

Analyse und Optimierung der Signalverarbeitung von Siliziumdriftdetektoren

Florian Kriegler (geb. Rettenmeier)

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektro- und Informationstechnik der
Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Prof. Dr. rer. nat. Georg Düsberg

Gutachter:

1. Prof. Dr. techn. Linus Maurer

2. Prof. Dr. techn. Mario Huemer

Die Dissertation wurde am 26.08.2021 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Elektro- und Informationstechnik am 10.01.2022 angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 08.02.2022 statt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung: Röntgenstrahlung	1
1.1	Eigenschaften von Röntgenstrahlung	1
1.2	Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie	3
1.3	Detektoren für Röntgenstrahlung	5
1.4	Materialanalytik mit der Röntgenfluoreszenzanalyse	6
2	Detektion von Röntgenstrahlung mit Siliziumdriftdetektoren	11
2.1	Funktionsweise von Halbleiterstrahlungsdetektoren	11
2.2	Aufbau des Siliziumdriftdetektors	13
2.3	Ladungsverstärkung	16
2.4	Aufbau von Detektormodulen mit Siliziumdriftdetektoren	17
2.5	Ausgangssignale von Detektormodulen mit Siliziumdriftdetektoren	18
2.6	Elektronisches Rauschen	21
3	Signalverarbeitung von Siliziumdriftdetektoren	25
3.1	Aufbau der Signalverarbeitung	25
3.2	Filter zur Pulsformung	26
3.3	Pulserkennung	28
3.4	Energiebestimmung	28
3.5	Basislinienkorrektur	29
3.6	Mehrkanalanalyse und Messstatistiken	31
3.7	Kenngrößen von Energiespektren	32
4	Entwicklung einer Simulationsumgebung zur Untersuchung der Signal-	
	auswertung von Siliziumdriftdetektoren	35
4.1	Entwicklung eines Modells zur Signalsimulation von Siliziumdriftdetektoren	35
4.1.1	Motivation zur Signalsimulation	35
4.1.2	Konzept zur Signalsimulation	36
4.1.3	Modellierung von Röntgenpulsen	38
4.1.4	Modellierung von Detektoreigenschaften	44
4.1.5	Modellierung des Rauschens	48
4.2	Simulation der Signalverarbeitung von Siliziumdriftdetektoren	54
4.2.1	Motivation zur Simulation der Signalverarbeitung	54
4.2.2	Simulation des analogen Eingangspfads und des ADCs	55
4.2.3	Simulation der Algorithmik	57
4.3	Vergleich mit experimentellen Messungen	60

5	Untersuchung des Eingangspfads von digitalen Pulsprozessoren	65
5.1	Aufgabenstellung und Signalkette	65
5.2	Tiefpassfilter	66
5.3	Eingangskopplung	71
5.3.1	DC-gekoppelter Eingangspfad	73
5.3.2	AC-gekoppelter Eingangspfad	75
5.3.3	Vergleich der Ergebnisse	77
5.4	Analog-Digital-Wandler	81
5.4.1	Auflösung und Quantisierungsrauschen	82
5.4.2	Abtastfrequenz	84
5.4.3	Einfluss nicht-idealer Eigenschaften	86
5.5	Entwurf eines Prototypen	92
6	Untersuchung von Auswertelgorithmen in digitalen Pulsprozessoren	97
6.1	Pulsabtastung und Pulsmaximierung	97
6.2	Adaptive Pulsformungszeit	101
6.3	Dynamische Entladung	106
6.4	Adaptive Lückenzeit	112
6.4.1	Motivation und Problemstellung	112
6.4.2	Konzept einer adaptiven Lückenzeit	113
6.4.3	Experimentelle Untersuchung	120
6.5	Filter zur optimalen Rauschunterdrückung	132
6.5.1	Methoden zur Filteroptimierung	132
6.5.2	Anpassung der Methode	135
6.5.3	Durchführung der Filteroptimierung	137
6.5.4	Experimentelle Ergebnisse	141
7	Zusammenfassung	147
	Anhang A Modell des Vorverstärkers	151
	Anhang B Anstiegszeit der Gauß'schen Fehlerfunktion	153
	Anhang C Breite von überlagerten Normalverteilungen	155
	Literaturverzeichnis	157
	Eigene Veröffentlichungen	169
	Abbildungsverzeichnis	171
	Tabellenverzeichnis	175
	Abkürzungsverzeichnis	177
	Stichwortverzeichnis	179
	Symbolverzeichnis	181
	Danksagungen	185
	Erklärung zur Selbstständigkeit	187

Überblick

Die energiedispersive Röntgenfluoreszenzanalyse ist ein Verfahren zur zerstörungsfreien Analyse der elementaren Zusammensetzung einer Probe. Hierbei stellt der Siliziumdrift-detektor (SDD) einen rauscharmen Typ von Halbleiterstrahlungsdetektor dar, aus dessen Signal mit digitalen Pulsprozessoren (DPPs) das Energiespektrum der Röntgenstrahlung bestimmt wird. In DPPs werden diese Signale analog konditioniert, digitalisiert und ausgewertet, indem Filter angewendet und Amplituden von Röntgenpulsen bestimmt werden und eine Mehrkanalanalyse berechnet wird. Zur einfacheren Untersuchung der Signalauswertung von SDDs wird in dieser Arbeit eine Simulationsumgebung entwickelt. Hierbei wird eine Signalsimulation für SDDs entworfen, sowie der analoge Eingangspfad und die Algorithmik von DPPs nachgebildet. Mit der Simulation werden Einflüsse des analogen Eingangspfads von DPPs untersucht. Hier beeinflusst der Tiefpassfilter den Signaldurchsatz und die Energieauflösung, insbesondere bei kurzen Pulsformungszeiten. Die Eingangskopplung wird untersucht, wobei die DC-Kopplung gegenüber der AC-Kopplung eine stärkere Reduzierung des Signaldurchsatzes mit höherer Verstärkung, jedoch geringere Anforderungen an die Abtastfrequenz des Analog-Digital-Wandlers (ADC) bedingt. Eigenschaften des ADCs werden untersucht, wobei der Einfluss des Quantisierungsrauschens auf die Energieauflösung sowie der Abtastfrequenz auf den Signaldurchsatz und die Prüfung von Summenereignissen aufgezeigt wird. Mit der Nichtlinearität und dem Eigenrauschen werden zudem nicht-ideale ADC-Eigenschaften betrachtet. Basierend auf den Untersuchungen wird ein DPP-Prototyp entworfen. Neben dem analogen Eingangspfad werden auch Auswertelgorithmen für DPPs untersucht. Bei der Erfassung von Energiewerten mit Pulsmaximierung verbessern lange Lückenzeiten die Energieauflösung, führen jedoch zur Verschiebung von Spektrallinien. Durch die Anpassung der Pulsformungszeit an die Zeitintervalle aufeinanderfolgender Röntgenpulse kann eine von der Photonenzählrate abhängige Verbesserung der Energieauflösung erzielt werden. Zudem kann mittels einer durch den DPP ausgelösten Entladung die Totzeit bei der Detektion von 40 keV Photonen um bis zu 14,4% reduziert werden. Mit der adaptiven Lückenzeit wird ein Verfahren vorgestellt, welches durch die Anpassung der Lückenzeit an die individuellen Signalanstiegszeiten der Röntgenpulse auf die Steigerung des Signaldurchsatzes großflächiger SDDs abzielt. Das Verfahren wird im DPP-Prototyp umgesetzt. Eine experimentelle Untersuchung zeigt bei ähnlichem Einfluss des ballistischen Defizits eine Steigerung des Signaldurchsatzes um bis zu 17% gegenüber statischen Filtern. Zudem wird der Einsatz von Optimalfiltern betrachtet, welche erforderliche Beschränkungen an das Übertragungsverhalten erfüllen. Ein Verfahren aus der Literatur wird angepasst, Grenzwerte für die Erfüllung von Beschränkungen hergeleitet und Filter berechnet. Diese werden im DPP-Prototyp umgesetzt und so das elektronische Rauschen im Vergleich zu Trapezfiltern um bis zu 5,2% reduziert.

Abstract

Energy dispersive X-ray fluorescence (EDXRF) is an analytical technique used for non-destructive elemental analysis. Excellent energy resolution and high count-rate capability for EDXRF can be achieved using silicon drift detectors (SDDs), a modern type of semiconductor X-ray detector. X-ray energy spectra are acquired by signal processing of the SDD output signal using a digital pulse processor (DPP). Major steps for signal processing in DPPs are conditioning and digitization of the signal in an analog front-end, followed by digital application of filters, determination of pulse heights, and calculation of a multichannel analysis. For an analysis of signal processing with SDDs a simulation environment is developed within this work, targeting faster and more reproducible investigations. Therefore, a signal simulation for SDDs is presented, as well as modelling of the DPP regarding analog front-end and signal processing algorithms. Influence of the analog front-end is studied using these simulations. The design of the low-pass filter has a high impact on energy resolution and signal throughput when using short peaking times. Considering different types of input coupling, a strong reduction of signal throughput with higher gains, but relaxed requirements regarding the sampling rate of the analog-digital-converter (ADC) is shown for DC-coupling. Furthermore, in order to study demands regarding common ADC specifications, influence of quantization noise on energy resolution as well as influence of sampling rate on signal throughput and pile-up rejection is shown. Degradation of X-ray energy spectra by non-ideal ADC properties like non-linearity and transition noise is studied. Based on presented investigations, the design of a DPP prototype is shown. Apart from the analog front-end, algorithms for signal processing are considered. Determination of energy values with peak sensing improves the energy resolution at high flattop times, but introduces an offset in X-ray energy spectra. Adaption of the peaking time to time intervals between successive X-rays offers a remarkable enhancement of energy resolution without introducing additional dead time. However, count rate dependency of energy resolution is caused. Furthermore, dynamic triggering of the pulsed reset by the DPP is investigated. Reduction of dead time up to 14.4 % for 40 keV X-rays is shown. In order to improve signal throughput with large area SDDs, adaption of flattop time on a pulse-to-pulse-basis to the signal rise times is presented in this work. Implementation and experimental investigation of an adaptive flattop time algorithm using the DPP prototype is shown. At similar influence of ballistic deficit an improvement of signal throughput up to 17 % compared to static filters is found. Furthermore, application of optimum filters fulfilling essential constraints regarding the transfer function is investigated. A method from literature is adapted, limits for fulfillment of constraints are derived, and filter calculation is carried out. Noise reduction of optimum filters is determined experimentally using the DPP prototype. Improvement up to 5.2 % compared to trapezoid filters is found.

Kapitel 1

Einleitung: Röntgenstrahlung

In diesem einleitenden Kapitel werden relevante physikalische Grundlagen der Röntgenstrahlung erläutert, sowie mit der energiedispersiven Röntgenfluoreszenzanalyse eine technische Anwendung und wichtige Motivation dieser Arbeit vorgestellt.

1.1 Eigenschaften von Röntgenstrahlung

Elektromagnetische Wellen mit Energien oberhalb von etwa 50 eV, welche durch die Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen oder durch Elektronenübergänge innerhalb von Atomen entstehen, werden als Röntgenstrahlung bezeichnet [Dem13]. Im Spektrum der elektromagnetischen Strahlung sind Röntgenstrahlen somit energetisch oberhalb des ultravioletten Lichtes einzuordnen. In vielen Fällen energiereicher als Röntgenstrahlung sind dahingegen Gammastrahlen, welche bei Prozessen im Atomkern entstehen [DKV06]. Bei Röntgenstrahlung wird, je nach Entstehungsmechanismus, zwischen Bremsstrahlung und charakteristischer Röntgenstrahlung unterschieden [Mes15]. Bremsstrahlung entsteht bei Beschleunigungsvorgängen elektrischer Ladungen. Aus den Maxwell-Gleichungen, welche den klassischen Elektromagnetismus beschreiben, folgt, dass jede beschleunigte elektrische Ladung elektromagnetische Strahlung proportional zur Änderung der kinetischen Energie abstrahlt [Gri17]. Dies ist schematisch in Abbildung 1.1 illustriert: Ein Elektron mit der ursprünglichen Geschwindigkeit \vec{v}_1 und kinetischen Energie E_1 wird im elektrischen Feld einer positiven Ladung ablenkt und hat daraufhin die Geschwindigkeit \vec{v}_2 und die kinetische Energie E_2 . Die kinetische Energiedifferenz $E_1 - E_2$ wird in Form von elektromagnetischer Strahlung der Energie $h \cdot f$ abgegeben, wobei f die Frequenz der Strahlung und h das Planck'sche Wirkungsquantum bezeichnet.

Dahingegen wird charakteristische Röntgenstrahlung bei Elektronenübergängen zwischen inneren Energieniveaus in Atomen emittiert [Dem10]. Weist ein Atom, beispielsweise aufgrund einer vorangegangenen Anregung durch Stoßionisation, eine Vakanz in einer inneren Elektronenschale auf, so wird diese nach einer typischen Lebensdauer des angeregten Zustands von einem Elektron aus einer höheren Schale eingenommen. Dieses Elektron ist anschließend stärker an das Atom gebunden als in seinem Ausgangsniveau. Die Differenz der Bindungsenergie kann in Form von elektromagnetischer Strahlung freigesetzt werden. Abbildung 1.2 zeigt diesen Prozess zur Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung schematisch, wobei in Atomen mit höheren Ordnungszahlen auch komplexere

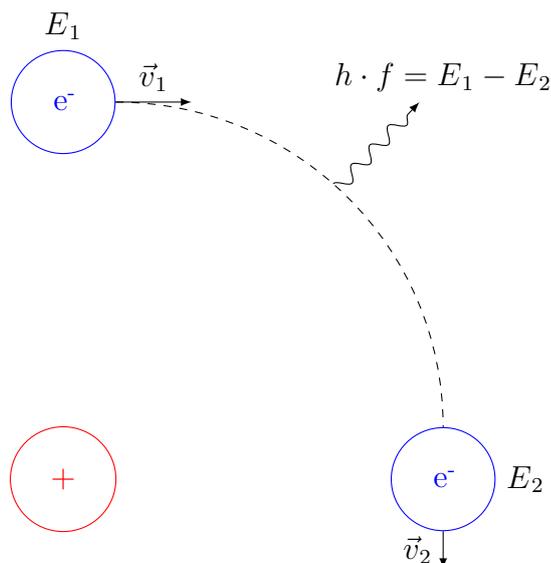


Abbildung 1.1: Ein Elektron wird im elektrischen Feld einer positiven Ladung abgelenkt und erfährt eine Geschwindigkeitsänderung von \vec{v}_1 auf \vec{v}_2 . Die Differenz der kinetischen Energie wird in Form von elektromagnetischer Strahlung, sogenannter Bremsstrahlung, emittiert.

Übergänge möglich sind. Zur Benennung des emittierten Röntgenphotons ist folgende Nomenklatur üblich [Ber75]: Vorangestellt wird der Buchstabe der Schale, in welche das Elektron übergegangen ist. Anschließend kodiert ein griechischer Buchstabe als Index die Hauptquantenzahl-Differenz des Elektronenübergangs, wobei α für eine Differenz von eins, β für eine Differenz von zwei steht und so weiter. Bei höheren Hauptquantenzahlen muss zudem der Feinstrukturaufspaltung Rechnung getragen werden, wobei hier dem Index noch eine Zahl zur Unterscheidung der Ausgangsniveaus hinzugefügt wird [Mes15]. Bei dem in Abbildung 1.2 skizzierten Übergang wird demnach ein K_α Photon emittiert. Da das Bindungspotential der Elektronenhülle für jedes Element des Periodensystems einzigartig ist, weisen die emittierten Photonen für das jeweilige Element charakteristische Energien auf [TL10]. Die Energien und relativen Wahrscheinlichkeiten der charakteristischen Röntgenphotonen sind für unterschiedliche Elemente und Elektronenübergänge in der Literatur tabelliert [HGD93; Tho+09]. Dies findet in der Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA) technische Anwendung zur zerstörungsfreien Materialanalyse (siehe Abschnitt 1.4).

Die technische Erzeugung von Röntgenstrahlung erfolgt zumeist mit einer Röntgenröhre, wobei sowohl Bremsstrahlung als auch charakteristische Röntgenstrahlung freigesetzt wird [Dem10]. Abbildung 1.3 zeigt schematisch den Aufbau einer Röntgenröhre mit Glühkathode. In einem evakuierten Volumen wird eine Kathode mithilfe einer Heizspannung U_H zur thermischen Emission von Elektronen angeregt. Aufgrund der Potentialdifferenz U_B zwischen Kathode und Anode werden die freien Elektronen im Vakuum zur Anode beschleunigt und gewinnen die kinetische Energie $e \cdot U_B$ [Mes15]. Treffen die Elektronen auf die Anode, so werden diese im Coulombfeld der Atomkerne des Anodenmaterials abgebremst und verlieren die im elektrischen Feld aufgenommene kinetische Energie, wobei Bremsstrahlung freigesetzt wird. Wird die gesamte kinetische Energie eines Elektrons

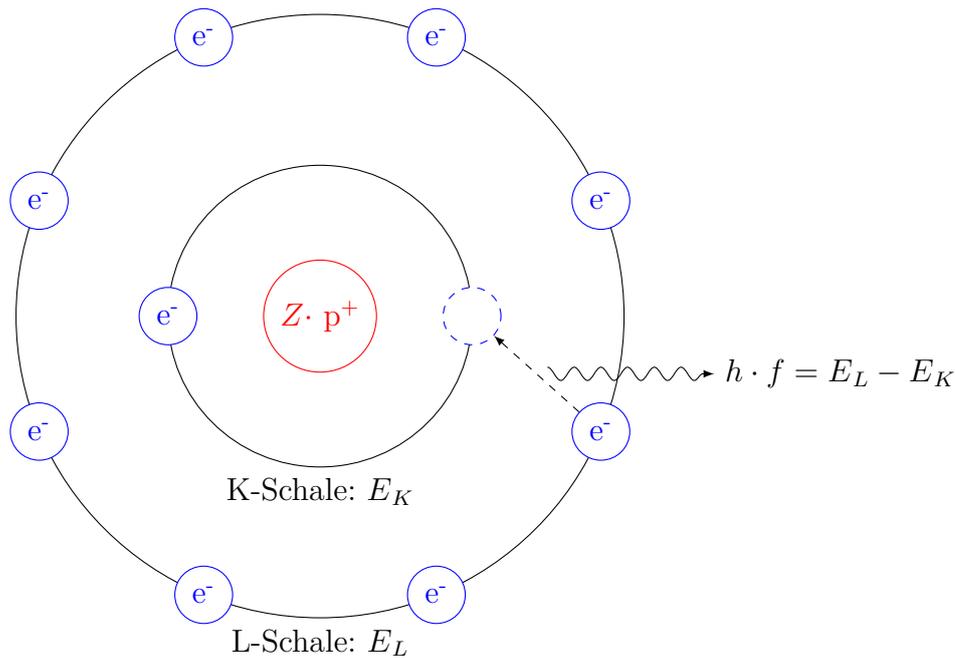


Abbildung 1.2: Bei der Relaxation eines Atoms wird die Vakanz einer inneren Elektronenschale (beispielsweise der K-Schale) von einem Elektron einer höheren Schale (beispielsweise der L-Schale) eingenommen. Das Elektron ist daraufhin stärker an das Atom gebunden. Die Differenz der Bindungsenergie wird in Form von elektromagnetischer Strahlung, sogenannter charakteristischen Röntgenstrahlung, freigesetzt.

in ein einzelnes Röntgenphoton umgewandelt, so trägt dieses die Maximalenergie von $h \cdot f = e \cdot U_B$. Im Allgemeinen werden jedoch mehrere Röntgenphotonen mit Bruchteilen dieser Energie erzeugt. Ebenso wird ein erheblicher Teil der Bewegungsenergie als Wärmeenergie an das Kristallgitter des Anodenmaterials abgegeben. So erzeugte Bremsstrahlung zeigt daher eine breitbandige spektrale Zusammensetzung zwischen null und der Maximalenergie $e \cdot U_B$. Die Form und Intensität des Bremsstrahlungsspektrums hängt neben der Beschleunigungsspannung U_B zudem von der Ordnungszahl des Anodenmaterials und von der Elektronenrate ab, welche von der Heizspannung U_H bestimmt wird. Sofern die Energie der Elektronen groß genug ist, um durch Stoßionisation Elektronen aus inneren Schalen von Anodenatomen herauszuschlagen, wird diese Bremsstrahlung von charakteristischer Röntgenstrahlung überlagert. In diesem Fall wird bei der anschließenden Relaxation charakteristische Röntgenstrahlung des Anodenmaterials emittiert. Diese ist spektral sehr schmalbandig und überlagert das Bremsstrahlungsspektrum bei den charakteristischen Energien des Anodenmaterials [HMS16].

1.2 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie

Röntgenstrahlung kann Materie prinzipiell durchdringen, wobei es zur Abschwächung der Strahlungsintensität kommt. Es zeigt sich hierbei eine Abhängigkeit von der spektralen

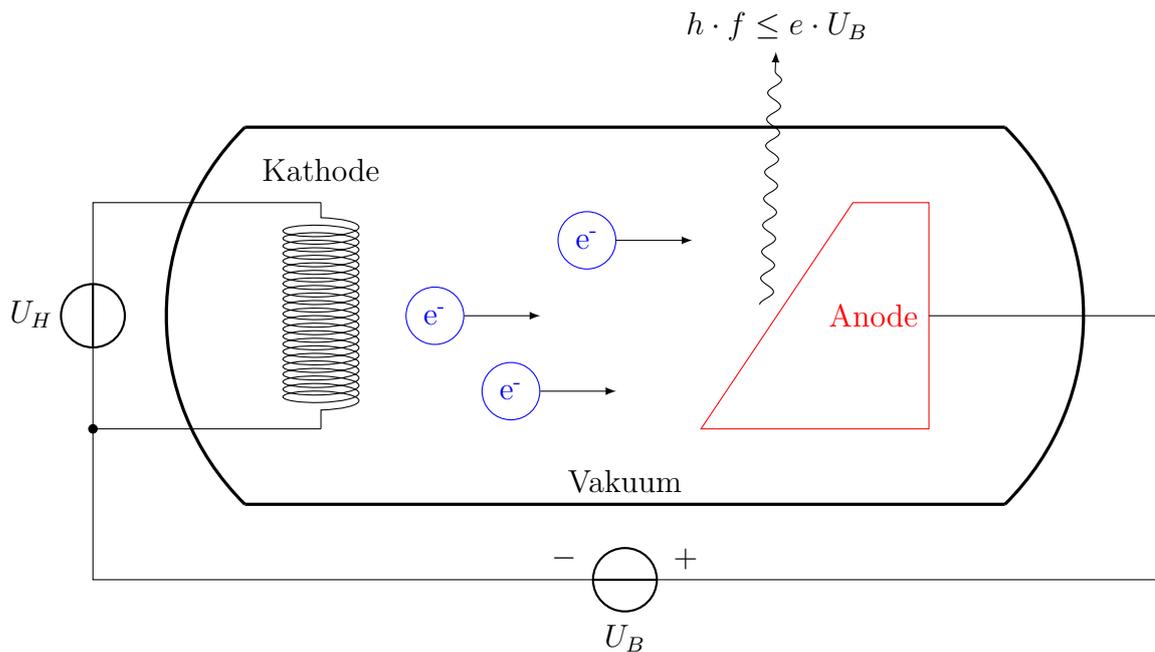


Abbildung 1.3: Zur technischen Erzeugung von Röntgenstrahlung mit einer Röntgenröhre werden in einem evakuierten Volumen thermisch freie Elektronen aus der Kathode extrahiert und mithilfe einer elektrischen Spannung U_B zur Anode beschleunigt. Das Anodenmaterial bremst auftreffende Elektronen ab und deren im elektrischen Feld aufgenommene kinetische Energie wird teilweise als Bremsstrahlung abgegeben. Zudem kann es durch Stoßionisation zur Anregung des Anodenmaterials kommen, wobei bei der anschließenden Relaxation zusätzlich charakteristische Röntgenstrahlung emittiert wird.

Zusammensetzung der Röntgenstrahlung, sowie von der chemischen und kristallinen Zusammensetzung der Materie [HGD93]. Allgemein gilt, dass die Intensität I der einfallenden Röntgenstrahlung nach der Durchdringung einer Materieschicht der Dicke x auf

$$I(x) = I(x = 0) \cdot \exp(-\mu \cdot x) \quad (1.1)$$

abgeschwächt wird [Mes15]. Die Stärke der exponentiellen Abschwächung wird über den Abschwächungskoeffizient μ beschrieben, welcher die Energie- und Materialabhängigkeit beinhaltet. Im Allgemeinen steigt die Abschwächung für hohe Ordnungszahlen und sinkt für hohe Photonenenergien. Eine genauere Beschreibung dieser Abhängigkeiten ergibt sich aus der Betrachtung der zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen zur Strahlungsabschwächung. Für die Abschwächung von Röntgenstrahlung sind maßgeblich die folgenden Mechanismen verantwortlich [Dem10]:

- Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Röntgenquant durch ein Atom der Materie absorbiert, wobei die Energie des Photons vollständig an ein Elektron der Atomhülle übertragen wird. Übersteigt die Energie des Röntgenquants die Bindungsenergie des beteiligten Elektrons, so wird dieses aus der Elektronenhülle des Atoms herausgeschlagen und nimmt die Energiedifferenz zwischen Photonenenergie und Bindungsenergie als kinetische Energie auf [Her94]. Das

Atom wird demnach in diesem Fall ionisiert. Wurde ein Elektron aus einer inneren Schale des Atoms herausgeschlagen, so wird die Vakanz in der Elektronenhülle anschließend unter Abgabe von charakteristischer Röntgenstrahlung (siehe Abschnitt 1.1) durch ein Elektron aus einer höheren Schale besetzt. Die Auftrittswahrscheinlichkeit des Photoeffekts hängt von der Photonenenergie und von den Bindungsenergien der Elektronen im Atom ab und ist daher materialspezifisch [Mes15].

- Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung wird ein Röntgenquant an einem schwach gebundenen Elektron in einer äußeren Schale des Atoms gestreut. Die Energie des Photons wird teilweise an das Elektron übertragen. Dies kann zur Lösung des Elektrons aus der Bindung zum Atom und somit zur Ionisation des Atoms führen. Neben dem dann freien Elektron mit gewisser kinetischen Energie verbleibt ein Röntgenphoton mit reduzierter Energie, weshalb es sich um einen inelastischen Streuprozess handelt. Die Höhe des Energieübertrags von einfallendem Photon auf das Elektron hängt insbesondere vom Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Photon ab [HMS16].

- Elektron-Positron-Paarbildung

Bei der Elektron-Positron-Paarbildung wird aus dem Röntgenquant ein Elektron-Positron-Paar in der Materie gebildet. Zur Erfüllung der Impulserhaltung muss ein weiteres Teilchen, beispielsweise ein Atomkern der Materie, den Differenzimpuls aufnehmen, weshalb die Auftrittswahrscheinlichkeit der Elektron-Positron-Paarbildung vom Material abhängt. Da zur Bildung eines Elektron-Positron-Paars die doppelte Ruhemasse des Elektrons m_e in Energie¹ aufgebracht werden muss, tritt dieser Effekt nur für sehr hochenergetische Röntgenstrahlung auf [TL10].

Der in Gleichung 1.1 eingeführte Abschwächungskoeffizient μ entsteht überwiegend aus der Überlagerung dieser drei Effekte, wobei die Beiträge je nach Photonenenergie und Material schwanken. In vielen Fällen ist die Abschwächung von Röntgenstrahlung mit der Ionisation des Materials verbunden.

1.3 Detektoren für Röntgenstrahlung

Zum Nachweis von Röntgenstrahlung werden Strahlungsdetektoren eingesetzt, welche überwiegend auf der Ionisation eines Detektormaterials durch absorbierte Röntgenstrahlung basieren [Kno00]. Durch diese Ionisation werden optische oder elektrische Signale vom Detektor erzeugt. Je nach Detektortyp kann neben dem Nachweis der Röntgenstrahlung auch die Bestimmung von Strahlungseigenschaften, beispielsweise der spektralen Zusammensetzung, erfolgen. Gängige Detektortypen für Röntgenstrahlung lassen sich wie folgt gruppieren:

¹Dies entspricht einer Energie von etwa $E = m_e \cdot c_0^2 = 511 \text{ keV}$, wobei c_0 die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit bezeichnet [Dem14].

- Gasgefüllte Ionisationsdetektoren

In einem gasgefüllten Volumen wird eine elektrische Spannung zwischen zwei Elektroden angelegt. Durch einfallende Strahlung wird das Gas ionisiert. Die freiwerdenden Ladungsträger beschleunigen zu den Elektroden, ionisieren bei ausreichend hoher Spannung durch Stoßionisation weitere Gasatome oder -moleküle und führen zu einem Stromfluss zwischen den Elektroden. Auf diesem Prinzip basieren beispielsweise Ionisationskammern, Proportionalzählrohre und Geiger-Müller-Zähler [KW16].

- Szintillationsdetektoren

Ein geeignetes Szintillatormaterial wird durch die Absorption einfallender Strahlung angeregt und gibt die aufgenommene Energie anschließend durch die Emission von energieärmerer Strahlung ab. Bei dieser sekundären Strahlung handelt es sich meist um sichtbares oder ultraviolettes Licht, welches mit optischen Sensoren (beispielsweise Photomultiplier oder Photodioden) detektiert wird [Cer17].

- Halbleiterstrahlungsdetektoren

In der Verarmungszone einer in Sperrrichtung betriebenen Halbleiterdiode werden bei der Absorption von einfallender Strahlung durch Ionisation Elektron-Loch-Paare generiert. Elektronen und Löcher werden durch das elektrische Feld in der Verarmungszone getrennt und führen zu einem Stromfluss über die Elektroden der Halbleiterdiode. Verbreitete Halbleiterstrahlungsdetektoren sind pin-Dioden, Siliziumdriftdetektoren (SDDs) und Lithium-gedriftete Siliziumdetektoren [Lut07].

Aufgrund der höheren Dichte des festkörperförmigen Detektormaterials weisen Halbleiterstrahlungsdetektoren deutlich höhere Abschwächungskoeffizienten als gasgefüllte Detektoren auf und kommen daher mit kleineren Detektorvolumina aus [Kno00]. Zudem wird zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Halbleitermaterial in der Regel deutlich weniger Energie als zur Ionisation von Detektorgasen benötigt [TL15]. Daher werden pro deponierter Strahlungsenergie in Halbleiterdetektoren deutlich mehr Ladungsträger generiert, womit der Einfluss statistischer Fluktuationen sinkt. Ein weiterer Vorteil von Halbleiterdetektoren ist die reduzierte Zeit zur Ladungssammlung, welche aufgrund der kürzeren Signalwege eine bessere Zeitauflösung ermöglicht [Dem14]. Hauptnachteil der Halbleiterstrahlungsdetektoren ist die aufwendigere und somit teurere Herstellung. Für präzise Röntgenspektroskopie, beispielsweise für die RFA oder Röntgenastronomie, überwiegen jedoch die Vorteile der Halbleiterstrahlungsdetektoren, welche sich in diesen Applikationen etabliert haben [KW16].

1.4 Materialanalytik mit der Röntgenfluoreszenzanalyse

Die RFA stellt eine wichtige technische Anwendungen von Röntgenstrahlung im Bereich der Analytik dar. Bei der RFA wird die in Abschnitt 1.1 beschriebene elementspezifische Emission charakteristischer Röntgenstrahlung für zerstörungsfreie Materialanalyse verwendet [Bec+06]. Das Prinzip einer RFA ist schematisch in Abbildung 1.4 gezeigt. Eine

Probe wird dabei ionisierender Primärstrahlung, beispielsweise Röntgen-, Elektronen- oder Ionenstrahlen, ausgesetzt. Als Strahlenquelle für Primärstrahlung kann beispielsweise eine Röntgenröhre (siehe Abbildung 1.3) verwendet werden. Zwischen Strahlungsquelle und Probe können Optiken, beispielsweise Linsen, Kollimatoren oder Blenden zur Fokussierung der Primärstrahlung, sowie Filter zur Unterdrückung gewisser Anregungsenergien eingesetzt werden [MV13]. Die Primärstrahlung trifft auf eine festkörperförmige oder flüssige Probe, wodurch Atome in der Probe ionisiert werden und charakteristische Röntgenstrahlung (siehe Abschnitt 1.1) emittieren. Mithilfe eines Detektionssystems wird die spektrale Zusammensetzung dieser sekundären Röntgenstrahlung, welche auch als (Röntgen-)Fluoreszenzstrahlung bezeichnet wird, ermittelt. Hierbei werden zwei Detektionsarten unterschieden:

- Wellenlängendispersive Detektion

Zur spektralen Zerlegung der Fluoreszenzstrahlung kommt ein Analysatorkristall zum Einsatz, an dessen regelmäßiger Gitterstruktur die Röntgenstrahlung gebeugt wird. Nach Bragg tritt, je nach Wellenlänge der einfallenden Strahlung, konstruktive oder destruktive Interferenz zwischen den Gitterebenen auf, wodurch es zur räumlichen Trennung der spektralen Komponenten kommt [Hun09; Dem10]. Mithilfe eines Proportionalzählrohrs oder Geiger-Müller-Zählers (siehe Abschnitt 1.3) wird die Intensität der gebeugten Röntgenstrahlung unter definierten Austrittswinkeln gemessen. Bei bekanntem Abstand der Gitterebenen kann aus dem Winkel die zugehörige Wellenlänge ermittelt werden. Durch sequenzielle Änderungen des Winkels wird die Intensität bei verschiedenen Wellenlängen ermittelt.

- Energiedispersive Detektion

Die Bestimmung der spektralen Zusammensetzung wird mithilfe eines Halbleiterstrahlungsdetektors (siehe Abschnitt 1.3) durchgeführt. Diese Detektoren haben die inhärente Eigenschaft, dass die Höhe ihres Ausgangssignals proportional zur Energie des absorbierten Röntgenphotons ist. Die Aufnahme des Energiespektrums kann demnach durch die geeignete Auswertung des Detektorsignals erfolgen [Kno00; Nak18].

Da Wellenlänge und Energie elektromagnetischer Strahlung umgekehrt proportional sind, wird mit beiden Messmethoden dieselbe Information gewonnen. Die Trennfähigkeit benachbarter Linien im Energiespektrum ist bei wellenlängendispersiven Detektorsystemen besser. Aufgrund der sequenziellen Aufnahme des Spektrums ist die Messung hier jedoch wesentlich langsamer und ineffizienter, da ein großer Anteil der Fluoreszenzstrahlung ungenutzt bleibt [HFH21]. Zudem sind die optischen und mechanischen Komponenten vergleichsweise teuer und fehleranfällig. Energiedispersive Detektorsysteme erlauben dahingegen aufgrund der quasi-parallelen Messung aller spektralen Komponenten Analysen mit deutlich geringeren Messzeiten. Aufgrund der einfacheren mechanischen Aufbauten sind diese zudem robuster, kompakter und kostengünstiger herstellbar [HHW84]. Die Effizienz und die spektrale Trennfähigkeit des Detektionssystems wird durch die Eigenschaften des Halbleiterstrahlungsdetektors, sowie durch die Qualität der Signalauswertung bestimmt [LS17].

Durch die Auswertung der ermittelten spektralen Zusammensetzung der Fluoreszenzstrahlung werden Informationen über die atomare Zusammensetzung der Probe gewonnen.

Grundlage hierfür bildet der Vergleich des gemessenen Energiespektrums der Fluoreszenzstrahlung mit tabellierten charakteristischen Energien von Elementen. Neben der qualitativen Zusammensetzung ist, anhand der Intensitäten der Spektrallinien und nach einer Kalibrierung des Detektorsystems, auch die quantitative Ermittlung von Elementkonzentrationen möglich [JGG95]. Die RFA ist daher ein weit verbreitetes Verfahren der Analytik, da sie eine schnelle, zerstörungsfreie und quantitative Probenanalyse für nahezu alle Elemente des Periodensystems ohne aufwendige Probenpräparation ermöglicht. Die Nachweisgrenze der RFA liegt bei Konzentrationen von etwa eins zu eine Million [HHW84]. Die Ortsauflösung der RFA wird von der Fokusgröße der Primärstrahlung auf etwa einige Mikrometer bis einige Millimeter beschränkt [BR17]. Aufgrund der exponentiellen Abschwächung primärer Röntgenstrahlung beim Eindringen in die Probe (siehe Gleichung 1.1), sowie aufgrund von Reabsorption von Fluoreszenzstrahlung, ist die Informationstiefe, je nach Probe und Strahlungsenergie, typischerweise auf einige zehn Mikrometer limitiert [HFH21]. Leichte Elemente emittieren charakteristische Röntgenstrahlung mit vergleichsweise niedriger Energie, weshalb die Detektion von Fluoreszenzstrahlung typischerweise erst ab Bor mit der Ordnungszahl fünf möglich ist [BR17]. Die RFA hat breit gefächerte Anwendungsgebiete in der Wissenschaft und Industrie. Beispielsweise können hier Geologie, Bergbau, Metallurgie, Recycling, Baustoffprüfung, Qualitätssicherung, Kunstgeschichte, Archäologie, Forensik oder Biowissenschaften genannt werden [JGG95; Bec+06]. Häufig verwendete Ausführungsformen für die RFA sind Labor-Tischgeräte oder mobile Analysegeräte. Auch die Integration in andere analytische Systeme, beispielsweise in Elektronenmikroskope oder in Produktions- und Automatisierungsanlagen ist verbreitet [BR17; HFH21].

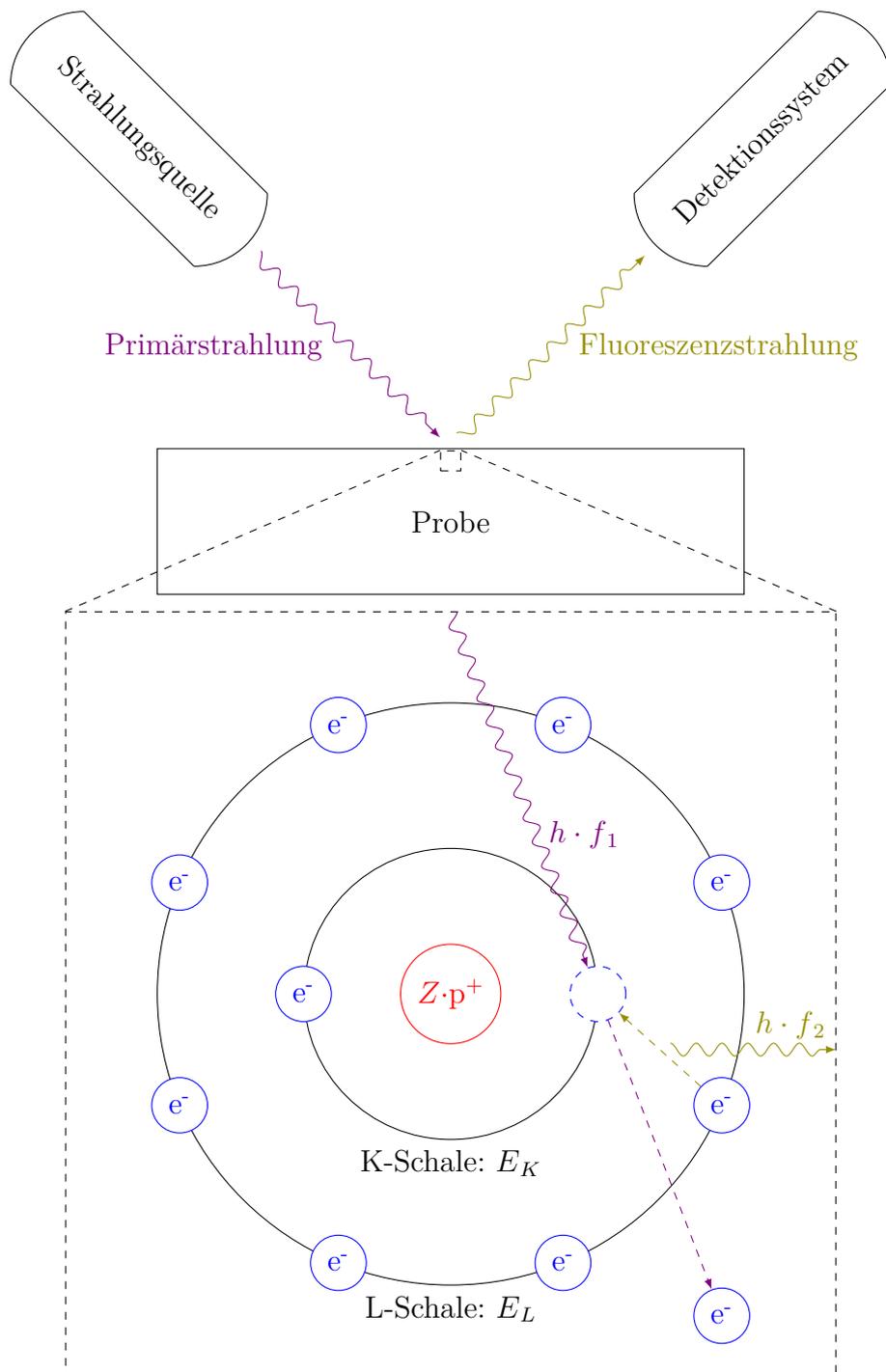


Abbildung 1.4: Zur Durchführung einer zerstörungsfreien Materialanalyse mittels der RFA wird eine Probe ionisierender Primärstrahlung (beispielsweise Röntgenstrahlung aus einer Röntgenröhre) ausgesetzt. Durch die Ionisation angeregte Probenatome strahlen bei der anschließenden Relaxation charakteristische Röntgenstrahlung ab. Mit einem Detektionssystem wird die spektrale Zusammensetzung der Fluoreszenzstrahlung bestimmt und hieraus Informationen über die atomare Zusammensetzung der Probe gewonnen.

Kapitel 2

Detektion von Röntgenstrahlung mit Siliziumdriftdetektoren

Die energiedispersive Detektion von Röntgenstrahlung erfolgt zumeist mit Halbleiterstrahlungsdetektoren. In diesem Kapitel wird das Funktionsprinzip, der Aufbau und das Ausgangssignal dieser Detektoren vorgestellt. Hierbei liegt der Fokus auf SDDs, welche eine spezielle Form von Halbleiterstrahlungsdetektoren darstellen.

2.1 Funktionsweise von Halbleiterstrahlungsdetektoren

Als Halbleiter werden Festkörper bezeichnet, deren spezifischer elektrischer Widerstand mit etwa $1 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ m}$ bis $1 \cdot 10^7 \Omega \text{ m}$ zwischen dem von Leitern und Isolatoren liegt [Hun09]. Technisch am weitesten verbreitet sind die Element-Halbleitmaterialien Silizium und Germanium. Die elektrische Leitfähigkeit von reinen (intrinsischen) Halbleitmaterialien weist eine starke Temperaturabhängigkeit auf. Um eine definierte elektrische Leitfähigkeit zu erreichen, werden in den meisten Halbleiterbauteilen Fremdatome, sogenannte Dotierungen, in das hochreine Halbleitermaterial eingebracht [Kit13]. Werden in die Kristallstruktur des 4-wertigen Halbleiters Silizium beispielsweise Atome des 5-wertigen Elements Phosphor integriert, so wird das zusätzliche Valenzelektron von Phosphor an den Kristallverbund abgegeben. Bei diesem als n-Dotierung bezeichnetem Vorgang stehen somit zusätzliche Elektronen zur elektrischen Leitfähigkeit zur Verfügung. Das in die Gitterstruktur eingebundene Phosphor-Atom bildet eine ortsfeste, positiv geladene Störstelle aus. Analog ist für Silizium auch die Dotierung mit 3-wertigen Elementen wie beispielsweise Bor möglich. Hierbei wird die elektrische Leitfähigkeit über zusätzliche Elektronenfehlstellen (auch: Löcher) eingestellt, wobei negativ geladene Raumladungen erzeugt werden. Das Halbleitermaterial wird in diesem Fall als p-dotiert bezeichnet. In dotierten (extrinsischen) Halbleitern wird die elektrische Leitfähigkeit maßgeblich von der Konzentration der Dotieratome bestimmt, wohingegen die Eigenleitung bei Raumtemperatur vernachlässigt werden kann [IL09].

Halbleiterstrahlungsdetektoren basieren auf einem pn-Übergang. Hierbei werden ein p- und ein n-dotierter Halbleiter in Kontakt gebracht, wodurch es im Bereich der Grenzfläche zum Austausch von freien Ladungsträgern kommt. Valenzelektronen aus dem n-dotierten

Halbleiter diffundieren in den p-dotierten Bereich, wohingegen Löcher aus dem p-dotierten Bereich in den n-dotierten Bereich diffundieren [TL10]. Hierbei kommt es zur Rekombination freier Ladungsträger. Im thermischen Gleichgewicht bildet sich an der Grenzschicht eine an freien Ladungsträgern verarmte Zone aus. Innerhalb dieser Verarmungszone wird durch die ionisierten Atomrümpfe der jeweiligen Dotieratome ein elektrisches Feld erzeugt, welches eine Potentialbarriere für die weitere Diffusion von Ladungsträger bildet [Rud18]. Die Größe der Verarmungszone kann insbesondere durch das Anlegen einer externen elektrischen Spannung und durch die Konzentration der Dotierung beeinflusst werden.

Die Detektion von Röntgenstrahlung in Halbleiterstrahlungsdetektoren basiert auf der Absorption von Strahlung in der Verarmungszone eines pn-Übergangs. Da die Absorption von Röntgenstrahlung zumeist mit der Ionisation des Materials verbunden ist (siehe Abschnitt 1.2), führt die von der Strahlung deponierte Energie zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren im Halbleitermaterial. Findet die Absorption in der Verarmungszone eines pn-Übergangs statt, so verhindert das elektrische Feld der Raumladungen die Rekombination der freiwerdenden Ladungsträger. Elektronen und Löcher werden räumlich getrennt, driften zu den Elektroden und führen dort zu einem Stromfluss. Die Paarbildungsenergie w eines Halbleitermaterials beschreibt dabei, wie viel Strahlungsenergie im Mittel für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars nötig ist [Kno00]. Diese Paarbildungsenergie eines Halbleiters ist größer als die Bandlücke, da ein Teil der deponierten Strahlungsenergie nicht zur Erzeugung von Ladungsträgern verwendet, sondern zur Anregung von Phononen an das Kristallgitter abgegeben wird, um die Impulserhaltung indirekter Halbleiter zu erfüllen [Hun09]. Für Silizium beträgt die Paarbildungsenergie beispielsweise $w = 3,65 \text{ eV}$ [Lec+96]. Bei der vollständigen Absorption eines Röntgenphotons mit der Energie E_γ in einem Halbleitermaterial mit der Paarbildungsenergie w beträgt die Anzahl der im Mittel erzeugten Elektron-Loch-Paare N_e [Lut07]:

$$N_e = \frac{E_\gamma}{w} . \quad (2.1)$$

Nach Gleichung 2.1 ist die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare direkt proportional zur Energie des absorbierten Röntgenphotons. Die Ionisationsprozesse im Halbleitermaterial unterliegen jedoch einer gewissen Schwankung, weshalb für Röntgenphotonen gleicher Energie nicht immer exakt die gleiche Anzahl an Elektron-Loch-Paaren erzeugt wird. Die experimentell beobachtete Schwankung von N_e ist etwas geringer als die Poisson-verteilte Zählstatistik, wobei die Standardabweichung durch

$$\sigma_{N_e} = \sqrt{F \cdot \frac{E_\gamma}{w}} \quad (2.2)$$

gegeben ist [KW16]. Dabei bezeichnet F den sogenannten Fano-Faktor, welcher die materialspezifische Schwankung des Ionisationsprozesses beschreibt. Für Silizium liegt dieser bei $F = 0,115$ [Lec+96]. Die durch Gleichung 2.2 quantifizierte Schwankung der Ladungsmenge wird als Fano-Rauschen bezeichnet. Dieses limitiert die theoretisch, in Abwesenheit von elektronischem Rauschen, erreichbare Energieauflösung von Halbleiterstrahlungsdetektoren [Kno00].

Eine einfache Form von Halbleiterstrahlungsdetektor stellt die pin-Diode dar [LS17]. Wie in Abbildung 2.1 gezeigt, wird hierbei zwischen einen p- und einen n-dotierten Halbleiter

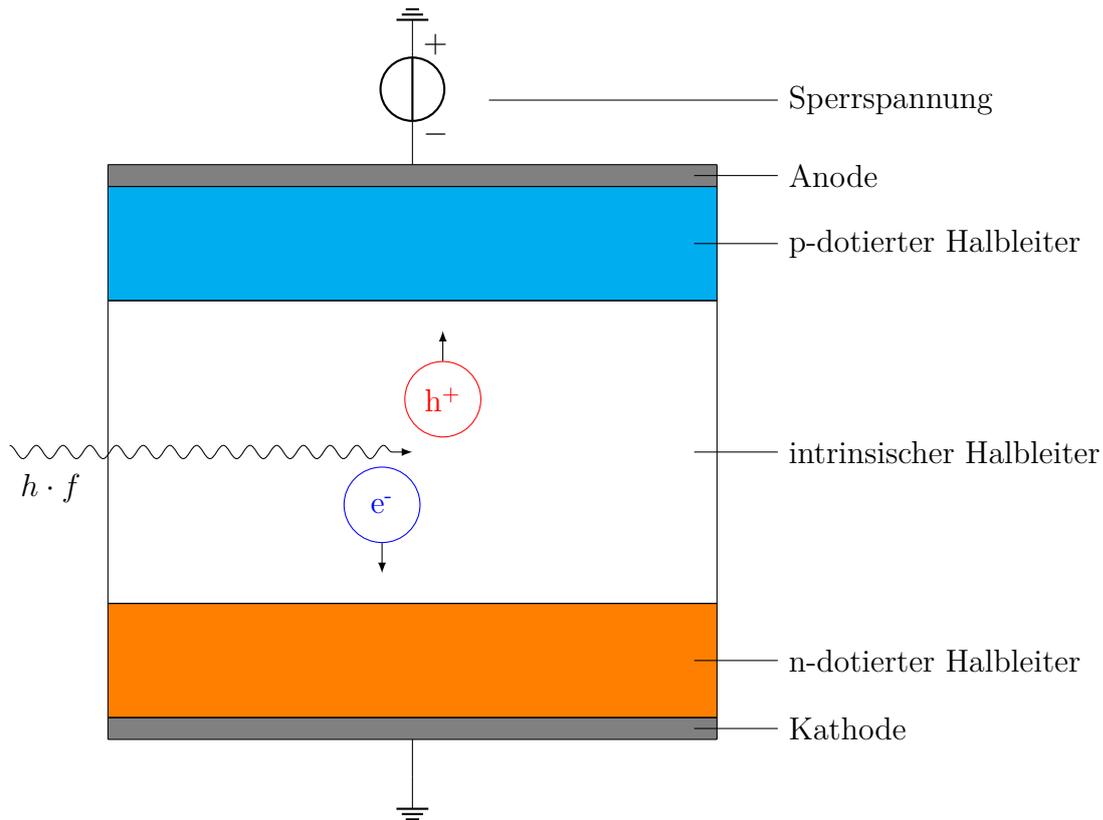


Abbildung 2.1: Die pin-Diode, eine einfache Form von Halbleiterstrahlungsdetektor, besteht aus je einem p- und n-dotierten Halbleitermaterial, sowie einer intrinsischen Zwischenschicht. Über metallische Elektroden wird eine Sperrspannung über den pin-Übergang angelegt. Bei der Absorption von Röntgenstrahlung im verarmten Halbleitervolumen werden freie Ladungen erzeugt und zur jeweiligen Elektroden gedriftet. Der Stromfluss durch das Bauelement kann so zur Detektion von Röntgenstrahlung verwendet werden.

eine intrinsische oder schwach dotierte Zwischenschicht eingebracht. Im Vergleich zu einem pn-Übergang wird die Verarmungszone und somit das aktive Volumen des Detektors vergrößert. An den Enden des Bauelements werden metallische Elektroden an den p- und n-dotierten Halbleiter aufgebracht und über diese eine Spannung in Sperrrichtung über den pin-Übergang angelegt [Kno00]. Kommt es in der Verarmungszone des Bauelements zur Absorption eines Röntgenphotons, so werden freie Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Die freien Ladungsträger driften zu den jeweiligen Elektroden und führen zu einem Stromfluss durch das Bauelement. Aus der Ladungsmenge kann durch geeignete Signalauswertung die Energie des Röntgenphotons bestimmt werden [Nak18].

2.2 Aufbau des Siliziumdriftdetektors

Die in Abschnitt 2.1 beschriebene pin-Diode ist aufgrund des einfachen Aufbaus vergleichsweise günstig herzustellen. Nachteile der pin-Diode sind jedoch die hohen benötigten Sperrspannungen zur Verarmung des Detektorvolumens, sowie die vergleichsweise hohe

elektrische Kapazität der Ausleseanode. Letztere steigt zudem mit der Größe des strahlungsempfindlichen Volumens an. Die elektrische Kapazität der Ausleseanode führt zu einem Anstieg an elektronischem Rauschen, weshalb die spektroskopischen Eigenschaften der pin-Diode limitiert sind [LS17]. 1984 wurde von Gatti und Rehak ein alternativer Aufbau eines Halbleiterstrahlungsdetektors vorgestellt, aus welchem der SDD entwickelt wurde [GR84]. Hierbei wird das Prinzip der Seitwärtsverarmung angewendet, welches auf der Verarmung eines Halbleitervolumens von zwei Seiten aus beruht. Um das Halbleitervolumen vollständig zu verarmen, muss von Ober- und Unterseite des Halbleiterchips jeweils nur die halbe Dicke des Halbleiterchips verarmt werden. Da die zur Verarmung des Halbleiters nötige Spannung quadratisch mit der Verarmungstiefe ansteigt, muss bei der Seitwärtsverarmung nur etwa ein Viertel der Sperrspannung aufgebracht werden, welche bei der Verarmung von einer Seite aus nötig wäre [Spi05]. Dieses Prinzip wird im SDD angewendet, indem in ein n-dotiertes Halbleitermaterial auf der Ober- und Unterseite stark p-dotierte (p^+ -dotiert) Kontakte implantiert werden. Zudem wird auf der Oberseite ein stark n-dotierter (n^+ -dotiert) Kontakt angebracht. Werden die beidseitig angebrachten p^+ -Kontakte durch das Anlegen einer externen Spannung auf ein negatives Potential gegenüber dem n^+ -Kontakt gebracht, so wird das n-dotierte Halbleitermaterial von zwei Seiten aus verarmt. Bei ausreichend hoher Spannung berühren sich die beiden von den p^+ -Kontakten ausgehenden Verarmungszonen und das Volumen zwischen den p^+ -Kontakten wird vollständig verarmt. In diesem Fall fällt das elektrische Feld innerhalb der Verarmungszone von den jeweiligen p^+ -Kontakten aus linear auf ein Minimum ab und steigt anschließend wieder linear an [Lut07]. Sofern an beiden p^+ -Kontakten dieselbe Spannung anliegt, befindet sich das Minimum des elektrischen Feldes in der Mitte zwischen den beiden p^+ -Kontakten. Das Potential für Elektronen folgt dabei einem parabolischen Verlauf mit einem Minimum bei der halben Dicke des Halbleitervolumens [KW16]. Durch eine abweichende Spannung zwischen Ober- und Unterseite kann die Position des Potentialminimums innerhalb der Verarmungszone verschoben werden. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Aufbau eines SDDs. Hierbei wird die als Rückkontakt bezeichnete p^+ -Implantation auf der Unterseite des Halbleiterchips flächig auf die gesamte Detektorfläche aufgebracht, wohingegen die als Ringkontakte bezeichneten p^+ -Implantationen auf der Oberseite als ringförmige Streifen aufgebracht werden, in deren Mitte der als Ausleseanode bezeichnete n^+ -Kontakt platziert ist [LPS04; LS17]. Das n-dotierte Halbleitervolumen wird durch die, jeweils auf das Potential des n^+ -Kontakts bezogenen, Spannungen U_R von der Unterseite und U_D auf von Oberseite aus verarmt.

Durch das so erzeugte elektrische Feld werden bei der Absorption von Röntgenstrahlung freiwerdende Elektron-Loch-Paare in der Verarmungszone getrennt. Elektronen werden im Minimum des parabelförmigen Potentials gesammelt, während Löcher zu den Oberflächen-elektroden driften. Zur Auslese der Elektronen müssen diese zur Ausleseanode gedriftet werden. Zu diesem Zweck wird ein geeignetes elektrisches Feld über die Ringkontakte an der Oberfläche aufgebaut. Mit abnehmendem Abstand zur Ausleseanode werden immer kleinere Sperrspannungen an die Ringkontakte auf der Oberseite angelegt und so ein Potentialgradient für Elektronen erzeugt [Lut07]. Dies kann, wie in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt, über eine Spannungsteilerkette realisiert werden, welche aus der Spannung U_D am anodenfernen Ringkontakt die betragsmäßig kleineren Spannungen der weiter innen liegenden Ringkontakte erzeugt. Das so erzeugte elektrische Feld wird häufig als

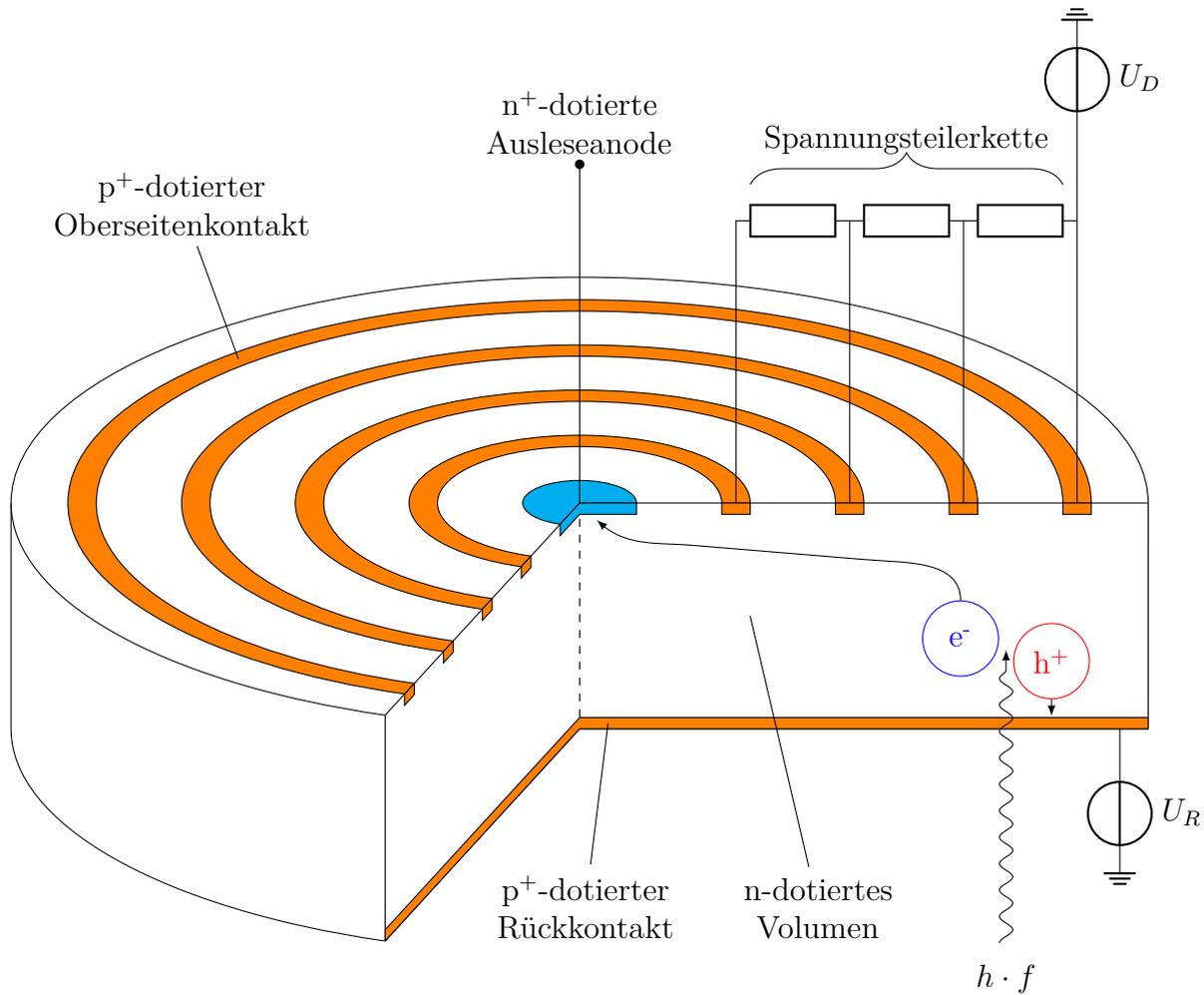


Abbildung 2.2: Das Halbleitervolumen des SDDs wird von zwei Seiten aus verarmt, indem an die p^+ -dotierten Bereiche auf der Ober- und Unterseite je eine externe Sperrspannung bezogen auf den zentralen n^+ -Kontakt angelegt wird. Der Betrag der Sperrspannung an der Oberseite wird mit abnehmendem Abstand zur Anode reduziert und so ein zur Anode zeigender Potentialgradient für Elektronen erzeugt. Im SDD durch Röntgenabsorption erzeugte freie Elektronen driften daher zur Anode und können dort ausgelesen werden.

Driftfeld bezeichnet und führt dazu, dass Elektronen in radialer Richtung zur Ausleseanode driften, während ihre laterale Position durch das Minimum des parabelförmigen Potentials zwischen Ober- und Unterseite vorgegeben ist.

Vorteil des SDDs gegenüber der pin-Diode ist neben der kleineren benötigten Verarmungsspannung insbesondere die geringe Kapazität der Ausleseanode. Dies ist durch die kleinen geometrischen Abmessungen des n^+ -Kontakts bedingt und ermöglicht ein sehr geringeres Maß an elektronischem Rauschen. Der SDD erreicht daher unter den Halbleiterstrahlungsdetektoren die besten Energieauflösungen, welche nahe am durch das Fano-Rauschen vorgegebene theoretischen Limit liegen (siehe Abschnitt 2.1) [LS17]. Zudem kann die Detektorfläche nahezu unabhängig von der Kapazität der Ausleseanode erhöht werden, wodurch großflächige Detektoren mit guten spektroskopischen Eigenschaften

ten möglich werden [Egg+04]. Gegenüber der pin-Diode ist die Herstellung von SDDs vergleichsweise aufwendig, wobei insbesondere die aufwendigeren Strukturen und die beidseitige Prozessierung des Halbleiterchips zu höheren Kosten führen. Auch ist der Betrieb des SDDs im Vergleich zur pin-Diode komplexer, da über mehrere externe Spannungen ein geeignetes Driftfeld aufgebaut werden muss.

2.3 Ladungsverstärkung

Die nach der Absorption eines Röntgenphotons an der Anode des SDDs ausgelesene Ladungsmenge lässt sich mithilfe der Überlegungen aus Abschnitt 2.1 berechnen. Wird beispielsweise ein charakteristisches K_α Röntgenphoton von Fluor mit einer Energie von $E_\gamma = 677 \text{ eV}$ in einem Siliziumdetektor absorbiert, so werden nach Gleichung 2.1 im Mittel etwa $N_e = 103$ Elektron-Loch-Paare frei [Bea67]. Die Elektronen werden zur Ausleseanode gedriftet und stehen für die Detektion zur Verfügung. Zur Messung dieser kleinen Ladungsmengen werden Ladungsverstärker mit sehr geringen Eingangskapazitäten eingesetzt, welche nahe an der Ausleseanode des SDDs platziert werden [Ber+96]. Ziel der Ladungsverstärkung ist die Umsetzung der ausgelesenen Ladungen in ein proportionales Spannungssignal, welches einfacher zu verstärken und unempfindlicher gegen Störungen ist [KW16]. Abbildung 2.3 zeigt schematisch den Aufbau eines Ladungsverstärkers. Diese werden aus einem Operationsverstärker mit kapazitiver Rückkopplung aufgebaut. Der invertierende Eingang der Verstärkerschaltung wird mit der Ausleseanode des SDDs verbunden, sodass aus dem Detektor ausgelesene Ladungen auf der Rückkoppelkapazität C_f gesammelt werden. Am Ausgang der Verstärkerschaltung wird ein Spannungssignal U_{CSA} erzeugt, dessen Höhe für einen idealen Operationsverstärker proportional zur Ladung Q_f auf der Rückkoppelkapazität C_f ist [Lut07]:

$$U_{CSA} = -\frac{1}{C_f} \cdot \int I_{SDD} dt = -\frac{Q_f(t)}{C_f} . \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet I_{SDD} den elektrischen Strom durch die Anode des SDDs. Eine hohe Sensitivität des Ladungsverstärkers lässt sich nach Gleichung 2.3 durch eine kleine Rückkoppelkapazität C_f erzielen. Aus Abbildung 2.3 ist zudem ersichtlich, dass die Ausleseanode des SDDs zwar nicht direkt mit Masse verbunden ist, deren Potential jedoch vom Ladungsverstärker auf virtueller Masse gehalten wird. Somit ist die in Abschnitt 2.2 beschriebene Voraussetzung für das Auslesen von Ladungen aus dem SDD, nämlich ein geringeres Potential an der Ausleseanode im Vergleich zu den Ringkontakten und dem Rückkontakt, durch den Ladungsverstärker sichergestellt.

Beginnt der Ladungsverstärker mit der Integration von I_{SDD} zum Zeitpunkt $t = 0$ mit ladungsfreier Rückkoppelkapazität C_f , so steigt die Ausgangsspannung U_{CSA} nach Gleichung 2.3 mit jeder ausgelesenen Ladung an. Aufgrund des endlichen dynamischen Bereichs des Operationsverstärkers und der endlichen Kapazität von C_f kann dieser Integrationsprozess nicht beliebig weiter geführt werden. Daher ist für dauerhaften Betrieb eine Entladung¹ der Rückkoppelkapazität vonnöten. Gängige Konzepte sind hierbei die kontinuierliche und

¹englisch: Reset

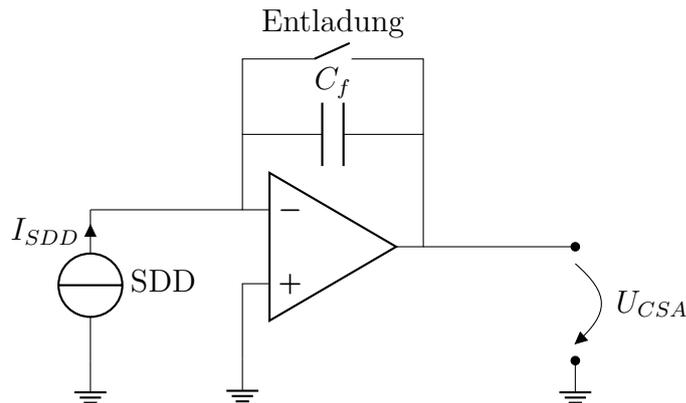


Abbildung 2.3: In einem Ladungsverstärker werden Ladungen aus dem SDD durch einen Operationsverstärker mit kapazitiver Rückkopplung in ein proportionales Spannungssignal umgesetzt. Zur Entladung der Rückkoppelkapazität kann diese über einen gepulsten Schalter kurzgeschlossen werden.

die gepulste Entladung [Kno00]. Eine kontinuierliche Entladung wird durch einen zusätzlichen Widerstand R_f parallel zur Rückkoppelkapazität realisiert. Sobald Ladungen auf der Rückkoppelkapazität vorhanden sind, wird diese exponentiell mit der Zeitkonstante $R_f \cdot C_f$ entladen. Für die Messung mit hohen Strahlungsintensitäten sind kleine Zeitkonstanten nötig, welche sich jedoch nachteilig auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis auswirken [KW16]. Im Bereich der hochauflösenden Röntgenspektroskopie mit SDDs wird daher zumeist die gepulste Entladung eingesetzt, bei welcher die Rückkoppelkapazität schaltbar entladen wird. Dies ist in Abbildung 2.3 schematisch mit einem zur Rückkoppelkapazität parallelen Schalter dargestellt, welcher in der Praxis aus Transistoren aufgebaut wird [Qua+15]. Dieser schließt auf ein, zumeist von externer Beschaltung vorgegebenes, elektrisches Signal hin die Rückkoppelkapazität kurz. Die Rückkoppelkapazität wird entladen und das Ausgangssignal des Ladungsverstärkers auf ein definiertes Niveau zurückgesetzt.

In der Vergangenheit wurden Ladungsverstärker mit diskreten oder in die Anode integrierten Feldeffekt-Transistoren aufgebaut [Ber+96]. Seit wenigen Jahren hat sich der Einsatz von Application-specific Integrated Circuits (ASICs) etabliert, welche über einen Bonddraht an die Ausleseanode des SDDs angebunden sind. Diese ASICs können aufgrund einer geringen Eingangskapazität und hoher Transistor-Steilheit ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielen [Bom+11a; Qua+15]. Zudem können schnellere minimale Signalanstiegszeiten erreicht werden.

2.4 Aufbau von Detektormodulen mit Siliziumdrift-detektoren

Der in Abschnitt 2.2 beschriebene Halbleiterchip, sowie der in Abschnitt 2.3 beschriebene Ladungsverstärker werden in ein Detektormodul integriert, um die Kontaktierung und den Betrieb des SDDs zu vereinfachen. Die wichtigsten Aufgaben des Moduls sind die mechanische Fixierung, elektrische Kontaktierung und Temperaturkontrolle der Halbleiterchips

[LS17]. Abbildung 2.4 zeigt schematisch den Querschnitt eines typischen Modulaufbaus. Der SDD wird auf einem keramischen Trägersubstrat fixiert und über Flip-Chip-Montage oder Drahtbonden elektrisch mit Leiterbahnen auf der Keramik verbunden. Ebenso werden der Ladungsverstärker ASIC und ein Temperatursensor auf die Trägerkeramik aufgebracht. Die Trägerkeramik ist wiederum auf die Kaltseite eines Peltier-Elements fixiert, welches die thermoelektrische Kühlung der Halbleiterchips ermöglicht [Dem13]. Über eine externe Schaltung kann mithilfe des Peltier-Elements und des Temperatursensors die Stabilisierung der SDD-Temperatur realisiert werden. Die Heißseite des Peltier-Elements wird auf einem metallischen Sockel fixiert, welcher die mechanische Basis des Moduls darstellt. Der Sockel dient zur mechanischen Fixierung, zur thermischen Anbindung des Moduls an einen Kühlkörper, sowie zur elektrischen Kontaktierung des Moduls. Bonddrähte verbinden die elektrisch von Sockel isolierten Pins mit der Trägerkeramik und realisieren so die elektrische Kontaktierung der Halbleiterchips. Auf der Oberseite des SDDs wird ein Kollimator für einfallende Röntgenstrahlung angebracht. Dieser absorbiert auf die Randbereiche einfallende Strahlung und unterdrückt so das Auftreten von Teilereignissen am Rand des aktiven Detektorvolumens durch Elektronenausstritt aus dem Driftfeld [Egg04]. Zur Optimierung der Kühlung wird das Modul evakuiert und mit einer vakuumdichten Kappe verschlossen. Dies verhindert die Wärmezufuhr über Konvektion und die Kondensation von Luftfeuchtigkeit auf dem SDD. Die Kappe wird mit einem Strahlungsfenster zum Eintritt von Röntgenstrahlung in das Modul versehen [Pah04]. Hierbei sind je nach Anwendung verschiedene Materialien und Schichtdicken möglich, wobei gängige Materialien beispielsweise Beryllium, Kohlenstoff oder Polymer-Folien sind [Bec+06; LS17]. Das Strahlungsfenster hat maßgeblichen Einfluss auf die Detektionsfähigkeit eines SDD-Moduls für niedrige Röntgenenergien [Sch+10].

2.5 Ausgangssignale von Detektormodulen mit Siliziumdriftdetektoren

Am Ausgang von Detektormodulen mit SDDs steht die Ausgangsspannung des an den Detektorchip angebundenen Ladungsverstärkers U_{CSA} zur Verfügung (siehe Abschnitt 2.4). Dieses, für die Detektion von Röntgenstrahlung verwendete Spannungssignal, wird im Folgenden beschrieben. Jedoch werden im aktiven Detektorvolumen des SDDs auch ohne Bestrahlung mit Röntgenphotonen, insbesondere durch thermische Ladungsträgergeneration, zufällig freie Ladungsträger generiert [Kno00]. Diese driften aufgrund des Potentialverlaufs im SDDs ebenfalls zum auslesenden Anodenkontakt und führen zu einem Leckstrom durch die Anode. Auch diese zufällig generierten Ladungen werden auf der Rückkoppelkapazität des Ladungsverstärkers gesammelt und führen zu einem Anstieg der Ausgangsspannung, welcher von der Höhe des Leckstroms abhängig ist. Zeitliche Fluktuationen des Leckstroms tragen zudem zum Gesamtrauschen in der Ausgangsspannung bei (siehe Abschnitt 2.6) [Spi05]. Sowohl der zeitliche Mittelwert des Leckstroms als auch die Höhe dessen Fluktuation hängen stark von der Temperatur des Detektors ab, da für höhere Temperaturen die Rate der thermischen Ladungsträgergeneration schnell ansteigt [Egg04]. Zudem steigt die mittlere Höhe sowie die Fluktuation des Leckstroms mit dem aktiven Detektorvolumen des SDDs an.

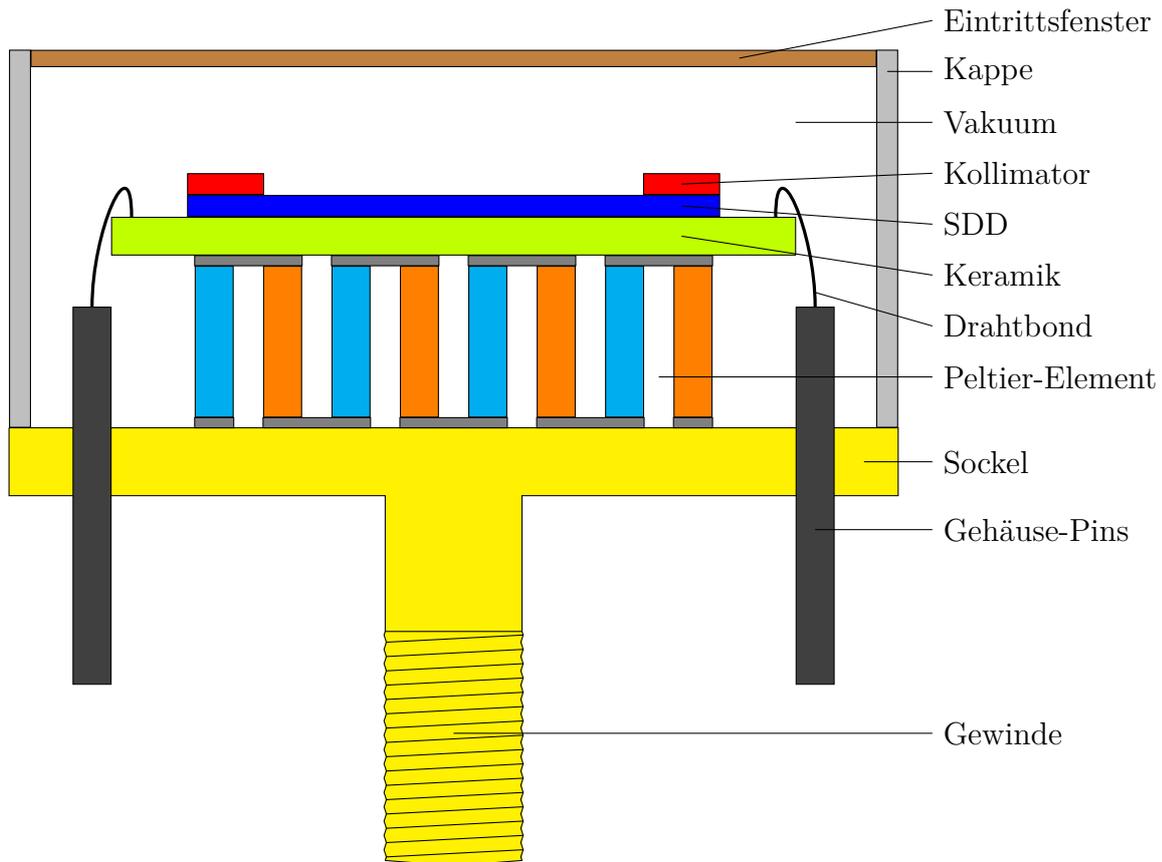


Abbildung 2.4: SDDs werden zur elektrischen und mechanischen Kontaktierung in Detektormodulen integriert. Der SDD wird hierbei auf einer Trägerkeramik aufgebracht und elektrisch kontaktiert. Die Trägerkeramik wird über ein Peltier-Element an den mechanischen Sockel des Moduls entwärmt. Metallische Pins des Sockels werden über Bonddrähte an die Trägerkeramik angebunden, um die elektrische Kontaktierung des Halbleiterchips zu ermöglichen. Auf den SDD wird ein Kollimator für einfallende Röntgenstrahlung angebracht. Das Modul wird mit einer Kappe verschlossen und evakuiert, wobei ein Strahlungsfenster den Eintritt von Röntgenstrahlung ermöglicht.

Im Ausgangssignal des Detektormoduls tritt zudem die in Abschnitt 2.3 beschriebene gepulste Entladung der Rückkoppelkapazität auf. Hierbei fällt die Ausgangsspannung von einer definierten oberen Signalschwelle auf eine definierte untere Signalschwelle zurück. Abbildung 2.5 zeigt beispielhaft das Ausgangssignal eines SDD-Moduls ohne Bestrahlung mit Röntgenstrahlung. Aufgrund der Integration von Leckstrom im Ladungsverstärker steigt die Spannung an. An einem definierten Spannungslevel wird die gepulste Entladung ausgelöst und die Ausgangsspannung fällt auf ein definiertes Ausgangsniveau zurück.

Wird der SDD Röntgenstrahlung ausgesetzt, so werden im aktiven Volumen durch Ionisation freie Ladungsträger erzeugt (siehe Abschnitt 2.1). Bei der Auslese einer durch Photonenabsorption entstandenen Ladungswolke an der Anode steigt die Spannung am Ausgang des Ladungsverstärkers sprunghaft an [Nak18]. Diese Signale werden daher auch als Röntgenpulse bezeichnet. Abbildung 2.6 zeigt beispielhaft einen Röntgenpuls am Aus-

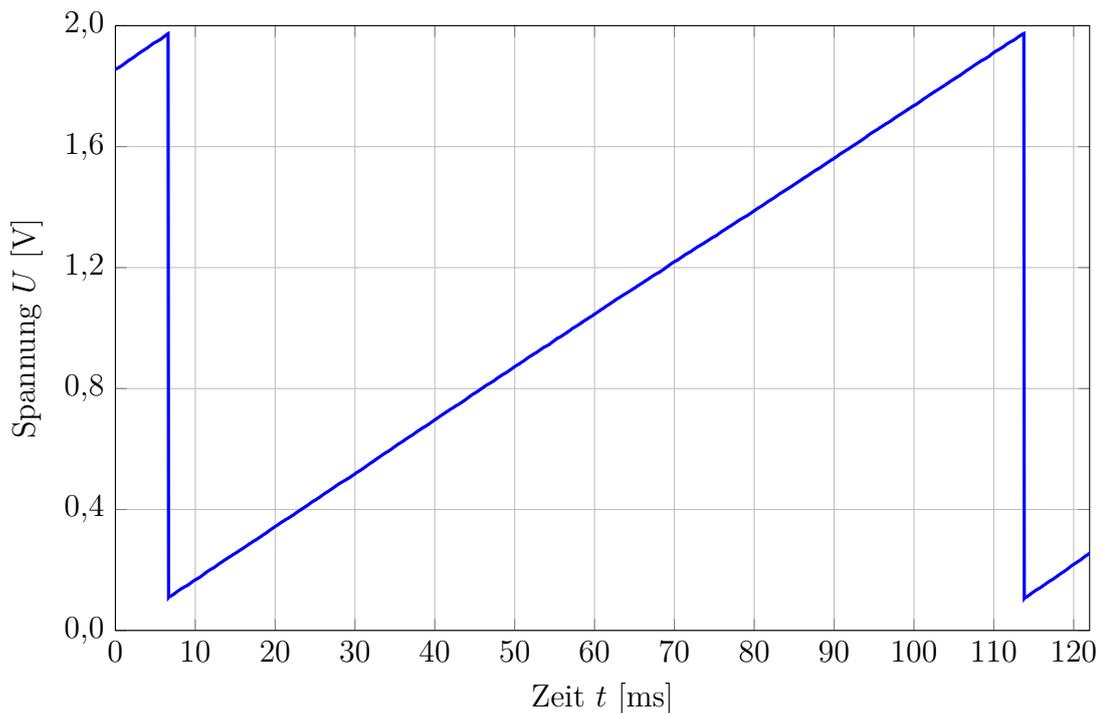


Abbildung 2.5: Das Ausgangssignal eines SDD-Moduls steigt ohne Bestrahlung mit Röntgenstrahlung an, da zufällig generierte freie Ladungsträger aus dem Detektor ausgelesen werden. Erreicht die Ausgangsspannung eine definierte obere Schwellenspannung, so wird die Rückkoppelkapazität entladen, wobei die Ausgangsspannung auf eine definierte untere Schwellenspannung zurückfällt.

gang eines SDD-Moduls. Die Höhe des Anstiegs am Ausgang des Ladungsverstärkers ist hierbei proportional zur ausgelesenen Ladungsmenge (siehe Gleichung 2.3), während die erzeugte Ladungsmenge proportional zur Energie des absorbierten Photons ist (siehe Gleichung 2.1). Aus der Amplitude des Röntgenpulses kann daher bei vollständiger Ladungssammlung im Detektor die Energie des absorbierten Photons ermittelt werden. Die Signalanstiegszeit eines Röntgenpulses hängt dabei sowohl von der Bandbreite des Signalpfads, welche von der elektrischen Kapazität an der Detektor-Anode und von der Steilheit des Ladungsverstärkers bestimmt wird, und von der Diffusion der Ladungswolke im Driftfeld des SDD ab [Bom+11b]. Wird ein Photon in hohem radialem Abstand von der Anode absorbiert, so muss die entstehende Ladungswolke eine hohe Driftstrecke zurücklegen. Aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den Elektronen steigt die räumliche Ausdehnung der Ladungswolke während des Drifts an. Je länger der Driftweg, desto höher die Driftzeit, desto höher die Ausdehnung der Ladungswolke beim Auftreffen an der Anode, desto höher die Zeit zur Ladungssammlung und desto länger wird die Signalanstiegszeit [Egg+04]. Zudem hat die Potentialform des Driftfeldes Einfluss auf die jeweilige Driftzeit. Bei isotroper Bestrahlung der aktiven Detektorfläche ergibt sich eine Verteilung der Signalanstiegszeiten, wobei schnelle Signalanstiegszeiten durch die Bandbreite des Signalpfads limitiert sind. Längere Signalanstiegszeiten ergeben sich für Ladungswolken mit längeren Driftzeiten [Pri+12]. Detektoren mit größerer aktiver Fläche

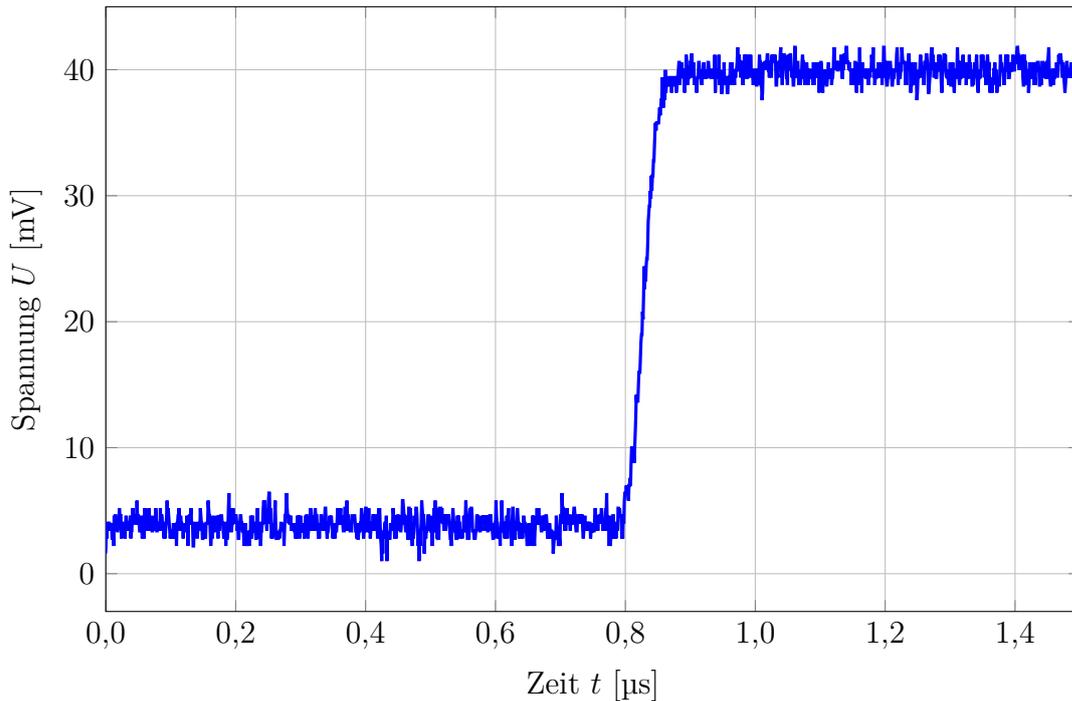


Abbildung 2.6: Die Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers steigt sprunghaft an, wenn eine durch Röntgenabsorption entstandenen Ladungswolke aus dem Detektor ausgelesen wird. Die Amplitude eines solchen Röntgenpulses ist dabei proportional zur ausgelesenen Ladungsmenge.

weisen deshalb eine breitere Verteilung der Signalanstiegszeiten auf, da höhere Driftwege möglich sind. Ein übliches Maß für die Signalanstiegszeit ist die 10/90-Anstiegszeit $\tau_{10/90}$, welche die Zeitdifferenz zwischen 10 % und 90 % des Signalanstiegs angibt. Typische minimale Signalanstiegszeiten liegen bei etwa 30 ns [Bom+11a]. Maximale Signalanstiegszeiten liegen je nach Detektorgröße bei etwa 50 ns bis 350 ns. Die Form der Verteilung wird dabei durch die Potentialform des Driftfelds beeinflusst. Die Röntgenpulse überlagern bei Bestrahlung des SDDs mit Röntgenstrahlung den in Abbildung 2.5 gezeigten Anstieg durch den Leckstrom und die gepulste Entladung. Dies ist in Abbildung 2.7 beispielhaft gezeigt.

2.6 Elektronisches Rauschen

Die in Abschnitt 2.5 beschriebene Ausgangsspannung des Detektormoduls wird von elektronischem Rauschen überlagert. Die durch das Rauschen bedingten statistischen Fluktuationen erschweren die Auswertung der Signale [GSM90]. Grundsätzlich sind hierbei die folgenden drei physikalischen Mechanismen zur Entstehung von elektronischem Rauschen relevant:

- Thermisches Rauschen

Thermisches Rauschen entsteht durch die zufälligen Bewegungen von Ladungsträgern

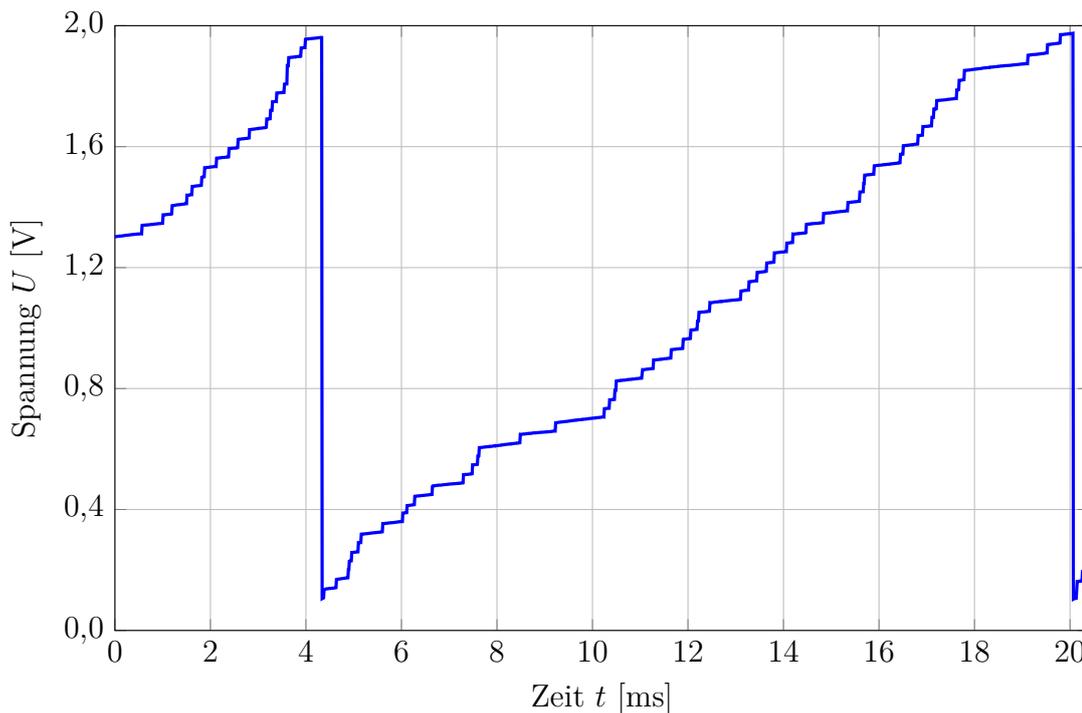


Abbildung 2.7: Wird ein SDD-Modul Röntgenstrahlung ausgesetzt, so steigt das Ausgangssignal durch Röntgenpulse und den Leckstrom an. Typischerweise sind die Amplituden der Röntgenpulse vergleichsweise klein gegenüber dem durch die Entladung bedingten dynamischen Signalbereich.

aufgrund ihrer thermischen Energie. Diese ist zufällig, im Mittel ungerichtet und überlagert möglicherweise vorhandene gerichtete Bewegungen. Elektrische Ströme unterliegen daher einer zufälligen räumlichen Schwankung der Ladungsträgerdichte, womit auch eine räumliche Schwankung des Potentials im Leiter einhergeht [Mül13]. Thermisches Rauschen zeigt ein konstantes Frequenzspektrum über einen weiten Frequenzbereich.

- Schrotrauschen

Schrotrauschen entsteht durch die statistische Schwankung der Anzahl elektrischer Ladungsträger, welche unabhängig voneinander eine Potentialbarriere überwinden [Hei20]. Der makroskopisch gemessene Stromfluss durch die Potentialbarriere unterliegt daher einer gewissen zeitlichen Fluktuation. Die Höhe der Schwankung ist dabei abhängig vom mittleren Stromfluss [Fis93]. Das Schrotrauschen ist ebenfalls frequenzunabhängig.

- 1/f-Rauschen

1/f-Rauschen (auch: niederfrequentes Rauschen) entsteht insbesondere durch elektrisch aktive Störstellen, welche durch Einfang- und Relaxations-Prozesse das elektrische Feld, beispielsweise in einem Transistor-Kanal, beeinflussen [Nak18]. Die Höhe des 1/f-Rauschens hängt von der Störstellen-Dichte, deren Einfangquerschnitt und Emissionsrate ab und wird maßgeblich durch die Qualität des Halbleitermaterials und des Herstellungsprozesses bestimmt [Lut07]. Die Amplitude von 1/f-Rauschen fällt mit steigender Frequenz ab.

Je nach Signalkette treten diese physikalischen Rauschquellen in unterschiedlicher Stärke auf. Abbildung 2.8 zeigt schematisch ein gängiges Rauschersatzschaltbild für eine typische Signalkette zur energiedispersiven Strahlungsdetektion bestehend aus Halbleiterdetektor und Ladungsverstärker mit relevanten Rauschquellen [KW16]. Der Halbleiterstrahlungsdetektor wird dabei als Parallelschaltung einer idealen Diode mit dem mittleren Leckstrom I_0 , einer Stromquelle für das Schrotrauschen des Detektorleckstroms i_s und eines Kondensators mit der Detektorkapazität C_D dargestellt. Der Ladungsverstärker wird im Modell auf einen einzelnen Feldeffekttransistor (FET) reduziert, welcher den Eingangstransistor der Schaltung darstellt. Das Rauschen dieses FETs wird über zwei Stromquellen modelliert. i_t modelliert das thermische Stromrauschen und i_l das 1/f-Rauschen im Kanal des Eingangstransistors. Weitere Rauschquellen sind meist weitgehend vernachlässigbar [LS17]. Aus diesem Rauschersatzschaltbild lässt sich ein analytischer Ausdruck für die Rauschleistungsdichte $\frac{\overline{du_n^2}}{d\omega}$ am Ausgang des Ladungsverstärkers herleiten [KW16]:

$$\frac{\overline{du_n^2}}{d\omega} = \underbrace{\frac{e \cdot I_0}{\pi \cdot C_f^2} \cdot \frac{1}{\omega^2}}_{\text{Schrotrauschen}} + \underbrace{\frac{K \cdot C_D^2}{C_f^2} \cdot \frac{1}{\omega}}_{\text{1/f-Rauschen}} + \underbrace{\frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot C_D^2}{3 \cdot g_m \cdot C_f^2}}_{\text{thermisches Rauschen}}. \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet ω die Kreisfrequenz, e die Elementarladung, I_0 den mittleren Detektorleckstrom, π die Kreiszahl, C_f die Rückkoppelkapazität, K die 1/f-Konstante, C_D die Detektorkapazität, k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur des Detektors und g_m die Steilheit (Transkonduktanz) des FETs. Nach Gleichung 2.4 zeigt das Schrotrauschen des Detektorleckstroms am Ausgang des Ladungsverstärkers aufgrund seiner Lage im Rauschersatzschaltbild eine Frequenzabhängigkeit der Form $1/\omega^2$ [Nak18]. Die Höhe des Schrotrauschens steigt mit der Höhe des mittleren Leckstroms I_0 an. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der thermischen Ladungsträgergeneration von der Temperatur ist die Kühlung des Detektors ein wichtiger Einflussfaktor für die Reduzierung des Schrotrauschens [Kno00]. Das 1/f-Rauschen wird durch die 1/f-Konstante K beschrieben, welche Einflüsse des Halbleiterprozesses, des Halbleitermaterials und der Transistorgeometrie wiedergibt [Lut07]. Die Höhe des 1/f-Rauschens ist unabhängig von der Temperatur und zeigt auch am Ausgang des Ladungsverstärkers eine Frequenzabhängigkeit von $1/\omega$. Das thermische Rauschen steigt linear mit der Temperatur T des Detektorchips an und kann durch eine hohe Transistor-Steilheit g_m minimiert werden. Die spektrale Zusammensetzung des thermischen Rauschens zeigt keine Frequenzabhängigkeit. Sowohl das 1/f-Rauschen als auch das thermische Rauschen steigt quadratisch mit der Detektorkapazität C_D an. Dies ist der Hauptgrund der verbesserten Energieauflösung von SDDs gegenüber pin-Dioden (siehe Abschnitt 2.2). Zudem können alle Rauschbeiträge durch die Verkleinerung der Rückkoppelkapazität C_f minimiert werden. Dies entspricht einer Erhöhung der Sensitivität des Ladungsverstärkers (siehe Abschnitt 2.3).

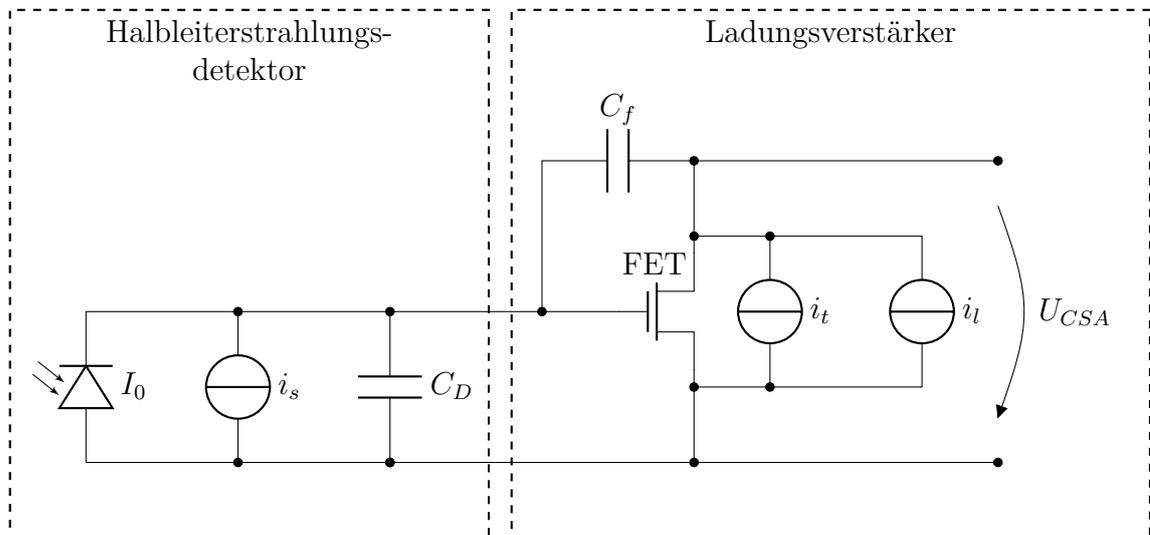


Abbildung 2.8: Im Rauschersatzschaltbild wird der Halbleiterstrahlungsdetektor als Parallelschaltung einer Diode mit dem mittleren Leckstrom I_0 , einer Stromquelle für das Schrotrauschen i_s und eines Kondensators für die Detektorkapazität C_D modelliert. Der Ladungsverstärker wird auf den Eingangstransistor reduziert, wobei dessen thermisches und 1/f-Rauschen als je eine parallele Stromquelle i_t und i_l dargestellt wird. C_f bezeichnet die Rückkoppelkapazität des Ladungsverstärkers. Es sind keine Versorgungs- oder Vorspannungen gezeichnet.

Kapitel 3

Signalverarbeitung von Siliziumdriftdetektoren

Durch Signalverarbeitung wird aus der Ausgangsspannung eines SDD-Moduls das Energiespektrum der auf den Detektor einfallenden Röntgenstrahlung ermittelt. Die wichtigsten Schritte und gängige Verfahren hierfür werden im Folgenden vorgestellt.

3.1 Aufbau der Signalverarbeitung

Kernziel der Signalauswertung von SDDs ist die Bestimmung des Energiespektrums der Röntgenstrahlung. Hierfür werden aus dem in Abschnitt 2.5 beschriebenen Ausgangssignal des Detektormoduls die Amplituden von Röntgenpulsen bestimmt und mit diesen eine Mehrkanalanalyse¹ durchgeführt [Kno00]. Dabei soll der Einfluss des in Abschnitt 2.6 beschriebenen elektronischen Rauschens auf das Energiespektrum minimiert werden. In einer typischen Signalkette wird die Ausgangsspannung des Detektormoduls möglichst unmittelbar an einen Vorverstärker gekoppelt [BB94; Red+06; Alb+11; KET20a]. Im Vorverstärker wird typischerweise die Entladung der Rückkoppelkapazität ausgelöst und der Signalhub vergrößert, um die Empfindlichkeit gegen externe Rauscheinträge zu verringern. Die Auswertung des vorverstärkten Signals erfolgt in Signalverarbeitungseinheiten. Aufgrund der Form der auszuwertenden Signale werden diese häufig auch als Pulsprozessoren bezeichnet. In der Vergangenheit wurden diese aus analogen Schaltungen konzipiert, wohingegen Pulsprozessoren heutzutage üblicherweise Digitaltechnik zur Auswertung der Signale verwenden und daher als digitale Pulsprozessoren (DPPs) bezeichnet werden [FM99; Spi05]. In DPPs wird das Ausgangssignal des Vorverstärkers typischerweise auf einem analogen Eingangspfad für die Digitalisierung konditioniert, wobei beispielsweise analoge Anti-Aliasing Filter oder Hochpassfilter eingesetzt werden [WG06]. Anschließend wird das Signal mit einem Analog-Digital-Converter (ADC) digitalisiert und die Daten werden in einer digitalen Recheneinheit, beispielsweise einem Field Programmable Gate Array (FPGA), eingelesen [Nak18; KW16]. Hier werden die digitalen Signaldaten durch geeignete Algorithmen ausgewertet. Im Fall von energiedispersiver Röntgenspektroskopie ist die Kernaufgabe die Bestimmung der Häufigkeitsverteilung der Amplituden von Röntgen-

¹englisch: multichannel analysis, MCA

pulsen. Die wesentlichen Aufgaben und Funktionsblöcke der Auswertelgorithmen werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels vorgestellt. Mit den Amplituden von Röntgenpulsen ist die elementare Größe zur Bestimmung des Energiespektrums eine Signaleigenschaft im Zeitbereich. Die Signalauswertung von SDDs erfolgt daher typischerweise vollständig im Zeitbereich. Eine Transformation von Signalen in den Frequenzbereich findet üblicherweise nicht statt. Die analytische Auswertung von Energiespektren wird typischerweise auf einem externen System durchgeführt [HHW84]. Zur Konfiguration, Steuerung und Datenauslese weisen DPPs daher in der Regel Kommunikationsschnittstellen für diese externen Systeme auf [Red+06; Alb+11].

3.2 Filter zur Pulsformung

Das Detektorsignal wird zur Auswertung typischerweise zunächst einer Pulsformung durch Filter unterzogen. Die Motivation hierfür liegt insbesondere in der Frequenzfilterung zur Vergrößerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses [Gat+90]. Darüber hinaus sollen Röntgenpulse durch die Pulsformung in eine einfacher auszuwertende Signalform im Zeitbereich überführt werden. Klassisch wurde die Pulsformung durch analoge Filter, insbesondere durch mehrere hintereinander geschaltete Differenzier- und Integrierglieder, realisiert [Kno00; Egg04]. Hierbei werden aus den stufenartig ansteigenden Röntgenpulsen semi-Gauß-förmige Impulse mit definierter Zeitdauer. In modernen DPPs wird die Pulsformung durch digitale Filter, beispielsweise Finite Impulse Response (FIR)-Filter, realisiert [Nak18]. Vorteile der digitalen Filter sind die höhere Flexibilität bezüglich der Filterlänge und der Filterform, sowie die bessere Reproduzierbarkeit der Filtereigenschaften [Spi05]. Für die Form der Filter wird neben einer möglichst hohen Rauschunterdrückung üblicherweise gefordert, dass die Fläche unter der Impulsantwort null ist [Gat+04]. Für FIR-Filter bedeutet dies, dass die Summe aller Filterkoeffizienten null ergibt. Dies garantiert die Unabhängigkeit des Filterausgangs von Gleichspannungsanteilen. Zudem ist die endliche Dauer der Sprungantwort eine wichtige Eigenschaft des Filters, um die Überlagerung aufeinanderfolgender Röntgenpulse zu minimieren [Rib+02].

Übliche Filterformen in DPPs sind sogenannte Cusp-Filter und Trapezfilter [Jor+94; Nak18]. Diese Filterformen können als Differenz zweier gleitender Mittelwerte in einem gewissen zeitlichen Abstand interpretiert werden [WG06]. Die Fensterlänge der gleitenden Mittelwerte wird als Pulsformungszeit² und der zeitliche Abstand zwischen den gleitenden Mittelwerten wird als Lückenzeit³ bezeichnet. Die beiden Filterformen unterscheiden sich in den Gewichtungsfaktoren der Signalwerte für die Berechnung der gleitenden Mittelwerte. Diese definieren die Übertragungsfunktion der Filter im Zeit- und im Frequenzbereich. Während bei Cusp-Filtern Signalwerte nahe der Lückenzeit stärker gewichtet werden, sind bei Trapezfiltern alle Gewichtungsfaktoren identisch [Rad68; WG06]. Cusp-Filter zeigen eine hohe Unterdrückung von niederfrequentem Rauschen und können bei langen Pulsformungszeiten die optimale Energieauflösung erreichen [GSM90]. Trapezfilter weisen dahingegen eine höhere Unterdrückung von weißem Rauschen auf und können daher bereits bei kurzen Pulsformungszeiten eine vergleichsweise gute Energieauflösung erreichen

²englisch: peaking time

³englisch: gap time oder flattop time

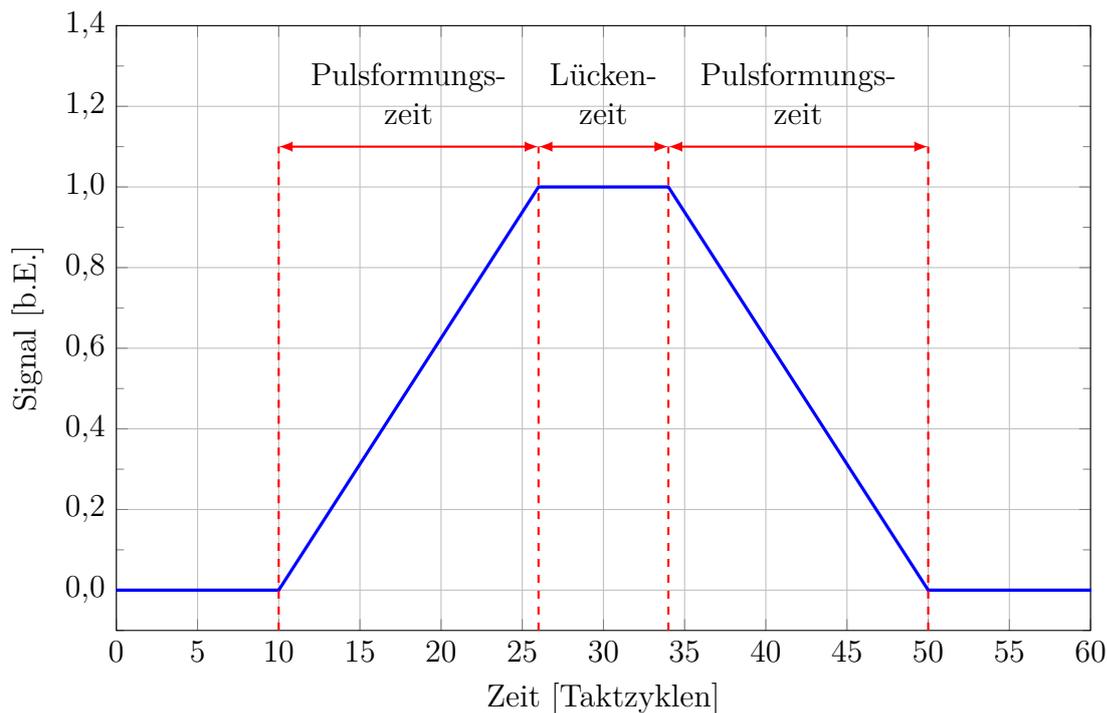


Abbildung 3.1: Die ideale Sprungantwort eines Trapezfilters steigt innerhalb der Pulsformungszeit linear von null auf eins. Nach Ablauf der Lückenzeit fällt der Filterausgang innerhalb einer Pulsformungszeit linear auf null zurück. Der gezeigte Filter weist beispielhaft eine Pulsformungszeit von 16 Taktzyklen und eine Lückenzeit von 8 Taktzyklen auf. Die Ordinate zeigt Werte in beliebigen Einheiten (b.E.).

[Gat+90; Bec+06]. Für die Signalauswertung von SDDs wird der Trapezfilter daher sehr häufig verwendet [Nak18]. Abbildung 3.1 zeigt die ideale Sprungantwort eines Trapezfilters. Diese steigt linear innerhalb der Pulsformungszeit von null auf eins an und fällt nach Ablauf der Lückenzeit innerhalb einer weiteren Pulsformungszeit linear auf null zurück. Die Pulsformungszeit hat starken Einfluss auf die Rauschunterdrückung des Filters (siehe Abschnitt 3.7) und auf den Signaldurchsatz (siehe Abschnitt 3.3) des Detektionssystems. Die Lückenzeit wird zur Minimierung des ballistischen Defizits benötigt. Dies wird in Abschnitt 3.4 näher erläutert. Eine Spezialform des Trapezfilters stellt der sogenannte Dreiecksfilter dar, welcher bei einer Lückenzeit von null entsteht [Gat+90; Nak18].

Üblicherweise werden mit dem Detektorsignal parallel zwei verschiedene Filterausgänge berechnet [Red+06; WG06; Nak18]. In einem sogenannten schnellen Kanal wird ein Filter mit vergleichsweise kurzer Länge angewendet, welcher eine gute zeitliche Auflösung erreicht, jedoch eine geringe Unterdrückung von hochfrequentem Rauschen aufweist. Aufgrund seiner Anwendung zur Detektion von Röntgenpulsen wird dieser auch als Pulserkennungsfiler bezeichnet. In einem zweiten Signalpfad, dem sogenannten langsamen Kanal, wird ein Filter mit einer vergleichsweise hohen Länge berechnet, welcher eine höhere Rauschunterdrückung, bei jedoch schlechterer zeitlicher Auflösung, erreichen kann. Da der Filterausgang im langsamen Kanal zur Bestimmung der Amplituden von Röntgenpulsen dient, wird dieser Filter auch als Energiefiler bezeichnet. Die Pulserkennung mit dem schnellen Kanal

und die Energiebestimmung mit dem langsamen Kanal werden in den folgenden beiden Abschnitten näher beschrieben.

3.3 Pulserkennung

Aufgabe der Pulserkennung ist die Detektion von Röntgenpulsen im Detektorsignal. Hierbei ist es wichtig, zwischen Röntgenpulsen und durch elektronisches Rauschen hervorgerufenen Signalfuktuationen zu unterscheiden. Die Pulserkennung wird typischerweise mithilfe eines Diskriminators durchgeführt, welcher den Filterausgang des schnellen Kanals gegen eine definierte Schwelle vergleicht und bei Überschreitung ein logisches Signal erzeugt [Spi05; Nak18]. Dieses logische Signal zeigt die Erkennung eines Röntgenpulses an. Mit dieser Information werden Zeitpunkte definiert, zu denen Energiewerte aus dem Energiefilterausgang erfasst werden können. Zudem wird mithilfe der Pulserkennung der zeitliche Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Röntgenpulsen ermittelt. Ist der zeitliche Abstand zweier Röntgenpulse für die Länge des Energiefilters zu gering, so können diese hier nicht getrennt werden und die Höhen im Energiefilterausgang entsprechen nicht den tatsächlichen Amplituden der Röntgenpulse. Stattdessen würden sich die erfassten Energiewerte, je nach zeitlichem Abstand, aus der Summe oder einem Bruchteil der Summe der beiden Amplituden zusammensetzen. In der Pulserkennung wird daher der zeitliche Abstand aufeinanderfolgender Röntgenpulse gegen einen von der Länge des Energiefilters abhängigen Grenzwert geprüft. Wird dieser unterschritten, so werden die Energiewerte beider Röntgenpulsen nicht erfasst [Kno00]. Um diese Prüfung von Summenereignissen⁴ effektiv ausführen zu können, wird eine gute zeitliche Auflösung im Pulserkennungsfilter benötigt. Daher wird für diesen Filter eine vergleichsweise kurze Pulsformungszeit verwendet und die Lückenzeit üblicherweise auf null gesetzt [WG06]. Neben der Prüfung des zeitlichen Abstands in der Pulserkennung sind noch eine Reihe zusätzlicher Verfahren für die Erkennung von Summenereignissen entwickelt worden, welche auch mithilfe des Diskriminators im Pulserkennungsfilter nicht aufgelöst werden können [WG06; Mot10; Jor18]. Zudem wurden in der Literatur Verfahren zur Trennung detektierter Summenereignisse, beispielsweise basierend auf Anpassungsverfahren, untersucht [SME11; Bla+17].

Darüber hinaus wird der Pulserkennungsfilter häufig für die Erkennung der Entladung im Detektorsignal verwendet, indem der Ausgang des Filters gegen einen negativen Schwellwert geprüft wird. Nach der Erkennung einer Entladung wird die Erfassung von Energiewerten typischerweise für ein gewisses Zeitintervall gestoppt [XIA19; Amp21].

3.4 Energiebestimmung

Aufgabe der Energiebestimmung ist die möglichst präzise Ermittlung der Amplituden von Röntgenpulsen. Hierbei wird aus dem Energiefilterausgang zu einem geeigneten Zeitpunkt ein Wert extrahiert. Die Aufnahme eines Energiewerts wird durch die Pulserkennung (siehe Abschnitt 3.3) initiiert. Bei der anschließenden Erfassung des Energiewerts muss der Zeitversatz zwischen Pulserkennungsfilter und Energiefilter aufgrund der im Allgemeinen unterschiedlichen Pulsformungs- und Lückenzeiten berücksichtigt werden. Bei der

⁴englisch: pile-up

Ermittlung des Energiewerts sind zwei Konzepte gebräuchlich: Dies ist zum einen die Pulsabtastung⁵, bei der ein Energiewert zu einem festen, von der Differenz der Filterlängen abhängigen Zeitpunkt nach der Pulserkennung aus dem Energiefilterausgang entnommen wird. Darüber hinaus ist auch die Pulsmaximierung⁶ möglich, wobei der maximale Wert im Energiefilterausgang in einem definierten Zeitbereich nach der Pulserkennung ermittelt wird [XIA19; Kno00].

Eine Problemstellung bei der Energiebestimmung ist die Minimierung des sogenannten ballistischen Defizits. Die Anstiegszeit der Röntgenpulse (siehe Abschnitt 2.5) macht die Einführung der Lückenzeit im Energiefilter nötig [Kno00; Nak18]. Diese entspricht, wie in Abschnitt 3.2 erläutert, bei Cusp- und Trapezfiltern dem zeitlichen Abstand zweier gleitenden Mittelwerte aus denen zur Filterberechnung die Differenz gebildet wird. Falls die Lückenzeit nicht ausreichend lang gewählt wird, erreicht die Amplitude eines Pulses im Filterausgang nicht die Amplitude des Röntgenpulses am Eingang des Filters. Dieser unerwünschte Effekt ist in Abbildung 3.2 skizziert. Es sind die Filterausgänge verschiedener Trapezfilter für ein innerhalb von 8 Taktzyklen linear von null auf eins ansteigendes Eingangssignal gezeigt. Alle Trapezfilter weisen eine Pulsformungszeit von 16 Taktzyklen auf, wobei die Lückenzeit zwischen 2 Taktzyklen und 11 Taktzyklen variiert. Wird die Lückenzeit zu kurz für die Anstiegszeit des Eingangssignals gewählt, so wird die maximale Höhe des Filterausgangs vermindert. Die Reduzierung der Amplitude wird als ballistisches Defizit bezeichnet. Für Detektortypen mit konstanten Signalanstiegszeiten wird für jeden Puls die Amplitude um einen fixen Anteil reduziert. In diesem Fall führt das ballistische Defizit lediglich zu einer, häufig korrigierbaren, Stauchung des Energiespektrums [Kno00]. Falls die Signalanstiegszeit zwischen verschiedenen Eingangssignalen variiert, wie dies bei Röntgenpulsen im SDD der Fall ist (siehe Abschnitt 2.5), hängt die Amplitudenreduzierung von der jeweiligen Signalanstiegszeit ab [Raw86]. In diesem Fall degradiert das ballistische Defizit auch die Energieauflösung und die Form der Spektrallinien im Energiespektrum [Nak18]. Daher ist die Minimierung des ballistischen Defizits bei der Signalauswertung von SDDs von großer Bedeutung für die Qualität von Energiespektren [Fio+13; Sch16]. Im Gegensatz zu dem in Abbildung 3.2 verwendeten Eingangssignal kann für reale Röntgenpulse in der Regel keine vollständige Anstiegszeit angegeben werden. Die Lückenzeit wird daher so gewählt, dass der Einfluss des ballistischen Defizits auf das Energiespektrum für die jeweilige Anwendung akzeptabel ist. Während lange Lückenzeiten ballistische Defizite minimieren, führen diese aufgrund der Erhöhung der Filterlänge zum vermehrten Auftreten von Summenereignissen [Egg+04].

3.5 Basislinienkorrektur

Eine weitere Aufgabe in der Signalauswertung ist die sogenannte Basislinienkorrektur. Als Basislinie⁷ wird der statische Wert des Filterausgangs während der Abwesenheit von Röntgenpulsen bezeichnet [Kno00; KW16]. Dieser Wert ist im Allgemeinen ungleich null, insbesondere da das Detektorsignal aufgrund der Integration von Detektorleckstrom im

⁵englisch: peak sampling

⁶englisch: peak sensing

⁷englisch: baseline

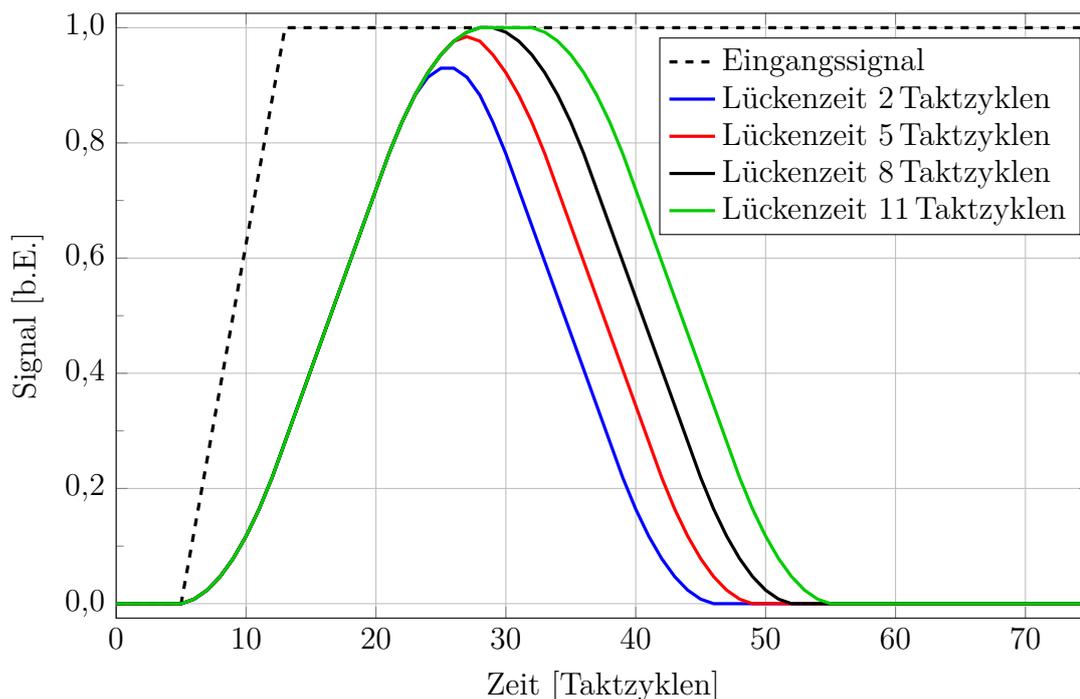


Abbildung 3.2: Für ein innerhalb von 8 Taktzyklen linear ansteigendes Sprungsignal werden Trapezfilter mit ausreichend hohen Lückenzeiten benötigt, um die Amplitude des Eingangssignals im Filterausgang zu reproduzieren. Unterschreitet die Lückenzeit des Filters hingegen die Anstiegszeit des Eingangssignals, so kommt es zu einer Reduzierung der maximalen Höhe des Filterausgangs, welche als ballistisches Defizit bezeichnet wird.

Ladungsverstärker ansteigt (siehe Abschnitt 2.5). Erfasste Pulshöhen im Filterausgang sind jeweils die Summe aus der tatsächlichen Amplitude des Röntgenpulses und der Höhe der Basislinie. Beispielsweise aufgrund von Schwankungen im Leckstrom des Detektors oder durch Nichtlinearitäten in der Signalkette kann sich die Höhe der Basislinie verändern [Spi05]. Werden die aus dem Filterausgang erfassten Pulshöhen nicht um die Höhe der Basislinie korrigiert, so führen diese Änderungen zu einem Versatz von Spektrallinien im Energiespektrum und somit zur Degradation von Messergebnissen. Aus dem Energiefilterausgang erfasste Pulshöhen werden daher in der Regel um die Höhe der Basislinie korrigiert. Hierfür wird typischerweise der Wert des Energiefilterausgangs während der Abwesenheit von Röntgenpulsen bestimmt und die so ermittelte Höhe der Basislinie von den erfassten Pulshöhen subtrahiert [Nak18]. In der Regel wird hierbei ein gleitender Mittelwert aus mehreren Basislinienwerte berechnet, um den Einfluss des elektronischen Rauschens auf die ermittelte Höhe der Basislinie zu minimieren. Die Länge dieses gleitenden Mittelwerts ist dabei ein Kompromiss aus Lokalität der Basislinienbestimmung und Rauschunterdrückung [XIA19]. Darüber hinaus sind auch Verfahren gängig, welche die Höhe der Basislinie im Energiefilter aus dem Filterausgang eines schnelleren Filters bestimmen [Kno00; WG06]. In diesem schnelleren Filter können häufiger Basislinienwerte aufgenommen werden, da der Filterausgang nach einem Röntgenpuls schneller zur Basislinie zurückkehrt. Diese Basislinienwerte sind jedoch mit einem höheren elektronischen Rauschen behaftet.

3.6 Mehrkanalanalyse und Messstatistiken

In der Signalauswertung wird mithilfe der ermittelten Amplituden von Röntgenpulsen eine Mehrkanalanalyse durchgeführt. Dabei werden Kanäle definiert, welche in einem gleichförmigen Raster jeweils einem definierten Bereich an Amplituden zugeordnet sind. Für jeden neu ermittelten Amplitudenwert wird die zugehörige Kanalnummer berechnet und die Anzahl an Ereignissen⁸ in diesem Kanal um eins inkrementiert [Nak18]. So wird ein Histogramm der Häufigkeitsverteilung von Amplituden erstellt, welches dem Energiespektrum der eintreffenden Strahlung proportional ist. In vielen DPPs kann die Anzahl der Kanäle für die Mehrkanalanalyse, sowie ein Kalibrierungsfaktor (in eV Kanal⁻¹) eingestellt werden [Bec+06]. Diese Parameter sollten so gewählt werden, dass die Mehrkanalanalyse den relevanten Energiebereich abdeckt und eine geeignete Kanalbreite für die Anzahl an Ereignissen erreicht wird. Die Kanalanzahl der Mehrkanalanalyse liegt typischerweise im Bereich von etwa 256 bis 8192 [XIA19; Amp21].

Neben der Mehrkanalanalyse werden von der Signalauswertung weitere Messinformationen berechnet, welche zur Bewertung und analytischen Auswertung der Messdaten wichtig sind. Hierbei sind die Messdauer⁹, die Detektionsdauer¹⁰, die Anzahl erkannter Röntgenpulse¹¹ und die Anzahl ausgewerteter Röntgenpulse¹² zu nennen [Kno00]. Die Messdauer ist dabei die während der Datenaufnahme tatsächlich vergangene Zeit. Dagegen gibt die Detektionsdauer die Zeitdauer an, in welcher das Messsystem während der Datenaufnahme bereit war, Röntgenpulse zu erkennen. Die Detektionsdauer ist stets kleiner als die Messdauer und wird zu Zeiten angehalten, in denen der Pulserkennungsfiler den Schwellwert zur Erkennung von Röntgenpulsen überschritten oder den Schwellwert zur Erkennung von Entladungen unterschritten hat [Nak18]. Zu diesen Zeiten ist die Signalauswertung nicht bereit, weitere Röntgenpulse zu erkennen. Die Anzahl der erkannten Röntgenpulse entspricht der Anzahl aller Schwellwertüberschreitungen des Pulserkennungsfilters, während die Anzahl ausgewerteter Röntgenpulse der Summe aller Ereignisse in der Mehrkanalanalyse entspricht. Zu einer Abweichung zwischen erkannten und ausgewerteten Röntgenpulsen kommt es insbesondere aufgrund der Prüfung auf Summenereignisse. Die Anzahl der erkannten Röntgenpulse ist daher stets größer als die Anzahl der ausgewerteten Röntgenpulse. Aus diesen vier elementaren Messinformationen lassen sich mit der Eingangszählrate¹³, der Ausgangszählrate¹⁴ und der relativen Totzeit¹⁵ weitere wichtige Größen zur Bewertung der spektroskopischen Messung ableiten [TI16; XIA19]. Die Eingangszählrate ist das Verhältnis aus erkannten Röntgenpulsen und Detektionsdauer und gibt die von der Signalauswertung ermittelte mittlere Rate an Röntgenpulsen an. Die Ausgangszählrate wird als Quotient aus der Anzahl ausgewerteter Röntgenpulse und der Messdauer berechnet und gibt an, mit welcher mittleren Rate die Mehrkanalanalyse befüllt wird. Das Verhältnis von Ausgangszählrate und Eingangszählrate gibt den relativen

⁸englisch: counts

⁹englisch: real time

¹⁰englisch: live time

¹¹englisch: input counts

¹²englisch: output counts

¹³englisch: input count rate

¹⁴englisch: output count rate

¹⁵englisch: dead time ratio

Anteil ausgewerteter Röntgenpulse im Signal an. Die relative Totzeit wird als eins minus dieses Verhältnis berechnet und gibt demzufolge den relativen Anteil nicht ausgewerteter Röntgenpulse im Signal an. Die Angabe der relativen Totzeit ist für quantitative Analysen in der RFA sehr wichtig [HHW84; Bec+06]. Aus dieser kann nämlich ermittelt werden, welcher relative Anteil der Röntgenpulse nicht in der Mehrkanalanalyse zu finden ist. Für quantitative Elementanalysen muss die Mehrkanalanalyse um die Totzeit korrigiert werden [JGG95].

Um innerhalb einer gewissen Messdauer eine möglichst hohe Anzahl ausgewerteter Röntgenpulse zu erreichen, wird eine geringe relative Totzeit angestrebt. Hierbei ergibt sich im Allgemeinen ein Zielkonflikt mit der Optimierung der Energieauflösung. Diese kann durch die Verwendung einer langen Pulsformungszeit und einer langen Lückenzeit im Energiefilter verbessert werden, da so das elektronische Rauschen im Filterausgang und der Einfluss des ballistischen Defizits reduziert wird. Durch die größere Länge des Energiefilters treten jedoch vermehrt Summenereignisse auf, welche die relative Totzeit erhöhen. Die bei einer definierten Filterlänge in Abhängigkeit der mittleren Photonenzählrate auftretende relative Totzeit kann theoretisch über das Modell mit variablen Totzeitintervallen beschrieben werden [Kno00; KW16].

3.7 Kenngrößen von Energiespektren

Die Mehrkanalanalyse (siehe Abschnitt 3.6) wird typischerweise vom DPP auf ein externes System übertragen und dort weiteren Analysen unterzogen. Je nach Anwendung sind hierbei wichtige Schritte beispielsweise die Energiekalibrierung, Identifikation von charakteristischen Linien, Untergrundsubtraktion und Totzeitkorrektur [HHW84; Bec+06]. Für die Qualität der weiteren Auswertung ist häufig die Energieauflösung von großer Bedeutung. Diese beschreibt die Fähigkeit des Detektionssystems zur Trennung charakteristischer Linien im Energiespektrum und hat somit großen Einfluss auf die Qualität der Analyse [LS17]. Die Energieauflösung wird meist als volle Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum (FWHM)) einer Spektrallinie im Energiespektrum angegeben. Hohe Energieauflösungen werden bei geringen Breiten von Spektrallinien erreicht. Die beobachtete Energieauflösung $FWHM$ kann in Anteile des Fano-Rauschens (siehe Abschnitt 2.1) und des elektronischen Rauschens (siehe Abschnitt 2.6) zerlegt werden [Kno00]:

$$FWHM = \underbrace{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}}_{\approx 2,3548} \cdot \sqrt{F \cdot w \cdot E_\gamma + \sigma_{el}^2} . \quad (3.1)$$

Der Fano-Faktor F und die Paarbildungsenergie w sind Eigenschaften des Detektormaterials, während E_γ die Photonenenergie bezeichnet. Der konstante Faktor $2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}$ liegt in der Umrechnung der Standardabweichung auf FWHM begründet. σ_{el} gibt die Standardabweichung des elektronischen Rauschens im Energiefilterausgang an. Aus Gleichung 3.1 ist zu sehen, dass die Energieauflösung eine Funktion der Photonenenergie ist, wobei sich bei geringen Photonenenergien reduzierte Breiten der Spektrallinien ergeben. Grund hierfür sind die statistischen Fluktuationen im Ionisationsprozess des Detektormaterials (siehe Abschnitt 2.1) nach Gleichung 2.2, deren absolute Schwankungsbreiten mit der Photonenenergie zunehmen. Der relative Einfluss dieser Schwankungen sinkt dahingegen, wenn mit

steigender Photonenenergie eine höhere mittlere Anzahl an Elektron-Loch-Paaren generiert wird. Aus Gleichung 3.1 ist ersichtlich, wie diese statistischen Fluktuationen bei der Ionisation des Detektormaterials die Energieauflösung limitieren. Auch ein von elektronischen Rauschen freies System ($\sigma_{el} = 0$) kann hierdurch keine beliebig gute Energieauflösung erreichen. Das elektronische Rauschen tritt unabhängig von der Photonenenergie auf und ergibt sich aus der Integration des Produktes von Rauschspektrum (siehe Abschnitt 2.6) und Frequenzgang des Energiefilters. Aus der Kenntnis der Energieauflösung bei einer Photonenenergie kann mithilfe von Gleichung 3.1 die Höhe des elektronischen Rauschens im Energiefilterausgang ermittelt werden. Hiermit kann auch die Energieauflösung für jede beliebige Photonenenergie errechnet werden [Spi05].

Eine häufig verwendete Strahlungsquelle zur Charakterisierung von Detektorsystemen für Röntgenstrahlung stellen ^{55}Fe -Präparate dar [Kno00]. Dieses radioaktive Isotop von Eisen zerfällt durch Elektroneneinfang in angeregtes ^{55}Mn [FS96]. Dieses emittiert beim Übergang in den Grundzustand Röntgenstrahlung, welche überwiegend aus den charakteristischen Spektrallinien Mn-K $_{\alpha}$ mit einer Energie von etwa 5,898 keV und Mn-K $_{\beta}$ mit einer Energie von etwa 6,490 keV besteht [Bea67]. Die Energieauflösung von Detektionssystemen für Röntgenstrahlung wird häufig als FWHM der Mn-K $_{\alpha}$ Spektrallinie angegeben [LS17]. Hier liegt die Fano-limitierte Energieauflösung nach Gleichung 3.1 mit den Materialkonstanten für Silizium $F = 0,115$ und $w = 3,65$ eV bei etwa 117 eV [Lec+96; Kno00]. SDD-Module sind in der Lage bei Raumtemperatur durch Kühlung mit dem im Detektormodul integrierten Peltier-Element (siehe Abschnitt 2.4) Energieauflösungen nahe diesem theoretischen Limit zu erreichen, beispielsweise 125 eV bei einer Pulsformungszeit von 1,5 μs und 156 eV bei einer Pulsformungszeit von 100 ns [Bom+11a]. Neben der Energieauflösung kann die Qualität von Energiespektren, je nach Strahlungsart, noch über weitere Kenngrößen, beispielsweise Signal-zu-Untergrundverhältnisse, bewertet werden [HHW84; Bec+06]. Hierüber können nicht-ideale Eigenschaften des Detektorsystems, insbesondere die unvollständige Ladungssammlung im Detektor oder Einflüsse des ballistischen Defizits, charakterisiert werden.

Kapitel 4

Entwicklung einer Simulationsumgebung zur Untersuchung der Signalauswertung von Siliziumdriftdetektoren

Zielsetzung dieser Arbeit ist die Untersuchung und Optimierung der Signalverarbeitung von SDDs. Um diese Aufgabe zu vereinfachen, wird im Folgenden eine Simulationsumgebung entwickelt, welche im Laufe der Arbeit mehrfach als Entwicklungswerkzeug dient.

4.1 Entwicklung eines Modells zur Signalsimulation von Siliziumdriftdetektoren

In diesem ersten Abschnitt wird die Entwicklung eines Simulationsmodells zur computer-gestützten Erzeugung von SDD Signaldaten vorgestellt.

4.1.1 Motivation zur Signalsimulation

Untersuchungen bezüglich der Signalauswertung von SDDs erfordern die Betrachtung einer Vielzahl von verschiedenen Bedingungen, welche Einfluss auf das Ausgangssignal haben können. Beispiele hierfür sind verschiedene Detektortemperaturen, Detektorgrößen, sowie auf den Detektor eintreffende Strahlungsenergien und -zählraten. Mithilfe eines Simulationsmodells sollen SDD Ausgangssignale unter verschiedenen Bedingungen nachgebildet werden, welche experimentell nicht oder nur mit hohem Aufwand erzeugt werden können. Dies trifft insbesondere auf das Energiespektrum und die Intensität der auf den Detektor treffenden Strahlung zu. In experimentellen Untersuchungen werden die möglichen Energiespektren und Intensitäten durch verfügbare Proben und Anregungsquellen, sowie durch den Aufbau limitiert. Zur Erzeugung einer definierten Strahlung muss jeweils ein passendes Experiment entworfen und aufgebaut werden. Die Signalerzeugung basierend auf einer Simulation erlaubt hingegen die Generierung von software-konfigurierbaren Energiespektren und Photonenzählrate. Dies ermöglicht eine schnellere und flexiblere Untersuchung von

Auswerteverfahren unter verschiedenen Strahlungsbedingungen. Ebenso soll die Simulation die Möglichkeit eröffnen, Eigenschaften des Detektors flexibel einzustellen. Beispiele hierfür sind die aktive Fläche oder die Temperatur des Detektors. Diese Eigenschaften beeinflussen das Ausgangssignal, beispielsweise anhand der Verteilung der Signalanstiegszeiten oder der Höhe des Detektorleckstroms. Signale können mithilfe der Simulation unter verschiedenen Bedingungen erzeugt werden, ohne das jeweilige Experiment durchzuführen zu müssen. So können für die jeweilige Untersuchung relevante Signale gezielt erzeugt werden.

Neben der erhöhten Flexibilität bei der Signalerzeugung kann mithilfe der Simulation auch ein hohes Maß an Reproduzierbarkeit erreicht werden. Untersuchungen an der Signalauswertung können in der Simulationsumgebung wiederholt mit exakt demselben Signal durchgeführt werden. In der Realität immer vorhandene Signalschwankungen durch Unsicherheiten im Messprozess treten in simulierten Signalen nicht oder nur in einem definierten Maß auf. Ebenso werden systematische Fehler, beispielsweise durch unerkannte Temperaturdrifts von Bauteileigenschaften, Änderungen im Strahlengang oder eingekoppelte elektronische Störungen unterdrückt. In der Simulation können durch Signalfuktuationen hervorgerufene Unsicherheiten beim Vergleich verschiedener Auswerteverfahren vermieden werden.

4.1.2 Konzept zur Signalsimulation

Das entwickelte Simulationskonzept soll zur Untersuchung der Signalauswertung SDD Ausgangssignale nachbilden. Viele Eigenschaften der in den Signalen enthaltenen Röntgenpulse sind über statistische Verteilungen beschreibbar, weshalb für diese ein Statistik-basiertes Modell verwendet wird. Hierbei werden Verteilungsstatistiken von Signaleigenschaften, beispielsweise die Signalanstiegszeit oder das zeitlichen Auftreten von Röntgenpulsen, in das Modell implementiert. Bei der Erzeugung simulierter Signale werden die Eigenschaften einzelner Röntgenpulse basierend auf diesen Statistiken mit geeigneten Pseudo-Zufallsalgorithmen berechnet. Die Häufigkeitsverteilungen der Signaleigenschaften folgen so den im Simulationsmodell implementierten Verteilungsstatistiken¹. Zusätzlich zu den statistischen Signalelementen der Röntgenpulse werden auch deterministische Signaleffekte simuliert. Beispiele hierfür sind der mittlere Leckstrom des Detektors oder die Entladung, welche nach definierten Kriterien auftreten und daher nicht statistisch simuliert werden.

Im Rahmen diese Arbeit stehen zwei kommerziell erhältliche SDD-Module für experimentelle Untersuchung zu Verfügung. Die verwendeten Referenz-SDDs weisen aktive Flächen von 20 mm² und 150 mm² auf [KET21a; KET21b]. Beide Detektormodule verwenden einen Ladungsverstärker ASIC vom Typ „CUBE“ [XGL21b]. Die Detektormodule sind in Systeme integriert, welches die SDDs mit den benötigten Betriebsspannungen (siehe Abschnitt 2.2) versorgen, die Detektortemperatur auf einstellbare Soll-Werte mithilfe des Peltier-Elements (siehe Abschnitt 2.4) regeln und einen Vorverstärker am Ausgang des Ladungsverstärkers aufweisen [KET20a; KET20b]. Das Simulationsmodell wird, wo möglich, auf theoretischen Modellen zur Nachbildung der Signaleigenschaften entworfen. Wo dies nicht möglich ist, werden experimentelle Daten der Referenz-Detektoren zu Grunde gelegt. Das Simulationsmodell bildet die Spannung am Ausgang des Vorverstärkers nach, da dieses

¹Derartige Simulationsansätze zur Approximation komplexer Prozesse basierend auf dem Gesetz der großen Zahlen werden in der Literatur häufig als Monte-Carlo-Simulationen bezeichnet [KW08].

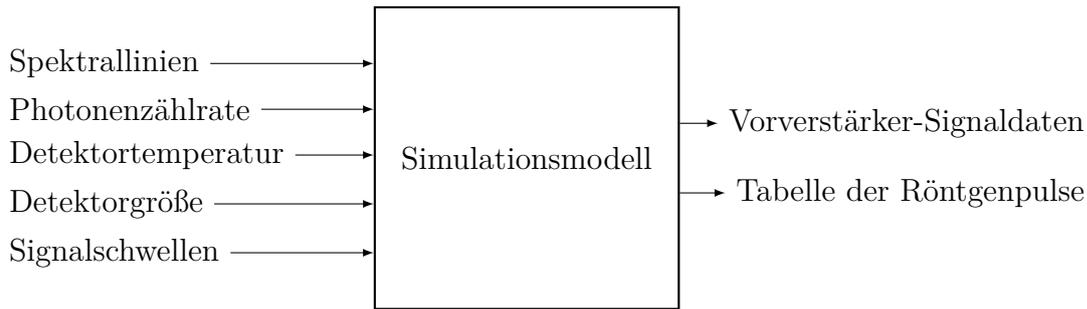


Abbildung 4.1: Um die Erzeugung von Signalen unter verschiedenen Strahlungs- und Detektorbedingungen zu ermöglichen, werden Eingangsparameter des Simulationsmodells eingeführt. Diese beschreiben die Strahlung bezüglich Energie und Intensität von Spektrallinien, sowie deren Zählrate und den SDD bezüglich Größe und Temperatur. Ergebnisse der Simulation sind Signaldaten am Ausgang des Vorverstärkers, sowie eine Auflistung der generierten Röntgenpulse.

Signal für die Signalauswertung zur Verfügung steht. Die Untersuchung und Optimierung des Vorverstärkers ist zudem nicht Teil dieser Arbeit. Von diesem steht ein SPICE-Modell zur Verfügung, welches die frequenzabhängige Verstärkung und das Eigenrauschen modelliert (Anhang A). Die simulierten SDD Ausgangssignale müssen zeitdiskret berechnet werden. Es wird eine Simulationsfrequenz von 200 MHz gewählt, womit Frequenzanteile bis 100 MHz eindeutig darstellbar sind. Da die Bandbreite des Vorverstärkers auf etwa 60 MHz begrenzt ist, können alle relevanten Frequenzanteile dargestellt werden. Für die praktische Umsetzung der Simulation wird die höhere Programmiersprache Python 3 verwendet [Oli06; Phi15; Vir+20].

Um die in Unterabschnitt 4.1.1 beschriebene Flexibilität bei der Simulation von Signalen zu realisieren, werden die in Abbildung 4.1 gezeigten Eingangsparameter des Simulationsmodells eingeführt. Zur Parametrisierung der Strahlung können die Energien und Intensitäten der Spektrallinien, sowie die Photonenzählrate eingestellt werden. Die Intensitäten definieren dabei die relativen Höhen der Spektrallinien zueinander. Die Detektoreigenschaften werden anhand der Eingangsparameter Detektorgröße und Detektortemperatur festgelegt. Zudem sind die Signalschwellen der Entladung (siehe Abschnitt 2.3) einstellbar. Ausgaben des Simulationsmodells sind simulierte Signaldaten, sowie eine Tabelle mit den Eigenschaften aller im Signal generierten Röntgenpulse.

Innerhalb des Simulationsmodells wird die Berechnung von Signaldaten durch die Zerlegung in drei unabhängig voneinander beschreibbare Signalanteile durchgeführt, welche in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Diese Zerlegung ist in Abbildung 4.2 visualisiert. Für die Simulation von Röntgenpulsen (siehe Unterabschnitt 4.1.3) werden die Signalform, Signalanstiegszeiten, Zeitpunkte und Amplituden der Röntgenpulsen beschrieben. Der Leckstrom und die Entladung sind Detektoreigenschaften, welche in Unterabschnitt 4.1.4 betrachtet werden. Die Modellierung von elektronischem Rauschen wird in Unterabschnitt 4.1.5 vorgestellt, wobei dessen Frequenzspektrum untersucht und die Erzeugung eines Zeitsignals beschrieben wird.

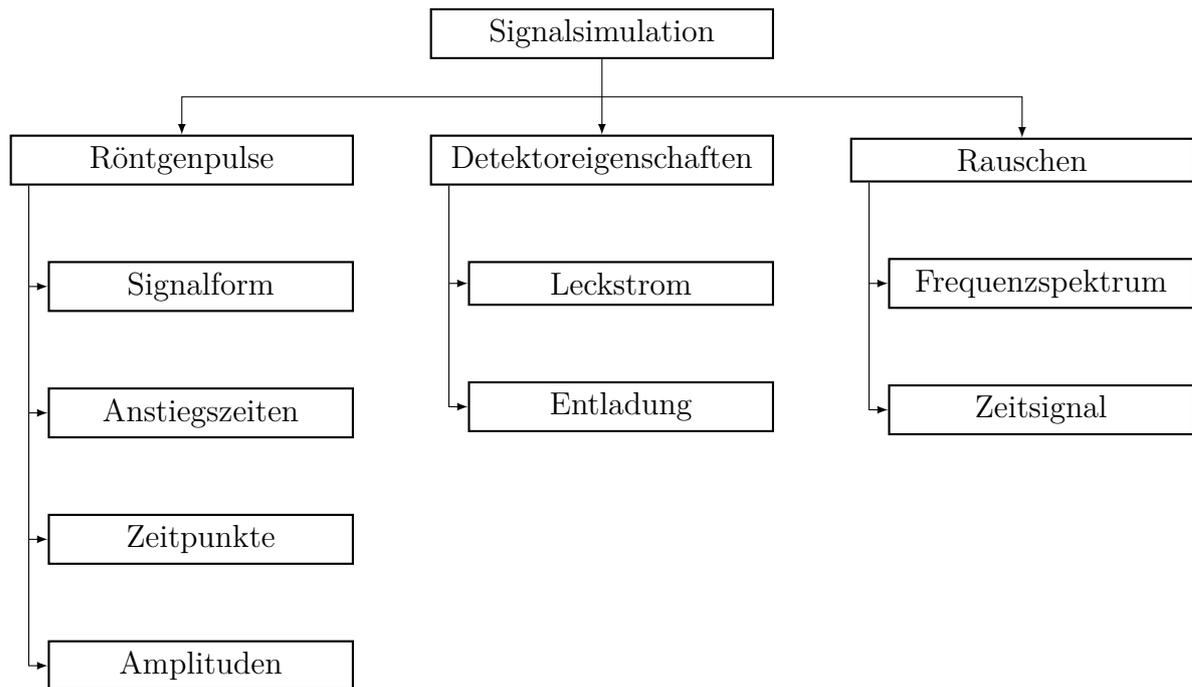


Abbildung 4.2: Für den Entwurf des Simulationsmodells wird das Signal in die unabhängig voneinander beschreibbaren Signalanteile Röntgenpulse, Detektoreigenschaften und Rauschen zerlegt. Von den Röntgenpulsen werden die Signalform, die Anstiegszeiten, die Zeitpunkte und die Amplituden modelliert. Betrachtete Detektoreigenschaften sind der Leckstrom und die Entladung. Vom Rauschen soll das Frequenzspektrum beschrieben und ein Zeitsignal generiert werden.

4.1.3 Modellierung von Röntgenpulsen

Im Ausgangssignal eines SDD-Moduls ergeben sich bei der Detektion von Röntgenphotonen steile Spannungspulse. Diese entstehen im Ladungsverstärker durch die Integration von Ladungen, welche bei der Absorption ionisierender Strahlung im aktiven Volumen des Detektors freigesetzt werden (siehe Abschnitt 2.5). Da die Signalauswertung das Energiespektrum der Strahlung durch Analyse dieser Röntgenpulse berechnet (siehe Kapitel 3), ist deren Nachbildung von hoher Bedeutung für das Simulationsmodell.

Signalform

Zielsetzung dieses Abschnitts ist die Annäherung der Signalform von Röntgenpulsen mit einem analytischen Ausdruck. Hierdurch wird die Parametrisierung von generierten Röntgenpulsen bezüglich Amplitude und Anstiegszeit ermöglicht. Im Rahmen dieser Arbeit sind die physikalischen Prozesse für die Entstehung der Signalkurve nicht relevant. Stattdessen wird empirisch eine Funktion gesucht, welche den beobachteten Spannungsverlauf am Ausgang des Vorverstärkers wiedergibt. Hierfür erfolgt eine experimentelle Untersuchung der auftretenden Signalform. Unter Bestrahlung des 20 mm² SDDs mit einer ⁵⁵Fe-Quelle werden am Ausgang des Vorverstärkers mithilfe eines Oszilloskops die Spannungsverläufe von 1000 Röntgenpulsen aufgezeichnet, um eine repräsentative Statistik an Spannungsver-

läufen zu erhalten. Die Bandbreite des Oszilloskops liegt dabei mit 200 MHz deutlich über der Signalbandbreite, sodass dieser Einfluss vernachlässigbar ist [Roh18]. Es wird eine geringe Photonenzählrate gewählt, um das Auftreten von Summenereignissen zu minimieren. Gesucht wird eine repräsentative Signalform, welche den qualitativen Verlauf der aufgezeichneten Röntgenpulse gut nachbildet und bezüglich Signalamplitude und -anstiegszeit parametrierbar ist. Aufgrund des stetigen, monoton ansteigenden, stufenförmigen Verlaufs wird im Folgenden die Eignung der Gauß'schen Fehlerfunktion als Modellfunktion experimentell geprüft². Da die Amplituden, Anstiegszeiten und Zeitpunkte beispielsweise aufgrund von elektronischem Rauschen, Fano-Rauschen und Variation des Absorptionsorts im Detektor schwanken, wird auf eine Mittelwertbildung der aufgezeichneten Spannungsverläufe verzichtet. Stattdessen wird in einer computergestützten Auswertung an jeden gemessenen Spannungsverlauf U_{Puls} die Gauß'sche Fehlerfunktion $\text{erf}(t)$ mit den folgenden Freiheitsgraden angepasst:

$$U_{Puls}(t) = a \cdot \text{erf}\left(\frac{t}{b} + c\right) + d . \quad (4.1)$$

Hierbei sind die Parameter a , b , c und d freie Parameter, welche bei der Kurvenanpassung mit der Methode der kleinsten Quadrate optimiert werden. Abbildung 4.3 zeigt beispielhaft eine aufgenommene Signalform, sowie die angepasste Gauß'sche Fehlerfunktion. Die bei der Kurvenanpassung in Gleichung 4.1 gefundenen freien Parameter und deren Unsicherheiten sind in Tabelle 4.1 gezeigt. Für den Röntgenpuls in Abbildung 4.3 wird eine Anstiegszeit von etwa $2 \cdot b = 48$ ns angepasst. Dies ist ein plausibler Wert für einen 20 mm² SDD (siehe Abschnitt 2.5). Die Amplitude des Röntgenpulses wird zu etwa $2 \cdot a = 30$ mV angepasst. In Anbetracht der mit 5 mV keV^{-1} angegebenen Sensitivität am Ausgang des Vorverstärkers ist dies ein plausibler Werte für die Bestrahlung mit einer ⁵⁵Fe-Quelle, welche primär eine Röntgenenergie von 5,898 keV emittiert [Bea67; KET20a]. Die Parameter c und d beschreiben lediglich die Position des Röntgenpulses und hängen vom Zeitpunkt der Datenaufnahme ab.

Zur Bewertung der Anpassungsgüte der Gauß'schen Fehlerfunktion wird der Chi-Quadrat-Test verwendet [Hub+02]. Ein gängiges Maß für die Güte einer Modellfunktion ist hierbei das reduzierte Chi-Quadrat χ_{red}^2 , welches sich aus der Division des Chi-Quadrats der Kurvenanpassung durch die Anzahl der Freiheitsgrade ergibt. χ_{red}^2 wird für jede Kurvenanpassung berechnet, wobei sich über die gesamte Messreihe ein Wert von

$$\chi_{red}^2 = 1,08 \pm 0,06 \quad (4.2)$$

ergibt. Der Wert des reduzierten Chi-Quadrats liegt sehr nahe am Idealwert von eins, bei welchem gerade die Hälfte der Werte über und die Hälfte der Werte unterhalb der Modellkurve sind. Es wird daher angenommen, dass die Gauß'sche Fehlerfunktion für die empirische Beschreibung der Röntgenpulse im Simulationsmodell geeignet ist.

²In der Literatur wird die Form der Ladungswolke beim Auftreffen auf die Anode im SDD als Gaußförmig beschrieben [Cam+11; Zam+11]. Da der Spannungsverlauf des Röntgenpulses durch die Integration des Stromflusses durch die Anode entsteht, ist das Auftreten der Gauß'schen Fehlerfunktion am Ausgang des Ladungsverstärkers auch theoretisch plausibel.

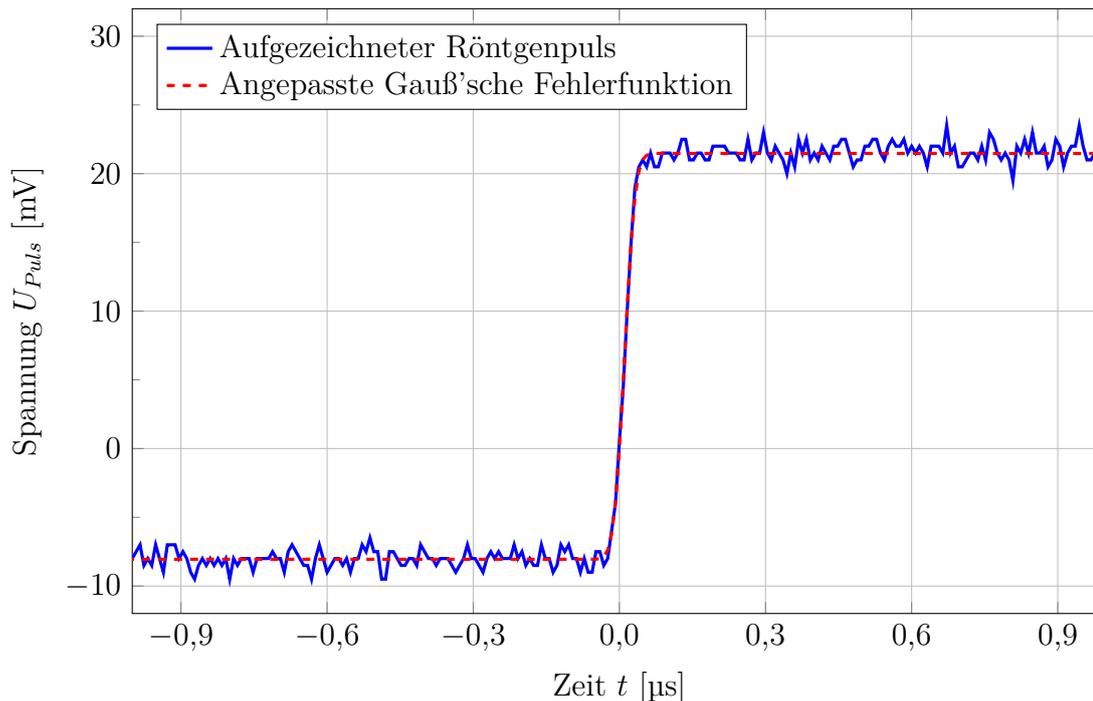


Abbildung 4.3: An die Oszilloskop-Aufnahme eines Röntgenpulses am Ausgang des Vorverstärkers wird die Gauß'sche Fehlerfunktion angepasst, um die experimentell beobachtete Signalform mit einem analytischen Ausdruck anzunähern.

Parameter	Angepasster Wert
a	$(14,76 \pm 0,01)$ mV
b	$(24,4 \pm 0,2)$ ns
c	$-0,43 \pm 0,01$
d	$(6,71 \pm 0,01)$ mV

Tabelle 4.1: An die Oszilloskop-Aufnahme in Abbildung 4.3 wird eine Kurvenpassung nach Gleichung 4.1 durchgeführt und dabei die Parameter a , b , c und d optimiert. Hierbei entspricht a etwa der halben Amplitude und b etwa der halben Signalanstiegszeit des Röntgenpulses. Die Parameter c und d beschreiben die Position des Röntgenpulses im Signal.

Amplituden

Die Energie der Röntgenstrahlung ist einer der Eingangsparameter des Simulationsmodells (siehe Abbildung 4.1), wobei die Spektrallinien der eintreffender Strahlung definiert werden. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, ergeben sich auch bei monochromatischer Bestrahlung eines Halbleiterstrahlungsdetektors Schwankungen in den Amplituden von Röntgenpulsen, welche durch statistische Fluktuationen im Ionisierungsprozess bedingt sind. Wie in Abschnitt 3.7 beschrieben, folgen diese einer Gauß-Verteilung mit energieabhängiger Standardabweichung. Dieses Fano-Rauschen soll im Simulationsmodell berücksichtigt werden, um realistische Ergebnisse für die Energieauflösung erzielen zu können. Hierfür

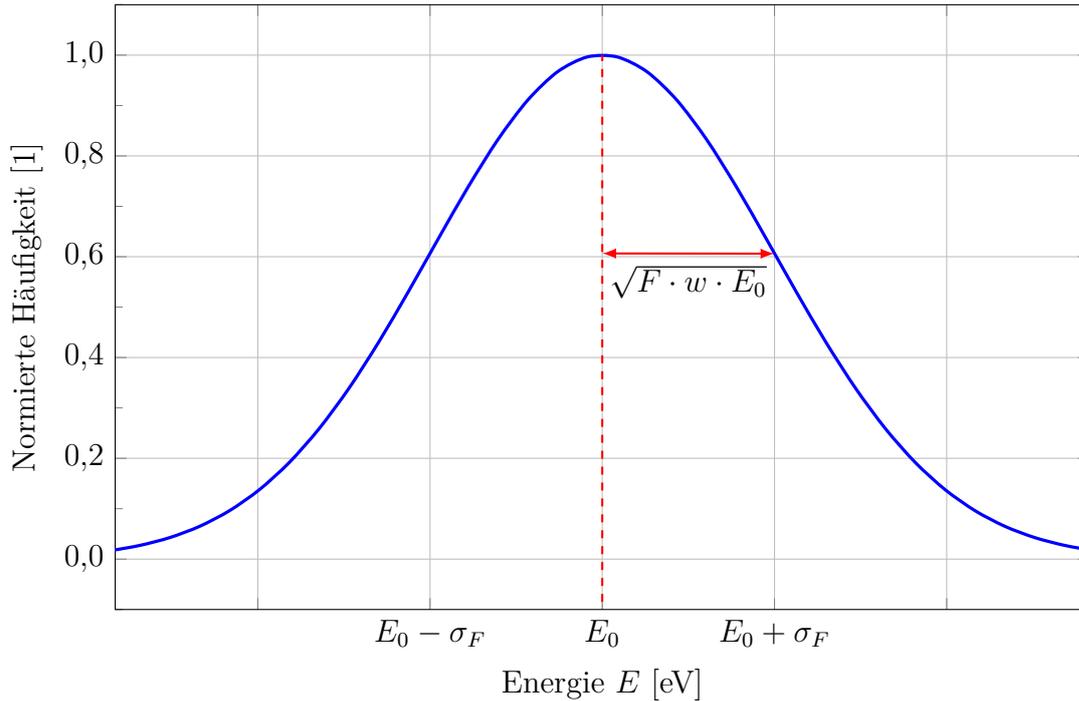


Abbildung 4.4: Für jede Spektrallinie des simulierten Signals wird aus der nominalen Energie E_0 die Standardabweichung des Fano-Rauschens σ_F nach Gleichung 4.3 berechnet. Hieraus kann die Verteilungsfunktion der Pulshöhen für jede Spektrallinie generiert werden.

wird für jede definierte Spektrallinie bei der jeweiligen Energie E_0 die Verteilungsfunktion der Pulsamplituden basierend auf dem Fano-Rauschen berechnet. Nach Gleichung 3.1 ergibt sich die Standardabweichung aufgrund des Fano-Rauschens σ_F einer Spektrallinie bei der Energie E_0 aus den beiden Materialkonstanten des Detektormaterials Fano-Faktor F und Paarbildungsenergie w :

$$\sigma_F = \sqrt{F \cdot w \cdot E_0} . \quad (4.3)$$

Hierbei werden für die Materialkonstanten Literaturwerte für Silizium mit $F = 0,115$ und $w = 3,65$ eV verwendet [Lec+96; Kno00]. Mithilfe der nominalen Energie E_0 und der Standardabweichung σ_F wird im Simulationsmodell die Gauß-förmige Häufigkeitsverteilung der Pulsamplituden für jede Spektrallinie berechnet. Dies ist in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Die Häufigkeitsverteilung der Pulsamplituden wird mit der relativen Intensität für jede Spektrallinie gewichtet, welche ebenfalls ein Eingangsparameter des Simulationsmodells ist. Die gewichteten Häufigkeitsverteilung der Pulsamplituden aller Spektrallinien werden anschließend aufsummiert, sodass sich die Häufigkeitsverteilung der Pulsamplituden für die in den Eingangsparametern definierte Strahlung ergibt.

Bei der Erstellung eines Röntgenpulses im simulierten Ausgangssignal wird die Pulsamplitude mithilfe eines Pseudo-Zufallsalgorithmus gemäß dieser Häufigkeitsverteilung bestimmt. Somit wird die in der Realität aufgetretene Zufälligkeit der Pulshöhen abgebildet. Wird eine große Anzahl an Röntgenpulsen generiert, so stimmt die Häufigkeitsverteilung der generierten Amplituden mit der berechneten Verteilungsfunktion überein.

Anstiegszeiten

Die Signalanstiegszeiten von Röntgenpulsen im Ausgangssignal eines SDDs schwanken bei großflächiger Bestrahlung des aktiven Detektorvolumens aufgrund unterschiedlicher Driftzeiten der Ladungswolken (siehe Abschnitt 2.5). Die Driftzeit innerhalb des SDDs hängt vom Driftweg der Ladungswolke und von der Form des Detektorpotentials ab. Bei isotroper Bestrahlung der aktiven Fläche des SDDs folgen die Signalanstiegszeiten einer Verteilung, welche von der Größe des Detektors und von dessen Driftfeld abhängt. Die Driftgeschwindigkeit und somit auch die Driftzeit zeigen eine Abhängigkeit von der Detektortemperatur, welche hier nicht modelliert wird [Met+04; Egg+04]. Da die Verteilungsfunktion der Signalanstiegszeiten von einer Vielzahl im Rahmen dieser Arbeit unbekannter Parameter abhängt, erfolgt eine experimentelle Untersuchung der auftretenden Signalanstiegszeiten an den Referenz-Detektoren. Unter Bestrahlung der Detektoren mit einer ^{55}Fe -Quelle werden am Ausgang der Vorverstärker mithilfe eines Oszilloskops die Spannungsverläufe von je 100000 Röntgenpulsen aufgezeichnet, um eine repräsentative Statistik an Signalanstiegszeiten zu erhalten. Es wird dabei eine geringe Intensität gewählt, um das Auftreten von Überlagerungen zu minimieren. Die Bandbreite des Oszilloskops liegt mit 200 MHz deutlich über der Signalbandbreite, wobei die minimale Anstiegszeit mit 1,75 ns angegeben wird [Roh18]. Es wird daher angenommen, dass der Einfluss des Oszilloskops vernachlässigt werden kann.

In einer computergestützten Auswertung werden die 10/90-Signalanstiegszeiten $\tau_{10/90}$ der aufgezeichneten Röntgenpulse bestimmt und die Häufigkeitsverteilungen der Signalanstiegszeit berechnet. Abbildung 4.5 zeigt die so ermittelten Häufigkeitsverteilungen der Signalanstiegszeiten für den 20 mm² SDD und den 150 mm² SDD. Die schnellsten Anstiegszeiten liegen in beiden Fällen bei etwa 35 ns. Diese Anstiegszeiten werden für Anoden-nahe Photonenabsorptionen erreicht. Längere Signalanstiegszeiten ergeben sich für Photonenabsorptionen in größerem Anoden-Abstand [Egg+04]. Hierbei treten im 20 mm² SDD Signalanstiegszeiten bis zu etwa 80 ns auf, wohingegen im 150 mm² SDD aufgrund der längeren Driftwege Signalanstiegszeiten bis zu etwa 350 ns beobachtet werden.

Die experimentell bestimmten Häufigkeitsverteilungen der Signalanstiegszeiten beider Detektoren werden als statistische Grundlage in das Simulationsmodell implementiert. Bei der Generierung eines Röntgenpulses im simulierten Ausgangssignal wird die Signalanstiegszeit mithilfe eines Pseudo-Zufallsalgorithmus gemäß dieser Häufigkeitsverteilungen bestimmt. Hierbei wird in Abhängigkeit des Eingangsparameters Detektorgröße (siehe Abbildung 4.1) eine der beiden in Abbildung 4.5 gezeigten Verteilungen verwendet. Wird eine große Anzahl an Röntgenpulsen generiert, so entspricht die Häufigkeitsverteilung der Signalanstiegszeiten der ermittelten Verteilungsfunktion. Die Erzeugung einer Gauß'schen Fehlerfunktion mit definierter 10/90-Anstiegszeit ist in Anhang B gezeigt.

Zeitpunkte

Radioaktiver Zerfall, sowie die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung durch eine angeregte Probe sind zeitlich zufällige Prozesse. Radioaktive Strahler und angeregte Proben bestehen aus einer Vielzahl an Atomen, welche unabhängig voneinander und ohne ein Gedächtnis Photonen emittieren [Kno00]. Unter der Voraussetzung, dass sich die Emissionsquelle in einem stationären Zustand befindet und sich der Detektor in

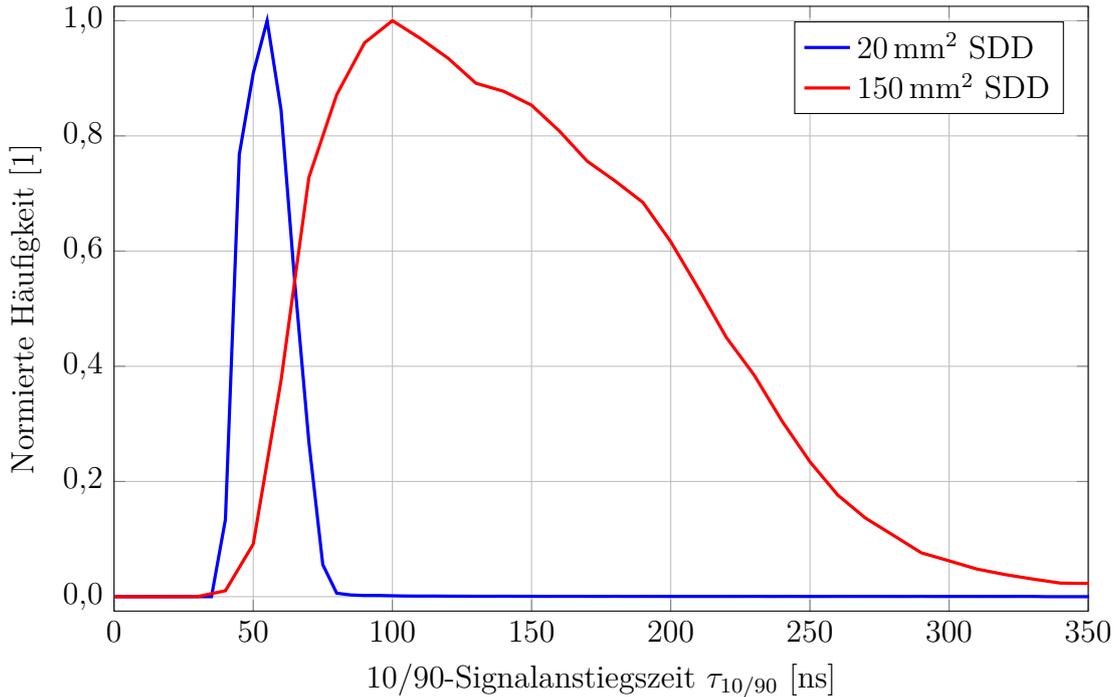


Abbildung 4.5: In einer experimentellen Untersuchung werden die Verteilungen der 10/90-Signalanstiegszeiten der Referenz-SDDs mit einem Oszilloskop ermittelt. Kurze Anstiegszeiten ergeben sich jeweils für Anoden-nahe Photonenabsorptionen. Aufgrund der größeren Driftwege im aktiven Volumen weist der 150 mm² SDD darüber hinaus eine breite Verteilung der Signalanstiegszeiten auf. Grund hierfür ist die verstärkte Ladungsdiffusion während der längeren Driftwege (siehe Abschnitt 2.5).

ausreichend großem Abstand zur Probe befindet, verbleibt die Emissionswahrscheinlichkeit pro Zeitintervall konstant [KW16]. Die Häufigkeitsverteilung der Zeitabstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Röntgenpulsen ist abhängig von der Photonenzählrate r und folgt einer Poisson-Funktion.

Ein Eingangsparameter des Simulationsmodells ist die Photonenzählrate r (siehe Abbildung 4.1), welche die mittlere Rate an auf den Detektor treffender Photonen beschreibt. Die Simulation erzeugt Signale mit einer endlichen Zeitdauer T_{Sim} , womit sich die mittlere Gesamtanzahl an Röntgenpulsen N_{Puls} im simulierten Signal zu $N_{Puls} = r \cdot T_{Sim}$ ergibt. Die oben beschriebene physikalisch bedingte Statistik zur Verteilung von Zeitintervallen zwischen Röntgenpulsen kann nachgebildet werden, indem N_{Puls} zufällige Zeitpunkte zwischen $t = 0$ und $t = T_{Sim}$ ausgewählt werden, wobei jeder Zeitpunkt gleich wahrscheinlich ist. Dies bildet die physikalisch bedingte konstante Wahrscheinlichkeitsdichte ab. An jedem zufällig ausgewählten Zeitpunkt wird eine Fehlerfunktion mit der entsprechenden Zeitverschiebung erstellt. N_{Puls} wird dabei auf die nächstgelegene ganze Zahl gerundet, wobei die so entstehende Abweichung der Zählrate bei einem entsprechend großen Wert von N_{Puls} vernachlässigbar ist.

4.1.4 Modellierung von Detektoreigenschaften

Das Ausgangssignal eines SDD-Moduls enthält neben den von einfallender Strahlung induzierten Röntgenpulse weitere Signalkomponenten, welche von Detektoreigenschaften bestimmt werden. Hierbei sind insbesondere die Entladung und der Anstieg durch den Leckstrom des SDDs zu nennen (siehe Abschnitt 2.5). Diese Signalkomponenten erschweren üblicherweise die Signalauswertung und werden daher ebenfalls modelliert. Nicht modelliert werden dahingegen nicht-ideale Detektoreigenschaften, die durch den Verlust von im SDD deponierter Strahlungsenergie zur Reduzierung von Pulsamplituden führen (beispielsweise teilweise Ladungssammlung oder Verlust von Fluoreszenzphotonen) oder die durch nicht vollständige Absorption von Strahlung zu einer Reduzierung der Zählrate (beispielsweise Verluste am Eintrittsfenster oder Strahlungstransmission) führen [Egg04]. Diese Effekte können von der Signalauswertung nicht adressiert werden und hängen zudem vom Aufbau des jeweiligen Detektors ab [Sch+10].

Entladung

Über den Anodenkontakt des SDDs werden Ladungsträger aus dem aktiven Detektorvolumen ausgelesen und im Ladungsverstärker auf der Rückkoppelkapazität gesammelt. Die Rückkoppelkapazität wird bei einer kritischen Ladungsmenge gepulst entladen, wobei die Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers auf ein definiertes Potential zurückfällt (siehe Abschnitt 2.3). Das Auslösen der gepulsten Entladung wird typischerweise im Vorverstärker durchgeführt, indem die Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers mit einer Referenzspannung verglichen wird. Während der Entladung an der Anode ankommende Ladungen werden nicht auf der Rückkoppelkapazität gesammelt und erscheinen daher nicht im Ausgangssignal des Ladungsverstärkers.

Die zur Entladung benötigte Zeitdauer ist von der Umsetzung im Ladungsverstärker und vom Vorverstärker abhängig und wird daher für die Referenz-SDDs experimentell bestimmt. Hierzu werden am Ausgang des Vorverstärkers mithilfe eines Oszilloskops die Spannungsverläufe von je 1000 Entladungen aufgezeichnet und in einer computergestützten Auswertung die Zeitdauern zur vollständigen Entladung bestimmt. Es werden Entladungsdauern von (118 ± 2) ns für den 20 mm^2 SDD und (125 ± 3) ns für den 150 mm^2 SDD ermittelt. In der Literatur wird für den verwendeten Ladungsverstärker eine Entladungsdauer von „deutlich unter $1 \mu\text{s}$ “ angegeben, weshalb die ermittelten Werte als plausibel angesehen werden [Bom+11a].

Ein Eingangsparameter der Simulation sind die Schwellen (siehe Abbildung 4.1), welche den Spannungsniveaus am Ausgang des Vorverstärkers vor und nach der Entladung entsprechen. Wird die obere Schwelle erreicht oder überschritten, so wird das simulierte Ausgangssignal innerhalb der ermittelten Zeitdauern auf das untere Spannungsniveau zurückgesetzt. Es wird angenommen, dass die Zeitdauer zur Entladung linear mit dem dynamischen Spannungsbereich ansteigt, falls vom Experiment abweichende Schwellen simuliert werden. Der Signalanstieg durch in dieser Zeitdauer generierte Röntgenpulse wird ignoriert. Durch diese Umsetzung kann es, wie in der Realität, zu Teilereignissen vor oder nach der Entladung kommen.

Anstieg durch den Leckstrom

Auch ohne Bestrahlung mit Röntgenphotonen fließt ein durch zufällige Ladungsträgergeneration bedingter Leckstrom durch die Anode des SDDs und führt zu einem Anstieg der Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers (siehe Abschnitt 2.5). In den folgenden Untersuchungen wird für die Umsetzung dieses Effekts in der Simulation die Höhe des Leckstroms für den 20 mm² und den 150 mm² Referenz-SDD experimentell bestimmt, die Temperaturabhängigkeit untersucht und dessen Übereinstimmung mit theoretischen Modellen geprüft. Neben der Modellierung des Leckstromanstiegs wird die Höhe des Leckstroms zudem für die Berechnung der Rauschleistungsdichte verwendet, welche die kurzzeitigen Fluktuationen des Leckstroms berücksichtigt (siehe Unterabschnitt 4.1.5).

Der mittlere Leckstrom I_0 führt pro Zeitintervall dt zu einer zusätzlichen Ladung dQ auf der Rückkoppelkapazität C_f . Für einen idealen Ladungsverstärker ist die Spannung am Ausgang U_{CSA} gleich der Ladung Q auf der Rückkoppelkapazität dividiert durch den Kapazitätswert (siehe Gleichung 2.3). Die Änderungsrate der Ausgangsspannung aufgrund des Leckstroms lässt sich dann beschreiben als:

$$\frac{dU_{CSA}}{dt} = \frac{dQ}{dt C_f} = \frac{1}{C_f} \cdot \frac{dQ}{dt} = \frac{I_0}{C_f}. \quad (4.4)$$

Die Steigung der Ausgangsspannung aufgrund des Leckstroms ist nach Gleichung 4.4 direkt proportional zur Höhe des Leckstroms und umgekehrt proportional zum Wert der Rückkoppelkapazität. Diese Beziehung wird im Folgenden verwendet, um den Leckstrom beider Referenz-SDDs zu charakterisieren. Hierfür wird die folgenden Methodik verwendet:

(i.) Messung der Sensitivität S

Die Sensitivität S des Detektionssystems beschreibt die Amplitude des Spannungspulses U_γ im Verhältnis zur Energie des absorbierten Photons E_γ und wird üblicherweise in mV keV⁻¹ angegeben:

$$S = \frac{U_\gamma}{E_\gamma}. \quad (4.5)$$

Wird der Detektor mono-energetischer Strahlung bekannter Energie ausgesetzt und dabei am Detektorausgang die Höhe der Spannungspulse bestimmt, so kann die Sensitivität des Systems ermittelt werden. Hierfür wird eine ⁵⁵Fe-Quelle verwendet, welche in guter Näherung mono-energetischer Strahlung mit 5,898 keV emittiert [Bea67]. Beide Detektoren werden bei einer Temperatur von 223 K betrieben, um Einflüsse des Leckstroms zu minimieren. Mit einem Oszilloskop werden die Amplituden von Röntgenpulsen am Vorverstärkerausgang bestimmt. Zur Minimierung statistischer Fluktuationen, beispielsweise durch Rauschen oder Röntgenpulse mit abweichender Energie, werden die Pulshöhen von je insgesamt 1000 Röntgenpulsen ausgewertet. Die mittlere Pulshöhe am Vorverstärkerausgang mit dem 20 mm² SDD beträgt $(29,8 \pm 0,6)$ mV und mit dem 150 mm² SDD $(30,3 \pm 0,9)$ mV. Um die Amplitude des Spannungspulses am Ausgang des Ladungsverstärkers zu erhalten, werden die Werte durch den Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers dividiert. Dessen Verstärkung beträgt in beiden Fällen $3,125 \pm 0,004$ (siehe Anhang A). Am Ausgang des Ladungsverstärkers betragen die Pulshöhen daher $U_\gamma = (9,5 \pm 0,2)$ mV

und $U_\gamma = (9,7 \pm 0,3)$ mV. Hieraus ergeben sich mit der bekannten Strahlungsenergie nach Gleichung 4.5 Sensitivitäten von $S = (1,61 \pm 0,03)$ mV keV⁻¹ (20 mm² SDD) und $S = (1,64 \pm 0,05)$ mV keV⁻¹ (150 mm² SDD). Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Herstellerspezifikation der SDDs von 1,6 mV keV⁻¹ mit einer Toleranz von $\pm 20\%$ [KET21a; KET21b].

(ii.) Berechnung der Rückkoppelkapazität

Aus der Sensitivität S des Ladungsverstärkers lässt sich die Rückkoppelkapazität C_f ermitteln. Wird eine Ladungswolke aus einer Röntgenabsorption mit der Ladungsmenge Q_γ auf der Rückkoppelkapazität C_f gesammelt, so erhöht sich die Spannung am Ausgang des Ladungsverstärkers um U_γ (siehe Gleichung 2.3). Daher gilt für den idealen Ladungsverstärker:

$$C_f = \frac{Q_\gamma}{U_\gamma} . \quad (4.6)$$

Ein Röntgenphoton der Energie E_γ erzeugt in einem Halbleitermaterial mit der Paarbildungsenergie w die Anzahl $N_e = E_\gamma/w$ an Elektron-Loch-Paaren (siehe Abschnitt 2.1). Die Elektronen werden an der Anode ausgelesen, wobei diese jeweils eine Elementarladung e tragen. Dies entspricht einer Gesamtladung an der Anode von

$$Q_\gamma = N_e \cdot e = \frac{E_\gamma}{w} \cdot e . \quad (4.7)$$

Durch die Kombination von Gleichung 4.5, Gleichung 4.6 und Gleichung 4.7 ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen Rückkoppelkapazität C_f und Sensitivität S :

$$C_f = \frac{Q_\gamma}{U_\gamma} = \frac{E_\gamma \cdot e}{U_\gamma \cdot w} = \frac{e}{S \cdot w} . \quad (4.8)$$

Mithilfe der in (i.) bestimmten Sensitivität S , der Naturkonstante Elementarladung e und der Materialkonstante Paarbildungsenergie w , welche für Silizium $w = 3,65$ eV beträgt, kann die Rückkoppelkapazität nach Gleichung 4.8 ermittelt werden [Lec+96]. Hierbei ergibt sich aus der Sensitivität des 20 mm² SDDs eine Rückkoppelkapazität von $C_f = (27,3 \pm 0,5)$ fF und ein Wert von $C_f = (26,8 \pm 0,8)$ fF aus der Sensitivität des 150 mm² SDDs. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Angaben des Herstellers des Ladungsverstärkers von 25 fF [XGL21b]. Die Abweichung der experimentell ermittelten Werte ist möglicherweise mit Prozessschwankungen oder durch parasitäre Kapazitäten zu erklären.

(iii.) Bestimmung des Leckstroms

Mit der Kenntnis der Rückkoppelkapazität kann nach Gleichung 4.4 die Höhe des Leckstroms aus dem Spannungsanstieg des unbestrahlten SDD-Moduls bestimmt werden. Hierfür werden mithilfe eines Oszilloskops am Ausgang des Vorverstärkers Spannungsverläufe der unbestrahlten SDDs bei verschiedenen Detektortemperaturen aufgenommen. Die

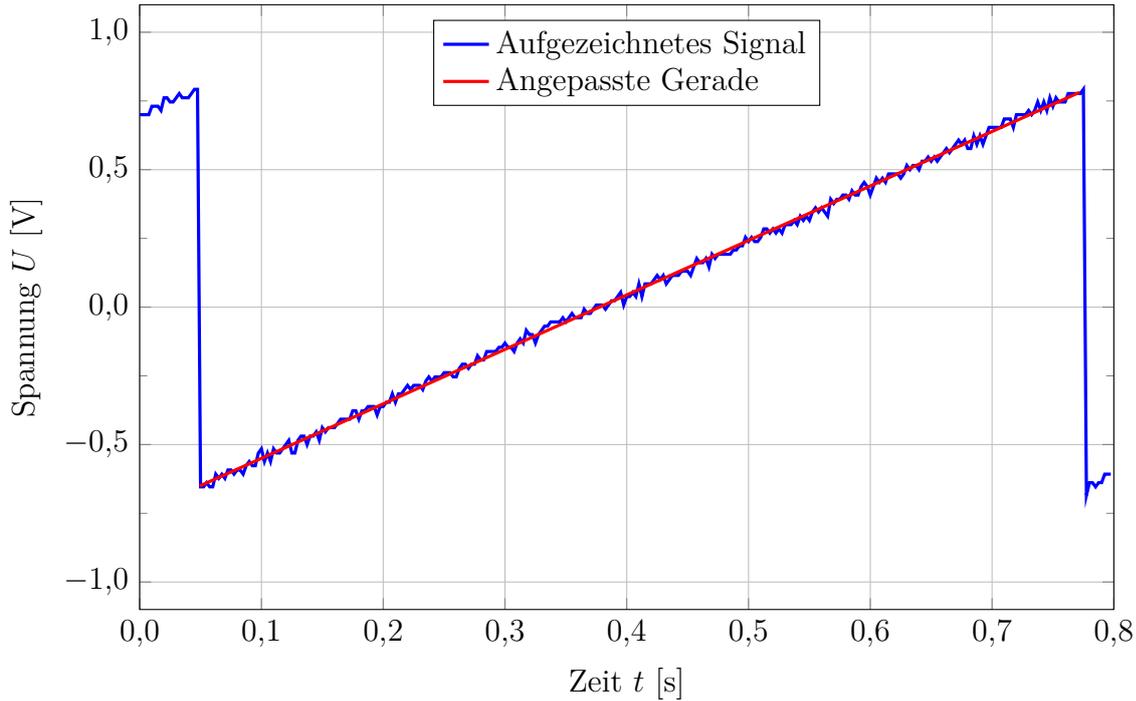


Abbildung 4.6: Im aufgezeichneten Ausgangssignal des unbestrahlten 20 mm^2 Referenz-SDDs wird durch die Anpassung einer Geraden im Zeitintervall zwischen zwei Entladungen die Steigung aufgrund des Leckstroms am Ausgang des Vorverstärkers ermittelt.

Steigung des Signalanstiegs aufgrund des Leckstroms wird durch die Anpassung einer Geraden im Zeitintervall zwischen zwei Entladungen durchgeführt. Dies entspricht der Annahme eines auf dieser Zeitskala konstanten Leckstroms. Abbildung 4.6 zeigt die Anpassung beispielhaft anhand des Signals für den 20 mm^2 SDD bei einer Detektortemperatur von 223 K , wobei eine Steigung von $(1,9816 \pm 0,0003) \text{ V s}^{-1}$ am Ausgang des Vorverstärkers ermittelt wird. Diese Steigung wird ebenfalls durch den Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers von $3,125 \pm 0,004$ dividiert, um die Steigung am Ausgang des Ladungsverstärkers zu erhalten. Mit Gleichung 4.4 lässt sich unter Verwendung der aus (ii.) bekannten Rückkoppelkapazität C_f aus dieser Steigung $\frac{dU_{CSA}}{dt}$ der Leckstrom I_0 bestimmen:

$$I_0 = \frac{dU_{CSA}}{dt} \cdot C_f . \quad (4.9)$$

Die Steigung der in Abbildung 4.6 durchgeführten Anpassung entspricht demnach einem Leckstrom von $I_0 = (1,73 \pm 0,03) \cdot 10^{-14} \text{ A}$.

Mithilfe der in (i.) bis (iii.) vorgestellten Methode werden für den 20 mm^2 SDD und den 150 mm^2 SDD bei Detektortemperaturen zwischen 223 K und 278 K die mittleren Leckströme bestimmt. Zur Reduzierung statistischer Fluktuationen werden bei jeder Temperatur zehn Signale aufgezeichnet und jeweils der Mittelwert aus dem Leckströmen einer Temperatur gebildet. Zur Darstellung der Temperaturabhängigkeit des Leckstroms sind in Abbildung 4.7 die ermittelten Leckströme gegen die Detektortemperatur aufgetragen. Es sind keine Fehlerbalken gezeichnet, da diese kleiner als die verwendeten

Datenpunktmarkierungen sind. Aufgrund des höheren aktiven Volumens zeigt der 150 mm² SDD einen deutlich höheren Leckstrom als der 20 mm² SDD. Für beide Detektoren steigt die Höhe des mittleren Leckstroms stark mit der Temperatur an. In der Literatur wird die thermische Ladungsträgergeneration im aktiven Detektorvolumen als dominierender Leckstromprozess angenommen [Egg04]. Die Rate der freiwerdenden Ladungsträger ist dabei proportional zur intrinsischen Ladungsträgerdichte, womit sich folgende theoretisch erwartete Temperaturabhängigkeit ergibt [Hun09]:

$$I_0(T) \propto T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{-E_g}{2 \cdot k_B \cdot T}\right) . \quad (4.10)$$

Hierbei ist T die absolute Temperatur, E_g die Bandlücke des Halbleitermaterials (1,12 eV für Silizium) und k_B die Boltzmann-Konstante [Hun09]. Neben den Messdaten ist in Abbildung 4.7 zusätzlich die theoretisch erwartete Temperaturabhängigkeit nach Gleichung 4.10 gezeigt. Hierbei wird die Proportionalitätskonstante durch Anpassung mit der Methode der kleinsten Quadrate an die Messdaten bestimmt, wobei die Abweichungen entsprechend der halb-logarithmischen Darstellung gewichtet werden. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Theorie der thermischen Ladungsträgergeneration. Gründe für die auftretende Abweichung könnten eine leicht abweichende Bandlücke (beispielsweise durch die Dotierung), das Auftreten alternativer Leckstrombeiträge mit abweichender Temperaturabhängigkeit oder temperaturabhängige Effekte im Ladungsverstärker sein [Kit13].

Zur Simulation des Leckstromanstiegs werden die beiden Eingangsparameter des Simulationsmodells Detektortemperatur und Detektorgröße (siehe Abbildung 4.1) verwendet. Im Modell wird in Abhängigkeit dieser Größen die Höhe des Leckstroms I_0 aus den in Abbildung 4.7 gezeigten experimentellen Daten ermittelt. Bei der Erzeugung des Leckstromanstiegs im simulierten Spannungssignal wird die Näherung eines linearen Anstiegs getroffen. Da das mittlere reduzierte Chi-Quadrat aller linearen Anpassungen an den Leckstromanstieg $\chi_{red}^2 = 1,2 \pm 0,3$ beträgt, wird diese Näherung als zulässig betrachtet. Aus Gleichung 4.4 kann ein Ausdruck für die Spannungsänderung dU in einem Zeitintervall dt hergeleitet werden:

$$dU = \frac{I_0}{C_f} \cdot dt . \quad (4.11)$$

Unter der Verwendung der experimentell ermittelten Werte für die Rückkoppelkapazität C_f wird im Simulationsmodell die Spannungsänderung pro Zeitschritt berechnet. Für jeden Zeitschritt des simulierten Ausgangssignals wird, unabhängig davon ob ein Röntgenpuls vorliegt oder nicht, eine konstante Signalerhöhung dU auf das Signal addiert.

4.1.5 Modellierung des Rauschens

Die simulierten SDD Signale sollen mit elektronischem Rauschen überlagert werden. Hierbei soll die Höhe und die spektrale Zusammensetzung des simulierten Rauschsignals das tatsächliche Rauschen am Ausgang des Vorverstärkers nachbilden.

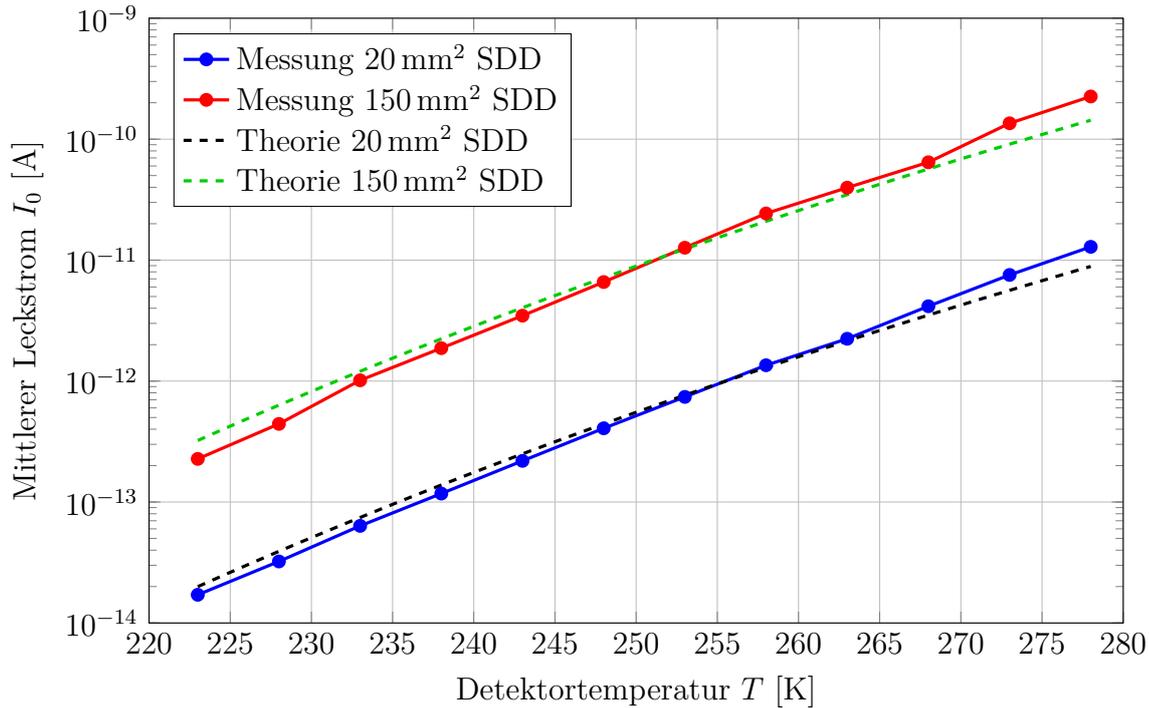


Abbildung 4.7: Gezeigt sind die experimentell ermittelten Leckströme der Referenz-SDDs als Funktion der Detektortemperatur. Aufgrund des größeren aktiven Volumens zeigt der 150 mm² SDD bei gleicher Temperatur einen höheren Leckstrom. An die Messdaten wird zudem die nach Gleichung 4.10 theoretisch erwartete Temperaturabhängigkeit angepasst.

Bestimmung der Rauschleistungsdichte

In Abschnitt 2.6 wurde ein theoretisches Modell aus der Literatur vorgestellt, welches das Rauschen von Halbleiterstrahlungsdetektoren beschreibt. Aus diesem Modell kann ein Ausdruck für die Rauschleistungsdichte am Ausgang des Ladungsverstärkers hergeleitet werden (siehe Gleichung 2.4). Die Gültigkeit dieses Modells für die Referenz-SDDs wird im Folgenden in einer experimentellen Rauschuntersuchung verifiziert und relevante Eigenschaften ermittelt.

In der Literatur werden experimentelle Untersuchungen des Rauschens häufig anhand spektroskopischer Messungen mit dem Detektorsystem durchgeführt [Pin+95; Ber+96; Egg04]. Wie in Abschnitt 3.7 diskutiert, degradiert das elektronische Rauschen die Energieauflösung des Detektorsystems. Aus gemessenen Energiespektren lässt sich anhand der Energieauflösung durch die Subtraktion des Fano-Rauschens die Standardabweichung des elektronischen Rauschens im Energiefilter ermitteln (siehe Gleichung 3.1). Wird dieses Streumaß für verschiedene Pulsformungszeiten und Detektortemperaturen bestimmt, so kann mit der Kenntnis der Filterfrequenzgänge das theoretische Modell an die Messdaten angepasst werden. Nachteil dieser Art der Rauschuntersuchung ist jedoch, dass die weitere Signalkette nach dem Ladungsverstärker als ideal angenommen wird. Rauschbeiträge und bandbegrenzende analoge Filter aus dem Vorverstärker und dem DPP können nicht zurückgerechnet werden. Zudem wird mit dieser Methode nicht das Frequenzspektrum des Rauschens ermittelt, sondern die Gültigkeit des Rauschmodells vorausgesetzt. Daher wird

im Rahmen dieser Arbeit eine Rauschuntersuchung basierend auf einer Frequenzanalyse von aufgezeichneten Rauschsignalen durchgeführt. Hierdurch steht das Frequenzspektrum des Rauschens ohne Modellannahmen zur Verfügung. In Abschnitt 4.3 werden anschließend die spektroskopischen Ergebnisse aus Experimenten mit simulierten Messdaten verglichen.

Zur Untersuchung des Rauschens werden Zeitsignale am Ausgang des Vorverstärkers mit dem unbestrahlten 20 mm² SDD mithilfe eines Oszilloskops aufgenommen. Es wird angenommen, dass das Eigenrauschen des Oszilloskops mit einem quadratisches Mittel von etwa 30 µV auch bei tiefen Detektortemperaturen gegenüber dem Rauschen der Signale mit einem quadratisches Mittel von etwa 400 µV vernachlässigt werden kann [Roh18]. Die Signale werden in einer computergestützten Auswertung analysiert. Hierbei müssen mittelwertfreie Rauschsignale extrahiert werden. Signale mit Entladungen werden daher verworfen. Zudem wird in den verbleibenden Signalen der konstante Anstieg aufgrund des Leckstroms subtrahiert indem, analog zum Vorgehen in Abschnitt 4.1.4, eine Gerade an das Signal angepasst und diese anschließend subtrahiert wird. Auf diese Signale kann anschließend eine Diskrete Fourier-Transformation (DFT) angewendet werden, um diese in den Frequenzbereich zu überführen. Die erreichte Frequenzauflösung beträgt etwa 1,5 kHz. Um eine bessere Separation der Rauschbeträge erreichen zu können, wird die Untersuchung bei mehreren Detektortemperaturen durchgeführt. Hierbei werden die unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten von Schrotrauschen, 1/f-Rauschen und thermischem Rauschen ausgenutzt (siehe Abschnitt 2.6). Es werden die Detektortemperaturen 223 K, 238 K, 253 K und 268 K betrachtet. Bei jeder Detektortemperatur wird das mittlere Frequenzspektrum aus 100 Signalen berechnet, um statistische Schwankungen zu minimieren.

Das in Abschnitt 2.6 vorgestellte Modell aus der Literatur beschreibt das Rauschen am Ausgang des Ladungsverstärkers, wohingegen in der hier durchgeführten Untersuchung das Rauschen am Ausgang des Vorverstärkers gemessen wird. Zum Vergleich der Theorie mit den Messwerten muss das gemessene Frequenzspektrum daher zurückgerechnet werden, indem der Einfluss des Vorverstärkers subtrahiert wird. Hierbei sind das Eigenrauschen und die frequenzabhängige Verstärkung des Vorverstärkers zu beachten. Diese sind aus einem SPICE-Modell des Vorverstärkers bekannt (Anhang A). Das gemessene Rauschspektrum wird durch die frequenzabhängige Verstärkung des Vorverstärkers dividiert und vom Ergebnis wird das eingangsbezogene Eigenrauschen des Vorverstärkers subtrahiert. So wird rechnerisch das Rauschen am Ausgang des Ladungsverstärkers gewonnen. Hieraus wird die Rauschleistungsdichte ermittelt, welche beispielhaft in Abbildung 4.8 für eine Detektortemperatur von 268 K gezeigt ist.

Die so ermittelten Rauschleistungsdichten sollen nun auf Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell aus Abschnitt 2.6 geprüft werden. Aus dem Modell wird nach Gleichung 2.4 im Allgemeinen folgende Frequenzabhängigkeit der Rauschleistungsdichte $\frac{\overline{du_n^2}}{d\omega}$ erwartet:

$$\frac{\overline{du_n^2}}{d\omega} = \frac{a}{\omega^2} + \frac{b}{\omega} + c . \quad (4.12)$$

Mit den experimentell ermittelten Rauschleistungsdichten werden Kurvenanpassungen mit der Methode der kleinsten Quadrate nach Gleichung 4.12 durchgeführt und so Werte für die freien Parameter a , b und c bei verschiedenen Temperaturen ermittelt. In Abbildung 4.8 ist diese Anpassung beispielhaft für eine Temperatur von 268 K gezeigt.

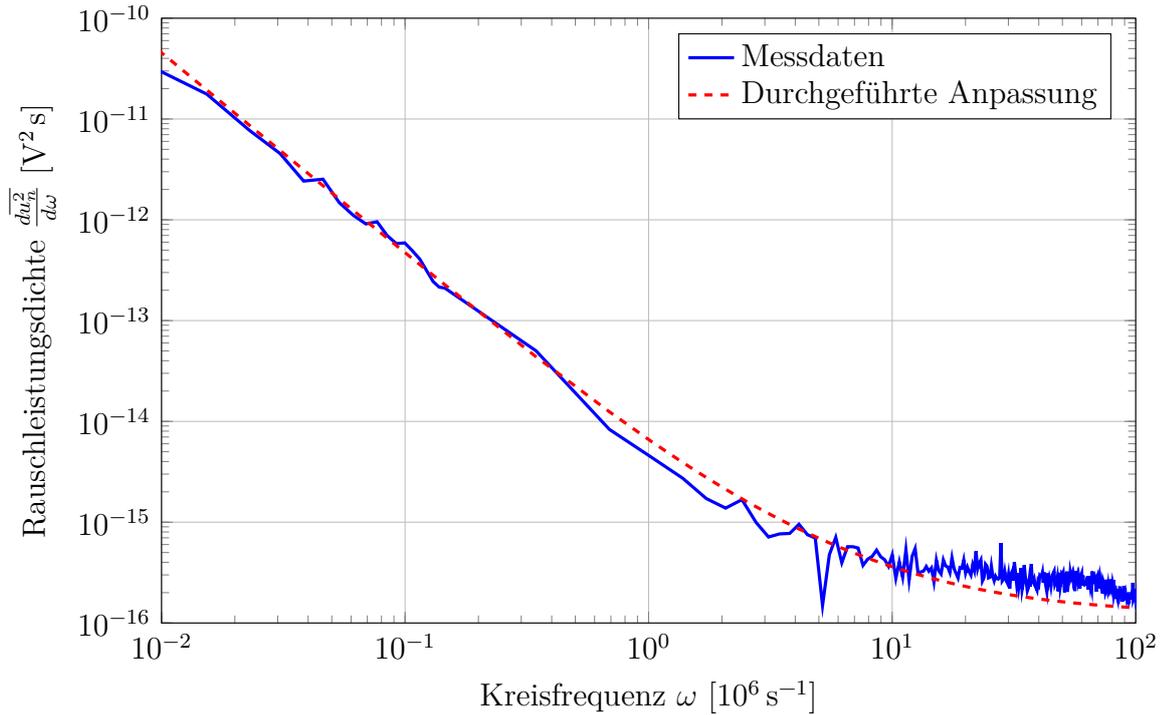


Abbildung 4.8: Die experimentell ermittelte Rauschleistungsdichte des 20 mm² SDDs bei einer Detektortemperatur von 268 K zeigt einen vergleichsweise hohen Anteil von niederfrequentem Rauschen. An die Daten wird die nach Gleichung 2.4 theoretisch erwartete Frequenzabhängigkeit der Rauschleistungsdichte angepasst.

In Tabelle 4.2 sind die angepassten Parameter und das reduzierte Chi-Quadrat χ_{red}^2 der Anpassungen aufgeführt. Aufgrund der Werte von χ_{red}^2 nahe eins lässt sich annehmen, dass die experimentell ermittelte Rauschleistungsdichte gut mit der vom Modell angenommenen Frequenzabhängigkeit beschreibbar ist. Die in Tabelle 4.2 aufgeführten Parameter werden im Folgenden mit den theoretisch erwarteten Werten nach Gleichung 2.4 verglichen. So soll die Anwendbarkeit des Modells plausibel gemacht werden und Werte für unbekannte Größen im Rauschmodell ermittelt werden.

Der Parameter a beschreibt das Schrotrauschen (siehe Abschnitt 2.6) und soll laut Theorie (siehe Gleichung 2.4) folgenden Wert annehmen:

$$a = \frac{e \cdot I_0}{\pi \cdot C_f^2} . \quad (4.13)$$

Der temperaturabhängige mittlere Leckstrom I_0 und die Rückkoppelkapazität C_f sind aus den Untersuchungen in Abschnitt 4.1.4 bekannt. Mithilfe der Naturkonstanten Kreiszahl π und Elementarladung e kann somit die aus der Theorie erwartete Höhe des thermischen Rauschens berechnet werden. Tabelle 4.3 stellt die mithilfe von Gleichung 4.13 berechneten Werte des Parameters a den Werten aus der Kurvenanpassung (siehe Tabelle 4.2) gegenüber. Der Wert für eine Temperatur von 223 K stimmt innerhalb einer Standardabweichung überein, wobei die relative Unsicherheit beim angepassten Wert vergleichsweise groß ist. Für höhere Temperaturen weichen die vom Modell vorhergesagten Parameterwerte statistisch

Detektortemperatur T [K]	Parameter a [$10^{-6} \text{ V}^2 \text{ s}^{-1}$]	Parameter b [10^{-10} V^2]	Parameter c [$10^{-17} \text{ V}^2 \text{ s}$]	χ_{red}^2 [1]
223	$1,3 \pm 0,6$	$3,0 \pm 0,2$	8 ± 1	$0,98 \pm 0,04$
238	$6,2 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,2$	12 ± 2	$1,01 \pm 0,03$
253	$19,3 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,3$	12 ± 3	$0,99 \pm 0,05$
268	151 ± 4	$3,0 \pm 0,3$	13 ± 4	$0,98 \pm 0,04$

Tabelle 4.2: Die Rauschleistungsdichte des 20 mm^2 SDD wird bei verschiedenen Detektortemperaturen ermittelt und jeweils eine Kurvenanpassung nach Gleichung 4.12 durchgeführt. Gezeigt sind die bei dieser Kurvenanpassung ermittelten Parameter.

Detektortemperatur T [K]	Parameter a durch Kurvenanpassung [$10^{-6} \text{ V}^2 \text{ s}^{-1}$]	Parameter a aus Modell [$10^{-6} \text{ V}^2 \text{ s}^{-1}$]
223	$1,3 \pm 0,6$	$1,2 \pm 0,1$
238	$6,2 \pm 0,4$	$8,0 \pm 0,4$
253	$19,3 \pm 0,5$	51 ± 2
268	151 ± 4	285 ± 10

Tabelle 4.3: Für den Parameter a werden die Werte aus den Kurvenanpassungen (siehe Tabelle 4.2) den theoretisch erwarteten Werten (siehe Gleichung 4.13) bei verschiedenen Detektortemperaturen gegenübergestellt.

signifikant von den experimentell ermittelten Werten ab. Der qualitative Verlauf mit der Temperatur stimmt jedoch ebenso wie die Größenordnung überein. Mögliche Gründe für die Abweichungen könnte eine zu geringe Frequenzauflösung im niederfrequenten Bereich sein, sowie möglicherweise unzureichende Modellierung des Vorverstärkers durch das SPICE-Modell bezüglich frequenzabhängiger Verstärkung oder Eigenrauschen. Ebenso könnten vom Modell vernachlässigte Rauschquellen oder das Eigenrauschen des Oszilloskops eine Rolle spielen.

Der in Tabelle 4.2 angepasste Parameter c gibt das thermische Rauschen wieder (siehe Abschnitt 2.6). Dieses wird in der Theorie (siehe Gleichung 2.4) beschrieben durch:

$$c = \frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot C_D^2}{3 \cdot g_m \cdot C_f^2} . \quad (4.14)$$

Neben der Boltzmann-Konstante k_B ist hierbei die Temperatur T bekannt. Die Rückkoppelkapazität C_f wurde in den Untersuchungen in Abschnitt 4.1.4 ermittelt. Die Transkonduktanz g_m ist eine Eigenschaft des Ladungsverstärkers. Für den verwendeten Typ „CUBE“ wird der Literaturwert von $g_m = 2,3 \text{ mS}$ angenommen [Bom+11b]. Unter Verwendung von Gleichung 4.14 wird mit diesen bekannten Werten, sowie mit den angepassten Werten für den Parameter c die unbekannte Detektorkapazität C_D berechnet. Die so ermittelten Detektorkapazitäten sind in Tabelle 4.4 gezeigt. In der Fehlerrechnung werden die Unsicherheiten von C_f und c berücksichtigt. g_m wird als fehlerfrei angenommen, da hier aus der Literatur keine Unsicherheit bekannt ist. Über alle Temperaturen hinweg

Detektortemperatur T [K]	Detektorkapazität C_D [fF]
223	187 ± 11
238	215 ± 20
253	205 ± 26
268	206 ± 36

Tabelle 4.4: Aus den Parametern c der Kurvenanpassungen an die Rauschleistungsdichten (siehe Tabelle 4.2) wird die Detektorkapazität C_D berechnet.

Detektortemperatur T [K]	1/f-Konstante K [10^{-12} V^2]
223	6 ± 2
238	3 ± 1
253	4 ± 2
268	5 ± 2

Tabelle 4.5: Aus den Parametern b der Kurvenanpassungen an die Rauschleistungsdichten (siehe Tabelle 4.2) und den ermittelten Detektorkapazitäten C_D (siehe Tabelle 4.4) wird die 1/f-Konstante K berechnet.

stimmen die Detektorkapazitäten innerhalb der berechneten Unsicherheiten gut überein. Literaturwerte für die Detektorkapazität von SDDs liegen beispielsweise bei $(248 \pm 85) \text{ fF}$ [Pah04], 250 fF [Lec+01], 200 fF [Egg+04], 150 fF [Ber+96] oder 150 fF [Sch+10]. Die ermittelte Detektorkapazität zeigt eine gute Übereinstimmung mit Literaturwerten. Somit wird die Beschreibung des Modells für das thermische Rauschen als plausibel erachtet.

Der Parameter b beschreibt das 1/f-Rauschen (siehe Abschnitt 2.6) und soll laut Theorie (siehe Gleichung 2.4) folgenden Wert annehmen:

$$b = \frac{K \cdot C_D^2}{C_f^2} . \quad (4.15)$$

Hierbei ist lediglich die Rückkoppelkapazität C_f bekannt. Mit Gleichung 4.15 werden unter Verwendung der angepassten Werte für den Parameter b (siehe Tabelle 4.2) und den in Tabelle 4.4 ermittelten Detektorkapazitäten C_D Werte für die 1/f-Konstante K ermittelt. Die berechneten Werte sind in Tabelle 4.5 gezeigt. In der Fehlerrechnung werden die Unsicherheiten von C_f , C_D und dem Parameter b berücksichtigt. Da die Detektorkapazität C_D quadratisch eingeht, ergibt sich eine vergleichsweise hohe Unsicherheit für K . Zwischen den Temperaturen ergeben sich hierbei vergleichbare Werte für K . Literaturwerte für die 1/f-Konstante liegen beispielsweise mit $2 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2$ [Ber+96], $4,79 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2$ [LPS04] und $5,65 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2$ [Pah04] in der selben Größenordnung. Die Beschreibung des 1/f-Rauschens durch das Modell wird daher als plausibel erachtet.

Als Ergebnis der experimentellen Rauschuntersuchung wird die Beschreibung des Rauschens nach Gleichung 2.4 als hinreichend betrachtet, da die vom Modell vorhergesagte Frequenzabhängigkeit gut an die Messdaten anpassen werden kann und plausible Werte

für unbekannte Größen ermittelt werden konnten. Vorteil des analytischen Ausdrucks aus dem Modell ist die Beschreibung des Rauschens unter verschiedenen Bedingungen, welche nicht experimentell untersucht werden. So wird eine höhere Flexibilität bei der Simulation des Rauschens erreicht. Zur Simulation des Detektorrauschens wird daher im Modell die Rauschleistungsdichte nach Gleichung 2.4 berechnet. Zwei der Eingangsparameter des Simulationsmodells sind die Detektortemperatur und -größe (siehe Abbildung 4.1). Aus der Temperatur und der Größe des Detektors kann mit den Ergebnissen von Abschnitt 4.1.4 die Höhe des Leckstroms I_0 ermittelt werden. Zudem geht die Detektortemperatur direkt in den Term des thermischen Rauschens ein. Des Weiteren ist aus Abschnitt 4.1.4 die Rückkoppelkapazität C_f bekannt. Für die Steilheit des Transistors wird der Literaturwert von $g_m = 2,3 \text{ mS}$ verwendet. Für die Detektorkapazität wird der Mittelwert aus Tabelle 4.4 mit $C_D = 203 \text{ fF}$ implementiert. Für die $1/f$ -Konstante K wird der Mittelwert aus Tabelle 4.5 mit $K = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2$ verwendet. Da die Simulation das Spannungssignal am Ausgang des Vorverstärkers abbildet, wird auf die mithilfe von Gleichung 2.4 berechnete Rauschleistungsdichte das eingangsbezogene Eigenrauschen des Vorverstärkers addiert und auf das Ergebnis die frequenzabhängigen Verstärkung des Vorverstärkers angewendet.

Erzeugung eines Rausch-Zeitsignals

Im vorherigen Unterabschnitt wurde die Berechnung der spektralen Rauschleistungsdichte im Simulationsmodell aus den Eingangsparametern beschrieben. Die Zielsetzung der Simulation ist jedoch die Generierung von simulierten Detektorsignalen im Zeitbereich (siehe Unterabschnitt 4.1.1), weshalb weitere Berechnungen nötig sind. Es soll ein zufälliges Rauschsignal mit der berechneten Rauschleistungsdichte erstellt werden, welches den Röntgenpulsen und dem Leckstromanstieg überlagert wird. Hierzu wird aus der Rauschleistungsdichte das Amplitudenspektrum des Rauschens berechnet [Hei20]. Für jede Frequenz wird eine zufällige Phase, gleich-verteilt zwischen 0 und 2π , generiert. Dies entspricht der Annahme von vollkommen unkorreliertem Rauschen [BP92; DLS96; IB99]. Die Verwendung von zufälligen Phasen sorgt zudem dafür, dass bei jedem Neustart der Simulation ein neues Rauschsignal im Zeitbereich entsteht. Amplitudenspektrum und Phasenspektrum werden zu einem Frequenzspektrum des Rauschens zusammengefasst. Auf dieses Frequenzspektrum wird die inverse DFT angewendet und so ein Zeitsignal erzeugt, welches dem simulierten Signal überlagert wird.

4.2 Simulation der Signalverarbeitung von Silizium-driftdetektoren

Dieser Abschnitt präsentiert die Entwicklung einer Simulation zur computergestützten Auswertung von SDD Signalen.

4.2.1 Motivation zur Simulation der Signalverarbeitung

Neben der modellbasierten Erzeugung von Signalen soll in der Simulationsumgebung auch die Auswertung von Signalen durchgeführt werden. Motivation ist hierbei die Untersuchung des Einflusses von verschiedenen analogen Schaltungsteilen, ADCs oder digitalen

Algorithmen. Hierbei liegt die Motivation zum Entwurf von Simulationen ebenfalls in der erhöhten Flexibilität bei der Durchführung von Untersuchungen. So kann die Analyse der Signalauswertung mithilfe der Simulation zunächst unabhängig von Hardware erfolgen. Für die Untersuchung von analogen Schaltungen oder Bauteilen spart dies die zeitaufwendige Entwicklung und den Aufbau von geeigneten Schaltungen. Zudem kann die Untersuchung zunächst unabhängig von Bauteiltoleranzen und externen Einflüssen (beispielsweise eingekoppeltes Rauschen) durchgeführt werden. Bei der Untersuchung digitaler Auswertalgorithmen kann die Entwicklung und der Vergleich zunächst ohne die limitierten Rechenressourcen in der Logikeinheit erfolgen. Zudem können Algorithmen zur Reduzierung der Entwicklungszeit zunächst in einer höheren Programmiersprache entwickelt werden, wobei beispielsweise Zugriff auf Programmbibliotheken besteht. Da die simulierte Auswertung nicht in Echtzeit stattfindet, können einzelne Schritte und Zwischenergebnisse in der Simulation eingesehen und nachvollzogen werden, womit die Entwicklung von neuen Algorithmen erleichtert wird. Vielversprechende Algorithmen können in einem zweiten Schritt auf Logikebene überführt werden, wobei Echtzeitfähigkeit und diskrete Zahlendarstellung beachtet werden können.

4.2.2 Simulation des analogen Eingangspfads und des ADCs

Der Signalweg in einem typischen DPP besteht aus einem analogen Eingangspfad und einem ADC (siehe Abschnitt 3.1). Auf dem analogen Eingangspfad wird die Ausgangsspannung des Vorverstärkers vor der Digitalisierung im ADC konditioniert. Typischerweise wird hierbei ein analoger Tiefpassfilter angewendet, um Frequenzkomponenten des Signals oberhalb der Nyquist-Frequenz zu unterdrücken und um die Bandbreite des Signals zur Reduzierung des Rauschens einzuschränken. Der Einfluss dieses Filters und des ADCs soll in der Simulation der Signalverarbeitung nachgebildet werden. Hierfür wird ein neues Simulationsmodul entworfen, welches die in Abschnitt 4.1 simulierten Vorverstärkersignale verwendet. Abbildung 4.9 zeigt schematisch die Ein- und Ausgänge dieses Moduls. Neben den zu verwendenden Signaldaten sind die Eigenschaften des Tiefpassfilters zu definieren. Es können idealisierte Filterformen durch Angabe einer Filterarchitektur (beispielsweise Bessel- oder Butterworth-Filter), Eckfrequenz und Ordnung, oder reale Filter durch den Import eines Frequenzgangs definiert werden [Paa01]. Zudem kann am Eingang des Moduls die Abtastfrequenz, der Eingangsbereich und die Auflösung des ADCs definiert werden. Wie in Abschnitt 4.1 erwähnt, wird das Ausgangssignal des Vorverstärkers mit einer Frequenz von 200 MHz simuliert. Zur Simulation der Abtastung durch einen ADC wird das Signal über Heruntertaktung auf die Abtastfrequenz überführt. Zur Simulation der Wertdiskretisierung werden die diskreten Niveaus des ADC aus dem Eingangsbereich und der Auflösung berechnet. Das Vorverstärkersignal wird anschließend auf diese Niveaus abgerundet. Nicht-ideale ADC-Effekte wie beispielsweise Nichtlinearität können ebenfalls definiert werden. Zudem kann ein definiertes eingangs- oder ausgangsbezogenes Eigenrauschen des analogen Eingangspfads und des ADCs überlagert werden. Dieses wird in Form einer frequenzabhängigen Rauschleistungsdichte vorgegeben. Aus dieser wird, analog zum Vorgehen in Abschnitt 4.1.5, ein Rauschsignal im Zeitbereich erzeugt und dem Signal überlagert. Die Ausgangsdaten dieses Moduls entsprechen simulierten ADC Signaldaten, welche zur weiteren Simulation der Signalverarbeitung verwendet werden

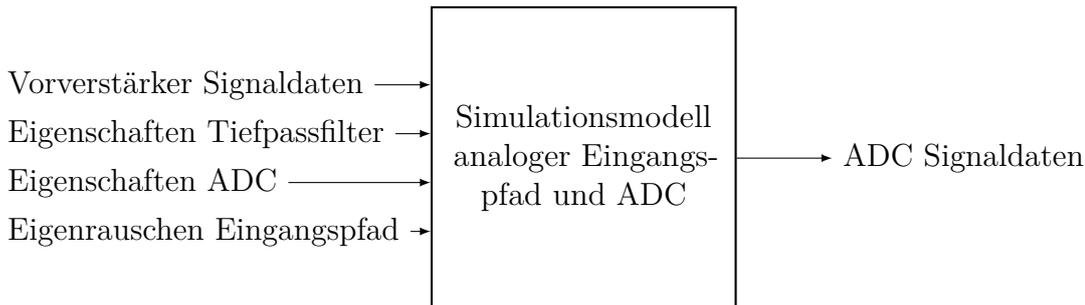


Abbildung 4.9: Zur Simulation des analogen Eingangspfad und des ADCs weist das Simulationsmodell Eingangsparameter zur Beschreibung des Tiefpassfilters (beispielsweise Filtertyp oder Grenzfrequenz), des ADCs (beispielsweise Auflösung oder Abtastfrequenz) und des Eigenrauschens auf. Als Ergebnis der Simulation stehen simulierte ADC Signaldaten zur Verfügung.

können. Abbildung 4.10 zeigt beispielhaft die Anwendung dieses Moduls. Gezeigt ist ein simuliertes Vorverstärkersignal am Eingang des Moduls, das Signal nach Anwendung eines 10 MHz Bessel-Tiefpassfilters zweiter Ordnung und die simulierten ADC Signaldaten am Ausgang des Moduls. Der ADC wird in diesem Beispiel mit einer zeitlichen Auflösung von 20 ns, 16 Bit Präzision, 2 V Eingangsbereich und ohne nicht-ideale Effekte simuliert.

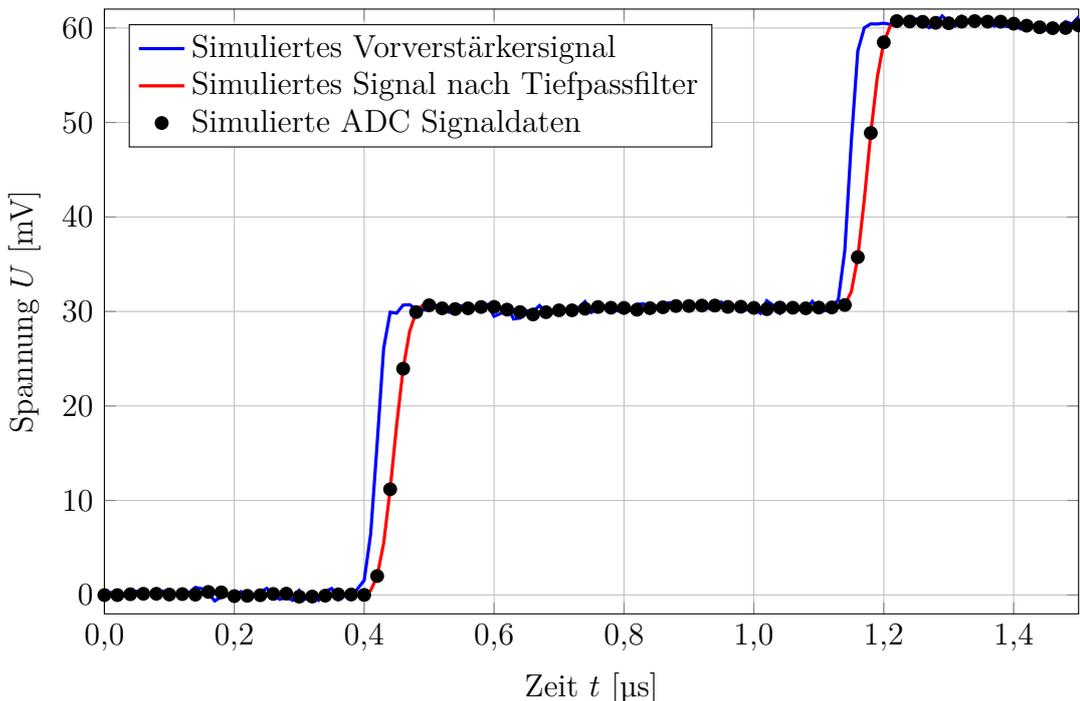


Abbildung 4.10: Auf ein simuliertes Vorverstärkersignal wird zunächst ein Tiefpassfilter angewendet, wobei hier beispielhaft ein Bessel-Filter zweiter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 10 MHz verwendet wird. Das gefilterte Signal wird mit einer zeitlichen Auflösung von 20 ns abgetastet und auf 16 Bit Präzision bei einem Eingangsbereich von 2 V quantisiert.

4.2.3 Simulation der Algorithmik

Auf die in Unterabschnitt 4.2.2 simulierten ADC Signaldaten werden anschließend die in Kapitel 3 vorgestellten Verfahren zur Signalauswertung angewendet. Die üblicherweise in FPGAs implementierten Algorithmen werden in dieser Simulation in der höheren Programmiersprache Python 3 umgesetzt [Oli06; Phi15; Vir+20]. Hierbei können Auswerteverfahren zunächst ohne die limitierten Rechenressourcen von FPGAs durchgeführt werden. So kann beispielsweise Fließkomma-Arithmetik verwendet werden und Quantisierungseffekte durch reduzierte Wortbreite sind vernachlässigbar. Die simulierte Auswertung erfolgt mit einem definierbaren Systemtakt, welcher typischerweise gleich dem ADC Takt ist. Im Folgenden werden die realisierten Funktionsblöcke der Auswertung beschrieben.

Simulierte Signaldaten aus Unterabschnitt 4.2.2 werden eingelesen und einer Pulsformung durch definierbare digitale Filter unterzogen. Es werden hierbei typischerweise Trapezfilter mit einstellbarer Länge auf das Signal angewendet (siehe Abschnitt 3.2). Definierbare Parameter sind die Pulsformungszeit und die Lückenzeit. Die Filter werden als FIR-Filter implementiert, deren Koeffizienten sich aus der definierten Pulsformungszeit und Lückenzeit, sowie aus dem simulierten Systemtakt ergeben. Die Koeffizienten werden jeweils auf die Filterlänge normiert, sodass sich auch für unterschiedliche Pulsformungszeiten gleiche Amplituden im Filterausgang ergeben. Abbildung 4.11 zeigt beispielhaft simulierte ADC Signaldaten, auf welche zwei Trapezfilter angewendet werden. Filter 1

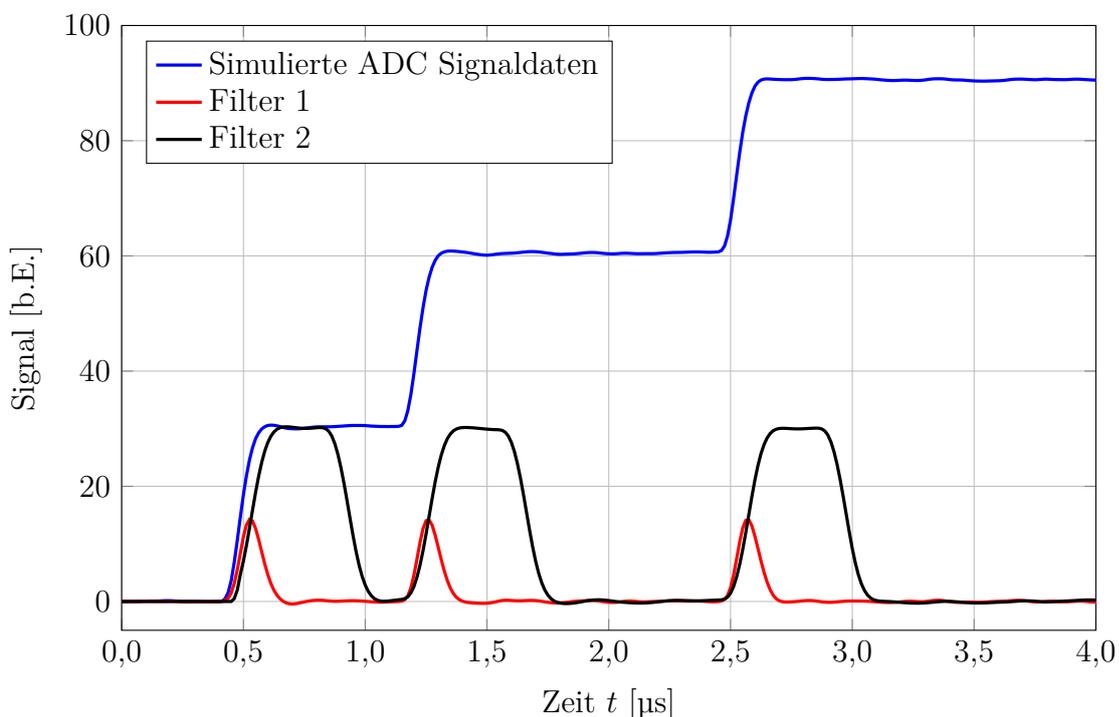


Abbildung 4.11: In der Simulation der Algorithmik werden auf simulierte ADC Signaldaten Filter angewendet. In diesem Beispiel werden zwei Trapezfilter berechnet, wobei Filter 1 eine Pulsformungszeit von 50 ns und eine Lückenzeit von 0 ns verwendet und Filter 2 eine Pulsformungszeit von 200 ns und eine Lückenzeit von 300 ns aufweist.

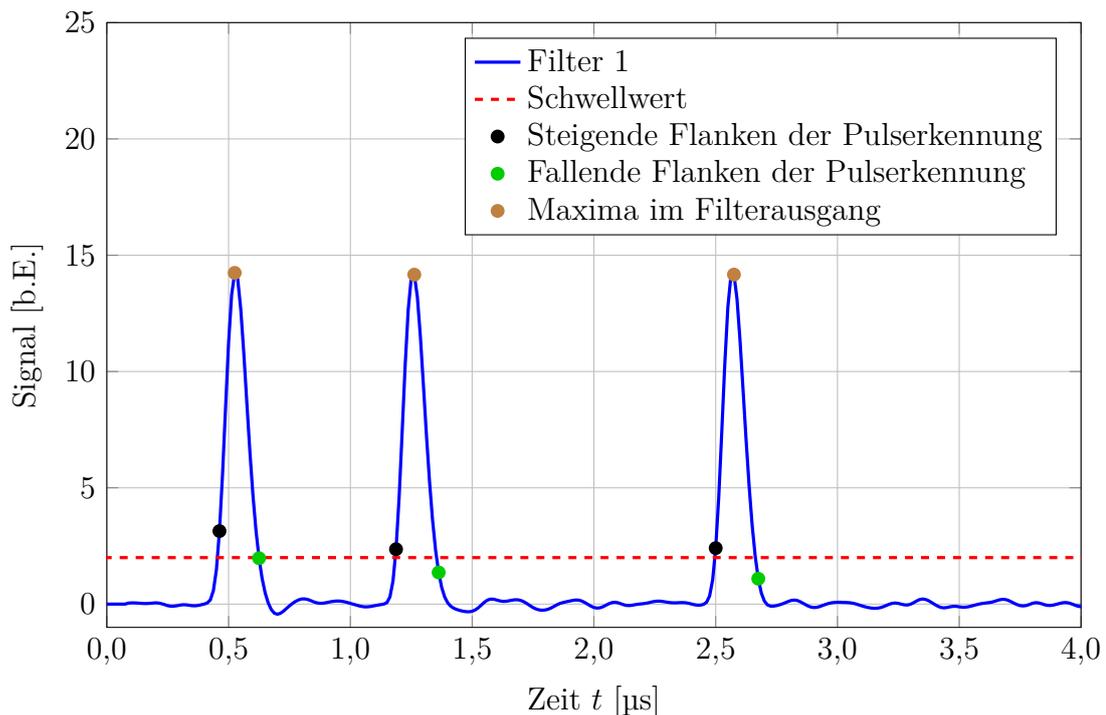


Abbildung 4.12: Der Ausgang eines Filters wird zur Pulserkennung gegen einen definierbaren Schwellwert geprüft. Für jede Schwellwertüberschreitung wird der Zeitpunkt der steigenden und fallenden Flanke der Pulserkennung, sowie das Maximum des Filterausgangs im Zeitintervall zwischen steigender und fallender Flanke ermittelt.

nutzt eine Pulsformungszeit von 50 ns und eine Lückenzeit von 0 ns, während Filter 2 eine Pulsformungszeit von 200 ns und eine Lückenzeit von 300 ns verwendet. Obwohl alle in Abbildung 4.11 gezeigten Signale zeitdiskret sind, werden diese zur besseren Übersichtlichkeit als durchgehenden Linien gezeichnet.

Für die weitere simulierte Auswertung wird spezifiziert, welcher Filterausgang für die Erkennung von Röntgenpulsen verwendet werden soll. Zur Pulserkennung wird der Ausgang dieses Filters gegen einen definierbaren Schwellwert geprüft und so ein logisches Signal erzeugt (siehe Abschnitt 3.3). Von diesem werden die Zeitpunkte von steigenden und fallenden Flanken ermittelt, sowie das Maximum des Filterausgangs zwischen jeder steigenden und fallenden Flanke gesucht. Auch Entladungen werden mit diesem Filter erkannt, indem der Filterausgang auf die Unterschreitung eines negativen Schwellwerts geprüft wird. Es werden zudem die Messdauer, Detektionsdauer, die Anzahl der erkannten Röntgenpulse und die Eingangszählrate berechnet (siehe Abschnitt 3.6). Mit den Ergebnissen der Pulserkennung kann anschließend die weitere Signalauswertung simuliert werden. Abbildung 4.12 zeigt beispielhaft die Verwendung von Filter 1 aus Abbildung 4.11 mit einem der Energie von 400 eV entsprechenden Schwellwert zur Pulserkennung. Auch hier wird der zeitdiskrete Filterausgang zur besseren Übersichtlichkeit als durchgehende Linie gezeichnet.

Die Erfassung von Energiewerten aus dem Energiefilter erfolgt unter der Definition eines auszuwertenden Filters, sowie den zu verwendenden Signalen einer Pulserkennung.

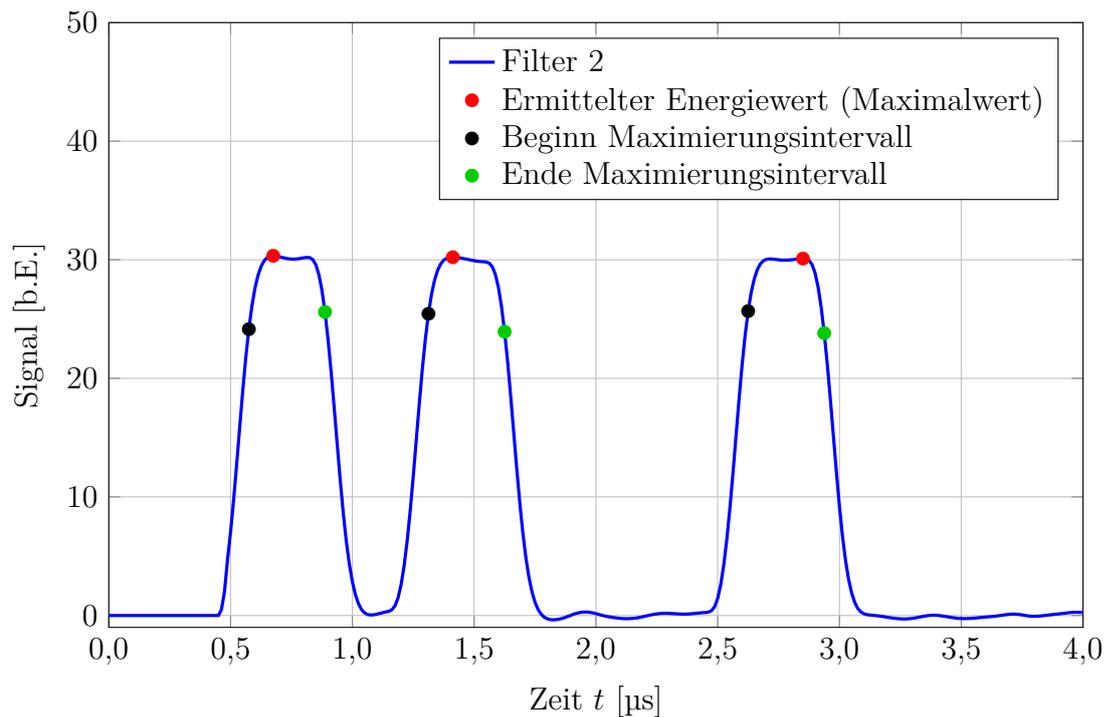


Abbildung 4.13: Aus dem Ausgang eines Filters werden mit den Ergebnissen einer Pulserkennung Energiewerte erfasst. In diesem Fall wird Pulsmaximierung verwendet, wobei in einem definierten Zeitintervall das Maximum des Filterausgangs gesucht wird.

Es kann definiert werden, ob zur Erfassung von Energiewerten Pulsabtastung oder Pulsmaximierung verwendet wird (siehe Abschnitt 3.4). Für jede von der Pulserkennung erkannte Schwellwertüberschreitung wird eine Prüfung auf Summenereignisse durchgeführt, indem der zeitliche Abstand zur nächsten Schwellwertüberschreitung geprüft wird. Für gültige Schwellwertüberschreitungen werden Energiewerte aus dem Ausgang des Energiefilters erfasst. Alle gültigen Energiewerte stehen am Ausgang des Moduls zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung. Zudem wird in diesem Modul die Ausgangszählrate und die relative Totzeit berechnet (siehe Abschnitt 3.6). Abbildung 4.13 zeigt beispielhaft, wie Filter 2 aus Abbildung 4.11 und die Pulserkennung aus Abbildung 4.12 zur Energiebestimmung verwendet werden, wobei die Pulsmaximierung zum Einsatz kommt. Der zeitdiskrete Filterausgang wird wiederum zur besseren Übersichtlichkeit als durchgehende Linie gezeichnet.

Aus den generierten Daten der Energiebestimmung wird eine Mehrkanalanalyse (siehe Abschnitt 3.6) berechnet. Hierbei werden alle gültigen Energiewerten in ein Histogramm einsortiert, wobei die Breite der Kanäle definierbar ist. Mithilfe der Mehrkanalanalyse kann das Ergebnis der Signalauswertung bewertet werden. Hier kann beispielsweise durch die Bestimmung der Breiten von Spektrallinien die Energieauflösung ermittelt werden (siehe Abschnitt 3.7). Abbildung 4.14 zeigt beispielhaft das ermittelte Energiespektrum der in Abbildung 4.11 bis Abbildung 4.13 gezeigten simulierten Signalauswertung. Das SDD Signal wird dabei mit einer Spektrallinie bei 5,898 keV erstellt. Neben dem von der Signalauswertung ermittelten Energiespektrum ist das Histogramm der Pulsamplituden aus der Tabelle generierter Röntgenpulse der Signalsimulation (siehe Abbildung 4.1)

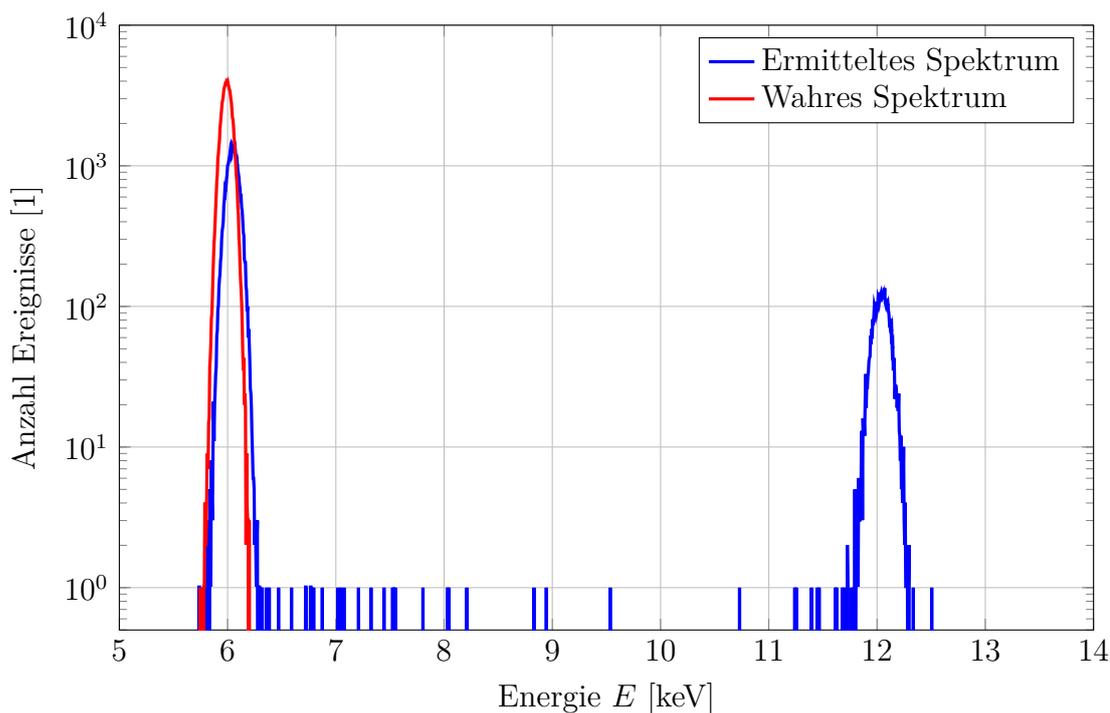


Abbildung 4.14: Mit gültigen Energiewerten wird eine Mehrkanalanalyse durchgeführt, um das Energiespektrum zu berechnen. Zusätzlich kann in der Simulation das Spektrum der im Signal erzeugten Röntgenpulse (siehe Abbildung 4.1) dargestellt werden. Aufgrund von nicht aufgelösten Summenereignissen und Entladungen werden nicht alle Röntgenpulse korrekt ausgewertet. Durch die Pulsmaximierung entsteht ein Versatz der Spektrallinie.

gezeigt. Im Idealfall würde die Signalauswertung dieses als „wahres Spektrum“ bezeichnete Histogramm wiedergeben. Elektronisches Rauschen führt jedoch zu einer Verbreiterung der Spektrallinie und nicht aufgelöste Summenereignisse führen zu Ereignissen mit fehlerhafter Energie. Darüber hinaus ist die Höhe der Spektrallinie im ermittelten Energiespektrum gegenüber dem „wahren Spektrum“ reduziert, da in der Signalauswertung Röntgenpulse durch die Prüfung auf Summenereignisse und Entladungen verworfen werden. Zudem führt die Pulsmaximierung zu einer Verschiebung des Spektrums zu höheren Energien, welche in Abschnitt 6.1 diskutiert wird.

4.3 Vergleich mit experimentellen Messungen

In diesem Abschnitt wird zur Verifizierung der entwickelten Simulationsumgebung ein Abgleich mit dem Experiment durchgeführt. Wie in Abschnitt 4.1 dargelegt, stehen im Rahmen dieser Arbeit Referenz-SDDs zur Verfügung, auf deren Basis die Signalsimulation entworfen wurde. Zusätzlich steht als Referenz ein kommerziell erhältlicher DPP „XIA microDXP“ zur Verfügung, dessen Aufbau und Auswerteverfahren in der technischen Dokumentation dargelegt werden [XIA19]. Der analoge Eingangspfad des Referenz-DPPs verwendet einen Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 10 MHz. Der ADC weist eine Abtastfrequenz von 40 MHz und eine Auflösung von 14 Bit auf. Vor der Digitalisierung erfolgt die analoge

Subtraktion des Leckstromanstiegs und eine anschließende Verstärkung des Signals. Dies dient laut der Dokumentation zur Reduzierung des ADC-Quantisierungsrauschens. Da keine Informationen über den genauen Aufbau dieser Schaltung vorliegen, kann diese nicht modelliert werden. Stattdessen wird das Quantisierungsrauschen des ADCs in der folgenden Untersuchung vernachlässigt. Für den Filtertyp wird ein Bessel-Filter zweiter Ordnung angenommen. Aufgrund der verzerrungsarmen Übertragungsfunktion im Zeitbereich ist dies ein gängige Filterarchitektur in DPPs [BB94; Cat02]. Im Folgenden werden experimentelle Messergebnisse, welche mit den Referenz-Detektoren und dem Referenz-DPP ermittelt werden, mit Simulationsergebnissen verglichen. Als Strahlungsquelle dient im Experiment eine ^{55}Fe -Quelle. In der Simulation wird diese Strahlung durch zwei Spektrallinien bei 5,898 keV (Mn- K_α Linie) und 6,490 keV (Mn- K_β Linie) im Intensitätsverhältnis eins zu 0,12 modelliert [Bea67].

Zunächst erfolgt ein Vergleich bezüglich des erreichten Signaldurchsatzes von Röntgenpulsen. In einer experimentellen Messreihe wird hierfür die Ausgangszählrate mit dem 20 mm² SDD bei einer Detektortemperatur von 238 K für verschiedene Eingangszählraten und Pulsformungszeiten mit dem Referenz-DPP ermittelt. Die Pulsformungszeit des Pulserkennungsfilters beträgt 50 ns und die Lückenzeit 0 ns. Im Energiefilter werden Pulsformungszeiten zwischen 100 ns und 4 μs betrachtet, wobei die Lückenzeit stets 300 ns beträgt. Die entsprechende simulierte Auswertung erfolgt mit denselben digitalen Filtern. Abbildung 4.15 zeigt die in der Simulation ermittelten Ausgangszählraten als Funktion der Eingangszählrate in Form von durchgezogenen Linien. Die verschiedenen Farben zeigen hierbei unterschiedliche Pulsformungszeiten des Energiefilters an. Zusätzlich sind als jeweils gleichfarbige Markierungen in der Messung ermittelte Ausgangszählraten dargestellt. Es sind keine Fehlerbalken gezeichnet, da diese kleiner als die Datenpunktmarkierungen sind. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Ausgangszählraten über einen weiten Bereich von Eingangszählraten und Pulsformungszeiten. Dies spricht für eine gute Nachbildung der zeitlichen Verteilung und der Anstiegszeiten der Röntgenpulse, sowie der Pulserkennung.

Neben dem Signaldurchsatz ist die Energieauflösung eine wichtige Kenngröße des Detektionssystems (siehe Abschnitt 3.7). Da im Experiment und in der Simulation dieselben digitalen Filter mit jeweils identischen Frequenzgängen verwendet werden, kann hierüber die Modellierung des Rauschens verifiziert werden. In einer experimentellen Messreihe wird die Energieauflösung anhand der Breite der Mn- K_α Spektrallinie für den 20 mm² SDD mithilfe einer ^{55}Fe -Quelle bestimmt. Es werden Detektortemperaturen zwischen 218 K und 258 K, sowie Pulsformungszeiten des Energiefilters zwischen 100 ns und 4 μs betrachtet. Des Weiteren wird eine Eingangszählrate von $5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ und eine Lückenzeit des Energiefilters von 300 ns verwendet. Abbildung 4.16 zeigt mithilfe der Simulation ermittelte Energieauflösungen als Funktion der Pulsformungszeit des Energiefilters in Form von durchgezogenen Linien. Die verschiedenen Farben zeigen hierbei unterschiedliche Detektortemperaturen an. Zusätzlich sind jeweils als gleichfarbige Punkte im Experiment ermittelte Energieauflösungen dargestellt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung bezüglich des qualitativen Verlaufs. Für hohe Temperaturen ergeben sich, insbesondere bei langen Pulsformungszeiten, in der Simulation statistisch signifikant schlechtere Energieauflösungen. In diesem Bereich wird das elektronische Rauschen im Filterausgang durch das Schrotrauschen dominiert [KW16]. Bereits in Tabelle 4.3 wurde beobachtet, dass das verwendete Rauschmodell die Höhe des Schrotrauschens bei vergleichsweise hohen Temperaturen überschätzt. Die

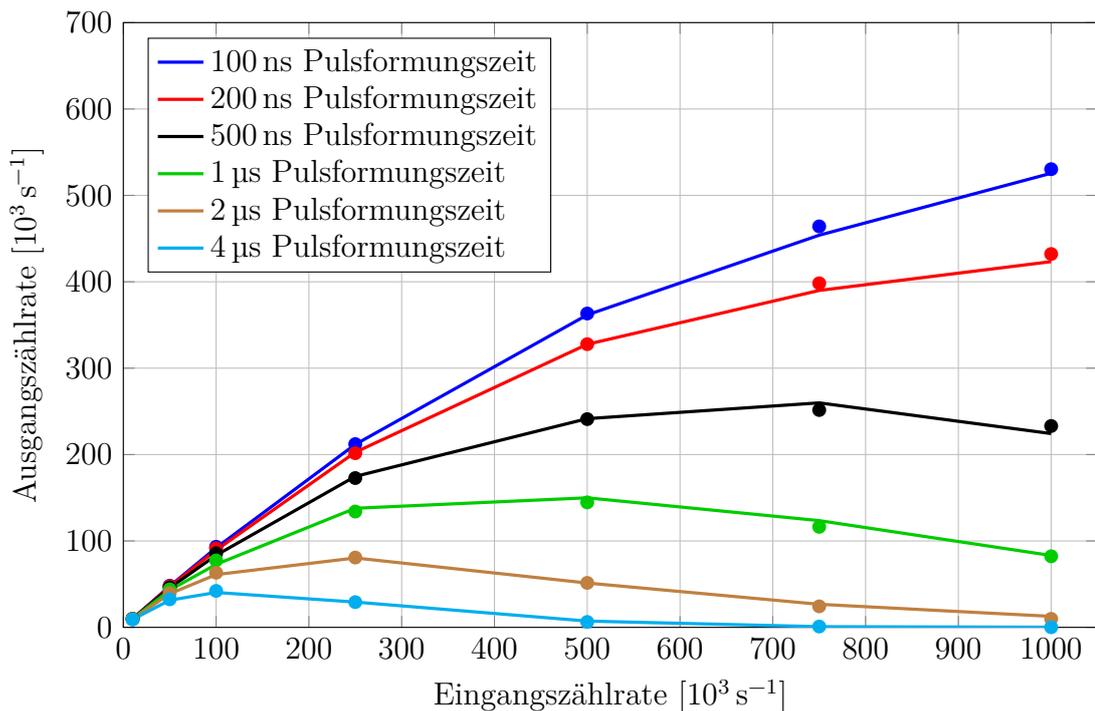


Abbildung 4.15: Zur Verifikation der Simulationsumgebung wird die Signalauswertung eines kommerziell erhältlichen Referenz-DPPs in der Simulation nachgebildet. Die gemessenen Ausgangszählraten für verschiedene Eingangszählraten sind als Punkte gezeichnet, während die entsprechenden Simulationsergebnisse als Linien dargestellt werden. Verschiedene Farben dienen zur Unterscheidung verschiedener Pulsformungszeiten des Energiefilters. Die Messergebnisse können mithilfe der Simulation in guter Übereinstimmung nachgebildet werden.

Detektortemperatur von 258 K liegt jedoch bereits über den typischen Einsatztemperaturen von SDDs, weshalb die Übereinstimmung im relevanten Temperaturbereich als hinreichend gut betrachtet und keine Modifikation des Modells durchgeführt wird. Weitere mögliche Gründe für Abweichungen zwischen Messung und Simulation sind der nicht modellierte Einfluss der Schaltung zur analogen Subtraktion des Leckstromanstiegs, die idealisierte Betrachtung des ADCs und der unbekannte Filtertyp des Tiefpassfilters.

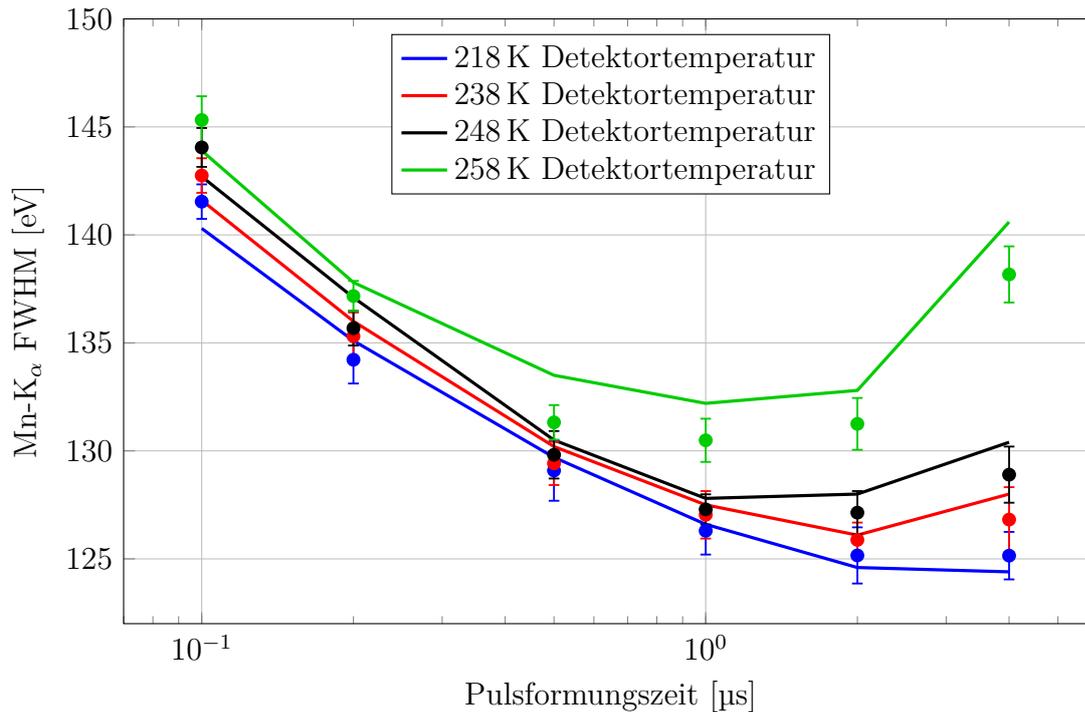


Abbildung 4.16: Mit dem Referenz-DPP bei verschiedenen Pulsformungszeiten des Energiefilters ermittelte Energieauflösungen werden entsprechenden Simulationsergebnissen gegenübergestellt. Messwerte werden als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt, wohingegen Simulationsergebnisse als Linien gezeichnet sind. Verschiedene Farben dienen zur Unterscheidung verschiedener Detektortemperaturen. Während sich bei vergleichsweise hohen Detektortemperaturen statistisch signifikante Abweichungen ergeben, bildet die Simulation die Energieauflösung bei geringen Temperaturen über weite Bereiche hinweg gut nach.

Kapitel 5

Untersuchung des Eingangspfads von digitalen Pulsprozessoren

In diesem Kapitel wird der Einfluss des analogen Eingangspfads und des ADCs in DPPs auf die Qualität der Signalverarbeitung untersucht. Hierbei werden mithilfe der in Kapitel 4 vorgestellten Simulationsumgebung typische Schaltungsteile analysiert und deren Einflussfaktoren aufgezeigt.

5.1 Aufgabenstellung und Signalkette

In einer typischen Signalkette zur Signalverarbeitung wird das Ausgangssignal von SDD-Modulen an einen Vorverstärker angebunden und dessen Ausgangsspannung zur Bestimmung des Energiespektrums in einen DPP gespeist (siehe Abschnitt 3.1). Innerhalb des DPPs besteht die Signalkette wiederum aus einer analogen Schaltung zur Konditionierung des Signals („analoger Eingangspfad“), einem ADC und einer digitalen Recheneinheit, beispielsweise einem FPGA. Damit ergibt sich insgesamt die in Abbildung 5.1 schematisch gezeigte Signalkette. In diesem Kapitel wird der Einfluss der Komponenten des analogen Eingangspfads im DPP auf die Signalverarbeitung untersucht. Hierbei wird die in Kapitel 4 vorgestellte Simulationsumgebung verwendet, um getrennt voneinander den Einfluss verschiedener Komponenten aufzuzeigen. Mithilfe der simulierten Signalauswertung werden die Einflüsse der Komponenten auf die Qualität der Auswertung, beispielsweise hinsichtlich der Energieauflösung oder des Signaldurchsatzes, aufgezeigt. In Abschnitt 5.2 wird zunächst der im analogen Eingangspfad typischerweise vorhandene Tiefpassfilter untersucht. Kommerziell erhältliche Vorverstärker bieten in der Regel die Möglichkeit zur Anpassung des Verstärkungsfaktors zwischen Ladungsverstärker-Ausgang und Vorverstärker-Ausgang, sowie zur Einstellung des dynamischen Spannungsbereichs der gepulsten Entladung (siehe Abschnitt 2.3) [KET19b]. Die Auswirkungen dieser Einstellungen und verschiedene Verfahren zur Eingangskopplung des Signals an den ADC werden in Abschnitt 5.3 diskutiert. Abschnitt 5.4 zeigt die Einflüsse der wichtigsten Eigenschaften des ADCs auf. Abschließend wird in Abschnitt 5.5 mithilfe der Erkenntnisse dieses Kapitels ein DPP-Prototyp in Hardware vorgestellt.

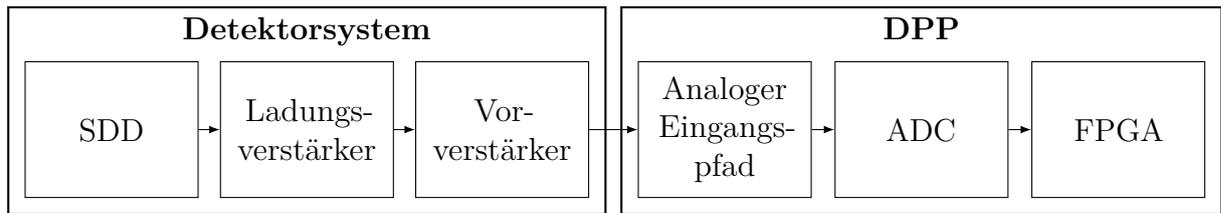


Abbildung 5.1: Detektorsysteme mit SDDs bestehen typischerweise aus einem SDD und einem Ladungsverstärker in einem Modulaufbau (siehe Abschnitt 2.4), sowie einem Vorverstärker. Das Signal wird in einem DPP ausgewertet, dessen Signalkette in der Regel aus einem analogen Eingangspfad, einem ADC und einem FPGA besteht.

5.2 Tiefpassfilter

Im analogen Eingangspfad eines DPPs wird typischerweise vor der Digitalisierung in einem ADC ein Tiefpassfilter auf das Ausgangssignal des Vorverstärkers angewendet [FV98; Cat02; WG06]. Da die Auswertung des Signals im Zeitbereich erfolgt (siehe Abschnitt 3.1), hat das Auftreten von Frequenz-Aliasing keinen unmittelbaren Einfluss auf die Ergebnisse der Signalauswertung [Nak18]. Trotzdem ist die Einschränkung der Signalbandbreite zur Reduzierung des Rauschens von Bedeutung. Insbesondere das innerhalb der Signalbandbreite frequenzunabhängige thermische Rauschen (siehe Gleichung 2.4) soll hierbei limitiert werden [TI16]. Aufgrund der Auswertung des Signals im Zeitbereich ist eine möglichst geringe Verzerrung der Signalform ein wichtiges Kriterium bei der Dimensionierung des Filters. Insbesondere soll die Amplitudeninformation der Röntgenpulse erhalten bleiben und daher ein Überschwingen in der Sprungantwort des Filter vermieden werden. In DPPs sind daher Bessel-Filter gängig, welche nahezu verzerrungsfreie Signalübertragung im Zeitbereich bieten [BB94; Ste+96; ZLL14; Nak18]. Diese weisen eine nahezu konstante Gruppenlaufzeit und einen linearen Phasengang im Durchlassbereich auf, wodurch die Wellenform des Signals im Zeitbereich nur wenig verändert wird [Wil13]. Im Frequenzbereich ist dahingegen die Steilheit des Amplitudengangs im Bereich der Grenzfrequenz vergleichsweise gering. Mit vergleichsweise einfachem schaltungstechnischen Aufwand, beispielsweise mithilfe einer Sallen-Key-Topologie oder einer Multiple-Feedback-Schaltung, können Bessel-Filter zweiter Ordnung praktisch realisiert werden [Paa01]. Diese Umsetzungsformen sind auch in der Literatur bei DPPs gebräuchlich, weshalb im Folgenden Bessel-Filter zweiter Ordnung betrachtet werden [Zha+19; Sax19].

Der Einfluss des Tiefpassfilters wird im Folgenden mithilfe der in Kapitel 4 vorgestellten Simulationsumgebung untersucht, wobei verschiedene Grenzfrequenzen¹ betrachtet werden. Vorteil einer niedrigen Grenzfrequenz ist eine verbesserte Unterdrückung von hochfrequenten Rauschanteilen, jedoch kann die stärkere Einschränkung der Signalbandbreite zu einer Verlängerung der Signalanstiegszeiten der Röntgenpulse führen. Letzteres kann eine Reduzierung des Signaldurchsatzes hervorrufen. Um diesen Zielkonflikt aufzuzeigen, wird ein Ausgangssignal eines 20 mm² SDDs bei einer Detektortemperatur von 238 K simuliert. Die simulierte Strahlung besteht aus einer einzelnen Spektrallinie mit einer Energie von

¹Als Grenzfrequenz wird die Frequenz bezeichnet, bei welcher die Amplitudenübertragung um 3 dB gegenüber dem Maximalwert abgefallen ist [Hor89].

5,898 keV, welche der Energie der Mn-K $_{\alpha}$ Linie entspricht (siehe Abschnitt 3.7). Es wird eine Photonenzählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ verwendet. Das Signal wird ohne Entladung simuliert, da diese für die folgenden Betrachtungen nicht relevant ist. Das simulierte Signal am Ausgang des Vorverstärkers wird anschließend in der Simulation des analogen Eingangspfads verarbeitet. Hier wird zunächst ausschließlich der Tiefpassfilter simuliert, wobei mit Grenzfrequenzen zwischen 6 MHz und 16 MHz vergleichbare Werte wie im Referenz-DPP (Abschnitt 4.3) betrachtet werden.

Zunächst wird der Einfluss der verschiedenen Tiefpassfilter auf die Signalanstiegszeit untersucht. Hierfür werden die Verteilungen der Signalanstiegszeiten in den tiefpassgefilterten Signalen bestimmt, indem die 10/90-Signalanstiegszeiten der Röntgenpulse durch Anpassung einer Gauß'schen Fehlerfunktion ermittelt und Häufigkeitsverteilungen berechnet werden. Abbildung 5.2 zeigt die so ermittelten Verteilungen der Signalanstiegszeiten für verschiedene Grenzfrequenzen des Tiefpassfilters. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nicht alle simulierten Verteilungen gezeigt. Als Referenz ist zudem die Verteilung der Signalanstiegszeiten am Ausgang des Vorverstärkers (siehe Abbildung 4.5) und somit vor der Anwendung eines Tiefpassfilters gezeigt. Diese weist Signalanstiegszeiten zwischen etwa 35 ns und 80 ns auf. Bei der Verwendung eines Tiefpassfilters mit einer Grenzfrequenz von 6 MHz treten deutlich längere Anstiegszeiten auf und es ergibt sich eine Verteilung zwischen etwa 80 ns und 120 ns. Für eine Grenzfrequenz von 10 MHz sind die Anstiegszeiten zwischen etwa 55 ns und 95 ns und für eine Grenzfrequenz von 14 MHz zwischen etwa 45 ns und 90 ns verteilt. Für noch höhere Grenzfrequenzen ergeben sich, im Vergleich hierzu, nur noch geringfügige Verkürzungen der Signalanstiegszeiten. Die qualitative Form der Verteilung der Signalanstiegszeiten bleibt für alle betrachteten Grenzfrequenzen näherungsweise erhalten.

Zur Beurteilung der Rauschunterdrückung wird zudem die empirische Standardabweichung des Rauschens nach den Tiefpassfiltern bestimmt. Hierfür wird der aus der Signalsimulation bekannte Leckstromanstieg von den tiefpassgefilterten Signalen subtrahiert, um ein in Abwesenheit von Röntgenpulsen mittelwertfreies Rauschsignal zu erhalten. In den tiefpassgefilterten Signalen wird im jeweils selben Signalbereich ohne Röntgenpulse die empirische Standardabweichung als Rauschmaß berechnet. Die so ermittelten Standardabweichungen sind in Abbildung 5.3 gezeigt. Als Referenz ist zusätzlich die empirische Standardabweichung des Rauschens vor dem Tiefpassfilter mit etwa 0,39 mV gezeichnet. Durch die Anwendung eines Tiefpassfilters kann die Höhe des Rauschens im Signal reduziert werden. Mit einer Grenzfrequenz von 16 MHz kann die empirische Standardabweichung des Rauschens beispielsweise auf etwa 0,25 mV vermindert werden. Durch die weitere Einschränkung der Bandbreite kann die empirische Standardabweichung reduziert werden, beispielsweise auf etwa 0,20 mV bei einer Grenzfrequenz von 10 MHz und auf etwa 0,17 mV bei einer Grenzfrequenz von 6 MHz.

Im Folgenden werden die in Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3 gezeigten Einflüsse anschaulicher dargestellt und mit spektroskopischen Kenngrößen verknüpft. Zunächst wird in der weiteren Simulation des analogen Eingangspfads ein idealer ADC mit einer vergleichsweise hohen Abtastfrequenz von 100 MHz und beliebige genauer Wertequantisierung simuliert, um dessen Einfluss zu minimieren. Die verschiedenen tiefpassgefilterten Signale werden mithilfe der simulierten Signalauswertung ausgewertet. In den Ergebnissen werden die Energieauflösung, welche mit höherem Maß an elektronischem Rauschen degradiert

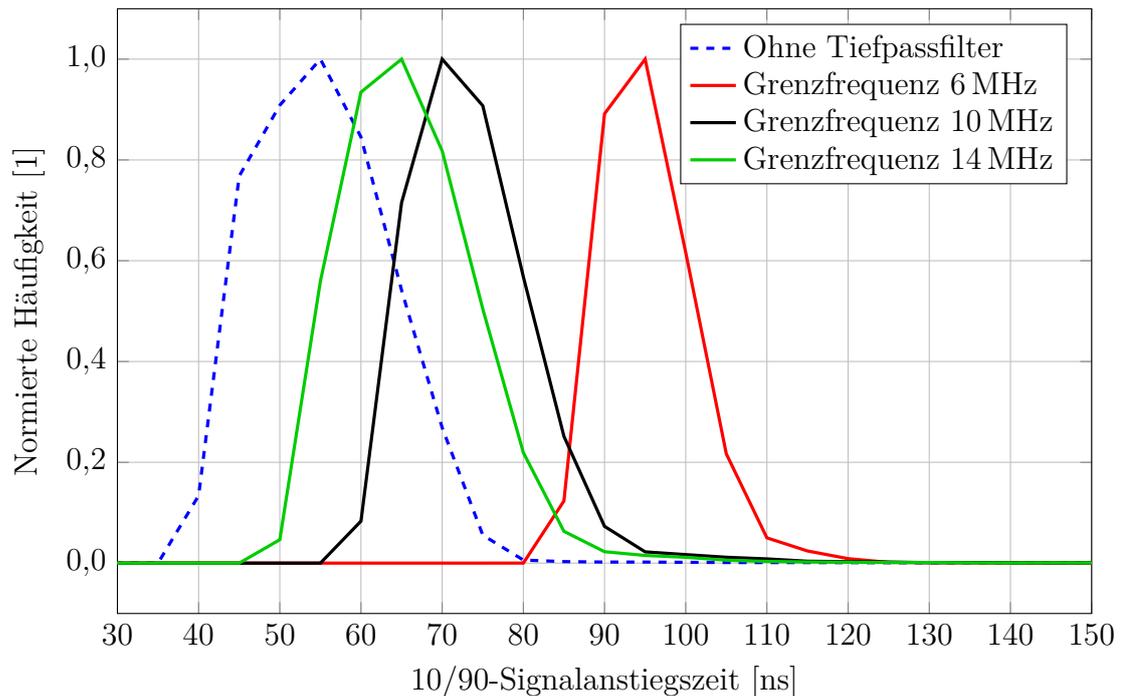


Abbildung 5.2: Ein simuliertes SDD Signal wird einer Tiefpassfilterung durch Bessel-Filter zweiter Ordnung mit verschiedenen Grenzfrequenzen unterzogen. Am Filterausgang wird jeweils die Verteilung der 10/90-Signalanstiegszeiten ermittelt. Als Referenz ist die Verteilung der Signalanstiegszeiten ohne die Anwendung eines Tiefpassfilters gezeigt. Niedrige Grenzfrequenzen führen aufgrund der stärkeren Einschränkung der Bandbreite zu längeren Signalanstiegszeiten.

(siehe Abschnitt 3.7), und der erzielte Signaldurchsatz, welcher von den Signalanstiegszeiten beeinflusst wird, betrachtet. In Abschnitt 3.2 wurde auf die Notwendigkeit einer Lückenzeit im Energiefilter zur Minimierung des ballistischen Defizits hingewiesen. Üblicherweise wird die Lückenzeit in Abhängigkeit der längsten Signalanstiegszeit im Ausgangssignal des ADCs gewählt [Kno00; Gat+04]. Da die Signalanstiegszeiten durch geringe Grenzfrequenzen des Tiefpassfilters verlängert werden (siehe Abbildung 5.2), muss, je nach Grenzfrequenz, die Lückenzeit angepasst werden. Für die folgende Betrachtung wird die Lückenzeit stets 100 ns länger als die maximale 10/90-Signalanstiegszeit gesetzt, um für alle Tiefpassfilter eine vergleichbare Reduzierung des ballistischen Defizits zu erreichen. Zudem wird die maximale 10/90-Signalanstiegszeit jeweils auf eine mit der Abtastfrequenz von 100 MHz realisierbare Lückenzeit aufgerundet. In den folgenden Untersuchungen wird daher eine Lückenzeit von 220 ns für den Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von 6 MHz, eine Lückenzeit von 210 ns bei einer Grenzfrequenz von 8 MHz, eine Lückenzeit von 200 ns bei einer Grenzfrequenz von 10 MHz und eine Lückenzeit von 190 ns bei den Grenzfrequenzen 12 MHz, 14 MHz und 16 MHz verwendet. Die simulierte Signalauswertung verwendet des Weiteren eine Pulsformungszeit von 20 ns für den Pulserkennungsfilter und einen Schwellwert zur Pulserkennung, welcher einer Energie von 400 eV entspricht. Es wird Pulsabtastung zur Energiewertbestimmung verwendet. Für die Pulsformungszeit des Energiefilters werden Werte zwischen 20 ns und 5 μ s betrachtet.

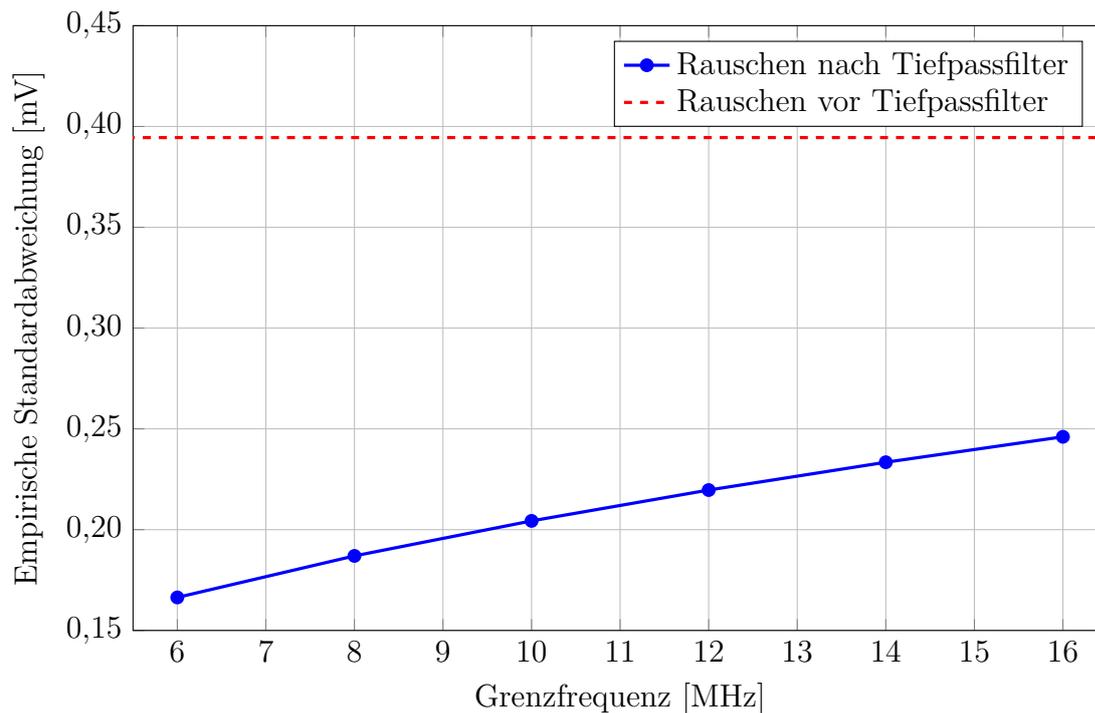


Abbildung 5.3: Gezeigt ist die empirische Standardabweichung des Rauschens nach der Anwendung des Tiefpassfilters als Funktion der Grenzfrequenz. Als Referenz ist die empirische Standardabweichung des Rauschens am Eingang des Tiefpassfilters gezeigt. Niedrige Grenzfrequenzen führen aufgrund der stärkeren Einschränkung der Bandbreite zu verbesserter Rauschunterdrückung.

Von der simulierten Auswertung wird zur Bewertung des erzielten Signaldurchsatzes zunächst die Ausgangszählrate bei den verschiedenen tiefpassgefilterten Signalen für die Photonen-zählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ betrachtet. In Abbildung 5.4 ist die ermittelte Ausgangszählrate in Abhängigkeit der Grenzfrequenz des Tiefpassfilters gezeigt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind lediglich Ergebnisse bis zu einer Pulsformungszeit von $1 \mu\text{s}$ gezeigt. Es ergibt sich eine Erhöhung der Ausgangszählrate mit höheren Grenzfrequenzen, welche insbesondere für kurze Pulsformungszeiten signifikant ist. Bei einer Pulsformungszeit von 50 ns ergibt sich beispielsweise eine Erhöhung der Ausgangszählrate von $593,1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 6 MHz auf $622,0 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 10 MHz und auf $631,9 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 16 MHz . Für längere Pulsformungszeiten fällt die Erhöhung der Ausgangszählrate geringer aus. Für die Pulsformungszeit von $1 \mu\text{s}$ ergibt sich eine Erhöhung der Ausgangszählrate von $89,6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 6 MHz auf $94,0 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 10 MHz und auf $95,3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 16 MHz . Grund hierfür ist, dass die Änderungen der Lückenzeit im Vergleich zur gesamten Filterlänge, welche sich aus der Summe von zwei mal Pulsformungszeit plus Lückenzeit zusammensetzt (siehe Abbildung 3.1), verhältnismäßig klein ist. Die Reduzierung der Lückenzeit aufgrund der schnellen Signalanstiegszeiten fällt für lange Pulsformungszeiten kaum ins Gewicht und führt nur zu geringfügigen Erhöhungen des Signaldurchsatzes.

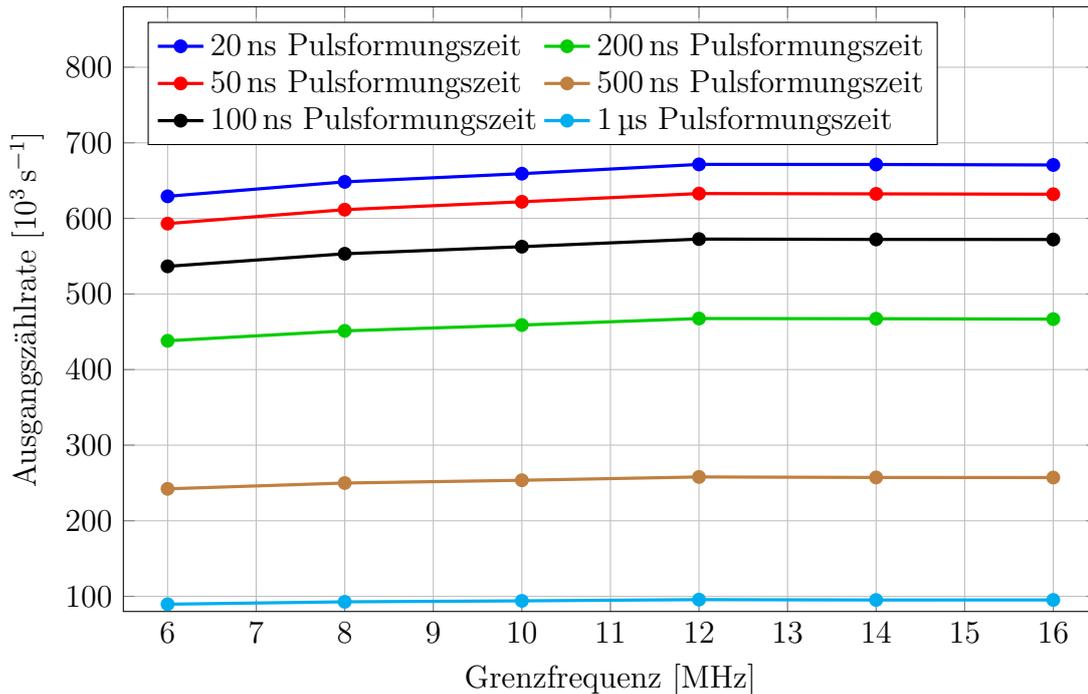


Abbildung 5.4: Mithilfe der simulierten Signalauswertung wird die Ausgangszählrate für verschiedene Grenzfrequenzen des Tiefpassfilters ermittelt, wobei unterschiedliche Pulsformungszeiten im Energiefilter betrachtet werden. Tiefpassfilter mit niedrigen Grenzfrequenzen erfordern die Verwendung längerer Lückenzeiten, welche zu einer Reduzierung der Ausgangszählrate führen. Der Einfluss steigt bei kurzen Pulsformungszeiten, da hier der Beitrag der Lückenzeit zur gesamten Filterlänge höher ist.

Zur Quantifizierung der Energieauflösung wird die FWHM der Mn- K_α Linie in den ermittelten Energiespektren aus der Simulation bestimmt. Abbildung 5.5 zeigt die erzielte Energieauflösung als Funktion der Grenzfrequenz des Tiefpassfilters. Auch hier wird zur besseren Übersicht auf die Darstellung von Pulsformungszeiten größer als $1 \mu\text{s}$ verzichtet. Für Pulsformungszeiten größer-gleich 500 ns zeigt sich keine signifikante Abhängigkeit der Energieauflösung von der Grenzfrequenz. Dies ist plausibel, da Trapezfilter mit hohen Pulsformungszeiten eine gute Unterdrückung von weißem Rauschen aufweisen [Gat+90; Nak18]. Da der digitale Filter des DPPs Rauschen bei hohen Frequenzen bereits wirkungsvoll unterdrückt, weist die Grenzfrequenz des analogen Tiefpassfilters kaum einen Einfluss auf. Bei kurzen Pulsformungszeiten zeigt sich hingegen, dass niedrige Grenzfrequenzen zu einer Verbesserung der Energieauflösung führen. So kann beispielsweise bei einer Pulsformungszeit von 50 ns die Energieauflösung von $170,7 \text{ eV}$ bei einer Grenzfrequenz von 16 MHz auf $163,6 \text{ eV}$ bei einer Grenzfrequenz von 10 MHz und auf $154,3 \text{ eV}$ bei einer Grenzfrequenz von 6 MHz verbessert werden. Grund hierfür ist die vergleichsweise geringe Unterdrückung von weißem Rauschen der digitalen Trapezfilter bei kurzen Pulsformungszeiten.

Als Ergebnis dieses Abschnitts kann zusammengefasst werden, dass die Grenzfrequenz des Tiefpassfilters hohen Einfluss auf die Signalauswertung bei kurzen Pulsformungszeiten aufweist, welche bei der Messung mit hohen Photonenzählraten eingesetzt werden. Hier führt die Reduzierung der Signalbandbreite im analogen Eingangspfad zu signifikanten

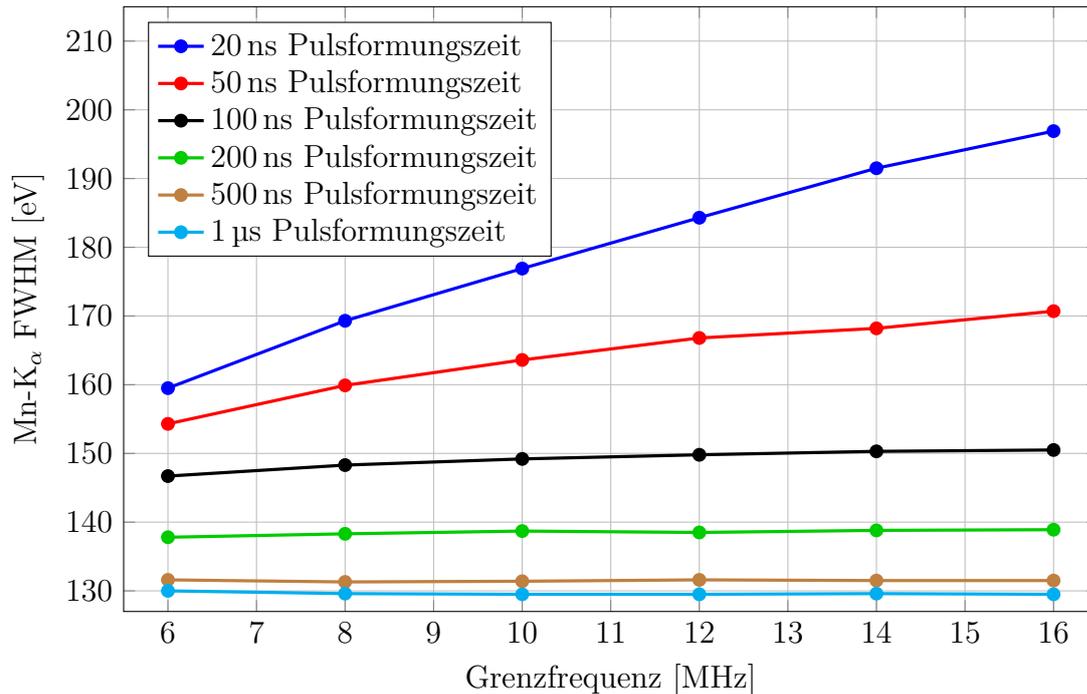


Abbildung 5.5: In den Energiespektren der simulierten Auswertung wird die Energieauflösung über die FWHM der Mn- K_{α} Linie bestimmt. Durch die Verwendung von Tiefpassfiltern mit geringen Grenzfrequenzen kann die Energieauflösung bei kurzen Pulsformungszeiten verbessert werden. Bei langen Pulsformungszeiten zeigt die Energieauflösung nur eine geringe Abhängigkeit von der Grenzfrequenz des Tiefpassfilters, da der digitale Trapezfilter hier eine hohe Unterdrückung von weißem Rauschen aufweist.

Verbesserungen der Energieauflösung, jedoch auch zur Reduzierung des Signaldurchsatzes, sodass je nach Applikation ein Kompromiss getroffen werden muss. Für Anwendungen mit Pulsformungszeiten größer-gleich etwa $1 \mu\text{s}$ hat die Wahl der Grenzfrequenz nur noch geringen Einfluss auf die Energieauflösung und auf den Signaldurchsatz. Auch für SDDs mit längeren Signalanstiegszeiten (beispielsweise der in Abbildung 4.5 betrachtete 150 mm^2 SDD) wird der in diesem Abschnitt aufgezeigte Zielkonflikt aus Energieauflösung und Signaldurchsatz vermindert. In diesem Fall können geringe Grenzfrequenzen mit kleineren Einbußen des Signaldurchsatzes gewählt werden.

5.3 Eingangskopplung

Ein verbreitetes Konzept zur Konditionierung der Ausgangsspannung des Vorverstärkers im analogen Eingangspfad von DPPs ist die Einführung eines Hochpassfilters [KW16; Nak18]. Der Hochpassfilter dient zur Transformation des durch Röntgenpulse stufenartig ansteigenden Signals (siehe Abschnitt 2.5) in eine von abklingenden Pulsen überlagerte Gleichspannung. Hierbei wird der dynamische Spannungsbereich des Signals auf die Wechsellspannungskomponenten reduziert, wodurch die Digitalisierung mit einem ADC erleichtert wird. Nach der Digitalisierung wird der Einfluss des Hochpassfilters mit digitalen

Algorithmen kompensiert, bevor die weitere Auswertung durchgeführt wird. In der Praxis findet sowohl dieses, als AC-Kopplung bezeichnete Konzept, als auch die vollständige Digitalisierung des stufenartig ansteigenden Signals (auch: DC-Kopplung) Anwendung [WG06; XGL20; Amp21]. Im Folgenden soll ein quantitativer Vergleich der beiden Konzepte durchgeführt werden.

Grundsätzlich wird, unabhängig von der Art der Eingangskopplung, die Einführung einer möglichst hohen Verstärkung in der Signalkette angestrebt, um den Einfluss von Rauschbeiträgen aus dem analogen Eingangspfad, dem ADC und von externen Störquellen zu reduzieren. Dies steht jedoch bei beiden Eingangskopplungen im Konflikt mit der Maximierung des Signaldurchsatzes. Wie im Folgenden gezeigt, unterscheiden sich hierbei jedoch die Mechanismen bei AC- und DC-gekoppelten Eingangspfaden. In beiden Fällen stellt die Kombination aus hochenergetischer Strahlung und hohen Photonen-zählrate den kritischen Fall dar, da hier schnelle Signaländerungen über einen hohen Spannungsbereich im Vorverstärkersignal auftreten. Daher wird ein solcher Fall mithilfe der Simulation betrachtet und die Unterschiede der Konzepte quantitativ dargestellt. Es wird ein Signal mit einer Spektrallinie bei 40 keV durch die Signalsimulation erzeugt. Dies ist eine vergleichsweise hohe Röntgenenergie und die Quanteneffizienz der verwendeten 450 μm dicken SDDs beträgt hier bereits weniger als 5% [Cha+19]. Die Photonen-zählrate wird mit $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ auf einen vergleichsweise hohen Wert festgelegt. Es wird ein 20 mm^2 SDD bei einer Detektortemperatur von 238 K simuliert. Für beide Eingangspfad-Konzepte wird durch die simulierte Signalauswertung der Signaldurchsatz anhand der ermittelten Ausgangszählrate und die Energieauflösung anhand der FWHM der Spektrallinie bei 40 keV quantifiziert. Hierbei wird in der Simulation des analogen Eingangspfads ein Bessel-Filter zweiter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 12 MHz verwendet. Es wird ein idealer ADC mit einem Eingangsbereich von 2 V verwendet². Die Wertequantisierung durch den ADC wird in diesem Abschnitt nicht simuliert, sondern in Unterabschnitt 5.4.1 isoliert beachtet³. Die Abtastfrequenz des ADCs wird zunächst auf 40 MHz festgelegt. Der Einfluss höherer Abtastfrequenzen wird später in Unterabschnitt 5.3.3 betrachtet. In der Signalsimulation wird das Signal zunächst ohne Entladung simuliert. Mit beiden Konzepten der Eingangskopplung wird der Spannungsbereich des Signals anschließend auf den Eingangsbereich des ADCs reduziert. Zudem wird das Signal mit der Sensitivität von 1,6 mV keV^{-1} simuliert. Dies ist gerade die Sensitivität des verwendeten Ladungsverstärkers (siehe Abschnitt 4.1) und entspricht einem Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers von eins [XGL21a]. Im Laufe dieses Abschnitts werden anschließend verschiedene Verstärkungsfaktoren auf das Signal angewendet. Für die simulierte Signalauswertung wird eine Pulsformungszeit von 50 ns im Pulserkennungsfilter und von 100 ns im Energiefilter verwendet. Durch diese Pulsformungszeit im Energiefilter kann eine relative Totzeit unterhalb von etwa 63% für die Photonen-zählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ erreicht werden⁴. Die Lückenzeit im Energiefilter beträgt

²Dies ist ein typischer Eingangsbereich für ADCs mit den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Spezifikationen [Ana05; Ana10; Lin10; Lin11; Ana13].

³Grund hierfür ist, dass im Folgenden Eingangspfade mit unterschiedlichen analogen Verstärkungen betrachtet werden und der Einfluss der Eingangskopplung isoliert von Rauscheinflüssen wie dem Quantisierungsrauschen betrachtet werden soll.

⁴Bei definierter Photonen-zählrate und Filterlänge wird im Modell mit variablen Totzeitintervallen (siehe Abschnitt 3.6) die maximale Ausgangszählrate bei einer relativen Totzeit von $1 - e^{-1} \approx 63\%$ erreicht [Kno00].

300 ns, um Einflüsse durch das ballistische Defizit zu minimieren. Der Schwellwert zur Pulserkennung wird auf einen der Energie von 400 eV entsprechenden Wert festgelegt. Im Folgenden wird die jeweilige Auslegung der Eingangspfade vorgestellt, die Ergebnisse der Auswertungen für beide Konzepte gezeigt und anschließend ein Vergleich durchgeführt.

5.3.1 DC-gekoppelter Eingangspfad

Im Fall der DC-Kopplung soll die Ausgangsspannung des Vorverstärkers vollständig durch den ADC eingelesen werden. Der verwendete Ladungsverstärker ASIC vom Typ „CUBE“ kann am Ausgang einen dynamischen Spannungsbereich von maximal 2 V liefern [XGL21a]. Bei einem Verstärkungsfaktor von eins zwischen Ladungsverstärker-Ausgang und ADC-Eingang kann dieser Spannungsbereich vollständig durch den ADCs mit dem angenommenen Eingangsbereich von ebenfalls 2 V eingelesen werden. Wird die Verstärkung über den Wert von eins hinaus erhöht, so muss der dynamische Spannungsbereich dahingegen durch vorzeitiges Auslösen der Entladung im Vorverstärker auf 2 V reduziert werden. Wird beispielsweise ein Verstärkungsfaktor von zwei zwischen Ausgang des Ladungsverstärkers und Eingang des ADCs verwendet, so muss über die Entladung ein dynamischer Bereich von 1 V am Ausgang des Ladungsverstärkers eingestellt werden. Je höher die Verstärkung in der Signalkette gewählt wird, desto weiter muss der dynamische Bereich am Ausgang des Ladungsverstärkers durch diesen Mechanismus eingeschränkt werden. Durch die Reduzierung des dynamischen Bereichs am Ausgang des Ladungsverstärkers muss die Entladung unter gleichen Strahlungsbedingungen häufiger durchgeführt werden, wobei die Rate der Entladung proportional zur Verstärkung ansteigt. Bei der Auslegung der Signalkette muss daher im Fall der DC-Kopplung eine Abwägung zwischen Verstärkungsfaktor und Häufigkeit der Entladung getroffen werden. Während eine hohe Verstärkung zur Reduzierung des Einflusses von Rauschbeiträgen wie beispielsweise dem Quantisierungsrauschen des ADCs, dem Eigenrauschen des Eingangspfads und eingekoppelten Störungen führt, sinkt mit höherer Entladungsrate der Signaldurchsatz aufgrund von erhöhten Totzeiten durch Entladungen. Diese Totzeiten fallen insbesondere bei hohen Röntgenenergien und hohen Photonenzählrate ins Gewicht, da hier die Entladung häufig ausgeführt wird.

Dieser Zielkonflikt soll mithilfe der Simulation quantifiziert werden. Hierfür wird der dynamische Spannungsbereich des oben beschriebenen simulierten Signals durch Entladungen (siehe Unterabschnitt 4.1.4) auf Werte zwischen 0,1 V und 2,0 V am Ausgang des Ladungsverstärkers reduziert. Anschließend wird auf die Signale eine Verstärkung angewendet, sodass der dynamische Spannungsbereich am Eingang des ADCs jeweils 2,0 V beträgt. So wird beispielsweise für den kleinsten betrachteten dynamischen Spannungsbereich von 0,1 V eine Verstärkung von 20 und für den größten betrachteten dynamischen Spannungsbereich von 2,0 V eine Verstärkung von eins verwendet. Die simulierten ADC Signaldaten werden wie oben beschrieben ausgewertet. Als Referenz wird dasselbe Signal auch ohne Entladung ausgewertet, wobei hierbei ein ADC mit unbeschränktem Eingangsbereich simuliert wird. Mithilfe der simulierten Auswertung wird in allen Fällen die Ausgangszählrate als Maß für den Signaldurchsatz ermittelt. Abbildung 5.6 zeigt die in der Simulation ermittelte Ausgangszählrate als Funktion des dynamischen Spannungsbereichs am Ausgang des Ladungsverstärkers. Zusätzlich ist als horizontale Linie die Ausgangszählrate

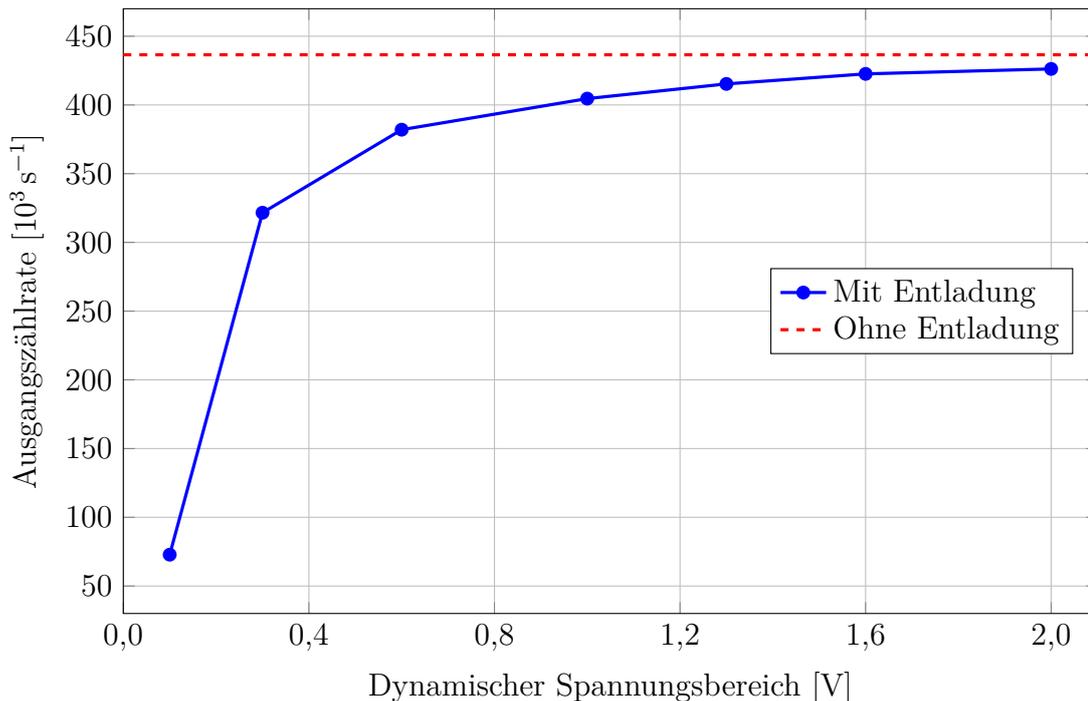


Abbildung 5.6: In DC-gekoppelten Eingangspfaden erfordern hohe Verstärkungen in der Signalkette die Verminderung des dynamischen Spannungsbereichs am Ausgang des Ladungsverstärkers. Ein kleinerer dynamischer Spannungsbereich bedingt die Reduzierung des Signaldurchsatzes, welche hier über die Ausgangszählrate angegeben wird. Grund hierfür ist die erhöhte Totzeit durch Entladungen. Zu Referenzzwecken ist zudem die Ausgangszählrate gezeichnet, die mit demselben Signal ohne Entladung erreicht werden könnte.

von $436,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ gezeichnet, welche in der Simulation ohne Entladung erreicht wird. Hierbei ist die Totzeit ausschließlich durch das Auftreten von Summenereignissen (siehe Abschnitt 3.3) bedingt. Es ist zu sehen, dass die Ausgangszählrate für alle dynamischen Spannungsbereiche unterhalb der Simulation ohne Entladung liegt, da in allen Fällen zusätzliche Totzeit durch die Entladung entsteht. Dieser Verlust steigt für kleinere dynamische Spannungsbereiche an, da hier die Entladung häufiger durchgeführt wird. Während mit einem dynamischen Spannungsbereich von 2,0 V eine Ausgangszählrate von $426,2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ erreicht werden kann, sinkt der Signaldurchsatz beispielsweise auf $415,3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einem dynamischen Spannungsbereich von 1,3 V und auf $72,8 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einem dynamischen Spannungsbereich von 0,1 V.

In der Simulation wird weder die Wertequantisierung durch den ADC, noch das Eigenrauschen des analogen Eingangspfads simuliert. Die Energieauflösung zeigt in dieser Simulation daher keine signifikante Abhängigkeit von der Verstärkung und beträgt im Mittel über alle dynamische Spannungsbereiche $(318,7 \pm 1,0) \text{ eV}$ ⁵.

⁵Das Fano-Limit beträgt bei der betrachteten Energie von 40 keV nach Gleichung 2.2 etwa 305 eV. Die FWHM von 318,7 eV bei 40 keV entspricht einer Energieauflösung von etwa 149,1 eV bei der Mn-K_α Linie (siehe Gleichung 3.1).

5.3.2 AC-gekoppelter Eingangspfad

Im Fall der AC-Kopplung wird das Ausgangssignal des Vorverstärkers einer Hochpassfilterung unterzogen, um Gleichspannungsanteile zu unterdrücken. Durch den Hochpassfilter wird das durch Röntgenpulse stufenartig ansteigende Signal mit einem gewissen dynamischen Spannungsbereich in abklingende Pulse um eine Gleichspannung überführt und anschließend eine Verstärkung auf das Signal angewendet. Der dynamische Spannungsbereich am Ausgang des Ladungsverstärkers kann somit unabhängig vom Eingangsbereich des ADCs gewählt werden. Es ist daher zur Optimierung des Signaldurchsatzes nicht sinnvoll, den dynamischen Spannungsbereich am Ausgang des Ladungsverstärkers durch vorzeitige Entladung einzuschränken. In der folgenden Simulation wird daher der maximale dynamische Spannungsbereich von 2,0 V am Ausgang des Ladungsverstärkers genutzt. Dieses Signal wird durch einen simulierten Hochpassfilter gefiltert und anschließend verstärkt, wobei nacheinander verschiedene Zeitkonstanten und Verstärkungsfaktoren betrachtet werden. Diese Signaldaten werden in der Simulation des analogen Eingangspfads verarbeitet. Hier wird, wie oben beschrieben, der Tiefpassfilter und der ADC simuliert. Im Gegensatz zur DC-Kopplung hat die Wahl der Verstärkung bei der AC-Kopplung keinen Einfluss auf die Häufigkeit der Entladung. Dennoch ergibt sich eine Abhängigkeit des Signaldurchsatzes von der Verstärkung über die zwei im Folgenden beschriebenen Mechanismen. Zum einen kann das Spannungssignal nach dem Hochpassfilter durch die Überlagerung aufeinanderfolgender Röntgenpulse den Eingangsbereich des ADCs übersteigen. Während dieser Übersättigung des ADCs entsteht Totzeit in der Signalauswertung, welche den Signaldurchsatz reduziert. Die Wahrscheinlichkeit hierfür steigt mit der Verstärkung, der Röntgenenergie, der Photonenzählrate und der Zeitkonstante des Hochpassfilters an. Der zweite negative Einfluss hoher Verstärkungen auf den Signaldurchsatz ist die verlängerte Totzeit pro Entladung. Grund hierfür ist, dass die Entladung am Ausgang des Hochpassfilters einen negativen Puls mit einer Amplitude von näherungsweise des dynamischen Spannungsbereichs des Vorverstärkersignals erzeugt. Am Eingang des ADCs ist dieser Puls um die jeweilige Verstärkung erhöht. Die Spannung unterschreitet daher bei der Entladung den Eingangsbereich des ADCs. Die Signalauswertung kann nach einer Entladung erst fortgesetzt werden, wenn die Spannung wieder in den Eingangsbereich des ADCs zurückkehrt. Hierfür muss der negative Puls entsprechend stark abgeklungen sein, wobei die Zeitdauer von der Zeitkonstante des Hochpassfilters bestimmt wird. Auch dieser Effekt ist am ausgeprägtesten bei hohen Röntgenenergien und Photonenzählrate, da die Häufigkeit der Entladung ansteigt, sowie bei hohen Verstärkungen, da die Amplitude des negativen Entladungspulses ansteigt.

Ein wichtiger Einflussfaktor bei der AC-Kopplung ist die Zeitkonstante des Hochpassfilters. Eine kurze Zeitkonstante führt sowohl zu einem schnelleren Abklingen des Entladungspulses und reduziert auch die Wahrscheinlichkeit der Übersättigung des ADC Eingangsbereichs durch Überlagerungen, da die zeitliche Dauer der Röntgenpulse reduziert wird. Andererseits führt eine kurze Zeitkonstante des Hochpassfilter jedoch zu einer stärkeren Dämpfung von Signalkomponenten im Frequenzbereich. Im Zeitbereich bedeutet dies, dass es am Eingang des ADCs zu einer signifikanten Reduzierung der Amplitude kommt, wenn die Zeitkonstante des Hochpassfilters in der Größenordnung der Signalanstiegszeit der Röntgenpulse liegt [KW16]. Durch diese Reduzierung an Signalinformationen nimmt der Einfluss des Rauschens im analogen Eingangspfad des DPPs zu und erfordert daher eine etwas höhere Verstärkung bei der AC-Kopplung. Ein weiterer negativer Effekt kurzer

Zeitkonstanten ist ein erhöhter Einfluss der Abtastfrequenz des ADCs. Da die Röntgenpulse asynchron zum Takt des ADCs auftreten, variiert, je nach Abtastzeitpunkt, die Amplitude im digitalisierten Signal. Für schnell abklingende Pulse durch kürzere Zeitkonstanten hängt die Qualität der digitalen Rückrechnung stärker von den Abtastzeitpunkten ab. DPPs mit AC-gekoppelten Eingangspfaden aus der Literatur verwenden für die Signalauswertung von SDDs beispielsweise Zeitkonstanten von $12\ \mu\text{s}$ [SME11], $1\ \mu\text{s}$ bis $3\ \mu\text{s}$ [Bog+09] oder $3,2\ \mu\text{s}$ [Bla+17]. Kommerziell erhältliche DPPs mit AC-gekoppelten Eingangspfaden verwenden beispielsweise Zeitkonstante von standardmäßig $3,2\ \mu\text{s}$ und von $1,6\ \mu\text{s}$ für Eingangszählraten größer als $1 \cdot 10^5\ \text{s}^{-1}$ [Amp21] oder einstellbare Zeitkonstanten zwischen $36\ \text{ns}$ und $30\ \mu\text{s}$ [Mox13]. In letzteren Beispiel soll nach Herstellerangabe die Zeitkonstante auf etwa das 1,5-fache der Pulsformungszeit des Energiefilters eingestellt werden. Im Folgenden werden verschiedene Zeitkonstanten zwischen $50\ \text{ns}$ und $5\ \mu\text{s}$ betrachtet, um diesen Einfluss zu untersuchen.

Der Signaldurchsatz und die Energieauflösung mit AC-Kopplung wird für verschiedene Zeitkonstanten des Hochpassfilters und verschiedene Verstärkungen mithilfe der Simulation ermittelt. Hierfür wird das oben beschriebene Signal durch simulierte Entladungen auf einen dynamischen Spannungsbereich von $2\ \text{V}$ reduziert und in Hochpassfiltern erster Ordnung mit verschiedenen Grenzfrequenzen gefiltert und, analog zur DC-Kopplung, Verstärkungen zwischen eins und 20 auf das Signal angewendet. Anschließend wird der Tiefpassfilter und der ADC wie im Fall der DC-Kopplung simuliert und das Signal ausgewertet. Hierbei wird vor der Berechnung der digitalen Filter in der simulierten Auswertung der Einfluss des Hochpassfilters zurückgerechnet. Analog zur DC-Kopplung wird anschließend unter identischen Bedingungen der Signaldurchsatz über die Ausgangszählrate bestimmt. Abbildung 5.7 zeigt die ermittelten Ausgangszählraten als Funktion der Verstärkung im analogen Eingangspfad für verschiedene Zeitkonstanten des Hochpassfilters. Die maximale Ausgangszählrate von $413,3 \cdot 10^3\ \text{s}^{-1}$ wird für eine Zeitkonstante von $50\ \text{ns}$ und eine Verstärkung von eins erreicht. Höhere Verstärkungen führen bei dieser Zeitkonstante nur zu einer vergleichsweise geringen Reduzierung der Ausgangszählrate, beispielsweise auf $408,4 \cdot 10^3\ \text{s}^{-1}$ bei einer Verstärkung von 20. Die Abhängigkeit der Ausgangszählrate von der Verstärkung liegt bei dieser Zeitkonstante in der verlängerten Totzeit pro Entladung begründet. Für eine Zeitkonstante von $50\ \text{ns}$ wird die oben beschriebene Übersättigung des ADC Eingangsbereichs durch die Überlagerung von Röntgenpulsen im betrachteten Bereich von Verstärkungen nicht beobachtet. Mit längeren Zeitkonstanten im Hochpassfilter wird der Signaldurchsatz im Allgemeinen reduziert. Bei geringen Verstärkungen ist dies durch das langsamere Abklingen des Entladungspulses und der dadurch verlängerten Totzeit pro Entladung begründet. Bei hohen Verstärkungen und langen Zeitkonstanten kommt es zudem zur Übersättigung des ADC Eingangsbereichs durch die Überlagerung von Röntgenpulsen. Dieser Effekt führt beispielsweise bei einer Zeitkonstante von $2\ \mu\text{s}$ zur vergleichsweise hohen Reduzierung der Ausgangszählrate von $338,3 \cdot 10^3\ \text{s}^{-1}$ bei einer Verstärkung von sechs auf etwa $26,1 \cdot 10^3\ \text{s}^{-1}$ bei einer Verstärkung von 20.

Zudem zeigt sich bei der AC-Kopplung eine Abhängigkeit der Energieauflösung von der Zeitkonstante. Für Zeitkonstanten größer oder gleich $500\ \text{ns}$ zeigt die Energieauflösung keinen signifikanten Unterschied zum Wert der DC-Kopplung mit $(318,7 \pm 1,0)\ \text{eV}$. Dagegen degradiert die Energieauflösung bei einer Zeitkonstante von $200\ \text{ns}$ auf $(328,9 \pm 0,6)\ \text{eV}$, bei einer Zeitkonstante von $100\ \text{ns}$ auf $(375,1 \pm 0,7)\ \text{eV}$ und bei einer Zeitkonstante von

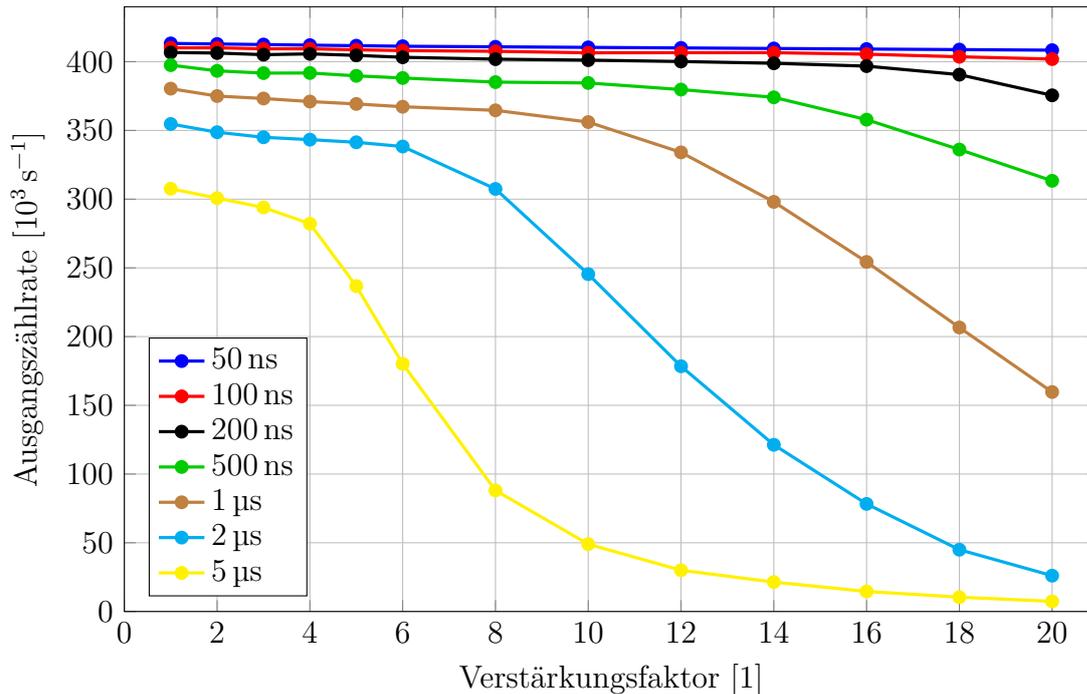


Abbildung 5.7: In AC-gekoppelten Eingangspfaden verlängern höhere Verstärkungen und längere Zeitkonstanten des Hochpassfilters die Totzeit pro Entladung, wodurch der über die Ausgangszählrate angegebene Signaldurchsatz vermindert wird. Für lange Zeitkonstanten und hohe Verstärkungen (beispielsweise $2\ \mu\text{s}$ und Verstärkungen größer sechs) kommt es zusätzlich zur Übersättigung des ADC Eingangsbereichs durch die Überlagerung von Röntgenpulsen, wodurch es zu einer stärkeren Reduzierung der Ausgangszählrate kommt.

$50\ \text{ns}$ auf $(538,7 \pm 0,9)\ \text{eV}$ ⁶. Der Grund für diese Abhängigkeit ist die Schwankung der maximalen Pulshöhen in den ADC Daten aufgrund der zeitlichen Quantisierung, welche zu zusätzlichen Schwankungen der Amplituden in der Signalauswertung führt.

5.3.3 Vergleich der Ergebnisse

Zur besseren Vergleichbarkeit zwischen AC- und DC-Kopplung werden die jeweiligen Ergebnisse bezüglich Signaldurchsatz und Energieauflösung in gemeinsamen Diagrammen darstellt. Hierfür werden zunächst die in Abbildung 5.6 auf der Abszissenachse aufgetragenen dynamischen Spannungsbereiche in den jeweils entsprechenden Verstärkungsfaktor zwischen Ausgang des Ladungsverstärkers und Eingang des ADCs umgerechnet. Zudem werden die Ausgangszählraten auf den Ordinaten von Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7 in ein anschaulicheres Maß überführt. Es wird ein Effizienzfaktor definiert, welcher sich aus dem Quotient von Ausgangszählrate bei einer gewissen Verstärkung und Ausgangszählrate im Fall ohne Entladung ergibt. So wird beispielsweise in Abbildung 5.6 mit einem dynamischen Spannungsbereich von $2,0\ \text{V}$ eine Ausgangszählrate von $426,2 \cdot 10^3\ \text{s}^{-1}$ erreicht, wohingegen die Auswertung desselben Signals ohne Entladung eine Ausgangszählrate

⁶Die graphische Darstellung dieser Werte erfolgt im folgenden Abschnitt in Abbildung 5.9 beim Vergleich von AC- und DC-Kopplung.

von $436,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ liefert. Der Signaldurchsatz wird durch die Auslegung des analogen Eingangspfads reduziert, wobei in diesem Beispiel die Effizienz 0,976 beträgt. Die Effizienz ist stets kleiner als eins, da bei allen Verstärkungen ein gewisser Anteil an Röntgenpulsen durch die Entladung nicht ausgewertet werden kann.

Abbildung 5.8 zeigt die so ermittelte Effizienz als Funktion des Verstärkungsfaktors zwischen Ausgang des Ladungsverstärkers und Eingang des ADCs für die DC-Kopplung (Daten aus Abbildung 5.6) und, unter der Verwendung verschiedener Zeitkonstanten, für die AC-Kopplung (Daten aus Abbildung 5.7). Im Fall der DC-Kopplung zeigt sich eine nahezu lineare Abnahme der Effizienz mit steigender Verstärkung. Dies ist plausibel, da mit höherer Verstärkung die mittlere Rate der Entladungen linear ansteigt. Die maximale Effizienz ergibt sich bei einer Verstärkung von etwa eins mit 0,976. Für eine Verstärkung von 3,3 liegt der Effizienzfaktor bei 0,875 und für eine Verstärkung 20 bei 0,167. Im Fall der AC-Kopplung ergibt sich bei kleinen Zeitkonstanten eine vergleichsweise schwache Abhängigkeit der Effizienz von der Verstärkung. Für eine Zeitkonstante von 50 ns reduziert sich die Effizienz von 0,947 bei einer Verstärkung von eins lediglich auf 0,944 bei einer Verstärkung von vier und auf 0,936 bei einer Verstärkung von 20. Höhere Zeitkonstanten zeigen eine stärkere Abhängigkeit von der Verstärkung, da es hier im betrachteten Fall zur Übersättigung des ADC Eingangsbereichs kommt. Die DC-Kopplung erreicht für Verstärkungen kleiner als etwa 1,6 eine höhere Effizienz als alle betrachteten AC-gekoppelten Eingangspfade. Grund hierfür ist die geringere Totzeit pro Entladung im Fall der DC-Kopplung. AC-gekoppelte Eingangspfade erreichen für Zeitkonstanten kleiner-gleich $1 \mu\text{s}$ ab einer Verstärkung von etwa vier eine bessere Effizienz als mit der DC-Kopplung, wobei der Unterschied mit steigender Verstärkung und kürzeren Zeitkonstanten zunimmt. Der AC-gekoppelte Eingangspfad mit einer Zeitkonstante von $2 \mu\text{s}$ erreicht lediglich für Verstärkungen zwischen etwa sechs und neun eine höhere Effizienz als die DC-Kopplung. Für noch längere Zeitkonstanten erreicht die DC-Kopplung für alle betrachteten Verstärkungen eine höhere Effizienz. Grund hierfür ist häufige Übersättigung des ADC Eingangsbereichs beim betrachteten Signal.

Zudem werden in Abbildung 5.9 die Energieauflösungen verglichen. Für die AC-Kopplung ist die Energieauflösung bei der 40 keV Linie als Funktion der Zeitkonstante des Hochpassfilters gezeigt. Der in diesem Abschnitt betrachtete Fall mit einem 40 MHz ADC ist dabei in blau dargestellt. Zudem ist als horizontale Linie die Energieauflösung mit DC-Kopplung von 318,7 eV (siehe Unterabschnitt 5.3.1) gezeichnet. Für Zeitkonstanten größer-gleich 500 ns zeigt sich kein signifikanter Unterschied in der Energieauflösung zwischen AC- und DC-Kopplung. Für kürzere Zeitkonstanten degradiert die Energieauflösung bei der AC-Kopplung, beispielsweise auf $(375,1 \pm 0,7) \text{ eV}$ bei einer Zeitkonstante von 100 ns. Grund hierfür sind die bereits oben erwähnten Fehler bei der Abtastung von Pulsamplituden. Aufgrund der kurzen zeitlichen Dauer der Röntgenpulse ergeben sich hier, je nach Abtastzeitpunkt, Variationen der Amplitude. Um dies zu demonstrieren, sind in Abbildung 5.9 zusätzlich die Ergebnisse einer analogen Untersuchung mit höheren ADC-Abtastfrequenzen gezeigt. Mit einer Abtastfrequenz von 80 MHz kann die Energieauflösung der AC-Kopplung bei einer Zeitkonstante von 100 ns auf $(337,8 \pm 0,6) \text{ eV}$ verbessert werden. Wird eine Abtastfrequenz von 100 MHz verwendet, so zeigt die Energieauflösung hier mit $(318,6 \pm 0,6) \text{ eV}$ keinen signifikanten Unterschied zur DC-Kopplung mehr. Grund hierfür ist die präzisere Abtastung der Pulsamplituden durch die bessere zeitliche Quanti-

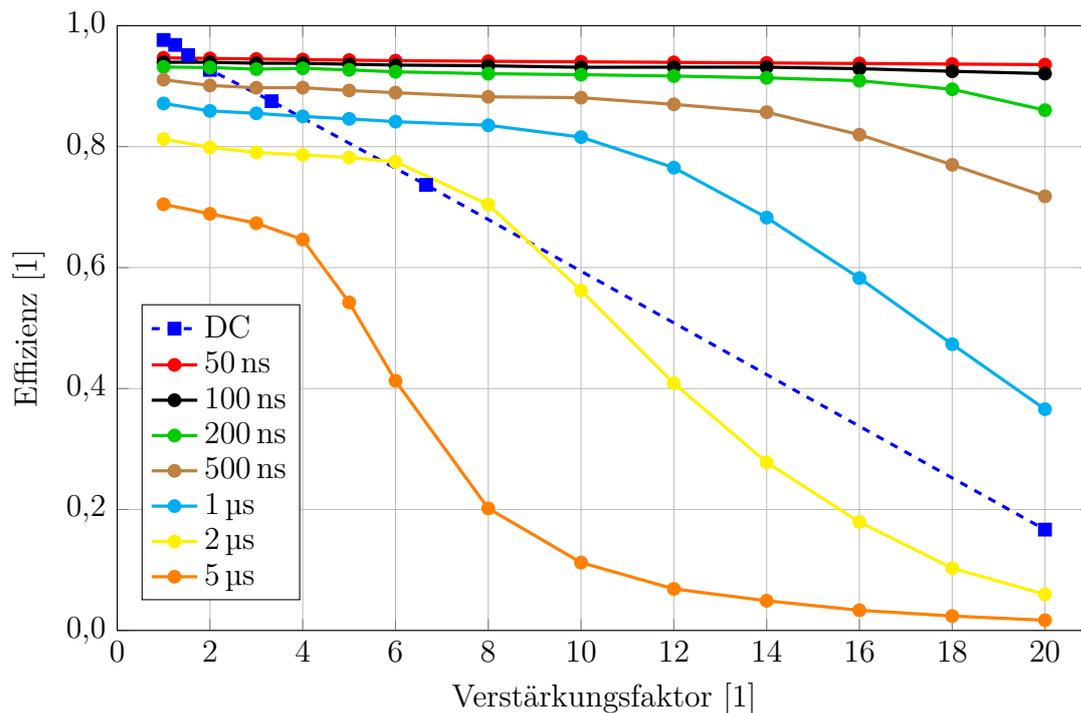


Abbildung 5.8: Zum Vergleich des Signaldurchsatzes zwischen DC-Kopplung und AC-Kopplung mit verschiedenen Zeitkonstanten werden die Daten aus Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7 in einem Diagramm dargestellt. Hierbei werden auf der Ordinate die jeweiligen Ausgangszählraten durch die Ausgangszählrate im Fall ohne Entladung dividiert, um einen Effizienzfaktor zu erhalten. Im Fall der DC-Kopplung werden die dynamischen Spannungsbereiche auf der Abszisse in die entsprechenden Verstärkungen umgerechnet. Die maximale Effizienz wird mit DC-Kopplung bei geringer Verstärkung erreicht. AC-gekoppelte Eingangspfade mit kurzen Zeitkonstanten zeigen im Vergleich zur DC-Kopplung eine schwächere Abnahme der Effizienz mit höherer Verstärkung.

sierung. Aufgrund der Simulation eines idealen ADCs ohne Wertequantisierung zeigt die Energieauflösung im Fall der DC-Kopplung keine Abhängigkeit von der Abtastfrequenz.

Die Entscheidung für ein Kopplungskonzept des Eingangspfads hängt von den Anforderungen der jeweiligen Anwendung ab. Die maximale Effizienz für den hier betrachteten Fall von hohen Energien und hohen Photonenzählraten wird mit einem DC-gekoppelten Eingangspfad mit geringer Verstärkung erreicht. In diesem Fall ergeben sich jedoch hohe Anforderungen an den ADC bezüglich Auflösung und Eigenrauschen, da diese aufgrund der geringen Verstärkung einen vergleichsweise hohen Einfluss auf das Gesamttrauschen haben. Durch die hohen Anforderungen an den ADC steigen im Allgemeinen die Kosten, der Platzbedarf und die Verlustleistung. Für Anwendungen, in denen diese Faktoren kritisch sind, können durch eine höhere Verstärkung die Anforderungen an den ADC bezüglich Auflösung und Eigenrauschen relaxiert werden. In diesem Fall sinkt aufgrund der höheren Entladungsrate die Effizienz DC-gekoppelter Eingangspfade vergleichsweise stark. Hier kann mit AC-gekoppelten Eingangspfaden unter der Verwendung von kurzen Zeitkonstanten der Effizienzverlust vermindert werden. Soll es dabei zu keiner signifikanten

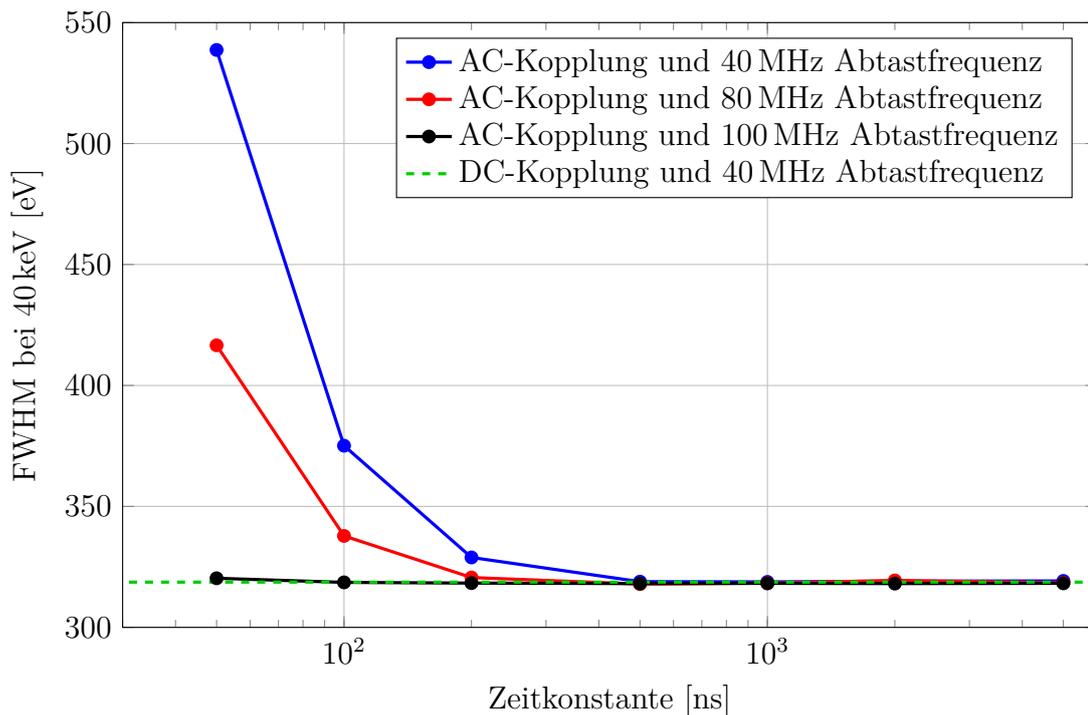


Abbildung 5.9: Gezeigt sind die mit AC-gekoppelten Eingangspfaden erreichte Energieauflösungen als Funktion der Zeitkonstante des Hochpassfilters bei verschiedenen Abtastfrequenzen des ADCs. Als horizontale Linie ist die mit DC-gekoppeltem Eingangspfad erreichte Energieauflösung gezeigt. Für die in diesem Abschnitt betrachtete Abtastfrequenz von 40 MHz degradiert die Energieauflösung für AC-gekoppelte Eingangspfade mit Zeitkonstanten kleiner 500 ns signifikant. Durch höhere Abtastfrequenzen kann diese durch die AC-Kopplung auftretende Degradation vermindert werden.

Degradierung der Energieauflösung kommen, muss entweder ein ADC mit ausreichend hoher Abtastfrequenz verwendet werden, woraus wiederum im Allgemeinen höhere Kosten und Verlustleistungen resultieren, oder über längere Zeitkonstanten eine Reduzierung des Signaldurchsatzes in Kauf genommen werden.

Neben den in diesem Abschnitt vorgestellten quantitativen Ergebnissen ergeben sich bei der praktischen Anwendung weitere Unterschiede zwischen AC- und DC-gekoppelten Eingangspfaden. Ein Vorteil der DC-Kopplung in einer typischen Signalkette (siehe Abbildung 5.1) ist die Verstärkung zu einem früheren Punkt der Signalauswertung. Das Signal zwischen Ladungsverstärker und ADC ist somit im Fall der DC-Kopplung mit Verstärkungen größer eins unempfindlicher gegen externe Rauscheinträge. Darüber hinaus sollte für eine möglichst präzise Rückrechnung von AC-gekoppelten Signalen in der digitalen Recheneinheit die im analogen Eingangspfad verwendeten Zeitkonstante mit vergleichsweise hoher Genauigkeit bekannt sein. Abweichungen führen zu Fehlern in den Messergebnissen, wobei Toleranzen, Temperaturdrifts und Alterungen bei den Bauteilen des Hochpassfilters berücksichtigt werden müssen. Wie oben diskutiert ist die Wahl der Zeitkonstante bei der AC-Kopplung von der jeweiligen Anwendung abhängig. Soll ein DPP für verschiedene Anwendungen eingesetzt werden, so muss für die Zeitkonstante

entweder ein Kompromiss für die verschiedenen Anwendungen eingegangen werden oder die Zeitkonstanten im analogen Eingangspfad variabel ausgelegt werden. Letzteres bedeutet höheren Schaltungsaufwand und Platzbedarf. Bei der AC-Kopplung sollte das thermische Rauschen des RC-Glieds bedacht werden, welches durch eine möglichst hohe Kapazität und einen möglichst kleinen Widerstand minimiert werden kann⁷. Ein Vorteil der AC-Kopplung ist die Unabhängigkeit von Gleichspannungsanteilen im Signal des Vorverstärkers. So können beispielsweise Differenzen im Bezugspotential zwischen Vorverstärker und DPP kompensiert werden. Zudem besteht im Fall der DC-Kopplung eine höhere Abhängigkeit des Signaldurchsatzes von der Entladungsdauer. Für Detektorsysteme, bei denen die Entladung längere Zeit in Anspruch nimmt, fällt der Nachteil der DC-Kopplung, die höhere Rate der Entladung, stärker ins Gewicht. Der Hauptnachteil der DC-Kopplung ist die oben aufgezeigte, vergleichsweise hohe Abhängigkeit der Effizienz von der Verstärkung. In Abschnitt 6.3 wird ein Algorithmus in der Signalauswertung untersucht, welche die Effizienzverluste durch die Entladung reduziert und diese Abhängigkeit vermindert.

5.4 Analog-Digital-Wandler

Der ADC bildet den Übergang zwischen dem zeit- und wertkontinuierlichen Spannungssignal des Vorverstärkers und den zeit- und wertdiskreten Berechnungen in der digitalen Signalverarbeitung [Hor89; Wah19]. Hierfür konvertiert der ADC die analoge elektrische Spannung an seinem Signaleingang in digitale Werte am Datenausgang. Die Abtastung des Eingangs erfolgt in der Regel periodisch mit einer festen Abtastfrequenz. Wichtige Kenngrößen von ADCs sind insbesondere die Auflösung, die Abtastfrequenz, die Nichtlinearität und das Eigenrauschen. Die Auflösung gibt die Bitbreite der digitalen Ausgangswerte und somit die Genauigkeit der Spannungskonvertierung an. Die Abtastfrequenz bestimmt den zeitliche Abstand zwischen den Digitalwerten. Bei höheren Abtastfrequenzen wird die Eingangsspannung in kürzeren Abständen konvertiert und die zeitliche Auflösung des Signals steigt. Die Nichtlinearität und das Eigenrauschen sind nicht-ideale Eigenschaften realer ADCs. Ersteres beschreibt Abweichungen vom proportionalen Zusammenhang zwischen Eingangsspannung und Digitalwerten, während das Eigenrauschen die Höhe des im ADC generierten Rauschens angibt. Neben diesen Kenngrößen sind weitere Kriterien bei der Auswahl eines ADCs häufig die Baugröße, Kosten und Leistungsaufnahme [Nak18]. Für die technische Realisierung von ADCs sind eine Reihe verschiedener Verfahren verbreitet. Gebräuchliche Typen sind beispielsweise sukzessiv approximierende Wandler, Delta-Sigma-Wandler, Flash-Wandler oder Pipeline-Wandler [Pel16]. Je nach Anforderungen, beispielsweise bezüglich Abtastfrequenz und Auflösung, kommen verschiedene dieser Techniken in Frage. DPPs aus der Literatur verwenden beispielsweise ADCs mit 14 Bit Auflösung und 100 MHz Abtastfrequenz [Abb+13], 16 Bit und 60 MHz [SME11], 16 Bit und 150 MHz [Alb+11] oder 14 Bit und 105 MHz [Bog+09]. Weitere, kommerziell verfügbare DPPs verwenden beispielsweise ADCs mit 12 Bit Auflösung und 80 MHz Ab-

⁷Wird beispielsweise eine Zeitkonstante von 50 ns mit einem 10 k Ω Widerstand und einer 5 pF Kapazität aufgebaut, so wird bei Raumtemperatur thermisches Rauschen mit einer Standardabweichung von etwa 29 μ V erzeugt [Fis93]. Im betrachteten Signal beträgt das Rauschen an dieser Stelle der Signalkette etwa 120 μ V, womit diese Kombination aus Widerstand und Kapazität einen nennenswerten zusätzlichen Rauschbeitrag liefert.

tastfrequenz [Amp21], 14 Bit und 50 MHz [Mox13], 14 Bit und 50 MHz [Bri15] oder 14 Bit und 40 MHz [XIA19]. In dieser Größenordnung bezüglich Abtastfrequenz und Auflösung sind überwiegend Pipeline-Wandler verbreitet [Ahm10].

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der wichtigsten Eigenschaften von ADCs auf die Signalauswertung von SDDs betrachtet und Anforderungen abgeleitet. Hierbei werden zunächst allgemeine, auch auf ideale ADCs zutreffende Eigenschaften betrachtet. Abschließend werden nicht-ideale Eigenschaften realer ADCs untersucht.

5.4.1 Auflösung und Quantisierungsrauschen

Die Auflösung von ADCs wird über die Bitbreite der digitalen Werte am Datenausgang beschrieben. Die analoge Spannung am Signaleingang des ADCs wird auf diese diskreten Werte quantisiert. Der hierbei auftretende Informationsverlust durch das Runden wird als Quantisierungsfehler bezeichnet [Pel16]. Je höher die Auflösung eines ADCs ist, desto kleiner sind die Abstufungen zwischen den digitalen Werten und Quantisierungsfehler werden reduziert. Die Quantisierungsfehler sind näherungsweise gleichverteilt und liegen betragsmäßig zwischen null und der Höhe einer Quantisierungsstufe [Wah19]. Das Auftreten von Quantisierungsfehlern kann daher als zusätzliches Rauschen (auch: Quantisierungsrauschen) in den ADC Ausgangsdaten interpretiert werden [PM06]. In der Regel sollte die Auflösung eines ADCs hoch genug gewählt werden, um durch das Quantisierungsrauschen keinen signifikanten zusätzlichen Rauschbeitrag zum Gesamtrauschen zu erhalten. Andererseits ist der Vorteil hoher Auflösungen begrenzt. Ist das Rauschen in der Eingangsspannung deutlich größer als eine Quantisierungsstufe, so wird bei der weiteren Erhöhung der Auflösung lediglich eine genauere Abtastung des Rauschen erreicht und das Signal dadurch nicht genauer gemessen [KW16; Nak18].

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Quantisierungsrauschens auf die Signalauswertung von SDDs untersucht, wobei der ADC zunächst als ideal betrachtet wird⁸. Die Auswirkung des Quantisierungsrauschens auf die Energieauflösung wird mittels der Simulation untersucht. Es wird ein simuliertes Signal mit der Mn-K_α Spektrallinie und einer Photonenzählrate von $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ generiert. Hierbei wird ein 20 mm^2 SDD bei einer Detektortemperatur von 238 K verwendet. Der dynamische Spannungsbereich am Ausgang des Vorverstärkers wird auf 2 V und die Sensitivität auf $1,6 \text{ mV keV}^{-1}$ festgelegt. Dies entspricht gerade einem Verstärkungsfaktor von eins im Vorverstärker. Bei dieser Konfiguration ist der höchste Einfluss des Quantisierungsrauschens auf die Signalauswertung zu erwarten. Der analoge Eingangspfad wird mit DC-Kopplung simuliert und enthält einen Bessel-Filter zweiter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 12 MHz. Der simulierte ADC weist einen Eingangsbereich von 2 V und eine Abtastfrequenz von 100 MHz auf. Mit dieser vergleichsweise hohen Abtastfrequenz soll der Einfluss der Zeitquantisierung, welche in Unterabschnitt 5.4.2 betrachtet wird, minimiert werden. In der folgenden Untersuchung werden ADC-Auflösungen zwischen 12 Bit und 22 Bit betrachtet, unabhängig davon, ob derartige ADCs technisch verfügbar sind. Die simulierte Auswertung erfolgt mit einer Pulsformungszeit von 20 ns im Pulserkennungsfiler. Der Schwellwert zur Pulserkennung wird auf einen der Energie von 400 eV entsprechenden Wert gesetzt. Im Energiefilter werden

⁸Nicht-ideale Effekte wie Nichtlinearität und Eigenrauschen, die zu einer Reduzierung der effektiven Auflösung führen, werden in Unterabschnitt 5.4.3 betrachtet.

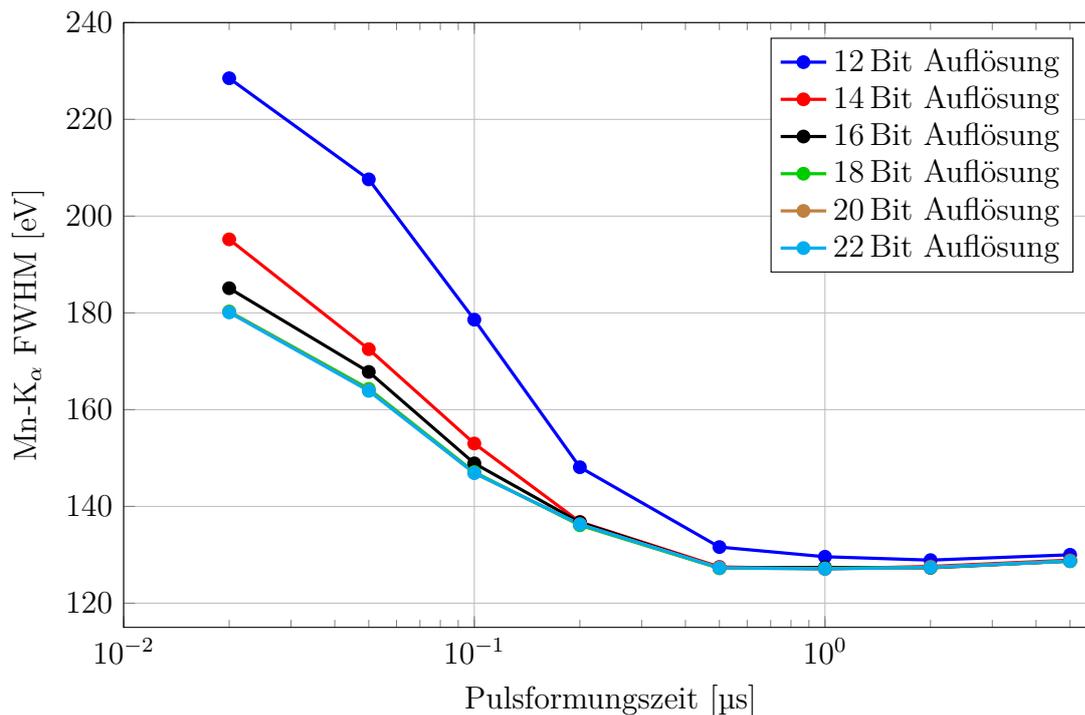


Abbildung 5.10: Um den Einfluss des Quantisierungsrauschens auf die Energieauflösung zu untersuchen, wird die FWHM der Mn-K α Linie als Funktion der Pulsformungszeit mit verschiedenen ADC-Auflösungen simuliert. Das Quantisierungsrauschen degradiert die Energieauflösung insbesondere bei kurzen Pulsformungszeiten, falls die Auflösung des ADCs kleiner als 18 Bit gewählt wird. Bei einer Auflösung von 12 Bit ergibt bei allen betrachteten Pulsformungszeiten eine signifikante Degradation.

Pulsformungszeiten zwischen 20 ns und 5 μ s betrachtet, wobei die Lückenzeit stets 300 ns beträgt. Für die Erfassung von Energiewerten wird die Pulsabtastung verwendet. Aus den ermittelten Energiespektren wird jeweils die Energieauflösung über die FWHM der Mn-K α Spektrallinie bestimmt.

Abbildung 5.10 zeigt die in der Simulation ermittelte Energieauflösung als Funktion der Pulsformungszeit des Energiefilters für die verschiedenen Auflösungen des ADCs. Das Quantisierungsrauschen degradiert die Energieauflösung insbesondere bei kurzen Pulsformungszeiten. So beträgt die Energieauflösung bei einer Pulsformungszeit von 50 ns beispielsweise etwa 207,6 eV bei einer Auflösung von 12 Bit, 172,5 eV bei 14 Bit Auflösung, 167,8 eV bei 16 Bit Auflösung und 164,3 eV bei 18 Bit Auflösung. Noch höhere ADC-Auflösungen führen bei dieser Pulsformungszeit zu keiner weiteren Verbesserung der Energieauflösung. Für eine Auflösung von 12 Bit ergibt sich für alle betrachteten Pulsformungszeiten eine signifikante Degradierung der Energieauflösung. Mit steigender Pulsformungszeit nimmt der Einfluss der ADC-Auflösung ab, wobei sich ab einer Pulsformungszeit von 500 ns für Auflösungen zwischen 14 Bit und 22 Bit keine signifikanten Unterschiede mehr ergeben. Ab einer Auflösung von etwa 18 Bit ist auch bei der kürzesten betrachteten Pulsformungszeit von 20 ns kein signifikanter Einfluss des Quantisierungsrauschens auf die Energieauflösung zu sehen.

Das Quantisierungsrauschen kann im Spektralbereich als zusätzliche, frequenzunabhängige Rauschquelle interpretiert werden kann [Pel16]. Da Trapezfilter mit längerer Pulsformungszeit eine verbesserte Unterdrückung von weißem Rauschen aufweisen, ist der erhöhte Einfluss des Quantisierungsrauschens bei kurzen Pulsformungszeiten plausibel [Gat+90; Nak18]. Soll im betrachteten Fall auch bei der kürzesten Pulsformungszeit von 20 ns keine signifikante Verschlechterung der Energieauflösung durch das Quantisierungsrauschen zugelassen werden, so ist die Verwendung eines ADC mit einer Auflösung von mindestens 18 Bit nötig. Diese sind in Kombination mit der verwendeten Abtastfrequenz von 100 MHz kommerziell derzeit nicht verfügbar. Der Einfluss des Quantisierungsrauschens kann jedoch durch höhere Verstärkungen als den hier betrachteten Fall von eins reduziert werden. Die Verdoppelung der Verstärkung hat dabei den gleichen Einfluss auf das Quantisierungsrauschen wie ein zusätzliches Bit Auflösung. Bei der Wahl einer höheren Verstärkung müssen jedoch die in Abschnitt 5.3 betrachteten negativen Einflüsse auf den Signaldurchsatz berücksichtigt werden. Eine weitere Option zur Reduzierung des Einflusses von Quantisierungsrauschen stellt die in Unterabschnitt 5.4.2 diskutierte Überabtastung dar.

5.4.2 Abtastfrequenz

Die Abtastfrequenz beschreibt die Rate, mit welcher der ADC Spannungswerte digitalisiert. Je häufiger ein Signal pro Zeitintervall abgetastet wird, desto besser kann dieses digital nachgebildet werden. Nach dem Nyquist-Abtasttheorem sind Frequenzkomponenten des Signals bis maximal zur halben Abtastfrequenz rekonstruierbar [Ohn15]. Das Signal am Eingang des ADCs ist in DPPs typischerweise durch einen Tiefpassfilter im analogen Eingangspfad bandbegrenzt (siehe Abschnitt 5.2), wobei die verwendeten analogen Filter Grenzfrequenzen von etwa 10 MHz bis 20 MHz, bei jedoch vergleichsweise geringer Steilheit des Amplitudengangs, aufweisen. Im Eingangssignal des ADCs treten Röntgenpulse in zufälligen zeitlichen Abständen und asynchron zum Takt des ADCs auf. Für die Qualität der Signalauswertung hat die Abtastfrequenz daher insbesondere Einfluss auf die zeitliche Auflösung der Pulserkennung (siehe Abschnitt 3.3). Je höher die Abtastfrequenz, desto genauer kann der zeitliche Abstand zwischen Röntgenpulsen ermittelt werden. Mit höheren Abtastfrequenzen kann demnach eine präzisere Prüfung auf Summenereignissen erreicht werden [XIA19]. Zudem ergibt sich aus der Abtastfrequenz das untere Limit und die Quantisierung der realisierbaren Pulsformungszeiten. Des Weiteren kann mithilfe hoher Abtastfrequenzen eine Überabtastung des Signals realisiert werden. Hierbei wird das Signal mit einer höheren Abtastrate erfasst, als durch das Nyquist-Abtasttheorem nötig wäre. Durch die zusätzlich abgetasteten Signalwerte kann im digitalen Bereich eine Mittelbildung erfolgen. So kann mithilfe einer Überabtastung der Einfluss von Quantisierungsrauschen, Eigenrauschen und Nichtlinearitäten reduziert werden. Beispielsweise kann die Höhe des Quantisierungsrauschens so um die Wurzel des Faktors der Überabtastung⁹ reduziert werden [Pel16].

Im Folgenden wird der Einfluss der Abtastfrequenz auf die Qualität der Energiespektren untersucht, um den Effekt der verbesserten zeitlichen Auflösung der Pulserkennung zu

⁹Der Faktor der Überabtastung ist das Verhältnis aus verwendeter Abtastfrequenz und der Abtastfrequenz, welche zur Erfüllung des Nyquist-Abtasttheorem nötig wäre [Mai07].

quantifizieren. Hierfür wird ein Signal mit der Mn-K $_{\alpha}$ Spektrallinie und einer Photonen-zählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ simuliert. Bei dieser vergleichsweise hohen Photonen-zählrate ist die Erkennung von Summenereignissen besonders wichtig für die Qualität der Energiespektren. Es wird ein 20 mm^2 SDD bei der Detektortemperatur von 238 K simuliert. Der simulierte analoge Eingangspfad besteht aus einem Bessel-Filter zweiter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 12 MHz. Es wird wiederum DC-Kopplung mit einem Verstärkungsfaktor von eins verwendet. Der ADC wird mit einem Eingangsbereich von 2 V und einer Auflösung von 18 Bit simuliert, womit nach den Ergebnissen aus Unterabschnitt 5.4.1 das Quantisierungsrauschen vernachlässigbar wird. Im Folgenden werden Abtastfrequenzen des ADCs zwischen 20 MHz und 100 MHz betrachtet. Es wird jeweils eine simulierte Auswertung mit einer Detektionsdauer von 100 s durchgeführt, wobei eine Pulsformungszeit von 50 ns im Pulserkennungsfilter und von 100 ns im Energiefilter verwendet wird. Die Lückenzeit im Energiefilter beträgt 300 ns. Beide Pulsformungszeiten und die Lückenzeit können mit allen betrachteten Abtastfrequenzen realisiert werden. Der Schwellwert zur Pulserkennung wird auf einen der Energie von 400 eV entsprechenden Wert gesetzt. In den ermittelten Energiespektren wird jeweils der Signaldurchsatz für die Mn-K $_{\alpha}$ Spektrallinie und die Unterdrückung von nicht-aufgelösten Summenereignissen bewertet. Hierfür wird jeweils die Summe aller Ereignisse in der Mn-K $_{\alpha}$ Spektrallinie durch die Anpassung einer Gauß-Kurve und Berechnung der Fläche bestimmt. Hierbei wird die Annahme getroffen, dass das ballistische Defizit aufgrund der langen Lückenzeit vernachlässigbar ist. Die Differenz aus diesen, korrekt ausgewerteten, Ereignissen und der Summe aller Ereignisse im Energiespektrum ergibt die Anzahl aller nicht-aufgelöster Summenereignisse. Diese Anzahl an nicht-aufgelösten Summenereignissen wird auf die Gesamtanzahl aller Ereignisse bezogen, um den Anteil nicht-aufgelöster Summenereignisse im Energiespektrum zu ermitteln.

Abbildung 5.11 zeigt auf der linken Ordinatenachse die Anzahl der Ereignisse in der Mn-K $_{\alpha}$ Spektrallinie nach der Detektionsdauer von 100 s als Funktion der Abtastfrequenz des ADCs. Die Fläche der Spektrallinie nimmt mit steigender Abtastfrequenz zu. Bei einer Abtastfrequenz von 20 MHz beträgt die Fläche der Mn-K $_{\alpha}$ Spektrallinie etwa $8,8 \cdot 10^6$ Ereignisse und bei einer Abtastfrequenz von 40 MHz etwa $39,4 \cdot 10^6$ Ereignisse. Mit noch höheren Abtastfrequenzen kann die Fläche der Spektrallinie nur noch in geringerem Umfang gesteigert werden. So sind mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz etwa $40,5 \cdot 10^6$ Ereignisse in der Spektrallinie. Zudem zeigt Abbildung 5.11 auf der rechten Ordinatenachse den Anteil nicht-aufgelöster Summenereignisse als Funktion der Abtastfrequenz. Mit höherer Abtastfrequenz kann das Auftreten von Summenereignissen im Spektrum reduziert werden. Während bei einer Abtastfrequenz von 20 MHz rund 15 % aller Ereignisse im Spektrum nicht-aufgelöste Summenereignisse sind, kann dieser Anteil mit einer Abtastfrequenz von 40 MHz auf rund 10 % reduziert werden. Für noch höhere Abtastfrequenzen sinkt der Anteil in geringerem Umfang, beispielsweise auf rund 9 % bei 100 MHz.

Durch höheren Abtastfrequenzen des ADCs kann demnach sowohl die Fläche der Spektrallinie gesteigert werden, als auch das Auftreten von nicht-aufgelösten Summenereignissen reduziert werden. Für die weitere analytische Auswertung der Energiespektren bedeutet dies, dass sowohl das Nutzsignal erhöht wird, als auch störende Untergrundeffekte vermindert werden. Der Grund für diese Verbesserung ist die erhöhte zeitliche Auflösung der Pulserkennung. So kann die Signalauswertung präziser zwischen Summenereignissen

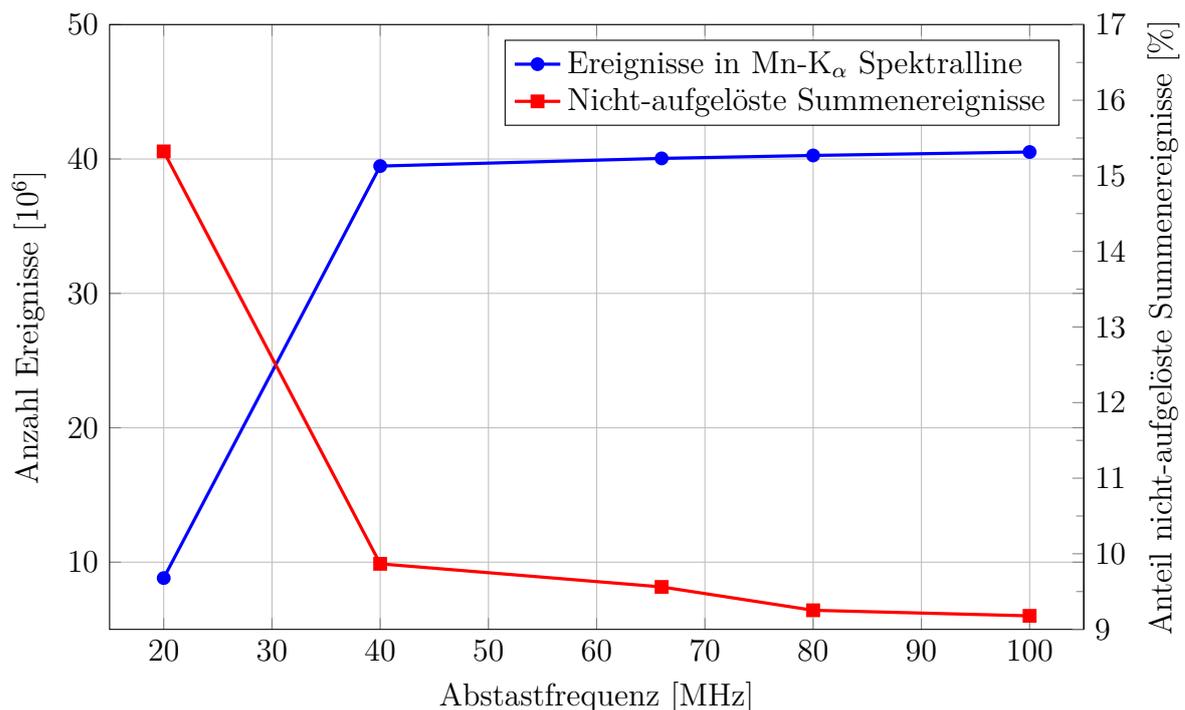


Abbildung 5.11: Ein simuliertes Signal mit der Mn- K_α Spektrallinie wird mit verschiedenen Abtastfrequenzen des ADCs ausgewertet. Auf der linken Ordinatenachse ist die Anzahl der Ereignisse der Mn- K_α Spektrallinie in den ermittelten Energiespektren gezeigt. Mit höheren Abtastfrequenzen kann diese Anzahl gesteigert werden. Auf der rechten Ordinatenachse ist der Anteil an nicht-aufgelösten Summenereignissen in den Energiespektren gezeigt. Dieser kann mit höheren Abtastfrequenzen aufgrund der besseren zeitlichen Auflösung der Pulserkennung minimiert werden.

und gültigen Ereignissen unterscheiden. Da die Signalbandbreite, insbesondere durch den Tiefpassfilter, begrenzt ist, kann diese Verbesserung nicht beliebig fortgesetzt werden. Ein weiterer Vorteil hoher Abtastfrequenzen besteht in der feineren Quantisierung der Filterkonstanten. So könnte beispielsweise mit der Abtastfrequenz von 40 MHz auch eine Pulsformungszeit von 25 ns im Pulserkennungsfiler verwendet werden. Mit kürzeren Filtern wird zwar die Rauschunterdrückung in der Pulserkennung reduziert, jedoch eine weitere Verbesserung der zeitlichen Auflösung erreicht. Nachteile von ADCs mit hohen Abtastfrequenzen sind die im Allgemeinen höheren Kosten und Verlustleistungen [Pel16; Nak18].

5.4.3 Einfluss nicht-idealer Eigenschaften

Die in den vorherigen beiden Abschnitten beschriebene Zeit- und Wertequantisierung sind Eigenschaften, die auch in idealen ADCs auftreten und in der Natur der Analog-zu-Digital-Wandlung liegen. Darüber hinaus weisen reale ADCs noch sogenannte nicht-ideale Eigenschaften auf [Ohn15]. Diese beschreiben zusätzliche Effekte in realen Bauteilen und umfassen die im Folgenden diskutierten Effekte Nichtlinearität und Eigenrauschen.

Einfluss der Nichtlinearität

In idealen ADCs steigen die digitalen Werte am Datenausgang linear mit der Spannung am Signaleingang an. Die Transferfunktion zwischen Eingangsspannung und digitalen Ausgangswerten verläuft in diesem Fall stufenförmig, wobei die Verbindung durch alle Mittelpunkte der Stufen eine Gerade durch den Nullpunkt bildet [Pel16]. Für reale ADCs weicht die Transferfunktion von diesem Ideal ab. Bei der Anpassung einer Gerade durch die Transferfunktion realer ADCs kann es zu Nullpunktfehlern, Steigungsfehlern und Nichtlinearitäten kommen [KW16]. Nullpunktfehler führen zu einer konstanten Differenz zwischen den Ausgangswerten eines idealen und eines realen ADCs und sind für die Signalauswertung nur von geringer Bedeutung, da die verwendeten Digitalfilter Gleichanteile unterdrücken (siehe Abschnitt 3.2). Darüber hinaus können diese, ebenso wie die Steigungsfehler, bei der Energiekalibrierung der Mehrkanalanalyse korrigiert werden (siehe Abschnitt 3.7) [Nak18]. Kritisch sind dahingegen Abweichungen vom linearen Zusammenhang in der Transferfunktion, welche als Nichtlinearitäten bezeichnet werden. Die integrale Nichtlinearität gibt dabei die maximale Abweichung der Transferfunktion eines realen ADCs von der Geradenanpassung durch die Mittelpunkte der Quantisierungsstufen an [Ohn15]. Die häufig in Einheiten des Least Significant Bit (LSB) ausgedrückte integrale Nichtlinearität gibt somit, nach der Korrektur von Nullpunkt- und Steigungsfehler, die maximale Differenz zwischen ideal erwarteten und tatsächlich gemessenen digitalen Ausgangswert an [Pel16]. Die Höhe der integralen Nichtlinearität hängt beispielsweise von der verwendeten Technologie und dem Realisierungsverfahren ab und ist daher vom speziellen Typ von ADC abhängig. Im Folgenden wird eine theoretische Betrachtung durchgeführt, um aus den Datenblattangaben für die integrale Nichtlinearität Δ_{INL} realer ADCs den Einfluss auf die Signalauswertung quantitativ abschätzen zu können.

Gegeben sei ein realer ADC mit einer integralen Nichtlinearität von $\pm\Delta_{INL}$ in Einheiten des LSB. In der Signalauswertung soll als Energiefilter ein Trapezfilter mit einer Pulsformungszeit von einem Taktzyklus verwendet werden. In diesem Fall reduzieren sich die beiden gleitenden Mittelwerte des Filters auf jeweils einen ADC-Wert (siehe Abschnitt 3.2). Bei der Erfassung des Energiewerts eines Röntgenpulses sei ein gleitender Mittelwert gerade bei dem digitalen Wert der Transferfunktion des ADCs, welcher die maximale Abweichung zwischen ideal erwarteten und tatsächlich gemessenen Wert aufweist. Dieser digitale Wert bestimmt per Definition die integrale Nichtlinearität des ADCs und weist betragsmäßig die Abweichung Δ_{INL} in LSB auf. Der andere gleitende Mittelwert des Trapezfilters sei gerade bei dem digitalen Wert mit der maximal entgegengesetzten Abweichung, welche betragsmäßig maximal ebenfalls Δ_{INL} in LSB betragen kann. Aufgrund der integralen Nichtlinearität wird die Energie dieses Röntgenpulses mit einer Differenz von $2 \cdot \Delta_{INL}$ in LSB im Vergleich zu einem perfekt linearen ADC bestimmt. Ebenfalls kann es während der Signalauswertung dazu kommen, dass die Position der beiden gleitenden Mittelwerte gerade umgekehrt ist und diese Abweichung in die entgegengesetzte Richtung auftritt. Während in einem Fall aufgrund der integralen Nichtlinearität eine zu hohe Energie bestimmt wird, kommt es im anderem Fall zur Bestimmung einer zu niedrigen Energie. Die maximale Spannungsschwankung ΔU der bestimmten Pulsamplitude in Einheiten des LSB aufgrund

der integralen Nichtlinearität ist daher:

$$\frac{\Delta U}{\text{LSB}} = |\pm 2 \cdot \Delta_{INL}| = 4 \cdot \Delta_{INL} . \quad (5.1)$$

Dies ist das theoretische Limit für die Schwankung der bestimmten Amplitude von Röntgenpulsen einer gewissen Energie aufgrund der integralen Nichtlinearität. Sobald die Pulsformungszeit länger als ein Taktzyklus wird, verliert die Nichtlinearität aufgrund der Mittelwertbildung aus mehreren Digitalwerten in der Regel an Einfluss. Mit der Definition des LSBs von

$$1 \text{ LSB} \hat{=} \frac{V_{ADC}}{2^{N_{ADC}}} , \quad (5.2)$$

wobei V_{ADC} den Eingangsbereich und N_{ADC} die Auflösung des ADCs bezeichnet, und unter Verwendung der in Gleichung 4.5 eingeführten Sensitivität S kann die Spannungsschwankung aus Gleichung 5.1 in eine Energieschwankung umgerechnet werden:

$$\Delta E = \frac{4 \cdot \Delta_{INL} \cdot V_{ADC}}{S \cdot 2^{N_{ADC}}} . \quad (5.3)$$

Um den Einfluss dieser Energieschwankung auf die Energieauflösung abschätzen zu können, muss eine Annahme darüber getroffen werden, in welchem Umfang diese Schwankung auftritt. So ist beispielsweise bei einem ADC, dessen Nichtlinearität für die meisten digitalen Werte nahezu null ist, nur ein geringer Bruchteil an Pulsamplituden der Schwankung ΔE unterworfen. Weist ein ADC dahingegen eine Nichtlinearität nahe Δ_{INL} für eine Vielzahl an digitalen Werten auf, so betrifft diese Schwankung eine hohe Anzahl an Röntgenpulsen. Die Auftrittshäufigkeit der Energieschwankung ist demnach von der konkreten Form der Transferfunktion spezieller ADC-Typen abhängig, wobei mit der integralen Nichtlinearität häufig lediglich die Maximalabweichung spezifiziert wird. Im Folgenden wird daher zunächst der Einfluss der Nichtlinearität anhand dreier analytisch lösbarer Szenarien für die Pulsformungszeit von einem Taktzyklus betrachtet und für diese anschließend beispielhaft konkrete Werte berechnet.

- Ungünstigster Fall

Im ungünstigsten Fall haben gerade je die Hälfte aller digitalen Werte die im Datenblatt angegebene integrale Nichtlinearität von $+\Delta_{INL}$ und $-\Delta_{INL}$. In diesem Fall spaltet sich im von der Signalauswertung ermittelten Energiespektrum eine Spektrallinie bei der nominalen Energie E_0 in zwei gleich hohe Spektrallinien im Abstand der maximalen Energieschwankung ΔE auf. Der Abstand der Spektrallinien ist typischerweise klein gegenüber den Breiten der Spektrallinien. Die beiden Spektrallinien überlagern sich daher, wobei die resultierende Spektrallinie eine erhöhte Breite $FWHM_{NL}$ im Vergleich zur Breite ohne Nichtlinearität $FWHM$ aufweist:

$$FWHM_{NL} = \sqrt{FWHM^2 + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2\sqrt{2} \cdot \ln 2} \cdot \Delta E \right)^2} . \quad (5.4)$$

Die Herleitung hierfür ist in Anhang C gezeigt. Der Faktor $2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \approx 2,3548$ ergibt sich hierbei aus der Umrechnung der Standardabweichung in FWHM. Der Faktor $1/2$ ist, wie in Anhang C gezeigt, durch die relativen Flächen der beiden Spektrallinien definiert.

- Gleichverteilung

In einem alternativen Szenario kann beispielsweise von einer Gleichverteilung der Nichtlinearität ausgegangen werden. In diesem Fall wird angenommen, dass jeder Wert zwischen $+\Delta_{INL}$ und $-\Delta_{INL}$ gleich oft in den digitalen Werten erreicht wird. In diesem Fall kann der Einfluss über die Standardabweichung der Gleichverteilung, welche $1/\sqrt{12}$ der Schwankungsbreite beträgt, abgeschätzt werden [Are+15]:

$$FWHM_{NL} = \sqrt{FWHM^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{2 \cdot \ln 2}} \cdot \Delta E \right)^2} . \quad (5.5)$$

Im Vergleich mit dem ungünstigsten Fall ist hier der Einfluss der Nichtlinearität reduziert, da die maximale Schwankung seltener auftritt. Der Faktor $1/\sqrt{12} \approx 0,289$ in Gleichung 5.5 ist daher kleiner als der Faktor $1/2$ in Gleichung 5.4.

- Normalverteilung

In einem weiteren alternativen Szenario kann beispielsweise von einer Normalverteilung der Nichtlinearität ausgegangen werden. Hier sei angenommen, dass die maximale Schwankungsbreite gerade ± 3 Standardabweichungen der Normalverteilung entspricht und so etwa 99,7% der Werte zwischen $+\Delta_{INL}$ und $-\Delta_{INL}$ liegen [Sac13]. In diesem Fall beträgt der Einfluss der Schwankung:

$$FWHM_{NL} = \sqrt{FWHM^2 + \left(\frac{1}{6} \cdot \frac{1}{2\sqrt{2 \cdot \ln 2}} \cdot \Delta E \right)^2} . \quad (5.6)$$

Hier ist der Einfluss der Nichtlinearität nochmals reduziert, da die Verteilung ihren Maximalwert bei einer Nichtlinearität von null aufweist und hohe Werte selten erreicht werden. Der Faktor $1/6 \approx 0,167$ in Gleichung 5.6 ist daher kleiner als der Faktor $1/2$ in Gleichung 5.4.

Aus Gleichung 5.4 bis Gleichung 5.6 ist zu sehen, dass sich durch die integrale Nichtlinearität eine Verschlechterung der Energieauflösung ergibt. Diese ist in allen Fällen von der Höhe der Energieschwankung abhängig, welche nach Gleichung 5.3 mit dem Wert der integralen Nichtlinearität Δ_{INL} ansteigt und durch eine hohe Sensitivität S oder eine hohe Auflösung N_{ADC} reduziert werden kann. Für eine anschaulichere Darstellung des Einflusses wird dieser im Folgenden für einige konkrete Fälle berechnet. Beispielhaft wird die Energieschwankung für einen ADC mit $V_{ADC} = 2\text{ V}$ Eingangsbereich, einer Auflösung von $N_{ADC} = 16$ Bit und einer integralen Nichtlinearität von $\Delta_{INL} = \pm 2$ LSB betrachtet¹⁰, welcher mit einer Sensitivität¹¹ von $S = 5\text{ mV keV}^{-1}$ betrieben wird. Nach Gleichung 5.3 tritt in diesem Fall eine maximale Energieschwankung von

¹⁰Diese Spezifikationen weist beispielsweise der kommerziell erhältliche ADC „LTC2163“ auf [Lin11].

¹¹Da der Ladungsverstärker am Ausgang eine Sensitivität von $S = 1,6\text{ mV keV}^{-1}$ aufweist, entspricht dies einem Verstärkungsfaktor von 3,125 zwischen Ladungsverstärker-Ausgang und ADC-Eingang.

etwa $\Delta E = 49 \text{ eV}$ auf. Zunächst wird beispielhaft ein System betrachtet, welches mit einem perfekt linearen ADC eine Energieauflösung von $FWHM = 125,0 \text{ eV}$ bei der Mn-K_α Linie erreicht. Durch die Nichtlinearität degradiert nach Gleichung 5.4 die Energieauflösung im ungünstigsten Fall auf $FWHM_{NL} = 125,4 \text{ eV}$, nach Gleichung 5.5 im gleichverteilten Fall auf $FWHM_{NL} = 125,1 \text{ eV}$ und nach Gleichung 5.6 im normalverteilten Fall auf $FWHM_{NL} = 125,0 \text{ eV}$. Wird mit diesem ADC die Sensitivität auf $S = 1,6 \text{ mV keV}^{-1}$ reduziert, so beträgt die Energieschwankung etwa $\Delta E = 153 \text{ eV}$ und die Energieauflösungen werden auf $FWHM_{NL} = 129,2 \text{ eV}$ (ungünstigster Fall), $FWHM_{NL} = 126,4 \text{ eV}$ (Gleichverteilung) und $FWHM_{NL} = 125,5 \text{ eV}$ (Normalverteilung) verschlechtert.

Wird stattdessen ein ADC mit einer integralen Nichtlinearität von $\Delta_{INL} = \pm 4 \text{ LSB}$ bei gleicher Auflösung und gleichem Eingangsbereich verwendet¹², so beträgt die maximale Energieschwankung bei einer Sensitivität von $S = 5 \text{ mV keV}^{-1}$ nach Gleichung 5.3 etwa $\Delta E = 98 \text{ eV}$. Im Vergleich zur Energieauflösung mit idealem ADC von $FWHM = 125,0 \text{ eV}$ ist bei diesem ADC selbst bei der höheren Sensitivität eine Degradation auf $FWHM_{NL} = 126,7 \text{ eV}$ (ungünstigster Fall), $FWHM_{NL} = 125,6 \text{ eV}$ (Gleichverteilung) und $FWHM_{NL} = 125,2 \text{ eV}$ (Normalverteilung) zu erwarten. Bei $S = 1,6 \text{ mV keV}^{-1}$ beträgt die Energieschwankung dann etwa $\Delta E = 307 \text{ eV}$ und die Energieauflösungen betragen $FWHM_{NL} = 141,0 \text{ eV}$ (ungünstigster Fall), $FWHM_{NL} = 130,5 \text{ eV}$ (Gleichverteilung) und $FWHM_{NL} = 126,9 \text{ eV}$ (Normalverteilung).

Da es sich bei dem Nichtlinearitätsfehler um einen additiven Beitrag zur FWHM handelt, weist dieser den größten relativen Einfluss bei hohen Energieauflösungen auf. Diese werden bei geringen Energien erreicht (siehe Gleichung 3.1). Bei einer Photonenenergie von 630 eV unterschreitet die Effizienz eines SDD-Moduls mit einem $8 \mu\text{m}$ dickem Beryllium-Eintrittsfenster 5% [Cha+19]. Eine Energieauflösung von $125,0 \text{ eV}$ bei der Mn-K_α Linie entspricht bei dieser Energie einer FWHM von etwa $53,9 \text{ eV}$ (siehe Gleichung 3.1). In diesem Fall führt die oben betrachtete Energieschwankung von $\Delta E = 307 \text{ eV}$ zu einer Degradation auf $84,6 \text{ eV}$ im ungünstigsten Fall.

Diese Betrachtungen zeigen, dass die integrale Nichtlinearität eine wichtige Eigenschaft realer ADCs darstellt und unter Umständen kritischen Einfluss auf die Signalauswertung von SDDs ausübt. Neben der spezifizierten integralen Nichtlinearität ist auch die Verteilung und die Häufigkeit der Nichtlinearitäten von großer Bedeutung. Beim Entwurf eines analogen Eingangspfads für einen DPP kann der Einfluss über hohe Verstärkungen und hohe Auflösungen vermindert werden. Bei der Wahl einer hohen Verstärkung müssen jedoch die in Abschnitt 5.3 betrachteten negativen Einflüsse auf den Signaldurchsatz berücksichtigt werden. Die Erhöhung der Auflösung N_{ADC} um ein Bit hat zudem nach Gleichung 5.3 denselben Einfluss wie die Halbierung der integralen Nichtlinearität. Falls die Pulsformungszeit die Länge von einem Taktzyklus überschreitet, so findet innerhalb der gleitenden Mittelwerte des Trapezfilters eine Mittelwertbildung aus der integralen Nichtlinearität aller berücksichtigten Digitalwerte statt. Der Einfluss der integralen Nichtlinearität sinkt hierbei im Allgemeinen.

Neben der bisher betrachteten integralen Nichtlinearität ist auch die differenzielle Nichtlinearität eine häufig verwendete Angabe bei realen ADCs. Diese beschreibt in der Transferfunktion zwischen Eingangsspannung und digitalen Ausgangsdaten die Breiten der Stufen, welche im Idealfall jeweils exakt ein LSB betragen. Die maximale Abweichung einer

¹²Diese Spezifikationen weist beispielsweise der kommerziell erhältliche ADC „LTC2259-16“ auf [Lin10].

Stufe von diesem Idealwert wird als differentielle Nichtlinearität bezeichnet und beschreibt somit die Gleichförmigkeit aufeinander folgender Digitalwerte [KW16]. In der obigen Betrachtung wurde keine Einschränkung bezüglich dieser Gleichförmigkeit vorgenommen, sondern eine differentielle Nichtlinearität im maximalen von der integralen Nichtlinearität zugelassen Maß von $\pm\Delta_{INL}$ erlaubt [Pel16]. Daher erfolgt keine gesonderte Betrachtung dieses Effekts.

Einfluss des Eigenrauschens

Eine weitere nicht-ideale Eigenschaft realer ADCs ist das Auftreten von Eigenrauschen¹³. Dieses führt dazu, dass es auch bei einer konstanten Spannung am Signaleingang des ADCs zu Schwankungen in den digitalen Werten am Datenausgang kommt. Grund hierfür ist das Rauschen der Bauteile aus denen ein realer ADC aufgebaut ist, wobei insbesondere das thermische Rauschen von Bedeutung ist [Pel16]. Das Eigenrauschen wird zumeist als eingangsbezogenes Rauschen in Einheiten des LSB angegeben und kann als zusätzliche Rauschen-Spannungsquelle am Signaleingang des ADCs modelliert werden. Typische Spezifikationen in Datenblättern von ADCs geben den Effektivwert am Ausgang dieser gedachten Spannungsquelle an [Ana05; Ana10; Ana13]. Da das thermische Rauschen typischerweise den dominierenden Mechanismus zur Entstehung des Eigenrauschens in ADCs darstellt, wird dieses zumeist als frequenzunabhängig zwischen den Frequenzen null und der halben Abtastfrequenz beschrieben [Ahm10; Ohn15].

Im Folgenden wird der Einfluss des Eigenrauschens über die Simulation untersucht, indem das Signal am Eingang des ADCs mit Rauschen in definierbarer Höhe überlagert wird. Das überlagerte Rauschen ist im Spektralbereich frequenzunabhängig zwischen null und der Nyquist-Frequenz. Für die Untersuchung wird ein Signal mit der Mn- K_α Spektrallinie und einer Photonenzählrate von $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, sowie ein 20 mm^2 SDD bei der Detektortemperatur von 238 K simuliert. Der analoge Eingangspfad besteht aus einem Bessel-Filter zweiter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 12 MHz. Es wird, wie bereits in Unterabschnitt 5.4.1 und Unterabschnitt 5.4.2, die DC-Kopplung mit einem Verstärkungsfaktor von eins und ein Eingangsbereich des ADCs von 2 V verwendet. Durch die geringe Verstärkung wird ein hoher Einfluss des Eigenrauschens auf die Signalauswertung erreicht. Es wird ein ADC mit einer Auflösung von 16 Bit und einer Abtastfrequenz von 80 MHz simuliert. ADCs mit diesen Spezifikationen bezüglich Auflösung und Abtastfrequenz sind kommerziell erhältlich, womit die im Folgenden betrachteten Effektivwerte des Eigenrauschens mit Datenblattangaben realer ADC-Typen verglichen werden können [Ana05; Ana10; Lin10; Lin11; Ana13]. Es wird in der Simulation ein Eigenrauschen zwischen $0,5 \text{ LSB}^{14}$ und fünf LSB^{15} betrachtet. Zusätzlich wird zu Referenzzwecken ein idealer ADC ohne Eigenrauschen simuliert. In der simulierten Auswertung wird eine Pulsformungszeit von 25 ns im Pulserkennungsfiler verwendet und Pulsformungszeiten zwischen 25 ns und $5 \mu\text{s}$ im Energiefilter betrachtet. Die Lückenzeit im Energiefilter beträgt 300 ns und es wird die Pulsabtastung verwendet. Der Schwellwert zur Pulserkennung wird auf einen der Energie von 400 eV entsprechenden

¹³englisch: transition noise

¹⁴Ein ADC mit diesen Spezifikationen ist kommerziell derzeit nicht verfügbar. Ein sehr rauscharmer ADC mit 16 Bit und 80 MHz ist beispielsweise der „AD9446“, welcher ein Eigenrauschen von $1,5 \text{ LSB}$ aufweist [Ana05].

¹⁵Diese Spezifikationen weist beispielsweise der kommerziell erhältliche ADC „LTC2259-16“ auf [Lin10].

Wert gesetzt. In den ermittelten Energiespektren wird jeweils die Energieauflösung anhand der Breite der Mn- K_{α} Spektrallinie bestimmt.

Abbildung 5.12 zeigt die ermittelten Energieauflösungen als Funktion der Pulsformungszeit für verschiedene Höhen des Eigenrauschens. Während ein idealer ADC bei einer Pulsformungszeit von 50 ns eine Energieauflösung von 160,9 eV erreicht, degradiert diese beispielsweise auf 164,3 eV bei einem Eigenrauschen von 0,5 LSB, auf 166,7 eV bei einem Eigenrauschen von einem LSB, auf 184,2 eV bei einem Eigenrauschen von drei LSB und auf 217,1 eV bei einem Eigenrauschen von fünf LSB. Das Eigenrauschen wirkt sich insbesondere bei kurzen Pulsformungszeiten negativ auf die Energieauflösung aus. Dies ist plausibel, da Trapezfilter mit längerer Pulsformungszeit eine verbesserte Unterdrückung von weißem Rauschen aufweisen [Gat+90; Nak18]. So kann mit einem Eigenrauschen in Höhe von 0,5 LSB ab einer Pulsformungszeit von 100 ns kein signifikanter Einfluss auf die Energieauflösung mehr festgestellt werden, wobei dies mit einem Eigenrauschen in Höhe eines LSBs erst ab einer Pulsformungszeit von 200 ns der Fall ist. Dahingegen degradiert ein Eigenrauschen in Höhe von drei LSB die Energieauflösung bis zu einer Pulsformungszeit von 2 μ s signifikant und ein Eigenrauschen in Höhe von fünf LSB degradiert die Energieauflösung auch bei der längsten betrachteten Pulsformungszeit von 5 μ s noch signifikant.

Zur Reduzierung der Anforderungen an den ADC kann eine höhere Verstärkung als der hier betrachtete Faktor von eins zwischen dem Ausgang des Ladungsverstärkers und dem Eingang des ADCs gewählt werden. Eine Verdoppelung der Verstärkung hat dabei den gleichen Einfluss wie die Halbierung des Eigenrauschens. Bei der Wahl einer höheren Verstärkung müssen jedoch die in Abschnitt 5.3 betrachteten negativen Einflüsse auf den Signaldurchsatz berücksichtigt werden. Eine weitere Option zur Verringerung des Einflusses des Eigenrauschens stellt die in Unterabschnitt 5.4.2 erwähnte Überabtastung dar. Eine Überabtastung um den Faktor zwei hat dabei den gleichen Einfluss wie die Reduzierung des Eigenrauschens um den Faktor $1/\sqrt{2}$ [Ohn15]. Der Nachteil der Überabtastung liegt in den im Allgemeinen höheren Kosten und Verlustleistungen von ADCs mit höheren Abtastfrequenzen [Pel16; Nak18].

5.5 Entwurf eines Prototypen

Mit den Erkenntnissen dieses Kapitels soll ein Prototyp eines DPPs entworfen und aufgebaut werden. Motivation ist, neben der Verifikation der Betrachtungen dieses Kapitels, insbesondere die Möglichkeit, im folgenden Kapitel 6 Auswertelgorithmen auch experimentell untersuchen zu können. Der DPP-Prototyp wird aus kommerziell verfügbaren Komponenten aufgebaut. Hierbei wird im analogen Eingangspfad ein Bessel-Tiefpassfilter zweiter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 15 MHz in einer Sallen-Key Topologie realisiert [Paa01]. Dies wird, nach den Ergebnissen aus Abschnitt 5.2, als ein guter Kompromiss aus Rauschunterdrückung und Einfluss auf die Signalanstiegszeiten betrachtet. Bei der Auswahl eines ADCs ist nach den Ergebnissen aus Unterabschnitt 5.4.1 eine Auflösung von mindestens 18 Bit nötig, um auch bei einer Pulsformungszeit von 20 ns keinen signifikanten Einfluss des Quantisierungsrauschens auf die Mn- K_{α} Energieauflösung zu erhalten. Zudem wird nach Unterabschnitt 5.4.2 eine Abtastfrequenz von mindestens 40 MHz für hohen Signaldurchsatz bei hohen Photonenfrequenzen benötigt. Zudem sollte für einen geringen

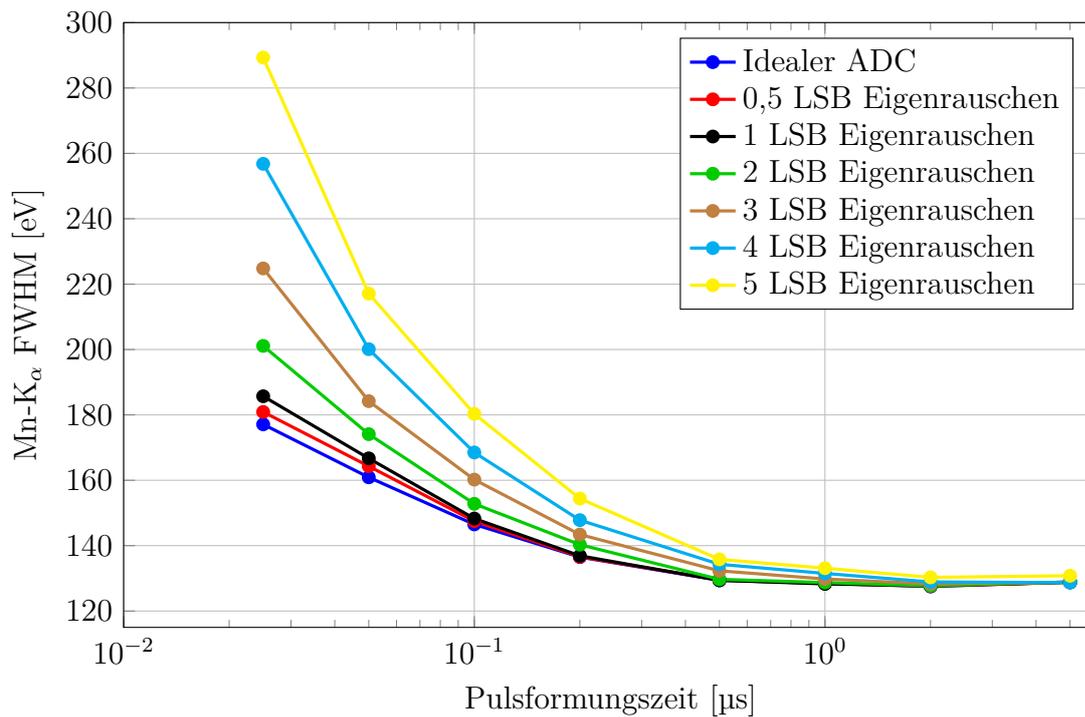


Abbildung 5.12: Um den Einfluss des ADC-Eigenrauschens auf die Energieauflösung zu untersuchen, wird die FWHM der Mn- K_{α} Linie als Funktion der Pulsformungszeit mit verschiedenen Effektivwerten des Eigenrauschens simuliert. Als Referenz sind zudem die Energieauflösungen mit idealem ADC gezeigt. Das Eigenrauschen degradiert die Energieauflösungen insbesondere bei kurzen Pulsformungszeiten.

Einfluss nicht-idealer Eigenschaften nach Unterabschnitt 5.4.3 die integrale Nichtlinearität unter etwa ± 2 LSB und das Eigenrauschen unterhalb von etwa einem LSB für einen 16 Bit ADC liegen. ADCs, die diesen Anforderungen gerecht werden, sind derzeit kommerziell nicht verfügbar. Für die geforderte minimale Abtastfrequenz von 40 MHz beträgt die maximale Auflösung kommerziell erhältlicher ADCs derzeit 16 Bit, wobei das Eigenrauschen hier bei minimal etwa 1,5 LSB liegt. Somit muss beim Entwurf des Prototypen entweder eine Verschlechterung der Energieauflösung, insbesondere aufgrund des Quantisierungs- und Eigenrauschens, akzeptiert werden oder eine Verstärkung größer eins zwischen Ladungsverstärker und ADC verwendet werden. Hierbei muss jedoch eine Reduzierung des Signaldurchsatzes in Kauf genommen werden. Da ADCs mit 16 Bit Auflösung kommerziell mit Abtastfrequenzen bis etwa 125 MHz verfügbar sind, kann die Relaxation der Anforderungen auch über eine Überabtastung realisiert werden. Nachteil ist ein vergleichsweise hoher Anstieg der Verlustleistung und der Kosten mit der Abtastfrequenz.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein ADC mit 16 Bit Auflösung und 80 MHz Abtastfrequenz verwendet, da dies als guter Kompromiss aus Überabtastung und Verlustleistung betrachtet wird. Mit diesen Spezifikationen sind beispielsweise die in Tabelle 5.1 gezeigten Typen kommerziell verfügbar. Es ist zu sehen, dass im Allgemeinen eine Abwägung aus Verlustleistung und nicht-idealen Eigenschaften getroffen werden muss. Im Rahmen dieser Arbeit wird der „AD9265-80“ aufgrund der sehr geringen Nichtlinearität und des

vergleichsweise geringen Eigenrauschens verwendet. In Anbetracht der Ergebnisse aus Abbildung 5.12 ist jedoch bereits mit dem Eigenrauschen von 2,2 LSB dieses ADCs ein erheblicher Einfluss auf die Energieauflösung bei kurzen Pulsformungszeiten zu erwarten. Daher wird die Verstärkung auf einen Wert von drei erhöht und so der Einfluss des Eigenrauschens reduziert. Mit dieser Verstärkung kann nach Abbildung 5.8 mit einem DC-gekoppelten Eingangspfad eine höhere Effizienz als mit AC-Kopplung erreicht werden, sofern die Zeitkonstante größer-gleich $1 \mu\text{s}$ gewählt wird. Für eine Zeitkonstante von 500 ns ist die Effizienz praktisch identisch und für Zeitkonstanten kleiner-gleich 200 ns kann mit der AC-Kopplung eine höhere Effizienz erreicht werden. Nach Abbildung 5.9 sind bei der Verwendung eines 80 MHz ADCs mit der AC-Kopplung Einbußen in der Energieauflösung bei Zeitkonstanten kleiner-gleich 200 ns zu erwarten. Aus Sicht der Effizienz und der Energieauflösung sind somit für den Prototyp die DC-Kopplung oder die AC-Kopplung mit einer Zeitkonstante von 500 ns vergleichbare Optionen. Aufgrund der einfacheren praktischen Umsetzbarkeit wird im Rahmen dieser Arbeit die DC-Kopplung im DPP-Prototyp verwendet.

Neben dem analogen Eingangspfad und dem ADC soll der DPP-Prototyp auch eine digitale Recheneinheit für die Umsetzung der Algorithmen zur Signalauswertung enthalten (siehe Abschnitt 3.1). Für die digitale Signalauswertung wird ein kommerziell erhältlicher FPGA aus der Serie „Artix-7“ verwendet [Xil18b]. Die in Kapitel 3 vorgestellten Auswertalgorithmen werden in einer Hardwarebeschreibungssprache umgesetzt, um den FPGA zur digitalen Signalverarbeitung zu nutzen. Zur Bewertung der spektroskopischen Eigenschaften werden mit dem DPP-Prototyp Energiespektren mit dem 20 mm^2 Referenz-SDD unter der Bestrahlung mit einer ^{55}Fe -Quelle aufgenommen und die FWHM der Mn- K_α Spektrallinie bestimmt. Die Eingangszählrate beträgt dabei etwa $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und die Detektortemperatur beträgt 238 K. In der Signalauswertung wird eine Pulsformungszeit von 25 ns im Pulserkennungsfiler verwendet, während im Energiefilter Pulsformungszeiten zwischen 50 ns und $5 \mu\text{s}$ betrachtet werden. Die Lückenzeit im Energiefilter beträgt 300 ns und der Schwellwert zur Pulserkennung wird auf einen der Energie von 400 eV entsprechenden Wert gesetzt. Es wird die Pulsabtastung verwendet. In den experimentell bestimmten Energiespektren wird die Energieauflösung anhand der Breite der Mn- K_α Spektrallinie bestimmt. Eine entsprechende Untersuchung wird auch in der Simulation durchgeführt, wobei der analoge Eingangspfad und der ADC entsprechend der Hardwareumsetzung im DPP-Prototyp modelliert werden. Die Messdaten und entsprechende Simulationsdaten sind in Abbildung 5.13 gegenübergestellt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den, basierend auf den Simulationsergebnissen, erwarteten und im Experiment mit dem DPP-Prototyp tatsächlich gemessenen Energieauflösungen. Für kurze Pulsformungszeiten werden experimentell bessere Energieauflösungen beobachtet. Gründe hierfür könnten beispielsweise Bauteiltoleranzen oder ein etwas höheres Rauschen im Simulationsmodell von Detektor und Vorverstärker sein. Im Vergleich mit dem Referenz-DPP kann, bei gleichem SDD, mit dem DPP-Prototyp eine vergleichbare Energieauflösung erzielt werden (siehe Abbildung 4.16), wobei mit letzterem aufgrund der höheren Abtastfrequenz des ADCs auch kürzere Pulsformungszeiten betrachtet werden können. Mit dem DPP-Prototyp steht nun ein Werkzeug zum experimentellen Test von Auswertalgorithmen im folgenden Kapitel zur Verfügung.

Typ	Δ_{INL} [LSB]	Eigenrauschen [LSB]	Verlustleistung [mW]	Referenz
LTC2163	$\pm 2,0$	3,2	108	[Lin11]
LTC2259-16	$\pm 4,0$	5,0	89	[Lin10]
AD9266	$\pm 3,5$	2,8	116	[Ana10]
AD9265-80	$\pm 1,5$	2,2	254	[Ana13]
AD9446	$\pm 3,0$	1,5	2200	[Ana05]

Tabelle 5.1: Gezeigt sind einige typische Spezifikationen einer Auswahl kommerziell erhältlicher ADCs mit 16 Bit Auflösung und 80 MHz Abtastfrequenz aus den jeweiligen Datenblättern des Herstellers.

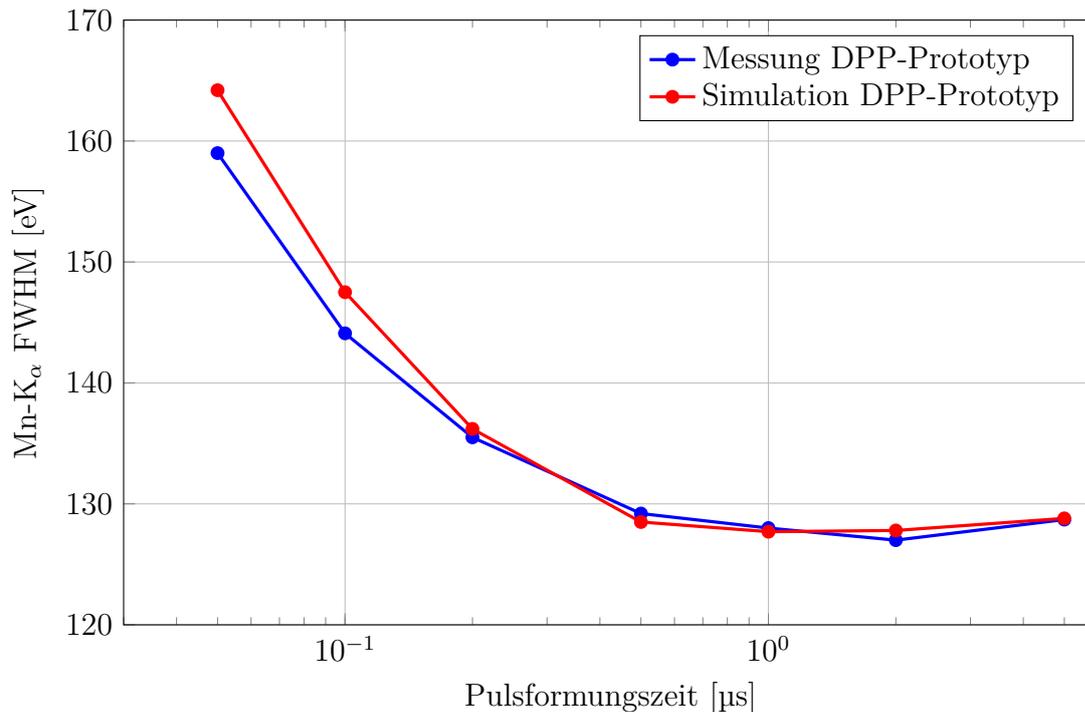


Abbildung 5.13: Gezeigt ist die mit dem DPP-Prototyp experimentell ermittelte Energieauflösung als Funktion der Pulsformungszeit des Energiefilters. Für die experimentelle Untersuchung wird der 20 mm² Referenz-SDD mit einer ⁵⁵Fe-Quelle bestrahlt. Zudem sind dementsprechende Simulationsergebnisse für die Modellierung des Prototypen bezüglich analogem Eingangspfad und ADC gezeigt, wobei sich insbesondere bei langen Pulsformungszeiten eine gute Übereinstimmung zeigt.

Kapitel 6

Untersuchung von Auswertealgorithmen in digitalen Pulsprozessoren

In diesem Kapitel werden Algorithmen für die Signalauswertung von SDDs untersucht. Hierbei wird eine Auswahl an Algorithmen, welche über die in Kapitel 3 vorgestellten etablierten Standardverfahren hinausgehen, betrachtet. Typische Aufgabenstellungen sind dabei die Erhöhung des Signaldurchsatzes, beispielsweise um die Messdauer in der Anwendung zu minimieren, und die Optimierung der Qualität von Energiespektren, beispielsweise im Hinblick auf die Energieauflösung. Die im Folgenden untersuchten Verfahren stammen teilweise aus der Literatur und werden im Rahmen dieser Arbeit mit der in Kapitel 4 entwickelten Simulationsmethodik für den Einsatz mit modernen SDDs untersucht. Darüber hinaus werden im Rahmen dieser Arbeit entwickelte oder modifizierte Verfahren vorgestellt und diese auch experimentell mithilfe des in Abschnitt 5.5 vorgestellten DPP-Prototyps untersucht.

6.1 Pulsabtastung und Pulsmaximierung

In Abschnitt 3.4 wurden mit der Pulsabtastung und der Pulsmaximierung zwei Verfahren zur Erfassung von Energiewerten aus dem Filterausgang des Energiefilters vorgestellt. Abbildung 6.1 zeigt beide Verfahren beispielhaft an Signalen aus der simulierten Auswertung. Gezeigt ist der Filterausgang eines Pulserkennungsfilters mit einer Pulsformungszeit von 50 ns und eines Energiefilters mit einer Pulsformungszeit von 100 ns und einer Lückenzeit von 300 ns, sowie der Schwellwert zur Pulserkennung. Sowohl bei der Pulsabtastung als auch bei der Pulsmaximierung wird die Erfassung eines Energiewerts durch die Pulserkennung (siehe Abschnitt 3.3) ausgelöst. Bei der Pulsabtastung wird anschließend zu einem festen, durch die Differenz der zeitlichen Längen von Pulserkennungsfiler und Energiefilter vorgegebenen Zeitpunkt ein Wert aus dem Energiefilterausgang erfasst. Im Fall der Pulsmaximierung wird dahingegen in einem definierten Zeitintervall, dessen Startzeitpunkt ebenfalls von der Längendifferenz der beiden Filter abhängt, der Maximalwert des Energiefilterausgangs ermittelt. Die Länge des Zeitintervalls hängt dabei von der Lückenzeit des Energiefilters ab. Beide Verfahren sind in kommerziell erhältlichen DPPs

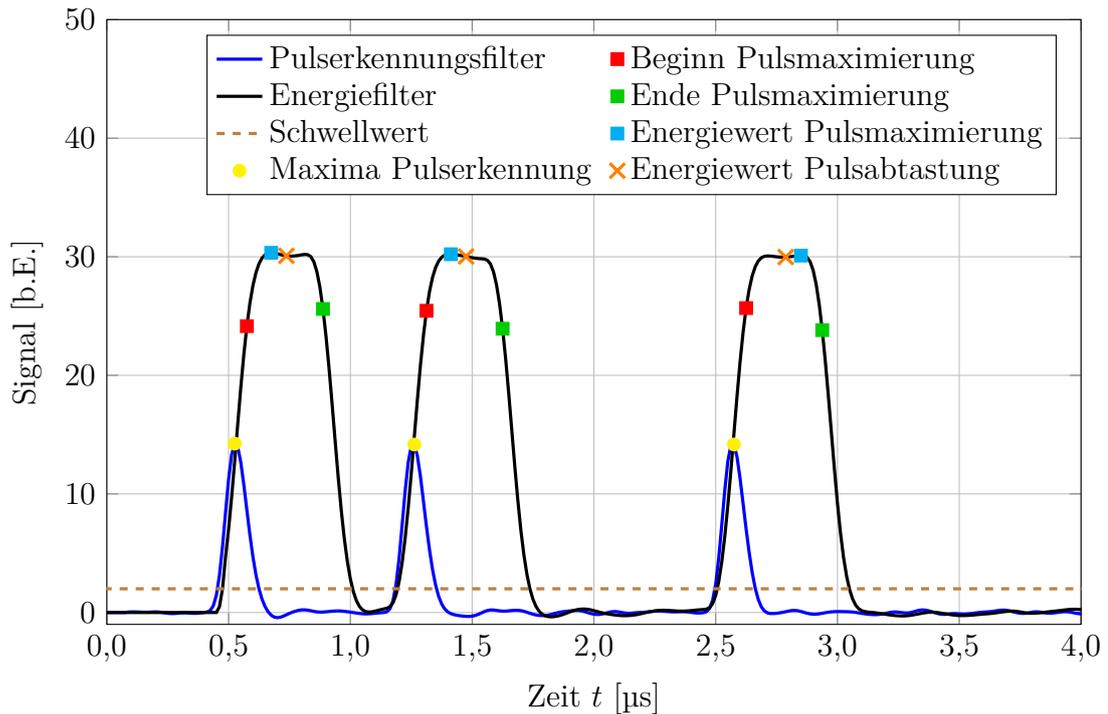


Abbildung 6.1: Für die Erfassung eines Energiewerts nach einer Schwellwertüberschreitung des Pulserkennungsfilters sind zwei Verfahren gebräuchlich, welche hier an beispielhaften Signalen gezeigt sind. Bei der Pulsabtastung wird zu einem definierten Zeitpunkt nach dem Maximum der Pulserkennung ein Wert aus dem Energiefilterausgang erfasst. Die Pulsmaximierung führt dahingegen im Energiefilterausgang eine Maximumsuche in einem gewissen Zeitintervall nach der Pulserkennung durch.

gebräuchlich [XIA19].

Im Folgenden wird ein quantitativer Vergleich der beiden Verfahren mithilfe der Simulation durchgeführt. Hierfür wird ein Signal mit der Mn- K_α Spektrallinie und einer Photonenzählrate von $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ für den 20 mm^2 SDD bei der Detektortemperatur von 238 K simuliert. Der analoge Eingangspfad und der ADC werden, wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, entsprechend dem DPP-Prototyp simuliert. In der simulierten Auswertung wird eine Pulsformungszeit von 50 ns im Pulserkennungsfilter und ein der Energie von 400 eV entsprechender Schwellwert zur Pulserkennung verwendet. Im Energiefilter werden Pulsformungszeiten zwischen 50 ns und 5 μs , sowie Lückenzeiten zwischen 50 ns und 400 ns betrachtet. Die simulierte Auswertung desselben Signals wird nacheinander mit Pulsabtastung und mit Pulsmaximierung durchgeführt. In den ermittelten Energiespektren wird zum einen die Energieauflösung anhand der Breite der Mn- K_α Spektrallinie und zum Anderen die Position der Spektrallinie in der nicht-kalibrierten Mehrkanalanalyse bestimmt. Für Letzteres wird in der Mehrkanalanalyse mit der Methode der kleinsten Quadrate eine Gauß-Kurve an die Spektrallinie angepasst [Are+15]. Aus der Kurvenanpassung wird über den Mittelwert der Gauß-Kurve die Lage der Spektrallinie in Kanälen ermittelt.

Abbildung 6.2 zeigt die ermittelte Energieauflösung als Funktion der Lückenzeit für verschiedene Pulsformungszeiten im Energiefilter. Für Lückenzeiten kleiner-gleich etwa

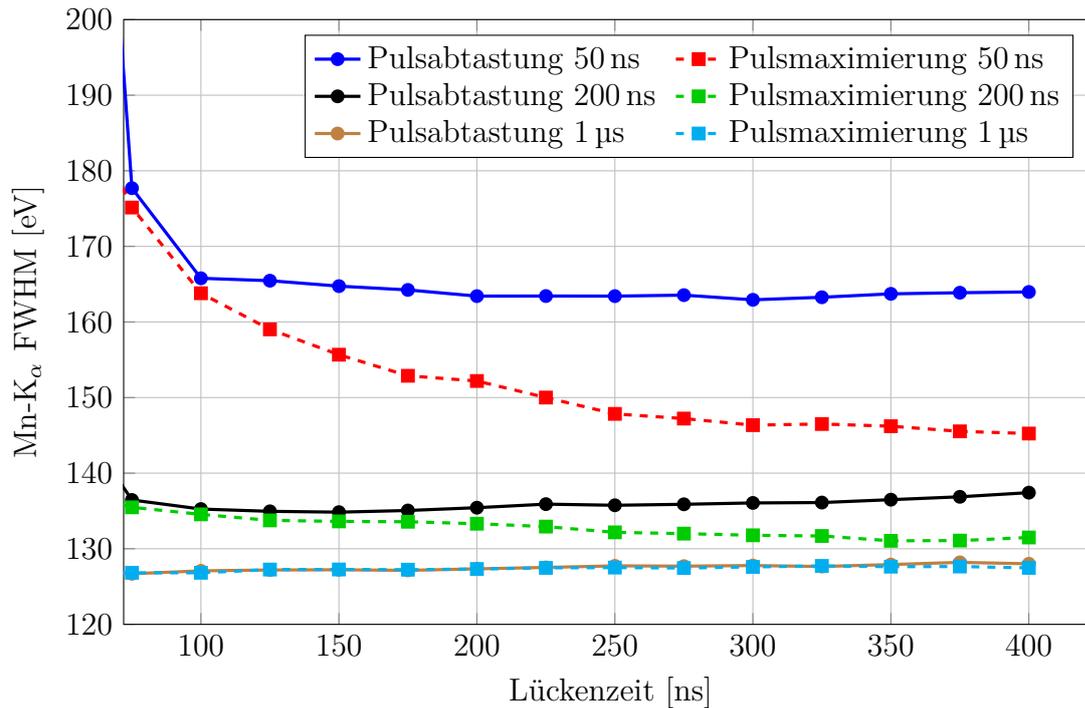


Abbildung 6.2: Gezeigt ist die Energieauflösung als Funktion der Lückenzeit des Energiefilters für verschiedene Pulsformungszeiten, wobei zur Erfassung von Energiewerten je einmal Pulsabtastung und Pulsmaximierung verwendet wird. Für lange Lückenzeiten kann durch die Pulsmaximierung, insbesondere bei kurzen Pulsformungszeiten, eine Verbesserung der Energieauflösung erreicht werden.

75 ns ist ein starker Einfluss des ballistischen Defizits (siehe Abschnitt 3.4) auf die Energieauflösungen zu sehen. Ab einer Lückenzeit von etwa 100 ns bis 125 ns ist diese groß genug, um den Einfluss des ballistischen Defizits stark zu minimieren. Hier zeigt sich für die Pulsabtastung nur noch eine sehr schwache Abhängigkeit der Energieauflösung von der Lückenzeit. So beträgt hier die in Abbildung 6.2 gezeigte Energieauflösung mit einer Pulsformungszeit von 50 ns beispielsweise 165,7 eV bei einer Lückenzeit von 100 ns, 163,4 eV bei einer Lückenzeit von 200 ns und 163,7 eV bei einer Lückenzeit von 350 ns. Ein vergleichbares Verhalten zeigt sich bei der Pulsabtastung auch bei längeren Pulsformungszeiten. Aufgrund der reduzierten Unterdrückung für weißes Rauschen mit längerer Lückenzeit ist hier, in vergleichsweise geringem Maß, eine Verschlechterung der Energieauflösung bei hohen Lückenzeiten zu sehen [GSM90; Bec+06]. Im Fall der Pulsmaximierung zeigt sich in Abbildung 6.2, dass mit steigender Lückenzeit die Energieauflösung verbessert werden kann. In diesem Fall beträgt die Energieauflösung mit einer Pulsformungszeit von 50 ns beispielsweise 163,8 eV bei einer Lückenzeit von 100 ns, 152,2 eV bei einer Lückenzeit von 200 ns und 146,2 eV bei einer Lückenzeit von 350 ns. Für längere Pulsformungszeiten ist diese Abhängigkeit weniger stark ausgeprägt.

In Abbildung 6.3 wird die jeweilige Lage der Spektrallinie in der Mehrkanalanalyse dargestellt. Da die Breite eines Kanals der Mehrkanalanalyse auf 5 eV festgelegt wird, ist die erwartete Position der Mn-K α Linie etwa der Kanal 1180. Ab einer Lückenzeit von

100 ns entsprechen die mit der Pulsabtastung ermittelten Werte in guter Übereinstimmung der erwarteten Position und diese ist insbesondere weder von der Pulsformungszeit noch von der Lückenzeit signifikant abhängig. Für Lückenzeiten unterhalb von etwa 100 ns wird die Spektrallinie zu kleineren Kanälen hin verschoben, da die ermittelten Pulsamplituden durch das ballistische Defizit signifikant reduziert sind. Dahingegen zeigt sich mit der Pulsmaximierung eine Verschiebung der Spektrallinie gegenüber der erwarteten Position zu höheren Kanälen hin. Diese Verschiebung ist sowohl von der Pulsformungszeit, als auch von der Lückenzeit des Energiefilters abhängig. So steigt die Position bei einer Pulsformungszeit von 50 ns beispielsweise von Kanal 1182,5 bei einer Lückenzeit von 100 ns, auf 1187,9 bei einer Lückenzeit von 200 ns und auf 1191,4 bei einer Lückenzeit von 350 ns. Bei längeren Pulsformungszeiten ist diese Verschiebung der Spektrallinie geringer ausgeprägt.

Der Grund für die in Abbildung 6.2 und Abbildung 6.3 beobachteten Unterschiede bei der Verwendung von Pulsabtastung und Pulsmaximierung können mit dem Folgenden, aus der Statistik bekannten Effekt, erklärt werden: Werden aus einer Wahrscheinlichkeitsverteilung Stichproben mit jeweils mehreren Elementen gebildet, so weisen die Maximalwerte der Stichproben eine geringere Streuung als die Wahrscheinlichkeitsverteilung selbst auf [EKM97; DN03]. Die Reduzierung der Streuung steigt mit der Größe der Stichprobe an. Im vorliegenden Fall sind alle Signalwerte im Filterausgang mit einem gewissen Rauschen behaftet. Im Fall der Pulsabtastung wird ein Signalwert zu einem fest definierten Zeitpunkt aus dem Filterausgang entnommen und das Rauschen im Filterausgang führt unmittelbar zur Schwankung der Energiewerte. Im Fall der Pulsmaximierung stehen dahingegen, insbesondere falls die Lückenzeit signifikant länger als die Signalanstiegszeit ist, mehrere Signalwerte im Filterausgang zur Verfügung, aus denen das Maximum bestimmt wird. Zwar sind die einzelnen Signalwerte mit demselben Rauschen wie im Fall der Pulsabtastung behaftet, jedoch reduziert die Maximumsuche bei der Pulsmaximierung die Streuung der ermittelten Pulsamplituden. Für vergleichsweise kurze Lückenzeiten sinkt diese Verbesserung, da weniger Zeitpunkte für die Maximumsuche zur Verfügung stehen. Im Extremfall sehr kurzer Lückenzeiten steht nur ein Signalwert für die Maximumsuche zur Verfügung und die Schwankung ist für Pulsabtastung und Pulsmaximierung identisch. Durch die Maximumsuche wird jedoch stets eine etwas höhere Energie als mit der Pulsabtastung ermittelt, weshalb das Energiespektrum zu höheren Kanälen hin verschoben wird. Die Höhe dieser Verschiebung steigt mit der Lückenzeit an, da diese beeinflusst wie viele Zeitpunkte zur Maximumsuche zur Verfügung stehen. Zudem führt ein höheres Rauschen im Energiefilter ebenfalls zu einer Erhöhung der Verschiebung, da dieses die Höhe der Streuung zwischen den Werten beschreibt. Die Höhe des Rauschens hängt insbesondere von der Pulsformungszeit des Energiefilters ab. Vorteil der Pulsmaximierung ist somit eine geringere Schwankung der bestimmten Pulsamplituden und eine daraus resultierende Verbesserung der Energieauflösung, insbesondere für lange Lückenzeiten. Hierbei sollte jedoch erwähnt werden, dass die in diesem Abschnitt betrachteten Lückenzeiten von bis zu 400 ns im vorliegenden Fall in der Regel keine sinnvolle Wahl ist. Für den betrachteten 20 mm^2 SDD ist der Einfluss des ballistischen Defizit bereits für Lückenzeiten ab etwa 100 ns sehr gering. Die Wahl einer Lückenzeit deutlich länger als dieser Wert reduziert den Signaldurchsatz durch das vermehrte Auftreten von Summenereignissen aufgrund der längeren Filterzeit, ohne den Einfluss des ballistischen Defizit in nennenswertem Umfang weiter zu reduzieren. Zur Erzielung einer besseren Energieauflösung könnte daher eine

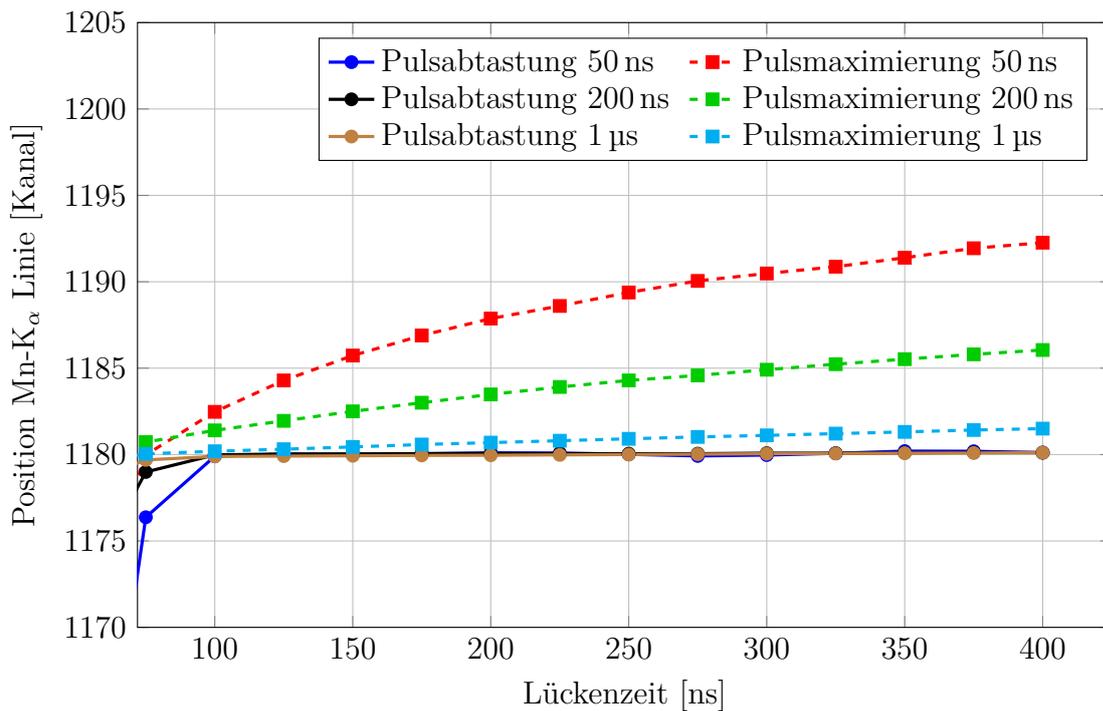


Abbildung 6.3: Die Position der Mn- K_α Linie in der nicht-kalibrierten Mehrkanalanalyse zeigt im Fall der Pulsabtastung eine hohe Stabilität gegenüber Änderungen der Lücken- und Pulsformungszeit. Im Fall der Pulsmaximierung wird die Spektrallinie mit steigender Lückenzeit zu höheren Kanälen hin verschoben. Die Höhe dieser Verschiebung steigt mit längerer Pulsformungszeit an.

längere Pulsformungszeit gewählt werden. So ist näherungsweise derselbe Signaldurchsatz von einem Energiefilter mit 50 ns Pulsformungszeit und 400 ns Lückenzeit und einem Energiefilter mit einer Pulsformungszeit von 200 ns und einer Lückenzeit von 100 ns zu erwarten. Unter diesen Umständen ist die Verbesserung der Energieauflösung durch die Pulsmaximierung deutlich geringer. Die bei der Pulsmaximierung auftretende Verschiebung der Spektrallinien erschwert dahingegen im Allgemeinen die analytische Auswertung der Energiespektren [HHW84; HFH21]. Bei der Pulsabtastung weist die Position einer Spektrallinie eine hohe Stabilität gegenüber Änderungen des elektronischen Rauschens, der Pulsformungszeit oder der Lückenzeit des Energiefilters auf. Dahingegen kann es bei der Verwendung von Pulsmaximierung zu einer Verschiebung von Spektrallinien kommen, beispielsweise aufgrund von temporär einkoppeltem Rauschen oder einer Änderung der Detektortemperatur, welche das analytische Ergebnis verfälschen kann. In diesem Fall kommt der Energiekalibrierung in der Mehrkanalanalyse daher eine erhöhte Wichtigkeit zu, da derartige Verschiebung erkannt und korrigiert werden müssen.

6.2 Adaptive Pulsformungszeit

Radioaktiver Zerfall und die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung durch eine angeregte Probe sind zeitlich zufällige Prozesse (siehe Unterabschnitt 4.1.3). In beiden Fällen

kann eine mittlere Photonenrate angegeben werden, aus welcher sich eine Poisson-verteilte Auftrittswahrscheinlichkeit von Zeitabständen zwischen aufeinanderfolgenden Photonen ergibt [Kno00; KW16]. Hieraus folgt, dass selbst bei sehr hohen Photonenzählraten auch vergleichsweise große Zeitintervalle zwischen aufeinanderfolgenden Röntgenpulsen mit einer gewissen Häufigkeit auftreten. Aufgrund der erhöhten Flexibilität von DPPs bei der Realisierung von digitalen Filtern, wurde daher erstmals in [Koe75a; Koe75b; Koe75c] ein Verfahren zur dynamischen Anpassung der Pulsformungszeit des Energiefilters an die Zeitintervalle zwischen aufeinanderfolgenden Röntgenpulsen vorgestellt [FM99]. Anstatt eine im Laufe einer Messung unveränderliche Pulsformungszeit im Energiefilter zu verwenden, wird bei diesem Verfahren die Pulsformungszeit an den jeweiligen zeitlichen Abstand aufeinanderfolgender Röntgenpulse angepasst. Die Pulsformungszeit wird hierbei in Abhängigkeit des zeitlichen Abstands gewählt, sodass es zu keiner die Energiebestimmung verfälschenden Überlappung im Energiefilter kommt. Zielsetzung des Verfahrens ist die Verbesserung der Energieauflösung durch die zeitweise Verwendung von längeren Pulsformungszeiten, ohne eine Reduzierung des Signaldurchsatzes durch zusätzliche Summenereignisse [MF95]. Die praktische Umsetzung kann durch die Pufferung von Signaldaten für eine gewissen Zeitdauer erfolgen, welche zur Realisierung einer längstmöglichen Pulsformungszeit benötigt wird [Lak90]. Mithilfe der Pulserkennung kann eine Schätzung über den zeitlichen Abstand aufeinanderfolgender Röntgenpulse gewonnen werden. Anschließend wird die verwendete Pulsformungszeit gewählt, wobei üblicherweise eine minimale und eine maximale Pulsformungszeit vorgegeben wird. Die minimale Pulsformungszeit wird basierend auf der angestrebten Energieauflösung gewählt, wohingegen für die maximale Pulsformungszeit typischerweise diejenige Pulsformungszeit verwendet wird, bei welcher das System die optimale Energieauflösung erreicht [Alb+11]. Über die gepufferten Signaldaten wird anschließend der Energiefilterausgang mit der jeweiligen Pulsformungszeit realisiert und die Energie der Röntgenpulse aus dem Filterausgang ermittelt. Können aufeinanderfolgende Röntgenpulse aufgrund eines zu geringen zeitlichen Abstands auch mit der minimalen Pulsformungszeit nicht aufgelöst werden, so werden die Röntgenpulse als Summenereignisse verworfen (siehe Abschnitt 3.3).

Abbildung 6.4 zeigt das Prinzip dieses Verfahrens anhand beispielhafter Signale aus der simulierten Signalauswertung. Gezeigt ist ein Pulserkennungsfilter mit einer Pulsformungszeit von 50 ns, ein Energiefilter mit einer statischen Pulsformungszeit von 200 ns und ein adaptiver Energiefilter mit einer minimalen Pulsformungszeit von 200 ns und einer maximalen Pulsformungszeit von 1 μ s. Die Lückenzeit beider Energiefilter beträgt 300 ns. Für jeden Impuls im Pulserkennungsfilter wird hierbei ein Röntgenpuls erkannt. Für den statischen Energiefilter ist die Pulsformungszeit konstant. Die Anstiegs- und Abfallzeit des Filterausgangs ist daher für alle drei in Abbildung 6.4 gezeigten Röntgenpulse näherungsweise gleich. Im Fall des adaptiven Energiefilters variiert die Pulsformungszeit. Da der zeitlich erste Röntgenpuls in Abbildung 6.4 einen vergleichsweise hohen zeitlichen Abstand zu den benachbarten Röntgenpulsen aufweist, kann hier die maximale Pulsformungszeit von 1 μ s verwendet werden, ohne dass es zu einer die Energie verfälschende Überlappung im Energiefilter kommt. Auf der rechten Seite von Abbildung 6.4 folgt ein Paar von Röntgenpulsen, welches zeitlich einen vergleichsweise geringen Abstand zueinander aufweist. Da dieses Paar an Röntgenpulsen nur mit der minimalen Pulsformungszeit von 200 ns aufgelöst werden kann, verwendet der adaptive Filter in diesem Bereich ebenfalls eine

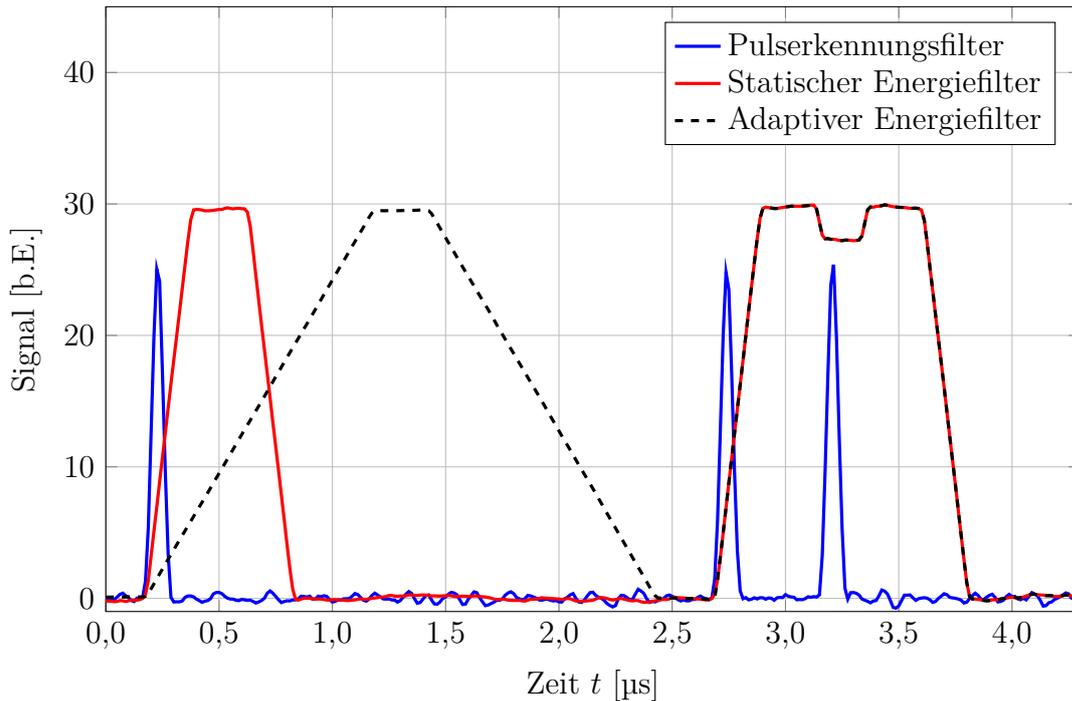


Abbildung 6.4: Anhand beispielhafter Signale aus der simulierten Signalauswertung wird das Prinzip der adaptiven Pulsformungszeit dargestellt. In einem statischen Energiefilter wird eine zeitlich konstante Pulsformungszeit verwendet, weshalb der Filterausgang für alle Röntgenpulse näherungsweise die gleiche Anstiegs- und Abfallzeit aufweist. Zur Realisierung einer adaptiven Pulsformungszeit wird der zeitliche Abstand aufeinanderfolgender Röntgenpulse mithilfe des Pulserkennungsfilters bestimmt und die Pulsformungszeit an dieses Zeitintervall angepasst.

Pulsformungszeit von 200 ns. Daher stimmen statischer und adaptiver Energiefilter in diesem Bereich überein.

Das Verfahren der adaptiven Pulsformungszeit wird im Folgenden mithilfe der Simulation quantitativ untersucht. Hierfür wird ein Signal mit der Mn- K_{α} Spektrallinie für einen 20 mm² SDD bei der Detektortemperatur von 238 K simuliert. Es werden nacheinander verschiedene Photonenzählraten zwischen $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ betrachtet. Der analoge Eingangspfad und der ADC werden, wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, entsprechend dem Prototyp simuliert. In der simulierten Auswertung wird ein Pulserkennungsfiler mit einer Pulsformungszeit von 50 ns, sowie ein der Energie von 400 eV entsprechender Schwellwert verwendet. Es werden statische Energiefilter mit Pulsformungszeiten zwischen 50 ns und 1 µs betrachtet. Zudem wird ein adaptiver Energiefiler mit einer minimalen Pulsformungszeit von 50 ns und einer maximalen Pulsformungszeit 1 µs verwendet. Bei einer Pulsformungszeit von 1 µs erreicht der Prototyp in der Simulation die optimale Energieauflösung (siehe Abbildung 5.13). In allen Fällen beträgt die Lückenzeit des Energiefilters 300 ns, um Einflüsse des ballistischen Defizits zu minimieren. Zudem wird Pulsabtastung für die Erfassung von Energiewerten verwendet. Mithilfe der simulierten Auswertung wird die relative Totzeit (siehe Abschnitt 3.6) und die Energieauflösung anhand der Breite der Mn- K_{α} Spektrallinie ermittelt.

In Abbildung 6.5 ist die in der simulierten Auswertung ermittelte relative Totzeit in Abhängigkeit der Photonenzählrate für die verschiedenen Energiefilter gezeigt. Für statische Energiefilter steigt die relative Totzeit mit der Pulsformungszeit, sowie mit der Photonenzählrate an. Grund hierfür ist das vermehrte Auftreten von Summenereignissen mit erhöhter Länge des Energiefilters und höherer Photonenzählrate. Die relative Totzeit bei einer Pulsformungszeit von 50 ns beträgt beispielsweise etwa 1,8 % bei einer Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, 25,4 % bei einer Photonenzählrate von $4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ und 50,2 % bei einer Photonenzählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Für kürzere Pulsformungszeiten ist die relative Totzeit im Allgemeinen geringer. Der verwendete adaptive Energiefilter zeigt in Abbildung 6.5 für alle betrachteten Photonenzählraten eine praktisch identische relative Totzeit wie der statische Energiefilter mit 50 ns Pulsformungszeit. Grund hierfür ist, dass dies gerade die minimale Pulsformungszeit des betrachteten adaptiven Energiefilters ist. Das adaptive Verfahren nutzt die Pulsformungszeit von 50 ns, falls diese Filterlänge zur Trennung von aufeinanderfolgenden Röntgenpulsen nötig ist. Längere Pulsformungszeiten werden nur dann verwendet, wenn es dadurch nicht zur störenden Überlappung der Röntgenpulse kommt.

Abbildung 6.6 zeigt dahingegen die ermittelte Energieauflösung als Funktion der Photonenzählrate. Für statische Energiefilter zeigt sich keine signifikante Abhängigkeit der Energieauflösung von der Photonenzählrate. Die Pulsformungszeit dieser Filter ist konstant und die Rauschunterdrückung des Filters unabhängig von der Photonenzählrate. So beträgt die Energieauflösung beispielsweise im Mittel über alle Photonenzählraten $(165,0 \pm 0,3) \text{ eV}$ bei einer Pulsformungszeit von 50 ns, $(136,2 \pm 0,2) \text{ eV}$ bei einer Pulsformungszeit von 200 ns und $(127,6 \pm 0,2) \text{ eV}$ bei einer Pulsformungszeit von 1 μs . Dahingegen zeigt sich für den adaptiven Energiefilter eine Verschlechterung der Energieauflösung mit steigender Photonenzählrate. So beträgt die Energieauflösung mit dem adaptiven Energiefilter beispielsweise 127,8 eV bei einer Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, 131,5 eV bei einer Photonenzählrate von $4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ und 136,3 eV bei einer Photonenzählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Mit steigender Photonenzählrate treten kurze Zeitintervalle zwischen aufeinanderfolgenden Röntgenpulsen häufiger auf und der adaptive Filter nutzt vermehrt kurze Pulsformungszeiten um diese Röntgenpulse aufzulösen. Aufgrund der schlechteren Rauschunterdrückung bei kürzeren Pulsformungszeiten sind die Amplituden, der mit diesen Pulsformungszeiten ausgewerteten Röntgenpulse, mit einer höheren Schwankung behaftet und die Energieauflösung wird schlechter. Mit dem adaptiven Filter kann jedoch für alle betrachteten Photonenzählraten eine Verbesserung der Energieauflösung gegenüber dem statischen Filter mit der minimalen Pulsformungszeit von 50 ns erreicht werden. Bei vergleichsweise geringen Photonenzählraten können dahingegen häufig lange Pulsformungszeiten mit guter Rauschunterdrückung verwendet werden. In diesem Fall ist die Energieauflösung nahe dem mit einer konstanten Pulsformungszeit von 1 μs erreichten Wert.

Somit kann zusammengefasst werden, dass bei der Verwendung einer adaptiven Pulsformungszeit im Allgemeinen ein der minimalen Pulsformungszeit entsprechender Signaldurchsatz erreicht wird. Dabei kann die Energieauflösung für geringe Photonenzählraten nahezu auf die mit der maximalen Pulsformungszeit erreichten Werte verbessert werden. Die erreichte Verbesserung sinkt für höhere Photonenzählraten, wobei sich im hier betrachteten Fall auch bei der maximalen Photonenzählrate noch ein signifikanter Vorteil durch den adaptiven Filter ergibt. Der Vorteil des Verfahrens der adaptiven Pulsformungszeit ist daher, bei einer definierten minimalen Pulsformungszeit, die Verbesserung

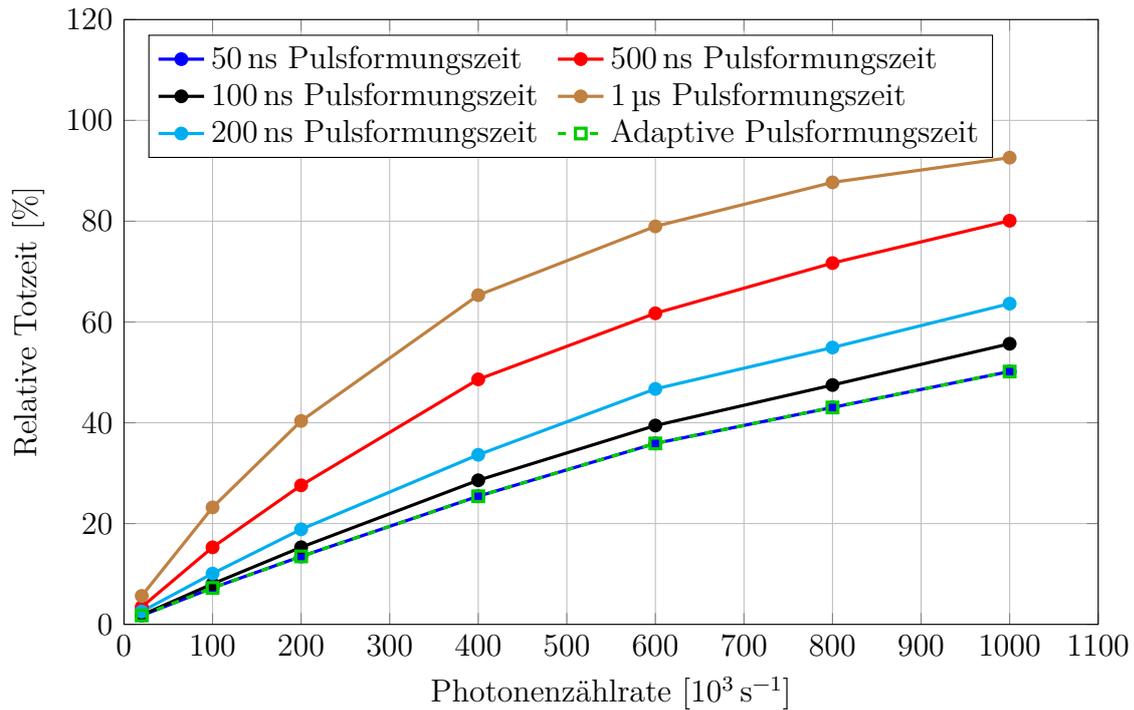


Abbildung 6.5: Gezeigt ist die relative Totzeit als Funktion der Photonenzählrate für verschiedene Pulsformungszeiten statischer Energiefilter, sowie für einen adaptiven Energiefilter mit einer minimalen Pulsformungszeit von 50 ns und einer maximalen Pulsformungszeit von 1 μs . Die relative Totzeit steigt mit der Pulsformungszeit und der Photonenzählrate an, wobei mit dem betrachteten adaptiven Filter dieselbe relative Totzeit wie mit einer statischen Pulsformungszeit von 50 ns erreicht wird.

der Energieauflösung ohne eine Erhöhung der Totzeit. Als Nachteil des Verfahrens ist der erhöhte Ressourcenbedarf in der digitalen Recheneinheit (beispielsweise des FPGAs), insbesondere der Speicherbedarf zur Pufferung von Signaldaten, zu nennen. Darüber hinaus erschwert die Variation der Energieauflösung mit der Photonenzählrate im Fall der adaptiven Pulsformungszeit die analytische Auswertung der Energiespektren. Diese wird typischerweise bei der Kurvenanpassung zur Entfaltung von Spektrallinien als bekannt vorausgesetzt, um die Anzahl der freien Parameter zu verringern [Bec+06; Van14]. Im Fall der adaptiven Pulsformungszeit ist die Energieauflösung jedoch eine Funktion der Photonenzählrate. Die Photonenzählrate kann jedoch im Laufe einer Messung schwanken und auch bei bekanntem Zusammenhang zwischen Energieauflösung und Photonenzählrate ist die Energieauflösung im Allgemeinen unbekannt. Darüber hinaus wird die analytische Auswertung bei der Verwendung der adaptiven Pulsformungszeit durch die Kurvenformen der Spektrallinien erschwert. Während Spektrallinien bei statischen Filtern in sehr guter Näherung Gauß-förmig sind, ergeben sich bei adaptiver Pulsformungszeit davon abweichende Formen [MF95]. Diese entsteht durch die verschiedenen, im Laufe einer Messung verwendeten Pulsformungszeiten, mit jeweils unterschiedlicher Rauschunterdrückung. Die insgesamt beobachtete Kurvenform der Spektrallinie entsteht aus der Überlagerung mehrerer Gauß-förmigen Verteilungen mit jeweils verschiedenen Schwankungsbreiten. Die

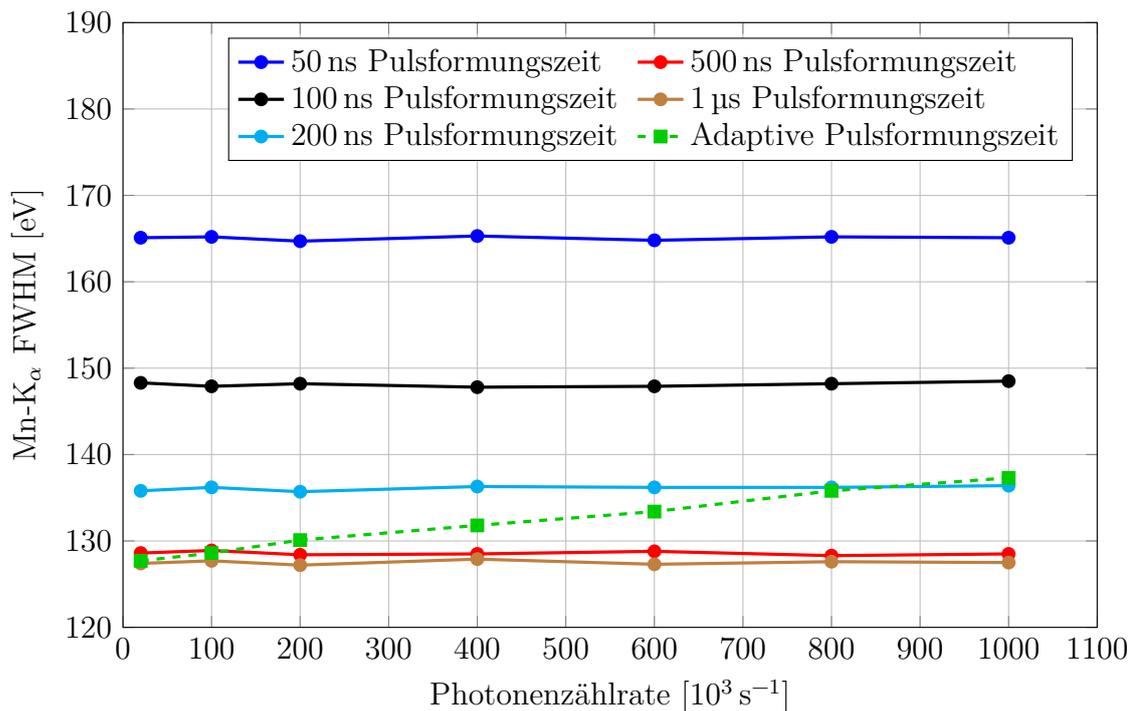


Abbildung 6.6: Gezeigt ist die Energieauflösung als Funktion der Photonenzählrate für verschiedene Pulsformungszeiten statischer Energiefilter, sowie für einen adaptiven Energiefilter mit einer minimalen Pulsformungszeit von 50 ns und einer maximalen Pulsformungszeit von 1 μs . Für Energiefilter mit statischer Pulsformungszeit zeigt die Energieauflösung keine signifikante Abhängigkeit von der Photonenzählrate. Im Fall des adaptiven Filters führt eine steigende Photonenzählrate zu einer Verschlechterung der Energieauflösung, da häufiger kurze Pulsformungszeiten mit geringerer Rauschunterdrückung verwendet werden. Der adaptive Filter zeigt bei allen betrachteten Photonenzählraten eine bessere Energieauflösung als der statische Filter mit einer Pulsformungszeit von 50 ns.

Form ist daher nicht perfekt Gauß-förmig und zudem von der Photonenzählrate abhängig. Auch dies erschwert die analytische Auswertung, da bei der Kurvenanpassung während der Analyse des Spektrums eine im Allgemeinen unbekannt Kurvenform angepasst werden muss [Mot+14]. Aufgrund dieser Nachteile ist das Verfahren derzeit in üblichen RFA Anwendungen nicht weit verbreitet, wird jedoch aufgrund der potentiell hohen Verbesserung der Energieauflösung teilweise eingesetzt [Wes+01; Mot+13; SH17; Mot17].

6.3 Dynamische Entladung

Die Entladung der Rückkoppelkapazität des Ladungsverstärkers erfolgt bei der Anwendung mit SDDs typischerweise gepulst (siehe Abschnitt 2.3). Das Auslösen der gepulsten Entladung wird hierbei in der Regel über eine analoge Schaltung im Vorverstärker realisiert, welche die Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers gegen einen Grenzwert prüft (siehe Abschnitt 3.1). Das Überschreiten dieser Maximalspannung erfolgt bei einem mit Röntgenphotonen bestrahlten und mithilfe eines Peltier-Elements gekühlten SDDs bereits bei

vergleichsweise geringen Photonenzählraten in den meisten Fällen durch das Auftreten eines Röntgenpulses. Grund hierfür ist der bei der Kühlung des Halbleiterchips vergleichsweise geringe Spannungsanstieg durch den Leckstrom im Vergleich zum typischen Spannungsanstieg durch Röntgenpulse. So wurde beispielsweise in Abbildung 4.6 am Ausgang des Vorverstärkers ein Anstieg der Signalspannung durch den Leckstrom von rund 2 V s^{-1} für den 20 mm^2 SDD bei einer Detektortemperatur von 223 K ermittelt. Dies übersteigt der mittlere Spannungsanstieg durch Röntgenpulse am Ausgang des Vorverstärkers bei der Bestrahlung mit einer Photonenenergie von $5,898 \text{ keV}$ bei einer Photonenzählrate von $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und einer Sensitivität von 5 mV keV^{-1} mit etwa 1475 V s^{-1} bereits um mehrere Größenordnungen. Die Wahrscheinlichkeit die Maximalspannung durch einen Röntgenpuls zu erreichen ist daher sehr hoch und steigt für höhere Photonenenergien und -zählraten weiter an. Der für das Erreichen der Maximalspannung verantwortliche Röntgenpuls kann in den meisten Fällen nicht ausgewertet werden. Grund hierfür ist insbesondere die Reduzierung der Amplitude durch den Beginn der Entladung. Diese Problemstellung wird durch ein in [Lan+82] vorgestelltes Verfahren adressiert, in welchem die Entladung durch die Signalauswertung ausgelöst wird. Hierbei werden neben der Maximalspannung weitere Kriterien zum Auslösen der Entladung berücksichtigt. Zusätzlich zur maximalen Signalspannung, welche sich beispielsweise aus dem Eingangsbereich des ADCs ergibt (siehe Unterabschnitt 5.3.1), wird eine weitere Schwellspannung definiert. Diese wird geringer als die Maximalspannung gewählt, wobei die Differenz etwa der Spannungsamplitude für die maximal erwartete Röntgenenergie entspricht. Es wird keine Entladung durchgeführt solange die Signalspannung unterhalb der Schwellspannung liegt. Erreicht die Signalspannung die Schwellspannung, ohne dass unmittelbar zuvor ein Röntgenpuls erkannt wurde, so wird die Entladung initiiert. Wird die Schwellspannung jedoch während der Auswertung eines Röntgenpulses erreicht, so wird die Auswertung dieses Röntgenpulses abgewartet und anschließend die Entladung ausgelöst. Für den Fall, dass die Maximalspannung erreicht oder der oberhalb der Schwellspannung ausgewertete Röntgenpuls aufgrund der Prüfung auf Summenereignisse verworfen wird, erfolgt die Initiierung der Entladung unmittelbar. Durch dieses Verfahren soll erreicht werden, dass die maximal erwartete Röntgenenergie möglichst jederzeit ohne die Überschreitung der Maximalspannung detektiert werden kann und somit der Signaldurchsatz erhöht wird. Da die Zeitpunkte der Entladung dynamisch an das Signal anpasst werden, wird dieses Verfahren im Folgenden als dynamische Entladung bezeichnet, wohingegen die Entladung beim Erreichen einer fixen Maximalspannung als statische Entladung bezeichnet wird. Während das Verfahren in der Originalquelle innerhalb analoger Signalauswertung umgesetzt wurde, kann die Umsetzung heutzutage in digitalen Algorithmen im DPP erfolgen, wobei eine erhöhte Flexibilität, beispielsweise im Hinblick auf die Schwellspannung, erreicht wird [Bat17].

In Abbildung 6.7 wird das Prinzip der dynamischen Entladung anhand beispielhafter Signale aus der Simulation gezeigt. Hierbei sind Eingangssignale des ADCs für die Verwendung von statischer und dynamischer Entladung für ein simuliertes SDD Signal mit einer Spektrallinie bei 40 keV gezeigt. Für jeden der Röntgenpulse steigt die Signalspannung um näherungsweise 200 mV an, da eine Sensitivität von 5 mV keV^{-1} verwendet wird. Der Eingangsbereich des ADCs wird zwischen 0 V und 2 V modelliert, weshalb die statische Entladung bei einer Maximalspannung von 2 V ausgelöst wird (siehe Unterabschnitt 5.3.1). Im Fall der statischen Entladung wird die Maximalspannung in Abbildung 6.7 durch

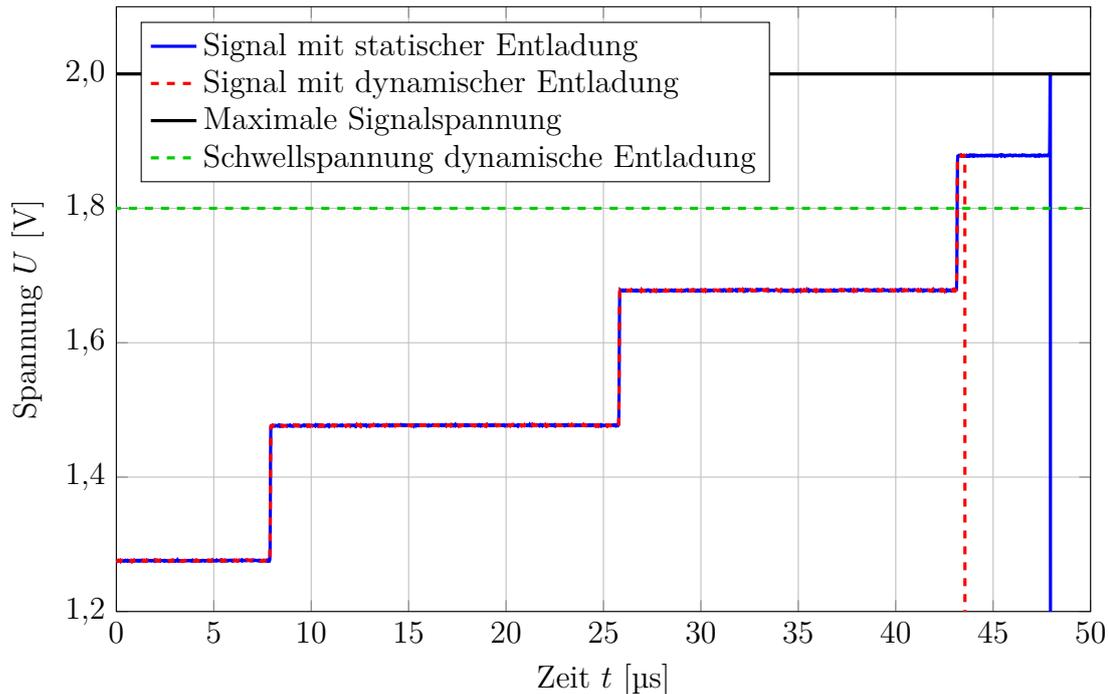


Abbildung 6.7: Anhand beispielhafter Signale aus der Simulation am ADC-Eingang wird das Prinzip der dynamischen Entladung dargestellt. Bei der statischen Entladung wird diese ausgelöst, indem die Signalspannung gegen einen Maximalwert geprüft wird. Die maximale Signalspannung wird häufig durch das Auftreten eines Röntgenpulses erreicht, wodurch dieser nicht ausgewertet werden kann. Bei der dynamischen Entladung wird eine Schwellspannung unterhalb der maximalen Signalspannung definiert. Wird diese durch das Auftreten eines Röntgenpulses überschritten, so wird die Auswertung abgeschlossen und anschließend die Entladung ausgeführt.

einen Röntgenpuls erreicht. Es ist zu sehen, dass dieser Fall sehr wahrscheinlich ist, da der Leckstromanstieg zwischen den Röntgenpulsen für den simulierten 20 mm^2 SDD bei einer Detektortemperatur von 238 K klein im Vergleich zu den Röntgenpulsen ist. Der für das Erreichen der Maximalspannung verantwortliche Röntgenpuls auf der rechten Seite von Abbildung 6.7 kann nicht ausgewertet werden. Grund hierfür ist die Reduzierung der Amplitude durch die Entladung, sowie das Erreichen des Maximums des ADC-Eingangsbereichs. Im Fall der dynamischen Entladung wird die Schwellspannung auf $1,8 \text{ V}$ festgelegt, sodass diese mit 200 mV gerade um den Spannungsanstieg eines 40 keV Photons unterhalb der Maximalspannung liegt. Diese Schwellspannung wird bereits vom vorhergehenden Röntgenpuls überschritten. Zur Auswertung dieses Röntgenpulses wird noch etwa die Dauer einer Pulsformungszeit, welche in diesem Fall 100 ns beträgt, und einer Lückenzeit, welche in diesem Fall 300 ns beträgt, abgewartet und anschließend die Entladung ausgelöst. So wird der Verlust des Röntgenpulses beim Auslösen der Entladung verhindert.

Das Verfahren der dynamischen Entladung wird im Folgenden mithilfe der Simulation quantitativ untersucht. Da die Entladung bei hohen Photonenenergien häufig ausgeführt wird und unter diesen Umständen daher den höchsten Einfluss auf den Signaldurchsatz

aufweist (siehe Abschnitt 5.3), wird im Folgenden ein solcher Fall betrachtet. Hierfür wird ein Signal mit einer Spektrallinie bei 40 keV für einen 20 mm² SDD bei der Detektortemperatur von 238 K simuliert. Wie bereits in Abschnitt 5.3 erwähnt, ist der Wert von 40 keV eine vergleichsweise hohe Röntgenenergie und die Quanteneffizienz des verwendeten 450 µm dicken SDDs beträgt hier bereits weniger als 5 % [Cha+19]. Es werden nacheinander verschiedene Photonenzählraten zwischen $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ betrachtet. Der analoge Eingangspfad und der ADC werden, wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, entsprechend dem DPP-Prototyp simuliert. In der simulierten Auswertung wird ein Pulserkennungsfilter mit einer Pulsformungszeit von 50 ns, sowie ein der Energie von 400 eV entsprechender Schwellwert verwendet. Es werden Energiefilter mit Pulsformungszeiten zwischen 50 ns und 5 µs betrachtet, wobei die Lückenzeit stets 300 ns beträgt. Jedes Signal wird zu Referenzzwecken auch ohne Entladung ausgewertet, wobei hier ein ADC mit unbeschränktem Eingangsbereich modelliert wird. Zudem werden die Signale je einmal mit statischer Entladung und mit dynamischer Entladung ausgewertet, wobei eine Maximalspannung von 2,0 V und eine Schwellspannung der dynamischen Entladung von 1,8 V verwendet wird. Mithilfe der simulierten Auswertung wird jeweils die relative Totzeit als Maß für den Signaldurchsatz bestimmt.

Um den Einfluss der dynamischen Entladung darzustellen, ist in Abbildung 6.8 die jeweils bei einer Pulsformungszeit von 100 ns ermittelte relative Totzeit als Funktion der Photonenzählrate gezeigt. Bei der Auswertung ohne Entladung kann der höchste Signaldurchsatz erreicht werden, da die Ausgangszählrate in diesem Fall nur durch das Auftreten von Summenereignissen vermindert wird. In diesem Fall beträgt die relative Totzeit beispielsweise 2,6 % für eine Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, 24,8 % für eine Photonenzählrate von $4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ und 50,1 % für eine Photonenzählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Im Fall der statischen Entladung wird die Totzeit zusätzlich zum Auftreten von Summenereignissen durch die Entladungen vermindert. Die relative Totzeit wird so im Vergleich zur Auswertung ohne Entladung erhöht, beispielsweise auf 17,0 % für eine Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, auf 40,3 % für eine Photonenzählrate von $4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ und auf 61,9 % für eine Photonenzählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Auch bei der Verwendung der dynamischen Entladung tritt eine Reduzierung des Signaldurchsatzes im Vergleich zur Auswertung ohne Entladung auf. Diese Reduzierung fällt aber im Vergleich zur statischen Entladung für alle betrachteten Photonenzählraten geringer aus. Die relative Totzeit mit der dynamischen Entladung beträgt so beispielsweise etwa 3,0 % für eine Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, 30,3 % für eine Photonenzählrate von $4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ und 57,9 % für eine Photonenzählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Bei niedrigen Photonenzählraten wird bei der Verwendung der dynamischen Entladung nahezu derselbe Signaldurchsatz wie bei der Auswertung ohne Entladung erreicht. Grund hierfür ist die Vermeidung des Verlusts von Röntgenpulsen beim Auslösen der Entladung. Zudem ist es bei geringen Photonenzählraten vergleichsweise unwahrscheinlich, dass während der Entladung ein weiterer Röntgenpuls auftritt, welcher dann nicht ausgewertet werden kann. Die Erhöhung der relativen Totzeit durch die Entladung fällt unter diesen Umständen daher vergleichsweise gering aus. Bei höheren Photonenzählraten fallen dahingegen häufiger Röntgenpulse in das Zeitintervall der Entladung und hier steigt die zusätzliche Totzeit an.

Im Folgenden wird der Einfluss der dynamischen Entladung des Signaldurchsatzes auch bei der Verwendung anderer Pulsformungszeiten betrachtet. Abbildung 6.9 zeigt hierfür

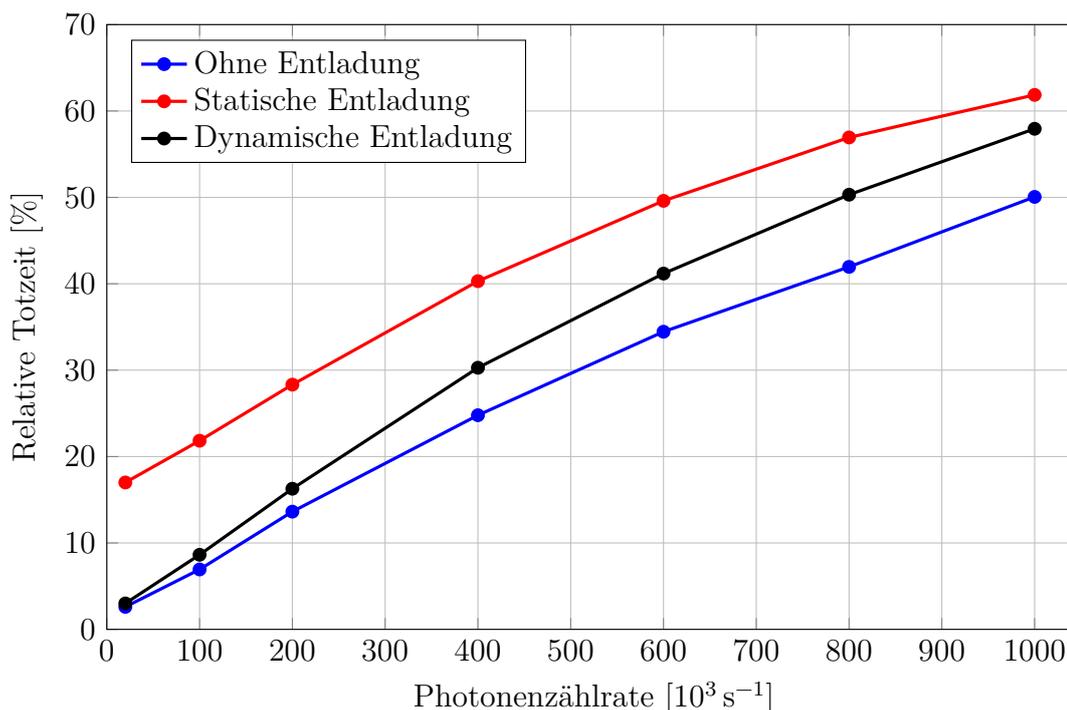


Abbildung 6.8: Gezeigt ist die relative Totzeit als Funktion der Photonen-zählrate für die Verwendung von statischer und dynamischer Entladung. Zu Referenzzwecken ist die ohne Entladung erreichte relative Totzeit gezeigt, welche nur durch Summenereignisse bedingt ist. Durch die Entladung entsteht zusätzliche Totzeit, welche insbesondere bei geringen Photonen-zählraten durch die dynamische Entladung vermindert werden kann.

die Reduzierung der relativen Totzeit bei der Verwendung dynamischer statt statischer Entladung für verschiedene Pulsformungszeiten als Funktion der Photonen-zählrate. Die maximale Reduzierung wird mit 14,4% bei der kürzesten betrachteten Pulsformungszeit von 50 ns und der geringsten betrachteten Photonen-zählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ erreicht. Für höhere Photonen-zählraten sinkt die Verbesserung durch die dynamische Entladung, beträgt jedoch selbst bei $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ noch 6,3% für die Pulsformungszeit von 50 ns . Für längere Pulsformungszeiten fällt die Verbesserungen durch die dynamische Entladung allgemein geringer aus und die Abhängigkeit von der Photonen-zählrate ist ausgeprägter. So beträgt die Reduzierung der Totzeit bei einer Pulsformungszeit von 500 ns beispielsweise 13,6% bei einer Photonen-zählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und 1,1% bei $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Der Grund für dieses Verhalten ist zum einen die bereits oben erwähnte höhere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Röntgenpulses im Zeitintervall der Entladung. Zum Anderen sinkt mit steigender Pulsformungszeit und Photonen-zählrate die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Auswertung eines Röntgenpulses oberhalb des Schwellwerts. Aufgrund der vergleichsweise hohen Totzeit bei hohen Photonen-zählraten können so mit der dynamischen Entladung nur noch geringere Verbesserung erzielt werden.

Die dynamische Entladung kann demnach zu einer erheblichen Steigerung des Signaldurchsatzes führen, insbesondere bei geringen Photonen-zählraten. Die Höhe der Verbesserung ist zudem von der Photonenenergie abhängig. Um dies zu demonstrieren wird die

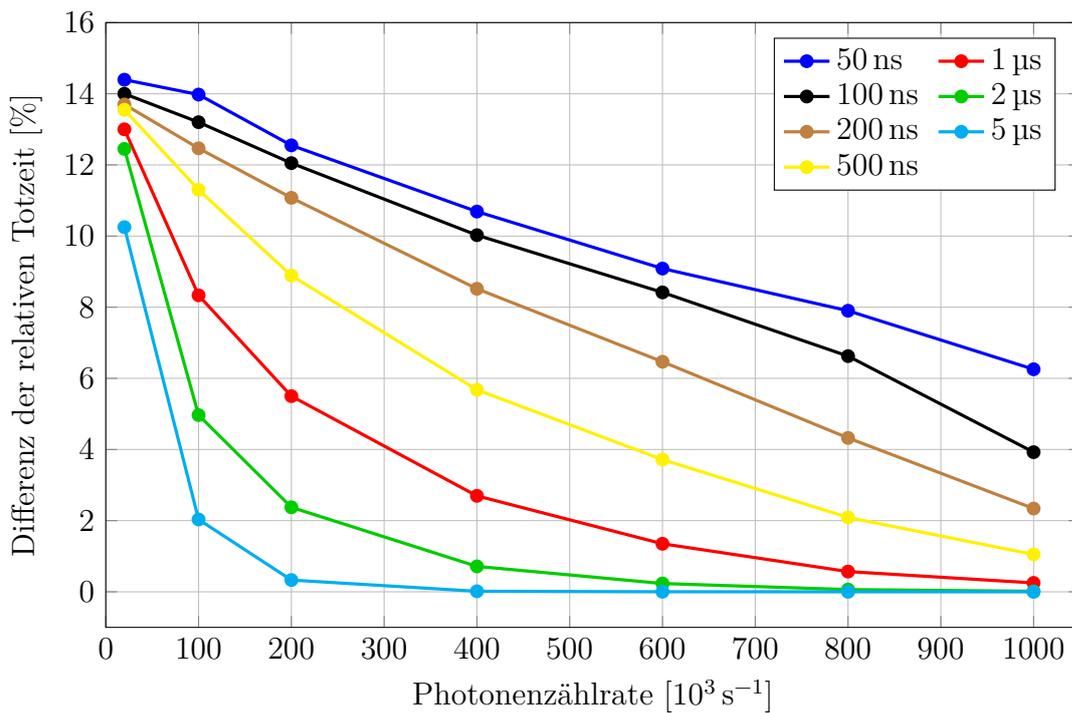


Abbildung 6.9: Gezeigt ist die Reduzierung der relativen Totzeit bei Verwendung von dynamischer statt statischer Entladung als Funktion der Photonenzählrate. Die relative Totzeit kann durch die Verwendung der dynamischen Entladung insbesondere bei geringen Photonenzählraten reduziert werden. Für höhere Photonenzählraten und längere Pulsformungszeiten nimmt die Verbesserung ab.

in diesem Abschnitt durchgeführte Untersuchung auch mit einer Photonen-Energie von 5,898 keV und einer daraus resultieren Schwellspannung von etwa 1,97 V unter ansonsten identischen Bedingungen wiederholt. In diesem Fall beträgt die maximale Verbesserung bei einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ noch 6,1%. Grund hierfür ist, dass die Entladung aufgrund der geringen Photonen-Energie bei gleicher Photonenzählrate weniger häufig ausgeführt wird und die zusätzliche Totzeit durch die Entladung somit geringer ausfällt. Durch die dynamische Entladung kann der Signaldurchsatz daher nur in geringerem Umfang gesteigert werden. Zudem wird der Vorteil der dynamischen Entladung für Energiespektren mit mehr als einer Spektrallinie vermindert. Im hier betrachteten Fall mit einer einzelnen Spektrallinie entspricht der Spannungsanstieg jedes Röntgenpulses näherungsweise der Differenz zwischen Schwellspannung und Maximalspannung. So ergibt sich eine nahezu optimale Ausnutzung des dynamischen Spannungsbereichs. Im Allgemeinen weist die Strahlung jedoch auch geringere Energien als die Maximalenergie auf, welche für die Definition der Schwellspannung verwendet wird und der Eingangsbereich wird nicht mehr optimal genutzt. Um dies zu demonstrieren, wird ein Signal mit je einer Spektrallinie bei 5,898 keV und 40 keV im Intensitätsverhältnis von eins zu eins simuliert und die in diesem Abschnitt durchgeführte Untersuchung wiederholt. Hierbei wird eine Schwellspannung von etwa 1,8 V verwendet, um der Maximalenergie Rechnung zu tragen. Unter diesen Umständen beträgt die maximale Reduzierung der

Totzeit durch die dynamische Entladung 8,4% bei einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$.

Die dynamische Entladung ist somit insbesondere für Anwendungen mit hohen Photonenenergien zur Steigerung des Signaldurchsatzes interessant. Ein möglichst hoher Anteil mit Röntgenpulsen nahe der Maximalenergie trägt hierbei zu größeren Vorteilen bei. Mit Hilfe der dynamischen Entladung kann der in Unterabschnitt 5.3.1 betrachtete Nachteil DC-gekoppelter Eingangspfade, die erhöhte Totzeit aufgrund der häufiger durchgeführten Entladung bei hohen Verstärkungen, vermindert werden. Voraussetzung für die praktische Verwendung der dynamischen Entladung ist ein Vorverstärker, welcher die Auslösung der Entladung über ein externes Signal erlaubt. Kommerziell erhältliche Vorverstärker für SDDs bieten diese Funktion teilweise [KET19b].

6.4 Adaptive Lückenzeit

In diesem Abschnitt wird ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Verfahren vorgestellt, welches die Steigerung des Signaldurchsatzes, insbesondere bei der Verwendung großflächiger SDDs, zum Ziel hat.

6.4.1 Motivation und Problemstellung

Die Minimierung des ballistischen Defizits ist, wie in Abschnitt 3.4 erläutert, für die Signalauswertung von SDDs von großer Bedeutung, um negative Einflüsse auf die Energieauflösung und die Form der Spektrallinien im Energiespektrum zu vermeiden. Diese negativen Einflüsse entstehen, falls es im signifikanten Maß zu einer von der jeweiligen Signalanstiegszeit abhängigen Reduzierung der Amplituden von Röntgenpulsen im Energiefilterausgang kommt [Kno00; Nak18]. Die Minimierung des ballistischen Defizits wird durch die Einführung einer Lückenzeit im Energiefilter realisiert (siehe Abbildung 3.2). Die Länge der Lückenzeit wird in Abhängigkeit der auftretenden Signalanstiegszeiten gewählt, wobei längere Lückenzeiten im Allgemeinen zu einer höheren Unterdrückung des ballistischen Defizits führen. Gleichzeitig steigt mit einer Erhöhung der Lückenzeit jedoch die Länge des Energiefilters (siehe Abbildung 3.1), wodurch Summenereignisse häufiger auftreten und es zu einer Reduzierung des Signaldurchsatzes kommt. Für die Wahl der Lückenzeit ergibt sich somit ein Zielkonflikt zwischen der Minimierung des ballistischen Defizits und der Maximierung des Signaldurchsatzes.

Dieser Zielkonflikt gewinnt durch die Entwicklung von SDDs mit großen aktiven Flächen in den letzten Jahren an Bedeutung [Col+09; Sol+10; Pro+16; HJF18]. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, kann bei SDDs aufgrund der Halbleiterstruktur mit der Verwendung von Seitwärtsverarmung die Detektorfläche nahezu unabhängig von der Kapazität der Ausleseanode erhöht werden [Raw86; Egg+04]. Hierdurch können großflächige Detektoren mit vergleichsweise guten spektroskopischen Eigenschaften realisiert werden. Die Motivation für den Einsatz dieser Detektoren liegt insbesondere in der Vergrößerung des Raumwinkels von Detektionssystemen [RYI10; HFH21]. Für den Einsatz in der RFA (siehe Abschnitt 1.4) kann hierüber bei gleicher Probenanregung eine höhere Rate an Fluoreszenzstrahlung detektiert werden. Somit kann beispielsweise bei unveränderter Probenanregung eine Verkürzung der Messdauer realisiert und die Analyse schneller durchgeführt werden.

Alternativ kann auch bei gleicher Messdauer die Intensität der Probenanregung verringert werden, beispielsweise um Strahlenschäden in der Probe zu vermeiden oder um die Leistungsaufnahme der Röntgenröhre zu reduzieren.

Bei der Signalauswertung von großflächigen SDDs ergeben sich, insbesondere aufgrund des höheren Leckstroms (siehe Abbildung 4.7) und der breiteren Verteilung der Signalanstiegszeiten (siehe Abbildung 4.5), neue Herausforderungen. Der höhere mittlere Leckstrom ist hierbei durch das größere Halbleitervolumen bedingt und führt zu einer Erhöhung des niederfrequenten Rauschens (siehe Gleichung 3.1), sowie zu einem höheren Wert der Basislinie (siehe Abschnitt 3.5) [Egg+04]. Die breitere Verteilung von Signalanstiegszeiten ist durch die höhere Variation der Driftwege im SDD bedingt (siehe Abschnitt 2.5). Für eine Photonenabsorption in hohem radialem Abstand von der Anode ergibt sich für die entstehende Ladungswolke ein langer Driftweg, welcher eine höhere Signalanstiegszeit des entsprechenden Röntgenpulses hervorruft. Ebenso werden Photonen auch in großflächigen Detektoren vergleichsweise nah an der Anode absorbiert und führen zu Röntgenpulsen mit kurzen Signalanstiegszeiten. Somit ergibt sich eine breite Variation der Signalanstiegszeiten mit vergleichsweise hohen Maximalwerten. Für die Minimierung des ballistischen Defizits sind bei großflächigen SDDs daher vergleichsweise lange Lückenzeiten erforderlich, welche, wie oben erwähnt, aufgrund der erhöhten Länge des Energiefilters zum vermehrten Auftreten von Summenereignissen führen. Kritisch sind insbesondere Anwendungen mit hohen Photonenzählraten (beispielsweise 10^6 s^{-1}), welche kurze Pulsformungszeiten (beispielsweise 50 ns) für die Reduzierung der Totzeit erfordern. Unter diesen Umständen kann die Lückenzeit (beispielsweise 500 ns) der dominierende Anteil der Energiefilterlänge werden, ohne dass diese signifikant zur Rauschunterdrückung beiträgt. Da eine Verkürzung der Lückenzeit unter diesen Umständen häufig mit der Degradation des Energiespektrums einhergeht, ist die mit der Verwendung großflächiger SDDs angestrebte Erhöhung der Rate an detektierter Fluoreszenzstrahlung limitiert. Mit dem im Folgenden vorgestellten Verfahren wird daher die Steigerung des Signaldurchsatzes bei weiterhin hoher Unterdrückung des ballistischen Defizits angestrebt.

6.4.2 Konzept einer adaptiven Lückenzeit

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, tritt bei großflächigen SDDs eine breite Variation der Signalanstiegszeiten auf. Hierbei ist häufig eine hohe maximale Signalanstiegszeit zu beobachten, wobei ein großer Anteil der Röntgenpulse eine, im Vergleich zu diesem Maximalwert, signifikant kürzere Signalanstiegszeit aufweist. Wird eine Lückenzeit gewählt, um für die maximalen Signalanstiegszeiten das ballistische Defizit auf ein gewisses Maß zu reduzieren, so ist diese unnötig lang für die schnelleren Röntgenpulse der Verteilung. Kürzere Lückenzeiten führen andererseits zu negativen Einflüssen auf das Energiespektrum, da in diesem Fall für die maximalen Signalanstiegszeiten ein hohes Maß an ballistischem Defizit auftritt. Im Folgenden wird daher ein Verfahren untersucht, welches auf eine individuelle Anpassung der Lückenzeit an die jeweilige Signalanstiegszeit der einzelnen Röntgenpulse abzielt. Hierbei wird die Reduzierung der Filterlänge für Röntgenpulse mit vergleichsweise kurzen Signalanstiegszeiten angestrebt, um für diese die Wahrscheinlichkeit der Überlagerung mit einem weiteren Röntgenpuls zu vermindern. Zielsetzung ist dabei die Steigerung des Signaldurchsatzes durch die Reduzierung von Summenereignissen, ohne

den Einfluss des ballistischen Defizits auf das Energiespektrum signifikant zu erhöhen. Für die praktische Umsetzung dieses, als adaptive Lückenzeit bezeichneten¹, Verfahrens sind Anpassungen an mehreren Stellen der Signalauswertung erforderlich, welche im Folgenden diskutiert werden.

Anpassungen in der Signalauswertung

Für die Realisierung der adaptiven Lückenzeit muss in der Signalauswertung ein Verfahren zur Bestimmung der Signalanstiegszeit umgesetzt werden. Dies ist in einigen DPPs bereits zur Realisierung eines Diskriminators für Signalanstiegszeiten, welcher eine erweiterte Form der Erkennung von Summenereignissen darstellt, implementiert [WG06; Red+06]. Zur Bestimmung der Signalanstiegszeit sind in der Literatur hierbei eine Vielzahl an Verfahren entwickelt worden [Kno00; SE08; Mot10; AGP13; Nak18]. Diese basieren beispielsweise auf der Zeitdauer des Pulserkennungsfilters über dem Schwellwert zur Pulserkennung, auf einer sogenannten Constant-Fraction Diskriminierung oder auf einer Kurvenanpassung.

Mithilfe der ermittelten Signalanstiegszeit wird die Lückenzeit des Energiefilters gewählt. In Abhängigkeit des zur Bestimmung der Signalanstiegszeit verwendeten Verfahrens wird im Allgemeinen ein unterschiedlicher Bruchteil der Signalanstiegszeit ermittelt. In der Regel bietet eine Lückenzeit gleich dem ermittelten Bruchteil der Signalanstiegszeit keine ausreichende Unterdrückung des ballistischen Defizits. Bei der Wahl der verwendeten Lückenzeit L wird daher auf die jeweils ermittelte Signalanstiegszeit τ_{RT} eine definierbare Zeit ΔL addiert². ΔL wird im Folgenden als zusätzliche Lückenzeit bezeichnet und führt zu einer Verlängerung der Lückenzeit über den ermittelten Bruchteil der Signalanstiegszeit hinaus. Durch die Wahl von ΔL kann der Einfluss des ballistischen Defizits so auf ein gewisses Maß reduziert werden. Hohe Werte der zusätzlichen Lückenzeit führen andererseits zur Erhöhung der Filterlänge für jeden Röntgenpuls und bedingen zusätzliche Summenereignisse, sodass für die jeweilige Anwendung eine Abwägung getroffen werden muss. Darüber hinaus wird eine maximale Lückenzeit L_{max} definiert, welche, unabhängig von der bestimmten Signalanstiegszeit, die Länge der Lückenzeit L limitiert. Falls die Summe aus der ermittelten Signalanstiegszeit τ_{RT} und der zusätzlichen Lückenzeit ΔL den Wert von L_{max} übersteigt, wird diese maximale Lückenzeit verwendet:

$$L = \begin{cases} \tau_{RT} + \Delta L & \text{falls } (\tau_{RT} + \Delta L) \leq L_{max} \\ L_{max} & \text{sonst} \end{cases} . \quad (6.1)$$

Dieser zweite Fall in Gleichung 6.1 kann beispielsweise für Summenereignisse auftreten, welche von der Pulserkennung nicht aufgelöst werden. Die Signalanstiegszeit kann in diesem Fall die Summe, oder ein Bruchteil der Summe, aus den Signalanstiegszeiten mehrerer Röntgenpulse sein. Die Auswertung führt in diesem Fall zu keiner sinnvollen Energiebestimmung und durch L_{max} soll eine unnötig lange Totzeit des Energiefilters

¹Das gebräuchliche Verfahren mit zeitlich unveränderlicher Lückenzeit wird dahingegen als statische Lückenzeit bezeichnet.

²Alternativ könnte zur Wahl der Lückenzeit die jeweils ermittelte Signalanstiegszeit τ_{RT} mit einem Faktor multipliziert werden. Für die praktische Umsetzung in einem FPGA erhöht dies jedoch den Umsetzungsaufwand und es muss der Einfluss der Rundung betrachtet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein additiver Zeitbeitrag verwendet.

vermieden werden. L_{max} sollte für den praktischen Einsatz etwas länger als die Summe aus dem längsten zu erwartenden Maß der Signalanstiegszeit τ_{RT} und der zusätzlichen Lückenzeit ΔL gewählt werden. Die Berechnung der Lückenzeit L nach Gleichung 6.1 wird für jeden detektierten Röntgenpuls durchgeführt, nachdem dessen Signalanstiegszeit bestimmt wurde.

Im Allgemeinen entsteht bei jeder Änderung der Lückenzeit eine Unstetigkeit im Filterausgang. Grund hierfür ist die Veränderung der Gewichtungen und der Anzahl an Signalwerten, welche für die Berechnung des Filterausgangs verwendet werden. Hierbei kann sich, je nach den Signalwerten und der Veränderung der Filterkoeffizienten, eine sprunghafte Änderung des Filterausgangs ergeben. Bei der Verwendung einer adaptiven Lückenzeit muss daher sichergestellt werden, dass zu diesen Zeitpunkten keine Auswertung des Energiefilterausgangs, beispielsweise durch Pulsmaximierung (siehe Abschnitt 3.4), erfolgt. Durch die Einführung geeigneter Verzögerungen zwischen Funktionsblöcken in der Signalauswertung kann die Änderung der Lückenzeit in Zeitbereiche verschoben werden, zu denen keine Auswertung des Filterausgangs erfolgt. Eine mögliche Umsetzung dieser Verzögerungen durch Datenpuffer wird in Abbildung 6.11 gezeigt. Hierdurch kann erreicht werden, dass die auftretende Unstetigkeit im Filterausgang keinen Einfluss auf die Signalauswertung aufweist.

Des Weiteren ist für die Verwendung der adaptiven Lückenzeit eine Erweiterung der Basislinienkorrektur nötig (siehe Abschnitt 3.5). Die Höhe der Basislinie im Filterausgang hängt für einen gegebenen, beispielsweise durch den Leckstrom hervorgerufenen Anstieg in den Signalwerten von der Lückenzeit des Energiefilters ab. Eine längere Lückenzeit führt dabei zu einem höheren Basislinienwert [WHG03]. Zur Durchführung einer Basislinienkorrektur muss von den im Filterausgang ermittelten Pulshöhen daher ein von der aktuellen Lückenzeit abhängiger Wert subtrahiert werden. Hierfür wird der aktuelle Mittelwert der bestimmten Basislinie für die jeweilige Lückenzeit skaliert. Im Vergleich zur Verwendung einer statischen Lückenzeit muss die Berechnung und Anwendung dieses Skalierungsfaktors in der Signalauswertung ergänzt werden. Sofern die Erfassung von Werten der Basislinie direkt aus dem Energiefilterausgang erfolgt, muss auch hier die jeweilige Lückenzeit berücksichtigt und eine Skalierung bei der Berechnung des Mittelwerts der Basislinie durchgeführt werden.

Darüber hinaus muss bei der Verwendung der adaptiven Lückenzeit eine Anpassung der Prüfung auf Summenereignisse erfolgen. Wie in Abschnitt 3.3 erläutert, wird hierfür typischerweise über die Pulserkennung der zeitliche Abstand aufeinanderfolgender Röntgenpulse gegen einen, von der Länge des Energiefilters abhängigen, Minimalwert geprüft. Da sich durch die Variation der Lückenzeit eine veränderliche Energiefilterlänge ergibt, muss der minimale zeitliche Abstand aufeinanderfolgender Röntgenpulse an die jeweilige Lückenzeit angepasst werden. Kürzere Lückenzeiten bedingen hierbei kürzere Energiefilterlängen, für welche es auch bei schneller aufeinanderfolgenden Röntgenpulsen zu keiner Überlappung im Filterausgang kommt. Unter diesen Umständen kann daher ein geringerer zeitlicher Abstand aufeinanderfolgender Röntgenpulsen toleriert werden. Im Gegensatz zur Verwendung einer statischen Lückenzeit ist daher die Prüfung auf einen zeitlich konstanten Mindestabstand nicht ausreichend.

Darstellung mithilfe der Simulation

Mithilfe der Simulation wird das Verfahren der adaptiven Lückenzeit im Folgenden beispielhaft dargestellt. Hierfür wird das Signal eines 150 mm^2 SDDs mit der Mn-K_α Linie bei einer Photonenzählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ simuliert³. Der analoge Eingangspfad und der ADC sind entsprechend dem DPP-Prototyp modelliert. Aus den simulierten ADC-Daten wird parallel je ein Energiefilter mit statischer und ein Energiefilter mit adaptiver Lückenzeit berechnet, welche in Abbildung 6.10 auf der linken Ordinate gezeigt sind. Beide Filter weisen eine Pulsformungszeit von 100 ns auf. Für die Bestimmung der Signalanstiegszeiten wird in der Simulation die bereits in Abschnitt 5.2 verwendete Kurvenanpassung benutzt. Hierbei wird die 10/90-Signalanstiegszeit durch Anpassung einer Gauß'schen Fehlerfunktion an Röntgenpulse im ADC Signal bestimmt. In Abbildung 6.10 ist die so jeweils ermittelte 10/90-Signalanstiegszeit $\tau_{10/90}$ neben jedem der drei Röntgenpulse im Energiefilterausgang gezeigt. Wie aus Abbildung 4.5 ersichtlich, beträgt die maximale 10/90-Signalanstiegszeit im Ausgangssignal des 150 mm^2 Referenz-SDDs etwa 350 ns. Für die statische Lückenzeit wird in Abbildung 6.10 beispielhaft ein Wert von 450 ns verwendet, um den Einfluss des ballistischen Defizits auch für diese Röntgenpulse einzuschränken. Für die adaptive Lückenzeit wird dem entsprechend eine zusätzliche Lückenzeit von $\Delta L = 100 \text{ ns}$ gewählt. Auf der rechten Ordinate von Abbildung 6.10 ist die jeweils verwendete Lückenzeit gezeigt. Hier ist zu sehen, dass der statische Energiefilter eine zeitlich unveränderliche Lückenzeit von 450 ns aufweist. Die Lückenzeit des adaptiven Energiefilters wird dahingegen, basierend auf der ermittelten 10/90-Signalanstiegszeit, variiert. Die beiden schnell aufeinanderfolgenden Röntgenpulse auf der linken Seite von Abbildung 6.10 weisen beide eine, im Vergleich zum Maximalwert von 350 ns, schnelle Signalanstiegszeit auf. Für diese kann eine Vermeidung des ballistischen Defizits mit kürzeren Lückenzeiten erfolgen. Aufgrund der verkürzten Filterlänge können die beiden Röntgenpulse im Ausgang des adaptiven Energiefilters getrennt werden und eine korrekte Erfassung von Energiewerten ist möglich. Dahingegen kommt es im Ausgang des statischen Filters, dessen Lückenzeit auf die Vermeidung des ballistischen Defizits bei der maximalen Signalanstiegszeit ausgelegt ist, zu einer Überlagerung der Röntgenpulse, welche die korrekte Auswertung verhindert. Aufgrund der Form der Verteilung von Signalanstiegszeiten, bei welcher nur ein vergleichsweise geringer Anteil an Röntgenpulsen Werte nahe dem Maximalwert aufweist, kann dieser beispielhafte Fall vergleichsweise häufig auftreten. Auf der rechten Seite von Abbildung 6.10 ist zudem ein Röntgenpuls mit einer vergleichsweise hohen Signalanstiegszeit zu sehen. Hier ist die vom adaptiven Filter genutzte Lückenzeit nahezu identisch mit der statischen Lückenzeit. In diesem Fall fällt die Reduzierung der Filterlänge durch die adaptive Lückenzeit gering aus.

Umsetzung im DPP-Prototyp

Für eine experimentelle Untersuchung des Verfahrens der adaptiven Lückenzeit wird dieses in die digitale Signalauswertung des DPP-Prototyps implementiert. Hierbei soll durch die Umsetzung des Verfahrens in der digitalen Signalauswertung des DPPs keine zusätzlicher Totzeit generiert werden. Für die Realisierung einer adaptiven Lückenzeit muss die Bestimmung der Signalanstiegszeit zeitlich in jedem Fall vor der Energiewertbestimmung

³Der 150 mm^2 Detektor gehört zu den größten derzeit kommerziell erhältlichen SDDs [HJF18].

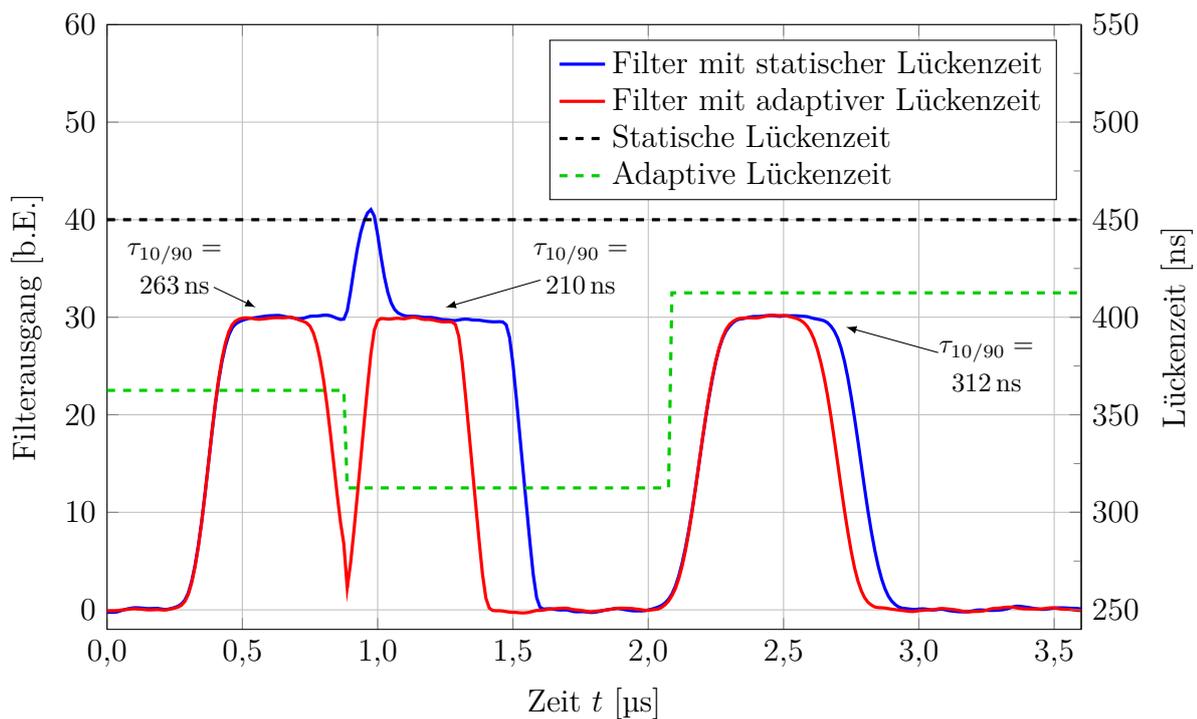


Abbildung 6.10: Das Verfahren der adaptiven Lückenzeit wird anhand von beispielhaften Signalen aus der simulierten Signalauswertung visualisiert. Auf der linken Ordinate sind die Ausgänge eines Filters mit statischer Lückenzeit und eines Filters mit adaptiver Lückenzeit für dasselbe Eingangssignal gezeigt. Die rechte Ordinate zeigt die jeweils verwendete Lückenzeit, welche beim adaptiven Filter an die durch Kurvenanpassung ermittelte 10/90-Signalanstiegszeit $\tau_{10/90}$ angepasst wird. Aufgrund der reduzierten Filterlängen kann so die Überlagerung der beiden Röntgenpulse auf der linken Seite vermieden werden.

erfolgen. Dies ist insbesondere bei hohen Photonenzählraten eine Herausforderung, da hier die Pulsformungszeit des Energiefilters häufig gleich oder nur geringfügig länger als die Pulsformungszeit des Pulserkennungsfilter gewählt wird. Die Zeitdauer zwischen Pulserkennung und Energiewerteerfassung kann unter diesen Umständen geringer als die Signalanstiegszeit eines Röntgenpulses sein. In diesen Fällen kann die Signalanstiegszeit noch nicht bekannt sein, obwohl der Energiewert bereits erfasst werden soll. Um diese Problemstellung aufzulösen, werden definierte Verzögerungen zwischen Funktionsblöcken der Signalauswertung eingeführt, welche schematisch in Abbildung 6.11 gezeigt sind. Basierend auf den aktuellen vom ADC erfassten Signaldaten wird der Pulserkennungsfilter berechnet. Mithilfe dieses Filterausgangs wird die Pulserkennung durchgeführt, um Zeitpunkte für die Erfassung von Energiewerten zu definieren. Zudem wird hier die Signalanstiegszeit bestimmt. Die Signale zur Definition der Zeitpunkte für die Erfassung von Energiewerten werden einer definierten, durch Datenpuffer umgesetzten Verzögerung unterworfen. Die Verzögerung entspricht einer Zeitdauer von mindestens der maximal erwarteten Lückenzeit. In einem zweiten vom ADC ausgehenden Signalpfad werden Signaldaten um dieselbe Zeitdauer verzögert. Nach der Verzögerung wird aus den ADC Signaldaten der Filterausgang des Energiefilters berechnet. Für die adaptive Lückenzeit wird hierbei die von der

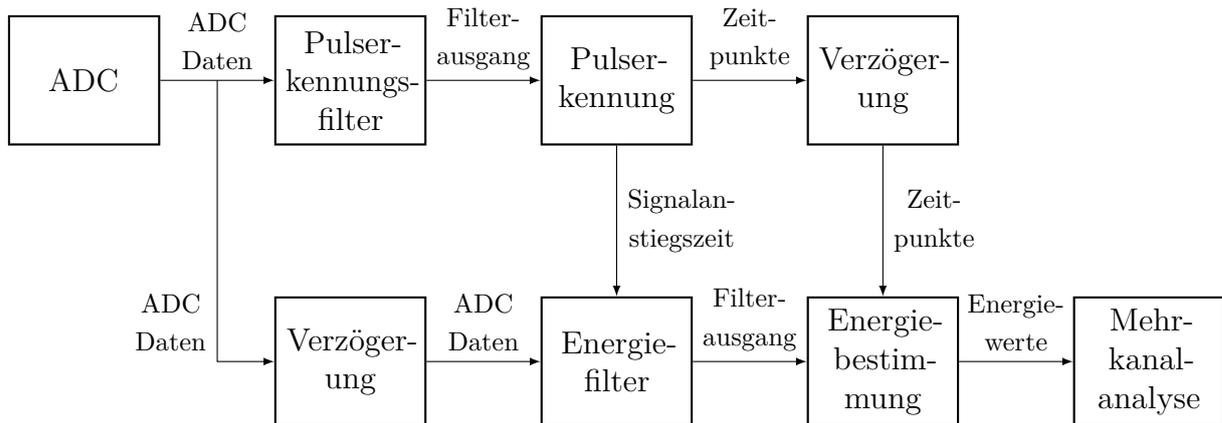


Abbildung 6.11: Zwischen Funktionsblöcken in der digitalen Signalauswertung werden definierte Verzögerungen mit jeweils gleicher Länge durch Datenpuffer eingefügt, um die Implementierung der adaptiven Lückenzeit ohne zusätzliche Totzeit zu ermöglichen.

Pulserkennung bestimmte Signalanstiegszeit zur Anpassung der Lückenzeit verwendet. In der Energiebestimmung wird der Filterausgang des Energiefilters verwendet, um Energiewerte zu erfassen. Hierbei dienen die verzögerten Ausgangssignale der Pulserkennung zur Definition von Zeitpunkten zur Werteentnahme. Aufgrund der identischen zusätzlichen Verzögerungen in beiden Signalpfaden sind der Ausgang des Energiefilters und die Zeitpunktsinformationen innerhalb der Energiebestimmung zeitlich wieder synchron. Wie auch bei der Verwendung eines statischen Energiefilters, wird aus den ermittelten Energiewerten die Mehrkanalanalyse berechnet. Durch die in Abbildung 6.11 gezeigten Modifikationen ergibt sich bei der Verwendung der adaptiven Lückenzeit im Vergleich zu einem statischen Filter keine zusätzliche Totzeit in der Signalauswertung. Stattdessen kommt es lediglich zu einer zeitlichen Verzögerung bei der Befüllung der Mehrkanalanalyse.

Die Bestimmung der Signalanstiegszeiten erfolgt bei der Umsetzung im DPP-Prototyp anhand der Zeitdauer des Pulserkennungsfilters über dem Schwellwert zur Pulserkennung. Von dieser Zeitdauer wird zwei Mal die Pulsformungszeit des Pulserkennungsfilters subtrahiert, um ein von dieser Pulsformungszeit unabhängiges Maß für die Signalanstiegszeit zu erhalten. Vorteil dieses Verfahrens ist die vergleichsweise einfache Realisierbarkeit und der sehr geringe zusätzliche Aufwand an Rechenressourcen des FPGAs. Beispielsweise kann hierbei, im Gegensatz zu vielen aufwendigeren Verfahren, auf die Verwendung von Multiplikationen verzichtet werden, da die Umsetzung über Additionen und Zähler erfolgen kann. Der Nachteil dieses einfachen Verfahrens ist, dass der Bruchteil der Signalanstiegszeit vergleichsweise schlecht definiert ist, da eine Abhängigkeit vom Schwellwert zur Pulserkennung und von der Energie des Röntgenpulses besteht. Da im Folgenden jedoch ein fester Schwellwert und die in guter Näherung mono-energetische Strahlung einer ^{55}Fe -Quelle verwendet werden, können diese Nachteile toleriert werden. Um das Verfahren zur Bestimmung der Signalanstiegszeiten zu charakterisieren, wird mit diesem die Verteilung der Signalanstiegszeiten des 150 mm^2 Referenz-SDDs mit dem DPP-Prototyp bestimmt. Hierfür wird eine Pulsformungszeit des Pulserkennungsfilters von 50 ns und ein der Energie von etwa 400 eV entsprechender Schwellwert zur Pulserkennung eingestellt. Der Detektor wird mit einer geringen Photonenzählrate unter der Verwendung einer ^{55}Fe -Quelle

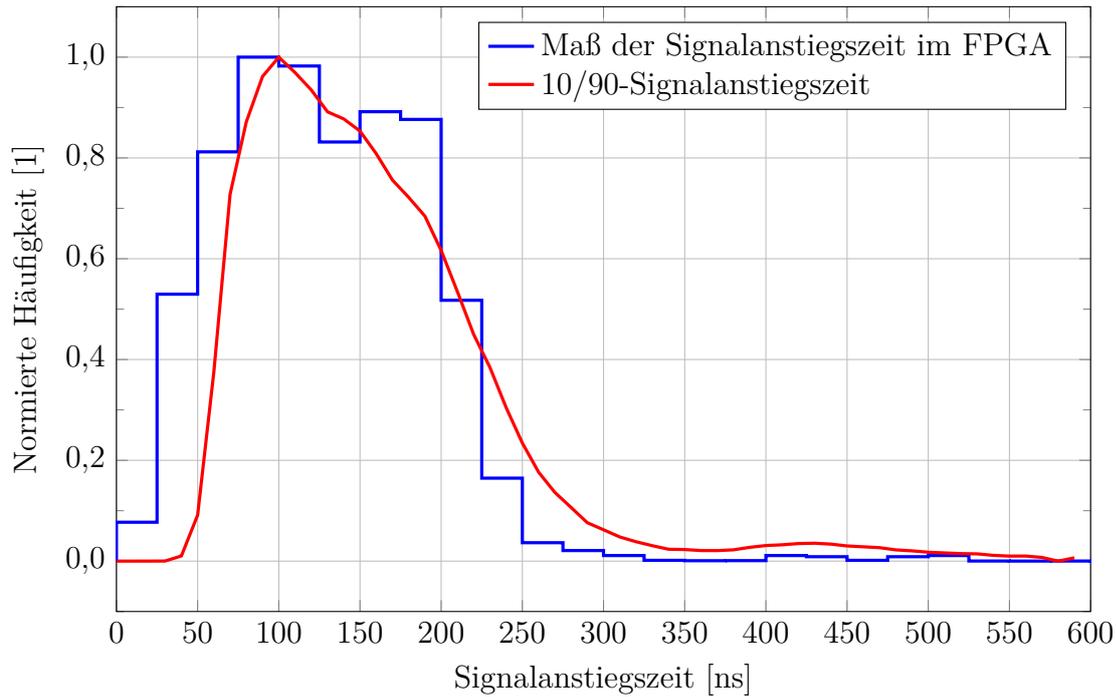


Abbildung 6.12: Das zur Realisierung der adaptiven Lückenzeit im FPGA verwendete Verfahren zur Bestimmung der Signalanstiegszeiten wird untersucht, indem die Häufigkeitsverteilung mit dem 150 mm^2 Referenz-SDDs ermittelt wird. Zu Referenzzwecken ist die mit einem Oszilloskop ermittelte Verteilung der 10/90-Signalanstiegszeiten aus Abbildung 4.5 gezeigt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Verteilungen.

bestrahlt. Unter diesen Bedingungen wird das Maß der Signalanstiegszeit für eine hohe Anzahl an Röntgenpulsen vom FPGA gelesen und die in Abbildung 6.12 gezeigte Häufigkeitsverteilung berechnet. Zudem ist die Verteilung der 10/90-Signalanstiegszeiten aus Abbildung 4.5 zu Referenzzwecken gezeigt. Letztere weist eine Variation zwischen etwa 35 ns und 350 ns auf. Die Häufigkeitsverteilung des Maßes der Signalanstiegszeit im FPGA kann die 10/90-Signalanstiegszeiten qualitativ gut nachbilden, wobei etwas kleinere Werte ermittelt werden. Dies indiziert einen etwas geringeren Bruchteil der Signalanstiegszeiten. Zudem sind die Werte vom FPGA auf Taktzyklen von 12,5 ns quantisiert.

Des Weiteren werden die oben vorgestellten Anpassungen in der Signalauswertung im DPP-Prototyp umgesetzt und so die Verwendung einer adaptiven Lückenzeit realisiert. Hierfür zeigt Abbildung 6.13, analog zu den Simulationsergebnissen aus Abbildung 6.10, beispielhaft Signale aus der Umsetzung des Verfahrens im FPGA. Der gezeigte Energiefilter mit adaptiver Lückenzeit weist eine Pulsformungszeit von 50 ns, sowie beispielhaft eine zusätzliche Lückenzeit von $\Delta L = 300$ ns und eine maximale Lückenzeit von $L_{max} = 650$ ns auf. Zudem ist die jeweils verwendete Lückenzeit L als Funktion der Zeit gezeigt. Die Lückenzeit wird für jeden auftretenden Röntgenpuls in Abhängigkeit der ermittelten Signalanstiegszeit angepasst. Für Röntgenpulse mit vergleichsweise kurzer Signalanstiegszeit wird eine kleine Lückenzeit verwendet (beispielsweise $L = 387,5$ ns für den Röntgenpuls am Zeitpunkt $2,2\text{ }\mu\text{s}$), wohingegen Röntgenpulse mit vergleichsweise langer Signalanstiegszeit mit höheren Lückenzeiten ausgewertet werden (beispielsweise $L = 487,5$ ns für den

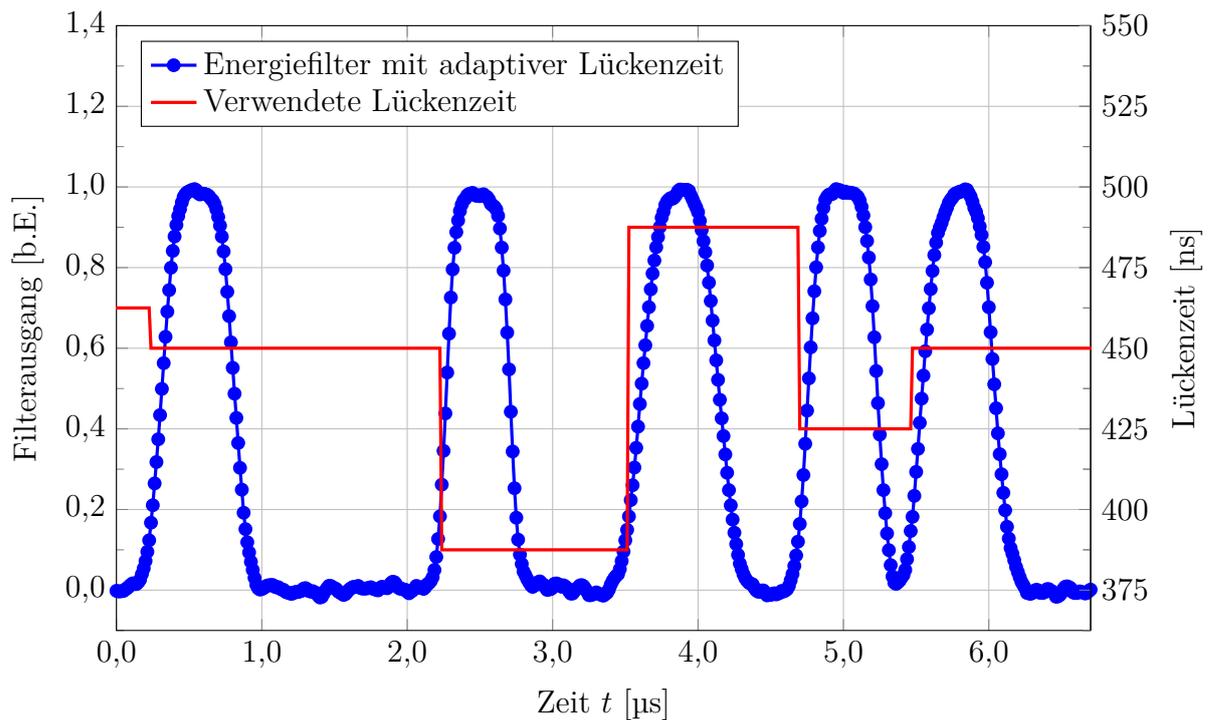


Abbildung 6.13: Gezeigt sind beispielhafte Signale aus der digitalen Signalauswertung im FPGA des DPP-Prototyp bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit. Auf der linken Ordinate ist der Ausgang des Energiefilters gezeigt, während die rechte Ordinatenachse die jeweils verwendete Lückenzeit anzeigt. Die Lückenzeit wird individuell an die jeweilige Signalanstiegszeit der Röntgenpulse angepasst.

Röntgenpuls am Zeitpunkt $3,5 \mu\text{s}$). Der Wechsel der Lückenzeit wird durch eine geeignete Verzögerung zu Zeiten durchgeführt, in denen keine Auswertung des Energiefilters erfolgt.

6.4.3 Experimentelle Untersuchung

Das Verfahren der adaptiven Lückenzeit wird experimentell mithilfe des 150 mm^2 Referenz-SDDs und dem DPP-Prototyp untersucht. Im Folgenden wird zunächst die durchgeführte Untersuchung beschrieben und anschließend die Ergebnisse der Messreihen mit statischer und adaptiver Lückenzeit vorgestellt. Abschließend erfolgt ein Vergleich der beiden Messreihen und eine darauf basierende Bewertung des Verfahrens.

Aufbau und Kenngrößen

Der 150 mm^2 Referenz-SDD wird mit einer ^{55}Fe -Quelle bestrahlt, wobei eine Eingangszählrate von $1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ verwendet wird. Um bei dieser vergleichsweise hohen Eingangszählrate eine relative Totzeit unterhalb von etwa 63 % zu erreichen, werden Pulsformungszeiten im Energiefilter von 50 ns und 100 ns betrachtet. Es wird eine Pulsformungszeit des Pulserkennungsfilters von 50 ns verwendet. Der Schwellwert zur Pulserkennung wird auf einen der Energie von etwa 400 eV entsprechenden Wert festgelegt. Zur Erfassung von Energiewerten wird die Pulsabtastung verwendet. Mithilfe des DPP-Prototyps werden jeweils

Energiespektren mit einer Messdauer von 200 s aufgezeichnet. Durch die vergleichsweise lange Messdauern können statistische Fluktuationen der Ergebnisse reduziert werden. Die Mehrkanalanalyse wird vom DPP auf einen Computer übertragen, um die Energiekalibrierung und die weitere Auswertung durchzuführen.

In den jeweiligen Messreihen wird für alle Energiespektren die Energieauflösung anhand der FWHM der Mn- K_α Linie bestimmt. Neben dieser wichtigen Kenngröße zur Bewertung der Spektrenqualität werden weitere Eigenschaften untersucht, um den Einfluss des ballistischen Defizits zu charakterisieren. Dies ist zum einen die Position der Spektrallinie in der unkalibrierten Mehrkanalanalyse. Diese wird aus der Mehrkanalanalyse durch die Anpassung einer Gauß-Kurve an die Mn- K_α Linie bestimmt und in Form der Kanalnummer angegeben. Darüber hinaus kann es durch das ballistische Defizit zu einer Degradation der Form von Spektrallinien kommen [Kno00]. Werden die Energien in der Signalauswertung aufgrund des ballistischen Defizits in Abhängigkeit der jeweiligen Signalanstiegszeit zu niedrig bestimmt, so werden die Spektrallinien asymmetrisch in Richtung geringerer Energie verschoben⁴. Von der Gauß-Form abweichende Spektrallinien erschweren hierbei die weitere analytische Auswertung der Energiespektren, da beispielsweise die Entfaltung überlagernder Linien erschwert wird [Bec+06]. Im Folgenden wird ein Maß für die Symmetrie einer Spektrallinie φ definiert. Dieses wird berechnet, indem im kalibrierten Energiespektrum die Punkte ermittelt werden, bei welchen die Mn- K_α Linie auf jeweils 10 % der maximalen Höhe abgefallen ist. φ bezeichnet das Verhältnis aus dem Abstand des linksseitigen Punktes zum Kanal des Maximums und dem Abstand des rechtsseitigen Punktes zum Kanal des Maximums. Eine ideal Gauß-förmige Spektrallinie ist symmetrisch zum Maximum und diese Abstände sind identisch, womit sich $\varphi = 1$ ergibt. In der Praxis wird, insbesondere aufgrund von unvollständiger Ladungssammlung im SDD, typischerweise eine Asymmetrie in Richtung niedriger Energien beobachtet und auch ohne den Einfluss des ballistischen Defizits werden daher Werte von $\varphi > 1$ erwartet [Lec+01; Egg+06]. Durch das Auftreten des ballistischen Defizits wird die Abweichung vom Idealwert $\varphi = 1$ vergrößert. Neben diesen drei Kenngrößen zur Bewertung der Qualität der Energiespektren soll zudem der jeweils erreichte Signaldurchsatz charakterisiert werden. Hierfür wird im Folgenden die Fläche der Mn- K_α Linie in den Energiespektren nach einer festen Messdauer aus der durchgeführten Anpassung einer Gauß-Kurve bestimmt⁵.

Ergebnisse mit statischer Lückenzeit

In einer ersten experimentellen Messreihe wird der Einfluss des ballistischen Defizits auf die Energiespektren bei der Verwendung von verschiedenen statischen Lückenzeiten L_s untersucht. Hierfür werden Energiespektren mit statischen Lückenzeiten zwischen 150 ns und 800 ns, wie im Vorherigen beschrieben, mit dem 150 mm² Referenz-SDD und dem DPP-Prototyp aufgezeichnet und ausgewertet. Abbildung 6.14 zeigt die ermittelte Energieauflösung als Funktion der Lückenzeit für die beiden betrachteten Pulsformungszeiten von 50 ns und 100 ns. Bei der Verwendung eines Energiefilters mit einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer vergleichsweise langen Lückenzeit von 800 ns beträgt die FWHM der

⁴englisch: tailing

⁵Im Gegensatz zur Ausgangszählrate kann so die Quantifizierung korrekter ausgewerteter Röntgenpulse erfolgen, ohne dass im Detektor erzeugte Untergrund-Ereignisse oder nicht-aufgelöste Summenereignisse Einfluss haben.

Mn- K_α Linie etwa 170 eV. Bei einer Reduzierung der Lückenzeiten kommt es zu einer Verschlechterung der Energieauflösung, beispielsweise auf 172 eV für eine Lückenzeit von 600 ns, 193 eV für eine Lückenzeit von 400 ns und 948 eV für eine Lückenzeit von 200 ns. Ein vergleichbares Verhalten ergibt sich auch bei einer Pulsformungszeit von 100 ns bei im Allgemeinen besseren Energieauflösungen, welche durch die höhere Rauschunterdrückung der Energiefilter bedingt sind. Hier beträgt die FWHM der Mn- K_α Linie beispielsweise 157 eV bei einer Lückenzeit von 800 ns, 158 eV bei einer Lückenzeit von 600 ns, 175 eV bei einer Lückenzeit von 400 ns und 343 eV bei einer Lückenzeit von 200 ns.

Um darzulegen, dass der Einfluss des ballistischen Defizits für die Degradation der Energieauflösung verantwortlich ist, zeigt Abbildung 6.15 die Position der Mn- K_α Linie in der unkalibrierten Mehrkanalanalyse als Funktion der Lückenzeit für die beiden betrachteten Pulsformungszeiten. Mit einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer Lückenzeit von 800 ns liegt das Maximum der Mn- K_α Linie im Kanal 890 der Mehrkanalanalyse. Mit kürzeren Lückenzeiten wird das Maximum zu tieferen Kanälen hin verschoben, beispielsweise in den Kanal 888 bei einer Lückenzeit von 500 ns oder in den Kanal 861 bei einer Lückenzeit von 200 ns. Diese Verschiebung wird durch das erhöhte Auftreten des ballistischen Defizits hervorgerufen, wodurch die Amplitudenbestimmung der Röntgenpulse kleine Werte liefert (siehe Abbildung 3.2). Durch die Verminderung der bestimmten Amplituden wird die Spektrallinien zu kleineren Kanälen hin verschoben. Ein analoger Verlauf kann in Abbildung 6.15 auch für die Pulsformungszeit von 100 ns festgestellt werden. Hier wird die Mn- K_α Linie von Kanal 890 bei der längsten betrachteten Lückenzeit von 800 ns beispielsweise in den Kanal 889 bei einer Lückenzeit von 500 ns und in den Kanal 878 bei einer Lückenzeit von 200 ns verschoben.

Darüber hinaus wird mit dem Maß der Symmetrie φ in Abbildung 6.16 ein weiterer Einfluss des ballistischen Defizits gezeigt. Während, wie in Abschnitt 3.4 erläutert, das ballistische Defizit bei konstanten Signalanstiegszeiten lediglich zu einer, in der analytischen Auswertung häufig korrigierbaren, Stauchung des Energiespektrum führt, zeigt sich in der hier durchgeführten Untersuchung mit dem 150 mm² SDD eine zunehmend unsymmetrische Form der Spektrallinie bei kurzen Lückenzeiten. Bei der Verwendung eines Energiefilters mit 50 ns Pulsformungszeit und 800 ns Lückenzeit beträgt das Maß der Symmetrie $\varphi = 1,056$. Bei der Wahl einer kürzeren Lückenzeit steigt der Wert von φ an, beispielsweise auf 1,059 bei einer Lückenzeit von 500 ns und auf 1,662 bei einer Lückenzeit von 200 ns. Wie oben beschrieben, ist zu sehen, dass die Spektrallinie aufgrund von unvollständiger Ladungssammlung im Detektor auch für sehr lange Lückenzeiten in Richtung niedrigen Energien asymmetrisch ist. Für kurze Lückenzeiten ergibt sich darüber hinaus ein zunehmender Einfluss des ballistischen Defizits, welche diese intrinsische Asymmetrie des Detektors deutlich übersteigen kann. Dieser Effekt ist in Abbildung 6.16 auch für eine Pulsformungszeit von 100 ns zu sehen, wobei das Maß der Symmetrie 1,052 bei der längsten betrachteten Lückenzeit von 800 ns, 1,054 bei einer Lückenzeit von 500 ns und 1,279 bei einer Lückenzeit von 200 ns beträgt.

Aus Abbildung 6.14, Abbildung 6.15 und Abbildung 6.16 ist ersichtlich, wie durch die Wahl einer hohen Lückenzeit der Einfluss des ballistischen Defizits auf das Energiespektrum reduziert werden kann. Jedoch bedingen hohe Lückenzeiten eine erhöhte Länge des Energiefilters, wodurch vermehrt Summenereignisse auftreten und der Signaldurchsatz reduziert wird. Um dies zu quantifizieren, ist in Abbildung 6.17 die jeweils ermittelte Fläche

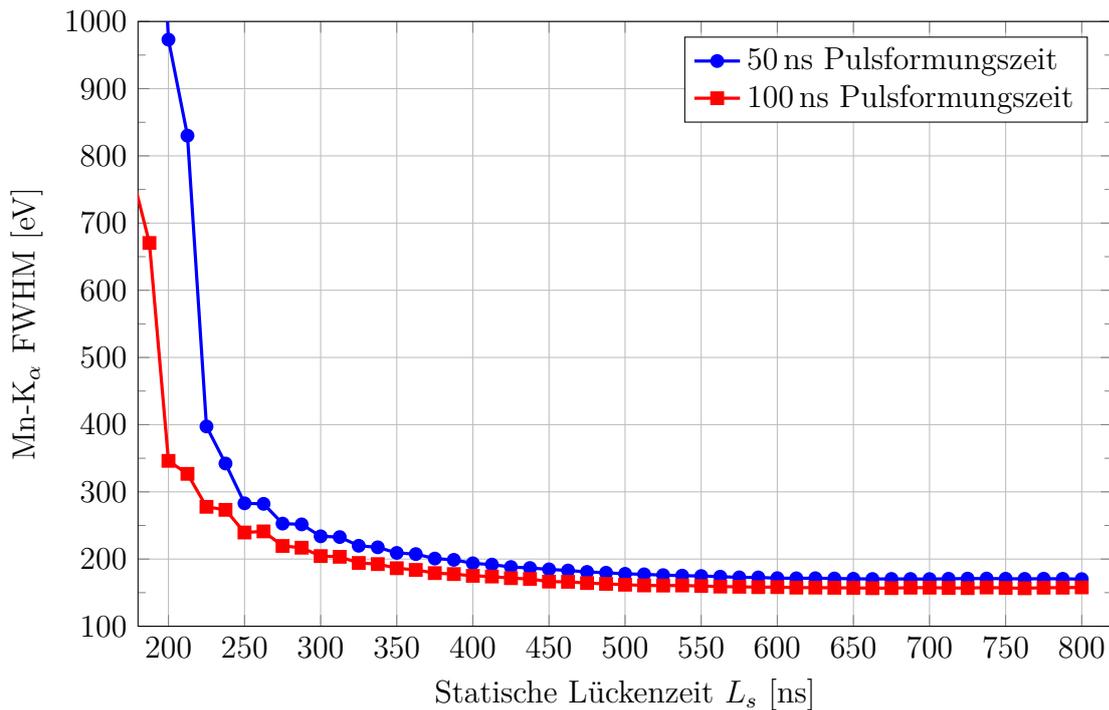


Abbildung 6.14: Gezeigt ist die Energieauflösung der Mn-K α Linie als Funktion der statischen Lückenzeit. Durch das ballistische Defizit kommt es zu einer erheblichen Verschlechterung der Energieauslösung, insbesondere bei kurzen Lückenzeiten.

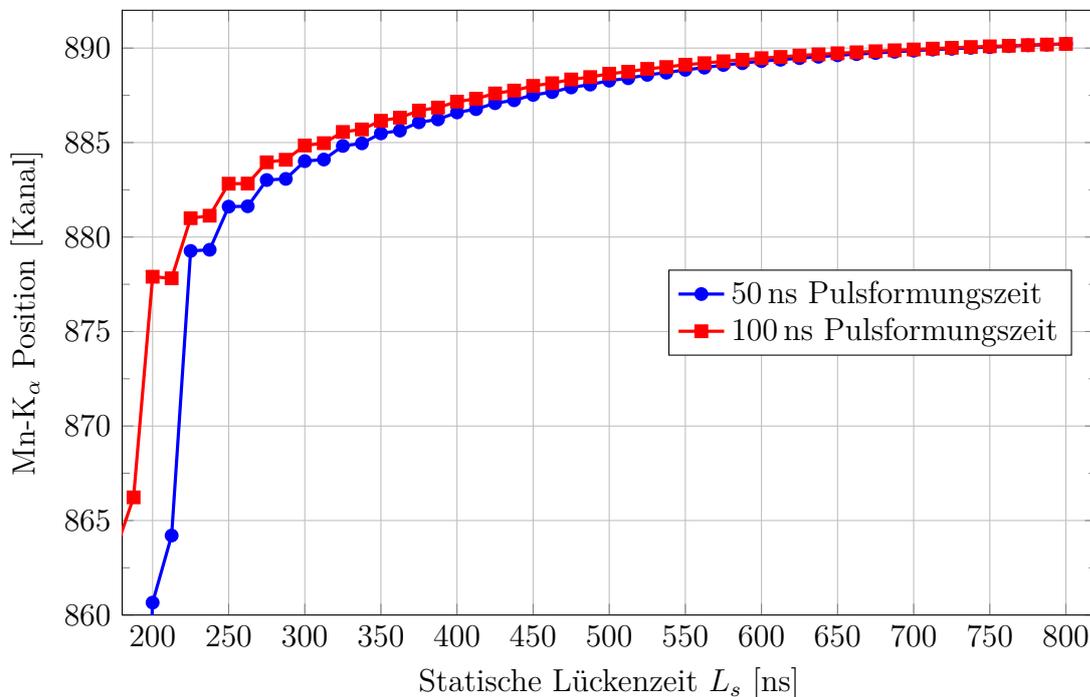


Abbildung 6.15: Gezeigt ist die Position der Mn-K α Linie in der unkalibrierten Mehrkanalanalyse als Funktion der statischen Lückenzeit. Bei kurzen Lückenzeiten wird aufgrund des ballistischen Defizits eine geringere Energie bestimmt und es kommt zu einer Verschiebung der Spektrallinie zu kleineren Kanälen.

der Mn-K $_{\alpha}$ Linie als Funktion der Lückenzeit für die Pulsformungszeiten von 50 ns und 100 ns gezeigt. Hierbei ergibt sich für die Pulsformungszeit von 50 ns bei einer Lückenzeit von 800 ns eine Fläche von $2,4 \cdot 10^7$ Ereignisse. Durch die Reduzierung der Lückenzeit kann die Fläche gesteigert werden, beispielsweise auf $4,4 \cdot 10^7$ Ereignisse bei einer Lückenzeit von 500 ns und auf $5,4 \cdot 10^7$ Ereignisse bei einer Lückenzeit von 300 ns. Diese Steigerung wird durch die Verminderung von Summenereignissen aufgrund der reduzierten Filterlänge hervorgerufen. Der sprunghafte Anstieg der Fläche für Lückenzeiten unterhalb von etwa 225 ns in Abbildung 6.17 liegt in der Überlappung der Mn-K $_{\alpha}$ und Mn-K $_{\beta}$ Linien aufgrund der schlechten Energieauflösung begründet. In Abbildung 6.17 ist zu sehen, dass mit einer Pulsformungszeit von 100 ns innerhalb der festen Messdauer bei gleicher Lückenzeit eine jeweils geringere Fläche der Spektrallinie erzielt werden kann, da die Filterlänge durch die längere Pulsformungszeit erhöht ist. In diesem Fall beträgt die Fläche der Mn-K $_{\alpha}$ Linie $2,2 \cdot 10^7$ Ereignisse bei einer Lückenzeit von 800 ns, $4,0 \cdot 10^7$ Ereignisse bei einer Lückenzeit von 500 ns und $5,2 \cdot 10^7$ Ereignisse bei einer Lückenzeit von 300 ns.

Ergebnisse mit adaptiver Lückenzeit

In einer zweiten Messreihe wird der Einfluss des ballistischen Defizits auf die Energiespektren bei der Verwendung der adaptiven Lückenzeit untersucht. Hierbei werden für die zusätzliche Lückenzeit ΔL verschiedene Werte zwischen 150 ns und 450 ns untersucht. In diesem Bereich von zusätzlichen Lückenzeiten kann, wie im Folgenden gezeigt, ein ähnlicher Einfluss des ballistischen Defizits wie in der vorherigen Untersuchung mit statischer Lückenzeit erreicht werden. An jedem Punkt der Messreihe wird eine maximale Lückenzeit L_{max} von jeweils $\Delta L + 350$ ns verwendet, um den maximalen Signalanstiegszeiten aus Abbildung 6.12 Rechnung zu tragen. Abbildung 6.18 zeigt die unter der Verwendung der adaptiven Lückenzeit experimentell ermittelte Energieauflösung als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit für die Pulsformungszeiten 50 ns und 100 ns. Bei der Verwendung einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 450$ ns beträgt die FWHM der Mn-K $_{\alpha}$ Linie 171 eV. Wird bei dieser Pulsformungszeit die zusätzliche Lückenzeit auf $\Delta L = 300$ ns reduziert, so beträgt die Energieauflösung 176 eV. Bei einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 150$ ns ergibt sich eine weitere Verschlechterung der Energieauflösung auf 278 eV. Dies liegt in der reduzierten Unterdrückung des ballistischen Defizits bei kurzen zusätzlichen Lückenzeiten begründet. Ein analoger Verlauf kann in Abbildung 6.18 bei einer Pulsformungszeit von 100 ns festgestellt werden. Hier ergibt sich eine Verschlechterung der Energieauflösung von 155 eV bei $\Delta L = 450$ ns auf 158 eV bei $\Delta L = 300$ ns und auf 213 eV bei $\Delta L = 150$ ns.

Analog zur oben vorgestellten Messreihe mit statischer Lückenzeit wird zudem in Abbildung 6.19 die Position der Mn-K $_{\alpha}$ Linie in der unkalibrierten Mehrkanalanalyse dargestellt. Mit einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 450$ ns liegt das Maximum der Mn-K $_{\alpha}$ Linie im Kanal 889 der Mehrkanalanalyse. Eine Reduzierung der zusätzlichen Lückenzeit führt zu einer Abnahme der Kanalnummer, beispielsweise auf 888 bei $\Delta L = 300$ ns und auf 878 bei $\Delta L = 150$ ns. Auch bei einer Pulsformungszeit von 100 ns kann durch eine hohe zusätzliche Lückenzeit der Einfluss des ballistischen Defizits reduziert werden. Hier sinkt die Kanalnummer von 890 bei $\Delta L = 450$ ns auf 888 bei $\Delta L = 300$ ns und auf 882 bei $\Delta L = 150$ ns.

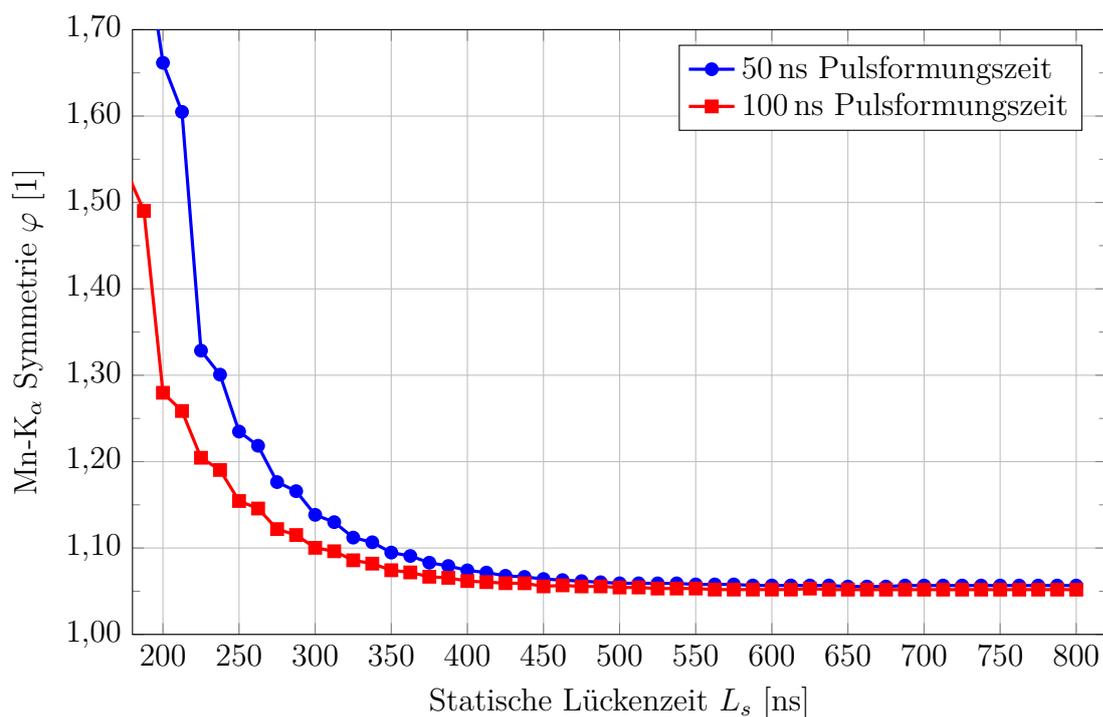


Abbildung 6.16: Gezeigt ist die Symmetrie der Mn-K α Linie als Funktion der statischen Lückenzeit. Mit kürzeren Lückenzeiten tritt eine Asymmetrie zu niedrigen Energien hin auf, da für einen höheren Anteil an Röntgenpulsen die Amplitude reduziert wird.

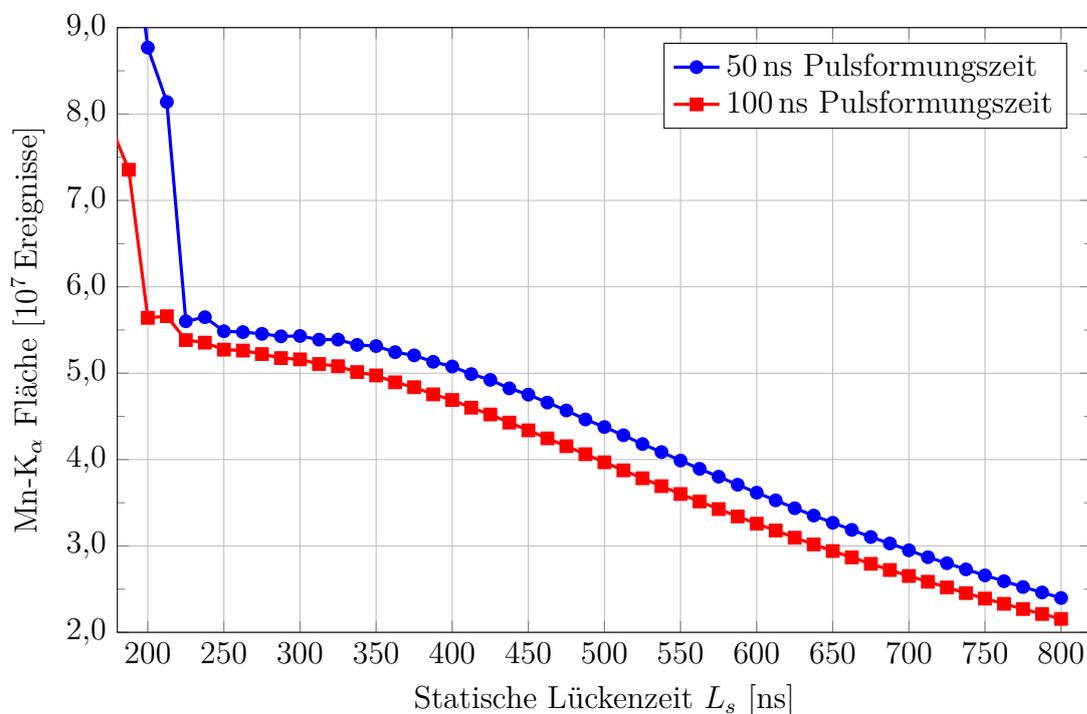


Abbildung 6.17: Dargestellt ist die Fläche der Mn-K α Linie als Funktion der statischen Lückenzeit. Mit höherer statischer Lückenzeit steigt die Filterlänge, wodurch zunehmend Summenereignisse auftreten und die Fläche der Spektrallinie im Energiespektrum sinkt.

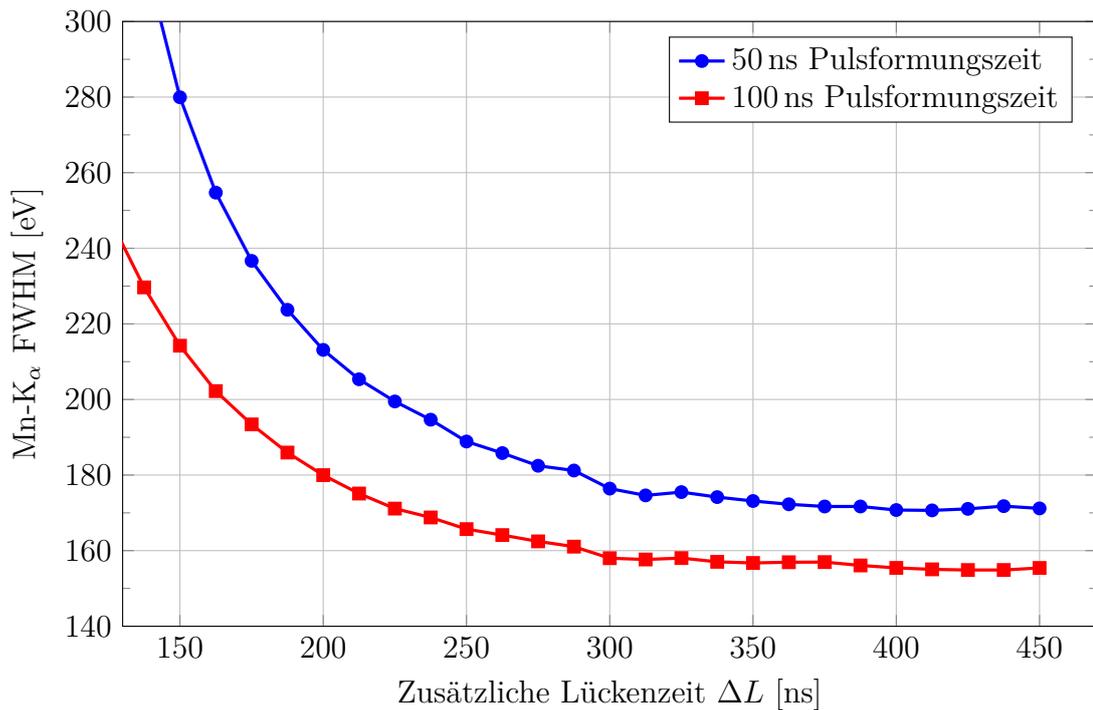


Abbildung 6.18: Dargestellt ist die Energieauflösung der Mn-K α Linie bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit. Die Degradation der Energieauflösung kann durch eine hohe zusätzliche Lückenzeit minimiert werden.

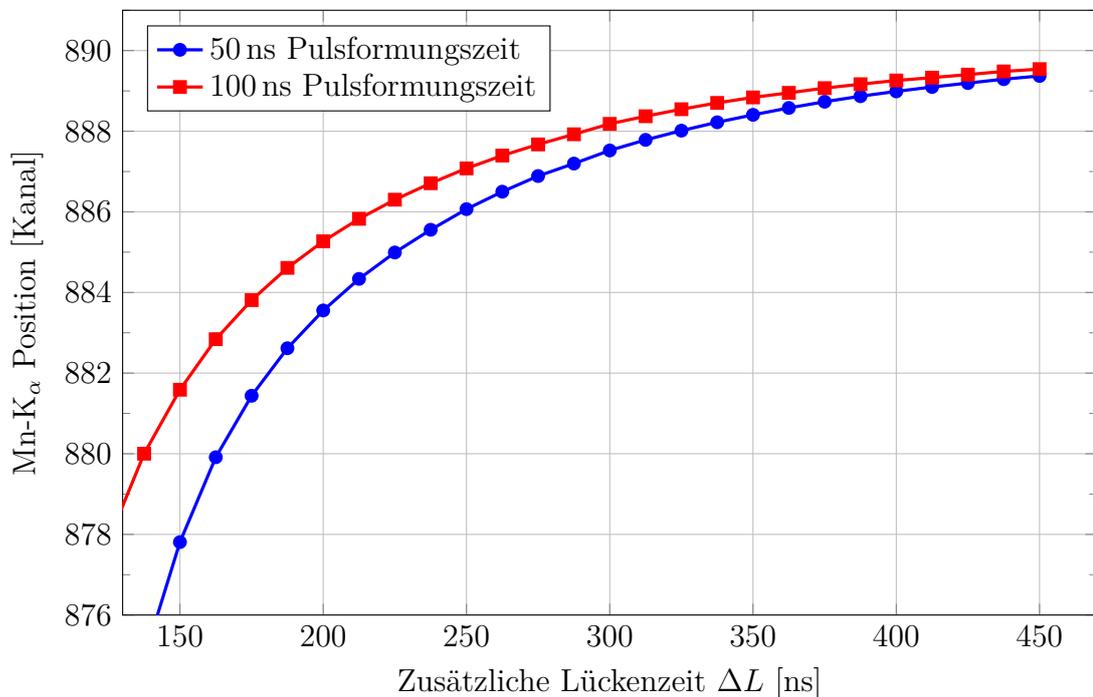


Abbildung 6.19: Gezeigt ist die Position der Mn-K α Linie in der unkalibrierten Mehrkanalanalyse als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit bei der Verwendung der adaptiven Lückenzeit. Der Reduzierung der bestimmten Pulsamplituden durch das ballistische Defizit wird bei hohen zusätzlichen Lückenzeiten vermindert.

In Abbildung 6.20 wird, bei der Verwendung des Verfahrens der adaptiven Lückenzeit, der Einfluss der zusätzlichen Lückenzeit auf die Symmetrie der Spektrallinie dargestellt. Das Maß der Symmetrie φ weist bei einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 450$ ns einen Wert von 1,056 auf. Mit kleineren Werten der zusätzlichen Lückenzeit sinkt die Symmetrie der Spektrallinie und φ beträgt beispielsweise 1,059 bei $\Delta L = 300$ ns und 1,117 bei $\Delta L = 150$ ns. Für eine Pulsformungszeit von 100 ns beträgt der Wert von φ beispielsweise 1,051 für eine zusätzliche Lückenzeiten von $\Delta L = 450$ ns, 1,053 für $\Delta L = 300$ ns und 1,083 für $\Delta L = 150$ ns.

Wie auch bei der Verwendung der statischen Lückenzeit kann, wie in Abbildung 6.18, Abbildung 6.19 und Abbildung 6.20 gesehen, durch die Erhöhung der Lückenzeit der Einfluss des ballistischen Defizits minimiert werden. Auch die Erhöhung der zusätzlichen Lückenzeit führt jedoch zu einer Verlängerung der Filterlänge und somit zu einer Reduzierung des Signaldurchsatzes. Hierfür ist in Abbildung 6.21 die Fläche der Mn- K_α Linie als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit gezeigt. Mit einer Pulsformungszeit von 50 ns und einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 450$ ns kann eine Fläche von $3,8 \cdot 10^7$ Ereignisse erzielt werden. Durch die Reduzierung der zusätzlichen Lückenzeit wird eine Erhöhung der Fläche erreicht, beispielsweise auf $5,1 \cdot 10^7$ Ereignisse bei $\Delta L = 300$ ns und auf $6,5 \cdot 10^7$ Ereignisse bei $\Delta L = 150$ ns zusätzlicher Lückenzeit. Einen vergleichbarer Verlauf, bei im Allgemeinen geringerer Fläche aufgrund der höheren Filterlänge, zeigt sich in Abbildung 6.21 bei einer Pulsformungszeit von 100 ns. In diesem Fall ergibt sich eine Fläche der Mn- K_α Linie von $3,4 \cdot 10^7$ Ereignisse bei einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 450$ ns, eine Fläche von $4,6 \cdot 10^7$ Ereignisse bei einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 300$ ns und eine Fläche von $5,9 \cdot 10^7$ Ereignisse für eine zusätzliche Lückenzeit von $\Delta L = 150$ ns.

Vergleich der Ergebnisse

Zur Bewertung des Verfahrens der adaptiven Lückenzeit wird im Folgenden ein Vergleich der mit statischer und mit adaptiver Lückenzeit erzielten Ergebnisse durchgeführt. In beiden oben vorgestellten Messreihen kann durch die Wahl der statischen Lückenzeit L_s beziehungsweise der zusätzlichen Lückenzeit ΔL der Einfluss des ballistischen Defizits zulasten des Signaldurchsatzes minimiert werden. Für einen Vergleich zwischen den Messreihen werden daher Einstellungen mit vergleichbaren Ergebnisse gesucht. Hierfür werden insgesamt vier verschiedene Fälle betrachtet, welche die Anforderungen verschiedener Anwendungen widerspiegeln. Diese Fälle sind in Tabelle 6.1 dargestellt und werden im Folgenden nacheinander beschrieben.

- Fall 1

Für den ersten Fall wird eine Anwendung betrachtet, welche bei einer Pulsformungszeit von 50 ns einen sehr geringen Einfluss des ballistischen Defizits, beispielsweise im Bezug auf die Symmetrie der Spektrallinie⁶, erfordert. Aus der Messreihe mit statischer Lückenzeit kann hierfür beispielsweise eine Lückenzeit von $L_s = 600$ ns verwendet werden. Aus Abbildung 6.14, Abbildung 6.15 und Abbildung 6.16 ist ersichtlich, dass mit dieser Lückenzeit

⁶Praktischer Hintergrund für diese Anforderung könnte beispielsweise die Konzentrationsbestimmung eines Spurenelements sein, wobei die Spektrallinie aufgrund einer Überlappung entfaltet werden muss [HHW84].

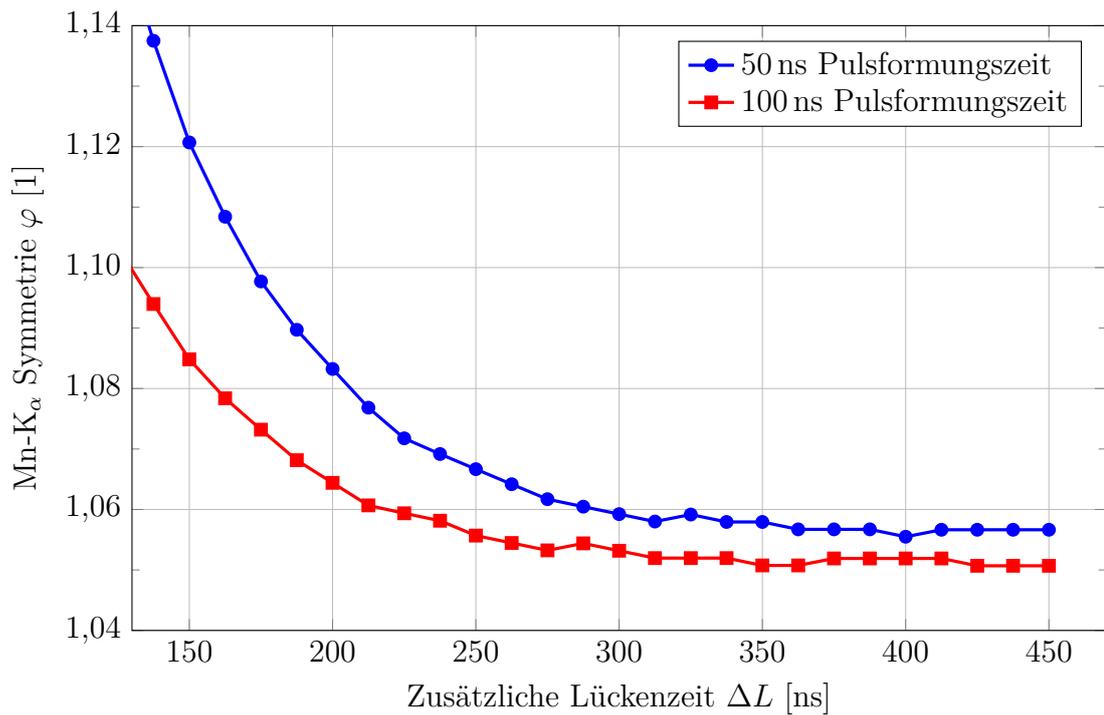


Abbildung 6.20: Gezeigt ist die Symmetrie der Mn-K α Linie bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit. Das Maß für die Symmetrie φ wird hierbei durch hohe zusätzliche Lückenzeiten verbessert.

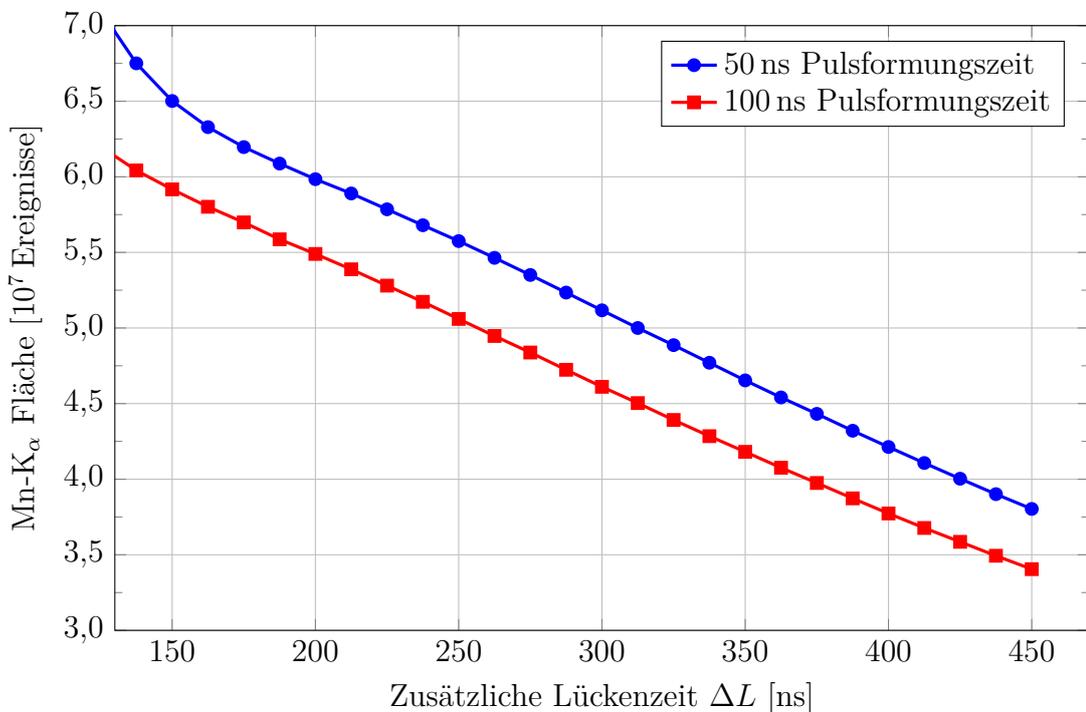


Abbildung 6.21: Dargestellt ist die Fläche der Mn-K α Linie bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit. Hohe zusätzliche Lückenzeiten erhöhen die Länge des Filters, wodurch Summenereignisse häufiger auftreten und die Fläche sinkt.

bereits ein vergleichsweise geringer Einfluss des ballistischen Defizits besteht und die Wahl einer längeren Lückenzeit den Einfluss nur noch geringfügig weiter minimiert, jedoch den Signaldurchsatz (Abbildung 6.17) stark vermindert. Aus der Messreihe mit adaptiver Lückenzeit wird nun eine zusätzliche Lückenzeit ΔL gesucht, welche eine vergleichbare Unterdrückung des ballistischen Defizits bietet. Aus Tabelle 6.1 ist ersichtlich, dass hierfür eine zusätzliche Lückenzeit von $\Delta L = 400$ ns gewählt werden kann. Bei dieser Einstellung wird mit der adaptiven Lückenzeit im Vergleich zur statischen Lückenzeit mit $L_s = 600$ ns innerhalb der betrachteten Genauigkeit dieselbe Energieauflösung, Position der Spektrallinie und Maß an Symmetrie φ erreicht. Jedoch kann mit der adaptiven Lückenzeit die Fläche Spektrallinie von $3,6 \cdot 10^7$ Ereignisse auf $4,2 \cdot 10^7$ Ereignisse gesteigert werden. Für diesen Fall erreicht die adaptive Lückenzeit demnach, bei praktisch identischem Einfluss des ballistischen Defizits, einen um etwa 17% erhöhten Signaldurchsatz. Dieser Vorteil könnte in der Anwendung beispielsweise zur Erhöhung des Detektionslimits genutzt werden, indem statistische Fluktuationen im Energiespektrum stärker reduziert werden [Bec+06].

- Fall 2

Im zweiten betrachteten Fall wird eine Anwendung dargestellt, welche ebenfalls auf einen sehr geringen Einfluss des ballistischen Defizits abzielt, jedoch im Vergleich zum Fall 1 höhere Anforderungen bezüglich der Energieauflösung aufweist⁷. In diesem Fall 2 wird zum Erreichen dieser Anforderung eine Pulsformungszeit von 100 ns gewählt und somit eine Reduzierung des Signaldurchsatzes bezüglich Fall 1 toleriert. Aus der Messreihe mit statischer Lückenzeit wird wiederum eine Lückenzeit von $L_s = 600$ ns für einen geringen Einfluss des ballistischen Defizits gewählt. Auch hier wird der Vergleich mit dem Verfahren der adaptiven Lückenzeit unter der Verwendung einer zusätzlichen Lückenzeit von $\Delta L = 400$ ns durchgeführt. Bei diesem, ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgeführten Vergleich, kann mit der adaptiven Lückenzeit ein etwas geringerer Einfluss des ballistischen Defizits erreicht werden, wobei es zu einer geringfügigen Verbesserung der FWHM und der Symmetrie kommt. Die Position der Spektrallinie ist innerhalb der betrachteten Genauigkeit identisch. Trotzdem kann mit der adaptiven Lückenzeit eine Erhöhung der Fläche der Spektrallinie von $3,3 \cdot 10^7$ Ereignisse auf $3,8 \cdot 10^7$ Ereignisse erreicht werden. Dies entspricht einer Steigerung des Signaldurchsatzes um etwa 15% bei vergleichbarem Einfluss des ballistischen Defizits. Des Weiteren sei auf den Vergleich von statischer Lückenzeit aus Fall 1 und adaptiver Lückenzeit aus Fall 2 hingewiesen. Mit dem Verfahren der adaptiven Lückenzeit kann bei einer Pulsformungszeit von 100 ns ein höherer Signaldurchsatz erzielt werden als mit der statischen Lückenzeit bei einer Pulsformungszeit von 50 ns. Durch das Verfahren der adaptiven Lückenzeit kann demnach die längere Pulsformungszeit zur Erzielung der um etwa 17 eV besseren Energieauflösung gewählt werden, ohne eine Reduzierung des Signaldurchsatzes im Vergleich zu statischer Lückenzeit in Kauf nehmen zu müssen. Stattdessen wird sogar eine Steigerung des Signaldurchsatzes von etwa 6% erreicht.

- Fall 3

Für den dritten Anwendungsfall ist ein höheres Maß an Einfluss des ballistischen Defizits akzeptabel. Hier soll eine Anwendung betrachtet werden, bei welcher die Maximierung

⁷Praktischer Hintergrund für diese Anforderung könnte beispielsweise die Notwendigkeit zur besseren Trennung zweier nah beieinander liegenden Spektrallinien sein [Bec+06].

des Signaldurchsatzes angestrebt werden, beispielsweise um eine RFA in minimaler Zeit durchzuführen⁸. Hierfür wird die Degradation des Energiespektrums in einem gewissen Maß in Kauf genommen. Für diesen Fall wird eine Pulsformungszeit von 50 ns gewählt, um den Signaldurchsatz zu optimieren. Aus den Messreihen mit statischer und adaptiver Lückenzeit werden Einstellungen gesucht, welche bei dieser Pulsformungszeit einen vergleichbar hohen Signaldurchsatz erzielen. In diesem Fall wird der Vergleich bei einer statischen Lückenzeit von $L_s = 350$ ns und einer zusätzlicher Lückenzeit von $\Delta L = 275$ ns durchgeführt. Wie aus Abbildung 6.17 und Abbildung 6.21 zu entnehmen ist, kann bei diesen Einstellungen mit $5,3 \cdot 10^7$ Ereignisse (statische Lückenzeit) und $5,4 \cdot 10^7$ Ereignisse (adaptive Lückenzeit) eine vergleichbare Fläche der Spektrallinie erzielt werden, welche im Vergleich zu den ersten beiden Fällen erheblich höher ist. Bei diesen Einstellungen wird in Tabelle 6.1 der Einfluss des ballistischen Defizits verglichen. Durch das Verfahren der adaptiven Lückenzeit ergibt sich eine Verbesserung der Energieauflösung von 209 eV auf 182 eV, eine Erhöhung der Position der Spektrallinie von Kanal 885 auf Kanal 887 und einen Anstieg der Symmetrie von $\varphi = 1,093$ auf $\varphi = 1,062$. Bei vergleichbarer Fläche der Spektrallinie kann der Einfluss des ballistischen Defizits durch die adaptive Lückenzeit signifikant reduziert werden. Die Degradation des Energiespektrums zur Optimierung des Signaldurchsatzes im Vergleich zu den ersten beiden Fällen kann somit erheblich reduziert werden.

- Fall 4

Abschließend wird in diesem vierten Fall eine auf hohen Signaldurchsatz optimierte Anwendung wie in Fall 3, jedoch mit einer Pulsformungszeit von 100 ns zur Verbesserung der Energieauflösung betrachtet⁹. Ein vergleichbarer Signaldurchsatz ergibt sich hier beispielsweise bei der Verwendung einer statischen Lückenzeit von $L_s = 350$ ns und einer adaptiven Lückenzeit mit der zusätzlichen Lückenzeit $\Delta L = 250$ ns. Die Flächen der Spektrallinien sind hier $5,0 \cdot 10^7$ Ereignisse (statische Lückenzeit) und $5,1 \cdot 10^7$ Ereignisse (adaptive Lückenzeit). Beim Vergleich der aus den Energiespektren ermittelten Kenngrößen zeigt sich in Tabelle 6.1 durch die adaptive Lückenzeit eine Verbesserung der Energieauflösung um 20 eV von 186 eV auf 166 eV, eine Erhöhung der Position der Spektrallinie von Kanal 886 auf Kanal 887 und eine höheres Maß an Symmetrie von 1,074 zu 1,056. Durch das Verfahren der adaptiven Lückenzeit kann in diesem Fall die Qualität des Energiespektrums somit erheblich gesteigert und die Elementidentifikation verbessert werden.

Anhand der vier in Tabelle 6.1 betrachteten Fälle kann die effektive Unterdrückung des ballistischen Defizits durch das Verfahren der adaptiven Lückenzeit gezeigt werden. Der Zielkonflikt aus Minimierung des ballistischen Defizits und Maximierung des Signaldurchsatzes kann bei der Verwendung großflächiger SDDs somit signifikant reduziert werden. Hierbei wird mit den Fällen 1 und 2 gezeigt, dass bei vergleichbarem Einfluss des ballistischen Defizits eine deutliche Erhöhung des Signaldurchsatzes erzielt werden kann. Fälle 3 und 4 demonstrieren, wie bei vergleichbarem Signaldurchsatz der Einfluss des ballistischen Defizits auf die Energiespektren bei der Verwendung der adaptiven Lückenzeit verringert werden kann. Als Nachteil des Verfahrens ist die erhöhte Belegung von

⁸Praktischer Hintergrund für diese Anforderung könnte beispielsweise eine Inline-Qualitätskontrolle in einer Produktionsanlage sein, wobei die Messdauer zeitlich stark limitiert ist [BR17].

⁹Praktischer Hintergrund für diese Anforderung könnte beispielsweise die Notwendigkeit zur Separation zweier spektral nah beieinander liegenden Elemente in einer zeitlich stark limitierten Messdauer sein.

Fall	Filter- typ	Pulsform- ungszeit [ns]	L_s [ns]	ΔL [ns]	FWHM [eV]	Position [Kanal]	φ [1]	Fläche [Ereignisse]
1	Statisch	50	600	—	172	889	1,057	$3,6 \cdot 10^7$
	Adaptiv	50	—	400	171	889	1,057	$4,2 \cdot 10^7$
2	Statisch	100	600	—	158	889	1,052	$3,3 \cdot 10^7$
	Adaptiv	100	—	400	155	889	1,051	$3,8 \cdot 10^7$
3	Statisch	50	350	—	209	885	1,093	$5,3 \cdot 10^7$
	Adaptiv	50	—	275	182	887	1,062	$5,4 \cdot 10^7$
4	Statisch	100	350	—	186	886	1,074	$5,0 \cdot 10^7$
	Adaptiv	100	—	250	166	887	1,056	$5,1 \cdot 10^7$

Tabelle 6.1: Zur Bewertung des Verfahrens der adaptiven Lückenzeit werden aus den Messreihen mit statischer und adaptiver Lückenzeit vier Fälle betrachtet, welche verschiedene Anwendungen repräsentieren. L_s bezeichnet die Lückenzeit bei der Verwendung des statischen Filters und ΔL bezeichnet die bei adaptiven Filtern zusätzlich zur Signalanstiegszeit verwendende Lückenzeit. φ ist das definierte Maß an Symmetrie der Spektrallinie. Bei einem geringen Einfluss des ballistischen Defizits (Fall 1 und Fall 2) kann durch die adaptive Lückenzeit eine erheblich Steigerung des Signaldurchsatzes erzielt werden. Wird ein größerer Einfluss des ballistischen Defizits zum Erreichen eines hohen Signaldurchsatzes zugelassen (Fall 3 und Fall 4), so kann die Qualität der Energiespektren durch die adaptive Lückenzeit verbessert werden.

Ressourcen des FPGAs zu nennen. Hierbei kann insbesondere der Speicheraufwand für die in Abbildung 6.11 gezeigten Verzögerungen angeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Verzögerung für eine maximale Lückenzeit von 800 ns ausgelegt, womit sich der zusätzliche Speicherbedarf für ADC Daten mit 16 Bit Präzision bei einer Abtastfrequenz von 80 MHz zu etwa 128 Byte ergibt. Dies hat sich für den im DPP-Prototyp verwendeten FPGA als unkritisch erwiesen. Des Weiteren sollte erwähnt werden, dass die mit dem Verfahren der adaptiven Lückenzeit erzielten Vorteile stark vom verwendeten Detektionssystem abhängig sind. Der erzielte Signaldurchsatz hängt dabei insbesondere von der Verteilung der Signalanstiegszeiten des Detektors ab. Für breite Verteilungen sind höhere Vorteile mit dem Verfahren der adaptiven Lückenzeit zu erwarten. Für SDDs mit kleinen aktiven Flächen, welche schmalere Verteilungen der Signalanstiegszeiten aufweisen, können geringere Vorteile erzielt werden. In der Anwendung wird der Signaldurchsatz bei der Verwendung der adaptiver Lückenzeit zudem weniger voraussehbar, da die Länge des Filters adaptiv angepasst wird. Zwischen verschiedenen Detektorsystemen kann es so zu gewissen Schwankungen kommen. Für Anwendungen, welche geringe Photonen-zählraten verwenden und daher höhere Pulsformungszeiten einsetzen, ist ebenso nur ein geringerer Vorteil durch das Verfahren zu erwarten. Unter diesen Umständen wird der Beitrag der Lückenzeit (beispielsweise 500 ns) zur Filterlänge klein gegenüber zwei mal der Pulsformungszeit (beispielsweise 4 μ s). Die durch das Verfahren der adaptiven Lückenzeit erzielbaren Verbesserungen sinken unter diesen Umständen. Das Verfahren der adaptiven

Lückenzeit kann somit, insbesondere bei Anwendungen mit hohen Photonenzählraten, zur Erhöhung der Leistungsfähigkeit von Detektionssystemen mit großflächigen SDDs eingesetzt werden.

6.5 Filter zur optimalen Rauschunterdrückung

In der Signalauswertung von SDDs werden typischerweise digitale Filter zur Pulsformung auf das Signal angewendet (siehe Abschnitt 3.2). Neben der Optimierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses müssen diese digitalen Filter weiteren Anforderungen bezüglich des Übertragungsverhaltens im Zeitbereich genügen. Hierbei ist insbesondere das Vorhandensein einer Lückenzeit zur Minimierung des ballistischen Defizits, die endliche Dauer der Sprungantwort zur Vermeidung von Summenereignissen und die Unabhängigkeit des Filterausgangs von Gleichanteilen des Eingangssignals zu nennen [GGR96; Kno00]. Typischerweise eingesetzte Filtertypen sind hierbei Cusp-Filter und Trapezfilter [Jor+94; Nak18]. Durch die erhöhte Flexibilität von DPPs im Vergleich zu analogen Signalauswertungen können darüber hinaus jedoch prinzipiell arbiträre Filterformen implementiert werden. Dies eröffnet die Möglichkeit, für ein System optimierte Filter zu verwenden, welche neben den im theoretischen Modell beschriebenen Rauschquellen (siehe Abschnitt 2.6) auch reale Einflüsse berücksichtigen. Im Folgenden wird daher ein Verfahren zur Berechnung alternativer Filterformen zur optimalen Rauschunterdrückung für SDDs vorgestellt.

6.5.1 Methoden zur Filteroptimierung

Filter, welche unter bestimmten Bedingungen das maximale Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielen, werden als Optimalfilter¹⁰ bezeichnet und deren Beschreibung ist beispielsweise in [Tur60; TJJ01] gezeigt. Für die Anwendung in Pulsprozessoren sind die Filter jedoch, wie oben erwähnt, zusätzlichen Anforderungen bezüglich des Übertragungsverhaltens im Zeitbereich unterworfen. Die Filteroptimierung unterliegt daher gewissen Beschränkungen. Auch für die Berechnung von Optimalfiltern mit Nebenbedingungen existieren Verfahren aus der Literatur, beispielsweise die zeitdiskrete Fourier-Transformation Methode [GGR96], die Least-Mean-Square Methode [GZR96] oder die Digital Penalized Least-Mean-Square (DPLMS) Methode [Gat+04]. Im Folgenden wird die DPLMS Methode für die Berechnung von Optimalfiltern mit Nebenbedingungen eingesetzt, welche erstmals in [Rib+02] vorgestellt wurde. In dieser Methode wird die Rauschunterdrückung der Filter unmittelbar basierend auf tatsächlichen Signaldaten von rauschbehafteten Röntgenpulsen optimiert. Hierbei ist keine Modellierung von Rauschquellen, Transformation in den Frequenzbereich oder Rückrechnung von Signaldaten nötig. Dadurch werden alle bekannten und unbekannt Störungen im gesamten Signalpfad berücksichtigt. Im Gegensatz zur Least-Mean-Square Methode können Beschränkungen eingeführt werden, um Nebenbedingungen bei der Optimierung zu berücksichtigen. Diese werden mit Gewichtungsfaktoren versehen, um die Genauigkeit der Erfüllung einstellen zu können. So kann eine unnötig genaue Erfüllung zulasten der Rauschunterdrückung vermieden werden. Im Folgenden werden die Grundlagen dieser Methode vorgestellt.

¹⁰englisch: matched filter

Beschreibung des Filters

Eine häufig verwendete Umsetzungsform von digitalen Filtern sind FIR-Filter. Diese sind aufgrund der fehlenden Rückkopplung inhärent stabil und weisen eine definierte Länge im Zeitbereich auf, welche über die Anzahl an Filterkoeffizienten eingestellt werden kann [PM06]. Die Filterkoeffizienten definieren die Übertragungsfunktion eines FIR-Filters [Str04]. Die Aufgabenstellung beim Entwurf eines Filters ist daher das Finden geeigneter Filterkoeffizienten. Zur Beschreibung des Filters wird zunächst ein Vektor \vec{k} definiert, welcher die N_k Filterkoeffizienten enthält:

$$\vec{k} = \begin{bmatrix} k_1 \\ k_2 \\ \dots \\ k_{N_k} \end{bmatrix} . \quad (6.2)$$

Die Anzahl N_k der Filterkoeffizienten entspricht hierbei der gesamten Filterlänge, welche beispielsweise für einen Trapezfilter aus zwei Mal der Pulsformungszeit plus die Lückenzeit gegeben ist (siehe Abbildung 3.1). Für die Durchführung der Filteroptimierung wird eine Zielfunktion ε definiert, welche eine Funktion der Filterkoeffizienten \vec{k} ist und das globale Minimum an dem gesuchten Optimalfilter \vec{k}_{opt} aufweist:

$$\vec{k}_{opt} = \underset{\vec{k}}{\operatorname{argmin}} \varepsilon . \quad (6.3)$$

Hierfür summiert die Zielfunktion das Rauschen im Filterausgang von rauschbehafteten Röntgenpulsen und Abweichungen von den Beschränkungen auf. Die Zielfunktion soll stetig und differenzierbar sein, um die numerische Minimierung zu erleichtern. Im Folgenden wird die Herleitung einer geeigneten Zielfunktion mit quadratischer Form gezeigt.

Beschreibung des Rauschens

In der Zielfunktion soll ein Ausdruck zur Bewertung der Rauschunterdrückung des Filters eingeführt werden. Bei bekannter Form des Nutzsignals kann hierfür die mittlere quadratische Abweichung des Filterausgangs von rauschbehafteten Röntgenpulsen vom Filterausgang eines rauschfreien Referenzsignals verwendet werden. Bezeichnet Ψ den Filterausgang eines rauschbehafteten Röntgenpulses, so kann die Varianz

$$\operatorname{Var} [\Psi] = \operatorname{E} [(\Psi - \operatorname{E} [\Psi])^2] \quad (6.4)$$

als Maß für die Rauschunterdrückung des Filters dienen. Der Erwartungswert $\operatorname{E} [\Psi]$ des Filterausgangs wird dabei durch den Filterausgang für das Referenzsignal Ψ_{ref} angenähert. Für die praktische Durchführung kann das Referenzsignal beispielsweise durch Mittelwertbildung einer hohen Anzahl an rauschbehafteten Röntgenpulsen am Filtereingang gewonnen werden. Es wird angenommen, dass bei optimaler Rauschunterdrückung der Filterausgang jedes rauschbehafteten Röntgenpulses mit dem Filterausgang des Referenzsignals übereinstimmt. Da die Varianz eine quadratische Form aufweist, kann diese

unmittelbar als Beitrag der Rauschunterdrückung ε_n in die Zielfunktion aufgenommen werden:

$$\varepsilon_n = \text{Var}[\Psi] \quad . \quad (6.5)$$

Beschreibung von punktuellen Beschränkungen

Punktuelle Beschränkungen zielen auf einen definierten Wert κ zum Zeitpunkt t im Ausgang des Filters für das Referenzsignal Ψ_{ref} ab:

$$\Psi_{ref}(t) \stackrel{!}{=} \kappa \quad . \quad (6.6)$$

Mithilfe von punktuellen Beschränkungen kann eine Lückenzeit realisiert werden, indem der Filterausgang für einen definierten Zeitraum auf einem bestimmten Wert gehalten wird. Je genauer eine punktuelle Beschränkung erfüllt wird, desto geringer wird die Abweichung zwischen dem Filterausgang für das Referenzsignal am Zeitpunkt t und dem definierten Wert κ :

$$\left(\Psi_{ref}(t) - \kappa \right) \xrightarrow[k \rightarrow k_{opt}]{} 0 \quad . \quad (6.7)$$

Die Differenz in Gleichung 6.7 soll demnach bei der Filteroptimierung betragsmäßig minimiert werden. Hierfür wird der quadratische Ausdruck

$$\varepsilon_p = \left(\Psi_{ref}(t) - \kappa \right)^2 \quad (6.8)$$

definiert. Im Allgemeinen sind mehrere punktuelle Beschränkungen erforderlich, wobei für jede ein Ausdruck ε_p nach Gleichung 6.8 in die Zielfunktion eingeführt wird. Die Anzahl punktueller Beschränkungen zu den jeweiligen Zeitpunkten t_i auf die jeweiligen Werte κ_i wird im Folgenden mit N_i bezeichnet.

Beschreibung einer Flächenbeschränkung

Die Summe aller Filterkoeffizienten eines FIR-Filters bestimmt die Fläche unter der Impulsantwort des Filters [Str04; She05]. Diese definiert die Verstärkung von Gleichanteilen am Eingang des Filters. Eine Flächenbeschränkung zielt auf eine definierte Fläche A für einen FIR-Filter mit N_k Filterkoeffizienten ab:

$$\sum_{n=1}^{N_k} k_n \stackrel{!}{=} A \quad . \quad (6.9)$$

So kann die Verstärkung von Gleichanteilen des Filters bei der Optimierung eingestellt werden. Je genauer eine Flächenbeschränkung erfüllt wird, desto geringer wird die Differenz zwischen der definierten und der tatsächlichen Fläche:

$$\left(\sum_{n=1}^{N_k} k_n - A \right) \xrightarrow[k \rightarrow k_{opt}]{} 0 \quad . \quad (6.10)$$

Zur Minimierung der betragsmäßigen Differenz kann aus Gleichung 6.10 der quadratische Ausdruck

$$\varepsilon_a = \left(\sum_{n=1}^{N_k} k_n - A \right)^2 \quad (6.11)$$

für die Abweichung des Filters von der Flächenbeschränkung hergeleitet und zur Zielfunktion addiert werden.

Formulierung der Zielfunktion

Die quadratischen Terme für das Rauschen im Filterausgang, die Abweichungen von punktuellen Beschränkungen und die Abweichung von der Flächenbeschränkung werden in der Zielfunktion ε aufsummiert. Die Beschränkungen werden hierbei mit Gewichtungsfaktoren relativ zum Term der Rauschunterdrückung versehen. Die Gewichtungsfaktoren für die N_i punktuellen Beschränkungen werden mit $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{N_i}$ und der Gewichtungsfaktor für die Flächenbeschränkung wird mit β bezeichnet. Somit ergibt sich die Zielfunktion zu:

$$\varepsilon = \underbrace{\varepsilon_n}_{\text{Rauschunterdrückung}} + \underbrace{\sum_{i=1}^{N_i} \alpha_i \cdot \varepsilon_{p,i}}_{\text{Punktuelle Beschränkungen}} + \underbrace{\beta \cdot \varepsilon_a}_{\text{Flächenbeschränkung}} \quad (6.12)$$

Werden die Ausdrücke aus Gleichung 6.5, Gleichung 6.8 und Gleichung 6.11 in Gleichung 6.12 eingesetzt, so wird die Zielfunktion:

$$\varepsilon = \underbrace{\text{Var}[\Psi]}_{\text{Rauschunterdrückung}} + \underbrace{\sum_{i=1}^{N_i} \alpha_i \cdot \left(\Psi_{ref}(t_i) - \kappa_i \right)^2}_{\text{Punktuelle Beschränkungen}} + \underbrace{\beta \cdot \left(\sum_{n=1}^{N_k} k_n - A \right)^2}_{\text{Flächenbeschränkung}} \quad (6.13)$$

Darüber hinaus können weitere Beschränkungen, beispielsweise Beschränkungen im Frequenzbereich, durch zusätzliche Terme in die Zielfunktion eingeführt werden [Gat+04]. Durch die Minimierung der Zielfunktion können nun die Koeffizienten des Optimalfilters, welcher auch die Beschränkungen in einem definiertem Maß erfüllt, gefunden werden.

6.5.2 Anpassung der Methode

Für die Anwendung im Rahmen dieser Arbeit wird die in Unterabschnitt 6.5.1 vorgestellte DPLMS Methode angepasst. Während die Methode in der Originalquelle [Rib+02] für Germanium-Gammastrahlungsdetektoren entwickelt und angewendet wurde, wird im Rahmen dieser Arbeit ein moderner SDD mit Ladungsverstärker ASIC verwendet. Diese weisen schnelle Signalanstiegszeiten und ein geringes Maß an Rauschen auf [Bom+11a]. Zudem wird die Filteroptimierung im Rahmen dieser Arbeit nicht auf dem DPP, sondern auf einem externen System durchgeführt.

Punktuelle Beschränkungen für die ideale Sprungantwort

Punktuelle Beschränkungen werden eingeführt, um eine Lückenzeit im Filter zu realisieren, sodass der Maximalwert des Filters für eine definierte Zeit gehalten wird. In der DPLMS Methode werden punktuelle Beschränkungen wie oben beschrieben an den Filterausgang für das Referenzsignal formuliert. Hierdurch zielt die Minimierung der Zielfunktion auf Filterkoeffizienten ab, welche im Filterausgang des Referenzsignals zu einem Maximum mit definierter Länge führen. Falls die Signalform rauschbehafteter Röntgenpulse vom Referenzsignal abweicht, wird mit dieser Art von punktuellen Beschränkungen jedoch nicht zwingend ein Maximum mit definierter Länge erreicht. Die Signalanstiegszeiten von Röntgenpulsen im Ausgangssignal von SDDs variieren aufgrund der unterschiedlichen Driftzeiten im aktiven Halbleitervolumen (siehe Abschnitt 2.5). Da sich die Signalanstiegszeit des Referenzsignals aus der Mittelwertbildung einer Vielzahl an Signalen ergibt, können einige rauschbehaftete Röntgenpulse schnellere Anstiegszeiten als das Referenzsignal aufweisen. Für diese Röntgenpulse kann mit der DPLMS Methode keine definierte Länge des Maximums garantiert werden und für diese tritt unter Umständen ein ballistisches Defizit auf. Die Methode wird daher in diesem Aspekt modifiziert, sodass punktuelle Beschränkungen an die ideale Sprungantwort des Filters anstatt an den Filterausgang für das Referenzsignal formuliert werden. Die ideale Sprungantwort weist im Gegensatz zum Referenzsignal die minimal mögliche Signalanstiegszeit auf. Die Lückenzeit hat hierdurch eine wohldefinierte Länge, welche unabhängig vom Referenzsignal ist und auch für schnelle Röntgenpulse kann eine definierte Länge des Maximalwerts erreicht werden.

Berücksichtigung von mehreren Signalen

In der Originalquelle wird die DPLMS Methode zur Filteroptimierung intern, in einem DPP, während der Anwendung vorgestellt [Rib+02]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Filteroptimierung jedoch extern, auf einem Computer, durchgeführt und die ermittelten Filterkoeffizienten anschließend in den DPP implementiert. Die Gründe hierfür sind:

- Bei der Optimierung auf einem Computer steht im Allgemeinen eine höhere Rechenleistung zur Verfügung. Dadurch kann die Filteroptimierung mit aufwendigeren Algorithmen durchgeführt werden, welche unter Umständen verbesserte Ergebnisse liefern. Zudem wird der Zugriff auf die Berechnungen und Ergebnisse vereinfacht.
- Auf dem DPP müssen somit die Ressourcen im FPGA für die Durchführung der Optimierung nicht bereitgestellt werden. Hierdurch können im allgemeinen Bauteile mit kleinem Formfaktor, geringerer Verlustleistung und geringeren Kosten verwendet werden.
- Während der Anwendung ist, insbesondere im industriellen Bereich, häufig ein vorher-sagbares und reproduzierbares Verhalten des DPPs gewünscht. Hierbei ist eine Änderung der Filterkoeffizienten während des Betriebs hinderlich.

Daher werden im Rahmen dieser Arbeit zunächst Signaldaten mit dem DPP erfasst und auf einen Computer transferiert, wo die Filteroptimierung durchgeführt wird. Während bei der internen Implementierung nacheinander über neue Signale iteriert wird, stehen bei der externen Filteroptimierung eine Vielzahl an rauschbehafteten Röntgenpulsen

parallel zur Verfügung. Dies bietet alternative Möglichkeiten, die verschiedenen Signale zu berücksichtigen. Im Rahmen dieser Arbeit wird die simultane Optimierung für alle zur Verfügung stehenden rauschbehafteten Röntgenpulse angestrebt. Dies wird realisiert, indem für die M parallel verfügbaren Signale jeweils die Zielfunktion ε_1 bis ε_M berechnet wird und die Summe ε_Σ aller Zielfunktionen gebildet wird:

$$\varepsilon_\Sigma = \sum_{m=1}^M \varepsilon_m . \quad (6.14)$$

Jede der Zielfunktionen ist hierbei eine Summe aus quadratischen Termen (siehe Gleichung 6.13) und daher größer oder gleich null. Zur Filteroptimierung kann daher die Summe ε_Σ aller Zielfunktionen minimiert werden:

$$\vec{k}_{opt} = \underset{\vec{k}}{\operatorname{argmin}} \varepsilon_\Sigma . \quad (6.15)$$

Durch diese Vorgehensweise werden die Filterkoeffizienten für den zur Verfügung stehenden Satz an Signalen optimiert. Der Einfluss der einzelnen Signale ist hierbei, im Gegensatz zum iterativen Vorgehen, von der Reihenfolge der Signale unabhängig.

Optimierungsverfahren

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Filteroptimierung auf einem externen System durchgeführt. Daher entfällt die Notwendigkeit der Echtzeitfähigkeit der Optimierung, wodurch eine größere Auswahl an Algorithmen zur Verfügung steht. Mögliche Optimierungsalgorithmen sind beispielsweise gradientenbasiert (mit oder ohne Schrittweitenkontrolle) oder global, deterministisch oder stochastisch [NW06; RHG12].

6.5.3 Durchführung der Filteroptimierung

Im Folgenden werden die praktischen Schritte zur Filteroptimierung mit dem 20 mm² Referenz-SDD und dem DPP-Prototyp vorgestellt.

Aufnahme von Signalen

Für die Berechnung der Optimalfilter werden zunächst Signalen aufgenommen. Hierfür wird der 20 mm² Referenz-SDD mit einer ⁵⁵Fe-Quelle bestrahlt. Es wird hierbei eine sehr geringe Photonenrate verwendet, um das Auftreten von Summenereignissen zu minimieren. Mithilfe des FPGAs auf dem DPP-Prototyp werden ADC Signalen erfasst und auf einen Computer übertragen. Hierbei werden Signalen mit einer Länge von jeweils 32 768 Datenpunkten aufgezeichnet, wobei die maximale Abtastrate von 80 MHz und die volle Präzision von 16 Bit des ADCs (siehe Abschnitt 5.5) verwendet wird. In einer computergestützten Auswertung werden aus diesen Signalen rauschbehaftete Röntgenpulse mit einer Länge von jeweils 800 Taktzyklen extrahiert, womit die Berechnung von Filtern bis zu einer Länge von 10 μ s möglich ist. Die Pulsamplituden werden jeweils auf eins normiert und Signale, die Entladungen oder Summenereignisse enthalten, verworfen. So werden die Signalverläufe von insgesamt 20 514 Röntgenpulsen ermittelt und hieraus durch Mittelwertbildung das in Abbildung 6.22 gezeigte Referenzsignal berechnet. Dieses hat

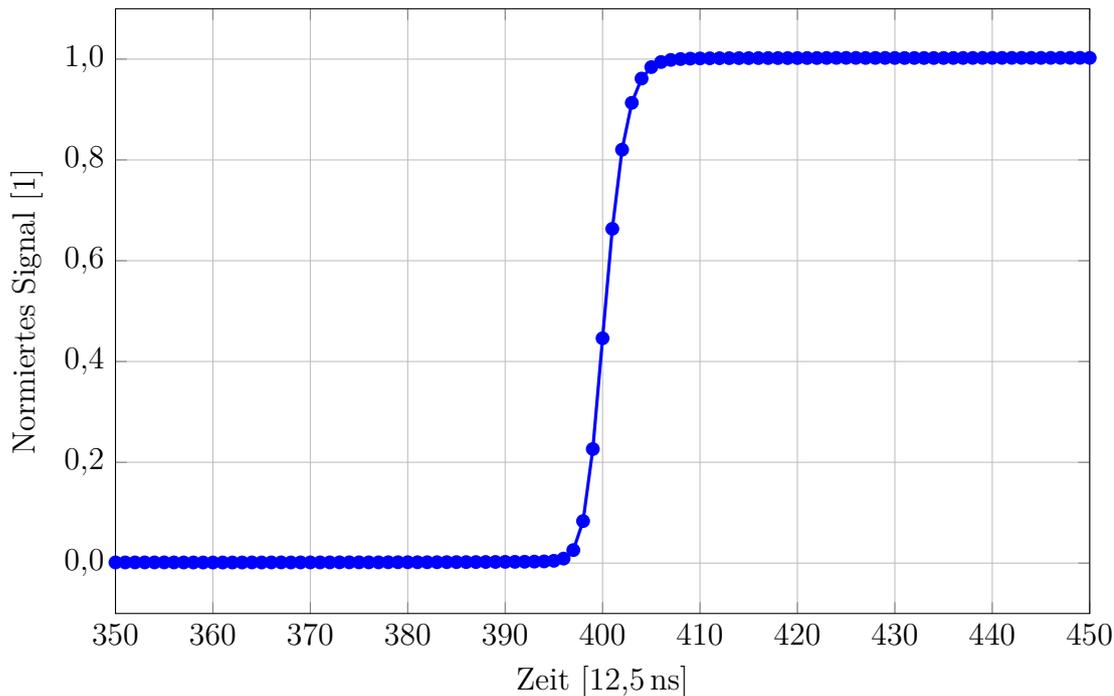


Abbildung 6.22: Mithilfe von ADC Signaldaten aus dem DPP-Prototyp werden die Signalverläufe einer Vielzahl an Röntgenpulse am Ausgang des 20 mm² Referenz-SDD bestimmt und durch Mittelwertbildung ein Referenzsignal berechnet. Dieses zeigt einen stufenartigen Verlauf mit einer 10/90-Anstiegszeit von etwa sechs Taktzyklen oder 75 ns.

den typischen stufenartigen Verlauf eines Röntgenpulses und weist eine 10/90-Anstiegszeit von etwa sechs Taktzyklen oder 75 ns auf.

Grenzwerte für Erfüllung der Beschränkungen

In der DPLMS Methode kann über Gewichtungsfaktoren die Genauigkeit der Erfüllung von Beschränkungen eingestellt werden. Hierbei führt eine genauere Erfüllung im Allgemeinen zu einer Reduzierung der Rauschunterdrückung. Daher ist es sinnvoll, Werte für tolerierbare Abweichungen von den Beschränkungen festzulegen. Im Folgenden werden hierfür Grenzwerte hergeleitet, welche auf Abschätzungen des Einflusses nicht-idealer Erfüllung basieren.

- Endliche Filterfläche

Zunächst wird der Einfluss einer endlichen Fläche des Filters auf die Signalauswertung abgeschätzt. Eine Konstante γ am Eingang eines FIR-Filters führt zu einem Wert am Filterausgang von

$$\Psi = \sum_{n=1}^{N_k} k_n \cdot \gamma = \gamma \cdot \sum_{n=1}^{N_k} k_n . \quad (6.16)$$

Die Konstante γ wird im Filterausgang um die Summe aller Koeffizienten verstärkt. Somit definiert die Summe der Filterkoeffizienten die Verstärkung des Filters für Gleichanteile am

Eingang. Die Röntgenpulse im Ausgangssignal eines SDDs sind zufällig über den, durch die Entladung definierten, dynamischen Spannungsbereich verteilt (siehe Abbildung 2.7). Die Bestimmung von Pulsamplituden aus dem Filterausgang soll hierbei idealerweise unabhängig von der Position eines Röntgenpulses im dynamischen Spannungsbereich sein. Dies entspricht der Forderung einer Gleichanteilsverstärkerung von null. Hierfür kann, wie in Gleichung 6.11 gezeigt, eine Flächenbeschränkung auf einen Wert von $A = 0$ eingeführt werden:

$$\sum_{n=1}^{N_k} k_n = 0 \quad . \quad (6.17)$$

Falls diese Flächenbeschränkung nicht exakt erfüllt wird, hängt der Wert des Filterausgangs und somit die bestimmten Energiewerte von der jeweiligen Gleichspannung ab. Aufgrund der zufälligen Verteilung der Röntgenpulse über den dynamischen Spannungsbereich führt dies zu einer Verbreiterung von Spektrallinien im Energiespektrum, deren Höhe im Folgenden abgeschätzt wird. Im verwendeten Signalpfad des DPP-Prototyps wird ein dynamischer Spannungsbereich von $\Delta U = 2 \text{ V}$ und eine Sensitivität von $S = 5 \text{ mV keV}^{-1}$ genutzt. Der dynamische Spannungsbereich entspricht somit einem Energiebereich von $\Delta U/S = 400 \text{ keV}$. Die maximale Energiedifferenz zwischen der Amplitude eines Röntgenpulses am unteren Ende des dynamischen Spannungsbereichs und der Amplitude eines Röntgenpulses gleicher Energie am oberen Ende des dynamischen Spannungsbereichs beträgt daher:

$$\Delta E = \frac{\Delta U}{S} \cdot \sum_{n=1}^{N_k} k_n = 400 \text{ keV} \cdot \sum_{n=1}^{N_k} k_n \quad . \quad (6.18)$$

Sofern die Summe aller Koeffizienten ungleich null ist, entsteht so ein additiven Fehler bei der Energiebestimmung, welcher unabhängig von der Amplitude eines Röntgenpulses auftritt. Der relative Einfluss eines additiven Fehlers ist bei hohen Energieauflösungen am größten, welche, bedingt durch das Fano-Rauschen, bei geringen Photonenenergien erreicht werden (siehe Gleichung 3.1). Im Rahmen dieser Arbeit wird eine minimale Photonenenergie von 630 eV angenommen. Bei dieser Energie unterschreitet die Effizienz des verwendeten SDD-Moduls mit einem $8 \mu\text{m}$ Beryllium Eintrittsfenster (siehe Abschnitt 2.4) den Wert von 5% [Cha+19]. Bei einer Energie von 630 eV beträgt die, in Abwesenheit von elektronischem Rauschen, durch das Fano-Rauschen erreichbare Energieauflösung nach Gleichung 3.1 etwa 38 eV . Es wird angenommen, dass eine Energieschwankung ΔE von weniger als 10% dieser im Idealfall erreichbaren Energieauflösung für die praktische Anwendung vernachlässigbaren Einfluss hat. Hiermit ergibt sich eine tolerierbare Fläche des Filters von

$$\sum_{n=1}^{N_k} k_n \leq \frac{3,8 \text{ eV}}{400 \text{ keV}} = 9,5 \cdot 10^{-6} \quad . \quad (6.19)$$

Für höhere Photonenenergien verschlechtert sich die Fano-limitierte Energieauflösung mit einer Wurzelabhängigkeit, während die Energieschwankung konstant bleibt. Der relative Einfluss der endlichen Fläche des Filters sinkt somit.

- Fluktuation des Maximalwerts

Die maximale Höhe des Filterausgangs soll zur Erfassung von Energiewerten proportional zur Amplitude eines Röntgenpulses am Filtereingang sein. Dies kann erreicht werden, indem eine punktuelle Beschränkung mit dem Zielwert eins im Filterausgang für den Einheitssprung eingeführt wird. Zur Reduzierung des ballistischen Defizits sollte dieser Maximalwert jedoch für eine gewisse, von der Signalanstiegszeit abhängigen, Dauer gehalten werden. Es werden daher eine der gewünschten Lückenzeit entsprechende Anzahl an punktuellen Beschränkungen auf den Wert eins eingeführt. Bei nicht-idealer Erfüllung dieser punktuellen Beschränkungen kommt es im Zeitraum, in welchem der Maximalwert gehalten werden soll, zu einer gewissen Fluktuation im Filterausgang für den Einheitssprung. Im Filterausgang für Signale mit endlicher Anstiegszeit wird die maximale Höhe des Filterausgangs hierdurch von der Signalanstiegszeit abhängig. Aufgrund der Schwankung der Signalanstiegszeiten im Ausgangssignal von SDDs führt dieser Effekt zu einer Schwankung der Energiewerte. Durch der Linearität von FIR-Filtern ist die Höhe der Fluktuation im Filterausgang proportional zur Amplitude des Röntgenpulses am Filtereingang. Der relative Einfluss der Fluktuation der Amplitude als Funktion der Energie ist demnach konstant. Die durch das Fano-Rauschen limitierte Energieauflösung steigt dahingegen für höhere Energien mit einer Wurzelabhängigkeit an (siehe Gleichung 3.1) und der relative Einfluss der Fluktuation ist bei hohen Energien maximal. Es wird eine Maximalenergie von 40 keV betrachtet, da hier die Effizienz des verwendeten 450 μm dicken SDDs auf weniger als 5 % abfällt [Cha+19]. Bei dieser Energie beträgt die durch das Fano-Rauschen limitierte Energieauflösung nach Gleichung 3.1 etwa 305 eV. Dies entspricht einer relativen Breite der Spektrallinie von etwa 0,76 %. Wird auch hier eine zusätzliche Schwankung von 10 % des Fano-Rauschens zugelassen, so kann eine relative Fluktuation von 0,076 % während der Lückenzeit toleriert werden. Dies entspricht einer maximal zulässigen Differenz von $7,6 \cdot 10^{-4}$ zwischen zwei Werten im Filterausgang des Einheitssprungs während der Lückenzeit.

Nach den oben durchgeführten Betrachtungen wird für die berechneten Filter eine Summe der Koeffizienten kleiner als $9,5 \cdot 10^{-6}$ und eine Variation des Maximalwerts kleiner als $7,6 \cdot 10^{-4}$ gefordert. Die Länge der Lückenzeit wird auf 16 Taktzyklen festgelegt, weshalb insgesamt $N_i = 16$ punktuelle Beschränkungen eingeführt werden. Diese werden mit den Werte $\kappa_1 = 1, \kappa_2 = 1, \dots, \kappa_{16} = 1$ in die Zielfunktion aufgenommen und an die ideale Sprungantwort des Filters formuliert. Für alle diese punktuellen Beschränkungen wird dieselbe Genauigkeit bei der Erfüllung gefordert, weshalb im Folgenden 16 gleiche Gewichtungsfaktoren α_k verwendet werden.

Wahl des Optimierungsverfahren

Für die Durchführung der Filteroptimierung wird Python 3 verwendet [Phi15]. Hierbei bietet das Modul „Optimization and Root Finding“ aus der „SciPy“ Bibliothek vielfältige Optimierungsalgorithmen, welche für die Minimierung der Zielfunktion verwendet werden können [Vir+20]. Experimentell kann eine gute Konvergenz mithilfe der Quasi-Newton Methode von Broyden, Fletcher, Goldfarb und Shanno festgestellt werden [NW06]. Diese Methode ist ein gradientenbasierter Algorithmus, welcher die erste Ableitung der Zielfunktion verwendet. Gradientenbasierte Verfahren konvergieren zu nahe an den Startparametern

Filterlänge [ns]	$\alpha_k \forall k$ [1]	β [1]
300	0,087	58
400	0,055	37
600	0,032	20
800	0,023	15
1000	0,018	13

Tabelle 6.2: Durch iteratives Vorgehen werden Gewichtungsfaktoren gefunden, welche zur Erfüllung der Beschränkungen innerhalb der festgelegten Grenzen führen. Geringere Filterlängen erfordern aufgrund der höheren Varianz im Filterausgang höhere Gewichtungsfaktoren aller Beschränkungen.

gelegenen lokalen Minima [RHG12]. Daher wird jede Optimierung wiederholt mit verschiedenen, zufällig generierten Startwerten für die Filterkoeffizienten durchgeführt und auf Übereinstimmung innerhalb der numerischen Genauigkeit geprüft.

6.5.4 Experimentelle Ergebnisse

Das gezeigte Verfahren wird verwendet, um Filter mit Längen von 300 ns (24 Koeffizienten), 400 ns (32 Koeffizienten), 600 ns (48 Koeffizienten), 800 ns (64 Koeffizienten) und 1000 ns (80 Koeffizienten) zu berechnen. Dies sind vergleichsweise kurze Filter, welche für Anwendungen mit hohen Photonenzählraten zur Optimierung des Signaldurchsatzes eingesetzt werden. Die Implementierung langer Filter ist durch die Ressourcen des FPGAs im DPP-Prototypen limitiert. Während der Filteroptimierung soll durch eine geeigneten Wahl der Gewichtungsfaktoren α_k und β (siehe Gleichung 6.12) die Erfüllung der Beschränkungen innerhalb der tolerierbaren Abweichung erreicht werden. Hierfür wird die Filteroptimierung nacheinander mit höheren Gewichtungsfaktoren durchgeführt bis die Beschränkungen innerhalb der zulässigen Abweichungen erfüllt sind. Tabelle 6.2 zeigt die so ermittelten Gewichtungsfaktoren. Für kurze Filterlängen werden höhere Gewichtungsfaktoren benötigt, da die Rauschunterdrückung der Filter hier abnimmt und eine höhere Varianz in der Zielfunktion bedingt. Um trotz der höheren Varianz einen vergleichbaren Einfluss der Beschränkungen zu erhalten, müssen die Gewichtungsfaktoren in der Zielfunktion entsprechend erhöht werden. Im Folgenden werden die berechneten Filter vorgestellt und experimentell getestet, sowie jeweils ein Vergleich mit Trapezfiltern gleicher Länge durchgeführt.

Vorstellung des 600 ns Filter

Zunächst wird beispielhaft der berechnete Optimalfilter mit einer Länge von 600 ns vorgestellt und die Unterschiede zum Trapezfilter¹¹ diskutiert. Abbildung 6.23 zeigt die 48 Filterkoeffizienten im Vergleich zu den Koeffizienten des Trapezfilters. Die ersten 16 Koeffizi-

¹¹Cusp-Filter werden hier nicht weiter betrachtet, da diese bei den hier betrachteten kurzen Filterlängen eine geringere Rauschunterdrückung als Trapezfilter aufweisen [Gat+90; Bec+06].

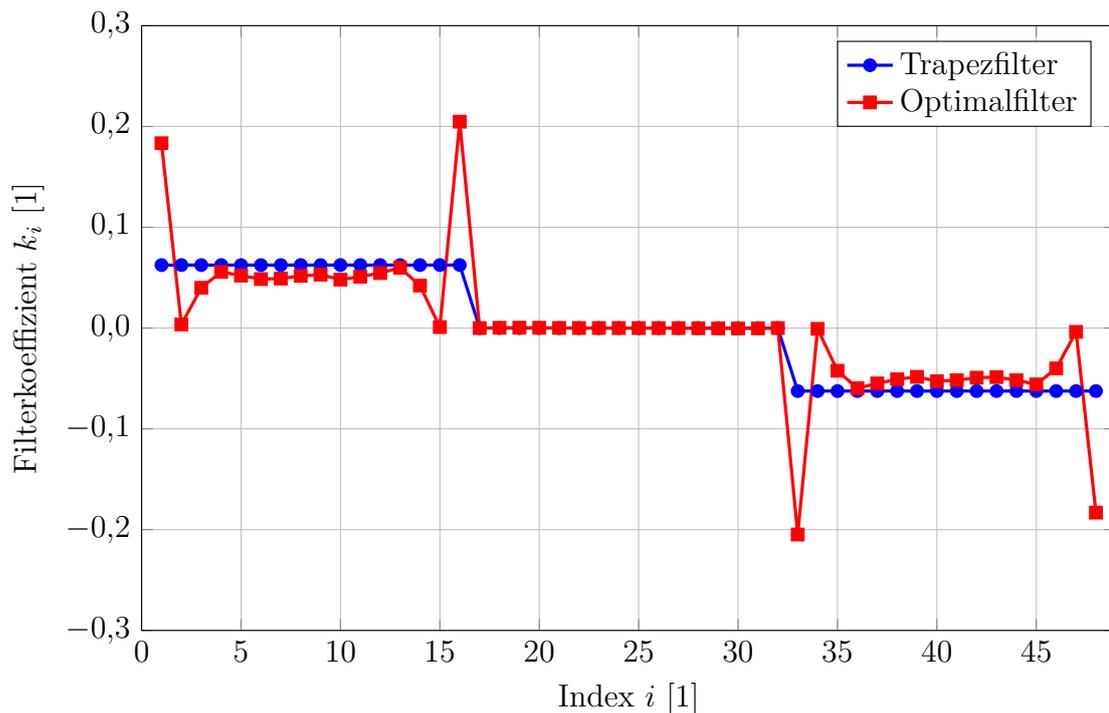


Abbildung 6.23: Gezeigt sind die Filterkoeffizienten des Trapez- und Optimalfilters mit einer Länge von 600 ns. Der berechnete Optimalfilter zeigt einen betragsmäßig hohen ersten und letzten Filterkoeffizienten, sowie eine hohe Gewichtung von Signalwerten nahe der Lückenzeit.

enten des Trapezfilters weisen einen Wert von $1/16 = 0,0625$ auf, während die Koeffizienten 17 bis 32 null sind und die Koeffizienten 33 bis 48 einen Wert von $-1/16 = -0,0625$ aufweisen. Alle Signalwerte im Filter sind somit betragsmäßig gleich oder mit null gewichtet. Beide an den Optimalfilter gestellte Beschränkungen sind für den Trapezfilter exakt erfüllt. Für den berechneten Optimalfilter ergibt sich eine Variation der Gewichtung für alle Signalwerte im Filter. Der erste und der letzte Signalwert im Filter, sowie die beiden Signalwerte am Übergang zur Lückenzeit werden aufgrund der betragsmäßig hohen Koeffizienten stark gewichtet. Für die Filterkoeffizienten dazwischen ergibt sich ein vergleichsweise glatter Verlauf mit ähnlichen Koeffizienten wie für den Trapezfilter, während die Filterkoeffizienten im Bereich der Lückenzeit betragsmäßig sehr klein sind. Die maximale Fluktuation während der Lückenzeit im Filterausgang des Einheitssprungs beträgt etwa $7,5 \cdot 10^{-4}$ und liegt somit unterhalb des mit $7,6 \cdot 10^{-4}$ definierten Grenzwerts. Auch die Summe der Koeffizienten liegt mit $9,5 \cdot 10^{-6}$ im tolerierten Bereich, weshalb der Optimalfilter die Beschränkungen mit der angestrebten Präzision erfüllt.

Abbildung 6.24 zeigt jeweils den Filterausgang für den 600 ns langen Trapez- und Optimalfilter für das in Abbildung 6.22 gezeigte Referenzsignal. Hierbei zeigt sich zu Beginn des Röntgenpulses ein steilerer Anstieg für den Optimalfilter, welcher in der stärkeren Gewichtung der Randwerte begründet liegt. Die Gesamtlänge der Filter ist identisch, da dieselbe Anzahl an Koeffizienten verwendet wird.

Zudem werden die Unterschiede zwischen Trapez- und Optimalfilter im Frequenzbereich

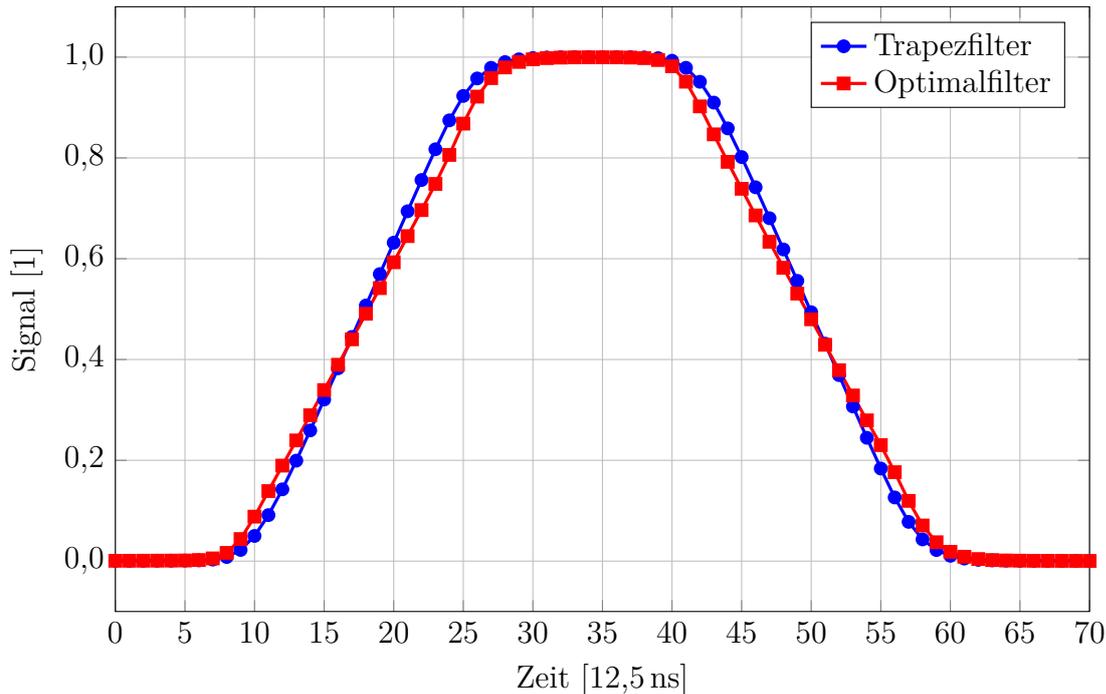


Abbildung 6.24: Zum Vergleich von Trapez- und Optimalfilter ist jeweils der Filterausgang für das Referenzsignal gezeigt. Durch die unterschiedliche Gewichtung von Signalwerten ergibt sich eine leicht unterschiedliche Kurvenform, insbesondere im Anstieg und im Abfall.

verglichen. Hierzu wird zunächst die spektrale Rauschleistungsdichte des Systems ermittelt, indem ohne Bestrahlung des Detektors ADC Signale erfasst und auf den Computer transferiert werden. Hier wird in einer computergestützten Auswertung der Anstieg durch den Leckstrom, analog zum Vorgehen in Unterabschnitt 4.1.5, mithilfe einer linearen Anpassung subtrahiert und eine Transformation des Rauschens in den Frequenzbereich durchgeführt. Für die Reduzierung von statistischen Streuungen wird der Mittelwert der Rauschleistungsdichte aus 100 Frequenzspektren gebildet, welcher in Abbildung 6.25 auf der rechten Ordinate gezeigt ist. Die ermittelte Rauschleistungsdichte am Filtereingang zeigt Anteile von weißem und niederfrequentem Rauschen. Dieses wird von schmalbandigen Anteilen überlagert, welche vermutlich durch elektromagnetische Einstreuungen bedingt sind. Die Bandbreite des Rauschens ist durch den Tiefpassfilter auf dem analogen Eingangspfad begrenzt. Zudem sind auf der linken Ordinate von Abbildung 6.25 die Amplitudengänge von Trapez- und Optimalfilter gezeigt. Der Amplitudengang des Trapezfilter zeigt aufgrund der Symmetrie der Koeffizienten einen regelmäßigen Verlauf, wobei die Dämpfung in den Nebenmaxima für höhere Frequenzen ansteigt. Hierdurch ergibt sich die gute Unterdrückung von weißem Rauschen des Trapezfilters. Der Amplitudengang des Optimalfilters zeigt einen weniger regelmäßigen Verlauf und eine geringere Rauschunterdrückung für höhere Frequenzen im Vergleich zum Trapezfilter. Dahingegen ist die Unterdrückung von niederfrequentem Rauschen unterhalb von etwa 5 MHz beim Optimalfilter höher. Auch der Einfluss der schmalbandigen Störungen bei etwa 4,2 MHz und 7,8 MHz wird vermindert. Für andere Filterlängen als die hier beispielhaft vorgestellten 600 ns ergeben sich vergleichbare Ergebnisse.

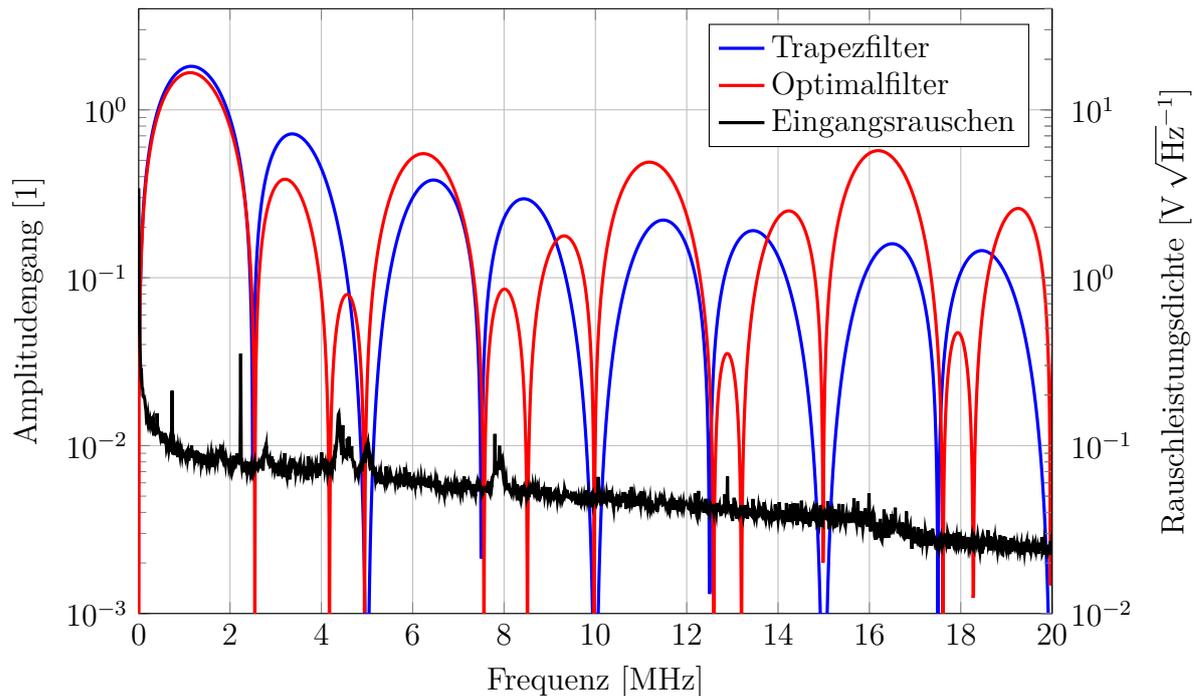


Abbildung 6.25: Auf der linken Ordinate sind die Amplitudengänge von Trapez- und Optimalfilter mit einer Länge von 600 ns als Funktion der Frequenz gezeigt. Zu Referenzzwecken ist zudem die experimentell ermittelte Rauschleistungsdichte am Filtereingang auf der rechten Ordinate gezeigt. Der Optimalfilter erzielt eine höhere Unterdrückung von niederfrequenten Rauschteilen, während der Trapezfilter hochfrequentes Rauschen im Allgemeinen besser dämpft.

Umsetzung der Filter im DPP-Prototyp

Für experimentelle Untersuchungen mit den berechneten Filtern werden diese in die digitale Signalauswertung des DPP-Prototyps integriert. Hierfür müssen die Filter im FPGA umgesetzt werden, wobei im Vergleich zu Trapezfiltern ein höher Implementierungsaufwand erforderlich ist. Trapezfilter können im FPGA sehr effizient umgesetzt werden [Nak18]. Da alle Filterkoeffizienten betragsmäßig gleich oder null sind, ist nur eine Multiplikation pro Taktzyklus erforderlich. Die Implementierung der Optimalfilter ist dahingegen aufwendiger, da alle Filterkoeffizienten im Allgemeinen verschieden sind. Für jeden Filterkoeffizient muss daher pro Taktzyklus eine Multiplikation ausgeführt werden. Dies wird im DPP-Prototyp über jeweils einen 25 Bit mal 18 Bit Multiplizierer in den „DSP48E1“ Einheiten des FPGAs durchgeführt [Xil18a]. Hierbei werden die ADC Signaldaten mit einer Breite von 16 Bit und die Filterkoeffizienten mit einer Breite von 25 Bit dargestellt, sodass ein Multiplizierer pro Filterkoeffizient verwendet wird. Aufgrund der aufwendigeren Filterberechnung entsteht eine zusätzliche Latenzzeit bei der Verwendung der Optimalfilter. Für die betrachteten Filterlängen beträgt diese, je nach Filterlänge, bei der hier durchgeführten Umsetzung zwischen 32 und 89 Taktzyklen. Diese Latenz kann durch eine entsprechende Verzögerung der Pulserkennung kompensiert werden.

Filterlänge [ns]	Elektronisches Rauschen		Relative Verbesserung [%]
	Trapezfilter [eV]	Optimalfilter [eV]	
300	$82,9 \pm 0,1$	$81,2 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,1$
400	$73,1 \pm 0,1$	$71,0 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,2$
600	$62,1 \pm 0,1$	$59,6 \pm 0,1$	$4,0 \pm 0,2$
800	$55,4 \pm 0,1$	$53,8 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,2$
1000	$54,4 \pm 0,1$	$51,6 \pm 0,1$	$5,2 \pm 0,3$

Tabelle 6.3: Aus den experimentell ermittelten Breiten der Mn- K_α Linie wird die Höhe des elektronischen Rauschens im Filterausgang für Trapez- und Optimalfilter bei verschiedenen Filterlängen ermittelt. Für alle Filterlängen zeigt sich eine Verbesserung der Rauschunterdrückung durch die Verwendung des Optimalfilter, welche im Bereich von wenigen Prozent liegt.

Experimentell ermittelte Rauschunterdrückung

Für eine Bewertung der mit den Optimalfiltern erzielten Rauschunterdrückungen werden mit diesen im Experiment Energiespektren aufgenommen. Hierfür wird der 20 mm² Referenz-SDD mit einer ⁵⁵Fe-Quelle bei einer Photonen-zählrate von $1 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ bestrahlt und mit dem DPP-Prototyp Energiespektren aufgenommen. Unter gleichen Bedingungen werden dabei nacheinander Trapez- und Optimalfilter mit jeweils gleicher Länge verwendet. Aufgrund der jeweils identischen Filterlänge ergibt sich hierbei kein signifikanter Unterschied im Signaldurchsatz. Aus den Energiespektren wird jeweils die Breite der Mn- K_α Spektrallinie bestimmt. Über Gleichung 3.1 wird hieraus jeweils die Höhe des elektronischen Rauschens σ_{el} berechnet, um ein von der Photonenenergie unabhängiges Maß für das Rauschen im Filterausgang zu erhalten. Tabelle 6.3 zeigt die ermittelten Werte für das FWHM des elektronischen Rauschens mit Trapez- und Optimalfilter, sowie die prozentuale Reduzierung des elektronischen Rauschens durch den Optimalfilter. Hierbei ist zu sehen, dass in beiden Fällen mit längeren Filtern eine höhere Rauschunterdrückung erzielt werden kann. Bei allen betrachteten Filterlängen zeigen die jeweiligen Optimalfilter eine verbesserte Rauschunterdrückung im Vergleich zum Trapezfilter. Die erzielte relative Verbesserung liegt zwischen $(2,0 \pm 0,1) \%$ beim 300 ns Filter und $(5,2 \pm 0,3) \%$ beim 1000 ns Filter. Mit Ausnahme des 800 ns Filters kann mit höherer Filterlänge eine größere Verbesserung erzielt werden. Grund hierfür könnte die mit steigender Filterlänge erhöhte Anzahl an Freiheitsgraden bei der Filteroptimierung sein. Zudem nimmt mit steigender Filterlänge der Einfluss des niederfrequenten Rauschens zu, welches von Trapezfiltern suboptimal unterdrückt wird [Gat+90].

Bewertung der Ergebnisse

In Anbetracht der Ergebnisse aus Tabelle 6.3 kann zusammengefasst werden, dass die Berechnung von Optimalfiltern mithilfe der DPLMS-Methode für das im Rahmen dieser Arbeit verwendete System erfolgreich gezeigt werden konnte. Die erzielten Verbesserungen in der Unterdrückung von elektronischem Rauschen im Vergleich mit den verbreiteten

Trapezfiltern sind mit wenigen Prozent jedoch vergleichsweise gering unter den betrachteten Bedingungen. Trapezfilter bieten eine effektive Unterdrückung von weißem Rauschen, welches für kurze Filterlängen der dominierende Rauscheinfluss ist [Gat+90; Bec+06]. Die erzielten Verbesserungen sind insbesondere für Anwendungen mit hohen Ansprüchen bei der Detektion von Spektrallinien mit geringen Photonenenergien nützlich, da hier das elektronische Rauschen hohen Einfluss auf die Qualität der Analyse hat. Hier können beispielhaft die charakteristischen K_α Linien von Neon, Fluor oder Sauerstoff genannt werden [Bea67]. Weitere Einsatzmöglichkeiten könnten sich bei Anwendungen mit höherem Maß an niederfrequenten Rauschen ergeben, beispielsweise aufgrund eines höheren Leckstroms (siehe Gleichung 2.4) bei großflächigen Detektoren oder höheren Detektortemperaturen. Des Weiteren können sehr lange Filterlängen genannt werden, bei welchen das niederfrequente Rauschen erhöhten Einfluss hat und sich für den Trapezfilter mit steigender Pulsformungszeit eine Verschlechterung der Energieauflösung zeigt. Hier ergibt sich jedoch ein hoher Ressourcenaufwand für die Filterimplementierung im FPGA. Ebenso können mit dem vorgestellten Ablauf Filter unter speziellen Rauschbedingungen, beispielsweise bei einem hohen Maß an eingekoppeltem Rauschen, berechnet und eingesetzt werden. Um dies demonstrieren, wird mit einem Funktionsgenerator beispielhaft eine harmonisches Signal mit einer Frequenz von 8 MHz und einer Amplitude von 10 mV kapazitiv in das Ausgangssignal des Vorverstärkers eingekoppelt. Mit dieser, definiert herbeigeführten, externen Störung wird für eine Filterlänge von 600 ns die Filteroptimierung und die in diesem Abschnitt gezeigte experimentierte Untersuchung der Rauschunterdrückung wiederholt. Während sich hierbei mit dem Trapezfilter ein elektronisches Rauschen in Höhe von $(65,7 \pm 0,1)$ eV aus der Breite der Mn- K_α Linie ergibt, kann dieses mit dem Optimalfilter auf $(62,1 \pm 0,1)$ eV reduziert werden. Die relative Verbesserung kann somit auf $(5,8 \pm 0,2)$ % erhöht werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Röntgenstrahlung bezeichnet hochenergetische elektromagnetische Wellen, welche durch die Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen oder bei Elektronenübergängen innerhalb eines Atoms freigesetzt werden. Die spektrale Zusammensetzung der durch beschleunigte Ladungen erzeugten Bremsstrahlung ist kontinuierlich und von der Geschwindigkeitsänderung abhängig. Dahingegen zeigt die bei Elektronenübergängen emittierte charakteristische Röntgenstrahlung ein vom Bindungspotential des Atoms abhängiges Linienspektrum. Die Intensität von Röntgenstrahlung wird beim Eintritt in Materie abgeschwächt, wobei, je nach Strahlungsenergie und Zusammensetzung der Materie, insbesondere der Photoeffekt, die Compton-Streuung und die Elektron-Positron-Paarbildung beitragen. Die Abschwächung von Röntgenstrahlung ist hierbei häufig mit der Ionisation der Materie verbunden. Dies bildet die Grundlage zur Detektion von Röntgenstrahlung, beispielsweise in gasgefüllten Ionisationskammern, Szintillationsdetektoren oder Halbleiterstrahlungsdetektoren. Eine technische Anwendung von Röntgenstrahlung aus der Analytik stellt die RFA dar. Hierbei wird zerstörungsfrei die elementare Zusammensetzung einer Probe ermittelt, indem diese durch ionisierende Primärstrahlung angeregt und die emittierte charakteristische Röntgenstrahlung detektiert wird. Die Messung des Energiespektrums der Fluoreszenzstrahlung kann durch ein energiedispersives oder wellenlängendispersives Detektorsystem erfolgen. Energiedispersive Systeme sind im Allgemeinen schneller, kompakter und günstiger, erreichen jedoch nicht die Energieauflösung wellenlängendispersiver Systeme. Diese wird bei energiedispersiven Systemen maßgeblich vom eingesetzten Halbleiterstrahlungsdetektor und dessen Signalauswertung bestimmt. Hierbei stellt der SDD eine spezielle Form von Halbleiterstrahlungsdetektor dar, welcher durch eine, im Vergleich zur pin-Diode, aufwendige Halbleiterstruktur sehr rauscharm ist und somit Energieauflösungen nahe dem theoretischen Limit des Halbleitermaterials erreichen kann. Im SDD wird durch einen beidseitig strukturierten Halbleiterchip das Prinzip der Seitwärtsverarmung realisiert, wobei eine sehr geringe Kapazität der Ausleseanode erzielt werden kann. Bei der Absorption von Röntgenstrahlung im aktiven Volumen erzeugte Elektron-Loch-Paare werden im elektrischen Feld des SDDs getrennt, wobei die Elektronen zur Ausleseanode driften und zur Detektion dienen. Die Ausleseanode wird an den Eingang eines Ladungsverstärkers gekoppelt, um ein dem Stromfluss proportionales Spannungssignal zu generieren. Aus den durch Röntgenabsorption entstandenen Elektronenwolken werden steile Spannungspulse, wobei die Amplituden dieser Röntgenpulse eine Proportionalität

zur ausgelesenen Ladungsmenge aufweisen. Durch die Bestimmung der Amplituden kann das Energiespektrum der Strahlung ermittelt werden, wobei das Signal von elektronischem Rauschen überlagert wird. Hierbei liefern Schrotrauschen, $1/f$ -Rauschen und thermisches Rauschen signifikante Beiträge. In einer typischen Signalkette eines Detektorsystems mit SDDs wird die Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers vorverstärkt und in einem DPP ausgewertet, welcher prinzipiell aus einem analogen Eingangspfad, einem ADC sowie einer digitalen Recheneinheit (beispielsweise einem FPGA) aufgebaut ist. Während der analoge Eingangspfad und der ADC zur Konditionierung und zur Digitalisierung des Signals dienen, erfolgt in der Recheneinheit digital die Bestimmung des Energiespektrums. Die wichtigsten Schritte sind hierbei die Anwendung von Filtern zur Pulsformung, die Erkennung von Röntgenpulsen, die Bestimmung der Amplituden von Röntgenpulsen, die Korrektur der Basislinie und die Berechnung der Mehrkanalanalyse. Die Mehrkanalanalyse stellt die Häufigkeitsverteilung der Amplituden von Röntgenpulsen dar und ist daher idealerweise dem Energiespektrum der Röntgenstrahlung proportional. Wichtige Kenngrößen der Signalauswertung betreffen insbesondere die Energieauflösung und den Signaldurchsatz.

In dieser Arbeit wird zur Untersuchung der Signalauswertung von SDDs eine Simulationsumgebung entwickelt. Ausgangssignale von SDDs werden in einem Modell nachgebildet, um flexible Untersuchungen, beispielsweise für verschiedene Strahlungs- oder Detektorbedingungen, und ein hohes Maß an Reproduzierbarkeit zu erreichen. Die Signalsimulation basiert auf der Zerlegung des Signals in Röntgenpulse, Detektoreigenschaften und elektronisches Rauschen. Die Amplituden, Zeitpunkte und Anstiegszeiten von simulierten Röntgenpulsen werden mit einem Statistik-basierten Ansatz simuliert, wobei die zugrunde liegenden Verteilungsfunktionen aus der Theorie oder experimentell, mithilfe von Referenz-SDDs, ermittelt werden. In Experimenten zur Charakterisierung der Referenz-SDDs wird zudem die Höhe des temperaturabhängigen Leckstroms und die Zeitdauer der gepulsten Entladung bestimmt, sowie diese Detektoreigenschaften im Modell entsprechend nachgebildet. Das elektronische Rauschen wird basierend auf einem theoretischen Modell aus der Literatur simuliert, wobei die Übereinstimmung und die Bestimmung wichtiger Parameter des Modells über eine experimentelle Rauschuntersuchung mit den Referenz-SDDs erfolgt. Neben der Generierung der SDD Signale wird in der Simulationsumgebung auch die Signalauswertung nachgebildet. Hierfür wird eine Simulation für den analogen Eingangspfad und den ADC entworfen, welche die Parametrierung, beispielsweise bezüglich des Tiefpassfilters oder des ADCs, ermöglicht. Des Weiteren wird die Algorithmik der Signalauswertung simuliert und so die Untersuchung der Einflüsse verschiedener Eingangspfade, ADCs und Algorithmen ermöglicht. Mit der Simulationsumgebung durchgeführte Signalauswertungen werden mit experimentellen Ergebnissen eines Referenz-DPPs verifiziert.

Mithilfe der Simulationsumgebung wird eine Untersuchung des analogen Eingangspfads von DPPs durchgeführt. Der Tiefpassfilter übt insbesondere Einfluss auf die Signalauswertung mit kurzen Pulsformungszeiten aus. Hier führen die bei hohen Grenzfrequenzen verkürzten Signalanstiegszeiten zu einer Erhöhung des Signaldurchsatzes, jedoch zulasten der Energieauflösung. So beträgt in einem betrachteten Fall mit einer Pulsformungszeit von 50 ns die Energieauflösung 170,7 eV und die Ausgangszählrate $631,9 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 16 MHz sowie entsprechend 154,3 eV und $593,1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Grenzfrequenz von 6 MHz. In weiteren Untersuchungen werden die Unterschiede verschiedener Eingangskopplungen quantifiziert. Im Fall einer DC-Kopplung zeigt sich eine lineare Abnah-

me des Signaldurchsatzes mit höherer Verstärkung in der Signalkette. Die Energieauflösung ist dahingegen für einen idealen ADC unabhängig von dessen Abtastfrequenz. Im Fall einer AC-Kopplung ergibt sich bei kleinen Zeitkonstanten des Hochpassfilters nur eine schwache Abhängigkeit des Signaldurchsatzes von der Verstärkung, wobei diese höhere ADC-Abtastfrequenzen erfordern, um eine signifikante Degradation der Energieauflösung zu vermeiden. Für eine Zeitkonstante von 50 ns ist beispielsweise eine Abtastfrequenz von mindestens 100 MHz nötig, um einen signifikanten Einfluss zu verhindern. Darüber hinaus werden in weiteren Untersuchungen die Einflüsse gängiger ADC-Eigenschaften aufgezeigt. In einer Untersuchung des Quantisierungsrauschens wird eine Präzision von 18 Bit benötigt, um auch bei einer Pulsformungszeit von 20 ns und einer Verstärkung von eins einen signifikanten Einfluss auf die Energieauflösung zu vermeiden. Die Abtastfrequenz des ADCs hat, insbesondere bei hohen Photonenraten, Einfluss auf den Signaldurchsatz und auf die Prüfung von Summenereignisse. Mit hohen Abtastfrequenzen kann eine Steigerung des Signaldurchsatzes und eine Reduzierung von nicht-aufgelösten Summenereignissen erreicht werden. Aufgrund der Bandbegrenzung des Signals zeigen sich für Abtastfrequenzen größer etwa 40 MHz nur noch vergleichbar geringe Verbesserungen. Der Einfluss der Nichtlinearität realer ADCs auf die Energieauflösung wird über eine theoretische Abschätzung bewertet, wobei sich eine Abhängigkeit von der integralen Nichtlinearität und von der Verteilung der Nichtlinearität über die Digitalwerte zeigt. Je nach angenommener Verteilung der Nichtlinearität ergibt sich bei einer Verstärkung von eins bereits bei einer integralen Nichtlinearität von ± 2 LSB ein kritischer Einfluss. Über die Simulation wird zudem der Einfluss von ADC-Eigenrauschen untersucht, welches insbesondere bei kurzen Pulsformungszeiten zu einer Degradation der Energieauflösung führt. Bereits ein Eigenrauschen von 0,5 LSB führt bei Pulsformungszeiten kleiner als 100 ns zu einer signifikanten Verschlechterung bei einer Verstärkung von eins. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen wird ein DPP-Prototyp entworfen, welcher aus kommerziell verfügbaren Komponenten aufgebaut wird. Aufgrund der nicht erfüllbaren Anforderungen an den ADC wird hierbei die Verstärkung in der Signalkette auf einen Wert von drei erhöht. Es wird ein kommerziell erhältlicher ADC mit einer Abtastfrequenz von 80 MHz, einer Auflösung von 16 Bit, einer integralen Nichtlinearität von $\pm 1,5$ LSB und einem Eigenrauschen von 2,2 LSB verwendet.

Neben dem analogen Eingangspfad haben auch die im DPP implementierten Algorithmen einen hohen Einfluss auf die Signalauswertung. Hierfür wird mit der Simulation zunächst ein Vergleich zwischen zwei Verfahren zur Erfassung von Energiewerten, der Pulsabtastung und der Pulsmaximierung, durchgeführt. Für Lückenzeiten, welche die Signalanstiegszeiten des Detektor deutlich übersteigen, kann mit der Pulsmaximierung eine Verbesserung der Energieauflösung erreicht werden. Nachteil der Pulsmaximierung ist die Verschiebung der Spektrallinie, welche mit der Lückenzeit steigt und mit der Pulsformungszeit sinkt. Dies erschwert die analytische Auswertung der Energiespektren. Es wird darüber hinaus die Anpassung der Pulsformungszeit an die Zeitintervalle zwischen aufeinanderfolgenden Röntgenpulse untersucht. Der adaptive Filter wird über eine minimale und eine maximale Pulsformungszeit beschrieben. Es zeigt sich, dass mit der adaptiven Pulsformungszeit ein Signaldurchsatz entsprechend der minimalen Pulsformungszeit erreicht werden kann, wobei die Energieauflösung im Vergleich zu einem statischen Filter verbessert werden kann. Diese Verbesserung nimmt für hohe Photonenraten ab. Im Gegensatz hierzu zeigt die Energieauflösung bei statischen Energiefiltern keine signifikante Abhängigkeit von der

Photonenzählrate, was bei der quantitativen Auswertung der Energiespektren von Vorteil ist. Ein weiteres Verfahren stellt eine von der Signalauswertung initiierte Entladung dar. Diese zielt auf eine Erhöhung des Signaldurchsatzes ab, indem das Verwerfen von Röntgenpulsen beim Auslösen der Entladung reduziert wird. Für ein Signal mit 40 keV Photonen kann eine maximale Reduzierung der Totzeit von 14,4 % bei einer Photonenzählrate von $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und einer Pulsformungszeit von 50 ns erreicht werden. Für längere Pulsformungszeiten, höhere Photonenzählrate und geringere Photonenenergien fällt die Reduzierung der Totzeit kleiner aus. Mit der adaptiven Lückenzeit wird ein Verfahren vorgestellt, welches auf die Steigerung des Signaldurchsatzes großflächiger SDDs abzielt. Diese Detektoren werden zur Vergrößerung des detektierten Raumwinkels eingesetzt und weisen aufgrund der hohen Variation der Driftwege im aktiven Volumen eine breite Verteilung der Signalanstiegszeiten auf. Zur Minimierung des ballistischen Defizits sind daher lange Lückenzeiten erforderlich, wodurch, insbesondere bei hohen Photonenzählraten, vermehrt Summenereignisse auftreten und so der Signaldurchsatz reduziert wird. Es wird die Anpassung der Lückenzeit an die individuellen Signalanstiegszeiten der Röntgenpulse untersucht, um eine Reduzierung der Filterlänge beim Auftreten schneller Signalanstiegszeiten zu erreichen. Zur Umsetzung dieses Verfahrens sind Anpassungen in der Signalauswertung nötig, beispielsweise hinsichtlich der Bestimmung von Signalanstiegszeiten, der Prüfung auf Summenereignisse oder der Basislinienkorrektur. Nach der Verifizierung des Prinzips der adaptiven Lückenzeit in der Simulation wird das Verfahren für experimentelle Untersuchungen im DPP-Prototyp umgesetzt. In experimentellen Messreihen mit dem 150 mm^2 Referenz-SDD wird der Einfluss des ballistischen Defizits bei statischer und adaptiver Lückenzeit in aufgenommenen Energiespektren anhand der Breite, der Position und der Symmetrie der Spektrallinie bewertet. Zudem wird der Signaldurchsatz bestimmt und ein Vergleich der beiden Messreihen durchgeführt. Bei vergleichbarem Einfluss des ballistischen Defizits wird mit der adaptiven Lückenzeit eine Steigerung des Signaldurchsatzes von 17 % bei einer Pulsformungszeit von 50 ns erzielt. Mit dieser Pulsformungszeit kann bei vergleichbarem Signaldurchsatz mit der adaptiven Lückenzeit eine um 27 eV verbesserte Energieauflösung, bei ebenfalls verbesserter Symmetrie der Spektrallinie, erreicht werden. Zudem wird der Einsatz von Filtern für ein optimales Signal-zu-Rausch-Verhältnis betrachtet, welche die zur Pulsformung erforderlichen Beschränkungen bezüglich des Übertragungsverhaltens im Zeitbereich erfüllen. Für die Filteroptimierung mit Nebenbedingungen wird mit der DPLMS Methode hierbei ein Verfahren aus der Literatur verwendet, welches auf der Minimierung einer Zielfunktion basiert. Diese Zielfunktion summiert quadratische Terme für das Rauschen im Filterausgang und Abweichungen von Beschränkungen auf. Für die Filteroptimierung mit dem Referenz-SDDs und dem DPP-Prototyp wird die Methode bezüglich der Einführung von punktuellen Beschränkungen, der Berücksichtigung mehrerer rauschbehafteten Röntgenpulse und des verwendeten Optimierungsverfahrens modifiziert. Es werden Grenzwerte für die Präzision bei der Erfüllung der Beschränkung hergeleitet, indem die Auswirkungen nicht-idealer Erfüllung theoretisch abgeschätzt werden. Optimalfilter mit Längen zwischen 300 ns und 1000 ns werden berechnet, im DPP-Prototyp implementiert und deren Rauschunterdrückung durch experimentelle Messreihen ermittelt. Im Vergleich zu Trapezfiltern gleicher Länge kann hierbei eine Reduzierung des elektronischen Rauschens zwischen $(2,0 \pm 0,1) \%$ (300 ns Filterlänge) und $(5,2 \pm 0,3) \%$ (1000 ns Filterlänge) erzielt werden.

Anhang A

Modell des Vorverstärkers

Für den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Vorverstärker steht ein Simulationsmodell zur Verfügung, welches für die Untersuchung des Rauschens der Referenz-SDDs in Abschnitt 4.1 verwendet wird [KET19a]. Das Simulationsmodell des Vorverstärkers weist den Signaleingang U_{Ein} auf, welcher in der tatsächlichen Signalkette mit dem Ausgang des Ladungsverstärkers verbunden ist. Der simulierte Signalausgang des Vorverstärkers U_{Aus} wird dahingegen in der Anwendung an den Eingang des DPPs gekoppelt:

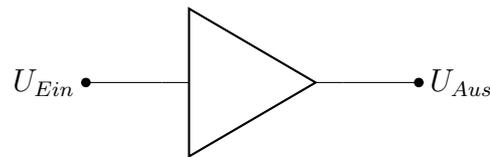


Abbildung A.1: Prinzipskizze des Simulationsmodells für den Vorverstärker

Abbildung A.2 zeigt den modellierten Amplitudengang des Vorverstärkers zwischen U_{Ein} und U_{Aus} . Die Verstärkung für Gleichspannungsanteile beträgt 3,125 und fällt bei einer Frequenz von etwa 51 MHz um 3 dB gegenüber diesem Wert ab. Zudem ist die auf den Eingang U_{Ein} bezogene Rauschleistungsdichte des Vorverstärkers modelliert, welche in Abbildung A.3 gezeigt ist.

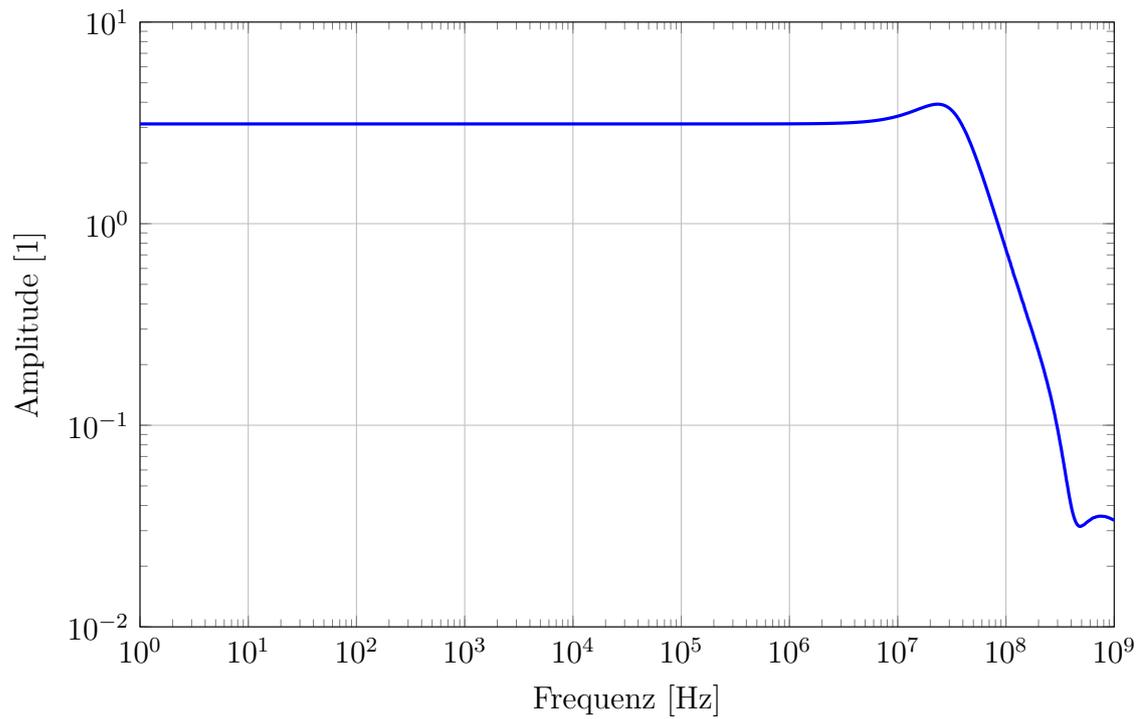


Abbildung A.2: Amplitudengang zwischen dem Eingang U_{Ein} und dem Ausgang U_{Aus} im Simulationsmodell des Vorverstärkers

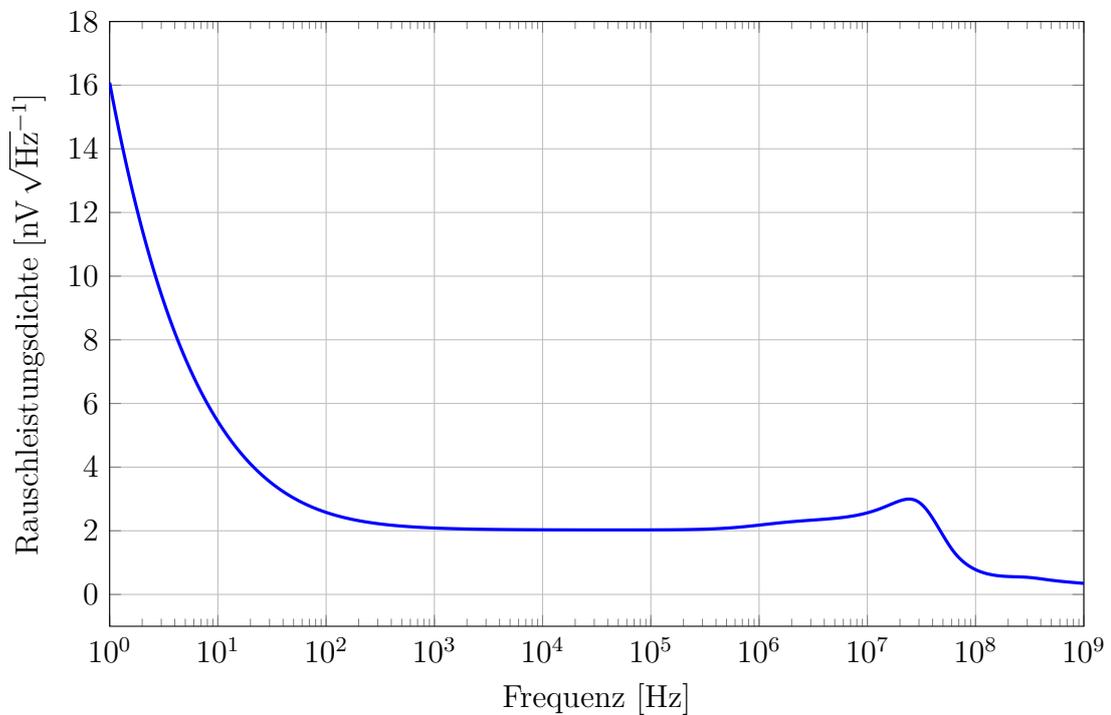


Abbildung A.3: Auf den Eingang U_{Ein} bezogene Rauschleistungsdichte im Simulationsmodell des Vorverstärkers

Anhang B

Anstiegszeit der Gauß'schen Fehlerfunktion

In Unterabschnitt 4.1.3 wird im Rahmen der Signalsimulation für SDDs die Gauß'sche Fehlerfunktion als Modellfunktion für Röntgenpulse verwendet. Die Gauß'schen Fehlerfunktionen im simulierten Signal sollen definierte 10/90-Anstiegszeiten aufweisen. Daher soll ein analytischer Ausdruck für eine Gauß'sche Fehlerfunktion als Funktion der Zeit mit der 10/90-Anstiegszeit $\tau_{10/90}$ gefunden werden. Hierfür wird zunächst die 10/90-Anstiegszeit der Gauß'schen Fehlerfunktion τ_{erf} bestimmt. Die Fehlerfunktion erf als Funktion der Zeit t steigt von $\text{erf}(t \rightarrow -\infty) = -1$ auf $\text{erf}(t \rightarrow \infty) = 1$ an. Innerhalb der unendlichen Zeitdifferenz beträgt die Amplitude demnach zwei. Im Zeitraum der 10/90-Anstiegszeit steigt die Funktion um den Wert von 1,6 an, wobei für diesen Anstieg aus Symmetriegründen gilt:

$$\text{erf}\left(\frac{\tau_{erf}}{2}\right) - \text{erf}\left(-\frac{\tau_{erf}}{2}\right) = 1,6 \quad . \quad (\text{B.1})$$

Aufgrund der Punktsymmetrie der Funktion gilt $\text{erf}(-\tau_{erf}/2) = -\text{erf}(\tau_{erf}/2)$, womit Gleichung B.1 auf

$$\text{erf}\left(\frac{\tau_{erf}}{2}\right) = 0,8 \quad (\text{B.2})$$

vereinfacht werden kann. Aus dieser Beziehung kann die 10/90-Anstiegszeit der Gauß'schen Fehlerfunktion τ_{erf} ermittelt werden. Für die Fehlerfunktion existiert keine Umkehrfunktion in geschlossener Form, weshalb τ_{erf} über tabellierte Werte aus [BC19] bestimmt wird:

$$\text{erf}\left(\frac{\tau_{erf}}{2} \simeq 0,91\right) = 0,8 \quad . \quad (\text{B.3})$$

Somit ergibt sich die 10/90-Anstiegszeit der Gauß'schen Fehlerfunktion zu

$$\tau_{erf} \simeq 2 \cdot 0,91 = 1,82 \quad . \quad (\text{B.4})$$

Mit der Kenntnis der 10/90-Anstiegszeit der Gauß'schen Fehlerfunktion kann nun der gesuchte analytische Ausdruck ermittelt werden. Eine Gauß'schen Fehlerfunktion mit einer

definierten Signalanstiegszeit $\tau_{10/90}$ ergibt durch die Modifikation des Arguments mit dem gefundenen Wert für τ_{erf} :

$$\operatorname{erf}\left(t \cdot \frac{\tau_{erf}}{\tau_{10/90}}\right) . \quad (\text{B.5})$$

Anhang C

Breite von überlagerten Normalverteilungen

Seien g_1 und g_2 zwei Normalverteilungen mit den Erwartungswerten m_1 und m_2 , sowie mit den Varianzen s_1^2 und s_2^2 . Die beiden Normalverteilungen weisen die relativen Flächen ρ_1 und ρ_2 auf, wobei $\rho_1 + \rho_2 = 1$ gelte. Für die Überlagerung $g_\Sigma = g_1 + g_2$ ergibt sich nach [ZBS06] ein Erwartungswert von

$$m_\Sigma = \rho_1 \cdot m_1 + \rho_2 \cdot m_2 \quad (\text{C.1})$$

und eine Varianz von

$$s_\Sigma^2 = \rho_1 \cdot s_1^2 + \rho_2 \cdot s_2^2 + \rho_1 \cdot \rho_2 \cdot (m_1 - m_2)^2 \quad (\text{C.2})$$

In Abschnitt 5.4.3 wird die Überlagerung zweier Normalverteilungen mit gleicher Breite ($s_1 = s_2 = s$), gleicher Fläche ($\rho_1 = \rho_2 = 1/2$) und den Erwartungswerten $m_1 = E_0 + \Delta E/2$ und $m_2 = E_0 - \Delta E/2$ betrachtet. Der Erwartungswert der Überlagerung beträgt, wie auch aufgrund der Symmetrie des Problems zu erwarten, nach Gleichung C.1:

$$m_\Sigma = E_0 \quad (\text{C.3})$$

Die Varianz ergibt sich nach Gleichung C.2 zu:

$$\begin{aligned} s_\Sigma^2 &= \frac{1}{2} \cdot s^2 + \frac{1}{2} \cdot s^2 + \frac{1}{4} \cdot (\Delta E)^2 \\ &= s^2 + \frac{1}{4} \cdot (\Delta E)^2 \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Gegenüber den beiden ursprünglichen Verteilungen weist die Überlagerung eine vom Abstand der Erwartungswerte ΔE abhängige Erhöhung der Varianz auf. Die Varianz der Überlagerung steigt hierbei mit ΔE an. Für den Grenzfall von gleichen Erwartungswerten ($\Delta E = 0$) entspricht die Varianz der Überlagerung wieder der Varianz der ursprünglichen Verteilungen.

In Gleichung 5.4 wird ein solcher Fall zweier überlagerter Normalverteilungen betrachtet, wobei statt den Varianzen die vollen Halbwertsbreiten als Streumaß verwendet wird.

Hierfür kann der Zusammenhang zwischen Varianz und voller Halbwertsbreite für die ursprünglichen Verteilungen

$$s^2 = \left(2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot FWHM\right)^2 \quad (\text{C.5})$$

und entsprechend für die Überlagerung

$$s_\Sigma^2 = \left(2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot FWHM_\Sigma\right)^2 \quad (\text{C.6})$$

angewendet werden. Durch das Einsetzen von Gleichung C.5 und Gleichung C.6 in Gleichung C.4 ergibt sich:

$$\left(2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot FWHM_\Sigma\right)^2 = \left(2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot FWHM\right)^2 + \frac{1}{4} \cdot (\Delta E)^2, \quad (\text{C.7})$$

woraus schließlich der in Gleichung 5.4 verwendete Ausdruck

$$\begin{aligned} FWHM_\Sigma &= \sqrt{FWHM^2 + \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}}\right)^2 \cdot (\Delta E)^2} \\ &= \sqrt{FWHM^2 + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}} \cdot \Delta E\right)^2} \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

wird.

Literaturverzeichnis

- [Abb+13] L. Abbene u. a. „Energy resolution and throughput of a new real time digital pulse processing system for x-ray and gamma ray semiconductor detectors“. In: *Journal of Instrumentation* 8.7 (Juli 2013). DOI: 10.1088/1748-0221/8/07/P07019.
- [AGP13] L. Abbene, G. Gerardi und F. Principato. „Real time digital pulse processing for X-ray and gamma ray semiconductor detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 730 (Dez. 2013), Seiten 124–128. DOI: 10.1016/j.nima.2013.04.053.
- [Ahm10] I. Ahmed. *Pipelined ADC Design and Enhancement Techniques*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2010. ISBN: 978-90-481-8651-8.
- [Alb+11] R. Alberti u. a. „A digital pulse processor for high-rate high-resolution X and gamma-ray spectroscopy“. In: *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* (Dez. 2011), Seiten 858–861. DOI: 10.1109/NSSMIC.2011.6154555.
- [Amp21] Amptek Inc. *PX5 User Manual and Operating Instructions*. Rev A3. Bedienungsanleitung. Bedford (USA), 2021.
- [Ana05] Analog Devices Inc. *AD9446: 16-Bit, 80/100 MSPS Analog-to-Digital Converter*. Rev. 0. Datenblatt. Norwood (USA), 2005. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD9446.pdf>.
- [Ana10] Analog Devices Inc. *AD9266: 16-Bit, 20 MSPS/40 MSPS/65 MSPS/80 MSPS Analog-to-Digital Converter*. Rev. B. Datenblatt. Norwood (USA), 2010. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD9266.pdf>.
- [Ana13] Analog Devices Inc. *AD9265: 16-Bit, 125 MSPS/105 MSPS/80 MSPS Analog-to-Digital Converter*. Rev. C. Datenblatt. Norwood (USA), 2013. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD9265.pdf>.
- [Are+15] T. Arens u. a. *Mathematik*. 3. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2015. ISBN: 978-3-642-44918-5.
- [Bat17] M. Battyani. „An XRF analyzer with improved resolution by using micro-reset“. EP3226037A1, Patentanmeldung. März 2017.

- [BB94] M. Bordessoule und R. Bosshard. „Highly integrated pulse processor“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 356.1 (Mai 1994), Seiten 452–456. DOI: 10.1016/0168-9002(94)01400-0.
- [BC19] N. Balakrishnan und W. Chen. *CRC Handbook of Tables for Order Statistics from Inverse Gaussian Distributions with Applications*. Boca Raton (USA): CRC Press, 2019. ISBN: 978-0-367-44815-8.
- [Bea67] J. A. Bearden. „X-Ray Wavelengths“. In: *Reviews of Modern Physics* 39.1 (Jan. 1967), Seiten 78–124. DOI: 10.1103/RevModPhys.39.78.
- [Bec+06] B. Beckhoff u. a. *Handbook of Practical X-Ray Fluorescence Analysis*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. ISBN: 978-3-540-36722-2.
- [Ber+96] G. Bertuccio u. a. „Silicon drift detector with integrated p-JFET for continuous discharge of collected electrons through the gate junction“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 377.2-3 (Aug. 1996), Seiten 352–356. DOI: 10.1016/0168-9002(95)01412-8.
- [Ber75] E. P. Bertin. *Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis*. 1. Auflage. New York (USA): Plenum Press, 1975. ISBN: 978-1-4613-4418-6.
- [Bla+17] G. Blaj u. a. „Optimal Pulse Processing, Pile-Up Decomposition, and Applications of Silicon Drift Detectors at LCLS“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 64.11 (Nov. 2017), Seiten 2854–2868. DOI: 10.1109/TNS.2017.2762281.
- [Bog+09] M. Bogovac u. a. „Digital pulse processor for ion beam microprobe imaging“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 267.12-13 (März 2009), Seiten 2073–2076. DOI: 10.1016/j.nimb.2009.03.033.
- [Bom+11a] L. Bombelli u. a. „“CUBE”, A low-noise CMOS preamplifier as alternative to JFET front-end for high-count rate spectroscopy“. In: *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* (Okt. 2011), Seiten 1972–1975. DOI: 10.1109/NSSMIC.2011.6154396.
- [Bom+11b] L. Bombelli u. a. „Low-noise CMOS charge preamplifier for X-ray spectroscopy detectors“. In: *IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference* (Juni 2011), Seiten 135–138. DOI: 10.1109/NSSMIC.2010.5873732.
- [BP92] P. Bolcato und R. Poujois. „A new approach for noise simulation in transient analysis“. In: *1992 IEEE International Symposium on Circuits and Systems* 2 (Mai 1992), Seiten 887–890. DOI: 10.1109/ISCAS.1992.230079.
- [BR17] J. Bauch und R. Rosenkranz. *Physikalische Werkstoffdiagnostik*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2017. ISBN: 978-3-662-53951-4.
- [Bri15] BrightSpec NV/SA. *Topaz-X: compact digital MCA for ED XRF*. Version 1.1. Datenblatt. Niel (Belgien), 2015. URL: https://www.brightspec.be/brightspec/downloads/Topaz-X_Spec_V1.1.pdf.

- [Cam+11] R. Campana u. a. „Imaging performance of a large-area Silicon Drift Detector for X-ray astronomy“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 663.1 (März 2011), Seiten 22–30. DOI: 10.1016/j.nima.2010.12.237.
- [Cat02] P. W. Cattaneo. „The anti-aliasing requirements for amplitude measurements in sampled systems“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 481.1 (Mai 2002), Seiten 632–636. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01409-7.
- [Cer17] L. Cerrito. *Radiation and Detectors*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2017. ISBN: 978-3-319-53179-3.
- [Cha+19] C. T. Chantler u. a. *X-Ray Form Factor, Attenuation and Scattering Tables*. Datenbank. NIST Standard Reference Database 66. Dez. 2019. URL: <http://physics.nist.gov/ffast>.
- [Col+09] C. L. Collins u. a. „X-Max Large Area SDD Detectors - Creating a Real Impact on Nano-Science“. In: *Microscopy and Microanalysis* 15.S2 (Juli 2009), Seiten 172–173. DOI: 10.1017/S1431927609093969.
- [Dem10] W. Demtröder. *Experimentalphysik Band 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. 4. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2010. ISBN: 978-3-642-03910-2.
- [Dem13] W. Demtröder. *Experimentalphysik Band 2: Elektrizität und Optik*. 6. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2013. ISBN: 978-3-642-29943-8.
- [Dem14] W. Demtröder. *Experimentalphysik Band 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 4. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2014. ISBN: 978-3-642-21475-2.
- [DKV06] P. Dobrinski, G. Krakau und A. Vogel. *Physik für Ingenieure*. 11. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2006. ISBN: 978-3-642-22568-0.
- [DLS96] A. Demir, E. W. Y. Liu und A. L. Sangiovanni-Vincentelli. „Time-domain non-Monte Carlo noise simulation for nonlinear dynamic circuits with arbitrary excitations“. In: *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems* 15.5 (Mai 1996), Seiten 493–505. DOI: 10.1109/43.506137.
- [DN03] H. A. David und H. N. Nagaraja. *Order Statistics*. 3. Auflage. New York (USA): John Wiley & Sons, 2003. ISBN: 978-0-471-38926-2.
- [Egg+04] T. Eggert u. a. „Silicon drift detectors with enlarged sensitive areas“. In: *X-Ray Spectrometry* 33.4 (Jan. 2004), Seiten 246–252. DOI: 10.1002/xrs.711.
- [Egg+06] T. Eggert u. a. „The spectral response of silicon X-ray detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 568.1 (Nov. 2006), Seiten 1–11. DOI: 10.1016/j.nima.2006.07.011.

- [Egg04] T. Eggert. „Die spektrale Antwort von Silizium-Röntgendetektoren“. Dissertation. Technische Universität München, Fakultät für Physik, 2004.
- [EKM97] P. Embrechts, C. Klüppelberg und T. Mikosch. *Modelling Extremal Events*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1997. ISBN: 978-3-540-60931-5.
- [Fio+13] C. Fiorini u. a. „Silicon Drift Detectors for Readout of Scintillators in Gamma-Ray Spectroscopy“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60.4 (Aug. 2013), Seiten 2923–2933. DOI: 10.1109/TNS.2013.2273418.
- [Fis93] P. J. Fish. *Electronic Noise and Low Noise Design*. London (UK): Palgrave Macmillan, 1993. ISBN: 978-0-333-57310-5.
- [FM99] J. J. Friel und R. B. Mott. „Energy-Dispersive Spectrometry from Then until Now: A Chronology of Innovation“. In: *Microscopy and Microanalysis* 4.6 (Dez. 1999), Seiten 559–566. DOI: 10.1017/S1431927698980539.
- [FS96] R. B. Firestone und V. S. Shirley. *Table of Isotopes*. 8. Auflage. New York (USA): John Wiley & Sons, 1996. ISBN: 978-0-471-07730-5.
- [FV98] A. Fazzi und V. Varoli. „A digital spectrometer for optimum pulse processing“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45.3 (Juni 1998), Seiten 843–848. DOI: 10.1109/23.682648.
- [Gat+04] E. Gatti u. a. „Digital Penalized LMS method for filter synthesis with arbitrary constraints and noise“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 523.1-2 (Mai 2004), Seiten 167–185. DOI: 10.1016/j.nima.2003.12.032.
- [Gat+90] E. Gatti u. a. „Suboptimal filtering of 1/f-noise in detector charge measurements“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 297.3 (Dez. 1990), Seiten 467–478. DOI: 10.1016/0168-9002(90)91331-5.
- [GGR96] E. Gatti, A. Geraci und G. Ripamonti. „Automatic synthesis of optimum filters with arbitrary constraints and noises: a new method“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 381.1 (Okt. 1996), Seiten 117–127. DOI: 10.1016/0168-9002(96)00653-5.
- [GR84] E. Gatti und P. Rehak. „Semiconductor drift chamber - An application of a novel charge transport scheme“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 225.3 (Sep. 1984), Seiten 608–614. DOI: 10.1016/0167-5087(84)90113-3.
- [Gri17] D. J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. 4. Auflage. Oxford (UK): Cambridge University Press, 2017. ISBN: 978-1-108-42041-9.
- [GSM90] E. Gatti, M. Sampietro und P. F. Manfredi. „Optimum filters for detector charge measurements in presence of 1/f noise“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 287.3 (Feb. 1990), Seiten 513–520. DOI: 10.1016/0168-9002(90)91571-R.

- [GZR96] A. Geraci, M. Zambusi und G. Ripamonti. „A comparative study of the energy resolution achievable with digital signal processors in X-ray spectroscopy“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43.2 (Apr. 1996), Seiten 731–736. DOI: 10.1109/23.491523.
- [Hei20] R. Heilmann. *Rauschen in der Sensorik*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2020. ISBN: 978-3-658-29213-3.
- [Her94] K. H. Herrmann. *Der Photoeffekt*. Wiesbaden: Vieweg & Teubner, 1994. ISBN: 978-3-322-98788-4.
- [HFH21] M. Haschke, J. Flock und M. Haller. *X-Ray Fluorescence Spectroscopy for Laboratory Applications*. New York (USA): John Wiley & Sons, 2021. ISBN: 978-3-527-34463-5.
- [HGD93] B. L. Henke, E. M. Gullikson und J. C. Davis. „X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92“. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 54.2 (Juli 1993), Seiten 181–342. DOI: 10.1006/adnd.1993.1013.
- [HHW84] P. Hahn-Weinheimer, A. Hirner und K. Weber-Diefenbach. *Grundlagen und praktische Anwendung der Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA)*. Wiesbaden: Vieweg & Teubner, 1984. ISBN: 978-3-528-08565-0.
- [HJF18] W. Han, H. Jiao und D. Fox. „Progress in Nanoscale Characterization and Manipulation“. In: *Progress in Nanoscale Characterization and Manipulation*. Herausgegeben von R. Wang u. a. Singapur: Springer-Verlag, 2018. Kapitel Scanning Electron Microscopy, Seiten 35–68. ISBN: 978-981-13-0454-5. DOI: 10.1007/978-981-13-0454-5_2.
- [HMS16] E. Hering, R. Martin und M. Stroher. *Physik für Ingenieure*. 12. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2016. ISBN: 978-3-662-49354-0.
- [Hor89] P. Horowitz. *The Art of Electronics*. 2. Auflage. Cambridge (UK): Cambridge University Press, 1989. ISBN: 978-0-521-37095-0.
- [Hub+02] C. Huber-Carol u. a. *Goodness-of-Fit Tests and Model Validity*. 1. Auflage. Boston (USA): Birkhäuser, 2002. ISBN: 978-0-8176-4209-9.
- [Hun09] S. Hunklinger. *Festkörperphysik*. 2. Auflage. München: Oldenbourg Verlag, 2009. ISBN: 978-3-486-59641-0.
- [IB99] M. K. Iyer und M. L. Bushnell. „Effect of Noise on Analog Circuit Testing“. In: *Journal of Electronic Testing* 15 (Aug. 1999), Seiten 11–22. DOI: 10.1023/A:1008343108840.
- [IL09] H. Ibach und H. Lüth. *Solid-State Physics*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2009. ISBN: 978-3-540-93803-3.
- [JGG95] R. Jenkins, R. Gould und D. Gedcke. *Quantitative X-Ray Spectrometry*. 2. Auflage. Boca Raton (USA): CRC Press, 1995. ISBN: 978-0-8247-9554-2.

- [Jor+94] V. T. Jordanov u. a. „Digital techniques for real-time pulse shaping in radiation measurements“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 353.1 (Dez. 1994), Seiten 261–264. DOI: 10.1016/0168-9002(94)91652-7.
- [Jor18] V. T. Jordanov. „Pile-Up Rejection Using Pulse-Shape Discrimination“. In: *2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings* (Nov. 2018), Seiten 1–4. DOI: 10.1109/NSSMIC.2018.8824551.
- [KET19a] KETEK GmbH. *SPICE Modell Vorverstärker AXAS-A (Analytical X-Ray Acquisition System - Analog)*. Persönliche Mitteilung. München, 2019.
- [KET19b] KETEK GmbH. *VIAMP-KC: OEM solution with VITUS CUBE SDD and low-noise preamplifier*. Datenblatt. München, 2019. URL: <https://www.ketek.net/wp-content/uploads/2017/05/KETEK-VIAMP-KC-Product-Information.pdf>.
- [KET20a] KETEK GmbH. *AXAS-A: Analytical X-Ray Acquisition System - Analog*. Datenblatt. München, 2020. URL: <https://www.ketek.net/wp-content/uploads/2017/01/KETEK-AXAS-A-Product-Information.pdf>.
- [KET20b] KETEK GmbH. *AXAS-M: Analytical X-ray Acquisition System - Modular*. Datenblatt. München, 2020. URL: <https://www.ketek.net/wp-content/uploads/2017/09/KETEK-AXAS-M-Product-Information.pdf>.
- [KET21a] KETEK GmbH. *H150 VITUS: X-ray Silicon Drift Detector*. Datenblatt. München, 2021. URL: <https://www.ketek.net/wp-content/uploads/2018/07/2018-06-KETEK-VITUS-H20-Product-Information.pdf>.
- [KET21b] KETEK GmbH. *H20 VITUS: X-ray Silicon Drift Detector*. Datenblatt. München, 2021. URL: https://www.ketek.net/wp-content/uploads/2017/01/KETEK_VITUS_H150_Product_Information.pdf.
- [Kit13] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. 15. Auflage. München: Oldenbourg Verlag, 2013. ISBN: 978-3-486-59755-4.
- [Kno00] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 3. Auflage. New York (USA): John Wiley & Sons, 2000. ISBN: 978-0-471-07338-3.
- [Koe75a] H. Koeman. „Discussion on optimum filtering in nuclear radiation spectrometers“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 123.1 (Jan. 1975), Seiten 161–167. DOI: 10.1016/0029-554X(75)90091-9.
- [Koe75b] H. Koeman. „Practical performance of the transversal digital filter in conjunction with x-ray detector and preamplifier“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 123.1 (Jan. 1975), Seiten 181–187. DOI: 10.1016/0029-554X(75)90093-2.
- [Koe75c] H. Koeman. „Principle of operation and properties of a transversal digital filter“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 123.1 (Jan. 1975), Seiten 169–180. DOI: 10.1016/0029-554X(75)90092-0.

- [KW08] M. H. Kalos und P. A. Whitlock. *Monte Carlo Methods*. 2. Auflage. New York (USA): John Wiley & Sons, 2008. ISBN: 978-3-527-40760-6.
- [KW16] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2016. ISBN: 978-3-662-45349-0.
- [Lak90] T. Lakatos. „Adaptive digital signal processing for X-ray spectrometry“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 47.3 (Mai 1990), Seiten 307–310. DOI: 10.1016/0168-583X(90)90763-K.
- [Lan+82] D. A. Landis u. a. „Transistor Reset Preamplifier for High Rate High Resolution Spectroscopy“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 29.1 (Feb. 1982), Seiten 619–624. DOI: 10.1109/TNS.1982.4335922.
- [Lec+01] P. Lechner u. a. „Silicon drift detectors for high count rate X-ray spectroscopy at room temperature“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 458.1-2 (Feb. 2001), Seiten 281–287. DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00872-X.
- [Lec+96] P. Lechner u. a. „Pair creation energy and Fano factor of silicon in the energy range of soft X-rays“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 377.2-3 (Aug. 1996), Seiten 206–208. DOI: 10.1016/0168-9002(96)00213-6.
- [Lin10] Linear Technology Corporation. *LTC2259-16: 16-Bit 80MSPs Ultralow Power 1.8V ADC*. Datenblatt. Milpitas (USA), 2010. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/225916fa.pdf>.
- [Lin11] Linear Technology Corporation. *LTC2163: 16-Bit 80MSPs Low Power ADC*. Datenblatt. Milpitas (USA), 2011. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/216543f.pdf>.
- [LPS04] P. Lechner, A. Pahlke und H. Soltau. „Novel high-resolution silicon drift detectors“. In: *X-ray Spectrometry* 33.4 (Jan. 2004), Seiten 256–261. DOI: 10.1002/xrs.717.
- [LS17] B. G. Lowe und R. A. Sareen. *Semiconductor X-Ray Detectors*. Boca Raton (USA): CRC Press, 2017. ISBN: 978-1-466-55401-6.
- [Lut07] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2007. ISBN: 978-3-540-71678-5.
- [Mai07] A. K. Maini. *Digital Electronics*. New York (USA): John Wiley & Sons, 2007. ISBN: 978-0-470-03214-5.
- [Mes15] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. 25. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2015. ISBN: 978-3-662-45976-8.
- [Met+04] W. Metzger u. a. „Large-area silicon drift detectors for new applications in nuclear medicine imaging“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51.4 (Aug. 2004), Seiten 1631–1635. DOI: 10.1109/TNS.2004.832666.

- [MF95] R. B. Mott und J. J. Friel. „X-Ray Spectrometry in Electron Beam Instruments“. In: *X-Ray Spectrometry in Electron Beam Instruments*. Herausgegeben von D. B. Williams, J. I. Goldstein und D. E. Newbury. New York (USA): Springer-Verlag, 1995. Kapitel Improving EDS Performance with Digital Pulse Processing, Seiten 127–157. ISBN: 978-1-4615-1825-9. DOI: 10.1007/978-1-4615-1825-9_9.
- [Mot+13] R. B. Mott u. a. „Testing Analytical Precision Using Adaptive Shaping at High Throughput“. In: *Microscopy and Microanalysis* 19.S2 (Okt. 2013), Seiten 1252–1253. DOI: 10.1017/S1431927613008258.
- [Mot+14] R. B. Mott u. a. „Quantitative Analysis Using Asymmetric Adaptive Pulse Processing“. In: *Microscopy and Microanalysis* 20.S3 (Aug. 2014), Seiten 706–707. DOI: 10.1017/S143192761400525X.
- [Mot10] R. B. Mott. „Improved coincidence rejection for silicon drift detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 624.2 (Dez. 2010), Seiten 265–269. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.238.
- [Mot17] R. B. Mott. „The Magic That Turns a Tiny Cloud Of Electrons Into An X-Ray Spectrum“. In: *Microscopy and Microanalysis* 23.S1 (Aug. 2017), Seiten 1024–1025. DOI: 10.1017/S1431927617005785.
- [Mox13] Moxtek, Inc. *MXDPP-50 Digital Pulse Processor (DPP)*. Rev A. Bedienungsanleitung. Orem (USA), 2013. URL: <https://moxtek.com/wp-content/uploads/pdfs/mxdpp-50-digital-pulse-processor-dpp/MXDPP-50DigitalPulseProcessorDPPOperationManualDET-MAN-1001.pdf>.
- [Mül13] R. Müller. *Rauschen*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2013. ISBN: 978-3-662-09682-6.
- [MV13] E. Margui und R. Van Grieken. *X-Ray Fluorescence Spectrometry and Related Techniques*. New York (USA): Momentum Press, 2013. ISBN: 978-1-60650-391-1.
- [Nak18] M. Nakhostin. *Signal processing for radiation detectors*. New York (USA): John Wiley & Sons, 2018. ISBN: 978-1-119-41016-4.
- [NW06] J. Nocedal und S. Wright. *Numerical Optimization*. 2. Auflage. New York (USA): Springer-Verlag, 2006. ISBN: 978-0-387-30303-1.
- [Ohn15] F. Ohnhäuser. *Analog-Digital Converters for Industrial Applications Including an Introduction to Digital-Analog Converters*. 1. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2015. ISBN: 978-3-662-47019-0.
- [Oli06] T. E. Oliphant. *Guide to NumPy*. 2. Auflage. London (UK), New York (USA): Continuum Press, 2006. ISBN: 978-1-517-30007-4.
- [Paa01] L. D. Paarmann. *Design and Analysis of Analog Filters*. Berlin, Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2001. ISBN: 978-0-7923-7373-5.

- [Pah04] A. Pahlke. „Einfluss der Oxidqualität auf die Stabilität von Halbleiterdetektoren bei Röntgenbestrahlung“. Dissertation. Technische Universität München, Fakultät für Physik, 2004.
- [Pel16] M. Pelgrom. *Analog-to-Digital Conversion*. 3. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2016. ISBN: 978-3-319-44970-8.
- [Phi15] D. Phillips. *Python 3 Object-oriented Programming*. 2. Auflage. Birmingham (UK): Packt Publishing, 2015. ISBN: 978-1-784-39595-7.
- [Pin+95] E. Pinotti u. a. „Room temperature, high-resolution X-ray spectroscopy with silicon drift chambers“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 42.1 (Feb. 1995), Seiten 12–16. DOI: 10.1109/23.364875.
- [PM06] J. G. Proakis und D. G. Manolakis. *Digital Signal Processing*. 4. Auflage. London (UK): Pearson, 2006. ISBN: 978-0-13-187374-2.
- [Pri+12] G. Prigozhin u. a. „Characterization of the silicon drift detector for NICER instrument“. In: *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 8453.18 (Sep. 2012). DOI: 10.1117/12.926667.
- [Pro+16] M. Procop u. a. „Determination of the Effective Detector Area of an Energy-Dispersive X-Ray Spectrometer at the Scanning Electron Microscope Using Experimental and Theoretical X-Ray Emission Yields“. In: *Microscopy and Microanalysis* 22.6 (Okt. 2016). DOI: 10.1017/S1431927616011788.
- [Qua+15] R. Quaglia u. a. „Silicon Drift Detectors and CUBE Preamplifiers for High-Resolution X-ray Spectroscopy“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62.1 (Feb. 2015), Seiten 221–227. DOI: 10.1109/TNS.2014.2379941.
- [Rad68] V. Radeka. „Optimum Signal-Processing for Pulse-Amplitude Spectrometry in the Presence of High-Rate Effects and Noise“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 15.3 (Juni 1968), Seiten 455–470. DOI: 10.1109/TNS.1968.4324970.
- [Raw86] K. J. Rawlings. „Large diameter radial semiconductor drift chambers for low noise radiation detection“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 253.1 (Dez. 1986), Seiten 85–92. DOI: 10.1016/0168-9002(86)91132-0.
- [Red+06] R. Redus u. a. „Design and performance of the X-123 compact X-ray and gamma-ray spectroscopy system“. In: *2006 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* (Nov. 2006), Seiten 3794–3797. DOI: 10.1109/NSSMIC.2006.353819.
- [RHG12] R. Reinhardt, A. Hoffmann und T. Gerlach. *Nichtlineare Optimierung*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2012. ISBN: 978-3-8274-2948-3.
- [Rib+02] S. Riboldi u. a. „A new method for LMS synthesis of optimum finite impulse response (FIR) filters with arbitrary time and frequency constraints and noises“. In: *2002 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* (Nov. 2002). DOI: 10.1109/NSSMIC.2002.1239298.

- [Roh18] Rohde und Schwarz. *R&S RTE Oszilloskop*. 14. Auflage. Datenblatt. München, 2018. URL: https://scdn.rohde-schwarz.com/ur/pws/dl_downloads/dl_common_library/dl_brochures_and_datasheets/pdf_1/RTE_bro_de_3606-9033-11_v1400.pdf.
- [Rud18] M. Rudan. *Physics of Semiconductor Devices*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2018. ISBN: 978-3-319-63153-0.
- [RYI10] N. Rowlands, S. Yamaguchi und M. Ishida. „Advantages of Large Area SDD Detectors for Analysis in Analytical TEMs“. In: *Microscopy and Microanalysis* 16.S2 (Aug. 2010), Seiten 8–9. DOI: 10.1017/S143192761005854X.
- [Sac13] M. Sachs. *Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik*. 4. Auflage. München: Carl Hanser Verlag, 2013. ISBN: 978-3-446-43797-5.
- [Sax19] S. Saxena. „Adaptive Digital Pulse Processing for Real-time High-throughput High-resolution Gamma-ray Spectrometry“. Dissertation. North Carolina State University, Nuclear Engineering, 2019.
- [Sch+10] D. M. Schlosser u. a. „Expanding the detection efficiency of silicon drift detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 624.2 (Apr. 2010), Seiten 270–276. DOI: 10.1016/j.nima.2010.04.038.
- [Sch16] F. Schembari. „Development and Characterization of a Low Noise Multichannel Readout ASIC for X and Gamma-Ray Spectroscopy Applications“. Dissertation. Politecnico di Milano, Department of electronics, information and bioengineering, 2016.
- [SE08] P. A. B. Scoullar und R. J. Evans. „Maximum likelihood estimation techniques for high rate, high throughput digital pulse processing“. In: *2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* (Okt. 2008), Seiten 1668–1672. DOI: 10.1109/NSSMIC.2008.4774724.
- [SH17] S. Saxena und A. I. Hawari. „Investigation of FPGA-Based Real-Time Adaptive Digital Pulse Shaping for High-Count-Rate Applications“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 64.7 (Juli 2017), Seiten 1733–1738. DOI: 10.1109/TNS.2017.2692219.
- [She05] B. A. Shenoi. *Introduction to Digital Signal Processing and Filter Design*. New York (USA): John Wiley & Sons, 2005. ISBN: 978-0-471-46482-2.
- [SME11] P. A. B. Scoullar, C. C. McLean und R. J. Evans. „Real Time Pulse Pile-up Recovery in a High Throughput Digital Pulse Processor“. In: *AIP Conference Proceedings* 1412.1 (Dez. 2011), Seite 270. DOI: 10.1063/1.3665324.
- [Sol+10] H. Soltau u. a. „Excellent Performance with 100 mm² Silicon Drift Detectors“. In: *Microscopy and Microanalysis* 16.S2 (Aug. 2010), Seiten 1306–1307. DOI: 10.1017/S1431927610059362.
- [Spi05] H. Spieler. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford (UK): Oxford University Press, 2005. ISBN: 978-0-19-852784-8.

- [Ste+96] J. Stein u. a. „X-ray detectors with digitized preamplifiers“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 113.1 (Juni 1996), Seiten 141–145. DOI: 10.1016/0168-583X(95)01417-9.
- [Str04] D. Stranneby. *Digital Signal Processing and Applications*. 2. Auflage. Amsterdam (Niederlande): Elsevier, 2004. ISBN: 978-0-7506-6344-1.
- [Tho+09] A. Thompson u. a. *X-Ray Data Booklet*. 3. Auflage. Berkeley (USA): Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009.
- [TI16] R. Turchetta und K. Iniewski. *Analog Electronics for Radiation Detection*. Boca Raton (USA): CRC Press, 2016. ISBN: 978-1-4987-0356-7.
- [TJL01] J. R. Treichler, C. R. Johnson und M. G. Larimore. *Theory and design of adaptive filters*. Hoboken (USA): Prentice Hall, 2001. ISBN: 978-0-130-40265-3.
- [TL10] P. A. Tipler und R. A. Llewellyn. *Moderne Physik*. 2. Auflage. München: Oldenbourg Verlag, 2010. ISBN: 978-3-486-58275-8.
- [TL15] N. Tsoulfanidis und S. Landsberger. *Measurement and Detection of Radiation*. 4. Auflage. Boca Raton (USA): CRC Press, 2015. ISBN: 978-1-4822-1549-6.
- [Tur60] G. L. Turin. „An introduction to matched filters“. In: *IRE Transactions on Information Theory* 6.3 (Juni 1960), Seiten 311–329. DOI: 10.1109/TIT.1960.1057571.
- [Van14] P. Van Espen. „Evaluation of XRF Spectra from basics to advanced systems“. In: *Joint ICTP-IAEA School on Novel Experimental Methodologies for Synchrotron Radiation Applications in Nano-science and Environmental Monitoring*. Antwerp X-ray Analysis, Electrochemistry, Speciation. Universität Antwerpen, Nov. 2014.
- [Vir+20] P. Virtanen u. a. „SciPy 1.0–Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17.3 (Feb. 2020), Seiten 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.
- [Wah19] T. Waho. *Introduction to Analog-to-Digital Converters: Principles and Circuit Implementation*. Gistrup (Dänemark): River Publishers, 2019. ISBN: 978-87-7022-102-3.
- [Wes+01] G. P. Westphal u. a. „Adaptive digital filter for high-rate high-resolution gamma spectrometry“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48.3 (Juni 2001), Seiten 461–465. DOI: 10.1109/23.940100.
- [WG06] W. K. Warburton und P. M. Grudberg. „Current trends in developing digital signal processing electronics for semiconductor detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 568.1 (Aug. 2006), Seiten 350–358. DOI: 10.1016/j.nima.2006.07.021.
- [WHG03] W. K. Warburton, J. K. Harris und P. M. Grudberg. „Method and apparatus for baseline correction in x-ray and nuclear spectroscopy systems“. US6609075B1, Patentanmeldung. Aug. 2003.

- [Wil13] A. Williams. *Analog Filter and Circuit Design Handbook*. New York (USA): McGraw-Hill Education, 2013. ISBN: 978-0-07-181671-7.
- [XGL20] XGLab SRL. *DANTE: Digital Pulse Processor for X-Ray Spectroscopy*. Datenblatt. Mailand (Italien), 2020. URL: <https://www.xglab.it/products/dante/>.
- [XGL21a] XGLab SRL. *Application Note 1: Find the right CUBE*. Applikationsschrift. Mailand (Italien), 2021. URL: https://www.xglab.it/wp-content/uploads/2020/04/01_App_note_Find_the_right_amplifier.pdf.
- [XGL21b] XGLab SRL. *CUBE: Charge Sensitive Preamplifier for Radiation Detectors*. Datenblatt. Mailand, Italien, 2021. URL: https://www.xglab.it/wp-content/uploads/2020/04/fly_xgc_cube_2p_en_rev2.pdf.
- [XIA19] XIA LLC. *Technical Reference Manual: microDXP*. Bedienungsanleitung. Hayward (USA), 2019. URL: https://xia.com/wp-content/uploads/2018/04/microDXP_Technical_Reference_Manual_v315.pdf.
- [Xil18a] Xilinx Inc. *7 Series DSP48E1 Slice*. Datenblatt. San José (USA), März 2018. URL: https://www.xilinx.com/support/documentation/user_guides/ug479_7Series_DSP48E1.pdf.
- [Xil18b] Xilinx Inc. *7 Series FPGAs Data Sheet: Overview*. Datenblatt. San José (USA), Feb. 2018. URL: https://www.xilinx.com/support/documentation/data_sheets/ds180_7Series_Overview.pdf.
- [Zam+11] G. Zampa u. a. „Room-temperature spectroscopic performance of a very-large area silicon drift detector“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 633.1 (März 2011), Seiten 15–21. DOI: 10.1016/j.nima.2010.12.129.
- [ZBS06] W. Zucchini, F. Böker und A. Stadie. „Statistik III“. Vorlesungsskript, Georg-August-Universität Göttingen. Apr. 2006. URL: <https://www.uni-goettingen.de/de/document/download/a79e45b36c060843f6e3c859dc68fbb3.pdf/S3.pdf>.
- [Zha+19] H. Q. Zhang u. a. „Study of Sallen–Key digital filters in nuclear pulse signal processing“. In: *Nuclear Science and Techniques* 145.30 (Sep. 2019). DOI: 10.1007/s41365-019-0679-y.
- [ZLL14] Y. Zeng, Y. Li und H. Liang. „Researches of the Digital Timing Spectrometer based on DSP builder and FPGA“. In: *2014 19th IEEE-NPSS Real Time Conference* (Mai 2014), Seiten 1–4. DOI: 10.1109/RTC.2014.7097524.

Eigene Veröffentlichungen

- [RM19] F. Rettenmeier und L. Maurer. „Development and application of a simulation environment for the analysis of EDX signal processing algorithms“. In: *9th World Congress on Spectroscopy & Analytical Techniques: Euro Spectro 2019*. März 2019.
- [RM20a] F. Rettenmeier und L. Maurer. „Monte-Carlo-based Signal Simulation of Silicon Drift Detectors“. In: *2020 IEEE Nuclear Science Symposium*. Nov. 2020. DOI: 10.1109/NSS/MIC42677.2020.9507816.
- [RM20b] F. Rettenmeier und L. Maurer. „Simulation-based Investigation of Signal Processing Algorithms for Silicon Drift Detectors“. In: *2020 Denver X-Ray Conference*. Aug. 2020.
- [RM21a] F. Rettenmeier und L. Maurer. „Design of optimum filters for signal processing with silicon drift detectors“. In: *X-Ray Spectrometry* (Feb. 2021), Seiten 1–12. DOI: 10.1002/xrs.3227.
- [RM21b] F. Rettenmeier und L. Maurer. „Utilization of adaptive flattop time with large area silicon drift detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 998 (Mai 2021), Seiten 1–10. DOI: 10.1016/j.nima.2021.165192.
- [RZ19] F. Rettenmeier und C. Zacher. „Verfahren zum Betreiben eines Signalfilters und Strahlungsdetektionssystem“. DE102019104710A1, Patentanmeldung. Feb. 2019.
- [RZ20] F. Rettenmeier und C. Zacher. „Method for Operating a Signal Filter and Radiation Detection System“. US20200271599A1, Patentanmeldung. Feb. 2020.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung zur Entstehung von Bremsstrahlung bei der Ablenkung eines Elektrons	2
1.2	Schematische Darstellung zur Entstehung von charakteristischer Röntgenstrahlung bei der Relaxation eines Atoms	3
1.3	Schematische Darstellung des Aufbaus einer Röntgenröhre zur technischen Erzeugung von Röntgenstrahlung	4
1.4	Prinzipskizze zur Durchführung einer zerstörungsfreien Materialanalyse mittels der RFA	9
2.1	Schematische Darstellung des Aufbaus einer pin-Diode als einfache Form eines Halbleiterstrahlungsdetektors	13
2.2	Schematische Darstellung des Aufbaus eines SDDs	15
2.3	Grundsätzlicher schaltungstechnischer Aufbau eines Ladungsverstärkers mit gepulster Entladung	17
2.4	Schematischer Aufbau eines Detektormoduls mit SDD	19
2.5	Aufnahme des Ausgangssignals eines SDDs ohne Bestrahlung mit Röntgenstrahlung	20
2.6	Aufnahme eines Röntgenpulses im Ausgangssignal eines SDDs	21
2.7	Aufnahme des Ausgangssignals eines SDDs unter Bestrahlung mit Röntgenstrahlung	22
2.8	Rauschersatzschaltbild eines Halbleiterstrahlungsdetektors mit Ladungsverstärker	24
3.1	Definition von Pulsformungszeit und Lückenzeit anhand der idealen Sprungantwort eines Trapezfilters	27
3.2	Einfluss verschiedener Lückenzeiten auf die Höhe des Filterausgangs für ein stufenförmiges Eingangssignal mit endlicher Anstiegszeit	30
4.1	Eingangsparameter und Ausgaben des Modells zur Signalsimulation	37
4.2	Zerlegung des Signals in unabhängig voneinander beschreibbare Signalanteile für den Entwurf des Simulationsmodells	38
4.3	Oszilloskop-Aufnahme eines Röntgenpulses am Ausgang des Vorverstärkers mit Kurvenanpassung	40
4.4	Im Simulationsmodell berechnete Verteilungsfunktion der Pulshöhen zur Modellierung des Fano-Rauschens	41

4.5	Experimentell für die Referenz-Detektoren ermittelte Verteilungen der 10/90-Signalanstiegszeiten	43
4.6	Ausgangssignal des unbestrahlten 20 mm ² SDDs mit Anpassung einer Geraden im Zeitintervall zwischen zwei Entladungen	47
4.7	Experimentell ermittelte Leckströme der Referenz-SDDs als Funktion der Detektortemperatur mit Anpassung des theoretischen Modells	49
4.8	Experimentell ermittelte Rauschleistungsdichte des 20 mm ² SDDs mit Anpassung des theoretischen Modells	51
4.9	Eingangsparameter und Ausgaben des Simulationsmodells für den analogen Eingangspfad und den ADC	56
4.10	Anwendung der Simulation des analogen Eingangspfads und des ADCs auf ein simuliertes Vorverstärkersignal	56
4.11	Berechnung von Filterausgängen für ein simuliertes Vorverstärkersignal in der Simulation der Algorithmik	57
4.12	Durchführung der Pulserkennung in der Simulation der Algorithmik	58
4.13	Erfassung von Energiewerten in der Simulation der Algorithmik	59
4.14	Mithilfe der Simulation der Algorithmik aus einem simulierten Vorverstärkersignal ermittelte Mehrkanalanalyse	60
4.15	Vergleich von Simulation und Messung bezüglich der Ausgangszählrate als Funktion der Eingangszählrate	62
4.16	Vergleich von Simulation und Messung bezüglich der Energieauflösung als Funktion der Pulsformungszeit	63
5.1	Schematischer Aufbau einer typischen Signalkette aus SDD, Ladungsverstärker, Vorverstärker und DPP	66
5.2	Verteilungen der Signalanstiegszeiten nach der Tiefpassfilterung durch Bessel-Filter zweiter Ordnung mit verschiedenen Grenzfrequenzen	68
5.3	Empirische Standardabweichung des Rauschens nach der Anwendung von Tiefpassfiltern mit verschiedenen Grenzfrequenzen	69
5.4	Ausgangszählrate aus simulierter Signalauswertung als Funktion der Grenzfrequenz des Tiefpassfilters	70
5.5	Energieauflösung aus simulierter Signalauswertung als Funktion der Grenzfrequenz des Tiefpassfilters	71
5.6	Ausgangszählrate als Funktion des dynamischen Spannungsbereichs am Ausgang des Ladungsverstärkers für DC-Kopplung	74
5.7	Ausgangszählrate als Funktion des Verstärkungsfaktors für AC-Kopplung mit verschiedenen Zeitkonstanten	77
5.8	Vergleich des Signaldurchsatzes zwischen DC-Kopplung und AC-Kopplung mit verschiedenen Zeitkonstanten	79
5.9	Vergleich der Energieauflösung zwischen DC-Kopplung und AC-Kopplung mit verschiedenen Zeitkonstanten	80
5.10	Energieauflösung als Funktion der Pulsformungszeit für verschiedene ADC-Auflösungen	83
5.11	Signaldurchsatz und Anteil nicht-aufgelöster Summenereignisse im Energiespektrum für verschiedene ADC-Abtastfrequenzen	86

5.12	Energieauflösung als Funktion der Pulsformungszeit für verschiedene Effektivwerte des ADC-Eigenrauschens	93
5.13	Simulierte und experimentell ermittelte Energieauflösung als Funktion der Pulsformungszeit für den DPP-Prototyp	95
6.1	Beispielhafte Signale zur Darstellung der Erfassung von Energiewerten mit Pulsabtastung und Pulsmaximierung	98
6.2	Energieauflösung als Funktion der Lückenzeit mit Pulsabtastung und Pulsmaximierung	99
6.3	Position der Mn- K_α Linie in der nicht-kalibrierten Mehrkanalanalyse als Funktion der Lückenzeit mit Pulsabtastung und Pulsmaximierung	101
6.4	Beispielhafte Signale zur Darstellung des Prinzips der adaptiven Pulsformungszeit	103
6.5	Relative Totzeit als Funktion der Photonenzählrate für verschiedene statische Energiefilter und einen adaptiven Energiefilter	105
6.6	Energieauflösung als Funktion der Photonenzählrate für verschiedene statische Energiefilter und einen adaptiven Energiefilter	106
6.7	Beispielhafte Signale zur Darstellung des Prinzips von statischer und dynamischer Entladung	108
6.8	Relative Totzeit als Funktion der Photonenzählrate bei Verwendung von statischer und dynamischer Entladung	110
6.9	Reduzierung der relativen Totzeit als Funktion der Photonenzählrate bei Verwendung von dynamischer statt statischer Entladung	111
6.10	Signale aus der simulierten Signalauswertung zur Darstellung des Verfahrens der adaptiven Lückenzeit	117
6.11	Funktionsblöcke und Verzögerungen in der digitalen Signalauswertung mit adaptiver Lückenzeit	118
6.12	Mit dem FPGA ermittelte Verteilung der Signalanstiegszeiten des 150 mm ² Referenz-SDDs	119
6.13	Signale aus der digitalen Signalauswertung im FPGA bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit	120
6.14	Energieauflösung der Mn- K_α Linie als Funktion der statischen Lückenzeit	123
6.15	Position der Mn- K_α Linie in der unkalibrierten Mehrkanalanalyse als Funktion der statischen Lückenzeit	123
6.16	Symmetrie der Mn- K_α Linie als Funktion der statischen Lückenzeit	125
6.17	Fläche der Mn- K_α Linie als Funktion der statischen Lückenzeit	125
6.18	Energieauflösung der Mn- K_α Linie bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit	126
6.19	Position der Mn- K_α Linie in der unkalibrierten Mehrkanalanalyse bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit	126
6.20	Symmetrie der Mn- K_α Linie bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit	128
6.21	Fläche der Mn- K_α Linie bei Verwendung der adaptiven Lückenzeit als Funktion der zusätzlichen Lückenzeit	128

6.22	Aus ADC Signaldaten vom DPP-Prototyp ermitteltes Referenzsignal eines Röntgenpulses	138
6.23	Filterkoeffizienten des Trapezfilters und Optimalfilters mit einer Länge von 600 ns	142
6.24	Filterausgang des Trapezfilters und Optimalfilters mit einer Länge von 600 ns für das Referenzsignal	143
6.25	Amplitudengang des Trapezfilters und Optimalfilters mit einer Länge von 600 ns und Rauschleistungsdichte des Systems	144
A.1	Prinzipskizze des Simulationsmodells für den Vorverstärker	151
A.2	Amplitudengang im Simulationsmodell des Vorverstärkers	152
A.3	Eingangsbezogene Rauschleistungsdichte im Simulationsmodell des Vorverstärkers	152

Tabellenverzeichnis

4.1	Durch Kurvenanpassung an die in Abbildung 4.3 gezeigte Oszilloskop-Aufnahme ermittelte Parameter	40
4.2	Durch Kurvenanpassung an die experimentell ermittelten Rauschleistungsdichten ermittelte Parameter	52
4.3	Vergleich der ermittelten und theoretisch erwarteten Parameter a für verschiedene Detektortemperaturen	52
4.4	Aus den Kurvenanpassungen an die Rauschleistungsdichten ermittelte Detektorkapazitäten	53
4.5	Aus den Kurvenanpassungen an die Rauschleistungsdichten ermittelte $1/f$ -Konstanten	53
5.1	Typische Spezifikationen einer Auswahl kommerziell erhältlicher ADCs mit 16 Bit Auflösung und 80 MHz Abtastfrequenz	95
6.1	Vergleich der Messreihen mit statischer und adaptiver Lückenzeit für verschiedene Anwendungsfälle	131
6.2	Ermittelte Gewichtungsfaktoren zur Erfüllung der Beschränkungen mit angestrebter Genauigkeit	141
6.3	Experimentell ermittelte Höhe des elektronischen Rauschens im Filterausgang des Trapez- und Optimalfilters bei verschiedenen Filterlängen . . .	145

Abkürzungsverzeichnis

RFA	Röntgenfluoreszenzanalyse	2
SDD	Siliziumdriftdetektor	6
ASIC	Application-specific Integrated Circuit	17
FET	Feldeffekttransistor	23
DPP	Digitaler Pulsprozessor	25
FPGA	Field Programmable Gate Array	25
ADC	Analog-Digital-Converter	25
FIR	Finite Impulse Response	26
b.E.	Beliebige Einheit	27
FWHM	Full Width at Half Maximum	32
DFT	Diskrete Fourier-Transformation	50
LSB	Least Significant Bit	87
DPLMS	Digital Penalized Least-Mean-Square	132

Stichwortverzeichnis

- ^{55}Fe -Quelle, 33, 38, 39, 42, 45, 61, 94, 118, 137, 145
- AC-Kopplung, 75
- Adaptive Lückenzeit, 113
- Adaptive Pulsformungszeit, 102
- Analog-Digital-Wandler, 25, 55, 65, 81
- Abtastfrequenz, 55, 76, 81, 84, 93
 - Auflösung, 55, 81, 82, 93
 - Eigenrauschen, 81, 91, 94
 - Nichtlinearität, 55, 81, 87, 93
 - Nullpunktfehler, 87
 - Steigungsfehler, 87
- Ausgangszählrate, 31
- Ballistisches Defizit, 27, 29, 68, 99, 112, 121
- Basislinie, 29, 113, 115
- Compton-Streuung, 5
- Cusp-Filter, 26, 132, 141
- DC-Kopplung, 73
- Detektionsdauer, 31
- Digitaler Pulsprozessor, 25, 32, 60, 65, 81
- Dotierung, 11, 14
- Eingangszählrate, 31
- Elektron-Loch-Paar, 6, 12, 14, 16
- Elektron-Positron-Paarbildung, 5
- Energieauflösung, 32
- Energiefilter, 27, 28, 59, 97, 102
- Energiekalibrierung, 8, 31, 32, 87, 101, 121
- Entladung, 16, 19, 44, 73, 106
- Fano-Rauschen, *siehe* Rauschen
- Field Programmable Gate Array, 25, 57, 65, 94, 105, 119, 131, 136, 141
- Finite Impulse Response Filter, 26, 57, 133
- Halbleiter, 11
- Hochpassfilter, *siehe* AC-Kopplung
- Ladungsverstärker, 16, 36, 52, 73
- Lückenzeit, 26, 113, 134
- Mehrkanalanalyse, 31, 59, 98, 121
- Messdauer, 31
- Mn- K_α Linie, *siehe* ^{55}Fe -Quelle
- Monte-Carlo-Simulation, 36
- Optimalfilter, 132
- Peltier-Element, 18, 33, 36
- Photoeffekt, 4
- pin-Diode, 6, 12, 23
- pn-Übergang, 11
- Pulsabtastung, 29, 59, 97
- Pulserkennungsfilter, 27, 28, 31, 97
- Pulsformungszeit, 26, 102
- Pulsmaximierung, 29, 59, 97
- Quantisierungsrauschen, *siehe* Rauschen
- Rauschen
- 1/f-Rauschen, 22, 26, 50, 113, 143, 145
 - Fano-Rauschen, 12, 32, 33, 40, 74, 139, 140
 - Quantisierungsrauschen, 82
 - Schrotrauschen, 22, 50, 51, 61
 - Thermisches Rauschen, 21, 50, 51, 54, 66, 81, 91

- Relative Totzeit, 31
Röntgenfluoreszenzanalyse, 6, 32, 112
Röntgenpuls, 19, 38, 138
Röntgenröhre, 2, 7, 113
Röntgenstrahlung
 Abschwächung, 3
 Bremsstrahlung, 1
 Charakteristische Strahlung, 1, 16,
 33, 146
 Definition, 1
 Detektion, 5
Rückkoppelkapazität, 16, 23, 44, 46, 52,
 106
Seitwärtsverarmung, 14, 112
Siliziumdriftdetektor, 6, 14, 18
 Detektormodul, 17, 36
 Eintrittsfenster, 18, 90, 139
 Leckstrom, 18, 23, 29, 45, 51, 107,
 113
 Signalanstiegszeit, 20, 42, 66, 112
Summenereignisse, 28, 31, 60, 84, 102,
 107, 112
Tiefpassfilter, 55, 66
Trapezfilter, 26, 29, 57, 70, 84, 92, 132,
 141
Verarmungszone, 6, 12
Vorverstärker, 25, 36, 44, 65, 106, 151

Symbolverzeichnis

Die folgende Tabelle listet in dieser Arbeit verwendete Symbole unter Angabe der Beschreibung, der physikalischen Einheit und der Seite der erstmaligen Verwendung auf.

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seite
\vec{v}	Geschwindigkeit	m s^{-1}	1
E	Energie	eV	1
h	Planck'sches Wirkungsquantum	J s	1
f	Frequenz	Hz	1
U_H	Heizspannung einer Röntgenröhre	V	2
U_B	Beschleunigungsspannung einer Röntgenröhre	V	2
e	Elementarladung	C	2
Z	Kernladungszahl	1	3
I	Strahlungsintensität	W m^{-2}	4
x	Eindringtiefe	m	4
μ	Abschwächungskoeffizient	m^{-1}	4
m_e	Masse des Elektrons	kg	5
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	m s^{-1}	5
w	Elektron-Loch-Paarbildungsenergie	eV	12
E_γ	Photonenenergie	eV	12
N_e	Anzahl Elektronen	1	12
F	Fano-Faktor	1	12
U_R	Spannung am Rückkontakt eines SDDs	V	14
U_D	Spannung am Ringkontakt eines SDDs	V	14
C_f	Rückkoppelkapazität	F	16
U_{CSA}	Ausgangsspannung des Ladungsverstärkers	V	16
Q_f	Ladung auf der Rückkoppelkapazität	C	16
I_{SDD}	Stromfluss durch die Anode eines SDDs	A	16
t	Zeit	s	16
R_f	Rückkoppelwiderstand	Ω	17
U	Elektrische Spannung	V	20
$\tau_{10/90}$	10/90-Signalanstiegszeit	s	21
I_0	Mittlerer Leckstrom	A	23
i_s	Stromfluktuation durch Schrotrauschen	A	23
C_D	Detektorkapazität	F	23
i_t	Stromfluktuation durch thermisches Rauschen	A	23

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seite
i_l	Stromfluktuation durch 1/f-Rauschen	A	23
$\frac{du_n^2}{d\omega}$	Rauschleistungsdichte	V ² Hz ⁻¹	23
π	Kreiszahl	1	23
ω	Kreisfrequenz	s ⁻¹	23
K	1/f-Konstante	V ²	23
k_B	Boltzmann Konstante	eV K ⁻¹	23
T	Absolute Temperatur	K	23
g_m	Transistor-Steilheit	S	23
$FWHM$	Volle Halbwertsbreite einer Spektrallinie im Energiespektrum	eV	32
σ_{el}	Standardabweichung des elektronischen Rauschens	eV	32
U_{Puls}	Spannungsverlauf eines Röntgenpulses	V	39
a	Freier Parameter bei der Kurvenanpassung	1	39
b	Freier Parameter bei der Kurvenanpassung	1	39
c	Freier Parameter bei der Kurvenanpassung	1	39
d	Freier Parameter bei der Kurvenanpassung	1	39
χ_{red}^2	Reduziertes Chi-Quadrat	1	39
E_0	Mittelwert einer Spektrallinie im Energiespektrum	eV	41
σ_F	Standardabweichung des Fano-Rauschens	eV	41
r	Photonenzählrate	s ⁻¹	43
T_{Sim}	Simulationsdauer	s	43
N_{Puls}	Anzahl Röntgenpulse	1	43
Q	Elektrische Ladung	C	45
S	Sensitivität der Ladungsverstärkung	V eV ⁻¹	45
U_γ	Spannungsamplitude eines Röntgenpulses	V	45
Q_γ	Freigewordene Ladungsmenge durch Photonenabsorption	C	46
E_g	Bandlücke eines Halbleiters	eV	48
Δ_{INL}	Integrale Nichtlinearität eines ADCs	1	87
V_{ADC}	Eingangsbereich eines ADCs	V	88
N_{ADC}	Auflösung eines ADCs	Bit	88
$FWHM_{NL}$	Halbwertsbreite einer Spektrallinie im Energiespektrum mit nichtlinearem ADC	eV	88
L	Lückenzeit	s	114
τ_{RT}	Maß für die Signalanstiegszeit	s	114
ΔL	Zusätzliche Lückenzeit	s	114
L_{max}	Maximale Lückenzeit	s	114
φ	Maß für Symmetrie einer Spektrallinie im Energiespektrum	1	121
L_s	Statische Lückenzeit	s	121
N_k	Anzahl Filterkoeffizienten	1	133
ε	Zielfunktion der Filteroptimierung	1	133

Symbol	Beschreibung	Einheit	Seite
Ψ	Wert im Filterausgang	1	133
Ψ_{ref}	Wert im Filterausgang des Referenzsignals	1	133
ε_n	Beitrag der Rauschunterdrückung zur Zielfunktion	1	134
κ	Zielwert der punktuellen Beschränkung	1	134
ε_p	Beitrag der punktuellen Beschränkung zur Zielfunktion	1	134
N_i	Anzahl der punktuellen Beschränkungen	1	134
A	Fläche eines FIR-Filters	1	134
ε_a	Beitrag der Flächenbeschränkung zur Zielfunktion	1	135
α	Gewichtung der punktuellen Beschränkung	1	135
β	Gewichtung der Flächenbeschränkung	1	135
M	Anzahl an rauschbehafteten Röntgenpulsen bei der Filteroptimierung	1	137
γ	Konstante am Filtereingang	1	138
U_{Ein}	Eingangsspannung des Vorverstärkers	V	151
U_{Aus}	Ausgangsspannung des Vorverstärkers	V	151
τ_{erf}	10/90-Signalanstiegszeit der Gauß'schen Fehlerfunktion	s	153
g	Dichtefunktion einer Normalverteilung	1	155
m	Erwartungswert einer Normalverteilung	1	155
s	Standardabweichung einer Normalverteilung	1	155
ρ	Relative Fläche einer Normalverteilung	1	155

Danksagungen

Ich bedanke mich bei **Prof. Dr. Linus Maurer** für seine Unterstützung und für die Betreuung der Arbeit. **Prof. Dr. Mario Huemer** danke ich für die Erstellung des Gutachtens. Danke an **Prof. Dr. Georg Düsberg** für den Vorsitz der Prüfungskommission.

Bei **Dr. Reinhard Fojt**, **Dr. Jürgen Knobloch** und **Silvia Wallner** von der Geschäftsführung der KETEK GmbH bedanke ich mich für die Ermöglichung des Forschungsprojekts aus welchem diese Arbeit entstanden ist und für das damit in mich gesetzte Vertrauen.

Vielen Dank an **Christian Zacher** und an **Dr. Martin Hofmann** für die fachlichen Diskussionen und die inhaltlichen Anregungen zur Entstehung dieser Arbeit, sowie für das aufmerksame Korrekturlesen der Entwürfe.

Danke an **Melanie Carapacchio**, **Cornelia Budach** und **Helmut Hoyer** für die Unterstützung bei organisatorischen Themen.

Bei meiner Frau **Bettina Kriegler** möchte ich mich für ihre Geduld und ihr Verständnis bedanken. Vielen Dank an meine **Familie** für die fortwährende Unterstützung während meines Studiums.

Erklärung zur Selbstständigkeit

Erklärung

Ich versichere Eides statt, dass ich die der Fakultät für Elektro- und Informationstechnik der Universität der Bundeswehr München vorgelegte Dissertation mit dem Thema „Analyse und Optimierung der Signalverarbeitung von Siliziumdriftdetektoren“ ohne fremde Hilfe erstellt, bei der Abfassung keine anderen als die im Literaturverzeichnis angeführten Hilfsmittel benutzt und die wissenschaftlichen Leistungen eigenständig erbracht habe.

Die Dissertation wurde betreut von Prof. Dr. techn. Linus Maurer.

Ich habe die Dissertation noch nicht veröffentlicht.

Die Promotionsordnung der Universität der Bundeswehr München ist mir bekannt.

Neubiberg, den 26.08.2021

Florian Kriegler (geb. Rettenmeier)