



Designstudie eines μ CT-Zusatzes für einen hochauflösenden Positronen- Emissions-Tomographen

Maryam Khodaverdi



Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Lebenswissenschaften/Life Sciences

Band/Volume 8

Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralinstitut für Elektronik

Designstudie eines μ CT-Zusatzes für einen hochauflösenden Positronen- Emissions-Tomographen

Beispiel für ein multimodales bildgebendes System

Maryam Khodaverdi

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Lebenswissenschaften/Life Sciences

Band/Volume 8

ISSN 1433-5549

ISBN 3-89336-360-2

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen
Nationalbibliografie; detaillierte Bibliografische Daten sind im Internet
über <<http://dnb.ddb.de>> abrufbar.

Herausgeber
und Vertrieb: Forschungszentrum Jülich GmbH
Zentralbibliothek
D-52425 Jülich
Telefon: 02461 61-5368 · Telefax: 02461 61-6103
e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de
Internet: <http://www.fz-juelich.de/zb>

Umschlaggestaltung: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Druck: Grafische Betriebe, Forschungszentrum Jülich GmbH

Copyright: Forschungszentrum Jülich 2004

Schriften des Forschungszentrums Jülich
Reihe Lebenswissenschaften / Life Sciences Band/Volume 8

D 468 (Diss., Wuppertal, Univ., 2003)

ISSN 1433-5549
ISBN 3-89336-360-2

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (Druck, Fotokopie oder
in einem anderen Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder
unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung der Arbeit	3
2	Grundlagen	9
2.1	Grundlagen der Röntgen-Computertomographie	9
2.1.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	12
2.1.2	Aufbau eines Computertomographen	17
2.1.2.1	Röntgenquellen	17
2.1.2.2	Detektor	21
2.1.2.3	Analytische Rekonstruktion	26
2.1.3	Charakterisierung einer Röntgen-Computertomographie-Anlage	32
2.1.3.1	Systemgeometrie	32
2.1.3.2	Modulationsübertragungsfunktion	34
2.1.3.3	Detektive Quanteneffizienz	35
2.2	Grundlagen der Positronen-Emissions-Tomographie	37
2.2.1	Radioaktiver Zerfall	38
2.2.2	Wechselwirkung von Positronen mit Materie	39
2.2.3	Funktionsweise eines PET-Scanners	41
2.2.4	Korrekturverfahren	44
2.2.5	Iterative Rekonstruktion	49
2.2.6	Das ClearPET	51
2.3	Multimodalität	52
2.3.1	Kombination SPECT/CT	53

2.3.2	Kombination PET/MRT	53
2.3.3	Kombination PET/CT	55
2.3.4	CT-basierte Schwächungskorrektur für PET	56
3	Experimentelle Untersuchung eines CT-System	61
3.1	Aufbau des Systems	61
3.2	Charakterisierung des Systems	63
3.2.1	Quellenspektrum	64
3.2.2	Systemgeometrie	66
3.2.3	Detektor-MTF	67
3.2.4	System-MTF	71
3.2.5	Rauschverhalten	72
3.3	Testmessungen mit dem System	74
4	Simulation	79
4.1	Grundlagen einer CT-Simulation	79
4.2	GEANT4	80
4.3	CT-Sim	81
4.3.1	Die Röntgenquelle	82
4.3.2	Physikalische Wechselwirkungen	82
4.3.3	Das Objekt	83
4.3.4	Der Detektor	84
4.3.5	Die „Messenger“	85
4.4	Verifikation	86
4.5	QE von Detektormaterialien	88
4.6	Kombination verschiedener Komponenten	92
4.7	Diskussion	97

5	PET/CT-Untersuchungen an getrennten Geräten	99
5.1	Die Komponenten des PET/CT-Systems	99
5.2	PET/CT-Messungen	102
5.2.1	Vergleich von zwei Korrekturansätzen	102
5.2.2	CT-basierte Schwächungskorrektur bei unterschiedlicher räumlicher Auflösung	104
5.2.3	PET/CT-Messung einer Ratte	107
6	Zusammenfassung	111
7	Ausblick	115
A	Quellcode von CT-Sim	119
	Literaturverzeichnis	157

Abstract

Each tomographic system provides its specific view to the living body. While X-ray Computed Tomography (CT) and Magnetic Resonance Imaging (MRI) reveal anatomical details of the human body, Positron Emission Tomography (PET) and Single Photon Emission Computed Tomography (SPECT) yield information on physiologic processes of the human body. Combinations of anatomical and functional imaging systems have been shown to increase the content of diagnostic information. Representing such a system, PET/CT allows a simultaneous viewing of anatomy and metabolism of patients and a CT-based attenuation correction of the complementary emission data. Fueled by the outstanding success of human PET/CT scanners, the interest in the development of PET/CT systems for small animals is growing quickly.

This thesis summarizes the research on a MicroCT system for a combined small animal PET/CT. Preliminary investigations, simulations and measurements are described in detail. The approach to describe the CT components by means of the modulation transfer function and the noise power spectrum are presented. To facilitate a systematic selection of the required CT components several CT systems consisting of different detector materials, X-ray sources and filtration have been simulated and analyzed in terms of soft tissue contrast. The performance of the different compositions is investigated. PET/CT scans conducted on non-integrated systems are used to describe the procedure of such a combined PET/CT scan of small animals and the effects of CT-based attenuation correction for the emission data. Furthermore the advantages of an integrated PET/CT system for small animals are summarized and discussed in light of upcoming instrumental development.

Kapitel 1

Einleitung und Zielsetzung der Arbeit

Der Einsatz von Instrumenten, die auf nicht-invasiven Bildgebungsverfahren basieren, sind heute in der Biologie, Medizin und Pharmakologie weit verbreitet. Insbesondere werden solche Geräte bei der Forschung und Diagnostik eingesetzt, da sie eine einzigartige Möglichkeit zu wiederholten Messungen von biologischen Vorgängen und anatomischen Gegebenheiten am selben Lebewesen geben. Der erste Meilenstein auf diesem Gebiet wurde 1973 gesetzt, als Godfrey Hounsfield und John Ambrose die ersten Schichtbilder des menschlichen Gehirns der Welt präsentierten. Das Gebiet der tomographischen Bildaufnahme hat sich seitdem rasant weiterentwickelt und bietet eine immer detailliertere Sicht in den lebenden Körper. Basierend auf unterschiedlichen Technologien wie der Computertomographie (CT), Magnetresonanztomographie (MRT), Positronen-Emissions-Tomographie (PET) und Single-Photon-Emissions-Tomographie (SPECT) existieren mittlerweile Geräte, die auf unterschiedlichen Wegen die *in vivo*¹-Darstellung von anatomischen Strukturen und biologischen Vorgänge ermöglichen. Die genannten Technologien haben aufgrund ihrer physikalischen Gesetzmäßigkeiten Vor- und Nachteile, die sie jeweils für spezifische Anwendungen prädestinieren. Während der CT die Wechselwirkung von Röntgenstrahlen mit Materie zu Grunde liegt, bedient sich MRT der Wechselwirkung von Protonen mit einem Magnetfeld. CT eignet sich bei mittlerem Kontrast im Weichteilbereich besonders gut für Knochendarstellungen, während in MRT-Bildern zwar in der Regel kaum Knochen sichtbar gemacht, jedoch die Weichteile sehr gut differenziert werden können. Bei PET und SPECT wird der radioaktive Zerfall ausgenutzt und sie liefern Informationen über den Stoffwechsel im Körper. Ein wichtiger

¹Mit *in vivo* werden Untersuchungen bezeichnet, die in einem lebenden Organismus durchgeführt wurden.

Unterschied zwischen diesen Verfahren liegt darin, dass SPECT qualitative und semiquantitative Aussagen zulässt, während PET, neben der qualitativen, auch eine absolut quantitative Aussage mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung bietet.

Abgesehen von der weit verbreiteten Anwendung der genannten tomographischen Modalitäten in der Diagnostik und Forschung an Menschen, ist in den letzten Jahren das Interesse an der *in vivo* Kleintierforschung in der Biologie, Medizin und Pharmakologie enorm gestiegen. Dies entfachte eine Entwicklung hochauflösender Mikro-Bildgebungssysteme für Labortiere (insbesondere Ratten und Mäuse), mit der sich heute weltweit mehrere Gruppen befassen. Die Physiologie dieser Tiere ist der des Menschen ähnlich und ihr Studium verschafft einen Einblick in die Eigenschaften der bei Menschen auftretenden Krankheiten und deren Therapiemöglichkeiten. Deshalb ist es das Ziel, der Forschung in diesem Bereich die Technik der nicht-invasiven Ganzkörperbildgebung zur Verfügung zu stellen.

Da jede der aufgeführten Modalitäten limitierte Informationen über das Untersuchungsobjekt liefert, ist das Aussagepotential solcher Messungen begrenzt und kann nur zur Klärung spezifischer Fragestellungen dienen. Schaut man sich z.B. PET- oder SPECT-Bilder von molekularbiologischen Studien an, fällt auf, dass eine genaue und sichere Interpretation durch das Fehlen von anatomischen Strukturen sehr schwierig ist. Die Lokalisation der Signale und ihre Zuordnung zu bestimmten Organen sowie die Bewertung ihrer Relevanz ist mit Unsicherheiten behaftet. Vielfach wurden bislang als Hilfestellung physiologische und anatomische Bilder völlig unabhängiger Systeme durch Einsatz spezieller Registrierungsalgorithmen und besonderer Aufnahmetechniken koregistriert. Um für diese Verfahren zwei Messungen mit identisch positioniertem Untersuchungskörper zur Verfügung zu stellen, muss der Körper z.B. mit Hilfe einer Halterungsvorrichtung fixiert werden. Die Schwierigkeit der Fixierung besteht darin, dass der Transport des Körpers von einem Scanner zum anderen besonders im Bereich des weichen Gewebes zu Verlagerungen der Organe führt, die eine Koregistrierung der beiden Bilddatensätze erheblich verkompliziert. Außerdem stellt der Transport und die Positionierung im zweiten Scanner eine zeitliche Verzögerung dar. Somit wurde die Verbreitung dieser Verfahren bislang aufgrund der damit verbundenen Unsicherheit bei zusätzlichem großen Zeitaufwand limitiert. Aus dieser Problematik entstand das wachsende Interesse für die Kombination verschiedener Modalitäten in einem Gerät, wie PET/CT, SPECT/CT oder PET/MRT, die hochwertigere und informationsreichere Bilder zur Folge haben. Damit kann durch die einmalige Platzierung des Körpers für beide Modalitäten und die Eliminierung des Transportes die gesamte Messung der Anatomie und der Funktionalität schnell, präzise und an einem Ort durchgeführt werden. Als weiterer be-

merkenswerter Vorteil kommt hinzu, dass die anatomischen Daten für notwendige Korrekturen, wie die Schwächungskorrektur, der PET- und SPECT-Daten eingesetzt werden können und somit bei gleichzeitiger Eliminierung der verrauschten, gängigen PET-Transmissionsmessungen zur besseren Quantisierung der nuklearmedizinischen Bilder beitragen. Die heute existierenden multimodalen Systeme bieten eine Fusionierung von Bildern unterschiedlichen Informationsgehalts, die in derartiger Präzision zuvor nicht erreicht wurden.

Um die Entwicklungsschritte und den aktuellen Stand der in diesem Gebiet vorhandenen Geräte zu verdeutlichen, wird an dieser Stelle ein kurzer Überblick über die einzelnen Stationen gegeben. Zuerst wurde 1991 von der Arbeitsgruppe im Physikforschungslabor der University of California in San Francisco (UCSF) der erste SPECT/CT entwickelt. Das entstandene Dualsystem, das für Kleintiere gebaut worden war, erregte soviel Aufmerksamkeit, dass 5 Jahre später (1996) von derselben Arbeitsgruppe eine Vergrößerung des Systems für Untersuchungen an Menschen vorgenommen wurde. Dieser Idee folgend stellte 1998 eine Arbeitsgruppe von der University of Pittsburgh den ersten klinischen PET/CT vor. Der durchschlagende Erfolg dieses Systems führte dazu, dass innerhalb der folgenden zwei Jahre große führende Industriefirmen, wie GE Medical Systems, CPS Innovations und Philips Medical Systems, begannen, mehrere klinische PET/CT-Systeme anzubieten, die weltweit großen Zuspruch finden. Um ein konkretes Einsatzgebiet eines solchen Gerätes zu nennen, bietet eine PET/CT-Aufnahme z.B. eine exakte Referenz über die Größe, Form und Lage eines Tumors im Körper, die nicht nur dem Arzt zu einer genaueren Diagnose verhilft, sondern auch dem Strahlentherapeuten ermöglicht, eine gezielte Strahlentherapie zu planen und durchzuführen. Die Entwicklung von Kleintier-Dual-Scannern nahm im Jahr 2000 mit dem Aufbau eines portablen PET-Zusatzes für einen MRT an der University of California in Los Angeles (UCLA) ihren weiteren Lauf. Auch wurden SPECT/CT-Geräte basierend auf neueren Technologien konstruiert und schließlich 2002 von der Firma Photon Imaging kommerziell angeboten. Im Gegensatz dazu existiert bislang nur der Prototyp eines, an der UCLA und der University of California in Davis (UCDavis) entstandenen, Kleintier-PET/CTs, an dem zwar erste Messungen mit einer Maus stattgefunden haben, der jedoch für einen routinemäßigen Einsatz erst weiterentwickelt werden müsste.

Die Kombination von PET mit MRT stellt eine technologische Herausforderung dar, die bis heute für den klinischen Alltag nicht realisiert worden ist. Die Schwierigkeit dabei besteht darin, dass bedingt durch die hohen magnetischen Feldstärken des MRT die PET-Aufnahme deutlich gestört oder gar verhindert wird. Daher und auch aus Kostengründen wird bevorzugt CT, die sich zusätzlich wegen ihrer rela-

tiv einfachen Handhabbarkeit auszeichnet, zur Darstellung der Anatomie eingesetzt. Ein Nachteil von CT gegenüber MRT besteht bzgl. der Darstellung feinerer Kontrastabstufungen zwischen Weichteilgewebetypen bzw. innerhalb eines Organs, da diese sich in ihrem Schwächungsverhalten ähneln und somit die Möglichkeit der Erkennung und Unterscheidung feinerer Strukturen im CT-Bild nicht gegeben ist. In der Mikro-Computertomographie (μ CT) verstärkt sich dieser Effekt der niedrigen Kontrastauflösung bedingt durch die kleinere Objektgröße und somit der kürzeren Weglängen des Strahls durch den Körper. Das führt dazu, dass die Auflösung eines im Schädel befindlichen Ratten- oder gar Mäusehirns in einem MikroCT-Bild kaum oder gar nicht möglich ist. Aufgrund der kleineren Dimension des Körpers ist ebenfalls eine deutlich höhere Auflösung gegenüber Human-Scannern erforderlich. Gleichzeitig führt die Miniaturisierung des Systems und damit der gemessenen Volumina zur Verschlechterung der Auflösung, die durch längere Aufnahmezeiten, die wiederum eine höhere Strahlenbelastung bedeuten, kompensiert werden. Hieraus wächst die Forderung nach hochsensitiven MikroCT-Systemen, die nicht nur bzgl. des Ortes sondern auch des Kontrastes hochauflösend sind.

Am Forschungszentrum Jülich wird seit dem Jahr 2000 im Rahmen einer internationalen Zusammenarbeit (Crystal Clear Collaboration) ein hochsensitives und hochauflösendes PET, genannt ClearPET, unter Einsatz neuester Technologie für die Hirnforschung bei Tieren entwickelt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit besteht darin, parallel zu der Entwicklung des ClearPETs Studien über einen möglichen und geeigneten CT-Zusatz und dessen Einsatz durchzuführen. Der Aufbau eines neuen CTs erfordert die Charakterisierung der Komponenten im einzelnen und in ihrem Zusammenwirken. Dabei steht an erster Stelle die Auswahl eines geeigneten Quellen- und Detektortyps, die in ihrer Kombination im Tomographen verbesserte Kontrastwerte gegenüber anderen Systemzusammensetzungen in Aussicht stellen. Damit der optimale Einsatz der Informationen eines CT-Zusatzes in Form der Fusionierung der anatomischen und funktionellen Daten einerseits und einer CT-basierten Schwächungskorrektur andererseits eingeschätzt werden kann, sollten die einzelnen Schritte aufgezeichnet und demonstriert werden.

Die vorliegende Arbeit ist in sechs Kapitel unterteilt. Nach der Einleitung folgen zunächst in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen, auf denen diese Arbeit beruht. Dabei werden die Grundlagen der Röntgen-Computertomographie, ihre physikalischen Hintergründe, die Funktionsweise der einzelnen Komponenten und deren Charakterisierungskriterien behandelt. Ebenfalls werden die für die Positronen-Emissions-Tomographie relevanten physikalischen Effekte dargelegt, woran sich die Erläuterung der Fehlerquellen und deren Korrektur anschließt. Im dritten Abschnitt dieses Kapi-

tels wird auf multimodale Systeme in ihrer aktuell realisierten Form und die Einbindung der CT-Daten in die PET-Schwächungskorrektur eingegangen. Anschließend wird in Kapitel 3 ein vorhandenes CT-System hinsichtlich seiner Komponenten- und Systemcharakteristiken untersucht. Zur Veranschaulichung der Systemleistung werden Phantom- bzw. *in vitro*²-Messungen präsentiert. Um eine Basis für die Auswahl von Komponenten für einen MikroCT-Zusatz für den ClearPET zu schaffen, wird in Kapitel 4 eine Simulationsstudie präsentiert. Hierbei wird zunächst die Untersuchung der Eigenschaften von für die MikroCT interessanten Detektormaterialien und Röntgenquellen inklusive diverser Aluminium-Filter durchgeführt. Diese Komponenten werden schließlich innerhalb der Simulation zu unterschiedlichen CT-Systemen kombiniert und in Bezug auf ihre Kontrastauflösung geprüft. Die verwendete Simulation wurde im Rahmen dieser Arbeit unter Verwendung des Simulationstools GEANT4 erstellt. Eine zukünftige Kombination des ClearPET mit einem MikroCT hat fusionierte Bilder der beiden Modalitäten bei gleichzeitiger Verwendung der CT-Daten für die PET-Schwächungskorrektur zum Ziel. Darum werden in Kapitel 5 an zwei voneinander unabhängigen PET und CT das Prinzip und die Abfolge von Messungen an einem PET/CT-System aufgezeigt. Anschließend wurden Untersuchungen zur CT-basierten Schwächungskorrektur durchgeführt und die notwendige CT-Auflösung sowie die Vergleichbarkeit mit Transmissionsmessungen aus der PET betrachtet. Den Abschluss dieser Arbeit bildet eine Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse.

²Der Begriff *in vitro* bezieht sich auf Untersuchungen, die nicht in einem lebenden Organismus durchgeführt wurden

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Grundlagen der Röntgen-Computertomographie

Wilhelm Conrad Röntgen entdeckte 1895 die Röntgenstrahlung (Kap. 2.1.2.1), mit der zum ersten Mal Körper durchleuchtet und Projektionsbilder aufgenommen werden konnten, um eine Idee ihrer inneren Struktur zu gewinnen. Die Röntgendiagnostik hat sich seit dieser Zeit immer mehr etabliert und ist die am häufigsten eingesetzte Methode in der Radiologie. Knapp 80 Jahre nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung (1972) haben Godfrey Hounsfield und John Ambrose die herkömmliche Röntgenanlage weiterentwickelt und den ersten Röntgen-Computer-Tomographen (CT) vorgestellt, der es erstmals ermöglichte, überlagerungsfreie Schichtbilder des menschlichen Körpers zu erstellen, ohne diesen aufzuschneiden. 1979 erhielten sie für diese Leistung den Nobelpreis. J.Radon stellte 1917 in seinem Artikel "Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten" die Radontransformation vor, mit der die mathematische Grundlage zur Berechnung der Schichtbilder geschaffen wurde (Kap. 2.1.2.3). In Abb. 2.1 ist das Prinzip einer CT-Aufnahme dargestellt. Dabei durchdringt die in der Röntgenröhre erzeugte Röntgenstrahlung den zu untersuchenden Körper und wird anschließend durch ein Detektorsystem aufgenommen. Auf ihrem Weg durch den Körper wechselwirkt die Strahlung mit diesem (Kap. 2.1.1) und wird in ihrer Intensität geschwächt. Dieser Vorgang gehorcht dem Schwächungsgesetz (Gl. 2.1), der durch die Länge des Strahlwegs ab und dem Schwächungskoeffizienten μ beeinflusst wird.

$$I = I_0 \cdot e^{-\int_a^b \mu dx} \quad (2.1)$$

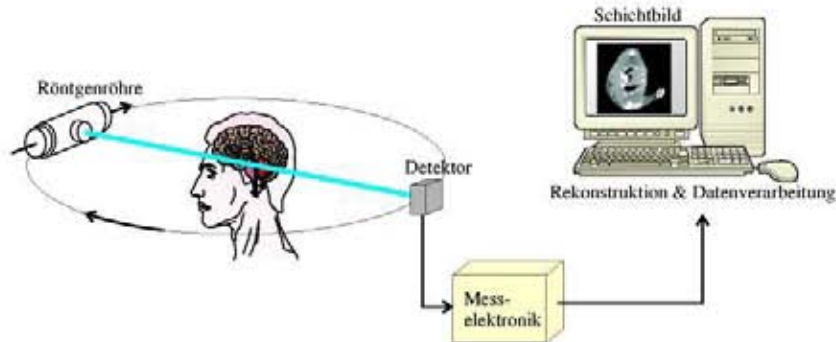


Abbildung 2.1: Prinzip der Röntgen-Computer-Tomographie. Bei der Röntgen-CT durchdringt die von der Röntgenröhre kommende Strahlung den Körper, wird dort durch diesen geschwächt und anschließend von einem Detektor aufgefangen. Die aufgenommenen Projektionen werden mit Hilfe einer geeigneten Software zu Schichtbildern rekonstruiert.

Je nach Aufnahmegeometrie (Parallel-, Fächer- oder Kegelstrahlen) können vor und hinter dem Körper Kollimatoren¹ eingesetzt werden, um die Strahlgeometrie festzulegen. Bei der Computertomographie werden mehrere Projektionen aus verschiedenen Richtungen auf einer Kreisbahn aufgenommen. Aus den Schwächungsprofilen in den Projektionsbildern wird dann mit Hilfe eines geeigneten Rekonstruktionsverfahrens das Schichtbild des Objekts mathematisch berechnet („rekonstruiert“) (Kap. 2.1.2.3). Somit zählt die Röntgentomographie zu den bildgebenden Verfahren, die zur Gewinnung von anatomischen Informationen und inneren Strukturen eingesetzt werden [Mor95].

Bis zur heutigen Zeit wurden verschiedene CT-Systeme unterschiedlicher Geometrien gebaut, die sich in vier Generationen unterteilen lassen (Abb. 2.2) [SB02]. Bei der 1. Generation, wie sie bei der ersten CT-Aufnahme existierte, wurde der Körper mit Hilfe einer Strahlenquelle (z.B. Americium 95) und eines einzelnen Detektors durch abwechselnde Translations- und Rotationsbewegung abgetastet. Diese Form der Aufnahme mit Parallelstrahlen hatte eine Dauer von ca. 10 Tagen. Durch den Einsatz mehrerer Detektoren in einer Detektorzeile und fächerförmiger Strahlung („fan-beam“) in der 2. Generation konnte die Aufnahmezeit wesentlich verkürzt werden. In der 3. Generation, wie sie auch heute sehr häufig bei Human-Scannern vorherrscht, wurde die Detektorzeile gebogen und der Winkel des Fächerstrahls vergrößert. Nun konnte der Körper in seiner ganzen Breite vom Strahl und den Detektoren erfasst werden und somit die Translationsbewegung unter Beibehaltung der Rotation weggelassen. Die Aufnahmegeschwindigkeit eines solchen Systems

¹Vorrichtung zur Ausblendung eines Strahlenkegels bzw. zur Abschirmung von Streustrahlung.

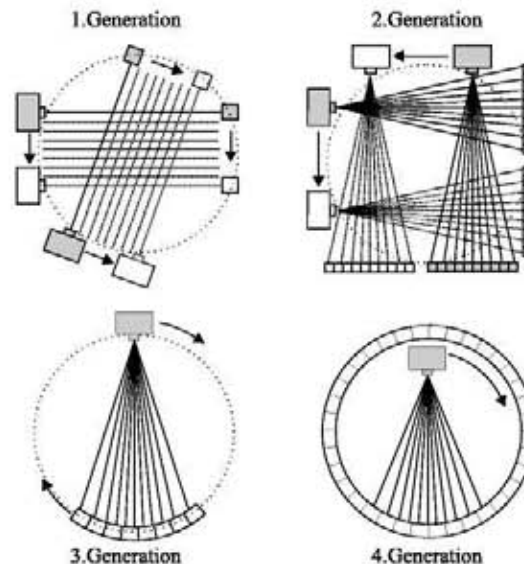


Abbildung 2.2: Entwicklung des CT-Aufbaus in den verschiedenen Generationen. Im Laufe der Generationen wurde die Parallelstrahlung durch die Fächerstrahlung ersetzt. Die Detektorgeometrie entwickelte sich von einem einzelnen Detektor über einer Detektorzeile bis zu einem geschlossenen Detektorring. Auch die Komplexität der Bewegung nahm durch die Eliminierung der Translationsbewegung ab.

beträgt etwa 1000 Projektionen pro Sekunde. Bei der 4. Generation wird ein stehender Detektorring benutzt und nur noch die Quelle rotiert. Der Vorteil dieses Aufbaus liegt in der einfacheren Mechanik. Sie hat sich jedoch aufgrund der hohen Kosten für den Aufbau eines Detektorrings mit mehreren 1000 Detektoren nicht durchgesetzt. Die von diesen Tomographen und im speziellen der dritten und vierten Generation erzeugten Projektionen handelt es sich aufgrund des Einsatzes einer Detektorzeile und eines ebenen Fächerstrahls um eindimensionale Zentralprojektionen. Diese ergeben nach der Rekonstruktion separate Schichtbilder des gemessenen Körpers, die anschließend zu einem 3-dimensionalen Bild zusammengesetzt werden können. Während CT-Geräte in der Humanmedizin mit einer Ortsauflösung von ca. $100\mu\text{m}$ sehr häufig und mit wachsendem Erfolg zur Diagnostizierung von Menschen eingesetzt werden, ist seit einigen Jahren ein weiterer Zweig entstanden, in der Mikro-Computer-Tomographie-Geräte (Mikro-CT) entwickelt werden. Diese dienen im medizinisch pharmakologischen Bereich zur Untersuchung kleiner Tiere, wie Mäuse und Ratten, und somit der Visualisierung von Strukturen der Größenordnung $< 100\mu\text{m}$. Die prinzipielle Funktionsweise eines Mikro-CT ist mit der eines Human-CT vergleichbar. Durch die kleinere Dimension des Untersuchungsobjekts ändern

sich jedoch die Bedingungen und Anforderungen an das System und seine Komponenten. Neben der höheren Ortsauflösung ist wegen der geringeren Schwächung aufgrund der kürzeren Durchstrahlungstrecken auch eine höhere Kontrastauflösung erwünscht. Die Erfüllung dieser Bedingungen und somit der Aufbau eines Mikro-CTs ist sehr stark an die Verfügbarkeit geeigneter Detektoren und Röntgenquellen gebunden. Ein Aspekt ist die räumliche Größe eines solchen Scanners, die der Ausdehnung des Untersuchungsobjekts angepasst und im Fall von Kleintieren reduziert werden muss. Die Konsequenz hieraus ist die Einschränkung bei der Wahl der Röntgenröhre (Kap. 2.1.2.1). Sie muss nicht nur kompakter gebaut sein, sondern auch niedrige Grenzenergien (≈ 40 keV) und kleinere Fokusgrößen erlauben ("Mikrofokusröhre"). Eine Mikrofokusröhre hat einen geringeren Strahlenfluss, die die Bildaufnahme bedeutend einschränkt und verlängert. Eine Möglichkeit, den vorhandenen Strahlenfluss maximal auszuschöpfen ist im Gegensatz zu den Human-Scannern die Nutzung des gesamten Kegelstrahls und somit die Aufnahme von 2D-Projektionen, die den untersuchten Körper ganz oder zu einem großen Teil erfassen. Zu diesem Zweck werden in der Mikro-Tomographie 2-dimensionale Flächendetektoren eingesetzt, mit denen das Objekt ganz oder zum größten Teil in den Projektionen erfasst wird (Abb. 2.3). Ein weiterer Vorteil der Aufnahme von Flächenprojektionen ist, dass die Gesamtanzahl der zu messenden Projektionen deutlich geringer ist. Dies erfordert zwar eine 3D-Rekonstruktion zur Weiterverarbeitung der Projektionen, macht jedoch die Aufnahme einzelner Schichten, die anschließend zu einem 3D-Bild kombiniert werden, überflüssig.

Es existieren bereits mehrere Mikro-CT-Geräte, unter denen manche kommerziell erhältlich und andere reine Laborgeräte sind. Hinsichtlich der Aufbaugeometrie unterscheiden sich *ex vivo*- (Untersuchung am toten Objekt) und *in vivo*-Geräte (Untersuchung am lebenden Tier) darin, dass sich beim ersteren das Objekt auf einer Rotationseinheit befindet und schrittweise gedreht wird, wobei bei der zweiten Form das Tier auf einem Bett liegt, während sich Detektor und Quelle auf einer Kreisbahn bewegen. Für die meisten Mikro-CTs wurde neben einer Mikrofokusröhre ein CCD(charged coupled device)-Flächendetektor verwendet (Kap. 2.1.2.2). Da bisher jedoch keine spezifischen Größen für die Charakterisierung eines Mikro-CT-Systems existieren, sind die verschiedenen Geräte schwierig zu vergleichen.

2.1.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Wie bereits in Kap.3.1 erläutert, werden die Röntgenstrahlen auf ihrem Weg durch den Körper geschwächt. Die Schwächung folgt dem Schwächungsgesetz (Gl. 2.1)

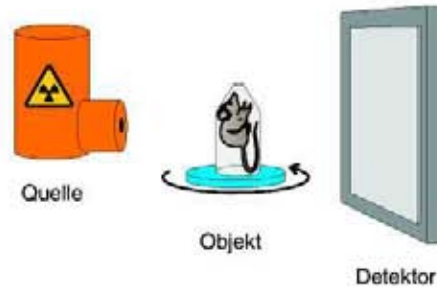


Abbildung 2.3: Prinzip der MikroCT. Ein MikroCT setzt sich aus einer Mikrofokusröhre zur Auflösung kleiner Strukturen und einem Flächendetektor zur Erhöhung der Aufnahmeempfindlichkeit durch 2D-Projektionen zusammen. Je nach Gerät oder Anwendung wird das Objekt oder des Detektor-Quelle-Paar rotiert.

$$I_0 \xrightarrow[\Delta x_1]{\mu_1} I_1 = I_0 \cdot e^{-\mu_1 \Delta x_1} \xrightarrow[\Delta x_2]{\mu_2} I_2 = I_1 \cdot e^{-\mu_2 \Delta x_2} \xrightarrow[\Delta x_3]{\mu_3} I_3 = I_2 \cdot e^{-\mu_3 \Delta x_3} \dots I = I_0 \cdot e^{-\int \mu(x) dx}$$

Abbildung 2.4: Schwächungsgesetz. Strahlung der Intensität I_0 wird nach Durchlaufen einer Materie der Dicke Δx_i und Schwächungskoeffizienten μ_i zur Intensität I_{i+1} geschwächt. Die Summe aller Schwächungen setzt sich multiplikativ zusammen.

und wird durch den Schwächungskoeffizienten μ des zu durchdringenden Gewebetyps bestimmt. Bei einem bestimmten Material hängt der Schwächungskoeffizient μ zusätzlich von der Energie der Strahlung ab (Abb. 2.5). Dieser wird üblicherweise in der Einheit $\frac{1}{cm}$ angegeben. Sie kann jedoch auch abhängig von der Dichte ρ des betrachteten Materials als Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ mit der Einheit $\frac{cm^2}{g}$ angegeben werden.

Im medizinischen Anwendungsbereich ist es mittlerweile üblich, den linearen Schwächungskoeffizienten μ auf einer dimensionslosen Skala wiederzugeben. Dazu wird nach der Formel

$$CT\text{-Zahl} = \frac{\mu - \mu_{\text{Wasser}}}{\mu_{\text{Wasser}}} \cdot 1000 \quad (2.2)$$

der Wert für Wasser auf 0 und der für Luft auf -1000 gesetzt. Die CT-Zahl wird in "Hounsfield-Unit" (HU) ausgedrückt und gibt die Abweichung in Promill von μ_{Wasser} wieder.

Die wesentlichen physikalischen Effekte, die den Verlauf der μ -Kurve bestimmen und somit auch zur Schwächung des Strahls beitragen, sind der "Photoeffekt", die "Compton-Streuung" und "Paarbildung". Je nach Strahlenergie ändert sich die

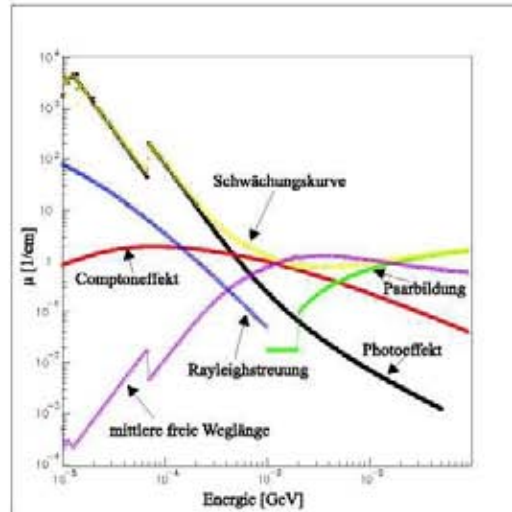


Abbildung 2.5: Eine Schwächungskurve am Beispiel Wolfram. Die Schwächungskurve ergibt sich als Summe aller in Wechselwirkung mit Materie auftretenden physikalischen Effekte (Photoeffekt, Comptoneffekt, Rayleighstreuung und Paarbildung), die zur Schwächung der Photonen beitragen.

Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens (Abb. 2.5).

Die Paarbildung tritt erst bei Photonenenergien $\geq 2m_0c^2$ (1022 keV) auf und spielt somit wegen der geringeren Energie der verwendeten Röntgenstrahlen für CT keine Rolle. Bei der Schwächung der Röntgenstrahlung sind zwei Aspekte wesentlich. Auf der einen Seite werden einige Photonen absorbiert und ihre Energie im Material deponiert. Andererseits verlässt Energie in Form von Photonen bestimmter Energie und Richtung das Material. Für die Absorption ist der Photoeffekt verantwortlich. Die aus dem Körper kommende Strahlung, abgesehen von den Röntgenstrahlen, die den Körper ohne Wechselwirkung durchdringen, entstehen entweder durch einen Folgeprozess des Photoeffekts oder durch Streueffekte. Zur Verdeutlichung werden im Folgenden die einzelnen Prozesse separat besprochen.

Photoeffekt

Wenn ein Photon auf ein gebundenes Elektron trifft, kann es das Elektron so anregen, dass es sich aus der Atomhülle löst und als freies Photoelektron mit einer kinetischen Energie E_{kin} vorliegt (Abb. 2.6). Die Voraussetzung für den Prozess des Photoeffekts ist, dass die Energie $E_{Photon, ein}$ des einfallenden Photons größer ist

als die Bindungsenergie E_{Bind} des Elektrons. Daraus ergibt sich für die Energie $E_{Photoelektron}$ des freien Photoelektrons:

$$E_{Photoelektron} = E_{Photon,ein} - E_{Bind}. \quad (2.3)$$

Je weiter außen die Schale liegt, aus der das Elektron herausgerissen wird, umso größer ist $E_{Photoelektron}$. Da der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses mit steigendem $E_{Photoelektron}$ abnimmt, sind besonders die Wechselwirkungen der Strahlung mit stark gebundenen Elektronen aus inneren Schalen wesentlich. Die Bindungsenergie E_{Bind} dieser Elektronen ist bekanntlich quantisiert und charakteristisch für das jeweilige Element. Es entsteht ein atomspezifisches Absorptionsspektrum. Dieses Spektrum besteht je nach Größe des Atoms aus einzelnen Serien bzw. Kanten, wie z.B. K- oder L-Kante. Diese Kanten sind in der Kurve des Absorptionskoeffizienten gegen die Energie in der Unterbrechung des exponentiellen Verlaufs durch die Sprünge zu erkennen (Abb. 2.5). An diesen Stellen, die die Bindungsenergie der Hüllenelektronen auszeichnen, wächst die Absorptionskraft um ein Vielfaches.

Das beim Photoeffekt entstehende Elektronenloch kann durch ein Elektron aus den äußeren Schalen unter gleichzeitiger Emission eines Photons wieder aufgefüllt werden (Abb. 2.8). Die hierbei entstehenden Röntgenquanten tragen zur Streustrahlung bei, wenn sie im Detektor registriert werden. Aufgrund der diskreten Energiewerte bei dieser Elektron-Loch Rekombination entsteht Strahlung charakteristischer Wellenlängen, die bei der Erzeugung von Röntgenstrahlen genauer diskutiert wird. Je niedriger die Ordnungszahl Z des Atoms, umso wahrscheinlicher tritt der Fall auf, dass die freiwerdende Energie im Atom ein Elektron, Auger-Elektron, aus den äußeren Schalen löst. Diese innere Konversion ist von keiner Strahlung begleitet.

Compton- und Rayleighstreuung

Eine weitere wichtige Wechselwirkung von Röntgenstrahlen mit der Materie ist die Streuung. Dabei wird das einfallende Photon an einem Elektron gestreut und ändert seine Flugrichtung. Behält das Photon seine volle Energie, liegt eine Rayleighstreuung (kohärente Streuung) vor. Findet jedoch ein Energieübertrag auf das streuende Elektron statt, spricht man von Comptonstreuung (inkohärente Streuung) (Abb. 2.6). Die Streuung von Röntgenquanten ist von der Elektronendichte und damit von der Kernladungszahl (Z) des Atoms und der Energie des Strahls abhängig. Der kohärente Streuquerschnitt nimmt ab wenigen keV schnell mit der Energie ab, steigt jedoch mit der Ordnungszahl.

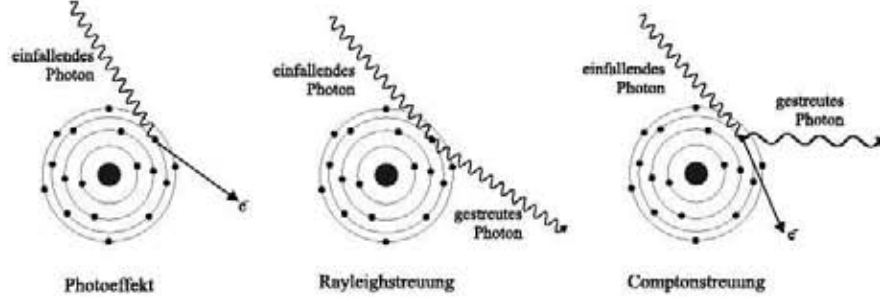


Abbildung 2.6: Wechselwirkung zwischen Photon und Materie. Die für die Computertomographie relevanten Photon-Materie-Wechselwirkungen sind die dargestellten. Bei Photoeffekt wird ein Elektron angeregt und aus seiner Bindung gelöst. Während bei Rayleighstreuung das einfallende und gestreute Photon dieselbe Energie haben, findet bei Comptonstreuung eine Energieübertragung statt.

Elektronen in Atomen mit niedrigem Z können als quasi "frei" behandelt werden, da ihre Bindungsenergie geringer ist als die Energie des einfallenden Strahls. Unter Beachtung der Energie- und Impulserhaltung ergibt sich für die Energie E'_{Photon} des gestreuten Quants und die kinetische Energie E'_{e^-} des gestoßenen Elektrons

$$E'_{\text{Photon}} = E_{\text{Photon}} \frac{1}{1 + \frac{E_{\text{Photon}}}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (2.4)$$

$$E'_{e^-} = E_{\text{Photon}} \frac{\frac{E_{\text{Photon}}}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_{\text{Photon}}}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (2.5)$$

wobei E_{Photon} die Energie des einfallenden Photons, $m_0 c^2$ die Ruheenergie des Elektrons und ϕ der Ablenkwinkel des gestreuten Photons ist. Die Klein-Nishina-Formel (Gl.2.6) gibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung je Elektron und je Raumwinkel $d\Omega$ an.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\text{gestreute Leistung pro Raumwinkel}}{\text{einfallende Intensität}} \\ &= r_0^2 \frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \phi)]^2} \times \left[1 + \frac{\gamma^2 (1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)[1 + \gamma(1 - \cos \phi)]} \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } r_0 &= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \\ \text{und } \gamma &= \frac{E_{\text{Photon}}}{m_0 c^2} \end{aligned}$$

Er nimmt bei gegebener Photonenenergie E_{Photon} mit zunehmendem Streuwinkel ϕ ab und bei festem Streuwinkel ϕ für steigende Photonenenergie E_{Photon} zu.

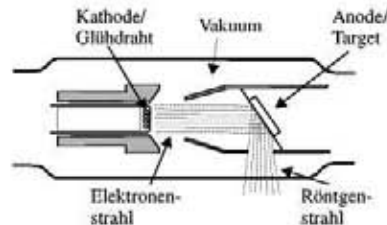


Abbildung 2.7: Prinzip einer Röntgenröhre. Die in der Kathode thermisch erzeugten Elektronen werden durch eine Spannung zur Anode hin beschleunigt. Dort werden sie im Anodenmaterial abgebremst und erzeugen Röntgenstrahlung.

2.1.2 Aufbau eines Computertomographen

Ein Röntgen-Computertomograph setzt sich aus einem Detektor, einer Röntgenquelle, einer Rotationseinheit und einem Computersystem zusammen. Während bei Human-CT der Detektor und die Quelle um den Patienten rotieren, wird bei der Mikro-Tomographie oft das Objekt rotiert. Der allgemeine Aufbau einer Mikro-CT-Anlage ist in Abb. 2.3 dargestellt und im Folgenden wird näher auf die Komponenten eingegangen.

2.1.2.1 Röntgenquellen

Abb. 2.7 zeigt das Funktionsprinzip einer Röntgenröhre [Dös00]. In einer Hochvakuumröhre werden in einer geheizten Kathode durch Thermoemission freie Elektronen erzeugt. Aufgrund der Röhrenspannung, die zwischen der Anode und der Kathode anliegt, werden die Elektronen in Richtung der Anode beschleunigt und beim Aufprall auf diese abgebremst. Am Target entsteht die Röntgenstrahlung, die sich aus zwei Komponenten, der charakteristischen Strahlung und der Bremsstrahlung, zusammensetzt (Abb. 2.9). Der größte Teil der Energie wird durch die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen auf das Gitter des Anodenmaterials übertragen und geht in Form von Wärmeenergie verloren. Die Elektronen, die zu den Atomkernen gelangen und in deren Feld abgebremst werden, senden Strahlung aus, die ein kontinuierliches Spektrum über einen großen, von der Maximalenergie der Elektronen limitierten Energiebereich aufweist. Dieser Anteil des Röntgenspektrums wird Bremsstrahlung genannt (Abb. 2.8).

In einem anderen Wechselwirkungsvorgang kann ein einfallendes Elektron, das eine genügend hohe Energie aufweist, eines der gebundenen Elektronen der inneren Schalen des Anodenmaterials herausschlagen (Abb. 2.8 links). Das entstandene Loch

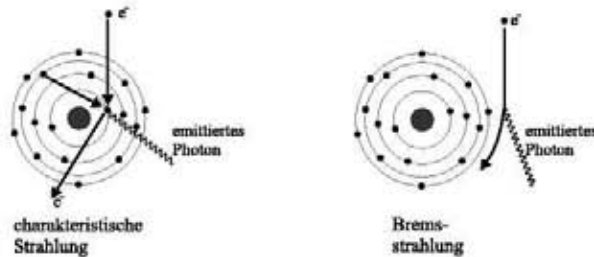


Abbildung 2.8: Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie. Im Anodenmaterial entsteht einerseits durch die Streuung der Elektronen im Feld der Hüllenelektronen die Bremsstrahlung und andererseits durch Photoeffekt die charakteristische Strahlung.

wird durch Elektronen von den äußeren Schalen wieder aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energie wird als Röntgenquant gemäß der Bohrschen Beziehung $h\nu = E_2 - E_1$ abgegeben. Somit entstehen durch die unterschiedlichen Energieniveaus der Atome des Anodenmaterials Röntgenstrahlen diskreter Energien, die auch charakteristische Strahlung genannt werden. Abb. 2.9 zeigt das typische Spektrum einer Röntgenquelle.

Der Wirkungsgrad η der Umwandlung von der kinetischen Energie des Elektrons in Röntgenstrahlung ist bestimmt von der Kernladungszahl Z , also von der Anzahl der Wechselwirkungspartner (Gl. 2.7). Außerdem verhält er sich proportional zu der Energie der Elektronen, das heißt zu der Röhrenspannung U .

$$\eta = k \cdot U \cdot Z \quad (2.7)$$

Konstante $k = 11 \cdot 10^{-9}$

Der Wirkungsgrad ist jedoch so gering, dass normalerweise über 99 % der eingebrachten Energie in Form von Wärme verloren geht und durch Luft- oder Wasserkühlung abgeführt werden muss. Bei Hochleistungsröhren werden zusätzliche Techniken zur Ableitung der Wärme eingesetzt. Zum Beispiel bei feststehenden Anoden („Festanoden“) wird die Wolframanode in Kupfer eingegossen und die Wärme über Konduktion üblicherweise in Öl abgeführt. Die erreichte sehr hohe Brennflecktemperatur begrenzt die Leistung von Röhren mit Festanoden. Aus diesem Grund werden zur besseren Wärmeverteilung und somit auch Erhöhung der Belastbarkeit drehbare Anoden („Drehanode“) eingesetzt, die standardmäßig Drehzahlen bis zu $9000 \frac{1}{\text{min}}$ erreichen [Mor95].

Hinsichtlich der geometrischen Anordnung der Glühwendel und Anode zueinander gibt es zwei Typen von Röntgenquellen. In den Abbildungen 2.7 und 2.10 sind die

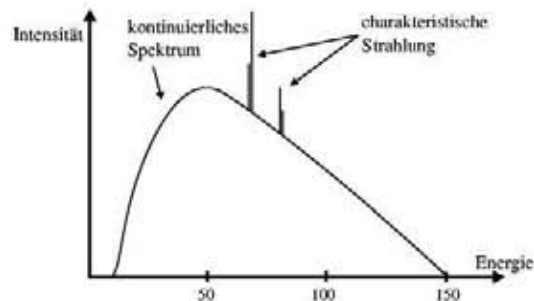


Abbildung 2.9: Beispiel für ein Röntgenspektrum. Die kontinuierliche Strahlung hat ein breites Spektrum und ist begrenzt durch die an der Röhre eingestellten Spannung. Die charakteristische Strahlung ist diskret und ist durch ihre hohe Intensität als Peaks im Gesamtspektrum zu erkennen.

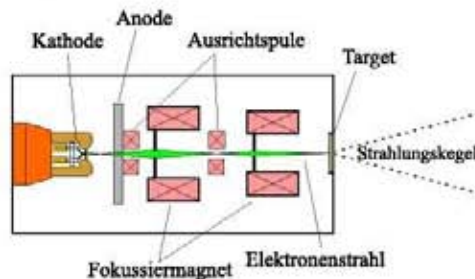


Abbildung 2.10: Transmissionsquelle. Die von der Kathode kommenden Elektronen treffen auf ein Target und der genutzte Strahlkegel entsteht hinter diesem. Die Fokusgröße wird von der Fokussierung des Elektronenstrahls bestimmt, die durch die Spulen erfolgt.

beiden konventionellen Methoden dargestellt. Treffen die von der Kathode kommenden Elektronen in einem Winkel $< 90^\circ$ auf die Anode, d.h. wird der Röntgenstrahlungsanteil auf die dem Elektronenstrahl zugewandten Targetseite ausgenutzt, spricht man von einem Reflexionstarget. Beträgt der Auftreffwinkel $\approx 90^\circ$ und die genutzte Röntgenstrahlung entsteht hinter der Anode, spricht man von einem Transmissionstarget [Lut01]. Eine wichtige Größe bei Röntgenröhren ist der Fokus bzw. Brennfleck. Die Fokusgröße hat einen Einfluss auf die Schärfe der Projektionsabbildung (Abb. 2.11). Dabei gilt, je punktförmiger bzw. kleiner der Fokus, desto schärfer die Abbildung. Jedoch verringert sich auch der Strahlenfluss der Röhre mit der Verkleinerung der Fokusgröße. Die Auswahl einer geeigneten Röhre bedeutet ein Kompromiss zwischen der Fokusgröße und der Strahlenflussstärke.

Mikrofokusröhren haben ein magnetisches Linsensystem, das den Elektronenstrahl fein bündelt und somit Brennfleckgrößen $< 10\mu\text{m}$ ermöglicht. Vorzugsweise wird bei

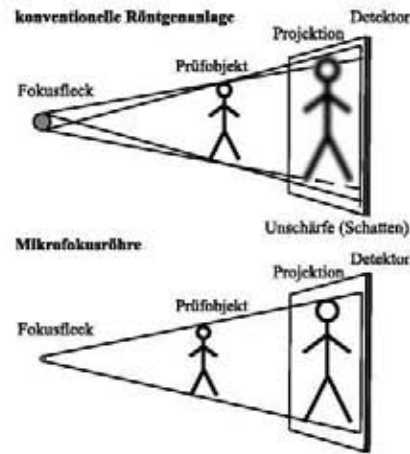


Abbildung 2.11: Wirkung der Fokusgröße. Bei einer nicht punktförmigen Quelle sind die Lichtkegel, die von den Rändern der Quelle ausgehen, gegenüber der des Quellenmittelpunkts verschoben. Dieser Effekt macht sich mit zunehmender Fokusgröße deutlicher in Form von Verschmierungen zunächst in den Projektionen und folglich auch im rekonstruierten Bild bemerkbar.

Mikrofokusröhren die Methode des Transmissionstargets eingesetzt, da hierbei die Fokussierung des Elektronenstrahls und somit die Minimierung der Fokusgröße einfacher ist. Andererseits muss gleichzeitig das Target vergleichsweise dünn sein, damit die erzeugten Röntgenstrahlen nicht vom Anodenmaterial selbst absorbiert werden. Aus diesem Grund ist die maximal einstellbare Leistung von Mikrofokusröhren abhängig von der Fokusgröße eingeschränkt.

Außer der Röntgenröhre gibt es noch andere Röntgenquellen, wie die Synchrotronstrahlungsquellen bzw. Teilchenbeschleuniger. Dabei werden geladene Teilchen, meist Elektronen oder Positronen, mit nahezu Lichtgeschwindigkeit auf einer Kreisbahn beschleunigt. Gemäß den Maxwell-Gleichungen erzeugen beschleunigte Ladungen tangential zu ihrer Bewegungsrichtung Strahlung, die zu einem Energieverlust der Teilchen führt. Diese Strahlung wird aufgrund ihrer Quelle Synchrotronstrahlung genannt. Da die Ladungen in Form von Teilchenpaketen die Bahnen durchlaufen, ist die emittierte Strahlung gepulst. Besonderheiten der Synchrotronstrahlung sind ihre sehr hohe Intensität und das breite Spektrum, das vom sichtbaren bis zum harten Röntgenbereich geht. Sie ist außerdem stark gebündelt und polarisiert [Wil96].

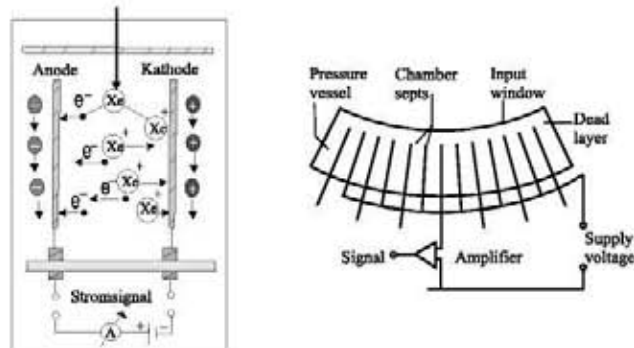


Abbildung 2.12: Struktur eines Gasdetektors. Gasdetektoren funktionieren nach dem Prinzip einer Ionisationskammer. Für den Innendruck und die Tiefe der Kammer sollten hohe Werte gelten, um eine bessere Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zu erzielen.

2.1.2.2 Detektor

Die wesentlichen Kriterien, die ein Detektor in der Röntgencomputertomographie erfüllen muss, sind eine gute Absorption, ein hoher Wirkungsgrad bei Umsetzung in elektrische Signale und Linearität innerhalb des gewünschten Energiebereichs. Im Gegensatz zu Human-CTs, bei denen Zeilendetektoren eingesetzt werden, werden beim Micro-CT Flächendetektoren verwendet. Daher ist es in der Mikrotomographie ebenfalls wichtig, welche Flächengröße bei der Herstellung erreicht werden kann. Während in der Humanmedizin mit Maximalenergien von ca. 50 keV–130 keV gearbeitet wird, werden in der Mikrotomographie vorwiegend Röntgenstrahlen im Energiebereich von 20 keV–50 keV eingesetzt. Die Auflösung des Detektors sollte in der Größenordnung $\leq 50 \mu\text{m}$ oder besser liegen, wobei bei den medizinischen Geräten aufgrund der größeren Untersuchungsobjekte eine Auflösung von ca. $100 \mu\text{m}$ im allgemeinen ausreicht.

Im Bereich der Computertomographie werden zwei Detektortypen zur Bildaufnahme eingesetzt: Gasdetektoren und Festkörperdetektoren [Moy00, KHM99]. Bei den Gasdetektoren handelt es sich um eine große mit Gas gefüllte metallische Kammer, die durch einzelne Platten in ca. 1mm-Abständen in viele kleinere Kammern unterteilt wird (Abb. 2.12). Jeder dieser luftdicht abgeschlossenen Bereiche funktioniert nach dem Prinzip einer Ionisationskammer und steht unter Hochdruck (ca. 20 bar). Bei einer Ionisationskammer erzeugt der eintretende Strahl auf seiner Flugbahn durch das Medium Elektronen-Loch-Paare. Diese werden durch die anliegende Spannung getrennt, wobei die Bewegung der Ladungsträger als Stromstoß registriert wird. Als Füllmedium eignet sich ein Edelgas mit hoher Atomzahl, um

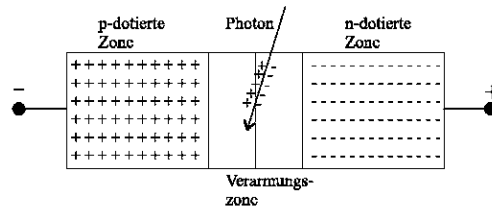


Abbildung 2.13: Photodiode. An der Grenzfläche zwischen dem p- und n-dotierten Halbleiter bildet sich eine Verarmungszone, die sich durch Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung vergrößern lässt. Die durch diese Zone dringenden Röntgenstrahlen erzeugen je nach Energie eine Anzahl an Elektronen-Loch-Paaren, die als Stromsignal nachgewiesen werden.

einerseits chemische Reaktionen mit der Kammerwand zu vermeiden und andererseits eine hohe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zu erreichen. Aus diesen Gründen wird meist Xenon oder ein Xenon-Krypton-Gemisch verwendet. Xenon-Hochdruck-Ionisationskammern werden noch bei Humangeräten eingesetzt, eignen sich jedoch wegen der aufwändigen Detektorhandhabung und der limitierten Ortsauflösung nicht für die Micro-Tomographie. Außerdem ist die Detektionseffizienz von Gasdetektoren gegenüber Festkörperdetektoren gering, weshalb sie immer mehr von diesen abgelöst werden [Mor95].

Bei Festkörperdetektoren unterscheidet man zwischen Halbleiter- und Szintillationsdetektoren [SB02]. Die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren ist der einer Ionisationskammer ähnlich und lässt sich anhand einer in Sperrrichtung gepolten Diode beschreiben (Abb. 2.13). Diese setzen sich aus der Kombination eines p-dotierten und eines n-dotierten Halbleiters zusammen. Zwischen diesen bildet sich eine ladungsträgerfreie Zone (Verarmungszone), die durch Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung vergrößert wird. Ein Röntgenstrahl, der in diese Zone eindringt, erzeugt Elektronen-Loch-Paare, die aufgrund des starken Raumladungsfeldes in der Verarmungszone getrennt werden. Dabei wandert das Elektron in das n- und das Loch in das p-Gebiet. Die Energie des einfallenden Strahls bestimmt die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare und somit ist das Signal zur abgegebenen Energie proportional. Sowohl bei Gas- als auch Halbleiterdetektoren handelt es sich bzgl. der Umwandlung der Strahlung in ein Signal um direkte Konverter (Abb. 2.14). Eine Besonderheit von Gas- und Halbleiterdetektoren ist, dass durch die direkte Konvertierung die Information über die Energie des einfallenden Strahls vorliegt.

Das Signal in einem Szintillationsdetektor hingegen entsteht auf indirektem Weg (indirekte Konversion) (Abb. 2.14). Tritt ein Röntgenquant in einen Szintillationskristall, z.B. NaI(Tl), überträgt es seine Energie an ein oder mehrere Elektronen.

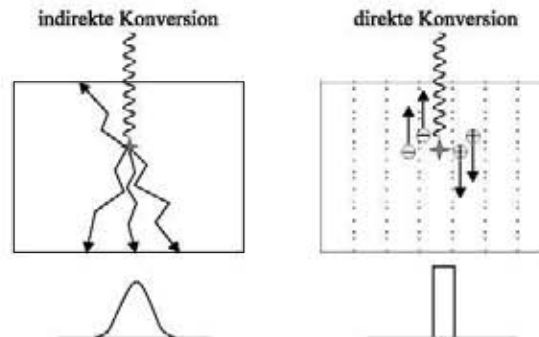


Abbildung 2.14: Konversion der einfallenden Strahlung. Bei der indirekten Konversion wird Szintillationslicht erzeugt, das sich im unstrukturierten Szintillator ausbreitet und somit die Ortsauflösung vermindert. Die Elektronen-Loch-Paare bei der direkten Konversion liefern hingegen ein scharfes Signal.

Ein großer Teil dieser Energie geht in Form von Phononen (Gitterschwingungen) als Wärme verloren. Die Restenergie regt Valenzelektronen des Materials in das Leitungsband an, die wiederum beim Zurückspringen in das Valenzband Photonen abstrahlen können. Damit jedoch das Elektron nicht direkt zwischen dem Valenz- und Leitungsband hin und wieder zurückspringt und dabei ein Quant derselben Energie emittiert, wird der Kristall zusätzlich z.B. mit Thallium dotiert. Diese Dotieratome erzeugen Energieniveaus, die zwischen dem Valenz- und Leitungsband liegen. Die Photonen des Szintillationslichts werden schließlich z.B. mit einem Elektronenvervielfacher (Photomultiplier) nachgewiesen.

In den nächsten Abschnitten werden einige für die Röntgen-Computertomographie, insbesondere MikroCT interessante bzw. bereits eingesetzte Szintillator- und Halbleitermaterialien vorgestellt. Als Szintillatormaterialien finden z.B. Terbium dotiertes Gadolinium Oxysulfid ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ bzw. Gadox oder Lanex) und Thallium dotiertes Cäsium Iodid (CsI(Tl)) breiten Einsatz und als direkte Konverter für Röntgenstrahlen werden Halbleiter, wie amorphes Selen (aSe), CdTe oder Cadmium Zink Tellurid (CdZnTe oder CZT), eingesetzt.

Gadox stellt durch seine hohe Atomzahl und Dichte ($7,44 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) einen sehr effektiven Absorber für Röntgenstrahlen dar. Es wird in Pulverform hergestellt und anschließend zu einer Szintillationsschicht zusammengepresst. Das führt dazu, dass das Szintillationslicht streuen und sich im Material ausbreiten kann, bevor es ausgelesen wird. Dickere Gadox-Schichten weisen eine hohe Absorptionskraft auf, können jedoch wegen der durch den vergrößerten Lichtkegel verursachten Unschärfe nicht für hochauflösende Systeme eingesetzt werden. Dünnere Schichten reduzieren zwar

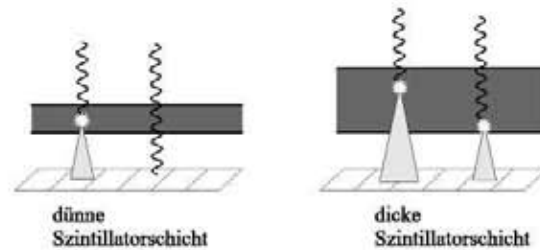


Abbildung 2.15: Lichtausbreitung im Szintillator. Eine dünne Szintillatorschicht hat eine geringere Absorptionskraft und der Kegel des Szintillatorlichts ist kleiner. Eine dickere Szintillatorschicht bedeutet hohe Absorption der einfallenden Strahlung, jedoch einen größeren Streukegel.

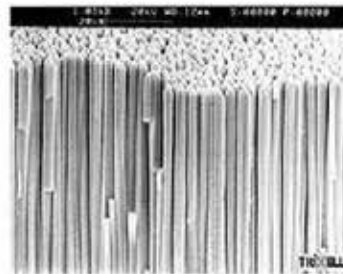


Abbildung 2.16: CsI-Kristalle. CsI-Szintillatoren werden auf einem Substrat in form von Nadelkristallen gezogen. So leiten sie wie Glasfasern das Szintillationslicht in definierten Bahnen weiter.

die Unschärfe, absorbieren jedoch die einfallenden Röntgenstrahlen schwächer, was zu einer niedrigeren Sensitivität und schlechterem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR = Signal to Noise Ratio) führt (Abb. 2.15).

CsI hingegen gehört zu den strukturierten Szintillatoren. Es wächst nadelförmig auf einem Substrat und bietet somit einzelne, feine vertikal verlaufende Kanäle, die das Szintillatorlicht ohne Streuung weiterleiten (Abb. 2.16). Gleichzeitig hat CsI eine deutlich geringere Atomzahl und Dichte ($4,51 \frac{g}{cm^3}$) als Gadox und muss somit für gleiche Absorptionskraft als dickere Schicht vorliegen. Die Herstellung von CsI in ausreichender Dicke bzgl. der Absorptionskraft und Auflösung ist technisch aufwändig und mit hohen Kosten verbunden. Bei einem Füllfaktor von 50 % kann eine Pixelgröße von $100 \mu m$ erreicht werden. Beide Szintillatoren, Gadox und CsI, eignen sich zur Herstellung von Flächendetektoren.

Amorphes Selen hat eine Dichte von $4,3 \frac{g}{cm^3}$ und weist resultierend aus seiner hohen Absorptionskraft und niedrigem Rauschverhalten eine gute Kontrastauflösung

auf, weswegen es bereits in der Vergangenheit im Bereich der Mammographie oder Lungenaufnahmen Anwendung gefunden hat [SPP97]. Seine Absorptionskraft bei 60 keV liegt ca. 30 % unter der von CsI, jedoch sind bei einem Füllfaktor von 100% eine Pixelgröße von $< 150\mu\text{m}$ möglich [ZR95].

CdTe ($5,85 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) und CdZnTe ($5,78 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) sind aufgrund ihrer hohen Dichte und Atomzahl und somit starker Absorptionskraft bis zu ca. 150 keV interessante Raumtemperaturdetektoren nicht nur für Röntgenstrahlen [SG01]. Durch die Legierung von CdTe mit Zn wird eine höhere Bandlücke und daher auch eine höhere Sensitivität erreicht [Sch00]. Beide Halbleiter weisen eine hohe Energieauflösung bei geringen Zählraten auf. Bei medizinischen Anwendungen ist es wegen des hohen Strahlflusses nicht möglich, einzelne Quanten zu unterscheiden (Pulsmodus), sondern es wird eher ein durchschnittlicher Photonenstrom erzeugt (Strommodus) [JM99]. Starke Unreinheiten und Fehler im Kristall führen zu schweren Trappingzentren, die das zeitliche Verhalten negativ beeinflussen, d. h. diese instabil machen und zum sogenannten „memory effect“ führen. Eine Verbesserung konnte durch die Präsenz von Raumladungen erreicht werden [RGG00]. Insgesamt wird die Verwendung von CdTe und CZT in der Computertomographie noch hauptsächlich von den relativ langen Signalabklingzeiten bis zu 5 ms limitiert.

Die Auslesetechnologie der aktuell kommerziell erhältlichen digitalen Flächendetektoren mit Szintillatorschicht basiert auf amorphen Silizium(aSi)-Diodenflächen und Charged Coupled Devices (CCDs). Die erstgenannte Technologie besteht typischerweise aus einer Matrix von Photodioden, die nach dem oben beschriebenen Prinzip funktionieren. Wenn das in den Szintillatoren erzeugte Licht in eine Photodiode eindringt, werden Elektronen angeregt und ein elektrisches Signal ausgegeben. Die Photodioden sind mit einer aktiven Dünnschichttransistormatrix (TFT) zur Auslesung gekoppelt. Diese Technologie ermöglicht Aufnahmeflächen, die bei $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ und größer liegen. Photodiodenmatrizen sind geeignet für Messungen mit hohen Photonintensitäten oder wenn sehr hohe Signal-zu-Rausch Verhältnisse gefordert sind. Ein Beispiel eines solchen Detektors ist in Abb. 2.17 dargestellt.

CCDs gelten mittlerweile als die führende Technologie in der Hochleistungsbildgebung. Ein CCD ist ein analoges Schieberegister, das Ladungspakete transportiert. Dieser besteht aus einer Vielzahl von zweidimensional angeordneten MOS-Kondensatoren (MOS – Metal Oxide Semiconductor). Einfallende Photonen erzeugen Elektronen-Loch-Paare, die während der Belichtungszeit gespeichert und am Ende der Integrationszeit zu einem Puffer und anschließend zu einem A/D-Konverter transferiert werden. Aufgrund dieser natürlichen Integration haben CCD-Detektoren einen sehr großen dynamischen Bereich, der jedoch durch die Geschwindigkeit des

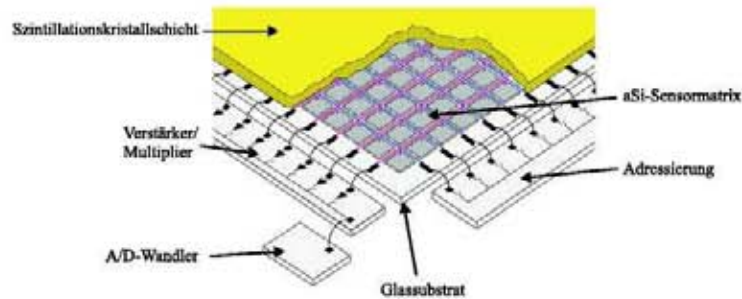


Abbildung 2.17: Silizium-Flächendetektor. Unter der Szintillatorschicht befindet sich eine Matrix aus Siliziumdioden, die das Szintillatorlicht nachweisen und als Signal weiterleiten.

A/D-Konverters und den Dunkelstrom bedingt durch thermische Effekte begrenzt wird. CCDs sind um mehrere Größenordnungen sensitiver als Photodioden und somit für Messungen mit geringer Strahlintensität geeignet.

Ein Vergleich zwischen Silizium-Flächendetektoren mit direktem und indirektem Konverter bei sehr hohen Energien von 6 MV (Megavolt-CT) wird in [PHM02] von Partridge et al. präsentiert. Dabei wurden zwei Detektorsysteme der Firma Perkin Elmer Inc. basierend auf sehr ähnlichen 512×512 aSi-Diodenfeldern und einer Pixelgröße von $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ ausgewählt. Bei dem indirekten Konverter handelt es sich um Gadox und beim direkten Konverter wurde die Silizium-Diodenfläche selbst gewählt. Für beide Detektoren wurde das Rauschverhalten (NPS), das zeitliche Verhalten, die Ortsauflösung (MTF) und die detektive Quanteneffizienz (DQE) experimentell bestimmt. Diese Untersuchungen haben ergeben, dass das NPS, die MTF und das zeitliche Verhalten bei beiden Systemen im Rahmen der Messgenauigkeit identisch waren. Der direkte Konverter weist eine leicht höhere Empfindlichkeit für Röntgenstrahlen der Energie 500 keV-1 MeV auf. Außerdem lag dessen Quanteneffizienz 45 % unterhalb der des indirekten Konverters.

2.1.2.3 Analytische Rekonstruktion

Wie bereits erläutert, werden in der Computertomographie mehrere Röntgenprojektionen vom Objekt aus verschiedenen Richtungen aufgenommen. Um aus diesen Projektionen ein Bild zu erhalten, das die inneren Strukturen wiedergibt, müssen diese rekonstruiert werden. Prinzipiell lassen sich zwei Ansätze von Rekonstruktionsverfahren unterscheiden: die analytischen und die algebraischen Verfahren. Bei CT-Aufnahmen werden bis auf Ausnahmen analytische Verfahren eingesetzt. Sie gehören aufgrund ihrer hohen Effizienz und einfachen Implementierbarkeit zu den

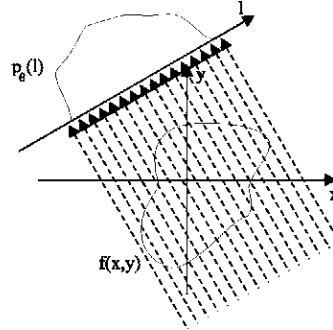


Abbildung 2.18: Parallelprojektion. Die Parallelstrahlung ist der einfachste Fall der Durchstrahlung eines Objekts, an dem im zweidimensionalen Fall die Methode der Rückprojektion dargelegt werden kann.

meist genutzten Rekonstruktionsverfahren [KS88, Her80].

In der Mikro-Computertomographie findet die 3D-Rekonstruktion unter Verwendung des Kegelstrahl-Rekonstruktionsalgorithmus Einsatz. Im folgenden wird das analytische Rekonstruktionsverfahren zunächst für den einfachsten Fall, bei dem Parallelprojektionen vorliegen, erläutert [Zad96, Fuh93].

Dieser Fall der Parallelprojektion ist in Abb. 2.18 dargestellt. Ein zweidimensionales Objekt, beschrieben durch die Funktion $f(x, y)$, wird unter einem Winkel Θ von parallelen Röntgenstrahlen durchdrungen. Die mathematische Beschreibung der Projektion $p_\Theta(l)$ ist durch ein Linienintegral längs einer Geraden l gegeben

$$p_\Theta(l) = \int_{(\Theta, l)} f(x, y) ds. \quad (2.8)$$

Unter der Nutzung der Diracschen Delta-Funktion und Substitution des Integrationswegs durch die Geradengleichung $l = x \cdot \cos \Theta + y \cdot \sin \Theta$ erhält man die Radontransformation

$$p_\Theta(l) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \delta(x \cdot \cos \Theta + y \cdot \sin \Theta - l) dx dy. \quad (2.9)$$

Ihren Namen hat die Radontransformation vom Mathematiker Johann Radon (1917), der diese Beziehung eingehend untersuchte. In der analytischen Rekonstruktion geht es darum, diese Gleichung zu invertieren, das heißt, unter Verwendung der vorhandenen Informationen über die Projektionsdaten $p_\Theta(l)$, $f(x, y)$ zu bestimmen und somit das Objekt zu beschreiben.

Diese Vorüberlegungen können jetzt auf die Rekonstruktion im CT angewandt werden, wenn man ausnutzt, dass sich das Schwächungsgesetz (Gl 2.1) durch Logarithmieren der Intensitäten und mit der Definition $p = \ln(I)$ in Form von Gl. 2.8 schreiben lässt. Das Rekonstruktionsproblem in der CT erfordert also die Berechnung der inversen Radontransformaten. Zur Berechnung dieser Inversen ist es nützlich, Gl. 2.9 ausgehend von den Formeln für die eindimensionale Fouriertransformation

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-i\omega x} dx \quad (2.10)$$

umzuschreiben. Angewandt auf die Radontransformation erhält man für die eindimensionale Fouriertransformation $P_{\Theta}(\omega)$

$$\begin{aligned} P_{\Theta}(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} p_{\Theta}(l) \cdot e^{-i2\pi\omega l} dl \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \delta(x \cdot \cos \Theta + y \cdot \sin \Theta - l) dx dy \right] \cdot e^{-i2\pi\omega l} dl \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x \cdot \cos \Theta + y \cdot \sin \Theta - l) \cdot e^{-i2\pi\omega l} dl \right] dx dy \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \cdot e^{-i2\pi\omega(x \cdot \cos \Theta + y \cdot \sin \Theta)} dx dy \\ &= F(u, v) \end{aligned} \quad (2.11)$$

wobei $u = \omega \cdot \cos \Theta$ und $v = \omega \cdot \sin \Theta$ als um einen Winkel Θ rotierte Ortsfrequenzen aufgefasst wurden. Die eindimensionale Fouriertransformation der Radontransformaten kann somit als zweidimensionale Fouriertransformation unter dem entsprechenden Winkel Θ der gesuchten Funktion $f(x, y)$ aufgefasst werden. Dies ist der Inhalt des Fourier-Schnitt-Theorems und kann wie in Abb. 2.19 graphisch dargestellt werden. Das Fourier-Schnitt-Theorem ermöglicht die Inversion der Radontransformation mittels der inversen Fouriertransformation. Da die inverse Fouriertransformation ebenfalls eine Fouriertransformation ist und sich Fouriertransformationen höchst effizient mittels des Fast-Fourier-Transform(FFT)-Algorithmus programmieren lassen, stellen diese Fourier-Methoden eine einfache Lösung des Rekonstruktionsproblems dar.

In der Praxis verwendet man allerdings in der Regel die Methode der „gefilterten Rückprojektion“. Hierzu schreibt man die inverse Fouriertransformation in Polarko-

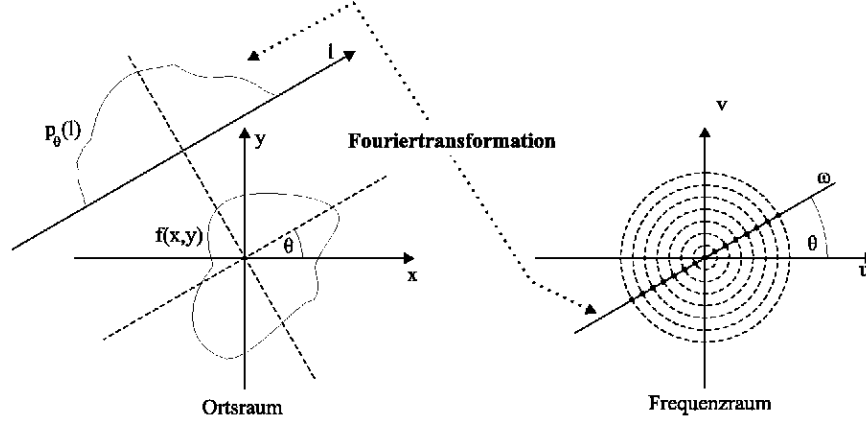


Abbildung 2.19: Grafische Darstellung des Fourier-Schnitt-Theorems. Die Projektionen werden fouriertransformiert und entlang der entsprechenden Ursprungsgeraden in den Frequenzraum des Objekts übertragen, wo eine 2D-Fouriertransformation durchgeführt werden kann

ordinaten (r, φ)

$$\begin{aligned}
 f(x, y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) \cdot e^{i2\pi(ux+vy)} dx dy \\
 &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(r, \varphi) e^{i2\pi r(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} r dr d\varphi \\
 &= \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} F(r, \varphi) \cdot e^{i2\pi r(x \cos \varphi + y \sin \varphi)} |r| dr \right] d\varphi \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

wobei das erste Integral in die Integrationsbereiche 0 bis π und π bis 2π aufgesplittet wurde und die Eigenschaft

$$F(r, \varphi + \pi) = F(-r, \varphi) \quad (2.13)$$

berücksichtigt wurde. Mittels Substitution der eindimensionalen Fouriertransformierten der Projektion $P_{\Theta}(\omega)$ für die zweidimensionale Fouriertransformierte $F(r, \varphi)$ nach Gl. 2.11 erhält man

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} G_{\varphi}(x \cos \Theta + y \sin \Theta) d\varphi \quad (2.14)$$

mit der gefilterten Projektion

$$G_{\varphi}(w) = \int_0^{\infty} P_{\varphi}(r) |r| e^{i2\pi r w} dr. \quad (2.15)$$

2.1. Grundlagen der Röntgen-Computertomographie

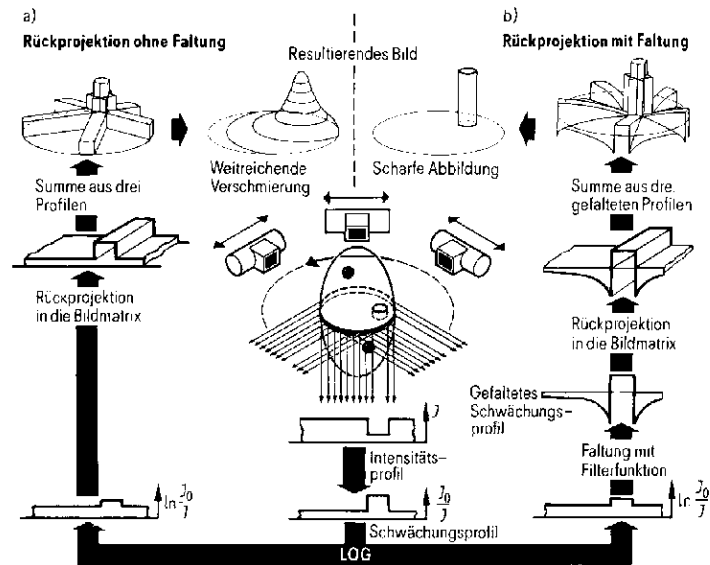


Abbildung 2.20: Vergleich der gefilterten und einfachen Rückprojektion. Während bei einer einfachen Rückprojektion alle Schwächungsprofile logarithmiert, rückprojiziert und anschließend summiert werden, werden diese bei einer gefilterten Rückprojektion zunächst mit einer Filterfunktion gefaltet. Die Filterung führt dazu, dass die sternförmige Verschmierung an den Rändern aufgehoben wird und ein scharfes Bild entsteht [Mor95].

Bildlich gesprochen bedeutet Gl. 2.14, dass die aufgenommenen Projektionen nach der Filterung (Gl. 2.15) über die Bildfläche in Richtung der Quelle „zurückgeschmiert“ werden.

Wenn man die Rückprojektion aus Winkeln über 180° ausführt, erhält man die Objektfunktion $f(x, y)$. Dabei gilt, je mehr Projektionen, d.h. je kleiner die Winkelschritte, desto genauer wird diese Aussage. In der Praxis führen die notwendige Diskretisierung der Integrale und des Voxelgitters aufgrund von Überlagerungen beim Rückprojektionsverfahren insbesondere an Kanten zu einer gewisse Unschärfe. Darum wird eine spezielle Filterung (Hochpassfilterung) auf die Projektionen angewandt. Diese weist negative Werte an den Flanken der Profile auf und kompensiert somit die Unschärfe. Daher nennt man dieses Verfahren gefilterte Rückprojektion (engl. „Filtered Back Projection“). In Abb. 2.20 werden das Verfahren der einfachen und der gefilterten Rückprojektion gegenübergestellt.

Bisher sind wir von Parallelstrahlen ausgegangen, die historisch gesehen bei der ersten Generation von CT-Geräten eingesetzt wurde. Heute taucht die Parallelstrahlgeometrie im Zusammenhang mit Synchrotronstrahlung als Röntgenquelle auf.

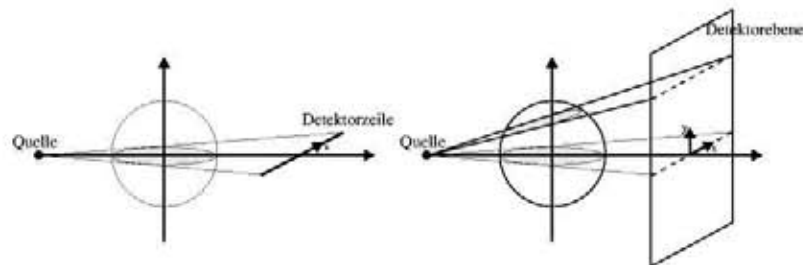


Abbildung 2.21: Fächer- und Kegelstrahl. Der Fächerstrahl (links) bildet eine Schicht des Objekts auf einen Zeilendetektor ab und ist somit eine Untermenge des Kegelstrahls (rechts), der das gesamte Objekt auf einmal auf einen Flächendetektor abbildet.

Ab der zweiten Generation von CT-Geräten wurden Röntgenquellen mit fächerförmiger Strahlung benutzt, was bis heute noch in der Medizin Verwendung findet (Abb. 2.21). In der Mikro-Computertomographie wird jedoch hauptsächlich die Kegelstrahlgeometrie eingesetzt, welche nicht nur deutlich kürzere Messzeiten zur Folge hat, sondern auch nach einer geeigneten Rekonstruktion direkt ein dreidimensionales Bild des Objektes liefert. Hierzu muss der Algorithmus der gefilterten Rückprojektion modifiziert werden und es müssen, da nicht mehr $p(\varphi) = p(\varphi + 180^\circ)$ gilt, Projektionen aus dem vollständigen Kreis um das Objekt verwendet werden.

Der wohl am meisten verwendete analytische 3D-Rekonstruktionsalgorithmus für Kegelstrahlgeometrien ist der Feldkamp-Algorithmus, der den Namen seinem Entwickler L.A.Feldkamp verdankt [FDK84]. Das Feldkamp-Verfahren als gefilterte Rückprojektion lässt sich ebenfalls auf zwei Schritte zurückführen: Filterung der Projektionen und Rückprojektion der Projektionen in Richtung der Quelle. Hierbei wird aber ausgehend von zweidimensionalen Projektionsbildern dreidimensional zurückprojiziert. Während bei den Parallelstrahlen die Rückprojektion senkrecht zur Bildebene verläuft, werden bei Fächerstrahlen in x-Richtung der Projektionsebene und bei Kegelstrahlen in x- und y-Richtung die Winkel berücksichtigt. Der von allen Seiten durch die Strahlung erfasste Bereich, der Rekonstruktionsbereich, ist im Fall von Kegelstrahlung kugelförmig. Die veränderte Geometrie wird durch einen Gewichtungsfaktor berücksichtigt. Als Filterfunktion wird ein „Ramp“-Filter eingesetzt, der alle Frequenzen abschneidet, die aufgrund der Größe der Detektorpixel nicht mehr erfasst werden können.

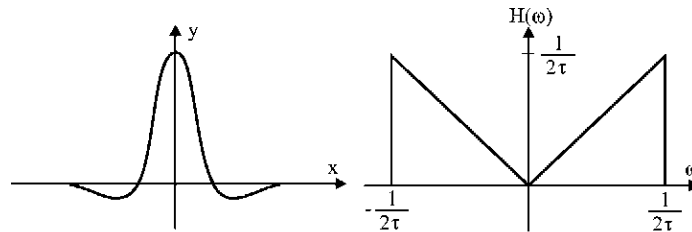


Abbildung 2.22: Filterung. Die typische Struktur der in der CT eingesetzten Faltungskerne (links) ist dargestellt. Die korrespondierende Filterfunktion (rechts) in der Frequenzdarstellung wird bei $\pm \frac{1}{2\tau}$ abgeschnitten, um die Größe der Detektorelemente zu berücksichtigen.

2.1.3 Charakterisierung einer Röntgen-Computertomographie-Anlage

Die Abbildungsfehler eines bildgebenden Systems sind nicht nur durch Justierfehler bedingt, sondern auch durch Systemeigenschaften wie das Rauschen, die Streuung des Lichts im Szintillator, die zu Übersprechverhalten zwischen den Pixeln führen, oder durch die Optik bedingte Verzerrungen, die ebenfalls eine Unschärfe in Bild verursachen. Aus diesem Grund sind Größen wie die Modulationsübertragungsfunktion (Modulation Transfer Function, MTF), die Informationen über die räumliche Auflösung bietet, und die Detektive Quanteneffizienz (Detective Quantum Efficiency, DQE), die über das Signal zu Rausch Verhältnis (Noise Power Spectrum, NPS) das Rauschverhalten wiedergibt, für die Charakterisierung eines Systems von Bedeutung.

2.1.3.1 Systemgeometrie

Die Systemgeometrie, d.h. die Position der einzelnen Komponenten und ihre relative Lage zueinander, sind entscheidende Eingangsgrößen für die Rekonstruktion in der Kegelstrahlgeometrie. Falsche Angaben führen hier zu Artefakten im rekonstruierten Bild. Die Idealgeometrie eines Scanners ist im Bild 2.23 dargestellt. Die Rotationsachse liegt zwischen der Quelle und dem Detektor parallel zu der Detektorfläche und senkrecht zu der Mittelebene, wobei diese im Idealzustand durch diejenige Strahlebene, die den Fokus und die Detektormitte in einem rechten Winkel miteinander verbindet, definiert wird. Die Projektion der Rotationsachse ist parallel zu den Pixelspalten und liegt in der Mitte des Detektors. Wie im Bild 2.24 verdeutlicht, können verschiedene Formen von Fehlstellungen (misalignments) gegenüber dieser

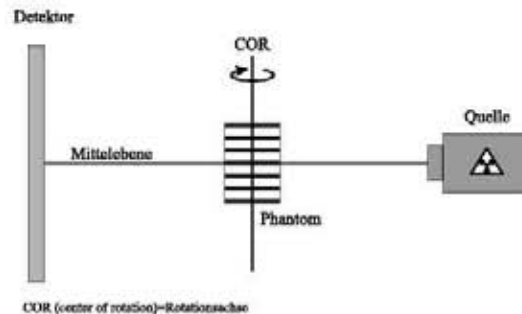


Abbildung 2.23: Idealgeometrie eines CT-Scanners. Im Idealfall verläuft die Mittellebene vom Mittelpunkt des Quellenfensters senkrecht auf den Mittelpunkt des Detektors. Gleichzeitig stehen die Mittellebene und die Rotationsachse senkrecht aufeinander.

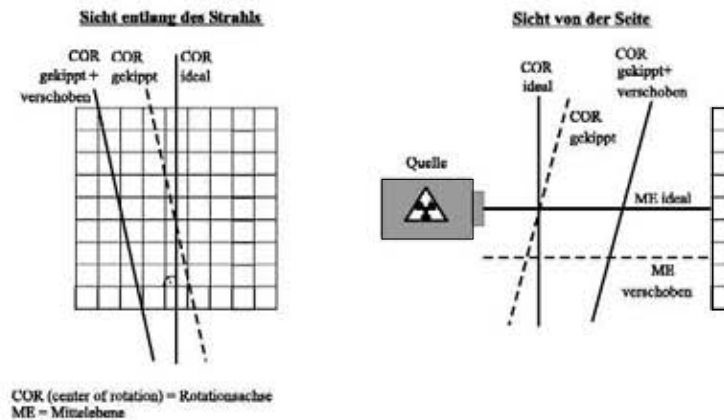


Abbildung 2.24: Misalignments. Verkippung und Verschiebung der Rotationsachse und Mittellebene gegenüber der Idealposition führen zu Fehlern in Form von Verschmierung und Versetzung im rekonstruierten Bild.

Idealgeometrie auftauchen. Wenn man die Rotationsachse und die Quelle betrachtet, können diese jeweils in Richtung des Strahls und/oder senkrecht dazu verkippert oder verschoben sein. Eine Verschiebung in Richtung des Strahls führt zur Änderung des Vergrößerungsfaktors, während eine Verschiebung parallel zur Detektorebene Doppelkonturen im rekonstruierten Bild verursacht. Verkippungen in jeglicher Art bewirken ein Übersprechen zwischen den Schichten und falsche Gewichtungsfaktoren bei der Rekonstruktion. Der sichtbare Effekt ist eine verschmierte Darstellung je nach Grad der Verkippung und Struktur des Untersuchungsobjekts. Die detaillierte Untersuchung der wichtigsten Fehlstellungseffekte, die bei einem Computertomographen auftreten können, und deren softwarebasierte Korrektur wird in [Tau02]

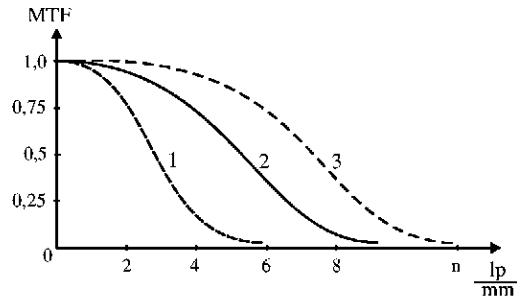


Abbildung 2.25: Beispiele für MTF-Kurven. Die MTF beschreibt den Kontrast von Bildkomponenten als Funktion ihrer Frequenz bzw. Größe. Dabei gilt, je flacher die MTF-Kurve umso besser ist sie. Folglich zeigt Kurve 3 die höchste und Kurve 1 die geringste Auflösung.

behandelt. Im Allgemeinen ist es jedoch auch wichtig und hilfreich, die Fehler des eigenen Systems zu kennen und dementsprechend die Resultate zu interpretieren.

2.1.3.2 Modulationsübertragungsfunktion

Die Modulationsübertragungsfunktion (modulation transfer function, MTF) ist ein Maß für die räumliche Auflösung, die mehr als nur die Grenzauflösung angibt, und somit ein sehr wichtiges Kriterium zur Beurteilung für die Darstellungsqualität eines bildgebenden Verfahrens.

Die MTF ist durch

$$MTF(f) = \frac{\text{Kontrast}_{\text{Ausgang}}}{\text{Kontrast}_{\text{Eingang}}} \quad (2.16)$$

definiert. Der typische Verlauf einer solchen Kurve ist in Abb. 2.25 dargestellt. Bei der Frequenz f handelt es sich um eine Ortsfrequenz. Ihre Einheit lautet Linienpaare pro mm ($\frac{\text{lp}}{\text{mm}}$), wobei ein Linienpaar aus einer weißen und einer schwarzen Linie, die nebeneinander stehen, besteht. Die MTF kann nicht nur für ein ganzes System, sondern auch für seine einzelnen Komponenten bestimmt werden, die sich dann multiplikativ zu der System-MTF zusammensetzen lassen.

$$MTF_{\text{System}}(f) = MTF_{\text{Komp1}}(f) \cdot MTF_{\text{Komp2}}(f) \cdot \dots \cdot MTF_{\text{KompN}}(f) \quad (2.17)$$

Mathematisch beschreibt die MTF die Antwort eines Systems auf ein deltaförmiges Signal. Theoretisch geht es bei der Messung darum, eine möglichst kleine punktförmige Struktur abzubilden. Das Antwortsignal wird als Punktbildfunktion (point spread function PSF) bezeichnet, deren Fouriertransformation zur gesuchten Mo-

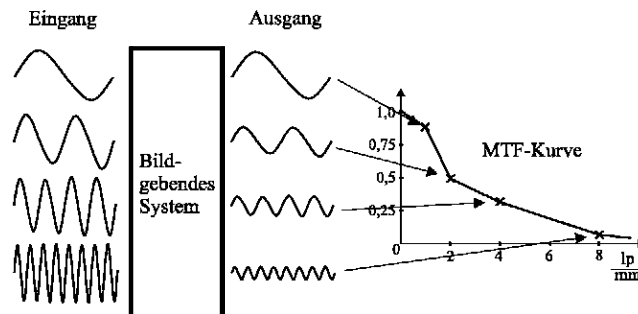


Abbildung 2.26: Messung der MTF mit Linienrastern. Linienpaare unterschiedlicher Frequenz werden durch das bildgebende System unterschiedlich in ihrer Intensität und ihrem Kontrast geschwächt. Das Auftragen des prozentualen Kontrastes gegen die Frequenz liefert die gesuchte MTF-Kurve.

dulationsübertragungsfunktion führt.

$$MTF(f) = |F\{PSF \text{ bzw. } LSF\}| = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} LSF(x) \text{ bzw. } PSF(x) \cdot e^{i2\pi f x} dx \right| \quad (2.18)$$

In der Literatur werden verschiedene Methoden zur Messung der System- und Detektor-MTF vorgestellt, wobei sich diese ähneln. Es gibt hauptsächlich drei Möglichkeiten zur Bestimmung der Scanner-MTF. Die erste dieser drei Methoden wurde von P.F. Judy vorgestellt [Jud76]. Dabei wird das Tomographiebild einer scharfen Kante aufgenommen, dessen Profil im Schichtbild eine Linienbildfunktion (line spread function LSF) darstellt und über eine Fouriertransformation die MTF liefert. Ein Jahr später haben C.J. Bischof et al. [BE77] mit Hilfe eines senkrecht zur Schichtebene eingespannten Drahtes, deren Profil die Punktbildfunktion ist, die zweidimensionale MTF gemessen. Die dritte Möglichkeit ist die Darstellung von Linienpaaren zunehmender Frequenz in einem Schichtbild [DM82]. Je nach Intensitätsverhältnis zum Originalsignal wird jeder vorkommenden und noch zu erkennenden Frequenz ein Wert (100 % bis 0 %) zugeordnet, deren Verbindung durch eine Ausgleichskurve die MTF ergibt (Abb. 2.26). Analog kann die Detektor-MTF durch die Aufnahme einer auf dem Detektor positionierten Kante, eines dünnen Schlitzes bzw. Drahtes [FTI⁺92] oder Bleirasters gemessen werden [CF87].

2.1.3.3 Detektive Quanteneffizienz

Zur Quantifizierung der Darstellungsqualität ist es wichtig, das Rauschen und die damit verbundenen Bildfehler zu kennen und möglicherweise zu minimieren. Ein

2.1. Grundlagen der Röntgen-Computertomographie

Maß für die Verschlechterung des Signals durch das Rauschen ist die Detektive Quanteneffizienz (detective quantum efficiency, DQE) [SAEM⁺98, DER⁺95]. Sie ist definiert durch

$$DQE(f) = \frac{SNR_{\text{Ausgang}}^2}{SNR_{\text{Eingang}}^2} \quad (2.19)$$

Dabei sind SNR_{Eingang} und SNR_{Ausgang} die Signal zu Rausch Verhältnisse (signal to noise ratio, SNR) der Quanten am Detektoreingang und des Bildes am Detektorausgang. Eine äquivalente Definition lautet:

$$DQE(f) = \frac{S^2 \cdot MTF^2(f)}{\Phi \cdot NPS(f)} \quad (2.20)$$

wobei S das durchschnittliche Bildsignal, Φ der Quantenfluss, MTF die Modulationsübertragungsfunktion des Systems und NPS das „noise power spectrum“ des Bildes ist. An dieser Definition ist zu erkennen, dass die DQE die Sensitivität und die Rauschleistung eines bildgebenden Systems vereinigt. Sie beschreibt den Wirkungsgrad, mit dem auftretende Röntgenstrahlung in ein Signal umgewandelt wird. Der ideale Detektor hat eine DQE von 100 %.

Das normalisierte zweidimensionale NPS für ein digitales System ist gegeben durch:

$$NPS_{\text{norm}}(f_x, f_y) = \left\langle \left| \frac{\langle F(I(x, y)) \rangle}{S} \right|^2 \right\rangle \frac{p_x p_y}{N_x N_y}. \quad (2.21)$$

$F(I(x, y))$ ist die Fouriertransformierte des Rauschbildes und die Klammern $\langle \rangle$ stehen für den Durchschnitt über das Ensemble an Rauschbildern. N_x und N_y sind die Anzahl und p_x und p_y die Kantenlänge der Pixel in x - und y -Richtung. Das Ergebnis dieser Gleichung liefert das NPS für alle im Rauschbild vorkommenden Frequenzen [SCJ02, BRW⁺01].

Eine weitere Größe, die wir zur Bestimmung der DQE benötigen, ist der Strahlfluss Φ . Er kann theoretisch mit der Formel

$$\Phi = I \cdot t \cdot \int_0^{E_{\text{max}}} N_0(E) \cdot e^{-\mu_{\text{tot}}(E)h} dE \quad (2.22)$$

berechnet werden. Dabei ist I der Röhrenstrom, t die Aufnahmezeit, $N_0(E)$ das Röntgenspektrum, μ_{tot} der Gesamtschwächungskoeffizient des Materials zwischen der Quelle und dem Detektor und h der Abstand zwischen der Quelle und dem Detektor. Φ kann auch durch die Messung der Dosis pro Aufnahmeeinheit bestimmt werden. Hier gilt bei einem bekannten Quellspektrum $N(E)$ und der Dichte- ρ_{Luft}

und Schwächungswerten $\mu_{en,Luft}$ von Luft die Formel

$$\frac{\Phi}{X} = \frac{\int_0^{E_{max}} N(E) dE}{\int_0^{E_{max}} N(E) \frac{\mu_{en,Luft}(E)}{\rho_{Luft}} E \cdot C} \quad (2.23)$$

C ist ein Faktor, der sich aus Konstanten zusammensetzt: $C = \frac{1 \frac{C}{kg}}{33,8 \frac{J}{kg}} \cdot \frac{1,6022 \cdot 10^{-19} \frac{J}{eV}}{2,58 \cdot 10^{-4} \frac{C}{kg}}$.

Das Ziel und auch die Schwierigkeit in der Praxis, z.B. bei Aufbau oder Wahl eines Detektors, liegt in der gleichzeitigen Optimierung der DQE und MTF. Das Problem ist, dass eine Verbesserung der DQE zur Verschlechterung der MTF und umgekehrt führt. Die MTF lässt sich z.B. bei einer CCD Kamera durch Verkleinerung der Pixelgröße erreichen, da dadurch eine höhere Schärfe gewonnen wird. Gleichzeitig nimmt jedoch die Fläche für die Abgrenzung der einzelnen Transistoren zu und es gehen im Verhältnis mehr Photonen verloren, was einer Verschlechterung der DQE gleich kommt. Umgekehrt lässt sich die DQE durch die Zunahme der Leuchtstoff- oder Szintillatorschicht verbessern, da dadurch die Umwandlungsrate der Röntgenstrahlen in Photonen steigt. Eine dickere Schicht bedeutet jedoch auch mehr Streuung innerhalb der Schicht und Übersprechverhalten zwischen den Pixeln. Daraus resultiert ein unschärferes Bild und somit auch eine schlechtere MTF.

2.2 Grundlagen der Positronen-Emissions-Tomographie

Die Positronen-Emissions-Tomographie (PET) hat sich in den letzten Jahren zu einem wichtigen diagnostischen Verfahren auf dem Gebiet der Onkologie, Neurologie und Kardiologie entwickelt. Sie ist ein nicht-invasives nuklearmedizinisches Bildgebungsverfahren, mit dem Stoffwechselvorgänge im Körper sichtbar gemacht werden können. Sie liefert funktionelle Bilder, die im Gegensatz zu Single-Photonen-Emissions-Tomographie (SPECT) eine *quantitative* Aussage über die Aktivitätsverteilung (in $\frac{\mu Ci}{cm^3}$) im Körper erlauben. Während bei SPECT die Gammaquanten als planare Aufnahmen erfasst werden, macht sich PET den physikalischen Prozess des β^+ -Zerfalls und die darauf folgende Annihilation zunutze und erzeugt somit absolut quantifizierbare Bilder [WWH89]. Im Gegensatz zu der Röntgen-Computertomographie enthalten diese Bilder *wenig* Informationen über die Anatomie. [Hei03] gibt einen Überblick über die heute vorhandenen PET-Geräte und deren neueste Technologien.

2.2.1 Radioaktiver Zerfall

Jedes Atom besitzt in seinem neutralen Zustand so viele Elektronen in der Hülle wie Protonen im Kern. Protonen und Neutronen bilden in unterschiedlichen Konfigurationen die verschiedenen in der Natur vorkommenden Atomkerne eines Elements, die unter dem Begriff "Isotope" zusammengefasst werden. Das heißt, bei gleicher Kernladungszahl (– Anzahl der Protonen) können für das gleiche Atom unterschiedliche Neutronenzahlen auftreten. Die Benennung von Isotopen erfolgt in der üblichen Schreibweise A_ZX , bei der A für die Anzahl der Nukleonen (Massenzahl) und Z für die Anzahl der Protonen (Ordnungs-/Kernladungszahl) im Kern steht. Die Mehrzahl der vorkommenden Isotope sind instabil und zerfallen unter Aussendung ionisierender Strahlung, um in einen energetisch günstigeren Zustand überzugehen. Der zeitliche Verlauf des Zerfalls $N(t)$ von N_0 Kernen lässt sich durch eine Exponentialfunktion (Zerfallsgesetz) beschreiben

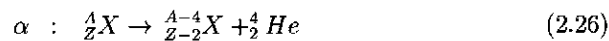
$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.24)$$

wobei λ die Zerfallskonstante ist. Eine charakteristische Größe in diesem Zusammenhang ist die Halbwertszeit $T_{1/2}$, die diejenige Zeitspanne angibt, nach der die Hälfte der Nuklide N_0 zerfallen sind

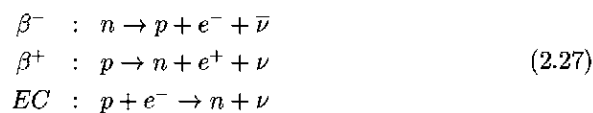
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2.25)$$

Damit ein Nuklid in der nuklearmedizinischen Diagnostik eingesetzt werden kann, muss seine Halbwertszeit je nach Untersuchung zwischen einigen Minuten und Stunden liegen. Sie darf einerseits nicht zu kurz sein, um überhaupt eine Anwendung zu ermöglichen und andererseits nicht zu lang, um eine gewisse Zählrate in den Detektoren zu gewährleisten und die nachfolgende Strahlenbelastung des Patienten möglichst gering zu halten.

Die aus den Zerfällen entstehende ionisierende Strahlung lässt sich in die drei Arten α -, β - und γ -Strahlung unterteilen. Die α -Strahlung ist eine hochenergetische Teilchenstrahlung, die aus Heliumkernen (${}^4\text{He}^+$) besteht.



Die Beta-Strahlung bzw. Beta-Zerfall lässt sich in drei Kategorien aufteilen:



Beim β^- -Zerfall entsteht aus einem Neutron n ein Proton p , wobei ein Elektron e^- und ein Antineutrino $\bar{\nu}$ ausgesendet werden. Bei diesem Prozess erhöht sich die Kernladungszahl des Atoms. Beim β^+ - bzw. Positronen-Zerfall zerfällt ein Proton p in ein Neutron n unter Aussendung eines Positrons e^+ und Neutrinos ν , was zu einer Abnahme der Kernladungszahl führt. Während bei β^+ - und β^- -Zerfall ionisierende Strahlung in Form von Elektronen bzw. Positronen emittiert wird, entsteht beim EC (electron capture) durch Einfang eines Elektrons aus der K-Schale zusammen mit einem Proton ein Neutron im Kern.

Im Falle der Gammastrahlung handelt es sich um Photonen hoher Energie, die entstehen, wenn durch Wechsel des Energiezustands Energie freigesetzt wird. Ein solcher Wechsel des Energiezustandes des Atomkerns setzt eine Anregung voraus, die durch einen vorhergehenden α - oder β -Zerfall geschieht. Das heißt, Gammastrahlung tritt als Produkt der obigen Zerfallsprozesse auf. Ausserdem kann Gammastrahlung bei einem β^+ -Zerfall durch Zerstrahlung der Positronen entstehen.

Dieser ist der für die Positronen-Emissions-Tomographie wichtige Prozess. Grundlegend ist dabei der β^+ -Zerfall und die daraus resultierenden Positronen e^+ . Welche physikalischen Phänomene zwischen der Erzeugung der Positronen und der Signalerfassung in den Detektoren stattfinden, wird im folgenden Kapitel erläutert.

2.2.2 Wechselwirkung von Positronen mit Materie

Positronen sind Antiteilchen von Elektronen und haben eine sehr kurze Reichweite, während der sie auf verschiedene Weisen mit der Materie wechselwirken. Die wohl für PET grundlegendste Wechselwirkung ist die Annihilation ("Vernichtung"). Dabei treffen ein langsames Positron, das nach dem Beta-Zerfall durch Energieverlust auf dem Weg durch die Materie entstanden ist, und ein Elektron aufeinander und zerstrahlen unter Einhaltung des Ladungs-, Energie- und Impulserhaltungsgesetzes zu Photonen. Die Entstehung von zwei Gammaquanten ist mit höchster Wahrscheinlichkeit behaftet (Gl. 2.28), wobei die beiden Gamma-Quanten jeweils eine Energie von 511 keV besitzen, die der Ruheenergie eines Elektrons ($m_e c^2$) entspricht.

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2.28)$$

Der Winkel zwischen den beiden Photonen beträgt bei absolut ruhenden Reaktionsteilchen 180° (Abb. 2.27). Jedoch variiert dieser Winkel aufgrund der vorhandenen Restenergie (einige eV) der thermischen Positronen und der damit gegebenen Impulsverteilung gaußförmig mit einer Halbwertsbreite von $0,3^\circ$. Die Wahrscheinlichkeit für

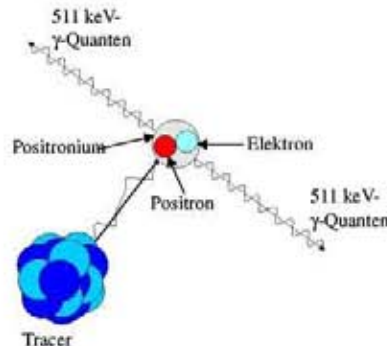


Abbildung 2.27: Annihilation. Ein aus dem durch β^+ -Zerfall Positronen emittierenden Tracer kommendes Positron, das zunächst über diverse Wechselwirkungen seine kinetische Energie verliert, trifft auf ein Elektron in der Materie und zerfällt in zwei γ -Quanten, die in entgegengesetzte Richtungen auseinanderfliegen [Hei00].

eine Annihilation steigt mit zunehmender Kernladungszahl der Umgebungsmaterie und abnehmender Positronenenergie. Aus diesem Grund finden vor der Annihilation andere Prozesse statt, bei denen das Positron seine kinetische Energie fast vollständig abgibt.

Neben der Annihilation gibt es drei weitere Wechselwirkungsarten, die zwischen Positronen und der sie umgebenden Materie auftreten können. Diese sind die Vielfachstreuung, die Ionisationsbremsung und die Bremsstrahlung. Wenn ein Positron mehrfach am Coulomb-Feld von Atomkernen elastisch gestreut wird, spricht man von Vielfachstreuung. Das Streuverhalten von geladenen Teilchen in Materie wird von der Rutherford-Streu-Formel beschrieben [MK94]. Die Streuwahrscheinlichkeit wächst bei abnehmendem Streuwinkel und steigender Kernladungszahl des Streuzentrums. Aus diesem Grund wird das geladene Teilchen mehrfach unter kleinen Winkeln gestreut (Kleinwinkelstreuung).

Bei der Ionisationsbremsung wird ein geladenes Teilchen (hier: Positron) an einem Hüllenelektron inelastisch gestreut und es findet eine Energieübertragung auf diesen statt. Ab einer bestimmten Energieschwelle wird das Atom angeregt oder ionisiert.

Als weiteren Effekt können analog zu positiv und/oder negativ beschleunigten (Abbremsen durch das Target) Elektronen in der Röntgenröhre (Kap. 2.1.2.1) auch Positronen durch Abbremsen im Atomkernfeld in der Materie Bremsstrahlung erzeugen.

Bei all diesen Prozessen verliert das Positron, wie oben angedeutet, nahezu seine gesamte kinetische Energie (thermisches Positron) und annihiliert anschließend mit

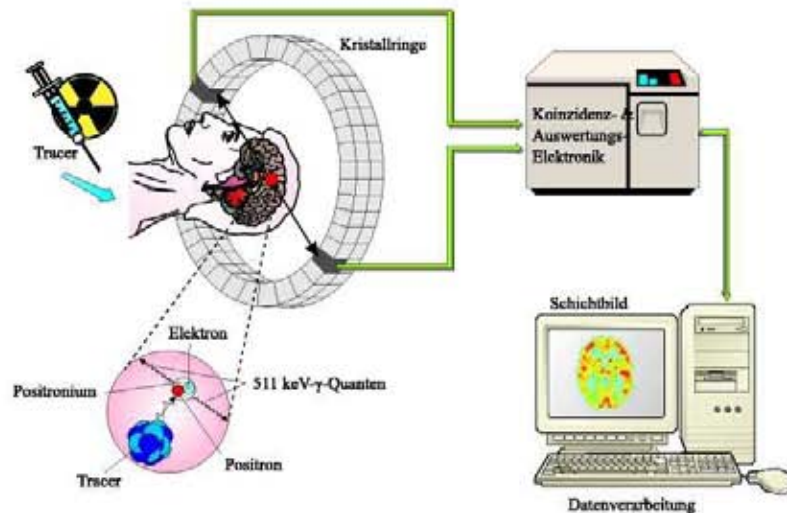


Abbildung 2.28: Prinzip eines PET-Scanners. Nach der Injektion des Tracers werden die in der Annihilation entstandenen γ -Quanten-Paare im Detektorring registriert, über einer Koinzidenz- und Auswertungs-Elektronik ausgewertet und anschließend zu Schichtbildern rekonstruiert [Hei00].

einem Elektron zu zwei Photonen. Das bedeutet, dass es *nicht* auf einem geradlinigem Weg abgebremst wird, wobei seine Reichweite bei den üblich verwendeten Isotopen 2.1 abhängig von der Maximalenergie der Positronen bis zu 1,5mm beträgt [CCE+75].

2.2.3 Funktionsweise eines PET-Scanners

Um die physikalischen Effekte des Beta-Zerfalls, insbesondere der Annihilation, für PET-Aufnahmen (Abb. 2.28) verwenden zu können, muss dem Patienten eine radioaktive Substanz - im Falle der PET ein Positronenstrahler - injiziert werden. Dazu werden für die nuklearmedizinische Diagnostik notwendige Stoffwechselsubstrate (z.B. Glukose) mit radioaktiven Elementen markiert. Diese Stoffe werden aufgrund der geringen Substanzmenge "Tracer" (engl. Spur) genannt. Die am häufigsten verwendeten Marker sind Kohlenstoff-11 (^{11}C), Stickstoff-13 (^{13}N), Sauerstoff-15 (^{15}O) und Fluor-18 (^{18}F). In Tab. 2.1 ist eine kleine Auswahl an markierten Verbindungen und ihr Einsatzgebiet aufgeführt.

Die Gammaquanten, die aus der Annihilation der Positronen entstehen, werden im Detektorsystem (meist ringförmige Anordnung) des Tomographen innerhalb eines

2.2. Grundlagen der Positronen-Emissions-Tomographie

Verbindung	Anwendung
H_2^{15}O , C^{15}O_2 , CH_3^{18}F , ^{15}O -Butanol	Hirndurchblutung
^{11}CO , C^{15}O	Blutvolumen
$^{15}\text{O}_2$	Sauerstoffverbrauch
2-[^{18}F -Fluoro-2-deoxy-D-glucose (FDG)]	Glukose-Stoffwechsel

Tabelle 2.1: Einige der wichtigen radioaktiv markierten Verbindungen, die bei PET-Untersuchungen eingesetzt werden, sind hier aufgeführt.

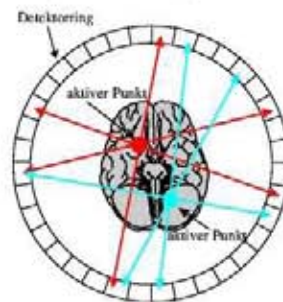


Abbildung 2.29: Aufnahme der Ereignisse. Von jedem aktiven Punkt gehen isotrop viele γ -Paare aus. Der Schnittpunkt aller von einem Punkt ausgehenden Paare gibt den Ort des aktiven Bereichs und deren Anzahl die Aktivität an dem Punkt an.

kurzen Zeitfensters in Koinzidenz, d. h. gleichzeitig, registriert (Abb. 2.29). Dazu wird eine Koinzidenz- und Auswertungs elektronik eingesetzt, bevor aus den Daten mit Hilfe einer geeigneten Rekonstruktion ein Bild berechnet wird. Das Koinzidenzzeitfenster liegt üblicherweise zwischen 10–20 ns. Bei der Festlegung dieses Wertes müssen mehrere Faktoren berücksichtigt werden. Rein geometrisch betrachtet ist die maximale zeitliche Weglänge zwischen dem Annihilationsort und dem Detektor äußerst kurz. Zusätzlich wird je nach Kristalleigenschaften und Elektronikgeschwindigkeit der Detektor eine bestimmte Zeit benötigt, um die Aufnahme eines einzigen Koinzidenzsignals zu vollenden. Da die Detektorzeit wesentlich länger ist als die geometrische Zeit, wird die Länge des Koinzidenzfensters durch die erstere bestimmt.

Nur wenn zwei in Koinzidenz geschaltete Detektoren gleichzeitig -innerhalb des Zeitfensters- jeweils ein Einzelereignis (genannt „Single“) detektieren, werden die Ereignisse gewertet. Dabei sind folgende Ereignisse zu unterscheiden (Abb. 2.30):

- **Echte Koinzidenzen (Trues):** Beide 511 keV-Quanten einer Annihilation

werden in zwei in Koinzidenz geschalteten Detektoren nachgewiesen. Dabei wurde keines der beiden Quanten gestreut und die Verbindungslinie zwischen den beiden Detektoren gibt die korrekte „line of response“ (LOR) wieder, auf der sich der Ort der Annihilation befindet.

- **Gestreute Koinzidenzen** (Scatter): Durch Streuung einer oder beider Quanten werden diese auf einen anderen Weg abgelenkt und treffen auf gegenüber dem ursprünglichen versetzte Detektoren. Die Streuung von 511 keV Photonen erfolgt überwiegend in Vorwärtsrichtung, so dass der Streuwinkel normalerweise klein ist. Findet jedoch die Registrierung der beiden Quanten innerhalb des Koinzidenzfensters statt, wird eine falsche LOR festgelegt, auf der die Vernichtung stattgefunden haben *soll*. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Koinzidenztyp ist sehr hoch und kann je nach Größe des Messobjekts bis zu 30 % der Gesamtkoinzidenzen ausmachen.
- **Zufällige Koinzidenzen** (Randoms): Wenn die Quanten zweier verschiedener Annihilationen nahezu gleichzeitig innerhalb des Koinzidenzfensters registriert werden, entsteht ebenfalls eine falsche LOR. Randoms können auch durch Einstrahlungen von außerhalb des „Field-of-View“ (FOV) des Scanners, z.B. durch aktive Organe, die nicht untersucht werden, wie die Blase, verursacht werden. Die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen ist proportional zur Anzahl der Singles eines betrachteten Detektorpaares (i, j) und kann durch die Formel

$$N_{Random} = 2\tau N_i N_j \quad (2.29)$$

ausgedrückt werden, wobei τ die Breite des Koinzidenzfensters ist.

Nach der Aufnahme der Koinzidenzsignale werden diese zu Bildern rekonstruiert, die Aufschluss über die Aktivitätsverteilung im Untersuchungskörper geben. Typischerweise wird bei klinischen Geräten eine Ortsauflösung von 4–6 mm erreicht. Als Szintillatormaterialien kommen Bismut Germanat (BGO) oder mit Thallium dotiertes Natriumjodid (NaI(Tl)) zum Einsatz.

Auch Positronen-Emissions-Tomographen finden seitens der Pharmaindustrie und der Medizin breiten Einsatz in der Tierforschung. Seit Mitte der 90-er Jahre existieren in diesem Bereich Geräte, die durch neue Technologien und Szintillatormaterialien, wie Lutetium–Oxyortho–Silikat (LSO), eine Auflösung von $\leq 2\text{ mm}$ und eine höhere Sensitivität ermöglichen und somit einen Einblick in die biologischen Vorgänge in Tieren gewähren.

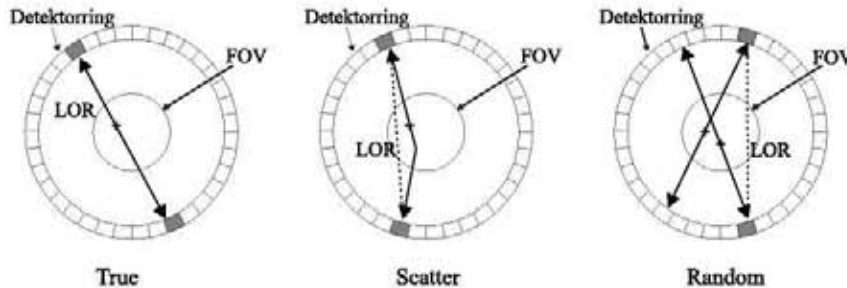


Abbildung 2.30: Koinzidenztypen. Im Idealfall gelangt jedes Paar ohne weitere Wechselwirkungen innerhalb eines Zeitfensters zu entgegengesetzten Detektoren und wird dann als Ereignis weggeschrieben (Trues). Wird ein oder beide Gammas gestreut, spricht man von Scatter. Gehören die beiden in Koinzidenz registrierten Gammas zu unterschiedlichen Ereignissen, liegt ein Random vor.

2.2.4 Korrekturverfahren

Verschiedene Aspekte bei einer PET-Messung führen zur Verfälschung oder gar Verlust von Signalen oder zu ungenauen Nebenbedingungen bei der Rekonstruktion der Bilder. Die oben aufgeführten Koinzidenztypen werden alle von den entsprechenden Detektoren registriert und tragen zu dem rekonstruierten Bild bei. Abgesehen von diesen falschen Koinzidenzen können Photonen je nach Messobjekt per Schwächungsgesetz in Materie absorbiert werden, was einen Signalverlust zur Folge hat. Weitere Ursachen für nicht registrierte Koinzidenzen, die auf Eigenschaften der Kristalle und der Elektronik beruhen, sind z.B. Unterschiede in den Detektorsensitivitäten und Totzeiteffekten. Einige dieser Fehlerquellen und gebräuchliche Korrekturverfahren werden im Folgenden beschrieben [Keh01].

Radioaktiver Zerfall

Das Zerfallsgesetz (Gl. 2.30) stellt in sofern eine Fehlerquelle dar, dass die Nuklidzahl bzw. die Aktivitätskonzentration und somit auch die Zählrate sich während einer Messung je nach Dauer drastisch verändern. Diese Fehlerquelle wird jedoch unter der Berücksichtigung der Messzeit und der Halbwertszeit des Isotops durch Verwendung des Zerfallsgesetzes (Gl. 2.30) einfach herausgerechnet.

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \text{ mit } \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (2.30)$$

Zufällige Koinzidenzen

Da die Randoms (s.o.) nicht zeitkorreliert sind, können sie abgesehen von der Gl. 2.29 mit Hilfe einer zweiten Methode abgeschätzt und herausgerechnet werden. Dazu muss eine zweite Messung in einem zeitlich versetzten Koinzidenzfenster durchgeführt werden, wobei das Signal eines der beiden beteiligten Detektoren verzögert und somit eine Erkennung von echten Koinzidenzen verhindert wird. Nun kann man davon ausgehen, dass die so aufgenommenen Koinzidenzen Randoms sind und diese von den gemessenen Daten abgezogen werden können.

Gestreute Koinzidenzen

Wie bereits in Kap. 2.2.3 beschrieben, kann durch Streuung einzelner Gammaquanten innerhalb des Messobjekts eine falsche Koinzidenzlinie innerhalb oder außerhalb des Körpers und somit auch eine falsche Position der Aktivität vorgetäuscht werden. Streustrahlung macht sich als Untergrundrauschen bemerkbar, das eine absolute Quantifizierung der Aktivität verhindert. Der Streustrahlanteil ist bei Messungen im sogenannten 3D-Modus, bei dem durch Wegfallen von Trennungssepta deutlich mehr Koinzidenzlinien zwischen den Detektorringen erlaubt sind, erheblich größer als im 2D-Modus. Durch die Verwendung eines unteren Energieschwellwerts können lediglich die stark gestreuten Ereignisse eliminiert werden, die jedoch einen kleinen Teil der Streustrahlung ausmachen. Für die Korrektur der restlichen Streustrahlung werden aufwändige mathematische Verfahren eingesetzt. Bei einem von diesen geht man z.B. von der Grundannahme aus, dass jede Emissionsquelle im unkorrigierten PET-Bild punktförmig ist und ihre Streustrahlverteilung sich durch die Klein-Nishina-Formel (Gl. 2.6) beschreiben lässt. Die PET-Transmissionsmessung liefert die Information über die verliegende Körperkontur und die Schwächungsstärke des Gewebes. Unter Berücksichtigung dieser Daten und der obigen Annahme kann nun der Streustrahlanteil berechnet werden [Sch95].

Totzeit

Bei einem PET wird ein Koinzidenzsignal nach dem anderen aufgenommen. Nachdem ein Ereignis registriert wurde, bedarf es einer gewissen Zeitspanne, in der die Aufnahme abgeschlossen werden kann. Dies kann bei Messungen mit hohen Zählraten zu Signalverlust führen. Die Länge dieser Zeit, während der kein weiteres Signal aufgenommen werden kann, wird Totzeit genannt und ist abhängig von der Schnelligkeit der Detektoren und der dahinter geschalteten Elektronik, wobei die

2.2. Grundlagen der Positronen-Emissions-Tomographie

Abklingzeit des im Detektor eingesetzten Szintillationskristalls und die Totzeit des Photoelektronenvervielfachers die Geschwindigkeit des Detektors bestimmen. Da die verursachten Verzögerungen der einzelnen Elemente bekannt und unabhängig von einander sind, können diese zusammengerechnet und bei der Korrektur berücksichtigt werden. Eine Methode, die durch die Totzeit verlorengegangenen Ereignisse abzuschätzen, ist ein Phantom hoher Aktivität zu messen. Während zu Beginn der Messung weniger Signale registriert werden als tatsächlich vorhanden sind, gleicht sich im Laufe der Messzeit die Anzahl der gemessenen und auftretenden Koinzidenzen an. Die Ursache liegt in der per Zerfallsgesetz abnehmenden Konzentration. Unter der Berücksichtigung, dass der Logarithmus der Zählrate linear von der Zeit abhängt, kann die anfängliche Signalanzahl hochskaliert werden.

Detektorsensitivität

Der Detektorring eines PET ist aus einer großen Zahl an einzelnen Detektormodulen zusammengesetzt, die systematisch eine unterschiedliche Empfindlichkeit gegenüber der Strahlung haben können. Diese Abweichung in der Sensitivität wird durch die Varianz der Szintillationskristalle und der Inhomogenität der Photomultiplier verursacht. Die Messung eines Phantoms oder einer Quelle in einem Aktivitätsbereich, in dem die Totzeit keine Rolle mehr spielt, kann zur Korrektur verwendet werden. Da für jeden Eingang dieselbe Ereigniszahl erwartet wird bzw. aus der Phantomgeometrie ableitbar ist, kann aus der tatsächlich gemessenen Ereigniszahl der Unterschied zwischen den Kanälen ermittelt und mit einem Korrekturfaktor versehen werden.

Schwächungskorrektur

Bevor die Photonen an den Detektoren registriert werden können, müssen sie zunächst das Gewebe auf ihrem Weg durchdringen. Dabei wird als Folge aufgrund ihrer Wechselwirkung mit der Materie (Gl. 2.1) ein Teil von ihnen absorbiert oder so stark abgeschwächt, dass ihre Energie unterhalb der Registrierschwelle liegt. Die Wahrscheinlichkeit p für die Abschwächung eines Photons auf einer Strecke x durch ein Medium mit dem Schwächungskoeffizienten μ beträgt

$$p = e^{-\mu x}. \quad (2.31)$$

Die Berechnung einer Gesamtwahrscheinlichkeit führt über die Multiplikation von Teilwahrscheinlichkeiten und somit ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit der Ab-

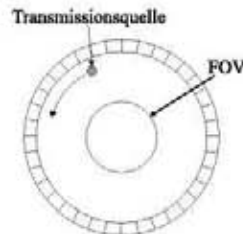


Abbildung 2.31: Transmissionsmessung. Diese Messung dient zur Ermittlung einer Schwächungsmatrix des Untersuchungsobjekts bzgl. 511keV-Strahlung. Als Referenz dient eine Aufnahme ohne das Objekt im FOV.

schwächung von Photonenpaaren einer Annihilation durch das gleiche Medium

$$P = p_1 p_2 = e^{-\mu x_1} e^{-\mu x_2} = e^{-\mu(x_1 + x_2)} \quad (2.32)$$

mit $\mu = \text{konst.}$

Aus dieser Beziehung lässt sich erkennen, dass die Gesamtwahrscheinlichkeit P nicht vom Ort der stattgefundenen Annihilation abhängt, sondern von der Gesamttrajektorie, die den Weg der beiden Photonen durch die Materie beschreibt. Hierbei wird angenommen, dass die Annihilationsphotonen mit einem Winkel von 180° richtungs-korreliert sind.

Um Informationen über die Quantität der Abschwächung für eine Korrektur zu erhalten, liegt es nahe, ausgehend von einer bekannten Strahlenmenge entsprechender Energie die Intensitätsabnahme, verursacht durch das Gewebe, zu ermitteln. In der Praxis wird dazu eine Transmissionsmessung durchgeführt. Dabei wird eine Positronenquelle, deren Positronenreichweite sehr kurz ist, üblicherweise eine Germaniumquelle $^{68}_{32}\text{Ge}^2$, entlang des Detektorrings um das FOV rotiert und für jeden Koinzidenzkanal die Zahl der registrierten Photonen aufgezeichnet (Abb. 2.31). Diese Messung wird einmal mit und einmal ohne Objekt (blank scan) durchgeführt, wobei die zweite Aufnahme als Referenz für die Gesamtanzahl der von der Quelle emittierten Photonen dient. Nun liefert der Quotient der beiden Messungen die Schwächungskoeffizienten μ und somit die Schwächungsstärke. Man unterscheidet zwischen „heißen“ und „kalten“ Transmissionsaufnahmen. Bei der ersten ist das Untersuchungsobjekt radioaktiv, während im zweiten Fall die Messung vor der Injektion bzw. nach einer gewissen Abklingzeit durchgeführt wird.

Transmissionsmessungen haben aufgrund der geringen Zählrate ein schlechtes Signal-

² $^{68}_{32}\text{Ge}$ ist selbst kein Positronenstrahler. Das Isotop zerfällt durch Elektroneneinfang in $^{68}_{32}\text{Ge}$, das ein kurzlebiger β^+ -Strahler ist.

2.2. Grundlagen der Positronen-Emissions-Tomographie

Rausch-Verhältnis. Dieses kann durch längere Messzeiten verbessert werden, wobei jedoch die Dauer nach einer Abwägung zwischen der Bildqualität und der Strahlenbelastung für den Körper festgelegt wird. Im Fall eines Human-PET muss auch die physische Belastung - durch das längere bewegungslose Liegen - für den Patienten beachtet werden. Entsprechend müsste bei Tiermessungen die Dauer der Narkose verlängert werden.

Je nach Komplexität der Untersuchungsregion kann die Korrektur mit Transmissionsmessung durch andere Methoden ersetzt werden. Eine weitere Methode, die bei einfachen inneren Körperstrukturen eingesetzt werden kann, erfolgt mit Hilfe der Segmentierung, worunter hier die geometrische Eingrenzung von Gebieten gleichen Schwächungsverhaltens verstanden wird. Ausgehend von dem rekonstruierten PET-Bild werden mit Hilfe von geometrischen Figuren, meist Ellipsen, oder einem "Kanten-Algorithmus" die einzelnen Gewebetypen eingegrenzt und mit entsprechenden Schwächungswerten versehen. Die resultierende μ -Matrix kann nun für die Schwächungskorrektur eingesetzt werden. Der große Nachteil dieser Methode ist, dass durch das Fehlen von anatomischer Information in den PET-Bildern das Erkennen und somit auch Eingrenzen von Organen sehr schwierig ist. Aus diesem Grund wird diese Methode für simplifizierbare Strukturen wie z.B. bei Hirnmessungen verwendet, da hier der innere Bereich des Schädels grob als homogen mit konstantem μ -Wert angenommen werden kann.

Eine weitere Möglichkeit der Schwächungskorrektur besteht für Körperregionen mit nahezu konstanten Schwächungswerten. Die einfachste jedoch ungenaueste Methode ist, das Untersuchungsgebiet durch ein Modell mit einem oder mehreren Schwächungswerten zu beschreiben. So ein Modell könnte z.B. ein homogener Wasserzylinder sein.

Als Alternative zu den obigen Verfahren sei an dieser Stelle die Möglichkeit der Schwächungskorrektur durch Verwendung von CT-Daten erwähnt. Eine genauere Beschreibung dieser Methode wird in Kap. 2.3 gegeben.

Partialvolumenkorrektur

Ist die Größe der zu analysierenden Struktur kleiner als das zweifache der Auflösung des Tomographen, wird die Größe der Struktur überschätzt und die Aktivität entsprechend unterschätzt. Dieser sogenannte Partialvolumeneffekt kann korrigiert werden, wenn genaue Informationen über die Größe der zugrundeliegenden Strukturen vorhanden sind. Eine Möglichkeit rauscharme und hochaufgelöste Informationen über die Strukturen zu erhalten ist durch CT-Aufnahmen gegeben.

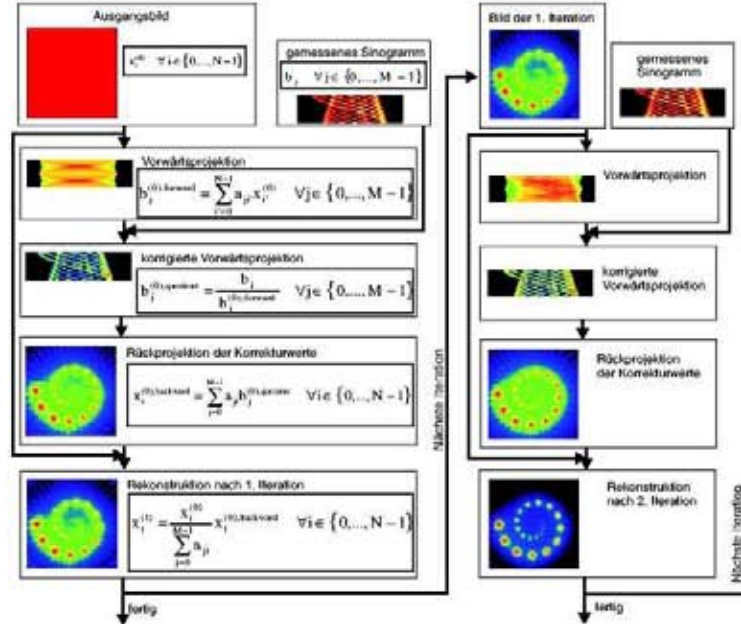


Abbildung 2.32: Ablauf des MLEM-Algorithmus. Zunächst wird eine erste Schätzung, meist in Form einer homogenen Verteilung, angenommen. Nach der Berechnung der Vorwärtsprojektion wird diese mit dem gemessenen Sinogramm verglichen. Der Quotient der beiden Sinogramme ergibt die Korrekturwerte, welche dann rückprojiziert und mit dem Ausgangsbild multipliziert werden. Nun folgen die nächsten Iterationsschritte bis die Abbruchbedingung erfüllt wird [Keh01].

2.2.5 Iterative Rekonstruktion

Während es bei der Rekonstruktion von CT-Daten um die Dichteverteilung eines Objektes geht, soll die Rekonstruktion von PET-Daten die Frage nach der Aktivitätsverteilung in einem Körper beantworten. Dies kann, wie bei der Röntgen-Computertomographie auf analytischem Wege geschehen (Kap.2.1.2.3). Aufgrund der immer steigenden verfügbaren Rechenkapazität werden seit einigen Jahren vermehrt algebraische Verfahren eingesetzt. Diese sind zwar mit hohem Rechenaufwand verbunden, liefern jedoch trotz der verhältnismäßig geringen Statistik der PET-Daten eine bessere Bildqualität. Während die gefilterte Rückprojektion von einer kontinuierlichen Betrachtungsweise des Rekonstruktionsproblems ausgeht, wird bei der iterativen Methode eine diskrete Formulierung der Radontransformation gewählt, wobei sich das Problem als ein lineares Gleichungssystem darstellen lässt:

$$A \vec{x} = \vec{b}. \quad (2.33)$$

2.2. Grundlagen der Positronen-Emissions-Tomographie

A steht für die Abbildungsmatrix, die auf den gesuchten Bildvektor $\vec{x}$ wirkt und somit den Projektionsvektor $\vec{b}$ ergibt. Die Dimension des Spaltenvektors $\vec{x}$, der die Aktivitätsverteilung wiedergibt, entspricht der Anzahl der zu rekonstruierenden Bildpunkte. Die Anzahl der Projektionen und deren Breite bestimmen die Dimension des Projektionsvektors. Im Prinzip könnte das Gleichungssystem 2.33 durch die Invertierung der Abbildungsmatrix gelöst werden.

$$\vec{x} = A^{-1} \vec{b} \quad (2.34)$$

Da jedoch die Abbildungsmatrix sehr groß und das System in der Regel überbestimmt ist, ist dieses Vorgehen nicht möglich. Vielmehr bietet sich eine iterative Annäherung zur Lösung des Gleichungssystems an, die heute in Verfahren wie dem Maximum-Likelihood Expectation-Maximization (MLEM)- (Abb. 2.32) oder Ordered-Subset-MLEM (OSEM)-Algorithmus umgesetzt wird. Im Allgemeinen wird als Startpunkt der Iteration eine Aktivitätsverteilung, bei der es sich meist um eine Gleichverteilung handelt, für den Bildvektor $\vec{x}$ angenommen. Mit diesem Anfangsbild x_i^0 wird ein Projektionsvektor $\vec{b}_{ber}$ berechnet, dessen Vergleich mit dem gemessenen Projektionsvektor $\vec{b}_{gem}$ einen Korrekturwert für den angenommenen Bildvektor liefert. Dieser Vorgang, allgemein ausgedrückt durch die Formel

$$x_i^{n+1} = f(x, \vec{b}_{gem}, \vec{b}_{ber}), \quad (2.35)$$

wird üblicherweise bis zur Erfüllung eines Abbruchkriteriums wiederholt.

Die verschiedenen iterativen Rekonstruktionsalgorithmen unterscheiden sich im Vergleich der gerechneten Projektionen mit den Gemessenen, im Wirkungsbereich der Korrekturen innerhalb der Bildmatrix und in den Abbruchkriterien der Iteration. Der oben erwähnte MLEM-Algorithmus zum Beispiel vergleicht die Projektionen multiplikativ und korrigiert alle Objektpixel gleichzeitig. Die Iterationsformel für diese Methode lautet

$$x_i^{n+1} = \frac{x_i^n}{\sum_{j=1}^N a_{ij}} \sum_{j=1}^N \frac{a_{ij} b_j}{\sum_{i'=1}^M a_{ij'} x_{i'}^n} \quad (2.36)$$

n : Iteration	x_i : Aktivität im Voxel i
b_j : Counts in der LOR j	M : Anzahl der verschiedenen LORs
a_{ij} : Gewicht des Voxels i in der LOR j	N : Anzahl der Voxel im rekonstruierten Bild

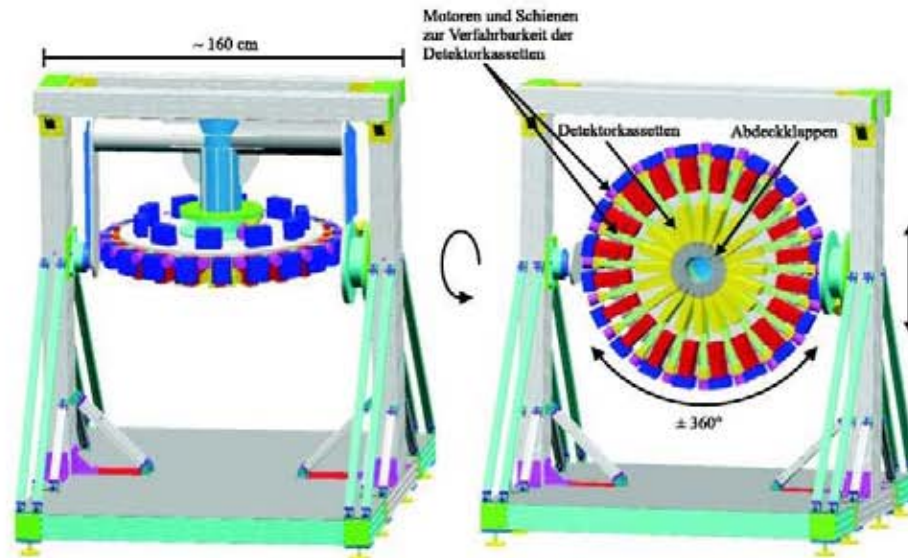


Abbildung 2.33: Das PMT-ClearPET. Diese Konstruktionszeichnung zeigt die Zusammensetzung des Scanners aus den Einzelkomponenten und die verschiedenen Verfahrmöglichkeiten von dieser.

2.2.6 Das ClearPET

Das ClearPET-Projekt³ ist eine auf 3 Jahre (2000-2003) befristete Gemeinschaftsarbeit der beiden HGF⁴-Mitglieder Forschungszentrum Jülich und Max-Delbrück-Centrum für molekulare Medizin Berlin-Buch. In diesem Projekt wird ein hochauflösender Positronen-Emissions-Tomograph entwickelt, der für *in vivo* Untersuchungen der Signaltransduktion an nichtmenschlichen Primaten eingesetzt werden soll. Bei diesen handelt es sich im Speziellen einerseits um Mantelpavianen, Baboons, mit einem Kopfdurchmesser von ca. 15 cm und andererseits Krallenaffen, Weißbüschelaffen, mit einem Kopfdurchmesser von ca. 5 cm.

³Der Name ClearPET hat ihren Ursprung aus der internationalen und von CERN in Genf gestützten Crystal Clear Collaboration (CCC), in die das Projekt eingebunden ist, entstanden. Diese Kollaboration umfasst 22 Institutionen, deren Schwerpunkt in der Forschung und Entwicklung neuer Szintillationskristalle und deren Anwendung liegt. Die Folge ist ein umfangreiches Wissenspotential in den Bereichen Organisation, Soft- und Hardware, das zu einer fundierten Geräteentwicklung beiträgt. Fünf dieser Institutionen und eine Firma haben sich zusammengeschlossen, um fünf hochsensitive und hochauflösende PET-Scanner unter Verwendung neuester Technologie zu entwickeln und zu vermarkten.

⁴Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren (HGF) ist mit 15 Forschungszentren, ca. 2 Milliarden Euro Jahresbudget und 24000 MitarbeiterInnen die größte Wissenschaftsorganisation Deutschlands.

In der Grundeinstellung hat dieser PET-Scanner einen FOV von 100-200 mm in radialer und 100 mm in axialer Richtung. Die Gantry ⁵ ist jedoch flexibel und somit auf die Größe der zu untersuchenden Tiere einstellbar. Vielfältige Positioniermöglichkeiten des Detektorringes werden durch bis zu 360° Rotation um die Scannerachse, radial nach außen verfahrbare Detektoren, vertikale Translation und Inklination der Gantry ermöglicht. Auf diese Weise können sogar die Tiere in Sitzhaltung untersucht werden (Abb. 2.33).

Die Besonderheit des Tomographen aus technischer Sicht ist neben der erwarteten 1,5 mm Ortsauflösung die hohe Sensitivität von 2-3 %, die durch Einsatz von LSO- und LuYAP-Kristallen, die in einer Kristalldoppelschicht zur Ermittlung der DOI⁶ angeordnet sind, erreicht werden soll. Zu der hohen Sensitivität trägt auch die FrontEnd Elektronik bei, die die Pulse digital ausliest und eine kürzere Totzeit aufweist. Die Fertigstellung des Prototypen erfolgt unter Einsatz von ortsauflösenden PMTs, wobei für zukünftige Geräte die Verwendung von Avalanche Photodioden (APDs) in Betracht gezogen wird, da diese sich durch hohe Quanteneffizienz auszeichnen und sehr kompakt sind. Da mit APDs eine höhere Packungsdichte erreicht werden kann, können sie somit zur weiteren Verbesserung der Sensitivität beitragen.

Das ClearPET-Projekt ist in die internationale und von CERN in Genf gestützte Crystal Clear Collaboration (CCC) eingebunden. Diese Kollaboration umfasst 22 Institutionen, deren Schwerpunkt in der Forschung und Entwicklung neuer Szintillationskristalle und deren Anwendung liegt. Die Folge ist ein umfangreiches Wissenspotential in den Bereichen Organisation, Soft- und Hardware, das zu einer fundierten Geräteentwicklung beiträgt. Fünf dieser Institutionen und eine Firma haben sich zusammengeschlossen, um fünf hochsensitive und hochauflösende PET-Scanner unter Verwendung neuester Technologie zu entwickeln und zu vermarkten.

2.3 Multimodalität

Normalerweise verteilt sich die injizierte Aktivität bei PET–Untersuchungen zwar zu einem großen Anteil im gewünschten Areal, jedoch bedingt durch die Blutzirkulation auch im gesamten Körper. Oft werden bei *in vivo*–Untersuchungen Radiopharmaka eingesetzt, die sich z.B. an spezielle Rezeptoren oder Enzyme binden und somit einen Anhaltspunkt über den Ort oder Verlauf der Untersuchung liefern. Die vom PET erhaltenen funktionellen Bilder lassen keine genaue anatomische Zuordnung, z.B. mit Hilfe von Atlanten, zu. Im Allgemeinen lässt sich jedoch sagen, dass

⁵Gantry (engl. Gerüst) wird das Gehäuse von Tomographen genannt.

⁶DOI – Depth of Interaction – Eindringtiefe der Strahlen in die Kristalle

die Interpretation von nuklearmedizinischen Bildern sowohl bzgl. der genauen Lokalisierung des Signals als auch bzgl. der Auswahl spezifischer und nicht-spezifischer Signale äußerst schwierig ist. Aus diesem Grund wächst immer mehr das Interesse, funktionelle Bilder, wie sie bei PET vorliegen, mit anatomischen Daten, wie bei CT oder MRT, zu kombinieren. Solche Systeme, die beide Modalitäten in einem Gerät integrieren, sind heute unter dem Namen "dual-modality" bekannt. Im Gegensatz zu konventionellen Systemen bieten sie

- die Möglichkeit einer einfachen Koregistrierung anatomischer und physiologischer Informationen und
- die Nutzung der Strukturinformation zur Verbesserung und Quantifizierung der physiologischen Daten.

Es existieren bereits dual-modality-Systeme, die CT bzw. MRT mit PET bzw. SPECT für Kleintiere oder Menschen vereinen. Einige von ihnen sollen hier exemplarisch vorgestellt werden [HTDS⁺01, HIW⁺02].

2.3.1 Kombination SPECT/CT

An der Universität von Kalifornien in San Francisco (UCSF) haben Bruce Hasegawa und seine Gruppe ein SPECT/CT-System mit einem rekonstruierbarem Volumen von 20 cm für Tier- und Phantommessungen gebaut (Abb. 2.34). Für das System wird ein hochreiner Germaniumdetektor, der in FAST PHOTON COUNTING Modus betrieben wird und dessen Energieauflösung eine Unterscheidung zwischen der CT-Röntgenstrahlung und der SPECT- γ -Strahlung erlaubt [IWH00, HIW⁺02].

Als Nachfolger des kleinen Systems wurden ein Röntgen-Computer-Tomograph und eine Szintillationskamera zu einem für Menschen konstruierten SPECT/CT zusammengefügt. Beide Scanner sind von General Electric Medical Systems, wobei es sich beim CT um GE 9800 Quick und bei der Kamera um GE 600 XR/T handelt. Sie sind direkt hintereinander positioniert und nutzen dieselbe Patientenliege, so dass keine Patientenverlagerung zwischen den Aufnahmen, die zeitlich versetzt sind, stattfindet.

2.3.2 Kombination PET/MRT

1996 wurde an der UCLA (University of California in Los Angeles) ein PET-System konstruiert, das in einem MRT eingebaut und betrieben werden kann. Der Detektorring des PET hat einen Durchmesser von 38 cm und besteht aus $48 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$

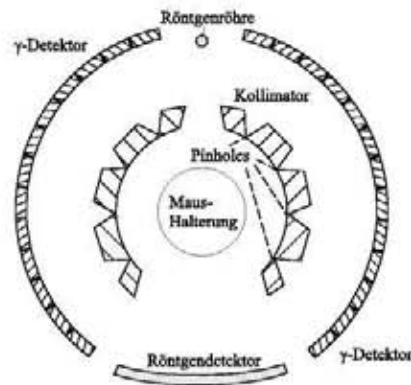


Abbildung 2.34: Aufbau eines SPECT/CT-Systems. Das System ist aus einem CT und einem pinhole SPECT zusammengesetzt. Die Röntgenquelle und der Zeilendetektor bilden den CT und der SPECT besteht aus zwei gegenüber liegenden Detektorbögen für Gammadetektoren und dazugehörige pinhole Kollimatoren. Alle Komponenten sind auf einer Rotationseinheit angebracht [IWH00].

LSO-Kristallen, die über 4m lange optische Fiber mit Photomultipliern verbunden sind. Nachdem dieses System erfolgreich eingesetzt wurde, wird nun ein größeres Folgemodell gebaut, bei dem zwei LSO-Kristalle übereinander positioniert werden, um Verzeichnungen durch kleine Ringgröße durch die Tiefeninformation ("depth of interaction") zu kompensieren.

Die Schwierigkeit bei der Kombination von PET und MRT liegt darin, dass die herkömmlichen PET-Detektoren, insbesondere die Photomultiplier (PMT = photomultiplier tube), sehr empfindlich auf Magnetfelder reagieren. Aus diesem Grund müssen die Signale genügend weit aus dem System ungestört zu den PMTs geleitet werden. Dies konnte bisher nur für einzelne Detektorringe realisiert werden, was eine niedrige Sensitivität bedeutet. Die Entwicklung neuer Ausleseverfahren wie z.B. avalanche photo dioden (APDs), die unempfindlich gegenüber Magnetfelder sind, kann hier ganz neue Möglichkeiten bieten. APDs oder „Lawinenphotodioden“ haben im Gegensatz zu Photodioden ein viel höheres Bias-Potential. Die in der Verarmungszone freigesetzten Ladungsträger werden daher so stark beschleunigt, dass sie durch Stoßionisation weitere Elektronen-Loch-Paare erzeugen. Dadurch wird ein deutlich höherer Strom und somit auch ein stärkeres Signal als bei Photodioden erzeugt.

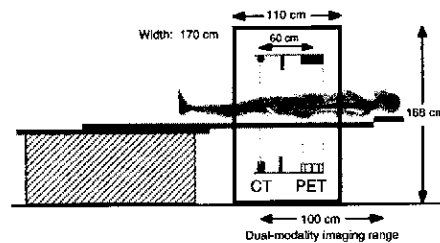


Abbildung 2.35: Aufbau des SMART-Scanners. Beide ansonsten voneinander unabhängigen Modalitäten sind innerhalb eines Gehäuses (Gantry) in einem festen Abstand von 60cm miteinander verbunden [TBK⁺99].

2.3.3 Kombination PET/CT

An der Universität Pittsburg wurde in Kooperation mit CTI PET Systems in Knoxville/ Tennessee und Siemens Medical Systems in Deutschland durch Kombination zweier bestehender Scanner ein PET/CT für Menschen aufgebaut [BTB⁺00]. Dieser trägt den Namen „SMART“ und setzt sich aus dem Somatom AR.SP CT-Scanner und dem ECAT ART PET-Scanner zusammen, die innerhalb einer gemeinsamen mechanischen Einheit in einem Abstand von 60 cm fest miteinander verbunden sind (Abb. 2.35). Die beiden Tomographen können sowohl im Kombinationsmodus als auch separat betrieben werden. Für den separaten Betrieb ist für den PET eine Transmissionsquelle vorgesehen, während im Kombinationsmodus eine CT-basierte Schwächungskorrektur benutzt wird. Eine Simultanmessung war jedoch nicht möglich, da die Röntgen- und Streustrahlung der CT-Aufnahme Artefakte in den PET-Bildern verursacht haben. Darum wurden die Tomographie-Messungen nacheinander vollzogen, wobei wegen der langen Aufnahmezeit (uptake-time) von FDG (60 min) in das Gewebe diese zunächst injiziert und während der Wartezeit die CT-Aufnahme (ca. 5–10 min) durchgeführt wird („post-injection“-Aufnahme). Es hat sich gezeigt, dass Gammastrahlung keine Auswirkung auf die CT-Daten hat und dass diese Reihenfolge sehr zeitsparend ist.

Der SMART wurde sehr oft für die Diagnostizierung und Kontrolle des Therapieverlaufs von diversen Krebserkrankungen eingesetzt und hat somit eine sehr wichtige Rolle in der klinischen Onkologie gespielt. Außerdem führt der SMART die praktische und effektive Fusion von funktionalen und anatomischen Bildern einerseits (Abb. 2.36) und die logistische Vereinfachung einer multimodalen Aufnahme vor. Diese Vorteile hatten zur Folge, dass weitere PET/CT-Geräte von der Industrie (Siemens, CTI, GE, Philips) hergestellt wurden und somit kommerziell erhältlich sind.

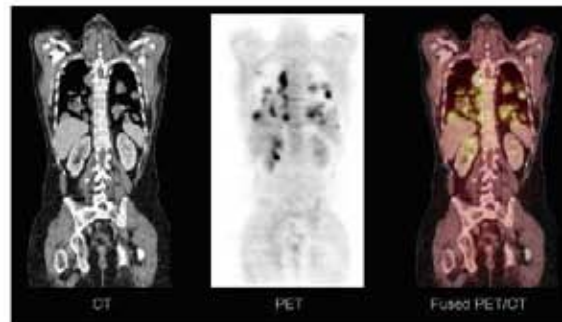


Abbildung 2.36: PET/CT-Fusionsbild. Typische Darstellung der Ergebnisse einer PET/CT-Aufnahme. Das CT- (links) und PET-Bild (mitte) werden zu einem Bild (rechts) fusioniert. Die Position der Metastasen im Patienten können präzise lokalisiert werden. (Mit freundlicher Erlaubnis von L. Freudenberg, T. Beyer und G. Antoch, Universität Essen)

Auch in der Klein-Tier-Forschung findet die Kombination von PET und CT großen Zuspruch. An der University of California in Davis (UCDavis) wurde ein PET/CT-Prototyp aufgebaut, der für *in vivo* Messungen bei Kleintieren eingesetzt werden kann [GMSC02, Goe03]. Der CT setzt sich aus einer Mikrofokusröhre und einem Flächendetektor aus amorphem Selen zusammen. Für den PET werden zwei gegenüberstehende Felder aus LSO-Szintillatoren verbunden mit Photomultipliern als Detektoren verwendet (Abb. 2.37). Alle Komponenten sind koplanar angeordnet, so dass das gemessene Tier von beiden Systemen auf einmal erfasst werden kann. Das Ziel der Arbeit war, die auftretenden Effekte bei einem simultanen Betrieb der beiden Tomographen zu untersuchen und den eingebauten MicroCT für Mausuntersuchungen zu optimieren. Die mit diesem Aufbau vollzogenen Messungen mit Mäusen (Abb. 2.38) haben gezeigt, dass simultane *in vivo* PET/CT-Messungen durchführbar sind, ohne auffällige Artefakte in den rekonstruierten Bildern zu verursachen. Eine der Limitierungen dieses Prototypen lag in der vertikalen Positionierung und Rotation des Objekts. Außerdem ist ein Ausbau des eingesetzten Detektorsystems für den PET wünschenswert, um eine höhere Auflösung zu erreichen, und es fehlen jegliche Korrekturen der PET-Daten, so dass diese nicht quantitativ ausgewertet werden können.

2.3.4 CT-basierte Schwächungskorrektur für PET

Bei einem kombinierten PET/CT-System erhält man nicht nur die anatomische Information zur besseren Lokalisation der PET-Daten, sondern es besteht auch die Möglichkeit, die CT-Daten in die PET-Rekonstruktion und somit in Korrekturver-

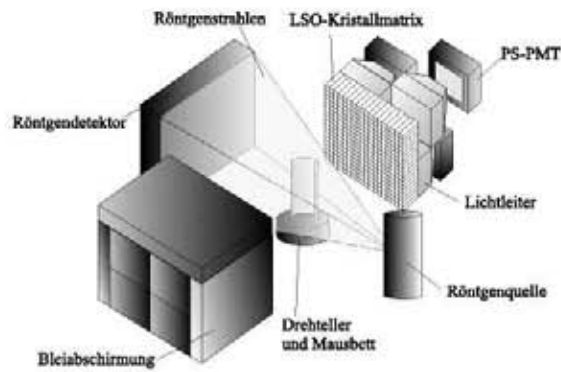


Abbildung 2.37: Der Aufbau eines Mikro-PET/CT. Die beiden Tomogramme sind um 90° gegeneinander versetzt. Alle Komponenten befinden sich auf einer Ebene zur Ermöglichung einer Simultanmessung. Ein PET-Detektor ist ohne Schutzschild dargestellt, um die innere Struktur sichtbar zu machen [Goe03].

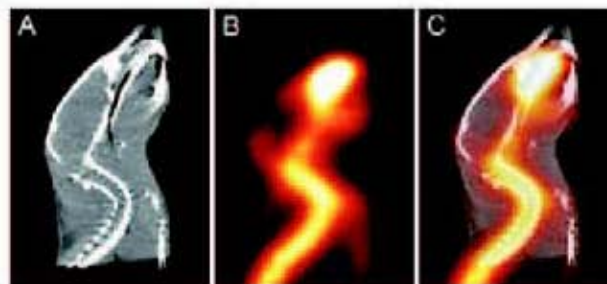


Abbildung 2.38: Eine simultane Messung mit dem obigen Mikro-PET/CT. Die Aufnahme eines sich in den Knochen anreichenden Tracers wird hier gezeigt. Die Übereinstimmung der Lage der PET-Aktivität (B) mit denen der Knochen im CT-Bild (A) wird deutlich [Goe03].

fahren einfließen zu lassen. Wie bereits erläutert werden die 511 keV Gammaquanten, erzeugt durch die Annihilation, auf ihrem Weg zu den Detektoren durch das Untersuchungsobjekt geschwächt oder absorbiert, was zu Abbildungsfehlern führt.

Da jedoch eine Röntgen-CT-Aufnahme ebenfalls das Schwächungsverhalten eines Objektes wiedergibt, kann diese die Transmissionsmessung ersetzen. Der Vorteil einer CT-basierten Schwächungskorrektur gegenüber herkömmlichen Methoden ist im Falle der für Menschen genutzten Geräte einerseits das geringere Rauschen der ortsabhängigen Schwächungsdaten (Maps) und die kürzere Aufnahmezeit. Obwohl es dabei um 511 keV Photonen geht, werden CT-Bilder bei deutlich niedrigeren Energien von 40–50 keV bei Kleintieren und um 100 keV bei Menschen aufgenommen, wobei es sich hier um die Grenzenergie eines breiten Energiespektrums handelt. Aus diesem Grund müssen die aus CT gewonnenen energieabhängigen Schwächungskoeffizienten $\mu(E)$ auf die PET-Emissionsenergie hochskaliert werden, um eine genaue Schwächungskorrektur zu liefern. Es gibt verschiedene Skalierungsmethoden, die bisher aufgestellt oder an Humangeräten eingesetzt worden sind. Eine für SPECT und PET entwickelte sehr genaue Methode basiert auf der Aufnahme von CT-Bildern bei zwei verschiedenen Energien [GCSF⁺98]. Um die doppelte CT-Aufnahme zu umgehen und somit die Belastung für den Patienten zu verringern, sind einfachere alternative Methoden entstanden, die von verschiedenen Ansätzen wie die Skalierung, Segmentierung oder der Kombination dieser ausgehen [KTBS98, BGS⁺].

Die Schwächungskorrektur mit Hilfe der Segmentierung (segmented attenuation correction) kann sowohl mit Transmissions- als auch CT-Daten durchgeführt werden [ZXMGA91, XCL96]. Sie bedient sich eines Nachbearbeitungsalgorithmus, bei dem Regionen verschiedenen Gewebetyps (z.B. Knochen, Weichteile, Lunge) und somit auch unterschiedlichen Schwächungsverhaltens separat eingegrenzt bzw. segmentiert werden. Speziell die Methode von Xu et al. stellt eine Kombination von Gewebeklassifizierung und gemessenen Werten dar. Anschließend wird diesen die jeweiligen Schwächungskoeffizienten bei 511 keV über eine LookUp-Tabelle zugeordnet. Innerhalb eines Gewebebereichs, wie bei der Lunge, kann jedoch die Dichte deutlich bis zu 30 % variieren. Da diesen jedoch ein Schwächungswert zugeordnet wird, kann das zu Verfälschungen führen [RK79].

Bei der Skalierung der CT-Schwächungskoeffizienten auf die PET-Energie 511 keV wird meist eine Näherung gewählt, bei der das CT-Bild $\mu_{Bild,CT}$ mit dem Verhältnis der Schwächungskoeffizienten von Wasser bei CT- $\mu_{H_2O,CT}$ und PET-Energien $\mu_{H_2O,PET}$ multipliziert wird (Gl. 2.38). Auf die gleiche Weise werden auch die Schwächungswerte der PET-Transmission $\mu_{Bild,Trans}$ an denen für 511 keV $\mu_{Bild,PET}$ ange-

passt (Gl. 2.37).

$$\mu_{Bild,PET} = \mu_{Bild,Trans} \frac{\mu_{H_2O,Trans}}{\mu_{H_2O,PET}} \quad (2.37)$$

$$\mu_{Bild,PET} = \mu_{Bild,CT} \frac{\mu_{H_2O,CT_{eff}}}{\mu_{H_2O,PET}} \quad (2.38)$$

Dabei ist CT_{eff} diejenige effektive Energie, die das gesamte eingesetzte CT-Spektrum repräsentiert. Studien mit SPECT haben ergeben, dass die lineare Skalierung bei höheren Energien >80 keV, wo die Schwächung hauptsächlich durch die Comptonstreuung bedingt ist, zu zufriedenstellenden Schwächungswerten führt [LTH94]. Bei niedrigeren Energien, wie sie bei Tieruntersuchungen vorkommen, dominiert der Anteil des Photoeffekts. Hier ist diese Methode nicht geeignet.

Kinahan et al. [KTBS98] haben neben der Segmentierungs- und Skalierungsmethode ebenfalls die Kombination der beiden, genannt Hybridmethode (hybrid-Kreuzung), untersucht. Hierbei wurde das CT-Bild durch Setzen eines Schwellwerts in Knochen- und Nicht-Knochen-Bereiche unterteilt/segmentiert, die anschließend unter Nutzung geeigneter Faktoren auf die Werte für 511 keV skaliert wurden. Zum Beispiel wurde hier der Faktor 1,9 für weiches Gewebe und 2,26 für Knochen gewählt.

Die Skalierung über den gesamten μ -Bereich führt zu hohen und falschen Aktivitätswerten bei dichteren Materialien wie Knochen, da hier dieser Bereich bzgl. ihrer Schwächung überbewertet und somit auch überkompensiert wird. Da der Knochenanteil je nach Untersuchungsregion unterschiedlich stark ist, wirkt sich der genannte Fehler unterschiedlich markant aus. Im Falle von einfachen Phantomstrukturen hat die Segmentierungsmethode die besten Ergebnisse erzielt. Bei realen Objekten, wie Menschen und Tieren, stellt sich die Segmentierung der verschiedenen Regionen durchaus komplizierter dar. Dies kann wiederum zu Bildartefakten führen. Die Hybridmethode erweist sich bei den Untersuchungen als günstig, da sie die obigen Probleme umgeht und quantitativ mit den PET-Ergebnissen gut übereinstimmt.

Die Hybridmethode ist auch bei Kleintiergeräten ($CT_{eff} = 25,5$ keV) zum Einsatz gekommen [CRC02]. Die Bilder der beiden Modalitäten wurden mit Hilfe einer automatischen Bildregistrierung (Automated Image Registration, AIR) ausgerichtet und für die Schwächungskorrektur innerhalb der Schwellwerte für das Bett und Knochen die lineare Skalierung verwendet. Auch hier sind in den korrigierten Bildern quantitative Verbesserungen bis zu ~ 35 % beobachtet worden.

Kapitel 3

Experimentelle Untersuchung eines CT-System

Wie bereits erläutert, ist im Rahmen des ClearPET-Projekts der Bau eines CT-Zusatzes geplant. Die Voruntersuchungen und Testmessungen zu geeigneten Komponenten und zur Charakterisierung eines solchen Systems wurden an einer vorhandenen Mikro-Röntgenanlage durchgeführt. Im Folgenden geht es um die Beschreibung und Charakterisierung dieses Systems.

3.1 Aufbau des Systems

Eine Mikro-Röntgenanlage wurde durch Ergänzung einer Steuerungseinheit und angepasster Rekonstruktion zu einem Mikro-CT ausgebaut. Dieses setzt sich zusammen aus einer Mikrofokus-Röntgenröhre, einem Manipulator und einem Flat-Panel-Detektor. Abb. 3.1 zeigt ein Foto dieses hauptsächlich für die Materialforschung eingesetzten Aufbaus [KPW01].

Der Manipulator, auf dem das Objekt befestigt ist, lässt durch Translations- und Rotationsbewegungen eine genaue Positionierung des Objekts zu. Während der Messung wird das Objekt vom Manipulator in definierten Winkelschritten rotiert, so dass Projektionsaufnahmen aus jeder Richtung möglich sind.

Bei der Röntgenröhre handelt es sich um eine Mikrofokusröhre mit einer Wolfram-anode der Firma KeveX (KM100006 EW-A) (Abb. 3.2). Die Maximalleistung dieser Röntgenröhre beträgt bei einer Fokusgröße von $10\text{ }\mu\text{m}$ 100 Watt. Ein Dauerbetrieb über einige Stunden ist bei dieser Röntgenröhre möglich, so dass sie für MikroCT-Aufnahmen geeignet ist.

3.1. Aufbau des Systems



Abbildung 3.1: Aufbau einer Mikrofokus-Röntgenanlage. Das System besteht aus drei Röntgenröhren unterschiedlicher Leistungen und Fokusgrößen, zwei Detektoren und einem Manipulator zur Positionierung der Untersuchungsobjekte. Für die MikroCT-Aufnahmen wurden die Röhre kleinster Fokusgröße und der Silizium-Flächendetektor eingesetzt.



Abbildung 3.2: Mikrofokusröhre. Diese Röntgenquelle ist eine Transmissionsquelle mit einer Wolframanode und hat eine Fokusgröße von $10\ \mu\text{m}$ bei einer Maximalspannung von 100 kV und einem Maximalstrom von 0,1 mA.



Aktive Fläche	204,8 x 204,8 mm ²
Anzahl Dioden	512 x 512
Auflösung	400 x 400 μm^2
Pixelauflösung	16 Bit
Energieaufnahmebereich	20 - 400 keV
minimale Auslese per Frame	133 ms

Abbildung 3.3: Verwendeter Detektor. Der Silizium-Flächendetektor der Firma AMI besitzt eine verhältnismäßig große Aufnahmefläche und ist für niederenergetische Aufnahmen geeignet.

Als Detektor wird ein Silizium-Flächendetektor (AMICA-401) der Firma AMI (Advanced Mobile Imaging GmbH) eingesetzt. Mit einem Diodenarray von 512×512 aus amorphem Silizium und einer Pixelgröße von $400 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ besitzt dieser eine sensitive Fläche von $20,4 \text{ cm} \times 20,4 \text{ cm}$, mit der Strahlung der Wellenlänge 280 nm bis 780 nm detektiert werden kann. Als Konverter dient eine LANEX-Schicht unbekannter Dicke. Auf der Eintrittsseite der Strahlen befindet sich als mechanischer Schutz eine Aluminiumplatte von 0,5 mm Dicke. Die Spezifikationen dieses Detektors sind in Abb. 3.3 zu finden.

Zur Rekonstruktion der Daten wird die gefilterte Rückprojektion (filtered backprojection, FBP) mit dem Feldkamp Algorithmus eingesetzt. Es handelt sich hierbei um eine 3D-Rekonstruktion mit Kegelstrahlgeometrie. Die erste Version der Software wurde im Rahmen von Promotionsarbeiten am Zentrallabor für Elektronik (ZEL) im Forschungszentrum Jülich entwickelt [Fuh93, Zad96]. Eine Erneuerung und Verbesserung wurde als Diplomarbeit in der Firma IntraVis durchgeführt [Sch96]. Beide Rekonstruktionsprogramme wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit dem System in Jülich angepasst.

3.2 Charakterisierung des Systems

Die Hauptkomponenten eines Computertomographen sind die Röntgenquelle und der Detektor. Bei der Röntgenquelle ist es wichtig, das Spektrum und das Verhalten bei Filterung zu kennen.

Die Leistung eines bildgebenden Systems (Detektors) kann quantitativ durch die Sensitivität und die Modulationsübertragungsfunktion beschrieben werden. Das Rausch-

3.2. Charakterisierung des Systems

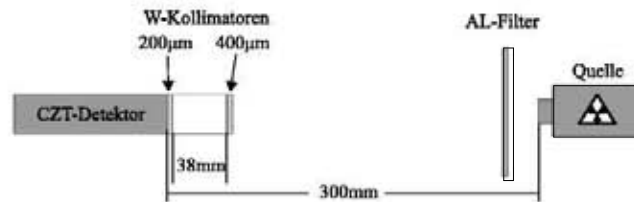


Abbildung 3.4: Messaufbau für Aufnahme der Spektren. Die Messung wurde mit einem CdZnTe-Detektor vorgenommen. 2×2 Wolfram-Kollimatoren mit den Lochgrößen $200 \mu\text{m}$ und $400 \mu\text{m}$ dienen zur Reduktion des Strahlenflusses. Bei der Messung wurden verschiedene Röhrenspannungen und Aluminium-Filter eingesetzt.

übertragungsverhalten und das entsprechende Signal-zu-Rausch-Verhalten des Systems wird durch die Detektive Quanteneffizienz (DQE) beschrieben.

Artefakte in Detektorbildern sind unter anderem durch die Inhomogenität der Szintillatorschicht auf den Aufnahmesensoren und durch Unterschiede der DQE einzelner Bereiche des Detektors verursacht.

3.2.1 Quellenspektrum

Das Spektrum der Mikrofokusröhre wurde mit Hilfe eines einpixeligen CZT-Detektors der Firma eVProducts mit der Pixelgröße $5 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ aufgenommen. In Abb. 3.4 ist der Messaufbau skizziert. Der Abstand zwischen der Quelle und dem Detektor beträgt 300 mm. Zwei Kollimatorpaare wurden eingesetzt, um die Zählrate auf einige tausend pro Sekunde zu reduzieren. Bei den Kollimatoren handelt es sich um jeweils 1 mm dicke Wolframplättchen mit 15 mm Durchmesser und einem Loch ($2 \times 200 \mu\text{m} + 2 \times 400 \mu\text{m}$) in der Mitte. Die Kollimatorpaare sind direkt vor dem CZT-Detektor platziert und 38 mm voneinander getrennt. Abb. 3.5 zeigt den CZT-Detektor, die Kollimatoren und die konstruierte Halterung. Da keine Daten über die Funktion der Quelle vorhanden waren, wurde bei dieser Messung das Verhalten des Spektrums bei Änderung der Röhrenspannung und bei Einsatz von verschiedenen Aluminium-Filtern untersucht. Als Röhrenspannung wurden 30 kV, 40 kV und 50 kV gewählt und die Filter wurden von 0 mm bis 1 mm in 0,25 mm-Schritten variiert. Vor der Messung wurden der Detektor und der verwendete Multi Channel Analyzer mit einer Americium-241-Quelle kalibriert.

Für jede Röhrenspannung-Filter-Kombination wurde ein Spektrum aufgenommen. Der Vergleich der ungefilterten Spektren (Abb. 3.6 links) zeigt, dass sich nicht nur die maximale Grenzenergie sondern auch das Maximum der Verteilung mit steigen-

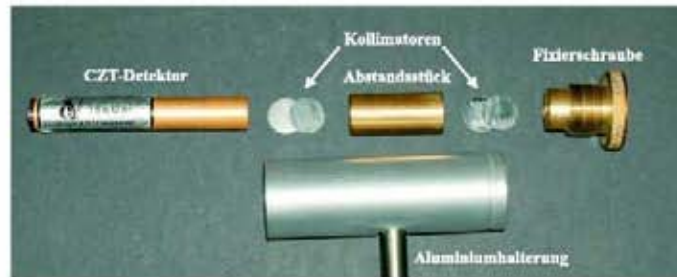


Abbildung 3.5: Detektorsystem zur Messung des Quellspektrums. In einem röhrenförmigen Aluminiumhalter mit Stange zur Fixierung werden der CZT-Detektor und die Kollimatoren einschließlich des Abstandhalters aus Kupfer exakt hintereinander positioniert.

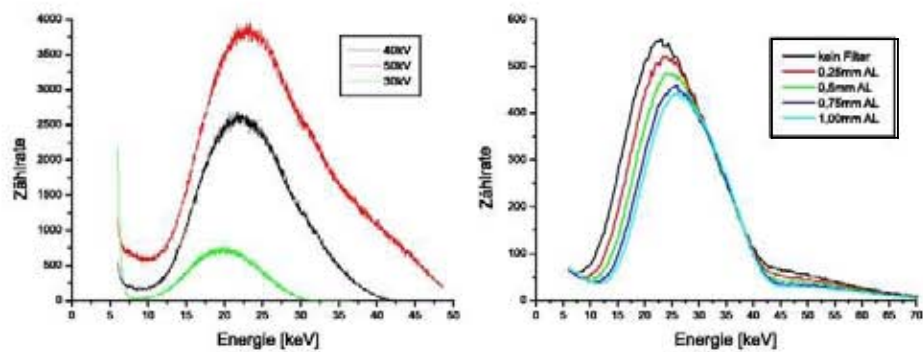


Abbildung 3.6: Aufgenommene Spektren. Es wurden die Energiespektren bei 30 kV, 40 kV und 50 kV aufgenommen (links). Diese verlaufen parallel und die Röhrenspannung entspricht der Maximalenergie. Die gefilterten Spektren (rechts) bei 40 kV nehmen im niedereenergetischen Bereich immer weiter ab.



Abbildung 3.7: Die Zusammensetzung des Defrise-Phantom. Das Bild des physikalischen Phantoms zeigt ein zylinderförmiges Gebilde, das sich aus 1 mm dickem roten PVC und 3 mm dickem Plexiglas zusammensetzt. Der Durchmesser beträgt 20mm.

der Anodenspannung zu höheren Energien verschiebt. Die Grenzenergien der Kurven stimmen mit den eingestellten Spannungen im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Die Intensität der Kurven nimmt mit abnehmender Röhrenspannung aufgrund des sinkenden Flusses ab. Bei zunehmender Filterung der Spektren (Abb. 3.6 rechts) nimmt wie erwartet der niederenergetische Teil der Spektren stark ab. Das erhöhte Signal bei Energien oberhalb der Beschleunigungsspannung lässt sich durch die begrenzte zeitliche Auflösung des CZT-Detektors erklären, wodurch mehrere Röntgenquanten als einziges Signal registriert werden.

3.2.2 Systemgeometrie

Um die Abweichung der Scannergeometrie von der Idealpositionierung zu untersuchen, wurde ein Defrise-Phantom bestehend aus wechselnden Schichten unterschiedlicher Absorptionsstärke aus PVC (1 mm dick) und Plexiglas (3 mm dick) mit einem Durchmesser von 20 mm hergestellt und verwendet (Abb. 3.7). An einem solchen Phantom können die in Kap. 2.1.3.1 beschriebenen geometrischen Fehlausrichtungen besonders deutlich sichtbar gemacht werden. Das Phantom wurde zwischen dem Detektor und der Quelle, die mit einem festen Abstand von 800 mm voneinander entfernt stehen, positioniert (Abb. 2.23). Es wurden drei Messungen bei verschiedenen Vergrößerungsfaktoren (8-, 3,2- und 2-fach) bzw. Kegelwinkel ($6,8^\circ$, $2,7^\circ$ und $0,03^\circ$) aufgenommen. Dazu wurden die Abstände variiert, indem das Phantom immer weiter von der Quelle entfernt wurde.

Bei der Messung wurden 360 Projektionen bei 50 kV Röhrenspannung und 0,2 mA Strom aufgenommen. Abb. 3.8 zeigt die Schnittbilder des rekonstruierten Phantoms. Die durch den bei Kreisscans verwendete Feldkamp-Algorithmus verursachte

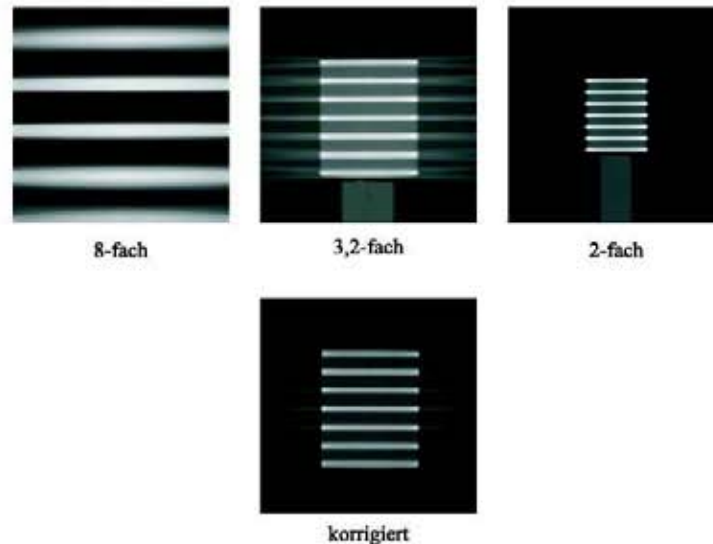


Abbildung 3.8: Schnittbilder des Defrise-Phantoms. Die Aufnahmen bei verschiedenen Vergrößerungsfaktoren (oben) zeigen deutlich die Abnahme der durch den Kreisscan auftretenden Randeffekte. Im korrigierten Bild sind die Artefakte, verursacht durch die Fehlstellung der Rotationsachse, aufgehoben.

Verschmierung ist bei zunehmendem Kegelwinkel zu erkennen. An der mittleren Darstellung lässt sich aufgrund der auftretenden Doppelränder deutlich erkennen, dass die Rotationsachse horizontal verschoben ist. Da der Effekt der doppelten Konturen zu beiden Seiten symmetrisch auftritt, ist davon auszugehen, dass die Quelle nicht verschoben ist. Eine longitudinale oder transversale Verkipfung der Quelle oder Rotationsachse ist ebenfalls nicht zu sehen, da die einzelnen Materiallagen deutlich getrennt sind und somit kein Übersprechverhalten zwischen den Schichten zu beobachten ist. Zur Korrektur der Lage der Rotationsachse wurde deren Position in den Eingangsdaten der Rekonstruktion angepasst, da eine genauere Abstandsmessung oder Justierung des Scanners nicht möglich ist.

3.2.3 Detektor-MTF

Für die Messung der Detektor-MTF wurden verschiedene Linienraster und ein $200\ \mu\text{m}$ dicker Wolframdraht auf die sensitive Fläche des Detektors positioniert. Bei 30 kV und 0,33 mA wurde eine Projektion, die eine Summe aus 15 Bildern à 200 ms ist, aufgenommen (Abb. 3.9), auf der alle Objekte abgebildet sind.

Das Linienprofil durch den Wolframdraht weist aufgrund des schmalen Peaks darauf

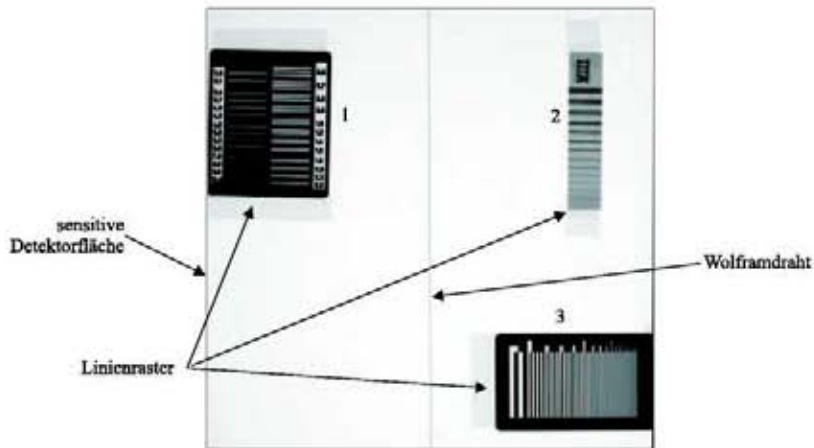


Abbildung 3.9: Aufnahme der Detektor-MTF. Auf der Detektoroberfläche sind ein Wolframdraht der Dicke $200\ \mu\text{m}$ und drei Linienraster unterschiedlicher Auflösung aufgebracht. Nur zwei der Linienraster (oben links und unten rechts) wurden für die Auswertung herangezogen.

hin, dass die Detektorauflösung im Bereich der Pixelgröße liegen muss (Abb. 3.10). Da der Peak aus wenigen Messpunkten besteht, lässt sich nur schwer eine sinnvolle Fouriertransformation durchführen, um die Modulationsübertragungsfunktion zu berechnen. Aus diesem Grund wurden Linienprofile von zwei Strichrastern unterschiedlicher Rasterungsform und -anzahl (Abb. 3.11 und 3.12) zur weiteren Auswertung gewählt. Ausgehend von 100 % Intensität im Bereich außerhalb der Rasterplättchen nimmt die Intensität der Profile mit zunehmender Linienpaarfrequenz ab. Trägt man nun die prozentuale Intensität der erkennbaren Linienpaare gegen ihre Frequenz auf, erhält man die MTF-Kurve (Abb. 3.13). Definitionsgemäß wird zur Vergleichszwecken die maximale Auflösung durch die Frequenz, die zu 10 % der maximalen MTF gehört, festgelegt. Beim vorliegenden Detektor kann die Frequenz $\approx 1,15\ \frac{\text{lp}}{\text{mm}}$ mit 10 % der maximalen MTF übertragen werden. Dies bedeutet, dass der Detektor nach Gl. 3.1 eine Auflösung von ca. $0,43\ \text{mm}$ aufweist. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der Pixelgröße und ist somit der bestzuerreichende Wert.

$$\text{Auflösung} [\text{mm}] = \frac{0,5}{\text{MTF} [\frac{\text{lp}}{\text{mm}}]} \quad (3.1)$$

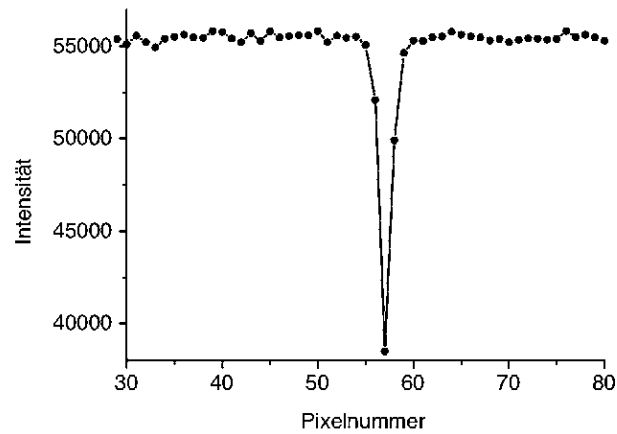


Abbildung 3.10: Linienprofil des Wolframdrahts. Das Profil ist deltaförmig und umfasst nur wenige Messpunkte, so dass eine Fouriertransformation nicht möglich ist.

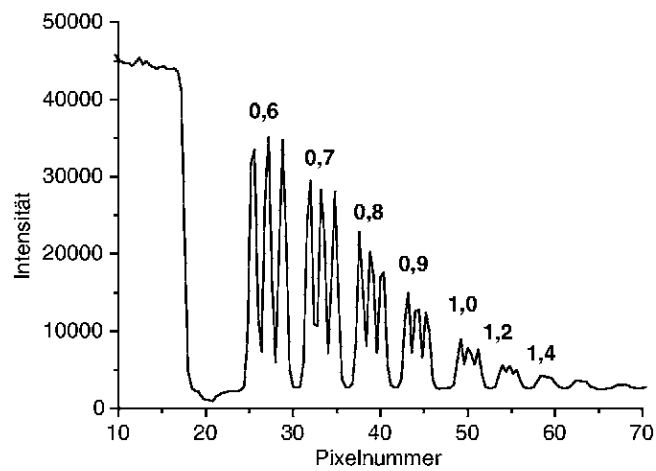


Abbildung 3.11: Profil des Linienrasters mit der Auflösung $0,6 - 2,6 \frac{lp}{mm}$. Die Intensität nimmt mit abnehmender Linienpaardicke ab. Hier kann das Profil von $1,2 \frac{lp}{mm}$ „gerade noch“ visuell aufgelöst werden.

3.2. Charakterisierung des Systems

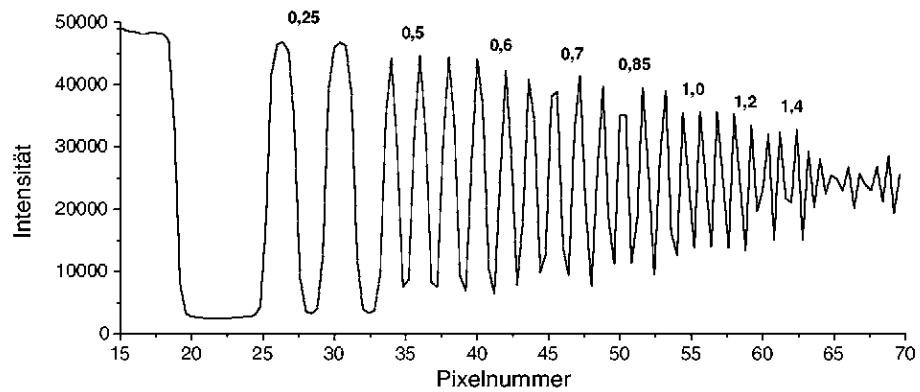


Abbildung 3.12: Profil des Linienrasters mit der Auflösung $0,25 - 6 \frac{lp}{mm}$. Die Dichte der Linienpaare nimmt zu, was zu einem Intensitätsverlust führt. Bei diesem Raster liegt die Grenzauflösung bei $1,4 \frac{lp}{mm}$.

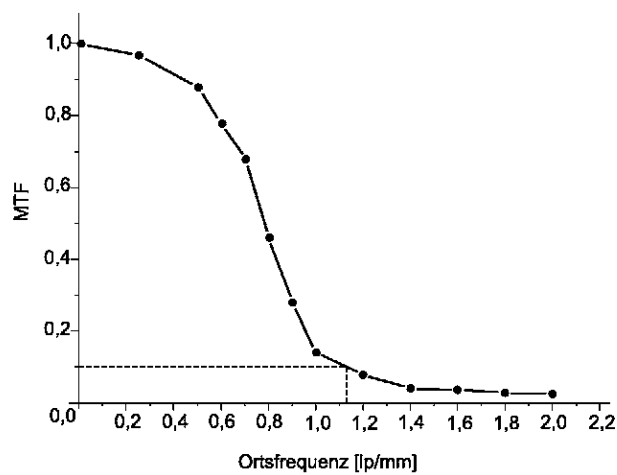


Abbildung 3.13: Gemessene MTF-Messkurve. Die Kurvenpunkte lassen sich aus der Auswertung der beiden obigen Linienrasterprofile ablesen. Der MTF-Wert bei 10 % ergibt eine Auflösung von ca. 0,4 mm.



Abbildung 3.14: Schichtbild des Wolframdrahts. Der Kontrast des Wolframdrahts zu seiner Umgebung (Luft) ist sehr hoch und somit ist er im Schnittbild deutlich sichtbar.

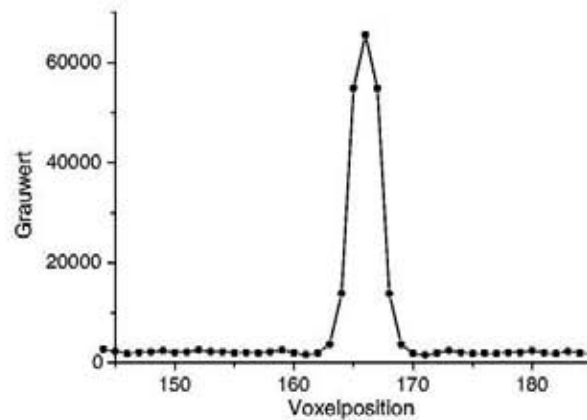


Abbildung 3.15: Profil des Wolframdrahts im Schichtbild. Für die Erstellung des Profils sind die mittleren 50 Pixel in Betracht gezogen. Der Peak ist schmal und umfasst sechs Messpunkte.

3.2.4 System-MTF

Für die Aufnahme der System-MTF wurde ein $200\text{ }\mu\text{m}$ dicker Draht mit einem Abstand von jeweils 400 mm zur Quelle und zum Detektor zwischen diesen eingespannt und tomographiert. 360 Projektionen wurden bei 40 kV Röhrenspannung und $0,25\text{ mA}$ Röhrenstrom aufgenommen und rekonstruiert (Abb. 3.14).

Da sich hier das Linienprofil des rekonstruierten Drahtes (Abb. 3.15) aus mehr Punkten zusammensetzt als bei der der Detektor-MTF, lässt sich durch dessen Fouriertransformation die MTF-Kurve des Systems errechnen (Abb. 3.16). Die ersten,

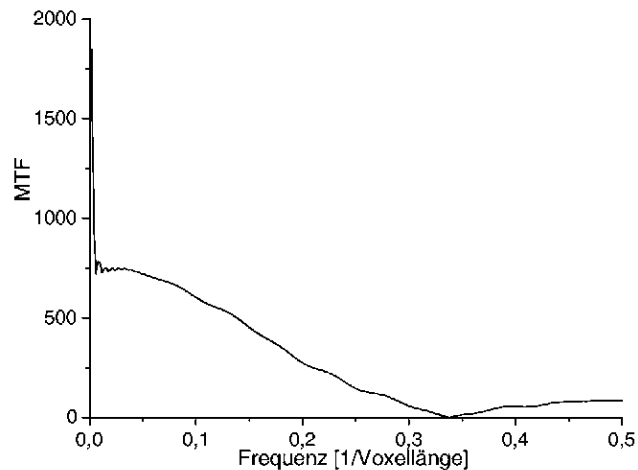


Abbildung 3.16: System-MTF-Kurve. Die sehr hohen Werte am Anfang und die hochfrequenten Werte sollten außer Betracht gelassen werden. Somit ergibt sich bei 10 %MTF eine maximale Auflösung von $600 \mu\text{m}$.

sehr hohen MTF-Werte sind Artefakte der Fouriertransformation, die aufgrund der endlichen Ausdehnung des untersuchten Profils entstehen. Die korrespondierenden langwelligen Anteile entstehen durch das Rauschen und Rekonstruktionsartefakte. Die maximal auflösbare Frequenz liegt bei ca. $0,3 \frac{1}{\text{Voxellänge}}$, wobei die Voxellänge aufgrund der zweifachen Vergrößerung bei $200 \mu\text{m}$ liegt. Dies bedeutet, dass die Auflösung im Fall zweifacher Vergrößerung bei dreifacher Voxelgröße liegt.

3.2.5 Rauschverhalten

Zur Bestimmung des NPS wurden vier identisch erzeugte Leerbilder L1, L2, L3 und L4 aufgenommen, wobei jedes Bild eine 512×512 -Matrix darstellt. Man spricht von einem Leerbild, wenn der Strahl eingeschaltet ist und sich kein Objekt zwischen dem Strahl und dem Detektor befindet. Die Bilder wurden zunächst durch die Division durch den gemeinsamen Mittelwert ($= \frac{L1+L2+L3+L4}{4}$) normalisiert und anschließend gegenseitig voneinander subtrahiert, um sechs reine Rauschbilder zu erhalten. Durch die Division durch $\sqrt{2}$ lässt sich dann die Rauscherhöhung bei dieser Subtraktion entsprechend der Fehlerfortpflanzung kompensieren. Es wurde für jede Zeile (512 Werte) eines jeden Rauschbildes (512×512 Pixel) das NPS berechnet. Um auch den niederfrequenten Bereich zu berücksichtigen, sind die einzelnen Aufnahmen nicht in

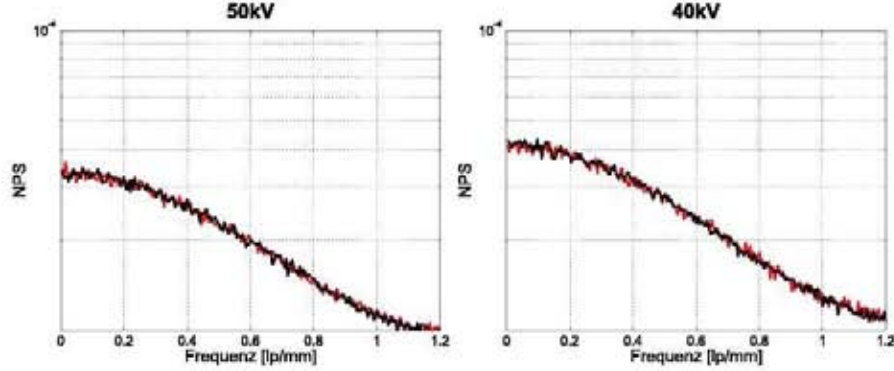


Abbildung 3.17: Ergebnis der NPS-Messung. Hier ist die Frequenz gegen das Rauschen für 40 kV und 50 kV Röhrenspannung aufgetragen. Die Kurve nimmt typischerweise zu den höheren Frequenzen ab. Das NPS für die Spalten (schwarze Kurve) stimmt mit dem der Zeilen (rote Kurve) überein.

kleinere Sektionen unterteilt worden. Da zunächst nur die Zeilen betrachtet wurden, wurde zur Berechnung die Gleichung 2.21 für den eindimensionalen Fall verwendet:

$$NPS_{norm}(f_x) = \left\langle \left| \frac{F(I(x))}{S} \right|^2 \right\rangle \frac{p_x}{N_x}. \quad (3.2)$$

Das führt zu 3072 NPS-Kurven, die gemittelt zu einer glatteren NPS-Kurve führen. Um zu untersuchen, ob das Rauschen sich isotrop verhält, wurde die ganze Rechnung auch mit den Spalten durchgeführt.

Der Detektor weist ein nahezu ideales Verhalten auf. Das heißt, dass das Rauschen der verschiedenen Pixel Poisson-verteilt ist. Die NPS-Kurve (Abb. 3.17) nimmt ausgehend von niedrigen Frequenzen zu den höheren Frequenzen stetig ab. Der niederfrequente Anteil entsteht, da die Pixelsignale zum Rand des Detektors hin abnehmen. Dieser Effekt liegt darin begründet, dass ausgehend von einem punktförmigen Fokus der Röntgenröhre die äußeren Detektorpixel weiter entfernt von der Quelle liegen als die mittleren Pixel.

Die Kombination der gemessenen MTF und des NPS zur DQE für dieses System setzt eine Messung des Quantenflusses voraus. Da diese mit hohem Aufwand verbunden wäre und die Leistungsfähigkeit des Systems bereits mittels der bestimmten Grössen beurteilt werden kann, wurde diese Messung nicht durchgeführt.

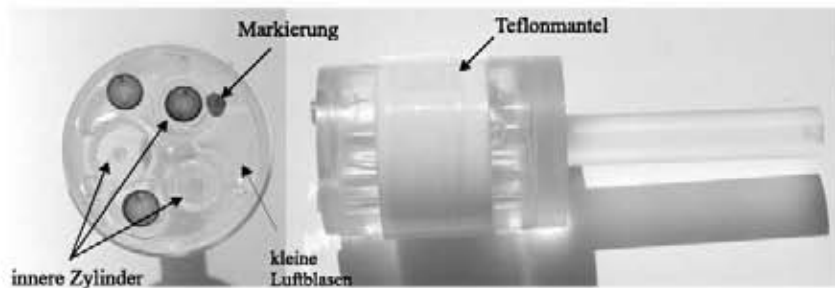


Abbildung 3.18: Aufbau des Kontrastphantoms. Dieses Phantom setzt sich aus drei kleinen Zylindern, die sich in einem größeren Zylinder befinden, zusammen. Außen befindet sich eine Schicht Teflon. Das Phantom ist befüllbar.

3.3 Testmessungen mit dem System

Mit dem beschriebenen und charakterisierten CT-System wurden mehrere Phantom- und *in vitro* Tier-Messungen durchgeführt. In diesem Abschnitt sind drei dieser Messungen exemplarisch zur Verdeutlichung der Bildqualität aufgeführt.

Messung des Zylinderphantom

Das verwendete Phantom wurde nach dem Vorbild des PET-Phantoms gemäß der NEMA Vorschrift designt und gebaut. Es besteht aus einem 45 mm hohen Zylinder mit 40 mm Durchmesser, worin sich drei weitere Zylinder gleicher Höhe und einem Durchmesser von 10 mm befinden (Abb. 3.18). Einer der kleinen Zylinder ist massiv und an dessen Kopfende befindet sich eine keilförmige Bohrung von 5 mm Tiefe. Als Material für alle Zylinder wurde Plexiglas gewählt. Um den Außenzylinder befindet sich eine 1 mm dicke Schicht Teflon. Außer dem massiven sind alle Zylinder füllbar. Am unteren Ende des Phantoms ist ein Stab zu Befestigungszwecken angebracht. Mit dieser Struktur kann das Phantom gefüllt mit Wasser und Öl als Modell für einen Mauskopf dienen, wobei die Teflonschicht den Schädelknochen repräsentiert. Der äußere Durchmesser richtet sich nach Dicke eines Mäusekörpers. Die keilförmige Bohrung soll im CT-Bild zur Verdeutlichung des Auflösungsvermögens dienen.

Für die Messung wurde der große Zylinder mit destilliertem Wasser und einer der kleinen Zylinder mit Rhizinusöl gefüllt. Die Röntgenröhre wurde auf 55 kV und 0,18 mA eingestellt. Die Abstände der Rotationsachse zur Quelle und Detektor betragen jeweils 400 mm. Bei dieser Einstellung wurden in 0,5°-Schritten 720 Projektionen, die sich jeweils aus der Addition von 7 Bildern à 200 ms ergeben, aufgenommen.

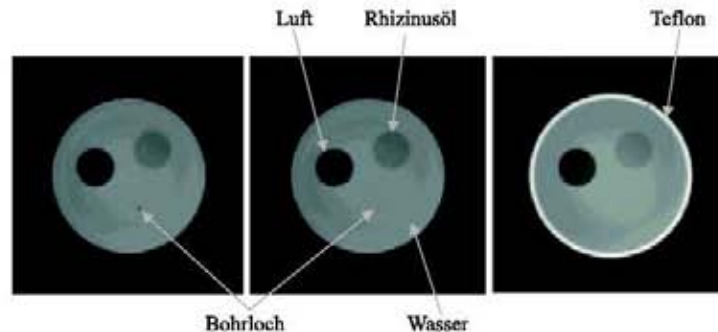


Abbildung 3.19: CT-Schnittbilder des Kontrastphantoms. Öl und Wasser können mit einem Kontrastwert von 0,51 deutlich voneinander unterschieden werden. Die Ausdehnung des Bohrlochs im mittleren Bild und somit die Auflösung des Systems beträgt 0,1 mm.

Abb. 3.19 zeigt Schnittbilder durch das rekonstruierte Bild. Die beiden visuell unterscheidbaren Materialien mit dem geringsten Dichteunterschied hier sind das Wasser ($1,0 \frac{g}{cm^3}$) und das Rhizinusöl ($0,96 \frac{g}{cm^3}$), das ungefähr die Dichte von Fettgewebe ($0,95 \frac{g}{cm^3}$) besitzt. Der Kontrast zwischen Wasser und Öl beträgt nach Gl. 3.3 0,51.

$$\text{Kontrast} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (3.3)$$

Der Plexiglaszylinder konnte wegen seiner dem Wasser sehr ähnlichen Dichte ($1,16 \frac{g}{cm^3}$) bzgl. des Kontrastes nicht aufgelöst werden. Jedoch die Spitze des Bohrlochs ist in den beiden linken Schnittbildern zu sehen. Die Größe des kleineren Bohrlochs (Mitte) beträgt ca. 0,1 mm. Somit kann mit diesem System bei zweifacher Vergrößerung eine Systemauflösung von mindestens 0,1 mm erreicht werden.

in vitro-Messung einer Maus

Als Beispiel für ein komplexes Untersuchungsobjekt wurde eine in Formalin konservierte Maus, die sich in einer 100 mm hohen und 40 mm breiten Plastikkanüle befindet, gewählt (Abb. 3.20).

Es wurde eine Röhrenspannung von 48 kV und ein Röhrenstrom von 0,21 mA eingestellt und die resultierende Strahlung direkt am Quellenfenster mit einem 1mm dicken Aluminiumplättchen gefiltert. Der Abstand der Rotationsachse zur Quelle beträgt 260 mm und zum Detektor 407 mm, so dass sich ein Vergrößerungsfaktor von 2,6 ergibt. 360 Projektionen addiert aus jeweils 8 Bildern à 135 ms wurden aufgenommen und rekonstruiert.



Abbildung 3.20: Foto einer konservierten Maus. Die Maus befindet sich in einer mit Formalin gefüllten Plastikkanüle.

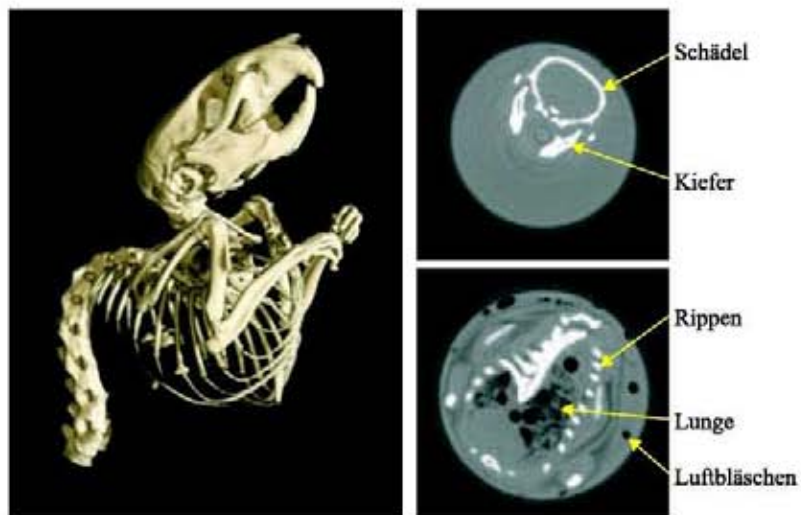


Abbildung 3.21: Rekonstruierte Bilder der Maus. Die beiden Bilder rechts zeigen Schnittbilder durch den Schädel bzw. die Brust. Im 3D-Bild ist durch Ausblenden des weichen Gewebes das Skelett dargestellt.



Abbildung 3.22: Präparation der Ratte. Eine gefrorene Ratte wurde in Bauschaum eingegossen, um eine höhere Stabilität und bessere Positionierfähigkeit bei der CT-Messung zu erreichen.

In den Schichtbildern sind die Knochen sehr deutlich und teilweise auch weiches Gewebe zu erkennen. Im Schädelbereich konnte das Gehirn nicht aufgelöst werden. Der Grund für die schlechte Auflösung der Weichteile liegt vermutlich in der langen Konservierungszeit in Formalin. Das 3D-Bild vom Skelett (Abb. 3.21) ist in dem 3D-Visualisierungstool VGStudio (Volume Graphics) erstellt und durch Einstellung der Opazität das weiche Gewebe ausgeblendet worden. Die Knochenstruktur ist bis ins kleinste Detail erkennbar.

***in vitro*-Messung einer Ratte**

Da bei Kleintieruntersuchungen auch Ratten von großem Interesse sind, wird als drittes Beispiel eine Messung einer Ratte dargelegt. Diese ist zur besseren Stabilisierung in Bauschaum eingegossen (Abb. 3.22).

Für die Messung wurde das Objekt und somit auch die Rotationsachse 400 mm von der Quelle und 500 mm vom Detektor entfernt positioniert. Die Röhrenspannung wurde auf 50kV und der -strom auf 0,2 mA eingestellt. Die gesamte Ratte wurde in zwei Schritten aufgenommen, wobei für jede Messung 360 Projektionen, die sich jeweils aus der Summe von 15 Bildern à 200 ms ergibt, aufgenommen und rekonstruiert.

Im Gegensatz zu den Schichtbildern der Maus sind im sagittalen und frontalen Schnitt bei der Ratte (Abb. 3.23) nicht nur Knochen, sondern auch deutlich innere Strukturen zu erkennen.

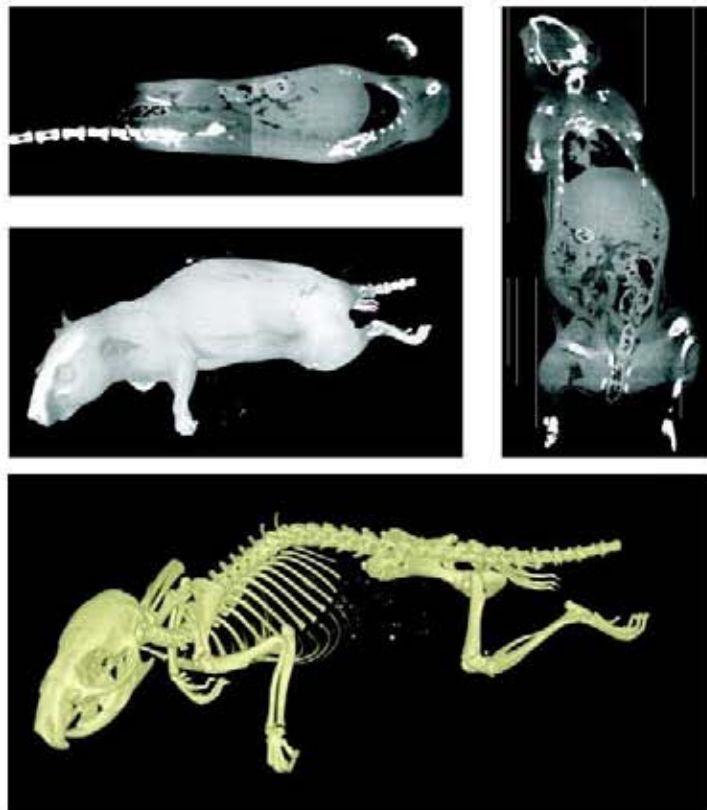


Abbildung 3.23: Rekonstruierte Bilder der Ratte. Die Bilder sind aus zwei Messungen zusammengesetzten. Im sagittalen und frontalen Schnitt kann man Organe erkennen. Die Oberfläche und das Skelett der Ratte sind in den 3D-Bildern deutlich zu sehen.

Kapitel 4

Simulation

In diesem Kapitel der Arbeit wird die Simulation von verschiedenen CT-Systemen behandelt. Nach einer Diskussion von möglichen Simulationsansätzen wird das hier verwendete Simulationstool und die damit zusammengestellte CT-Simulation vorgestellt. Anschließend wird diese anhand von Messungen verifiziert und es werden die gerechneten Simulationen und ihre Ergebnisse dargelegt.

4.1 Grundlagen einer CT-Simulation

Es gibt zwei Ansätze für eine CT-Simulation: Die analytische und die Monte-Carlo-Methode. Die meisten physikalischen Effekte, die bei der Röntgencomputertomographie auftreten, lassen sich vollständig analytisch beschreiben. In diesem Fall wird die exponentielle Schwächung der Strahlung entlang der vorkommenden linearen Photontrajektorien anhand des Schwächungsgesetzes

$$I = I_0 e^{-\int_S \mu(s) ds} \quad (4.1)$$

berechnet. Dabei ist I_0 die Anfangsintensität, μ der material- und energieabhängige Schwächungskoeffizient und S die Strecke längs des Strahls. Die Simulation beschreibt folglich die Entwicklung des Flusses der Strahlung. Der Vorteil dieses Ansatzes liegt in seinem einfachen Algorithmus und der daraus resultierenden Schnelligkeit. Ein wesentlicher Nachteil dieser Methode stellt die Vernachlässigung der Streuung dar, was die Simulation offensichtlich unvollständig macht und wesentliche Aspekte der CT-Abbildung ignoriert. Weder die durch die Streuung auftretenden Auflösungs- noch die Kontrastgrenzen des Systems können erfasst werden, sodass

4.2. GEANT4

eine solche Simulation nur ein äußerst qualitatives Bild der gemessenen Projektionsbilder ermöglicht.

Zur Berücksichtigung des Streueffekts zusätzlich zum Fluss bietet sich die Möglichkeit eines weiteren Ansatzes, der Monte-Carlo-Methode. Hier werden alle Photonen einzeln auf ihrem Weg durch die Materie verfolgt und ihre Wechselwirkungen mit diesem beobachtet. Die Endintensität I wird somit durch die Summe über die Quanten q beschrieben:

$$I = \sum_q I_q. \quad (4.2)$$

Neben der Berücksichtigung der Streuung hat dieser Ansatz weitere Vorteile. Zum einen ermöglicht die Simulation einzelner Photonen eine Untersuchung des Quantenrauschens, zum anderen ist es möglich, auf bekannte Wechselwirkungsquerschnitte der fundamentalen Wechselwirkungsprozesse zurückzugreifen, um die Schwächungskonstante μ zu bestimmen. Allerdings ist zu beachten, dass bei der Aufnahme von Projektionen bei CT-Aufnahmen die Anzahl der Photonen sehr hoch ist und die Monte-Carlo-Methode im Vergleich zu der analytischen Methode daher sehr zeitaufwändig ist.

In dieser Arbeit wurde wegen der Vollständigkeit der Informationen die Monte-Carlo-Methode gewählt. Hierzu wurde auf der Grundlage des Simulationspakets GEANT4 ein Simulationsprogramm erstellt.

4.2 GEANT4

Das Simulationspaket GEANT4 wird seit etwa 1994 von einer internationalen Entwicklergruppe am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) entwickelt. Es ermöglicht die Beschreibung der Wechselwirkung von (hochenergetischen) Elementarteilchen mit Materie. Primäres Einsatzgebiet ist die Hochenergiephysik, insbesondere die Simulation der an Teilchenbeschleunigern in den Detektoren auftretenden Prozesse. Weitere Anwendungsgebiete umfassen u.a. die Kernphysik, die Medizinphysik und die Astrophysik. Im Rahmen dieser Arbeit ist nur ein kleiner Aspekt der Fähigkeiten des Pakets von Bedeutung: Die Simulation der Wechselwirkung zwischen der Röntgenstrahlung und der Materie, d.h. zwischen Photonen und Elektronen bei relativ geringer Energie.

GEANT4 ist im Gegensatz zu früheren Versionen des GEANT-Projektes in C++ implementiert. Es ist daher eine Neuentwicklung und stellt keine kontinuierliche Weiterentwicklung von älteren GEANT-Versionen dar, die in FORTRAN geschrieben

sind. GEANT4 liefert im wesentlichen eine Klassenbibliothek, die die grundlegenden Komponenten zur Erstellung einer Simulation bereits zur Verfügung stellt. Insbesondere die Geometrieberechnung, die Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse, das Management der Teilchen und grundlegende Funktionen zur Konstruktion einer Teilchenquelle und eines Detektors sind hier enthalten.

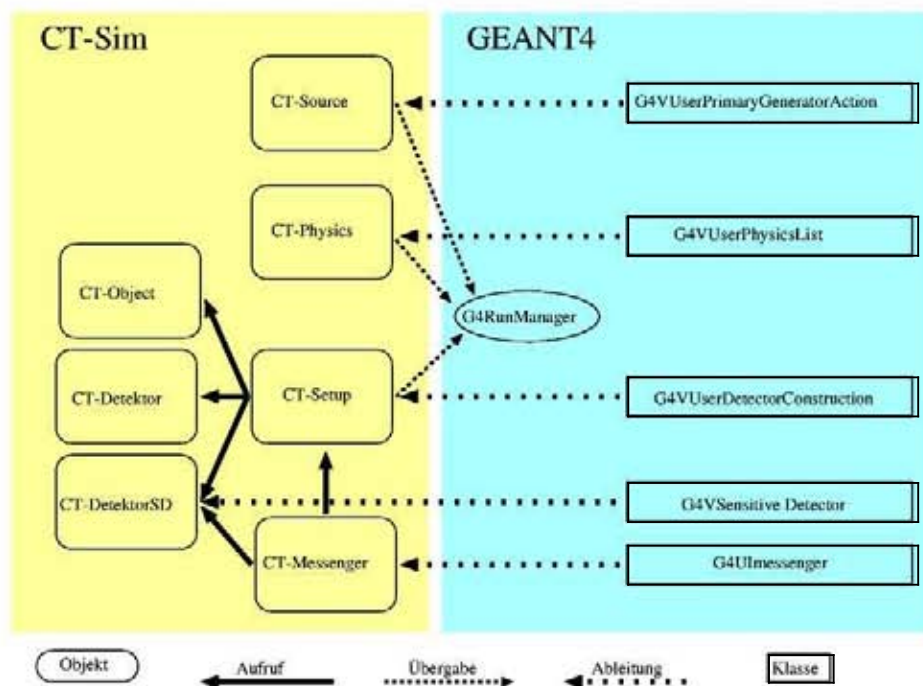


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Simulationstools CT-SIM. Die wesentlichen Teile des Programms und ihre Beziehungen untereinander werden im Text beschrieben.

4.3 CT-Sim

Innerhalb der von GEANT4 bereitgestellten Umgebung sind einige C++ Objekte zu implementieren (Abb. 4.1). Diese lassen sich wie folgt unterteilen: Ein Objekt für die Beschreibung der Röntgenquelle, ein Objekt für die Definition der zu simulierenden physikalischen Effekte und eine Gruppe von Objekten für die Definition des Detektors und des Objekts. Weiterhin muss ein sogenannter Messenger für die Interaktion mit dem Benutzer implementiert werden.

Neben diesen, im Folgenden ausführlich beschriebenen Komponenten, besteht CT-Sim aus weiteren Teilen zur internen Behandlung der nach dem Auftreffen des Photons auf die Pixel auftretenden „Events“. Nicht weiter diskutiert werden die für die Visualisierung nötigen Objekte. Eine vollständige Auflistung des Programms befindet sich im Anhang zu dieser Arbeit.

4.3.1 Die Röntgenquelle

Die Röntgenquelle wird in GEANT4 als ein von `G4VUserPrimaryGeneratorAction` abgeleitetes Objekt spezifiziert. Im Wesentlichen werden hier die Anfangsrichtung und die Energie der erzeugten Röntgenquanten festgelegt. Die Richtung der Quanten wird dabei zufällig innerhalb eines durch ein in frei wählbarer Distanz definierten Rechtecks spezifizierten Raumwinkelbereichs gewählt. Die Energie der Teilchen wird ebenfalls durch Zufallszahlen festgelegt. Dabei wird sichergestellt, dass die Verteilung der Energien einem vorgewählten Spektrum entspricht. Im Grenzfall hoher Teilchenzahlen liefert die Röntgenquelle an jedem Punkt im gewählten Raumwinkelbereich das gleiche vorgegebene Energiespektrum der Quanten.

4.3.2 Physikalische Wechselwirkungen

In GEANT4 ist es notwendig, ein Objekt zu definieren, das die gewünschten physikalischen Wechselwirkungsprozesse bereitstellt. Die eigentliche Implementierung dieser Prozesse ist bereits Teil der GEANT4 Umgebung. Somit muss die gewünschte Auswahl den zu simulierenden Teilchen zugeordnet werden. Im Falle einer CT-Simulation ist hier natürlich die Simulation der Wechselwirkung der Röntgenquanten mit der Materie zu betrachten. Von den drei Wechselwirkungsmechanismen Paarbildung von Positronen und Elektronen, Comptonstreuung und Photoeffekt sind nur die beiden letzten relevant, da die Röntgenquanten nicht über eine ausreichende Energie zur Erzeugung eines Elektron-Positron Paares verfügen. Für eine einfache CT-Simulation genügt die Beschreibung der Absorptionsprozesse durch den Photoeffekt und die Streuung der Röntgenquanten durch die Coulombstreuung. Hierbei werden allerdings die durch den Photoeffekt entstehenden sekundären Elektronen nicht weiter betrachtet. Es sind Prozesse vorstellbar, in denen diese Elektronen wiederum Röntgenquanten erzeugen. Zur Simulation solcher Prozesse ist es notwendig, auch die entsprechenden Wechselwirkungen der Elektronen zu simulieren. An erster Stelle wäre hier die Simulation der Bremsstrahlung und die im inversen Photoeffekt entstehende charakteristische Strahlung zu nennen. Das CT-Simulationsprogramm

ermöglicht es, diese Prozesse ebenfalls zu simulieren. Im Allgemeinen ist dies allerdings nicht nötig, da solche Prozesse zum CT-Signal nur in höherer Ordnung beitragen. Eine Vernachlässigung der Elektronenwechselwirkungen erlaubt daher eine einfachere und daher schnellere Simulation.

4.3.3 Das Objekt

Neben diesen beiden relativ einfachen C⁺⁺-Objekten muss auch der Detektor und das zu durchstrahlende Objekt spezifiziert werden. Hierbei ist zu beachten, dass GEANT ursprünglich zur Simulation von komplexen Detektoren in der Hochenergiephysik entwickelt wurde. Daher wird sowohl das zu durchstrahlende Volumen als auch der eigentliche Röntgendetektor zuerst einmal als Detektor im Sinne der GEANT Umgebung definiert. Hierzu sind verschiedene Schritte notwendig. Beginnend mit einem das ganze System umschliessenden „Welt“-Volumen wird eine hierarchische Struktur von verschiedenen, ineinander eingebetteten Körpern erzeugt. Es stehen hierbei grundlegende geometrische Formen wie z.B. Quader, Zylinder, Kugeln, Kegel ebenso zur Verfügung wie komplizierte, durch Begrenzungsflächen definierte Formen.

Neben der reinen Definition der Geometrie muss den erzeugten Volumen auch ein Material zugewiesen werden. Hierzu stehen Klassen zur Verfügung, die eine Definition von beliebigen Materialien ausgehend von ihrer chemischen Zusammensetzung ermöglichen. Die für die Simulation notwendigen Materialparameter wie die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen physikalischen Prozesse sind Teil der GEANT4 Umgebung und müssen nicht explizit angegeben werden.

Die Implementierung der CT-Simulation sieht vor, den Röntgendetektor als ein regelmässiges Feld von Quadern, die die einzelnen Detektorpixel darstellen, zu simulieren. Die Grösse und die Zahl dieser Pixelvolumen sowie die Grösse der Pixelzwischenräume können frei gewählt werden.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde die Definition der verschiedenen Volumen auf drei Klassen verteilt. In CT_OBJECT wird das zu durchstrahlende Volumen definiert. Alle Körper der Untersuchungsobjekte liegen dabei vollständig innerhalb eines umschliessenden Volumens, der LogicalObjectWorld. Die Klasse CT_DETECTOR definiert einen Flächendetektor, indem einzelne Detektorpixel auf einem regelmässigen zweidimensionalen Gitter angeordnet werden. Es ist hierbei möglich, ein Detektormaterial zu wählen, die Grösse und Anzahl der Pixel beliebig zu variieren und auch einen Zwischenraum zwischen den Pixeln zu spezifizieren. In der Klasse CT_SETUP

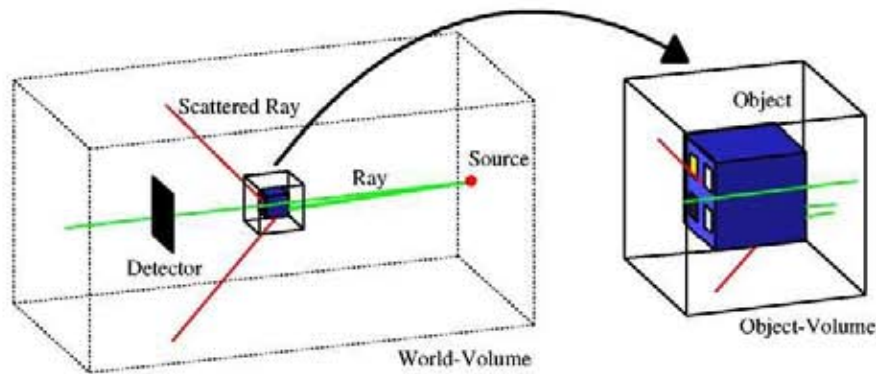


Abbildung 4.2: Beispiel für ein Simulationssetup in CT-Sim. Links ist das vollständige Setup innerhalb der LogicalObjectWorld abgebildet, rechts eine Ausschnittsvergrößerung des Objektes.

werden dann der Detektor und die LogicalObjectWorld innerhalb eines großen Simulationsvolumens, der PhysicalWorld angeordnet. Dieses Volumen definiert den maximalen Raum, der innerhalb der GEANT4-Simulation betrachtet wird. Ein Teilchen, das dieses Volumen verläßt, geht verloren. Gleichzeitig definiert dieses Volumen auch das Koordinatensystem, in dem die Quelle positioniert wird, die sich offensichtlich ebenfalls innerhalb der PhysicalWorld befinden muss. Ein Beispiel für ein Simulationssetup, dargestellt durch die in GEANT4 verfügbare Visualisierungsfunktionen, zeigt die Abb. 4.2. Das Setup entspricht dem in Kap. 4.6 benutzten Aufbau zur Simulation eines Kontrastphantoms.

4.3.4 Der Detektor

Die bisher beschriebenen Objekte reichen im Prinzip aus, um ein CT-System mittels GEANT4 zu simulieren. Im letzten Abschnitt wurde auch schon die Konstruktion des Detektors aus einzelnen Pixelvolumen besprochen. Allerdings fehlt noch eine komfortable Datenausgabe. Hierzu gibt es die Möglichkeit, einzelne Volumen zu sogenannten „sensitiven Detektoren“ zu erklären. Konkret wurde dieses Konzept auf die die Detektorpixel definierenden Quader angewandt. Die GEANT4 Umgebung ruft nun Methoden des sensitiven Detektors auf, sobald ein Teilchen in das Volumen eines Detektorpixels eintritt.

Das Programm kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden:

1. Im einfachsten Fall wird bei jedem einen Pixel treffenden Teilchen überprüft, ob es sich um ein Photon handelt. Falls dies der Fall ist, wird die Energie des Teilchens bestimmt und ein Count für den entsprechenden Pixel und die Energie des Photons erzeugt. Dies entspricht einem idealen Detektor mit 100% Quanteneffizienz und einer MTF, die durch die Pixelgröße festgelegt ist. Weder die Pixeldicke noch das Material der Pixel sind hierbei von Bedeutung. Auch Streueffekte, die dazu führen, dass ein Röntgenquant in mehreren Pixeln detektiert wird, werden nicht berücksichtigt. In Kombination mit einer Simulation, die keine Elektronenwechselwirkungen berücksichtigt, ermöglicht dieser Modus eine relativ schnelle CT-Simulation. Es sei angemerkt, dass die Berücksichtigung der physikalischen Vorgänge im Objekt dennoch beibehalten werden.
2. Im Gegensatz zu diesem sehr vereinfachten Verfahren werden im zweiten Modus die physikalischen Prozesse bei der Detektierung der Quanten genauer simuliert. Hierzu werden sowohl die Photonen- als auch die Elektronenwechselwirkungen betrachtet und für jedes einzelne, die Quelle verlassende Photon - in der GEANT4 Terminologie für jedes Event - wird die pro Pixel deponierte Energie bestimmt. Hierbei kann es sowohl vorkommen, dass mehrere Detektorpixel jeweils einen Teil der Energie detektieren als auch dass nur ein Bruchteil oder vielleicht nichts der auf den Detektor treffenden Gesamtenergie registriert wird. Das Material der Detektorpixel spielt hier eine wesentliche Rolle und auch die Dicke der Pixel wird simuliert. Dieser Modus erweitert die Beschreibung des Detektors, so dass teilweise auch die MTF und die Quanteneffizienz simuliert werden. Allerdings ist diese Beschreibung natürlich immer noch unvollständig, da die Szintillationsprozesse sowie die weitere Signalaufnahme und Verarbeitung nicht berücksichtigt wird.

4.3.5 Die „Messenger“

Nach dem Start des Programms stellt GEANT4 eine interaktive Kommandozeile zur Verfügung. Hier können die wesentlichen Funktionen des Programms gesteuert werden. Neben der Visualisierung des gesamten Aufbaus kann hier auch die gewünschte Anzahl von zu simulierenden Photonen, die die Quelle erzeugen soll, festgelegt werden. Diese Standardfunktionalität ist bereits innerhalb der GEANT4-Umgebung implementiert und wird über sogenannte Messenger-Klassen realisiert. Für die CT-Simulation wurde ein weiterer Messenger mit zusätzlichen Funktionen hinzugefügt, der Befehle zur Datenausgabe zur Verfügung stellt, wobei die Daten-

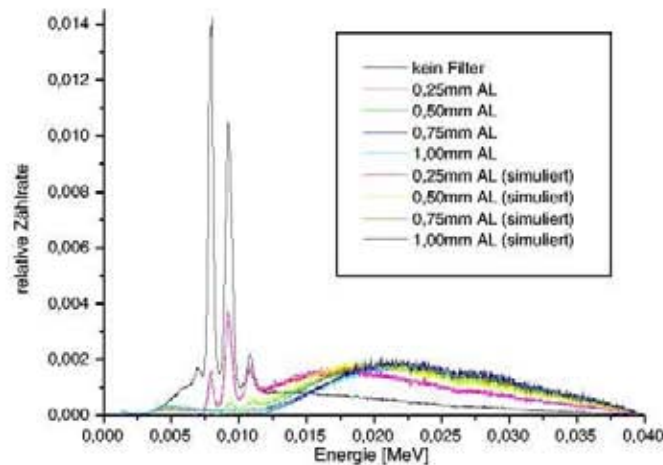


Abbildung 4.3: Vergleich von gemessenen und simulierten Spektren. Dargestellt sind das ungefilterte gemessene Wolframspektrum und jeweils vier dazugehörige gemessene und simulierte gefilterte Spektren, die sich als deckungsgleich erweisen.

ausgabe in drei verschiedene Dateien erfolgt. Zum einen werden die gesammelten Intensitäten pixelweise und energieselektiert herausgeschrieben. Weiterhin wird ein Gesamthistogramm summiert über alle Pixel und eine simulierte Projektion, in der die Intensitäten für jeden Pixel berechnet wurden, abgespeichert. Mit einem weiteren Befehl kann der Detektor wieder in den Nullzustand versetzt werden, um eine weitere Aufnahme zu simulieren. Um nicht nur einzelne Projektionen simulieren zu können, sondern auch eine gesamte CT-Aufnahme, ist es ausserdem möglich, mittels neu definierter Befehle das Objekt um beliebige Winkel zu drehen.

4.4 Verifikation

Zur Überprüfung der Funktionstüchtigkeit der aufgestellten Simulation wurden zwei Vergleiche mit Messungen durchgeführt.

Einfluss von Al-Filtern auf das Spektrum

Ausgangspunkt war das ungefilterte Spektrum einer Röntgenröhre mit einer Wolframanode bei 40 kV. Die gefilterten Spektren dieser Röhre bei gleicher Spannung sind

aus Messungen bekannt [CGB01, Goe03]. Zur Simulation des Filtereffekts wurde das ungefilterte Spektrum als Quellspektrum der Simulation gewählt. Direkt vor der Quelle wurde ein Aluminiumfilter, dessen Dicke von 0,25 mm bis 1 mm in 0,25 mm-Schritten variiert wurde, plaziert. Der Detektor wurde als idealer Detektor simuliert und registrierte alle ankommenden Photonen. Jedes der gefilterten Spektren wurde separat simuliert, wobei bei jeder Simulation so viele Teilchen generiert wurden, bis die Anzahl der registrierten Teilchen deutlich über 10^6 lag.

Alle gemessenen und simulierten Spektren sind in Abb. 4.3 in einem Koordinatensystem dargestellt und es ist zu erkennen, dass im Energiebereich über 7keV die Kurven fast deckungsgleich sind. Das weist darauf hin, dass die Materialien korrekt definiert und alle notwendigen Wechselwirkungsprozesse in die Simulation eingebunden sind. Außerdem werden die am Detektor ankommenden Photonen vollständig registriert. Im Energiebereich unterhalb von 7keV sind zwei kleine relative Maxima zu erkennen, deren Auftreten jedoch in den Eigenschaften des verwendeten CZT-Detektors begründet liegt. In der Simulation wird dieser Effekt aufgrund des als ideal angenommen Detektors daher nicht wiedergegeben.

Schwächungskurven verschiedener Materialien

Um den Einfluß des Detektormaterials auf die Eigenschaften realer Detektoren zu untersuchen, wurden entsprechende Schwächungskurven simuliert. Dabei laufen die Photonen eines homogenen Spektrums von der Quelle aus durch eine Schicht desjenigen Materials, dessen Schwächungskurve gefragt ist, und treffen, falls keine Absorption stattfindet, auf den idealen Detektor. Als Materialien wurden die Detektormaterialien Se, GdOS, CsI und CZT mit einer Dicke von 500 μm gewählt und es wurden bei jeder Rechnung 10^8 Photonen generiert.

Die resultierenden Schwächungskurven sind in Abb. 4.4 dargestellt. Zum Vergleich wurden auch die entsprechenden Messkurven aus der NIST¹-Datenbank eingefügt. Auch hier sind die Kurven deckungsgleich und zeigen, dass die Simulation die Realität gut wiedergibt. Somit kann man davon ausgehen, dass die im folgenden simulierten Effekte auch durch Messung erhalten werden können.

¹National Institute of Standards and Technology (<http://physics.nist.gov>)

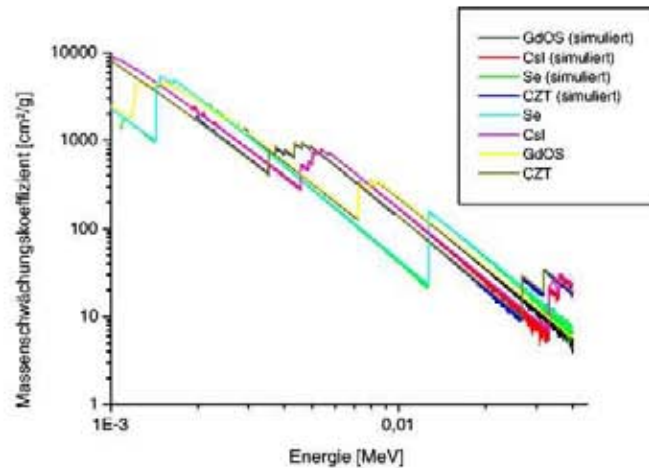


Abbildung 4.4: Vergleich von gemessenen und simulierten Schwächungskurven. Die Kurven der simulierten und gemessenen Massenschwächungskoeffizienten der gewählten Materialien stimmen überein. Das höhere Rauschen bei höheren Energien ist durch die logarithmische Darstellung bedingt.

4.5 QE von Detektormaterialien

Die Quanteneffizienz von Detektormaterialien wurde durch ihre Absorptionskraft von Röntgenstrahlung beurteilt, wobei eine hohe Absorption von Röntgenquanten eine hohe Quanteneffizienz bedeutet. Abb. 4.5 zeigt den simulierten Aufbau dieser Untersuchung.

Hier gehen von der Quelle, die entsprechende Filter mit integriert, für jede Simulation 100.000 Quanten bestimmter Energieverteilung aus. Diese durchdringen nach 18 cm eine Schicht, die aus dem zu untersuchenden Detektormaterial mit bestimmter Dicke besteht. Hinter dieser Schicht werden die Röntgenquanten, die nicht absorbiert wurden, von einem idealen Detektor registriert. Die Differenz zwischen den erzeugten und registrierten Quanten ergibt die Anzahl der absorbierten Quanten. Um eine Absorption von der Luft auszuschließen, wurde dieser Aufbau im Vakuum simuliert. Damit alle Quanten durch das Detektormaterial laufen, wird der Strahlenkegel in seiner Größe entsprechend begrenzt.

Als Quellspektren wurden diejenigen einer Wolfram- und Molybdän-Quelle² ge-

²Im Folgenden werden die Röntgenquellen mit einer Wolframanode bzw. Molybdänanode zur begrifflichen Vereinfachung als Wolfram- bzw. Molybdänquelle bezeichnet.

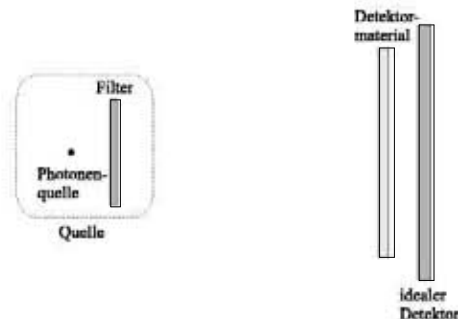


Abbildung 4.5: Simulierter Aufbau der Quanteneffizienz. Röntgenquanten bestimmter Energieverteilung durchdringen das zu untersuchende Detektormaterial und werden bei nicht erfolgter Absorption im Detektor gezählt.

wählt, deren ungefilterten Spektren aus Messungen mit einem einpixeligen CdZnTe-Detektor bekannt waren [CGB01, Goe03]. In der Computertomographie werden üblicherweise Wolfram-Quellen eingesetzt, die sich durch ein breites Spektrum, dessen Energieschwerpunkt deutlich mit dem Einsatz von Filtern steigt, auszeichnen. Das hier verwendete Wolframspektrum fällt durch die hohen charakteristischen Linien im niederenergetischen Energiebereich auf. Diese sind als L-Linien des Spektrums zu interpretieren und verschwinden bei Einsatz von Filtern relativ schnell. Molybdän-Quellen finden normalerweise ihren Einsatz in der Mammographie. Trotz breitem Spektrum liegt der Schwerpunkt des Spektrums aufgrund der sehr hohen charakteristischen Strahlung im niederenergetischen Bereich und wird bei Filterung kaum verschoben. Folglich eignen sich Molybdän-Quellen sehr gut für kontrastreiche Aufnahmen und wurden aus diesem Grund bei dieser Simulationsstudie berücksichtigt. Die Energieverteilung dieser Spektren nach Filterung mit Aluminiumplättchen verschiedener Dicke (0,0 mm, 0,25 mm, 0,5 mm, 0,75 mm, 1,0mm) wurde zuvor simuliert (Kap. 4.4), um eine genaue Festlegung der Anzahl der generierten Photonen zu gewährleisten (Abb. 4.6).

Als Detektormaterialien wurden aufgrund ihres Einsatzes bzw. des steigenden Interesses in der Computertomographie Selen, GdOS, CsI und CdZnTe ausgewählt (Kap. 2.1.2.2), wobei ihre Eigenschaften, wie Dichte und atomare Komposition, aus der NIST-Datenbank entnommen wurden. Die Dicke der Materialien wurde in 14 bzw. 15 Schritten von 0 bis 1 mm variiert, wobei im Übergangsbereich der sich von stark zu langsam ändernden Absorptionsstärke kleinere Intervalle gewählt wurden. Es wurden für diesen Abschnitt insgesamt 580 Simulationen durchgeführt, wobei für jede der Rechnungen $1,6 \times 10^6$ Photonen generiert wurden.

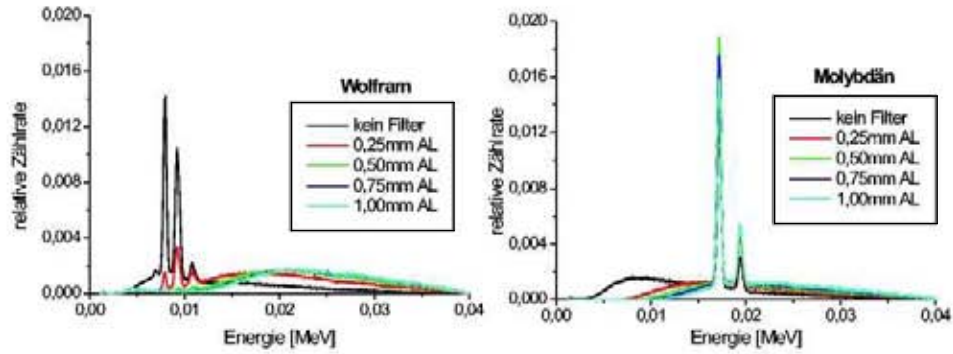


Abbildung 4.6: Spektren für die Simulation der Quanteneffizienz. Bei den verwendeten Spektren handelt es sich um ein Wolfram- und ein Molybdän-Spektrum, die in separaten Simulationen zuvor gefiltert wurden.

In Abb. 4.7 sind exemplarisch für den Fall der Molybdän-Quelle die QE-Kurven der vier Detektormaterialien aufgeführt, wobei die Werte sich mit Gl. 4.3 aus den simulierten Schwächungskurven errechnen lassen.

$$QE = 1 - e^{-\mu x} \quad (4.3)$$

Daraus erklärt sich auch die logarithmische Steigung mit der Materialdicke. An allen Diagrammen ist zu erkennen, dass die Absorptionsstärke mit zunehmender Filterungsstärke abnimmt, da durch die Filterung die niederenergetische Strahlung, die besonders gut von der Detektormaterialschicht absorbiert wird, entweder vollständig oder zu einem großen Teil geschwächt wird. In einer anderen Darstellung (Abb. 4.8) lassen sich die Absorptionsstärken der verschiedenen Detektormaterialien bei einer bestimmten Quellenfilterung (hier 0,75 mm Aluminium) miteinander vergleichen. Wie hier zu sehen ist, kann folgende Reihenfolge aufgestellt werden:

$$QE(\text{GdOS}) > QE(\text{Se}) > QE(\text{CZT}) > QE(\text{CsI}), \quad (4.4)$$

die für alle Filterstärken gilt. Bei einer Materialdicke von 0,2 mm überkreuzen sich die Se- und CZT-Kurve, wobei sich ihre Werte nach dem Kreuzungspunkt geringfügig voneinander unterscheiden. Der Verlauf der QE-Kurven für die Wolfram-Quelle sind den bisher gezeigten sehr ähnlich. Zum Vergleich wurden in Abb. 4.8 zwei Diagramme unterschiedlicher Quellen gegenübergestellt. Auch beim Einsatz eines Wolframspektrums hat GdOS die höchsten und CsI die niedrigsten QE-Werte. Die

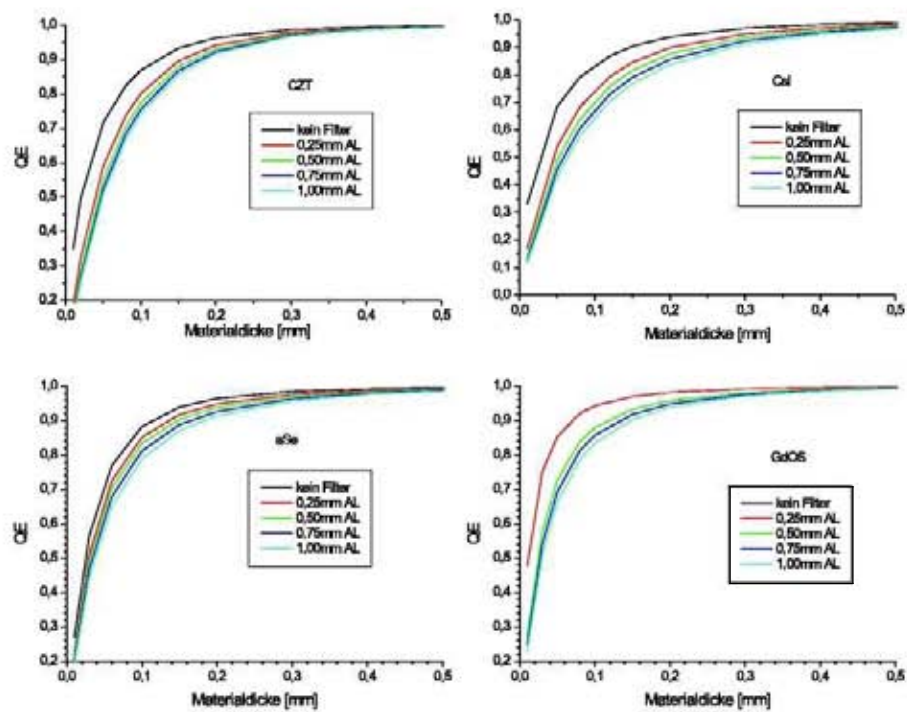


Abbildung 4.7: Beispiele der gerechneten QE-Kurven. Dargestellt sind die QE-Kurven der vier Detektormaterialien bei Verwendung der Molybdänspektren.

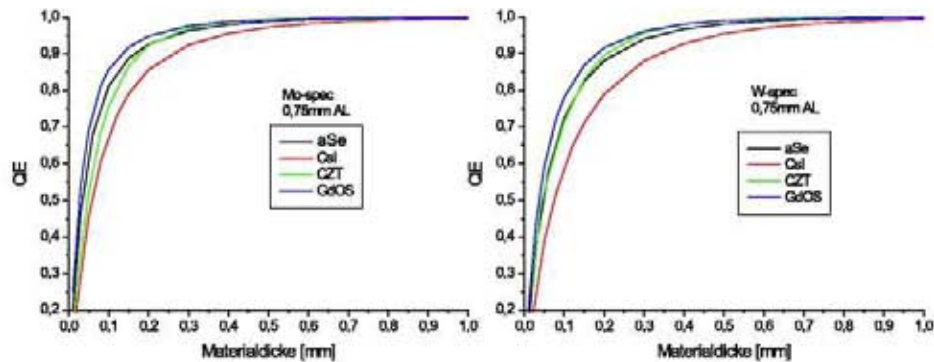


Abbildung 4.8: Vergleich von QE-Kurven. Bei einer festen Filterung, z.B. 0,75 mm Al, lassen sich die QE-Kurven der einzelnen Materialien vergleichen (links). Außerdem ist das entsprechende Diagramm für die Wolfram-Quelle dargestellt.

Kurven von Se und CZT stimmen bis ca. 0,15 mm Materialdicke quasi überein und unterscheiden sich danach geringfügig.

4.6 Kombination verschiedener Komponenten

Im Realfall haben Kriterien wie Kosten, Verfügbarkeit, Praktikabilität oder Realisierbarkeit als Flächendetektor bei der Auswahl der Komponenten eines MikroCT-Systems deutlich Vorrang. Somit stellt sich die Frage, ob eine andere Kombination von Detektor und Quelle nicht zu einer besseren Bildqualität geführt hätte. Da der erreichbare Kontrast aufgrund der kleinen Objektgröße und damit auch der kurzen Durchstrahlungswege ein wichtiger Aspekt bei MikroCT-Aufnahmen ist, soll hier der Einfluss der Kombination verschiedener CT-Komponenten (Detektormaterial, Quelle, Filter) auf den beobachteten Kontrast zwischen im Körper auftretenden Gewebetypen untersucht werden.

Dazu wurden die bereits oben verwendeten Quellspektren (Wolfram und Molybdän), Detektormaterialien (Selen, GdOS, CsI, CdZnTe) und Filter (0-1 mm Aluminium) kombiniert und zu verschiedenen CT-Systemen zusammengesetzt. Die Dicke der einzelnen Detektormaterialien und die Pixelgröße wurden anhand kommerziell erhältlicher bzw. bereits in der Mikro-Computertomographie eingesetzten Detektoren festgelegt (Tab. 4.1). Da auch die Quellen vorhanden sind, kann man von real zusammenstellbaren Systemen sprechen. Dies gilt jedoch nicht für den CZT-

	Se	CsI	CZT	GdOS
Dicke	250 μm	500 μm	2 mm	45 μm
Pixelgröße	66 μm	100 μm	2 mm	50 μm

Tabelle 4.1: Eigenschaften der benutzten Detektormaterialien. Die angegebene Dicke und Pixelgröße der Detektoren wurde von vorhandenen und teilweise eingesetzten Komponenten entnommen.

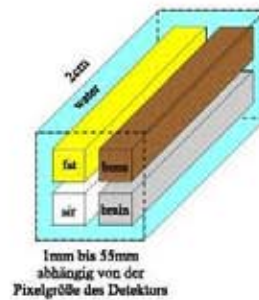


Abbildung 4.9: Phantom für Kontrastsimulation. Das Phantom ist aus für Mikro-CT interessanten Gewebetypen zusammengesetzt. Es besteht aus einer Wasserbox, die vier kleinere Boxen aus Fett, Luft, Gehirn und Knochen enthält.

Detektor, da dieser nicht als Flächendetektor erhältlich ist. Wegen der vielversprechenden Aussichten in dem Entwicklungsgebiet dieser Detektoren wurde CZT in der Liste der simulierten Detektormaterialien aufgenommen. Zum Vergleich wurden für alle Quellspektren jeweils zusätzlich Simulationen mit einem idealen Detektor, der alle ankommenden Röntgenquanten mit der Wahrscheinlichkeit 1 registriert, durchgeführt.

Zur Bestimmung des Kontrastes zwischen für Kleintieruntersuchungen relevanten Gewebetypen wurde ein Phantom entworfen, das aus Wasser, Knochen, Fett, Gehirn und Luft besteht (Abb. 4.9). In einem 2 cm langen Wasserquader mit der quadratischen Frontfläche der Kantenlänge 1 bis 55 mm, die je nach verwendetem Detektor unterschiedlich und auf dessen physikalische Größe angepasst ist, befinden sich vier kleinere und in der Größe angepasste Quader aus Fett, Knochen, Gehirn und Luft. Auch hier wurden die Materialeigenschaften der Datenbank des NIST entnommen. Die unterschiedlichen Kantenlängen der Frontfläche kommen durch die Anpassung an die Pixelgröße des Detektors zustande. Diese Anpassung war notwendig, um einerseits möglichst viele Röntgenquanten durch das Phantom passieren zu lassen und andererseits Simulationszeit zu sparen.

Abb. 4.10 zeigt den geometrischen Aufbau der simulierten Aufnahmen. Die Quelle

4.6. Kombination verschiedener Komponenten

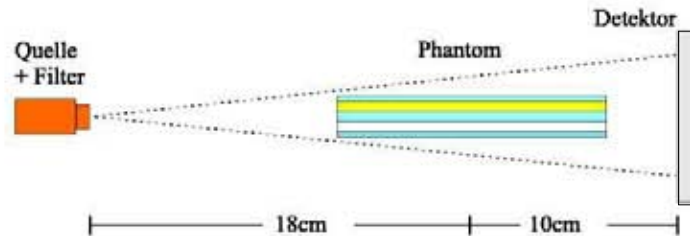


Abbildung 4.10: Aufbau der Kontrastsimulation. Das 2cm lange Phantom ist zwischen der Quelle mit integrierter Filterung und dem realen Detektor positioniert.

und die verschiedenen AL-Filter (0,0 mm, 0,25 mm, 0,5 mm, 0,75 mm, 1,0 mm) bilden hier eine Einheit. Als Quellspektren dienen die oben bereits vorgestellten Wolfram- und Molybdän-Spektren (Abb. 4.6). Jede Kombination zwischen einem der Detektormaterialien und einer der Quellen inklusive eines Filters ergibt eine spezifische Scannerkonfiguration. Somit wurden 44 Simulationen durchgeführt, für die jeweils 10^8 Photonen generiert wurden.

In der bei jeder Simulation gewonnenen Projektion des Phantoms lassen sich Regionen definieren, die jeweils zu einem der Gewebetypen gehören, aus denen das Phantom zusammengesetzt ist. Aus den Grauwerten dieser Regionen wurden Durchschnittswerte berechnet, die wiederum zur Ermittlung des Kontrastes zwischen diesen verwendet wurden. Unter Verwendung der Gl. 3.3 sind die Werte in Abb. 4.12 für die Kontraste zwischen Wasser und Knochen, Wasser und Fett, Wasser und Gehirn und Fett und Gehirn entstanden. Da der Kontrast zwischen Knochen und den anderen Gewebetypen grundsätzlich hoch ist, soll das Wasser-Knochen-Diagramm als Beispiel für diese gelten. Verglichen dazu sind die Kontraste zwischen den weichen Gewebetypen niedrig. Beim Vergleich der vier aufgeführten Diagramme fällt auf, dass je kleiner die durchschnittlichen Kontrastwerte, umso höher die Schwankungen in den einzelnen Kurven, was sich durch die Zunahme des relativen Fehlers erklären lässt. Auffällig ist auch, dass bei steigender Filterdicke der Kontrast abnimmt. Die Ursache dafür liegt im Verlauf der Schwächungskurven (Abb. 4.11) begründet. Die μ -Kurven der verschiedenen Materialien nähern sich einander bei steigender Strahlenenergie an. Einem geringeren Unterschied im Schwächungswert folgt ein ähnlicher werdendes Absorptionsverhalten und somit auch ein niedrigerer Kontrastwert. Für alle Diagramme gilt, dass die Kombination von Molybdän und GdOS die besten Werte und die Kombination zwischen Wolfram und CZT die schlechtesten Werte liefert. Außerdem tauchen Gruppen von Konfigurationen auf, zwischen denen relativ große Sprünge auftreten. Bei den Weichteilkontrasten zeichnet sich zusätzlich

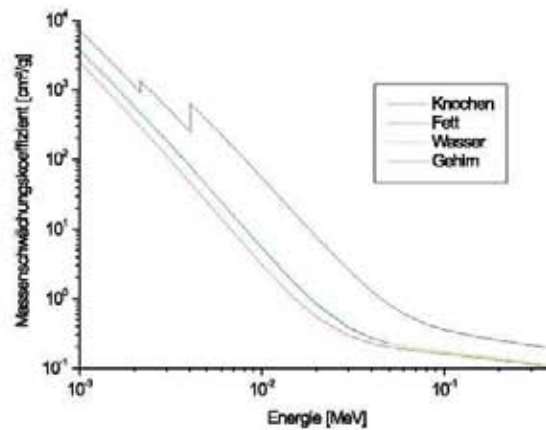


Abbildung 4.11: Schwächungskurven der Phantommaterialien. Während die Schwächungskurven für Gehirn, Wasser und Fett sehr dicht beieinander liegen, verläuft die Kurve des Knochens deutlich oberhalb von diesen. Bei höheren Energien nähern sich jedoch alle Schwächungskurven.

heraus, dass die Kontraste der Konfigurationen mit der Molybdän-Quelle alle höher liegen als die mit der Wolfram-Quelle. Der Grund dafür ist die relativ niedrige Durchschnittsenergie des Molybdänspektrums, die durch die sehr intensive charakteristische Strahlung bestimmt wird. Das Herausragen der Werte bei Kombination dieser Quelle mit GdOS kann auf die hohe Quanteneffizienz dieses Detektormaterials zurückgeführt werden. Die Simulationen mit dem idealen Detektor liefern alle differenziert nach Quellentyp eher niedrige Kontrastwerte. Der Grund dafür ist die durchgehend hohe Quanteneffizienz des idealen Detektors, die dazu führt, dass der hochenergetische Anteil der ankommenden Strahlen aufgenommen wird. Dies trägt jedoch wegen der geringen Wechselwirkung mit dem Objekt nicht merklich zum Kontrast bei.

CT-Simulation

Um zu zeigen, dass die über die simulierten Projektionen ermittelten Ergebnisse tendenziell auch auf tomografische Bilder übertragbar sind, werden an dieser Stelle CT-Simulationen einiger der oben untersuchten Systeme aufgeführt. Da diese Tomographie-Simulationen sehr rechenzeitaufwendig sind, wurden exemplarisch die vier Systeme Mo-GdOS, Mo-CZT, W-GdOS und W-CZT ausgewählt. Es wurden für

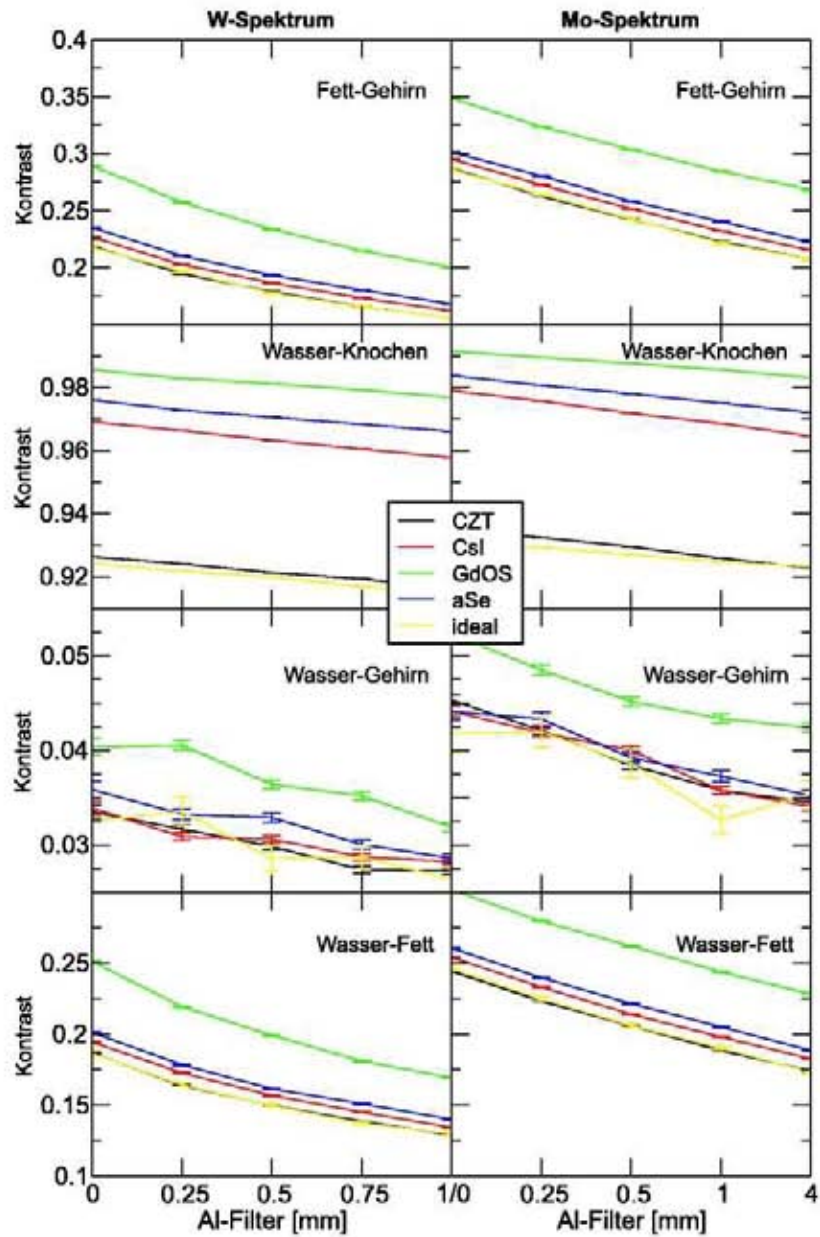


Abbildung 4.12: Kontrastwerte zwischen verschiedenen Gewebetypen. Die Kontrastkurven der verschiedenen Scannerkonfigurationen unterscheiden sich teilweise sehr stark und sind andererseits sehr ähnlich. Beste Kontraste liefert die Kombination zwischen einer Mo-lybdänquelle und GdOS.

	Knochen-Wasser	Wasser-Fett	Wasser-Hirn	Hirn-Fett
Mo-GdOS	0,55	0,070	0,018	0,088
Mo-CZT	0,53	0,065	0,018	0,083
W-GdOS	0,52	0,064	0,018	0,082
W-CZT	0,50	0,065	0,016	0,081

Tabelle 4.2: Kontrastwerte aus der CT-Simulation. Aufgeführt sind die aus den simulierten CT-Schnittbildern errechneten Kontrastwerte zwischen den gewählten Gewebetypen.

jede CT-Simulation 180 Projektionen und pro Projektion ca. 20700 Photonen pro Pixel simuliert. Da die relative Lage der Kontrastkurven zueinander auch bei Filterung beibehalten wird (Abb. 4.12) und die niederenergetische Strahlung vom Phantom hauptsächlich absorbiert wird und gleichzeitig die Rechenzeit verlängert, wurden hier die Wolfram- und Molybdän-Spektren bei 1 mm Aluminiumfilterung eingesetzt. Die simulierten Projektionen wurden schließlich mit einer gefilterten Rückprojektion rekonstruiert. Für jede CT-Simulation wurden 10 der aus der Rekonstruktion entstandenen Schichtbilder des Phantoms summiert und in diesem Summenbild die ROIs zur Bestimmung der Kontrastwerte definiert. In Tab. 4.2 sind die berechneten Kontrastwerte der vier Systeme wiedergegeben.

Trotz der geringen Statistik und des damit verbundenen hohen Fehlers, der jeweils etwa im Bereich der letzten angegebenen Stelle liegt, ist auch hier zu erkennen, dass die Komposition Mo-GdOS die höchsten und W-CZT die niedrigsten Werte liefert. Insgesamt stimmt die relative Lage der Tomographiewerte zueinander mit denen von der Projektion etwa überein. Somit kann davon ausgegangen werden, dass man von den in der Projektion beobachteten Kontraste auf die im rekonstruierten Bild schließen kann. Das heißt, dass die CT-Simulation aller untersuchten Systeme nicht notwendig ist.

4.7 Diskussion

In diesem Kapitel sind Simulationen zur Quantenffizienz von für die Mikro-Tomographie interessanten Detektormaterialien (aSe, CZT, GdOS und CsI) bzgl. bestimmten Quellspektren (Wolfram- und Molybdänspektren incl. Aluminiumfilterung) und zur Kontrastauflösung verschiedenen aus den genannten Komponenten zusammengesetzten Mikro-CT-Kompositionen durchgeführt worden.

Das höhere Absorptionsvermögen der Detektormaterialien beim Mo-Spektrum ist natürlich durch den größeren niederenergetischen Anteil zu erklären. Auffällig ist

auch, dass GdOS als stärkster und CsI als schwächster Absorber auftritt. Wie jedoch in Kap. 2.1.2.2 erläutert, sollten Szintillatorschichten aus GdOS aufgrund der Ortsauflösung dünn gehalten werden, während CsI als strukturierter Szintillator in dickeren Schichten einsetzbar ist. Somit ist der Unterschied in der Quanteneffizienz durchaus ausgleichbar.

Auch die Simulationsergebnisse der Kontrastwerte zwischen verschiedenen Gewebetypen (Wasser, Knochen, Fett und Gehirn) weisen eindeutige Tendenzen auf. Während die Komposition Mo-GdOS die besten Kontrastwerte liefert, lagen die Werte für W-CZT am niedrigsten. Hier zeigt sich, dass eine geschickte Zusammenstellung der Komponenten einen sichtbaren Einfluss auf den im Bild wiedergegebenen Kontrast hat. Die Szintillator- und Halbleiterdicken sind exemplarisch anhand vorhandener Detektoren gewählt worden, so dass für die Einstufung jedes weiteren Detektors eine eigene Simulation durchgeführt werden müsste. Bei dem hier gewählten Phantom, das für Untersuchungsobjekte in der Größenordnung einer Maus gedacht ist, werden mit der Molybdän-Quelle bessere Ergebnisse erzielt als mit der Wolfram-Quelle. Dieses Ergebnis lässt sich jedoch nicht ohne weiteres auf größere Objekte höherer Absorptionsstärke übertragen, da die Verwendung eines Molybdän-spektrums eher für weiches Gewebe, wie bei der Mammographie, oder kleinen Objekten geeignet ist. Ansonsten müssten sehr starke Intensitäten eingesetzt werden, die wiederum eine höhere Strahlenbelastung bedeuten. Daher werden Wolframquellen, die ein deutlich breiteres Spektrum und einen höheren kurzwelligen Strahlenanteil besitzen und somit ein größeres Durchdringungsvermögen aufweisen, verwendet. Es wird deutlich, dass die Wahl der geeigneten Komponenten sich streng nach der vorgesehenen Anwendung richten sollte und die Entscheidung nicht pauschal getroffen werden kann.

Ausgehend von diesen Ergebnissen lässt sich jetzt das in Kap. 3 dieser Arbeit beschriebene CT-System bestehend aus einem Detektor mit einer GdOS-Szintillatorschicht und einer Wolframquelle bewerten. Der verwendete Szintillator ist effektiv und die Wolframquelle ist bei diesem System unumgänglich, da es seine Hauptverwendung in der Materialforschung findet, wo größtenteils Materialien hoher Dichte gemessen werden.

Kapitel 5

PET/CT-Untersuchungen an getrennten Geräten

Da zur Zeit der Fertigstellung dieser Arbeit kein PET zur Integration mit einem CT zur Verfügung stand, wurden zwei vorhandene separate Geräte verwendet, um einige Untersuchungen durchzuführen. In den folgenden Kapiteln werden die einzelnen Hauptkomponenten des gesamten Systems vorgestellt und die Frage nach der Notwendigkeit einer Kombination der beiden Modalitäten und der Ersetzbarkeit der Transmissionsquelle durch CT untersucht.

5.1 Die Komponenten des PET/CT-Systems

Die Haupteinheiten einer PET/CT-Aufnahme sind einerseits natürlich ein CT- und ein PET-Gerät und andererseits Softwareprogramme, die den Einfluss der Datensätze aufeinander durch Korrekturverfahren und später eine Fusion ermöglichen. Da alle hier verwendeten CT-Daten mit dem in Kap.3 beschriebenen und charakterisierten System durchgeführt worden sind, wird an dieser Stelle nicht weiter auf diese Komponente eingegangen.

Bei dem verwendeten PET-Scanner ECAT Exact HR⁺ der Firma CTI/Siemens (Abb. 5.1) handelt es sich um einen Ganzkörperscanner für Menschen, der im Jahr 1996 gebaut wurde. Der komplette Detektorring mit einem Durchmesser von 825 mm setzt sich aus vier Ringen mit jeweils 72 Detektorblöcken zusammen (Abb. 5.2). Jeder Detektorblock bildet wiederum eine Einheit aus 8×8 Wismut-Germanat-Kristallen (BGO) kombiniert mit 2×2 Photomultipliern. Somit ergibt sich eine Gesamtanzahl von 18.432 Szintillationskristallen mit einer Grundfläche von 4,39 mm×4,05 mm und



Abbildung 5.1: ECAT Exact HR⁺. Es handelt sich um einen Human-PET-Scanner der Firma Siemens für Ganzkörpermessungen.

einer Tiefe von 30 mm. Dieser Tomograph erlaubt 2D- und 3D-Messungen, wobei bei der ersteren 0,8mm dicke Wolframsepten zwischen die Detektorringe gefahren werden, die diese im Hinblick auf ihre Signalaufnahme voneinander trennen sollen. Eine 3D-Aufnahme hingegen wird ohne Septen durchgeführt. Dies hat den Vorteil einer 3- bis 5-fachen Sensitivitätserhöhung, die eine Verringerung der notwendigen an den Patienten verabreichten Aktivitätsdosis, Erhöhung der Bildqualität und die Verkürzung der Messzeit bedeutet. Ein Nachteil dieses Modus stellt die Zunahme des Streustrahlanteils um 13% dar. Bei einer Schichtanzahl von 63 mit 2,425 mm Schichtdicke ergibt sich nach obiger Geometrie ein axiales FOV von 155,2 mm und ein transaxiales FOV von 583 mm. Die maximale Auflösung dieses Scanners beträgt im Zentrum 4,3 mm. Für die Rekonstruktion der PET-Daten wird das iterative Verfahren OSEM verwendet [Keh01].

Für die Transmissionsmessung stehen drei Germanium-Quellen (⁶⁸Ge), die in einem Winkel von 120° zu einander positioniert sind, zur Verfügung. Die Aktivität jeder einzelnen Quelle beträgt 3,5 mCi. Die Transmissionsaufnahmen werden im 2D-„windowed“-Modus durchgeführt, was bedeutet, dass nur diejenigen Detektoren Signale aufnehmen, die der Transmissionsquelle gegenüber liegen. Die Daten werden mit DIFT (Direct Inverse Fourier Transformation) nach dem Prinzip der gefilterten Rückprojektion rekonstruiert [AG96].

Um die aus der CT-Aufnahme erhaltenen Schwächungswerte für eine CT-basierte Schwächungskorrektur der PET-Daten auf die μ -Werte bei PET-Energie (511 keV) zu skalieren, wurde die „segmented attenuation correction“-Methode eingesetzt (Kap. 2.3.4). Vor der Skalierung musste zunächst das CT-Bild durch Positionsänderung auf die gleiche Lage wie die PET-Bilder gebracht werden. Dann wurde eine Segmentierung der verschiedenen Materialien im Bild vorgenommen, indem Schwellwerte

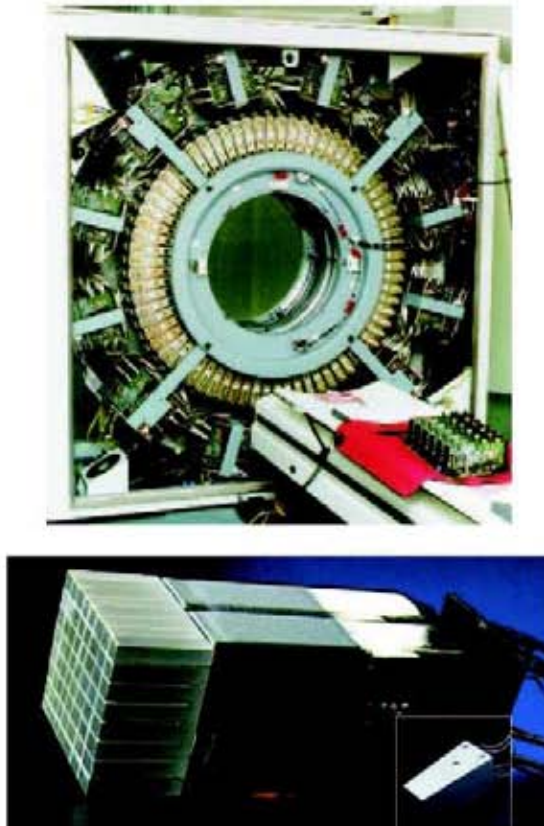


Abbildung 5.2: Die offene Gantry und ein Detektormodul des ECAT Exact HR⁺. Oben ist die ringförmige Anordnung der Detektoren und dazugehöriger Elektronik innerhalb der Gantry zu sehen. Das untere Bild zeigt ein Detektormodul bestehend aus einer 8×8 Kristallmatrix und 4 PMTs und diese Einheit zusätzlich in magnetisch abgeschirmter Hülle (kleines Bild).

gesetzt wurden. Die Werte in den definierten Gebieten wurden anschließend durch entsprechende μ -Werte für 511 keV ersetzt. Die so abgespeicherte μ -Matrix wurde schließlich für die Schwächungskorrektur benutzt.

Zur Weiterverarbeitung und Auswertung der PET-, CT- und Transmissionsbilder wurde das MPI-TOOL benutzt. Dabei handelt es sich um ein Programm zur Visualisierung, Datenanalyse und Fusion von Volumendatensätzen wie PET, CT und MRT, wobei es primär auf PET-Daten zugeschnitten und auch für diese eingesetzt wird [SL01].

5.2 PET/CT-Messungen

An den folgenden Beispielmessungen wird das Prinzip und die Vorgehensweise von PET/CT-Messungen zunächst an getrennten Geräten aufgeführt und einige Fragestellungen erläutert. Für die unten aufgeführten Untersuchungen wurden jeweils eine PET- CT- und Transmissionsmessung aufgenommen. Die Schwächungskorrektur ist einmal sowohl mit den Transmissions- als auch CT-Daten (für die ersten beiden Beispiele) erfolgt. Alle PET-Messungen wurden im 3D-Modus und die Transmissionsmessungen im 2D-Modus durchgeführt. Bei der Rekonstruktion der PET-Daten wurden 6 Iterationsschritte und 16 Subsets eingestellt. Aus dem Zoomfaktor von 5,14 ergibt sich eine Pixelgröße von 1mm für die Endbilder.

Zur quantitativen Auswertung der Phantombilder wurden zunächst bei jeder Messung die in das Phantom eingefüllte Aktivitäten durch die Dosisbestimmung von jeweils drei Aktivitätsproben mittels eines Bohrlochmessgerätes ermittelt. Nach der Messung wurden in den rekonstruierten Schichtbildern an entsprechenden Stellen ROIs¹ definiert, deren Durchschnittswert die gemessene Aktivität wiedergeben sollte. Die Bohrlochwerte wurden über eine Zerfallskorrektur auf die Zeit der Messung umgerechnet und schließlich mit der gemessenen Aktivität verglichen. Auf die gleiche Weise wurden die CT-korrigierten Daten aufbereitet, um diese mit den transmissionskorrigierten Daten zu vergleichen.

5.2.1 Vergleich von zwei Korrekturansätzen

Das hier verwendete Homogenitätsphantom ist ein Plexiglas-Zylinder mit 110 mm Länge und 40 mm Durchmesser, der homogen mit destilliertem Wasser gefüllt ist. Für die CT-Messung wurde die Röntgenröhre auf 40 kV und 0,25 mA eingestellt.

¹region of interest (ROI)

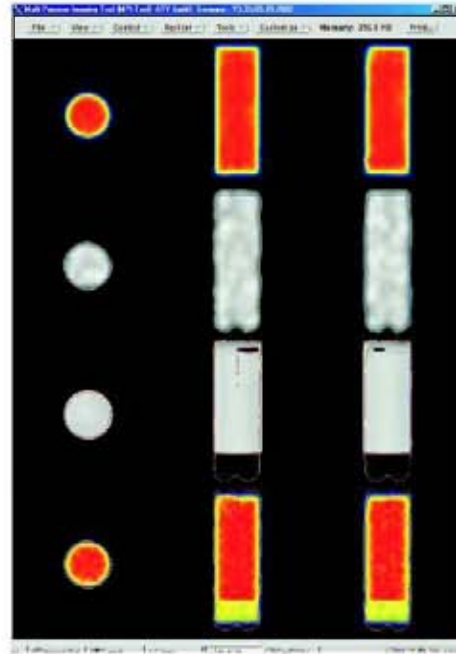


Abbildung 5.3: Bilder des Homogenitätsphantoms. Von oben nach unten sind das mit Transmission korrigierte PET-Bild, das Transmissionsschnittbild, das CT-Bild und das CT-korrigierte PET-Bild dargestellt.

Das Phantom ist in der Mitte zwischen Quelle und Detektor mit einem Abstand von jeweils 400 mm platziert. Es wurden 360 Projektionen mit 1° -Winkelschritten aufgenommen. Anschließend wurde der Zylinder mit einer ^{18}F -Lösung der Aktivität $1178 \frac{\text{nCi}}{\text{cc}}$ gefüllt. Es wurden für die PET-Messung drei fünfminütige Scans in 45-Minuten-Abständen und eine kalte Transmission von 10 Minuten aufgenommen.

In Abb. 5.3 sind die errechneten Schichtbilder dargestellt. Die PET-Schnittbilder sehen wie erwartet homogen aus. Quantitativ geben sie 91 % des erwarteten Aktivitätswertes wieder (Tab. 5.1). Der Vergleich der Transmissionsschnittbilder mit den sehr homogenen CT-Bildern zeigt, dass jene sogar bei einer solch einfachen Objektstruktur sehr verrauscht sind. Der Wasserzylinder ist im CT-Bild nur teilweise dargestellt, da bei der Messung nicht das gesamte Objekt aufgenommen wurde. Dementsprechend ist im Bild mit CT-basierter Schwächungskorrektur ein Teil des Bildes unkorrigiert. In diesem Beispiel sieht das CT-korrigierte Bild verrauschter aus als das transmissionskorrigierte. Vergleicht man diese jedoch quantitativ, fällt auf, dass die Werte sich lediglich um 2 % unterscheiden und dass das CT-korrigierte Bild eine um 1 %

5.2. PET/CT-Messungen

	ROI [$\frac{\text{Bq}}{\text{cc}}$]	Bohrloch [$\frac{\text{Bq}}{\text{cc}}$]	$\frac{\text{ROI}}{\text{Bohrloch}}$
Transmissionskorrektur	43637	48127	0,91
CT-Korrektur	44463		0,92

Tabelle 5.1: Vergleichstabelle. Die Aktivitätswerte der transmissions- bzw. CT-korrigierten PET-Bilder und die von Proben ermittelten Aktivität im Bohrloch werden hier angegeben und miteinander verglichen. Jeder der Aktivitätswerte stellt den Durchschnittswert aus drei Werten dar. Die CT-basierte Korrektur weist eine 1 %-ige Annäherung an den realen Aktivitätswert auf.

genauere quantitative Aussage liefert (Tab. 5.1). Das lässt darauf schließen, dass CT-basierte μ -Matrizen die Transmissionsdaten bei Objekten vorliegender Größenordnung ersetzen können.

5.2.2 CT-basierte Schwächungskorrektur bei unterschiedlicher räumlicher Auflösung

Als nächsten Schritt wurde ein komplexeres Objekt zur Untersuchungen der Fragestellung nach der notwendigen Auflösung der CT-Daten für die Schwächungskorrektur gewählt. Dabei handelt es sich um das Kontrastphantom, das bereits in Kap. 3.3 beschrieben und eingesetzt wurde. Die CT-Messung wurde bei 55 kV Röhrenspannung und 0,18 mA -strom durchgeführt, wobei der Abstand zwischen der Rotationsachse und der Quelle bzw. Detektor jeweils 400 mm beträgt. 720 Projektionen mit 0,5°-Winkelschritten wurden aufgenommen. Für die PET-Messung wurde einer der kleinen Zylinder und der Hintergrund mit ^{18}F -Lösungen im Verhältnis ca. 5:1 gefüllt. Im zweiten kleinen Zylinder befindet sich Luft. Es wurden 3 Emissionsaufnahmen à 5 Minuten und eine kalte Transmission der Länge 8 Minuten durchgeführt.

In Abb. 5.4 ist das Ergebnis der drei Messungen dargestellt. Hier wird die Ausrichtung des CT-Datensatzes auf die PET-Koordinaten im untersten Bild deutlich. Die hierzu eingeschalteten und übereinandergelegten Konturen machen die korrekte Positionierung sichtbar. Die quantitative Auswertung der mit der Transmissionsmessung korrigierten Bilder führt zur 89 %-iger Übereinstimmung der gemessenen und eingefüllten Aktivitäten für den Hintergrund und 66 % für den kleinen Zylinder (Tab. 5.2). Für die Schwächungskorrektur wurden die CT-Bilder in unterschiedlichen Auflösungen (512, 256 und 128) abgespeichert (Abb. 5.5 links) und die μ -Werte nach dem oben beschriebenen Verfahren durch PET- μ -Werte substituiert. Anschließend

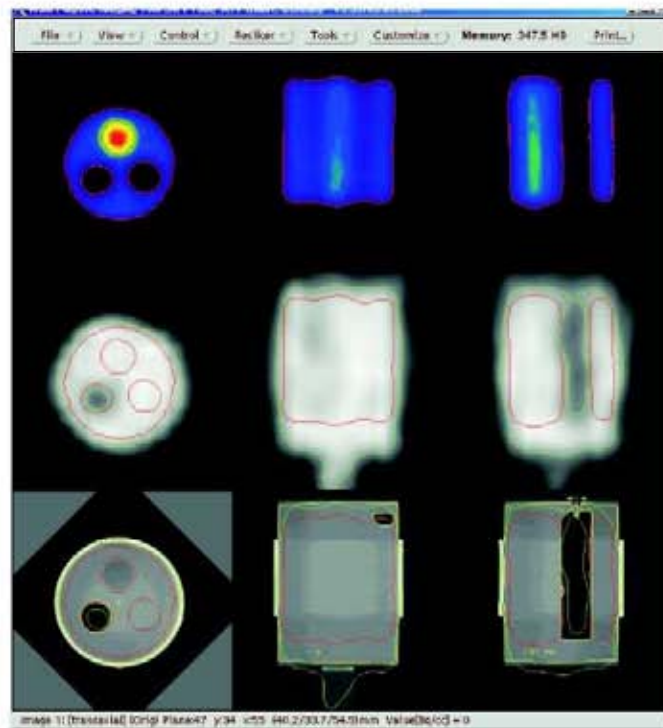


Abbildung 5.4: PET/CT-Messung mit dem Kontrastphantom. Zu sehen sind die Schichtbilder der PET- (oben), Transmissions- (mitte) und CT-Messung (unten). Das Koordinatensystem des CT-Datensatzes wurde dem des PET-Datensatzes angepasst.

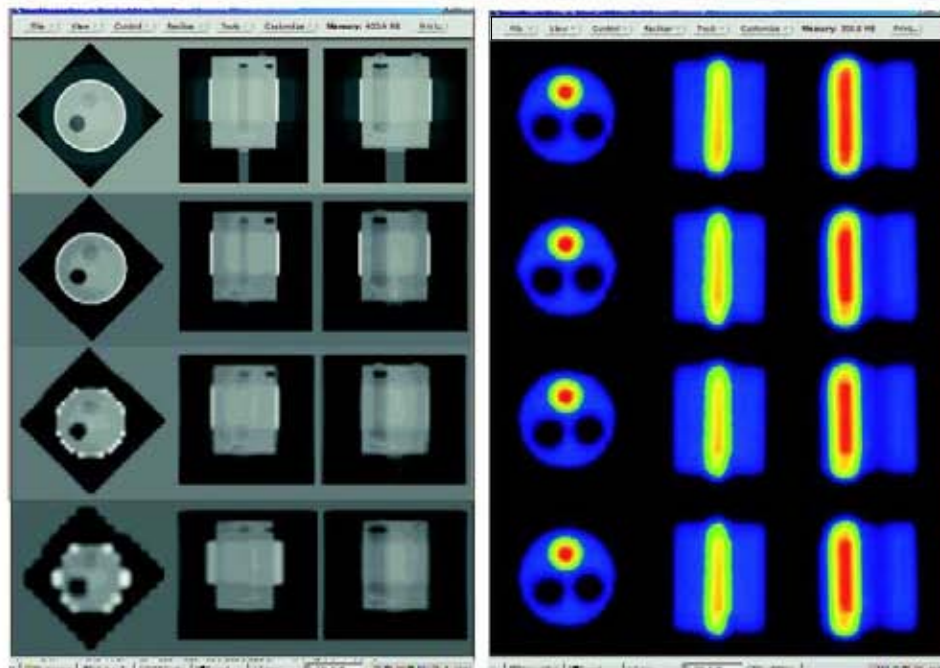


Abbildung 5.5: CT-basierte Schwächungskorrektur für das Kontrastphantom. Die μ -Matrix der CT-Messung (links oben) wurde nach Materialien segmentiert, durch 511 keV- μ -Werte ersetzt und in verschiedenen Auflösungen abgespeichert (links). Die PET-Daten wurden mit diesen Matrizen schwächungskorrigiert (rechts). Rechts oben ist zum Vergleich das mit Transmissionsdaten korrigierte Bild zu sehen.

	ROI [$\frac{\text{Bq}}{\text{cc}}$]	Bohrloch [$\frac{\text{Bq}}{\text{cc}}$]	$\frac{\text{ROI}}{\text{Bohrloch}}$
Hintergrund			
Transmissionskorrektur	86011	96277	0,89
CT-Korrektur (512)	86839		0,90
CT-Korrektur (256)	87314		0,91
CT-Korrektur (128)	87488		0,91
kleiner Zylinder			
Transmissionskorrektur	338848	511939	0,66
CT-Korrektur (512)	340477		0,67
CT-Korrektur (256)	339079		0,66
CT-Korrektur (128)	349066		0,68

Tabelle 5.2: Vergleichstabelle. Hier sind die Aktivitätsdurchschnittswerte des Hintergrunds und des heißen kleinen Zylinders bei unterschiedlichen Korrekturen angegeben und werden mit dem Bohrlochdurchschnittswert verglichen. Mit einer CT-basierten Korrektur konnten bis zu 2 % höhere Aktivitäten erreicht werden.

wurden die aufgenommenen PET-Daten mit jeder dieser μ -Matrizen separat schwächungskorrigiert. Der visuelle Vergleich der resultierenden Bilder weist kaum Unterschiede auf. Der quantitative Vergleich mit den transmissionskorrigierten Werten zeigt wie auch beim Homogenitätsphantom eine Verbesserung der Aktivitätswerte von bis zu 2 %. Dieser Wert gilt jedoch für alle aufgeführten Auflösungen und lässt somit darauf schließen, dass für die CT-basierte Schwächungskorrektur von PET-Daten keine hochaufgelösten μ -Matrizen, wie sie bei CT-Messungen vorliegen, benötigt werden (Tab. 5.2), sondern in der Größenordnung der PET-Auflösung sein dürfen.

5.2.3 PET/CT-Messung einer Ratte

Um die Problematik einer PET/CT-Messung an separaten Geräten zu verdeutlichen, wurde eine Messung mit einem komplexeren und realistischeren Objekt, in diesem Fall einer Ratte, durchgeführt. Dazu wurde der Ratte zunächst ^{18}F -CPFPX² injiziert

²¹⁸F-8-Cyclopentyl-3-(3-fluoropropyl)-1-propylxanthine (^{18}F -CPFPX) ist ein Rezeptorligand für Adenosin-A1-Rezeptoren im Gehirn und kann zur Visualisierung von Rezeptorfunktionalität

und im PET-Scanner 3×10 Minuten *in vivo* gemessen. Dann wurde eine „heiße“ Transmissionsmessung von 10 Minuten durchgeführt. Für die CT-Messung wurde die Ratte wie in Kap. 3.3 tiefgefroren und zur Stabilisierung in Bauschaum eingegossen (Abb. 3.22). 360 Projektionen sind bei einem Vergrößerungsfaktor von 1,8 und 50 kV Röhrenspannung und 0,2 mA -strom aufgenommen und anschließend rekonstruiert worden.

CPFPX ist eine lipophile Substanz, die sich nach speziellen Mustern im Körper verteilt, was dazu führt, dass der Umriss des Rattenkörpers im rekonstruierten PET-Bild zu erkennen ist (Abb. 5.6 oben). Aufgrund der Metabolisation in der Leber ist diese besonders deutlich sichtbar. Da während der PET-Messung zwei Ratten gleichzeitig im Scanner gelegen haben, ist auf den Bildern auch ein Teil der zweiten Ratte zu sehen. Das Transmissionsbild weist keine deutlichen Kontraste auf und vermittelt auch lediglich eine Idee des Umrisses (Abb. 5.6). Hier wird deutlich, dass sich eine Ausrichtung des CT-Bildes auf das Transmissionsbild ohne weitere Referenzen als äußerst schwierig darstellt. An den weißen Rändern um die CT-Schnittbilder wird teilweise sichtbar, wie diese gekippt, verdreht und verschoben worden sind, um sie an das Transmissionsbild näherungsweise anzugleichen. Bei einem PET/CT-Scanner mit fester geometrischer Beziehung zwischen den einzelnen Tomographen würde dieses Problem nach einer einmaligen Abstimmung der beiden Systemkoordinatensysteme nicht mehr auftreten und die Bilder der beiden Modalitäten ließen sich wesentlich leichter fusionieren. Auch zeigt sich die Notwendigkeit eines höheren Kontrastes im CT-Bild. Da bei Möglichkeit einer genaueren Differenzierung zwischen den einzelnen Organen, könnte eine genauere Aussage über die Aufenthaltsorte der Aktivität im Rattenkörper getroffen werden.

Die oft eingesetzte Methode der Nutzung von in beiden Modalitäten sichtbaren Markern war hier aus messtechnischen Gründen nicht möglich. Jedoch auch der Einsatz von solchen Markern fordert die dreidimensionale Koregistrierung von mehreren ausgedehnten Punkten, die oft in unterschiedlicher Auflösung vorliegen. Zusätzlich muss sichergestellt werden, dass trotz Transport des Tieres zwischen den Scannern die Marker weiterhin die exakt gleiche Positionierung aufweisen. Häufig kann dennoch keine befriedigende Fusionierung der beiden Bilder erreicht werden.

ten eingesetzt werden [BHC⁺03].

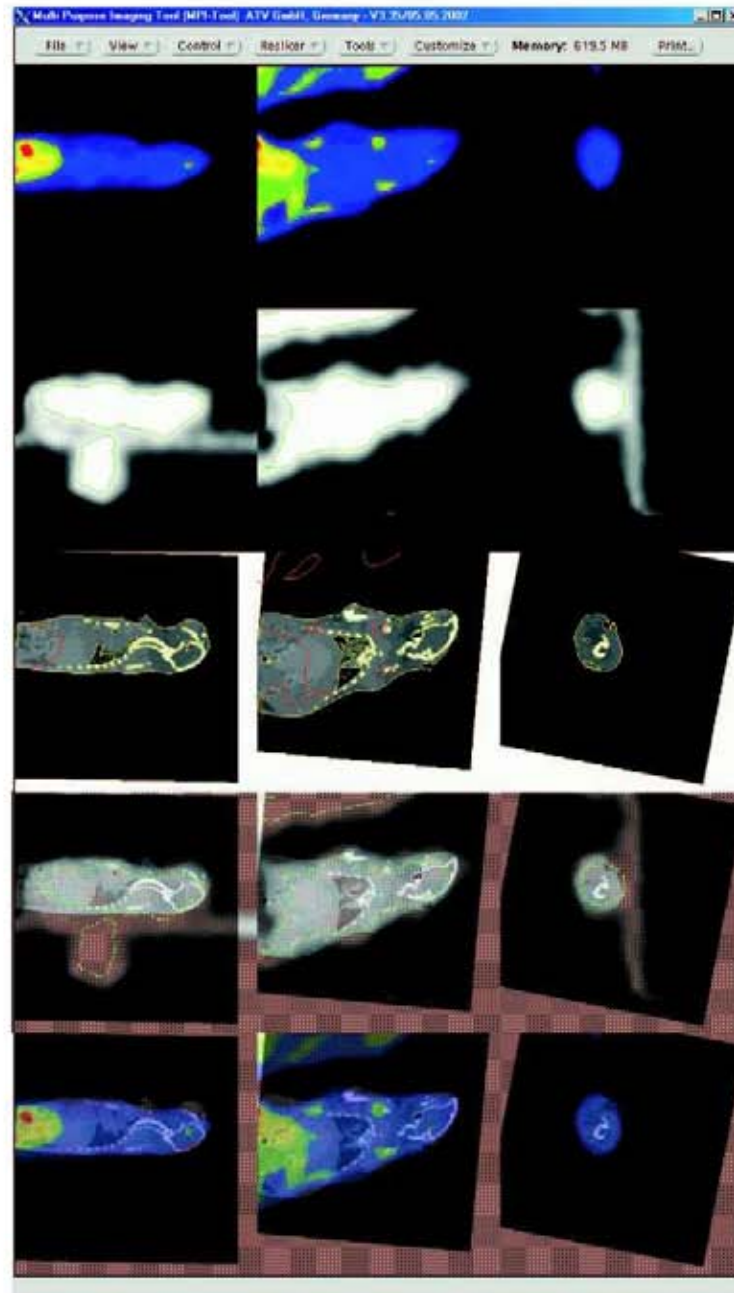


Abbildung 5.6: PET/CT-Messung einer Ratte. Von oben nach unten sind dargestellt: Das transmissionskorrigierte PET-Bild, Transmissionsbild, CT-Bild, Fusionierung des Transmissions- und CT-Bildes, PET/CT-Fusionsbild. Im Transmissionsbild ist ebenfalls die Halterung, auf die die Ratte während der PET-Aufnahme gelegen hat, zu erkennen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Bildgebende Verfahren, zu denen die tomographischen Systeme PET, SPECT, CT und MRT gehören, erlauben je nach Anwendung einen Einblick einerseits in die metabolischen, physiologischen und biologischen Vorgänge und andererseits in die Anatomie und Struktur der Organismen. Jeder dieser Scanner allein ist in seiner Aussagekraft limitiert, so dass sich die Frage nach ihrer Kombination stellt. Multimodale tomographische Systeme, wie z.B. PET/CT und SPECT/CT, bieten die Möglichkeit einer einfachen Koregistrierung anatomischer und physiologischer Informationen und die Nutzung der Strukturinformation zur Verbesserung und Quantifizierung der physiologischen Daten. Seit wenigen Jahren werden PET/CT-Scanner für Untersuchungen an Menschen von der Industrie hergestellt und finden in den Gebieten der Onkologie, Neurologie und Kardiologie zunehmend ihren Einsatz. Auch in der Kleintierforschung wächst der Wunsch nach einem angepassten und hochauflösenden PET/CT. In dieser Arbeit wurde eine Studie in Form von Messungen und Simulationen für den Aufbau und Einsatz eines MikroCT-Zusatzes für einen hochauflösenden und hochsensitiven PET durchgeführt.

In Kapitel 3 wurden Methoden zur Untersuchung und Charakterisierung eines CT-Systems aufgezeichnet und im einzelnen durchgeführt. Bei dem vorhandenen System handelt es sich um eine hauptsächlich für die Materialforschung eingesetzte MikroCT-Anlage bestehend aus einer Mikrofokusröhre mit einer Fokusgröße von $10\text{ }\mu\text{m}$ und einem Siliziumdioden-Flächendetektor mit einer GdOS-Szintillatorschicht und einer Pixelgröße von $400\text{ }\mu\text{m}\times 400\text{ }\mu\text{m}$. Die Messung der charakteristischen Größen, wie der Systemgeometrie, der MTF und des NPS, ergaben, dass das System eine zufriedenstellende Leistung erbringt. Die Komponenten sind optimal geometrisch aufeinander abgestimmt. Das Quellspektrum erweist sich als ein typisches Wolframspektrum, das erwartungsgemäß auf Änderung der Röhrenspannung und

Filterung reagiert. Der Detektor ist rauscharm und seine Ortsauflösung liegt im Bereich der Pixelgröße. Die Auflösung des Systems liegt bei etwa dreifacher Voxelgröße. Ein großer Vorteil dieses Systems liegt in der Variabilität der Abstände zwischen den Komponenten, so dass beliebige Vergrößerungsfaktoren einstellbar sind. Die Einstellung relativ großer Abstände zwischen dem Objekt, dem Detektor und der Quelle führt dazu, dass einerseits der ausgenutzte Strahlkegel klein und somit die Feldkamp-Artefakte gering sind und andererseits weniger Streustrahlung vom Detektor registriert wird. *In vitro*-Messungen an einer Maus und einer Ratte zeigen, dass das vorliegende System gut für detaillierte Skelettdarstellungen geeignet ist. Bei der Ratte lassen sich sogar im Weichteilbereich teilweise Gewebetypen unterscheiden bzw. Organe erkennen. Insgesamt müsste für den Einsatz dieser CT-Komposition bei Kleintieruntersuchungen eine bessere Kontrastauflösung im Bereich der Weichteile erreicht werden.

In Kapitel 4 wurden verschiedene CT-Komponenten einerseits auf ihre Eigenschaften hin und andererseits auf ihr Zusammenwirken in einem System hinsichtlich des Kontrastes untersucht. Als Detektormaterialien wurden die Szintillatoren Gadolinium Oxyulfid (GdOS) und Cäsium Iodid (CsI), die Halbleiter amorphes Selen (aSe) und Cadmium Zink Tellurid (CZT) und als Röntgenquellen eine Molybdän- und eine Wolframquelle, die jeweils mit verschiedenen Aluminiumfiltern kombiniert wurden, gewählt. Die Simulation der Quanteneffizienz der genannten Detektormaterialien ergab, dass GdOS das beste und CsI das schlechteste Absorptionspotential bzgl. der beiden Quellentypen aufweist. ASe und CZT liegen in dieser Hinsicht sehr nah beieinander. Die Kombination der vier Detektormaterialien und der zwei Quellentypen einschließlich der vier Filterungsstärken ergaben 40 mögliche Systemkonfigurationen. Mit Hilfe eines mathematischen Phantoms bestehend aus verschiedenen relevanten Gewebetypen (Wasser, Knochen, Gehirn und Fett) wurden für alle Systeme planare Aufnahmen simuliert, die den Kontrast zwischen den Gewebetypen in der Projektion verdeutlichen sollten. Die Auswertung aller Projektionen hat gezeigt, dass die Kombination zwischen GdOS und einer Molybdänquelle bei allen Filterungsstufen die vergleichsweise besten Kontrastwerte liefert. Die niedrigsten Werte wurden von der Konfiguration zwischen CZT und einer Wolframquelle erreicht. Es lässt sich feststellen, dass sich der Einsatz einer Molybdänquelle bei den in der MikroCT üblichen Energien und Gewebedicken vorteilhaft auf den Kontrast auswirkt. Die einzelnen Detektormaterialien führen zu unterschiedlichen Kontrastwerten, wobei sich keine eindeutige Reihenfolge der Systemkompositionen bzgl. der Kontrastauflösung aufstellen lässt. Je nachdem zwischen welchen Gewebetypen der Kontrast angegeben wird, liegen die Werte der Systeme unterschiedlich zueinander. Da in dieser Stu-

die die Dicke der einzelnen Detektormaterialien an vorhandenen bzw. bereits in der Mikrotomographie verwendeten Systemen orientiert wurde, kann keine pauschale Kategorisierung der Detektoren, die diese Materialien in unterschiedlicher Dicke verwenden, vorgenommen werden.

In Kapitel 5 werden die experimentellen Untersuchungen, die bzgl. CT-basierter Schwächungskorrektur für PET und PET/CT-Aufnahmen an unabhängigen Geräten durchgeführt worden sind, vorgestellt. Die Schwächungskorrektur auf Basis einer Transmissionsmessung und auf Basis von CT-Daten wurden miteinander verglichen. Trotz der starken Glättung der verrauschten PET-Transmissionsbilder lagen die Aktivitätswerte in den CT-korrigierten PET-Bildern um 1-2 % höher als die der transmissionskorrigierten Bilder. Bei den hier gewählten einfachen Phantomstrukturen wird das Rauschen durch die Glättung unter geringem Verlust der groben Struktur bis auf wenige Prozent kompensiert, so dass die beobachtete Differenzierung zwischen den beiden Methoden gering bleibt. Liegen jedoch komplexere Strukturen, wie bei einem Tier, vor, ist mit größeren Unterschieden zu rechnen, wie es sich auch bereits bei Untersuchungen einer anderen Gruppe gezeigt hat [CRC02]. Somit stellen CT-Daten auch in der Mikrotomographie durchaus eine Alternative zu Transmissionsdaten dar und können die Quantifizierung positiv beeinflussen. An einem Phantom wurde die CT-basierte Schwächungskorrektur bei verschiedenen Auflösungen durchgeführt, mit dem Resultat, dass hochaufgelöste CT-Aufnahmen zwar für die Strukturerkennung wertvoll, jedoch für die Schwächungskorrektur nicht notwendig sind. Hierbei genügt durchaus eine Schwächungsmatrix in der Größenordnung des PET-Bildes. Die wirkliche Herausforderung der Fusionierung eines CT-Datensatzes mit einem PET-Datensatz bei Aufnahmen an separaten Geräten wurde an einer Rattenmessung verdeutlicht. Die Ausrichtung der beiden Systemkoordinatensysteme aufeinander kann nicht mit der gewünschten Präzision erreicht werden, da weder im Transmissions- noch im PET-Bild deutliche Strukturen zu erkennen sind, die als Anhaltspunkte dienen könnten. Dies rechtfertigt das Streben nach einem einheitlichen multimodalen Scanner. Bei dieser Messung wird auch die Bedeutung von höherer Kontrastauflösung des CTs sichtbar: Wenn z.B. durch den Einsatz einer Molybdänquelle der Kontrast in den CT-Bildern höher wäre, wäre nach erfolgter Fusionierung eine genauere Zuordnung zwischen den aktiven Regionen im PET einerseits und den verschiedenen Organen im CT andererseits möglich.

Kapitel 7

Ausblick

In dieser Arbeit wurde gezeigt, wie sinnvoll und bereichernd multimodale bildgebende Systeme wie PET/CT und SPECT/CT sind. Das Fusionieren von anatomischen mit funktionalen Bildern hat sich an vielen Stellen als eine große Hilfestellung bei der richtigen Interpretation von nuklearmedizinischen Untersuchungen herausgestellt. Zusätzlich können die CT-Daten unter Eliminierung der üblicherweise durchgeführten Transmissionsmessung zur Korrektur und Quantifizierung von PET-Daten dienen. Dies wurde für den Fall der Schwächungskorrektur in dieser Arbeit vorgeführt und es wurde verdeutlicht, dass dadurch keine Qualitätsverluste auftreten, sondern vielmehr sogar bei kleinen Tieren eine leichte Verbesserung der Quantifizierung zu beobachten ist. Um diese Vorteile auch beim neuen ClearPET nutzen zu können, wäre ein MikroCT-Zusatz eine geeignete Lösung. Um eine definierte geometrische Beziehung zwischen den beiden Modalitäten und somit eine einfache Koregistrierung der Bilder sicherzustellen, sollte der MicroCT-Zusatz direkt in die Gantry des ClearPET integriert werden. Das ClearPET wird zu Hirnuntersuchungen nicht nur an Mäusen und Ratten, sondern auch kleinen Affen mit einem Kopfdurchmesser von bis zu 15 cm eingesetzt werden. Das heißt, dass ein relativ großer Flächendetektor benötigt wird, um auch bei den größeren Tieren den gesamten Kopf bei der Aufnahme mit entsprechender Vergrößerung abbilden zu können. Somit müsste als Detektor ein Silizium-Flächendetektor verwendet werden, wobei die Pixelgröße höchstens $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ und wenn möglich kleiner sein sollte, um bei einem Vergrößerungsfaktor bis 2 eine hochaufgelöste Aufnahme zu erhalten. Da GdOS eine besonders gute Ansprechwahrscheinlichkeit bzgl. Röntgenstrahlen aufweist und sowohl mit einer Röntgenquelle mit Wolframtarget als auch mit Molybdäntarget gute Kontrastwerte erzielt, wäre es als Szintillatormaterial zu empfehlen. Für die kleineren Untersuchungsobjekte, wie eine Maus, wäre aufgrund der geringen Durchdringungsdicke eine Molybdänquelle durchaus geeignet, da diese aufgrund ihrer niedrigen

Durchschnittsenergie zu einer höheren Kontrastauflösung im Endbild führt. Ihre Verwendung für die größeren Tiere würde jedoch, da die niederenergetische Strahlung hauptsächlich absorbiert würde, mit höherer Dosis- und Strahlenbelastung bedeuten. Da in der Praxis die Entscheidung für spezielle Komponenten direkt mit der Abwägung zwischen Bildqualität und Strahlenbelastung für den Körper verbunden ist, kann diese nicht im Rahmen dieser Arbeit sondern von den Anwendern getroffen werden. Eine Möglichkeit, die Bestrahlungszeit zu verkürzen und damit die Dosis zu senken, wäre die Verwendung einer iterativen Rekonstruktion für die CT-Daten. Die iterativen Algorithmen sind bekannt für ihren Einsatz bei Aufnahmen mit geringer Zählratenstatistik, wie z.B. bei PET- oder SPECT-Untersuchungen.

Ein möglicherweise vielversprechendes Verfahren, um sehr hohe Kontraste bei Mikro-CT-Aufnahmen zu erreichen, ist die Methode der Phasenkontrast-Tomographie. Hierbei beruht die Modulation der Intensität im Gegensatz zu den üblichen CT-Aufnahmen nicht auf der unterschiedlichen Schwächung bzw. Absorption, sondern auf der Brechung bzw. Fresnelbeugung der Röntgenstrahlung in der Materie, so dass an Stelle der Schwächungskoeffizienten die Brechungsindizes gemessen werden. Da Gewebetypen niedriger Atomzahl mit sehr ähnlichem bzw. gleichem Absorptionsverhalten, wie sie z.B. bei der Mammographie [KB99] auftreten, die Phasenlage der Röntgenwellen unterschiedlich verändern, können sie basierend darauf voneinander differenziert werden. Die Messgeometrie ist herkömmlichen CTs ähnlich, wobei vergleichbar mit einer holographischen Aufnahme Projektionen aufgenommen werden, die auf ihre Interferenzmuster untersucht werden. Zur Rekonstruktion bei tomographischen Messungen existieren spezielle Algorithmen [Bro02]. Für solche Messungen ist jedoch kohärente Strahlung hoher Intensität notwendig, so dass bisher die Phasenkontrast-Tomographie hauptsächlich an Synchrotronstrahlungsquellen betrieben wird. Mit der Entwicklung im Bereich der Mikrofokus-Röntgenröhren steigt jedoch die Möglichkeit, dass solche Phasenkontrastaufnahmen auch im Labor erfolgen könnten [WGG⁺96]. Um die entstehenden Beugungsmuster zu beobachten, sind Detektoren mit sehr hohen Ortsauflösungen bis zu wenigen Mikrometern notwendig. Beispielsweise ergibt sich bei einer Strahlenenergie von 50 keV und einem Quellen-Detektor-Abstand von 2 m eine laterale Kohärenzlänge von ca. 6 μm . Zur Abbildung von Interferenzmustern dieser Größenordnung werden in der Regel Röntgenfilme feiner Körnigkeit verwendet [KB99, SPSH02], die sich für planare radiographische Bilder sehr gut eignen, für tomographische Aufnahmen jedoch großen Aufwand für die Datenerfassung erfordern. Zusammenfassend kann man sagen, dass die Möglichkeit der planaren Visualisierung des Gehirns einer Maus mit Hilfe dieses Verfahrens denkbar wäre, jedoch der Einsatz der Methode der Phasenkontrast-

Tomographie im Labor durch die zukünftige Entwicklung sowohl im Bereich der Röntgenquellen als auch der Detektoren bestimmt wird.

Anhang A

Quellcode von CT-Sim

Im Folgenden sind die einzelnen Programmteile der CT-Simulation abgedruckt. Genauere Erläuterungen der Programmstruktur und der Funktion der einzelnen Objekte befinden sich in Kap. 4.3. Das Programm besteht aus folgenden Teilen:

CT-Sim: Hauptprogramm

CT-Physics: Beschreibung der physikalischen Wechselwirkungen

CT-Setup: Grundlegende Beschreibung der Systemgeometrie

CT-Source: Beschreibung der Röntgenquelle

CT-Object: Definition des Untersuchungsobjektes

CT-Detector: Geometrie und Material des Detektors

CT-DetectorSD: Funktionalität zur Datenregistrierung und zur Datenausgabe (Zwei Versionen entsprechend den in Kap. 4.3 beschriebenen Modi des Programms.)

CT-DetektorMessenger: Neue Befehle innerhalb der GEANT4 Umgebung zur Steuerung der Simulation

CT-SetupMessenger: Neue Befehle innerhalb der GEANT4 Umgebung zur Rotation des Objektes

CT-Hit: Datenobjekt zur Zwischenspeicherung

CT-RunAction,CT-VisManager: Objekte nötig für die Visualisierung

Hauptprogramm

- CT-Sim.cc:

```
//Hauptprogramm der Simulation

//Geant-includes
#include "G4RunManager.hh"
#include "G4UImanager.hh"
#include "G4UIsession.hh"
#include "G4UIGAG.hh"
#include "G4UITcsh.hh"
#include "G4UITerminal.hh"

//eigene include files
#include "ct_RunAction.hh"
#include "ct_setup.hh" //Hier wird die Geometrie definiert
#include "ct_Physics.hh" //die Physikalischen Prozesse, die simuliert werden
#include "ct_VisManager.hh" //zum Angucken :-)
#include "ct_source.hh" //Die Quelle

int main()
{
    G4RunManager* runManager = new G4RunManager;
    //die RunAction
    runManager->SetUserAction(new ct_RunAction);
    // Initialisierung
    runManager->SetUserInitialization(new ct_setup);
    runManager->SetUserInitialization(new ct_Physics);
    //Jetzt die Quelle
    ct_source *source=new ct_source();
    source->SetPosition(0.0*m,0.0*m,-18.0*cm);
    //Drei Vektoren fuer die Richtung!
    source->SetDirection(G4ThreeVector(0.0,0.0,28*cm),//Richtung
    G4ThreeVector(0.0,26*mm,0.0),//Maximale Abweichung
    G4ThreeVector(26*mm,0.0,0.0));//Maximale Abweichung
    source->ReadSpectrum("Spectrum.asc");
    //Quelle fertig definiert!
    runManager->SetUserAction(source);
    // Initialiere den GEANT4-Kernel
    runManager->Initialize();
    G4UIsession* session=new G4UITerminal(new G4UITcsh);
    G4VisManager* visManager = new ct_VisManager;
    visManager->Initialize();
    // Los geht es
    G4UImanager* UI = G4UImanager::GetUIpointer();
    session->SessionStart();

    // Ende
    delete session;
    delete runManager;
    return 0;
}
```

CT-Source

- ct_source.hh:

```
//Definition der CT-Roentgenquelle
//Vor der Erzeugung von Teilchen sollte ReadSpectrum aufgerufen werden
#ifndef ct_source_h
#define ct_source_h 1

#include "G4VUserPrimaryGeneratorAction.hh"
#include "Randomize.hh"
#include "globals.hh"
#include "G4Event.hh"
#include "G4ParticleGun.hh"
#include "G4UImanager.hh"

class G4ParticleGun;
class G4Event;

class ct_source : public G4VUserPrimaryGeneratorAction
{
public:
    ct_source();
    ~ct_source();

public:
    void GeneratePrimaries(G4Event* anEvent);
    void ReadSpectrum(G4String filename);
    void SetPosition(G4double x, G4double y, G4double z);
    void SetDirection(G4ThreeVector d,G4ThreeVector dx,G4ThreeVector dy);

private:
    G4double RandomEnergy();
    G4ParticleGun* particleGun;
    G4int No_energies;
    G4double* Spectrum;
    G4double* Energy;
    RandGeneral* rand;
    G4ThreeVector* direction;
    G4ThreeVector* deltaY;
    G4ThreeVector* deltaX;
    HepJamesRandom theNewEngine;
};

#endif
```

ct_source.cc:

```
#include "ct_source.hh"
#include <sys/time.h>
#include "fstream.h"
ct_source::ct_source()
```

```

{

    G4int n_particle = 1;
    particleGun = new G4ParticleGun(n_particle);

    G4UIManager* UI = G4UIManager::GetUIpointer();
    UI->ApplyCommand("/gun/particle gamma");

    HepRandom::createInstance();
    timeval tv;
    gettimeofday(&tv,NULL);
    HepRandom::setTheEngine(&theNewEngine);
    HepRandom::setTheSeed(tv.tv_usec);
}

ct_source::~ct_source()
{
    delete particleGun;
}

void ct_source::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent)
{
    G4int no=anEvent->GetEventID();
    if (no/100000*100000-no==0) G4cout<<"Particle:"<<no<<"\n";
    //Richtung festlegen
    G4double rx=(RandFlat::shoot()-0.5)*2.0;
    G4double ry=(RandFlat::shoot()-0.5)*2.0;
    particleGun->SetParticleMomentumDirection((*direction)+rx*(deltaX)+ry*(deltaY));

    particleGun->SetParticleEnergy(RandomEnergy());
    particleGun->GeneratePrimaryVertex(anEvent);
}

void ct_source::SetPosition(G4double x, G4double y, G4double z){
    particleGun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(x,y,z));
}

void ct_source::SetDirection(G4ThreeVector d,G4ThreeVector dx,G4ThreeVector dy){
    direction=new G4ThreeVector(d);
    deltaX=new G4ThreeVector(dx);
    deltaY=new G4ThreeVector(dy);
}

G4double ct_source::RandomEnergy(){
    G4double selected_energy=-0.1;
    G4double index=rand->shoot()*No_energies;
    selected_energy=Energy[(int)index];
    return selected_energy;
}

void ct_source::ReadSpectrum(G4String filename){
    ifstream in(filename);
    in>>No_energies;
    G4cout<<"Reading "<<No_energies<<" Energies\n";
    G4double refenergy(1*keV);

```

```
G4cout<<"Example Energy (1keV):"<<refenergy<<"\n";
Spectrum=new G4double[No_energies];
Energy=new G4double[No_energies];
for(int i=0;i<No_energies;i++){
in>>Energy[i]>>Spectrum[i];
}
G4cout<<"Finished";
in.close();
rand=new RandGeneral(Spectrum,No_energies,1);
}
```

CT-Physics

- ct_Physics.hh:

```
// Definition der physikalischen WW
#ifdef ct_Physics_h
#define ct_Physics_h 1

#include "G4VUserPhysicsList.hh"
class ct_Physics: public G4VUserPhysicsList
{
    public:
        ct_Physics();
        virtual ~ct_Physics();

    protected:
        virtual void ConstructParticle();
        virtual void ConstructProcess();
        virtual void SetCuts();
    protected:
        virtual void ConstructBosons();
        virtual void ConstructLeptons();
        virtual void ConstructEM();
};
#endif
```

ct_Physics.cc:

```
#include "ct_Physics.hh"

#include "globals.hh"
#include "G4ParticleDefinition.hh"
#include "G4ParticleWithCuts.hh"
#include "G4ProcessManager.hh"
#include "G4ProcessVector.hh"
#include "G4ParticleTypes.hh"
#include "G4ParticleTable.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4MaterialTable.hh"
#include "G4ComptonScattering.hh"
#include "G4PhotoElectricEffect.hh"

#include "G4ios.hh"
//Benutzt Standardwerte
ct_Physics::ct_Physics(): G4VUserPhysicsList()
{
    defaultCutValue = 2*mm;
    SetVerboseLevel(1);
}

ct_Physics::~~ct_Physics()
{}

void ct_Physics::ConstructParticle()
```

```

{
// Einige Leptonen und Bosonen werden benoetigt

ConstructBosons();
ConstructLeptons();
}

void ct_Physics::ConstructBosons()
{
//Photonen sind die einzigen Bosonen der Simulation
G4Gamma::GammaDefinition();
}

void ct_Physics::ConstructLeptons()
{
//Elektronen und Positronen reichen hier!
G4Electron::ElectronDefinition();
G4Positron::PositronDefinition();

}

void ct_Physics::ConstructProcess()
{
// Die Physikalischen Prozesse!
ConstructEM();
}

void ct_Physics::ConstructEM()
{
//Die EM-WW ist natuerlich wesentlich
theParticleIterator->reset();
while( (*theParticleIterator)() ){
G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();
G4String particleName = particle->GetParticleName();

if (particleName == "gamma") {
pmanager->AddDiscreteProcess(new G4ComptonScattering());
pmanager->AddDiscreteProcess(new G4PhotoElectricEffect());
}
}
}

void ct_Physics::SetCuts()
{
// Zeige die CutValues
if (verboseLevel >1){
G4cout << "ct_Physics::SetCuts:";
}
SetCutsWithDefault();
}

```

CT-Setup

- ct_setup.hh:

```
// Setup des Objekts und des Detektors.
// Die Quelle wird direkt in CT-Sim.cc definiert
#ifndef ct_setup_h
#define ct_setup_h 1

class G4VPhysicalVolume;
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "ct_detector.hh"
#include "ct_setupMessenger.hh"
#include "G4VUserDetectorConstruction.hh"
#include "globals.hh"
class ct_setup: public G4VUserDetectorConstruction
{
    public:
        ct_setup();
        ~ct_setup();

        public:
            G4VPhysicalVolume* Construct();
        private:
            void CreateObject();
            void CreateDetector();
            void CreateWorld();
            G4LogicalVolume* logicalworld;
            G4LogicalVolume* logicalobject;
            ct_detector* det;
            G4bool firstcall;
            ct_setupMessenger* setupMessenger;
};
#endif
```

ct_setup.cc:

```
#include "G4UnitsTable.hh"
#include "ct_setup.hh"
#include "ct_object.hh"
#include "G4VUserDetectorConstruction.hh"

#include "globals.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4MaterialTable.hh"
#include "G4Element.hh"
#include "G4ElementTable.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4PVReplica.hh"
```

```
#include "G4SDManager.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"
#include "G4Colour.hh"

ct_setup::ct_setup()
{
    setupMessenger=new ct_setupMessenger(this);
    firstcall=(1==1);
}

ct_setup::~ct_setup()
{ delete setupMessenger;
}

G4VPhysicalVolume* ct_setup::Construct( )
{
    if (firstcall){
        CreateObject();
        CreateWorld();
        CreateDetector();
        firstcall=(1==0);
    }
    //World erzeugen
    G4VPhysicalVolume *physicalworld= new G4PVPlacement( new G4RotationMatrix() ,
        G4ThreeVector(0.0*mm, 0.0*mm, 0.0*mm),
        "physicalworld",
        logicalworld,
        NULL,
        false,
        0); /

    G4RotationMatrix* rotMatrix=setupMessenger->GetRotMatrix();
    //Object hinzufuegen
    G4VPhysicalVolume * physicalObject= new G4PVPlacement(rotMatrix,
    G4ThreeVector(0.0*mm, 0.0*mm, 0.0*mm),
    "physicalobject",
    logicalobject,
    physicalworld,
    false, 0);
    //Detector hinzufuegen
    det->AddDetector(physicalworld);
    return physicalworld;
}

void ct_setup::CreateObject(){
    //Hier nichts aendern!
    ct_object* ob=new ct_object();
    logicalobject=ob->GetObject();
}

void ct_setup::CreateWorld(){
    //Der Inhalt der Welt+Dimensionen
    G4Element* elementN = new G4Element( "Nitrogen", "N", 7. , 14.00674*g/mole );
    G4Element* elementO = new G4Element( "Oxygen", "O", 8. , 15.9994*g/mole );
    G4Material* Air = new G4Material("Air", 1.205*mg/cm3, 2, kStateGas, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
    Air->AddElement( elementN, 3 );
    Air->AddElement( elementO, 1 );
}
```

```

G4Box *solidworld= new G4Box("solidworld", 10.0*cm, 10.0*cm, 20.0*cm );
logicalworld = new G4LogicalVolume(solidworld,
    Air,
    "logicalworld" ,
    0,0,0);
}

void ct_setup::CreateDetector(){
    G4Material* GdOS = new G4Material("GdOS", 7.44*g/cm3, 3, kStateUndefined );
    G4Element* elementO = new G4Element( "Oxygen", "O", 8. , 15.9994*g/mole );
    G4Element* elementS = new G4Element( "Sulfur", "S", 16. , 32.066*g/mole );
    G4Element* elementGd = new G4Element( "Gadolinium", "Gd", 64. , 157.25*g/mole );
    GdOS->AddElement( elementO, 0.084527 );
    GdOS->AddElement( elementS, 0.084704 );
    GdOS->AddElement( elementGd, 0.830769 );
    //Detector Geometrie
    det=new ct_detector();
    det->SetPixelNo(22,22);
    det->SetPixelSize(2.35*mm,2.35*mm);
    det->SetPixelOffset(0.0*mm,0.0*mm);
    det->SetMaterial(CZT);
    //Detektor einfügen
    G4RotationMatrix *rotMatrixDet=new G4RotationMatrix();
    G4double angleDet = 0.0*deg;
    rotMatrixDet->rotateX(angleDet);
    G4ThreeVector *transVecDet=new G4ThreeVector(0.0*mm,0.0*mm,10.0*cm);
    det->SetPosition(transVecDet,rotMatrixDet);
}

```

CT-Object

- ct_object.hh:

```
//Hilfs-Objekt das nur eine Methode zur Verfügung stellt. Diese liefert das
//die LogicalObjectWorld, ein Volumen das das Objekt enthaelt
#ifdef ct_object_h
#define ct_object_h 1
#include "globals.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
class G4Material;
class ct_object
{
    public:
        ct_object();
        ~ct_object();

public:
        G4LogicalVolume* GetObject();
};
#endif
```

ct_object.cc:

```
//Simulation des Kontrastphantoms
#include "ct_object.hh"

#include "G4UnitsTable.hh"
#include "globals.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4MaterialTable.hh"
#include "G4Element.hh"
#include "G4ElementTable.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4PVReplica.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"
#include "G4Colour.hh"

ct_object::ct_object(){;}
ct_object::~ct_object(){;}

G4LogicalVolume* ct_object::GetObject(){
// Definiere benoetigte Elements
G4Element* elementN = new G4Element( "Nitrogen", "N", 7. , 14.00674*g/mole );
G4Element* elementO = new G4Element( "Oxygen", "O", 8. , 15.9994*g/mole );
G4Element* elementH = new G4Element( "Hydrogen", "H", 1. , 1.00794*g/mole );
G4Element* elementC = new G4Element( "Carbon", "C", 6. , 12.011*g/mole );
G4Element* elementMg = new G4Element( "Magnesium", "Mg", 12. , 24.305*g/mole );
G4Element* elementP = new G4Element( "Phosphorus", "P", 15. , 30.973762*g/mole );
```

```

G4Element* elementS = new G4Element( "Sulfur", "S", 16. , 32.065*g/mole );
G4Element* elementCa = new G4Element( "Calcium", "Ca", 20. , 40.078*g/mole );
G4Element* elementCl = new G4Element( "Chlorine", "Cl", 17. , 35.4527*g/mole );
G4Element* elementK = new G4Element( "Potassium", "K", 19. , 39.0983*g/mole );
G4Element* elementNa = new G4Element( "Sodium", "Na", 11. , 22.989768*g/mole );


// und Kombinationen

G4Material* Air = new G4Material("Air", 1.205*mg/cm3, 2, kStateGas, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
Air->AddElement( elementN, 3 );
Air->AddElement( elementO, 1 );
G4Material* H2O = new G4Material("H2O", 1.0*g/cm3, 2, kStateLiquid, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
H2O->AddElement( elementH, 2 );
H2O->AddElement( elementO, 1 );
G4Material* Bone = new G4Material("Bone", 1.92*g/cm3, 8, kStateUndefined, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
Bone->AddElement( elementH, 0.034 );
Bone->AddElement( elementC, 0.155 );
Bone->AddElement( elementN, 0.042 );
Bone->AddElement( elementO, 0.435 );
Bone->AddElement( elementMg, 0.0020 );
Bone->AddElement( elementP, 0.103 );
Bone->AddElement( elementS, 0.0030 );
Bone->AddElement( elementCa, 0.225 );
G4Material* Brain = new G4Material("Brain", 1.04*g/cm3, 8, kStateUndefined, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
Brain->AddElement( elementH, 0.107 );
Brain->AddElement( elementC, 0.145 );
Brain->AddElement( elementN, 0.022 );
Brain->AddElement( elementO, 0.712 );
Brain->AddElement( elementP, 0.0040 );
Brain->AddElement( elementS, 0.0020 );
Brain->AddElement( elementCl, 0.0030 );
Brain->AddElement( elementK, 0.0030 );
G4Material* Fat = new G4Material("Fat", 0.95*g/cm3, 7, kStateUndefined, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
Fat->AddElement( elementH, 0.114 );
Fat->AddElement( elementC, 0.598 );
Fat->AddElement( elementN, 0.0070 );
Fat->AddElement( elementO, 0.278 );
Fat->AddElement( elementNa, 0.0010 );
Fat->AddElement( elementS, 0.0010 );
Fat->AddElement( elementCl, 0.0010 );
G4Material* Vacuum = new G4Material("Vacuum", 0.000001*g/cm3, 2, kStateUndefined, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
Vacuum->AddElement( elementN, 3 );
Vacuum->AddElement( elementO, 1 );


// Attribute fuer die Visualisierung
G4VisAttributes * h2o= new G4VisAttributes( G4Colour(51/255. ,51/255. ,255/255. ));
h2o->SetVisibility(true);
h2o->SetForceSolid(true);

G4VisAttributes * bone= new G4VisAttributes( G4Colour(255/255. ,255/255. ,255/255. ));
bone->SetVisibility(true);
bone->SetForceSolid(true);

G4VisAttributes * fat= new G4VisAttributes( G4Colour(255/255. ,255/255. ,102/255. ));
fat->SetVisibility(true);
fat->SetForceSolid(true);

```

```

G4VisAttributes * brain= new G4VisAttributes( G4Colour(157/255. ,158/255. ,157/255. ));
brain->SetVisibility(true);
brain->SetForceSolid(true);

G4VisAttributes * quelldec= new G4VisAttributes( G4Colour(255/255. ,255/255. ,255/255. ));
quelldec->SetVisibility(true);
quelldec->SetForceSolid(true);

// Volumen

G4Box *solidobjectworld= new G4Box("solidworld", 2.0*cm, 2.0*cm, 2.0*cm );
G4LogicalVolume * logicalobjectworld = new G4LogicalVolume(solidobjectworld,
    Air,
    "logicalobjectworld" ,
    0,0,0);

G4Box *solidWater= new G4Box("solidWater", 1*cm, 1*cm, 1.0*cm );
G4LogicalVolume * logicalWater = new G4LogicalVolume(solidWater,
    H2O,
    "logicalWater" ,
    0,0,0);

logicalWater->SetVisAttributes(h2o);

G4Box *solidBone= new G4Box("solidBone", 2.5*mm, 2.5*mm, 1.0*cm );
G4LogicalVolume * logicalBone = new G4LogicalVolume(solidBone,
    Bone,
    "logicalBone" ,
    0,0,0);

logicalBone->SetVisAttributes(bone);

G4Box *solidFat= new G4Box("solidFat", 2.5*mm, 2.5*mm, 1.0*cm );
G4LogicalVolume * logicalFat = new G4LogicalVolume(solidFat,
    Fat,
    "logicalFat" ,
    0,0,0);

logicalFat->SetVisAttributes(fat);

G4Box *solidBrain= new G4Box("solidBrain", 2.5*mm, 2.5*mm, 1.0*cm );
G4LogicalVolume * logicalBrain = new G4LogicalVolume(solidBrain,
    Brain,
    "logicalBrain" ,
    0,0,0);

logicalBrain->SetVisAttributes(brain);

G4Box *solidAir= new G4Box("solidAir", 2.5*mm, 2.5*mm, 1.0*cm );
G4LogicalVolume * logicalAir = new G4LogicalVolume(solidAir,
    Air,
    "logicalAir" ,
    0,0,0);
logicalAir->SetVisAttributes(bone);

G4RotationMatrix rotMatrixWater;

```

```

G4double angleWater = 0.0*deg;
rotMatrixWater.rotateX(angleWater); /

G4VPhysicalVolume * physicalWater= new G4PVPlacement(G4Transform3D(rotMatrixWater,
G4ThreeVector(0.0*mm, 0.0*mm, 0.0*mm)),
logicalWater,
"physicalWater",
logicalObjectworld,
false, 0);

G4RotationMatrix rotMatrixBone;
G4double angleBone = 0.0*deg;
rotMatrixBone.rotateX(angleBone);

G4VPhysicalVolume * physicalBone= new G4PVPlacement(G4Transform3D(rotMatrixBone,
G4ThreeVector(4.5*mm, 4.5*mm, 0.0*mm)),
logicalBone,
"physicalBone",
logicalWater,
false, 0);

G4RotationMatrix rotMatrixFat;
G4double angleFat = 0.0*deg;
rotMatrixFat.rotateX(angleFat);

G4VPhysicalVolume * physicalFat= new G4PVPlacement(G4Transform3D(rotMatrixFat,
G4ThreeVector(-4.5*mm, 4.5*mm, 0.0*mm)),
logicalFat,
"physicalFat",
logicalWater,
false, 0);

G4RotationMatrix rotMatrixBrain;
G4double angleBrain = 0.0*deg;
rotMatrixBrain.rotateX(angleBrain);

G4VPhysicalVolume * physicalBrain= new G4PVPlacement(G4Transform3D(rotMatrixBrain,
G4ThreeVector(4.5*mm, -4.5*mm, 0.0*mm)),
logicalBrain,
"physicalBrain",
logicalWater,
false, 0);

return logicalObjectworld;

}

```

CT-Detector

- ct_detector.hh:

```
//Allgemeiner Rechteck-Detektor mit Methoden diesen zu definieren

#ifdef ct_detector_h
#define ct_detector_h 1
#include "globals.hh"
#include "G4VPhysicalVolume.hh"
class G4Material;
class ct_detector
{
    public:
        ct_detector();
        ~ct_detector();

    public:
        void AddDetector(G4VPhysicalVolume* world);
        void SetPosition(G4ThreeVector* DetVec, G4RotationMatrix* DetMat);
        void SetPixelNo(G4int xpix,G4int ypix);
        void SetPixelSize(G4double xsize,G4double ysize);
        void SetPixelOffset(G4double xoff,G4double yoff);
        void SetMaterial(G4Material *d);
        G4int GetXPix();
        G4int GetYPix();

    private:
        void CreateDetector();
        G4int Xpix,Ypix;
        G4Material* DetMaterial;
        G4double Xsize,Ysize,Xoff,Yoff;
        G4LogicalVolume* logicaldetector;
        G4RotationMatrix* mat;
        G4ThreeVector * vec;
};
#endif
```

ct_detector.cc:

```
#include "ct_detector.hh"

#include "G4UnitsTable.hh"
#include "ct_detectorSD.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4Element.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4PVReplica.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"
```

```

#include "G4Colour.hh"

ct_detector::ct_detector(){
    //StandardMaterial des Detektors: Si
    DetMaterial = new G4Material("Si", 14, 28.0855*g/mole, 0.00001*g/cm3,
    kStateSolid, 293.0*kelvin, 1.0*bar );

    logicaldetector=NULL;
}

ct_detector::~ct_detector(){}
void ct_detector::SetPixelNo(G4int xpix,G4int ypix){
    Xpix=xpix;
    Ypix=ypix;
}
G4int ct_detector::GetXPix(){
    return Xpix;
}
G4int ct_detector::GetYPix(){
    return Ypix;
}
void ct_detector::SetPixelSize(G4double xsize,G4double ysize){
    Xsize=xsize;
    Ysize=ysize;
}
void ct_detector::SetPixelOffSet(G4double xoff,G4double yoff){
    Xoff=xoff;
    Yoff=yoff;
}
void ct_detector::SetMaterial(G4Material *d){
    DetMaterial=d;
}
void ct_detector::CreateDetector(){
    // Luft zwischen den Pixeln
    G4Element* elementN = new G4Element( "Nitrogen", "N", 7. , 14.00674*g/mole );
    G4Element* elementO = new G4Element( "Oxygen", "O", 8. , 15.9994*g/mole );
    G4Material* Air = new G4Material("Air", 1.205*mg/cm3, 2,
    kStateGas, 293.0*kelvin, 1.0*atmosphere );
    Air->AddElement( elementN, 3 );
    Air->AddElement( elementO, 1 );
    // Attribute fuer die Visualisierung der Pixel
    G4VisAttributes * pixelatt= new G4VisAttributes( G4Colour(255/255. ,0/255. ,50/255. ));
    pixelatt->SetVisibility(true);
    pixelatt->SetForceSolid(true);

    // Logische Volumen
    G4Box *solidpixelbox= new G4Box("solidpixelbox", (Xsize+Xoff)/2, (Ysize+Yoff)/2, 0.1*mm );
    G4LogicalVolume * logicalpixelbox = new G4LogicalVolume(solidpixelbox,
    Air, //Material
    "logicalpixelbox" , //Name
    0,0,0);

    G4Box *solidpixel= new G4Box("solidpixel", Xsize/2, Ysize/2, 0.1*mm );
    G4LogicalVolume * logicalpixel = new G4LogicalVolume(solidpixel,
    DetMaterial, //z.B. Si
    "logicalpixel" ,
    0,0,0);
    logicalpixel->SetVisAttributes(pixelatt);

```

```

    G4Box *solidstripe= new G4Box("solidstripe", (Xsize+Xoff)*Xpix/2, (Ysize+Yoff)/2, 0.1*mm );
    G4LogicalVolume * logicalstripe = new G4LogicalVolume(solidstripe,
    Air,
    "logicalstripe" ,
    0,0,0);

    G4Box *soliddetector= new G4Box("soliddetector", (Xsize+Xoff)*Xpix/2,
    (Ysize+Yoff)*Ypix/2, 0.1*mm );
    logicaldetector = new G4LogicalVolume(soliddetector,
    Air,
    "logicaldetector" ,
    0,0,0);

    //Der sensitive Detektor wird initialisiert!!!
    G4SDManager* SDman = G4SDManager::GetSDMpointer();
    ct_detectorSD* detectorSD = new ct_detectorSD("detectorSD",this);
    SDman->AddNewDetector( detectorSD );
    logicalpixel->SetSensitiveDetector(detectorSD);

    //Pixelstreifen erzeugen
    G4PVReplica* repStripe=new G4PVReplica("stripereplica",logicalstripe,logicaldetector,
    kYAxis,Ypix,Ysize+Yoff);

    //Pixelbox in Streifen
    G4PVReplica* reppixelbox=new G4PVReplica("pixelboxreplica",logicalpixelbox,logicalstripe,
    kXAxis,Xpix,Xsize+Xoff);
    //Pixel in Pixelbox
    G4RotationMatrix rotMatrix;
    G4PVPlacement* placepixel=new G4PVPlacement(G4Transform3D(rotMatrix,
    G4ThreeVector(0.0*mm, 0.0*mm, 0.0*mm)),
    logicalpixel,
    "physicalpixel",
    logicalpixelbox,
    false,0);
}

void ct_detector::SetPosition(G4ThreeVector *DetVec, G4RotationMatrix *DetMat)
{
    vec=DetVec;
    mat=DetMat;
}

//Methode die den Detektor der Welt hinzufuegt
void ct_detector::AddDetector(G4VPhysicalVolume* world)
{
    if (logicaldetector==NULL) CreateDetector();
    G4VPhysicalVolume* physicaldetector= new G4PVPlacement(G4Transform3D(*mat,*vec),
    "physicaldetector",
    logicaldetector,
    world,
    false, 0);
}

```

CT-DetectorSD (idealer Detektor)

- ct_detectorSD.hh:

```
//Sensitiver Detektor
//Innerhalb von GEANT4 wird dieses Objekt benoetigt um die Daten zu registrieren
//Fuer jedes Photon innerhalb eines Pixels wird ProcessHits aufgerufen
#ifndef ct_detectorSD_h
#define ct_detectorSD_h 1

#include "G4VSensitiveDetector.hh"
#include "globals.hh"
#include "G4ios.hh"
#include "ct_Hit.hh"

class ct_detector;
class G4HCofThisEvent;
class G4Step;

class ct_detectorSD : public G4VSensitiveDetector
{
public:

    ct_detectorSD(G4String, ct_detector* );
    ~ct_detectorSD();

    void Initialize(G4HCofThisEvent*);
    G4bool ProcessHits(G4Step*,G4TouchableHistory*);
    void EndOfEvent(G4HCofThisEvent*);
    void clear();
    void DrawAll();
    void PrintAll();
    void writeData(G4String fname);
    void deleteData();
private:
    G4bool newparticle;
    ct_detector*   Detector;
    G4double * qe;
    G4double * engrid;
    G4int* hits;
    G4int x,y,energies;
    ct_HitsCollection *Hcollection;
};

#endif
```

ct_detectorSD.cc:

```
#include "ct_detectorSD.hh"

#include "ct_detector.hh"
#include "G4VPhysicalVolume.hh"
```

```
#include "G4TouchableHistory.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "ct_detectorMessenger.hh"

ct_detectorSD::ct_detectorSD(G4String name,
                             ct_detector* det)
:G4VSensitiveDetector(name),Detector(det){
    new ct_detectorMessenger(this);
    x=det->GetXPix();
    y=det->GetYPix();
    //QE.dat Datei lesen
    ifstream * in=new ifstream("QE.dat");
    *in>>energies;
    qe=new G4double[energies];
    engrid=new G4double[energies];
    for(int en=0;en<energies;en++){
        *in>>engrid[en]>>qe[en];
    }
    in->close();
    delete in;
    // Speicher fuer die Histogramme!
    hits=new G4int[x*y*energies];
    deleteData();
    G4String HCname;
    collectionName.insert(HCname="ct_Collection");
}

void ct_detectorSD::deleteData(){
    for(int i=0;i<x*y*energies;i++) hits[i]=0;
}

void ct_detectorSD::writeData(G4String fname){
    //erst das histogramm-file schreiben
    G4cout<<"Schreibe output:"<<energies<<" "<<x*y<<"\n";
    G4long *totalhist=new G4long[energies];
    for(int en=0;en<energies;en++) totalhist[en]=0;
    G4String* f=new G4String(fname);
    ofstream *outfile=new ofstream((*f).append(".hist"));
    //hits aufsummieren
    for(int i=0;i<x*y;i++){
        for (int en=0;en<energies;en++){
            *outfile<<hits[i*energies+en]<<" ";
            totalhist[en]+=hits[i*energies+en];
        }
    }
    *outfile<<"\n";
    }
    outfile->close();
    delete outfile;
    outfile=new ofstream(f->append(".totalhist"));
    for (en=0;en<energies;en++){
        *outfile<<en<<" "<<totalhist[en]<<"\n";
    }
    outfile->close();
    delete outfile;
    //jetzt mittels der QE ein bild erzeugen!
    G4float * bild=new G4float[x*y];
    for (i=0;i<x*y;i++) {
        bild[i]=0.0;
    }
}
```

```

for (en=0;en<energies;en++){
    bild[i]+=qe[en]*hits[i*energies+en];
    G4cout<<"";
}

}

//bild schreiben
outfile=new ofstream(f->append(".bild"));
delete f;
for (i=0;i<x;i++){
for(int ii=0;ii<y;ii++){
    *outfile<<i<<" "<<ii<<" "<<bild[i*y+ii]<<"\n";
}
}
outfile->close();
delete outfile;
//speicher freigeben!
delete[] bild;
}

ct_detectorSD::~ct_detectorSD(){
    delete[] hits;
    delete[] qe;
    delete[] engrid;
}

void ct_detectorSD::Initialize(G4HCofThisEvent*HCE){
    newparticle=true;
}

G4bool ct_detectorSD::ProcessHits(G4Step* aStep,G4TouchableHistory* RHist)
{
    if(!newparticle||(aStep->GetTrack()->GetDefinition()->GetParticleName())!="gamma") return false;
    newparticle=false;
    G4VPhysicalVolume* physVol1 = aStep->GetPreStepPoint()->GetPhysicalVolume();

    G4VPhysicalVolume* physVol2 = physVol1->GetMother();
    G4int this_x=physVol2->GetCopyNo();

    physVol1 = physVol2->GetMother();
    G4int this_y=physVol1->GetCopyNo();

    G4double this_en=aStep->GetTrack()->GetTotalEnergy();
    //Energie im Grid suchen!
    int this_en_int=0;
    for (int en=0;en<energies;en++){
if (this_en>=engrid[en]) this_en_int=en;
    }
    if (this_en_int<energies-1&&this_en-engrid[this_en_int]>engrid[this_en_int+1]-this_en) this_en_int++;
    hits[this_x*energies+y+this_y*energies+this_en_int]+=1;
    return true;
}

void ct_detectorSD::EndOfEvent(G4HCofThisEvent* HCE){}
void ct_detectorSD::clear(){ }
void ct_detectorSD::DrawAll(){ }
void ct_detectorSD::PrintAll(){ }

```

CT-DetectorSD (realer Detektor)

- ct_detectorSD.hh:

Identisch zu ct_detectorSD.hh des idealen Detektors.

ct_detectorSD.cc:

```
#include "ct_detectorSD.hh"

#include "ct_detector.hh"

#include "G4VPhysicalVolume.hh"
#include "G4TouchableHistory.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "ct_detectorMessenger.hh"

ct_detectorSD::ct_detectorSD(G4String name,
                             ct_detector* det)
:G4VSensitiveDetector(name),Detector(det){
    new ct_detectorMessenger(this);
    x=det->GetXPix();
    y=det->GetYPix();
    //einlesen QE.dat
    ifstream * in=new ifstream("QE.dat");
    *in>>energies;
    qe=new G4double[energies];
    engrid=new G4double[energies];
    for(int en=0;en<energies;en++){
*in>>engrid[en]>>qe[en];
    }
    in->close();
    delete in;
    // speicher fuer die histogramme!
    hits=new G4int[x*y*energies];
    deleteData();
    G4String HCname;
    collectionName.insert(HCname="ct_Collection");
}

void ct_detectorSD::deleteData(){
    for(int i=0;i<x*y*energies;i++) hits[i]=0;
}

void ct_detectorSD::writeData(G4String fname){
    //erst das histogramm-file schreiben
    G4cout<<"Schreibe output:"<<energies<<" "<<x*y<<"\n";
    G4long *totalhist=new G4long[energies];
    for(int en=0;en<energies;en++) totalhist[en]=0;
    G4String* f=new G4String(fname);
    ofstream *outfile=new ofstream((*f).append(".hist"));
    //summieren ueber Energien
    for(int i=0;i<x*y;i++){
    for (int en=0;en<energies;en++){
        *outfile<<hits[i*energies+en]<<" ";
        totalhist[en]+=hits[i*energies+en];
    }
    }
}
```

```

    }
    *outfile<<"\n";
    }
    outfile->close();
    delete outfile;

    outfile=new ofstream(f->append(".totalhist"));

    for (en=0;en<energies;en++){
    *outfile<<en<<" "<<totalhist[en]<<"\n";
    }
    outfile->close();
    delete outfile;
    //jetzt mittels der QE ein bild erzeugen!
    G4double * bild=new G4double[x*y];
    for (i=0;i<x*y;i++) {
    bild[i]=0.0;
    for (en=0;en<energies;en++){
        bild[i]+=qe[en]*hits[i*energies+en];
        G4cout<<" ";
    }
    }
    //bild schreiben

    outfile=new ofstream(f->append(".bild"));
    delete f;
    for (i=0;i<x;i++){
    for(int ii=0;ii<y;ii++){
        *outfile<<i<<" "<<ii<<" "<<bild[i*y+ii]<<"\n";
    }
    }
    outfile->close();
    delete outfile;
    //speicher freigeben!
    delete[] bild;
}

ct_detectorSD::~ct_detectorSD(){
    delete[] hits;
    delete[] qe;
    delete[] engrid;
}

void ct_detectorSD::Initialize(G4HCofThisEvent*HCE){
    newparticle=true;
    Hcollection=new ct_HitsCollection(SensitiveDetectorName,collectionName[0]);
}

G4bool ct_detectorSD::ProcessHits(G4Step* aStep,G4TouchableHistory* RHist)
{
    G4double edep = aStep->GetTotalEnergyDeposit();
    if(edep==0.) return false;
    G4VPhysicalVolume* physVol1 = aStep->GetPreStepPoint()->GetPhysicalVolume();
    G4VPhysicalVolume* physVol2 = physVol1->GetMother();
    G4int this_x=physVol2->GetCopyNo();
    physVol1 = physVol2->GetMother();
    G4int this_y=physVol1->GetCopyNo();
    //Hit in der Collection suchen

```

```

    G4int hindex=-1;
    for(G4int i=0;i<Hcollection->entries();i++){
    if (((*Hcollection)[i]->GetX()==this_x)&&((*Hcollection)[i]->GetY()==this_y)) hindex=i;
    }
    if (hindex<0){
    ct_Hit* newHit= new ct_Hit();
    newHit->SetEdep( edep );
    newHit->SetPos( aStep->GetPreStepPoint()->GetPosition() );
    newHit->SetXY(this_x,this_y);
    Hcollection->insert( newHit );
    }else{
    ct_Hit* oldHit=(*Hcollection)[hindex];
    oldHit->SetEdep(oldHit->GetEdep()+edep);
    }
    return true;
}

void ct_detectorSD::EndOfEvent(G4HCofThisEvent* HCE){
    //fuer alle Hits Beitraege aufsummieren
    for (G4int i=0;i<Hcollection->entries();i++){
    ct_Hit *h=(*Hcollection)[i];
    G4int this_x=h->GetX();
    G4int this_y=h->GetY();
    G4double this_en=h->GetEdep();
    //Energie im Grid suchen!
    int this_en_int=0;
    for (int en=0;en<energies;en++){
        if (this_en==engrid[en]) this_en_int=en;
    }
    hits[this_x*energies*y+this_y*energies+this_en_int]+=1;
    };
    delete Hcollection;
}

void ct_detectorSD::clear(){
}
void ct_detectorSD::DrawAll(){
}
void ct_detectorSD::PrintAll(){
}

```

CT-DetectorMessenger

- ct_detectorMessenger.hh:

```
//Dieser Messenger implementiert ein neues Verzeichnis innerhalb der GEANT-shell und
//stellt zwei Befehle zur Verfügung:
// ct/deleteData und ct/writeData
#ifndef ct_detectorMessenger_h
#define ct_detectorMessenger_h 1

class ct_detectorSD;
class G4UIDirectory;
class G4UICmdWithoutParameter;
class G4UICmdWithAString;
class G4UIcommand;

#include "G4UImessenger.hh"
#include "globals.hh"

class ct_detectorMessenger:public G4UImessenger{
public:
    ct_detectorMessenger(ct_detectorSD* d);
    ~ct_detectorMessenger();

    void SetNewValue(G4UIcommand *command,G4String newvalue);
    G4String GetCurrentValue(G4UIcommand *command);

private:
    ct_detectorSD *det;
    G4UIDirectory * detdir;
    G4UICmdWithoutParameter * deleteData;
    G4UICmdWithAString * writeData;
};
#endif
```

ct_detectorMessenger.cc:

```
#include "ct_detectorMessenger.hh"
#include "ct_detectorSD.hh"
#include "G4UIcommand.hh"
#include "G4UICmdWithoutParameter.hh"
#include "G4UICmdWithAString.hh"
#include "G4UIDirectory.hh"

ct_detectorMessenger::ct_detectorMessenger(ct_detectorSD* d){
    det=d;
    detdir=new G4UIDirectory("/ct/");
    detdir->SetGuidance("CT-Sim specific commands.");

    deleteData=new G4UICmdWithoutParameter("/ct/deleteData",this);
    deleteData->SetGuidance("Deletes all events registered by now.");

    writeData=new G4UICmdWithAString("/ct/writeData",this);
```

```
        writeData->SetGuidance("Saves all data into file.");
        writeData->SetGuidance(" (filename=data by default)");
        writeData->SetParameterName("filename",true);
        writeData->SetDefaultValue("data");
    }
    ct_detectorMessenger::~ct_detectorMessenger(){
        delete detdir;
        delete deleteData;
        delete writeData;
    }

    void ct_detectorMessenger::SetNewValue(G4UIcommand *command,G4String newvalue){
        if (command==deleteData){
            det->deleteData();
        }else if(command==writeData){
            det->writeData(newvalue);
        }
    }
    G4String ct_detectorMessenger::GetCurrentValue(G4UIcommand *command){
        return "data";
    }
}
```

CT-SetupMessenger

- ct_setupMessenger.hh:

```
//Messenger der die noetigen Komandos zur Rotation des Objekts zu Verfuegung stellt
//  ct/rotX
//  ct/rotY
//  ct/rotZ
//  ct/updateSetup
//  ct/printRotMatrix

#ifndef ct_setupMessenger_h
#define ct_setupMessenger_h 1
class G4UIDirectory;
class G4UIcmdWithoutParameter;
class G4UIcmdWithADouble;
class G4UIcommand;
class ct_setup;
#include "G4UImessenger.hh"
#include "G4RotationMatrix.hh"

class ct_setupMessenger:public G4UImessenger{
public:
    ct_setupMessenger(ct_setup *s);
    ~ct_setupMessenger();

    void SetNewValue(G4UIcommand *command,G4String newvalue);
    G4RotationMatrix* GetRotMatrix();
private:
    ct_setup* setup;
    G4RotationMatrix* rotMatrix;
    G4UIDirectory * detdir;
    G4UIcmdWithoutParameter * pRotMat;
    G4UIcmdWithoutParameter * pUpdate;
    G4UIcmdWithADouble * rotX;
    G4UIcmdWithADouble * rotY;
    G4UIcmdWithADouble * rotZ;
};
#endif
```

ct_setupMessenger.cc:

```
#include "ct_setupMessenger.hh"
#include "G4UIcommand.hh"
#include "G4UIcmdWithoutParameter.hh"
#include "G4UIcmdWithADouble.hh"
#include "G4UnitsTable.hh"
#include "G4UIDirectory.hh"
#include "G4RunManager.hh"
#include "ct_setup.hh"

ct_setupMessenger::ct_setupMessenger(ct_setup* s){
    setup=s;
    rotMatrix=new G4RotationMatrix();
    detdir=new G4UIDirectory("/ct/");
```

```

detdir->SetGuidance("CT-Sim specific commands.");

pRotMat=new G4UICmdWithoutParameter("/ct/printRotMatrix",this);
pRotMat->SetGuidance("Prints out the current rotation Matrix applied to the object.");
pUpdate=new G4UICmdWithoutParameter("/ct/updateSetup",this);
pUpdate->SetGuidance("Updates the setup with current Rotation-Matrix.");

rotX=new G4UICmdWithADouble("/ct/rotX",this);
rotX->SetGuidance("Rotates around X-axis (default=1°).");
rotX->SetParameterName("angle",true);
rotX->SetDefaultValue(1.0);

rotY=new G4UICmdWithADouble("/ct/rotY",this);
rotY->SetGuidance("Rotates around Y-axis (default=1°).");
rotY->SetParameterName("angle",true);
rotY->SetDefaultValue(1.0);

rotZ=new G4UICmdWithADouble("/ct/rotZ",this);
rotZ->SetGuidance("Rotates around Z-axis (default=1°).");
rotZ->SetParameterName("angle",true);
rotZ->SetDefaultValue(1.0);

}

ct_setupMessenger::~ct_setupMessenger(){
    delete detdir;
    delete rotX;
    delete rotY;
    delete rotZ;
    delete pRotMat;
    delete pUpdate;
}

void ct_setupMessenger::SetNewValue(G4UICmd *command,G4String newvalue){
    if (command==rotX){
        G4double angle=rotX->GetNewDoubleValue(newvalue);
        rotMatrix->rotateX(angle*deg);
    }else if (command==rotY){
        G4double angle=rotY->GetNewDoubleValue(newvalue);
        rotMatrix->rotateY(angle*deg);
    }else if (command==rotZ){
        G4double angle=rotZ->GetNewDoubleValue(newvalue);
        rotMatrix->rotateZ(angle*deg);
    }else if (command==pRotMat){
        G4cout<<"Phi"<<rotMatrix->getPhi()<<"Theta:"<<rotMatrix->getTheta()<<"Psi:"<<rotMatrix->getPsi()<<"\n";
    }else if (command==pUpdate){
        (G4RunManager::GetRunManager())->DefineWorldVolume(setup->Construct());
    }
}

G4RotationMatrix* ct_setupMessenger::GetRotMatrix(){
    return rotMatrix;
}

```

CT-Hit

- ct_Hit.hh:

```
//ct_Hit wird benoetigt um fuer den realen Detektor die einzelnen
//Treffer der Detektorpixel innerhalb eines Events zusammen
#ifndef ct_Hit_h
#define ct_Hit_h 1

#include "G4VHit.hh"
#include "G4THitsCollection.hh"
#include "G4Allocator.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"

class ct_Hit : public G4VHit
{
public:

    ct_Hit();
    ~ct_Hit();
    ct_Hit(const ct_Hit &right);
    const ct_Hit& operator=(const ct_Hit &right);
    int operator==(const ct_Hit &right) const;

    inline void *operator new(size_t);
    inline void operator delete(void *aHit);

    void Draw();
    void Print();

private:
    G4double edep;
    G4ThreeVector pos;
    G4int x,y;
public:
    inline void SetXY(G4int xx,G4int yy)
    {x=xx;y=yy;}
    inline G4int GetX(){return x;}
    inline G4int GetY(){return y;}
    inline void SetEdep(G4double de)
    { edep = de; }
    inline void AddEdep(G4double de)
    { edep += de; }
    inline G4double GetEdep()
    { return edep; }
    inline void SetPos(G4ThreeVector xyz)
    { pos = xyz; }
    inline G4ThreeVector GetPos()
    { return pos; }

};

typedef G4THitsCollection<ct_Hit> ct_HitsCollection;
```

```
extern G4Allocator<ct_Hit> ct_HitAllocator;

inline void* ct_Hit::operator new(size_t)
{
    void *aHit;
    aHit = (void *) ct_HitAllocator.MallocSingle();
    return aHit;
}

inline void ct_Hit::operator delete(void *aHit)
{
    ct_HitAllocator.FreeSingle((ct_Hit*) aHit);
}

#endif
```

ct_Hit.cc:

```
#include "ct_Hit.hh"
#include "G4VVisManager.hh"
#include "G4Circle.hh"
#include "G4Colour.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"

G4Allocator<ct_Hit> ct_HitAllocator;

ct_Hit::ct_Hit()
{;}

ct_Hit::~ct_Hit()
{;}

//Deponierte Energie und Position speichern!
ct_Hit::ct_Hit(const ct_Hit &right)
{
    edep = right.edep;
    pos = right.pos;
    x=right.x;
    y=right.y;
}

//vgl. Konstruktor
const ct_Hit& ct_Hit::operator=(const ct_Hit &right)
{
    edep = right.edep;
    pos = right.pos;
    x=right.x;
    y=right.y;
    return *this;
}

//nicht benoetigt
int ct_Hit::operator==(const ct_Hit &right) const
{
    return 0;
}
```

```
//zur Visualisierung des Hits
void ct_Hit::Draw()
{
    G4VVisManager* pVVisManager = G4VVisManager::GetConcreteInstance();
    if(pVVisManager)
    {
        G4Circle circle(pos);
        circle.SetScreenSize(0.04);
        circle.SetFillStyle(G4Circle::filled);
        G4Colour colour(1.,0.,0.);
        G4VisAttributes attribs(colour);
        circle.SetVisAttributes(attribs);
        pVVisManager->Draw(circle);
    }
}

void ct_Hit::Print()
{;}
```

CT-RunAction

- ct_RunAction.hh:

```
//Der RunManager muss zur Visualisierung von Trajektorien implementiert werden!
#ifdef ct_RunAction_h
#define ct_RunAction_h 1

#include "G4UserRunAction.hh"
#include "globals.hh"

class G4Run;

class ct_RunAction : public G4UserRunAction
{
public:
    ct_RunAction();
    ~ct_RunAction();

public:
    void BeginOfRunAction(const G4Run*);
    void EndOfRunAction(const G4Run*);
};

#endif
```

ct_RunAction.cc:

```
#include "ct_RunAction.hh"

#include "G4Run.hh"
#include "G4UImanager.hh"
#include "G4VVisManager.hh"
#include "G4ios.hh"

ct_RunAction::ct_RunAction()
{}

ct_RunAction::~ct_RunAction()
{}

void ct_RunAction::BeginOfRunAction(const G4Run* aRun)
{

    if (G4VVisManager::GetConcreteInstance())
    {
        G4UImanager* UI = G4UImanager::GetUIpointer();
        UI->ApplyCommand("/vis/scene/notifyHandlers");
    }
}

void ct_RunAction::EndOfRunAction(const G4Run* )
```

```
{  
  if (G4VVisManager::GetConcreteInstance()) {  
    G4UImanager::GetUIpointer()->ApplyCommand("/vis/viewer/update");  
  }  
}
```

CT-VisManager

- ct_VisManager.hh:

```
// Der Visualization Manager registriert die gewünschten Visualisierungstreiber
#ifndef ct_VisManager_h
#define ct_VisManager_h 1

#include "G4VisManager.hh"

class ct_VisManager: public G4VisManager {

public:

    ct_VisManager ();

private:

    void RegisterGraphicsSystems ();

};

#endif
```

ct_VisManager.cc:

```
#include "ct_VisManager.hh"

#include "G4ASCIITree.hh"
#include "G4GAGTree.hh"
#include "G4OpenGLImmediateX.hh"
#include "G4OpenGLStoredX.hh"
#include "G4DAWNFILE.hh"
ct_VisManager::ct_VisManager () {}

void ct_VisManager::RegisterGraphicsSystems () {
    RegisterGraphicsSystem (new G4ASCIITree);
    RegisterGraphicsSystem (new G4GAGTree);
    RegisterGraphicsSystem (new G4OpenGLImmediateX);
    RegisterGraphicsSystem (new G4OpenGLStoredX);
    RegisterGraphicsSystem (new G4DAWNFILE);

    if (fVerbose > 0) {
        G4cout <<
            "\nYou have successfully chosen to use the following graphics systems."
        << G4endl;
        PrintAvailableGraphicsSystems ();
    }
}
```

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzip der Röntgen-Computer-Tomographie.	10
2.2	Entwicklung des CT-Aufbaus in den verschiedenen Generationen. . .	11
2.3	Prinzip der MikroCT.	13
2.4	Schwächungsgesetz.	13
2.5	Eine Schwächungskurve am Beispiel Wolfram.	14
2.6	Wechselwirkung zwischen Photon und Materie.	16
2.7	Prinzip einer Röntgenröhre.	17
2.8	Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie.	18
2.9	Beispiel für ein Röntgenspektrum.	19
2.10	Transmissionsquelle.	19
2.11	Wirkung der Fokusgröße.	20
2.12	Struktur eines Gasdetektors.	21
2.13	Photodiode.	22
2.14	Konversion der einfallenden Strahlung.	23
2.15	Lichtausbreitung im Szintillator.	24
2.16	CsI-Kristalle.	24
2.17	Silizium-Flächendetektor.	26
2.18	Parallelprojektion.	27
2.19	Grafische Darstellung des Fourier-Schnitt-Theorems.	29
2.20	Vergleich der gefilterten und einfachen Rückprojektion.	30
2.21	Fächer- und Kegelstrahl.	31
2.22	Filterung.	32

2.23	Idealgeometrie eines CT-Scanners.	33
2.24	Misalignments.	33
2.25	Beispiele für MTF-Kurven.	34
2.26	Messung der MTF mit Linienraster.	35
2.27	Annihilation.	40
2.28	Prinzip eines PET-Scanners.	41
2.29	Aufnahme der Ereignisse.	42
2.30	Koinzidenztypen.	44
2.31	Transmissionsmessung.	47
2.32	Ablauf des MLEM-Algorithmus.	49
2.33	Das PMT-ClearPET.	51
2.34	Aufbau eines SPECT/CT-Systems.	54
2.35	Aufbau des SMART-Scanners.	55
2.36	PET/CT-Fusionsbild.	56
2.37	Der Aufbau eines Mikro-PET/CT.	57
2.38	Eine simultane Messung mit dem obigen Mikro-PET/CT.	57
3.1	Aufbau einer Mikrofokus-Röntgenanlage.	62
3.2	Mikrofokusröhre.	62
3.3	Verwendeter Detektor.	63
3.4	Messaufbau für Aufnahme der Spektren.	64
3.5	Detektorsystem zur Messung des Quellspektrums.	65
3.6	Aufgenommene Spektren.	65
3.7	Die Zusammensetzung des Defrise-Phantom.	66
3.8	Schnittbilder des Defrise-Phantoms.	67
3.9	Aufnahme der Detektor-MTF.	68
3.10	Linienprofil des Wolframdrahts.	69
3.11	Profil des Linienrasters mit der Auflösung $0,6 - 2,6 \frac{lp}{mm}$	69
3.12	Profil des Linienrasters mit der Auflösung $0,25 - 6 \frac{lp}{mm}$	70

3.13	Gemessene MTF-Messkurve.	70
3.14	Schichtbild des Wolframdrahts.	71
3.15	Profil des Wolframdrahts im Schichtbild.	71
3.16	System-MTF-Kurve.	72
3.17	Ergebnis der NPS-Messung.	73
3.18	Aufbau des Kontrastphantoms.	74
3.19	CT-Schnittbilder des Kontrastphantoms.	75
3.20	Foto einer konservierten Maus.	76
3.21	Rekonstruierte Bilder der Maus.	76
3.22	Präparation der Ratte.	77
3.23	Rekonstruierte Bilder der Ratte.	78
4.1	Schematische Darstellung des Simulationstools CT-SIM.	81
4.2	Beispiel für ein Simulationssetup in CT-Sim.	84
4.3	Vergleich von gemessenen und simulierten Spektren.	86
4.4	Vergleich von gemessenen und simulierten Schwächungskurven.	88
4.5	Simulierter Aufbau der Quanteneffizienz.	89
4.6	Spektren für die Simulation der Quanteneffizienz.	90
4.7	Beispiele der gerechneten QE-Kurven.	91
4.8	Vergleich von QE-Kurven.	92
4.9	Phantom für Kontrastsimulation.	93
4.10	Aufbau der Kontrastsimulation.	94
4.11	Schwächungskurven der Phantommaterialien.	95
4.12	Kontrastwerte zwischen verschiedenen Gewebetypen.	96
5.1	ECAT Exact HR	100
5.2	Die offene Gantry und ein Detektormodul des ECAT Exact HR ⁺	101
5.3	Bilder des Homogenitätsphantoms.	103
5.4	PET/CT-Messung mit dem Kontrastphantom.	105
5.5	CT-basierte Schwächungskorrektur für das Kontrastphantom.	106
5.6	PET/CT-Messung einer Ratte.	109

Literaturverzeichnis

- [AG96] Siemens AG, editor. *Siemens ECAT EXACT HR⁺ Operating Instructions*. Part No. 930030-00, 1996.
- [BE77] C.J. Bischof and J.C. Ehrhardt. Modulation transfer function of the EMI CT head scanner. *Medical Physics*, 4:163, 1977.
- [BGS⁺] C. Burger, G. Goerres, S. Schoenes, A. Buck, A.H.R. Lonn, and G.K. von Schulthess. PET attenuation coefficients from ct.
- [BHC⁺03] A. Bauer, M.H. Holschenbach, M. Cremer, S. Weber, C. Boy, N.S. Shah, R.A. Olsson, Coenen H.H., and K. Zilles. Evaluation of ¹⁸F-CPFPX, a novel adenosine A₁ receptor ligand, using in vitro autoradiography and high-resolution small-animal PET. *J. Nucl. Med.*, 2003. in press.
- [Bro02] A.V. Bronnikov. Theory of quantitative phase-contrast computed tomography. *Journal of the Optical Society of America A (Optics, Image Science and Vision)*, 19:472, 2002.
- [BRW⁺01] F. Busse, W. Rutten, H.-A. Wischmann, B. Geiger, M. Spahn, R.J.M. Bastiaens, and T. Ducourant. Methodology to measure fundamental performance parameters of X-ray detectors. *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 4320:287, 2001.
- [BTB⁺00] T. Beyer, D.W. Townsend, T. Brun, P.E. Kinahan, M. Charron, R. Roddy, J. Jerin, J. Young, L. Byars, and R. Nutt. A combined PET/CT scanner for clinical oncology. *Journal of Nuclear Medicine*, 41:1369, 2000.
- [CCE⁺75] Z.H. Cho, J.K. Chan, L. Ericksson, M. Singh, S. Graham, N.S. MacDonald, and Y. Yano. Positron ranges obtained from biomedically important positron-emitting radionuclides. *Journal of Nuclear Medicine*, 16:1174, 1975.

- [CF87] I.A. Cunningham and A. Fenster. A method for modulation transfer function determination from edge profiles with correction for finite-element differentiation. *Medical Physics*, 14:533, 1987.
- [CGB01] P.L Chow, A.L. Goertzen, and F. Berger. Monte carlo model for estimation of dose delivered to small animals during 3D high resolution X-ray computed tomography. In *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, San Diego, USA*, 2001.
- [CRC02] P.L. Chow, R. Rannou, and A.F. Chaziioannou. Attenuation correction for a 3D small animal PET tomograph, unsing x-ray microCT. *Mol. Imag. Biol.*, 4, 2002.
- [DER⁺95] III Dobbins, J.T., D.L. Ergunb, L. Rutz, D.A. Hinshaw, H. Blume, and D.C. Clark. DQE(f) of four generations of computed radiography acquisition devices. *Medical Physics*, 22:1581, 1995.
- [DM82] R.T. Droege and R.L. Morin. A practical method to measure the MTF of CT scanners. *Medical Physics*, 9:758, 1982.
- [Dös00] Olaf Dössel. *Bildgebende Verfahren in der Medizin*. Springer(Berlin), 2000.
- [FDK84] L.A. Feldkamp, L.C. Davis, and J.W. Kress. Practical cone-beam algorithm. *Journal of the Optical Society of America A (Optics and Image Science)*, 1:612, 1984.
- [FTI⁺92] H. Fujita, D.-Y. Tsai, T. Itoh, K. Doi, J. Morishita, K. Ueda, and A. Ohtsuka. A simple method for determining the modulation transfer function in digital radiography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 11:34, 1992.
- [Fuh93] Gerd Fuhrmann. *Entwicklung eines Mikrotomographiesystems als Zusatz für Rasterelektronenmikroskope*. PhD thesis, RTWH-Aachen, 1993.
- [GCSF⁺98] M.J. Guy, I.A. Castello-Smith, M.A. Flower, G.D. Flux, R.J. Ott, and D. Visvikis. DETECT Dual Enegy Transmission Estimation CT for improved attenuation correction in SPECT and PET. *IEEE Trans Nucl Sci*, 45:1261 1267, 1998.

- [GMSC02] A.L. Goertzen, A.K. Meadors, R.W. Silverman, and S.R. Cherry. Simultaneous molecular and anatomical imaging of the mouse in vivo. *Physics in Medicine and Biology*, 47:4315, 2002.
- [Goe03] Andrew Leonard Goertzen. *Development of a Combined microPET and microCT System for Mouse Imaging*. PhD thesis, University of California Los Angeles, 2003.
- [Hei00] Uwe Heinrichs. *Rechnergestützte Positronen-Emissions-Tomographie -ein Überblick über bisher bekannte Methoden-*. Forschungszentrum Jülich GmbH, 2000.
- [Hei03] U. Heinrichs. *Auslegung des Detektorsystems für einen hochauflösenden Positronen-Emissions-Tomographen mit hoher Sensitivität*. PhD thesis, Universität Lübeck, 2003.
- [Her80] G.T. Herman. *Image Reconstruction From Projections*. Academic Press, New York, 1980.
- [HIW⁺02] B.H. Hasegawa, K. Iwata, K.H. Wong, M.C. Wu, A. Da Silva, H.R. Tang, W.C. Barber, A.B. Hwang, and A.E. Sakdinawat. Dual-modality imaging of function and physiology, 2002.
- [HTDS⁺01] B. Hasegawa, H.R. Tang, A.J. Da Silva, K.H. Wong, K. Iwata, and M.C. Wu. Dual-modality imaging. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A (Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, 471:140, 2001.
- [IWH00] K. Iwata, M.C. Wu, and B.H. Hasegawa. Design of combined X-ray CT and SPECT systems for small animals. In *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Lyon, France*, 2000.
- [JM99] A. Jahnke and R. Matz. Signal formation and decay in cdte x-ray detectors under intense irradiation. *Medical Physics*, 26:38, 1999.
- [Jud76] P.F. Judy. The line spread function and modulation transfer function of a computed tomographic scanner. *Medical Physics*, 3:233, 1976.
- [KB99] C.J. Kotre and I.P. Birch. Phase contrast enhancement of x-ray mammography: a design study. *Physics in Medicine and Biology*, 44:2853, 1999.

- [Keh01] Frank Kehren. *Vollständige iterative Rekonstruktion von dreidimensionalen Positronen-Emissions-Tomogrammen unter Einsatz einer speicherresidenten Systemmatrix auf Single- und Multiprozessor-Systemen*. PhD thesis, RWTH-Aachen, 2001.
- [KHM99] W. Knüpfer, E. Hell, and D. Mattern. Novel x-ray detectors for medical imaging. *Nuclear Physics B, Proceedings Supplements*, 78:610, 1999.
- [KPW01] M. Khodaverdi, F. Pauly, and S. Weber. Preliminary studies of a MicroCT for a combined small animal PET/CT scanner. In *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, San Diego, USA*, 2001.
- [KS88] A. C. Kak and M. Slaney. *Computerized Tomographic Imaging*. IEEE Press, 1988.
- [KTBS98] P.E. Kinahan, D.W. Townsend, T. Beyer, and D. Sashin. Attenuation correction for a combined 3D PET/CT scanner. *Medical Physics*, 25:2046, 1998.
- [LTH94] K.J. LaCroix, B.M.W. Tsui, and B.H. Hasegawa. Investigation of the use of x-ray CT images for attenuation compensation in SPECT. *IEEE trans. Nucl. Sci.*, 41, 1994.
- [Lut01] Andreas Lutz. *Untersuchungen zur Bildqualität bei Mikro-CT an Kleintieren mit hoher Niedrigkontrast- und Ortsauflösung*. PhD thesis, Universität Nürnberg, 2001.
- [MK94] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik : eine Einführung*. Teubner, 1994.
- [Mor95] H. Morneburg, editor. *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik*. Publicis MCD, 3 edition, 1995.
- [Moy00] J.-P. Moy. Recent developments in x-ray imaging detectors. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A (Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, 442:26, 2000.
- [PHM02] M. Partridge, B.-M. Hesse, and L. Muller. A performance comparison of direct- and indirect-detection flat-panel imagers. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A (Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, 484:351, 2002.

- [RGG00] S. Ricq, F. Glasser, and M. Garcin. CdTe and CdZnTe detectors behavior in x-ray computed tomography conditions. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A (Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, 442:45, 2000.
- [RK79] P.J. Robinson and L. Kreel. Pulmonary tissue attenuation with computed tomography: Comparison of inspiration and expiration scans. *J. Comput. Assist. Tomogr.*, 3:740–748, 1979.
- [SAEM+98] J.H. Siewerdsen, A.L.E. Antonuk, Y. El-Mohri, J. Yorkston, W. Huang, and I.A. Cunningham. Signal, noise power spectrum, and detective quantum efficiency of indirect-detection flat-panel imagers for diagnostic radiology. *Medical Physics*, 25:614, 1998.
- [SB02] W. Schlegel and J. Bille, editors. *Medizinische Physik*. Springer, 2002.
- [Sch95] M. Schmand. Untersuchungen zur Streustrahlenkorrektur bei 3D Volumenmessungen in einem Ganzkörper Positronen-Emissions-Tomographen, 1995.
- [Sch96] Peter Schargut. Implementierung von Algorithmen zur dreidimensionalen Rekonstruktion aus Kegelstrahlrekonstruktionen für die Mikrotomographie, 1996.
- [Sch00] C. Scheiber. CdTe and CdZnTe detectors in nuclear medicine. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A (Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, 448:513, 2000.
- [SCJ02] J.H. Siewerdsen, I.A. Cunningham, and D.A. Jaffray. A framework for noise-power spectrum analysis of multidimensional images. *Medical Physics*, 29:2655, 2002.
- [SG01] C. Scheiber and G.C. Giakos. Medical applications of CdTe and CdZnTe detectors. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A (Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment)*, 458:12, 2001.
- [SL01] S. Schuster, A. and Vollmar and H. Lucht, editors. *Benutzerhandbuch MPI-Tool, Multi Purpose Imaging Tool Version 3.0*. Advanced Tomo Vision, 2001.

- [SPP97] C. Schaefer-Prokop and M. Prokop. Digital radiography of the chest: comparison of the selenium detector with other imaging systems. *Medicamundi*, 41:2, 1997.
- [SPSH02] B.M. Song, S. Pikuz, T. Shelkovenko, and D. Hammer. Small size x pinch radiation source for phase-contrast imaging of biological specimens. In *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Norfolk, USA*, 2002.
- [Tau02] Ulrike Taubenreuther. *Korrektur- und Kalibrierverfahren für die Kegelstrahl-(Mikro-)CT*. PhD thesis, Universität Nürnberg, 2002.
- [TBK⁺99] D.W. Townsend, T. Beyer, P.E. Kinahan, T. Brun, R. Roddy, R. Nutt, and L.G. Byars. The SMART scanner: a combined PET/CT tomograph for clinical oncology. In *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Seattle, USA*, 1999.
- [WGG⁺96] S.W. Wilkins, T.E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, and A.W. Stevenson. Phase-contrast imaging using polychromatic hard x-rays. *Nature*, 384:335, 1996.
- [Wil96] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen : eine Einführung*. Teubner, 1996.
- [WWH89] K. Wienhard, R. Wagner, and W.-D. Heiss. *PET*. Springer, 1989.
- [XCL96] M. Xu, P.D. Cutler, and W.K. Luk. Adaptive segmented attenuation correction for whole body PET imaging. *IEEE trans. Nucl. Sci.*, 43, 1996.
- [Zad96] Nedko Zadgorski. *Hochauflösende dreidimensionale Mikrotomographie für die Werkstoffforschung*. PhD thesis, RTWH-Aachen, 1996.
- [ZR95] Wei Zhao and J.A. Rowlands. X-ray imaging using amorphous selenium: feasibility of a flat panel self-scanned detector for digital radiology. *Medical Physics*, 22:1595, 1995.
- [ZXMGA91] E. Zhihua Xu, N.A. Mullani, K.L. Gould, and W.L. Anderson. A segmented attenuation correction for pet. *Journal of Nuclear Medicine*, 32:161, 1991.

1. **Toxizitätsprüfungen in Zellkulturen für eine Vorhersage der akuten Toxizität (LD50) zur Einsparung von Tierversuchen**
von W. Halle (1998), 92 Seiten
ISBN: 3-89336-221-5
2. **Die Rolle der Reaktionstechnik in der mikrobiellen Verfahrensentwicklung**
von D. Weuster-Botz (1999), II, 320 Seiten
ISBN: 3-89336-245-2
3. **Cell Culture Models as Alternatives to Animal Experimentation for the Testing of Neuroprotective Compounds in Stroke Research**
Practical Handbook of Methods
edited by A. J. Carter, H. Kettenmann (1999), 144 pages
ISBN: 3-89336-250-9
4. **Action and Visuo-Spatial Attention**
Neurobiological Bases and Disorders
Book of Abstracts
collected by P. H. Weiss (2000), XIV, 56 pages
ISBN: 3-89336-272-X
5. **Genomweite Genexpressionsanalysen mit DNA-Chips zur Charakterisierung des Glucose-Überflussmetabolismus von *Escherichia coli***
von T. Polen (2003), 100 Seiten
ISBN: 3-89336-337-8
6. **Auslegung des Detektorsystems für einen hochauflösenden Positronen-Emissions-Tomographen mit hoher Sensitivität**
von U. Heinrichs (2003), IV, 238 Seiten
ISBN: 3-89336-340-8
7. **Biological Principles Applied to Technical Asymmetric Catalysis**
von A. Liese (2003), VI, 206 pages
ISBN: 3-89336-344-0
8. **Designstudie eines μ CT-Zusatzes für einen hochauflösenden Positronen-Emissions-Tomographen: Beispiel für ein multimodales bildgebendes System**
von M. Khodaverdi (2004), III, 162 Seiten
ISBN: 3-89336-360-2

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Band / Volume 8
ISBN 3-89336-360-2

Lebenswissenschaften
Life Sciences