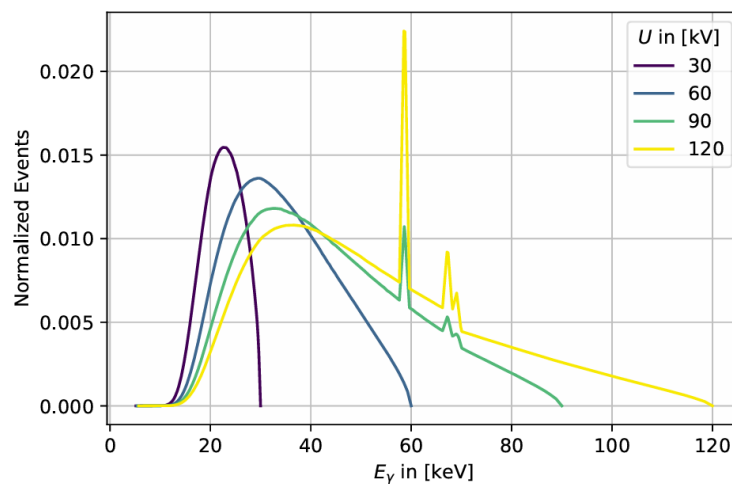


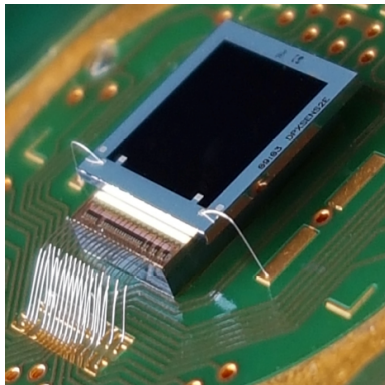
Abbildung 5: Simulierte Energiespektren einer Röntgenröhre mit Wolframanode generiert für verschiedene Röhrenspannungen gefiltert mit 1.5 mm Aluminium. Entnommen aus [22].

2.5 Der Dosepix-Detektor

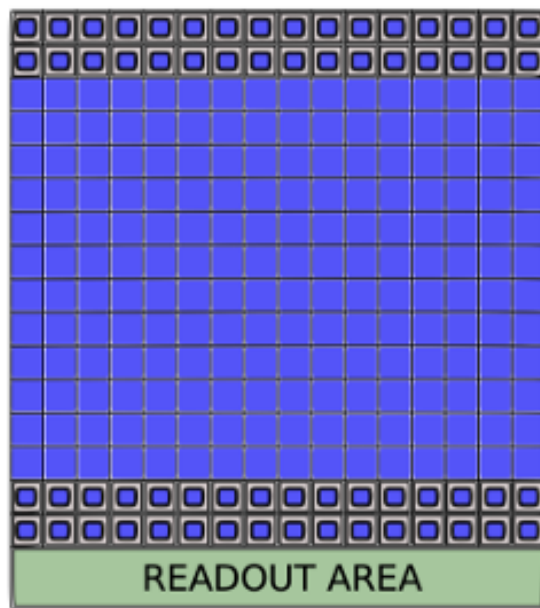
Die Europäische Organisation für Kernforschung (CERN) und das Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP) als Teil der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU) kooperierten in der Entwicklung des Dosepix-Detektors, welcher als hybrider, pixelierter Röntgendetektor konzipiert ist [9]. Der Detektor kann zur Zählung von Photonen und für den Einsatz zur Energieauflösung verwendet werden.

2.5.1 Generelles Design

Gemäß [9] ist der Dosepix-Detektoren-Sensor als Matrix aus 16×16 Pixeln aufgebaut und besitzt eine Gesamtfläche von $3.52 \text{ mm} \times 3.52 \text{ mm}$. Die Pixel in den mittleren zwölf Zeilen haben eine Kantenlänge von $220 \mu\text{m}$. Die Pixel in den ersten und letzten beiden Reihen sind hingegen verkleinert und weisen eine Kantenlänge von $55 \mu\text{m}$ auf. Aufgrund der geringeren Pixelgrößen haben die kleinen Pixel zwischeneinander nicht-sensitive Bereiche. Die Sensorschicht bestehend aus p-in-n-dotiertem Silizium ist über Mikrolötverbindungen (*Bump Bonds*) mit einem ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*) pixelweise verbunden. Der Vorteil solcher hybriden Pixeldetektoren liegt in der funktionalen Trennung von Sensorschicht und Ausleseelektronik, Da beide Komponenten unabhängig voneinander gefertigt und ausgetauscht werden können, lassen sich Material, Dicke und Eigenschaften des Sensors flexibel an den jeweiligen Anwendungsfall anpassen.



(a) Der Dosepix-Detektoren-Sensor ist ein auf die Oberseite des ASICs aufgeklebter Siliziumsensor mit 29 Wirebonds zu einer Tochterplatine. Abbildung entnommen aus [23].



(b) Die schematische Darstellung veranschaulicht die Anordnung der Pixelmatrix des verwendeten Dosepix-Detektoren-Sensors. Die oberen und unteren zwei Reihen bestehen aus kleinen Pixeln, die verbleibenden 12 Reihen aus großen Pixeln. Abbildung entnommen aus [24].

Abbildung 6: Hardwareaufbau und Pixellayout des Dosepix-Detektors.

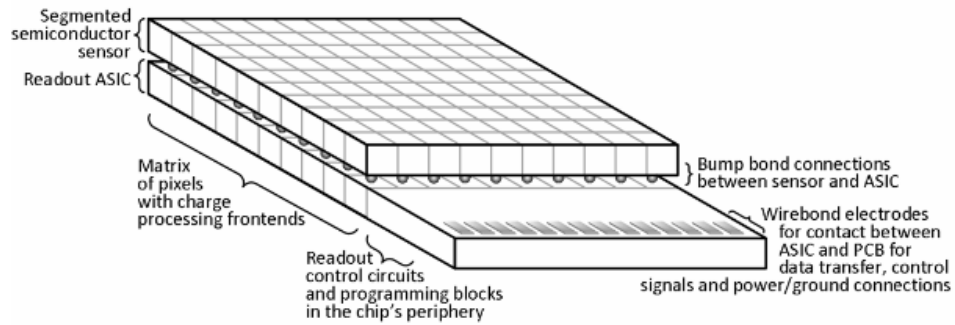


Abbildung 7: Schematische Darstellung des hybriden Dosepix-Detektors. Die Verbindung zwischen ASIC und Sensor erfolgt über Bump-Bonds. Abbildung entnommen aus [9].

2.5.2 Funktionsweise

Zusammenfassend beschreibt Wong in ihrer Arbeit [9] die Funktion des Dosepix-Detektors wie folgt: Trifft ein Photon auf den Sensor, interagiert es gemäß den in Unterabschnitt 2.1 beschriebenen Wechselwirkungen und deponiert dadurch seine gesamte oder einen Teil seiner Energie. Die erzeugte Ladungsmenge ist stets proportional zur deponierten Energie. Im dominanten Fall des photoelektrischen Effekts entspricht diese der gesamten Photonenenergie, während beim Compton-Effekt nur ein Teil der Energie im Sensor deponiert wird.

Das einfallende Photon gibt dabei seine gesamte Energie an ein Elektron aus der Atomhülle des Sensormaterials ab. Dieses Photoelektron besitzt anschließend eine kinetische Energie, die der Photonenenergie abzüglich der Bindungsenergie entspricht. Auf seinem Weg durch das Sensormaterial gibt das primäre Elektron seine kinetische Energie durch Ionisation und Anregung weiterer Atome ab und erzeugt dabei eine Vielzahl von sekundären Elektron-Loch-Paaren entlang seiner Trajektorie. Da die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium 3.6 eV beträgt [25], entstehen bei einem 60 keV-Photon in der Größenordnung von $1,7 \times 10^4$ Elektron-Loch-Paare. Die räumliche Ausdehnung dieser Ladungswolke hängt dabei von der Energie des primären Elektrons sowie des Sensormaterials ab. Dies gilt nur für full-absorption Events.

Unter dem Einfluss des angelegten elektrischen Feldes driften Elektronen zur Anode und Löcher zur Kathode. Diese Ladungsträgerbewegung induziert gemäß dem Shockley-Ramo-Theorem [26] ein Signal am Eingang des jeweiligen Pixels im ASIC. Neben dem gerichteten Drift unterliegt die Ladungswolke auch der Diffusion, wodurch sie sich während der Driftbewegung lateral ausbreitet. Dies kann dazu führen, dass ein Teil der erzeugten Ladungsträger in benachbarte Pixel eindringt, was als Ladungsteilung (*charge sharing*) bezeichnet wird und die Energieauflösung sowie die Ortsauflösung des Detektors beeinflusst. Da jedes Pixel nur oberhalb einer Detektionsschwelle ein Ereignis registriert, führt Ladungsteilung insbesondere bei niederenergetischen Ereignissen zu Verfälschungen: Die auf benachbarte Pixel aufgeteilte Energie unterschreitet dabei leicht die jeweilige Schwelle, sodass das Ereignis entweder gar nicht oder mit einer zu niedrig gemessenen Energie registriert wird.

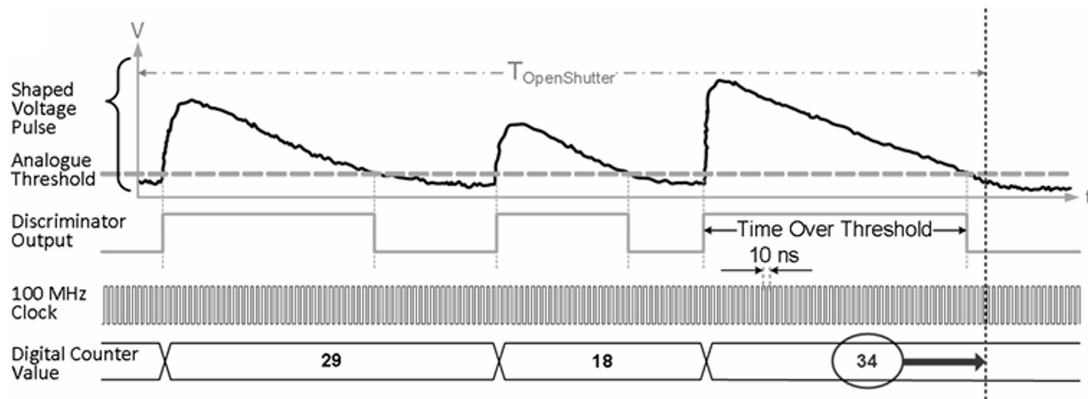


Abbildung 8: Schematische Skizze einer ToT Messung. Abbildung entnommen aus [9].

Die im Sensor erzeugte Ladung wird in das entsprechende Pixel des ASIC eingekoppelt und dort von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (*Preamplifier*) integriert. Dieser wandelt das Eingangssignal in einen Spannungspuls um, dessen Amplitude sowie Pulsdauer von der eingetragenen Ladung und damit der Photonenenergie abhängen. Anschließend wird das analoge Signal durch einen Diskriminator mit einer einstellbaren Schwelle verglichen. Überschreitet das Signal diese Schwelle, wird ein digitales Ausgangssignal erzeugt, dessen Pulsbreite der Dauer der Signalüberschreitung entspricht. Dieser Wert wird als *ToT* (time over threshold) bezeichnet und dient als Maß für die im Sensor deponierte Energie. Ein digitaler Zähler erfasst die Anzahl der Referenztaktzyklen, während der das Signal oberhalb der Schwelle liegt. Dabei wird eine 100 MHz Referenzfrequenz (*Reference Clock*) genutzt, um die ToT zu bestimmen. Dieses Prinzip ist in Abbildung 8 schematisch dargestellt.

Zur Kompensation von Pixel-zu-Pixel-Schwankungen ist jedes Pixel mit einer lokalen Schwellenanpassung mittels eines Digital-Analog-Wandlers ausgestattet. Dieser ermöglicht die Kompensation von Offsetunterschieden [9].

Die Signalverarbeitung im analogen Frontend ist zudem durch Effekte wie Pile-up beeinflusst, welcher auftreten kann, wenn mehrere Ereignisse in kurzer zeitlicher Folge detektiert werden. In diesem Fall überlagern sich die einzelnen Signale, sodass sie nicht mehr eindeutig separiert werden können. Dies führt zu einer Verfälschung der gemessenen Signalhöhe bzw. der ToT-Werte, wodurch die rekonstruierte Photonenergie systematisch überschätzt werden kann. Zudem gehen einzelne Ereignisse verloren oder werden falsch gezählt, was sowohl die spektrale Verteilung als auch die daraus abgeleiteten Größen, wie die Dosis, beeinträchtigt.

Da der Sensor ausschließlich auf die durch Ionisation erzeugten Ladungsträger reagiert und diese unabhängig von der Art der primär einfallenden Strahlung entstehen, also sowohl durch Sekundärelektronen aus Photonenwechselwirkungen als auch durch direkt ionisierende Elektronen, ist die anhand von Röntgenstrahlung bestimmte Interkalibration grundsätzlich auf den Einsatz mit Elektronenstrahlen übertragbar. Es wird daher erwartet, dass die detektorspezifischen Unterschiede in der Pixelelektronik, die durch die Interkalibration korrigiert werden, von der Art der primären Strahlung unabhängig ist. Dies lässt sich auch anhand der simulierten Energiedepositionsspektren veranschaulichen. Abbildung 9 zeigt die im Dosepix-Sensor deponierte Energie für

vier Detektoren bei Bestrahlung mit 20 MeV-Elektronen. Die resultierenden Spektren weisen eine kontinuierliche Verteilung mit einem ausgeprägten Maximum im Bereich unterhalb von 100 keV auf, ein Energiebereich, der auch bei den in dieser Arbeit verwendeten Röntgenstrahlungsqualitäten abgedeckt wird. Die Interkalibration, die auf Röntgenmessungen basiert, ist daher auf den Betrieb mit Elektronenstrahlen am PITZ übertragbar.

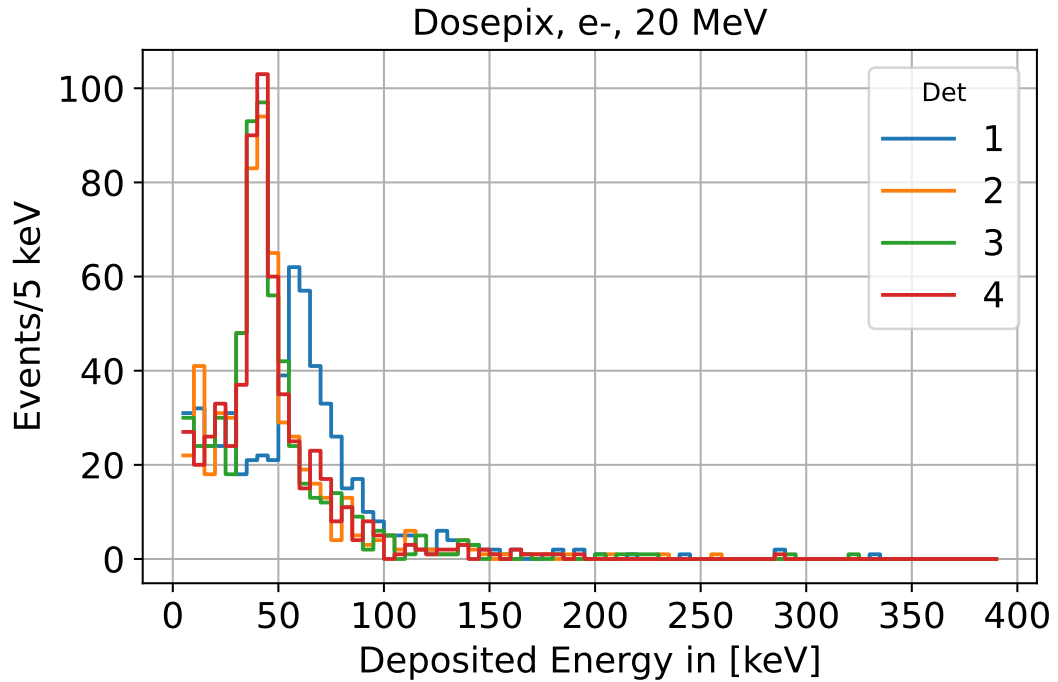


Abbildung 9: Simuliertes Energiedepositionsspektrum von vier Dosepix-Detektoren bei Bestrahlung mit 20 MeV-Elektronen. Abbildung bereitgestellt von Florian Beißer aus einer Geant4-Simulationen.

2.5.3 Digitale Signalverarbeitung

Der Detektor bietet verschiedene Betriebsmodi, um die erzeugten Signale weiterzuverarbeiten. Die Auswahl des Modus hängt dabei von der jeweiligen Messaufgabe sowie von der Ereignisrate ab. Angelehnt an [9] bestehen folgende vier Verfahren:

Im **Photon-Counting-Mode** wird jedes detektierte Ereignis einzeln gezählt. Hierzu wird das Ausgangssignal des Diskriminators an einen digitalen Zähler weitergeleitet, der die Anzahl der Pulse während einer definierten Messzeit erfasst. Es werden ausschließlich Ereignisse berücksichtigt, deren Signal oberhalb der eingestellten Schwelle liegt und deren Pulsdauer mindestens einer Periode der Referenztaktfrequenz (100 MHz) entspricht. Dieser Modus eignet sich insbesondere zur Bestimmung der Photonenintensität.

Der **Time-over-Threshold (ToT)-Mode** basiert auf der Messung der Pulsdauer des Diskriminatorsignals. Damit lässt sich eine Aussage über das absorbierte Energiespektrum je Pixel treffen. Es wird jedoch immer nur der letzte Wert pro Auslesezyklus

gespeichert. Da jegliche Information über die Anzahl an Ereignissen verloren geht, ist dieser Modus beispielsweise für dosimetrische Zwecke ungeeignet.

Im **Integration Mode** wird die iToT (*integrated ToT*) aller detektierten Ereignisse während der Messzeit integriert. Hierfür wird die Summe aller im Pixel registrierten ToT-Werte abgespeichert. Im Gegensatz zum Photon-Counting-Modus ist hier keine Einzelphotonauflösung möglich, wodurch dieser Modus besonders bei hohen Ereignisraten vorteilhaft ist, bei denen es im analogen Frontend zu Pile-up kommen kann.

Im **Energy-Binning-Mode** des Dosepix-Detektors werden für jeden Pixel 16 individuell festlegbare Energieschwellen definiert. Die gemessenen ToT-Werte werden nach entsprechender Energiekalibration diesen Bins zugeordnet, wobei das entstehende 16-Kanal-Energiehistogramm zur Dosisrekonstruktion verwendet werden kann. Ein wesentlicher Vorteil dieses Verfahrens ist, dass die Schwellenwerte pixelweise programmierbar sind, sodass die Energiegrenzen individuell für jeden Pixel angepasst werden können.

Für die Dosisrekonstruktion aus den Daten wird ein Gesamthistogramm aus den Summen aller einzelnen Histogramme je Pixel gebildet, jeder Bin mit einem entsprechenden Konversionsfaktor multipliziert und über die 16 Werte summiert. In der vorliegenden Arbeit wird für die Augenlinsen-Personendosis $H_p(3)$ folgende Formel verwendet

$$H_p(3) = \sum_{j=1}^{16} k_j N_j, \quad (11)$$

wobei N_j die Gesamtanzahl pro Energiebin und k_j die Konversionsfaktoren [22] sind. Diese Faktoren beinhalten die gesamte relevante Physik wie Detektorsensitivität, Absorption und Rückstreuung und gewichten die gemessenen Counts N_j entsprechend. Dabei wird zwischen zwei Sätzen von Konversionsfaktoren unterschieden, einem für die großen und einem für die kleinen Pixel. Die Dosiskonstruktion wird separat für große und kleine Pixel durchgeführt.

Zur Datenauslese wird die sogenannte Rolling-Shutter-Methode beim Energy-Binning-Mode eingesetzt. Dabei wird jeweils nur eine Spalte des Pixelarrays sequenziell ausgelesen, während die übrigen Pixel weiterhin Messdaten aufnehmen. Durch dieses Vorgehen bleibt $\frac{15}{16}$ des Detektors während der Auslese aktiv, sodass effektiv nur ein kleiner Bruchteil der Pixel gleichzeitig von Totzeit betroffen ist.

Aufgrund minimaler Abweichungen in der Pixelelektronik verhalten sich die verschiedenen Dosepix-Detektoren unterschiedlich. Daher ist für das Beammonitoring eine Kalibrierung erforderlich, die im Folgenden hergeleitet wird.

2.6 Das NitroFLASH-Konzept

Für Strahlüberwachung und Dosimetrie in der FLASH-Strahlentherapie ist es unerlässlich, den Strahl möglichst nicht durch die Messung zu beeinflussen, um eine bestmögliche Strahlentherapie zu garantieren. Das NitroFLASH-Projekt basiert daher auf Stickstoff-Fluoreszenz und verfolgt somit einen nicht-destruktiven Ansatz.

Beim Durchgang eines hochenergetischen Elektronenstrahls durch Luft oder reinen Stickstoff werden Stickstoffmoleküle angeregt und emittieren dabei UV-Licht mit einer dominanten Emissionslinie bei 337 nm [27]. Da diese Fluoreszenzphotonen näherungsweise isotrop abgestrahlt werden [28], lassen sie sich von seitlich platzierten UV-sensitiven Kameras detektieren, ohne den Strahl zu beeinflussen. Aus den Kamerabildern können Position und Breite des Elektronenstrahls rekonstruiert werden. Ergänzend dazu messen vier ringförmig angeordnete Dosepix-Detektoren die am Strahl gestreute Strahlung und liefern damit eine unabhängige Bestimmung der Strahlposition in der xy -Ebene [6].

Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 10 dargestellt. Der Kernbestandteil ist ein quaderförmiges Gehäuse, das eine lichtdichte Umgebung für die Bildgebung schafft. Eingangs- und Ausgangsfenster für den Elektronenstrahl sind mit dünner Kaptonfolie abgedeckt, um den Strahl möglichst wenig zu beeinflussen. An den Seiten des Gehäuses sind die UV-Kameras und die vier Dosepix-Detektoren auf dem Ringboard angebracht, sodass beide Systeme den Strahl gleichzeitig und unabhängig voneinander überwachen können [6].

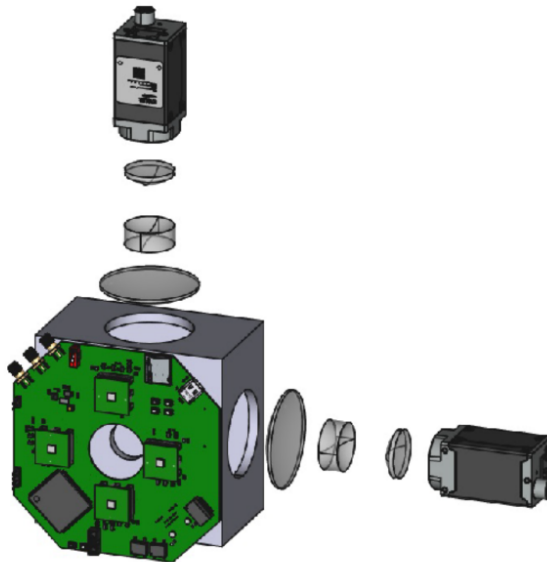


Abbildung 10: Schematischer Aufbau des NitroFLASH-Strahlüberwachungssystems. Der Elektronenstrahl durchquert ein lichtdichtes Gehäuse, in dem UV-sensitive Kameras die Stickstoff-Fluoreszenz zur Bestimmung von Position und Breite des Strahls detektieren. Vier Dosepix-Detektoren auf einem Ringboard messen ergänzend die gestreute Strahlung. Abbildung entnommen aus [6].

2.7 Der PITZ-Beschleuniger

Der FLASH_{lab}-Strahl des NitroFLASH-Projekts wird an der Photo-Injector-Testanlage bei DESY Zeuthen (PITZ) erzeugt [29]. PITZ ist ein Linearbeschleuniger, der Elektronen mittels einer Hochfrequenzkanone mit einer Betriebsfrequenz von 10 Hz erzeugt und beschleunigt. Ein besonderes Merkmal von PITZ ist die Fähigkeit, innerhalb eines einzigen Maschinenzyklus bis zu 1000 Elektronenpulse zu einem sogenannten Bunch-Train zusammenzufassen, wobei jeder einzelne Bunch eine Dauer von unter 1 ps bis 30 ps aufweist und eine Ladung von bis zu 5 nC trägt [8]. Die relative Ladungsunsicherheit beträgt dabei weniger als 1 % [8]. Da im NitroFLASH-Projekt individuelle Bunches zeitlich aufgelöst werden sollen, stellt die kurze Bunch-Dauer besondere Anforderungen an die Auslesegeschwindigkeit und zeitliche Auflösung des Detektorsystems. Die aktuelle kinetische Elektronenenergie beträgt 22 MeV und liegt damit im VHEE-Bereich [8]. Um eine präzise Strahlpositionsbestimmung zu ermöglichen, müssen die elektronischen Unterschiede der eingesetzten Dosepix-Detektoren durch eine Interkalibration ausgeglichen werden.

3 Herleitung der Interkalibration

3.1 Aufnahme der N-Serie im Integrationmode

Nach der Energiekalibration der vier Dosepix-Detektoren ist zunächst zu betrachten, wie variabel die Response der vier Dosepix-Detektoren untereinander ist, um die Notwendigkeit einer Interkalibration zu identifizieren. Die Response eines Detektors beschreibt das Verhältnis zwischen dem gemessenen Ausgangssignal und der tatsächlich applizierten physikalischen Größe, in dieser Arbeit die iToT. Sie ist ein Maß dafür, wie empfindlich und reproduzierbar ein Detektor auf ionisierende Strahlung reagiert, und wird als Quotient aus gemessenem Wert M und wahren Wert D_{wahr} definiert:

$$R = \frac{M}{D_{\text{wahr}}} \quad (12)$$

Eine ideale Response wäre für alle Detektoren identisch und über den gesamten Messbereich konstant. In der Praxis weichen die Ansprechvermögen einzelner Detektoren jedoch aufgrund von Fertigungstoleranzen, unterschiedlichen Pixelschwellen sowie Variationen im Sensormaterial voneinander ab, weshalb ein Vergleich der Detektoren und gegebenenfalls eine Interkalibration erforderlich ist.

In dieser Arbeit wurde mithilfe einer COMET iXRS-160/4.5 Röntgenröhre [30] die N-Serie im Integrationmode vermessen. Die Strahlungsqualität wird gemäß Norm ISO 4037-1 [31] durch die Röhrenspannung und die Halbwertsschicht HVL festgelegt, wobei die erforderliche Filterung durch vorgeschriebene Materialkombinationen realisiert wird. Sie definiert verschiedene standardisierte Röntgenstrahlungsqualitäten, die für Kalibrationen genutzt werden können. Die Röhrenspannung wurde auf die folgenden Werte eingestellt: 15 kVp, 20 kVp, 25 kVp, 30 kVp, 40 kVp, 60 kVp, 80 kVp, 100 kVp, 120 kVp und 150 kVp. Die Einstellung der spezifischen mittleren Energien für die jeweiligen Serien erfolgte unter Verwendung von Filtermaterialien aus Al, Cu und Sn.

Die Dicke der Filter ist in der Norm dokumentiert [31] als auch im Unterabschnitt A.1. Die mittlere Photonenenergie (fluence) der N-Serie lag in dieser Arbeit zwischen 12 keV und 117.7 keV. Gemäß ISO 4037-1 [31] sind die vier Referenzstrahlungsserien in aufsteigender Filtration geordnet, wobei in dieser Arbeit nicht die L-Serie genutzt wird:

1. H-Serie (hohe Dosisleistung, minimale Zusatzfilterung),
2. W-Serie (Breitspektrum),
3. N-Serie (Schmalspektrum),
4. L-Serie (niedrige Dosisleistung, maximale Filterung).

Die H-Serie besitzt demnach die geringste Zusatzfilterung aller vier Serien [31]. Dies hat zur Folge, dass das Röntgenspektrum der H-Serie deutlich breiter ist und einen wesentlich größeren Anteil niederenergetischer Photonen enthält als das entsprechende N-Serienspektrum bei gleicher Röhrenspannung [32]. Die Halbwertsschichtdicken der H-Serie sind daher systematisch kleiner als jene der N-Serie bei identischer Röhrenspannung, was einer weicheren, weniger aufgehärteten Strahlung entspricht. Die Spezifikationen sind [33] zu entnehmen. Der jeweils passende Filter zur eingestellten Röhrenspannung ließ sich mithilfe eines Filterrads, siehe Abbildung 11, im Strahlverlauf platzieren.

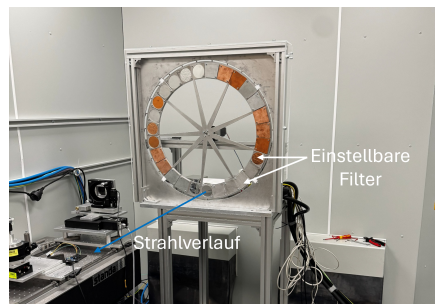


Abbildung 11: Das Filterrad dient zur Positionierung der erforderlichen Filter im Strahlverlauf für die Aufnahme unterschiedlicher Serien. Die Röntgenröhre ist hinter dem Filterrad verbaut.

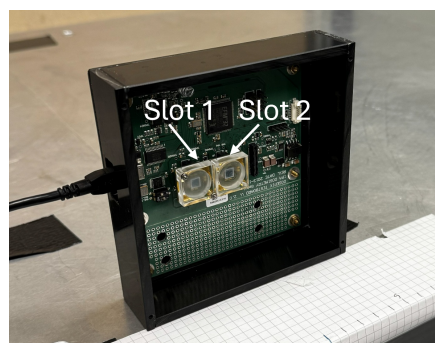


Abbildung 12: Die Dosepik-Detektoren wurden mithilfe einer Ausleseplatine vermessen, welche über 3 Slots verfügt, auf die die Dosepik-Detektoren gesteckt werden können. In der gesamten Arbeit werden nur die ersten beiden Slots, wie in der Abbildung markiert, verwendet.

Die N-Serie wurde für die Qualitäten N-15 bis N-150 im Integrationmode vermessen. Die Stromstärke der Röntgenröhre bei jeder Messung belief sich auf 2 mA und die Aufnahmezeit betrug 3 min bei einem Frame, sodass die Dosepix-Detektoren einmal am Ende der Messzeit ausgelesen wurden. Es wurden jeweils zwei Dosepix-Detektoren gleichzeitig vermessen, indem ein Dosepix-Detektor auf Slot 1 und ein Dosepix-Detektor auf Slot 2 der verwendeten Ausleseplatine platziert wurde (vgl. Abbildung 12).

Anschließend wurde ihre Position vertauscht, um potenzielle Unterschiede durch Position im Strahl sowie unterschiedliche Slotelektronik auszuschließen.

Die Idee der Interkalibration dieser Arbeit ist es, einen Referenzdetektor zu haben, auf den die restlichen Dosepix-Detektoren kalibriert werden können, sodass sie alle die gleiche Response liefern, um somit eine präzise Strahlüberwachung zu garantieren. Der erste Schritt ist somit, die Response der einzelnen Dosepix-Detektoren zu prüfen. Jeder Detektor hat eine individuelle Nummer zur Identifikation erhalten. In der Arbeit wurden 7, 37, 106, 127 und später 38 verwendet. Als Referenzdetektor wurde Dosepix-Detektor 37 ausgewählt.

Gemäß ICRU Report 24 [34] darf die Gesamtunsicherheit einer Strahlentherapieprozedur 5 % nicht überschreiten. Dieses Budget setzt sich aus mehreren unabhängigen Beiträgen zusammen, darunter Photonenrauschen, die statistische Unsicherheit der Ladungsträgererzeugung im Sensormaterial (Fano-Unsicherheit), elektronikbedingte Schwankungen, Zeitauflösungseffekte bei der Auslesung, Temperaturdrift sowie Instabilitäten der Strahlungsquelle [6]. Da jede dieser Komponenten einen Teil des Gesamtbudgets beansprucht, wird für das Dosismonitorsystem selbst eine Unsicherheit von ≤ 1 % angestrebt [6, 34]. Dieser Wert dient in der vorliegenden Arbeit als angestrebte Zielgenauigkeit für die Interkalibration der Dosepix-Detektoren.

3.2 Wahl des Referenzdetektors

Die Wahl des Referenzdetektors basiert auf einer Energiekalibrierung mittels der Time-over-Threshold (ToT)-Methode. Dabei wurden zwei Kalibrierquellen verwendet: Molybdän-Röntgenfluoreszenz (Mo-XRF) mit charakteristischen Emissionslinien bei $E_{K\alpha} = 17.4 \text{ keV}$ [35] und eine ^{241}Am -Quelle, deren Zerfallsschema in Unterabschnitt A.2 aufgeführt ist. In Abbildung 13 ist das ToT-Spektrum der Messaufnahme für jeden Dosepix-Detektor dargestellt. Es fällt auf, dass die durch den Photoeffekt erzeugten Full Energy Peaks, bei denen die gesamte Photonenergie vollständig im Detektormaterial deponiert wurde, bei Dosepix-Detektor 127 im Vergleich zu den anderen Dosepix-Detektoren zu höheren ToT-Werten verschoben sind.

Die Energiekalibration wurde analog zu der Methode in [10] durchgeführt. Die resultierenden Energiespektren der vier untersuchten Dosepix-Detektoren sind in Abbildung 14 dargestellt. In allen Spektren sind die charakteristischen Full-Energy-Peaks deutlich erkennbar, welche durch vollständige Energieabsorption infolge des photoelektrischen Effekts entstehen. Für die Mo-XRF-Strahlung liegt dieser Peak bei 17.4 keV [35], wobei es sich dabei um mehrere charakteristische Röntgenlinien handelt, die aufgrund der begrenzten Energieauflösung des Detektors nicht voneinander getrennt werden können, während er für die ^{241}Am -Quelle bei 59.54 keV [36] auftritt.

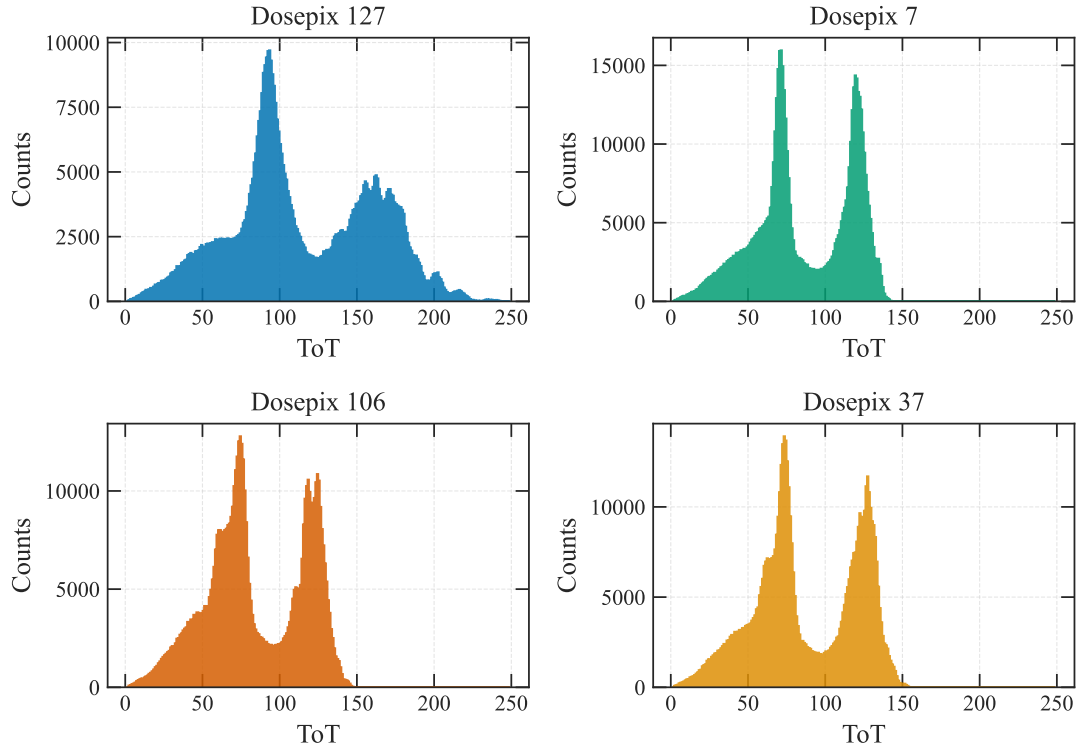


Abbildung 13: Summierte ToT-Spektrum aller Pixel gemessen mit Mo-XRF und ^{241}Am für vier verschiedene Dosepix-Detektoren. Der Peak bei niedrigeren ToT-Werten entspricht der charakteristischen Röntgenstrahlung der Mo-XRF-Quelle (17.4 keV [35]), während der Peak bei höheren ToT-Werten der γ -Linie der ^{241}Am -Quelle (59.54 keV [36]) zuzuordnen ist.

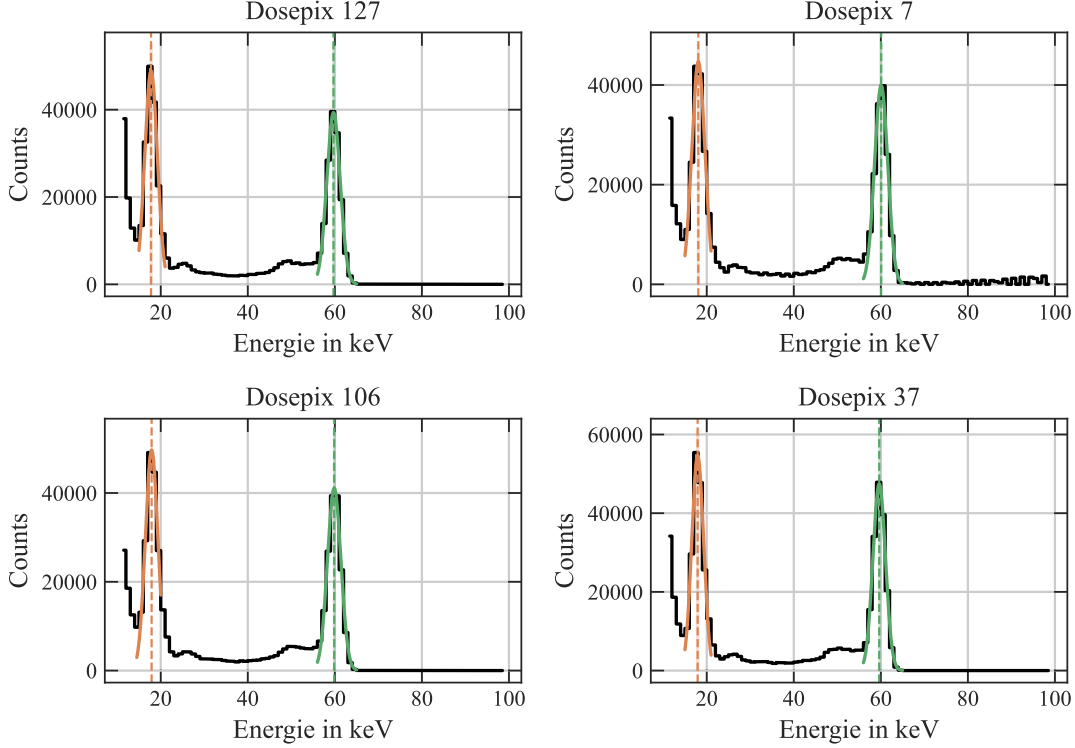


Abbildung 14: Energiespektrum gemessen mit Mo-XRF und $^{241}_{95}\text{Am}$. Die Peaks wurden mittels eines Crysta-Ball-Fits bestimmt.

Zusätzlich zeigt sich im niederenergetischen Bereich bei etwa 11 keV eine weitere Erhöhung. Diese ist auf Elektronen zurückzuführen, die infolge von Compton-Wechselwirkungen entstehen und ihre Energie im Dosepix-Detektor deponieren.

Zur quantitativen Bestimmung der Peakpositionen wurden die Full-Energy-Peaks mittels einer Crystal-Ball-Funktion angepasst. Diese Funktion beschreibt eine Gauß-Verteilung mit einem Potenzgesetz-Tail auf der niederenergetischen Seite und ist daher besonders geeignet, die asymmetrische Form der Peaks zu erfassen. Die Crystal-Ball-Funktion ist definiert nach [37] als:

$$f(x; x_b, \sigma, \alpha, n) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x - x_b)^2}{2\sigma^2}\right), & \frac{x - x_b}{\sigma} > -\alpha \\ \left(\frac{n}{\alpha}\right)^n \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) \left(\frac{n}{\alpha} - \alpha - \frac{x - x_b}{\sigma}\right)^{-n}, & \frac{x - x_b}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (13)$$

wobei x_b die Peakposition, σ die Breite des Gauß-Anteils, $\alpha > 0$ den Übergangspunkt zwischen Gauß- und Potenzgesetz-Bereich sowie $n > 0$ den Exponenten des Potenzgesetzes bezeichnen. Der Normierungsfaktor N ist gegeben durch:

$$N^{-1} = \sigma \left[\frac{n}{\alpha(n-1)} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}}\right) \right) \right]. \quad (14)$$

Die Anpassung an die gemessenen Spektren erfolgte mittels des Levenberg–Marquardt–Algorithmus [38] im jeweiligen Peakbereich. Als freie Parameter wurden dabei x_b , σ , α , n sowie eine Gesamtnormierung P_r variiert. Die aus den Fits resultierenden Peakpositionen x_b liefern die kalibrierten Energiewerte der jeweiligen Spektrallinien.

Zusätzlich zu den Full-Energy-Peaks ist bei etwa 48 keV ein Anstieg im Spektrum zu beobachten, welcher gestreuten Photonen aus der Comptonstreuung zugeordnet werden kann. Die geringere Ausprägung dieses Merkmals im Vergleich zur niederenergetischen Erhöhung lässt sich durch die Energieabgabe von Elektronen als ionisierende Teilchen im Sensormaterial erklären. Im Gegensatz zu geladenen Teilchen wechselwirken gestreute Photonen nicht kontinuierlich mit dem Sensormaterial. Sie müssen erneut, etwa durch Photoeffekt oder Comptonstreuung, wechselwirken, um ein messbares Signal zu erzeugen [13]. Da die Wahrscheinlichkeit einer solchen Folgewechselwirkung innerhalb des dünnen Pixelsensors gering ist, ist das Comptonkontinuum im Spektrum zwar vorhanden, jedoch deutlich schwächer ausgeprägt als Merkmale, die durch direkte Ladungsdeposition entstehen [39].

Ein weiteres charakteristisches Signal ist im Bereich von etwa 26 keV erkennbar. Dieses kann zum einen der Zinn-Fluoreszenz der Lötverbindung zwischen Dosepex-Detektoren und ASIC bei 25.2 keV [35] zugeordnet werden.

Zum anderen emittiert die verwendete $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle mit einer Wahrscheinlichkeit von 2.27 % Photonen mit einer Energie von 26.34 keV [36]. Beide Beiträge überlagern sich in diesem Energiebereich und führen zur beobachteten Struktur im Spektrum. Bei Dosepex-Detektor 7 ist zudem zu beobachten, dass im Energiebereich oberhalb von 60 keV ein erhöhtes Rauschniveau auftritt.

Da das ToT-Spektrum von Dosepex-Detektor 127 im Vergleich zu den übrigen Dosepex-Detektoren eine deutliche systematische Verschiebung aufweist und Dosepex-Detektor 7 durch das beschriebene Rauschen charakterisiert ist, wurde Dosepex-Detektor 37 als Referenzdetektor für die weiteren Untersuchungen ausgewählt. Grundsätzlich wäre auch die Wahl von Dosepex-Detektor 106 als Referenzdetektor möglich gewesen.

3.3 Identifizierung und Korrektur defekter Pixel von Detektor 7

Bereits im vorhergehenden Kapitel wurde ein erhöhtes Rauschverhalten bei Dosepex-Detektor 7 festgestellt. Bei Dosepex-Detektoren können elektronische Defekte einzelner Pixel zu solchen Störungen führen. Um dies zu analysieren wird daher die Pixelantwort in Abhängigkeit der Energie betrachtet.

In Abbildung 15 ist das Energiespektrum von Dosepex-Detektor 7 für eine N-60-Strahlungsqualität im Energy-Binning-Modus dargestellt. Die N-60-Qualität wird gemäß [11] mit einer Röhrenspannung von 60 kVp erzeugt, wodurch die maximale Photonenenergie auf 60 keV begrenzt ist. Entsprechend ist zu erwarten, dass oberhalb von etwa 60 keV keine signifikanten Zählraten auftreten.

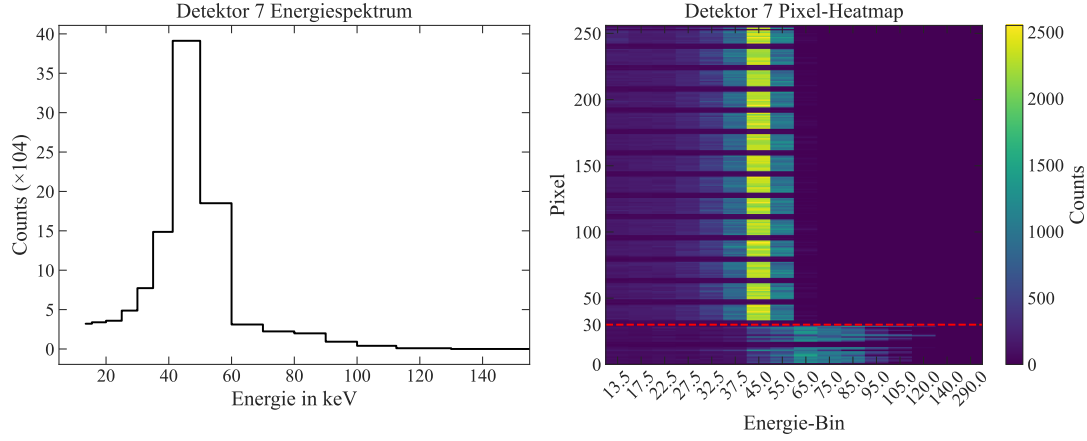


Abbildung 15: Energiespektrum und Pixel-Heatmap von Dosepix-Detektor 7 bei N-60-Qualität im Energy-Binning-Mode.

Entgegen dieser Erwartung zeigen sich jedoch weiterhin Ereignisse in diesem Energiebereich. Die zugehörige Pixel-Heatmap in Abbildung 15 verdeutlicht, dass insbesondere die ersten 30 Pixel auch oberhalb von 60 keV Zählereignisse registrieren. Dieses Verhalten ist unphysikalisch und deutet auf defekte bzw. fehlerhaft arbeitende Pixel hin.

Aus diesem Grund wurden für alle nachfolgenden Auswertungen die ersten 30 Pixel von Dosepix-Detektor 7 als defekt klassifiziert und aus der Analyse ausgeschlossen.

3.4 Analyse der relativen Response in der N-Serie

Zur Bestimmung der relativen Response wurde für jeden Dosepix-Detektor s und jede Röhrenspannung U unter Verwendung des Integrationsmode zunächst das integrierte Signal berechnet. Dazu wurden die gemessenen iTOT-Werte p_i aller betrachteten Pixel aufsummiert:

$$S(U, s) = \sum_{i=1}^{N_{\text{Pixel}}} p_i. \quad (15)$$

Die Streuung der iTOT-Werte zwischen den Pixeln wird durch die empirische Standardabweichung beschrieben:

$$\sigma_{\text{iToT}} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{Pixel}} - 1} \sum_{i=1}^{N_{\text{Pixel}}} (p_i - \bar{p})^2}, \quad (16)$$

wobei $\bar{p}$ den Mittelwert der iTOT-Werte bezeichnet.

Unter der Annahme statistisch unabhängiger Pixel ergibt sich die Unsicherheit des integrierten Signals aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_S = \sigma_{\text{iToT}} \cdot \sqrt{N_{\text{Pixel}}}. \quad (17)$$

Da für die Auswertung ausschließlich große Pixel berücksichtigt werden, wurde bei Vorhandensein defekter Pixel eine entsprechende Korrektur vorgenommen.

Hierzu wurden die bekannten defekten Pixel nach großen und kleinen Pixeln sortiert. Die Normierung basiert somit auf der Anzahl aktiver großer Pixel:

$$S_{\text{norm}} = S \cdot \frac{N_{\text{gro\ss e,total}}}{N_{\text{gro\ss e,total}} - N_{\text{gro\ss e,schlechte}}}, \quad (18)$$

wobei $N_{\text{gro\ss e,schlechte}}$ die Anzahl defekter großer Pixel bezeichnet. $N_{\text{gro\ss e,total}}$ ist als 192 gegeben. Die Unsicherheit des normierten Signals ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_{S_{\text{norm}}} = \frac{N_{\text{gro\ss e,total}}}{N_{\text{gro\ss e,total}} - N_{\text{gro\ss e,schlechte}}} \cdot \sigma_S. \quad (19)$$

Diese Korrektur wurde für Dosepix-Detektor 7 mit bekannten defekten Pixeln angewendet, um eine Vergleichbarkeit der integrierten Signale sicherzustellen.

Anschließend wurde die relative Response eines Dosepix-Detektors s bezüglich eines Referenzdetektors $s_{\text{ref}} = 37$ bestimmt:

$$R(U, s) = \frac{S(U, s)}{S(U, s_{\text{ref}})}. \quad (20)$$

Die Unsicherheit der relativen Response ergibt sich aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung über Dosepix-Detektor- und Referenzsignal:

$$\sigma_R = R \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{S_{\text{ref}}}}{S_{\text{ref}}}\right)^2}. \quad (21)$$

Im Folgenden wird der Einfluss der Slotposition auf die gemessene iToT untersucht.

3.5 Auswirkung der Slotposition auf die gemessene iToT

Betrachtet man für jeden Dosepix-Detektor die relative Differenz der iToT zwischen den beiden Slotpositionen, so ist diese nur für Röhrenspannungen zwischen 25 kV und 60 kV kleiner 1 %, wie in Abbildung 16 zu erkennen ist. Dennoch zeigen sich zwei charakteristische Abweichungsmuster in Abhängigkeit der Röhrenspannung, die auf die Messbedingungen zurückzuführen sind.

Bei Spannungen unterhalb von 20 kV ist ein systematisches Unteransprechen beobachtbar. Da kein Kollimator verwendet wird und der Abstand zur Röntgenröhre etwa 2 m beträgt, trifft das divergente Strahlungsfeld die beiden Slotpositionen unter leicht unterschiedlichen Winkeln. Bei weicher Strahlung wirkt sich dies besonders stark aus, da das emittierte Spektrum aufgrund des Heel-Effekts der Röntgenröhre eine ausgeprägte Winkelabhängigkeit aufweist. Zudem werden niederenergetische Photonen stärker in Luft absorbiert, sodass bereits geringe Wegdifferenzen zwischen den Slotpositionen zu messbaren Unterschieden im detektierten Signal führen. [40]

Bei hohen Spannungen oberhalb von 80 kV nehmen die Schwankungen zwischen den Slotpositionen wieder zu. Dies ist im Wesentlichen auf den wachsenden Einfluss von Streustrahlung zurückzuführen: Ohne Kollimator und bei großem Abstand ist das Streustrahlungsfeld räumlich inhomogen, da Photonen aus der Umgebung, etwa von Wänden, Tisch oder Halterung, die räumlich getrennten Slots in unterschiedlichem Maße

treffen. Bei hohen Röhrenspannungen ist der Streustrahlungsanteil generell größer, was die beobachteten Schwankungen zwischen den Positionen erklärt.

Die Schwankungen außerhalb des angestrebten Zielbereichs von 1 % treten ausschließlich in Spannungsbereichen auf, in denen die spätere Interkalibration bereits zuverlässig funktioniert. Eine zusätzliche Korrektur dieser Abweichungen ist nicht erforderlich, da sie keinen nennenswerten Einfluss auf die Interkalibrationsqualität hätte und die Gesamtperformance des Systems nicht verbessern würde.

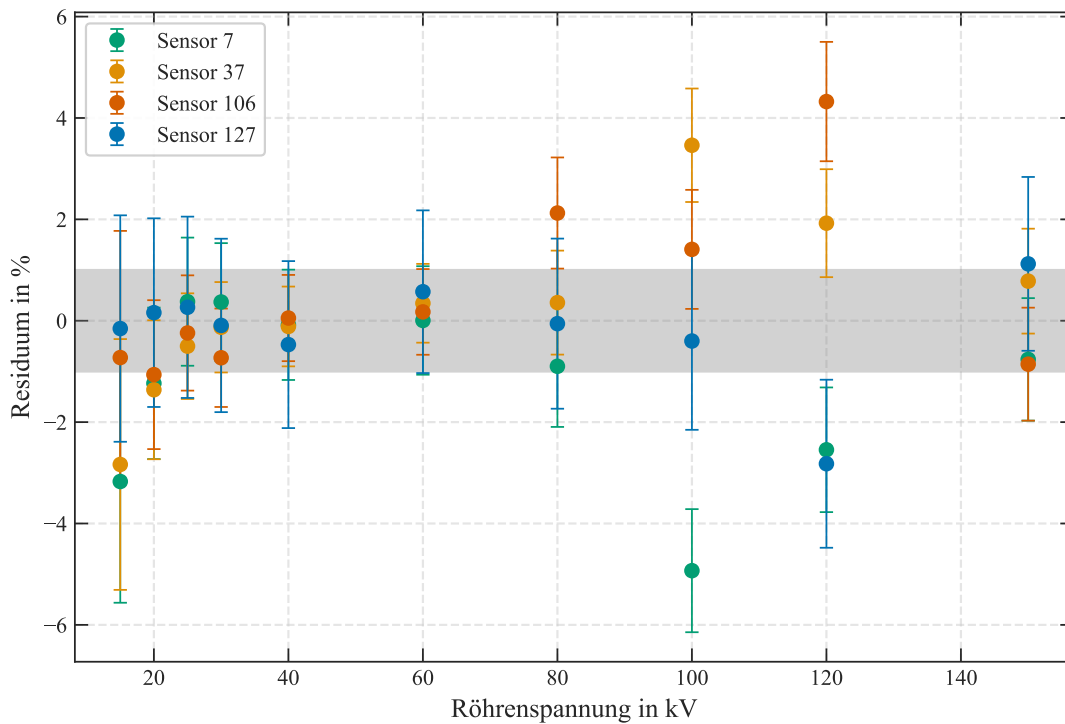


Abbildung 16: Relative Differenz der Slotpositionen für die N-Serie. Der grau schattierte Bereich entspricht einem Abweichungsbereich von 1 %.

3.6 Herleitung der Mittelwertkorrektur aus der iToT-Verteilung

Die resultierende relative Response $R(E, s)$ wurde als Funktion der Röhrenspannung dargestellt, wobei für den Referenzdetektor per Definition $R = 1$ gilt. Dies ist in Abbildung 17 abgebildet.

Zunächst verdeutlichen die Ergebnisse die Notwendigkeit einer Interkalibration, denn die Dosepix-Detektoren weisen signifikant unterschiedliche Ansprechvermögen auf. Insbesondere Dosepix-Detektor 127 liegt über 30 % über dem Referenzdetektor. In niedrigen Energiebereichen steigt bzw. fällt die Response je nach Dosepix-Detektor verschieden an bzw. ab, ehe die Abweichungen ab etwa 25 kV näherungsweise einem konstanten Skalierungsfaktor folgen. Da die iToT maßgeblich durch die Form und Position des ToT-Spektrums bestimmt wird, können bereits geringe Verschiebungen des Spektrums zu systematischen Änderungen im integrierten Signal führen. Dieser Zusammenhang motiviert die im Folgenden durchgeführte Analyse der Mittelwertverschiebung im iToT-Histogramm.

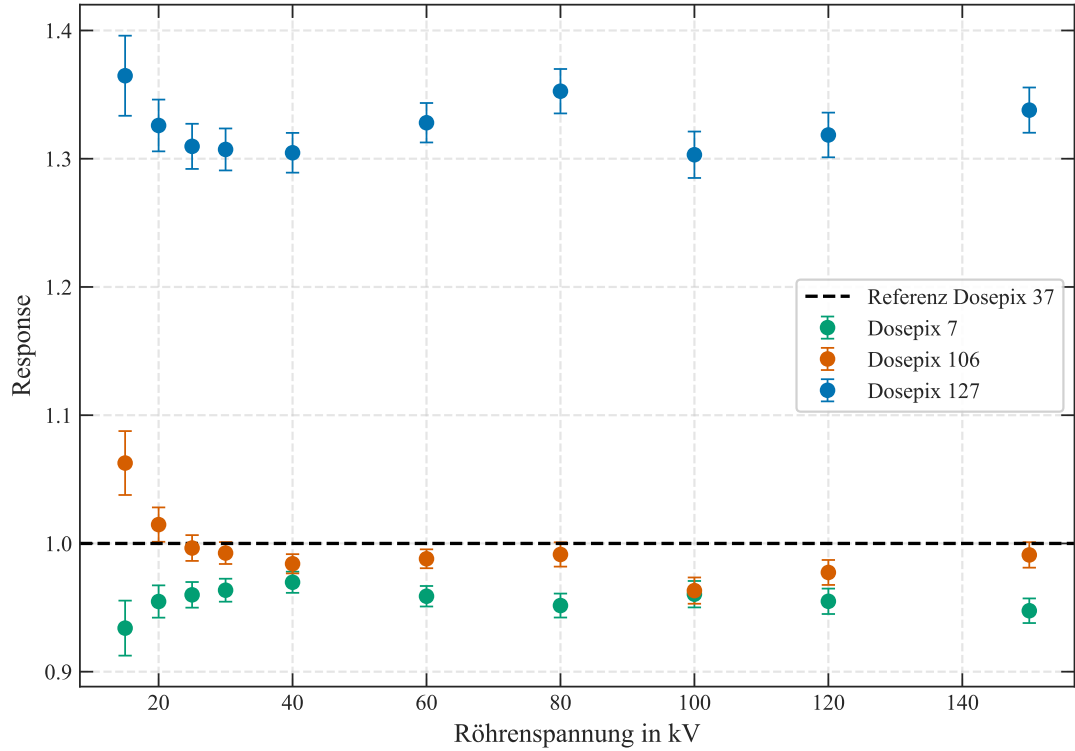


Abbildung 17: Relative Response $R(U, s)$ verschiedener Dosepix-Detektoren als Funktion der Beschleunigungsspannung für die N-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel; bei Dosepix-Detektoren mit defekten Pixeln wurde eine Korrektur basierend auf der Anzahl aktiver großer Pixel durchgeführt.

Hierzu wird zunächst für jeden Dosepix-Detektor das iToT-Histogramm bestimmt und mittels eines Gauß-Fits die jeweilige Peakposition berechnet.

Im Integrationmode des Dosepix-Detektors wird nicht jedes einzelne detektierte Photon separat ausgewertet, sondern die innerhalb eines definierten Ausleseintervalls in jedem Pixel akkumulierte Gesamtladung erfasst. Diese Ladung wird als iToT ausgegeben und in Form eines Histogramms dargestellt. Das iToT-Histogramm beschreibt somit die Verteilung der in den einzelnen Pixeln während einer Messperiode gesammelten Summensignale.

Bei ausreichend langen Messzeiten registriert jedes Pixel die Summe einer Vielzahl einzelner Wechselwirkungen. Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis mit bestimmter Energie zu registrieren, ist dabei durch das auf die Gesamtanzahl der Ereignisse normierte Energiedepositionsspektrum gegeben. Das resultierende Signal eines Pixels entspricht folglich der Summe vieler unabhängiger Zufallsvariablen, die jeweils gemäß diesem Spektrum verteilt sind. Mathematisch lässt sich die Verteilung des Gesamtsignals daher als N -fache Selbstfaltung des zugrunde liegenden Energiedepositionsspektrums beschreiben.

Die Anzahl N der überlagerten Einzelereignisse ergibt sich aus dem Produkt

$$N = \Phi \cdot P_{\text{det}} \cdot A_{\text{pix}} \cdot t_{\text{readout}}, \quad (22)$$

wobei Φ den Photonenfluss, P_{det} die Nachweiswahrscheinlichkeit, A_{pix} die Fläche eines Pixels und t_{readout} die Integrations- bzw. Auslesezeit bezeichnet.

Nach dem zentralen Grenzwertsatz konvergiert die Verteilung der Summe für hinreichend große N gegen eine Gaußverteilung, unabhängig von der exakten Form des ursprünglichen Energiedepositionsspektrums. Die im iToT-Histogramm beobachtete, annähernd gaußförmige Struktur, kann daher mit einer Gaußfunktion genähert werden, sodass die Peakposition als charakteristische Größe bestimmt werden kann.

Zur Anpassung der Gaußfunktion an die Messdaten wurde eine nichtlineare Funktionsanpassung mittels der Funktion `curve_fit` aus dem Python-Paket SciPy durchgeführt. Dabei basiert die Optimierung auf dem Levenberg–Marquardt-Algorithmus zur Minimierung der quadrierten Residuen zwischen Modellfunktion und Messdaten [41]. Als Modell wurde eine Gaußfunktion der Form

$$f(x) = A \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right)^2 \right) \quad (23)$$

verwendet, wobei A die Amplitude, μ den Mittelwert und im gegebenen Kontext die Peakposition und σ die Standardabweichung beschreibt. Die Startwerte der Fitparameter wurden aus den Messdaten abgeschätzt und der Iterationsprozess auf maximal 10 000 Funktionsauswertungen begrenzt. Die Unsicherheit der Peakposition μ wird direkt aus der Kovarianzmatrix des Gauß-Fits entnommen, konkret als $\sigma_\mu = \sqrt{C_{\mu\mu}}$, wobei $C_{\mu\mu}$ das zur Peakposition gehörige Diagonalelement der Kovarianzmatrix bezeichnet.

Anschließend wird die relative Abweichung der Peakposition eines Dosepix-Detektors s gegenüber des Referenzdetektors berechnet:

$$\Delta_{\text{rel}}(s) = \frac{\mu_s - \mu_{\text{ref}}}{\mu_{\text{ref}}}. \quad (24)$$

Die Fehlerfortpflanzung auf Δ_{rel} ergibt:

$$\sigma_{\Delta_{\text{rel}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\mu_s}}{\mu_{\text{ref}}}\right)^2 + \left(\frac{\mu_s \cdot \sigma_{\mu_{\text{ref}}}}{\mu_{\text{ref}}^2}\right)^2}. \quad (25)$$

Exemplarisch ist das Ergebnis dieser Analyse für die N-60 Qualität in Abbildung 18 dargestellt. Ein Blick auf die Daten ergibt, dass die Positionen der Peaks von Dosepix-Detektor 7 und 106 dem Ergebnis des Referenzdetektors 37 stark ähneln. Hingegen weist Dosepix-Detektor 127, wie bereits bei der Energiekalibrierung festgestellt, eine signifikante Abweichung in der Position des Peaks und des Spektrums auf, der sich zu höheren iToT-Werten verschoben zeigt. Dieses Verhalten lässt sich auch bei der restlichen N-Serie beobachten. Neben der qualitativen Übereinstimmung mit der Energiekalibrierung lässt sich auch eine quantitative feststellen, denn bestimmt man in Abbildung 13 die Mittelwertverschiebung (siehe Tabelle 2), so stimmen diese im Vorzeichen und in der Größenordnung mit der N-Serie (vgl. Tabelle 3) überein. Diese Übereinstimmung bestätigt, dass es sich bei der Mittelwertverschiebung um eine detektorspezifische Eigenschaft handelt, die unabhängig von der konkreten Bestrahlungsqualität auftritt. Dass die Zahlenwerte nicht vollständig übereinstimmen und die mittlere Verschiebung der N-Serie insbesondere bei Detektor 127 etwas geringer ausfällt als im ToT-Spektrum, lässt sich auf das Verhalten im niedrigen Energiebereich zurückführen. Dort zeigt sich eine kleinere relative Mittelwertverschiebung, die den über alle Spannungen gebildeten Mittelwert der N-Serie nach unten zieht und so zu einem geringeren Gesamtwert führt als im ToT-Spektrum der Energiekalibrierung.

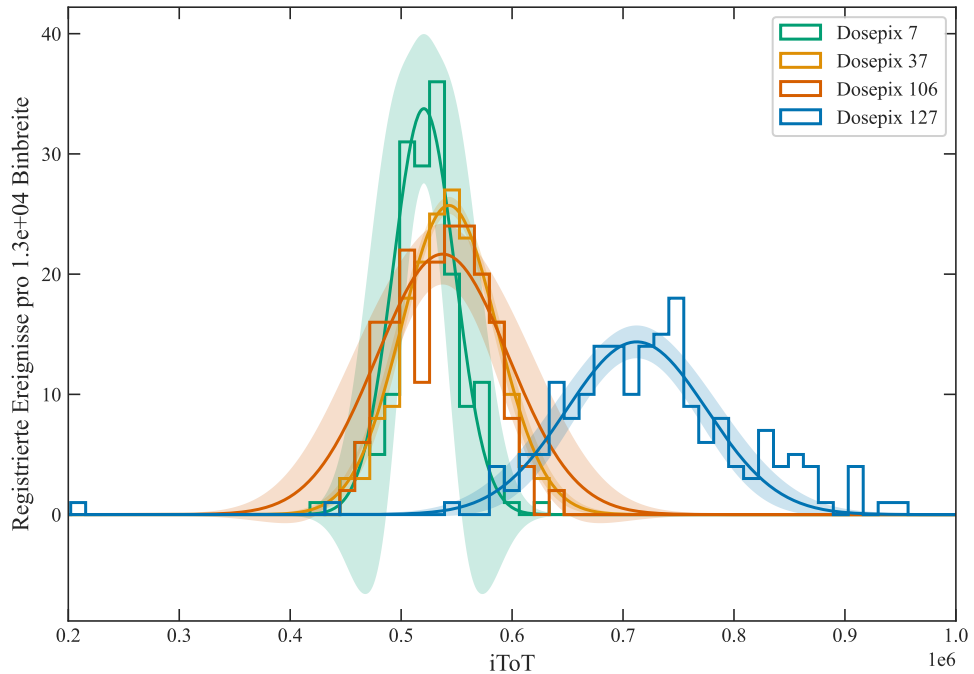


Abbildung 18: Das iToT-Spektrum der N-Serie aller Dosepix-Detektoren wurde mit einer Peakbestimmung über ein Gauß-Fit ermittelt. Die Unsicherheiten wurden dabei als Fehlerband angegeben.

Detektor	Peak	Durchschnittliche Verschiebung [%]
7	1	-0.655 ± 0.840
7	2	-3.845 ± 0.256
106	1	-1.870 ± 1.145
106	2	-3.143 ± 0.335
127	1	30.140 ± 1.075
127	2	28.957 ± 0.441

Tabelle 2: Peakpositionen im ToT-Spektrum und relative Mittelwertverschiebung der Dosepix-Detektoren gegenüber dem Referenzdetektor 37.

Ein weitere Beobachtung ist, dass Detektor 127 die insgesamt stärkste Response zeigt, im niedrigen Energiebereich bis 40 kV jedoch stärker einbricht als der Referenzdetektor. Dies widerspricht der naiven Erwartung, dass ein global stärkeres Ansprechverhalten über den gesamten Spannungsbereich symmetrisch wirken sollte. Eine mögliche Ursache könnte eine Inhomogenität der einzelnen Pixel sein, welche weiter untersucht werden könnte.

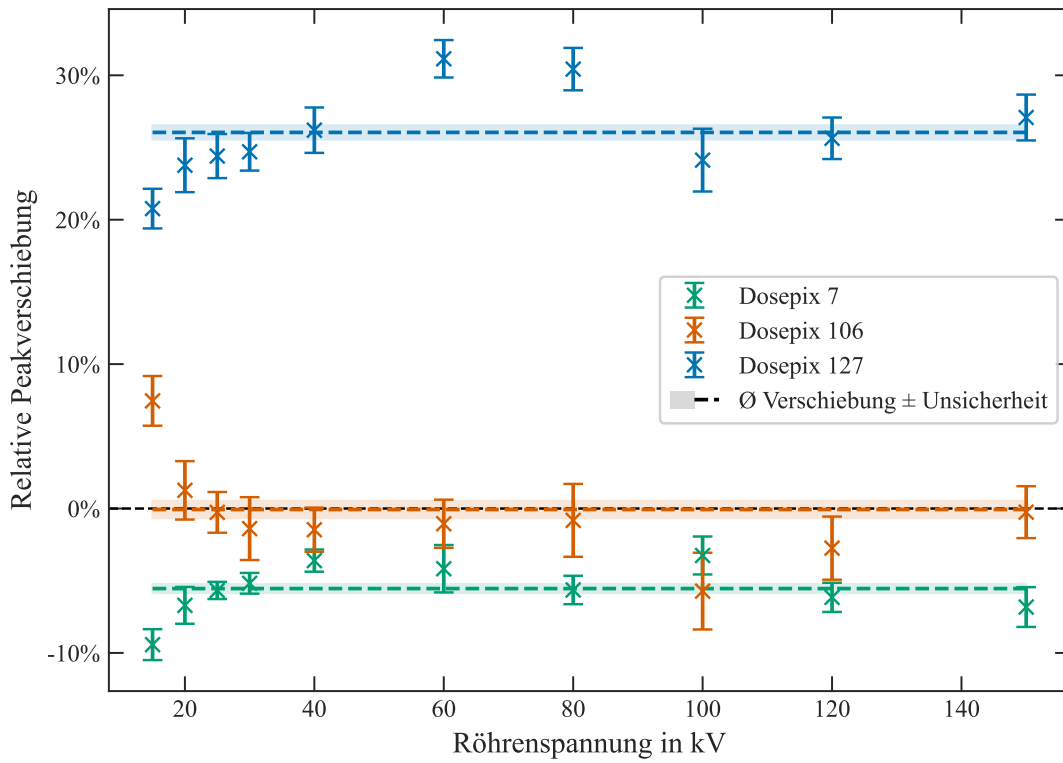


Abbildung 19: Die relative Mittelwertverschiebung eines Dosepix-Detektors zum Referenzdetektor 37 inklusive Unsicherheiten aus Peakbestimmung für die N-Serie.

In Abbildung 19 ist die relative Mittelwertverschiebung für die gesamte Serie aufgetragen. Auffällig ist, dass der Verlauf dem der relativen Response aus Abbildung 17 sehr ähnelt. Auch hier stellt sich ab 25 kV ein annähernd konstantes Verhalten ein. Für die weitere Analyse wird daher der Mittelwert über alle Spannungen gebildet. Die konkreten Werte, mit denen in den nachfolgenden Kapiteln die Korrektur vorgenommen wird, sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Detektor	Durchschnittliche Verschiebung [%]
7	-5.426 ± 0.271
106	-0.068 ± 0.587
127	26.045 ± 0.477

Tabelle 3: Durchschnittliche relative Mittelwertverschiebung der Dosepix-Detektoren gegenüber dem Referenzdetektor 37.

Nach Anwendung der auf Basis der Mittelwertverschiebungen bestimmten Korrektur sind die korrigierten Messwerte in Abbildung 20 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Response der untersuchten Dosepix-Detektoren nun deutlich besser mit der des Referenzdetektors übereinstimmt, sodass insgesamt eine quantitative Verbesserung erreicht wird. Insbesondere die Response von Dosepix-Detektor 127 konnte deutlich verbessert werden, während bei Dosepix-Detektor 106 und Dosepix-Detektor 7 aufgrund der geringen Mittelwertverschiebung nur eine leichte Verbesserung erzielt wurde. Nichtsdestotrotz liegen weiterhin nur wenige Messpunkte innerhalb des angestrebten Genauigkeitsintervalls, weshalb zusätzliche Korrekturen oder weiterführende Modellierungen erforderlich sind.

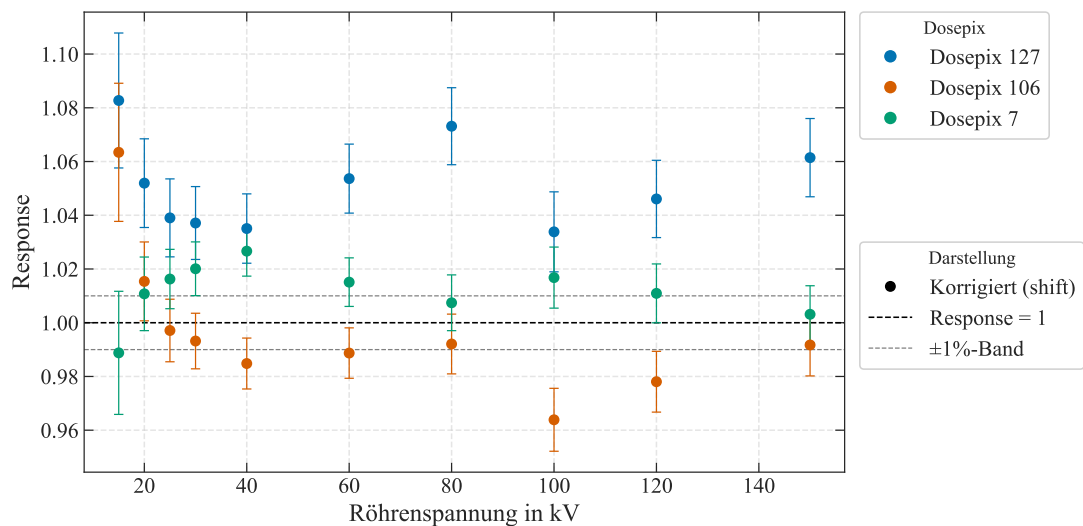


Abbildung 20: Korrektur der Response um die relative Mittelwertverschiebung für die N-Serie. Unsicherheiten stammen aus Fehlerfortpflanzung der Mittelwertverschiebung.

Zur weiterführenden Korrektur der Response nach Anwendung der Mittelwertverschiebung wird ein Polynom vierten Grades an die experimentell bestimmten Messpunkte angepasst (vgl. Abbildung 21). Die Wahl eines Polynoms vierter Ordnung stellt einen geeigneten Kompromiss zwischen ausreichender Flexibilität zur Beschreibung nichtlinearer Zusammenhänge und der Vermeidung unnötiger Modellkomplexität dar. Niedrigere Polynomgrade zeigten keine hinreichende Genauigkeit bei Abbildung 20, während höhere Grade zu einer erhöhten Gefahr der Überanpassung führen würden. Die verwendete Funktion besitzt die Form

$$p(x) = ax^4 + bx^3 + cx^2 + dx + e. \quad (26)$$

Durch diese Fitfunktion kann die systematische Verschiebung der Peakpositionen modelliert und anschließend korrigiert werden. Die Unsicherheit des Polynomfits wird mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung bestimmt. Mit dem Jacobi-Vektor $\mathbf{J}(x) = (x^4, x^3, x^2, x, 1)^\top$ und der Kovarianzmatrix C des Fits ergibt sich die Unsicherheit des Polynomwerts an einer Stelle x zu:

$$\sigma_p(x) = \sqrt{\mathbf{J}(x)^\top C \mathbf{J}(x)}. \quad (27)$$

Die resultierenden Fitparameter sind in Tabelle 4 zusammengefasst.

Detektor	a_4 [10^{-9}]	a_3 [10^{-6}]	a_2 [10^{-4}]	a_1 [10^{-3}]	a_0
7	$-3,40 \pm 0,92$	$1,18 \pm 0,30$	$-1,41 \pm 0,33$	$6,55 \pm 1,38$	$0,922 \pm 0,018$
106	$5,64 \pm 2,33$	$-1,94 \pm 0,77$	$2,31 \pm 0,85$	$-11,3 \pm 3,6$	$1,172 \pm 0,048$
127	$6,47 \pm 2,22$	$-2,15 \pm 0,72$	$2,40 \pm 0,79$	$-10,3 \pm 3,3$	$1,182 \pm 0,044$

Tabelle 4: Fitparameter des gewichteten Polynomfits vierter Ordnung für die drei Dosepix-Detektoren. Die Unsicherheiten entsprechen den Wurzeln der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix.

Zur Beurteilung der Fitqualität wurde für jeden Dosepix-Detektor das reduzierte Chi-Quadrat

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{\chi^2}{\text{ndf}} = \frac{1}{\text{ndf}} \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - f(U_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (28)$$

berechnet, wobei $\text{ndf} = N - p$ die Anzahl der Freiheitsgrade mit N Datenpunkten und $p = 5$ Fitparametern bezeichnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 aufgeführt.

Detektor	χ^2	χ_{red}^2	p-Wert
7	0,88	0,18	0,972
106	5,87	1,17	0,319
127	3,64	0,73	0,603

Tabelle 5: Ergebnisse des χ^2 -Tests für die Polynomfits der drei Dosepix-Detektoren.

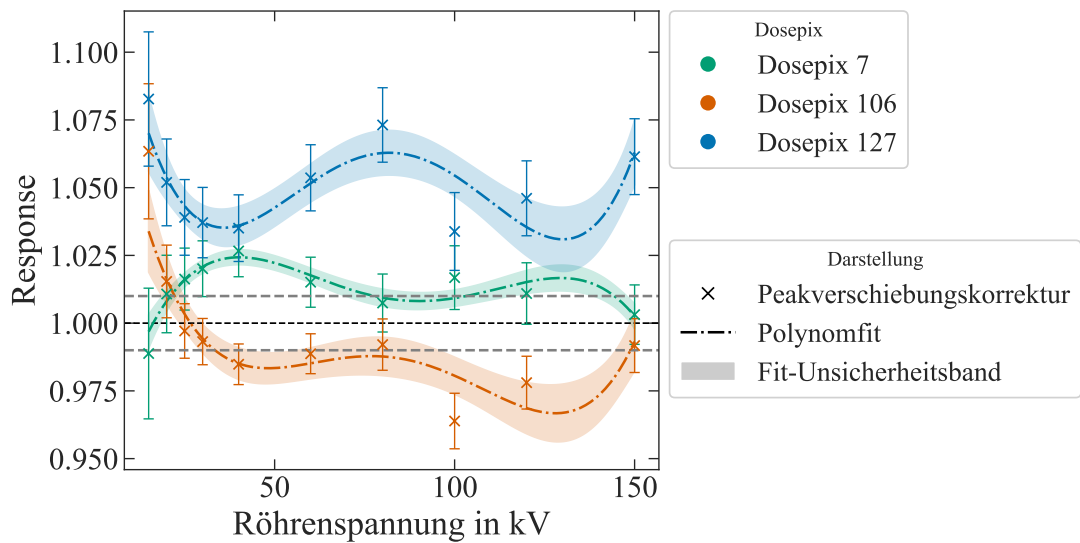


Abbildung 21: Fit eines Polynom 4. Grades an die um die Mittelwertverschiebung korrigierten Messpunkte. In Grau gestrichelt ist der anvisierte Zielbereich dargestellt. Als Unsicherheit der Messpunkte geht in den χ^2 -Tests nur der statistische Anteil der relativen Response ein; die Unsicherheit der Mittelwertkorrektur wirkt als gemeinsamer Faktor auf alle Punkte und bleibt daher unberücksichtigt.

Die reduzierten χ^2 -Werte liegen für alle drei Dosepix-Detektoren nahe bei oder unterhalb von Eins, was mit großen p-Werten einhergeht. Das Polynom 4. Grades beschreibt die korrigierten Messpunkte somit innerhalb ihrer Unsicherheiten gut. Da das Polynom keinem physikalischen Modell zugrunde liegt, ist die Aussagekraft des χ^2 -Tests begrenzt. Ein Polynom höherer Ordnung wurde nicht gewählt, um Overfitting zu vermeiden.

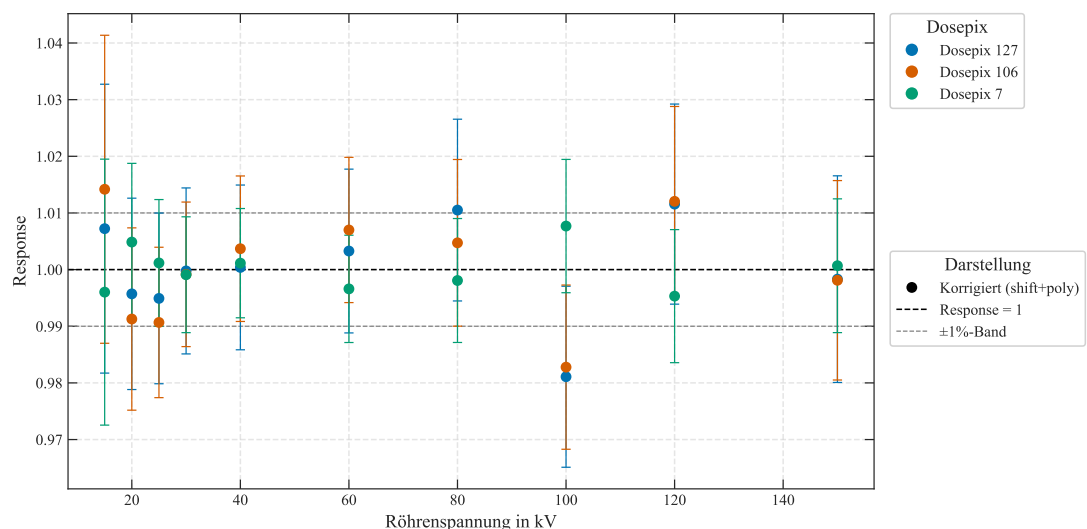


Abbildung 22: Response der Dosepix-Detektoren für die N-Serie nach Korrektur mittels relativer Mittelwertverschiebung und Polynomfit. Unsicherheiten stammen aus Fehlerfortpflanzung der Mittelwertverschiebung und Polynomfit.

Die in Abbildung 22 dargestellten Ergebnisse verdeutlichen, dass durch das angewandte Korrekturverfahren eine signifikante Verbesserung der Übereinstimmung zwischen den Dosepix-Detektorsignalen und der Referenz erzielt werden konnte. Ein quantitativer Vergleich der mittleren Abweichungen vor und nach der Anwendung der Korrektur ist in Tabelle 6 zusammengefasst und bestätigt die Wirksamkeit des entwickelten Verfahrens.

Detektor	Roh [%]	Korrigiert [%]	σ_Q [%]
127	32.524	0.632	0.544
106	1.932	0.796	0.518
7	4.449	0.304	0.411

Tabelle 6: Mittlere Abweichung der Dosepix-Detektorsignale von der Referenz vor und nach Anwendung der Korrekturverfahren. Angegeben ist zudem die über Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmte Unsicherheit der korrigierten Abweichung.

Für den Spannungsbereich von 20 kV bis 80 kV liegen alle Messwerte innerhalb des Zielbereiches, ab 100 kV schwankt die Response von Dosepix-Detektor 106 und 127 im Bereich von 2 %. Für Detektor 127 konnte eine mittlere Verbesserung um den Faktor 50 erzielt werden, für Detektor 106 um den Faktor 2.5 sowie für Detektor 7 um den Faktor 14.6.

4 Validierung des Interkalibrationsverfahren

Zur Validierung des entwickelten Interkalibrationsverfahrens werden im Folgenden zwei unterschiedliche Ansätze betrachtet. Einerseits wird die Übertragbarkeit der Interkalibration anhand zweier unabhängiger Messdatensätze überprüft, die nicht zur Bestimmung der Interkalibrationsparameter verwendet wurden. Andererseits wird das Verfahren auf einen weiteren Detektor angewendet, um zu untersuchen, inwieweit sich neue Dosepix-Detektoren mit geringem Aufwand kalibrieren lassen und welche Randbedingungen hierbei berücksichtigt werden müssen.

4.1 Interkalibration mit unabhängigen Messungen

Zur der Überprüfung der Güte der Interkalibration wurden die H- und W-Serie aus der Norm ISO 4037-1 [11] mit jedem Dosepix-Detektor separat vermessen. Ziel war es, die Interkalibration auf bisher unbekannte Messdaten anzuwenden. Das Messprozedere entsprach dem der N-Serie im vorherigen Kapitel. Für die Interkalibration wird sowohl die Mittelwertverschiebung als auch das Polynom der N-Serie genutzt, um die H-Serie zu korrigieren. Zuvor musste jedoch der digitale Pile-Up-Effekt bei den Messungen berücksichtigt werden, um die Response berechnen zu können.

4.1.1 Korrektur der Messung um digitalen Pile-Up

Wie in Abbildung 23a zu erkennen, trat bei den Messungen mit Detektor 127 ein digitaler Überlappeneffekt des internen Zählregisters auf. Der zugrunde liegende Speicherbereich des Detektors ist auf 2^{24} Zählsschritte begrenzt. Wird dieser Maximalwert überschritten, beginnt das Register erneut bei Null, wodurch hohe iToT-Werte fälschlicherweise im niederenergetischen Bereich des Spektrums erscheinen. Dieses Verhalten führt zu einem digitalen Pile-up-Effekt im Histogramm.

Da das unkalibrierte Energiespektrum (vgl. Abbildung 13) von Dosepix-Detektor 127 im Vergleich zu den übrigen Dosepix-Detektoren bereits systematisch zu höheren ToT-Werten verschoben ist, wurde dieser Überlauf in den Messdaten sichtbar. Bei den Qualitäten, für die manuell ein Pile-Up festgestellt wurde, wurden daher alle iToT-Werte unterhalb von 0.75×10^7 als übergelaufene Einträge interpretiert und um den Registerumfang von 2^{24} verschoben. Auf diese Weise konnte das Spektrum rekonstruiert und der durch den Überlauf verursachte systematische Fehler reduziert werden. Abbildung 23a zeigt das Histogramm vor der Korrektur, Abbildung 23b nach der Korrektur. Die beschriebene Korrektur stellt jedoch nur einen Näherungsansatz dar, da nicht mit absoluter Sicherheit bestimmt werden kann, welche Einträge tatsächlich übergelaufen sind. Um diesen Effekt in zukünftigen Messungen zu vermeiden, empfiehlt es sich, kürzere Ausleseintervalle durch die Verwendung mehrerer Frames zu wählen.

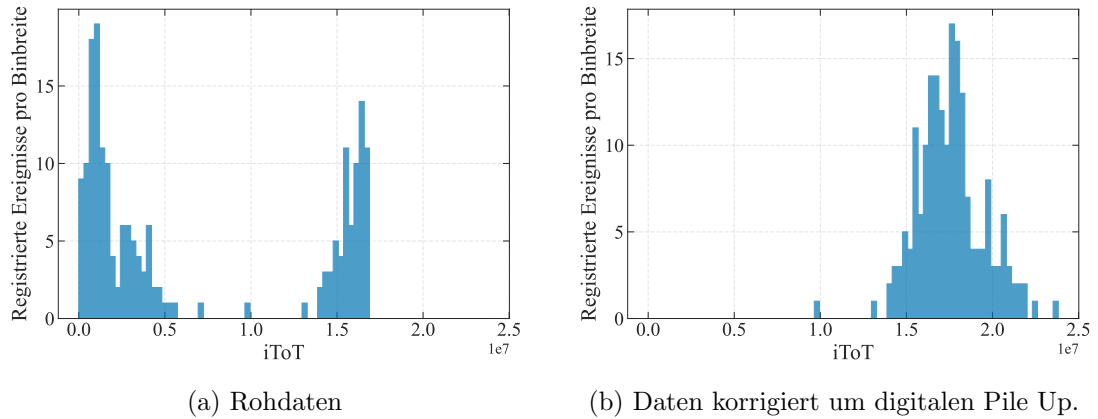


Abbildung 23: iToT-Histogramm der H-100-Qualität für Dosepix-Detektor 127 bei einer Binbreite von ca. 301 557, die sich aus der Aufteilung des Wertebereichs in 79 gleichmäßige Intervalle ergibt.

4.1.2 Anwendung der Interkalibration im Kontext der H-Serie

Die Response der Dosepix-Detektoren unter Bestrahlung mit Qualitäten der H-Serie ist in Abbildung 24 dargestellt. Das Verhalten der Response lässt sich auf den ersten Blick in zwei Teile aufteilen. Ab einer Röhrenspannung von 60 kV fällt die Response für alle Dosepix-Detektoren nahezu konstant aus und die Abweichung ähnelt sehr stark der relativen Mittelwertverschiebung, die bereits bei der N-Serie in Abbildung 19 beobachtet werden konnte. Für eine Röhrenspannung von 40 kV tritt bei Dosepix-Detektor 127 eine Abweichung auf. Auch bei wiederholter Messung behielt die Abweichung ihre Charakteristik, was eine fehlerhafte Messung ausschließt. Für die Dosepix-Detektoren 7 und 106 treten Abweichungen bei einer Röhrenspannung von 30 kV auf.

In Abbildung 25 ist die kalibrierte H-Serie für jeden Dosepix-Detektor dargestellt. Für Dosepix-Detektoren 7 und 106 liegen die kalibrierten Messwerte erst ab 60 kV nahe am anvisierten Zielbereich. Dosepix-Detektor 127 liegt erst für 150 kV im Zielbereich. Alle drei Dosepix-Detektoren zeigen für 30 kV und 40 kV sehr starke Abweichungen, die auch über drei Messungen hinweg reproduzierbar waren.

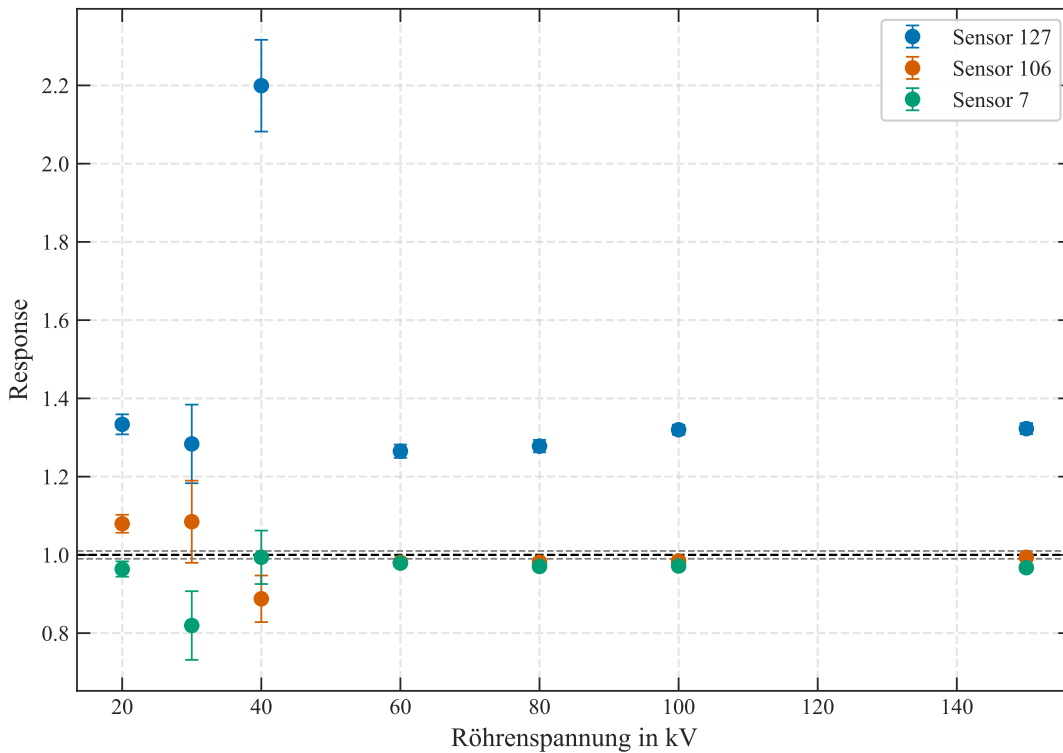


Abbildung 24: Relative kalibrierte Response $R(U, s)$ verschiedener Dosepix-Detektoren als Funktion der Beschleunigungsspannung für die H-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel; bei Dosepix-Detektoren mit defekten Pixeln wurde eine Korrektur basierend auf der Anzahl aktiver großer Pixel durchgeführt.

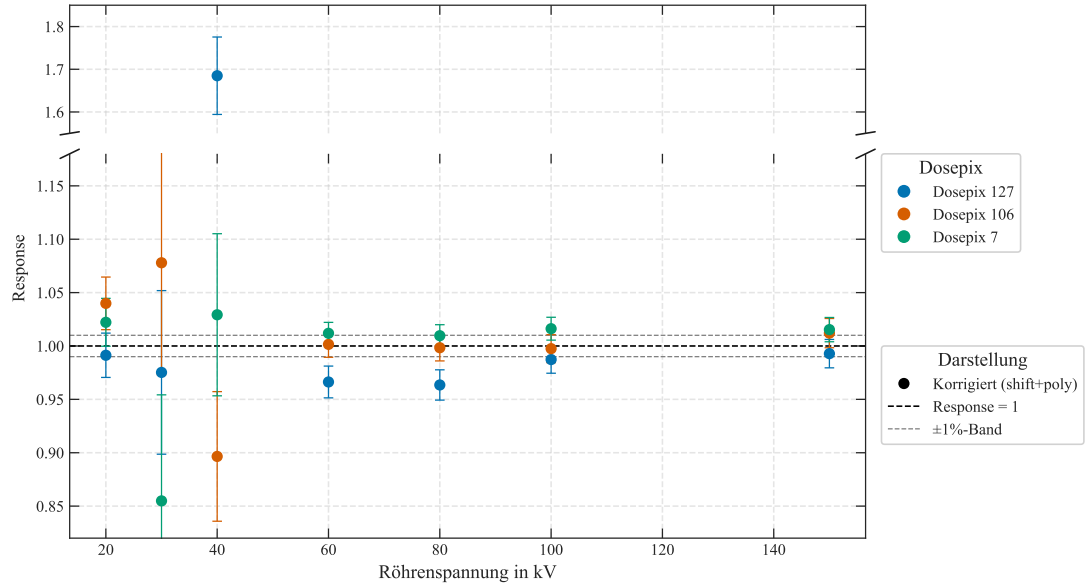


Abbildung 25: Relative Response $R(U, s)$ verschiedener Dosepix-Detektoren als Funktion der Beschleunigungsspannung für die H-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel; bei Dosepix-Detektoren mit defekten Pixeln wurde eine Korrektur basierend auf der Anzahl aktiver großer Pixel durchgeführt.

Zur Untersuchung der Ursache dieser Abweichungen werden die ToT-Spektren der beiden Serien verglichen. Wie bereits in Unterabschnitt 3.1 beschrieben, unterscheiden sich die Serien insbesondere in der Art der Filterung, was sich direkt in der spektralen Zusammensetzung der Röntgenstrahlung niederschlägt. Abbildung 26 zeigt die ToT-Spektren der Dosepix-Detektoren 127 und 37 für ausgewählte Strahlungsqualitäten der H- und N-Serie.

Für Detektor 127 zeigt die N-Serie bei allen Spannungen einen höheren Peak als die H-Serie: Bei 20 kV und 30 kV liegt er deutlich höher, während ab 40 kV die H-Serie mehr Counts im Peak registriert. Für Detektor 37 verhält sich das Verhältnis ähnlich, mit dem Unterschied, dass bei 40 kV beide Serien nahezu gleich hohe Peaks aufweisen. Darüber hinaus ist die H-Serie über alle Spannungen hinweg spektral deutlich breiter als die N-Serie, was physikalisch konsistent mit ihrer geringeren Zusatzfilterung ist [11], denn der größere Anteil niederenergetischer Photonen führt zu einer breiteren Verteilung der deponierten Energie im Detektor und damit zu dem beobachteten breiteren ToT-Peak.

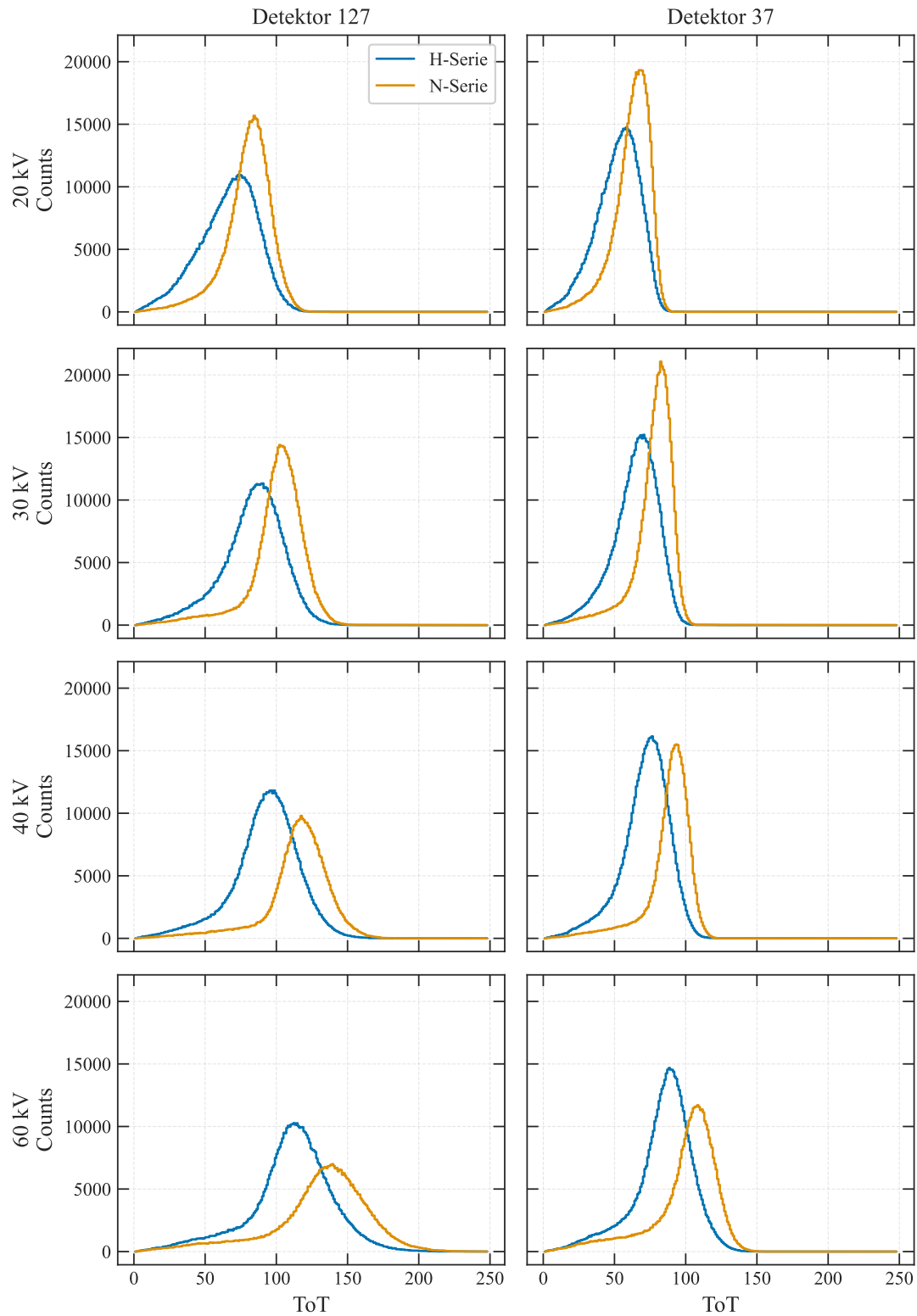


Abbildung 26: Vergleich der ToT-Spektren bei einer Aufnahmezeit von 5 min der H- und N-Serie bei Röhrenspannungen von 20 kV, 30 kV, 40 kV und 60 kV für die Dosepix-Detektoren 127 und 37.

Entscheidend für die gemessene Response ist jedoch nicht die Peak-Höhe, sondern das Integral über das gesamte ToT-Spektrum, da im Integrationsmodus die Summe aller registrierten Ereignisse die Messgröße bestimmt. Bildet man dieses Integral wie in Abbildung 27, so zeigt die N-Serie über alle untersuchten Spannungswerte hinweg stets eine höhere Gesamtzählrate als die H-Serie. Dieser Befund steht im Widerspruch zur beobachteten Response in Abbildung 25, in der bei 40 kV ein deutlicher Ausreißer zu beobachten ist, der sich durch die spektralen Unterschiede allein nicht erklären lässt. Die genaue Ursache dieser reproduzierbaren Abweichung bei 40 kV bleibt ungeklärt und bedarf weiterer Untersuchungen.

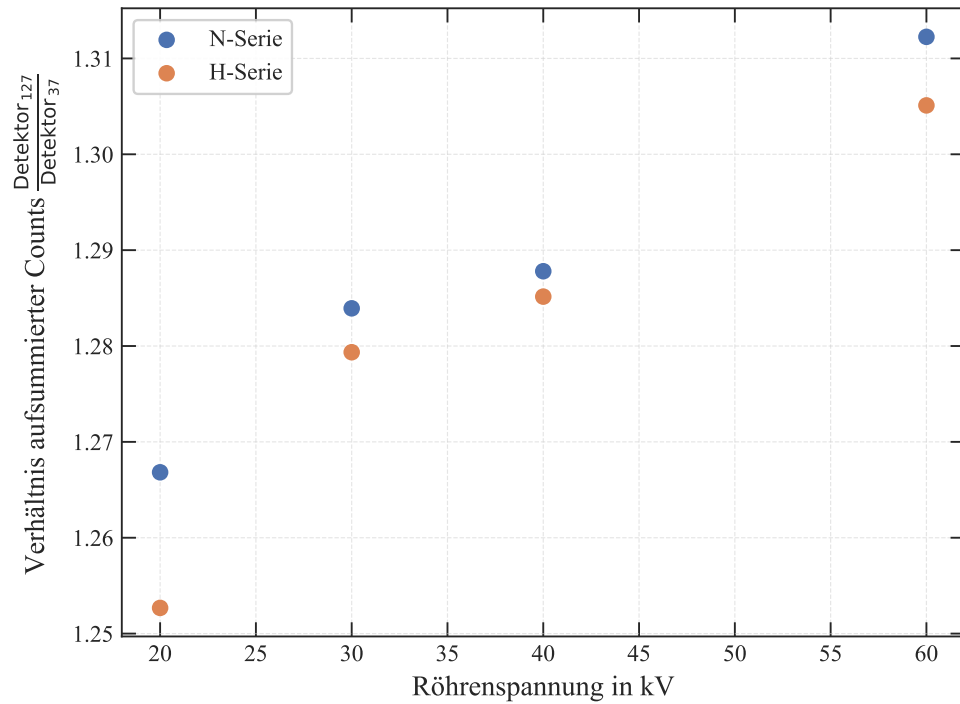


Abbildung 27: Verhältnis der aufsummierten Counts der ToT-Spektren der H- und N-Serie bei Röhrenspannungen von 20 kV, 30 kV, 40 kV und 60 kV für die Dosepix-Detektoren 127 und 37.

4.1.3 Anwendung der Interkalibration im Kontext der W-Serie

Da bei der Vermessung der H-Serie Abweichungen gegenüber der N-Serie aufgetreten sind, die möglicherweise zum Teil auf die spektralen Eigenschaften der jeweiligen Strahlungsqualität zurückgeführt werden könnten, wird ergänzend die W-Serie untersucht. Diese weist im Vergleich zur N-Serie ein breiteres Spektrum auf, verfügt jedoch über eine stärkere Filterung als die H-Serie und stellt damit hinsichtlich der spektralen Breite und des Niederenergieanteils ein Zwischenszenario zwischen beiden Serien dar. Analog zur H-Serie wird zunächst die Response aller Dosepix-Detektoren ohne Anwendung der entwickelten Interkalibration betrachtet. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abbildung 28 dargestellt.

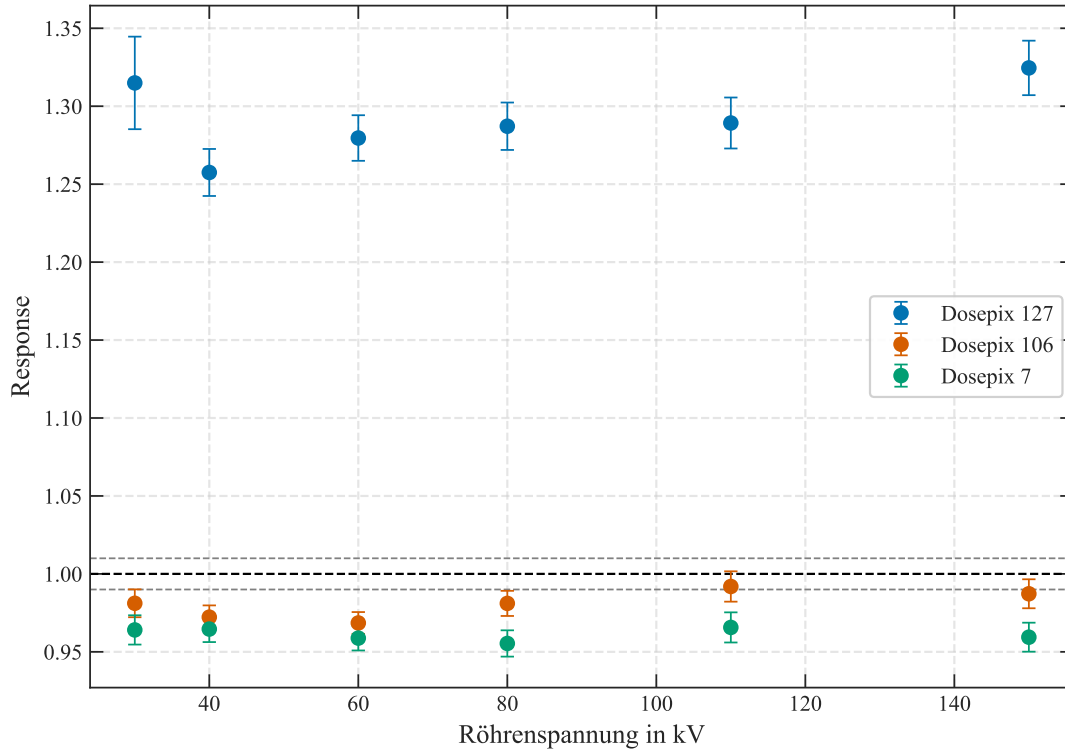


Abbildung 28: Relative kalibrierte Response $R(U, s)$ verschiedener Dosepix-Detektoren als Funktion der Beschleunigungsspannung für die W-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel; bei Dosepix-Detektoren mit defekten Pixeln wurde eine Korrektur basierend auf der Anzahl aktiver großer Pixel durchgeführt.

Auch in diesem Fall ist eine systematische Mittelwertverschiebung zwischen den einzelnen Dosepix-Detektoren erkennbar.

Im Unterschied zur H-Serie zeigt die Response jedoch über den gesamten untersuchten Spannungsbereich ein nahezu konstantes Verhalten. Dieses Verhalten entspricht weitgehend der bereits bei der N-Serie beobachteten Charakteristik. Die Ergebnisse der kalibrierten W-Serie sind in Abbildung 29 für alle untersuchten Dosepix-Detektoren dargestellt. Nach Anwendung der Interkalibration liegen die Response-Werte von Dosepix-Detektor 7 abgesehen von 150 kV innerhalb des angestrebten Zielbereichs. Für Detektor 106 ist dies für drei Qualitäten der Fall, ansonsten liegen die Response knapp außerhalb. Für Dosepix-Detektor 127 verbleibt zunächst ein systematischer Offset gegenüber des Referenzdetektors. Zur weiteren Korrektur wurde daher die mittlere verbleibende Abweichung bestimmt und als zusätzlicher Korrekturfaktor berücksichtigt. Durch diese nachträgliche Offset-Korrektur konnte die Übereinstimmung weiter verbessert werden, auch wenn für die W-20 Qualität der Messpunkt aus dem Zielbereich fällt, sodass die Mehrheit der Responses aller drei Dosepix-Detektoren innerhalb des definierten Zielbereichs liegen.

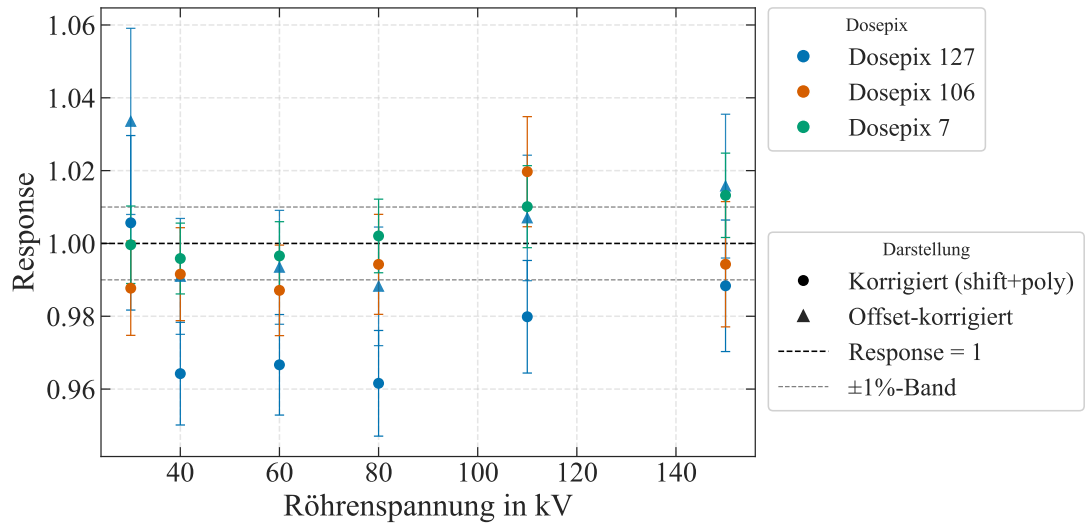


Abbildung 29: Relative kalibrierte Response $R(U, s)$ verschiedener Dosepix-Detektoren als Funktion der Beschleunigungsspannung für die W-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel; bei Dosepix-Detektoren mit defekten Pixeln wurde eine Korrektur basierend auf der Anzahl aktiver großer Pixel durchgeführt. Für Dosepix-Detektor 127 wurden die Messwerte um die durchschnittliche Abweichung zusätzlich korrigiert.

4.1.4 Zwischenfazit zur Validierung der Interkalibration

Die Validierung der Interkalibration anhand der H- und W-Serie zeigt, dass das entwickelte Verfahren in Abhängigkeit der spektralen Eigenschaften der Strahlungsqualität unterschiedlich gut auf unabhängige Messdaten übertragbar ist.

Für die W-Serie, deren Spektrum ein Zwischenszenario zwischen der N- und der H-Serie darstellt, liefert die Interkalibration nach einer zusätzlichen Offset-Korrektur für die Mehrheit der untersuchten Spannungswerte und Detektoren Ergebnisse innerhalb des angestrebten Zielbereichs. Dies deutet darauf hin, dass die entwickelte Interkalibration auf Strahlungsqualitäten mit ähnlicher spektraler Charakteristik wie die N-Serie übertragbar ist.

Für die H-Serie hingegen zeigen sich bei niedrigen Röhrenspannungen systematische Abweichungen, die über mehrere Messungen hinweg reproduzierbar sind und sich durch die spektralen Unterschiede allein nicht vollständig erklären lassen.

4.2 Interkalibration mit einem neuen Dosepix-Detektor

Ein letzter Punkt soll betrachten, ob das bisherige Verfahren auch mit einem unabhängigen Dosepix-Detektor angewendet werden kann. Außerdem soll untersucht werden, wie kompliziert dies hinsichtlich des Zeitaufwands ist und wie viele Messungen für eine erfolgreiche Interkalibration notwendig sind.

Dafür wurde der Dosepix-Detektor 38 verwendet, für welchen bereits eine Energiekalibrierung vorlag. Betrachtet man seine Response im Verhältnis zum Referenzdetektor 37, dargestellt in Abbildung 30, so zeigt sich ein grundsätzlich ähnliches Verhalten wie bei den übrigen Detektoren: Auch hier liegt eine globale Verschiebung der Response vor, die durch die Mittelwertkorrektur ausgeglichen wird, sowie ein verbleibender energieabhängiger Verlauf, der durch den Polynomfit korrigiert wird. Als mittlere Mittelwertverschiebung ergibt sich für Dosepix-Detektor 38 ein Wert von $(5.595 \pm 0.484) \%$.

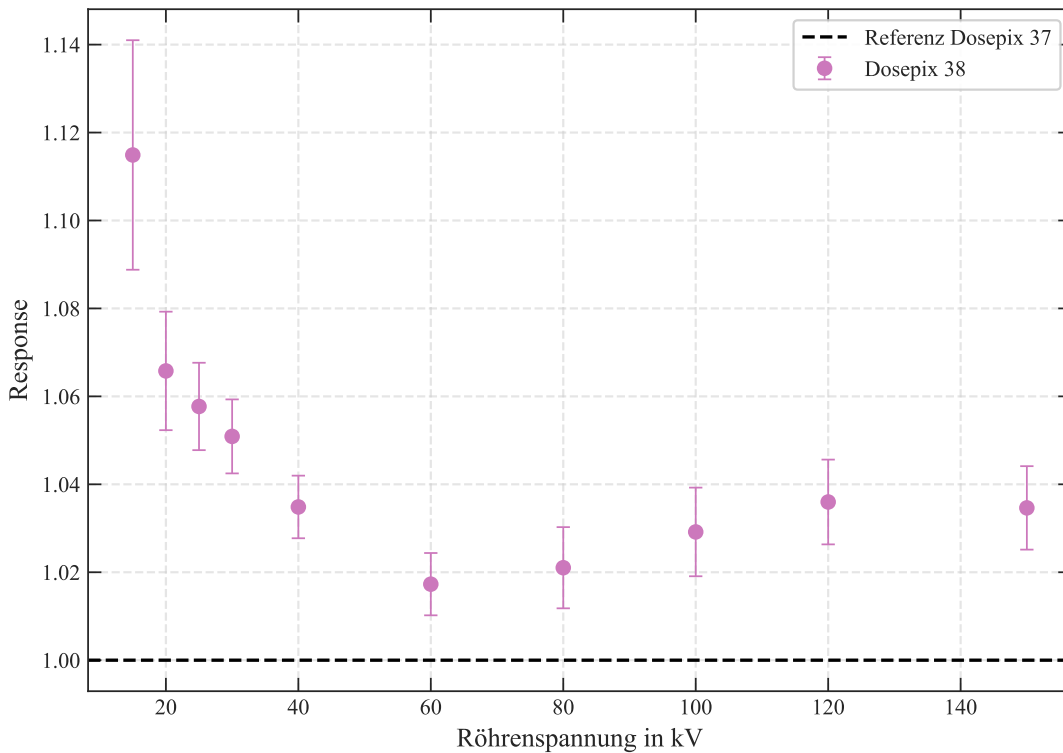


Abbildung 30: Relative Response $R(U, s)$ des Dosepix-Detektors 38 als Funktion der Beschleunigungsspannung für die N-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel.

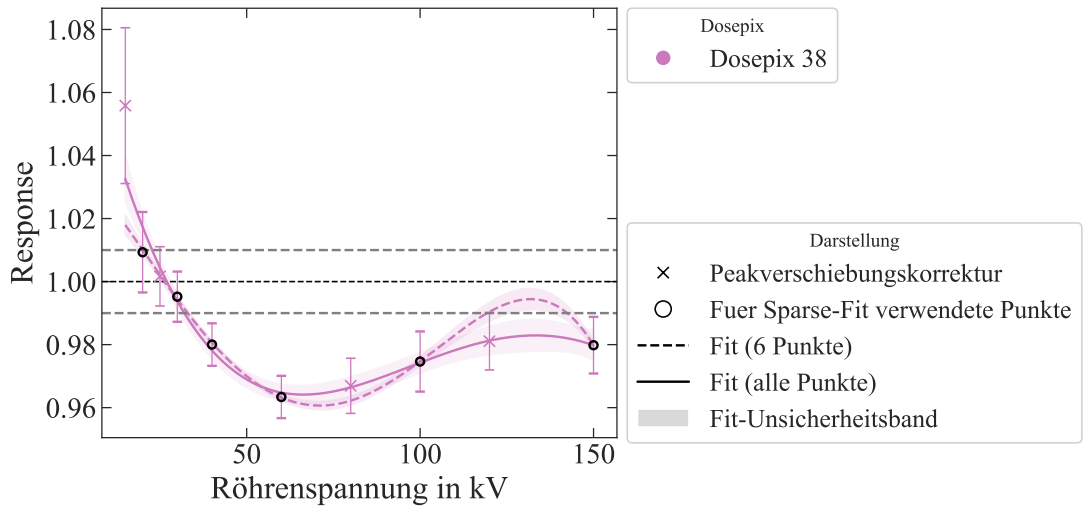


Abbildung 31: Fit eines Polynom 4. Grades an die um die Mittelwertverschiebung korrigierten Messpunkte. Gestrichelt: Fit mit sechs ausgewählten Stützstellen; durchgezogen: Fit über alle zehn Messpunkte der N-Serie. Als Unsicherheit der Messpunkte geht in den χ^2 -Tests nur der statistische Anteil der relativen Response ein; die Unsicherheit der Mittelwertkorrektur wirkt als gemeinsamer Faktor auf alle Punkte und bleibt daher unberücksichtigt.

Für den Polynomfit wurden zunächst nur sechs ausgewählte Messpunkte verwendet: die Röhrenspannungen 20 kV, 30 kV, 40 kV, 60 kV, 100 kV und 150 kV. Diese wurden so gewählt, dass sie den gesamten Spannungsbereich abdecken und die wesentlichen Merkmale der Detektorantwort erfassen. Zum Vergleich wurde zusätzlich ein Fit unter Einbeziehung aller zehn verfügbaren Messpunkte der N-Serie durchgeführt. Beide Fits sind in Abbildung 31 dargestellt.

Der gewichtete Polynomfit vierter Ordnung für Dosepixon-Detektor 38 liefert bei Verwendung der sechs Stützstellen einen χ^2 -Wert von 0,02 bei einem Freiheitsgrad ($\text{ndf} = 1$), woraus sich ein reduziertes $\chi^2/\text{ndf} = 0,023$ ergibt. Der zugehörige p -Wert von 0,881 zeigt an, dass die Abweichungen zwischen Messdaten und Fitmodell mit statistischen Fluktuationen vollständig vereinbar sind. Ein reduziertes $\chi^2 \ll 1$ kann dabei auf eine Überschätzung der Messunsicherheiten hindeuten, ist jedoch bei einer sehr geringen Anzahl von Freiheitsgraden ($\text{ndf} = 1$) statistisch wenig aussagekräftig. Der Fit über alle zehn Messpunkte der N-Serie ergibt einen χ^2 -Wert von 1,52 bei fünf Freiheitsgraden ($\text{ndf} = 5$), was einem reduzierten $\chi^2/\text{ndf} = 0,305$ und einem p -Wert von 0,910 entspricht. Auch der Fit über den vollständigen Datensatz ist somit gut mit den Messdaten verträglich.

Im Folgenden wird der Polynomfit vierter Ordnung sowohl unter Verwendung der sechs ausgewählten Stützstellen als auch unter Verwendung aller zehn Messpunkte der N-Serie betrachtet und verglichen. Die zugehörigen Fitparameter sind in Tabelle 7 aufgeführt.

Fit	$a_4 [10^{-9}]$	$a_3 [10^{-6}]$	$a_2 [10^{-4}]$	$a_1 [10^{-3}]$	a_0
6 Stützstellen	$-1,90 \pm 0,55$	$0,473 \pm 0,178$	$-0,227 \pm 0,193$	$-1,20 \pm 0,82$	$1,040 \pm 0,011$
alle Punkte	$0,50 \pm 0,98$	$-0,325 \pm 0,330$	$0,663 \pm 0,376$	$-5,09 \pm 1,69$	$1,095 \pm 0,025$

Tabelle 7: Fitparameter des gewichteten Polynomfits vierter Ordnung für Dosepix-Detektor 38, jeweils bei Verwendung der sechs ausgewählten Stützstellen sowie aller zehn Messpunkte der N-Serie. Die Unsicherheiten entsprechen den Wurzeln der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix.

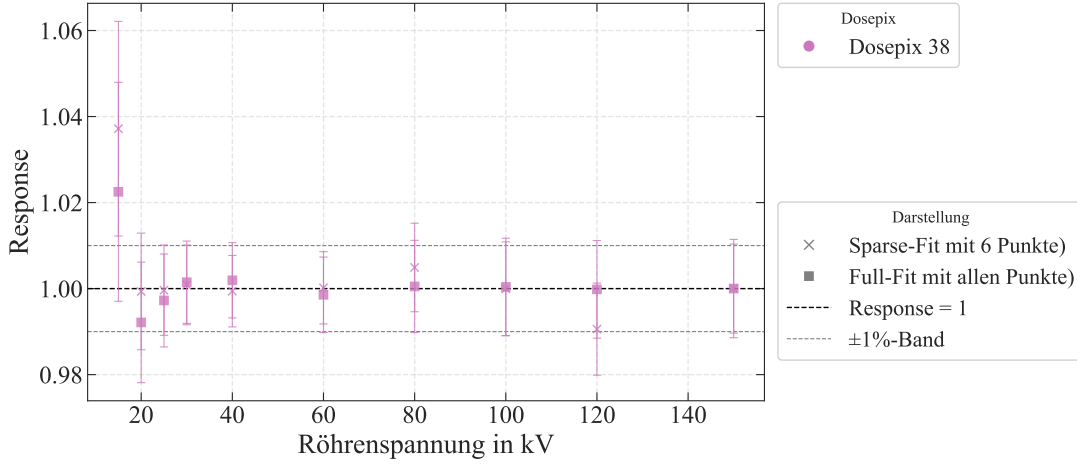


Abbildung 32: Relative Response $R(U, s)$ des Dosepix-Detektors 38 als Funktion der Beschleunigungsspannung für die N-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Dargestellt sind die Polynomfits vierter Ordnung unter Verwendung der sechs ausgewählten Stützstellen sowie aller zehn Messpunkte. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel.

Mithilfe der ermittelten Kalibrierkoeffizienten wurde die korrigierte Detektorantwort berechnet, die in Abbildung 32 dargestellt ist. Es zeigt sich, dass die kalibrierte Response für den gesamten untersuchten Spannungsbereich, mit Ausnahme der niedrigsten Röhrenspannung von 15 kV, innerhalb einer Abweichung von 1 % vom Referenzdetektor liegt. Außerdem konnte die Response bei 120 kV beim Full-Fit im Vergleich zum Sparse-Fit verbessert werden. Dennoch sollte erwähnt werden, dass es weiterhin Potenzial zur Optimierung gibt, insbesondere bezüglich der Unsicherheiten.

Aus dem Vergleich beider Fits lässt sich für zukünftige Kalibrierungen von Dosepix-Detektoren ableiten, dass die Vermessung der gesamten N-Serie den methodisch robusteren Ansatz darstellt. Zwar ermöglicht eine gezielte Auswahl von Stützstellen bei günstiger Lage formal einen guten Fit mit niedrigem χ^2/ndf , jedoch birgt diese Vorgehensweise das Risiko, dass die Kalibrierfunktion zwischen den Stützstellen sowie außerhalb des abgedeckten Bereichs unzuverlässig wird. Die Einbeziehung aller verfügbaren Messpunkte deckt hingegen systematische Abweichungen auf, die bei selektiver Stützstellenwahl verborgen bleiben können, und liefert damit eine fundiertere Grundlage für die Bewertung der Fitqualität. Da der zeitliche Mehraufwand für die Vermessung der vollständigen N-Serie vernachlässigbar ist, empfiehlt sich diese Vorgehensweise als Standard für zukünftige Kalibrierungen.

4.3 Anwendung der Interkalibration im Kontext des NitroFLASH-Projekts

Das NitroFLASH-Projekt, welches eine Kollaboration des Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP) der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, der Strahlenschutzgruppe D3 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg, der PITZ-Gruppe des DESY Zeuthen sowie der Berthold Technologies GmbH ist, verfolgt das Ziel, ein dediziertes Strahlüberwachungssystem für den FLASHlab-Strahl am PITZ zu entwickeln, das Position, Breite und Dosis des Elektronenstrahls in Echtzeit erfassen kann [8]. Motivation hierfür ist die FLASH-Strahlentherapie, bei der Elektronenstrahlen mit Energien im VHEE-Bereich und ultrahohe Dosisleistungen von mehr als 40 Gy/s eingesetzt werden [1, 2]. Die kurze Behandlungsdauer von wenigen Millisekunden lässt kaum Spielraum für Korrekturen, weshalb ein präzises Echtzeit-Strahlmonitoring unerlässlich ist [7].

Im Rahmen dieses Projekts wird ein Beam-Monitoring-System eingesetzt, bei dem vier Dosepix-Detektoren die Position des Elektronenstrahls in der xy -Ebene bestimmen. Zu diesem Zweck wurde eine ringförmige Elektronik (s. Abbildung 33) entwickelt, die zentral eine kreisförmige Öffnung für den Strahldurchtritt aufweist und an deren Peripherie vier Slots für die Detektoren vorgesehen sind. Durch die symmetrische Anordnung von je zwei Detektoren entlang einer Raumrichtung lässt sich die Strahlposition durch die Detektion gestreuter Elektronen und Bremsstrahlung sowohl in x - als auch in y -Richtung unabhängig voneinander bestimmen.

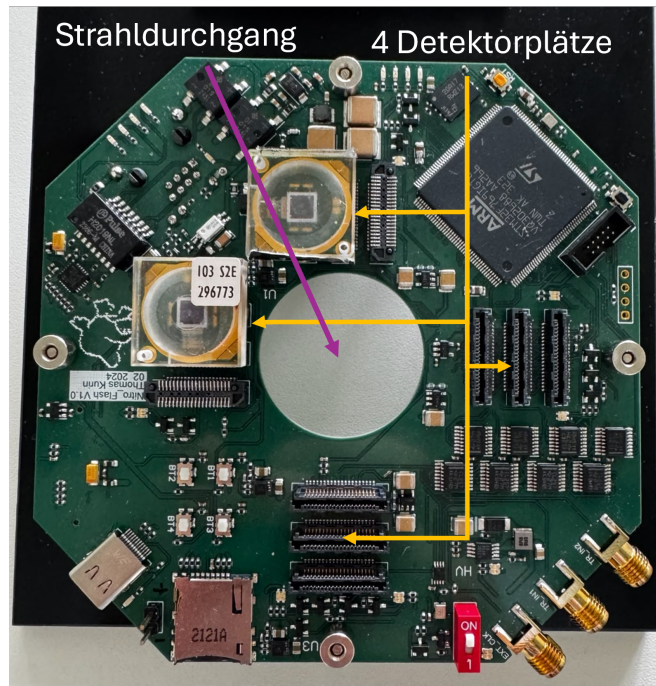


Abbildung 33: Das entwickelte Ringboard bietet 4 Dosepix-Detektorslots, sodass die Position des Elektronenstrahls bei Strahldurchtritt in z -Richtung in der x - y -Ebene beobachtet werden kann.

Die vorliegende Arbeit leistet hierzu einen Beitrag, indem die Interkalibration der vier eingesetzten Dosepix-Detektoren untersucht wird. Da im bisherigen Verlauf der Arbeit stets ein einzelner Referenzdetektor verwendet wurde, stellt sich im Kontext des NitroFLASH-Aufbaus abschließend die Frage, ob der Einsatz von zwei Referenzdetektoren, je einem pro Raumrichtung, zu einer verbesserten Interkalibration führt und damit die Genauigkeit der Strahlpositionsbestimmung erhöht.

Führt man die äquivalenten Interkalibrationsschritte wie bisher durch, mit der Maßgabe, dass Dosepix-Detektor 127 auf Dosepix-Detektor 106 normiert wird und Dosepix-Detektor 7 auf Dosepix-Detektor 37, so ergeben sich die in Abbildung 34 dargestellten Ergebnisse. Wie erwartet zeigt sich, dass die Genauigkeit mittels zweier Referenzdetektoren verbessert werden konnte. Insbesondere für Dosepix-Detektor 127 ließ sich die Response stärker anpassen, während Dosepix-Detektor 7 nahezu unverändert blieb (vgl. Tabelle 6 und Tabelle 8). Folglich lässt sich sagen, dass es je nach Anwendungsfall sinnvoll sein kann, eine eigene Referenz pro Raumrichtung anstatt eines einzelnen Referenzdetektors zu bestimmen.

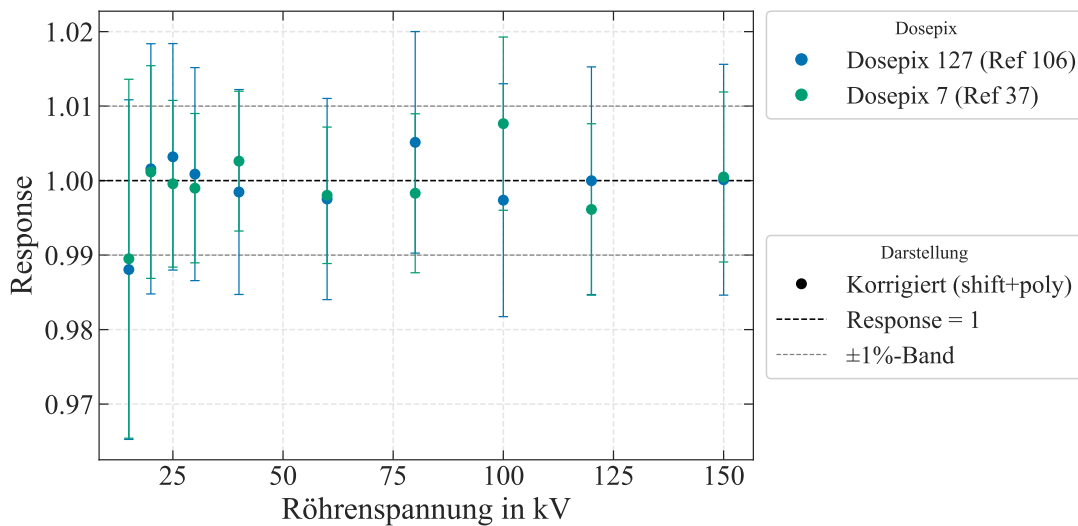


Abbildung 34: Relative Response $R(U, s)$ der Dosepix-Detektoren 7 und 127 als Funktion der Beschleunigungsspannung für die N-Serie, normiert auf die Referenzdetektoren 37 und 106. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel.

Detektor	Ref	Roh [%]	Korrigiert [%]	σ_Q [%]
127	106	33.084	0.295	0.505
7	37	4.449	0.314	0.411

Tabelle 8: Mittlere Abweichung der Dosepix-Detektorensignale von der Referenz vor und nach Anwendung der Korrekturverfahren. Angegeben ist zudem die über Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmte Unsicherheit der korrigierten Abweichung.

4.4 Weiterentwicklung der mittleren Energie als Kalibriergröße

Bei der bisherigen Vorgehensweise wurde die Interkalibration auf Basis der Röhrenspannung durchgeführt und auch serienübergreifend angewendet. Dies lässt jedoch außer Acht, dass in der praktischen Anwendung die physikalischen Eigenschaften von Röntgenstrahlung durch deren Energie abhängen, statt von der eingestellten Röntgenspannung. Daher wird im Folgenden untersucht, ob ein Wechsel auf die mittlere Energie als Kalibriergröße einen wesentlichen Einfluss auf das Ergebnis hat. Hierzu wird der Polynomfit der N-Serie neu parametrisiert, indem anstelle der Röhrenspannung die mittlere Energie der Fluenz als x -Variable verwendet wird. Die Energiewerte entstammen den PTB-Strahlungsqualitäten nach ISO 4037 [33]. Für die Anwendung auf die H-Serie wird zu jeder H-Qualität die mittlere Energie bestimmt und anschließend diejenige N-Qualität gesucht, deren mittlere Energie am nächsten liegt. Der Korrekturfaktor aus dem Polynomfit wird dann bei dieser N-Energie ausgewertet und auf die H-Serie angewendet. Das Ergebnis ist in Abbildung 35 dargestellt. Im Vergleich zur kV-basierten Auswertung in Abbildung 25 zeigt sich kein wesentlicher Unterschied im Korrekturergebnis. Die korrigierten Responsewerte liegen in beiden Fällen nahezu identisch. Dies ist physikalisch plausibel, da der Polynomfit im betrachteten Energiebereich einen nur schwach ausgeprägten Gradienten aufweist. Selbst wenn die Umstellung auf die mittlere Energie dazu führt, dass für eine H-Qualität ein anderer N-Stützpunkt als Referenz herangezogen wird als bei der kV-basierten Auswertung, fällt die Änderung des ausgelesenen Korrekturfaktors aufgrund der flachen Polynomkurve in diesem Bereich nur marginal aus.

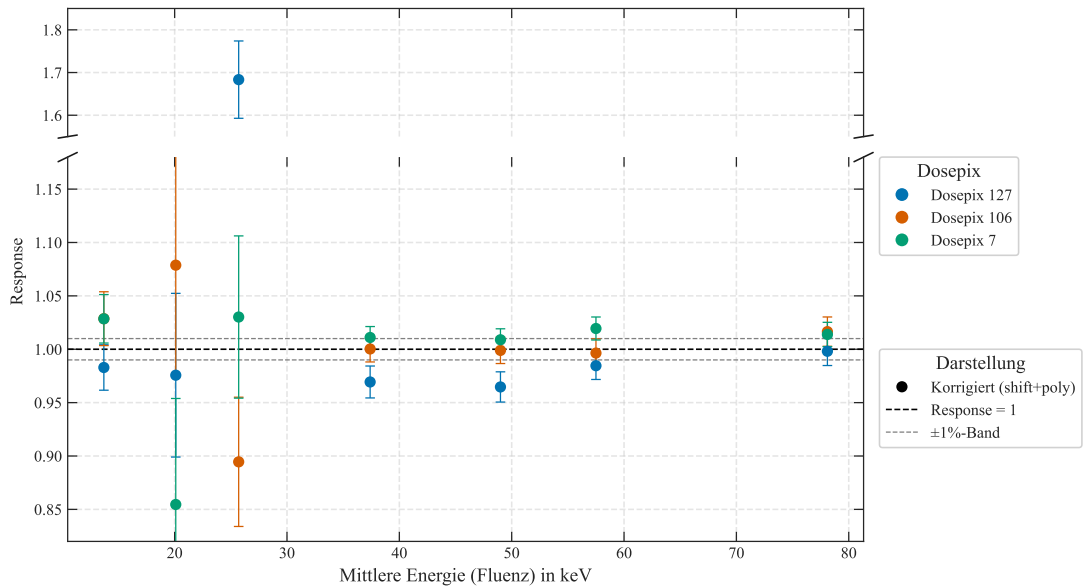


Abbildung 35: Relative Response $R(E,s)$ der Dosepix-Detektoren als Funktion der mittleren Energie für die H-Serie, normiert auf den Referenzdetektor 37. Das Signal entspricht der Summe der Werte der großen Pixel.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, dass die Interkalibration auf die mittlere Energie als Kalibriergröße übertragen werden kann, ohne dass eine wesentliche Verschlechterung der Korrekturqualität zu erwarten ist. In einem nächsten Schritt könnte die Methode dahingehend erweitert werden, dass anstelle der diskreten Stützstellen der N-Serie eine Interpolation des Polynomfits genutzt wird, um den Korrekturfaktor für beliebige mittlere Energien stetig auswerten zu können. Dies würde die Anwendbarkeit der Interkalibration auf Strahlungsfelder verallgemeinern, die nicht exakt einer der definierten ISO-Qualitäten entsprechen. Auf diese Weise wäre es perspektivisch möglich, die entwickelte Korrekturfunktion auch auf andere Strahlungsarten auszuweiten, beispielsweise auf Elektronenfelder.

5 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung und Validierung eines Interkalibrationsverfahrens für Dosepix-Detektoren, das im Rahmen des NitroFLASH-Projekts zur präzisen Strahlpositionsbestimmung eingesetzt werden kann. Da mehrere Dosepix-Detektoren aufgrund von Fertigungstoleranzen und unterschiedlichen Pixelschwellen voneinander abweichende Ansprechvermögen aufweisen, ist eine Interkalibration notwendig, um eine konsistente Strahlüberwachung zu gewährleisten.

Als Grundlage diente die Vermessung der normierten Röntgenstrahlungsqualitäten der N-Serie gemäß ISO 4037-1 im Integrationsmode des Dosepix-Detektors. Die Analyse der relativen Response zeigte, dass insbesondere Dosepix-Detektor 127 mit einer Abweichung von etwa 32 % gegenüber dem Referenzdetektor 37 eine deutliche Korrektur erforderte. Das entwickelte Verfahren kombiniert zwei Korrekturstufen: Zunächst wird eine Mittelwertkorrektur angewendet, die globale Unterschiede in der Detektorantwort ausgleicht. Anschließend wird ein Polynomfit vierter Ordnung genutzt, um den verbleibenden energieabhängigen Verlauf zu korrigieren. Nach Anwendung beider Korrekturen lagen die mittleren Abweichungen aller drei Detektoren unterhalb von $\pm 1\%$, wobei für einzelne Spannungswerte oberhalb von 100 kV Abweichungen im $\pm 2\%$ -Bereich verblieben.

Die Validierung des Verfahrens anhand der W-Serie zeigte, dass die Kalibrierung auf Strahlungsqualitäten mit ähnlicher spektraler Charakteristik wie die N-Serie übertragbar ist. Für die H-Serie hingegen traten bei Röhrenspannungen unter 40 kV Abweichungen bis zu ca. 2 % auf, die auf die deutlich geringere Filterung und den damit verbundenen höheren Anteil niederenergetischer Photonen zurückgeführt werden konnten. Die genaue Ursache der reproduzierbaren Abweichungen bei einzelnen Spannungswerten konnte nicht vollständig geklärt werden und bleibt Gegenstand weiterer Untersuchungen. Ein nächster Schritt wäre, die Pixelinhomogenität je Spannungsbereich zu analysieren.

Ergänzend wurde untersucht, inwiefern die Interkalibration auf die mittlere Energie der Fluenz als Kalibriergröße umgestellt werden kann, anstatt die Röhrenspannung als Referenzgröße zu verwenden. Dies ist für den praktischen Einsatz relevant, da in realen Messszenarien die mittlere Energie des Strahlungsfeldes aus dem gemessenen Spektrum direkt zugänglich ist, während die Röhrenspannung häufig nicht bekannt ist. Der Polynomfit der N-Serie wurde hierzu auf die mittleren Energien der jeweiligen ISO-Qualitäten nach PTB neu parametrisiert. Für die Anwendung auf die H-Serie wird dabei diejenige N-Qualität als Referenzpunkt herangezogen, deren mittlere Energie der jeweiligen H-Qualität am nächsten liegt. Der Vergleich beider Ansätze zeigt keine wesentlichen Unterschiede im Korrekturergebnis, was auf den flachen Gradienten des Polynomfits im betrachteten Energiebereich zurückzuführen ist.

Darüber hinaus wurde gezeigt, dass das Kalibrationsverfahren auch auf einen neuen, bisher unkalibrierten Dosepix-Detektor angewendet werden kann. Mit nur sechs ausgewählten Messpunkten der N-Serie ließ sich eine Response innerhalb des Zielbereichs von $\pm 1\%$ erzielen, wobei die Vermessung der Serie zwischen N-20 und N-150 als methodisch robusterer Ansatz empfohlen wird.

Abschließend wurde im Kontext des NitroFLASH-Aufbaus untersucht, ob der Einsatz von zwei Referenzdetektoren, je einem pro Raumrichtung, gegenüber einem einzelnen Referenzdetektor vorteilhaft ist. Die Ergebnisse zeigen eine leichte Verbesserung

der Kalibrationsgenauigkeit, insbesondere für Dosepix-Detektor 127, sodass je nach Anwendungsfall eine richtungsaufgelöste Referenzwahl sinnvoll sein kann.

In einem weiterführenden Schritt könnte anstelle der diskreten Stützstellen der N-Serie eine stetige Interpolation des Korrekturfaktors als Funktion der mittleren Energie genutzt werden. Dies würde die Anwendbarkeit der Interkalibration auf beliebige Strahlungsfelder verallgemeinern, die nicht exakt einer definierten ISO-Qualität entsprechen, und perspektivisch auch die Übertragung auf andere Strahlungsarten wie Elektronenfelder ermöglichen.

A Anhang

A.1 Spezifikation der Strahlungsqualitäten

ISO narrow - spectrum series

PTB code	ISO 4037 code	tube voltage	total filtration				1st HVL		mean energy (fluence)	mean energy (air kerma)	air kerma rate 1m, 10mA
			mm Al	mm Cu	mm Sn	mm Pb	mm Al	mm Cu			
		kV							keV	keV	mGy/h
A 10	N-10	10	0,1				0,054*		8,1	7,9	276,00
A 15	N-15	15	0,5				0,159*		12,0	11,5	124,20
A 20	N-20	20	1,0				0,361*	0,01	16,4	15,8	137,33
A 25	N-25	25	2,0				0,67	0,02	20,3	19,6	119,76
A 30	N-30	30	4,0				1,18	0,04	24,7	23,9	69,33
A 40	N-40	40	4,0	0,21			2,68	0,09	33,3	32,5	28,67
A 60	N-60	60	4,0	0,6			5,91	0,24	47,9	46,8	52,08
A 80	N-80	80	4,0	2,0			9,97	0,58	65,0	64,9	28,38
A 100	N-100	100	4,0	5,0			13,03	1,10	83,1	83,7	13,64
A 120	N-120	120	4,0	5,0	1,0		15,04	1,68	100,0	101,1	15,09
A 150	N-150	150	4,0		2,5		16,58	2,33	117,7	120,0	116,60
A 200	N-200	200	4,0	2,0	3,0	1,0	19,41	3,95	164,0	166,5	44,83
A 250	N-250	250	4,0		2,0	3,0	21,37	5,15	207,5	210,2	45,37
A 300	N-300	300	4,0		3,0	5,0	22,96	6,04	248,9	251,9	45,27
A 350	N-350	350	4,0		4,5	7,0	24,12	6,68	286,7	291,2	52,20
A 400	N-400	400	4,0		6,0	10,0	25,37	7,25	324,1	330,8	46,20

Note: Specifications refer to 100 cm distance from focal spot
* measured

Abbildung 36: Spezifikationen der in dieser Arbeit verwendeten Strahlungsqualitäten der N-Serie gemäß ISO 4037-1. Entnommen aus [33].

A.2 Zerfallsschema von $^{241}_{95}\text{Am}$

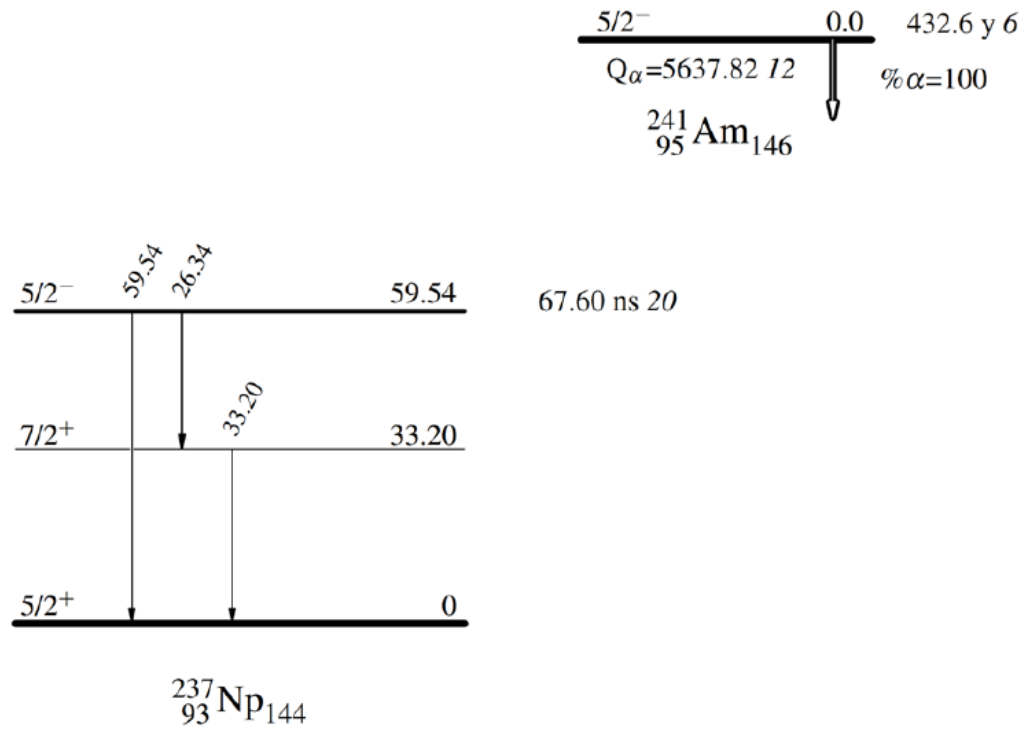


Abbildung 37: Zerfallsschema von $^{241}_{95}\text{Am}$. Entnommen aus [42].

Literatur

- [1] N. Matuszak u. a. „FLASH radiotherapy: an emerging approach in radiation therapy“. In: *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy* 27.2 (2022), S. 343–351. ISSN: 2083-4640. DOI: 10.5603/RPOR.a2022.0038. URL: <https://journals.viamedica.pl/rpor/article/view/RPOR.a2022.0038>.
- [2] R. Tang u. a. „FLASH radiotherapy: A new milestone in the field of cancer radiotherapy“. In: *Cancer Letters* 587 (2024), S. 216651. ISSN: 0304-3835. DOI: 10.1016/j.canlet.2024.216651. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304383524000454>.
- [3] R. J. Berry u. a. „Survival of mammalian cells exposed to X rays at ultra-high dose-rates“. In: *British Journal of Radiology* 42.494 (2014), S. 102–107. ISSN: 0007-1285. DOI: 10.1259/0007-1285-42-494-102. URL: <https://doi.org/10.1259/0007-1285-42-494-102>.
- [4] V. Favaudon u. a. „Ultrahigh dose-rate FLASH irradiation increases the differential response between normal and tumor tissue in mice“. In: *Science Translational Medicine* 6.245 (2014), 245ra93–245ra93. DOI: 10.1126/scitranslmed.3008973. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/scitranslmed.3008973>.
- [5] M.-C. Vozenin u. a. „The Advantage of FLASH Radiotherapy Confirmed in Minipig and Cat-cancer Patients“. In: *Clinical Cancer Research* 25.1 (2019), S. 35–42. ISSN: 1078-0432. DOI: 10.1158/1078-0432.CCR-17-3375. URL: <https://doi.org/10.1158/1078-0432.CCR-17-3375>.
- [6] F. Beisser. „Spectrometry, Eye Lens Dosimetry Studies, and Electron Beam Monitoring with the Dosepix Detector“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2026.
- [7] J. Leong und D. Shimm. „A method for consistent precision radiation therapy“. In: *Radiotherapy and Oncology* 3.1 (1985), S. 89–92. ISSN: 0167-8140. DOI: 10.1016/S0167-8140(85)80012-8. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167814085800128>.
- [8] F. Stephan u. a. „FLASHlab@PITZ: New R&D platform with unique capabilities for electron FLASH and VHEE radiation therapy and radiation biology under preparation at PITZ“. In: *Physica Medica* 104 (2022), S. 174–187. ISSN: 1120-1797. DOI: 10.1016/j.ejmp.2022.10.026. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1120179722020877>.
- [9] W. Wong. „A Hybrid Pixel Detector ASIC with Energy Binning for Real-Time, Spectroscopic Dose Measurements“. Diss. Sundsvall, Sweden: Mid Sweden University, Department of Information Technology und Media, Electronics Design Division, 2012.
- [10] S. Schmidt. „Dosimetry and X-ray spectroscopy with the photon counting pixel detector Dosepix“. Dissertation. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2021.

- [11] *Radiological protection — X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy — Part 1: Radiation characteristics and production methods.* English. International Organization for Standardization, 2019.
- [12] H. Krieger. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes.* 7. Aufl. Springer Spektrum, 2023. ISBN: 978-3-662-67610-3.
- [13] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement.* 4. Aufl. New York: John Wiley & Sons, 2010.
- [14] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik.* 5. Aufl. Springer-Lehrbuch. Kaiserslautern, Deutschland: Springer, 2021. ISBN: 978-3-662-52883-9. DOI: 10.1007/978-3-662-52884-6.
- [15] National Institute of Standards and Technology. *XCOM Database.* [Online; letzter Zugriff am 30. März 2026]. 2026. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [16] National Institute of Standards and Technology. *NIST XCOM.* [Online; letzter Zugriff am 24. März 2026]. 2026. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [17] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann. *Kernphysik.* 3. Aufl. Springer, Heidelberg, 2008.
- [18] C. Grupen. *Grundkurs Strahlenschutz. Praxiswissen für den Umgang mit radioaktiven Stoffen.* 4. Aufl. Ursprünglich erschienen bei Vieweg-Verlag, 2000. Berlin, Heidelberg: Springer Spektrum, 2008. ISBN: 978-3-540-75849-5. DOI: 10.1007/978-3-540-75849-5.
- [19] W. G. Alberts, P. Ambrosi, J. Böhm, G. Dietze u. a. *Neue Dosis-Meßgrößen im Strahlenschutz.* PTB-Dos-23. Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), 1994. DOI: 10.7795/110.20200417DE.
- [20] S. Kiehlmann. *Röntgenröhre.* [Online; letzter Zugriff am 24. März 2026]. 2026. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/6639>.
- [21] W. Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons.* Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2019. ISBN: 978-3-662-55521-7. DOI: 10.1007/978-3-662-55523-1.
- [22] F. Beißer. „Eye Lens Dosimetry with the Hybrid Photon-Counting Pixel Detector Dosepix“. Masterarbeit. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2022.
- [23] P. Hufschmidt. „Dosimetry with the Dosepix detector in pulsed high dose rate photon fields“. Dissertation. Erlangen: Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2022.
- [24] D. Haag. „Active personal dosimetry with the hybrid pixelated DOSEPIX detector“. Master’s thesis. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Nov. 2018.

- [25] R. C. Alig, S. Bloom und C. W. Struck. „Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors“. In: *Physical Review B* 22.12 (Dez. 1980), S. 5565–5582. DOI: 10.1103/PhysRevB.22.5565. URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.22.5565>.
- [26] W. Shockley. „Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge“. In: *Journal of Applied Physics* 9.10 (1938), S. 635–636.
- [27] M. Ave et al. „Spectrally resolved pressure dependence measurements of air fluorescence emission with AIRFLY“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 597.1 (2008), S. 41–45. DOI: 10.1016/j.nima.2008.08.052.
- [28] Fernando Arqueros, Jörg R. Hörandel und Bianca Keilhauer. „Air fluorescence relevant for cosmic-ray detection – Review of pioneering measurements“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 597.1 (2008), S. 23–31. DOI: 10.1016/j.nima.2008.08.055.
- [29] F. Stephan et al. „Detailed characterization of electron sources yielding first demonstration of European X-ray Free-Electron Laser beam quality“. In: *Physical Review Special Topics – Accelerators and Beams* 13.2 (2010), S. 020704. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.13.020704.
- [30] Comet X-ray. *iVario 160*. URL: <https://xray.comet.tech/en/products/ivario-160> (besucht am 05.06.2026).
- [31] International Organization for Standardization. *ISO 4037-1:2019 — Radiological protection — X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of photon energy*. Abschnitt 4.1.4, Zugriff über Normenbibliothek, letzter Zugriff: 01.05.2026. 2019. URL: <https://www.normenbibliothek.de>.
- [32] U. Ankerhold. *Catalogue of X-ray spectra and their characteristic data*. Techn. Ber. PTB-Dos-34. Braunschweig, Germany: Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), 2000.
- [33] Physikalisch-Technische Bundesanstalt. *Radiation qualities used for studies in radiation protection*. Techn. Ber. WG 6.25. Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Jan. 2015. URL: https://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/fachabteilungen/abteilung_6/6.2/6.25/ptb_rad_qual_2015_01_07.pdf.
- [34] International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU). „Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures. ICRU Report 24“. In: *ICRU* 67 (1976).
- [35] A. Thompson u. a. *X-Ray Data Booklet*. Center for X-ray Optics und Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009.
- [36] R. B. Firestone. *Table of Isotopes*. John Wiley & Sons Inc, 1996. ISBN: 9780471149170.
- [37] T. Skwarnicki. „A Study of the Radiative CASCADE Transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon Resonances“. DESY F31-86-02, Appendix E. Diss. Institute of Nuclear Physics, Cracow, 1986. URL: <https://www.osti.gov/biblio/4584716>.

- [38] SciPy Developers. *scipy.optimize.least_squares* — *SciPy v1.15.0 Manual*. Abgerufen am 16. Juni 2026. 2025. URL: https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.least_squares.html.
- [39] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 1994.
- [40] K. M. Champley u. a. *Heel Effect Measurement and Compensation*. Techn. Ber. LLNL-CONF-845922. Lawrence Livermore National Laboratory, 2022. URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/1988006>.
- [41] SciPy Developers. *scipy.optimize.curve_fit* — *SciPy Documentation*. Accessed: 2026-04-30. 2026. URL: https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html.
- [42] Brookhaven National Laboratory, National Nuclear Data Center. *National Nuclear Data Center*. <https://www.nndc.bnl.gov/>. Online; letzter Zugriff am 17. Juni 2026.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei all jenen zu bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein herzlicher Dank gilt zunächst **Prof. Dr. Stefan Funk** für die Betreuung meiner Bachelorarbeit, die Vermittlung des Themas und die stets offene Tür bei organisatorischen wie auch inhaltlichen Fragen.

Dr. Martin Rongen danke ich besonders für die Betreuung meiner Arbeit als auch seine stetige Verfügbarkeit für Fragen aller Art.

Leonie Ullmann möchte ich herzlich für ihre engagierte Begleitung durch den gesamten Arbeitsprozess danken – für ihre fachkundige Unterstützung, ihre Geduld bei all meinen Fragen und die motivierende Arbeitsatmosphäre, die sie stets geschaffen hat. Mein besonderer Dank gilt ihr auch für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit und die konstruktiven Rückmeldungen.

Florian Beißer danke ich für seine fortlaufende Unterstützung mit seinem Fachwissen, die hilfreichen Diskussionen zu allen Punkten sowie für das gründliche Korrekturlesen und die wertvollen Anmerkungen zur Arbeit. Auch seine kontinuierliche Unterstützung während des gesamten Prozesses war sehr hilfreich.

Schließlich danke ich allen Kolleginnen und Kollegen des Büros für die angenehme Atmosphäre, die Hilfsbereitschaft und den täglichen Zusammenhalt, der die Arbeit sehr bereichert hat.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Cornelius Hohnhorst (23117017), die vorgelegte Arbeit selbstständig und ohne unzulässige Hilfe Dritter sowie ohne die Hinzuziehung nicht offengelegter und insbesondere nicht zugelassener Hilfsmittel angefertigt zu haben. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen und wurde auch von keiner anderen Prüfungsbehörde bereits als Teil einer Prüfung angenommen.

Die Stellen der Arbeit, die anderen Quellen im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, sind durch Angaben der Herkunft kenntlich gemacht. Dies gilt auch für Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen sowie für Quellen aus dem Internet.

Mir ist insbesondere bewusst, dass die Nutzung künstlicher Intelligenz verboten ist, sofern diese nicht ausdrücklich als Hilfsmittel von dem Prüfungsleiter bzw. der Prüfungsleiterin zugelassen wurde. Dies gilt insbesondere für Chatbots (insbesondere ChatGPT) bzw. allgemein solche Programme, die anstelle meiner Person die Aufgabenstellung der Prüfung bzw. Teile derselben bearbeiten könnten.

Verstöße gegen die o.g. Regeln sind als Täuschung bzw. Täuschungsversuch zu qualifizieren und führen zu einer Bewertung der Prüfung mit „nicht bestanden“.

Ort, Datum

Unterschrift

