# Messen der lokalen Phasenanteile in dreiphasig betriebenen Blasensäulen mit Hilfe der Dual-Energie Röntgentomographie

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Ing. Martin Behling
geboren am 20. Juli 1974 in Großburgwedel

2008

# Messen der lokalen Phasenanteile in dreiphasig betriebenen Blasensäulen mit Hilfe der Dual-Energie Röntgentomographie

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Ing. Martin Behling
geboren am 20. Juli 1974 in Großburgwedel

2008

**Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2008
Zugl.: Hannover, Univ., Diss., 2008

978-3-86727-624-5

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. Dieter Mewes

2. Referentin: Prof. Dr.-Ing. Andrea Luke

Vorsitzender der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. habil. Lothar Schulze

Tag der Promotion: 27.06.2007

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2008
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2008
Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-624-5

# Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. Dieter Mewes danke ich für die Möglichkeit, an seinem Institut zu promovieren und für die Freiheit, meine Arbeit dabei sehr weitreichend selbst zu gestalten. Besonders danke ich ihm dafür, dass er mir auch das Amt des Oberingenieurs des Instituts übertragen hat. Diese Zeit hat meinen Horizont erweitert und mich mit geprägt, und die gewonnenen Erfahrungen kommen mir heute zugute.

Frau Prof. Dr.-Ing. Andrea Luke danke ich für die Übernahme des Koreferats, und Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Lothar Schulze danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Mein großer Dank gilt allen Mitarbeitern des Instituts – den anderen wissenschaftlichen Mitarbeitern ebenso wie der Institutswerkstatt und auch den administrativen Mitarbeitern. Für die vorliegende Arbeit und auch für meine Tätigkeit als Oberingenieur hat sowohl die hervorragende Zusammenarbeit in fachlichen Belangen als auch die gegenseitige Unterstützung und das Vertrauen in persönlichen und menschlichen Dingen vieles sehr erleichtert. Einige Personen werden mir besonders im Gedächtnis bleiben. Diese werden wissen, dass ich Ihnen besonders verbunden bin, auch wenn ich die Namen hier nicht aufzähle.

Ich danke auch den Studierenden, die an meiner Arbeit mitgewirkt haben. Ihre kreativen Problemlösungen haben zum Gelingen wesentlich beigetragen.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung und die Möglichkeiten, die sie mir im Leben gegeben haben, und für die Freiheit, meinen Weg stets selbst zu wählen und zu gestalten.

Meiner Frau Jenny und meinem Sohn Hannes danke ich für die Geduld während zahlreicher Überstunden und dafür, dass sie mich immer wieder in kürzester Zeit auf ganz andere Gedanken gebracht haben. Sie haben es mir leicht gemacht, meine Arbeit auch mit etwas Abstand betrachten zu können.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Förderung meiner Arbeit.

Wedemark, im Juni 2008

# KURZFASSUNG

Behling, Martin

## Messen der lokalen Phasenanteile in dreiphasig betriebenen Blasensäulen mit Hilfe der Dual-Energie Röntgentomographie

In chemischen und biotechnologischen Prozessen werden Blasensäulen für unterschiedliche Aufgaben eingesetzt. Es handelt sich um mit Flüssigkeit befüllte zylindrische Apparate, die häufig mit Hilfe eines im Sumpfquerschnitt befindlichen Verteilerbodens begast sind. Der in ihnen aufsteigende Blasenschwarm besitzt eine große Phasengrenzfläche, so dass derartige Apparate für den Stoffaustausch zwischen den Phasen oder als chemische Reaktoren Verwendung finden. Zusätzlich zur zweiphasigen Durchströmung mit Gasen und Flüssigkeiten können in letzterer als dritte Phase partikelförmige Feststoffe suspendiert sein. In biotechnologischen Prozessen dient der Feststoff als Biomasse. In chemischen Reaktoren nehmen feste Partikeln häufig an der Reaktion als Reaktanden teil oder dienen als Katalysatoren. Der erzielbare Stoffumsatz hängt u.a. von der zur Verfügung stehenden Phasengrenzfläche und der lokalen Phasenverteilung ab. In dreiphasigen Systemen verursachen die suspendierten festen Partikeln eine gegenüber zweiphasigen Systemen veränderte Blasenwechselwirkung bei Koaleszenz und Zerfall. Diese Vorgänge sind für dreiphasige Systeme bisher nur unzureichend experimentell untersucht. Es fehlen daher wichtige Informationen, wenn es darum geht, Berechnungsverfahren zum Dimensionieren dreiphasig betriebener Blasensäulen zu entwickeln. Im Rahmen der vorliegenden experimentellen Arbeit werden mit Hilfe einer dreiphasig betriebenen Blasensäule die lokalen Phasenanteile von Gas, Flüssigkeit und Feststoff gemessen. Dazu wird ein Röntgentomograph der dritten Generation verwendet. Dieser durchstrahlt die Blasensäule aus unterschiedlichen Richtungen mit Hilfe eines fächerförmigen Röntgenstrahls. Die Abschwächung der einzelnen Strahlen wird gemessen. Aus diesen Ergebnissen werden die lokalen Phasenanteile in der jeweiligen Messebene rekonstruiert. Die Messungen erfolgen mit Hilfe der Dual-Energie-Röntgentomographie. Dabei wird Röntgenstrahlung mit zwei unterschiedlichen Wellenlängen eingesetzt. Im Gegensatz zur monochromatischen Röntgenstrahltomographie ermöglicht es diese Technik, drei Phasen zu unterscheiden und ihre querschnittsbezogenen Profile zu rekonstruieren.

**Stichworte:** Röntgentomographie, Computertomographie, CT, Blasensäule, dreiphasig, nicht-invasiv

# Abstract

Behling, Martin

## Dual-Energy x-ray tomographic measurement of local phase fractions in 3-phase bubble columns

Bubble columns are used for various applications in chemical and biotechnological processes. They are cylindrical apparatuses filled with a liquid, in which a gas is dispersed for instance through a sparger plate at the bottom of the column. The rising bubble swarm offers a large phase interface area, hence such apparatuses are used for mass transfer between the phases or as chemical reactors. Particulate solids can be suspended as a third phase additionally to the two-phase flow of gases and liquids. The solid acts as the biomass in biotechnological processes. In chemical reactors solid particles take part in the reaction as a reactant or act as catalysts.

The throughput which can be attained in a bubble column significantly depends on the available phase interface area and the local phase distribution. These in turn are influenced by the processes of bubble coalescence and decay. The suspended solid particles in three-phase systems modify these interactions of bubbles compared to two-phase systems. For three-phase systems, these processes are examined experimentally only insufficiently. Therefore important information is missing when it comes to developing mathematical methods for three-phase bubble columns.

In this experimental work, the local phase fractions of gas, liquid and solid are measured in a three-phase bubble column. A third generation x-ray tomograph is used for this purpose. It radiates through the bubble column in various directions with a fan-shaped X-ray beam. The attenuation of the particular X-ray beams is measured. The local phase fractions in the respective measurement plane are reconstructed based on these attenuation measurements. The dual-energy X-ray tomography technique is applied for measuring the X-ray projections. In this technique X-rays with two different wavelengths are used subsequently. This dual-energy technique allows to distinguish all three phases and to determine their radial profiles, which cannot be achieved by monochromatic X-ray tomography.

**Keywords:** X-ray tomography, computertomography, CT, bubble column, three-phase, non-invasive

# INHALTSVERZEICHNIS

**Kurzfassung** **IV**

**Abstract** **V**

**Inhaltsverzeichnis** **VI**

**Formelzeichen** **IX**

**1. Einleitung** **1**

**2. Ziele der Arbeit** **2**

**3. Stand der Forschung** **4**

3.1 Mehrphasige Strömungsfelder in Blasensäulen ..... 4

3.2 Experimentelle Ergebnisse zu dreiphasig betriebenen Blasensäulen ..... 7

**4. Grundlagen der tomographischen Messtechnik** **16**

4.1 Röntgenstrahlung ..... 16

4.1.1 Erzeugung ..... 17

4.1.2 Wechselwirkung mit Materie ..... 21

4.1.3 Lambert-Beer'sches Gesetz ..... 23

4.2 Röntgendiagnostik ..... 25

4.2.1 Radiographie ..... 26

4.2.2 Radon-Transformation ..... 27

4.2.3 Röntgentomographie ..... 29

4.2.4 Rekonstruktionsverfahren ..... 31

4.2.5 Dual-Energie Technik ..... 42

**5. Aufbau der Versuchsanlage 47**

**6. Messtechnik: Röntgentomograph 52**

6.1 Aufbau des Röntgentomographen ..... 52

6.1.1 Röntgenquelle ..... 55

6.1.2 Röntgendetektor ..... 57

6.1.3 Strahlanordnung ..... 60

6.1.4 Winkelmessung ..... 61

6.2 Durchführung der Messungen und Bilderzeugung ..... 63

6.2.1 Normierung der Messsignale ..... 67

6.2.2 Abhängigkeit der Röntgenleistung von der Temperatur ..... 74

6.2.3 Transformation von Fächer- zu Parallel-Projektionen ..... 79

6.3 Berechnung lokaler Phasenanteile: Dual-Energie Algorithmus ..... 81

6.3.1 Graphische Repräsentation: Kalibrierdreieck ..... 82

6.3.2 Einfluss der Temperatur der Versuchsmedien ..... 86

6.3.3 Wahl der Beschleunigungsspannungen der Röntgenröhre ..... 87

6.4 Auflösung ..... 90

6.5 Artefakte ..... 91

6.5.1 Ringartefakte ..... 92

6.5.2 Aufhärtungsartefakte ..... 95

**7. Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen 99**

7.1 Fluidisieren der Feststoffpartikeln ..... 99

7.2 Messung lokaler Phasenanteile ..... 104

7.2.1 Zweiphasig betriebene Blasensäule ..... 105

7.2.2 Dreiphasig betriebene Blasensäule ..... 109

**8. Zusammenfassung 114**

**Literaturverzeichnis 116**

# FORMELZEICHEN

## Lateinische Symbole

| Symbol | Einheit | Bedeutung |
|---|---|---|
| a, b | - | Koeffizienten der Geradengleichung der Detektorpixel |
| a, b | m | Strecken im Kalibrierdreieck |
| c | m/s | Lichtgeschwindigkeit |
| $c_0$ | m/s | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum |
| | | $c_0$ = 299.792.458 m/s [64] |
| d | m | Wegstrecke, Länge, Schichtdicke, Durchmesser |
| E | J, eV | Energie |
| f | Hz, 1/s | Frequenz |
| f | - | Feldfunktion |
| F | - | Fourier-Transformierte der Feldfunktion, Frequenzspektrum |
| h | Js | Planck'sches Wirkungsquantum |
| | | h = 6,626 $10^{-34}$ Js [64] |
| h | - | Filterfunktion, Faltungskern |
| h | m | Höhe der Messebene über dem Lochboden der Blasensäule |
| I | A | elektrische Stromstärke |
| I | $W/m^2$ | Intensität der Röntgenstrahlung |
| $I_0$ | $W/m^2$ | ungeschwächte Intensität der Röntgenstrahlung |
| j | m/s | Volumenstromdichte |
| k | - | Einfluss der Temperatur auf die Röntgenleistung |
| n | - | Anzahl |
| N | - | Kantenlänge des Rekonstruktionsgitters, Pixelanzahl |
| r | m | radiale Position |
| r* | - | dimensionslose radiale Position, r* = r/R |
| R | m | Innenradius der Blasensäule |

| | | |
|---|---|---|
| s | m | Ortskoordinate in Projektionsrichtung |
| S | m | gesamter Strahlweg in Projektionsrichtung |
| S | - | Schwächung |
| S | - | Detektor-Signal |
| S | m | Brennfleck-Durchmesser der Röntgenquelle |
| SDD | m | Abstand Brennfleck - Detektor |
| SL | - | Filterfunktion (im Frequenzbereich) |
| t | s | Zeit |
| T | °C, K | Temperatur |
| $U_0$ | kV | Beschleunigungsspannung der Röntgenquelle |
| v | m/s | Geschwindigkeit |
| x, y, z | m | Ortskoordinaten |
| z | - | Grauwert (eines Bildpunkts) |

## Griechische Symbole

| Symbol | Einheit | Bedeutung |
|---|---|---|
| $\alpha$ | - | Phasenanteil |
| $\alpha$ | 1/K | Längenausdehnungskoeffizient |
| $\delta$ | m | Kantenlänge eines Bildpunkts |
| $\Phi$ | - | Projektionswert |
| $\eta$ | Pa s | (dynamische) Viskosität |
| $\vartheta$ | ° | Winkel der Projektion |
| $\lambda$ | m | Wellenlänge |
| $\mu$ | 1/cm | linearer Röntgenschwächungskoeffizient |
| $\mu^*$ | $cm^2/g$ | Massenschwächungskoeffizient |
| $\nu$ | 1/s | Koordinate im Frequenzbereich (Fourier-Transformation) |
| $\rho$ | $g/cm^3$ | Dichte |
| $\xi$ | m | Ortskoordinate quer zur Projektionsrichtung |

## Indices

| Symbol | Bedeutung |
|---|---|
| 1, 2 | Messung 1, 2 bzw. Wellenlänge 1, 2 |
| * | normiert |
| ∞ | nach langer Zeit, im stationären Zustand |
| A, B, C | Phase A, B, C |
| a | außen |
| f | gefiltert |
| i | innen |
| i | Index des Projektionswerts/-strahls, Detektorpixel, Zählindex |
| j | Index des Gitterelements, Zählindex |
| kin | kinetisch |
| Luft | Luft |
| max | maximal |
| min | minimal |
| m, n | Index der Projektion, Zählindex |
| Partikel | Partikel |
| Photon | Röntgenphoton, Röntgenquant |
| PVC | PVC |
| t | zum Zeitpunkt t |
| Wasser | Wasser |

## Kennzahlen

$\mathrm{Re} \equiv \frac{dv\rho}{\eta}$ Reynolds-Zahl

# 1. EINLEITUNG

Blasensäulen sind senkrecht stehende zylindrische Apparate, in denen als kontinuierliche Phase eine Flüssigkeit vorliegt. Eine gasförmige Phase wird im Sumpf der Blasensäule in der Flüssigkeit dispergiert. Infolge von Auftriebskräften steigen die Gasblasen in der Flüssigkeit auf, das Gas entweicht am Kopf der Blasensäule. Durch die große Oberfläche zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase werden Gas und Flüssigkeit während der Verweilzeit der Blasen in der Flüssigkeit intensiv in Kontakt gebracht. Blasensäulen werden daher in der chemischen Industrie in großer Anzahl als Apparate für den Stoffaustausch und als Reaktoren für eine Vielzahl unterschiedlicher Prozesse eingesetzt.

Durch die aufsteigenden Blasen wird für höhere Volumenstromdichten des Gases eine stark turbulente Strömung der Flüssigkeit in der Blasensäule hervorgerufen. Dadurch ist die Durchmischung in der Blasensäule sehr gut, was hohe Wärme- und Stoffaustauschraten zur Folge hat. Ein weiterer Vorteil von Blasensäulen ist der einfache und damit kostengünstige konstruktive Aufbau. Durch das vollständige Fehlen beweglicher Bauteile sind Blasensäulen kaum störungsanfällig und sehr wartungsarm.

Eine Sonderform stellen die dreiphasig betriebenen Blasensäulen dar, in denen als dritte Phase partikelförmiger Feststoff in der Flüssigkeit suspendiert ist und durch die Gas- und Flüssigkeitsströmung herumgewirbelt wird. Zum besseren Fluidisieren der Feststoffpartikeln wird der durch die Gasblasen hervorgerufenen Strömung häufig eine aufwärtsgerichtete Strömung der Flüssigphase überlagert. Die häufigsten Varianten dreiphasig betriebener Blasensäulen sind chemische Reaktoren mit partikelförmigem Katalysator und Bioreaktoren, in denen die Biomasse auf der Oberfläche von Immobilisationspartikeln siedelt.

# 2. ZIELE DER ARBEIT

Der in Blasensäulen erzielbare Stoffaustausch und Reaktionsumsatz hängt wesentlich von der für den Stoffübergang zur Verfügung stehenden Phasengrenzfläche, der Durchmischung und der Verweilzeit der Gasblasen während des Aufstiegs durch die Flüssigkeit ab. Trotz der einfachen Konstruktion der Blasensäule bilden sich durch die aufsteigenden Gasblasen sehr komplexe Strömungsformen aus, die auf analytischem Weg nicht vorhersagbar sind. Für niedrige Volumenstromdichten stellt sich in der Blasensäule die homogene Strömungsform mit vergleichsweise enger Verweilzeitverteilung der Blasen in der Flüssigkeit ein. Über den ganzen Querschnitt der Blasensäule wird gleichmäßiger Aufstieg der Gasblasen beobachtet. Für industriell relevante hohe Volumenstromdichten des Gases stellt sich allerdings die turbulente heterogene Strömungsform ein, für die Blasenkoaleszenz und -zerfall die Strömung in der Blasensäule dominieren. Es bildet sich ein zentraler Blasenschwarm aus Großblasen, die in der Mitte der Blasensäule spiralförmig sehr schnell aufsteigen. In Wandnähe bilden sich aus Kontinuitätsgründen abwärts gerichtete Strömungsbereiche, in denen Gasblasen mit der abwärts strömenden Flüssigkeit nach unten gerissen werden. Die Verweilzeitverteilung ist wesentlich breiter als für die homogene Strömungsform.

In der Vergangenheit erfolgte die Dimensionierung von Blasensäulen in der Regel mit Hilfe von empirischen Gleichungen, die auf Messergebnissen an Modellblasensäulen im Labormaßstab beruhen. Probleme ergeben sich z.B. beim Scale-Up vom Labormaßstab in industrielle Größenordnungen, da sich in unterschiedlich großen Blasensäulen prinzipiell andere Strömungsformen ausbilden können. Ziel der aktuellen Entwicklung ist daher die Formulierung physikalisch begründeter Gleichungssysteme zur mathematischen Beschreibung der Vorgänge in Blasensäulen. Mit Hilfe dieser Gleichungssysteme und der Betriebsparameter projektierter Blasensäulen soll eine genauere Vorhersage der

sich einstellenden Strömungsformen und des erzielbaren Stoffumsatzes möglich werden. Zur Überprüfung der Zuverlässigkeit der aufgestellten Gleichungssysteme werden die numerisch berechneten Vorhersagen mit an Modellblasensäulen gemessenen experimentellen Ergebnissen verglichen. Vor allem für dreiphasig betriebene Blasensäulen sind die hierfür in der Literatur verfügbaren experimentellen Daten nicht ausreichend.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher das Messen von Phasenverteilungen in einer dreiphasig betriebenen Blasensäule im Technikumsmaßstab. Die lokalen Phasenanteile aller drei Phasen sollen berührungslos ohne Beeinflussung der Strömung in der Blasensäule gemessen werden. Eine hierfür geeignete Messtechnik ist kommerziell nicht verfügbar. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit ein Dual-Energie-Röntgentomograph entwickelt und erstellt. Mit Hilfe dieser Messtechnik können berührungslos Schnittbilder durch die Blasensäule gemessen werden. Für jeden Punkt der Messebene können daraus die lokalen Phasenanteile aller drei Phasen unabhängig voneinander berechnet werden.

# 3. STAND DER FORSCHUNG

Blasensäulen-Reaktoren werden in der chemischen Industrie für zahlreiche Anwendungen eingesetzt [30,40,45]. Deckwer [27] gibt eine Übersicht zu den unterschiedlichen Bauformen und deren Verwendung. Die physikalischen Grundlagen der auftretenden Transportprozesse für Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch werden von Brauer [12] dargestellt. Die Mehrzahl der industriell eingesetzten Blasensäulen wird mit einer kontinuierlichen flüssigen und einer darin dispergierten gasförmigen Phase betrieben. Eine Sonderform stellen die dreiphasig betriebenen Blasensäulen dar, in denen ein partikelförmiger Feststoff als zusätzliche Phase in der flüssigen suspendiert ist [41,51,82,117]. Der partikelförmige Feststoff ist dabei je nach Anwendung Reaktand [2,107] oder er dient als Katalysator [28]. Dreiphasig betriebene Blasensäulen werden auch als Bioreaktoren verwendet [98]. Die Biomasse liegt dann als Feststoff vor. Häufig werden zur Immobilisierung der Zellkulturen Feststoffpartikeln in der Blasensäule suspendiert, deren Oberfläche von den Zellkulturen besiedelt ist [73,87,95].

## 3.1 Mehrphasige Strömungsfelder in Blasensäulen

Einen kurzen Überblick über die Vielzahl an existierenden experimentellen und theoretischen Forschungsarbeiten geben Lehr [66] für zweiphasig betriebene Blasensäulen und Wiemann [128] für zwei- und dreiphasig betriebene Blasensäulen. Die Strömungsformen in Blasensäulen werden auch von Chen et al. [23], Warsito und Fan [125,126] und Warsito et al. [123,124] dargestellt.

Es wird zwischen der homogenen und der heterogenen Blasenströmung in der Blasensäule unterschieden. Diese Strömungsformen sind in Bild 3.1 schematisch dargestellt.

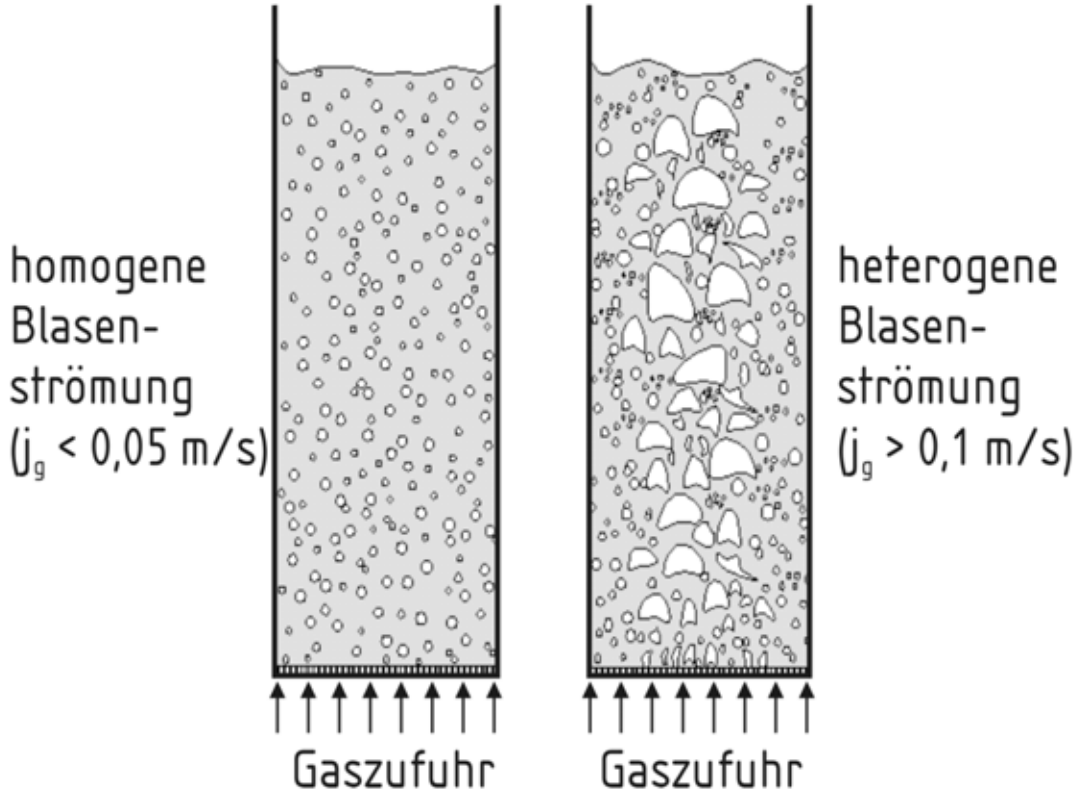


Bild 3.1 Homogene und heterogene Blasenströmung in der Blasensäule

Für kleine Volumenstromdichten des Gases bildet sich die homogene Strömungsform aus. Sie zeichnet sich dadurch aus, dass Blasenzerfall und Blasenkoaleszenz nur eine untergeordnete Rolle spielen. Die Blasen weisen über den gesamten Querschnitt der Blasensäule eine aufwärts gerichtete Bewegung auf. Die Blasengrößenverteilungen sind über den Querschnitt der Blasensäule gleichmäßig. Eine Veränderung der Blasengröße während des Aufstiegs findet infolge des abnehmenden hydrostatischen Drucks statt.

Für höhere Gasvolumenströme bildet sich der heterogene Strömungszustand aus. Die Strömung ist in der Blasensäule durch Blasenzerfalls- und Koaleszenzvorgänge geprägt. Dadurch entstehen Großblasen. Diese bilden einen Großblasenschwarm, der in der Mitte der Blasensäule spiralförmig aufsteigt und dabei um die vertikale Achse der Blasensäule rotiert, wie in Bild 3.2 nach Chen, Reese und Fan [23] schematisch dargestellt ist.

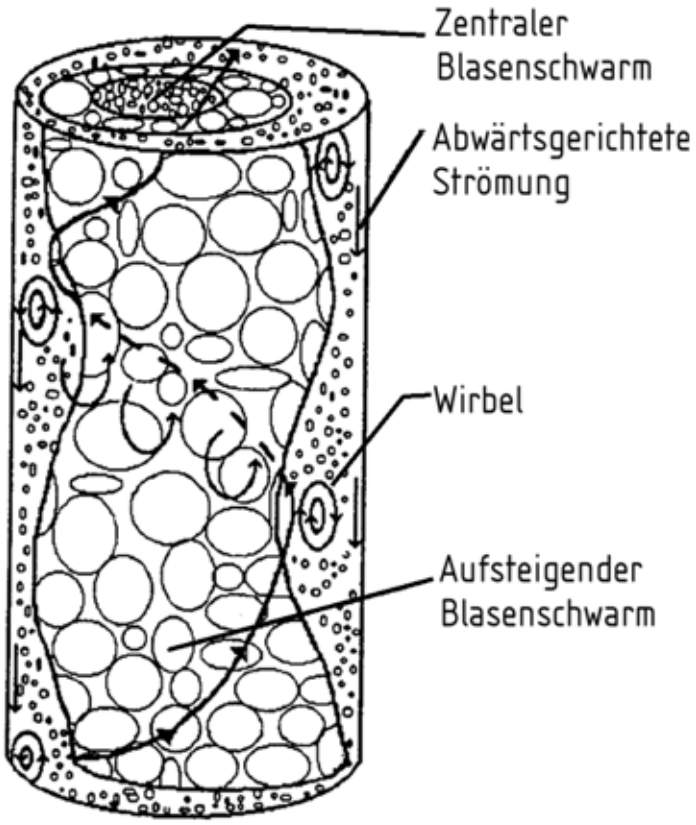


Bild 3.2 Heterogene Blasenströmung in zwei- und dreiphasig betriebenen Blasensäulen nach Chen, Reese und Fan [23]

An der Wand der Blasensäule bilden sich abwärts gerichtete Strömungsbereiche aus, in denen kleine Blasen mit der Strömung der Flüssigkeit nach unten gerissen werden. Zwischen auf- und abwärts gerichteter Strömung bilden sich Wirbel.

Die Existenz homogener und heterogener Strömungsformen wird sowohl in zwei- als auch in dreiphasig betriebenen Blasensäulen beobachtet [72,93]. Dem durch den Aufstieg der Gasblasen beeinflussten turbulenten Strömungsfeld kann zum besseren Fluidisieren der festen Partikeln in dreiphasig betriebenen Blasensäulen eine aufwärts gerichtete Strömung der Flüssigkeit überlagert sein [8].

## 3.2 Experimentelle Ergebnisse zu dreiphasig betriebenen Blasensäulen

Dyakowski [32,33], Ceccio und George [20], George et al. [43], Chaouki et al. [21,22], Thorn et al. [114], Beck et al. [7] und Williams und Beck [129] geben einen Überblick zu zahlreichen Messtechniken, die für experimentelle Untersuchungen an mehrphasigen Strömungen eingesetzt werden. Dudukovich et al. [29] beschreiben verschiedene Messtechniken, die speziell für Untersuchungen an Blasensäulen entwickelt sind.

In Tabelle 3.1 am Ende dieses Kapitels befindet sich eine Übersicht zu experimentellen Arbeiten mit dreiphasig betriebenen Blasensäulen. Viele der angegebenen Autoren untersuchen sowohl zweiphasig als auch dreiphasig betriebene Blasensäulen. Auf experimentelle Arbeiten zu ausschließlich zweiphasig betriebenen Blasensäulen sowie auf theoretische Arbeiten zu Blasensäulen wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht gesondert eingegangen.

In vielen Arbeiten werden nur integrale Messungen für die gesamte Blasensäule präsentiert. Der integrale Phasenanteil des Gases für die gesamte Blasensäule kann z.B. mit Hilfe des Füllstands der Blasensäule gemessen werden [72,78,95,110,119,120]. Wenn die Gaszufuhr unterbrochen wird, steigen die Gasblasen auf und verlassen die Flüssigkeit, dadurch nimmt der Füllstand der Blasensäule ab. Aus dem zeitlichen Verlauf dieser Abnahme des Füllstands nach einer plötzlichen Unterbrechung der Gaszufuhr kann auf die unterschiedlichen Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen geschlossen werden. Daraus wiederum ergibt sich die jeweilige Größe der Blasen und schließlich die Blasengrößenverteilung [9,65,68]. Dieses Messverfahren wird als "Gas Disengagement"-Technik bezeichnet.

Mit Hilfe von Differenzdrücken wird der integrale Phasenanteil des Gases für einzelne Messebenen bzw. Abschnitte der Blasensäule gemessen

[8,9,18,19,42,67,68,110,119]. Dies setzt allerdings voraus, dass der Phasenanteil des Feststoffs in der Suspension für diese Messebene bzw. für diesen Abschnitt der Blasensäule bekannt ist.

Lokale Messwerte werden vor allem mit Hilfe unterschiedlicher invasiver Sonden gemessen[9,13,34-37,39,42,54,59,67,68,74-77,85,95,109,110,115]. Mit Hilfe der lokalen optischen, elektrischen, Schallübertragungs- oder Wärmeübergangs-Eigenschaften oder durch Entnahme von Proben werden z.B. Blasengrößen, Strömungsgeschwindigkeiten und Strömungsrichtungen, Turbulenzgrade und lokale Phasenanteile gemessen. Die Verwendung invasiver Sonden hat den Nachteil, dass das Strömungsfeld durch das Messverfahren beeinflusst wird. In der Regel kann nur an einem einzigen Punkt bzw. an sehr wenigen Punkten in der Blasensäule gleichzeitig gemessen werden. Für das Messen von Profilen z.B. der Phasenanteile in der Blasensäule ist daher der Zeitaufwand sehr hoch.

Die Beeinflussung der Strömung in der Blasensäule wird durch das Verwenden nicht-invasiver Messverfahren vermieden. Ein sehr einfaches nicht-invasives Verfahren ist die rein visuelle Beobachtung der Strömung durch die durchsichtige Wand der Blasensäule [72,78,95,110,115]. Dieses Verfahren ist allerdings beschränkt auf niedrige Volumenstromdichten des Gases, niedrige Phasenanteile des Feststoffs und kleine Durchmesser der Blasensäule. Es ermöglicht vor allem eine qualitative Bestimmung des Strömungszustands in der Blasensäule und ist nur bedingt geeignet für ein quantitatives Messen z.B. von Phasenanteilen in der Mitte der Blasensäule. Wenn eine einzelne Messebene in der Blasensäule mit Hilfe eines Lichtschnitts beleuchtet wird, können mit Hilfe der Particle-Image-Velocimetry (PIV) [23,65] Geschwindigkeiten in dieser Ebene gemessen werden. Dieses Messverfahren unterliegt den gleichen, bereits erwähnten Einschränkungen bezüglich der optischen Zugänglichkeit.

Lokale Strömungsgeschwindigkeiten und Stromlinien bzw. Partikelbahnen können nicht-invasiv auch durch das Verfolgen der momentanen Position radioaktiver Tracerpartikeln gemessen werden. Dieses Messverfahren wird als

Computer Aided Radioactive Particle Tracking (CARPT) bezeichnet [50,63,70]. Je nach Art der verwendeten Tracerpartikeln werden entweder die Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen oder der festen Phase gemessen. Alternativ zur Verwendung radioaktiver Tracerpartikeln können auch stark röntgenabsorbierende Partikeln verwendet und das Messobjekts mit Hilfe von Röntgenstrahlung in zwei Richtungen gleichzeitig durchstrahlt werden [62,99]. Dieses Messverfahren erlaubt aber nur das gleichzeitige Verfolgen einer sehr geringen Anzahl von Tracerpartikeln.

Mit Hilfe der nicht-invasiven Messung elektrischer Kapazitäten oder Leitfähigkeiten [8] oder der Transmission von Ultraschall-Signalen [106,113,118] ohne die Verwendung invasiver Sonden können die Phasenanteile als Integral über den Messweg zwischen Sender und Empfänger gemessen werden. Werden mehrere dieser Messungen in unterschiedlichen Richtungen vorgenommen und mit Hilfe tomographischer Rekonstruktionsalgorithmen ausgewertet, so ist das Messen lokaler Phasenanteile in der Messebene möglich. Die Rekonstruktion von Schnittbildern ist für diese nichtlinearen tomographischen Messverfahren allerdings sehr kompliziert und fehleranfällig. Die räumliche Auflösung der elektrisch kapazitiven und der elektrischen konduktiven Tomographie ist gering [44,125,126]. Die räumliche Auflösung der Ultraschall-Tomographie ist aufgrund der Größe von Ultraschall-Sender und -Empfänger ebenfalls begrenzt, zudem ist der Zeitbedarf für das Messen der lokalen Phasenanteile in der Messebene sehr hoch[123,124].

Eine bessere räumliche Auflösung weisen die Röntgen- und die Gammatomographie auf [44,47,48,57,103,111,112]. Die konventionelle Röntgen- und Gamma-Tomographie ermöglichen aber nicht das Messen der lokalen Phasenanteile von drei Phasen gleichzeitig. Daher müssen für das Messen lokaler Phasenanteile in dreiphasigen Strömungen entweder vereinfachende Annahmen wie z.B. die gleichmäßige Verteilung des Feststoffs in der Flüssigkeit (s.u.) oder ein rotationssymmetrisches Strömungsfeld getroffen werden, oder es müssen

zusätzliche Informationen durch die Kombination mit einem zweiten Messverfahren gewonnen werden.

Die direkte Messung der lokalen Phasenanteile aller drei Phasen ermöglicht in dreiphasig betriebenen Blasensäulen die Dual-Energie-Röntgentomographie. Dieses Messverfahren unterscheidet sich von der konventionellen Röntgen- und Gammatomographie dadurch, dass das Messobjekt nacheinander mit unterschiedlich harter Röntgenstrahlung durchstrahlt wird. Mit Hilfe geeigneter Rekonstruktionsalgorithmen können aus den Projektionsmessungen die lokalen Phasenanteile aller drei Phasen berechnet werden. Die prinzipielle Eignung dieses Messverfahrens für dreiphasig betriebene Blasensäulen zeigen Grassler und Wirth [47,48] und Strabel und Wirth [111,112].

Die von der überwiegenden Mehrzahl der aufgelisteten Autoren verwendeten Feststoffpartikeln entsprechen bezüglich ihrer Größe und Dichte unterschiedlichen Katalysatoren. Die Feststoffpartikeln besitzen in der Regel Abmessungen, die wesentlich unter 1 mm liegen. In der Mehrzahl der Untersuchungen werden Glaspartikeln verwendet. Aus der geringen Größe resultieren geringe Sinkgeschwindigkeiten der Partikeln in der Flüssigkeit. Daher gehen viele Autoren (z.B. [44], [103]) von einer gleichmäßigen Verteilung der Partikeln in der Flüssigkeit innerhalb einer Ebene der Blasensäule oder sogar innerhalb des gesamten Blasensäulenvolumens aus. Die gemessenen Phasenanteile sind für diese Untersuchungen daher nicht den drei Phasen zuzuordnen, sondern vielmehr sind die zweiphasigen Anteile der Gas- sowie der quasi-homogenen Suspensionsphase zu unterscheiden. Dadurch lassen sich Messverfahren, die sonst nur für zweiphasige Systeme geeignet wären, in diesem Sonderfall auch für das dreiphasige System anwenden (z.B. Differenzdrücke oder konventionelle Röntgentomographie). Die Annahme der gleichmäßigen Verteilung des Feststoffs in der Flüssigkeit kann für größere Partikeln nicht getroffen werden. Allerdings untersuchen nur wenige der aufgelisteten Autoren Blasensäulen mit Feststoffpartikeln, die größer als 1 mm sind.

Hempel et al. [34-37,39,74-77,95] untersuchen Modellsysteme, deren Parameter denen eines Bioreaktors entsprechen. Die Größen und Dichten der verwendeten Partikeln aus verschiedenen Kunststoffen entsprechen den mit Zellkulturen bewachsenen Immobilisationspartikeln in Bioreaktoren. Hempel et al. präsentieren umfangreiche Messergebnisse für lokale Phasenanteile. Die verwendeten Messtechniken beruhen auf unterschiedlichen Arten von Sonden, die im Strömungsfeld montiert werden. Für das Vermessen der Strömungsfelder in der gesamten Blasensäule wird eine Vielzahl von Messungen mit identischen Betriebsparametern der Blasensäule durchgeführt, während die Sonden an jeweils unterschiedlichen Positionen in der Blasensäule montiert werden. Eine Beeinflussung der Messergebnisse durch die invasiven Sonden kann nicht ausgeschlossen werden. Nicht-invasive Messungen von lokalen Phasenanteilen aller drei Phasen für entsprechend große Feststoffpartikeln werden bisher von keinem Autor berichtet.

Tabelle 3.1 Zusammenstellung experimenteller Arbeiten zu dreiphasig betriebenen Blasensäulen

| **Autoren** | **verwendete Messtechnik** | **Stoffsystem** | **Blasen-säule** | **gemessene physikalische Größe(n)** |
|---|---|---|---|---|
| Begovich, Watson [8] | elektrische Leitfähigkeit<br>Differenzdruck | Wasser<br>Luft<br>Glas, ∅ = 4,6 mm | ∅ = 76 mm<br>und<br>∅ = 152 mm | integrale (über Messebene) Phasenanteile<br>zum Fluidisieren minimal benötigte Volumenstrom-dichten |
| Behkish, Men, Inga, Morsi [9] | Differenzdruck<br>Probenahme-Sonde<br>Füllstand nach Unter-brechung der Gaszufuhr | Isopar-M / Hexan<br>H2 / CO / N2 / CH4<br>Eisenoxid / Glas | ∅ = 316 mm<br>h = 2,8 m | Stoffübergangskoeffizient<br>Blasengrößenverteilung |
| Briegleb, Hammer [13] | optische Sonde | Leitungswasser, Luft<br>Polyoximethylen,<br>$\rho$ = 1,36 g/cm³<br>∅ = 2,6 mm | ∅ = 200 mm<br>h = 5 m | lokale Blasengröße<br>lokale Blasengeschwindig-keit |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Bukur, Daly, Patel [18,19] | Gamma-Densitometrie<br>Differenzdruck | Paraffin (265 °C)<br>Stickstoff<br>Eisenoxid, ∅ = 5 µm<br>Silizium, ∅ = 20 - 44 µm | ∅ = 210 mm<br>und<br>∅ = 50 mm<br>h = 3 m | Strömungsformen<br>integrale Phasenanteile |
| Chen, Reese, Fan [23] | Laserschnitt / Videokamera + Particle-Image-Velocimetry (PIV) | Sodium-Iodid-Lösung<br>Luft<br>Glas, ∅ = 500 µm<br>Azetat, ∅ = 1,5 mm | ∅ = 102 mm<br>h = 2,2 m | Strömungsformen |
| Dziallas [34]<br>Dziallas, Michele, Hempel [35-37]<br>Enß, Schallenberg, Michele, Hempel [39]<br>Michele [74]<br>Michele, Dziallas, Enss, Hempel [75,76]<br>Michele, Hempel [77] | Differenzdruck-Sonde<br>Time-Domain-Reflektometrie<br>elektrische Leitfähigkeitssonde | deionisiertes Wasser mit $K_2SO_4$<br>Luft<br>PMMA, ρ = 1,2 g/cm³<br>∅ = 3,1 mm<br>POM, ρ = 1,4 g/cm³<br>∅ = 3,1 mm | ∅ = 630 mm<br>h = 6,1 m | lokale Phasenanteile der Luft und des Feststoffs |
| Gandhi, Prakash, Bergougnou [42] | Differenzdruck<br>Probenahme-Sonde | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas, ∅ = 35 µm | ∅ = 150 mm<br>h = 2,5 m | integrale Phasenanteile der Luft<br>lokale Phasenanteile des Feststoffs |
| George, Shollenberger, Torczynski, O'Hern, Ceccio [44] | Gamma-Tomographie<br>Elektrische Leitfähigkeits-Tomographie | Deionisiertes Wasser mit Elektrolyt, Luft<br>Glas, ρ = 2,4 g/cm³,<br>∅ = 40 - 200 µm<br>Polystyren,<br>ρ = 1,04 g/cm³<br>∅ = 170-700 µm | ∅ = 19 mm<br>h = 0,145 m<br>(unbegast) | Profile der lokalen Phasenanteile |
| Grassler, Wirth [47,48]<br>Strabel, Wirth [111,112] | Dual-Energie Röntgentomographie | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas | ∅ = 100 mm<br>h = 1,8 m | lokale Phasenanteile |
| Grevskott, Sannaes, Dudukovic, Hjarbo, Svendsen [50] | CARPT (Computer aided radioactive particle tracking) | Wasser<br>Luft<br>Glas, ρ = 2,95 g/cm³<br>∅ = 110 - 180 µm | ∅ = 260 mm<br>und<br>∅ = 140 mm | Stromlinien des Feststoffs<br>Geschwindigkeitsprofile<br>Strömungsform |
| Hillmer, Weismantel, Hofmann [54] | Konzentrationsmessungs-Sonde<br>Probenahme-Sonde<br>elektrische Leitfähigkeitssonde | Glukose<br>Pd/Pt/Bi-Katalysotor<br>Glas, ∅ = 45 - 70 µm / 110-180 µm | ∅ = 190 mm<br>h = 2,8 m<br>und<br>∅ = 290 mm<br>h = 4,5 m | Konzentrationsprofile<br>lokale Blasengrößen<br>Blasengeschwindigkeiten<br>Turbulenzgrade<br>Phasenanteile des Gases |
| Hubers, Striegel, Heindel, Gray, Jensen [57] | Röntgentomographie | Wasser<br>Luft<br>Zellulose-Fasern,<br>l = 2,3 mm | ∅ = 321 mm<br>h = 2,9 m | lokaler Phasenanteil der Luft |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Immich [59] | elektrische Leitfähigkeits-sonde<br>Heißfilmanemometrie-Sonde<br>Probenahme-Sonde | vollentsalztes Wasser mit $Na_2SO_4$<br>Luft<br>Glas, ∅ = 100 - 400 µm | ∅ = 200 mm<br>h = 2,5 m | integrale Phasenanteile der Luft<br>lokale Flüssigkeitsgeschwindigkeiten, Turbulenzintensitäten, Phasenanteile der Luft, Blasengrößen und Phasenanteile des Feststoffs |
| Kertzscher, Dimitroff, Binsteiner, Affeld, Goubergrits, Seeger, Wellnhofer [62]<br>Seeger, Kertzscher, Afffeld, Wellnhofer [99] | röntgenbasierte Particle-Tracking-Velocimetry | Glyzerin<br>PMMA, 2 x 2 x 2 mm | ∅ = 110 mm | lokale Geschwindigkeiten von Flüssigkeit und Feststoff |
| Kiared, Larachi, Guy, Chaouki [63] | CARPT (Computer aided radioactive particle tracking) | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas, ∅ = 1 / 3 / 5 mm<br>PVC, ∅ = 5,5 mm | ∅ = 100 mm | Stromlinien des Feststoffs<br>Verweilzeitverteilungen |
| Lee, Luo, Fan [65] | Füllstand nach Unterbrechung der Gaszufuhr<br>PIV | Leitungswasser<br>Luft<br>Aluminium, ∅ = 90 µm | 152 x 13 mm<br>h = 1,7 m | Blasengrößenverteilungen<br>lokale Blasengeschwindigkeiten |
| Li, Prakash [67] | Differenzdruck<br>Heiz-Sonde | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas, ∅ = 35 µm | ∅ = 280 mm<br>h = 2,4 m | integrale Phasenanteile der Luft<br>lokale Wärmeübergänge |
| Li, Prakash, Margaritis, Bergougnou [68] | Differenzdruck<br>Heiz-Sonde<br>Füllstand nach Unterbrechung der Gaszufuhr | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas, ∅ = 11 - 93 µm | ∅ = 280 mm<br>h = 2,8 m | integrale Phasenanteile der Luft<br>Blasengrößenverteilungen<br>lokale Wärmeübergänge |
| Luo, Kemoun, Al-Dahhan, Sevilla, Sanchez, Camacho, Grima [70] | CARPT (Computer aided radioactive particle tracking) | Leitungswasser<br>Luft<br>Scandium 46 (Tracer) | ∅ = 145 mm<br>h = 1,65 m | Stromlinien der Flüssigkeit<br>Geschwindigkeitsprofile<br>Strömungsform |
| Matsumoto, Hidaka, Morooka [71] | Schieber | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas,<br>∅ = 66 µm - 1,3 mm | ∅ = 70 mm<br>h = 4,25 m | axiale Phasenverteilungen |
| Mena, Ruzicka, Rocha, Teixeira, Drahos [72] | visuelle Beobachtung<br>Füllstand | destilliertes Wasser<br>Luft<br>Calcium-Alginat,<br>ρ = 1,023 g/cm³<br>∅ = 2,1 mm | ∅ = 140 mm | integraler Phasenanteil der Luft für gesamte Blasensäule<br>Strömungsform |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Mikkilineni, Knickle [78] | visuelle Beobachtung<br>Füllstand | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas/Quartz/Kalkstein/ Aluminiumoxid/ Magnesiumdioxid/ Zirkondioxid<br>$\rho$ = 2,5 - 5,7 g/cm³<br>$\varnothing$ = 100 - 300 µm | $\varnothing$ = 100 mm<br>h = 1,8 m<br>und<br>$\varnothing$ = 150 mm<br>h = 5,2 m | integraler Phasenanteil der Luft für gesamte Blasensäule<br>Strömungsform |
| Pannek [85] | Elektrodiffusions-Sonde | Wasser<br>Luft<br>Glas, $\varnothing$ = 250 µm | $\varnothing$ = 200 mm | lokale Flüssigkeitsgeschwindigkeiten |
| Sauer, Hempel [95] | Füllstand<br>visuelle Beobachtung<br>Sonde für Konzentrationsmessung von Sauerstoff | diverse Kunststoffe, Sand<br>$\rho$ = 1,02 - 2,78 g/cm³<br>$\varnothing$ = 200 µm - 2,9 mm | $\varnothing$ = 140 mm<br>h = 2,6 m | integraler Phasenanteil des Gases für gesamte Blasensäule<br>Strömungsform<br>Stoffübergang<br>Fluidisieren der Partikeln |
| Shaikh, Rados, Al-Dahhan [103] | Gamma-Tomographie | Wasser / Therminol LT<br>Luft<br>Glas, $\varnothing$ = 150 µm | $\varnothing$ = 162 mm<br>h = 2,5 m | lokale Phasenanteile |
| Smith, Gamblin, Newton [105] | Röntgen-Durchstrahlung | Wasser / Glyzerin<br>Stickstoff<br>Zirkonium<br>$\varnothing$ = 38 / 67 µm | $\varnothing$ = 50 / 127 / 178 mm<br>h = 2 m | Blasengrößen<br>Blasengeschwindigkeiten<br>integraler Phasenanteil des Gases |
| Soong, Fauth, Knoer [106] | Ultraschall-Transmission | Wasser<br>Stickstoff<br>Glas, $\rho$ = 2,5 g/cm³<br>$\varnothing$ = 10 - 37 µm | $\varnothing$ = 89 mm<br>h = 2,9 m | integrale Phasenanteile |
| Steinemann [109] | elektrische Leitfähigkeitssonde | | | lokale Blasendurchmesser und -geschwindigkeiten |
| Stolojanu, Prakash [110] | Füllstand<br>Differenzdruck<br>Ultraschall-Sonde<br>visuelle Beobachtung, Fotografie | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas, $\varnothing$ = 35 µm | $\varnothing$ = 102 mm<br>h = 1,37 m | lokale und integrale Phasenanteile der Luft<br>Blasengrößen |
| Supardan, Maezawa, Uchida [113]<br>Utomo, Sakai, Uchida [118] | Ultraschall-Transmission | Leitungswasser<br>Luft<br>Titan-Dioxid,<br>$\rho$ = 1,3 g/cm³<br>$\varnothing$ = 500 µm | 200 x 20 mm<br>h = 0,5 m | integrale Phasenanteile |
| Tinge, Dijkstra, Boelen, Stoelwinder, Drinkenburg [115] | Probenahme-Sonde<br>visuelle Beobachtung, Fotografie | Leitungswasser<br>Ethen/Propan/Luft<br>Aktivkohle, $\varnothing$ = 420 µm | $\varnothing$ = 288 mm<br>h = 4,2 m | axiale Phasenverteilungen<br>Stoffübergang |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Vandu, Koop, Krishna [119] | Füllstand Differenzdruck | Ethanol<br>Luft<br>Raney-Kobalt-Katalysator, $\rho$ = 4,2 g/cm³<br>$\varnothing$ = 9 - 61 µm | $\varnothing$ = 100 mm<br>h = 4 m | integraler Phasenanteil der Luft für gesamte Blasensäule |
| Vandu, Krishna [120] | Füllstand | Paraffin<br>Luft<br>Aluminiumoxid,<br>$\rho$ = 3,9 g/cm³<br>$\varnothing$ = 10 - 39 µm | $\varnothing$ = 100 mm<br>h = 4 m | integraler Phasenanteil der Luft für gesamte Blasensäule |
| Warsito, Ohkawa, Kawata, Uchida [123,124] | Ultraschall-Tomographie | Leitungswasser<br>Luft<br>Glas, $\rho$ = 2,5 g/cm³<br>$\varnothing$ = 100 - 350 µm | $\varnothing$ = 140 mm<br>h = 1,4 m | zeitgemittelte lokale Phasenanteile |
| Warsito, Fan [125,126] | Elektrisch-kapazitive Tomographie | Paraffin<br>Luft<br>Glas, $\rho$ = 2,5 g/cm³<br>$\varnothing$ = 200 µm | $\varnothing$ = 100 mm<br>h = 1 m | integrale Phasenanteile der Luft (gemittelt über 80 mm Sensorhöhe) |

# 4. Grundlagen der tomographischen Messtechnik

In diesem Kapitel sind die physikalischen Grundlagen der Röntgenstrahlemission und der tomographischen Messtechnik dargestellt. Technische Details zum konkreten Aufbau des verwendeten Röntgentomographen sind in Kapitel 6 erläutert.

## 4.1 Röntgenstrahlung

Die Röntgenstrahlung wurde von Wilhelm Konrad Röntgen 1895 entdeckt [89,92,102]. Im Jahre 1901 wurde Röntgen für seine Entdeckung mit dem ersten Physik-Nobelpreis ausgezeichnet. Röntgenstrahlen sind ebenso wie Gammastrahlen elektromagnetische Wellen sehr kurzer Wellenlänge. Das Spektrum der elektromagnetischen Wellen ist in Bild 4.1 dargestellt.

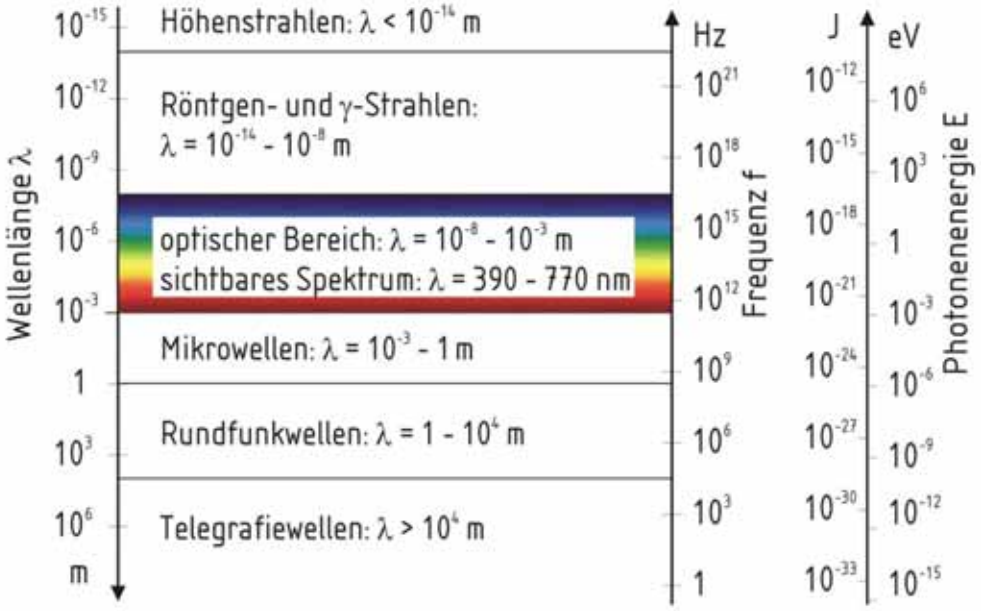


Bild 4.1 Das elektromagnetische Spektrum

Die Wellenlänge von Röntgenstrahlen beträgt zwischen 10 nm und $10^{-2}$ bis $10^{-5}$ nm. Die untere Grenzwellenlänge ist nicht einheitlich definiert [64,80]. Der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge $\lambda$ der Strahlung und ihrer Frequenz $f$ ist durch die Lichtgeschwindigkeit $c$ gegeben [89]. Es gilt

$$c = \lambda f \; . \tag{4.1}$$

Elektromagnetische Strahlung weist sowohl Wellen- als auch Teilchencharakter auf [49,64]. Nach Planck [88] liegt dabei die Energie elektromagnetischer Strahlung nicht kontinuierlich, sondern in Form von Energiequanten vor, den sogenannten Photonen. Die Energie $E_{Photon}$ eines Photons ergibt sich aus der Frequenz $f$ zu

$$E_{Photon} = hf \; . \tag{4.2}$$

Dabei ist $h$ das Planck'sche Wirkungsquantum, eine Naturkonstante. Die langwellige, niedrigfrequente Röntgenstrahlung wird als "weich" bezeichnet. Die kurzwellige, hochfrequente Röntgenstrahlung wird entsprechend als "hart" bezeichnet. Die Wellenlänge der Röntgenstrahlung ist wesentlich kürzer als die des sichtbaren Lichts, die Frequenz und damit auch die Energie der Photonen ist entsprechend höher. Daraus resultiert die im Vergleich zu sichtbarem Licht deutlich höhere Fähigkeit der Röntgenstrahlung, Materie zu durchdringen. Auf dieser Fähigkeit basieren zahlreiche Messtechniken, in denen Röntgenstrahlung verwendet wird.

### 4.1.1 Erzeugung

Röntgen- und Gammastrahlung unterscheiden sich voneinander durch ihre Entstehung bzw. Erzeugung. Während Gammastrahlung durch atomare Zerfallsprozesse radioaktiver Nuklide entsteht, wird Röntgenstrahlung für die technische Nutzung in der Regel mit Hilfe sogenannter Röntgenröhren erzeugt [89]. Der prinzipielle Aufbau einer Röntgenröhre ist in Bild 4.2 dargestellt.

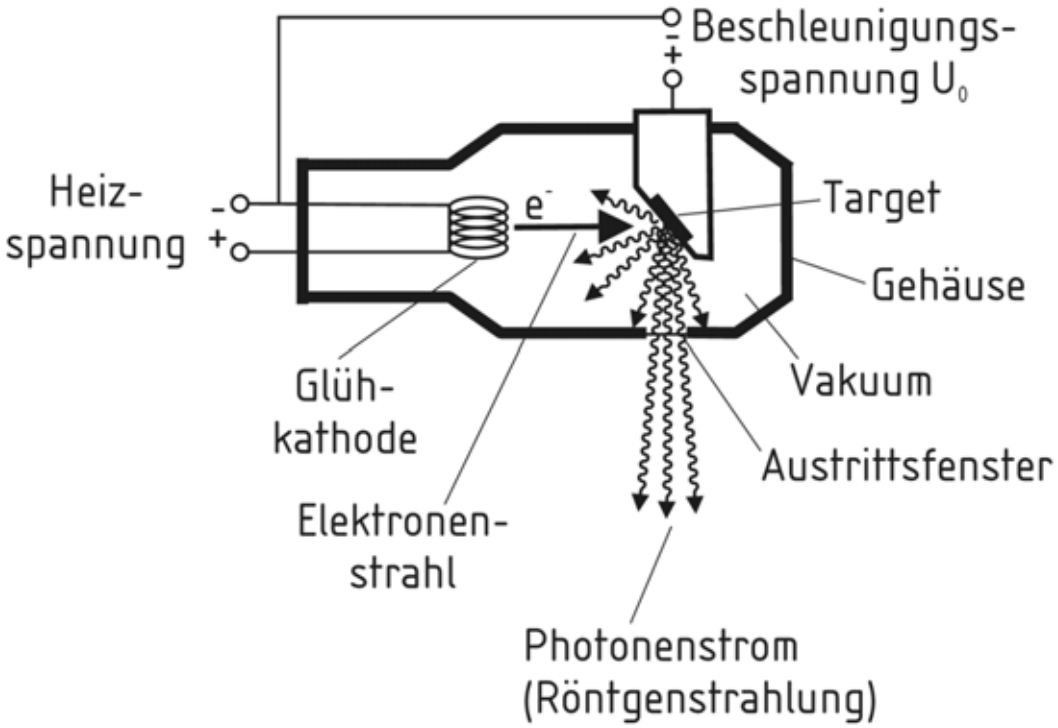


Bild 4.2 Funktionsprinzip einer Röntgenröhre

Die Röntgenröhre besteht aus einem luftdichten Gehäuse, in dem Vakuum herrscht. In diesem Gehäuse befindet sich eine Glühkathode, an die eine elektrische Spannung, die Heizspannung, angelegt wird. Infolge des daraus resultierenden Heizstroms werden Elektronen aus den Glühwendeln der Kathode emittiert. Gegenüber der Kathode befindet sich die Anode, die als "Target" oder auch "Brennfleck" bezeichnet wird. Zwischen der Glühkathode und dem Target wird die Beschleunigungsspannung $U_0$ angelegt. Durch die Beschleunigungsspannung werden alle aus der Kathode emittierten Elektronen in Richtung des Targets beschleunigt. Sie treffen mit der kinetischen Energie

$$E_{kin} = eU_0 \tag{4.3}$$

auf das Target auf. Dabei ist $e$ die Elementarladung, also die elektrische Ladung eines Elektrons. Alle Elektronen weisen beim Aufprall auf das Target die gleiche Energie auf, die durch den Aufprall zum größten Teil in Wärme und zu einem

kleinen Anteil in Röntgenstrahlung umgewandelt wird. Diese Umwandlung beruht auf den Wechselwirkungen zwischen den auftreffenden Elektronen und dem Material des Targets, in der Regel Wolfram.

Für technische Anwendungen sind dabei zwei Arten von Wechselwirkung in den Elektronenhüllen wesentlich, die in Bild 4.3 schematisch dargestellt sind: die Erzeugung von Bremsstrahlung sowie von charakteristischer Strahlung [100].

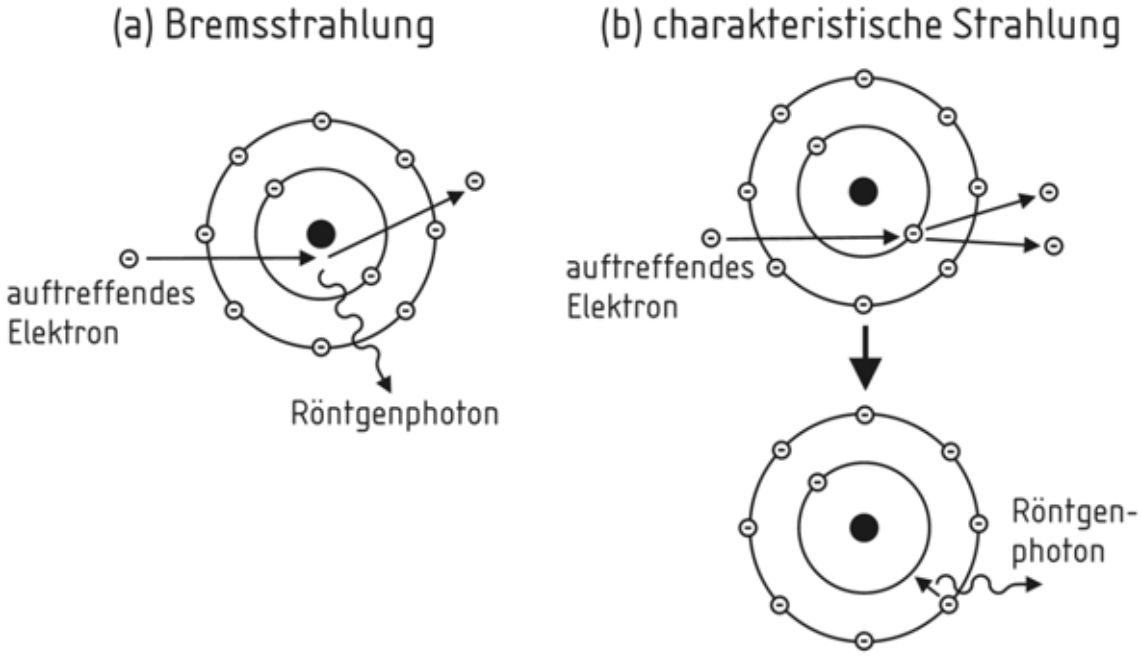


Bild 4.3 Erzeugung von Röntgenstrahlung in den Elektronenhüllen der Atome des Targets als (a) Bremsstrahlung und (b) charakteristische Strahlung

Die Bremsstrahlung entsteht, wenn das auftreffende Elektron in der Nähe des Atomkerns eines Wolframatoms abgebremst wird. Dabei wird die abgegebene kinetische Energie als Röntgenphoton emittiert. Wenn das Elektron seine gesamte kinetische Energie innerhalb eines einzigen Bremsvorgangs verliert, wird ein Photon mit der maximalen Energie

$$E_{Photon,\max} = E_{kin} = eU_0 \tag{4.4}$$

emittiert. In der Regel wird das Elektron nur teilweise gebremst. Ein Photon mit geringerer Energie wird emittiert, das Elektron wird abgelenkt und seine Geschwindigkeit reduziert. Die verbleibende kinetische Energie des Elektrons wird im Rahmen weiterer Bremsprozesse umgewandelt, bei denen jeweils Photonen geringerer Energie emittiert werden. Die Röntgenphotonen, die im Rahmen solcher Bremsprozesse emittiert werden, werden als Bremsstrahlung bezeichnet. Das Spektrum der Bremsstrahlung wird charakterisiert durch die maximale Photonenenergie $E_{Photon,max}$. Diese entspricht der minimalen Grenzwellenlänge

$$\lambda_{\min} = \frac{c_o h}{e U_0}. \tag{4.5}$$

Die charakteristische Strahlung entsteht, wenn durch den Aufprall von Elektronen auf das Target aus den inneren Elektronenhüllen der Wolframatome einzelne Elektronen herausgelöst und aus dem Atom entfernt werden. Der dadurch unbesetzte Platz auf der Elektronenhülle wird nach kurzer Zeit durch ein Elektron einer äußeren Elektronenhülle aufgefüllt. Die dabei frei werdende Energie wird als Röntgenphoton emittiert. Die so erzeugten Röntgenphotonen können nur bestimmte Energien aufweisen, die der Differenz zwischen den Energieniveaus in der Elektronenhülle des Targetmaterials entsprechen. Das Spektrum der charakteristischen Strahlung wird damit durch das Targetmaterial bestimmt.

Das von der Röntgenquelle emittierte Strahlenspektrum resultiert aus der Überlagerung von Bremsstrahlung und charakteristischer Strahlung. In Bild 4.4 ist beispielhaft das mit Hilfe der Beschleunigungsspannung 200 kV in einer Röntgenröhre mit Wolfram-Target erzeugte Spektrum dargestellt.

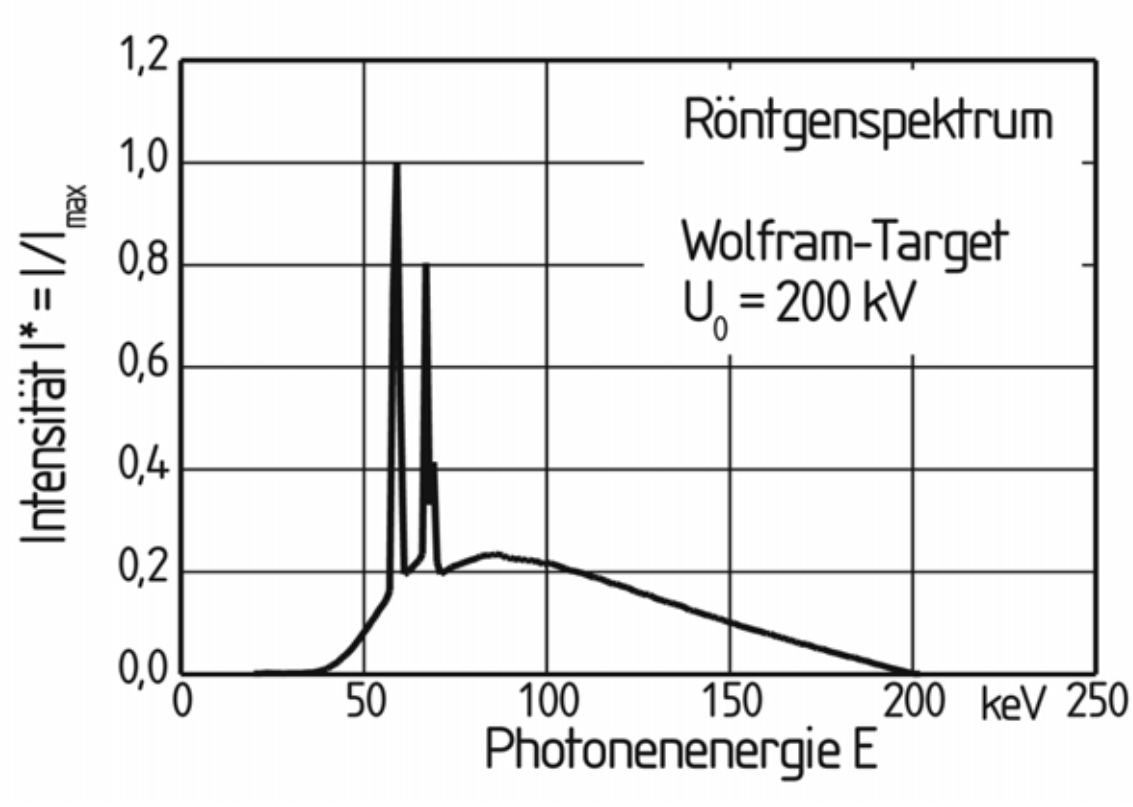


Bild 4.4 Strahlenspektrum einer Röntgenquelle mit Wolfram-Target, Beschleunigungsspannung $U_0 = 200$ kV

### 4.1.2 Wechselwirkung mit Materie

Röntgenstrahlung ist in begrenztem Maße in der Lage, durch Materie hindurchzustrahlen. Dabei tritt sie jedoch in Wechselwirkung mit dem durchstrahlten Material und wird von diesem beeinflusst. Diese Wechselwirkungen sind die Grundlage für alle Messverfahren, die auf Röntgenstrahlung basieren.

Es treten drei unterschiedliche Arten von Wechselwirkung zwischen den Röntgenphotonen und den Atomen der durchstrahlten Materie auf, die in Bild 4.5 schematisch dargestellt sind: der Fotoeffekt, der Compton-Effekt, und die Paarbildung [80].

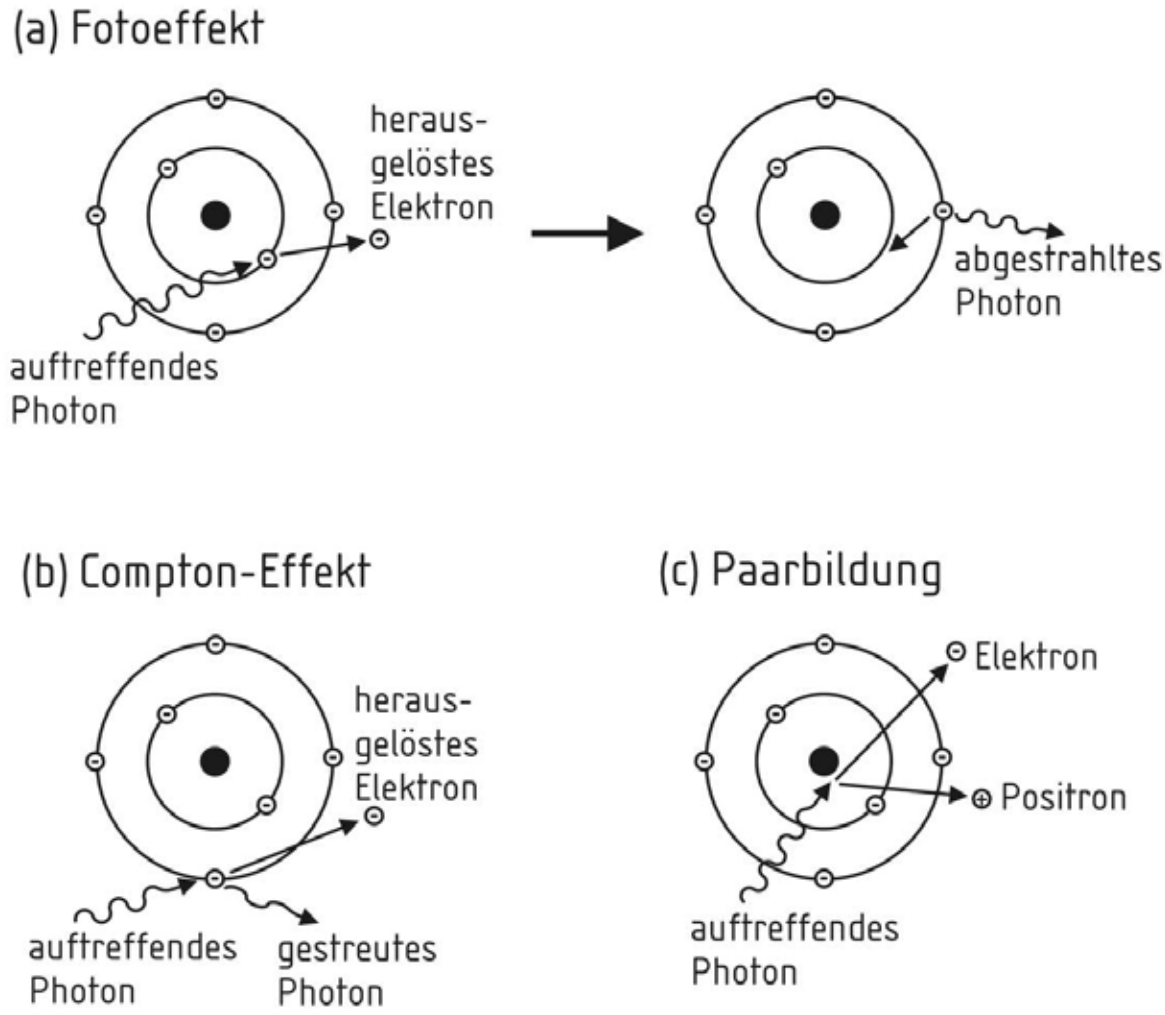


Bild 4.5 Wechselwirkungen zwischen Röntgenstrahlung und Materie:
(a) Fotoeffekt, (b) Compton-Effekt, (c) Paarbildung

Bei Energien des auftreffenden Röntgenphotons unterhalb 500 keV überwiegt von diesen drei Effekten der Fotoeffekt. Zum Fotoeffekt kommt es, wenn ein Elektron aus einer der inneren Elektronenschalen eines durchstrahlten Atoms durch ein auftreffendes Photon aus dem Atom herausgelöst wird. Der freigewordene Platz auf der inneren Elektronenschale wird kurz darauf durch ein Elektron aus einer weiter außen liegenden Elektronenschale aufgefüllt. Die dabei freiwerdende Energiedifferenz zwischen den Energieniveaus der beiden Schalen wird als Photon abgestrahlt. Dies ist die sogenannte Röntgenfluoreszenzstrah-

lung. Das abgestrahlte Photon weist eine geringere Energie auf als das absorbierte Röntgenphoton und somit eine größere Wellenlänge.

Der Compton-Effekt tritt auf, wenn das Röntgenphoton auf ein äußeres Elektron des durchstrahlten Atoms trifft. Das Elektron wird aus der Elektronenschale herausgelöst und beschleunigt. Das auftreffende Photon wird gestreut, es bewegt sich in veränderter Richtung weiter. Daher wird dieser Effekt auch als Compton-Streuung bezeichnet. Da ein Teil der Energie des Röntgenphotons an das Elektron übertragen wird, weist das abgestrahlte Photon eine reduzierte Energie und damit größere Wellenlänge auf als das auftreffende.

Die Paarbildung tritt nur dann auf, wenn die Energie des auftreffenden Röntgenphotons mindestens 1,02 MeV beträgt. Dann kann es in unmittelbarer Nähe des Atomskerns des durchstrahlten Atoms zu einer Umwandlung des absorbierten Röntgenphotons in ein Paar aus einem Elektron und einem Positron kommen. Die Paarbildung tritt nicht auf, wenn die Photonenenergie weniger als 1,02 MeV beträgt.

### 4.1.3 Lambert-Beer'sches Gesetz

Durch den Fotoeffekt, den Compton-Effekt und die Paarbildung wird die Röntgenstrahlung teilweise vom durchstrahlten Material absorbiert oder gestreut. Sowohl Streuung als auch Absorption führen zu einer Reduzierung der Intensität der Strahlung im ursprünglichen Röntgenstrahl. Diese Schwächung der Röntgenstrahlung wird beschrieben durch das Lambert-Beer'sche Gesetz [56]

$$I = I_0 \, e^{-\mu d} \, . \tag{4.6}$$

Darin ist $I_0$ die Intensität der ungeschwächten, $I$ die Intensität der geschwächten Röntgenstrahlung. Der lineare Röntgenschwächungskoeffizient $\mu$ ist abhängig vom durchstrahlten Material und dessen Dichte sowie der Wellenlänge der Röntgenstrahlung. $d$ ist die Schichtdicke des durchstrahlten Materials.

Verbreitet ist alternativ die Formulierung des Lambert-Beer'schen Gesetzes mit Hilfe der Schwächung $S$ [122]

$$S = e^{\mu d} . \tag{4.7}$$

Damit folgt aus Gl.(4.6)

$$S = \frac{I_0}{I} . \tag{4.8}$$

Wenn die Dichte des durchstrahlten Materials nicht konstant ist, bietet die Beschreibung der Schwächung der Röntgenstrahlung mit Hilfe des Massenschwächungskoeffizienten $\mu^*$ anstelle des linearen Röntgenschwächungskoeffizienten Vorteile. Der Massenschwächungskoeffizient $\mu^*$ ist definiert durch

$$\mu^* = \frac{\mu}{\rho} . \tag{4.9}$$

Darin ist ρ die Dichte des durchstrahlten Materials. Das Lambert-Beer'sche Gesetz lautet damit

$$I = I_0 \, e^{-\mu^* \rho \, d} . \tag{4.10}$$

Werden mehrere Materialien nacheinander durchstrahlt, so wird die Röntgenstrahlung entsprechend dem Röntgenschwächungskoeffizienten jedes einzelnen gemäß dem Lambert-Beer'schen Gesetz geschwächt. In Bild 4.6 ist beispielhaft die Schwächung der Röntgenstrahlung durch die dreiphasige Strömung in der Blasensäule dargestellt.

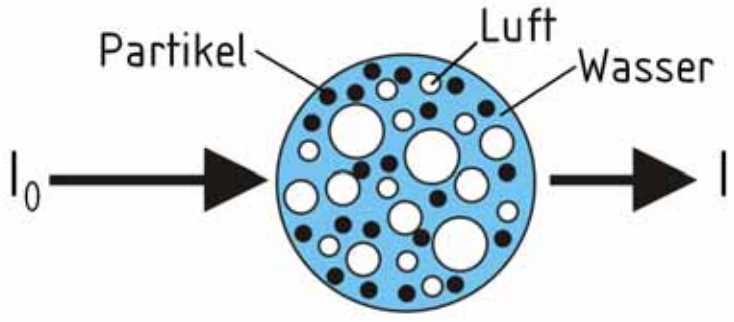


Bild 4.6 Schwächung der Röntgenstrahlung durch die dreiphasige Strömung in der Blasensäule

Die Röntgenstrahlung durchdringt die Rohrwand, die kontinuierliche flüssige Phase, die Gasblasen sowie die festen Partikeln. Unter Vernachlässigung der Rohrwand wird die Schwächung der Röntgenstrahlung durch die mehrphasige Strömung in der Blasensäule in diesem Fall beschrieben durch

$$I = I_0 \, e^{-\mu_{Partikel} \, d_{Partikel}} \, e^{-\mu_{Wasser} \, d_{Wasser}} = I_0 \, e^{-(\mu_{Partikel} \, d_{Partikel} + \mu_{Wasser} \, d_{Wasser})} . \qquad (4.11)$$

Die durchstrahlte Luft hat keinen Einfluss auf die Röntgenstrahlung, daher ist in Gl.(4.11) nur die Schwächung der Strahlung durch das Wasser und die Partikeln enthalten. Die jeweils durchstrahlten Schichtdicken sind die entlang des Strahlengangs aufintegrierten Wegstrecken im jeweiligen Material. Die genaue Verteilung der Materialien über den Strahlengang ist dabei ohne Bedeutung. Auch die Phasengrenzen beeinflussen die Röntgenstrahlung nicht, sie wird an Phasengrenzen nicht gestreut oder gebrochen. Das Vernachlässigen der Rohrwand in Gl.(4.11) entspricht dem Normieren der Messwerte mit Hilfe einer geeigneten Kalibrierung für die leere Blasensäule (siehe Kapitel 6.2.1).

## 4.2 Röntgendiagnostik

Die verschiedenen in Kapitel 4.1.2 beschriebenen Wechselwirkungen zwischen Röntgenstrahlung und Materie werden als Grundlage für unterschiedliche Messverfahren ausgenutzt. In einigen dieser Verfahren wird die durch den Compton-Effekt oder den Fotoeffekt gestreute Strahlung für Materialanalysen verwendet [26,31]. Wesentlich verbreiteter sind aber die Messtechniken, die auf der Schwächung des ursprünglichen Röntgenstrahls basieren [4,16,101,108]. Diese werden unterteilt in die Radiographie und die Röntgentomographie.

### 4.2.1 Radiographie

Als Radiographie wird die konventionelle Durchstrahlung des Messobjekts in nur einer Richtung zum Messen einer einzelnen Projektion bezeichnet. Das Messprinzip der Radiographie ist in Bild 4.7 dargestellt.

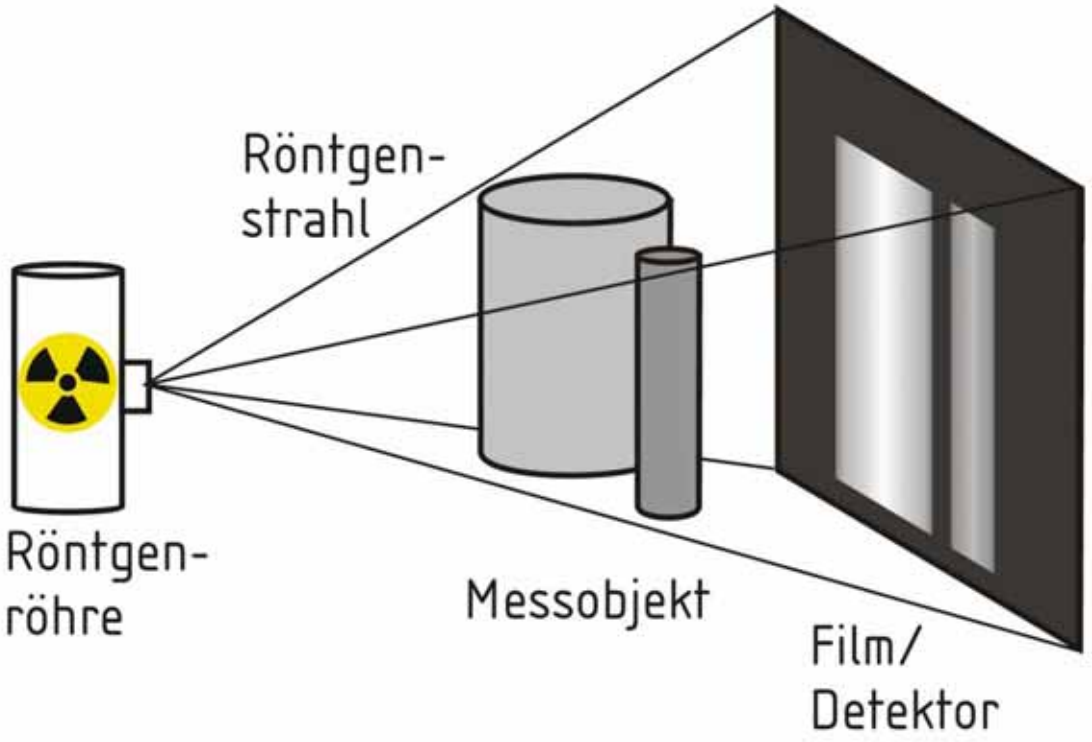


Bild 4.7 Funktionsprinzip der Radiographie (Röntgendurchstrahlung)

Die Röntgenstrahlung breitet sich ausgehend vom Brennfleck in der Röntgenröhre strahlenförmig aus. Das Messobjekt - hier zwei Zylinder - wird durchstrahlt. Die Röntgenstrahlung wird dabei durch die in Kapitel 4.1.2 beschriebenen Effekte geschwächt. Die geschwächte Röntgenstrahlung trifft auf den Detektor und erzeugt dort das Bild vom Messobjekt. Der Detektor kann z.B. ein röntgenempfindlicher Film, ein Bildverstärker oder ein digitaler Flächendetektor aus röntgenempfindlichen Dioden sein. Das erzeugte Bild ist eine zweidimensionale Projektion. In jedem Bildpunkt ist als Integral die Information darüber enthalten, wie stark der jeweilige Röntgenstrahl entlang seines Weges geschwächt wurde. Informationen über einzelne Punkte des

Messobjekts entlang des Röntgenstrahls können aus einer solchen Projektion nicht abgeleitet werden, da keine lokalen Informationen gemessen werden. Die Radiographie wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht eingesetzt. Die einfache Durchstrahlung ist aber die Grundlage der Röntgentomographie, die in den nachfolgenden Kapiteln erläutert wird.

### 4.2.2 Radon-Transformation

Die theoretische Grundlage der Röntgentomographie und zahlreicher weiterer tomographischer Verfahren ist die Radon-Transformation [52], die in Bild 4.8 schematisch dargestellt ist.

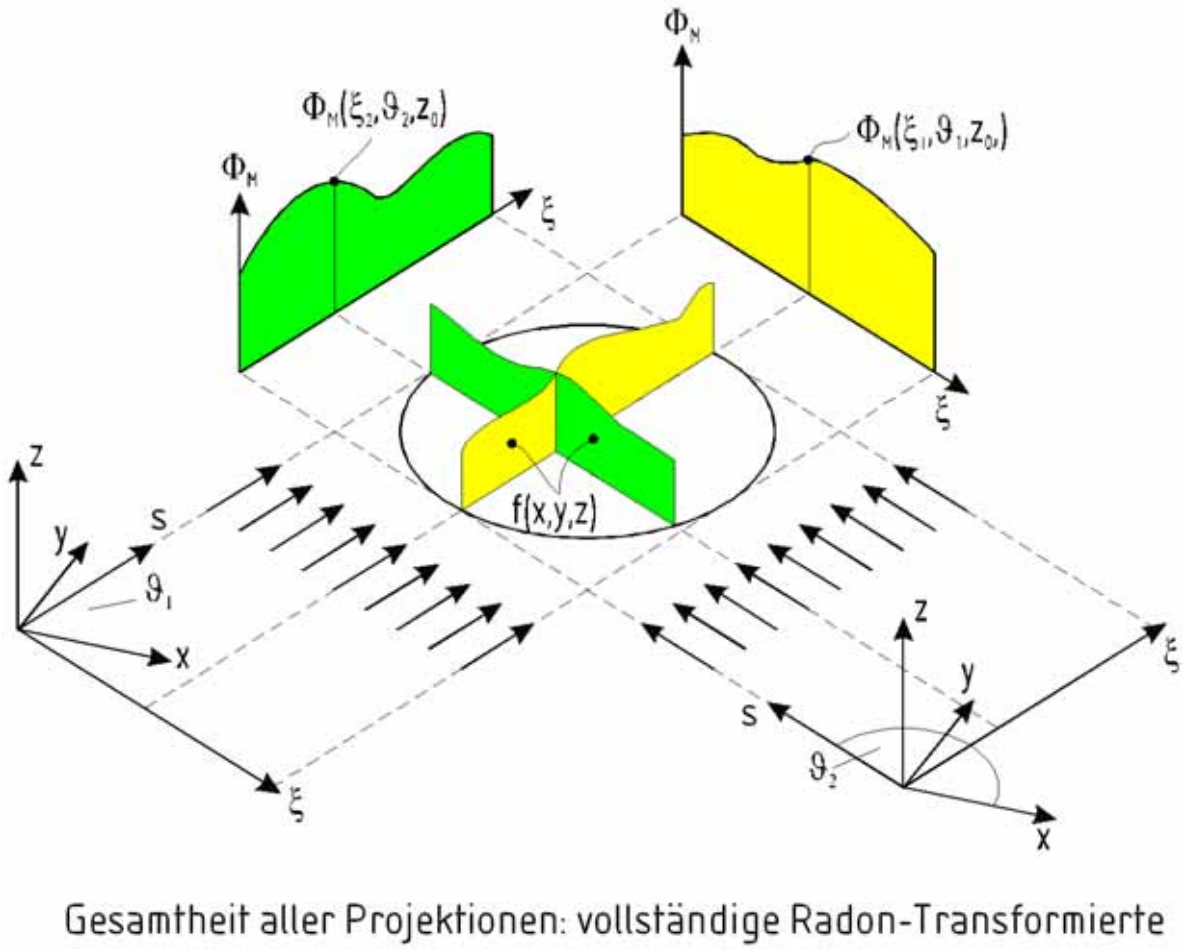


Bild 4.8 Radon-Transformation

Hierin ist $f(x,y,z)$ die gesuchte, unbekannte Feldfunktion, im Falle der Röntgentomographie also der lineare Röntgenschwächungskoeffizient des durchstrahlten Materials in der Messebene. Die Koordinaten $x$, $y$ und $z$ bilden das feststehende Koordinatensystem des Messobjekts. Die $x$-$y$-Ebene bildet die Messebene. $\xi$ und $s$ sind die Koordinaten des mitrotierenden Koordinatensystems der jeweiligen, unter dem Winkel $\vartheta$ gemessenen Projektion. Die Funktionen $\Phi(\xi,\vartheta,z_0)$ sind die Projektionen der Feldgröße in der Ebene $z=z_0$ unter dem jeweiligen Winkel $\vartheta$. In jeder Projektion sind die Werte $f(x,y,z_0)$ der Feldfunktion integral enthalten. Es gilt

$$\Phi(\xi,\vartheta,z_0)=\int_S f(x,y,z_0)ds\,. \tag{4.12}$$

Für das Messen mit Hilfe von Röntgenstrahlen lässt sich Gl. (4.12) durch die logarithmierte Form von Gl. (4.6) erweitern. Es gilt dann

$$\Phi(\xi,\vartheta,z_0)=-\ln\frac{I}{I_0}=\int_S \mu(x,y,z_0)ds\,. \tag{4.13}$$

Die einzelnen Messwerte der Projektionen sind jeweils Linienintegrale über die lokalen linearen Röntgenschwächungskoeffizienten in der Messebene.

Die Gesamtheit aller Projektionen $\Phi$ aus unendlich vielen Winkeln $\vartheta$ wird als "vollständige" Radon-Transformierte bezeichnet. In der vollständigen Radon-Transformierten sind sämtliche Informationen der Feldfunktion $f(x,y,z_0)$ implizit enthalten. Durch Umkehrung der Radon-Transformation könnte man theoretisch aus den Projektionen wiederum die Feldfunktion $f$ gewinnen.

In der Praxis ist es selbstverständlich unmöglich, unendlich viele Projektionen des Messobjekts zu messen. Eine endliche Anzahl von Projektionen stellt aber eine Näherung der Radon-Transformierten dar. Aus dieser Näherung kann mit Hilfe geeigneter Rechenalgorithmen eine Näherungslösung der Feldfunktion berechnet werden. Diese näherungsweise Umkehrung der Radon-Transformation wird als Rekonstruktion bezeichnet (siehe Kapitel 4.2.4). Die Radon-Transformation ist die theoretische Grundlage zahlreicher tomographischer

Messverfahren [6,33,43,80,86,91]. Die Verfahren unterscheiden sich stark bezüglich der als Feldfunktion gemessenen physikalischen Eigenschaften des Messobjekts, der Anzahl der gemessenen Projektionen, der Art des Rekonstruktions-Algorithmus und der realisierbaren Auflösung und Messfrequenz. Alle tomographischen Verfahren haben aber das Messen mehrerer integraler Projektionen und die anschließende Rekonstruktion von Schnittbildern gemeinsam.

### 4.2.3 Röntgentomographie

Das Messverfahren der Röntgentomographie ist eine Weiterentwicklung der reinen Durchstrahlungstechnik unter Ausnutzung der Radon-Transformation. Die Röntgentomographie wird auch als Computertomographie oder abgekürzt CT bezeichnet. Seit der Entwicklung des ersten Röntgentomographen durch Hounsfield [55] wurden ausgehend vom gleichen Grundprinzip zahlreiche unterschiedliche Varianten der Röntgentomographie entwickelt, wie zum Beispiel die sogenannte erste, zweite und dritte Generation, Spiral-CT oder Volumen-CT. Das Messprinzip ist jeweils identisch. Die einzelnen Varianten unterscheiden sich in einigen Details wie z.B. der Verwendung eines einzelnen Röntgenstrahls, eines Strahlenfächers oder eines Strahlenkegels, in der Verwendung eines Zeilen- oder eines Flächendetektors usw.. Einen Überblick über die verschiedenen Varianten sowie die geschichtliche Entwicklung geben beispielsweise Morneburg [80], Kalender [61] und Moore [79].

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Röntgentomograph der "dritten Generation" verwendet. Daher wird auch nur diese Variante hier beschrieben. Das Messprinzip eines Röntgentomographen der dritten Generation ist in Bild 4.9 dargestellt.

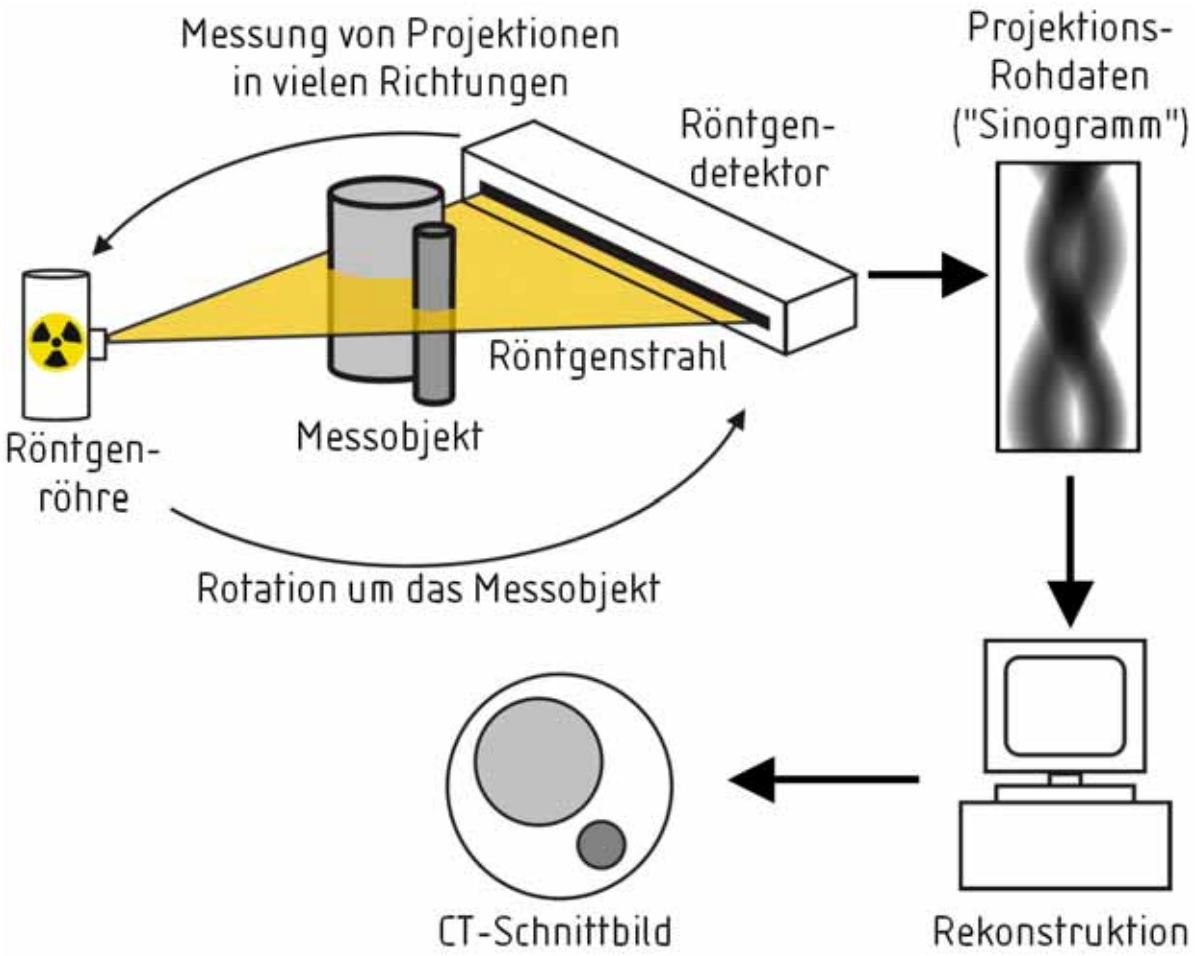


Bild 4.9 Messprinzip der Röntgentomographie, 3. Generation

Wie bei der einfachen Radiographie breitet sich die Röntgenstrahlung vom Brennfleck in der Röntgenröhre strahlenförmig aus. Allerdings wird aus dem von der Röntgenquelle erzeugten kegelförmigen Röntgenstrahl nur ein flacher Fächer verwendet. Die übrige Strahlung wird durch Kollimatoren direkt an der Röntgenquelle ausgeblendet, um unnötige Streustrahlung im Messobjekt zu vermeiden. Das Messobjekt wird in der Messebene durchstrahlt, die Röntgenstrahlung wird dabei geschwächt. Die geschwächte Röntgenstrahlung trifft auf den Detektor. Entlang des Detektors wird das Intensitätsprofil der geschwächten Röntgenstrahlung gemessen. Im Gegensatz zur Radiographie ist dies kein Flächen-, sondern ein reiner Zeilendetektor. Daher ist die Projektion der

Messebene nur eine Linie, wogegen in der Radiographie eine zweidimensionale, flächige Projektion gemessen wird.

Röntgenquelle und Detektor bewegen sich relativ zum Messobjekt, so dass beliebig viele Projektionen durch das Messobjekt gemessen werden. Üblich ist das Messen von mehreren hundert bis zu mehreren tausend Projektionen für eine Schnittebene. Die Projektionsdaten werden während der Rotation im sogenannten Sinogramm gespeichert. Jede Bildzeile des Sinogramms ist eine gemessene Projektion. Das Sinogramm ist somit die gemessene Näherung der vollständigen Radon-Transformierten des Messobjekts [97]. Aus dem Sinogramm werden durch Umkehrung der Radon-Transformation lokale Näherungswerte der Feldfunktion in der Messebene gewonnen. Dieser Schritt wird als Rekonstruktion bezeichnet. Das Ergebnis der Rekonstruktion ist ein zweidimensionales Schnittbild durch das Messobjekt, das die lokalen Röntgenschwächungskoeffizienten enthält. Diese werden in der Regel als Grauwerte dargestellt. Von den berechneten Röntgenschwächungskoeffizienten kann auf das jeweils lokal vorliegende Material zurückgeschlossen werden. Die Röntgenschwächungskoeffizienten vieler Materialen sind näherungsweise proportional zu ihrer Dichte [56]. Daher entspricht das Schnittbild näherungsweise der Dichteverteilung im Messobjekt.

### 4.2.4 Rekonstruktionsverfahren

Alle tomographischen Messverfahren sind generell zweistufige Verfahren, unabhängig vom verwendeten physikalischen Messprinzip. Im ersten Schritt werden zunächst Projektionen durch das Messobjekt gemessen. Diese Projektionen sind integrale Messungen, in denen die Information über die gesuchten lokalen Messwerte implizit enthalten ist. Die gesammelten Projektionen stellen eine Näherung der vollständigen Radon-Transformierten der Messebene dar (siehe Kapitel 4.2.2).

Im zweiten Schritt wird aus den gemessenen Projektionen die Näherungslösung der Feldfunktion berechnet. Dieser Schritt wird als Rekonstruktion bezeichnet. Die verschiedenen tomographischen Verfahren unterscheiden sich stark im verwendeten physikalischen Messprinzip und damit in der gemessenen physikalischen Eigenschaft des Messobjekts. Daraus folgen auch deutliche Unterschiede in der Art und Anzahl der gemessenen Integrale. Während in einigen Messverfahren nur drei Projektionsrichtungen der Standard sind (z.B. in der elektrischen Leitfähigkeits-Tomographie [91]), werden in der Röntgentomographie in der Regel mehrere hundert bis zu mehrere tausend Projektionen für eine Messebene gemessen [4]. Des weiteren ist zu unterscheiden zwischen Parallel- und Fächerprojektionen sowie den nichtlinearen Verfahren (z.B. kapazitive elektrische Tomographie [69]), in denen gewichtete Integrale über die gesamte Messebene anstelle von Linienintegralen gemessen werden. Von diesen Parametern hängt ab, welches der zahlreichen existierenden Rekonstruktionsverfahren [53,60,81] jeweils verwendet wird. Die Rekonstruktionsverfahren werden in algebraische und explizite Rekonstruktionsverfahren unterteilt.

**Algebraische Rekonstruktionsverfahren**

Für die algebraischen Verfahren [46,46,90] wird die Messebene diskretisiert, also in eine begrenzte Anzahl von Gitterelementen unterteilt. In jedem Gitterelement wird ein konstanter, noch zu bestimmender Wert der Feldfunktion angenommen. Die gemessenen Projektionswerte werden als Funktionen der Gitterwerte der Feldfunktion formuliert. Das Grundprinzip der algebraischen Verfahren ist in Bild 4.10 dargestellt. Darin sind $f_j$ die gesuchten Gitterwerte der Feldfunktion und $\boldsymbol{\Phi}_n$ die gemessenen Projektionen. $w_{i,j}$ sind die Wichtungsfaktoren, mit denen die Gitterwerte der Feldfunktion in die jeweiligen Projektionswerte eingehen. Es gilt

$$\Phi_{n,i} = \sum_{j=1}^{N^2} w_{n,i,j} f_j . \tag{4.14}$$

Daraus folgt ein Gleichungssystem, mit dessen Hilfe die gesuchten Gitterwerte berechnet werden können. Bei einem Gitter mit der Kantenlänge $N$ Gitterelemente sind $N^2$ unbekannte Gitterwerte zu bestimmen. Die dafür zur Verfügung stehende Anzahl an Gleichungen ergibt sich aus der Anzahl der Projektionen und der jeweiligen Anzahl an Messwerten pro Projektion.

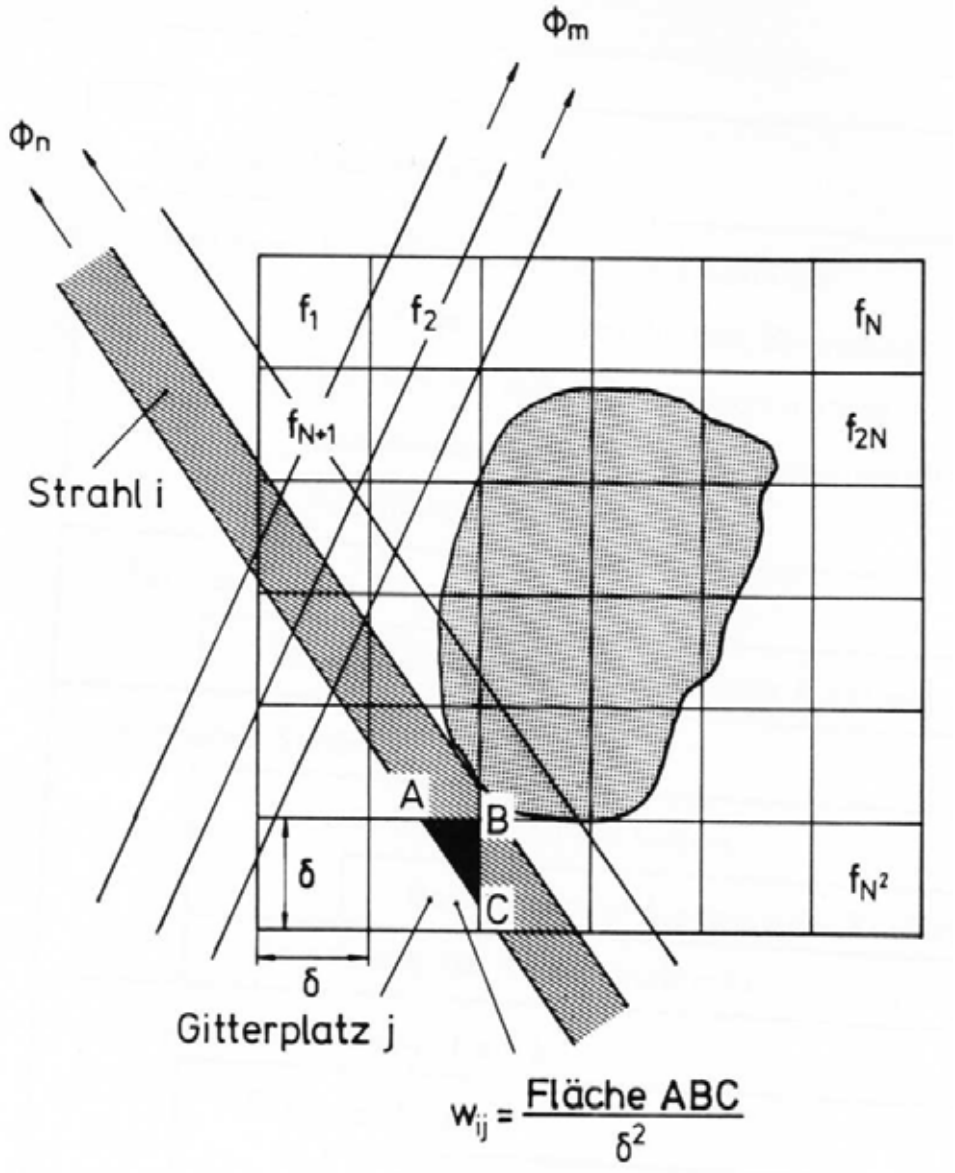


Bild 4.10 Grundprinzip der algebraischen Rekonstruktionsverfahren

Die algebraischen Verfahren haben den Nachteil, dass oft keine ausreichende Anzahl an Projektionsmessungen vorliegt, so dass das Gleichungssystem

unterbestimmt ist. In der Regel wird dann eine Näherungslösung der Feldfunktion iterativ bestimmt, so dass mehrere Durchläufe des Rekonstruktionsalgorithmus notwendig sind. Dadurch weisen die algebraischen Verfahren einen vergleichsweise hohen Rechen- und Zeitaufwand auf. Sehr feine, hoch aufgelöste Diskretisierungen der Messebene aus einer großen Anzahl Projektionen zu berechnen ist damit kaum realisierbar. Wenn aber nur eine sehr geringe Anzahl an Projektionen zur Verfügung steht und eine relativ grobe Auflösung der Messebene akzeptabel ist, so kann der iterative Algorithmus eine bessere Näherungslösung der Feldfunktion ergeben als nicht-iterative Algorithmen. Daher sind typische Anwendungen algebraischer Rekonstruktionsalgorithmen beispielsweise die elektrische Leitfähigkeitstomographie [90,96] oder die optische Tomographie mit Hilfe von Laserlicht [17], in denen mit jeweils nur drei Projektionsrichtungen gearbeitet wird.

Während in der Röntgentomographie ursprünglich auch algebraische Rekonstruktionsalgorithmen verwendet wurden [61], so ist dies heute angesichts der in der Regel großen Zahl gemessener Projektionswerte und der gewünschten möglichst hohen Auflösung der Messebene nicht mehr üblich.

**Explizite Rekonstruktionsverfahren: Rückprojektion**

Im Gegensatz zu den algebraischen, meist iterativen Algorithmen, stehen die expliziten, meist nicht-iterativen Algorithmen. Mit Hilfe dieser Verfahren kann der stetige Verlauf der Feldfunktion angenähert werden. Verbreitung gefunden hat vor allem die Rückprojektion. Zur mathematischen Umsetzung der Rückprojektion wird häufig die Fourier-Transformation verwendet. Das Prinzip der Rückprojektion ist in Bild 4.11 und Bild 4.12 dargestellt

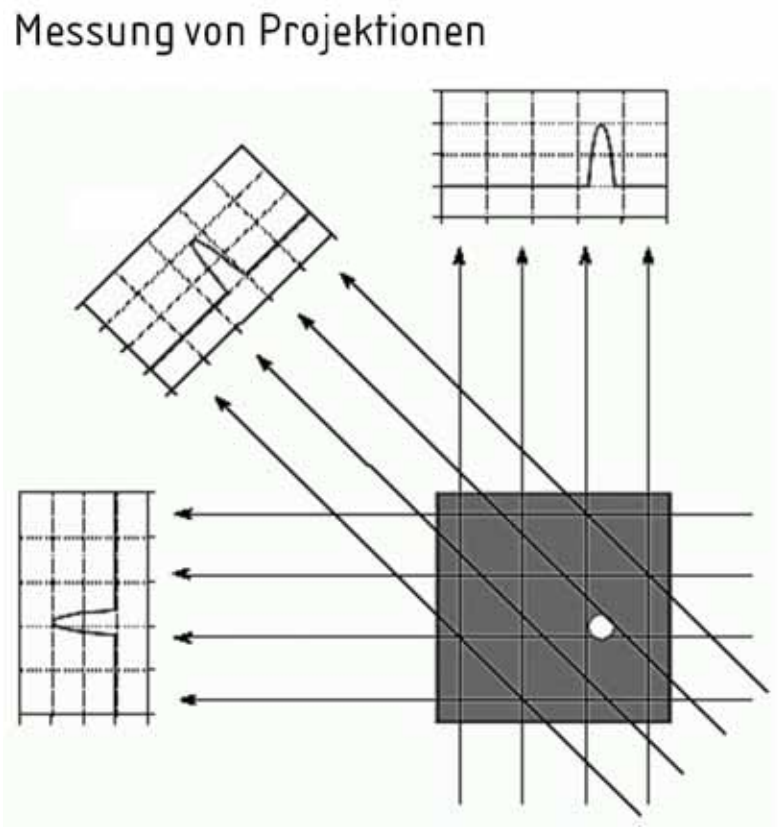


Bild 4.11 Funktionsprinzip der Rekonstruktion durch Rückprojektion: Messung der Projektionen

In Bild 4.11 ist beispielhaft die Messung von drei Projektionen durch ein einfaches zylindrisches Messobjekt dargestellt. In Bild 4.12 ist die Rekonstruktion durch lineare Rückprojektion dargestellt. Die integralen Messwerte jeder Projektion werden entlang des Strahlengangs rückprojiziert bzw. "rückverschmiert". Jeder einzelne Messwert wird also gleichmäßig über die gesamte Strecke, über die die Projektion jeweils integral gemessen wurde, verteilt. Das rekonstruierte Bild ergibt sich aus der Überlagerung der Rückprojektionen der einzelnen Projektionsmessungen.

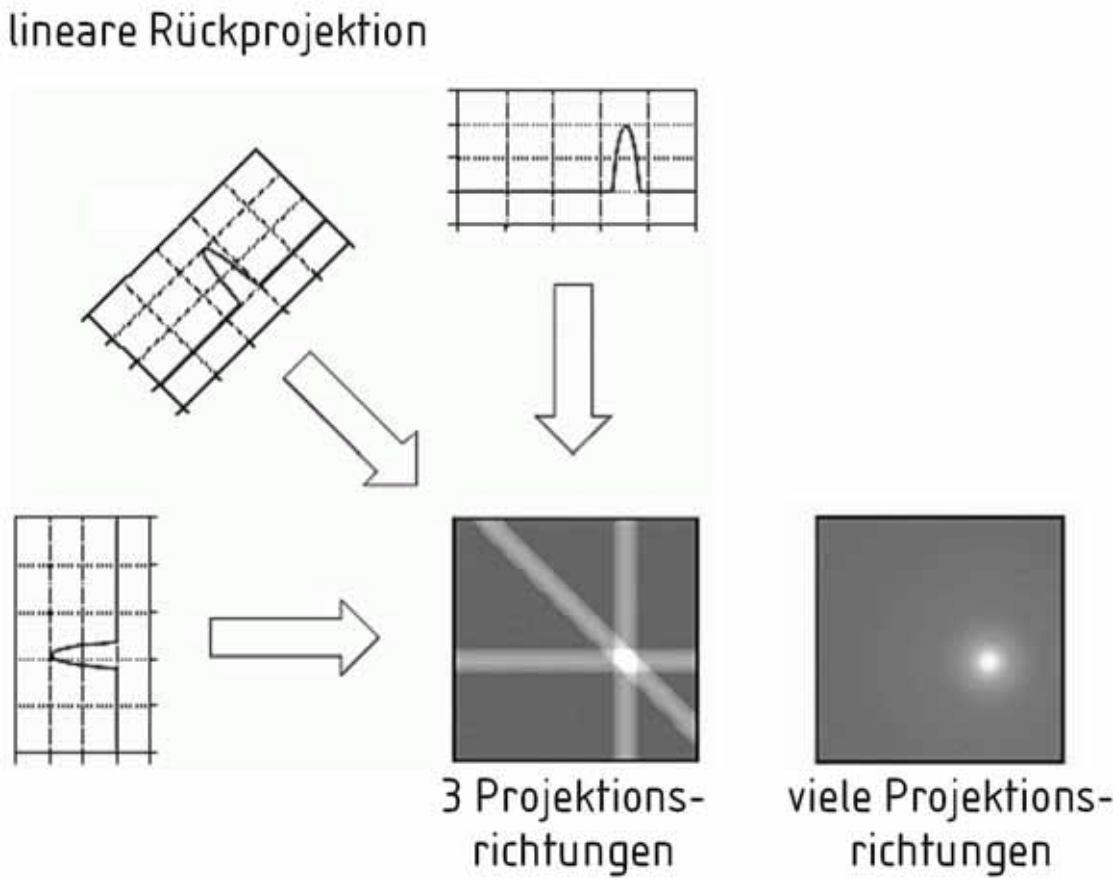


Bild 4.12 Funktionsprinzip der Rekonstruktion durch Rückprojektion: lineare Rückprojektion

Für eine geringe Anzahl Projektionsrichtungen weist das rekonstruierte Bild deutliche Fehler auf in Form von Streifen, die in Richtung der Projektionen durch das gesamte Bild verlaufen. Diese Streifen treten nicht auf, wenn eine ausreichend hohe Anzahl an Projektionen verwendet wird.

**Filterung**

Durch die gleichmäßige "Rückverschmierung" der Projektionswerte wird das Bild unscharf. Diese Verwischung kann reduziert werden, indem die einzelnen Projektionen vor der Rückprojektion gefiltert werden. Die Filterung ist in Bild 4.13 schematisch dargestellt.

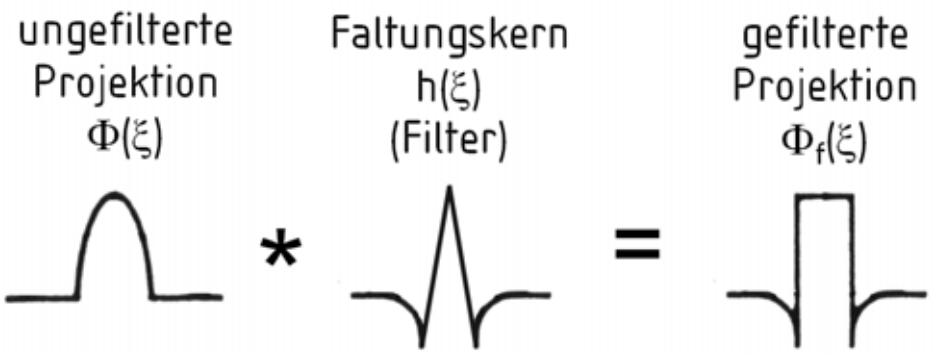


Bild 4.13 Filterung durch Faltung

Diese Filterung erfolgt mathematisch durch die Faltung der gemessenen Projektion mit einer Filterfunktion, dem Faltungskern. Die Faltung ist definiert durch

$$\Phi_f(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\xi') h(\xi - \xi') d\xi' \equiv \Phi(\xi) * h(\xi). \qquad (4.15)$$

Darin ist $\Phi(\xi)$ die ungefilterte Projektion, h(ξ) der Faltungskern und $\Phi_f(\xi)$ die gefilterte Projektion.

Durch die geeignete Wahl des Faltungskerns können so die Kanten in der Projektion verstärkt werden. Dadurch wird im durch Rückprojektion gewonnenen Schnittbild die Verwischung der Kanten verhindert. In Bild 4.14 sind am Beispiel des homogenen Zylinders die Rückprojektion ohne und mit Filterung gegenübergestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die ohne Filterung auftretende Unschärfe infolge der Verwischung nicht auftritt, wenn die einzelnen Projektionen vor der Rückprojektion gefiltert werden.

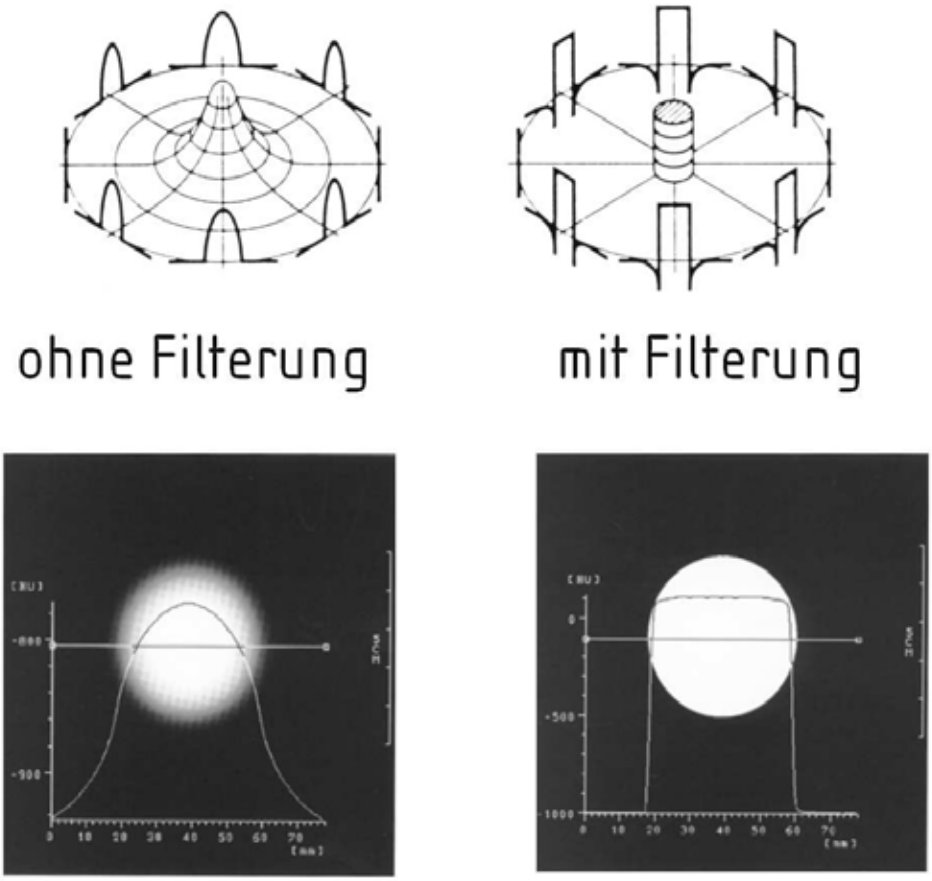


Bild 4.14 Rückprojektion eines homogenen Zylinders ohne und mit Filterung

Die Rückprojektion ist als Rekonstruktionsverfahren für tomographische Messverfahren nicht geeignet, wenn mit einer geringen Anzahl an Projektionen gearbeitet wird. Wenn dagegen ausreichend viele Projektionen zur Verfügung stehen, kann mit Hilfe der Rückprojektion eine hohe Auflösung der rekonstruierten Bilder erreicht werden. Der Rechenaufwand ist vergleichsweise gering, da dieses Rekonstruktionsverfahren nicht iterativ arbeitet. Da in der Röntgentomographie in der Regel mit mehreren hundert bis zu mehreren tausend Projektionen gearbeitet wird, ist hierfür die gefilterte Rückprojektion das am weitesten verbreitete Rekonstruktionsverfahren [61].

**Fourier-Transformation**

Ein häufig eingesetztes Hilfsmittel für die mathematische Umsetzung der linearen bzw. gefilterten Rückprojektion ist die Fourier-Transformation [11]. Diese Transformation basiert darauf, dass jede Funktion sich als Überlagerung von Sinusfunktionen mit unterschiedlicher Frequenz und Amplitude darstellen lässt. Die Repräsentation der Funktion mit Hilfe der Funktionswerte *f(x)* über der Ortskoordinate $x$ wird als Darstellung im Ortsbereich bezeichnet. Gleichwertig ist die Darstellung *F(ν)* im Frequenzbereich, in der über der Frequenz $\nu$ die Amplitude der jeweiligen Sinusfunktion aufgetragen ist. Die Darstellung *F(ν)* im Frequenzbereich ist das Frequenzspektrum der Funktion *f(x)*.

Die Darstellungen im Orts- und im Frequenzbereich repräsentieren die selbe Funktion. Es gilt

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-2\pi i \nu x) dx \,. \tag{4.16}$$

*F(ν)* ist die Fourier-Transformierte der Funktion *f(x)*. Die zweidimensionale Fourier-Transformation lautet

$$F(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp(-2\pi i (\nu_x x + \nu_y y)) dx dy \,. \tag{4.17}$$

Viele mathematische Operationen sind im Frequenzbereich leichter durchführbar als im Ortsbereich. So tritt z.B. an die Stelle der Faltung einer Projektionsfunktion mit einer Filterfunktion im Ortsbereich (s.o.) die Multiplikation der Fourier-Transformierten dieser beiden Funktionen im Frequenzbereich.

Entscheidend für die Verwendung der Fourier-Transformation als Hilfsmittel für die gefilterte Rückprojektion ist das Zentralschnitt-Theorem [116], das in Bild 4.15 schematisch dargestellt ist.

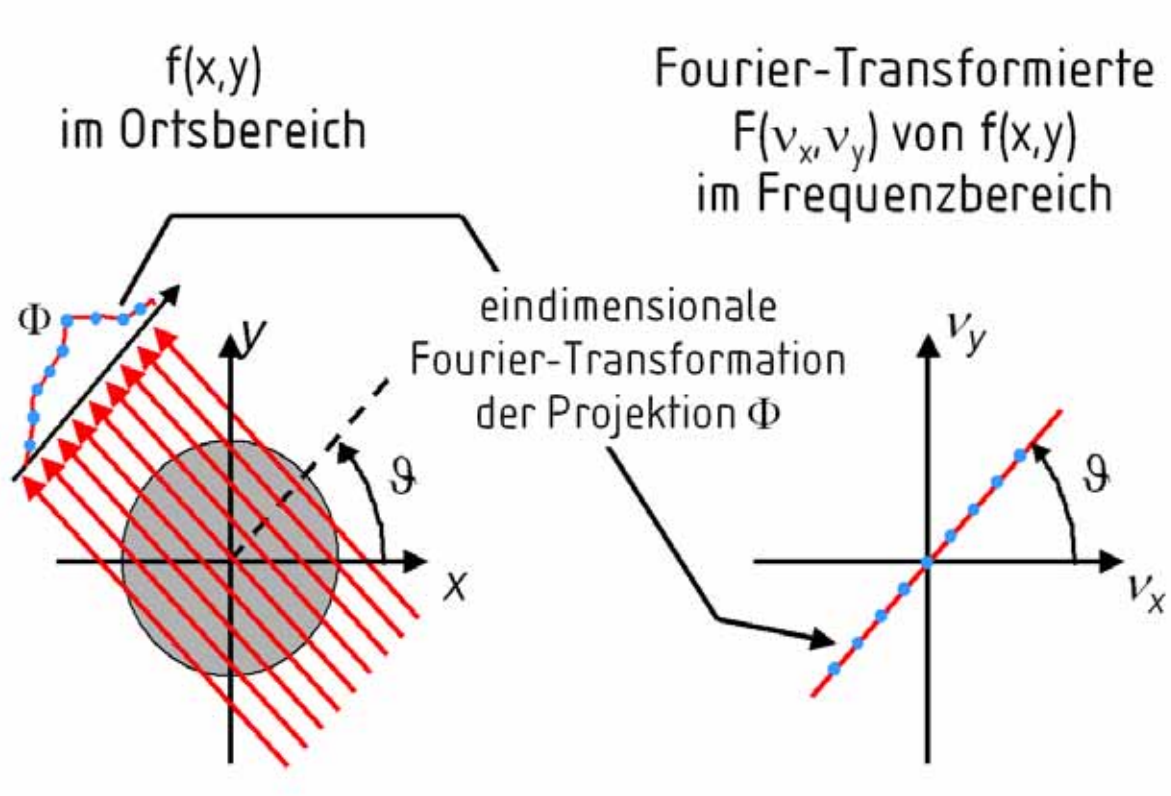


Bild 4.15 Zentralschnitt-Theorem der Fourier-Transformation

Das Zentralschnitt-Theorem besagt, dass die Fourier-Transformierte der Projektion $\Phi$, die unter dem Winkel $\vartheta$ durch die Funktion $f(x,y)$ aufgenommenen wurde, einem ebenfalls unter dem Winkel $\vartheta$ verlaufenden Zentralschnitt durch die zweidimensionale Fourier-Transformierte $F(\nu_x,\nu_y,)$ der Funktion $f(x,y)$ entspricht.

Aus dem Zentralschnitt-Theorem wird der in Bild 4.16 dargestellte Rekonstruktionsalgorithmus abgeleitet [14]. Für jede gemessenen Projektion wird mit Hilfe der eindimensionalen Fourier-Transformation ihre Fourier-Transformierte im Frequenzbereich berechnet. Alle Fourier-Transformierten sämtlicher gemessener Projektionen werden im zweidimensionalen Frequenzbereich als Zentralschnitte unter den jeweiligen Winkeln der Projektionen überlagert.

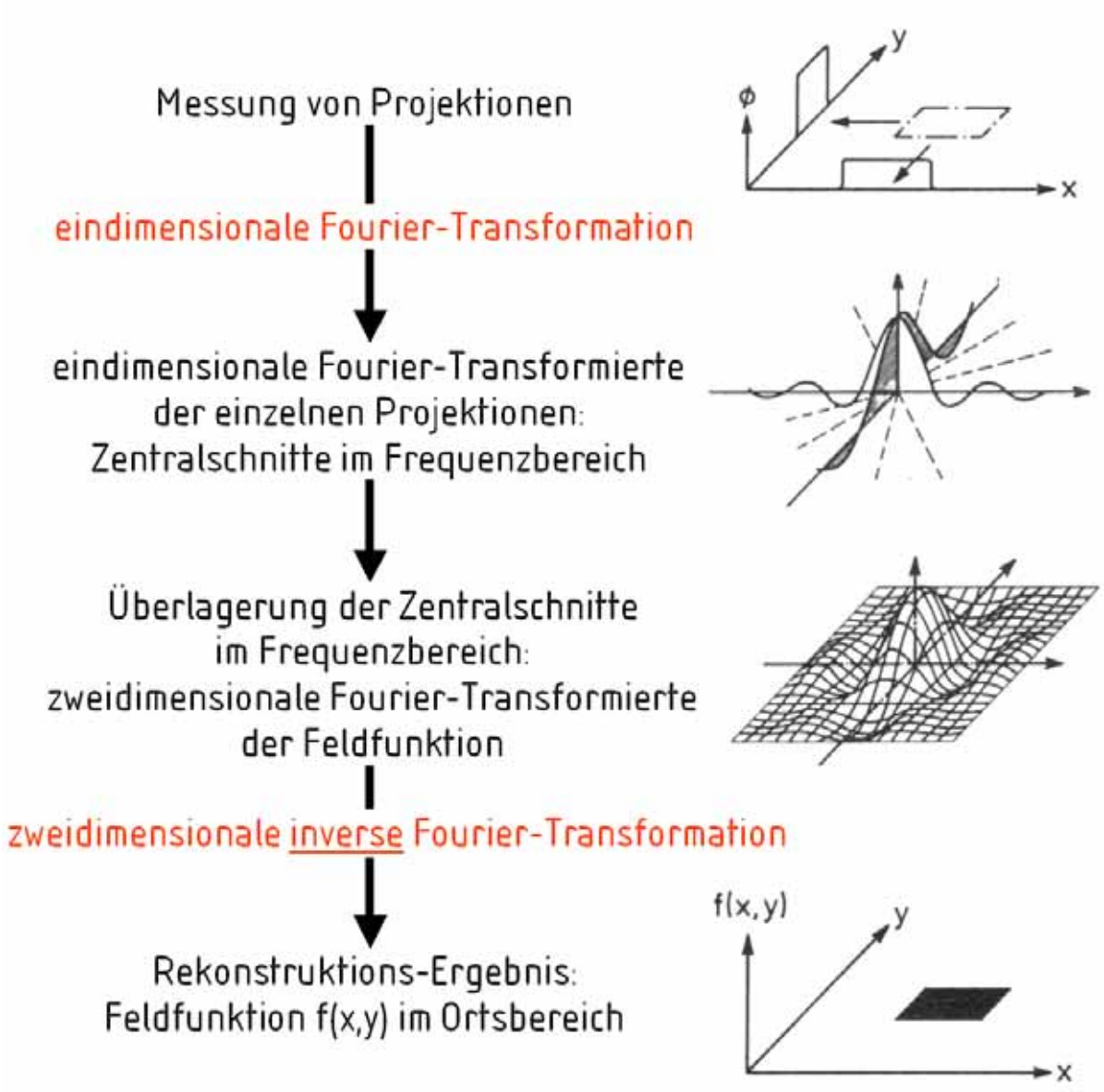


Bild 4.16 Rekonstruktion mit Hilfe der Fouriertransformation

Aus der Überlagerung einer ausreichend hohen Anzahl an Zentralschnitten ergibt sich als Näherung die zweidimensionale Fourier-Transformierte der gesuchten Feldfunktion *f(x,y)* im Frequenzbereich. Daraus wird durch Umkehrung der zweidimensionalen Fourier-Transformation die Feldfunktion in der Messebene berechnet. Dieses Rekonstruktionsverfahren entspricht im Rekonstruktionsergebnis vollständig der linearen Rückprojektion [61]. Die Überlagerung eines zusätzlichen Zentralschnitts im Frequenzbereich repräsentiert dabei

die Rückprojektion einer zusätzlichen Projektionsmessung im Ortsbereich. Mathematisch ist diese Operation im Frequenzbereich einfacher durchzuführen als im Ortsbereich. Für die gefilterte Rückprojektion kann die Filterung wie oben bereits dargestellt durch Faltung der gemessenen Projektion mit der Filterfunktion im Ortsbereich erfolgen. Alternativ kann die Filterung im Frequenzbereich durch Multiplikation der einzelnen Zentralschnitte mit der Fourier-Transformierten der Filterfunktion durchgeführt werden.

### 4.2.5 Dual-Energie Technik

Mit Hilfe der Röntgentomographie werden in Schnittebenen durch das Messobjekt die lokalen Röntgenschwächungskoeffizienten gemessen und als Grauwerte im CT-Schnittbild dargestellt. Wenn die im Messobjekt vorhandenen Materialien und ihre Röntgenschwächungskoeffizienten bekannt sind, kann den einzelnen Bildpunkten das lokal vorliegende Material zugeordnet werden. Dies ist allerdings nur dann direkt möglich, wenn in den einzelnen Bildpunkten jeweils nur ein Material als Reinstoff vorliegt. Wenn in einem Bildpunkt zwei Materialien räumlich nebeneinander vorliegen, so hängt der berechnete Röntgenschwächungskoeffizient in diesem Bildpunkt von den beiden Koeffizienten der Reinstoffe sowie den jeweiligen Phasenanteilen ab. Im Beispiel der zweiphasigen Strömung aus den Stoffen A und B gilt

$$\mu = \alpha_A \mu_A + \alpha_B \mu_B \,. \tag{4.18}$$

Darin ist $\mu$ der gemessene lokale Röntgenschwächungskoeffizient im betrachteten Bildpunkt der Messebene. $\mu_A$ und $\mu_B$ sind die Koeffizienten der Reinstoffe A und B, $\alpha_A$ und $\alpha_B$ sind die entsprechenden lokalen Phasenanteile. Zusätzlich gilt, dass die Summe sämtlicher Phasenanteile in einem mehrphasigen Gemisch stets eins ist. Daher gilt im vorliegenden Beispiel

$$\alpha_A + \alpha_B = 1. \tag{4.19}$$

Somit steht mit Gl. (4.18) und Gl. (4.19) für jeden Bildpunkt der Messebene zum Berechnen der zwei lokalen Phasenanteile $\alpha_A$ und $\alpha_B$ ein Gleichungssystem aus zwei Gleichungen zur Verfügung. Die lokalen Phasenanteile der beiden Phasen können also aus dem gemessenen CT-Schnittbild berechnet werden.

Im Beispiel einer dreiphasigen Strömung mit der zusätzlichen Komponente C werden Gl.(4.18) und Gl.(4.19) erweitert zu

$$\mu = \alpha_A \mu_A + \alpha_B \mu_B + \alpha_C \mu_C \tag{4.20}$$

und

$$\alpha_A + \alpha_B + \alpha_C = 1. \tag{4.21}$$

Damit stehen im Gleichungssystem aus Gl.(4.20) und Gl.(4.21) weiterhin nur zwei Gleichungen zur Berechnung von nun drei unbekannten Phasenanteilen zur Verfügung. Das Gleichungssystem ist daher nicht lösbar. Die drei gesuchten lokalen Phasenanteile können aus der konventionellen Messung eines CT-Schnittbilds nicht berechnet werden.

Um dennoch die lokalen Phasenanteile eines dreiphasigen Gemisches mit Hilfe von Röntgentomographie messen zu können, kann die Dual-Energie Technik verwendet werden [1,25,38,43,84,91]. Diese basiert auf der Abhängigkeit der Röntgenschwächungskoeffizienten nicht nur vom durchstrahlten Material, sondern auch von der Wellenlänge (bzw. von der Photonenenergie) der verwendeten Röntgenstrahlung. Diese Abhängigkeit wird ausgenutzt, indem vom selben Messobjekt nacheinander zwei CT-Schnittbilder gemessen werden. Für das Messen der beiden Schnittbilder wird Röntgenstrahlung mit unterschiedlicher Wellenlänge verwendet. Dadurch weisen die durchstrahlten Materialien in den beiden Messungen unterschiedliche Röntgenschwächungskoeffizienten auf. Es werden also zwei unterschiedliche Schnittbilder vom identischen Messobjekt gemessen. Für die an einem Bildpunkt gemessenen lokalen Röntgenschwächungskoeffizienten $\mu_1$ aus der ersten und $\mu_2$ aus der zweiten Messung gilt unter Erweiterung von Gl.(4.20)

$$\mu_1 = \alpha_A \mu_{A,1} + \alpha_B \mu_{B,1} + \alpha_C \mu_{C,1} \tag{4.22}$$

und

$$\mu_2 = \alpha_A \mu_{A,2} + \alpha_B \mu_{B,2} + \alpha_C \mu_{C,2} \,. \tag{4.23}$$

Darin sind $\mu_{A,1}$, $\mu_{B,1}$ und $\mu_{C,1}$ die Röntgenschwächungskoeffizienten der drei Reinstoffe für die erste und $\mu_{A,2}$, $\mu_{B,2}$ und $\mu_{C,2}$ die entsprechenden Koeffizienten für die zweite Wellenlänge der Röntgenstrahlung. Da in beiden Messungen das Messobjekt das selbe ist, sind die drei gesuchten Phasenanteile in beiden Gleichungen identisch. Mit Gl.(4.21), Gl.(4.22) und Gl.(4.23) steht für jeden Bildpunkt der Messebene ein Gleichungssystem mit drei Gleichungen zum Berechnen der drei gesuchten lokalen Phasenanteile zur Verfügung.

Die lokalen Phasenanteile der drei Phasen können also aus den beiden gemessenen CT-Schnittbildern berechnet werden. Daraus ergibt sich der Dual-Energie-Algorithmus, der in Bild 4.17 dargestellt ist. Es werden vom selben Messobjekt zwei CT-Schnittbilder mit unterschiedlicher Wellenlänge der Röntgenstrahlung gemessen. Anschließend wird für jeden Punkt der Messebene das Gleichungssystem aus Gl.(4.21) bis Gl.(4.23) gelöst. Das Ergebnis sind für jeden Punkt der Messebene die gesuchten lokalen Phasenanteile.

Dieser Algorithmus wird als "Post Reconstruction"-Algorithmus bezeichnet [38], da zunächst zwei eigenständige Rekonstruktionen für die beiden verwendeten Photonenenergien durchgeführt werden, die anschließend dem Dual-Energie-Algorithmus zugeführt werden. Im sogenannten "Pre Reconstruction"-Algorithmus dagegen wird zunächst das Gleichungssystem aus Gl.(4.21), Gl.(4.22) und Gl.(4.23) für jeden Röntgenstrahl einzeln gelöst, anschließend erfolgt die Rekonstruktion für jede der drei Phasen einzeln [130]. Die Ergebnisse der beiden Algorithmen sind gleichwertig.

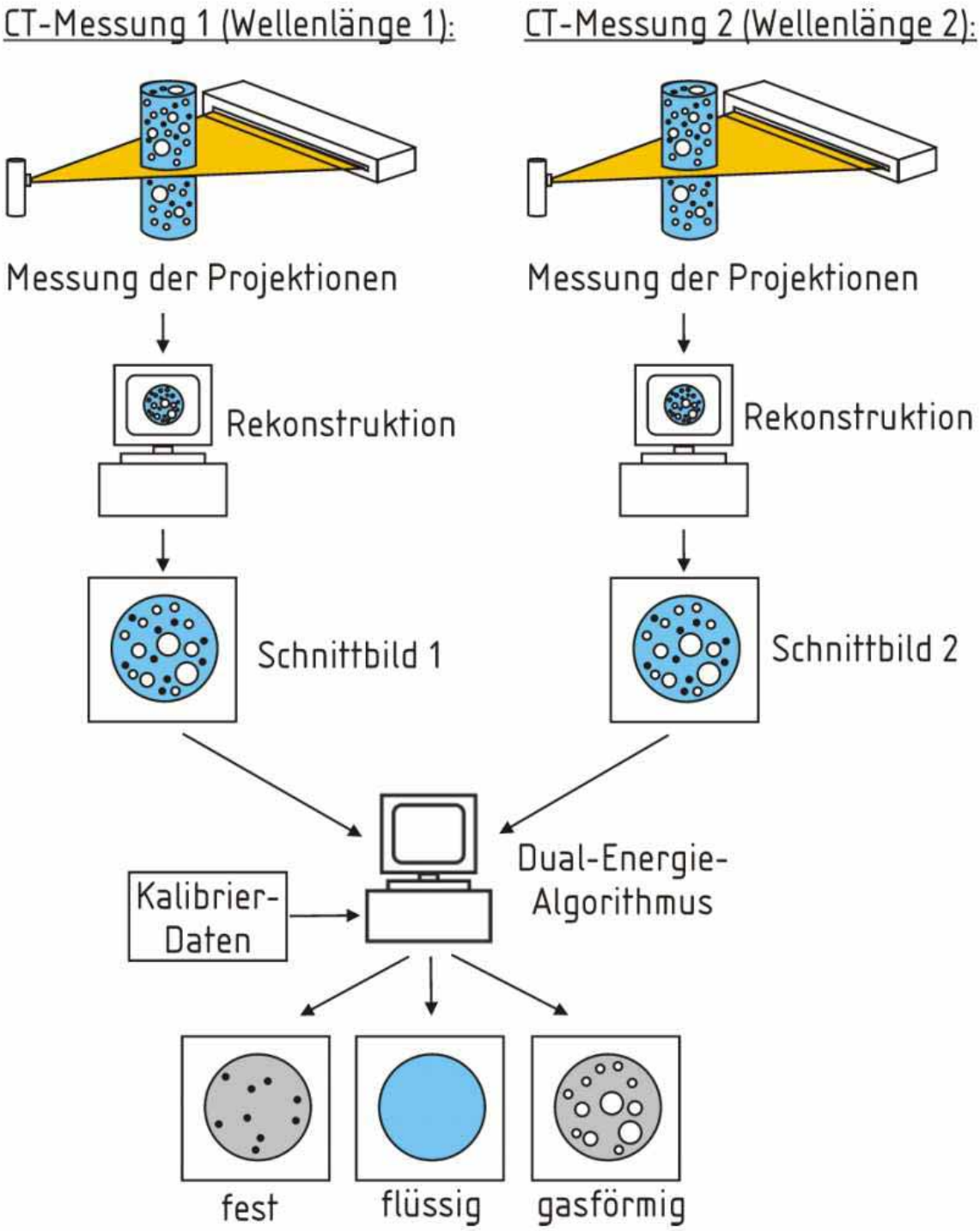


Bild 4.17 Post Reconstruction Dual-Energie-Algorithmus

In der Praxis ist es nicht möglich, mit Hilfe von Röntgenröhren monoenergetische Röntgenstrahlung mit einheitlicher Wellenlänge zu erzeugen. Stattdessen wird durch das Verwenden einer bestimmten Beschleunigungsspannung stets ein

Röntgenspektrum erzeugt, das gleichzeitig Röntgenstrahlung unterschiedlicher Wellenlängen enthält (vergleiche Kapitel 4.1.1). Das Grundprinzip der Dual-Energie Technik ist davon unabhängig. Es werden entsprechend zwei Messungen mit unterschiedlicher Beschleunigungsspannung der Röntgenquelle durchgeführt. Details der konkreten Umsetzung der Dual-Energie Technik im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind in Kapitel 6.3 erläutert.

# 5. Aufbau der Versuchsanlage

Um die Phasenverteilungen in einer dreiphasig betriebenen Blasensäule experimentell zu untersuchen, wird eine Versuchsanlage im Technikumsmaßstab erstellt. Der Aufbau der Versuchsanlage ist in diesem Kapitel dargestellt. Der verwendete Röntgentomographen ist in Kapitel 6 ausführlich beschrieben. Die theoretischen Grundlagen der tomographischen Messtechnik sind in Kapitel 1 erläutert.

Das Fliessbild der Versuchsanlage, an der die experimentellen Untersuchungen durchgeführt werden, ist in Bild 5.1 abgebildet. Die Blasensäule hat eine Höhe von 7,5 m. Der Innendurchmesser beträgt 244 mm. Die Wand der Blasensäule besteht aus PMMA (Plexiglas, Acrylglas), die Wandstärke beträgt 3 mm. Die Blasensäule kann sowohl zwei- als auch dreiphasig betrieben werden. Als flüssige Phase dient Leitungswasser, als gasförmige Phase Luft, als feste Phase PVC-Granulat.

Die Luft wird dem Druckluftnetz der Versuchshalle entnommen. Der Volumenstrom der Luft wird durch einen Druckminderer eingestellt und mit Hilfe eines Heißfilmanemometers gemessen. Dieses Messverfahren beruht auf der Kühlung eines durch elektrischen Strom erhitzten Drahtes durch die vorbeiströmende Luft. Es wird der Massenstrom der Luft gemessen. Die Umrechnung von Volumen- zu Massenstrom anhand des Druckes und der Temperatur entfällt dabei. Die Luft wird am Fuß der Blasensäule dispergiert. Durch die Auftriebskraft der Luftblasen bildet sich die Strömung in der Blasensäule aus. Die Blasensäule ist am Kopf offen, so dass die Luft nach oben in die Umgebung entweichen kann. Der aufwärts gerichteten Blasenströmung kann eine ebenfalls aufwärts gerichtete Strömung des Wassers überlagert werden. Dazu wird Wasser aus einem Vorlagetank mit Hilfe einer Pumpe in die Blasensäule gefördert.

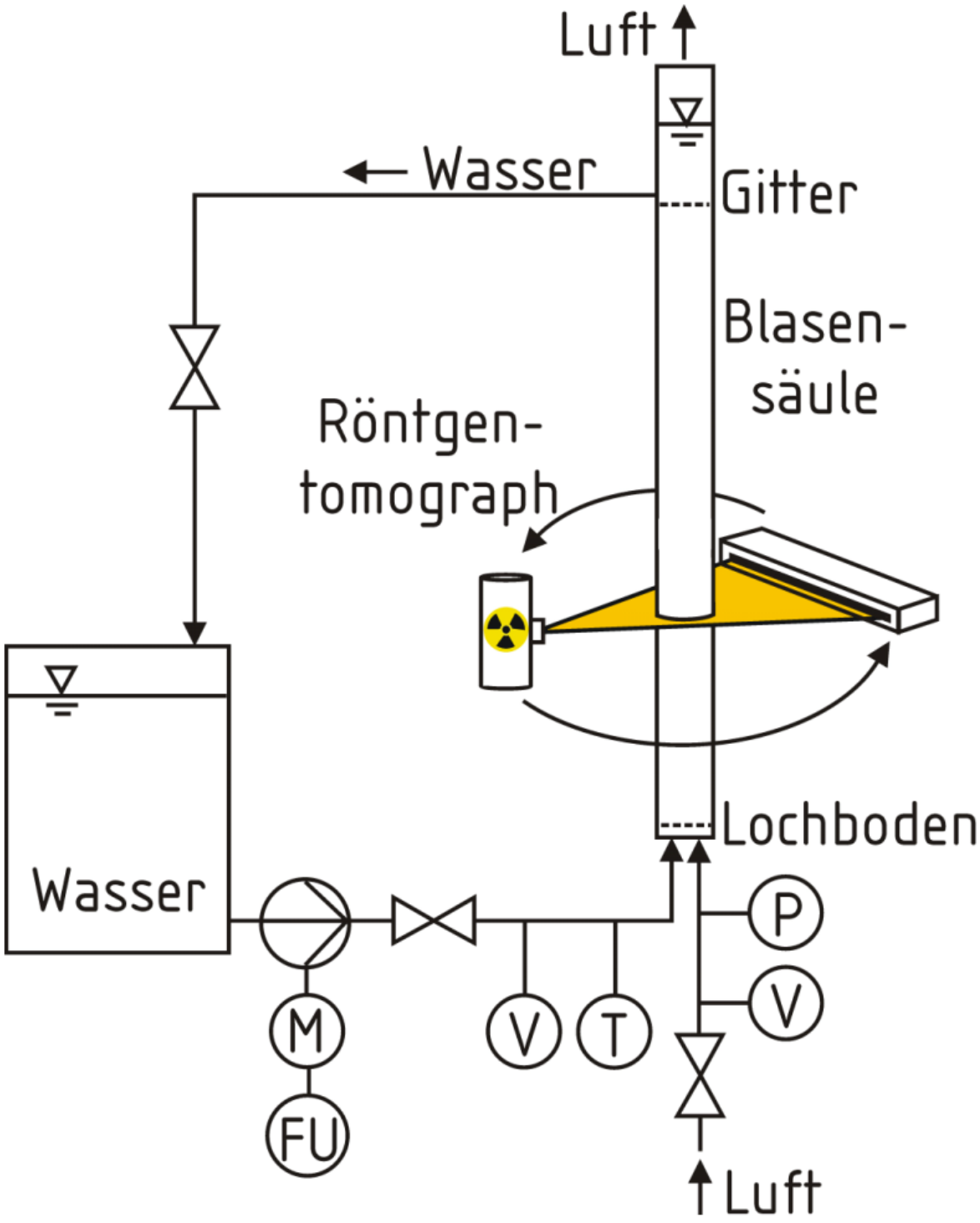


Bild 5.1 Fliessbild der Versuchsanlage

Dazu wird eine Kreiselpumpe verwendet. Der Volumenstrom des Wassers wird mit Hilfe eines Frequenzumwandlers über die Drehzahl der Pumpe geregelt. Die

Messung des Volumenstroms des Wassers erfolgt mit Hilfe einer Messturbine. Die Zufuhr des Wassers erfolgt zusammen mit der Luft am Fuß der Blasensäule. Das Wasser strömt in der Blasensäule aufwärts und wird vom Kopf der Blasensäule zurück in den Vorlagetank geleitet. Die Rückführung in den Vorlagetank befindet sich 5,8 m oberhalb des Bodens der Blasensäule.

Sowohl die Luft als auch das Wasser werden der Blasensäule über einen Lochboden zugeführt. Der Lochboden ist in Bild 5.2 dargestellt.

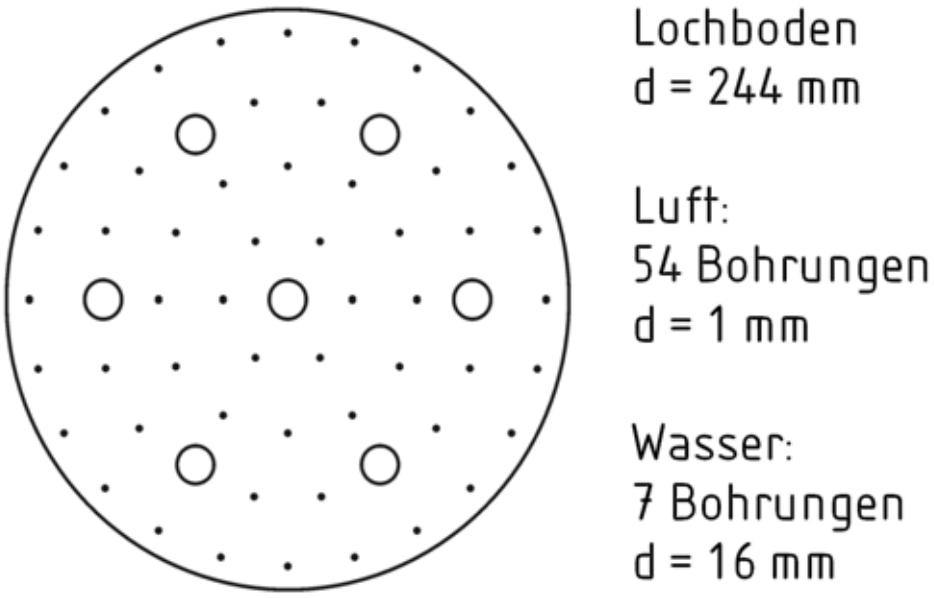


Bild 5.2 Lochboden der Blasensäule

Die Luft wird durch 54 Bohrungen mit dem Durchmesser 1 mm in der Blasensäule dispergiert. Die Bohrungen sind gleichmäßig über den gesamten Querschnitt der Blasensäule verteilt. Das Wasser wird über 7 Düsen mit dem Durchmesser 16 mm zugeführt. Die Düsen sind mit einem Drahtgitter gegen das Hereinfallen von PVC-Granulat gesichert. Der Fuß der Blasensäule ist so konstruiert, dass der Lochboden mit geringem Aufwand gegen andere Begasungsorgane ausgetauscht werden kann.

Das PVC-Granulat, das in der Blasensäule als partikelförmige feste Phase eingesetzt wird, ist in Bild 5.3 dargestellt.

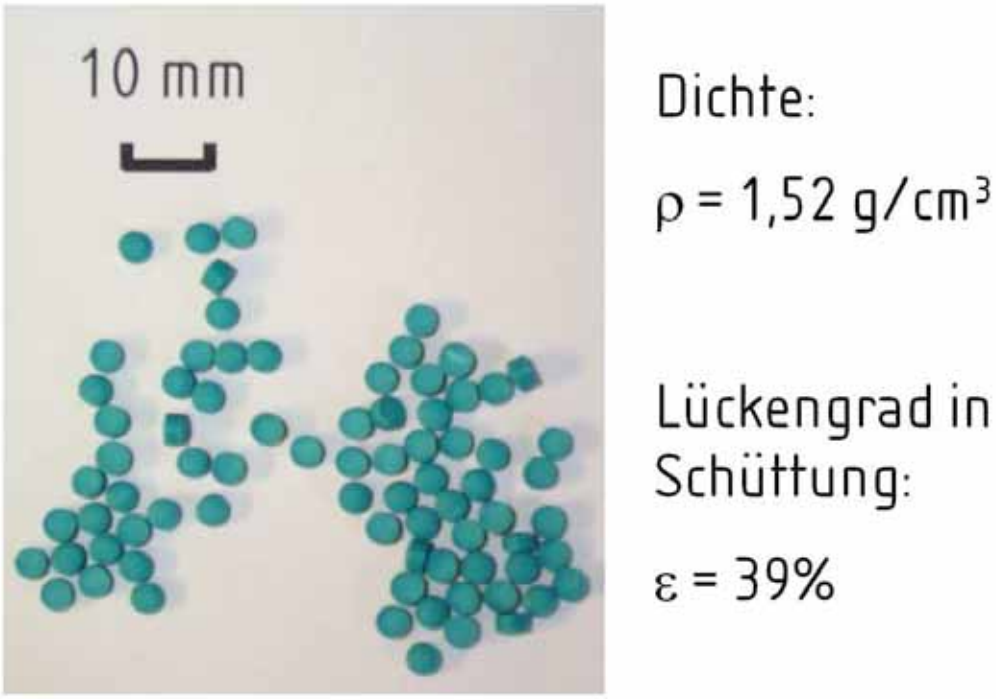


Bild 5.3 PVC-Granulat

Die Dichte des PVC beträgt 1,52 g/cm³. Die einzelnen Granulat-Partikeln haben eine zylindrische Form. Der Durchmesser der Zylinderabschnitte beträgt 3 bis 3,5 mm, die Höhe 2 bis 3 mm. Die Beladung mit Granulat wird zwischen 0% und 10% des Volumens der Blasensäule variiert. Das Granulat wird in der Blasensäule durch die Strömung aus Wasser und Luft vom Boden der Kolonne aufgewirbelt. Ein über den Querschnitt der Blasensäule gespanntes Gitter am Kopf der Säule verhindert, dass das Granulat zusammen mit dem Wasser aus der Blasensäule heraus in den Vorlagetank gespült wird.

Die Verteilungen aller drei Phasen werden in der Blasensäule mit Hilfe eines Röntgentomographen gemessen. Der Aufbau des Röntgentomographen ist in Kapitel 6 ausführlich beschrieben. Der Röntgentomograph ist um die Blasensäule montiert. In Bild 5.4 ist eine Fotografie der Versuchsanlage mit dem Röntgentomographen abgebildet. Der untere Teil der Versuchsanlage befindet

sich im Keller der Versuchshalle und ist daher auf der Fotografie nicht zu sehen. In Bild 5.5 ist eine Fotografie des Röntgentomographen mit der Blasensäule von unten abgebildet. In der Blasensäule ist das durch die Strömung aufgewirbelte grüne PVC-Granulat zu sehen.

Bild 5.4 Versuchsanlage, Gesamtansicht

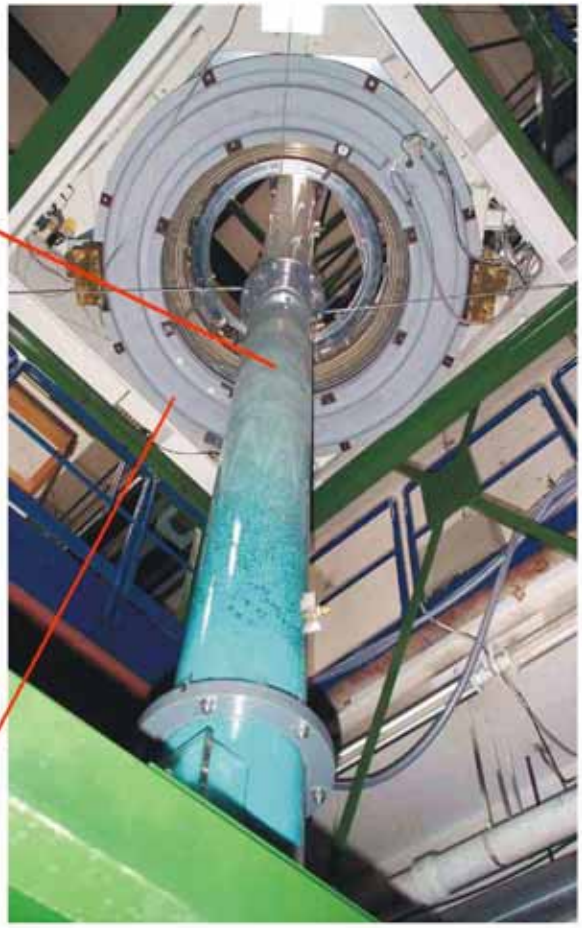

Bild 5.5 Blasensäule und Röntgentomograph von unten

Mit Hilfe des Röntgentomographen wird die Phasenverteilung in einer horizontalen Schnittebene der Blasensäule gemessen. Um die Phasenverteilung in unterschiedlichen Schnittebenen der Blasensäule zu messen, wird der Röntgentomograph in verschiedenen Ebenen der Versuchsanlage montiert.

# 6. Messtechnik: Röntgentomograph

Die lokalen Phasenanteile in der untersuchten Blasensäule werden mit Hilfe eines Dual-Energie Röntgentomographen gemessen. Die theoretischen Grundlagen dieser Messtechnik sind in Kapitel 1 ausführlich erläutert. Ein Röntgentomograph, der die notwendigen Spezifikationen für die durchgeführten Messungen aufweist, ist kommerziell nicht erhältlich. Daher wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Dual-Energie Röntgentomograph der "dritten Generation" als Eigenkonstruktion entwickelt und installiert. Der Aufbau des verwendeten Tomographen, seine wesentlichen Komponenten, die Messung und Aufbereitung der Projektionsdaten zur Rekonstruktion von Schnittbildern sowie deren Auswertung mit Hilfe der Dual-Energie Technik sind in diesem Kapitel detailliert beschrieben.

## 6.1 Aufbau des Röntgentomographen

In Bild 6.1 ist eine Fotographie des verwendeten Tomographen in der Draufsicht abgebildet. Als Basis des Tomographen dient die mechanische Einheit eines medizinischen Tomographen, die sogenannte Gantry. Sie besteht aus einem festen äußeren Rahmen und einem Rotor. Die Gantry wird so positioniert, dass die senkrechte Rotationsachse des Rotors mit der Achse der Blasensäule identisch ist. Röntgenquelle und Röntgendetektor sind auf dem Rotor montiert und können so um das Messobjekt - die Blasensäule - rotiert werden. Auf dem Rotor befinden sich zusätzlich die Röntgenquellen-Steuerung, die Winkelpositions-Messung, ein Steuer-PC, die Luftkühlung der Röntgenquelle sowie Kollimatoren zum Einstellen der Strahlgeometrie und zum Abschirmen von Streustrahlung.

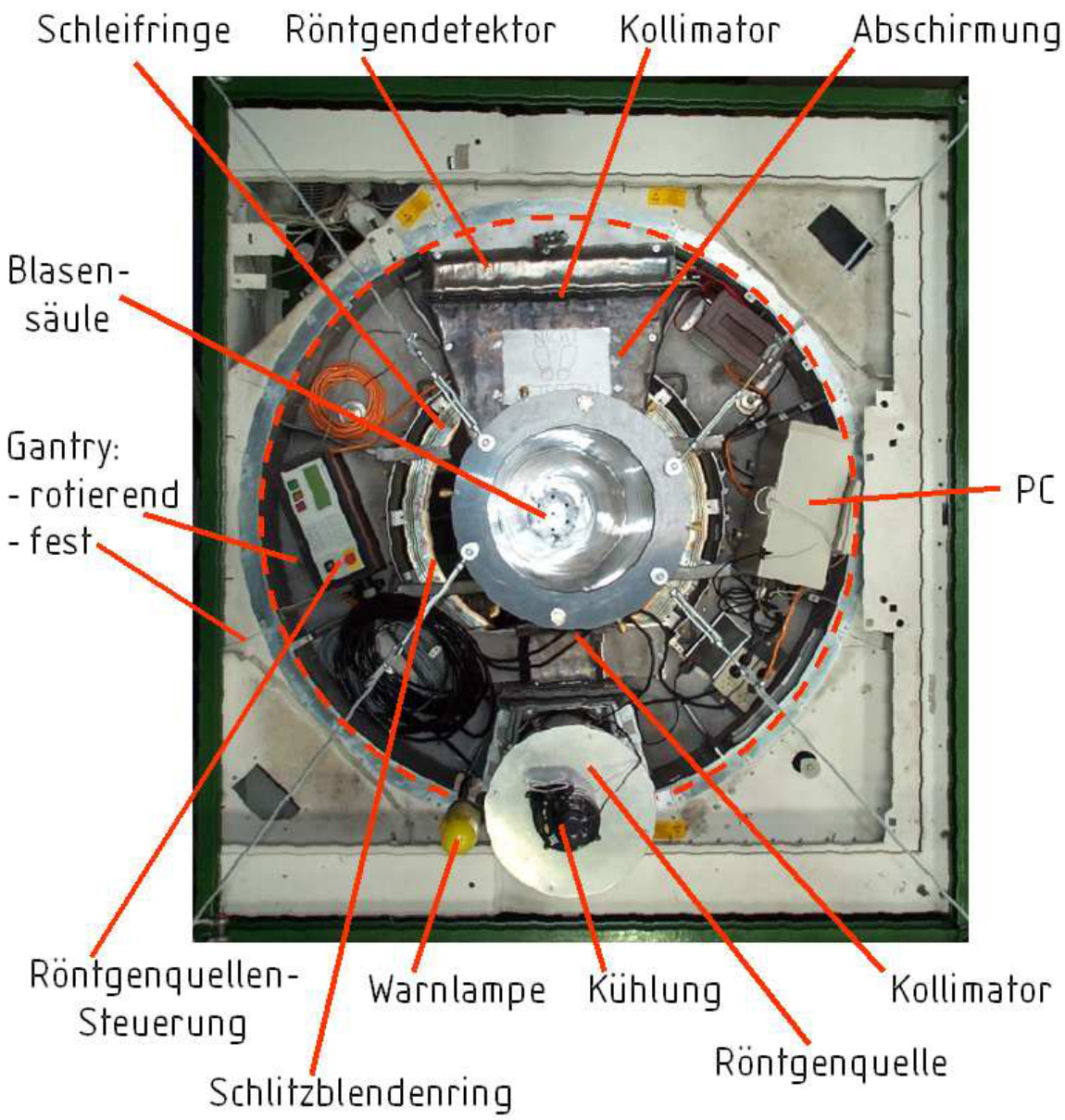


Bild 6.1 Fotographie des Röntgentomographen, Draufsicht

Zum Abschirmen der Röntgenstrahlung gegenüber der Umgebung sind die Röntgenquelle, der Strahlengang und der Röntgendetektor mit Blei ummantelt. Um das Gewicht möglichst niedrig zu halten, ist die Abschirmung direkt auf die Geräte bzw. unmittelbar um den benötigten freien Strahlweg herum montiert. Daher befindet die Abschirmung sich ebenfalls auf dem Rotor und rotiert während der Messung mit um das Messobjekt. Eine weitere Abschirmung um den Versuchsaufbau herum ist dadurch nicht notwendig. Die direkte Umgebung

des Tomographen wird während der Messungen als Strahlenschutzbereich gesperrt. Der schematische Aufbau des Tomographen und die Verkettung der einzelnen Komponenten ist in Bild 6.2 dargestellt.

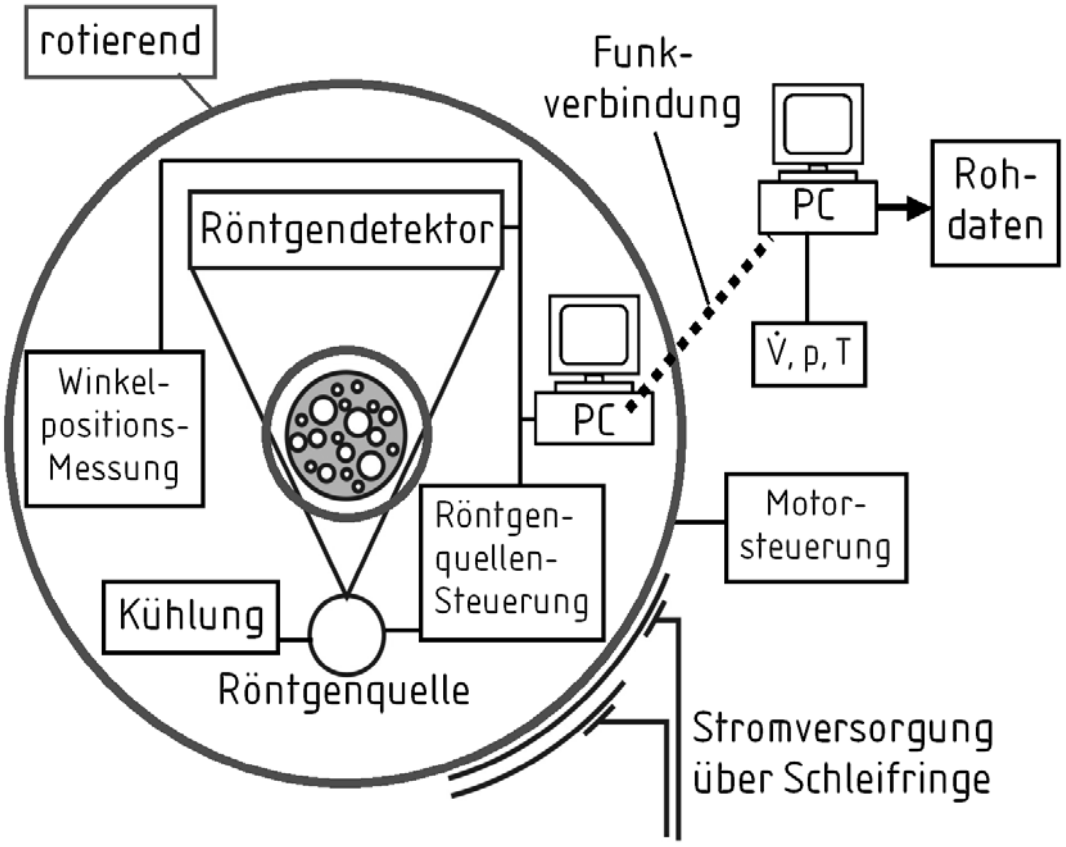


Bild 6.2 Schematischer Aufbau des Röntgentomographen

Die Stromversorgung sämtlicher rotierender Komponenten erfolgt über Schleifringe. Die rotierenden Komponenten Röntgenquelle, Röntgendetektor und Winkelpositionsmessung werden von einem ebenfalls mitrotierenden PC aus gesteuert. Von diesem aus werden auch über eine parallele Schnittstelle die Projektionsdaten aus dem Detektor ausgelesen. Durch die direkte Verbindung des Detektors mit dem Steuer-PC wird die hierfür notwendige schnelle Übertragung der Daten sichergestellt. Der Steuer-PC befindet sich auf dem Rotor der Gantry und damit im gesperrten Strahlenschutz-Bereich. Daher wird der Tomograph durch den Bediener über einen zweiten, feststehenden PC von außerhalb der Anlage gesteuert. Die beiden PCs sind über eine Funkverbindung

miteinander verbunden. Diese ist für den Datenaustausch sowohl kostengünstiger als auch weniger störanfällig als eine Lösung mit Hilfe von Schleifringen. Vom nicht rotierenden PC aus werden die gemessenen Projektionsdaten aufbereitet und zur Rekonstruktion übertragen. Details der einzelnen Komponenten des Röntgentomographen sind in den folgenden Unterkapiteln erläutert. Die Durchführung der Messungen und Erzeugung sowie Auswertung der CT-Schnittbilder sind in den Kapiteln 6.2 und 6.3 beschrieben.

### 6.1.1 Röntgenquelle

Als Strahlenquelle für den Tomographen dient eine Röntgenröhre. Das Funktionsprinzip entspricht der Darstellung in Kapitel 4.1.1. Die technischen Daten der verwendeten Röntgenröhre sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Tabelle 6.1 Technische Daten der verwendeten Röntgenröhre

| | |
|---|---|
| Hersteller | Agfa NDT Pantak Seifert<br>(heute: GE Inspection Technologies) |
| Typ | Eresco 65 MF2 |
| Beschleunigungsspannung | variabel, max. 200 kV |
| Anodenstrom | variabel, max. 4,5 A bei 200 kV |
| Leistung | 900 W |
| Anoden-Material | Wolfram |
| Brennfleck | 1,5 mm nach IEC 336<br>3 mm nach EN 12543 |
| Kühlung | Luft, Gebläse |
| Strahlenbündel | elliptisch, 40° x 60° |
| Eigenfilterwert | 1 mm Beryllium |
| Steuerung | Steuergerät Eresco MF2<br>mit serieller Schnittstelle |

Für den Einsatz im Dual-Energie Tomographen wird eine Röntgenröhre mit variabler Beschleunigungsspannung ausgewählt. Die maximal benötigte Beschleunigungsspannung ergibt sich aus der Auslegung des Dual-Energie Algorithmus (siehe Kapitel 6.3). Die Projektionen werden während der Rotation kontinuierlich gemessen. Daher wird eine Röntgenröhre mit konstanter, nicht gepulster Strahlleistung verwendet. Die Brennfleckgröße ermöglicht eine für diese Anwendung ausreichend feine Auflösung (siehe Kapitel 6.4). Für den Betrieb während der kontinuierlichen Rotation des Tomographen wird eine Röntgenquelle gewählt, die über eine Luftkühlung verfügt, die also im Gegensatz zu Modellen mit Öl- oder Wasserkühlung keinen Rückkühl-Kreislauf erfordert. Das Steuergerät der Röntgenröhre verfügt über eine serielle Schnittstelle. Über diese Schnittstelle kann die Röntgenröhre vom PC aus gesteuert werden, wenn das Steuergerät sich im gesperrten Strahlenschutzbereich befindet. In der Röntgenröhre wird ein breites Röntgenspektrum erzeugt (siehe Kapitel 4.1.1). Zur Vermeidung von Aufhärtungsartefakten wird zusätzlich zum 1 mm Beryllium Filter der Röntgenröhre ein zusätzlicher Aufhärtungsfilter aus 0,75 mm Messing zwischen Röntgenquelle und Messobjekt montiert (siehe Kapitel 6.5.2). Die Intensität der von der Röntgenröhre emittierten Strahlung hängt nicht nur von den Betriebsparametern Beschleunigungsspannung und Anodenstrom ab, sondern auch von der Temperatur der Röntgenquelle. Dieser Einfluss wird rechnerisch korrigiert (siehe Kapitel 6.2.2). Die Temperatur der Röntgenquelle wird mit der Genauigkeit ±0,5 °C gemessen.

Bevor die Röntgenquelle mit maximaler Leistung betrieben werden kann, muss zu Beginn jedes Messtages ein sogenanntes Warmup-Programm durchgeführt werden. Im Rahmen dieses Programms wird die Leistung der Röntgenquelle mit eingeschalteter Röntgenstrahlung langsam auf den Maximalwert gesteigert. Dieses Vorgehen ist notwendig, um den Brennfleck der Röntgenquelle langsam auf die Betriebstemperatur zu erwärmen und dadurch zu hohen Verschleiß zu vermeiden.

### 6.1.2 Röntgendetektor

Es existieren zahlreiche Messverfahren für das Detektieren von Röntgenstrahlung [4,5,101]. Für den Röntgentomographen wird ein Detektor benötigt, mit dessen Hilfe die Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung mit hoher örtlicher Auflösung gemessen werden kann und der das Speichern der gemessenen Projektionen zur Weiterverarbeitung und Rekonstruktion ermöglicht. Daher wird das in Bild 6.3 dargestellte Messprinzip aus Fotodiode und Szintillationskristall verwendet [127].

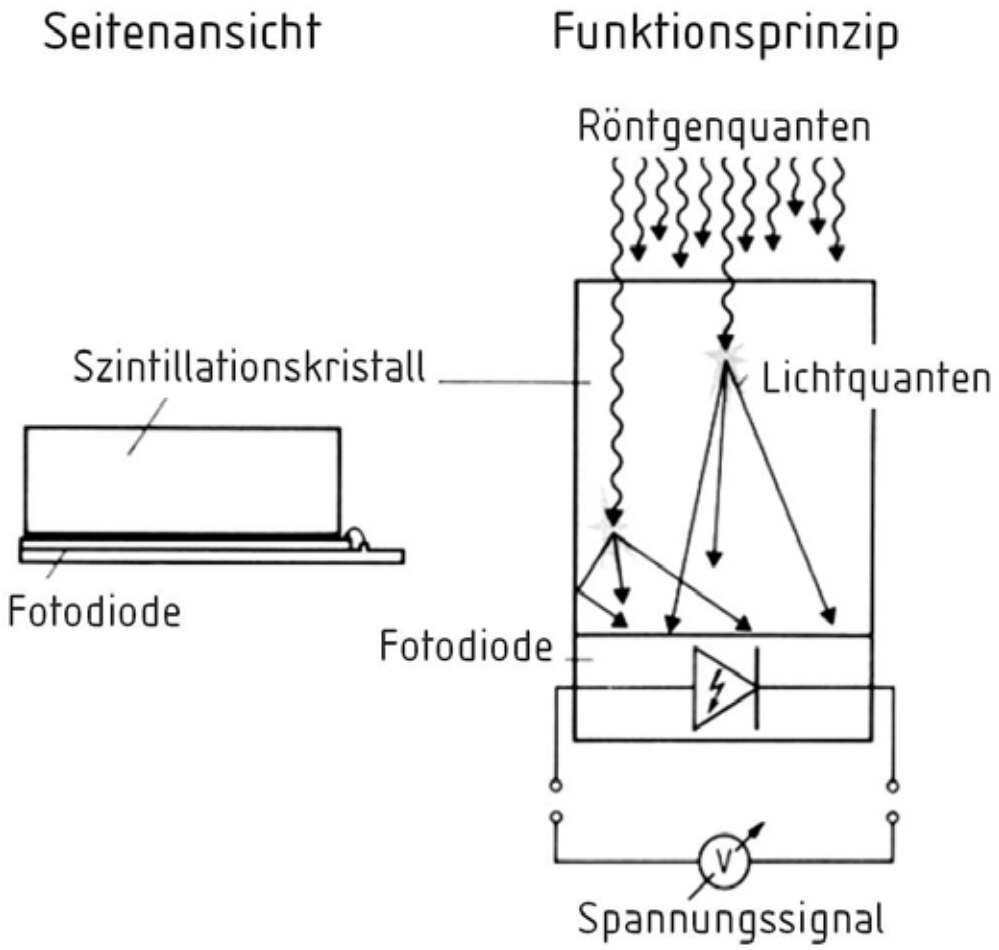


Bild 6.3 Röntgendetektor aus Szintillationskristall und Fotodiode: Seitenansicht und Funktionsprinzip

In einem Szintillationskristall wird die Röntgenstrahlung durch den Fotoeffekt (siehe Kapitel 4.1.2) in sichtbares Licht umgewandelt. Der Szintillationskristall

ist direkt auf einer Fotodiode montiert, mit deren Hilfe das Licht detektiert und in ein Spannungssignal umgewandelt wird. Durch ein lichtdichtes Gehäuse wird sichergestellt, dass nur Licht aus dem Szintillator und kein Umgebungslicht auf die Fotodiode trifft. Die in der Fotodiode erzeugte elektrische Spannung ist dann ein Maß für die Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung. Die gemessenen Spannungssignale können leicht digitalisiert und gespeichert werden, was eine Voraussetzung für die tomographische Auswertung ist. Ein wesentlicher Vorteil dieses Messprinzips ist die geringe Baugröße. Mehrere Fotodioden können leicht in beliebiger Anzahl nebeneinander zu Zeilen- oder Flächendetektoren kombiniert werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein Zeilendetektor verwendet, der aus 384 in einer Reihe nebeneinander montierten Fotodioden besteht. Die technischen Daten des verwendeten Detektors sind in Tabelle 6.2 angegeben.

Tabelle 6.2 Technische Daten des verwendeten Röntgendetektors

| | |
|---|---|
| Hersteller | Electron Tubes Ltd. |
| Typ | XDAS-01 |
| Messprinzip | Fotodioden mit Szintillator |
| Bauform | Zeilendetektor<br>modular, Länge variabel<br>64 Detektorpixel pro Platine<br>(4 Diodenmodule à 16 Detektorpixel) |
| Anzahl der Detektorpixel | 384 |
| Breite der Detektorpixel | 1,6 mm |
| gesamte Breite des Detektors | 614,4 mm |
| Szintillator-Material | "Gadox", Gadoliniumoxysulfid |
| Eigenfilterwert | 1 mm Aluminium |
| Dynamik<br>(Intensitäts-Auflösung) | 16 bit (65.536 Intensitäts-Stufen) |
| Schnittstellen | Steuersignale: seriell<br>Messdaten: parallel |

Der Detektor ist aus einzelnen Segmenten (Platinen) aufgebaut. Auf jeder dieser Platinen befinden sich 4 Diodenmodule aus jeweils 16 Photodioden, den Detektorpixeln. Diese 64 Detektorpixel pro Platine haben eine Länge von insgesamt 102,4 mm. Es werden 6 Platinen in Reihe geschaltet, um den gesamten Strahlenfächer abzudecken (siehe Kapitel 6.1.3). Steuersignale werden zwischen Röntgendetektor und Computer über eine serielle Schnittstelle übertragen. Die Messdaten werden über eine parallele Schnittstelle übertragen.

Die Intensität der Röntgenstrahlung wird über eine frei wählbare Integrationszeit gemittelt gemessen. Diese Integrationszeit darf allerdings nicht so lang gewählt werden, dass die Fotodioden Sättigung erreichen, da dann keine verwendbaren Messwerte mehr erhalten werden. Um dennoch über längere Zeiten gemittelt messen zu können - z.B. zum Erhöhen des Signal-Rausch-Verhältnisses - können mehrere Einzelmessungen (sogenannte "Subsamples") direkt nacheinander durchgeführt und durch die Detektorelektronik automatisch gemittelt werden. Das Messsignal wird in der Detektorelektronik digitalisiert, bevor es über die parallele Schnittstelle zum Computer übertragen wird. Die Intensität der Röntgenstrahlung wird mit einer Auflösung (der sogenannten "Dynamik") von 16 bit gemessen, d.h. es können 65.536 Intensitäts-Stufen unterschieden werden. Damit wäre es prinzipiell möglich, Luftblasen und PVC-Partikeln mit ca. 0,1 mm Durchmesser bzw. entsprechend niedrige Phasenanteile in der Blasensäule zu detektieren.

Die Messsignale des Detektors sind zwar prinzipiell ein Maß für die Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung. Aber die einzelnen Detektorpixel reagieren unterschiedlich stark auf eine bestimmte Intensität der Strahlung. Um die Messsignale sinnvoll auswerten zu können, müssen die Signale zunächst anhand von Kalibriermessungen normiert werden (siehe Kapitel 6.2.1).

### 6.1.3 Strahlanordnung

Die geometrische Anordnung von Röntgenquelle, Blasensäule und Röntgendetektor ist in Bild 6.4 in der Draufsicht schematisch dargestellt.

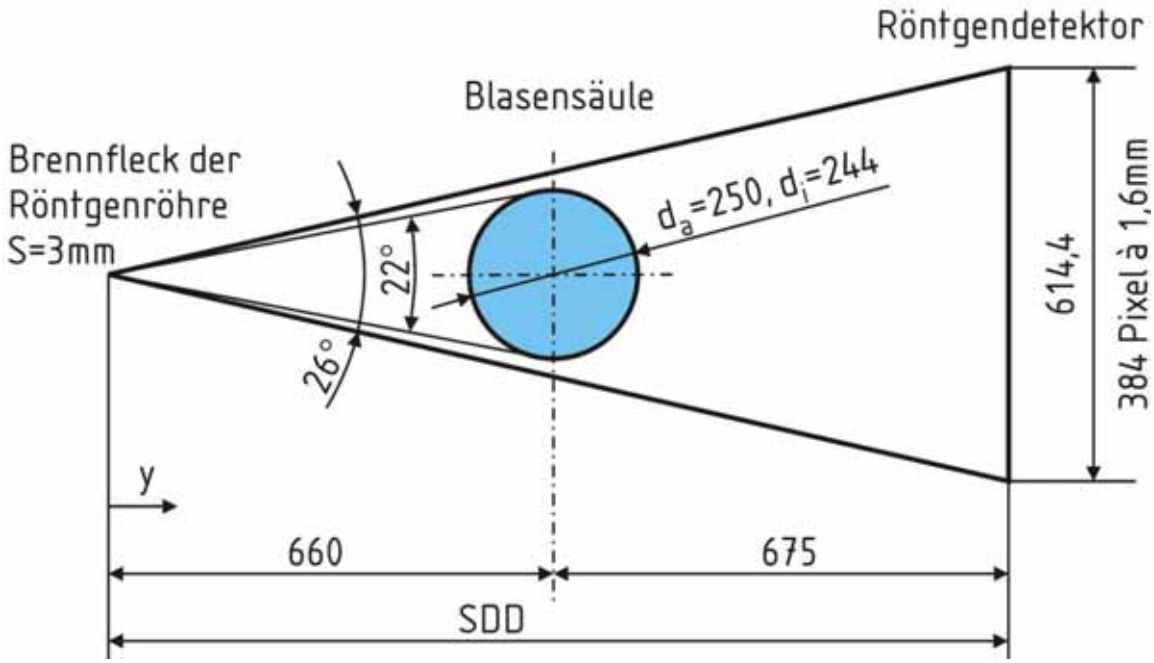


Bild 6.4 Strahlanordnung

Die Röntgenstrahlung wird im Brennfleck der Röntgenröhre erzeugt. Der Durchmesser des Brennflecks beträgt 3 mm (nach EN 12543). Der emittierte Strahlenkegel wird durch Kollimatoren aus Blei auf den benötigten Strahlenfächer mit einem Öffnungswinkel von 26° beschränkt. Mit diesem Öffnungswinkel wird der Röntgendetektor vollständig bestrahlt. Der zum vollständigen Bestrahlen der Blasensäule benötigte Öffnungswinkel beträgt nur 22°. Dadurch strahlt an beiden Seiten des verwendeten Strahlenfächers ein Strahlenbündel mit einem Öffnungswinkel von 2° an der Blasensäule vorbei auf den Detektor. Diese Strahlung trifft ungeschwächt auf den Detektor, sie wird nicht durch das Messobjekt beeinflusst.

Die Höhe des Strahlenfächers wird durch Kollimatoren aus Blei im Abstand 350 mm zum Brennfleck auf 4 mm begrenzt. Ein weiterer Kollimator unmittelbar vor dem Detektor mit ebenfalls 4 mm Höhe verhindert das Eindringen von Streustrahlung in den Detektor.

### 6.1.4 Winkelmessung

Um aus den gemessenen Röntgenprojektionen ein Schnittbild durch das Messobjekt berechnen zu können, muss für jede der Projektionen der jeweilige Projektionswinkel exakt bekannt sein. Dafür muss während der Rotation der Gantry jederzeit die Winkelposition des Rotors exakt gemessen werden. Hierfür wird ein System aus Schlitzblendenring und Lichtschranke verwendet. Die Position des Schlitzblendenrings ist in Bild 6.1 zu sehen. Der Schlitzblendenring besteht aus einem Blechring mit 1440 Langlöchern. Er ist mit dem festen Rahmen der Gantry des Tomographen verbunden und bewegt sich während der Rotation des Tomographen relativ zum Messobjekt nicht.

Ein am Rotor der Gantry montierter Sensorkopf enthält zwei Lichtschranken, die mit der Drehung des Rotors über den Schlitzblendenring geführt werden. Die Anordnung aus Sensorkopf mit Lichtschranken und Schlitzblendenring ist in Bild 6.5 dargestellt. Die einzelnen Komponenten sind teilweise auseinander gezogen dargestellt. Im Betrieb wird der Schlitzblendenring durch den Schlitz im Sensorkopf geführt. Eine der beiden Lichtschranken leuchtet dabei so durch die Langlöcher, dass sie jeweils durch den Steg zwischen zwei Langlöchern unterbrochen wird. Die Lichtschranke ist über eine Auswerte-Elektronik mit dem Steuer-Computer verbunden. Die Impulse der Lichtschranke werden von der Auswerte-Elektronik gezählt. Daraus wird der während der Rotation überstrichene Winkel berechnet.

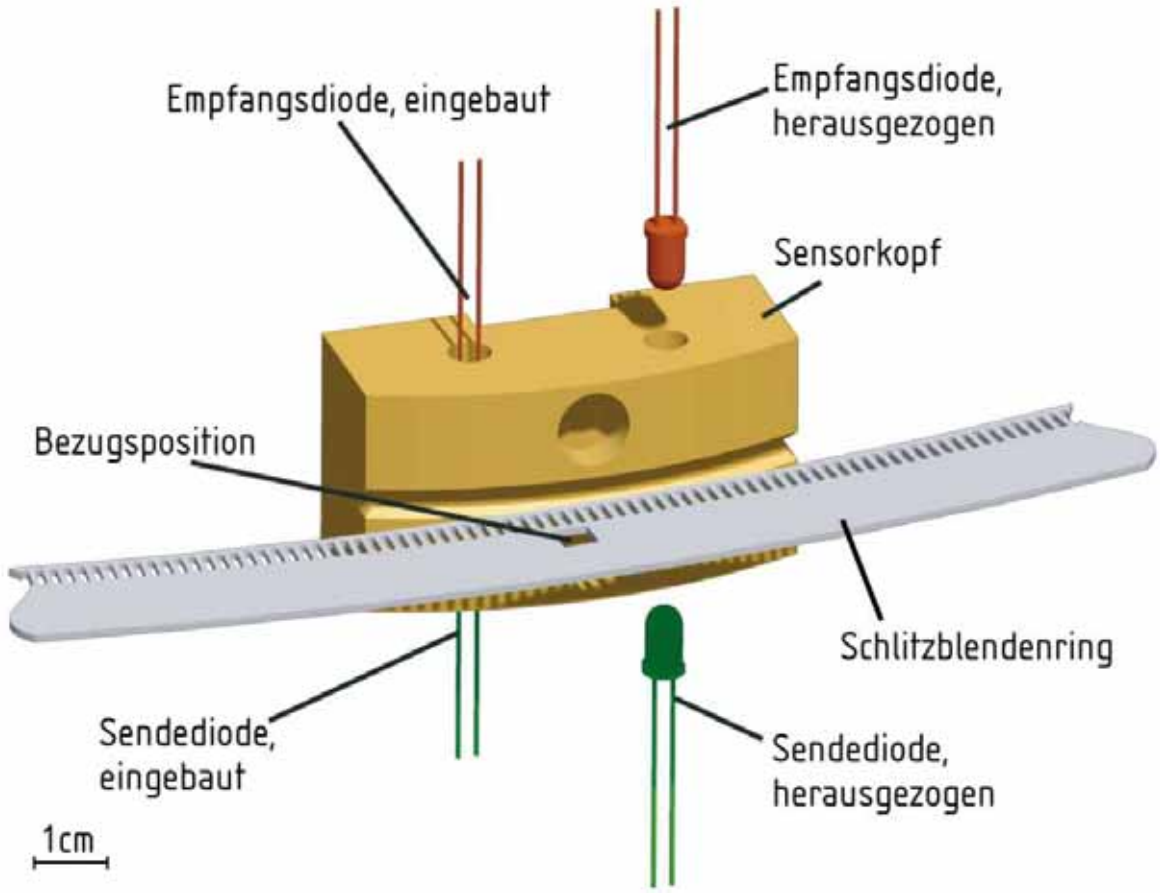


Bild 6.5 Messung der Winkelposition mit Hilfe von Schlitzblendenring und Lichtschranken

Die Anzahl der Langlöcher ermöglicht dabei eine Genauigkeit der Winkelmessung von 0,25°. Außerhalb des Rings aus Langlöchern befindet sich im Schlitzblendenring in einer bestimmten Winkelposition eine weitere Bohrung als Bezugsposition. Eine zweite Lichtschranke ist im Sensorkopf so montiert, dass sie in der entsprechenden Winkelposition durch diese Bezugspositions-Bohrung leuchtet und ansonsten durch den Schlitzblendenring unterbrochen ist. Die absolute Winkelposition des Rotors der Gantry wird also ausgehend von der Bezugsposition und dem seit deren Durchlauf überstrichenen Winkel gemessen.

## 6.2 Durchführung der Messungen und Bilderzeugung

Der Ablauf der Messung der Projektionen einer CT-Messung ist in Bild 6.6 schematisch als Fließbild dargestellt.

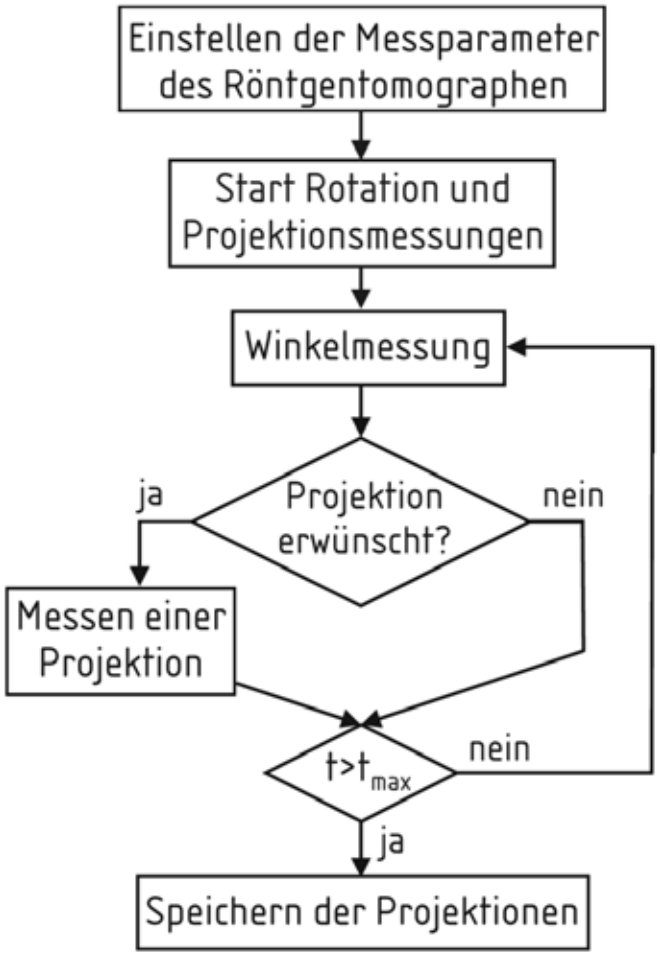


Bild 6.6 Messung der Projektionen einer CT-Messung, Fließbild

Sämtliche Parameter der Projektionsmessungen werden durch den Bediener am nicht-rotierenden Steuer-PC (siehe Kapitel 6.1) eingegeben. Von diesem aus werden die Parameter per Funkverbindung an den auf dem Rotor des Tomographen montierten, mitrotierenden Steuer-PC übertragen. Die Rotation des Tomographen und die Messung der Projektionen werden gestartet. Die aktuelle Winkelposition wird verglichen mit der Liste der Winkelpositionen, an denen Projektionsmessungen benötigt werden. Im Fall einer Übereinstimmung wird die

Projektionsmessung ausgelöst. Dieser Vorgang wird wiederholt, bis die vorgegebene maximale Messdauer erreicht ist. Die Messung der einzelnen Projektionen wird während der Rotation des Tomographen durch die Steuer-Software automatisch durchgeführt. Dadurch wird die Steuerung der Projektionsmessungen nur durch die geringen Signallaufzeiten in den festen Verbindungen zwischen mitrotierendem Steuer-PC, Röntgenquelle, Röntgendetektor und Winkelmessung begrenzt, nicht aber durch die langsame Funkverbindung.

Eine Übersicht über die im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die Messung der Projektionen verwendeten Parameter des Röntgentomographen ist in Tabelle 6.3 angegeben.

Tabelle 6.3 Parameter der Projektionsmessungen

| | |
|---|---|
| Anzahl der Winkelprojektionen | 360<br>(variabel, max. 1440) |
| Beschleunigungsspannungen | 60 kV und 200 kV |
| Anodenstrom der Röntgenquelle | 3 mA |
| Drehzahl der Gantry | 5 $min^{-1}$<br>(variabel, max 20 $min^{-1}$) |
| Temperatur der Röntgenquelle | 33°C |
| Temperatur der Röntgenquelle: Toleranz | ± 0,5°C |
| Integrationszeit des Röntgendetektors | 50 ms für 60 kV<br>1,5 ms für 200 kV |
| Anzahl der gemittelten Subsamples des Röntgendetektors | 1 für 60 kV<br>16 für 200 kV |
| gesamte Messzeit für alle Winkelprojektionen (pro Beschleunigungsspannung) | 75 s<br>(variabel, min. 3 s) |

Es werden 360 Projektionen gemessen, also jeweils eine Projektion im Abstand von 1°. Die Drehzahl der Gantry des Tomographen kann variiert werden. Die Mindestdrehzahl ist allerdings so hoch, dass die Rotation des Tomographen

während der Totzeit des Röntgendetektors nach einer Projektionsmessung mehr als 1° beträgt. Während einer einzigen Rotation des Tomographen um das Messobjekt können deshalb nicht alle benötigten Projektionen gemessen werden. Daher wird der Tomograph während der gesamten Messzeit mehrfach um das Messobjekt rotiert. Wenn nach mehreren Rotationen des Tomographen die maximale Messdauer $t_{max}$ erreicht ist, wird die Messung abgebrochen.

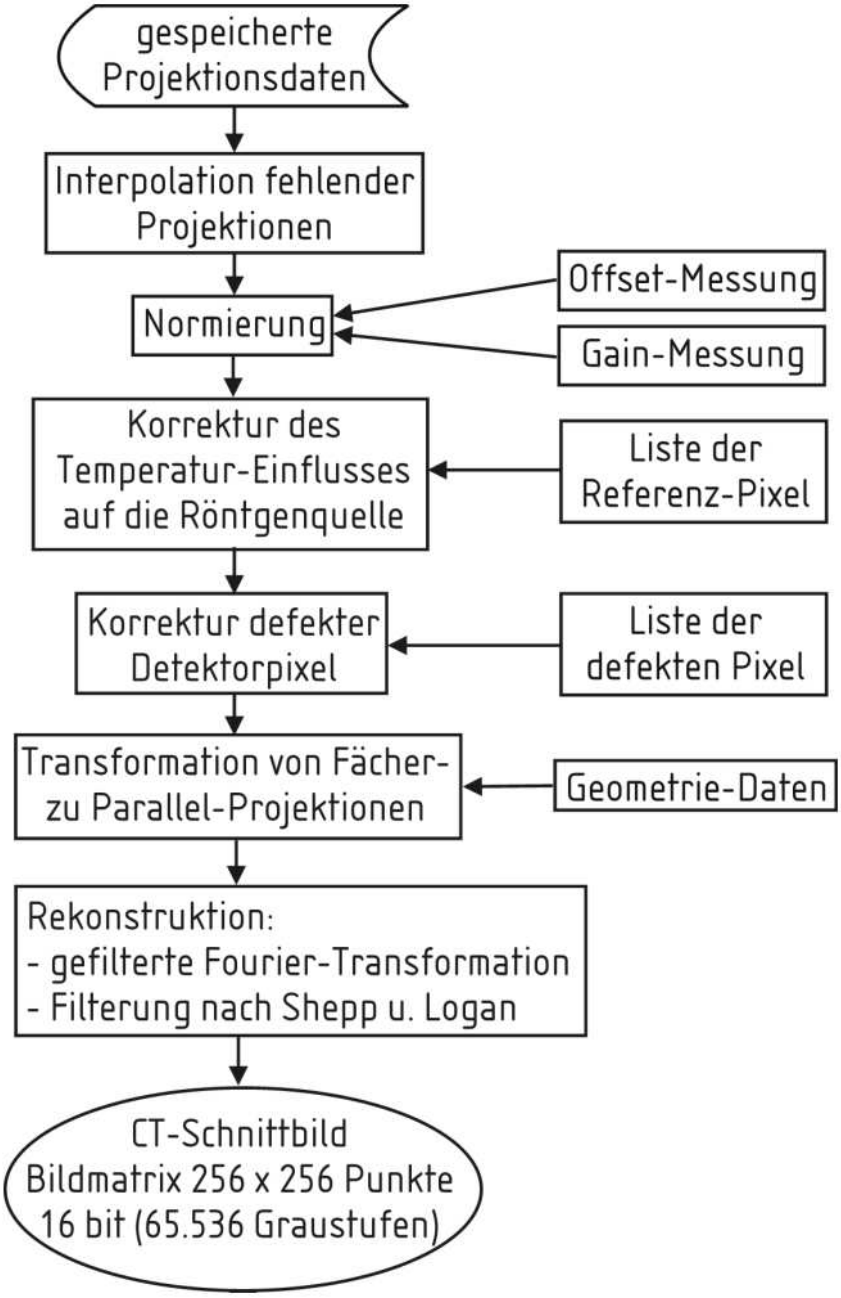


Bild 6.7 Bilderzeugung aus den Projektionsdaten

Die gemessenen Projektionen werden gespeichert. Die anschließenden Schritte vom Speichern der Projektionen bis zur Erzeugung des Schnittbildes aus den gemessenen Projektionen sind in Bild 6.7 schematisch als Fließbild dargestellt.

Es ist nicht auszuschließen, dass während der Messzeit ein kleiner Anteil der gewünschten 360 Projektionen nicht gemessen wird. Diese fehlenden Projektionen werden aus den gemessenen benachbarten Projektionsmessungen interpoliert. Die anschließenden Schritte der Normierung der Messsignale und der Korrektur des Einflusses der Temperatur der Röntgenröhre werden in den nachfolgenden Kapiteln 6.2.1 und 6.2.2 detailliert erläutert. Einige Detektorpixel sind defekt, so dass deren Signale Fehler im rekonstruierten Bild erzeugen würden. Die Messsignale dieser Detektorpixel werden daher nicht für die Rekonstruktion verwendet. Stattdessen werden aus den Messwerten der benachbarten, intakten Detektorpixeln interpolierte Werte verwendet. Die anschließende Transformation der Fächer-Projektionen zu Parallel-Projektionen ist in Kapitel 6.2.3 erläutert.

Für die Rekonstruktion der Schnittbilder aus den so aufbereiteten Projektionsdaten wird der Rekonstruktionsalgorithmus der gefilterten Fourier-Transformation verwendet (siehe Kapitel 4.2.4). Die Filterung durch Faltung der einzelnen Projektionen mit einer Filterfunktion im Ortsbereich erfolgt dabei einfacher durch Multiplikation der Fourier-Transformierten der Projektionen mit der Fourier-Transformierten der Filterfunktion im Frequenzbereich [60]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Filterfunktion nach Shepp und Logan [3,104] verwendet:

$$SL(\nu) = |\nu| \frac{\sin(\nu/\pi)}{\nu/\pi}. \tag{6.1}$$

Darin ist *SL* der Wert der Fourier-Transformierten der Filterfunktion nach Shepp und Logan an der Position $\nu$ im Frequenzbereich.

Das Schnittbild wird in einer Bildmatrix aus 256 x 256 Bildpunkten berechnet. Das Format des Schnittbildes ist 16 bit TIFF. Das bedeutet, dass die für die

einzelnen Bildpunkte rekonstruierten Röntgenschwächungskoeffizienten als Grauwerte auf einer Skala aus $2^{16}$=65.536 Grauwerten dargestellt werden. Das Schnittbild ist zeitgemittelt über die gesamte Messdauer.

### 6.2.1 Normierung der Messsignale

Bevor aus den vom Röntgendetektor gemessenen Projektionen in der Rekonstruktion CT-Schnittbilder berechnet werden können, müssen die Projektionsdaten zunächst aufbereitet werden. Dies geschieht durch die Normierung anhand von Offset- und Gain-Kalibriermessungen.

#### Detektor-Offset und Detektor-Gain

Die Messsignale der einzelnen Pixel des Röntgendetektors sind ein Maß für die Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung. Allerdings kann aufgrund des Verhaltens der Detektorpixel ausschließlich anhand der Messsignale keine direkte quantitative Aussage über die Intensität der Strahlung getroffen werden. Stattdessen muss zusätzlich das Offset- und Gain-Verhalten der einzelnen Detektorpixel bekannt sein.

Mit Offset wird die Eigenschaft des Detektors bezeichnet, dass alle Detektorpixel auch ohne Bestrahlung durch Röntgenstrahlung ein positives Messsignal aufweisen. Dieses Offset-Signal ist für alle Pixel unterschiedlich. In Bild 6.8 ist beispielhaft eine Offset-Messung für die Integrationszeit 24 ms dargestellt.

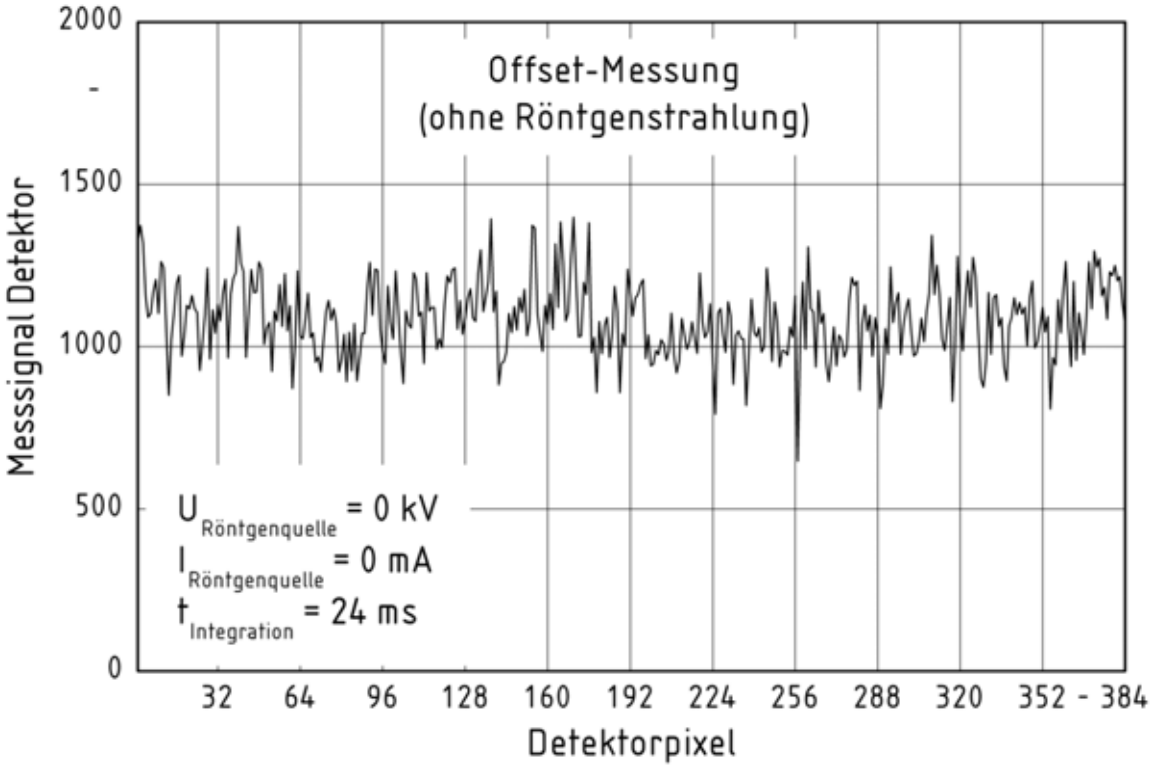


Bild 6.8 Messsignal ohne Röntgenstrahlung: Offset

Die Messwerte der einzelnen Detektorpixel weisen zwar alle eine ähnliche Größenordnung auf. Die Abweichungen der Messwerte voneinander sind aber rein statistisch verteilt und weisen keinerlei System auf.

Wenn Röntgenstrahlung auf den Detektor trifft, ist das Messsignal der einzelnen Detektorpixel ein Maß für die Intensität der Strahlung. Allerdings reagieren die Detektorpixel unterschiedlich stark auf die Röntgenstrahlung. Verschiedene Pixel weisen für die gleiche Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung unterschiedliche Messsignale auf. Mit Gain wird dieses individuelle Ansprechverhalten der einzelnen Detektorpixel bezeichnet. In Bild 6.9 ist beispielhaft eine Gain-Messung für eine Integrationszeit von 24 ms dargestellt.

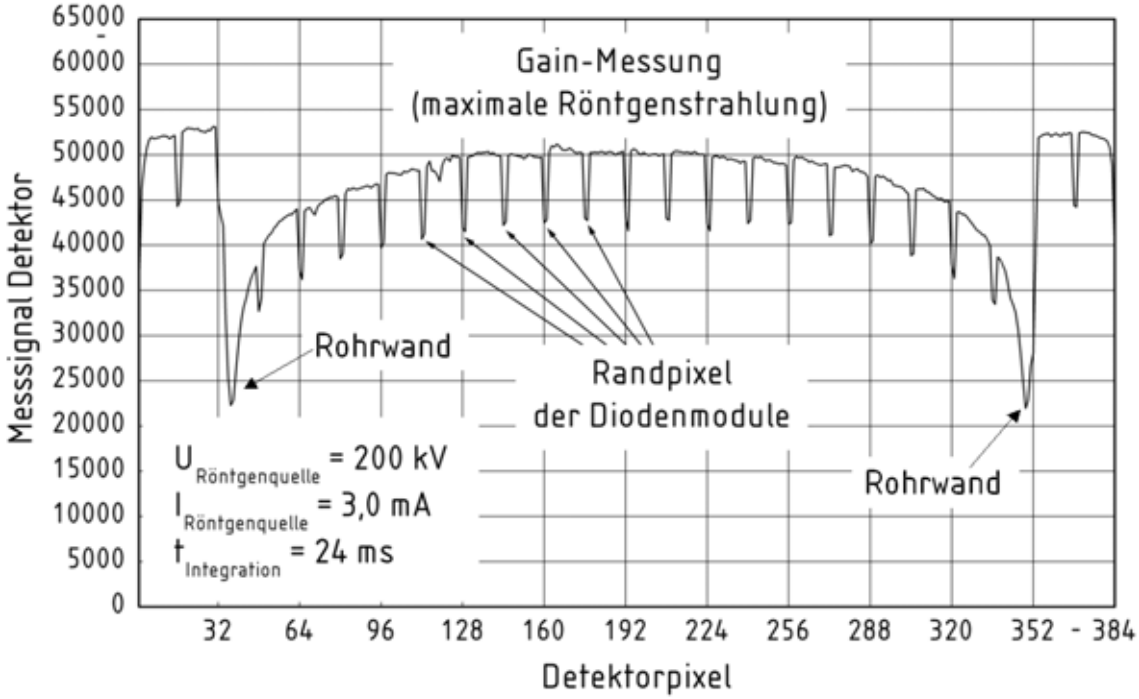


Bild 6.9 Messsignal mit maximaler Röntgenstrahlung: Gain

Die Beschleunigungsspannung der Röntgenquelle beträgt für diese Messung 200 kV und die Stromstärke der Röntgenquelle 3 mA. Die leere Blasensäule befindet sich während der Gain-Messung im Strahlengang. Durch die Rohrwand der Blasensäule wird die Strahlung geschwächt. Auf die äußeren Detektorpixel trifft die ungeschwächte Strahlung mit der höchsten Intensität. Die größte Schwächung der Röntgenstrahlen liegt vor, wenn sie die Wand der Blasensäule in einem sehr flachen Winkel durchdringen, d.h. einen langen Weg im Material der Rohrwand zurücklegen. In der Mittelachse der Blasensäule verläuft die Strahlung rechtwinklig durch die Rohrwand und wird dadurch nur wenig geschwächt. Diesem prinzipiellen Verlauf der Intensität der auf den Detektor auftreffenden Strahlung ist das individuelle Ansprechverhalten der einzelnen Detektorpixel überlagert. Aus Bild 6.9 ist ersichtlich, dass die Anzeigen der Randpixel der Photodioden-Module aus jeweils 16 Dioden (siehe Kapitel 6.1.2) systematisch von den übrigen Detektorpixeln abweichen. Zusätzlich sind - ähnlich wie in der Offset-Messung - statistisch verteilte, unsystematische Abweichungen zwischen den einzelnen Pixeln überlagert.

**Normierung**

Aufgrund des individuellen Offset- und Gain-Verhaltens der einzelnen Detektorpixel kann aus einem konkreten Messsignal eines Pixels nicht direkt auf die Intensität der auftreffenden Strahlung geschlossen werden. Die Abhängigkeit des Messsignal eines einzelnen Detektorpixels von der Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung ist schematisch in Bild 6.10 dargestellt.

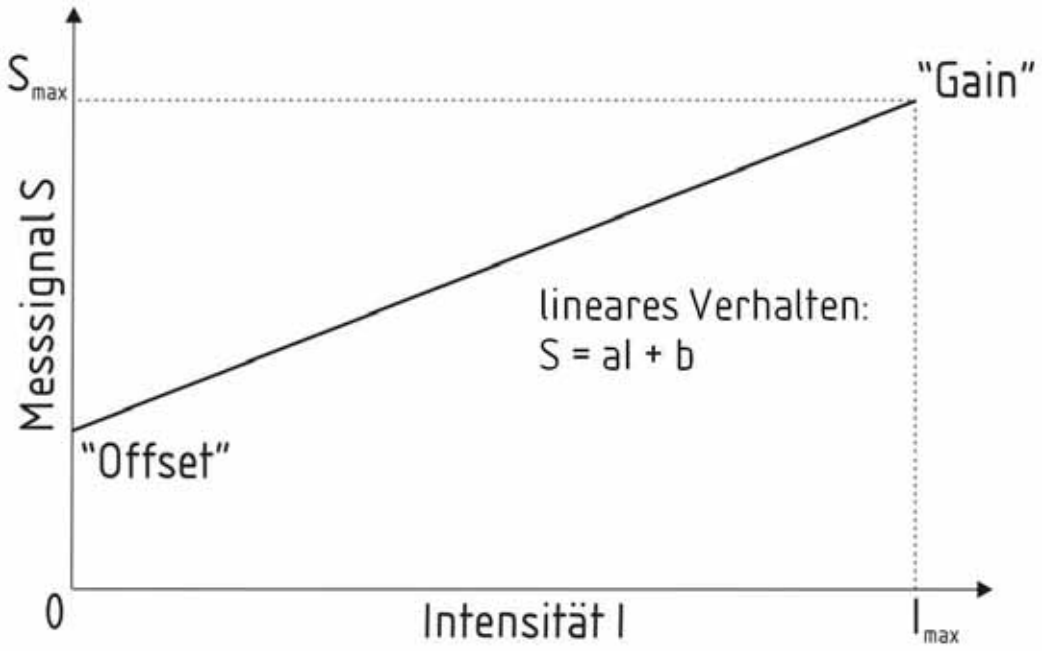


Bild 6.10 Lineare Abhängigkeit des Messsignals des Detektors von der Intensität der Röntgenstrahlung

Die Abhängigkeit verläuft linear. Die Grenzwerte sind die Offset-Messung ohne Röntgenstrahlung und die Gain-Messung mit maximaler Röntgenstrahlung. Zwischen diesen beiden Werten wird das Messsignal $S$ des Detektors als Funktion der Intensität $I$ der Röntgenstrahlung durch eine Geradengleichung beschrieben mit

$$S = aI + b\,. \tag{6.2}$$

Dabei entspricht der Koeffizient $b$ dem Offset-Kalibrierwert des Detektorpixels:

$$b = S_{Offset}\,. \tag{6.3}$$

Der Koeffizient $a$ ist proportional zur Differenz aus Gain- und Offset-Kalibrierwert:

$$a \sim (S_{Gain} - S_{Offset}) . \tag{6.4}$$

Dieses lineare Verhalten ermöglicht die Normierung der gemessenen Signale durch

$$S^* = \frac{S - S_{Offset}}{S_{Gain} - S_{Offset}} . \tag{6.5}$$

Darin ist $S^*$ das normierte Messsignal des Detektorpixels. $S_{Offset}$ und $S_{Gain}$ sind die Werte der entsprechenden Kalibriermessungen dieses Detektorspixels. Für die ungeschwächte Röntgenstrahlung hat das normierte Messsignal den Wert 1, für vollständige Absorption der Strahlung im Messobjekt hat das normierte Messsignal den Wert 0. Die Gain-Kalibriermessung wird mit maximaler Intensität der Röntgenstrahlung mit der leeren Blasensäule im Strahlengang vorgenommen. Die für die Gain-Kalibriermessung gemessene Strahlung ist also durch die Blasensäulenwand geschwächt. Dadurch wird mit der Normierung der Einfluss der Blasensäulenwand auf die Röntgenstrahlung eliminiert. Das normierte Messsignal bezeichnet nur die Schwächung der Strahlung durch die mehrphasige Strömung innerhalb der Blasensäule.

**Offset- und Gain-Kalibriermessungen: Drift**

Das Offset-Signal des Röntgendetektors ist nicht konstant, es ändert sich mit der Zeit. Dieser Effekt wird als Offset-Drift bezeichnet. Einerseits weist das Offset-Signal statistisch verteilte, unsystematische Schwankungen über den Tagesverlauf auf. Für diese unsystematischen Schwankungen wird z.B. für die Integrationszeit 80 ms die maximale Offset-Differenz 5 beobachtet. In zwei Fällen tritt aber eine systematische Drift des Detektor-Offsets auf:

- nach dem Einschalten des Detektors,

- nach lang anhaltender Bestrahlung.

In Bild 6.11 sind beispielhaft zwei Offset-Messungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach dem Einschalten des Detektors für eine Integrationszeit von 80 ms dargestellt.

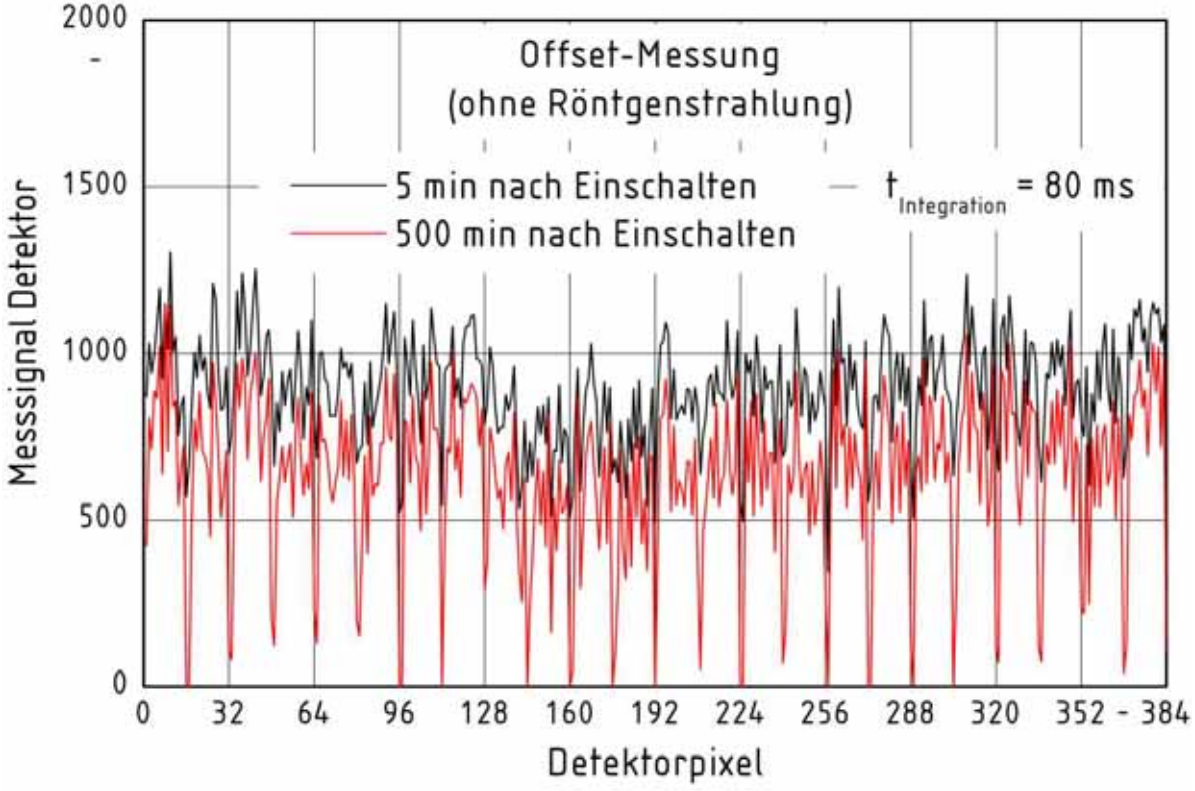


Bild 6.11 Offset-Messungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach dem Einschalten des Röntgendetektors

Nach mehrstündiger Wartezeit werden deutlich niedrigere Offset-Werte gemessen als unmittelbar nach dem Einschalten des Detektors. Die Veränderung der Offset-Werte erfolgt am schnellsten unmittelbar nach dem Einschalten des Detektors und verlangsamt sich dann, bis keine eindeutige Tendenz mehr zu erkennen ist. Dies wird deutlicher, wenn anstelle der absoluten Messsignale $S_{i,t}$ des Detektors für jeden Pixel $i$ zu einem bestimmten Zeitpunkt $t$ die Differenz zwischen diesem Messsignal und dem Messsignal $S_{i,\infty}$ des selben Pixels nach Abklingen der Drift der Offset-Messungen betrachtet wird:

$$\Delta S_{i,t} = S_{i,t} - S_{i,\infty}. \tag{6.6}$$

$\Delta S_{i,t}$ ist damit der Betrag, um den sich der Offset-Wert dieses Pixels zwischen dem Zeitpunkt $t$ und dem vollständigen Abklingen der Drift noch ändern wird. Um das Abklingen der Offset-Drift des gesamten Detektors zu beschreiben, wird der Mittelwert $\overline{\Delta S_t}$ über alle 384 Detektorpixel gebildet:

$$\overline{\Delta S_t} = \frac{1}{384} \sum_{i=1}^{384} \Delta S_{i,t} \ . \tag{6.7}$$

Dieser Mittelwert der Differenzen der Offset-Messungen ist in Bild 6.12 über der seit dem Einschalten des Detektors verstrichenen Zeit für eine Integrationszeit von 80 ms dargestellt.

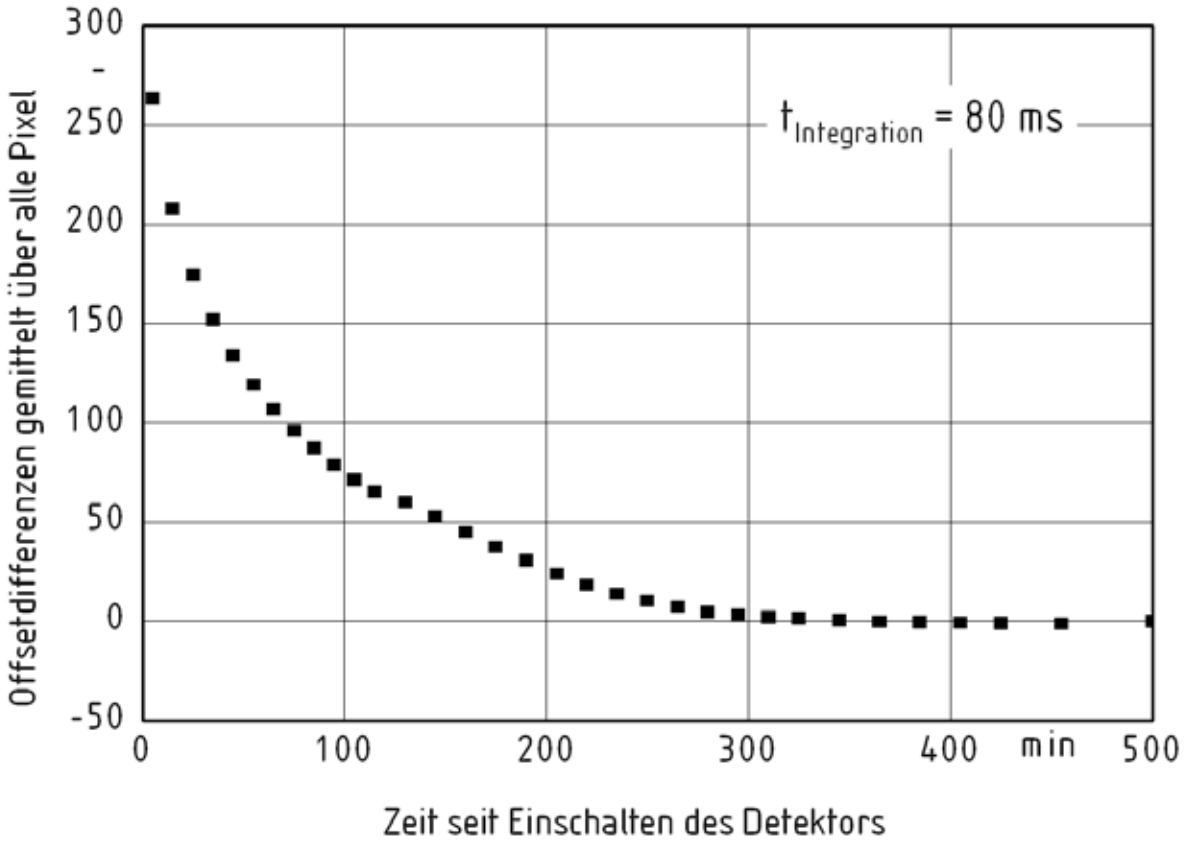


Bild 6.12 Abklingen der Offset-Drift nach Einschalten des Detektors

Als Referenzwerte $S_{i,\infty}$ für die Offset-Messsignale nach Abklingen der Drift wird die Messung 500 Minuten nach Einschalten des Detektors verwendet. 300 Minuten nach Einschalten des Detektors sind nur noch die unsystematischen

Schwankungen des Offsets zu beobachten. Das Abklingen der systematischen Drift des Offsets ist abhängig von der verwendeten Integrationszeit des Röntgendetektors, für eine kürzere Integrationszeit erfolgt das Abklingen schneller. Auch das Abklingen der systematischen Drift des Offsets nach dem Durchführen des Warmup-Programms der Röntgenquelle (siehe Kapitel 6.1.1) erfolgt schneller als das Abklingen nach dem Einschalten des Detektors.

Das Gain-Signal des Röntgendetektors unterliegt ebenso wie der Detektor-Offset unsystematischen Schwankungen über den Tagesverlauf, die ebenfalls als Drift bezeichnet werden.

Wenn für die Normierung der Messsignale Offset- und Gain-Kalibriermessungen verwendet würden, die vom aktuellen Detektor-Verhalten abwichen, so würden die Messsignale des Detektors fehlinterpretiert. Die aus diesen fehlinterpretierten normierten Signalen rekonstruierten Schnittbilder wiesen dann Messfehler auf. Um Fehler infolge der systematischen Offset-Drift zu vermeiden, werden sowohl die Offset- und Gain-Kalibriermessungen als auch Messungen der Phasenanteile in der Blasensäule nur dann vorgenommen, wenn nach dem Einschalten des Detektors und nach dem Durchführen des Warmup-Programms der Röntgenquelle eine ausreichend lange Wartezeit verstrichen ist. Um Messfehler infolge der unsystematischen Schwankungen über den Tagesverlauf zu vermeiden, werden für die Normierung jeder Messung zeitnah eine eigene Offset- und Gain-Kalibriermessung durchgeführt.

### 6.2.2 Abhängigkeit der Röntgenleistung von der Temperatur

In der Röntgenquelle wird nur ein geringer Anteil der elektrischen Energie in Röntgenstrahlung umgewandelt. Der größte Teil wird in Wärme umgewandelt (siehe Kapitel 6.1.1). Die verwendete Röntgenquelle wird zwar durch ein Gebläse gekühlt. Aber diese Kühlung reicht nicht aus, um die gesamte Wärme abzuführen. Daher steigt die Temperatur der Röntgenquelle während des

Betriebs an. Infolge des Anstiegs der Temperatur nimmt die Intensität der emittierten Röntgenstrahlung ab. Dieser Effekt ist in Bild 6.13 dargestellt.

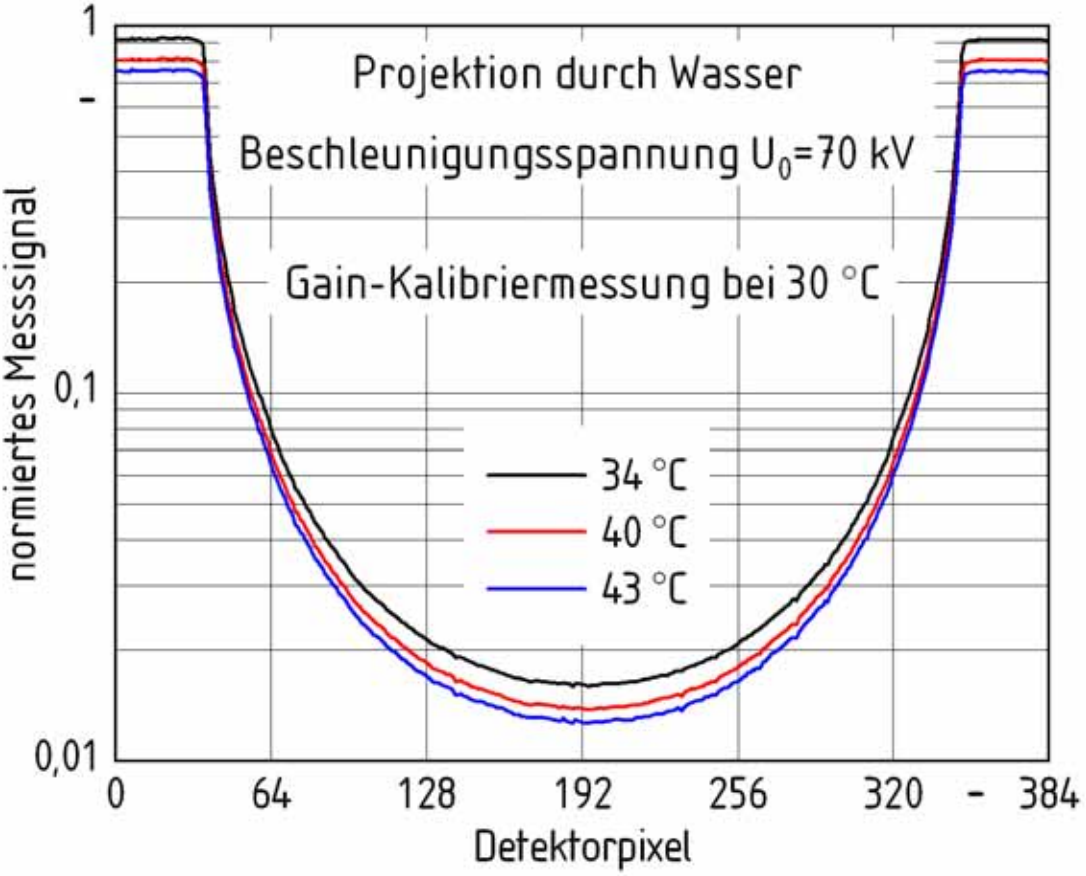


Bild 6.13 Projektionen durch Blasensäule voll Wasser, Einfluss der Erwärmung der Röntgenquelle

Aufgetragen sind die Messsignale des Detektors für das Durchstrahlen der vollständig mit Wasser gefüllten Blasensäule. Es sind 3 Messreihen am identischen Messobjekt dargestellt. Alle 3 Messreihen werden mit Hilfe der selben Gain-Messung normiert. Die Temperatur der Röntgenquelle während der Gain-Kalibriermessung beträgt 30 °C. Während der Messungen erwärmt sich die Röntgenquelle, so dass alle 3 Messungen mit unterschiedlicher Temperatur der Röntgenquelle durchgeführt werden. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit höherer Temperatur niedrigere Messsignale gemessen werden. Die Intensität der auf den Detektor auftreffenden Röntgenstrahlung nimmt mit steigender

Temperatur der Röntgenquelle ab. Da das Messobjekt unverändert ist, ist in diesem Fall die Abnahme des Messsignals eindeutig auf eine reduzierte Intensität der von der Röntgenquelle emittierten Röntgenstrahlung zurückzuführen.

Mit Erweiterung von Gl.(4.11) um den Einfluss der Temperatur auf die Intensität der von der Röntgenquelle emittierten Strahlung gilt dann

$$I = I_0 \frac{1}{k} e^{-(\mu_{Partikel} d_{Partikel} + \mu_{Wasser} d_{Wasser})}. \tag{6.8}$$

Darin ist $I_0$ die Intensität der ungeschwächten Röntgenstrahlung zum Zeitpunkt der verwendeten Gain-Kalibriermessung. I ist die gemessene Intensität der Röntgenstrahlung, die durch die Erwärmung der Röntgenquelle beeinflusst und außerdem durch das Messobjekt geschwächt ist. $k$ ist der Faktor, um den die Intensität der von der Röntgenquelle emittierten Strahlung gegenüber der Gain-Kalibriermessung durch die Erwärmung reduziert wird. Für die tomographische Rekonstruktion des Schnittbilds muss die Schwächung (siehe Gl. (4.7),(4.8))

$$S = e^{(\mu_{Partikel} d_{Partikel} + \mu_{Wasser} d_{Wasser})} \tag{6.9}$$

bekannt sein. Die Schwächung kann aber aus der gemessenen Intensität $I$ mit Hilfe von Gl.(6.8) nur berechnet werden, wenn der Faktor $k$ bekannt ist. Die Messung der Temperatur der Röntgenquelle erfolgt nur auf ±0,5 °C genau. Dies ist einerseits zu ungenau, um die Messungen immer bei der selben Temperatur der Röntgenquelle durchzuführen und dadurch deren Einfluss vernachlässigbar gering zu halten. Es ist aber andererseits auch zu ungenau, um den Faktor $k$ ausreichend exakt in Abhängigkeit von der gemessenen Temperatur der Röntgenquelle zu berechnen.

Daher muss die Reduzierung der Röntgenleistung infolge der Erwärmung der Röntgenquelle gleichzeitig mit der Projektionsmessung durch die Blasensäule gemessen werden. Hierzu werden die äußeren Pixel des Röntgendetektors verwendet, die als Referenzpixel dienen. Die Blasensäule befindet sich nicht im Strahlengang dieser Detektorpixel, wie in Bild 6.14 dargestellt ist.

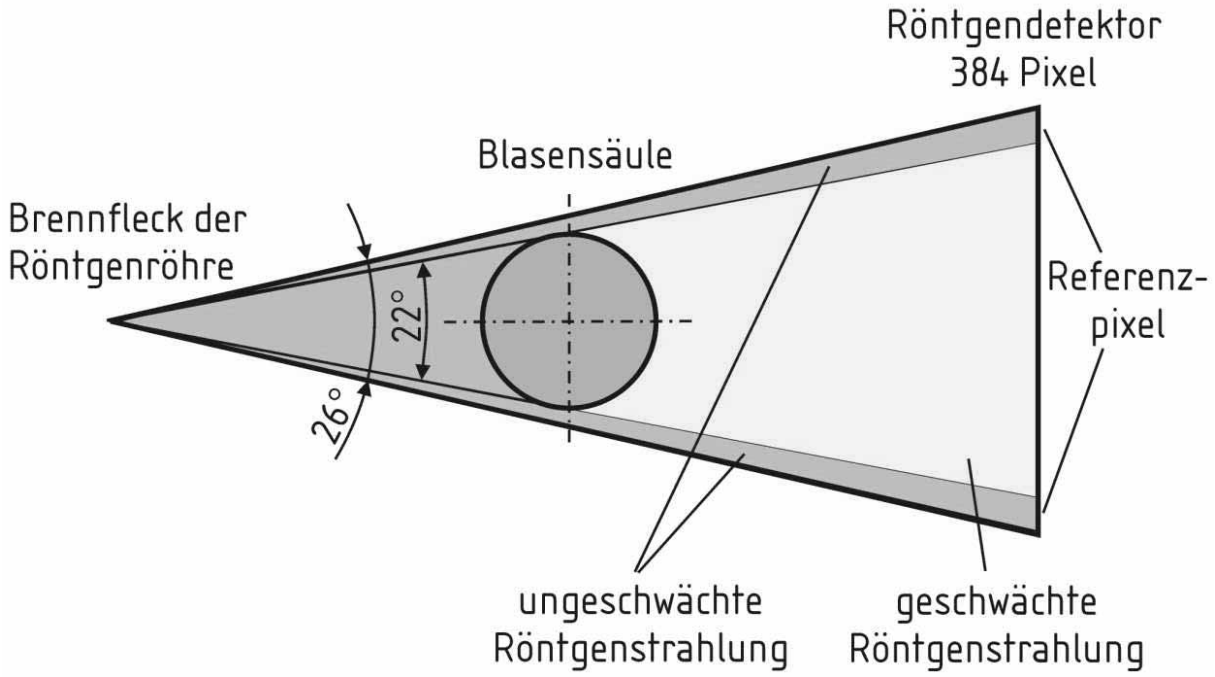


Bild 6.14 Detektor-Referenzpixel für Korrektur der Leistung der Röntgenquelle

Auf die Referenzpixel trifft Röntgenstrahlung auf, die nicht durch die Blasensäule geschwächt wird. Für die Referenzpixel gilt deshalb

$$I = I_0 \frac{1}{k} \quad . \tag{6.10}$$

Der Faktor $k$ wird aus den normierten Messsignalen $S^*$ (siehe Kapitel 6.2.1) der Referenzpixel berechnet. Diese sind bereits um den Offset-Einfluss bereinigt und daher direkt proportional zur Intensität der auftreffenden Strahlung. Zudem ist das normierte Messsignal der Gain-Kalibriermessung 1. Daraus ergibt sich der Faktor $k$ als Mittelwert über die Referenzpixel zu

$$k = \frac{1}{n_{\text{Referenzpixel}}} \sum_{\text{Referenz-pixel}} \frac{1}{S_i^*} \quad . \tag{6.11}$$

Die Berechnung des Mittelwerts dient der Reduzierung des Einflusses des Signalrauschens auf den berechneten Faktor $k$. Die Korrektur der normierten Messsignale der Projektion um den Einfluss der Temperatur der Röntgenquelle erfolgt durch Multiplikation:

$$S^*_{korrigiert} = k\, S^*. \tag{6.12}$$

$S^*_{korrigiert}$ ist das korrigierte normierte Messsignal, das nur noch von der Schwächung der Strahlung im Messobjekt abhängt. Es ist also das Signal, das gemessen würde, wenn die Leistung der Röntgenquelle nicht von der Temperatur abhängig wäre. In Bild 6.15 sind die Messungen aus Bild 6.13 dargestellt, die um den Einfluss der Temperatur der Röntgenquelle gemäß Gl.(6.12) korrigiert sind.

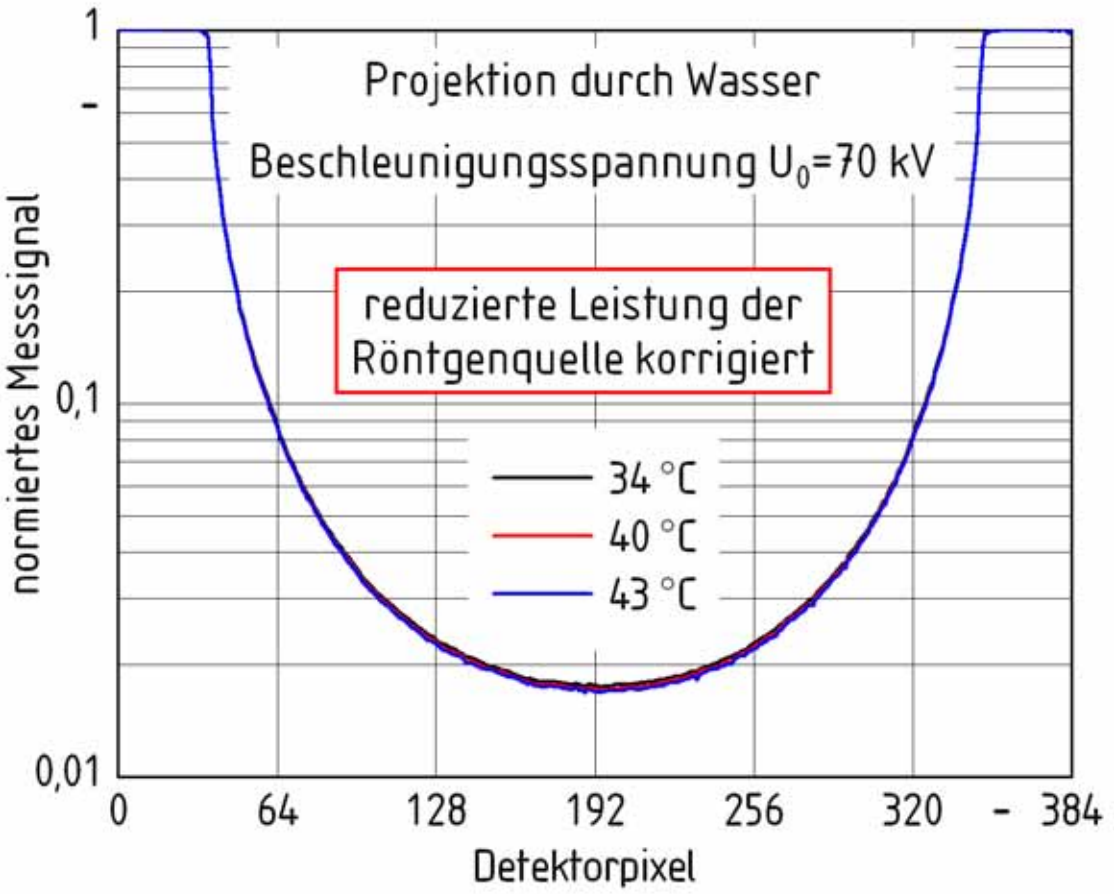


Bild 6.15 Projektionen durch Blasensäule voll Wasser, Einfluss der Erwärmung der Röntgenquelle korrigiert

### 6.2.3 Transformation von Fächer- zu Parallel-Projektionen

Mit Hilfe von Rekonstruktionsalgorithmen werden aus den gemessenen Projektionsdaten die CT-Schnittbilder durch die Messebene berechnet (siehe Kapitel 4.2.4, 6.2). Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete Rekonstruktionsalgorithmus setzt das Vorliegen von Parallel-Projektionen wie in Bild 6.16a dargestellt voraus. Dies ist zwar für viele tomographische Messverfahren der Fall, nicht aber für den verwendeten Röntgentomographen der "dritten Generation" (siehe Kapitel 4.2.3). Die Röntgenquelle und -detektor führen in diesem Messverfahren eine reine Rotation um das Messobjekt aus. Das Messobjekt wird vom fächerförmigen Röntgenstrahl jederzeit vollständig durchstrahlt, eine Translation quer zur Strahlrichtung erfolgt nicht. Dadurch handelt es sich bei den gemessenen Projektionen um Fächer-Projektionen wie in Bild 6.16b dargestellt.

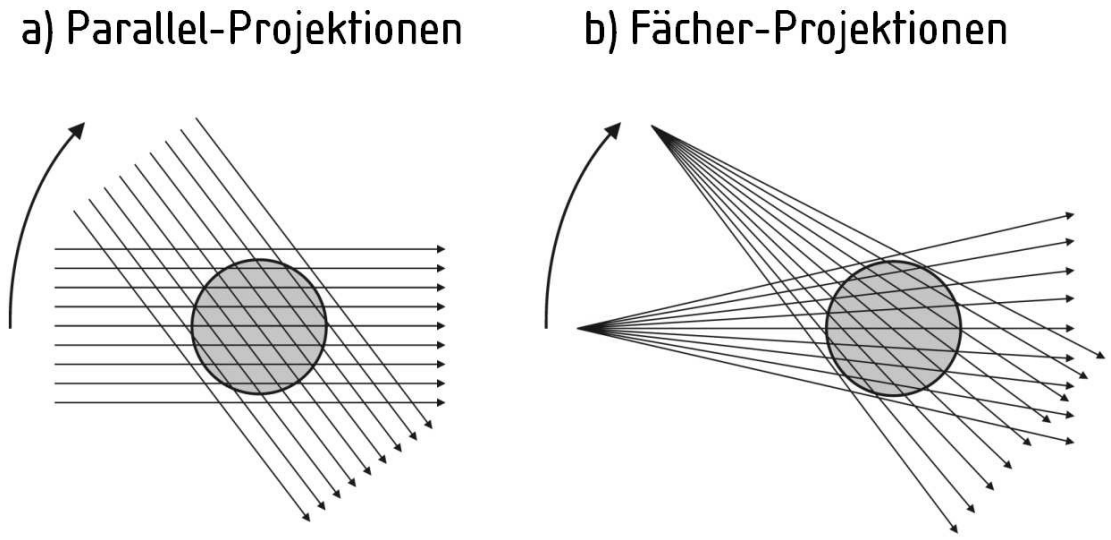


Bild 6.16 Vergleich von a) Parallel- und b) Fächer-Projektionen

Die Fächer-Projektionen werden für die Rekonstruktion in die gewünschten Parallel-Projektionen transformiert. Dafür wird ausgenutzt, dass jeder einzelne der gewünschten parallelen Strahlen einer beliebigen Parallel-Projektion jeweils im Strahlenfächer einer bestimmten Fächer-Projektion enthalten ist. Alle

einzelnen Projektionsdaten der Parallel-Projektionen sind also in den gemessenen Fächer-Projektionen schon direkt vorhanden. Die gewünschten Parallel-Projektionen können daher durch einfaches "Umsortieren" der Fächer-Projektionen zusammengestellt werden [10]. Der daraus abgeleitete Transformations-Algorithmus ist in Bild 6.17 schematisch dargestellt.

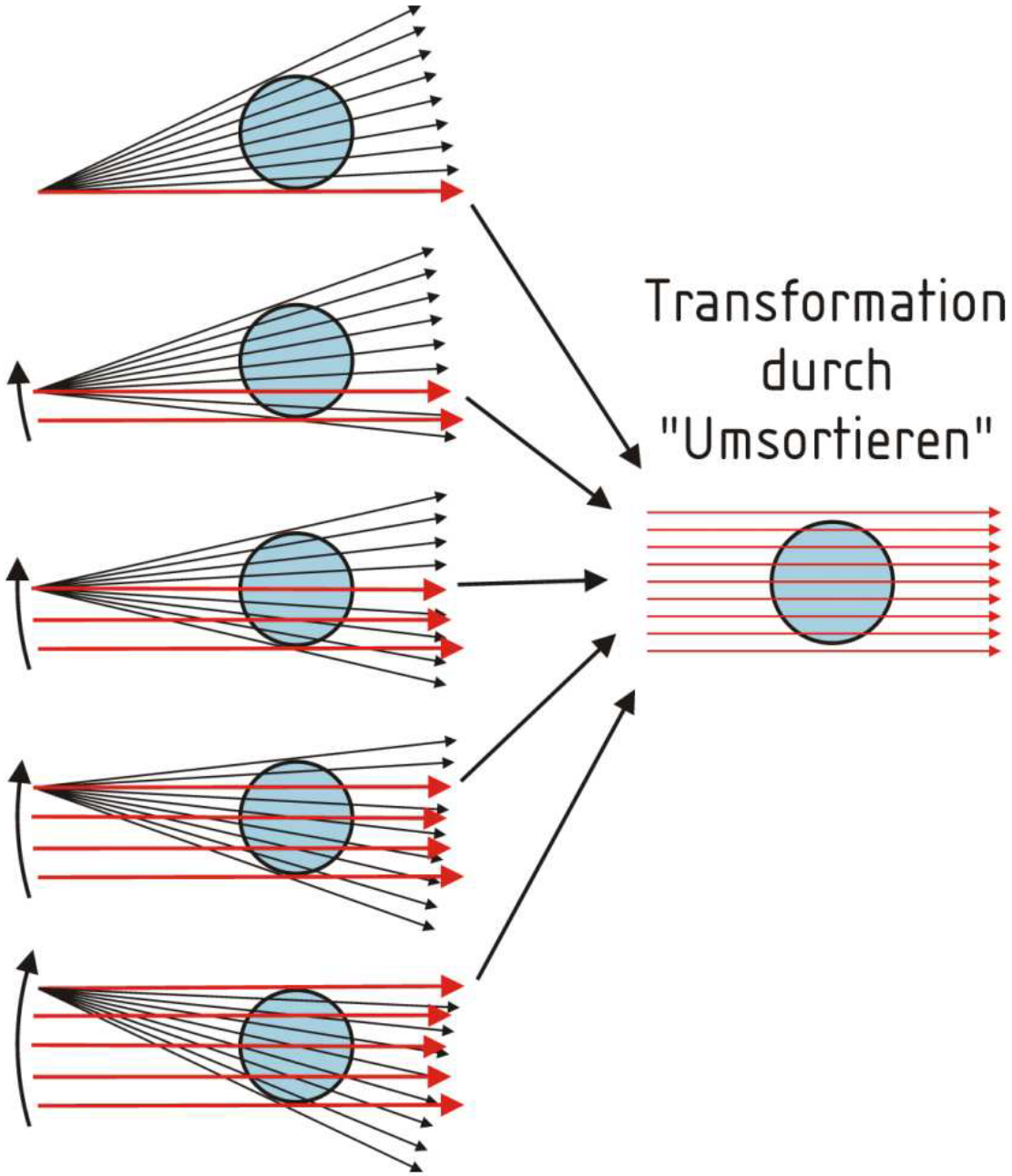


Bild 6.17 Transformation von Fächer- zu Parallel-Projektionen durch "Umsortieren"

## 6.3 Berechnung lokaler Phasenanteile: Dual-Energie Algorithmus

Die theoretischen Grundlagen der Dual-Energie Technik sind in Kapitel 4.2.5 ausführlich dargestellt. In diesem Kapitel sind die Details der konkreten Umsetzung der Dual-Energie Technik im Rahmen der vorliegenden Arbeit erläutert. Es wird der in Kapitel 4.2.5 hergeleitete "Post Reconstruction"-Algorithmus verwendet. Dieser Algorithmus ist in Bild 4.17 schematisch dargestellt. Dafür werden zunächst unabhängig voneinander zwei eigenständige CT-Schnittbilder des selben Messobjekts unter Verwendung unterschiedlicher Beschleunigungsspannungen der Röntgenquelle gemessen. Der Ablauf dieser Messungen ist in Kapitel 6.2 ausführlich beschrieben. Die im Rahmen der Rekonstruktion berechneten lokalen Grauwerte repräsentieren die lokalen Röntgenschwächungskoeffizienten der im jeweiligen Punkt der Messebene vorliegenden Phasenzusammensetzung für die verwendete Beschleunigungsspannung. Darum können die lokalen Phasenanteile für jeden Punkt der Messebene aus den Grauwerten der beiden CT-Schnittbilder in diesem Bildpunkt berechnet werden.

Da die berechneten Grauwerte proportional zu den Röntgenschwächungskoeffizienten sind, können Gl. (4.21) - (4.23) auch geschrieben werden als

$$z_1 = \alpha_{Wasser} z_{Wasser,1} + \alpha_{PVC} z_{PVC,1} + \alpha_{Luft} z_{Luft,1}\,, \tag{6.13}$$

$$z_2 = \alpha_{Wasser} z_{Wasser,2} + \alpha_{PVC} z_{PVC,2} + \alpha_{Luft} z_{Luft,2}\,, \tag{6.14}$$

$$\alpha_{Wasser} + \alpha_{PVC} + \alpha_{Luft} = 1\,. \tag{6.15}$$

Darin sind $z$ die Grauwerte in den CT-Schnittbildern, die Indizes 1 und 2 markieren die beiden unterschiedlichen verwendeten Beschleunigungsspannungen. $z_{Wasser}$, $z_{PVC}$ und $z_{Luft}$ sind die Grauwerte der Reinstoffe, die in Kalibriermessungen bestimmt werden. Durch Lösen des Gleichungssystems aus Gl. (6.13) - (6.15) können die gesuchten lokalen Phasenanteile $\alpha_{Wasser}$, $\alpha_{PVC}$ und $\alpha_{Luft}$ von Wasser, PVC und Luft direkt aus den gemessenen Grauwerten der einzelnen

Bildpunkte berechnet werden, ohne dass erst die Schwächungskoeffizienten für die Gln. (4.21) - (4.23) berechnet werden müssen.

### 6.3.1 Graphische Repräsentation: Kalibrierdreieck

Zur Berechnung der Phasenanteile wird eine graphische Repräsentation des Gleichungssystems aus Gl. (6.13) - (6.15) verwendet. Dieses sogenannte Kalibrierdreieck ist in Bild 6.18 schematisch dargestellt.

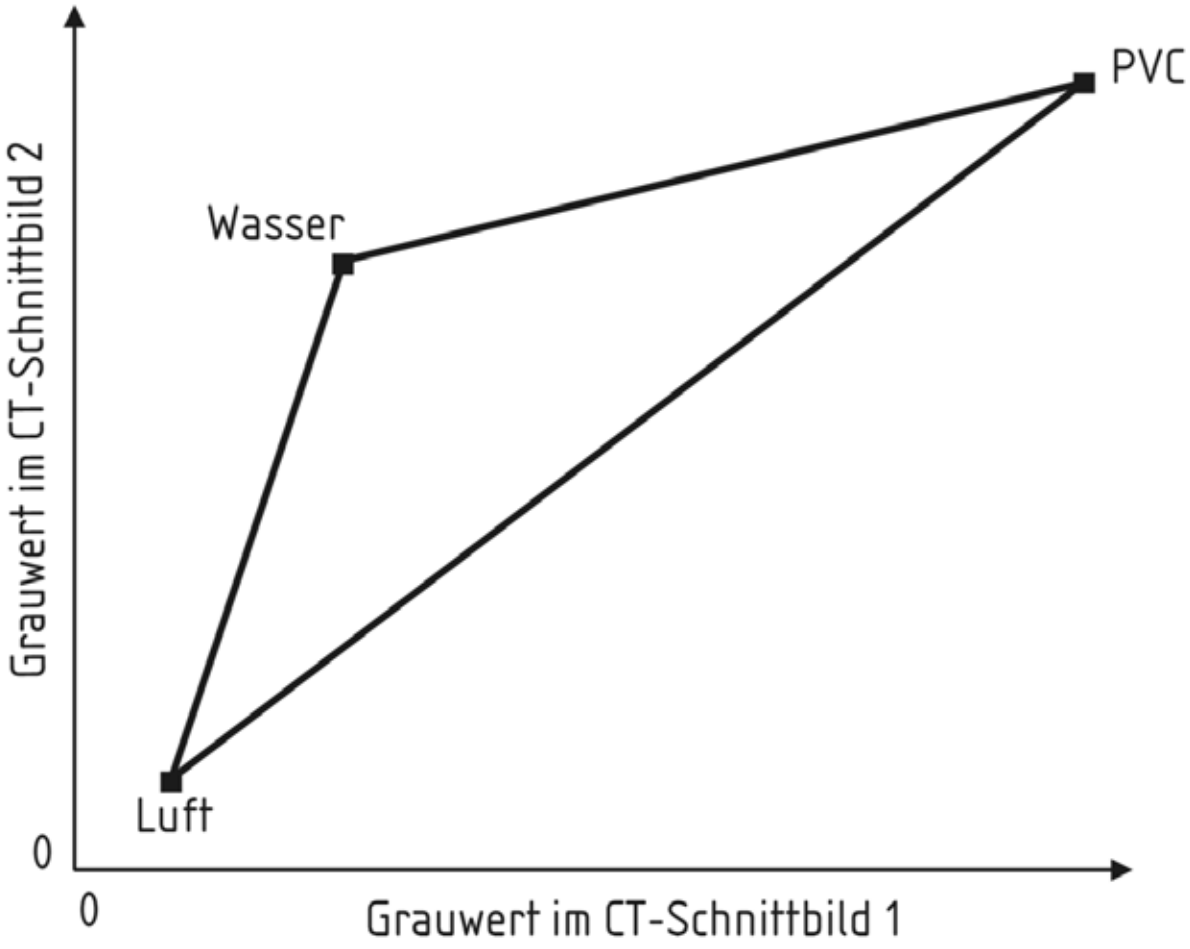


Bild 6.18 Graphische Repräsentation der Dual-Energie Technik: Kalibrierdreieck

Die in den beiden CT-Schnittbildern mit Hilfe der beiden unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen der Röntgenquelle gemessenen Grauwerte eines

Bildpunktes der Messebene werden als Koordinatenpaar in einem zweidimensionalen Koordinatensystem dargestellt. Dabei repräsentiert die Abszisse den Grauwert aus der Messung mit der weicheren, die Ordinate den Grauwert aus der Messung mit der härteren Strahlung.

Jedem möglichen Zustand des Messobjekts kann damit ein Koordinatenpunkt im Diagramm zugeordnet werden. Auch für die gemessenen Grauwerte der Reinstoffe Wasser, PVC und Luft werden entsprechende Punkte aufgetragen. Diese drei Punkte sind die Eckpunkte des Kalibrierdreiecks. Aus dem linearen Zusammenhang in Gl. (6.13) - (6.15) folgt, dass sämtliche mögliche Phasenzusammensetzungen aus den drei Phasen durch jeweils einen Punkt in diesem Kalibrierdreieck repräsentiert werden. Jedem Punkt im Kalibrierdreieck ist dabei ähnlich einem Dreistoffdiagramm eindeutig eine bestimmte Phasenzusammensetzung zugeordnet. Die Ecken des Dreiecks repräsentieren die reinen Phasen. Die Punkte auf den Seitenlinien des Dreiecks stellen jeweils einen zweiphasigen Fall dar. Die Punkte im Inneren des Dreiecks repräsentieren sämtliche mögliche dreiphasige Fälle. Alle Punkte außerhalb des Dreiecks repräsentieren keine physikalisch möglichen Phasenzusammensetzungen.

Die Koordinaten der Eckpunkte des Kalibrierdreiecks werden aus Kalibriermessungen an Probekörpern gewonnen. Das verwendete PVC liegt nur als Granulat vor, nicht als massives Material. Die einzelnen Partikeln des Granulats sind zu klein, um darin ausreichend genau den Grauwert des PVCs messen zu können. Daher werden Messungen an Probekörpern durchgeführt, die das PVC-Granulat mit Luft bzw. Wasser in den Zwischenräumen enthalten. In Bild 6.19 ist beispielhaft ein CT-Schnittbild des Probekörpers aus Granulat mit Luft in den Zwischenräumen abgebildet. Der Probekörper befindet sich in der Mitte der Blasensäule. Die Messung wird mit der Beschleunigungsspannung 200 kV durchgeführt.

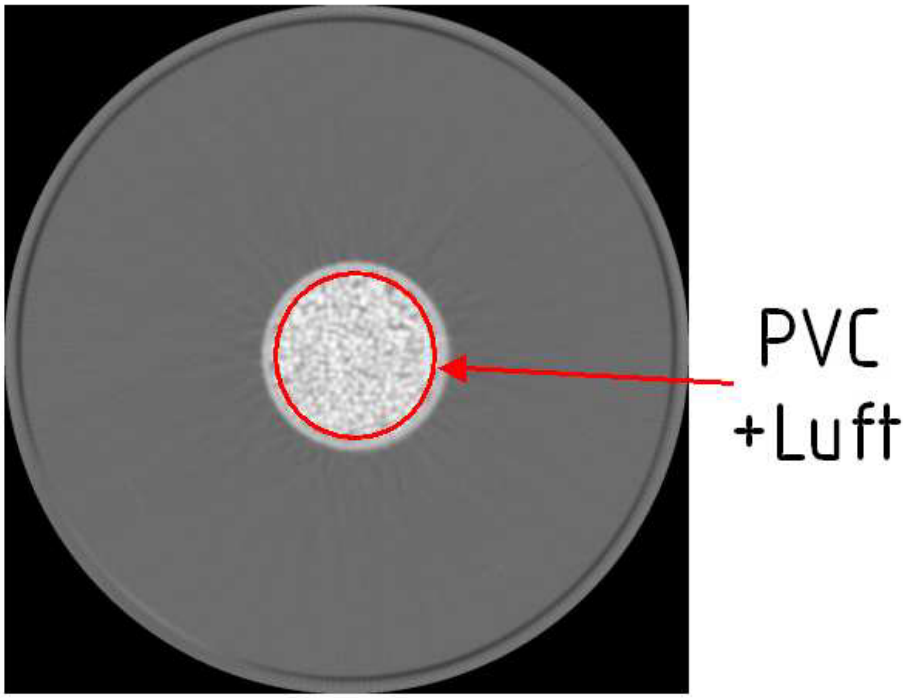


Bild 6.19 CT-Schnittbild des Probekörpers mit Granulat und Luft, Beschleunigungsspannung 200 kV

Es wird der Mittelwert der Grauwerte der Bildpunkte innerhalb des Probekörpers berechnet. Dieser Bereich ist in Bild 6.19 rot markiert. In der selben Schnittebene durch den Probekörper wird eine Messung mit Hilfe der zweiten Beschleunigungsspannung durchgeführt und ebenfalls der mittlere Grauwert im Probekörper berechnet. Diese beiden mittleren Grauwerte werden im Kalibrierdreieck durch einen Punkt auf der Dreiecksseite zwischen dem Eckpunkt "PVC" und dem Eckpunkt "Luft" repräsentiert.

Ebenso werden Kalibriermessungen an einem zweiten Probekörper mit PVC-Granulat und Wasser in den Zwischenräumen durchgeführt. Die gemessenen Grauwerte werden entsprechend als Punkt auf der Dreiecksseite zwischen dem Eckpunkt "PVC" und dem Eckpunkt "Wasser" repräsentiert. Der Eckpunkt "PVC" des Kalibrier-Dreiecks ergibt sich aus diesen Probekörper-Messungen durch einfaches Verlängern der beiden Dreiecks-Seiten.

**Berechnen der lokalen Phasenanteile im Kalibrierdreieck**

In Bild 6.20 ist schematisch im Kalibrierdreieck ein Messpunkt dargestellt.

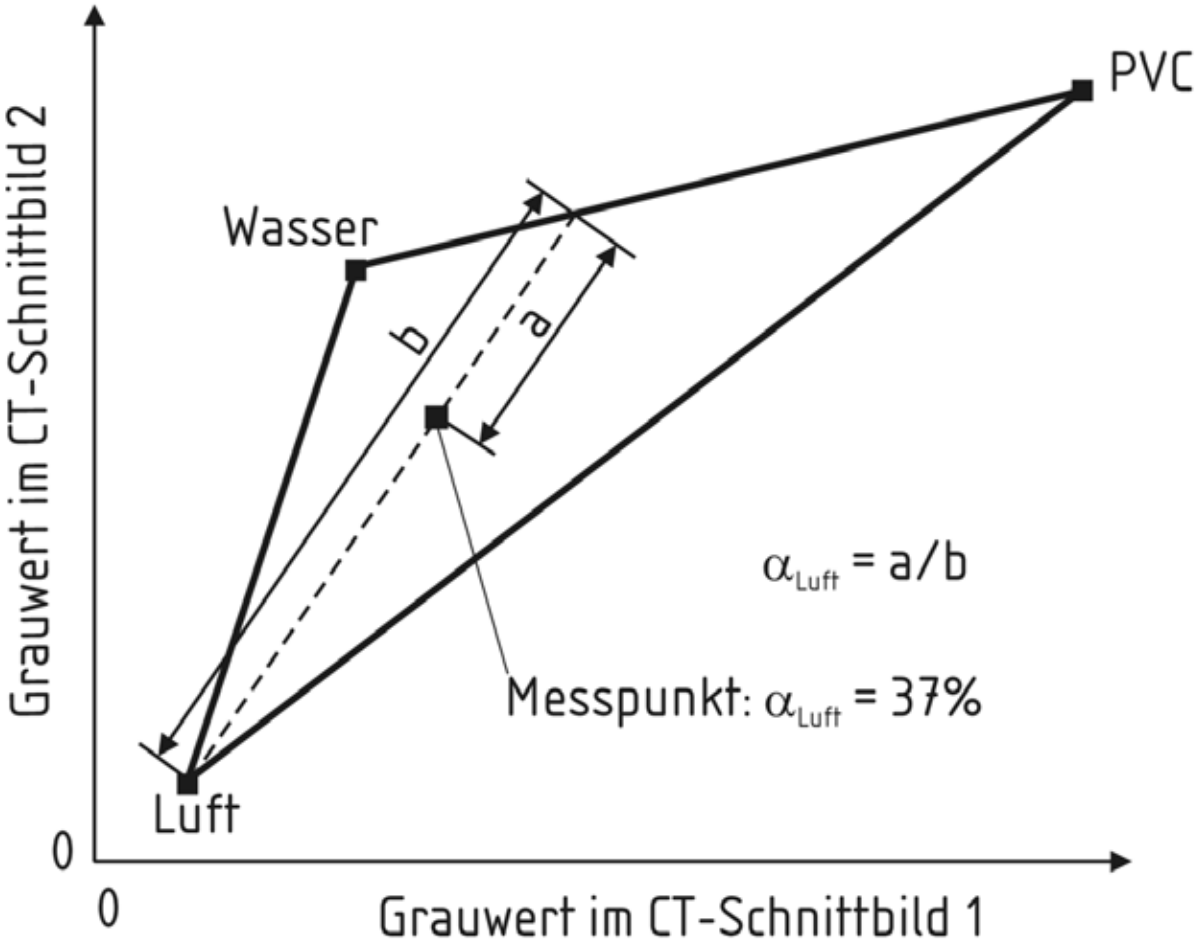


Bild 6.20 Graphische Berechnung der lokalen Phasenanteile im Kalibrierdreieck

Der Messpunkt repräsentiert einen bestimmten Punkt der Messebene in der Blasensäule, für den die Phasenanteile von Wasser, PVC und Luft berechnet werden sollen. Die Berechnung folgt aus dem linearen Zusammenhang in Gl. (6.13) - (6.15). In Bild 6.20 ist beispielhaft die Berechnung des Phasenanteils $\alpha_{Luft}$ der Luft aus dem Längenverhältnis der Strecken $a$ und $b$ dargestellt. Es gilt

$$\alpha_{Luft} = \frac{a}{b}. \tag{6.16}$$

Der Phasenanteil der Luft ist damit im Eckpunkt "Luft" des Kalibrierdreiecks 1, auf der gegenüber liegenden Dreiecksseite 0. Für den dargestellten Messpunkt beträgt der Phasenanteil der Luft 37%. Die Berechnung der Phasenanteile des PVCs und des Wassers erfolgt analog.

Für jeden Punkt der Messebene einzeln werden aus den beiden CT-Schnittbildern die beiden Grauwerte dieses Bildpunkts als Koordinaten eines Messpunkts im Kalibrier-Dreieck eingetragen. So können die Phasenanteile für jeden Punkt der Messebene einzeln berechnet werden. Diese Berechnung der Phasenanteile aus den Streckenverhältnissen im Kalibrierdreieck entspricht dem Lösen des Gleichungssystems aus Gl. (6.13) - (6.15).

### 6.3.2 Einfluss der Temperatur der Versuchsmedien

Die Dichte der Versuchsmedien PVC, Wasser und Luft hängt von der Temperatur ab. Die Röntgenschwächungskoeffizienten der Versuchsmedien wiederum hängen nach Gl. (4.9) und (4.10) linear von der Dichte ab. Während der Kalibriermessungen zum Festlegen des Kalibrierdreiecks beträgt die Temperatur der Versuchsmedien und der Probekörper 19 °C. Die Temperaturen liegen während der Messungen der Phasenverteilungen in der Blasensäule zwischen 17 °C und 22 °C. Die Stoffdaten für die Dichten des Wassers werden in Abhängigkeit von der Temperatur dem VDI-Wärmeatlas [121] entnommen. Die maximale Abweichung der Dichte des Wasser beträgt gegenüber den Kalibriermessungen 0,07 % für 22 °C. Die Veränderung der Dichte des PVC wird in Abhängigkeit von der Temperatur nach Ondracek [83] mit

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \alpha\,\Delta T \tag{6.17}$$

berechnet. Darin ist $\Delta\rho/\rho$ die relative Änderung der Dichte, $\Delta$T ist die Temperaturdifferenz und $\alpha$ ist Längenausdehnungskoeffizient. Mit $\alpha$=0,008%/K

für PVC [83] beträgt die maximale Abweichung der Dichte von PVC gegenüber den Kalibriermessungen 0,024 % für 22 °C.

Für eine fehlerfreie Auswertung der Dual-Energie-Messungen mit Hilfe des Kalibrierdreiecks müssten die Messwerte und die Kalibriermessungen mit der gleichen Temperatur gemessen werden. Die Abweichungen der Dichte aufgrund der Temperaturunterschiede werden jedoch vernachlässigt. Dadurch beträgt der absolute Fehler der berechneten Phasenanteile maximal 0,07 % für Wasser und 0,024 % für PVC.

### 6.3.3 Wahl der Beschleunigungsspannungen der Röntgenröhre

Das Spektrum der Wellenlängen der von der Röntgenröhre emittierten Strahlung hängt von der Beschleunigungsspannung ab, mit der die Röntgenröhre betrieben wird. Für die Dual-Energie-Technik müssen die Beschleunigungsspannungen der Röntgenröhre gewählt werden. Diese Wahl wird bestimmt von den durchstrahlten Materialien und ihren Röntgenschwächungskoeffizienten. Die Röntgenschwächungskoeffizienten werden von Hubbell [56] angegeben. Das Vorgehen für die Auswahl der Beschleunigungsspannungen wird ausführlich von van Santen u.a. [94] beschrieben. Für die Messung mit der härteren Röntgenstrahlung wird stets die maximal mögliche Beschleunigungsspannung 200 kV verwendet. Für die Wahl der Beschleunigungsspannung zum Erzeugen der weicheren Röntgenstrahlung sind generell zwei entgegen gerichtete Effekte zu beachten.

Einerseits ist die Schwächung der Röntgenstrahlung im Messobjekt umso höher, je niedriger die Energie der Röntgenphotonen ist. So wird beispielsweise Röntgenstrahlung mit der Photonenenergie 200 keV beim Durchstrahlen von 244 mm Wasser (also in der Mitte der vollständig mit Wasser gefüllten Blasensäule, ohne Luft oder PVC) zu 96,4 % geschwächt. Röntgenstrahlung mit der Photonenenergie 50 keV dagegen wird bereits zu 99,6 % geschwächt.

Röntgenstrahlung mit der Photonenenergie 20 keV oder darunter wird so stark geschwächt, dass ihre Intensität nach dem Durchstrahlen der Blasensäule vom Röntgendetektor nicht mehr gemessen werden kann. Je geringer die Intensität der vom Detektor gemessenen Röntgenstrahlung ist, desto niedriger ist das Signal-Rausch-Verhältnis der einzelnen Projektionen, und desto schlechter ist die Qualität der rekonstruierten Schnittbilder. Mit einer zu geringen Photonenenergie kann die Blasensäule nicht mehr durchstrahlt werden. Die Bildqualität ist umso besser, je härter die verwendete Strahlung ist.

Andererseits stört das Verwenden von zu harter Strahlung die Auswertung der Messungen mit Hilfe der Dual-Energie-Technik. Dieser Effekt ist schematisch in Bild 6.21 dargestellt.

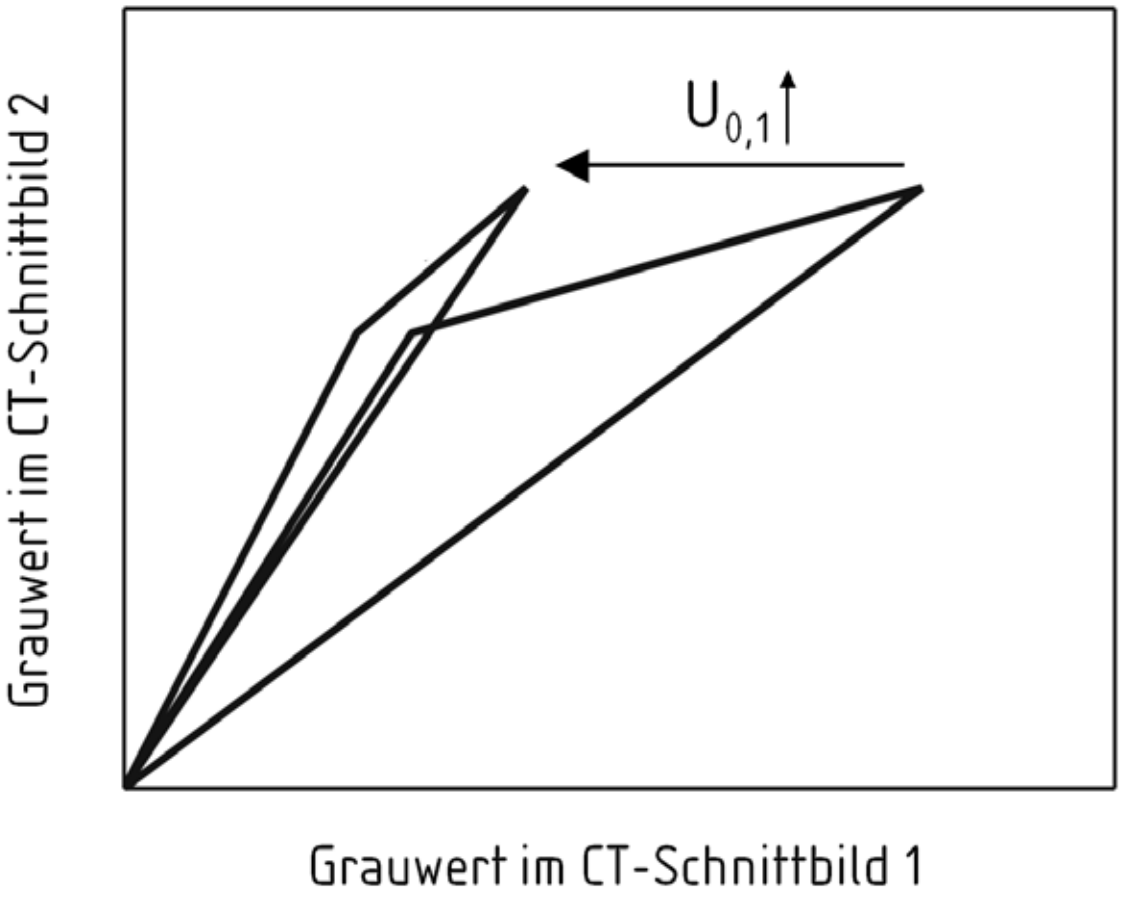


Bild 6.21 Einfluss der Beschleunigungsspannungen auf das Kalibrierdreieck

Dargestellt ist der Einfluss der Beschleunigungsspannung für die weichere Röntgenstrahlung auf die Form des Kalibrierdreiecks. Die Beschleunigungsspannung für das Erzeugen der härteren Röntgenstrahlung wird dabei nicht variiert. Es ist zu erkennen, dass das Verwenden einer zu hohen Beschleunigungsspannung für das Erzeugen der weicheren Strahlung ein sehr flaches Kalibrierdreieck zur Folge hat. Im Extremfall wird das Dreieck auf eine einzige Linie reduziert. Dies entspricht einer linearen Abhängigkeit von Gl. (6.13) und Gl. (6.14). Die gesuchten Phasenanteile können damit nicht berechnet werden.

Die Wahl der niedrigeren der beiden verwendeten Beschleunigungsspannungen ist zwischen einerseits einer möglichst hohen Intensität der Röntgenstrahlung am Detektor durch die Wahl einer möglichst hohen Beschleunigungsspannung und andererseits einer möglichst ausgeprägten Nichtlinearität des zu lösenden Gleichungssystems für die Dual-Energie-Technik durch die Wahl einer möglichst niedrigen Beschleunigungsspannung zu treffen. Die Optimierung erfolgt nicht auf theoretisch analytischem Weg, sondern empirisch. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird für das Erzeugen der härteren Röntgenstrahlung die Beschleunigungsspannung 200 kV, für das Erzeugen der weicheren Röntgenstrahlung die Beschleunigungsspannung 60 kV verwendet.

In Bild 6.22 sind die Röntgenschwächungskoeffizienten von PVC und Wasser in Abhängigkeit von der Photonenenergie der Röntgenstrahlung dargestellt. Die beiden verwendeten maximalen Photonenenergien sind markiert. Die im Röntgenenergiespektrum markierten Photonenenergien stellen jeweils die Photonenenergien dar, die im entsprechenden Spektrum maximal auftreten. Alle übrigen Photonen weisen eine Photonenenergie unterhalb der markierten auf.

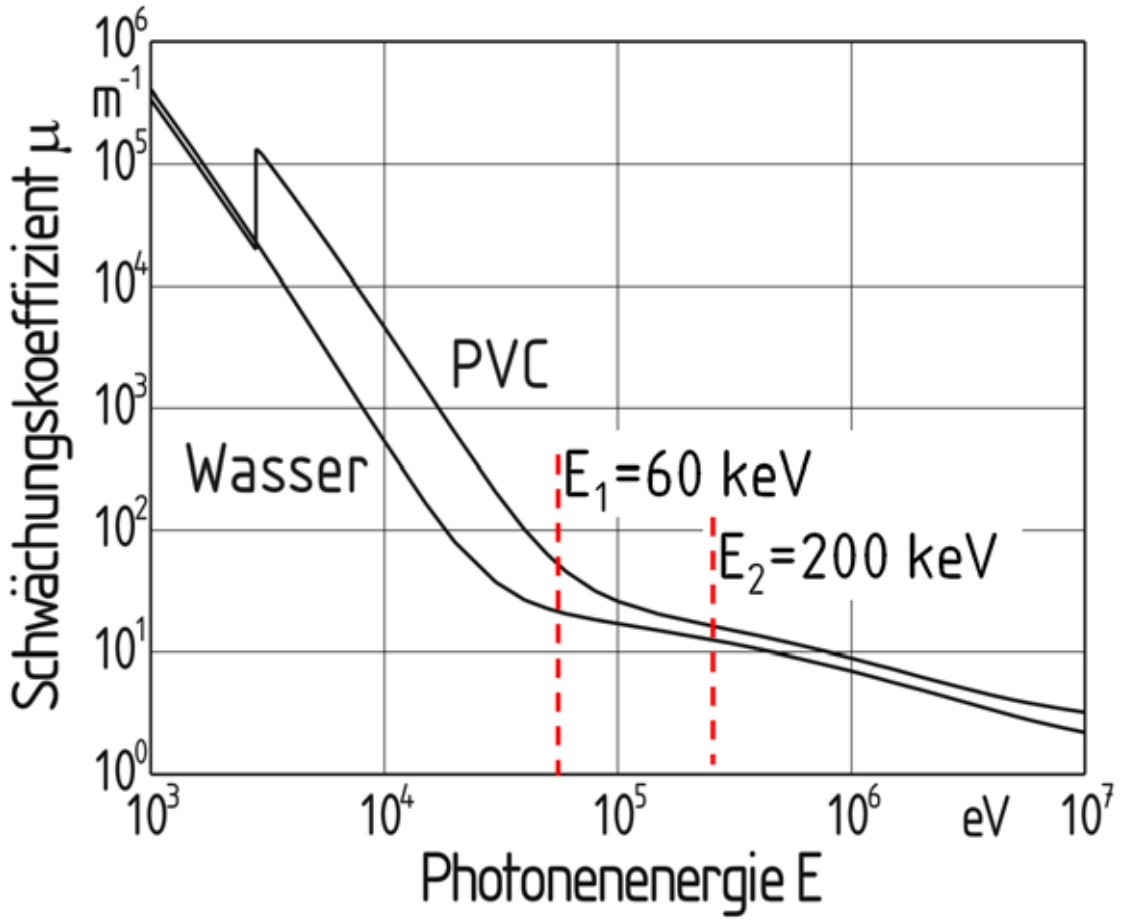


Bild 6.22 Röntgenschwächungskoeffizienten von PVC und Wasser in Abhängigkeit von der Photonenenergie

## 6.4 Auflösung

Die räumliche Auflösung, die innerhalb der Messebene mit Hilfe der rekonstruierten Bilder erreicht werden kann, ist durch die Auflösung in den einzelnen Projektionen begrenzt. Diese ergibt sich aus der Größe des Brennflecks der Röntgenröhre, der Anzahl Detektorpixel sowie den weiteren geometrischen Daten des Strahlengangs (siehe Bild 6.4). Die räumliche Auflösung ist entlang der Röntgenstrahlen nicht einheitlich. Die Auflösung wird innerhalb der Blasensäule für jeden Punkt mit dem Abstand y zum Brennfleck der Röntgenquelle nach Hughes [58] berechnet. Es gilt

$$d_{\min} = \frac{SDD - y}{SDD} S \,. \tag{6.18}$$

Darin ist $d_{min}$ die Auflösung, also die Größe des kleinsten auflösbaren Details im Messobjekt. SDD ist der Abstand zwischen Brennfleck der Röntgenquelle und Röntgendetektor. S ist die Größe des Brennflecks. In der vorliegenden Anordnung ergibt sich aus Gl.(6.18) mit der Brennfleckgröße 3 mm (nach EN 12543) innerhalb der Blasensäule eine Auflösung von minimal 1,24 mm und maximal 1,79 mm.

Zusätzlich zur Auflösung der einzelnen Projektionen im Strahlengang wird die räumliche Auflösung innerhalb der Messebene durch die Bildmatrix begrenzt, die für die Berechnung der Schnittbilder im Rahmen der Rekonstruktion verwendet wird. In der vorliegenden Arbeit wird eine Bildmatrix aus 256 x 256 Pixeln verwendet. Die Schnittbilder haben mit 250 mm den gleichen Durchmesser wie die Blasensäule. Die Kantenlänge eines Bildpixels beträgt 0,98 mm.

## 6.5 Artefakte

Röntgentomographische Messungen beinhalten neben dem Messen der Projektionen und deren Normierung die Rekonstruktion der Schnittbilder. Die Folge von Fehlern in den einzelnen Schritten der Messkette sind Abweichungen des rekonstruierten Schnittbilds vom Messobjekt. Diese Messfehler werden als Artefakte bezeichnet [24,97]. Die verschiedenen Fehlerquellen haben jeweils typische Artefakte zur Folge. Anhand der Art und Form der auftretenden Artefakte kann deshalb auf die Fehlerquelle geschlossen und diese behoben werden. In den folgenden Unterkapiteln werden die beiden am häufigsten auftretenden Artefakte - Ringartefakte und Aufhärtungsartefakte - sowie die Maßnahmen zur Vermeidung dieser Fehler erläutert.

### 6.5.1 Ringartefakte

In Bild 6.23 sind zwei Schnittbilder durch die mit Wasser gefüllte Blasensäule dargestellt. Bild 6.23 a) ist fehlerfrei. In Bild 6.23 b) sind zahlreiche konzentrische helle und dunkle Ringe überlagert. Diese Ringe geben das Messobjekt nicht korrekt wieder. Es handelt sich um Messfehler, sogenannte Ringartefakte.

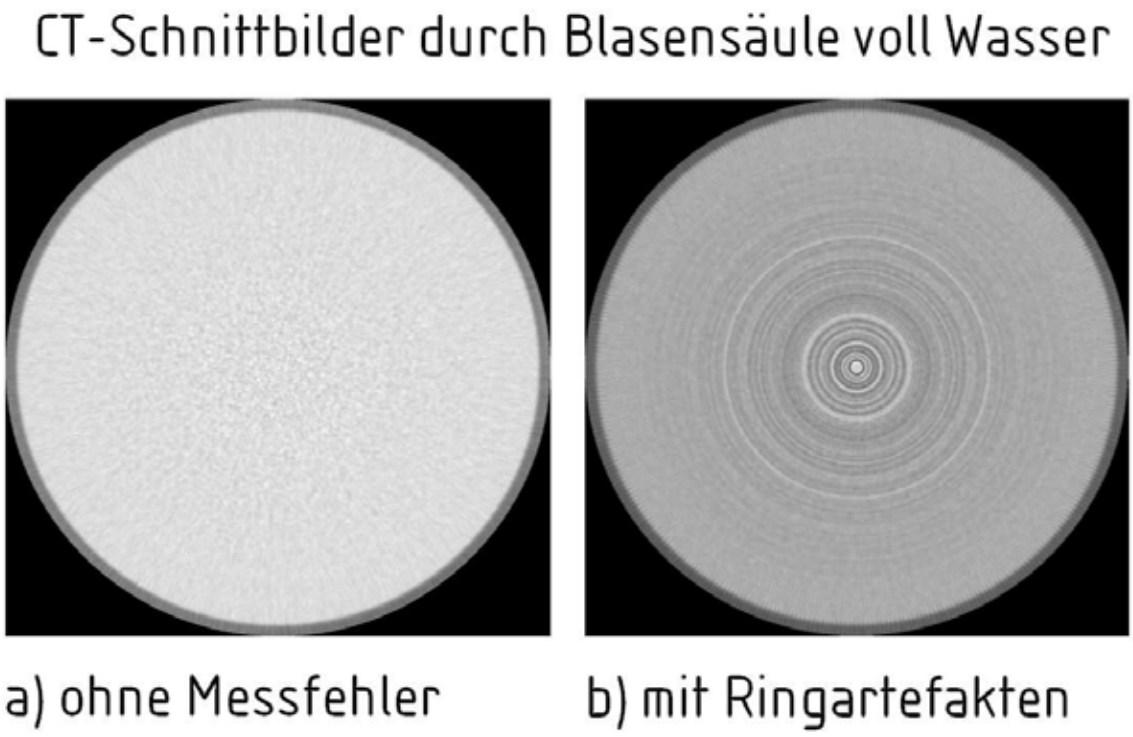


Bild 6.23 Vergleich von CT-Schnittbildern durch Wasser:
a) fehlerfrei, b) mit Ringartefakten

Ringartefakte sind ein typisches Artefakt für Röntgentomographen der "dritten Generation" (vergleiche Kapitel 4.2.3). Sie entstehen durch fehlerhafte normierte Messsignale einzelner Detektorpixel (vergleiche Kapitel 6.2.1). Ein Beispiel für eine fehlerbehaftete Projektion durch die Blasensäule ist in Bild 6.24 abgebildet. Dargestellt sind die normierten Messsignale des Detektors über alle Detektorpixel für eine Projektion durch die vollständig mit Wasser gefüllte Blasensäule.

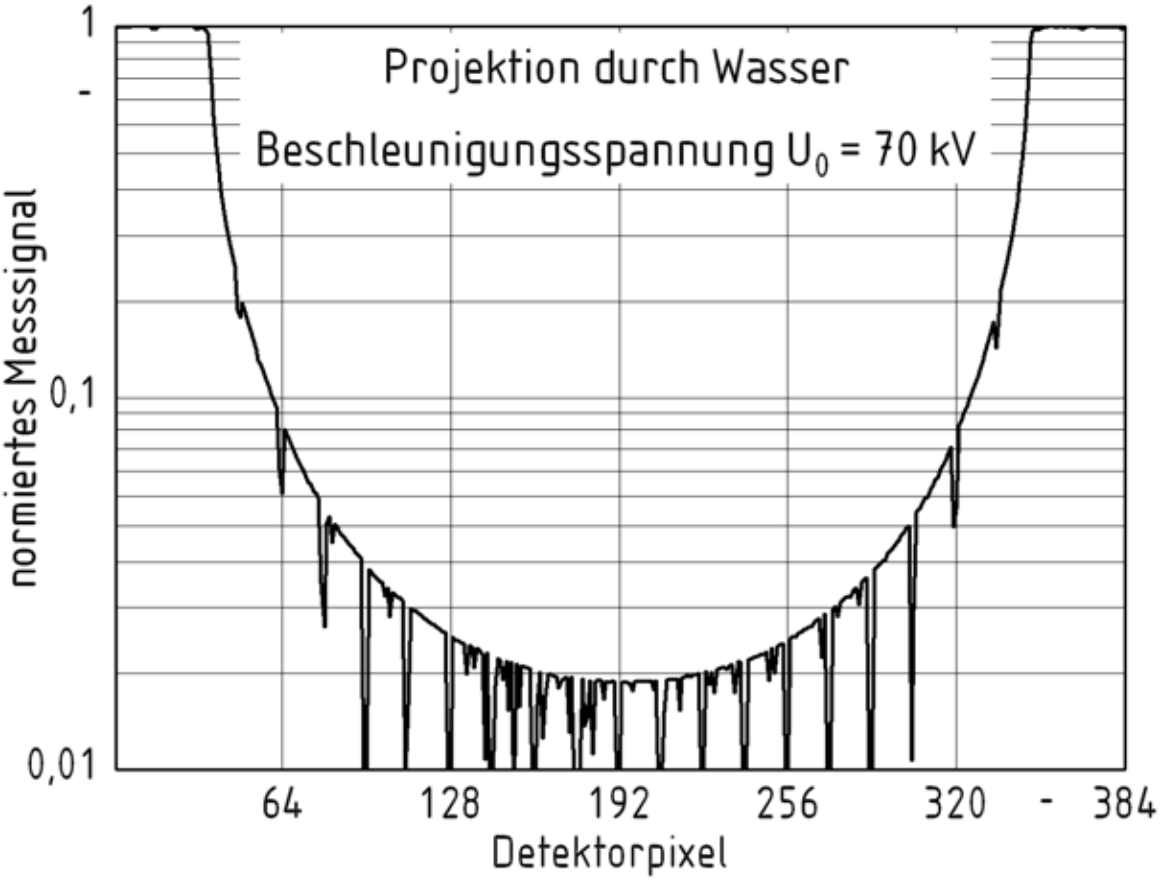


Bild 6.24 Ursache für Ringartefakte: fehlerhafte Projektionswerte durch defekte Detektorpixel

Die normierten Messsignale einiger Detektorpixel weichen deutlich vom ansonsten parabelförmigen Profil ab. Die normierten Messsignale dieser Pixel repräsentieren nicht korrekt die Schwächung der Röntgenstrahlung durch das Messobjekt. Für die Rekonstruktion des Schnittbildes wird dadurch von einer falschen - in diesem Fall zu starken - Schwächung einzelner Röntgenstrahlen ausgegangen. Es werden falsche Grauwerte im Schnittbild berechnet.

Aufgrund der Rotation von Röntgenquelle und Detektor um das Messobjekt wirkt sich jede Fehlinterpretation des Messsignals eines einzelnen Detektorpixels vor allem auf die auf einem Ring um die Bildmitte gelegenen Bildpunkte aus. Der Radius dieses Rings entspricht dem Abstand des verursachenden Detektorpixels von der Mitte des Detektors. Jedem Ringartefakt kann also entsprechend seinem Radius ein bestimmter Detektorpixel zugeordnet werden.

Es gibt zwei mögliche Ursachen für fehlerhafte normierte Messsignale:

- fehlerhafte Offset- und Gain-Kalibriermessungen,
- nichtlineares Verhalten einzelner Detektorpixel.

Fehlerhafte Offset- und Gain-Kalibriermessungen sind eine Folge der Drift der Detektorsignale. Die Drift ist in Kapitel 6.2.1 ausführlich beschrieben. Fehler infolge der Drift werden vermieden, indem zwischen dem Einschalten des Detektors sowie dem Durchführen des Warmup-Programms der Röntgenquelle und der Durchführung der Kalibriermessungen eine ausreichend lange Wartezeit eingehalten wird und zusätzlich für die Normierung jeder Messung zeitnah eine eigene Offset- und Gain-Kalibriermessung durchgeführt werden.

Einzelne Detektorpixel weichen von dem in Kapitel 6.2.1 beschriebenen linearen Verhalten ab. Das Messsignal dieser Pixel hängt nichtlinear von der Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung ab. Die Normierung der Messsignale setzt aber eine lineare Abhängigkeit voraus. Die normierten Messsignale der abweichenden Detektorpixel repräsentieren daher nicht korrekt die Intensität der auftreffenden Röntgenstrahlung. Die Messsignale dieser Detektorpixel werden daher für die Rekonstruktion der Schnittbilder nicht verwendet. Stattdessen werden die Messsignale dieser Detektorpixel in jeder einzelnen Projektion als Näherung für den korrekten Messwert durch den Mittelwert aus den Messsignalen der benachbarten, fehlerfreien Detektorpixel ersetzt. In Bild 6.25 ist die Projektion aus Bild 6.24 nach dem Durchführen dieser Korrektur dargestellt. Die mit Hilfe von auf diese Weise korrigierten Projektionen rekonstruierten CT-Schnittbilder weise keine Ringartefakte mehr auf.

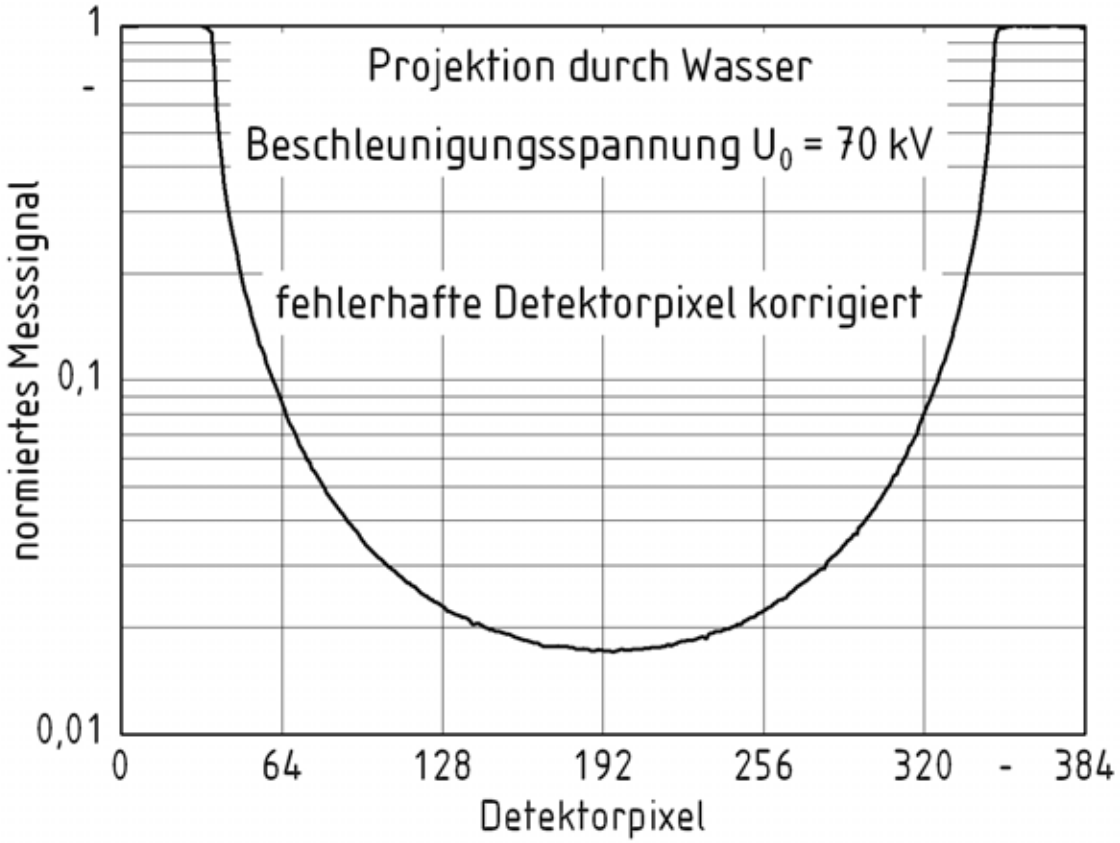


Bild 6.25 Korrigierte Projektion: fehlerhafte Messsignale ersetzt

### 6.5.2 Aufhärtungsartefakte

Die in der Röntgenröhre erzeugte Röntgenstrahlung weist keine einheitliche Wellenlänge auf, sondern ein Spektrum wie in Bild 4.4 dargestellt. Die unterschiedlichen Wellenlängen innerhalb des Spektrums werden wie in Kapitel 4.1.3 beschrieben entsprechend dem jeweiligen Röntgenschwächungskoeffizienten unterschiedlich stark geschwächt. Die Strahlung wird umso stärker geschwächt, je größer ihre Wellenlänge bzw. je kleiner die Photonenenergie ist. Die Auswirkung auf das Spektrum der Röntgenstrahlung ist in Bild 6.26 schematisch dargestellt.

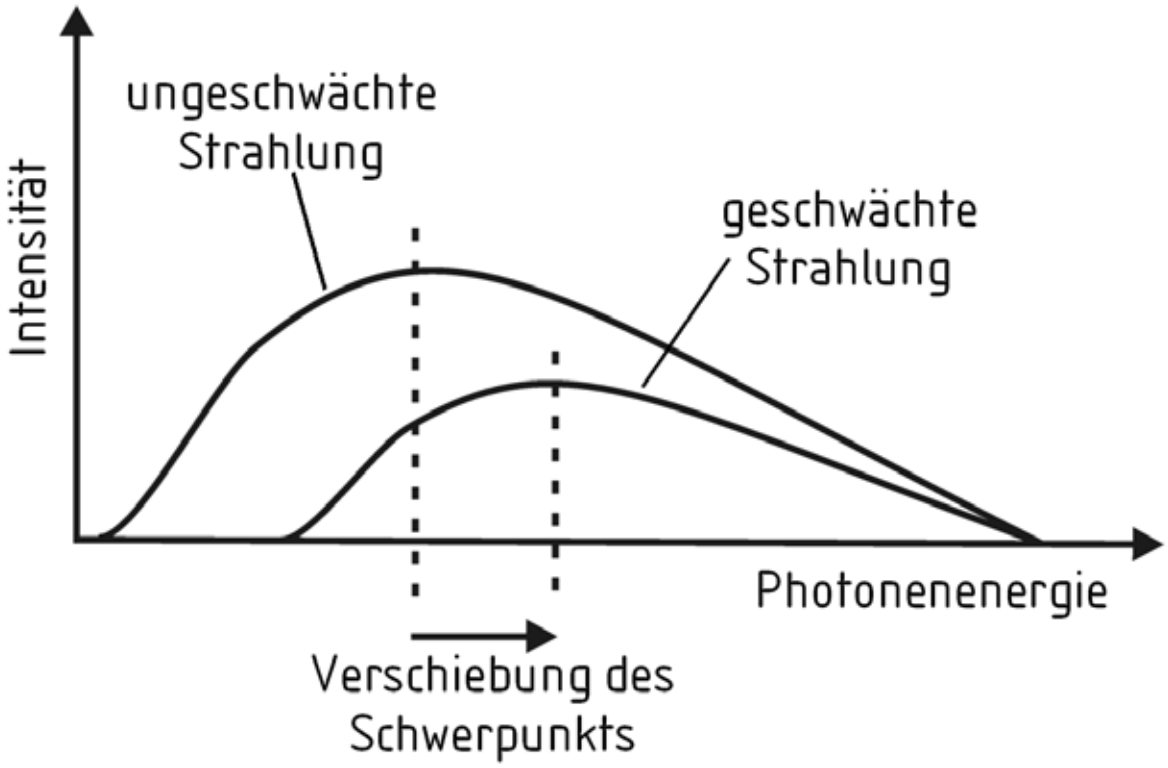


Bild 6.26 Verschiebung des Röntgenspektrums durch Aufhärtung

Die Röntgenstrahlung wird beim Durchstrahlen des Messobjekts für alle Photonenenergien geschwächt, die Intensität der Röntgenstrahlung wird dadurch für alle Photonenenergien reduziert. Da die Schwächung aber für höhere Photonenenergien geringer ist, wird der Schwerpunkt des Röntgenspektrums zu höheren Photonenenergien hin verschoben. Dieser Vorgang wird als Aufhärtung bezeichnet. Die mittlere Photonenenergie der aufgehärteten Strahlung ist höher als die der ursprünglichen, ungeschwächten Strahlung. Der mittlere Röntgenschwächungskoeffizient der aufgehärteten Strahlung ist dementsprechend höher als derjenige der ungeschwächten Strahlung.

Wenn massive, stark absorbierende Messobjekte durchstrahlt werden, so wird die Mitte des Messobjekts unabhängig von der Projektionsrichtung stets nur von der aufgehärteten Röntgenstrahlung durchstrahlt. Dadurch ist die Schwächung der Röntgenstrahlung in der Mitte des Messobjekts geringer als ohne Strahlaufhärtung zu erwarten wäre. Die zu geringe Schwächung der

Röntgenstrahlung wird im Rahmen der Rekonstruktion des Schnittbilds als zu geringe Dichte des Messobjekts fehlinterpretiert. Dieser Messfehler wird als Aufhärtungsartefakt bezeichnet [15].

In Bild 6.27 ist schematisch das Profil der gemessenen Grauwerte für das Durchstrahlen eines homogenen Zylinders mit dem Radius R dargestellt. Ohne Aufhärtungsartefakt ergibt sich ein gleichmäßiger Grauwert für das homogene Material des Zylinders. Mit Aufhärtungsartefakt ist demgegenüber der Grauwert in der Bildmitte reduziert.

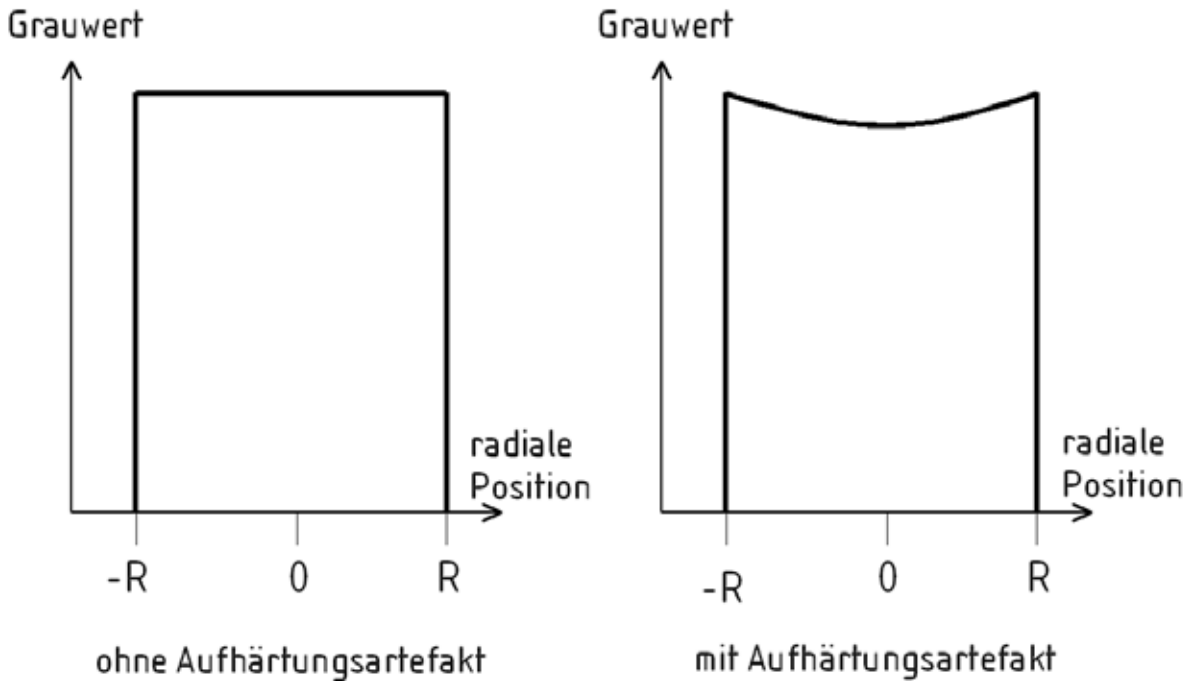


Bild 6.27 Grauwert-Profil eines homogenen Zylinders: Aufhärtungsartefakt

Der in Bild 6.27 dargestellt Fall entspricht z.B. dem Durchstrahlen der mit Wasser gefüllten Blasensäule. Beim Messen von Schnittbildern durch die Blasensäule mit zwei- oder dreiphasiger Strömung würde dieses Aufhärtungsartefakt als ein zu hoher Gasgehalt in der Mitte der Blasensäule fehlinterpretiert.

Es existieren unterschiedliche Methoden zur Vermeidung von Aufhärtungsartefakten. So ist es z.B. möglich, anstelle der in Kapitel 6.2.1 beschriebenen Normierung der Messsignale mit Hilfe von Offset- und Gain-

Normierung der Messsignale mit Hilfe von Offset- und Gain-Kalibriermessungen umfangreichere Kalibriermessungen mit zahlreichen Messungen durch unterschiedliche Schichtdicken des durchstrahlten Materials durchzuführen. Die Folgen der Strahlaufhärtung werden dann bereits im Rahmen der Normierung des Messsignale eliminiert. Diese Variante ist nur für das Durchstrahlen von Messobjekten aus einem einzigen Material geeignet und kann daher nicht für Messungen an dreiphasig betriebenen Blasensäulen verwendet werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird zur Vermeidung von Aufhärtungsartefakten die Röntgenstrahlung vor dem Durchstrahlen des Messobjekts durch einen Filter aus 1 mm Beryllium sowie 0,75 mm Aluminium vorgefiltert. In diesem Filter findet die oben beschriebene Strahlaufhärtung statt. Durch die Auswahl der Filtermaterialien und Schichtdicken wird erreicht, dass dabei der weichere Anteil des Röntgenspektrums besonders stark, der härtere möglichst wenig geschwächt wird. Das Spektrum der vorgefilterten Strahlung wird durch diese Vor-Aufhärtung wesentlich schmaler. Zwar findet im Messobjekt eine weitere Aufhärtung der Strahlung statt. Nach der Vorfilterung ist der Effekt der Aufhärtung im Messobjekt allerdings so gering, dass Aufhärtungsartefakte in den Schnittbildern vernachlässigt werden können.

# 7. Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

## 7.1 Fluidisieren der Feststoffpartikeln

Die Blasensäule wird zweiphasig und dreiphasig durchströmt. Als flüssige Phase wird Wasser, als gasförmige Phase wird Luft und als partikelförmige feste Phase wird PVC-Granulat eingesetzt. Die Eigenschaften des PVC-Granulats werden in Kapitel 5 beschrieben. Die Luft wird am Boden der Blasensäule mit Hilfe eines Lochbodens dispergiert und steigt in Form eines Blasenschwarms auf. Das Wasser wird ebenfalls durch Düsen im Lochboden zugeführt und strömt in der Blasensäule aufwärts. Die Volumenstromdichten des Gases und der Flüssigkeit sind unabhängig voneinander einstellbar und frei wählbar. Das Granulat wird durch die Kräfte der Gas- und Flüssigkeitsströmung vom Boden der Blasensäule mitgerissen und im Strömungsfeld verwirbelt.

In Abhängigkeit der eingestellten Volumenstromdichten von Flüssigkeit und Gas stellen sich verschiedene Strömungsformen in der Blasensäule ein. Deckwer [27] unterscheidet als unterschiedliche Strömungsformen den Betrieb als "gepackte Blasensäule", als "Fließbett-Reaktor" oder als "dreiphasig betriebene Blasensäule". Für sehr geringe Volumenstromdichten bleibt das Granulat am Boden der Blasensäule. Für diese Strömungsform wird der Apparat als "gepackte Blasensäule" bezeichnet. Für gesteigerte Volumenstromdichten wird das Granulat fluidisiert. Es bildet sich eine Suspension aus Granulat und Flüssigkeit, die von den Gasblasen durchströmt wird. Dabei wird zunächst nur ein Anteil des Granulats fluidisiert, während der übrige Teil weiterhin am Boden der Blasensäule liegen bleibt. Für ausreichend hohe Volumenstromdichten von Flüssigkeit und Gas ist das gesamte Granulat fluidisiert, so dass sich

kein Granulat am Boden der Blasensäule befindet. Das fluidisierte Granulat steigt für geringe Volumenstromdichten von Flüssigkeit und Gas zunächst nur bis zu einer bestimmten Höhe auf. Darüber befinden sich nur Flüssigkeit und Gas. Zwischen dem fluidisierten Granulat und dem granulatfreien Teil der Blasensäule ist eine klare Trennung zu erkennen. Diese Strömungsform wird von Deckwer [27] als "Fließbett" (auch "Wirbelbett") bezeichnet.

Für ausreichend hohe Volumenstromdichten wird das Granulat schließlich in der gesamten Blasensäule verteilt. Es kann keine Trennung zwischen dem Fließbett des Granulats und einem darüber befindlichen granulatfreien Bereich festgestellt werden. Diese Strömungsform bezeichnet Deckwer [27] als "dreiphasig betriebene Blasensäule" (auch "Suspensions-Reaktor").

Begovich und Watson [8] untersuchen das Fluidisieren von festen Partikeln in Blasensäulen. Sie zeigen, dass zum vollständigen Fluidisieren der Partikeln die Blasensäule in Abhängigkeit von den Eigenschaften der Partikeln mit bestimmten Mindest-Volumenstromdichten betrieben werden muss. Sie zeigen außerdem, dass die Feststoff-Beladung keinen signifikanten Einfluss auf die Mindest-Volumenstromdichten zum Fluidisieren hat.

Das Fluidisieren des PVC-Granulats wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch visuelle Beobachtung der Strömungsformen in der Blasensäule untersucht. Dazu sind die Rohrwände transparent. Die Volumenstromdichten des Wassers und der Luft werden variiert. Die Beladung der Blasensäule mit Feststoff beträgt 5%. Sie wird während der Messungen zum Fluidisieren des Granulats nicht variiert.

Die Schüttungshöhe des nicht fluidisierten Granulats ist in Bild 7.1 als Funktion der Volumenstromdichten des Wassers und der Luft dargestellt.

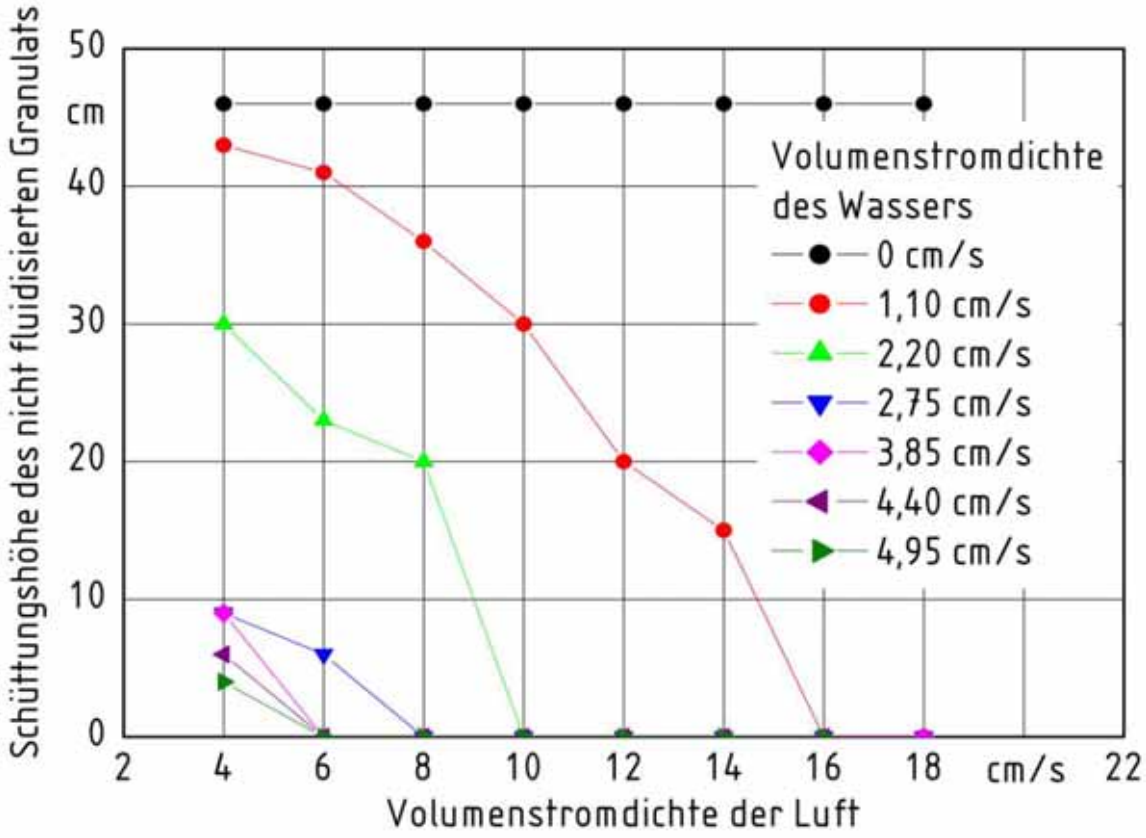


Bild 7.1 Schüttungshöhe des nicht fluidisierten Granulats in Abhängigkeit von den Volumenstromdichten des Wassers und der Luft

Wenn die Blasensäule nur mit Luft durchströmt wird und keine überlagerte aufwärts gerichtete Strömung des Wassers vorhanden ist, so wird das Granulat unabhängig von der Volumenstromdichte der Luft nicht fluidisiert. Die Schüttungshöhe des Granulats beträgt dann 46 cm. Findet die zusätzliche Durchströmung der Blasensäule mit Wasser statt, so wird das Granulat fluidisiert. Für zunehmende Volumenstromdichten des Wassers und der Luft nimmt die Menge des am Boden der Blasensäule liegenden, nicht fluidisierten Granulats ab.

Die für das vollständige Fluidisieren des Feststoffs minimal benötigte Volumenstromdichte der Luft ist in Bild 7.2 in Abhängigkeit von der Volumenstromdichte des Wassers dargestellt.

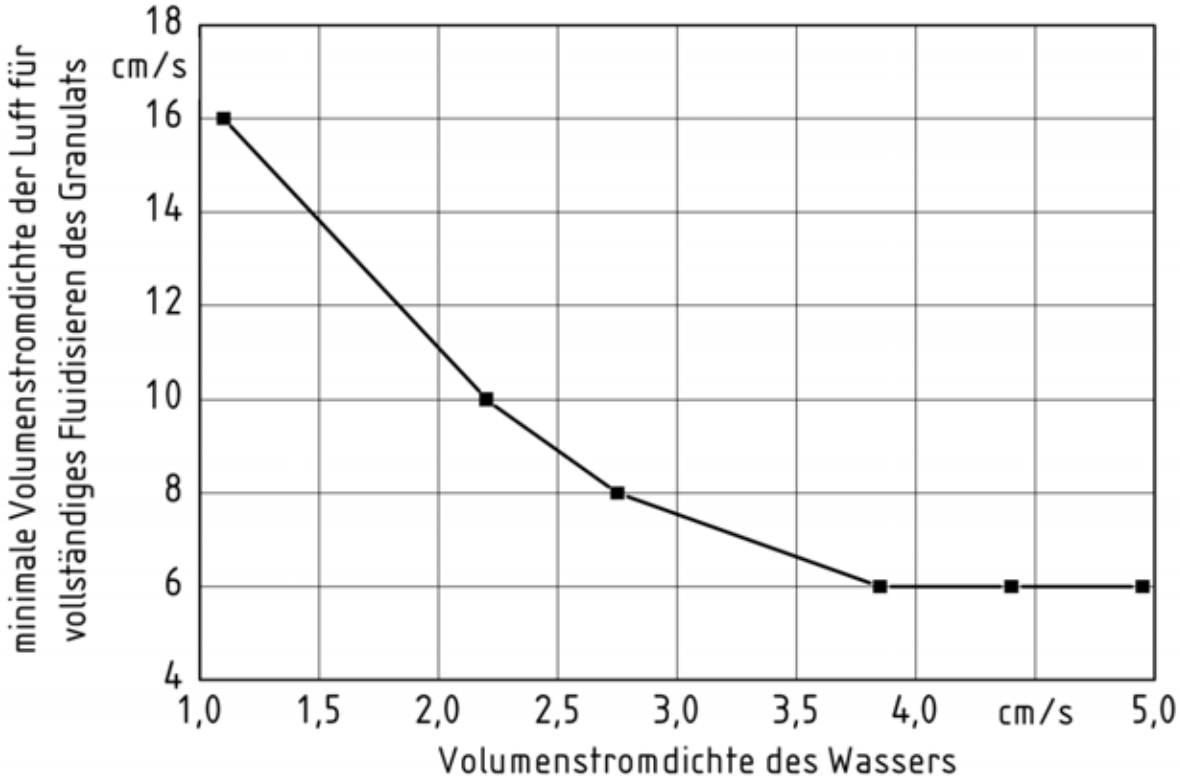


Bild 7.2 Minimale Volumenstromdichte der Luft für vollständiges Fluidisieren des Feststoffs

Für zunehmende Volumenstromdichten von Wasser und Luft dehnt sich das aus Granulat bestehende Wirbelbett aus, so dass es einen größeren Anteil der Blasensäule einnimmt. Die Trennebene zwischen dem Wirbelbett und dem granulatfreien Teil der Blasensäule wird nach oben verschoben. Die vertikale Ausdehnung des fluidisierten Granulats in Abhängigkeit von den Volumenstromdichten des Wassers und der Luft ist in Bild 7.3 dargestellt.

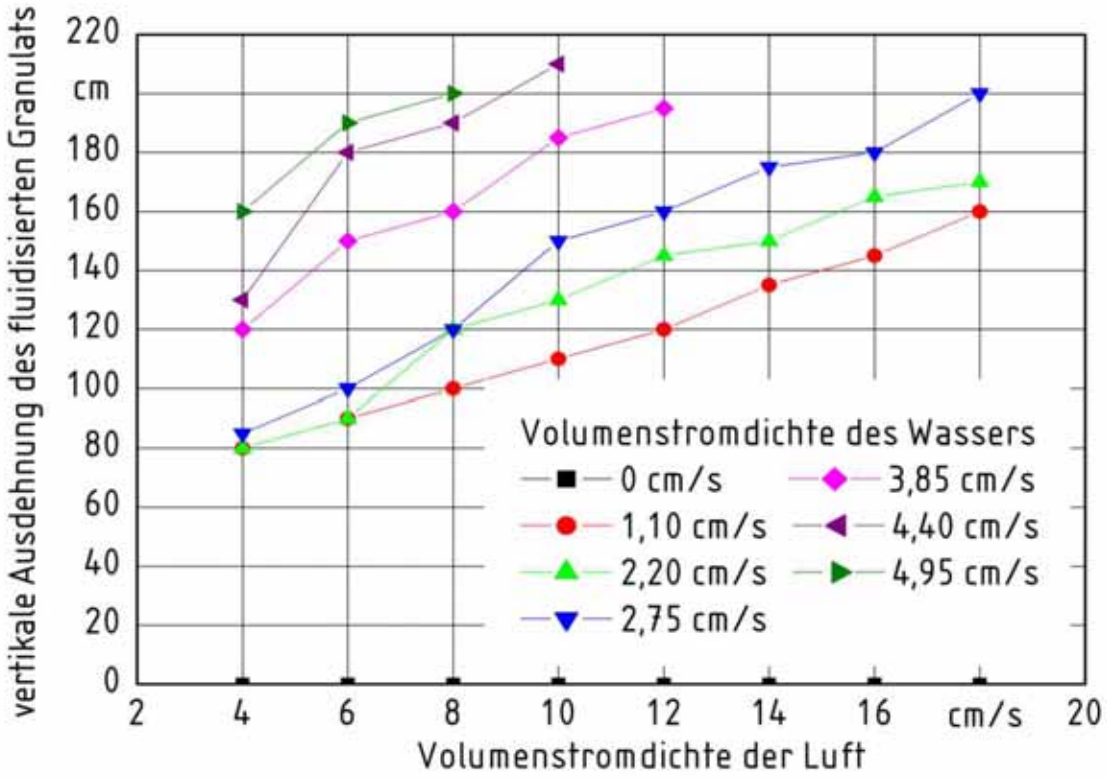


Bild 7.3 Vertikale Ausdehnung des fluidisierten Granulats in Abhängigkeit von den Volumenstromdichten des Wassers und der Luft

Für ausreichend hohe Volumenstromdichten erreicht die vertikale Ausdehnung des fluidisierten Granulats ein Maximum, da keine Trennung zwischen dem Wirbelbett aus Granulat und dem darüber befindlichen granulatfreien Bereich mehr besteht. Das Wirbelbett ist aufgelöst, das Granulat ist überall in der dreiphasig durchströmten Blasensäule verteilt. Je höher die Volumenstromdichte des Wassers ist, desto niedriger ist die hierfür benötigte Volumenstromdichte der Luft. Für den dreiphasigen Betrieb der Blasensäule werden im weiteren Verlauf der Arbeit als Volumenstromdichten des Wassers 5 cm/s und 7 cm/s eingestellt, um eine vollständige Fluidisierung des Granulats sicherzustellen und das Granulat in der gesamten Blasensäule zu suspendieren.

## 7.2 Messung lokaler Phasenanteile

Die lokalen Phasenanteile werden in der Blasensäule mit Hilfe der Röntgentomographie gemessen. Für das Messen der Phasenanteilen in der zweiphasig betriebenen Blasensäule wird die konventionelle Röntgentomographie verwendet. Für das Messen der Phasenanteile in der dreiphasig betriebenen Blasensäule wird die Dual-Energie-Röntgentomographie eingesetzt. Die theoretischen Grundlagen der Messtechnik sind in Kapitel 4 beschrieben. Der Aufbau des verwendeten Tomographen sowie Details zum Durchführen der Messungen sind in Kapitel 6 beschrieben. In den folgenden Unterkapiteln werden Ergebnisse aus Messungen unter Variation der folgenden Parameter dargestellt:

- zwei- und dreiphasiger Betrieb
- Partikelbeladung
- Volumenstromdichte der Luft
- Volumenstromdichte des Wassers
- Messebene

Der Einfluss dieser Parameter auf die gemessenen Profile der Phasenanteile wird erläutert. Auf den folgenden Seiten werden nur einige ausgewählte Messreihen dargestellt, um die gemessenen Abhängigkeiten und Einflüsse zu dokumentieren. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden mit den Messungen von Dziallas, Michele und Hempel [35] verglichen. Das von diesen Autoren eingesetzte Stoffsystem und die eingesetzte Blasensäule entsprechen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Anordnung, vor allem bezüglich der Eigenschaften der verwendeten Partikeln.

Die untersuchten Strömungsfelder sind in der Blasensäule instationär. Die örtlichen Profile der zeitlichen Mittelwerte der lokalen Phasenanteile zeigen für eine ausreichend lange Mittelungszeit Rotationssymmetrie. Daher werden nicht die lokalen Phasenanteile für die gesamte Messebene dargestellt. Stattdessen werden die Profile der Phasenanteile über der radialen Position dargestellt. Der entsprechende Phasenanteil für eine bestimmte radiale Position im Profil ergibt sich aus der Mittelung über alle lokalen Phasenanteile auf dem entsprechenden Kreisring im jeweiligen Schnittbild.

Die Phasenanteile werden in den folgenden Diagrammen über der dimensionslosen radialen Position $r^*$ dargestellt. Diese ergibt sich durch Verhältnisbildung der radialen Position r mit dem Radius R der Blasensäule zu

$$r^* = r/R \quad . \tag{7.1}$$

Die Position $r^* = 0$ befindet sich damit in der Mitte der Blasensäule, die Position $r^* = 1$ an der Wand der Blasensäule.

### 7.2.1 Zweiphasig betriebene Blasensäule

Für Phasenanteile des PVC-Granulats von 0% wird die Blasensäule zweiphasig mit Wasser und Luft betrieben. Die lokalen Phasenanteile werden in zwei unterschiedlichen Messebenen oberhalb des Lochbodens der Blasensäule gemessen. Die Volumenstromdichten der Luft und des Wassers werden variiert. In Bild 7.4 sind die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile der Luft über der dimensionslosen radialen Position für unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft dargestellt. Der Phasenanteil des PVC-Granulats beträgt 0%. Die Messungen gelten für eine zweiphasig betriebene Blasensäule. Darüber hinaus beträgt die Volumenstromdichte des Wassers 0 cm/s. Der durch den Blasenaufstieg hervorgerufenen Strömung ist keine aufwärts gerichtete Strömung des Wassers überlagert.

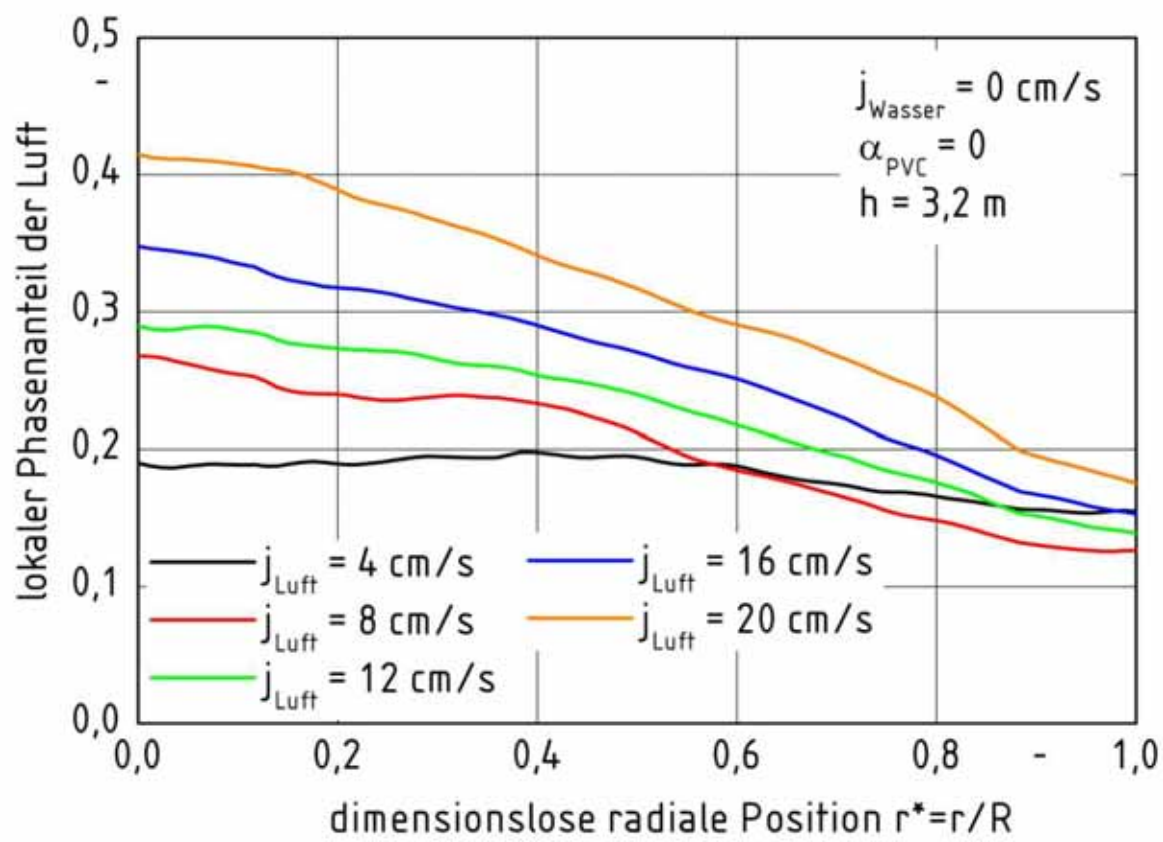


Bild 7.4 Lokale Phasenanteile der Luft für unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft in zweiphasig betriebener Blasensäule

Die Messebene befindet sich 3,2 m oberhalb des Lochbodens. Die Profile für den lokalen Phasenanteil der Luft sind parabolisch und weisen in der Mitte der Blasensäule ein Maximum auf. Für die Volumenstromdichte der Luft von 4 cm/s sind die Unterschiede der lokalen Gasgehalte zwischen der Mitte der Blasensäule und Wandnähe relativ gering. Die gleichmäßige Verteilung der Luftblasen deutet auf das Vorliegen der homogenen Strömungsform. Für höhere Volumenstromdichten der Luft ist das Maximum der lokalen Gasgehalte in der Mitte der Blasensäule stärker ausgeprägt. Dann liegt die heterogene Strömungsform vor, für die ein Blasenschwarm aus Großblasen in der Mitte der Blasensäule aufsteigt (siehe Kap. 3.1). Der in Bild 7.4 dargestellte Verlauf der Profile der lokalen Gasgehalte entspricht den Ergebnissen von Deckwer [27] und den Messungen von Dziallas, Michele und Hempel [35].

Der Einfluss einer überlagerten aufwärts gerichteten Strömung des Wassers ist in Bild 7.5 dargestellt.

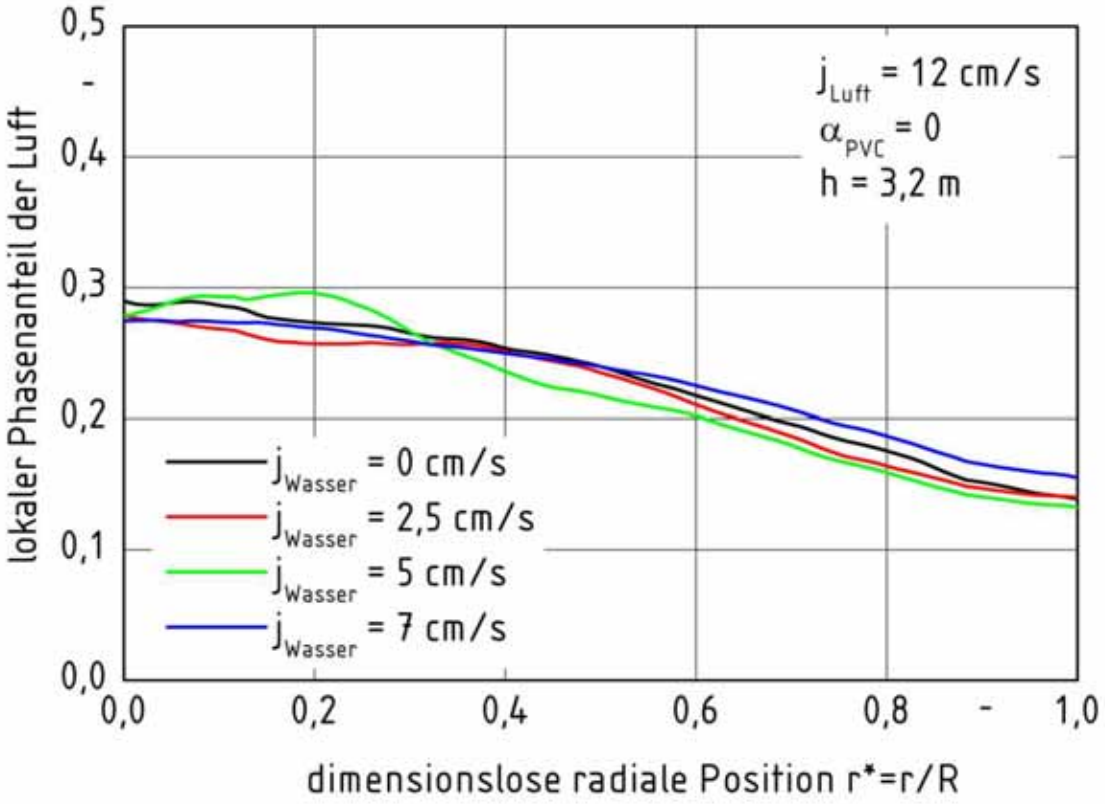


Bild 7.5 Lokale Phasenanteile der Luft für unterschiedliche Volumenstromdichten des Wassers in zweiphasig betriebener Blasensäule

Abgebildet sind die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile der Luft als Funktion der dimensionslosen radialen Position für unterschiedliche Volumenstromdichten des Wassers. Die Volumenstromdichte der Luft beträgt in allen Messreihen 12 cm/s. Der Phasenanteil des PVC-Granulats beträgt 0%, die Messungen werden mit der zweiphasig betriebenen Blasensäule durchgeführt. Es ist kein wesentlicher Einfluss der Volumenstromdichte des Wassers zu erkennen. Für geänderte Volumenstromdichten der Luft wird kein Einfluss der Volumenstromdichte des Wassers bei zweiphasig betriebenen Blasensäulen beobachtet.

In Bild 7.6 sind die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile der Luft über der dimensionslosen radialen Position für zwei unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft in zwei unterschiedlichen Messebenen dargestellt.

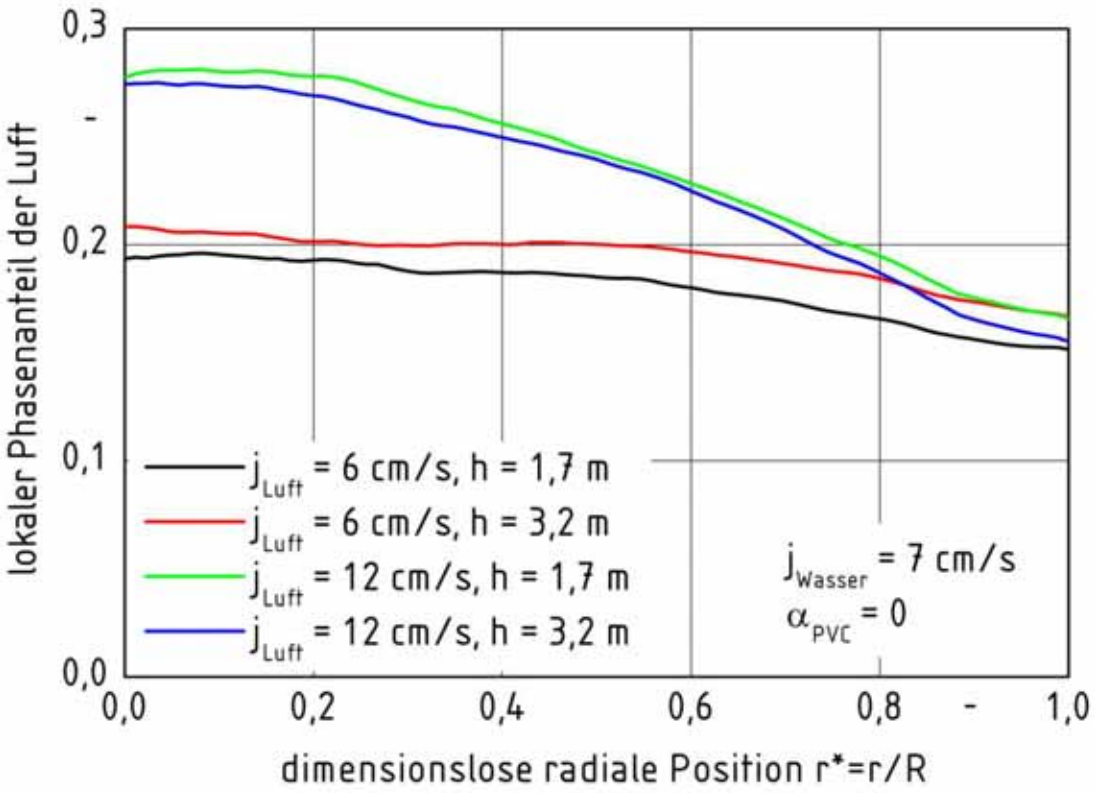


Bild 7.6 Lokale Phasenanteile der Luft für unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft in unterschiedlichen Messebenen in zweiphasig betriebener Blasensäule

Die Messebenen befinden sich 1,7 m und 3,2 m oberhalb des Lochbodens der Blasensäule. Der Phasenanteil des PVC-Granulats beträgt 0%, die Messungen erfolgen in der zweiphasig betriebenen Blasensäule. Die Volumenstromdichte des Wassers beträgt 7 cm/s. Für 6 cm/s Volumenstromdichte der Luft werden 3,2 m oberhalb des Lochbodens für alle radialen Positionen entlang des gesamten Profils geringfügig höhere Phasenanteile der Luft gemessen, als 1,7 m oberhalb des Lochbodens vorhanden sind. Die Zunahme der lokalen Gasgehalte ist auf die Abnahme des hydrostatischen Drucks und die damit verbundene Expansion der Gasblasen während des Aufstiegs zurückzuführen. Daher nehmen

die Gasblasen in der oberen Messebene ein größeres Volumen ein als dies in der unteren Messebene der Fall ist. Für Volumenstromdichten der Luft von 12 cm/s werden im Gegensatz dazu in der oberen Messebene keine höheren Phasenanteile der Luft gemessen. Der dominierende Einfluss könnte in diesem Fall die Bildung von Großblasen durch Koaleszenz und deren damit verbundene höhere Aufstiegsgeschwindigkeit im Großblasenschwarm sein. Durch entsprechend hohe Aufstiegsgeschwindigkeiten werden der Einfluss des abnehmenden hydrostatischen Drucks und die Expansion der Gasblasen auf die lokalen Phasenanteile kompensiert. Daher werden in der oberen Messebene keine höheren Phasenanteile als in der unteren Messebene gemessen.

### 7.2.2 Dreiphasig betriebene Blasensäule

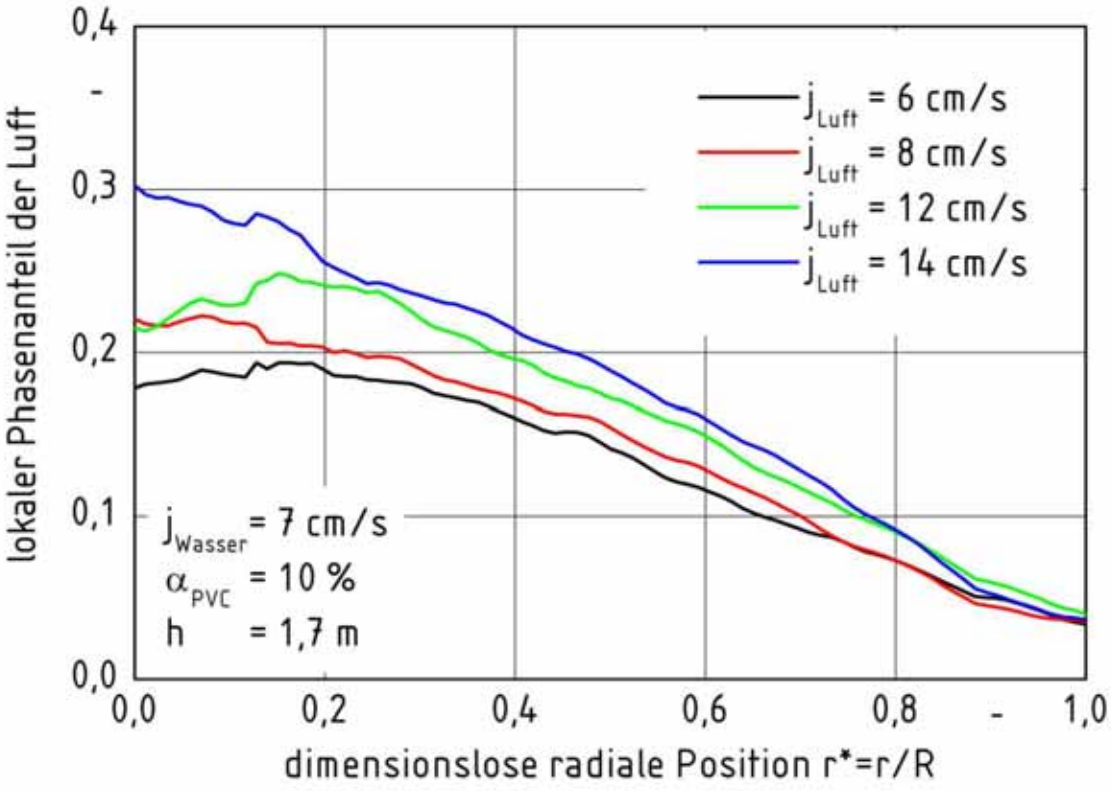


Bild 7.7 Lokale Phasenanteile der Luft für unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft in dreiphasig betriebener Blasensäule

Der Einfluss des PVC-Granulats auf das Strömungsfeld in der Blasensäule wird für Feststoffanteile des PVC-Granulats von 5% und 10% gemessen.

In Bild 7.7 sind die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile der Luft über der dimensionslosen radialen Position für unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft dargestellt. Der volumetrische Anteil des PVC-Granulats beträgt 10%. Die Volumenstromdichte des Wassers beträgt 7 cm/s. Die Messebene befindet sich 1,7 m oberhalb des Lochbodens. der Blasensäule. Unregelmäßigkeiten in den Profilen in Bild 7.7 werden als Folge einer zu kurz gewählten Mittelungszeit von 75 Sekunden für das Messen eines Schnittbilds gedeutet. Die ausgewerteten Schnittbilder stellen den Mittelwert über diese Messdauer dar. Ist die Mittelungszeit zu kurz, so weichen die gemessenen Schnittbilder von den tatsächlichen Mittelwerten der Strömung in der Blasensäule ab. Die in Bild 7.7 dargestellten Profile ähneln für die dreiphasig betriebene Blasensäule denen der zweiphasig betriebenen Säule des Bild 7.4. Die Profile sind parabolisch und weisen in der Säulenmitte ein Maximum auf, der lokale Phasenanteil der Luft ist hier am größten.

Allerdings werden die gemessenen Phasenanteile der Luft durch das PVC-Granulat beeinflusst. Der Einfluss des PVC-Granulats auf die lokalen Phasenanteile der Luft ist in Bild 7.8 dargestellt. Abgebildet sind die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile der Luft über dem dimensionslosen Radius für unterschiedliche Partikelbeladungen. Mit zunehmender Partikelbeladung werden die lokalen Phasenanteile der Luft im gesamten Querschnitt reduziert. Dies entspricht den Ergebnissen von Dziallas, Michele und Hempel [35]. Diese teilen für zunehmende Partikelbeladung flachere Profile der Phasenanteile der Luft mit. Eine derartige Reduzierung der Gradienten des Phasenanteils der Luft zwischen der Mitte der Blasensäule und der Rohrwand ist in Bild 7.8 nicht zu erkennen.

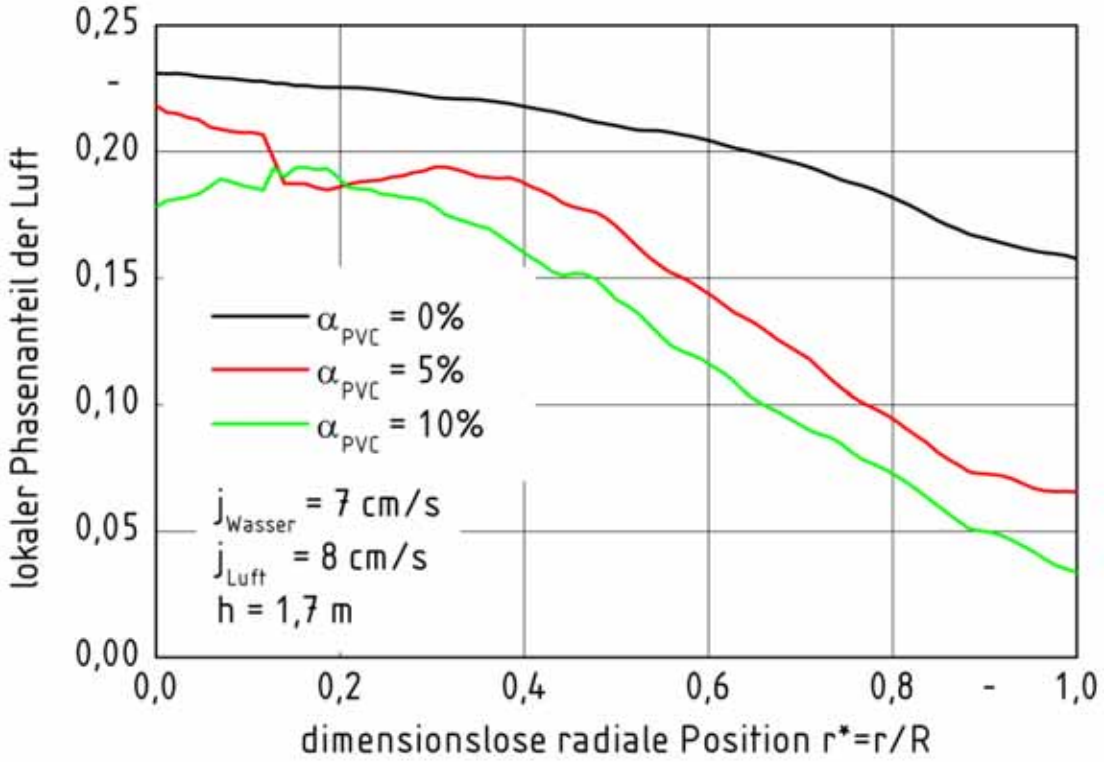


Bild 7.8 Lokale Phasenanteile der Luft für unterschiedliche Partikelbeladungen der Blasensäule

Stattdessen ist das gemessene Profil umso ausgeprägter, de höher die Partikelbeladung in der Blasensäule ist. Offensichtlich begünstigen das untersuchte Stoffsystem und die verwendeten Partikeln die Bildung des mittig aufsteigenden Großblasenschwarms. Dies hätte eine erhöhte Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen zur Folge und würde damit auch den geringeren integralen Gasgehalt in der Messebene bei unveränderter Volumenstromdichte der Luft erklären.

In Bild 7.9 sind die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile des PVC-Granulats über der dimensionslosen radialen Position für unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft dargestellt. Die Messebene befindet sich 1,7 m oberhalb des Lochbodens. Die Partikelbeladung beträgt 10%, die Volumenstromdichte des Wassers ist 7 cm/s.

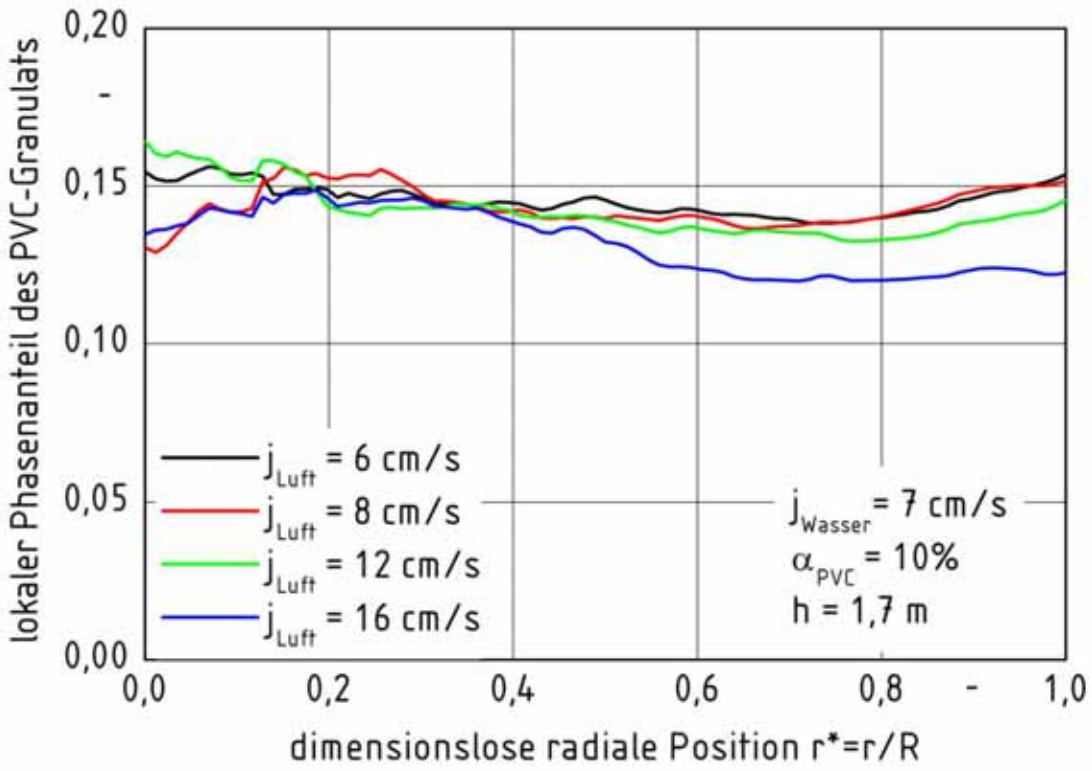


Bild 7.9 Lokale Phasenanteile des PVC-Granulats für unterschiedliche Volumenstromdichten der Luft

Die in Bild 7.9 dargestellten Profile der Feststoffanteile korrespondieren nicht mit den Profilen des Gashasenanteils in Bild 7.4. Die volumetrischen Anteile des PVC-Granulats sind in der Suspension somit nicht innerhalb der Messebene einheitlich. Diese Annahme, die von einigen Autoren getroffen wird (siehe Kapitel 3), ist daher für das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte System nicht zutreffend. Stattdessen variiert der lokale Phasenanteil das Granulats innerhalb der Messebene wenig. Die Konzentration des Granulats der Suspension ist innerhalb der Messebene nicht konstant. Ein systematischer Einfluss der Gasvolumenstromdichte auf die Profile der Feststoffphasenanteile ist in Bild 7.9 nicht zu erkennen.

In Bild 7.10 sind die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile des PVC-Granulats über der dimensionslosen radialen Position für unterschiedliche Messebenen dargestellt.

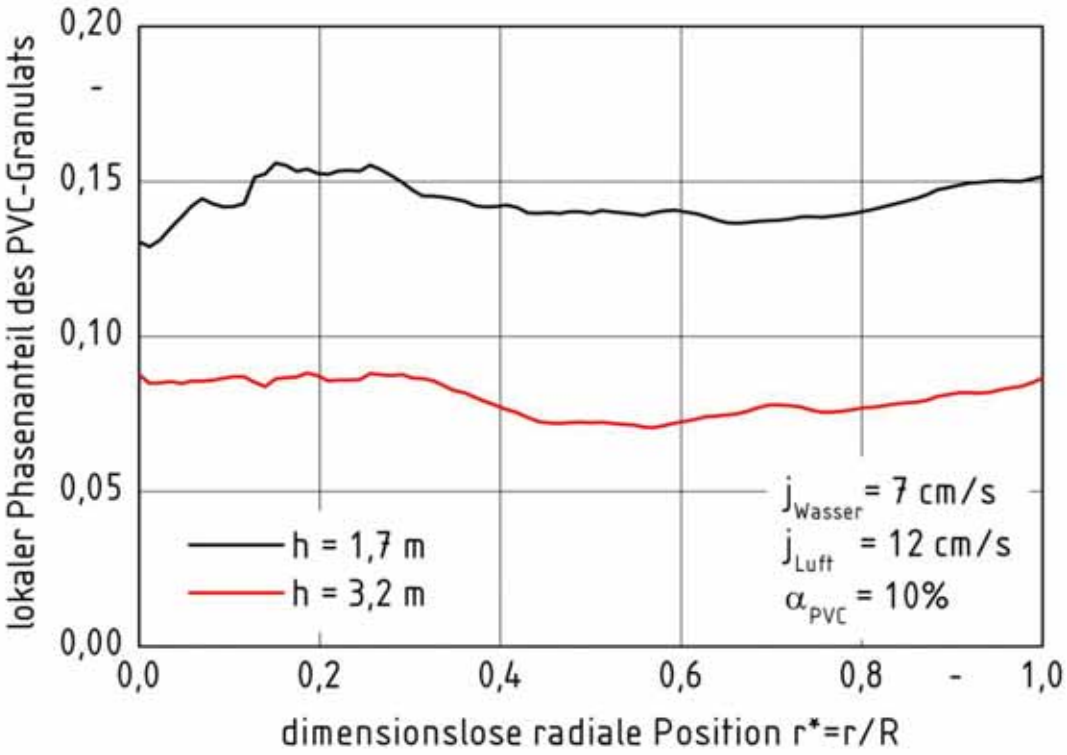


Bild 7.10 Lokale Phasenanteile des PVC-Granulats in unterschiedlichen Messebenen

Die Messebenen befinden sich 1,7 m und 3,2 m oberhalb des Lochbodens der Blasensäule. Die Partikelbeladung beträgt 10%. Die Volumenstromdichte des Wassers beträgt 7 cm/s, die Volumenstromdichte der Luft 12 cm/s. Der lokale Phasenanteil des PVC-Granulats nimmt mit wachsendem Abstand vom Lochboden ab. Entsprechend der in Kapitel 7.1 dargestellten Messergebnisse ist das Granulat für den in Bild 7.10 gezeigten Betriebspunkt vollständig fluidisiert und in der gesamten Blasensäule dispergiert. Allerdings nimmt der Phasenanteil des Granulats von unten nach oben ab. Auch diese Beobachtung stimmt mit den Messungen von Dziallas, Michele und Hempel [35] überein. Der mittlere Phasenanteil entspricht für die gesamte Blasensäule der Partikelbeladung von 10%. Die in der unteren Messebene gemessenen Phasenanteile liegen über diesem Mittelwert, die in der oberen Ebene gemessenen Phasenanteile liegen unter dem Mittelwert.

# 8. Zusammenfassung

Blasensäulen werden in der chemischen Industrie als Reaktoren und Apparate für den Stoffaustausch eingesetzt. Dreiphasig betriebene Blasensäulen enthalten zusätzlich einen partikelförmigen Katalysator oder dienen als Bioreaktor. Der erzielbare Stofftransport hängt von der zur Verfügung stehenden Grenzfläche und der Phasenverteilung ab. Die Dimensionierung von Blasensäulen erfolgt mit Hilfe empirischer Gleichungen und bereitet insbesondere beim Scale-Up vom Labormaßstab in industrielle Größenordnungen Schwierigkeiten. Daher wird die Entwicklung physikalisch begründeter Modelle angestrebt, mit Hilfe derer Phasenverteilungen und Strömungsformen in projektierten Blasensäulen im Voraus berechnet werden können. Dazu werden experimentelle Daten benötigt, anhand derer die Zuverlässigkeit der Vorhersagen überprüft werden kann. Die hierfür in der Literatur verfügbaren Daten sind unzureichend.

Im Rahmen der vorliegenden experimentellen Arbeit werden hierfür die Phasenanteile in einer dreiphasig betriebenen Blasensäule mit halbtechnischen Abmessungen ermittelt. Dazu wird als nicht-invasive Messtechnik ein Dual-Energie-Röntgentomograph entwickelt, installiert und in Betrieb genommen. Diese Messtechnik basiert auf der Durchstrahlung der Blasensäule mit Hilfe von Röntgenstrahlung zweier unterschiedlicher Frequenzen. Die durch das Messobjekt geschwächte Strahlung wird gemessen. Anhand von Messungen in vielen Richtungen werden mit Hilfe eines Rekonstruktionsalgorithmus Schnittbilder durch die Blasensäule rekonstruiert. Die ermittelten Grauwerte der Bildpunkte repräsentieren die lokale Schwächung der Röntgenstrahlung im jeweiligen Punkt der Messebene. Um die lokalen Phasenanteile in der dreiphasig betriebenen Blasensäule zu messen, wird die Dual-Energie-Röntgentomographie eingesetzt. Diese sieht vor, dass die Blasensäule zweimalig nacheinander mit unterschiedlich harter Röntgenstrahlung durchstrahlt wird. Dabei werden zwei voneinander

unabhängige Schnittbilder gemessen. Anschließend werden die Schnittbilder mit Hilfe des Dual-Energie-Algorithmus ausgewertet und so die lokalen Phasenanteile aller drei Phasen für die jeweilige Schnittebene berechnet. Die Dual-Energie Röntgentomographie arbeitet berührungslos, so dass das Messobjekt nicht beeinflusst wird. Das Messverfahren unterliegt bezüglich der Phasenanteile, Strömungsgeschwindigkeiten, Blasen- oder Partikelgrößen keinerlei Beschränkungen. Es ist damit im Gegensatz zu vielen anderen Messtechniken auch für das Messen beliebiger Volumenstromdichten der Gasphase geeignet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Phasenanteile in der Blasensäule für zweiphasigen Betrieb mit Wasser und Luft und für dreiphasigen Betrieb mit zusätzlich suspendiertem PVC-Granulat gemessen. Das verwendete Granulat entspricht den Feststoffanteilen in industriell betriebenen Bioreaktoren. In den Messungen werden die Partikelbeladung und die Volumenstromdichten von Gas und Flüssigkeit variiert, wozu zwei unterschiedliche Messebenen betrachtet werden. Die gemessenen Profile der lokalen Phasenanteile sind dokumentiert. Die Profile des lokalen Phasenanteils der Gasphase sind für zweiphasigen und dreiphasigen Betrieb ähnlich. Allerdings sind die lokalen Phasenanteile durch die Anwesenheit des Granulats gegenüber dem zweiphasigen Betrieb reduziert.

# LITERATURVERZEICHNIS


[1] M. S. A. Abouelwafa, E. J. M. Kendall: *The measurement of component ratios in multiphase systems using gamma-ray attenuation*; J. Phys. E. Sci. Instrum. 13 (1980), 341-345

[2] M. Al-Tarazi, A. B. M. Heesink, G. F. Versteeg, M.O.J.Azzam, K. Azzam: *Precipitation of CuS and ZnS in a bubble column reactor*; AIChE Journal 51 (2005) 1, 235-246

[3] A. M. Ali, Z. Melegy, M. Morsy, R. M. Megahid, T. Bucherl, E. H. Lehmann: *Image reconstruction techniques using projection data from transmission method*; Annals of Nuclear Energy 31 (2004), 1415-1428

[4] ASTM: *Standard Guide for Computed Tomography (CT) Imaging, E 1441 - 95;* ASTM, 1995

[5] ASTM: *Standard Guide for Computed Tomography (CT) System Selection, E 1672 - 95*; (1995)

[6] M. S. Beck, E. Campogrande, M. Morris, R. A. Williams, R. C. Waterfall: *Tomographic Techniques for Process Design and Operation;* Computational Mechanics Publications, Southampton, Boston, 1993

[7] M. S. Beck, T. Dyakowski, R. A. Williams: *Process Tomography - The state of the art*; Conference Proceedings Frontiers in Industrial Process Tomography II

[8] M. Begovich, J. S. Watson: *Hydrodynamic Characteristics of Three-Phase Fluidized Beds*; Fluidization (1978), 190-195

[9] A. Behkish, Z. Men, J. R. Inga, B. Morsi: *Mass transfer characteristics in a large-scale bubble column reactor with organic liquid mixtures*; Chem. Eng. Sci. 57 (2002), 3307-3324

[10] G. Besson: *CT image reconstruction from fan-parallel data*; Med Phys 26 (1999) 3, March, 415-426

[11] R. Bracewell: *The Fourier Transform and its applications;* McGraw-Hill Book Company, New York, 1965

[12] H. Brauer: *Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen;* Sauerländer, Aarau und Frankfurt am Main, 1971

[13] F. U. Briegleb, H. Hammer: *Measurement of bubbles parameter in three-phase bubble column bioreactor by a new optical microprobe*; Conference Proceedings DECHEMA Biotechnology Conferences 4

[14] R. A. Brooks, G. D. Chiro: *Principles of computer assisted tomography (CAT) in radiographic and radioisotopic imaging*; Phys. Med. Biol. 21 (1976) 5, 689-732

[15] R. A. Brooks, G. Di Chiro: *Beam Hardening in X-ray Reconstructive Tomography*; Phys. Med. Biol. 21 (1976) 3, 390-398

[16] A. Brunetti, R. T. Lopes, G. Galli, D. V. Rao, A.Castellano, G. E. Gigante, S. Mascarenhas, R. Robert, V.S.Filho, M. Gilardoni, H. P. Da Silva, P. Q. Colosso: *X and Gamma ray tomography for non destructive material testing*; Conference Proceedings SPIE Conference on Developments in X-Ray Tomography II

[17] M. Buchmann: *Simultanes Messen des laminaren Mikro- und Makromischens mit Hilfe der tomographischen Zweiwellenlängenphotometrie*; Dissertation, Universität Hannover, 1999

[18] D. B. Bukur, J. G. Daly, S. A. Patel: *Application of gamma-ray attenuation for measurement of gas-holdups and flow regime transitions in bubble columns*; Ind Eng Chem Res 35 (1996), 70-80

[19] D. B. Bukur, S. A. Patel, J. Daly: *Gas holdup and solids dispersion in a three-phase slurry bubble column*; AIChE Journal 36 (1990) 11, 1731-1735

[20] S. L. Ceccio, D. L. George: *A review of electrical impedance techniques for the measurement of multiphase flows*; Journal of fluids engineering 118 (1996) June, 391-399

[21] J. Chaouki, F. Larachi, M. P. Dudukovic: *Non-invasive monitoring of multiphase flows;* Elsevier, Amsterdam, 1997

[22] J. Chaouki, F. Larachi, M. P. Dudukovic: *Noninvasive Tomographic and Velocimetric Monitoring of Multiphase Flows*; Ind. Eng. Chem. Res. 36 (1997), 4476-4503

[23] R. C. Chen, J. Reese, L.-S. Fan: *Flow structure in a three-dimensional bubble column and three-phase fluidized bed*; AIChE Journal 40 (1994) 7, 1093-1104

[24] D. C. Copley, J. W. Eberhard, G. A. Mohr: *Computed Tomography Part 1: Introduction and Industrial Applications*; JOM 46 (1994) 1, 14-26

[25] J. J. H. Coumans: *Dual-energy x-ray diagnostics*; Philips Tech Rev 42 (1986) 8/9, 274-285

[26] S. Das, P. R. Vaidya, B. K. Shah: *Use of the Compton scatter spectrometry technique in non-destructive evaluation of engineering components*; Insight 48 (2006) 10, 624-626

[27] W. D. Deckwer: *Reaktionstechnik in Blasensäulen;* Salle + Sauerländer, Frankfurt am Main, 1985

[28] W. D. Deckwer, Y. Louisi, A. Zaidi, M. Ralek: *Hydrodynamic properties of the Fischer-Tropsch Slurry Process*; Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev. 19 (1980) 4, 699-708

[29] M. P. Dudukovic, S. Degaleesan, P. Gupta, S. B. Kumar: *Fluid Dynamics in Churn-turbulent Bubble Columns: Measurements and Modeling*; Conference Proceedings 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM '97

[30] M. P. Dudukovic, F. Larachi, P. L. Mills: *Multiphase reactors - revisited*; Chem. Eng. Sci. 54 (1999), 1975-1995

[31] M. Dürrenberger: *Von Bildern zur Analyse*; Labor Praxis 29 (2005) 12, 30-33

[32] T. Dyakowski: *Process tomography applied to multi-phase flow measurement*; Measurement Science Technology 7 (1996), 343-353

[33] T. Dyakowski, A. J. Jaworski: *Non-Invasive Process Imaging - Principles and Applications of Industrial Process Tomography*; Chem. Eng. Technol. 26 (2003) 6, 697-706

[34] H. Dziallas: *Lokale Phasengehalte in zwei- und dreiphasig betriebenen Blasensäulenreaktoren*; Dissertation, Institut für Bioverfahrenstechnik, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2000

[35] H. Dziallas, V. Michele, D. C. Hempel: *Measurement of local phase holdups in a two- and three-phase bubble column*; Chem Eng Technol 23 (2000) 10, 877-884

[36] H. Dziallas, V. Michele, D. C. Hempel: *Messung und Modellierung von Phasenverteilung und Strömungsstruktur in dreiphasig betriebenen Blasensäulenreaktoren*; Chemie Ingenieur Technik 72 (2000) 9, 1066-1067

[37] H. Dziallas, V. Michele, D. C. Hempel: *Measurement and Modeling of Local Phase Holdup and Flow Structure in Three-phase Bubble Columns*; Conference Proceedings International Symposium on Multiphase Flow and Transport Phenomena

[38] P. Engler, W. D. Friedman: *Review of Dual-Energy Computed Tomography Techniques*; Materials Evaluation 48 (1990), 623-629

[39] J. H. Enss, J. Schallenberger, V. Michele, D. C. Hempel: *Messung und Modellierung von Strömungsstrukturen und Phasengehalten bei dreiphasigen Strömungen in Blasensäulenreaktoren*; Chemie Ingenieur Technik (CIT) 74 (2002) 9, 1326-1331

[40] J. R. Fair: *Designing Gas-Sparged Reactors*; Chemical Engineering (1967) 3, 67-74

[41] L.-S. Fan: *Gas-Liquid-Solid Fluidization Engineering;* Butterworths, Boston, 1989

[42] B. Gandhi, A. Prakash, M. A. Bergougnou: *Effects of Sparger Height and Orifice Orientation on Solids Dispersion in a Slurry Bubble Column*; The Canadian Journal of Chemical Engineering 77 (1999) April, 383-391

[43] D. L. George, S. L. Ceccio, T. J. O'Hern, K. A. Shollenberger, J. R. Torczynski: *Advanced material distribution measurement in multiphase flows: a case study*; Conference Proceedings ASME Fluids Engineering Division

[44] D. L. George, K. A. Shollenberger, J. R. Torczynski, T. J. O'Hern, S. L. Ceccio: *Three-phase material distribution measurements in a vertical flow using gamma-densitometry tomography and electrical-impedance tomography*; International Journal of Multiphase Flow 27 (2001), 1903-1930

[45] H. Gerstenberg: *Blasensäulen-Reaktoren*; Chemie Ingenieur Technik 51 (1979) 3, 208-216

[46] R. Gordon: *A tutorial on ART*; IEEE Transactions on Nuclear Science 21 (1974), 78-93

[47] T. Grassler, E. Wirth: *Dual-Energy x-ray tomography in process engineering - a non-intrusive technique to characterise vertical multiphase flows*; Conference Proceedings 2nd world congress on industrial process tomography

[48] T. Grassler, K. E. Wirth: *X-ray computed tomography in mechanical engineering - a non-intrusive technique to characterize vertical multiphase flows*; Conference Proceedings Computerized Tomography forIndustrial Applications and Image Processing in Radiology

[49] J. Grehn: *Metzler Physik;* J.B. Metzlersche Verlagsbuchhandlung, Carl Ernst Poeschel Verlag, Stuttgart, 1991

[50] S. Grevskott, B. H. Sannaes, M. P. Dudukovic, K. W. Hjarbo, H. F. Svendsen: *Liquid circulation, bubble size distributions, and solid movement in two- and three-phase bubble columns*; Chemical Engineering Science 51 (1996) 10, 1703-1713

[51] H. Hammer: *Blasensäulen-Reaktoren mit suspendiertem Feststoff: Grundlagen - Auslegung - Anwendungen*; Chemie Ingenieur Technik 51 (1979) 4, 295-300

[52] S. Helgason: *The Radon Transform;* Birkhäuser Verlag AG, Boston u.a., 1983

[53] G. T. Herman: *Image Reconstruction from Projections;* Academic Press, New York, 1980

[54] G. Hillmer, L. Weismantel, H. Hofmann: *Investigations and modeling of slurry bubble columns*; Chemical Engineering Science 49 (1994) 6, 837-843

[55] G. N. Hounsfield: *Computerized transverse axial scanning (tomography): Part I. Description of system*; British Journal of Radiology 46 (1973), 1016-1022

[56] J. H. Hubbell: *Photon Mass Attenuation and Energy-absorption Coefficients from 1keV to 20 MeV*; Int. J. Appl. Radiat. Isot. 33 (1982), 1269-1290

[57] J. L. Hubers, A. C. Striegel, T. J. Heindel, J. N. Gray, T. C. Jensen: *X-ray computed tomography in large bubble columns*; Chem. Eng. Sci. 60 (2005), 6124-6133

[58] H. C. Hughes: *Nonuniformity of Spatial Resolution in Computed Tomography Scanners*; Materials Evaluation 48 (1990) May, 562-565

[59] M. Immich: *Physikalisches Modell für den Suspendierzustand in dreiphasig betriebenen Blasensäulen und AIrlift-Schlaufenreaktoren*; Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 1991

[60] A. C. Kak, M. Slaney: *Principles of Computerized Tomographic Imaging;* IEEE Press, New York, 1988

[61] W. A. Kalender: *Computertomographie, 2. Auflage;* Publicis Corporate Publishing, Erlangen, 2006

[62] U. Kertzscher, M. Dimitroff, M. Binsteiner, K. Affeld, L. Goubergrits, A. Seeger, E. Wellnhofer: *X-ray based measurements of the local solid phase content in a three-phase flow of a bubble column: statistical significance*; Experiments in Fluids 37 (2004), 923-928

[63] K. Kiared, F. Larachi, C. Guy, J. Chaouki: *Trajectory length and residence-time distributions of the solids in three-phase fluidized beds*; Chemical Engineering Science 52 (1997) 21/22, 3931-3939

[64] H. Kuchling: *Taschenbuch der Physik;* Fachbuchverlag Leipzig, Leipzig, 1991

[65] D. J. Lee, X. Luo, L.-S. Fan: *Gas disengagement technique in a slurry bubble column operated in the coalesced bubble regime*; Chemical Engineering Science 54 (1999), 2227-2236

[66] F. Lehr: *Berechnung von Blasengrößenverteilungen und Strömungsfeldern in Blasensäulen*; Dissertation, Institut für Verfahrenstechnik, Universität Hannover, Hannover, Germany, 2001

[67] H. Li, A. Prakash: *Heat Transfer and Hydrodynamics in a Three-Phase Slurry Bubble Column*; Ind Eng Chem Res 36 (1997), 4688-4694

[68] H. Li, A. Prakash, A. Margaritis, M. Bergougnou: *Effects of micron-sized particles on hydrodynamics and local heat transfer in a slurry bubble column*; Powder Technology 133 (2003) 1, 171-184

[69] T. Loser, R. Wajman, D. Mewes: *Electrical capacitance tomography, Image reconstruction along electric field lines*; Measurement Science Technology 18 (2001) 8, 1083-1091

[70] P. Luo, A. Kemoun, M. H. Al-Dahhan, J. M. F. Sevilla, J. L. G. Sánchez, F. G. Camacho, E. M. Grima: *Analysis of photobioreactors for culturing high-value microalgae and cyanobacteria via an advanced diagnostic technique: CARPT*; Chemical Engineering Science 58 (2003), 2519-2527

[71] T. Matsumoto, N. Hidaka, S. Morooka: *Axial distribution of solid holdup in bubble column for gas-liquid-solid system*; AIChE Journal 35 (1989) 10, 1701-1709

[72] P. C. Mena, M. C. Ruzicka, F. A. Rocha, J. A. Teixeira, J. Drahos: *Effect of solids on homogenous-heterogenous flow regime transition in bubble columns*; Chem. Eng. Sci. 60 (2005), 6013-6026

[73] L. Meng, N. Tsuno, Y. Bando, M. Nakamura: *Enhancement of Nitrogen Removal in a Rectangular Airlift Bubble Column Having Aerobic and Anaerobic Regions by adding an Immobilizing Carrier*; Journal of Chemical Engineering of Japan 37 (2004) 3, 399-405

[74] V. Michele: *CFD Modeling and Measurement of Liquid Flow Structure and Phase Holdup in Two- and Three-Phase Bubble Columns*; Dissertation, Institut für Bioverfahrenstechnik, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, 2001

[75] V. Michele, H. Dziallas, J. Enss, D. C. Hempel: *Three-Phase Flow in Bubble Columns - Measurement and Modeling*; Conference Proceedings 3rd European Congress on Chemical Engineering

[76] V. Michele, J. H. Enss, H. Dziallas, D. C. Hempel: *Liquid Flow Structure in Three-Phase Bubble Columns and Airlift Loop Reactors*; Conference Proceedings 4th International Conference on Multiphase Flow

[77] V. Michele, D. C. Hempel: *Liquid flow and phase holdup - measurement and CFD modeling for two- and three-phase bubble columns*; Chem. Eng. Sci. 57 (2002), 1899-1908

[78] S. Mikkilineni, H. N. Knickle: *Gas Holdup and Flow Patterns in Three Phase Bubble Columns*; Conference Proceedings 3rd Int. Symposium on Liquid-Solid Flows, ASME FED

[79] J. F. Moore: *Evolution of Computed Tomography*; Materials Evaluation 48 (1990), 630-640

[80] H. Morneburg: *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik, 3. Auflage;* Publicis MCD Verlag, Erlangen, 1995

[81] F. Natterer, F. Wübbeling: *Mathematical Methods in Image Reconstruction;* Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 2001

[82] K. D. Nigam, A. Schumpe: *Three-Phase Sparged Reactors;* Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, 1996

[83] G. Ondracek: *Werkstoffkunde. Leitfaden für Studium und Praxis;* Expert-Verlag, Renningen, 1986

[84] L. Pan, G. F. Hewitt: *Precise Measurement of Cross sectional Phase Fractions in Three-Phase Flow using a Dual-Energy Gamma Densitometer*; Conference Proceedings ANS National Heat Transfer Conference

[85] S. Pannek: *Untersuchungen der Elektrodiffusionsmeßtechnik mit Sauerstoff als Depolarisator für den Einsatz in Mehrphasenströmungen*; Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 1996

[86] G. Petritsch, N. Reinecke, D. Mewes: *Visualization Techniques in Process Engineering*; Wiley-VCH, Weinheim, 1999

[87] M. Petruccioli, J. C. Duarte, F. Federici: *High-Rate Aerobic Treatment of Winery Wastewater Using Bioreactors with Free and Immobilized Ac-*

*tivated Sludge*; Journal of Bioscience and Bioengineering 90 (2000) 4, 381-386

[88] M. Planck: *Die Entdeckung des Wirkungsquantums;* Battenberg, München, 1969

[89] F. Regler: *Einführung in die Physik der Röntgen- und Gammastrahlen;* Verlag Karl Thiemig KG, München, 1967

[90] N. Reinecke, M. Boddem, G. Petritsch, D. Mewes: *Tomographisches Messen der relativen Phasenanteile in zweiphasigen Strömungen fluider Phasen*; Chemie Ingenieur Technik 68 (1996) 11, 1404-1412

[91] N. Reinecke, G. Petritsch, D. Schmitz, D. Mewes: *Tomographic measurement techniques - Visualization of multiphase flows*; Chem Eng Technol 20 (1998) 1, 15-26

[92] W. C. Röntgen: *Eine neue Art von Strahlen*; Sitzungsberichte der WÜrzburger Physik-medic. Gesellschaft (1895)

[93] M. C. Ruzicka, J. Zahradnik, J. Drahos, N. H. Thomas: *Homogeneous-heterogeneous regime transition in bubble columns*; Chemical Engineering Science (2001) 56, 4609-4626

[94] H. v. Santen, Z. I. Kolar, A. M. Scheers: *Photon energy selection for dual energy gamma- and/or x-ray absorption composition measurements in oil-water-gas mixtures*; Nucl. Geophys. 3 (1995) 9, 193-202

[95] T. Sauer, D.-C. Hempel: *Fluid Dynamics and Mass Transfer in a Bubble Column with Suspended Particles*; Chem Eng Technol 10 (1987), 180-189

[96] D. Schmitz: *Tomographische Messungen in gasentlösenden Systemen*; Dissertation, Universität Hannover, 2002

[97] D. J. Schneberk, S. G. Azevedo, H. E. Martz, M. F. Skeate: *Sources of Error in Industrial Tomographic Reconstructions*; Materials Evaluation 48 (1990) May, 609-617

[98] K. Schügerl: *Neue Bioreaktoren für aerobe Prozesse*; Chemie Ingenieur Technik 52 (1980) 12, 951-965

[99] A. Seeger, U. Kertzscher, K. Affeld, E. Wellnhofer: *Measurement of the local velocity of the solid phase and the local solid hold-up in a three-phase flow by X-ray based particle tracking velocimetry (XPTV)*; Chem. Eng. Sci. 58 (2003), 1721-1729

[100] J. A. Seibert: *X-ray imaging physics for nuclear medicine technologists. Part 1: basic principles of x-ray production*; Journal of nuclear medicine technology 32 (2004) 3, 139-147

[101] J. A. Seibert, J. M. Boone: *X-ray Imaging Physics for Nuclear Medicine Technologists. Part 2: X-Ray Interactions and Image Formation*; Journal of nuclear medicine technology 33 (2005) 1, 3-18

[102] J. Selman: *The Fundamentals of X-ray and Radium Physics;* Charles C. Thomas, Springfield, Illinois, USA, 1977

[103] A. Shaikh, N. Rados, M. Al-Dahhan: *Phase distribution in a high pressure slurry bubble column via computed tomography*; Conference Proceedings 3rd World Congress on Industrial Process Tomography

[104] L. A. Shepp, B. F. Logan: *The Fourier Reconstruction of a Head Section*; IEEE Transactions on Nuclear Science 21 (1974) June, 21-43

[105] G. B. Smith, B. R. Gamblin, D. Newton: *X-ray imaging of slurry bubble column reactors*; Trans IChemE 73 (1995) A, 632-636

[106] K. Soong, D. J. Fauth, J. P. Knoer: *Ultrasonic Characterization of Solids Holdup in a Bubble Column reactor*; Chem Eng Technol 23 (2000) 9, 751-753

[107] S. J. Stanley, R. Mann, K. Primrose: *Interrogation of a precipitation reaction by electrical resistance tomography (ERT)*; AIChE Journal 51 (2005) 2, 607-614

[108] S. Steeb: *Zerstörungsfreie Werkstück- und Werkstoffprüfung;* expert-Verlag, Renningen-Malmsheim, 2004

[109] J. Steinemann: *Charakterisiserung des Gasphasenverhaltens in Blasensäulen mittels einer neuentwickelten elektrischen Mehrpunkt-Leitfähigkeitssonde*; Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 1985

[110] V. Stolojanu, A. Prakash: *Hydrodynamic measurement in a slurry bubble column using ultrasonic techniques*; Chemical Engineering Science 52 (1997) 21/22, 4225-4230

[111] M. Strabel, E. Wirth: *Doppel-Energie Röntgen-Computer-Tomographie in der Verfahrenstechnik*; tm - Technisches Messen 69 (2002) 7-8, 333-339

[112] M. Strabel, K. E. Wirth: *Doppelenergie-Röntgencomputertomographie - eine zerstörungsfreie Methode, Mehrkomponentensysteme zu untersuchen*; ZfP-Zeitung 82 (2002), 29-32

[113] M. D. Supardan, A. Maezawa, S. Uchida: *Determination of Local Gas Holdup and Volumetric Mass Transfer Coefficient in a Bubble Column by Means of an Ultrasonic Method and Neural Network*; Chem Eng Technol 26 (2003) 10, 1080-1083

[114] R. Thorn, G. A. Johansen, E. A. Hammer: *Recent developments in three-phase flow measurement*; Meas. Sci. Technol. 8 (1997), 691-701

[115] J. T. Tinge, H. A. Dijkstra, J. Boelen, C.J.C.Stoelwinder, A. A. H. Drinkenburg: *Gas separation in a three-phase bubble column*; Chemical Engineering Science 45 (1990) 4, 1113-1123

[116] A. Trächtler: *Tomographische Methoden in der Messtechnik;* VDI, Düsseldorf, 2001

[117] A. Tsutsumi, W. Chen, Y.-H. Kim: *Classification and Characterization of Hydrodynamic and Transport Behaviors of Three-Phase Reactors*; Korean J. Chem. Eng. 16 (1999) 6, 709-720

[118] M. B. Utomo, T. Sakai, S. Uchida: *Use of neural network-ultrasonic technique for measuring gas and solid hold-ups in a slurry bubble column*; Chem. Eng. Technol. 25 (2002) 3, 293-299

[119] C. O. Vandu, K. Koop, R. Krishna: *Volumetric mass transfer coefficient in a slurry bubble column operating in the heterogeneous flow regime*; Chem. Eng. Sci. 59 (2004), 5417-5423

[120] C. O. Vandu, R. Krishna: *Gas holdup and volumetric mass transfer coefficient in a slurry bubble column*; Chem. Eng. Technol. 26 (2003) 7, 779-782

[121] VDI (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas;* VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994

[122] Vogt, Schulz: *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes;* Carl Hanser Verlag, München, Wien, 1992

[123] Warsito, M. Ohkawa, N. Kawata, S. Uchida: *Cross-sectional distributions of gas and solid holdups in slurry bubble column investigated by ultrasonic computed tomography*; Chem. Eng. Sci. 54 (1999), 4711-4728

[124] Warsito, M. Ohkawa, A. Maezawa, S. Uchida: *Flow structure and phase distributions in a slurry bubble column*; Chemical Engineering Science 52 (1997) 21/22, 3941-3947

[125] W. Warsito, L.-S. Fan: *Dynamics of spiral bubble plume motion in the entrance region of bubble columns and three-phase fluidized beds using 3D ECT*; Chem. Eng. Sci. 60 (2005), 6073-6084

[126] W. Warsito, L.-S. Fan: *Measurement of real-time flow structures in gas-liquid and gas-liquid-solid flow systems using electrical capacitance tomography (ECT)*; Chem. Eng. Sci. 56 (2001), 6455-6462

[127] H. Wieczorek: *Physical aspects of detector design*; Radiation Measurements 33 (2001), 541-545

[128] D. Wiemann: *Numerisches Berechnen der Strömungs- und Konzentrationsfelder in zwei- und dreiphasig betriebenen Blasensäulen*; Dissertation, Institut für Verfahrenstechnik, Universität Hannover, Hannover, Germany, 2005

[129] R. A. Williams, M. S. Beck: *Process Tomography - Principles, Techniques and Applications;* Butterworth Heinemann, Oxford, 1995

[130] E. Wirth: *Dual-Energy x-ray tomography in process engineering - a non-intrusive technique to characterise vertical multiphase flows*; Conference Proceedings 2nd world congress on industrial process tomography

## Lebenslauf

**Persönliche Daten**

Martin Behling
geboren am 20. Juli 1974 in Großburgwedel
verheiratet, 2 Kinder

**Schulausbildung**

| | |
|---|---|
| 1980 – 1984 | Grundschule Bissendorf |
| 1984 – 1986 | Orientierungsstufe Bissendorf |
| 1986 – 1993 | Gymnasium Mellendorf |
| 1993 | Abitur, Note 1,1 |

**Zivildienst**

| | |
|---|---|
| 1993 – 1994 | Diakonisches Werk Großburgwedel, Kirche Bissendorf |

**Studium**

| | |
|---|---|
| 1994 – 2001 | Diplomstudiengang Maschinenbau, Universität Hannover<br>Vertiefungsrichtung Energie- und Verfahrenstechnik |
| 1996 | Vordiplom, Note "gut" |
| 1999 | Auslandssemester an der University of Strathclyde<br>in Glasgow, Schottland, Großbritannien |
| 2001 | Diplom, Note "sehr gut" |
| 2002 | Verleihung des Dr.-Jürgen-Ulderup-Preises |

**Berufstätigkeit**

| | |
|---|---|
| 07/2001 - 01/2007 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für<br>Mehrphasenprozesse, ehemals Verfahrenstechnik<br>Leibniz Universität Hannover<br>Leitung bis 03/2006 Prof. Dr.-Ing. D. Mewes<br>ab 04/2006 Prof. Dr.-Ing. B. Glasmacher |
| 03/2003 - 07/2006 | mit den Aufgaben des Oberingenieurs am Institut für<br>Verfahrenstechnik betraut |
| seit 03/2007 | Mitarbeiter der Bruno Jaeckel GmbH, Hannover |
| seit 01/2008 | geschäftsführender Gesellschafter der Jaeckel oHG |