BAM

Bundesanstalt für
Materialforschung
und -prüfung

Sicherheit in Technik und Chemie

David Schumacher

Zerstörungsfreie Prüfung mit photonenzählenden und spektralauflösenden Röntgenmatrixdetektoren am Beispiel von Werkstoffverbunden

BAM-Dissertationsreihe | Band 165

M.Eng. David Schumacher

Zerstörungsfreie Prüfung mit photonenzählenden und spektralauflösenden Röntgenmatrixdetektoren am Beispiel von Werkstoffverbunden

BAM-Dissertationsreihe · Band 165
Berlin 2019

Die vorliegende Arbeit entstand an der Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM).

Impressum

Zerstörungsfreie Prüfung mit photonenzählenden und spektralauflösenden Röntgenmatrixdetektoren am Beispiel von Werkstoffverbunden

2019

Herausgeber:
Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM)
Unter den Eichen 87
12205 Berlin
Telefon: +49 30 8104-0
Telefax: +49 30 8104-72222
E-Mail: info@bam.de
Internet: www.bam.de

Layout: BAM-Referat Z.8

ISSN 1613-4249

Die BAM ist eine wissenschaftlich-technische Bundesoberbehörde
im Geschäftsbereich des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie.

Zerstörungsfreie Prüfung mit photonenzählenden und spektralauflösenden Röntgenmatrixdetektoren am Beispiel von Werkstoffverbunden

David Schumacher

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktoringenieurs

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. habil. Gerald Gerlach		
Gutachter:	Prof. Dr. habil. Norbert Meyendorf	Tag der Einreichung:	03.06.2019
	Prof. Dr. Rainer Schneider	Tag der Verteidigung:	30.09.2019

Für meine kleine Familie

Danksagung

Die Danksagung an dieser Stelle kann nur unvollständig sein, denn es wäre vermessen zu glauben, allen Personen, die in den letzten (etwas mehr als) dreieinhalb Jahren zu diesem Projekt beigetragen haben, in gleicher Weise gerecht zu werden. Ich versuche es trotzdem:

Mein Dank gilt zunächst Prof. Dr. Norbert Meyendorf, der diese Arbeit betreut hat, für die vielen hilfreiche Ratschläge, Ideen, Kommentare und Diskussionen in den letzten Jahren.

∽

Ein mindestens ebenso großer Dank gebührt meinem Betreuer an der BAM, Dr. Uwe Zscherpel, der mir mit Rat und Tat zur Seite stand und der einen wertvollen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet hat.

∽

Ein etwas spezieller Dank gilt meiner Kollegin und Fachbereichsleiterin des Fachbereichs 8.3 Radiologische Verfahren an der BAM, Dr. Anja Waske, die zwar erst im letzten Drittel dieser Arbeit ins Team kam, aber durch Finesse und organisatorisches Geschick einen enormen Anteil an dieser Arbeit hat.

∽

Auch allen weiteren (und ehemaligen) Mitgliedern sowie dem ehemaligen Fachbereichsleiter, Dr. Uwe Ewert, sei an dieser Stelle sehr herzlich für die Unterstützung gedankt.

∽

In diesem Sinne sind auch drei ehemalige Kollegen des Fachbereichs zu erwähnen, auf deren Unterstützung ich in den letzten Jahren ganz besonders bauen konnte:
Zunächst Dr. Carsten Bellon und Dr. Andreas Deresch, die beide einen riesigen Anteil an den in dieser Arbeit (und weit darüber hinaus) erstellten Simulationen und laminographischen Rekonstruktionen haben. Seid euch gewiss: *Ich finde JEDEN Bug!*
Und dann natürlich Martin Tschaikner, mit dem man in herrlichster Art und Weise über sämtliche Problemstellungen diskutieren konnte (und immer noch kann).

∽

Ein *multidimensionaler* Dank geht an einen weiteren BAM Kollegen, Dr. Christoph Völker (8.0), mit dem man wunderbar über Merkmalsräume diskutieren kann.

∽

Ein heißer Dank richtet sich an Mathias Röllig (8.7), der mit viel thermographischem Know-how und Equipment die Fehlersuche unterstützt hat.

∽

Ein besonders herzlicher Dank geht an Yevgeniya Lugovtsova, die sich zwar lieber mit Ultraschall-Verfahren beschäftigt, aber dafür immer gute Einfälle und Ideen (auch außerhalb der Mittagspause) generiert, und ohne die diese Arbeit wesentlich weniger wäre.

∽

Falls sie nicht explizit erwähnt werden, sei an dieser Stelle natürlich auch vielen weiteren Kollegen aus anderen Fachbereichen der BAM gedankt, wie z.B. 5.3, 5.4, 6.3, 8.4, 8.5, 8.7 (*ich habe sicher einige vergessen*).

∽

Für die intensive und gute Zusammenarbeit im Zuge diverser Publikationen sei an dieser Stelle besonders Dongsheng Ou, Ravi Scharma, Jan-Carl Grager, Dr. Michael Schrapp und Kim-Niklas Antin gedankt.

⌣

Für eine ebenso gute Zusammenarbeit und viele viele Materialproben aus carbonfaserverstärktem Kunststoff danke ich Dr. Rainer Stößel und Dr. Denis Kiefel.

⌣

Met oprechte dank aan Remco Folkertsma, met wie je niet alleen over statistische problemen filosofeert.

⌣

Der S-Bahn Berlin verdanke ich viele einsame Stunden auf entweder bitterkalten oder glühend heißen Bahnhöfen, in denen meine Gedanken erst die Freiheit bekamen, sich den wirklich wichtigen Fragestellungen zu widmen.

⌣

Den Espressonisten Potsdam danke ich für sehr viele sehr gute Espressi (und Lungi). *Auf das Hafensilber!*

⌣ ⌣

Das Wichtigste zum Schluss:

Meinem Lektor, Korrekturleser und zufälliger Weise auch Schwiegervater, Klaus Ruß, verdanken ich und alle anderen Leser dieser Arbeit, dass auf Rechtschraibung, und, Zeichensetzung Verlass ist.

⌣

Ähnliches gilt für meine Schwägerin Dr. Julia Schumacher und die englische Sprache. Außerdem haben die regelmäßigen und sogar den Brexit überdauernden Zuckerimporte aus Newcastle upon Tyne mir den Espresso (s.o.) versüßt.

⌣

Für die Unterstützung in den letzten Jahren (und denen davor, und denen davor) danke ich meinen Eltern von ganzem Herzen. *Dafür, dass ihr immer an mich glaubt!*

⌣

Meinem Bruder danke ich für die Kraft in der schwersten Stunde und für mein und sein Leben. *Die Härtesten, wo gibt!*

⌣

Der wahrscheinlich größte und nicht einmal annähernd in Worte zu fassende Dank gilt meiner Frau Rebecca! *Dafür, dass du einfach immer da bist! In Dir und unserer Tochter Alma habe ich das größte Glück der Welt gefunden.*

David Schumacher

Potsdam im Mai 2019

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften der photonenzählenden und spektralauflösenden Detektortechnik und möglichen Anwendungsgebieten in der zerstörungsfreien Prüfung. Dabei wurden konventionelle und photonenzählende Detektortechniken hinsichtlich der Bildqualität und Anwendbarkeit bei unterschiedlichen Prüfaufgaben verglichen und untersucht, inwiefern sich die Energieschwellwertsetzung auf die erreichbare Bildqualität und eine Materialdiskriminierbarkeit bei verschiedenen radiographischen Verfahren auswirkt.

Anhand von Anwendungsbeispielen wurden diese Eigenschaften und deren Auswirkung auf das Messergebnis analysiert. Neben der Radiographie wurden auch dreidimensionale Verfahren wie CT und Laminographie berücksichtigt.

Als eine der wichtigsten Eigenschaften der photonenzählenden Detektortechnik wurden zunächst die Energieauflösung des photonenzählenden Detektors und die Homogenität der Energieantwort über größere Detektorbereiche bestimmt. Dabei stellte sich heraus, dass die Energieauflösung eines abgegrenzten Detektorbereichs ca. 32 % bei 60 keV beträgt und die Streuung in der Energieantwort der einzelnen Detektorbereiche ca. 12 % ausmacht, woraus sich eine Gesamtunsicherheit in der spektralen Detektorantwort von ca. 44 % ergibt. Die geringe Energieauflösung und das stark heterogene Verhalten der Detektorbereiche ergeben sich vor allem aus der Detektorelektronik, welche nur eine globale Energieschwellwertsetzung zulässt.

Trotz dieser Einschränkungen konnte demonstriert werden, dass auch konventionelle radiographische Verfahren, wie Radiographie oder CT, vom Einsatz der photonenzählenden Technik profitieren. So ist es mit dieser Technik möglich, bei sehr geringen Dosisleistungen (z.B. aufgrund der Durchstrahlung großer Wandstärken von dichten Materialien) noch sehr gute Bildqualitäten zu erreichen. Die hohe Dynamik und Kontrastempfindlichkeit dieser Technik begünstigen die Inspektion von Leichtbauwerkstoffen wie Faserverbunde, was anhand von Vergleichen mit herkömmlicher Detektortechnik und anderen ZfP-Verfahren gezeigt werden konnte. Daneben konnte durch den Einsatz der Energieschwellwertsetzung der Einfluss von nicht bildzeichnender Streustrahlung im Röntgenbild um bis zu 20 % reduziert werden. Die Auswirkungen von Aufhärtungseffekten in der CT konnten sogar um bis zu Faktor 1000 (in der mittleren quadratischen Abweichung), im Vergleich zu herkömmlicher Detektortechnik, reduziert werden.

Der Einsatz von photonenzählender Detektortechnik mit Röntgenblitzröhren ist hingegen nicht sinnvoll, da aufgrund der hohen Photonendichte pro Puls und einer endlichen Totzeit des Detektors in der Größenordnung der Pulsbreite eines Blitzes nur ein geringes Signal detektiert werden kann.

Im Hinblick auf eine Materialdiskriminierbarkeit konnte demonstriert werden, dass im Fall einer Radiographie anhand der Energieschwellwertsetzung im Detektor eine materialstärkenunabhängige Diskriminierung zwischen zwei Materialien (hier: Al und Fe) erzielt werden kann. Unter Einsatz mehrerer Energiefenster und eines Verfahrens der explorativen und multivariaten Datenanalyse konnte eine materialaufgelöste CT eines Multi-Material-Phantoms erreicht werden, wobei die Schwächungskoeffizienten der enthaltenen Materialien im relevanten Energieberiech teilweise sehr dicht beieinander lagen. Neben Radiographie und CT wurde auch die Möglichkeit einer materialaufgelösten Laminographie am Beispiel eines glasfaserverstärkten Rotorblatts untersucht. Anhand der Energieschwellwertsetzung war nicht nur eine eindeutige Trennung der Glasfasern von der Epoxidharzmatrix möglich, sondern auch eine signifikante Reduzierung der durch die Laminographie entstandenen Artefakte. Der damit verbundene Gewinn an Information führt zu einer verbesserten Aussagefähigkeit des Untersuchungsergebnisses, was letztendlich eine gesteigerte Betriebssicherheit zur Folge hat.

Abstract

This thesis investigates the properties of photon counting and energy discriminating digital detector arrays and possible applications in the field of non-destructive testing. Conventional integrating detector technology was compared with photon counting technology in terms of image quality and applicability in different inspection tasks. The impact of internal energy thresholding on material discriminability and achievable image quality was investigated for different radiological methods.

The properties of photon counting detectors and their impact on the measurement result were analyzed for different applications including three-dimensional methods such as CT and laminography in addition to radiographic testing.

Energy resolution is one of the most important properties of photon counting technology. Therefore, energy resolution was initially determined in addition to the homogeneity of the energy response across the detector. It was found that the energy resolution amounts to approx. 32 % for a 60 keV monoenergetic spectrum (^{241}Am). In combination with the variance in the response of single detector tiles of approx. 12 % the total uncertainty in the detector energy response appears to approx. 44 %. This low energy resolution and strongly heterogenous detector response result mainly from the detector electronics which only allow setting global energy thresholds.

Despite these limitations it was demonstrated that even conventional single energy techniques, such as radiography or CT, benefit from photon counting technology. Thus, this technology allows to gain high quality images even at very low dose rates which might occur e.g. at high wall thickness penetration of dense materials. The high dynamic range and high contrast sensitivity facilitate the inspection of lightweight materials such as fiber composites which was shown by comparison with integrating technology and other NDT methods. Furthermore, the use of energy thresholding enables to reduce the influence of non-imaging scattered radiation within the X-ray image by about 20 %. The impact of beam hardening artefacts in CT was reduced even up to a factor of 1000, compared to conventional integrating detector technology.

In contrast, the use of photon counting technology with x-ray flash tubes is not useful, since the high photon density within a single flash and a finite dead time of the detector only yield a very low signal.

In terms of material discriminability, it was shown that due to energy thresholding a thickness independent material separation between two materials (here: Al and Fe) can be achieved in the case of a radiography. By using more than two energy windows in combination with multivariate methods of data analysis, a material resolved CT of a multi-material phantom was performed in which six materials were separated distinctly despite very close attenuation coefficients in the relevant energy range. In addition to radiography and CT, the possibility of a material resolved laminography was investigated by means of a glass fiber reinforced wind turbine blade. In addition to a distinct separation between glass fibers and resin matrix, a significant reduction of cross artefacts that inherently arise from the laminography could be achieved. This gain in information yields a higher significance of the measurement and hence an increased reliability of the component or the whole system.

Veröffentlichungen

Im Zuge dieser Arbeit sind mehrere Veröffentlichungen entstanden, welche in die folgenden Kapitel eingeflossen sind:

Kapitel	Veröffentlichung
3.3.2	D. Schumacher, U. Ewert, U. Zscherpel, "Influencing parameters on image quality using photon counting detectors for laminography," in *7th European-American Workshop on Reliability of NDE*, 2017.
6.1	U. Ewert, B. Redmer, D. Walter et al., „X-ray tomographic in-service inspection of girth welds - The European project TomoWELD," in *AIP Conference Proceedings*, Bd. 1650, S. 525–533, 2015.
6.2 & 6.3	D. Schumacher, R. Sharma, J.-C. Grager, and M. Schrapp, "Scatter and beam hardening reduction in industrial computed tomography using photon counting detectors," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 7, p. 075101, 2018.
6.4	D. Schumacher, K.-N. Antin, U. Zscherpel, and P. Vilaça, "Application of Different X-ray Techniques to Improve In-Service Carbon Fiber Reinforced Rope Inspection," *J. Nondestruct. Eval.*, vol. 36, no. 4, p. 62, 2017.
6.5	D. Schumacher, N. Meyendorf, I. Hakim, and U. Ewert, "Defect recognition in CFRP components using various NDT methods within a smart manufacturing process," in *AIP Conference Proceedings*, vol. 1949, no. 1, p. 020024, 2018.
7.3	D. Ou, D. Schumacher, U. Zscherpel, and Y. Xiao, "Dual-energy materials characterization methods for laminography image enhancement based on photon counting detector," *J. Instrum.*, vol. 14, no. 02, pp. P02018–P02018, 2019.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung vii
Zusammenfassung ix
Abstract xi
Veröffentlichungen xiii
Inhaltsverzeichnis xv
Abkürzungen xvii
Symbole xix
Indizes xxi
1 Einleitung 1
1.1 Motivation 1
1.2 Einsatz von Röntgendetektoren in der zerstörungsfreien Prüfung 4
2 Theoretische Grundlagen 11
2.1 Wechselwirkung der Röntgenstrahlung mit Materie 11
2.1.1 Lambert-Beer'sches Gesetz 11
2.1.2 Photoabsorption 12
2.1.3 Rayleigh-Streuung 13
2.1.4 Compton-Streuung 13
2.1.5 Paarbildung 15
2.2 Auswirkung von gestreuter Strahlung auf den Kontrast im Röntgenbild 15
3 Technik der digitalen Röntgendetektoren 19
3.1 Indirekt detektierende Detektoren 19
3.1.1 Aufbau und Detektionsprinzip 19
3.1.2 Effizienz und Lichtausbeute 21
3.1.3 Unschärfe 23
3.2 Direkt detektierende Detektoren 25
3.2.1 Aufbau und Detektionsprinzip 25
3.2.2 Drift 28
3.2.3 Trapping und Rekombination 30
3.2.4 Diffusion 31
3.2.5 Compton-Streuung und K-Escape 32
3.2.6 FANO-Rauschen 33
3.2.7 Systemrauschen (elektronisches Rauschen) 34
3.2.8 Pile-up 35

3.3 3D Rekonstruktionsverfahren ... 37
3.3.1 Computertomographie ... 37
3.3.2 Laminographie ... 40
4 Methoden der Datenanalyse ... 45
4.1 Algebraische Datenanalyse zur Materialdiskriminierung ... 45
4.1.1 Basismaterial-Dekomposition (BMD) ... 45
4.1.2 Gewichtete logarithmische Subtraktion (WLS) ... 46
4.2 Explorative Datenanalyse zur Materialdiskriminierung ... 48
4.2.1 Repräsentation der Daten im Merkmalsraum ... 48
4.2.2 Hauptachsentransformation (PCA) ... 51
4.2.3 Clusteranalyse ... 52
5 Bestimmung der spektralen Detektorantwort ... 55
5.1 Homogenität der Energieantwort des Detektors ... 55
5.2 Energieauflösung des Detektors ... 60
6 Konventionelle Anwendungen ... 63
6.1 Niedrig-Dosis Messungen ... 63
6.2 Streustrahlenreduktion ... 66
6.3 Strahlungsaufhärtungskorrektur ... 76
6.4 Vergleich verschiedener radiographischer Methoden (direkt und indirekt detektierend) ... 80
6.4.1 Schädigung von carbonfaserverstärkten Kunststoffseilen ... 80
6.4.2 Filmradiographie vs. PCD ... 86
6.4.3 Radiographie vs. Laminographie ... 89
6.4.4 CT ... 93
6.5 Vergleich der PCD-Performance mit anderen zerstörungsfreien Prüfverfahren ... 95
6.6 Gepulste Strahlenquellen ... 99
6.7 Zusammenfassung – konventionelle Anwendungen ... 104
7 Mehrenergie-Anwendungen ... 105
7.1 Dual-Energy Radiographie ... 105
7.2 Mehrenergie-CT ... 109
7.3 Dual-Energy Laminographie ... 118
7.4 Zusammenfassung – Mehrenergie-Anwendungen ... 128
8 Fazit ... 129
9 Ausblick ... 133
Anhang ... 135
Literaturverzeichnis ... 139

Abkürzungen

ASIC	application specific integrated circuit	anwendungsspezif. integrierte Schaltung
BH	beam hardening	Strahlungsaufhärtung
BHC	beam hardening correction	Strahlungsaufhärtungskorrektur
BMD	basis material decomposition	Basismaterial-Dekomposition
CCD	charge coupled device	ladungsgekoppeltes Bauteil
CCE	charge collection efficiency	Sammelwirkungsgrad
CFRP	carbon fiber reinforced polymer	carbonfaserverstärkter Kunststoff
CMOS	complementary metal-oxide-semiconductor	komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter
CNR	contrast-to-noise ratio	Kontrast-Rausch-Verhältnis
CNR_N	normalized contrast-to-noise ratio	normiertes Kontrast-Rausch-Verhältnis
CR	computed radiography	Speicherfolientechnik
CT	computed tomography	Computertomographie
DAC	digital-analog converter	digital-analog-Konverters
DDA	digital detector array	digitaler Röntgendetektor
DIC	digital image correlation	digitaler Bildkorrelation
EID	energy integrating detector	energieintegrierender Detektor
ENC	equivalent noise charge	äquivalente Rauschladung
ESF	edge-spread function	Kantenverwaschungsfunktion
ET	electromagnetic testing	Wirbelstromprüfung
FFOV	full field of view	Gesamtansicht
FRP	fiber reinforced polymer	faserverstärkter Kunststoff
FWHM	full width at half maximum	Halbwertsbreite
GFRP	glass fiber reinforced polymer	glasfaserverstärkter Kunststoff
he	high energy	Hochenergie
HR	high resolution	hochaufgelöst
HT	high energy threshold	Hochenergieschwellwert
IED	improvised explosive device	unkonv. Spreng- und Brandvorrichtung
IQI	image quality indicator	Bildgüteprüfkörper
le	low energy	Niederenergie
LSF	line-spread function	Linienverwaschungsfunktion
LT	low energy threshold	Niederenergieschwellwert
LUT	lookup table	Lookup-Tabelle
MTF	modulation transfer function	Modulationsübertragungsfunktion
NMSD	normalized mean squared deviation	normierte mittlere quadr. Abweichung

ODD	object-detector distance	Objekt-Detektor-Abstand
PCA	principal component analysis	Hauptachsentransformation
PCB	printed circuit board	Leiterplatte
PCD	photon counting detector	photonenzählender Detektor
pMTF	presampled modulation transfer function	*presampled* Modulationsübertragungs-funktion
POD	probability of detection	Auffindwahrscheinlichkeit
RT	radiographic testing	Durchstrahlungsprüfung
SAM	scanning acoustic macroscopy	Ultraschallmikroskopie
SDD	source-detector distance	Quelle-Detektor-Abstand
SNR	signal-to-noise ratio	Signal-Rausch-Verhältnis
SNR_N	normalized signal-to-noise ratio	normiertes Signal-Rausch-Verhältnis
SR_b	basic spatial resolution	Basisortsauflösung
SVD	singular value decomposition	Singulärwertzerlegung
TFT	thin-film transistor	Dünnschichttransistor
TT	thermographic testing	Infrarotthermographie
WLS	weighted logarithmic subtraction	gewichtete logarithmische Subtraktion
XBT	X-ray backscatter technique	Röntgenrückstreutechnik

Symbole

a	Parameter
b	Parameter
c	Parameter(-vektor); Lichtgeschwindigkeit
cov	Kovarianz
f	Frequenz
g_m	Transkonduktanz
h	PLANCKsches Wirkungsquantum
i	imaginäre Einheit; Zählindex
j	Index d. Energiefensters
k	Konstante; Streuverhältnis
k_B	Boltzmann-Konstante
l	Länge
m	Anzahl; Masse; Merkmal
n	Anzahl
p	Wahrscheinlichkeit; Pixelgröße
q	Elementarladung; Quanteneffizienz
r	Radius; Abstand
s	Weg
t	Materialstärke; Zeit
v	Geschwindigkeit; Voxelgröße
w	Breite; Fensterfunktion im Ortsraum; Wichtungsfaktor
x	Ereignis; Koordinate
y	Funktionswert; Koordinate
z	Koordinate

A	Fläche
C	Kapazität; Kontrast
D	Detektoreffizienz; Diffusionskoeffizient; Dosis
$\mathcal{D}$	Dispersion
E	Energie
F	FANO-Faktor; Signal im Frequenzraum
I	Intensität; Stromstärke
L	Lichtausbeute
$\mathcal{M}$	Merkmalsraum
N	Anzahl

P	Hauptkomponente; Signal in Projektion
Q	Ladung; Singulärvektor
R	Widerstand
S	einfallendes Röntgenspektrum; Signal im Frequenzraum
SQR	Quadratsumme der Residuen
T	Detektordicke; Temperatur
U	Atomgewicht; Singulärvektor; Spannung
W	Fensterfunktion im Frequenzraum
Z	Kernladungszahl
α	Winkel
β	Winkelfehler
γ	Rotationswinkel
δ	max. relative Abweichung
ε	Abstand im Merkmalsraum; elektr. Feldstärke
η	rotierte Koordinate; Szintillatoreffizienz
κ	Paarbildung
λ	Wellenlänge
μ	Drift-Mobilität; Schwächungskoeffizient
ξ	rotierte Koordinate
ρ	Dichte
σ	Standardabweichung; Streuung; Wirkungsquerschnitt
τ	mittl. Lebensdauer; Photoabsorption; Totzeit
ϕ	Winkel
ω	Kreisfrequenz
Δ	Singulärwert
E_0	Wichtungsfeld
Φ_0	Wichtungspotential
Ω	Raumwinkel

Indizes

0	ungeschwächt; Referenz
$1/f$	rosa Rauschbeitrag
b	Bindungs-
c	Compton-
$char$	charakteristisch
d	Drift-
$dark$	Dunkelstrom
det	detektiert; Detektor-
e	Elektron
eff	effektiv
ex	Exziton-
ges	Gesamt-
h	Loch-
he	Hochenergie-
inp	Eingangs-
kin	kinetisch
le	Niederenergie
k	Index d. Stützstelle
max	maximal
min	minimal
$mono$	monoenergetisch
$multi$	multivariat
opt	optisch
p	Primär-; Projektion
$proj$	projiziert
px	Pixel-
r	Rayleigh-
$reco$	rekonstruiert
s	Streu-; Strahlen-
th	thermisch
uni	univariat
A	Aktivatorzentrum
B	Belichtungs-

E	Epoxidharz
Fs	Fehlstelle
G	Glas-
Gr	Grundmaterial
K	Konstante
KN	Klein-Nishina
L	Quenchzentrum
LT	Schwellwert
N	normiert
R	Rekombination
T	Trapping

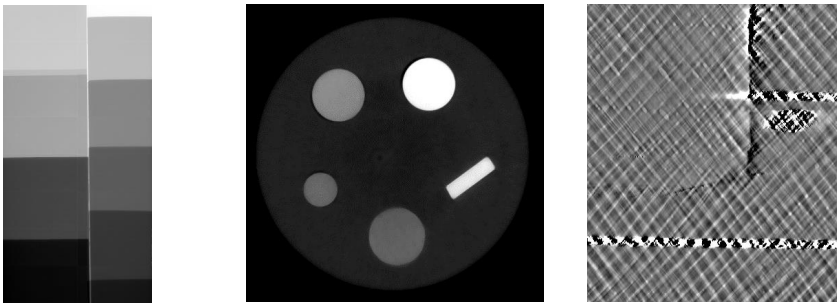
1 Einleitung

1.1 Motivation

In der zerstörungsfreien Prüfung (ZfP) ist die Radiographie seit fast einem Jahrhundert ein etabliertes Verfahren zur Detektion und Bewertung von Fehlstellen im Materialinneren. Der zunehmende Einsatz moderner Materialien, wie z.B. Verbundwerkstoffe im Allgemeinen oder faserverstärkte Kunststoffe (FRP, engl. *fiber reinforced polymers*) im Speziellen, stellt auch die Radiographie vor neue Herausforderungen.

In der klassischen Schweißnahtprüfung ist die Unterscheidung verschiedener Materialien im Röntgenbild in der Regel kein Problem, da es sich meist um Einschlüsse höherer oder niederer Dichte bzw. Ordnungszahl in einem annähernd homogenen Grundwerkstoff handelt. Was aber, wenn eine Baugruppe, bestehend aus verschiedenen Bauteilen unterschiedlicher Materialien und Materialstärken, vorliegt, welche mithilfe der Radiographie geprüft werden soll? Die Entscheidung, ob ein Fehler kritisch ist oder nicht, hängt oft vom Material ab, in dem sich dieser Fehler befindet. So kann z.B. ein Riss in einem weichen Kunststoff weniger kritisch sein, als in einem hochfesten Stahl, da in ersterem Spannungsspitzen wesentlich einfacher abgebaut werden können. Besteht eine Baugruppe aus mehreren Komponenten unterschiedlicher Materialien und Materialstärken, so kann es schwierig sein die Materialien dieser Komponenten im klassischen Röntgenbild zu unterscheiden (Abbildung 1).

Neben metallischen Werkstoffen ist die Verwendung von Leichtbauwerkstoffen in vielen Industriebereichen heute bereits weit verbreitet. Besonders moderne FRP, wie glas- (GFRP, engl. *glass fiber reinforced polymers*) oder carbonfaserverstärkte Kunststoffe (CFRP, engl. *carbon fiber reinforced polymers*), finden zunehmend Anwendung in der Luft- und Raumfahrt, Windenergie- oder Automobilindustrie. Die Eigenschaften einer geringen Dichte bei gleichzeitig hoher Zugfestigkeit begünstigten den Erfolg dieser Materialien seit ihrer Markteinführung in den 1960er Jahren [1]. Auch gute Dämpfungseigenschaften sowie eine hohe Steifigkeit machen diese Materialien attraktiv für viele Anwendungen. Oft werden FRP in Sandwich-Bauweise ausgeführt, bei denen die Fasern in den äußeren hochbeanspruchten Bereichen des Bauteils die Zugspannungen aufnehmen und zwischen den Fasergelegen ein anderer Werkstoff (z.B. Kunststoffschaum) verwendet wird, um Belastungen senkrecht zur Faserrichtung zu absorbieren. Mit dem vermehrten Aufkommen dieser Verbundwerkstoffe rückt auch deren Prüfung mehr in den Fokus der Industrie und Wissenschaft. Daher kann eine Materialdiskriminierung im Röntgenbild für die Bewertung eines Fehlers in diesen Werkstoffen entscheidend sein. Aufgrund des komplexen Aufbaus dieser Werkstoffe im Vergleich zu metallischen Werkstoffen und Verbindungen treten völlig andere Schädigungsmechanismen und Defekte auf. Sind in Schweißnahtverbindungen vor allem Risse und Bindefehler als besonders kritisch zu bewerten, so sind bei Faserverbundwerkstoffen sog. Delaminationen, Ablösungen (zwischen Faser und Matrix) oder Ondulationen besonders kritisch im Hinblick auf die Festigkeit des Bauteils einzustufen. Wie bei metallischen Werkstoffen können bei Faserverbunden aber auch Risse, Gaseinschlüsse (engl. *Void/Blister*) oder Porosität auftreten. [2]



(a) (b) (c)

Abbildung 1: Beispiele von Multimaterialsystemen in denen die eindeutige Trennung der enthaltenen Materialien anhand der Grauwerte mit klassischen Verfahren nicht (immer) erreicht werden kann. (a) Radiographie zweier unterschiedlich dicker Stufenkeile aus Al (5-25 mm) und Fe (0,3-2,6 mm). (b) CT-Schnittbild eines Objekts bestehend aus 6 verschiedenen Materialien. (c) Schnittbild einer Laminographie von einem FRP-Bauteil.

Neben den Vorteilen der Materialdiskriminierung bei der Fehlerbewertung kann eine Unterscheidung verschiedener Materialien auch bei Recyclingvorgängen (von z.B. Mobiltelefonen oder Leiterplatten [3]) vorteilhaft sein, wenn diese auf herkömmliche Weise nur schwierig voneinander zu trennen sind.

Um festzustellen, welches Material im Röntgenbild vorliegt, können materialaufgelöste Röntgenverfahren verwendet werden. Dabei werden Röntgenbilder aus unterschiedlichen Röntgenspektren bzw. Teilen davon gewonnen und anschließend so kombiniert, dass das entstandene Röntgenbild eine Materialinformation enthält. Ursprünglich für die Medizin entwickelt, hat sich die Materialdiskriminierende Röntgenuntersuchung auch in anderen Bereichen wie der Sicherheitstechnik etabliert. Die Verwendung von Dual-Layer Detektoren in Gepäckscannern zur Generierung materialaufgelöster Radiographien ist heutzutage ein weltweites Standardverfahren an Flughäfen. Durch die Weiterentwicklung moderner Verbundwerkstoffe drang die materialaufgelöste Radiographie auch den Bereich der ZfP vor. Wurden bis Mitte der 2000er Jahre meist noch mehrere Röntgenaufnahmen bei verschiedenen Röhrenspannungen (Abbildung 2a) oder mehrere (gestapelte) Detektoren (Abbildung 2b) verwendet, um eine Materialinformation zu erzeugen, so stehen heutzutage photonenzählende und spektralauflösende Röntgendetektoren zur Verfügung, welche die Separation des Röntgenspektrums durch die interne Signalverarbeitung im Detektor selbst ermöglichen (Abbildung 2c).

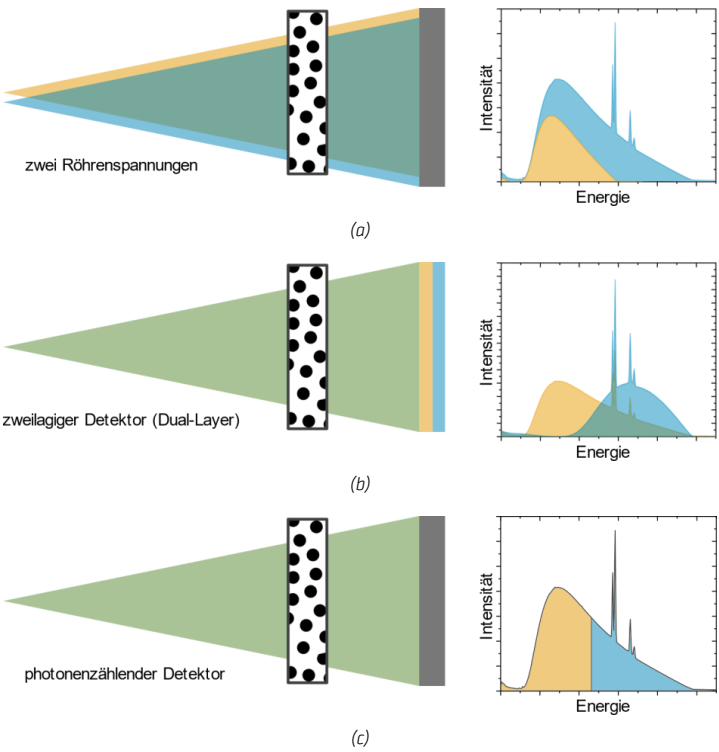


Abbildung 2: Methoden der Detektion unterschiedlicher Spektren für materialaufgelöste Röntgenverfahren. (a) Verschiedene emittierte Spektren durch unterschiedliche Röntgenspannungen werden in zwei separaten Aufnahmen vom selben Detektor detektiert. (b) Das emittierte Spektrum der Röntgenröhre wird von unterschiedlich sensitiven Schichten eines Detektors (Dual-Layer Detektor) detektiert. (c) Das emittierte Spektrum wird durch interne Signalverarbeitung im photonenzählenden Detektor in Teilspektren zerlegt.

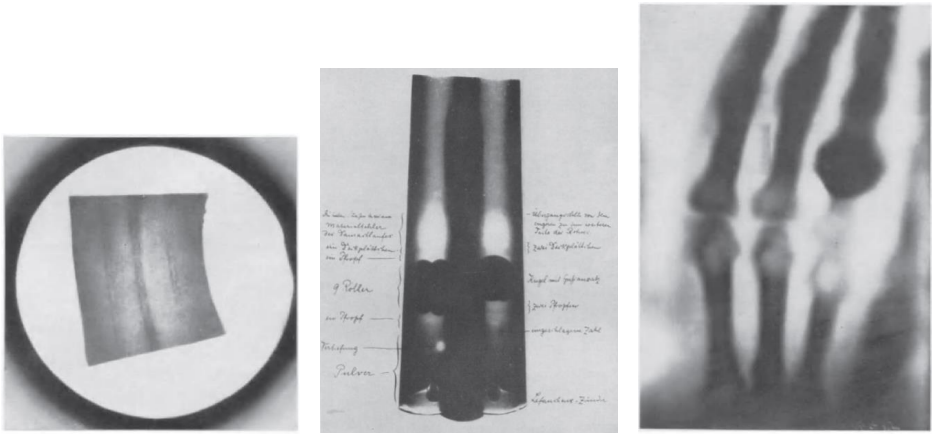
Über die Anwendung für eine Materialdiskriminierung hinaus besteht die Frage, ob und inwieweit photonenzählende und spektralauflösende Detektortechnik in der Lage ist, auch für konventionelle radiographische Verfahren einen Mehrwert gegenüber klassischer Detektortechnik darzustellen. Klassische Röntgendetektoren, und speziell Röntgenfilme, sind hinsichtlich der erreichbaren Kontrastempfindlichkeit aufgrund ihrer inneren Unschärfe, der Detektoreffizienz bzw. der Granularität und der begrenzten optischen Dichte eingeschränkt [4]. Besonders bei Leichtbauwerkstoffen, bei denen hohe Kontrastempfindlichkeiten notwendig sind, um Strukturen und Fehler im Material sichtbar zu machen, geraten herkömmliche Detektoren häufig an ihre Grenzen. Auch der Einfluss von gestreuter und nicht bildzeichnender Strahlung kann den erreichbaren Kontrast im Röntgenbild erheblich beeinflussen oder Artefakte in der CT begünstigen, welche eine Interpretation oder Segmentierung des Ergebnisses erschweren [5]. Auch Aufhärtungseffekte, die auf polychromatische Röntgenspektren zurückzuführen sind, können speziell in der CT für Bildartefakte verantwortlich sein und so eine (automatisierte) Auswertung beeinträchtigen. Weiterhin ist die erreichbare Bildqualität beim Einsatz von klassischer Detektortechnik bei sehr geringen effektiven Dosisleistungen beschränkt. Sobald das elektronische Hintergrundrauschen der Detektoren in den Bereich der detektierten Intensität (oder sogar darunter) fällt, kann selbst bei sehr langen Belichtungszeiten (Minuten bis Stunden) keine Bildinformation mehr gewonnen werden, da das Rauschen des Detektors diese überlagert.

Die häufigsten Anwendungen für photonenzählende und spektralauflösende Detektoren finden sich in der Medizin. Anhand von materialaufgelösten CTs oder Radiographien können störende Bildartefakte (z.B. durch Knochen) verringert oder der Kontrast zwischen verschiedenen Gewebestrukturen erhöht werden. Der Einsatz dieser Detektortechnik ist in der ZfP bisher eher die Ausnahme. Zwar ist die Zurückhaltung sicherlich auch den hohen Investitionskosten im Vergleich zu herkömmlicher Detektortechnik geschuldet, aber auch die komplexe Handhabung der Detektoren und die mangelnde Erfahrung seitens der Anwender spielen hier definitiv eine Rolle.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften der photonenzählenden und spektralauflösenden Detektortechnik und möglichen Anwendungsgebieten in der ZfP. Dabei wird untersucht, ob die genannten Grenzen herkömmlicher Detektortechnik auch für die photonenzählende Technik gültig sind und inwiefern sich die Energieschwellwertsetzung auf die erreichbare Bildqualität und die Materialdiskriminierbarkeit bei verschiedenen radiographischen Verfahren auswirkt. Anhand von Anwendungsbeispielen werden diese Eigenschaften und deren Auswirkung auf das Messergebnis untersucht. Neben der Radiographie werden auch dreidimensionale Verfahren wie CT und Laminographie berücksichtigt.

1.2 Einsatz von Röntgendetektoren in der zerstörungsfreien Prüfung

Seit der Entdeckung der „X-Strahlen“ durch Wilhelm C. Röntgen im Jahr 1895 in Würzburg finden sie Anwendung in der zerstörungsfreien Untersuchung von Objekten in Medizin und Technik. Die ersten technischen Röntgenaufnahmen hat Röntgen selbst angefertigt. Sie zeigen „vier verlötete und nachher ausgewalzte Zinkstreifen“ (Abbildung 3a) oder sein Jagdgewehr (Abbildung 3b) [6, 7]. Bis heute sind Fügenähte im Allgemeinen und Schweißnähte im Speziellen die am meisten durchstrahlten Objekte in der ZfP. Schweißnähte an Pipelines, Druckbehältern sowie sämtliche Schweißnähte in kerntechnischen Anlagen werden in der Regel mithilfe von Röntgenstrahlen untersucht. Die ersten Detektoren für Röntgenstrahlung waren mit Bariumplatincyanür beschichtete Glasschirme, mit denen Röntgen die ersten Beobachtungen der Röntgenstrahlung machte [7]. Diese fluoreszierenden Schirme dienten der Echtzeitbetrachtung von „Schattenbildern“. Um Röntgenaufnahmen zur späteren Betrachtung zu fixieren, benutzte Röntgen photographische Platten, welche mit Halogenen (z.B. Silberbromid) beschichtet waren. Er fand heraus, dass diese eigentlich für Fotographien im sichtbaren Spektrum des Lichts gedachten Platten auch durch Röntgenstrahlen belichtet werden konnten. So erzeugte Röntgen seine ersten medizinischen und technischen Aufnahmen (Abbildung 3).



(a) (b) (c)

Abbildung 3: Erste technische und medizinische Röntgenaufnahmen von W.C. Röntgen (1895/96); (a) „Vier verlötete und nachher ausgewalzte Zinkstreifen", (b) „Jagdgewehr" und (c) „Hand von Frau Röntgen".[1]

Während die Entwicklung der medizinischen Radiologie nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung zügig vorangetrieben wurde, ließ die Weiterentwicklung der technischen Durchstrahlungsprüfung mehr als 30 Jahre auf sich warten. Erst mit der Entwicklung mobiler Röntgengeneratoren (Fa. Seifert) Ende der 1920er Jahre und den ersten Röntgenfilmen, welche mit signalverstärkenden Metallfolien verwendet wurden, begann der eigentliche technische Fortschritt der Radiographie in der ZfP [4, 6]. Die bis dahin (im Vergleich zu heutigen Standards) kontrastarmen Röntgenaufnahmen mussten aufgrund der geringen Effizienz sehr lange belichtet werden, um eine ausreichende Bildgüte zu erlangen. Die Filme wurden an Vorder- und Rückseite mit Metallfolien (meist Blei mit bis 200 µm Dicke) versehen. Die durch die eintreffende Röntgenstrahlung emittierten Elektronen des Metalls belichteten nun den Röntgenfilm. Dadurch gelang es die Belichtungszeit zu reduzieren und gleichzeitig die Kontrastempfindlichkeit zu erhöhen, da die aus den Metallfolien emittierten Elektronen wesentlich mehr zur Belichtung des Films beitragen als die energiereichen Röntgenphotonen. Darüber hinaus reduzieren die Metallfolien den Einfluss niederenergetischer Strahlungsanteile, was einen größeren darstellbaren Objektumfang und eine geringere Empfindlichkeit auf Streustrahlung zur Folge hat. Ende der 1940er Jahre begann man, medizinische von technischen Röntgenfilmen zu trennen [4]. Medizinische Röntgenfilme werden mit Szintillatorfolien verwendet und weisen trotz geringer Dosis eine gute Kontrastempfindlichkeit auf. Die großen Silberbromidkörner und der Szintillator sorgen für eine hohe Empfindlichkeit, da die vom Körper absorbierte Dosis aufgrund gesundheitlicher Risiken so gering wie möglich gehalten werden muss, aber auch für eine große Unschärfe in den Aufnahmen. Die vom Untersuchungsobjekt absorbierte Dosis spielt in der ZfP im Hinblick auf biologische Veränderungen jedoch keine Rolle, da keine Lebewesen untersucht werden. Aus diesem Grund begann man industrielle Röntgenfilme mit sehr kleinen Silberbromidkörnern zu entwickeln, welche in Kombination mit Metallfolien zwar eine hohe Röntgendosis benötigen, um einen ausreichenden Kontrast darzustellen, die jedoch gleichzeitig eine sehr hohe Auflösung (und somit geringe Unschärfe) aufweisen.

Ebenfalls Ende der 1940er Jahre wurden die ersten Bildverstärker für Röntgenstrahlen entwickelt. So beschriebt bereits 1942 W.E. Chamberlain die Grenzen der herkömmlichen Fluoroskopie mithilfe von

[1] Alle Bilder nachgedruckt mit Erlaubnis von Springer Nature: O. Glasser [7], Copyright 1959

beschichteten Glasschirmen [8, 9]. Um trotz der geringen Effizienz und folglich Leuchtkraft der verwendeten Fluoroskope eine Aussage über die Beschaffenheit des untersuchten Objekts treffen zu können, mussten die Aufnahmen bei nahezu völliger Dunkelheit betrachtet werden. Aber selbst wenn die gesamte Energie der Röntgenstrahlung in sichtbares Licht umgesetzt werden würde, wäre die resultierende Helligkeit des Bildes noch immer um den Faktor 1000 kleiner als notwendig wäre, um bei Umgebungslicht eine ausreichende Helligkeit des Röntgenbildes zu erreichen [10]. Aus diesem Grund entwickelte John W. Coltman 1948 aus den Westinghouse Research Laboratories einen elektronischen Bildverstärker, welcher die Helligkeit der Fluoreszenzschirme um den Faktor 500 übertraf (Abbildung 4) [9]. Bereits 1952 wurde von Teeves eine Helligkeitszunahme um den Faktor 1000 im Vergleich zum unverstärkten Bild erreicht [11]. Dieser Gewinn an Helligkeit ermöglichte die Betrachtung von Röntgenbildern bei Tageslicht, ohne dass eine wie bis dahin übliche Adaptionszeit des Auges an die Dunkelheit eingehalten werden musste. Modernere Röntgenbildverstärkerröhren erreichen eine Verstärkung um bis zu Faktor 10 000 [12].

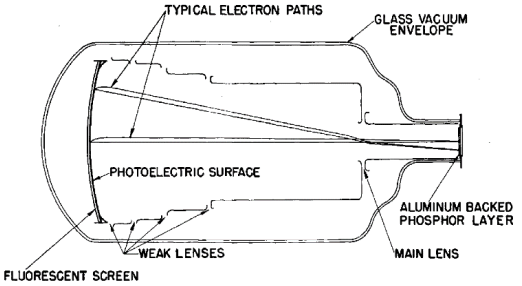


Abbildung 4: Skizze des ersten Bildverstärkers. Mithilfe der "Linsen" werden die emittierten Elektronen fokussiert.[2]

Die einfallende Röntgenstrahlung wird in dem fluoreszierenden Schirm in sichtbares Licht umgewandelt, welches Elektronen aus der photo-elektrischen Kathode dahinter löst. Diese Elektronen werden mithilfe einer Elektronenoptik in Richtung eines phosphor-beschichteten Schirms beschleunigt, wo sie dann wieder in sichtbares Licht umgewandelt werden. Der Zuwachs an Energie, den die Elektronen durch die Beschleunigung erfahren, führt zu einer Verstärkung der ursprünglichen Helligkeit des Röntgenbildes. Durch nachgeschaltete optische Vergrößerungslinsen kann das Bild auf seine ursprüngliche Größe widerhergestellt werden, ohne dass es zu großen Verlusten kommt. Im Verlauf der 1950er Jahre wurde diese Technik um eine Fernsehkamera (oder Orthikon) erweitert, sodass die Röntgenbilder auch übertragen und sogar archiviert werden konnten („Röntgenfernsehen") [13, 14]. Sogar eine Digitalisierung der analogen Signale des Röntgenbildverstärkers mittels Analog-Digital-Wandler war möglich, die aber durch die Entwicklung von CCD-Kameras in den 1970er Jahren wesentlich verbessert wurde.

Ein völlig anderes Prinzip des digitalen Röntgens wurde 1975 von George W. Luckey (Eastman Kodak Company) patentiert [15]. Ein Prinzip, welches man heute als Speicherfolientechnik (CR, engl. *computed radiography*) bezeichnet. Basierend auf der „*scanning-laser-stimulated luminescence*" wurde 1983 der erste kommerzielle CR-Scanner von der Fuji Photo Film Co. entwickelt [16, 17]. Die Speicherfolientechnik trennt die eigentliche Detektion der Röntgenstrahlung technisch und räumlich von der Bildgebung. Eine in einer Kunststoffmatrix eingebettete photo-stimulierbare Substanz (meist $BaFBr:Eu^{2+}$) wird durch die Röntgenstrahlung (aber auch durch Elektronenstrahlung oder ultraviolettes Licht) angeregt und in einen meta-stabilen Zustand versetzt. Sobald langwelliges rotes oder infrarotes Licht auf die die gebildeten Farbzentren trifft, entsteht eine Lumineszenz proportional zur vorher absorbierten Röntgendosis [18]. In dem von Sonoda et al. [17] beschriebenen CR-Scanner (Abbildung 5) wird diese

[2] Nachgedruckt mit Erlaubnis der Radiological Society of North America: J. W. Coltman [9], Copyright 1948

photo-stimulierbare Lumineszenz von einem 633 nm Helium-Neon-Laser lokal angeregt und die entstandenen Photonen werden in einem Photomultiplier detektiert und anschließend digitalisiert. Durch eine entsprechende Optik wird die gesamte Speicherfolie per Laser abgetastet und daraus ein zweidimensionales digitales Röntgenbild generiert. Nach dem Scan werden die Restinformationen in der Speicherfolie durch weißes Licht gelöscht. Danach kann die sie bis zu 1000-mal wiederverwendet werden. Dieses Prinzip ist bis heute unverändert.

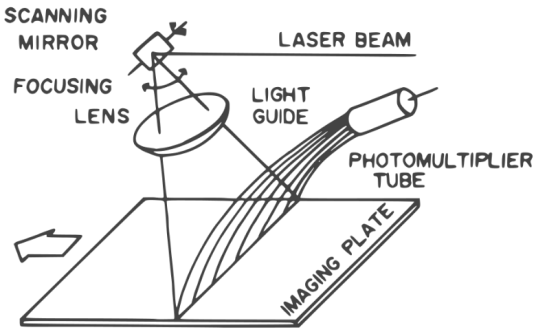


Abbildung 5: Darstellung der Funktionsweise des CR-Scanners.[3]

Die Vorteile dieser Technik liegen vor allem in der weitaus höheren Dynamik der Röntgenbilder, d.h. der messbare und darstellbare Kontrast ist um ein Vielfaches höher als es bei Röntgenfilmen oder gar bei Röntgenbildverstärkern der Fall ist [19]. Auch die Möglichkeit der digitalen Bildverarbeitung zählt zu den Hauptvorteilen dieses Verfahrens. Hinzu kommen gute Proportionalität zur absorbierten Strahlungsdosis, keine chemische Nachbearbeitung und die bis zu 1000-malige Wiederverwendbarkeit der Speicherfolie. Die ersten Speicherfolien benötigten noch eine höhere Dosis im Vergleich zu Röntgenfilmen um eine vergleichbare Bildqualität zu liefern [20]. Durch Verbesserungen beim Detektormaterial sowie bei der Auslesetechnik ist die Empfindlichkeit von Speicherfolien inzwischen weitaus höher als bei Röntgenfilmen. Im Gegensatz zu klassischen Röntgenfilmen ist die Ortsauflösung der Speicherfolien allerdings durch den Laserfokus sowie dessen Streulicht geringer und die Empfindlichkeit für Niederenergetische Röntgenstrahlung ist besonders hoch, was dazu führt, dass Speicherfolien im Allgemeinen sehr empfindlich auf Streustrahlung reagieren. Daneben ist die mechanische Belastbarkeit der Folienoberfläche ein Nachteil dieser Technik, da die Oberfläche der Speicherfolien bei unvorsichtigem Umgang schnell Schaden nehmen können, welcher dann im gescannten Röntgenbild erscheint [4]. Ein weiterer Nachteil der Speicherfolientechnik, wie auch beim Röntgenfilm, ist die zeitliche Entkoppelung von Detektions- und Ausleseprozess. Da für 3D-Bildgebungsverfahren wie CT oder Laminographie eine Vielzahl von Projektionen notwendig ist, um einen dreidimensionalen Datensatz zu erzeugen, sind Speicherfolientechnik und Röntgenfilme für diese Verfahren ungeeignet.

Am Anfang der 1990er Jahre begann man mit der Entwicklung pixelbasierter TFT-Matrixdetektoren [21]. Dabei wurden zu dieser Zeit meist CsI oder Gd_2O_2S:Tb als Szintillator verwendet, um aus der einfallenden Röntgenstrahlung zunächst sichtbares Licht zu generieren [22, 23]. In darunter liegenden Photodioden, welche meist aus wasserstoffdotiertem amorphen Si (aSi:H) bestanden, werden die einfallenden optischen Photonen in Ladungsträger umgewandelt, welche von einer nachgeschalteten Elektronik akkumuliert und zur Bildinformation zusammengefügt werden [24–27]. Die Kombination eines CsI-Szintillators mit einer darunter liegenden aSi:H-TFT-Matrix zur Generierung der elektrischen Signale macht diese Art von Detektoren sehr effizient. Auch die sehr hohe Widerstandsfähigkeit der aSi:H-TFT-Matrizen gegen die Röntgenstrahlung im Vergleich zu CCD-Kameras wird häufig als Vorteil

[3] Nachgedruckt mit Erlaubnis der Radiological Society of North America: M. Sonoda et al. [17], Copyright 1983

dieser Detektoren angeführt [27]. Allerdings nimmt zwar die TFT-Matrix auf aSi:H-Basis keinen Schaden durch die einfallenden Strahlung, die umgebende Elektronik allerdings schon [23]. Aus diesem Grund muss die Elektronik bei digitalen Flachdetektoren besonders abgeschirmt sowie eine versehentliche Exposition der Elektronik vermieden werden. Durch die Einführung der Flachdetektoren in der digitalen Radiographie konnte besonders die Medizin profitieren, da die effektive Patientendosis, ohne Verlust an Bildqualität, reduziert werden konnte. Auch konnte durch die hohe Framerate der digitalen Flachdetektoren bei gleichzeitig hoher Bildgüte die Qualität der Echtzeit-Röntgenbildgebung im Vergleich zu Röntgenbildverstärkern wesentlich verbessert werden.

Ein generelles Problem in der Radiographie allerdings blieb auch mit der Einführung der digitalen Flachdetektoren bestehen: Eine Materialseparierung mit nur einer Röntgenaufnahme war nicht möglich. Zwar gab es seit Mitte der 1970er Jahre Verfahren, aus zwei verschiedenen Röntgenspektren Materialinformation zu generieren [28, 29], jedoch beruhten diese Verfahren auf der Verwendung von zwei verschiedenen *emittierten* Röntgenspektren. Die Möglichkeit, ein einziges emittiertes Röntgenspektrum energieselektiv zu detektieren, kam in der Mitte der 2000er Jahre mit der Entwicklung von zweilagigen Detektoren (Dual-Layer Detektoren) auf [30–32]. Die Idee dahinter: Zwei nicht neben- sondern in Strahlrichtung hintereinander angeordnete Detektoren, deren Sensitivität in unterschiedlichen Bereichen des emittierten Spektrums liegt. Anhand der Detektion unterschiedlicher Spektren konnte nun eine Materialinformation aus einer einzigen Aufnahme errechnet werden. Die Einführung dieser Technik ermöglichte zunächst in der Medizin materialaufgelöste und hoch kontrastreiche CTs, bei denen der Patient statt wie bisher der doppelten nur noch der einfachen Strahlendosis ausgesetzt war. Auch in Gepäckscannern am Flughafen findet diese Technik seither Anwendung.

Parallel zu dieser Entwicklung wurden Anfang der 2000er Jahre die ersten Flachdetektoren entwickelt, welche die Energie einzelner einfallender Röntgenquanten bestimmen und diese dann in entsprechende Energiekanäle gruppieren konnten. Photonenzählende Detektoren (PCD, engl. *photon counting detectors*) gab es zwar bereits seit dem Beginn der 1990er Jahre (meist auf Ge- oder Si-Basis), allerdings waren diese in der Regel für rein spektroskopische Anwendungen ausgelegt und besaßen daher nur einen bzw. wenige Pixel [33, 34]. Die Möglichkeit zur Herstellung großflächiger (mehrere cm^2) hochabsorbierender Halbleiter-Einkristalle, wie CdTe, Cd(Zn)Te und GaAs, trieb die Entwicklung von photonenzählenden Matrixdetektoren voran. Der Vorteil dieser Halbleiter-Verbindungen liegt in der hohen effektiven Kernladungszahl und in der damit verbundenen hohen Effizienz selbst bei Röntgenenergien von mehr als 100 keV. Aufgrund der großen Bandlücke (energetischer Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband) dieser Halbleiter und der damit einhergehenden hohen Elektron-Loch-Paarerzeugungsenergie ist die inhärente Energieauflösung dieser Detektoren im Vergleich zu Si schlechter, dafür weist Si ein wesentlich stärkeres Rauschen, verursacht durch Kriechströme, auf. [35–37]

Ende des Jahres 2018 gibt es auf dem internationalen Markt für Röntgendetektoren eine Vielzahl an Herstellern und verschiedenen Modellen von PCDs. Die Eigenschaften einer kleinen Auswahl von gängigen Modellen, welche Anwendung in der ZfP finden, sind in Tabelle 1 angegeben. Darunter befinden sich auch jene Detektoren (XCounter Flite und Advacam ModuPIX), mit deren Hilfe Teile dieser Arbeit entstanden sind.

Tabelle 1: Auswahl von auf dem Markt befindlichen photonenzählenden Detektoren für ZfP-Anwendungen und deren Eigenschaften. (Die Auswahl ist keinesfalls vollständig und soll nur einen groben Überblick bieten)

Hersteller	**XCounter**		**Advacam**		**Dectris**	
Modell (Chip)	Flite[1]	Thor	ModuPIX[1] (Timepix)	AdvaPIX (Timepix3)	Pilatus 3 R 1M	Eiger 1 R 1M
Sensormaterial	CdTe		Si oder CdTe		CdTe	Si
Sensordicke [mm]	0,75 – 2,0		0,1 – 0,5 (Si) 1,0 (CdTe)		k.A.	0,45
Matrix [px]	1024 x 256	max. 8000 x 512	256 x 256		1043 x 981	1065 x 1030
Pixelgröße [µm]	100 x 100		55 x 55		172 x 172	75 x 75
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 25,6	max. 800 x 51,2	14,08 x 14,08		179,4 x 168,7	79,9 x 77,2
Energieschwellwerte pro Pixel	2		1		1	
max. Zählrate [10^6/s/mm²]	120	200	k.A.	0,4	10	500
max. Framerate [Hz]	50	300	850	k.A.	5	10
Zählertiefe (Dynamik)[2]	12 Bit		11800	k.A.	20 Bit	12 Bit
Besonderheiten	Anti-CS[3]		ToT-Modus[4]	Partikelspur-Rekonstruktion		
benutzt für Messungen in den Kapiteln	alle		6.4.2, Anhang			

[1] nicht mehr erhältlich (Stand: April 2019)
[2] theoretisch unendlich bei PCDs, da kein Hintergrundrauschen vorhanden
[3] *Charge-sharing*-Korrektur (siehe Kapitel 3.2.4)
[4] T*ime-over-Threshold*-Modus: Energieinformation über jedes einzelne Photon, ohne Energieschwellwerte

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wechselwirkung der Röntgenstrahlung mit Materie

2.1.1 Lambert-Beer'sches Gesetz

Bei der Durchdringung von Materie erfährt die Röntgenstrahlung, wie alle Arten von elektromagnetischer Strahlung, eine exponentielle Schwächung in Abhängigkeit der durchstrahlten Materialstärke t. Die Intensität der geschwächten Röntgenstrahlung I wird durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschrieben:

$$I = I_0 e^{-\mu t} \tag{1}$$

Dabei entspricht I_0 der ungeschwächten Intensität und μ dem linearen Schwächungskoeffizienten mit der Dimension $[\mu] = m^{-1}$.

Da μ abhängig ist von der Dichte ρ des durchstrahlten Objekts, lässt sich durch Einführung des dichteunabhängigen Massenschwächungskoeffizienten (μ/ρ) eine Größe formulieren, die nur noch von der Kernladungszahl Z abhängig ist. Mit dieser Formulierung wird das Lambert-Beer'sche Gesetz zu:

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\rho t} \tag{2}$$

Wobei die Größe ρt als Massenbelegung mit der Dimension $[\rho t] = kg/m^2$ bezeichnet wird.

Bei der Durchstrahlung inhomogener Materialien mit unterschiedlichen Schwächungskoeffizienten μ_i und Materialstärken t_i wird das Schwächungsgesetz erweitert zu,

$$I = I_0 e^{-\sum_i \mu_i t_i} \tag{3}$$

bzw.

$$I = I_0 e^{-\sum_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i (\rho t)_i} \tag{4}$$

sodass sich die Gesamtschwächung als Summe der einzelnen Teilschwächungen entlang des Strahlwegs ergibt.

Die Schwächung der Röntgenstrahlung resultiert aus der Wechselwirkung der Photonen mit der Materie. Dabei sind vier Mechanismen im makroskopischen Bereich entscheidend:

- Photoabsorption τ
- Rayleigh-Streuung σ_r
- Compton-Streuung σ_c
- Paarbildung κ

Der lineare Schwächungskoeffizient μ setzt sich aus den einzelnen Anteilen dieser Wechselwirkungsmechanismen zusammen:

$$\mu = \tau + \sigma_r + \sigma_c + \kappa \tag{5}$$

Darüber hinaus existieren weitere Effekte wie z.B. die Röntgenbrechung (Refraktion) oder Röntgenbeugung (Diffraktion), welcher allerdings nur bei geringen Röntgenenergien (< 60 keV) eine wesentliche Rolle spielen. Die Diffraktion wird beispielsweise im Zuge spezieller Verfahren bei kristallinen Werkstoffen angewendet, um die Eigenspannungen eines Bauteils zu analysieren. Da die Refraktion und Diffraktion allerdings bei Energien der klassischen Röntgenprüfung und bei polykristallinen Werkstoffen kaum eine Auswirkung auf das Ergebnis zeigen, werden sie im Folgenden vernachlässigt.

2.1.2 Photoabsorption

Bei der Photoabsorption wird die gesamte Energie des einfallenden Röntgenphotons an ein Schalenelektron eines Atoms abgegeben, wobei dieses aus der Atomhülle herausgelöst wird (Abbildung 6). Das Atom wird durch das einfallende Photon ionisiert. Die Energie des einfallenden Photons E_p muss dabei größer oder gleich der Bindungsenergie des Schalenelektrons $E_b(e^-)$ sein. Die Differenz aus Photonenenergie E_p und Bindungsenergie $E_b(e^-)$ entspricht der kinetischen Energie des herausgelösten Photons $E_{kin}(e^-)$. [38, 39]

Somit gilt nach [38]:

$$E_{kin}(e^-) = E_p - E_b(e^-) \tag{6}$$

Das herausgelöste Elektron (Loch) wird sehr schnell durch ein Elektron aus einer höheren Schale ersetzt. Auf diese Weise entsteht die charakteristische Röntgenstrahlung (Röntgenfluoreszenz), deren Energie abhängig vom energetischen Abstand der Elektronenschalen ist. Die höchste Energie der charakteristischen Röntgenstrahlung tritt bei der Rekombination eines Elektrons aus dem niedrigsten Energieniveau (K-Schale) auf. Wird das fehlende Elektron der K-Schale durch ein Elektron der L-Schale ersetzt, spricht man von K_α-Emission, wird es durch ein Elektron der M-Schale ersetzt, spricht man von K_β- Emission. Ist die Energie des einfallenden Photons E_p gleich der Bindungsenergie des Elektrons E_b, so ist die Wahrscheinlichkeit der Absorption am größten. Aus diesem Grund entstehen sog. Kanten Absorptionsspektrum, welche sprunghafte Änderungen des Schwächungskoeffizienten bezeichnen. Neben der charakteristischen Röntgenstrahlung kann die freiwerdende Energie des Rekombinationsprozesses auch in Form eines Auger-Elektrons emittiert werden (nicht dargestellt in Abbildung 6).

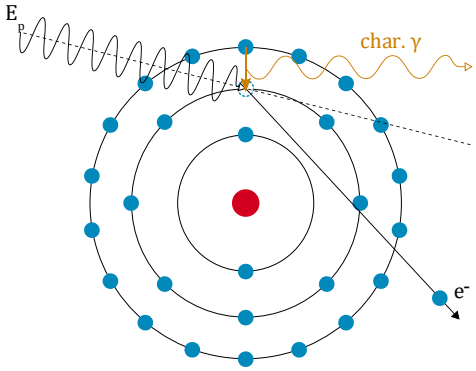


Abbildung 6: Prinzip der Photoabsorption. Das einfallende Röntgenphoton mit der Energie E_p gibt seine gesamte Energie an ein Schalenelektron ab. Bei der Wiederbesetzung des entstanden Lochs wird die für das Element charakteristische Röntgenstrahlung frei (Röntgenfluoreszenz). Der Auger-Prozess ist hier nicht dargestellt.

Um den Prozess der Photoabsorption analytisch zu beschreiben, ist kein allgemeingültiger Ausdruck bekannt. Für alle Kernladungszahlen Z gilt nur eine hinreichend genaue numerische Näherung (nach [39]):

$$\tau = k \frac{\rho}{U} \frac{Z^n}{E^l} \tag{7}$$

Wobei k eine Konstante abhängig von der beteiligten Elektronenschale und U das Atomgewicht ist. Im klassischen ZfP-Energiebereich wurden anhand von empirischen Untersuchungen die Exponenten bestimmt zu $n = 3 \ldots 4$ und $l = 3 \ldots 3{,}5$ [40, 41].

Vereinfacht folgt daraus für den Wirkungsquerschnitt der Photoabsorption:

$$\tau \propto Z^4 E^{-3} \tag{8}$$

Dies kann als Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon pro Weglänge im Material absorbiert wird, interpretieren werden.

2.1.3 Rayleigh-Streuung

Die Rayleigh-Streuung beschreibt einen Prozess, bei dem das einfallende Röntgenphoton ohne Energieverlust an einem Schalenelektron eines Atoms gestreut wird (Abbildung 7). Daher wird dieser Prozess auch als kohärente oder elastische Streuung bezeichnet. Die Energien des einfallenden Photons E_p und des gestreuten Photons E_s sind zwar identisch, aber es hat sich dessen ursprüngliche Ausbreitungsrichtung geändert. Da die Richtungsänderung nicht konstant ist, tragen die elastisch gestreuten Photonen nicht mehr zur bildgebenden Information im entstehenden Röntgenbild bei, sondern mindern vielmehr den Kontrast im Bild.

Die elastische Streuung trägt allerdings nur im unteren Energiebereich (< 100 keV) signifikant zur Gesamtschwächung bei (abhängig vom Material). Darüber hinaus wird der Streuwinkel mit zunehmender Energie des Photons kleiner, sodass die Auswirkungen der elastischen Streuung bei höheren Energien noch geringer werden. Daher wird dieser Schwächungsprozess in der ZfP häufig vernachlässigt, so wie auch hier, soll aber nicht unerwähnt bleiben. [38]

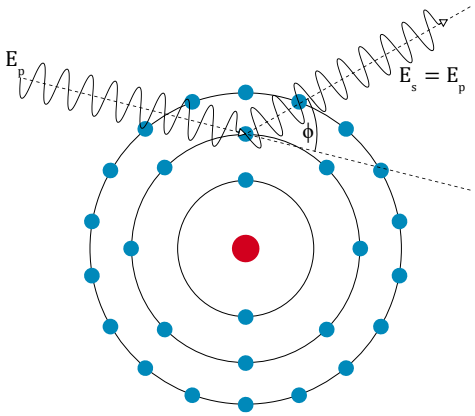


Abbildung 7: Prinzip der Rayleigh-Streuung (elastische Streuung). Das einfallende Röntgenphoton der Energie E_p wird ohne Energieverlust an einem Schalenelektron unter dem Winkel ϕ gestreut.

2.1.4 Compton-Streuung

Neben der Photoabsorption ist die Compton-Streuung (auch inelastische oder inkohärente Streuung) der Hauptwechselwirkungsmechanismus bei Röntgenenergien zwischen ca. 30 – 10 000 keV. Bei diesem Prozess wird ein einfallendes Photon an einem freien oder gering gebundenen Elektron gestreut. Dabei geht allerdings ein Teil der Energie des Photons E_p an das Elektron in Form von kinetischer Energie über. Die Differenz aus E_p und der kinetischen Energie $E_{kin}(e^-)$ des Elektrons entspricht der Energie des gestreuten Photons E_s:

$$E_s = E_p - E_{kin}(e^-) \tag{9}$$

Sowohl das gestreute Photon als auch das herausgelöste Compton-Elektron können sekundäre Wechselwirkungsprozesse auslösen. Die Energie des Compton-Photons E_s ist dabei abhängig vom Streuwinkel ϕ:

$$E_s = \frac{E_p}{1 + \frac{E_p}{m_e c^2}(1 - \cos\phi)} \tag{10}$$

Hierbei ist $m_e c^2 = 511\ keV$, was der Ruheenergie eines Elektrons entspricht, da der Compton-Prozess in diesem vereinfachten Modell unter Vernachlässigung der Bindungsenergie betrachtet wird [38]. Die Winkelabhängigkeit besagt, dass für den Fall einer Vorwärtsstreuung ($\phi = 0$) keine Energie übertragen wird und für den Fall einer rückwärts gerichteten Streuung ($\phi = \pi$) ein Maximum an Energieübertrag stattfindet.

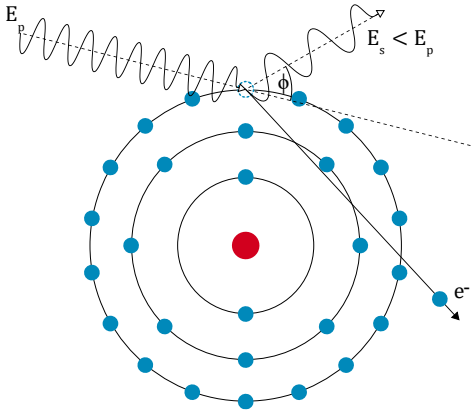


Abbildung 8: Prinzip der Compton-Streuung (inelastische Streuung). Das einfallende Röntgenphoton der Energie E_p wird an einem Schalenelektron unter dem Winkel ϕ gestreut. Dabei geht ein Teil der Energie des Photons an das Elektron in Form von kinetischer Energie über.

Der Wahrscheinlichkeit der Schwächung durch den Compton-Effekt σ_c hängt indirekt von der Elektronendichte ab, welche linear mit der Kernladungszahl Z zunimmt. Die Verteilung der gestreuten Photonen pro Raumwinkel $d\Omega$ entspricht dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{KN}/d\Omega$ der Compton-Streuung (Klein-Nishina-Gleichung, nach [38]):

$$\frac{d\sigma_{KN}(E_p,\phi)}{d\Omega} = Z r_0^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\phi)}\right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\phi}{2}\right)\left(1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\phi)^2}{(1+\cos^2\phi)[1+\alpha(1+\cos\phi)]}\right) \tag{11}$$

r_0 ist der klassische Elektronenradius ($r_0 \cong 2{,}818 \cdot 10^{-15}\ m$ nach [42]) und $\alpha \equiv E_p\ / m_e c^2$.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt der Compton-Streuung σ_c ergibt sich aus der Integration über den gesamten Raumwinkel $\Omega = \sin\theta\ d\theta\ d\varphi$ und entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Röntgenphoton einer Compton-Streuung unterliegt (nach [39]):

$$\sigma_c = \int \frac{d\sigma_{KN}(E_p,\phi)}{d\Omega} d\Omega \tag{12}$$

Somit lässt sich für die Wahrscheinlichkeit einer Compton-Streuung pro Weglänge im relevanten Energiebereich unter 1 MeV vereinfacht festhalten:

$$\sigma_c \propto Z \tag{13}$$

2.1.5 Paarbildung

Ist der Betrag der Energie eines einfallenden Photons E_p gleich der doppelten Ruheenergie eines Elektrons $2m_ec^2 = 1022\ keV$, so kann im Coulombfeld eines Atomkerns spontan ein Positron und ein Elektron gebildet werden (Abbildung 9). Ist der Betrag größer, so geht die Differenz als kinetische Energie der entstanden geladenen Teilchen in die Bilanz ein:

$$E_p \geq 2m_ec^2 + 2E_{kin} \tag{14}$$

Nach sehr kurzer Zeit bzw. nach kurzer in Materie zurückgelegter Strecke rekombiniert das Positron wieder mit einem Elektron und es entstehen zwei annähernd entgegengerichtete Photonen. Dieser Prozess wird Annihilation genannt. Da dieser Prozess nur bei Photonenenergien ≥ 1022 keV auftritt und der Schwächungskoeffizient der Paarbildung κ selbst bei Energien bis zu 10 MeV nur wenige Prozent der Gesamtschwächung μ ausmacht, kann der Prozess der Paarbildung in vielen ZfP-Anwendungen vernachlässigt werden. [39]

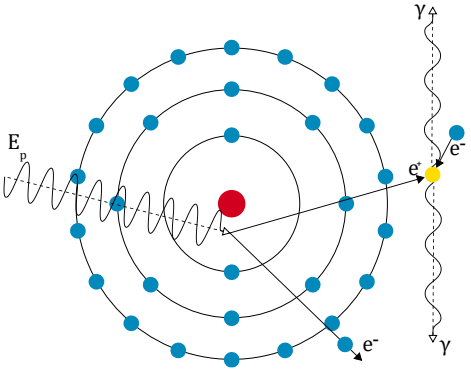


Abbildung 9: Prinzip der Paarbildung. Ein Röntgenphoton mit einer Energie $E_p \geq 2m_ec^2 = 1022\ keV$ bildet im Coulombfeld eines Atomkerns spontan je ein Elektron und ein Positron, welche bei ausreichend großer kinetischer Energie das Atom verlassen. Das Positron rekombiniert nach sehr kurzer Zeit wieder mit einem freien Elektron (Annihilation), wobei zwei annähernd entgegengerichtete Photonen gleicher Energie emittiert werden.

2.2 Auswirkung von gestreuter Strahlung auf den Kontrast im Röntgenbild

Röntgenstreuung beschreibt den unerwünschten Effekt, dass Photonen von ihrem ursprünglichen Weg durch Materie abgelenkt werden. Streustrahlung beschreibt somit alle Photonen, welche durch Streuprozesse (wie in Kapitel 2.1.3 und 2.1.4 erläutert) abgelenkt wurden und aus diesem Grund nicht zur Bildzeichnung beitragen. Sie bildet zusammen mit der Primärstrahlung (nicht abgelenkte Photonen) die Gesamtstrahlung (nach [12]):

$$I_{ges} = I_p + I_s \tag{15}$$

Wobei I_p die Intensität der Primärstrahlung darstellt und I_s die Intensität der Streustrahlung. Die Intensität der Gesamtstrahlung I_{ges} ist für die gemessene Dosis im Detektor verantwortlich.

Da Streustrahlung diffus ist, trägt sie nicht oder nur äußerst gering zur Bildgebung bei und ist deshalb in der Regel unerwünscht (Ausnahme ist z.B. die Röntgenrückstreutechnik, siehe Anhang). Besonders bei stark schwächenden Untersuchungsobjekten führt die Streustrahlung zu einer erheblichen Kontrastverringerung. Für die Fehlererkennbarkeit ist die Differenz aus geschwächter Primärstrahlung

durch das Grundmaterial $I_{p,Gr}$ und geschwächter Primärstrahlung durch die Fehlstelle $I_{p,Fs}$ entscheidend.

$$\Delta I = I_{p,Gr} - I_{p,Fs} \tag{16}$$

Wendet man für diesen Ausdruck das Lambert-Beer'sche Gesetz (aus Kapitel 2.1.1) an, erhält man:

$$\Delta I = I_0 e^{-\mu_{Gr} t_{Gr}} - I_0 e^{-\mu_{Fs} t_{Fs}} \tag{17}$$

Und mit $I_0 = I_p$ folgt:

$$\Delta I = I_p \left(e^{-\mu_{Gr} t_{Gr}} - e^{-\mu_{Fs} t_{Fs}}\right) \tag{18}$$

Das Verhältnis der zugehörigen Intensitätsdifferenz ΔI und der Gesamtintensität I_{ges} wird als Strahlenkontrast C_s bezeichnet:

$$C_s = \frac{\Delta I}{I_{ges}} \tag{19}$$

Mit (15) und (18) folgt:

$$C_s = \frac{e^{-\mu_{Gr} t_{Gr}} - e^{-\mu_{Fs} t_{Fs}}}{1 + \frac{I_s}{I_p}} \tag{20}$$

Wobei das Verhältnis aus Streustrahlung I_s und Primärstrahlung I_p als Streuverhältnis k bezeichnet wird:

$$k = \frac{I_s}{I_p} \tag{21}$$

Somit gilt, je höher der Anteil der Streustrahlung an der Gesamtintensität, desto geringer ist der Kontrast zwischen Grundmaterial und Fehlstelle. Aus diesem Grund ist eine Verringerung des Anteils der Streustrahlung an der Gesamtstrahlung für die Fehlererkennbarkeit von Vorteil.

Für die meisten industriellen Anwendungen liegt der Röntgenenergiebereich unter 450 keV. Innerhalb dieses Fensters lässt sich die Streuung in zwei Hauptkomponenten aufteilen (siehe Kapitel 2.1): elastische Streuung (Rayleigh-Streuung, nur relevant im unteren Energiebereich) und inelastische Streuung (Compton-Streuung, Hauptschwächungsprozess bei Energien bis ca. 10 MeV).

In Abbildung 10 sind die linearen Schwächungskoeffizienten für Aluminium und Eisen, aufgeschlüsselt nach dem Schwächungsmechanismus, aufgeführt. Im Fall von Aluminium ist ab einer Energie von ca. 55 keV die Compton-Streuung der dominierende Schwächungsmechanismus. Wohingegen im Fall von Eisen die Compton-Streuung erst ab ca. 120 keV dominant ist.

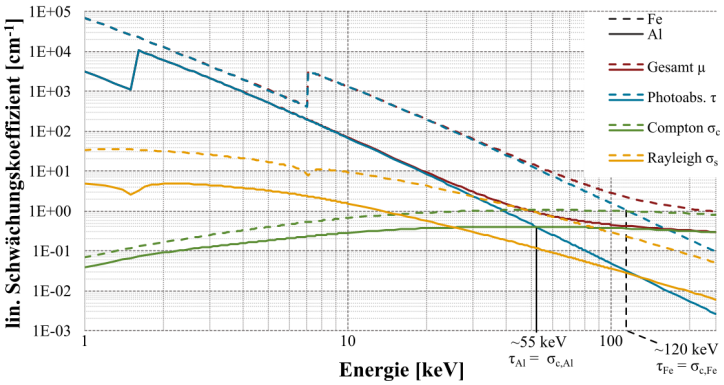


Abbildung 10: Lineare Schwächungskoeffizienten für Al und Fe. Compton-Streuung ist der dominierende Schwächungsprozess für Al ab ca. 55 keV und für Fe ab ca. 120 keV.

Um den Einfluss der Streustrahlung im Bild zu minimieren, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Eine der einfachsten ist es, den Abstand zwischen Objekt und Detektor zu vergrößern (engl. *air gaping*, [43, 44]). Dabei unterliegt die Intensität der Streustrahlung, genau wie die der Primärstrahlung, dem $1/r^2$ –Gesetz für Punktquellen, wobei r den Abstand zwischen Ursprung der Strahlung und Detektor angibt. Neben der Intensität der Streustrahlung wird bei dieser Methode allerdings auch die Intensität der Primärstrahlung verringert. Außerdem lässt sich der Abstand bei manchen CT-Anwendung nicht beliebig einstellen, wenn man auf eine bestimmte Vergrößerung und somit ein festes Verhältnis von Quelle-Detektor- und Objekt-Detektor-Abstand (SDD/ODD), angewiesen ist.

In Kapitel 6.2 wird eine Möglichkeit beschrieben, wie die Reduktion der Streustrahlung mithilfe der photonenzählenden und spektralauflösenden Detektortechnik erreicht werden kann.

3 Technik der digitalen Röntgendetektoren

3.1 Indirekt detektierende Detektoren

3.1.1 Aufbau und Detektionsprinzip

Die Einteilung von digitalen Röntgendetektoren (DDA, engl. *digital detector arrays*) in direkte und indirekt detektierende Detektoren resultiert aus dem der Generierung von Bildinformation zugrunde liegenden Prinzip. Indirekt detektierende DDAs verwenden einen Szintillator, um aus der einfallenden Röntgenstrahlung zunächst sichtbares Licht zu generieren, welches danach von Photodioden in elektrische Signale umgewandelt wird. Das Prinzip der indirekten (und direkten) Detektion ist in Abbildung 11 dargestellt.

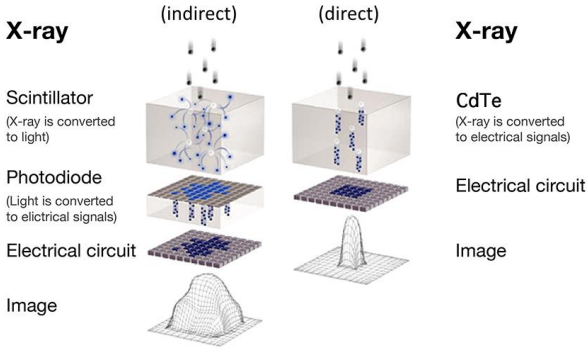


Abbildung 11: Vergleich zwischen indirekter und direkter Detektionstechnik.[4]

Die vom Szintillator emittierten Photonen werden von einer Matrix aus Photodioden (z.B. auf aSi:H-Basis) detektiert und führen zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren, die von der Detektorelektronik (z.B. TFT oder CMOS) ausgewertet werden können (Abbildung 12). Die diffuse Streuung der optischen Photonen im Szintillator führt zu einer erhöhten inneren Unschärfe des Detektors, welche über die Pixelgröße hinaus geht. Um diese Streuung zu begrenzen, verwenden manchen Detektoren einen CsI-Szintillator, dessen Kristalle als sehr feine Nadeln gezüchtet wurden, sodass diese quasi als Lichtleiter fungieren und die optischen Photonen direkt zur Photodiode transportieren, ohne eine (signifikante) seitliche Streuung zuzulassen.

[4] Bild zur Verfügung gestellt von: Direct Conversion AB, Danderyd, Schweden (https://directconversion.com/technology/)

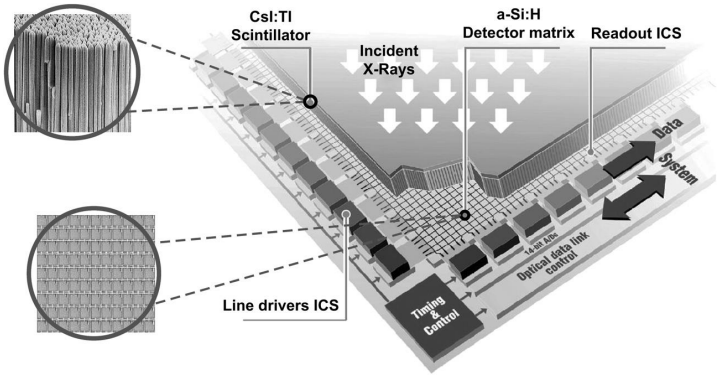


Abbildung 12: Aufbau eines indirekt detektierenden DDA mit CsI:Tl-Szintillator. Das CsI:Tl wurde in sehr dünnen Nadeln gezüchtet, um die innere Unschärfe des Detektors zu begrenzen.[5]

In der ZfP und in der Medizin häufig verwendete Szintillatormaterialien sind NaI, CsI oder Gd_2O_2S, wobei diese jeweils mit Fremdatomen (sog. Aktivatoren, z.B. Tl oder Tb) dotiert werden, um energetisch günstigere Zwischenzustände zu erreichen, welche die Lumineszenz erst ermöglichen. Die Vorgänge bei der Szintillation wurden von u.a. Birks [45] detailliert mit empirischen Modellen beschrieben. Ein vereinfachtes Modell des Prozesses der Szintillation ist für dotierte anorganische Kristalle in Abbildung 13 dargestellt.

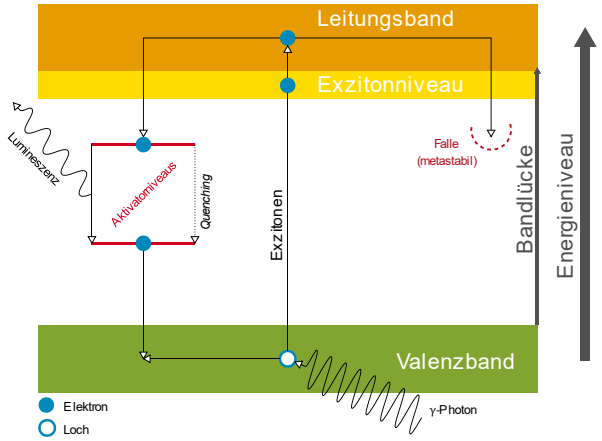


Abbildung 13: Vereinfachtes Modell des Szintillationsvorgangs in dotierten anorganischen Kristallen bei Einfall eines Photons nach Birks, [45].

Der Hauptprozess der Szintillation gestaltet sich nach Birks [45] wie folgt:

1. Ein eintreffendes Photon erzeugt ein gebundenes (Exziton) oder ungebundenes Elektron-Loch-Paar. Das Energieniveau des Exzitons ist geringfügig geringer als im ungebundenen Zustand. In reinen (undotierten) Kristallen wird das Elektron in das Leitungsband oder auf das Exzitonniveau angehoben und hinterlässt ein Loch im Valenzband. Durch Rekombination des Elektrons mit dem Loch kann wieder ein Photon emittiert werden (Lumineszenz). Dieser Prozess ist in reinen Kristallen allerdings ineffektiv und die Wellenlänge des emittierten Photons läge aufgrund der großen Bandlücke außerhalb des sichtbaren Bereichs [38]. Aus diesem Grund

[5] Nachgedruckt aus Publikation Cowen et al. [55], Copyright 2007, mit Erlaubnis von Elsevier.

werden künstliche Energieniveaus durch die Dotierung des Halbleiters mit Fremdatomen zwischen Leitungs- und Valenzband geschaffen.

2. Diese Fremdatome dienen als Zentren der Rekombination von entstandenen Exzitonen und werden Aktivatoren genannt. Im freien Zustand wandert ein Loch sehr schnell zu einem Aktivator und ionisiert diesen. Das Elektron hingegen bewegt sich frei im Leitungsband bis es ein Aktivatorzentrum gefunden hat. Gebunden als Exziton bewegen sich Elektron und Loch gemeinsam zum Aktivatorzentrum. Die Aktivatorzentren besitzen viele mögliche Energieniveaus, wovon in Abbildung 13 nur zwei dargestellt sind.
3. Hat das Elektron ein Energieniveau des Aktivatorzentrums erreicht, kann es unter Aussendung eines Photons im optischen Bereich ein tiefer gelegenes Energieniveau erreichen. Diese Lumineszenz hat für jedes Szintillatormaterial ein charakteristisches Spektrum im sichtbaren Bereich, da die meisten Photodioden oder -multiplier für diese Wellenlängen besonders optimiert wurden [38, 46]. Die mittlere Zeit, die ein Elektron auf dem höhergelegenen Energieniveau bleibt, bis es durch Emission eines Photons in ein niedrigeres Energieniveau übergeht, wird Hauptzerfallszeit genannt und ist ebenfalls eine charakteristische Größe des dotierten Halbleitermaterials. Sie bewegt sich in der Regel zwischen einigen ns bis µs.
4. Neben der Lumineszenz kann das tiefer gelegene Energieniveau aber auch durch einen strahlungsfreien Prozess, die sog. Fluoreszenzlöschung (engl. *Quenching*), erreicht werden. Dabei wird die freiwerdende Energie als Gitterschwingung an die umgebende Kristallstruktur abgegeben (Phonon).
5. Neben dem Erreichen eines Aktivatorzentrums kann ein Elektron im Leitungsband allerdings auch in eine energetische Falle tappen bzw. eingefangen werden (engl. *trapping*). Diese energetisch niedrigeren Zustände sind metastabil. Durch thermische Aktivierung, also. z.B. durch Absorption eines Phonons können diese metastabilen Zustände unter Emission eines Photons verlassen werden. Dieser unerwünschte Prozess ist allerdings zeitlich sehr verzögert in Bezug auf die konkurrierenden Prozesse und führt daher zu einer Fluoreszenz, also einem Nachglühen (engl. *afterglow*) des Szintillators.

Neben den genannten Prozessen können weitere Prozesse der Energieumwandlung auftreten, welche z.B. in [38, 45–48] detailliert aufgeführt sind.

3.1.2 Effizienz und Lichtausbeute

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung der Szintillatormaterialien ist die Lichtausbeute dL pro Energie des einfallenden Röntgenphotons dE_p, also die Anzahl der generierten optischen Photonen N_{opt}.

Das Verhältnis aus der Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare n_e mit der Bildungsenergie E_{eh} und der Anzahl der generierten Exzitonen n_0 mit der Energie E_{ex} beträgt:

$$\frac{n_0}{n_e} = \frac{\alpha n_e}{1 + \alpha n_e} \tag{22}$$

mit

$$\alpha = \frac{k_R}{k_T[Tr]} \tag{23}$$

Wobei k_R eine Rekombinationskonstante, k_T eine *Trapping*-Konstante und $[Tr]$ die Konzentration der Fallen (engl. *traps*) ist.

Die Quanteneffizienz des Energietransfers des Exzitons vom Kristall in das Aktivatorzentrum q_{ex} ist gegeben durch:

$$q_{ex} = \frac{\frac{\sigma_A}{\sigma_L}[Y]}{1 + \frac{\sigma_A}{\sigma_L}[Y]} \tag{24}$$

Wobei σ_A der Wirkungsquerschnitt zum Einfangen des Exzitons durch ein Aktivatorzentrum mit anschließender Lumineszenz ist, σ_L der Wirkungsquerschnitt zum Einfangen des Exzitons durch eine Falle im Kristallgitter oder ein Quenchzentrum und $[Y]$ die Konzentration an Aktivatorzentren im Kristall (Anteil der Fremdatome im Kristall) angibt.

Mit diesen Größen ergibt sich nach [45] die Anzahl der generieten optischen Photonen N_{opt} mit der mittleren Energie E_p zu:

$$N_{opt} = \frac{dL}{dE_p} = \frac{1}{E_{eh}} \cdot \frac{n_0}{n_e} \cdot q_{ex} \cdot q_{opt} \cdot 10^3 \left[\frac{Photonen}{keV}\right] \tag{25}$$

Dabei ist q_{opt} die Quanteneffizienz der Lumineszenz zur Emission von Photonen der mittleren Energie E_p.

Für das Beispiel von NaI:Tl ist $E_{eh} = 3\ eV$, $\alpha n_e \cong 2\ keV\ mg^{-1}cm^2$, $\sigma_A/\sigma_L \cong 8000$ und $q_{opt} \approx 0{,}18$. Diese Werte sind materialspezifisch, aber keine Konstanten im eigentlichen Sinn, sondern vielmehr von den Versuchsbedingungen wie Temperatur und Charakteristik der einfallenden Strahlung (Photon, Elektron, Alphateilchen, Proton, usw.) abhängig [45–49]. Weiterhin ist die Effizienz des Szintillators von der Konzentration der Fremdatome im Kristall abhängig. Allerdings gibt es dabei für jedes Material ein Optimum. Für NaI:Tl liegt dies bei $[Y] = 1{,}3 \cdot 10^{-3}$ [45]. Mit diesen Werten, welche einen idealisierten Versuch bei Standardbedingungen unter Einfall eines Photons beschreiben, ergibt sich die Lichtausbeute von NaI:Tl zu:

$$N_{opt,NaI:Tl} = \frac{dL_{NaI:Tl}}{dE_p} \cong 38 \left[\frac{Photonen}{keV}\right] \tag{26}$$

Das vom Detektor generierte Signal ist maßgeblich vom Integral der Energie der optischen Photonen und somit von der einfallenden integralen Energie abhängig. Daher werden in dieser Arbeit alle Detektoren, bei denen das Signal proportional zum Integral der Energie der Photonen ist, als energieintegrierende Detektoren (EID, engl. *energy integrating detectors*) bezeichnet. Die charakteristischen Größen zur Beschreibung von drei in der ZfP häufig verwendeten Szintillatormaterialien sind in Tabelle 2 angeben. Dabei entspricht die absolute Szintillatoreffizienz dem Produkt aus Lichtausbeute N_{opt} und der mittleren Energie der emittierten optischen Photonen:

$$\eta = N_{opt} \cdot h\frac{c}{\lambda} \tag{27}$$

Wobei h das PLANCKsche Wirkungsquantum ($h \cong 4{,}136 \cdot 10^{-15}\ eVs$), c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit ($c \cong 300 \cdot 10^6\ m/s$) und λ die Hauptemissionswellenlänge der optischen Photonen beschreibt.

Tabelle 2: Eigenschaften ausgewählter Szintillatormaterialien (nach: [38, 49, 50]*)*

	NaI:Tl	**CsI:Tl**	**Gd_2O_2S:Tb**
Dichte [g/cm³]	3,67	4,51	7,34
Kernladungszahlen Z	11; 53	55; 53	64; 8; 16
Lichtausbeute N_{opt} [Photonen/keV]	38	54	50
absolute Szintillatoreffizienz η [1]	0,11	0,12	0,11
Hauptemissionswellenlänge λ [nm]	415	550	550
Hauptzerfallszeit [µs]	0,23	1	600

Neben der Lichtausbeute ist vor allem die Dichte ein wichtiges Maß für die Szintillatoreffizienz. Es gilt: Je höher die Dichte, desto höher die Schwächung der einfallenden Strahlung durch den Szintillator und somit umso höher die Effizienz des Szintillators. Die linearen Schwächungskoeffizienten von Gd_2O_2S, CsI und NaI und die von der Schichtdicke des Szintillators abhängige Detektoreffizienz $D(E)$ dieser Materialien sind in Abbildung 14 aufgeführt.

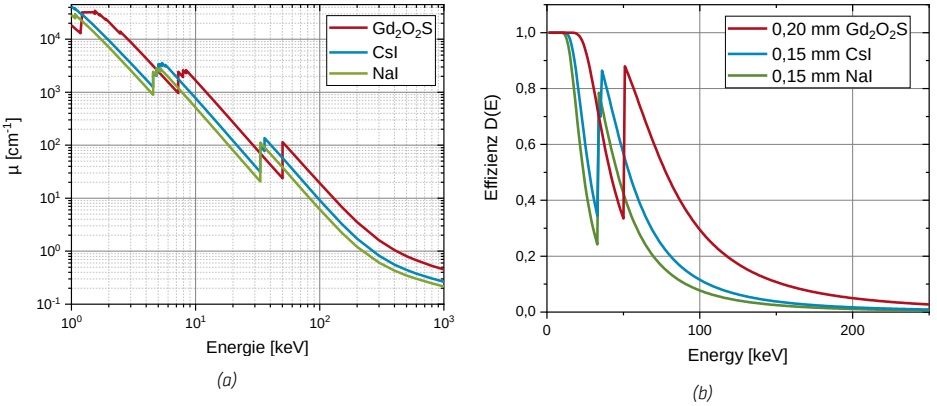


Abbildung 14: (a) Lineare Schwächungskoeffizienten μ gängiger Szintillatormaterialien in der ZfP. (b) Die Detektoreffizienz $D(E)$ dieser Materialien bei gängigen Schichtdicken für Szintillatoren.

Die Hauptzerfallszeit ist eine Größe, welche direkt die mögliche Auslesezeit (sog. Totzeit) des Detektors begrenzt. Eine möglichst kurze Hauptzerfallszeit ermöglicht somit eine kurze Totzeit und folglich auch hohe Frameraten. CsI:Tl und Gd_2O_2S:Tb weisen aufgrund ihrer hohen Hauptzerfallszeiten ein sog. Nachglühen von ca. 0,5 % nach 3 ms auf. [49]

3.1.3 Unschärfe

Die Umwandlung der Röntgenphotonen im Szintillatorkristall in sichtbares Licht erfolgt diffus, also ungerichtet. Daher ergibt sich bei indirekt detektierenden DDAs eine zusätzliche innere Unschärfe neben der inhärenten Unschärfe durch die disktrete Pixelgröße. Um die Unschärfe für ZfP- und medizinische Anwendungen in Grenzen zu halten, sind Szintillatoren in ihrer Schichtdicke s beschränkt, was sich negativ auf die Detektoreffizienz $D(E)$ auswirkt:

$$D(E) = \frac{dE}{E_p}\frac{1}{ds} = 1 - e^{-\mu(E)s} \tag{28}$$

Dabei ist dE der Energieverlust, welcher ein eintreffendes Photon im Verhältnis zu dessen Primärenergie E_p und der zurückgelegten Wegstrecke ds im Kristall erfährt. $D(E)$ entspricht dem linearen Absorptionsvermögen des Detektors bzw. der Wahrscheinlichkeit der Absorption eines Photons der Energie E_p.

Um die Ortsauflösung verschiedener Detektortechniken zu vergleichen, kann eine sog. *presampled* Modulationsübertragungsfunktion (engl. pMTF, *presampled modulation transfer function*) herangezogen werden.

Allgemein ist die MTF definiert als das Amplitudenverhältnis eines Ausgangs- zu einem Eingangskontrast im Ortsfrequenzraum [51]:

$$MTF(f) = \left|\frac{\mathcal{F}\{abgebildeter\ Objektkontrast(x)\}}{\mathcal{F}\{realer\ Objektkontrast(x)\}}\right| \tag{29}$$

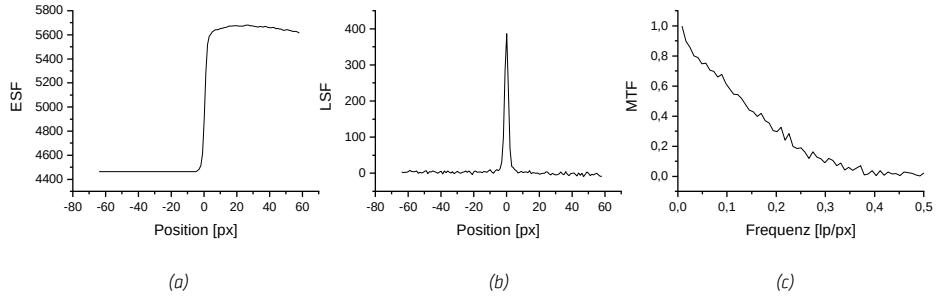
Anders ausgedrückt, kann die MTF auch als die Fouriertransformation einer Linienverwaschungsfunktion (LSF, engl. *line spread function*) interpretiert werden:

$$MTF(f) = |F\{LSF(x)\}| = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\left|\int_{-\infty}^{+\infty} LSF(x)e^{-j2\pi fs}dx\right| \tag{30}$$

Wobei die LSF den Differentialquotienten einer Kantenverwaschungsfunktion (ESF, engl. edge spread function) darstellt:

$$LSF(x) = ESF(x)\frac{d}{dx} \tag{31}$$

Der graphische Zusammenhang zwischen ESF, LSF und MTF ist in Abbildung 15 dargestellt. Die ESF entspricht dem Intensitätsverlauf gemessen über eine gerade Kante. In der Regel wird jede MTF normiert, sodass gilt $MTF(0) = 1$.



(a) *(b)* *(c)*

Abbildung 15: Graphischer Zusammenhang zwischen (a) ESF, (b) LSF und (c) MTF

Jedes untersuchte Objekt erfährt eine Diskretisierung der Ortskoordinate aufgrund der Pixelmatrix des Detektors. Um eine Unterabtastung (engl. *Aliasing*) der Kante durch die diskrete Pixelmatrix zu verhindern, kann die ESF mit einer künstlich erhöhten Abtastrate abgetastet werden. Die sich daraus ergebende pMTF beinhaltet somit nur noch die Pixelunschärfe, aber nicht mehr den Abtastfehler [52, 53]. Eine detaillierte Vorgehensweise zur Berechnung der pMTF ist in [54] näher beschrieben.

In Abbildung 16 ist ein Vergleich der pMTF zwischen direkt und indirekt detektierenden Systemen sowie zusätzlich für ein- und doppelseitig auslesbare Speicherfolien gezeigt. Der indirekt detektierende Detektor besitzt einen CsI:Tl Szintillator und das direkt detektierende System eine Photodetektorschicht aus amorphem Se (aSe). Die deutlich schlechtere pMTF im Fall des indirekt detektierenden Detektors im Vergleich zum direkt detektierenden ist auf die große innere Unschärfe verursacht durch die diffuse Streuung optischer Photonen zurückzuführen, trotz nadelförmig gewachsener CsI-Kristalle. [55]

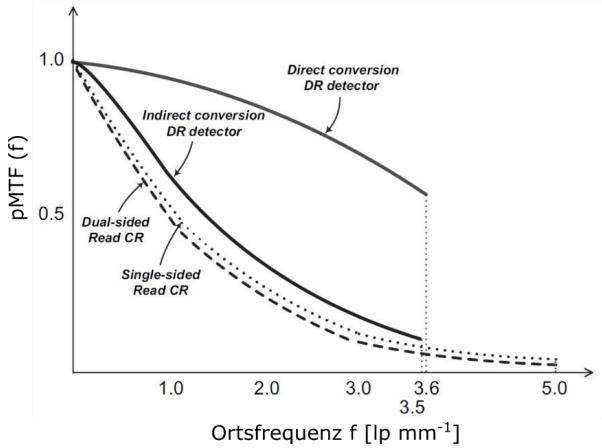


Abbildung 16: Vergleich der pMTF für indirekt (CsI:Tl) und direkt detektierende DDAs (aSe) sowie für ein- und doppelseitig lesbare Speicherfolien.[6]

3.2 Direkt detektierende Detektoren

3.2.1 Aufbau und Detektionsprinzip

Im Gegensatz zu indirekt detektierenden Detektoren kommen direkt detektierende Detektoren ohne Szintillator aus (Abbildung 11). Aus diesem Grund entfällt der diffuse optische Streuprozess innerhalb des Detektors, und die Basisortsauflösung des Detektors ist bei gleicher Pixelgröße höher als bei indirekt detektierenden Detektoren (Abbildung 16), denn sie wird nur noch von der Pixelgröße bestimmt. Die Unterscheidung zwischen direkt und indirekt detektierender Technik ist allein vom Detektionsprozess abhängig. Darüber hinaus muss im Hinblick auf die Signalverarbeitung unterschieden werden, ob das Detektorsignal aus der integralen erzeugten Ladung, also dem Integral der einfallenden Energie besteht (EID, engl. *energy integrating detector*) oder ob die einfallenden Photonen zunächst unabhängig von ihrer Energie einzeln gezählt werden. Letzteres beschreibt die photonenzählenden Detektoren (PCD, engl. *photon counting detectors*), welche gewissermaßen einen Spezialfall der direkt detektierenden Detektoren darstellen, da auch diese energieintegrierend arbeiten können.

Ein schematischer Aufbau eines PCD auf CdTe-Basis ist in Abbildung 17 dargestellt. Die einfallenden Röntgenphotonen werden im Halbleiterkristall absorbiert und erzeugen proportional zu ihrer Energie eine bestimmte Anzahl an Elektron-Loch-Paaren. Dieses Prinzip ist dem des Szintillators analog, allerdings ist im Fall des direkt detektierenden Detektors eine Rekombination der Elektronen und der Löcher unerwünscht. Stattdessen werden die Ladungsträger über ein angelegtes elektrisches Feld in

[6] Nachgedruckt aus Publikation Cowen et al. [55], Copyright 2007, mit Erlaubnis von Elsevier.

Richtung der jeweiligen Elektrode beschleunigt (Drift) und dort detektiert. Die an der Pixelelektrode induzierte Ladung erzeugt einen Puls, welcher verstärkt und anschließend mit dem eingestellten Schwellwert eines Pulshöhenkomparators verglichen wird. Übersteigt der Puls der induzierten Ladung den eingestellten Schwellwert, wird der entsprechende Zähler inkrementiert. Die Anzahl der Komparatoren pro Pixel entspricht der Anzahl der möglichen Energiekanäle (engl. *bins*).

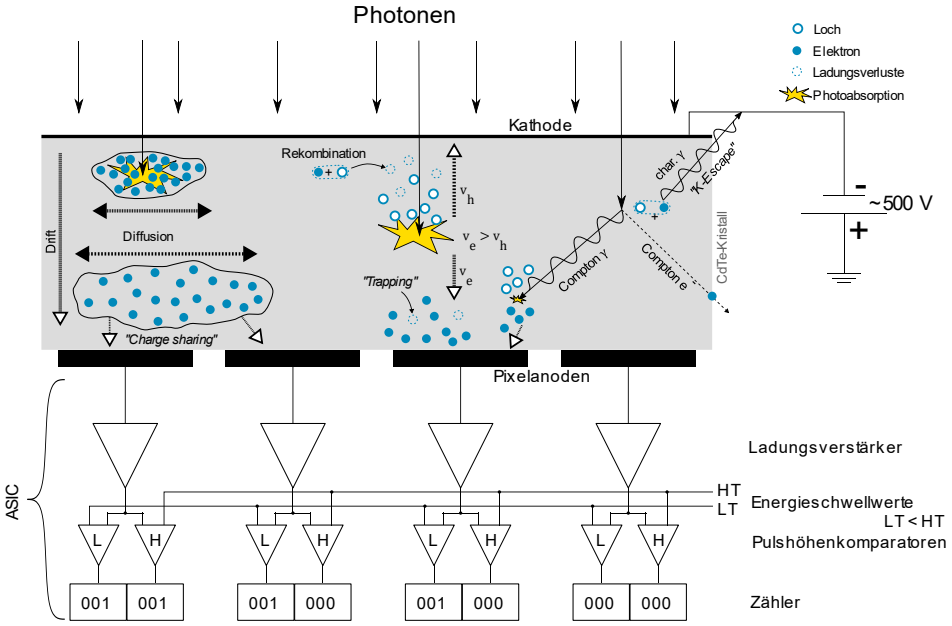


Abbildung 17: Schematischer Aufbau eines PCD (auf CdTe-Basis) mit zwei Energiekanälen pro Pixel. Das Prinzip der Signalgenerierung und die dargestellten Effekte im Kristall sind allgemeingültig für PCDs und nicht CdTe-spezifisch. Der Aufbau des ASIC ist stark vereinfacht dargestellt.

Tabelle 3 zeigt die Eigenschaften für vier ausgewählte Halbleitermaterialien. Aufgrund ihrer hohen Dichte und Kernladungszahlen und des damit einhergehenden Schwächungsvermögens eignen sich CdTe und CdZnTe besonders zur effizienten Detektion hochenergetischer Röntgenstrahlung (Abbildung 18). Die vergleichsweise große Bandlücke der vorgestellten Materialien (zum Vergleich: Bandlücke Ge = 0,72 eV) verhindert temperaturbedingte Übergänge von Elektronen des Valenzbands in das Leitungsband, was zu einem niedrigeren Hintergrundrauschen des Detektorsignals bei Raumtemperatur führt [38, 56, 57].

Tabelle 3: Eigenschaften ausgewählter Halbleitermaterialien für PCDs (nach: [36, 53, 57, 58]*)*

	Si	**GaAs**	**CdTe**	**CdZnTe**
Dichte [g/cm³]	2,33	5,31	6,20	5,78
Kernladungszahlen Z	14	31; 33	48; 52	48; 30; 52
Bandlücke [eV]	1,12	1,43	1,44	1,57
Elektron-Loch-Paarbildungsenergie E_{eh} [eV]	3,62	4,20	4,43	4,60

			Si	GaAs	CdTe	CdZnTe
Dispersion $\mathcal{D}(E_p = 60\ keV)$		[eV]	374	445	466	406
Energieauflösung $\mathcal{D}/\mathrm{E_p}$ (bei 60 keV)		[%]	0,62	0,74	0,78	0,68
Drift-Mobilität μ	μ_e	[$cm^2V^{-1}s^{-1}$]	1450	8 000	1150	1000
	μ_h	[$cm^2V^{-1}s^{-1}$]	450	400	110	50
mittl. Lebensdauer τ	τ_e	[µs]	> 690	0,01	3	4
	τ_h	[µs]	~2 200	0,03	2	1
Produkt aus Mobilität μ und mittl. Lebensdauer τ	$\mu_e\tau_e$	[cm^2V^{-1}]	> 1	10^{-5}	$3{\cdot}10^{-3}$	$4{\cdot}10^{-3}$
	$\mu_h\tau_h$	[cm^2V^{-1}]	~ 1	10^{-6}	$2{\cdot}10^{-4}$	$1{,}2{\cdot}10^{-4}$

e ≙ Elektron
h ≙ Loch

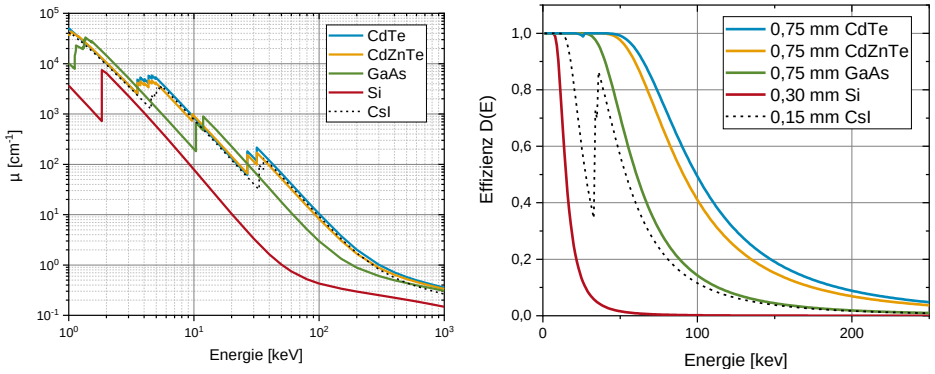


Abbildung 18: (a) Linearer Schwächungskoeffizient μ *für vier ausgewählte Halbleitermaterialien direkt detektierender DDAs. (b) Die Detektoreffizienz* $D(E)$ *dieser Materialien. CsI ist als Vergleich zu den Szintillatoren der indirekt detektierenden Technik aufgeführt.*

Die Architektur der elektronischen Bauelemente zur Signalverarbeitung, ist in der Regel als anwendungsspezifische integrierte Schaltung (ASIC, engl. *application specific integrated circuit*) ausgeführt, wobei bei modernen Detektoren CMOS-Technik zur Anwendung kommt. Auf diese Weise finden sehr viele Bauelemente wie z.B. Transistoren zur Ladungsverstärkung usw. auf der Fläche eines einzelnen Pixels Platz (Abbildung 19). Einige PCD-Hersteller geben einen Wert von 2 000 Transistoren pro Pixel à 0,01 mm^2 an.

PCDs sind meist als sog. Hybrid-Detektoren ausgeführt, was bedeutet, dass das Halbleitermaterial mithilfe sog. Kontaktierhügel (engl. *bumps*) direkt mit dem ASIC per Bonding verbunden wird. Diese Einheit aus Halbleiter und ASIC wird dann zusammen auf einer Leiterplatte (PCB, engl. *printed circuit board*) montiert. Allerdings ergeben sich zwischen den einzelnen Pixeln des Detektors oder sogar zwischen ganzen Detektorbereichen (z.B. Kacheln wie in Abbildung 19a) Abweichungen, welche auf Nichtlinearitäten und Unterschiede zwischen den einzelnen Ladungsverstärkern des ASIC, eine toleranzbehaftete Fertigung und Positionierung der CMOS-Pixelmatrix sowie Unregelmäßigkeiten im Widerstand oder in der Dotierung des Halbleitermaterials zurückzuführen sind. Auch Temperaturunterschiede oder mechanische Spannungen können ursächlich für Abweichungen in der Empfindlichkeit zwischen Pixeln

oder größeren Detektoreinheiten sein [59, 60]. Die sich daraus ergebenden Abweichungen in der Signalantwort des Detektors, müssen durch einen entsprechenden Detektorabgleich, sowohl im Hinblick auf den Verstärkungsfaktor (engl. *gain*) als auch auf die Energieauflösung des Detektors, ausgeglichen werden. [61–64]

Der in dieser Arbeit hauptsächlich verwendete CdTe-PCD besteht aus 2 x 8 einzelnen Detektorkacheln, wobei jede Kachel 256 x 128 Pixel à 100 µm Kantenlänge enthält. Zwischen den Kacheln befindet sich eine Lücke, deren Breite in etwa der Pixelgröße entspricht. Diese Lücke wird im generierten Röntgenbild berücksichtigt, um die geometrische Korrektheit der Abbildung zu gewährleisten, muss aber interpoliert werden. Die einzelnen Detektorkacheln bestehend aus CdTe-Halbleiterkristall und ASIC sind jeweils von drei Seiten zugänglich und somit so montierbar, dass theoretisch ein Detektor mit 2 x N Detektorkacheln möglich wäre.

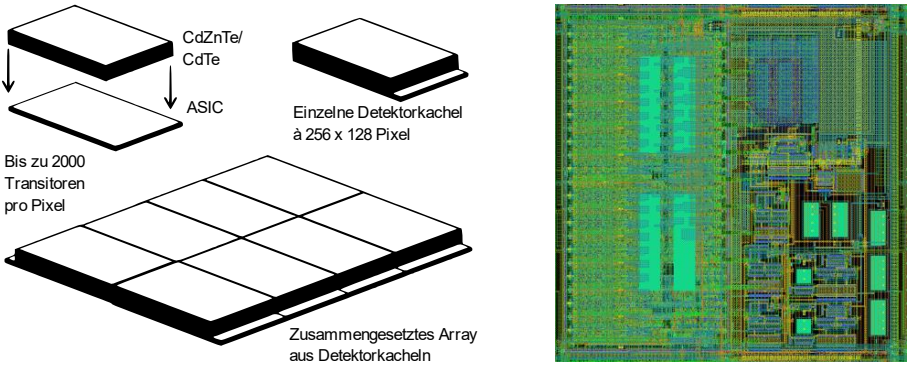


Abbildung 19: (a) Prinzipieller Aufbau des in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten PCD bestehend aus einzelnen Detektorkacheln. Der verwendete PCD besteht aus 2 x 8 Detektorkacheln à 256 x 128 Pixel. Die Breite der Lücke zwischen den einzelnen Kacheln entspricht in etwa der Pixelgröße (100 µm). (b) Topologie des ASIC auf der Fläche eines einzelnen Pixels mit der Kantenlänge 100 µm. Laut Hersteller besitzt der Detektor pro Pixel mehr als 2000 Transistoren.[7]

Abgesehen von Variationen in der Signalantwort des Detektors, welche auf dessen Architektur und die fertigungstechnischen Toleranzen zurückzuführen sind, unterliegt die Signalerzeugung im Detektor weiteren physikalischen Prozessen im Halbleiterkristall. Die Performance des Detektors wird im Hinblick auf Effizienz und Energieauflösung von folgenden Phänomenen signifikant beeinflusst:

- Drift
- *Trapping* und Rekombination
- Diffusion
- Comptonstreuung und *„K-Escape"*
- FANO-Rauschen
- elektronisches Rauschen
- *Pile-up*

3.2.2 Drift

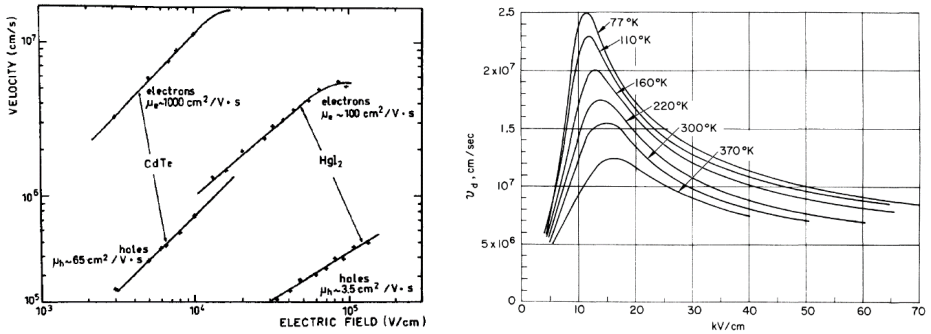
Drift bezeichnet den Transportvorgang der Ladungsträger (Elektronen bzw. Löcher) vom Entstehungsort zur Elektrode. Die durchschnittliche Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_n$ für die Ladungsträger n in einem homogenen elektrischen Feld mit der Feldstärke $\vec{\varepsilon}$ ist gegeben durch:

$$\vec{v}_n = \mu_n \vec{\varepsilon} \tag{32}$$

[7] Beide Bilder zur Verfügung gestellt von: Direct Conversion AB, Danderyd, Schweden

Dabei entspricht μ_e der Mobilität für Elektronen bzw. μ_h der Mobilität für Löcher. Die Driftgeschwindigkeiten für Elektronen und Löcher in Abhängigkeit vom elektrischen Feld $\vec{\varepsilon}$ sind für CdTe in Abbildung 20a angegeben. Deutlich zu erkennen ist der Unterschied der Geschwindigkeiten zwischen Elektronen und Löchern aufgrund der unterschiedlichen Mobilitäten μ_n.

Die Mobilität der Elektronen μ_e und Löcher μ_h in CdTe und somit auch deren Geschwindigkeit ist keine Konstante, sondern vor allem abhängig von der Temperatur des Halbleiterkristalls (Abbildung 20b). Aufgrund dieser Temperaturabhängigkeit muss der PCD bei einer möglichst konstanten Temperatur betrieben werden. Im verwendeten CdTe-PCD soll die Temperatur über eine aktive Kühlung mittels Peltier-Element und zusätzlicher passiver Wasserkühlung auf ca. ±0,1 K konstant gehalten werden.



(a) *(b)*

Abbildung 20: (a) Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löchern in CdTe und HgI_2 in Abhängigkeit des elektrischen Felds ε.[8] (b) Driftgeschwindigkeiten von Elektronen in CdTe in Abhängigkeit des elektrischen Felds ε und der Temperatur T.[9] Zu beachten sind die doppelt-logarithmische Skalierung in (a) und die unterschiedlichen Einheiten der Abszisse in (a) V/cm und (b) kV/cm.

Die Bewegung der Ladungsträger durch das Halbleitermaterial vom Ort x_1 nach x_2 induziert eine Ladung an der jeweiligen Elektrode. Diese induzierte Ladung ΔQ kann mithilfe des Shockley-Ramo-Theorems [65, 66] berechnet werden (nach [67, 68]),

$$\Delta Q = q \int_{x_1}^{x_2} \mathrm{E}_0(\vec{x})\, d\vec{x} = -q\big(\Phi_0(\vec{x}_2) - \Phi_0(\vec{x}_1)\big) = -q\Delta\Phi_0 \qquad (33)$$

mit der Elementarladung $q \cong 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ C$. Das dimensionslose Wichtungsfeld E_0 und das dimensionslose Wichtungspotential Φ_0 sind Hilfsgrößen und entsprechen nicht dem tatsächlichen Feld bzw. Potential im Detektor [67].

In einem idealen Detektor, in dem keine Transportverluste z.B. durch *Trapping* oder Rekombination vorliegen, entspricht die induzierte Gesamtladung Q_{ges} (Elektronen + Löcher)

$$Q_{ges} = qN_{eh} \qquad (34)$$

[8] Abbildung 20a nachgedruckt aus Publikation Scharager et al. [174], Copyright 1980 mit Erlaubnis von IEEE.
[9] Abbildung 20b nachgedruckt aus Publikation Canali et al. [175], Copyright 1971, mit Erlaubnis von der American Physical Society.

3.2.3 Trapping und Rekombination

Die Gesamtanzahl der durch das Röntgenphoton erzeugten Elektron-Loch-Paare N_{eh} trägt allerdings in realen Halbleitern nicht vollständig zur Signalerzeugung bei, da die Anzahl durch verschiedene Prozesse reduziert wird. Dabei zu nennen ist vor allem das sog. *Trapping*, welches durch Inhomogenitäten im Kristall und die damit verbundenen niedrigen sowie metastabilen Energieniveaus in der Bandlücke verursacht wird. Dabei wird ein Ladungsträger von solch einem *Trapping*-Zentrum (also ein Energieniveau zwischen Leitungs- und Valenzband) eingefangen und, zeitlich verzögert, durch thermische Anregung (Phononen, also Gitterschwingungen) wieder befreit. Ein weiterer Grund für den Verlust von Ladungsträgern, welche nicht zur Signalentstehung beitragen können, ist die Rekombination der entstanden Ladungsträger mit einem entsprechenden Äquivalent umgekehrten Vorzeichens. Da die Mobilität von Löchern μ_h wesentlich geringer ist als die von Elektronen μ_e, ist auch die Wahrscheinlichkeit, dass Löcher rekombinieren oder von niedrigen Energieniveaus eingefangen werden (*Trapping*), deutlich größer als bei Elektronen. [38, 58, 67]

Die Wahrscheinlichkeit p eines Ladungsträgers n eingefangen zu werden oder zu rekombinieren, steigt exponentiell mit der Zeit t an, die er sich frei durch den Halbleiterkristall bewegt [69, 70]:

$$p_n(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \tag{35}$$

Dabei ist τ_n die mittlere Lebensdauer des Ladungsträgers.

Folglich verringert sich die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ladungsträger, welche eine Ladung in die Elektroden induzieren können. Tragen sowohl Elektronen als auch Löcher zur Signalerzeugung bei, so kann die durch *Trapping* und Rekombination verringerte induzierte Ladung Q^* mithilfe der Hecht-Gleichung [71] bestimmt werden (nach [38, 69]):

$$Q^* = qN_{eh}\left\{\frac{\mu_e\tau_e\vec{\mathcal{E}}}{T}\left(1 - e^{-\frac{T-\vec{x}}{\mu_e\tau_e\vec{\mathcal{E}}}}\right) + \frac{\mu_h\tau_h\vec{\mathcal{E}}}{T}\left(1 - e^{-\frac{\vec{x}}{\mu_h\tau_h\vec{\mathcal{E}}}}\right)\right\} \tag{36}$$

Dabei ist L die Dicke des Halbleiterkristalls und x der Abstand zur Kathode, in dem die entsprechenden Ladungsträger durch Photoneninteraktion entstanden sind. Das Verhältnis aus tatsächlich induzierter Ladung und erzeugter Ladung Q^*/qN_{eh} wird auch als Sammelwirkungsgrad (CCE, engl. *charge collection efficiency*) bezeichnet. Für die vier in Tabelle 3 aufgeführten Halbleitermaterialien und einer Detektordicke von $T = 0{,}75\ mm$ ist in Abbildung 21 der Sammelwirkungsgrad in Abhängigkeit von der Position der Photoabsorption aufgetragen.

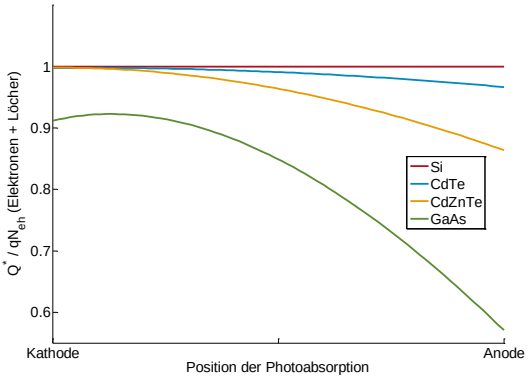


Abbildung 21: Sammelwirkungsgrad Q^*/qN_{eh} für vier verschiedene Halbleitermaterialien und einer Detektordicke von $T = 0{,}75\ mm$ in Abhängigkeit der Tiefe der Photoabsorption innerhalb des Detektors.

Die verringerte Anzahl an Ladungsträgern, welche zur Signalentstehung beitragen können, führt zu einer Unterschätzung der Primärenergie des verursachenden Photons. Für die Spektroskopie bedeutet das, dass die eigentlich monoenergetischen scharfen und symmetrischen Photopeaks eine asymmetrische Verzerrung hin zu niedrigen Energien (geringer als die Primärenergie des Photons) aufweisen. Dieser Effekt wird „*Hole-Tailing*" genannt, da speziell die Löcher aufgrund ihrer geringen Mobilität zu diesem Auslaufen der Peaks beitragen. [58, 68]

Bei der Detektion von sehr niederenergetischen, also weichen, Spektren mit CdTe-PCD ist der Signalverlust, verursacht durch *Trapping* und Rekombination, besonders präsent. Da in diesen Fällen die eintreffenden Photonen sehr nah an der Kathode absorbiert werden und auch nur die Elektronen und nicht die Löcher zur Entstehung des Signals beitragen (siehe Abbildung 17), gehen während des Elektronendrifts zur Anode besonders viele Ladungsträger verloren. Die induzierte Ladung ist also signifikant geringer, als die Summe der Ladungsträger, verursacht durch das Primärphoton. Somit kann es vorkommen, dass ein niederenergetisches Photon nicht gezählt wird, obwohl dessen Primärenergie ausreichend gewesen wäre, da die induzierte Ladung geringer ist als der eingestellte Schwellwert.

3.2.4 Diffusion

Neben *Trapping* und Rekombination führen weitere Effekte während des Drifts der Ladungsträger durch den Halbleiter zu einem verringerten induzierten Anodenstrom in der Pixelelektrode. Die Diffusion beschreibt das Auseinanderstreben der Ladungsträger, aufgrund von Konzentrationsunterschieden im Kristall. Dabei kann die Ladungsträgerwolke so weit auseinanderdiffundieren, dass sie sich über mehrere Pixelelektroden verteilt. Dies führt zum sog. „*Charge sharing*" und folglich ebenfalls (wie beim *Trapping* der der Rekombination) zu einer Unterschätzung der eigentlichen Primärenergie des Photons.

Mithilfe der Einstein-Gleichung kann der Diffusionskoeffizient D für die Ladungsträger n nach [56] bestimmt werden:

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n \left[\frac{m^2}{s}\right] \tag{37}$$

Wobei k_B die BOLTZMANN-Konstante ($k_B = 1{,}381 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$), T die absolute Temperatur, q die Elementarladung und μ_n die Ladungsträgermobilität ist.

Die Verteilung der Ladungsträger in einem Querschnitt der Wolke kann mit einer Gaußverteilung angenähert werden. Die Standardabweichung σ dieser Gaußverteilung nach der Zeit t entspricht nach [38]:

$$\sigma(t) = \sqrt{2Dt} \tag{38}$$

Aus Gleichung (32), (37) und (38) folgt die Standardabweichung nach der zurückgelegten Driftlänge x_d:

$$\sigma(x_d) = \sqrt{\frac{2k_B T x_d}{q\vec{\varepsilon}}} \ [m] \tag{39}$$

Betrachtet man den Grenzfall (vollständige Absorption eines Photons an der Kathode) für einen 0,75 mm dicken CdTe-Detektor bei Raumtemperatur $T = 300\,K$ und einer Feldstärke von $\vec{\varepsilon} = 5000\,Vcm^{-1}$ ergibt sich:

$$\sigma(x_d = 0{,}75\,mm) \cong 0{,}11\,mm \tag{40}$$

Bei einem Detektor mit einer Pixelgröße von 100 µm entspricht die Standardabweichung der Diffusion über die komplette Dicke des Halbleiters also ungefähr der Pixelgröße. Geht man zusätzlich davon aus, dass das eintreffende Photon nicht direkt mittig über eine Pixelanode absorbiert wird, kann sich die entstehende Ladungswolke auch über die angrenzenden Pixel hinweg ausbreiten.

Um der daraus resultierenden Unterschätzung der Photonenenergie entgegenzuwirken, verwenden manche PCD-Hersteller eine sog. „*Charge sharing*"-Korrektur, welche die Ladungsverteilung über die Pixelmatrix innerhalb eines Auslesezyklus (Totzeit) auswertet. Dabei wird die Teilladung in jedem Pixel mit der Teilladung der acht Nachbarpixel verglichen. Die Summe der einzelnen Teilladungen wird dem Pixel mit der höchsten Einzelteilladung zugerechnet und der Zähler entsprechend dem Schwellwert inkrementiert oder nicht (Abbildung 22).

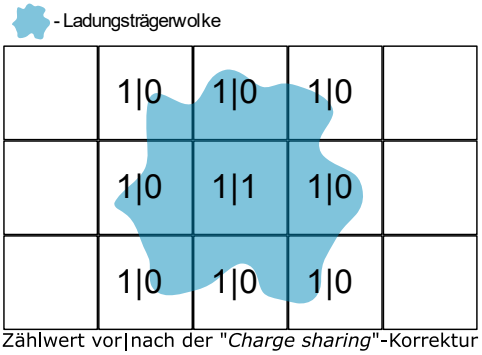


Abbildung 22: Prinzip der "Charge sharing"-Korrektur. Die Zahlen auf der Pixelmatrix entsprechen dem Zählwert vor|nach der Korrektur.

3.2.5 Compton-Streuung und K-Escape

Zwei weitere Effekte, welche eine Unterschätzung der Photonenenergie zur Folge haben, sind die Compton-Streuung (Kapitel 2.1.4) und sog. „*K-Escape*"-Events. Wobei die Compton-Streuung in der Regel aus Auslöser für *K-Escape*-Events fungiert. Das einfallende Primärphoton wird an einem Schalenelektron gestreut. Das gestreute Elektron bewegt sich sehr schnell durch den Halbleiterkristall und löst sekundäre Prozesse (Streuung, Rekombination usw.) aus oder induziert eine Ladung an einer Pixelelektrode. Das gestreute Photon löst ebenfalls sekundäre Prozesse (Streuung, Absorption, usw.) aus. Dabei kann es vorkommen, dass das gestreute Photon im Bereich eines anderen Pixels absorbiert und folglich auch dort detektiert wird. Die um die kinetische Energie des Elektrons verringerte Primärenergie des einfallenden Photons wird von einem entsprechenden Pixel detektiert, was sich in der Spektroskopie in sog. Compton-Plateaus (oder auch Compton-Kontinua) äußert, welche links (geringere Energie) vom eigentlichen Photopeak entstehen [72]. Wird das gestreute Photon in einem Nachbarpixel detektiert, so kann die daraus folgende Unterschätzung der eigentlichen Primärenergie durch eine *Charge-sharing*-Korrektur (Abbildung 22) vermieden werden.

Findet die Compton-Streuung an einem Schalen-Elektron statt, so hinterlässt das herausgelöste Elektron ein Loch, welches von einem Elektron einer höher gelegenen Schale wiederbesetzt wird. Die dabei entstehende charakteristische Strahlung kann entweder wiederum andere sekundäre Prozesse im Kristall auslösen, wie z.B. eine Absorption, sodass kein Energieverlust auftritt oder diese mithilfe einer *Charge-sharing*-Korrektur berichtigt werden kann.

Auch möglich ist allerdings, dass das entstandene Photon charakteristischer Wellenlänge den Halbleiterkristall verlässt, wodurch die Primärenergie des Photons um genau den Betrag der charakteristischen Energie vermindert wird. Die detektierte Energie E_{det} ist also die Differenz aus der Primärenergie des Photons $E_p$und der charakteristischen Energie E_{char}:

$$E_{det} = E_p - E_{char} \tag{41}$$

Da die K-Schale das niedrigste Energieniveau in der Atomhülle aufweist, ist die Energie der entstehenden charakteristischen Strahlung auch die höchstmögliche in der Atomhülle. Daher ergeben sich in der Spektroskopie genau bei der Differenz $E_p - E_{K_{\alpha/\beta}}$ signifikante Peaks, welche bei der Bewertung des Signals besonders berücksichtigt werden müssen. [73]

3.2.6 FANO-Rauschen

Neben den o.g. Prozessen, welche die Effizienz des Detektors und dessen Energieauflösung beeinflussen, unterliegt auch die Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare pro einfallendem Photon statistischen Schwankungen. Die mittlere Anzahl an generierten Elektron-Loch-Paaren N_{eh} kann aus der Primärenergie des einfallenden Photons E_p und der Paarbildungsenergie E_{eh} abgeschätzt werden:

$$N_{eh} = \frac{E_p}{E_{eh}} \tag{42}$$

Legt man der Anzahl an generierten Elektron-Loch-Paaren eine Poisson-Verteilung zugrunde, so kann man die Standardabweichung mit $\sqrt{N_{eh}}$ beschreiben. Da aber nicht die vollständige Energie des Photons zur Generierung von Elektron-Loch-Paaren umgesetzt, sondern ein Teil in Wärme umgewandelt wird, ergibt sich eine verminderte Standardabweichung von:

$$\sigma_{eh} = \sqrt{F N_{eh}} \tag{43}$$

Dabei ist $F < 1$ und beschreibt den sog. FANO-Faktor, welcher 1946 von Ugo FANO zum ersten Mal beschrieben und berechnet wurde [36].

Mithilfe dieser Standardabweichung kann die Energieauflösung des Detektors bei einer bestimmten Energie E_p (auch Dispersion $\mathcal{D}(E_p)$ genannt), begrenzt durch das FANO-Rauschen, nach [36] bestimmt werden:

$$\frac{\sigma_{eh}(E_p)}{E_p} \equiv \frac{\sigma_{eh}(N_{eh})}{N_{eh}} = \sqrt{\frac{F}{N_{eh}}} \tag{44}$$

Mit Gleichung (43) folgt:

$$\frac{\sigma_{eh}(E_p)}{E_p} = \sqrt{\frac{F E_{eh}}{E_p}} \tag{45}$$

$$\sigma_{eh}(E_p) = \sqrt{F E_{eh} E_p} \tag{46}$$

Die Verbreiterung ΔE eines eigentlich monoenergetischen Photopeaks kann mithilfe der Halbwertsbreite ausgedrückt werden:

$$\Delta E = 2\sqrt{2 \ln 2}\, \sigma(E_p) \tag{47}$$

Diese Halbwertsbreite ΔE entspricht der Dispersion $\mathcal{D}(E_p)$ und stellt somit das intrinsische Energieauflösungsvermögen des Detektors (ohne elektronisches Rauschen) dar [36]:

$$\mathcal{D}(E_p) = 2\sqrt{2 \ln 2\, F E_{eh} E_p} \cong 2{,}355\sqrt{F E_{eh} E_p} \tag{48}$$

Die Dispersion $\mathcal{D}$ und die Energieauflösung $\mathcal{D}/E_p$ bei einer Photonenenergie von $E_p = 60\ keV$ sind für die vier ausgewählten Halbleitermaterialien in Tabelle 3 angegeben.

3.2.7 Systemrauschen (elektronisches Rauschen)

Weitere Rauschquellen, welche die Energieauflösung des Detektors beeinflussen, ergeben sich aus den Bauteilen der Detektorelektronik, vor allem aus den Ladungsverstärkern. Diese müssen die an der Pixelelektrode sehr geringe induzierte Ladung (ca. 1 fC für ein 20 keV Photon in CdTe, [69]) soweit verstärken, dass nachgeschaltete elektronische Bauelemente dieses Signal verarbeiten können. Die durch elektronische Bauelemente verursachten Rauschgrößen werden als äquivalente Rauschladung (ENC, engl. *equivalent noise charge*) bezeichnet. Die ENC ist definiert als die Ladungsmenge, welche am Eingang des Ladungsverstärkers anliegen müsste, um ein Signal mit der effektiven Leistung reinen Rauschens am Ausgang zu erzeugen. Die Dimension der ENC ist daher auch eine absolute Ladung [C], wird aber häufig bezogen auf die Elementarladung der Ladungsträger als Ladung in Elektronen [e^-] angegeben. [38]

Die folgenden Rauschgrößen werden approximiert in [69] angegeben und stellen die signifikantesten Rauschquellen im elektronischen System des Detektors dar.

Das weiße thermische Rauschen am Eingangstransistor des Ladungsverstärkers ergibt sich zu:

$$ENC_{th}^2 = \frac{8}{3}\frac{k_B\,T}{t_{peak}\,g_m}C_{ges}^2 \tag{49}$$

Wobei k_B die BOLTZMANN-Konstante, T die absolute Temperatur des Ladungsverstärkers, t_{peak} die Integrationszeit des Impulsformers, g_m die Transkonduktanz des Ladungsverstärkereingangs und C_{ges} die Summe aller Kapazitäten im elektronischen System des Detektors darstellen. C_{ges} setzt sich demnach zusammen aus der Detektorkapazität C_{det}, aus den einzelnen Kapazitäten des Eingangs-Feldeffekttransistors (Tor-Quelle- bzw. Tor-Senke-Kapazität) C_{inp} und anderen parasitären oder Ruckkopplungskapazitäten der verwendeten Bauelemente. Reza [69] gibt an, dass sich C_{ges} erfahrungsgemäß in der Größenordnung von 1 – 2 pF bewegt und C_{inp} deutlich darunter. Allerdings sind die Kapazitäten natürlich stark vom Detektordesign abhängig, sodass die Unterschiede zwischen verschiedenen Detektoren groß sein können.

Das thermische Rauschen des Ladungsverstärkereingangs wird weiterhin von einem frequenzabhängigen rosa Rauschen ($1/f$-Rauschen) überlagert, welches angenähert werden kann durch:

$$ENC_{1/f}^2 = \frac{K_f}{2}\,w\,l\,\frac{C_{tot}^2}{C_{inp}^2} \tag{50}$$

Dabei ist K_f eine frequenzabhängige Rauschkonstante und w und l die Breite bzw. Länge des Eingangstransistors.

Weiterhin ergibt sich ein Rauschbeitrag aus dem endlichen Widerstand des Detektors und dem daraus resultierenden Leckstrom I_{dark}:

$$ENC_{dark}^2 = 2q\,I_{dark}\,t_{peak} \tag{51}$$

mit (aus [59])

$$I_{dark} = \frac{U}{R\,l}A_{px} \tag{52}$$

Dabei ist U die Spannung, welche das elektrische Feld über dem Sensor generiert, A_{px} die Fläche eines Pixels und R der spezifische Widerstand des Halbleitermaterials.

Die gesamte äquivalente Rauschladung ENC_{ges} ergibt sich zu:

$$ENC_{ges} = \sqrt{ENC_{th}^2 + ENC_{1/f}^2 + ENC_{dark}^2} \tag{53}$$

Die ENC_{ges} wird in der Regel bestimmt durch Messung des Ausgangssignals, wonach bei bekannter Gesamtverstärkung des Systems auf das Eingangssignal zurückgeschlossen werden kann. Um also die ENC_{ges} zu bestimmen, muss das System aus Detektionsschicht und Ausleseelektronik sehr gut bekannt sein.

Aufgrund des frei wählbaren Energieschwellwerts sind PCDs in der Lage, den Rauschbeitrag der elektronischen Bauelemente zum Nutzsignal zu reduzieren bzw. komplett auszuschließen, indem der Schwellwert höher gewählt wird als die Amplitude des elektronischen Rauschens.

3.2.8 Pile-up

Ein Effekt, welcher zu einer Überschätzung der Primärenergie eines einfallenden Photons führt, ist der sog. „*Pile-up*"-Effekt. Da die Emission von Photonen statistischer Natur ist, kann es vorkommen, dass innerhalb eines Auslesezyklus (Totzeit τ) nicht nur ein Photon pro Pixel interagiert, sondern mehrere. Da das Prinzip der Photonenzählung und Energiedeterminierung allerdings darauf basiert, dass die Ladung, die innerhalb der Totzeit verarbeitet wird, immer nur einem Photon zuzurechnen ist, ist ein PCD nicht in der Lage, zwischen mehreren Photoneninteraktionen pro Totzeit τ zu unterscheiden (Abbildung 23).

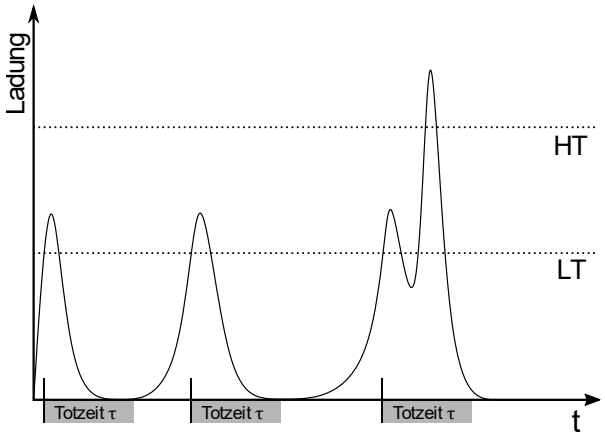


Abbildung 23: Schematische Darstellung des Signalverlaufs beim Pile-up-Effekt. Während eines einzigen Auslesezyklus werden in einem Pixel zwei (oder mehrere) Photonen absorbiert.

Bezeichnet man die Anzahl der tatsächlich aufgetretenen Events pro Zeiteinheit als n und die Anzahl der beobachteten Events pro Zeit als m, so ergibt sich nach [38] für Detektoren mit konstanter Totzeit τ der Anteil der Totzeit des Detektors zu $m\tau$. Die Verlustrate an wahren Events ist demnach:

$$n - m = nm\tau \tag{54}$$

Daraus folgt:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \qquad \text{und} \qquad m = \frac{n}{1 + n\tau} \tag{55 und 56}$$

Die mittlere Anzahl an wahren Events während der Totzeit τ ist $n\tau$. Legt man eine Poisson-Verteilung der Photonen zugrunde, so ist nach [38] die Wahrscheinlichkeit p, dass x zusätzliche Events während der Totzeit τ auftreten und somit *Pile-up* verursachen gegeben durch:

$$p(x) = \frac{(\bar{x})^x e^{-\bar{x}}}{x!} = \frac{(n\tau)^x e^{-n\tau}}{x!} \tag{57}$$

Das bedeutet, dass $p(x = 0)$ die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein Zählerwert frei von *Pile-up* ist. Analog entspricht $p(x = 1)$ der Wahrscheinlichkeit, dass insgesamt zwei Photoneninteraktionen in der Totzeit τ aufgetreten sind und als ein einziger Zählwert registriert werden. Abbildung 24 zeigt die Wahrscheinlichkeit für $x = 0, \dots, 3$ über dem Produkt aus wahrer Zählrate n und Totzeit τ. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Zählwert frei von *Pile-up* ist, sinkt, wenn sich n^{-1} und τ annähern. Im Gegenzug steigen die Wahrscheinlichkeiten für *Pile-up*-behaftete Zählerwerte.

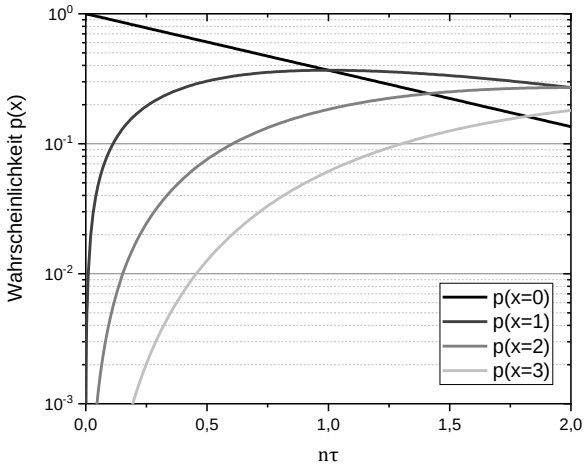


Abbildung 24: Wahrscheinlichkeit p für das Auftreten von x zusätzlichen Events pro Totzeit τ, neben dem Event, welches die Totzeit ausgelöst hat. $p(x = 0)$ entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass ein Zählerwert frei von Pile-up ist.

Neben der zu geringen Zählrate und der damit einhergehenden Einbuße an Statistik, wirkt sich der *Pile-up*-Effekt vor allem negativ auf die Energieauflösung des Detektors aus. Zur Vermeidung von *Pile-up* muss die Totzeit τ so gering wie möglich gesetzt werden. Dies geschieht in der Regel bereits durch den Hersteller. Bei gegebenem τ kann durch einen geringen Photonenfluss pro Pixel die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von *Pile-up* verringert werden. Neben einer geringen Leistung der Röntgenröhre sinkt der Photonenfluss pro Pixel auch mit abnehmender Pixelgröße. Daher sind Detektoren mit kleinen Pixeln weniger anfällig für *Pile-up* als jene mit größeren [69], dafür nimmt allerdings das *charge sharing* mit abnehmender Pixelgröße wiederum zu.

3.3 3D Rekonstruktionsverfahren

3.3.1 Computertomographie

Ein generelles Problem der Radiographie ist die Abbildung eines dreidimensionalen Objekts auf einer zweidimensionalen Projektion. Um dieses Problem zu umgehen, wurde in den 1960er und 1970er Jahren das Verfahren der Computertomographie (CT) entwickelt. Dabei führt das zu untersuchende Objekt relativ zum System Quelle-Detektor eine Rotationsbewegung aus, wobei in konstanten Winkelschritten Projektionsbilder des Objekts erzeugt werden. Auf Grundlage der von Johan Radon 1917 veröffentlichten und nach ihm benannten (inversen) Radon-Transformation [74] kann aus diesen Projektionsbildern mithilfe einer gefilterten Rückprojektion ein dreidimensionales Volumen rekonstruiert werden. Die auf diese Weise generierte Tiefeninformation wird genutzt, um eine verbesserte Diagnose in der Medizin bzw. Beurteilbarkeit einer Fehlstelle in der ZfP zu erreichen.

Nach dem Gesetz von Lambert-Beer (Kapitel 2.1.1) ergibt sich das integrale Signal des ortsaufgelösten Schwächungskoeffizienten $\mu(x, y)$ bei durchstrahlter Dicke s des untersuchten Objekts aufgenommen unter einem Rotationswinkel γ zu (nach [39]):

$$P_\gamma(\xi) = -\ln\frac{I}{I_0} = \int_0^s \mu(\xi, \eta)\, d\eta \tag{58}$$

Die Transformation vom statischen Objektkoordinatensystem (x, y) in das rotierende Koordinatensystem der Aufnahmegeometrie (ξ, η) entspricht dabei:

$$\begin{bmatrix}\xi\\ \eta\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\cos\gamma & \sin\gamma\\ -\sin\gamma & \cos\gamma\end{bmatrix}\begin{bmatrix}x\\ y\end{bmatrix} \tag{59}$$

Die beiden Koordinatensysteme sind in Abbildung 25 dargestellt.

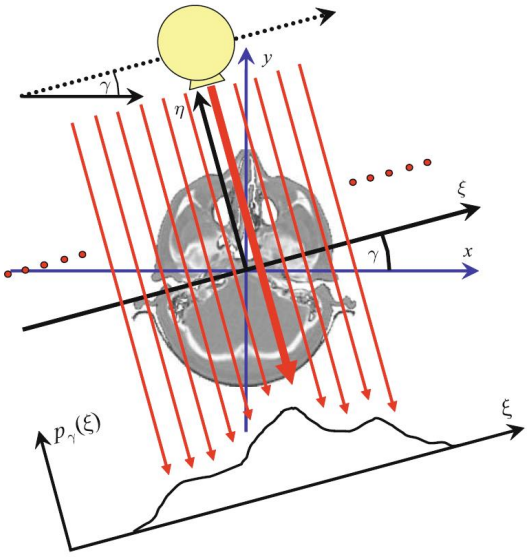


Abbildung 25: Rotierendes Koordinatensystem einer CT. Das Linienintegral des Schwächungskoeffizient $\mu(x, y)$ wird in Abhängigkeit vom Rotationswinkel γ entlang η in der Projektion $P_\gamma(\xi)$ gemessen.[10]

[10] Nachgedruckt mit Erlaubnis von Springer Nature: T. Buzug, [39], Copyright 2008.

Das Fourier-Scheiben-Theorem beschreibt die Transformation von integralen Projektionsbildern $P_\gamma(\xi)$ mithilfe der inversen Radon-Transformation zu einem rekonstruierten Schnittbild, welches die Verteilung der ortsaufgelösten Schwächungskoeffizienten $\mu(x,y)$ des untersuchten Objekts enthält. (nach [39, 75, 76])

Dazu wird die Fourier-Transformierte S der Projektion P gebildet:

$$S_\gamma(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_\gamma(\xi) e^{-j\omega\xi} d\xi \tag{60}$$

Mit der Definition der Projektion aus Gleichung (58) folgt:

$$S_\gamma(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{0}^{s} \mu(\xi,\eta)\, d\eta \right] e^{-j\omega\xi} d\xi \tag{61}$$

Nach Transformation der rotierten Koordinaten in das ursprüngliche Objektkoordinatensystem anhand der Gleichung (59) ergibt sich die Fourier-Transformierte der Schwächungsfunktion des Objekts $\mu(x,y)$ zu:

$$S_\gamma(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x,y) e^{-j\omega(x\cos\gamma + y\sin\gamma)}\, dx\, dy \tag{62}$$

Die Ortsfrequenzen der Fourier-Transformierten werden dabei mithilfe der Koordinatentransformation zu:

$$S_\gamma(\omega) = F(\omega\cos\gamma\,, \omega\sin\gamma) = F(u,v) \tag{63}$$

Letztendlich lassen sich anhand einer inversen Fourier-Transformation die Schwächungskoeffizienten des Objekts bestimmen:

$$\mu(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u,v) e^{j2\pi(xu+yv)}\, du\, dv \tag{64}$$

In der Praxis wird die Projektion $P_\gamma(\xi)$ noch mit einer Fensterfunktion $W(u,v)$ gefaltet, um der endlichen Orts- und Frequenzauflösung eines realen Systems Rechnung zu tragen:

$$P_\gamma(\xi) * w(x,y) = W(u,v) \cdot S_\gamma(\omega) = W(u,v) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} P_\gamma(\xi) e^{-j\omega\xi} d\xi \tag{65}$$

Gängige Fensterfunktionen (z.B. Ram-Lak, Shepp-Logan, Hamming, etc.) sind in der Literatur [39, 75–77] hinreichend beschrieben.

Auf der Grundlage des Lambert-Beer'schen Gesetzes (Kapitel 2.1.1) kann somit der Schwächungskoeffizient μ des untersuchten Objekts ortsaufgelöst rekonstruiert werden. Da allerdings niederenergetische Photonen mit sehr viel höherer Wahrscheinlichkeit absorbiert werden als hochenergetische, führt dies zu dem Effekt der sog. Strahlungsaufhärtung (BH, engl. *beam hardening*). BH entsteht, wenn polyenergetische Röntgenspektren (Bremsstrahlung) durch Materie geschwächt werden. Die Veränderung eines Bremsspektrums aufgrund der Schwächung durch Materie ist in Abbildung 26 dargestellt. Je größer die durchstrahlte Dicke eines Materials, desto weniger niederenergetische Photonen erreichen den Detektor, desto „härter" ist das Spektrum.

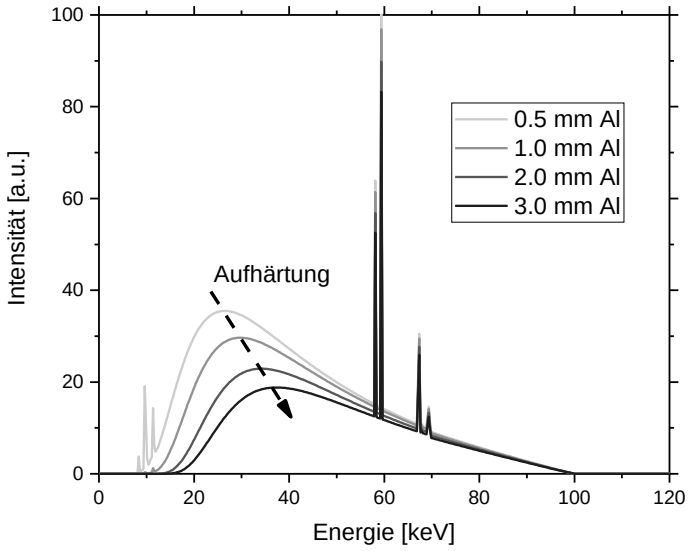


Abbildung 26: Aufhärtung (engl. hardening) eines 100 kV-Bremsspektrums bei verschiedenen durchstrahlten Dicken von Aluminium

Somit ist der lineare Rekonstruktionsansatz nach dem Gesetz von Lambert-Beer, bei dem der Schwächungskoeffizient $\mu(\eta)$ nur eine Funktion der Raumkoordinaten darstellt, nicht mehr ausreichend. Berücksichtigt man die Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten und dessen räumliche Verteilung mit $\mu(\eta, E)$, so erhält man nach [39] für die geschwächte Intensität I bei durchstrahlter Dicke s:

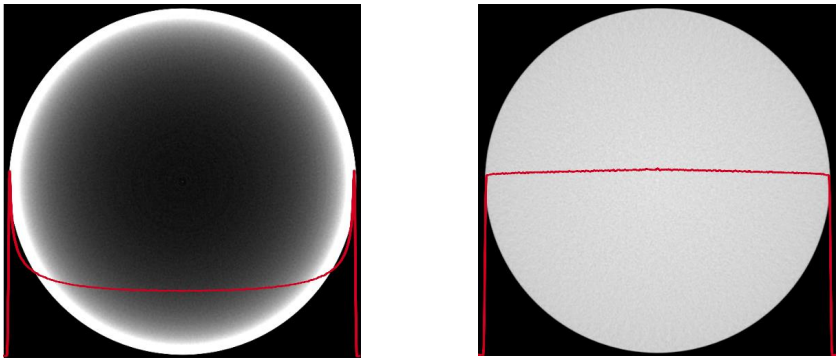
$$I(s) = \int_0^{E_{max}} I_0(E)\, e^{-\int_0^s \mu(\eta,E)d\eta}\, dE \tag{66}$$

Wobei $\int_0^{E_{max}} I_0(E)dE$ die Gesamtintensität I_0 des ungeschwächten einfallenden Bremsspektrums darstellt. Das Projektionsintegral muss somit erweitert werden und ergibt sich nach [39] zu

$$P_\gamma(\xi) = -\ln\left(\frac{\int_0^{E_{max}} I_0(E)\, e^{-\int_0^s \mu(\xi,\eta,E)d\eta}\, dE}{\int_0^{E_{max}} I_0(E)dE}\right) \tag{67}$$

Die nicht-lineare Beziehung zwischen dem Schwächungskoeffizienten μ und dem in der Projektion gemessenen Wert $P_\gamma(\xi)$ ist ursächlich für die Aufhärtung des Spektrums.

Wird die Aufhärtung des Spektrums nicht korrigiert, ist der errechnete Schwächungskoeffizient bei großen durchstrahlten Materialstärken geringer als bei kleinen. Dieser Effekt ist in der CT besser bekannt als „*Cupping*" [78]. Die Auswirkungen des *Cupping*-Effekts sind in Abbildung 27 anhand der Rekonstruktion eines simulierten homogenen Al-Zylinders dargestellt.



(a) (b)

Abbildung 27: Auswirkung des BH auf den rekonstruierten Schwächungskoeffizienten am Beispiel eines simulierten homogenen Al-Zylinders. (a) Cupping durch polyenergetisches Spektrum und (b) monoenergetisches Spektrum ohne Cupping.

In Kapitel 6.3 werden verschiedene Methoden zur Korrektur des *Cupping*-Effekts vorgestellt. Dabei kommt auch die inhärente spektralauflösende Eigenschaft eines PCD zum Tragen.

3.3.2 Laminographie

Eine CT wird genutzt, um Volumeninformationen von Objekten zu generieren und somit eine gesteigerte Beurteilbarkeit eines Fehlers o.ä. zu erreichen. Eine CT setzt allerdings voraus, dass ein Objekt von allen Seiten zugänglich und bestenfalls zylindrisch ist, damit die durchstrahlte Wandstärke in jeder Projektion möglichst konstant ist. In der Praxis gibt es allerdings häufig Objekte, welche groß und flach sind, also ein großes Seitenverhältnis aufweisen oder im eingebauten Zustand untersucht werden sollen, sodass eine freie Rotation des Systems Detektor-Quelle bzw. des Objekts nicht möglich ist. Um bei dieser Art von Objekt dennoch eine Volumen- bzw. Tiefeninformation zu generieren, wurden sog. laminographische Verfahren entwickelt. Dazu gehören u.a. die Planar-Tomographie, Rotations-Laminographie, Translations-Laminographie oder die „*Swing*"-Laminographie [79].

Die in dieser Arbeit durchgeführte sog. „Co-planare Translations-Laminographie" generiert die Tiefeninformation über eine translatorische Bewegung der Röntgenquelle parallel zu Detektor und Objekt. Aufgrund der vielen unterschiedlichen Einstrahlwinkel, unter denen jede Projektion aufgenommen wurde, kann mithilfe einer gefilterten Rückprojektion ähnlich der CT ein dreidimensionales Raumelement rekonstruiert werden. Das Prinzip der Co-planaren Translations-Laminographie (im Folgenden kurz Laminographie genannt) ist in Abbildung 28 aufgeführt. Neben der gefilterten Rückprojektion, bei der jedes Voxel des Volumens einzeln rekonstruiert werden muss, existieren sehr viel schnellere Verfahren, bei denen die Kegelstrahlgeometrie mit einer Parallelstrahlgeometrie angenähert wird und somit ganze Ebenen des Volumens in einem Schritt rekonstruiert werden können („*Shift-Average*"-Algorithmus, [80]). Das *Shift-Average*-Verfahren findet in dieser Arbeit Anwendung.

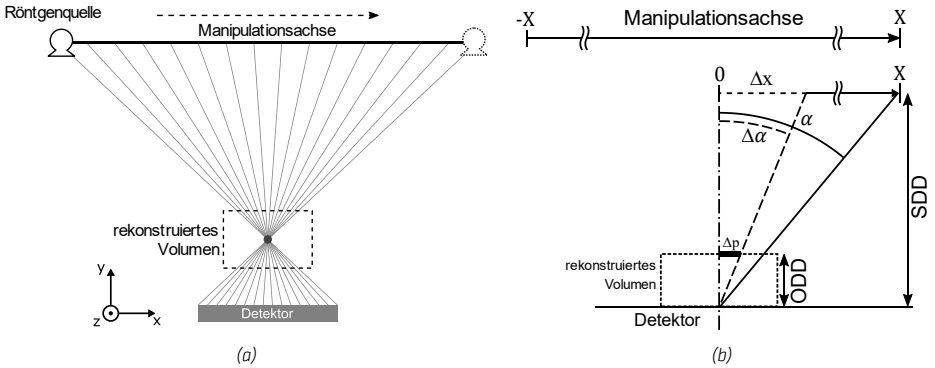


Abbildung 28: (a) Prinzip der Co-planaren Translations-Laminographie zur Rekonstruktion eines dreidimensionalen Volumens im Raum. (b) Die geometrischen Verhältnisse bei der Co-planaren Translations-Laminographie. Die Abstände SDD (Quelle-Detektor) und ODD (Objekt-Detektor) sowie der maximale Einstrahlwinkel α begrenzen die erreichbare Auflösung im rekonstruierten Datensatz.

Im Vergleich zur CT, bei der man im Idealfall einen Datensatz aus einer kompletten Rotation um 360° erhält, entstehen bei der Laminographie Artefakte im rekonstruierten Datensatz, welche auf die fehlenden Projektionen im nicht gemessenen Winkelbereich zurückzuführen sind. Diese können zwar bei unvollständigen Datensätzen auch in der CT auftreten, allerdings ist der gemessene Winkelbereich in der Laminographie in der Regel sehr viel eingeschränkter mit ca. $-45° \leq \alpha \leq 45°$. Bei äquidistanten Schritten der Röntgenquelle auf der Manipulationsachse Δx werden mit zunehmendem Einstrahlwinkel α die Winkelinkremente pro Projektion $\Delta\alpha$ immer kleiner. Das bedeutet, dass die Anzahl der Projektionen pro konstantem Winkelinkrement im Randbereich immer größer wird, was in Kombination mit den Artefakten aus dem nicht gemessenen Winkelbereich in sog. Kreuzartefakten resultiert. Für die Anzahl der Projektionen N_P pro konstantem Winkelinkrement $\Delta\alpha$ gilt:

$$N_P(\Delta\alpha) \propto \frac{1}{\cos^2 \alpha} \qquad \text{mit } \Delta\alpha = const. \tag{68}$$

Diese Artefakte sind in Abbildung 30b als kreuzförmige Linien, ausgehend von einer simulierten Fehlstelle, erkennbar.

Darüber hinaus wird der Abstand zwischen Quelle und Detektor (SDD, engl. *source-detector distance*) bei zunehmendem Einstrahlwinkel α größer, wodurch die detektierte mittlere Intensität pro Projektion sinkt. Die Winkelabhängige Intensitätsverteilung und die relative Anzahl der Projektionen pro Winkelinkrement sind in Abbildung 29 aufgetragen. Der Auszug aus einer Sequenz von Projektionen soll der Veranschaulichung der Intensitätsverteilung dienen.

Mit zunehmendem Einstrahlwinkel wird der Abstand zwischen Quelle und Detektor größer, entsprechend sinkt die mittlere Intensität in den Projektionen. Die relative Anzahl an Projektionen pro konstantem Winkelinkrement $\Delta\alpha$ ist proportional zu $1/\cos^2 \alpha$. Für einen Einstrahlwinkel von $\alpha = 40°$ ist die Anzahl der Projektionen pro Winkelinkrement 1,7x größer als für $\alpha = 0°$.

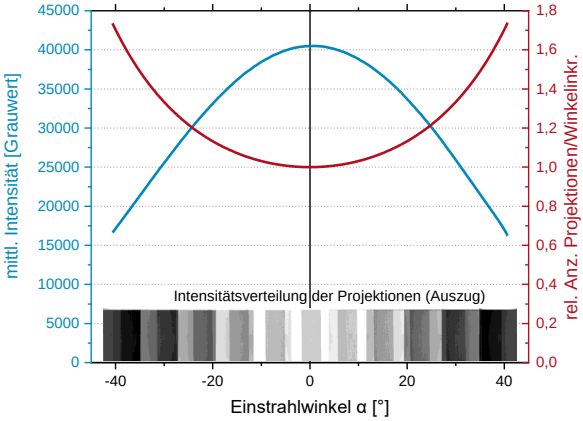


Abbildung 29: Verteilung der mittleren Intensität in den Projektionen in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel α (links in blau) und die relative Anzahl an Projektionen pro Winkelinkrement $\Delta\alpha$ für äquidistante Schrittweiten des Manipulators (rechts in rot).

Sind die Toleranzen der Geometrien im Messaufbau nicht hinreichend klein genug, so können neben Kreuzartefakten weitere Artefakte auftreten. So kann eine Abweichung in der Parallelität von Manipulationsachse und Detektor zu gekrümmten Artefakten führen, wie in Abbildung 30 gezeigt.

Ein Vergleich zwischen $\beta = 0°$ und $\beta = 4°$ zeigt, dass sich neben den Kreuzartefakten, verursacht durch den eingeschränkten Winkelbereich, zusätzliche gekrümmte Artefakte, ausgehend von der Anzeige, bilden können.

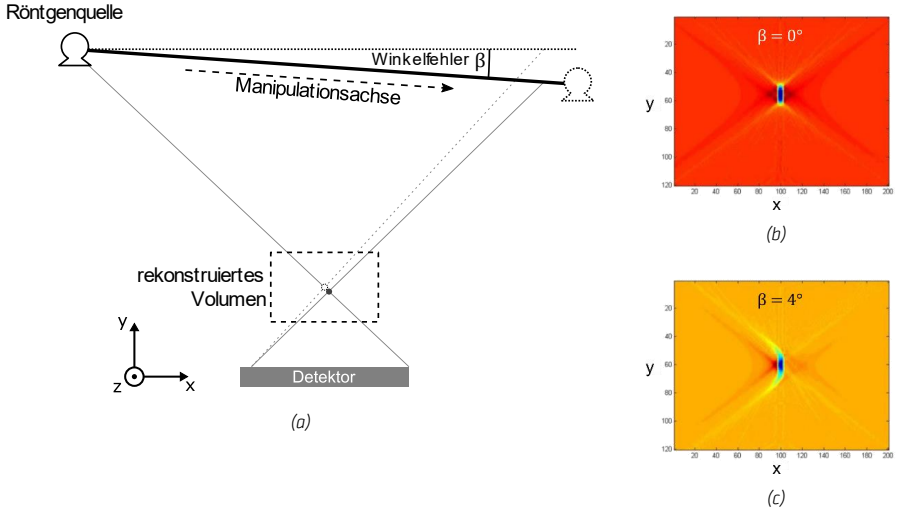


Abbildung 30: Simulierte Auswirkung eines Winkelfehlers der Manipulationsachse zur Detektorebene. (a) Eine Neigung der Manipulationsachse um den Winkel β führt zu Artefakten im rekonstruierten Volumen. Dargestellt ist der Vergleich zwischen (b) $\beta = 0°$ und (c) $\beta = 4°$. Die Falschfarben dienen der besseren Erkennbarkeit der Intensitäten von Fehlstelle und Artefakten.

Anhand geeigneter Wichtungsfaktoren, welche auf die Sequenz von Projektionen angewendet werden, kann der Einfluss der Kreuzartefakte im rekonstruierten Datensatz begrenzt werden. Dabei werden der

Abfall der Intensität in den Randprojektionen und die erhöhte Anzahl an Projektionen pro Winkelinkrement mithilfe eines cos²-Wichtungsfaktors $w_{\cos^2}$ und eines Hamming-Wichtungsfaktors $w_{Hamming}$ korrigiert:

$$w_{\cos^2} = \cos^2 \alpha = \frac{SDD^2}{SDD^2 + x^2} \tag{69}$$

$$w_{Hamming} = \frac{25}{46} + \frac{21}{46}\cos\left(\frac{2\pi i}{N_P - 1}\right) \qquad \text{mit } i = 0 \dots (N_P - 1) \tag{70}$$

Wobei x der Position der Quelle auf der Manipulationsachse entspricht.

Die Auswirkungen dieser Wichtungsfaktoren auf den Querschnitt eines gemessenen, Hochpass-gefilterten und rekonstruierten Volumens[11] sind in Abbildung 31 dargestellt. Dabei ist der Einfluss von $w_{\cos^2}$ im Vergleich zu $w_{Hamming}$ in Bezug auf die Unterdrückung von Kreuzartefakten eher gering. Zwar kann mithilfe der beiden Wichtungsfaktoren, vor allem mit $w_{Hamming}$, eine deutliche Verringerung der Kreuzartefakte erreicht werden, allerdings geht dies zu Lasten der Tiefenauflösung, was besonders in der Detailansicht (links in Abbildung 31) deutlich wird.

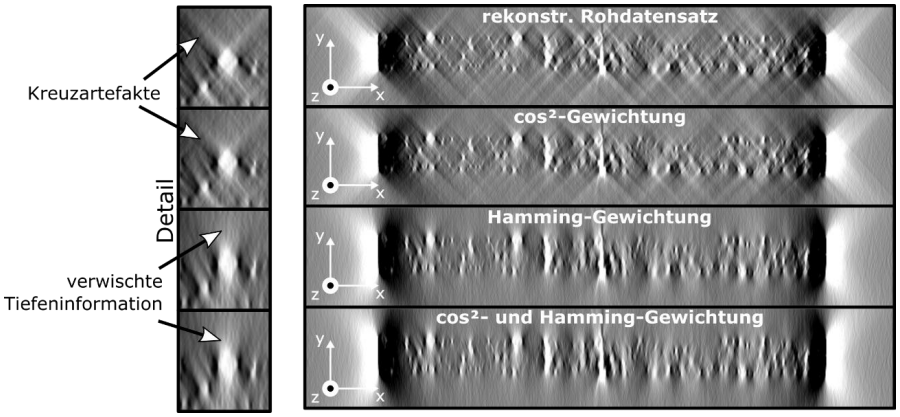


Abbildung 31: Die Querschnitte durch einen rekonstruierten Beispieldatensatz[11] zeigen den Einfluss von cos²- und Hamming-Wichtungsfaktoren auf die Kreuzartefakte und die Tiefeninformation.

Eine weitere Methode, wie die Auswirkungen von Artefakten in der Laminographie begrenzt werden kann, ergibt sich als Nebeneffekt zur Materialdiskriminierung mithilfe photonenzählender Detektortechnik und ist in Kapitel 7.3 aufgeführt.

[11] rekonstruiert mit Software „TomoPlanGPU" (BAM)

4 Methoden der Datenanalyse

Unabhängig von der Art der Erzeugung unterschiedlicher Spektren zur materialaufgelösten Röntgenuntersuchung, existieren in der Literatur verschiedene Verfahren, um eine Materialinformation zu generieren. Im Folgenden werden vier ausgewählte Verfahren vorgestellt, welche auch in dieser Arbeit zur Anwendung kommen. Dabei sind zwei algebraische Verfahren, die spezifisch für Röntgenuntersuchungen entwickelt wurden. Darüber hinaus werden zwei weitere nicht röntgenspezifische Verfahren der explorativen multivariaten Datenanalyse vorgestellt, welche auf Daten unterschiedlichsten Ursprungs angewendet werden können. Dabei wird zunächst auf den Merkmalsraum, welcher der multivariaten Datenanalyse zugrunde liegt, und dessen Eigenschaften eingegangen.

4.1 Algebraische Datenanalyse zur Materialdiskriminierung

4.1.1 Basismaterial-Dekomposition (BMD)

Die Basismaterial-Dekomposition (BMD, engl. *basis material decomposition*) basiert auf dem Prinzip, der Zerlegung von Röntgenbildern unterschiedlicher Energiefenster in Basismaterialien, welche im Vorfeld definiert werden müssen. Ziel der BMD ist es, die Materialstärke zweier Basismaterialien anhand der gemessenen Intensitäten in je einem Nieder- und einem Hochenergiefenster zu rekonstruieren.

Für den monoenergetischen Fall ergibt sich bei der Durchstrahlung zweier Materialien $i = 1,2$ mit der Stärke t nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz die logarithmierte gemessene Intensität zu:

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\mu_1 t_1 - \mu_2 t_2 \tag{71}$$

Werden nun ein Nieder- und ein Hochenergiefenster $j = le, he$ definiert, so kann folgendes Gleichungssystem für den polychromatischen Fall formuliert werden:

$$\begin{cases} I^{le}(t_1, t_2) = \int_{E_{min}^{le}}^{E_{max}^{le}} I_0(E)\, e^{-\mu_1(E)t_1 - \mu_2(E)t_2}\, dE \\ I^{he}(t_1, t_2) = \int_{E_{min}^{he}}^{E_{max}^{he}} I_0(E)\, e^{-\mu_1(E)t_1 - \mu_2(E)t_2}\, dE \end{cases} \tag{72}$$

Dabei hängen die gemessenen Intensitäten I in jedem Energiefenster j von den durchstrahlten Materialstärken t der beiden Basismaterialien ab. Die logarithmierte gemessene Intensität p ergibt sich somit analog zu Gleichung (67):

$$p^j(t_1, t_2) = -\ln\left(\frac{\int_{E_{min}^j}^{E_{max}^j} I_0(E)\, e^{-\mu_1(E)t_1 - \mu_2(E)t_2}\, dE}{\int_{E_{min}^j}^{E_{max}^j} I_0(E)\, dE}\right) \tag{73}$$

Dieser nicht-lineare Zusammenhang zwischen gemessenen Intensitäten p und durchstrahlten Materialstärken t kann für jedes des beiden unabhängigen Energiefenster j durch eine beliebige Funktion angenähert werden. Das auf diese Weise entstandene Gleichungssystem, dient als Kalibriersystem (Abbildung 32), dessen Koeffizientenvektor $\vec{c}$ anhand von gemessenen Stützstellen gefunden werden muss:

$$\vec{P} = \mathbb{T} \cdot \vec{c} \tag{74}$$

Je nach Anwendungsfall und Lage der Stützstellen im Raum $\mathcal{M} = [t_1, t_2, p^j]$ mit $\mathcal{M} \in \mathbb{R}^3$ können verschiedene Funktionen gewählt werden, welche zur Approximation der Kalibrierfunktion dienen. In der Literatur werden dazu meist Polynome oder konische Funktionen vorgeschlagen [28, 81, 82].

Für ein Polynom zweiten Grades sähe die Lösung eines Kalibriersystem wie folgt aus:

$$\begin{cases} p^{le}(t_1, t_2) = a_0 + a_1 t_1 + a_2 t_2 + a_3 t_1^2 + a_4 t_1 t_2 + a_5 t_2^2 \\ p^{he}(t_1, t_2) = b_0 + b_1 t_1 + b_2 t_2 + b_3 t_1^2 + b_4 t_1 t_2 + b_5 t_2^2 \end{cases} \tag{75}$$

Da in der Messung die Intensitäten p^j vorliegen und die Kombination aus den durchstrahlten Materialstärken t_1, t_2 gesucht ist, muss das zum Kalibriersystem inverse Messsystem (Abbildung 32) gebildet werden:

$$\vec{t} = \mathbb{P} \cdot \vec{c}^* \tag{76}$$

Die (numerische) Lösung dieses inversen Messsystems liefert entsprechend für jede beliebige Kombination aus gemessenen und logarithmierten Intensitäten p^j eine Kombination der zugrunde liegenden durchstrahlten Materialstärken der Basismaterialien t_1, t_2.

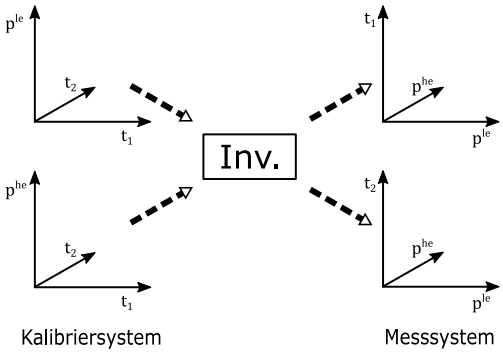


Abbildung 32: Zusammenhang zwischen Kalibrier- und Messsystem der BMD

In Kapitel 7.3 wird dieses Verfahren auf eine Dual-Energy Laminographie angewendet, welche zur Untersuchung eines glasfaserverstärkten Kunststoffbauteils herangezogen wird und wo es zur Rekonstruktion der Basismaterialien Glas und Epoxidharz dient.

4.1.2 Gewichtete logarithmische Subtraktion (WLS)

Ein sehr einfaches, aber effektives Verfahren der Verarbeitung von radiographischen Dual-Energy Bildern ist die gewichtete logarithmische Subtraktion (WLS, engl. *weighted logarithmic subtraction*). Die WLS basiert auf dem Prinzip der Kontrastminimierung zwischen Regionen oder Strukturen im Röntgenbild, welche einen störenden Einfluss auf die eigentlich zu untersuchenden Strukturen haben, die dadurch im Bild hervorgehoben werden. Bornefalk et al. [83] berichten 2006, dass die WLS mithilfe von PCD-Technik in der Lage ist, die Erkennbarkeit von Tumoren in der Mammographie deutlich zu verbessern, indem der Kontrast zwischen intaktem Gewebe und Hintergrund minimiert wird und somit der mit Kontrastmittel (Jod) angereicherte Tumor im Bild deutlich verstärkt wird.

Im monoenergetischen Fall gilt für die gemessene und logarithmierte Intensität $\ln(I/I_0)$ im Röntgenbild bei der Durchstrahlung eines homogenen Materials i der Stärke t nach dem Gesetz von Lambert-Beer analog zu Gleichung (1):

$$\ln\left(\frac{I_i}{I_0}\right) = -\mu_i t_i \tag{77}$$

Werden zwei disktrete Energien $j = le, he$ verwendet, kann die Darstellung dieses Materials in der resultierenden Dual-Energy Projektion p_{DE} unterdrückt werden, wenn die logarithmierten Intensitäten der verschiedenen Energien, gewichtet mit dem Faktor w, voneinander abgezogen werden. Somit ergibt sich p_{DE} zu:

$$p_{DE,i} = \ln\left(\frac{I_i^{he}}{I_0^{he}}\right) - w\ln\left(\frac{I_i^{le}}{I_0^{le}}\right) \tag{78}$$

Möchte man nun den Kontrast im Röntgenbild zwischen zwei Materialien $i = 1, 2$ minimieren, so gilt nach [83, 84]:

$$p_{DE,1} = p_{DE,2} \tag{79}$$

$$\ln\left(\frac{I_1^{he}}{I_0^{he}}\right) - w\ln\left(\frac{I_1^{le}}{I_0^{le}}\right) = \ln\left(\frac{I_2^{he}}{I_0^{he}}\right) - w\ln\left(\frac{I_2^{le}}{I_0^{le}}\right) \tag{80}$$

$$-\mu_1^{he} t_1 + w\mu_1^{le} t_1 = -\mu_2^{he} t_2 + w\mu_2^{le} t_2 \tag{81}$$

Der optimale Wichtungsfaktor w, bei dem der Kontrast zwischen den Materialien 1 und 2 minimal wird, ergibt sich demnach zu:

$$w = \frac{\mu_2^{he} t_2 - \mu_1^{he} t_1}{\mu_2^{le} t_2 - \mu_1^{le} t_1} \tag{82}$$

Dies gilt für zwei diskrete und monoenergetische Energien. Erweitert auf zwei polyenergetische Energiefenster, ergibt sich die Intensität in der gewichteten Dual-Energy Projektion p_{DE} analog zu Gleichung (73) und (78):

$$p_{DE,i} = \ln\left(\frac{\int_{E_{min}^{he}}^{E_{max}^{he}} I_0(E)\, e^{-\mu_i(E)t_i}\, dE}{\int_{E_{min}^{he}}^{E_{max}^{he}} I_0(E)\, dE}\right) - w\ln\left(\frac{\int_{E_{min}^{le}}^{E_{max}^{le}} I_0(E)\, e^{-\mu_i(E)t_i}\, dE}{\int_{E_{min}^{le}}^{E_{max}^{le}} I_0(E)\, dE}\right) \tag{83}$$

Mit Gleichung (79) und (82) folgt der optimale Wichtungsfaktor für zwei polyenergetische Energiefenster le und he:

$$w = \frac{-\ln\left(\int_{E_{min}^{he}}^{E_{max}^{he}} I_0(E)\, e^{-\mu_2(E)t_2}\, dE\right) + \ln\left(\int_{E_{min}^{he}}^{E_{max}^{he}} I_0(E)\, e^{-\mu_1(E)t_1}\, dE\right)}{-\ln\left(\int_{E_{min}^{le}}^{E_{max}^{le}} I_0(E)\, e^{-\mu_2(E)t_2}\, dE\right) + \ln\left(\int_{E_{min}^{le}}^{E_{max}^{le}} I_0(E)\, e^{-\mu_1(E)t_1}\, dE\right)} \tag{84}$$

Mit diesem Verfahren lässt sich also der Kontrast zwischen verschiedenen Bereichen im Bild, welche verschiedene Materialien repräsentieren, minimieren. Sinnvoll angewendet, kann so z.B. der Kontrast zwischen Hintergrund und einem bestimmten Material minimiert werden, sodass die Darstellung eines anderen Materials im Bild betont wird.

Die Anwendung der WLS ist nicht auf ein bestimmtes röntgentechnisches Verfahren wie die Radiographie beschränkt. Sie lässt sich analog auch z.B. auf CT- oder laminographische Datensätze anwenden. In Kapitel 7.2 wird untersucht, inwieweit die Repräsentation verschiedener Materialien in einem rekonstruierten CT-Datensatz mithilfe der WLS und eines PCD verbessert werden kann.

4.2 Explorative Datenanalyse zur Materialdiskriminierung

4.2.1 Repräsentation der Daten im Merkmalsraum

Allgemein betrachtet können Messdaten eines oder mehrerer Sensoren (z.B. Röntgendetektoren) in einem sog. Merkmalsraum dargestellt werden. Die Sensoren beobachten ein Ereignis (z.B. einen Riss) anhand bestimmter Merkmalsausprägungen (z.B. Intensität), sodass das eigentliche Ereignis auf die charakteristische Häufigkeitsverteilung dieses Merkmals reduziert wird. Die Messwerte können so in mindestens zwei Klassen (z.B. „Riss“ und „kein Riss“) eingeteilt werden, wobei die Trennbarkeit dieser Klassen in der sich ergebenden Häufigkeitsverteilung ein Maß für die Qualität des Sensors oder der Sensordaten ist. Die Häufigkeitsverteilungen zweier Klassen für zwei unterschiedliche Sensoren, welche dasselbe Ereignis beobachten, ist beispielhaft in Abbildung 33 dargestellt. Die Überschneidung der Klassen für Sensor 1 ist geringer als für Sensor 2, was bedeutet, dass die Performance von Sensor 1 im Hinblick auf die Messaufgabe größer ist als jene von Sensor 2. Diese Einteilung oder auch Segmentierung von Sensormessdaten in sinnvolle Klassen, welche sich möglichst wenig überschneiden, ist die Grundidee hinter allen ZfP-Verfahren. [85]

In der Radiographie wird z.B. versucht, durch geeignete Maßnahmen den Kontrast eines Risses im Röntgenbild zu erhöhen, was allgemein ausgedrückt, einer Verkleinerung der Überschneidungsbereiche der Klassen „Riss“ und „kein Riss“ in der Häufigkeitsverteilung (Histogramm) entspricht.

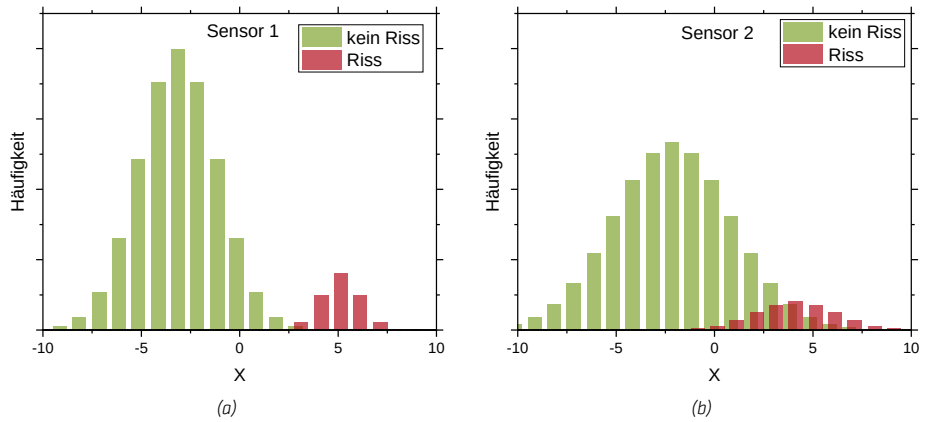


Abbildung 33: Häufigkeitsverteilung zweier Klassen für zwei Sensoren in Abhängigkeit einer Messgröße X. Die Trennung der beispielhaften Klassen "Riss" und "kein Riss" ist bei Sensor 1 (a) eindeutiger als bei Sensor 2 (b), was sich in einem kleineren Überschneidungsbereich widerspiegelt.

Diese univariate Herangehensweise, bei der immer nur ein Merkmal zur Diskriminierung der Klassen verwendet wird, ist nicht immer geeignet, die Klassen eindeutig voneinander zu trennen. Dies erkannte R. A. Fisher 1936 in seinem Experiment, in welchem er die Klassifizierung von Schwertlilienarten beschrieb [86]. Statt der Verwendung eines einzigen Merkmals untersuchte Fisher, wie sich die Verwendung mehrerer Merkmale auf die Diskriminierbarkeit der Schwertlilienarten auswirkt. Fisher fand heraus, dass durch die Repräsentation mehrerer Merkmale in einem multi-dimensionalen Merkmalsraum, die Trennbarkeit der Klassen verbessert werden kann. Der Merkmalsraum kann als reeller Vektorraum beschrieben werden, in welchem die gemessenen Merkmalsausprägungen der einzelnen Merkmale als Datenpunkte im Raum repräsentiert werden. Anhand dieser multivariaten Betrachtungsweise können Messwerte unterschiedlicher Messgrößen und Sensoren analysiert werden, vorausgesetzt die Messwerte wurden an identischen Messpositionen aufgenommen. Betrachtet man j Merkmale von n Datenpunkten, kann die Merkmalsmatrix beschrieben werden als (nach [85]):

$$\mathcal{M} = [\vec{m}_1, \vec{m}_2, \dots, \vec{m}_j] \quad \text{mit } \mathcal{M} \in \mathbb{R}^{nj} \tag{85}$$

Multivariate und explorative Methoden der Datenanalyse quantifizieren oder visualisieren charakteristische Muster des beobachteten Ereignisses im Merkmalsraum. Es existiert die Annahme, dass im Merkmalsraum niederdimensionale Unterräume existieren, in denen sich Datenpunkte einer spezifischen Klasse konzentrieren. Weiterhin wird angenommen, dass, je mehr Merkmale verwendet werden, desto höher die Konzentration der Datenpunkte entsprechend ihrer Klasse ist. Sind die Klassen im Merkmalsraum normalverteilt, kann für diesen speziellen Fall die Verteilung der Klassen anhand zweier Parameter beschrieben werden. Für einen Merkmalsraum mit $j = 2$ gilt:

- Das Lagemaß, welches den Mittelwert $\vec{\mu}$ einer Klasse im Merkmalsraum beschreibt:

$$\vec{\mu} = [\bar{x}_1, \bar{x}_2] \tag{86}$$

  Wobei $\bar{x}_j$ den univariaten Mittelwert einer Klasse je Merkmal j darstellt.
- Das Streumaß, welches der Kovarianzmatrix Σ entspricht:

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \sigma_1^2 & cov \\ cov & \sigma_2^2 \end{bmatrix} \tag{87}$$

  Wobei σ_j^2 die univariate Varianz in einer Klasse je Merkmal j darstellt und cov die Kovarianz (Streuung zwischen den Klassen) beschreibt.

Mithilfe dieser Parameter können zwei Arten der Korrelation der Daten im Merkmalsraum beschrieben werden:

- Die marginale Korrelation und
- die bedingte Korrelation.

Die marginale Korrelation (Abbildung 34) ist ein Spezialfall der Korrelation und zeichnet sich dadurch aus, dass die Merkmale direkt mit dem beobachteten Ereignis korrelieren und untereinander keine Korrelation aufweisen ($cov = 0$). Die maximale Trennbarkeit der Klassen bei marginal korrelierten Daten ergibt sich entlang der größten Varianz im Mekrmalsraum (beschrieben durch die Achse X' in Abbildung 34a). Dies lässt sich bei der Betrachtung der Häufigkeitsverteilungen erkennen. Der Abstand der Mittelwerte $\vec{\mu}_i$ von Klasse 1 und 2 ist nach der Projektion auf X' im Mekrmalsraum größer, als für jedes Merkmal einzeln (univariat) betrachtet.

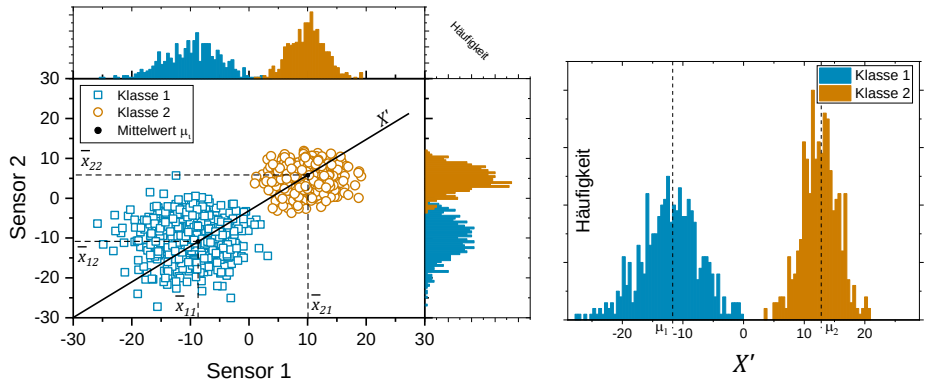
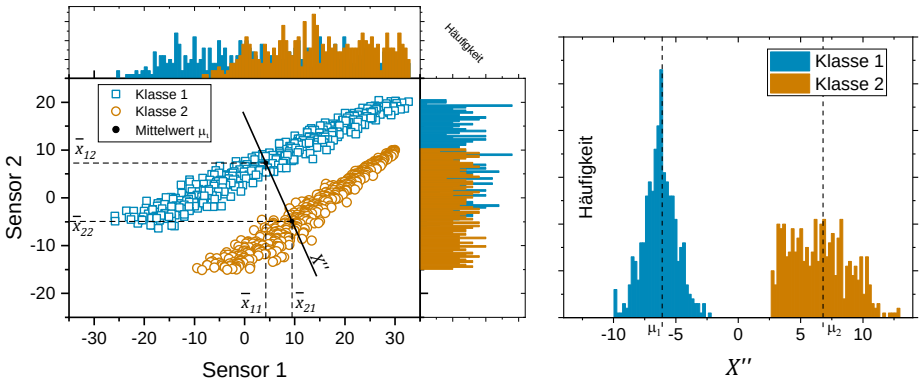


Abbildung 34: (a) Beispiel für marginal korrelierte Merkmale der Klassen 1 und 2 in einem zweidimensionalen Merkmalsraum. Die Histogramme entsprechen den auf die jeweilige Achse projizierten Häufigkeitsverteilungen. (b) Häufigkeitsverteilung projiziert auf die diagonale Achse X' im Merkmalsraum.

Die allgemeinere Art der Korrelation ist die bedingte Korrelation (Abbildung 35), bei der die Merkmale direkt oder indirekt mit dem beobachteten Ereignis korreliert sein können; bei der aber zusätzlich die Merkmale untereinander durch eine Bedingung (z.B. ein physikalisches Gesetz) verknüpft sind ($cov \neq 0$). In diesem Fall wird eine Trennung der Klassen überhaupt erst durch die multivariate Betrachtungsweise im Merkmalsraum ermöglicht, denn die Korrelation zwischen den Merkmalen ist orthogonal zur Korrelation mit dem beobachteten Ereignis. Die maximale Trennbarkeit der Klassen im Merkmalsraum für bedingt korrelierte Daten ergibt sich daher orthogonal zur größten Varianz (beschrieben durch die Achse X'' in Abbildung 35a). Im univariaten Fall, bei dem jedes Merkmal für sich betrachtet wird, ist anhand der Häufigkeitsverteilungen bei einer bedingten Korrelation keine Trennung der Klassen möglich.



(a) (b)

Abbildung 35: (a) Beispiel für bedingt korrelierte Merkmale der Klassen 1 und 2 in einem zweidimensionalen Merkmalsraum. Die Histogramme entsprechen den auf die jeweilige Achse projizierten Häufigkeitsverteilungen. (b) Häufigkeitsverteilung projiziert auf die diagonale Achse X'' im Merkmalsraum.

Die Fusion von Daten im Merkmalsraum verbessert immer die Trennbarkeit von Klassen. Dies kann gezeigt werden, wenn man die Abstände der Mittelwerte zweier Klassen für den univariaten ($\Delta\mu_{uni}$) und multivariaten ($\Delta\mu_{multi}$) Fall betrachtet:

$$\Delta\mu_{uni} = \bar{x}_1 - \bar{x}_2 \tag{88}$$

$$\Delta\mu_{multi} = \sqrt{(\bar{x}_{11} - \bar{x}_{21})^2 + (\bar{x}_{12} - \bar{x}_{22})^2 + \cdots + (\bar{x}_{1j} - \bar{x}_{2j})^2} \tag{89}$$

Somit gilt für j-dimensionale Merkmalsräume nach Pythagoras: $\Delta\mu_{multi} > \Delta\mu_{uni}$.

Bedingte Korrelationen höherer Ordnung ergeben sich aus Abhängigkeiten zwischen mehr als zwei Merkmalen. Daher ist es in höherdimensionalen Merkmalsräumen oft schwierig zu zeigen, ob überhaupt eine Korrelation existiert. Ohne Korrelation der Merkmale untereinander bzw. zum beobachteten Ereignis wäre die Leistungsfähigkeit der multivarianten und univarianten Datenanalyse theoretisch identisch. Sind die Klassen im Merkmalsraum identifiziert und getrennt, werden die Datenpunkte in den ursprünglichen Raum (z.B. im Ortsraum) zurücktransformiert, sodass dort die Information über die Klassifizierung der Messdaten vorliegt.

In dieser Arbeit soll die multivariate Datenanalyse verwendet werden, um eine Materialdiskriminierung im Röntgenbild zu erreichen. Dabei entsprechen die verschiedenen Energiefenster des PCD je einem Merkmal und die gemessenen Intensitäten in Abhängigkeit vom Energiefenster der Merkmalsausprägung. Ziel ist es, eine eindeutige Trennung der Materialien (Klassen) im Merkmalsraum zu erreichen.

Dazu werden im Folgenden zwei Verfahren beschrieben (Hauptachsentransformation und dichtebasierte Clusteranalyse), mit denen diese Trennung erreicht werden kann. Da den Messwerten der einzelnen Energiefenster (Merkmale) dasselbe physikalische Gesetzt (Lambert-Beer, Kapitel 2.1.1) zugrunde liegt, sind die Merkmale in diesem Fall bedingt korreliert.

4.2.2 Hauptachsentransformation (PCA)

Die Hauptachsentransformation (PCA, engl. *principal component analysis*) ist eine Methode der multivariaten Datenanalyse, um eine Reduktion der Dimensionalität eines Datensatzes zu erreichen, indem die Informationen (Hauptkomponenten) mit der höchsten Varianz extrahiert werden.

Es existieren zahlreiche Verfahren um eine PCA im Merkmalsraum $\mathcal{M}$ durchzuführen. Ziel dabei ist die Maximierung der Varianz entlang der ersten Hauptkomponente, wie in Abbildung 36 dargestellt. Alle Hauptkomponenten sind dabei orthogonal zueinander.

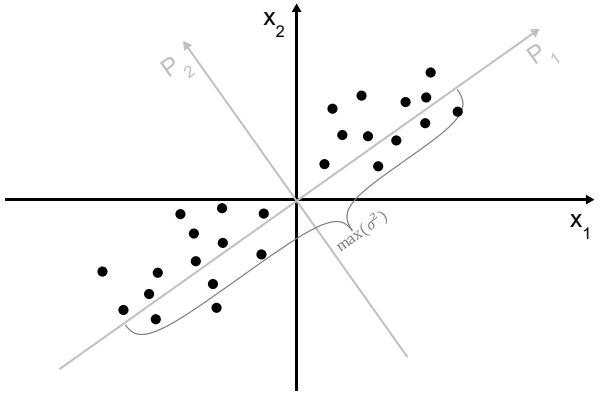


Abbildung 36: Prinzip der Hauptachsentransformation der PCA. Mithilfe einer Projektionsmatrix wird das ursprüngliche Koordinatensystem so rotiert, sodass die erste Hauptkomponente die größte Varianz der Daten enthält.

Eine Möglichkeit die Transformation der Hauptachsen zu erreichen, sodass die erste Hauptkomponente P_1 die größte Varianz σ^2 im Datensatz widerspiegelt, ist die Singulärwertzerlegung (SVD, engl., *singular value decomposition*).

In einem Datensatz im Merkmalsraum repräsentiert durch die Matrix $\mathcal{M}$ mit n beobachteten Ereignissen, j Merkmalen und dem Rang $L \leq \min\{n, j\}$ entspricht die SVD:

$$\mathcal{M} = \boldsymbol{U}\boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{Q}^T \tag{90}$$

Wobei die Matrix $\boldsymbol{U}$ die Dimension n x L besitzt und die orthonormalen Links-Singulärvektoren enthält. Die Matrix $\boldsymbol{Q}$ besitzt die Dimension j x L und enthält die ebenfalls orthonormalen Rechts-Singulärvektoren. Die Diagonalmatrix $\boldsymbol{\Delta}$ enthält die Singulärwerte. Die Grundlagen der SVD sind in der Literatur hinreichend beschrieben [87–90].

Die Hauptkomponenten $\boldsymbol{P}$ der PCA können als Produkt der Links-Singulärvektoren-Matrix $\boldsymbol{U}$ und der Singulärwerte $\boldsymbol{\Delta}$ verstanden werden [91]:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{U}\boldsymbol{\Delta} \tag{91}$$

Erweitert man diesen Ausdruck um $\boldsymbol{Q}^T\boldsymbol{Q} = \mathbf{1}$ (wobei $\mathbf{1}$ der Einheitsmatrix entspricht), kann unter Berücksichtigung von Gleichung (90) gezeigt werden, dass für $\boldsymbol{P}$ gilt (nach [91]):

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{U}\boldsymbol{\Delta}\boldsymbol{Q}^T\boldsymbol{Q} = \boldsymbol{X}\boldsymbol{Q} \tag{92}$$

Graphisch betrachtet, kann die Matrix $\boldsymbol{Q}$ somit auch als Projektionsmatrix verstanden werden, welche eine Transformation des ursprünglichen Koordinatensystems $[x_1, x_2, \dots, x_J]$ in ein rotiertes Koordinatensystem $[P_1, P_2, \dots, P_J]$ beschreibt, in dem die auf die Achsen projizierten Werte den Hauptkomponenten entsprechen [91]. Diese Hauptachsentransformation der PCA ist in Abbildung 36 für ein zweidimensionales System ($j = 2$) beispielhaft dargestellt.

In der Bildverarbeitung wird die PCA z.B. benutzt, um eine Kompression der Bilddaten zu erreichen, indem das Originalbild als Linearkombination nur der wichtigsten Hauptkomponenten dargestellt wird. Je mehr Hauptkomponenten verwendet werden, desto besser (qualitativ hochwertiger) ist das Ergebnis, jedoch desto geringer ist das Kompressionsniveau. [90]

In Kapitel 7.1 wird die PCA verwendet, um die gemessenen Intensitäten der verschiedener Energiefenster eines PCD durch Hauptkomponenten auszudrücken, wodurch eine Materialinformation des untersuchten Objekts sichtbar werden soll.

4.2.3 Clusteranalyse

Eine weitere explorative Methode zur Analyse von Daten, welche in der multivarianten Datenanalyse und im maschinellen Lernen angewendet wird, ist die sog. Clusteranalyse. Ihr Ziel ist die Segmentierung, also die Einteilung, der Daten in sinnvoll zusammenhängende Klassen im Merkmalsraum. Die Art der Daten kann dabei ebenso vielfältig sein wie die Anzahl der Merkmale, anhand derer die Clusteranalyse durchgeführt wird. Die Anzahl der kombinierten Merkmale des Datensatzes entspricht dabei der Dimension des Merkmalsraums $\mathcal{M}$, in welchen die Daten für die Clusteranalyse überführt werden.

Heutzutage existieren viele verschiedene Algorithmen zur Clusteranalyse, wie z.B. der bekannte „*k-means*"-Algorithmus [92] und viele weitere. Eine Auswahl an Clustering-Algorithmen und deren Performance im Hinblick auf die Segmentierung verschiedener Arten und Geometrien von Clustern ist in Abbildung 37 dargestellt.

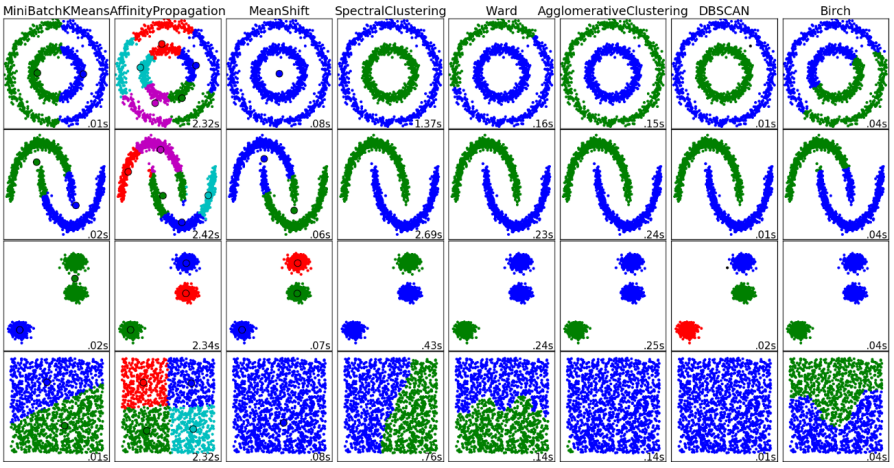


Abbildung 37: Vergleich verschiedener Clusteranalyseverfahren. Der einzige Algorithmus, welcher in der Lage ist, die verschiedenen Cluster zufriedenstellend zu Segmentieren, ist der dichtebasierte DBSCAN-Algorithmus.[12]

[12] Quelle: https://scikit-learn.org, [176]

Der einzige von den in Abbildung 37 dargestellten Algorithmen, welcher in der Lage ist, alle vier gestellten Clusteranalyse-Aufgaben zufriedenstellend zu lösen, ist der dichtebasierte DBSCAN-Algorithmus (*„density-based spatial clustering of applications with noise“*, [93, 94]). Da dieser Algorithmus in der Lage ist, Cluster unterschiedlicher Form und Größe zu segmentieren und die Anzahl der zu suchenden Cluster nicht von vornherein festgelegt werden muss, wird der DBSCAN-Algorithmus in dieser Arbeit verwendet, um eine Materialdiskriminierung in einer CT auf der Grundlage verschiedener Energiekanäle eines PCD zu erreichen (Kapitel 7.2).

Das Prinzip dieses Algorithmus ist in Abbildung 38 dargestellt. Als Eingangsparameter muss die minimale Anzahl der Datenpunkte k festgelegt werden, welche ein Cluster bilden können. Darüber hinaus wird ein Abstand ε definiert, was einem Nachbarschaftskriterium entspricht, in dem weitere Datenpunkte liegen müssen, um ein Cluster zu bilden. Somit werden alle Datenpunkte, welche innerhalb des Abstands ε zusammenhängen, als Cluster identifiziert. Alle anderen Datenpunkte, welche innerhalb von ε keine weiteren Nachbarn aufweisen oder wenn die Anzahl der zusammenhängenden Nachbarn kleiner als k ist, werden als Ausreißer deklariert.

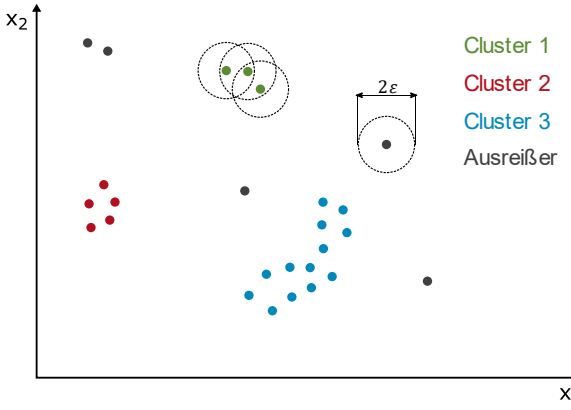


Abbildung 38: Vereinfachtes Prinzip des DBSCAN-Algorithmus für $k = 3$ und definierten Suchabstand ε in einem zweidimensionalen Merkmalsraum. Datenpunkte, welche innerhalb ε zusammenhängen und dabei zusammen mindestens die Anzahl k darstellen, werden als Cluster identifiziert. Alle anderen Datenpunkte werden als Ausreißer deklariert.

Der Suchabstand ε ist dabei entscheidend für die Qualität der erreichten Segmentierung der Cluster. Wird dieser zu groß gewählt, so fallen etwaige Datenpunkte in Cluster, welche eigentlich nicht dazu gehören sollten. Wird ε zu klein gewählt, werden zu viele Datenpunkte als Ausreißer deklariert. Das Vorgehen um ε optimal zu wählen wird von den Entwicklern des DBSCAN-Algorithmus Ester et al. in [93, 94] erläutert.

Ein Nachteil dieses Algorithmus besteht darin, dass bei Clustern unterschiedlicher Dichte die Segmentierung nicht gut funktioniert, da die Bestimmung des optimalen Suchabstands ε nicht eindeutig und hinreichend genau durchgeführt werden kann. Als Erweiterung des DBSCAN-Algorithmus wurde 1999 der OPTICS-Algorithmus (*„ordering points to identify the clustering structure“*, [95]) von Ankerst et al. entwickelt.

In Kapitel 7.2 wird ein fünfdimensionaler Merkmalsraum $\mathcal{M} \in \mathbb{R}^5$ definiert, wobei jedes Merkmal einem Energiefenster des PCD entspricht. Durch die Repräsentation der Messdaten im Merkmalsraum sollen mithilfe des DBSCAN-Algorithmus verschiedene Cluster (Klassen) identifiziert werden, wobei jede Klasse einem Material zugeordnet wird.

5 Bestimmung der spektralen Detektorantwort

Die Fähigkeit des Detektors, ein einfallendes Röntgenphoton zu detektieren und dessen Energie zu bestimmen, hängt in erheblichem Maße von der spektralen Empfindlichkeit des Detektors und dessen Energieauflösung ab. Die inhärenten physikalischen Eigenschaften des Sensormaterials CdTe in Kombination mit der Detektorelektronik bestimmen die Energieauflösung und die Genauigkeit, mit der die Energieschwellwerte gesetzt werden können. Der in dieser Arbeit verwendete CdTe-PCD besitzt von Haus aus keinen Energieabgleich der Schwellwerte, sodass diese nur in arbiträre Einheiten (a.u.) angegeben werden können. Diese Werte entsprechen den in jedem Pixel gesetzten Wert des digital-analog-Konverters (DAC) des Pulshöhenkomparators.

Die Qualität eines möglichen Energieabgleichs soll zunächst im Hinblick auf die Homogenität der Energieantwort der Detektorkacheln auf ein einfallendes polychromatisches Spektrum untersucht werden, um anschließend die Energieauflösung einer einzigen Detektorkachel mithilfe eines Isotops zu bestimmen. In der Literatur werden verschiedene Methoden des Energieabgleichs erwähnt [96–99].

5.1 Homogenität der Energieantwort des Detektors

Die Abweichung in der Energieantwort zwischen den einzelnen Detektorkacheln (Inhomogenität) kann mithilfe der sog. kVp-Methode [97–99] ermittelt werden. Diese Methode basiert auf der Beschleunigungsspannung einer Röntgenröhre und ist eigentlich für den Energieabgleich eines Detektors entwickelt worden. Hierfür wird bei einer definierten Spannung der Röntgenröhre ein sog. Schwellwertscan (engl. *threshold sweep*) durchgeführt. Jeder Punkt des Schwellwertscans entspricht dabei der gemessenen Intensität I in Abhängigkeit vom gesetzten Schwellwert LT:

$$I_{LT} = \int_{E_{LT}}^{E_{max}} S(E)D(E)dE \ \ [counts] \tag{93}$$

Dabei entspricht $S(E)$ dem einfallenden Röntgenspektrum, $D(E)$ der Detektoreffizienz und E der deponierten Energie.

Um die Energieantwort der einzelnen Detektorkacheln nach der kVp-Methode zu bestimmen, wird pro Schwellwert LT die Anzahl der Pixel N_{px} ermittelt, welche mindestens zehn Photonen detektiert haben $N_{px}(I_{LT} \geq 10\ counts)$. Hat bei einem bestimmten Schwellwert nur noch die Hälfte aller intakten Pixel zehn Photonen oder mehr registriert, so wird dieser Schwellwert der Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre U zugeordnet:

$$\frac{N_{px}(I_{LT} \geq 10\ counts)}{N_{px,ges}} = 50\ \% \quad \Longrightarrow \quad LT \equiv E_U \tag{94}$$

Abbildung 39 zeigt dieses Verfahren anhand einer beispielhaften Röhrenspannung von $U = 40\ kV$. Die Bilder an ausgewählten Stellen der Kurve zeigen alle Pixel mit mehr als 10 *counts*. Je höher der Schwellwert LT, desto weniger Pixel erreichen diesen Wert.

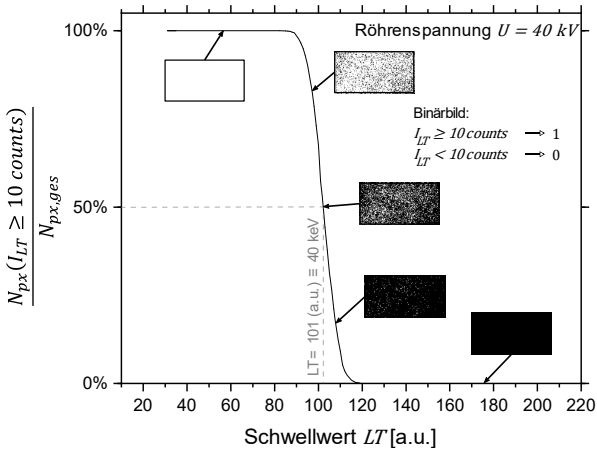
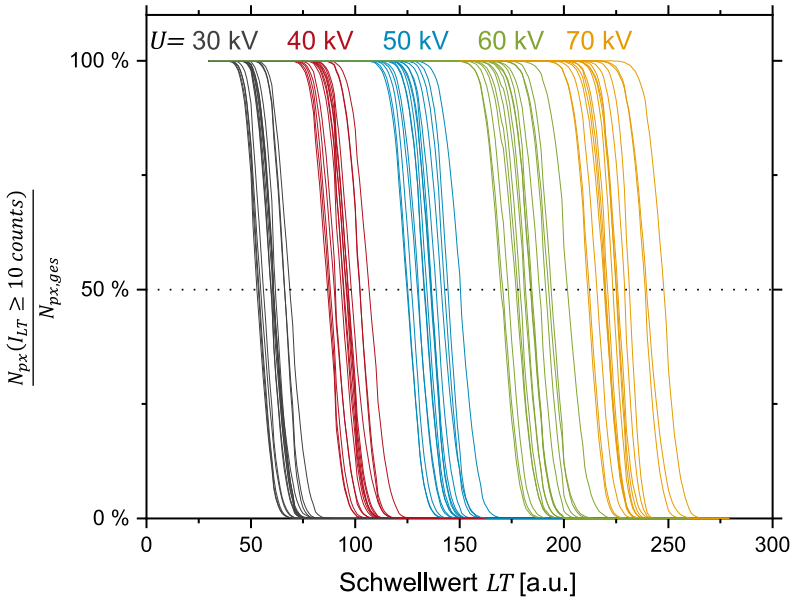


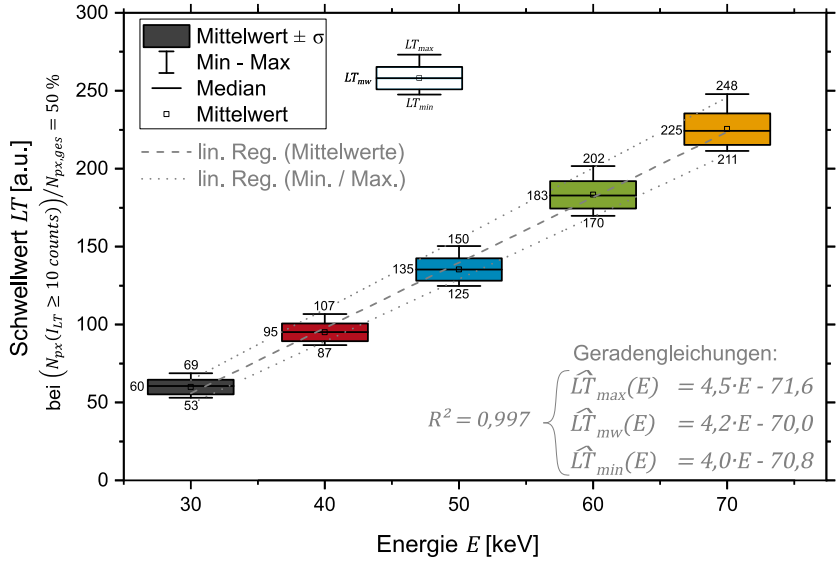
Abbildung 39: Prinzip des Energieabgleichs nach der kVp-Methode. Anhand eines Schwellwertscans wird bei einer konstanten Beschleunigungsspannung U der Röntgenröhre der Schwellwert LT ermittelt, für den gilt: $N_{px}(I_{LT} \geq 10\ counts)/N_{px,ges} = 50\ \%$. Dieser Schwellwert wird dann der max. Energie der Röntgenröhre zugeordnet (hier: $E_U = 40\ keV$). Das Signal einer Detektorkachel ist bespielhaft für einige Positionen dargestellt.

Zwar hat die Belichtungszeit der einzelnen Bilder einen Einfluss auf den Verlauf der Kurve, da aufgrund von Rauschen und *Pile-up* mit der Belichtungszeit auch die Wahrscheinlichkeit steigt, mehr als 10 *counts* pro Pixel bei konstantem Schwellwert zu detektieren [98]. Aber da dieses Verfahren zunächst zur Bestimmung der Inhomogenität der Energieantwort der Detektorkacheln auf ein einfallendes Spektrum dient und alle Messungen mit derselben Belichtungszeit durchgeführt werden, kann diese Abhängigkeit im vorliegenden Fall vernachlässigt werden.

Für den vorliegenden PCD auf CdTe-basis wird ein solcher Schwellwertscan für fünf verschiedene Röhrenspannungen durchgeführt. Dabei wird jede der 16 einzelnen Detektorkacheln separat betrachtet, woraus sich pro Röhrenspannung U 16 unterschiedliche Schwellwertscans ergeben. Das Ergebnis, ermittelt bei konstanter Belichtungszeit ($t_B = 10\ s$) je Messung, ist in Abbildung 40 dargestellt. Die Schwellwerte können aufgrund der Detektorarchitektur nur global gesetzt werden, d.h. ein gesetzter Schwellwert ist für alle Detektorkacheln und Pixel gültig. Die Abstände zwischen den aufeinander folgenden Schwellwerten im Scan sind dabei konstant und so klein wie möglich gewählt: $\Delta LT = 1\ (a.u.)$. Der einstellbare Schwellwertbereich des Detektors liegt ca. bei $LT = 20 \ldots 250\ (a.u.)$.



(a)



(b)

Abbildung 40: Inhomogenität der Detektorantwort ermittelt mithilfe der kVp-Methode. (a) Globaler Schwellwertscan für 16 einzelne Detektorkacheln bei fünf verschiedenen Röhrenspannungen. Aufgetragen ist der Anteil der Pixel mit min. 10 counts für jede einzelne der 16 Detektorkacheln in Abhängigkeit vom Schwellwert LT. (b) Für jede max. Energie der Röntgenröhre ist die Verteilung der Schwellwerte LT bei $N_{px}(I_{LT} \geq 10\ counts)/N_{px,ges} = 50\ \%$ als Kastengrafik aufgetragen.

Die Kastengrafik in Abbildung 40b fasst die Schnittpunkte der einzelnen Kurven in Abbildung 40a mit der 50 %-Linie zusammen. Es ist deutlich zu erkennen, wie die absolute Streuung der Schwellwerte innerhalb eines Spannungsniveaus mit steigender Energie zunimmt.

Die Inhomogenität der Energieantwort erhält man nun aus der Invertierung der Geradengleichungen der Regressionsgeraden durch die Maxima, Mittelwerte und Minima der Schwellwerte LT_E in Abbildung 40b. Mithilfe der inversen Geradengleichungen lassen sich die Schätzwerte $\hat{E}$ der zugehörigen minimalen, mittleren und maximalen Energien bei gegebenem Schwellwert LT bestimmen:

$$\hat{E}_{max}(LT) = \frac{LT + 70{,}8}{4{,}0} \tag{95}$$

$$\hat{E}_{mw}(LT) = \frac{LT + 70{,}0}{4{,}2} \tag{96}$$

$$\hat{E}_{min}(LT) = \frac{LT + 71{,}6}{4{,}5} \tag{97}$$

Die inversen Geradengleichungen (95) – (97) und die zugehörigen Energieschätzwerte $\hat{E}$ sind in Abbildung 41 dargestellt. Mithilfe der maximalen relativen Abweichung $\delta_{E_{LT}}$ der gesetzten Energieschwellwerte E_{LT} lässt sich die Inhomogenität der Energieantwort zwischen den Detektorkacheln bei gegebenem globalen Schwellwert LT angeben als:

$$\delta_{E_{LT}} = \frac{\hat{E}_{max} - \hat{E}_{min}}{\hat{E}_{mw}} \tag{98}$$

Die maximale relative Abweichung in der Energieantwort zwischen den Detektorkacheln liegt im betrachten Energiebereich zwischen 30 – 70 keV bei ca. 12 %.

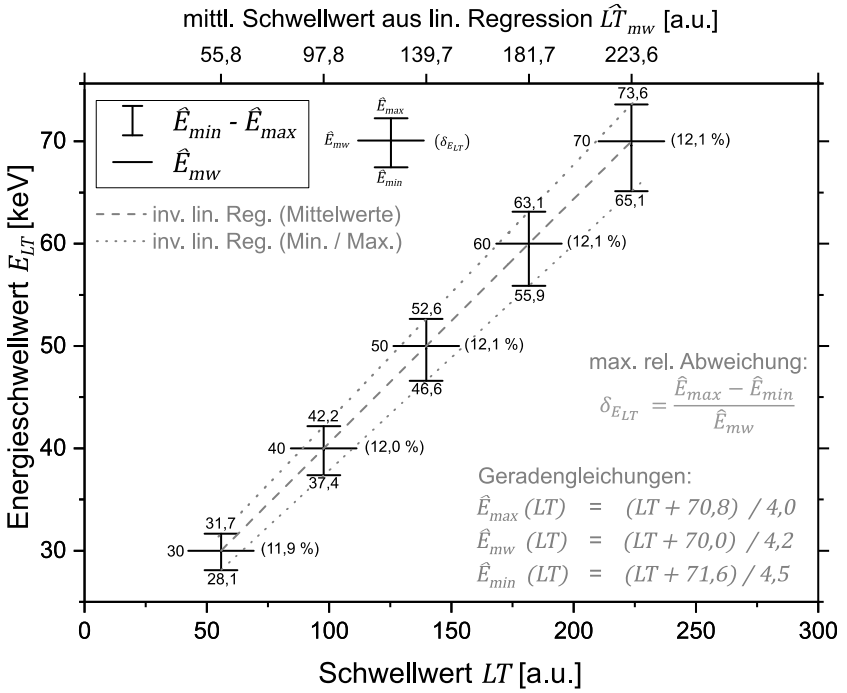


Abbildung 41: Die inversen linearen Funktionen der Regression aus der Schwellwertverteilung in Abbildung 40b liefern die minimalen, mittleren und maximalen Energieschwellwerte E_{LT} bei gegebenem globalen Schwellwert LT. Die maximale relative Abweichung $\delta_{E_{LT}}$ zwischen den einzelnen Detektorkacheln im gesetzten Energieschwellwert liegt bei ca. 12 %.

Zwar verhalten sich die Energien linear zum eingestellten Schwellwert, aber aufgrund der hohen Abweichungen zwischen den Detektorkacheln von ca. 12 % ist ein sinnvoller Energieabgleich nur kachel- oder besser pixelweise zu erreichen. Da die Schwellwerte aber für den vorliegenden Detektor aufgrund der Architektur nur global, also für den gesamten Detektor, gesetzt werden können, ist im vorliegenden Fall kein sinnvoller Energieabgleich möglich. Somit wird im Folgenden auf diesen verzichtet. Sämtliche Schwellwerte werden weiterhin in arbiträren Einheiten angegeben und zusätzlich der anhand Gleichung (96) ermittelte Schätzwert der mittleren Energie $\hat{E}_{mw}$ in keV:

$$LT\ [a.u.] \cong \hat{E}_{mw}\ [keV] \tag{99}$$

Der einstellbare Bereich der Energieschwellwerte des Detektors liegt demnach bei $E_{LT} \cong 20 \ldots 75\ keV$.

Die Gründe für dieses stark unterschiedliche Verhalten der einzelnen Detektorkacheln sind systematischer und stochastischer Natur. So führen fertigungstechnische Toleranzen, Kapazitäts- und Verstärkungsunterschiede sowie weitere Effekte (siehe Kapitel 3.2.1) zu einer unterschiedlichen Empfindlichkeit der Ladungsverstärker der einzelnen Pixel bzw. der Detektorkacheln. [59, 60, 64]

Eine andere Methode des Energieabgleichs ist der Abgleich der Schwellwerte anhand von bekannten γ-Emissionslinien verschiedener Isotope (wie z.B. ^{241}Am, ^{57}Co oder ^{235}Np) [96]. Aber auch diese Methode ist nur sinnvoll, wenn die Energieschwellwerte pixel- oder kachelweise abgeglichen werden können.

5.2 Energieauflösung des Detektors

Trotz des fehlenden Energieabgleichs soll eine Aussage über die Energieauflösung des Detektors getroffen werden. Die Bestimmung der Energieauflösung des Detektors erfolgt anhand der Messung des Antwortspektrums auf ein definiertes einfallendes Spektrum. Zu diesem Zweck eignet sich das Spektrum des Isotops ^{241}Am besonders gut, da es eine sehr ausgeprägte γ-Emissionsline bei 59,5 keV besitzt. Neben der γ-Emission ist ^{241}Am vor allem ein Alphaemitter, was eine Vorfilterung des Spektrums (z.B. durch eine dünne PET-Folie) erforderlich macht, sodass keine hochenergetischen α-Teilchen detektiert werden.

Zunächst wird das erwartete Antwortspektrum eines CdTe-Detektors auf eine ^{241}Am Quelle mithilfe der Software XRayTools (A. Deresch, [100]) simuliert. Die Simulation dieses Antwortspektrums ist in Abbildung 42 dargestellt und zeigt einen ausgeprägten γ-Peak bei 59,5 keV sowie weitere kleinere Peaks z.B. bei 26,3 keV. Die logarithmische Darstellung lässt darüber hinaus weitere Effekte erkennen, die innerhalb des Kristalls stattfinden. Die $K\alpha$- und $K\beta$-*Escape*-Linien von Cd und Te sind deutlich zu erkennen ebenso wie die Compton-Kante und Effekte der Comptonrückstreuung im Detektor (siehe Kapitel 3.2). Die Energie der Compton-Kante entspricht der Differenz zwischen Primärenergie des einfallenden Photons E_p und der maximalen Energie des gestreuten Photons E_s bei einem Streuwinkel von 180° (nach Gleichung (10), $E_p - E_s(\phi = 180°) \cong 11{,}2\ keV$).

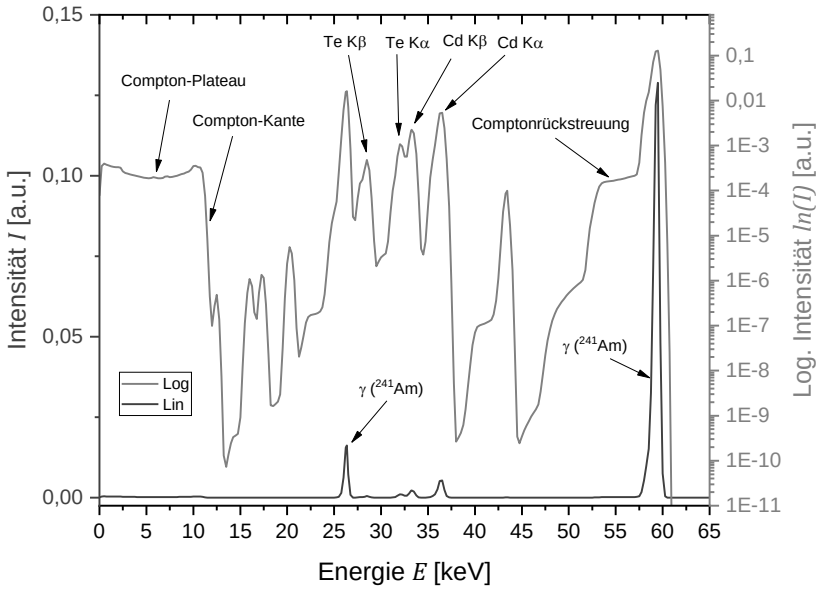


Abbildung 42: Simuliertes Antwortspektrum eines CdTe Detektors.[13]

Das für die Simulation verwendete Detektormodell ist ein Einpixel-Detektor, welches die physikalischen Eigenschaften des Halbleitermaterials sowie die meisten Prozesse der Photonendetektion berücksichtigt, wie sie in Kapitel 3.2 beschrieben sind.

Der Effekt des „*charge sharing*" kann mit dem verwendeten Detektormodell jedoch nicht simuliert werden, da der simulierte Detektor nur aus einem einzelnen Pixel besteht. Somit wird die gesamte Ladung, die durch ein einfallendes Photon erzeugt wird, auch innerhalb dieses Pixels registriert und erfährt die

[13] simuliert mit XRayTools, A. Deresch, [100]

verschieden Wechselwirkungsmechanismen. Auch thermische Effekte sowie Charakteristika der verwendeten Elektronik (Verstärker usw.) werden in diesem Modell nicht berücksichtigt.

Um trotz des fehlenden Energieabgleichs einen Eindruck von der Energieauflösung des vorliegenden Detektors zu bekommen, wird das Antwortspektrum auf eine ^{241}Am Quelle auch messtechnisch erfasst. Das Antwortspektrum des PCD kann in diesem Fall nur differentiell bestimmt werden, da der Pulshöhenkomparator im Detektor nur eine digitale Unterscheidung (ober- oder unterhalb des gesetzten Schwellwerts) zulässt und den Zähler des entsprechenden Energiekanals daraufhin inkrementiert oder nicht. Um das Antwortspektrum zu bestimmen, wird ein Schwellwertscan durchgeführt. Daraus erhält man die Anzahl der detektierten Photonen als Funktion des Schwellwerts. Die Ableitung dieser Funktion entspricht der spektralen Antwort des Detektors. Dieses Prinzip ist in Abbildung 43 dargestellt.

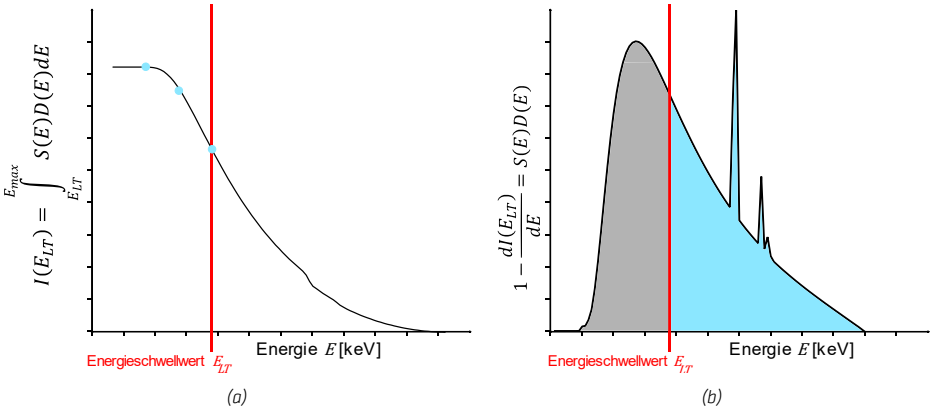


Abbildung 43: Prinzip der Ermittlung des Antwortspektrums eines PCD anhand eines differentiellen Schwellwertscans. (a) Der Schwellwertscan liefert die integrale Intensität in Abhängigkeit vom Energieschwellwert. (b) Durch Differenzieren ergibt sich das gesuchte Spektrum. Dargestellt ist ein beispielhaftes Bremsspektrum.

In dem gemessenen Antwortspektrum sind sämtliche in Kapitel 3.2 erwähnten Prozesse enthalten, auch das „*charge sharing*" sowie thermische Effekte und die Charakteristika der Detektorelektronik.

Abbildung 44 zeigt den Schwellwertscan mit $\Delta LT = 1\ (a.u.)$ und das daraus resultierende Antwortspektrum auf ein einfallendes ^{241}Am-Spektrum. Dabei wurde nur das Signal einer einzelnen Kachel für die Generierung des Antwortspektrums verwendet, um den in den Abbildungen 40 und 41 dargestellten Effekt der Heterogenität der Detektorkacheln auszuschließen.

Der charakteristische γ-Peak von ^{241}Am bei 59,5 keV ist auch in dem gemessenen Antwortspektrum deutlich zu erkennen. Als ein Maß für die Energieauflösung des Detektors kann die Halbwertsbreite (FWHM, engl. *full width at half maximum*) des Peaks herangezogen werden. Dazu wird der Peak mithilfe einer Gaußfunktion angenähert und so die Halbwertsbreite und der mittlere Schwellwert bestimmt. Der Mittelwert des Peaks liegt bei 135 (a.u.), was einer Energie von 59,5 keV entspräche. Allerdings beträgt die Halbwertsbreite des Peaks ca. 43 (a.u.) und macht somit ca. 32 % des absoluten Schwellwertes aus. Aufgrund dieser eingeschränkten Energieauflösung lassen sich auch die $K\alpha$- und $K\beta$-Escape Peaks nicht von den anderen γ-Emissionslinien von ^{241}Am unterscheiden.

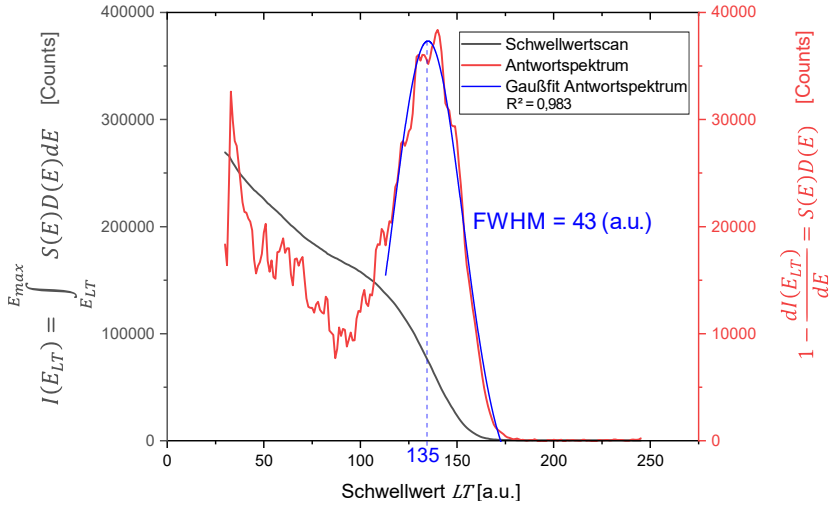


Abbildung 44: Geglätteter Intensitätsverlauf des Schwellwertscans und differentielles Antwortspektrum einer einzelnen PCD-Kachel auf ein einfallendes gefiltertes ^{241}Am-Spektrum. Der prägnante Peak entspricht der Hauptemissionsline von ^{241}Am (59,5 keV).

Die Diskrepanz der ermittelten Schwellwerte LT für eine Energie von $E = 60\ keV$ zwischen der Isotopen-basierten Methode ($LT_{iso}(60\ keV) \cong 135\ a.u.$) und der kVp-Methode ($LT_{kVp}(60\ keV) \cong 182\ a.u.$, aus Geradengleichung für $\widehat{LT}_{mw}$ in Abbildung 40b) resultiert zum einen aus dem polychromatischen Spektrum, welches der kVp-Methode zugrunde liegt, da die Detektion niederenergetischer Photonen aufgrund von Rauschen auch bei höheren Schwellwerten umso wahrscheinlicher wird je länger die Belichtungszeit gewählt wird [98]. Zum anderen ist der Wert von $I_{LT} \geq 10\ counts$ (auf Grundlage von Literaturstellen wie in [97]) arbiträr gewählt. Bei einem größeren Wert ergäben sich auch andere Energieschwellwerte für konstante Energien. Daher wäre ein Isotopen-basierter Energieabgleich des Detektors (wie z.B. in [96] beschrieben) der kVp-Methode vorzuziehen. Da aber in dieser Arbeit aus den genannten Gründen auf einen Energieabgleich verzichtet wird und an dieser Stelle vielmehr die Beurteilung der Homogenität der Energieantwort der einzelnen Detektorkacheln und die Energieauflösung des Detektors im Fokus steht, wird dieser Effekt vernachlässigt.

Die große Streuung in der Energieantwort der Detektorkacheln von ca. 12 % und die geringe Energieauflösung einer einzigen Detektorkachel von ca. 32 % führen so zu einer Gesamtunsicherheit in der spektralen Detektorantwort von ca. 44 %.

6 Konventionelle Anwendungen

6.1 Niedrig-Dosis Messungen

Anders als in der Medizin kann in der technischen Durchstrahlungsprüfung die Dosis der Röntgenstrahlung fast beliebig erhöht werden, um so ein qualitativ hochwertiges Bild zu erzeugen, ohne dass auf biologische Faktoren Rücksicht genommen werden muss. Selbst bei der Durchstrahlung von Schweißnähten kann trotz der hohen Schwächung des Metalls eine verhältnismäßig kurze Belichtungszeit aufgrund hoher verfügbarer Leistungen der Röntgenröhren erreicht werden. Dies ist in der Regel auch notwendig, da die meisten Schweißnähte in kerntechnischen Anlagen oder im Pipelinebau im Akkord geprüft und ausgewertet werden müssen, um den Baufortschritt nicht zu verzögern. In der klassischen Durchstrahlungsprüfung mithilfe von Röntgenfilmen wird der Film solange belichtet, bis er die laut Norm erforderliche optische Mindestdichte erreicht hat (z.B. ≥ 2,3 für Bildgüteklasse B nach ISO 17636-1 [101]). Die optische Dichte dient bei Röntgenfilmen als eines der Hauptkriterien für die Güte der Aufnahme, da diese maßgeblich die Erkennbarkeit von Strukturen im Bild beeinflusst. Mit der Einführung der digitalen Röntgenprüfung musste ein anderes Kriterium gefunden werden, um dieses Merkmal der Bildqualität zu beschreiben. Da alle Detektoren und die daraus entstehenden Röntgenbilder ein Rauschen aufweisen, hat man das sog. Signal-Rausch-Verhältnis (SNR, engl. *signal-to-noise ratio*) als ein Bildgütemerkmal äquivalent zur optischen Dichte eingeführt [4]:

$$SNR = \frac{N}{\sigma} \tag{100}$$

Wobei N der mittleren detektierten Anzahl der Photonen pro Pixel entspricht und σ die zugehörige Standardabweichung der Pixel, also das Rauschen, beschreibt. Um eine hohe Bildgüte zu erreichen, muss das SNR ebenfalls hoch sein. Das SNR eines idealen Detektors, ist nur durch das Poisson-verteilte Rauschen der Photonen bestimmt:

$$SNR_{poisson} = \frac{N}{\sqrt{N}} = \sqrt{N} \tag{101}$$

Um eine universelle Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Röntgendetektoren zu erreichen, muss das gemessene SNR mit der gemessenen Basisortsauflösung (SR_b, engl. *basic spatial resolution*) normiert werden:

$$SNR_N = SNR_{gemessen} \cdot \frac{88{,}6\ \mu m}{SR_b(in\ \mu m)} \tag{102}$$

Laut ISO 17636-2 [102] darf das SNR_N in einem Röntgenbild einen bestimmten Wert (abh. von den Durchstrahlungsparametern) nicht unterschreiten, um die Bildgüteklasse B zu erreichen. Das Rauschen in einem Bild setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen:

- Photonenrauschen (Poisson-Rauschen)
- Untergrundsignal (Rauschen) des Detektors
- Strukturrauschen der Detektionsschicht
- Strukturrauschen des untersuchten Objekts

Das Photonenrauschen und das Untergrundsignal können durch längere Belichtungs- bzw. Integrationszeiten des Bildes verringert werden. Eine lange Integrationszeit hat somit in einem digitalen Röntgenbild i.d.R. ein hohes SNR zur Folge. Allerdings gibt es Anwendungsfälle, in denen es nicht mehr möglich ist, mit einem klassischen energieintegrierenden Detektor (EID, engl. *energy integrating detectors*) ein ausreichendes SNR zu erreichen. Dies ist z.B. bei der Durchstrahlung großer Wandstärken und/oder begrenzter Leistung der Röntgenröhre der Fall. Die Leistung der meisten Mikro- oder Nanofokusröhren ist aufgrund der geringen Brennfleckgröße auf wenige Watt begrenzt, was bei Materialien

höherer Dichte zu sehr langen Belichtungszeiten führt, um noch ein ausreichend hohes SNR sicherzustellen. Auch bei der Untersuchung von sehr dicken und/oder dichten Materialien ist die Dosisleistung, die den Detektor erreicht, meist sehr gering, sodass auch hier lange Belichtungszeiten die Folge sind. Bei geringen Dosisleistungen dominiert allerdings das elektronische Untergrundsignal des Detektors, was bei längeren Belichtungszeiten zu einer Sättigung des SNR führt, ohne dass zusätzliche bildgebende Information gewonnen wird.

Dieses Problem kann mit dem Einsatz von PCDs umgangen werden, da die Energieschwellwertsetzung dazu führt, dass nur Photonen detektiert werden, die energetisch oberhalb des elektronischen Detektorrauschens liegen. Dies hat zur Folge, dass ein PCD, anders als ein EID, kein Signal ohne Röntgenstrahlung (sog. Dunkelstrombild) erzeugt. Somit können sehr lange Belichtungszeiten erreicht werden, ohne dass das elektronische Untergrundsignal des Detektors die Bildinformation überlagert.

Die Messanordnung in den Abbildungen 45 und 46 wird verwendet, um die Durchstrahlbarkeit von dickwandigen Rohren (hier: 2 x 35 mm), wie sie in kerntechnischen Anlagen durchaus üblich sind, zu demonstrieren. Die Leistung der Röhre ist dabei begrenzt auf 300 W bei 270 kV (Tabelle 4), was ungefähr der max. Leistung mobiler Röntgenanlagen mit vergleichbarer Brennfleckgröße entspricht.

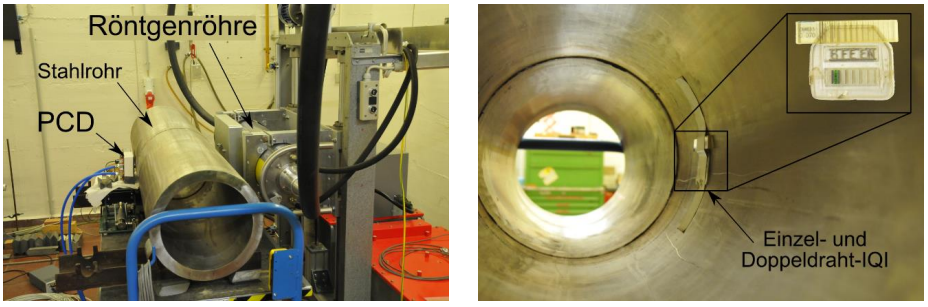


Abbildung 45: (a) Aufbau zur Untersuchung der Durchstrahlbarkeit von dickwandigen Stahlrohren bei begrenzter Leistung der Röntgenröhre. Anordnung für Doppelwand-Durchstrahlung. (b) Innenansicht des Rohres mit abgebrachten Bildgüteprüfkörpern (IQI).

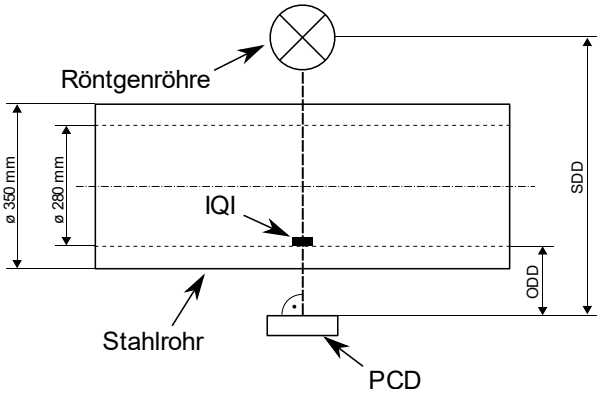


Abbildung 46: Skizze des Versuchsaufbaus mit innenliegendem Bildgüteprüfkörper (IQI)

Um die erreichte Bildgüte (nach ISO 17636-2) im Röntgenbild zu überprüfen, werden zwei Bildgüteprüfkörper (IQI, engl. *image quality indicator*) an der (zugänglichen) Innenseite des Rohres appliziert. Diese Position wird gewählt, um die ungünstigste Fehlerlage zu simulieren, bei der die geforderte Bildgüte in

der Einwand-Auswertung erreicht werden muss. Eine detektornahe Applikation an der Außenseite des Rohrs, wie sie bei eingebauten Rohren zwangsläufig erfolgen muss, liefert immer eine kontrastreichere Abbildung des IQI, da der Kontrast in geringerem Maße durch gestreute Strahlung aus der Rohrwand reduziert wird. Der Doppeldraht-IQI dient der Messung der erreichten SR_b und anhand des Einzeldraht-IQI lässt sich die erreichte Kontrastempfindlichkeit bewerten. Für beide IQIs existieren in der Norm ISO 17636-2 Mindestwerte abhängig vom radiographischen Setup (Tabelle 4), die es für die jeweilige Bildgüteklasse A (Grundtechniken) oder B (verbesserte Prüftechniken) einzuhalten gilt. Neben der Basisortsauflösung und der Kontrastempfindlichkeit dient das SNR_N als Hauptindikator für die Bildgüte.

Tabelle 4: Versuchsparameter zur Untersuchung der Durchstrahlbarkeit von dickwandigen Stahlrohren

Röntgenröhre	COMET AG, MXR-600HP/11
Brennfleckgröße [mm]	0,4
Vorfilter [mm Be]	5,0
Beschleunigungsspannung [kV]	270
Leistung [W]	300
Abstand Röhre-Detektor [mm]	570
Abstand Objekt-Detektor [mm]	50
durchstrahlte Wanddicke [mm]	70
Detektor Typ	photonen-zählend
Sensormaterial	CdTe
Sensordicke [mm]	0,75
Pixelgröße [mm]	0,1
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 51,2
Framerate [Hz]	2
Frames pro Bild	4800
Schwellwert LT	$20\ (a.u.) \cong 21\ keV$

Trotz der beschränkten maximalen Energie und Leistung der Röntgenröhre in Kombination mit einer durchstrahlten Wanddicke von insgesamt 70 mm konnten bei einer Gesamtbelichtungszeit von 2400 s können die geforderten Mindestanforderungen an die Bildgüte erreicht werden (Abbildung 47 und Tabelle 5). Die mittlere Intensität im Bild beträgt ca. 10000 *counts* pro Pixel. Bei insgesamt 4800 integrierten Frames ergibt dies ca. zwei Photonendetektionen pro Pixel und Frame.

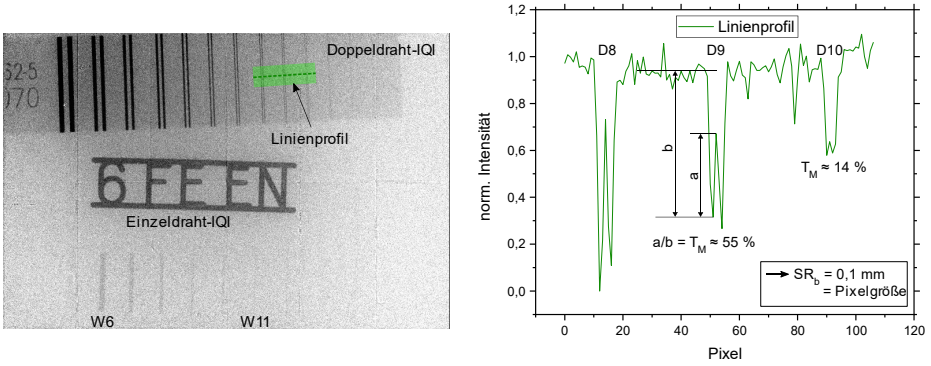


Abbildung 47: (a) Durchstrahlungsbild mit IQIs nach 40 Min. (b) Auswertung des Linienprofils am 9. und 10. Doppeldrahtpaar.

Das resultierende Durchstrahlungsbild in Abbildung 47a zeigt die beiden IQIs bei einem im Grundmaterial gemessenen SNR_N von ca. 105. Die Auswertung des Doppeldraht-IQI erfolgt nach ISO 17636-2 mithilfe eines Linienprofils (Abbildung 47b). Dabei werden die Modulationstiefen $\boldsymbol{T_M}$ des Drahtpaarzwischenraums ausgewertet. Als erstes Drahtpaar mit einer Modulationstiefe ≤20 % wird das 10. Doppeldrahtpaar identifiziert, was einer SR_b von 0,1 mm entspricht und mit der Pixelgröße übereinstimmt, da sich aufgrund der direkt detektierenden Technik keine zusätzliche innere Unschärfe im Detektor ergibt (siehe Kapitel 3).

Tabelle 5: Geforderte und erreichte Bildgüte bei der Durchstrahlung von Stahlrohren mit 70 mm Wandstärke

Bildqualitätsmerkmal	**Mindestanforderung** nach ISO 17636-2	**Erreicht**
SNR_N	70	105
Kontrastempfindlichkeit	W10 (0,4 mm)	W11 (0,32 mm)
Basisortsauflösung SR_b	D10 (0,1 mm)	D10 (0,1 mm)

6.2 Streustrahlenreduktion

Eine klassische und sehr effektive Methode der Reduktion von Streustrahlungseinflüssen stellt die röhrenseitige Kollimation der emittierten Strahlung dar. Dazu wird ein Teil der einfallenden Röntgenstrahlung so abgeschirmt, dass nur Bereiche bestrahlt werden, welche für die Bildgebung notwendig sind [103]. Alle übrigen Bereiche werden „abgeschattet", sodass dort Streustrahlung erst gar nicht entstehen kann. Der Einsatz von Kollimatoren ist allerdings nicht immer möglich, z.B. in der Laminographie oder anderen Tomosyntheseverfahren aufgrund des ständig wechselnden Einstrahlwinkels. Darüber hinaus werden in der Literatur auch diverse numerische und analytische Methoden zur Reduktion von Streustrahlungseinflüssen erwähnt [104].

Eine bisher wenig beachtete Möglichkeit, den Einfluss der Streustrahlung zu reduzieren, bieten PCDs, welche aufgrund ihrer internen Energieschwellwertsetzung in der Lage sind, niederenergetische Photonen von der Bildgebung auszuschließen. Da Compton-gestreute Röntgenphotonen einen Teil ihrer Energie an das streuende Elektron abgeben (siehe Compton-Effekt in Kapitel 2.1.4, Gleichung (10)) wird

das Spektrum der Streustrahlung in Richtung niedrigerer Energien verschoben. Daher ist zu erwarten, dass bei höheren gesetzten Energieschwellwerten die niederenergetischen Compton-Photonen von der Detektion ausgeschlossen werden können, sodass der Einfluss von Streustrahlung auf das Messergebnis bereits intrinsisch im PCD verringert wird. Im Folgenden wird untersucht, ob und inwieweit sich der Einfluss von Streustrahlung im Röntgenbild mithilfe eines PCD im Vergleich zu einem herkömmlichen EID reduzieren lässt.

Um den Anteil der vorhandenen Streustrahlung im Bild zu visualisieren und zu quantifizieren, werden Projektionsbilder eines Al-Stufenkeils (siehe Abbildung 48) mit verschiedenen Energieschwellwerten des PCD und zu Vergleichszwecken mit einem EID aufgenommen (radiographische Parameter in Tabelle 6). Um den Anteil der am Detektor ankommenden Streustrahlung zu maximieren, wird der Al-Stufenkeil so nah wie möglich an der Detektoroberfläche positioniert.

Abbildung 48: Al-Stufenkeil mit 60 mm, 50 mm und 40 mm Stufendicke. Der Intensitätsverlauf im Röntgenbild quer über die mittlere Stufe (50 mm) dient als Maß für den vorhandenen Streustrahlungsanteil

Tabelle 6: Radiographische Parameter zur Untersuchung des Streustrahleneinflusses

	PCD	**EID**
Röhrenspannung [kV]	225	
Röhrenstrom [µA]	200	
Vorfilter [mm Cu]	0,5	
Brennfleckgröße [µm]	≤20	
Sensormaterial	CdTe	Gd_2O_2S:Tb
Sensordicke [mm]	0,75	ca. 0,2
Pixelgröße [µm]	100	200
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 51,2	409,6 x 409,6
Belichtungszeit [ms]	250	
Abstand Objekt-Detektor [mm]	30	
Abstand Quelle-Detektor [mm]	445	
Frames pro Bild	32	
	$50\ (a.u.) \cong 29\ keV$	–
	$100\ (a.u.) \cong 41\ keV$	–
Schwellwert LT	$120\ (a.u.) \cong 45\ keV$	–
	⋮	
	$150\ (a.u.) \cong 53\ keV$	–

Zwar findet Compton-Streuung im gesamten Volumen des Stufenkeils statt, allerdings werden aufgrund der hohen durchstrahlten Wandstärke im Bereich der höchsten Stufe die gestreuten Photonen überwiegend bereits im Material absorbiert bevor sie den Detektor erreichen können. Im Bereich der kleinsten Stufe ist die Wahrscheinlichkeit geringer, dass gestreute Photonen bereits im Material absorbiert werden, daher ist der Anteil der Streustrahlung an der Gesamtintensität nahe der kleinsten Stufe am größten. Dies führt zu einem Ansteigen der Intensität quer über jede Stufe hin zur kleineren durchstrahlten Wanddicke, statt eines konstanten Intensitätsverlaufes. Die Prinzipskizze in Abbildung 49 soll diesen Sachverhalt verdeutlichen.

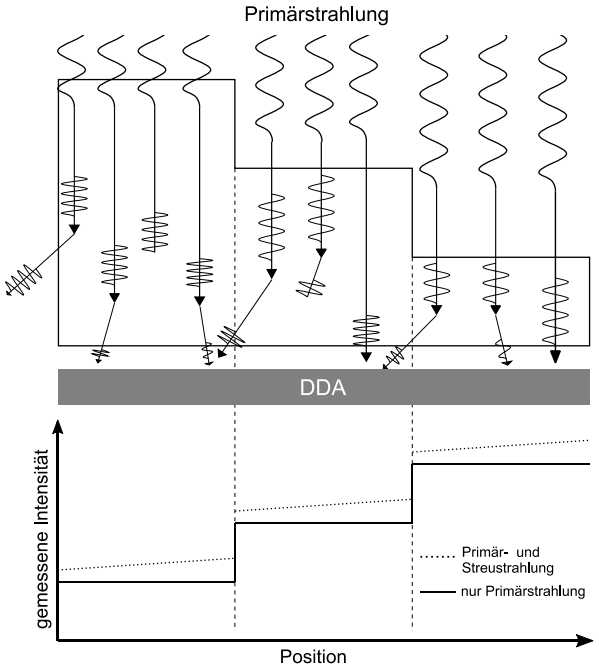


Abbildung 49: Prinzipskizze der Photonenstreuung in einem Stufenkeil. Aufgrund der erhöhten Absorption der gestreuten Photonen im Bereich der größeren Materialdicke, nimmt die im Detektor gemessene Intensität in Richtung der kleineren Materialdicke zu.

Im Röntgenbild wird ein Intensitätsprofil quer über den Bereich der mittleren Stufe geplottet (Abbildung 50), um den Intensitätsverlauf zu analysieren. Die relative Steigung dieses Profilplots dient als Indikator für den Anteil an detektierter Streustrahlung. Je höher die rel. Steigung des Intensitätsprofils, desto mehr Streustrahlung wurde detektiert. Die rel. Steigungen der generierten Profilplots im Bereich der mittleren Stufe werden mithilfe einer linearen Regression ermittelt. Sie ergeben je eine rel. Steigung pro Energieschwellwert, welche auf die mit dem EID gemessene rel. Steigung normiert werden.

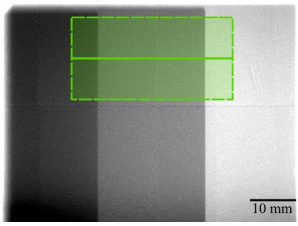


Abbildung 50: Projektion des Al-Stufenkeils mit gekennzeichnetem Bereich für die Profilanalyse aufgenommen mit dem PCD bei $LT = 160\ (a.u.) \cong 55\ keV$

Das Ergebnis der Analyse der Intensitätsprofile ist in Abbildung 51 dargestellt. Pro aufgenommene Projektion mit EID und PCD wird ein Profilplot im Bereich der in Abbildung 50 gekennzeichneten Region erstellt (Abbildung 51a). Je höher der Energieschwellwert des PCD gewählt ist, desto weniger Photonen (primär und gestreut) werden gezählt, daher ergibt sich die sinkende absolute Intensität. Die absolute Signalintensität des EID entspricht ca. der Signalintensität des PCD bei einem Energieschwellwert von $LT = 100\ (a.u.) \cong 41\ keV$. Die normierten rel. Steigungen, welche mithilfe einer linearen Regression ermittelt wurden, sind in Abbildung 51b dargestellt. Die Fehlerbalken markieren das 95 %-Konfidenzintervall der Regression. Da die Steigung in diesem Fall als Maß für den Anteil der Streustrahlung an der Gesamtstrahlung dient, wird die Verringerung der Steigung offensichtlich durch das inhärente Ausschließen von niederenergetischen Photonen aufgrund des Energieschwellwerts des PCD verursacht. Die meiste Streustrahlung wird vom EID detektiert. Im Fall des PCD sinkt, wie erwartet, die Wahrscheinlichkeit der Detektion von Streustrahlung mit steigerndem Energieschwellwert, aufgrund der inelastischen Eigenschaft des Compton-Effekts. Ab einem Schwellwert von $LT \geq 180\ (a.u.) \cong 60\ keV$ kann die detektierte Streustrahlung um bis zu 20 % im Vergleich zum EID reduziert werden. Dies scheint für den vorliegenden Fall ein Grenzwert zu sein, sodass auch bei höheren Energieschwellwerten der Anteil der detektierten Streustrahlung nicht mehr verringert werden kann.

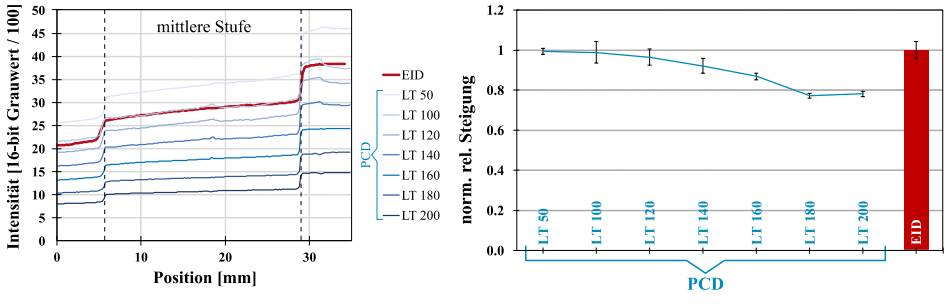


Abbildung 51: (a) Gemittelte Intensitätsprofile quer über die mittlere Stufe des Al-Stufenkeils für jeden Energieschwellwert des PCD sowie für den EID. (b) Mithilfe linearer Regression wird die normierte relative Steigung jedes Profils im Bereich der mittleren Stufe ermittelt. Die Fehlerbalken markieren das 95 %-Konfidenzintervall.

Zu erwähnen ist, dass der Detektorabgleich des PCD in diesem Fall bei Energieschwellwerten von $LT = 50\ (a.u.) \cong 29\ keV$ und $LT = 160\ (a.u.) \cong 55\ keV$ erfolgt ist. Dieser Detektorabgleich wurde auch auf Projektionsdaten angewendet, welche mit anderen Energieschwellwerten aufgenommen worden sind. Dies führt zu geringeren Korrelationskoeffizienten der entsprechenden Regressionen und damit auch zu größeren Fehlerbalken. Trotz dieses unzureichenden Detektorabgleichs, kann mithilfe der Schwellwertsetzung der Anteil der Streustrahlung im Röntgenbild um bis zu 20 % reduziert werden. Weiterhin erwähnt werden muss, dass das benutzte Röntgenspektrum einer Vorfilterung mittels

0,5 mm Cu unterlag. Dadurch wurden niederenergetische Anteile des Spektrums bereits vor der Schwächung durch den Al-Stufenkeil entfernt. Da die Wahrscheinlichkeit, dass Photonen unter einem großen Winkel gestreut werden, bei niederenergetischen Photonen am größten ist, tragen die niederenergetischen Teile des Spektrums auch am meisten zur detektierten Streustrahlung bei. Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass die Steigung der Intensitätsprofile quer über die mittlere Stufe ohne Vorfilterung des Röntgenspektrums deutlich größer ausfallen würde. Auch wäre der Unterschied zwischen PCD und EID sicher größer.

Anwendungsbeispiel

Als ein industrielles Anwendungsbeispiel für den Einsatz von PCDs zur Verringerung der detektierten Streustrahlung wird eine Gasturbinenschaufel (ähnlich Abbildung 52) anhand einer CT untersucht. Die Turbinenschaufel vereint diverse Eigenschaften, wie z.B. ein großes Verhältnis zwischen kleinster und größter durchstrahlter Dicke sowie feine innere Strukturen, was sie besonders interessant für eine mögliche Anwendung von PCDs macht. Die Turbinenschaufel ist aus hoch-legiertem Stahl und ihre Oberfläche besteht aus einer Keramikschicht. Die feinen inneren Strukturen erfordern eine hohe Kontrastempfindlichkeit (d.h. des gemessenen Strahlenkontrasts C_s zwischen verschiedenen Strukturen) des Detektors, welche ein wichtiges Merkmal der Bildqualität darstellt. Es wurde bereits gezeigt, dass es möglich ist, zumindest einen Anteil der detektierten Streustrahlung im Bild mithilfe der Energieschwellwertsetzung des PCD zu verringern. Nach Gleichung (20) und (21) hat die Verringerung des Streuverhältnisses k eine Verbesserung des Strahlenkontrasts C_s zwischen Strukturen unterschiedlicher Schwächung zur Folge. Inwieweit es möglich ist, den Kontrast mithilfe der internen Energieschwellwertsetzung eines PCD zu erhöhen, soll im Folgenden untersucht werden.

Abbildung 52: CAD-Modell einer typischen Gasturbinenschaufel

Dazu werden verschiedene CTs der Turbinenschaufel mithilfe eines PCD bei unterschiedlichen Energieschwellwerten angefertigt. Darüber hinaus dient eine mit einem EID angefertigte CT als Vergleichsmessung (Parameter in Tabelle 7).

Tabelle 7: Radiographische Parameter für die CT einer Gasturbinenschaufel

	PCD	EID
Röhrenspannung [kV]	225	
Röhrenstrom [µA]	500	
Vorfilter [mm Cu]	2,5	
Belichtungszeit je Projektion [ms]	500	
Anzahl der Projektionen	1000	
Vergrößerung	1,35	2,70
rekonstruierte Voxelgröße v [µm]	74	
Pixelgröße p [µm]	100	200
Schwellwert LT	$50\ (a.u.) \cong 29\ keV$	–
	$190\ (a.u.) \cong 62\ keV$	–
	$210\ (a.u.) \cong 67\ keV$	–

Analog zu den Profilplots des Stufenkeils werden Intensitätsprofile in den rekonstruierten CT-Schnittbildern von vorhandenen Kühlkanälen in der Turbinenschaufel untersucht. Anhand des örtlich-periodisch alternierenden Schwächungskoeffizienten dieser Strukturen im CT-Schnittbild und einer sinusoidalen Regression kann die Amplitude des Schwächungskoeffizienten, verursacht durch diese Struktur, bestimmt werden. Diese Amplitude dient als Maß für den Strahlenkontrast C_s. Neben dem Kontrast ist vor allem das sog. Kontrast-Rausch-Verhältnis (CNR, engl. *contrast-to-noise ratio*) als Bildgütemerkmal heranzuziehen:

$$CNR = \frac{\sqrt{2}|\bar{\mu}_A - \bar{\mu}_B|}{\sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_B^2}} \tag{103}$$

Hierbei entsprechen $\bar{\mu}_A$ und $\bar{\mu}_B$ den gemittelten rekonstruierten Schwächungskoeffizienten einer Struktur A bzw. B im CT-Schnittbild und σ der entsprechenden Standardabweichung. Das SNR wird analog zu Gleichung (100) bestimmt. Zwar werden im Folgenden CTs verglichen, welche dieselbe rekonstruierte Voxelgröße aufweisen, allerdings muss die innere Unschärfe der verwendeten Detektoren (d.h. die entsprechende SR_b) bei der Bewertung des CNR berücksichtigt werden. Somit wird das CNR ebenfalls analog zum SNR_N auf die gemessene SR_b normiert:

$$CNR_N = CNR_{gemessen} \cdot \frac{88{,}6\ \mu m}{SR_b(in\ \mu m)} \tag{104}$$

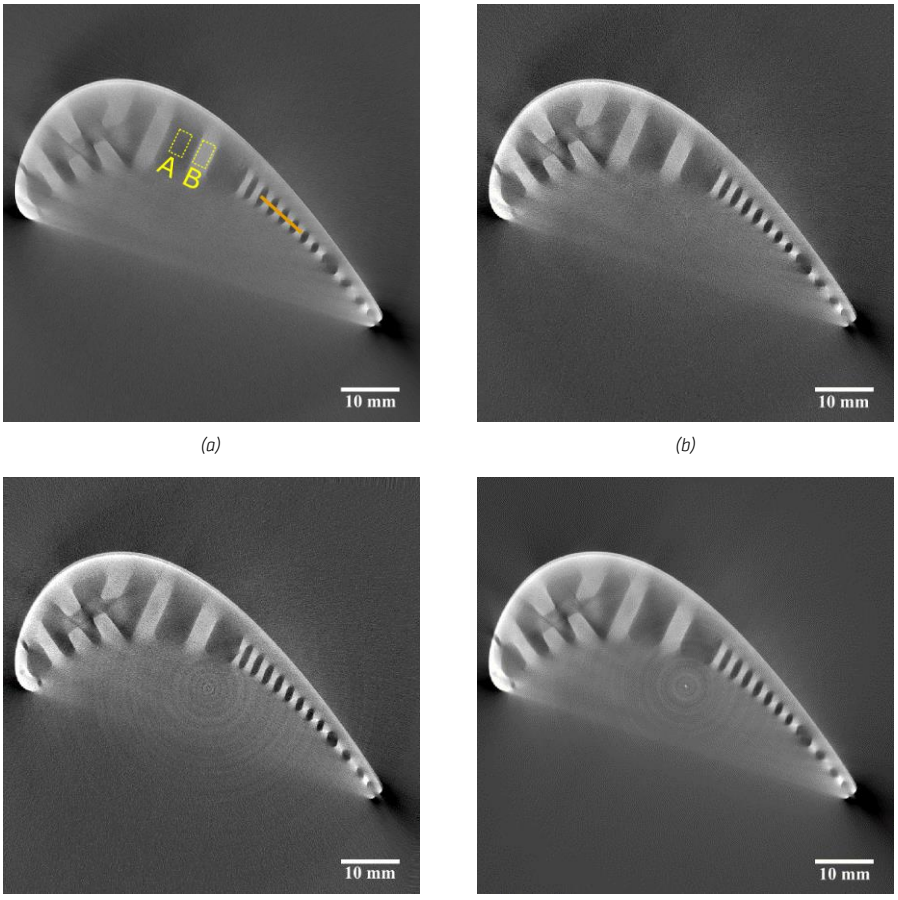
Für die Normierung von CNR und SNR ist die gemessene SR_b unerlässlich. Diese kann auch in einem rekonstruierten CT-Datensatz anhand einer pMTF (siehe Kapitel 3.1) nach ASTM E1695 [105] bestimmt werden.

Um die Basisortsauflösung in einem CT-Datensatz $SR_{b,reco}$ zu bestimmen, muss nach ASTM E1695 [105] die pMTF an einer scharfen Kante im Datensatz gemessen werden. Die Kante sollte dabei frei von Strahlungsaufhärtung sein, um eine Verschiebung der pMTF in den niederfrequenten Bereich zu vermeiden. Allerdings enthält keiner der CT-Datensätze eine geeignete Kante, um die pMTF und damit $SR_{b,reco}$ direkt zu bestimmen. Um dennoch die $SR_{b,reco}$ abzuschätzen zu können, wird für jeden Detektor (PCD und EID) ein Projektionsbild erstellt, welches eine entsprechend geeignete Kante enthält. An der

Kante im Projektionsbild kann die pMTF gemessen werden, woraus sich die projizierte Basisortsauflösung $SR_{b,proj}$ ergibt. Anhand von $SR_{b,proj}$ kann nun $SR_{b,reco}$ abgeschätzt werden, wobei ein linearer Zusammenhang zwischen der SR_b und dem Verhältnis aus Voxelgröße v und Pixelgröße p angenommen wird (Vorfilterung mit idealem Rampen-Filter [106]):

$$SR_{b,reco} = SR_{b,proj}\frac{v}{p} \tag{105}$$

Die rekonstruierten Schnittbilder der angefertigten CTs sind in Abbildung 53 dargestellt. Im Fall des PCD wurden drei CTs mit Schwellwerten von $LT = 50,\ 190$ und $210\ (a.u.) \cong 29,\ 62$ und $67\ keV$ erstellt (Abbildung 53a-c). Abbildung 53d zeigt die zu Vergleichszwecken mithilfe des EID angefertigte CT-Rekonstruktion. Die Linie in Abbildung 53a stellt stellvertretend für alle anderen Datensätze die Position des Linienprofils zur Analyse des Kontrasts dar.

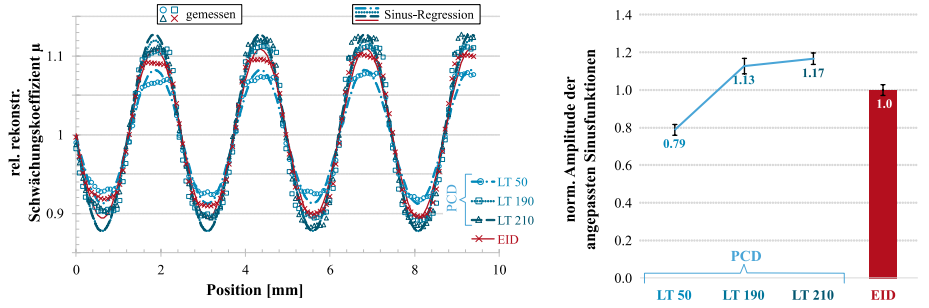


(a) (b)

(c) (d)

Abbildung 53: Rekonstruierte CT-Schnittbilder der Gasturbinenschaufel. Die PCD-Datensätze wurden mit Schwellwerten von (a) $LT = 50\ (a.u.) \cong 29\ keV$, (b) $LT = 190\ (a.u.) \cong 62\ keV$ und (c) $LT = 210\ (a.u.) \cong 67\ keV$ angefertigt. Diese rekonstruierten Datensätze werden mit dem EID-Datensatz (d) verglichen. Der Vergleich bezieht sich auf den Kontrast, welcher anhand des Linienprofils in (a) ermittelt wird, sowie auf das CNR_N und SNR_N, welche mithilfe der ROIs A und B in (a) bestimmt werden.

Die gemessenen Intensitätsverläufe des rekonstruierten Schwächungskoeffizienten der dargestellten Struktur innerhalb der Turbinenschaufel werden jeweils mithilfe einer sinusförmigen Funktion angenähert (Abbildung 54a), um die Amplitude der Intensitätsschwankung als Maß für den Kontrast zu erhalten. Die normierten Amplituden der angenäherten Sinusfunktionen (Abbildung 54b) zeigen für den PCD eine Erhöhung des Kontrasts um bis zu 17 % für einen Schwellwert von $LT = 210\ (a.u.) \cong 67\ keV$ im Vergleich zur Amplitude, welche mit dem EID gemessen wurde. Bei einem Schwellwert von $LT = 50\ (a.u.) \cong 29\ keV$ beträgt der Kontrast sogar nur 79 % des gemessenen EID-Kontrasts.



(a) (b)

Abbildung 54: (a) Intensitätsverläufe des rekonstruierten Schwächungskoeffizienten gemessen entlang der markierten Struktur (Linie) in Abbildung 53a. Die gemessenen Profile wurden mit sinusförmigen Funktionen angenähert. (b) Die normierten Amplituden dieser Sinusfunktionen dienen als Maß für den Kontrast.

Um das CNR_N zwischen den Strukturen markiert in Abbildung 53a (ROI A und B) und das SNR_N zu bestimmen, muss zunächst die pMTF der Projektionsbilder ausgewertet werden, welche die $SR_{b,reco}$ für jedes Detektorsystem liefert. Die für PCD und EID gemessene pMTF[14] ist in Abbildung 55 dargestellt. Die Frequenz, an der die pMTF unter 10 % fällt, spiegelt die in der Projektion gemessene $SR_{b,proj}$ wider. Im Fall des EID fällt die pMTF unter 10 % bei einer Ortsfrequenz von ca. 2 lp mm^{-1}, was einer $SR_{b,proj,EID}$ von 0,247 mm entspricht. Da die direkt-konvertierende Technik des PCD ohne Szintillator und daher ohne diffuse optische Streuung auskommt, fällt die zugehörige pMTF nicht unter 10 %, bevor die Nyquist-Frequenz von $f_{Ny} = (2p)^{-1}$ erreicht ist. Aus diesem Grund wird die $SR_{b,proj,PCD}$ gleich der Pixelgröße p gesetzt (nach ISO 17636-2, [102]), was früheren SR_b-Messungen mithilfe eines Doppeldraht-IQI (nach ISO 19232-5, [107]) entspricht [108]. Der Abfall der pMTF bei niedrigen Frequenzen (engl. *low frequency drop*) ist auf Streustrahlungseinflüsse aus dem zur pMTF-Messung verwendeten Objekt (Al-Stufenkeil) zurückzuführen. Die pMTF, bestimmt an einer Kante eines ideal opaken Objekts, würde diesen Abfall niedriger Frequenzen nicht aufweisen.

[14] pMTF gemessen mit „qa-distri/DQE Panel v7"-Plugin für ImageJ (von Frank Rogge, University Hospitals, Leuven, Belgien)

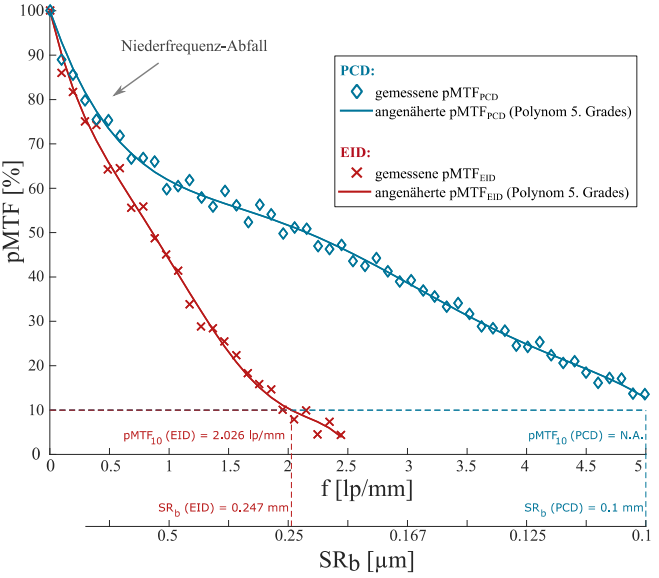


Abbildung 55: Die entlang einer geraden Kante im Projektionsbild gemessenen pMTFs für PCD und EID. Die gemessenen Daten wurden jeweils mit einem Polynom 5. Grades angenähert.

Anhand den aus der pMTF bestimmten Basisortsauflösungen $SR_{b,proj}$ kann nun mithilfe von Gleichung (105) die Basisortsauflösung im rekonstruierten Volumen $SR_{b,reco}$ für jeden der Detektortypen abgeschätzt werden:

$$SR_{b,reco,EID} = 247\ \mu m \cdot \frac{74\ \mu m}{200\ \mu m} = \underline{91{,}39\ \mu m} \tag{106}$$

$$SR_{b,reco,PCD} = 100\ \mu m \cdot \frac{74\ \mu m}{100\ \mu m} = \underline{74\ \mu m} \tag{107}$$

Das SNR und CNR werden anhand von Gleichung (100) und (103) sowie den in Abbildung 53a markierten ROIs für jeden der rekonstruierten Datensätze berechnet und anschließend mithilfe der berechneten Werte für $SR_{b,reco}$ (aus (106) und (107)) nach Gleichung (102) und (104) normiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 56 dargestellt. Sowohl SNR_N als auch CNR_N sind im Fall des EID ca. um den Faktor 2 größer als im Fall des PCD. Das bedeutet, dass der Gewinn an Kontrast (siehe Abbildung 54b), welcher durch die Reduzierung von niederenergetischer Streustrahlung entsteht, mit Einbußen bei der Statistik (also beim SNR_N) in den rekonstruierten CT-Schnittbildern bezahlt werden muss.

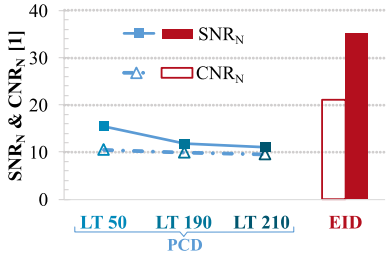


Abbildung 56: SNR_N und CNR_N für verschiedene Schwellwerte des PCD und für den EID.

In diesem Anwendungsbeispiel wurde das Spektrum der Röntgenröhre mit einem 2,5 mm Cu-Vorfilter aufgehärtet, um Kantenartefakte bei der Rekonstruktion zu reduzieren. Dadurch wurden die niederenergetischen Teile des Spektrums weitestgehend eliminiert. Das bedeutet, dass auch in diesem Beispiel ein deutlicherer Unterschied zwischen PCD und EID im Fall eines ungefilterten Spektrums zu erwarten ist. In der Regel ist allerdings die entstehende Streustrahlung bei µCT-Anwendungen aufgrund der großen Vergrößerung (also eines großen Objekt-Detektor-Abstands) eher gering einzuschätzen. Natürlich gibt es aber auch Anwendungen, bei denen das Objekt nahe am Detektor positioniert werden muss (evtl. aufgrund dessen Größe), sodass die Auswirkungen der Streustrahlung in einem solchen Fall wieder deutlicher zutage treten.

Die CT-Projektionsdaten der Turbinenschaufel wurden mithilfe eines FDK-Algorithmus rekonstruiert. Dabei fand eine Vorfilterung der Daten mit einem Ram-Lak-Filter [106] (oder auch idealer Rampenfilter genannt) statt. Der Ram-Lak-Filter im Frequenzraum ist nach [109] definiert als:

$$W_{RL}(f) = \begin{cases} |f| & wenn\ |f| \leq f_{Ny} \\ 0 & wenn\ |f| > f_{Ny} \end{cases} \tag{108}$$

Dieser Filter ist somit ein Hochpassfilter und führt zu einer sehr guten Ortsauflösung in den rekonstruierten Datensätzen auf Kosten der Statistik (SNR) und geringerer Kontrastauflösung (CNR) [77, 110]. Um die Kontrastauflösung in rekonstruierten CT-Datensätzen zu verbessern, werden häufig Bandpassfilter verwendet, welche auch höhere Ortsfrequenzen dämpfen. Ein gängiger Bandpassfilter ist der Hamming-Filter, welcher nach [109] im Frequenzraum definiert als:

$$W_{Ham}(f) = \begin{cases} 0{,}54|f| + 0{,}46|f| \cos\dfrac{\pi f}{f_{Ny}} & wenn\ |f| \leq f_{Ny} \\ 0 & wenn\ |f| > f_{Ny} \end{cases}$$

Ram-Lak- und Hamming-Filter sind in Abbildung 57 im Frequenz- und im Ortsraum dargestellt. Wären die Projektionsdaten der Turbinenschaufel statt mit einem Ram-Lak-Filter mit einem Hamming-Filter vorverarbeitet worden, so wäre ein höherer Kontrast und weniger Rauschen, also ein höheres CNR_N zu erwarten gewesen.

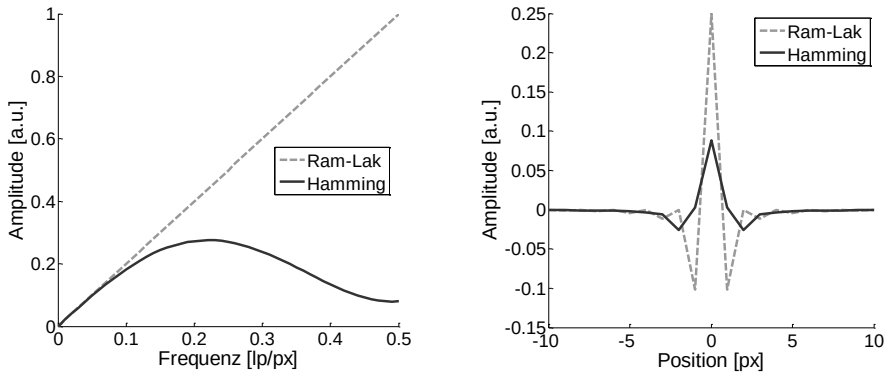


Abbildung 57: Ram-Lak- und Hamming-Filter (Hoch- und Bandpassfilter) im (a) Frequenzraum und (b) Ortsraum

Da rauschbehaftete Daten mehr vom glättenden Charakter des Hamming-Filters profitieren als weniger rauschbehaftete, würde das CNR_N der rekonstruierten PCD-Datensätze höher ausfallen, als es nach

der Anwendung des Ram-Lak-Filters der Fall ist. Dies konnte anhand von Simulationsdaten[15] belegt werden (Abbildung 58).

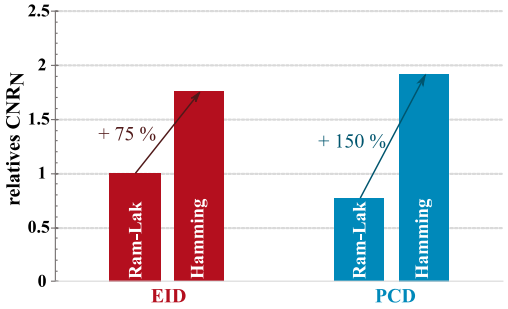


Abbildung 58:Simuliertes relatives CNR_N für einen EID und einen PCD in Abhängigkeit vom verwendeten Vorfilter der Rekonstruktion.

6.3 Strahlungsaufhärtungskorrektur

Über Streustrahlungseinflüsse hinaus stellen weitere Artefakte, verursacht insbesondere durch Strahlungsaufhärtung (BH, engl. *beam hardening*, siehe Kapitel 3.3.1), eine erhebliche Beeinträchtigung der Bildinformation in einem rekonstruierten CT-Datensatz dar.

Gängige Methoden, um den Einfluss von BH auf das Ergebnis einer CT, also das *Cupping*, zu reduzieren, sind:

- Vorfilterung des Bremsspektrums, um niederenergetische Anteile des Spektrums bereits vor der Schwächung durch das eigentliche zu untersuchende Objekt zu minimieren,
- Linearisierung der in der Projektion gemessenen Schwächung $P_\gamma(\xi)$ (nach Kapitel 3.3.1) in Abhängigkeit von der durchstrahlten Materialdicke [78, 111] (siehe Abbildung 59) oder
- analytische bzw. iterative Methoden [112–118].

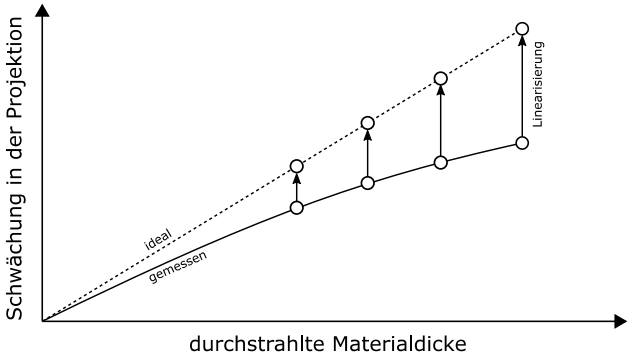


Abbildung 59: Ideale und gemessene Schwächung in der Projektion in Abhängigkeit von der durchstrahlten Materialdicke und Aufhärtungskorrektur per Linearisierung (z.B. mithilfe eines Stufenkeils).

[15] simuliert mit aRTist, http://www.artist.bam.de

An dieser Stelle soll eine weitere Methode untersucht werden, um die Artefakte, welche durch BH in einer CT-Rekonstruktion induziert werden, zu reduzieren. Mithilfe der Energieschwellwertsetzung eines PCD ist es möglich, niederenergetische Anteile des einfallenden Röntgenspektrums auszublenden (siehe Kapitel 6.2) und somit der Ursache für das BH inhärent vorzubeugen. Der *Cupping*-Effekt dient hierbei als Indikator und Maß für den Betrag an vorhandenem BH im CT-Datensatz. Es werden mehrere CTs eines homogenen Al-Zylinders mithilfe des PCD bei verschiedenen Energieschwellwerten von $LT = 20 \dots 200\ (a.u.) \cong 21 \dots 64\ keV$ angefertigt (CT-Parameter in Tabelle 8). Um den Betrag an vorhandenem BH zu quantifizieren, werden in den rekonstruierten CT-Schnittbildern Intensitätsprofile quer über den Durchmesser des Zylinders im Hinblick auf *Cupping* analysiert. Die normierte mittlere quadratische Abweichung (NMSD, engl. *normalized mean squared deviation*) des Intensitätsverlaufs des rekonstruierten Schwächungskoeffizienten μ zum idealen monochromatischen Fall ($\mu_{mono} = 1$) dient hierbei als indirektes Maß für das vorhandene BH:

$$NMSD = \frac{1}{N}\sum_{i}\frac{(\mu_i - \mu_{mono})^2}{\bar{\mu}_i} \tag{109}$$

mit

$$\bar{\mu}_i = \frac{1}{N}\sum_{i}\mu_i \qquad \text{und} \qquad \mu_{mono} = 1 \tag{110}$$

Um die Ergebnisse des PCD mit konventionellen Methoden der Strahlungsaufhärtungskorrektur (BHC, engl. *beam hardening correction*) zu vergleichen, werden CTs desselben Objekts auch mithilfe eines EID angefertigt und das BH unter Verwendung einer Linearisierung, wie in Abbildung 59 gezeigt, korrigiert. Diese Korrektur der Nichtlinearität des Schwächungskoeffizienten ist zwar eine der einfachsten Methoden, aber auch eine physikalisch korrekte Methode, um das BH zu korrigieren. Zu diesem Zweck wird ein Stufenkeil aus Aluminium mit mehreren Stufenstärken verwendet, anhand dessen das Detektorsignal in Abhängigkeit von der durchstrahlten Materialstärke gemessen werden kann. Aus dieser Signalantwort wird eine Lookup-Tabelle (LUT, engl. *lookup table*) erstellt, mit deren Hilfe der gemessene Schwächungskoeffizient in den Projektionsdaten der CT linearisiert werden kann. Dieses Verfahren ist allerdings nur bei homogenen Materialien anwendbar, da die Linearisierung des Schwächungskoeffizienten immer materialspezifisch ist.

Neben diesem manuellen Verfahren der Linearisierung des Schwächungskoeffizienten bieten moderne Rekonstruktionsprogramme (z.B. VGStudio MAX[16]) auch automatische Methoden der BHC auf der Basis von voreingestellten Parametern an. Als Beispiel für eine schnelle und praktikable Methode der BHC werden die CT-Projektionsdaten des EID auch mithilfe von drei automatisierten Voreinstellungen („low", „medium" und „high") der Rekonstruktionssoftware vorverarbeitet.

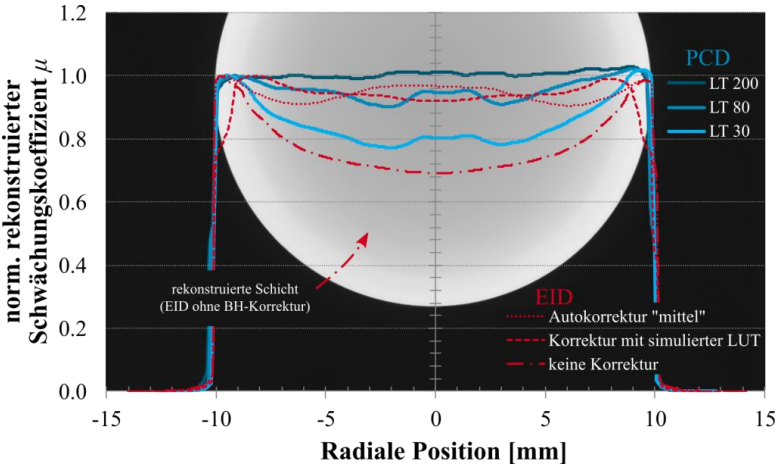
[16] https://www.volumegraphics.com/

Tabelle 8: CT-Parameter zur Untersuchung der BHC

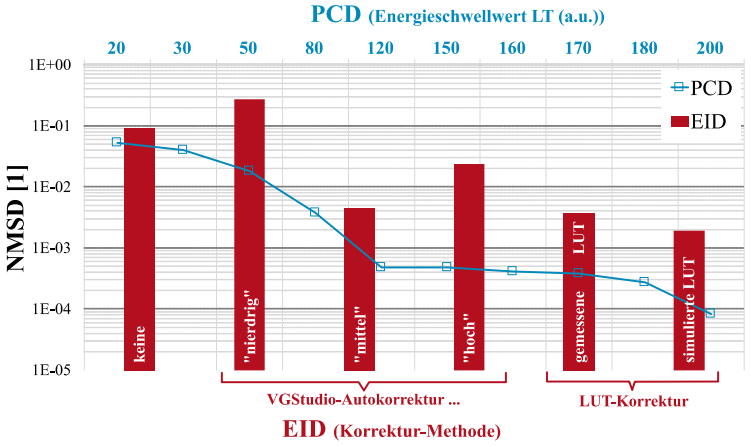
	PCD	**EID**
Röhrenspannung [kV]	100	
Röhrenstrom [µA]	200	
Vorfilter [mm Be]	0,5	
Sensormaterial	CdTe	CsI
Sensordicke [mm]	0,75	ca. 0,15
Pixelgröße [µm]	100	74,8
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 51,2	145,4 x 114,9
Belichtungszeit je Projektion [ms]	1000	
Anzahl der Projektionen	360	
Vergrößerung	2,5	
rekonstruierte Voxelgröße [µm]	39	30
Schwellwert LT	$20\ (a.u.) \cong 21\ keV$ ⋮ $200\ (a.u.) \cong 64\ keV$	–

Um einen validen Vergleich zwischen EID und PCD zu erhalten, werden nur die Projektionsdaten des EID mithilfe der automatisierten BHC des Rekonstruktionsprogrammes sowie mithilfe von zwei spezifischen LUT-Korrekturen vorverarbeitet: Eine gemessene LUT (Stufenkeil bestehend aus 6 Stufen) und eine simulierte LUT (Stufenkeil bestehend aus 796 Stufen). Die Projektionsdaten des PCD werden ohne jede Art der BHC rekonstruiert. Um Ringartefakte (z.B. verursacht durch Lücken zwischen Detektorkacheln, siehe Abbildung 19a) zu reduzieren, wird auf alle Datensätze eine automatische Ringartefaktkorrektur sowie a posteriori ein zusätzlicher Medianfilter angewendet. Aufgrund des niederfrequenten Charakters der BH-Artefakte sind die Auswirkungen dieser Filter auf den *Cupping*-Effekt minimal.

Die Ergebnisse der Untersuchung zur Reduzierung des *Cupping*-Effekts mithilfe der Energieschwellwertsetzung des PCD sind in Abbildung 60 dargestellt. Der Hintergrund von Abbildung 60a repräsentiert beispielhaft ein CT-Schnittbild eines rekonstruierten homogenen Al-Zylinders, für dessen Rekonstruktion der EID ohne BHC verwendet wurde. Deutlich ist der *Cupping*-Effekt anhand des Grauwertabfalls hin zum Zentrum des Zylinders zu erkennen. Die Intensitätsprofile zeigen den normierten rekonstruierten Schwächungskoeffizienten in Abhängigkeit von ausgewählten Energieschwellwerten des PCD bzw. den BHC-Methoden im Fall des EID und der radialen Position innerhalb des Zylinders. Die Profile wurden normiert, sodass der Wert des idealen monochromatischen Schwächungskoeffizienten $\mu_{\mathrm{mono}} = 1$ ist und von dem die tatsächlich gemessenen Werte aufgrund des *Cupping*-Effekts (mehr oder weniger) abweichen.



(a)



(b)

Abbildung 60: (a) Rekonstruiertes CT-Schnittbild eines homogenen Al-Zylinders (EID, ohne BHC). Die Plots zeigen ausgewählte Intensitätsprofile des normierten rekonstruierten Schwächungskoeffizienten ($\mu_{mono} = 1$) für verschiedene Energieschwellwerte des PCD und verschiede BHC-Methoden im Fall des EID. (b) Die normierte mittlere quadratische Abweichung vom idealen monochromatischen Fall ist für jeden Energieschwellwert des PCD (obere x-Achse, blaue Linie) sowie für jede auf den EID-Datensatz angewendete Korrekturmethode (untere x-Achse, rote Säulen) dargestellt.

Die Projektionsdaten des PCD wurden mit Schwellwerten zwischen $LT = 20 \dots 200\ (a.u.) \cong 21 \dots 64\ keV$ aufgenommen. Die Profilplots des PCD zeigen ausgewählte Energieschwellwerte, wobei deutlich wird, dass mit höheren Schwellwerten der *Cupping*-Effekt deutlich reduziert werden kann. Der EID-Datensatz ohne BHC in Abbildung 60a zeigt das größte *Cupping*. Zur Quantifizierung des *Cupping*-Effekts wird die NMSD (Gleichung (109)) der gemessenen Schwächungskoeffizienten μ_i vom idealen monochromatischen Fall $\mu_{\text{mono}} = 1$ betrachtet. In Abbildung 60b ist die NMSD für jeden rekonstruierten Datensatz des PCD und EID aufgetragen. Die untere x-Achse (rote Säulen) repräsentiert die EID-Datensätze in Abh. der BHC-Methode und die obere x-Achse (blaue Linie) repräsentiert den PCD in Abh. des gesetzten Energieschwellwerts. Anhand der Daten lässt sich feststellen, dass die Erhöhung des

Energieschwellwerts, und folglich die Exklusion niederenergetischer Photonen, eine signifikante Reduzierung des *Cupping*-Effekts im Fall des PCD zur Folge hat. Das beste Ergebnis in Bezug auf die geringste Abweichung zum monochromatischen Fall weist der PCD bei einem Schwellwert von $LT = 200\ (a.u.) \cong 64\ keV$ auf. Die Ergebnisse des EID hängen von der verwendeten BHC-Methode ab. Den geringsten *Cupping*-Effekt im Fall des EID liefert die BHC-Methode per simulierter LUT (796 Werte). Das beste Resultat der automatisierten BHC liefert die Voreinstellung „medium" (VGSTUDIO MAX 3.0), wobei dieses ungefähr der NMSD des PCD bei $LT = 80\ (a.u.) \cong 36\ keV$ entspricht. Jeder PCD-Datensatz, der mit einem Schwellwert $LT \geq 120\ (a.u.) \cong 45\ keV$ aufgenommen wurde, zeigt einen geringeren *Cupping*-Effekt als jeder der EID-Datensätze. Der EID-Datensatz mit dem geringsten *Cupping*-Effekt zeigt immer noch ein um ca. den Faktor 10 größeres *Cupping*, als der beste PCD-Datensatz; der unkorrigierte EID-Datensatz sogar um ca. den Faktor 1000 (in Bezug auf die NMSD).

Diese Ergebnisse zeigen deutlich, dass die Energieschwellwertsetzung des PCD zu einer erheblichen Reduzierung des *Cupping*-Effekts beitragen kann. Auch im Vergleich zu einem EID, dessen Projektionsdaten mithilfe gängiger BHC-Methoden bearbeitet wurden, zeigt der PCD bei hohen Schwellwerten ein geringeres *Cupping*. Die Leistung des PCD im Vergleich zu iterativen BHC-Methoden, muss noch validiert werden.

6.4 Vergleich verschiedener radiographischer Methoden (direkt und indirekt detektierend)

6.4.1 Schädigung von carbonfaserverstärkten Kunststoffseilen

Die besonderen Materialeigenschaften von faserverstärkten Kunststoffen, wie geringe Dichte bei hoher Zugfestigkeit, gute Dämpfungseigenschaften aber auch anisotrope Elastizität, stellen wesentliche Vorzüge für den Einsatz dieser Materialien anstelle von metallischen Werkstoffen dar. Aufgrund des komplexen Aufbaus von faserverstärkten Kunststoffen (FRP, engl. *fiber reinforced polymers*) treten im Vergleich zu Metallen völlig andere Schädigungsmechanismen auf. Abbildung 61 zeigt diverse Schädigungsarten, welche bei FRP auftreten können. Besonders kritisch im Hinblick auf die Integrität und Stabilität des Bauteils sind dabei die Delaminationen und das *Debonding* einzuschätzen, da diese einen hohen Verlust an Steifigkeit und Zugfestigkeit zur Folge haben.

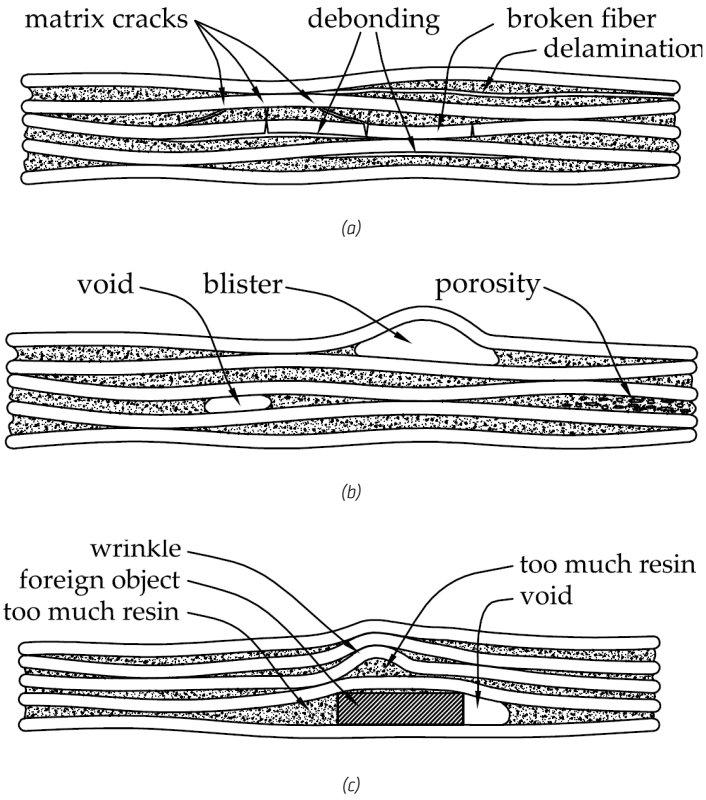


Abbildung 61: Verschiedene Schädigungsarten, welche bei Faserverbundwerkstoffen auftreten können.[17]

Die in Abbildung 61 aufgezeigten Schädigungsarten stellen auch besondere Anforderungen an die zur Inspektion verwendeten ZfP-Methoden. Im Folgenden soll untersucht werden, inwieweit die klassische Radiographie mittels Röntgenfilm in der Lage ist, diese gestiegenen Anforderungen im Hinblick auf die Bildqualität und Fehlererkennbarkeit zu erfüllen. Der Vergleich zwischen klassischer Filmradiographie und der Röntgenbildgebung mithilfe eines PCD soll die Leistungsfähigkeit der photonenzählenden Technik bei modernen Leichtbauwerkstoffen im Hinblick auf die Detektion und Bewertung von Fehlern demonstrieren.

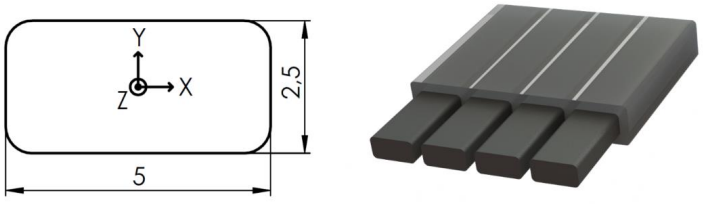
Eine spezielle Anwendung für Faserverbundwerkstoffe stellen synthetische Seile aus extrudierten Fasersträngen dar, welche das Potential haben, im Bauwesen und in der Hubtechnik zukünftig klassische Stahlseile zu ersetzen. Die hohe spezifische Festigkeit und die Korrosionsbeständigkeit sind besonders vorteilhaft in stationären Anwendungen wie Hängebrücken [119] oder Offshore-Verankerungen [120] aber auch für Hubanwendungen, in denen das Seil wiederholt über Laufrollen geführt oder auf Trommeln aufgerollt wird, z.B. in der Montanindustrie, bei Kränen oder Fahrstühlen. Obwohl die Anwendung verschiedenster ZfP-Methoden für Stahlseile längst ausgereift und etabliert ist [121], gilt dies nicht für Faserverbundseile. Für das Online-Monitoring von synthetischen Faserverbundseilen wurden bereits mehrere Verfahren getestet. Dabei sind vor allem Methoden zu nennen, die auf der Messung des elektrischen Widerstands der Fasern beruhen [119, 122] sowie optische Verformungsmessung mittels

[17] Nachgedruckt aus Dissertation R. Unnthorsson, 2008 [2], mit Erlaubnis von R. Unnthorsson.

digitaler Bildkorrelation (DIC, engl. *digital image correlation*) [123] oder Dehnungsmessung mithilfe eingebetteter optischer Fasern [119, 124]. Die Widerstandsmessung funktioniert für kleine Proben sehr gut [125], allerdings erhält man keinerlei Information über den Ort der Schädigung. Weiterhin ist der relative Zuwachs an Widerstand, verursacht durch eine defekte Faser, gering im Verhältnis zum Gesamtwiderstand eines langen Seils, was ein geringes SNR zu Folge hat. Als bisher bestes Verfahren hat sich die Dehnungsmessung mithilfe optischer Fasern erwiesen [126]. Sie ermöglicht die Detektion lokaler Dehnungsänderungen, wobei diese nur einen indirekten Hinweis auf einen möglichen Defekt liefern. Um Größe und Art der Schädigung festzustellen, werden andere Methoden gebraucht, sodass sich daraus die restliche Lebensdauer des Seils abschätzen lässt. Darüber hinaus verursachen Mikrorisse, Delaminationen, umweltbedingte Alterung und *Debonding* keine Dehnungsänderung, obwohl diese Defekte die Festigkeit und Lebensdauer des Seils massiv beeinträchtigen [127]. Die Detektion von Matrix- und Zwischenfaserbrüchen ist besonders wichtig bei Seilen, die über Laufrollen geführt oder aufgewickelt werden, wie es z.B. in Hubanwendungen der Fall ist. Zwar kann die CT hochaufgelöste volumetrische Informationen der Defekte liefern [122], allerdings ist der Einsatz von der CT bei in-service Anwendungen nicht möglich. Hier kann der Einsatz von laminographischer Röntgenbildgebung Abhilfe schaffen.

Anhand von spezifisch vorgeschädigten Seilen aus carbonfaserverstärktem Kunststoff (CFRP, engl. *carbon fiber reinforced polymer*) soll ein Vergleich zwischen klassischer Filmradiographie und moderner digitaler Radiographie mittels PCD durchgeführt werden, der aufzeigt, welche Vorteile sich durch die digitale Radiographie im Hinblick auf die Fehlererkennbarkeit (Kontrastempfindlichkeit, 3D-Rekonstruktionsverfahren) ergeben.

Die CFRP-Seile bestehen aus vier gezogenen unidirektionalen (UD) Fasersträngen, die zum Schutz mit einem Polyurethan (PU)-Coating versehen wurden (Abbildung 62). Die gezogenen Stränge bestehen aus Carbonfasern, die in einer Epoxidharzmatrix eingebettet sind. Da die Stränge im Strangziehverfahren hergestellt wurden, bestehen sie nicht aus Laminaten und Schichten, wie die meisten CFRP-Strukturen, sondern aus Fasern, die über den Querschnitt in der Matrix annähernd homogen verteilt sind. Trotzdem ist das Schädigungsverhalten ähnlich zu UD-Faserlaminaten. Ein Versagen aufgrund von übermäßiger Schubbeanspruchung oder Einschlagschäden führt zu nahezu planaren Matrixrissen, welche Delaminationen von Faserlaminaten ähneln.



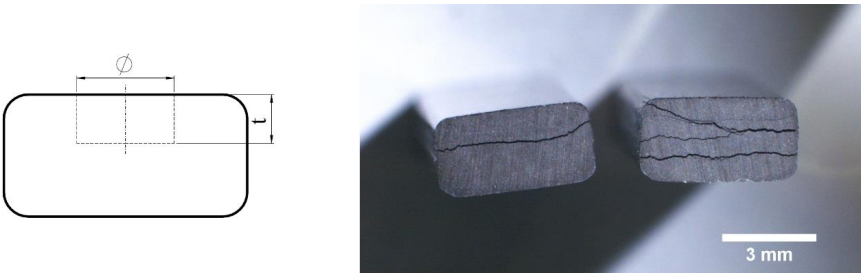
(a) *(b)*

Abbildung 62: (a) Querschnitt eines Faserstrangs (Angaben in mm) und Aufbau des CFRP-Seils mit PU-Coating, welches die vier parallelen Faserstränge umgibt.

Zwei unterschiedliche Schädigungsarten wurden künstlich induziert, um ein realistisches Schadensbild zu erzeugen:

- Flachbodenbohrungen verschiedener Durchmesser und Tiefen mit nachfolgender Drei-Punkt-Biegebelastung (nach ISO 14125 [128], siehe Abbildung 63)
- Einschlagschädigung mit geringer Geschwindigkeit (wie in [129])

Die Flachbodenbohrungen (Abbildung 63) dienen als Ursprungsort der Schädigung während der Drei-Punkt-Biegebeanspruchung (um die x-Achse, Abbildung 62a) und befinden sich auf der zugbeanspruchten Seite. Die Einschlagschädigungen wurden mit Energien zwischen 5 und 11 J verursacht. Bei einer Probe (S1, Tabelle 9) wurden einige Fasern quer zur Faserrichtung durch eine falsche Aufspannung im Biegeversuch durchtrennt. Diese Schädigung stellt zwar keine realistische Schädigung im Anwendungsfall dar, trotzdem ergibt sich ein interessantes Schadensbild, welches für radiographische Vergleichszwecke durchaus brauchbar ist.



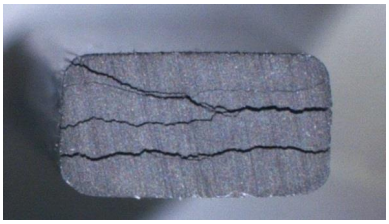
(a) *(b)*

Abbildung 63: (a) Schematische Darstellung einer Flachbodenbohrung und (b) Makrographie des Querschnitts bei einer typischen Schädigung durch Biegebelastung

Der direkte Vergleich zwischen klassischer Filmradiographie und digitaler Radiographie mit PCD wird ergänzt durch einen weiteren Vergleich zwischen digitaler Radiographie und Laminographie (beide mittels PCD), um ein 3D-Verfahren zu demonstrieren, welches aufgrund der einfachen Trajektorie, anders als CT, zur In-situ-Prüfung von Faserverbundseilen geeignet ist. Die CT einer Beispielprobe (S3, Tabelle 9) mithilfe eines Röntgenmikroskops, soll als Referenzmessung dienen, um die Auflösungsgrenzen moderner Röntgenverfahren aufzuzeigen. Die radiographischen Parameter aller Untersuchungen sind in Tabelle 10 aufgeführt.

Tabelle 9: Radiographisch untersuchte CFRP-Proben mit Art der Schädigung und angewendetem Verfahren

Nr.	Foto	Schädigungen	Verfahren/ Technik	
R0		keine (Referenzprobe)	Radiographie Laminographie	PCD (CdTe)
R1		Flachbodenbohrungen Ø: 1 – 3 mm t: 0,8 – 2,0 mm	Radiographie Laminographie	PCD (CdTe)
R2		Matrixrisse durch Einschlagschäden	Radiographie Laminographie	PCD (CdTe)

Nr.	Foto	Schädigungen	Verfahren/ Technik	
R3		Matrixrisse durch Einschlagschäden	Radiographie Laminographie	PCD (CdTe)
R4		Matrixrisse durch Einschlagschäden (nur in den beiden mittleren Strängen)	Radiographie Laminographie	PCD (CdTe)
R5		Matrixrisse durch Einschlagschäden	Radiographie Laminographie	PCD (CdTe)
S1		Matrixrisse durch Einschlagschäden; Fasern teilweise zertrennt	digitalisierte Filmradiographie Radiographie	Film C3 PCD (Si)
S2		Flachbodenbohrung Ø: 3 mm t: 1,5 mm Matrixrisse durch Drei-Punkt-Biegebeanspruchung	digitalisierte Filmradiographie Radiographie	Film C3 PCD (Si)
S3		Matrixrisse im Querschnitt durch Drei-Punkt-Biegebeanspruchung	CT	Röntgenmikroskop

Um im Fall der Filmradiographie den gesamten Objektumfang der Proben auf dem Film abbilden zu können, wurde bei einem Film der Systemklasse C3 (ohne Pb-Folien) eine Röhrenspannung von 70 kV verwendet, welche den darstellbaren Kontrast im Röntgenbild limitiert.

Generell gilt, dass der darstellbare Objektumfang in der Filmradiographie vor allem der Spannung, also der max. Energie, der Röntgenröhre begrenzt wird. Je höher die Spannung, desto größer der darstellbare Objektumfang, aber auch desto kleiner der Kontrast zwischen Strukturen [130]. Nach ISO 17636-1 [101] muss die optische Dichte des Films im auszuwertenden Bereich größer als 2,0 sein, um die Bildgüteklasse B zu erreichen. Aufgrund der technisch begrenzten maximalen Leuchtdichte von Geräten zur Filmbetrachtung und -digitalisierung liegt die obere auswertbare optische Dichte in der Regel bei

ca. 4,0. Diese Restriktionen haben eine feste Belichtungszeit und somit eine begrenzte Kontrastempfindlichkeit zur Folge. Dieser Umstand gilt nicht für DDAs und insbesondere nicht für PCDs, da sich hier sehr viele Bilder integrieren lassen, wodurch ein hohes SNR erzeugt werden kann. Somit kann z.B. bei einem für niederenergetische Photonen empfindlichen PCD auf Si-Basis auch eine sehr geringe Röntgenspannung gewählt werden, sodass dadurch die Kontrastempfindlichkeit zusätzlich zur hohen Kontrastauflösung von 14 Bit pro Frame noch einmal gesteigert werden kann. Damit auch die Daten der Röntgenfilme in digitaler Form zu Verfügung stehen, werden diese mithilfe eines speziellen Röntgenfilmscanners bei einer Ortsauflösung von 50 µm und einer Kontrastauflösung von 12 Bit (proportional zur optischen Dichte; Digitalisierungsklasse DB 9 nach ISO 14096-2 [131]) digitalisiert.

Für die Laminographie werden mehrere CFRP-Seile auf einmal durchstrahlt, da dies dem tatsächlichen Aufbau an einer Hubeinrichtung entspricht. Aufgrund der dazu notwendigen höheren Röntgenspannung wird ein CdTe-basierter PCD verwendet, welcher eine bessere Effizienz bei höheren Energien besitzt. Die Radiographie mithilfe des CdTe-PCD wird bei denselben Parametern durchgeführt, um die Vergleichbarkeit zur Laminographie zu gewährleisten.

Von Probe Nr. S3 werden zwei verschiedene CTs mithilfe eines Röntgenmikroskops zu Referenzzwecken angefertigt. Die erste CT liefert eine Gesamtansicht der Probe (FFOV, engl. *full field of view*). Die zweite CT stellt nur einen kleinen aber dafür hochaufgelösten (HR, engl. *high resolution*) Ausschnitt dar.

Tabelle 10: Radiographische Parameter für die Untersuchungen an CFRP-Seilen

Parameter	**Film**	**Radiographie**		**Laminographie**	**CT**	
	digitalisiert	Si	CdTe	CdTe	FFOV[a]	HR[b]
Proben Nr.	S1 + S2		R0 – R5		S3	
Technik	Film (C3) ohne Pb	PCD	PCD	PCD	Röntgenmikroskop	
Röhrenspannung [kV]	70	12	42	42	40	40
Röhrenleistung [W]	35	38	840	840	3	3
Pixel- bzw. Voxelgröße [µm]	50	55	100	100	5,85	1
Belichtungszeit pro Bild [s]	42	60	100	2	k.A.	k.A.
Scandauer [h]	–	–	–	0,5	3	11

[a] Full field of view
[b] High resolution

6.4.2 Filmradiographie vs. PCD

Die Ergebnisse des Vergleichs zwischen digitalisierter klassischer Filmradiographie und der Radiographie mithilfe eines PCD auf Si-Basis sind in den Abbildungen 64 und 65 dargestellt. Die effiziente Detektortechnik sowie die längere Belichtungszeit führen zu einem höheren SNR_N im Vergleich zum hochaufgelöst gescannten Röntgenfilm ($SNR_{N,Film} \approx 280$ bzw. $SNR_{N,PCD} \approx 480$). Die durch den kleinen Arbeitsbereich des Röntgenfilms begrenzte Kontrastauflösung in Kombination mit dem inhärent geringeren Kontrast bei höheren Röntgenspannungen (70 kV vs. 12 kV) und dem niedrigeren SNR_N führt insgesamt zu einer deutlich geringeren Kontrastempfindlichkeit und somit zu einer geringeren Fehlererkennbarkeit im Fall der klassischen Filmradiographie im Vergleich zur PCD-Radiographie.

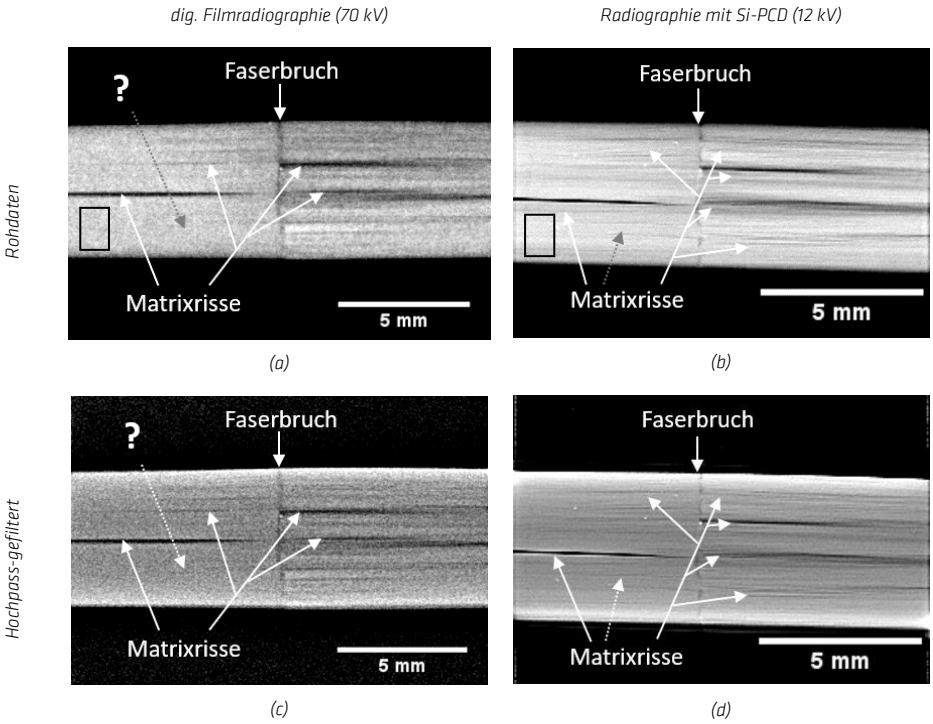


Abbildung 64: Probe S1, Draufsicht; Vergleich von digitalisierter Filmradiographie (70 kV, links) mit digitaler Radiographie eines PCD (12 kV, rechts), jeweils ungefiltert (oben) und Hochpass-gefiltert (unten).

Auf den digitalisierten Röntgenfilmaufnahmen ist es sehr schwierig, die kleinen Matrixrisse in Probe S1 zu erkennen. Durch den Einsatz von Bildbearbeitung (hier: Hochpassfilterung) ist es möglich, zumindest einige Risse sichtbar zu machen, andere hingegen bleiben nicht detektierbar. Die digitale Radiographie macht es jedoch möglich, Risse zu erkennen, welche mithilfe der Filmradiographie nicht entdeckt werden können. Zwar können die großen Risse mit beiden Techniken erkannt werden, allerdings ist die Kontrastempfindlichkeit und damit die Detektierbarkeit von Fehlern geringer im Fall der digitalisierten Filmradiographie. Dies kann besonders in den Abbildungen 65a und 65c beobachtet werden, wo trotz des Hochpassfilters die feinen Risse auf der linken Seite der Faserbrüche mithilfe der digitalisierten Filmradiographie nicht detektiert werden können.

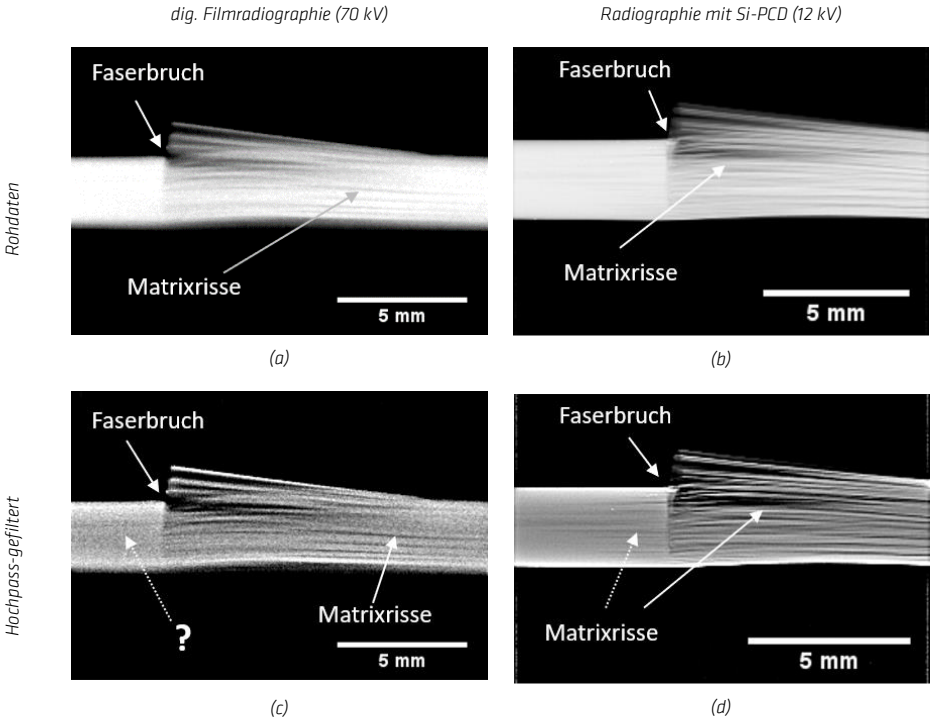


Abbildung 65: Probe S1, Seitenansicht; Vergleich von digitalisierter Filmradiographie (70 kV, links) mit digitaler Radiographie eines PCD (12 kV, rechts), jeweils ungefiltert (oben) und Hochpass-gefiltert (unten).

Der Unterschied in der Kontrastempfindlichkeit zwischen klassischer Filmradiographie und digitaler Radiographie mithilfe eines PCD wird noch einmal in den Abbildungen 66 und 67 verdeutlicht. Probe S2 ist in Papier eingewickelt und enthält eine Flachbodenbohrung mit einem Durchmesser von 3 mm und einer Tiefe von 1,5 mm. Die normierten Intensitätsprofile quer über die Flachbodenbohrung zeigen einen ca. 3,3x höheren Kontrast zwischen Grundmaterial und Flachbodenbohrung im Fall des PCD verglichen mit der Röntgenfilmaufnahme. Die Papierumhüllung wurde für vorangegangene Untersuchungen (DIC) verwendet. DIC wurde in diesem Fall eingesetzt, um Verschiebungen aufgrund natürlicher oder erzwungener Vibration zu analysieren. Der Ort der Schädigung kann bestimmt werden, indem die Modalparameter aus der DIC analysiert werden; anschließend kann die Radiographie verwendet werden, um die Schädigung zu charakterisieren. Die Ergebnisse der DIC sind in [123] veröffentlicht.

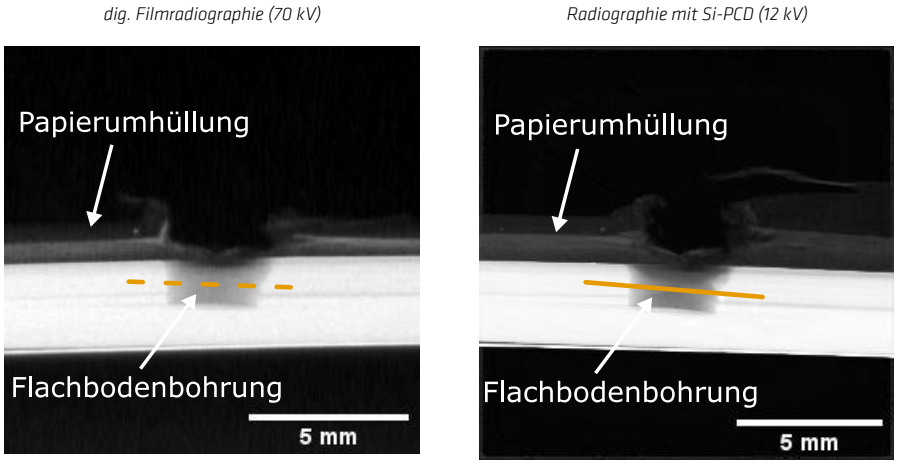


Abbildung 66: Probe S2, Seitenansicht. Vergleich von (a) digitalisierter Filmradiographie (70 kV) mit (b) digitaler Radiographie eines PCD (12 kV). An den markierten Positionen wurden die Intensitätsprofile (siehe Abbildung 67) gemessen. Die Papierumhüllung wurde für Untersuchungen mittels digitaler Bildkorrelation verwendet. Die Form der Papierumhüllung ist leicht unterschiedlich zwischen (a) und (b).

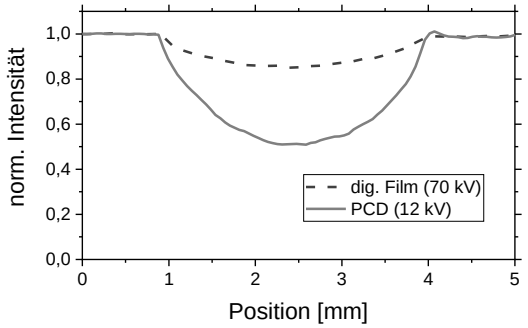


Abbildung 67: Die relative Intensität gemessen anhand der Profilplots quer über die Flachbodenbohrung von Probe S2 zeigt einen ca. 3,3x höheren Kontrast der Flachbodenbohrung in der Radiographie des PCD bei 12 kV als in der digitalisierten Filmradiographie bei 70 kV.

Der Dynamikbereich von klassischer Filmradiographie deckt optische Dichten von ca. 2,0 – 4,0 ab, welche mit 12 Bit (4 096 Grauwerten) digitalisiert werden. Um einen geeigneten optischen Vergleich der Radiographien von Film und PCD (16 Bit, 65 535 Grauwerte) zu erhalten, wurden die LUTs der dargestellten Bilder so angepasst, dass die mit dem Auge sichtbare Darstellung der Grauwerte bei beiden Methoden so gut wie identisch ist.

Ein Hauptgrund für die bessere Kontrastempfindlichkeit des PCD im Vergleich zum Film in diesen Beispielen ist die niedrigere Röntgenspannung. Die vergleichsweise hohe Röntgenspannung von 70 kV bei den Filmradiographien war allerdings notwendig, um den gesamten Objektumfang der Proben abzudecken. Würde man einen C3-Röntgenfilm mit 12 kV und maximaler Röhrenleistung (hier: 240 W bei 12 kV) belichten, müsste die Belichtungszeit bei über 6 min liegen, um eine ausreichende optische

Dichte zu erhalten und es würde ein Objektumfang von gerade einmal ± 0,5 mm abgedeckt werden[18]. Mithilfe dieser Parameter wäre es nicht möglich, eine zuverlässige Röntgenprüfung dieser Proben zu realisieren. Ein Online-Monitoring von Seilen mittels klassischer Filmradiographie wäre auch bei idealer Röntgenspannung und -leistung nicht möglich bzw. sinnvoll, da die Kontrastempfindlichkeit nicht ausreicht, um frühzeitig Schädigungen (z.B. kleine Risse) zu erkennen. Zusätzlich sind viele manuelle Einzelschritte notwendig, bis man ein digitalisiertes (oder auch analoges) Röntgenbild für die Bewertung des Zustands erhält. Aus diesem Grund wird häufige Inspektion zeitaufwendig und damit teuer. Die Entwicklungszeiten der Filme machen die Inspektion unwirtschaftlich, erst recht, wenn man bedenkt, dass in der Regel mehrere CFRP-Seile parallel vorhanden sind und jedes Seil dabei über einen Kilometer lang sein kann.

Der Einsatz von PCDs bietet in diesem Beispiel mehrere Vorteile: Eine mögliche geringere Röntgenspannung und eine inhärent hohe Kontrastempfindlichkeit und großen Dynamikbereich. Dennoch stellt eine Radiographie immer eine zweidimensionale Projektion eines dreidimensionalen Objekts dar. Aus diesem Grund können Defekte, welche einen unvorteilhaften Winkel zur Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlen haben, nicht (oder nur sehr schlecht) detektiert werden. Aus diesem Grund ist der Einsatz eines 3D-Röntgenverfahrens für die Prüfung von CFRP-Seilen sinnvoll.

6.4.3 Radiographie vs. Laminographie

Schadensanalyse kann im Allgemeinen in vier verschiedene Teilaspekte aufgeteilt werden: Detektion, Lokalisierung, Bewertung und Konsequenzen [132]. Die Laminographie mithilfe eines PCD ist nicht nur in der Lage, eine Schädigung zu detektieren und zu lokalisieren, sondern diese auch dreidimensional zu erfassen und somit geometrische Daten für deren Bewertung zu liefern. Anhand dieser Bewertung ließe sich z.B. die verbleibende Festigkeit als Ergebnis einer Simulation abschätzen. Die Simulation der Auswirkungen von detektierten Fehlstellen ist insofern wichtig, als dass diese Informationen benutzt werden können, um zu verstehen, welche Fehlstelle als echte Schädigung klassifiziert werden muss, und um die restliche Lebensdauer der geschädigten Komponente(n) zu beurteilen.

Die Abbildungen 69a und 70a zeigen jeweils die Radiographie einer Seilprobe, bestehend aus vier parallelen CFRP-Strängen, welche durch eine definierte Einschlagschädigung vorgeschädigt wurden. Beide Proben (R2 und R5) zeigen deutliche Matrixrisse, allerdings scheinen die beiden inneren CFRP-Stränge von Probe R2 frei von Rissen zu sein, obwohl diese auch vorgeschädigt wurden.

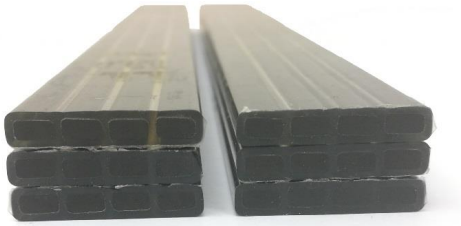


Abbildung 68: Zwei Bündel aus je drei CFRP-Seilen, wobei jedes Seil wiederum aus vier einzelnen CFRP-Strängen besteht und mit Polyurethan ummantelt ist.

Im Fall der Radiographien kann sinnvollerweise immer nur eine Seilprobe durchstrahlt werden. Sind mehrere Seile zu einem Bündel zusammengefügt (wie in Abbildung 68), kann ein identifizierter Defekt

[18] Werte aus Simulation mit aRTist, http://www.artist.bam.de

ohne Tiefeninformation nicht mehr korrekt lokalisiert und dem entsprechenden Seil zugeordnet werden. Der rekonstruierte dreidimensionale Datensatz einer Laminographie wird, ähnlich zur CT, in orthogonalen Schnittebenen darstellt. Jeweils zwei dieser Schnittebenen sind in den Abbildungen 69b und 70b dargestellt. Die beiden Ebenen repräsentieren einen horizontalen Längsschnitt (x-z-Ebene) und orthogonal dazu den Querschnitt des Seils (x-y-Ebene). Beide rekonstruierten Datensätze weisen viele Matrixrisse auf, speziell Probe R5 in Abbildung 70b enthält eine Vielzahl von Rissen. Im Querschnitt lässt sich die Ausdehnung der Risse in die Tiefe (y-Richtung) erkennen. Über den Gewinn an Tiefeninformation hinaus weisen die rekonstruierten laminographischen Datensätze, aufgrund der Vielzahl an Projektionsbildern, ein wesentlich höheres SNR auf als die Radiographien. Die vielen diskreten Winkel, unter denen die Projektionen aufgenommen werden, führen zu einer sicheren Erkennbarkeit von Rissen im erfassten Winkelbereich. So lassen sich Risse detektieren, welche in der einzelnen Radiographie nicht sichtbar waren. Die Risse, die in den Abbildungen 69 und 70 mit den gepunkteten Pfeilen markiert sind, sind kaum oder nicht sichtbar in der Radiographie, da der Riss entweder unvorteilhaft zur Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung orientiert oder zu klein ist, um aufgelöst zu werden. Selbst die beiden offensichtlichen Risse in Probe R2 (linker und rechter CFRP-Strang) sind in der Laminographie wesentlich schärfer abgebildet und besser zu erkennen als in der Radiographie.

Neben diesen Vorteilen lassen sich in den Abbildungen 69 und 70 auch die Nachteile einer laminographischen Rekonstruktion erkennen. Der Querschnitt der einzelnen CFRP-Stränge wird als überwiegend rund dargestellt, obwohl die Form eher einem Rechteck gleicht (Abbildung 62). Zusätzlich scheint der Raum zwischen den jeweils drei Seilen mit einem ähnlich dichten Material gefüllt zu sein. Beide Effekte resultieren aus der Tatsache, dass Strukturen parallel zur Scanrichtung (hier x-Richtung) nicht rekonstruiert werden können (Kapitel 3.3.2), weder Material noch Fehlstelle.

Die Lücken zwischen den einzelnen Detektorkacheln, welche beim Abgleich des Detektors nicht richtig interpoliert wurden, sind in den Abbildungen 69a und 70a als horizontale Linien dargestellt. Diese Lücken sind in den Laminographien in Abbildung 69b bzw. 70b nicht mehr sichtbar, da ihre Ursache in der Detektorebene liegt. Diese Lücke zwischen den Kacheln produziert Kreuzartefakte, deren Intensität im Datensatz mit steigendem Abstand zur Detektoroberfläche abnimmt. Trotz dieser Artefakte lassen sich sogar feine Risse erkennen, solange diese in einem günstigen Winkel verlaufen.

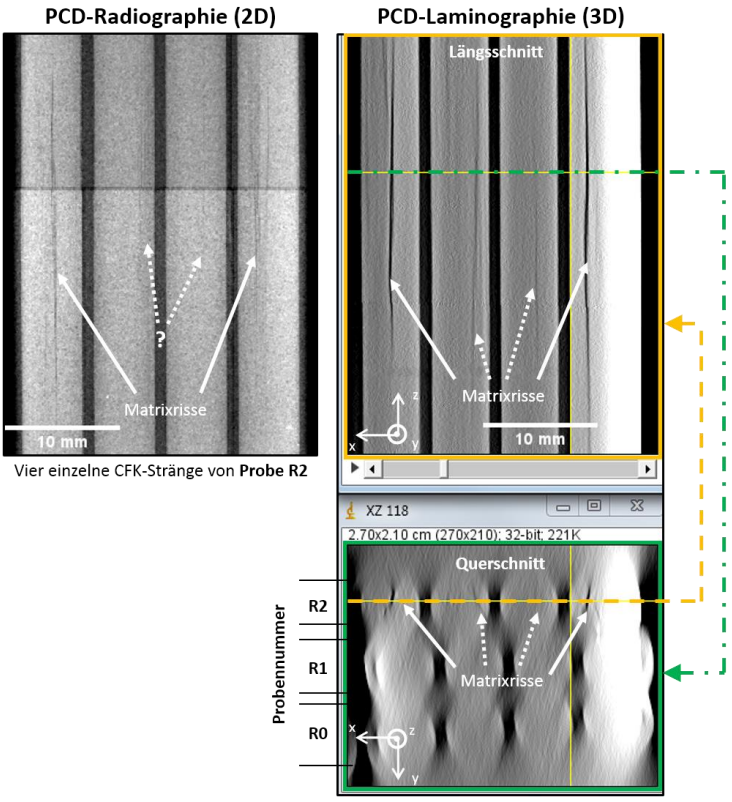


Abbildung 69: (a) Radiographie von Probe R2 und (b) Laminographie des Probenbündels R0, R1 und R2. Schneidet man das rekonstruierte Volumen virtuell an der horizontalen Linie in der Längsschnitt-Ansicht, erhält man den orthogonalen Querschnitt und umgekehrt.

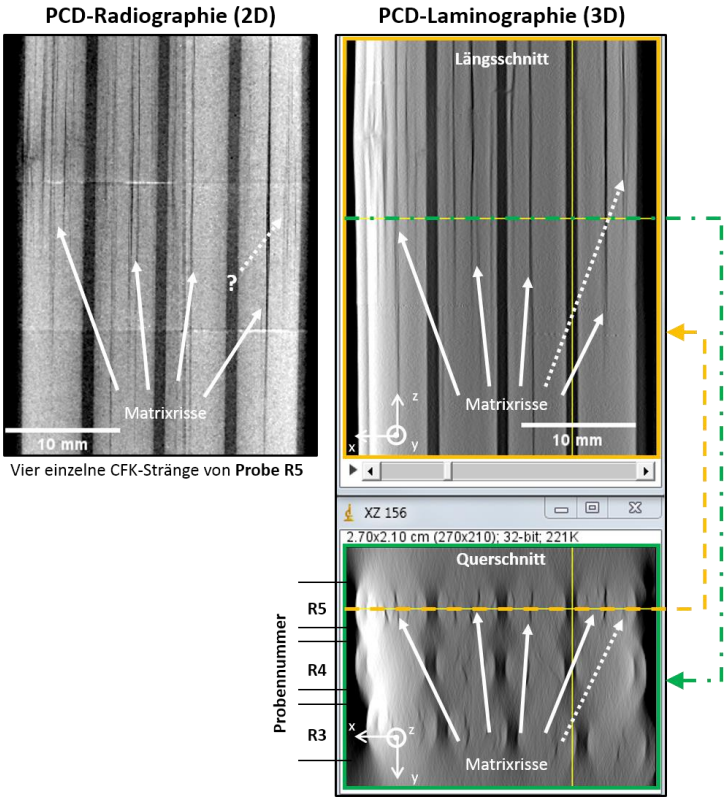


Abbildung 70: (a) Radiographie von Probe R5 und (b) Laminographie des Probenbündels R3, R4 und R5. Schneidet man das rekonstruierte Volumen virtuell an der horizontalen Linie in der Längsschnitt-Ansicht, erhält man den orthogonalen Querschnitt und umgekehrt.

Werden diese dreidimensionalen Datensätze mithilfe einer geeigneten Segmentierungssoftware verarbeitet, lassen sich über die Detektion von Fehlstellen hinaus Informationen aus der Laminographie gewinnen. Das Rissvolumen in Probe R5 wurde beispielhaft mithilfe einer Defektanalyse (in VGStudio MAX 2.2) bestimmt. Eine Defektanalyse kann benutzt werden, um Defekte anhand bestimmter Kriterien (z.B. Größe, Orientierung oder Form) zu identifizieren und zu segmentieren und somit spezifische Informationen über die Schädigung des Bauteils zu erhalten. Im Fall von Probe R5 beträgt das schadhafte Volumen ca. 3 % des Gesamtvolumens, allerdings macht die Oberfläche der Schädigung rund 38 % der Gesamtoberfläche der Faserstränge aus.

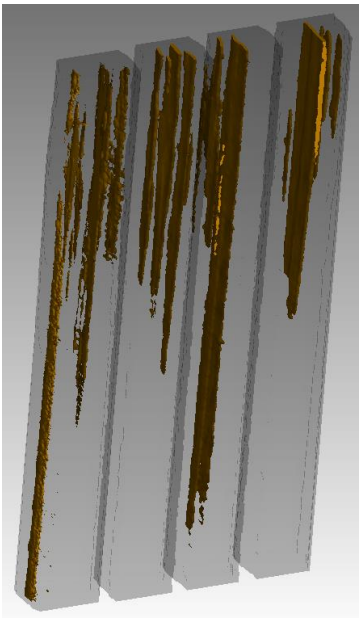


Abbildung 71: 3D Defektanalyse von Probe R5. Die Isolation des Rissvolumens erlaubt die weitergehende Verarbeitung z.B. als Eingangsdaten für die Simulation der Festigkeit.

Zusammengefasst ist die Laminographie mithilfe eines PCD in der Lage, Defekte in verschiedenen Orientierungen zu detektieren und volumetrische Informationen ähnlich zur CT zu generieren. Zwar ist der Zeitaufwand für einen Scan aufgrund der Vielzahl von Projektionen höher als bei einer zweidimensionalen Radiographie, allerdings wird dieser Nachteil kompensiert durch eine Generierung von Tiefeninformation sowie die Möglichkeit, mehrere Proben gleichzeitig zu prüfen und trotzdem die Defekte der entsprechenden Probe zuzuordnen. Gleichermaßen kann die volumetrische Information genutzt werden, um die Defekte zu charakterisieren. Diese Information kann dann als Eingangsdatensatz z.B. in einem FE-Modell dienen, mit dem die Kritikalität des Defekts oder die verbleibende Lebensdauer des Bauteils abgeschätzt werden kann.

6.4.4 CT

Die CT soll an dieser Stelle als Referenzmethode dienen, um die auflösungstechnischen Grenzen der Durchstrahlungsprüfung aufzuzeigen. Ein Online-Monitoring mit CT ist nicht realistisch, u.a. aufgrund der langen Messzeit und der empfindlichen Ausrüstung. Die CT wurde unter Laborbedingungen durchgeführt, wobei die Probe dafür speziell präpariert werden musste.

Abbildung 72 zeigt eine Schnittebene des rekonstruierten CT-Datensatzes, wobei der gesamte Querschnitt der Probe dargestellt ist (FFOV). Die meisten Risse verlaufen parallel zur x-Achse, was aus der Biegebelastung um die x-Achse resultiert. Die Tatsache, dass mithilfe der CT Risse in allen Raumrichtungen gefunden werden können, zeigt die Überlegenheit dieses Verfahrens zur Laminographie im Hinblick auf die Bildqualität und Erkennbarkeit von Fehlstellen. Da die mithilfe der CT untersuchte Probe auf Maß gebracht werden musste, um in den CT-Scanner zu passen, stand diese Probe leider nicht für andere nachfolgende Untersuchungen (z.B. Radiographie oder Laminographie) zur Verfügung.

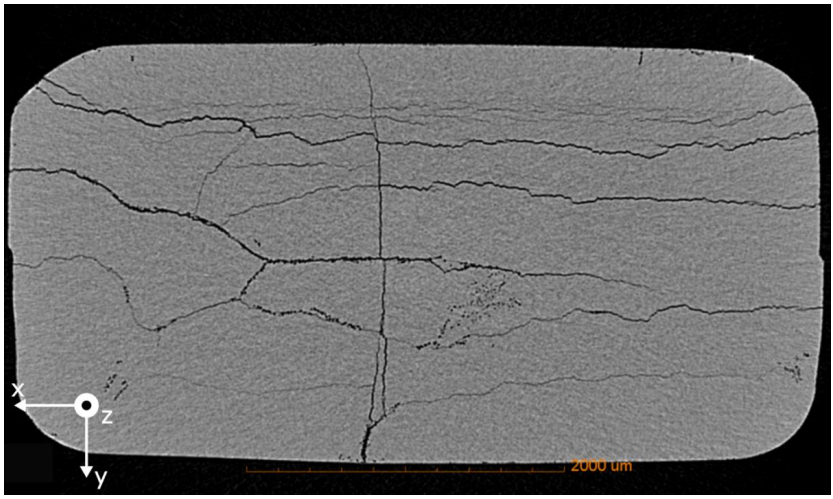


Abbildung 72: In der FFOV CT der Probe S3 sind Risse in verschiedenen Orientierungen zu erkennen. Hauptrichtung für die Rissausbreitung ist die x-Richtung, da die Biegebelastung der Probe um diese Achse erfolgt ist.

Mithilfe des HR-Scans konnte eine noch höhere Auflösung von ca. 1 µm erreicht werden (Abbildung 73). Bei dieser Auflösung ist eine Diskriminierung von Carbonfaser (Durchmesser ca. 7 µm) und Matrix möglich. Die Verteilung der Fasern in der Matrix zeigt einige dunkle Stellen, an denen keine Faser vorhanden ist. Dies liegt allerdings noch in der normalen Streuung eines Pultrusionsprozesses. Die Matrixrisse in dieser Probe sind in unterschiedlichen Stadien. Ein großer, weit offener Riss ist der offensichtlichste im Schnittbild. Die Ränder dieses Risses erscheinen hell aufgrund des Phasenkontrasts, welcher durch die Röntgenrefraktion verursacht wird, was bei einer Auflösung von ca. 1 µm bereits eine Rolle spielt. Es sind sogar einige sehr feine Matrixrisse zu sehen, welche nur aufgrund der Refraktion erkennbar sind.

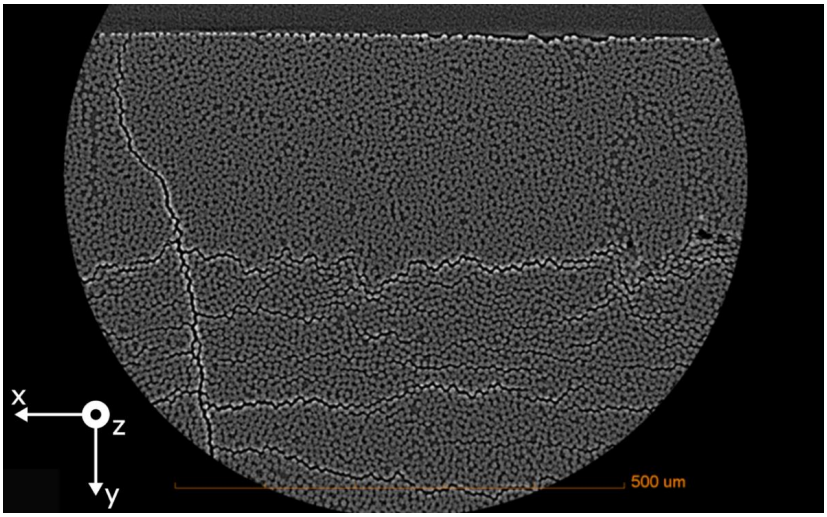


Abbildung 73: Die HR CT von Probe S3 zeigt deutlich, dass es sich bei den Rissen im Matrixrisse handelt, da diese zwischen den Fasern verlaufen. Der Erkennbarkeit der Risse wird hier durch Röntgenrefraktion an den Rändern der Risse verstärkt. Der Durchmesser einer Faser beträgt ca. 7 µm.

6.5 Vergleich der PCD-Performance mit anderen zerstörungsfreien Prüfverfahren

Um die Leistungsfähigkeit radiographischer Verfahren wie Durchstrahlungsprüfung (RT, engl. *radiographic testing*) und Laminographie mithilfe eines PCD auch mit anderen zerstörungsfreien Prüfverfahren im Hinblick auf die detektierbare Quantität von Gaseinschlüssen (engl. *Voids*) und Porosität in CFRP zu vergleichen, wird eine speziell angefertigte CFRP-Probe (Abbildung 74) zusätzlich mithilfe von

- Wirbelstromprüfung (ET, engl. *electromagnetic testing*),
- Ultraschallmikroskopie (SAM, engl. *scanning acoustic microscopy*),
- Infrarotthermographie (TT, engl. *thermographic testing*) und
- Computertomographie (CT, engl. *computed tomography*)

untersucht.

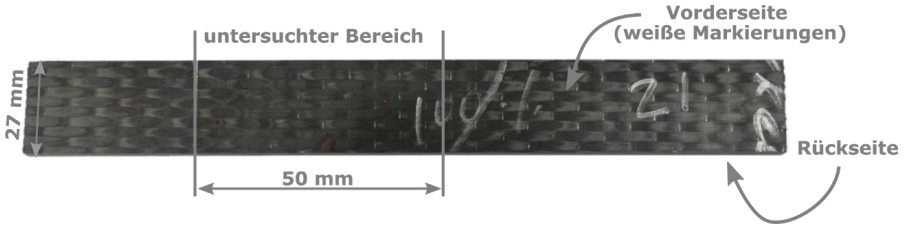


Abbildung 74: Gewebte CFRP-Probe mit Gaseinschlüssen (nicht sichtbar). Der markierte Bereich wurde mit verschiedenen ZfP-Verfahren untersucht. Da die Eindringtiefe mancher Verfahren (ET, SAM, TT) begrenzt ist, wird bei diesen Verfahren zwischen Vorder- und Rückseite unterschieden.

Die untersuchte CFRP-Probe wurde handlaminiert und vakuumiert. Sie besteht aus acht Lagen gewebtem unidirektionalen Carbonfasergelege, bei dem die zum Weben verwendeten Schussfäden (orthogonal zu den Carbonfasern verlaufend) aus Glasfasern bestehen. Auf der Probe wurde ein 50 mm großer Bereich über die gesamte Breite der Probe markiert, auf welchen alle Prüfmethoden angewendet wurden.

Tabelle 11: Parameter der angewendeten ZfP-Verfahren zur Untersuchung von Gaseinschlüssen in CFRP-Gelegen

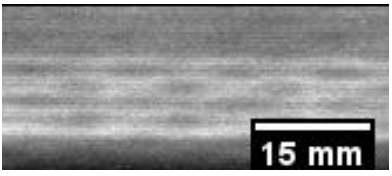
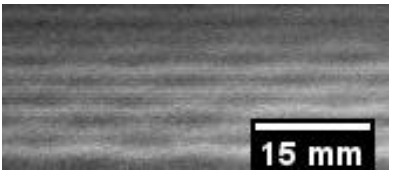
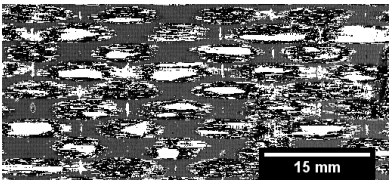
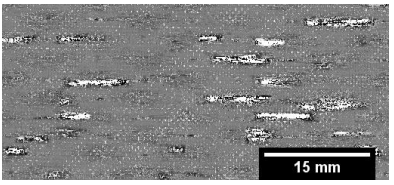
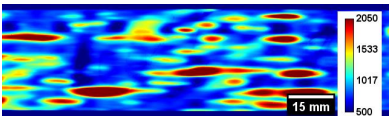
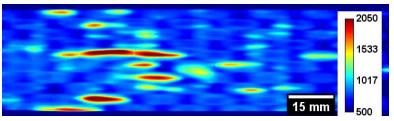
Parameter	ET	SAM	TT	RT	Laminographie	CT
Gerät	EddyCus® CF map 4040	SonoScan D6000	Infratec ImageIR 8380	XCounter Flite 2x1	XCounter Flite 2x1	GE phoenix nanotom m
Fläche/Volumen [mm²/mm³]	50 x 22	55 x 25	102 x 27	49 x 26	46 x 25 x 5	32 x 26 x 5
Auflösung[a] [mm]	0,191 ∥ 0,304 ⊥	0,107	0,15	0,1	0,1	0,013
benötigte Zeit [mm:ss]	25:00	10:00	01:00	01:15	12:33	20:00

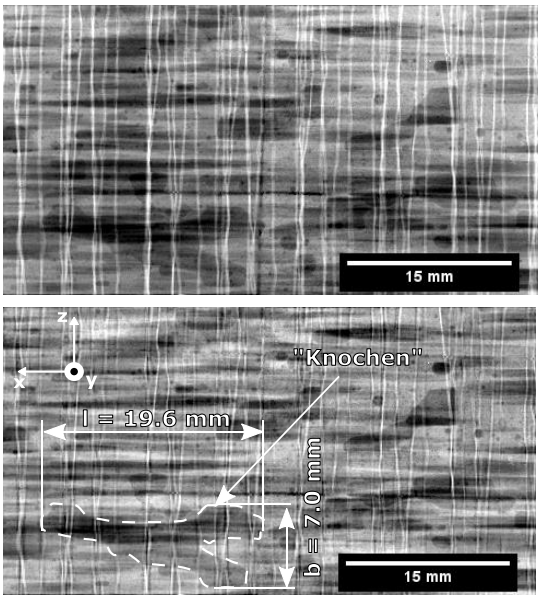
[a] Orientierung zur Faserrichtung: ∥ =parallel, ⊥ = orthogonal

Die Ergebnisse aller durchgeführten Prüfverfahren sind in Tabelle 12 zusammengefasst. Die Verfahren ET, SAM und TT liefern nur Informationen aus oberflächennahen Schichten, da die Eindringtiefe speziell von ET und TT durch das Verfahren selbst begrenzt ist. Aufgrund der Vielzahl der in der Probe enthaltenen Hohlräume ist der Informationsgehalt aus tieferen Schichten der Probe im Fall von SAM und

TT sehr begrenzt, da die Hohlräume das Signal reflektieren und damit darunter liegende Bereich abschatten. Die einzigen Verfahren, die das gesamte Volumen der Probe darstellen können sind RT, Laminographie und CT. Auch die Form und Größe der Hohlräume lassen sich nur mit diesen Verfahren darstellen. Der Gewinn an Tiefeninformation durch die Laminographie ermöglicht ein Abschätzen der Volumina ausgewählter Hohlräume. Aufgrund der großen Anzahl an Hohlräumen entstehen viele Artefakte im rekonstruierten laminographischen Datensatz, was eine automatisierte Segmentierung der Hohlräume nahezu unmöglich macht. Auffallend in diesem Datensatz ist, dass die Schussfäden fast nicht sichtbar sind, da diese parallel zur Scanrichtung lagen und dadurch nicht abbildbar sind. Eine Segmentierung der Hohlräume bzw. der Schussfäden kann im vorliegenden Fall nur mit einer CT erreicht werden. Anhand dieser Segmentierung lässt sich auch der Anteil der Hohlräume am Gesamtvolumen bestimmen oder eine Kategorisierung (z.B. nach der Größe) vornehmen.

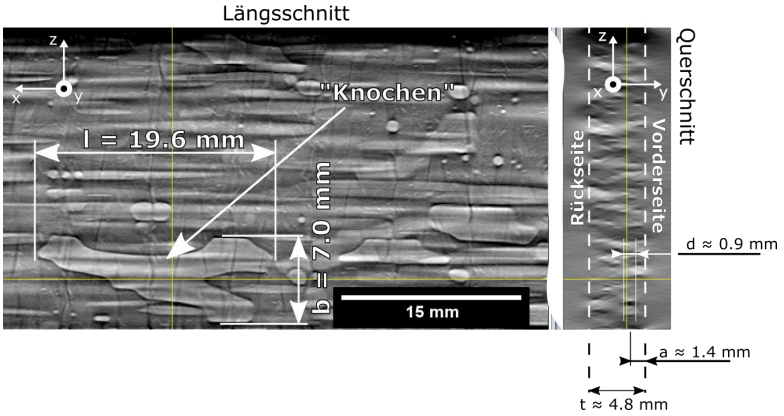
Tabelle 12: Zusammengefasste Ergebnisse verschiedener zerstörungsfreier Prüfverfahren

Verfahren	**Ergebnis**	
	Vorderseite	**Rückseite**
ET		
	ET zeigt die Faserorientierung der Probe. Die Bilder repräsentieren die akkumulierten Phasensignale verschiedener Frequenzen zwischen 6 – 9 MHz. Aufgrund der hohen Dämpfung sind vorwiegend oberflächennahe Fasern für das Signal verantworlich. Es sind keine Ondulationen innerhalb der äußersten Schichten der Probe zu erkennen.	
SAM		
	SAM zeigt eine Vielzahl von Defekten, deren Charakterisierung aufgrund der starken Reflektionen der Signale schwierig ist. Die Bilder repräsentieren jeweils die reflektierten Signale der äußersten Schichten der Probe. Signale aus tieferen Schichten werden von den starken Reflektionen der oberflächennahen Schichten abgeschattet.	
TT		
	TT zeigt einen großen Anteil an Hohlraumvolumen in den oberflächennahen Schichten (ca. 35 %). Allerdings liegt auch hier eine Abschattung der tieferen Schichten vor. Die Bilder repräsentieren die Amplituden der Temperaturdifferenzen im Frequenzraum bei einer Frequenz von 80 mHz. Die Werte der Skala entsprechen mK.	

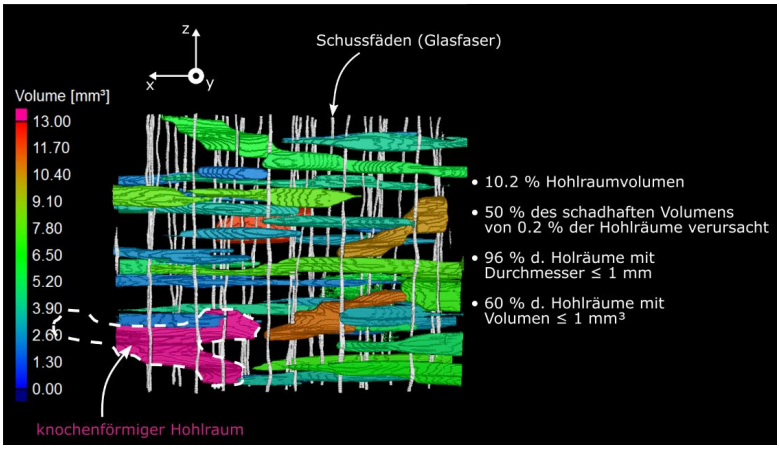
Verfahren	Ergebnis
RT	

RT mithilfe des PCD zeigt neben der Form und verteilung der Hohlräume auch die Schussfäden aus Glasfaser. Da die Bilder das integrale Signal über die gesamte Dicke der Probe repräsentieren, überlagert sich die Information von Hohlräumen und Schussfäden. Durch eine richtungsselektive Hochpassfilterung können die Schussfäden teilweise unterdrückt werden. Dieses Verfahren erlaubt die Vermessung der Proben in lateraler Orientierung (x- und z-Richtung). Beispielhaft wurden Länge und Breite eines auffälligen knochenförmigen Hohlraums vermessen (gekennzeichnet. mit „Knochen").

Laminographie



Die Laminographie mithilfe des PCD zeigt neben der lateralen Ausdehnung (x- und z-Richtung) auch die Tiefenausdehnung der Hohlräume. Da die Scanrichtung parallel zu den Schussfäden gewählt wurde, werden diese bei der Filterung während der Rekonstruktion entfernt. Die Länge und Breite des knochenförmigen Hohlraums können hier durch dessen Abstand von der Oberfläche a und dessen Dicke d ergänzt werden. Aufgrund der Vielzahl an Artefakten (siehe Querschnitt) ist eine automatisierte Segmentierung der Hohlräume nicht möglich.

Verfahren	Ergebnis
CT	 *Mithilfe der CT lässt sich auch eine automatisierte Segmentierung der Hohlräume und der Schussfäden erreichen. Daraus kann der Anteil der Hohlräume am untersuchten Volumen bestimmt werden. Da die Probe an die Geometrie des CT-Systems angepasst werden musste, konnte nicht der gesamte Untersuchungsbereich gescannt werden, sodass u.a. der auffällige knochenförmige Hohlraum nur teilweise abgebildet wird. Die farbliche Einteilung der Hohlräume nach Volumen zeigt, dass der rekonstruierte Anteil des knochenförmigen Hohlraums, das größte Einzelvolumen darstellt. Dargestellt sind nur Hohlräume mit einem Volumen ≥ 1 mm³.*

Dieser Vergleich zeigt, dass die CT zwar die meisten Informationen im Hinblick auf die Quantifizierbarkeit der Hohlräume im Volumen liefert, da der Schwächungskoeffizient μ des Materials direkt rekonstruiert wird, allerdings entspricht das rekonstruierte Volumen aufgrund der geometrischen Randbedingungen nur einem kleinen Teil des eigentlich zu untersuchenden Bereichs.

Bei der Laminographie hingegen wird nicht der Schwächungskoeffizient μ selbst, sondern nur dessen Änderung rekonstruiert. Der absolute Schwächungskoeffizient geht verloren. Trotzdem kann mithilfe des PCD einen qualitativ hochwertiger dreidimensionaler Datensatz über den gesamten Untersuchungsbereich gewonnen werden, innerhalb dessen sich Form und Lage der einzelnen Hohlräume bestimmen lassen.

6.6 Gepulste Strahlenquellen

Als gepulste Strahlenquellen bezeichnet man spezielle Röntgensysteme, bei denen die Röntgenstrahlung in sehr kurzen Impulsen (wenige ns bis µs) und bei sehr hoher Intensität emittiert wird. Als Strahlenquelle dienen dabei in der Regel

- Röntgenblitzröhren [133–136], oder
- Beschleuniger (wie Betatron oder Linac) [137, 138].

Röntgenblitzröhren werden aufgrund ihrer Kompaktheit überall dort eingesetzt, wo mobile System mit geringer Dosisleistung ausreichend sind, wie z.B. die schnelle Untersuchung von unkonventionellen Spreng- und Brandvorrichtungen (IED, engl. *improvised explosive device*) durch Spezialeinheiten der Polizei, Rohrleitungsuntersuchungen in der Öl- und Gasindustrie oder die Inspektion von schwer zugänglichen Luftfahrkomponenten (Abbildung 75). Röntgenblitzröhren eignen sich darüber hinaus aber auch zur Untersuchung von Hochgeschwindigkeitsprozessen, wenn diese mithilfe von Röntgenstrahlung abgebildet werden sollen ([139–141]).

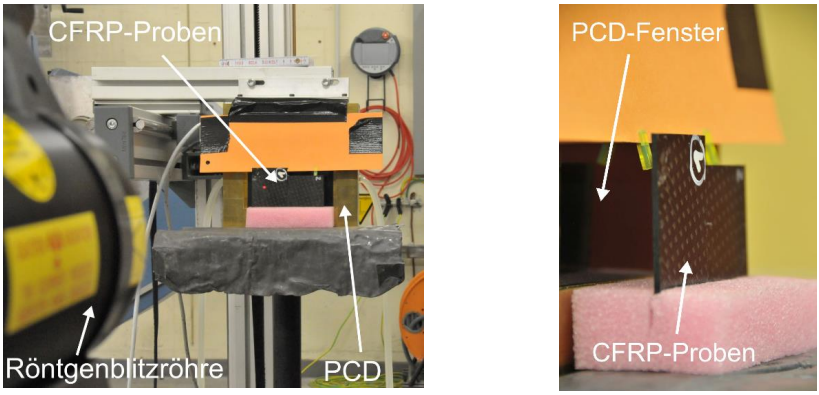
(a) *(b)*

Abbildung 75: Beispiele mobiler Radiographie mithilfe von Röntgenblitzröhren an (a) eines IED und (b) an einem Seitenleitwerk eines Helikopters.[19]

Kreis- oder Linearbeschleuniger als Emitter von gepulster Strahlung finden in der Hochenergietechnik Anwendung, wenn besonders dichte und/oder große Objekte durchstrahlt werden sollen. Die Energie der Röntgenphotonen kann dabei mehrere MeV betragen. Bei den meisten Anwendungen von gepulster Strahlung werden klassische Röntgenfilme, Röntgenbildverstärker oder aber Speicherfolien und EIDs für die Röntgenbildgebung verwendet, da diese ein integrales Signal der einfallenden Energie liefern.

Im Folgenden soll untersucht werden, inwieweit sich PCDs für die Bildgebung beim Einsatz von gepulsten Strahlenquellen (hier: Röntgenblitzröhren) eignen, um z.B. mobile Radiographie von Leichtbauwerkstoffen wie CFRP zu ermöglichen. Hierzu werden zwei CFRP-Proben mithilfe von gepulster und kontinuierlicher Röntgenstrahlung untersucht (Abbildung 76 und Tabelle 13).

[19] Quelle: https://vidisco.com/



(a) (b)

Abbildung 76: (a) Setup mit Röntgenblitzröhre, CFRP-Proben und PCD. (b) Detailaufnahme der zwei Millimeter starken CFRP-Proben vor dem PCD.

Die verwendete Röntgenblitzröhre von Golden Engineering besitzt eine Röntgenspannung von ca. 150 kV. Dieser Wert ist fest eingestellt und lässt sich nicht durch den Benutzer verändern.

Tabelle 13: Durchstrahlungsparameter in Abhängigkeit der verwendeten Strahlenquelle

	gepulst	**kontinuierlich**
Röntgenröhre	Golden Engineering XR200	COMET AG MXR-160/HP-FB
Beschleunigungsspannung [kV]	ca. 150[a,b]	45
Röhrenleistung [W]	n.a.	90
Brennfleckgröße [mm]	3,0[a]	1,0
Pulsbreite [ns]	ca. 50[a]	-
Dosis pro Puls [mR]	3,1[a,c]	-
Pulsrate [Hz]	16[d]	-
Anzahl der abgefeuerten Pulse	198	-
Vorfilter	0,5 mm Fe[a]	0,8 mm Be[a] + 0,5 mm Al
Abstand Röhre-Detektor [mm]	1000	460
Abstand Objekt-Detektor [mm]	45	30
Detektor Typ	photonen-zählend	
Sensormaterial	CdTe	
Sensordicke [mm]	0,75	
Pixelgröße [mm]	0,1	
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 51,2	
Framerate [Hz]	2	20
Frames pro Bild	40	1200
Gesamtbelichtungszeit pro Bild [s]	20	60
Schwellwert LT	$20\ (a.u.) \cong 21\ keV$	

[a] Angabe lt. Hersteller
[b] nicht einstellbar
[c] in Luft und gemessen in einem Abstand von 304,8 mm (12 inch) vor der Röhre
[d] aus [142]

Die Anzahl der Photonen, welche pro Puls die Fläche eines Pixels (0,01 mm²) erreicht, kann mithilfe der Dosisreferenzmessung des Herstellers berechnet werden. Laut Hersteller beträgt die Ionendosis pro Puls $D_{Ion} = 3{,}1\ mR$, gemessen in einem Abstand von 304,8 mm (= 12 inch) ausgehend vom Austrittsfenster der Röntgenblitzröhre.

Die Einheit Röntgen ist definiert als:

$$1\ R = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\,\frac{C}{kg} \tag{111}$$

Nach [143] gilt in trockener Luft:

$$1\,\frac{C}{kg} \approx 33{,}97\,\frac{J}{C} \tag{112}$$

Daraus ergibt sich pro Puls in einem Abstand von 304,8 mm vor der Röhre eine in trockener Luft absorbierte Dosis von:

$$D_{Luft} = 3{,}1 \cdot 2{,}58 \cdot 10^{-4}\,\frac{C}{kg} \cdot 33{,}97\,\frac{J}{C} = 0{,}02717\ mGy \tag{113}$$

Ausgehend von dieser Referenzdosis kann das Bremsspektrum der Röhre simuliert werden, was unter den gegebenen Randbedingungen (Tabelle 13) diese Dosis in Luft pro Puls und im entsprechenden Abstand zur Röhre verursacht. Der verwendete Algorithmus basiert auf [144] und ist implementiert in der Simulationssoftware aRTist („*Analytical RT Inspection Simulation Tool*")[20].

Das simulierte Bremsspektrum $S(E)$ in Abbildung 77 zeigt die Anzahl der Photonen N pro Energie E, welche pro Puls einen Pixel mit der Fläche von $A = 0{,}01\ mm^2$ bei einem Quelle-Detektor-Abstand $SDD = 1\ m$ erreichen. Dieses Spektrum verursacht eine in trockener Luft absorbierte Dosis von 0,027 mGy bei einem Abstand von 304,8 mm von der Röhre. Durch die Gewichtung des Bremsspektrums $S(E)$ mit der Detektoreffizienz $D(E)$ eines PCD mit einer 0,75 mm dicken CdTe-Schicht, ergibt sich die mittlere Anzahl der im Pixel *detektierten* Photonen $N_{det}(E)$ pro Puls bei einem Abstand von 1 m.

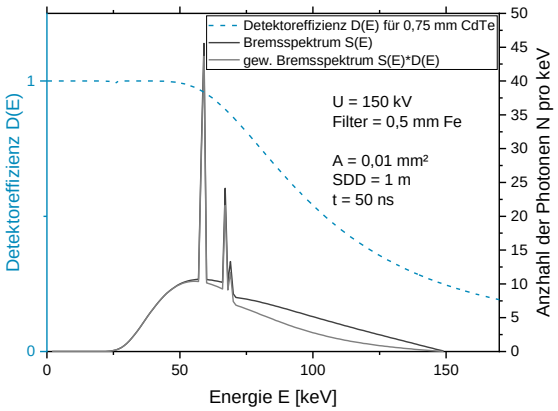


Abbildung 77: Effizienz D(E) eines PCD (0,75 mm CdTe) und ein mit der Software aRTist simuliertes Bremsspektrum S(E) der Röntgenblitzröhre XR200 anhand der in Tabelle 13 angebenden Parameter. Dieses emittierte Bremsspektrum S(E) verursacht in einer Entfernung von 304,8 mm zur Röhre pro Puls eine in Luft absorbierte Dosis von 0,027 mGy (Referenzwert d. Herstellers).

[20] http://www.artist.bam.de/

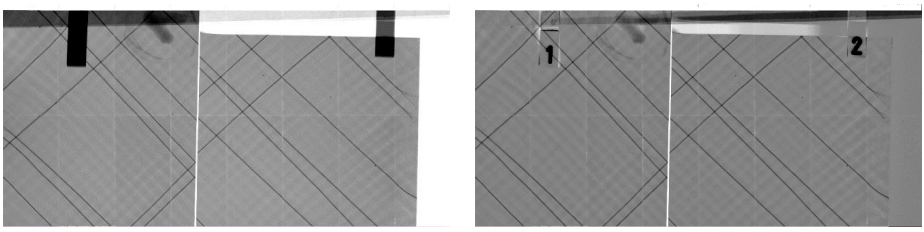
Durch Integrieren des gewichteten Bremsspektrums erhält man die mittlere Gesamtanzahl der detektierten Photonen pro Puls und Pixel N_{det}:

$$N_{det} = \int_0^{E_{max}} S(E)D(E)dE \cong 584 \frac{Photonen}{50\,ns \cdot Pixel} \tag{114}$$

Dies entspricht einer Anzahl von ca. $1{,}17 \cdot 10^{10}$ Photonen pro 1 s und Pixel. Die maximale Zählrate des CdTe-basierten PCD mit aktiver *charge sharing*-Korrektur liegt hingegen bei ca. $7 \cdot 10^5$ Photonen pro 1 s und Pixel bzw. $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ Photonen pro 50 ns und Pixel [145]. Das bedeutet, dass beim Betrieb des Detektors mit einer Röntgenblitzröhre die maximale Zählrate um ca. den Faktor 17 000 überschritten ist. Die maximale Zählrate resultiert aus der endlichen Totzeit des Detektors (ca. 50 – 100 ns), die in der Größenordnung einer Pulsbreite liegt und folglich zu einer hohen Wahrscheinlichkeit für *Pile-up* führt (siehe Kapitel 3.2.8). Alle Photonen, die während der Totzeit in einem Pixel des PCD absorbiert werden, werden als nur ein einziges Photon gezählt.

Zum Vergleich: Die mittlere Anzahl der in 50 ns detektierten Photonen pro Pixel, welches mit einer kontinuierlich betriebenen Röntgenröhre bei sonst gleichen Parametern belichtet wird beträgt ca. $6{,}6 \cdot 10^{-4}$ Photonen. Dies entspricht einer durchschnittlichen Anzahl von ca. 13 000 detektierten Photonen pro 1 s und Pixel.

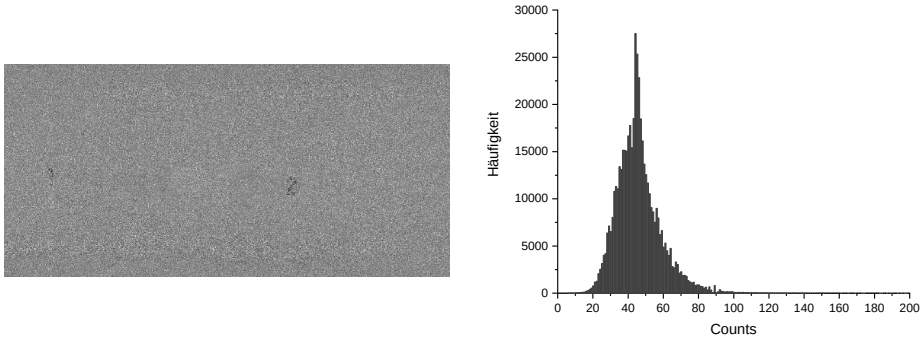
Um aufzuzeigen, wie die CFRP-Proben bei optimalen Aufnahmebedingungen dargestellt werden können, wird zunächst eine Referenzmessung mithilfe einer kontinuierlichen Röntgenquelle angefertigt. Abbildung 78 zeigt die Radiographie der beiden CFRP-Proben mithilfe des PCD und einer kontinuierlichen Röntgenquelle. Um den angezeigten Intensitätsbereich zu komprimieren und die zu Markierungszwecken angebrachten Bleizahlen zusammen mit der CFRP-Struktur sichtbar zu machen, wurde die Radiographie Hochpass-gefiltert (Abbildung 78b). Zu erkennen sind neben den gewebten Carbonfasern auch die aus Glasfasern bestehenden Schussfäden.



(a) *(b)*

Abbildung 78: Radiographie der CFRP-Proben mit kontinuierlicher Röntgenstrahlung; (a) Rohdaten und (b) Hochpass-gefilterte Daten. Bleizahlen markieren die Probennummer.

Das Ergebnis der Radiographie mittels gepulster Strahlenquelle ist in Abbildung 79 dargestellt. Der mittlere gemessene Grauwert (oder Zählwert) beträgt ca. 1,15 *counts* pro Frame à 0,5 s. Bei einer Gesamtbelichtungszeit von 20 s pro Bild ergibt sich ein gemessener mittlerer Zählwert von ca. 46 *counts*. Das bedeutet, dass es aufgrund der deutlich überschrittenen maximalen Zählrate des PCD bei 198 abgefeuerten Pulsen durchschnittlich nur zu rund 0,23 Photonendetektionen pro Puls und Pixel kommt, obwohl theoretisch ca. 584 Photonen pro Puls in jedem Pixel absorbiert werden. Aus dem mittleren Zählwert von ca. 46 *counts* bei einer Standardabweichung von ca. 12 *counts* resultiert ein SNR von ca. 3,8. Dies hat zur Folge, dass gerade einmal die Bleizahlen zur Markierung der Proben zu erkennen sind. Um eine ähnliche Statistik wie die Radiographie mittels kontinuierlicher Strahlenquelle zu erhalten, wären ca. 70 000 einzelne Pulse notwendig, wobei die Lebensdauer der Röntgenblitzröhre laut Hersteller ca. 100 000 Pulse beträgt.



(a) *(b)*

Abbildung 79: (a) Radiographie der CFRP-Proben mit gepulster Strahlenquelle nach 198 abgefeuerten Pulsen und (b) zugehöriges Histogramm. (Anmerkung: Der Bildausschnitt in (a) ist im Vergleich zu Abbildung 78 leicht nach oben verschoben.)

Die schlechte Photonenausbeute (ca. 0,23 Detektionen pro 584 Photonen) und der theoretische Verschleiß an Röntgenblitzröhren (ca. eine Röhre pro Messung) machen die Anwendung von PCDs in Kombination mit gepulsten Röntgenquellen unwirtschaftlich und technisch nicht sinnvoll. Daher sind EIDs oder Speicherfolien bei der Anwendung von gepulsten Strahlenquellen immer zu bevorzugen.

6.7 Zusammenfassung – konventionelle Anwendungen

In diesem Kapitel wurden konventionelle radiographische Methoden im Hinblick auf den Nutzen und die Anwendbarkeit von photonenzählenden Detektoren untersucht. Dabei wurde gezeigt, dass, aufgrund des Ausblendens von elektronischem Rauschen mithilfe der Energieschwellwertsetzung, selbst bei sehr niedriger effektiver Dosisleistung am Detektor (durchschnittlich zwei Photonendetektionen pro Bild und Pixel) noch eine Bildgüte der Klasse B (nach ISO 17636-2) bei entsprechender Belichtungszeit erreicht werden kann. Weiter konnten klassische Streustrahlungs- und Aufhärtungsartefakte in der Radiographie und in der CT mithilfe des Einsatzes von photonenzählender Detektortechnik reduziert werden. Im Vergleich zu energieintegrierenden Detektoren konnte der Einfluss von gestreuten und nicht bildzeichnenden Photonen um bis zu 20 % reduziert werden. Die sog. *Cupping*-Artefakte, welche durch Aufhärtungseffekte im polychromatischen Röntgenspektrums entstehen, konnten im Vergleich zu herkömmlichen Korrekturmethoden, angewandt auf energieintegrierende Technik, um bis zu Faktor 1000 (in der mittleren quadratischen Abweichung) korrigiert werden, abhängig von der angewandten Korrekturmethode.

Der Vergleich verschiedener radiographischen Methoden auf Basis von integrierender und photonenzählender Detektortechnik am Beispiel von carbonfaserverstärkten Seilen konnte zeigen, dass die Kontrastempfindlichkeit und somit die Fehlererkennbarkeit bei PCDs höher ist als bei konventionellen Detektoren. Auch im Vergleich zu anderen ZfP-Verfahren erwies sich speziell die Laminographie mittels PCD als kontrastreiches Verfahren mit guter Bildqualität, welches nur von der CT im Hinblick auf die Quantifizierbarkeit der Fehlstellen übertroffen werden konnte.

Der Einsatz von photonenzählender Detektortechnik im Zusammenspiel mit Röntgenblitzröhren ist prinzipiell zwar möglich, aber aufgrund der hohen Photonendichte pro Puls und einer endlichen Totzeit registriert der Detektor nur sehr wenige der einfallenden Photonen. Dabei geht auch die Energieinformation der einzelnen Photonen verloren, da die entstehende Ladungsmenge im Halbleiterkristall innerhalb einer Totzeit des Detektors von teils mehreren hundert Photonen verursacht wird (*Pile-up*-Effekt).

7 Mehrenergie-Anwendungen

Im nachfolgenden Kapitel wird untersucht, inwieweit die Energieschwellwertsetzung eines PCD für eine Materialdiskriminierung bei verschiedenen radiographischen Verfahren genutzt werden kann. Dabei werden jeweils zwei Energieschwellwerte pro Aufnahme gesetzt, was in einem Nieder- (le, engl. *low energy*) und einem Hochenergiefenster (he, engl. *high energy*) pro Aufnahme resultiert. Die verwendeten radiographischen Verfahren sind Radiographie (7.1), CT (7.2) und Laminographie (7.3). Im Fall der CT werden teilweise sogar fünf Energiefenster verwendet. Dabei kommen verschiedene Algorithmen der Materialdiskriminierung zur Anwendung, wobei diese nur einen Auszug aus allen in der Literatur erwähnten Algorithmen darstellen und dabei in der Regel nicht nur auf ein radiographisches Verfahren beschränkt sind.

7.1 Dual-Energy Radiographie

Die Unterscheidung verschiedener Werkstoffe im Röntgenbild spielt in der klassischen Schweißnahtprüfung kaum eine Rolle, da Grundwerkstoff und Schweißzusatzwerkstoff in der Regel ähnlich sind und die Fehler meist deutlich geringere Schwächungskoeffizienten besitzen. Bei Baugruppen allerdings, welche aus mehreren Komponenten unterschiedlicher Werkstoffe bestehen, kann diese Unterscheidung notwendig sein, um eine Aussage über die Kritikalität eines Schadens zu treffen. Die in einer Baugruppe auftretenden unterschiedlichen Materialstärken erschweren eine Unterscheidung verschiedener Werkstoffe, da die Schwächung von dichten aber dünnen Bauteilen (z.B. aus Stahl) und leichten aber großvolumigen Bauteilen (z.B. aus Aluminium) ähnlich sein kann.

Verdeutlicht wird dieser Sachverhalt anhand einer Radiographie von zwei Stufenkeilen unterschiedlicher Metalle (Fe und Al) bei verschiedenen Materialstärken (Abbildung 80). Ein Stufenkeil aus Stahl mit eher geringen Materialstärken ist in einem herkömmlichen Röntgenbild nicht von einem Stufenkeil aus Al mit großen Materialstärken zu unterscheiden. Die Intensitätsprofile über die beiden Stufen in Abbildung 80b zeigen deutlich überlappende Intensitätsbereiche.

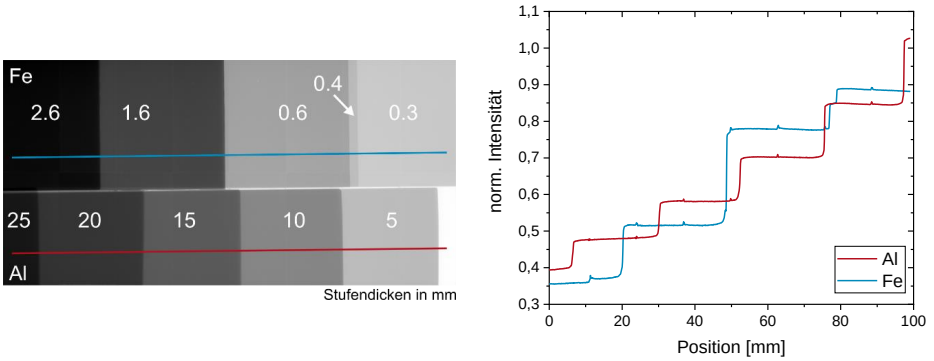


Abbildung 80: (a) Radiographie der Stufenkeile aus Fe und Al mit unterschiedlichen Stufendicken (Angaben in mm). (b) Intensitätsprofile über die verschiedenen Stufen.

An dieser Stelle kann die Röntgenbildgebung bei verschiedenen Energien helfen, die Materialien im Bild voneinander zu trennen. Mithilfe eines PCD und der internen Energieschwellwertsetzung ist es möglich, das einfallende Spektrum in verschiedene Energiefenster aufzuteilen und für jeden dieser Bereiche ein energiespezifisches Röntgenbild zu erhalten. Am Beispiel der Fe- und Al-Stufenkeile soll untersucht werden, ob eine Trennung der Materialien im Röntgenbild mithilfe eines PCD mit zwei Energiefenstern („Dual-Energy“) möglich ist.

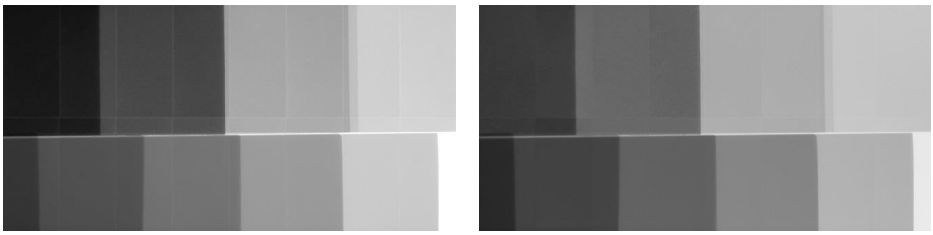
In diesem Fall wird die Dual-Energy Radiographie mithilfe einer Hauptachsentransformation (PCA, engl. *principal component analysis*, siehe Kapitel 4.2.2) ausgewertet. Dazu werden die Radiographien der einzelnen Energiefenster (Abbildung 81) pixelweise in einen Merkmalsraum $\mathcal{M}$ projiziert, welcher durch die gemessenen und logarithmierten Intensitäten $\ln I$ aufgespannt wird (Abbildung 82). Allgemein gilt somit:

$$\mathcal{M} = \left[\ln I^1, \ln I^2, \dots, \ln I^j\right] \qquad \mathcal{M} \in \mathbb{R}^{nj} \tag{115}$$

Bei n Datenpunkten und j Energiefenstern ist $\mathcal{M}$ ein reeller j-dimensionaler Vektor der Länge n. Für den Fall der *Dual*-Energy Radiographie ist $j = 2$. Die entsprechenden radiographischen Parameter sind in Tabelle 14 aufgeführt.

Tabelle 14: Radiographische Parameter für die Dual-Energy Radiographie der Stufenkeile

Röhrenspannung [kV]	160
Röhrenleistung [W]	1000
Vorfilter [mm Cu]	1,0
Detektor Typ	photonen-zählend
Sensormaterial	CdTe
Sensordicke [mm]	0,75
Pixelgröße [mm]	0,1
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 51,2
Framerate [Hz]	50
Frames pro Bild	1000
Gesamtbelichtungszeit pro Bild [s]	20
le-Schwellwert LT	$60\ (a.u.) \cong 31\ keV$
he-Schwellwert HT	$135\ (a.u.) \cong 49\ keV$



(a) *(b)*

Abbildung 81: (a) Nieder- und (b) Hochenergiebild der beiden Stufenkeile aus Fe und Al.

Abbildung 82 zeigt die Datenpunkte, wobei die logarithmierten und um den Bildmittelwert korrigierten Intensitäten des Nieder- ($\ln I^{le}$) und Hochenergiebilds ($\ln I^{he}$) gegeneinander aufgetragen sind und so den zwei dimensionalen Merkmalsraum aufspannen. Projiziert man die Häufigkeitsverteilung dieser Intensitäten auf die entsprechenden Achsen, so erhält man die Histogramme der zugehörigen Radiographien aus Abbildung 81.

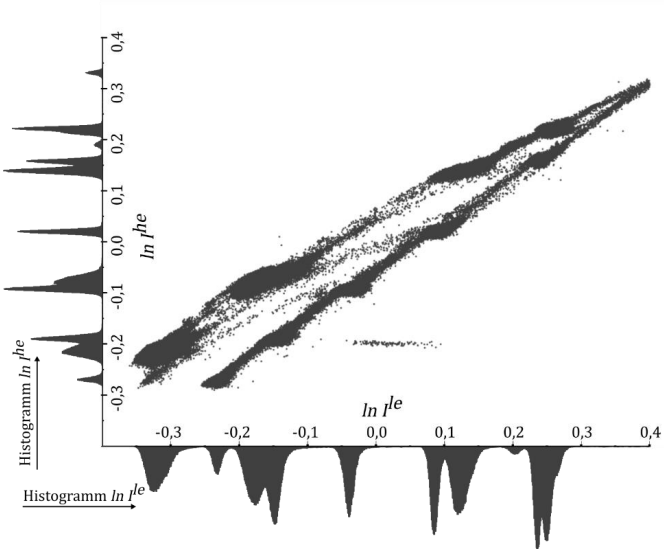


Abbildung 82: Zwei dimensionaler Merkmalsraum aufgespannt durch die gemessenen, logarithmierten und um den Mittelwert korrigierten Intensitäten des Nieder- ($ln\, I^{le}$) und Hochenergiefensters ($ln\, I^{he}$). Die Histogramme zeigen die auf die entsprechende Achse projizierte Häufigkeitsverteilung der Intensitäten in dem jeweiligen Bild.

Die Hauptachsen werden nun mithilfe der PCA so transformiert (Abbildung 83), dass die erste Hauptachse P_1 die größte Varianz der projizierten Datenpunkte widerspeigelt. Die zweite Hauptachse P_2 liegt orthogonal dazu. Da in diesem Fall die Intensitäten der verschiedenen Energiefenster bedingt durch das Lambert-Beer'sche Gesetz korrelieren (bedingte Korrelation), ist eine Trennung der beiden Materialien nur nach einer Projektion der Daten auf die zweite Hauptachse möglich.

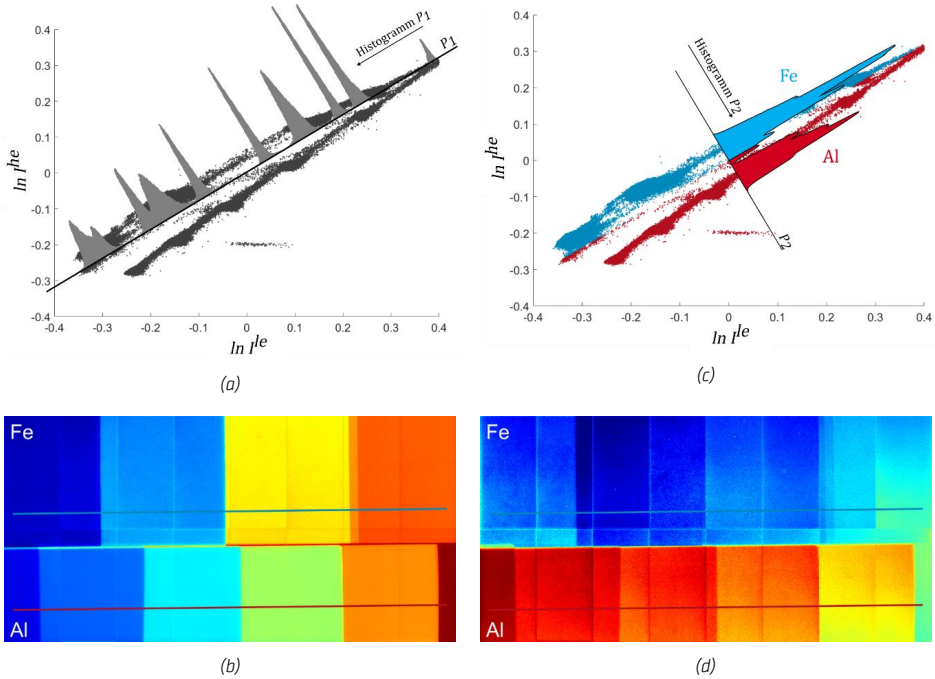


Abbildung 83: Hauptachsentransformation im Merkmalsraum von $[ln\, I^{le}, ln\, I^{he}]$ *nach* $[P_1, P_2]$. *(a) Projektion der Daten auf die erste Hauptachse* P_1 *mit zugehöriger Häufigkeitsverteilung und (b) der daraus resultierenden Abbildung. (c) Die Projektion der Daten auf die orthogonale zweite Hauptachse* P_2 *und (d) die resultierende Abbildung der Stufenkeile. Die Positionen der Intensitätsprofile aus Abbildung 84 sind in (b) und (d) markiert. Die Falschfarben dienen der besseren optischen Unterscheidbarkeit.*

Anhand der auf die Hauptachsen projizierten Häufigkeitsverteilungen der Datenpunkte (Histogramme) in Abbildung 83a und c ist klar zu erkennen, dass eine Separation der Materialien nur durch eine Projektion auf die zweite Hauptachse P_2 möglich ist. Dieses Histogramm zeigt als einziges eine deutliche Separation zwischen zwei Klassen, welche in diesem Fall dem Material Fe und Al entsprechen. Abbildung 83b und d zeigen, ausgehend von den beiden ermittelten Hauptachsen, die in den Ortsraum zurücktransformierten Radiographien. Um die optische Unterscheidbarkeit zu unterstreichen, sind diese Abbildungen in Falschfarben dargestellt. Die an den in Abbildung 83b und d markierten Stellen entnommenen Intensitätsprofile sind in Abbildung 84 dargestellt. Hier lässt sich unabhängig vom subjektiven optischen Eindruck eine klare Unterscheidung zwischen Fe und Al nach der Projektion auf die Achse P_2 feststellen.

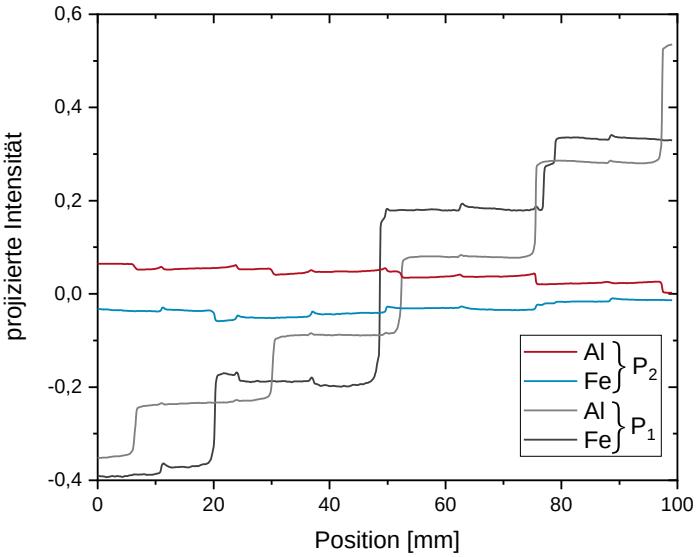


Abbildung 84: Intensitätsprofile (entlang der Markierungen in Abbildung 83b und d) der auf die Hauptachsen P_1 und P_2 projizierten Intensitäten für jeden Stufenkeil.

Anhand dieses Beispiels konnte gezeigt werden, dass eine Separation zwischen zwei Materialien (hier: Al und Fe) bei entsprechenden radiographischen Parametern und mithilfe der Energieschwellwertsetzung sowie einem geeigneten Dual-Energy Verfahren (hier: PCA) möglich ist.

7.2 Mehrenergie-CT

Neben der Radiographie ist die CT eines der am meisten angewendeten Röntgenverfahren. Eine Unterscheidung verschiedener Materialien ist im Fall der CT bereits inhärent sehr viel einfacher als bei einer Radiographie, da das Ergebnis der CT-Rekonstruktion der ortsaufgelöste Schwächungskoeffizient μ ist und man somit bereits einen materialspezifischen Wert generiert hat (siehe Kapitel 3.3.1).

Allerdings gibt es Fälle, in denen sich die Schwächungskoeffizienten der durchstrahlten Materialien nur unwesentlich unterscheiden und somit selbst in einem rekonstruierten CT-Datensatz schwer zu separieren sind. So stellte in der Medizin bis in die 1970er Jahre hinein die Diagnose von Tumorgewebe, welches von normalem Gewebe umgeben ist, auch nach der CT-Rekonstruktion die Radiologen vor eine Herausforderung. Zusätzlich erschwerte die Absorption dichter Knochenmasse die Untersuchung und Diagnose von umliegendem geschädigtem Gewebe. Aus diesem Grund haben in den 1970er und 1980er Jahren Alvarez, Macovski, Lehman und Brody ([28, 81]) erste Verfahren entwickelt, die mithilfe zweier Röntgenenergien eine Dekomposition verschiedener Materialien im rekonstruierten CT-Datensatz ermöglichten. Somit konnten materialspezifische Bilder erzeugt werden, in denen nur ein im Vorfeld definiertes Material (z.B. Knochen oder Gewebe) präsent ist.

In technischen Anwendungen sind ähnliche Probleme bekannt. So gibt es auch hier Materialien, welche sich weder im Durchstrahlungsbild noch nach erfolgter CT-Rekonstruktion eindeutig unterscheiden lassen, da ihre Kernladungszahlen und linearen Schwächungskoeffizienten sehr dicht beieinander liegen (siehe Beispiel für $CaCO_3$, Mg, Al und Si in Abbildung 85 und Tabelle 15). So kann z.B. die Trennung von Al und Si bei einer klassischen CT schwierig sein. Dies kann jedoch bei bestimmten Anwendungen erforderlich sein, z.B. bei der Gefügecharakterisierung von bestimmten Al-Si-Legierungen mittels CT, wo

zur Zeit meist Röntgendiffraktion, Röntgenfluoreszenz oder zerstörende Verfahren eingesetzt werden [146, 147].

Auch die Diskriminierung verschiedener Kunststoffe gestaltet sich in der klassischen CT schwierig, da diese Kunststoffe in Regel aus langkettigen Kohlenwasserstoffmolekülen bestehen und sich Schwächungskoeffizienten auch hier kaum unterscheiden.

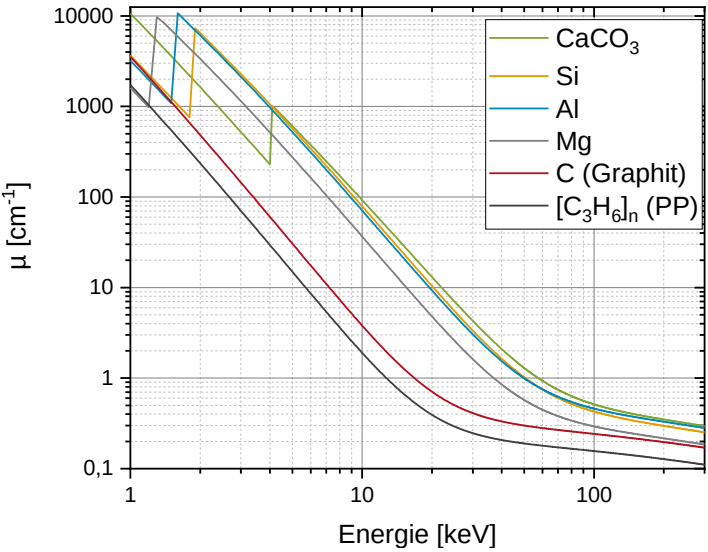
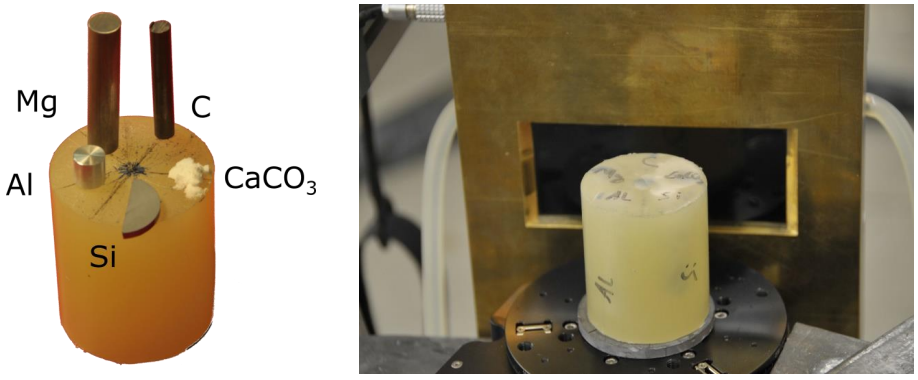


Abbildung 85: Lineare Schwächungskoeffizienten von $CaCO_3$, Si, Al, Mg, Graphit und PP.[21]

Die frühen Implementationen der Mehrenergie-CT basieren alle auf der sequentiellen Detektion separater Röntgenspektren, welche entweder durch den Einsatz von verschiedenen Röntgenröhren und/oder verschiedenen Detektoren mit unterschiedlicher Vorfilterung erzeugt wurden ([28, 29, 81, 148]). Im Folgenden soll untersucht werden, ob eine Separation von Materialien mit ähnlichem Schwächungskoeffizient in einem CT-Datensatz durch den Einsatz der internen Energieschwellwertsetzung eines PCD erreicht werden kann. Zu diesem Zweck wird ein CT-Phantom angefertigt (Abbildung 86), welches neben einer Matrix aus Polypropylen ($[C_3H_6]_n$, PP) vier reine Elemente (C, Mg, Al und Si) sowie Calciumcarbonat ($CaCO_3$) enthält (Materialkennwerte in Tabelle 15). Das $CaCO_3$ dient in diesem Fall als Surrogat für Kalk (in technischen Anwendungen) oder Knochenmasse (in medizinischen Anwendungen). Bei der Herstellung des CT-Phantoms ist das eigentlich in Pulverform vorliegende $CaCO_3$ manuell verdichtet worden, sodass die Dichte nur approximiert angeben werden kann.

[21] aus Datenbank vom *National Institute of Standards and Technology* (NIST) in Gaithersburg, MD, USA



(a) (b)

Abbildung 86: CT-Phantom bestehend aus einer PP-Matrix mit eingebettetem C, Mg, Al, Si und $CaCO_3$. (a) Materialien vor der Einbettung in die Matrix. (b) Fertiges CT-Phantom vor dem PCD.

Tabelle 15: Kernladungszahlen Z und Dichte ρ von ausgewählten Materialien

	$[C_3H_6]_n$ (PP)	C (Graphit)	$CaCO_3$	Mg	Al	Si
Z	3,8[a]	6	7,7[a]	12	13	14
ρ [kg m^{-3}]	910	2 260	2 730[b]	1738	2 699	2 336

[a] effektive Kernladungszahl Z_{eff} nach [149]
[b] Dichte für Calcit. Die Dichte von $CaCO_3$ im CT-Phantoms ist deutlich geringer einzuschätzen.

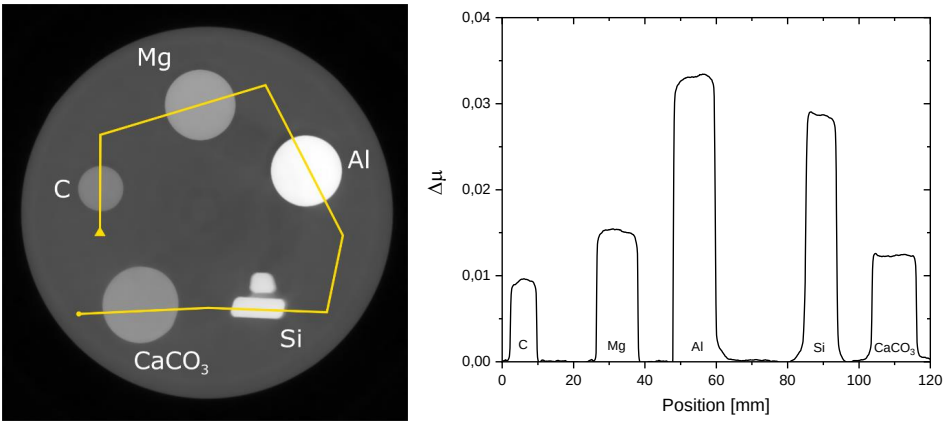
Zunächst soll mithilfe einer gewichteten logarithmischen Subtraktion (WLS, engl. *weighted logarithmic subtraction*, siehe Kapitel 4.1.2) basierend auf einer Dual-Energy CT (zwei Energiefenster) untersucht werden, ob der Kontrast zwischen der PP-Matrix und den verschiedenen Materialien minimiert werden kann, sodass ein evtl. störender Einfluss im Bild verringert und die Analyse definierter Bereiche erleichtert wird. Das rekonstruierte Schnittbild einer konventionellen CT, d.h. rekonstruiert aus der Summe der Intensitäten aller Energiefenster (le+he), ist in Abbildung 87a dargestellt. Entlang der markierten Linie ist das Profil des rekonstruierten Schwächungskoeffizienten für Abbildung 87b entnommen. Der rekonstruierte Schwächungskoeffizient μ wird als Differenz $\Delta\mu$ zum Schwächungskoeffizienten der PP-Matrix μ_{PP} angegeben:

$$\Delta\mu = \mu - \mu_{PP} \tag{116}$$

Der Kontrast zwischen den Elementen Al und Si sowie zwischen Mg und $CaCO_3$ ist in dieser konventionellen CT bereits verhältnismäßig gering.

Tabelle 16: Parameter der Dual-Energy CT für die Kontrastminimierung mithilfe der WLS

Röhrenspannung [kV]	160
Röhrenleistung [W]	160
1. Vorfilter [mm Al]	3,0
2. Vorfilter [mm Cu]	1,0
Detektor Typ	photonen-zählend
Sensormaterial	CdTe
Sensordicke [mm]	0,75
Pixelgröße [mm]	0,1
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 51,2
Framerate [Hz]	20
integrierte Frames pro Bild	10
Belichtungszeit pro Bild [s]	0,5
Anzahl der Projektionen	720
Vergrößerung	≈ 1,2
le-Schwellwert LT	$35\ (a.u.) \cong 25\ keV$
he-Schwellwert HT	$190\ (a.u.) \cong 62\ keV$



(a) *(b)*

Abbildung 87: (a) Mithilfe einer konventionellen CT rekonstruiertes Schichtbild des CT-Phantoms. An der markierten Linie wurde das in (b) aufgetragene Intensitätsprofil entnommen.

Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, muss, um den Kontrast zwischen den Schwächungskoeffizienten zweier Materialien (μ_1 und μ_2) zu minimieren, folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\mu_1^{he} - w\mu_1^{le} = \mu_2^{he} - w\mu_2^{le} \qquad (117)$$

Wobei μ_i^{he} den Schwächungskoeffizient im rekonstruierten Hochenergiefenster für das Material i beschreibt und μ_i^{le} den Schwächungskoeffizient im rekonstruierten Niederenergiefenster. Daraus folgt der Wichtungsfaktor w zur Minimierung des Kontrasts zwischen $\mu_1$und μ_2:

$$w = \frac{\mu_1^{he} - \mu_2^{he}}{\mu_1^{le} - \mu_2^{le}} \tag{118}$$

Zur Bestimmung der Wichtungsfaktoren am Beispiel des vorliegenden CT-Phantoms wurden die Mittelwerte der Schwächungskoeffizienten $\bar{\mu}_i^j$ für das Material i und Energiefenster j im Schnittbild gemessen. Aus Gleichung (118) ergeben sich somit folgende Wichtungsfaktoren, welche den Kontrast zwischen dem jeweiligen Material und der PP-Matrix minimieren sollen (Erklärung der Symbolik in Tabelle 17):

$CaCO_3$ – PP

$$w = \frac{\bar{\mu}_{CaCO_3}^{he} - \bar{\mu}_{PP}^{he}}{\bar{\mu}_{CaCO_3}^{le} - \bar{\mu}_{PP}^{le}} = 0{,}426 \tag{119}$$

Mg – PP

$$w = \frac{\bar{\mu}_{Mg}^{he} - \bar{\mu}_{PP}^{he}}{\bar{\mu}_{Mg}^{le} - \bar{\mu}_{PP}^{le}} = 0{,}662 \tag{120}$$

C – PP

$$w = \frac{\bar{\mu}_{C}^{he} - \bar{\mu}_{PP}^{he}}{\bar{\mu}_{C}^{le} - \bar{\mu}_{PP}^{le}} = 0{,}920 \tag{121}$$

Tabelle 17: Erklärung der Symbolik; (mittlere Schwächungskoeffizienten $\bar{\mu}$ für verschiedene Materialien und Energiefenster)

Material	**Niederenergiefenster (le)**	**Hochenergiefenster (he)**
C (Graphit)	$\bar{\mu}_C^{le}$	$\bar{\mu}_C^{he}$
C_3H_6 (PP, Polypropylen)	$\bar{\mu}_{PP}^{le}$	$\bar{\mu}_{PP}^{he}$
Mg	$\bar{\mu}_{Mg}^{le}$	$\bar{\mu}_{Mg}^{he}$
$CaCO_3$ (Calciumcarbonat)	$\bar{\mu}_{CaCO_3}^{le}$	$\bar{\mu}_{CaCO_3}^{he}$

Die mithilfe dieser Wichtungsfaktoren berechnet CT-Schnittbilder sind in Abbildung 88 dargestellt. Die Minimierung des Kontrasts der Schwächungskoeffizienten zwischen Material und PP-Matrix ist in jedem Bild zu erkennen. Auch wird in jedem der drei Schnittbilder dasselbe Linienprofil wie in der konventionellen CT (Abbildung 87) entnommen. Der Verlauf des gewichteten Schwächungskoeffizienten in Abbildung 89 zeigt für jeden der drei Wichtungsfaktoren deutlich die Minimierung des Kontrasts zwischen dem zuvor definierten Material und der PP-Matrix. Im Fall $w = 0{,}662$ geht die Minimierung zwischen Mg und der PP-Matrix mit einem annähernd minimalen Kontrast zwischen den Elementen Mg, Al, Si und der PP-Matrix einher. Auch hier ist die Differenz $\Delta\mu$ zum Schwächungskoeffizienten der PP-Matrix μ_{PP} angegeben.

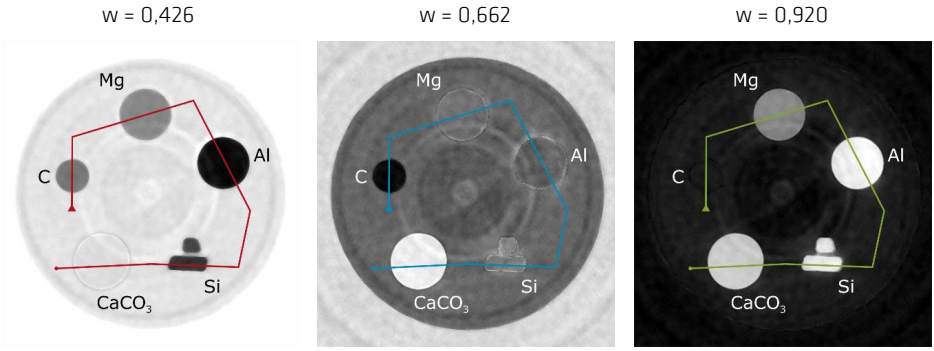


Abbildung 88: Ergebnisse der WLS mit verschiedenen Wichtungsfaktoren w. (a) Der Kontrast zwischen $CaCO_3$ und PP-Matrix ist minimal. (b) Der Kontrast zwischen Mg, Al, Si sowie der PP-Matrix ist minimal. (c) Der Kontrast zwischen C und PP-Matrix ist minimal. In allen drei Fällen ist die Differenz $\Delta\mu$ zum Schwächungskoeffizienten der PP-Matrix μ_{PP} angegeben.

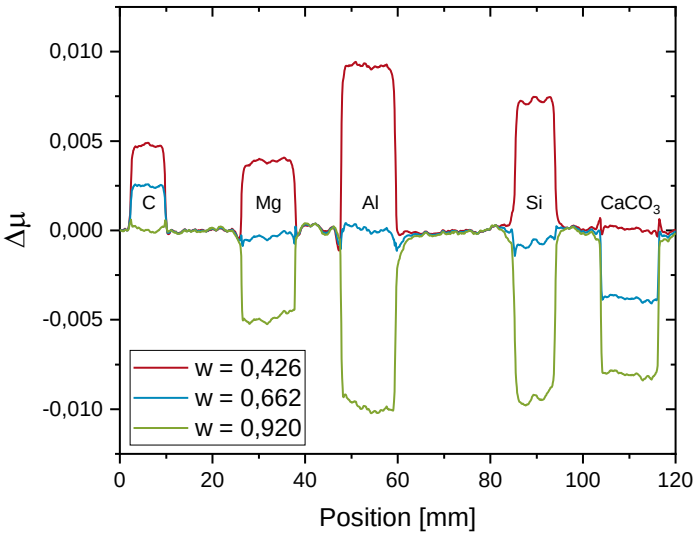


Abbildung 89: Profile der gewichteten rekonstruierten Differenzen des Schwächungskoeffizienten $\Delta\mu$ für die verschiedenen Wichtungsfaktoren w.

Die Ergebnisse in den Abbildungen 88 und 89 zeigen, dass eine Minimierung des dargestellten Kontrasts zwischen verschiedenen Materialien in einem rekonstruierten CT-Datensatz mithilfe der WLS und eines PCD möglich ist, sodass eine gezielte Analyse der übrigen Materialien erleichtert wird. Eine gezielte Steigerung des Kontrasts kann mit dieser Methode nicht erreicht werden, da die Berechnung der Wichtungsfaktoren auf einer Minimierung des Kontrasts zwischen zwei definierten Materialien basiert.

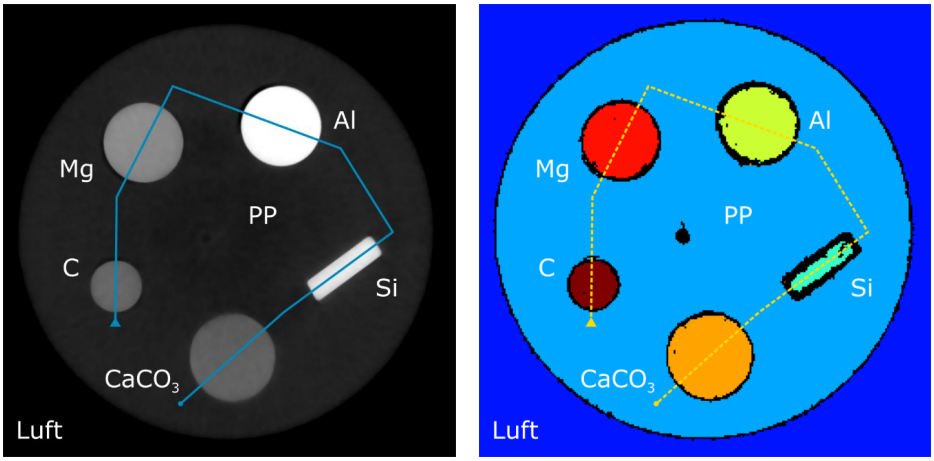
Aus diesem Grund kommt ein weiteres Verfahren zur Anwendung, welches die Trennung aller beteiligten Materialien gewährleisten soll. Ausgehend von fünf unabhängigen Energiefenstern j werden die rekonstruierten Schwächungskoeffizienten μ^j in einen Merkmalsraum projiziert, wobei jede Dimension des Merkmalsraums einem Energiefenster entspricht. In diesem fünf-dimensionalen Merkmalsraum

soll ein dichtebasiertes Clustering-Verfahren (siehe Kapitel 4.2.3) die Segmentierung der Materialien ermöglichen, was einer Trennung verschiedener Klassen im Merkmalsraum entspricht. Dazu wird je Energiefenster eine CT mit den in Tabelle 18 angebenden Parametern durchgeführt.

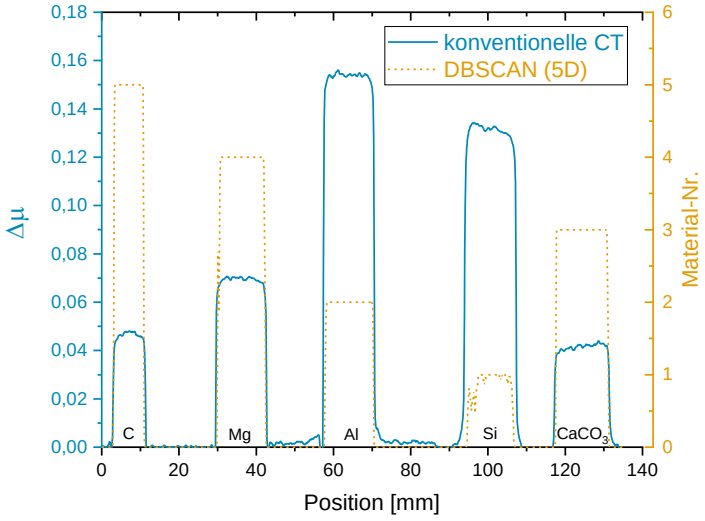
Tabelle 18: Parameter der Mehrenergie-CT für die Materialtrennung mithilfe eines Clustering-Verfahrens

Röhrenspannung [kV]		160	
Röhrenleistung [W]		160	
Vorfilter [mm Cu]		1,0	
Detektor Typ		photonen-zählend	
Sensormaterial		CdTe	
Sensordicke [mm]		0,75	
Pixelgröße [mm]		0,1	
Detektorfläche [mm²]		102,4 x 51,2	
Framerate [Hz]		20	
Frames pro Projektion		10	
Belichtungszeit pro Projektion [s]		0,5	
Anzahl der Projektionen		1000	
Vergrößerung		≈ 1,0	
Energiefenster j	$j = 1$	$55 - 90\ (a.u.)$	$30 - 38\ keV$
	$j = 2$	$90 - 120\ (a.u.)$	$38 - 45\ keV$
	$j = 3$	$120 - 150\ (a.u.)$	$45 - 52\ keV$
	$j = 4$	$150 - 180\ (a.u.)$	$52 - 60\ keV$
	$j = 5$	$>\ 180\ (a.u.)$	$> 60\ keV$

Im rekonstruierten Schnittbild der konventionellen CT in Abbildung 90a wird analog zur WLS ein Profil entlang der markierten Linie entnommen, welches in Abbildung 90c dargestellt ist (durchgezogene Linie). Aufgrund der geringeren Vorfilterung des Spektrums im Vergleich zur CT der WLS, sind die rekonstruierten Schwächungskoeffizienten höher. Trotzdem ist der Kontrast zwischen C und $CaCO_3$ auch in diesem Fall gering. Der Kontrast zwischen Al und Si scheint in diesem Fall bereits ausreichend groß zu sein, um eine gute Trennung zu erreichen. Dennoch zeigt das Ergebnis der dichtebasierten Clusterung in Abbildung 90b eine absolute Trennung aller enthaltenen Materialien, da anhand der Segmentierung jedem Cluster ein individueller Zahlenwert zugeordnet wird. Allerdings repräsentieren die schwarzen Bereiche Ausreißer, bei denen keine eindeutige Zuordnung erreicht werden konnte. Diese Ausreißer resultieren aus einer leichten Drehzentrumsabweichungen (wie in [150] beschrieben) von zwei der fünf einzelnen CTs. Daher werden die Mantelflächen der einzelnen Materialien, welche diese von der PP-Matrix abgrenzen, nicht korrekt segmentiert und können so dem entsprechenden Material nicht zugeordnet werden. Der PP-Matrix wurde der Wert 0 zugeordnet, den Ausreißern ein negativer Wert. Das Linienprofil in Abbildung 90c zeigt die Zuordnung der Materialien zu einem festen Zahlenwert deutlich.



(a) (b)



(c)

Abbildung 90: Ergebnis der Mehrenergie-CT am Beispiel eines Multi-Material-Phantoms. (a) Konventionelle CT und (b) Mehrenergie-CT mit fünf verschiedenen Energiefenstern und anschließendem Clustering. Für den rekonstruierten konventionellen CT-Datensatz ist die Differenz $\Delta\mu$ der Schwächungskoeffizienten zu μ_{PP} angegeben. In der Mehrenergie-CT gilt eine Material-Nr. von PP = 0. Den Ausreißern (schwarz) wird ein negativer Wert (nicht dargestellt) zugeordnet. (c) Anhand der Profile wird die Transformation von Schwächungskoeffizient zu Materialzahl deutlich.

Am Beispiel dieser CT kann gezeigt werden, dass auch Materialien mit sehr ähnlichen Schwächungskoeffizienten (wie z.B. Al und Si) mithilfe mehrerer Energiefenster und eines geeigneten Clustering-Algorithmus' eindeutig getrennt werden können. Im hier gezeigten Beispiel wurde anhand der Segmentierung der Cluster im Merkmalsraum jedem der Materialien eine individuelle Nummer zugewiesen. Diese Zuordnung ist zwar willkürlich, da sie nur die Segmentierung der entstandenen Punktwolken im Merkmalsraum widerspiegelt (Abbildung 91), trotzdem ist die Zuordnung in jedem Fall eindeutig. Da nach der Segmentierung, außer in den Randbereichen und wenigen nicht korrekt zugeordneten Voxel, kein Rauschen im segmentierten Bild vorhanden ist, ist das Kontrast-Rausch-Verhältnis (CNR,

engl. *contrast-to-noise ratio*) zwischen die Materialien theoretisch unendlich groß. Zwar gibt es auch Ansätze, welche anhand mehrerer Energien direkt die Kernladungszahl Z und die Dichte ρ der tomographierten Materialien rekonstruieren (z.B. ρZ-Algorithmus von Heismann et. al [40]), allerdings ist dafür zwingend ein Energieabgleich notwendig, da die Energieschwellwerte exakt definiert sein müssen. Für das hier aufgezeigte Clustering-Verfahren benötigt man hingegen keine Information über die exakte Verteilung der Energiefenster, um eine eindeutige Trennung der Materialien zu erreichen. Andererseits ist das Ergebnis der Clusterung stark von den eingestellten Parametern ε (min. Abstand der Datenpunkte im Merkmalsraum) und k (Anzahl der zusammenhängenden Cluster) abhängig (siehe Kapitel 4.2.3).

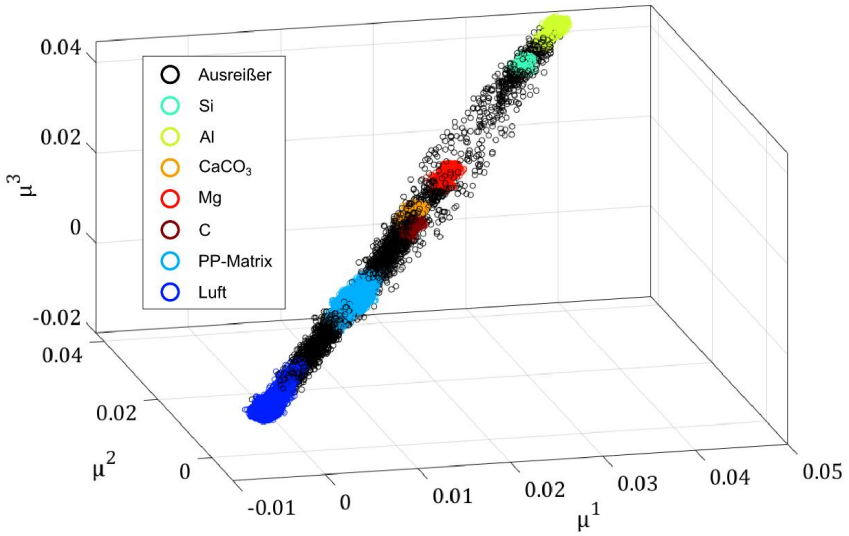
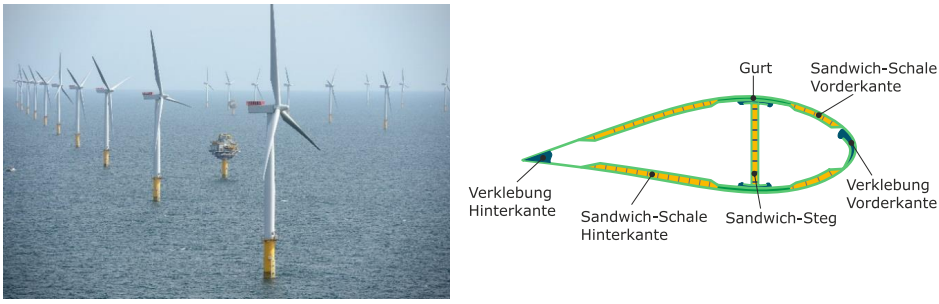


Abbildung 91: Datenpunkte im Merkmalsraum $\mathcal{M} = [\mu^1, \ldots, \mu^5]$. Der dichtebasierte Algorithmus analysiert die Datenpunkte und bestimmt anhand der Dichte sog. Cluster, welchen eine individuelle Zahl (oder hier: Farbe) zugeordnet wird. Darstellungsbedingt kann nur ein dreidimensionaler Merkmalsraum abgebildet werden.

7.3 Dual-Energy Laminographie

Ein weiteres Verfahren zur Generierung der Volumeninformation neben der CT ist die Laminographie. Da die CT beschränkt ist auf vollständige Datensätze aus 360° von annähernd zylindrischen Objekten bzw. von Objekten, die klein genug sind, um in der Messkammer des Systems Platz zu finden, kann die CT nicht auf große Objekte mit großem Seitenverhältnis (Länge/Breite) angewendet werden (z.B. Flugzeugstrukturen [151] oder Teile von Windenergieanlagen [152]). Zu diesem Zweck eignen sich laminographische Verfahren, wie die im Folgenden eingesetzte Co-planare Translations-Laminographie (siehe Kapitel 3.3.2, im Folgenden kurz *Laminographie* genannt). Aufgrund des eingeschränkten Winkelbereichs bei der Datenaufnahme und des daraus folgenden unvollständigen Datensatzes, wird bei der Laminographie, im Unterschied zur CT, kein absoluter Schwächungskoeffizient, sondern nur dessen Änderung rekonstruiert. Weiterhin verursacht der eingeschränkte Winkelbereich bei eine Laminographie sog. Kreuzartefakte in Tiefenrichtung, welche das Auffinden kleiner Fehlstellen erschwert [153]. Aus diesen Gründen ist auch die Diskriminierbarkeit von Materialien in einem rekonstruierten laminographischen Datensatz nur sehr eingeschränkt gegeben. An dieser Stelle kann eine Dual-Energy Laminographie eingesetzt werden, um trotz der genannten Defizite eine Materialdiskriminierung mithilfe eines PCD sowie eines geeigneten Dual-Energy Verfahrens zu erreichen.

Das hier untersuchte Objekt ist ein aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFRP, engl. *glass fiber reinforced polymer*) gefertigtes Segment eines Rotorblatts aus einer Windenergieanlage. Die ZfP von Windenergieanlangen stellt einen wichtigen Aspekt im Lebenszyklus solcher Anlagen dar. Windenergieanalgen unterliegen sehr hohen dynamischen Beanspruchungen. Speziell Offshore Anlagen (Abbildung 92a) sind extremen Windlasten und thermischen Beanspruchungen ausgesetzt [152]. Nahezu alle Rotorblätter von Windenergieanlagen werden heutzutage in sog. Halbschalen-Sandwichbauweise ausgeführt (Abbildung 92b). Dabei werden bei der Fertigung zwei Negativformen mit einem Glasfaserlaminat ausgelegt und anschließend miteinander verklebt [154]. Der hohe Anteil an manuellen Fertigungsschritten begünstigt in diesem Prozess die Entstehung von Fehlstellen, welche später durch die hohen dynamischen mechanischen sowie thermischen Lasten wachsen und die Integrität des gesamten Bauteils gefährden können.



(a) *(b)*

Abbildung 92: (a) Offshore-Windpark[22] und (b) Querschnitt eines typischen Rotorblatts in Sandwichbauweise.[23]

Die Detektion und Bewertung von Fehlstellen stellt besonders bei im Betrieb befindlichen Windenergieanlagen ein großes Problem dar, da diese Stellen in der Regel nicht ohne Weiteres zugänglich sind. Ist eine Fehlstelle erst einmal entdeckt und bewertet worden, kann sie, wenn nötig, in bestimmten Fällen mit speziellen Verfahren repariert werden. Allerdings stellt diese Reparatur wiederum erneut eine Schwachstelle im Rotorblatt dar, und je nach Qualität der Ausführung, kann sich auch ausgehend

[22] Quelle: https://wind-turbine.com/
[23] Nachgedruckt aus Dissertation D. Nielow, erscheint vorauss. 2019 [156], mit Erlaubnis von D. Nielow

von der Reparaturstelle ein neuer Schaden während des Betriebs entwickeln. Der Frage, ob und wie gut eine Reparaturstelle in der Lage ist, einen geschädigten Teil eines Rotorblatts zu ersetzen, hat sich die BAM in dem Themenfeld-Projekt LeBeWind („Lebensdauerverlängerung und Betriebsfestigkeit von Windenergieanlagen“) gestellt. In diesem Projekt wurden unter kontrollierten Bedingungen Halbschalen-Sandwichsegmente hergestellt, welche aus zwei Decklagen GFRP-Gelege bestehen, zwischen denen sich eine Schaumstoffmatrix befindet [155, 156]. In diese Segmente werden definierte Schädigungen eingebracht, wovon ein Teil mithilfe von Einsätzen (sog. *Patches*) repariert wird. Anschließend werden die Segmente einem dynamischen Lastwechseldauerversuch unterzogen, um festzustellen, ob erneut Schädigungen von der reparierten Stelle ausgehen. Eines dieser reparierten und dem Lastwechselversuch unterzogenen Halbschalen-Sandwichsegmente wird hier mithilfe einer Dual-Energy Laminographie untersucht (Tabelle 19 und Abbildung 93), um festzustellen, ob eine Materialtrennung zwischen Epoxidharzmatrix und Glasfasern mithilfe eines PCD möglich ist und sich daraus ein Erkenntnisgewinn in Bezug auf die Reparaturstelle ableiten lässt.

Tabelle 19: Parameter der Dual-Energy Laminographie an einem vorgeschädigten GFRP-Halbschalensegment

Röhrenspannung [kV]	100
Röhrenleistung [W]	230
Vorfilter [mm Cu]	1,0
Detektor Typ	photonen-zählend
Sensormaterial	CdTe
Sensordicke [mm]	0,75
Pixelgröße [mm]	0,1
Detektorfläche [mm²]	102,4 x 51,2
Framerate [Hz]	10
Frames pro Projektion	40
Belichtungszeit pro Projektion [s]	4
Anzahl der Projektionen	971
Max. Einstrahlwinkel	± 40,3°
le-Schwellwert LT	$20\ (a.u.) \cong 21\ keV$
he-Schwellwert HT	$150\ (a.u.) \cong 52\ keV$

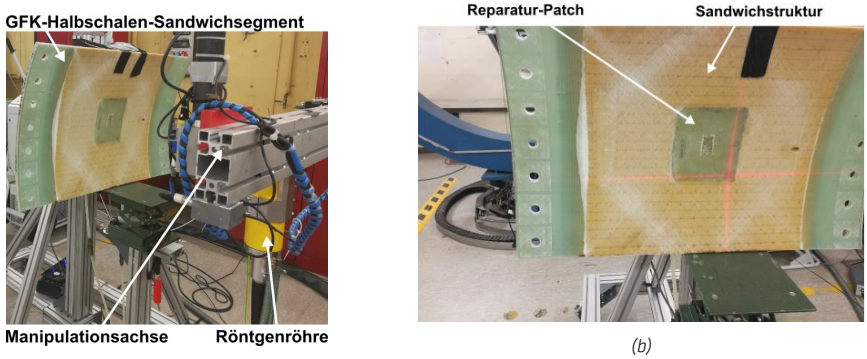


Abbildung 93: (a) Setup für Dual-Energy Laminographie an einem Halbschalen-Sandwichsegment eines Windenergierotorblatts aus GFRP. (b) Untersuchte Reparaturstelle am Rotorblatt.

Da im Fall der GFRP-Halbschale die beiden Materialien bekannt sind, nämlich Glas(-faser) und Epoxidharz, bietet sich als Dual-Energy Verfahren die Basismaterial-Dekomposition (BMD, engl. *basis material decomposition*, siehe Kapitel 4.1.1) an, da der Algorithmus die Definition von zwei Basismaterialien voraussetzt, welche anschießend aus den Projektionsdaten der zwei Energiefenster rekonstruiert werden. Pixelweise wird für jedes Energiefenster j eine Kalibrierfunktion $p^j(t_G, t_E)$ aus gemessenen Stützstellen ermittelt (Abbildung 94), welche die mit dem PCD gemessenen und logarithmierten Intensitäten $ln(I^j/I_0^j)$ einer Kombination aus verschiedenen durchstrahlten Materialstärken t der Basismaterialien Glas G und Epoxidharz E entsprechend Gleichung (73) zuordnet.

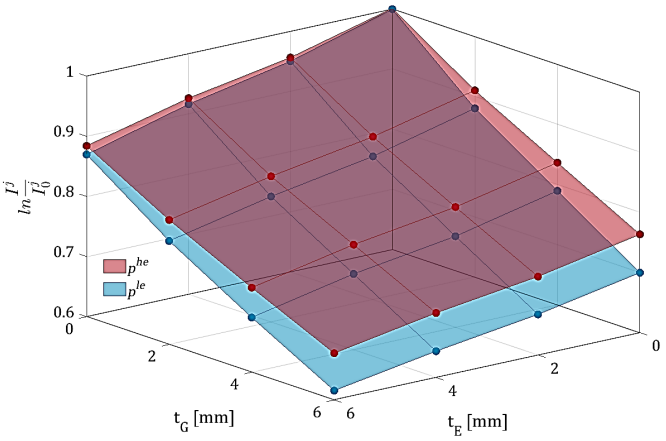


Abbildung 94: Kalibrierfunktionen p^j eines Beispielpixels für die BMD von Epoxidharz und Glasfaser.

Die in Abbildung 94 dargestellten Kalibrierfunktionen entsprechen dem Gleichungssystem aus Gleichung (74).Diese werden per Regression durch je eine Funktion approximiert, sodass je Pixel das Gleichungssystem gelöst werden kann. Die nummerische Lösung des invertierten Gleichungssystems aus Gleichung (76) liefert den gesuchten Lösungsvektor $\vec{t}$ der Materialstärken.

Für den vorliegenden Anwendungsfall werden drei verschiedene Funktionen untersucht, welche als Näherung der Kalibrierfunktion dienen: zwei Polynome (122) und (123), sowie eine konische Funktion (124, nach [82]):

$$p^j = c_0 + c_1 t_G + c_2 t_E \tag{122}$$

$$p^j = c_0 + c_1 t_G + c_2 t_E + c_3 t_G^2 + c_4 t_G t_E + c_5 t_E^2 \tag{123}$$

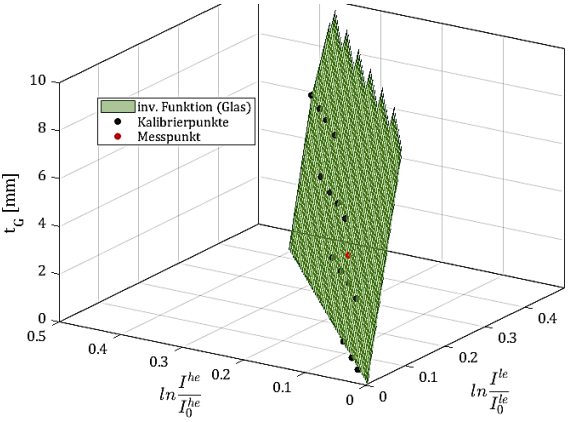
$$p^j = \frac{c_0 + c_1 t_G + c_2 t_E + c_3 t_G^2 + c_4 t_G t_E + c_5 t_E^2}{1 + c_6 t_G + c_7 t_E} \tag{124}$$

mit

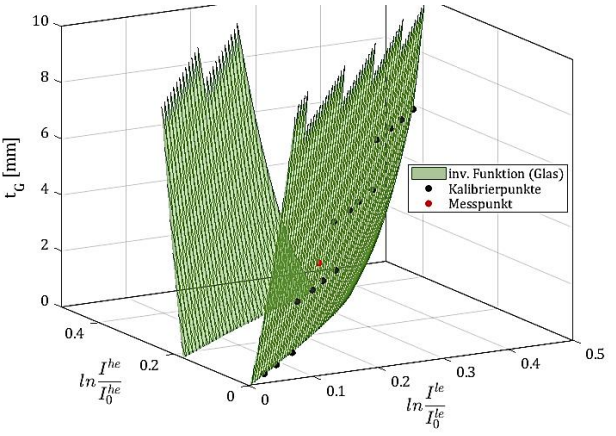
$$\vec{c} = \begin{cases} \vec{a} & \text{für} \quad p^{le} \\ \vec{b} & \text{für} \quad p^{he} \end{cases} \tag{125}$$

Die per nicht-linearer Regression (Levenberg-Marquardt-Algorithmus [157, 158]) ermittelten inversen Funktionen des Gleichungssystems aus (76) sind für diese drei Fälle am Beispiel eines Pixels in Abbildung 95 (Glas) und Abbildung 96 (Epoxidharz) dargestellt. Die schwarzen Punkte sind die Stützstellen der Kalibrierung, der rote Punkt entspricht dem in dem Beispielpixel errechneten Wert der Materialstärke $t_{G,E}$ für das gemessene Wertepaar der Intensitäten $\left(p^{le} \middle| p^{he}\right)$. Auffallend ist die starke Steigung dieser Funktionen im Bereich der Stützstellen. Das sich daraus ergebende instabile System hat zur Folge, das kleine Messabweichungen der Intensität p^j aufgrund von Rauschen, unzureichendem Detektorabgleich, Temperaturschwankungen etc. in großen Abweichungen der rekonstruierten Materialstärke resultieren. Speziell die konische Funktion weist für den betrachteten Pixel und beide Basismaterialien des vorliegenden Anwendungsfalls sogar Polstellen in der Umgebung der Stützstellen auf.

(a)



(b)



(c)

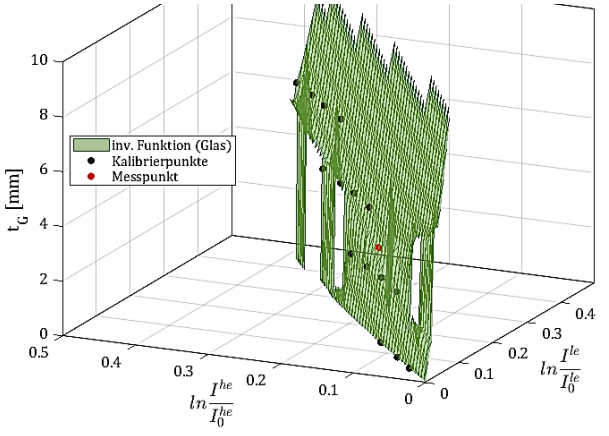
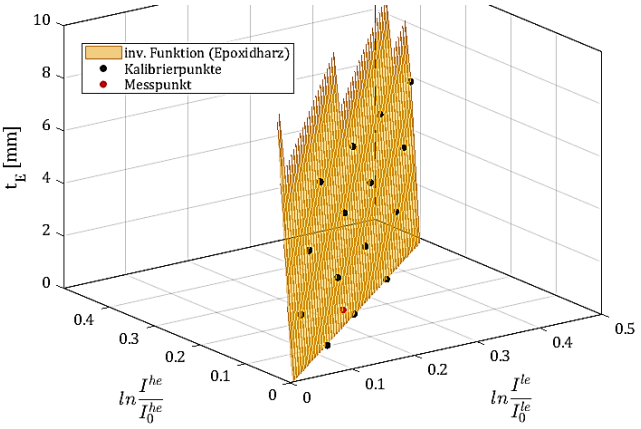
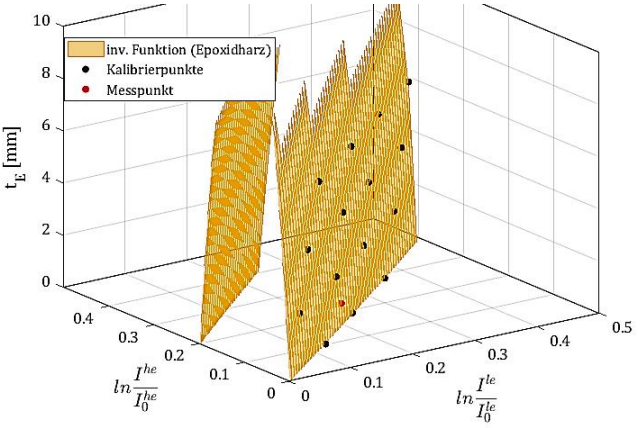


Abbildung 95: Inverse Regressionsfunktionen (Beispielpixel) zur Berechnung der Materialdicke von Glas in Abhängigkeit der log. Intensitäten (le und he). (a) Polynom 1. Grades, (b) Polynom 2. Grades, (c) konische Funktion. Die schwarzen Punkte entsprechen den Stützstellen der Kalibrierung, der rote Punkt stellt den Messpunkt dar.

(a)



(b)



(c)

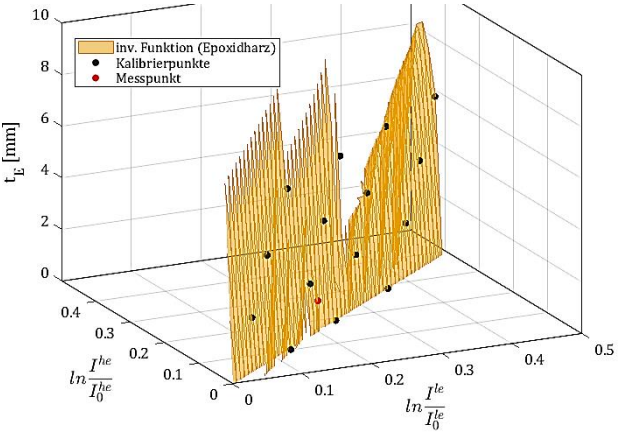


Abbildung 96: Inverse Regressionsfunktionen (Beispielpixel) zur Berechnung der Materialdicke von Epoxidharz in Abhängigkeit der log. Intensitäten (le und he). (a) Polynom 1. Grades, (b) Polynom 2. Grades, (c) konische Funktion. Die schwarzen Punkte entsprechen den Stützstellen der Kalibrierung, der rote Punkt stellt den Messpunkt dar.

Betrachtet man für die in den Abbildungen 95 und 96 dargestellten Funktionen die Güte der Regression, ausgedrückt durch die Summe der Quadrate der Residuen SQR und das Bestimmtheitsmaß R^2, so wird mit zunehmender Komplexität der Regressionsfunktion auch eine höhere Güte der Anpassung erreicht (Tabelle 20):

$$SQR = \sum_{k=0}^{n} (y_k - \hat{y}_k)^2 \tag{126}$$

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{k=0}^{n} (y_k - \hat{y}_k)^2}{\sum_{k=0}^{n} (y_k - \bar{y})^2} \tag{127}$$

y_k beschreibt die k-te Stützstelle von insgesamt n Stützstellen, $\bar{y}$ den Mittelwert dieser Stützstellen und $\hat{y}_k$ den durch die Regression ermittelten Schätzwert.

Tabelle 20: Parameter zur Bewertung der Regressionsgüte an einem Beispielpixel

Basis-material	**Polynom Grad 1**		**Polynom Grad 2**		**konisch**	
	SQR	R^2	SQR	R^2	SQR	R^2
Glas	2,527	0,9684	0,124	0,9985	0,093	0,9988
Epoxidharz	5,308	0,9337	0,641	0,9920	0,546	0,9932

Die hohe Güte der Regression berücksichtigt allerdings nicht die Stabilität der gesamten Funktion wie z.B. etwaige Polstellen in der Nähe der Stützstellen im Fall der konischen Funktion. Diese Instabilität hat ein hohes Rauschen („*Salt & Pepper*“) sowie teilweise undefinierte Pixelwerte (NaN) zur Folge.

Aus diesen Gründen sind die Ergebnisse der Regression mit dem Polynom 2. Grades und der konischen Funktion für das vorliegende Beispiel ungeeignet. Die Rekonstruktion der Basismaterialien Glas und Epoxidharz in dem laminographischen Datensatz erfolgt daher mithilfe eines Polynoms 1. Grades.

Abbildung 97 zeigt für alle drei Teilabbildungen dieselbe rekonstruierte Schicht im laminographischen Datensatz nahe der vorderen Decklage. Die Teilabbildungen enthalten die einfache Laminographie sowie die mithilfe der BMD rekonstruierten Laminographien der Basismaterialien Glas und Epoxidharz. Dabei gilt, je höher die dargestellte Intensität in der Laminographie, desto höher ist der Anteil des entsprechenden Basismaterials an dieser Stelle. Die auffallend starken Artefakte in Abbildung 97a verhindern eine genaue Analyse dieser und umliegender Bereiche im Datensatz. Diese Artefakte können durch die BMD deutlich verringert werden. Die Ortsauflösung des Detektors ist allerdings nicht hinreichend hoch, um die feinen Glasfasern einzeln aufzulösen. Stattdessen sind in Abbildung 97b eher die Lücken zwischen den einzelnen Glasfaserbündeln als dunkele Streifen sichtbar. Dies gilt ebenso für Abbildung 97a, wo man die feinen hellen Linien fälschlicherweise als Glasfasern identifizieren könnte. Die in Abbildung 97c präsenten dunklen Flecken stellen Hohlräume in der Harzmatrix dar, welche aufgrund der Überlagerung durch die Glasfasern in Abbildung 97a nicht in diesem Ausmaß erkennbar sind.

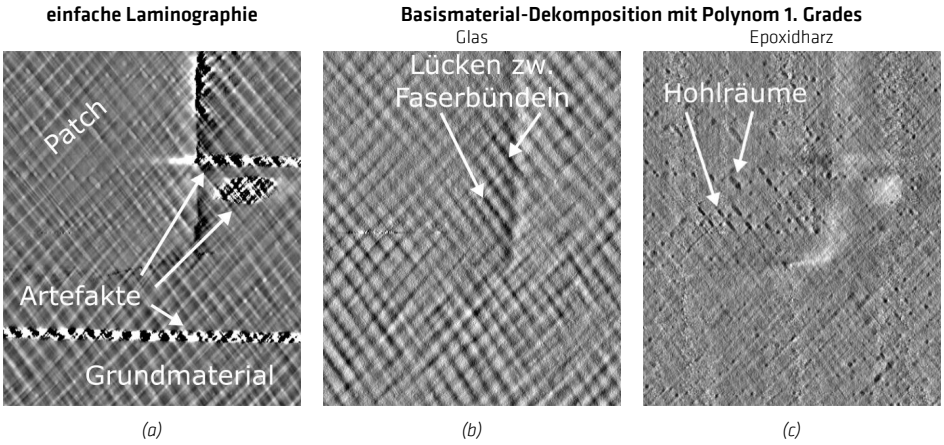


Abbildung 97: Rekonstruierte Schicht nahe der vorderen Decklage. (a) einfache Laminographie und Ergebnis der BMD für (b) Glas und (c) Epoxidharz. Helle Stellen markieren einen hohen Anteil des Basismaterials.

Die in Abbildung 98 dargestellte Schicht befindet sich im Inneren der Halbschalen-Sandwichstruktur. Im Fall der einfachen Laminographie wird aufgrund der Artefakte nicht klar, ob der Rand des Reparatur-Patches und die rechts davon befindliche Bohrung mit Harz gefüllt sind, oder nicht. Erst in der Rekonstruktion des Epoxidharzanteils wird deutlich, dass die Bohrung vollständig und der Rand des Patches nur teilweise mit Harz gefüllt sind. Statt des Harzes befinden sich Teile vom Schaumstoff des Patches dort, wo eigentlich eine mit Harz gefüllte Lücke sein sollte.

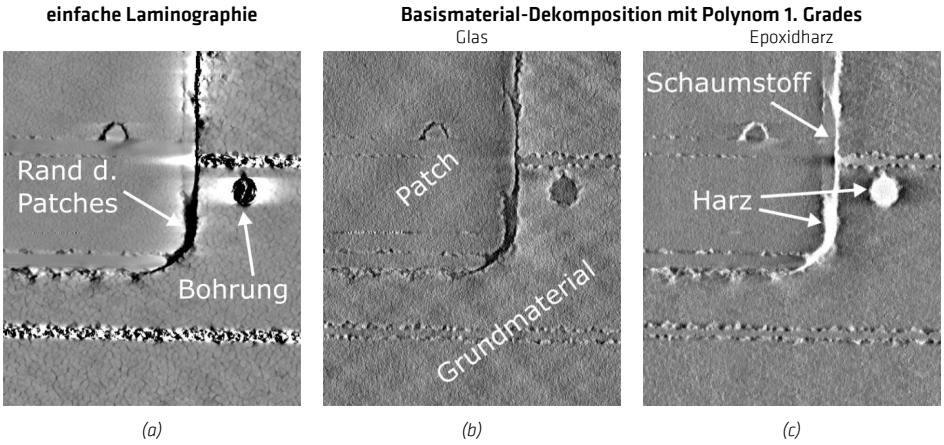


Abbildung 98: Rekonstruierte Schicht in der Mitte des Halbschalensegments. (a) einfache Laminographie und Ergebnis der BMD für (b) Glas und (c) Epoxidharz. Helle Stellen markieren einen hohen Anteil des Basismaterials.

Die Schicht nahe der hinteren Decklage (Abbildung 99) enthüllt, dass für die Reparatur des Patches eine zusätzliche Lage Glasfasergelege verwendet wurde. Sowohl in Abbildung 99a als auch in Abbildung 99b ist ein Glasfaseranteil nur im Beriech des Patches erkennbar. In Abbildung 99c erkennt man, dass in dieser Schicht sowohl Rand des Patches als auch die Bohrung vollständig mit Harz gefüllt sind.

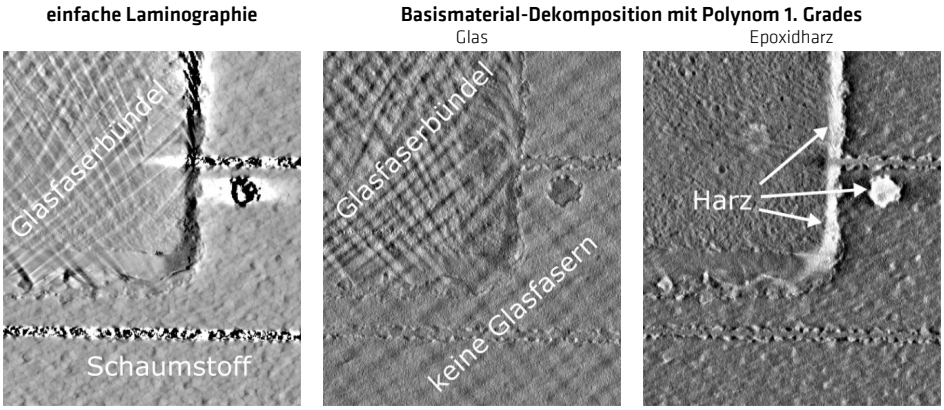


Abbildung 99: Rekonstruierte Schicht nahe der hinteren Decklage. (a) einfache Laminographie und Ergebnis der BMD für (b) Glas und (c) Epoxidharz. Helle Stellen markieren einen hohen Anteil des Basismaterials.

Um zu demonstrieren, wie sehr die BMD die Artefakte in der Laminographie reduzieren kann, ist in Abbildung 100 ein Vergleich der Querschnitte durch die laminographischen Datensätze gezeigt. Im Fall der Rekonstruktion der einfachen Laminographie überlagern speziell die Artefakte der Bohrung in der XY-Ebene ein Großteil des Querschnitts und verhindern somit eine Bewertung des Bauteils in diesem Bereich. Diese Artefakte sind in der Epoxidharz-Rekonstruktion stark reduziert. Dort (Abbildung 100b) wird in der XY-Ebene auch deutlich, dass die Bohrung über ihre gesamte Tiefe mit Harz gefüllt ist. In den dargestellten Querschnitten durch die XY- und die YZ-Ebene wird ebenso deutlich, dass der Rand des Patches nicht über die gesamte Tiefe mit Harz gefüllt ist, sondern sich im vorderen Teil (in y-Richtung) Schaumstoff befindet und der Patch somit nicht gleichmäßig von Harz umschlossen ist.

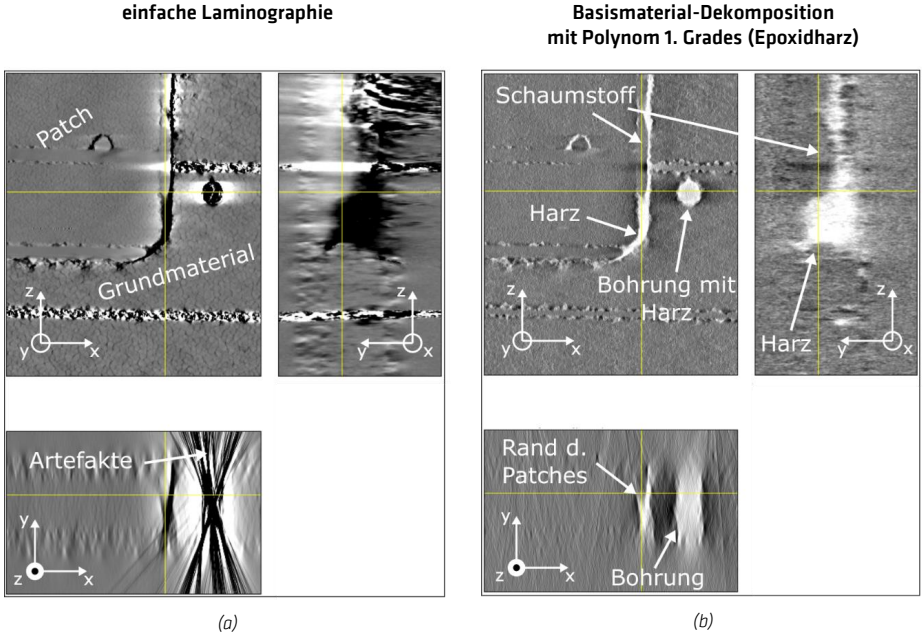


Abbildung 100: Querschnitte durch die rekonstruierten laminographischen Datensätze für (a) die Rekonstruktion der einfachen Laminographie und (b) für die Epoxidharz-Rekonstruktion. Helle Stellen markieren einen hohen Anteil des Basismaterials.

Anhand der BMD am Beispiel eines Halbschalen-Sandwichsegments aus GFRP konnte gezeigt werden, dass eine Zerlegung des laminographischen Datensatzes mithilfe der Energieschwellwertsetzung des PCD in die beiden Basismaterialien Glas und Epoxidharz möglich ist. Die Unterdrückung von störenden Artefakten in der Laminographie und die materialaufgelöste Darstellung stellen wertvolle ergänzende Informationen für die Beurteilung von Schädigungen in faserverstärkten Kunststoffen bereit, welche mithilfe einer normalen laminographischen Rekonstruktion nicht gewonnen werden können.

7.4 Zusammenfassung – Mehrenergie-Anwendungen

In diesem Kapitel wurde untersucht, inwieweit mithilfe der detektorinternen Energieschwellwertsetzung eine Materialdiskriminierung in Abhängigkeit vom radiographischen Verfahren, vom Material und von der verwendeten Methode der Datenanalyse erreicht werden kann. Dabei kamen u.a. zwei Verfahren der explorativen und multivarianten Datenanalyse zum Einsatz, welche z.B. auch im Beriech des maschinellen Lernens Anwendung finden.

Im Fall der Radiographie eines dünnen Fe- und eines dicken Al-Stufenkeils konnte gezeigt werden, dass mithilfe einer Hauptachsentransformation eine materialstärkenunabhängige Unterscheidung der beiden Materialien eindeutig möglich ist, während diese in der konventionellen Radiographie nicht unterscheidbar sind.

Zwar ist die Diskriminierbarkeit verschiedener Materialien in einer CT bereits inhärent wesentlich höher als bei einer Radiographie, aber es gibt Materialien, deren Schwächungskoeffizienten sich im klassischen ZfP-Energiebereich nur sehr geringfügig unterscheiden. Anhand einer energieaufgelösten CT mit zwei Energiefenstern und einer gewichteten logarithmischen Subtraktion konnte zunächst gezeigt werden, dass der Kontrast zwischen mehreren Materialien durch die Wahl eines geeigneten Wichtungsfaktors minimiert werden kann, sodass eine gezielte Analyse ausgewählter Materialien erleichtert wird. Außerdem konnte anhand eines dichtebasierten Clusteranalyseverfahrens und einer CT mit fünf Energiefenstern gezeigt werden, dass eine eindeutige Diskriminierung selbst zwischen Materialien mit ähnlichem Schwächungskoeffizient möglich ist.

Auf Basis einer Laminographie konnte anhand eines glasfaserverstärkten Rotorblatts gezeigt werden, dass mithilfe der spektralauflösenden Detektortechnik und des Verfahrens der Basismaterial-Dekomposition eine Materialdiskriminierung zwischen Glasfasern und Epoxidharzmatrix erreicht werden kann. Diese Unterscheidbarkeit von Glas und Epoxidharz hat im Fall des vorgeschädigten und anschließend reparierten Rotorblatts zu einer deutlich gesteigerten Erkennbarkeit von Fehlern im Bereich der Reparaturstelle geführt. Auch konnten störende Artefakte, welche durch den eingeschränkten Winkelberiech der Laminographie entstehen, stark reduziert werden, sodass eine Auswertung der durch Artefakte verdeckten Bildbereiche möglich war.

8 Fazit

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Technik der photonenzählenden und spektralauflösenden Detektoren im Hinblick auf Anwendungsmöglichkeiten in der ZfP zu analysieren. Dazu wurde zunächst der vorliegende Detektor hinsichtlich der Energieauflösung und der Homogenität der Energieantwort untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass jede der 16 einzelnen Detektorkacheln sehr unterschiedlich auf das einfallende Spektrum reagiert. Die Ursache liegt in der Detektorarchitektur, da Nichtlinearitäten und kapazitive Unterschiede zwischen den Ladungsverstärkern des ASIC, eine toleranzbehaftete Fertigung und Positionierung der CMOS-Pixelmatrix sowie Unregelmäßigkeiten im Widerstand oder in der Dotierung des Halbleitermaterials zu Unterschieden in der der Signalantwort einzelner Detektorpixel oder -kacheln führen. Auch Temperaturunterschiede oder mechanische Spannungen können ursächlich für Abweichungen in der Empfindlichkeit zwischen Pixeln oder größeren Detektoreinheiten, wie Kacheln, sein [59, 60]. In der Regel können diese Abweichungen durch einen entsprechenden Detektorabgleich sowohl in Bezug auf den Verstärkungsfaktor als auch auf das spektrale Antwortspektrum ausgeglichen werden [61–64]. Dazu ist allerdings eine kachel-, oder besser, pixelweise Schwellwertsetzung notwendig, die bei dem vorliegenden CdTe-Detektor nicht möglich ist. Bei diesem Detektor können nur globale Energieschwellwerte gesetzt werden, was für jedes Pixel und für jede Kachel eine andere Grenzenergie zur Folge hat. Dies führt dazu, dass der Betrag der Energieschwellwerte zwischen den einzelnen Detektorkacheln um ca. 12 % variiert. Die Bestimmung der Energieauflösung einer einzelnen Detektorkachel anhand des Isotops ^{241}Am mithilfe eines Schwellwertscans lieferte ein Ergebnis von ca. 32 % bei 60 keV. Die Kombination aus der Varianz der Detektorkacheln untereinander und der geringen Energieauflösung einer einzelnen Detektorkachel führt zu einer Gesamtunsicherheit der spektralen Detektorantwort von ca. 44 %.

Trotz dieser geringen Energieauflösung und des kleinen einstellbaren Energieschwellwertbereichs (20 – 75 keV) des Detektors war es in dieser Arbeit möglich, die Energieschwellwerte so einzusetzen, dass sowohl konventionelle ZfP-Anwendungen, wie die Radiographie, Laminographie oder CT von z.B. faserverstärkten Kunststoffen, ebenso profitieren konnten wie Mehrenergie-Anwendungen, bei denen eine Materiadiskriminierung im Fokus steht.

Die Auswirkungen der intrinsischen Eigenschaften photonenzählender Technik, wie direkte Konvertierung der Röntgenstrahlung in elektrische Signale, die Unterdrückung des elektronischen Untergrundsignals und die dadurch erreichbare Kontrastempfindlichkeit im Röntgenbild, konnte anhand von Untersuchungen demonstriert werden. Es ist möglich, mit einem photonenzählenden Detektor Messungen über einen langen Zeitraum (mehrere Minuten bis hin zu Stunden) bei einer sehr geringen Dosisleistung (hier: ca. 4 Photonendetektionen pro Pixel und Sekunde) durchzuführen, ohne einen Verlust an Bildqualität hinnehmen zu müssen. Auf diese Weise konnte gezeigt werden, dass bei einer Durchstrahlung von 70 mm Stahl und einer entsprechend geringen Dosisleistung am Detektor nach einer Belichtungszeit von 40 min die Bildgüteklasse B (nach ISO 17636-2, [102]) erreicht werden kann. Auch Untersuchungen von Schädigungen in Leichtbauwerkstoffen, wie Faserverbundwerkstoffe, profitieren vom Einsatz der photonenzählenden Technik, da diese Detektoren eine sehr geringe innere Unschärfe und einen großen Dynamikbereich aufweisen und so sehr scharfe und kontrastreiche Bilder liefern.

Durch die detektorinterne Energieschwellwertsetzung konnte weiterhin gezeigt werden, welche Vorteile sich aus dem Einsatz photonenzählender Detektoren auch für nicht materialdiskriminierende ZfP-Anwendungen ergeben. So konnte der Anteil der detektierten, aber nicht bildzeichnenden Streustrahlung im Röntgenbild mithilfe der Energieschwellwertsetzung um bis zu 20 %, im Vergleich zu klassischer Detektortechnik, verringert werden. Der dadurch gewonnene Zuwachs an Kontrast zwischen Strukturen im rekonstruierten CT-Datensatz beträgt bis zu 17 %. Weitere CT-Artefakte, welche sich durch polychromatische Röntgenspektren ergeben (sog. Aufhärtungsartefakte), konnten signifikant

durch den Einsatz von Energieschwellwerten reduziert werden (Mittlere quadratische Abweichung um bis zu Faktor 1000 geringer).

Hinsichtlich der Frage nach der Diskriminierbarkeit verschiedener Materialien konnte gezeigt werden, dass mithilfe der internen Energieschwellwertsetzung des Detektors und geeigneter Datenanalysemethoden eine eindeutige Materialdiskriminierung bei verschiedenen radiographischen Verfahren möglich ist. So wurde eine materialaufgelöste Laminographie eines glasfaserverstärkten Kunststoffbauteils durchgeführt. Das untersuchte Halbschalen-Sandwichsegment eines Rotorblatts von einer Windenergieanlage enthält eine Reparaturstelle, deren Integrität maßgeblich von der Qualität der Anbindung an die Grundstruktur beeinflusst wird. Mithilfe der materialaufgelösten Laminographie konnten zum einen Artefakte aus der Laminographie wirkungsvoll unterdrückt werden, welche durch den inhärent eingeschränkten Winkelbereich zustande kamen. Zum anderen konnte eine klare Trennung zwischen Epoxidharz, Glasfasern sowie des enthaltenen Schaumstoffkerns erreicht werden. Anhand dieser Materialtrennung war es möglich, eine unvollständige Anbindung der Reparaturstelle an die Grundstruktur zu identifizieren, welche bei einer einfachen Laminographie wahrscheinlich unentdeckt geblieben wäre. Darüber hinaus konnten Hohlräume in der Epoxidharzmatrix detektiert werden, deren Signal in der einfachen Laminographie von Artefakten und dem Signal der Glasfasern überlagert wird. Dieser Gewinn an Information durch die Materialdiskriminierung mithilfe der internen Energieschwellwertsetzung führt somit zu einer verbesserten Aussagefähigkeit des Untersuchungsergebnisses, was letztendlich eine gesteigerte Betriebssicherheit von Windenergieanlagen zur Folge hat. Neben der materialaufgelösten Laminographie wurden auch andere röntgentechnische Verfahren wie Radiographie und CT im Hinblick auf eine Materialdiskriminierbarkeit geeigneter Probekörper untersucht. Dabei kamen auch Verfahren der multivariaten Datenanalyse zum Einsatz, welche u.a. auch im Bereich des maschinellen Lernens eingesetzt werden. So konnte mithilfe einer Hauptachsentransformation am Beispiel einer Radiographie von zwei Stufenkeilen eine eindeutige Materialtrennung zwischen Al und Fe erreicht werden. Unter Verwendung einer Clusteranalyse mit mehreren Energiefenstern konnte sogar eine eindeutige Materialtrennung zwischen sechs verschiedenen Materialien in einer CT erreicht werden, wobei die Schwächungskoeffizienten dieser Materialien teilweise sehr nah beieinander liegen (z.B. Al und Si) und daher in einer einfachen CT nur schwierig voneinander zu trennen sind. Abgesehen von den in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren zur Materialdiskriminierung, existieren unzählige weitere Algorithmen, welche, angepasst auf den jeweiligen Anwendungsfall, eine Trennung von verschiedenen Materialien ermöglichen oder sogar materialspezifische Parameter (wie Dichte oder Kernladungszahl) rekonstruieren. Viele dieser Algorithmen (z.B. ρZ-Projektion [40] oder Maximum-Likelihood-Methoden [159]) sind allerdings auf eine hinreichend genaue Energieauflösung bzw. Schwellwertsetzung angewiesen, weshalb die Implementation dieser Algorithmen auf Grundlage des vorhandenen CdTe-Detektors kein brauchbares Ergebnis lieferte.

Neben diesen Vorteilen hat die photonenzählende Technik auch nachteilige Eigenschaften. So hat jede Energieschwellwertsetzung immer eine Einbuße an detektierten Photonen und somit an SNR zur Folge. Dies führt dazu, dass Röntgenbilder mit einem SNR, welches vergleichbar mit konventioneller indirekt detektierender Technik wäre, immer eine längere Belichtungszeit erfordern würden. Durch den Einsatz geeigneter (digitaler) Filter könnte das Rauschen reduziert werden, was aber wiederum eine geringere Bildschärfe zur Folge hätte. Darüber hinaus erfordert die Handhabung dieser Detektortechnik vertieftes Verständnis der zugrunde liegenden physikalischen Prozesse, um die, im Vergleich zu konventioneller Technik, gestiegene Anzahl an Freiheitsgraden optimal einzustellen und so die Leistungsfähigkeit dieser Detektoren vollständig ausnutzen zu können. Auch sind nicht alle Röntgenquellen für den Einsatz mit photonenzählenden Detektoren geeignet. So wurde der Einsatz von gepulsten Strahlenquellen im Zusammenspiel mit photonenzählender Technik im Hinblick auf die erreichbare Bildqualität untersucht. Da aber die Photonendichte eines jeden Pulses der gepulsten Strahlenquelle so hoch ist, dass innerhalb der Totzeit des Detektors mehrere hundert Photonen auftreffen, kommt es zum

sog. *Pile-up*-Effekt. Dieser Effekt hat zur Folge, dass das Signal der vielen hundert Photonen als lediglich ein einziges Ereignis registriert wird und daher auch die Energieinformation der einzelnen Photonen nicht korrekt abgebildet werden kann. Aufgrund dieses Effekts und der sich daraus ergebenden geringen Photonenstatistik sind photonenzählende Detektoren nicht für den Einsatz mit gepulsten Strahlenquellen geeignet; im Gegensatz zu konventioneller Detektortechnik, bei der das Integral der einfallenden Energie detektiert wird, sodass eine ausreichend hohe Bildqualität auch mit gepulsten Strahlenquellen erreicht werden kann.

Zusammengefasst lässt sich festhalten, dass in dieser Arbeit die grundlegenden Eigenschaften photonenzählender Detektortechnik untersucht und deren Auswirkungen anhand von Anwendungsbeispielen demonstriert werden konnten. Es wurde erfolgreich gezeigt, welche Möglichkeiten sich durch den Einsatz von photonenzählender Detektortechnik in der ZfP ergeben. Der Informationsgewinn bei der Prüfung von Werkstoffverbunden durch die spektrale Auflösung führt, selbst bei einem Detektor mit einer Energieauflösung von mehr als 40 % und unabhängig vom angewandten radiographischen Verfahren, zu einer verbesserten Gesamtaussagekraft und somit Zuverlässigkeit der ZfP mit radiologischen Methoden. Selbst klassische radiographische Verfahren können von den Eigenschaften dieser Detektortechnik profitieren.

9 Ausblick

Der begrenzende Faktor für die Genauigkeit einer Materialdiskriminierung ist die Energieauflösung des Detektors. Um sie gegenüber dem hier untersuchten Stand zu verbessern, ist eine Optimierung der Detektorelektronik und -architektur notwendig. Diese muss u.a. eine Verringerung der Toleranzen in den Ladungsverstärkern bzw. -komparatoren beinhalten, eine homogene und stabile Temperaturverteilung realisieren, sowie vor allem eine kachel- bzw. pixelweise Schwellwertsetzung zulassen. Die so erreichbare Stabilität und Homogenität der Energieantwort des gesamten Detektors und die Verbesserung der Energieauflösung ermöglichen eine wesentlich genauere und sogar quantifizierbare Materialdiskriminierung, welche mit dem vorliegenden Detektor nicht realisierbar ist. Um auch Materialien höherer Dichte und Kernladungszahl zuverlässig trennen zu können, ist über eine genaue und konstante Energieschwellwertsetzung hinaus auch eine Vergrößerung des Energiebereichs der einstellbaren Schwellwerte notwendig. Der verfügbare Energieschwellwertbereich des vorhandenen CdTe-basierten Detektors von ca. 20 – 70 keV ist für die Trennung leichter Materialien ($Z < 14$) gerade eben ausreichend groß, wie in dieser Arbeit gezeigt werden konnte. Für Hochenergieanwendungen im MeV-Bereich wäre eine Schwellwertsetzung bis ca. 500 keV notwendig, sodass z.B. auch Materialien bei der Bauwerksprüfung (verschiedene Betone und Metalle) getrennt werden können.

Ergänzend zu den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen und Analysen, können weitere Experimente im Hinblick auf die Charakterisierung und Validierung der Performance von photonenzählenden Detektoren durchgeführt werden. In Bezug auf die Strahlungsaufhärtung bei einer CT ist ein abschließender Vergleich zwischen der Aufhärtungskorrektur mittels photonenzählender Technik per Energieschwellwertsetzung und konventioneller Detektortechnik mittels iterativen Korrekturalgorithmen sinnvoll, um eine allgemeingültige Aussage über die Qualität der Aufhärtungskorrektur treffen zu können.

Weiterhin sind die Analysemöglichkeiten der in Kapitel 6.5 vorgestellten Datensätze unterschiedlicher ZfP-Verfahren sicherlich noch nicht erschöpft. Da alle Messdaten an denselben Proben im selben Bereich erhoben wurden, wäre eine Fusion dieser Daten möglich, um auf diese Weise eine Kombination aller Datensätze effektiv zu nutzen, sodass eine valide Aussage über den Zustand der Proben getroffen werden kann. Dies könnte mit Methoden der multivariaten Datenanalyse geschehen, wie sie auch beim maschinellen Lernen eingesetzt werden. Die Fusion von spektralaufgelösten radiographischen Daten mit anderen ZfP-Sensordaten wäre in der Lage, die Zuverlässigkeit der ZfP von Werkstoffverbunden oder anderen Materialien signifikant zu verbessern (wie z.B. in [85] beschrieben). Eine Hauptachsentransformation oder eine Clusteranalyse bilden dabei vielversprechende Ansätze.

Die große Anzahl an Freiheitsgraden, welche beim Einsatz von photonenzählender Technik in der materialdiskriminierenden Röntgenprüfung existiert, macht es für den Endanwender schwierig, einen optimalen Parametersatz für die aktuelle Prüfaufgabe zu finden. Um ein optimales CNR zwischen zwei Materialien im Röntgenbild zu erreichen, kann im Vorfeld der Messung eine simulative und multi-dimensionale Optimierung durchgeführt werden. Die Haupteinflussfaktoren auf die Materialdiskriminierbarkeit bei einer gegeben Prüfaufgabe sind: Röhrenspannung, Material zur Vorfilterung des Spektrums, Dicke des Vorfilters und die zu setzenden Energieschwellwerte. Ein globaler Optimierungsalgorithmus wäre in der Lage, dem Endanwender einen Parametersatz zur Verfügung zu stellen, mit dem die vorliegende Prüfaufgabe optimal gelöst werden kann. Der kritische Punkt bei dieser Optimierung ist das Detektormodell, welches der Simulation zugrunde liegt. Das derzeit in der Simulationssoftware *aRTist* enthaltene Detektormodell muss um eine spektrale Empfindlichkeit ergänzt werden, um eine sinnvolle Parameteroptimierung zu erzielen. Die bereits durchgeführten Simulationen konnten daher messtechnisch bis jetzt nicht validiert werden.

Um generell eine Evaluierung der Zuverlässigkeit der ZfP mithilfe photonenzählender Detektoren zu erreichen, könnte beispielsweise eine sog. Multi-Parameter POD-Studie („*probability of detection*" = Auffindwahrscheinlichkeit, [160]) durchgeführt werden. Dies kann zunächst auch auf Basis einer Simulation realisiert werden, welche anschließend messtechnisch validiert werden müsste. Vorausgesetzt ist jedoch auch hier ein hinreichend genaues und praktisch validiertes Detektormodell.

Zusätzlich zu den in dieser Arbeit aufgeführten Anwendungsgebieten und -möglichkeiten ergeben sich auf Grundlage der erfolgreichen Demonstration der photonenzählenden Detektortechnik im Hinblick auf die Anwendbarkeit in der ZfP, viele weitere Einsatzmöglichkeiten, wie z.B. der Einsatz von energieaufgelöster Röntgenrückstreutechnik in der additiven Fertigung. So können beispielsweise beim sog. selektiven Laserschmelzen während des Fertigungsprozesses eine Reihe verschiedener Fehler auftreten, welche mithilfe unterschiedlicher ZfP-Verfahren (z.B. CT) im Nachhinein (ex-situ) detektier- und charakterisierbar sind. Eine in-situ ZfP-Methode aber könnte die Fehlstellen kurz nach ihrer Entstehung erkennen und dies dem System rückmelden, sodass diese Stellen bereits während des Fertigungsprozesses repariert werden könnten. Das zurzeit vielversprechendste Verfahren ist dabei die Thermographie, welche den Erstarrungs- und Abkühlprozess des aufgeschmolzenen Pulvers überwacht [161] und bei Unregelmäßigkeiten Alarm schlägt. Eine weitere Methode bestünde in der Anwendung von energieaufgelöster Röntgenrückstreutechnik, welche Fehlstellen im bereits erstarrten Pulver sichtbar machen soll. Anhand der Energieauflösung ließe sich in Multi-Material-Prozessen eine Materialdiskriminierung erreichen, sodass eine materialselektive Reparatur erfolgen könnte.

Die Technik der photonenzählenden Detektoren entwickelt sich ständig weiter, was sich in der Entwicklung und Implementation neuartiger Funktionalität und verbesserter Stabilität bzw. Qualität der Detektorsysteme widerspiegelt. Die neuesten Chipsätze und Verbindungsprotokolle ermöglichen etwa die Detektion und Diskriminierung verschiedener geladener Teilchen (wie Alpha- oder Betateilchen) bei Bildwiederholraten bis zu mehreren Tausend Bildern pro Sekunde, wodurch sich ebenfalls neue Anwendungsmöglichkeiten ergeben (z.B. spektral- und zeitaufgelöste CT). Der Timepix3-Chip[24] beispielsweise ermöglicht eine Event-basierte Bildgebung, bei der keine einzelnen Bilder (Frames) mehr vom Detektor verarbeitet werden, sondern jedes einzelne Photon oder Teilchen orts-, zeit- und energieaufgelöst registriert wird [162–164].

Von dieser Technik könnte auch ein in der ZfP bislang wenig beachtetes bzw. verwendetes Verfahren, die Röntgenrückstreutechnik, profitieren. Erste eigene Tests zeigen (siehe Anhang), dass anhand eines speziellen Detektors, welcher in der Lage ist, die Energie jedes einzelnen Photons bis auf ca. 2 keV genau zu bestimmen und diese Information darüber hinaus zu visualisieren, eine bildgebende Röntgenfluoreszenzanalyse mithilfe einer Lochblende durchgeführt werden kann. Auf diese Weise wäre es möglich, mithilfe der energieaufgelösten Röntgenrückstreutechnik das zu untersuchende Material exakt zu identifizieren und zu charakterisieren. Auch der Gewinn einer (begrenzten) Tiefeninformation in der Röntgenrückstreutechnik lässt sich mit dieser Methode erreichen. Unter Einsatz mehrerer oder sogar unendlich vieler (bei eventbasierten Detektoren) Energieschwellwerte lassen sich auch über eine entsprechende Farbtransformation der energieaufgelösten Intensitätsinformation (z.B. in den RGB- oder HSV-Farbraum) sog. Farbradiographien erstellen, in denen die Materialinformation farbcodiert enthalten ist.

In Verbindung mit maschinellem Lernen könnten photonenzählende Detektoren, kombiniert mit anderer ZfP-Sensorik, die Qualität und Quantität an Information, welche über ein Bauteil zur Verfügung steht, deutlich erhöhen. Dies wiederum bildet die Grundlage für Anwendungen im Rahmen der sog. Industrie 4.0, wie z.B. die vollständig automatisierte und vernetzte Produktion.

[24] https://medipix.web.cern.ch/technology-chip/timepix3-chip

Anhang

Multienergie-Rückstreuung

Statt wie bei der Transmission den Detektor hinter dem Objekt zu positionieren und so die geschwächte Primärstrahlung zu detektieren, wird bei der Röntgenrückstreutechnik (XBT, engl. *X-ray backscatter technique*) gezielt die gestreute Strahlung detektiert. Die Notwendigkeit zur Anwendung von Röntgenrückstreuung liegt meist am eingeschränkten (z.B. einseitigen) Objektzugang oder an der Größe und Form des zu untersuchenden Objekts. So werden im Bereich der Sicherheitstechnik u.a. Frachtcontainer, LKWs oder sogar ganze Flugzeuge mithilfe der Rückstreutechnik gescannt und nach geschmuggelten Waren oder Personen durchsucht. [165–169]

In der ZfP kommt die XBT vor allem bei Leichtbaustrukturen wie z.B. Flugzeugkomponenten zum Einsatz, da die Emission von gestreuten Photonen im relevanten Energiebereich bei leichten Elementen wie C (und somit bei den meisten Kunststoffen) besonders hoch ist [170]. Daher eignen sich Verbundwerkstoffe wie glas- (GFRP, engl. *glass fiber reinforced polymers*) oder carbonfaserverstärkte Kunststoffe (CFRP, engl. *carbon fiber reinforced polymers*) besonders für die Bildgebung per XBT. Aber auch metallische Strukturen lassen sich mit deren Hilfe auf Fehl- oder Korrosionsstellen hin untersuchen. [171–173]

Das technisch gesehen einfachste Röntgenrückstreuverfahren basiert auf dem Lochkamera Prinzip, welches in der Optik bereits seit der Antike bekannt ist. Dabei wird das zu untersuchende Objekt unkollimierter Röntgenstrahlung ausgesetzt. Die rückgestreute Strahlung wird von einem Matrixdetektor detektiert. Die eigentliche Bildgebung kommt dabei über eine Lochblende, ähnlich der Iris des Auges oder einer Fotokamera, zustande. Das Prinzip ist in Abbildung 101 dargestellt. Wie in der Optik, muss die Lochblende aus einem Material sein, welches für die verwendete Strahlung opak ist. Das bedeutet für die XBT, dass die Blenden aus schweren Elementen wie Cu, Pb oder W sein müssen.

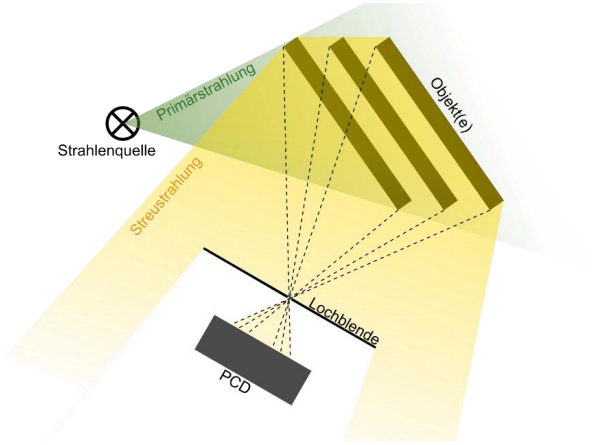


Abbildung 101: Prinzipskizze der Röntgenrückstreuung mit Bildgebung durch das Lochkamera-Prinzip.

Mithilfe der energieauflösenden Eigenschaft eines PCD kann ein Informationsgewinn bei der XBT erreicht werden. Zur Demonstration wird eine gestapelte CFRP-Struktur, bestehend aus drei einzelnen geschädigten Platten, untersucht. In die CFRP-Platten wurden definierte Einschlagschädigungen eingebracht, deren Kontrast durch den Einsatz eines hochabsorbierenden Kontrastmittels (ZnI_2) hervorgehoben werden soll.

Der an dieser Stelle verwendete PCD ist in der Lage mithilfe des Timepix-Chipsatzes[25] die Energie jedes einzelnen einfallenden Röntgenphotons mit einer Energieauflösung von ca. 2 keV zu bestimmen. Um diese Genauigkeit in der Energieauflösung zu erreichen muss der Photonenfluss aber so gering sein, dass die Möglichkeit von *Pile-up* ausgeschlossen ist. Dies wird durch eine hohe Zählrate und einen durch die Röntgenrückstreuung ohnehin niedrigen Photonenfluss erreicht.

Diese Eigenschaft eröffnet die Möglichkeit, in Anzahl und Breite nahezu beliebige Energiefenster zu wählen. Im vorliegenden Fall wurden drei verschiedene Energiefenster gewählt, um die Röntgenfluoreszenz des Kontrastmittels sichtbar zu machen. Das Ergebnis ist eine Art bildgebende Röntgenfluoreszenzanalyse und in Abbildung 102 dargestellt. Die einzelnen Elemente des Kontrastmittels ZnI_2 besitzen jeweils zwei charakteristische Röntgenfluoreszenzpeaks (K_α und K_β) im betrachteten Energiebereich bis 80 keV. Für Zn sind dies $K_{\alpha,Zn} \approx 8\ keV$ und $K_{\beta,Zn} \approx 9\ keV$ sowie für I $K_{\alpha,I} \approx 28\ keV$ und $K_{\beta,I} \approx 33\ keV$. Das Energiefenster zwischen 5 – 9 keV zeigt die Röntgenfluoreszenz von Zn als helle Flecken in der Mitte des Bildes. Das Energiefenster zwischen 24 – 35 keV zeigt die Röntgenfluoreszenz von I als großen hellen Bereich. Im mittleren Energiefenster hingegen wirkt das Kontrastmittel als Absorber für die dahinter gestreuten Röntgenphotonen, daher ist der Bereich des Kontrastmittels dunkel dargestellt. Da die Ortsauflösung der Abbildungen durch die inhärente Verkleinerung (ca. Faktor 3) und eine im Durchmesser 1 mm große Lochblende sehr begrenzt ist, ist die eigentliche Schädigung der Proben mit diesem Setup nicht auflösbar.

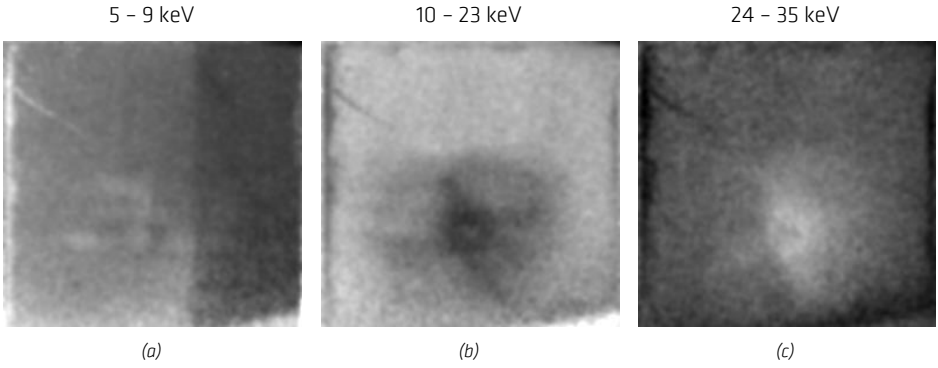


Abbildung 102: Bildgebende Röntgenfluoreszenzanalyse als Ergebnis der Multienergie-Röntgenrückstreuung am Beispiel einer vorgeschädigten CFRP-Probe mit Kontrastmittel (ZnI_2). (a) Röntgenfluoreszenz von Zn ($K_{\alpha,Zn} \approx 8\ keV$ und $K_{\beta,Zn} \approx 9\ keV$). (b) Kontrastmittel als Absorber für rückgestreute Photonen und (c) Röntgenfluoreszenz von I ($K_{\alpha,I} \approx 28\ keV$ und $K_{\beta,I} \approx 33\ keV$).

Neben der Detektion der Röntgenfluoreszenz mittels energieaufgelöster XBT kann auch eine Tiefeninformation gewonnen werden. Da für die in das Objekt eindringenden Primärphotonen und für die nach der Streuung in Richtung des Detektors emittierten Streuphotonen selbstverständlich das energieabhängige Schwächungsgesetz gilt, lässt sich sagen: Je tiefer das Streuzentrum eines Photons im Material liegt, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass es eine hohe Energie bei der Absorption im Detektor deponiert. Um dies zu demonstrieren, wurde das Setup aus Abbildung 101 durch eine Kollimation des Primärstrahls ergänzt (Abbildung 103). Dadurch wird nur ein kleiner Teil der CFRP-Proben von der Röntgenstrahlung erfasst, was zur Folge hat, dass die in Strahlrichtung hintereinander angeordneten CFRP-Proben auf dem Detektor nebeneinander abgebildet werden.

[25] https://medipix.web.cern.ch

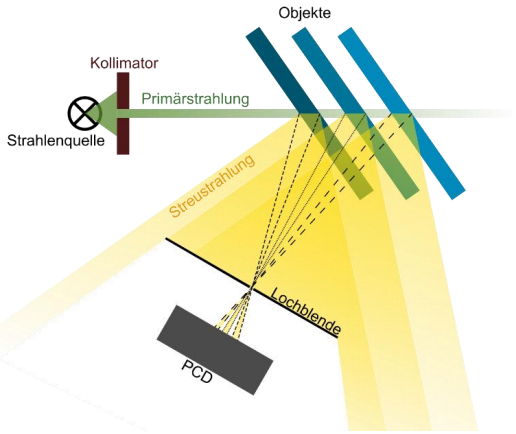


Abbildung 103: Röntgenrückstreuung mit kollimierter Strahlenquelle. Durch die Kollimation der Primärstrahlung werden Teile der in Strahlrichtung hintereinander angeordneten Proben auf dem Detektor nebeneinander abgebildet.

Wählt man nun ein Nieder- und ein Hochenergiefenster, so lässt sich beobachten, dass die beiden in Strahlrichtung hinteren CFRP-Proben nur im Hochenergiefenster abgebildet werden (Abbildung 104). Somit kann über die Wahl des Energiefensters auch eine (begrenzte) Information über die Tiefenlage eines Objekts bzw. einer Fehlstelle gewonnen werden. Wie im unkollimierten Fall in Abbildung 102 ist auch hier die Ortsauflösung durch die verkleinerte Abbildung und die große Lochkamera so begrenzt, dass keine Schädigungen der Proben aufgelöst werden können.

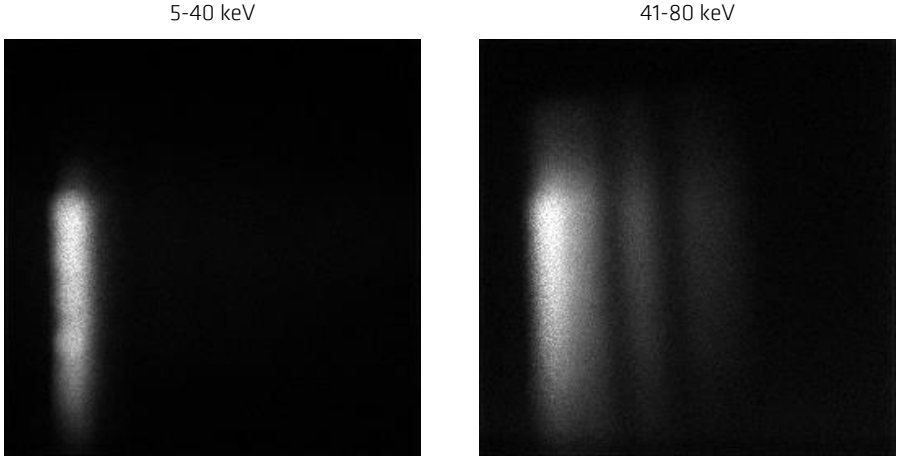


Abbildung 104: Ergebnisse der Multienergie-Röntgenrückstreuung am Beispiel eines Stapels von CFRP-Proben. Kollimation der einfallenden Röntgenstrahlung und Energieauflösung ermöglichen den Gewinn von Tiefeninformation.

Hier konnte gezeigt werden, dass die XBT durch den Einsatz eines geeigneten PCD profitieren kann. Die Detektion der Energie jedes einzelnen Photons mit einer Energieauflösung von ca. 2 keV ermöglicht eine Art bildgebende Röntgenfluoreszenzanalyse und liefert darüber hinaus noch eine begrenzte Tiefeninformation des abgebildeten Objekts. Ein Nachteil dieser Technik ist die lange Messzeit (hier: ca. 1 h pro Messung), da der Photonenfluss der gestreuten Photonen ohnehin sehr gering ist und durch den Einsatz der bildgebenden Lochkamera noch einmal reduziert wird.

Literaturverzeichnis

[1] R. Unnthorsson, M. T. Jonsson, and T. P. Runarsson, "NDT Methods for evaluating carbon fiber composites," in *Proceedings of Composites Testing and Model Identification*, 2004, p. 17.

[2] R. Unnthorsson, "Acoustic Emission Monitoring of CFRP Laminated Composites Subjected to Multi-axial Cyclic Loading," University of Iceland, 2008.

[3] J. Oki, K. Torihara, Y. Kadowaki, and N. Mishima, "A Study on Separating Characteristics of Metals towards Remote Recycling," *Procedia CIRP*, vol. 40, pp. 274–279, Jan. 2016.

[4] U. Zscherpel and U. Ewert, "Industrial Radiography," in *Handbook of X-ray imaging: Physics and Technology*, 1st ed., P. Russo, Ed. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, 2018, pp. 595–617.

[5] H. Aichinger, J. Dierker, S. Joite-Barfuß, and M. Säbel, "Scattered Radiation," in *Radiation Exposure and Image Quality in X-Ray Diagnostic Radiology*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2004, pp. 99–108.

[6] G. Krüger and H. Weeber, *Die Entwicklung der technischen Durchstrahlungsprüfung in Deutschland*. Düsseldorf und Leverkusen: Wilhelm Nosbüsch KG und Agfa-Gevaert AG, 1983.

[7] O. Glasser, *Wilhelm Conrad Röntgen und die Geschichte der Röntgenstrahlen*, 2nd ed. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1959.

[8] W. E. Chamberlain, "Fluoroscopes and Fluoroscopy," *Radiology*, vol. 38, no. 4, pp. 383–413, Apr. 1942.

[9] J. W. Coltman, "Fluoroscopic Image Brightening by Electronic Means," *Radiology*, vol. 51, no. 3, pp. 359–367, Sep. 1948.

[10] C. A. Greatorex, "Television Techniques in Diagnostic Radiology," *Phys. Med. Biol.*, vol. 9, no. 1, p. 201, Jan. 1964.

[11] M. C. Teeves, "Electronic intensification of fluoroscopic images," *Philips Tech. Rev.*, vol. 14, no. 33, 1952.

[12] M. Purschke, *Die Röntgenprüfung*. Wuppertal: Castell-Verlag GmbH, 2001.

[13] R. H. Morgan and R. E. Sturm, "The Johns Hopkins Fluoroscopic Screen Intensifier," *Radiology*, vol. 57, no. 4, pp. 556–560, Oct. 1951.

[14] G. A. Hay, "Quantitative Aspects of Television Techniques in Diagnostic Radiology," *Br. J. Radiol.*, vol. 31, no. 371, pp. 611–618, Nov. 1958.

[15] G. W. Luckey, "Apparatus and method for producing images corresponding to patterns of high energy radiation," US3859527A, 1975.

[16] J. S. Krohmer, "Radiography and fluoroscopy, 1920 to the present.," *RadioGraphics*, vol. 9, no. 6, pp. 1129–1153, Nov. 1989.

[17] M. Sonoda, M. Takano, J. Miyahara, and H. Kato, "Computed radiography utilizing scanning laser stimulated luminescence," *Radiology*, vol. 148, no. 3, pp. 833–838, Sep. 1983.

[18] Y. Iwabuchi, N. Mori, K. Takahashi, T. Matsuda, and S. Shionoya, "Mechanism of Photostimulated Luminescence Process in BaFBr:Eu2+ Phosphors," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. Part 1, No.1A, pp. 178–185, Jan. 1994.

[19] A. R. Cowen, A. G. Davies, and S. M. Kengyelics, "Advances in computed radiography systems and their physical imaging characteristics," *Clin. Radiol.*, vol. 62, no. 12, pp. 1132–1141, 2007.

[20] C. M. Schaefer-Prokop, D. W. De Boo, M. Uffmann, and M. Prokop, "DR and CR: Recent advances in technology," *Eur. J. Radiol.*, vol. 72, no. 2, pp. 194–201, 2009.

[21] R. A. Street, S. Nelson, L. Antonuk, and V. Perez Mendez, "Amorphous Silicon Sensor Arrays for Radiation Imaging," *MRS Proc.*, vol. 192, p. 441, Jan. 1990.

[22] R. F. Bury *et al.*, "Initial experiences with an experimental solid-state universal digital X-ray image detector," *Clin. Radiol.*, vol. 53, no. 12, pp. 923–928, 1998.

[23] A. Del Guerra, *Ionizing Radiation Detectors for Medical Imaging*. Singapore: World Scientific Publishing Co. Re. Ltd, 2004.

[24] I. Fujieda, S. Nelson, R. A. Street, and R. L. Weisfield, "Radiation imaging with 2D a-Si sensor arrays," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, no. 4, pp. 1056–1062, 1992.

[25] M. J. Powell *et al.*, "Amorphous Silicon Image Sensor Arrays," *MRS Proc.*, vol. 258, p. 1127, Jan. 1992.

[26] R. A. Street *et al.*, "Two-dimensional amorphous silicon image sensor arrays," *J. Non. Cryst. Solids*, vol. 198–200, pp. 1151–1154, May 1996.

[27] R. A. Street *et al.*, "Amorphous silicon sensor arrays for X-ray and document imaging," *Thin Solid Films*, vol. 296, no. 1–2, pp. 172–176, Mar. 1997.

[28] R. E. Alvarez and A. Macovski, "Energy-selective Reconstructions in X-ray Computerized Tomography," *Phys. Med. Biol.*, vol. 21, pp. 733–744, 1976.

[29] A. Macovski, R. E. Alvarez, J. L.-H. Chan, J. P. Stonestrom, and L. M. Zatz, "Energy dependent reconstruction in X-ray computerized tomography," *Comput. Biol. Med.*, vol. 6, no. 4, pp. 325–336, Oct. 1976.

[30] B. J. Heismann, S. Wirth, S. Janssen, and Q. Spreiter, "Technology and image results of a spectral CT system," in *Proc. SPIE 5368, Medical Imaging 2004: Physics of Medical Imaging*, 2004, p. 52.

[31] R. Carmi, G. Naveh, and A. Altman, "Material Separation with Dual-Layer CT," in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005*, 2005, vol. 4, pp. 1876–1878.

[32] B. J. Heismann and S. Wirth, "SNR performance comparison of dual-layer detector and dual-kVp spectral CT," in *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2007, pp. 3820–3822.

[33] B. H. Hasegawa *et al.*, "A prototype high-purity germanium detector system with fast photon-counting circuitry for medical imaging," *Med. Phys.*, vol. 18, no. 5, pp. 900–909, Sep. 1991.

[34] H. Tsutsui, T. Ohtsuchi, K. Ohmori, and S. Baba, "CdTe semiconductor X-ray imaging sensor and energy subtraction method using X-ray energy information," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, no. 2, pp. 95–101, Apr. 1993.

[35] J. S. Iwanczyk *et al.*, "Photon Counting Energy Dispersive Detector Arrays for X-ray Imaging," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, no. 3, pp. 535–542, Jun. 2009.

[36] B. G. Lowe and R. A. Sareen, *Semiconductor X-ray Detectors*, 1st ed. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2014.

[37] K. Taguchi and J. S. Iwanczyk, "Vision 20/20: Single photon counting x-ray detectors in medical imaging," *Med. Phys.*, vol. 40, no. 10, 2013.

[38] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd Editio. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1999.

[39] T. M. Buzug, *Computed tomography : from photon statistics to modern cone-beam CT*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.

[40] B. J. Heismann, J. Leppert, and K. Stierstorfer, "Density and atomic number measurements with spectral x-ray attenuation method," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 3, pp. 2073–2079, 2003.

[41] Z. H. Cho, C. M. Tsai, and G. Wilson, "Study of contrast and modulation mechanisms in X-ray/photon transverse axial transmission tomography," *Phys. Med. Biol.*, vol. 20, no. 6, p. 001, Nov. 1975.

[42] S.-H. Chen and M. Kotlarchyk, *Interactions of Photons and Neutrons with Matter*, 2nd ed. Singapore: WORLD SCIENTIFIC, 2007.

[43] J. A. Sorenson and J. Floch, "Scatter rejection by air gaps: An empirical model," *Med. Phys.*, vol. 12, no. 3, pp. 308–316, May 1985.

[44] U. Neitzel, "Grids or air gaps for scatter reduction in digital radiography: A model calculation," *Med. Phys.*, vol. 19, no. 2, pp. 475–481, Mar. 1992.

[45] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Amsterdam, Niederlande: Elsevier, 1964.

[46] J. D. Valentine, W. W. Moses, S. E. Derenzo, D. K. Wehe, and G. F. Knoll, "Temperature dependence of CsI(Tl) gamma-ray excited scintillation characteristics," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 325, no. 1–2, pp. 147–157, Feb. 1993.

[47] V. I. Tretyak, "Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators," *Astropart. Phys.*, vol. 33, no. 1, pp. 40–53, Feb. 2010.

[48] J. B. West, "A theoretical model for the migration of energy from the particle track in an inorganic scintillator," *J. Phys. B At. Mol. Phys.*, vol. 3, no. 12, pp. 1692–1703, Dec. 1970.

[49] P. Lecoq, "Development of new scintillators for medical applications," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 809, pp. 130–139, Feb. 2016.

[50] M. Nikl, "Scintillation detectors for x-rays," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 4, pp. R37–R54, Apr. 2006.

[51] M. Firsching, "Die Methode der Materialrekonstruktion in der energieaufgelösten Röntgenbildgebung," Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2005.

[52] H. Fujita *et al.*, "A simple method for determining the modulation transfer function in digital radiography," *IEEE Trans. Med. Imaging*, vol. 11, no. 1, pp. 34–39, Mar. 1992.

[53] L. del Risco Norrlid *et al.*, "Calculation of the modulation transfer function for the X-ray imaging detector DIXI using Monte Carlo simulation data," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 466, no. 1, pp. 209–217, Jun. 2001.

[54] E. Samei, M. J. Flynn, and D. A. Reimann, "A method for measuring the presampled MTF of digital radiographic systems using an edge test device," *Med. Phys.*, vol. 25, no. 1, pp. 102–113, Jan. 1998.

[55] A. R. Cowen, S. M. Kengyelics, and A. G. Davies, "Solid-state, flat-panel, digital radiography detectors and their physical imaging characteristics," *Clin. Radiol.*, vol. 63, no. 5, pp. 487–498, May 2008.

[56] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, 1st ed. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1999.

[57] Y. Eisen, A. Shor, and I. Mardor, "CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 428, no. 1, pp. 158–170, Jun. 1999.

[58] S. Del Sordo, L. Abbene, E. Caroli, A. M. Mancini, A. Zappettini, and P. Ubertini, "Progress in the Development of CdTe and CdZnTe Semiconductor Radiation Detectors for Astrophysical and Medical Applications," *Sensors*, vol. 9, no. 12, pp. 3491–3526, May 2009.

[59] T. Schulman, "Si, CdTe and CdZnTe radiation detectors for imaging applications," University of Helsinki, Finland, 2006.

[60] R. Ballabriga *et al.*, "Review of hybrid pixel detector readout ASICs for spectroscopic X-ray imaging," *J. Instrum.*, vol. 11, no. 01, pp. P01007–P01007, Jan. 2016.

[61] K. Spartiotis *et al.*, "A photon counting CdTe gamma- and X-ray camera," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 550, no. 1–2, pp. 267–277, Sep. 2005.

[62] J. Jakubek, "Data processing and image reconstruction methods for pixel detectors," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, vol. 576, no. 1, pp. 223–234, Jun. 2007.

[63] F. Krejci, J. Jakubek, M. Kroupa, V. Jurka, and K. Hruska, "Semiconductor pixel detector with absorption grid as a tool for charge sharing studies and energy resolution improvement," *J. Instrum.*, vol. 6, no. 12, 2011.

[64] A. Habib *et al.*, "Characterization of Sphinx1 ASIC X-ray detector using photon counting and charge integration," *J. Instrum.*, vol. 13, no. 01, pp. P01024–P01024, Jan. 2018.

[65] W. Shockley, "Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge," *J. Appl. Phys.*, vol. 9, no. 10, pp. 635–636, Oct. 1938.

[66] S. Ramo, "Currents Induced by Electron Motion," *Proc. IRE*, vol. 27, no. 9, pp. 584–585, Sep. 1939.

[67] E. Guni, "Untersuchung von CdTe als Sensormaterial für die spektroskopische Röntgenbildgebung," Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2012.

[68] Cheng Xu, M. Danielsson, and H. Bornefalk, "Evaluation of Energy Loss and Charge Sharing in Cadmium Telluride Detectors for Photon-Counting Computed Tomography," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 3, pp. 614–625, Jun. 2011.

[69] S. Reza, *Semiconductor radiation detectors: Technology and Applications*. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2017.

[70] K. Koughia, Z. Shakoor, S. O. Kasap, and J. M. Marshall, "Density of localized electronic sates in a-Se from electron time-of-flight photocurrent measurements," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 3, p. 033706, Feb. 2005.

[71] K. Hecht, "Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen," *Zeitschrift für Phys.*, vol. 77, no. 3–4, pp. 235–245, Mar. 1932.

[72] R. Redus, A. Huber, J. Pantazis, T. Pantazis, T. Takahashi, and S. Woolf, "Multielement CdTe stack detectors for gamma-ray spectroscopy," in *2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515)*, 2003, pp. 3361–3365.

[73] R. H. Redus, J. A. Pantazis, T. J. Pantazis, A. C. Huber, and B. J. Cross, "Characterization of CdTe Detectors for Quantitative X-ray Spectroscopy," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, no. 4, pp. 2524–2532, Aug. 2009.

[74] J. Radon, "Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten," *Berichte über die Verhandlungen der Königlich-Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften zu Leipzig*, vol. 69, pp. 262–277, 1917.

[75] A. C. Kak and M. Slaney, *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. New York, NY, USA: IEEE Press, 2001.

[76] J. Hsieh, *Computed tomography : principles, design, artifacts, and recent advances*. Bellingham, WA, USA: SPIE Press, 2003.

[77] P. Wells, N. Fillingham, and A. Cramond, "A study of errors due to reconstruction filters in computed tomography," *Res. Nondestruct. Eval.*, vol. 8, no. 3, pp. 149–163, Sep. 1996.

[78] R. A. Brooks and A. J. Talbert, "Beam Hardening in X-ray Reconstructive Tomography," *Phys. Med. Biol.*, vol. 21, no. 3, pp. 390–398, 1976.

[79] M. Maisl, F. Porsch, and C. Schorr, "Computed Laminography for X-ray Inspection of Lightweight Constructions," in *NDT in Aerospace*, 2010.

[80] Andreas Deresch, K.-U. Thiessenhusen, U. Ewert, and C. Bellon, "Schneller Shift-Rekonstruktions-Algorithmus für die koplanare Translationslaminographie," in *DGZfP Jahrestagung*, 2014.

[81] L. A. Lehmann, R. E. Alvarez, and W. R. Brody, "Generalized image combinations in dual KVP digital radiography," *Med. Phys.*, vol. 8 (5), pp. 659–667, 1981.

[82] H. N. Cardinal and A. Fenster, "An accurate method for direct dual-energy calibration and decomposition," *Med. Phys.*, vol. 17 (3), pp. 327–341, 1990.

[83] H. Bornefalk, J. M. Lewin, M. Danielsson, and M. Lundqvist, "Single-shot dual-energy subtraction mammography with electronic spectrum splitting: Feasibility," *Eur. J. Radiol.*, vol. 60, no. 2, pp. 275–278, 2006.

[84] H. Bornefalk, "Computer-aided detection and novel mammography imaging techniques," Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 2006.

[85] C. Völker, "Datenfusion zur verbesserten Fehlstellendetektion bei der zerstörungsfreien Prüfung von Betonbauwerken," Universität des Saarlandes, 2017.

[86] R. A. Fisher, "The use of multiple measurements in taxonomic problems," *Ann. Eugen.*, vol. 7, no. 2, pp. 179–188, Sep. 1936.

[87] I. J. Good, "Some Applications of the Singular Decomposition of a Matrix," *Technometrics*, vol. 11, no. 4, pp. 823–831, Nov. 1969.

[88] G. W. Stewart, "On the Early History of the Singular Value Decomposition," *SIAM Rev.*, vol. 35, no. 4, pp. 551–566, 1993.

[89] I. T. Jolliffe, *Principal Component Analysis*, 2nd ed. New York, Berlin, Heidelberg: Springer, 2002.

[90] H. Abdi, "Singular Value Decomposition (SVD) and Generalized Singular Value Decomposition (GSVD)," in *Encyclopedia of measurement and statistics*, N. J. Salkind, Ed. Thousand Oaks, CA, USA: SAGE Publications, Inc., 2007, pp. 907–912.

[91] H. Abdi and L. J. Williams, "Principal component analysis," *Wiley Interdiscip. Rev. Comput. Stat.*, vol. 2, no. 4, pp. 433–459, Jul. 2010.

[92] J. MacQueen, "Some methods for classification and analysis of multivariate observations," in *Proceedings of the Fifth Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability, Volume 1: Statistics*, 1967, pp. 281–297.

[93] M. Ester, H.-P. Kriegel, J. Sander, and X. Xu, "A Density-Based Algorithm for Discovering Clusters in Large Spatial Databases with Noise," in *Proceedings of the 2nd International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining*, 1996, pp. 226–231.

[94] J. Sander, M. Ester, H.-P. Kriegel, and X. Xu, "Density-Based Clustering in Spatial Databases: The Algorithm GDBSCAN and Its Applications," *Data Min. Knowl. Discov.*, vol. 2, no. 2, pp. 169–194, 1998.

[95] M. Ankerst *et al.*, "Proceedings of the 1999 ACM SIGMOD international conference on Management of data," in *Proceedings of the 1999 ACM SIGMOD international conference on Management of data - SIGMOD '99*, 1999, vol. 28, no. 2, pp. 49–60.

[96] M. Fiederle *et al.*, "Energy calibration measurements of MediPix2," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 591, no. 1, pp. 75–79, Jun. 2008.

[97] R. K. Panta, M. F. Walsh, S. T. Bell, N. G. Anderson, A. P. Butler, and P. H. Butler, "Energy Calibration of the Pixels of Spectral X-ray Detectors," *IEEE Trans. Med. Imaging*, vol. 34, no. 3, pp. 697–706, Mar. 2015.

[98] J. Lee, D.-G. Kang, S. Jin, I. Kim, and S. Lee, "Energy Calibration of a CdTe Photon Counting Spectral Detector with Consideration of its Non-Convergent Behavior," *Sensors*, vol. 16, no. 4, p. 518, Apr. 2016.

[99] A. Atharifard *et al.*, "Per-pixel energy calibration of photon counting detectors," *J. Instrum.*, vol. 12, no. 03, pp. C03085–C03085, Mar. 2017.

[100] A. Deresch, "Modellierung von Röntgenspektren für technische Anwendungen," Universität Potsdam, 2015.

[101] "ISO 17636-1:2013 Non-destructive testing of welds - Radiographic testing - Part 1: X- and gamma-ray techniques with film." 2013.

[102] "ISO 17636-2:2013 Non-destructive testing of welds - Radiographic testing - Part 2: X- and gamma-ray techniques with digital detectors." 2013.

[103] S. A. Graham, D. J. Moseley, J. H. Siewerdsen, and D. A. Jaffray, "Compensators for dose and scatter management in cone-beam computed tomography," *Med. Phys.*, vol. 34, no. 7, pp. 2691–2703, Jun. 2007.

[104] K. Schörner, "Development of Methods for Scatter Artifact Correction in Industrial X-ray Cone-beam Computed Tomography," Technical University Munich, 2012.

[105] "ASTM E1695-95 Standard Test Method for Measurement of Computed Tomography (CT) System Performance." ASTM International, 2006.

[106] G. N. Ramachandran and A. V Lakshminarayanan, "Three-dimensional reconstruction from radiographs and electron micrographs: application of convolutions instead of Fourier transforms," *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 68, no. 9, pp. 2236–2240, Sep. 1971.

[107] "ISO 19232-5 Non-destructive testing - Image quality of radiographs - Part 5: Determination of the image unsharpness value using duplex wire-type image quality indicators." 2013.

[108] D. Walter, U. Zscherpel, and U. Ewert, "Photon Counting and Energy Discriminating X-Ray Detectors - Benefits and Applications," in *19th World Conference on Non-Destructive Testing, Proceedings*, 2016.

[109] R. H. Huesman, G. T. Gullberg, W. L. Greenberg, and T. F. Budinger, *RECLBL Library Users Manual: Donner Algorithms for Reconstruction Tomography*, vol. 214. Berkley, CA, USA: Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, 1977.

[110] P. Munshi, R. K. S. Rathore, K. S. Ram, and M. S. Kalra, "Error estimates for tomographic inversion," *Inverse Probl.*, vol. 7, no. 3, pp. 399–408, Jun. 1991.

[111] D. Vavrik and J. Jakubek, "Radiogram enhancement and linearization using the beam hardening correction method," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, vol. 607, no. 1, pp. 212–214, Aug. 2009.

[112] M. Krumm, S. Kasperl, and M. Franz, "Referenceless Beam Hardening Correction in 3D Computed Tomography Images of Multi-Material Objects," in *17th World Conference on Nondestructive Testing*, 2008.

[113] W. Dewulf, Y. Tan, and K. Kiekens, "Sense and non-sense of beam hardening correction in CT metrology," *CIRP Ann. - Manuf. Technol.*, vol. 61, no. 1, pp. 495–498, 2012.

[114] F. Meng, N. Zhang, and W. Wang, "Virtual experimentation of beam hardening effect in X-ray CT measurement of multiphase flow," *Powder Technol.*, vol. 194, no. 1–2, pp. 153–157, 2009.

[115] Q. Yang, M. Elter, I. Schasiepen, N. Maass, and J. Hornegger, "Fast iterative beam hardening correction based on frequency splitting in computed tomography," in *SPIE Medical Imaging*, 2013, vol. 8668, p. 86682J.

[116] K. Dremel, T. Fuchs, M. Firsching, and R. Hanke, "Beam Hardening Correction in X-Ray Computed Tomography: A Comparison of Two Iterative Model-Based Reconstruction Methods," in *11th European Conference on Non-Destructive Testing*, 2014.

[117] Y. Lin and E. Samei, "A fast poly-energetic iterative FBP algorithm.," *Phys. Med. Biol.*, vol. 59, pp. 1655–78, 2014.

[118] V. S. V. M. Vedula and P. Munshi, "An improved algorithm for beam-hardening corrections in experimental X-ray tomography," *NDT E Int.*, vol. 41, no. 1, pp. 25–31, Jan. 2008.

[119] U. Meier, "Carbon Fiber Reinforced Polymer Cables: Why? Why Not? What If?," *Arab. J. Sci. Eng.*, vol. 37, no. 2, pp. 399–411, Mar. 2012.

[120] G. Rebel, R. Verreet, and I. M. L. Ridge, "Lightweight ropes for lifting applications," in *OIPEEC Conference*, 2006.

[121] A. MIRONENKO and V. SUKHORUKOV, "Non-destructive testing of steel wire ropes in Russia," *Insight - Non-Destructive Test. Cond. Monit.*, vol. 40, no. 6, pp. 395–397, 1998.

[122] A. Schmieder, T. Heinze, and M. Michael, "Failure Analysis of High-Strength Fiber Ropes," *Mater. Sci. Forum*, vol. 825–826, pp. 891–898, Jul. 2015.

[123] K.-N. Antin, L. Harhanen, and S. Bossuyt, "Damage Detection in CFRP Components Using DIC," in *Advancement of Optical Methods in Experimental Mechanics, Volume 3*, New York: Springer Nature, 2016, pp. 57–62.

[124] Otis Elevator Company, "Method and apparatus to inspect hoisting ropes," 1999.

[125] P. E. Irving and C. Thiagarajan, "Fatigue damage characterization in carbon fibre composite materials using an electrical potential technique," *Smart Mater. Struct.*, vol. 7, no. 4, pp. 456–466, Aug. 1998.

[126] G. Rebel, C. R. Chaplin, C. Groves-Kirkby, and I. M. L. Ridge, "Condition monitoring techniques for fibre mooring ropes," *Insight - J. Br. Inst. Non-Destructive Test.*, vol. 42, no. 6, p. 36, 2000.

[127] B. Benmokrane, A. H. Ali, H. M. Mohamed, M. Robert, and A. ElSafty, "Durability Performance and Service Life of CFCC Tendons Exposed to Elevated Temperature and Alkaline Environment," *J. Compos. Constr.*, vol. 20, no. 1, p. 04015043, Feb. 2016.

[128] "ISO 14125:1998 Fibre-reinforced plastic composites – Determination of flexural properties." 1998.

[129] T. Pärnänen, A. Vänttinen, M. Kanerva, J. Jokinen, and O. Saarela, "The Effects of Debonding on the Low-Velocity Impact Response of Steel-CFRP Fibre Metal Laminates," *Appl. Compos. Mater.*, vol. 23, no. 6, pp. 1151–1166, Dec. 2016.

[130] R. H. Bossi, F. A. Iddings, and G. C. Wheeler, *Radiographic Testing*. Columbus: American Society for Nondestructive Testing, 2002.

[131] "ISO 14096-2:2005 Non-destructive testing - Qualification of radiographic film digitisation systems - Part 2: Minimum requirements." 2005.

[132] A. Rytter, "Vibrational Based Inspection of Civil Engineering Structures," Fracture and Dynamics; No. 44, Vol. R9314, 1993.

[133] A. Mattsson, "A High Intensity Flash X-ray Tube," *Phys. Scr.*, vol. 6, no. 2–3, pp. 172–174, Aug. 1972.

[134] F. Adolfs, F. Muller, and E. Schulte, "Simple flash X-ray tubes with a new type of cathode," *J. Phys. E.*, vol. 11, no. 6, pp. 537–540, Jun. 1978.

[135] M. Steyer, "Discharge kinetics and emission characteristics of a large-area-cold cathode flash X-ray tube: parametric study and numerical modelling," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 23, no. 1, pp. 18–25, Jan. 1990.

[136] I. V. Lavrinovich *et al.*, "A compact pulsed X-ray source for high-speed radiography," *Instruments Exp. Tech.*, vol. 56, no. 3, pp. 329–334, May 2013.

[137] R. Wideröe, "Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen," *Arch. für Elektrotechnik*, vol. 21, no. 4, pp. 387–406, Jul. 1928.

[138] GE Inspection Technologies, *Industrial Radiography - Image forming techniques*, 3rd ed. GE Inspection Technologies, 2008.

[139] K. Thoma, P. Helberg, and E. Strassburger, "Real Time-Resolved Flash X-Ray Cinematographic Investigation of Interface Defeat and Numerical Simulation Validation," in *23rd International Symposium on Ballistics*, 2007, pp. 1065–1072.

[140] E. Strassburger, S. Bauer, S. Weber, and H. Gedon, "Flash X-ray cinematography analysis of dwell and penetration of small caliber projectiles with three types of SiC ceramics," *Def. Technol.*, vol. 12, no. 3, pp. 277–283, Jun. 2016.

[141] B. Venkata Ramudu, C. J. Reddy, and V. Madhu, "Flash X-ray radiography technique to study the high velocity impact of soft projectile on E-glass/epoxy composite material," *Def. Technol.*, Aug. 2018.

[142] K. Osterloh, U. Zscherpel, U. Ewert, and P. Weiss, "Einsatzmöglichkeiten mobiler Röntgenblitzröhren," in *DGZfP-Jahrestagung*, 2003, pp. 1–9.

[143] M. Boutillon and A. M. Perroche-Roux, "Re-evaluation of the W value for electrons in dry air," *Phys. Med. Biol.*, vol. 32, no. 2, pp. 213–219, Feb. 1987.

[144] A. Deresch, C. Bellon, and G.-R. Jaenisch, "A general spectrum model for X-ray generators," *NDT E Int.*, vol. 79, pp. 92–97, Apr. 2016.

[145] C. Ullberg, M. Urech, N. Weber, A. Engman, A. Redz, and F. Henckel, "Measurements of a Dual-Energy Fast Photon Counting CdTe Detector with Integrated Charge Sharing Correction," in *Medical Imaging 2013: Physics of Medical Imaging*, 2013, vol. Vol. 8668.

[146] V. D. Kurochkin, L. P. Kravchenko, L. N. Kuz'menko, and L. A. Tsurpal, "Structural Effects in Determining Silicon Concentration in Al - Si Alloys by X-Ray Fluorescence and Mass Spectrometry," *Powder Metall. Met. Ceram.*, vol. 44, no. 3–4, pp. 191–195, Mar. 2005.

[147] V. D. Sitdikov, M. Y. Murashkin, M. R. Khasanov, I. A. Kasatkin, P. S. Chizhov, and E. V Bobruk, "X-ray studies of aluminum alloy of the Al-Mg-Si system subjected to SPD processing," *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.*, vol. 63, no. 1, p. 012087, Aug. 2014.

[148] E. Fredenberg, "Spectral and dual-energy X-ray imaging for medical applications," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 878, pp. 74–87, Jan. 2018.

[149] A. Liechti and W. Minder, "Schwächung, Absorption, Streuung, Paarbildung," in *Röntgenphysik*, Vienna: Springer Vienna, 1955, pp. 65–85.

[150] D. Kiefel, "Quantitative Porositätscharakterisierung von CFK-Werkstoffen mit der Mikro-Computertomografie," Technical University of Munich, 2017.

[151] O. Bullinger, U. Schnars, D. Schulting, B. Redmer, M. Tschaikner, and U. Ewert, "Laminographic Inspection of Large Carbon Fibre Composite Aircraft-Structures at Airbus," in *19th World Conference on Non-Destructive Testing, Proceedings*, 2016.

[152] A. Kupsch *et al.*, "X-ray laminographic inspection of sandwich shell segments for wind turbine rotor blades," in *Proceedings 12th European conference on Non-Destructive Testing*, 2018, pp. 1–8.

[153] D. Schumacher, U. Ewert, and U. Zscherpel, "Influencing parameters on image quality using photon counting detectors for laminography," in *7th European-American Workshop on Reliability of NDE*, 2017, pp. 1–11.

[154] F. Grasse, "Beitrag zur Untersuchung des Betriebsfestigkeitsverhaltens von Rotorblättern für Windenergieanlagen im verkleinerten Maßstab," Technische Universität Berlin, 2013.

[155] M. Gaal, F. Schadow, D. Nielow, and V. Trappe, "Air-coupled ultrasonic ferroelectret transducers with additional bias voltage for testing of composite structures," in *10th International Symposium on NDT in Aerospace*, 2018.

[156] D. Nielow, "Einfluss fertigungsbedingter Imperfektionen auf die Betriebsfestigkeit von FKV-Schalenstrukturen in Sandwichbauweise," Technische Universität Dresden, 2019.

[157] K. Levenberg, "A method for the solution of certain non-linear problems in least squares," *Q. Appl. Math.*, vol. 2, no. 2, pp. 164–168, 1944.

[158] D. W. Marquardt, "An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters," *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, vol. 11, no. 2, pp. 431–441, Jun. 1963.

[159] M. Firsching, A. P. Butler, N. Scott, N. G. Anderson, T. Michel, and G. Anton, "Contrast agent recognition in small animal CT using the Medipix2 detector," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, vol. 607, no. 1, pp. 179–182, 2009.

[160] M. Pavlovic, K. Takahashi, and C. Muller, "Probability of detection as a function of multiple influencing parameters," *Insight Non-Destructive Test. Cond. Monit.*, vol. 54, no. 11, pp. 606–611, 2012.

[161] S. J. Altenburg, C. Maierhofer, A. Straße, and A. Gumenyuk, "Comparison of MWIR thermography and high-speed NIR thermography in a laser metal deposition (LMD) process," in *14th Quantitative InfraRed Thermography Conference*, 2018, pp. 136–140.

[162] M. Khalil, D. Turecek, J. Jakubek, J. Kehres, E. S. Dreier, and U. L. Olsen, "Intrinsic XRF corrections in Timepix3 CdTe spectral detectors," *J. Instrum.*, vol. 14, no. 01, pp. C01018–C01018, Jan. 2019.

[163] E. S. Dreier *et al.*, "Virtual subpixel approach for single-mask phase-contrast imaging using Timepix3," *J. Instrum.*, vol. 14, no. 01, pp. C01011–C01011, Jan. 2019.

[164] D. Turecek, J. Jakubek, E. Trojanova, and L. Sefc, "Compton camera based on Timepix3 technology," *J. Instrum.*, vol. 13, no. 11, pp. C11022–C11022, Nov. 2018.

[165] R. D. Swift, "Mobile x-ray backscatter imaging system for inspection of vehicles," in *Physics-Based Technologies for the Detection of Contraband*, 1997, vol. 2936, pp. 124–132.

[166] S. Kolkoori, N. Wrobel, K. Osterloh, U. Zscherpel, and U. Ewert, "Novel X-ray backscatter technique for detection of dangerous materials: application to aviation and port security," *J. Instrum.*, vol. 8, no. 09, pp. P09017–P09017, Sep. 2013.

[167] R. H. Bossi, J. L. Cline, K. D. Fridell, and J. M. Nelson, "One Sided Radiographic Inspection Using Backscatter Imaging," in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Boston, MA: Springer US, 1989, pp. 465–471.

[168] J. Callerame, "X-ray backscatter imaging: Photography through barriers," *Powder Diffr.*, vol. 21, no. 02, pp. 132–135, Jun. 2006.

[169] S. Kolkoori, N. Wrobel, and U. Ewert, "A new X-ray backscatter technology for aviation security applications," in *2015 IEEE International Symposium on Technologies for Homeland Security (HST)*, 2015, pp. 1–5.

[170] F. Ren, K. Cao, J. Ren, A. A. Volinsky, T. H. Tran, and B. Tian, "Numerical Calculation of the Electron Density at the Wigner–Seitz Radius Based on the Thomas–Fermi–Dirac Equation," *J. Comput. Theor. Nanosci.*, vol. 11, no. 2, pp. 344–347, Feb. 2014.

[171] S. Kolkoori, N. Wrobel, U. Zscherpel, and U. Ewert, "A new X-ray backscatter imaging technique for non-destructive testing of aerospace materials," *NDT E Int.*, vol. 70, pp. 41–52, Mar. 2015.

[172] W. L. Dunn and A. M. Yacout, "Corrosion detection in aircraft by X-ray backscatter methods," *Appl. Radiat. Isot.*, vol. 53, no. 4–5, pp. 625–632, Nov. 2000.

[173] F. Wieder, U. Ewert, J. Vogel, G.-R. Jaenisch, and C. Bellon, "A novel multi slit X-ray backscatter camera based on synthetic aperture focusing," in *AIP Conference Proceedings*, 2017, vol. 1806, no. 1, p. 130002.

[174] C. Scharager, P. Siffert, A. Holtzer, and M. Schieber, "Performance Comparison of Standard CdTe and HgI2 Detectors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 27, no. 1, pp. 276–280, 1980.

[175] C. Canali, M. Martini, G. Ottaviani, and K. R. Zanio, "Transport Properties of CdTe," *Phys. Rev. B*, vol. 4, no. 2, pp. 422–431, Jul. 1971.

[176] F. Pedregosa *et al.*, "Scikit-learn: Machine Learning in Python," *J. Mach. Learn. Res.*, vol. 12, no. Oct, pp. 2825–2830, 2011.